PROCEEDINGS OF THE THIRD INTERNATIONAL CONGRESS ON ACOUSTICS

Stuttgart, 1959

Edited by

DR-ING. L. CREMER

Professor at the Technological University of Berlin-Charlottenburg

VOLUME II – APPLICATIONS

ELSEVIER PUBLISHING COMPANY

AMSTERDAM / LONDON / NEW YORK / PRINCETON

1961

Contents

Preface V
Vorwort VII
Préface X
List of Sponsors XII

Begrüssungsansprache des Kongress-Präsidenten
Prof. Dr. E. Meyer 1
Begrüssungsansprache des stellv. Ministerpräsidenten und Wirtschaftsminister des Landes Baden-Württemberg
Dr. H. Veit 5
Begrüssungsansprache des Präsidenten der Internationalen Kommission für Akustik, Bern
Prof. W. Furrer 9

Volume I – Principles

Section 1

PHYSIOLOGICAL ACOUSTICS

Über die Gleichartigkeit einiger nervöser Prozesse beim Hören und Vibrationssinn
von G. von Békésy (Cambridge, Mass.) 13
Der Lautstärkeunterschied zwischen ebenem frontalen und diffusem Schalleinfall
von G. Jahn (Dresden) 21
Über die akustische Eingangsimpedanz künstlicher und menschlicher Ohren
von I. Nábělek (Bratislava) 25
An apparatus for measuring acoustic impedance of the ear
by A. R. Møller (Stockholm) 29
Dimensional analysis of cochlear models
by J. Tonndorf (Iowa City, Iowa) 34
Vorschlag eines elektrischen Ersatzschaltbildes für das menschliche Gehör
von H. Völz (Greifswald) 37
Beitrag zur Theorie der Schwingungsmechanik des Innenohrs
von H. Hauser (Stuttgart) 40
Appareillage amélioré pour la mesure des courants microphoniques de l'oreille
par M. Burgeat et R. Lehmann (Paris) 45
Simulation of the external spiral innervation of the cochlea
by W. A. van Bergeijk (Murray Hill, N.J.) 50
Hearing by bone conduction
by E. L. R. Corliss, E. L. Smith and J. O. Magruder (Washington, D.C.) 53
Étude expérimentale du méchanisme de la stimulation de l'oreille par voie osseuse
par J. P. Legouix et S. Tarab (Paris) 56
On the regulation of characteristics of the auditory system
by G. V. Gersuni (Leningrad) 58
Responses of the auditory nerve to repetitive acoustic stimuli
by W. T. Peake, N.Y-S. Kiang and M. H. Goldstein Jr. (Cambridge, Mass.) 60
Interpretation of responses to repetitive acoustic stimuli
by M. H. Goldstein Jr., N.Y-S Kiang and W. T. Peake (Cambridge, Mass.) 60

Section 2

PSYCHOLOGICAL ACOUSTICS

Lautstärke und Lautheit
von E. Zwicker (Stuttgart). 63
The auditory input–output function
by S. S. Stevens (Cambridge, Mass.) 78
The form of the loudness function near threshold
by B. Scharf and J. C. Stevens (Cambridge, Mass.) 80
Thresholds of hearing for pure tones as a function of age: an analysis in terms of psychological magnitude scales
by R. Hinchcliffe (London) 83
Loudness function and differential sensitivity of the intensity
by I. Barducci (Rome) 86
The loudness of directional sound fields
by D. W. Robinson (Teddington) 89
Sensitivity to differences in interaural correlation
by I. Pollack and W. Trittipoe (Bedford, Mass.) 92
Binaural interaction
by J. J. Groen (Utrecht) 95
Statistical examination of noise spectra and proposal of new weighting response
by S. Morita (Kawasaki) 97
Measurement of the critical band-width in cases of perception deafness
by E. de Boer (Amsterdam) 100
The masking of one tone by another
by M. E. Bryan and H. D. Parbrook (Liverpool) 103
Pitch discrimination of complex sounds .
by E. E. David Jr. and G. R. Schodder (Murray Hill, N.J.) 106
Die subjektive Bewertung des Residuums
von F. Winckel (Berlin-Charlottenburg) 110
Aural detection of complex signals in random noise
by J. C. R. Licklider and D. M. Green (Cambridge, Mass.) 114
Threshold for tone pulses
by R. Plomp and M. A. Bouman (Soesterberg). 119
Die Erregung der Basilarmembran durch sehr kurze Druckimpulse
von R. Oetinger (Backnang) 122
Ein Verfahren zur Berechnung der Lautstärke von Druckimpulsen
von R. Oetinger und E. Port (Stuttgart) 125
Die Trägheit der Lautstärkeempfindung und ihre Nachbildung bei objektiven Lautstärkemessern
von H. Niese (Dresden). 129
Messungen zum Abklingvorgang beim Ohr nach Geräuschbelastung
von E. Schaefer (Backnang) 133
Mutual masking of clicks following in rapid succession and their loudness discrimination
by L. Chistovich (Leningrad). 137
Preceding masking of short tonal signals
by I. K. Samoilova (Leningrad) 139
Binaural interaction of impulsive stimuli
by E. E. David Jr., W. A. van Bergeijk and N. Guttman (Murray Hill, N.J.). 141
Comment on the precedence effect
by E. E. David Jr. (Murray Hill, N.J.). 144
Der echte und ein falscher Haas-Effekt
by H. Kietz (Bremen) 147
Distribution of hearing levels in non-noise-exposed populations
by A. Glorig, A. Summerfield and J. Nixon (Los Angeles, Calif.) 150
Sur la détermination des limites supérieures acceptables de bruit
par R. Chocholle (Paris) 154

Beurteilung eines Geräusches nach Geräuschstufen seines Oktavband-Spektrums . . . . .
von E. Lübcke (Berling-Charlottenburg) 157
Anwendung einer Bewertungsmethode bei Massnahmen zur Lautstärkeminderung an elektrischen Maschinen kleiner Leistung
von K. Mühleisen (Stuttgart) 161
Lautheitsbewertung bei taubstummen Kindern
von M. Kwiek (Posen) 165

Section 3

SPEECH

Regelungsvorgänge beim Sprechen und Hören
von K. Küpfmüller (Darmstadt) 171
The acoustics of speech
by G. Fant (Stockholm) 188
Recent progress in speech coding at Bell Telephone Laboratories
by M. R. Schroeder (Murray Hill, N.J.) 201
A resonance-vocoder and baseband system for speech transmission
by J. L. Flanagan (Murray Hill, N.J.) 211
The formant vocoder and its use for automatic speech recognition
by K. W. Otten (Wright Air Development Center, Ohio) 214
Automatic extraction of the excitation function of speech with particular reference to the use of correlation methods
by J. S. Gill (Ruislip) 217
A study of the requirements for excitation control in synthetic speech
by J. S. Gill (Ruislip) 221
Digital computer simulation as a tool in speech research
by E. E. David Jr., M. V. Mathews and H. S. McDonald (Murray Hill, N.J.) 224
Monaural phase effects in speech perception
by E. E. David Jr., J. E. Miller and M. V. Mathews 227
Recognition of voicing, voice pitch and formant frequencies with a digital computer
by V. A. Vyssotsky, E. E. David Jr. and M. V. Mathews (Murray Hill, N.J.) 229
Synthesis theory of the phonetic typewriter
by S. Inomata (Tokyo) 232
Zur Erkennbarkeit gesungener Vokale
von W. Meyer-Eppler und H. Leicher (Bonn) 236
Eine Anwendung der Störungsrechnung in der Eigenwerttheorie der Vokalartikulation
von G. Ungeheuer (Bonn) 238
Die sprachbegrenzende Rolle der Silben- und Lautentropie . . . .
von Th. Tarnóczy (Budapest) 240
A new transistorized artificial larynx
by H. L. Barney, F. E. Haworth and H. K. Dunn (Murray Hill, N.J.) 244
The effect of room noise and number of competing talkers upon talker output
by J. C. Webster and R. C. Klumpp (San Diego, Calif.) 246
Perception of consonant voicing in noise
by J. M. Pickett and H. Rubenstein (Bedford, Mass.) 248
The evaluation of ear protection devices as elements of a speech communication system
by J. Goodman (Brooklyn, N.Y.) 250
Generation of music by a digital computer
by M. V. Mathews and N. Guttman (Murray Hill, N.J.) 253

Section 4

PROPAGATION IN FLUIDS AND GASES

Long-range propagation of acoustic waves in natural waveguides
by L. Brekhovskikh (Moscow) 257

Guides waves in a fluid with continuously variable velocity overlying an elastic solid: theory and experiment
by I. Tolstoy (New York, N.Y.) 266
Laboratory experiment on acoustic fluctuations
by D. Mintzer and R. G. Stone (New Haven, Conn.) 268
Schallabsorption in Grenzflächen zwischen festen und flüssigen Körpern
von R. Krause (Frankfurt a.M.). 271
An equivalent network for acoustical transmissions in sea water
by E. L. Peterson (Santa Barbara, Calif.). 272
Transient phenomena in explosive sound
by M. Ewing, S. Mueller, M. Landisman and Y. Satô (Palisades, N.Y.) 274
Reduktion des Stosswellendrucks im Wasser
von G. Lindh (Stockholm). 276
Scattering of sound by a rod of finite length
by S. Inomata and E. Matsui (Tokyo). 279
Influence de parois cylindriques concentriques sur le rayonnement d'une source sonore
by M. Foti (Marseille) 284
Phase fluctuations of sound propagated in an inhomogeneous atmosphere
by C. M. Harris and L. B. Kirvida (New York, N.Y.) 286
A method for the measurement of the velocity and attenuation of low frequency sound in gases contained in tubes
by R. G. Harlow (London) 290
Propagation of sound in natural and artificial boundary layers
by E. G. Richardson (Newcastle upon Tyne) 293
Experimental investigation of the scattering of sound in the atmosphere
by M. A. Kallistratova (Moscow) 295
Acoustic radiation from turbulent boundary layers
by P. E. Doak (Liverpool). 299
On the use of the acoustic spectrum as a criterion for theories of turbulence
by W. C. Meecham and G. W. Ford (Ann Arbor, Mich.) 301
Einige Fragen der nichtlinearen Akustik
von N. N. Andreev (Moskau) 304
The frequency spectrum of finite amplitude ultrasonic waves in liquids
by W. Keck and R. T. Beyer (Easton, Pa. and Providence, R.I.) 307
Normal reflection of finite amplitude plane waves from a rigid wall
by D. T. Blackstock (Cambridge, Mass.) 309
Attenuation of repeated shock waves in air
by H. Medwin, H. Carpenter and R. Bauman (Monterey, Calif.). 312
Self scattering of high intensity sound
by P. J. Westervelt (Providence, R. I.). 317
Generation of sound by spark discharges in water
by N. A. Roy and D. P. Frolov (Moscow) 321
Eine elektromagnetische Impulsschallquelle zur Erzeugung von Druckstössen in Flüssigkeiten und Festkörpern
von W. Eisenmenger (Göttingen) 326
Sonic cavitation and ionizing radiation
by D. Sette (Messina) 330
Observation of ultrasonic cavitation
by J. Saneyoshi and M. Okushima (Tokyo) 332
Growth of gas nuclei in water under negative pressure pulses . .
by H. G. Flynn (Cambridge, Mass.) 336
Zur Phasenbeziehung zwischen Lumineszenz und Kavitationsvorgang bei periodischer Schallanregung
von E. Meyer und H. Kuttruff (Göttingen) 340
Über das Zustandekommen der Sonolumineszenz, von E. Heim (Karlsruhe) 343
Effects of acoustic microstreaming at electrodes
by W. L. Nyborg and M. I. L. Seegall (Providence, R.I.) 346

Section 5

VIBRATIONS

Akustische Messmethoden in Kunststoff-Forschung, -Prüfung und -Entwicklung
von H. Oberst (Frankfurt a.M.-Höchst) 351
An operator differential equation for elastomers
by G. Pisent and C. Villi (Trieste) 369
Ausbreitung elastischer Wellen (einschliesslich der „komplexen" Nahfelder) auf gummielastischen Platten
von K. Tamm (Göttingen). 371
Ausbreitung von Wellen auf gummielastischen Platten mit grossen Schubverlusten (theoretische und experimentelle Ergebnisse)
von O. Weis (Göttingen) 375
Propagation et amortissement d'ondes progressives dans le caoutchouc étiré
par W. Bismuth (Marseille) 380
La mesure de la vitesse de propagation d'une onde sonore en vue de l'ausculation dynamique des matériaux
par G. Lubszynski (Rueil) 382
Vibrations transversales de plaques rectangulaires chargées de façon discontinue
par Y. Jullien (Marseille) 386
Die schwingende Platte als mechanisch-akustischer Vierpol
von R. Karmann (München) 389
Moment impedance of plates
by I. Dyer (Cambridge, Mass.) 394
Untersuchungen der Schallausbreitung in festen Körpern, Platten und Schalen mittels eines optischen Verfahrens im Dunkelfeld
von W. I. Makarov und S. N. Rshevkin (Moskau) 398
The elastic constants of solids over a wide temperature range
by J. F. W. Bell (Greenwich) 404
Untersuchungen an geschichteten Dämpfungsbelägen
von B. D. Tartakovskij (Moskau) 406
A comparison of the effectiveness of homogeneous layers and constrained layers of viscoelastic material in damping flexural waves in plates
by E. M. Kerwin, Jr. and D. Ross (Cambridge, Mass.) 410
Damping of flexural waves in plates by spaced damping treatments having spacers of finite stiffness
by E. M. Kerwin, Jr. (Cambridge, Mass.). 412
Influence of damping on response of panels to random loading
by R. F. Lambert (Minneapolis, Minn.) 416
On the damping characteristics of fabric-reinforced rubber
by F. M. Wiener and C. M. Gogos (Cambridge, Mass.). 421
The static approximation in elastic wave theory
by J. E. White (Littleton, Colo.). 424
Dispersive transients in earthquake signals
by M. Ewing, S. Mueller, M. Landisman and Y. Satô (Palisades, N.Y.) 426

Section 6

PHYSICS AND ACOUSTICS

Physik und Akustik
von H. O. Kneser (Stuttgart) 431
Ultrasonics in metals at very low temperatures
by R. W. Morse (Providence, R.I.) 436
Physikalische Grundlagen der ingenieur-technischen Anwendung der Molekularakustik kleiner Amplituden
von V. F. Nozdrev (Moskau) 442

Zusammenhang zwischen der Viskosität einer Flüssigkeit und der Schallgeschwindigkeit
von B. B. Kudryavtsev und S. A. Balan (Moskau) 445
Eine Regel über die Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten der Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten von Siedetemperatur und kritischer Temperatur
von W. Schaaffs (Berlin-Charlottenburg) 448
Schallausbreitung in einem flüssigen Gemisch, dessen Komponenten eine chemische Verbindung bilden
von S. A. Balan und B. B. Kudryavtsev (Moskau) 451
Die Bedeutung von Schallgeschwindigkeitsmessungen für die Physik ternärer Lösungen
von H. P. Jacob (Rostock) 455
Sound velocity in dilute electrolytic solutions
by A. Barone, F. Fanti and D. Sette (Rome) 456
Acoustical measurements carried out at the physical laboratory of the University of Louvain
by A. van Itterbeek (Louvain) 460
Accurate measurement of dynamic elastic constants for very small specimens
by G. Bradfield (Teddington) 466
Über den Zusammenhang von Ultraschallgeschwindigkeiten und Oberflächeneigenschaften von Metallen
von P. Greguss (Budapest) 469
Messung des komplexen Schubmoduls von Polyäthylenen im Erweichungsgebiet
von W. Pechhold und G. Ammon (Stuttgart) 474
Ultrasonically induced change in a second order thermodynamic transition for long chain polymers
by V. Nardi and G. Pisent (Rome) 478
Ultrasonic study of the martensitic transformation in lithium and sodium at low temperatures
by L. Verdini (Rome) 480
Über ein neues akustisches Verfahren zur Ermittlung zwischenmolekularer Kräfte in Flüssigkeiten und Flüssigkeitsgemischen
von F. Kuczera, A. Optilski und S. Szyma (Olsztyn) 485
Zur molekularkinetischen Berechnung der Ultraschallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten
von K. Altenburg (Berlin-Adlershof) 489
Ausbreitung des Schalles in Flüssigkeiten
von B. B. Kudryavtsev (Moskau) 494
Theory of relaxation effects with a continuous spectrum
by P. G. Bordoni (Pisa) 496
The mechanism of ultrasonic absorption and dispersion in acetic acid
by D. Tabuchi (Osaka) 500
Calculation of absolute relaxation times in gases
by K. F. Herzfeld (Washington, D.C.) 503
Zur Ausbreitung des Ultraschalls in verdünnten Gasen
von V. F. Nozdrev, V. F. Jakovlev, I. I. Perepechko und A. A. Ssenkevich (Moskau) . . . 505
Phonon viscosity and its effect on acoustic wave attenuation and dislocation motions
by W. P. Mason (Murray Hill, N.J.) 509
Physical properties of gases by acoustical techniques
by R. W. B. Stephens (London) 512
Ultrasonic relaxation in SO_2 at densities from 0.1 to 400 Amagat
by M. C. Henderson and T. Winter (Washington, D.C.) 514
Nachweis von Dreierstössen durch Schallabsorptionsmessunge in CO_2-Edelgasgemischen
von H. O. Kneser und H. Roesler (Stuttgart) 515
Dissoziationsrelaxation in Stickoxyden
von H. J. Bauer und H. O. Kneser (Stuttgart) 518
Schallausbreitung in teilweise dissoziiertem, gasförmigen Distickstofftetroxyd
von G. Sessler (Göttingen) 522
The acoustical properties of steam
by R. B. Lindsay, D. D. Eden and J. Zink (Providence, R.I.) 526
The acoustic properties of hydrogen chloride
by M. A. Breazeale (Stuttgart) 530

Die Schallabsorption von Luft verschiedener Feuchtigkeit zwischen 10 und 100 kHz
von W. Pöhlmann (Karlsruhe) 532
Velocity of sound in steam
by H. B. Karplus (Chicago, Ill.) 536
Die Schwingungsrelaxation in flüssigem und gasförmigem Chlor
von E. Sittig (Stuttgart). 539
Compressional relaxation in liquids
by J. H. Andreae, P. D. Edmonds and P. J. Joyce (Welwyn) 542
Untersuchung der Ultraschallwellenabsorption bei hoher Temperatur und hohem Druck
von V. F. Nozdrev, B. I. Kalyanov und M. G. Shirkevich (Moskau) 544
Untersuchung des Systems Flüssigkeit–Polykristall mit ultraakustischen Methoden
von V. F. Nozdrev, N. I. Koshkin und M. A. Gorbunov (Moskau) 549
Ultrasonic absorption in a weakly associated liquid, isobutyl bromide
by A. Clark and T. A. Litovitz (Washington, D.C.) 553
Developments in the techniques for measuring ultrasonic absorption in liquids
by P. D. Edmonds (Welwyn) 556
Ultrasonic absorption in toluene
by G. S. Verma and E. Yeager (Cleveland, Ohio) 559
The absorption of ultrasonic waves in liquids at high frequencies
by V. F. Nozdrev, L. G. Belinskaja and B. Z. Belinskij (Moskau) 562
The visco-elastic properties of lubricating oils and other liquids at high frequencies
by A. J. Barlow and J. Lamb (London) 565
Ultrasonic relaxation in some substituted ethanes
by E. L. Heasell, R. A. Pasmanabhan and J. Lamb (London) 569
Ultrasonic absorption in non-associated organic liquids
by M. Mokhtar and K. Salama (Cairo) 573
Mesures d'absorption dans les liquides par interférométrie ultrasonore
par R. Litzler et R. Cerf (Strasbourg) 576
The electronic structure of tin investigated by ultrasonic attenuation
by T. Olsen (Providence, R.I.) 578
Low temperature acoustic attenuation in aluminum
by D. H. Filson and E. Lax (Los Angeles, Calif.) 580
Relaxation of dislocations in cubic face-centered metals
by P. G. Bordoni, M. Nuovo and L. Verdini (Rome). 583
Bordoni peak in Ag–Au alloys
by I. Barducci, M. Nuovo and L. Verdini (Rome). 587
The absorption of ultrasonic waves in solids at high frequencies
by M. Redwood, Z. Shteinshleifer and J. Lamb (London) 590
Mechanical relaxation in partially crystalline high polymers
by M. Baccaredda, P. G. Bordoni and E. Butta (Pisa) 593
Internal friction in crystalline quartz at low temperatures
by C. S. Brown and C. K. Jones (London) 596
On the theory of the thermoelastic dissipation in polychrystalline metals
by B. Forte (Pisa). 597
Absorption von Ultraschallwellen in Kristallen bei Frequenzen bis 2000 MHz
von L. G. Merkulov (Leningrad) 601

Volume II – Applications

Section 7

Electroacoustics and Measurements

Akustik und Nachrichtentechnik
von R. Feldtkeller (Stuttgart). 607
Système de contrôle objectif de l'efficacité des appareils d'abonnés
par P. Chavasse (Paris). 614

Remarques sur l'étude du champ acoustique dans les salles sourdes
par R. Lehmann et P. Brun (Paris) 619
Some calculations and measurements of the sound pressure distribution in 2 cm³ coupler cavities
by S. C. Dalsgaard (Copenhagen) 624
Acoustic microanemometer
by A. S. Gurvich (Moscow) 629
Richtungsselektive piezoelektrische Schwingungsempfänger
von Th. Schwirzer (Berlin-Siemensstadt) 633
Miniature condenser microphones
by C. Wansdronk (Eindhoven) 638
Description du principe, de la réalisation et actuelles performances d'un nouveau type de transducteur électroacoustique
par M. R. Gamzon (Rehovot) 641
Magnetic materials for electromagnetic transducer applications
by G. E. Martin (San Diego, Calif.) 645
Transients and the equivalent electrical circuit of the piezoelectric transducer
by L. Filipczynski (Warsaw) 647
Contribution aux méthodes d'étalonnage des écouteurs de haute qualité
par I. Barducci et F. Bianchi (Rome) 649
Limits of precision in pure-tone audiometer calibration
by D. W. Robinson (Teddington) 652
A new coding amplifier system for the severely hard of hearing
by B. Johansson (Stockholm) 655
Auditory training of the severely hard of hearing using a coding amplifier
by E. Wedenberg (Stockholm) 658
The complex elasticity modulus of paper for loudspeakers
by J. Merhaut (Prague) 660
Measurements of elastic parameters of paper for loudspeakers
by C. Bordone-Sacerdote (Turin) 665
Reproduction à haute fidélité dans les habitations
par T. S. Korn (Bruxelles) 668
Synthesis of bass-reflex loudspeaker enclosures
by E. de Boer (Amsterdam) 672
Measurement of variation of radiation resistance with separation of pairs of underwater transducers
by F. Fordes and C. H. Sherman (New London, Conn.) 675
Radiation impedances and power output limitations of array elements
by G. E. Martin, J. S. Hickman and F. X. Byrnes (San Diego, Calif.) 678
Synthesis of directive arrays
by C. D. Lowenstein (Cambridge, Mass.) 680
A theoretical analysis of the sound pressure due to axisymmetric sources
by W. J. Remillard (Cambridge, Mass.) 683
Ein Verfahren zur raschen Ermittlung der Richtcharakteristik von Strahlergruppen
von R. Leisterer (Bremen) 685
Einfluss einer $\lambda/2$-Platte auf das Nahfeld der ebenen Kolbenmembran
von L. Fritsche und Th. Nonnenmacher (Karlsruhe) 688
Beitrag zur Theorie der Schallstrahlung
von D. Huszty (Székesfehérvár) 693
A passive, reversible, distributed-coupling transducer
by W. J. Trott (Orlando, Fla.) 697
The sound field of an infinitely long rectangular membrane in a moving medium
by H. L. Oestreicher (Ohio) 700
Ein Verfahren zur Hindernissuche und fortlaufenden lückenlosen Tiefenmessung in Wasserstrassen mit Hilfe der akustischen Flächenlotung
von S. Fahrentholz (Kiel) 703
Some acoustic investigations relating to sea fisheries
by E. V. Shishkova (Moscow) 708

Linear and quadratic rectifiers in sound level meters
by G. Sacerdote (Turin) and V. Savelli (Milan) 713
A new sound level meter using transistors
by W. V. Richings (London) 717
A logarithmic attenuator
by S. B. Pedersen (Copenhagen) 720
Ein verbesserter Kurvenanalysator
von M. Grützmacher (Braunschweig) 723
Eine neue Methode der Fourier-Analyse und -Synthese
von K. H. Haase (Bedford, Mass.) 727
Theory and applications of electromechanical filters
by R. L. Sharma (Burbank, Calif.) 729
A compact electromechanical band-pass filter for frequencies below 20 kc/s
by W. P. Mason and R. N. Thurston (Murray Hill, N.J.) 732
Analyseur de fréquences
par T. S. Korn et J. Hougardy (Bruxelles) 734
Contribution à la détermination expérimentale du temps d'analyse nécessaire au fonctionnement des spectromètres du type hétérodyne
par L. Pimonon (Seine-et-Oise) 738
A comparison of filtering and autocorrelation for the detection of a gliding tone in noise
by D. M. A. Mercer (Southampton) 742
An integrating device for spectrum analysis
by G. G. Sacerdote (Turin) 746
Messgerät für Geräuschstufen
von E. Lübcke und P. Rother (Berlin-Charlottenburg) 749
Objektive Methode zur Bestimmung der Qualität eines Saiteninstruments
von E. Leipp und A. Moles (Paris) 752
Der Einfluss von Störfeldern bei der magnetischen Aufzeichnung
von J. Greiner (Jena) 756
Some considerations on the recording process on magnetic tape with application of H. F. Bias
by D. L. A. Tjaden (Eindhoven) 758
Wiedergabe von Magnettonaufzeichnungen mit Hilfe des Halleffektes
von F. Kuhrt (Nürnberg) 761
Some engineering problems arising in the sound equipment of the television service
by D. E. L. Shorter (London) 764
Activity of the "Studio di fonologia musicale"
by A. Lietti (Turin) 769
Improvement of acoustic feedback stability in public address systems
by M. R. Schroeder (Murray Hill, N.J.) 771
Schallverstärkungsprobleme
von G. Kaszynski (Berlin-Adlershof) 776
Statistische Eigenschaften des Rundfunksignals
von A. V. Rimski-Korsakov (Moskau) 779
Die Amplitudenbegrenzung als Mittel zur Bekämpfung von Störungen im Übertragungskanal
von H. Rupp (Stuttgart) 782
Eigenschaften des natürlichen Richtungshörens und ihre Anwendung auf die Stereophonie
von N.V. Franssen (Eindhoven) 788
Stereophonic sound reproduction
by H. F. Olson (Princeton, N.J.) 791
Kurzer Überblick über Vorschläge zur Übertragung von Stereophonie durch Rundfunk
von K. L. H. Wilhelm (Hannover) 796
Die Praxis der Regeltechnik bei kompatiblen Stereo-Aufnahmen
von W. Schlechtweg (Hannover) 800
Über das Problem der Kompatibilität von Stereo-Magnettonbandaufzeichungen
von R. Bierl (Württemberg) 805
Grenzen der Trickstereophonie mit unterschwelligen Pilotfrequenzen
von F. Enkel (Köln) 809

Section 8

ROOMACOUSTICS

Die Messung der Schallabsorption von Materialien
von C. W. Kosten (Delft) 815
Welcher Aufwand an Information ist erforderlich, um einen Raum akustisch zu charakterisieren?
von L. Cremer (Berlin-Charlottenburg) 831
Sound absorption coefficients and acoustical design
by T. D. Northwood and C. G. Balachandran (Ottawa) 847
Absorption by slit resonators
by A. Gigli (Rome) and G. Sacerdote (Turin) 849
Wide band sound absorbers with impermeable facings
by C. L. S. Gilford and N. C. H. Druce (London) 853
Akustische Daten eines Mineralfaserstoffes
von R. Schubert (Ladenburg a.N.) 858
Absorption of air-borne sound by cellular materials
by W. W. Lang (New York) 862
On the statistical reverberation theory
by G. A. Goldberg (Moscow) 865
Akustische Untersuchungen in kleinen Hallräumen
von Th. Tarnóczy (Budapest) 868
Untersuchung eines extrem schiefwinkligen Hallraumes
von H. A. Müller (München) 873
The damping of eigentones in small rooms by Helmholtz resonators
by F. J. v. Leeuwen (Hilversum) 878
Der Einfluss der Kanten auf die Schallabsorption poröser Materialien
von W. Kuhl (Hamburg) 882
Sound absorption by areas of finite size
by R. K. Cook (Washington, D.C.) 883
Precision of reverberation chamber measurements of sound absorption coefficients
by R. V. Waterhouse (Washington, D.C.) 886
Diffusitätsuntersuchungen bei Messungen des Schallabsorptionsgrades im Hallraum
von G. Venzke und P. Dämmig (Braunschweig) 890
Diffusing structures and materials
by V. M. A. Peutz (Nijmegen) 894
Measurement of reverberation time by counting phase coincidences
by M. R. Schroeder (Murray Hill, N.J.) 897
Measurement of the reverberation time by interrupted and impact sound
by M. Caciotti and G. Sacerdote (Turin) 902
Das Problem der Schallstreuung in der Raumakustik
von J. Holtsmark (Oslo) 905
Direct-reading reverberation-time-measuring device
by L. X. Nepomuceno, H. C. A. Murta and W. Jorge (São Paulo) 909
Audience and seat absorption in halls for music
by L. L. Beranek (Cambridge, Mass.) 913
Der Zusammenhang einiger Parameter des Theaters als Kriterium der akustischen Qualität
von M. Jahoda, Z. Kesner, F. Kolmer, J. Ledrer und J. B. Slavik (Prag) 918
The building-up process of sound pulses in a room and its relation to concert hall quality
by V. L. Jordan (Copenhagen) 922
Das raumakustische Modellverfahren mit massstabsgerechter Frequenztransponierung und die Möglichkeiten seiner Verwirklichung
von F. Spandöck (München) 925
An apparatus for the experimental investigation of room acoustics by means of stereophonic ultrasonic model recordings
by R. Boutros-Attia (Alexandria) 929

Ergebnisse und Leistungsfähigkeit des raumakustischen Modellverfahrens
von E. Krauth (Karlsruhe) 932
The audience and room acoustics . . .
by A. F. B. Nickson and R. W. Muncey (Australia) 936
Acoustics and architecture in auditorium design
by W. E. Rossman (Phoenix, Ariz.). 938
On the acoustics of large halls
by V. M. A. Peutz (Nijmegen) 941
Raumakustische Messungen an der grossen Wiener Stadthalle
von E. Hirschwehr (Wien). 943
The acoustics of the Sidney Myer Music Bowl, Melbourne, Australia
by R. W. Muncey and A. F. B. Nickson (Melbourne) 948
Akustik Stuttgarter Kirchen
von W. Zeller (Essen) 950
Acoustics of schoolrooms
by J. Tolk and V. M. A. Peutz (Nijmegen) 956
Acoustics of television studios
by T. Somerville (London). 958
Über die Akustik des griechischen Theaters
von B. Papathanassopoulos (Athen) 962
Die Verwertung moderner akustischer Methoden zur Lösung von Problemen des Theaters und der Oper sowohl klassischer wie auch moderner Art
von H. Burris-Meyer und V. Mallory (Arlington, Va.) 967
Das Hintergrundgeräusch und die absolute Stille vom Standpunkt des aktiven Künstlers und die Folgerungen für Direktübertragungen und Schallaufnahmen
von J. B. Slavik (Prag) und R. Husson (Paris) 972
Physikalische und subjektive Nachhallzeit
von Th. Járfás und Th. Tarnóczy (Budapest) 974
Subjektive Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen der Nachhallzeit und dem musikalischen Tempo
von M. Lukacs (Budapest). 979
Nutzbarmachung neuerer raumakustischer und electroakustischer Erkenntnisse für die Musikwissenschaft
von K. Blaukopf (Wien) 983

Section 9

BUILDINGS ACOUSTICS

Luftschalldämmung
von K. Gösele (Stuttgart-Degerloch) 989
Neuartige Leichtbauwände hoher Schalldämmung
von G. Kurtze (Göttingen) 1001
Über die Luftschalldämmung von Fenstern
von A. Eisenberg (Dortmund) 1006
Untersuchungen über die Luftschalldämmung von Doppelwänden mit Schallbrücken
von M. Heckl (Berlin-Charlottenburg). 010
Luftschalldämmung von leichten Doppelwänden mit Körperschallbrücken
von K. H. Hansen und C. Stüber (München) 1015
Comments on the reverberant room method of measuring transmission loss
by T. Mariner (Lancaster, Pa.) 1019
Procédé d'enregistrement de la courbe d'atténuation des matériaux acoustiques couplés à une paroi
par M. Kobrynski et C. Pattegay (Chatillon-sous-Bagneux) 1022
Tapping machine
by N. Morresi (Milan) 1025
Die Praxis der Kontrolle der Isolierung der Gebäude
von A. C. Raes (Brüssel) 1028

The development of the British grading system for sound insulation in dwellings
by H. J. Purkis (Wattford) 1032
Direkte Anzeige von Sollkurven-Überschreitungen
von D. Brodhun (Berlin-Adlershof) 1035
Untersuchungen zum zweckmässigsten Sollkurvenverlauf für den Schallschutz im Wohnungsbau
von W. Fasold (Dresden) 1038
My neighbour's radio
by J. van den Eijk (Delft) 1041
Ein Beitrag zur Frage der Installationsgeräusche
von P. Schneider (Berlin-Dahlem) 1045
The noise of taps in dwellings
by N. Morresi (Milan) 1050

Section 10

NOISE CONTROL

Recent advances and problems in aviation acoustics
by H. E. von Gierke (Ohio) 1055
Some recent developments in jet noise research
by E. J. Richards (Southampton) 1070
São Paulo legislation on city noises and protection of public quietness and well-being
by R. Levi, R. P. Richter, L. Sungirardi, A. C. Valente, J. L. Cardoso, A. Spagat, J. E. R. Barbosa, C. M. Alves, H. Noveleto, J. Karman, B. Bedrikow and E. Berlinck (São Paulo) . 1088
Über einige Besonderheiten der Schallausbreitung auf natürlich bewachsenen Flächen
von F. J. Meister (Düsseldorf) 1090
Das akustische Verhalten von grossen Strassenverkehrstunneln
von G. J. Van Os und P. A. De Lange (Delft) 1092
Lärmbekämpfung in einem Tunnel
von A. C. Raes (Brüssel) 1097
Massnahmen der Geräuschbekämpfung am Dieseltriebzug VT 11.5 (TEE-Zug) der Deutschen Bundesbahn
von D. Zboralski (München) 1101
Electrical measurement of characteristic mechanical quantities of typewriters
by G. C. Patrucco (Ivrea) 1105
Analyse der Amplitudenhäufigkeit mit Anwendung auf ein Schallsignal zwischen Fahrzeugen
von Th. Lange (Lippstadt) 1109
Beitrag zur Fahrzeugakustik
von E. Sperling und C. Betzhold (Minden) 1112
On the airborne noise generated by passenger automobile tires
by F. M. Wiener (Cambridge, Mass.) 1116
Geräuschmessungen in Automobilen
von G. Bobbert (Neckarsulm) 1119
Acoustical measurements on Belgian ships
by H. Myncke and A. Van Itterbeek (Louvain) 1124
Scattering of sound and wave motion measured in ducts
by W. K. R. Lippert (Melbourne) 1129
Vereinfachte Methoden zur Prüfung von Schalldämpfern für Lüftungs- und Klimaanlagen
von S. Milosavljevic (Belgrad) 1132
Schalldämpfung in absorbierend ausgekleideten Kanälen mit überlagerter Luftströmung
von F. Mechel (Göttingen) 1136
Erfahrungen mit Gross-Schalldämpfern
von W. Bausch (Ludwigshafen a. Rh.) 1140
Schallschutz bei Gasturbinenkraftwerken
von G. de Lank (Ladenburg a. N.) 1144
Schalltechnische Gesichtspunkte bei der Anlage von Motorenprüfständen
von H. Schmidt (Mannheim) 1147

Test bench for piston-engined planes
by R. P. Richter (São Paulo) 1151
Étude de la fatigue des structures sous l'influence des jets de réacteurs
par P. Lienard (Chatillon-sous-Bagneux) 1154
The production of tones by a choked jet
by M. G. Davies (Liverpool) 1157
Sound radiation by a turbulent boundary layer
by E. J. Skudrzyk and G. P. Haddle (University Park, Pa.). 1160
Zur Form der schwingenden Turbulenzelemente bei Unterschallgeschwindigkeiten und zur weiteren Lärmverminderung in Strahlen
von F. Staab (Braunschweig) 1163
Source of turbulent noise in air motion devices
by H. C. Hardy (Chicago) 1167
Geräuschbildung an rotierenden Scheiben und Radiallüftern
von G. Hübner (Berlin). 1171
Einige Erfahrungen bei der Körperschallisolation mittels Federn
von J. H. Janssen (Delft) 1175
Technische Beispiele gedämpfter Schwingungssysteme mit zwei Freiheitsgraden bei stossartiger Anregung
von P. Starke (Hannover) 1178

Section 11

ULTRASONICS

Faisceau d'ultra-sons dans un guide d'ondes
par F. Canac (Marseille) 1185
Recent results of research and development in the field of ultrasonics in Japan
by Y. Kikuchi (Sendai) 1193
The application of nonreflecting transducers in ultrasonic measurements
by J. Wehr (Warsaw) 1207
Untersuchungen an magnetostriktiven Schallwandlern aus Ferriten.
von I. P. Golyamina (Moskau) 1211
Elektromechanische Eigenschaften der Legierung FeCo 43
von O. Henkel (Berlin) 1216
Neue keramische Ultraschallwandler und deren Kopplung an die Flüssigkeit
von C. M. van der Burgt (Eindhoven) 1219
Ein zylindrischer Schallgeber, der längs der Achse ausstrahlt
von A. A. Ananyeva (Moskau) 1222
Application of lead zirconate-titanate ceramics
by A. E. Crawford (Southampton) 1226
Electromechanical properties of lead titanate-zirconate ceramics
by H. Jaffe (Cleveland, Ohio). 1229
Barium titanate paste and adhesion transducers; ultrasonic generators for the analysis of solids
by A. Lutsch (Pretoria) 1232
Akustische Zonenlinsen
von Th. Tarnóczy und A. Illényi (Budapest). 1233
Radiation stress of transverse elastic waves
by E. J. Post (Murray Hill, N.J.) 1238
Mesure photoélectrique de la biréfringence acoustique
par J. Badoz (Paris) 1241
Vitesse des ultrasons dans les tissus organiques
par A. Barone et A. Scafati (Rome) 1245
Ultrasound intensity measurement by compensated calorimeter
by J. Szilárd (Budapest) 1248
Probleme der Ultraschallübertragung
von R. Pohlman (Heppenheim a.d. B.) 1251

Accurate assessment of scatter from singularities in solids in ultrasonic flaw detection
by G. Bradfield (Teddington) 1255
Recent advances in stress measurement by ultrasonics
by H. A. Elion (Bristol, Pa.) 1258
Der Ultraschall-Schienenprüfwagen der Deutschen Bundesbahn
von K. Werner (Westfalen) 1262
Zerstörungsfreie Untersuchung von Hochspannungsisolatoren mit Hilfe des Ultraschall-Impulsverfahrens
von C. Stüber (München) 1266
Untersuchungen der physikalischen Prozesse bei einigen industriellen Anwendungen des Ultraschalls
von L. D. Rosenberg (Moskau) 1271
Surface wave phenomena during ultrasonic emulsification
by E. Yeager, A. Patsis and F. Hovorka (Cleveland, Ohio) 1276
Einige technische Anwendungen des energiereichen Ultraschalls
von H. Joachim Gollmick (Frankfurt am Main) 1279
Reduktion der Chlorogoldsäure im Ultraschallfeld
von W. Wawrzyczek (Olsztyn) 1282
Über die akustische Beeinflussung von Brennprozessen
von P. Greguss (Budapest) 1287
Ultrasonic diagnosis of brain tumor
by K. Tanaka, Y. Kikuchi and R. Uchida (Tokyo) 1291
Use of ultrasonic radiation in the preparation of embryo extract and tissue homogenates
by A. A. Lazzarini Jr. and R. Quint (New York, N.Y.) 1294
Nouveaux enregistrements cinématographiques d'ondes supersoniques
par M. Merle (Marseille) 1299
Closing address
by F. Ingerslev (Copenhagen) 1301

Author index 1304

Subject index 1307

Section 7
ELECTROACOUSTICS AND MEASUREMENTS

7. Abschnitt
ELEKTROAKUSTIK UND MESSTECHNIK

Section 7
ELECTROACOUSTIQUE ET MESURES

Akustik und Nachrichtentechnik

R. FELDTKELLER

Institut für Nachrichtentechnik der Technischen Hochschule, Stuttgart (Deutschland)

Auf unserem 3. Internationalen Kongress für Akustik, den wir heute eröffnen, sind wir als Wissenschaftler und als Ingenieure zusammengekommen, um uns in Vorträgen, Diskussionen und Gesprächen über unsere neuesten Arbeiten zu unterrichten. Die Zusammenarbeit zwischen Wissenschaft und Technik soll auf diesem Kongress einen breiten Raum einnehmen. Die Akustik ist eine sehr vielseitige Wissenschaft. Sie hat sehr viele Verbindungen zur Technik. Ich habe die Aufgabe, die besonderen Verbindungslinien nachzuzeichnen, die heute zwischen der Akustik und der Nachrichtentechnik bestehen. Viele von diesen Verbindungen interessieren nur einen kleinen Kreis von Fachleuten, andere einen grösseren Kreis von Wissenschaftlern und Ingenieuren und manche sogar die Öffentlichkeit. Das breiteste Interesse findet wohl das Sprechen, das gesprochenen Wort und das Hören. Hieraus darf ich die Erlaubnis ableiten, in der feierlichen Eröffnung des Kongresses über dieses Thema zu sprechen. Ich habe dabei gute Gründe, mich mit dem Denken, das dem Sprechen vorausgeht, und dem Verstehen, das auf das Hören folgt, nicht zu beschäftigen. Mit dem Denken und mit dem Verstehen erlebt der Akustiker wie der Nachrichtentechniker bei sich und bei anderen mehr Enttäuschungen als Freude. Hierüber kann er sich nur damit trösten, dass schon zu jeder Zeit vieles als Wissenschaft im Kurs war, was bald danach als Irrtum erkannt wurde, und dass immer nur Weniges als zwingendes Wissen eine Generation von Wissenschaftlern überdauert hat.

Was ist Akustik und was ist Nachrichtentechnik?

Eine gute Übersicht über die Akustik verschafft uns das Programm unseres Kongresses. Wir finden da Fachgebiete, die wenig mit der Nachrichtentechnik zu tun haben, wie Molekularakustik, Ultraschall, Bauakustik. Engere Berührungen zur Nachrichtentechnik haben Lärm und Lärmabwehr und natürlich die Raumakustik. Am engsten berühren sich Akustik und Nachrichtentechnik auf dem Gebiet der psychologischen und physiologischen Akustik, denn unser Mund ist der wichtigste Nachrichtensender und unser Ohr der wichtigste Nachrichtenempfänger. Wir müssen allerdings Akustik dabei nicht wörtlich als Lehre vom Hören, sondern als Lehre vom Schall verstehen. So ist dieses Wort wohl auch immer gemeint.

Das deutsche Wort Nachrichtentechnik stammt aus diesem Jahrhundert. Es wird viel benutzt. Wir haben in Deutschland eine Nachrichtentechnische Gesellschaft. Unsere Studenten können an unseren Technischen Hochschulen Nachrichtentechnik studieren. Sie arbeiten in Nachrichtentechnischen Instituten. Mit Nachrichtentechnik bezeichnet man alles, was zur Übertragung irgendwelcher Nachrichten als Sprache oder Schrift mittels elektrischer Wellen gehört, nicht nur die Fernkabel mit ihren Ver-

stärkern oder die Sender und Empfänger am Anfang und Ende einer drahtlosen Strecke, nicht nur die Geräte, die dazu dienen, eine solche Verbindung zwischen zwei Fernsprechern oder zwei Fernschreibern herzustellen, zu kontrollieren und dann wieder abzubauen, sondern auch das Wissen von der Nachricht selbst, von ihrem Entstehen beim Sprechen oder Schreiben, von ihrer Aufnahme beim Hören oder Lesen. Rundfunk und Fernsehen haben zur Sprache die Klänge, zur Schrift die Bilder hinzugefügt. Und so hat die Nachrichtentechnik enge Beziehungen nicht nur zur Welt des Schalles. Das Fernsehen stellt sie zum Beispiel ständig vor Probleme aus der Welt der Farben. Wenn wir an die Hörspiele des Rundfunks denken oder an Schauspiele, die die besonderen Möglichkeiten des Fernsehens ausnutzen, usw., so erkennen wir die Beziehungen der Nachrichtentechnik zur Kunst. Und wenn wir überlegen, wie die Nachrichtentechnik es heute ermöglicht, in kürzester Zeit die Völker und ihre Regierungen über politische oder wirtschaftliche Ereignisse in irgendeinem Teil der Welt zu informieren, so haben wir als weiteres Beispiel engste Verbindungen auch zwischen der Nachrichtentechnik und der Soziologie vor uns.

Für unsere Überlegungen über die Beziehungen von Akustik und Nachrichtentechnik interessiert uns, wie gesagt, in erster Linie die Sprache. Durch die Sprache unterscheidet sich der Mensch vom Tier, durch die Sprache ist er Person. Durch die Sprache ist er in der Lage, seine Gedanken und seine Gefühle einem anderen Menschen mitzuteilen. Das ist der höchste Sinn der Sprache. Nicht immer benutzen wir die Sprache so. Wenn wir Erlebnisse mitteilen, wenn wir Beobachtungen mitteilen, wenn wir Daten übermitteln, so tritt das Personale Stufe für Stufe immer mehr zurück. Die Übermittlung von Daten könnten wir auch einer sprechenden Maschine überlassen: Im Wetterdienst wird uns der neueste Wetterbericht durch eine solche Maschine zugesprochen. Dieser Unterschied im Gebrauch der Sprache ist für die Nachrichtentechnik wichtig, wie wir gleich sehen werden.

Schon vor Jahrtausenden, lange vor Erfindung des Fernsprechers, haben die Menschen den Wunsch gehabt, anderen Menschen eine Nachricht zukommen zu lassen, ohne sie persönlich aufsuchen zu müssen. Man schickte einen Boten. Nicht immer gab es Boten mit einem untrüglichen Gedächtnis. Die "Nachrichtentechniker" damals lösten das Problem durch die Erfindung der Schrift. Sie haben dazu die Sprache quantisieren und codieren müssen. Zum Quantisieren boten sich als Abschnitte vergleichbarer Dauer die Wörter, die Silben und die Laute an. Eine Sprache hat Hunderte von Lauten. Deshalb brauchte man eigentlich eine Schrift mit Hunderten von Buchstaben. Es war eine geniale Tat der Phönizier und der Griechen, viele verwandte Laute durch einunddenselben Buchstaben darzustellen und eine Schrift mit etwa 30 Buchstaben zu erfinden.

Im Laufe der Jahrtausende kam zur Erfindung der Schrift die Erfindung des Papieres, des Buches und des Buchdruckes, der Schreibmaschine und des Kugelschreibers hinzu. So erlangte das Schreiben und Lesen praktisch die gleiche Bedeutung wie das Sprechen und Hören. Neben dem Gedankenaustausch im Gespräch steht gleichberechtigt das fixierte Dokument. Die modernen Nachrichtentechniker haben folgerichtig die Fernsprechtechnik und die Fernschreibtechnik entwickelt, um mit Hilfe der elektrischen Wellen Sprache und Schrift sehr schnell und sehr weit transportieren zu können.

Sprache und Schrift unterscheiden sich im Nachrichteninhalt prinzipiell. Sehr vieles geht verloren, wenn man einen gesprochenen Satz niederschreibt. Erhalten bleibt der

Text. Verloren geht alles, was man mit dem Hinweis auf Sprachrhythmus, Sprachmelodie, Dynamik, Klangfarbe nur unvollkommen andeuten kann. Alles das benutzen wir aber beim Sprechen, um unsere Gedanken auszudrücken. Die Nachrichtentechnik hat erst vor wenigen Jahren in der Informationstheorie einen Weg gefunden, auf dem man berechnen kann, wieviel Nachricht beim Niederschreiben verloren geht. Es ergibt sich, dass mehr als die Hälfte der Information beim Niederschreiben verloren geht. Diese Information ist aber unentbehrlich, wenn wir einem anderen Menschen unsere Gedanken und Gefühle mitteilen wollen. Die hohe Kunst des Briefeschreibens besteht darin, diese unentbehrliche Information zu umschreiben. Sie ist nur entbehrlich, wenn wir Daten wie etwa den Wetterbericht mitzuteilen haben. Hier liegt die volle Information im Text, und es besteht kein Unterschied, ob wir die Wetterprognose im Rundfunk hören oder in der Zeitung lesen.

Ich habe diesen komplexen Charakter der Nachricht in der Sprache so ausführlich beschrieben, weil man nur auf diesem Hintergrund deutlich erkennt, was die Fernsprechtechnik bereits leistet und was für Wünsche sie noch zu erfüllen hat. Dass die Übertragung der Sprache durch das öffentliche Fernsprechnetz eine beachtliche Qualität besitzt, daran wird niemand zweifeln. Es kann aber ebenso kein Zweifel daran bestehen, dass die Sprache im Fernsprecher nicht in allen Einzelheiten getreu wiedergegeben wird. Wir können das daran erkennen, dass jeder neue Fernsprechteilnehmer das Telefonieren erst intensiv üben muss, bis ihm eine mühelose Verständigung gelingt. Wie optimistisch dieser Ausdruck "mühelose Verständigung" eigentlich ist, merkt auch der geübte Fernsprechteilnehmer immer wieder, wenn sich an unserem Fernsprecher ein Unbekannter mit seinem Namen meldet. Den müssen wir uns in der Regel doch buchstabieren lassen. Offenbar ist das Erkennen der Sprache über den Fernsprecher immer noch viel schwerer, als wenn wir jemandem zuhören, der uns gegenüber sitzt. Man kennt natürlich allerlei Unvollkommenheiten unserer Fernsprechnetze. Wir hören als Fernsprechteilnehmer nur mit einem Ohr, gegen das wir das Telefon andrücken, und nicht mit beiden Ohren im freien Schallfeld, wie im normalen Gespräch. Man kennt weiter die Grenzen des übertragenen Frequenzbandes oder die Grösse der nichtlinearen Verzerrungen. Aber man kennt nicht das Gewicht dieser und anderer Fehler für das Erkennen der gesprochenen Nachricht, und vor allem weiss man nicht, wieviel diese Fehler für die oben beschriebenen, im Personalen unterschiedlichen Stufen der Sprache wiegen.

Wie erkennt das Gehör die Sprache? Das ist die schwere Frage, die hier zu beantworten wäre. Noch weiss niemand eine exakte Antwort darauf. Deshalb kann ja auch niemand genau sagen, woran es der über das Fernsprechnetz übertragenen Sprache fehlt. Die Verbesserung des bestehenden Fernsprechnetzes ist aber nicht der einzige Anlass zur Stellung dieser Frage. Sie ist noch nicht einmal der wichtigste Anlass. In erster Linie ist diese Frage eine Frage der Wissenschaft. Denn: "Alles, was ist, muss gewusst werden, es darf nichts ausgelassen werden." Darüberhinaus würde man, wenn man wüsste, wie der Mensch spricht und wie er gesprochene Worte erkennt, die Möglichkeit schaffen, Nachrichten von Menschen zu Maschinen oder von Maschinen zu Menschen auch auf dem Wege der Sprache gelangen zu lassen. Man möchte Schreibmaschinen bauen, die gesprochene Sätze niederschreiben. Man möchte den datenverarbeitenden Maschinen die erforderlichen Informationen nicht nur mit Lochkarten zukommen lassen, sondern auch zusprechen können. Die Antworten auf diese Fragen, die hier zu klären sind, sind an vielen Stellen und auf verschiedenen Wegen gesucht

worden. Der Erfolg war bisher gering. Wir müssen hoffen, dass unser Kongress uns weitere Antworten auf Teilfragen bringt, und weitere Forschungen anregt.

Man sucht zur Zeit diese Antwort

1. durch eine Analyse des Sprechens,
2. durch eine Analyse der gesprochenen Worte,
3. durch eine Analyse des Hörens,

jeweils mit Mitteln der Akustik, der Physiologie und der Psychologie.

Zunächst habe ich ein paar Worte über die Arbeiten zu sagen, die sich mit der Analyse des Sprechens befassen.

Komplizierte Vorgänge, wie sie die Vorgänge beim Sprechen und beim Hören darstellen, studiert der Forscher immer im Original und am Modell. So hat man auch das Sprechen studiert, indem man die Stellungen und die Bewegungen unserer Sprechwerkzeuge bei Aussprache der Laute und der Lautverbindungen beobachtet hat. Dabei ist man aber nie sicher, ob man nicht gerade etwas Wesentliches übersehen hat. Deshalb muss man zur Kontrolle der Beobachtungen versuchen, mit einem Modell dieselben Sprachlaute künstlich zu erzeugen. Man hat mannigfache mechanische Modelle und elektrische Modelle des sprechenden Mundes gebaut. Es wird berichtet, dass diese Modelle bei einzelnen Sprachlauten befriedigend arbeiten, bei anderen aber nicht. Jedenfalls ist es bisher nicht gelungen, das Sprechen verständlicher Sätze nachzuahmen, auch wenn man bereit war, sich dabei auf die Wiedergabe des Textes zu beschränken und auf die Wiedergabe des Wohlklanges und anderer, die persönliche Eigenart eines Sprechers kennzeichnenden Qualitäten noch zu verzichten.

Die Analyse des Sprechens bedarf somit noch intensiver Ergänzung durch eine Analyse der Sprachlaute. Man hat die Sprachlaute analysiert, um herauszufinden, was für sie charakteristisch ist, was sie von anderen Klängen und Geräuschen unterscheidet und woran wir sie erkennen. Man hat zunächst ihre Spektren aufgenommen und diese Spektren künstlich realisiert. Dabei erhielt man Klänge, die den Sprachlauten nur ähnlich waren. Man hat Methoden ersonnen, die Verwandlung der Spektren beim Übergang von einem Laut zum anderen darzustellen. Auch dieses Verfahren hat wichtige Einsichten in die Struktur der Sprachlaute gebracht. Aber die Bilder der Sprachlaute, die man erhielt, konnten den Sprachlauten ebenfalls nicht eindeutig zugeordnet werden. Es war nicht möglich, diese Bilder so zu lesen, wie man normale Schrift liest. Das ist sehr schade, denn der Gedanke ist bestechend, die Sprache selbst zu fragen, wie sie sich schreiben lässt, also nach natürlichen Zeichen für die Sprachlaute zu suchen.

Den Misserfolg, den man dabei erleben musste, konnte man durch einen interessanten Versuch bestätigen. Man hat Sprache auf einem Magnetofonband aufgenommen. Dieses Band hat man nun so in kleine Stücke zerschnitten, dass jedes Bandstück einen Sprachlaut trägt. Dann hat man daraus einen neuen Text zusammengesetzt, so wie man aus Buchstaben, die man aus einer Zeitung ausschneidet, einen neuen Text zusammensetzen würde. Während aber die neue Anordnung der Buchstaben selbstverständlich sofort lesbar ist, erwies sich die neu zusammengesetzte Sprache als völlig unverständlich. Durch das Zerstückeln des ursprünglichen Textes sind die Übergänge zwischen den Lauten zerstört worden. Offenbar spielen diese Übergänge für das Erkennen der Sprache die entscheidende Rolle.

Aus dieser Beobachtung kann man ein paar interessante Folgerungen ziehen.

1. Man versteht nicht, wie der Mensch spricht, wenn man nur die Stellung der Zunge,

der Lippen usw. bei der Aussprache der Sprachlaute studiert. Man muss vielmehr den Ablauf der Bewegungen unserer Sprachorgane studieren.

2. Dass wir in der Schrift die Sprache mit 30 Buchstaben wiedergeben können, liegt in der Art begründet, wie wir lesen. In der Tat lesen wir ja gar nicht die einzelnen Buchstaben, sondern die Silben oder die Wörter, und wenn wir laut lesen, müssen wir erst das ganze Wort erkannt haben, bevor wir es Laut für Laut aussprechen können.
3. Den Nachrichtentechniker sollte der Lautstärke, die Tonhöhe und die Klangfarbe von Dauerklängen nur in zweiter Linie interessieren. In erster Linie sollte er die Fähigkeiten des Gehörs kennen, Anderungen von Klängen und Geräuschen wahrzunehmen. Leider weiss man auch hierüber noch viel zu wenig.

Also muss die Analyse der Sprachlaute ihrerseits vorbereitet werden durch eine Analyse der Hörens. Man hat schon seit langem versucht, vom Hören zu lernen, was an den Sprachlauten charakteristisch sein kann. Man hat dazu abstrakte Klänge benutzt, zunächst reine Töne. Nach den Vorstellungen des vorigen Jahrhunderts über die Wirkungsweise des Gehörs könnte man erwarten, dass diejenigen Empfindungen, welche durch reine Töne ausgelöst werden, besonders einfachen Gesetzen gehorchen. Das ist jedoch nicht der Fall. Das Studium der Lautstärke reiner Töne ergab nämlich, dass sie keinen einfachen Gesetzen gehorcht. Selbst reine Töne lösen bereits sehr komplexe Empfindungen aus.

Man hat deshalb auch andere abstrakte Klänge untersucht und fand dabei, dass man mit bestimmten Geräuschen die Gesetze, nach denen das Gehör die Lautstärkeempfindung bildet, besser erforschen kann als mit reinen Tönen. Hierüber wird im Rahmen unseres Kongresses diskutiert werden müssen.

Inzwischen hat man auch begonnen, die Trägheit des Gehörs zu studieren, die ja für die Wahrnehmung der kurzen Sprachlaute und der schnellen Übergänge von einem Laut zum anderen von erheblicher Bedeutung sein muss. Dabei ist schnell deutlich geworden, dass diese Trägheit nicht durch eine einzige Zeitkonstante beschrieben werden kann wie etwa die Trägheit eines Zeigerinstrumentes. Vielleicht könnte die Trägheit des Ohres allein durch eine solche Zeitkonstante beschrieben werden. Die Trägheit des Gehörs ist aber nicht allein durch das Ohr bestimmt, sondern weit mehr durch die Zeiten, welche die Nervenzellen unseres Gehirnes brauchen, um die durch das Ohr in uns eindringende akustische Information zu verarbeiten. Diese Verarbeitung geschieht im täglichen Leben zu ungeheuer verschiedenen Zwecken: bei uns allen erfolgt die Reaktion auf einen unerwarteten Knall schneller als die Reaktion auf ein mit Aufmerksamkeit aufgenommenes nachdenkliches Wort. Mit Hilfe abstrakter Klänge versucht man, die im Gehirn nebeneinander ablaufenden Vorgänge einzeln zu erfassen. Ich will dazu ein paar Beispiele nennen:

1. Die genaue Tonhöhe empfinden wir erst, wenn ein Ton etwa 150 msec dauert.
2. Die volle Lautstärke eines kurzen Tones empfinden wir dagegen schon nach einer Dauer von 30 msec Wenn ein Ton kürzer ist als 30 msec, so erscheint er uns umso leiser, je kürzer er ist.
3. Dieses Gesetz gilt nun überraschenderweise nicht mehr bei ganz kurzen Tönen oder Knacken. Sobald nämlich die Dauer eines solchen Impulses unter 0,5 msec heruntersinkt, nimmt die Lautstärke nicht weiter ab. Sie bleibt dann bis zu den kürzesten Impulsen, die wir elektroakustisch erzeugen können, unverändert erhalten.

Das Gehör besitzt also gewisse, uns nicht näher bekannte Möglichkeiten, den Ein-

fluss der Trägheit auf die Hörempfindung abzuschwächen. Man darf hier von einer Überempfindlichkeit des Gehörs für äusserst kurze Impulse sprechen.

Solche Überempfindlichkeiten begegnen uns auch bei anderen Versuchen. Ich wähle hierfür ein Beispiel, das uns zu einem anderen Kontaktgebiet zwischen Akustik und Nachrichtentechnik überleitet, über das ich zum Schluss meines Vortrages noch sprechen muss.

Wir können mit Hilfe von Verstärkern und Lautsprechern die Wimmelbewegung der Elektronen in einem metallischen Leiter hörbar machen. Wir hören ein Rauschen, ähnlich dem eines Wasserfalls oder eines starken Regens. Wenn wir von diesem Rauschen die hohen Frequenzen unterdrücken, so ändert sich an dem Rauschen nicht sehr viel. Es bleibt immer noch ein gleichförmiges Rauschen ohne eigentliche Tonhöhe oder Klangfarbe. Wenn wir aber die obere Frequenzgrenze zwei- oder dreimal in der Sekunde auf und ab schwanken lassen, etwa über ein Terz-Intervall hinweg, so empfinden wir nicht mehr ein einheitliches Schallereignis, sondern deren zwei. Wir hören das scheinbar unveränderliche Rauschen, und von diesem Rauschen hebt sich ein auf- und absteigender Ton, dessen Tonhöhe stets der Kantenfrequenz entspricht, überaus deutlich ab. Was in Wirklichkeit nur eine Kante im Geräuschspektrum ist, wird infolge einer zeitlichen Änderung zum Ton. Wenn man diese Beobachtung auf die Sprachlaute überträgt, braucht man sich nicht zu wundern, wenn man in dem Spektrum der Sprachlaute das so schwer entdeckt, was uns die Sprachlaute erkennen lässt! Man wird wohl erst dann richtig verstehen, wie das Gehör die Sprachlaute erkennt, wenn man solche Überempfindlichkeiten besser studiert hat und bei der Diskussion der Sprechbewegungen oder der Spektrogramme von Sprachlauten in Rechnung setzen kann. Es werden ja auch die Muster, die wir von den Sprachlauten im Gedächtnis aufbewahren und mit denen wir die gehörten Sprachlaute vergleichen, sehr deutliche Merkmale solcher besonderen Eigenschaften des Gehörs tragen.

Ich komme zum letzten Abschnitt.

Wir haben besprochen, welches Interesse die moderne Nachrichtentechnik an den Ergebnissen der physiologischen und psychologischen Akustik hat. Welches Interesse hat nun die Akustik an der Nachrichtentechnik?

Als ich studierte, galt die Akustik als eine abgeschlossene, den Forscher nicht sonderlich interessierende Wissenschaft. Etwa um das Jahr 1920 setzte ein Einfluss der Elektrischen Nachrichtentechnik auf die Akustik ein, der so stark war, dass man seither von einer Elektroakustik spricht. Es hatte sich nämlich gezeigt, dass die elektrischen Ströme nicht nur das beste Mittel waren, Sprache sehr schnell über sehr weite Entfernungen zu transportieren, sondern dass sie auch das beste Mittel waren, Schwingungen nahezu beliebiger Kurvenform herzustellen, zu verändern, zu messen und anschaulich darzustellen. Damit konnten nicht nur sehr unbequeme mechanisch-akustische Apparate, mit denen der Akustiker zuvor seine Untersuchungen anstellen musste, durch viel bequemere und flexiblere elektro-akustische Apparate ersetzt werden, sondern die Hilfsmittel der Nachrichtentechnik haben der modernen akustischen Forschung überhaupt erst die Chance gegeben, viele ihrer Probleme mit Aussicht auf Erfolg anzugreifen. Die Nachrichtentechnik hat seither der Akustik denselben Dienst geleistet wie seit 1950 der Höchstfrequenzphysik oder der Astrophysik mit der Radioastronomie.

Eine Übersicht über die modernsten Geräte, welche die Nachrichtentechnik der akustischen Forschung zur Verfügung stellt, zeigt die Fachschau "Messgeräte der

Akustik", die wir gestern eröffnet haben. Da finden sich z.B. die verschiedensten Generatoren zur Erzeugung elektrischer Schwingungen. Sie liefern Sinusschwingungen oder sich periodisch wiederholende sehr kurze Impulse. Diesen Impulsen kann man mit speziellen Siebschaltungen praktisch jede gewünschte Dauer und Form geben. Es gibt Generatoren, die Rauschspannungen liefern. Ich erwähnte schon, dass man dafür die Wimmelbewegung der Elektronen als statistische Spannungsquelle heranzieht. Man hat Schaltungen entwickelt, um den Frequenzgang des Spektrums dieses Rauschens in nahezu beliebiger Weise umzuformen. Natürlich sind Telefone oder Lautsprecher hoher Qualität erforderlich, um die gelieferten elektrischen Schwingungen in akustische Schwingungen umzuwandeln. Sie stehen zur Verfügung.

Zur Übertragung von Hunderten von Gesprächen über eine einzige Leitung oder eine einzige Richtfunkstrecke hat die Nachrichtentechnik die Amplitudenmodulatoren und die Frequenzmodulatoren zu hoher Vollkommenheit und Sicherheit entwickelt. Sie hat damit dem Akustiker die Möglichkeit gegeben, Amplituden und Frequenzen von Tönen, Klängen und Geräuschen praktisch unbegrenzt zu variieren. Wir können Geräte bauen, mit welchen wir irgendeine gewünschte Form der Hüllkurve vorschreiben, und können dann diese Hüllkurve mit einem Ton, einem Klang oder einem speziellen Rauschen ausfüllen.

Auch der neueste Zweig der Nachrichtentechnik, die Impulstechnik, findet in der Akustik reiche Anwendung, z.B. bei der beschriebenen Untersuchung der Trägheit des Gehörs, bei der Erzeugung abstrakter echoähnlicher Klänge, bei prinzipiellen Untersuchungen der Stereophonie usw.

Ein weiterer, äusserst wichtiger Grund für die Ablösung mechanischer Geräte durch elektrische Geräte in der Akustik besteht in der Möglichkeit, Schwingungen in Oszillographen zu sehen, einzustellen, zu kontrollieren und zu fotografieren, wenn sie in Form von elektrischen Spannungen oder Strömen verfügbar sind.

Die Akustik und die Nachrichtentechnik können sich wirklich gratulieren, dass die berühmte berusste Glasplatte zum Aufzeichnen der mechanischen Schwingungen einer feinen Nadel nur noch in ihren Lehrbüchern, aber nicht mehr in unserer Ausstellung drüben vorkommt.

Système de Contrôle Objectif de l'Efficacité des Appareils d'Abonnés

P. CHAVASSE

Centre National d'Etudes des Télécommunications, Paris (France)

Le contrôle des appareils téléphoniques d'abonnés et de leur aptitude à transmettre le mieux possible la parole, fait l'objet de nombreuses études de la part des Administrations téléphoniques.

A cet effet, il leur importe de disposer d'un matériel d'étude qui permette de prédire les qualités dont fera preuve un appareil téléphonique lors de sa mise en exploitation, puis de suivre son comportement en service.

Les recherches systématiques dans ce sens ont abouti à la création de systèmes d'étude objectifs qui donnent la possibilité de substituer la mesure physique à l'appréciation subjective.

Le dispositif que nous décrivons est l'un des quatre systèmes créés, en France, à cet effet et qui permettent respectivement: la mesure en laboratoire des appareils d'abonnés, la mesure et le contrôle chez les abonnés, la mesure et le contrôle en usine, la mesure et la vérification dans les directions régionales techniques. Il comprend les éléments suivants:

1. Un appareil de son émetteur: la bouche artificielle, remplaçant la bouche de l'opérateur qui parle et émettant la voix,
2. Une émission sonore remplaçant l'émission vocale: la voix artificielle,
3. Une orielle artificielle, remplaçant l'oreille de l'opérateur qui écoute et associée à un cadran gradué en décibels ou se lisent des indications comparables aux résultats de l'appréciation subjective.

LA BOUCHE ARTIFICIELLE

La bouche artificielle est un système émetteur de son au départ d'une ouverture aménagée dans un boîtier ayant schématiquement le volume et la forme de la tête moyenne. Cette ouverture crée un champ sonore analogue à celuk qu-engendre la bouche humaine au cours de la phonation: Sa distribution doit, en conséquence, être la même que pour cette dernière.

La bouche artificielle construite par le C.N.E.T. comprend un haut-parleur électrodynamique, ayant une membrane de diamètre 11 cm, couplée avec un réseau acoustique de canaux disposés devant elle et que montre la coupe *ab* de la Fig. 1. La cavité située entre la membrane et l'extrémité des canaux forme la chambre de compression. Les canaux atténuent les résonances du haut-parleur et concentrent le champ acoustique vers l'orifice de la bouche. L'ouverture centrale de la membrane, qui existe normalement dans les haut-parleurs, est obturée par une toile vernie en forme de

calotte sphérique, ce qui lui confère le maximum de rigidité sous un faible poids. Les bords de l'ouverture formant la bouche sont revêtus d'un bourrelet en cuir habillé d'étoffe simulant les lèvres. Ils ont ainsi une impédance acoustique et une absorption analogues à celles des lèvres naturelles. La tête, en tôle d'acier rigide, est recouverte de fibres de verre projetées puis collées suivant le principe du "flockage".
La Fig. 2 donne les courbes typiques de distribution du champ sonore en fonction de

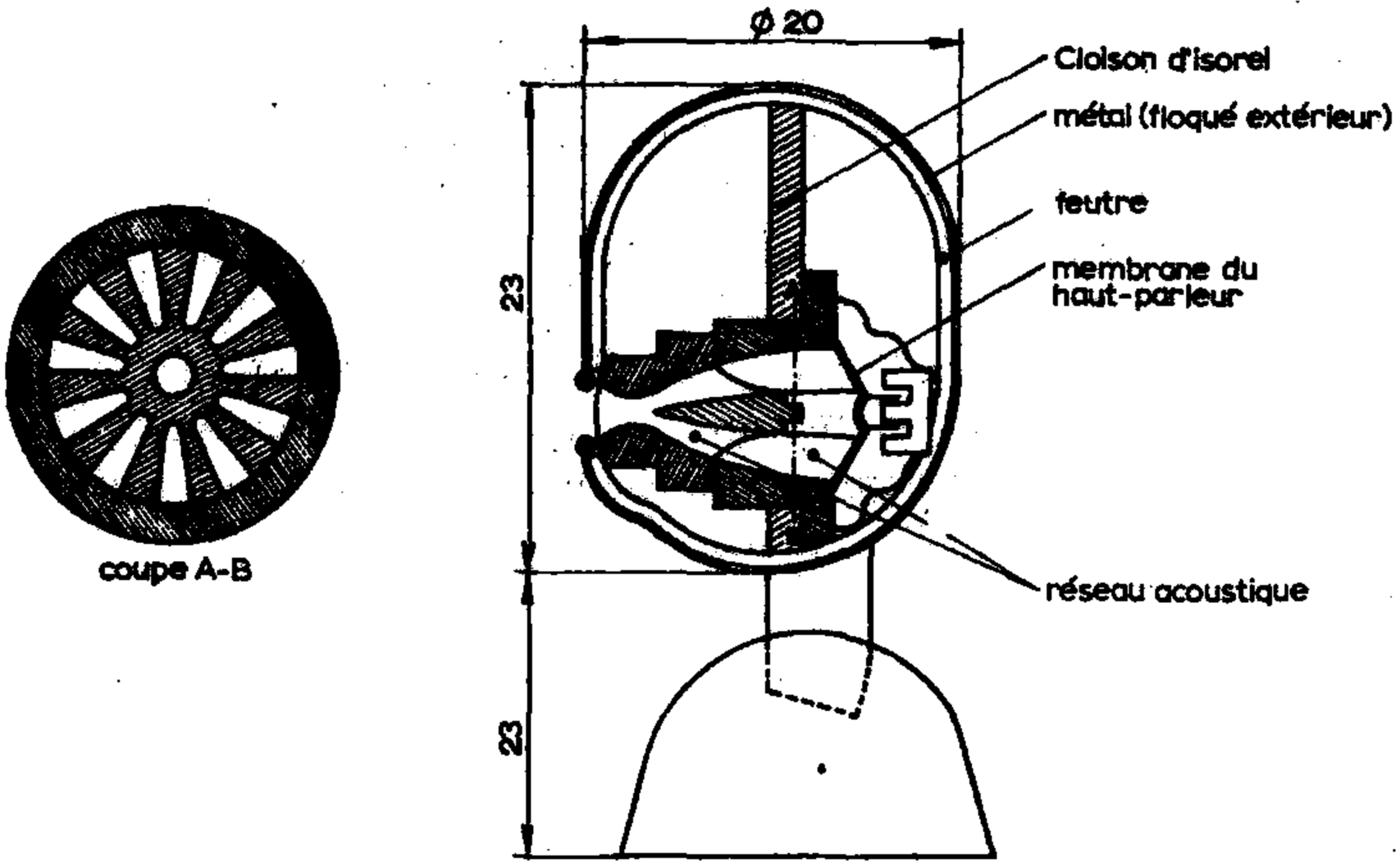


Fig. 1. Bouche artificielle.
Coupes schématiques.

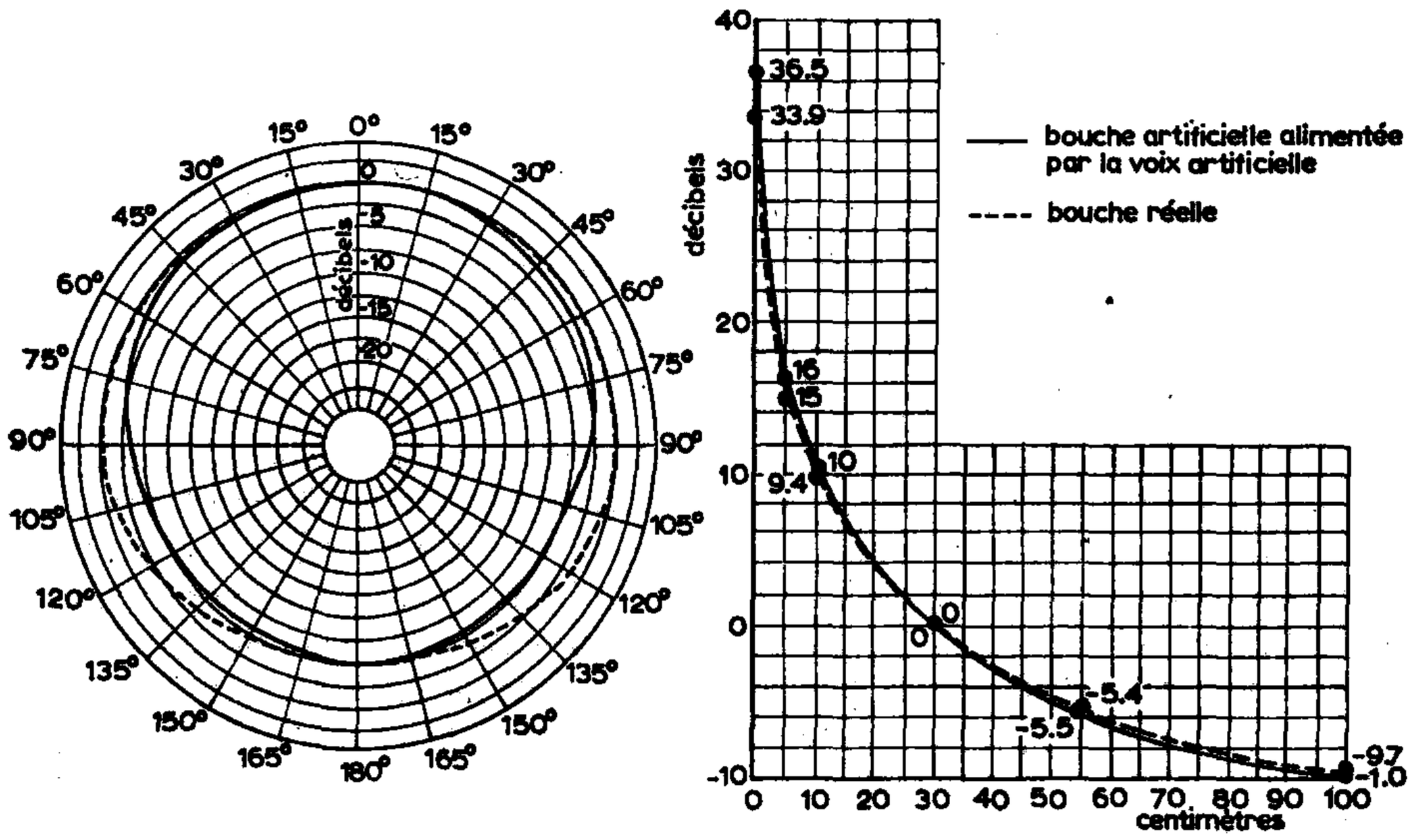


Fig. 2. Distribution de la pression acoustique, autour de la bouche naturelle et de la bouche artificielle.
——— : bouche artificielle alimentée par la voix artificielle du C.N.E.T.
– – – – – : bouche réelle (courbe publiée par Dunn et Farnsworth).

la distance aux lèvres de la bouche et en fonction de la direction pour la bouche naturelle et la voix naturelle moyenne et pour la bouche artificielle (et la voix artificielle qu'elle émet).

LA VOIX ARTIFICIELLE

a. La voix artificielle est un "son complexe" dont le spectre correspond à celui de la voix humaine. Il est le spectre moyen d'un grand nombre de voix émises simultanément ou de nombreux spectres individuels. Il est créé par une source à spectre continu et uniforme (bruit blanc), formée par un tube au néon travaillant dans une zone d'équilibre instable; le tube est polarisé par une tension continue, à travers une résistance et une capacité dont le rôle est de favoriser les oscillations de basse fréquence. Cette pondération en fréquence est complétée par un réseau filtrant simple, placé dans un étage d'amplification associé au tube. Il est possible d'agir sur la forme générale du spectre et d'obtenir à volonté, un timbre de voix masculine (maximum vers 550 Hz) ou féminine (maximum conventionnellement fixé à l'octave supérieur 1100 Hz. En fait, une voix à spectre mixte a été réalisée (Fig. 3.).

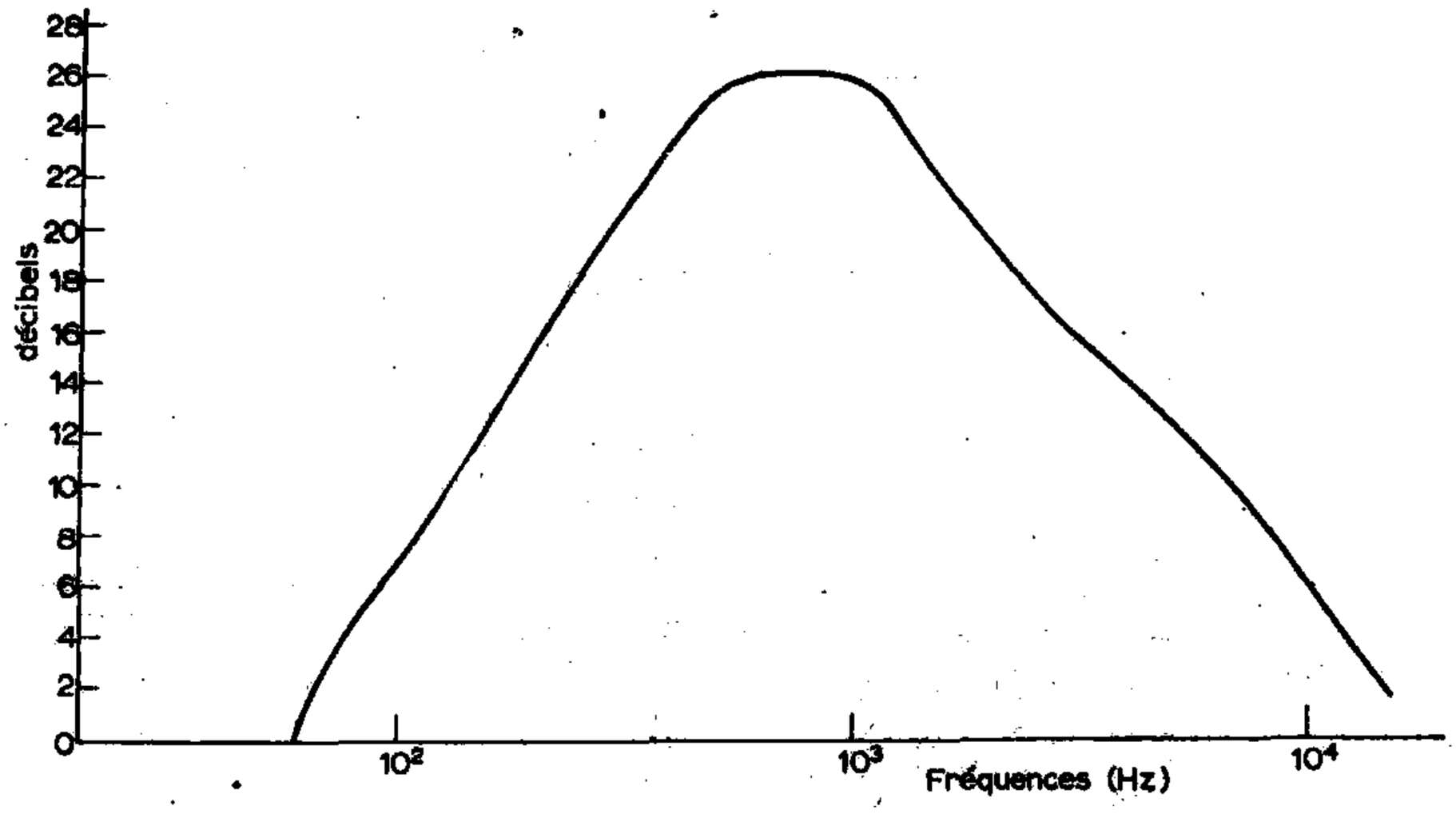


Fig. 3. Spectre de la voix artificielle mixte.

b. Pour rendre l'analogie de la voix artificielle avec la voix naturelle plus complète, on a adjoint au dispositif, qui donne les sons continus de voyelles, une modulation par relaxation correspondant à l'émission discontinue de phonèmes, notamment des consonnes. On la réalise au moyen d'un thyratron dont le courant passe dans le primaire d'un transformateur: la tension induite aux bornes du secondaire polarise la grille d'une lampe amplificatrice du bruit dû au tube de néon. Cette modulation a un rythme réglable, mais que l'on a fixé à quatre par seconde, ce qui le rend voisin du rythme d'énonciation moyenne des sons.

c. Toutefois, il a été reconnu nécessaire de compléter cette voix artificielle purement acoustique, par une émission discontinue de "poufs d'air" ou de vibrations infrasonores d'une intensité très supérieure (de 30 à 40 dB) à celle des composantes acoustiques. Cette émission a pour but de représenter l'effet de la pression hydrodynamique

accompagnant la formation des phonèmes qui ne sont, en effet, qu'une modulation du courant d'air vibré, expiré par les poumons au cours de l'émission vocale.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs extrêmes de ces pressions relevées sur un grand nombre de sujets, ainsi que leurs durées de croissance et de décroissance:

TABLEAU I

	Impulsions hydrodynamiques			*Infrasons*		
	Pression (baryes)	*Durée (secondes)*		*Pression (baryes)*	*Durée (secondes)*	
		croissance	*décroissance*		*croissance*	*décroissance*
Minima	30	0.01	0.01	20	0.01	0.02
Maxima	240	0.02	0.05	110	0.10	0.15
Moyennes	126	0.015	0.027	60	0.027	0.06

L'effet du conditionnement par impulsions hydrodynamiques (ou par élévation du niveau de la voix de 30 dB au-dessus du niveau purement acoustique qui s'est montrée équivalente) est illustré par le tableau suivant:

TABLEAU II

DIFFÉRENCES ENTRE VALEURS SUBJECTIVES ET OBJECTIVES

Mesure	*Moyenne des efficacités (dB)*	*Ecarts quadratiques moyens (dB)*	*Ecarts extrêmes (dB)*	*Ecarts moyens (dB)*
Subjectivement	1.3 M			
Objectivement				
sans conditionnement	0.9 P	2.6	8.1	2.2
avec conditionnement	1.3 M	0.9	3.6	0.0

L'OREILLE ARTIFICIELLE

L'oreille artificielle comprend deux parties essentielles qui correspondent à ses deux fonctions normales:

a) une structure géométrique et mécanique, qui lui confère une impédance acoustique égale à celle d'une oreille naturelle moyenne,

b) une sensibilité acousto-électrique équivalente à celle du sytème neurosensoriel de l'oreille naturelle moyenne.

Structure géométrique et mécanique

Suivant la définition adoptée, les pressions mesurées dans le plan de base d'un écouteur (c'est-à-dire à l'entrée du conduit auditif) doivent être les mêmes, quand cet écouteur est appliqué contre le pavillon d'une oreille naturelle moyenne et contre le

pavillon de l'oreille artificielle. La cavité, l'amortissement et les fuites de l'oreille artificielle, ont été réglées de manière qu'il y ait identité entre les courbes de réponse relevées dans ces deux conditions au moyen d'un très petit microphone disposé dans le plan de base du pavillon.

Cette pression a été ensuite "transférée" sur le diaphragme de l'oreille artificielle, ce qui a pu être réalisé à un décibel près en adaptant le réseau des impédances acoustiques.

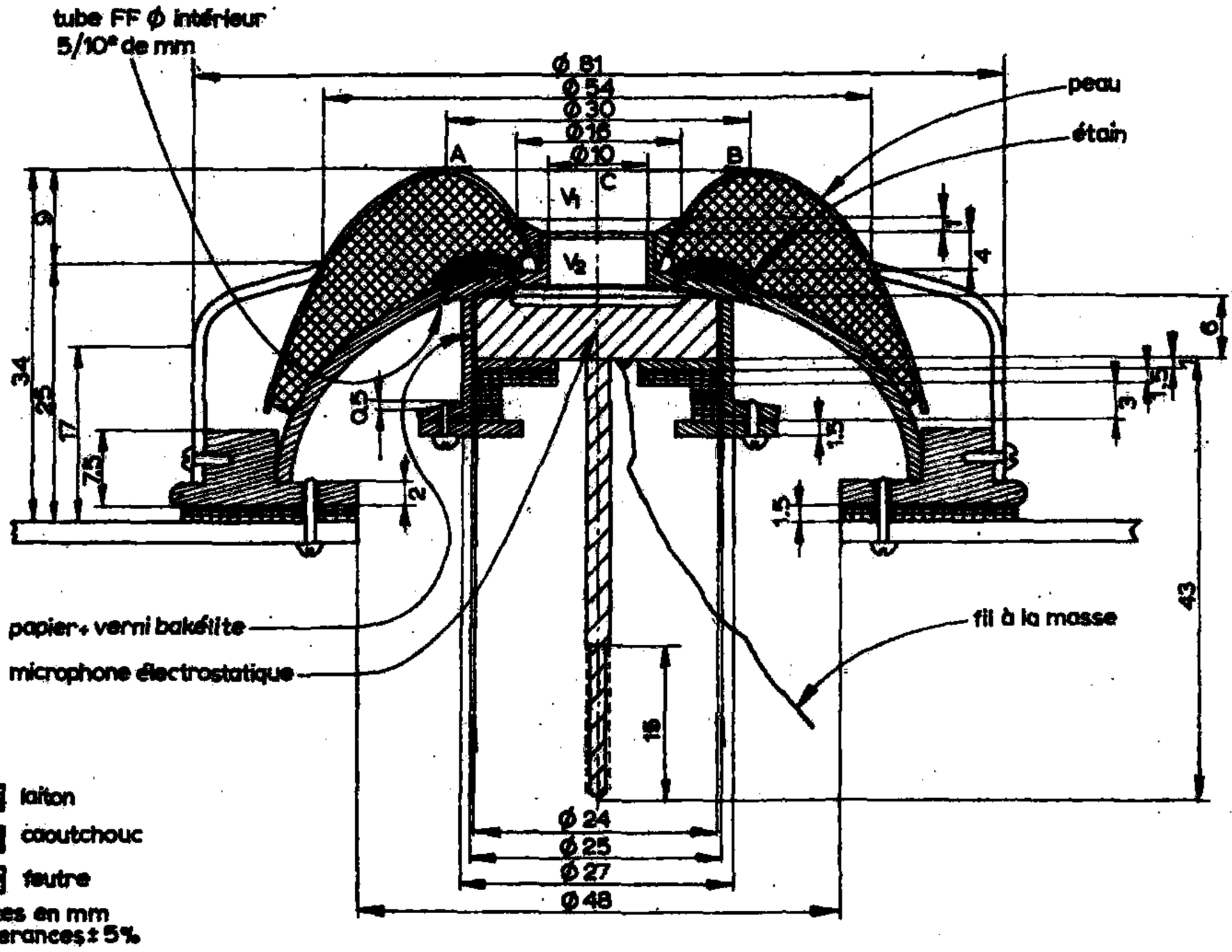


Fig. 4. Coupe de l'oreille artificielle.

La vue de cette oreille est repreésentée par la Fig. 4 qui est une coupe cotée montrant les dimensions, les volumes et la forme des impédances, ainsi que les deux canaux acoustiques de fuite FF.

Le système de détection et de lecture

Après de nombreux essais, le dispositif retenu consiste dans un redresseur symétrique et linéaire, mais avec constante de temps de 0,2 seconde, associé à un appareil indicateur électromagnétique à sensibilité logarithmique, dont la constante de temps, variable suivant l'amplitude de la déviation, est inférieure à 0,1 seconde.

Il a été reconnu que cette constante de temps était prédominante. La valeur choisie est à rapprocher de la valeur caractérisant le temps de fonctionnement de l'oreille naturelle.

Les résultats des mesures effectuées avac cette oreille sont illustrés par le tableau suivant:

TABLEAU III

Type d'appareils mesurés	*Equivalent relatif mesuré en dB*		
	Subjectivement	*Objectivement*	*Ecart*
Capsules microphoniques type A	0	0.3 M	+0.3
Capsules réceptrices type B	1.6 M	1.7 M	+0.1
Capsules réceptrices type C	13.7 P	13.5 P	+0.2

Les écarts sont très inférieurs à ceux qui existent en téléphonométrie subjective, entre diverses combinaisons d'opérateurs, et même entre des équipes différentes mesurant les mêmes appareils.

Ajoutons simplement que ces méthodes de contrôle ont un prolongement dans l'exploitation et la maintenance des appareils chez les abonnés grace à un appareillage qui est basé sur des principes analogues à ceux qui viennent d'être exposés, mais dans lequel la bouche et la voix artificielle sont remplacées par un bruiteur à bille dont le spectre d'émission a été rendu suffisamment semblable à celui de la voix naturelle et dont l'intensité est voisine de celle des impulsions hydrodynamiques, soit de 30 dB supérieur à celui des fréquences audibles de la voix.

Remarques sur l'Étude du Champ Acoustique dans les Salles Sourdes

R. LEHMANN ET P. BRUN

Centre National d'Etudes des Télécommunications, Paris (France)

INTRODUCTION

Le développement croissant de l'électroacoustique et de l'acoustique dans les télécommunications d'une part, dans les mesures de l'audition d'autre part, a conduit peu à peu de nombreux centres de recherches scientifiques à réaliser et à aménager des salles spéciales permettant, en laboratoire, l'obtention d'un champ acoustique pratiquement libre et à l'intérieur desquelles le niveau de pression acoustique est aussi faible que possible.

La construction d'une telle salle pose de très nombreuses sujétions, tant en ce qui concerne les dimensions (qui doivent être aussi grandes que possible) qu'en ce qui concerne le dispositif absorbant (qui doit être aussi efficace que possible dans tout le domaine des fréquences acoustiques).

Dans la technique actuelle, si l'on peut considérer comme résolu le problème de l'isolement acoustique d'une telle salle par rapport aux salles voisines en réalisant des

murs lourds, rigides et épais avec un sol flottant et un plafond suspendu, il n'en est malheureusement pas de même de ce qui concerne le problème de l'absorption intérieure et de la mise en évidence précise des propriétés acoustiques intrinsèques de la salle.

TECHNIQUE DE RÉALISATION DES SALLES SOURDES

Les premières salles étaient revêtues, intérieurement, par des matériaux absorbants suspendus constitués par des tissus légers (toile, mousseline, etc.) disposés en plusieurs couches superposées plus ou moins espacées les unes des autres[1].

En 1940, en Allemagne[2], une très grande salle fut réalisée suivant une technique différente qui a maintenant fait ses preuves. Depuis cette époque, de nombreuses mesures ont été entreprises pour déterminer les dimensions optima à donner à ces dispositifs ainsi que pour définir leur fixation[3] et d'autres salles plus modernes furent également réalisées sur ces principes[4, 5, 6]. Il a même été montré que l'on pouvait obtenir une amélioration notable de l'absorption dans les très basses fréquences (inférieues à 150 Hz) en disposant convenablement une certaine épaisseur d'air entre les structures absorbantes et les murs rigides sur lesquels elles reposent[7].

ETUDE CLASSIQUE DE LA QUALITÉ D'UNE SALLE SOURDE

Le paramètre physique qu'il vient immédiatement à l'idée de vérifier est la loi de décroissance de la pression ou de l'intensité acoustique en fonction de la distance séparant la source du microphone de mesure, c'est-à-dire la fameuse loi en $1/r$ ou $1/r^2$. Cette mesure n'est, d'ailleurs, pas aussi simple qu'on pourrait le penser a priori car elle nécessite l'utilisation d'une source pratiquement sphérique et d'un microphone de très petite dimension de caractéristique omnidirectionnelle.

Certains auteurs ont cependant pensé que les courbes ainsi obtenues, pour diverses fréquences, ne suffisaient pas pour caractériser correctement et totalement la qualité acoustique d'une telle salle, car les irrégularités constatées peuvent avoir plusieurs origines.

C'est pour cette raison que divers auteurs exécutèrent des mesures complémentaires telles celle du temps de réverbéraion[5] ou celle de la variation de la résistance de radiation d'une source placée à diverses distances d'une paroi[8]. Il semble, cependant, qu'il soit possible de caractériser correctement l'efficacité d'une salle sourde en vérifiant, sous certaines conditions, la loi en $1/r$.

TECHNIQUE ADOPTÉE POUR LA NOUVELLE SALLE SOURDE DU C.N.E.T.

Une nouvelle salle ayant été récemment réalisée au Département Acoustique du Centre National d'Etudes des Télécommunications[9], les lois de décroissance de la pression acoustique, en fonction de la distance, ont été vérifiées pour diverses conditions de mesure.

La méthode classique pour vérifier cette loi consiste à placer une source ponctuelle dans la salle et à vérifier que la forme d'onde produite est correcte. Effectivement, on sait qu'en champ acoustique libre une source ponctuelle émet des ondes sphériques, la pression acoustique à la distance r de la source étant, dans le cas d'ondes harmoniques

$$p = \frac{A}{r} \exp [j\omega(t - r/c)]$$

L'amplitude décroit donc en $\frac{1}{r}$ dans toutes les directions. C'est la vérification de cette propriété qui sert généralement de base à la technique de mesure.

La source sonore utilisée était une chambre de compression. On peut la considérer comme une source ponctuelle, avec une assez bonne approximation, au moins jusqu'à 5.000 Hz. En effet, l'orifice avait un diamètre de l'ordre de 2 cm; la longueur d'onde du son étant de l'ordre de 33 cm à 1.000 Hz, on voit que pour les fréquences moyennes, on peut effectivement considérer la chambre de compresion utilisée comme une source ponctuelle. La validité de cette hypothèse serait d'ailleurs discutable à 10.000 Hz. Naturellement, dans l'axe de la source, la loi de décroissance est toujours en $\frac{1}{r}$, mais il est bien certain que si le rayonnement devient très directif, on peut très bien ne plus mettre en évidence les réflexions sur des obstacles situés dans des directions faisant des angles notables avec l'axe du système. Aux basses fréquences, toutefois, il s'est avéré nécessaire d'utiliser une autre source sonore; en l'occurence, on a employé un haut-parleur disposé à l'intérieur d'une caisse de bois amortie intérieurement par du feutre. Les essais ont été exécutés aux fréquences 250, 500, 1000, 3000 5000 et 10.000 Hz. La source sonore a toujours été située sensiblement au centre de la salle. Le microphone utilisé était un microphone à condensateur de 30 mm de diamètre, la membrane étant placée perpendiculairement à la direction dans laquelle on déplacait le microphone. La décroissance de la pression sonore a été étudiée dans l'axe de la salle. La courbe de décroissance a été relevée point par point sur une distance de 3 m, en déplacant le microphone de 5 en 5 cm. La mesure consistait simplement à noter les variations de la tension de sortie du microphone résultant des variations de pression sur sa membrane.

Pour éliminer les erreurs fortuites dues aux appareils de mesure de la chaîne de

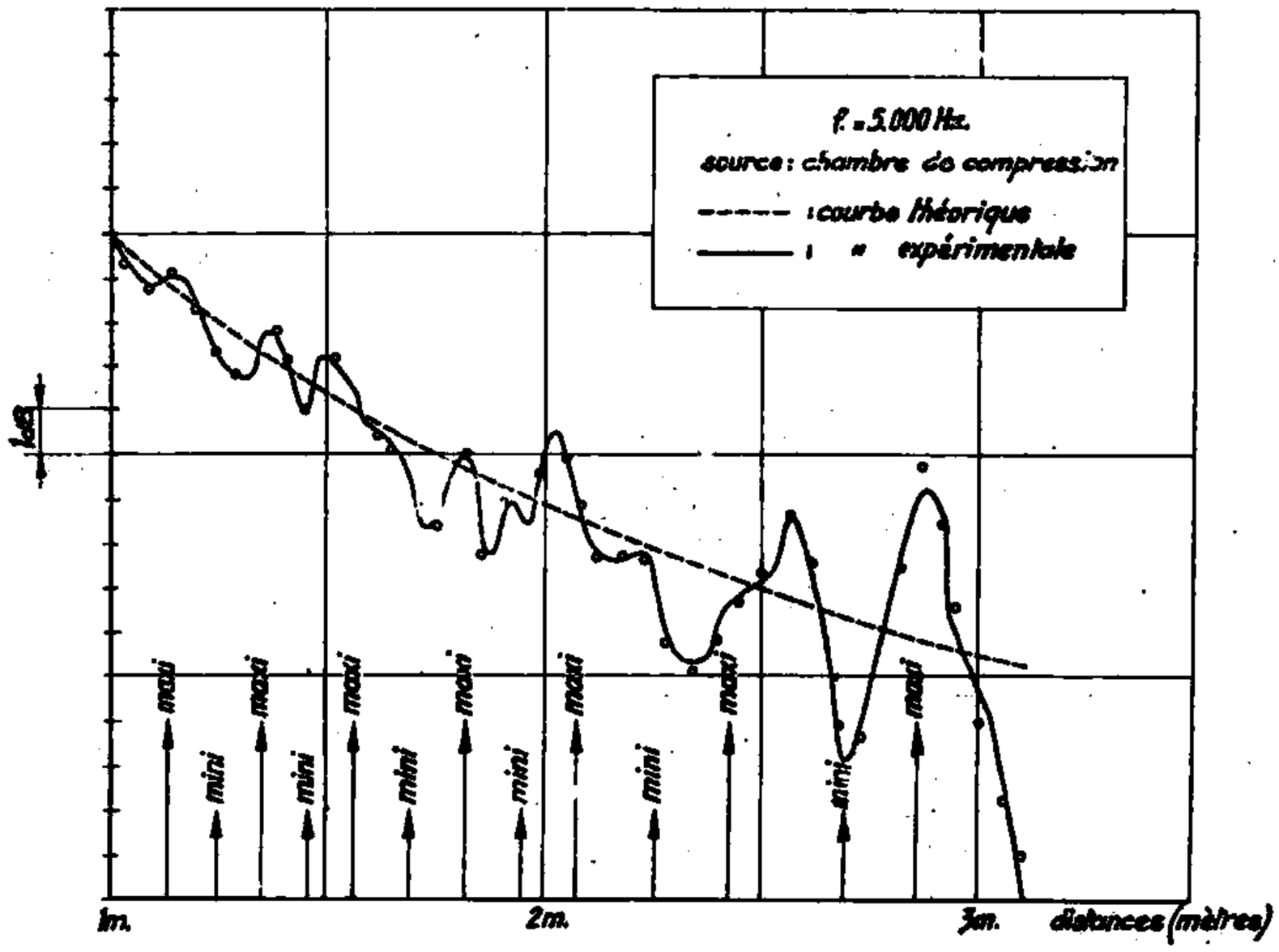


Fig. 1. Courbe de décroissance de la pression acoustique dans l'axe de la salle à 5.000 Hz.

réception, à savoir l'amplificateur de tension et le voltmètre de sortie, on a utilisé une méthode de substitution, méthode très employée dans les mesures d'étalonnages des microphones. Le générateur qui alimente la source alimente également une ligne d'affaiblissement. Un commutateur permet de connecter le voltmètre de sortie, soit aux bornes du microphone de mesure, soit aux bornes de sortie de la ligne d'affaiblissement. On règle l'affaiblissement pour avoir la même indication du voltmètre dans les deux cas. On lit uniquement des variations d'affaiblissement, ce qui élimine toutes les erreurs qui pourraient provenir du voltmètre de sortie. Nous avons utilisé un générateur à pont de WIEN, plus stable que les modèles interférentiels.

Les résultats obtenus dans ces conditions ont été traduits sous forme de courbes dans lesquelles les variations de pression ont été portées en ordonnées en dB et les distances du microphone au plan de l'orifice de la source sonore en abscisses en mètres (Fig. 1).

Les courbes ainsi tracées font apparaître des variations autour de la loi de décroissance théorique en $\frac{1}{r}$. Ces variations sont dues, de toute évidence, à des réflexions sur les parois de la salle sourde. Dans la salle étudiée, le plancher était, dans sa plus grande partie, recouvert d'un lattis de chêne formé de lattes de 4 cm de large distantes de 2,5 cm les unes des autres. On était donc tout naturellement amené à penser que la majeure partie de l'énergie sonore réfléchie l'était par ce plancher. Nous avons donc essayé, par un calcul très élémentaire, d'expliquer les résultats expérimentaux obtenus. La concordance est très satisfaisante entre la théorie et l'expérience, eu égard aux diverses approximations effectuées. Nous avons supposé que le plancher est seul réfléchissant. En un point P situé dans l'axe de la source et à la distance $2x$ de celle-ci, il y aura superposition de l'onde incidente et des ondes réfléchies par le plancher. Supposons alors que la seule onde réfléchie par le plancher provienne du point M de ce plancher tel que SM = MP. Il est évident que cette hypothèse, qui ne tient pas compte de la diffusion, est extrêmement limitative, mais les résultats permettent de penser qu'on est en droit de faire une telle approximation. Ceci posé, il est évident que la différence de parcours Δ entre les deux ondes sonores arrivant au point P s'écrit, h étant la distance du sol à l'axe du système source microphone

$$\Delta = 2\left[(x^2 + h^2)^{\frac{1}{2}} - x\right]$$

Les points dont les abscisses x sont racines de l'équation

$$\Delta = k\frac{\lambda}{2}$$

correspondront à des maxima et à des minima successifs. Nous avons donc cherché graphiquement l'intersection de la courbe $f(x) = (x^2 + h^2)^{\frac{1}{2}} - x$ avec des parallèles à l'axe des x distantes de $\lambda/4$, les points obtenus donnant la position de ces maxima et minima successifs. Sur les courbes expérimentales, nous avons tracé des traits verticaux correspondant à la position des points ainsi obtenus. On peut voir que la concordance des résultats est assez bonne, compte tenu des erreurs expérimentales et au fait que les distances sont comptées à partir du plan de base de l'émetteur sonore et non pas à partir de son centre acoustique réel (voir Fig. 2).

Ces résultats ayant confirmé l'hypothèse selon laquelle le caillebotis était le principal responsable des défauts de la salle, nous avons expérimenté diverses solutions de com-

promis afin d'obtenir une meilleure courbe de décroissance. Nous avons essayé de recouvrir le caillebotis, sur toute sa surface, par un feutre ayant une épaisseur de 2 cm.

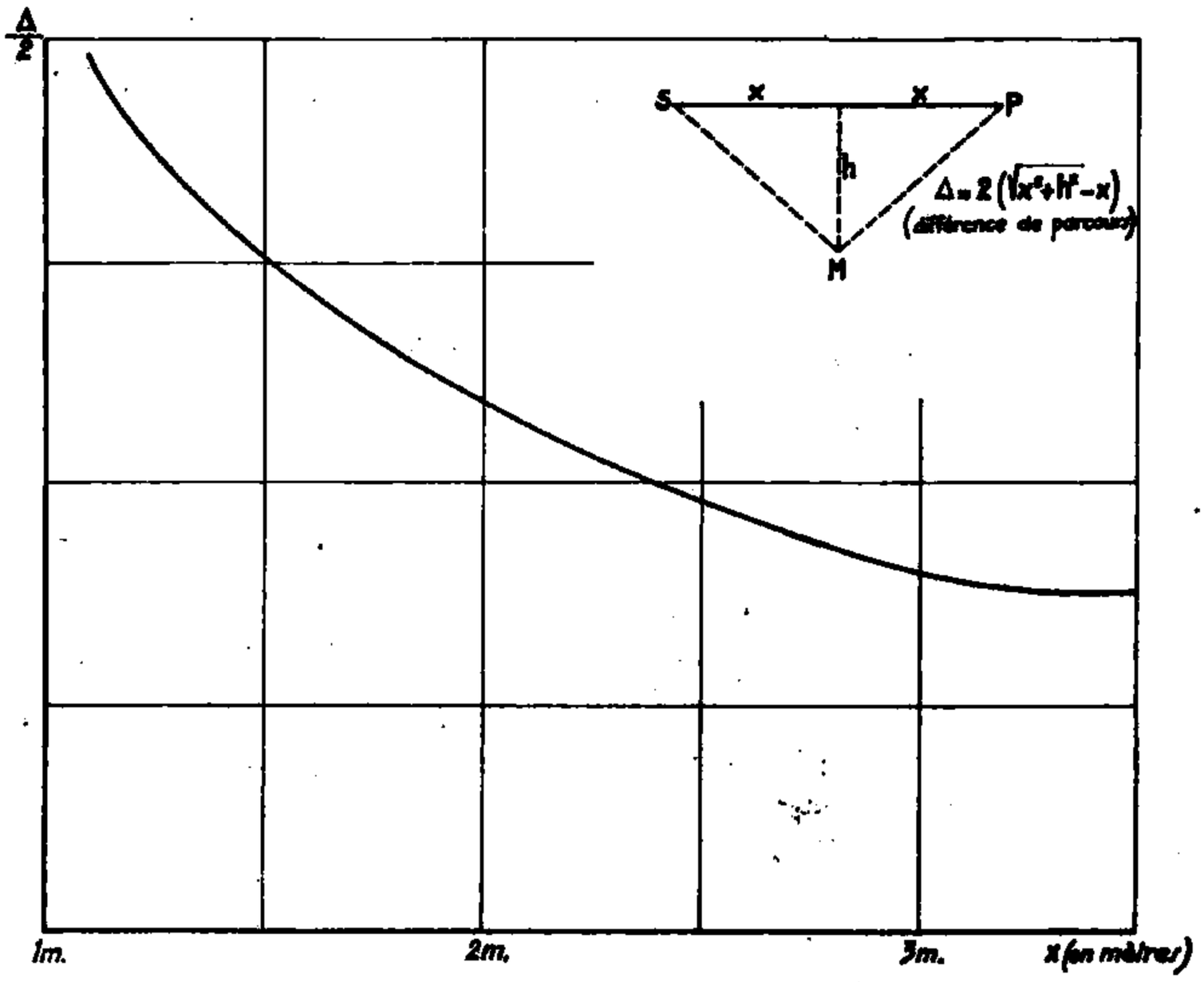


Fig. 2. Courbe théorique permettant la détermination des maxima et minima successifs.

On a ainsi constaté une nette amélioration aux fréquences élevées, mais, dans les fréquences basses et moyennes, l'absorption reste très nettement insuffisante. La solution définitive, non encore arrêtée actuellement, consistera très probablement en une réduction de la largeur du caillebotis et en un traitement acoustique aussi efficace que possible de la surface restante par l'emploi d'un absorbant approprié.

Dans ce travail, nous avons simplement voulu montrer qu'il était possible de prédéterminer, avec une approximation satisfaisante, la position des minima et maxima successifs dus à la présence d'éventuelles ondes stationnaires. Ces positions se retrouvent d'ailleurs expérimentalement à la condition de déplacer le microphone d'une manière continue et lente. On ne doit pas conclure sur la qualité d'une salle si on se contente de vérifier la loi de décroissance pour un nombre trop restreint de positions du microphone.

BIBLIOGRAPHIE

1. E. H. Bedell, *J. Acoust. Soc. Am.*, 8 (1936) 118.
2. E. Meyer, G. Buchmann et A. Schoch, *Akust. Z.*, 5 (1940) 352.
3. L. L. Beranek et H. P. Sleeper, *J. Acoust. Soc. Am.*, 18 (1946) 140.
4. P. J. Mills, J. *Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 988.
5. E. Meyer, G. Kurtze, S. Severin et K. Tamm, *Acustica*, 3 (1953) 409.
6. G. W. Eppрecht, G. Kurtze et A. Lauber, *Acustica*, 4 (1954) 567.
7. G. Kurtze, *Acustica*, 2 (1952) *Akust. Beih.* 104.
8. H. C. Hardy, F. G. Tyzzer et H. H. Hall, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 992.
9. P. Chavasse et R. Lehmann, *Ann. Télécommun.*, 14 (1959) 720.

Some Calculations and Measurements of the Sound Pressure Distribution in 2 cm³ Coupler Cavities.

S. C. DALSGAARD

The Acoustical Laboratory, Royal Technical University, Copenhagen (Denmark)

Introduction

The coupler is an important part of the equipment for hearing aid measurements, determining to a large extent the response of the earphone. For this reason a work on standardization of a coupler is at present in progress in the International Electrotechnical Commision, Technical Committee No. 29, Working Group No. 6.

The proposed IEC Reference Coupler, which is a modified version of the American Standard 2 cm³ coupler (*Am. Standards*, 24-9-1949) consists essentially of a cylindrical cavity of 2 cm³ volume, representing the acoustic impedance of the human ear. The bottom of the cavity is formed fully or partly by the diaphragm of the measuring microphone. The receiver is normally connected to the cavity by means of a tube, coaxial with the cavity, 18 mm long and with an internal diameter of 3 mm. The tube represents the boring in an average earmold.

In many cases it is desirable to adjust the diameter of the cavity to the diameter of the diaphragm of the microphone employed, keeping the volume at 2 cm³ by also changing the length of the cavity. In other cases it may be wanted to use a microphone with a smaller diameter than the cavity, *e.g.* probe tube microphones.

The fact, that the aperture of the connecting tube is only a rather small part of the cross-section of the cavity, will under certain conditions give rise to a non-uniform distribution of the sound pressure on the bottom surface, where the microphone is located. This problem has been mentioned earlier by GLASER, MORRICAL AND BENSON[1].

An investigation has been made to study the influence of the dimensions of 2 cm³ coupler cavities upon the measuring results, when microphones with different diameters are used.

Calculations of the pressure distribution

List of symbols.

r_1 = cavity radius
l = cavity length
V = cavity volume
r_2 = source radius
r_3 = diaphragm radius
U = volume velocity of source
ϱ = density of air
c = velocity of sound
p = sound pressure

p_m = mean sound pressure
$k = \omega/c$ = wave number
$k_n r_1$ = n-th root of $J_1(kr_1)$
$\mu_n^2 = k_n^2 - k^2$
D = correction factor

The methods for calculation of the sound field in cylindrical tubes with a non-uniform source distribution and axial symmetry has been treated by MORSE[2] AND NIELSEN[3] and shall not be mentioned here.

We will assume, that the source, *i.e.* the aperture of the tube in the earmold substitute, is equivalent to a piston with radius r_2 and has a volume velocity U. We assume furthermore, that the walls of the cavity have infinite impedance, and losses can be neglected. The sound pressure on the bottom surface at a distance r from the center is then given by

$$p = \frac{\varrho c^2 U}{j\omega V} \cdot \frac{kl}{\sin kl}\left[1 - 2\sum_1^\infty \frac{k \sin kl}{\mu_n \sinh \mu_n l} \cdot \frac{J_1(k_n r_2)}{k_n r_2 \cdot J_0^2(k_n r_1)} \cdot J_0(k_n r)\right] \tag{1}$$

The mean pressure on a diaphragm, concentric with the cavity and with diameter r_3 is then

$$p_m = \frac{\varrho c^2 U}{j\omega V} \cdot \frac{kl}{\sin kl}\left[1 - 4\sum_1^\infty \frac{k \sin kl}{\mu_n \sinh \mu_n l} \cdot \frac{J_1(k_n r_2)}{k_n r_2 \cdot J_0^2(k_n r_1)} \cdot \frac{J_1(k_n r_3)}{k_n r_3}\right] \tag{2}$$

for $r = r_3$ we get the mean pressure on the total bottom surface

$$p_m = \frac{\varrho c^2 U}{J\omega V} \cdot \frac{kl}{\sin kl} \tag{3}$$

The relative pressure distribution across the bottom surface is then given by

$$\frac{p}{p_m} = 1 - 2\sum_1^\infty \frac{k \sin kl}{\mu_n \sinh \mu_n l} \cdot \frac{J_1(k_n r_2)}{k_n r_2 \cdot J_0^2(k_n r_1)} \cdot J_0(k_n r) \tag{4}$$

We now introduce a correction factor D, which is the ratio of the actual mean sound pressure on a diaphragm, concentric with the cavity, to the sound pressure, that would exist, if the sound field in the cavity were uniform. The correction factor is given by

$$D = \frac{kl}{\sin kl}\left[1 - 4\sum_1^\infty \frac{k \sin kl}{\mu_n \sinh \mu_n l} \cdot \frac{J_1(k_n r_3)}{k_n r_3 \cdot J_0^2(k_n r_1)} \cdot \frac{J_1(k_n r_3)}{k_n r_3}\right] \tag{5}$$

In the special case, when $r_3 = r_1$, that is, the diameter of the diaphragm is equal to the diameter of the coupler, the correction factor becomes

$$D = \frac{kl}{\sin kl} \tag{6}$$

From eq. 4 we can see, that there will be variations in the sound pressure across the bottom surface, mainly determined by the length of the cavity. These variations will have an influence on the measured sound pressure, dependent of the size of the microphone as given in eq. 5. If the diameter of the diaphragm is equal to the coupler diameter, the mean sound pressure of the diaphragm is independent of the non-uniform pressure distribution as indicated in eq. 6, but this equation also shows, that the correction factor will increase with increasing length of the cavity.

Measurements

Some measurements were carried out at different frequencies for couplers having a volume of 2 cm³, and having diameters varying from 12,5 mm to 30 mm.

The sound pressure distribution was measured by moving the coupler along a plane surface in which the aperture of a probe tube microphone with a diameter of 1 mm was located. The sound pressure was recorded on a level recorder, which by means of a micrometer screw moved the coupler.

The mean sound pressure on the bottom surface was calculated from the recordings and the measured sound pressures were converted into pressures relative to the mean sound pressure.

Results of calculations and measurements

Some results of the calculations and measurements are shown in Fig. 1 and 2.

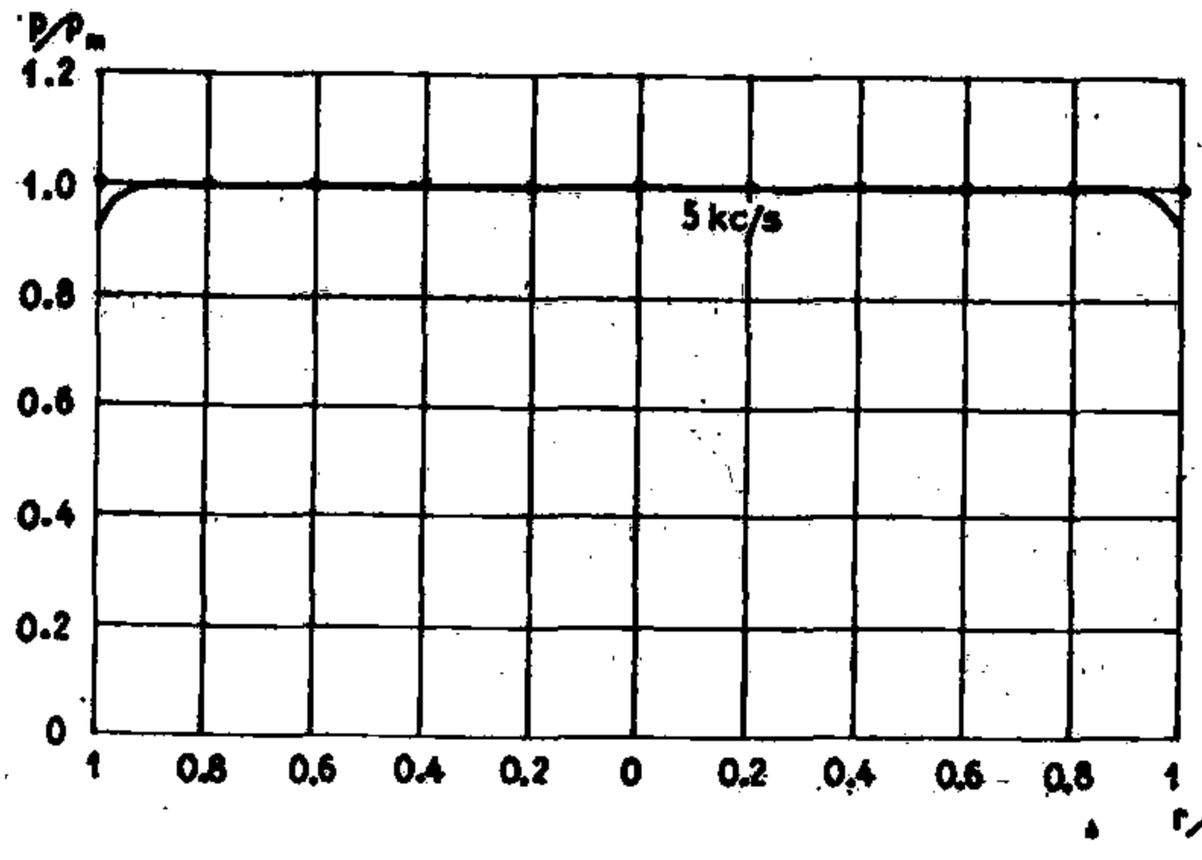


Fig. 1. Relative sound pressure distribution on bottom surface of 2 cm³ coupler. Diameter 15 mm. Frequency 5 kc/s Solid curve measured. Points calculated values.

Fig. 1 shows the relative pressure distribution at 5 kc/s in a 2 cm³ coupler with a diameter of 15 mm. The diameter of the source is 3 mm. The curve drawn in full line shows the measured pressure distribution, and the points are calculated values. The sound pressure is essentially constant across the surface. This is mainly due to the fact, that the coupler is rather long, the length being 11,3 mm. The drop in the sound pressure at the edge is due to the finite size of the probe tube microphone.

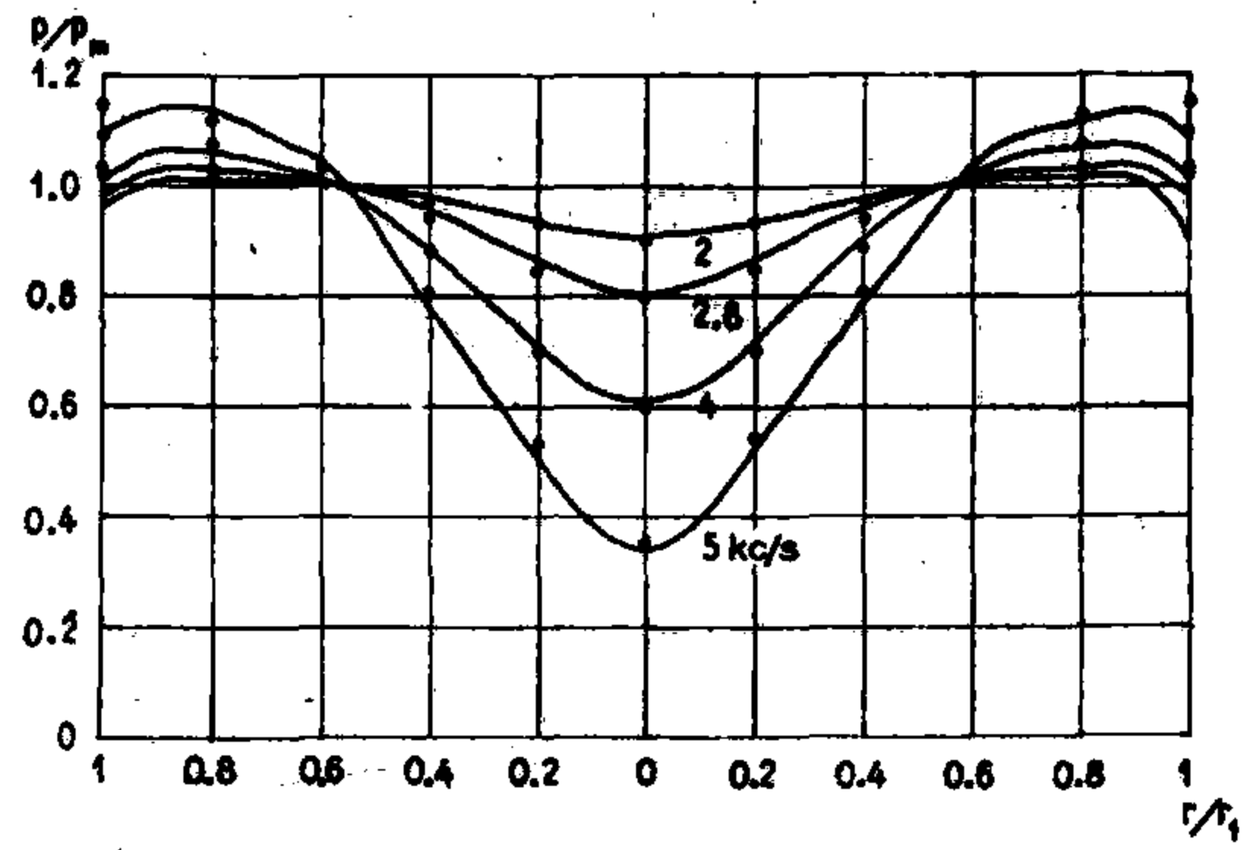


Fig. 2. Relative sound pressure distribution on bottom surface of 2 cm³ coupler. Diameter 25 mm. Frequencies 2, 2,8, 4 and 5 kc/s. Solid curve measured. Points calculated values.

Fig. 2 shows the relative pressure distribution in a 2 cm³ coupler with a diameter of 25 mm. Calculations and measurements were carried out at 2, 2.8, 4 and 5kc/s. It can be seen, that the pressure varies rather much across the bottom surface in a coupler

of these dimensions at the higher frequencies, because the coupler is very short. The length is only 4,1 mm. It should be noticed, that the resonance frequency corresponding to the first transverse mode is about 17 kc/s.

It is obvious that the pressure, measured with a small diameter microphone located concentric with the cavity, will be less than the mean pressure on the bottom surface. Even when a microphone with a diameter equal to the coupler diameter is used, a deviation from the actual mean pressure must be expected, due to the fact, that condenser microphones normally are most sensitive at the center of the diaphragm. BRUEL AND RASMUSSEN have shown, that for a certain microphone a variation in sensitivity of about 20 db may occur across the diaphragm from the center to a distance of 0,9 of the radius. The variation will of course depend of the construction of the microphone.

It can also be seen from Fig. 2, that a probe tube microphone located eccentric in the right place will measure the correct mean sound pressure at all frequencies.

It should perhaps also be mentioned that it is possible to obtain a more uniform distribution of the sound pressure by using a ring source as shown by MAWARDI[5], but this is in fact a complete redesign of the coupler.

Calculations of the correction factor D

The results mentioned above indicate that the dimensions of the coupler and of the microphone employed have a certain influence on the sound pressure measured in the coupler. In order to discuss this problem, the correction factor D has been calculated for different cases.

A neccessary assumption for the discussion is that a microphone with a diameter of the diaphragm of 18 mm shall be usable in every case, because a large part of the standard microphones in use have this dimension, namely the American standard type L microphone.

We will first consider the case where the diameter of the diaphragm is equal to the coupler diameter. Fig. 3 shows the correction factor D as function of frequency for 5 different couplers with diameters from 12,5 mm to 25 mm. If the microphones were measuring the mean sound pressure on the diaphragm, the deviations in the measured results on different couplers would be within 2 db if couplers with diameters greater than 15 mm were employed. If an approximate correction for the greater sensitivity at the center of the diaphragm is made, the correction factor for the 25 mm coupler will be as shown by the dotted curve 25′. In this case the diameter of the coupler must be within 17 mm to 25 mm, if deviations as great as 2 db are allowed. The diameter of the coupler must be within 18 mm to 22 mm, if deviations not greater than 1 db are accepted in the frequency range 200 to 5000 kc/s.

As a second case the use of microphones with a diameter of the diaphragm less than the diameter of the coupler is considered. We will assume, that the microphone is located concentric with the cavity in accordance with the IEC document. Fig. 5 shows the calculated correction factors for a microphone with a diameter of the diaphragm of 18 mm in different couplers. Fig. 5 shows calculated correction factors for a microphone with a 9 mm diaphragm. No correction for the variation in sensitivity across the diaphragm has been made. If we assume that no limits shall be stated regarding the dimensions of the microphone, exept of course that the diameter of the diaphragm must not be greater than the diameter of the coupler, we can draw the following

conclusions from the calculations: Couplers with diameters between 17 mm and 20 mm can be used, if deviations less than 2 db are allowed. If deviations of 1 db are tolerated, couplers with diameters between 18 mm and 19 mm can be used. The upper limits of respectively 20 mm and 19 mm will of course increase to respectively 25 mm and 22 mm, when the diameter of the diaphragm approaches the diameter of the cavity.

As mentioned earlier it is possible to measure the correct mean sound pressure on the bottom surface, using a probe tube microphone, located eccentric in the right place as shown in Fig. 2. In this case greater coupler diameters than stated above can be used, as the only limiting factor is the length of the cavity, which must not be too great, as indicated in Fig. 3.

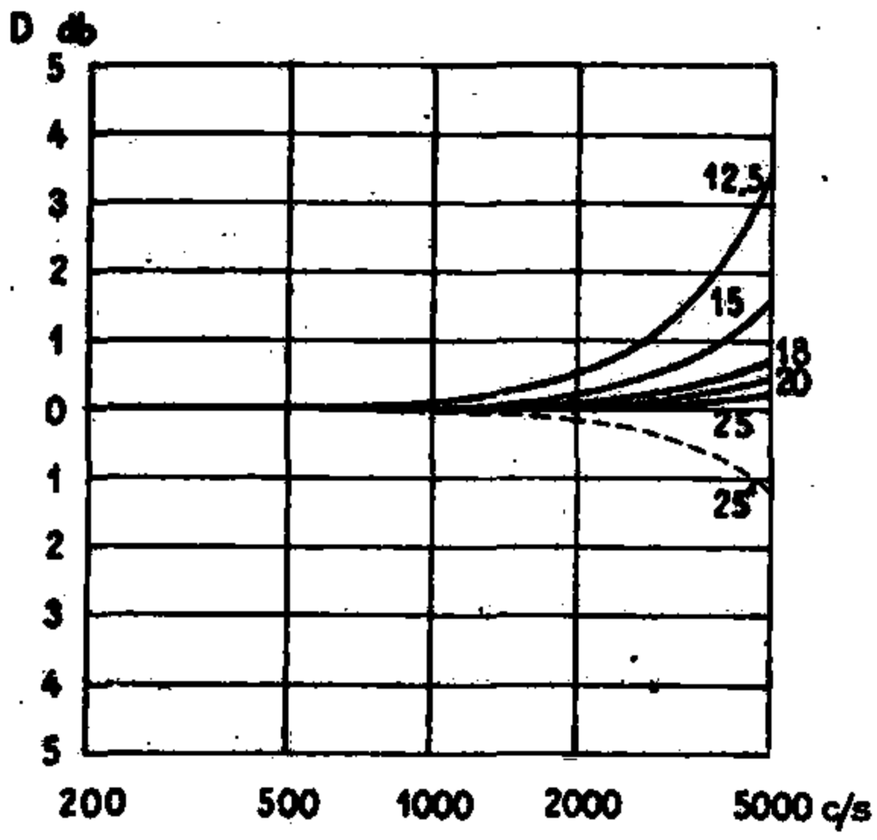


Fig. 3. Correction factor D as function of frequency with coupler diameter in mm as parameter. Diameter of diaphragm equal to coupler diameter.
Dotted curve 25' shows the correction factor for a coupler diameter of 25 mm with an approximate correction for the greater sensitivity at the center of the diaphragm.

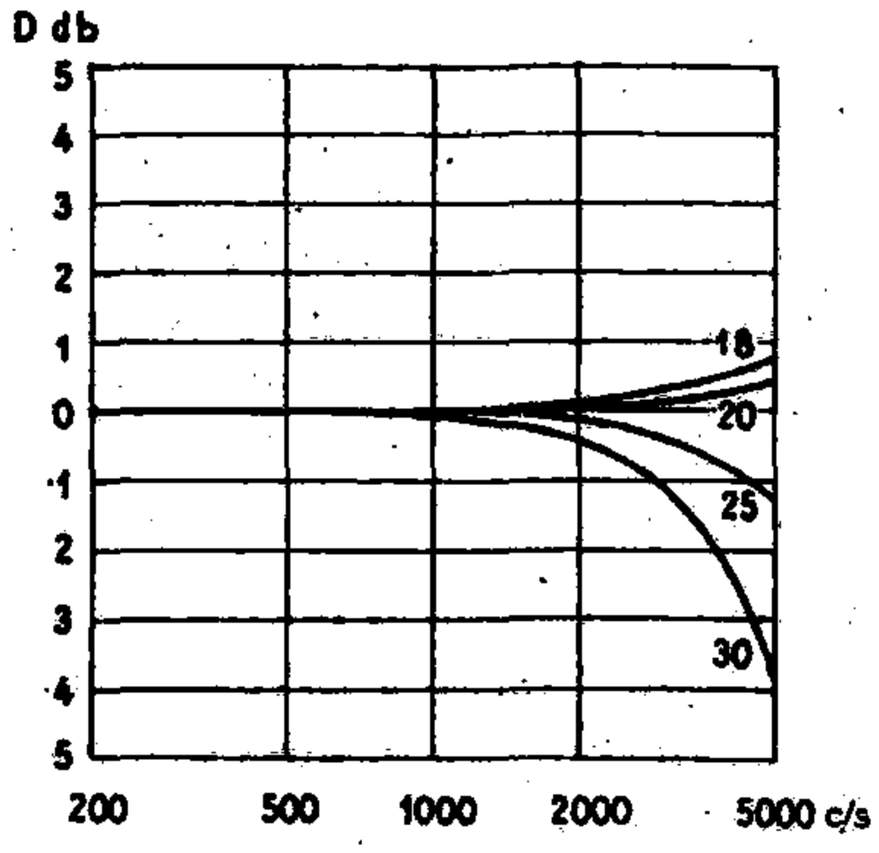


Fig. 4. Correction factor D as function of frequency with coupler diameter in mm as parameter. Diameter of diaphragm 18 mm.

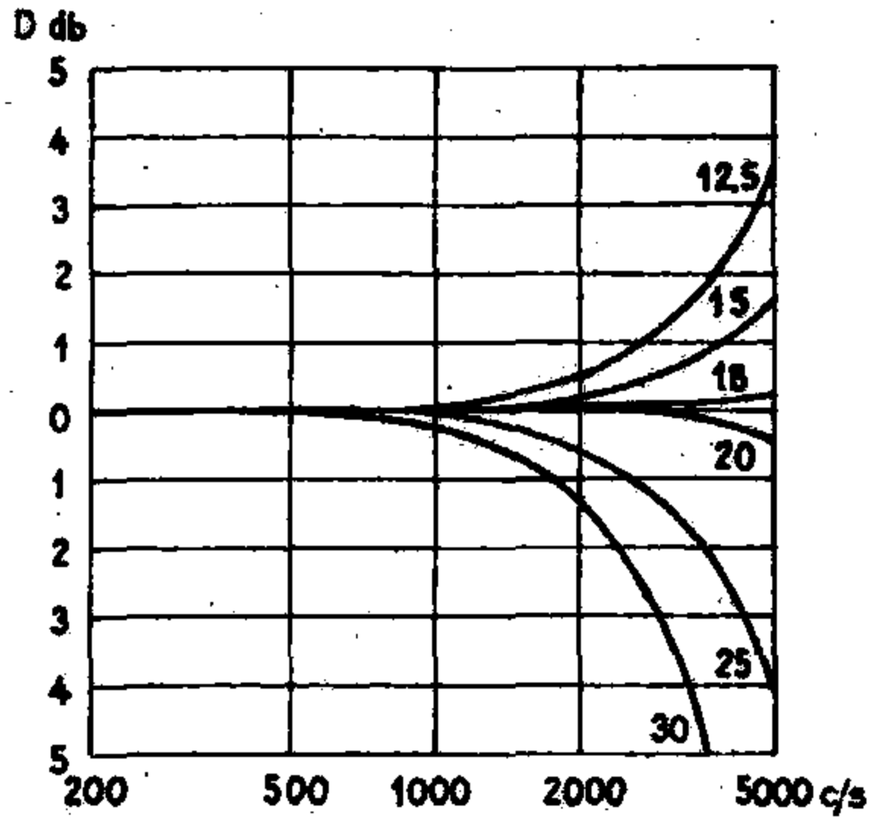


Fig. 5. Correction factor D as function of frequency with coupler diameter as parameter. Diameter of diaphragm 9 mm.

The IEC recommendations

To conclude this paper we will briefly discuss the diameter restrictions in the IEC document. In the proposal for the IEC 2 cm^3 Reference Coupler it is recommended, that the coupler diameter shall be within 18 mm to 21 mm. This will lead to a maximun

deviation of about 2 db under the most unfavourable circumstances, namely when measurements on a 21 mm coupler with a very small, concentric mounted microphone are compared with measurements on an 18 mm coupler with an 18 mm microphone.

If a coupler diameter greater than 18 mm is used only together with microphones with diaphragm diameters greater than 18 mm, the maximum deviation will be approximately 1 db.

REFERENCES

1. J. L. GLASER, K. C. MORRICAL AND R. W. BENSON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 21 (1949) 190–195.
2. P. M. MORSE, *Vibration and Sound*, Mc Graw-Hill, New York, 1948, p. 307.
3. A. K. NIELSEN, *Trans. Danish Acad. Tech. Sci.*, 10 (1949) 36.
4. P. V. BRUEL AND G. RASMUSSEN, *Bruel and Kjaer Tech. Rev. No.* 2, (April 1959) 6.
5. O. K. MAWARDI. *J. Acoust. Soc. Am.*, 21 (1949) 84–91.

Acoustic Microanemometer

A. S. GURVICH

Institute of Physics of the Atmosphere, Academy of Sciences, Moscow (U.S.S.R.)

The turbulent motion of the air causes fluctuations of the propagation speed of sound and electromagnetic waves which leads to scattering as well as to fluctuations of amplitude and phase of the wave. All these phenomena of sound and ultrasound waves were investigated by many authors[1–6]. The theory of wave propagation in the turbulent atmosphere developed by OBUKHOV[7] and V. I. TATARSKIJ[8] is in rather a good agreement with experimental data. The theory also allows to determine the statistic properties of a direct wave and a scattered one through the structure and correlation functions of the velocity of propagation in the medium. In connection with this the problem of experimental investigation of statistic properties of random fields for the values defining the velocity of wave propagation (temperature, wind speed and so on) is of particular interest. Investigation of statistic properties of turbulence is also of great interest for meteorology since such important phenomena as the heating of the air in lower layers and the increase of humidity in the atmosphere are greatly dependent on the turbulent motion of the atmosphere.

Application of acoustic principles in the measurements led us to construct an instrument[9], that allows to determine the values of an arbitrary component of the wind

velocity and fluctuations of the sound velocity in any direction. The instrument is so constructed that it is possible to carry out practically local and instantaneous measurements of the values indicated above.

Acoustic anemometers, described in literature[10–12], are of little use for pulsation measurements as the values of the velocity so obtained are averaged according to a large base in the order of 100 cm. The base can be decreased, mostly, according to the size of the microphones and radiators used. In the construction of the anemometer developed by us, cylindrical condenser transducer of 2 mm in diameter with a working part of 2 mm long were used as microphones and radiators. A "Terylene" plate of 3.5μ thick, metallized on the outside serves as a movable electrode. The sensitivity of the microphone is 0.07–0.1 mv/belt in the frequencyrange of 75–100 kc/s. The application of high-frequency miniature transducers allowed to reduce the base of the microanemometer to 2.5 cm.

The operation of the acoustic anemometer is founded on the dependence of the time of propagation on the motion of the medium. If an immovable point source of sound is placed into a moving medium and two point receivers placed at a distance l on opposite sides of the source, then the difference in time of arrival of the sound waves at the receivers[4], is

$$\Delta t_v = 2lV_l/(C_0^2 - V^2)$$

where V the flux velocity, V_l the projection of V on the direction l, C_0 the sound velocity in the medium at vest. To determine the value V_l it is more convenient to measure the corresponding phase difference $\Delta\varphi_v = \omega\Delta t$ and not Δt (ω being the circular frequency of the radiated sound), as in applying the phase method one can achieve a high accuracy in the measurements when Δt is small. It follows then

$$V_l = \frac{C_0^2\Delta\varphi_v}{2\omega l}\left(1 - \frac{V^2}{C_0^2}\right) \tag{1}$$

The term V^2/C_0^2 can be neglected in the majority of cases, while measuring in the lower layers of the atmosphere, as $V^2C_0^2 < 1\%$ if $V < 30$ m/s. It is quite obvious, that the measurement is carried out in the time $\tau = l/C_0$ *i.e.* practically instantly and that the value V_l is averaged according to the base $2l$. It can be seen from eq. (1), that the acoustic microanemometer does not require a calibration as all the parameters in eq. (1) can be measured directly. In accurate computation of sensitivity, it should be taken into account, that the base l because of diffraction is different from the geometric distance l' between the radiator and the microphone. In the constrcution applied by us, the relative change $\frac{l-l'}{l'}$, which was computed from the graph given by BERANEK[14], was less than 0.05.

In deducing eq. (1) we assumed C_0 to be constant. Actually, because of the pulsations of temperature averaged according to the base, C_0 varies and it leads to fluctuations in the sensitivity of the microanemometer. However, these changes give a relative error of $T'/2T$*, which is of the order of 10^{-3} for the lower layer of the atmosphere and this can be neglected. The difference in temperature in two the directions of propagation leads to complementary phase difference between the signals, which envolves a notable error to the measurements of the velocity V_l. This error can be entirely excluded if

* Where T' are the fluctuations of temperature and T the mean temperature of the medium.

sound waves travel in the opposite directions but along the same stretch. Such a scheme of measurements was realized. For this purpose two radiaters and two microphones were placed in pairs at the ends of the base, close to each other. Feeding

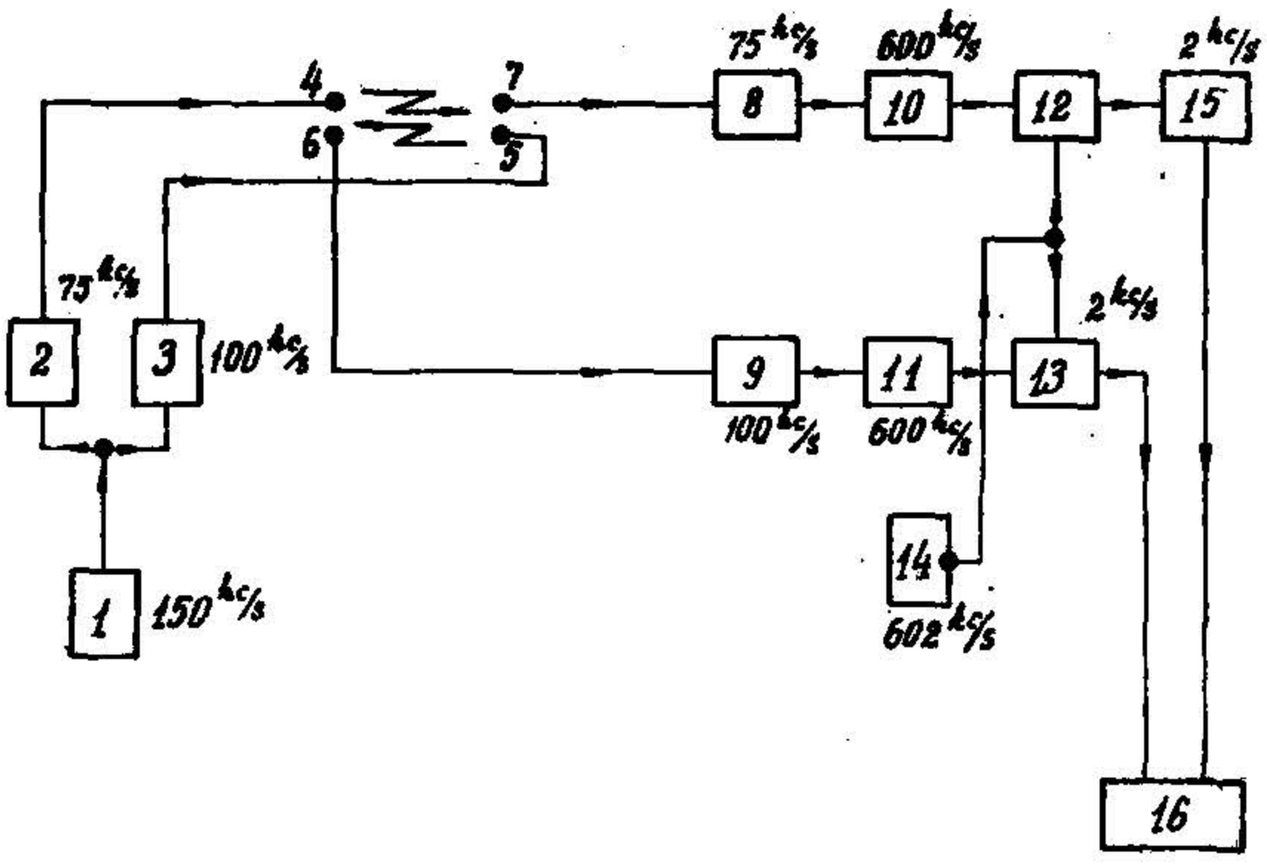


Fig. 1. Block diagram of acoustical microanemometer.

1. Quartz master oscillator.
2, 3. Frequency converter.
4, 5. Electrostatic speaker.
6, 7. Electrostatic microphone.
8, 9. Resonance amplifier.
10, 11. Frequency multiplier.
12, 13. Frequency changer.
14. Quartz-cristal oscillator.
15. Phase shifter.
16. Phase meter.

different but coherent frequencies to the radiators and adjusting the respective microphone amplifiers, it is easy to separate the signals received by the microphones. By this system of excluding the temperature error we also reduce the base to half its original value.

The block-scheme of the instrument is given in Fig. 1; the quartz master oscillator gives a frequency of 150 kc/s which is transformed by two frequency converters (2,3) giving the coherent signals with frequencies of 75 kc/s ($^1/_2 \times 150$ kc/s and 100 kc/s ($^2/_3 \times 150$ kc/s). The electrostatic speakers (4,5) and microphones (6,7) are clamped in

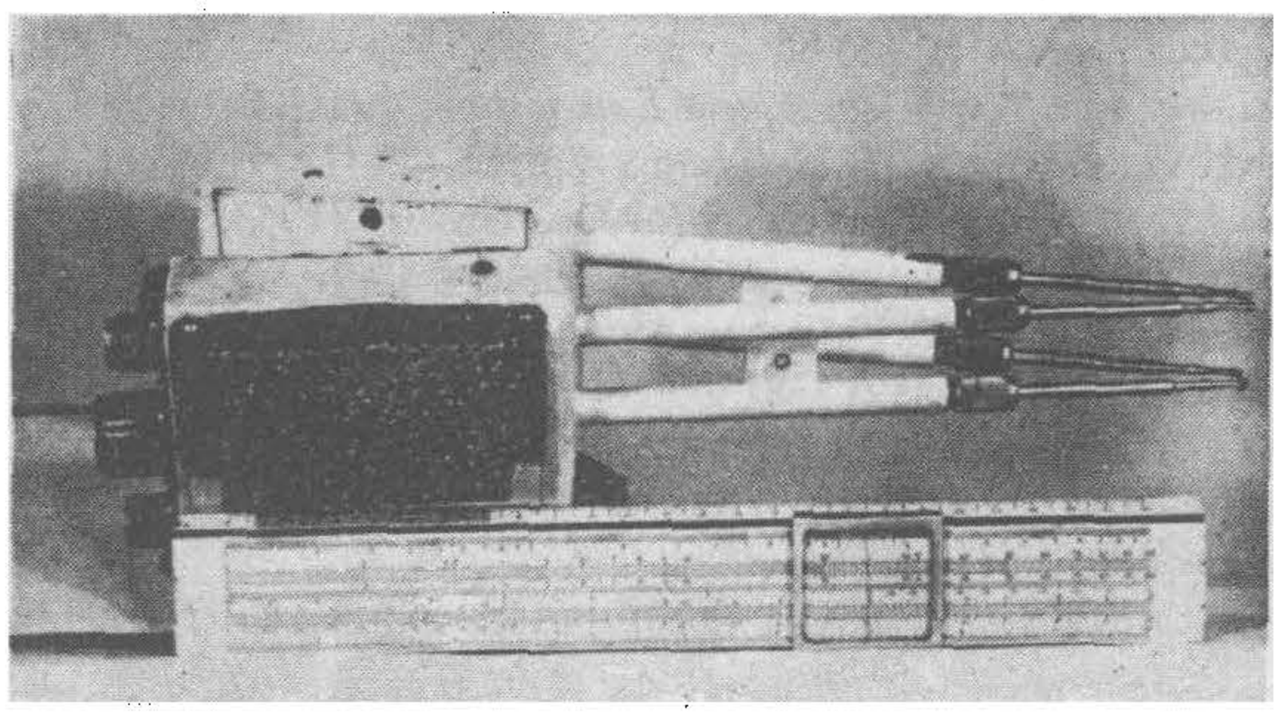


Fig. 2. Probe of microanemometer.

a special head, (Fig. 2). To increase the sensitivity the microphone voltages are amplificated by amplifiers (8,9). After the frequencies are miltuplied by the frequency

multipliers (10,11) the signals with an equal frequency of 600 kc/s are given to the modulators (12,13) are also fed with a voltage with frequency of 602 kc/s supplied from a separate quartzcristal oscillator (14). The frequency of 2 kc/s from the modulators gets through the phase shifter (15) to the meter (16). The output voltage to the meter is proportional to the phase difference of the signals, *i.e.* the value of the corresponding component of velocity of the medium.

To measure the fluctuations of the sound velocity, one of the acoustical canals is replaced by a standard electric attenuator. In this case the fluctuations of the phase-difference at the output $\Delta\varphi_c$ are related to the fluctuations of sound velocity ΔC by the following equation

$$\frac{\Delta C}{C_0} = \Delta\varphi_c \cdot \frac{C_0}{\omega l} \tag{2}$$

with an accuracy up to $\left(\frac{\Delta C}{C_0}\right)^2$.

The filter at the output meter permits the frequency band of 0–700 c/s to pass. In measuring the wind velocity the sensitivity of the instrument was made 9 cm/s per volt, the scale total was 0–2 m/s. The zero point drift was less than 1 cm/s for 20 min; the noise fluctuations equalled a velocity of less than 1 cm/s. In measuring fluctuations of the sound velocity these values should be doubled. The scale of the instrument can be easily extended to larger velocity values.

The instrument is so constructed that the separated sensing element (Fig. 2) with microphones and speakers is connected with the basic unit by cables of 20 m length. To match the resistance of microphones and speakers with the cable cathode followers and matching transformers were used. The microanemometer was successfully tested in the field conditions, where it was used for measuring the vertical component of the velocity in the lower layer of the atmosphere and for measuring fluctuations of the sound velocity[15].

REFERENCES

1. V. M. Bovsheverov and V. A. Krasil'nikov, *Doklady Akad. Nauk S.S.S.R.*, 32 (1941) 44–46.
2. V. A. Krasil'nikov and K. M. Ivanov-Shits, *Doklady Akad. Nauk S.S.S.R.*, 67 (1949) 639–642.
3. V. A. Krasil'nikov, *Doklady Akad. Nauk S.S.S.R.*, 88 (1953) 657–660.
4. V. A. Suchkov, *Akust. Zh.*, 4 (1958) 85.
5. U. Ingard, *Proc. 4th Ann. Noise Abatement Symposium*, 4 (1953) 1–15.
6. M. A. Kallistratova, *Doklady Akad. Nauk S.S.S.R.*, 125 (1959) 69–71.
7. A. M. Obukhov, *Izvest. Akad. Nauk S.S.S.R., Ser. Geofiz.*, (1953) 155–165.
8. V. I. Tatarskij, *Theory of fluctuation phenomena in waves, propagated in a turbulent atmosphere*, Izdatel'stvo Akad. Nauk S.S.S.R., Moscow 1951, (in Russian).
9. A. S. Gurvich, *Akust. Zh.*, 5 (1959) 368–369.
10. R. M. Schotland, *J. Meteorol.*, 12 (1955) 386–390.
11. V. E. Suomi, *Exploring the atmosphere's first mile*, Pergamon Press, 1 (1957) 256–266.
12. R. E. Corby, *Electronics*, 23 (1950) 88–90.
13. D. I. Blokhintsev, *Acoustics of non-homogeneous moving media*, Gostehizdat, Moscow, 1946 (in Russian).
14. L. L. Beranek, *Acoustic measurements*, Izdatel'stvo Innostrannaj literatura, Moscow, 1952. (in Russian).
15. V. M. Bovsheverov, A. S. Gurvich, L. R. Tsvaig, *Doklady Akad. Nauk S.S.S.R.*, 125 (1959) 1242.

Richtungsselektive piezoelektrische Schwingungsempfänger

TH. SCHWIRZER

Berlin-Siemensstadt (Deutschland)

Nachdem es in den letzten Jahren gelungen ist, piezoelektrische Schwingungsempfänger so zu bauen, dass sie im ganzen interessierenden Frequenzbereich einen konstanten Übertragungsfaktor besitzen, beginnt man jetzt der Frage der Richtungsselektivität erhöhte Aufmerksamkeit zu schenken. Unter dem Begriff Richtungsselektivität fasst man dabei zwei charakteristische Eigenschaften eines Schwingungsempfängers zusammen: Als erstes seine Empfindlichkeit gegen Translationsschwingungen, die senkrecht zur Hauptrichtung am Empfänger angreifen, und als zweites seine Empfindlichkeit gegen Rotationsschwingungen beliebiger Achsrichtung.

Die Empfindlichkeit gegen Translationsschwingungen senkrecht zur Hauptrichtung wird nach dem als Einwurf veröffentlichten Normblatt DIN 45 661 "Begriffe für Schwingungsmessgeräte" durch den Richtungsfaktor charakterisiert. Er ist das Verhältnis der Ausgangsgrössen des Empfängers (z.B. Spannungen oder Ströme), wenn die gleiche Eingangsgrösse einmal senkrecht zur Hauptrichtung und dann parallel dazu auf den Schwingungsempfänger einwirkt.

Die Empfindlichkeit gegen Rotationsschwingungen beliebiger Achsrichtung wird im gleichen Normblatt als Koppelung bezeichnet. Ein Mass für die Grösse der Koppelung ist darin noch nicht genannt, da seine Definition grosse Schwierigkeiten bereitet. Es muss aber gefunden werden, da die Koppelung für die Richtungsselektivität eines Schwingungsempfängers mindestens ebenso wichtig ist, wie der Richtungsfaktor. Man denke daran, dass z.B. bei stehenden Biegewellen auf einem Balken in den Schwingungsknoten reine Drehbewegungen vorhanden sind. Ein dort angebrachter Schwingungsempfänger kann nur dann die Amplitude Null anzeigen, wenn seine Koppelung Null ist.

Welche Anforderungen müssen nun an einen Schwingungsempfänger gestellt werden, der auf der Titel "richtungsselektiv" Anspruch erhebt?

1. Er muss einen kleinen Richtungsfaktor besitzen. Ein Wert von 0,1 wäre dabei als obere Grenze anzusehen.

2. Seine Koppelung soll gering sein.

3. Richtungsfaktor und Koppelung dürfen innerhalb des Arbeitsfrequenzbereiches nicht zu stark schwanken. Es genügt nicht, für bestimmte Frequenzen eine grosse Richtungsselektivität erreicht zu haben, wenn sie bei anderen Frequenzen praktisch Null ist. Ein Erscheinungsbild, dass z.Zt. leider noch sehr viele handelsübliche Schwingungsempfänger bieten.

4. Beide Kenngrössen sollen möglichst wenig von der Orientierung der Schwingungsrichtung bzw. Drehachse zur Hauptachse des Empfängers abhängen. Zur Überprüfung dieser Forderung schreibt das eingangs genannte Normblatt vor, dass der Richtungsfaktor stets für zwei auf der Hauptrichtung und aufeinander senkrecht ste-

hende Bewegungsrichtungen angegeben werden muss. Entsprechendes würde auch für einen Koppelungsfaktor gelten.

5. Die Richtungsselektivität soll für die beiden wichtigsten Ankoppelungsrichtungen gleich gross sein. Sie unterscheiden sich dadurch, dass im ersten Fall der Empfänger an seiner Basis befestigt ist (Abb. 1a), während er im zweiten Fall mit einer Seitenfläche am Messobjekt anliegt (Abb. 1b). Beide Ankoppelungsrichtungen kommen in der Praxis gleich häufig vor.

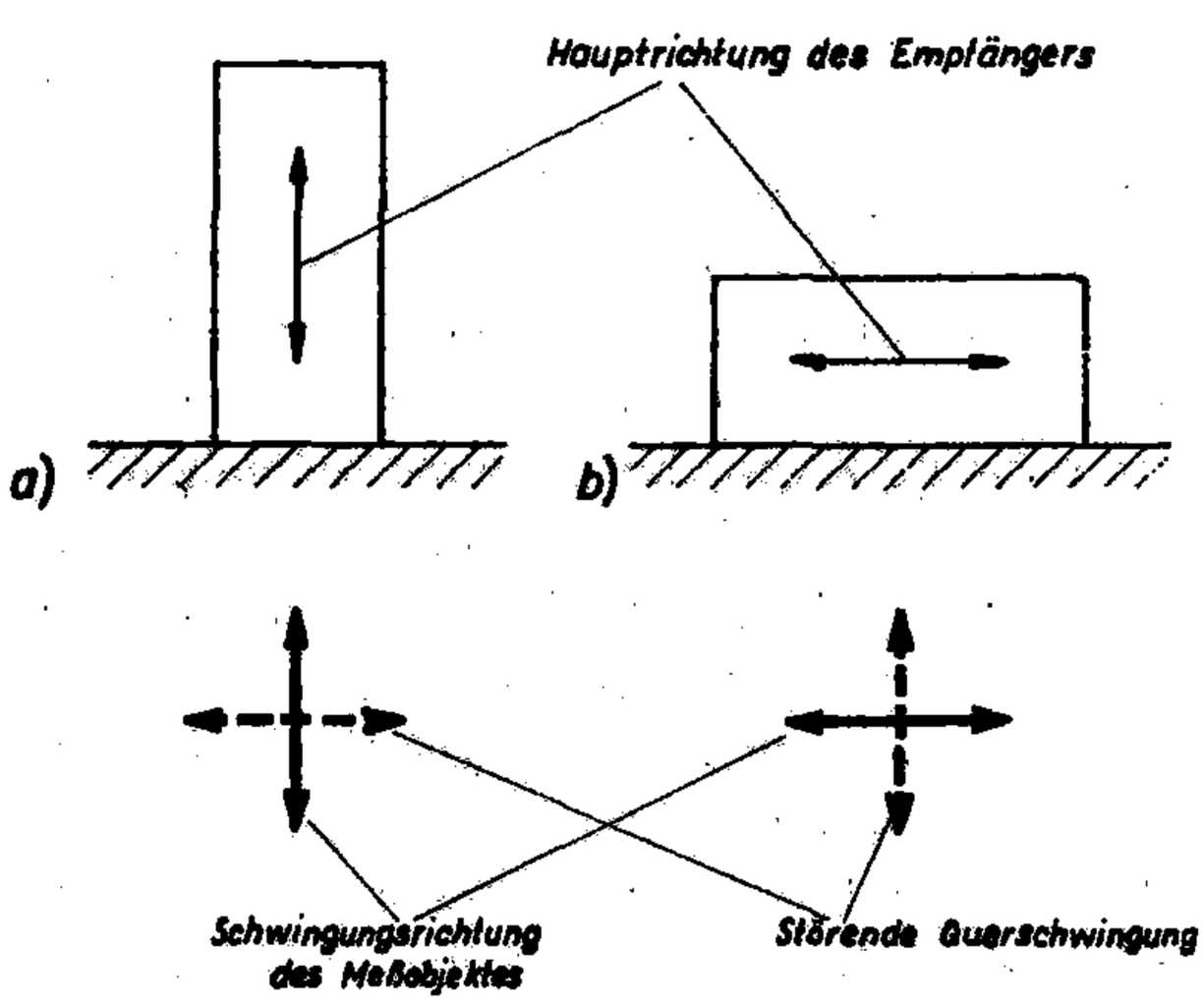


Abb. 1. Ankoppelungsrichtungen von Schwingungsempfängern.

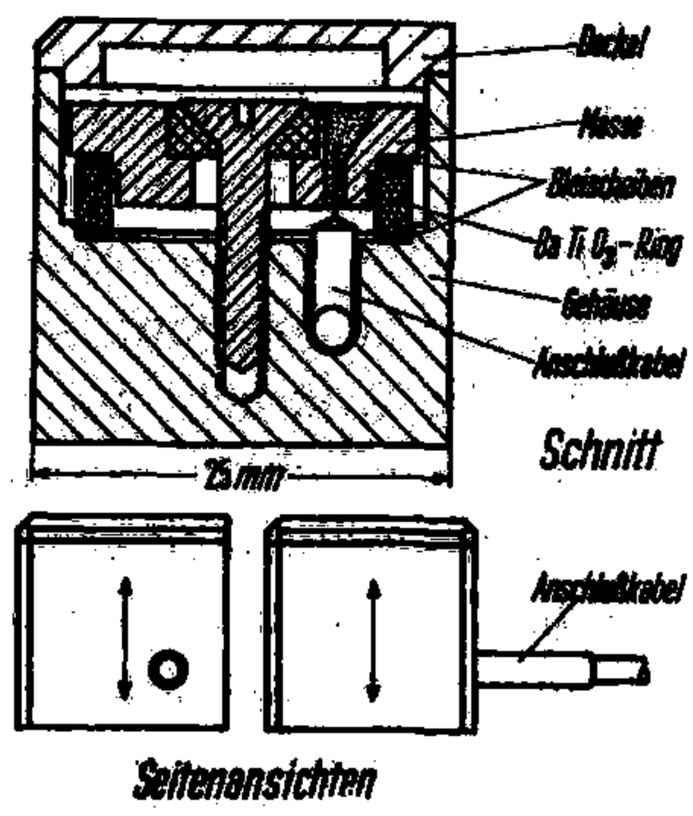


Abb. 2. Piezo-Schwingungsempfänger mit $BaTiO_3$-Ring. Ansicht und Aufbau.

Wie lassen sich nun diese Anforderungen erfüllen und wo liegen die unüberschreitbaren Grenzen? Es sollen hier nur die wichtigsten Faktoren genannt werden, die auf die Richtungsselektivität eines Schwingungsempfängers Einfluss besitzen.

Die untere Grenze für den Richtungsfaktor ist dadurch gegeben, dass man einen Empfänger höchstens auf $\pm 1°$ genau in einer bestimmten Richtung anbringen kann. Der Grenzwert des Richtungsfaktors liegt bei ca. 0,02 entsprechend einem Richtungsmass von ca. —35 dB. Die Ausrichtgenauigkeit wächst mit der Breite der Auflagefläche.

Wesentlichen Einfluss auf die Richtungsselektivität besitzen die Gehäusesteifigkeit und die Homogenität des piezoelektrischen Materials. Da bei beiden Ankoppelungsrichtungen die seismische Masse Drehschwingungen um eine durch die Mitte der Auflagefläche verlaufende Achse ausführt, werden das Piezomaterial und das Gehäuse auf der einen Seite der Achse gedrückt und auf der anderen Seite gezogen. Die erzeugten Ladungen kompensieren sich nur dann, wenn der Piezo-und E-Modul des Piezo-Materials und die Gehäusedeformation auf beiden Seiten gleich gross sind. Es lässt sich ableiten, dass die vor allem bei keramischen Piezomaterialien wie z.B. $BaTiO_3$ unvermeidbaren Inhomogenitäten einen um so geringeren Einfluss besitzen, je näher der Schwerpunkt der seismischen Masse an der Basis liegt und je breiter der Durchmesser der Piezo-Scheibe ist. In idealer Weise lassen sich diese beiden Forderungen erfüllen, wenn man Ringe aus Piezo-Material verwendet.

Die gleichen Forderungen, geringer Schwerpunktabstand und breite Basisfläche,

müssen gestellt werden, wenn man es vermeiden will, dass Wackel-Eigenschwingungen in den Arbeitsfrequenzbereich fallen. Da in der Nähe von Wackel-Eigenschwingungen die Richtungsselektivität sehr gering ist, muss man bemüht sein, sie weit genug über die obere Grenze des interessierenden Frequenzbereiches hinauszuschieben.

Als letztes sei noch das Anschlusskabel erwähnt. Es kann vor allem bei grossen Schwingungsamplituden, d.h. im wesentlichen bei tiefen Frequenzen, die Richtungsselektivität stark beeinflussen. Um seinen Einfluss gering zu halten, sollte es möglichst dicht über der Auflagefläche angebracht sein.

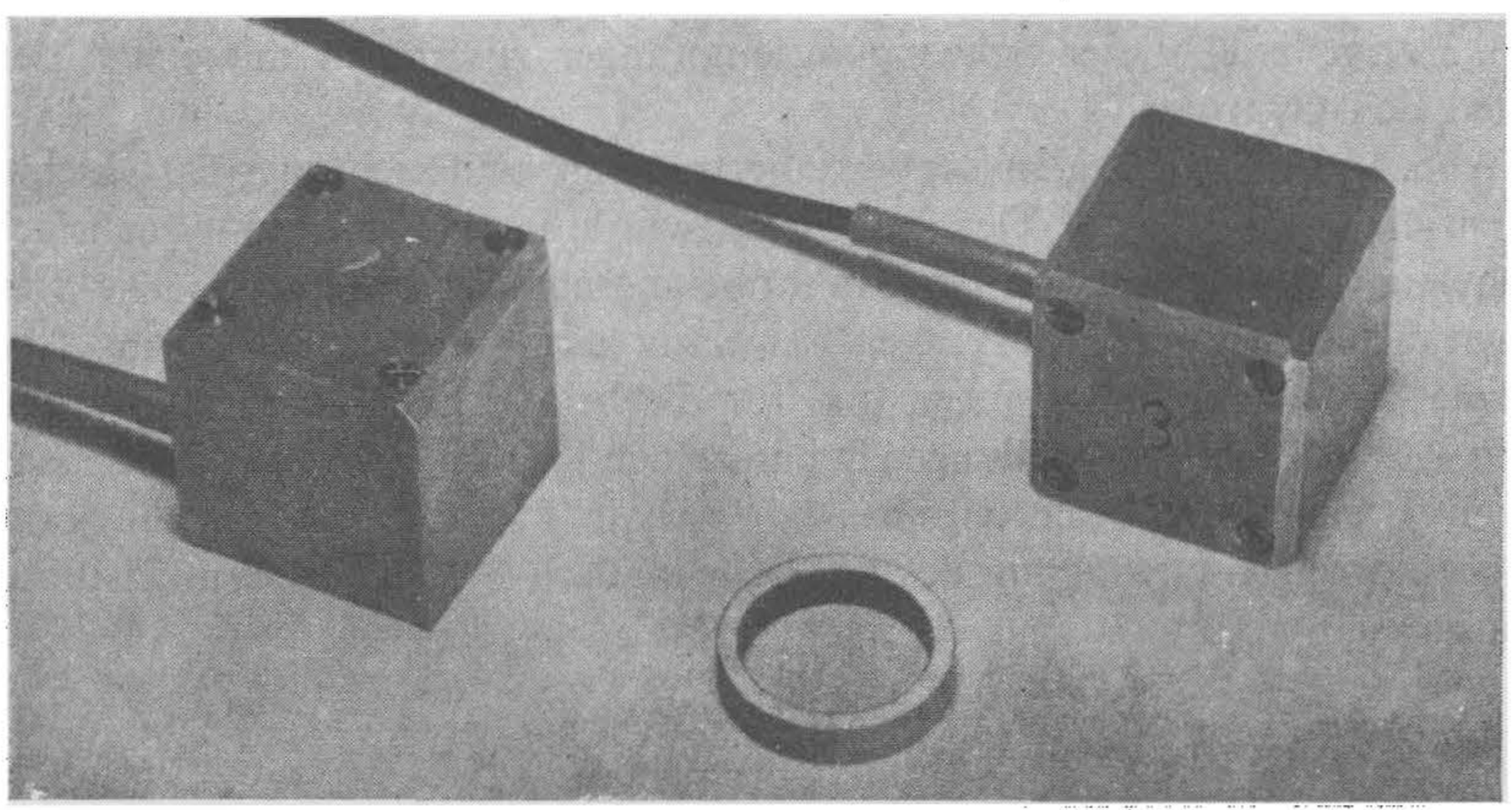


Abb. 3. Zwei Piezo-Schwingungsempfänger zusammen mit einem der eingebauten $BaTiO_3$-Ringe.

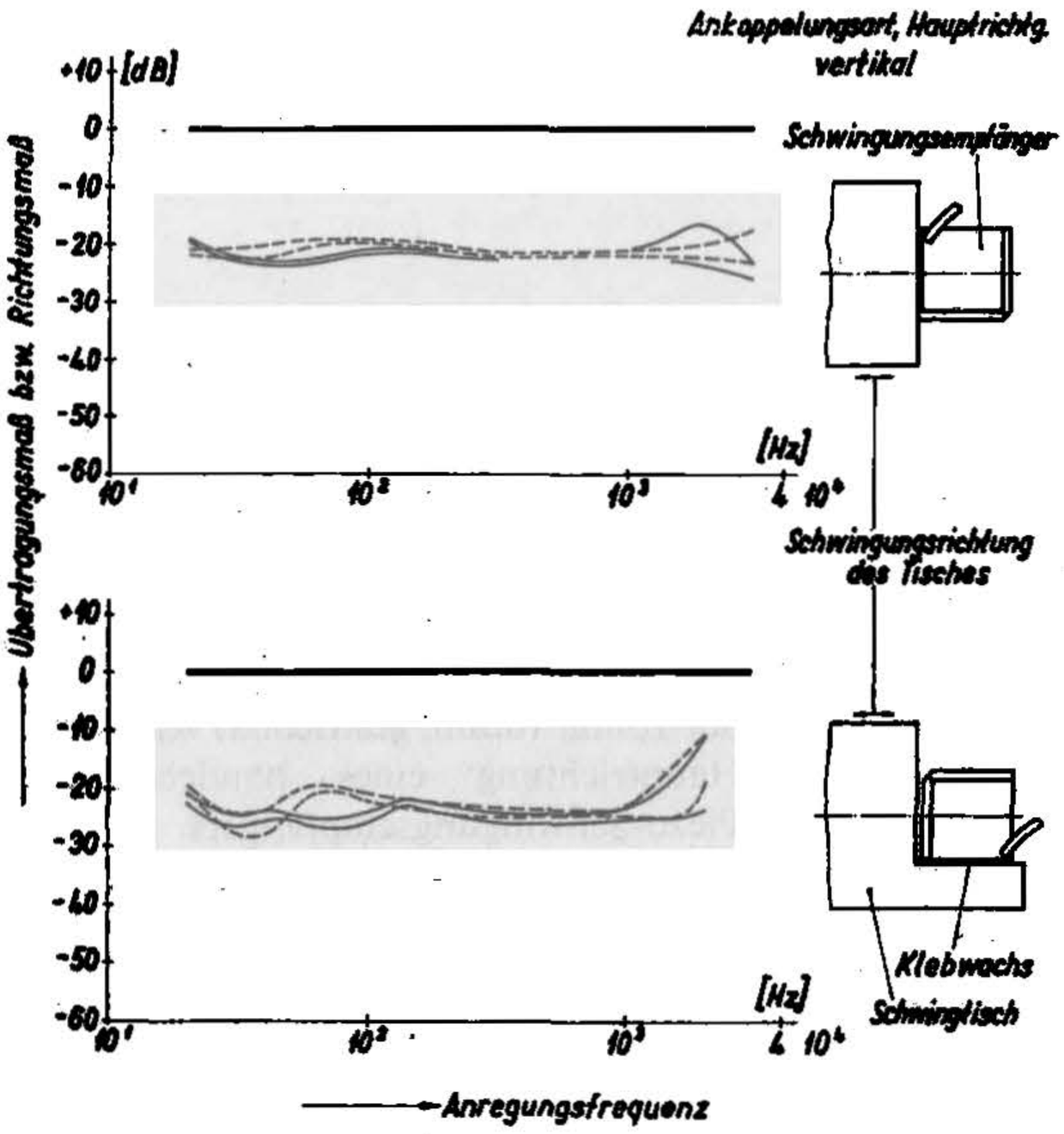


Abb. 4. Übertragungsmass (dicke Linie) und Streubereich des Richtungsmasses für vertikal (dünn, ausgezogen) bzw. horizontal (dünn, gestrichelt) verlaufende Hauptrichtung eines neuentwickelten Piezo-Schwingungsempfängers mit $BaTiO_3$-Ring.

Wir haben versucht, alle diese Faktoren bei der Neukonstruktion eines Piezo-Schwingungsempfängers zu berücksichtigen. Das Ergebnis zeigt Abb. 2. Der Empfänger be-

sitzt Würfelform, um für die beiden oben genannten Ankoppelungsrichtungen gleiche geometrische Bedingungen zu schaffen. Bei zwei Seitenflächen sind die Kanten nicht gebrochen, sie sind die Basisflächen für die beiden Richtungen. Der Kabelanschluss ist so gelegt, dass er für beide Ankoppelungsrichtungen den gleichen geringen Basisabstand besitzt.

Das Piezoelement ist ein längspolarisierter, konzentrisch und planparallel geschliffener $BaTiO_3$-Ring. Die Masse greift in den Ring hinein, um den Schwerpunktabstand klein zu halten. Das Unterteil des Gehäuses ist so steif, dass Störungen durch Gehäusedeformationen nicht zu erwarten sind.

Abb. 3 zeigt zwei dieser Schwingungsempfänger zusammen mit einem der eingebauten $BaTiO_3$-Ringe.

Die Abb. 4 enthält die Ergebnisse von Übertragungs- und Richtungsmass-Messungen an einem dieser Empfänger. Der Empfänger wurde in jeder Richtung mehrfach neu am Schwingtisch befestigt, um den Ankoppelungseinfluss zu erfassen. Die Streuung zwischen diesen einzelnen Messungen ist relativ gering. Das Richtungsmass beträgt für beide Ankoppelungsrichtungen und für die beiden gewählten Hauptrichtungen —20 bis —25 dB. Die Abweichungen der einzelnen Kurven untereinander liegen unter 10 dB. Der Anstieg des Richtungsmasses oberhalb 1 kHz im unteren Diagramm ist auf eine Biegeeigenschwingung des am Schwingtisch befestigten Winkelstückes zurückzuführen.

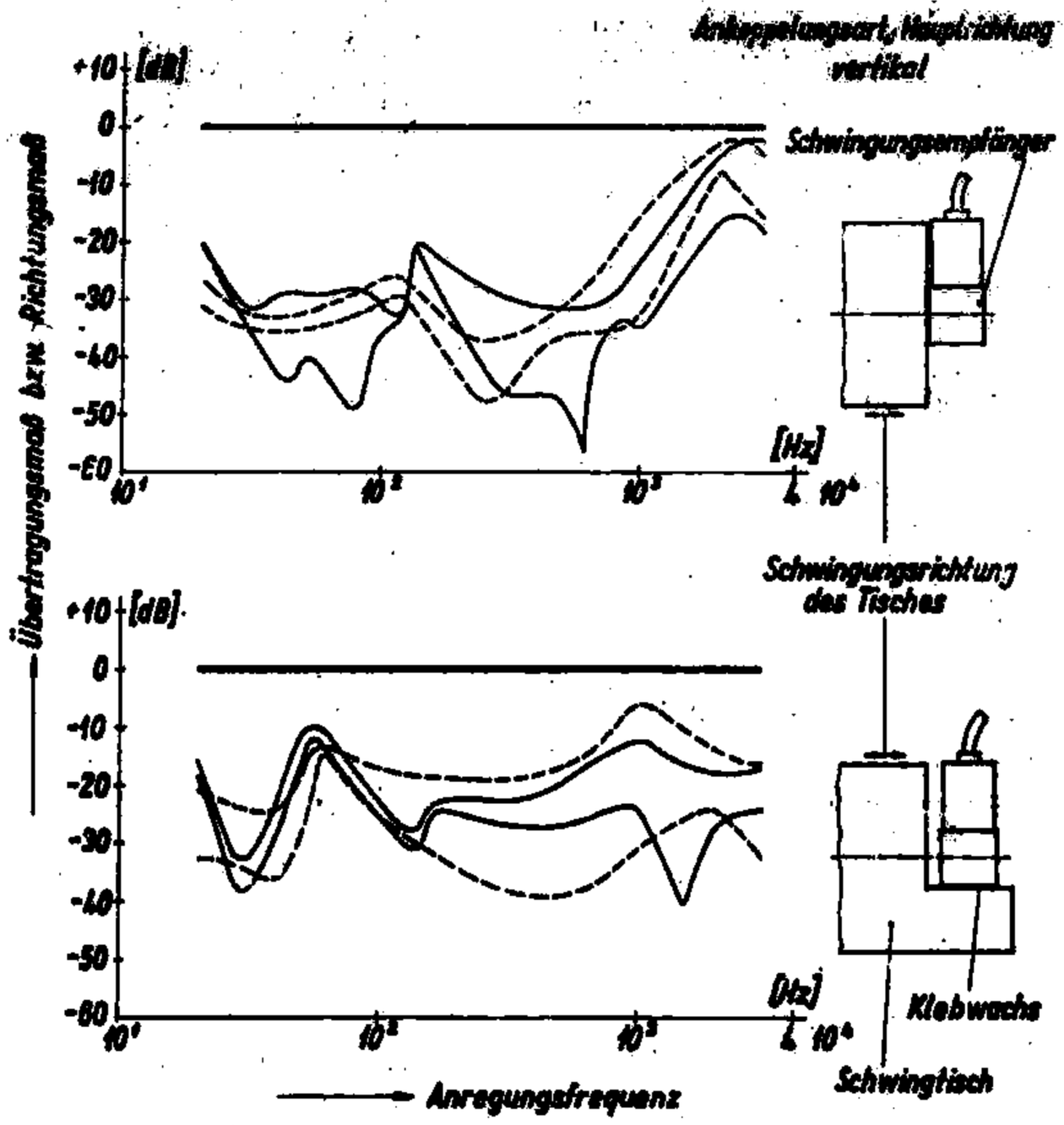


Abb. 5. Übertragungsmass (dicke Linie) und Streubereich des Richtungsmasses für vertikal (dünn, ausgezogen) bzw. horizontal (dünn, gestrichelt) verlaufende Hauptrichtung eines handelsüblichen Piezo-Schwingungsempfängers.

Messungen an einem handelsüblichen Piezo-Schwingungsempfänger zeigt Abb. 5. Die Einzelwerte streuen sehr stark. Auch zwischen den Werten für die einzelnen Ankoppelungsrichtungen und Hauptrichtungen bestehen z.T. grosse Differenzen (max. ca. 30 dB). Die Ursache der Maxima bei ca. 135 Hz bzw. 55 Hz konnte nicht gefunden werden.

Vergleichsmessungen an einem handelsüblichen elektrodynamischen Schwingungs-

empfänger ergaben, dass auch diese Geräte nicht immer als richtungsselektiv bezeichnet werden können (Abb. 6). Die grossen Abweichungen zwischen den Werten für horizontal und vertikal verlaufende Hauptrichtung dürften auf Schwerkrafteinflüsse zurückzuführen sein.

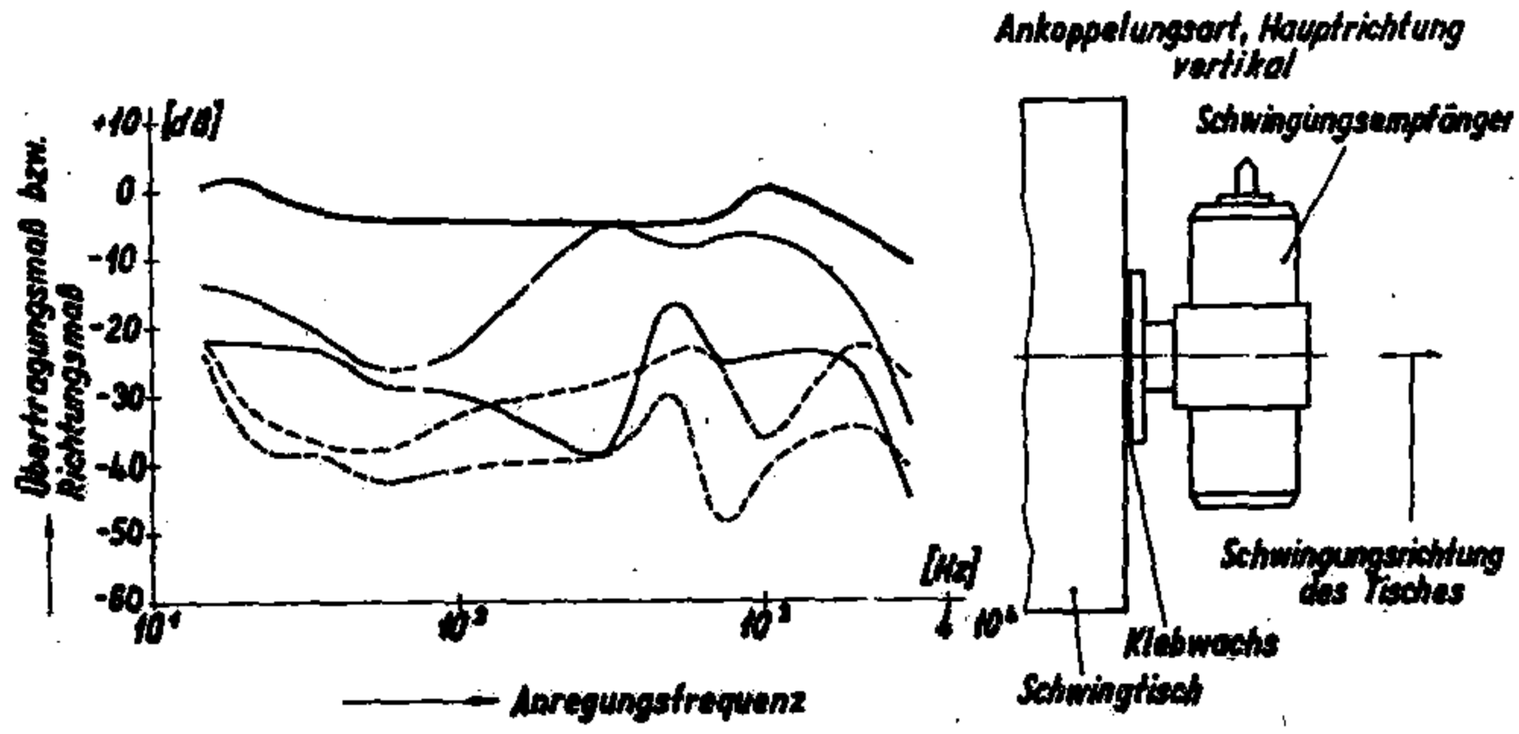


Abb. 6. Übertragungsmass (dicke Linie) und Streubereich des Richtungsmasses für vertikal (dünn, ausgezogen) bzw. horizontal (dünn, gestrichelt) verlaufende Hauptrichtung eines handelsüblichen elektrodynamischen Schwingungsempfängers.

Die Richtungsmass-Messungen wurden auf einem Schwingtisch ausgeführt, der im Frequenzbereich von 20 bis 3000 Hz einem Richtungsfaktor von $< 0{,}02$ entsprechend einem Richtungsmass von < -35 dB besitzt.

Miniature Condenser Microphones

C. WANSDRONK

Philips Research Laboratories, N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (The Netherlands)

Small microphones are valuable for measuring purposes because they give low diffraction and do not disturb the sound field. Moreover small microphones are needed in television and motion picture studios as they are more or less invisible. In both cases condenser microphone quality is often required. When the dimensions are decreased one has to take care that the flat frequency-characteristic within a large frequency band, combined with an acceptable signal-to-noise ratio is preserved. We succeeded in constructing a microphone with a diameter of 8 mm (*ca.* ⅓″) and a length of 5,5 cm (*ca.* 2⅛″) (Fig. 1).

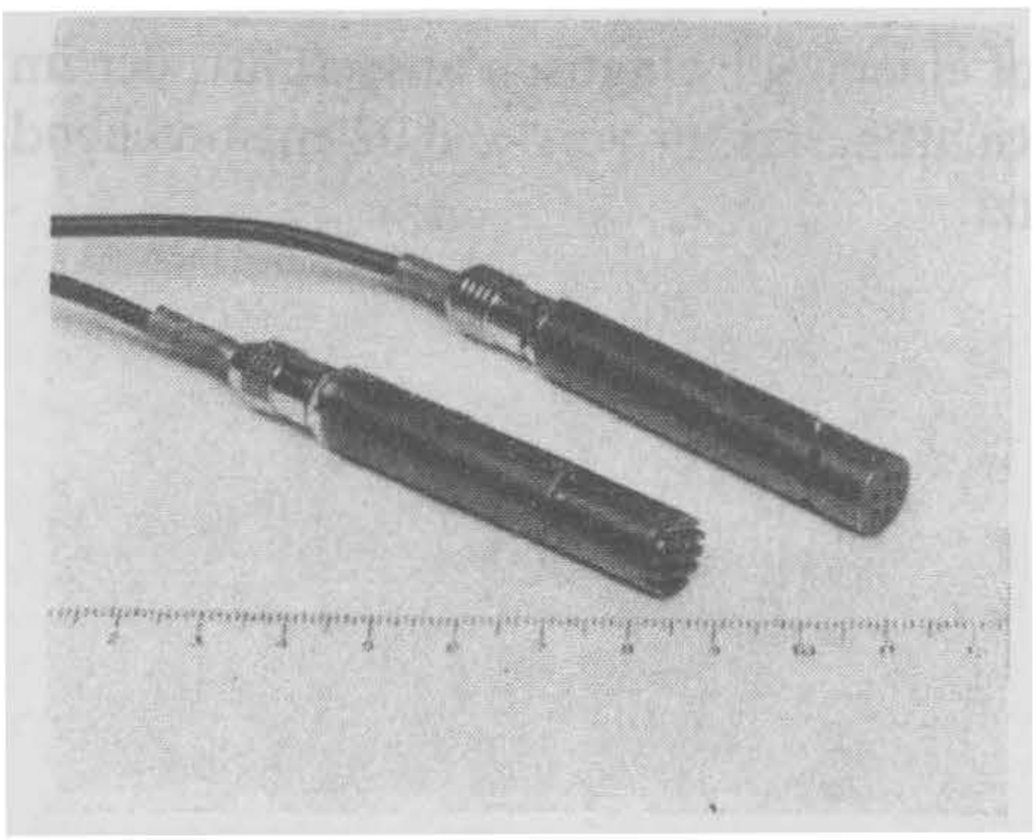


Fig. 1. Left: omnidirectional microphone. Right: unidirectional microphone. Scale in cm.

For a high sensitivity the displacement of the diaphragm caused by a sound pressure should be as large as possible which means, for omnidirectional condenser microphones, that the stiffness of the stretched diaphragm should be decreased. A decrease in the stiffness implies a corresponding decrease in the mass of the diaphragm so as to keep the bandwidth constant. We used Mylar as membrane material on which a thin layer of gold was deposited by evaporation. This material is so light that the mass of the diaphragm is only about 2,5 times as high as the radiation mass, moreover the Mylar serves as an insulation between the goldlayer and the back-plate.

The smaller the microphone, the smaller its capacity, and the higher its internal impedance. Using the conventional low frequency circuit the input resistance of the pre-amplifier should be increased in order to avoid a higher cut-off frequency in the bass tones, since the microphone capacity and the input resistance of the pre-amplifier form together a high-pass filter. A larger input resistance however causes a higher noise to be added to the signal.

Moreover the advantages of the thin microphone will be obliterated by the thickness of the pre-amplifier pipe.

For both these reasons we decided to switch over to high-frequency circuits, which was proposed already by RIEGGER[1] as early as 1924. We connected a coil in series with the microphone capacity, both combined in one casing. This combination is fed by a HF current with a frequency near the resonance frequency of the system, which allows us to connect the cable directly to it, since we now have a low impedance. In a sound field the impedance of the microphone-coil combination will vary, giving rise to an amplitude-modulation of the tension across this circuit. The resistance of the coil should be equal to the characteristic impedance of the cable in order to obtain the largest possible sensitivity. The resonance frequency of the circuit is 5 Mc/s. Our detection-method is similar to that of ZAALBERG VAN ZELST[2].

The total noise is equivalent to a sound power of no more than 19 db per octave, which corresponds with 23 DIN phon, or calculated with STEVENS' method, with 35 phon.

The advantage of small microphones lies in their omnidirectionality, except for studios, where in most cases directional microphones are used. Therefore we tried to make an unidirectional condenser microphone of the same dimensions and allowed the sound to reach the back of the membrane through holes in the sidewall of the casing and holes in the back plate. The holes in the sidewall together with the cavity behind it form an LC-filter so that there is no phase difference between the sound entry holes and the rear of the diaphragm in the steady state, which gives an eight-shaped directional response pattern. To obtain a cardioid, an acoustical low-pass filter has to be built in with a time constant of l/c, l being equal to half the diameter of the microphone plus the distance between front and sideholes; c being the sound velocity. The smaller the diameter of the microphone becomes, the smaller l will be.

In the lower frequency region which contains most of the unwanted noise, the cardioid approaches a circle more and more and the smaller l, the higher the frequency for which this occurs. What is the reason for this? To have the diaphragm resistance-controlled and for obtaining as high an effective capacity as possible the air gap between the back plate and the diaphragm has to be very narrow. It can be derived from the theories of CRANDALL,[3] that in a mechanical network, representing our acoustical system, the air gap is equivalent to a resistance with a parallel capacitance. This resistance is, however, proportional to $\omega^{-1/2}$.

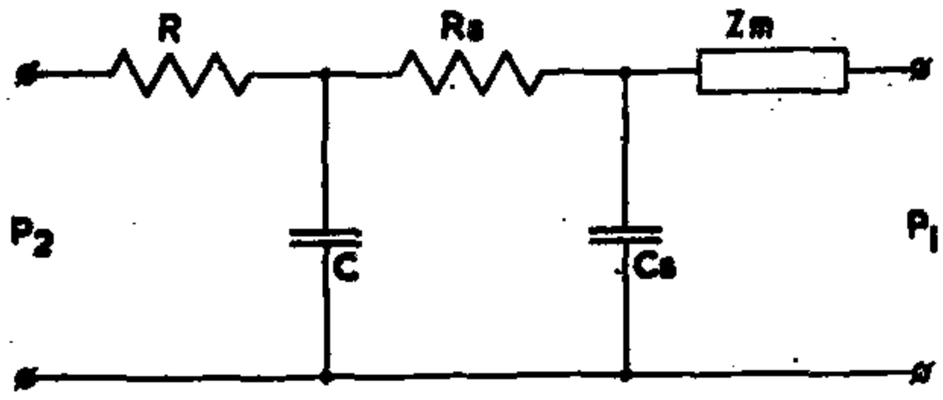


Fig. 2. Mechanical network of the unidirectional microphone. R and C form the built in phase-delay filter; R_s and C_s form the filter of the air gap; Z_m is the impedance of the diaphragm.

One possibility for the total mechanical network is shown in Fig. 2; R and C depict the built in filter, R_s and C_s the air gap filter, Z_m the diaphragm impedance, P_1 the sound pressure at the front, P_2 the sound pressure at the side holes. In the medium range and for high frequencies R_s gradually gets ineffective, so with

$$R(C + C_s) = \frac{l}{c}$$

we get the cardioid. For low frequencies, however, the two filters together give too great a change of phase. If we eliminate the damping material which determines R,

the latter is replaced by L, the mass of the air in the sideholes. Then the directional response pattern is cardioid in the low frequency region and eight-shaped for higher frequencies.

To maintain the same cardioid characteristic over the whole frequency range we can do one of two things: either increase l so that R_sC_s will be negligible compared with $RC = l/c$, or make an artificial filter which works only outside of the range where R_sC_s is effective. The first solution has often been carried out by mounting a baffle between the front and the sideholes but is not so attractive. We followed the second method and mounted an acoustical filter in the microphone which acts somewhat similarly to a damped resonance circuit. This filter takes over the task of the air gap filter when R_sC_s is no longer effective.

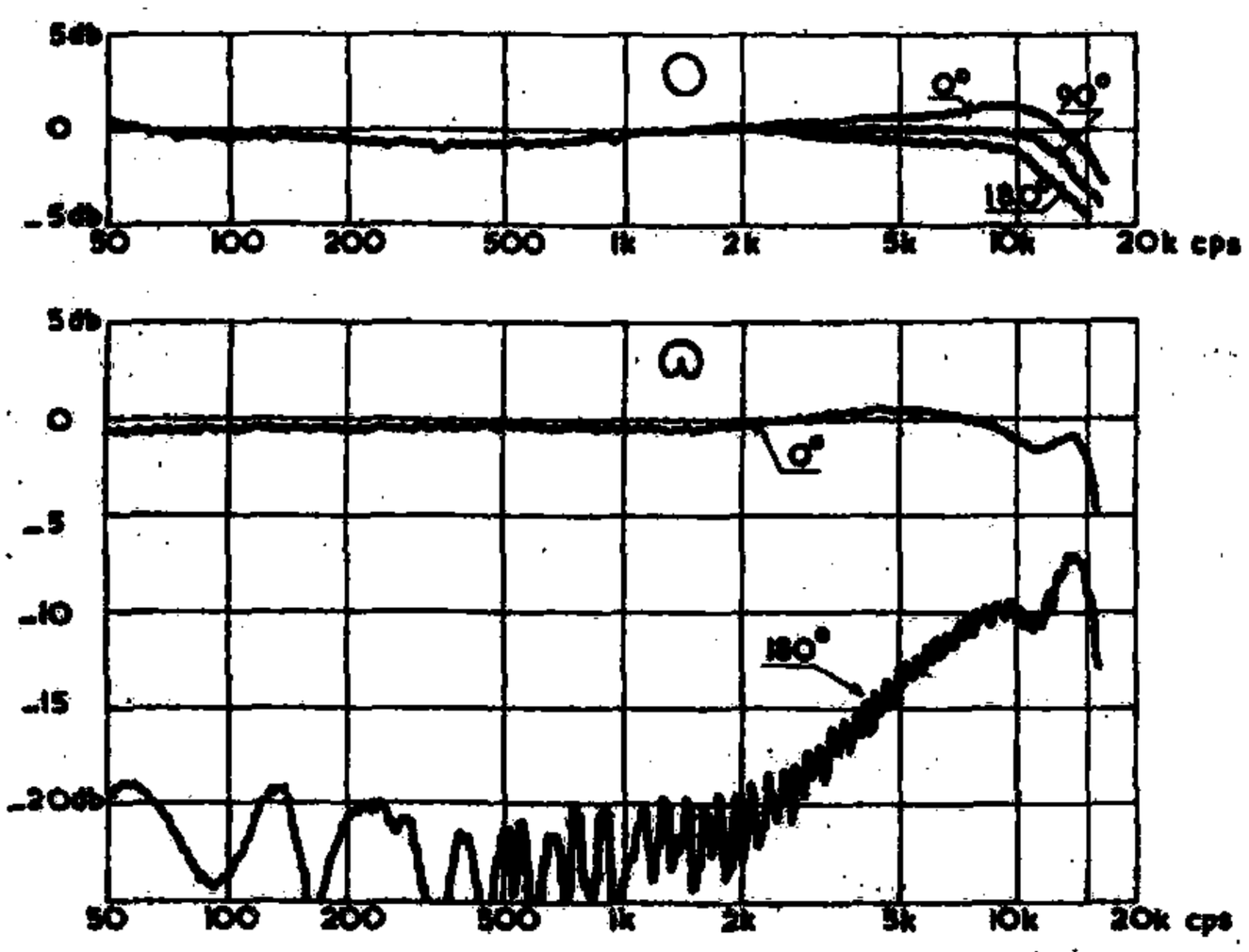


Fig. 3. Frequency response curves of both microphones.

Fig. 3 gives the results and shows the frequency characteristics of the omnidirectional and unidirectional microphones suspended in a plane sound wave at an angle of incidence of 0°, 90° or 180°.

REFERENCES

1. H. RIEGGER, *Z. tech. Phys.*, 5 (1924) 577.
2. J. J. ZAALBERG VAN ZELST, *Philips Tech. Rev.*, 9 (1947) 357.
3. J. B. CRANDALL, *Phys. Rev.*, 11 (1918) 449.

Description du Principe, de la Réalisation et Actuelles Performances d'un Nouveau Type de Transducteur Electro-acoustique

M. R. GAMZON

Institut Weizmann des Sciences, Rehovot (Israel)

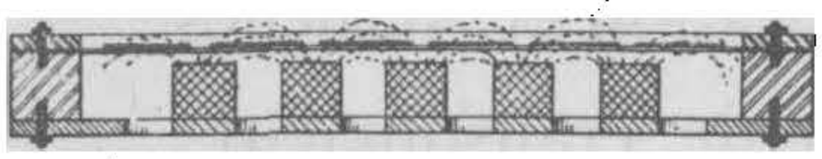
Le haut-parleur électrostatique a sur le haut-parleur à cone l'avantage très important que la membrane transmet à l'air ambiant une *pression* électrostatique sensiblement uniforme et que le flux d'énergie vibratoire peut être représenté par un vecteur perpendiculaire à la surface de la membrane. Au contraire, le flux d'énergie vibratoire d'un haut-parleur à cône peut toujours se décomposer en deux vecteurs, l'un sensiblement perpendiculaire à la surface et l'autre paralléle à celle-ci. Suivant la valeur de ces deux vecteurs, valeur qui dépend à la fois de la fréquence et des caractéristiques de la membrane, apparaissent des nôeud est des ventres de vibration. La membrane agit comme un instrument de musique ayant ses propres caractéristiques et son propre régime transitoire. La membrane d'un haut-parleur electrostatique n'ayant aucune oscillation transversale à transmettre, peut être théoriquement infiniment mince et souple, alors que le cône d'un haut-parleur electro-dynamique doit, par définition même, être rigide.

Nous avons cherché, M. le Professeur FREI Directeur du Département d'électronique de l'Institut Weizmann des Sciences et moi-même à réaliser un haut-parleur électro-dynamique ayant également à transmettre une pression uniforme ou quasi-uniforme et non à transformer une force électrique en pression acoustique. Pour cela, nous avons pensé à imprimer, sur une membrane souple, un conducteur plat en feuille d'aluminium recouvrant la quasi-totalité de la surface. Ce ruban d'aluminium a une forme correspondant à celle d'un champ magnétique produit par des pôles parallèles à la membrane, à l'encontre de ce qui a lieu dans tous les autres haut-parleurs électro-dynamiques connus, (qu'ils soient à cône ou à membrane plate), dans lesquels la surface utilisée des pôles est perpendiculaire à la membrane. Bien entendu, ce champ ne peut pas avoir une forme rectiligne, il a une forme en arche de pont, le ruban d'aluminium coupant le sommet de cette arche (Fig. 1a).

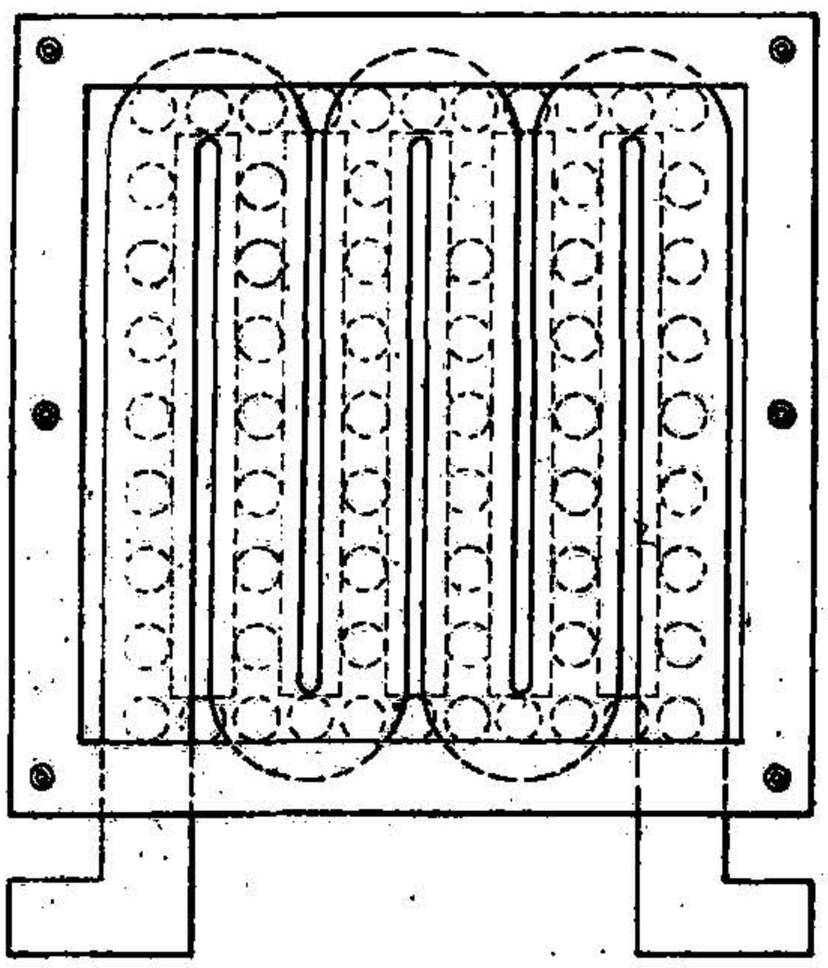
A l'origine de nos recherches, nous pensions produire ce champ en "imprimant" simplement celui-ci suivant un modèle correspondant à celui du ruban sur une plaque de ferrites plate perforée. Mais nous avons abandonné cette formule pour utiliser des ferrites orientées classiques qui permettent un champ plus intense, et qui se pretent mieux à l'emploi de deux ferrites en opposition. On arrive alors à la formule de la Fig. 1c. Il est fort possible cependant que la solution originelle, qui est beaucoup plus élégante, se révèle finalement la meilleure avec des ferrites convenables.

En utilisant des ferrites orientées (Feroxdur II par exemple), il est possible d'obtenir un champ de l'ordre de 2000 gauss. Le calcul et l'éxpérience prouvent cependant qu'un

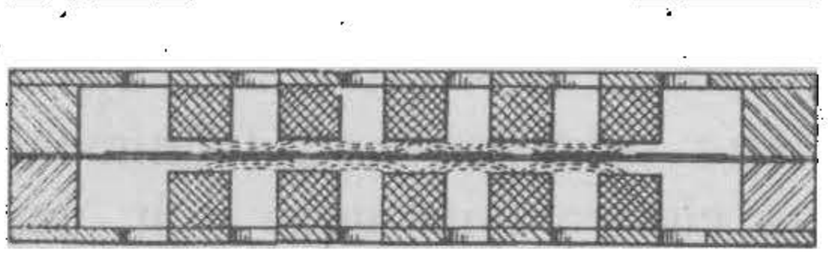
tel champ, bien que moins homogène qu'un champ classique, permet la réalisation de haut-parleurs de très haute qualité acoustique. La théorie mathématique et physique complète d'un tel haut-parleur fera l'objet d'un exposé ultérieur et sort du cadre d'une



a



b



c

Fig. 1. Disposition générale du haut-parleur de l'Institut Weizmann.

courte communication comme celle-ci. Par contre, notre intention est de donner ici les résultats expérimentaux que nous avons obtenus jusqu'à présent au laboratoire d'électro-acoustique de l'Institut Weizmann à Rehovot (Israel.)

Nous avons construits plusieurs modèles de "woofer" et de "tweeter" de différentes

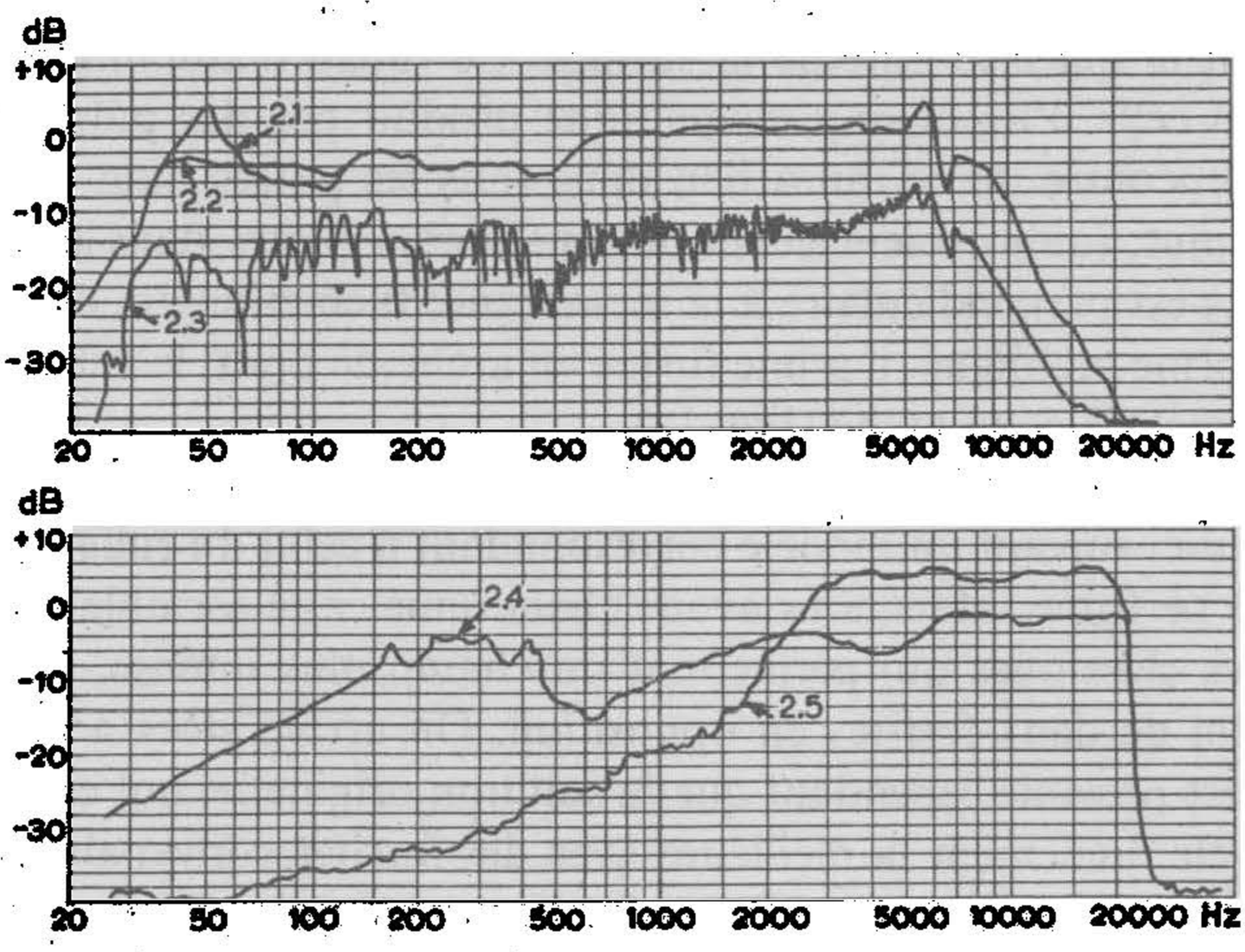


Fig. 2. Courbe de réponse de différents types de haut-parleurs de l'Institut Weizmann.

dimensions et puissances. Dans la Fig. 2 sont représentées les courbes de réponse d'un woofer de 36 cm de diametre de membrane et pesant en tout 4500 kg.
La courbe 2.1 représente le niveau sonore à l'air libre à 1 m. du haut-parleur, celui-ci étant monté sur un baffle infini. La courbe 2.2 représente le même haut-parleur mesuré dans les mêmes conditions mais avec la mise en service d'un systeme de contre-réaction motionelle. Cette contre-réaction est obtenue en injectant à l'entrée de l'amplificateur utilisé la tension produite par un bobine de contre-réaction imprimé sur l'autre face de la membrane. On voit dans ces conditions que la réponse est contenue dans un écart de ± 6 dB entre 35 Hz et 7000 Hz et 3 dB entre 45 Hz et 6000 Hz. La courbe 2.3 représente le même haut-parleur monté sur baffle plat rectangulaire de 120 $\times$ 110 cm, placé à l'angle d'une pièce de 150 m^3 environ. On voit que la courbe de réponse est également très bonne en particulier dans l'êxtrême grave, le niveau à 30 Hz est équivalent à celui à 500 Hz et n'est pas inférieur de plus de 6 dB au niveau moyen.

La distorsion dans les basses a été mesurée comparativement à celle d'un haut-parleur classique. Bien que le rendement en moyenne soit inférieur de près de 10 dB à celui du haut-parleur classique, c'est l'inverse dans le très grave, et il a fallu 8 Watts à 60 Hz pour atteindre le meme niveau acoustique à la fréquence fondamentale que donne le woofer W.I. avec 1 Watt. Avec 1 Watt à 30 H.z. la distorsion sur le woofer W.I. est de l'ordre de 5% alors qu'un excellent woofer classique donne déjà plus de 30%.

Nous avons également étudié le fonctionement en régime transitoire en alimentant le haut-parleur par des impulsions rectangulaires à l'aide d'un générateur Hewlett-Packard. La Fig. 3a représente un oscillogramme d'onde rectangulaire sur le woofer W.I. et la Fig. 3b sur un haut-parleur à membrane conique. L'écoute subjective à l'oreille confirme amplement les résultats de mesures, la voix humaine en particulier donne une impression de vérité et de naturel très supérieur à celle obtenue par un haut-parleur conventionel, même de très bonne qualité. Cette différence provient certainement plus de l'absence d'oscillations transitoires que de la courbe de reproduction qui peut etre excellente dans un bon ensemble de haute-fidélité classique.

Nous avons réalisé également plusieurs modèles de "tweeters" et de haut-parleurs médium. Il faut signaler à ce sujet que le système nouveau permet la réalisation de

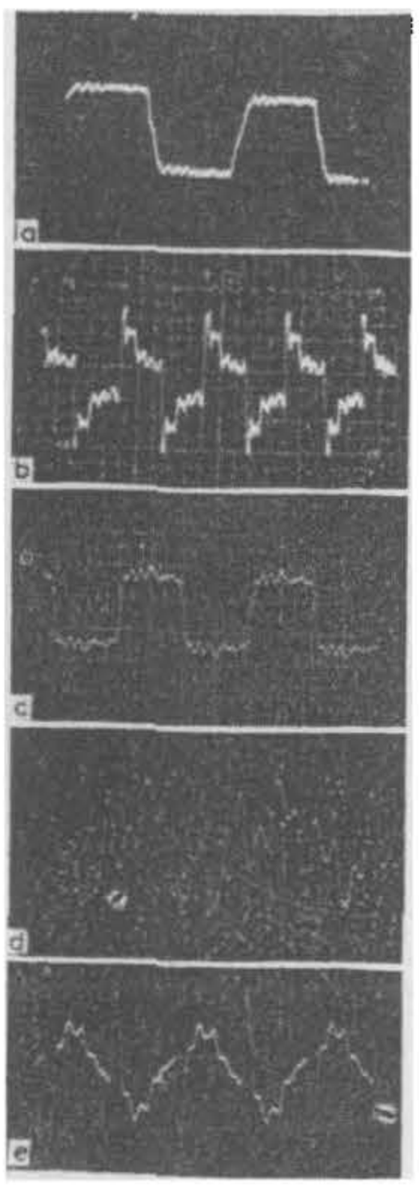


Fig. 3. Oscillogramme de pression acoustique de différents types de haut-parleurs.

haut-parleurs de formes très variées: rectangulaires, ovales, rondes, annulaires même. Le tweeter peut également être employé sans ou avec chambre arrière, la dite chambre arrière fonctionnant comme filtre passe-haut améliorant le rendement dans l'aigu sans apporter de "break up" difficulement tolérables dans les fréquences moyennes comme c'est souvent le cas dans les tweeters à cône.

La Fig. 2 représente deux courbes de tweeters analogues, l'un (2.4) monté sur un petit baffle et l'autre (2.5) avec chambre arrière de compression. Le rendement du tweeter avec chambre arrière est équivalent à celui d'un petit tweeter électrodynamique de bonne qualité, par contre, l'uniformité de la courbe de réponse dans le très aigu est bien meilleure et la distorsion non-linéaire est également nettement plus faible.

La Fig. 3*c* représente l'oscillogramme d'une onde rectangulaire de fondamental 1200 Hz sur le tweeter W.I. La Fig. 3d, la même onde sur un tweeter dynamique et la Fig. 3e sur un tweeter electrostatique comportant une membrane sur electrode fixe perforée.

Sur le tweeter W.I. l'onde rectangulaire est perfaitement reconnaissable. Par contre, le mélange des effets de déphasage et transitoires rend l'oscillogramme absolument différent de l'image originelle tant dans le cas du tweeter électrodynamique que dans celui du tweeter électrostatique d'usage courant en Europe.

CONCLUSION

Nous avons cherché à montrer quelques résultats expérimentaux obtenus par l'utilisation d'un nouveau type de transducteur electrodynamique à membrane souple. Ces résultats montrent que ce principe est susceptible, nous semble-t-il, de donner lieu à d'intéressantes applications.

Magnetic Materials for Electromagnetic Transducer Applications

G. E. MARTIN

U.S. Navy Electronics Laboratory, San Diego, Calif. (U.S.A.)

This paper discusses the properties of magnetic materials for transducer applications wherein the magnetic circuit has a relatively large air gap. The work reported here shows that the properties of the magnetic material contribute greatly to the performance of the transducer.

By consideration of the transducer's electrical equivalent circuit a set of performance criteria have been established. For high power with broad bandwidth, one criterion requires a large ratio of the air reluctance to the magnetic material's reluctance, this ratio being $g\mu_\Delta/L$ where L is the magnetic material's path length. However, the air gap g must be given a compromise, that is, a moderate value since high power performance requires high gap, whereas broad bandwidth requires low gap. Therefore, materials with high incremental permeability μ_Δ will be required for many applications in order to achieve a reasonably favorable reluctance ratio.

A high bias flux density also must be used. For operation without polarization power, high remanent flux density is desired. For the many hihger power applications when remanance cannot be used, a high normal permeability material will provide the required flux density at a reasonably low polarization power requirement.

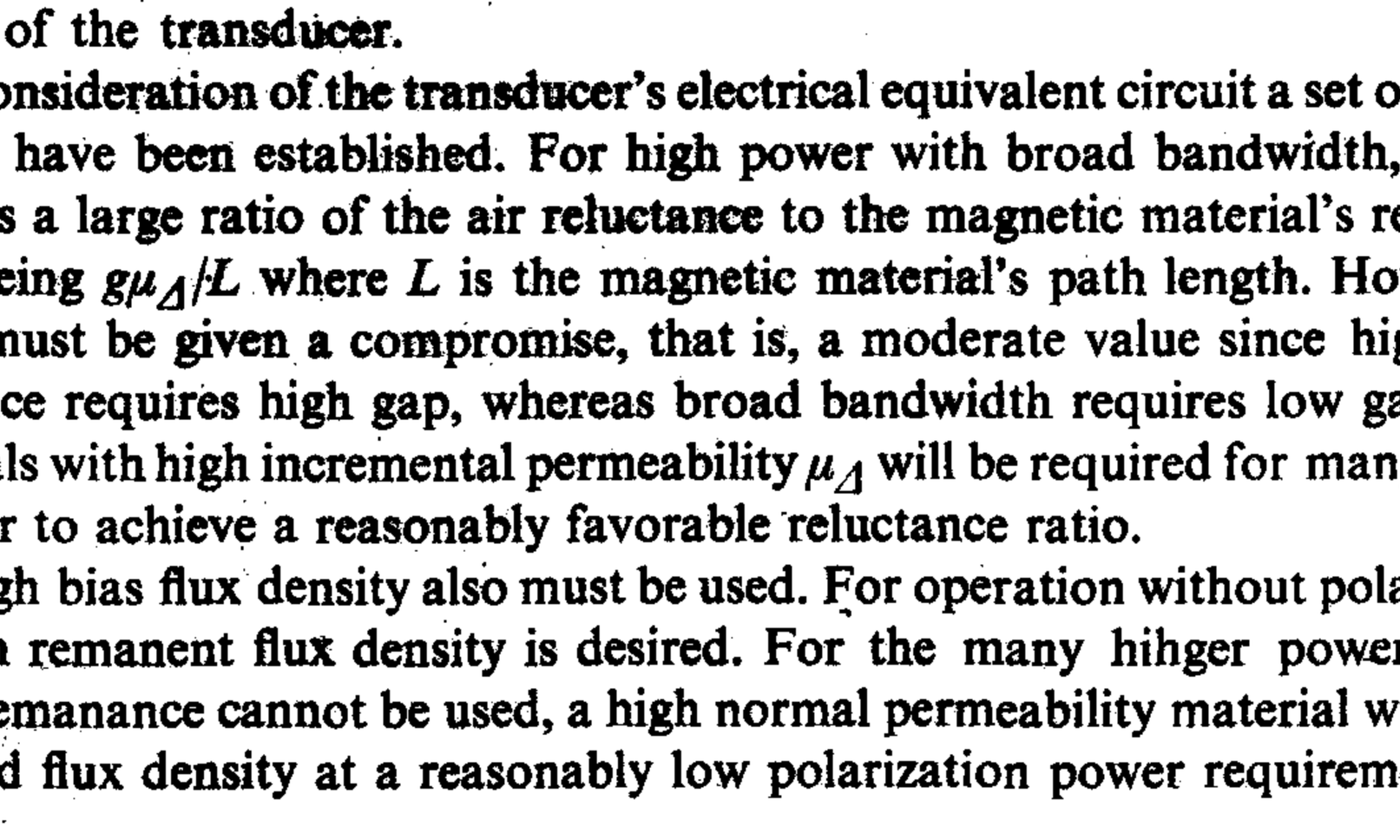


Fig. 1. Magnetization curves for various soft magnetic materials.

Fig. 1 shows the normal or bias B-H curve for a representative group of magnetic materials. The better materials are those like Supermendur and grain-oriented silicon steel with a high flux density at a reasonably low magnetizing force. Materials such

as 2V Permendur have a high flux density at a high magnetizing force which requires the use of considerable polarization power unless remanent operation is permissible. This paper considers the three center materials: Supermendur, grain-oriented silicon steel, and the nonoriented silicon steel called Audio A.

The incremental permeability of grain-oriented silicon steel has values of more than 1000 for almost all flux densities used. Most nonoriented materials have much lower values. On the other hand, the incremental permeability of Supermendur is extremely high (*i.e.*, 100,000) even at high flux densities.

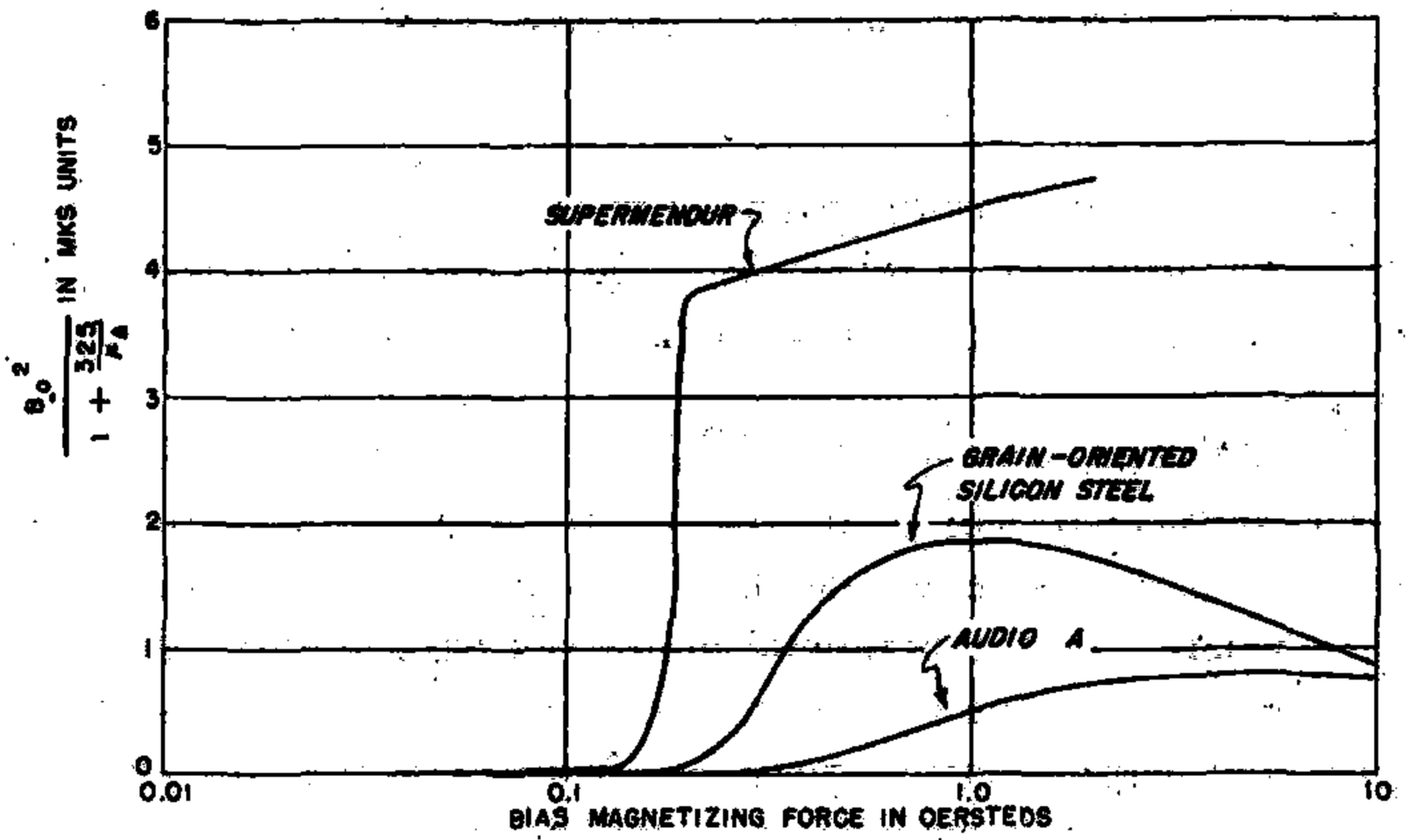


Fig. 2. *The behavior of a electromechanical coupling coefficient factor* ck^2.

Fig. 2 shows the behavior of a parameter which is proportional to the square of the electromechanical coupling coefficient. The factor of 325 in the ordinate represents one value of L/g. The Supermendur curve is exceptionally good, but presently the material is so expensive and difficult to manufacture that it will be utilized seldom. The grain-oriented silicon steel is a fine commercially available material which has a very favorable coupling coefficient for bias fields of approximately 1 oersted. While this latter curve is considerably lower than that of Supermendur, it is considerably higher than that of the nonoriented silicon steel as illustrated by Audio A.

In conclusion, the need for relatively high incremental permeability even in the presence of an air gap has been established. Grain-oriented silicon steels are worth their increased cost for critical performance applications. Future developments probably will lead to the commercial availability of Supermendur with higher electromechanical coupling coefficients attained at considerably higher cost of the material.

Transients and the Equivalent Electrical Circuit of the Piezoelectric Transducer

L. FILIPCZYNSKI

Institute of Basic Technical Problems, Polish Acedemy of Sciences, Warsaw (Poland)

An X-cut quartz transducer is the subject of this analysis. Only the mechanical and electrical waveforms occuring in the direction of the x-axis will be taken into account. The transducer dimensions in the direction of other axes are considered infinite. The transducer thickness (in the direction of the x-axis) is comparable with the wavelength of the induced mechanical wave, but very small compared with the length of the electromagnetic wave. The above assumptions limit the discussion to the thickness vibrations of quartz (longitudinal waves) in the direction of the x-axis and to considerations of a system with distributed mechanical constants and lumped electrical constants.

Now let us assume that the transducer, having the acoustical wave impedance z, is loaded at both sides with media having the acoustic wave impedances z_A and z_B, respectively. Both media are limited merely by their contact planes with the transducer. The equation of dynamic equilibrium in the transducer will be a homogeneous wave equation, since the electric field inside the transducer does not depend on the coordinate x.

We shall now look for solutions of the above equation with the following initial and boundary conditions. At $t = 0$ the displacement and particle velocity are equal to zero. We introduce as boundary conditions the equality of displacements and stresses on the surfaces of the transducer. The stresses acting in the transducer at the boundaries are given by elastic and piezolectric stresses if we introduce[1] the piezoelectric coefficient e .Applying the Laplace transformation we determine the transients in the transducer[2]. At $t = 0$, at the boundary planes $x = 0$, d waves (of particle velocity) are initiated

$$V_A = \frac{eU(t)}{d(z_A + z)} \qquad V_B = -\frac{eU(t)}{d(z_B + z)}$$

After the time $\tau = \frac{d}{c}$ (where d is thickness of the transducer, c is velocity of sound in the transducer) these waves reach the opposite boundary planes, where partial reflection and penetration into the next medium takes place according to the classical formulae (assuming a constant value of the voltage $U(t)$ applied to the transducer).

In the steady state we obtain expressions[2] for the particle velocity at the boundary of the transducer.

In order to calculate the electrical input impedance of the transducer, we intergrate the piezoelectric equation along the x-axis of the transducer, obtaining a parallel equivalent circuit consisting of the static capacitance C_0 and the dynamical impedance[3]

The measurements performed concerning transients, frequency-response characteristics and the electrical input impedance, confirmed the results of the theoretical analysis[3].

In terms of the mechanism presented for the source of vibrations in the transducer, it may be concluded that the boundary surfaces of the transducer are the sources of vibrations arising in it. The bulk of the transducer between its boundary surfaces merely plays the passive role of a medium in which these vibrations propagate. Therefore the acoustic equivalent circuit of the transducer can be given (Fig. 1a).

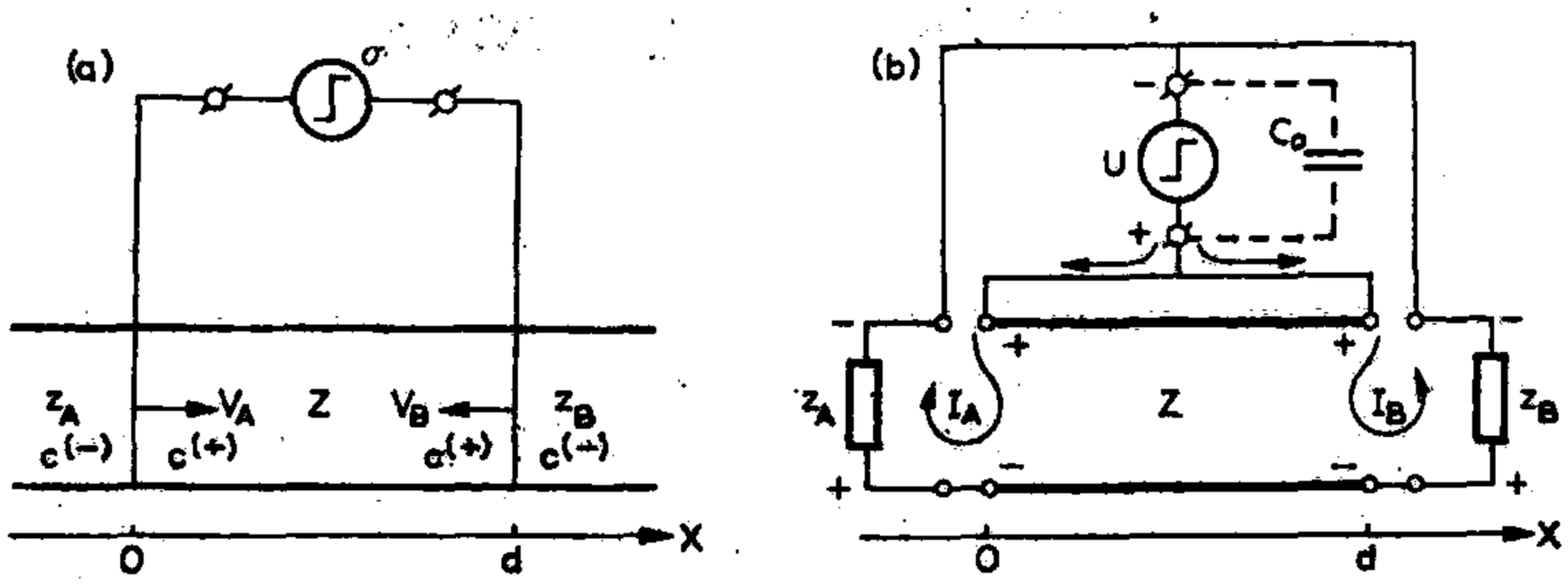


Fig. 1. Transients in the Piezoelectric Transducer.
a) Acoustical equivalent circuit.
b) Electrical equivalent circuit.

Using the classical system of analogy, we transform the acoustical system into an electrical system (Fig. 1b) introducing the transmission line.

It can be easily checked, that transients, steady-state responses and input impedance calculated from the equivalent circuit obtained conform exactly to the values given by theory and experiment.

REFERENCES

1. W. CADY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 21 (1949) 65.
2. L. FILIPCZYNSKI, *Materials of the Conference on Ultrasonic Technique, (in Polish)*, Warsaw, 1953, p. 13.
3. L. FILIPCZYNSKI, *Proc. Second Conference on Ultrasonics*, Warsaw, 1956, p. 35.

Contribution aux Méthodes d'Etalonnage des Ecouteurs de Haute Qualité.

I. BARDUCCI ET F. BIANCHI

Institut National de l'Ultrason, Rome (Italie)

et Fondation „U. BORDINI" I.S.P.T., Rome (Italie)

Dans les mésures audiometriques il faut connaître la pression acoustique produite par l'écouteur dans un point bien determiné, par exemple à l'entré du canal auditif du sujet examiné. Puisque la réponse est fonction de le charge acoustique sur laquelle l'écouteur est fermé, une methode objective d'étalonnage des écouteurs devrait donc reproduire l'impédance acoustique de l'oreille humaine et les conditions de couplage entre l'oreille et l'écouteur[1], [2].

Dans ce travail on a envisagé de verifier si, avec les écouteurs employés aujourd'hui en audiometrie, on puisse obtenir des résultats acceptables avec une oreille artificielle simplifiée. On a employé à ce but un coupleur semblable à celui qui a été recommandé par le C.C.I.F.[3], qui correspond, avec des changements non-essentiels, au coupleur standardisé par l'A.S.A.[4]. La seule modification que nous avons introduit c'est une fuite sur les parois laterales, obtenue avec quatre trous ayant un diamètre de 0,5 mm et une longueur de 1,5 mm. En outre on a augmenté la pente de la surface conique pour améliorer l'adaptation avec le pavillon de caoutchouc-mousse des écouteurs; cette modification ne change pas du tout les caractéristiques acoustiques de l'oreille artificielle.

Avec ce coupleur on a relevé les courbes de réponse de quatre écouteurs. C'est à dire: Holmco 100 BG; Telephonics TDH 39; Permoflux PDR 10; Standard 4026 A. Les trois premiers écouteurs avaient des pavillons de gomme semblables, tandis que le Standard avait un pavillon tout à fait différent.

La posibilité d'eployer cette oreille artificielle dans les déterminations de réponse a été controlée en effectuant des déterminations subjectives d'équilibre de la force du son sur les quatre écouteurs et des mesures de pression acoustique sur l'oreille artificielle aux mêmes fréquences.

On a adopté ce procédé pour éviter les difficultés des déterminations subjectives du seuil d'audibilité. Puisque la méthode de l'équilibrage ne donne que la différence entre les réponses de deux écouteurs, la courbe de réponse absolue de chaque écouteur. couplé avec l'oreille humaine, pourrait être différente de la réponse du même écouteur couplé avec l'oreille artificielle, sans que cette différence soit montrée par la methode susdite.

Pour éliminer ce doute on a examiné le comportement de chaque écouteur à l'égard du volume de la cavité de couplage, et de la totalité des fuites. On a constaté que l'effet des susdites paramètres sur les quatre écouteurs est très différent et que par conséquent il est très improbable que se verifie l'erreur prévue dans l'objection susdite.

Les résultats de ces vérifications pour les trois premiers écouteurs sont résumes dans les Fig. 1 et 2. On remarque, par exemple, que l'écouteur Holmco est peu sensible aux fuites par couplage imparfait, tandis que les autres écouteurs en sont très influencés.

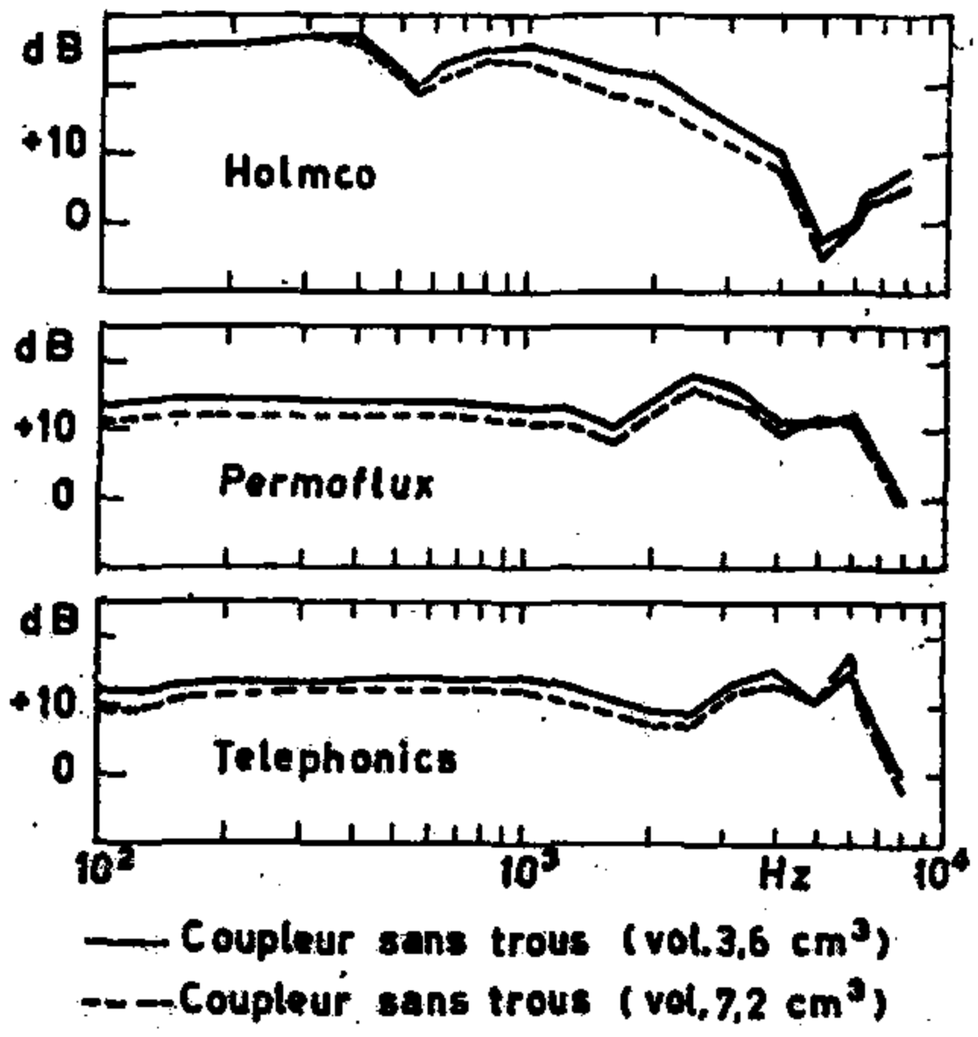


Fig. 1. Effet du volume du coupleur sur la réponse de trois écouteurs.

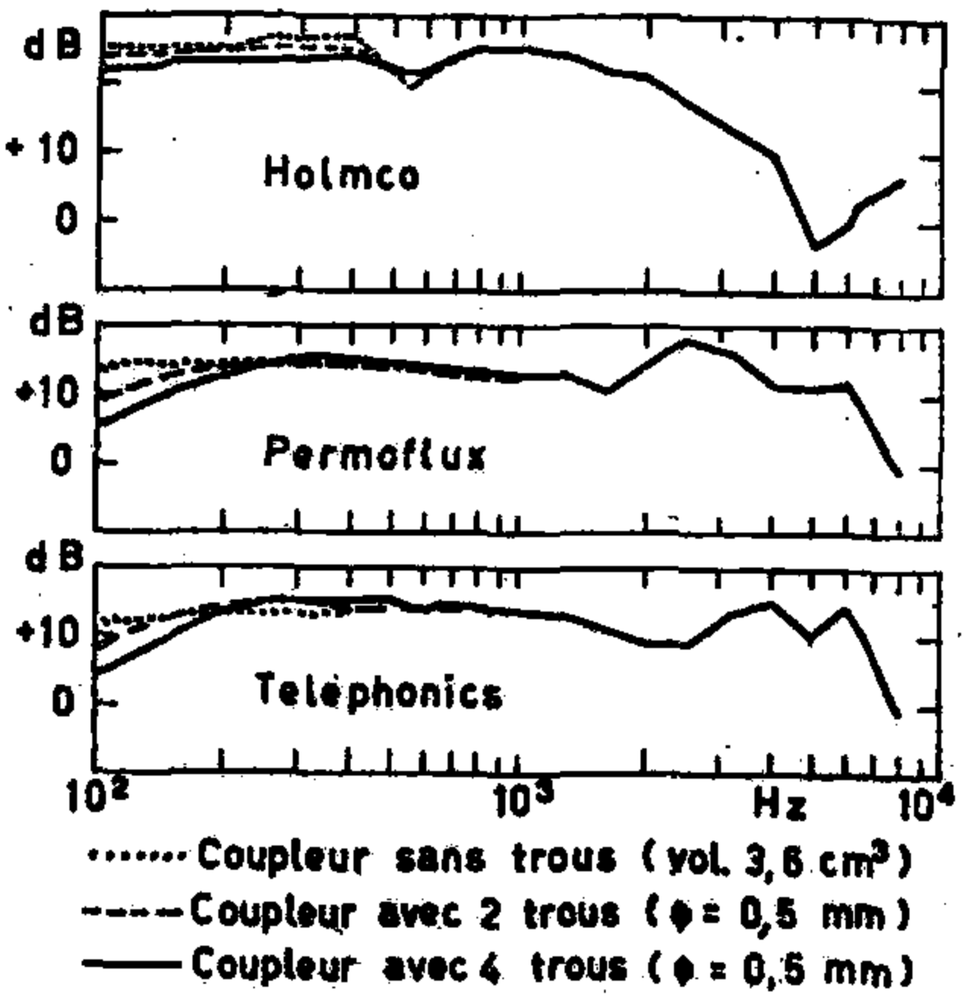


Fig. 2. Effet des fuites sur la réponse de trois écouteurs.

Dans le Tableau 1 on a résumé les écarts remarqués entre les déterminations subjectives d'équilibre et objectives obtenues avec l'oreille artificielle déjà décrite. Les résultats des mesures objectives et subjectives, pour trois couples d'écouteurs sont en outre dans la Fig. 3.

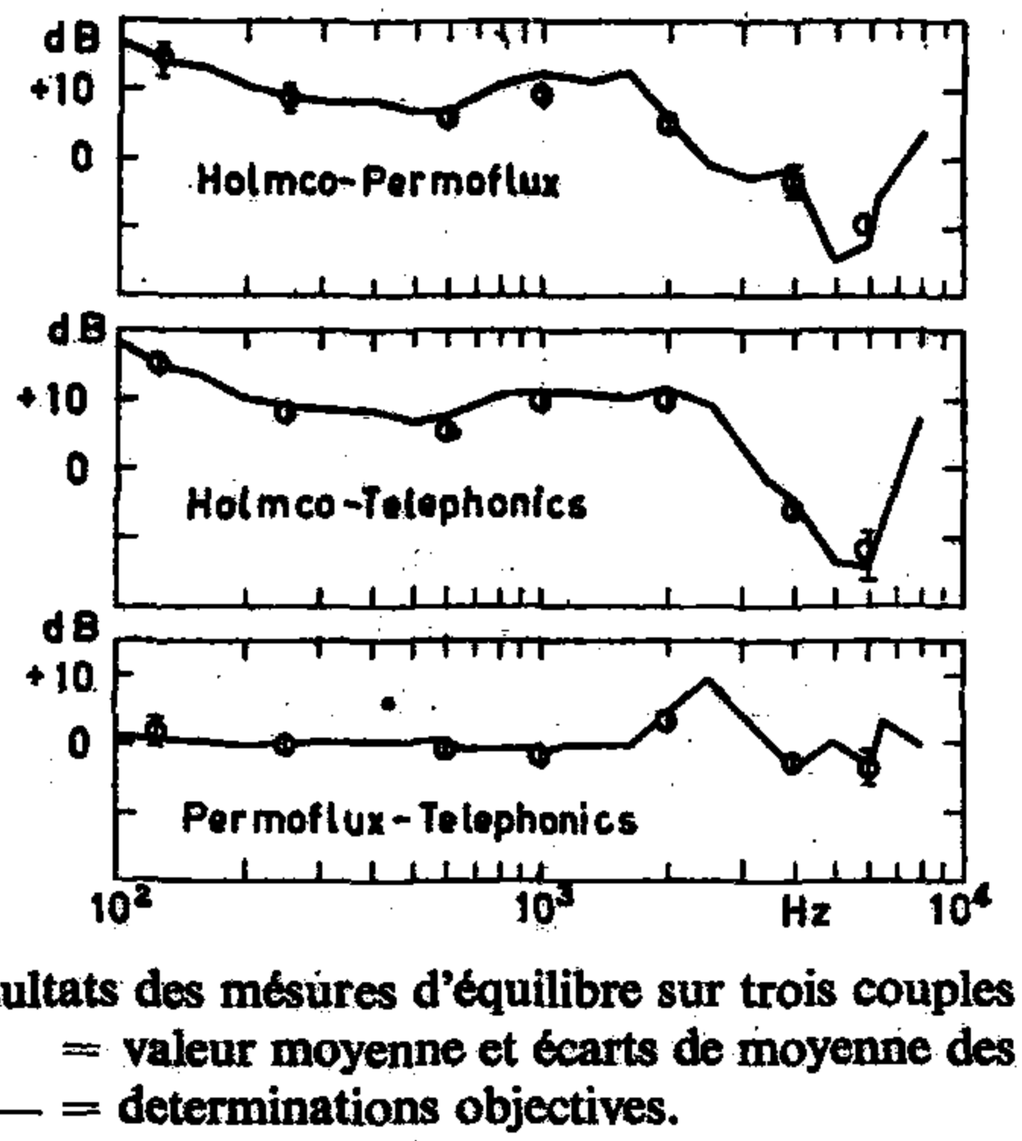


Fig. 3. Résultats des mésures d'équilibre sur trois couples d'écouteurs;
Φ = valeur moyenne et écarts de moyenne des determinations subjectives,
——— = determinations objectives.

Dès l'ensemble des mesures exécutées, il resulte que les différences de réponse entre les différents écouteurs, relevées par l'oreille humaine, concordent suffisamment avec celles qui ont été relevées par l'oreille artificielle. En effet, l'écart entre la moyenne des déterminations subjectives et les mesures objectives (Tableau 1 en Fig. 3) est généralement compris entre environ 3 dB pour les couplages entre les trois écouteurs ayant des pavillons auricolaires égaux et ce n'est que occasionellement qu'il monte jusqu' à

4 dB pour les couplages avec le quatrième écouteur ayant un pavillon différent.

On doit remarquer que les différences observées entre les moyennes de déterminations subjectives exécutées sur les oreilles de sujets différents ont été généralement de cet ordre de grandeur et quelquefois elles ont aussi atteint des valeurs plus élévées. Il est donc inutile de déterminer la réponse avec une précision plus élevée.

TABLEAU 1

ECARTS REMARQUES ENTRE LES DETERMINATIONS SUBJECTIVES D'EQUILIBRE ET OBJECTIVES OBTENUES AVEC L'OREILLE ARTIFICIELLE.

Freéquence [*Hz*]	*H — P* [*dB*]	*H — T* [*dB*]	*P — T* [*dB*]	*H — S* [*dB*]	*T — S* [*dB*]	*P — S* [*dB*]
125	0	0,1	1,2	—2,7	—3,6	—1,8
250	—0,1	—0,5	0	—1,3	—0,4	—0,4
600	—1,4	—2,4	—1,3	1,1	2,8	1,4
1000	—3,2	—2,2	—0,2	—3,7	0	—0,5
2000	—1,3	—2,2	—0.9	—2,6	0	—0,9
4000	—1,2	0,7	1,2	—2,6	0,2	0,9
6000	2,7	—2,6	—0,7	0,1	—1,1	—4,1

On remarque, enfin, que la laborieuse méthode d'étalonnage fondée sur les déterminations de seuil ne semble pas donner une précision plus grande, à cause de la reduite sensibilité de l'ouïe aux variations d'intensité tout prés du seuil.

BIBLIOGRAPHIE

1. A. LONCHEVAL, *Acustica*, 4 (1954) 161.
2. P. CHAVASSE, *Compt. rend.*, 230 (1950) 130.
3. *Comité Consultatif International Téléfonique* (*C.C.I.F.*), *XVII Assemblée plénière*, U.I.T., Genéve, 1956, Tome IV, p. 118–119.
4. *Am. Standard Association*, Norm Z 24–9 (1949).

Limits of Precision in Pure-tone Audiometer Calibration

D. W. ROBINSON

National Physical Laboratory, Teddington (England)

Introduction

Measurement of hearing loss involves three distinct problems, (a) fundamental determinations of normal threshold to provide a zero for the scale, (b) transferring these results to practical audiometers (calibration) and (c) clinical application.

Naturally the three processes have features in common, and this paper, though dealing principally with calibration, may interest those engaged in fundamental work and practitioners of pure-tone audiometry.

The purpose is to delineate the limits of precision in calibrating audiometers imposed by experimental procedures and by the conventions on which the process is based. The question is important in such applications as measuring noise-induced hearing impairment, where comparatively small changes require charting over a period of time with an accuracy commensurate with the best attainable in calibration.

International agreement has yet to be reached on absolute standards of hearing, but such agreement will not basically affect the principles and hence the precision of calibration methods.

Prevailing systems of calibration are based on storing an absolute standard of normal hearing as equivalent sound pressures in specified earphone-artificial ear combinations. Direct application of these equivalent values to audiometer calibration is restricted, however, to audiometers equipped with earphones of the pattern specified in the relevant standard. This arises from the fact that the relative response of earphones of different pattern varies with the acoustical load, and from the failure of existing artificial ears to represent the average human ear (as regards geometry and acoustic impedance) with sufficient generality.

The use of audiometers equipped with reference pattern earphones is naturally to be recommended, as it reduces the calibration to comparatively simple and precise sensitivity measurements of the earphone on the appropriate national standard artificial ear.

It would be desirable to have conversion values for the equivalent threshold for each pattern of earphone in common use. Until sufficient data are available or until a definitive artificial ear is devised, however, the calibration of audiometers with earphones different from the national reference patterns necessitates subjective experiments. In the following sections we consider the various errors in the process of subjective calibration.

Attachment of earphone to ear

The attachment of the earphone to the listener's ears requires careful attention both in calibration and in normal use of an audiometer.

An indifferent fit produces three results. At low frequencies sound may escape between the pinna and earcap. This is accompanied by augmentation of sound at middle frequencies due to resonance of the enclosed air with the leakage path. At high frequencies the distribution of sound becomes sensitive to the geometry.

Variations of sound are therefore to be expected if an earphone is successively removed and replaced on a human ear. We denote the associated variance by σ_p^2.

Control of this source of variability is satisfactorily achieved by specifying a static application force, typically 500 g-wt. It is considered impracticable to recommend a more rigorous criterion.

Limitation imposed by convention

The principle of storing normal threshold in terms of equivalent sound pressures has a paradoxical consequence. As already mentioned, different earphones compare differently according to the acoustical loading. It follows that when matched on one ear (in particular the "average normal ear") they may nevertheless produce different sounds on another. The discrepancy depends, naturally, on the acoustic impedances and other parameters of the respective ears and earphones, but we find from comparison of various electrodynamic earphones in common use that the effect is, statistically speaking, fairly constant.

Associated with this effect is a variance σ_e^2, representing the extent to which an earphone produces varying sound pressures on different human ears.

Subjective error

Subjective comparison of the sensitivities of a given earphone and one of the reference pattern may take the form of loudness balancing or of determination of the respective threshold excitations for a group of normal listeners.

Subjective error in the latter method arises from uncertainty of the threshold judgements. We denote the associated variance by σ_t^2. Since the calibration process depends on two determinations, the variance would be doubled, except that both ears of each listener are normally employed, thus reducing the variance associated with each listener's contribution to the calibration to σ_t^2.

As regards loudness balancing we confine ourselves to the "reversal" procedure in which the two earphones are matched for loudness on opposite ears twice, earphones and ears being interchanged. The average of the two balances is valid even when the listener's ears are of different sensitivity provided his hearing is otherwise normal.[1] We denote by σ_j^2 the variance associated with uncertainty of the judgements of loudness equality. The variance associated with each listener's contribution to the calibration is therefore $\frac{1}{2}\sigma_j^2$.

Estimation of variances

The three components of variance described operate simultaneously in an actual loudness balance. The component σ_e^2, however, enters in a complicated way. Four ear-earphone combinations occur with each listener and there is evidence of pairwise correlation between (a) an individual's right and left ear deviations from average (as regards acoustical properties, not necessarily auditory acuity) and (b) the deviations on a given ear as between one pattern of earphone and another. The net variance is $\sigma_e'^2 = (1 + r)(1 - r')\sigma_e^2$ where r and r′ are the respective correlation co-

efficients. This expression is found experimentally to be considerably smaller than σ_e^2.

The variance associated with earphone attachment likewise enters four times per listener, but due to the averaging contributes only the net value σ_p^2.

The total variance of a loudness balance by reversal therefore has the form $\sigma_{LB}^2 = \sigma_e'^2 + \sigma_p^2 + \frac{1}{2}\sigma_j^2$; the corresponding expression for the bilateral threshold method is $\sigma_{TM}^2 = \sigma_e'^2 + \sigma_p^2 + \sigma_t^2$. Errors of instrumental origin are negligible.

Analysis of numerous results, including repeat determinations under different conditions, provided estimates of the components of variance. Values in the Table have been averaged for brevity in three frequency bands. They indicate that the subjective uncertainties ($\frac{1}{2}\sigma_j^2$, σ_t^2) are relatively unimportant. At middle frequencies a calibration by 20 listeners ensures a standard error of the mean of about 0,7 db, i.e. a calibration accuracy of 1.4 db.

TABLE OF VARIANCE COMPONENTS [(db)^2]

Frequency range [c/s]	σ_e^{2*}	$\sigma_e'^2$	σ_p^2	$\frac{1}{2}\sigma_j^2$	σ_t^2	σ_{LB}^2	σ_{TM}^2
125-250	90	7	10	2	3	18	18
500-3000	20	4	4	3	2	10	9
4000-8000	48	10	13	3	3	27	27

* From probe-tube measurements (values at low and high frequencies are probably overestimates)

Errors in normal use

Apart from calibration, the error of a single hearing loss determination is associated with the variance $\sigma_{HL}^2 = \sigma_e^2 + \sigma_p^2 + \sigma_t^2$, and has the expected value of about 5dB at middle frequencies. Repeating the measurement reduces the second and third terms; but σ_e^2 (the major contribution) is irreducible, being governed by the external anatomy of the particular ear.

Experiments carried out over a period of two months with normal listeners[1] strongly suggested that individual audiograms were constant in that the variability was wholly accounted for by the experimental errors already discussed.

The conclusion is that although hearing loss measurement may be meaningful to a higher precision than can be measured at present, radical changes of technique and definition would be entailed. Justification of the quest for greater accuracy rests with otologists, but it should be remembered that the precision already attainable in principle is probably seldom reached in practice.

Acknowledgement

The work described was carried out as part of the research programme of the National Physical Laboratory, and this paper is published by permission of the Director of the Laboratory.

REFERENCE

1. D. W. ROBINSON, *Ann. Occup. Hyg.*, Vol. 2, Part 2 (1960).

A New Coding Amplifier System for the Severely Hard of Hearing

B. JOHANSSON

The Royal Institute of Technology, Stockholm (Sweden)

The severely hard of hearing often use transients and formant frequency shifts in a way that gives a better intelligibility than could be expected from their pure tone audiograms. In many cases, however, and especially for the congenitally hard of hearing, the residual hearing is not enough for pure auditive speech perception.

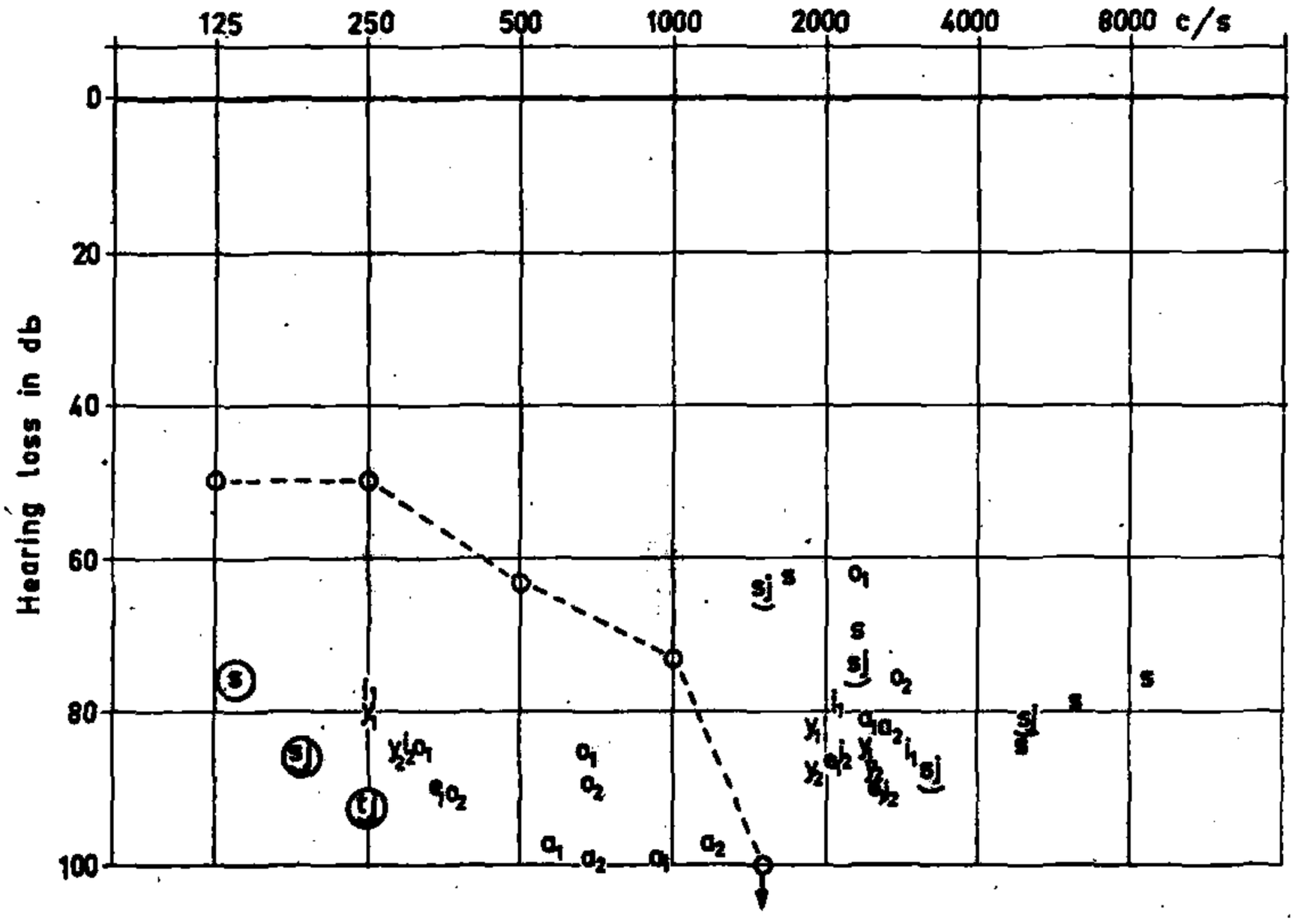
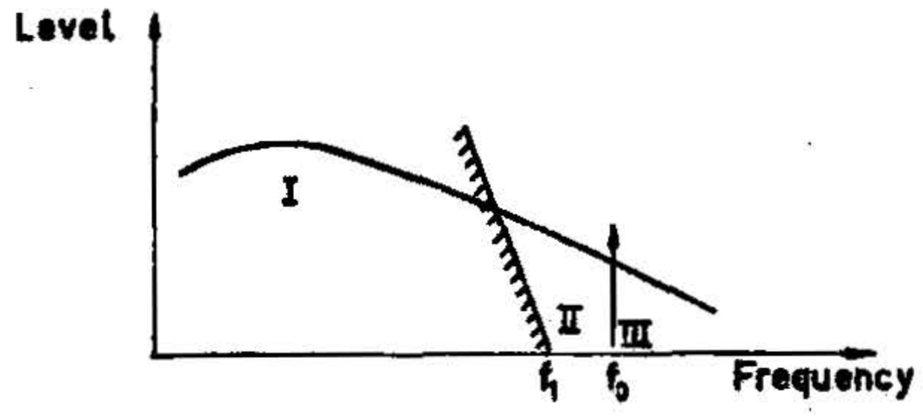


Fig. 1. Pure tone audiogram with a threshold curve and formants from a series of Swedish speech sounds (according to FANT). Three voiceless consonants are indicated after transposition.

The audiogram shown in Fig. 1 represents the threshold curve for a patient with the difficulties mentioned above. The formants of some Swedish speech sounds are plotted indicating frequency and level positions for a normal speech level at the entrance of the ear canal. In this special case all voiceless consonants are inaudible and difficulties also occur in the discrimination of the Swedish vowels [e], [i] and [y]. The frequency range 3000–6000 c/s includes information for the disrimination of the fricatives and the stop consonantes. With the new coding amplifier system described, inaudible speech sounds are modulated from their high frequency positions into the low frequency range that is audible for the patient.

The modulation principle is shown in Fig. 2. The amplifier, the transposer, presents

the vowels in their original positions (I) using an amplifier channel with an amplitude compression unit. The signals from the voiceless consonants (II, III) are separated by a high pass filter with a cut-off frequency f_1, compressed by an amplitude compression



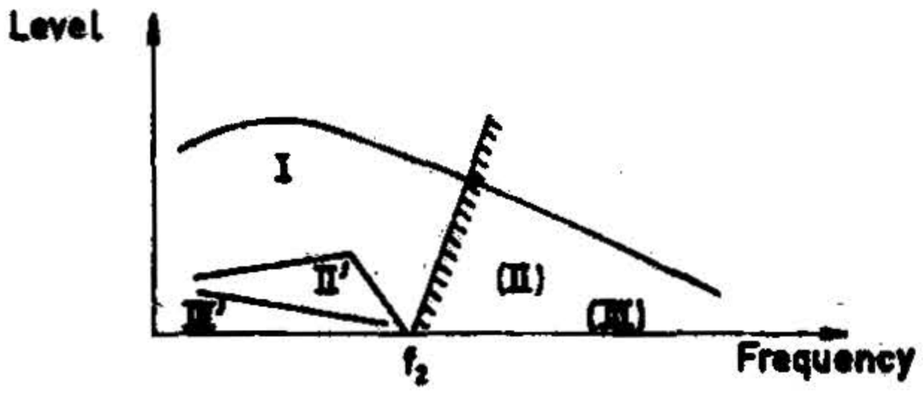


Fig. 2. The principle of the transposer.

unit and modulated by a carrier (frequency f_0). A low pass filter is included for the elimination of the carrier-frequency. The signals from the two channels are mixed, superimposed in the last stage and passed to the patient through dynamic earphones.

Fig. 3 shows some sonagrams of transposed Swedish speech sounds.

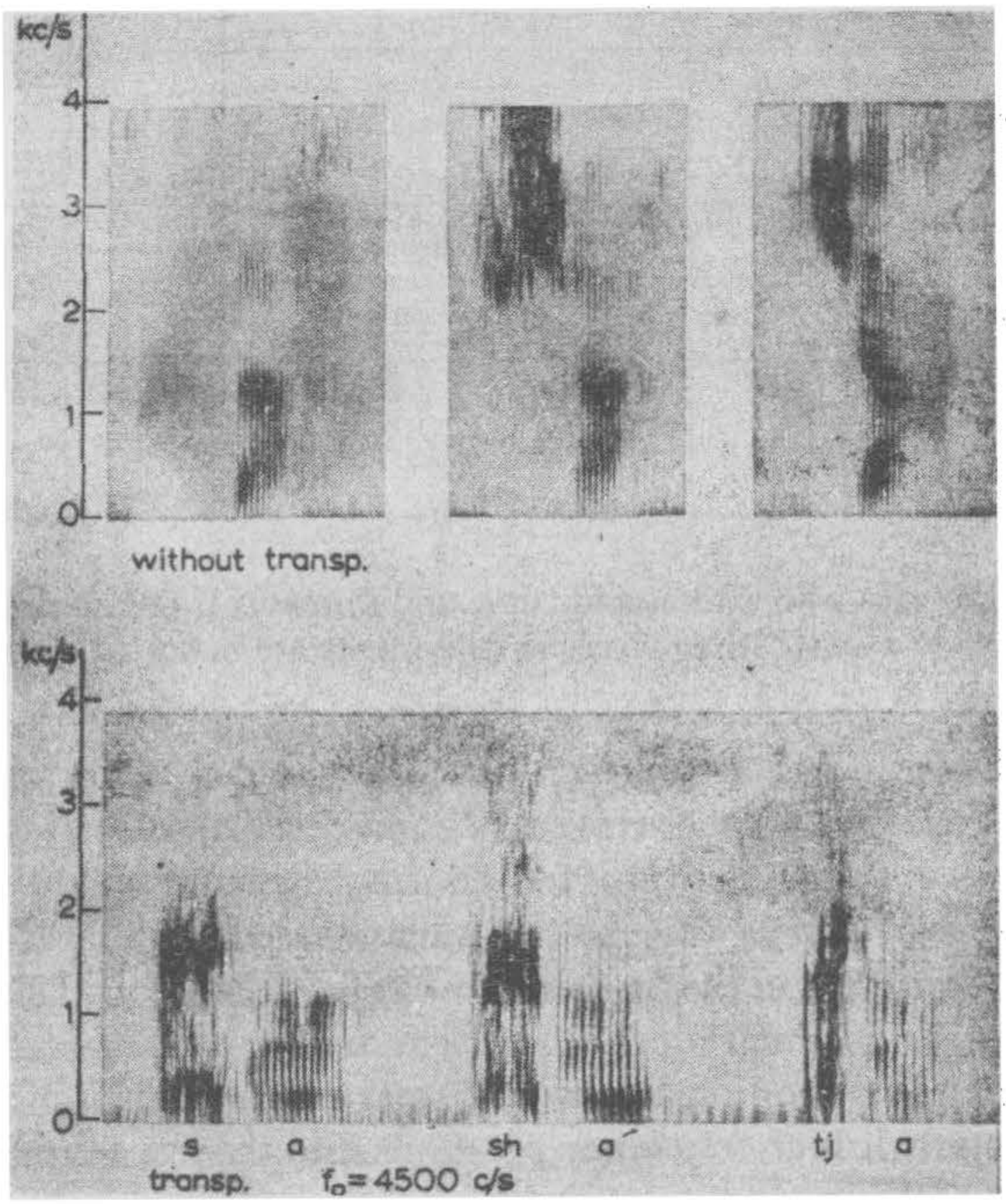


Fig. 3. Sonagrams from voiceless consonants with and without transposition.

The transposer presents a quite new sound pattern to the patient. The sounds are different from the original ones and may confuse a listener with normal hearing. The patient must learn to recognize and discriminate them. The time necessary for auditory training depends upon the individuals, of course, but for a limited word material 10–20 hours have been sufficient during our tests. Problems concerning the training and the training results will be discussed by E. Wedenberg in another paper at this Congress.

It was noticed during the training period that the patients' speech was influenced due to the formerly inaudible speech sounds becoming audible.

An interesting masking effect was stated by one of the test patients. Vowels were masked by the *following* consonant because of the compression and modulation which gave the consonant a strong low pitch. Masking could be avoided by adjustment of the compression balance between the vowel and the consonant channels.

When the frequency of the carrier was changed the pitch of the transposed consonants varied and in some cases the patients were sensitive to this pitch variation.

As a result of the modulation strong higher formants from the vowels can distort the original vowel pattern and disturb the listener. This can be avoided by steeper high pass filters.

Auditory Training of the Severely Hard of Hearing Using a Coding Amplifier

E. WEDENBERG.

The Royal Institute of Technology and The Karolinska Hospital, Stockholm (Sweden)

Many of the severely hard of hearing have hearing defects of the perceptive high tone loss type with no hearing above 1500 c/s. The greatest difficulty in the use of hearing aids by pupils in this group lies in the amplification by the hearing aid of excessively low frequencies where the hearing loss is less than in the higher frequency range. Overloading, causing masking of the higher frequency range which is more valuable to understanding, occurs especially with large amplification, and the threshold of discomfort is easily reached. The information obtained from the lower frequency area is also limited in comparison with that obtainable from the higher frequency range. The unvoiced consonants, which are so extraordinarily important for the discrimination of speech, are not perceived at all because the most important unvoiced consonant formants lie above 3000 c/s, and the hard of hearing often have no useful hearing above 1500 c/s. Connected speech is therefore impossible to discriminate except with a combination of hearing and lip-reading. In order to try to overcome some of these difficulties, the coding amplifier or the transposer, has been built. The designer, Mr. Bertil Johansson will discuss its principles in another paper at this Congress.

With the help of a 4800 c/s carrier frequency we achieve an intermodulation between this carrier frequency and the frequencies constituting the main part of the unvoiced consonant formants, resulting in a transposition of the 3000–6000 c/s frequency range into the range below 1500 c/s where the hard of hearing have their residual hearing. Through the transposition of the frequency range 3000–6000 c/s (= 3000 c/s) into the range 0–1500 c/s (= 1500 c/s) a frequency compression is also brought about. The transposer also provides amplitude compression.

The impressions of the hard of hearing of the transposed fricative or unvoiced sounds differ, of course, from those of listeners with normal hearing. The hard of hearing describe the transposed fricative sounds as different scratch sounds, which can nevertheless be discriminated to a certain extent from each other. This means that the hard of hearing receive a new hearing pattern, which takes some time to acquire. Characteristic of the impressions the new sound patterns make on these pupils who have only a visual and tactile conception of the unvoiced consonants is the following remark by a boy hearing for the first time the S in the transposer: "Oh! I see! Does the S lie down there?" (in the lower frequency range). The changed auditory pattern also embodies distortions of the sounds, especially the vowels, depending upon the superimposition of the simultaneously transposed third and fourth vowel formants. The most easily disturbed vowels are the Swedish [ä], [e] and [i] because these sounds have very strong upper formants. Of particular importance in the use of the transposer is

the balancing of the relative intensities of the vowels and the transposed consonants. If the transposed consonant becomes too loud it can mask not only the succeeding vowel but also the preceding vowel.

For auditory training with the transposer I selected six pupils aged from 10 to 29 years. The period of auditory training covered two months, half an hour four days per week, sixteen hours total. One of the pupils had also used a portable transposer for a period of one year. Before the training began, the hearing of the pupils was carefully mapped. The following tests were made.

TESTS BEFORE THE AUDITORY TRAINING

1. Pure tone audiometry,
   (Békésy audiometry, the determination of the threshold of hearing, the most comfortable level and the threshold of discomfort.)
2. Speech audiometry,

Threshold tests:

Spondees
- a. with Speech audiometer, monaural
- b. with Speech audiometer provided with amplitude compression
- c. with Transposer

TESTS AFTER THE AUDITORY TRAINING

Threshold tests:

Spondees
- a. with Speech audiometer
- b. with Speech audiometer provided with amplitude compression.
- c. with Transposer

Discrimination tests:

SPBB words
- a. with Speech audiometer
- b. with Transposer

In the threshold tests, lists of spondees compiled by Gunnar Fant (1959) were used, in the discrimination tests Swedish Phonetically Balanced Lists for Children (SPBB lists) compiled by Gunnar Fant and Gunnar Lidén (1954).

Only the two pupils with the best hearing underwent discrimination tests before the training because the others seemed to have insufficient hearing remnants for such an advanced test.

After the training all pupils were subjected to discrimination tests.

The training was carried out as follows: After the transposer with a 4800 c/s carrier frequency had been adjusted to the pupil's most comfortable level, he was trained in perceiving different consonant combinations, spondees and, gradually, connected speech. There seemed to be great individual differences in the capacity for acquiring the new auditory pattern. The material is too limited, of course, to allow the drawing of general conclusions, but it appears that early methodic auditory training is of great importance if good results are to be obtained with the transposer. Thus far the trans-

poser training has been given only to children and young adults hard of hearing from birth. We have as yet no experience on which to assess the possibilities of training elderly patients who through illness or trauma sustain similar auditory damage later in life.

As on illustration I wish to show the tests and the results of auditory training with the transposer in one case.

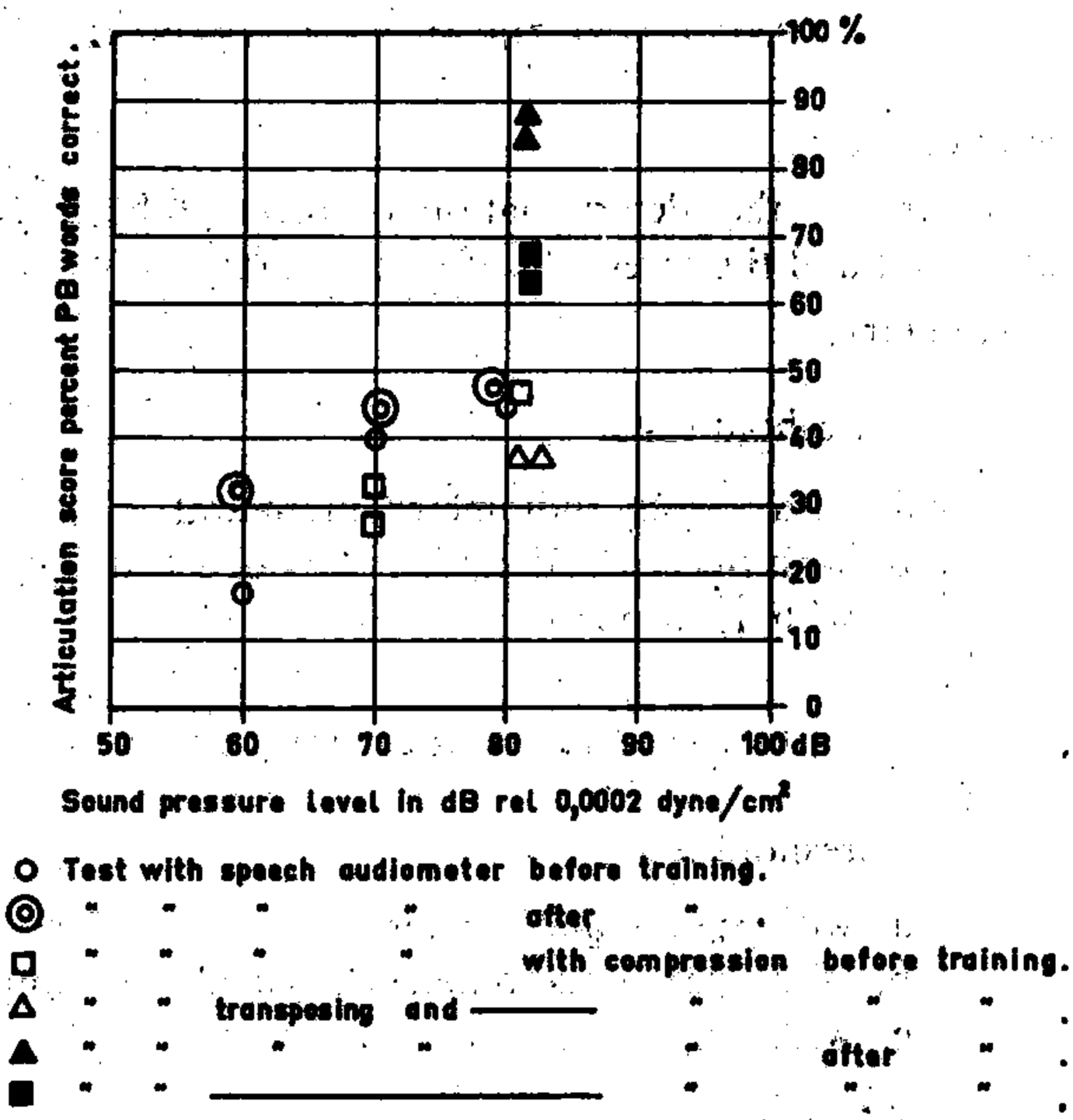


Fig. 1.

The Complex Elasticity Modulus of Paper for Loudspeakers

J. MERHAUT

Tesla, Prague (Czechoslovakia)

In general the diaphragm of a loudspeaker does not vibrate in phase as is anticipated in theory. In practice partial oscillations are generated in it. As a result of these oscillations the electroacoustical qualities of the loudspeaker degenerate as a rule and on account of this the partial oscillations should be avoided. It is necessary to ensure

the utmost rigidity in diaphragm materials used in practice; at the same time the inner friction should be large so as to damp the partial oscillations. These two material qualities associated with deformation may be aptly defined by the complex modulus of elasticity.

In case of homogenous spatial deformation the complex modulus of elasticity is determined by the ratio

$$E^* = \frac{\nu}{\lambda} \tag{1}$$

where ν is the tension and λ the relative deformation in dynamic stressing. Because however, $\omega \neq \theta$, ν and λ are not in phase, E^* is a complex term, which may be written as

$$E^* = E' + j\omega E'' \tag{2}$$

where E' denotes the stiffness of a volume unit and E'' represents the inner friction of a volume unit. For $\omega \longrightarrow \theta$ the limit E^*

$$\lim_{\omega \to 0} E^* = E' \tag{3}$$

is the familiar Young's modulus for static deformation.

It may be derived that the stiffness of a strip of homogeneous material clamped on one side is

$$s_r = \frac{bh^3}{6l^3} E' \tag{4}$$

while the mechanical resistance is given by

$$r_r = \frac{bh^3}{6l^3} E'' \tag{5}$$

These formulae cannot, however, be applied to a fibrous inhomogenous material like

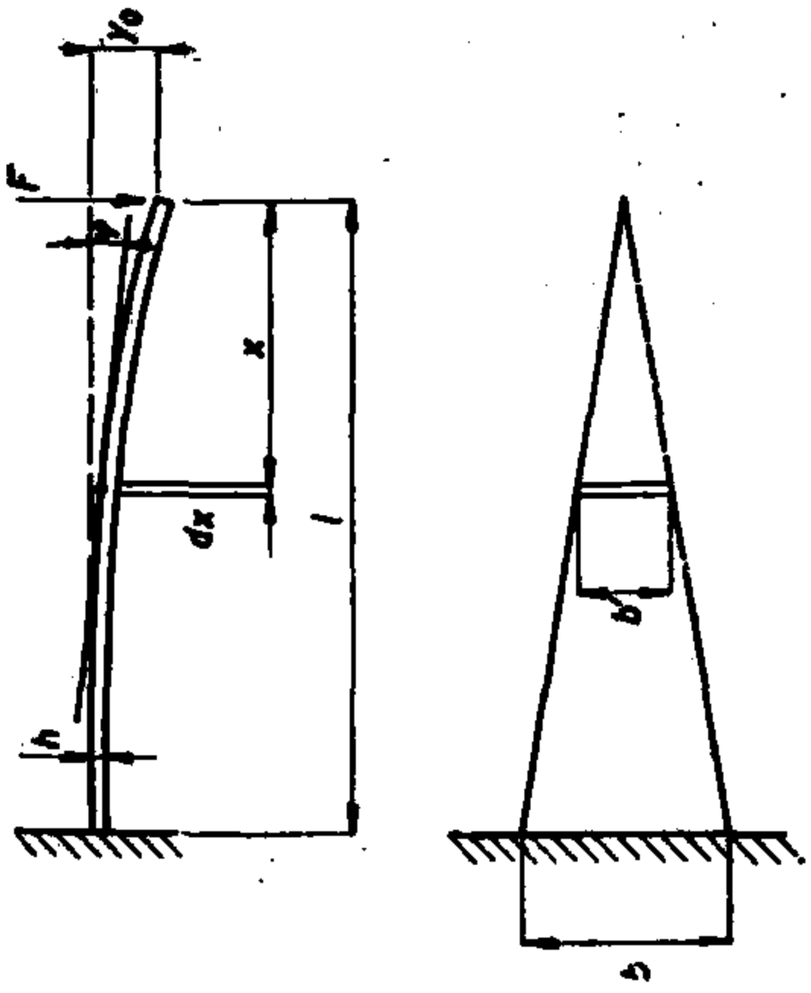


Fig. 1.

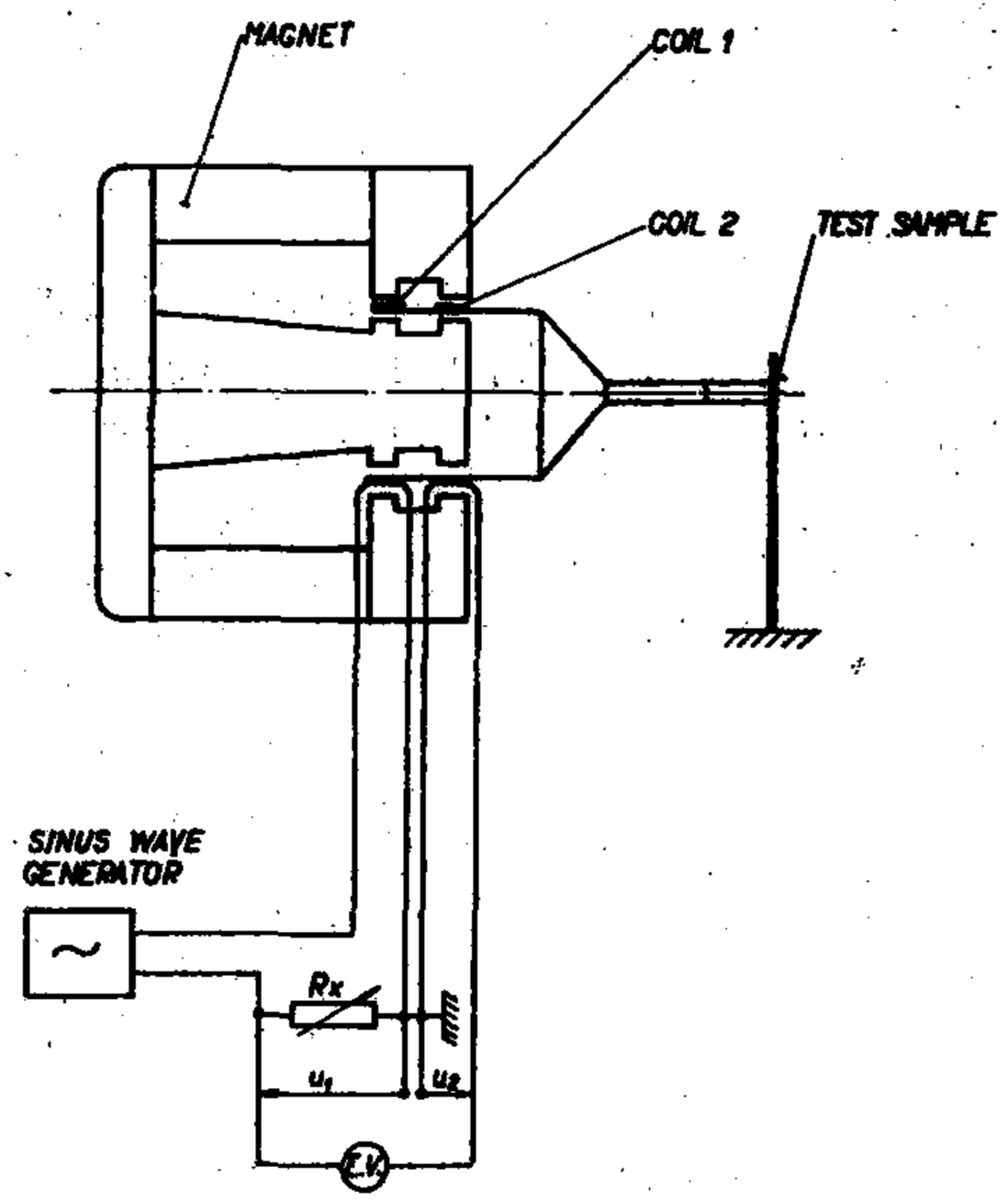


Fig. 2.

the paper used for loudspeaker diaphragm. Thus it appears suitable to introduce a complex flexural elasticity modulus for paper, determined independently of the material thickness. In this modulus a flexural momentum per unit length $\frac{M}{b'}$ in the direction of dimension b' should be introduced instead of the tension ν; M is the flexural momentum and b' is the widht of the strip subject to M In addition the relative linear deformation is replaced by the incremental flexing angle per unit length in the direction x, which is $\frac{\partial \varphi}{\partial x}$ in the limit (Fig. 1).

Then the complex flexural modulus of elasticity E_0^* is determined by the relation

$$E_0^* = \frac{M}{b'} \frac{1}{\frac{\partial \varphi}{\partial x}} \tag{6}$$

in a way analogous to equation (1).

From Fig. 1 it may be deduced that the deflection y_0 at the end of the strip is

$$y_0 = \int_0^l \frac{\partial \varphi}{\partial x} x \, dx \tag{7}$$

From equations (7) and (6) it may be deduced, that

$$y_0 = \frac{Fl}{bE_0^*} \int_0^l x \, dx \tag{8}$$

and if we introduce again

$$E_0^* = E_0' + j\omega E_0'' \tag{9}$$

it appears that the stiffness at the end of the strip is

$$s_r = \frac{2b}{l^3} E_0' \tag{10}$$

and the mechanical resistance at the same point

$$r_r = \frac{2b}{l^3} E_0'' \tag{11}$$

Equations (10) and (11) are suited for the determination of E_0' and E_0' from the results of test paper strip. The shape, according to Fig. 1, is well suited for measurements because of its small effective mass at the point of measurement; s_r and r_r, however, are large and easily reproducible.

In addition it seems advisable to introduce a relative factor of internal friction, determined by the equation

$$\delta = \frac{E_0''}{E_0'} \tag{12}$$

The measurements of s_r and r_r have been carried out on paper specimens of various specific weight (g/m²), the dimensions of which were $b = 5$ cm, $l = 1$ cm; an electrodynamic vibrometer according to Hahnemann and Hecht, illustrated in Fig. 2, was used. The vibrometer has two coils on a single body connected with the paper specimen to be measured. Both coils are in the magnetic field between pole pieces of rotational form. Excitation current i from the audio oscillator flows through coil 1, giving rise to a force $F = B_1 l_1 i$, where B_1 is the magnetic induction and l_1 is the length of the con-

ductor in coil 1. Coil 2 serves to pick up the voltage u proportional to the velocity of the system oscillations according to formula

$$u_2 = B_2 l_2 v.$$

The measurements were carried out on the system in resonance. The stiffness s_r may be determined easily after inserting the paper specimen by evaluating the change of resonance frequency. In the resonance condition the current (and therefore the voltage u_1) across the resistor R_x and voltage u_2 are in phase. In the course of measurement the frequency and resistor R_x are varied until the voltages u_1 and u_2 are equal in phase and magnitude, *i.e.* voltage u_1 across resistor R_x is compensated by voltage u_2. It is easy to deduce that for $u_1 = u_2$ the mechanical resistance of the system is determined by the expression.

$$r = \frac{k_v}{R_x} \tag{13}$$

where $k_v = B_1 \cdot l_1 \cdot B_2 \cdot l_2$ being a constant of the instrument. The advantage of this arrangement lies in the fact that the accuracy of measuring the resistance r_r does not depend on the precision of the VTVM, but only on the adjustment of R_x and the

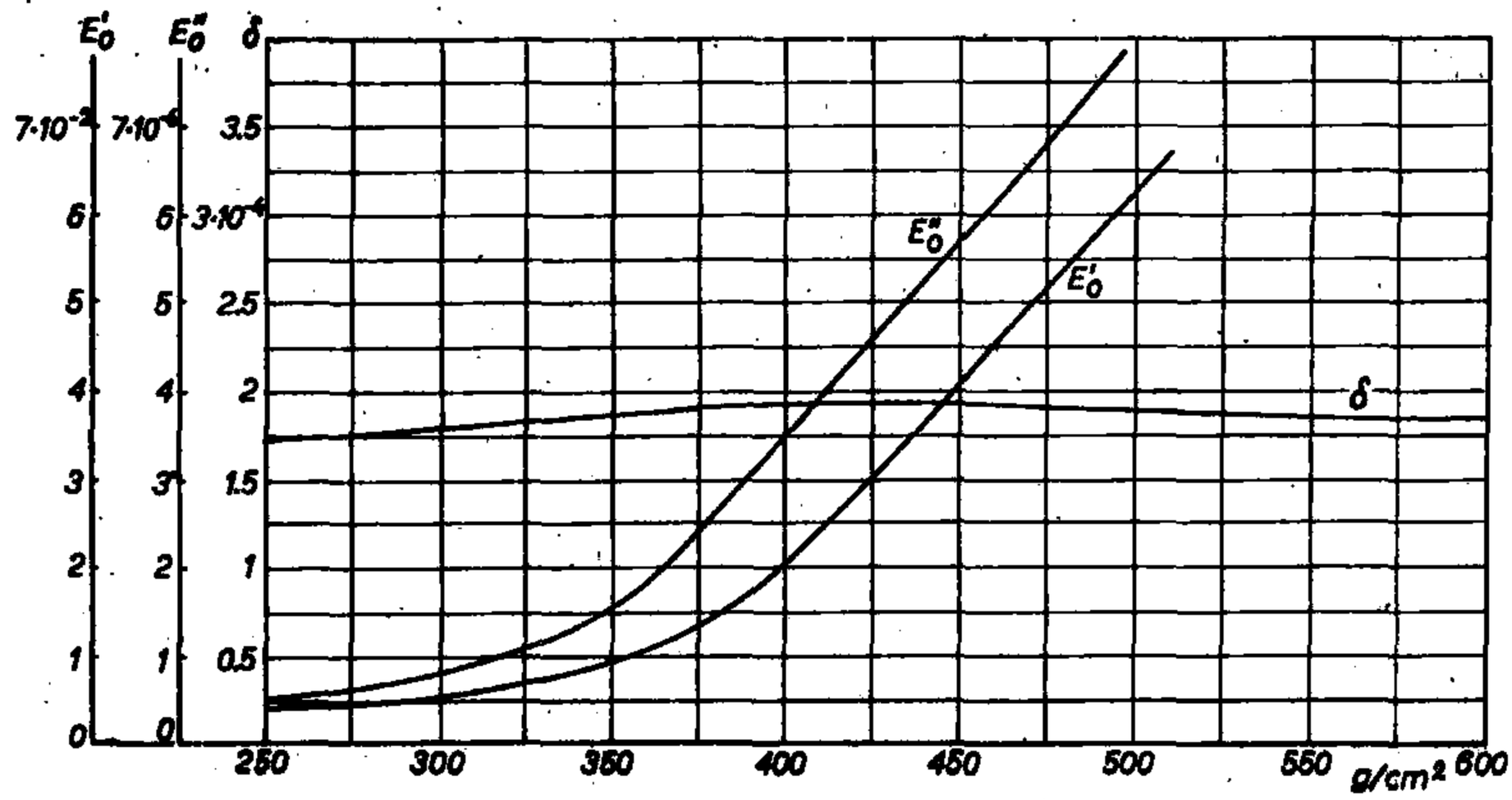


Fig. 3. Measurements on paper 7° SR.

correct compensation of the two voltages. Before measurement it was necessary to determine the stiffness as well as the internal losses of the vibrometer itself. To determine properly the mechanical resistance of a specimen of paper it is furthermore necessary to subtract the resistance caused by radiation of the vibrating specimen strip. This was ascertained by measuring the strip of a given form in air and in vacuo within a short interval of time.

When measuring paper specimens of identical shape the resistor R_x may be calibrated in E_0'' directly as well as the frequency meter in E_0'.

Several test measurements were carried out on the equipment described. Some results are stated in Fig. 3, 4, and 5. These figures show the dynamic modulus of elasticity E_0' as well as the loss factor δ. It is interesting to note that in papers not previously impregnated the factor δ is nearly independent of thickness (specific weight). Thus it

may be seen that this factor constitutes an important material constant showing, whether the paper is damped considerably, ("dead") or only slightly ("ringing").

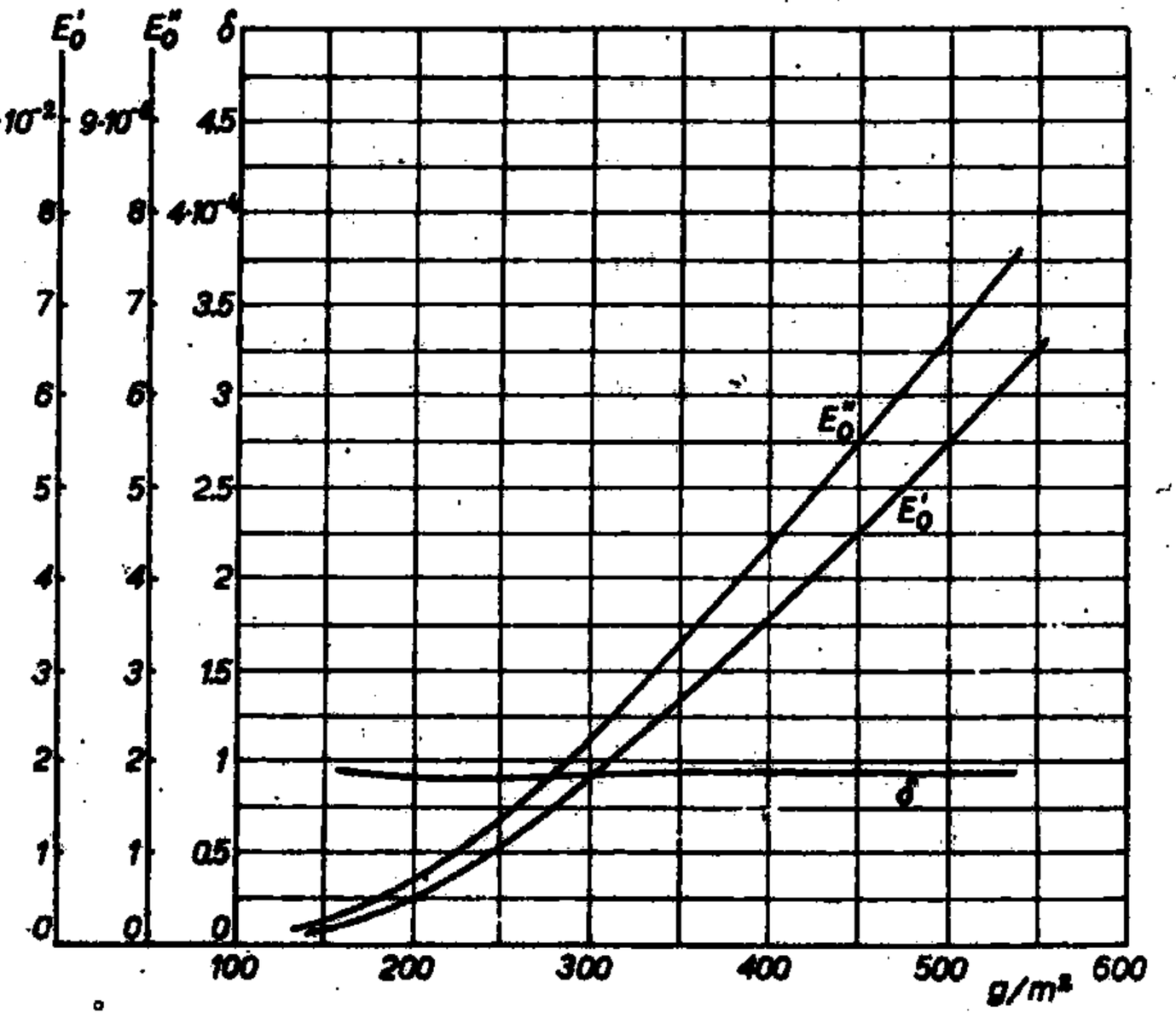


Fig. 4. Measurements on paper 42° SR.

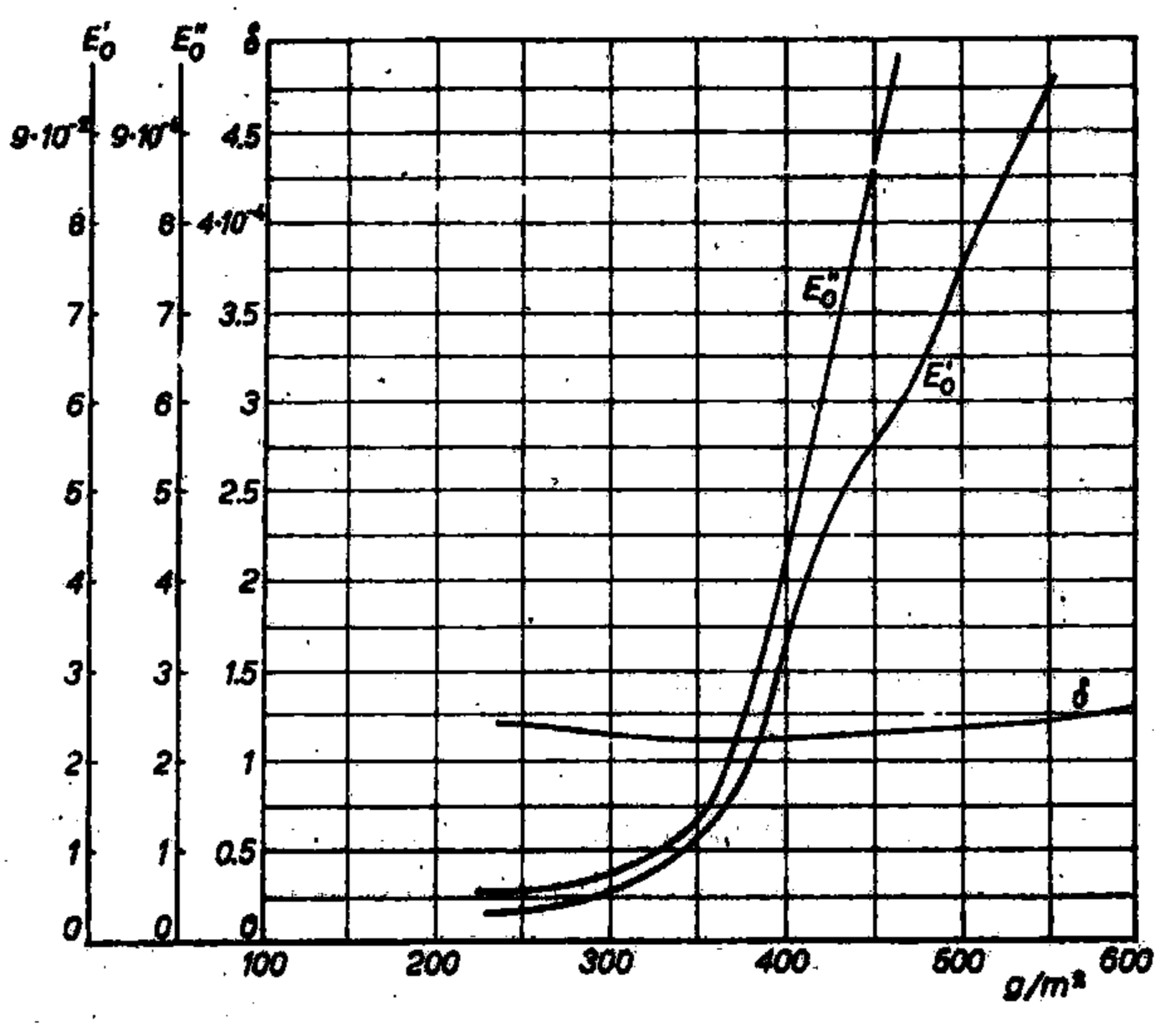


Fig. 5. Measurements on paper 42° SR inpregnated.

It may be expected that thorough measurement of paper specimens by the method described will lead to quantitative criteria for the quality of diaphragm materials and thus facilitate the cooperation of the electroacoustical engineer with the technologist in the development of loudspeakers as well as in quality control during manufacture.

Measurements of Elastic Parameters of Paper for Loudspeakers

C. BORDONE-SACERDOTE

National Electrotechnical Institute, Turin (Italy)

The acoustical properties of a loudspeaker depend also on the paper it is made of: it would be interesting to know any correlation between some qualities of a loudspeaker and the elastic parameters of its paper: among these we consider the complex modulus $E(1 + j\eta)$, where E is Young's modulus and η the loss factor. Some measurements of elastic parameters of the paper have been described by MACLACHLAN and by OLIVER, showing that the paper cannot be considered homogeneous.

For our measurements strips, 25 cm long and 3 cm large, are empolyed, suspended on a very rigid support by means of a spring clamp: a piezoelectric pickup, inserted between this clamp and the support, indicates the reaction of the latter. At its lower end the paper is stretched by a given weight, under which an electromagnetic element excites vibrations in the system. Fig. 1 represents the apparatus and its equivalent mechanical and electrical diagrams.

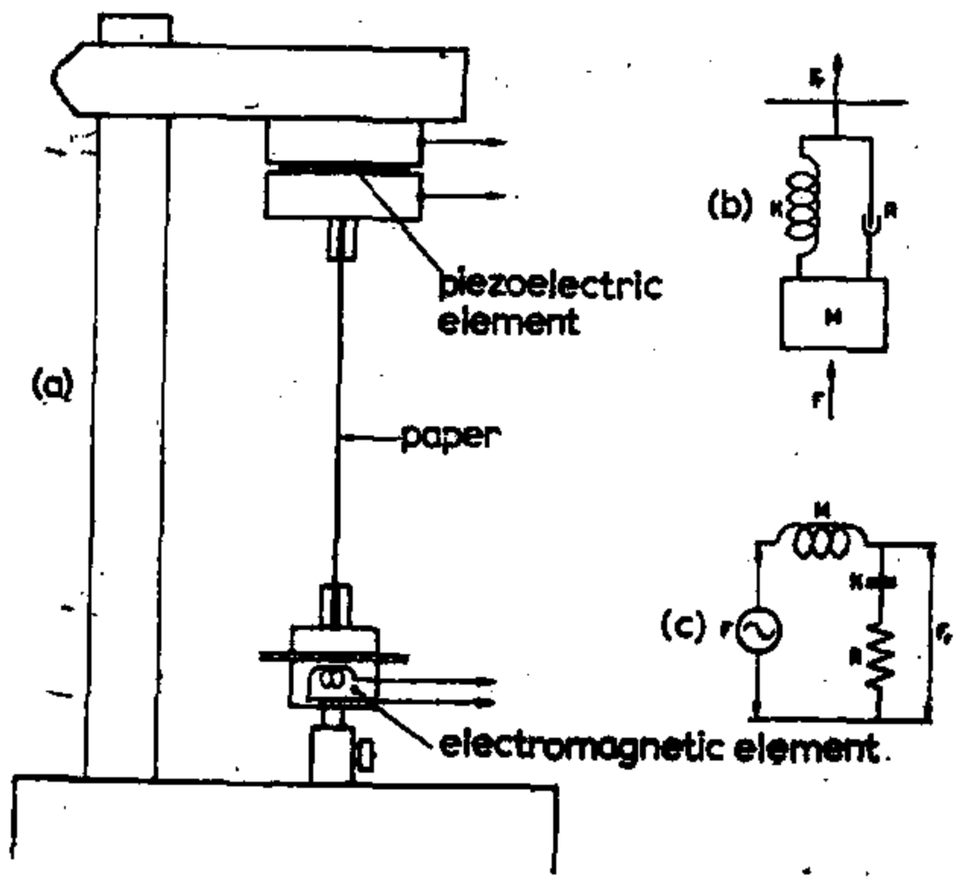


Fig. 1. a Apparatus for the measurement of the complex elastic modulus of strips of paper; b and c, Equivalent mechanical and electrical diagrams of the apparatus.

When the exciting frequency corresponds to a resonance of the system, the reaction of the support is a maximum. One can calculate the elastic modulus of the paper

$$E = (2\pi)^2 \left(\frac{Plf^2}{S}\right)$$

where P is the weight which stretches the paper, l its length, S its section, f the resonance frequency. Determining the loss factor η, we have measured the analogues of the reverberation time T of the vibration amplitude of the system in resonance, on which η depends by the relation

$$\eta = 2{,}2/fT$$

The samples of paper for loudspeakers were taken from large disks, prepared for the production of big loudspeakers.

Measurements of the resonance frequency of the same sample have been repeated varying either the length of the strip or the weight applied at its end, to control the behaviour of the elastic modulus as a function of the frequency. The maximum weight applied is 350 g, the length varies from 3,5 to 22,5 cm: the corresponding frequency range is between 50 and 300 c/s, and the elastic modulus is found to be constant in this range. For the various measurements the electromagnetic excitation has been kept within definite limits, in which the resonance curve of the paper is linear.

These measurements have shown that equal samples have an elastic modulus changing from a sample to another in a larger way than for what can be accounted for by the inaccuracy of the measurement, owing to the heterogeneous characteristics of the paper.

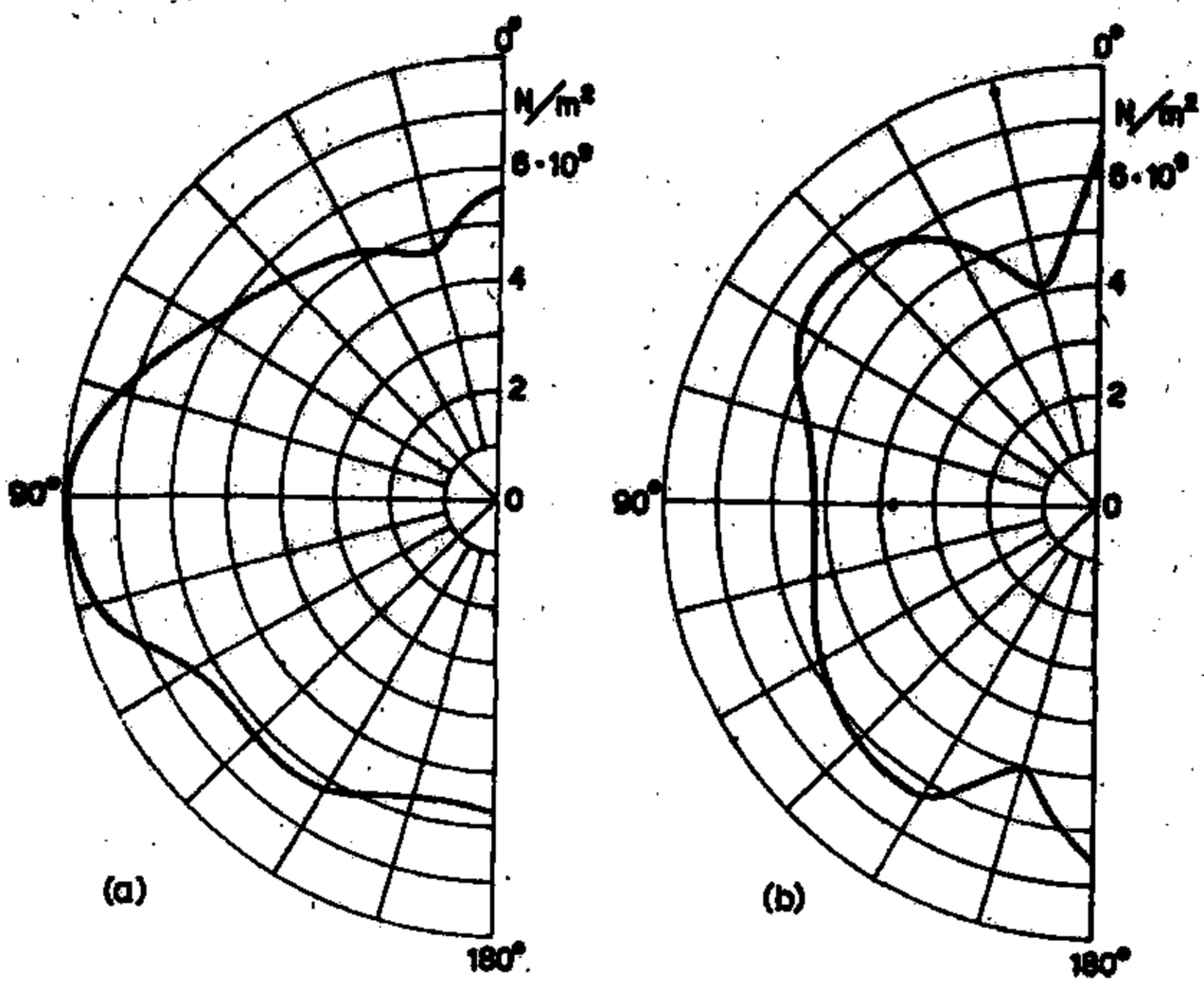


Fig. 2. Polar diagram of the elastic modulus of strips of paper for loudspeakers of two different qualities.

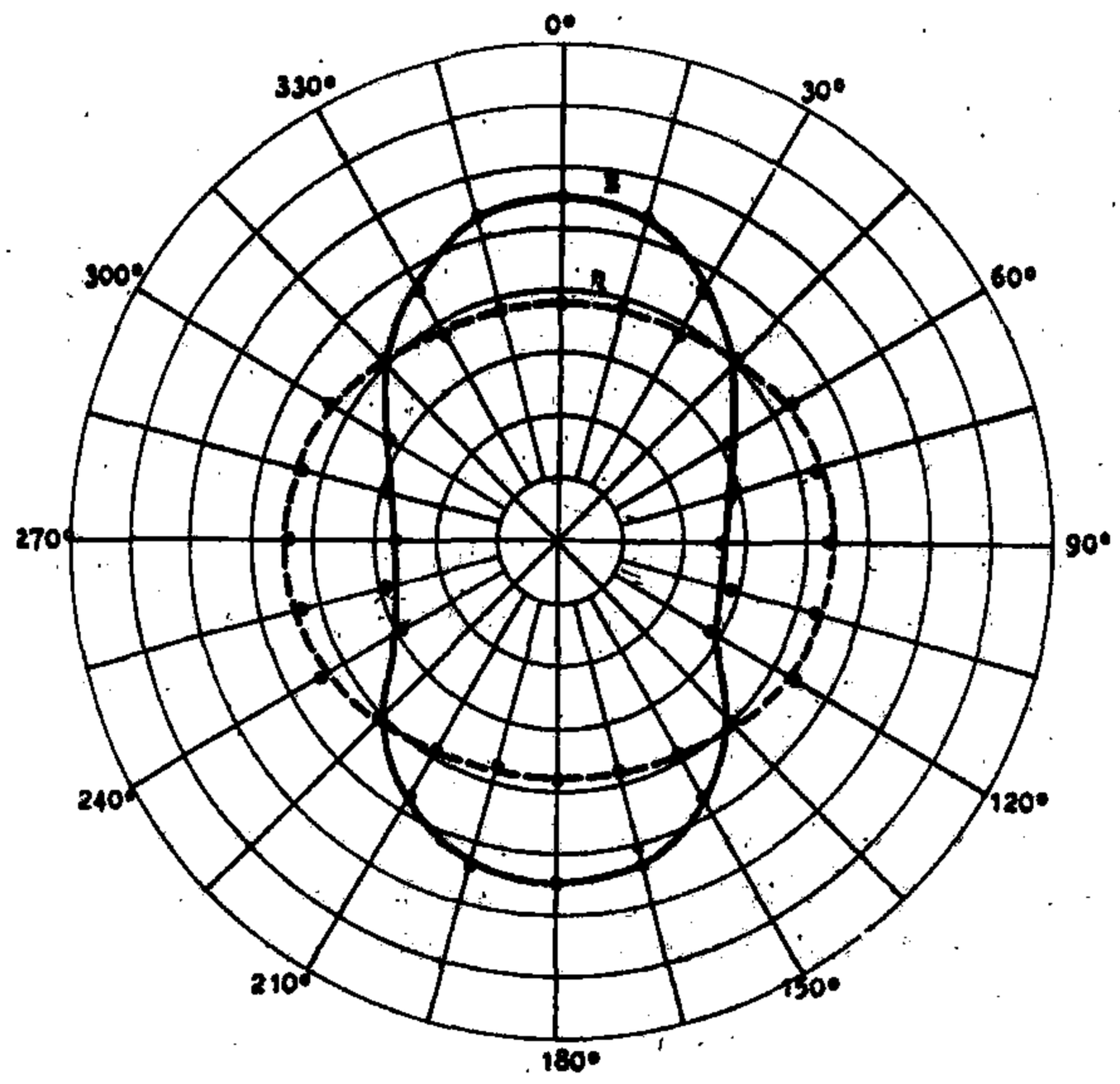


Fig. 3. Polar diagram of the elastic modulus E and of the loss factor η of extra-strong paper.

Samples taken from the same disk, but of different orientation referred to its polar coordinates, show also an irregular behaviour (Fig. 2), as the fibers of the paper are not regularly tangent nor radial. The inhomogeneity appears also in much smaller samples, being mostly a result of the inhomogeneity in the thickness of the paper, which can be assimilated to a felt.

Fig. 3 refers to an extrastrong paper, in which the distribution of the fibers can be considered regular, owing to the manufacturing process: a remarkable symmetry and regularity is found also in the behaviour of E and η.

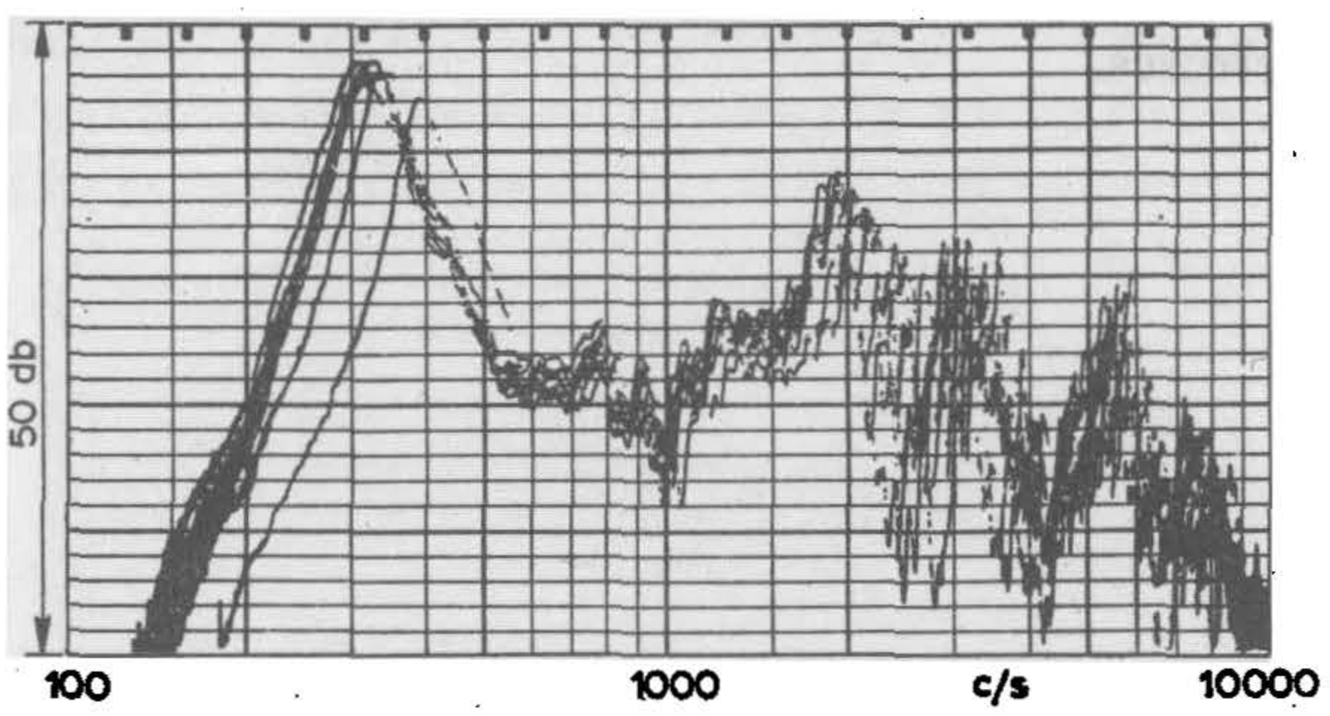


Fig. 4. Superposed response curves of 7 equal loudspeakers.

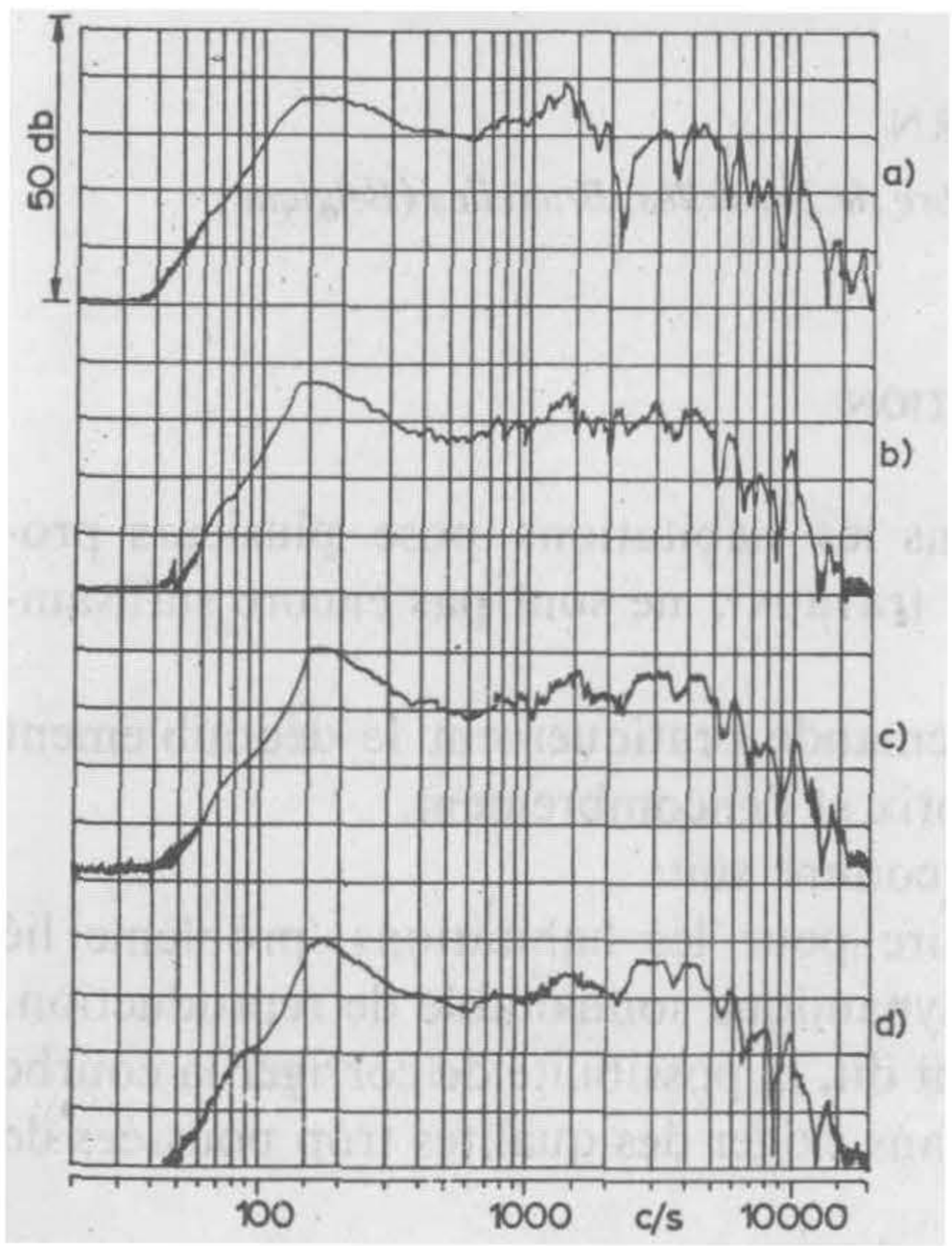


Fig. 5. Response curve of four loudspeakers with different quantities of glue in the paper.

Searching for any correlation between the elastic parameters of the paper and the response curve of the loudspeakers, we have chosen 4 cones, equal but fot the paper-mixture which the cones are made of, in which there is a different quantity of glue. The 4 papers have ordinately a loss factor 0.027, 0.040, 0.042 and 0.048 respectively and an elastic modulus of 0.85×10^9, 0.95×10^9. 1.33×10^9, of 1.24×10^9 N/m^2.

The uniformity of the response curve of equal loudspeakers turns out to be remarkable: we have superposed 7 of them, among which there is practically only one exception (Fig. 4).

We can therefore be sure that the differences that we will find in the four loudspeakers examined are due just to the differences of elastic parameters produced by the various quantities of glue.

The increase of elastic modulus that there is in the four kinds of paper affects the low frequency resonance (Fig. 5), which is more evident as the elastic modulus of the paper is greater.

The difference of loss factor affects the behaviour at high frequency, and makes the response curve more homogeneous, attenuating its intensity. In practice the response curves of Fig. 5 show clearly that some dips disappear and some peaks are more and more leveled as the loss factor increases.

Reproduction à haute Fidelité dans les Habitations

T. S. KORN

Laboratoire d'Acoustique de l'Université Libre de Bruxelles, Bruxelles (Belgique)

INTRODUCTION

La reproduction du son à haute fidélité dans les habitations pose plusieurs problèmes particuliers qui, malgré les nombreux travaux[1], ne sont pas encore suffisamment éclaircis.

L'apparition récente de la stéréophonie demande pratiquement le dédoublement des chaînes avec toutes les conséquences en prix et l'encombrement.

Ces problèmes, peuvent donc être résumés comme suit:

1. Puissance acoustique vraiment nécessaire pour les habitations, problème lié avec la protection contre la surcharge et la dynamique souhaitable de reproduction.

2. Système de réglage de tonalité, autrement dit, la possibilité de corriger la courbe de réponse des autres éléments de la chaîne sans exiger des qualités trop poussées de ces derniers.

3. Rapport de l'onde directe au niveau reverbéré et son influence sur les distorsions spatiales dans les cas de reproduction monoaurale et stéréophonique.

PROBLEME DE PUISSANCE

On sait que les niveaux sonores maxima de reproduction monoaurale souhaités par les auditeurs dans les habitations, ne dépassent pas quelque 95 à 98 phones[2, 3], ce qui necessite normalement une dizaine de watts de puissance électrique de l'amplificateur.

Un test statistique organisé par l'auteur sur la reproduction stéréophonique, a

montré qu'une nette majorité des auditeurs se contente d'un niveau total encore plus faible que lors de la reproduction monoaurale, en donnant comme explication que la reproduction stéréophonique assure une ampleur suffisante de l'orchestre, même au niveau plus bas.

Cependant, l'opinion générale des constructeurs semble toujours se pencher vers les puissances beaucoup plus grands, de façon que les chaînes Hi-Fi sont souvant équipées de 30 ou même 50 watts électriques. Il est possible qu'une des raisons de cette opinion est la crainte des constructeurs que l'auditeur puisse entendre la chaîne surchargée. En effet, une reproduction Hi-Fi saturée en dessous de 100 phones, paraît assez pitoyable à cause de sa large bande passante rendant bien audibles tous les produits de distorsions. Avec un amplificateur de 50 watts, le même effet apparaît dans une pièce d'habitation à quelque 106 db, donc au niveau ou l'oreille de l'auditeur commence à souffrir plus que la chaîne même.

Nous pensons qu'il est plus logique que la chaîne soit dimensionnée à la puissance vraiment utile et pourvue d'un compresseur plafonant les pointes du signal.

Certains techniciens peuvent s'indigner à l'idée de la compression du son dans la chaîne de reproduction. En effet, des grands efforts ont été accomplis dans la passé juste dans le sens inverse, c'est-à-dire dans le but de reconstituer la vraie dynamique de l'orchestre à l'aide des expanseurs du son. La pratique nous enseigne quand même que les expanseurs du son, malgré leurs effets amusants lors des démonstrations, ont rencontré très peu de succès dans l'utilisation définitive. En effet, les conditions dans les habitations limitent nettement la dynamique souhaitable de reproduction (Fig. 1) d'une part par le niveau toléré, et d'autre part par le bruit ambiant existant dans les habitations[4].

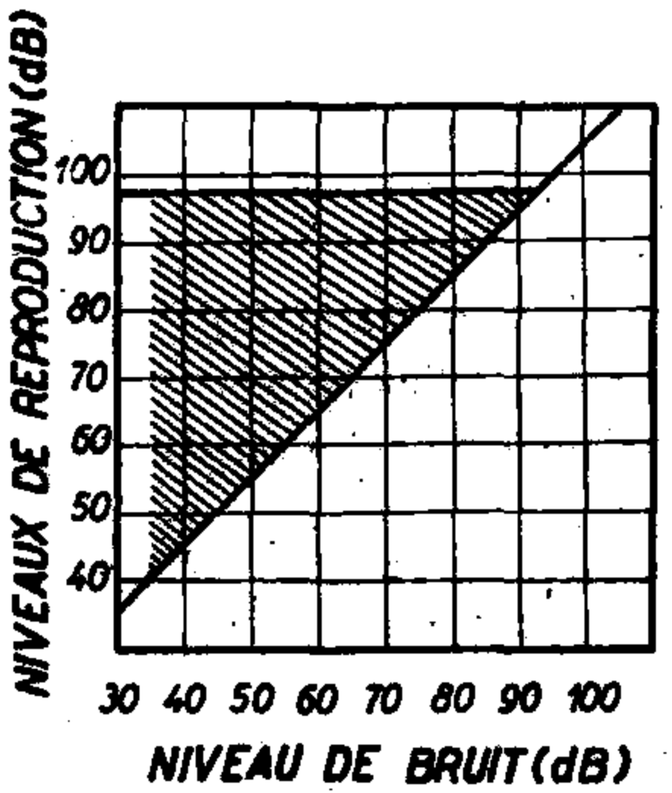


Fig. 1. Dynamique disponible de reproduction dans une pièce d'habitation en fonction du bruit ambiant.

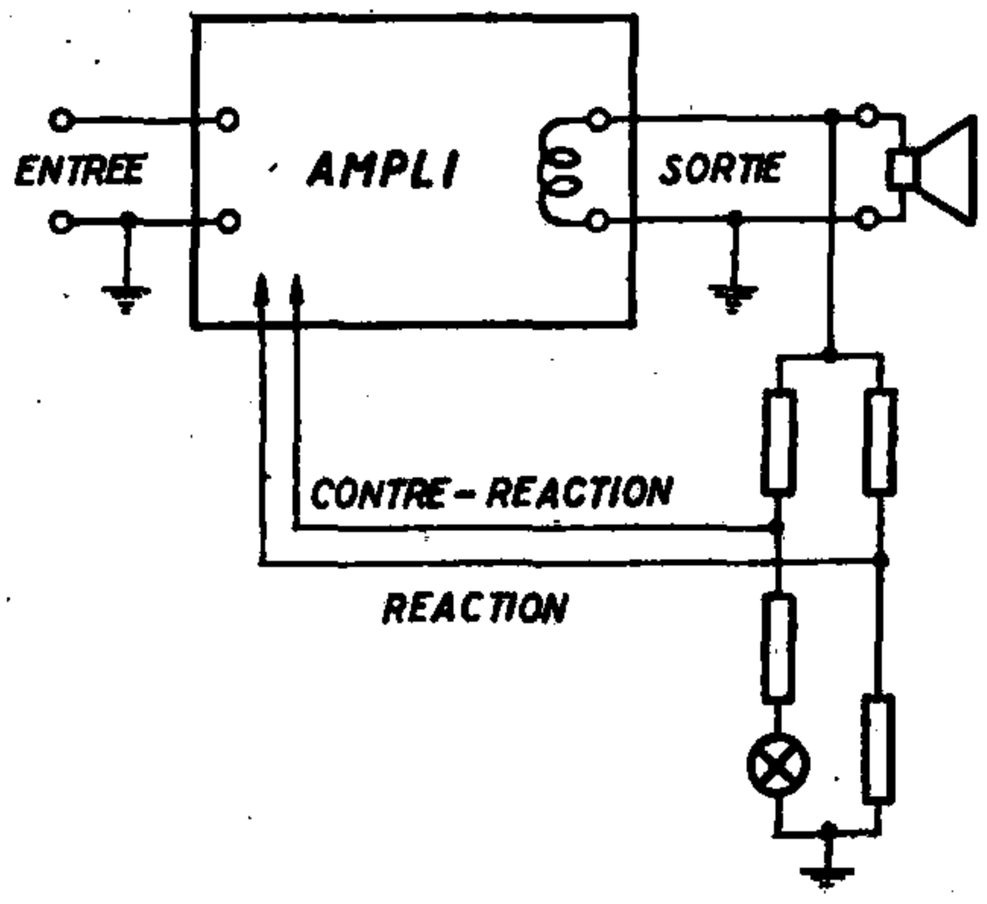


Fig. 2. Schéma de principe d'un compresseur du son.

La raisonnement précédent permet d'établir que la puissance nécessaire de l'amplificatur pour les habitations ne doit pas dépasser quelque 14 watts par canal. Un système de compression de 4–6 dB permet d'augmenter la puissance moyenne apparente de l'ampli de 3 à 4 fois, donnant la même sècuritè contre la surcharge qu'un ampli d'une cinquantaine de watts, tout en autorisant l'utilisation des haut-parleurs

ayant une puissance et encombrement limités. Un exemple de la réalisation simple et efficace du compresseur est representé sur la fig. 2.

PROBLÈME DE RÉGLAGE DE TONALITÉ

Il existe actuellement, parmi les constructeurs des appareils de reproduction, des points de vue diamétralement apposés au sujet du réglage de tonalité. D'une part, certains constructeurs dotent leurs postes d'une quantité parfois incroyable de réglages de tonalité, y compris les courbes de réponse préfabriquées et selectionnées par les touches: paroles, musique, orchestre, etc. D'autre part, les constructeurs des amplificateurs Hi-Fi classiques restreignent d'office leurs réglages à deux boutons seulement des graves et aigus.

Nous pensons que si le grand nombre des réglages confus, contredit le principe de la haute fidélité, es réglages limités dans les amplificateurs Hi-Fi classiques ne permettent pas d'équilibrer correctement la courbe de réponse des autres éléments de la chaîne, principalement du haut-parleur rayonnant dans une pièce d'habitation.

L'auteur a construit un amplificateur équipé de quatre réglages de tonalité dans les bandes de fréquences: graves, moyennes graves (100–400 Hz), aiguës et extrêmes aiguës (5.000–13.000 Hz). Une position calibrée de ces réglages assure la caractéristique plate de l'amplificateur entre 30–15.000 Hz avec la précision de $\pm 1{,}5$ dB. Le dit ampli était inséré dans une chaine à haute fidélité rayonnant dans une pièce moyenne d'habitation,

Un test auditif était entrepris avec 20 sujets, invités de régler la tonalité suivant eur goût, sur un morceau de musique enregistré par un grand ensemble. La courbe moyenne préférée de l'ampli ainsi obtenue, est représentée sur la Fig. 3 (b), en comparaison aved la courbe plate étalonnée (a).

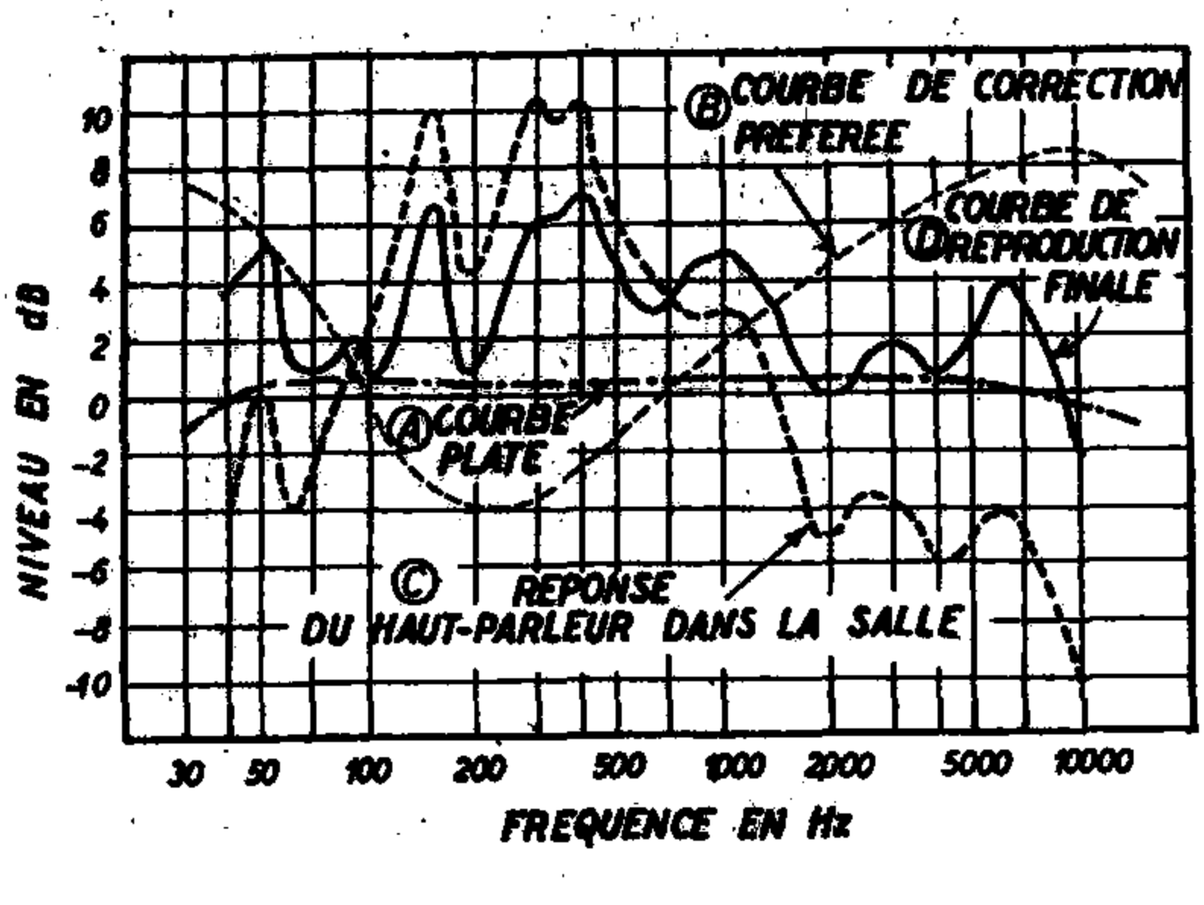


Fig. 3. Courbes de réponse des élément de la chaine expérimentale.
a: amplificateur en position plate (étalonnée).
b: amplificateur avec les réglages en position préférée.
c: haut-parleur.
d: courbe finale de la chaîne complète.

On y voit nettement que les auditeurs sont arrivés à une courbe de correction plus complexe qu'il serait possible d'obtenir avec des réglages conventionnels des graves et aiguës. Il est intéressant de constater, que ce réglage obtenu uniquement sur la base auditive, correspond fort bien avec l'équilibre physique de toute l'installation. En effet, la courbe de réponse du haut-parleur utilisé dans la salle du test, relevée par des bandes de bruit (c) montre un déséquilibre allant jusqu'à ± 10 dB dans le spectre 40–10.000 Hz. La correction choisie par les auditeurs ramène ces écarts à ± 3 dB en-

viron (d). Il est aussi intéressant de constater que les auditeurs limitaient volontairement la bande passante à quelque 9000 Hz.

DISTORSIONS SPATIALES

La directivité des haut-parleurs aux fréquences aiguës peut augmenter jusqu'à 12 dB le rapport de l'onde directe au son reverbéré pour les auditeurs se trouvant dans le faisceau du haut-parleur[5]. Nombreux constructeurs attribuent avec raison à ce phénomène le manque d'ambiance sonore (*acoustical environment*, *Raumklang*,) lors de la reproduction monoaurale.

Pour le reproduction stéréophonique, les haut-parleurs dirigés vers les auditeurs ne permettent pas d'écarter trop la distance entre les haut-parleurs sans produire l'effet néfaste du "trou au milieu". Ainsi il est difficile d'utiliser, par exemple, les deux baffles du coin, qui pourtant représentent la solution la plus efficace pour le rayonnement des fréquences basses. Dans ces conditions, l'utilisation des baffles du coin avec les haut-parleurs dirigées par exemple vers le haut, produit l'effet d'élargissement des deux sources, de façon qu'elles se recouvrent au milieu et permettent l'écartement beaucoup plus grand que dans le cas des haut-parleurs dirigés vers les auditeurs.

BIBLIOGRAPHIE

1. F. LANGFORD-SMITH, *Radio Designers Handbook*, London., 4th ed., p. 632–634 (bibliography).
2. T. SOMMERVILLE ET S. F. BROWNLESS, *B.B.C. Quart.*, 3, (1949) 245.
3. H. A. CHINNN ET P. EISENBERG, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, 33 (1945) 571.
4. A. MOEES, Physique du message, conférence au *Centre des Etudes Radiophoniques* (1951).
5. T. S. KORN ET J. HOUGARDY, *Acoustica*, 9 (1959) 121.

Synthesis of Bass-Reflex Loudspeaker Enclosures

E. DE BOER

Physical Laboratory, Department of Oto-Rhino-Laryngology Wilhelmina-Hospital, Amsterdam (The Netherlands)

Consistent use of the electrical analogue in the design of a bassreflex loudspeaker enclosure should theoretically lead to the following three steps[1]:

1. Analysis. The electrical analogue is analyzed as to its response for sinusoidal excitation.
2. Approximation. The response function is adapted to the response requirements. Specific values for the coefficients in the response function are now chosen.
3. Synthesis. The design is completed by determining the circuit elements in such a way that the desired coefficients in the response function are obtained.

A fairly comprehensive electrical analogue of a bass-reflex system is given in Fig. 1. In a simplified form it is shown in Fig. 2 a. The acoustic response is determined by the transfer admittance

$$Y_{13}(s) = -I_3/E$$

the sound pressure being proportional to this quantity and to the frequency[2].

The present article shows how network synthesis methods can aid in the design of the bass-reflex enclosure. In a certain sense the synthesis method is the inverse of the usual design procedure. Instead of adjusting the network *elements* to the specifications one tries to construct a whole *network* that has the required response. If the resulting network then happens to have the correct geometrical dimensions, the problem is solved, because network synthesis not only yields a network configuration but also the element values.

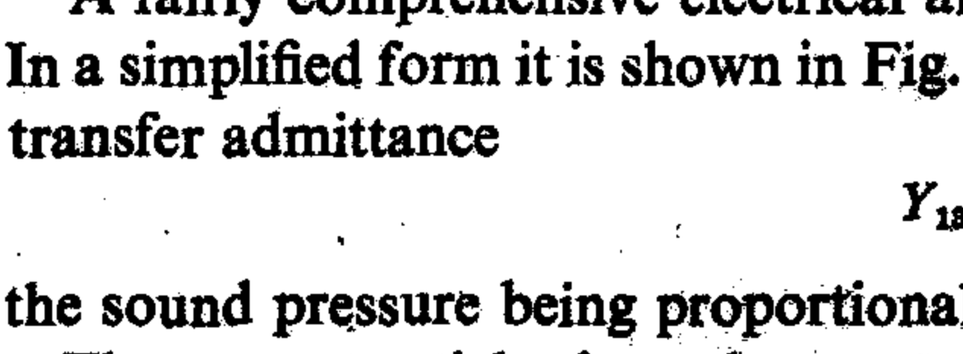


Fig. 1. Electrical analogue of bass-reflex loudspeaker enclosure.

After transformation the network of Fig. 2 a becomes susceptible to the synthesis approach. In fact Y_{13} implies that we apply a voltage source E at the input and measure the output current I_3. Conform to the principle of reciprocity the positions of voltage source and current meter can be interchanged; the transfer admittance of the new configuration is then the same as before. Fig. 2 b shows the result of this procedure. If the resistance is considered as a load resistance, the network of Fig. 2 c is obtained.

This network is a lossless coupling network between a voltage source and a load resistance (DARLINGTON's problem[3]). Given the response (BUTTERWORTH), the network can be synthetized (Fig. 3). By applying a so-called internal impedance transformation[4] one gets Fig. 4, which network coincides with Fig. 2 c ($0{,}585 \leqslant A \leqslant 1$).

The network elements are thus found directly without solving non-linear equations. One need then only to convert the absolute impedance levels to the correct order of magnitude and to adjust the resonance frequency of the loudspeaker to the proper value.

Because of space limitations, only two important results can be discussed here. These concern enclosure volume and damping. The enclosure volume will be expressed in terms of a unit volume determined by the loudspeaker stiffness. Such a unit volume, if employed as a closed box, would cause the loudspeaker's resonance frequency to be increased by a factor $\sqrt{2}$.

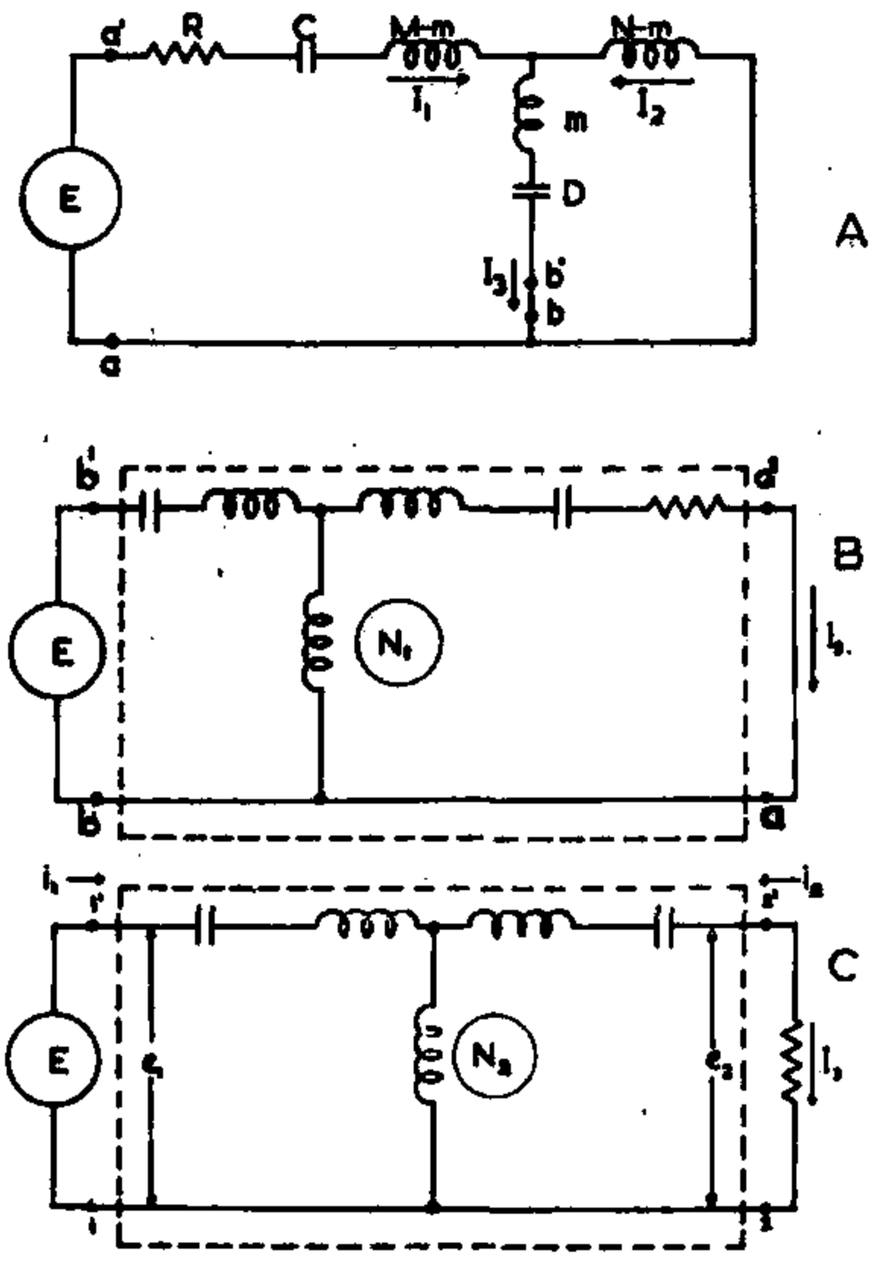


Fig. 2. The simplified circuit and its transformations.

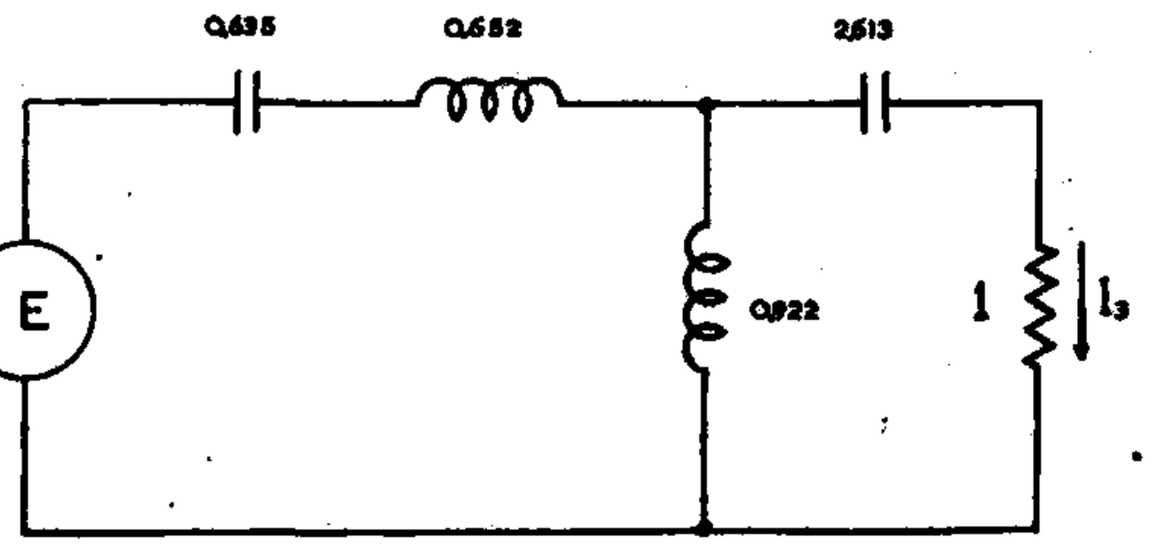


Fig. 3. Synthetized network.

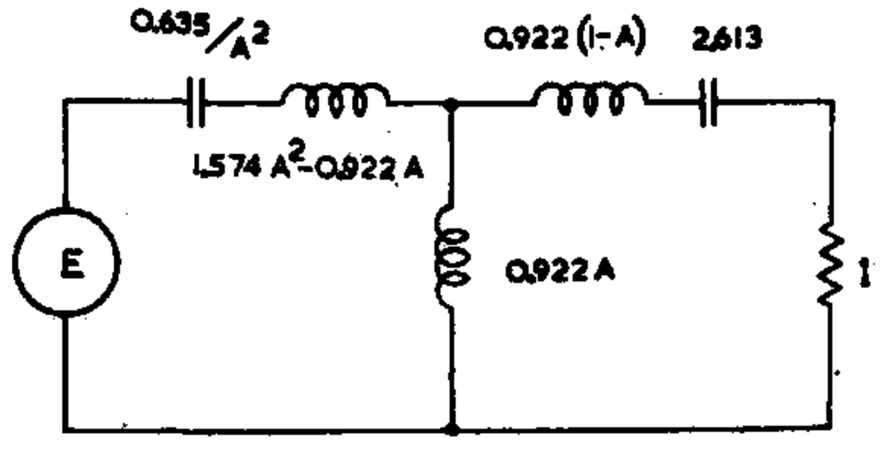


Fig. 4. Final synthesis result.

The relationship between frequency range and size is shown in Fig. 5. On the abscissa is plotted the enclosure volume, on the ordinate the cut-off frequency of the resulting bass-reflex structure, with respect to the resonance frequency of the loudspeaker. The line, marked *closed box* serves as a reference showing the same relation for a critically damped loudspeaker in a completely enclosed cabinet. The graph marked *B* shows very clearly that a bass-reflex enclosure has adventages over the closed box. The improvement increases for CHEBYCHEV responses (dashed lines). The value of the near-field interaction parameter $\gamma = m/M$ determines the "working point" on the graph. Large values correspond to smaller volumes, so that γ should be made as large as possible. Such large values of the interaction inductance m can be obtained artificially by an internal duct[5].

Fig. 6 finally shows the required value of the generalized $Q = (M/C)^{1/2}R^{-1}$ of the loudspeaker unit. It is seen to be exceptionally low, since in the case under study all damping must arise from the loudspeaker unit (Fig. 2 a). One may regard this as the "cost" that has to be paid for incurring the advantage of the bass-reflex system. Such a high damping can be obtained in several ways, *e.g*, by applying motional feedback.

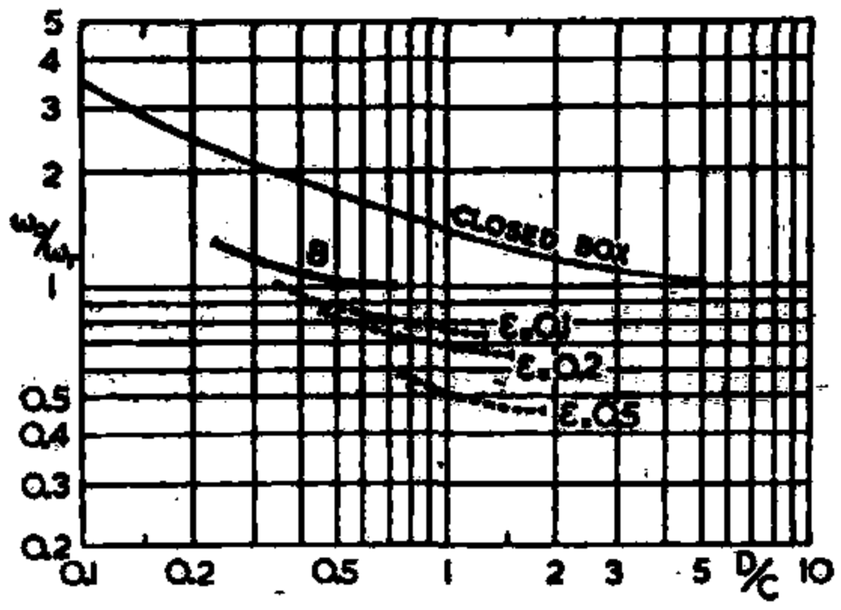


Fig. 5. Cut-off frequency ν enclosure volume.

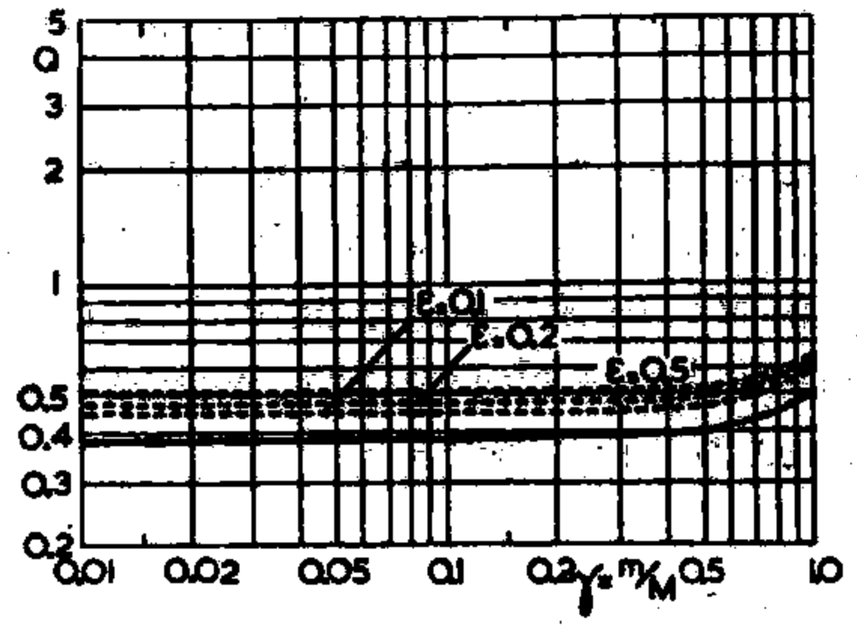


Fig. 6. Required damping of loudspeaker unit.

This theory has shown that true bass-reflex action is possible, *i.e*. a smooth response can be obtained via a highly resonant enclosure. At the resonance frequency of the enclosure the diaphragm radiates via the port under optimal load conditions, the impedance being infinite. As regards non-linear distortion this is the most advantageous situation. At other frequencies the diaphragm motion will be controlled largely by the damping so that ultimately a uniform response will be obtained without requiring abnormally large diaphragm amplitudes.

REFERENCES

1. F. J. v. LEEUWEN, *Tijdschr. Ned. Radio Genootschap*, 21 (1956) 195.
2. E. DE BOER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 246.
3. E. A. GUILLEMIN, *Synthesis of passive networks*, Wiley, New York, 1957, Ch. 10.
4. E. A. GUILLEMIN, *Synthesis of passive networks*, Wiley, New York, 1957, Ch. 5.
5. E. DE BOER, *Acustica* (to be published).

Measurement of Variation of Radiation Resistance with Separation of Pairs of Underwater Transducers

F. PORDES AND C. H. SHERMAN

U.S. Navy Underwater Sound Laboratory, New London, Conn. (U.S.A.)

At different separations the electrical admittance is measured, and the mutual radiation resistance is then computed using a rudimentary equivalent circuit. Types of pairs measured were: (a) A prepolarized piezoceramic transducer with one rectangular piston 17 cm × 11½ cm at 3500 c/s; (b) an electromagnetic transducer with two opposed circular pistons of 38 cm diameter at 500 c/s. Results for case (b) are compared with the theoretical values for two coplanar circular pistons in a rigid baffle.

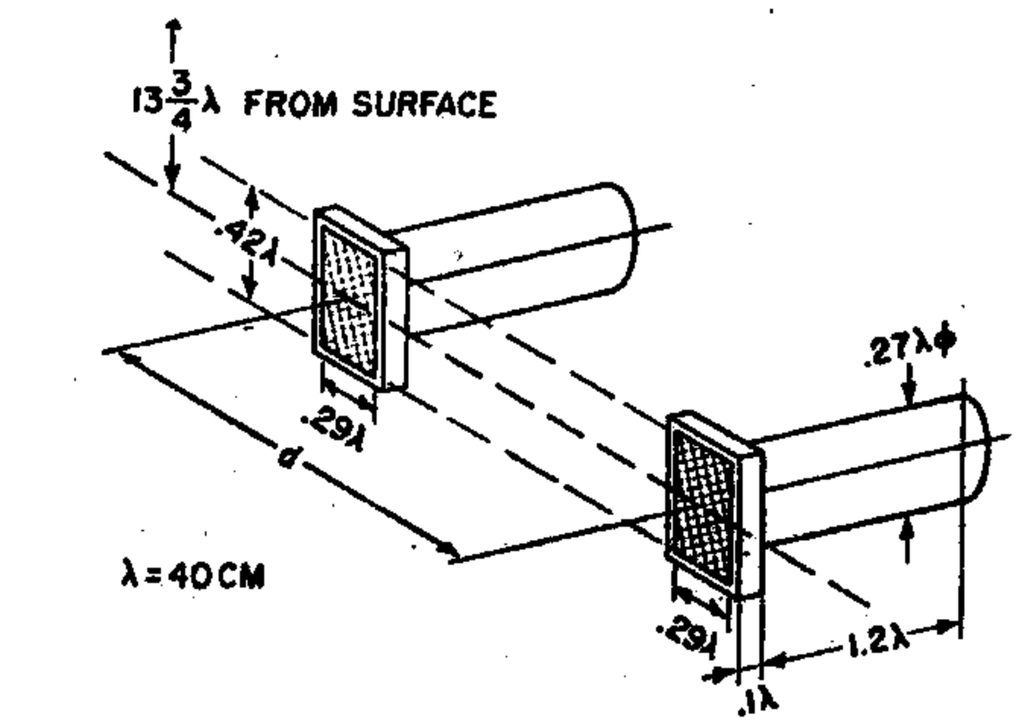


Fig. 1. Experimental arrangement and equivalent electrical circuit for piezoceramic transducers.

The radiation resistance of a projector in the presence of a like projector as a function of their separation distance has been calculated only for simple sources[1] and for circular pistons in a plane[2, 3, 4] or spherical[5] rigid baffle, and no measurements have been reported. The radiation resistance of one of two like projectors separated by distance d when both have the same velocity amplitude and phase is given by the sum of the self and mutual radiation resistances

$$r_1(d) = r_{11} + r_{12}(d)$$

$$r_1(d)/r_1(\infty) = 1 + r_{12}(d)/r_{11}$$

We have measured the ratio $r_1(d)/r_1(\infty)$ for two types of projectors.

In one case we used piezoceramic transducers, resonant at 3500 c/s ,with rectangular

radiating faces. The experimental arrangement is shown in the upper part of Fig. 1. Measurements were made at three angular orientations of the radiating faces: long sides vertical (as shown), horizontal, and inclined at 45°. Fig. 1 also gives the electrical equivalent circuit of one of the two identically loaded projectors at resonance. The representation of the electrical losses by R_e and of the mechanical losses by R_l implies that the former depends on input voltage only and that the latter depends on velocity only. The electrical admittance of the two transducers electrically in parallel was measured as a function of d, G_e was determined from measurements below resonance, and $G_e + G_l$ was determined from measurements in air. The radiation resistance ratio defined previously is, at resonance

$$r_l(d)/r_l(\infty) = R_l(d)/R_l(\infty) = \frac{1/(G(d) - G_e) - 1/G_l}{1/(G(\infty) - G_e) - 1/G_l}$$

The variation of resonant frequency caused by change of radiation mass was negligible.

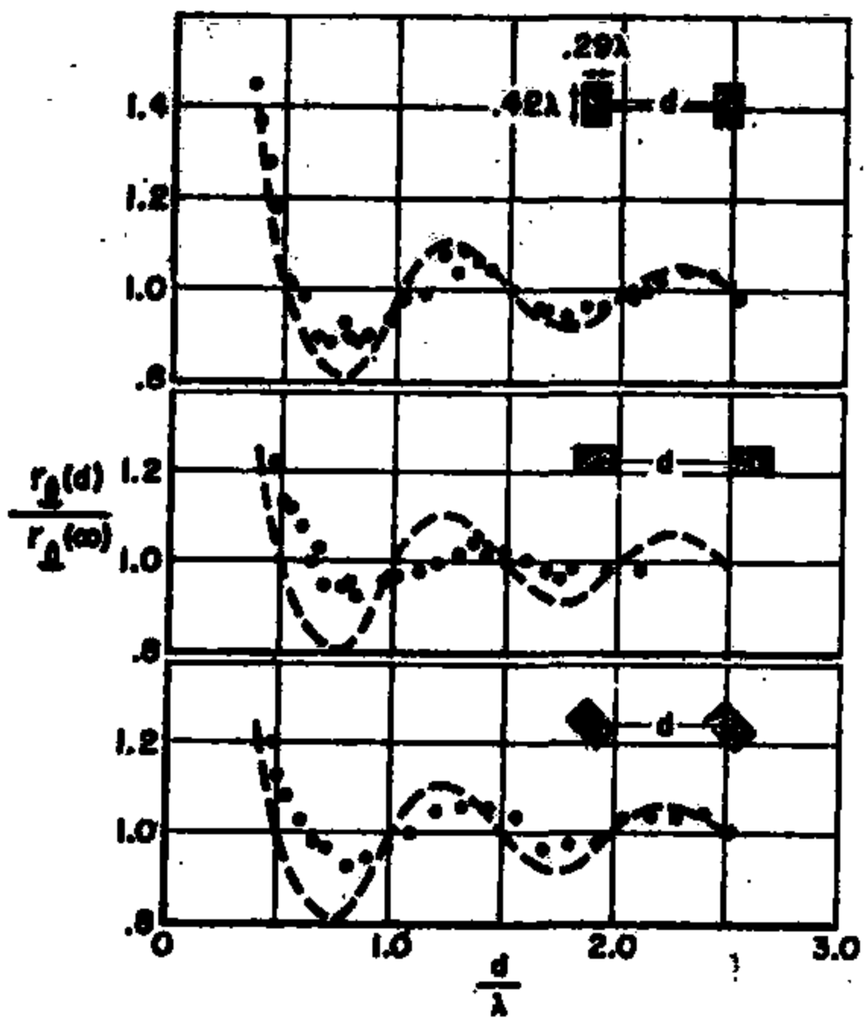


Fig. 2. Radiation resistance of rectangular piston unit at 3500 c/s as a function of separation.

The results of the measurements are shown in Fig. 2. We have superimposed on the measured points a curve for the case of two circular pistons of the same area as our rectangles in an infinite, rigid, plane baffle calculated from the formula given by PRITCHARD[4]. The experiment and the computation are comparable only in that they refer to pistons of the same area at the same frequency. However, for the orientation at the top of Fig. 2 the measured points follow the calculated curve closely.

Measurements were also made on a pair of projectors which closely approximated the computable case of circular pistons in an infinite, rigid, plane baffle. These were electromagnetic transducers vibrating symmetrically on two opposed circular faces; see Fig. 3 which also shows the equivalent circuit. The electrical admittance was measured with the two transducers electrically in series; thus, the same polarizing and driving current flowed through both. Interfering surface reflections limited the measurements to a maximum separation of about $2/3\,\lambda$. The variation of radiation mass with separation was not negligible in this case, and the radiation resistance ratio was calculated from the equation (Class IV notation of FISCHER[6])

$$r_l(d) + r_i + j\,[\omega m_l(d) + \omega m_i - 1/\omega c] = z_m = \frac{(a/\omega)^2}{Y(d) - Y_e}$$

Fig. 4 shows $r_l(d)/r_l(\infty)$ at 515 and 520 c/s (the frequencies between which a single transducer resonates). The discrepancy between the measured points and theory (dashed line) may be due to a number of causes: nonuniform velocity across the radiating faces, differences in the two transducers, inadequacy of the equivalent circuit assumed, misalignment and finite thickness of the transducers and compliance of the housing.

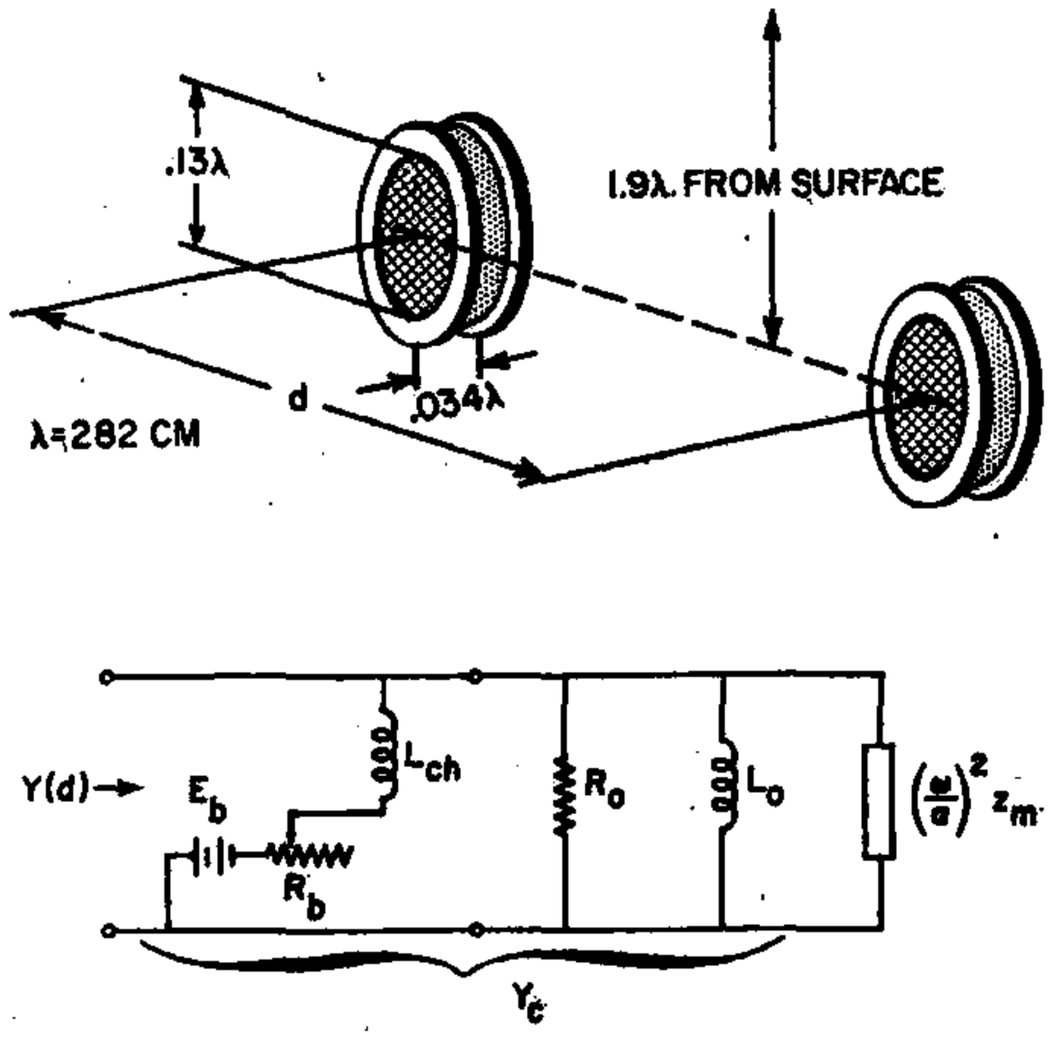


Fig. 3. Experimental arrangement and equivalent electrical circuit for electromagnetic transducers.

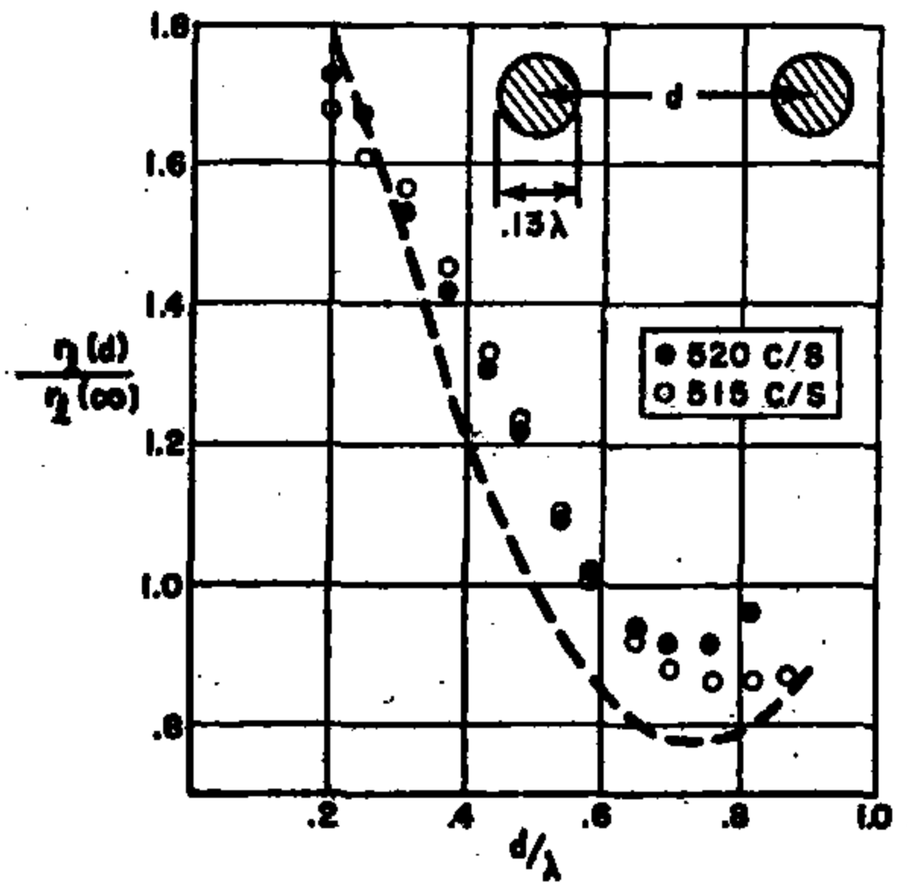


Fig. 4. Radiation resistance of double piston transducer at 500 c/s as a function of separation.

Data of this type is necessary and in practice is often sufficient for solving the problem of the interaction between the elements of an array of projectors. The two cases measued serve as examples showing the adequacy with which idealized calculations of mutual radiation resistance approximate actual cases. The results also show that when it is not feasible to calculate the mutual radiation resistance it may be possible to measure it by relatively simple means.

REFERENCES

1. E. SKUDRZYK, *Die Grundlagen der Akustik*, Springer, Wien, 1954.
2. I. WOLFF AND L. MALTER, *Phys. Rev.*, 33 (1929) 1061.
3. S. J. KLAPMAN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 11 (1940) 289.
4. R. L. PRITCHARD, *Tech. Mem. No. 21*, Acoust. Research Lab., Harvard Univ., 1951.
5. C. H. SHERMAN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 947.
6. F. A. FISCHER, *Fundamentals of Electroacoustics*, Interscience, New York, 1955.

Radiation Impedances and Power Output Limitations of Array Elements

G. E. MARTIN, J. S. HICKMAN AND F. X. BYRNES

U.S. Navy Electronics Laboratory San Diego, Calif. (U.S.A.)

This paper shows that the optimum design of electroacoustical sources requires the use of arrays. The use of arrays modifies the field- and displacement-limited power output capabilities of the elements, but not their cavitation-limited power capability.

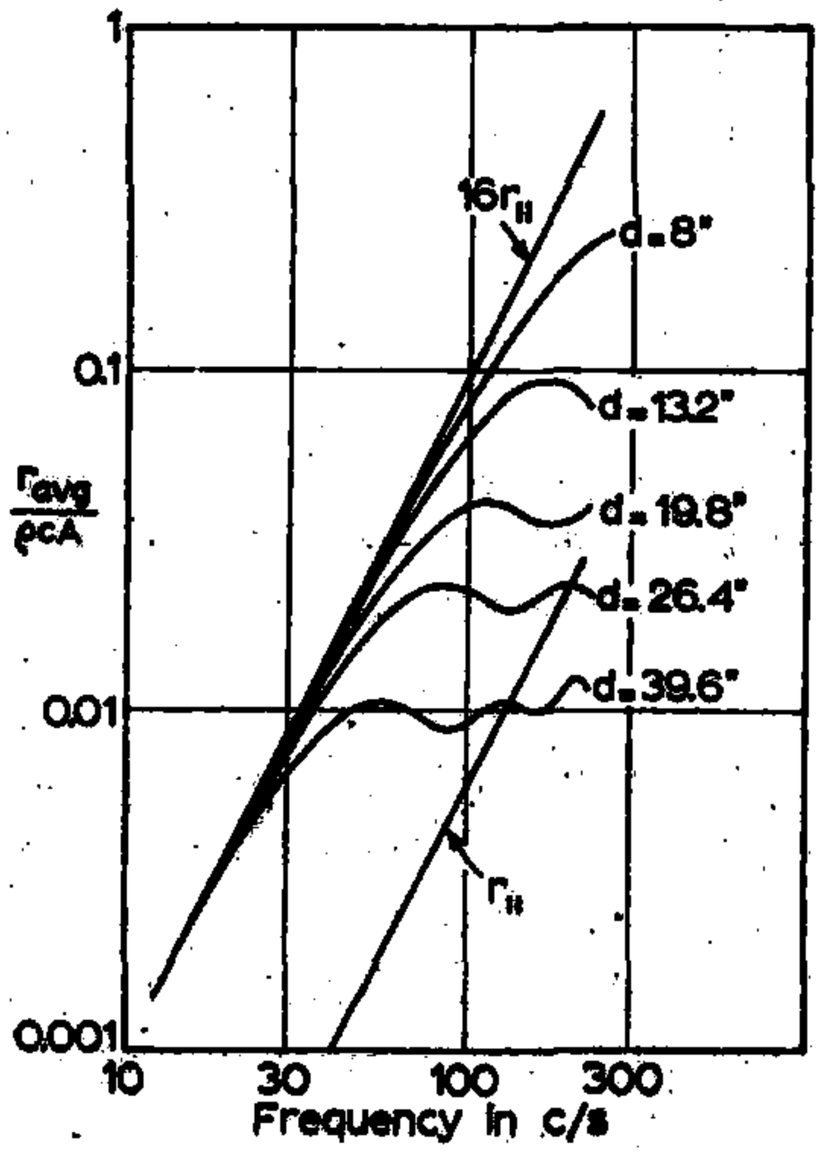


Fig. 1. Radiation resistance of small array.

Consider an array of identical small radiators. The reactive component of the radiation impedance of an isolated element remains essentially unchanged or it is reduced when the element is placed in the array. However, the resistive component is increased appreciably as illustrated in Fig. 1, where the average radiation resistance for a square array of sixteen elements is shown. The resistance of an isolated element is labeled r_{11}. Further study shows that the radiation resistance of each element of an N-element array is Nr_{11} at low frequencies and at the higher frequencies for which the array is approximately one wavelength square or larger, it is given by

$$r = \varrho c A_e \left(\frac{A_e}{A_T}\right)$$

where A_e is the effective active area of an element and A_T is the total area of the array allotted to each element.

Consideration of the above permits the following conclusions: The displacement-limited power output of each element is increased by the use of an array. The field-

limited power output capability may be increased or decreased by placing a magnetic field transducer in an array, whereas it is decreased when the array elements are electric field transducers. Thus, full ϱc loading as achieved by the use of square pistons in a closely-packed array does not necessarily permit optimum transducer design. The array packing factor; A_e/A_T, allows the designer to have an additional variable to permit optimization with respect to power output, bandwidth, and other performance criteria.

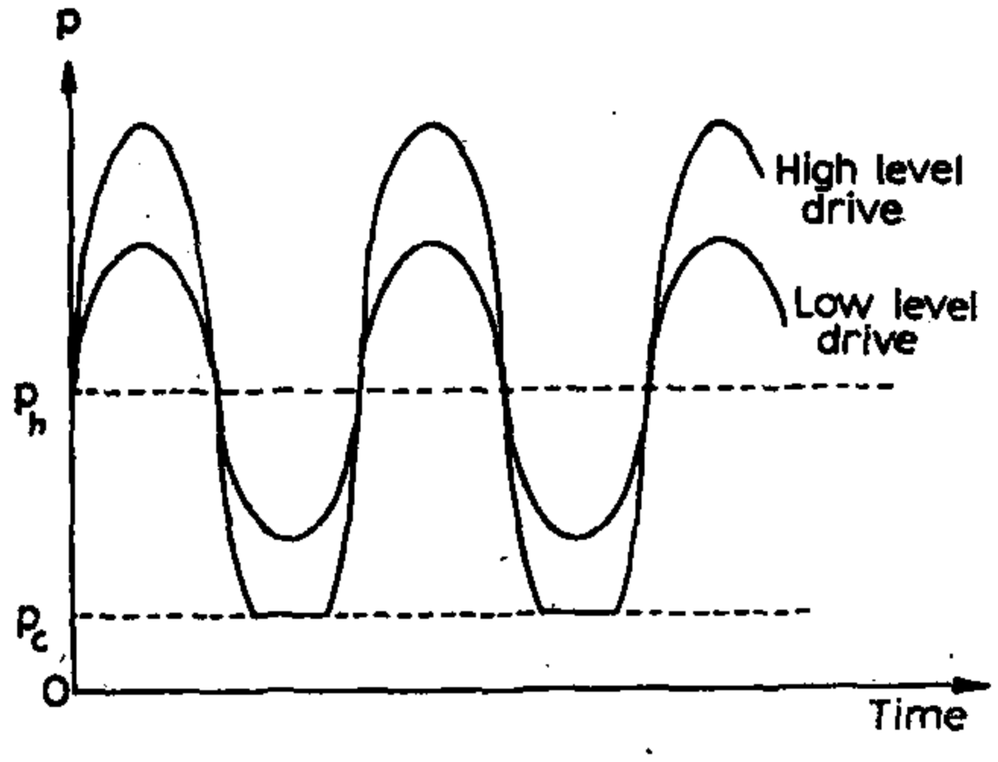


Fig. 2. Illustration of cavitation threshold concept.
p_h: hydrostatic pressure.
p_c: cavitation threshold pressure.

Consider now the effect of arrays on underwater acoustic cavitation. Fig. 2 shows the instantaneous pressure as a function of time for low-level and high-level acoustic cases. Cavitation results when the total pressure tends to fall below p_c, the cavitation threshold pressure. If cavitation is to be avoided, the acoustic pressure amplitude must be less than $p_h - p_c$, where p_h is the hydrostatic pressure. A power limitation for array elements can be derived which takes on the form

$$|p_h - p_c|^2 \geqq 2\varrho c\,(1 + Q_r^2)\,\frac{P}{A_T}$$

where P is the acoustic power radiated and Q_r is the ratio of the radiation reactance to radiation resistance.

This result is one deserving considerable attention. It indicates that the cavitation-limited power output capability for an array is essentially independent of array packing factor. This means that full ϱc loading of each element in the array is not required and that optimization through the use of the packing factor is possible, without altering cavitation levels. For example, it is possible for an electric field-limited transducer to be optimally designed when placed in an array with a relatively small packing factor, giving maximum power output below cavitation threshold with a minimum total active array area.

This paper serves as a guide to various array considerations. The important conclusion of this paper is that the optimum design of transducers requires the use of arrays and that the packing factor influences the field- and displacement-limited power output capabilities of the transducer, but not its cavitation-limited power output capability.

Synthesis of Directive Arrays

C. D. LOWENSTEIN

Acoustics Research Laboratory, Harvard University, Cambridge, Mass. (U.S.A.)

Consider a linear aray of point sources, as shown in Fig. 1. At points far distant from the array, the sound pressure at a given radius depends only on the effective path differences from the sources to the point at which the pressure is observed. That is,

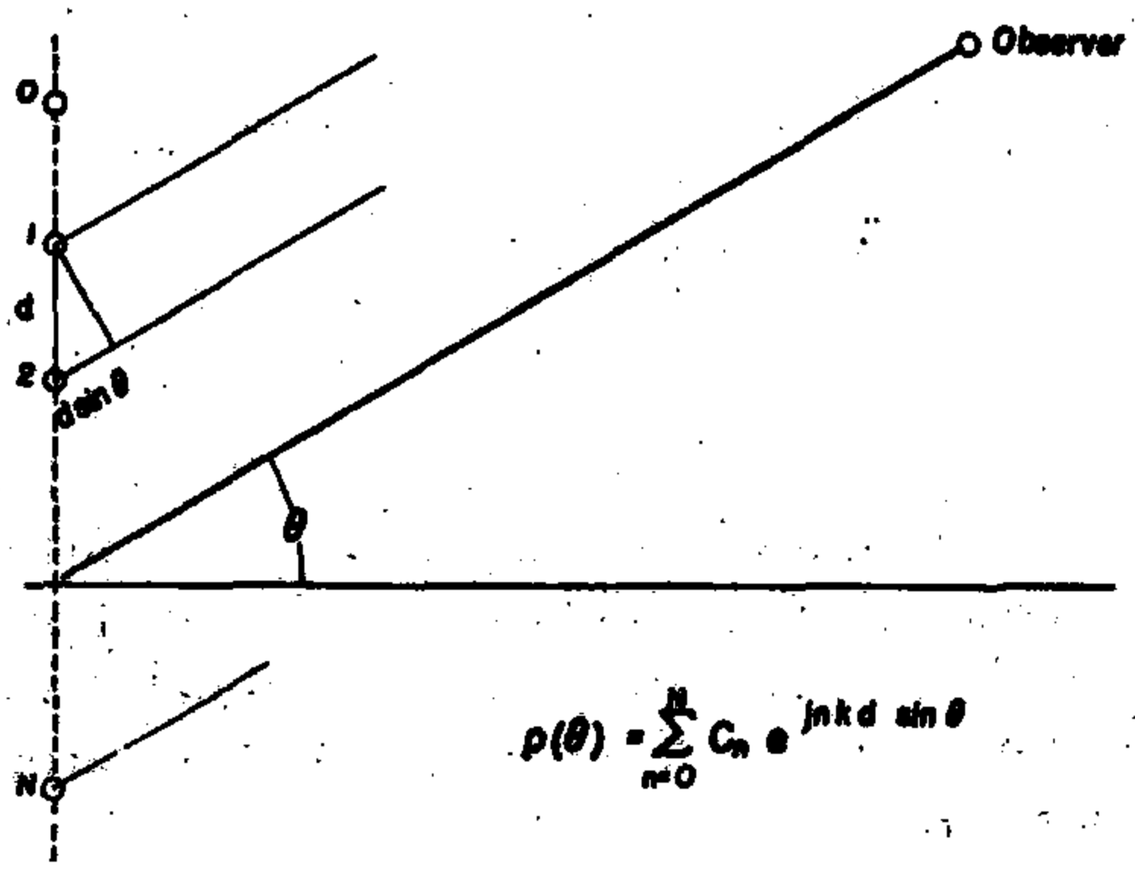


Fig. 1. Linear array of point sources, showing definitions of terms used.

the pressure depends only on the angle ϑ, through the projected path difference $kd \sin \vartheta$. The relative pressure in the far field can thus be written as

$$P(\vartheta) = \sum_{n=0}^{N} C_n e^{jnkd \sin \vartheta}$$

where the C_n are quantities proportional to the source strengths. In this work, the excitation coefficients C_n have been restricted to real values, that is, there are no phase shifts between sources other than possibly 180 . This corresponds to the physical restriction that only resistive attenuators are used.

The actual synthesis problem is the problem of choosing the coefficients C_n so that the directive pattern approximates some desired pattern. That is, it is desired that

$$|p(\vartheta)|^2 \sim T(\vartheta)$$

where $T(\vartheta)$, the squared modulus of the desired directivity function, is specified. Of course, $T(\vartheta)$ should take on only nonnegative values.

For convenience, we can define a new variable φ, such that $kd \sin \vartheta = \varphi$. This change in scale from ϑ to φ can also be performed on the specified directivity function, so that the problem becomes one of choosing coefficients to make

$$\left|\sum_{n=0}^{N} c_n e^{jn\varphi}\right|^2 \sim T(\varphi)$$

We can now expand $T(\varphi)$ in a cosine series as $T(\varphi) = \sum_{n=0}^{N} A_n \cos n\varphi$, where the A_n are found by standard methods. It is appropriate to use a Fourier expansion, modified by the method of FEJÉR to eliminate negative values in the approximating function $T_N(\varphi)$ which we obtain by using only a finite number of terms from the series.

The Nth order approximate solution to the synthesis problem can now be found by solving the following system of equations

$$T_n(\varphi) = \sum A_n \cos n\varphi = \left| \sum_{n=0}^{N} c_n e^{jn\varphi} \right|^2$$

We note that the approximating function $T_N(\varphi)$ is a mean-square approximation to the specified function $T(\varphi)$ because of the properties of the Fourier expansion, and since the equations which result can be solved numerically to any degree of accuracy we can say that the final result will be a mean-square approximation.

To solve this system of transcendental equations, let us make the substitution $e^{j\varphi} = x$, reducing it to the algebraic equation

$$A_0 + \tfrac{1}{2} \sum_{n=0}^{N} A_n (x^n + x^{-n}) = \left(\sum_{n=0}^{N} c_n x^n \right) \left(\sum_{n=0}^{N} c_n x^{-n} \right)$$

We now note that both sides of this equation are polynomials in the variable x, so that if they are to be equal, their roots must also be equal. By the use of numerical methods of solution, we can find the roots of the given polynomial, the left-hand side, and then we can assign these roots to the two polynomials of the right-hand side with some freedom of choice. Because of the symmetry of the left-hand side polynomial, its roots occur in reciprocal pairs, one of which can be assigned to the sum $\sum C_n x^n$ and the other to the sum $\sum C_n x^{-n}$. Which root is assigned to which sum is arbitrary, and in this way one obtains several equivalent solutions to the problem. This process can be written out as

$$\tfrac{1}{2} A_n x^{-N} \prod_{n=0}^{N} (x - a_n)(x - a_n^{-1}) = C_n C_0 x^{-N} \prod_{n=0}^{N} (x - a_n) \prod_{n=0}^{N} (x - a_n^{-1})$$

The required coefficients C_n can now be found by multiplying out one of the product representations of the right-hand side.

As an example, to show the use of this method, suppose that it is desired to produce an array which has a directivity pattern such that the pressure between ± 30 has magnitude independent of angle, and such that the pressure in all other directions is zero. That is, the desired directivity function $T(\vartheta) = 1$ for $|\vartheta| > \pi/6$ and $T(\vartheta) = 0$ for $|\vartheta| > \pi/6$. For simplicity, let us choose the spacing of the elements of the array to be $\lambda/2$, so that $kd = \pi$. Then the scale change $\psi = \pi \sin \vartheta$ makes $T(\psi) = 1$ for $|\psi| > \pi/2$ and $T(\psi) = 0$ for $|\varphi| > \pi/2$. By Fourier expansion, we find that

$$T(\varphi) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \left(\cos \varphi - \frac{1}{3} \cos 3\varphi + \frac{1}{5} \cos 5\varphi - \ldots \right)$$

The first two Fejér-modified approximations are

$$T_1(\varphi) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \cos \varphi$$

$$T_3(\varphi) = \frac{1}{2} + \frac{3}{2} \pi \cos \varphi - \frac{1}{6} \pi \cos 3\varphi$$

These can now be factores as

$$T_1(\varphi) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\pi(x + x^{-1}) = \frac{1}{2}\pi x(x + 2.78)(x + 0.360)$$

$$T_3(\varphi) = -\frac{1}{12}\pi x^3(x - 3.82)(x - 0.262)(x + 1.577 - j\,0.966)(x + 0.461 + j\,0.282)$$

$$(x + 1.577 + j\,0.966)(x + 0.461 - j\,0.282)$$

The first approximation leads directly to a two-element array with normalized excitation coefficients of (0.338, 0.940).

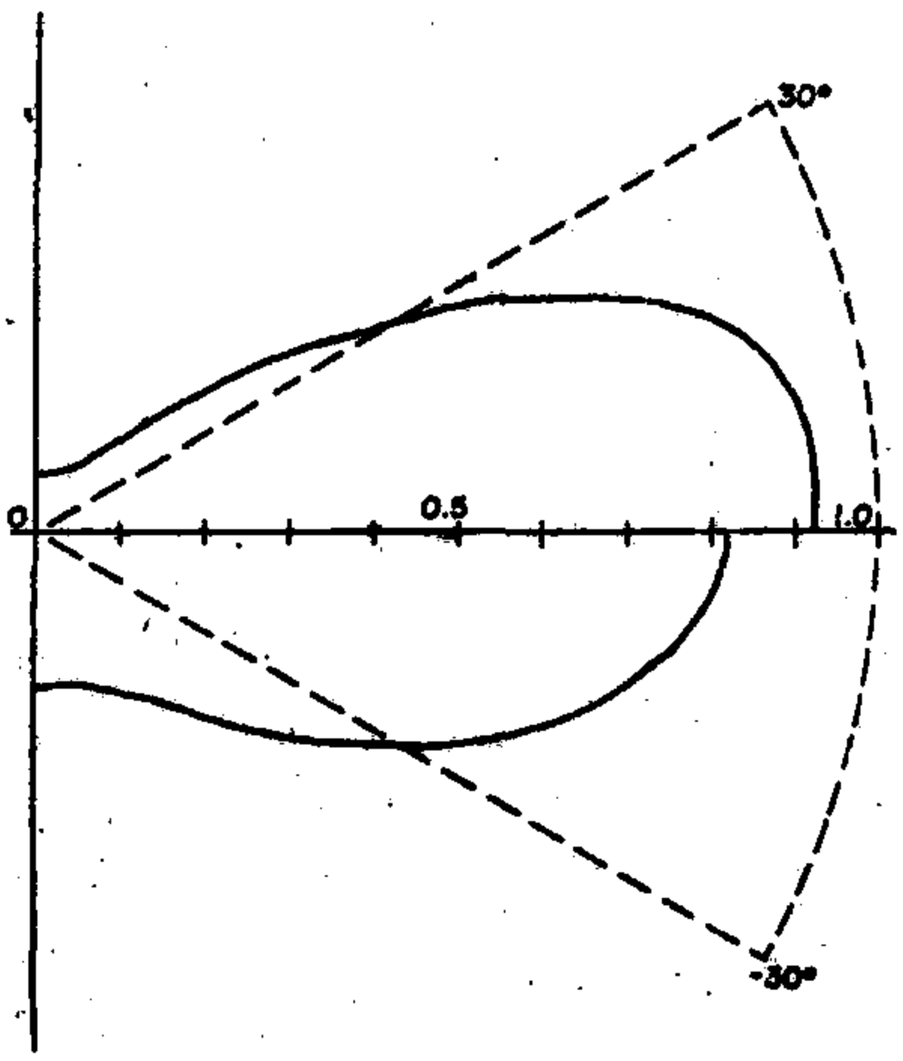


Fig. 2. Specified directive pattern of synthesized array and first two approximate solutions.

The second approximation can be factored in either of two significantly different ways, to give the following possibilities for a four-element array, again normalized (0.832, 0.549, 0.042, —0.064) or (0.243, 0.704, 0.631, —0.218).

The directive pattern of these two synthesized arrays is plotted in Fig. 2.

A Theoretical Analysis of the Sound Pressure Due to Axisymmetric Sources*

W. J. REMILLARD

Acoustics Research Laboratory, Harvard University, Cambridge, Mass. (U.S.A.)

In connection with an investigation of the acoustics of thunder, the direct pressure waves from an infinite line source and from a finite cylindrical source were analyzed mathematically and compared with experimental measurements of sound waves produced by a 3-meter spark in air. This study was carried out in order to test and contrast the applicability of these two models of lightning strokes as producers of thunder. Simple initial conditions (a step function in pressure) were assumed for the finite source, and the source dimensions were taken as those of the laboratory-produced spark. For the infinite line source, the boundary conditions were chosen to correspond to a rigid body which first moves rapidly outward followed by a slower inward movement. This particular time variation agrees with the dimensional variation of the spark channel observed in lightning strokes, and the appropriateness of the choice is related to the assumption that the hot gases in the channel constitute a boundary which displaces the corresponding volume of air.

To simplify the analysis, the medium through which the sound travels was assumed homogeneous and isotropic. Linear small signal theory was exploited with the hope that enough information could be obtained to successfully interpret experimental observations without the necessity of considering large signal or shock wave theory. The particular analytical methods used were chosen because of their simplicity – they remain in the realm of classical hydrodynamics – and because they lend themselves to visual understanding through graphical and geometrical representation.

Infinite line source

Using data obtained from experimental observations of laboratory produced sparks and lightning, a source strength function was produced. A graphical solution to the 2-dimensional wave equation could then be found. The results correctly predict a compression wave followed by a rarefaction wave. However, the compression portion is of extremely short duration (microseconds) and is much larger in magnitude than the rarefaction portion.

Finite cylindrical source

With the help of Poisson's integral equation the small signal wave equation was solved analytically. The results again correctly predict a compression followed by a rarefaction. This time, however, the predicted compression portion is much longer

* This work was supported by the Office of Naval Research under Contract Nonr-1866 (24).

in duration (milliseconds) and is considerably smaller in magnitude than the rarefaction portion.

Sound waves from a laboratory-produced spark

The sound pressure waves emanating from a 3-meter spark were recorded at General Electric's High Voltage Laboratory in Pittsfield, Mass., Fig. 1 shows a portion of this record (solid line) superposed on the pressure curve (dashed line) predicted by

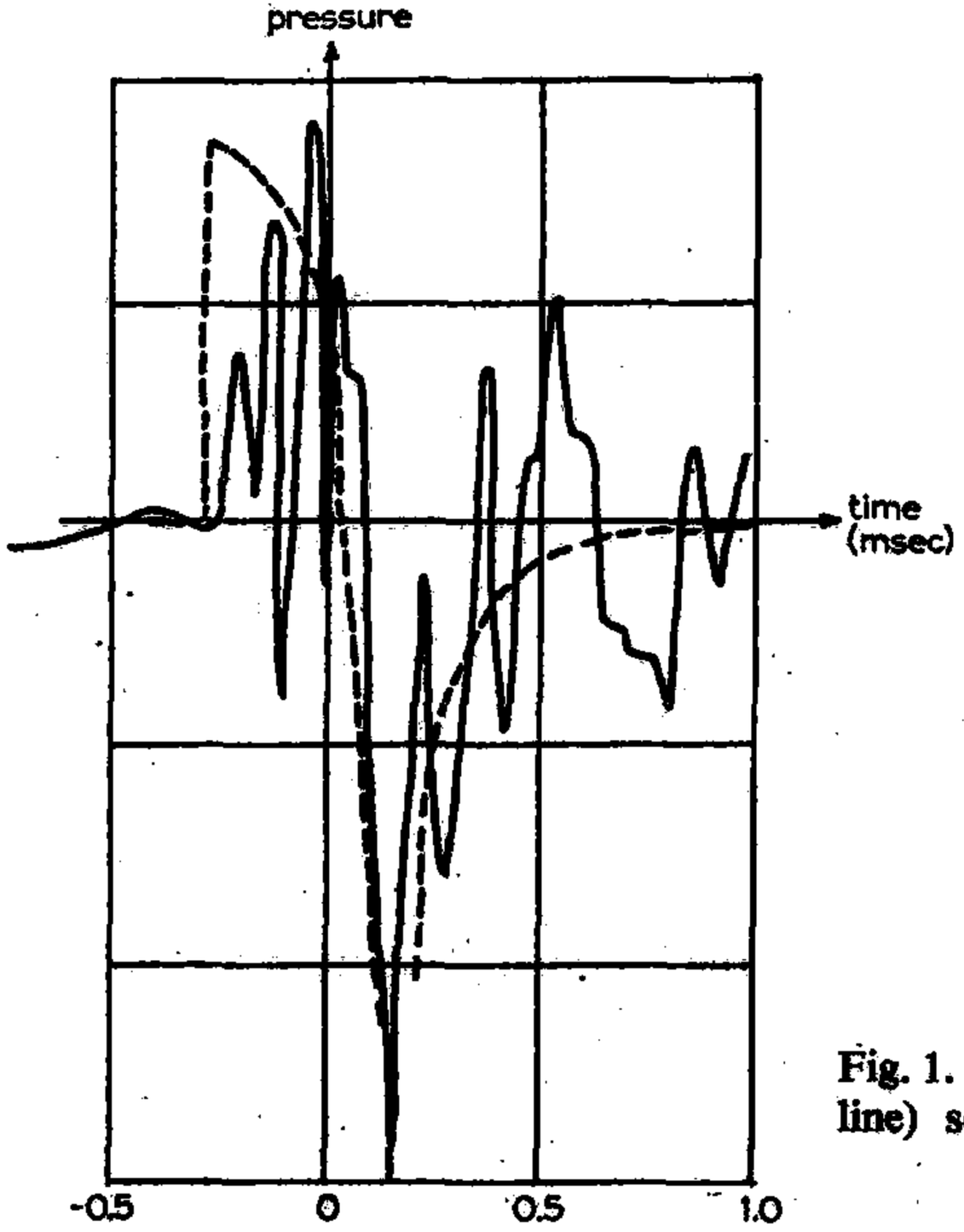


Fig. 1. Measured (solid line) and predicted (dashed line) sound pressure curve from a 3-meter spark in air.

the finite cylindrical source method. Except for the higher frequency variations of the measured curve (due to resonant frequencies of the barium titanate transducer used) the main features of these curves (duration, magnitude, and general shape) agree quite well.

It is concluded that the finite cylindrical source model with a simple step wave of pressure as a forcing function is the more appropriate model of lightning as a source of thunder.

Ein Verfahren zur raschen Ermittlung der Richtcharakteristik von Strahlergruppen

R. LEISTERER

Atlas-Werke, Bremen (Deutschland)

Richtcharakteristiken haben in der Wasserschall-Ortungstechnik besondere Bedeutung. Sie müssen dem jeweiligen Verwendungszweck angepasst werden. Dabei sind die Forderungen der Akustik, der Anzeigemethode und der Konstruktion gegeneinander abzuwägen.

Für die vielen dazu erforderlichen Entwürfe braucht der Entwickler ein wendiges Verfahren, das es erlaubt, in kurzer Zeit Charakteristiken aufzuzeichnen, wobei die Parameter mit wenigen Handgriffen variiert werden können.

In der Wasserschalltechnik brauchen dabei an die Genauigkeit keine höheren Forderungen gestellt zu werden, als man sie eben mit Schwingern auch erreicht. Dagegen ist es angenehm, eine anschauliche Anordnung und Darstellung vor Augen zu haben.

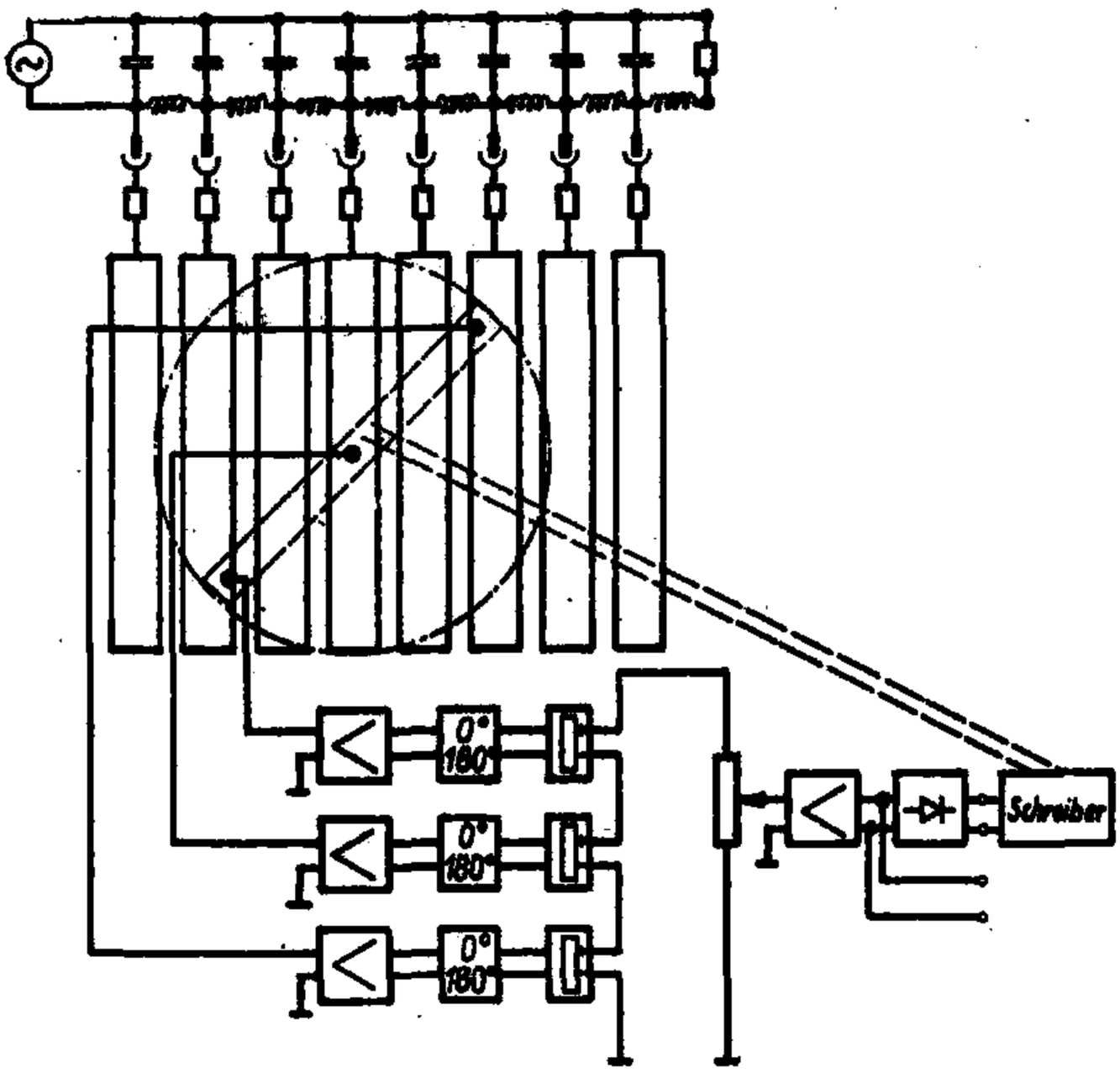


Abb. 1. Prinzipschaltbild des Richtcharakteristikenrechners.

Aufgrund dieser Überlegungen ist der vorliegende Richtcharakteristiken-Rechner entstanden, dessen Schaltung Abb. 1 zeigt. Er beruht auf dem in der Wasserschalltechnik seit langem bekannten Prinzip des Kompensators[1].

Ein ebenes Schallfeld mit rein fortschreitenden Wellen wird durch einen Streifenkollektor mit geraden voneinander isolierten Lamellen elektrisch nachgebildet. Die Lamellen sind über Entkopplungswiderstände mit den Knoten einer Verzögerungs-

kette verbunden. Diese wird von einem Generator geeigneter Frequenz gespeist und ist mit ihrem Wellenwiderstand abgeschlossen.

Da der zeitliche und örtliche Spannungsverlauf auf dem Streifenkollektor ein getreues Abbild des Druckverlaufes im Schallfeld ist, wird auch die Strahlergruppe durch ihr masstäbliches Abbild unter Wahrung des gleichen Verhältnisses Abstand: Wellenlänge ($d : \lambda$)dargestellt.

Die Strahler sind dabei durch Bürsten ersezt, die von dem Streifenkollektor Spannungen gleicher Amplitude und ortsabhängiger Phasenlage abgreifen. Jede der abgegriffenen Spannungen wird über einen Impedanzwandler (Kathodenfolger) auf ein Phasenumkehrglied (umpolbarer Übertrager) gegeben und an dessen Ausgang mit einem geeichten Potentiometer auf den gewünschten Betrag eingestellt. Die auf diese Weise nach Wunsch gepolten und ihrem Betrage nach eingestellten Spannungen werden durch Serienschaltung aller Potentiometerausgänge addiert und über ein weiteres Potentiometer einem Summenverstärker mit Kathodenfolgerausgang zugeführt. Dort kann die Summe als Wechselspannung oder nach Gleichrichtung und Siebung als Gleichspannung entnommen werden. Überlicherweise wird sie von einem synchron mit der Drehung der Bürstenanordnung laufenden Gleichspannungsschreiber aufgezeichnet.

Die zuerst erwähnten Potentiometer dienen zur Einstellung der Staffelung, das Potentiometer vor dem Summenverstärker ermöglicht die Regelung der Schreibbreite.

Um einen geringen Spannungsabfall längs der Verzögerungskette zu bekommen, sind nur 36 Glieder mit je 10° Phasenverschiebung verwendet worden. Da sich bei mehr als 36 Kollektorlamellen die Phasenwinkel wiederholen, sind die 1., 37., 73., u.s.w. Lamelle parallelgeschaltet. Eine solche Anordnung erfordert eine feste Speisefrequenz. Um trotzdem das Verhältnis d/λ in ausreichendem Masse variieren zu können, sind Steckverbindungen vorgesehen, die wahlweise nur jedes 2. oder 3. Glied der Kette mit benachbarten Lamellen verbinden und damit die Wellenlänge auf dem Streifenkollektor auf 1/2 bzw. 1/3 herabsetzen. Die längste darstellbare Gruppe hat dann eine Ausdehnung von 13 Wellenlängen.

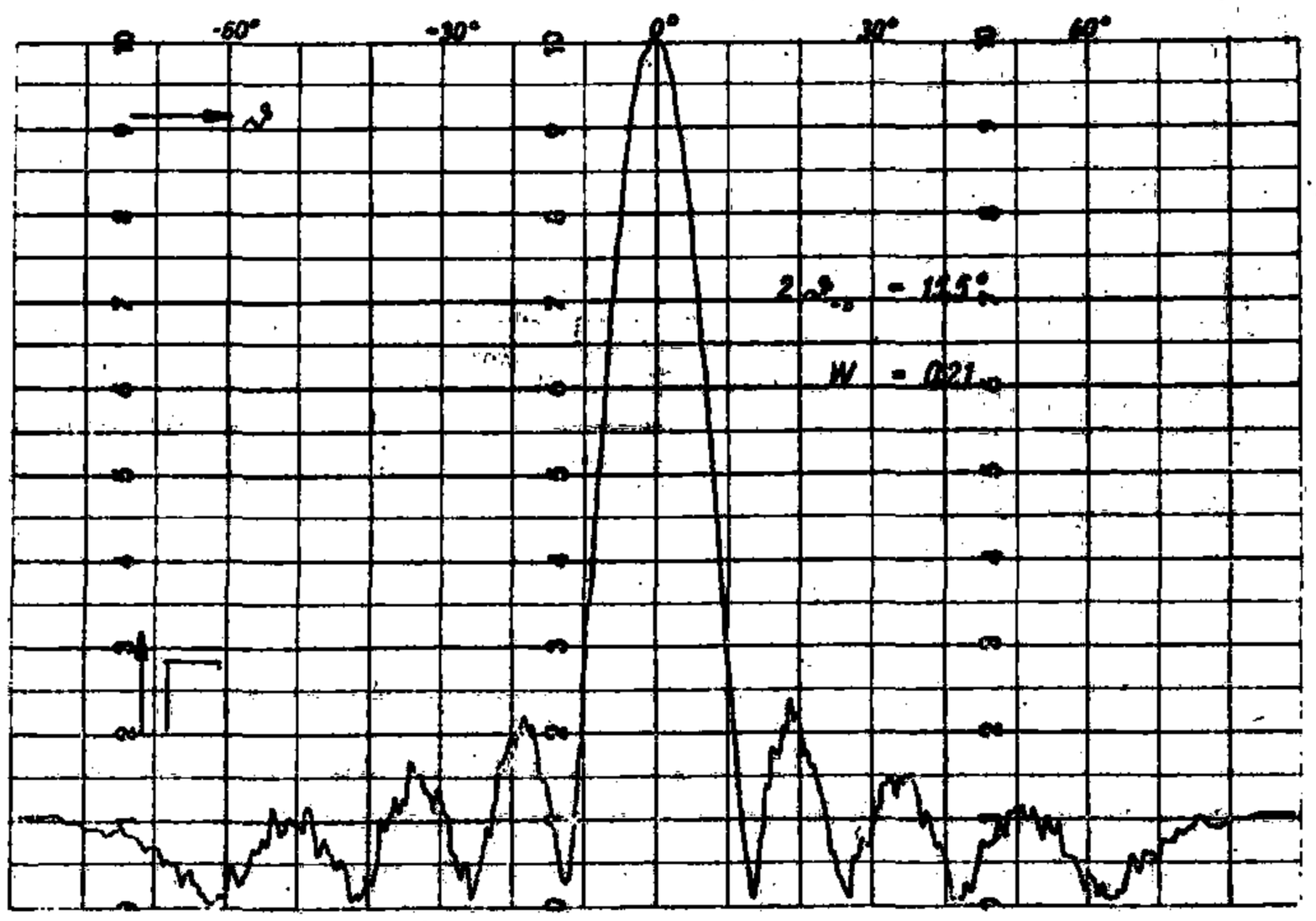


Abb. 2. Richtcharakteristik einer geraden Strahlergruppe. Staffelung:1-1-1-1-1-1-1-1-1.
$d/\lambda = 0{,}5$ $n = 9$.

In den folgenden Bildern sind einige mit diesem Gerät in linearem Masstab geschriebene Charakteristiken wiedergegeben.

Abb. 2 zeigt die "natürliche" Charakteristik einer geraden Gruppe aus 9 gleich gewerteten äquidistanten Strahlern. Das erste Nebenmaximum hat wie die Charakteristik der strahlenden Linie eine Höhe von 22% der Hauptkeule. Die weiter aussen liegenden sind kleiner. Während die Hauptkeule in verhältnismässig glattem Kurvenzug geschrieben ist, weisen die Nebenmaxima einen unruhigeren Verlauf auf. Das ist hauptsächlich darauf zurückzuführen, dass das Wellenfeld des Streifenkollektors nicht stetig ist, sondern stufenartig den Phasenwinkel ändert. Wenn sich die Einzelspan-

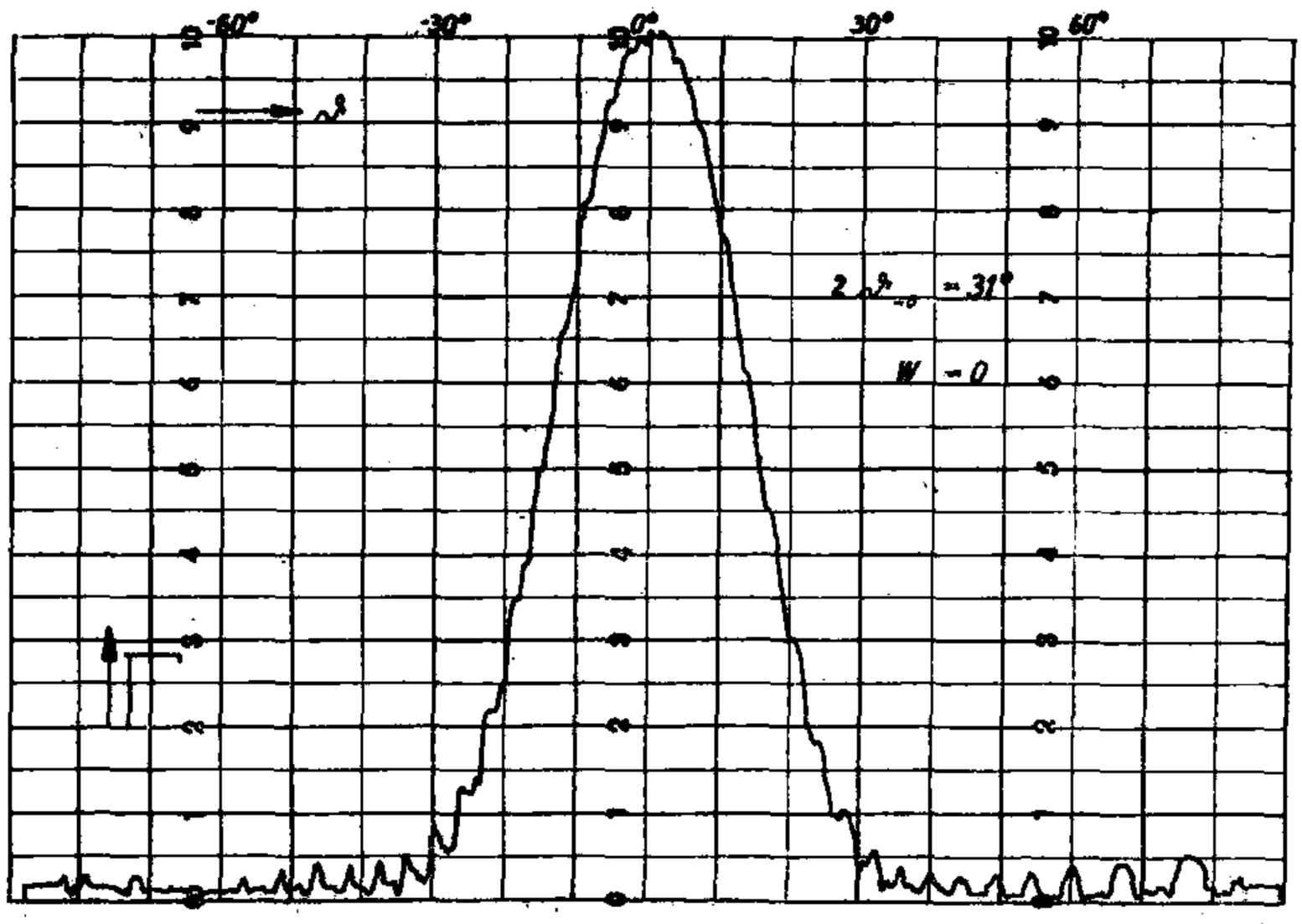


Abb. 3. Richtcharakteristik einer geraden Strahlergruppe. Staffelung: 0,014 - 0,114 - 0,4 - 0,8 - 1 - 0,8 - 0,4 - 0,114 - 0,014.
$d/\lambda = 0{,}5 \qquad n = 9.$

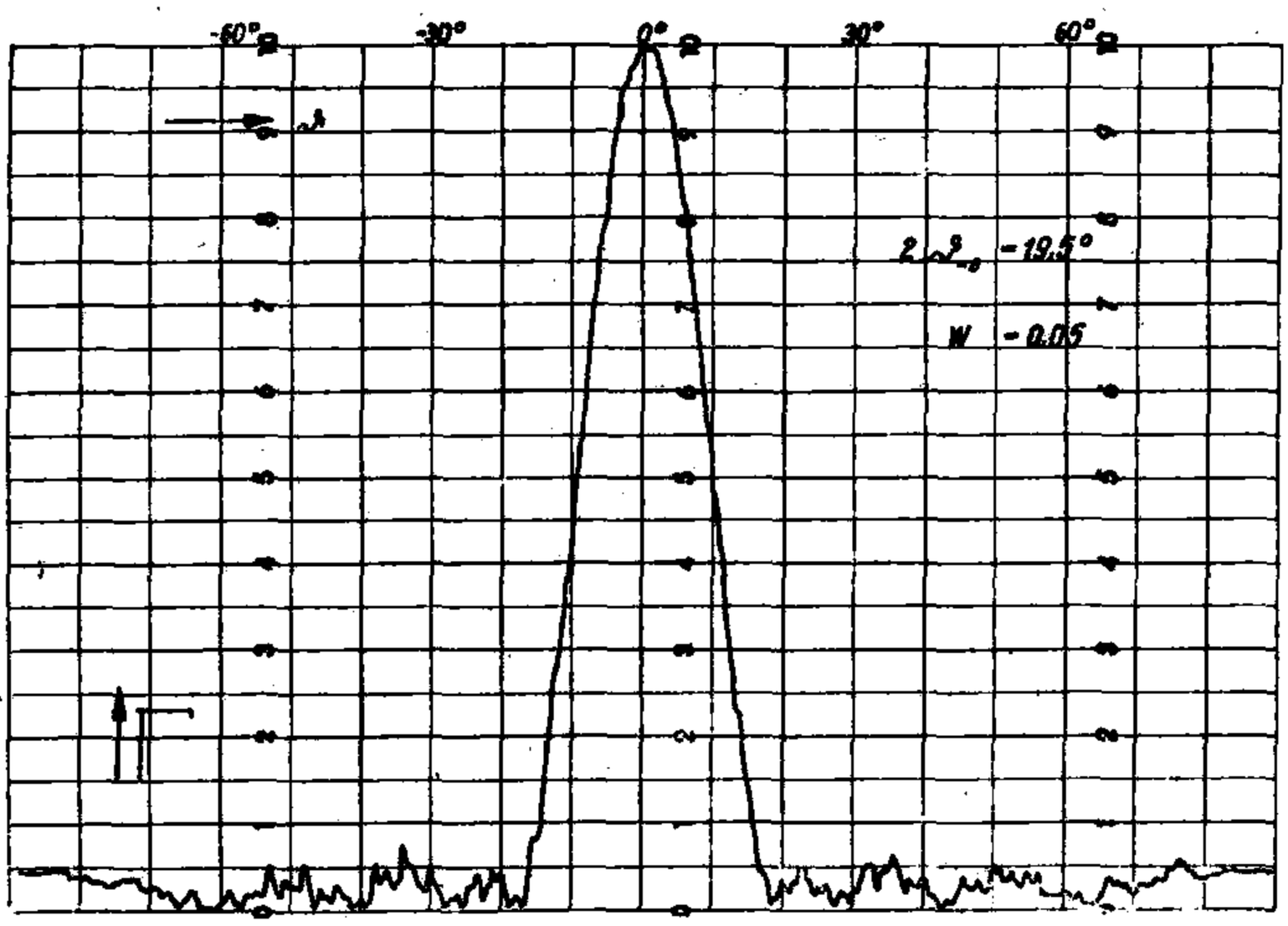


Abb. 4. Richtcharakteristik einer geraden Strahlergruppe. Staffelung: 0,34 - 0,52 - 0,76 - 0,93 - 1 - 0,93 - 0,52 - 0,34.
$d/\lambda = 0{,}5 \qquad n = 9.$

nungen geometrisch zu verhältnismässig kleinen Werten addieren, fallen diese Sprünge naturgemäss mehr ins Gewicht. Für denjenigen, der das Aussehen von Richtcharakteristiken kennt, ist es immerhin nicht schwer, den wahren Verlauf auf wenige Prozent genau abzulesen.

Die Gruppe wurde dann nach Binomialkoeffizienten gestaffelt (Abb. 3). Das führt theoretisch zu einer nebenmaximafreien Charakteristik. Die erkennbaren Abweichungen liegen im Bereich des bei ausgeführten akustischen Schwingergruppen zu Erwartenden. Infolge der geringen Wertung der äusseren Strahler ist der Öffnungswinkel doppelt so gross geworden.

Verwendet man dagegen[2] die Anregungskoeffizienten zur Erzielung gleich hoher Nebenmaxima von 5% der Hauptkeule (Abb. 4), so ergibt sich wieder eine wesentlich schärfere Bündelung, obwohl die Nebenmaxima nur unwesentlich ansteigen, solange man technische Schwinger mit ihren üblicherweise streuenden Daten voraussetzt.

LITERATUR

1. M. STENZEL, *Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen*, Springer, Berlin, 1939.
2. C. L. DOLPH, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, 34 (1946) 335–348.

Einfluss einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte auf das Nahfeld der ebenen Kolbenmembran

L. FRITSCHE UND Th. NONNENMACHER
Technische Hochschule, Karlsruhe (Deutschland)

Die interessante Struktur des Nahfeldes der ebenen Kolbenmembran und ihre bei Schallgeschwindigkeits- und Absorptionsmessungen gefürchteten Inhomogenitäten sind seit vielen Jahren Anlass für zahlreiche experimentelle und theoretische Untersuchungen. So entsteht der Eindruck, dass es sich bei den komplizierten Schallvorgängen im Nahfeld des Kolbenschwingers anscheinend um ein experimentell nicht eliminierbares Phänomen handelt. Eine einfache Diskussion der mathematischen Form des Nahfeldes zeigt jedoch, dass das Strahlungsfeld vor der Membran aus einer kontinuierlichen Mannigfaltigkeit ebener Wellen zusammengesetzt werden kann, deren Ausbreitungsrichtungen bezüglich der Membrannormalen in bestimmter Weise verteilt sind. Diese Richtungsverteilung hängt von der Geometrie der Membran und der Wellenlänge ab. Sie bewirkt, dass sich die ebenen, unendlich ausgedehnten Wellen bei der Superposition in grösserer Entfernung von der Membranachse, im geometrischen Schattenraum, weitgehend durch Interferenz auslöschen und im Nahbereich der Membran das Feld der Fresnelschen Beugung, im Fernbereich das der Fraun-

hoferschen zusammensetzen. Ein stark richtungsempfindliches Wellenfilter vor der Membran müsste demnach zu merklichen Änderungen der Struktur dieser Beugungsfelder führen. Im folgenden soll untersucht werden, ob sich auf diese Weise (wenigstens prinzipiell) eine Homogenisierung des Nahfeldes erreichen lässt.

Wir betrachten zunächst das ungestörte Schallfeld vor einer ebenen Membran. Die Membranebene sei im x, y, z-Koordinatensystem die Ebene $z = 0$. Für das Geschwindigkeitspotential Φ des Schallfeldes im Halbraum $z>0$ machen wir den Ansatz

$$\Phi(x,y,z) = \int_{-\infty}^{\infty} B \exp[\mathrm{i}(\mathbf{k},\mathbf{r})]\mathrm{d}k$$

mit

$$B = B(k_1, k_2);\ \mathbf{k} \equiv (k_1, k_2, k_3);\ \mathbf{r} \equiv (x,y,z);\ \mathrm{d}k = \mathrm{d}k_1\mathrm{d}k_2$$

Offenbar genügt Φ in dieser Form der Schwingungsgleichung

$$\Delta\Phi + k^2\Phi = 0$$

($k = \frac{\omega}{c}$; c = Schallgeschwindigkeit), sofern nur

$$k_1^2 + k_2^2 + k_3^2 = k^2$$

ist. Die Bedingung lässt sich mit dem Ansatz erfüllen

$$\kappa_1 = k\cos\vartheta_1;\ k_2 = k\cos\vartheta_2;\ k_3 = k\cos\vartheta_3$$

Durch die Membranbewegung sei in der Ebene $z = 0$ eine beliebige Verteilung der wandnormalen Schnellekomponente v_n vorgegeben

$$\mathrm{v}_n = \mathrm{v}_n(x,y)$$

Wir lassen zunächst noch zu, dass die Membranebene nicht überall gleichphasig schwingt. $v_n(x,y)$ ist also komplex. Φ hat nun der Randbedingung zu genügen

$$-\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_{z=0} = \mathrm{v}_n(x,y)$$

Aus der Fourierdarstellung von $\mathrm{v}_n(x,y)$

$$\mathrm{v}_n(x,y) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} A(k_1,k_2)\exp[\mathrm{i}(k_1x + k_2y)]\,\mathrm{d}k_1\mathrm{d}k_2$$

mit

$$A(k_1,k_2) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{v}_n(x,y)\exp[-\mathrm{i}(k_1x + k_2y)]\mathrm{d}x\mathrm{d}y$$

folgt dann

$$-\mathrm{i}k_3B(k_1, k_2) = \frac{1}{2\pi}A(k_1,k_2)$$

Also hat das Geschwindigkeitspotential des Wellenfeldes die Form

$$\Phi(x,y,z) = \frac{\mathrm{i}}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{A(k\cos\vartheta_1, k\cos\vartheta_2)}{k\cos\vartheta_3}\exp[\mathrm{ik}(x\cos\vartheta_1 + y\cos\vartheta_2 + z\cos\vartheta_3)]\,\mathrm{d}(\mathrm{k}\cos\vartheta_1)\,\mathrm{d}(k\cos\vartheta_2)$$

Der Integrand stellt offenbar eine ebene Welle dar, deren Normale die Richtungs-

kosinus $\cos\vartheta_1$, $\cos\vartheta_2$, $\cos\vartheta_2$ hat. Der Faktor $\frac{A}{k\cos\vartheta_3}$, der in eindeutiger Weise von $v_n(x,y)$ und k bestimmt wird, gibt der Welle bei der Integration ein Gewicht nach Massgabe ihrer Ausbreitungsrichtung bezüglich der Membranebene.

Diese bekannten Zusammenhänge gelten ersichtlich unter sehr allgemeinen Voraussetzungen.

Zur Vereinfachung wählen wir im folgenden $v_n(x,y)$ so, wie es bei einem isotropen $\frac{\lambda}{2}$-Dickenschwinger mit rechteckiger Berandung in grober Näherung realisiert ist

$$v_n(xy) = \begin{cases} v_0 \text{ für } -a \leqq x \leqq a \\ \qquad -b \leqq y \leqq b \\ 0 \text{ für } |x| > a;\ |y| > b \end{cases}$$

In der Grenze $b \to \infty$ erhält dann Φ die einfache Gestalt

$$\Phi(x,z) = \text{Const.} \int_{-\infty}^{\infty} F(\vartheta,ka) \exp\left[ik(x\sin\vartheta + z\cos\vartheta)\right] \mathrm{d}(k\sin\vartheta)$$

mit:

$$F(\vartheta,ka) = \frac{1}{k\cos\vartheta}\,\frac{\sin(ka\sin\vartheta)}{ka\sin\vartheta}\,.$$

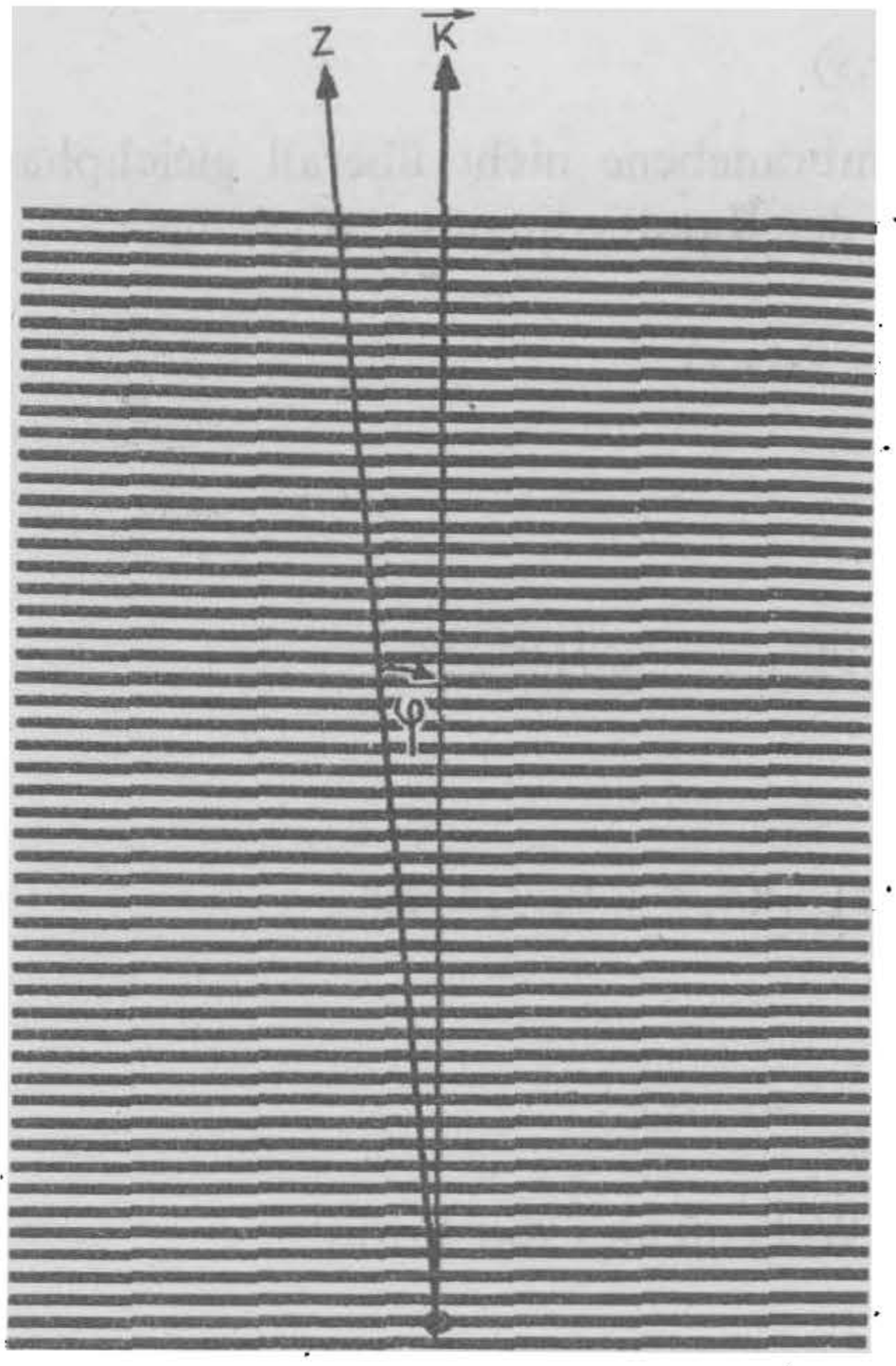


Abb. 1. Bei Ausführung der photographischen Superposition liegen die Ränder des Streifensystems ausserhalb des Bildausschnitts.

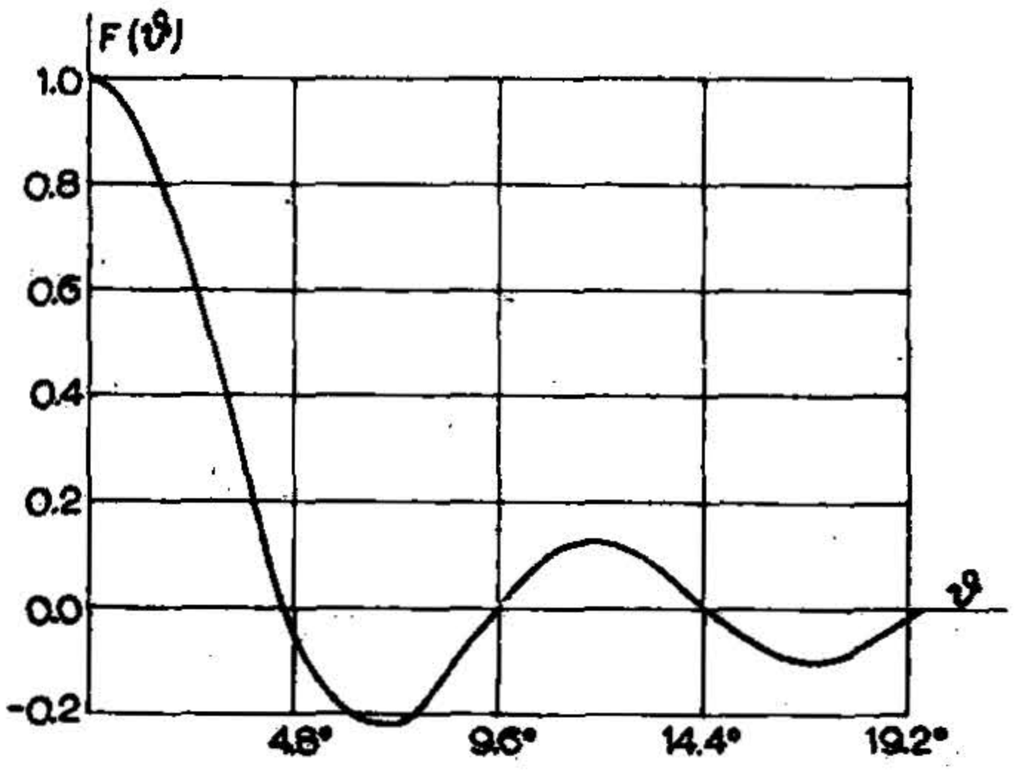


Abb. 2.

Der durch die Integration dargestellte Aufbau des Schallfeldes aus ebenen Wellen* lässt sich modellmässig durch photographische Superposition nachbilden. Auf diese Weise sind die Abb. 3 und 4 entstanden. Die vom Integranden dargestellte ebene Welle wird hier einfach durch eine Reihe im Abstand λ aufeinanderfolgender Schwarz-Weiss-Streifen realisiert. In eine Wellenfront wird ein fester Drehpunkt gelegt, der mit dem Koordinatenursprung zusammenfällt (siehe Abb. 1). Man dreht die Wellennormale $\mathbf{k}$ um einen bestimmten Winkel ϑ gegen die z-Achse, belichtet dieses Wellenbild nach Massgabe der Gewichtsfunktion $F(\vartheta, ka)$, dreht dann um einen (theoretisch verschwindend kleinen) Winkelbetrag weiter, belichtet entsprechend dem neuen Wert von $F(\vartheta, ka)$ usf. Abb. 2 zeigt $F(\vartheta, ka)$ für den Fall $\frac{2a}{\lambda} = 12$. Für jeden Wert $F(\vartheta)$ wird die zugehörige Belichtungszeit über die Schwärzungskurve des Filmmaterials ermittelt. Der Vorzeichenwechsel der Funktion wird photographisch durch eine Phasenänderung um π bei der Welle erfasst, d.h. nach jedem Nulldurchgang von $F(\vartheta)$ wird

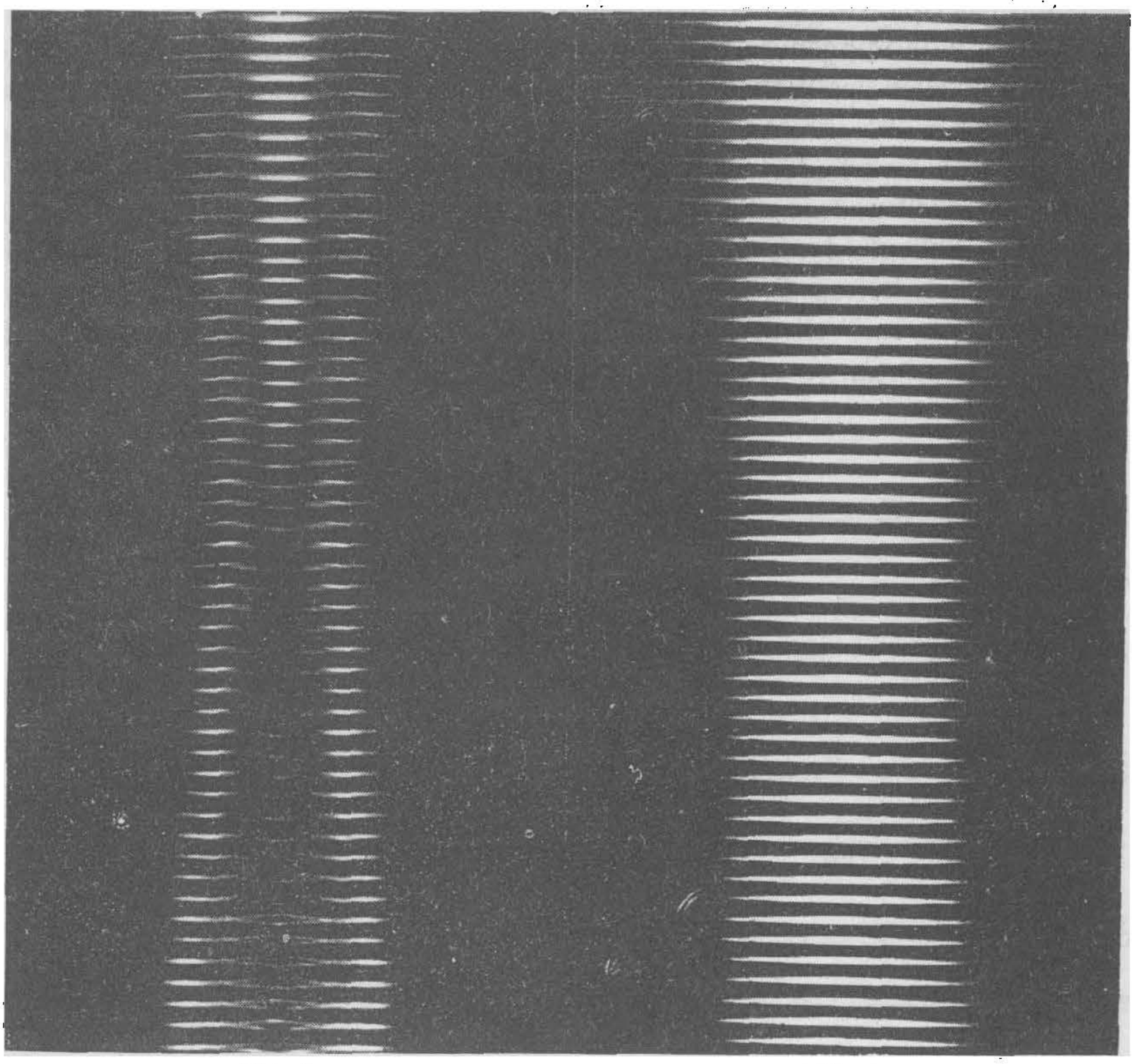


Abb. 3. Abb. 4.

Die Membran ist in beiden Fällen am unteren Bildrand in der Breite der ersten Wellenfronten zu denken.

* Da Die integration bezgl. $k \sin \vartheta$ von $-\infty$ bis ∞ läuft, treten neben reellen Winkeln ϑ auch imaginäre auf. Für dieseWinkel stellt der Integrand keine ebene Welle mehr dar. Die Vernachlässigung solcher Bestandteile des Integrals ist jedoch in den meisten praktischen Fällen ($ka \gg 1$) unbedenklich.

das Wellenbild um $\frac{\lambda}{2}$ in Richtung **k** verschoben. Abb. 3 zeigt nun das Nahfeld vor einer rechteckigen Kolbenmembran ($b \gg a$) mit den bekannten Inhomogenitäten, Abb. 4 nach Einschaltung eines stark richtungsempfindlichen Wellenfilters. Man erkennt die praktisch vollständige Homogenisierung. Ein solches Filter lässt sich einfach durch eine $\frac{\lambda}{2}$-Platte geeigneten Materials realisieren. Sie ist in möglichst kleiner Entfernung vor dem Dickenschwinger anzubringen. Ihre Querausdehnung muss gross gegen $2a$ sein. Die starke Selektion wird bei diesem Filter durch ein grosses Verhältnis des Schallwiderstandes Filterplatte – umgebendes Medium erreicht. In unserem Beispiel hat dieser Quotient den Wert von $m \approx 800$, was sich praktisch nicht erreichen lässt. Dagegen liesse sich die gleiche Selektion durch Hintereinanderschalten einer $\frac{\lambda}{4}$-, einer $\frac{\lambda}{2}$- und einer $\frac{\lambda}{4}$-Platte mit $m \approx 20$ erreichen, was sich mit einer Plattenfolge Stahl-Wasser-Stahl beispielsweise realisieren liesse.

Die Wellenfeldhomogenisierung kommt in folgender Weise zustande: Jede der ebenen Partialwellen des Wellenfeldes vor der rechteckigen Membran passiert für sich das ebene Filter, wobei ihre Amplitude und Phase - abhängig vom Einfallswinkel gegen die Filternormale – verändert wird. Abb. 5 zeigt den für $m = 800$ berechneten Verlauf der Durchlässigkeit und der Phasendrehung eines solchen Filters. Hinter dem Filter wird also das Wellenfeld aus ebenen Partialwellen zusammengesetzt, deren Gewichtsfunktion jetzt den Betrag $D(\vartheta,ka)F(\vartheta,ka)$ hat. Verfährt man beim photographischen Aufbau dieses neuen Wellenfeldes genau so wie bei dem ursprünglichen Wellenfeld der Rechteckmembran, so erhält man Abb. 4.

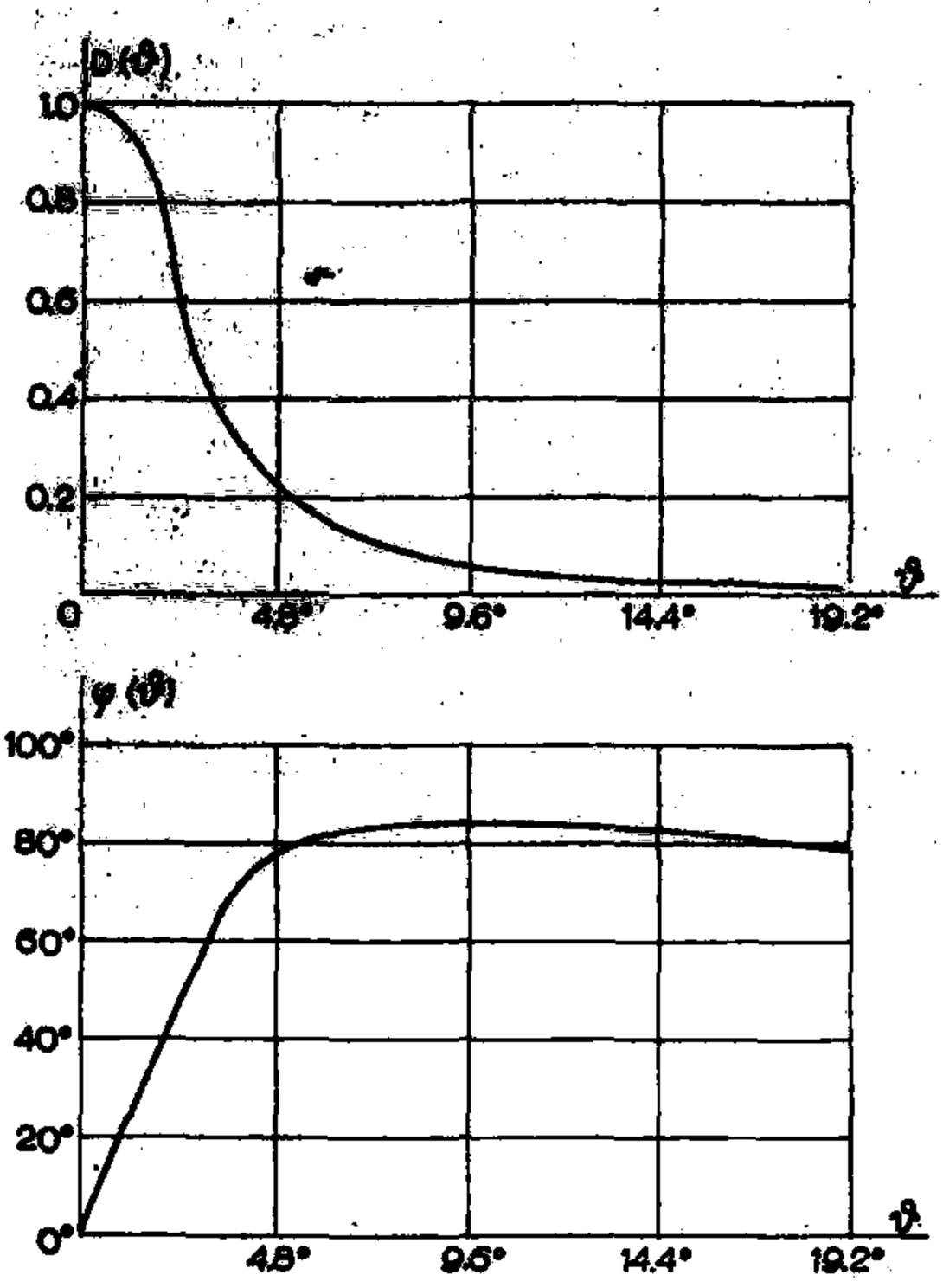


Abb. 5.

Beitrag zur Theorie der Schallstrahlung

D. HUSZTY

Székesfehérvár (Ungarn)

EINFÜHRUNG

FISCHER[1] hat (sich auf frühere Ergebnisse von SMITH[2] stützend) gezeigt, dass zwischen Verteilung und Richtcharakteristik kein eindeutiger Zusammenhang existiert, und dass sich mit Strahlern, die im Verhältnis zur Wellenlänge klein sind, keine andere Richtcharakteristik als die kugelförmige erzeugen lässt. Nach der Meinung von ECKART[3] gibt es einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Belegung und Richtcharakteristik.

Der Verfasser findet, dass zwischen Richtcharakteristik und Belegung kein eindeutiger Zusammenhang besteht. Es lässt sich ausserdem erweisen, dass die Richtcharakteristik bei gegebenen Strahlerabmessungen von der Wellenlänge unabhängig ist. Diese Behauptung wird im Folgenden für einen speziellen Fall erwiesen werden.

Der Richtfaktor

Mit Hilfe des Rayleighschen Integrals[4] lässt sich zeigen, dass die Abstrahlung eines in einer unendlichen Wand strahlenden mit kreissymmetrischer Verteilung erregten Strahlers im Fernfeld durch die Formel

$$d(\infty,\gamma) = \frac{j\varrho ckv_0 \exp j(\omega t - ka)}{a} \int_0^r J_0(k\xi \sin\gamma)\, \xi\varphi(\xi)\, d\xi \qquad \begin{matrix} 0 \leqslant kr \sin\gamma < \infty \\ 0 \leqslant \xi \leqslant r \end{matrix} \qquad (1)$$

charakterisiert wird, wobei die Bezeichungen als bekannt vorausgesetzt werden. Mit Einbeziehung der Phase wird die Verteilungsfunktion $\varphi(\xi)$ als komplex angenommen.

Der Richtfaktor des Strahlers wird mit Hilfe des (vom Stenzelschen[5] etwas abweichenden) Ausdrucks

$$D^*(z) = 2 \int_0 J_0(zu)\, u\varphi(u)\, du \qquad \begin{matrix} 0 \leqslant z < \infty \\ 0 \leqslant u \leqslant 1 \end{matrix} \qquad (2)$$

definiert, wobei $u = \xi/r$; $z = kr \sin\gamma$ sind.

Der Zusammenhang zwischen Richtfaktor und Verteilungsfunktion

Mit Hilfe der Theorie der Integralgleichungen[6] lässt sich zeigen, dass die Gleichung (2) bis auf Nullfunktionen eine eindeutige Beziehung zwischen Verteilungsfunktion und Richtfaktor aufweist. Wir haben hier vorausgesetzt, dass die Quadrate der Funktionen in ihrem entsprechenden Bereich Lebesgue-summierbar sind. Es ist bekannt, dass zu einer stetigen Funktion $D^*(z)$ eine sehr unstetige Verteilungsfunktion $\varphi(u)$ gehören kann.

Über den Zusammenhang zwischen Richtcharakteristik und Richtfaktor

Wir behaupten den Satz, dass kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Richtcharakteristik und Richtfaktor existiert.

Der Beweis ist einfach. Wenn der Vektor $\mathbf{a}\,|\mathbf{a}| = \mathbf{a}$ den Bogen $0 \leqslant \gamma \leqslant \pi/z$ durchläuft, zeigt der Richtfaktor die Richtungsabhängigkeit des Schalldruckes. Die verallgemeinerte Koordinate z durchlauft inzwischen den Bereich $0 \leqslant z \leqslant z_0 = kr$. Führen wir jetzt die Transformation $z' = z/m$ ein, so dass $z'_0 = z_0/m$ ist, wobei $0 < m < \infty$ eine reelle Zahl ist. Es ist selbstverständlich, dass jetzt die durch die Richtfaktoren dargestellten Richtcharakteristiken untereinander gleich sind, es gibt also keinen eindeutigen Zusammenhang. Die gleichen Richtcharakteristiken gehören aber zu verschiedenen z_0 Werten, so, dass Strahler, deren Abmessungen gegen die Wellenlänge beliebig sind, dieselben Richtcharakteristiken aufweisen können. Eine Folge dieses Satzes, wonach mit Strahlern, die im Verhältnis zur Wellenlänge klein sind, beliebig scharfe Richtstrahlung erreicht werden kann, hat SCHELKUNOFF[7] im Jahre 1943 in Bezug auf lineare Antennenreichen erwiesen. Dasselbe wurde von WOODWARD UND LAWSON[8] im Jahre 1948 auf Flächenantennen verallgemeinert.

Der Zusammenhang zwischen Richtcharakteristik und Verteilungsfunktion

Wir beweisen jetzt, dass es zwischen Richtcharakteristik und Verteilungsfunktion keine eindeutige Beziehung gibt.

Nehmen wir an, dass einer der beiden Strahler den Richtfaktor $D^*(z)$, der andere $D^*(mz)$ hat, wobei $0 < m < \infty$ eine positive Zahl ist. Die beiden Richtcharakteristiken sind untereinander gleich, wenn bei der zweiten die Gleichung $z'_0 = z_0/m$ besteht. Wir behaupteten aber früher, dass es zwischen Richtfaktor und Belegung eine eindeutige Beziehung gibt. Es ist klar, dass zu dem ersten eine Verteilungsfunktion $\varphi_1(u)$, zu dem anderen eine $\varphi_2(u)$ gehören muss, wobei $\varphi_1(u) \neq \varphi_2(u)$.

Über den Begriff des Strahlers mit natürlicher und modifizierter Richtwirkung

Es ist also dem Gesagten zufolge wünschenswert, zwischen Strahlern, die die gleiche Richtcharakteristik haben, bzw. zwischen den zu ihnen gehörigen Richtfaktoren einen gewissen Unterschied zu machen.

Benennen wir den Strahler, der den natürlichen Richtfaktor, kurz Richtfaktor $D^*(z)$ hat, Strahler mit natürlicher Richtwirkung.

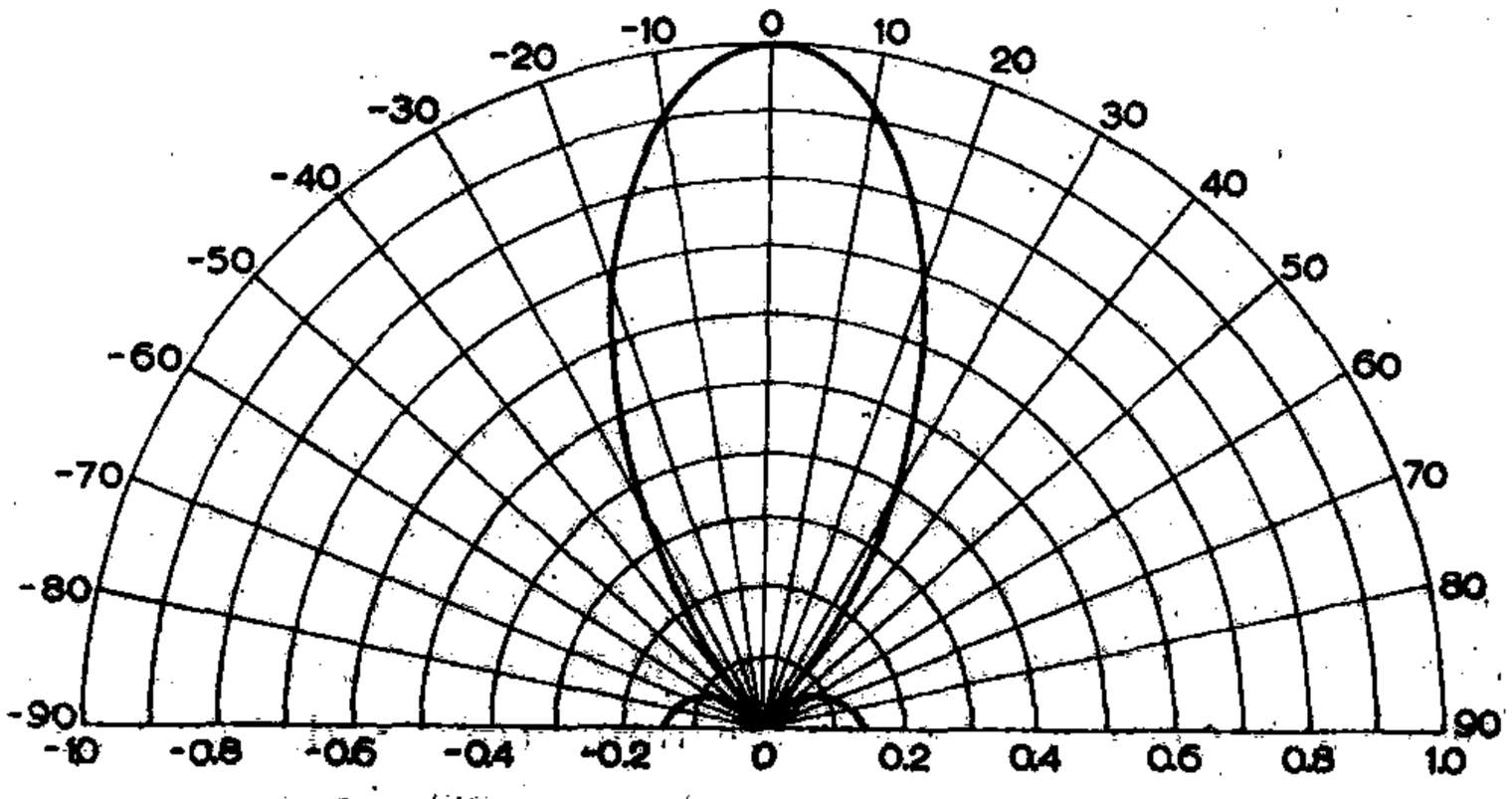


Abb. 1. Die Richtcharakteristik eines Strahlers im Falle $z_0 = kr = 5$. Der Richtfaktor $D^*(r) = \Lambda_1(z)$.

Strahler, deren Richtcharakteristik im Falle $z_0' = z_0/m$, wobei $1 < m < \infty$ ist, dem Strahler mit natürlicher Richtwirkung im Falle z_0 gleich ist, werden Strahler mit starker Richtwirkung benannt. Der Richtfaktor dieses Strahlers wird mit $D^*(m_e z)$ bezeichent. Solche Strahler, die im Falle $z_0' = z_0/m$ wobei $0 < m < 1$ ist, gleiche Richtcharakteristiken, wie der Strahler mit natürlicher Richtwirkung im Falle z_0 aufweisen, heissen wir im Folgenden Strahler mit schwacher Richtwirkung. Der Richtfaktor wird mit $D^*(m_g z)$ bezeichnet. Die Richtfaktoren $D^*(m_e z)$; $D^*(m_g z)$ möchten wir zusammen modifizierte Richtfaktoren nennen.

In Abb. 1 haben wir die Richtcharakteristik eines Strahlers mit natürlicher Richtwirkung im Falle $z_0 = 5$ aufgezeichnet, wobei der Richtfaktor $D^*(z) = \Lambda_1(z)$ ist. In Abb. 2 können wir ausser diesem Richtfaktor auch die modifizierten Richtfaktoren $D^*(m_e z) = \Lambda_1(2z)$; $D^*(m_g z) = \Lambda(\frac{1}{2}z)$ sehen, wobei $m_e = 2$; $m_g = \frac{1}{2}$ ist. Dementsprechend weisen bei $z'_0 = z_0/m_g = 10$; $z'_0 = z_0/m_e = 2{,}5$ die Strahler mit modifizierter Richtwirkung dieselbe Richtcharakteristik auf, die wir in Abb. 1 gezeigt haben.

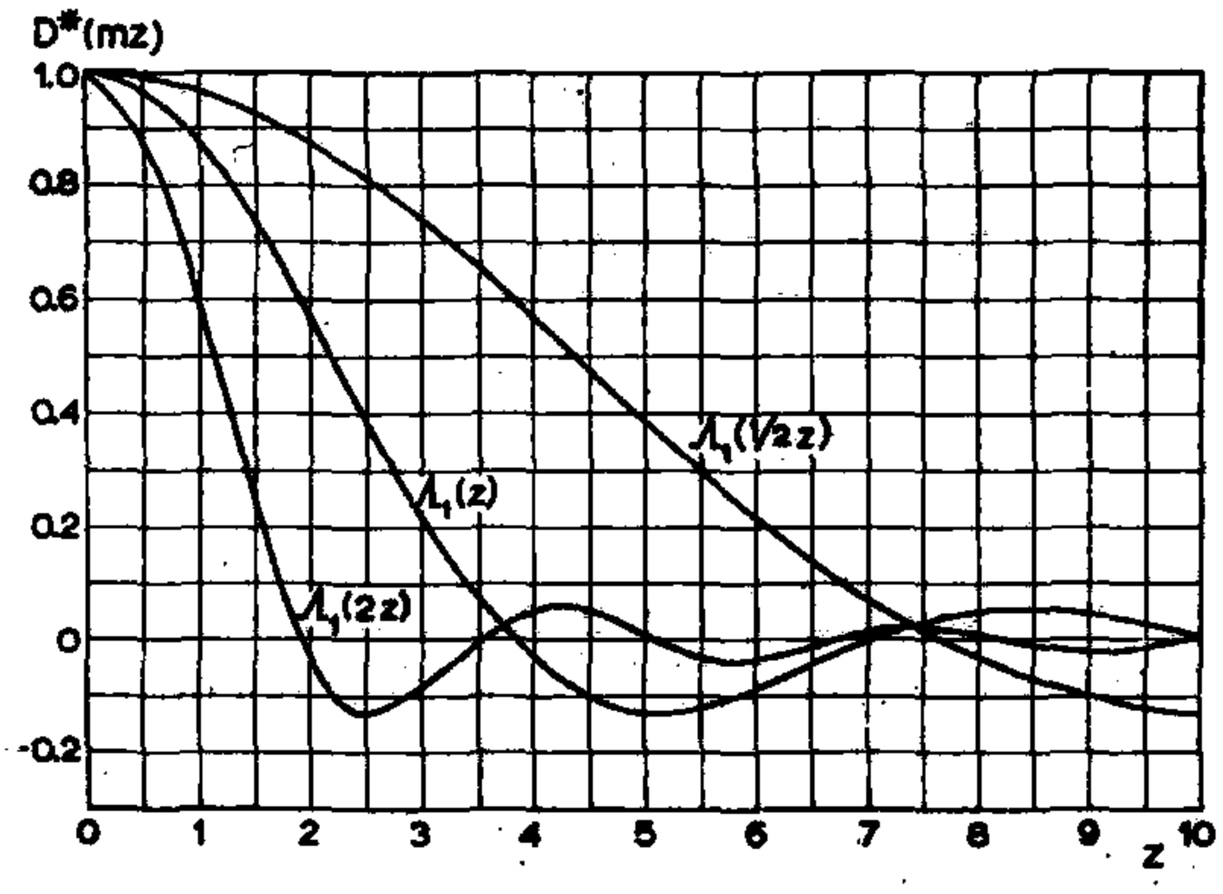


Abb. 2. Die Richtfaktoren
$D^*(z) = \Lambda_1(z)$; $D^*(m_e z) = \Lambda_1(2z)$;
$D^*(m_g z) = \Lambda_1(\frac{1}{2}z)$.

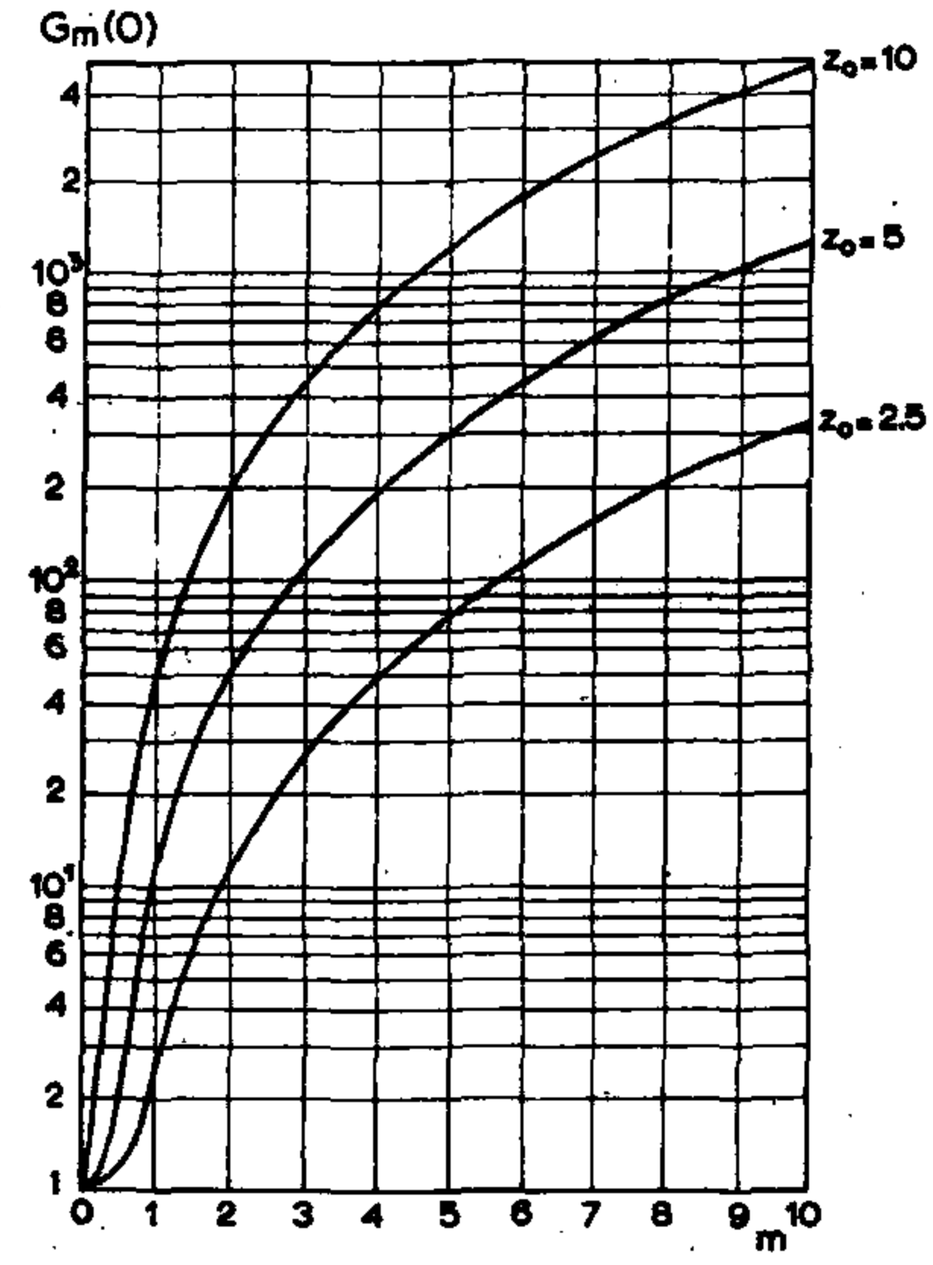


Abb. 3. Der Gewinn eines Strahlers mit modifizierter Richtwirkung im Falle $\gamma = 0$ als Funktion von m, bei Parameter $z_0 = 2{,}5$; 5; 10.

Der Gewinn des Strahlers mit modifizierter Richtwirkung

Den Gewinn eines Strahlers mit kreissymmetrischer Erregung können wir in einer vorgeschriebenen Richtung γ mit Hilfe folgender Beziehung charakterisieren

$$G(\gamma) = \frac{|D(z_0 \sin \gamma)|^2}{\int_0^{\pi/} |D(z_0 \sin \varepsilon)|^2 \sin \varepsilon \, d\varepsilon}, \tag{3}$$

wobei $D(z)$ den normalisierten Richtfaktor bedeutet. Der Gewinn des Strahlers im Falle $m \neq 1$ lässt sich dementsprechend aufschreiben.

Wenn die Richtcharakteristiken der Strahler mit natürlicher und modifizierter Richtwirkung gleich sind, dann $G_m(\gamma) = G(\gamma)$.

Der Satz lautet also: Eine vorgeschriebene Gewinnfunktion lässt sich mit Hilfe eines Strahlers von im Verhältnis zur Wellenlänge beliebiger Grösse verwirklichen.

Weil wir an den Richtfaktor ausser seiner Existenz keine andere Forderung gestellt haben, können wir aussprechen: Eine beliebige Gewinnfunktion lässt zich mit Hilfe von beliebigen Richtfaktoren verwirklichen.

Nun halten wir z_0 fest. Dann lässt sich zeigen dass, aus $m \to 0$ folgt $G_g(\gamma) \to 1$, und aus $m \to \infty$ folgt $G_e(\gamma) \to \infty$. Die Bezeichnungen G_g bzw. G_e bedeuten den Gewinn eines Strahlers mit schwacher bzw. starker Richtwirkung.

Die Wirkfläche[9] eines Strahlers mit modifizierter Richtwirkung erhalten wir, wie folgt:

$$F_m = \frac{2r^2\pi \, G_m(0)}{z_0^2} \tag{4}$$

Mit Hilfe obiger Behauptungen können wir den Satz formulieren: Ein Strahler mit modifiziertem Richtfaktor kann bei gegebenem Wert von z_0 eine Wirkfläche $\lambda^2/2\pi < F_m < \infty$ aufweisen.

In Abb. 3. haben wir der Gewinn eines Strahlers im Falle $D^*(mz) = \Lambda_1(mz)$; $\gamma = 0$ als Funktion des Werts m dargestellt; der Parameter ist der Wert z_0. Die Änderung der Wirkfläche lässt sich dabei gut bestätigen.

LITERATUR

1. F. A. FISCHER, *Akust. Beih.*, 1 (1951) 9–11.
2. F. D. SMITH, *Phil. Mag.*, 14 (1932) 66–78.
3. G. ECKART, *A.E.Ü.*, 9 (1955) 177–180.
4. LORD RAYLEIGH, *Theory of Sound*, Dover, New-York, 1945, vol. II, p. 162.
5. H. STENZEL, *Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen*, Springer Verlag, Berlin, 1939.
6. D. HUSZTY, Aus einer unpublizierten Arbeit.
7. S. S. SCHELKUNOFF, *Bell System Tech. J.*, 22 (1943) 80–107.
8. P. M. WOODWARD UND J. D. LAWSON, *Inst. Elec. Engrs.*, 95 (1948) 363–370.
9. F. A. FISCHER, *Akust. Beih.*, 1 (1951) 7–8.

A Passive, Reversible, Distributed-Coupling Transducer

W. J. TROTT

U.S. Navy Underwater Sound Reference Laboratory, Orlando, Fla. (U.S.A.)

The distributed-coupling transducer consists of an electrical transmission line coupled through piezoelectric elements to an acoustic transmission line. The two lines are made to have equal phase delay from one point of coupling to the next. Energy is gradually transferred from one line to the other. This transfer of energy is reversible, and there is an optimum length of the two lines for which the energy put into one line will be transferred completely, except for line losses, into energy output from the other line. This arrangement produces an electroacoustic transducer that is passive and reversible, that possesses broad frequency band response, $Q = 1$, and a resistive electrical impedance. The new lead zirconate ceramics in the form of cylindrical shells make it possible to produce an underwater transducer of this type that is efficient and of reasonable length for the energy transfer.

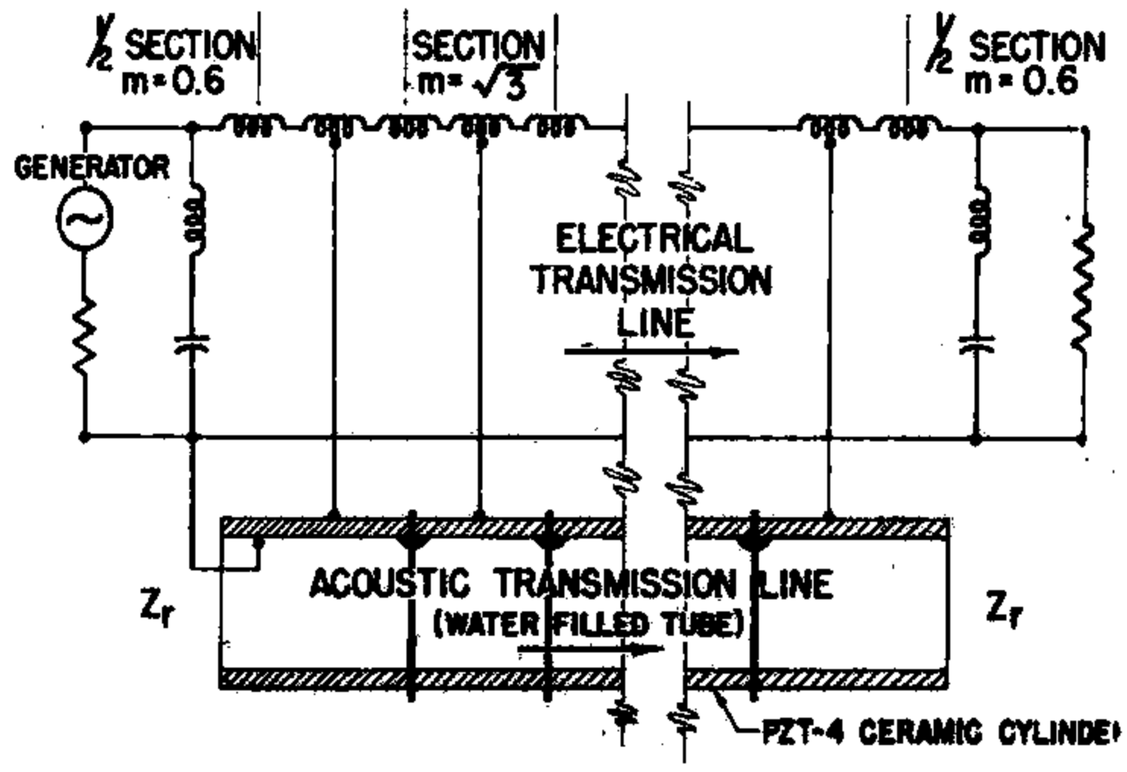


Fig. 1. Schematic diagram of end sections of distributed-coupling transducer.

Fig. 1. is a schematic representation of an electroacoustic transducer designed on this coupled-line theory. The electrical line consists of *m*-derived, low-pass, T-network sections. The acoustic line is a water-filled tube. Coupling between the two lines exists through the lead zirconate tube sections. The cut-off frequency for the acoustic line is the frequency for which one section is a half wavelength. An *m*-derived network with $m = \sqrt{3}$ and with the same cut-off frequency will then have the same phase delay per section as the acoustic line. Half sections for which $m = 0.6$ are used for terminating the electrical line with a nearly constant resistive image impedance over the pass band. Electrical energy fed into one end of the electrical line will be transferred completely, except for line losses, into acoustic energy in the acoustic transmission line, if the two lines are of the optimum length for the operating frequency. For an array of these acoustic transmission lines, the acoustic radiation can be matched to the resistive image impedance of the lines and acoustic energy will be radiated

without reflection loss. A single electrical line would be coupled to the acoustic array. Similarly, acoustic energy would be received by the array and converted, except for line losses, into electrical energy.

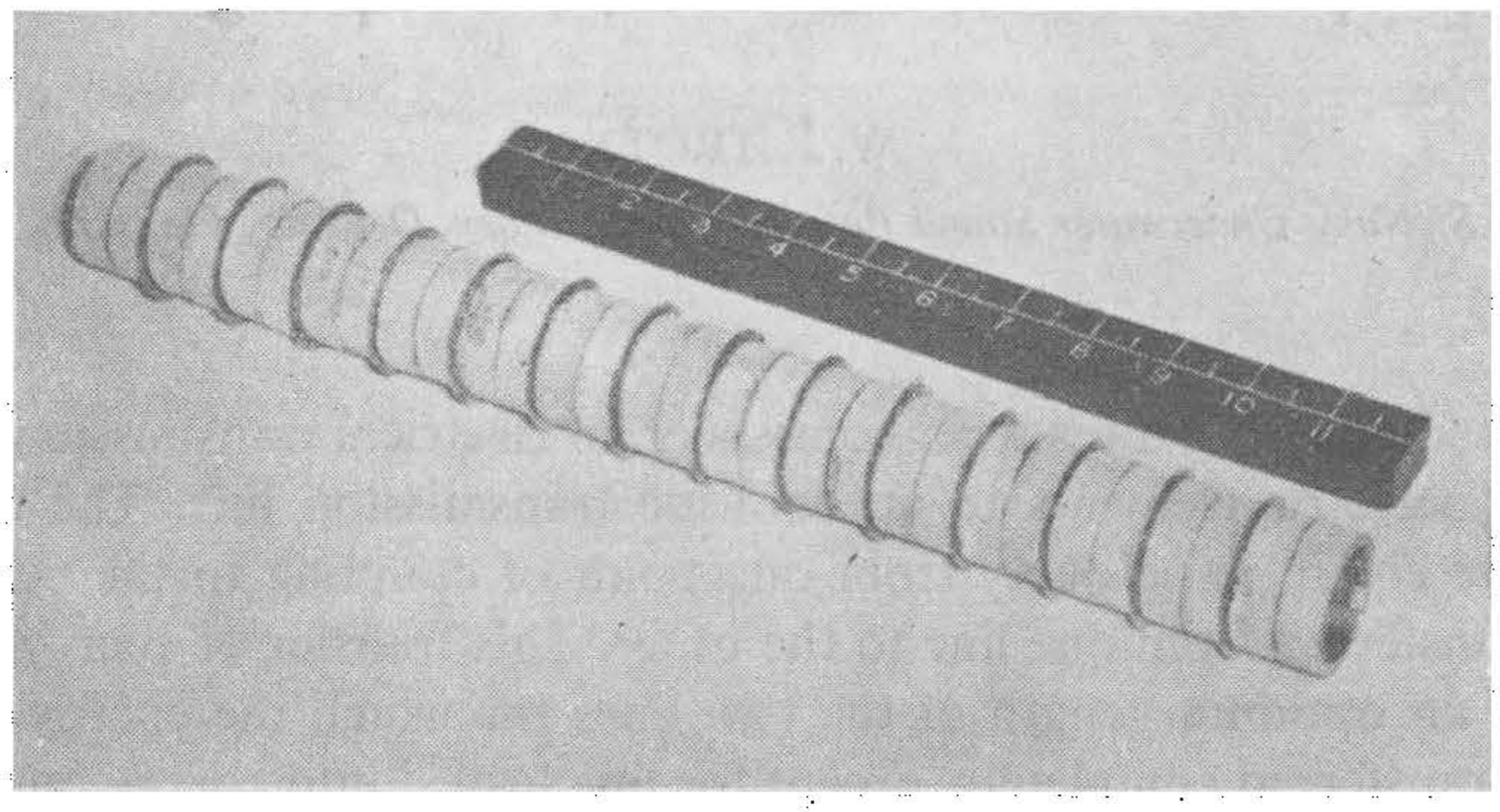


Fig. 2. Ceramic tube assembly used in experimental transducer.

Fig. 2 shows the ceramic tube construction for the experimental transducer. It consists of 15 sections of lead zirconate ceramic of $1\frac{1}{4}$ inches internal diameter and 1/8 inch wall. Each section is 1 inch long. Each section is shielded electrically from the adjoining sections of the line by brass rings. Thin rings of pressure-release material were used as mechanical shields between sections in an earlier model, but this arrangement produced an objectionable reduction in the speed of sound in the tube.

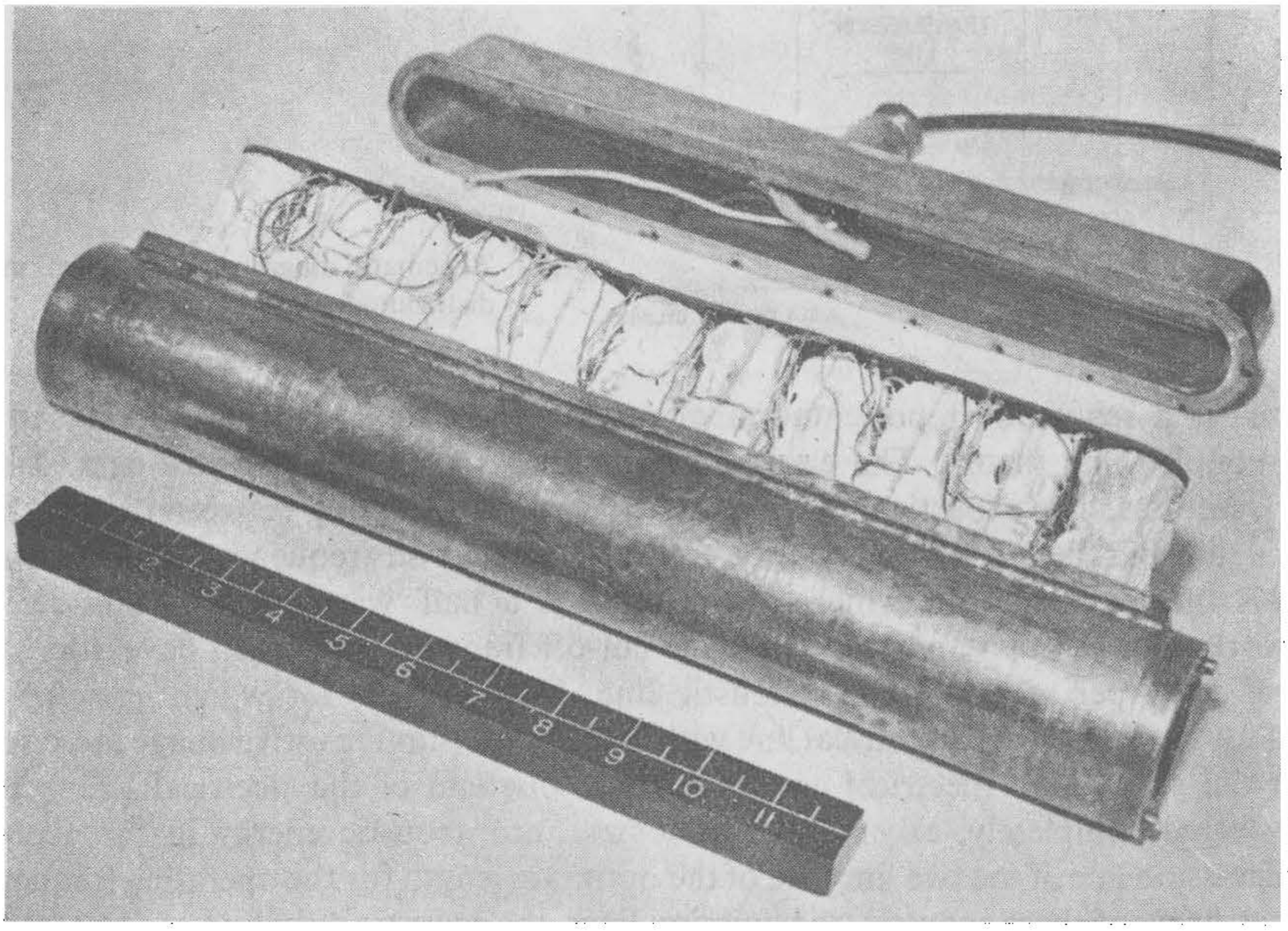


Fig. 3. Transducer with case removed to show toroid coils used in electrical line.

Fig. 3 shows the toroid coils used to make up the low-pass electrical line, and the case that isolates acoustically the outside of the ceramic tube from the sound field. The ceramic tube is supported in the case at each end by butyl rubber gaskets. The theoretical response was calculated for radiation from an infinite, unflanged tube of cross-section diameter equal to the internal diameter of the tube. The directivity index at 12 kc/s, computed from directivity patterns for this transducer, is 5.5 db higher than would be obtained from the theoretical source, which indicates that the end flange of the case is radiating.

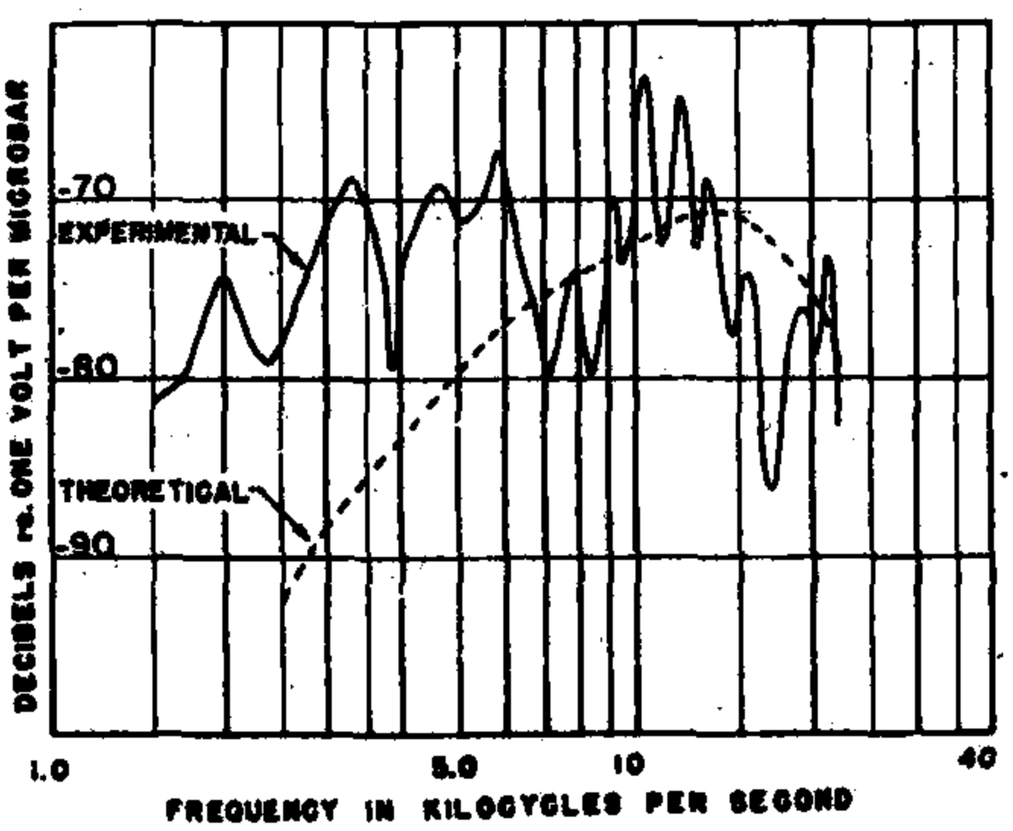


Fig. 4. Theoretical and measured free-field voltage sensitivity of experimental transducer.

Fig. 4. shows the theoretical free-field voltage sensitivity and the measured sensitivity of the transducer. The measured sensitivity at the optimum frequency, about 12 kc/s, is about 6 db high because of the high directivity index and the increased line impedance that comes from the standing waves. The peak near 2 kc/s is due to the half-wave resonance in the water in the tube. The hole just below 4 kc/s is due to the half-wave resonance of the tube wall. At these frequencies, the transmission lines are too short to operate as a distributed-coupling transducer.

The standing waves around 10 kc/s are due to the small size of the source, and the resulting small and complex radiation impedance. When a horn was used, the standing wave amplitude was reduced to less than 2 db, thus indicating that a smooth response would exist for a directional array of these elements. The hole above 15 kc/s is due to the first radial mode in the water in the tube. The cut-off frequency for the transmission lines determined from the low-frequency phase velocity is 24 kc/s.

The theoretical efficiency of this transducer at about 11 or 12 kc/s is 64 per cent. This value was computed from the measured Q of the two lines, $Q_e = 80$ and $Q_m = 35$. The measured efficiency computed from the measured transmitting current response and directivity is 31 per cent.

The Sound Field of an Infinitely Long Rectangular Membrane in a Moving Medium

H. L. OESTREICHER

Wright Air Development Center, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio (U.S.A.)

The sound pressure field generated by a sound source in an arbitrarily moving medium is in general very difficult to calculate. A few explicit results exist, chiefly for sources that are small compared to the wave length[1]. In order to obtain more information for sources comparable with and larger than the wave length, the field of an infinitely long rectangular membrane of arbitrary width, located in an infinite baffle radiating sound with constant velocity amplitude into a uniform stream of a perfect gas, is calculated.

The two-dimensional equation of harmonic sound propagation in a gas moving with uniform velocity U in the direction of the positive x-axis is[1, 2]

$$\Phi_{xx}(1 - M^2) + \Phi_{yy} - 2ikM\Phi_x + k^2\Phi = 0 \tag{1}$$

Φ is the velocity potential of the acoustic perturbation flow, $k = \omega/c$, ω = circular frequency, c = sound velocity, $M = U/c$ and subscripts x, y denote partial differentiation. Sound pressure (*i.e.*, total pressure less static pressure) p and particle velocity u, v, are given by

$$u = \Phi_x, \quad v = \Phi_y, \quad p = -s_0(i\omega\Phi + U\Phi_x) \tag{2}$$

if s_0 is the density of the basic stream. The proper boundary condition which is obtained[1] from the condition that the total flow (basic and acoustic) is at all times tangent to the vibrating surface, can be written for a plane membrane in an infinite baffle

$$\Phi_y = Ai\omega + U \cdot A_x \qquad \text{for } y = 0 \tag{3}$$

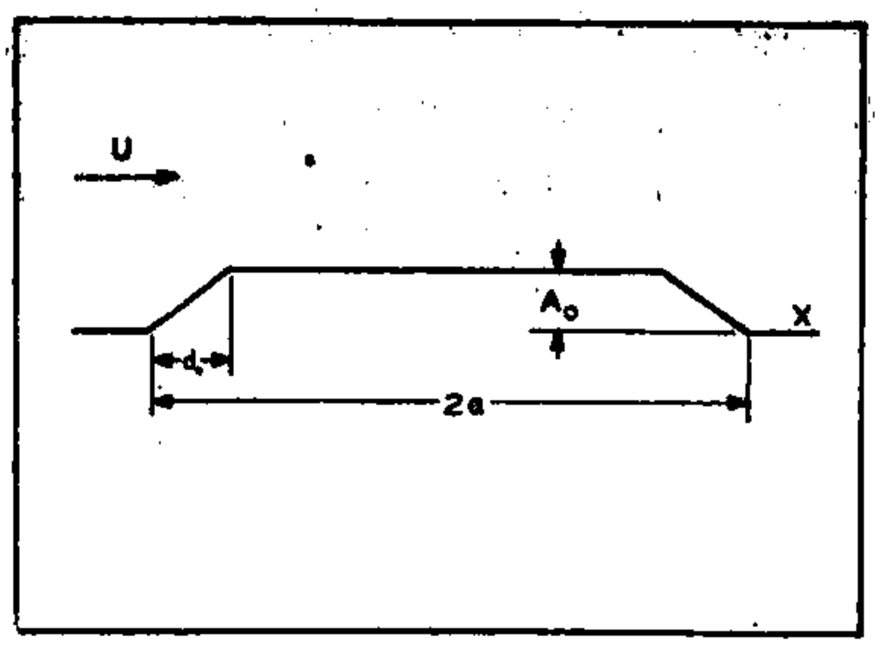


Fig. 1. Cross section of the membrane displacement amplitude $A(x)$.

where A is the displacement amplitude. Assuming a motion of the membrane with an amplitude, as shown in Fig. 1 this becomes

$$A(x) = \begin{cases} 0 & , |x| \geq a \\ A_0 & , 0 \leq |x| \leq Q - d \\ \frac{A_0}{d}(a - |x|) & , a - d < |x| < a \end{cases} \tag{4}$$

If d approaches zero (*i.e.*, is small compared to the wave length), the membrane of Fig. 1 becomes a piston membrane, A_x approaches the Dirac δ-function for $\mathbf{x} = \pm a$ and Eq. (3) simplifies to

$$\Phi_y = A_0 \, i\omega + U A_0 \, \delta(x + a) - U A_0 \, \delta(x - a) \tag{5}$$

In this formula the two δ-functions should be particularly noted. They appear because of the $U.A_x$ term in Eq. (3) and are a consequence of momentum tranfer to the moving gas if the normal of the radiating surface changes its direction with the vibration. In our example, this results in the generation of waves at the edges of the membrane* where in ordinary acoustics only negligible effects take place.

Also noted should be the $U.\Phi_x$ term in the pressure equation (2) which has sometimes been erroneously omitted in the literature. This term is due to Bernoulli's law in Hydrodynamics: If the motion of the gas due to the sound source is superimposed upon the parallel basic stream, the x-component of the resultant velocity is increased or decreased depending on the direction of the periodic motion. According to Bernoulli's law a decreased or increased pressure will result[1]. For purely radial motions, as for instance produced by small sound sources, this pressure increase occurs upstream, the decrease downstream (See Fig. 2),

The problem given by Eq. (1) and (5) can be solved in various ways. One possibility is to transform Eq. (1) into the wave equation which then is solved by standard methods. It is well known[4] and can also be easily proved directly that the transformation

$$\xi = \frac{x}{a} \;, \quad \eta = y \frac{(1 - M^2)^{\frac{1}{2}}}{a} \tag{6}$$

and

$$\Phi = \exp\left[i \frac{akM}{1 - M^2} \xi \right] \Psi \tag{7}$$

transforms Eq. (1), (2) and (5) into

$$\Psi_{\xi\xi} + \Psi_{\eta\eta} + \varkappa^2 \Psi = 0 \qquad \text{with } \varkappa = \frac{ak}{1 - M^2} \tag{8}$$

$$p = - \frac{c s_0}{a} \exp[i\varkappa M \xi] \, (i\varkappa \Psi + M \Psi_\xi) \tag{9}$$

$$\Psi'_\eta = \begin{cases} = 0 & \text{for } |\xi| > 1 \\ = A_0 (1 - M^2)^{-1/2} \exp[-i\varkappa M \xi] \, [ia\omega + U \cdot \delta(\xi + 1) - U \cdot \delta(\xi - 1)] & \text{for } |\xi| \leqslant 1 \end{cases} \tag{10}$$

The solution of Eq. (8) with the boundary condition (10), is well known

$$2\Psi(\xi_0, \eta_0) = i A_0 (1 - M^2)^{-\frac{1}{2}} \int_{-1}^{+1} \exp[-i\varkappa M \xi] \, [ia\omega + U \cdot \delta(\xi + 1) - U \cdot \delta(\xi - 1)] \, H_0^{(2)}(\varkappa \varrho) \, d\xi \tag{11}$$

where ξ_0, η_0 are coordinates of the point of observation and $\varrho = (\xi - \xi_0)^2 + \eta_0^2)^{\frac{1}{2}}$

---

* Edge terms have been omitted in an article by CHETAYEV[3].

is the distance between source point and observation point in the ξ,η system (which is of course not the geometrical distance). $H_0^{(2)}$ is the Hankelfunction of second kind.

In the far field, where $\varrho_0 = (\xi_0^2 + \eta_0^2)^{\frac{1}{2}}$ is large compared to wave length and diameter, the asymptotic approximation of the Hankel function can be used and the square root for ϱ replaced by the first two terms of its Taylor series, giving the following three parts of the potential field

$$\Psi_m = -\frac{A_0 a\omega\, i^{\frac{1}{2}}}{(2\pi ak)^{\frac{1}{2}}} \frac{\exp[-ik\varrho_0]}{\varrho_0^{\frac{1}{2}}} \int_{-1}^{+1} \exp[-ik\xi\,(M - \xi_0/\varrho_0)]\,d\xi \tag{12}$$

$$\Psi_{\pm e} = \pm \frac{A_0 U}{(2\pi aki)^{\frac{1}{2}}} \frac{\exp[-ik\varrho_0]}{\varrho_0^{\frac{1}{2}}} \cdot \exp\left[\mp ik\left(M - \frac{\xi_0}{\varrho_0}\right)\right] \tag{13}$$

Ψ_m being contributed by the membrane proper and Ψ_{-e} resp. Ψ_{+e} by the edges.

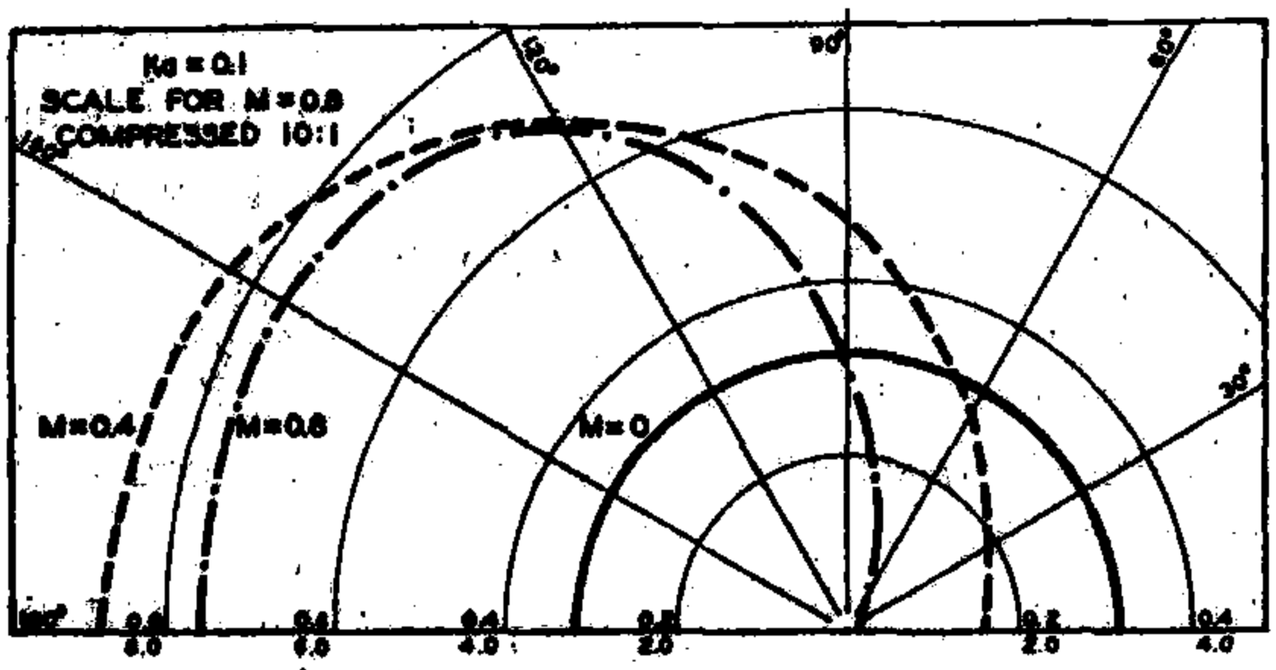


Fig. 2. Dimensionless pressure far field $|P|$ of Eq. (15) for $ak = 0.1$.

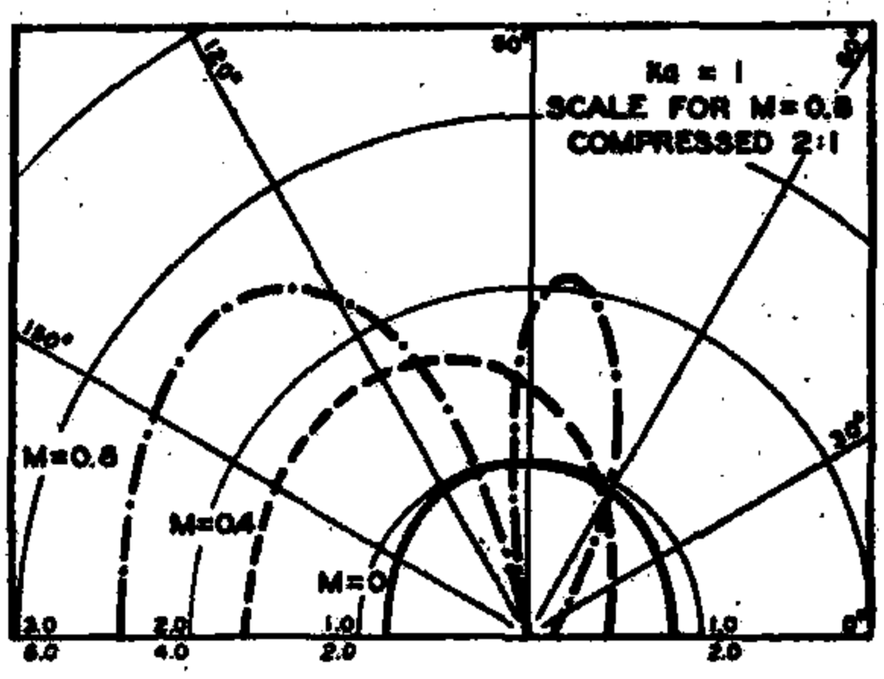


Fig. 3. Dimensionless pressure far field $|P|$ for $ak = 1$.

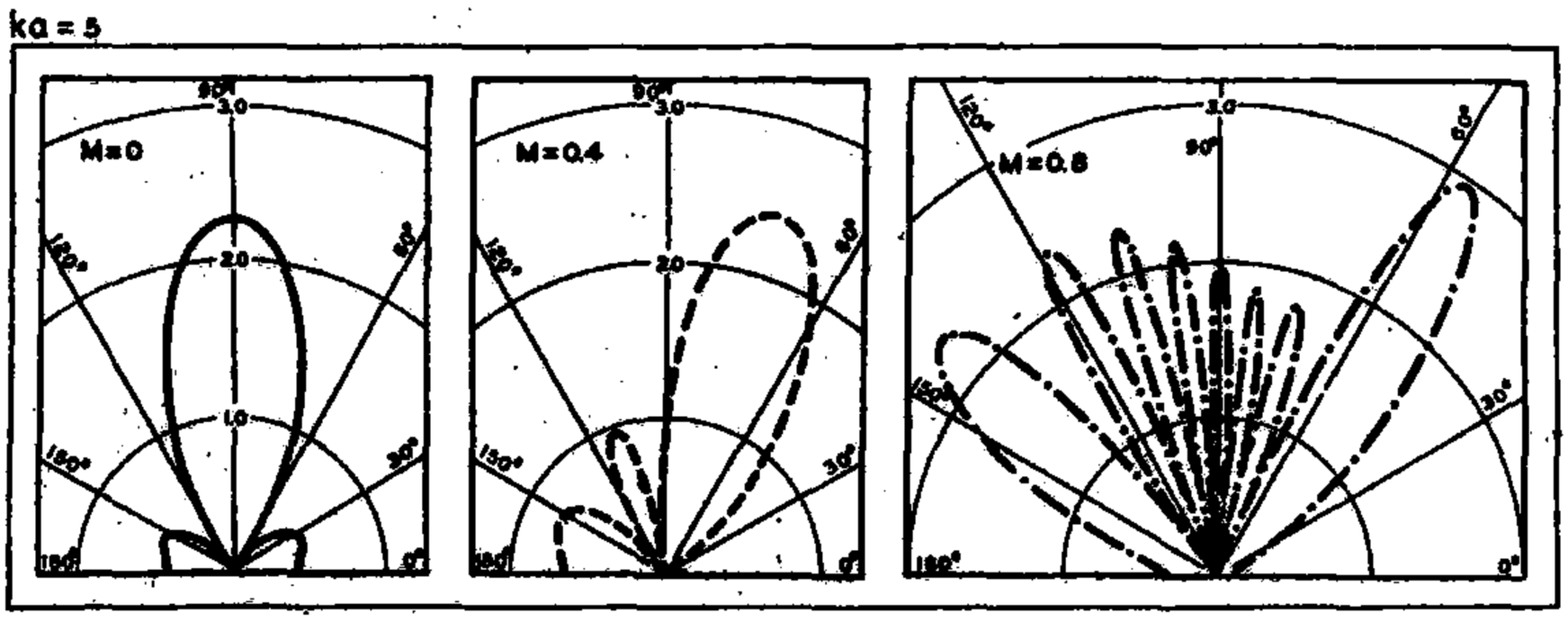


Fig. 4. Dimensionless pressure far field $|P|$ for $ak = 5$.

Integration in Eq. (12), introduction into Eq. (9), back transformation to the $\dot{x}$, y system and simplification gives as final result for the far-field pressure, when $r_0 = (x_0^2 + y_0^2)$ and $\cos\varphi = x_0/r_0$

$$p(x_0,y_0) = p_m + p_e + p_{-e} = \frac{cs_0A_0\omega i^{3/2}\exp[-i\varkappa\varrho_0]}{(1-M^2)(1-M^2\sin^2\varphi)}\left(\frac{2}{\pi r_0 k}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1-M\frac{\cos\varphi}{(1-M^2\sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}}}\right)^2 \cdot \frac{\sin\varkappa\left(M-\dfrac{\cos\varphi}{(1-M^2\sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}}}\right)}{M-\dfrac{\cos\varphi}{(1-M^2\sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}}}} \tag{14}$$

In Fig. 2, 3 and 4 the dimensionless pressure directivity pattern

$$|P| = \left(\frac{\pi}{2}\frac{r_0}{a}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{|p|}{cs_0A_0\omega} = \frac{\left(1-M\dfrac{\cos\varphi}{(1-M^2\sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}}}\right)^2}{(ak)^{\frac{1}{2}}(1-M^2)(1-M^2\sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{\sin\varkappa\left(M-\dfrac{\cos\varphi}{(1-M^2\sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}}}\right)}{M-\dfrac{\cos\varphi}{(1-M^2\sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}}}} \tag{15}$$

is plotted for $ak = 0.1$, 1,5 and $M = 0$, 0.4, 0.8. As the stream velocity is directed in the positive x-direction, it is seen that for small ak the sound pressure is increased upstream, and decreased downstream (Fig. 2). However, for larger values of ak this is not necessarily true and for $ak = 5$ a fairly strong downstream maximum occurs.

REFERENCES

1. H. L. OESTREICHER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 1223.
2. D. BLOKHINTZEV, *The Acoustics of an Inhomogeneous Moving Medium*, Moscow, 1946. English Translation *Natl. Advisory Comm. Aeronaut. Tech. Mem.*, 1399 (1956).
3. D. N. CHETAYEV, *Doklady Akad. Nauk S.S.S.R.*, 90 (1953) 355. English Translation by Columbia Univ. for Natl. Sci. Foundation.
4. R. COURANT AND D. HILBERT, *Methoden der mathematischen Physik*, Vol. II, Springer, Berlin, 1937, pp. 137–8.

Ein Verfahren zur Hindernissuche und fortlaufenden lückenlosen Tiefenmessung in Wasserstrassen mit Hilfe der akustischen Flächenlotung

S. FAHRENTHOLZ

Laboratorium der Firma Dr. Fahrentholz, Echolotfabrik, Kiel (Deutschland)

Zur Vermessung und Überwachung von Wasserstrassen, Flüssen und Kanälen werden Geräte gefordert, mit denen man bei einer Längsfahrt durch die Wasserstrasse möglichst viele Informationen über die Wassertiefen, die Grundbeschaffenheit und die Lage von Schiffshindernissen erhält. Die seit langer Zeit eingeführten Ultraschallechographen ermöglichen nur die Registrierung der Wassertiefe direkt unter dem Messchiff, so dass bei einer Längsfahrt ein Längsprofil und bei häufigem Hin- und

Herfahren mit dem Messchiff quer zur Wasserstrasse Querprofile aufgenommen werden können. Diese Methode ist aber nicht befriedigend, so dass aus Gründen der Sicherheit für die Schiffahrt, besonders in flachen Gewässern, andere Methoden ge-

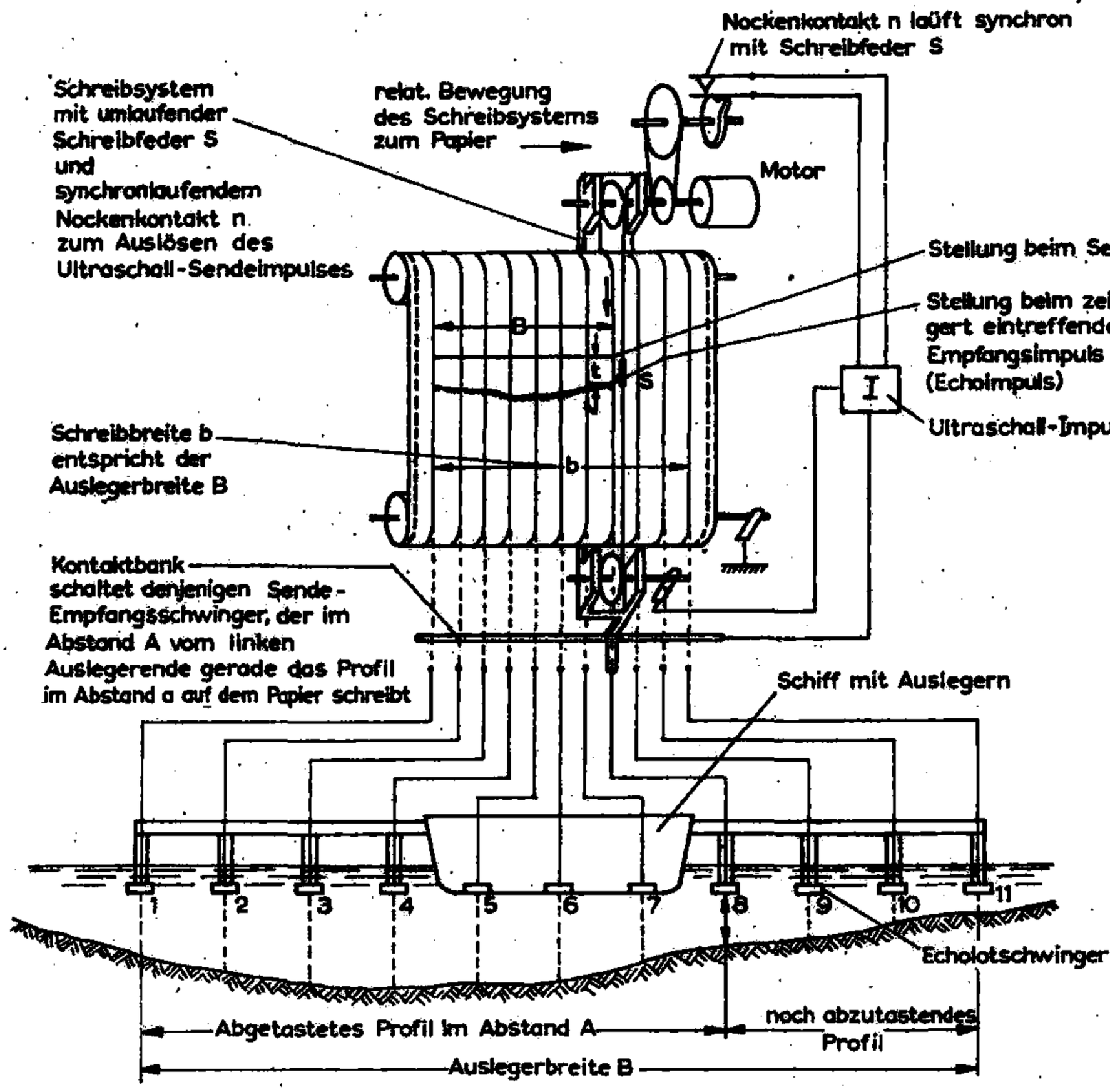


Abb. 1. Prinzip des Profilechographen.

sucht werden müssen, die zum schnellen Abfahren der Wasserstrassen besser geeignet sind. Die Weiterentwicklung der akustischen Echolotung von der Linienlotung zur Flächenlotung bietet dazu neue Möglichkeiten, die hier kurz angegeben werden sollen.

Zur Aufzeichnung von Querprofilen bei einer Längsfahrt durch die Wasserstrasse kann man gelangen, wenn das Messchiff unterhalb des Bodens mit einer Vielzahl von Sendern und Empfängern geeigneter Richtwirkung und seitlich mit Auslegern versehen wird, an denen ebenfalls in gleichen Abständen Sende- und Empfangseinrichtungen angebracht sind (Abb. 1). Das zugehörige Registriergerät ist so aufgebaut, dass das Schreibsystem mit dem umlaufenden Band, der Sendeauslösung und der Schreibfeder relativ zum Papier wie der Wagen einer Schreibmaschine bewegt werden kann und dabei über eine Kontaktleiste nacheinander alle Messtellen an den Auslegern und unterhalb des Messchiffes abtastet. So entstehen Querprofilregistrierungen in etwa 10 Sek. bei Profilbreiten bis 50 m. Abb. 2 zeigt automatisch aufeinanderfolgend aufgenommene Profile eines Seitenkanals der Weser.

Eine Einrichtung der beschriebenen Art hat zwar für die Aufnahme von Querprofilen während der Fahrt und im Stand einleuchtende Vorteile gegenüber den üblichen

Echographen; es bleibt aber eine Linienlotung, mit der eine Wasserstrasse nicht lückenlos erfasst werden kann. Lotet man aber nicht nacheinander, sondern gleich-

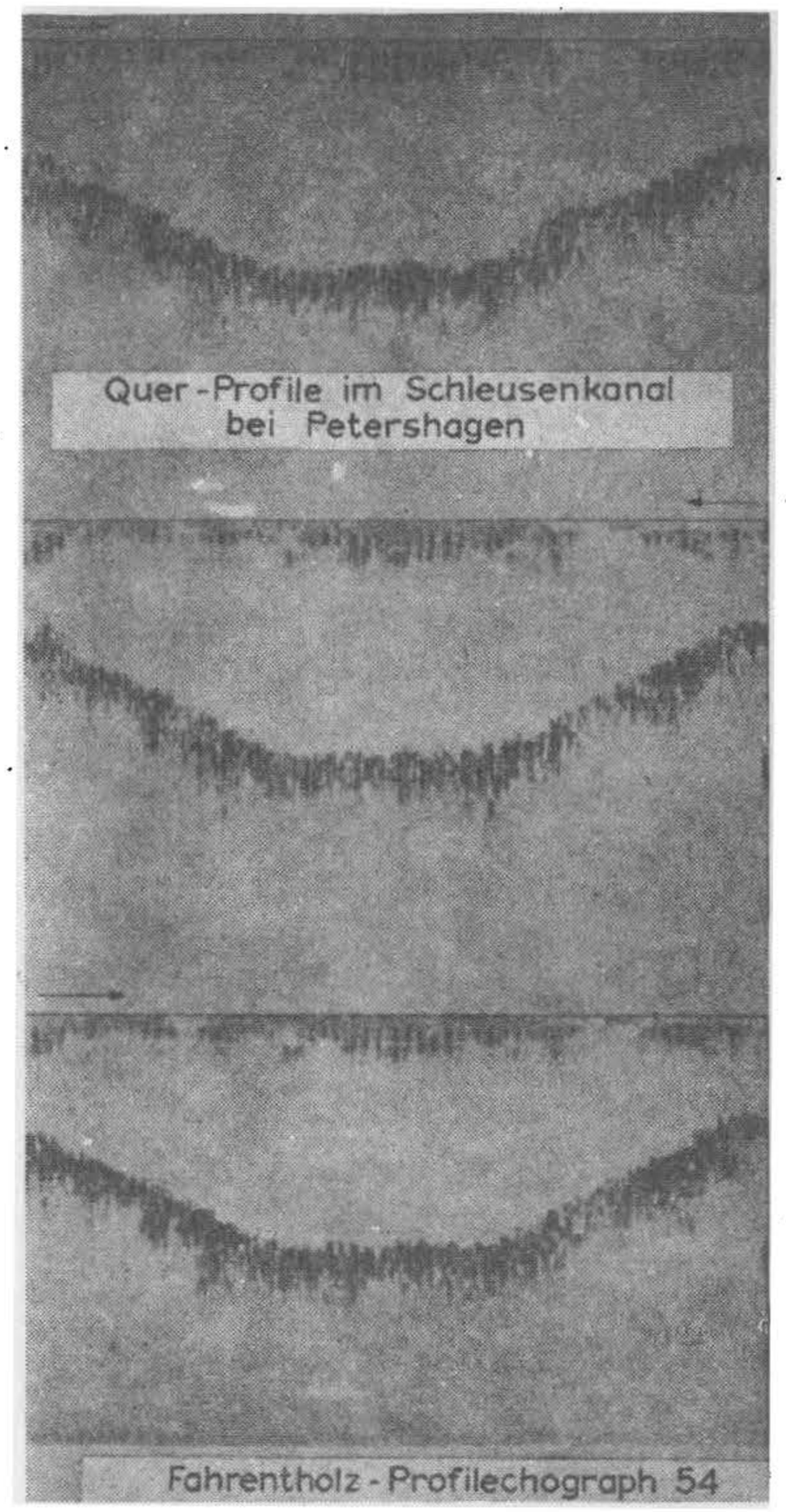


Abb. 2. Kanalprofile.

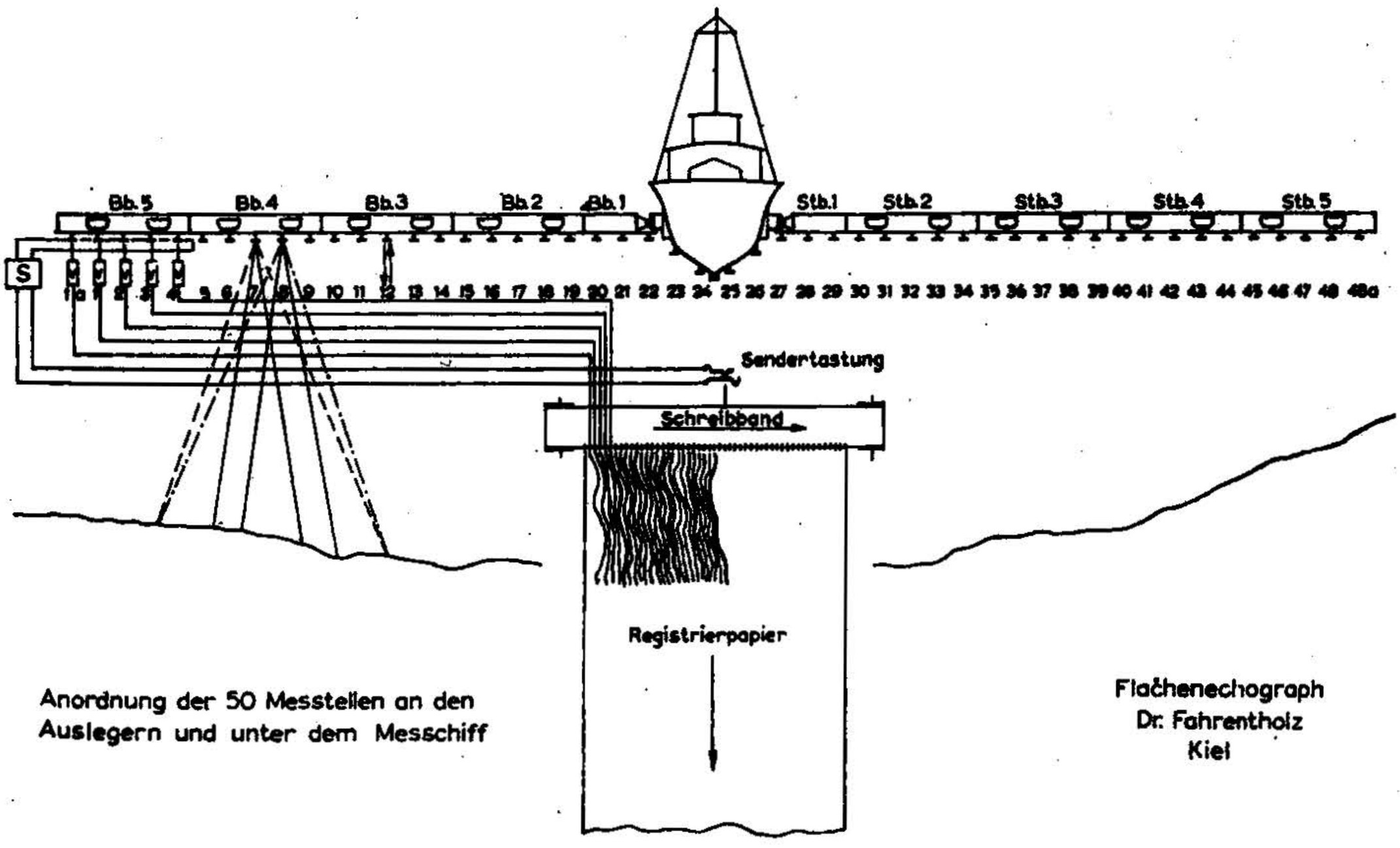


Abb. 3. Prinzip des Flächenechographen.

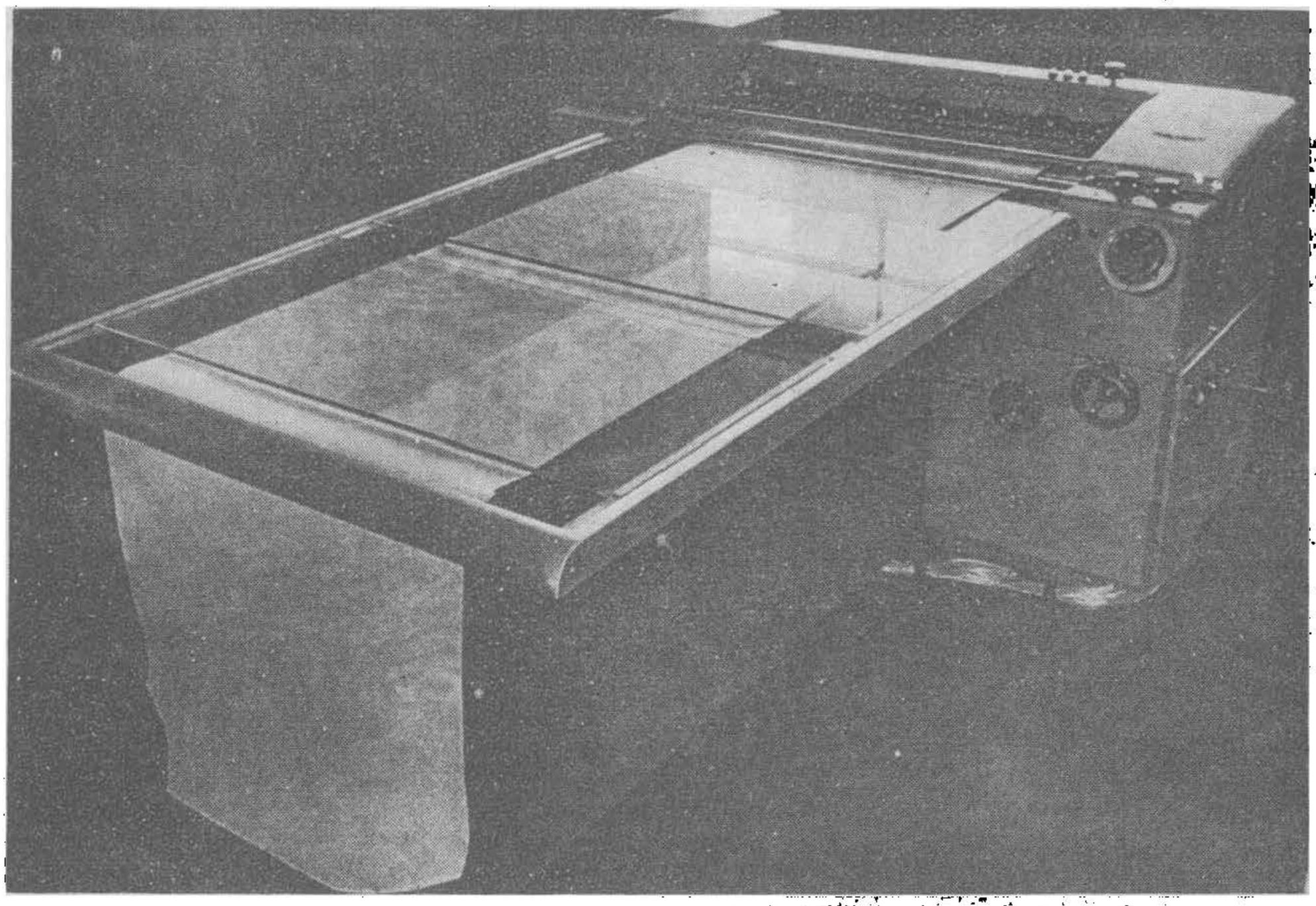


Abb. 4. Flächenechograph.

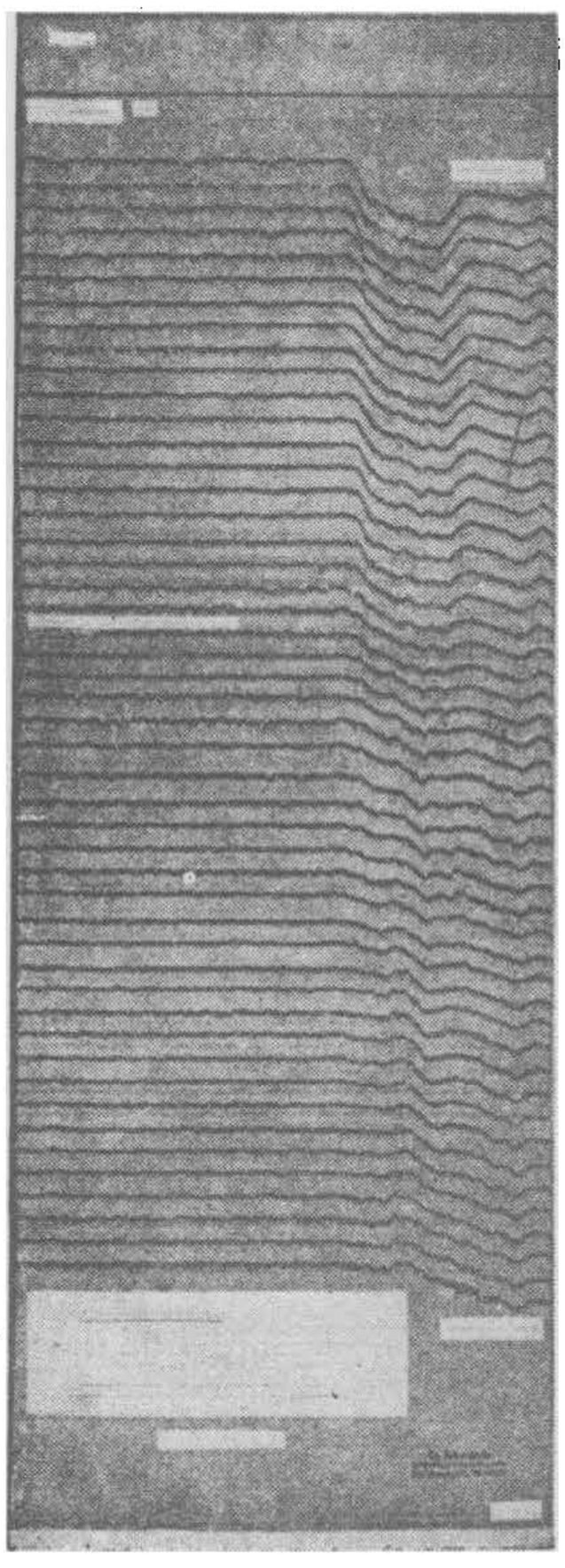


Abb. 5. Aufzeichnung mit Flächenechograph.

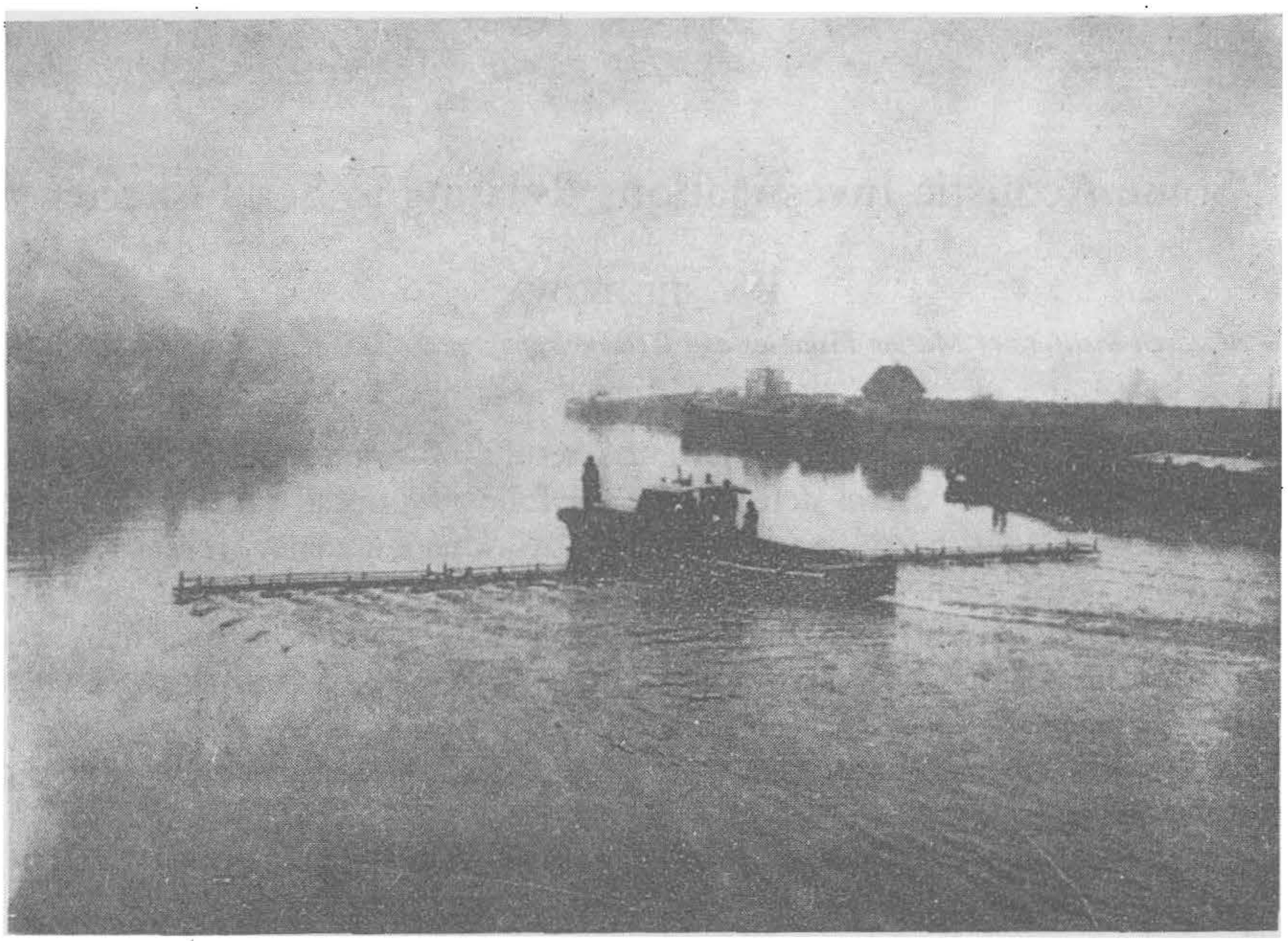


Abb. 6. Motorboot mit Auslegern in Fahrt.

zeitig auf der ganzen Messbreite und empfängt alle Echos der verschiedenen Messtellen getrennt und registriert die Wassertiefen unabhängig voneinander mit einer Vielzahl von zugeordenten Registrierorganen, so entsteht ein Flächenechograph (Abb. 3). Es werden mit diesem Apparat so viele Längsprofile in gleichen Abständen untereinander registriert als Messtellen vorhanden sind. Der Boden wird bei Verwendung sich überschneidender Richtkennlinien lückenlos abgetastet; alle Hindernisse, die über dem Boden hervorstehen, werden erfasst und sicher zur Anzeige gebracht. Abb. 4 gibt das fertige Gerät wieder. Ein Beispiel der mit dieser Methode erzielbaren Aufzeichnungen zeigt Abb. 5 .Der Abstand der Längsprofile untereinander ist auf ebenem Grund gleich er ist unterschiedlich, wenn die Wassertiefen innerhalb der vom Messchiff überdeckten Profilbreite verschieden gross sind. Die Verwendung einer Registrierung im Tiefenmasstab 1 : 100 auf 90 cm breitem Teledeltospapier lassen auf relativ ebenem Grund Gegenstände auffinden, die grösser als etwa 30 cm sind.

Es ist jedoch nicht möglich, ohne Kunstgriffe bei 50 m Messbreite gleichzeitig 50 Echolote in einem Gerät zu vereinen, da jeder Sender mit mehr oder weniger grosser Amplitude auf mehrere benachbarte Empfänger strahlt und unzählbare Echos während der gesamten Lotperiode einfallen. Dies ist eine Schwierigkeit, die auch besonders in flachen Gewässern und an Böschungen auftritt. Überwunden wurde sie dadurch, dass jeder Empfangsverstärker mit einem besonderen elektronischen Schalter ausgerüstet ist, der immer nur den Empfang des ersten Echos nach Aussenden des Lotimpulses gestattet. Alle Vielfachechos werden unterdrückt und so aussortiert, dass eine klare Aufzeichnung entsteht.

Aus der umfangreichen Entwicklung der für alle Profil- und Flächenechographen benötigten Ausleger zeigt Abb. 6 ein Messchiff mit Auslegern in Fahrt.

Some Acoustic Investigations Relating to Sea Fisheries

E. V. SHISHKOVA

Research Institute of Marine Fisheries and Oceanography of the USSR, Moscow (U.S.S.R.)

The purpose of this paper is to report the results of some acoustic investigations undertaken for the surpose of determining the following initial values necessary for designing hydroacoustic fish-finders: optimum working frequency, reflection factors for fish and crabs, equivalent spheres for individual fish specimens as well as for schools of various proportions, and the impulse length. In addition, investigations are reported on sounds produced by fish with a view to identifying the species of which a school is composed.

Investigations on the ability of fish to reflect sounds were carried out in two different ways:

1) on homogeneous samples, cut out of the body of fish, and
2) on fish swimming in water.

The following species were subjected to acoustic measurements in an impulse-measuring apparatus: *Trahurus trahurus mediterraneus*, *Sargus annularis*, *Corvina umbra*, *Poleuronectes flesus inseus*, *Sarda sarda*. The samples cut out of different but relatively homogeneous parts of the bodies of fish contained meat, bones, scales, but no bowels. These samples showed somewhat different density. Wave impedance values, determined for many samples, varied from $1{,}57 \cdot 10^5$ to $1{,}7 \cdot 10^5$ $\frac{g}{cm^2\,sec}$

Such a small difference between the wave impedance of fish and that of water explains the fact that the reflection factor of ultrasound from homogenous fish mass of an infinite length proved to be rather small, namely 4.4%.

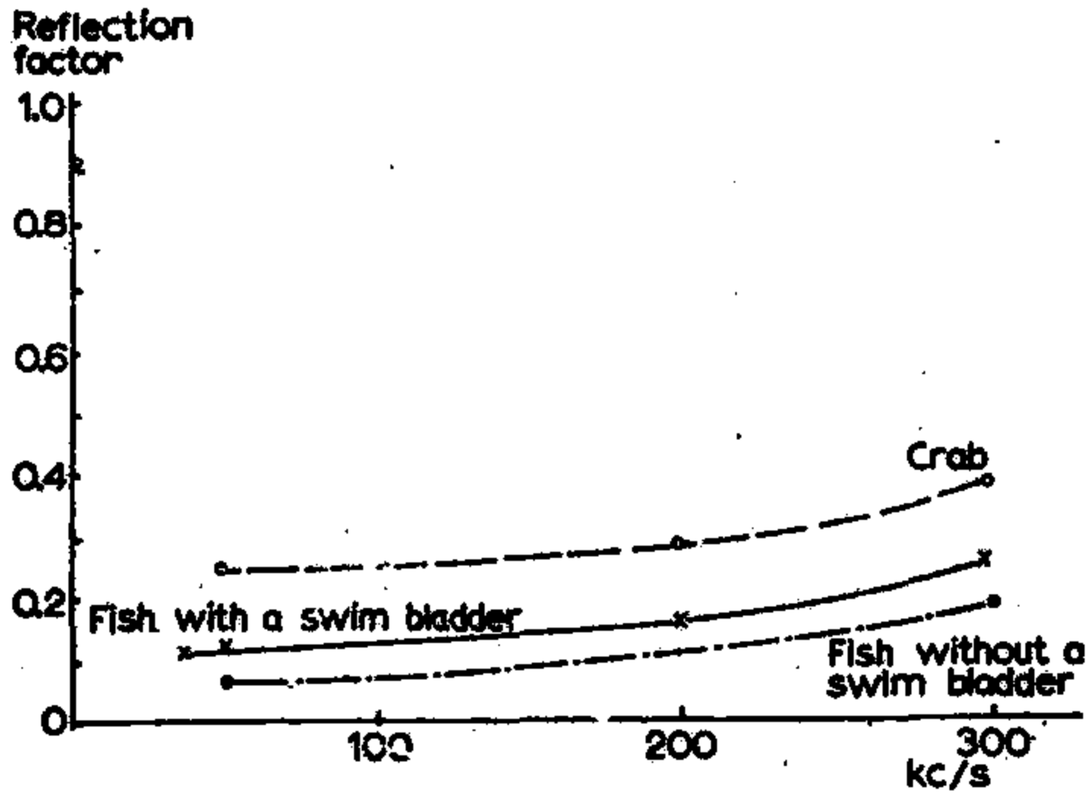


Fig. 1. Reflection factor *vs* frequency.

Live fish show greater reflection owing to the presence of some quantities of gas inside it (in swim bladders, bowels, etc.). Some live individuals can be registered at a considerable depth (about 200 m) on a recorder of an echo-sounder, provided its oscillator has sufficient power and high sensitivity of reception.

A series of experiments at sea devoted to investigations of the reflective ability of live swimming fish led to the discovery of practically unknown and interesting regularities.

Fig. 1 shows the dependence of reflection factors on frequency for fishes with and without a swim bladder and for crabs. A very important fact is that all these objects show greater reflection at higher frequencies. This fact qualitively conforms with the conclusion of HASHIMOTO to the effect that the reflection factor of fish grows with the increase of frequency. This happens apparently because all the organisms cited above contain plenty of small gas bubbles showing better reflection at higher frequencies.

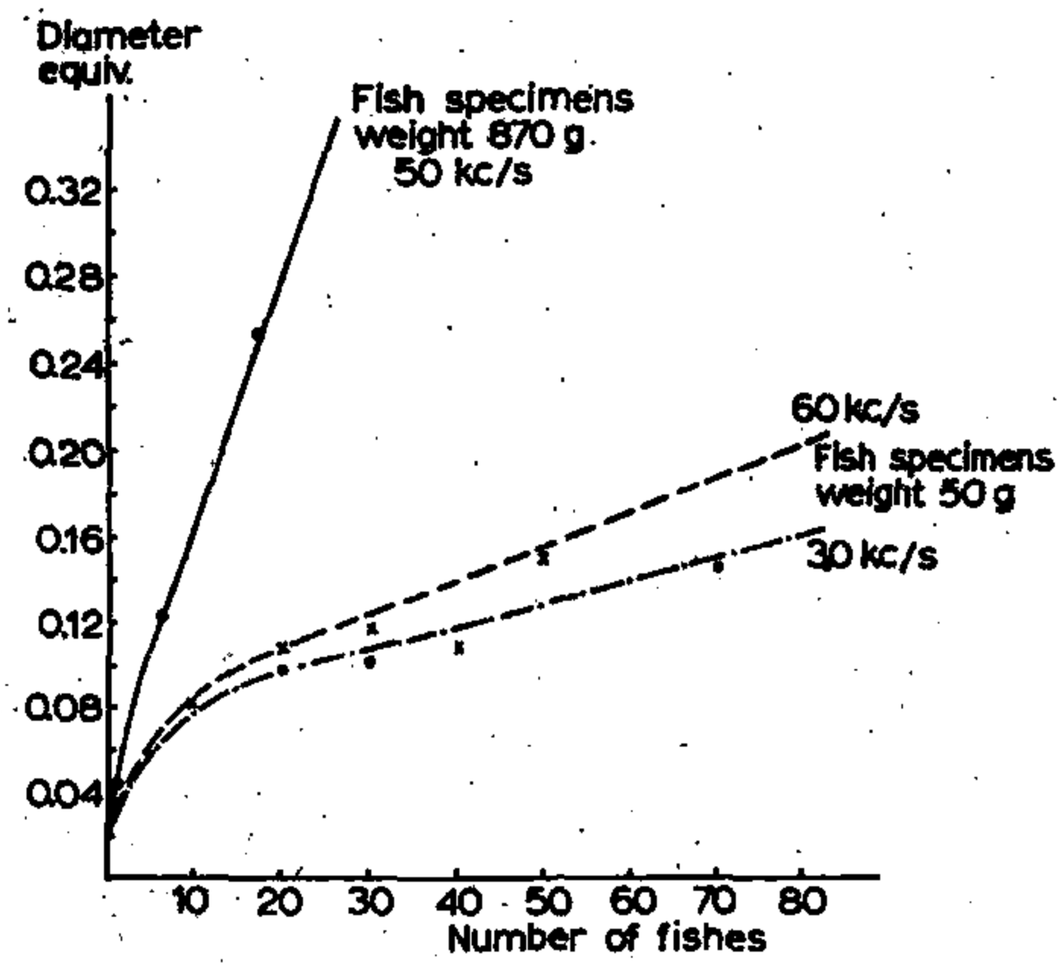


Fig. 2. Relation between the diameter of equivalent sphere and the number of fishes.

Fig. 2 presents the effect of the diameter of the equivalent sphere on the number of fish in the school for *Trahurus trahurus mediterraneus* and for *Trahurus trahurus*. In experiments small fish in schools did arrange themselves in one water level without losing sight of each other. The following empirical formula was established for these conditions

$$D = D_1\sqrt{n},$$

where D diameter of equivalent sphere of fish school, n number of fish in a school and D_1 diameter of equivalent sphere for an individual fish (depends on the size of fish and frequency).

The curve for 60 kc/s goes higher than that for 36 kc/s and the difference in ordinates perceptibly grows with the increase in the number of fish in a school.

Judging bij these diverging curves it may be supposed that the effect of stronger echo signals with increasing frequency will probe to be even more striking in the case of bigger fish schools.

The curve for a large school of *Trahurus trahurus mediterraneus* (weight 870 g) goes considerably steeper than the curves for a compact school of *Trahurus trahurus*. Let us consider the relation between the numerical strength of a school and the total weight of fish in schools composed of both large and small *Trahurus trahurus mediterraneus* of the same diameter of equivalent sphere. The following correlation is obtained

TABLE 1

Species	*Diameter of eèuivalent sphere [m]*	*Number of fish in school*	*Weight of one fish [g]*	*Total weight of school [g]*
Trahurus trahurus mediterraneus	0.122	6	870	5220
Trahurus trahurus	0.122	30	50	1500

Thus for obtaining one and the same echo signal from a not numerous school the number of small *Trahurus trahurus* must be five times greater than the number of big ones, although 3.5 times lesser by weight. Greater reflection ability of bigger fish proves to be effective for equal numbers of fish in schools; however, with equal total weight small fish give a stronger echo signal.

Attenuation of ultrasound in fish concentrations. It is known from the practice of applying hydroacoustic instruments for searching for fish aggregations that an ultrasonic impulse sent by an echosounder gets considerably weaker while passing through a dense fish school (in contrast with the same impulse reaching the bottom when no fish are encountered) partly owing to reflection and partly owing to absorption.

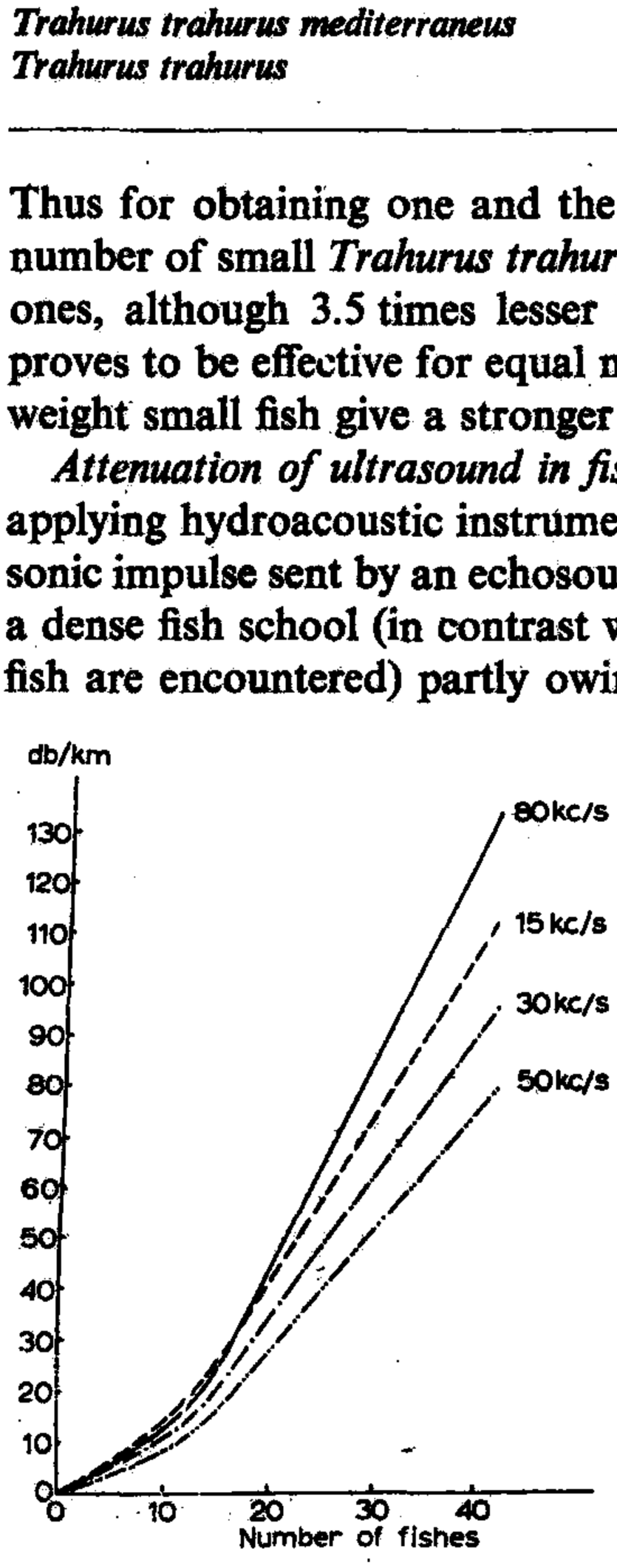


Fig. 3. Absorption of ultrasound *vs* the number of fishes for different frequencies.

The data obtained as a result of measurements allowed us to draw a diagram (Fig. 3) showing the absorption of ultrasound plotted against the number of fishes for different frequencies. According to expectations, absorption on all frequencies increased with the increase in number of fish in an experimental volume (400 litres). As for the effect of absorption on frequency, no noticeable dependence was observed, Such a dependence may exist, but in order to detect it more detailed studies would need to be undertaken.

Preliminary data on the absorption of ultrasound by fishes permit one to conclude that fish concentrations of several hundred meters long are not pierced by ultrasound. Consequently, there is no need to send impulses of long duration since this merely leads to increase of interference from reverberation.

Trahurus trahurus L., 15 cm
Trahurus trahurus L., 38 cm
Sargus annularis L., "springly" sound
Sargus annularis L., sound [ae]
Sargus annularis L., as if sawing
Sargus annularis L., stroke impulse
Sargus annularis L., stroke impulse when frighten
Crunching sounds of *Trahurus trahurus and Sargus annularis*
Carax puntazzo L., crunching sound
Carax puntazzo L., "springly" sound
Corvina umbra, crunching sound
Sciena cirrosa, crunching sound
Sciena cirrosa, crunching sound
Thygon pastinaca L., muttering sound
Thygon pastinaca L., crunching sound
Mullus barbatus porticus Essipov, "tsok"
Mullus barbatus porticus Essipov, "tsok"
Labrus viridis prasostictis, gnashing sound
Labrus viridis prasostictis, impulse
Labrus viridis prasostictis, impulse
Labrus viridis prasostictis, crunching sound
Purling
Gaidropsarus mediterraneus L., rumbling
Squalus acanthias, rumbling
Squalus acanthias, rumbling
Noises of *Labrus viridis prasostictes*, gnashing resembling
"Drummers" against *Alfeus dentipes background*
"Drummers" against *Alfeus dentipes background*
"Drummers" against *Alfeus dentipes background*
Alpheus dentipes
Hydrodynamic noises (*Atherina mochon pontica* swimming undisturbed)
Atherina accelerat ing

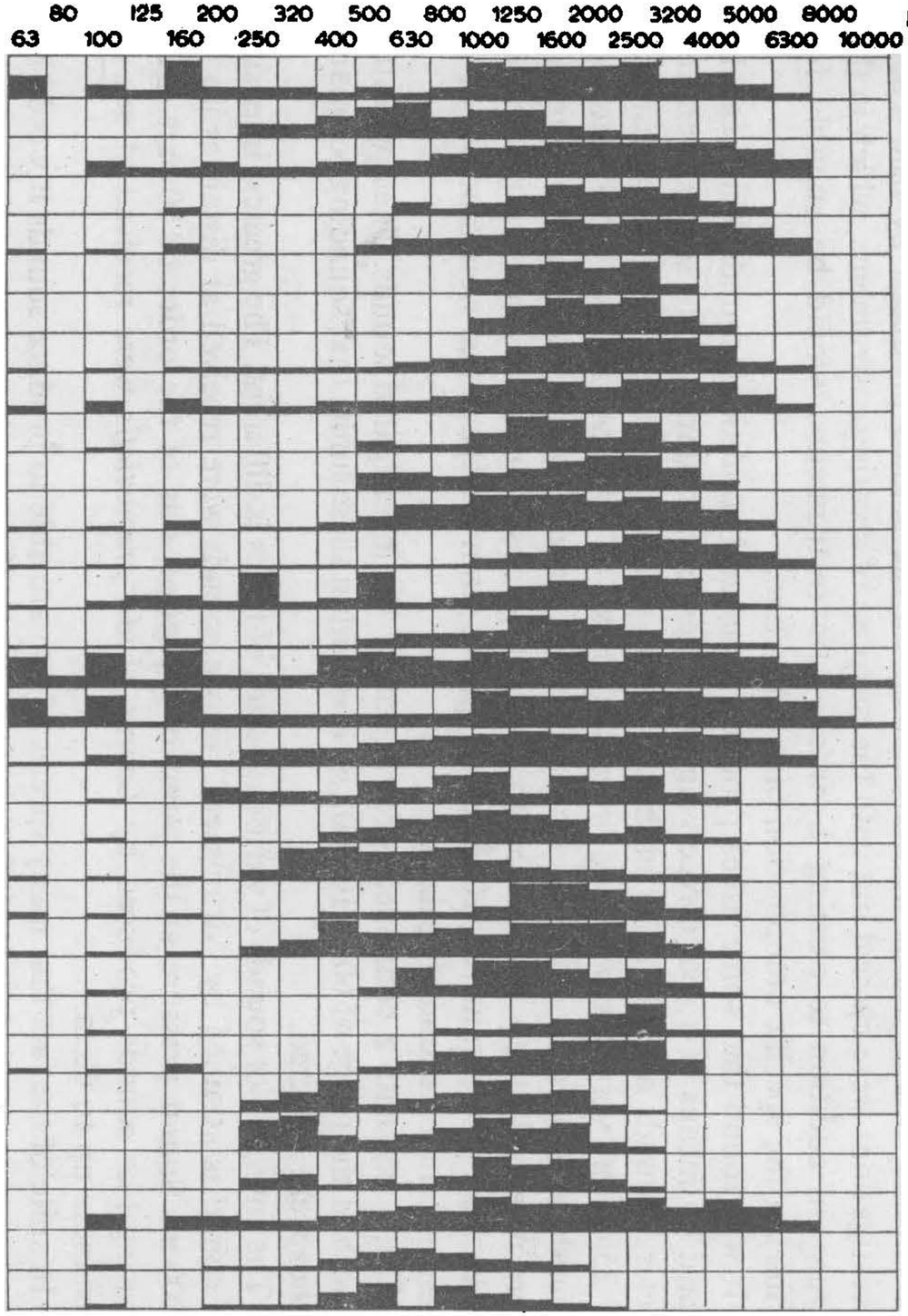


Fig. 4. Combined spectrogram of sounds produced by fish.

Apart from the experiments aimed at choosing the parameters for hydroacoustic fish finders, investigations were conducted on the sounds produced by fish. These investigations were carried out with the purpose of creating instruments, which in the future, in addition to existing hydroacoustic instruments, would be suitable for defineing the specific composition of a fish school.

It was found that some fishes produce in natural conditions sounds which can be heard by means of a sound-receiving instrument at a distance up to several hundred meters (sounds resembling drum-beats) In the vicinity of a rocky coast (at a distance of 25–50 m) very frequent and intensive clicks of *Alpheus dentipes* were detected. Sounds produced by *Traharus traharus mediterraneus* and *Labrus viridis prasostictis* were recorded at lesser distances. In addition to observations at sea investigations in tanks were also conducted; 20 different species from the Black Sea were studied. 11 of them produced sounds regularly.

Fig. 4 presents a combined spectrogram of the investigated sounds. The apparatus used had the range of 60 to 10,000 c/s. It is within these limits that soundings of many fishes were detected.

The Intensity of sounds of various species of fishes is different. The greatest intensity of sound is attained by "drummers" whose sounds were received at distances up to 1000 m. Sound pressure at the point of reception was of the order of 10 bars. The grating-like sounds produced by *Labrus viridis prasostictis* were received at sea at distances up to 60 m.

In spite of the fact that many species of fish are able to produce sounds it would be erroneous to consider that all fishes constantly make intensive noise and that one can unmistakably identify the presence of fish in a given place. The observations, which were conducted in the immediate proximity to set-seines and in places of fish concentrations detected by echo-sounders, show that the presence of fish cannot be taken as a guarantee for the presence of an intensive sonic field, It must be born in mind that the acoustic activity of fish depends both on seasonal and on various biological factors.

Linear and Quadratic Rectifiers in Sound Level Meters

G. SACERDOTE

National Electrotechnical Institute, Turin (Italy)

AND V. SAVELLI

Electtonica Italiana, Milan (Italy)

It is generally specified that sound level meters indicate the rms value of the weighted sound pressure, expressing it in logarithmic units. The rms value is requested, and not, for instance, the peak value or the average, so that the indication depends only on the sound intensity and not on the relative phase of the different sound components. To measure the rms value of the output from the amplifier of the sound level meter a rectifier whose elements are semiconductors and a d.c. moving coil instrument are generally employed. The rectifying circuit follows as much as possible a "square" characteristic, *i.e.* output proportional to square of input.

Although justified by the above mentioned requirements, the use of rectifiers of square charactersitic in sound level meters may be inconvenient for the following reasons:

a. The rectified current is proportional to the square of the input sound pressure; so, if no measures are taken, there would be a difference of only 3 db between midway and the end of the scale of the indicating instrument, and of 6 db between a quarter and the end of the scale. The decibel scale however should be linear as much as possible and should cover a range of at least 15 or 16 db.

Generally logarithmic amplifiers cannot be employed in low cost sound level meters of the portable type. Use is then made of moulding the polar expansions of the moving coil instrument so that the air-gap widens rapidly toward the end of the scale. To obtain a linear scale of decibels for a given range, this would be also necessary, in a certain way, in the case of linear rectification, but with square rectification the variation of air-gap has to be much greater to have the same result. If the current giving full-scale deflection must be the same, this results in a costlier and less sturdy instrument.

b. The dynamical characteristics of a moving coil instrument with variable air-gap are different for various positions of the moving coil. The damping is greater where the air-gap is narrower and vice versa. Standards for sound level meters specify the dynamical characteristic of the instrument in order to attain a uniform behaviour of these meters also for sounds of short duration, but is is difficult to comply with these specifications in every point of the scale of the indicating instrument, when this has an air-gap of varying width.

c. If the rectifying circuit using semiconductors has a square characteristic, the stability of the calibration depends essentially on the stability of the characteristics of the semiconductors. It is known that this effect is much smaller in the circuits measuring the peak or the average value. As a consequence, if one does not use semiconductors of particularly stable characteristics, independent of temperature, or if the error due to

temperature variations is not compensated, the sound level meter indicating the rms value is, as a result, not very stable.

d. It is rather difficult to obtain with simple means a square characteristic for a sufficiently large voltage range, which must largely exceed the meter range, as requested by the large peak factor of most noises. For these reasons the specification of a square characteristic for sound level meters represents one of the greater difficulties in the design of these apparatus, as the square characteristic itself is difficult to realize and affects the level range of the indicating instrument, its dynamical characteristics and the stability of the calibration of the apparatus. As low cost sound level meters of easy manufacture may be very interesting, we have tried to determine experimentally for some noises the error in a sound level meter with linear rectification that is measuring the average value, but that has been calibrated for the rms value of sinusoidal voltages. The error has been experimentally determined, for controlling purposes, in the case of some typical wave forms, for which the error is easy to calculate.

For these experiments a voltmeter amplifier has been constructed, that can be connected to the output of a normal sound level meter. This voltmeter consists of two commutable measuring circuits each one having its own indicating instrument. One of the instruments indicates the average value of the voltage, using a full-wave linear rectifier, the other employs a thermocouple and indicates the rms value. The

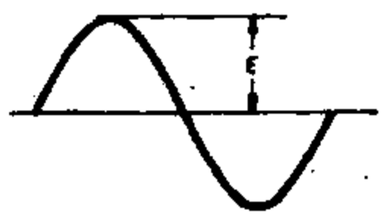
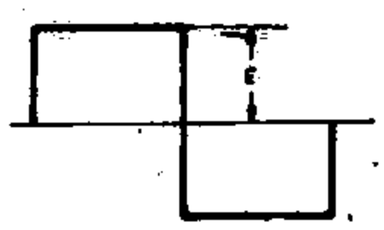
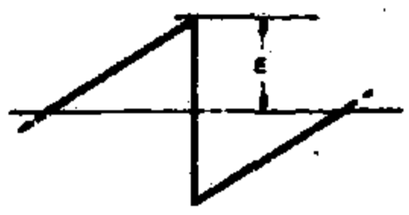
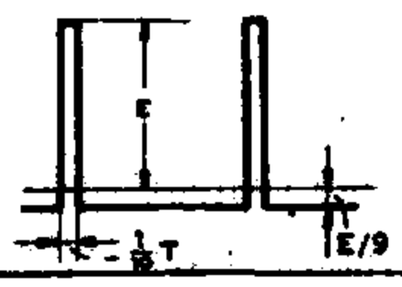
FULL-WAVE RECTIFICATION				
	E_{rms}	E_{av}	$20 \log_{10} \frac{E_{av}}{E_{rms}}$	$20 \log_{10} \frac{E_{av}}{E_{rms}} + 0.918$
	0.707 E	0.636 E	0.918 db	0 db
	E	E	0	+ 0.918 db
	0.875 E	0.5 E	-1.214 db	-0.296 db
TWO SINUSOIDAL WAVES $e = E \sin \omega_1 t + E \sin \omega_2 t$	E	0.8 E	- 1.9 db	- 1 db
RANDOM WAVE	σ_0	0.798 σ_0	- 1.96 db	- 1.04 db
	0.35 E	0.2 E	- 4.4 db	- 3.5 db

Fig. 1. Comparison between linear and square rectification.

two instruments are calibrated in db and give the same indication for a sinusoidal voltage. For an alternating voltage with a non-sinusoidal wave form, the difference between the two indications indicates the error, expressed in db, that we are looking for.

First we have applied to this voltmeter some wave forms for which we can calculate the ratio of the average to the rms value. Fig. 1 gives these wave forms and for each one the calculated value of the difference in db between the average and the rms value: for a sinusoidal wave such a difference is zeor. All these waves are considered to be alternating, *i.e.* having an average value zero, but the rectification is operated on the two half waves: the rms and average values have been computed for such a rectification

Experimentally the theoretical data have been verified with a maximum deviation of ± 0.1 db, that is within the precision limits of the measurement.

After this, some noises of different kind have been recorded on a magnetic tape; we mention the following four:

a. vowel [o] prolonged for a few seconds;
b. the exhaust noise of a standing motorcycle with a two-stroke motor;
c. an artificial noise, whose spectrum is very like the one of the typical noise specified by *ASA* Z 24–3;
d. the noise of another motorcycle.

Noises a, b and c have been analyzed by a Sona-Graph: Fig. 2 gives their spectrum.

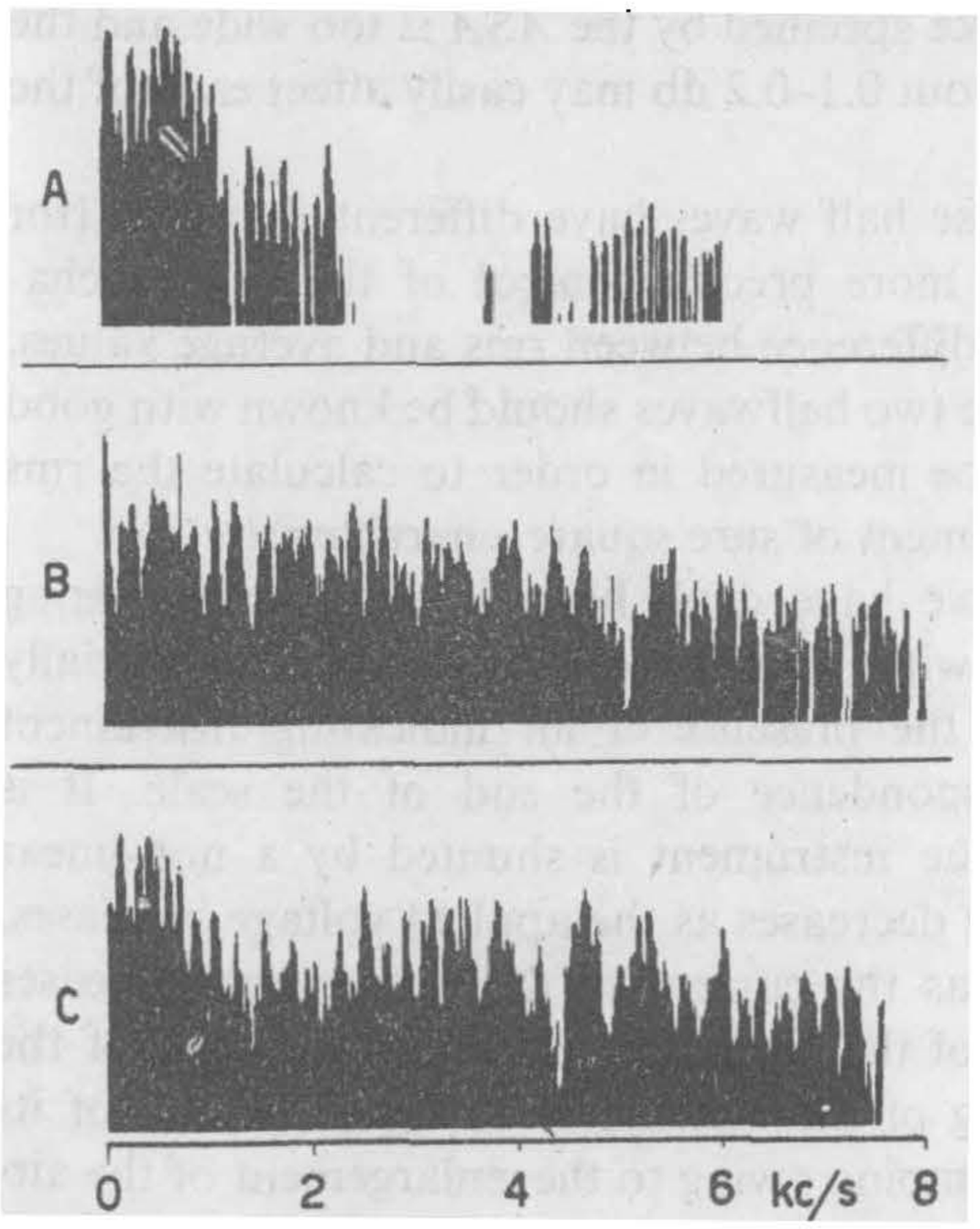


Fig. 2. Sound spectrograms of:
A) vowel [o] prolonged for a few seconds.
B) the exhaust noise of a standing motorcycle with a two-stroke motor.
C) an artificial noise, like the typical noise specified by *ASA* Z 24–3.

The four noises have then been measured by the apparatus described: the amplification was regulated in such a way that the instrument measuring the rms value indicated zero for all of them. The corresponding average values, indicated by the other instrument, were

noise a	—1,4 db
noise b	—1 db
noise c	—1,2 db
noise d	—1 db

From these experiments the following conclusions may be drawn:

a. For most noises measured in practice the error due to a sound level meter using a linear rectifier is about 1 db. The indication is almost always less than the rms value. Only for a very sharp pointed wave form (rectangular wave whose negative part has a very different duration from the positive part, alternate short pulses, whose duration is short compared to the cycle) the resulting error may be many decibels. Such a wave, whose spectrum includes a number of components in phase having nearly equal amplitudes, seems to be rare in practice. In general one must avoid to introduce a source of systematic error into a measurement. Yet if we consider that the error due to linear rectification is in most cases small when compared to the errors and inaccuracies of other origins, we think that linear rectification should not be excluded, at least for low cost sound level meters, provided that this characteristic is clearly specified by the manufacturer.

b. On the other hand, if a square rectification is requested, the test realized with two sinusoidal waves of equal amplitude, specified by the current standards, is not precise enough. The standards specify that when two waves of equal amplitude and different frequencies operate at the same time, the instrument must indicate 3 db more than for each wave individually. The tolerance is $\pm$0,5 db according to *ASA* Standards or $\pm$0,25 db as proposed by the *IEC*. As for the square rectification the difference should be 3 db and for the linear 2 db, the tolerance specified by the *ASA* is too wide and the test is not very probatory as an error of about 0.1–0.2 db may easily affect each of the two measurements.

The test with a rectangular wave whose half waves have different duration (for instance with a ratio 1 tot 10) permits a more precise control of the square characteristic, for then there is a remarkable difference between rms and average values. In this case the ratio of the duration of the two halfwaves should be known with good approximation and the peak value should be measured in order to calculate the rms value, unless this is measured by an instrument of sure square characteristic.

In reference to the subject with which we have dealt here, it may be interesting to point out that in sound level meters with square rectification one can partially prevent the inconveniences produced by the presence of an indicating instrument whose air-gap widens rapidly in correspondence of the end of the scale. It is possible to reduce this enlargement if the instrument is shunted by a non-linear resistor (semiconductor), whose resistance decreases as the applied voltage increases. The decrease of the shunting resistance as the current in the instrument increases operates analogously to the enlargement of the air-gap. Besides this, decrease of the shunting resistance increases the damping of the instrument towards the end of its scale, and compensates the decrease of damping owing to the enlargement of the air-gap. It is thus possible to employ an instrument whose airgap does not widen too much between the beginning and the end of the scale, having in spite of that a linear scale of db in the requested range, and having a dynamical characteristic nearly uniform along the whole scale. In this case it will be necessary that the shunting effect of the semiconductor remains constant between the normal limits of temperature variation.

A New Sound Level Meter Using Transistors

W. V. RICHINGS

Dawe Instruments Ltd., London (Great Britain)

A sound level meter measures the sound pressure level in db with reference to 0.0002 dyn/cm² weighted in accordance with standardised frequency characteristics.

The equipment to be described is designed to meet the proposed IEC specification for sound level meters. This specification is based on various national standards, of which the most widely used are the American Standards Association Z24.3–1944 and the German DIN 5045.

For general use a compact and portable sound level meter is required so that the advantages of transistors are particularly attractive. The low power consumption of transistors allows light-weight batteries to give many hours of operation. The small size and absence of microphony are especially desirable for a portable equipment.

For optimum signal-to-noise ratio, a low impedance transducer is preferred with transistor circuits. However, only relatively expensive and bulky moving-coil microphones have the necessary stable and controlled characteristics so that a high-grade crystal microphone, of the type widely used in sound level meters, is employed. An insert resistor is fitted in series with the microphone to facilitate calibration.

The sound level range provided is 24 to 140 db. For the present equipment this corresponds to an input voltage range of 4.5 μV to 2.8 V and a maximum voltage gain of about 50,000 is required over the frequency range 32 c/s to 8 kc/s. The current gain, often quoted for transistor circuits, exceeds 10 million times.

For the input stage, three transistors in a feedback circuit provide a stable high input impedance with unity voltage gain. The use of high frequency transistors operated at low collector current is arranged to give an acceptable compromise between high input impedance and low circuit noise. The background noise is equivalent to a sound level of about 16 db on the A weighting.

The main amplifier uses 4 stages of a grounded-base, grounded-collector configurration which gives a stable gain with a high degree of independence from variations in transistor parameters, temperature and supply voltage, together with low input and output impedances. The first 2 stages each use 3 transistors operating from a 9V supply while the remaining 2 stages are operated from an 18V supply to provide the specified dynamic range of at least 10 db beyond full scale deflection of the meter.

A single sound level range control with 11 steps of 10 db is divided into two parts. A current attenuator between the third and fourth stages operates at low levels to improve the signal-to-noise ratio. At high levels an additional voltage divider is inserted between the microphone and the input stage. The three standard weighting networks, A, B and C, are incorporated and the overall acoustic response is within the specified tolerances. It will be seen from Fig. 1 that the proposed IEC weighting curves are a reasonable compromise between the American and German standards.

A practical advantage of the IEC curves is that they are based on the response of simple resistance–capacitance networks.

The meter uses a shaped pole-piece movement to give an approximately linear scale calibration over a range of 16 db, while the quasi-rms law rectifier has a square-law response well within the recommended IEC tolerance. The IEC "fast" and "slow" meter dynamic characteristics are provided.

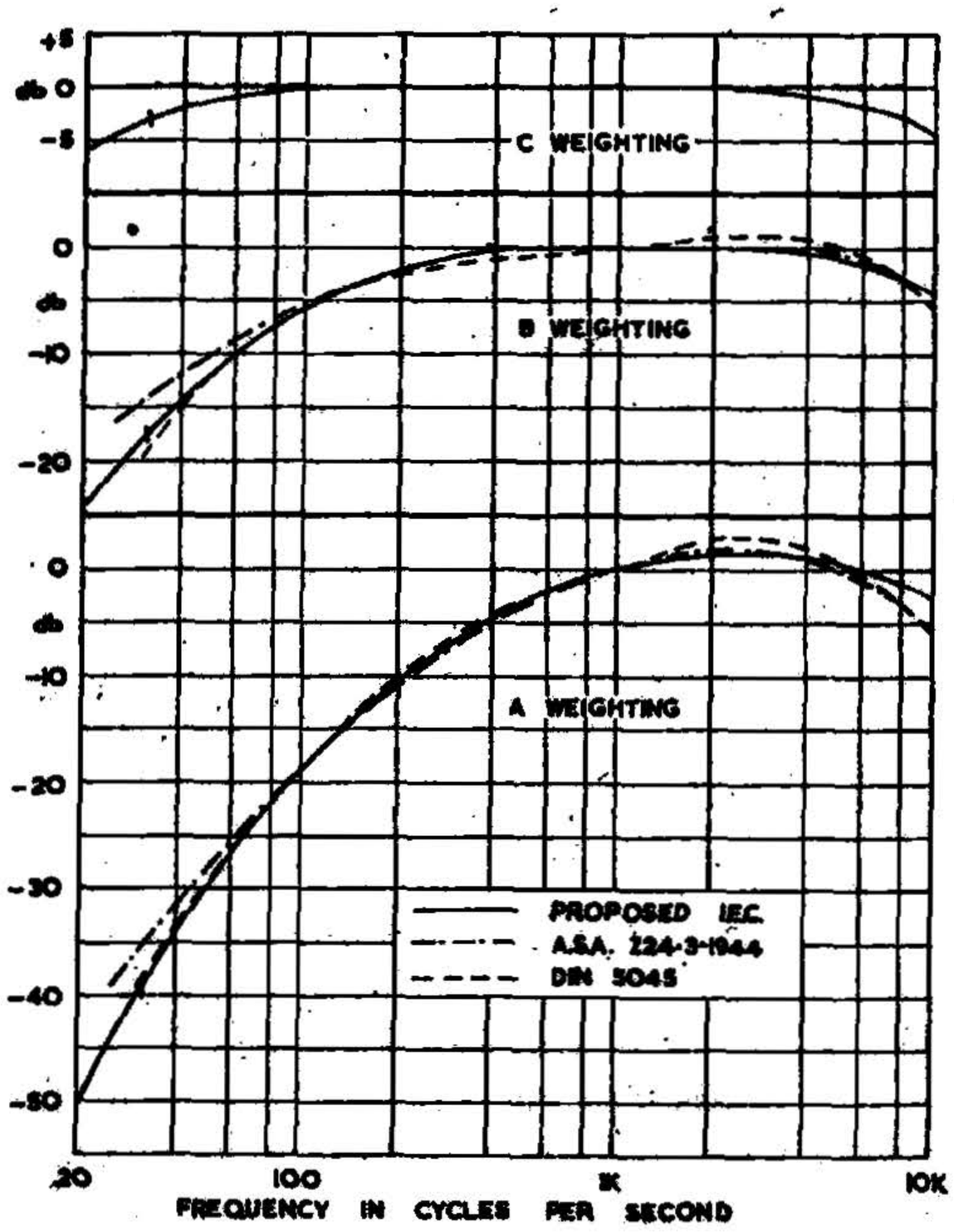


Fig. 1. Overall frequency response characteristics for sound level meters (weighting curves).



Fig. 2. The transistorized sound level meter (Dawe Instruments type 1400 E).

For frequency analysis, 600 Ω filters can be inserted between early stages of the amplifier and an output jack enables the amplified signal to be monitored.

The main factor determining the effect of temperature on the overall calibration is the microphone, which has a temperature coefficient of 0.1 db/°C. The gain of the amplifier is constant within 0.2 db over the temperature range 0 to 40° C. With transistors, the effect of vibration and high intensity sound levels on the amplifier is negligible. Interference from alternating magnetic fields is reduced to a minimum by avoiding open loops in the wiring.

Operation is normally from three self-contained 9V batteries, although a simple mains-operated power supply is available. The batteries provide a life of about 50 hours at 8 hours per day and the battery voltages can be checked on the meter. The change in calibration with falling battery voltages is only about 0.2 db.

The complete equipment is shown in Fig. 2. It measures only 20 × 15 × 10 cm overall and weighs 1½ kg complete with batteries.

It can easily be held in the hand and a leather camera-type carrying case is available so that it can be conveniently carried and quickly operated in the field. The microphone folds into a recess in the end of the case and automatically operates the battery switch when it is pulled up. The batteries are mounted under a cover in this recess so that they can readily be replaced without opening the instrument.

The mechanical design is arranged for ease of manufacture and ready accessibility to all components. For this reason extreme miniaturization has not been adopted. The high input impedance circuit is mounted in a screened compartment, but for the remainder of the amplifier the low impedance circuits simplify the screening and thus the internal construction.

This fully transistorized instrument makes a considerable advance in sound level meter techniques which will ensure its wide acceptance in this rapidly expanding field.

In conclusion, I wish to thank the Directors of Dawe Instruments Ltd. for permission to publish this paper and my colleagues for their work in the development of the equipment described.

A Logarithmic Attenuator

S. B. PEDERSEN.

Acoustical Laboratory, Royal Technical University, Copenhagen (Denmark)

Demands for logarithmic devices

A device with a logarithmic transfer function, *i.e.* a device in which the output signal is proportional to the logarithm of the input signal, is often needed in acoustics. Such devices are for example used when making measurements of the reverberation time of a room. Some other possible applications of logarithmic devices are

1. VU meters. The commonly used VU meter has a range of only 20 db.
2. Pulse measurements in rooms. The graph obtained when the logarithm of the sound pressure level is recorded as a function of time gives much more information than a pitcure with a linear scale for the sound pressure.
3. Balancing of bridges. Here some of the advantages associated with the use of the human ear are obtained.

Realization of a logarithmic device

There are various ways in which a logarithmic device can be realized.

1. Amplifiers in which the amplification is regulated. The time constant of the regulation is very important for the use of this device.
2. The well-known level recorders with logarithmic input attenuator.
3. Devices based on a sampling process[1].
4. Diodes in the forward direction.

If a comparative measurement with an accuracy of 1–2 db is sufficient the semiconductor diodes show remarkable possibilities.

Diode theory

For an ideal point rectifier the following relation[2] between voltage v_f and current i_f in the forward direction is valid

$$i_f = A\,(\exp\,[B_{vf}] - 1) \tag{1}$$

In this equation A and B are given by

$$A = I_0 T^2 \exp\left[-\frac{e_0 V_0}{kT}\right] \tag{2}$$

$$B = \frac{e_0}{kT} \tag{3}$$

where I_0 is a constant, T the absolute temperature, e_0 the charge of the electron, V_0 the barrier height and k Boltzmann's constant. In the reverse direction the relation between v_b and i_b is

$$i_b = A\,(1 - \exp\,[-Bv_b]) \tag{4}$$

If two diodes are placed "back to back" the equation is

$$i = A\,(\exp[B_v] - 1) + A\,(1 - \exp[-B_v]) \tag{5}$$

where i is the current through and v the coltage across the diodes.

With an error less than 1 db this expression can be simplified to

$$i = A \exp[Bv] \tag{6}$$

if $v \geqq \frac{1}{B}$. Or expressed in another way

$$v = \frac{1}{B} \ln \frac{i}{A} \tag{7}$$

If the resistance R in the semiconductor material is also taken into account the above equation is altered to

$$v' = \frac{1}{B} \ln \frac{i}{A} + Ri \tag{8}$$

and the upper limit of the logarithmic range is given by

$$Ri < \frac{1}{B} \ln \frac{i}{A} \tag{9}$$

Extension of the logarithmic range

An attempt has been made to extend the useful logarithmic range by series connection of two pairs of diodes with a suitable resistance[3]. The main disadvantage of this circuit is that the circuit equation is not as simple as Eq. (8), and the circuit design is thus made more complicated. Returning to Eq. (8) it is, however, rather easy to see that the circuit in Fig. 1 cancels the second term in Eq. (8).

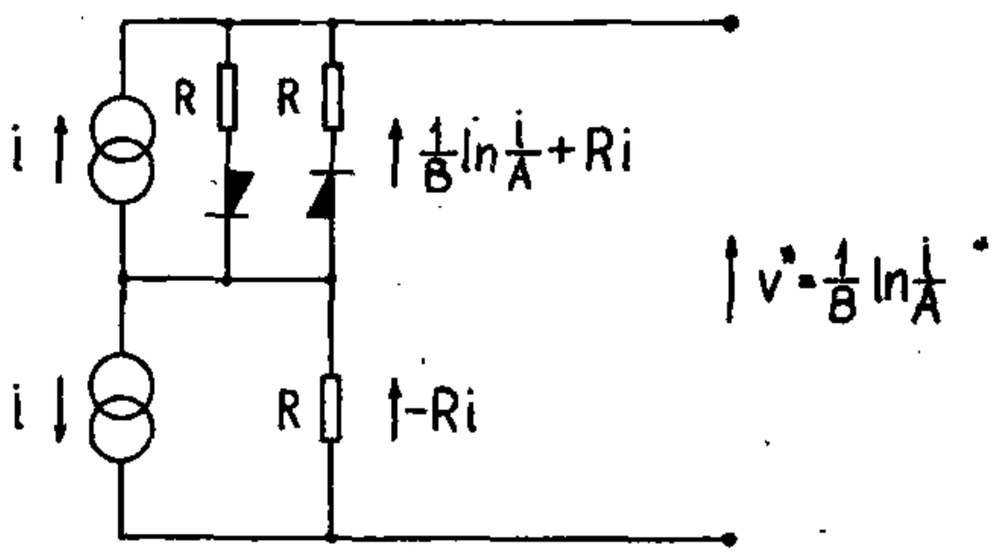


Fig. 1. Circuit for compensation of the resistance R in the semiconductor material.

Realization of the circuit

In the realization of this circuit some practical difficulties arise. In the first place the two diodes must be identical. This holds for the constants A and B as well as for the resistance R. As R represents the ohmic resistance in the semiconductor material it is possible in general to cancel differences in R for the two diodes with an external resistance placed in series with one of the diodes. Regarding A and B it can be seen from Eq. (2) and (3) that no variation from diode to diode is expected. Unfortunately variations occur and very different shapes of the v versus $\ln \frac{i}{A}$ plot are observed. This effect has been explained by a multicontact theory[4]. According to this theory the rectification does not take place in one single point but in several parallelled points. Due to irregularities in the semiconductor those "diodes" are not all identical and

this fact results in the various shapes of the v versus $\ln \frac{i}{A}$ plot. The evaluation of A and B can be done in various ways, such as by using a ringing oscillator and an oscilloscope (see curves on Fig. 3). Finally, the realization of the current generator brings up some problems. The basic noise of the generator must be very low, because for currents below $i = A$, the logarithmic approximation of Eq. (7) no longer holds, and the output voltage is relatively independent of i. Thus the signal-to-noise ratio of the generators must be somewhat better than the used range of the logarithmic attenuator. It is possible, of course, to use one current generator instead of two if one of the output voltages is reversed before the addition takes place.

Temperature dependency

As can be seen from the Eq. (2) and (3), A and B are functions of the absolute temperature T. Fig. 2 shows the changes caused by a temperature shift from T_1 to T_2. The

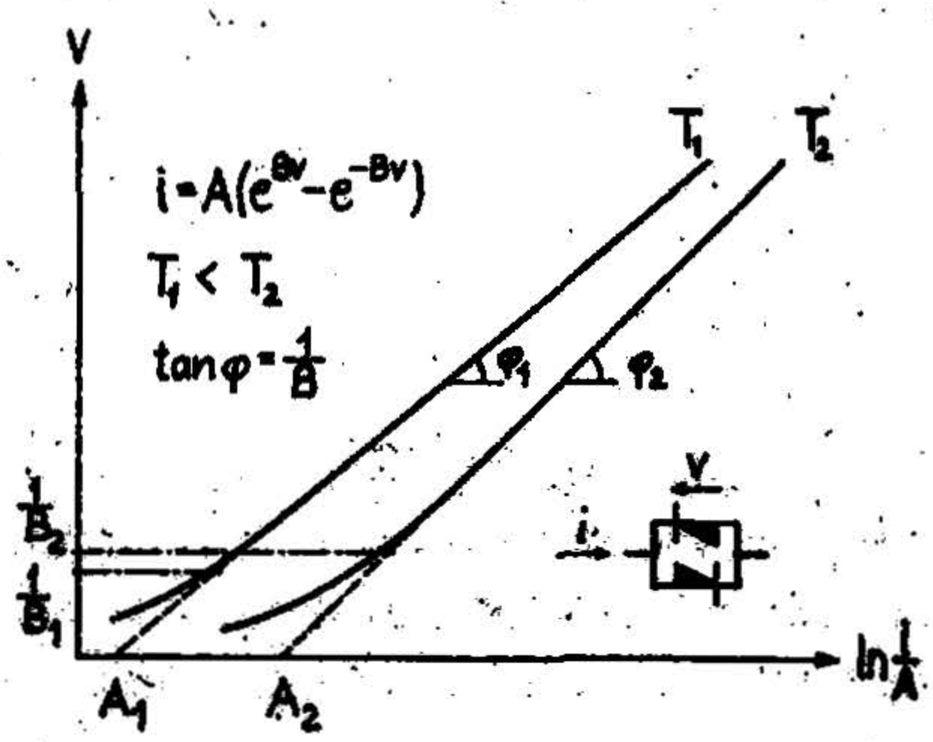


Fig. 2. The effect of a temperature rise from T_1 to T_2 on the voltage-current relation of a "back-to-back" pair of ideal diodes.

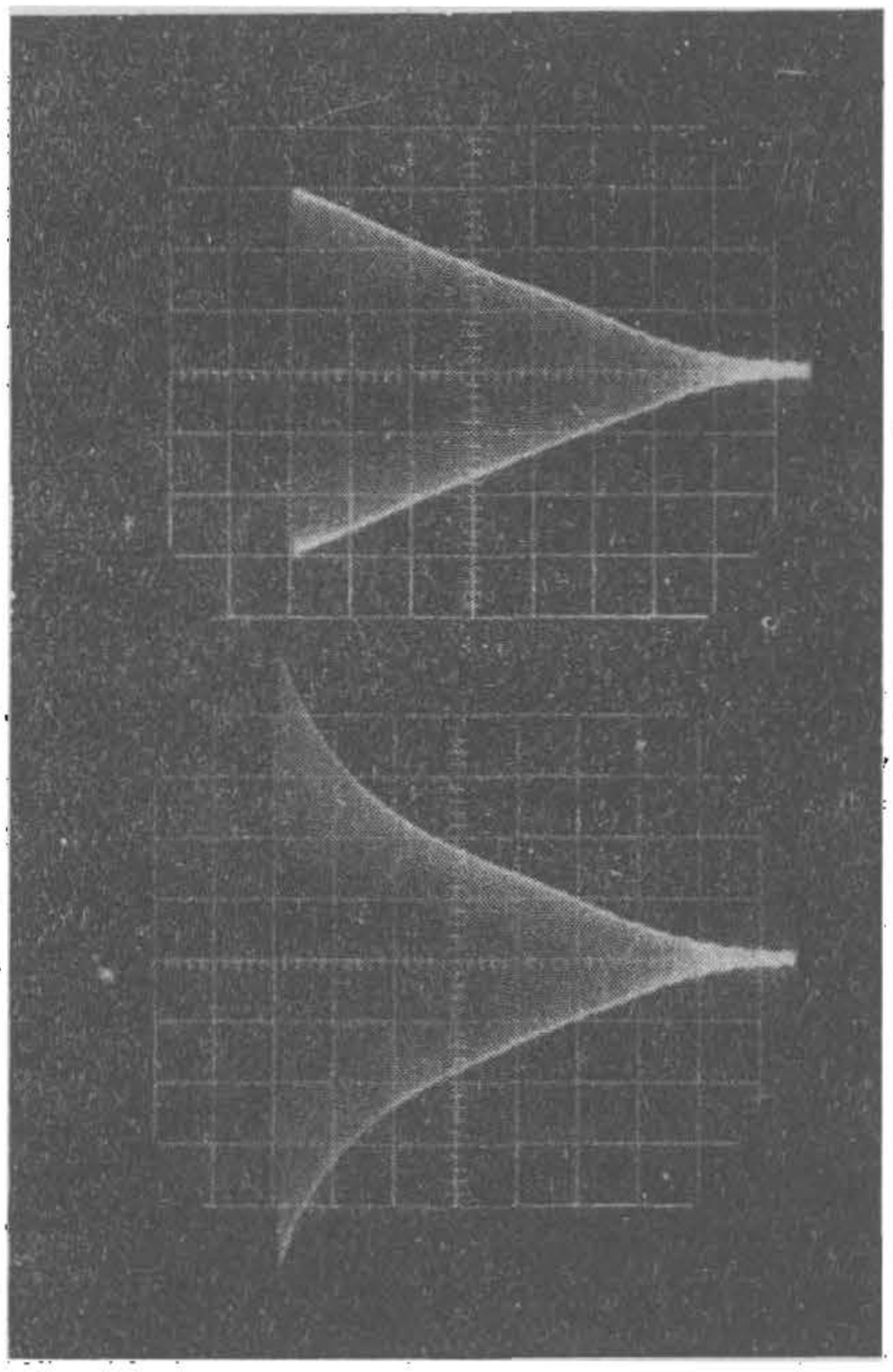


Fig. 3. The logarithmic attenuator tested with the signal from a ringing LC-circuit.
Lower picture: diode pair alone.
Upper picture: diode pair with compensation of R (see Fig. 1).
One main division on the time axis (x-axis) corresponds to a decay of 10 db of the input current ($T = 20°$ C).

most severe consequence is the decrease of the logarithmic range because of the increasing A. This gives a poorer utilization of the dynamic range of the current generators.

Results

The usefulness of the evaluated circuit has been verified through some tests carried out with type OA 79 germanium diodes. The constants for this type have the following approximate values:

$$A \simeq 1\ \mu\text{A (with great variance)}$$
$$\frac{1}{B} \simeq 33\ \text{mV (theoretical 25 mV)}$$
$$R \simeq 120\ \text{ohms}$$

all given at a temperature of 20° C. A temperature rise of 20° C causes about one half decade of increase in A and a very little change in B and R. The available current generator had a maximum peak current range of about 1 mA. Using this generator and 60 randomly chosen diodes it was possible to get a logarithmic range of 40 dB with nearly all diodes. At least 10% of the diodes showed a logarithmic range of 60 db. The frequency response was about 3 db down at 20 kc/s.

REFERENCES

1. *e.g.* S. J. NETTEL, *Rev. Sci. Instr.*, 28 (1957) 37.
2. E. SPENKE, *Elektronische Halbleiter*, Springer, Berlin, 1955.
3. M. SCHAEFFER AND M. WOOD, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, 42 (1954) 1113.
4. *e.g.* W. C. DUNLAP., *An Introduction to semiconductors*, John Wiley, New York, 1957.

Ein verbesserter Kurvenanalysator

M. GRÜTZMACHER

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig (Deutschland)

Leider kann ich in der kurzen zur Verfügung stehenden Zeit nicht auf das Prinzip des harmonischen Analysators, über dessen Verbesserung ich hier berichten möchte, näher eingehen. Ich muss hier auf frühere Veröffentlichungen verweisen[1, 2, 3, 4].

Die wichtigsten Bewegungsvorgänge des Analysators

Mit wenigen Worten will ich jedoch die wichtigsten Bewegungsvorgänge des Analysators anhand der Abb. 1 erklären. Im Vordergrund dieser Prinzipdarstellung ist der

Registrierstreifen mit der zu analysierenden Kurve zu erkennen. Er kann durch einen elektrischen Antrieb in Richtung des Pfeiles, also von rechts nach links, bewegt werden. Gleichzeitig muss über einen Führungshebel ein Schlitten senkrecht zum Kurvenvorschub so geführt werden, dass ein an diesem Schlitten befestigter Zeiger stets über dem Kurvenzug bleibt. Der Analysiervorgang besteht also im wesentlichen in einem mechanischen Nachfahren der vorgegebenen Funktion.

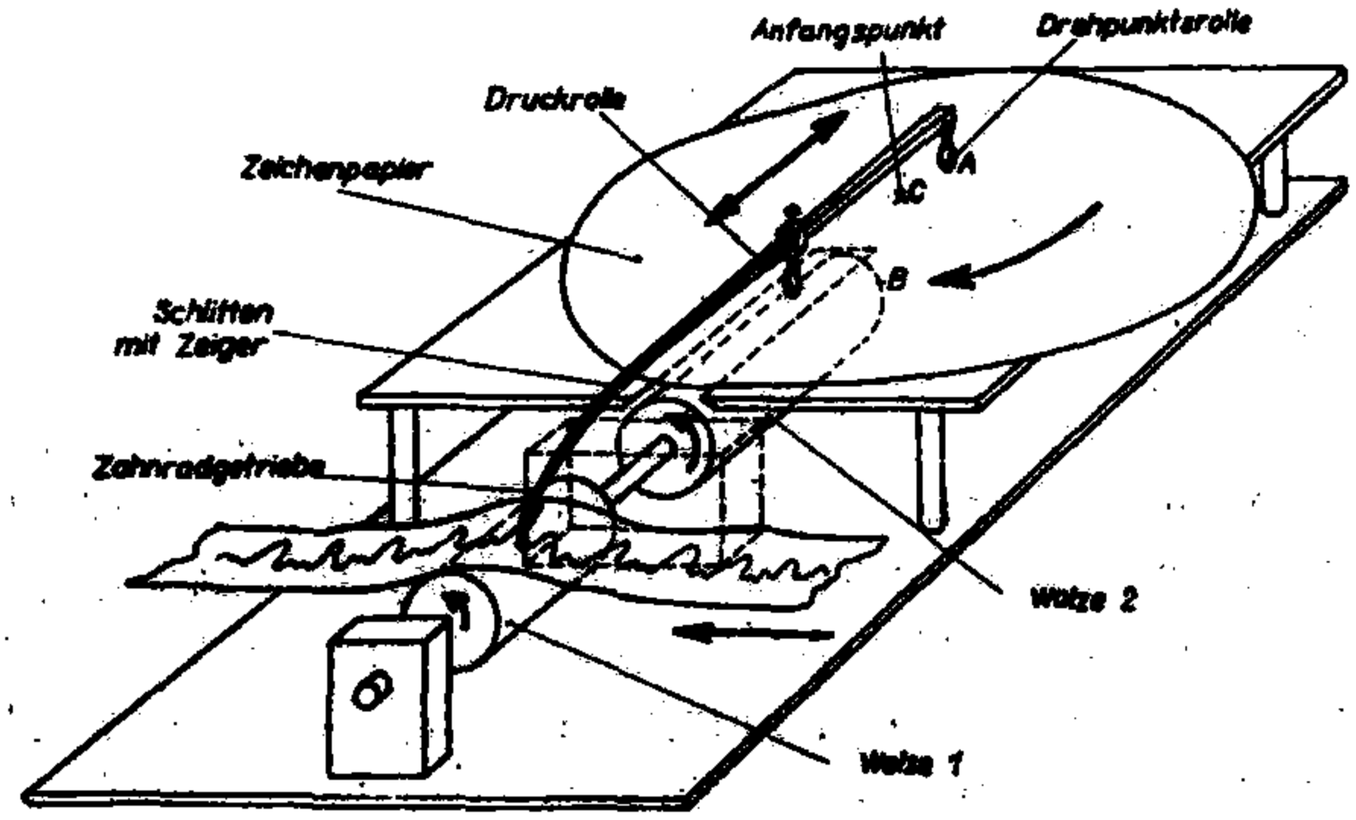


Abb. 1. Prinzipdarstellung des Analysators.

Unter der Drehpunkts- und unter der Druckrolle befindet sich ein Zeichenpapier, das bei der Analyse in Rotation versetzt wird. Die Rotation dieses Blattes erfolgt um den Drehpunkt *A*, der sich entsprechend der Amplitude der abgetasteten Funktion längs einer Geraden verschiebt. Die Rotationsgeschwindigkeit des Blattes bleibt hierbei so lange konstant, wie der Registrierstreifen mit gleichmässiger Geschwindigkeit vorangewegt wird.

Vor der Analyse ist der Analysator auf zwei Dinge einzurichten:

1. *auf die Periodenlänge T.* Hierzu wird der Abstand zwischen Drehpunktsrolle und Druckrolle proportional der Periodenlänge *T* justiert. Bei der Analyse des Grundtones muss sich dann das Zeichenpapier gerade einmal um 360° drehen.

2. *auf die gewünschte Harmonische.* Hierzu wird das Umdrehungsverhältnis der beiden Walzen *1* und *2*, die den Kurvenstreifen und das Zeichenblatt in Bewegung setzen, in ein ganzzahliges Verhältnis zur Ordnungszahl der gewünschten Harmonischen gebracht.

Als Ergebnis der Analyse erscheinen die einzelnen Harmonischen als Zeiger im Polarkoordinatennetz des Zeichenpapieres. Ihre Beträge sind gleich $\frac{A \cdot n}{\pi}$, wenn *A* der Ordinatenmasstab des Kurvenstreifens und *n* die Ordnungszahl der Harmonischen ist. Die Phasen der einzelnen Harmonischen gegenüber dem Periodenanfang werden als Winkel unmittelbar im Polarkoordinatennetz abgelesen.

Ausführung des neuen Gerätes

Der erste nach diesem Prinzip gebaute Analysator[1] ging im Kriege verloren. Inzwischen wurden nacheinander zwei weitere Geräte angefertigt. Das letzte Gerät zeigt die Abb.2 Die bei diesem Gerät angebrachten Verbesserungen sollen eine möglichst grosse Genauigkeit des Analysators aber auch eine einfache Bedienung gewährleisten.

Die Änderungen gegenüber den früheren Mustern sind die folgenden:

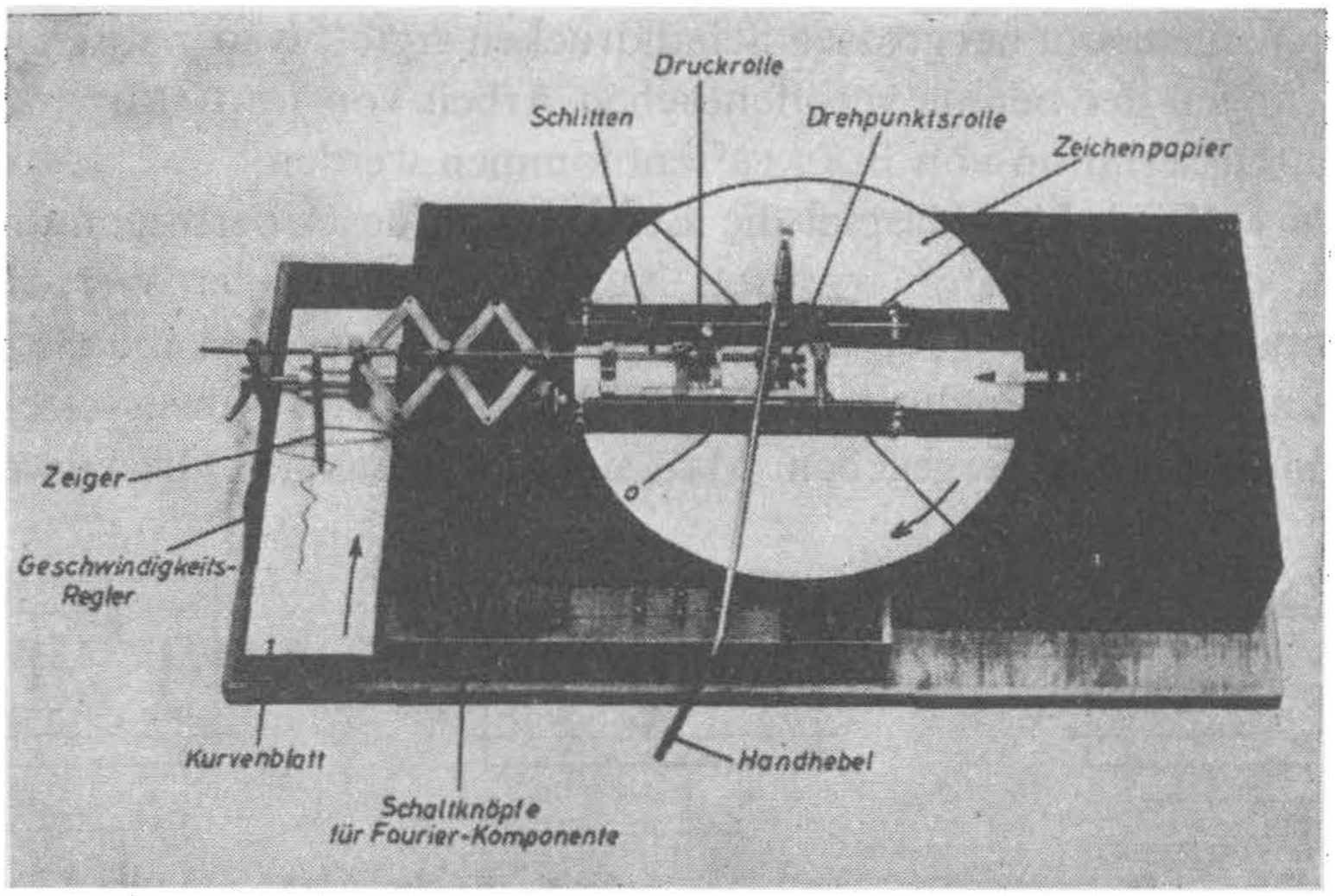


Abb. 2. Praktische Ausführung des verbesserten Analysators.

1. Der Schlitten wird jetzt in 2 parallelen Schienen geführt. Auch sind die Drucke der Drehpunkts- und der Druckrolle auf das Zeichenpapier getrennt regulierbar. Dies erwies sich als notwendig, um eine einwandfreie Rotation des Papieres ohne gleichzeitiges Rutschen auf der Unterlage sicherzustellen.

2. Zwischen den Walzen 1 und 2 wurde ein mit Drucktasten veränderbares Schaltgetriebe eingebaut, das im vorliegenden Gerät die ersten 10 Teiltöne lückenlos und bis zum 20. Teilton jeweils die geradzahligen Komponenten durch einfaches Tastendrücken einzustellen gestattet.

3. Ein zweites in mehreren Stufen veränderliches Übersetzungsgetriebe wurde unmittelbar hinter dem Motor angebracht, so dass eine bessere Lastverteilung und Geschwindigkeitsregulierung beim Abtasten der verschiedenen Teiltöne erreicht wird.

4. Eine Storchschnabelanordnung, die eine Vergrösserung des Zeigerausschlages im Verhältnis 1 : 2 bewirkt, wurde eingebaut. Es können so Kurven mit doppelter Amplitude analysiert werden. Auch kann bei einer Analyse mit normaler Einstellung ein einzelner Teilton mit besonders grosser Amplitude noch erfasst werden.

Messbeispiele

Die Anwendung des Analysators muss sich heute in den Zeiten der grossen elektronischen Rechenmaschinen auf solche Fälle beschränken, wo für die ersten 10 bis 20 Komponenten eine Genauigkeit von 1 bis 2% im Betrage und $n \times 1°$ im Winkel (n = Ordnungszahl der Komponenten) ausreicht und ein schnelles Ergebnis ohne grössere Programmierung gewünscht wird. Dabei wird das Gerät in all den Fällen besonders vorteilhaft eingesetzt werden können, wo neben dem Betrag auch die Phase der Harmonischen von Bedeutung ist.

In der Physikalisch-Technische Bundesanstalt konnte der Analysator in der letzten Zeit für eine Reihe wichtiger Probleme mit Erfolg eingesetzt werden. Einmal konnte LINHARDT zeigen, dass die Schalldruckverteilung im Nahfeld eines Schallsenders durch eine mechanische Fourieranalyse bestimmter Hilfsfunktionen ermittelt werden kann, zum anderen konnte. BOCKER,[6] gleichfalls durch eine Kurvenanalyse mit dem Gerät den Klirrfaktor in einer Ultraschallwelle in Luft, der sich als Folge der Ver-

steilerung der Wellenfront bei grossen Schalldrucken ergibt, systematisch untersuchen. Einzelheiten mögen der bereits veröffentlichen Arbeit von LINHARDT[5] bzw. der bald erscheinenden Dissertation von BOCKER[6] entnommen werden.

Hier sei als weiteres Messbeispiel die Bestimmung des Übertragungsmasses eines Vierpoles mit dem Analysator erwähnt. Auf den Eingang der Vierpoles wird ein Spannungsimpuls bekannter Frequenzzusammensetzung gegeben und die am Ausgang erhaltene Spannung wird analysiert. Ein Ergebnis dieser Art für 3 verschiedenartige Vierpole ist in Abb. 3 wiedergegeben. Man sieht, dass aus den Ortskurven, der Aus-

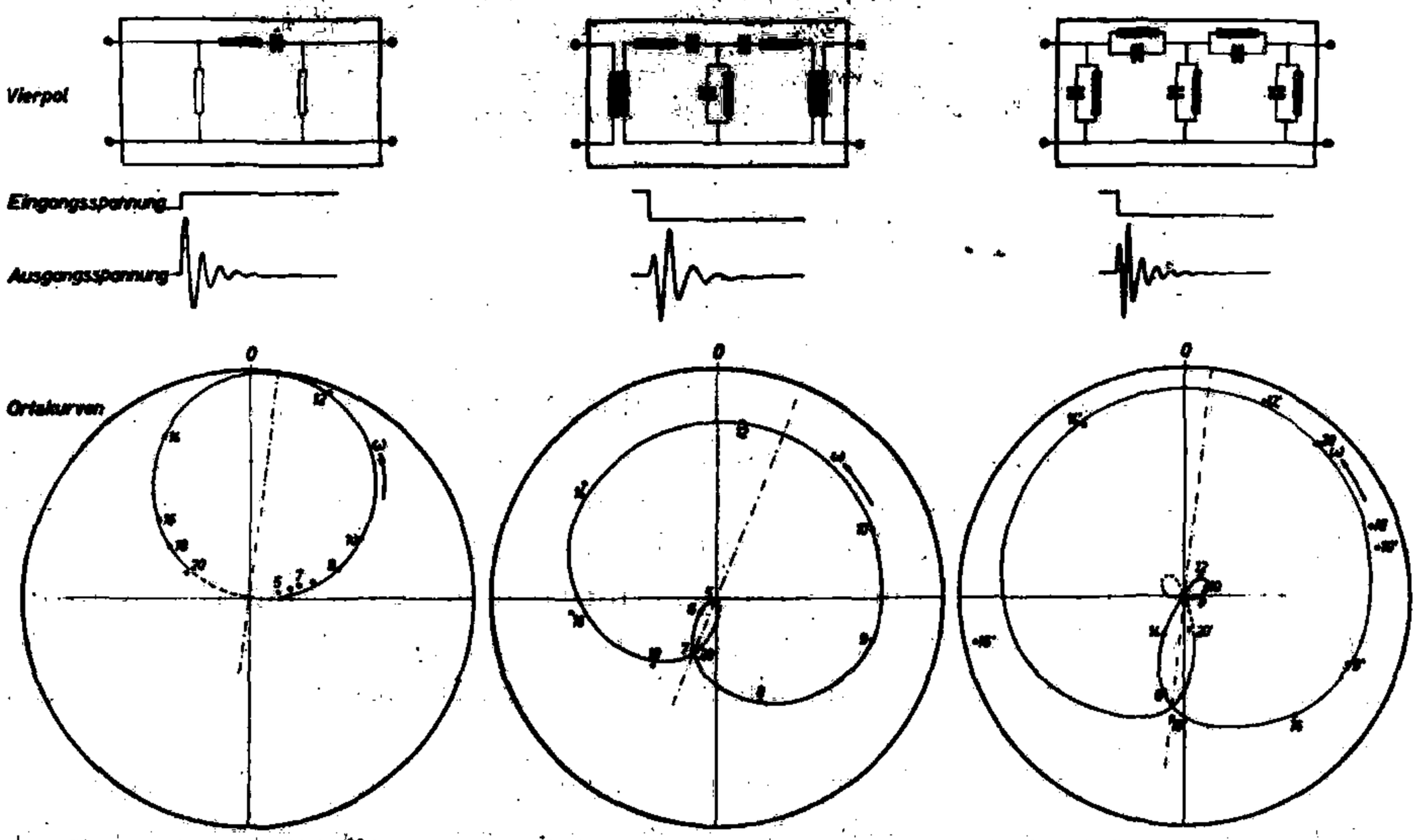


Abb. 3. Ortskurven des Übertragungsfaktors von 3 Vierpolen ermittelt durch harmonische Analyse der Ausgangsspannung. Über den Ortskurven ist jeweils der Aufbau der Vierpole, die Eingangs- und Ausgangsspannung dargestellt.

gangsspannung Dämpfungs- und Phasenmass der Vierpole, wie auch aus letzterem die Gruppenlaufzeiten $d\varphi/d\omega$ unmittelbar ermittelt werden können.

Zur Demonstration der Arbeitsweise des Apparates wurde ein kurzer Film angefertigt, der die Analyse der ersten 3 Harmonischen einer vorgegebenen Funktion mit den jeweils notwendigen Einstellungen zeigt. Auch wurde der Apparat in der gleichzeitig mit dem Kongress veranstalteten Ausstellung „Akustische Messgeräte" gezeigt.

LITERATUR

1. M. GRÜTZMACHER, *Akust. Z.*, 8 (1943) 49.
2. W. KALLENBACH, *Akust. Z.*, 8 (1943) 83.
3. K. W. WAGNER, *Einführung in die Lehre von Schwingungen und Wellen*, Wiesbaden, 1947, S. 570.
4. F. A. WILLERS, *Mathematische Maschinen und Instrumente*, Berlin, 1951, S. 212.
5. F. LINHARDT, *Z. Instrumentenk.*, 65 (1957) 144.
6. P. BOCKER, *Acustica.* 11 (1961).

Eine neue Methode der Fourier-Analyse und -Synthese

K. H. HAASE

Communication Sciences Laboratory, Air Research and Development Command, Bedford, Mass. (U.S.A.)

Um eine numerische Auswertung der Fourier Koeffizienten a_r und b_r der periodischen Funktion

$$f(x) = f(\pm k + x) = a_0/2 + \sum_{r=1}^{\infty} [a_r \cos 2\pi rx + b_r \sin 2\pi rx] \tag{1}$$

$$\text{mit } k = 0, 1, 2, \ldots$$

zu finden, wird $f(x)$ ueber die Periodenlänge 1 durch einen eingeschriebenen, in Richtung der x-Achse gleichmässig geteilten $2n$-seitigen Polygonzug approximiert. Dadurch dass an den Unterteilungsindex n nur die Forderung gestellt ist, eine ganze Zahl zu sein, ist stets eine gute Formannäherung einer kontinuierlichen Kurve durch einen Polygonzug möglich. Substituiert man die Gleichungen der Polygonseiten, deren jede durch benachbarte Kurvenwerte y_i und y_{i-1} $(0 \leqq i \leqq 2n)$ bestimmt ist, in die bekannten Fourierschen Integrationsformeln, dann gewinnt man ein Resultat, das sich in die Form der Gleichungen (2) und (3) bringen lässt.

$$a_r = K_n \cdot C_n(r) \cdot a_m^* \tag{2}$$

$$b_r = K_n \cdot C_n(r) \cdot b_m^* \tag{3}$$

$$\text{mit } 0 \leqq r \leqq \infty.$$

Darin sind

$$K_n = 1/n \tag{4}$$

$$C_n(r) = \left[\frac{\sin \pi r/2n}{\pi r/2n}\right]^2 \tag{5}$$

reelle Zahlenfaktoren, die nur von n und r, nicht aber von den Funktionswerten y_i abhängen. Der Faktor K_n findet sich in jeder Reziproktafel und spielt ausserdem für einen gewählten Unterteilungsindex nur die Rolle eines konstanten Zahlenfaktors. Der Faktor $C_n(r)$ wurde von HAASE[2] als Funktion von r nach Parametern n tabuliert. Die Grössen a_m^* und b_m^* sollen als periodische Koeffizienten bezeichnet werden und sind in den Gl. (6) und (7) gegeben.

$$a_n^* = a^*{}_{n-m} = \sum_{i=1}^{2n} y_i \cos \frac{\pi}{n} m \cdot i \tag{6}$$

$$b^* = -b^*{}_{2n-m} = \sum_{i=1}^{2n} y_i \sin \frac{\pi}{n} m \cdot i \tag{7}$$

Der Index m der periodischen Koeffizienten nimmt je nach der betrachteten Ordnung

ganzzahlige Werte im Bereich $0 \leqq m \leqq n$ an und ist mit den ganzzahligen Indices r der Fourier Koeffizienten nach Gl. (8) verbunden.

$$r = 2kn \pm m \tag{8}$$

Während $f(x)$ nach Gl. (1) unendlich viele Fourier-Koeffizienten a_r und b_r hat, ist die Zahl der periodischen Koeffizienten auf je $n + 1$ beschränkt.

Mit Gl. (8) ist

$$C_n(r) = C_n(m) \left[\frac{1}{1 \pm 2kn/m}\right]^2 \tag{9}$$

und somit

$$a_r = a_m \left[\frac{1}{1 \pm 2kn/m}\right]^2 \tag{10}$$

$$b_r = -b_m \left[\frac{1}{1 \pm 2kn/m}\right]^2 \tag{11}$$

Es ist daher jeder Fourier Koeffizient einer höheren Ordnung als n über den Faktor $C_n(r)$ auf einen Koeffizienten niedererer oder gleicher Ordnung n bezogen. Das ist eine neue, für periodische und aequidistant geteilte Polygon Funktionen gültige Erkenntnis, die sich in folgendem Theorem ausdrückt:

Analysis-Synthesis-Theorem für aequidistant geteilte periodische Polygon-Funktionen

Ein periodischer, in Richtung der Variablen gleichmässig geteilter $2n$-seitiger Polygonzug had je $n + 1$ periodische Koeffizienten a_m^* und b_m^*. Diese bestimmen eindeutig die unbegrenzte Zahl seiner Fourier Koeffizienten a_r und b_r, in deren Reihe jeder Koeffizient höherer Ordnung als n auf einen Koeffizienten niedererer oder gleicher Ordnung n bezogen ist. Umgekehrt ist eine derartige periodische Polygon Funktion durch je $n + 1$ periodische Koeffizienten oder durch die wie beschrieben untereinander bezogenen Fourier Koeffizienten eindeutig bestimmt.

Die Berechnung des Spektrums einer gleichmässig geteilten Polygon-Funktion vereinfacht sich insoferne, als nur das durch a_m^* und b_m^* gegebene periodische Spektrum berechnet zu werden braucht, das durch Multiplikation mit K_n und $C_n(r)$ in das gewünschte Fourier Spektrum übergeht.

Die Durchführung der Berechnung der periodischen Koeffizienten lässt sich weitgehend programmieren und schematisieren, wie im Vortrag angedeutet und in den Reporten[1, 2] ausführlich beschrieben wurde.

Durch Inversion des linearen Gleichungssystems (6) und (7) erhält man in

$$y_i = \frac{1}{2n} \sum_{m=1}^{\hat{z}n} \left[a_m^* \cos \frac{\pi}{n} i \cdot m + b_m^* \sin \frac{\pi}{n} i \cdot m\right] \tag{12}$$

eine lineare Gleichung, welche umgekehrt zu Gl. (6) und (7) die Funktionswerte y_i explizit berechnen lässt, wenn die periodischen Koeffizienten gegeben sind. Da die in Gl. (12) enthaltenen Summenausdrücke identisch sind mit jenen in Gl. (6) und (7) wenn man dort a_m^* und b_m^* durch y_i ersetzt und die Indices m und i wechselseitig vertauscht, gelten alle Programmierungen und Schemata in gleicher Weise für die Fourier Analyse wie Synthese.

Das in seiner Anwendung auf periodische Funktionen gezeigte Verfahren lässt

sich in ähnlicher Form auch auf die rechnerische Auswertung der Fourier Integrale ausdehnen.

LITERATUR

1. K. H. Haase, AFCRC-TR-153, AD 216366, 1959, S. 31.
2. K. H. Haase, AFCRC-TR-154, AD 216367, 1959, S. 94.

Theory and Applications of Electromechanical Filters

R. L. SHARMA

Collins Radio Company, Burbank, Calif. (U.S.A.)

Electromechanical filters[1, 2] have become of great importance in recent years due to their compact size, mechanical ruggedness and superior selectivity for applications in the communication field. Such filters basically consist of (1) resonant mechanical element in the form of thick circular disks made out of a constant modulus alloy, (2) nonresonant coupling elements in the form of thin metal rods welded to the cylindrical edges of circular disks and (3) magnetostriction transducers, each consisting of a metal or a ferrite rod, driving coils and bias magnets (See Fig. 1).

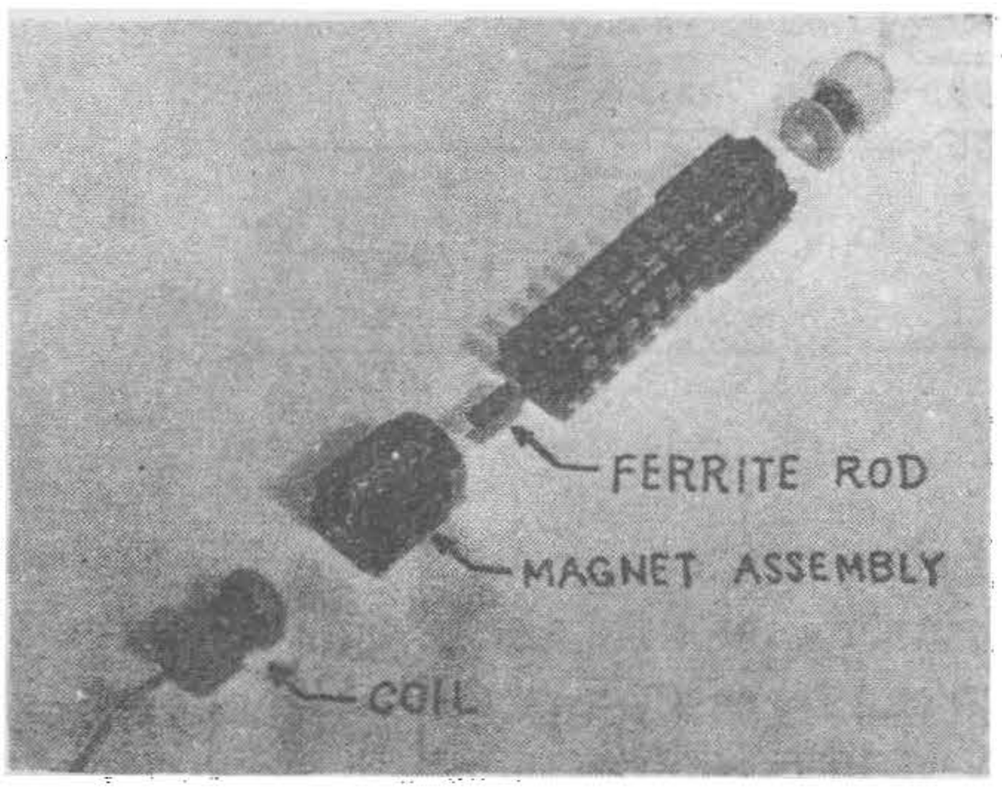


Fig. 1.

A plot of the frequency spectrum of a finite, isotropic circular disk[3, 4] is shown in Fig. 2. Knowing the diameter to thickness ratio (d/h) one can easily compute the resonant frequency of the disk. It was also found necessary to compute the equivalent circuit of the disk at its edges.[5] In Fig. 3, the equivalent mass to statid mass ratio is

plotted against the ratio d/h. Knowing the equivalent mass and the resonant frequency of a disk, the equivalent compliance and hence the equivalent series resonant circuit can be easily obtained.

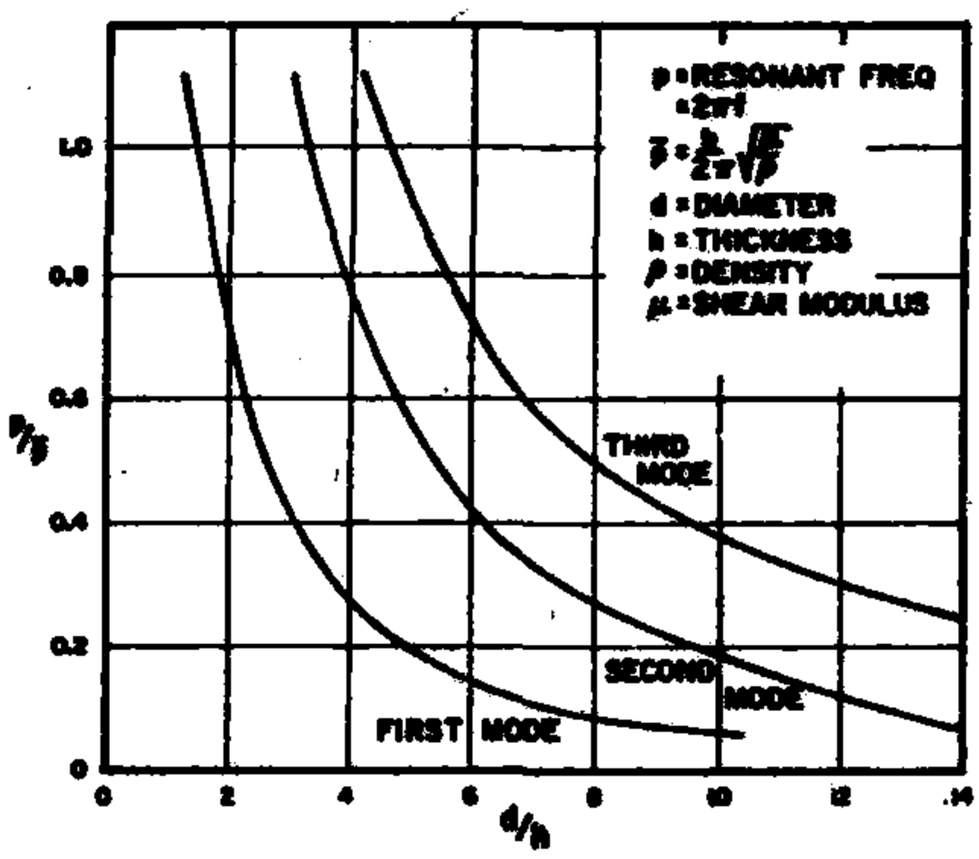


Fig. 2.

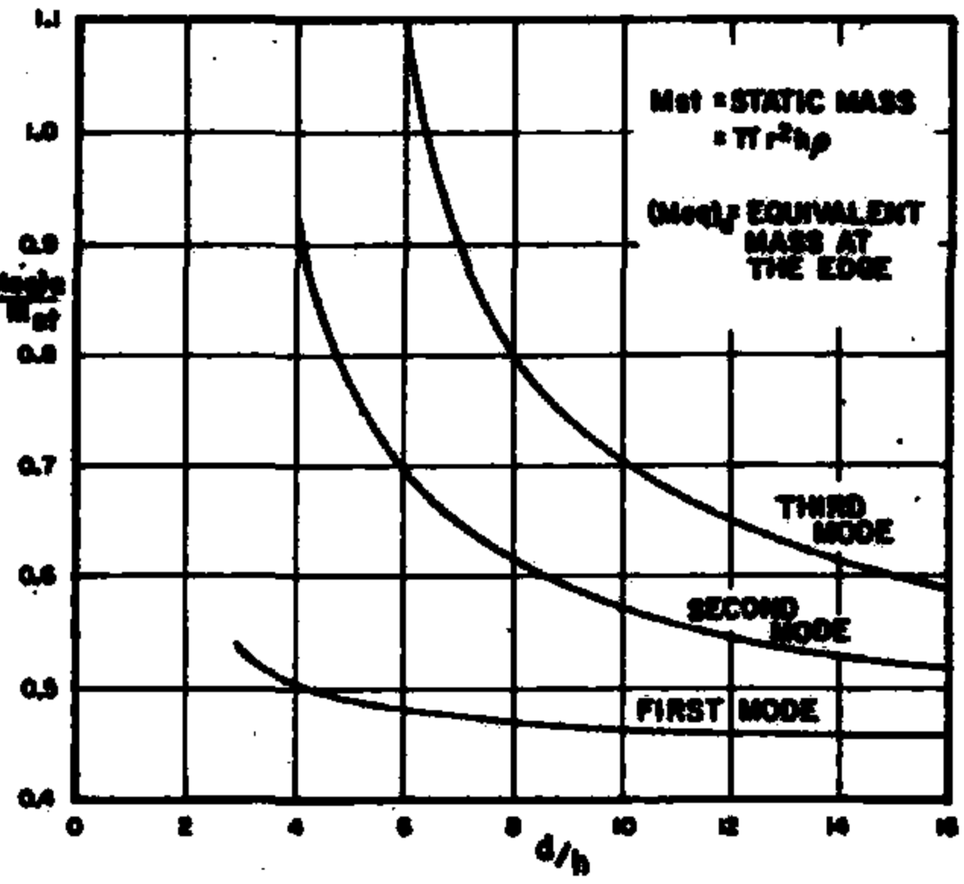


Fig. 3.

The equivalent circuit of a nonresonent coupling element is simply represented by an equivalent compliance whose value is

$$C_c = \frac{l}{\mu S} \tag{1}$$

where μ, l and s are the shear modulus, the length and the total cross-sectional area of the coupling rods connecting any two disks.

It is shown that canonical equations[6] that represent reciprocal transduction can be used to obtain exact equivalent circuits for magnetostrictive transducers[7] employed in electromechanical filters. In Fig. 4, an equivalent circuit of a full-wave ferrite transducer, using two driving coils having opposing polarities, is shown.

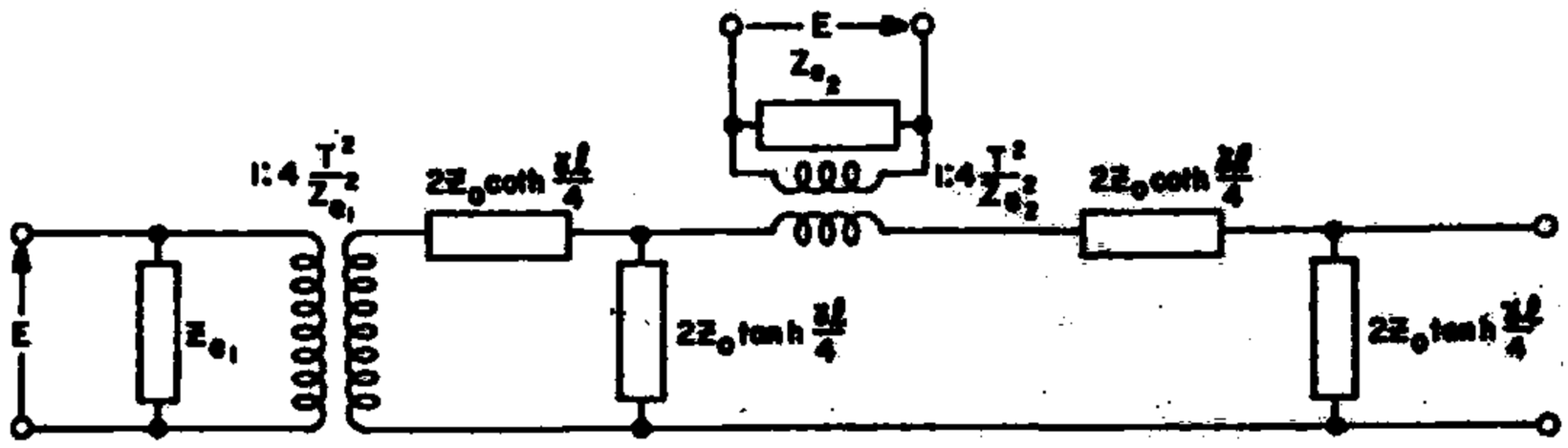


Fig. 4.

Using the equivalent circuits of individual elements, one can then easily obtain a composite equivalent electrical circuit of an electromechanical filter. Such a circuit will resemble a typical filter ladder network, which can be easily analyzed. Various design configurations can be considered, which may yield minimum ripple in the passband and minimum time delay variation in the passband in addition to the desired selectivity However, it has been found that a filter design, popularly named after CAMPBELL, is the best suited for electromechanical filters, as it requires the simplest construction while affording filter characteristics most generally desired. In Fig. 5, frequency response of a 455 kc/s filter, which employs 7 disks, is plotted as a function of temperature. Filters

possessing bandwidths, ranging from 0.5 kc/s to 30 kc/s, have been designed in the frequency range from 50 to 500 kc/s.

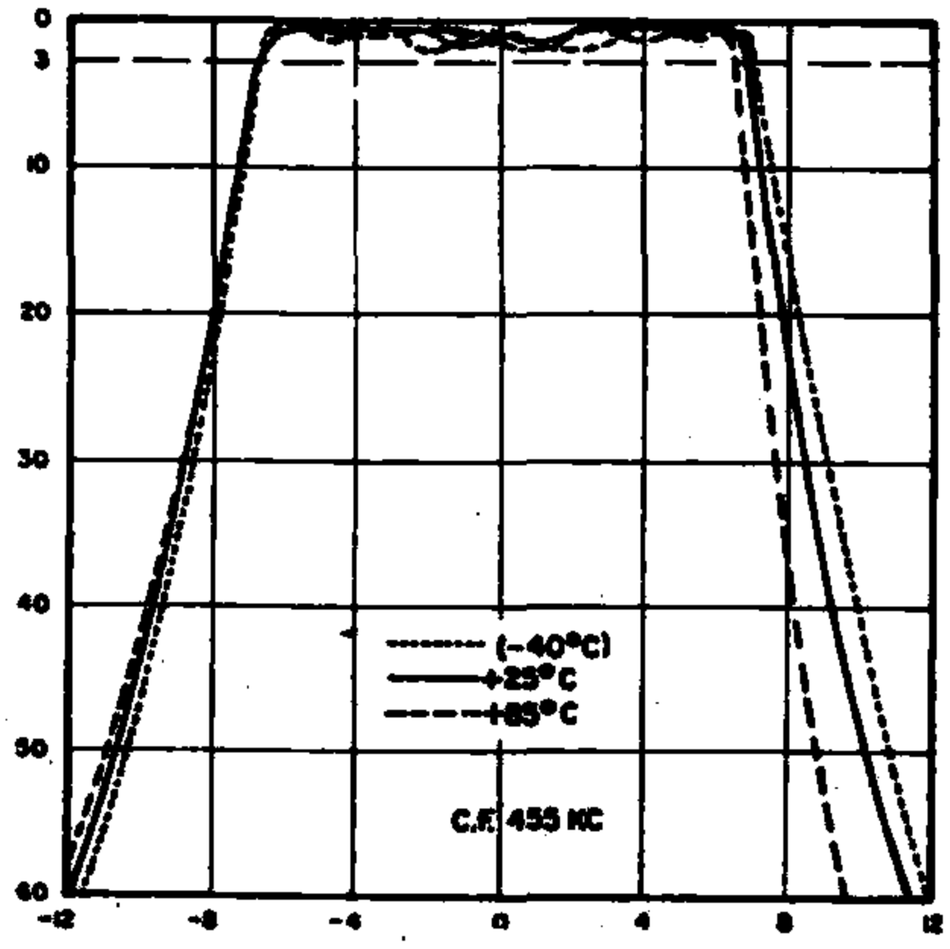


Fig. 5.

Electromechanical filters are especially applicable to carrier systems and single sideband equipment as well as communication receivers with high performance requirements. The application of such filters to carrier systems was mainly influenced by its improved performance and smaller size, compared with electrical filters. Filters are used there for two purposes: channel separation and carrier selection. Electromechanical filters can be employed for SSB generation and receiving, as these possess excellent selectivity and desired temperature stability. In high-performance radio receiver application, a mechanical filter fulfills the need for selectivity in a fashion superior to that usually provided by a multiplicity of IF transformers.

Electromechanical filters with bandwidths smaller than 0.5 kc/s tend to be mechanically weak and dissipative. Bandwidths, larger than 30 kc/s, are difficult to obtain, due to improper termination and spurious responses. The practical frequency range of above-mentioned filters can be extended by changing the type of vibrations. For example, by employing a pure flexure mode, filters can be made in the frequency range of 1 to 20 kc/s. On the other hand, using a pure shear mode, the frequency range may be extended to 5 Mc/s.

REFERENCES

1. M. L. DOELZ AND J. C. HATHAWAY, *Electronics*, 26 (1953) 138.
2. J. C. HATHAWAY AND B. F. BABCOCK, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, 45 (1957) 5.
3. H. DERESIEWCZ AND R. D. MINDLIN, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.*, 77 (1955) 5.
4. R. L. SHARMA, *J. Appl. Mech.*, 24 (1957) 53.
5. R. L. SHARMA, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 1153.
6. F. V. HUNT, *Electroacoustics*, Wiley, New York, 1954, Chap. 3.
7. R. L. SHARMA AND H. O. LEWIS, *Inst. Radio Engrs. National Conv. Record*, Part 6 (1958) 223.

A Compact Electromechanical Band-Pass Filter for Frequencies Below 20 KC/S

W. P. MASON AND R. N. THURSTON

Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

Fig. 1 shows the filter structure with its transducers. Each transducer consists of two pieces of piezoelectric material with a thin metal sheet sandwiched between. In the transducers constructed so far, ceramic lead zirconate-titanate has been used as the piezoactive material. This material was selected primarily because of its high electromechanical coupling coefficient, which leads to a wide band. The transducer bars and the filter bars which are parallel to them vibrate in antisymmetric flexure in the (x, z)-plane. This vibration is accompanied by rotation of the middle portion of the bar about the y-axis. This rotation excites torsional waves in the coupling shafts between bars.

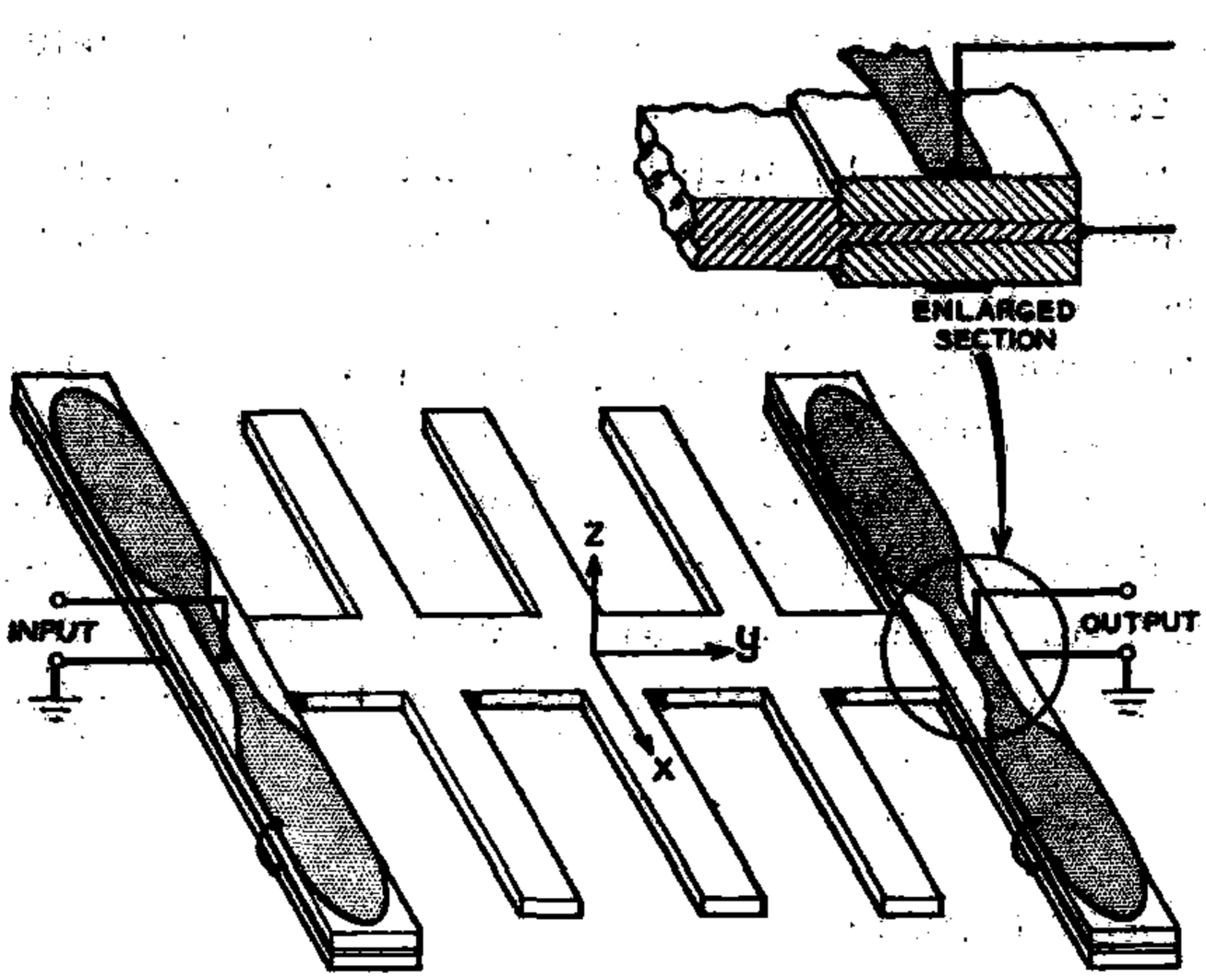


Fig. 1. Filter structure with transducers.

The antisymmetric flexural vibration of the input transducer is excited by arranging the permanent polarization such that the driving field aids the permanent polarization in one pair of diagonally opposite quadrants, and opposes it in the other. Thus, one pair, say upper left and lower right, is lengthened while the other pair is shortened. With an alternating voltage, the strain reverses each half cycle and an antisymmetric flexural vibration is excited. At the output transducer, the converse effect regenerates an alternating voltage from the filtered vibrations.

An approximate equivalent circuit for the filter is a ladder in which the shunt branches are pure compliances representing the torsionally vibrating coupling shafts, and the series branches are resonant reactances representing the flexurally vibrating

bars. One section of such a ladder is shown at the top of Fig. 2, along with a formula for cosh θ (where θ is the image transfer function). When cosh θ lies between $+1$ and -1, θ is purely imaginary and the image attenuation is zero. From the equation we see that cosh $\theta = +1$ when the reactance $X = 0$, and cosh $\theta = -1$ when $X = 4/\omega C$.

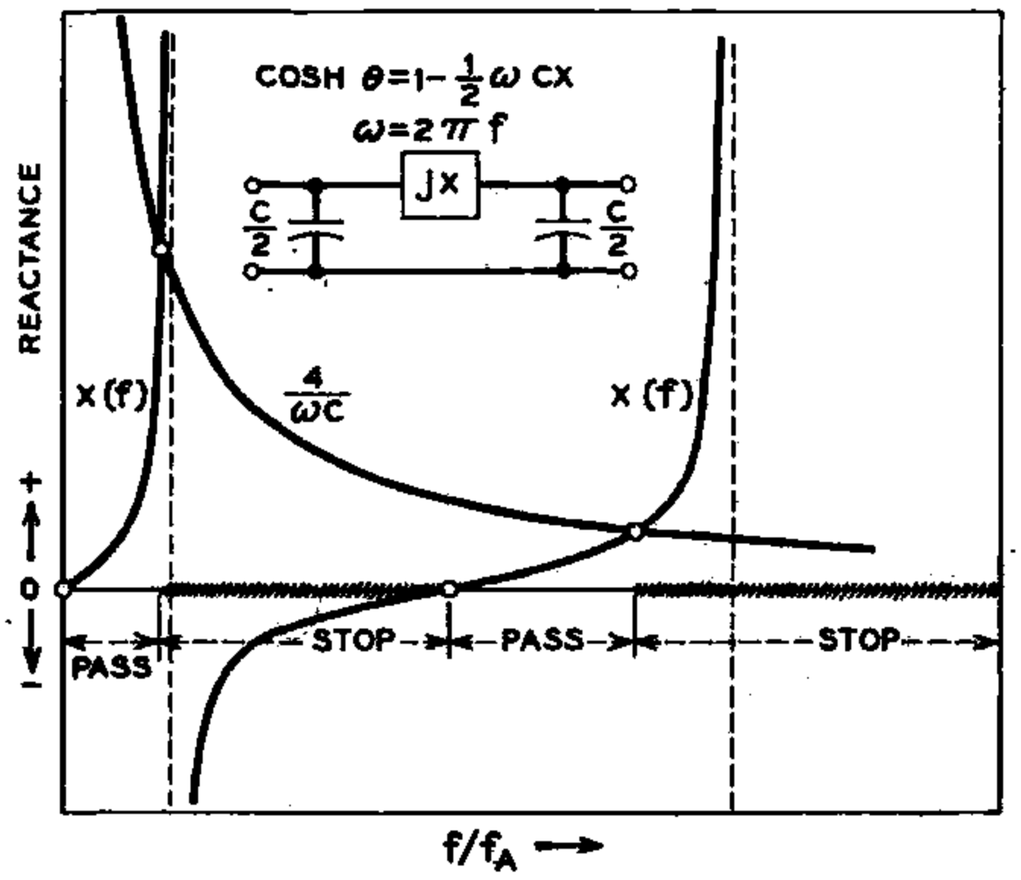


Fig. 2. Determination of filter cutoffs.

This figure shows curves of the bar reactance X, and superposed is the curve $4/\omega C$. As long as the reactance X lies between 0 and $4/\omega C$,we have a passband. Thus, we have a low passband extending from 0 up to the first intersection point; and we have a passband extending from the resonance of the reactance X up to the next intersection point. Our present interest is in the passband between the first and second antiresonances.

This figure is also helpful in visualizing the effects of various dimension changes on the width and placement of the passband. Let us consider a few items. First increasing the length of the coupling shafts increases the compliance C and lowers the curve $4/\omega C$, thus narrowing the passband by lowering the upper cutoff. This is consistent with the universal concept that a narrow band is associated with loose coupling, and a widbeand with tight coupling. Second, increasing the width of the bars multiplies the reactance X by a constant factor and also narrows the band by lowering the upper cutoff. Third, any change which lowers the resonance frequency of the reactance X shifts the passband down in frequency, since the lower cut-off occurs at that frequency.

The reactance X can be calculated from the simple theory of vibrating bars. The frequencies of antiresonance are the natural frequencies of a fixed-ended bar of the same protruding length. At these frequencies, the bar vibrates with zero angular velocity amplitude at its root but finite torque amplitude there. Hence the torsional impedance goes to infinity. The frequencies of resonance between the antiresonances are close to the antisymmetric flexural resonances of a bar of the same over-all length free on both ends. The antiresonances can be shifted with respect to the resonances by varying the width of the coupling shafts.

Results for a complete filter inserted between two transducers are not yet available. However, we have made a test in which one transducer was connected to another through a simple compliance. The insertion loss results are shown in Fig. 3. The data labeled 5600 ohm termination were taken without tuning inductors. The other curve shows the response with tuning inductors. The observed 3 db bandwidth was about

2 kc/s centered at 7.6 kc/s, or slightly more than 25%. The midband loss was about 7 db and the minimum loss was about 6 db.

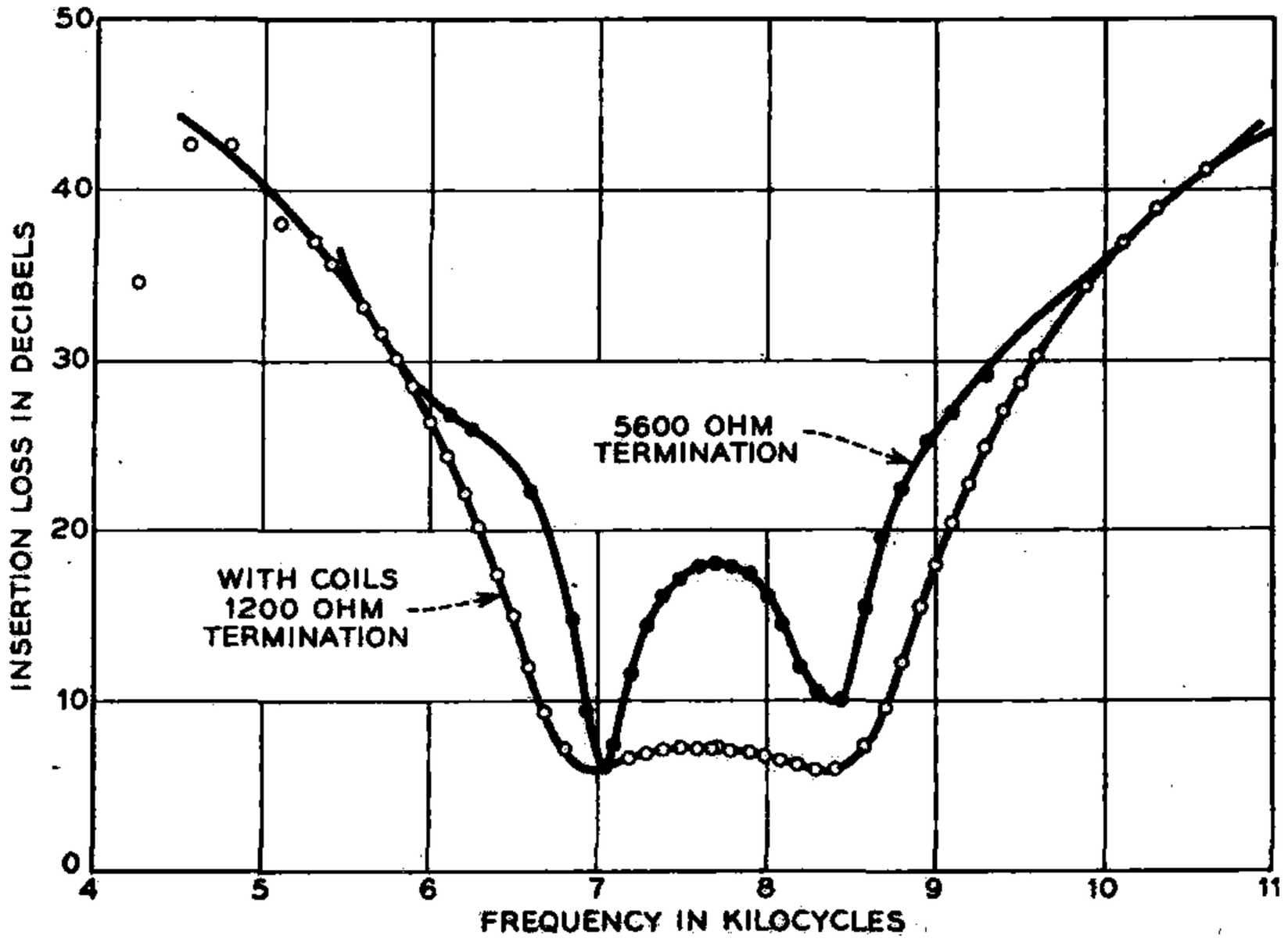


Fig. 3. Insertion loss curves for two transducers connected by a simple compliance.

These results show conclusively that one can excite torsional vibrations with one transducer of this type and receive them with another. We believe it will be possible to use transducers like this in conjunction with a mechanical filter of the type described to make a cheap but reasonably good voice band electromechanical filter operating at 15 kc/s or above. With some improvement in transducer coupling a 3.5 kc/s voice band can be achieved at still lower frequencies.

Analyseur de Fréquences

T. S. KORN ET J. HOUGARDY

Centre Belge des Recherches Navales, Bruxelles (Belgique)

INTRODUCTION

L'analyse du spectre de fréquences de vibrations mécaniques complexes présente souvent de nombreuses difficultés. D'abord, ce spectre se situe habituellement dans la bande des très basses fréquence (5 à 50 Hz), et en plus, ces vibrations sont souvent instables ou même de caractère transitoire. Il nous est paru utile de construire un

appareil portatif permettant de faire une lecture directe et simultanée des composantes du spectre analysé. Le même appareil peut être utilisé pour la lecture des fréquences propres d'un ensemble mécanique, en excitant ce dernier par des chocs artificiels.

DESCRIPTION DE L'ANALYSEUR PANORAMIQUE

L'analyseur est une chaîne électromécanique composée d'un capteur de vibrations (accéléromètre), d'un atténuateur calibré, d'un préamplificateur à grande impédance d'entrée, d'un amplificateur à transistors et d'un système de résonateurs électromécaniques (Fig. 1). Les résonateurs sont des galvanomètres à cadre mobile, dont le

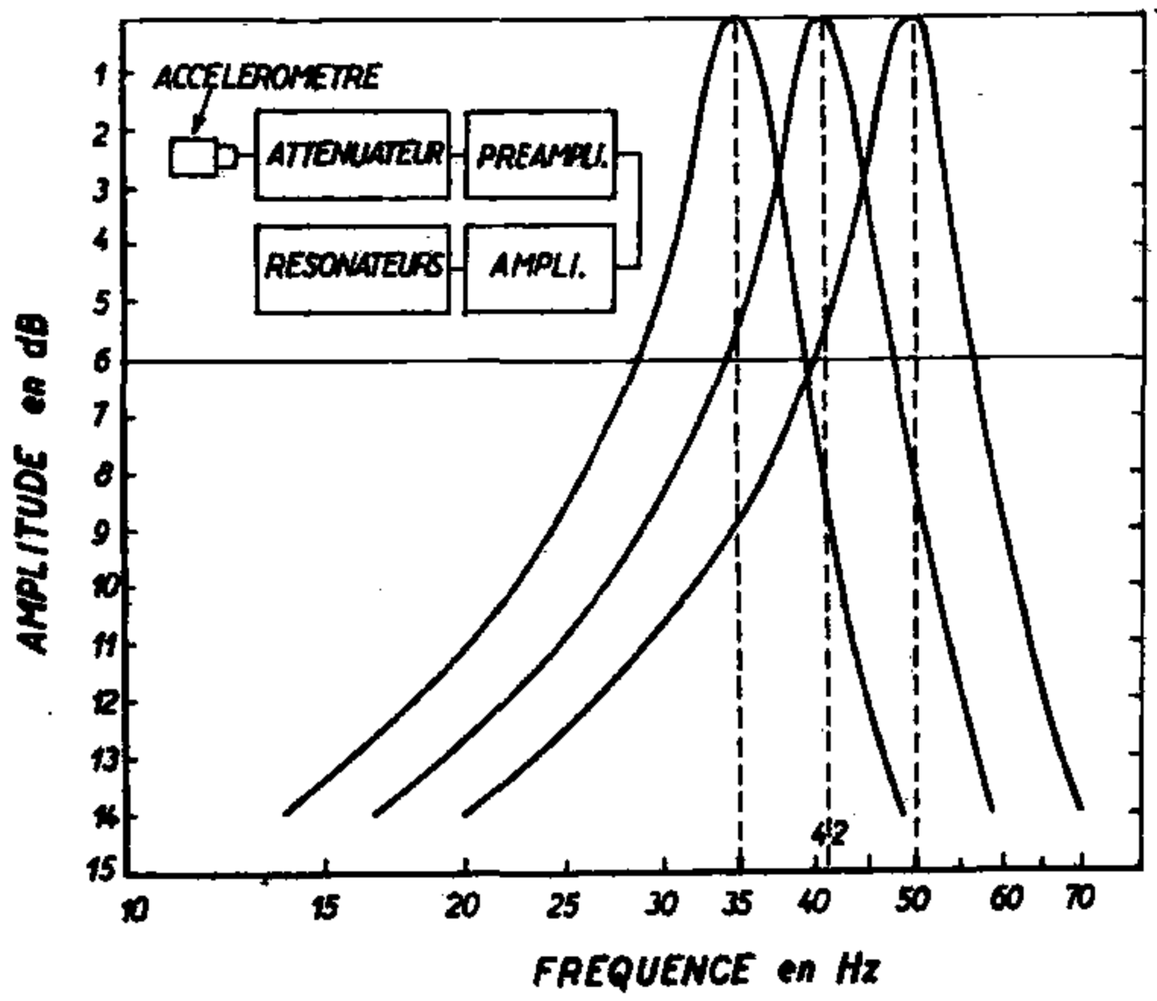


Fig. 1. Schéma de principe de l'analyseur panoramique.
Courbes de réponse de 3 résonateurs consécutifs.

principe assure une linéarité suffisante pour ne pas provoquer les réponses parasitaires dues aux produits d'intermodulations. Chacund'eux est accordé à une fréquence bien déterminée et pourvu d'un amortissement adéquat. Une aiguille fixée sur le cadre mobile indique sur un cadran gradué le niveau de la composante correspondante. L'ensemble est étalonné de façon que la déviation de chaque résonateur à sa résonance soit proportionnele à la vitesse de la composante de vibration mesurée.

Resonateurs électrodynamiques

Chaque résonateur est ajusté à une fréquence propre bien déterminée par le choix de ressorts de raideurs différents et par adjonction de masselotes. Pour leur amortissement, il a fallu trouver un compromis entre les deux conditions suivantes: 1. la réponse des résonateurs aux excitations transitoires doit être suffisamment rapide, et 2. les résonateurs doivent être suffisamment sélectifs vu leur utilisation comme analyseurs. En conséquence, nous avons adopté pour tous les résonateurs, le même décrément logarithmique (le même Q) ce qui nous donne la même courbe de réponse pour chaque résonateur si l'on exprime la fréquence en échelle logarithmique.

Nous avons admis qu'un décrément logarithmique de l'ordre de 0,6 ($Q = 5$) correspondant à une réduction de moitié de l'amplitude à chaque période de l'oscillation libre, était suffisant pour déceler les fréquences propres des systèmes mécaniques mesurés. En effet, les fréquences propres, dont l'amortissement n'est pas nettement infé-

rieur à cette valeur, sont sans grande importance technique. Afin de couvrir le spectre analysé, nous avons choisi l'écartement des fréquences des résonateurs égale à 1.2, ce qui nécessite 14 résonateurs pour la bande de fréquence de 5 è 50 Hz. Ainsi, le spectre est recouvert par la réponse des résonateurs (Fig. 1) qui permet une précision de lecture de fréquence meilleure que 5%. La lecture de l'amplitude de la composante qui tombe entre les fréquences nominales des résonateurs peut être déduite avec une précision de plus ou moins 10%.

EXEMPLES D'APPLICATION

Machine outil accusant des amplitudes de vibrations dangereuses pour une fréquence de rotation bien determinée du mandrin

La lecture de la fréquence propre de l'ensemble bâti-fondation soumis au choc artificiel, exécutée avec l'analyseur panoramique, a montré que cette fréquence tombe dans la gamme des fréquences de rotation du mandrin. Par le renforcement de la fondation, on a déplacé cette fréquence en dehors des fréquences de travail.

Vibrations sur les navires

L'analyseur panoramique a été utilisé pour relever des spectres de vibrations sur une série de navires rapides de construction légère*, qui accusaient des vibrations entravant le confort des passages. On a supposé d'abord que ces vibrations provenaient des moteurs auxiliaires et du systèmes de propulsion ayant des fréquences fondamentales de vibration bien déterminées et notament: pour les groupes électrogènes 25 Hz (moteurs 4 temps, 6 cylindres, 500 tours/min), pour les moteurs de propulsion, 12 à 50 Hz (moteurs 2 temps, simple effet, 12 cylindres, 60 à 250 tours/min.), pour les hélices, 4 à 17 Hz (4 pales, 60 à 250 tours/min).

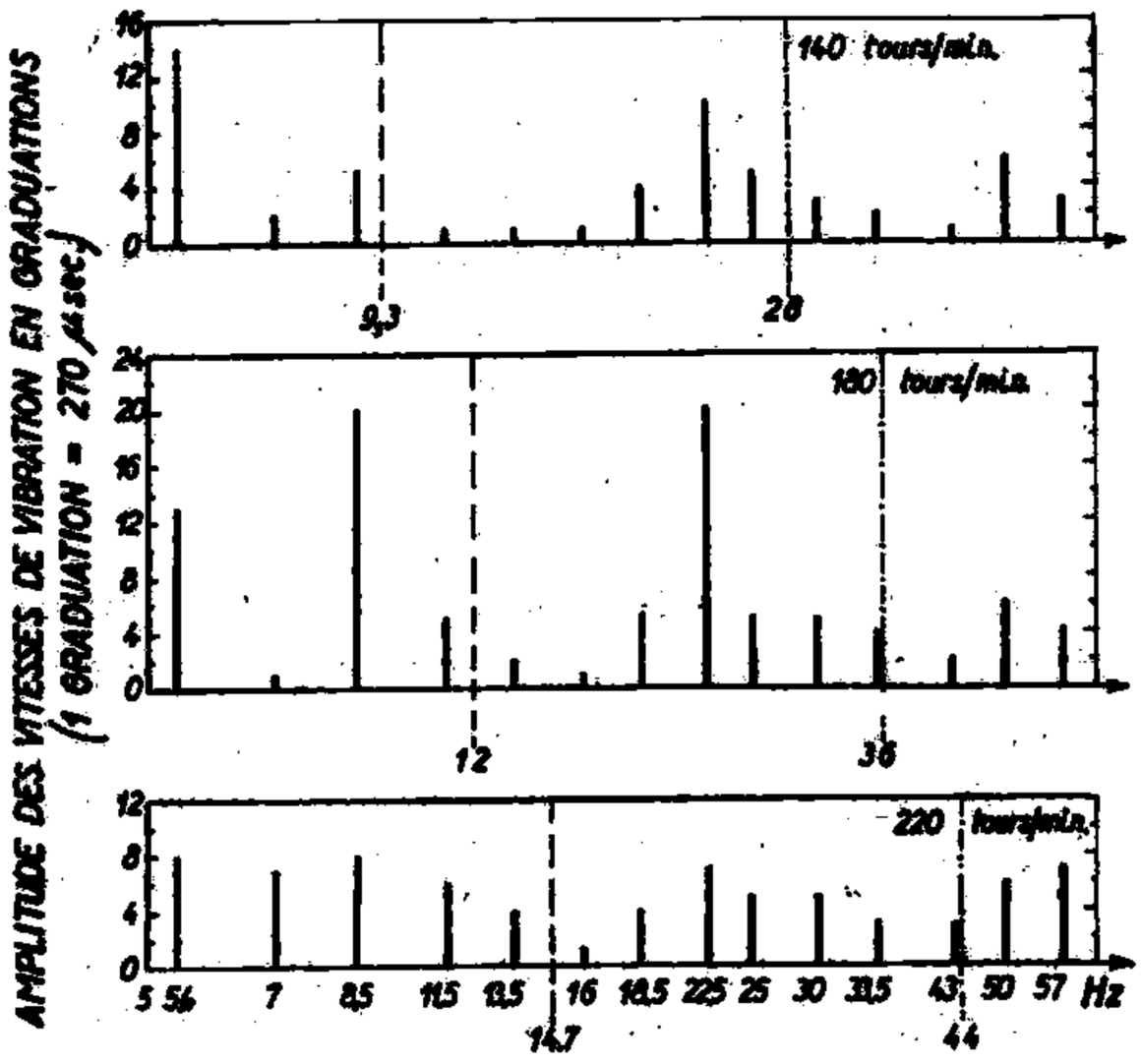


Fig. 2. Spectres de fréquence relevés sur l'analyseur en un point de la coque pour 3 vitesses de rotation différentes des moteurs de propulsion.
——— amplitude donnée par indicateurs.
– – – – – indication de la fréquence fondamentale de l'excitation des pales.
—·—·— indication de la fréquence fondamentale du couple moteur des moteurs de propulsion.

Si les mesures de vibrations à l'arrêt du navire, (cas où seuls les groupes électrogènes travaillaient) ont confirmé effectivement l'existence uniquement des fréquences prévues de 25 Hz et 50 Hz (2ième harmonique), les mesures en marche ont révelé un

* Etude entreprise par le Centre Belge de Recherches Navales sur les malles Ostende-Douvres.

phénomène curieux. Il était difficile d'y retrouver les fréquences ou leurs harmoniques correspondant aux fréquences théoriques du système de propulsion. A titre d'exemple nous donnons à la Fig. 2 le relevé des spectres de fréquence en un point de la coque pour différentes vitesses de rotation des moteurs principaux: 140, 180 et 220 tours/min. Nous voyons nettement que malgré de fortes variations des fréquences théoriques des sources excitatrices du navire, les spectres de fréquence relevés dans chaque cas varient peu.

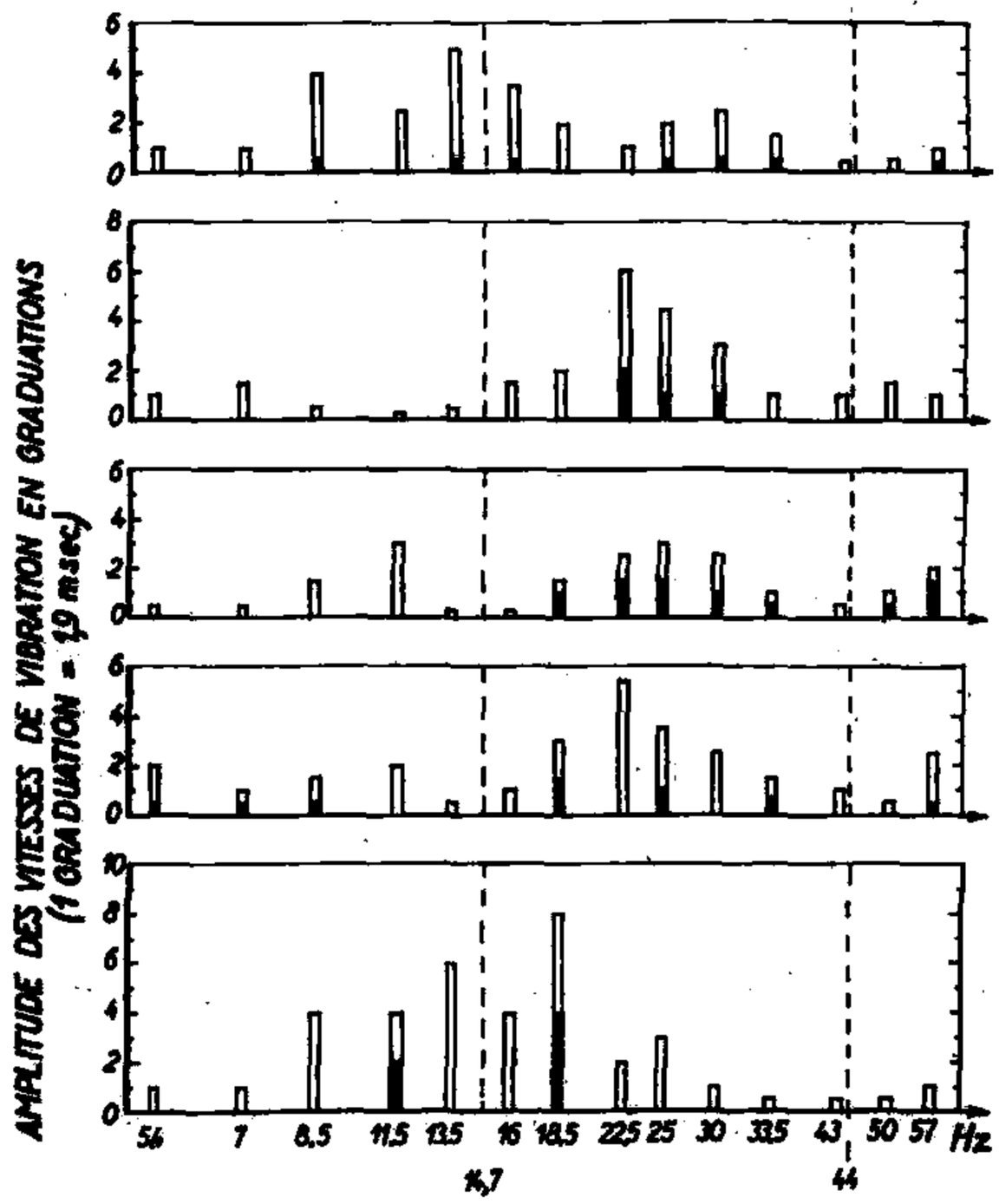


Fig. 3. Spectre de fréquence relevé en différents points du navire pour une vitesse de rotation des moteurs de propulsion.
Fréquences fondamentales des sources théoriques: 14,7 Hz pour les pales, 44 Hz pour les moteurs de propulsion.
Remarque: La partie non hachurée donne les variations d'amplitude pour chaque resonateur.

D'autres relevés de spectres de fréquences ont été faits en de nombreux points de la malle pour une fréquence de rotation des moteurs principaux (220 tours/min.). La comparaison de ces spectres (Fig. 3) montre qu'il n'y a pas non plus de corrélation entre les composantes et les fréquences théoriques des sources. On est obligé de conclure que les vraies sources excitatrices ont plutôt un caractère transitoire ou de vibration blanche, (effet des vagues, cavitation de l'eau sous l'action de l'hélice) qui font répondre dans les différents points du navire leurs fréquences propres locales.

Afin de pouvoir mesurer cette réponse, nous avons envisagé une méthode utilisant comme source excitatrice des chocs et comme appareil de mesure, l'analyseur décrit plus haut. Cette méthode, qui permet de détecter les fréquences propres et l'évaluaton quantitative de l'impédance mécanique locale, fera l'objet d'une publication ultérieure.

Contribution à la Détermination Expérimentale du Temps d'Analyse Nécessaire au Fonctionnement des Spectromètres du Type Hétérodyne

L. PIMONON

Vaucresson, Seine-et-Oise (France)

La constante de temps d'un filtre est donnée par la relation de KÜPFMÜLLER

$$\Delta t = \frac{\eta}{\Delta f}$$

ou η dépend de la caractéristique du filtre et des interprétations qu'on donne à Δt et Δf. En sortant de cette relation, le temps d'analyse exécuté au moyen d'un analyseur fonctionnant d'après le principe hétérodyne[1], c'est-à-dire avec une fréquence chercheuse, peut, d'après BUCHMANN[2], être exprimé approximativement par la relation

$$\Delta\tau_g = \frac{\Delta f\ddot{g}}{\Delta f_1}\,\Delta t_1 = \frac{\Delta f\ddot{g}}{(\Delta f_1)^2}\,\eta$$

ou $\Delta f\ddot{g}$ est la largeur de la gamme mesuree. Cette équation est valable si l'on admet que Δt_1 et Δf_1, sont ici des grandeurs dynamiques. En effet, dans le cas ou l'on applique au filtre une tension à fréquence continuellement et rapidement variable, Δf, et Δt, ne sont pas les mêmes que dans la relation de KÜPFMÜLLER.

Le balayage, trop rapide, provoque une déformation de la courbe de résonance du filtre.

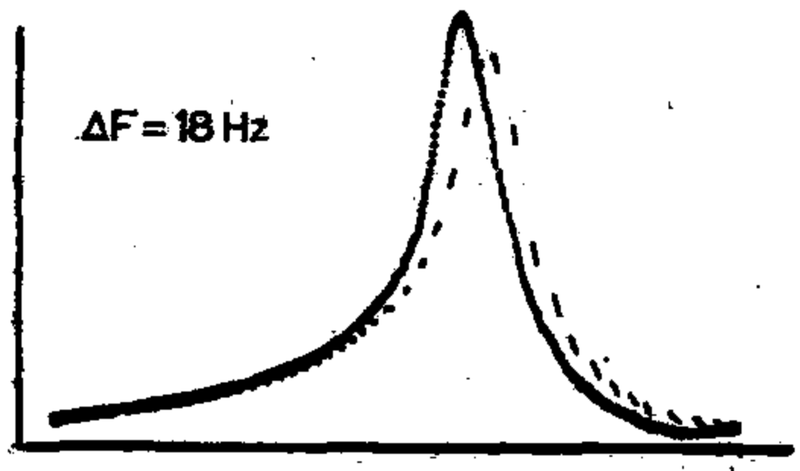


Fig. 1.

La Fig. 1 montre ces déformations, qu'on peut apercevoir, si toutefois elles ne sont pas trop grandes, en trois points. On observe:

en A: une baisse d'amplitude.
en B: un déplacement de la pointe.
en C: une diminution de la sélectivité.

Si, dans l'équation de BUCHMANN, on veut utiliser les valeurs statiques Δt et Δf, ce qui est plus commode, on doit introduire un coefficient de correction de la forme $K + P$, et ou l'on obtient

$$\Delta\tau_g = \frac{\Delta f\ddot{g}}{(\Delta f)^2}\,\eta \cdot K + P$$

C'est ce coefficient que nous avons essayé de trouver par des mesures. Rappelons tout d'abord que vers 1929 SALINGER a calculé le temps d'analyse γ et en a déduit la relation

$$\frac{\Delta f}{\gamma^{1/2}} \geqslant 4$$

ou γ est la vitesse de balayage donnée en $\mathrm{Hz} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$. D'après cette relation, $K \approx 16$ et $P = 0$.

Une valeur du même ordre, $K \approx 20$, est donnée par KÜPFMÜLLER dans son livre *Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung*. (Des calculs plus récents ont été faits par KAZ (1947), BARBER, URSELL ET HOK (1948), TOURBOVITCH (1954) et autres.) Or, les mesures démontrent que pour un filtre résonateur tel qu'il est généralement utilisé dans les analyseurs hétérodynes, K est inferieur aux chiffres théoriques et qu'en outre, il dépend de la fréquence de la composante. Ce désaccord entre la théorie et les mesures provient surtout des conditions qui se trouvent à la base des calculs et, en particulier, du modulateur utilisé dans l'analyseur et de la courbe de réponse du filtre.

Pour comprendre l'influence de cette dernière, il suffit de considérer le mécanisme qui provoque l'accroissement de l'amplitude du filtre.

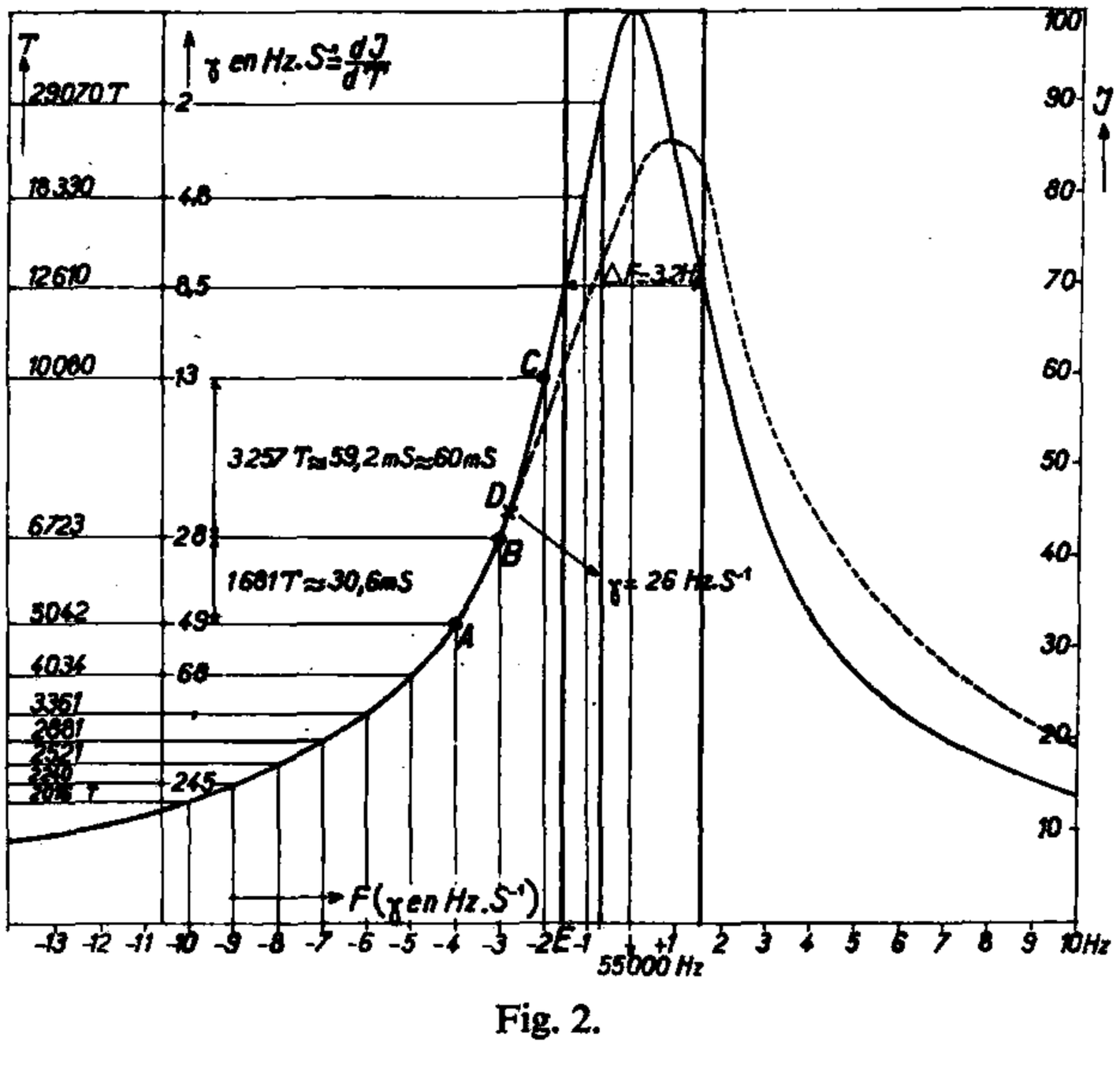


Fig. 2.

La Fig. 2 donne la courbe d'un filtre résonateur tracée par une tension à fréquence variable équivalente à une fréquence chercheuse. Pour bien saisir le mécanisme en cause, il est utile de comparer deux mouvements: celui de la fréquence chercheuse qui se déplace le long de l'abscisse avec celui de l'accroissement de l'amplitude des vibrations du filtre qui monte le long des ordonnées.

Pour pouvoir opérer avec des valeurs numériques, admettons que le filtre ait une largeur $\Delta f = 3{,}2$ Hz et une fréquence de résonance de $f_r = 55.000$ kHz.

Dans ce cas, pour faire croître l'amplitude des vibrations du filtre du point A au

point B, on doit appliquer 1680 T d'une tension de fréquence variable entre $fr = 3$ Hz $+ 55$ kHz et $fr = 4$ Hz $+ 55$ kHz, ce qui donne un temps d'accroissement de 30 ms environ*. Si, dans ce temps, la fréquence chercheuse se déplace de moins de 1 Hz, l'accroissement relatif au filtre suivra facilement le balayage, et la déformation de la courbe du filtre restera insignifiante.

Si par exemple la vitesse de balayage est égale à $\gamma = 26\ \text{Hz} \cdot \text{sec}^{-1}$, au point D elle s'égalise avec la dérivé de la vitesse de l'accroissement. C'est à partir de ce point que l'accroissement correspondant au filtre ne suit plus la vitesse de balayage et que la courbe commence à se déformer. Mais l'amplitude monte évidemment encore et, dans l'exemple choisi, elle atteint le niveau de 0,84 I_R.

Ce mécanisme montre qu'au moment où la fréquence chercheuse pénètre dans la bande passante, le filtre résonateur a déjà atteint un niveau de 0,6 I_R. Par contre, si ce filtre était rectangulaire, le niveau serait au même moment égal à 0. Ce simple phénomène met en évidence la relation qui existe entre la courbe de réponse et la vitesse de balayage. Il en découle aussi que le filtre le plus approprié pour l'analyse à l'aide d'une fréquence chercheuse serait un filtre dont la courbe marquant l'accroissement de l'amplitude suivrait le déplacement linéaire de la fréquence chercheuse.

Pour des mesures acoustiques, nous avons admis une erreur maximum de 1,5 dB (une baisse d'amplitude de 16%).

C'est la vitesse liminaire provoquant cette erreur maximum que nous avons cherchée. Elle a été établie par des mesures à caractère statistique. C'est-à-dire qu'on a procédé à des centaines de mesures avec des filtres différents et dans des conditions également différentes et qu'on a déterminé les valeurs optimales et moyennes.

Si l'on ne veut pas dépasser une baisse d'amplitude de 16%, la vitesse de balayage en fonction de la sélectivité du filtre doit être inférieure ou égale à la valeur donnée par la courbe D sur le diagramme de la Fig. 3.

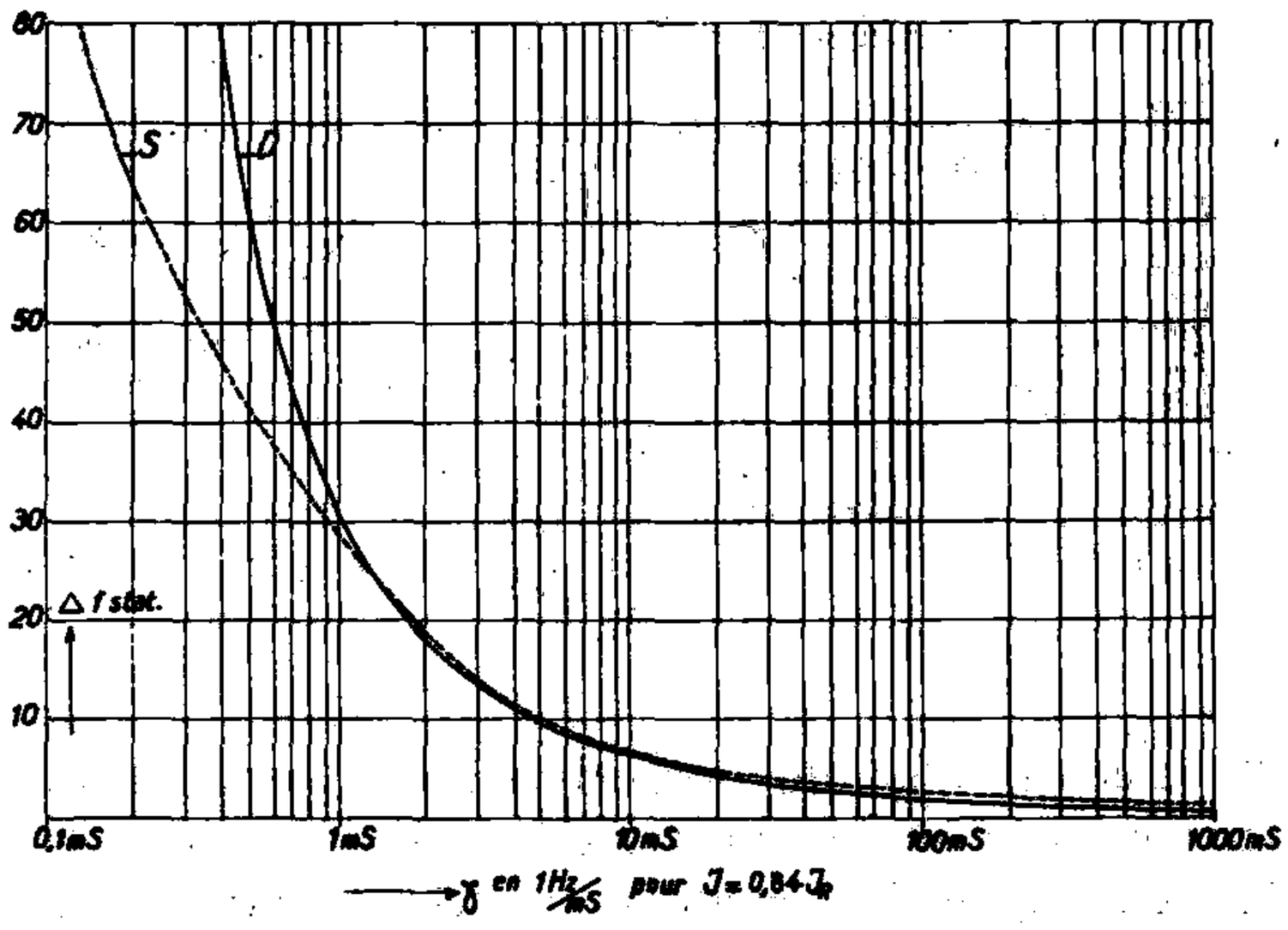


Fig. 3.

La courbe D est valable pour les analyseurs à fréquence chercheuse utilisant un

* Cette valeur, tout d'abord calculée, a été vérifiée par une mesure.

modulateur push-pull avec un filtre ayant une sélectivité comprise entre 0,6 et 80 Hz*, une fréquence de résonance située entre 50 kHz $< f <$ 120 kHz et pour des composantes supérieures à 100 Hz.

A titre de comparaison, nous avons tracé en pointillé la courbe S calculée d'après l'équation de BUCHMANN (sans le coefficient de correction). Comme on le voit, les deux courbes se croisent aux environs de $\Delta f = 22$ Hz et s'éloignent ensuite l'une de l'autre.

L'accroissement, très sensible, de la durée de l'analyse réelle, par compariason avec le constante de temps du filtre statique, est le résultat de l'utilisation d'un modulateur push-pull, ce qui est pratiquement le cas pour toutes les analyseurs hétérodynes.

En effet, si le filtre n'est pas suffisamment sélectif, et si les bandes latérales sont toute proches l'une de l'autre, c'est-à-dire si elles sont relatives aux composantes basses, il apparaît des battements dont la fréquence de choc est deux fois supérieure à la fréquence de la composante.

Pour éviter la vibration d'amplitude de la composante qui se manifeste, on doit, si l'on mesure avec des filtres peu sélectifs, introduire dans l'analyseur un système supplémentaire qui possède une constante de temps suffisamment grande pour amortir les chocs. Par exemple, on peut introduire de grandes capacités qui filtrent le courant redressé attaquant le tube cathodique.

Mais par l'introduction d'un tel système, la constante de temps de l'analyseur sera augmentée et c'est ce phénomène qui provoque la déviation de la courbe expérimentale.

Entre parenthèses, on pourrait éviter ce phénomène en supprimant une bande atérale au cours de la modulation, mais ce procédé, qui complique le schéma de 'analyseur, est rarement utilisé.

Sans entrer dans le théorie de ce phénomène qui, d'ailleurs, n'a pas une grande importance (le facteur P peut être négligé si $\Delta f < 10$ Hz), car pratiquement, on ne peut pas mesurer des composantes très basses avec des filtres à large bande, nous donnons l'équation obtenue empiriquement, qui exprime la courbe D et qui permet de calculer le temps de balayage réel

$$\Delta\tau_g \geqslant \frac{\Delta f_g}{\Delta f^2}\,0{,}44 + \left(\frac{150}{\Delta f} + 1{,}5\right)\frac{\Delta f_g}{10^4} \quad [\mathrm{s}]$$

où

$$\gamma \geqslant \frac{1}{\dfrac{440}{\Delta f^2} + \dfrac{15}{\Delta f} + 0{,}15}\ \mathrm{Hz}\cdot\mathrm{ms}^{-1}$$

Pour éviter tout malentendu, nous soulignons qu'en établissant cette équation, on n'a pas tenu compte des autres éléments (sauf celui qui amortit les chocs de battement) qui dans le circuit de l'analyseur pourraient avoir des constantes de temps importantes, comme, par exemple, les instruments à aiguilles, les enregistreurs, et autres.

D'après cette équation, on obtient par exemple pour une bande de mesure de $\Delta f_g = 10^4$ Hz et un filtre d'une largeur (comptée sur la niveau de 0,7 I_R) de

$\Delta f =$ 80 Hz, temps d'analyse $\Delta\tau =$ 4 s
$\Delta f =$ 30 Hz, temps d'analyse $\Delta\tau =$ 11,4 s
$\Delta f =$ 25 Hz, temps d'analyse $\Delta\tau =$ 14,5 s.

* Comptée pour le niveau de 0,7 I_R.

$\Delta f =$ 10 Hz, temps d'analyse $\Delta\tau =$ 60 s.
$\Delta f =$ 3 Hz, temps d'analyse $\Delta\tau =$ 540 s. = 9 min.
$\Delta f =$ 1 Hz, temps d'analyse $\Delta\tau =$ 4550 s. = 76 min.
$\Delta f =$ 0,6 Hz, temps d'analyse $\Delta\tau =$ 3,5 h.

En admettant une erreur de 16%, on doit toutefois tenir compte que le pouvoir séparateur dynamique valable pour l'analyse est de quelque 30% plus faible que le pouvoir séparateur statique, ce qui veut dire pratiquement que le gain de temps est compensé par la perte du pouvoir séparateur.

Si l'on veut faire une analyse rapide, il est donc conseillé d'élargir la bande passante du filtre et de travailler avec une courbe de réponse peu déformée.

BIBLIOGRAPHIE

1. M. GRÜTZMACHER, *Mitt. Reichspost, Zentralamt Berlin*, 25-10-1929, No. 11.
2. G. BUCHMANN, *Dissertation*, 1938.

A Comparison of Filtering and Autocorrelation for the Detection of a Gliding Tone in Noise

D. M. A. MERCER
Physics Department, University of Southampton (Great Britain)

INTRODUCTION

Two methods are available for detecting a sine-wave signal in a band of noise: filtering and autocorrelation. If such an input is applied to a filter whose frequency is slowly changed, and the output recorded, a peak will appear at the frequency of the sine-wave. Some preliminary tests indicate a detection threshold, when used in this way, at an S/N value of about —3 db.

If such an input is autocorrelated, the presence of a sine wave is shown by the autocorrelation function being repetitive with increasing time delay. Since for various reasons there is "noise" in a correlator output, there is a detection problem here; preliminary tests indicate it at an S/N value of some —10 db.

The following considerations indicate the modifications needed to the above well-known techniques when the signal is not a true sine wave, but is steadily changing in frequency, *i.e.* a gliding tone.

It may be pointed out that a narrow noise bandwidth favours the filter, a wide bandwidth favours the correlator. Here only a special case is examined.

FILTERING

Filtering of a gliding tone has been discussed by BARBER . Briefly, a filter of bandwidth n c/s will operate well when the input is a gliding tone with rate of change of frequency f′, given by n^2. If f' is higher than this, the effective bandwidth is increased, the power transmitted is reduced, and the filter "rings".

For a given f', there is an optimum filter bandwidth; one which is too narrow would transmit little power and give much ringing, while one too wide would not give sufficient discrimination against noise.

If we take a signal of 1 kc/s changing at 250 c/s², the optimum effective filter bandwidth is about 15 c/s, corresponding to about 5 c/s for a steady tone. The S/N improvement for a bandwidth of 1 kc/s is thus about 21 db (taking into account the —3 db detection threshold mentioned earlier). The filter loss is some 4 db when used in this manner, so the final detectable S/N ratio is about —17 db.

The optimum use of such a filter depends on having it available in a number of bandwidths in the range of a few c/s. This is not normally possible at present.

AUTOCORRELATION

We first study the autocorrelation function of a gliding tone. Consider the expression

$$y = A \sin \frac{2\pi f}{a} (e^{at} - 1)$$

For at small, this becomes

$$y = A \sin 2\pi f \left(1 + \frac{at}{2}\right) t$$

If A is a constant, f frequency in c/s, and t time, this expression represents a wave of sinusoidal form but of frequency increasing linearly with time at a rate $\frac{1}{2}a$. We may refer to it as a gliding tone. Its short-time autocorrelation function may be shown to be

$$\Phi(\tau) = \frac{A^2}{2aT} \left[\left\{ \mathrm{Ci}(pe^{aT}) - \mathrm{Ci}(p) \right\} - \cos \frac{4\pi f}{a} \left\{ \mathrm{Ci}(qe^{aT}) - \mathrm{Ci}(q) \right\} - \right.$$

$$\left. - \sin \frac{4\pi f}{a} \left\{ \mathrm{Si}\,(qe^{aT}) - \mathrm{Si}(q) \right\} \right]$$

In which are

$$\mathrm{Ci}\, x = -\int_x^\infty \frac{\cos \eta}{\eta}\, d\eta, \quad \mathrm{Si}\, x = \int_0^x \frac{\sin \eta}{\eta}\, d\eta$$

the cosine and sine integrals[3], and writing p for $\frac{2\pi f}{a}(ea\tau - 1)$ and q for $\frac{2\pi f}{a}(ea\tau + 1)$; T is the time of integration.

The terms of $4\pi f/a$ represent "ripples" due to the individual peaks of the gliding tone, and may be neglected. Thus we may use

$$\Phi(\tau) = \frac{A^2}{2aT} \left\{ \mathrm{Ci}\,(pe^{aT}) - \mathrm{Ci}\,(p) \right\}$$

This is a function of four variables, f, a, τ and T, and will be evaluated here only for

certain combinations. We take $f = 1000$ c/s, $a = 0.5$ (*i.e.* $df/dt = 250$ c/s), τ a few periods, and T a few seconds.

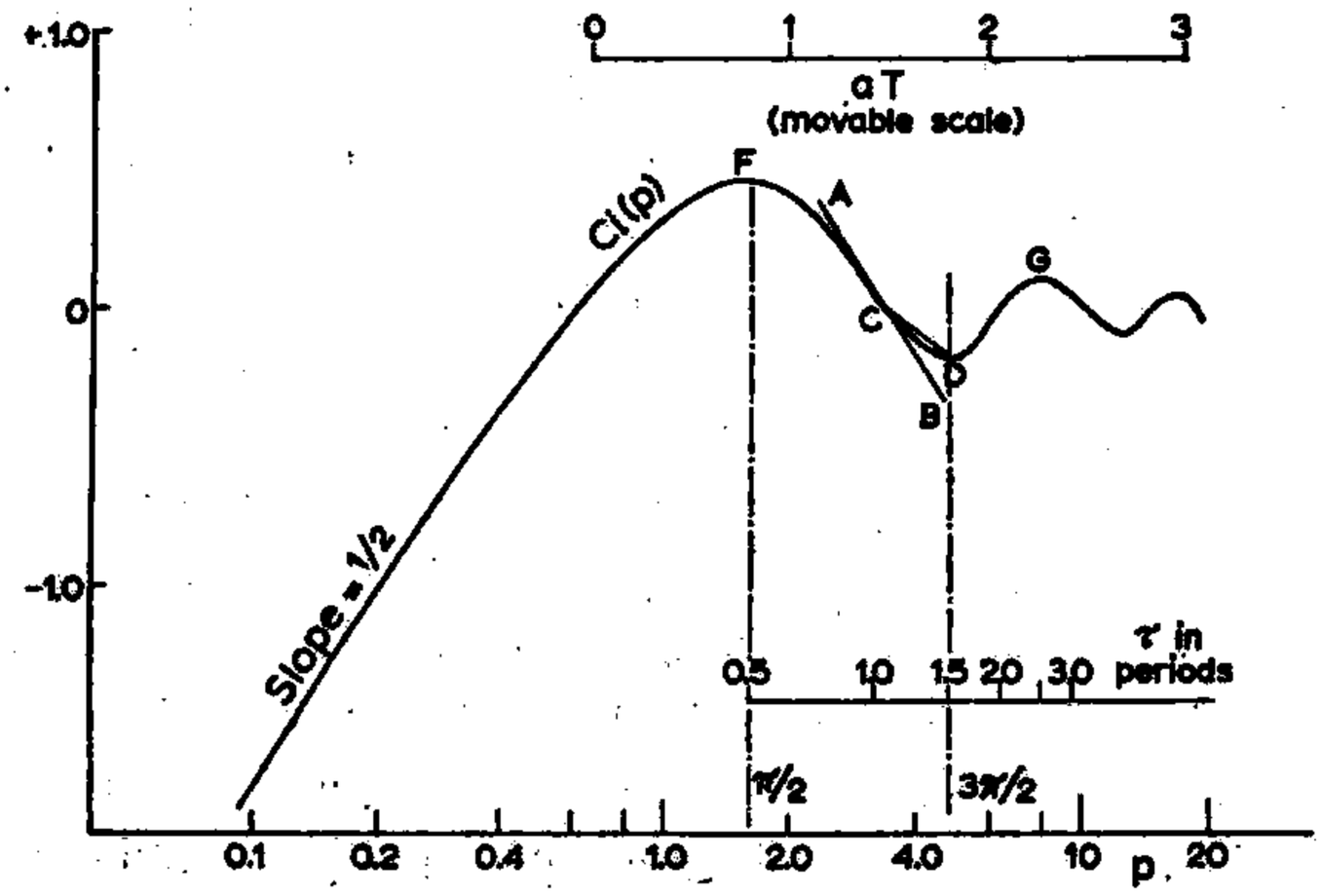


Fig. 1.

1. *Zero dealy*. The autocorrelation function for zero delay may be shown to have the value $A^2/2$, as may be expected.

2. *Delay of one half period* (*i.e. first minimum*). here $\tau = 2/f$, therefore $P = \dfrac{2\pi f}{a} \cdot \dfrac{af}{2}$ $= \pi$.

It is possible to see graphically how the autocorrelation function behaves. Consider Fig. 1, which shows the cosine integral on a logarithmic-linear plot. The abscissa gives the delay in terms of the period of the gliding tone at its beginning; this is also the scale of p. The other limit is pe^{aT}; thus aT, the scaled integration time, is a linear scale, as shown, and can be moved along the x-axis to start from any point.

Now since the normalised correlation function is equal to

$$\frac{\mathrm{Ci}\,(pe^{aT}) - \mathrm{Ci}\,(p)}{2aT}$$

it is given by one-half the slope between the ordinate corresponding to the delay, and the ordinate corresponding to the scaled integration time starting from this delay. $\Phi(\tau)$ for the first minimum is then given by the slope of the line AB (with a scale factor needed, since the slope of the straight left-hand position of the curve corresponds for $\Phi_0(\tau)$ to a normalised value of $\frac{1}{2}$).

The curve at an abscissa of $p = \pi$ is straight for only a small portion, *i.e.* an infinitely short integration time. This is because the original and the delayed signal are in exact opposition only for a short time. If integration time is increased, we have a slope such as CD; this indicates that the waves are coming into quadrature.

Clearly then $\Phi(\tau)$ is a function of T; and this is in fact a valuable feature of this method, as will be shown, since it immediately gives an estimate for a.

What we are interested in, however, is not only the value of $\Phi(\tau)$ but the S/N ratio. The output S/N ratio of a correlator is given by $4T.\,\Delta f.\,(S/N)^2$ in, and in this case there is an extra factor, the size of $\Phi(\tau)$. The $(S/N)_{CC}$ ratio thus is equal to the slope between two ordinates multiplied by the abscissa value, *i.e.* to the difference between the two ordinates.

For the first minimum, then, the maximum S/N ratio is given by the difference between ordinates F and D. Physically this corresponds to choosing a delay of $\frac{1}{4}$ period, and integrating for such a time that the waves have gone through anti-coincidence and are $\frac{3}{4}$ period out of phase at the end.

3. *Further maxima and minima*

The second maximum (for maximum S/N ratio) would clearly be given by the difference or ordinates G and D, and so on.

APPLICATION OF METHOD

We consider again a tone of 1000 c/s initially changing at 250 c/s.[2] Then $a = 0.5$, and for the first minimum the optimum integration time is given by

$$e^{aT} = \frac{3\pi/2}{\pi/2} = 3$$

Therefore $aT = 1.1$, $T = 2.2$ s.

The magnitude of $\Phi(\tau)$ is only 0.54 of the zero-delay value of $\Phi(\tau)$.

In this case however an output S/N of —10 db will be barely detectable, as only a few peaks will be present; the result will therefore be an over-estimate. Then

$$\frac{1}{10} \doteq 4 \cdot 2.2 \cdot 1000 \cdot 0.54\,(S/N)^2_{\text{in}}$$

therefore $(S/N)_{\text{in}} = -21$ db.

This result is therefore only a little better than that for the filter.

One point may be made here. Since the maxima and minima fall off quite rapidly, it is important that there should be no interference from the autocorrelation function of the noise background in this region, *i.e.* this function should fall smoothly to zero. This means in practice that the frequency characteristic should be smooth, and a filter of tuned-circuit form is preferable to the current type of bandpass filter.

COMPARISON OF METHODS

Autocorrelation and filtering give comparable results if the filter bandwidth can be optimised, which is seldom the case. If the input S/N ratio is higher than the limit of detectability, however, it would appear that the flexibility of the correlator, in being able immediately to accept signals of any frequency, would be an advantage.

Autocorrelation provides an estimate of the rate of glide, the procedure would be to set the delay corresponding to say the first minimum, and vary the integration time until this peak attained its maximum value, hence finding a from the calculated value of aT.

REFERENCES

1. N. F. Barber and F. Ursell, *Phil. Mag.*, 39 (1948) 345.
2. D. M. A. Mercer, *Univ. Southampton Rept.*, 1958.
3. E. Jahnke and F. Emde, *Tables of Functions*, 4th ed., Dover, New York, 1951.

An Integrating Device for Spectrum Analysis

G. G. SACERDOTE

National Electrotechnical Institute, Turin (Italy)

For statistical measurements in various fields of acoustics we have employed an integrating device (Fig. 1) which gives us quickly the spectrum analysis of an irregular phenomenon.

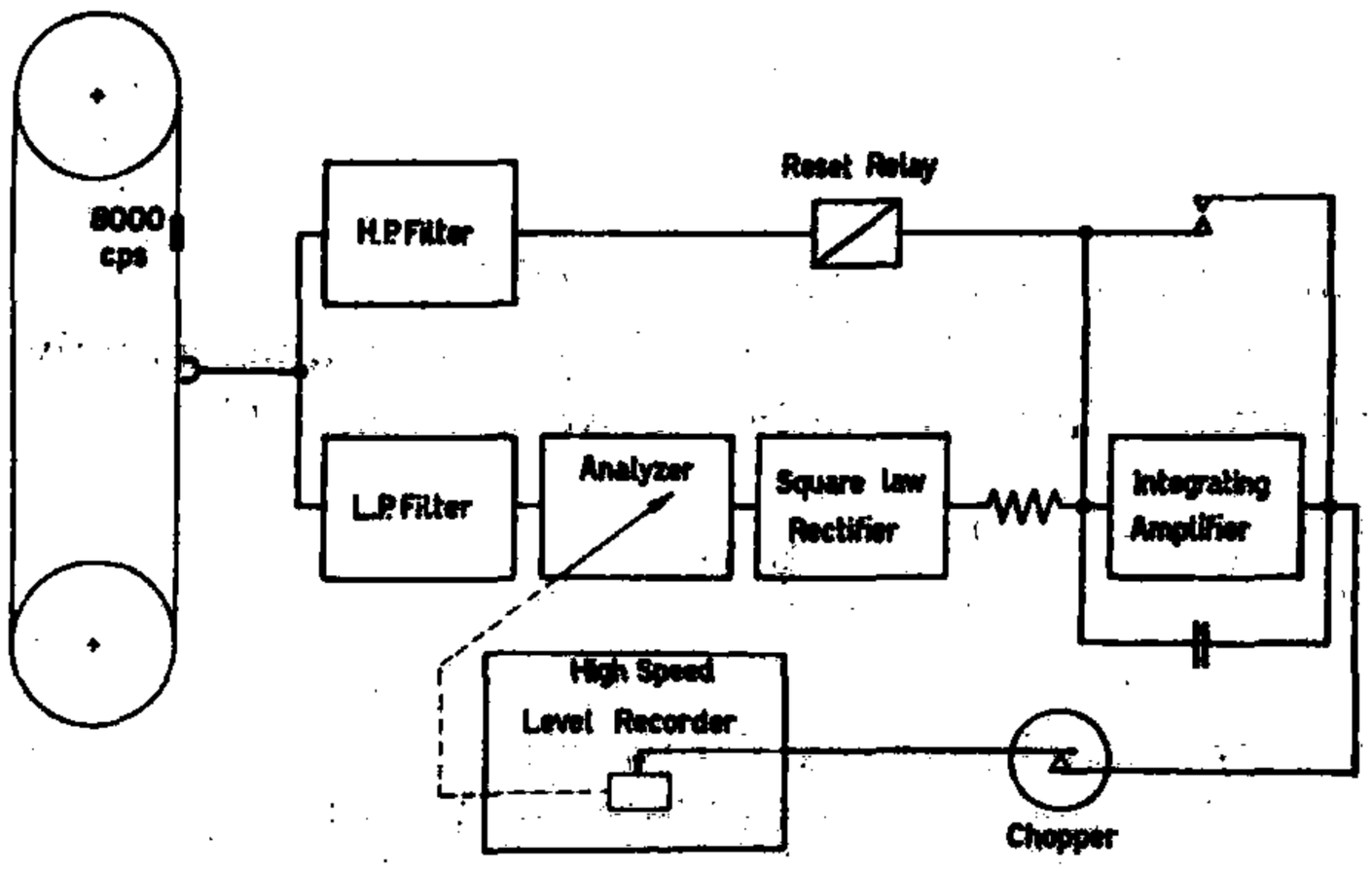


Fig. 1. Block-scheme of the integrating device.

This is recorded on a magnetic loop, which can record during up to 10 seconds. At each turn a signal of 8.000 cps recorded on a given point of the loop operates through a filter and a rectifier a reset relais.

The output of the magnetic tape recorder is analysed by a SCOTT circuit, of constant selectivity, whose frequency varies continuously. A functional amplifier acts as an integrator: its output is proportional to the integral of the input in a given time. Its time constant is much longer than the duration of the examined phenomenon.

The integrator output is a continuous voltage, which a chopper transforms into an alternate voltage after which it is sent to a level recorder, whose movement is rigidly matched to the analyzer. We obtain then the record of the integral of the rms of the examined voltage, filtered by the analyzer, for the duration of the close band.

As an example, we give some results.

Fig. 2 concerns (a) a sinusoidal, (b) a two wave tone, (c) a square wave. Fig. 3, 4 and 5 display the spectrum of a refrigerating motor, of thermal noise (as the analyzer has $\Delta f/f =$ constant, the spectrum rises as a function of frequency, as the energy distributed for each c/s is constant) and of the noise produced by many people talking together in a stock exchange.

As an application to phonetics Fig. 6 shows the spectrum of the phrase "l'audiometro viene fornito in un elegante astuccio di cuoio" pronounced by (a) male, (b) female, (c) childish voice.

Fig. 7 shows the comparison between the spectrum of the same vowel [o] obtained through the integrating device and through an analyzer

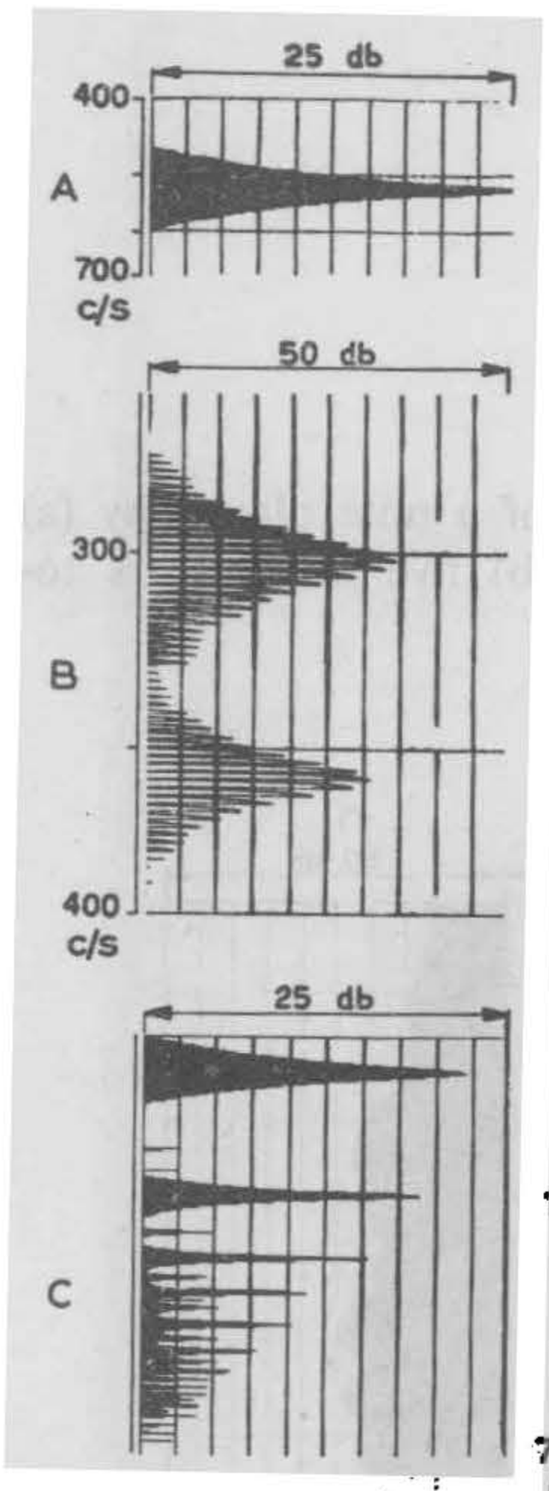


Fig. 2. Spectrum of (a) a sinusoidal wave, (b) the output of a two-wave generator, (c) a square wave.

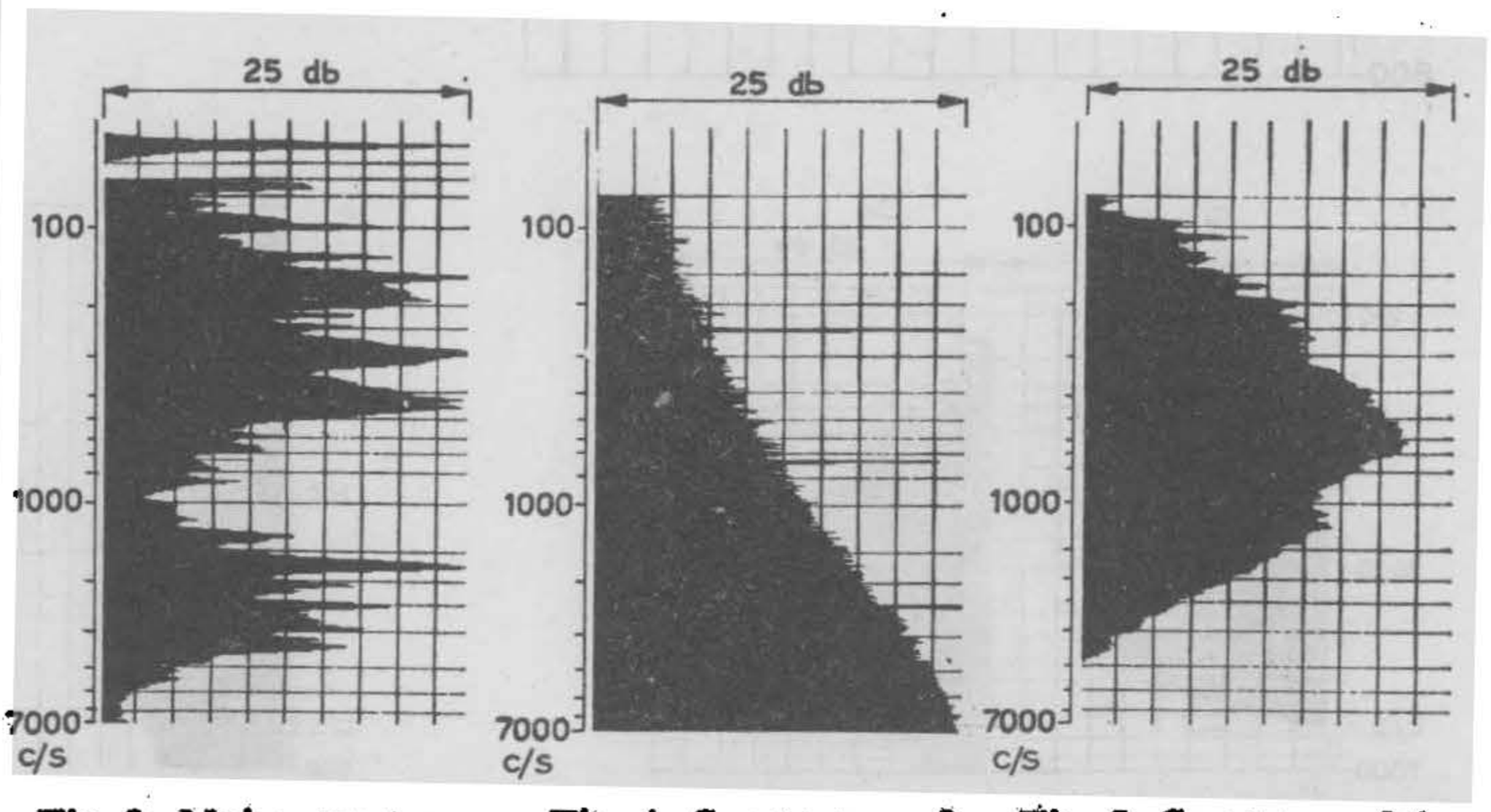


Fig. 3. Noise spectrum of a refrigerating system.

Fig. 4. Spectrum of thermal noise.

Fig. 5. Spectrum of the noise produced by people in a stock-exchange during the negotiations.

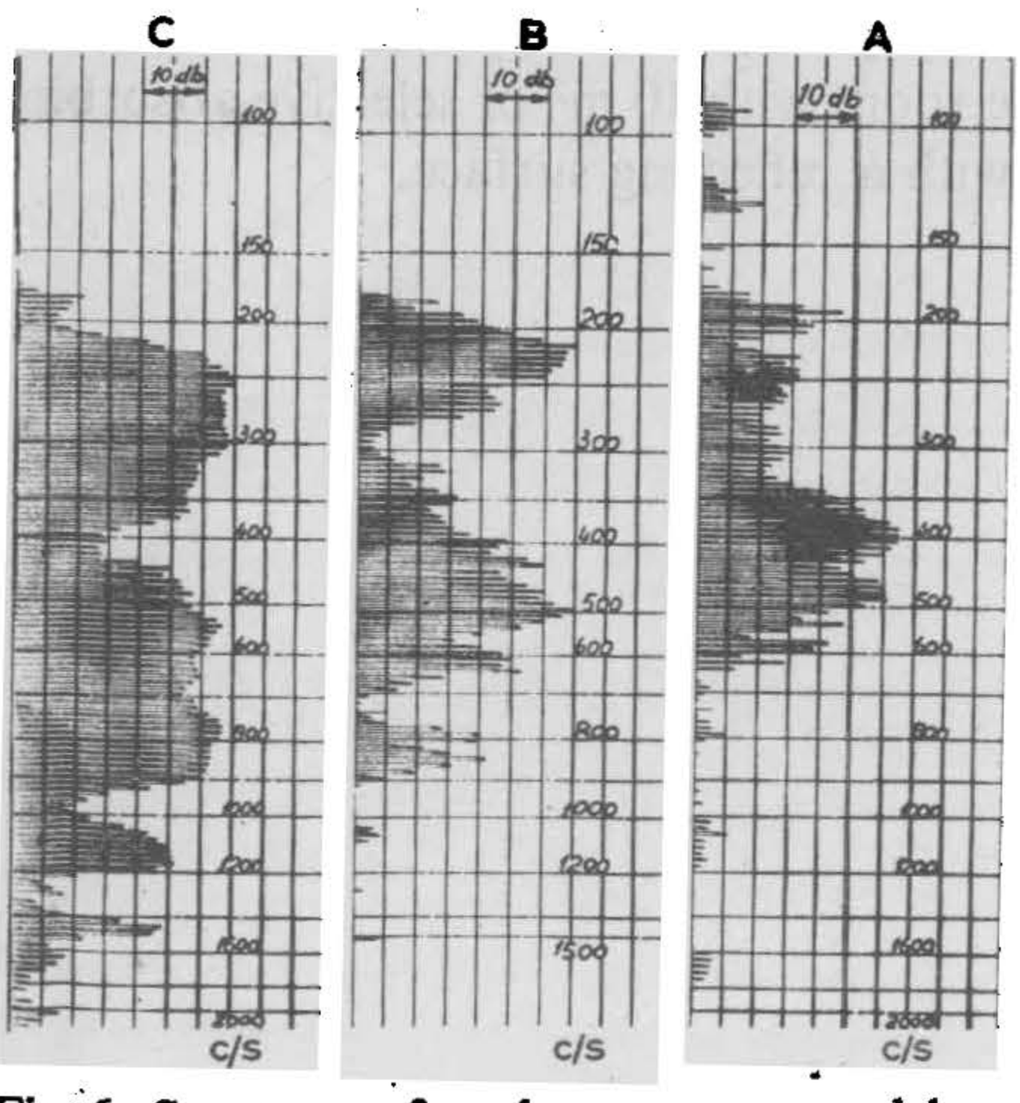


Fig. 6. Spectrum of a phrase pronounced by three different subjects (a) male voice, (b) female voice, (c) childish voice.

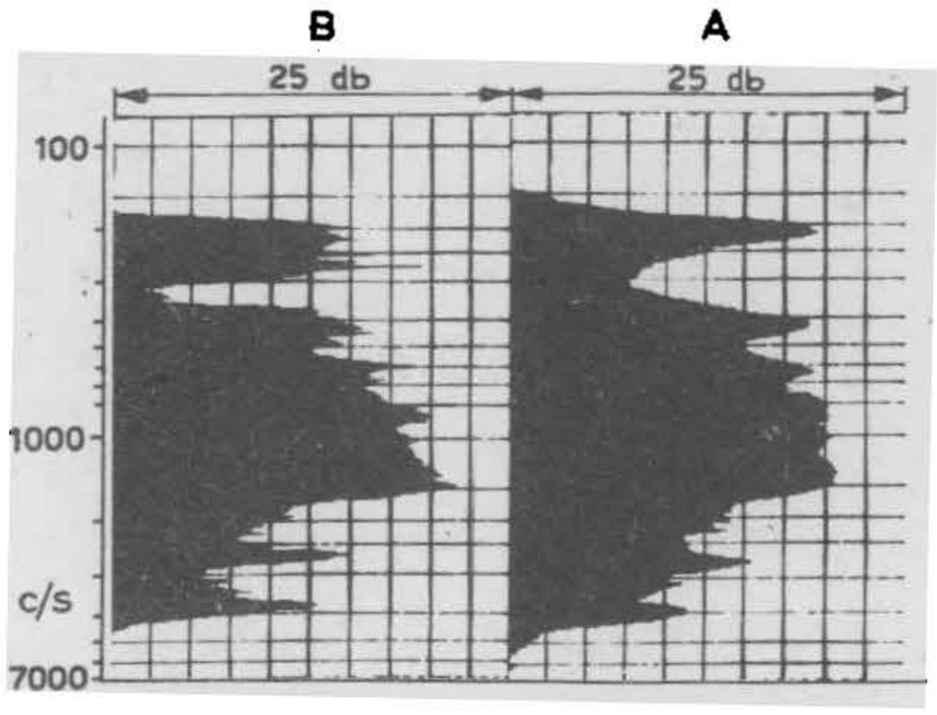


Fig. 7. Spectrum recorded through (a) the integrating device, (b) a normal analyzer.

As an application to musical acoustics Fig. 8 shows the spectrum of a tone played (a) by one instrument and (b) by 5 instruments together.

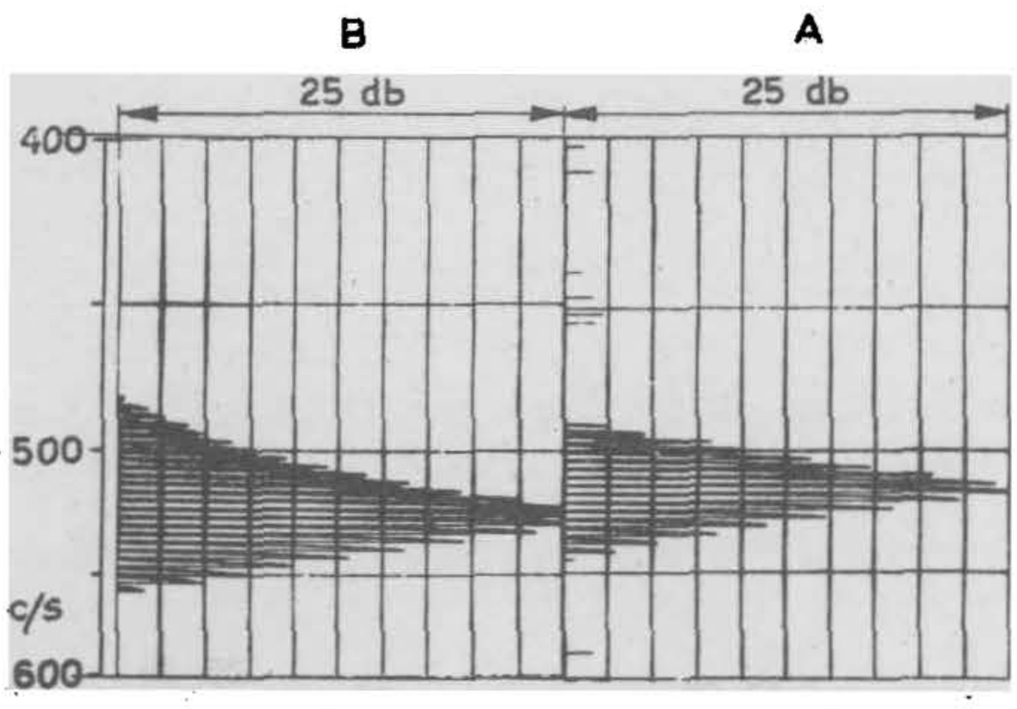
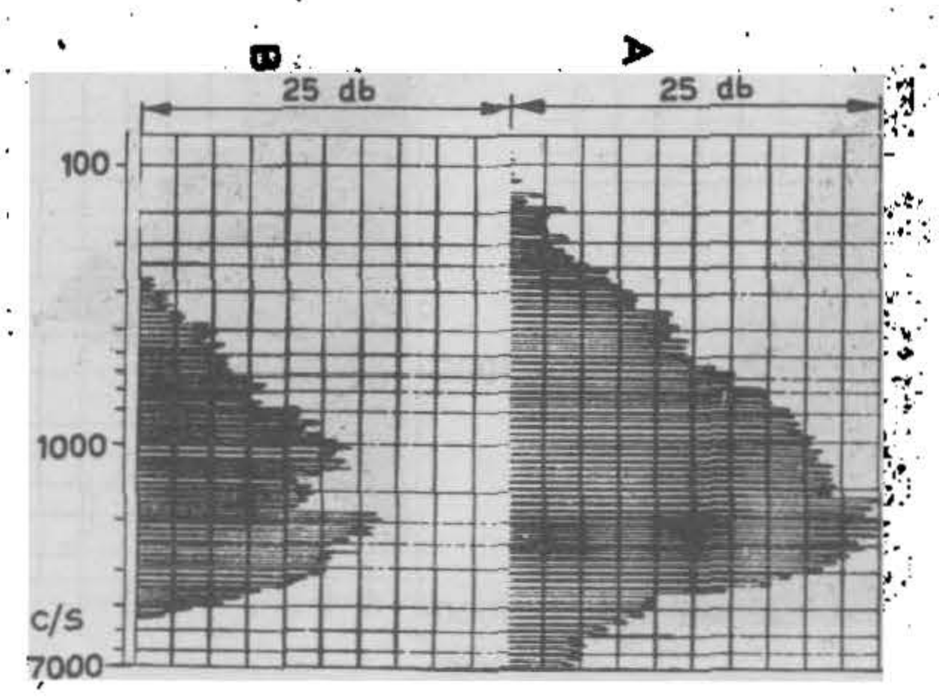


Fig. 8. Spectrum of a note played by (a) one instrument, (b) five instruments together.



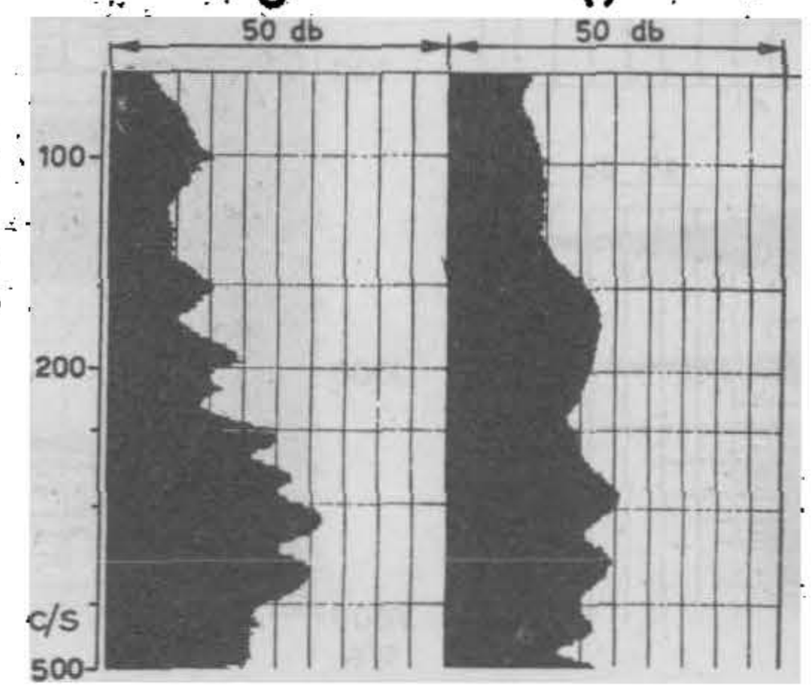


Fig. 9. Spectrum of a gun shot in (a) an empty reverberation room, (b) the same room with 10 m² of absorbing material, (c) a dead room, (d) a dead room with a reflecting surface.

Lastly some applications to room acoustics are given in Fig. 9: the spectrum of a gun shot in (a) an empty reverberation room (the integral of the sound energy in a given frequency band is proportional to the frequency multiplied by the square of the reverberation time of the room), (b) the same room with 10 m² of selective absorbing material, (c) a dead room, (d) a dead room with a reflecting surface.

Messgerät für Geräuschstufen

E. LÜBCKE UND P. ROTHER
Technische Universität Berlin-Charlottenburg (Deutschland)

Das Hauptanliegen, das zum Vorschlag der Geräuschstufen führte, ist die Entwicklung eines brauchbaren und für die Praxis anwendbaren Verfahrens zur Geräuschbeurteilung[1].

Es ist leicht einzusehen, dass ein derartiges Gerät schaltungstechnisch umfangreicher ist, als die bekannten Geräte zur Schallpegelmessung mit Oktavbandfiltern. Der benötigte Aufwand ist etwa vergleichbar mit dem handelsüblicher Terzfilteranalysatoren.

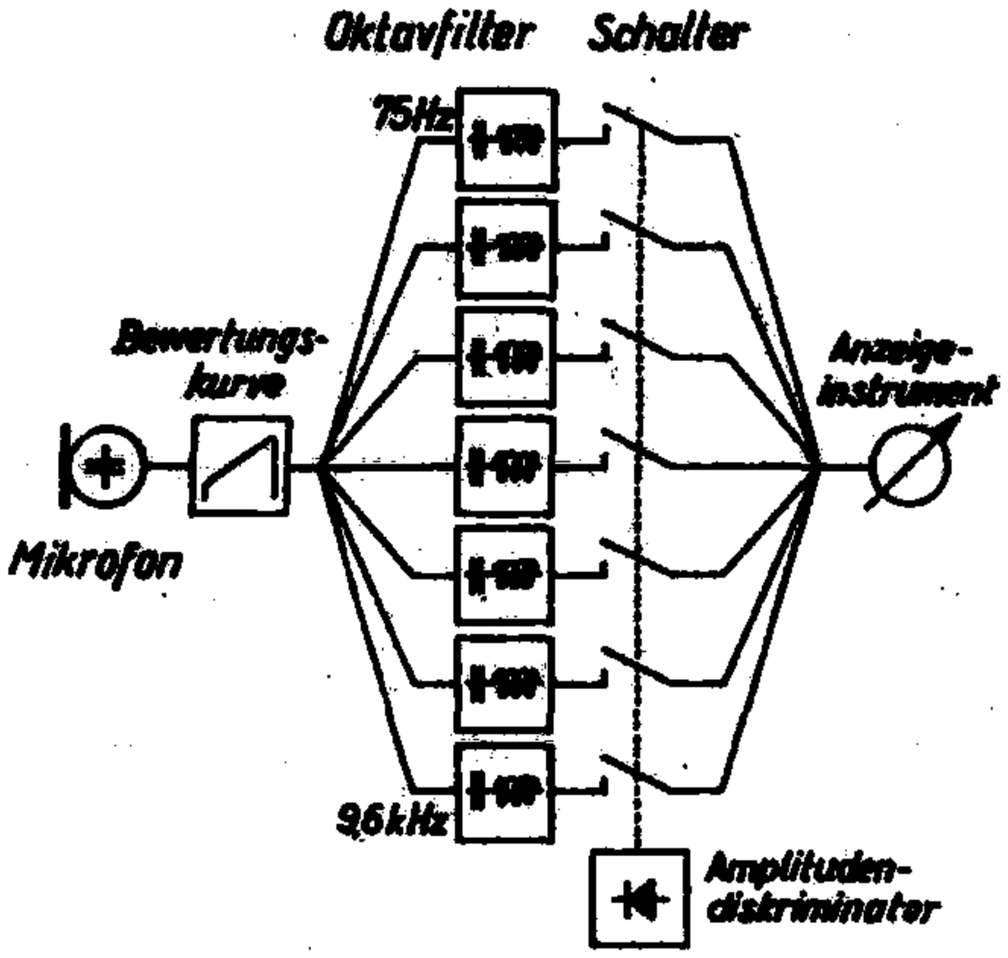


Abb. 1. Blockschaltbild des Geräuschstufenmessers.

Den prinzipiellen Aufbau eines Geräuschstufenmessers soll Abb. 1 veranschaulichen. Der Schalldruck eines zu untersuchenden Geräusches wird mittels eines Mikrofones in eine dem Schalldruck proportionale Spannung umgesetzt. Diese Spannung wird dann einer *RC*-Kombination zugeführt, die eine Höhenanhebung von 3 dB/Oktov bzw. 6 dB/Oktav bewirkt, entsprechend der diesem Verfahren zugrunde liegenden Frequenzbeurteilungskurve. Das bewertete Frequenzgemisch wird danach durch die Oktavfilter in sieben Oktavbänder aufgespalten, die den Bereich von 75 Hz bis 9,6 kHz lückenlos überdecken. Am Ausgang der sieben Oktavfilterkanäle liegt jeweils ein Elektronenschalter, der es gestattet, den jeweiligen Filterkanal auf das Messwerk zu schalten und diesen Oktavpegel zur Anzeige zu bringen. Das Messwerk ist mit einem Effektivwerte bildenden Verstärker versehen.

Entsprechend der Definition der Geräuschstufe, ergibt der Wert des höchsten bewerteten Oktavbandpegels den Wert der Geräuschstufe. Damit der Geräuschstufenmesser diese Forderung erfüllt, müssen die elektronischen Schalter so gesteuert werden,

dass jeweils nur der höchste der sieben Oktavbandpegel dem Messwerk zugeführt wird. Diese Steuerung übernimmt der Amplitudendiskriminator.

Der Amplitudendiskriminator hat die Aufgabe, aus den sieben Oktavfilterkanälen den Kanal mit dem höchsten Pegel auszusuchen. Dies kann durch den Vergleich der sieben Filterspannungen geschehen. Der unmittelbare Vergleich der sieben Filterspannungen untereinander scheidet aus Gründen des dabei benötigten hohen schaltungstechnischen Aufwandes aus.

Es erwies sich dagegen ein anderes Verfahren als praktisch durchführbar. Alle sieben Filterspannungen werden mit einer gesonderten Zusatzspannung verglichen. Für jeden Filterkanal wird jeweils die Differenz der Augenblickswerte der Filterspannung und der Zusatzspannung gebildet. Durch Veränderung der Grösse dieser, in diesem Falle negativ gewählten Zusatzspannung, lässt es sich erreichen, dass in sechs Kanälen eine positive Spannungsdifferenz erscheint, während in dem siebenten Kanal, dessen Spannung den höchsten Momentanwert hat, eine negative Spannungsdifferenz auftritt. Werden gleichzeitig alle positiven Spannungen unterdrückt, so bleibt nur für den Kanal mit dem höchsten Spannungspegel eine Differenzspannung übrig. Durch Verstärkung, Gleichrichtung und Begrenzung dieser Differenzspannung erhält man die Steuerspannung für die Elektronenschalter.

Da nun jedoch der Pegel der zu untersuchenden Geräusche in den meisten Fällen zeitlich nicht konstant ist, ändern sich auch die Pegel in den Filterkanälen in gleicher Weise. Dies bedeutet aber, dass die Zusatzspannung, die zur Differenzbildung benötigt wird, ständig verändert werden muss, um nur für einen Filterkanal eine negative Differenzspannung zu ergeben. Um dies zu berücksichtigen, wurde die Zusatzspannung aus dem bewerteten Gesamtpegel des Geräusches abgeleitet. Es ist jedoch nicht möglich, die an den parallel geschalteten Oktavbandfiltereingängen liegende Wechselspannung, die dem bewerteten Gesamtpegel entspricht, direkt zur Differenzbildung heranzuziehen. Der Grund dafür sind die über die Filter entstehenden Phasendrehungen. Es wurde daher das bewertete Gesamtsignal auf einen Spitzenwertgleichrichter gegeben, dem dann die zur Differenzbildung benötigte Zusatzspannung entnommen wurde. Die Zeitkonstante der Gleichrichtung wurde durch Versuche ermittelt und auf etwa 25 msek. festgelegt.

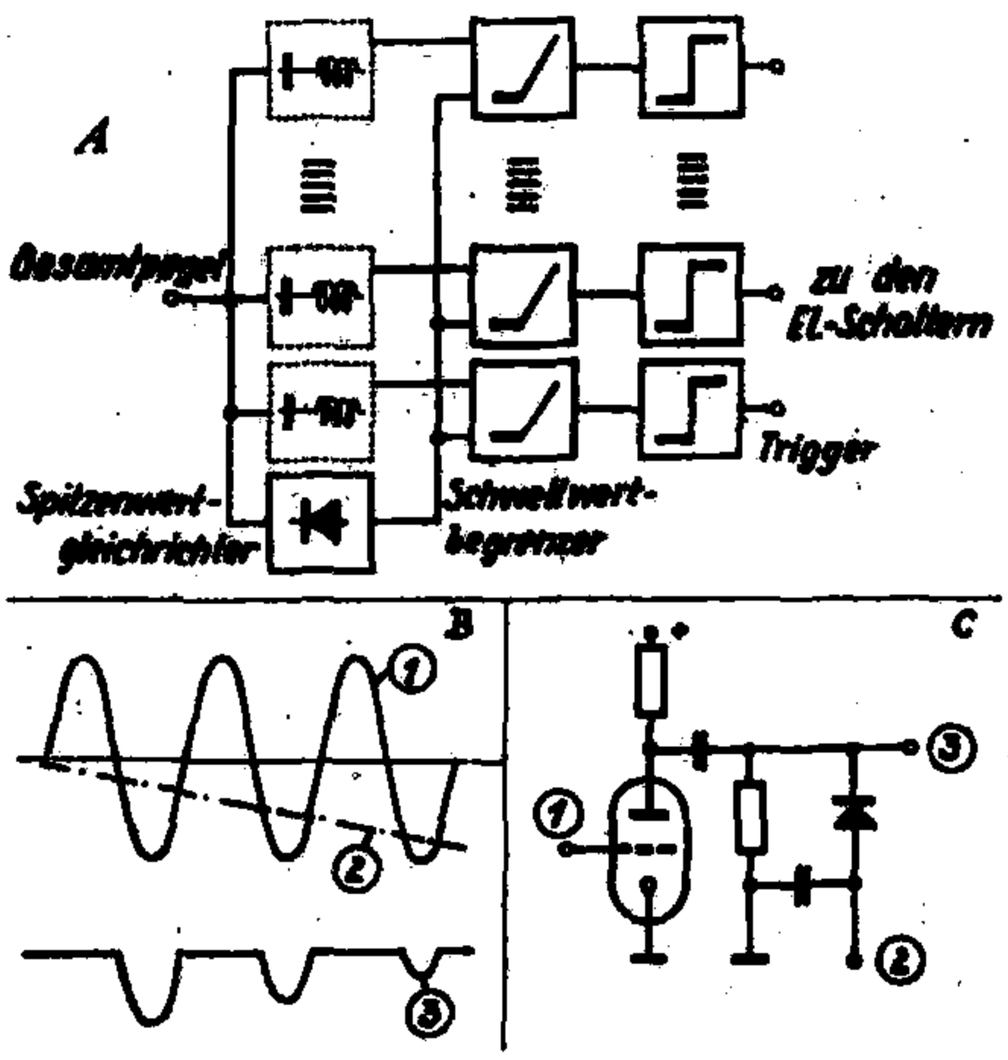


Abb. 2. Geräuschstufenmesser.
A. Blockschaltbild des Amplitudendiskriminators.
B. Spannungsverläufe an den Messpunkten von C.
C. Prinzip des Schwellwertbegrenzers.

In Abb. 2A sieht man das Blockschaltbild des Amplitudendiskriminators. Die Ausgangsspannung jedes Oktavfilters wird zusammen mit der Zusatzspannung, die dem Spitzenwertgleichrichter entnommen wird, je einem Schwellwertbegrenzer zugeführt Diese Baugruppe ist in dem Geräuschstufenmesser sieben mal vorhanden. Der Schwellwertbegrenzer dient zur Differenzbildung der Filterspannung und der Zusatzspannung. Gleichzeitig werden hier die positiven Differenzspannungen unterdrückt. Die Funktion des Schwellwertbegrenzers soll an Hand der Prinzipschaltung Abb. 2C erläutert werden.

Auf den Eingang einer Verstärkerröhre wird die Filterspannung gegeben, die hier als reine Sinusspannung dargestellt ist (Abb. 2 *B* (*1*)).Als Ausgangswiderstand der Verstärkerröhre wirkt hier in erster Linie die vorgespannte Diode, deren Widerstand hochohmig ist. Der Diode wird am Punkt (*2*) die Zusatzspannung zugeführt, die dem Spitzenwertgleichrichter entnommen wird. Damit stellt die Diode für Spannungen, die grösser als die Zuzatzspannung sind, einen sehr kleinen Widerstand dar, d.h. der Ausgang der Verstärkerröhre ist wechselspannungsmässig kurzgeschlossen. Wird die Ausgangsspannung negativer als die Zusatzspannung, so ist der Widerstand der Diode sehr hoch, d.h. die Röhre verstärkt normal. Am Ausgang des Schwellwertbegrenzersentstehen also negative Spannungskuppen, deren Grösse von der Differenz der Zusatzspannung und dem momentanen Wert der Filterspannung abhängt. Da die Grösse der Zusatzspannung in allen sieben Schwellwertbegrenzern gleich gross ist, ist es leicht einzusehen, dass sie so eingestellt werden kann, dass nur in dem Kanal mit dem höchsten Pegel die Filterspannung die Zusatzspannung übersteigt und so negative Kuppen am Ausgang (*3*) entstehen.

Mit diesen Spannungskuppen, die den Filterkanal mit dem höchsten Pegel charakterisieren, werden nun sieben monostabile Multivibratoren (allgemein bekannt als Schmitt-Trigger) angesteuert. Die Zeitkonstante der Trigger wurde ebenfalls mit 25 msek. bemessen. Damit wird erreicht, dass die Trigger nicht auf jede einzelne Kuppe ansprechen, sondern über mehrere Kuppen integrieren. Der Gleichspannungswert am Ausgang der Trigger, der von der Betriebslage abhängig ist, dient als Steuerspannung für die Elektronenschalter. Die Ausgangsspannung kann dabei zwei diskrete Werte annehmen.

Anstelle der mit Elektronenröhren aufgebauten Schmitt-Trigger lassen sich auch die neu auf dem Markt befindlichen Kaltkathoden-Relaisröhren verwenden. Diese Röhren müssen dabei über einen gemeinsamen Anodenwiderstand betrieben werden, damit jeweils nur eine Röhre zünden kann und damit jeweils nur ein Filterkanal auf das Anzeigeinstrument geschaltet wird.

Nach dem beschriebenen Prinzip wurde ein Gerät aufgebaut, an dem die Funktionen der einzelnen beschriebenen Baugruppen und ihre gemeinsame Funktion untersucht werden konnten. Es zeigte sich dabei, dass die mit diesem Gerät gemessenen Geräuschstufen mit den graphisch ermittelten Werten sehr gut übereinstimmen.

Der Vorteil dieses Gerätes liegt in der Umgehung des sehr zeitraubenden graphische Verfahrens zur Bestimmung der Geräuschstufe, was für die praktische Anwendbarkeit des Verfahrens von Bedeutung ist. Ausserdem lässt sich durch eine Glimmlampenanzeige sofort der Frequenzbereich ablesen, der auf dem Instrument zur Anzeige gebracht wird. Die Handhabung des Gerätes ist dabei nicht schwieriger als die eines normalen DIN-Lautstärkemessers.

Abschliessend sei noch bemerkt, dass das hier beschriebene Verfahren der Auswahl

des höchsten Pegels aus einer Anzahl unterschiedlicher Pegel sich auch für andere Verfahren der Geräuschmessung anwenden lässt, die heute ausschliesslich mit graphischer Auswertung arbeiten.

LITERATUR

1. E. LÜBCKE, in L. CREMER, *Proc. Third Intern. Congr. Acoustics, Stuttgart 1959*, Elsevier, Amsterdam, 1960, p. 157.

Objektive Methode zur Bestimmung der Qualität eines Saiteninstruments

E. LEIPP, *Beratungsingenieur, Paris (France)*
A. MOLES, *Französischer Rundfunk, Paris (France)*

Die Beurteilung der Klangqualität eines Musikinstruments scheint bis heute wesentlich immer noch eine subjektive Angelegenheit geblieben zu sein. Es treten dabei allerlei wohlbekannte Schwierigkeiten hervor: Einfluss des Gedächtnisses, Einführung der persönlichen Gleichung des Hörers, Raumeinfluss usw, und hauptsächlich besteht der Mangel an einer Aufzeichnung.

Eine objektive Methode wäre also notwendig:

1. um das, was man unter einem "guten" Instrument versteht, zu definieren und objektiv gültige Kriterien aufzustellen.
2. um für den Instrumentenbau annehmbare Angaben zu erhalten, und so die Qualität klassicher Instrumente verbessern zu können und Kontrollmethoden für die Fabrikation zu finden.

Das Problem besteht darin, die messbaren Parameter zu kennen, ihre Rolle in der Beurteilung der Klangqualität genau zu bestimmen, und schliesslich diese Parameter zu messen.

A. MESSBARE PARAMETER

1. *Pegel*

Diese Grösse ist am leichtesten zugänglich und führt zur direkten Aussage. Der logaritmische Aussteuerungsmesser löst besonders elegant die Messaufgabe; diese besteht aus:

a) *Messung des mittleren Pegels* des Instruments unter Betriebsbedingungen.

b) *Pegelvergleich* (Messung der Tonebenheit) zwischen den verschiedenen intonierten Noten.

Durch Normvereinbarungen bei der Tonaufnahme entsprechen die erhaltenen Ergebnissen direkt dem Gehöreindruck und man erhält eine Aufzeichnung für Ablesung, Klassifizierung und Vergleich.

2. *Klangfarbe*

Dieses Problem ist besonders delikat. Die Empfindung ist – wie frühere Arbeiten gezeigt haben – sowohl an die Ausgleichvorgänge wie an die Spektren des stationären Zustands gebunden.

Die Form der Einschwingvorgänge erlaubt, den gehörten Instrumententyp zu identifizieren, und zwar als Funktion der Art des Einzatzes und des Ausklingens. Jedoch bleibt die Beurteilung des speziellen Kriteriums des jeweiligen Instruments einer Klasse offen. Dieser Wert ist subjektiv, aber eine Funktion des Spektrums des stationären Notenwerts. Er hängt vom Material und von der Detailstruktur des tönenden Systems ab.

Ein Hörer oder ein Instrumentenspieler unterscheiden wohl die Varianten von Instrumentenqualitäten. Frühere Arbeiten haben die enge Beziehung zwischen dem subjektiven Urteil und der *Enveloppe* des Spektrums gezeigt (SKUDRZYK, WINCKEL, POTTER u.a.).

Man kann jedes Saiteninstrument als das Zusammenwirken eines Erregers (z.B. das System Saite-Bogen als Kippschwingungsgenerator) und einer Reihe von Resonatoren (Saiten, verschiedene Korpusteile usw.), die die Schwingungen verstärken und auch verzerren, auffassen.

Stellen wir die angewandte Kraft durch eine Kurve in A/n dar, worin A die Amplitude und n die Nummer der Harmonischen darstellen. Diese spektrale Kurve nimmt man gewöhnlich als Bezugskurve. Wenn die Eigenfrequenz eines der Resonatoren

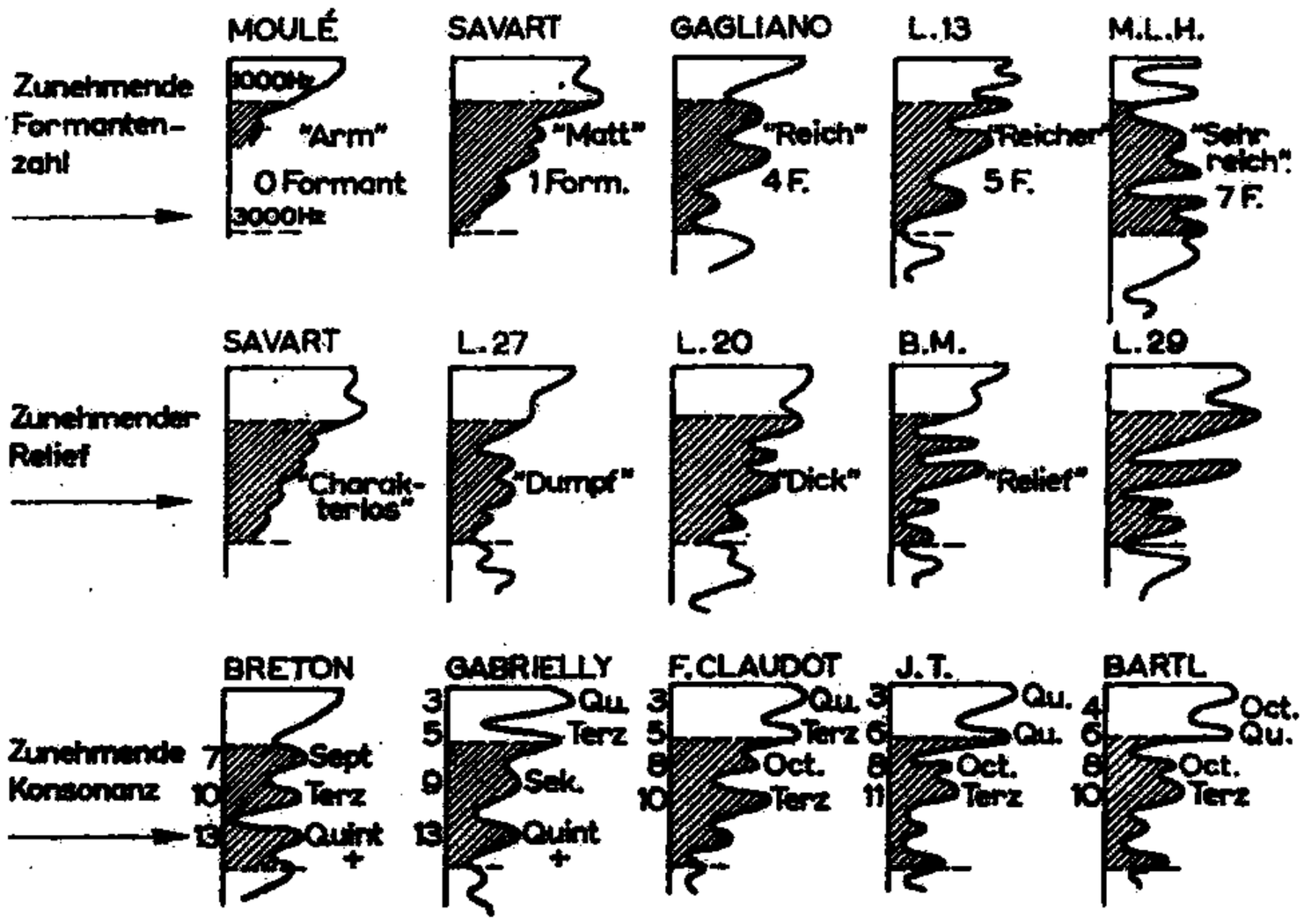


Abb. 1.

mit einer der Harmonischen des Grundtons übereinstimmt, so wird diese Harmonische durch Resonanz verstärkt. Es bildet sich auf der Spektralkurve ein Buckel aus, den man *positiven Formanten* nennt. Im Gegensatz hierzu bilden Antiresonanzen Löcher in der Spektralkurve, die wir negative Formanten nennen. Beispiel: das Auf-

setzen des Bogens auf die Saite bedingt Verminderung oder Auslöchung von gewissen Harmonischen.

Das Spektrum hat schliesslich eine Enveloppe, deren Form durch die Zahl, den relativen Pegel und die Lage der Formanten gekennzeichnet ist.

a) *Zahl der Formanten:* Einem Klang, der weder positive noch negative Formanten hat, fehlt es an Charakter: er ist "flach". Je mehr Formanten er hat, umso mehr wird er als "reich" bezeichnet. Bei gleicher Formantzahl wird ein Klang als umso reicher erkannt werden, als er mehr Formanten in der höchsten Empfindlichleitzone hat (1000 bis 3000 Hz). Beispiele zeigen dass die Zahl der Formanten ohne Schwierigkeit erkannt werden kann.

b) *Der relative Formantpegel.* Ein Formant, der gegenüber der Bezugskúrve nur 6 dB erhöht ist, kann als prägnant bezeichnet werden. Dies stimmt mit den empirischen Ergebnissen der Raumakustik und der Experimentalpsychologie überein, mit Bezug auf die dynamische Differentialschwelle der Pegeländerungen, die bekanntlich grösser als die statische Schwelle (1 dB) ist. Sie errecht 4 oder 5 dB wegen der kurzen Verzugszeit für das Ohr, um die Differenz wahrzunehmen.

Das Relief des Formanten, gemessen als Amplitude des Buckels im Vergleich zu der Amplitude der Bezugskurve an diesem Punkt, charakterisiert, was die Instrumentenspieler auch "Klangrelief" nennen. Wenn das Relief besonders markiert ist, ist auch die "Personalität" des Klangs gekennzeichnet. Es gibt eine Beziehung zwischen der Enveloppe und den durch den Musiker gebrachten Bezeichnungen.

c) *Die Lage der Formanten:* Wir haben in unseren Messungen gefunden dass die Lage der Formanten den Konsonanz- oder Dissonanzgrad der Klangfarbe bestimmt. Für einen Formanten auf der 2. Harmonischen ist die Konsonanz vollkommen (Oktave); für die 3. Harmonische hat man eine Quintkonsonanz; für die 7. Harmonische, die Septimenkonsonanz (oder, besser: Dissonanz) usw. Von dem, zwischen den Formanten und dem Grundton gebildeten Akkord hängt der esthetische Gehalt der Klangfarbe, sein Grad der Konsonanz und Dissonanz ab.

Für die Beziehungen zwischen der Enveloppe und der Erkennbarkeit der Klangfarbe soll nach dieser Definition eine Messmethode gefunden werden.

3. *Die Dauer der Einschwingvorgänge*

Man weiss, das diese Dauer eine wichtige Rolle bei der Qualität des Instrumentenklangs spielt. Sie bedingt die Deutlichkeit der Abstrahlung in den schnellen Passagen und darf die Dauer der Zeitkonstante von 50 msek. nicht wesentlich überschreiten. wenigstens für melodische Instrumente.

B. MESSUNG DER PARAMETER

Am besten eignet sich der Sonagraph, weil er an gewünschten Zeitpunkten eines Klangs unter den normalen Bedingungen des Instrumentenspiels Spektren aufzunehmen erlaubt. Sein Aussteuerbereich (250 bis 8000 Hz) ist ausreichend, da er die Empfindlichkeitzone des Ohrs bedeckt. Seine nicht sehr hohe Genauigkeit ist nicht störend, da es sich um die Untersuchung der Form und der relativen Amplituden handelt. Die Registrierstreifen sind leicht zu lesen und zu deuten, ausserdem sind die Messungen nicht zeitraubend.

Wir haben etwa 150 Sonagramme hergestellt. Manche sollten die spektralen Va-

rianten aufzeigen, was die Instrumententechnik, Saiten, usw. betrifft. Es erweist sich dass man die Normalbedingungen des Spieles strikt innehalten muss. Etwa 25 verschiedene Geigen wurden untersucht (wovon 12 selbstgebaute), indem die 4 leeren Saiten aufgenommen wurden. Auf einer Geige hat jede Note ein verschiedenes Spektrum, weil die Lage des Grundtons und der Harmonischen sich auf der Frequenzskala verändert, während die Frequenzkurve des Resonatorensystems der Geige feststeht. Theoretisch müsste man alle auf einem Instrument möglichen Klänge studieren. Aber wenn 2 Instrumente identische Spektren für die 4 leeren Saiten aufweisen, sind die Klangeigenschaften der beiden Instrumente praktisch identisch, auch für die anderen Noten. Die Erfahrung zeigt, dass die Spektren der 4 leeren Saiten genügen, um eine Geige zu charakterisieren.

SCHLUSSFOLGERUNG

Mit Hilfe des Sonagraphs ist es möglich spezifische Angaben über ein Instrument zu machen. Die Aufzeichnung wird ergänzt durch die Anzeige des Aussteurungsmessers, und des Tonbandes, als Bestätigung durch das Ohr. Die Daten kann man auf einen Zettel dem Instrument in irgend einer Klasseneinteilung beigeben, zumal eine Beziehung zu den subjektiven Daten besteht. Man verfügt so über eine objektive Methode, die Qualität eines Saiteninstruments zu bestimmen – eine Methode die man auch auf andere Instrumente erweitern kann.

Der Einfluss von Störfeldern bei der magnetischen Aufzeichnung

J. GREINER

Deutsche Akademie der Wissenschaften, Jena (Deutschland)

Bei den Untersuchungen wird davon ausgegangen, dass sich ein Sprechkopf in einem äusseren Störfeld befindet. Der Einfachheit halber wird ein Gleichfeld als Störung angenommen. Die Betrachtungen gelten jedoch auch für Wechselfelder.

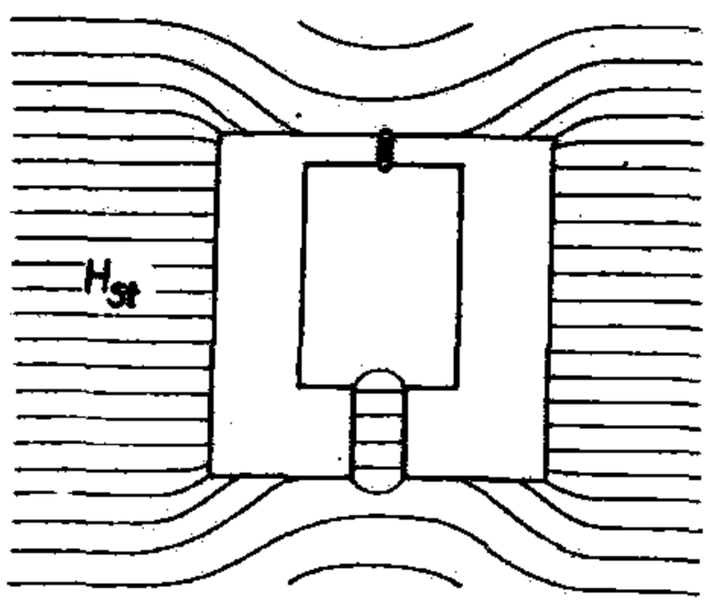


Abb. 1. Sprechkopfkern mit seitlich einfallendem Störfeld.

Abb. 1 zeigt qualitativ, wie der Kern eines Sprechkopfes ein seitlich einfallendes Störfeld verzerrt. Da der magnetische Widerstand des Kernes zu vernachlässigen ist, und ausserdem der Widerstand des vorderen Spaltes wesentlich geringer ist als der des hinteren, wird der gesamte von der Seite auf den Kopf auftreffende Kraftfluss über den vorderen Spalt gelenkt. Das Störfeld erfährt hierdurch eine 10 bis 100-fache Verstärkung. Da ausserdem am Spalt noch das Vormagnetisierungsfeld wirkt, ergibt sich eine starke Störmagnetisierung auf dem Band.

Wirkt das Störfeld in Richtung der Symmetrieachse des Kopfes, so wird es vernachlässigbar verstärkt. Hinzu kommt, dass eine starke Schwächung der Feldwirkung bei einer Magnetisierung quer zum Band durch den Entmagnetisierungsfaktor eintritt. Es wird keine nachweisbare Magnetisierung von diesem Feld auf dem Band erzeugt.

Hat dat Störfeld beliebige Richtung zum Sprechkopf, so wirkt nur die Komponente, die senkrecht zur Symmetrieachse liegt. Dreht man also einen Kopf in einem homogenen Störfeld, so schwankt die auf dem Band erzeugte Störmagnetisierung nach einer Sinusfunkton:

Diese Betrachtungen wurden wie folgt experimentell bestätigt: Von einem Ringkopf einer Studiomaschine wurde die Kopfkonstante für das verwandte Band zu 21,9 Oe/mA bestimmt. Unter Kopfkonstante versteht man den Proportionalitätsfaktor zwischen Spulenstrom und mittlerer auf das Band wirkender Feldstärke.

Anschlieessnd wurde die Arbeitskennlinie des Bandes bei optimaler Vormagneti-

sierung aufgenommen. Die Steigung des linearen Teilts beträgt 7,3 mM/0e. Dann brachten wir den Sprechkopf in der Mitte zweier drehbarer Helmholtzspulen an. Der Kopf wurde mit optimalen Vormagnetisierungsstrom gespeist. Die Helmholtzspulen erzeugten in ihrer Mitte das Feld von 0,4 Oe. Feld und Kopf wurden gegeneinander verdreht. In jeder Stellung wurde die Gleichmagnetisierung des Bandes gemessen

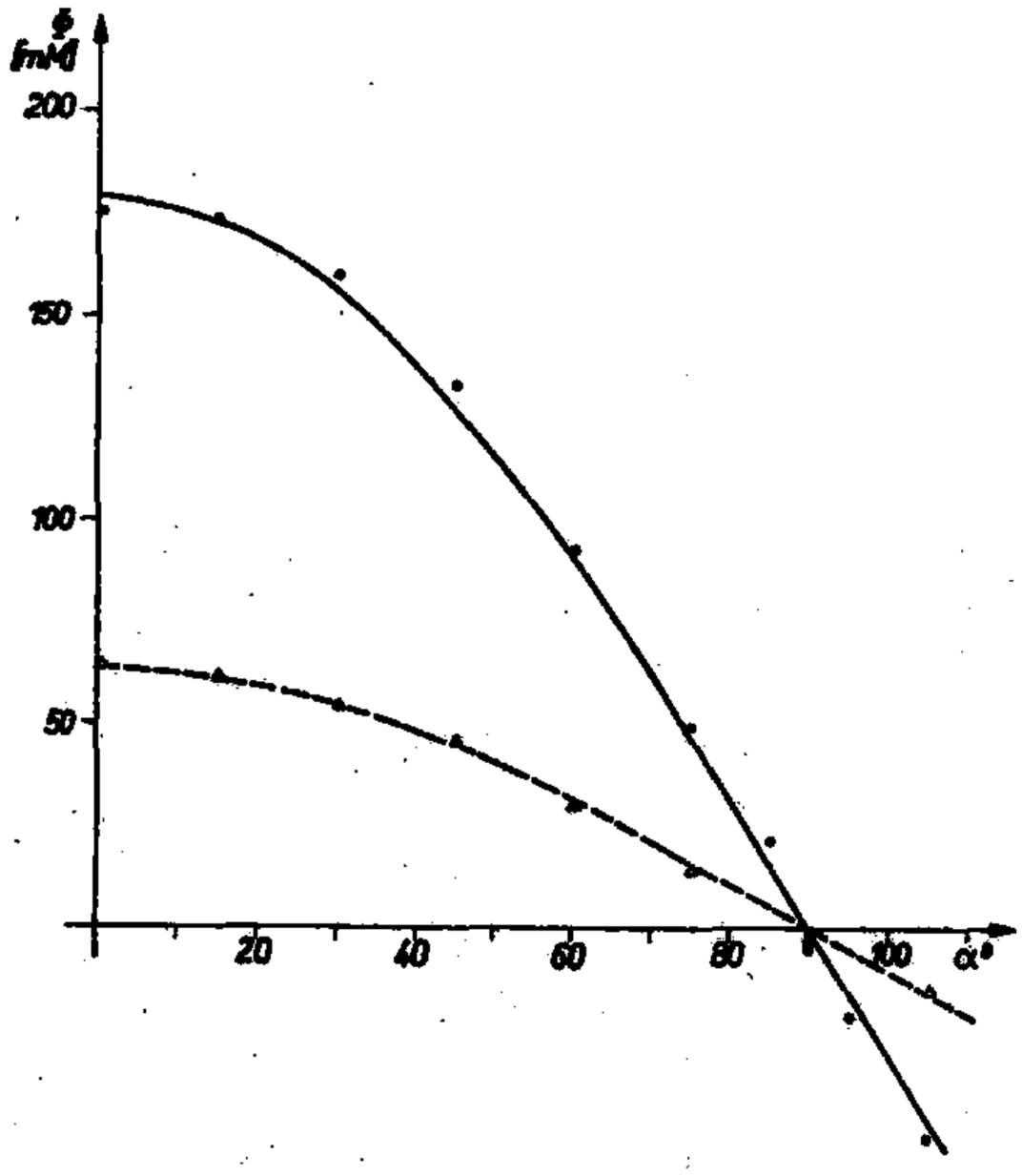


Abb. 2. Abhängigkeit des Bandkraftflusses vom Winkel zwischen Störfeld (0,4 0e) und Symmetrieachse des Kopfes.
——— ohne Abschirmung.
– – – – – mit Abschirmung.

Abb. 2 zeigt die Abhängigkeit des Kraftflusses vom Winkel zwischen Feld und Spalt bei einem Störfeld von 0,4 Oe. Wir sehen, dass bereits dieses Feld genügt, um das Band bis annähernd zur Vollaussteuerung zu magnetisieren.

Aus den Messungen berechnet man, dass das Störfeld durch die Kopfkonstruktion mit 63-facher Stärke auf das Band am Spalt wirkt.

Die Versuche wurden mit einer Abschirmung aus 1 mm starkem Mu-Metallblech wiederholt. Die gestrichelte Linie in Abb. 2 gibt das Ergenbis. Der Einfluss des Störfeldes geht nur um den Faktor $^1/_3$ zurück. Es ist zu erkennen, welch grosser Aufwand an Abschirmung zu treiben ist, um selbst schwache Magnetfelder vom Kopf fernzuhalten. Indem man dafür sorgt, dass das Störfeld in Richtung der Symmetrieachse des Kopfes wirkt, lässt sich viel an Abschirmung sparen.

Some Considerations on the Recording-Process on Magnetic Tape with Application of H. F. Bias

D. L. A. TJADEN

Philips Research Laboratories, N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (The Netherlands)

The explanation of the effect of H.F. bias in magnetic recording as given by WESTMIJZE[1] (based on the theory of ideal magnetization) is now generally accepted.

In a more schematic form it can be expressed as follows: The tape is characterised by a quantity H_{CT}, the so-called critical field intensity. The recording on an element of the tape is assumed to take place at the moment at which the decreasing amplitude of the bias field falls below H_{CT}, and the residual magnetization is determined by the value of the signal field intensity at that instant.

This means that we can define the so-called recording depth y_0 as the greatest distance from the recording head for which the bias-field amplitude reaches the value H_{cr}.

For an idealized head with a semi-infinite gap, as considered by WESTMIJZE[2], this recording depth is given by

$$\begin{aligned} y_0 &= l\,(\tfrac{1}{2}r\sqrt{r^2+1} - \tfrac{1}{2}\operatorname{arcsh} r) \ldots\ldots (r < \sqrt{3}) \\ y_0 &= l\,(r - \operatorname{arctgh} r^{-1}) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (r > \sqrt{3}) \end{aligned} \tag{1}$$

in which $r = H_0/H_{cr}$ (H_0 = bias-field amplitude deep down in the gap) and l = gap length.

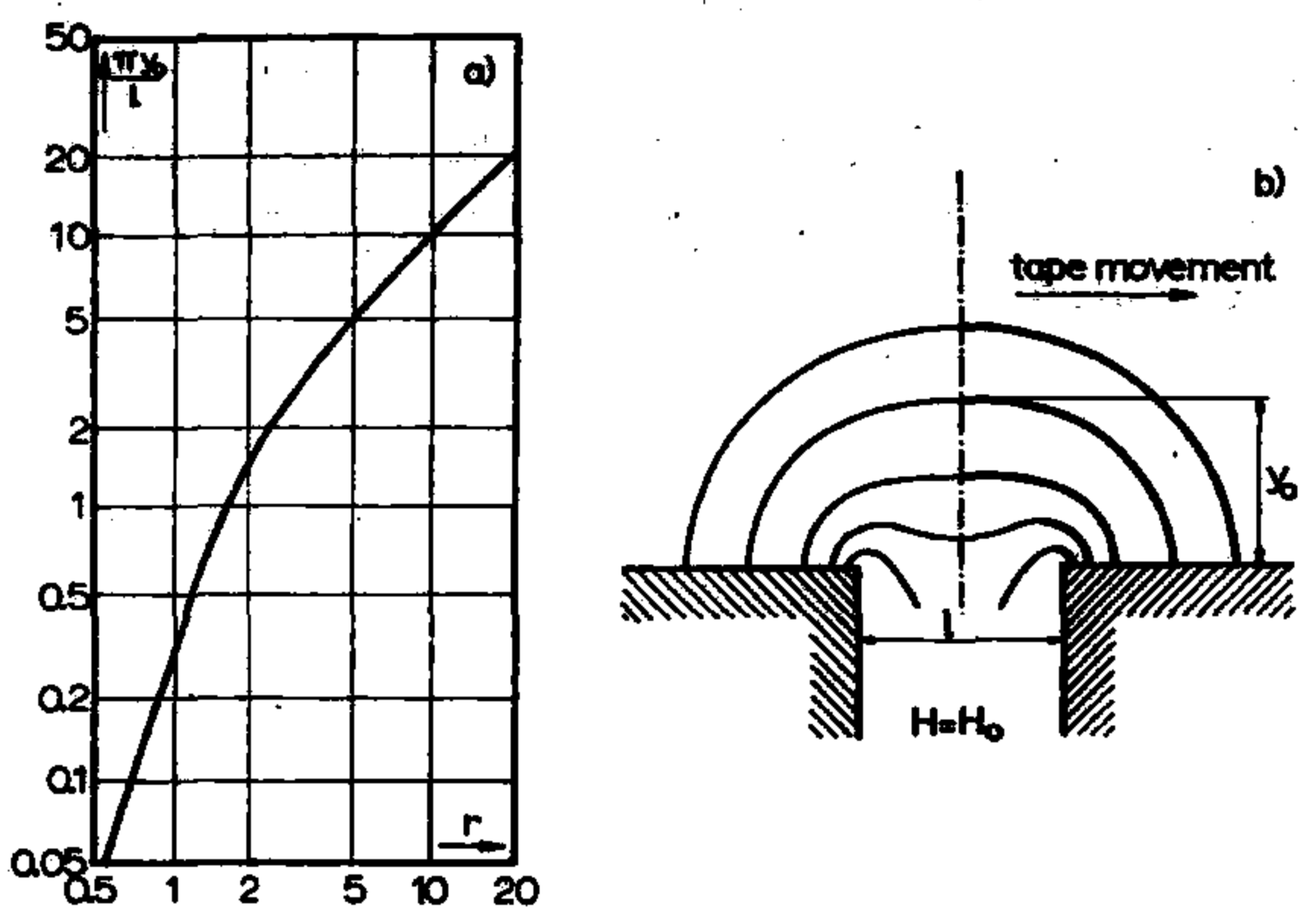


Fig. 1. a. Relation between recording depth and bias intensity, b. Field configuration around a semi-infinite gap.

This relation is shown in the graph of Fig. 1, together with the field configuration around the gap. The lines of constant field intensity on one of which, depending on the

value of the bias current, the critical field intensity will be reached, are shown. The recording takes place on the bold part of the curve.

The direction of the signal field on this curve will vary considerably as a function of the distance from the head. On the tape surface the field is purely perpendicular; the longitudinal component H_x increases more or less linearly with the distance from the tape surface.

By recording square-wave pulses and studying the waveform of the reproduced signal on an oscilliscope we can investigate the extent to which the perpendicular component of the recorded magnetization plays a role in determining the surface induction of the tape. We then find that under normal circumstances the contribution of the perpendicular component is negligible in comparison with that of the longitudinal component.

We must therefore conclude that the sensitivity in the two directions of the recording process is different. This may be due, though not necessarily, to an anisotropy in the tape itself, particularly with oriented tapes. The sensitivity is also determined by demagnetization effects in the tape, and these can be expected to be greater in the perpendicular direction. For the present we shall neglect the perpendicular component of the magnetization. As previously mentioned, H_x can be expected to increase approximately linearly with the distance from the tape surface, which means that the apparent sensitivity of a tape, recorded under optimum bias conditions, will be about half the sensitivity of the same tape when recorded in a solenoid with a longitudinal field. This is in reasonable agreement with our measurements.

For a certain bias current the recording depth will be equal to the total coating thickness. Beyond this point the sensitivity will again decrease. In Fig. 2 are shown measured curves for the relation between sensitivity and bias current for some different tapes and heads, as compared with the theoretical curve derived from Eq. (1) when the assumption is made that only H_x is responsible for the recording. In the latter curve the effect of the finite coating thickness is not incorporated.

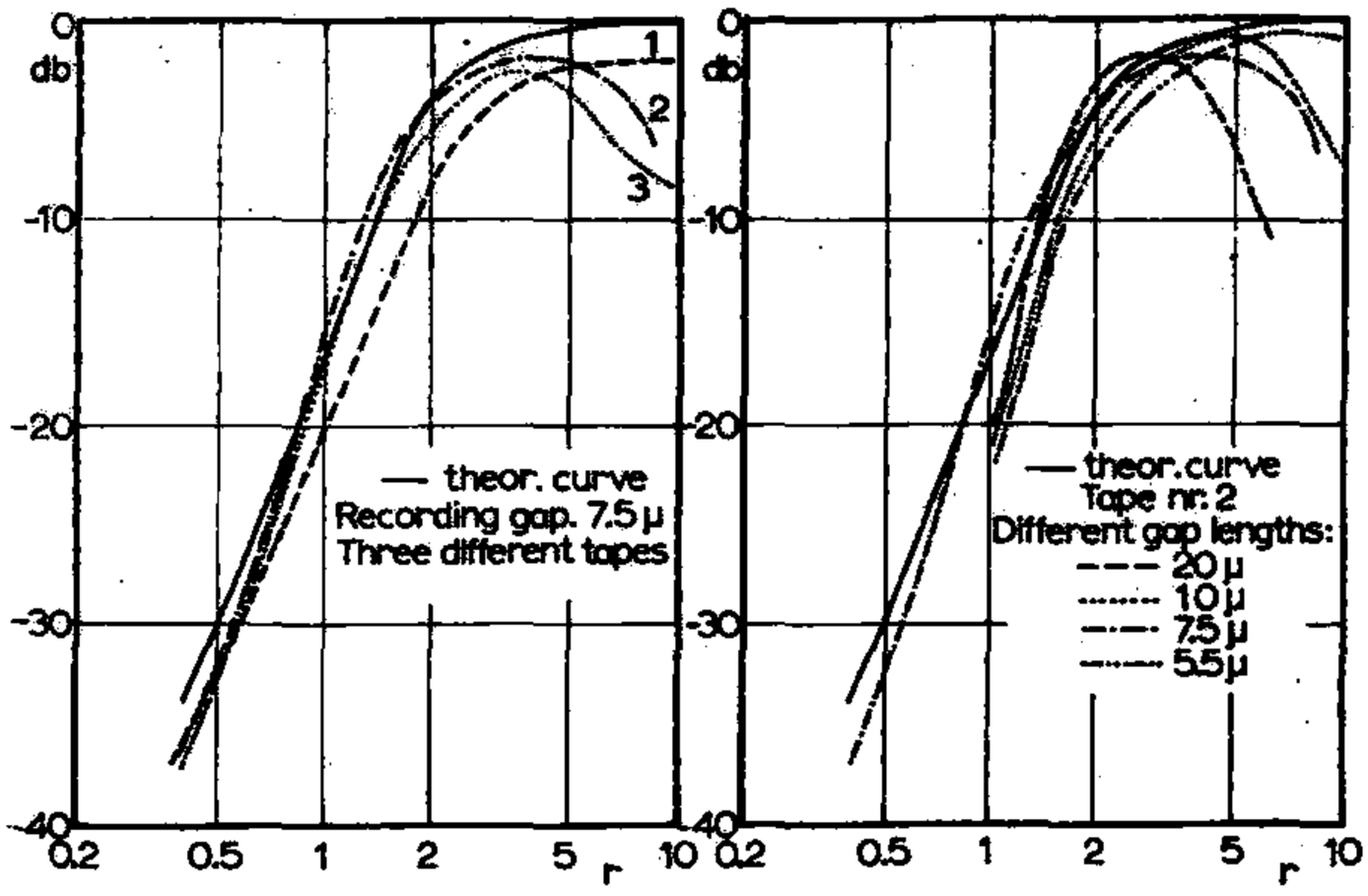


Fig. 2. Sensitivity as a function of bias intensity, a) for some different tapes, b) for some different recording heads.

Now we will investigate the consequence of the foregoing on short-wavelength response. The effect of the distance between a recorded layer of the tape and the reproducing head surface can be expressed by a factor $\exp(-2\pi y/\lambda)$ in which y is the distance and λ is the wavelength recorded. Assuming a magnetization which is constant

over the recording depth, this gives rise to the frequently quoted expression for the so-called thickness loss (WALLACE[3])

$$f_1(ky_0) = (1 - \exp[-ky_0]) / ky_0$$

If, however, the magnetization increases linearly with y, this expression should be replaced ʌq

$$f_2(ky_0) = \{1 - (1 + ky_0) \exp[-ky_0]\} / \tfrac{1}{2}k^2y^2_0$$

We see that, as ky_0 increases, the thickness loss becomes proportional to $(ky_0)^2$.

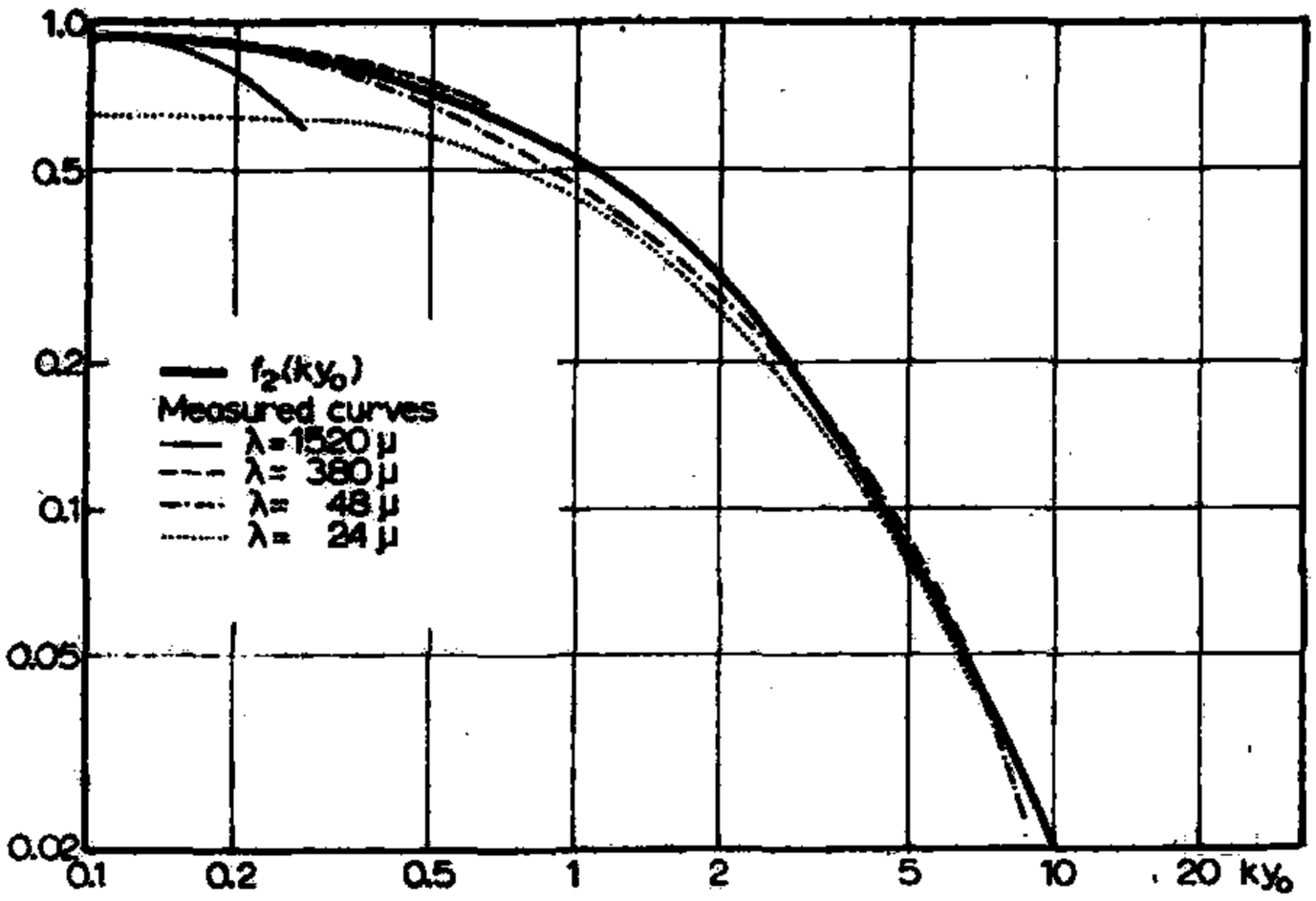


Fig. 3. Bias-dependent part of the losses.

If we want to check this expression with the results of measurements we must try to separate the thickness loss from the other losses in the recording–reproducing process. This can be done as follows: In the first place, frequency dependent losses can be eliminated by using various tape speeds with the same frequency. The gap loss of the reproducing head can be calculated and accounted for. The losses remaining at very low bias currents can be explained in terms of the distance between tape and reproducing head. The rest of the losses are bias-dependent and are considered as thickness-losses. In Fig. 3 are shown measured curves for the bias-dependent part of the losses as a function of ky_0, together the graph of $f_2(ky_0)$. Agreement with the latter is fairly good.

The investigations are still in progress, and the results will be published elsewhere in more detailed form.

REFERENCES

1. W. K. WESTMIJZE, *Philips Research Rept.*, 8 (1953) 245.
2. W. K. WESTMIJZE, *Philips Research Rept.*, 8 (1953) 161.
3. R. L. WALLACE, *Bell Syst. Techn. J.*, 30 (1951) 1145.

Wiedergabe von Magnettonaufzeichnungen mit Hilfe des Halleffektes

F. KUHRT

Siemens-Schuckertwerke A.G., Nürnberg (Deutschland)

Zur Wiedergabe von Magnettonaufzeichnungen werden heute Magnetköpfe verwendet, deren Wirkungsweise auf dem Induktionsprinzip beruht. Diese Wiedergabeköpfe besitzen eine Reihe nachteiliger Eigenschaften. Ihre Ausgangsspannung ist der Frequenz f und der Spurbreite s proportional. Die Frequenzabhängigkeit der Ausgangsspannung erfordert einen beträchtlichen Entzerrungsaufwand von Aufsprech- und Wiedergabeverstärker, während die Abhängigkeit von der Spurbreite s beim Übergang zu Mehrspuraufzeichnungen unter Beibehaltung der Breite des Tonbandes notwendig eine Verringerung der Ausgangsspannung zur Folge hat. Darüber hinaus ist eine Vergrösserung des Speichervermögens eines Magnetbandes durch Herabsetzen von Bandgeschwindigkeit und Spaltbreite δ nur begrenzt möglich. Die Ausgangsspannung sinkt stark ab, wenn der magnetische Widerstand des Spaltes kleiner wird als der magnetische Widerstand des mit der Abnahmewicklung versehenen Eisenkernes. Der Bandfluss wird dann nicht mehr durch die Wicklung umgelenkt, sondern schliesst sich unmittelbar über den Spalt. Schliesslich macht die Induktivität der heutigen Wiedergabeköpfe (c.a. 0,1 bis mehrere Henry) eine Volltransistorisierung von Magnettongeräten nur schwer möglich. Der im Vergleich zur Röhre niederohmige Eingang des Transistors führt in Verbindung mit der Induktivität der Abnahmespule zu beträchtlichen Zeitkonstanten.

Die genannten Nachteile des induktiven Wiedergabekopfes geben Veranlassung, nach einem anderen Wiedergabeverfahren zu suchen, dem diese nachteiligen Eigenschaften nicht anhaften.

Neben dem Induktionsgesetz bietet der Halleffekt die Möglichkeit, eine magnetische Induktion in eine elektrische Spannung umzusetzen. Zur Erzielung grosser Hallspannungen sind grundsätzlich nur Halbleiter mit hohem Reinheitsgrad geeignet. Entscheidend für die Verwendbarkeit des Halleffektes zur Wiedergabe von Magnettonaufzeichnungen ist die Höhe der verfügbaren Halleistung im Vergleich zum Rauschen des Halbleiters. Die Halleistung N_2 ist aber dem Quadrat der Elektronenbeweglichkeit μ_n proportional, und zwar gilt bei der magnetischen Induktion B

$$N_2 \approx (\mu_n B)^2$$

Halbleiter mit hoher Elektronenbeweglichkeit sind die von WELKER[1, 2], und Mitarbeitern[3, 4] entdeckten intermetallischen Halbleiter aus Elementen der dritten und fünften Gruppe des peridischen Systems. Unter diesen Halbleitern besitzt Indiumantimonid mit $\mu_n = 65.000\ \mathrm{cm^2\ V^{-1}\ Sek^{-1}}$ die höchste der bisher bekannten Elektronenbeweglichkeiten. Darüber hinaus zeichnen sich die III-V-Halbleiter durch ihr geringes

Rauschen aus. Indiumantomonid zeigt z.B. nur reines Nyquist-Rauschen, während das von anderen Halbleitern her bekannte und meist um ein bis zwei Grössenordnungen stärkere $1/f$-Rauschen vollständig fehlt[5, 6]. Indiumantimonid ist somit der für die Wiedergabe von Magnettonaufzeichnungen mit Hilfe des Halleffektes geeignetste Halbleiterstoff.

Ein Element, das die technische Ausnutzung des Halleffektes gestattet, also hohe Hallspannungen bei gleichzeitig hoher Hallleistung liefert, wird allgemein als Hallgenerator bezeichnet[7, 8]. Abb. 1 zeigt im Prinzip Anordnung und Wirkungsweise

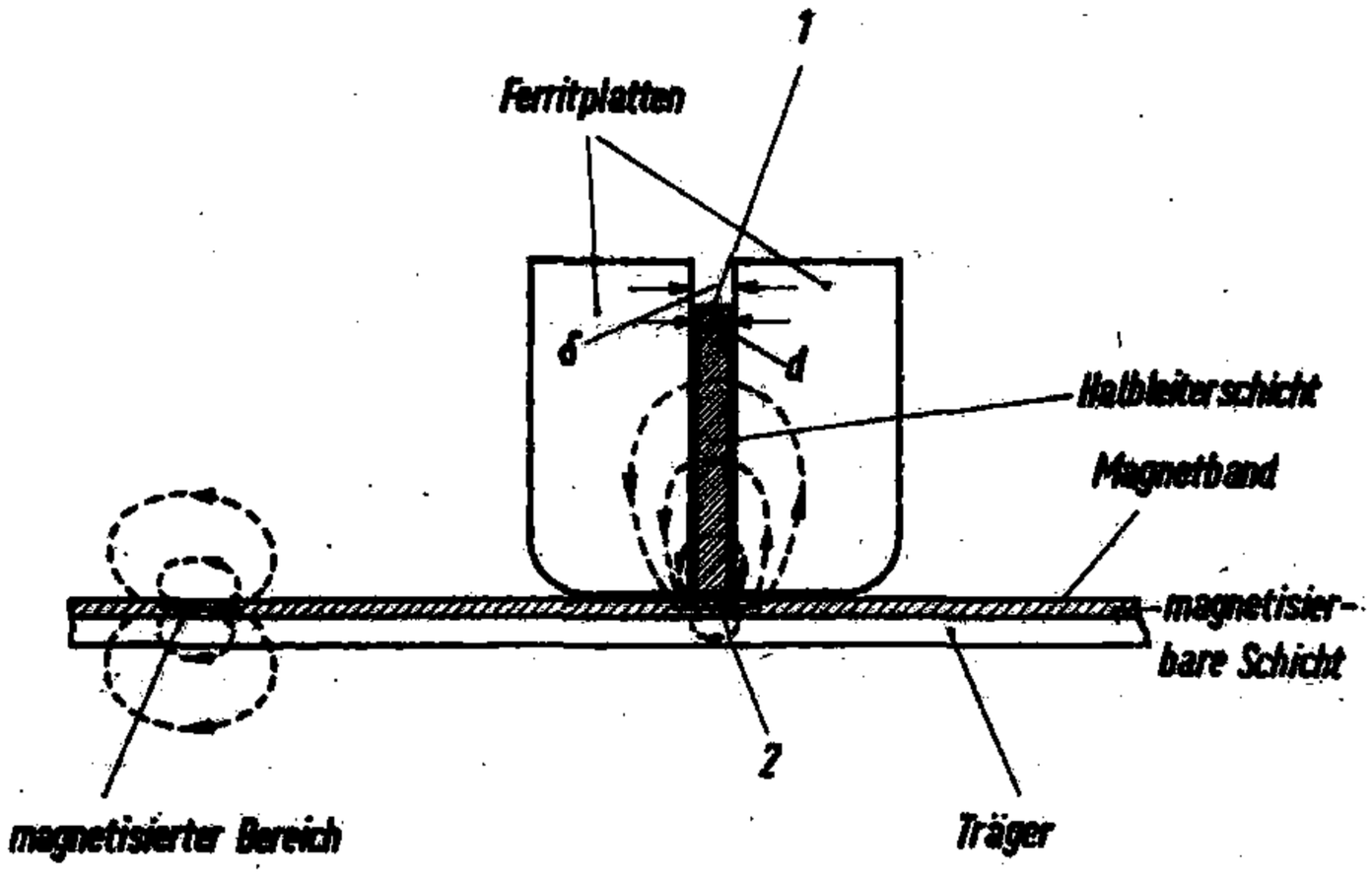


Abb. 1. Prinzip eines Wiedergabekopfes mit Hallgenerator.

eines Wiedergabekopfes mit Hallgenerator. Der Wiedergabekopf besteht im wesentlichen aus zwei kleinen Ferritplatten, zwischen denen sich eine dünne Schicht aus Indiumantimonid befindet (Spaltbreite $\delta \approx$ Halbleiterschichtdicke d). Er wird senkrecht auf das Magnetband aufgesetzt, und zwar so, dass sein mit der Halbleiterschicht ausgefüllter Spalt, dem Spalt des Aufsprechkopfes parallel verläuft. Der von den magnetisierten Bereichen des Aufzeichungsträgers ausgehende Fluss wird dann von den Ferritplatten erfasst und über den Spalt gelenkt. Dabei wird die Halbleiterschicht senkrecht von einer magnetischen Induktion durchsetzt, die der remanenten Induktion des Magnetbandes proportional ist. Schickt man durch die Halbleiterschicht in Richtung senkrecht zur Zeichenebene einen konstanten Strom i_1 (Steuerstrom), so entsteht zwischen den Punkten 1 und 2 der Halbleiterschicht eine der remanenten Induktion proportionale Hallspannung. Diese Hallspannung ist die Ausgangsspannung U eines Wiedergabekopfes mit Hallgenerator.

Die bereits erwähnten Nachteile des induktiven Wiedergabeverfahrens besitzt ein Wiedergabekopf mit Hallgenerator nicht, und zwar sei im einzelnen ausgeführt:

1. Die Ausgangsspannung ist unabhängig von der Frequenz, da sie nicht mehr der zeitlichen Ableitung des remanenten Flusses, sondern der remanenten Induktion selbst proportional ist. Ein Magnettongerät mit Hallgenerator wird daher einen wesentlich geringeren Entzerrungsaufwand im Aufsprech- und Wiedergabeverstärker benötigen.

2. Für das Zustandekommen der Hallspannung ist nur das Vorhandensein einer magnetischen Induktion in der unmittelbaren Umgebung der Hallelektroden erforderlich. Die Höhe der Ausgangsspannung ist daher unabhängig von der Spurbreite s bis hinunter zu einer Spurbreite von etwa 1 mm. Damit dürfte zumindest eine Verdoppelung des Speichervermögens von Tonbändern bei gleicher Wiedergabequalität erreichbar sein.

3. Eine Vergrösserung des Speichervermögens durch Herabsetzen von Bandgeschwindigkeit und Spaltbreite ist bei einer Wiedergabeanordnung mit Hallgenerator nach Abb. 1 möglich, ohne ein Absinken der Ausgangsspannung in Kauf nehmen zu müssen. Bezüglich des Einflusses der Spaltbreite auf die Ausgangsspannung liegen nämlich die Verhältnisse gerade umgekehrt wie beim induktiven Wiedergabekopf. Je schmaler der Spalt, umso geringer ist der magnetische Widerstand, der dem Fluss bei seinem Durchgang durch die Halbleitershicht entgegengesetzt wird.

4. Die Volltransistorisierung von Magnettongeräten mit Hallgenerator-Wiedergabe dürfte keine besonderen Schwierigkeiten bereiten, da der Innenwiderstand des Hallgenerators rein ohmisch ist.

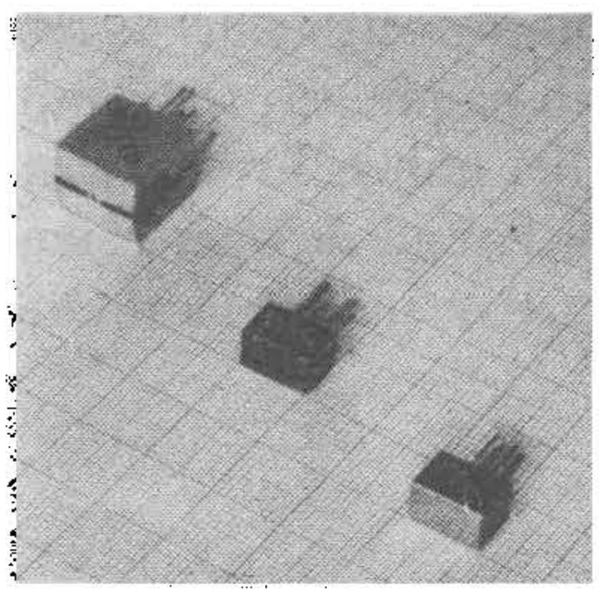


Abb. 2. Verschiedene Ausführungsformen von Hall-Wiedergabeköpfen.

Abb. 2 zeigt drei verschiedene Ausführungsformen von Wiedergabeköpfen mit Hallgeneratoren und zwar von links nach rechts: Einen Pilottonkopf zum Aufsprechen und Abhören einer niederfrequenten, transversal magnetisierten Pilottonspur (Spaltbreite 0,5 mm), einen Wiedergabekopf für längsmagnetisierte Bandaufzeichungen (Spaltbreite 15 μm) und einen Wiedergabekopf mit weichmagnetischem Kopfspiegel für Tonfrequenzaufzeichnungen (Spaltbreite 10 μm).

Die steuer- und Hallseitigen Innenwiderstände eines Wiedergabekopfes mit Hallgenerator liegen zwischen 25 und 50 Ohm. Der zur Erregung erforderliche Steuerstrom beträgt etwa 50 mA. Die Abtastung eines Kurzschlussflusses von 200 mMax-

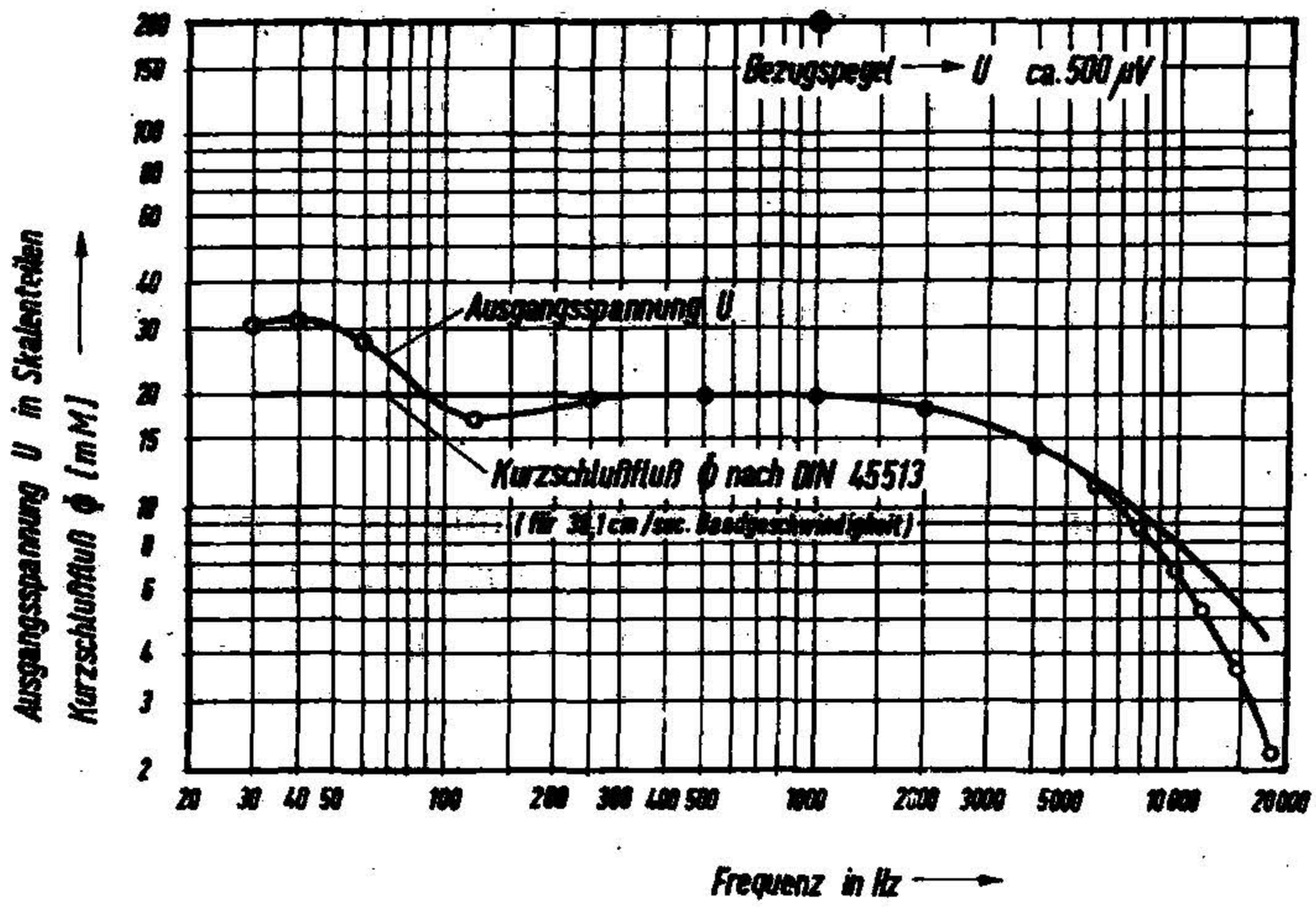


Abb. 3. Frequenzgang eines Wiedergabekopfes mit Hallgenerator.

well ergibt eine Leerlaufausgangsspannung von ca 500 μV. Die Rauschspannung gemessen im Frequenzbereich von 10 Hz bis 20 kHz ist $< 0{,}2\,\mu$V. Eine Dynamik von 60 dB kann daher bequem beherrscht werden.
Zur Kennzeichnung des Frequenzverhaltens ist in Abb. 3 als Beispiel die Ausgangsspannung eines Wiedergabekopfes mit Hallgenerator (weichmagnetischer Kopfspiegel, Spaltbreite 10 μm) bei Abtastung eines Bezugsbandes nach DIN 45.513 für 38,1 cm/Sek.$^{-1}$ Bandgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Frequenz wiedergegeben. Die Abbildung zeigt in doppeltlogarithmischer Darstellung den remanenten Kurzschlussfluss in mMaxwell über der Frequenz (ausgezogene Kurve, 20 dB unter Vollaussteuerung). Die gemessene Ausgangsspannung (kleine Kreise) wurde auf den Wert von 20 Skalenteilen bei der Bezugsfrequenz 1000 Hz normiert. Die Ausgangsspannung eines idealen Wiedergabekopfes mit Hallgenerator (Spaltbreite $\delta \to 0$) sollte dieser Kurve exakt folgen, da die Ausgangsspannung dem remanenten Bandfluss proportional ist. Der vorzeitige Abfall gegenüber der Bandflusskurve bei hohen Frequenzen wird durch die endliche Spaltbreite ($\delta = 10\,\mu m$) verursacht, während das bei tiefen Frequenzen auftretende Oszillieren um die Bandflusskurve in der endlichen Breite des Kopfspiegels begründet liegt.

LITERATUR

1. H. Welker, *Z. Naturforschung*, 7a (1952) 744–749.
2. H. Welker, *Z. Naturforschung*, 8a (1953) 248–251.
3. H. Weiss, *Z. Naturforschung*, 8a (1953) 463–469.
4. O. Madelung und H. Weiss, *Z. Naturforschung*, 9a (1954) 527–34.
5. G. H. Suits, W. D. Schmitz und R. W. Terhune, *J. Appl. Phys.*, 27 (1956) 1385.
6. D. J. Oliver, *Proc. Phys. Soc. (London)* 70B (1957) 331–332.
7. W. Hartel, *Siemens-Z.*, 28 (1954) 376–384.
8. F. Kuhrt, *Siemens-Z.*, 28 (1954) 370–376.

Some Engineering Problems Arising in the Sound Equipment of the Television Service

D. E. L. SHORTER

Research Department, British Broadcasting Corporation, London (Great Britain)

Introduction

Electroacoustic equipment in television studios presents special problems because the overriding requirements of the picture make it difficult to fulfil the conditions for good sound quality. The purpose of this brief survey is to give a few examples of such problems which, while not involving any new principle, illustrate various possible methods of improving the service.

Monitoring loudspeakers for mobile control rooms

In mobile control rooms, where sound and vision staff work together in a confined

space, the sound of the monitoring loudspeaker interferes with the work of the vision engineers. The situation can be eased firstly by reducing the listening level while introducing aural compensation of the loudspeaker frequency response, and secondly by narrowing the horizontal polar characteristic of the loudspeaker. With wide-range loudspeakers this is not easy but the example shown in Fig. 1 represents a compromise which has proved successful in practice. Frequencies below 1500 c/s are radiated by two 12-in. cone units placed side by side; this arrangement narrows the horizontal directional pattern in the lower middle frequency range but to prevent the polar lobe

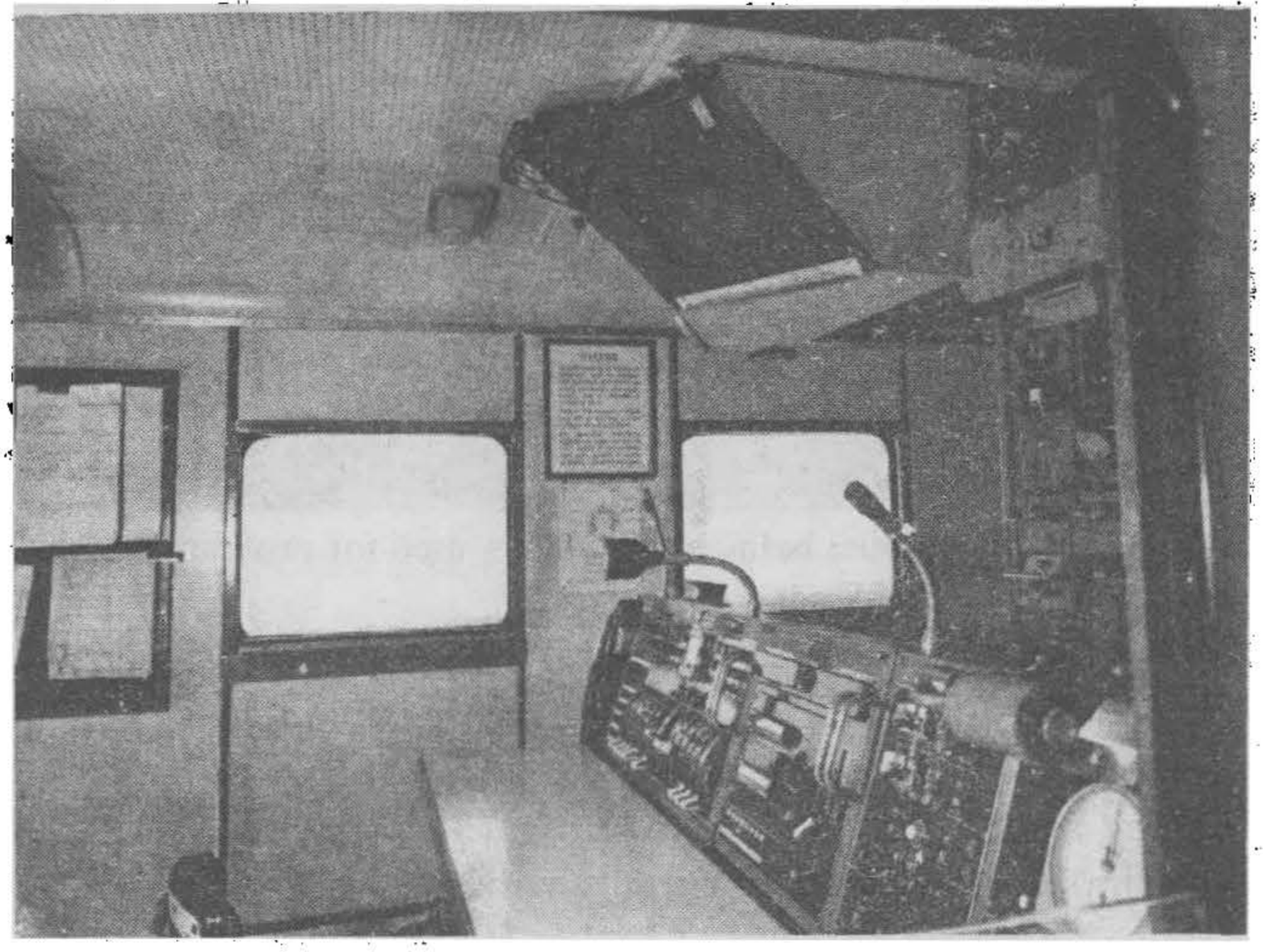


Fig. 1. Directional loudspeaker in television mobile control room.

from becoming too narrow in the 1000 c/s region the axes of the units are inclined 20° to right and left.

At very low frequencies, pronounced directional effects are not to be expected but sound is allowed to escape at the rear of the enclosure so that the ratio of direct to random radiation approaches that of a dipole; the resulting loss in response is equalised electrically.

Frequencies above 1500 c/s are radiated by the three small direct-radiator units shown. To obtain the desired directional characteristics, it is necessary to feed unequal levels of signal to the centre and outside units.

Synchronization of performance between studios

Apart from monitoring purposes, loudspeakers play an important role in the internal working of the television system. Directional loudspeakers are used to enable a singer and an accompanying orchestra in a remote studio to synchronize their performance without adding appreciable colouration to the transmitted sound. To reproduce the sound of the orchestra on the set, line source loudspeakers are mounted on microphone booms and moved about as required, the microphones being so manipulated as to keep the insensitive side towards the loudspeaker. To make the singer audible to the conductor a narrow line-source loudspeaker can be built into the conductor's



Fig. 2. Line source and directional baffle loudspeakers used for programme synchronization.

music stand as shown in Fig. 2; when the orchestra is not seen by the viewers, better results can be obtained with a single cone loudspeaker totally enclosed at the rear and mounted in the double-walled directional baffle structure shown in the figure. The working frequency band is deliberately restricted to the region above about 200 c/s. The sound radiation is confined substantially within an angle of $\pm 45°$ up to 4000 c/s; the directional characteristic narrows at higher freqtuencies.

Loudspeakers for interviews

Another application of directional loudspeakers is concerned with broadcast interviews between persons in studios in different parts of the country. To allow two-way speech connection without danger of acoustic feedback it is common for the interviewer to wear a hearing-aid type earphone. To avoid this inconvenience a highly directional loudspeaker has been constructed, utilizing two small cone units without baffles, mounted one behind the other at a distance about equal to their diameter and driven in opposite phase. The resulting rise of approximately 12 db per octave in frequency response is equalised electrically over the working range, which is limited to 500 to 2000 c/s. Fig. 3 shows the directional characteristic which approximates to a (cosine)^2 law plus a slight difference between the front and back lobes due to the front-to-back asymmetry of the individual units. Fig. 4 shows the loudspeaker mounted on a microphone boom in a television studio; even at this close range the amount of sound picked up by the microphone is not sufficient to spoil the transmitted speech quality. As these small loudspeakers can give only a small undistorted output, a quick-acting limiter is provided to increase the ratio of average power to peak power and the volume is adequate for comfortable conversation.

Suppression of microphone boom vibration

The microphone which appeared in the last figure is of the pressure-gradient ribbon

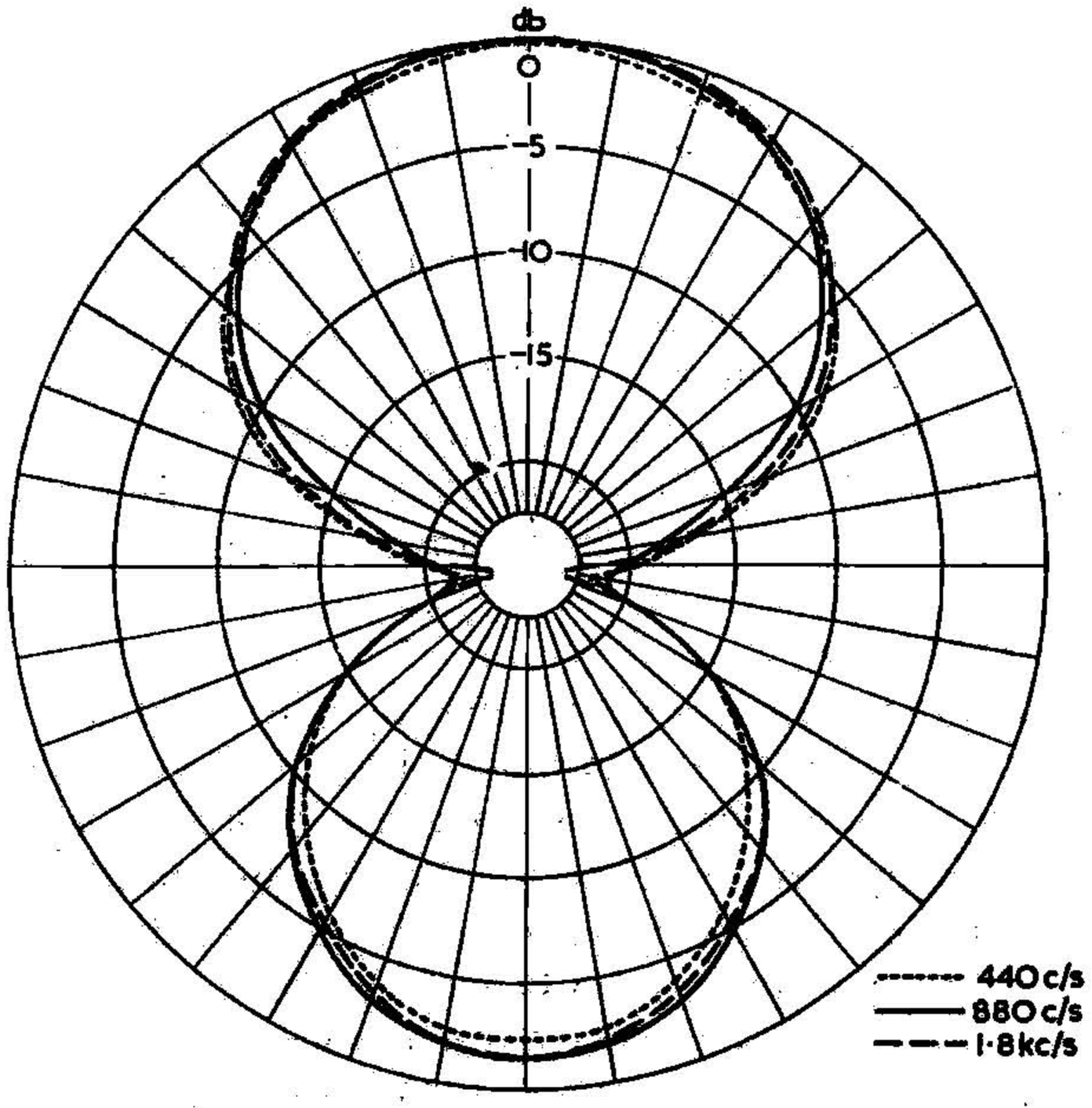


Fig. 3. Interview loudspeaker: polar characteristic taken with octave bands of noise centred on 440 c/s, 880 c/s, and 1.8 kc/s.

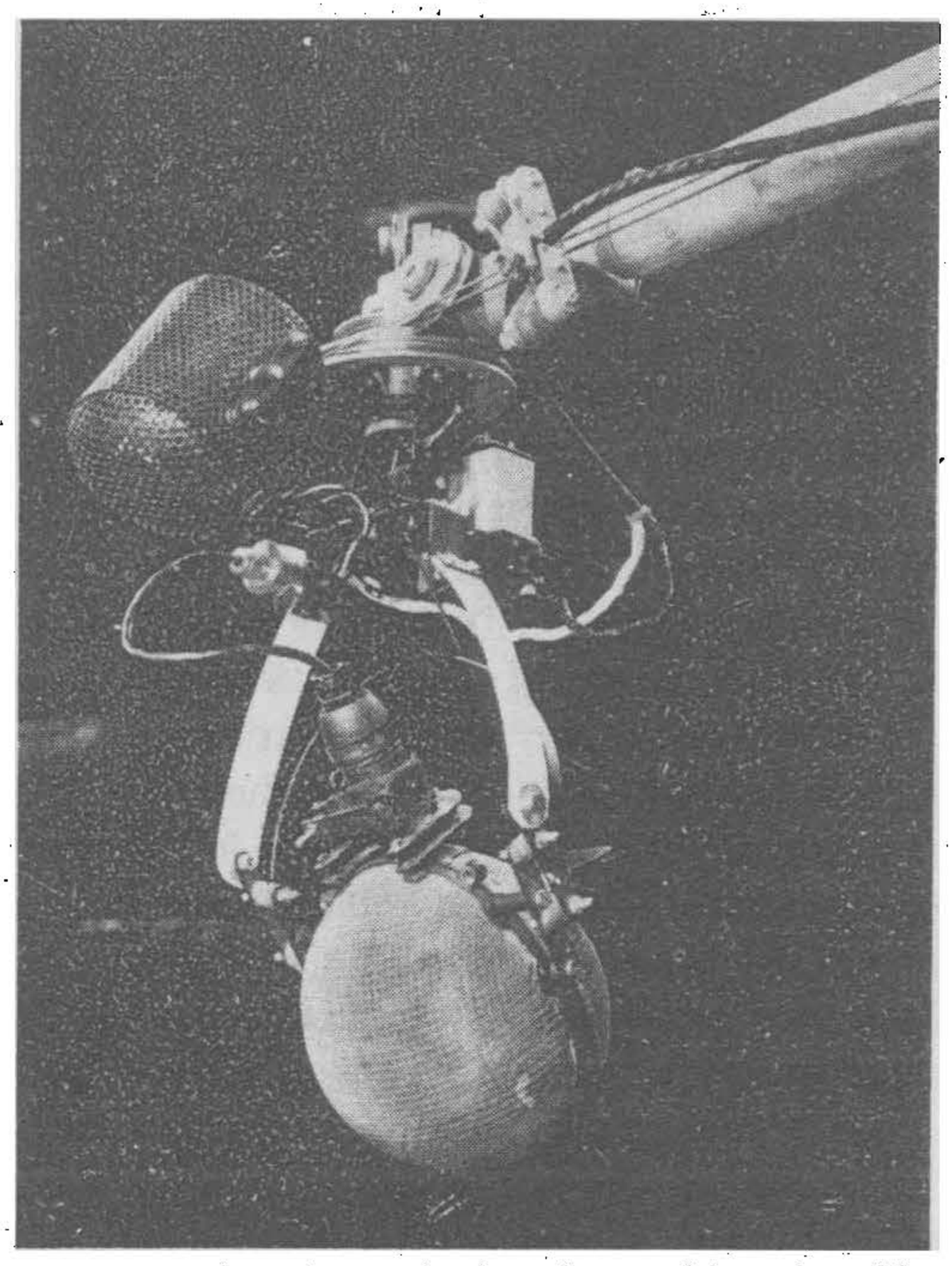


Fig. 4. Interview loudspeaker and microphone with antirumble mounting.

type which for boom operation has to be provided with a combined windshield and anti-rumble mounting. With a boom microphone, a windshield of larger than average dimensions is permissible and its design presents little difficulty; the main problem is that of the mechanical vibration produced during the extension and retraction of the telescopic boom. It is not easy to isolate the microphone adequately without interfering with the positive action of the remote tilting control; but experiments with a dummy boom which was made to vibrate with linear or rotational movement led to the two-stage filter shown. Mechanical filters of this kind cannot be "terminated" in the usual sense of the word; internal dissipation is therefore necessary to avoid resonance and this is introduced by constructing the main stirrup of polythene strip.

Ultradirectional microphones

Where stage settings do not allow a microphone to be placed at the normal distance, some type of ultradirectional long range sound pickup is required. Wave type microphones, for example those employing a slotted tube directional element, have been used in many cases but have to be steered to follow the movements of the performer. In certain outdoor applications it is desired to restrict the directional effect to the vertical plane only; this requirement can be met by a vertical array of microphones. Small and inexpensive diaphragm type piezoelectric elements have proved suitable for this purpose; in a particular experimental array, 19 such elements were distributed over a length of 1.8 m. For some purposes, the vertical plane polar characteristics of a uniform array are too narrow at high frequencies; in the case cited this was avoided by progressively attenuating the output from the elements towards the extreme end of the column by resistance-capacitance networks.

"Personal" microphones

Because of the difficulties of long-distance sound pickup, there is an increasing demand for "personal" microphones worn on the performer's clothing and often associated with a pocket radio transmitter. The quality of the sound transmitted by such a microphone is adversely affected by the directional characteristics of the voice at high frequencies and in some cases by the radiation of sound from the chest, but as these effects vary from one speech sound to another, it is impossible to restore the quality completely to normal by modification of the frequency response. "Personal" microphones of this kind have long been used in cases where the highest quality is not essential; however, in studio operation the speech reproduction has to bear direct comparison with that of the other microphones used on the same programme and to achieve the required standard of quality, the equalisation needs to be adjusted for the individual performer. For a microphone worn on the chest this adjustment is particularly important and it is desirable to be able to equalise independently the levels in the critical frequency bands around 200 c/s and 600 c/s. Individual equalisation can be conveniently carried out by recording 10 to 15 s of speech simultaneously on the "personal" microphone and on the normal studio microphone as reference; the best compromise can usually be arrived at subjectively in a few minutes.

Acknowledgment

This paper is presented by kind permission of the Director of Engineering of the British Broadcasting Corporation.

Activity of the „Studio di Fonologia Musicale"

A. LIETTI

National Electrotechnical Institute, Turin (Italy)

The „Studio di Fonologia Musicale" was established in 1955 by the Italian Radio in Milan. The Studio is mainly a research center for new electroacoustical equipment for broadcasting purposes. It concerns itself with musical structure and its phycho-physiological relations. It is an attempt to extend traditional musical experience utilizing modern means of sound recording and new electroacoustical equipment.

My intention is not to discuss here esthetic and musical problems arising from these new tendencies. I shall merely give a description of the technical equipment of the studio, which one can, of course, utilize to perform research in many electro-acoustical fields. From time to time some new equipment is acquired, thus increasing the possibilities of the studio. A certain type of equipment makes it possible to synthesize continuous sounds.

By adding and mixing pure sinus tones from nine oscillators, one can build up whatever continous sound one wishes. The short-time stability of the oscillators, which are of the Wien-bridge type, is better than 10^{-4}, which is quite sufficient to keep the ratio of the component sinus tones constant, in order to produce the desidered continuous sounds.

If the components form a harmonic series, the relative phase may be checked by an oscillographic comparator.

Another system of sound generation employs a white noise source. By filtering it small "coloured" bands may be selected. With a special filter very narrow bands can be selected. The bands are of any desired frequency 2 c/s wide. It may be of some interest to describe the filter.

A variable frequency oscillator gives a frequency 50 kc/s off the desired frequency. The generated frequency is fed to a modulating valve which is also connected to the white noise source. The resulting beat frequency, 50 kcs, is passed through a quartz crystal filter, the output of which is connected to a second modulating valve, where it is mixed with the frequency coming from the variable frequency oscillator. The resulting signal has obviously the desired frequency and a band width of 2 c/s. Another kind of signal is given by a variable pulse generator. In addition all sorts of there are ways of transforming the sounds. There are filters of many kinds to shape in any way desired the harmonic content of the sounds.

A variable low frequency oscillator that drives the tape recorder motor makes it possible to multiply the frequency of a sound by any desired constant while a frequency transposer makes it possible to add or subtract a constant frequency. A special device with rotating heads can shorten or widen the duration of a given sound structure without changing its pitch.

Another type of equipment is constituted by the amplitude and the frequency modu-

lators which can transfer some parameter of a given sound structure into another.

The amplitude modulator consists of a variable gain amplifier whose gain is changed according to a controlling signal, while the sound structure to be modulated is connected to the input of the amplifier.

It is possible to transfer some dynamic information from one structure to another, simply by rectifying the first, by integrating the resulting signal with a suitable time constant, and by using the output of the integrator as the controlling signal. The change of gain is achieved by shifting the bias of a balanced stage.

The frequency modulator employs a more complex circuit. The sound structure to be modulated is passed through a modulating salve where it is mixed with the output of a 20 kc/s high stability oscillator. By passing through a quartz crystal filter the higher side band is selected and it is modulated again with the output of a frequency modulated oscillator having a center frequency of 20 kc/s. The resulting beat frequency is nothing other than the original structure, frequency modulated.

The signal fed to the frequency modulator may be only signal watsoever, so it is possible to use the same signal already described for the amplitude modulator in order to transfer dynamic information. The technical equipment of the studio obviously includes tape recorders, microphone amplifiers, a mixer table and many other such devices.

The studio with its technical equipment can contribute to various fields of electroacoustics research. The work done till now has been mainly in the field of music, a great deal of work was done in order to satisfy the need of radio and television for sound effects.

Also many composers have worked here and many pieces of electronic music have been composed.

The equipment of the studio was also employed for scientific research about cortical deafness, organized by Prof. BOCCA of the Milan University.

It was investigated how the conditions for identification of a verbal message grew more difficult if the poor quality of the message was associated with poor working of the neural sensory structures. The intelligibility of the message was made more difficult in several ways (by cutting out of frequencies, acceleration, periodic interruption, increase in the length of the message, alteration of meaning, rhythm, accentuation). A complete account of the results of these researches has already been given in *Revue de laryngologie, otologie rhinologie* by G. Portmann, Vol. 78, No. 9–10, october 1957, p. 777—856.

Improvement of Acoustic Feedback Stability in Public Address Systems

M. R. SCHROEDER

Bell Telephone Laboratories, Inc. Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

The method and results

This paper describes a method of improving the acoustic feedback stability of public address (P.A.) systems operating in closed rooms or other locations exhibiting an irregular steady state transmission characteristic. The idea is to shift all frequency components of the microphone signal by an amount equal to the average distance between peaks and adjacent valleys of the transmission response. The shifted signal is then fed to the loudspeaker(s). The required shifts are usually so small, *e.g.*, 5 c/s, that they cannot be detected by the ear. The realizable increase in gain is typically 10 to 12 db. The frequency shift can be effected by a single-sideband modulation technique.

This method is apparently both more effective and less distracting than the periodic phase modulation method suggested by MISHIN[1]. The periodic phase modulation is equivalent to a periodic frequency modulation (a "wow") which is much more audible and less tolerable than a constant frequency shift having a comparable $d\varphi/dt$.

Why does frequency shifting help?

The working of this simple and effective method can be understood as follows. Without frequency shifting, the maximum permissible amplifier gain is determined by the

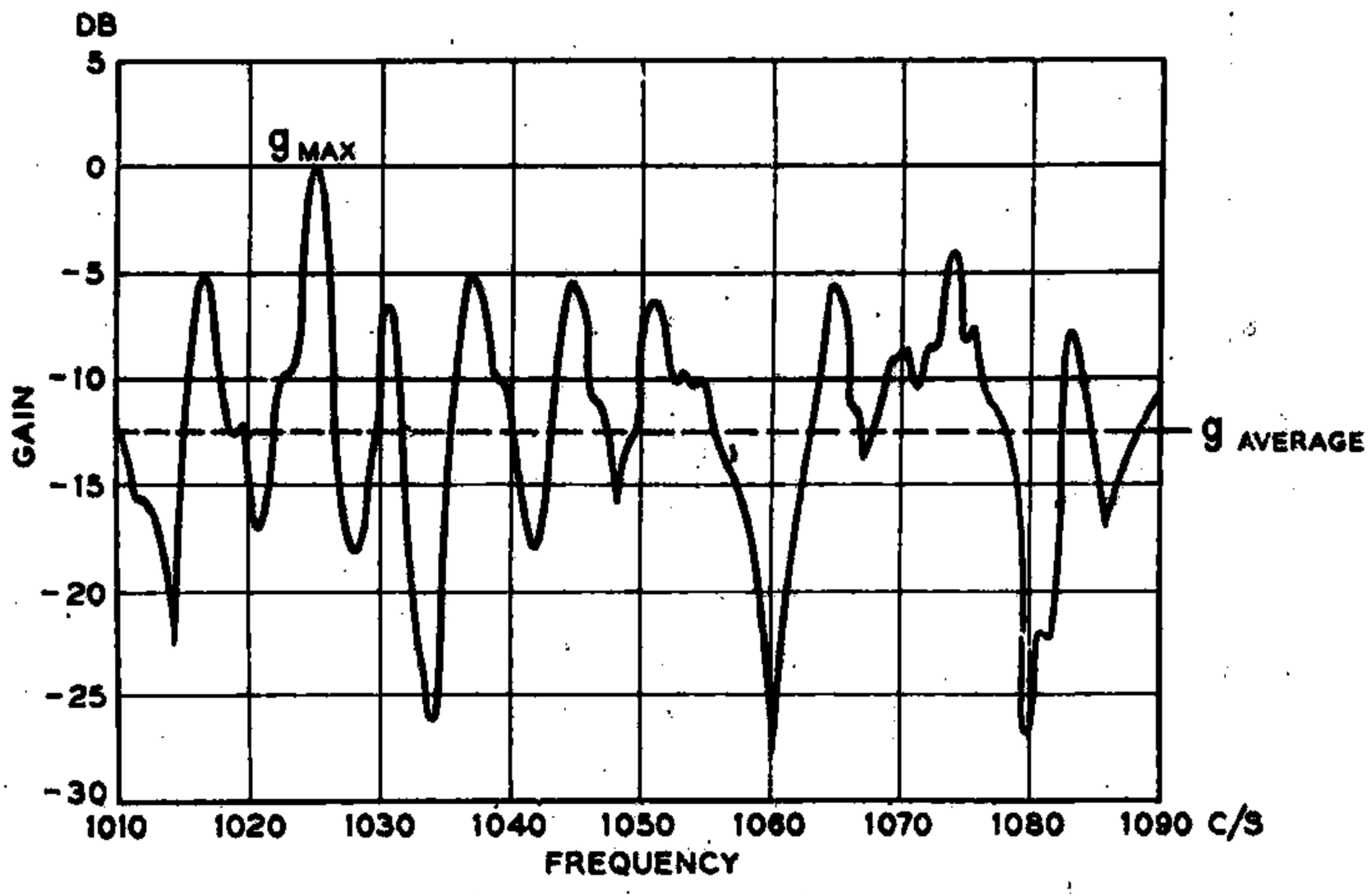


Fig. 1. Section of steady-state transmission response of large room. P. A. system without frequency shift becomes unstable when g_{max} exceeds 0 db loop gain. With frequency shifting, P.A. system becomes unstable when g_{av} exceeds 0 db loop gain. Difference between g_{max} and g_{av} is typically 12 db.

highest peak of the transmission response: The loop gain corresponding to the highest peak must remain below 0 db (see Fig. 1). With frequency shifting, the situation is quite different. Starting with a sinusoidal signal of frequency f_0, it will undergo during its first trip around the feedback loop an amplification (or attenuation) $g(f_0)$ db. During the second round trip its frequency will have been changed to $f_0 + \Delta f$ and its gain will correspond to that frequency, $g(f_0 + \Delta f)$ db. After N trips around the feedback loop the cumulative gain of the signal will be

$$g(f_0) + g(f_0 + \Delta f) + g(f_0 + 2\Delta f) + \ldots + g(f_0 + N\Delta f) \text{ db} \tag{1}$$

Whether this expression will diverge towards $+\infty$ db (instability) or toward $-\infty$ db (stability) depends on the average gain of the frequency response. If the average loop gain remains below 0 db, the system will be stable. Otherwise, instability will occur. Thus, frequency shifting permits one to increase the gain by an amount equal to the difference between the maximum gain and the mean gain of the steady-state frequency-response.

In the section on theory of additional gain, it will be shown that between two points in a room with negligible direct sound transmissions the difference between maximum and average gain is

$$g_{max} - g_{av} = \{10 \log \ln TW + 2.5\} \text{ db}$$

Here, T is the average reverberation time of the room and W is the bandwidth of the P.A. system. Because of the double logarithm, the result depends little on T and W. For example, if $W = 5000$ c/s and $T = 1$ sec, $g_{max} - g_{av} = 11.8$ db. For $T = 2$ sec, $g_{max} - g_{av} = 12.1$ db.

Thus, one may say that, from a stability point of view, the permissible increase in gain when using frequency shifting is about 12 db. This theoretical prediction is borne out by the measurements (see Fig. 2 and 3).

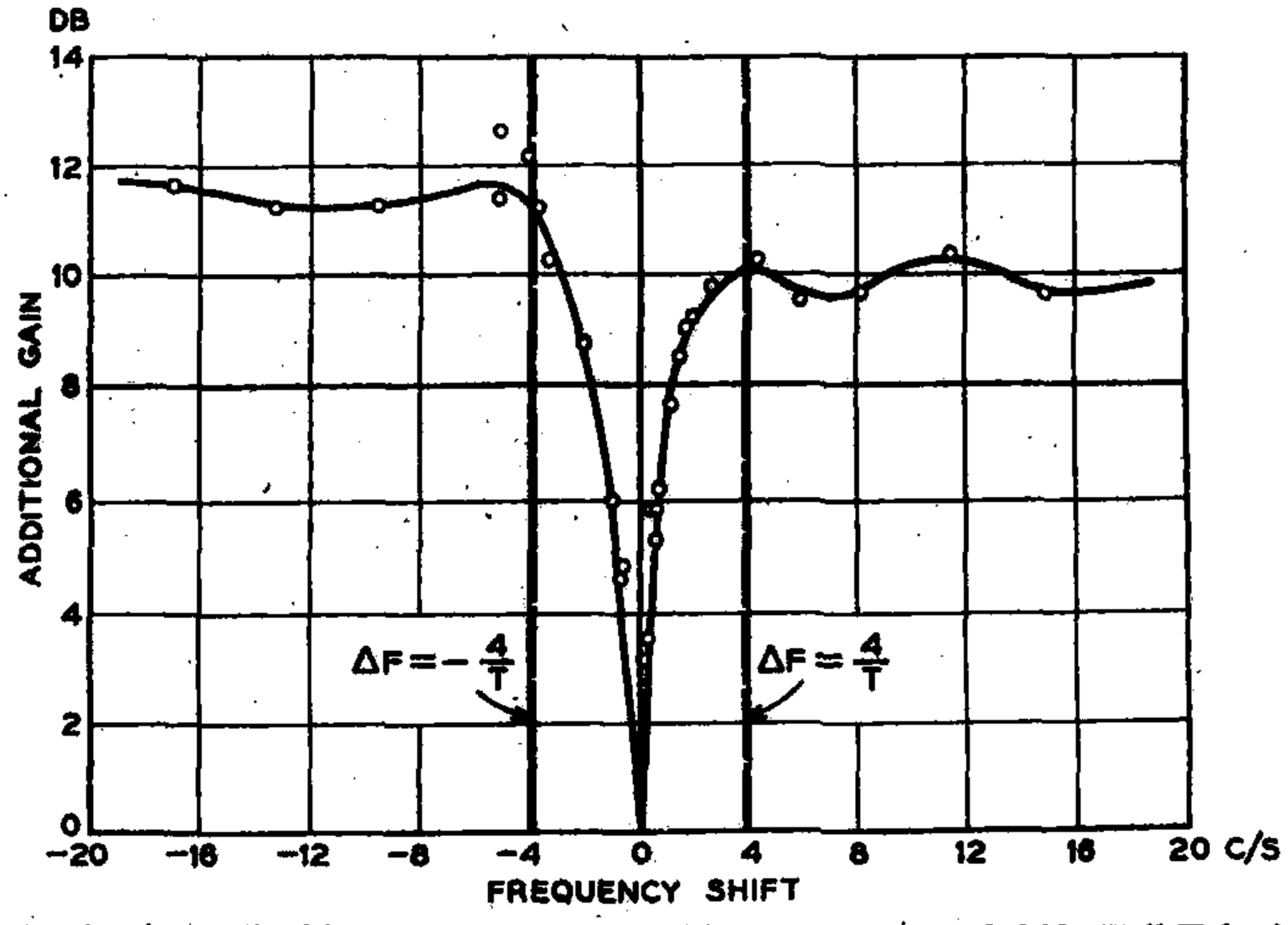


Fig. 2. Additional gain realizable with frequency shifting *vs* amount of shift. Bell Telephone Laboratories Auditorium, volume 2500 m³, average, reverberation time $T = 1.05$ s.

From a subjective point of view, the performance has to be evaluated differently. Without frequency shifting, the loop gain must remain below approximately —3 db

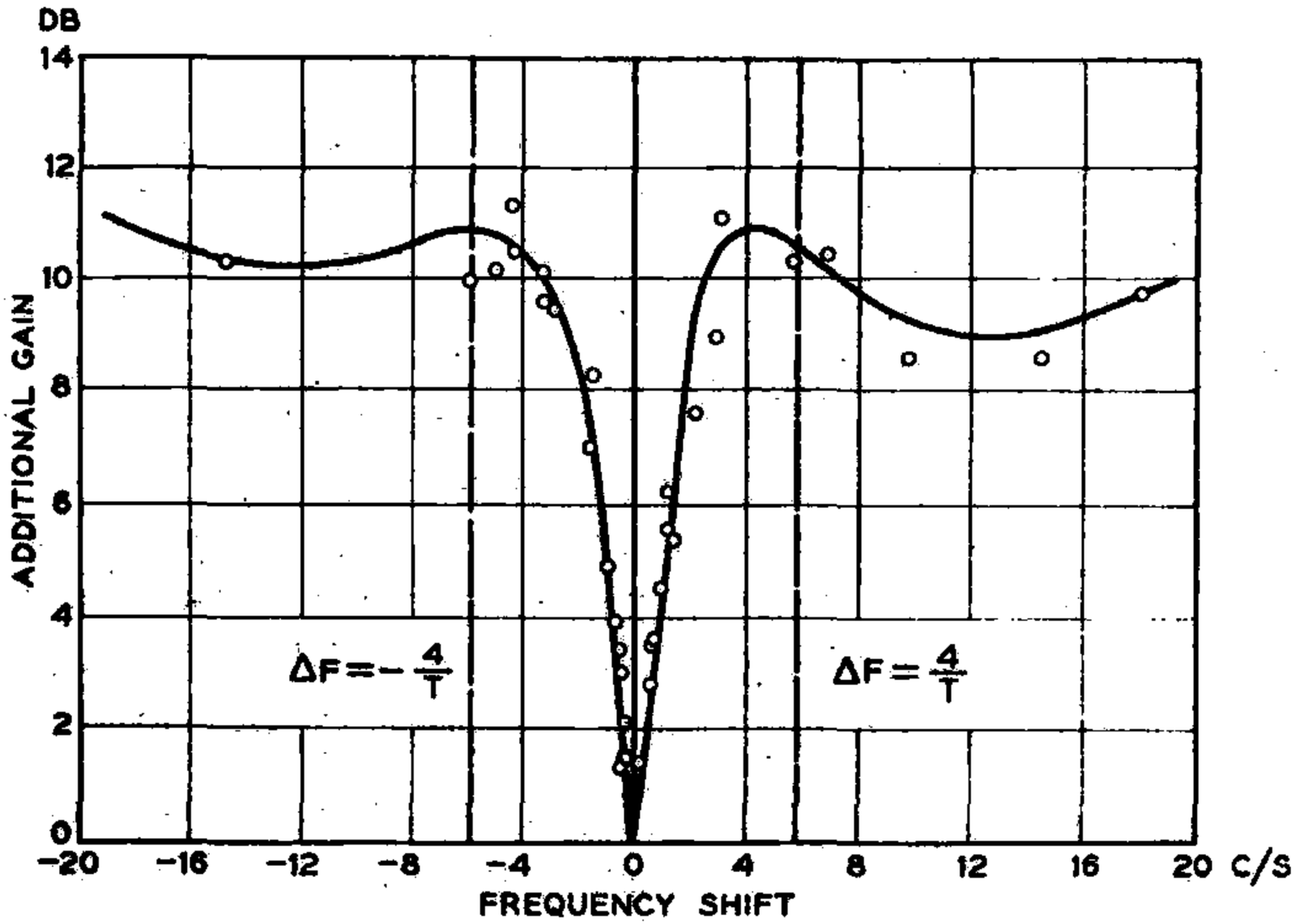


Fig. 3. Additional gain realizable with frequency shifting *vs* amount of shift. Room volume 100 m³, average reverberation time $T = 0.68$ s.

for the "ringing" to be tolerable. With frequency shifting, the gain can be raised to +3 db for similar subjective acceptability. For gains in excess of +3 db, the performance of the P.A. system, while still stable, becomes less and less pleasing. Thus, from a subjective point of view, it may be said that frequency shifting is worth about 6 db increased gain.

The optimum frequency shift

For the series (1) to converge as rapidly as possible, the frequency shift should equal the average distance between peaks and adjacent valleys of the response. In this manner, the excess energies generated at the gain peaks are quickly "absorbed" in the valleys. According to an earlier theory[2] and measurements[3] the average distance between peaks in large rooms is approximately $7/T$. Hence, the average distance between peaks and adjacent valleys is about $3.5/T$.

In our measurements (see Fig. 2 and 3) we find optimum shifts around $4/T$ c/s which

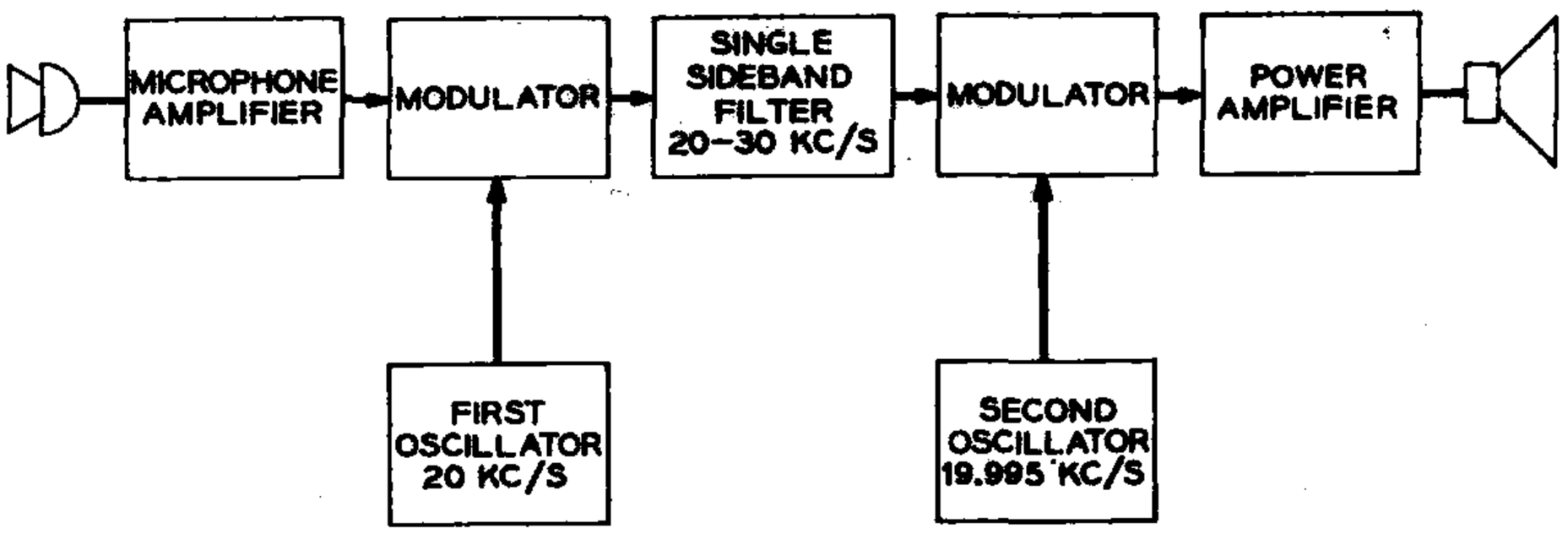


Fig. 4. Single-sideband method of frequency shifting. Signal is first shifted upward by 20 kc/s and then shifted downward by 19.995 kc/s. Resulting shift is 5 c/s.

is in fair agreement with the theoretical prediction. Larger shifts allow similar increases in gain.

Two electronic methods for frequency shifting

A convenient method of effecting a constant frequency shift is single-sideband modulation as shown in Fig. 4. The signal is first modulated upon a carrier frequency of, say, 20 kc/s A sharp bandpass filter between 20 and 30 kc/s removes the lower sideband. The upper sideband is then demodulated by a carrier of 19.995 kc/s. The resulting signal has all its frequency components shifted by +5 c/s with respect to the input signal. The only technical problem is to keep the difference frequency between the two carriers close to the desired amount, for example 5 c/s. This can be achieved by crystal-controlled oscillators, a servo-mechanism, or, as we did it, by deriving the second carrier frequency from the first one and a 5 c/s sine-wave by means of "quadrature modulation" as illustrated by the following formula

$$\cos(20) \cdot \cos(0.005) + \sin(20) \cdot \sin(0.005) = \cos(19.995)$$

Another method of instrumenting a frequency shift, which we also tried successfully, is the "baseband method". Writing the signal $s(t)$ in terms of its amplitude $a(t)$ and its phase $\varphi(t)$

$$s(t) = a(t) \cos[\varphi(t)]$$

deriving its Hilbert transform, $\hat{s}(t)$, by means of a 90° phase-shift network[4]

$$\hat{s}(t) = -a(t) \sin[\varphi(t)]$$

and modulating $s(t)$ and $\hat{s}(t)$ with 5 c/s sine-waves of appropriate phases,

$$s(t) \cos 2\pi(5t) + \hat{s}(t) \sin 2\pi(5t)$$

results in the desired shift

$$a(t) \cdot \cos[\varphi(t) + 2\pi(5t)]$$

Theory of the additional gain

The sound pressure in the reverberant field of a room above a certain critical frequency is Rayleigh distributed[2]

$$R(p) = 2p \cdot \exp[-p^2] \tag{2}$$

Here the mean square sound pressure, $\overline{p^2}$, has been put equal to unity to simplify the notation.

The sound pressure level in neper, $g = \ln p$, is shown to be distribed as follows[2]

$$Q(g) = 2 \exp[2g - e^{2g}] \tag{3}$$

The mean of this distribution is[5]

$$g_{av} = -0.2886 \text{ Neper (1/2 Euler's constant)},$$

or in db

$$g_{av} = -2.5 \text{ db}. \tag{4}$$

Assuming that points spaced $1/T$ c/s apart on the frequency response are independent samples, the largest of TW samples of p^2 is distributed as follows

$$P(p^2_{max}) = TW \cdot \exp[-p^2_{max}] (1 - \exp[-p^2_{max}])^{TW-1} \tag{5}$$

This follows from the distribution of p, Eq. (2), by applying the methods described by CRAMER[5] and GUMBEL[6].

The most likely value of p^2_{max} follows from Eq. (5) by differentiation. It equals $\ln TW$. Since the distribution of p^2_{max} for large TW is relatively sharp, the most likely value of the peak gain is approximately

$$g_{max} = 10\ ^{10}\log \ln TW \tag{6}$$

Subtracting Eq. (4) from Eq. (6) yields the desired difference between the maximum gain and the average gain

$$g_{max} - g_{average} = \left\{10\ ^{10}\log \ln TW + 2.5\right\}\text{db} \tag{7}$$

The case of simple or flutter echoes

In the case of a simple echo, as might occur in an open air P.A. system, or a strong flutter echo resulting from parallel hard walls in a closed room, the frequency response shows periodic peaks spaced $1/\tau$ c/s apart, where τ is the echo delay. If these echo effects dominate the diffuse reverberation, the optimum frequency shift is $1/2\tau$ c/s.

ACKNOWLEDGMENTS

I am indebted to J. R. PIERCE for drawing my attention to the feedback problem, to H. W. HINES for assistance in constructing the frequency shift apparatus and to J. E. WEST for helping me with the measurements.

REFERENCES

1. L. N. MISHIN, *Akust. Zhur.*, 4 (1958) 64.
2. M. R. SCHROEDER, *Acustica*, 4 (1954) 594, *Akust. Beih.* 2.
3. H. KUTTRUFF AND R. THIELE, *Acustica*, 4 (1954) 614, *Beih.* 2.
4. S. DARLINGTON, *Bell Syst. Tech. J.*, 29 (1950) 94.
5. H. CRAMER, *Mathematical methods of statistics*, Princeton Univ. Press, Princeton, 1957, Chap. 28.6.
6. E. J. GUMBEL, *Statistics of extremes*, Columbia Univ. Press, New York, 1958, Chaps. 3 and 4.

Schallverstärkungsprobleme

G. KASZYNSKI

Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung der Deutschen Akademie der Wissenschaften, Berlin-Adlershof (Deutschland)

Einleitung

In der Entwicklung von Schallverstärkungsanlagen sind durch die Einführung der zentralen Beschallungstechnik grosse Fortschritte erzielt worden; es ist jedoch verhältnismässig wenig über die Faktoren bekannt, die angeben, wie die Anlage angeordnet werden muss, damit sie ihre Funktion zufriedenstellend in einem geschlossenen Raum erfüllen kann.

Das Verhalten von Schallverstärkungsanlagen im Freien ist sehr genau von BÜRCK[1] untersucht worden, während das Verhalten dieser Anlagen in geschlossenen Räumen von SPANDÖCK[2] betrachtet worden ist.

Die Äquivalenzentfernung

Bei Schallverstärkungsanlagen ist die vom Mikrofon abgegebene Spannung ein besseres Kriterium als der Schalldruck, da infolge der Mikrofoneigenschaften die Mikrofonspannung nicht nur von der Grösse des Schalldruckes, sondern auch von der Art des Schallfeldes abhängig ist.

Die Entfernung vom Schallverstärkungslautsprecher, in der die vom Schallverstärkungsmikrofon im direkten Schallfeld des Lautsprechers abgegebene Spannung gleich der Spannung ist, die vom Mikrofon infolge des vom Lautsprecher erzeugten diffusen Schalles allein herrührt, wird als Äquivalenzentfernung bezeichnet. Der bisher benutzte Begriff Hallradius[3] oder Energie-Äquivalenzentfernung[4] ist nicht für die Mikrofonspannungen, sondern nur für die Schalldrucke definiert. Der Ausdruck für die Äquivalenzentfernung $r_{\ddot{a}}$ ist

$$r_{\ddot{a}} = \frac{\Gamma_L \cdot \Gamma_M}{4} \sqrt{\frac{\gamma_L \cdot \gamma_M \cdot \bar{\alpha} \cdot S_{ges}}{\pi (1 - \bar{\alpha})}} \tag{1}$$

wobei: γ_L, γ_M = Bündelungsgrad des Lautsprechers bzw. Mikrofons.
Γ_L, Γ_M = Richtfaktor des Lautsprechers bzw. Mikrofons.
$\bar{\alpha}$ = mittlerer Schallabsorptionsgrad.
S_{ges} = Gesamtfläche des Raumes.

Die Äquivalenzentfernung ist von der äquivalenten Absorptionsfläche, von der Richtwirkung des Senders und Empfängers und der Mikrofon- und Lautsprecheranordnung zueinander abhängig.

Die Grenzentfernung

Die Entfernung von der Originalschallquelle (Sprecher), in der die vom Schallverstärkungsmikrofon im direkten Schallfeld dieser Quelle abgegebene Spannung U_{sp}

gleich der Spannung U_{diff} ist, die vom Mikrofon infolge des vom Lautsprecher erzeugten diffusen Schalles allein herrührt, wird im folgenden als Grenzentfernung r_g bezeichnet, sie kann folgendermassen errechnet werden

$$r_g = Q(r) \cdot \Gamma_{sp} \cdot (\gamma_M)^{1/2} \frac{p_1}{p_{diff}} \tag{2}$$

hierbei ist $Q = \frac{B_n}{B_f}$ das Quotient aus den Mikrofonempfindlichkeiten für Nah- und Fernschall, Γ_{sp} der Richtfaktor des Schallverstärkungsmikrofons in Richtung des Sprechers, p_1 der Schalldruck des direkten Schalles vom Sprecher in 1 m Entfernung, und p_{diff} der Schalldruck im diffusen Feld des Lautsprechers ohne akustische Rückwirkung.

Die Grenzentfernung ist also vom Verhältnis der Schalldrucke des Sprechers und des diffusen Schalles im Raume, vom Bündelungsgrad und dem Quotienten Q des Mikrofons abhängig.

Die akustische Rückkopplung in geschlossenen Räumen

Betrachtet man die prinzipielle Anordnung einer Schallverstärkungsanlage in geschlossenen Räumen, so zeigt sich, dass man folgende vier Fälle unterscheiden muss

Fall a	*Fall b*	*Fall c*	*Fall d*
$r_{sp} < r_g$	$r_{sp} < r_g$	$r_{sp} > r_g$	$r_{sp} > r_g$
$r < r_{ä}$	$r > r_{ä}$	$r > r_{ä}$	$r < r_{ä}$

wobei r_{sp} der Abstand Originalschallquelle-Mikrofon und r der Abstand Schallverstärkungslautsprecher-Mikrofon ist.

Der Betrag des Rückwirkungsfaktors R einer Schallverstärkungsanlage ist

Fall a

$$R = \frac{U_{dir}}{U_{sp}} = \frac{p_r \cdot \Gamma_L \cdot \Gamma_M}{p_{sp} \cdot \Gamma_{sp} \cdot Q} \tag{3}$$

Fall b

$$R = \frac{U_{diff}}{U_{sp}} = \frac{p_{diff}}{p_{sp} \cdot \Gamma_{sp} \cdot Q\,(\gamma_M)^{\frac{1}{2}}} \tag{4}$$

wobei U_{dir} die vom direkten Schall des Lautsprechers ohne akustische Rückwirkung am Ort des Mikrofons erzeugte Mikrofonspannung, U_{diff} die vom diffusen Schall des Lautsprechers ohne akustische Rückwirkung erzeugte Mikrofonspannung, U_{sp} die vom direkten Schall des Sprechers erzeugte Mikrofonspannung, p_{sp} der Schalldruck des Direktschalles vom Sprecher am Mikrofonorty und p_r der Schalldruck im direkten Feld im Abstand r und in Hauptabstrahlrichtung des Lautsprechers ohne akustische Rückwirkung ist.

Selbsterregung wird vermieden, wenn $R < 1$ ist. Aus den Gl. (3) und (4) folgt, dass zur Vermeidung der Selbsterregung die Mikrofonspannung U_{sp}, die vom direkten Schall des Sprechers herrührt, grösser als die vom Schallverstärkungslautsprecher erzeugte Mikrofonspannung U_{dir} oder U_{diff} sein muss. Die Fälle *c* und *d* sind nicht von Interesse, da in diesen Fällen Selbsterregung einsetzt.

Befindet sich das Mikrofon im direkten Schallfeld des Schallverstärkungslautsprechers (Fall *a*), so kann die akustische Rückkopplung sehr wesentlich durch die Richtfaktoren Γ_L und Γ_M und die Anordnung von Mikrofon und Lautsprecher zueinander

beeinflusst werden. Befindet sich das Mikrofon dagegen im Raumschallfeld des Lautsprechers (Fall *b*), so wird die akustische Rückkopplung nur durch den Quotienten Q und den Bündelungsgrad γ_M des Mikrofons beeinflusst.

Der Quotient Q nimmt mit der Ordnungszahl eines Gradientenempfängers zu. Schallempfänger, deren Richtwirkung durch Interferenz hervorgerufen wird, sind, wenn sie bei tiefen Frequenzen wirksam sein sollen, sehr gross, dadurch bedingt, wird der Rückwirkungsfaktor nicht dem Bündelungsgrad entsprechend kleiner, da der vom Sprecher erzeugte Schalldruck p_{sp} am Mikrofonort infolge des grösseren Sprechabstandes abnimmt oder bei kleinem Sprecherabstand der Quotient Q kleiner als eins wird. Zur Erzielung einer grossen Schallverstärkung empfiehlt es sich daher, Schallempfänger mit grosser Richtwirkung und kleinen Abmessungen zu verwenden, d.h. Gradientenempfänger möglichst hoher Ordnungszahl. Aus der Gl. (4) und der Definition der Grenzentfernung folgt: Zur Vermeidung der Selbsterregung von Schallverstärkungsanlagen muss der Abstand von der Originalschallquelle zum Mikrofon kleiner als die vorher definierte Grenzentfernung (Gl (2)) und der Abstand zwischen dem Schallverstärkungslautsprecher und -mikrofon grösser als die Äquivalenzentfernung sein (Gl. (1)). Mit Hilfe dieser Erkenntnis ist man in der Lage, den günstigsten räumlichen Standpunkt von Originalschallquelle, Schallverstärkungsmikrofon und -lautsprecher in einem Raum zu bestimmen. Alle angegebenen Beziehungen wurden experimentell bestätigt.

LITERATUR

1. W. BÜRCK, *Akustische Rückkopplung*, H. Triltsch Verlag, Würzburg, 1938.
2. F. SPANDÖCK, *Electro-tech. Z.*, 72 (1951) 103.
3. S. SAWADE, *Electro-tech. Z.*, 71 (1950) 245.
4. T. TARNÓCZY, *Tagungsbericht, Intern. Fachtagung Raum- und Bauakustik*, Dresden, 1957. S. 112.

Statistische Eigenschaften des Rundfunksignals

A. V. RIMSKI-KORSAKOV

Akustisches Institut, Akademie der Wissenschaften, Moskau (U.S.S.R.)

Im Laufe der Jahre 1929–1958 wurde eine Reihe von Messungen statistischer Eigenschaften für Musik- und Sprachsignale veröffentlicht[1–11]. Man kann sie in zwei Gruppen teilen: (1) Messungen der Streuung für Augenblickswerte, (2) Messungen des dynamischen Pegels. Im letzten Falle wurden für kurze Zeitintervalle Mittel-oder Integralwerte des gleichgerichteten und logaritmierten Signals gemessen.

Mit Hilfe solcher Streuungskurven kann man z.B. die relative Zeitdauer nichtlinearer Verzerrungen während der Rundfunkübertragung bestimmen. Gewöhnlich nimmt man an[4, 2], dass der Pegel eine Streuung nach GAUSS besitzt.

In den letzten Jahren wurden auch Autokorrelationskurven für Sprache und Musik studiert[8, 13]. Mit Hilfe von Korrelationsmessungen (oder der Frequenzanalyse) des Signals könnte man die Hörbarkeit nichtlinearer Verzerrungen bewerten[14, 15], wenn eine passende analytische Form für die zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichte bekannt wäre. Leider kann man weder die erste $w(u)$ noch die zweite Wahrscheinlichkeitsdichte $w(u,u_\tau)$ als normal ansehen. (Hier sind u,u_τ Augenblickswerte des Signals für die Zeitmomente t bzw. $t+\tau$)Messungen [8, 10, 11] ergeben

$$w(u) \approx (1/\sqrt{2}\,\sigma_1) \exp\left[-\sqrt{2}\,|u|/\sigma_1\right]$$

Das gilt wenigstens für Werte von u, die nicht zu klein im Verhältnis zum Effektivwert $\sigma_1 = \sqrt{\overline{u^2}}$ sind. Das kann erklärt werden, wenn man das Signal als einen modulierten stationären Wahrscheinlichkeitsvorgang ansieht

$$u = vz$$

Hier ist z ein "Trägerprozess" d.h. ein, stationärer Vorgang mit einer Streuung nach GAUSS, der die hörbaren Frequenzen (z.B. Formanten und Grundton) enthält, so dass gilt

$$w_z = (1/\sqrt{2\pi}z_0) \exp\left[-z^2/2z_0^2\right]$$

und v stellt einen modulierenden "Ausdruckprozess" vor, d.h. die langsamen Intensitätsänderungen, die mit Ausdruck bzw. rhythmischer Teilung verbunden sind, wofür gilt

$$w_v = (v/v_0^2) \exp\left[-v^2/2v_0^2\right]$$

Wenn man jetzt $w(u)$ auswertet, so ergibt sich

$$w(u) = (2z_0v_0)^{-1} \exp\left[-|u| \cdot (v_0z_0)^{-1}\right]$$

So ist also $\sqrt{2}\,v_0z_0 = \sigma_1$, und wir erhalten eine gute Übereinstimmung mit den Messungen[8, 10, 11]. Schreibt man dem Ausdrucksprozess v einen Autokorrelationskoeffizienten

p mit einer längeren und dem Trägerprozess z einen Koeffizienten R mit kürzerer Korrelationsdauer zu, so dass

$$w_{2v} = v v_\tau v_0^{-4}(1-p^2)^{-1} J_0(p v v_\tau v_0^{-2}(1-p^2)^{-1})$$

$$w_{2z} = (2\pi z_0^2 \sqrt{1-R^2})^{-1} \cdot \exp\left[-z^2 + z_\tau^2 - 2Rzz_\tau)/2z_0^2(1-R^2)\right]$$

wo J_0 die Zylinderfunktion 1. Art (Bessel-Funktion) ist, so bekommt man

$$w_{2u} = [2\pi z_0^2 v_0^2(1-p^2)\sqrt{1-R^2}]^{-2} \int_0^\infty \int_0^\infty J_0(p\xi\eta v_0^{-2}(1-p^2)^{-1}) \exp\left[-\frac{\xi^2+\eta^2}{2v_0^2(1-p^2)} - \frac{\frac{u^2}{z^2}+\frac{u_\tau^2}{\eta^2}-2R\frac{uu_\tau}{\xi\eta}}{2z_0^2(1-R^2)}\right] d\xi\, d\eta$$

Wenn τ klein im Vergleich mit der Korrelationsdauer für ist, findet man

$$w_{2u} = (4\pi\sigma_0^2)^{-1} N_0\left((u^2 + u_\tau^2 - 2Ruu_\tau)^{\frac{1}{2}} \sigma^{-1}(1-R^2)^{-\frac{1}{2}}\right)$$

Hier ist $\sigma_0^2 = v_0^2 z_0^2$ und N_0 die Zylinderfunktion 2. Art (Neumann-Funktion). Wenn $z \to \infty$, so ist

$$w_{2u} = (2\sigma_1^2)^{-1} \exp\{-\sqrt{2}(|u| + |u_\tau|)/\sigma_1\}$$

Im ersten Falle bilden die Kurven $w_{2u} = \text{Const.}$ in der Ebene u,u_τ Ellipsen; im zweiten Falle sind es Rechtecke mit Gipfeln an den Achsen u,u_τ. Im Zwischenfalle sind mehr oder weniger deformierte Ellipsen zu erwarten.

Die zweidimensionale Streuung für Sprache und Musik wurde von LU JUNG-TSUN gemessen[11]. Aus den Beispielen seiner Messungen (Abb. 1) ersieht man, dass unsere Vorstellung für das Rundfunksignal wenigstens qualitativ gültig ist.

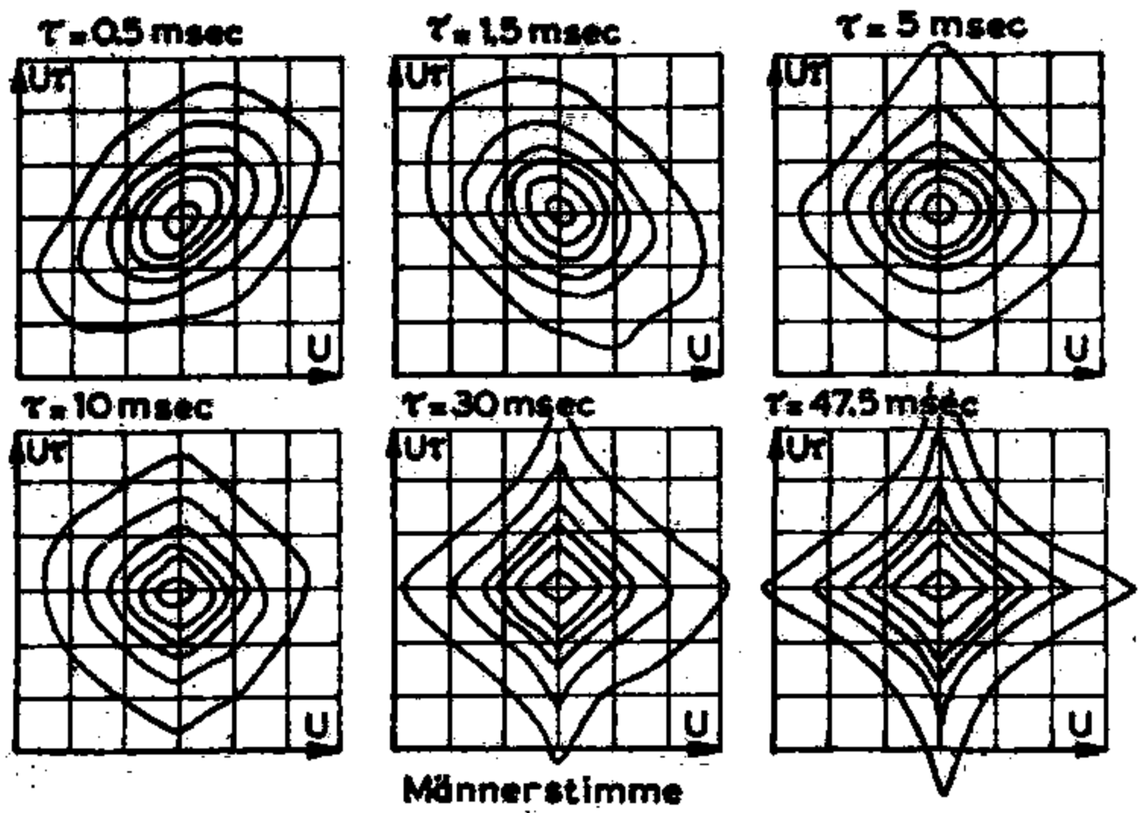


Abb. 1. Zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichte einer Männerstimme nach LU JUNG-TSUN. Relative Zahlen der Dichte an den Kurven von innen nach aussen: 400, 100, 50, 25, 120, 6.

Was die Streuung des Pegels betrifft, so sind hier die Ergebnisse von der Zeitkonstanten im Pegelmesser abhängig. Wenn die Integrationszeit klein im Vergleich mit der Korrelationsdauer für p ist und gross gegenüber der für R, so wird die Streuung w_v gemessen. Setzt man

$$L = 20 \lg (u/u_0);\ u_0 = 9775\,\text{V}$$

so ist

$$w_{u1L} = 0{,}115\,(u_0/\sigma_0)^2 \exp\,[0{,}23L - (u_0^2/2\sigma_0^2) \exp\,[0{,}23L]]$$

Wenn aber die Integrationszeit auch kleiner ist als die Korrelationsdauer für R, so bekommt man in ähnlicher Weise

$$w_{1uL} = (u_0/\sigma_0)^2 \exp[0{,}23L]\, N_0[n_0\sigma_0^{-1} \exp[0{,}115L]]$$

Für die Integralstreuung haben wir

$$P_{vL} = \int_{-\infty}^{L} w_{vL}\mathrm{d}L = 1 - \exp[-(u_0/2\sigma_0^2) \exp[0{,}23L]]$$

$$P_{uL} = 1 - (u_0/\sigma_0) \exp\{0{,}115L\}\, N_0\, [u_0\sigma_0^{-1} \exp[0{,}115L]]$$

Vergleicht man diese Kurven mit denen der Normalstreuung (Abb. 2), so sieht man, dass der Unterschied nicht zu gross ist.

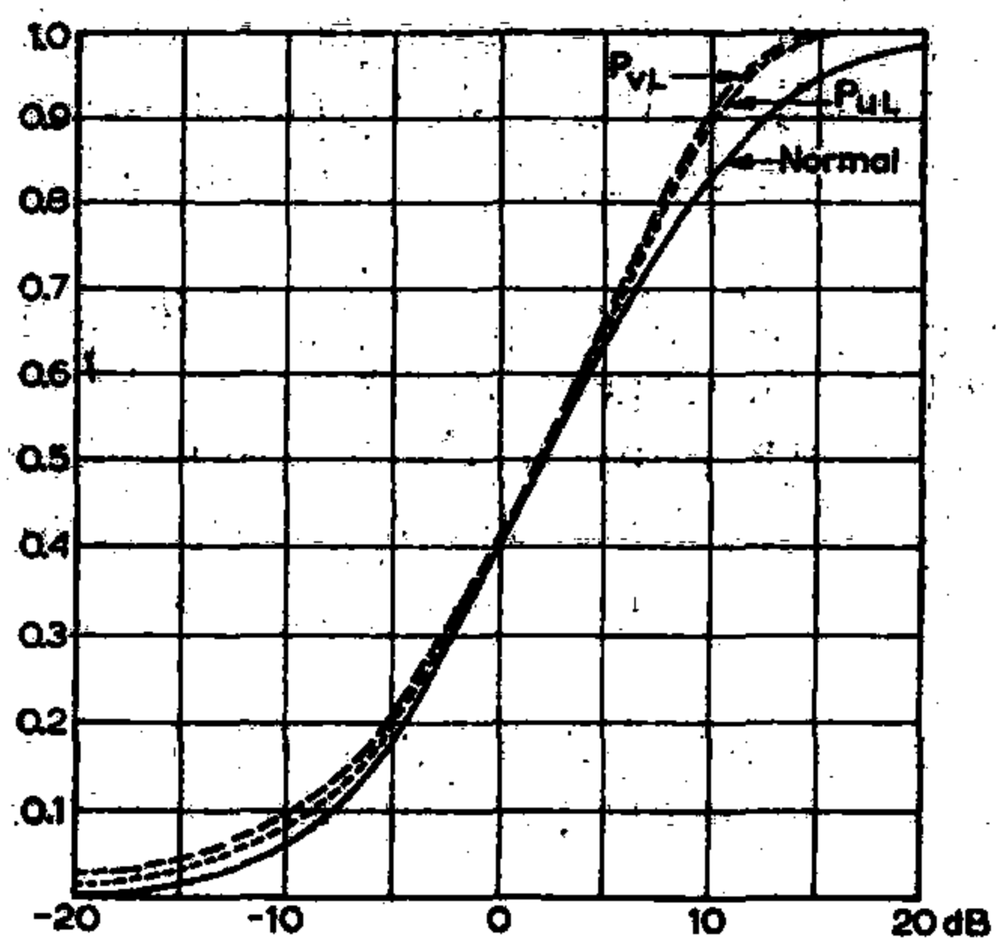


Abb. 2. Vergleich der integralen Kurven P_{Lu} P_{Lv} mit der Normalstreuung.

LITERATUR

1. L. J. SIVIAN, *Bell System Tech. J.*, 8 (1929) 646.
2. E. DIVOIRE, *L'onde electr.*, 15 (1936) 40.
3. H. G. BAERWALD, *Elek. Nachr. Tech.*, 7 (1930) 362.
4. I. E. GORON, *Rundfunkübertragung*, Moskau, 1944 (in russischer Sprache).
5. I. D. SIMONOV, *Problemy Fiziol. Akust. SSSR*, 11 (1950) 167.
6. M. LUEDER, *Wiss. Veröffentl. Siemens-Konzern*, 9 (1930) 167.
7. G. SACERDOTE, *Atti. congr. intern. rad.*, Roma, 1947, p. 389.
8. W. DAVENPORT U.A. *J. Appl. Phys.*, 23 (1952) 337.
9. A. MOLES, *J. phys. radium*, 12 (1951) 104.
10. B. FERSMANN, *Akust. Z.*, 9 (1957) (in russischer Sprache).
11. LU JUNG-TSUN, *Thesis Kand. Techn. Wiss.*, Moskau, 1958.
12. H. BRAUNMUHL UND W. WEBER, *Akust. Z.* 2 (1937) 135.
13. B. W. BENNET, *Bell System Tech. J.*, 32 (1953) 1173.
14. A. V. RIMSKI-KORSAKOV, *Akust. Z.*, 1 (1955) 165 (in russischer Sprache).
15. A. V. RIMSKI-KORSAKOV, *Akust. Z.*, 2 (1956) 51 (in russischer Sprache).

Die Amplitudenbegrenzung als Mittel zur Bekämpfung von Störungen im Übertragungskanal

H. RUPP

Institut für Fernmeldeanlagen, Technische Hochschule, Stuttgart (Deutschland)

Zu einer guten Sprachübertragung benötigt man in der herkömmlichen Übertragungstechnik neben einem bestimmten Mindestfrequenzbereich einen erheblichen Dynamikumfang. Dies bedeutet aber, dass diese Übertragungssysteme gegenüber Geräuschstörungen entsprechend anfällig sind. Man ist deshalb bestrebt, die Dynamik des zu übertragenden Signals möglichst weit einzuengen. Eine der Möglichkeiten dies zu erreichen ist die Amplitudenbegrenzung.

Die Tatsache, dass mit zunehmender Stärke der Amplitudenbegrenzung die Sprachverständlichkeit nur langsam zurückgeht, ist schon seit längerer Zeit bekannt. Es sei hier nur an die Arbeiten von STRECKER[1] und LICKLIDER[2] erinnert. Die von SCHNEIDER veröffentlichte Arbeit[3], in der dieser verschiedene Möglichkeiten zur Verbesserung der Sprachverständlichkeit aufzeigte, gab schliesslich den Anstoss zu vorliegenden Untersuchungen.

Als Kriterium für die Brauchbarkeit der verschiedenen Übertragungssysteme mit Amplitudenbegrenzung verwenden wir Silbenverständlichkeitsmessungen nach der von SCHNEIDER[3] vorgeschlagenen Methode.

Reproduktion der Messungen von SCHNEIDER

Um den Anschluss an die Schneidersche Arbeit zu gewinnen, haben wir seine Messungen reproduziert, und konnten sie im wesentlichen bestätigen. In Abb. 1 sind die Ergebnisse dieser Messungen, nämlich die Abhängigkeit der Silbenverständlichkeit von der wirksamen Begrenzung bei verschiedenen Begrenzungssystemen dargestellt. Die Stärke der wirksamen Begrenzung wird in db angegeben und drückt aus, wie stark

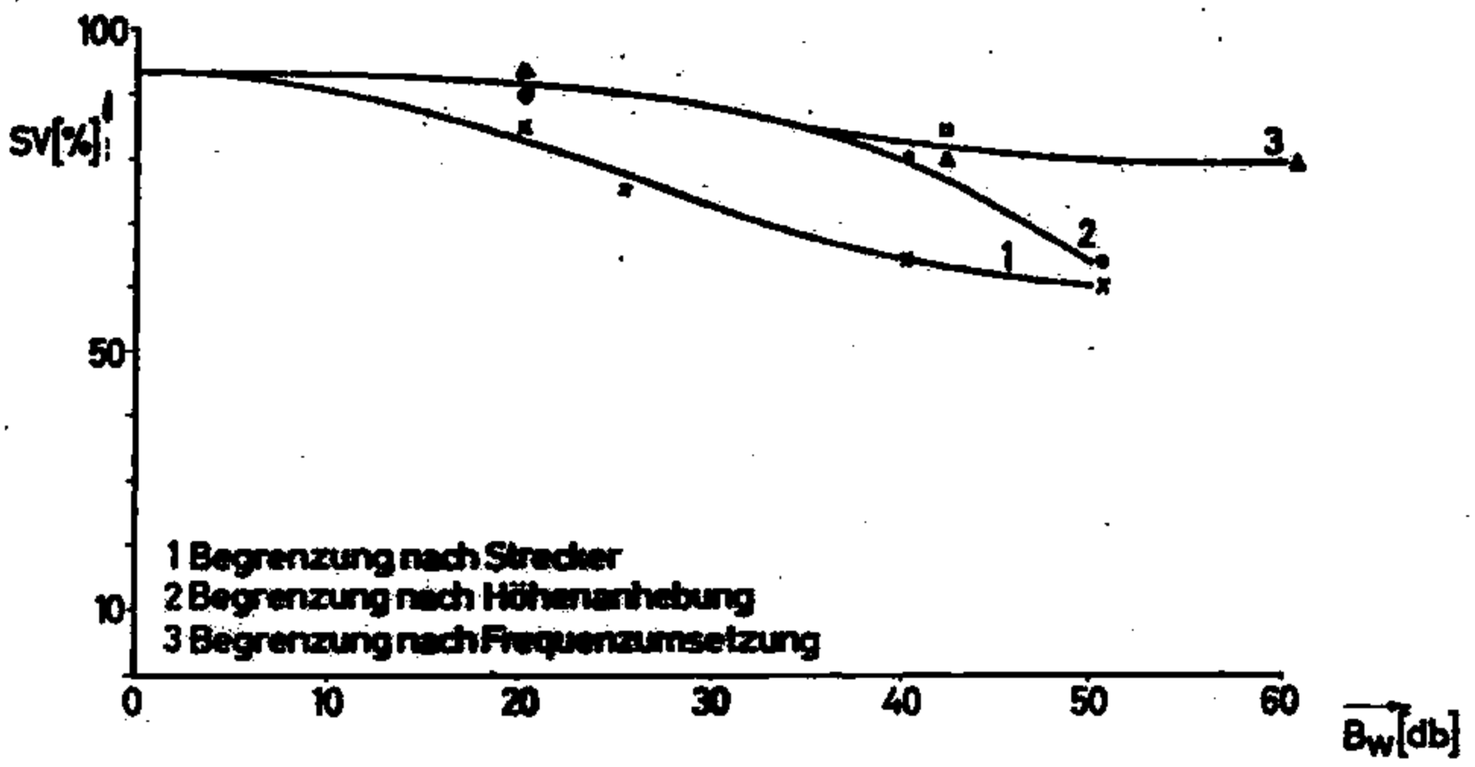


Abb. 1. Silbenverständlichkeit SV in Abhängigkeit von der wirksamen Begrenzung B_w bei verschiedenen Begrenzungssystemen. (Reproduktion der Messungen von SCHNEIDER).

der Signalpegel nach der Begrenzung angehoben werden müsste, um wieder den vor der Begrenzung vorhandenen Spitzenpegel zu erreichen.

Bei diesen, wie auch bei allen nachfolgend beschriebenen Messungen, haben wir uns auf das Frequenzband eines Fernsprechkanals, nämlich 300 Hz bis 3,4 kHz beschränkt. SCHNEIDER verwendete demgegenüber ein Frequenzband von 160 Hz bis 3650 Hz.

Aus Abb. 1 entnehmen wir, dass bei Amplitudenbegrenzung ohne zusätzliche Massnahmen, hier kurz System STRECKER genannt, die Silbenverständlichkeit mit zunehmender Begrenzung verhältnismässig stark abfällt. Bei einer Begrenzung von 50 db erhalten wir z.B. eine Silbenverständlichkeit von 60%, die sich bei weiter zunehmender Begrenzung nicht mehr nennenswert ändern dürfte. Eine Silbenverständlichkeit von 60% ergibt zwar noch eine nahezu vollständige Satzverständlichkeit, doch ist die Sprachqualität bei diesem System für kommerzielle Zwecke nicht mehr zu gebrauchen.

Die Verständlichkeit und besonders auch die Natürlichkeit der begrenzten Sprache lässt sich wesentlich verbessern, wenn man vor der Amplitudenbegrenzung die hohen Frequenzen anhebt und sie am Empfangsort wieder absenkt. Dies können wir auch schon aus den Arbeiten von LICKLIDER entnehmen. Als optimale Anhebung haben wir die frequenzproportionale Anhebung (6 db/Oktave) gefunden. Sie erstreckte sich auf das gesamte Sprachfrequenzband. Für sehr starke Begrenzungsfaktoren scheint aber diese Art der Begrenzung dem gleichen Verständlichkeitswert zuzustreben, wie er sich für das System STRECKER ergibt.

Kombinationstöne und andere Klirrprodukte, die die Sprachverständlichkeit beeinträchtigen, kann man kleinhalten, indem man das Sprachband in eine höhere Frequenzlage umsetzt, z.B. in den Frequenzbereich von 20,3 bis 23,4 kHz, und erst dort eine Amplitudenbegrenzung vornimmt. Selbst bei sehr starker Amplitudenbegrenzung ($B_w = 60$ db) erhalten wir dadurch noch eine Silbenverständlichkeit von etwa 80%. Die auf diese Art begrenzte Sprache klingt jedoch noch verhältnismässig unnatürlich.

Im Anschluss an die Schneidersche Arbeit[3] haben wir deshalb die Höhenanhebung und die Frequenzumsetzung kombiniert. Wir erhalten für dieses System etwa gleiche Verständlichkeitswerte wie bei Begrenzung nach Frequenzumsetzung. Doch erhöht sich dadurch die Natürlichkeit der Sprache in einem solchen Masse, dass sie nach unserer Meinung auch die Anforderungen des kommerziellen Verkehrs erfüllen kann.

Störabstandsgewinn

Wie verhalten sich nun die verschiedenen Begrenzungssysteme gegenüber Geräuschstörungen? Zur Beantwortung dieser Frage wurden die nachstehend erläuterten Untersuchungen durchgeführt. Die Ergebnisse für die Begrenzung nach Höhenanhebung sind in Abb. 2 dargestellt.

Als Störabstand $\frac{S}{N}$ haben wir bei unseren Messungen definiert

$$\frac{S}{N} = 20.\log \frac{\text{Signalspitzenspannung}}{\text{Effektivwert des Rauschens}}$$

Beide Grössen werden dabei nach der Begrenzung im gestörten Übertragungskanal gemessen. Die Definition der Sprachspitzenspannung ist etwas problematisch und man findet dafür unterschiedliche Vorschläge. Als Spitzenwert für die unbegrenzten

Signalspannungen haben wir einen Wert zu Grunde gelegt, der von etwa 1% der Logatome überschritten wurde. Als Störgeräusch wurde ausschliesslich weisses Rauschen verwendet, dessen Pegel je nach Störabstand variiert wurde. Der Sprachspitzenpegel wurde bei allen Messungen im Übertragungskanal konstant gehalten.

Der Abb. 2 entnehmen wir bei einer Begrenzung von 12 db einen Störabstandsgewinn von ebenfalls 12 db. Eine so geringe Begrenzung ist subjektiv kaum zu erkennen. Bei einer Begrenzung von 24 db ist bereits der höchst mögliche Störabstandsgewinn erreicht. Dabei ist die Sprachqualität noch mit der normalen Telefonsprache vergleichbar. Ähnliche Ergebnisse konnten wir auch aus einer Arbeit von MARTIN[4] aus dem Jahre 1950 entnehmen.

Will man unterschiedliche Sprachlautstärken berücksichtigen, und auch für leise Sprecher volle Begrenzung erreichen, so muss man dafür sorgen, dass auch eine sehr starke Begrenzung die Sprachqualität nicht zu sehr beeinträchtigt.

Die letztgenannte Forderung lässt sich durch Umsetzung in eine höhere Frequenzlage vor der Amplitudenbegrenzung erfüllen. Wir haben daher auch an diesem System Störabstandsuntersuchungen durchgeführt, deren Ergebnisse in Abb. 3 dargestellt sind. Bei unseren Messungen ergaben sich noch einwandfrei messbare Unterschiede zwischen 36 db und 42 db Begrenzung. Der höchste Störabstandsgewinn wird dem-

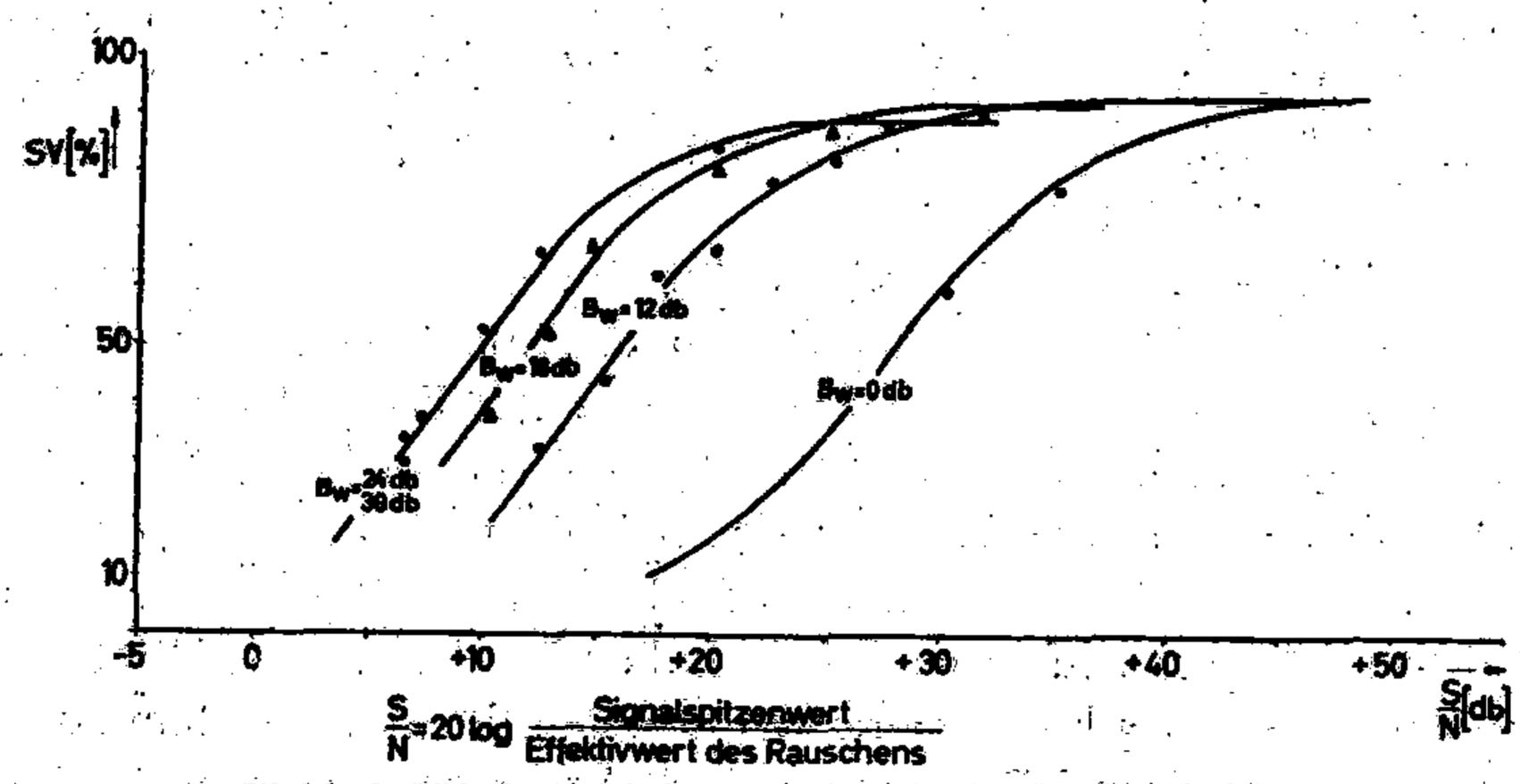


Abb. 2. Silbenverständlichkeit SV als Funktion des Störabstandes S/N bei Begrenzung nach Höhenanhebung mit 6 db/Okt. Parameter ist die wirksame Begrenzung B_w.

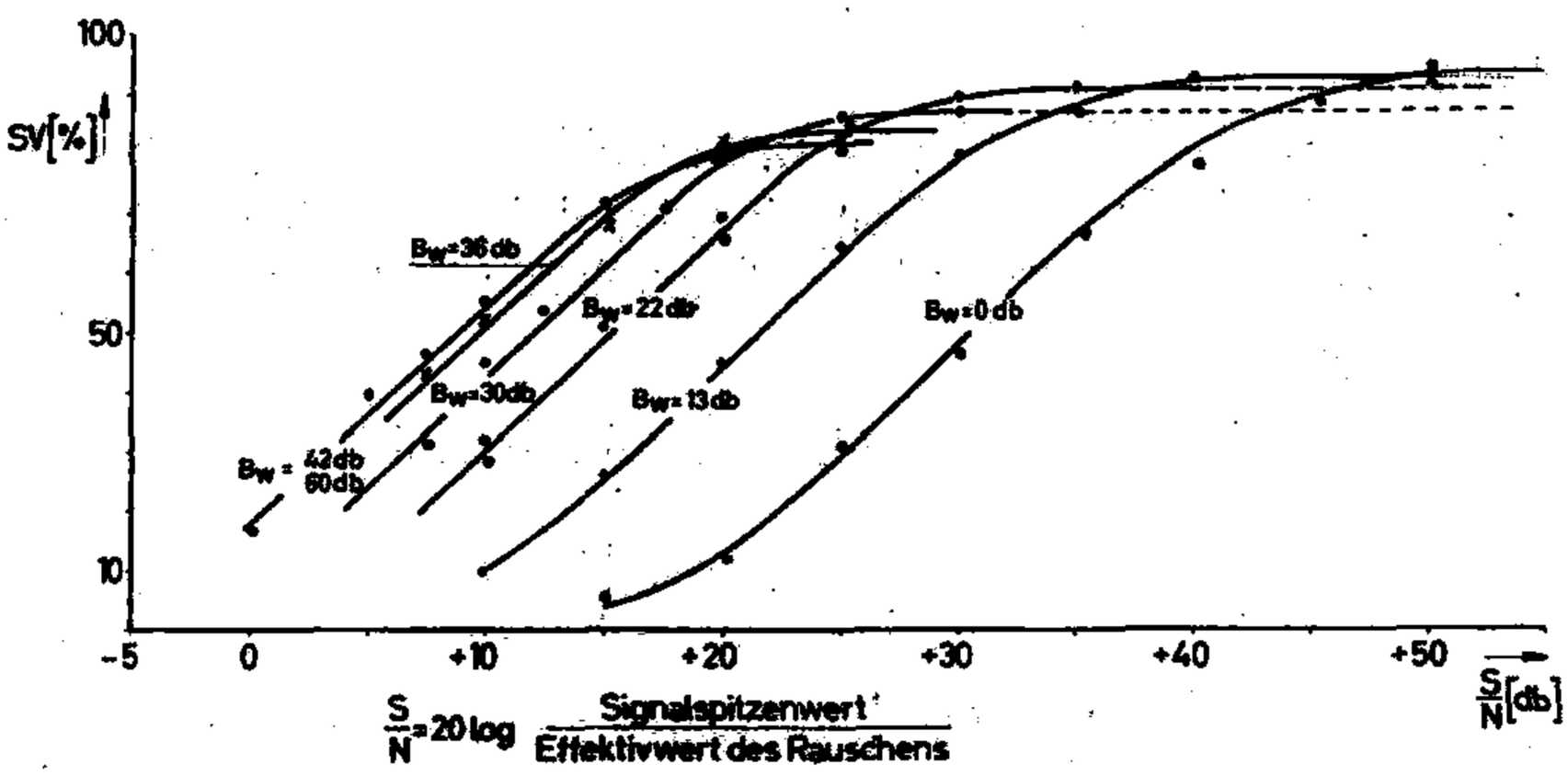


Abb. 3. Silbenverständlichkeit SV als Funktion des Störabstandes S/N bei Begrenzung nach Frequenzumsetzung. Parameter ist die wirksame Begrenzung B_w.

nach erst bei einer Begrenzung von etwa 40 db erreicht. Für geringere Begrenzungsfaktoren erhalten wir einen geringeren Störabstandsgewinn als für vergleichbare Begrenzungsfaktoren beim System mit Höhenanhebung.

Vergleich verschiedener Systeme

Wie unterscheiden sich nun die Systeme hinsichtlich des erforderlichen Störabstandes untereinander und von anderen Systemen, die zur Dynamikeinengung verwendet werden? Zur Beantwortung dieser Frage sind in Abb. 4 die Grenzkurven aus den

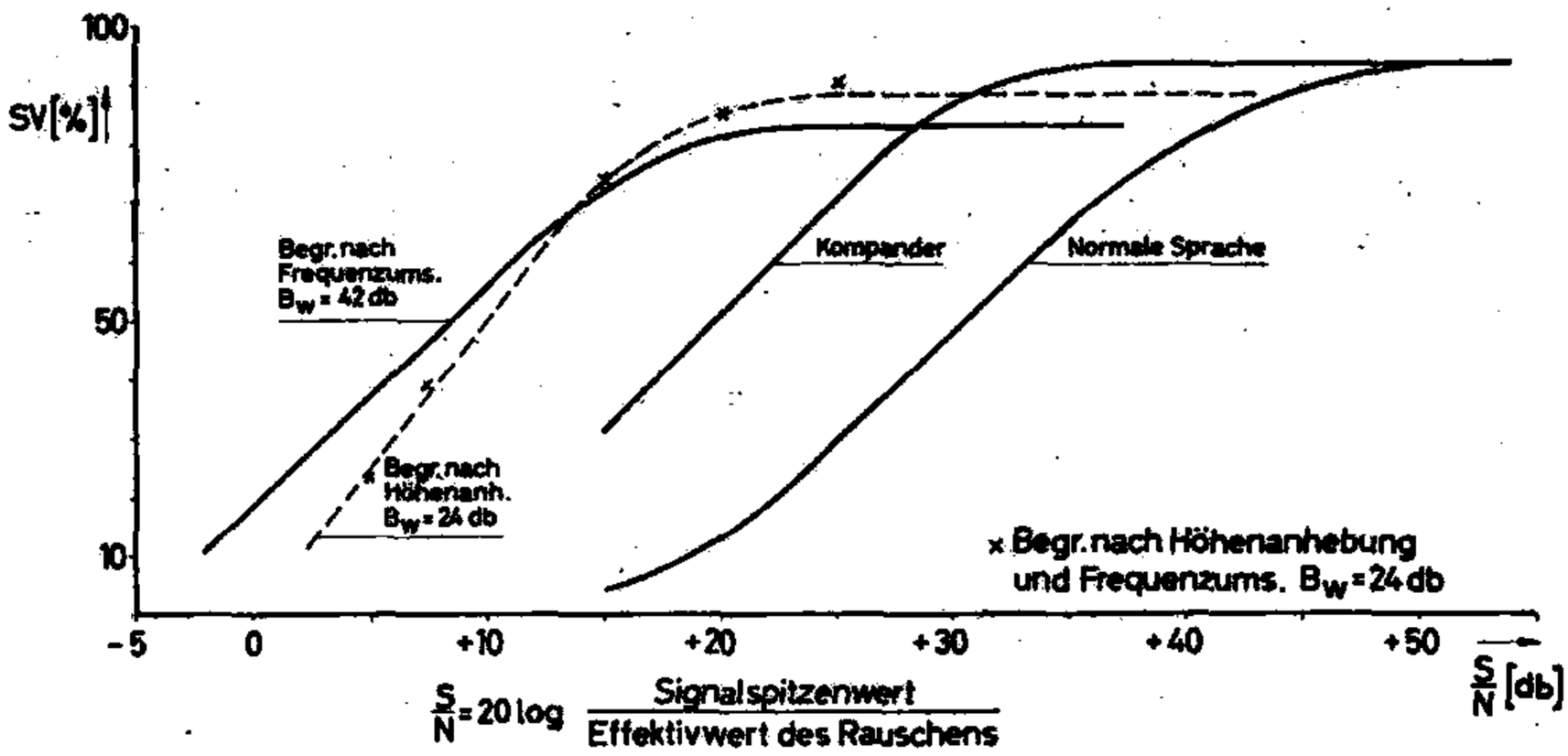


Abb. 4. Silbenverständlichkeit SV als Funktion des Störabstandes *S/N*. Vergleich verschiedener Systeme.

Abb. 2 und 3 aufgetragen. Der wesentlichste Unterschied der beiden Begrenzungssysteme ist der unterschiedliche Begrenzungsfaktor der benötigt wird, um maximalen Störabstandsgewinn zu erreichen. Dieses Ergebnis ist naheliegend, wenn man berücksichtigt, dass sich die Begrenzung nach vorheriger Höhenanhebung bei geringen Begrenzungsfaktoren stärker auf die höherfrequenten Sprachkomponenten auswirkt, als dies bei fehlender Höhenanhebung der Fall ist. Der maximale Störabstandsgewinn, bezogen auf Sprache ohne Höhenanhebung und ohne Begrenzung, ist für Silbenverständlichkeiten zwischen 50% und 80% etwa gleich und beträgt 20 bis 22 db. Bei sehr geringen Störabständen scheint die Begrenzung nach Frequenzumsetzung günstiger zu sein. Auch der bei zunehmendem Störgeräusch unterschiedliche Verständlichkeitsabfall der beiden Systeme dürfte auf den ungleichen Sprachspektren am Begrenzereingang und damit auch im Übertragungskanal beruhen.

Wir haben zuvor festgestellt, dass eine Kombination von Höhenanhebung mit Frequenzumsetzung selbst bei hohen Begrenzungsfaktoren eine Erhöhung der Natürlichkeit der Sprache ergibt. Für den Zusammenhang zwischen Silbenverständlichkeit und Störabstand müssen wir hierfür die gleichen Kurven erwarten, wie sie sich für die Begrenzung nach Höhenanhebung ergeben. Wie aus Abb. 4 zu entnehmen ist, bestätigen unsere Messungen diese Erwartungen.

Ein auf einem ähnlichen Prinzip beruhendes Übertragungssystem wurde im Laufe unserer Untersuchungen unter dem Namen *Frena-System* von DE JAGER UND GREEFKES[5] veröffentlicht. Allerdings geben die Verfasser nur grob orientierende Verständlichkeitsmessungen an, die sich für einen Vergleich mit unseren Messungen wenig eignen.

In diesem Zusammenhang wollen wir auch den Störabstandsgewinn betrachten, der mit einem Silbenkompandor der Firma Standard Elektrik erreicht wird. Unsere Messungen ergaben hierfür je nach der Intensität des Störgeräusches eine Störabstandsverbesserung von 10 bis 13 db. Dieser Wert ist nicht so gross, wie man bei oberflächlicher Betrachtung aus der Angabe über die Unterdrückung des Ruhegeräusches erwarten könnte.

Störabstandsverbesserung bei Höhenanhebung ohne Begrenzung

Schliesslich ist es noch von Interesse, zu untersuchen, ob sich schon durch eine Höhenanhebung ohne Begrenzung eine Verbesserung des Störabstandes erreichen lässt. In der Literatur der letzten Jahre sind darüber unterschiedliche Meinungen zu finden[6, 7, 8] Wir haben daher auch für ein derartiges Übertragungssystem Störabstandsuntersuchungen durchgeführt, deren Ergebnisse in Abb. 5 dargestellt sind. Die Signalstärke

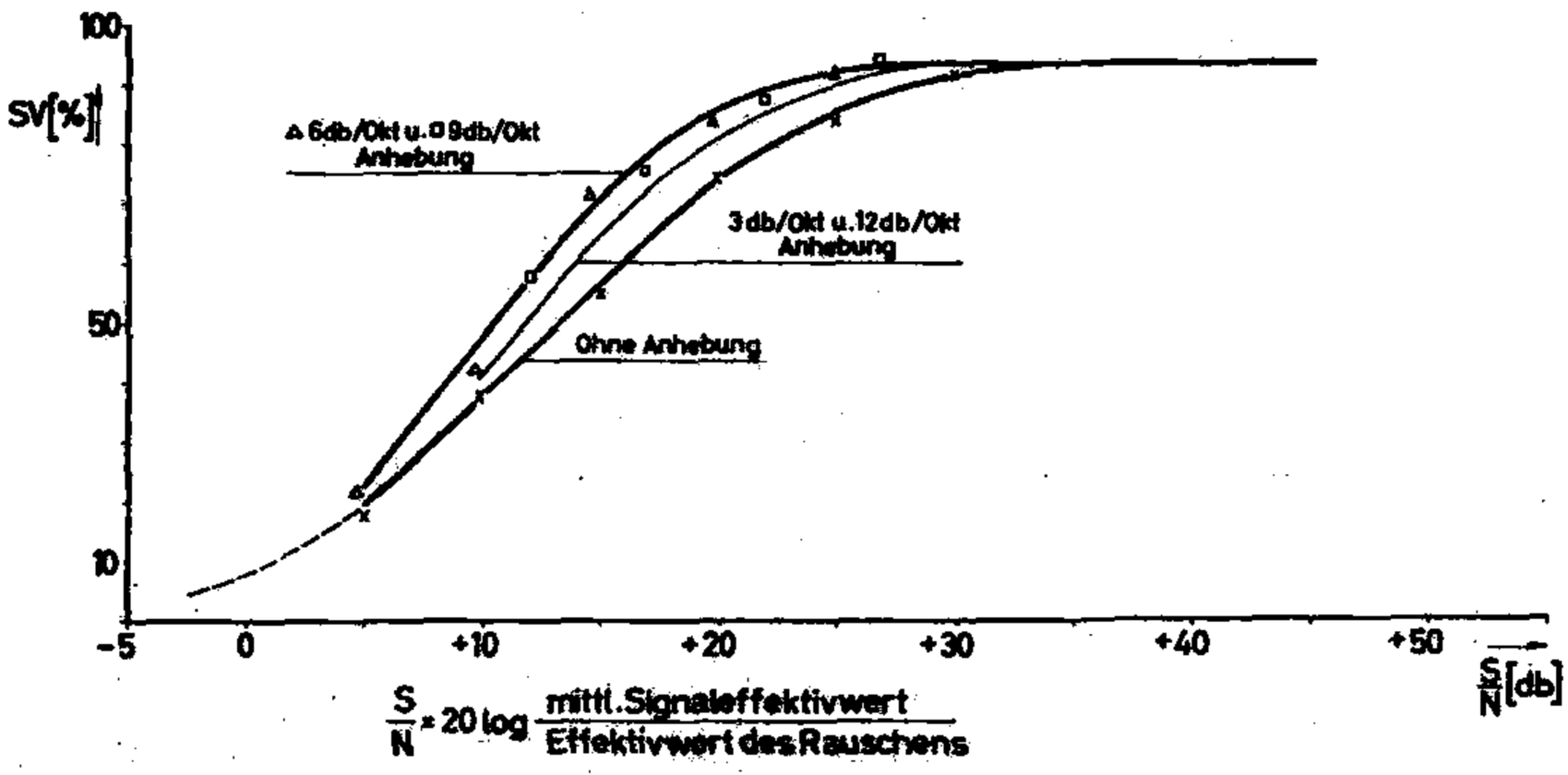


Abb. 5. Silbenverständlichkeit SV als Funktion des Störabstandes bei Höhenanhebung ohne Begrenzung (Zur Definition des "mittleren Signaleffektivwertes" vergleiche Text).

wurde hier allerdings durch eine Grösse gekennzeichnet, die etwa dem mittleren Effektivwert der Sprache entspricht. Man erhält diesen Wert durch Messung mit einem Effektivwertmesser der eine Integrationszeit von 200 mSek. besitzt. Bei diesen Messungen wurde stets der so ermittelte "mittlere Effektivwert" im Übertragungskanal konstant gehalten. Unter dieser Voraussetzung erhalten wir für eine Anhebung von 6 db/Oktave bzw. 9 db/Oktave einen Störabstandsgewinn zwischen 2 db und 6 db. Für eine Anhebung von 3 db/Oktave bzw. 12 db/Oktave ergibt sich ein noch kleinerer Gewinn. Die in Abb. 5 dargestellten Messergebnisse lassen sich nach bekannten Methoden[9] auch berechnen. Die berechneten Werte waren in guter Übereinstimmung mit unseren Messungen. Wenn wir im Übertragungskanal nicht den "mittleren Spracheffektivwert" sondern den Sprachspitzenwert konstant halten, so ergeben sich noch geringere Gewinne, da der Spitzenfaktor der Sprache mit zunehmender Anhebung zunimmt.

Die Ergebnisse unserer Untersuchungen lassen es lohnend erscheinen, die Amplitudenbegrenzung technisch weiterzuentwickeln. Für einen praktischen Einsatz müsste man sie allerdings mit einem Schwellwertglied am Empfangsort kombinieren, das Pausengeräusche aus dem Übertragungskanal oder vom Mikrophon her unterdrückt, falls diese kleiner als die Amplituden der Sprachlaute sind.

Der besondere Dank des Verfassers gilt Herrn PROF. DR. ING. W. WOLMAN und der Deutschen Forschungsgemeinschaft, deren Hilfe wesentlich zum Gelingen der beschriebenen Untersuchungen beigetragen hat.

LITERATUR

1. F. STRECKER *Elekt. Nachr. Tech.*, 13 (1936) 341.
2. J. C. R. LICKLIDER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 18 (1946) 429.
   I. C. R. LICKLIDER UND I. POLLACK, *J. Acoust. Soc. Am.*, 20 (1948) 42.
3. H. SCHNEIDER, *Frequenz*, 10 (1956) 97 und 152.
4. D. W. MARTIN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22 (1950) 614.
5. F. DE JAGER UND I. A. GREEFKES, *Philips techn. Rundschau*, 19 (1957/58) 69.
6. N. B. GROSS UND I. C. R. LICKLIDER, *Psycho-Acoustic Lab., Harvard Univ., Rept.* PNR 11 (1946).
7. K. O. SCHMIDT, *A.E.Ü.*, 7 (1953) 579.
8. O. BROSZE, K. O. SCHMIDT UND A. SCHOLDT, *Nachr. tech. Z.*, 12 (1959) 297.
9. N. R. FRENCH UND I. C. STEINBERG, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 90.

Eigenschaften des natürlichen Richtungshörens und ihre Anwendung auf die Stereophonie

N. V. FRANSSEN

Philips Forschungslaboratorium, N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (die Niederlande)

Auf Grund in letzter Zeit durchgeführter Hörversuche muss man dem Hörmechanismus eine Selektivität zuschreiben, die die der Basilarmembran übertrifft. Physiologische Beobachtungen zeigen, dass diese grössere Selektivität von nervösen Prozessen verursacht wird. Die Basilarmembran kann man in erster Näherung durch parallel geschaltete stark gedämpfte Resonanzkreise ersetzen und so die Selektivitätsvergrösserung, die in den Nerven auftritt mit Hilfe einer elektrischen Schaltung nachbilden. Darin ermöglichen Kopplungen zwischen den verschiedenen Resonanzkreisen, die Auswahl jener Resonanzkreise, deren Schwingungsamplitude die ihrer Nachbarn übersteigt. In Abb. 1 ist strichliert angedeutet, wie die Selektivität der "Analogmembran" eine grobe Trennung in Frequenzbänder ermöglicht und wie diese Trennung im "Analognervensystem" verbessert wird. Bemerkenswert ist dabei übrigens dass dieser Mechanismus eine Reihe von Impulsen erzeugt, deren Periodizität mit der des ursprünglichen Signals übereinstimmt, ein Effekt der vielleicht das subjektive Tonhöheempfinden erklären könnte. Die einander entsprechenden Ausgänge der linken und rechten "Selektivitätsverschärfers" sind mittels zweier Laufzeitketten aneinander ge-

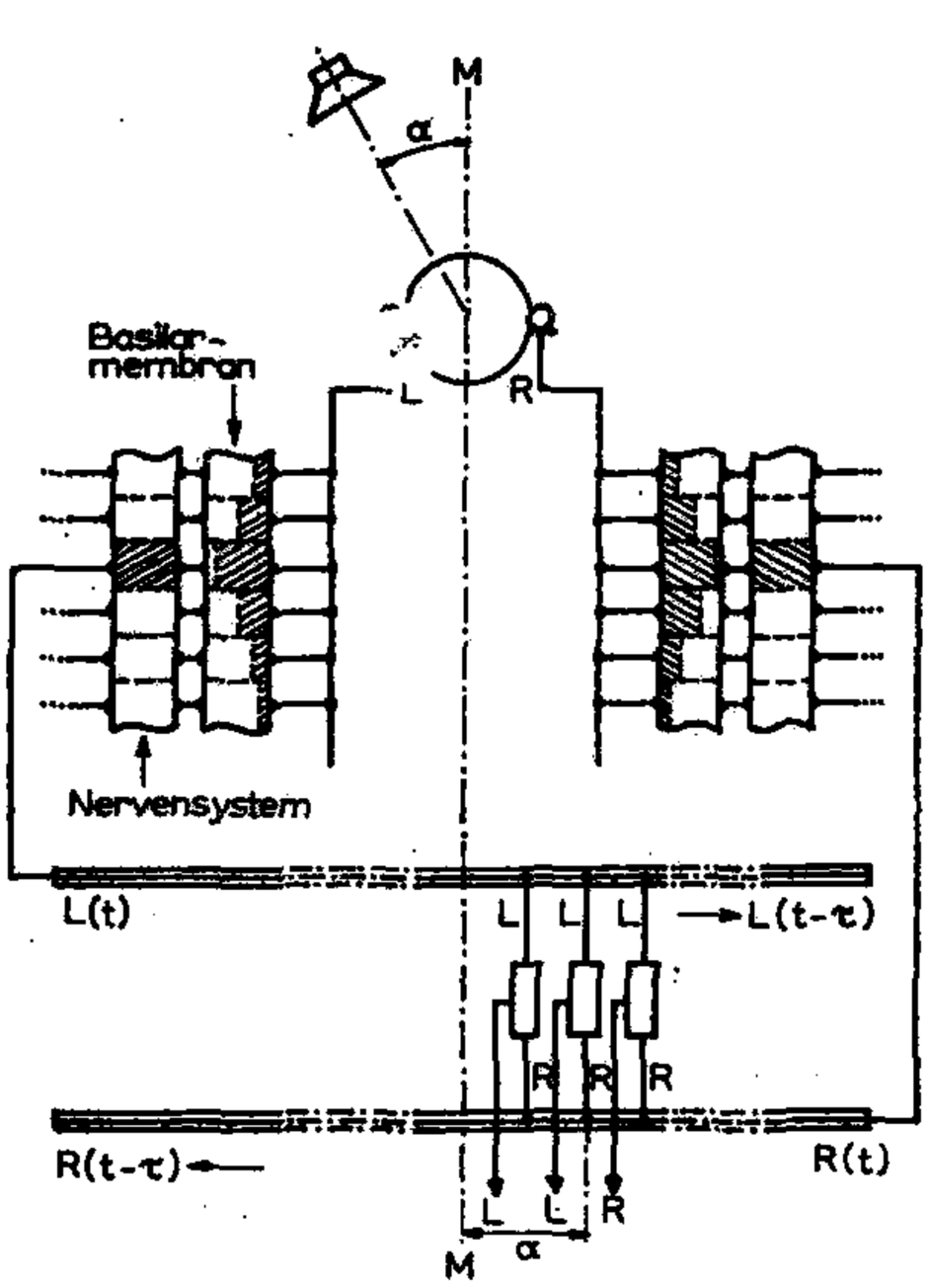


Abb. 1. Elektrisches Modell des Richtungshörmechanismus.

koppelt. Diese zwei Ketten sind ihrerseits an viele Stellen durch "black boxes" miteinander verbunden. Diese "black boxes" können beide Signalen (L und R) empfangen, leiten jedoch, abhängig von Zeit- und Pegeldifferenzen zwischen den Signalen, nur eines weiter. Wenn das Signal L vor dem Signal R ankommt, wird L weitergeleitet, wenn R nicht um einen mit der Zeitdifferenz zwischen beiden Signalen steigenden Betrag grösser als L ist. Als Abbild der wahrgenommenen Richtung betrachten wir nun die Stelle, an der der Übergang vom linken Durchlass zum rechten Durchlass stattfindet (Abb. 2). Dieses Analoggerät reagiert in befriedigender Weise auf Schall, ähnlich wie

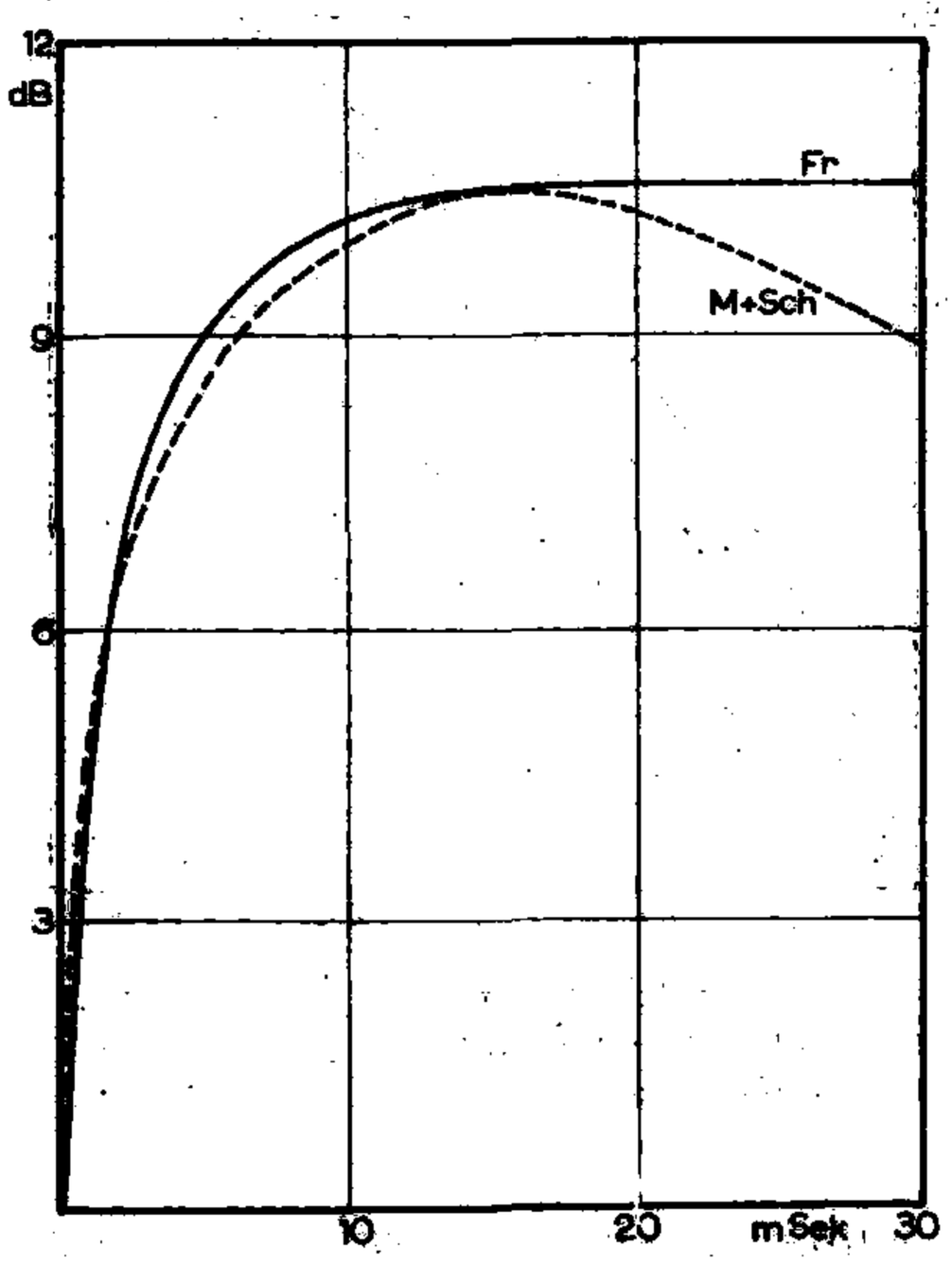


Abb. 2. Mitteneindruck in Abhängigkeit von Zeit und Pegeldifferenzen zwischen zwei Lautsprechern.

der menschliche Richtungshörmechanismus. Zeitdifferenzen sowohl als auch Intensitätsdifferenzen beeinflussen die Richtungswahl; Zeitdifferenzen können mit Intensitätsdifferenzen im entgegengesetzten Sinne kompensiert werden. Wenn aber die Richtung einmal gewählt ist, kostet es viele Mühe, diese Wahl wieder zu ändern. Auf diesem Effekt beruht der Einfluss des direkten Schalles auf die Richtungsbestimmung. (Gesetz der ersten Wellenfront.) Es ist klar, dass es für dieses Analoggerät im Grunde nichts macht, ob der Schall von einer oder mehreren Quellen herrührt. Dieses Analoggerät kann dann auch Stereophonie prinzipiell wahrnehmen.

Die Voraussetzungen, auf Grund derer dieses Gerät entworfen wurde sind mathematisch elegant zu beschreiben. MEYER UND SCHODDER haben vor einigen Jahren experimentell den Mitteneindruck zweier Lautsprecher in stereophonischer Aufstellung untersucht und zwar in Abhängigkeit ihrer Zeit- und Pegeldifferenzen. Diese Kurve ist zur Bestimmung der unbekannten Grössen, die in der mathematischen Beschreibung des Modells auftreten, sehr geeignet. Bei einer richtigen Wahl kann man eine gute Übereinstimmung erzielen. (Abb. 2). Die strichlierte Kurve gibt die Werte, die von MEYER UND SCHODDER gemessen wurden, die ausgezogene Kurve die Berechnung mit Hilfe des Modells. Man kann nun bei stereophonischer Aufstellung zweier Lautsprecher den Einfluss der Zeit- und Pegeldifferenzen auf die Richtungsbestimmung

berechnen (Abb. 3 und 4). Bei dieser Berechnung sind zwei Varianten möglich. Entweder ermittelt man die Richtung bei zur Mitte festorientiertem Kopf oder der Kopf wird so gedreht bis die scheinbare Schallquelle in der Symmetrieebene der beiden Ohren liegt.

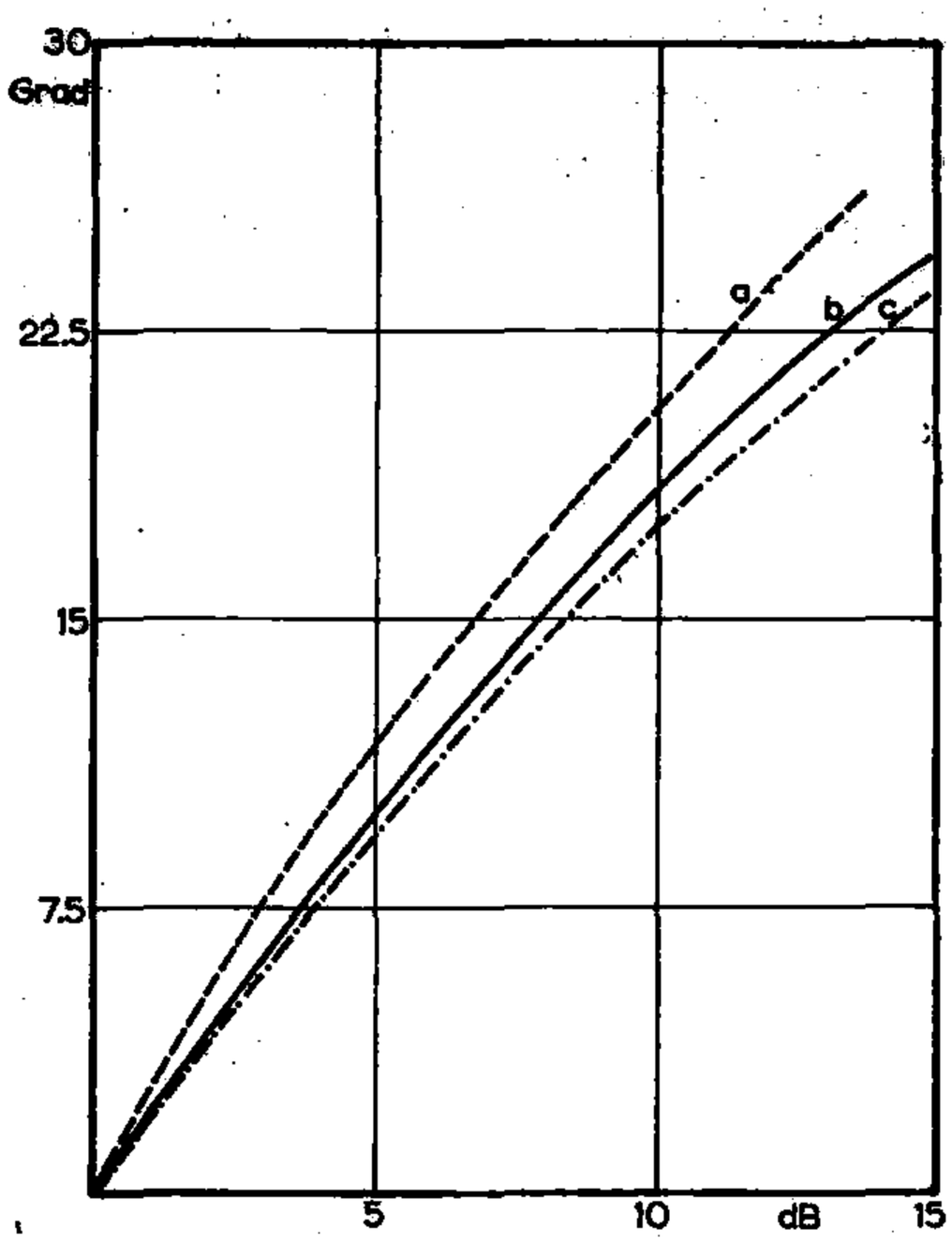


Abb. 3. Stereophonische Schallbildverschiebung in Abhängigkeit von der Pegeldifferenz zwischen zwei Lautsprechern.

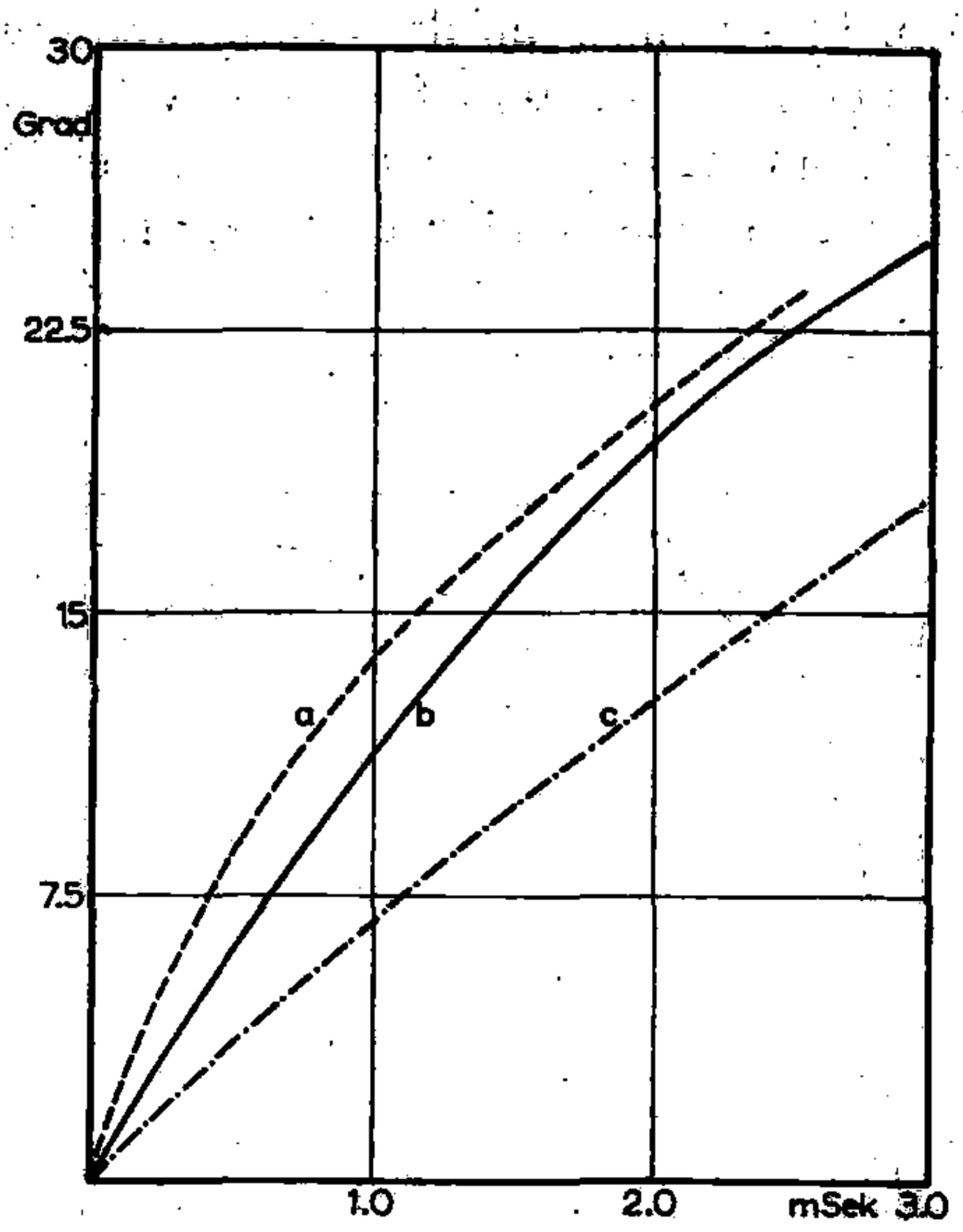


Abb. 4. Stereophonische Schallbildverschiebung in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz zwischen zwei Lautsprechern.

Die strichlierte Kurve gibt den Wert der Schallbildverschiebung, wenn man in der Richtung dieses Bildes schaut, die strich-punktierte Kurve dagegen, den Wert wenn man geradeaus schaut. Zum Vergleich sind auch die Messungen von DE BOER in der Abbildung mit einer ausgezogenen Kurve angegeben. Der Differenz zwischen der strichlierten und der strich-punktierten Kurve zeigt den Einfluss der Kopfbewegungen auf die Richtungsbestimmung. Aus den Abbildungen 3 und 4 ergibt sich, dass dieser Einfluss im Fall der Intensitätsdifferenzen viel kleiner ist als bei Zeitdifferenzen. Möglicherweise ist das ein Grund, warum man im allgemeinen bei Aufnahmen vorzugsweise Intensitätsstereophonie verwendet.

Stereophonic Sound Reproduction

H. F. OLSON

RCA Laboratories, Princeton, N.J. (U.S.A.)

INTRODUCTION

To achieve realism in a sound reproducing system four fundamental conditions must be satisfied, as follows: (1). The frequency range must be such as to include all the audible components of the various sounds to be reproduced. (2). The volume range must be such as to permit noiseless and distortionless reproduction of the entire range of intensity associated with the sounds. (3) The reverberation characteristics of the original sound must be approximated in the reproduced sound. (4) The spatial sound pattern of the original sound should be preserved in the reproduced sound.

Satisfying the first three conditions constitutes high-fidelity monophonic sound reproduction, as the term is used today. Stereophonic sound reproduction will satisfy condition (4) by providing auditory perspective of the reproduced sound. High-fidelity stereophonic sound reproduction satisfies all four conditions and therefore supplies the means for realistic sound reproduction. As a consequence, two-channel stereophonic sound systems are being rapidly commercialized in the consumer field.

It is the purpose of this paper to present a general description of some of the aspects of two-channel stereophonic sound reproduction as follows: auditory perspective, the applications in the home and the automobile, and the systems.

AUDITORY PERSPECTIVE*

Reproduction of sound in auditory perspective[1, 2] provides a subjective illusion of the distribution of the reproduced sound sources in lateral directions as well as depth in a geometrical corespondence which approximates the disposition of the original sound sources. A stereophonic sound reproducing system provides a means for the reproduction of sound in auditory perspective. It is the purpose of this section to describe some of the subjective aspects of the auditory perspective of the soundreproduced by a stereophonic sound reproducing system.

Lateral localization

There are two factors that determine lateral or angular localization in stereophonic sound reproduction, namely, the relative phase and intensity of the sound reproduced by the two channels. In one of many subjective experiments, illustrating lateral localization, the stereophonic arrangement of Fig. 1 was employed. The configuration

---

* The auditory perspective experiments reported in this paper were performed over a period of time extending from 1947 to 1955.

of the microphones and loudspeakers are shown in Fig. 1. A person speaking was located at the different positions S^1, S^2, S^3, S^4, and S^5 in the free-field room. The corresponding apparent locations of the reproduced sound in the listening room are shown as S'^1, S'^2, S'^3, S'^4, and S'^5. The relative estimated sound levels in decibels

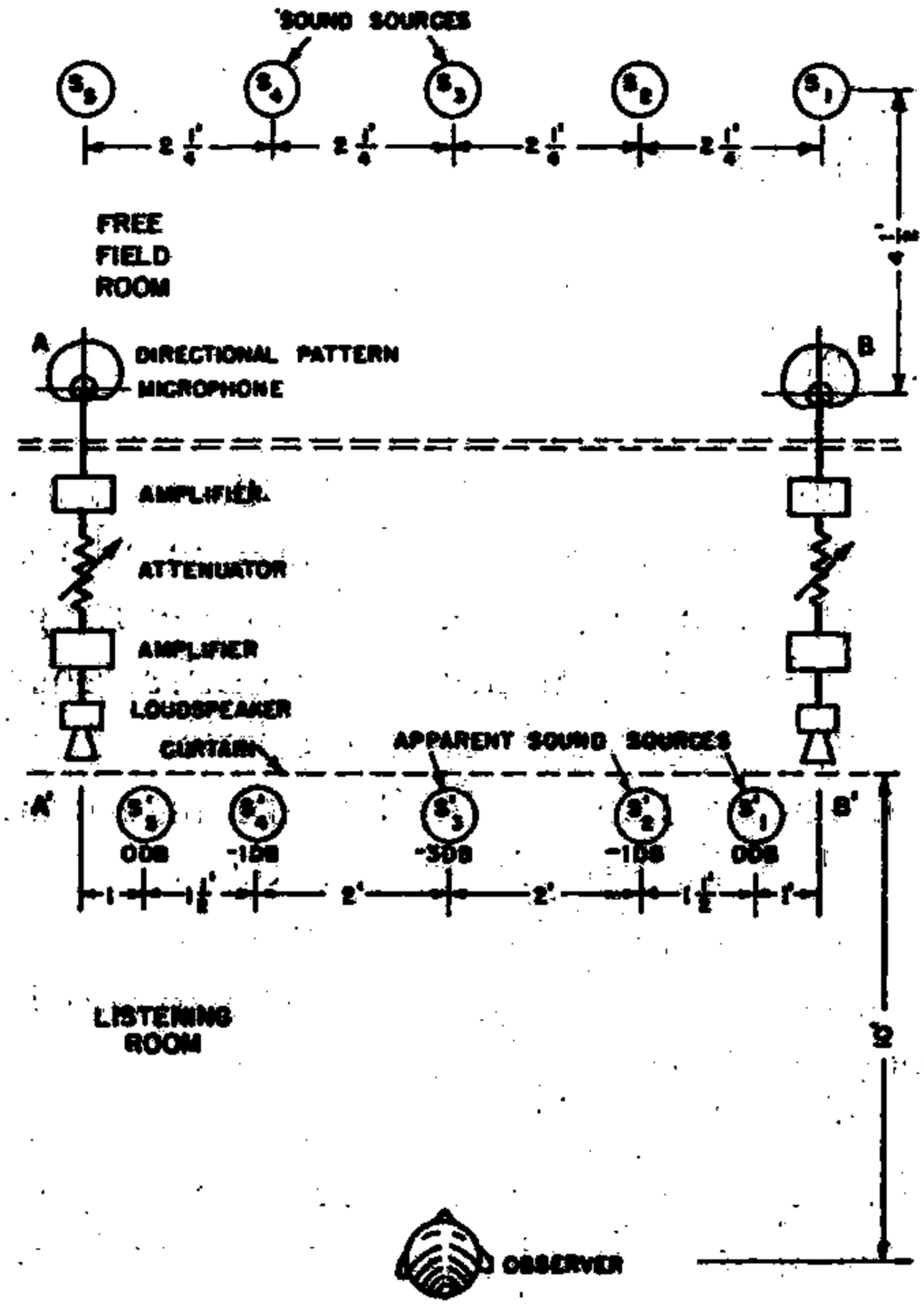


Fig. 1. Schematic arrangement of the apparatus of a two-channel stereophonic system showing the locations of the sound sources in the free-field room and the apparent location of the sound sources as reproduced in the listening room.

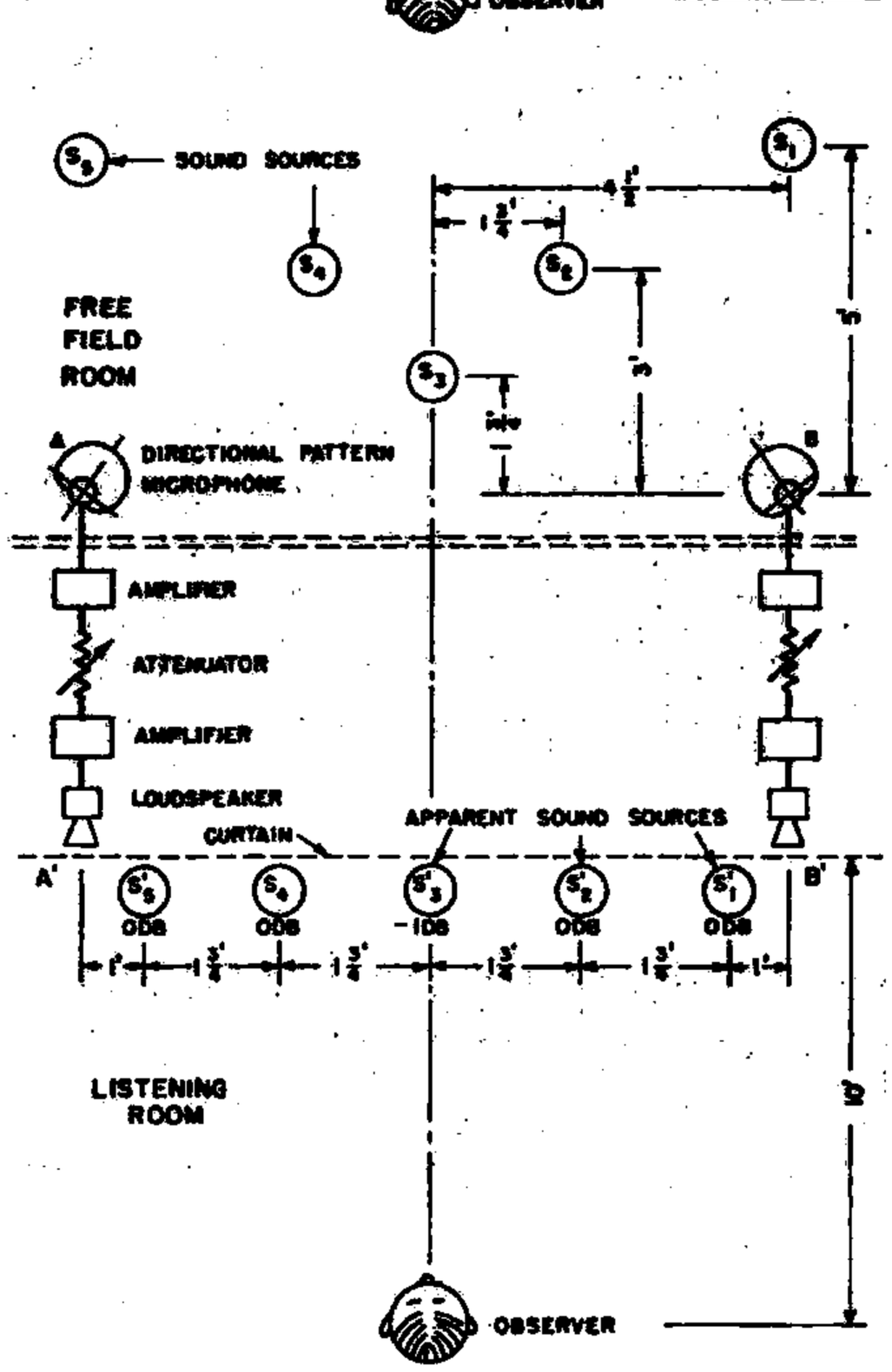


Fig. 2. Schematic arrangement of the apparatus of a two-channel stereophonic system showing the arrangement of the sound sources in the free-field room which will give a uniform spacing of the sound sources at the curtain in the listening room.

are also shown with position S'1 selected as the reference level and was arbitrarily designated as 0 db. This experiment shows that the apparent position of the reproduced sound follows the actual position of the sound in the studio with small deviations. The deviations are as follows: the reproduced sound sources tend to be spread out in middle positions. The over-all spread of the reproduced sound sources is less than the distance between the loudspeakers. The reproduced sound level appears to be lower in the middle positions.

In another subjective experiment involving lateral localization, the objective was to reduce the spreading out and reduction of sound level of the reproduced sound sources in the middle positions. The configuration of the positions of the sound source in the studio, which were evolved so that practically equal spacing of the apparent sound sources in reproduction was obtained for the different positions of the sources in the studio, is shown in Fig. 2. The experiment of Fig. 2 shows that it is possible to obtain an equal spread of the sound sources in reproduction. Furtermore, there is only a slight reduction in sound level for the middle positions.

Depth localization

In any true stereophonic sound reproducing system, there should be a sense of relative depth as well as a sense of lateral distribution. However, in this connection, it is generally recognized that a subjective effect of lateral dustribution is more important than a subjective effect of relative depth. There are many factors which contribute to the sense of depth in stereophonic reproduction of sound. Some of the subjective effects of depth include a difference in the response frequency characteristics of the sources and a difference in the reproduced reverberation of the sources.

REPRODUCTION OF STEREOPHONIC SOUND IN THE HOME AND IN AN AUTOMOBILE

The two major applications of stereophonic sound reproduction in the mass market or consumer field are in the home and in the automobile. It is the purpose of this section to describe the reproduction of sound in auditory perspective in a room and in an automobile.

Reproduction of stereophonic sound in a room

The results of the subjective experiments in the preceding section can be translated to the reproduction of stereophonic sound in the home. A plan view of a typical living room for the reproduction of stereophonic sound in the home is shown in Fig. 3. The arrangement of the loudspeakers, the preferred listening area, and relative dimensions apply to practically any room in the average home. If the dimensional ratios and preferred listening area, depicted in Fig. 3, are maintained, the important subjective effects, namely, the angular and depth distribution of the sound sources will be maintained.

Reproduction of stereophonic sound in an automobile

The experiments on the stereophonic sound reproduction in an automobile were conducted with two different types of reproducers, namely, a two-channel magnetic-tape reproducer and a two-channel disk phonograph. In order to evaluate the

performance of stereophonic sound reproduction, means were provided for comparison with a monophonic system.

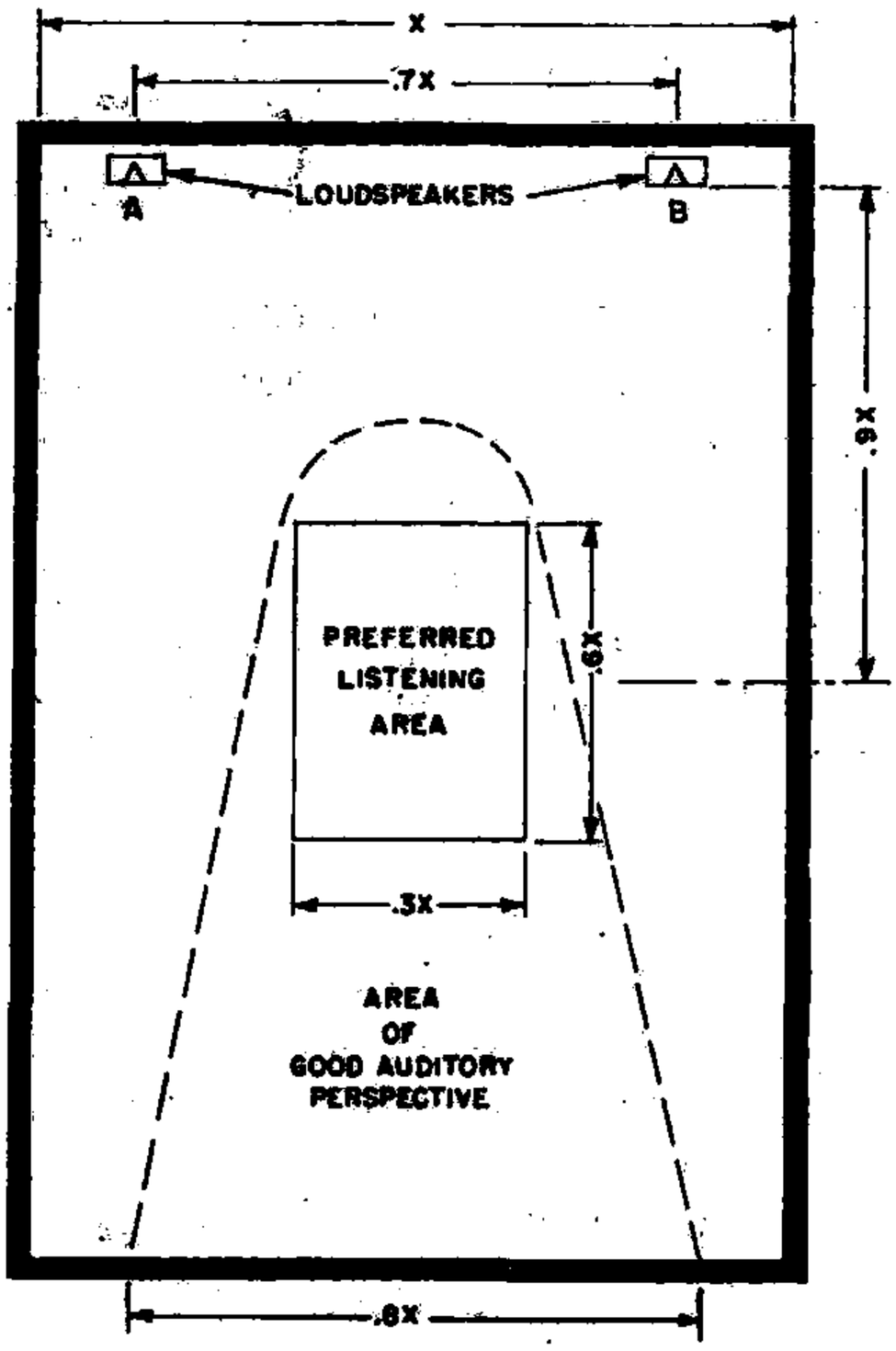


Fig. 3. The arrangement of a two-channel stereophonic tape reproducing system in a room showing the optimum dimensions and the preferred listening area and the area of good auditory perspective.

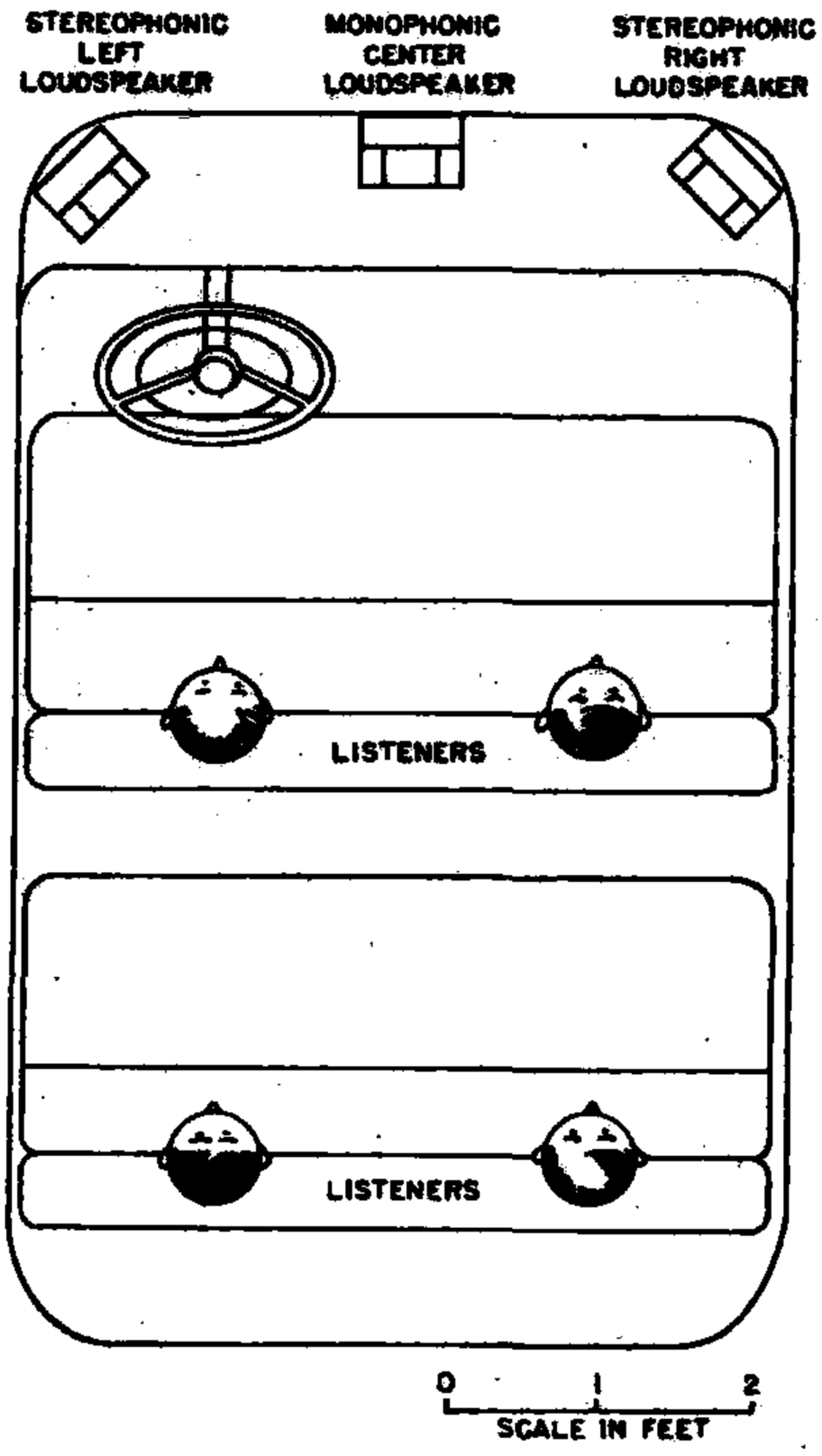


Fig. 4. A plan view of the loudspeaker system and the listeners for the subjective evaluation of monophonic and stereophonic sound reproduction in an automobile The left and right loudspeakers were used for stereophonic sound reproduction and the center loudspeaker was used for monophonic sound reproduction.

A plan view of the automobile and the location of the loudspeakers is shown in Fig. 4. The stereophonic loudspeakers are located on the top of the dash in the extreme corners. The monophonic loudspeaker is centrally located.

Stereophonic sound reproduction in an automoblie has led to the following observations and conclusions: Excellent audotiry perspective is obtained from stereophonic sound reproduction in an automobile. In addition to the excellent auditory perspective of the reproduced sound, stereophonic sound reproduction provides more realistic reverberation characteristics, improved low-frequency response and greater discrimination against ambient noise.

STEREOPHONIC SOUND SYSTEMS

The monophonic systems used in the mass market or consumer field for the reproduction of sound are the magnetic-tape sound reproducer, the disk phonograph, the radio, and television. The commercialization of stereophonic sound of these systems in the consumer field is developing at a rapid rate. Prerecorded stereophonic sound magnetic tape and stereophonic magnetic tape reproducers were commercialized in 1955. Stereophonic disk phonographs and stereophonic disk phonograph records were commercialized in 1958. Intensive research and development programs are now being carried out with the object of the commercialization of stereophonic sound in amplitude and frequency modulation radio and television sound.

Stereophonic sound provides a large and significant step in achieving realism in sound reproduction. For this reason it is expected that stereophonic sound will ultimately be developed and commercialized in all of the media in the consumer sound reproduction complex.

REFERENCES

1. H. FLETCHER, *Elec. Eng*, 53 (1934) 9.
2. H. F. OLSON, *J. Audio. Eng. Soc.*, 6 (1958) 80.

Kurzer Überblick über Vorschlage zur Übertragung von Stereophonie durch Rundfunk

K. L. H. WILHELM

Telefunken GmbH, Hannover (Deutschland)

Seitdem für Tonfilm, Magnettonband und neuerdings auch bei der Schallplatte die stereophonische Wiedergabe benutzt wird, werden auch im Rundfunk Wege gesucht, diese Technik über den Rundfunk zu verbreiten. Angefangen beim Comité Consultatif International des Radiocommunications über die Union Européenne de Radiodiffusion, das National Stereophonic Radio Commitee bis zu den einzelnen Instituten, Firmen und Erfindern beschäftigen sich eine ganze Anzahl von Leuten mit diesen Fragen.

Im Folgenden wird ein Überblick in schematischer Form ohne Details gegeben. Er gliedert sich in vier Teile. Der erste Teil bringt die Anforderungen an die Verfahren. Der zweite behandelt die Aufbereitung der Mikrophonsignale. Der dritte Teil beschäftigt sich mit den Möglichkeiten, die Signale dem Sender aufzumodulieren. Der vierte Teil schliesslich geht kurz auf die für die einzelnen Sendungen gemachten Vorschläge ein.

Ein solches Rundfunkübertragungsverfahren muss eine Anzahl Forderungen erfüllen, bevor es, wie angestrebt, internationale Norm werden kann. Diese Forderungen ergeben sich teils aus der Notwendigkeit, mit dem Wellenbereich sparsam umzugehen, die vorhandenen Verhältnisse nicht zu stören, teils aus allgemeinen wirtschaftlichen Gründen, aber auch indirekt aus dem speziell verwendeten Stereophonieverfahren. Man kann folgende Liste aufstellen:

1. Keine neuen Senderkanäle oder grössere Kanalabstände.
2. Das Versorgungsgebiet für monophone Empfänger bei stereophoner Sendung soll möglichst wie bei monophoner Sendung bleiben.
3. Das Versorgungsgebiet bei stereophonen Sendungen für stereophone Empfänger möglichst ebenfalls wie unter 2.
4. Keine zusätzlichen Störungen bestehender Sendernetze.
5. Kompatibel für monophone Empfänger, d.h. bei stereophoner Sendung muss die Wiedergabequalität erhalten bleiben und auch musikalisch muss der Empfang einer monophonen Sendung gleichwertig sein.
6. Kompatibel für stereophone Empfänger, d.h. monophone Sendungen sollen abgesehen vom Stereoeffekt, wie stereophone Sendungen wiedergegeben werden.
7. Der zusätzliche Aufwand am Empfänger soll möglichst klein sein.
8. Alte Empfänger sollen mit geringem Aufwand auf Stereoempfang umgestellt werden *können* (Für die Einführung wichtig).
9. Mehrsprachige Staaten sind daran interessiert, mit Hilfe solcher Zusätze, statt Stereophonie ein zweites Programm zu übertragen, insbesondere für Fernsehen.

TABELLE I

SIGNALAUFBEREITUNG

Bezeichnung	*Sender*	*Übertragenes Signal*	*Empfänger*	*Bemerkungen*
E		$a = r \qquad \beta = l$	$R = a = r$ $L = \beta = l$	Einzelsignal nicht kompatibel. Zwei Kanäle erforderlich.
PSV	$r_\tau \quad l_\tau$	$a = r + 0{,}7l_\tau \qquad \beta = l + 0{,}7r_\tau$	$R = a = r + 0{,}7l_\tau$ $L = \beta = l + 0{,}7r_\tau$	r_τ und l_τ sind die um 5–10 mSek. verzögerten Primärsignale. Stereophone Wiedergabe durch Haaseffeckt ermöglicht.
PS		$a = r - \frac{1}{2} \qquad \beta = l - \frac{r}{2}$	$R = a = \frac{r}{2} + \left(\frac{r}{2} - \frac{l}{2}\right)$ $L = \beta = \frac{l}{2} - \left(\frac{r}{2} - \frac{l}{2}\right)$	Die eingeklammerten Komponenten sollen sich im Schallfeld aufheben und damit stereophone Wiedergabe ermöglichen.
PT	$\sigma = F(r,l)$	$a = r + l \qquad \beta = \sigma$	$R = a \,.\, F_1(x) = (r + l) \,.\, \varphi_1(r,l)$ $L = a \,.\, F_2(x) = (r + l) \,.\, \varphi_2(r,l)$	σ ist ein aus den Mikrophonspannungen abgeleitetes Steuersignal (Pilotton), das die Verteilung des Summensignals auf die beiden Lautsprecher steuert.
SD		$\alpha = r + l \qquad \beta = r - l$	$R = \alpha + \beta = 2r$ $L = \alpha - \beta = 2l$	Mit seinen Abwandlungen das meist diskutierte Verfahren; jeweils ein Kanal Hauptkanal, der dann kompatibel ist.
SDH	$r = r_u + r_o$ $l = l_u + l_o$	$\alpha = r_u + r_o + l_u + l_o$ $\beta = r_o - l_o$	$R = \alpha + \beta = r_u + l_u + 2r_o$ $L = \alpha - \beta = r_u + l_u + 2l_o$	Frequenzband durch Weichen aufgeteilt. Unterhalb der Weichenfrequenz kein Stereoeffekt. Weichenfrequenz 300–500 Hz.
SDB	$r = r_u + r_m + r_o$ $l = l_u + l_m + l_o$	$\alpha = r_u + r_m + r_o + l_u + l_m + l_o$ $\beta = r_m - l_m$	$R = \alpha + \beta = r_u + l_u + r_o + l_o + 2r_m$ $L = \alpha - \beta = r_u + l_u + r_o + l_o + 2l_m$	Stereoeffekt auf mittleren Bereich beschränkt, obere Grenze 3000– 5000Hz, untere Grenze 300–500 Hz.
SDT	$r = r_u + r_o$ $l = l_u + l_o$	$\alpha = r_u + r_o + l_u + l_o$ $\beta = r_u$	$L = \alpha - \beta = r_o + l_o + l_u$ $R = \alpha_h + \beta = r_o + l_o + r_u$	α_h durch Hochpass aus α gewonnen, Stereoeffekt auf Bereich unter 3,5 kHz beschränkt.

Senderseitige Eingangssignale: vom rechten Mikrofon r, vom linken Mikrofon l. Übertragene Signale: α und β.
Empfängerseitig ausgehende Signale: zum rechten Lautsprecher R, zum linken Lautsprecher L.

Grundsätzlich werden diese Forderungen anerkannt, bis auf Forderung 9, die, da schwer zu erfüllen, umstritten ist.

Beim Magnetton und bei der Schallplatte ist die zweikanalige Übertragung die Norm. Man hat grundsätzlich ein rechtes Mikrophonsignal *r* und ein linkes Mikrophonsignal *l*, denen jeweils am Ende der Übertragung das rechte Lautsprechersignal *R* und das linke Lautsprechersignal *L* entsprechen sollen. Im allgemeinen überträgt man jedoch nicht die einzelnen Mikrophonsignale, sondern verarbeitet sie vorher, teils um musikalische Kompatibilität zu erzielen, teils um gewisse Erleichterungen für die Übertragung zu erzielen. Anhand einer Aufstellung seien die verschiedenen Methoden kurz besprochen (Tabelle I).

Verfahren E mit getrennter Übertragung der Mikrophonsignale ist als erstes mit zwei verschiedenen Sendern benutzt worden. Es werden dann jedoch die Bedingungen 1, 5 und 7 nicht erfüllt, es sei denn, man benutzt Zeitmultiplex, doch davon später. Wenn schon der Aufwand keine Rolle spielt, dann soll mit den Verfahren P.S.V. und P.S. die Bedingung 5 erfüllt werden. Es werden jeweils Anteile vom anderen Mikrophon mit oder ohne zeitliche Verzögerung beigemischt. Verfahren P.S.V. verspricht dabei allgemein wesentliche Erleichterungen für die Übertragungstoleranzen. Die Verteilung der Ausgangsleistung mittels Pilottönen (P.T.) hat als Stereophonieverfahren gewisse Nachteile, jedoch den Vorteil, dass es geringe zusätzliche Übertragungskapazität erfordert. Die folgenden Verfahren sind die heute meist diskutierten. Sie übertragen das Summensignal und das Differenzsignal (S.D.) und bilden dann die Einzelsignale wieder zurück. Dabei werden hohe Forderungen an die Gleichzeit der beiden Kanäle gestellt, sowohl was Amplituden- als auch Phasengang angeht. Durch Beschränkung des Stereoeffektes auf kleinere Frequenzbereiche ergeben sich Erleichterungen, sowie im Signal-Rauschabstand Verbesserungen (SDH, SDB, SDT). Vom Standpunkt der Stereophoniewiedergabe ist insbesondere die Beschneidung nach den höheren Frequenzen hin eine umstrittene Massnahme.

Doch nun zu den Verfahren, die zu übertragenden Signale α und β dem hochfrequenten Träger aufzumodulieren. Verschiedene Möglichkeiten sind in der Tabelle II zusammengestellt. Allen gemeinsam ist, dass die vorhandenen monophonen Geräte ein Signal in üblicher Weise empfangen können.

TABELLE II

A3 × F3	Gleichzeitige Amplituden- und Winkelmodulation.
HF3	Hilfsträger, winkelmoduliert.
HA3	Hilfsträger, amplitudenmoduliert, Zweiseitenband mit vollem Träger.
HA3a	Hilfsträger, amplitudenmoduliert, Einseitenband mit vermindertem Träger.
HA3a′	Hilfsträger, amplitudenmoduliert, Einseitenband mit unterdrücktem Träger.
P3d (PAM)	Zeitmultiplex mit amplitudenmodulierten Pulsen.

Bei den Hilfsträgerverfahren wird ein Signal, α oder β, direkt aufmoduliert, während das andere dem Hilfsträger aufmoduliert wird. Überträgt man nach dem P.A.M.-Verfahren die Kanäle *r* und *l* und reduziert das Frequenzband auf das unbedingt notwendige Minimum, so bleibt ein Modulationssginal übrig, das folgendermassen interpretiert werden kann: Die Summe $r + l$ ist direkt enthalten, während die Differenz $r - l$ als Einseitenband eines Hilfsträgers auftritt. Dabei ist die Hilfsträgerfrequenz mit der Schaltfrequenz identisch; damit ist das Verfahren P3d mit HA3a′ gleich. Aus

dem Zeitmultiplex- ist ein Frequenzmultiplexverfahren geworden, und nur bei der Rückgewinnung der Signale *R* und *L* erinnern gewisse Verfahren an den P.A.M.-Ursprung.

Es sollen nun die für die verschiedenen Sendearten (A.M., F.M.) geeigneten Verfahren besprochen werden. Praktisch alle können das Pilottonverfahren übertragen, wobei gewisse Vorsicht bezüglich Frequenz und Amplitude des Pilottones notwendig ist.

Für amplitudenmodulierte Sender kommt wegen der geringen Bandbreite nur das erste Verfahren A.3 × F.3 in Frage, wobei der Träger mit der Summe $r + l$ amplituden- und mit der Differenz $r - l$ winkelmoduliert wird. Mit Rücksicht auf Bandbreite und die Gefahr des nichtlinearen Übersprechens beschränkt man Phasenhub und Frequenzband des Differenzsignales gemäss S.D.B. Es sind auch Vorschläge gemacht worden, aus dem Differenzsignal Zusatzsignale abzuleiten und damit das nichtlineare Übersprechen für einen mittleren Empfänger durch Kompensation zu reduzieren.

Die zusätzliche Ausrüstung eines Empfängers sieht beispielsweise neben dem Amplitudendemodulator Begrenzer und Frequenzdiskriminator vor sowie eine Schaltung zur Rückgewinnung der Signale *R* und *L* aus der Summe und Differenz. Man kann auch das Signal als 2 × Einseitenbandsignal auffassen und entsprechend demodulieren.

Für die stereophone Tonübertragung bei Fernsehsendungen ist das Zeitmultiplexverfahren das gegebene, wobei die Zeilenablenkungsfrequenz oder deren Harmonische die Hilfsträgerfrequenz liefert. Die Mehrzahl der Vorschläge sieht jedoch solche Filtermassnahmen vor, dass man die Verfahren besser wie bereits erläutert unter H.A.3a′ einreiht. Das Modulationssignal moduliert den Tonträger in üblicher Weise in der Frequenz, und im Empfänger erhält man hinter dem Frequenzdiskriminator (vor der Deemphasis) das aufmodulierte Signal zurück. Mittels Trägerzusatz, gewonnen aus den Zeilenimpulsen, kann man über Gleichrichter entweder direkt die Signale *R* und *L* gewinnen, was dann eben an P.A.M. erinnert, oder aber zuerst den Hilfsträger demodulieren und in einer Matrix *R* und *L* bilden.

Die gleichen Methoden sind auch bei F.M.-Sendern (U.K.W.-Rundfunk) möglich und vorgeschlagen, wobei es nur notwendig ist, den Hilfsträger geeigneter Frequenz mitzuliefern, evtl. auch, was gewisse Vorteile bietet, als Subharmonische. Der Aufwand im Empfänger wird wegen der Notwendigkeit, den Hilfsträger wiederherzustellen, grösser. Eine interessante Variante ergibt sich bei Übertragung des vollen Hilfsträgers, also nach A3. Dann kann im Empfänger der zusätzliche Aufwand auf zwei Dioden und einige Widerstände und Kondensatoren beschränkt werden.

So bleiben noch die Vorschläge nach H.F.3, wobei z.B. das Differenzsignal einen Hilfsträger frequenzmoduliert, der dann zusammen mit dem Summensignal den Hauptträger frequenzmoduliert. Ein Vorteil dieser Verfahren ist ihr im Allgemeinen gutes Übersprechverhalten. Im Empfänger ist ein gewisser Aufwand notwendig, um den Hilfsträger auszusieben und zu demodulieren. Frequenzlage des Hilfsträgers, sein Frequenzhub und sein Anteil an der Aussteuerung des Hauptträgers ergeben zusammen mit den verschiedenen Signalaufbereitungen eine Anzahl von Varianten.

Für die Grösse des Versorgungsgebietes sind die Signal–Rauschabstände sehr wichtig. Bei den Verfahren für A.M.-Sender dürfte kaum eine Verschlechterung eintreten und bei Fernsehen ist normalerweise die Bildqualität der entscheidende Faktor, so

dass eine gewisse Verschlechterung beim Ton im allgemeinen tragbar sein dürfte.

Bei F.M.-Sendern ist jedoch das Rauschen wichtig. Durch die Anwesenheit des Hilfsträgers und seiner Modulationsanteile wird senderseitig die Aussteuerbarkeit vermindert und damit bei monophonem Empfang die Amplitude des empfangenen Signals, so dass selbst bei unverändertem Rauschpegel des Empfängers eine Verschlechterung eintritt. Darüber hinaus ergibt sich jedoch mitunter auch noch eine Erhöhung des Rauschens. Beim stereophonen Empfang kommt dann das Rauschen des Hilfsträgers dazu. Das ist wegen seiner höheren Frequenzlage stärker, hängt aber auch noch von der Bandbreite ab; in einigen Vorschlägen sind auch bei H.A.3a empfangsseitig Filter zur Reduktion des Rauschens vorgesehen. Verfahren, bei denen kein oder nur ein kleiner Hilfsträger vorhanden ist, bringen im Allgemeinen die geringste Verschlechterung des monophonen Empfangs.

Das Verhalten beim Rauschen, die Qualität der Wiedergabe, monophon und stereophon, und der Aufwand sind bei den Vorschlägen zum Teil recht unterschiedlich. Es ist schwierig, so ungleiche Grössen gegeneinander abzuwägen und zum guten Kompromiss zu kommen. Zur Zeit stehen die Vorschläge noch zur Diskussion und werden erprobt. Es wird voraussichtlich noch einige Zeit vergehen, bis eine internationale Norm gefunden ist.

Die Praxis der Regeltechnik bei kompatiblen Stereo-Aufnahmen

W. SCHLECHTWEG

Telefunken GmbH, Hannover (Deutschland)

In der Technik der kompatiblen Stereo-Aufnahme gibt es verschiedene Verfahren zur regiemässigen Mischung der anfallenden Mikrofonkanäle. Im folgenden soll ein Weg beschrieben werden, der eine Reihe bemerkenswerter Vorteile bietet. Er kann zur Anwendung kommen bei Intensitätsstereophonie. Die wesentlichen Mikrofonkombinationen, die hier möglich sind, sind die MS-Mikrofone und die XY-Mikrofone. Erstere als Kombination von Kugel-, Niere- oder Achtercharakteristik mit einer quergerichteten Acht, letztere als Kombination von zwei gleichen Nieren oder auch achtförmigen Richtcharakteristiken, deren Hauptachse unter einem beliebigen Winkel gerichtet ist. Die beiden Gattungen sind physikalisch gleichwertig. In Abb. 1 sind die Möglichkeiten, die einander entsprechen, gegenübergestellt.

Die Mischung von beliebig vielen Stereo-Mikrofonen stellt uns vor neue Aufgaben. Würde man bei XY-Mikrofonen alle X-Ausgänge zu einem Kanal und alle Y-Ausgänge zum anderen Kanal zusammenfassen, so wäre eine richtungsgetreue Abbildung nur dann gewährleistet, wenn alle Mikrofone in der Mitte des Klangkörpers aufge-

stellt sind. Das gleiche gilt für die MS-Mikrofone bezüglich der Zusammenfassung aller M- bzw. S-Ausgänge. Eine solche Aufstellung aller Mikrofone auf der Symmetrielinie entspricht aber nicht der Aufgabenstellung, hier wird bezüglich der räumlichen Anordnung volle Freizügigkeit verlangt. Damit ist an die Stereo-Mikrofon-Kombination im Mischvorgang die Forderung nach einer Richtungsbeeinflussung zu stellen. Diese Möglichkeit bietet sich im Mikrofon selbst an, betrachten wir als Beispiel in der MS-Technik die Kombination einer Kugel mit einer quergerichteten Acht. Eine Schallquelle, die sich auf einen Kreis um den Kugelmittelpunkt bewegt, wird stets in der Kugel die gleiche Spannung erzeugen mit gleicher Phasenlage, unabhängig vom Winkel. In ein lineares Koordinatensystem übertragen, erscheint diese Empfindlichkeit in Abhängigkit vom Einfallswinkel als Gerade parallel zur Abszisse. Die

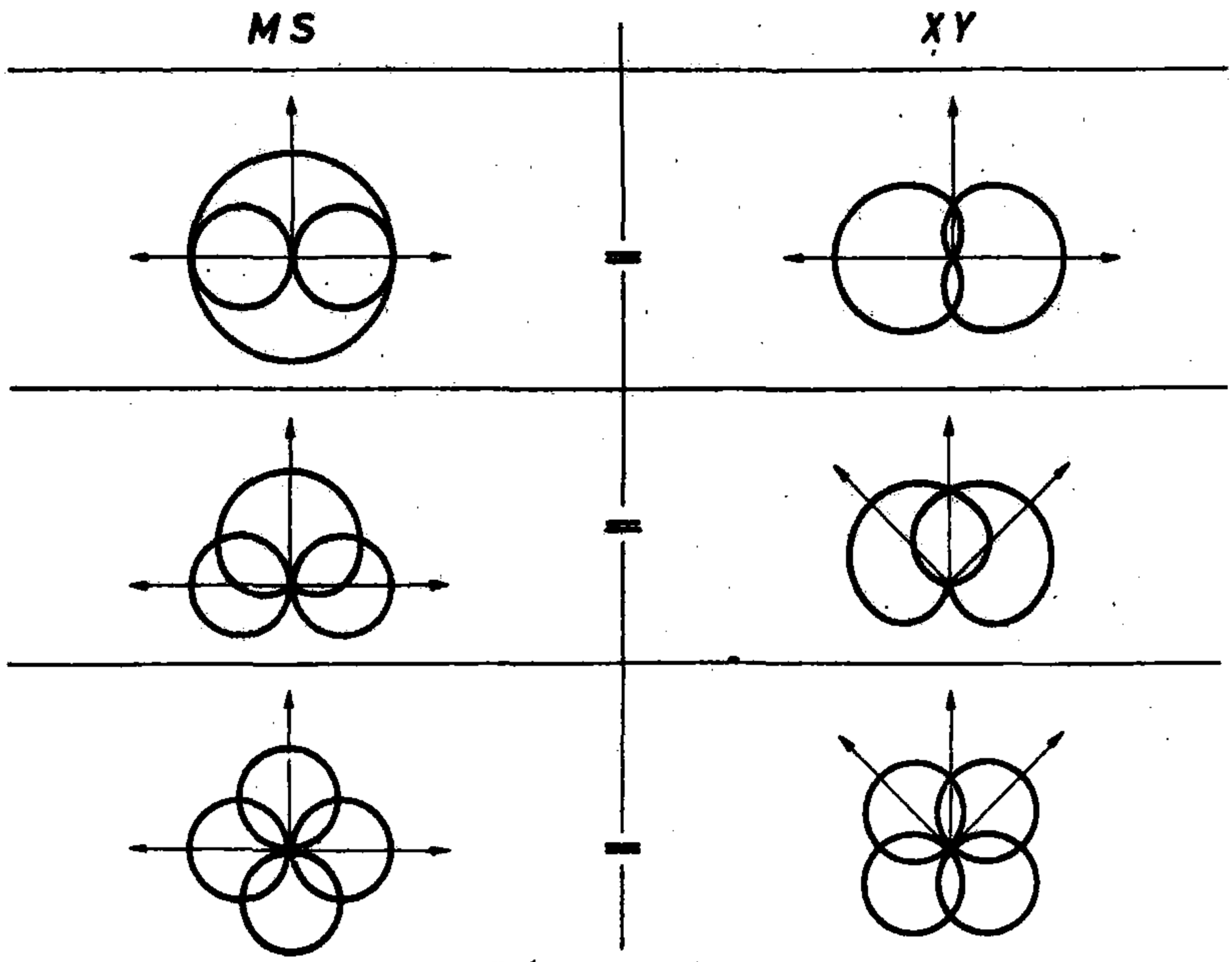


Abb. 1. Äquivalente Anordnungen.

Spannung am Ausgang des Achtermikrofons ist durch einen winkelabhängigen Verlauf gekennzeichnet. In dem der Schallquelle zugewandten Bereich steigt sie von der Mitte nach beiden Seiten hin nach einer Sinusfunktion, und zwar mit entgegengesetzter Phasenlage. Die Ausgangsspannung des quergerichteten Achtermikrofons ist also bei Berücksichtigung von Betrag und Phase ein direktes Mass für die Richtungsinformation. Das beschriebene MS-Mikrofon bietet also im M-Teil die Toninformation und im S-Teil die Richtungsinformation. Fasst man nun alle M-Kanäle zusammen und regelt sie wie in der gewohnten Einkanal-Technik, so hat man hierin die Tonmischung. Dieser stellt man die Richtungsmisschung als neuen Begriff in der Stereo-Technik zur Seite. Die Richtungsmischung kann somit völlig getrennt und unabhängig von der Tonmischung erfolgen, ohne dass eine gegenseitige Beeinflussung bezüglich der Pegel- oder Ortsverschiebung stattfindet.

Es wäre nun die Durchführung der gesamten Regelung zu betrachten. Die Tonmisschung geht, wie gesagt, in der bisher üblichen Weise vor sich. Hier werden die M bzw. X + Y-Anteile benutzt, sie werden in bekannter Weise vorgeregelt und einer Sammelschiene zugeführt, hinter der die gemeinsame Summenregelung erfolgt.

Bei der Richtungsmischung sind zwei Aufgaben zu erfüllen: Einmal die Darstellung der Richtung, aus der der Schwerpunkt der Information, die das jeweilige Mikrofon aufnimmt, bei der Wiedergabe gehört werden soll und weiterhin die Breite, in der die Information zwischen den beiden Wiedergabelautsprechern (die die Basis bilden) erscheinen soll. Wir benötigen somit für die gesamte Richtungsmischung einen Basisregler und einen Richtungsregler.

Das Prinzip der Basisregelung liegt darin, den Anteil der Richtungsinformation S in der MS-Anordnung zu beinflussen. Wenn das S-Signal ganz entfällt, bei geschlossenem Regler, schrumpft die Basis auf einen Punkt zwischen den Wiedergabelautsprechern zusammen, da nach der Umsetzung M + S bzw. M — S beide Lautsprecher die gleiche Information M abstrahlen. Ist der Regler voll aufgedreht, erscheint das S-Signal in voller Grösse und damit ergibt sich die breiteste Basis. Bei kontinuierlicher Regelung im S-Kanal wird also eine entsprechende kontinuierliche Basisregelung erzielt.

Für die Erläuterung des Richtungsreglers benutzen wir wieder die MS-Anordnung. Wir wissen, dass der S-Anteil des Mikrofons einen richtungsabhängigen Verlauf hat. Wenn sich eine konstante Schallquelle auf einen Halbkreis vor dem MS-Mikrofon bewegt, verbleibt die Spannung am Ausgang des Kugelmikrofons (M) konstant, wie es bereits in Abb. 2 gezeigt wurde. Die Spannung am Ausgang des Achtermikrofons S ist am linken Ausgangspunkt von gleicher Amplitude und Phasenlage (+*M*/+*S*), in der Mitte Null (+*M*/Null) und am rechten Endpunkt wieder amplitudengleich, aber mit entgegengesetzter Phasenlage (+*M*/—*S*), jeweils bezogen auf die Ausgangs-

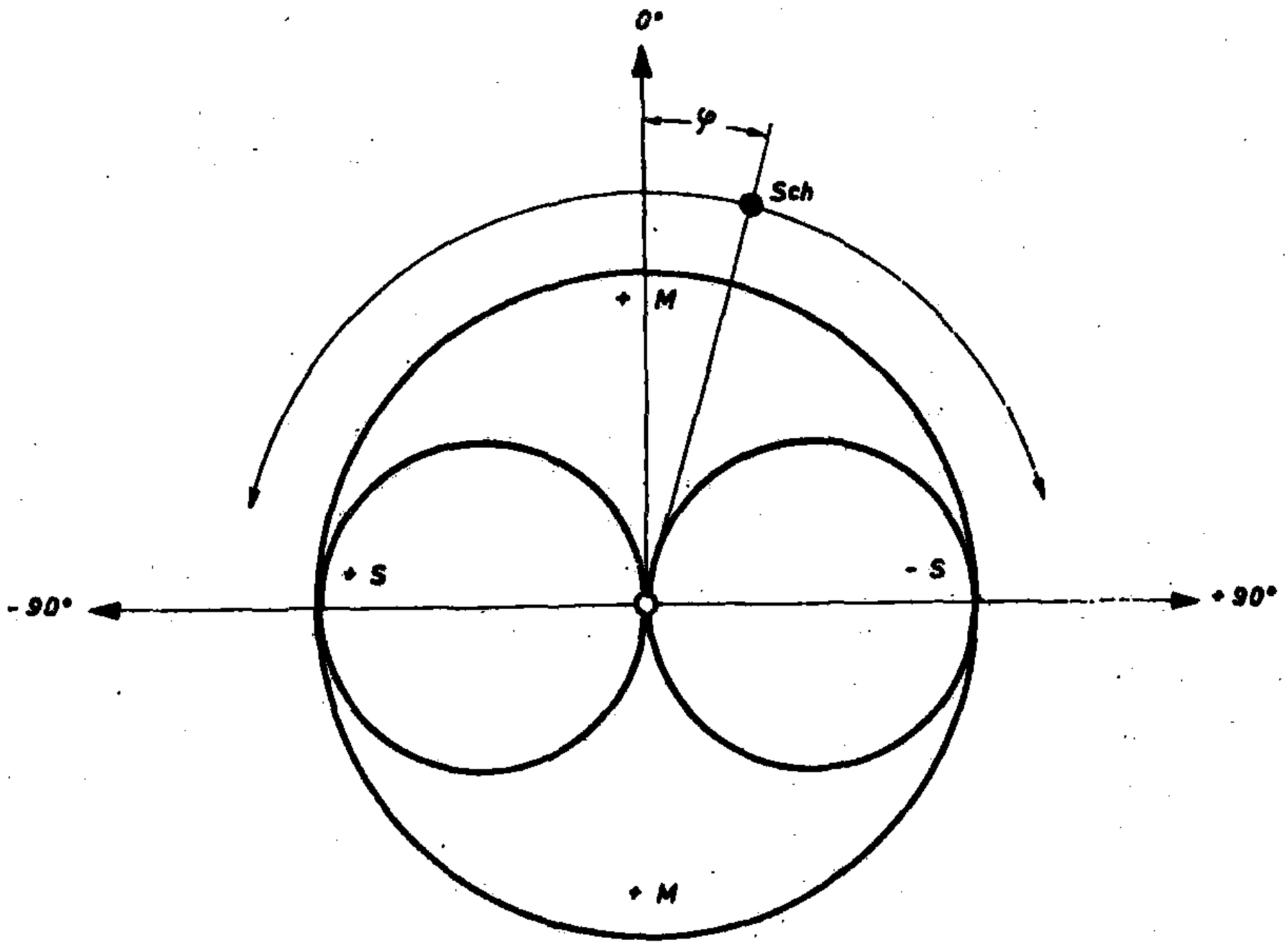


Abb. 2. MS-Mikrophon.

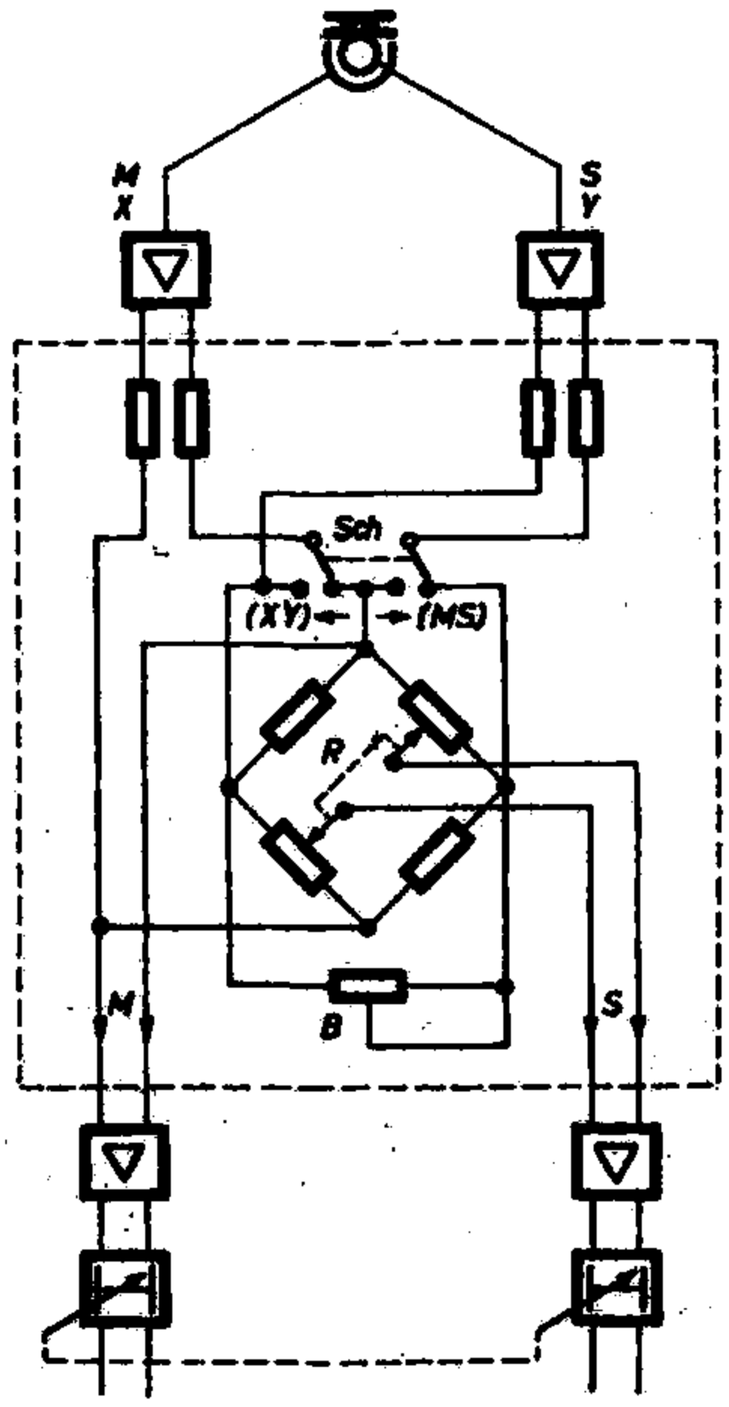


Abb. 3. Richtungsmischer (Prinzipschaltbild).

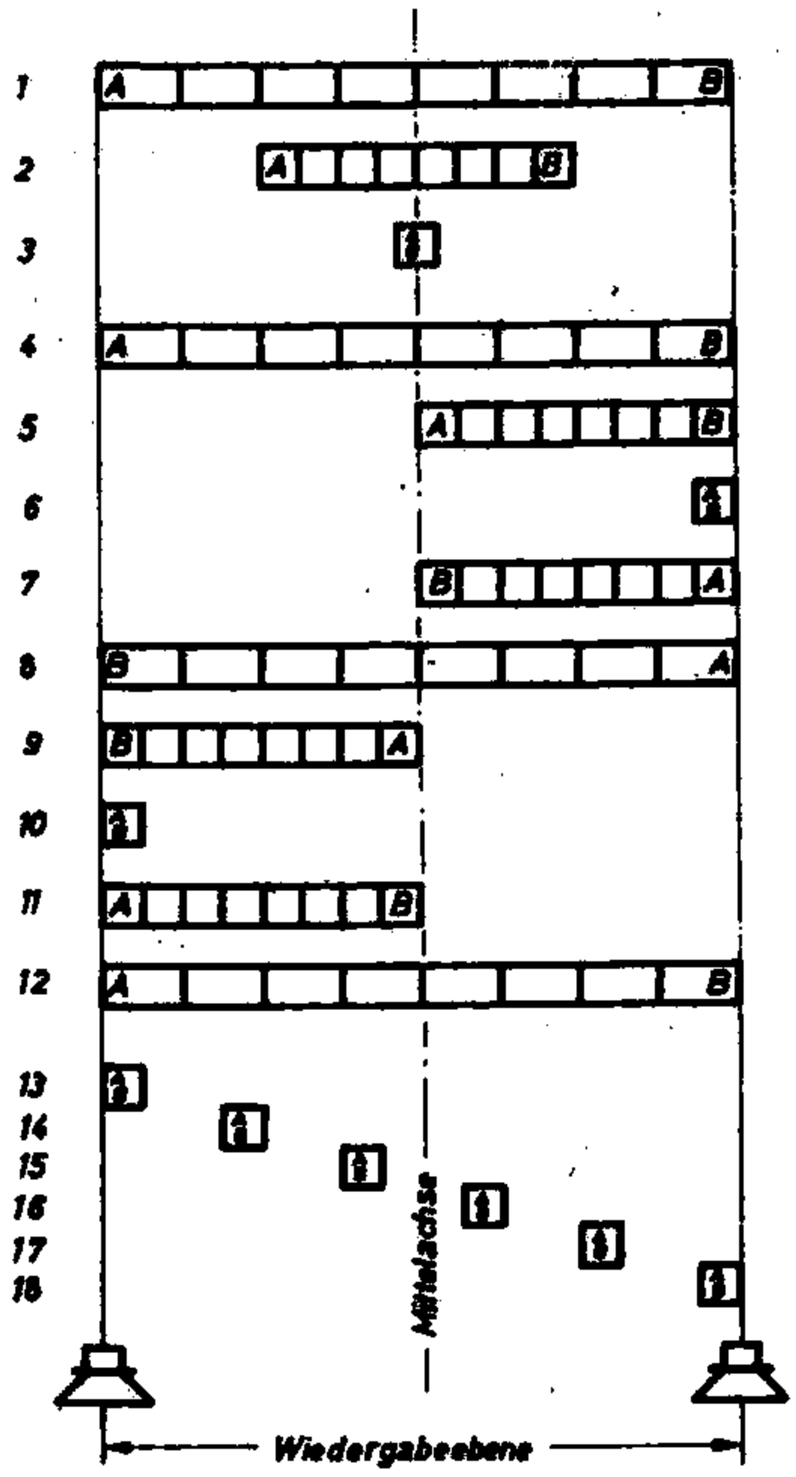


Abb. 4. Variationsmöglichkeiten der Abbildungen.

spannung des Kugelmikrofons. Nach der Umsetzung wird also die Schallquelle bei der Wiedergabe sich ebenso bewegen wie auf der Aufnahmeseite. Wenn man nun ein Regelglied baut, dessen Spannungsverlauf am Ausgang mit der Richtkurve des S-

Mikrofons identisch ist, kann man damit die beschriebene Bewegung erzeugen bei feststehender Schallquelle. Wir benutzen hier für die Richtungsregelung einen solchen Spezialregler, den wir an den Tonkanal M anschliessen und dessen Ausgangsspannung wir dem S-Kanal zuführen. Die Richtung, unter der die Abbildung der Information bei der Wiedergabe erfolgt, ist somit von der Stellung des Richtungsreglers abhängig, der in Winkelgraden geeicht ist. Das Kernstück des Richtungsmischers ist eine Brückenschaltung mit zwei starr gekoppelten Schleifern, die um 180° versetzt sind. Die Einspeisung erfolgt an der senkrechten Diagonalen. In Mittel-Stellung der Schleifer wird die Spannung 0 abgegriffen, in den Extremstellungen die volle Spannung und zwar einmal in gleicher bzw. entgegengesetzter Phase. Die beschriebenen Basisregler B und Richtungsregler R sind zu einem Mischgerät kombiniert entsprechend Abb. 3. Es können beliebig viele solcher Mikrofonkanäle miteinander gemischt werden, indem alle M-Ausgänge und alle S-Ausgänge auf je einer Sammelschiene zusammengeschaltet werden, so dass im Regiepult ein Summentonkanal M und ein Summenrichtungskanal S am Ausgang zur Verfügung stehen. Jedes einzelne Mikrofon kann unter einem anderen Winkel abgebildet werden und in der jeweils gewünschten Basis arbeiten. Die gesamte Regelung für eine kompatible Aufnahme erfolgt in einem so aufgebauten Regiepult an einem einzigen Arbeitsplatz. Es wird zunächst am Richtungsregler der beabsichtigte Abbildungswinkel eingeregelt und dann die Basisbreite eingestellt. Es sind dies im Normalfall einmalige Einstellungen, die vor Beginn der Aufnahme durchgeführt werden. Während der Aufnahme wird dann normalerweise der Richtungsmischer nicht mehr betätigt, sondern allein der zweikanalige gekoppelte Amplitudenregler, in der von der einkanaligen Technik her gewohnten Weise. Somit ist praktisch der Hauptregelvorgang auf die gewohnte Arbeitweise zurückgeführt.

In Abb. 4 ist die mit dem Richtungsmischer erreichbare Wirkung schematisch dargestellt. *A* und *B* stellen die Grenzen der jeweiligen Basisbreite dar und ihre entsprechende Lage zwischen den Wiedergabelautsprechern.

Über das Problem der Kompatibilität von Stereo-Magnettonbandaufzeichnungen

R. BIERL

Matth. Hohner A.G., Trossingen, Württemberg (Deutschland)

Die sogenannte Intensitäts- oder Pseudo-Stereofonie macht bekanntlich aufgrund der Ohr-Richtcharakteristik-Messungen (STEINBERG UND SNOW) von zwei Mikrofonen mit gekreuzter Richtcharakteristik von mehr oder weniger starker Bündelung gebrauch und nützt so eine Veränderung von Intensitäts-Verhältnissen zu einer proportionalen Verschiebung des Richtungseindrucks aus. Mit zwei passenden Richtcharakteristiken erhält man nach einem Vorschlag von LAURIDSEN durch Addition und Subtraktion der beiden Programme z.B. von einer Niere und einer dazu senkrechten Acht zwei gekreuze Nieren oder umgekehrt; solche Aufzeichnungen pflegt man als *kompatibel* zu bezeichnen. Abb. 1 zeigt die Verhältnisse bei verschiedenen Typen von Nieren-Charakteristiken, d.h. verschiedenen relativen Anteilen der Empfindlichkeit als Druck- und Schnelle-Empfänger; man erkennt, dass die optimale rückwärtige Schallabschattung nur entweder bei der monofonen oder der stereofonen Wiedergabe erhalten wird und demnach die Aufnahme in der jeweils anderen Wiedergabeart halliger klingt.

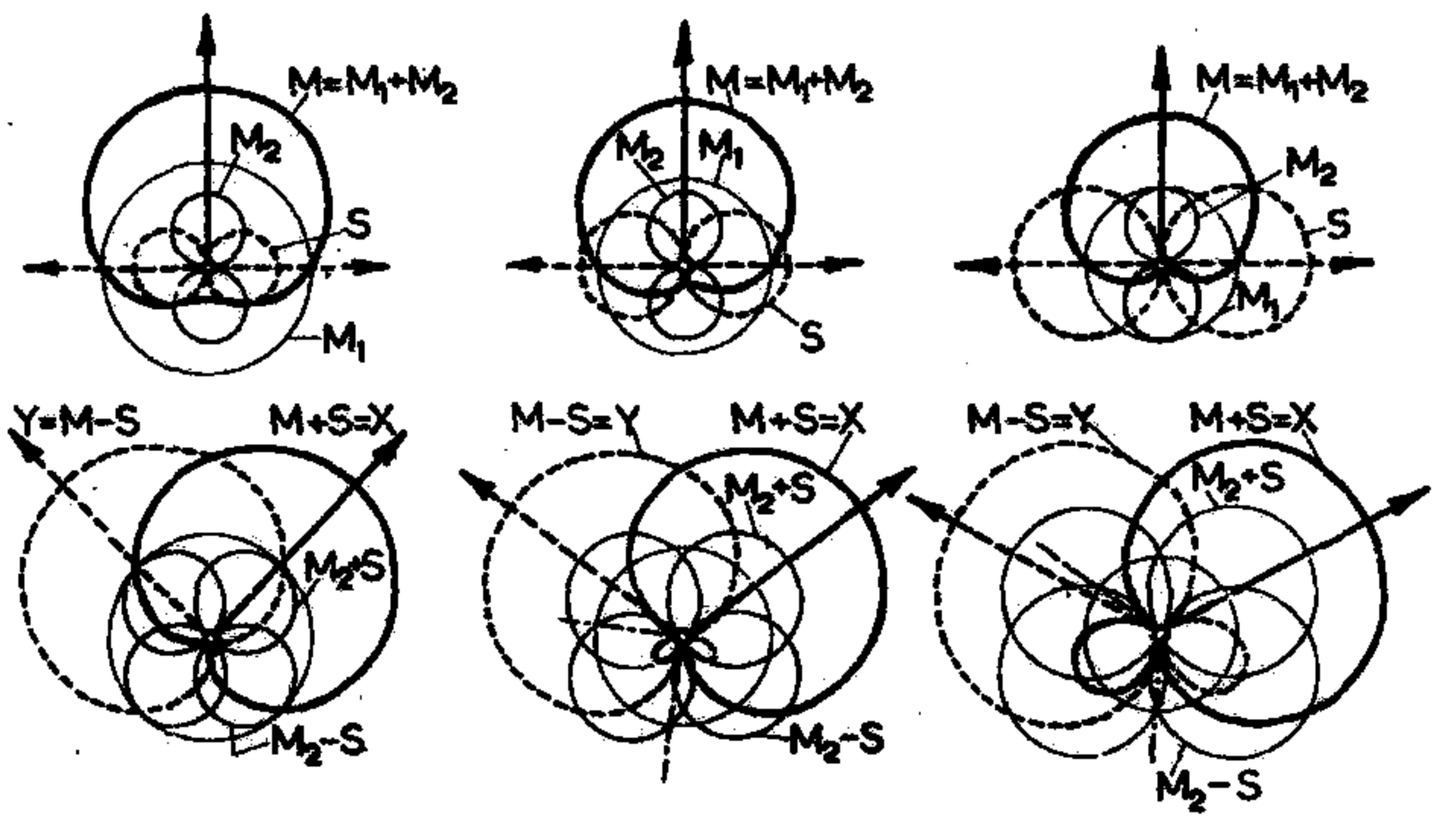


Abb. 1. Summen- und Einzelrichtcharakteristiken bei verschiedenen Typen von Nieren-Charakteristiken, d.h. verschiedenen Anteilen der Empfindlichkeit als Druck- und Schnelleempfänger.

Bereits dies widerspricht dem in jedem Aufnahme-Studio bestehenden Wunsch, aus Gründen des Aufwands möglichst nur noch kompatible Stereo-Aufnahmen zu machen und diese durch Addition beider Kanäle in der vorläufig kommerziell zugänglicheren einkanaligen Art auszuwerten. Dabei ist man aber bisher offensichtlich auf verschiedene Schwierigkeiten nicht nur im künstlerischen sondern auch im technischen Bereich gestossen, von denen einige den Umstand betreffen, dass mit den üblichen Stereo-

Aufnahme-Einrichtungen bei der Addition der beiden Kanäle sowohl die Präsenz vermindert wird als auch gewisse Frequenzgang-Verzerrungen auftreten, und dass ausserdem im Stereo-Betrieb der scheinbare Ort einer Schallquelle mit der Frequenz der Teiltöne seitlich auswandert und eine einwandfreie Lokalisierung somit unmöglich ist.

Es kann gezeigt werden, dass die oben definierte Kompatibilität u.a. dann nicht mehr gewährleistet ist, wenn zwischen Aufnahme-Mikrofon und Ausgang der Aufzeichnungsgeräte bzw. der Wiedergabe-Einrichtungen Phasendifferenzen bestehen; dann werden nämlich sowohl die Summenrichtcharakteristik, die die Form einer geradeaus gerichteten Niere haben müsste, als auch die Einzelrichtcharakteristiken in einer von den Strahlergruppen her bekannten Weise gedreht. Dabei vermindert sich auch der Anteil des direkt empfangenen Schalls, die Aufnahme erscheint halliger; je nach dem Grad der Abhängigkeit des Phasengangs von der Frequenz wird ausserdem die Klangfarbe in mehr oder weniger starkem Masse gefälscht. Abb. 2 zeigt, dass mit derartigen Effekten gerechnet werden muss, wenn die Differenz des Phasenmasses mehr als 30° beträgt.

Solche Werte sind in den gebräuchlichen Studio-Einrichtungen ohne weiteres mög-

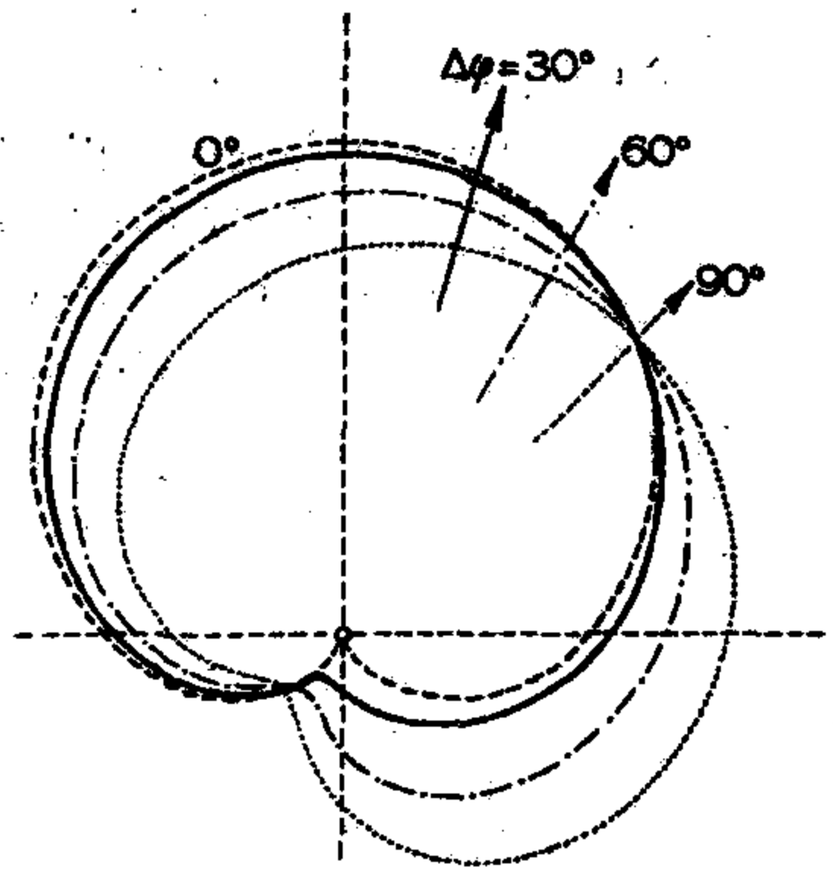
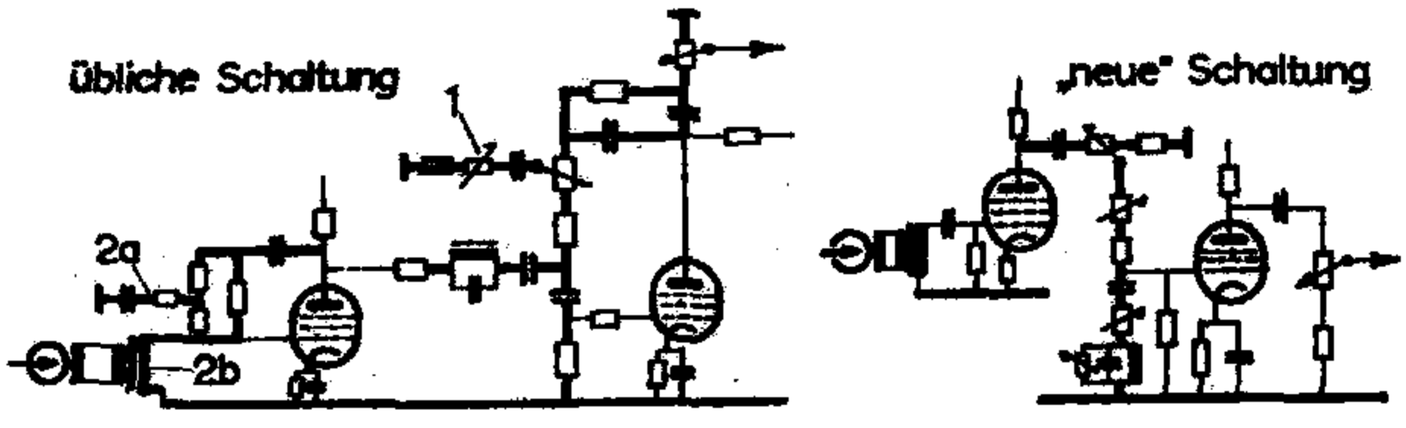


Abb. 2. Drehung der Nieren-Summencharakteristik (bei Zusammenfassung beider Kanäle für einkanalige Wiedergabe) bei verschiedenen Werten der Differenz des Phasenmasses der beiden Kanäle.



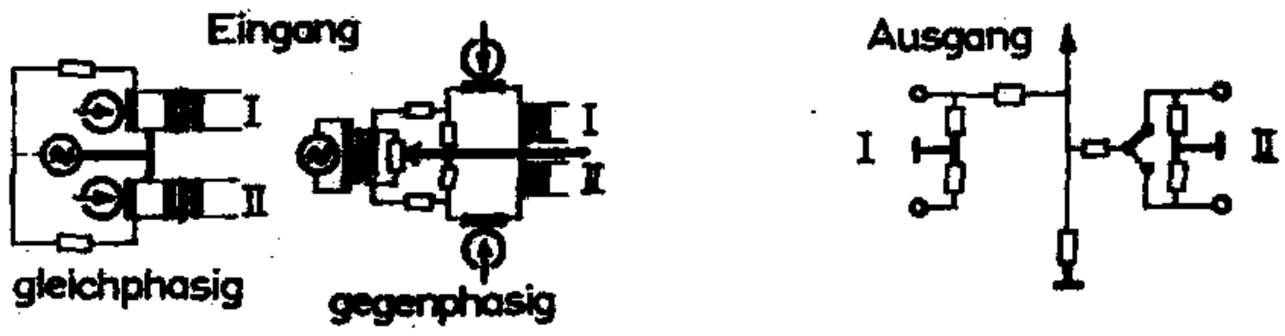


Abb. 3. Vergleich von zwei Wiedergabe-Entzerrerschaltungen. Hervorgehoben sind diejenigen Schaltungskreise, die die Entzerrung bewirken: links (üblich): zwei aus verschiedenen Zweigen (1, 2a, 2b) zusammengesetzte Gegenkopplungskreise; rechts: ein frequenz-nichtlinearer Spannungsteiler. Eingangs- und Ausgangsschaltungen für die Phasendifferenzmessung bei zwei Stereo-Wiedergabeentzerrern.

lich. Im Rahmen dieser Ausführungen sei beispielsweise auf den Wiedergabeentzerrer der derzeit üblichen Magnettonmaschinen etwas genauer eingegangen. Das Magnettonverfahren erfordert ja wegen des induktiven Prinzips als Grundentzerrung ein mit der Frequenz abfallendes Übertragungsmass und darüber hinaus Korrekturen in den hohen und tiefen Randbereichen. In Abb. 3 sehen wir diejenigen Schaltungskreise (Abb. 3 links) hervorgehoben, die diesen erwünschten Frequenzgang üblicherweise bewirken. Da mindestens 3 oder 4 aus Blindwiderständen aufgebaute Kreise zusammenwirken, braucht der Phasengang durchaus nicht einfach und vor allem nicht für beide Kanäle gleich zu sein. Deswegen wird auch ein grober Versuch, bei dem eine Einkanalaufnahme mit einer Stereo-Maschine abgetastet und die beiden Kanalspannungen gegenphasig addiert werden, in der Regel zeigen, dass, da sich die beiden Kanäle höchstens im mittleren Frequenzbereich einigermassen auslöschen, in den Randgebieten, auch in dem für die Stereofonie besonders wichtigen oberhalb 2 kHz, die Differenz höchstens 6 dB unterhalb des Einkanalpegels liegt, die Phasendifferenz allein der Wiedergabe-Entzerrer im Mittel also mit etwa 30° angenommen werden muss.

Bei der eigentlichen Messung des Phasendifferenzgangs wurde zunächst eine Ersatzspannung gleichphasig aufgeschaltet und die Differenz der beiden Kanäle bei gleichen absoluten Ausgangsspannungen gemessen; diesem Verfahren wurde, weil hier im Ersatzspannungskreis die Impedanz des Eingangskreises eingeht und dadurch Fehler möglich sind, später die Serien-Einspeisung, und zwar mit gegenphasiger Aufschaltung vorgezogen, wobei der Phasenwinkel durch Addition der Ausgangs-Spannung erhalten werden kann. Vor den eigentlichen Messungen war es zunächst notwendig, durch schrittweise geringfügige Korrekturen der Betriebsbedingungen die nichtlinearen Verzerrungen der einzelnen Stufen und ihre Unterschiede wesentlich zu verringern. Bei den hierfür notwendigen Untersuchungen wurden selbstverständlich alle frequenzabhängigen Einflüsse vorübergehend eliminiert.

Trotz vieler Versuche gelang es nicht, durch zusätzliche Justierungen, z.B. im Anodenkreis der Röhren und damit dem frequenzabhängigen Gegenkopplungskreis die Phasendifferenz auf ein tragbares Mass herabzudrücken. Deshalb wurde eine andere Schaltungsanordnung für den Wiedergabeentzerrer (Abb. 3 rechts) studiert,

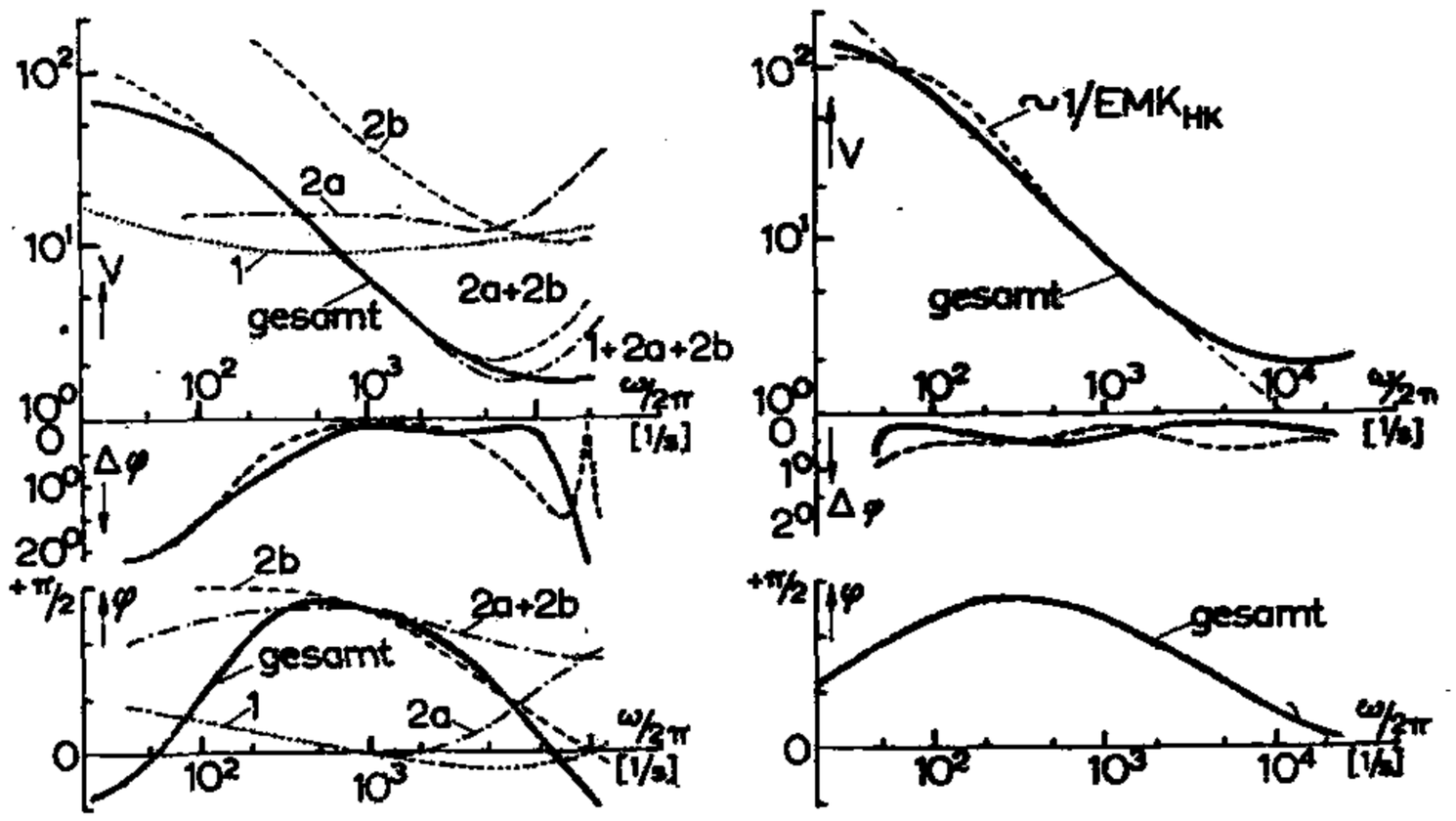


Abb. 4. Betrag V (oben) und Phase (unten) des berechneten Übertragungsmasses der beiden Wiedergabe-Entzerrerschaltungen bzw. der einzelnen Schaltungszweige 1, 2a, 2b von Abb. 3. Mitte: gemessene Phasendifferenz in beiden Fällen bei zwei verschiedenen Justierungen. Links: übliche, rechts "neue" Schaltung.

die einfachere und günstigere Verhältnisse aufweist. Der Aufsprechentzerrer scheint weniger kritisch zu sein, schon deswegen, weil hier nur geringe Abweichungen vom geradlinigen Frequenzgang notwendig sind.

Für einen mittleren Justierungsfall zeigt Abb. 4 links das berechnete Übertragungsmass nach Betrag (oben) und Phase (unten) für die einzelnen Entzerrerstufen einer üblichen Anordnung; diese Kurven wurden durch die Messungen gut bestätigt. Vor allem fällt auf, dass der Phasenwinkel sowohl im hohen als auch im tiefen Frequenzgebiet mit relativ grosser Steilheit durch Null geht. Deswegen sind gerade Unterschiede von Schaltelementen besonders kritisch, weil dann nahezu der ganze Phasenwinkel als Differenz beider Kanäle auftreten kann. Trotz äusserst sorgfältiger Justierung konnte die Differenz entweder in dem Rand- oder in den mittleren Frequenzbereichen nicht unter 15—20° gebracht werden, d.h. unter normalen Bedingungen wird man mit grösseren Werten rechnen müssen.

Abb. 4 rechts zeigt, dass die andere Schaltung von vornherein wesentlich günstiger ist. Der Phasenwinkel bleibt innerhalb des positiven ersten Quadranten und Schaltungsunterschiede können sich deshalb nicht so stark auswirken. Die Phasendifferenz ist, wie die Messungen ergaben, hier leicht unter 1° zu halten.

Gleiche Überlegungen wie im Vorstehenden für den Wiedergabeentzerrer sind natürlich auch für die anderen Teile der Anlage zwischen Mikrofon und den Ausgängen anzustellen; anhand des Beispiels kann man jedenfalls sagen, dass es bei der Intensitäts-Stereofonie mit dem Phasenwinkel ähnlich zu sein scheint, wie sonst mit den nichtlinearen Verzerrungen: Da sich die Fehler aller Teilgeräte addieren, ist für jeden ein möglichst kleiner Wert, d.h. höchstens 3° anzustreben, damit man insgesamt mit weniger als 15° Phasendifferenz rechnen kann, welcher Wert offensichtlich nicht überschritten werden sollte, wenn bei den mehrmals wiederholten Kanalsummierungen die Kompatibilität erhalten bleiben soll.

Grenzen der Trickstereophonie mit unterschwelligen Pilotfrequenzen

F. ENKEL

Westdeutscher Rundfunk, Köln (Deutschland)

EINLEITUNG

Die Übertragung räumlicher Schallfeldstrukturen über einen Kanal mit Hilfe von Pilotfrequenzen wird Trickstereophonie genannt. Von den bisher bekannten Ausführungen wird die Wiedergabegüte der Zweikanalstereophonie nicht erreicht[1, 2]. Im Hinblick auf die übertragungstechnischen Vorzüge ist es von Interesse, wie weit bei beschränktem Aufwand auf der Empfängerseite die Annäherung an eine isomorphe Stereophonie möglich ist. Am Beispiel eines Modells für unterschwellige Pilote wurde versucht, die Grenzen dieses Verfahrens zu ermitteln.

DER ÜBERTRAGUNGSVORGANG

Allen Trickstereophonieverfahren gemeinsam ist die Notwendigkeit, mit einer möglichst geringen zusätzlichen Informationsmenge die Illusion des Richtungshörens hervorzurufen. Als geeignete Aufnahmetechnik erscheint die von LAURIDSEN[3] beschriebene Intensitätsstereophonie. Bei dieser Übertragungstechnik unterscheiden sich die elektrischen Zustandsgrössen der beiden Mikrofonkanäle, wie Abb. 1 zeigt, nur durch den dynamischen Verlauf und die Frequenzstruktur.

Bei der Versuchsanordnung waren die Ausgänge dieser Mikrophone entsprechend Abb. 2 zu einem Übertragungskanal zusammengefasst, wobei der jeweils im rechten oder linken Mikrofonkanal vorhandene Pegelverlauf und die Frequenzstruktur codiert und getrennt übertragen werden. Die Übermittlung erfolgt durch unterschwellige Pilotfrequenzen im Störpegel des die Modulation führenden Übertragungskanals. Für jeden Stereokanal wird je eine Pilotfrequenz für die Codierung der Frequenzbewertung und des Pegelverlaufs benötigt. Beim Empfänger werden die auf diese Weise übermittelten Daten mit der Modulation des Übertragungskanals so koordiniert, dass wieder zwei der Sendeseite entsprechende Kanäle für die stereophone Wiedergabe entstehen.

Die Codierung

Aus übertragungstechnischen Gründen muss die den Pilotfrequenzen aufgedrückte Information auf die für das Richtungshören unbedingt notwendigen Elemente beschränkt bleiben. Alle redundanten Anteile sind aus dem Übertragungsvorgang herauszunehmen. Hierzu werden die für die Stereophonie wichtigen Zustandsgrössen codiert und die gewonnenen Daten in extrem schmalen Frequenzbändern übertragen.

Frequenzstruktur. Bei der Intensitätsstereophonie haben Frequenzen unterhalb 500 Hz für das Richtungsempfinden keine besondere Bedeutung[4]. Eine Frequenzbewertung braucht daher erst oberhalb dieser Frequenz einzusetzen. Die Musterung natürlicher Schallquellen auf ihre Spektraleigenschaften zeigt, dass sie zwei ausgeprägte Energieschwerpunkte besitzen, wovon einer unterhalb 1000 Hz liegt und der andere zwischen 1000 und 2000 Hz[5]. Die beiden Grundbereiche dieser Spektren lassen sich durch eine zweifache Frequenzbewertung mittels Bandfilter erfassen. Da nur

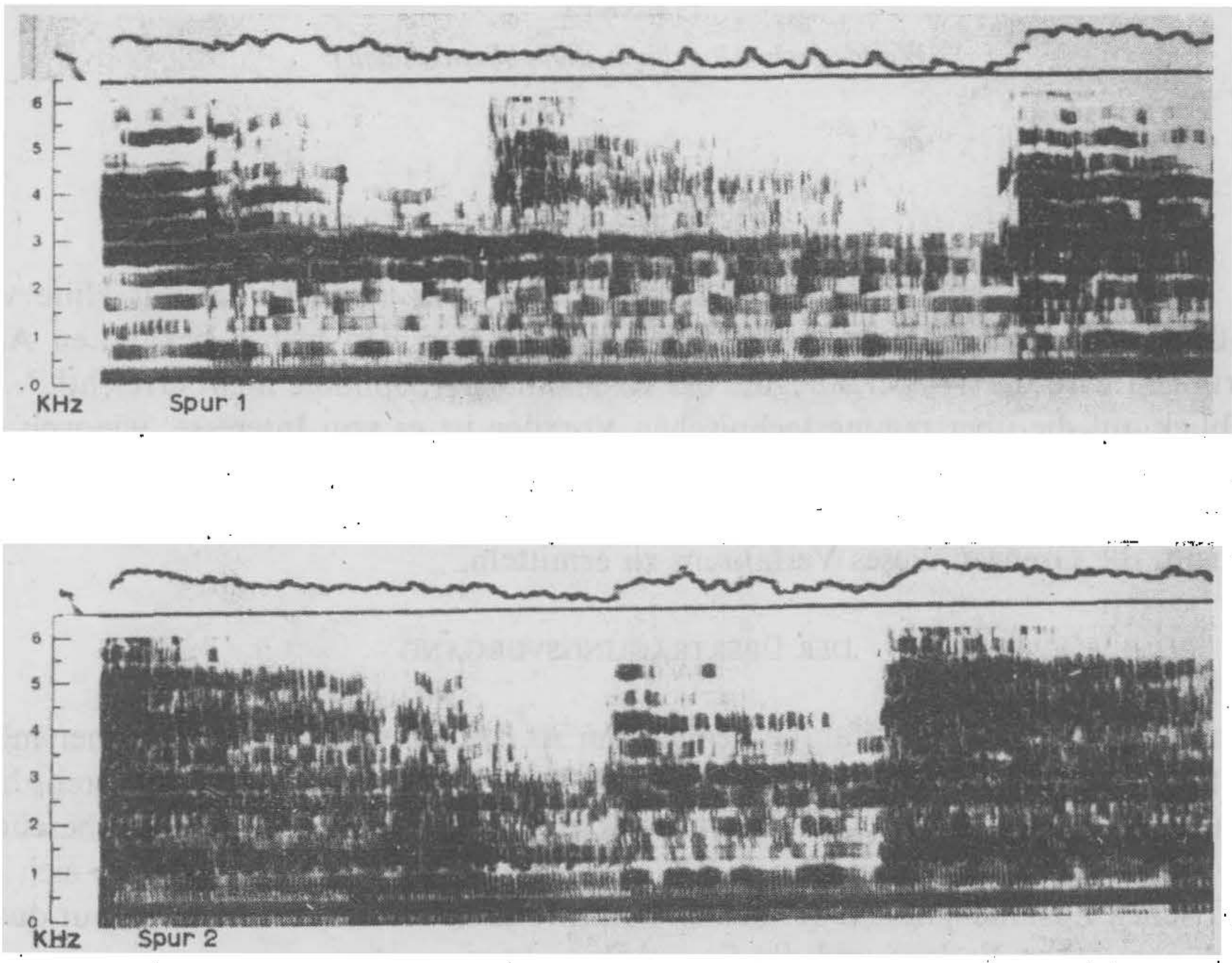


Abb. 1. Dynamikverlauf und Frequenzstruktur bei der Intensitätsstereophonie. (Ausschnitt von 2,8 Sek. Dauer).

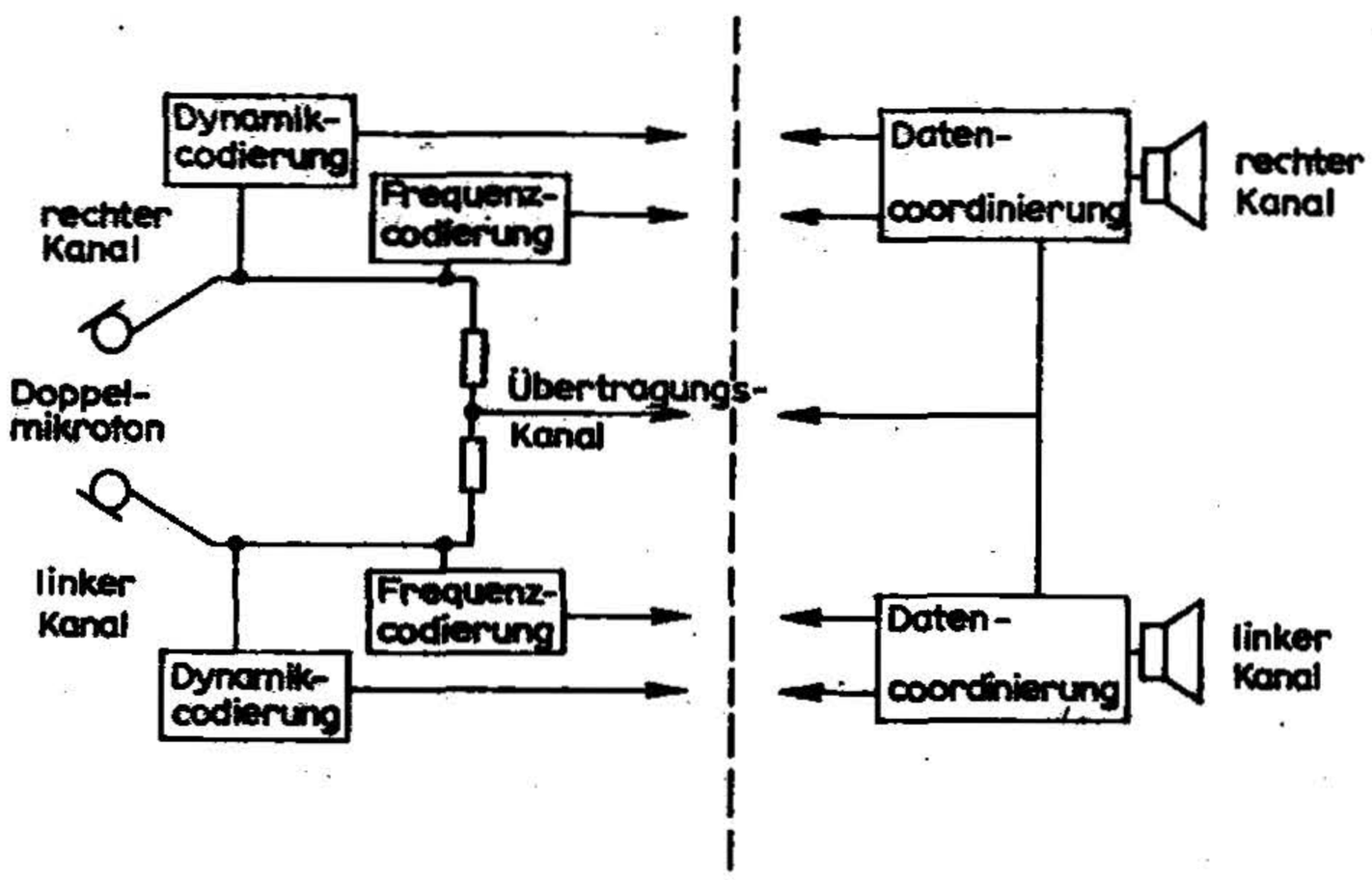


Abb. 2. Prinzip einer Stereoübertragung, bei der die Richtungsinformation mit Hilfe codierter Signale übermittelt wird.

Pegelschwerpunkte übertragen werden sollen, sind die Ausgänge der Filter über Amplitudensiebe geführt. Diese liefern beim Überschreiten einer für jedes Filter festgelegten Schwelle eine Steuerspannung. Auf diese Weise lässt sich Information über die Frequenzstruktur für jeden Kanal in drei Pegelstufen übermitteln[6].

Pegelverlauf. Für die Übertragung des Intensitätsverlaufes wird den beiden Mikrofonkanälen durch Gleichrichtung die Hüllkurve entnommen und den Pilotfrequenzen aufmoduliert. Diese Pilote liegen bei der unterschwelligen Übertragung im Störpegel und werden am Empfangsort wieder herausgefiltert[7, 8].

Die Daten-Koordinierung

Die unterschwellig übermittelten Daten über Frequenzstruktur und Intensitätsverlauf werden über Filter dem Übertragungskanal entnommen und über Filter und Regelverstärker den entsprechenden Stereozweigen zugeordnet. Frequenzgang und Übertragungsmass der Regelverstärker werden durch Pilote gesteuert. Diese Verstärker besitzen entsprechend den 3 Pegelstufen der Frequenzbewertung drei Frequenzgänge.

GRENZEN DES VERFAHRENS

Frequenzbewertung und Auflösungsvermögen

Mit Rücksicht auf den Aufwand auf der Empfängerseite kann das Auflösungsvermögen für Unterschiede in der Frequenzstruktur der beiden Mikrofonkanäle nur beschränkt sein. Bei geringen Unterschieden in den Frequenzspektren wird bei der angewendeten Zwei-Filtermethode nicht in jedem Falle eine Trennung möglich sein. Es kann hier nur darauf ankommen, die Wahrscheinlichkeit für ein solches Vorkommnis durch zweckmässige Wahl der Frequenzbereiche gering zu halten. Gleichzeitig betriebene Schallquellen mit übereinstimmenden oder sehr ähnlichen Spektren sind auf diesem Wege nicht aufzulösen. Jedoch können impulsartige Schallvorgänge mit Hilfe eines im Studio eingefügten Laufzeitgliedes auch dann noch auseinandergehalten werden.

Intensitätsverlauf

Da die Dynamik natürlicher Schallquellen bis zu 66 dB betragen kann, stellen die Hüllkurven nur eine grobe Nachbildung der wahren Intensitätsverläufe dar. Unterschwellig lassen sich nur Intensitätsunterschiede bis zu 26 dB übermitteln. Das Übertragungsmass des Regelverstärkers soll dem Verlauf der Hüllkurven möglichst genau folgen. Aus regeltechnischen Gründen ist diese Forderung nicht genau zu erfüllen[9]. Unter der Voraussetzung, dass die Einregelzeit der hörphysiologischen Einschwingzeit des Ohres entspricht, lässt sich bei einer unteren Grenzfrequenz von 500 Hz eine Ausregelzeit von etwa 50 mSek. erreichen. Das bedeutet, dass Hüllkurven, deren Frequenz grösser als 20 Hz ist, nicht mehr einwandfrei übertragen werden.

Der Empfang unterschwelliger Pilotfrequenzen

Der am Empfangsort wirksame Störpegel darf die kleinste vorkommende Pilotspannung um höchstens 26 dB überschreiten. Diese Voraussetzung ist streng nur bei einer frequenzmodulierten Ultrakurzwellenübertragung gegeben. Versuchsweise wurde der kleinste unterschwellige Pegel von —80 dB (150 μV) dem Programm eingespeist und hochfrequent abgestrahlt. Beim Empfang von drei verschiedenen, das

gleiche Programm führenden UKW-Sendern, die mit den Feldstärken 1000 μV/m, 200 μV/m und 50 μV/m einfielen, zeigte es sich, dass auch noch bei sehr kleinen Feldstärken eine ausreichende Absenkung des Störpegels zu erwarten ist. (Abb. 3).

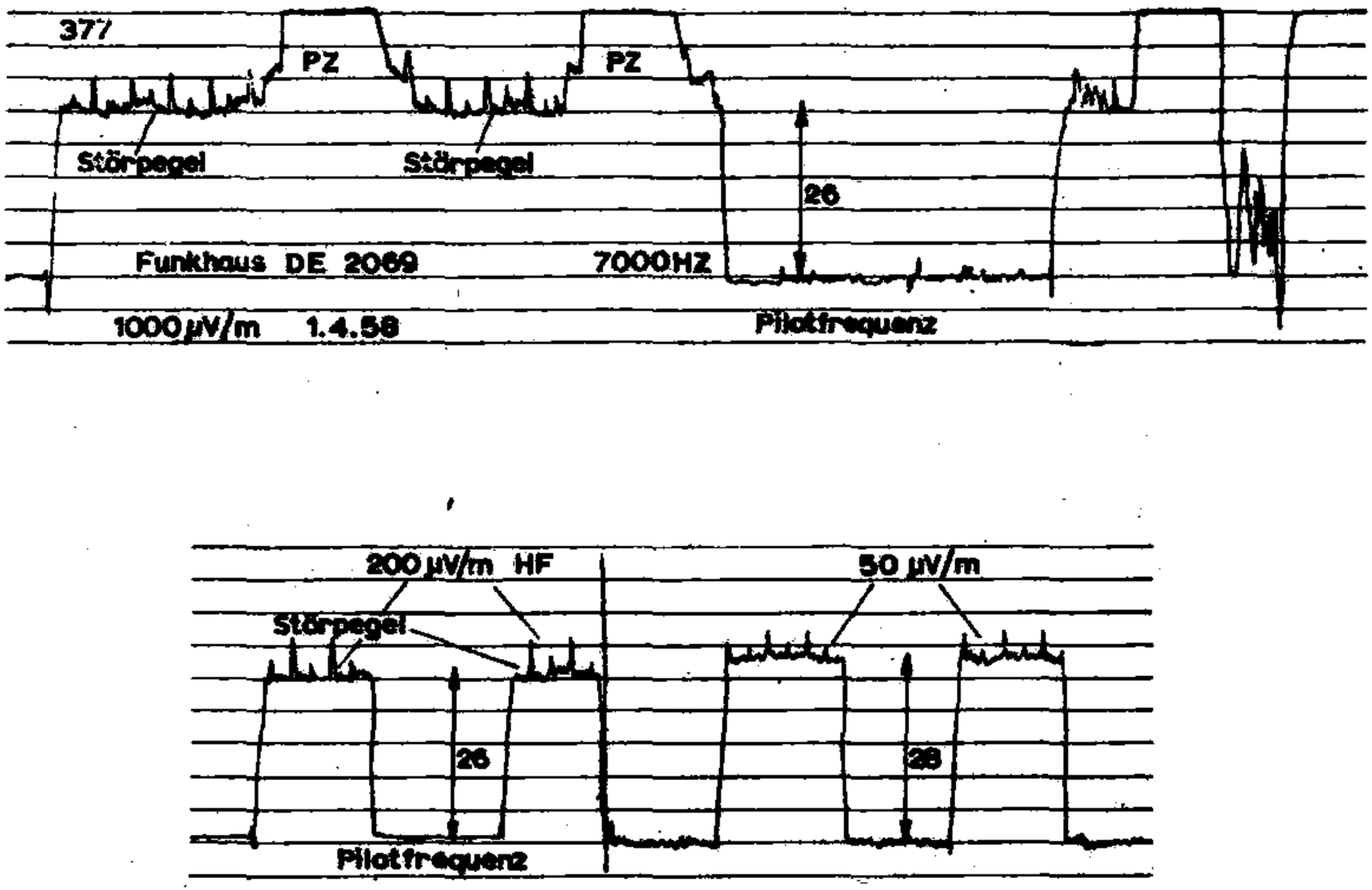


Abb. 3. Empfang unterschwelliger Pilote bei verschiedenen Feldstärken.

Die der Trickstereophonie mit unterschwelligen Piloten gesetzten elektroakustischen Grenzen sind demnach:

1. Beschränktes Auflösungsvermögen bei der Frequenzbewertung.
2. Unzureichende Regelgeschwindigkeit für Hüllkurven hoher Frequenz.
3. Keine getreue Übertragung der Intensitätsverhältnisse.
4. Beschränkung des Verfahrens auf den UKW-Rundfunk.

Massgeblich für eine Anwendbarkeit des Verfahrens sind in erster Linie die hörpsychologischen Auswirkungen dieser Grenzen. Diese sind bisher noch nicht in vollem Umfang zu übersehen.

LITERATUR

1. PERCIVAL, *Wireless World.*, 64 (1958) 521.
2. F. ENKEL, *Elektron. Rundschau*, 12 (1958) 347.
3. H. LAURIDSEN UND F. SCHLEGEL, *Gravesaner Bl., Heft* 5 (1956) 28.
4. H. KIETZ, *Acustica*, 3 (1953) 73.
5. E. MEYER UND G. BUCHMANN, *Sitz. ber. preuss. Akad. Wissen., Physik. math. Kl.*, 33 (1931) 735.
6. F. ENKEL, *Elektron. Rundschau.*, 13 (1959) 362.
7. H. NYQUIST, *Phys. Rev.*, 32 (1928) 110.
8. F. ENKEL, *Nachr. techn. Z.*, 11 (1958) 142.
9. H. MANGOLD, *Rohde und Schwarz Mitt.*, 4 (1953) 18?

Section 8
ROOMACOUSTICS

8. Abschnitt
RAUMAKUSTIK

Section 8
ACOUSTIQUE DES SALLES

Die Messung der Schallabsorption von Materialien

einschliesslich der Ergebnisse der internationalen Vergleichsmessung 1959

C. W. KOSTEN

Laboratorium voor Technische Fysica der Technische Hogeschool, Delft (The Netherlands)

EINLEITUNG

Es ist immer zweckmässig, bevor wir uns Mühe geben eine Grösse zu messen, uns zu fragen, was man unter der Grösse verstehen soll, wie sie definiert wird.

Diese einfache Frage führt bei dem Begriff "Schallabsorption" bereits zu erheblichen Schwierigkeiten. Erstens kann man alle Materialien formell scheiden in zwei Gruppen, Materialien die pro Quadratmeter verwendet werden und absorbierende Gegenstände, wie Stühle, Publikum u.s.w. Wenden wir uns erst den Materialien pro m^2 zu, den porösen Putzen, Platten, perforiert oder nicht u.s.w. Man spricht leicht von deren Schallabsorptionsgrad, obwohl es eigentlich sehr viele gibt. Man kann unterscheiden:

1. den Absorptionsgrad α_0 bei senkrechtem Einfall,
2. den Absorptionsgrad α_φ für eine ebene Welle als Funktion vom Einfallswinkel φ und von der Frequenz,
3. dessen Mittelwert $\bar{\alpha}$ für statistischen Einfall als Funktion der Frequenz,
4. allerhand Absorptionsgrade α_N, aus Nachhallraummessungen berechnet mit einer der vielen Nachhallformeln, welche Formeln alle fervente Verteidiger haben aber auch alle pathologische Eigenschaften, die nicht zu leugnen sind.

Wenn es nur bei diesen etwa 6 Definitionen bliebe, könnte man sich noch mit der Sachlage abfinden. Bekanntlich hängt der Nachhallabsorptionsgrad aber auch noch vom Hallraumvolumen, von der Diffusität des Schallfeldes im Hallraum, von der Fläche der Probe und deren Befestigung und Verteilung im Hallraum ab.

Man kann ruhig sagen, dass die Sachlage jetzt so ist, dass der Experimentator stets eine passende Methode heraussuchen kann, um jedes erwünschte Resultat zu erreichen.

Was die Genauigkeit und die Bequemlichkeit anbelangt, kann man sagen, dass die Messung bei senkrechtem Einfall genau und einfach ist, bei schrägem Einfall genau und zeitraubend, im Hallraum fast undefiniert, zeitraubend und dabei kostspielig.

Komisch wird die Sachlage eigentlich, wenn man sieht, mit wieviel Begeisterung die ganze Welt sich auf das Nachhallverfahren gestürzt hat.

Man würde aber dem Nachhallverfahren Unrecht tun, wenn man nur Schlechtes von ihm sagte. Erstens gibt es Gegenstände wie Stühle, deren Absorption man nur im Hallraum bestimmen kann. Zweitens misst man im Hallraum – wenigstens das wird behauptet – den Absorptionsgrad bei statistischem Einfall, und an dieser Grösse ist man für die Praxis meistens, oder wenigstens oft, interessiert. Drittens werden

Schallschluckmaterialen oft benutzt zwecks Nachhallzeitverminderung in Räumen und dann findet der Laie-Architekt das Nachhallverfahren logisch und angebracht. Viertens gibt es mehr Materialien als man meistens denkt, die sich im Rohr nicht auswirken können, weil die Rohrwand der Probe nicht das etwaige Mitschwingen ermöglicht. Fünftens: das Nachhallverfahren ist weit und breit bekannt und aus historischen Gründen daher mehr oder weniger gerechtfertigt.

Für wissenschaftiche Zwecke sind andere Methoden als das Nachhallverfahren viel geeigneter. Ziemlich viele Methoden sind entwickelt worden, um sowohl bei senkrechtem als bei schrägem Einfall die Reflexion und deren Phasenwinkel zu messen. Diese beiden Grössen liegen völlig fest durch eine komplexe Grösse der Reflexionsebene, die Impedanz oder den Scheinwiderstand dieser Ebene. Umgekehrt kann man aus Reflexion und Phasenwinkel die Impedanz der Reflexionsebene berechnen. Meistens gelingt es wohl, eine theoretische Deutung des Verlaufes der Impedanz mit der Frequenz zu geben. Trifft dies zu, so kann man oft aus theoretischen Betrachtungen Hinweise geben, wie man das Material verbessern kann. Für die weitere Entwicklung von Schallschluckmaterialien ist diese Methode daher sehr aufschlussreich. Von diesen wissenschaftlichen Methoden seien folgende genannt:

1. das einfache Rohr für senkrechten Einfall,
2. ein Rohr, in dem eine Welle höherer Ordnung erregt wird, was für eine Materialprobe am Ende des Rohres identisch ist mit schrägem Einfall,
3. die Erregung von Eigenschwingungen eines geometrisch einfachen Raumes, von dem eine Wand mit dem Probematerial verkleidet ist,
4. eine mehr oder wenig ebene Welle im Freifeld, einfallend auf eine Fläche, bedeckt mit dem zu untersuchenden Material.

Im Folgenden möchte ich mich im wesentlichen auf Rohrmessungen und das Nachhallverfahren beschränken, weil andere Methoden durchaus sporadisch benutzt werden und ausserdem noch meistens grundsätzlich ähnlich sind mit einer dieser Methoden.

ROHRMESSUNGEN BEI SENKRECHTEM EINFALL

Für Absorptionsgradmessungen bei senkrechtem Einfall ist man auf das Rohr angewiesen. Das Rohr wird von der Probe irgendwo senkrecht abgeschlossen. Vor der Probe erregt man ein Schallfeld mittels eines Lautsprechers, im Rohr montiert in einer Entfernung von der Probe, die etwa 20 mal so gross ist wie der Durchmesser. Der Lautsprecher wird von einer reinen Sinusspannung gespeist. Es gibt praktisch unbegrenzte Möglichkeiten, um mittels Schalldruckmessungen im Interferenzfeld von einfallender und reflektierter Welle die Reflexion nach Grösse und Phase zu messen. Man kann z.B. Maxima und Minima des Schalldrucks mit einem im Rohr bewegbaren Mikrophon, und ebenfalls den Abstand zwischen den Minima und der Probe messen. Es ist dies wohl die am meisten benutzte Methode. Auch kann man den Abstand vom Lautsprecher zur Probe oder die Frequenz verändern und an einer geeigneten Stelle die Schalldruckminima und -maxima messen. In diesen Fällen muss die Schallquelle bestimmten Forderungen genügen, z.B. einen Volumenstrom abgeben, der unabhängig von dem Abstand oder der Frequenz ist. Für eine Beschreibung und die Theorie dieser Methoden muss auf die einschlägige Literatur hingewiesen werden[1]. Um einen Eindruck zu geben von den Möglichkeiten und den Problemen der Messmethoden, geben wir eine schematische Darstellung von vier Interferometern unseres eigenen

Laboratoriums (Abb. 1). Jedes Interferometer hat einen Messbereich von ungefähr einer Dekade in der Frequenz. Die untere Messfrequenz liegt da, wo die Rohrlänge etwa eine Wellenlänge gross ist, die obere wird erreicht, wenn die Wellenlänge etwa zweimal so gross wie der Rohrdurchmesser ist. Bei niedriger Frequenz (Abb. 1, oben) wird meistens unmittelbar mit einem kleinen Mikrophon auf einem kleinen Wagen

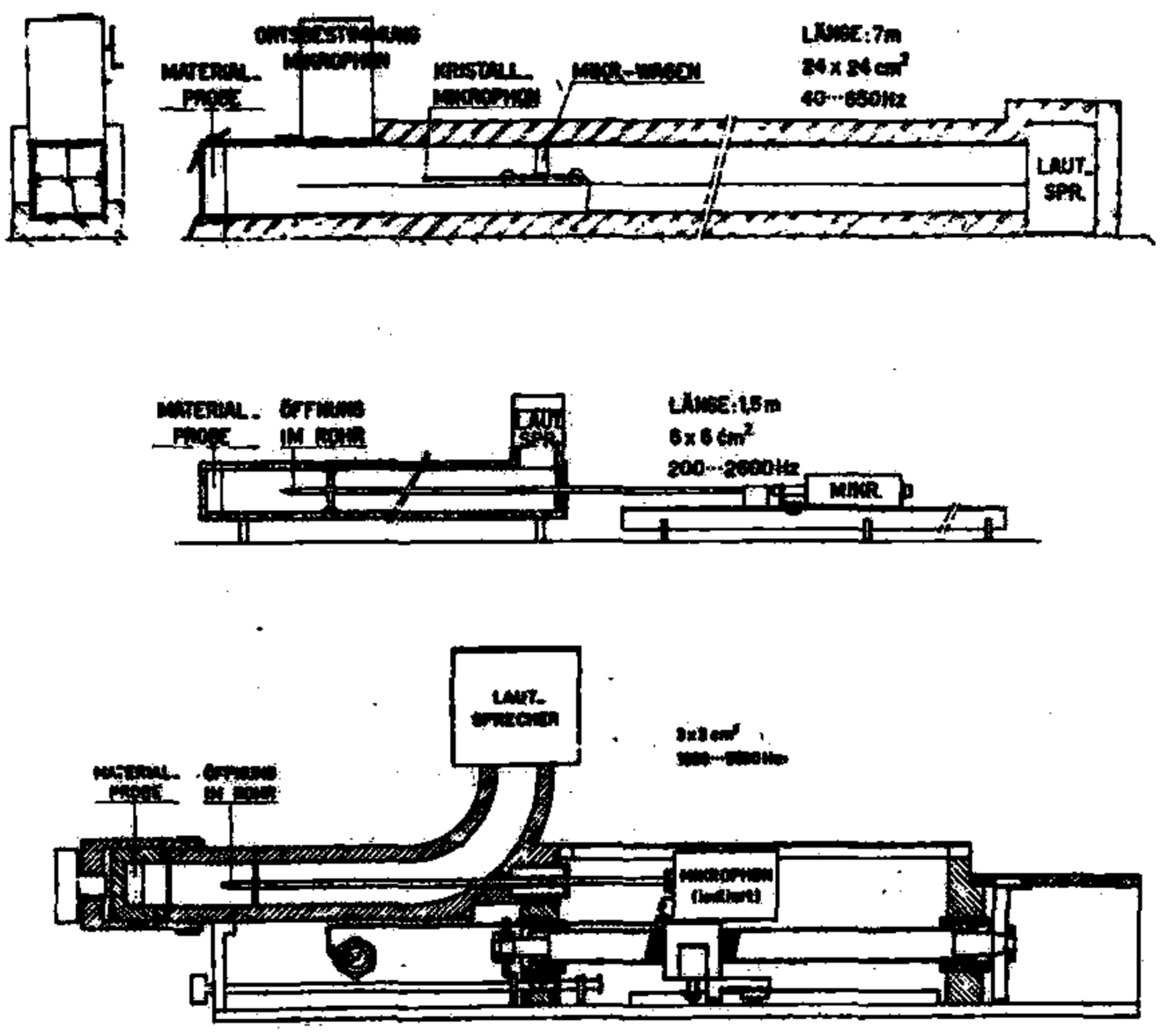


Abb. 1. Vier im Laboratorium für Technische Physik, Delft, entwickelte Rohrmessinstrumente, die obersten drei von dem Technisch Physische Dienst van TNO en TH, das untere von der Technischen Universität. Man achte auf Länge und Frequenzbereich. Das untere Instrument arbeitet nach dem Prinzip der variabelen Frequenz.

(ein Gerüst mit kleinen Rädern) gemessen. Bei mittleren Frequenzen (Abb. 1, mitte) eignet sich das Sondenmikrophon, ein Mikrophon in einer schalldichten Dose mit einem engen Sondenrohr, für die Abtastung des Schallfeldes. Die Apparatur von Abb. 1, unten, ist entwickelt worden für Materialien, die für Modelversuche bis zu etwa 80 kHz benutzt werden sollen. Das Mikrophon steht in diesem Interferometer fest, die Frequenz wird geändert. Das Rohr kann mit getrockneter Luft gespült werden, um die unerwünschte Schallabsorption der Luft im Rohr herabzusetzen.

Folgende Umstände müssen beachtet werden, soll das Resultat nicht beeinträchtigt werden:

1. Das Mikrophon oder die Sonde stört das Wellenfeld. Unter gewissen Voraussetzungen kann man die Fehler berechnen, die man erwarten muss, wenn Mikrophon oder Sonde zu gross sind. Durch die grosse Zahl der Variablen sind die Formeln ziemlich unübersichtlich. Es sieht aber danach aus, dass die Fehler kleiner bleiben als 1 bis 2% absolut, wenn man darauf achtet, dass die Oberfläche des Querschnittes der Sonde oder des Mikrophons 1% des Rohrquerschnitts nicht überschreitet*.
2. Der Schalldruckpegel in den Minima ist bisweilen recht niedrig. Deshalb ist

* Diese Mitteilung danke ich Herrn Dipl.-Ing. D. W. VAN WULFFTEN PALTHE, Delft.

selektiv messen eine Notwendigkeit und selbst dann muss man noch aufpassen, dass die Resultate nicht, z.B. durch Körperschall, beeinträchtigt werden.

3. Der am meisten übersehene Grund von Fehlern ist wohl gelegen in dem Anbringen der Probe im Rohr. Eine kleine Luftschicht zwischen der Probe und der starren Wand hinter der Probe kann die Reflexion bedeutend ändern. Sogar bei verschwindend kleiner Luftschicht macht es bisweilen noch ziemlich viel aus, ob die Probe auf die Hinterwand geklebt oder gerade frei von der Wandung ist. Das etwaige Mitschwingen der Probe wird dadurch beeinflusst. Dasselbe gilt für die seitliche Freiheit der Probe. Eine erheblich zu kleine Probe kann zwar frei schwingen; der Schlitz zwischen Probe und Seitenwand beeinträchtigt aber die Messung. Eine zu grosse Probe kann nicht mehr frei schwingen. Es lässt sich hören, dass all diese Schwierigkeiten nur oder meistens nur auftreten bei nachgiebigen Materialien wie Steinwolle, Glaswolle, Schlackenwolle, u.s.w. Auch bei derartigen porösen Materialien hinter perforierten Platten hat man solche Einspannungseinflüsse beobachtet.
4. Die Messung der Dicke von Proben ist in gewissem Sinne Geschmacksache. Der Eine misst 30 mm Dicke wo der Andere für dieselbe Probe 32 mm Dicke messen würde. Für die Grösse der Reflexion ist dies vollkommen belanglos, nicht aber für den Phasenwinkel der Reflexión. Wenn also zwei Experimentatoren an derselben Probe verschiedene Scheinwiderstände messen, kann das von einem trivialen Unterschied bei der Dickenmessung herrühren.
5. Bei steigender Frequenz drohen Messfehler infolge der Unebenheit des Wellenfeldes. Die Störungsgebiete bei Lautsprecher und Probe werden immer grösser. Wenn man Glück hat, kann man bisweilen eine Oktave höher messen, als die eigentliche Grenzfrequenz angibt. Ein symmetrischer Aufbau und ein Abtasten in der Achse des Rohres, wo die etwaige kleine Störung höherer Ordnung theoretisch den Druck Null hat, ist dafür erforderlich.

ROHRMESSUNGEN BEI SCHRÄGEM EINFALL

In einem Rohr von rechteckigem Querschnitt, z.B. $10 \times 40\ cm^2$, kann, solange die Wellenlänge λ grösser ist als 80 cm, d.h. unterhalb 430 Hz, nur eine ebene Welle fortlaufen. Bei $\lambda = 80$ cm, d.h. bei 430 Hz, ist eine stehende Welle quer zur Rohrachse, also eine Welle mit streifendem Einfall auf die Probe, möglich. Ausserdem ist natürlich noch die normale ebene Welle entlang der Achse möglich. Bei $\lambda \doteq 56{,}6$ cm, d.h. bei $\sqrt{2} \times$ höherer Frequenz, d.h. bei 608 Hz, macht die Querwelle einen Winkel von 45° mit der Rohrachse, fällt also ebenfalls unter 45° auf die Probe. Diese Welle erster Ordnung wird geschwächt reflektiert. Einfallende und reflektierte Welle erster Ordnung bilden zusammen wieder ein Interferenzfeld mit Maxima und Minima, aus welchen sich der Absorptionsgrad bei schrägem Einfall ganz einfach berechnen lässt.

Um die Welle erster Ordnung möglichst stark anzuregen benutzt man zwei gegenphasige Lautsprecher, neben einander montiert im Rohrquerschnitt. Man misst die Schalldrücke überdies wo sie am stärksten sind, also bei der Wand. Weiter versucht man mit passenden Massnahmen die ebene Welle, d.h. die Welle nullter Ordnung so schwach wie möglich anzuregen und zu messen. Bestenfalls misst man dann den Schluckgrad bei schrägen Einfall korrekt, aber Einfallswinkel und Frequenz sind gekoppelt. Wählt man die Frequenz so liegt der Einfallswinkel fest. Verändert man

die eine Grösse, so verändert sich auch die andere. Man kann also mit einem Rohr niemals den Absorptionsgrad messen bei festem Einfallswinkel und veränderlicher Frequenz. Dazu braucht man eine unendliche Anżahl Messrohre, was unpraktisch ist.

Für wissenschaftliche Zwecke eignet sich die Methode bisweilen, für die Praxis scheidet sie aber aus. Ähnliches ist wohl zu sagen vom Erregen von Eigentönen rechteckiger Räume, von denen eine Wand mit der Probe ausgekleidet ist. Man kann die Nachhallzeit oder Bandbreite dieser Eigenschwingungen messen und daraus den Absorptionsgrad bei schrägem Einfall berechnen. Auch hier aber sind Absorptionsgrad und Frequenz gekoppelt.

Messungen im Freifeld bei schrägem Einfall sind sicherlich am einfachsten. Die erforderlichen grossen Abmessungen und die Herstellung eines wirklich freien Feldes machen dann aber Schwierigkeiten.

MESSUNG IM HALLRAUM

Die verhältnismässig ungeheuer grossen Unterschiede zwischen den Ergebnissen von verschiedenen Laboratorien haben von jeher die Akustiker veranlasst, nach den Gründen dieser Abweichungen zu suchen. Neue Messmethoden und Auswertungsformeln wurden erfunden und damit neue Hoffnung geboren. Die Fortschritte waren aber bis jetzt nicht im Einklang mit dem Aufwand an Energie. Den Handelswert von Materialien kann man proportional dem Absorptionsgrade rechnen und dann muss man wohl sagen, dass Abweichungen von ± 20 oder sogar ± 30 Prozent, wie sie noch immer auftreten, nicht zulässig sind.

Bekanntlich gibt es sehr viele Gründe für etwaige Abweichungen. Mittels Ringversuche hat man 1938 und 1950 in Deutschland versucht, Klarheit in die Affäre zu bringen. Acht Laboratorien haben dabei dasselbe Material durchgemessen. Es hat wenig Zweck, diese älteren Forschungsarbeiten hier eingehend zu besprechen, da sich seitdem viel ereignet hat. Nur will ich erwähnen, dass die Streuung oberhalb 800 Hz 1950 noch immer ± 10 Prozent betrug, obwohl den Experimentatoren nur freie Hand gelassen wurde bei der Wahl des zu benutzenden Messraums. Prüffläche, Anordnung der Prüfstoffs, Schallquelle und Auswertungsformel waren vorgeschrieben. Mit Rauschbändern waren die Ergebnisse etwas niedriger als mit Heultönen, was nicht wundernehmen kann. Der Prüfstoff musste auf drei nichtparallele Wände verteilt werden. Damit ergaben sich wohl Ergebnisse, die den zu erwartenden ziemlich nahe kamen, was aber durchaus kein Beweis ist für die Zuverlässigkeit der Methode. Es ist sogar wahrscheinlich, dass man zwei Fehler gemacht hat, die einander zum grössten Teile aufhoben. Die Anordnung des Prüfstoffes in drei Teile ruft ja ohne Zweifel viel Kantenbeugung hervor, was wahrscheinlich den Absorptionsgrad erhöht. Es muss also ein zweiter Fehler vorhanden gewesen sein, der den Absorptionsgrad bis auf reelle Werte herabgesetzt hat. Es könnte dies der Mangel an Diffusität des Schallfeldes der damaligen Hallräume gewesen sein.

Die Einflüsse der Diffusität und der Kantenbeugung sind vor kurzem gründlich studiert worden von MEYER UND KUTTRUFF[2]. Die Lösung des heiklen Problems der Absorptionsgradmessung nach dem Nachhallverfahren ist damit zwar noch nicht gegeben, doch ich hoffe Ihnen zu zeigen, dass viele Ergebnisse dafür sprechen, dass dies innerhalb kurzer Zeit wirklich der Fall sein muss. Ich will dazu die Resultate von MEYER UND KUTTRUFF kurz znsammenfassen.

Der wahre Absorptionsgrad sei definiert als der über alle Einfallrichtungen gemittelte Absorptionsgrad. Dieser wahre Absorptionsgrad wird – wie MEYER UND KUTTRUFF gezeigt haben – im Hallraum tatsächlich gemessen, wenn man eine Wand völlig mit dem zu untersuchenden Prüfstoff auskleidet, mittels geeigneter Streukörper an der Wand oder im Rauminnern dafür sorgt, dass das Schallfeld diffus ist und die Eyringsche Nachhallformel für die Auswertung heranzieht. Mass und Anzahl von geeigneten Streukörperm wurden gegeben. Die absolute Abweichung des Absorptionsgrades unterschreitet 10% erst oberhalb einer Grenzfrequenz, die in kHz numerisch etwa gleich dem Kehrwert von $V^{1/3}$ ist, wenn V das Volumen des Nachhallraumes in m³ ist.

Zu wenig Diffusität offenbart sich durch einen zu niedrigen Absorptionsgrad oberhalb der Grenzfrequenz. Abweichungen von 80% wurden gemessen, wenn keine Massnahmen zur Diffusität getroffen wurden.

Belegt man nicht eine Wand völlig mit dem Prüfstoff, so tritt bekanntlich Kantenbeugung auf, deren Effekt mit wachsender Frequenz abnimmt. Dies war zwar bekannt, wurde aber jetzt zum ersten Male quantitativ gemessen.

Um einen Eindruck zu geben von Mass und Anzahl der Streukörper, die man braucht, um eine befriedigende Diffusität zu erreichen, geben wir folgende Zahlenwerte, welche auf einen Raum von 200 m³ umgerechnet sind. Die Diffusität ist oberhalb etwa 230 Hz gewährleistet, wenn man mindestens 3 Wände mit Zylinderabschnitten auskleidet, breit etwa 2 m, tief etwa 40 cm. Die drei Wände haben dann zusammen eine Fläche von etwa 100 m², die Zylinderabschnitte einen Inhalt von etwa 30 m³. Dasselbe kann man erreichen durch Aufhängung von 20 schwachgekrümmten Zylinderflächen von je 1,5 m². Hier handelt es sich um nur 30 m² ohne viel Volumenverlust.

VERGLEICHSMESSUNGEN 1959*

Einleitung

Im Rahmen der ISO-Kommission 43, Akustik, sind schon seit mehreren Jahren Besprechungen zwecks Normung des Nachhallverfahrens geführt worden. Gelegentlich der letzten Tagung der ISO/43 in Juli 1958 in Stockholm ist vorgeschlagen worden, noch einmal eine Vergleichsmessung durchzuführen, diesmal international. Das Ziel war, die vorläufige Messvorschrift [TC 43 (Stockholm 17) 20] auf seine Brauchbarkeit zu überprüfen. Im Folgenden wird eine vorläufige Auswertung der bis etwa Juni 1959 eingegangenen Prüfberichte gegeben.

Die teilnehmenden Institute und die Ergebnisse

Aus 10 Ländern wurden 15 Prüfberichte erhalten, denen insgesamt 36 Messreihen entnommen werden konnten für dasselbe Material: Sillan Platten SP 100, Nenndicke 50 mm.

Die Ortsnamen der teilnehmenden Instituten (in Klammern die Rangnummern ihrer Messreihen) sind: Kopenhagen (11), Berlin (33), Braunschweig (32), Dresden (30), Kingswood Warren (B.B.C.) (7 . . . 10), Helsinki (31, 34, 35, 36), Meudon (27), Palaiseau (12), Paris (3), Turin (14 . . . 24), Delft (25, 26), Göteborg (4, 5), Stockholm (Stat. Provn.) (6), Prag (1, 2, 28, 29), Washington (13). Alle Institute erhielten das

* Die Organisation dieser Vergleichsmessungen danken wir Herrn Prof. Dr. L. CREMER, Berlin. Das Prüfmaterial wurde allen Laboratorien von der Firma Grünzweig und Hartmann kostenlos zur Verfügung gestellt.

Material aus derselben Herstellungsserie, ausgenommen Kopenhagen, Turin und Delft, deren Platten einer zweiten Serie entnommen werden mussten.

TABELLE I

TABELLE DER MESSERGEBNISSE SÄMLICHER INSTITUTE (36 MESSREIHEN) SAMT DEN WICHTIGSTEN DATEN DES HALLRAUMES UND DER ANORDNUNG UND GRÖSSE DER PRÜFSTOFFFLÄCHE

Nr	*Absorptionsgrad (Sabine)*						V	F	f	n		*Nachhallzeit leer T_0 (Sek.)*					
	125 Hz	*250* Hz	*500* Hz	*1000* Hz	*2000* Hz	*4000* Hz	(m^3)	(m^2)	(m^2)		*oder* /	*125* Hz	*250* Hz	*500* Hz	*1000* Hz	*2000* Hz	*4000* Hz
1	16	60	86	72	70	74	162	190	12	1	|	10,2	8,6	7,0	5,3	4,1	2,8
2	15	58	62	44	50	54	129	162	12	1	/	10,7	13,2	10,7	8,1	5,6	3,7
3	30	60	70	70	70	90	151	181	10,5	1	|	4,2	6	6,5	6,1	4,7	3
4	18	46	75	92	100	107	86	—	5,76	3	/	6,0	5,8	5,4	5,0	3,6	2,5
5	19	44	69	94	105	104	86	—	5,76	3	/						
6	42	59	74	97	86	93	127	159	12	1	/	6,5	6,0	7,2	5,9	4,6	2,6
7	19,5	79	126	108	100	108	91,8	131	11,2	4	|	7,0	4,4	3,8	3,1	2,4	1,6
8	19,5	79	134	106	106	111,5	91,8	131	11,2	4	|						
9	14,5	75	125	121	115	112	108	135	11,2	4	/	4,4	3,7	4,1	4,0	3,5	2,4
10	17,5	83	131	112	102	104	108	135	11,2	4	/						
11	19	50	86	85	101	99	96	128	9	3	|	9,2	9,8	7,8	6,7	5,1	2,8
12	21	33	39	51	48	54	29	58	5	1		5,8	5,6	5,5	5,5	4,7	2,7
13	26	77	97*	94*	92*	89*	405	374	6,5	1	|	8,9	12,7	10,3	9,5	7,0	4,45
14	28	75	114	107	101	98	307	273	9	3	/	10,8	13,6	11,4	10,8	7,4	4,3
15	29	76	126	125	110	106	215	208	9	3	/	7,3	6,4	5,7	4,8	3,5	2,3
16	30	95	135	138	128	124	176	198	9	3	/	4,9	3,5	3,1	3,2	2,7	2,0
17	—	86	143	148	143	(107)	307	273	1	1	/	10,8	13,6	11,4	10,8	7,4	4,3
18	—	78	123	120	103	(90)	307	273	4	1	/						
19	—	70	105	96	86	(80)	307	273	9	1	/						
20	(20)	65	100	88	75	(78)	307	273	12	1	/						
21	20	73	125	107	93	90	307	273	3	1	/						
22	24	73	109	101	84	80	307	273	6	1	/						
23	22	64	112	94	74	76	307	273	9	1	/						
24	31	77	126	103	85	81	307	273	9	3	/						
25	20	70	109	113	91	81	156	210	12	1	|	3,31	3,50	3,91	3,89	3,08	2,18
26	26	66	110	113	85	72	156	210	12	1	|						
27	31	74,5	97	95	100	88	107	143	12	3	/	4,9	5,2	5,5	5,1	4,7	3,1
28	18	62	96	101	99	109	162	190	12	1	|	5,0	4,9	5,3	4,5	3,7	2,6
29	12	75	97	98	96	95	129	162	12	1	/	6,6	6,7	7,2	6,0	4,8	3,3
30	14	64	90	97	94	96	110	200	11	1	/	4,4	3,5	2,5	2,1	1,7	1,1
31	19	67	101	106	104	105	105	140	9	1	/4°	3,96	4,33	4,52	4,11	3,04	1,98
32	19	65	105	113	108	110	251	261	12	1	|	4,2	12,5	11,5	8,8	6,0	3,6
33	28	62	91	99	108	105	120	200	10,5	1		3,9	4,3	4,2	3,6	2,8	1,7
34	20	64	114	113	107	106	105	140	9	3	/4°	3,80	4,95	5,50	5,03	3,86	2,21
35	25	61	99	97	86	79	105	140	9	1	/4°	4,45	4,37	5,31	5,10	3,96	2,32
36	21	66	78	74	68	72	105	140	12	1	/4°						

* Die Messergebnisse waren um etwa 8 grösser; Korrektur auf "unendliche" Prüfstofffläche vorgenommen.

Tabelle I gibt eine Übersicht aller Ergebnisse, insofern sie in Mass und Zahl wiedergegeben werden können. Von jeder Messreihe ist gegeben der Absorptionsgrad in Prozenten (nicht als eine reine Zahl, wie die ISO-Norm es fordert), das Volumen V des Hallraums, seine Fläche F, die Prüffläche f, die Zahl der Teile des Prüfstoffes, das Zeichen | wenn der Hallraum rechtwinklig war, / wenn nicht, und schliesslich die Nachhallzeit T_0 des leeren Raumes.

Bei der Tabelle möchten wir folgende ergänzende Bemerkingen machen:

1. Es war beabsichtigt, dass die verschiedenen Institute den Prüfstoff nach der vorläufigen ISO-Norm durchmessen würden. Wahrscheinlich war diese Norm nicht allen Instituten bekannt; die Häufigkeit der Abweichungen von dieser Norm wäre sonst unerklärlich.
2. Obwohl die vorläufige ISO-Norm Anordnung des Prüfstoffs in einer Fläche vorschreibt, kommt $n = 3$ oder 4 ziemlich oft vor. Die betreffenden Messreihen sind aber doch noch nützlich um einen Eindruck zu geben von den Abweichungen, die dadurch hervorgerufen werden.
3. Wider der vorläufigen ISO-Vorschrift, die vorschreibt die Sabinesche Auswertungsformel zu benutzen, sind 6 Messreihen von 2 Instituten mittels der Eyringschen Formel zustandegekommen (Messreihen 4, 5, 7, 8, 9, 10). Diese Messreihen sind auf Sabine umgerechnet worden mit der Formel

$$\alpha_S = \alpha_E \left(1 + \frac{1}{2}\frac{f}{F}\alpha_E + \frac{1}{6}\frac{V}{FT_0}\right).$$

Bei den Messreihen 4, 5 fehlte dazu die Grösse von F, wofür $6\,V^{2/3}$ genommen wurde. Die verwendete Umrechnungsformel ist korrekt bis auf Glieder in α^3 und höherer Ordnung und enthält nicht die Absorption der bedeckten Fläche des leeren Raumes.

4. Viele Institute waren nicht in der Lage, die ISO-Vorschrift genau einzuhalten, z.B. weil ein geeigneter Raum dazu fehlte oder nicht zeitig zur Verfügung stand. Auch ist bei vielen Messreihen absichtlich von der ISO-Vorschrift abgewichen, um die Konsequenzen der Abweichungen zu veranschaulichen, z.B. Messreihen 1, 2 *ohne* genügende Diffusität, Messreihen 28, 29 in denselben Räumen *mit* genügender Diffusität. Man sei also vorsichtig beim Kritisieren von Messreihen.
5. Eine schwierige Frage war, zu entscheiden, welche Räume genug Diffusität haben. Die vorläufige ISO-Vorschrift betont an verschiedenen Stellen die Notwendigkeit von Diffusität, gibt aber keine quantitativen Vorschriften in dieser Hinsicht. Einerseits gibt die Veröffentlichung von MEYER UND KUTTRUFF dazu Anhaltspunkte. Andererseits könnte man versuchen, aus den Messreihen selbst Folgerungen hinsichtlich der Diffusität zu ziehen. Man muss damit aber sehr vorsichtig sein; man kommt sonst leicht dazu, auf Grund niedriger Messergebnisse die Diffusität zu verurteilen, um daraufhin aus der ungenügenden Diffusität die niedrigen Ergebnisse zu erklären. Schliesslich wurden 6 Messreihen als unbedingt zuverlässig hinsichtlich der Diffusität betrachtet, nämlich die Nummern 28 . . . 33. Der Raum von Messreihe 28 hat 4 m² rotierende Flügel und 7 zylindrisch gekrümmte aufgehängte Platten zu insgesamt 12,72 m². Der Raum von Reihe 29 hat schräge Wände und dieselben 12,72 m² zylindrische Streuflächen. Der Raum von Reihe 30 hat sogar 25 m² Streuflächen und schräge Wände. Der Raum von Reihe 31 hat eine polyzylindrische Decke, 4,6 m² Streufläche aufgehängt im Raum und etwas schräge Wände. Der Raum von Reihe 32 hat mehrere polyzylindrische Wände und 50 Kugelkalotten auf Boden und Stirnwand. Der Raum von Reihe 33 ist dreieckig, schief und von mehreren Platten und Streukörpern versehen.

Ausser den genannten Reihen 28 . . . 33 gibt es noch einige Reihen aus halbdiffusen Räumen. Die Räume von den Reihen 27, 34, 35, 36 haben eine polyzylindrische Decke und (etwas) schräge Wände. Der Raum der Reihen 25, 26 hat

eine diffuse Decke und mehrere Pfeiler an den Wänden. Der Raum von Reihe 13 hat 15 m² rotierende Flügel, was in Anbetracht des Volumens (405 m³) wenig scheint. Bei der Reihe 1 waren nur 4 m² rotierende Flügel. Weiter sind viele Reihen gemessen worden in Räumen, die zur Diffusität nur schräge Wände haben oder gar keine Diffusität; ebenfalls gab es Räume, von denen nicht mit Sicherkeit festgestellt werden konnte, dass jede Diffusität fehlte.

Einige Institute berichteten, dass sie zur Erhöhung der Diffusität mehrere gerichtete, ungerichtete oder rotierende Lautsprecher verwendet haben. Es könnte dies während des stationären Signals helfen, beim Nachhall scheidet dieses Mittel aber aus, da ja die Quelle selbst aufhört. Diese Massnahmen sind deshalb ausser Acht gelassen. Ähnliches gilt für eine Anordnung des Prüfstoffes in mehreren Teilen. Damit erhöht man sehr wahrscheinlich die Diffusität, ruft aber sicherlich erhöhte Kantenbeugung und dadurch erhöhte Absorption hervor, so dass auch diese Unterteilung nicht als ein akzeptabeles, und ausserdem nicht als ein genügendes Mittel zur Diffusität gelten kann.

6. Wo derselbe Raum mehrmals benutzt wurde und dabei T_0 gleich war, ist T_0 nur einmal angegeben worden, um die Tabelle übersichtlicher zu machen (Messreihen 4 und 5, 7 und 8, 9 und 10, 17 . . . 24, 25 und 26).
7. Die Zahlenwerte der Messreihe 27 sind multipliziert worden mit dem Faktor 12,75/12, da nach dem Prüfbericht "il a été ajouté à la surface convertie par le "Sillan" la surface apparente du cadre de bois; les nombres trouvés représentent donc l'absorption moyenne du matériel entouré de son cadre". Ich nehme an, dass die anderen Institute die Fläche der Holzrahmen nicht mitberechnet haben.

Der Prüfstoff und dessen "wahrer" Absorptionsgrad

Sillan ist eine Steinwolle mit ausgehärtetem Phenodur-Kunstharz als Bindemittel. Dem Merkblatt des Herstellers entnehmen wir für die zwei Fabrikationsserien folgende technische Daten:

		1. Serie	*2. Serie*	*Mittelwert*
Rohdichte	[kg/m³]	93,5 — 110	90,1 — 110	101,3
Dicke [mm]		50,0 — 52,8	49,6 — 52,2	51,2
Bindemittelgehalt	[Gew.%]			4,0 — 5,3
Faserdicke	[μm]			5 — 10
Faserlänge	[mm]			50 — 100
Statischer Elastizitätsmodul E_{stat}	[N/m²]			$1{,}4 \cdot 10^5$
E_{dyn}/E_{stat}				2,45
Porosität				0,96
Strukturfaktor				1,6
Spez. Strömungswiderstand	[Ns/m⁴]			$(2{,}0 — 2{,}5) \cdot 10^4$

Delft hat Prüfstoff aus beiden Serien erhalten, um zu prüfen ob beide Serien einander genügend gleich sind. Darauf beziehen sich die Messreihen 25 und 26. Da die Mittelwerte dieser beiden Messreihen nur 2% absolut voneinander abweichen, kann unseres Erachtens angenommen werden, dass etwaige Unterschiede zwischen den beiden hergestellten Serien vernachlässigbar sind. Bei der Bewertung der Reihen 25 und 26 ist deren Mittelwert genommen.

Der "wahre" Absorptionsgrad wurde durch Umrechnung auf statistischen Einfall des Absorptionsgrades bei senkrechtem Einfall berechnet. Dazu braucht man bekanntlich den akustischen Scheinwiderstand bei senkrechtem Einfall, wozu wir Unterlagen

erhielten aus Prag, Turin, Delft und vom Hersteller selbst. In der komplexen Impedanzebene wählten wir subjektiv den wahrscheinlichsten Wert des Scheinwiderstandes bei einigen Frequenzen. Das Resultat der Umrechnung findet man in Abb. 2. Die

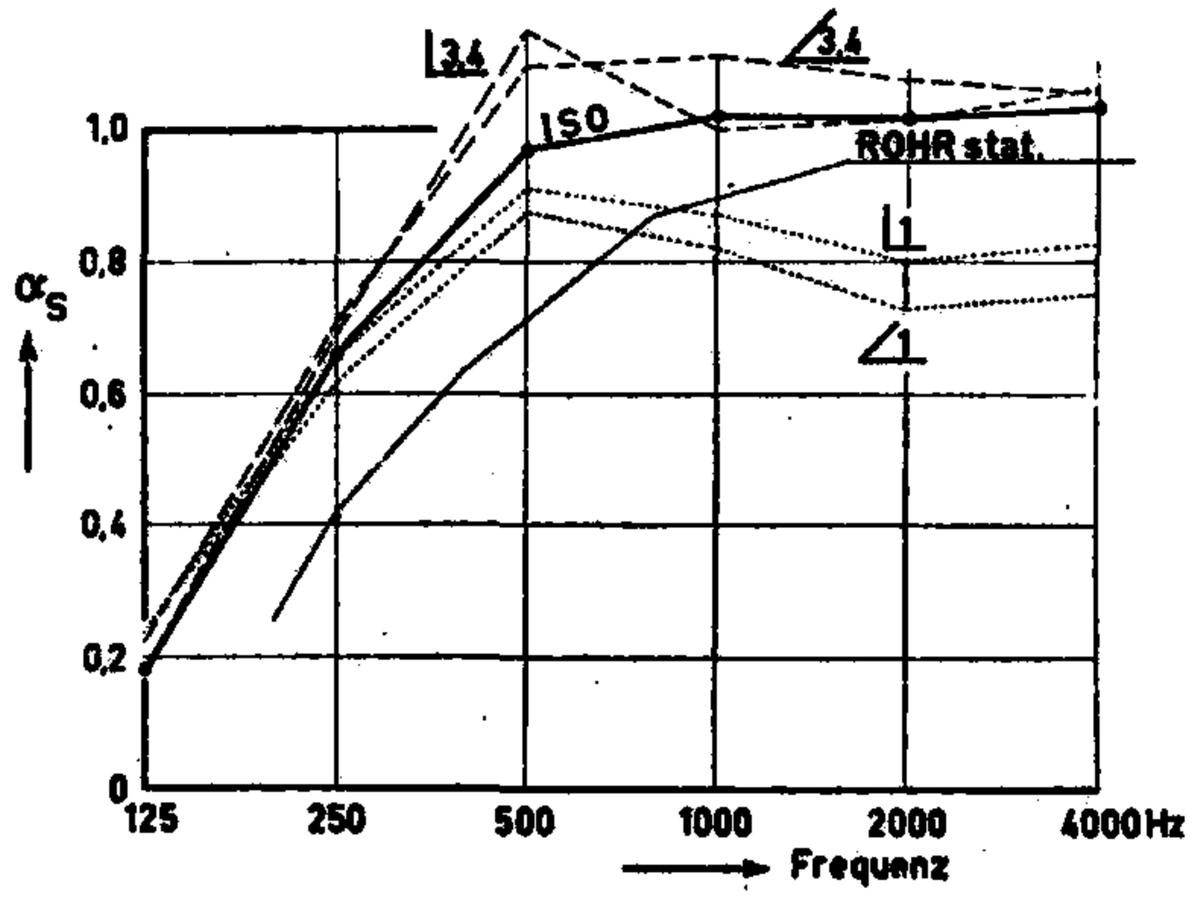


Abb. 2. Mittlerer Absorptionsgrad α_S der 5 Gruppen und der Absorptionsgrad auf statistischen Einfall umgerechnet aus Rohrmessungen. Die ISO-Gruppe erfüllt die ISO-Forderungen: 1. völlig ausreichende Diffusität, 2. nur eine Prüffläche. Die restlichen 4 Gruppen haben zu wenig Diffusität, rechtwinklige oder schräge Wände, und nur eine oder 3 bis 4 Prüfstofflächen.

Umrechnung setzt voraus, dass das Material "locally reacting" ist, was sich vielleicht übersetzen lässt mit "seitlich entkoppelt". Ob das der Fall ist oder nicht ist schwer zu sagen. Der kleine Strukturfaktor von 1,6 macht einen misstrauisch. Jedoch wird der Fehler im Absorptionsgrad unseres Erachtens kleiner als 5% absolut sein.

Gruppeneinteilung der Messreihen; Ergebnisse pro Gruppe

Auf Grund der Unterschiede zwischen den verschiedenen Hallräumen und den verschiedenen Anordnungen des Prüfstoffes haben wir die Messreihen in 5 Gruppen geteilt, und zwar:

Gruppen	*ISO*	*rechtw. 1 Fläche*	*schräg 1 Fläche*	*rechtw. 3,4 Flächen*	*schräg 3,4 Flächen*
Messreihen	28, 29, 30 31, 32, 33	1, 3, 13 25, 26	2, 6, 20 23, 35, 36	7, 8, 11	4, 5, 9, 10 14, 15, 16, 27 34

Die ISO-Gruppe enthält Messreihen, aufgenommen mit nur einer Prüffläche in stark diffusen Räumen (wie oben ausführlich beschrieben). Die anderen vier Gruppen beziehen sich auf Räume mit als ungenügend beurteilter Diffusität. Diese vier Gruppen unterscheiden sich noch nach den Räumen, rechtwinklig oder mit schrägen Wänden, und nach der Anordnung des Prüfstoffs, in einer Fläche oder in drei oder vier Teile. Nur 29 von den 36 sind eingeteilt worden. Nr. 12 wurde ausser Acht gelassen, weil nichts vom Raum bekannt war. Nr. 17, 18, 19, 21, 22 und 24 sind nicht mitgerechnet worden, weil die Prüfstoffläche zu klein war. Ueberdies stammen all diese Messreihen von demselben Institut, wovon bereits 5 Messreihen eingeteilt worden sind. Die weggelassenen Reihen dienten mehr den Zweck, besondere Effekte zu studieren, z.B. den Einfluss der Prüfstoffläche, als nur der Messung des Prüfstoffes.

In Abb. 2 sind die Mittelwerte der 5 Gruppen gezeichnet. Die Kurve "Rohr stat." ist – wie schon gesagt – der Absorptionsgrad aus Rohrmessungen bei senkrechtem Einfall, umgerechnet auf statistischen Einfall.

Diskussion

Die ISO-Kurve liegt reichlich hoch, was verschiedene Gründe haben kann. Zuerst hat Kantenbeugung eine erhöhende Wirkung, die oberhalb 500 Hz umgekehrt proportional mit der Frequenz fallen muss. Ausserdem könnte man die ISO-Kurve um etwa 1% erhöhen für die Absorption der bedeckten Fläche und oberhalb 500 Hz um etwa 7% erniedrigen, falls man die Eyringsche Formel für richtiger hält als die Sabinesche. Die genannten Effekte können den ganzen Unterschied oberhalb 500 Hz also mühelos erklären, obwohl eine Aussage hinsichtlich des Anteiles der einzelnen Effekte nicht gut möglich ist. Die restliche Abweichung bei niedrigen Frequenzen rührt von dem Mangel an Diffusität her, die sich mit keinem Mittel mehr unterhalb der Grenzfrequenz erzielen lässt.

Sicherer ist die Folgerung, dass die Anordnung des Prüfstoffes in nur einer Fläche in Räumen ohne genügende Diffusität viel zu niedrige Resultate ergibt bei den hohen Frequenzen. Eine Unterteilung in mehrere Teile erhöht die Ergebnisse erheblich, jedoch ist zu vermuten, dass das Resultat durch Kantenbeugung sehr beeinträchtigt ist. Oberhalb 500 Hz kann man annehmen, dass der Kantenbeugungsbeitrag proportional der Kantenlänge ist und, da bei einer Unterteilung in 4 Teile die Kantenlänge zweimal so gross ist wie ohne Unterteilung, kann man die Kantenbeugung eliminieren indem man die ISO-Kurve bei jeder Frequenz herabsetzt um den Unterschied zwischen den Kurven "ISO" und "3,4". Die Kurve "3,4 schräg" ist aus 9 Messreihen gemittelt, die Kurve "3,4 rechtwinklig" nur aus 3. Der Kurve "3,4 schräg" kommt also weitgehend das grössere Gewicht zu. Eliminiert man daher die Kantenbeugung zwischen den Kurven ISO und "3,4 schräg", so findet man oberhalb 1000 Hz sehr genau die Rohrkurve; bei 500 Hz würde etwa 11% unerklärt bleiben; bei 250 Hz ist die Wellenlänge so gross, dass die Unterteilung nicht zu Vergrösserung der Kantenbeugung zu führen braucht; die Eliminierung ist hier also nicht möglich.

Alles zusammengenommen scheint die ISO-Kurve von den fünf Kurven bestimmt die beste.

Ein anderer Grund die ISO-Methode vorzuziehen ist die Messgenauigkeit. Der mittlere Fehler der Gruppen stellt sich heraus wie folgt:

ISO	:	0,05
rechtwinklig, nicht unterteilt	:	0,12
schräg , nicht unterteilt	:	0,13
rechtwinklig, unterteilt 3,4	:	0,12
schräg , unterteilt 3,4	:	0,14

Ohne Zweifel kann man sagen, dass nur der mittlere Fehler der ISO-Methode zulässig ist. Er ist dabei bereits so klein, dass eine Herabsetzung kaum denkbar ist.

Noch deutlicher sprechen die Abbildungen 3 . . . 7, die die individuellen Messreihen wiedergeben, pro Gruppe zusammengenommen in je einer Abbildung. Die ISO-Gruppe ist zweifellos die beste.

Obwohl die ISO-Kurven der Abb. 7 bereits recht befriedigend sind, fragt man sich doch, ob die systematischen Abweichungen oberhalb 500 Hz nicht zu erklären sind. Die Kurven 28, 30, 31, 32 verlaufen ungefähr parallel, jede auf seiner eigenen Höhe. Wir haben versucht, die Höhenlage zu erklären und glauben damit einen kleinen Schritt weitergekommen zu sein. In dem Einsatz rechts unten in Abb. 7 ist der mittlere Absorptionsgrad $\bar{\alpha}$ oberhalb 500 Hz für jede Kurve als Funktion der Grösse

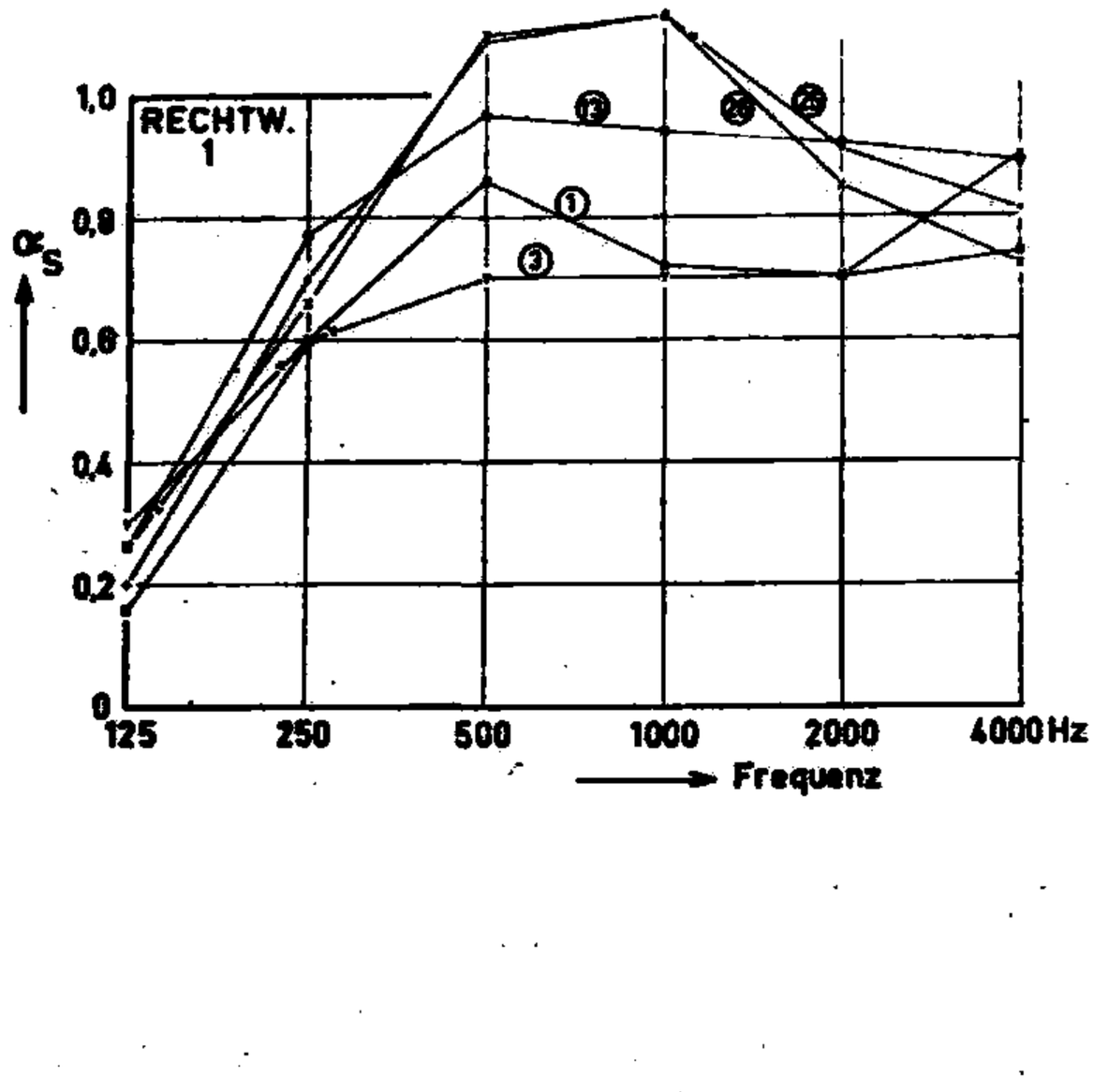


Abb. 3. Die individuellen Kurven der Gruppe rechtwinkliger Räume mit nur einer Prüfstofffläche. Zu wenig Absorption bei hohen Frequenzen. Grosse Streuung.

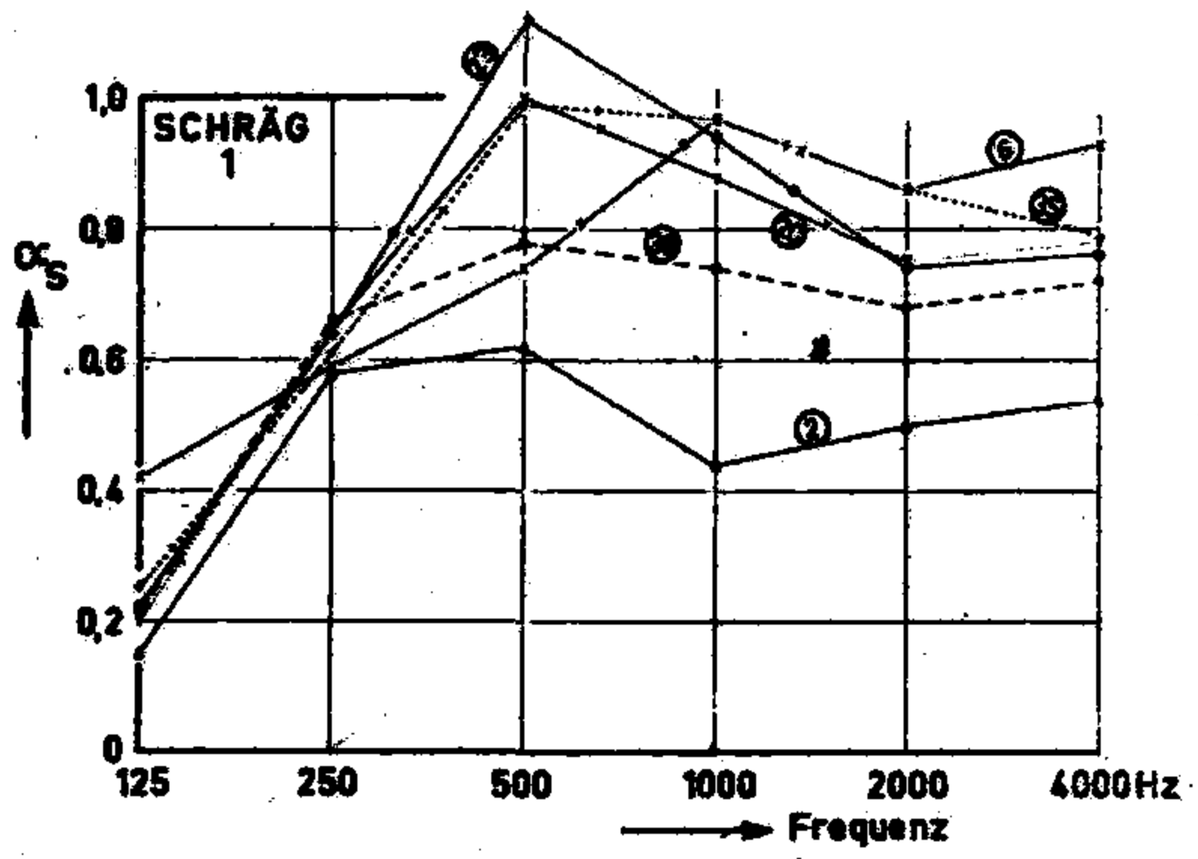


Abb. 4. Wie Abb. 3, jetzt aber schiefwinklige Wände. Zu wenig Absorption bei hohen Frequenzen. Grosse Streuung.

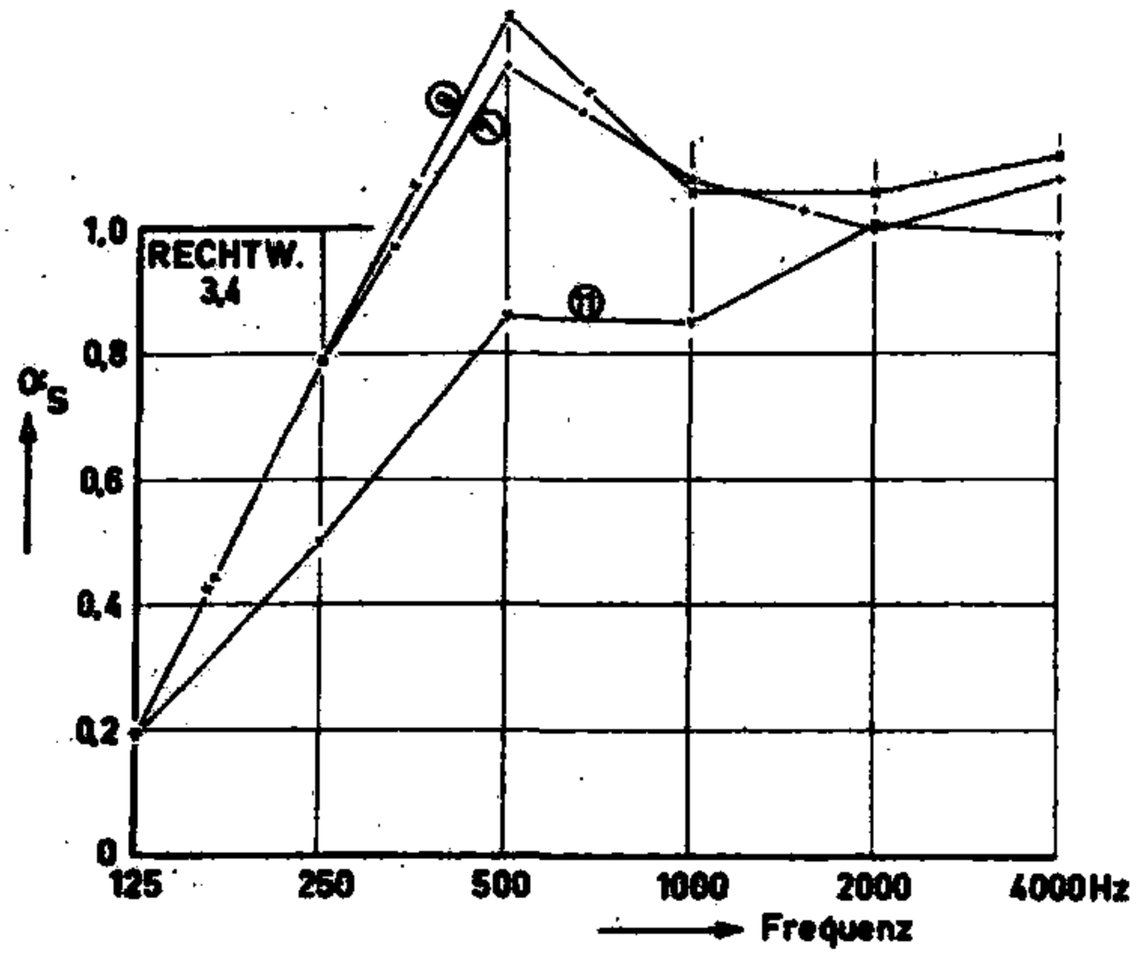


Abb. 5. Wie Abb. 3, jetzt aber 3 bis 4 Prüfstofflächen. Durch Kantenbeugung scheinbar genug Absorption. Wahrscheinlich zu wenig Diffusität und grosse Streuung. Rechtwinklige Räume.

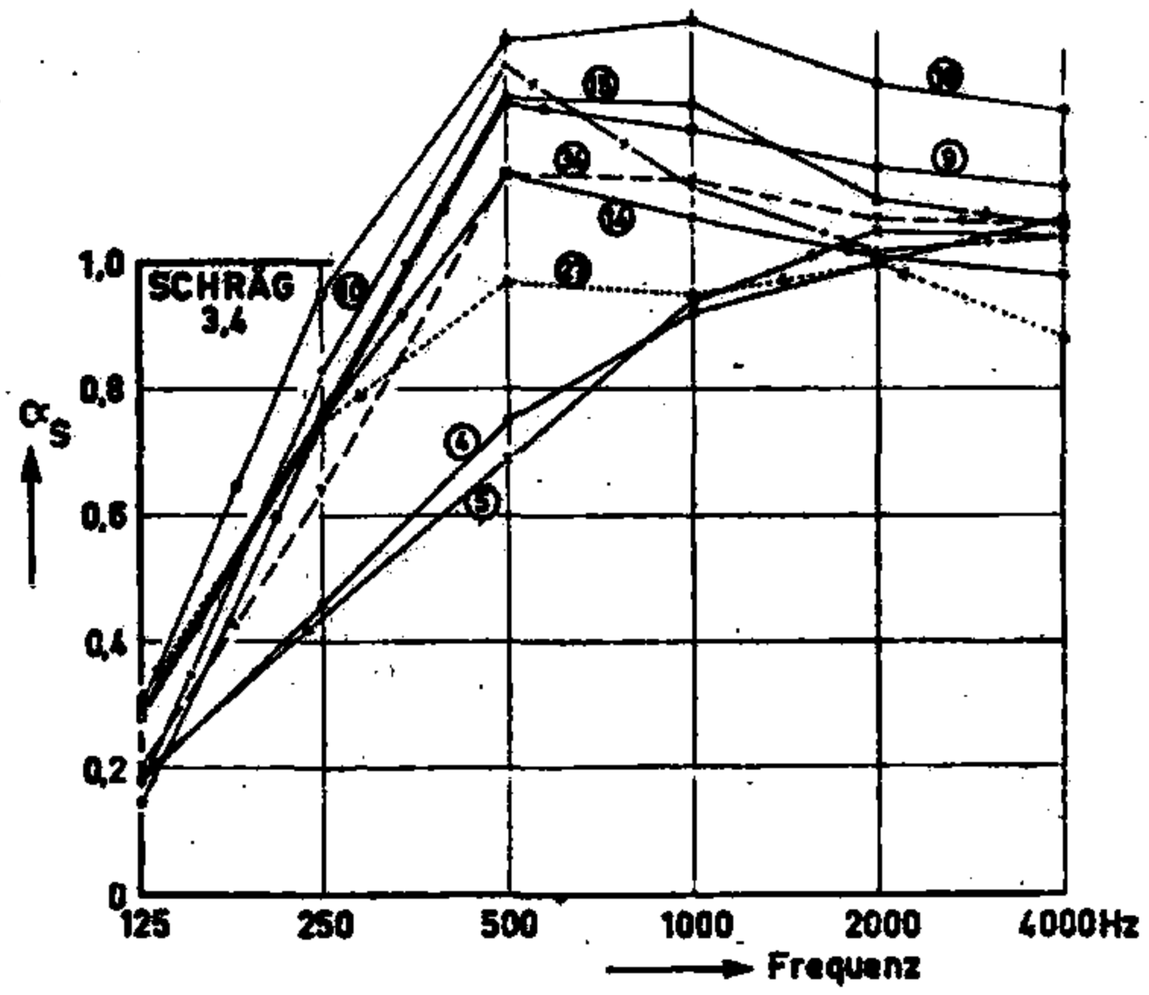


Abb. 6. Wie Abb. 5, jetzt aber für schiefwinklige Räume. Bemerkungen wie bei Abb. 5. Man achte auf die Streuung.

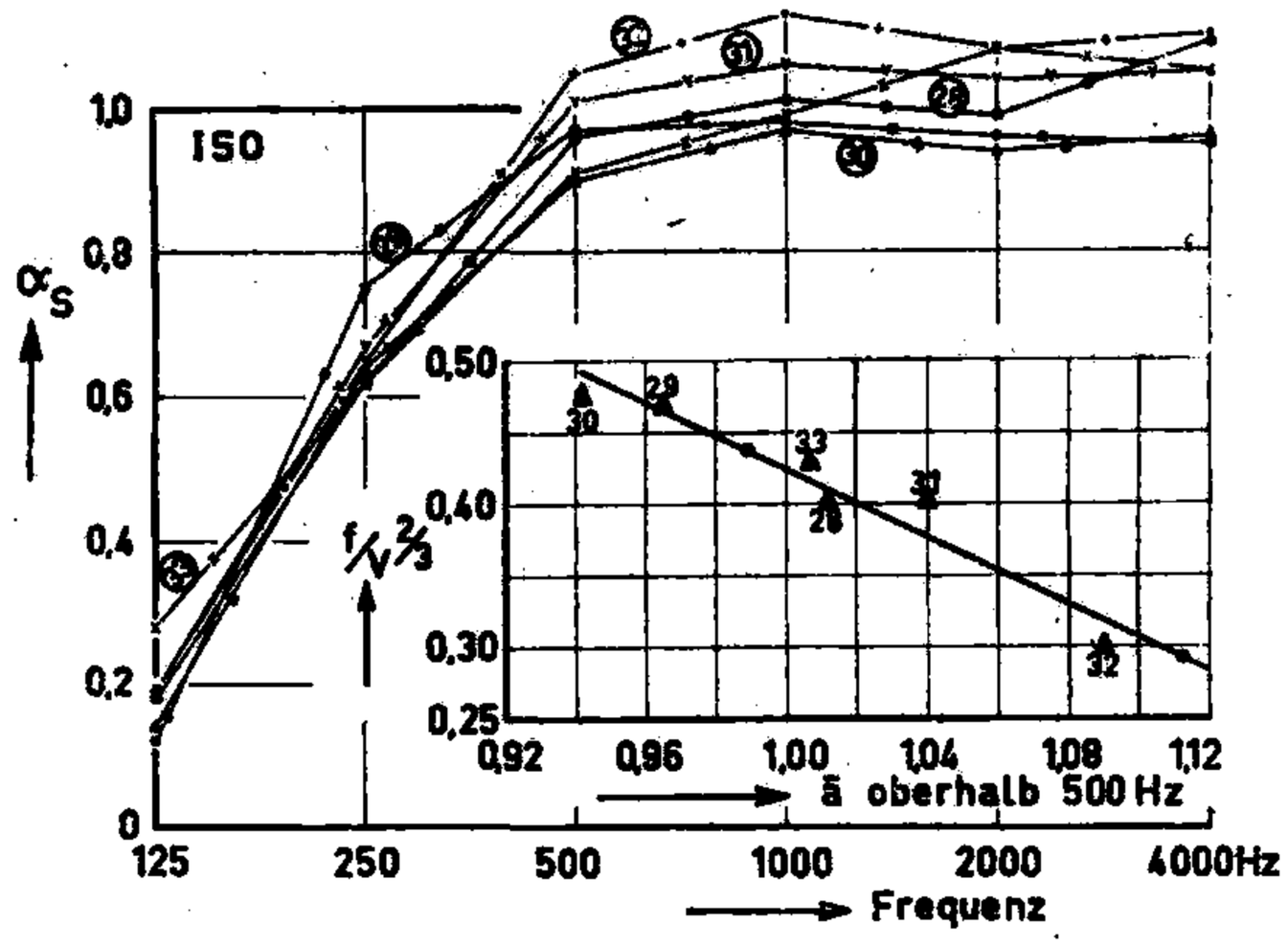


Abb. 7. Die individuellen Kurven der ISO-Gruppe. Die Absorption oberhalb 500 Hz ist anscheinend eine Funktion der Grösse $f/V^{2/3}$ (siehe Einsatz rechts unten). Die Streuung ist schon recht klein und kann oberhalb 500 Hz sogar vielleicht nocht erklärt werden.

$f/V^{2/3}$ aufgetragen worden. Anscheinend besteht ein Zusammenhang zwischen $\bar{\alpha}$ und $f/V^{2/3}$. Bekannt war schon längst, dass der Absorptionsgrad mit abnehmender Prüfstoffläche steigt. Dass man, wenn auch V geändert wird, $f/V^{2/3}$ als charakteristische Grösse nehmen muss, liegt nicht auf der Hand. Man könnte auch f/F oder f/teilweise bedeckte Fläche, z.B. f/F_{Boden}, ansetzen. Es stellt sich aber heraus, dass der Zusammenhang am besten ist, wenn man $f/V^{2/3}$ als Charakteristikum nimmt. Eine Erklärung dafür fehlt bis jetzt.

Hat man Vertrauen in diesem Zusammenhang, so kann man die Ergebnisse auf einem einzigen Wert für $f/V^{2/3}$ normieren. Dies haben wir gemacht, und zwar für ein Volumen $V = 200$ m³ und zwei f-Werte, 10 m² bzw. 15 m². Die erste Fläche 10 m² haben wir genommen, weil die ISO-Norm 8 . . . 12 m² fordert und 15 m² kostspielig ist. Die zweite Fläche 15 m² gibt vernünftigere Ergebnisse. Die Normierungswerte sind daher $f/V^{2/3} = 10/200^{2/3} = 0{,}2922$ und $15/200^{2/3} = 0{,}4386$. Das Resultat der Normierung der ISO-Kurven auf 10 m² zeigt Abb. 8. Die Abweichungen oberhalb 500 Hz

sind bedeutend kleiner. Der mittlere Fehler ist jetzt nur 3,7%, ein unwahrscheinlich niedriger Betrag.

Unterhalb 500 Hz sind die Abweichungen durch die Normierung keineswegs kleiner geworden, im Gegenteil. Wir haben ja auch keinen einzigen Grund zu erwarten, dass Normierung auf $f/V^{2/3}$ unterhalb 500 Hz sinnvoll und daher zulässig ist. Die graphische Normierung ist also unterhalb 500 Hz eigentlich nicht gestattet. Darum haben wir in Abb. 9 noch einmal die ISO-Gruppe gezeichnet, bei 125 und 250 Hz konform den Messungen (nicht normiert), bei 500 Hz und höheren Frequenzen normiert auf $f/V^{2/3} = 0{,}2922$. Der wunderbar parallele Verlauf zwischen 250 und 500 Hz spricht

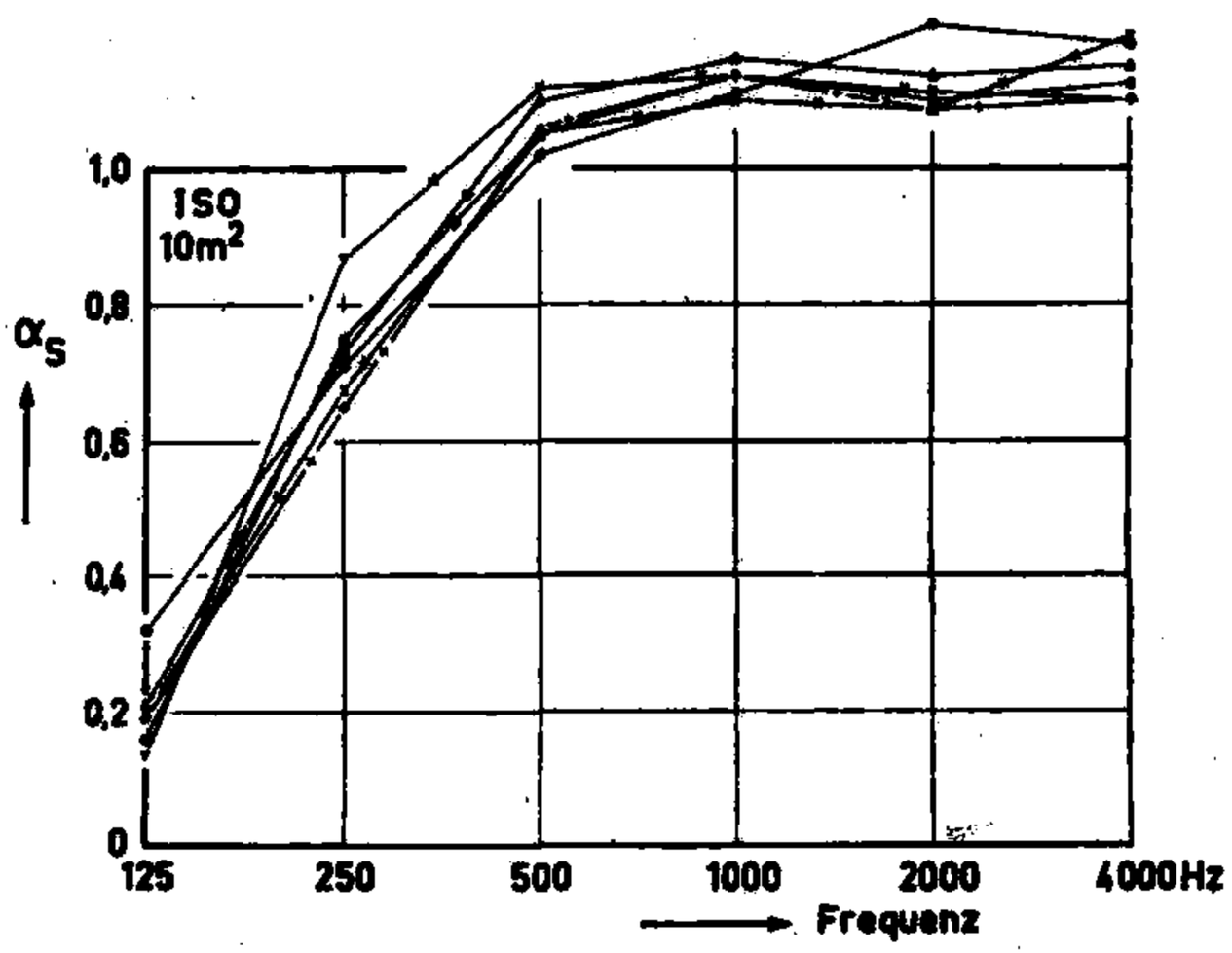


Abb. 8. Wie Abb. 7, jetzt aber normiert auf 200 m³ Volumen und 10 m² Fläche mit Hilfe des Zusammenhanges rechts unten in Abb. 7. Die Streuung ist sehr klein.

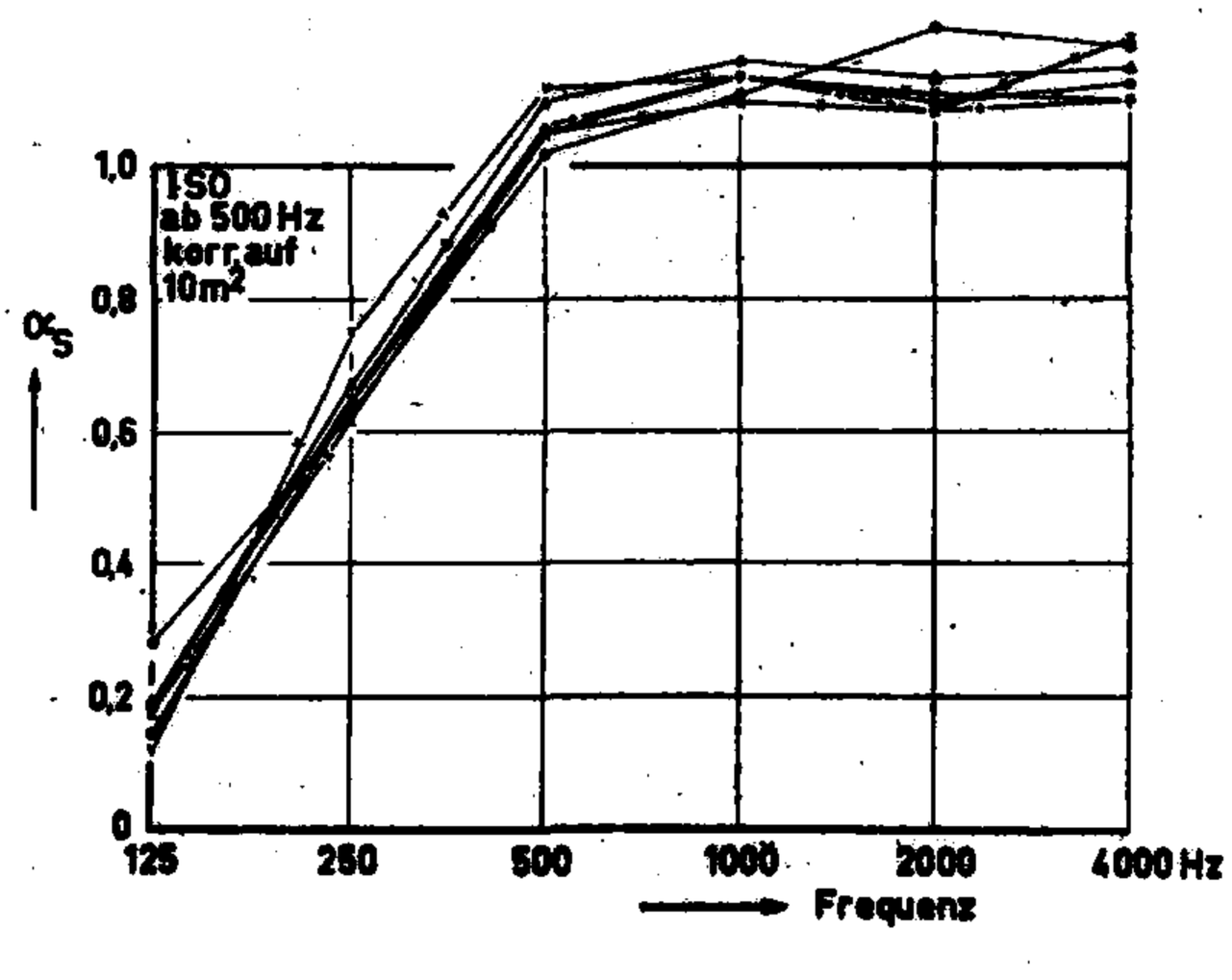


Abb. 9. Wie Abb. 8, bei 125 und 250 Hz aber nicht normiert. Man beachte die Parallelität der Kurven zwischen 250 Hz und 500 Hz, was bedeuten könnte, dass Normierung auf $f/V^{2/3}$ = konstant sich nur auswirkt oberhalb 500 Hz.

unseres Erachtens sehr dafür, dass eine Normierung der Grösse $f/V^{2/3}$ sinnvoll ist. Die zu erwartende Ungenauigkeit wäre dann nur 5% absolut unterhalb 500 Hz und 3,7% oberhalb 500 Hz.

Abb. 10 gibt schliesslich ein Zukunftbild. Die Kurven ISO 10 m² und ISO 15 m² sind durch Normierung entstanden. Falls das Resultat sich bei Kontrollmessungen bewährt, scheint es sonnenklar, dass die Prüffläche nicht freigelassen werden kann.

Ob Normierung auf einen bestimmten Wert der Kenngrösse $f/V^{2/3}$ bessere Resul-

tate gibt, muss allerdings eingehend nachgeprüft werden. Wie sicher oder unsicher diese Hypothese ist, ist ersichtlich aus der Abb. 11, wo der Mittelwert $\bar{\alpha}$ oberhalb 500 Hz aufgetragen ist gegen $f/V^{2/3}$ für alle 36 Messreihen. Die ISO-Gruppe mit Linie und schwarzen Punkten springt ins Auge. Die Messreihen mit nur einer Prüffläche ergeben zu niedrige Absorption, diejenigen mit 3 oder 4 Flächen zu grosse Absorption. Sechs Messreihen ausserhalb der ISO-Gruppe haben eine polyzylindrische Decke (markiert in Abb. 11 mittels einer gewellten Unterstreichung). Diese Messreihen ergeben tatsächlich etwas höhere Absorptionsgrade. Sämtliche Punkte füllen die Ebene von links oben nach rechts unten, ungefähr mit einer Neigung gleich der der ISO-Gruppe; erstens wird damit wieder die Erfahrung bestätigt, dass höhere Absorptionswerte bei kleineren Prüfflächen gemessen werden; zweitens wird die hypothetische Neigung der ISO-Linie in Abb. 11 dadurch annehmbarer.

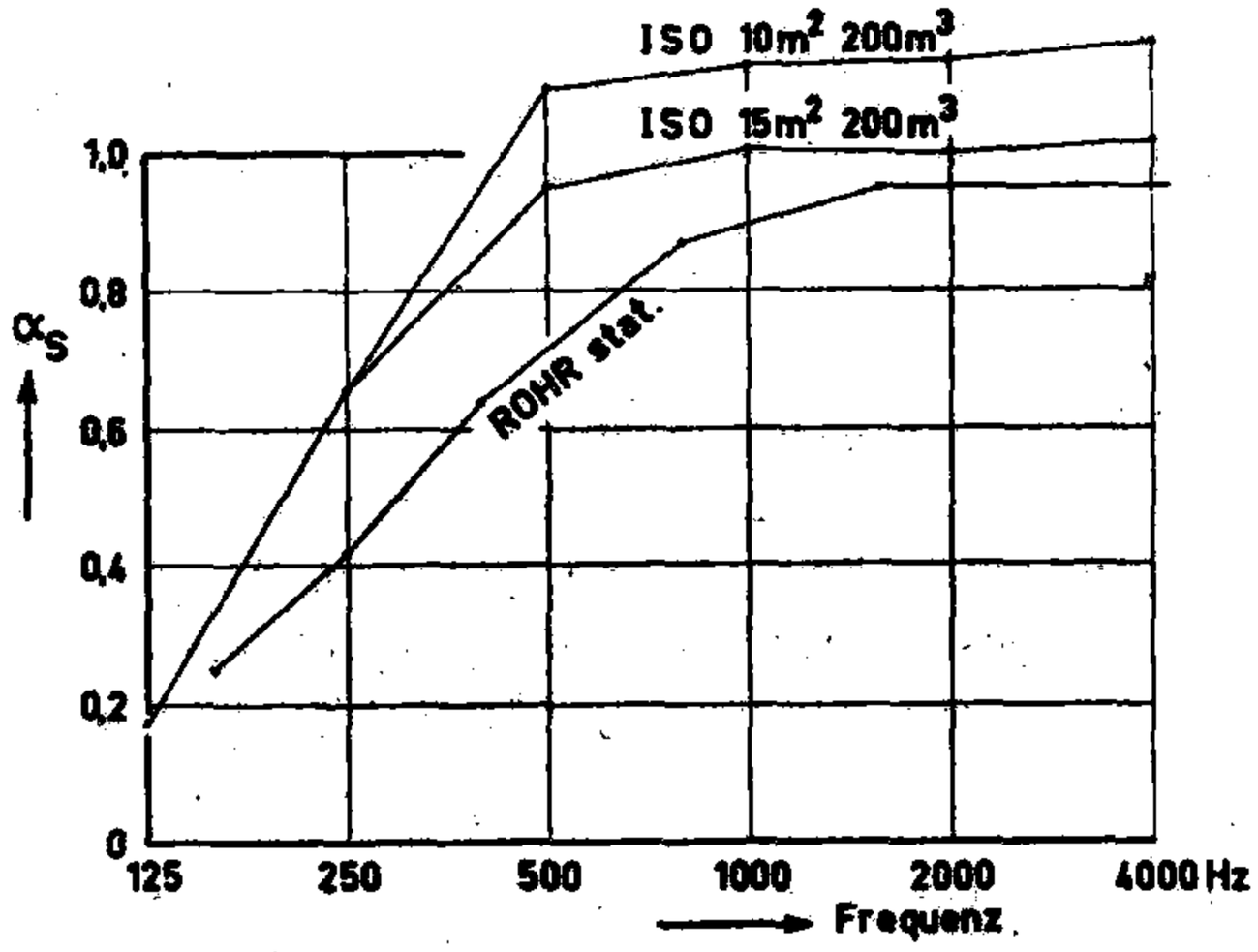


Abb. 10. Kurvenvergleich zu der Frage ob 10 oder 15 m² Prüfstoffläche in einem Raum von 200 m³ vorgeschrieben werden soll. Die ISO-Kurven sind durch Normierung rechnerisch bestimmt.

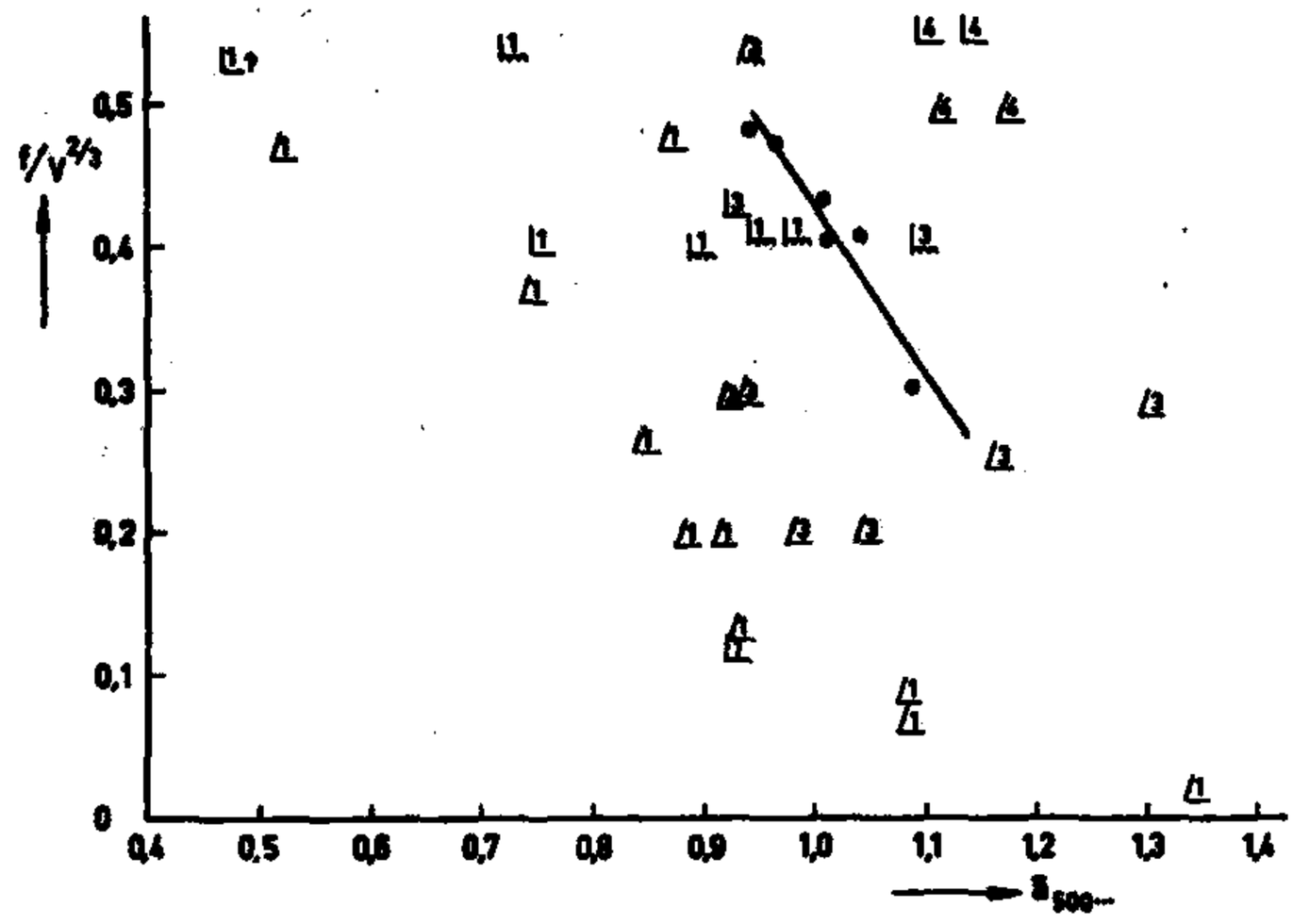


Abb. 11. Der "Zusammenhang" zwischen $f/V^{2/3}$ und der Absorption oberhalb 500 Hz für alle 36 Messreihen. Die gerade Linie mit den schwarzen Punkten bezieht sich auf die 6 Messreihen der ISO-Gruppe.

Dass die Raumform die Ergebnisse bei ausreichender Diffusität gar nicht beeinflussen würde, ist nicht bewiesen. Es könnte sein, dass die Nachhallräume, die beim Ringversuch benutzt wurden, in dieser Hinsicht einander in Form zu sehr ähnlich

waren, um Anhaltspunkte für einen etwaigen Einfluss zu erhalten. Sehr wahrscheinlich spielen Einzelheiten in der Formgebung gar keine Rolle, wenn zur Erhöhung der Diffusität bereits recht viele Streukörper in den Raum oder auf dessen Begrenzungsflächen angebracht worden sind. Es könnte aber wohl sein, dass die Verhältnisse der grössten Abmessungen, also Länge: Breite: Höhe, einen Einfluss haben. Einige schwache Hinweise in dieser Richtung sind wohl gefunden. Es würde zu weit führen, auf dieses Problem einzugehen, zumal die diesbezüglichen Daten noch zu unbestimmt sind. Es genügt wahrscheinlich, dieses Problem für weitere Forschung zu empfehlen.

Schlussfolgerungen des Ringversuches

1. Die Nachhallmethode kann anscheinend zuverlässige Resultate geben, falls der Raum wirklich sehr diffus ausgestattet ist und nur eine Prüffläche verwendet wird
2. Der Begriff "sehr diffus" erfordert einen viel grösseren Aufwand von Streukörpern, als meistens angenommen wird.
3. Anscheinend ist es sinnvoll, die Kenngrösse Prüffläche dividiert von Volumen hoch zweidrittel zu normieren. Eine Ueberprüfung dieser Feststellung ist notwendig.*)

SCHLUSSBEMERKUNGEN

Ob man die Sabinesche oder die Eyringsche Auswertungsformel vorzieht ist mehr oder weniger Geschmacksache. Die Einfachkeit der Sabineschen Formel macht meistens die Wahl unschwer. Ob Auskleidung einer ganzen Wand, mit dem Augenmerk Kantenbeugung zu vermeiden, praktisch ausführbar oder sogar anstrebenswert ist, bleibt eine offene Frage. Auch in Hörsälen tritt in gewissem Masse Kantenbeugung auf.

---

* *Nachtrag bei der Korrektur:* Die Überprüfung hat inzwischen stattgefunden. Ein Einfluss des Volumens ist zwar vorhanden, rührt aber von mangelhafter Diffusität her, die um so mehr in Erscheinung tritt, je kleiner V wird. Oberhalb $V = 200\ m^3$ ist dieser Effekt wahrscheinlich vermeidbar bei Prüfstoffflächen bis zu $12\ m^2$.

LITERATUR

1. L. L. BERANEK, *J. Acoust. Soc. Am.*, 12 (1940) 3.
   C. ZWIKKER UND C. W. KOSTEN, *Sound absorbing materials*, Elsevier, Amsterdam, 1949, S. 85.
   L. CREMER, *Die Wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik III*, S. Hirzel Verlag, Leipzig, 1950, S. 31.
2. E. MEYER UND H. KUTTRUFF, *Akad. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl., IIa, Mathem.-physik.-chem. Abt.*, (1958) 6.
   H. KUTTRUFF, Dissertation, Göttingen, 1958.

Welcher Aufwand an Information ist erforderlich, um einen Raum akustisch zu charakterisieren?

L. CREMER

Inst. f. Technische Akustik, Technische Universität Berlin-Charlottenburg (Deutschland)

1. *Frequenzgang oder Zeitverlauf*

Wenn der Akustiker einen Raum objektiv untersuchen will, so nimmt er eine definierte Schallquelle, vorzugsweise einen Lautsprecher, den er mit einer Spannung von bekanntem Zeitverlauf $u_1(t)$ speist, und er beobachtet den Zeitverlauf einer Mikrophonspannung $u_2(t)$. Der Raum wird dabei zu einem Teil des Übertragungskanals, man kann sogar sagen, zu einem Teil des von den Sender-Eingangsklemmen und den Empfängerausgangsklemmen gebildeten Vierpols.

Dass es sich dabei freilich um einen sehr komplizierten Vierpol handelt, erkennt man, wenn man einmal den Frequenzgang des Übertragungsmasses $\left(\log \frac{u_2}{u_1}\right)$ aufzeichnet. An Stelle der sonst für einen idealen Übertrager geforderten horizontalen Geraden erhält man ein wild zerklüftetes Gebirge.

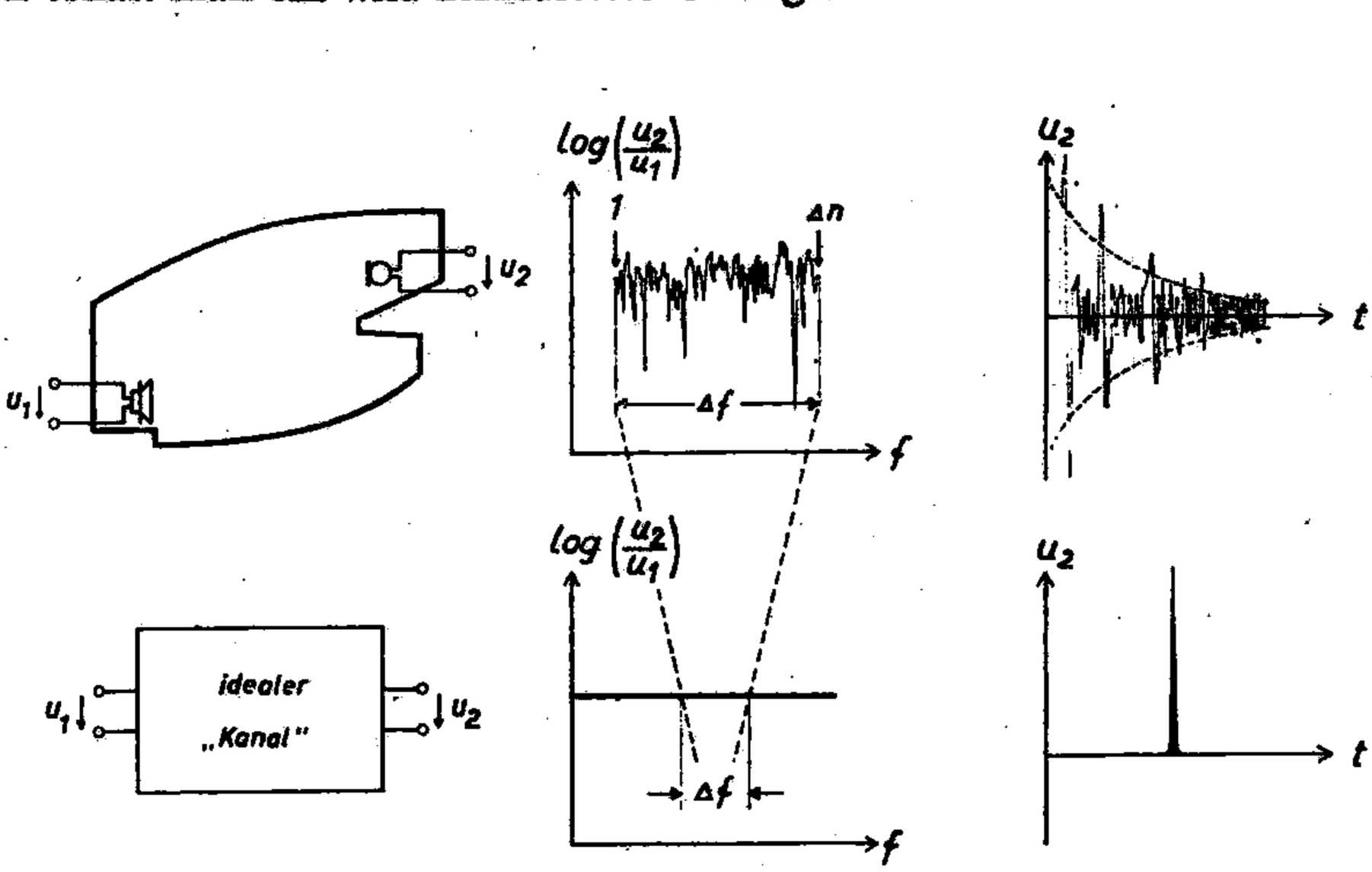


Abb. 1. Frequenzgang und Stossverzerrung beim Raum und bei einem idealen "Kanal".

Aber auch das zweite in der Nachrichtentechnik übliche Verfahren, die Betrachtung der Verzerrung eines idealen Stosses, der auf den Eingang gegeben wird, bietet ein sehr verwickeltes Bild. Zunächst einmal wird aus dem einseitigen Stoss ein wechselseitiger. Das hängt mit dem Abstrahlmechanismus zusammen, der im Fernfeld keine Gleichströmung mehr ergeben kann. Vor allem aber folgt dem ersten "direkten" Stoss

eine unabzählbare Menge weiterer "reflektierter" Stösse, die immer dichter einander folgen und so ebenfalls ein zerklüftetes Gebirge ergeben, dessen mittlere Höhe aber monoton abnimmt.

Es war sicher ein genialer Griff von W. C. SABINE[1], dass er diese Abnahme zur Definition eines raumakustischen Kriteriums machte, wobei er zusätzlich – experimentell und theoretisch – zeigte, dass man sogar ein durch eine einzige Zahl kennzeichenbares exponentielles Abklingen erhält, wenn man statt eines Knalles reine Töne oder – wie wir heute bevorzugen – schmalbandige Signale sendet bzw. registriert. Kurzum, er kennzeichnete den Raum durch seine Nachhallzeit T bei bestimmten Frequenzen f.

Nun hängen bekanntlich Frequenzgang des Übertragungsmasses und Stossverzerrung über die Fouriertransformation zusammen. Es ist daher zu erwarten, dass sich der $T(f)$-Verlauf auch bei der "stationären" Anregung bemerkbar macht. So war bereits SABINE bekannt, dass die stationäre Energiedichte einen Rückschluss auf die Nachhallzeit erlaubt, freilich nur bei bekannter Senderleistung, was experimentell eine grosse Erschwerung bedeutet.

Man kann aber auch – wie bei der Halbwertsbreite einer Resonanzkurve – den relativen Kurvenverlauf des Pegel-Frequenzganges heranziehen, und zwar äussert sich, wie SCHROEDER[2] aufgrund wellenstatistischer Überlegungen und unabhängig davon KUTTRUFF UND THIELE[3] experimentell gezeigt haben, die Nachhallzeit in der Zahl der Gipfel Δn, die auf einen Frequenzbereich Δf fällt. Auf dieser Tagung haben wir von SCHROEDER[4] gelernt, dass es noch einfacher ist, die Zahl der Phasen-Koinzidenzen zwischen Sender und Empfänger zu zählen und dass man ein zusätzliches Kriterium erhält, wenn man dabei auf Wachsen und Abnehmen der Phasen achtet*. Ich fühle mich daher unsicher in meiner bisherigen Ansicht, dass die Bestimmung der Nachhallzeit aus dem Ausschwingvorgang einfacher und sicherer ist, als ihr Correlat in der Feinstruktur des Frequenzganges zu suchen.

In einer Beziehung ist aber beim Raum die Beobachtung der Stossverzerrung jedem Studium eines Frequenzganges überlegen, sie ist ohrgemässer; den Nachhall kann man täglich beobachten, weshalb wir uns auch im folgenden auf die Auswertung der Ausschwingvorgänge eines Raumes beschränken wollen.

2. *Informationsinhalt der $T(f)$-Kurve*

Es würde nun den geringstmöglichen Aufwand an Information bedeuten, wenn wir einen Raum akustisch einfach durch die Aussagen kennzeichnen könnten, dass der beschriebene Nachhallvorgang entweder auffällig ist oder nicht, kurz, dass der Raum hallt oder nicht (oder, wie die Musiker sagen, dass er eine "Akustik" hat oder keine). Eine solche einmalige Ja-Nein-Entscheidung liesse sich mit einem Schalter weitergeben und wird in der Sprache der Informationstheorie ausgedrückt als 1 bit.

So grob ist aber unser Empfinden für verschiedene Nachhallzeiten nicht. Abb. 2 zeigt vielmehr oben über der Nachhallzeit die von SERAPHIM[5] bei geübten Beobachtern an abklingenden Bandpassrauschen festgestellten relativen Unterschiedschwellen in Prozent, die sich zwischen 200 und 6400 Hz als frequenzunabhängig erwiesen.

Man kommt so zwischen 0,5 und 3 Sek., als dem haupsächlich interessierenden Nachhallzeitbereich, auf rund 50 unterscheidbare Stufen. (siehe Abb. 3 unten). Da immer

* Auch aus einer unveröffentlichten Studie meines Mitarbeiters SCHWANTKE ging hervor, dass Pegel- und Phasengang im Raum unabhängig voneinander sind.

nur eine dieser Stufen zur Kennzeichnung des Nachhalles angegeben werden muss, genügen $^2\log 50 = 5{,}7$ bit zur Beschreibung einer Nachhallzeit.

Im Hinblick auf die der Messgenauigkeit zukommende etwas gröbere Stufung, erscheint es zweckmässig, diese Zahl nach unten auf 5 bit abzurunden, einen Wert, den wir auch auf den interessierenden Spielraum anderer unmittelbar gemessener oder abgeleiteter Grössen, z.B. eine auf dB genaue Pegelbeschreibung innerhalb eines 32 dB umfassenden Bereiches, anwenden können.

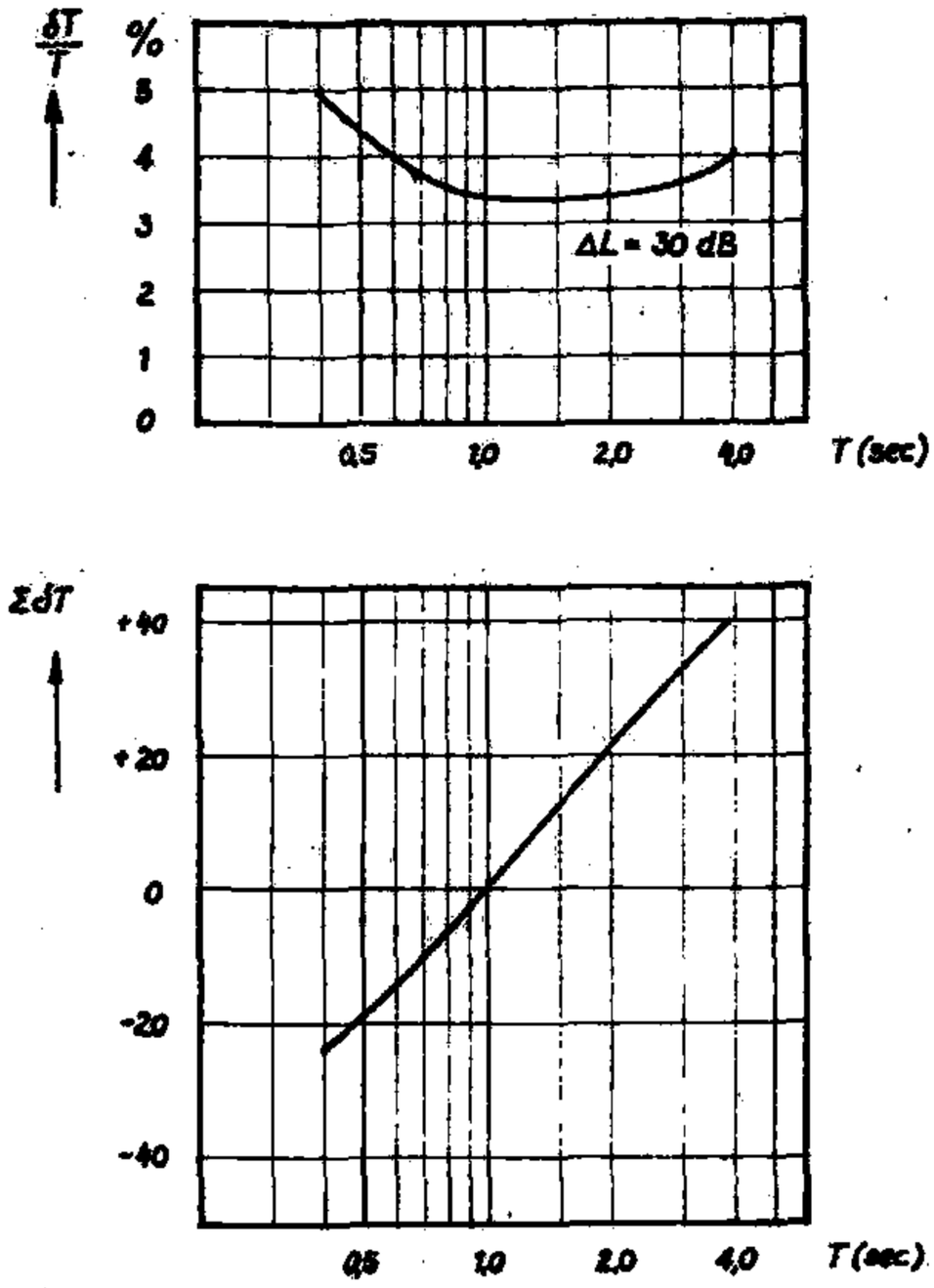


Abb. 2. Unterschiedsschwelle für Nachhallzeiten nach SERAPHIM.

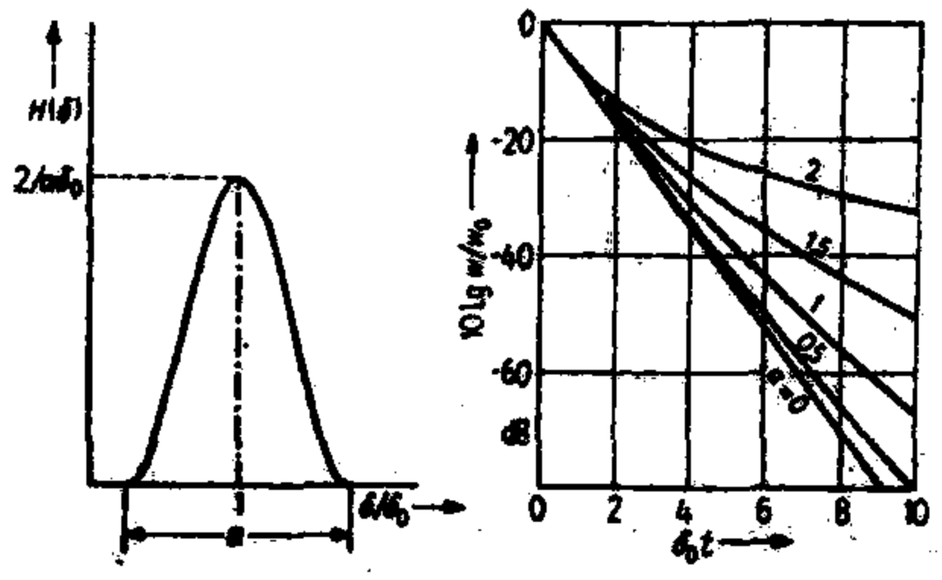


Abb. 3. δ-Verteilung und Durchhängung der Nachhallgeraden nach KUTTRUFF.

Ausserdem ist aber die Nachhallzeit von der Frequenz abhängig. SABINE begnügte sich mit den 6 Tönen $c, \ldots$ bis c_5. Sicherlich ist die heute übliche Verfeinerung auf Terzschritte und die Erweiterung um eine Oktave nach unten und eine Terz nach oben, d.h. eine Messung bei den 20 Frequenzen 64, 80 ... 5000 Hz zweckmässig. Über 5000 Hz zu gehen, hat kaum Wert, da der Nachhall hierbei mehr von dem Luftzustand als von der Absorptionsfläche des Raumes abhängt. Bei tieferen Frequenzen als 64 Hz ergeben sich experimentelle Schwierigkeiten. Auch fällt in beiden Randgebieten das Spektrum der praktisch interessierenden Schallquellen ab.

Ohrgemässer wäre es, den gleichen Frequenzbereich in die Frequenzgruppen von FELDTKELLER UND ZWICKER[6] einzuteilen, die einer Gleichverteilung auf Basilarmembran und Nervenfasern entsprechen, was für den gewählten Bereich auch auf etwa 20 Stufen hinausläuft.

Da diese 20 Angaben gleichzeitig gebraucht werden, bedeutet das $5 \times 20 = 100$ bit für die Kapazität eines $T(t)$-Diagramms. Der eigentliche Informationsinhalt ist vielleicht nur halb so gross, weil es nicht vorkommt, dass T innerhalb einer Terz oder Gruppe von 3 auf 0,5 Sek. sinkt oder gar steigt. Wir brauchen also eine geringere Kapazität für einen Übertragungskanal, über den wir das jeweilige Ergebnis tele-

graphieren wollen. Ich möchte aber hier, wie später, unsere Abschätzung mit diesen nachbarlichen Abhängigkeiten nicht belasten, vielmehr der einfacheren Frage nachgehen, welche Kapazität ist einer üblichen Diagramm- oder Tabellen-Darstellung zuzuschreiben, wenn sie ohne Umkodierung alle interessierenden Fälle wiederzugeben gestatten soll.

Da übrigens grosse Schwankungen im $T(f)$-Diagramm sicher als unerwünscht anzusehen sind, deutet sich schon in diesem einfachsten Fall die allgemeine These an, dass es immer ein bedenkliches Zeichen ist, wenn sehr viel Information nötig ist, einen Raum zu kenzeichnen. Dagegen möchte ich nicht umgekehrt sagen, ein Raum wäre um so besser, mit je weniger Information er zu beschreiben ist. Ein Raum mit völlig gleichmässiger Nachhallzeit und ohne jede Andeutung eines Echos ist zwar beruhigend fehlerfrei, aber auch ohne eigene Note.

Es muss nun noch die Frage diskutiert werden, ob die Aufteilung der Frequenzachse in 20 Stufen fein genug ist, oder ob nicht für musikalische Ansprüche die viel feineren Unterschiedsschwellen der Tonhöhenempfindung zu wählen sind. Sicherlich ist es für das Ohr ein ganz besonderer Eindruck, wenn innerhalb einer Terz ein einzelner Ton, etwa eine Eigenfrequenz einer in einem Kirchenraum hängenden Glocke, besonders lang nachklingt.

Wir müssen auch hier aus rein physikalischen Gründen darauf verzichten, alle Fähigkeiten des Ohres miteinzubeziehen. Sowohl theoretisch wie experimentell benötigt der statistische Begriff des Nachhalles eine so grosse Zahl von Eigenfrequenzen, wie sie bei Filtern, deren Breite den Tonhöhenunterschiedsschwellen entsprechen würde, gar nicht gegeben wäre.

3. *Durchhängen und Ortsabhängigkeit des Nachhalls*

Übrigens macht sich auch bei der üblichen logarithmischen Nachhallaufzeichnung mit Terzfiltern das Nachklingen der Glocke bemerkbar, nur ohne genaue Tonhöhenangabe, nämlich durch eine geknickte Nachhallgerade.

Ganz allgemein muss damit gerechnet werden, dass die innerhalb einer Filterbreite Δf erfassten Eigenfrequenzen eines Raumes etwas verschiedene Abklingkonstanten δ haben, sodass der jeweilig registrierte Nachhall auch bei rein energetischer Addition der Teilschwingungen eigentlich geschrieben werden muss[7], [8]:

$$E = \sum E_i \, e^{-2\delta_i t} \tag{1}$$

dies aber bedeutet einen Vorgang, der mit einer mittleren Abklingkonstante beginnt und mit der kleinsten in der Summe vorkommenden endet.

Wie wenig eine solche Synthese einem Nachhallvorgang anzusehen ist, hat KUTTRUFF[9] in einer Studie, bei der er die in (1) gegebene Summe nach den Regeln der Laplace-Transformationen behandelte, eindrucksvoll dargelegt. In Abb. 3 ist links eine symmetrische – ins Kontinuierliche übersetzte – "Dämpfungs-Verteilung" eingezeichnet, und rechts sind die logarithmischen Nachhall-Verläufe eingetragen, die sich bei verschiedener Breite dieser Verteilung ergeben. Man sieht, wie sehr eine – aus messtechnischen Gründen – zwischen —5 und —35 dB näherungsweise durchgelegte Gerade von dieser Breite abhängt.

Es erhebt sich die Frage, ob streng genommen nicht jeder Nachhall eine solche Dämpfungsanalyse verlangt. Damit würde freilich der Informationsaufwand enorm steigen. Wir haben nicht nur viele Nachhallzeiten T_l, sondern auch ihre speziellen

Anfangswerte E_i anzugeben, wobei die letzten im allgemeinen von Ort zu Ort wechseln. Jedenfalls ist mit dieser Erscheinung bei angekoppelten Räumen zu rechnen. Wir werden hier bereits im Rahmen der statistischen Behandlung des Raumes auf die Vergrösserung des Informationsaufwandes geführt, der sich aus der unterschiedlichen Beobachtung an verschiedenen Raumpunkten ergibt.

4. *Die Stossprüfung*

Die Ortsabhängigkeit spielt aber auch innerhalb eines nicht unterteilten Raumes eine sicherlich noch grössere Rolle, wenn wir auf das Vorhandensein von Echos achten.

Dass sich zur objektiven Echodiagnose die in Abb. 1 oben rechts gezeigte Stossverzerrung eignet, wurde – vor nunmehr 30 Jahren – von den Schülern ZENNECKS: SCHARSTEIN, SCHINDELIN u.a. an vielen Beispielen bewiesen.

Es sei hier besonders an ihre oft in Lehr- und Handbüchern herangezogenen Untersuchungen in der Freiberger Aula erinnert, eines in Grundriss und Schnitt reichlich mit Hohlkrümmungen ausgestatteten Raumes, kurzum, einer Fundgrube für Echo-

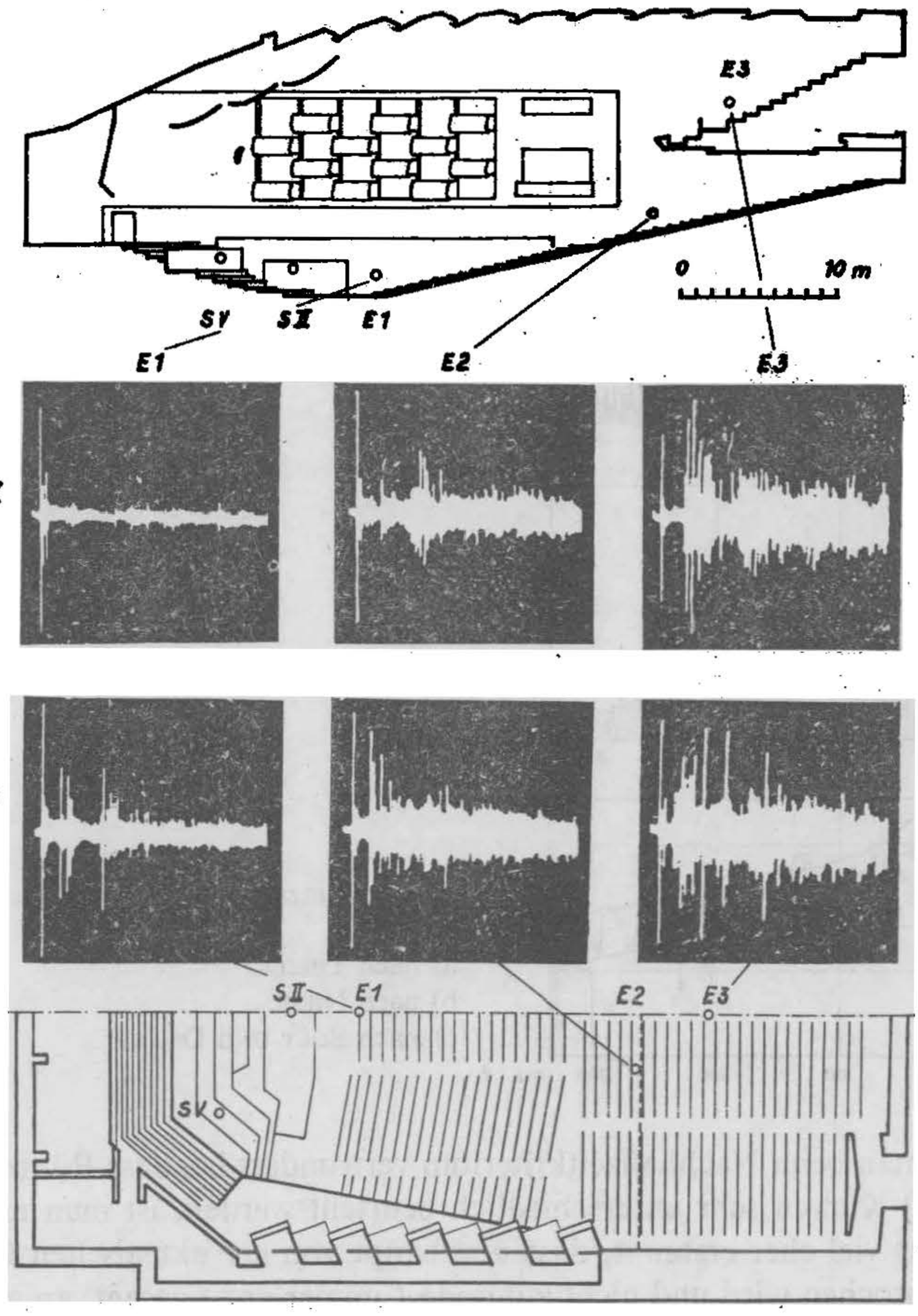


Abb. 4. Stoss-Oszillogramm in der Royal Festival Hall nach SCHODDER.

sucher. SCHARSTEIN UND SCHINDELIN konnten dort jeden prägnanten Gipfel ihres Stossoszillogramms einem bestimmten Reflexionsweg zuordnen und dabei sogar noch nachweisen, dass die ihnen zur Verfügung gestellten Bauzeichnungen falsch waren. Sie konnten es, wie es heute scheinen möchte, gerade deshalb, weil ihr Empfangssystem nicht vollkommen genug war, um die ganze Information, die ein $p\,(t)$-Verlauf bietet, wiederzugeben.

Betrachten wir stattdessen in Abb. 4 einige mit Funkenknall erzeugte, mit hochwertigem Mikrophon und Kathodenstrahloszillograph registrierte Stossoszillogramme, wie sie z.B. von SCHODDER[11] in der Royal Festival Hall aufgenommen wurden, so ist man zunächst über die Kompliziertheit der unser Ohr erreichenden Erregung erstaunt. Die nebeneinander gezeigten Oszillogramme beziehen sich auf einen Platz im vorderen Parkett, einen in Raummitte und einen auf dem Balkon. (Die Bilder wurden auf etwa gleiche Amplitude des direkten Schalles justiert.) Es ist offenkundig, dass die Bilder in einem und demselben Raum ausserordentlich unterschiedlich sind. Ebenso sieht das Stossoszillogramm aber auch am gleichen Platz verschieden aus, je nachdem wo sich der Sender befindet, wie der Vergleich der jeweils übereinander gezeigten Bilder zeigt, die sich auf gleichen Zuhörerplatz aber auf verschiedene Sendepunkte beziehen.

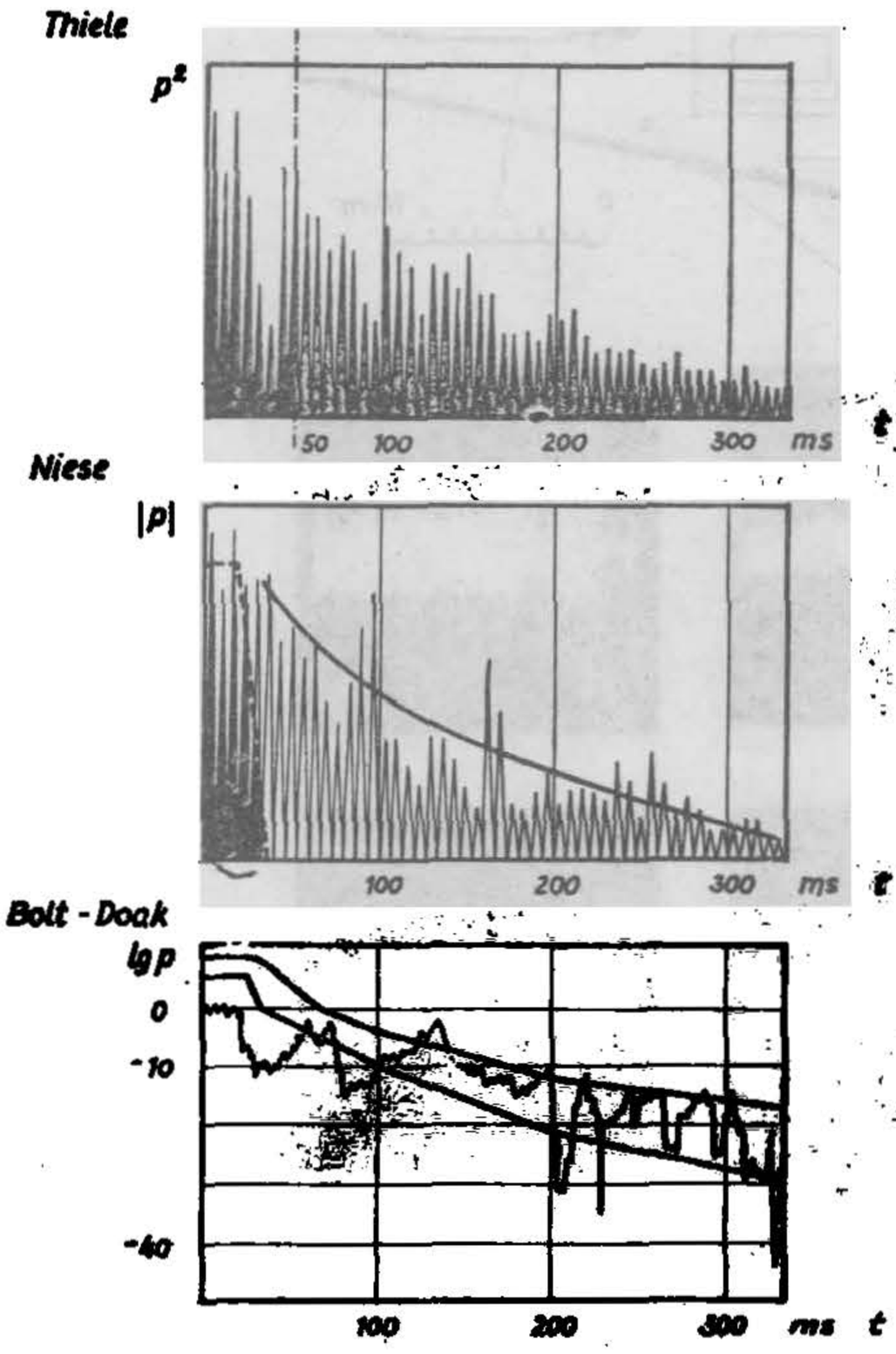


Abb. 5. Einzahl-Kriterien aus Stoss-Oszillogrammen.
a) nach THIELE.
b) nach NIESE.
c) nach BOLT UND DOAK.

Während man beim Nachhallzeitkriterium verwundert ist, dass Räume mit nahezu gleichen $T\,(f)$-Kurven sehr unterschiedlich beurteilt werden, ist man nach Kenntnis solcher Bilder viel eher erstaunt, dass überhaupt von *der* akustischen Qualität eines Raumes gesprochen wird und nicht zumindest immer dazu gesagt, an welchem Platz die Beobachtung gemacht wurde.

Andererseits muss zugegeben werden, dass auch ein geübter Beobachter bei weitem nicht alle diese – messtechnisch sehr gut reproduzierbaren – Einzelheiten heraushören kann, kurzum, dass ein mit hochwertigen Mitteln aufgenommenes "Echogramm" zu viel Information bietet und diese daher beschnitten werden muss.

Der radikalste Schritt ist dabei die Herausdestillierung einer einzigen Zahl. Hierbei wird ein Teil der Reflexion als nützlich, ein anderer als schädlich angesehen. Die einfachste Aufteilung versuchte THIELE[12], indem er die in einem $p^2(t)$-Diagramm bis 50 mSek. auftretenden Fläche als nützlich ansah und sie durch die Gesamtfläche dividierte. (Abb. 5, oben).

NIESE[13] vertrat im wesentlichen demgegenüber den Standpunkt, dass man diesen nützlichen Teil nur denjenigen Spätreflexionen gegenüber zu stellen habe, die sich über den statistischen Nachhall erheben und dass man nur diesen Anteil als schädlich, weil "echobildend" ansehen könne. (Abb. 5, Mitte).

Schon früher hatten BOLT UND DOAK[14] in unmittelbarem Anschluss an die ersten quantitativen Versuche über Echostörungen durch HAAS[15] vorgeschlagen, die mit logarithmischer Verzerrung aufgenommenen Stossoszillogramme mit einem Netz von Grenzkurven zu vergleichen und sie, ähnlich wie es heute bei der Beurteilung von Geräuschspektren üblich ist, nach derjenigen Kurve zu klassifizieren, die gerade überschritten wird. (Abb. 5, unten).

Die Einzahlkriterien bieten den Vorteil, dass man die an verschiedenen Plätzen erhaltenen Zahlen in einem Platzverteilungsplan einschreiben und so eine Übersicht über alle Plätze gewinnen kann. Dabei wird man die von E. MEYER[16] bereits auf dem letzten ICA-Kongress für ein brauchbares Kriterium erhobene Forderung gelten lassen müssen, dass sich – entsprechend den subjektiven Erfahrungen – das Kriterium nicht auf unmittelbar benachbarten Plätzen änderen darf, sondern erst auf solchen, die um mehrere Plätze voneinander entfernt sind.

Begnügen wir uns sogar mit jedem 100sten Platz, so bedeutet das bei einem Raum von 2000 Plätzen immer noch 20 Angaben, und wenn man diese mit 5 Sendepunkten kombiniert, sogar 100. Das Bedürfnis nach Einzahlkriterien, von denen jedes wieder mit etwa 5 bit festgelegt sei, ist also durchaus verständlich.

Alle Einzahlkriterien werden aber andererseits der Verschiedenheit der vorkommenden und unterschiedlich empfundenen Rückwurf-Folgen nicht gerecht. Es ist sicher nicht gleichgültig, wie sich die $\int_0^{50} p^2(t)\mathrm{d}t$-Fläche auf die ersten 50 mSek. verteilt; z.B. spielt nach den bemerkenswerten Beobachtungen von KUHL[17] die fast immer auftretende Pause zwischen dem direkten Schall und den ersten kräftigen Reflexionen eine entscheidende Rolle auf die Hörsamkeit von Mikrophonaufnahmen. Ebenso kann es nicht gleichgültig sein, ob die den Nachhall überragenden Echo-Spitzen gleichmässig verteilt oder in einem kräftigen Echo zusammengefasst sind.

Unserer Fragestellung sind daher die Bemühungen gemässer, die darauf abzielen, den komplizierten $p(t)$-Verlauf wohl auf weniger Information, aber doch auf eine hinreichende Zahl von Daten zu reduzieren.

Eine diesbezügliche Erweiterung der Thiele'schen Integrationsmethode besteht in schrittweiser Erhöhung der oberen Zeitgrenze t_1. Man erhält dann bei Auftragung von $\int_0^{t_1} p^2\mathrm{d}t$ über t_1 eine Art Anhallkurve. In dieser Weise wurden z.B. von JUNIUS[18]

Echogramme des grossen Saales der Liederhalle ausgewertet. Man kann aber auch die innerhalb der gewählten Zeitschritte Δt hinzukommenden Energieanteile auftragen*.

Uns interessiert hier vor allem die Frage, wie gross man Δt wählen kann, bzw. muss. JUNIUS beginnt mit 5 mSek., geht dann zu 10 mSek. und schliesslich zu 20 mSek. über. Dass man die Zeitschritte enger als das Verwischungs-Intervall von 50 mSek. wählen muss, kann heute – insbesondere mit Hinblick auf die erwähnten Versuche von KUHL – als notwendig angesehen werden. Vielleicht aber könnte man sich doch auf 10 mSek.-Schritte beschränken, was immerhin Wegunterschieden von 3,4 m entspricht.

Unsere nächste Frage bezieht sich auf die für ein so vereinfachtes Echogramm heranzuziehende Gesamtzeit t_g. Man wird den statistischen Zustand als erreicht ansehen können, wenn die Zahl der Reflexionen, die im Rechteckraum nach der Formel[19]

$$N = \frac{4\pi c^3 t^3}{V} \tag{2}$$

also mit t^3 zunimmt, so gewachsen ist, dass auf das Zeitelement $\Delta t = 0{,}01$ Sek. eine bestimmte Zahl vor Reflexionen ΔN, z.B. 20, fällt. Das führt etwa auf:

$$t_g = 2 \cdot \sqrt[]{V} \text{ mSek.} \quad (V \text{ in m}^3) \tag{3}$$

Es erscheint jedenfalls nicht unvernünftig, wenn hiernach das nicht statistisch zu

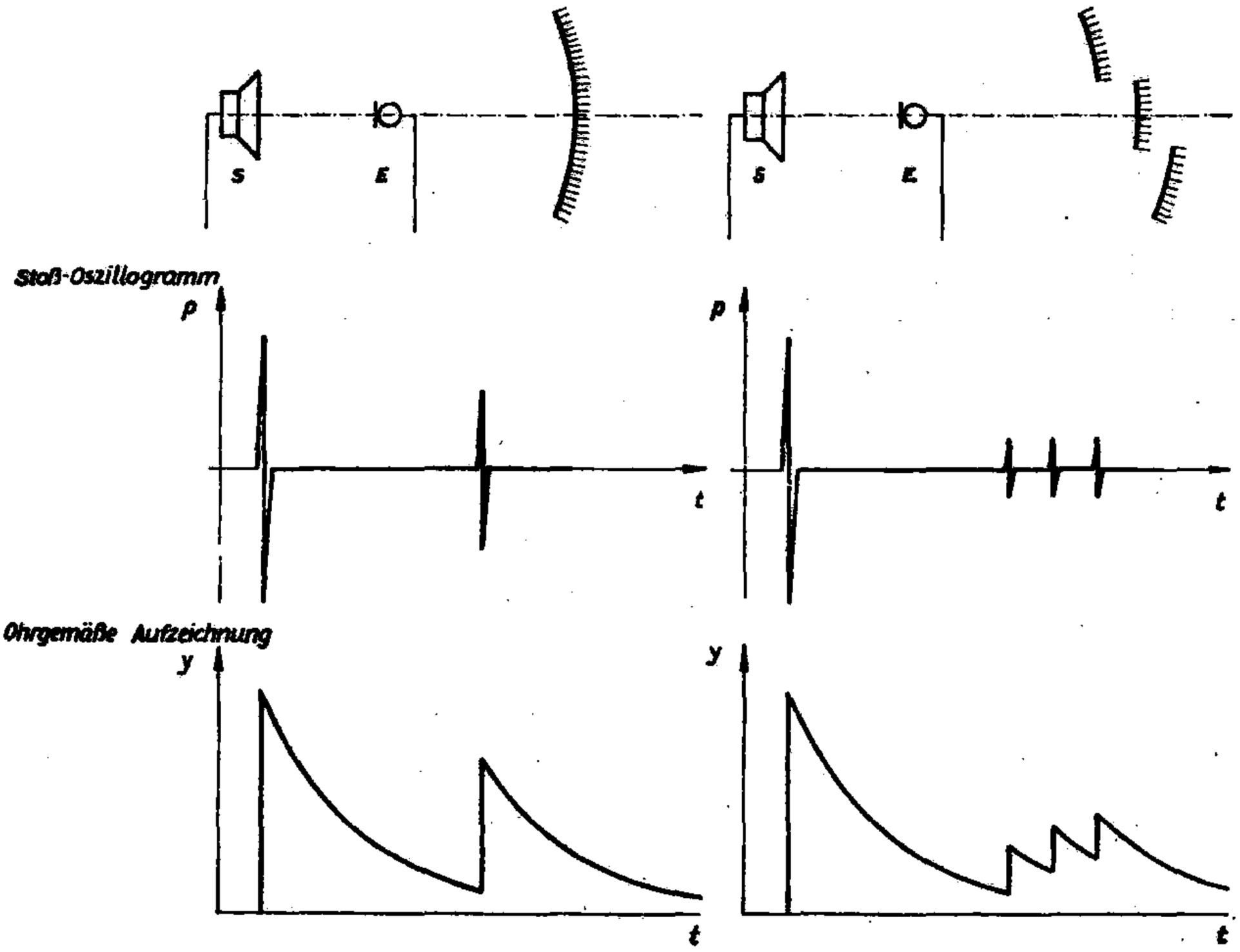


Abb. 6. Aufteilung einer Reflexion in drei Reflexionen.
a) im Stoss-Oszillogramm.
b) bei ohrgemässer Aufzeichnung.

* LOCHNER (Pretoria) teilte mir mit, dass er ein so mit elektronischen Zählern arbeitendes Gerät entwickelt hat.

behandelnde Intervall t_g für ein Sitzungszimmer von 160 m³ nur 25 mSek., für einen Konzertsaal von der Grösse der Liederhalle mit seinen 16.000 m³ 250 mSek., beträgt. Das Verhältnis

$$t_g/\Delta t = 0{,}2\sqrt{V} \quad (V \text{ in m}^3) \tag{4}$$

kennzeichnet schliesslich die Zahl der benötigten Zeitintervalle, für die je 5 bit zur Kennzeichnung der dort weitgehend unabhängigen Schalldrucke benötigt werden. Ein so vereinfachtes Echogramm enthält also $V^{1/2}$ bit d.h. bei einem 10.000 m³ grossen Raum nicht mehr Information als der Frequenzgang der Nachhallzeit.

Ein anderer Weg der Informationsauswahl aus den Stoss-Oszillogrammen wurde von SCHODDER[11] beschritten, indem er nur die Reflexionen zählte, deren Spitzen oberhalb der Pegel —3, —6 und —10 dB gegenüber dem direkten Schall lagen. Auch dies Verfahren ist, wie das vorige, mathematisch genau und einfach definiert.

Aber beide Auswahlprinzipien sind andererseits nicht ohrgemäss. Dies lässt sich sehr einfach an Hand des in Abb. 6 gezeigten Elementarfalles darlegen, den wir in Berlin in unserem kleinen schalltoten Raum in Modell-Grösse aufgebaut und mit transformierter Bandgeschwindigkeit abgehört haben: Die kräftige Reflexion einer gekrümmten Wand wird durch Teilung der Wand in 3 schwächere Reflexionen aufgespalten. Man wäre geneigt, sich von dieser "Aufrauhung" etwas zu versprechen und auch im (schematisch darunter gezeichneten) Oszillogramm treten die aufgeteilten Reflexionen als harmloser in Erscheinung. Bei der Schodder'schen Auswahl könnten sie sogar unter den —10-dB-Tisch fallen. Aber auch bei einer Zusammenfassung von 10 mSek. Bereichen würde das rechte Bild harmloser aussehen, denn die 3 Reflexionen waren auf 30 mSek. auseinandergezogen. Trotzdem war das von dieser Gruppe gebildete Echo genau so laut wie das Einzelecho.

Diesem Tatbestand wird die schliesslich unten gezeigte Aufzeichnung mit einem integrierenden Anzeigesystem (*RC*-Kreis) offensichtlich besser gerecht, und die klassischen Versuche von v. BÉKÉSY[20] und von STEUDEL[21] über das allmähliche Anwachsen und Abklingen der Lautstärkeempfindung geben diesert Art der Informationsbeschränkung eine psychologische Berechtigung.

Zugleich ist die durch träge Systeme geglättete Aufzeichnung auch die älteste Methode. Sie wurde schon 1928 von E. MEYER UND JUST[22] bei Nachhallregistrierungen, bald darauf aber auch von KUNTZE[23] benutzt, um die Verzerrung von Klangimpulsen an verschiedenen Punkten eines Hörsaales ohrgemäss zu registrieren.

Das Prinzip der Registrierung mit ohrgemässer Trägheit ist in neuester Zeit mit den heute zur Verfügung stehenden Mitteln an mehreren Stellen aufgegriffen worden und zwar in Aachen[24], in Dresden[25] und auch bei uns in Berlin[26]. Als Beispiel sei in Abb. 7 eine 1957 von NIESE[25] veröffentlichte Aufzeichung gezeigt, bei der die Aufnahmen zweier in einem Holzkopf rechts und links eingebauter Mikrophone getrennt wiedergegeben sind.

Aufgrund von besonders hierzu durchgeführten Versuchen mit Kurztönen empfahl NIESE[18], die Ohrträgheit durch einen *RC*-Kreis mit einer Zeitkonstante von 23 mSek. zu berücksichtigen, wobei die einwirkende Spannung dem Druckquadrat entspricht. Für unsere Betrachtungen interessant ist, dass diese Zeitkonstante einem Pegelabfall von 1 dB, unserer Ordinatenstufe, in rund 5 mSek., also der Hälfte der oben gewählten Abszissenstufe, entspricht. Ein mit dieser Zeitkonstante aufgetragenes Echogramm verlangt also bei Beibehaltung einer Pegelerfassung in 1 dB-Stufen die

doppelte Diagramm-Kapazität. Dafür ist der Informationsgehalt einer solchen Aufzeichnung wiederum wesentlich geringer, weil ja immer nur Werte oberhalb der jeweiligen Abklingkurve möglich sind.

Noch bleibt zu klären, ob die träge Aufzeichnung zweckmässig mit einem System erster, einem zweiter oder gar höherer Ordnung durchzeführen ist, ob auf dieses System p, ob p^2 oder eine unterlineare Funktion von p, z.B. $p^{1/2}$ oder der bei der Nachhallaufzeichnung zweckmässige Logarithmus einwirken soll. Auf den Informationsgehalt hat das keinen wesentlichen Einfluss.

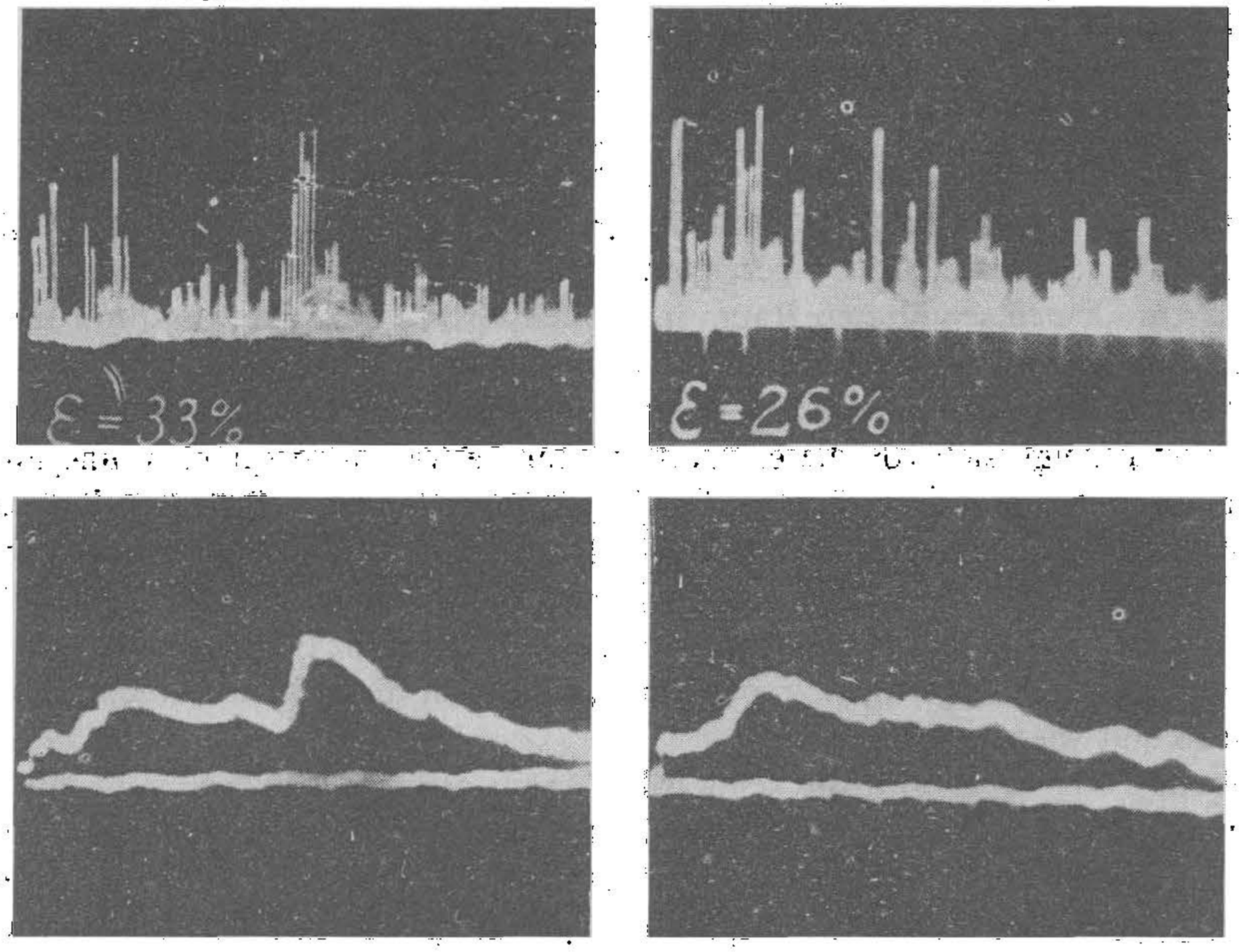


Abb. 7. Ohrgemässe Registrierung (unten) von Stoss-Oszillogrammen (oben) nach NIESE.
linkes Ohr rechtes Ohr

Wesentliche Unterschiede ergeben sich aus der Wahl des verwendeten Impulses. Eine eigentliche Stossprüfung, wie wir sie zum Ausgangspunkt unserer Betrachtungen gemacht haben, würde beliebig kurze, einseitige Druckstösse voraussetzen. Wir wiesen bereits darauf hin, dass solche im Raum gar nicht herzustellen sind, sondern nur Wechselimpulse, deren Frequenzspektrum nach tiefen Frequenzen stets abfällt. Praktisch fällt aber auch das Spektrum nach hohen Frequenzen ab, weil auch die Wechselimpulse nicht beliebig kurz gemacht werden können, insbesondere haben Pistolenschüsse, wie sie bei den ersten Stossprüfungen verwendet wurden, ihr spektrales Maximum bei etwa 1000 Hz [27], [28]. Da auch in diesem Gebiet das Spektrum der Sprache sein Maximum hat, ist es vielleicht sogar zweckmässig, einen solchen tiefer gefärbten Knall an Stelle des doch nicht realisierbaren idealen Stosses zu verwenden. Diese Auffassung wurde jedenfalls von REICHARDT[29] vertreten.

Ebenso hat sich die Dresdener Schule ausführlich mit der Frage befasst, welche Richtcharakteristik der Sprache zukommt, und sich bemüht, den Sender dieser anzupassen. Wir wollen auf diese zusätzliche Frage hier nicht weiter eingehen, sondern uns

mit der grundsätzlichen Feststellung begnügen, dass neben der Variation des Sendeortes auch die seiner Richtcharakteristik für die Stossoszillogramme als weitere Variante in Betracht zu ziehen ist, wobei man sich vielleicht auf die Grenzfälle der allseitigen Strahlung und einer stark nach vorn gerichteten Strahlung beschränken kann.

5. *Nachhall-Analyse in Frequenz und Zeit*

Hinsichtlich des Spektrums dagegen sei die Frage aufgeworfen, ob nicht überhaupt neben der Zeitabhängigkeit auch eine Frequenzabhängigkeit interessiert, wie dies ja sonst bei der ohrgemässen Verwertung von Schallsignalen der Fall ist? Nur mit einer solchen zweidimensionalen Darstellung könnte die Impulsverzerrung in ihrem Restteil auch den Frequenzgang der Nachhallzeit wiedergeben. Auch der Akustiker achtet bei seinem Klatsch-Test auf beide Abhängigkeiten. Es ergibt sich also die Aufgabe, das, was aus einem solchen Klatschen herausgehört werden kann, in einem Diagramm festzuhalten, das als ein statischer Zustand, d.h. ohne Beschränkung der Betrachtungszeit, diskutiert und womöglich quantitativ ausgewertet werden kann.

Eine solche bildhafte Repräsentation einer Nachhallanalyse nach Frequenz und Zeit wurde bekanntlich schon von SOMERVILLE UND GILFORD[30] in der Form durchgeführt, dass sie dicht nebeneinander die sich bei gleitender Frequenz des unterbrochenen Sendetones ergebenden Nachhallkurven photographierten. Das in Abb. 8 wiedergegebene Beispiel möge zeigen, wie sehr eine solche Vielzahl von Kurven vom Auge als Muster aufgefasst und bewertet werden kann.

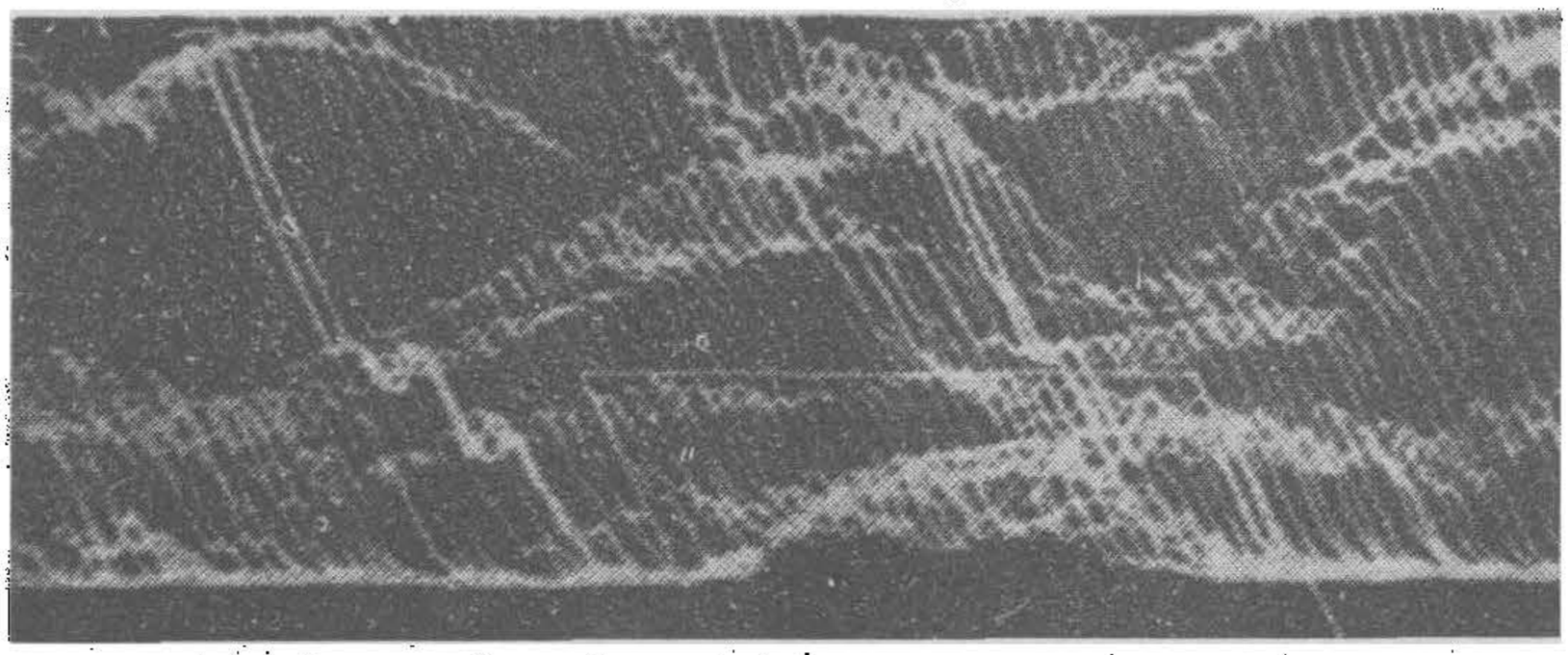


Abb. 8. Nachhallmuster bei gleitender Tonhöhe nach SOMERVILLE UND GILFORD.

Noch besser ist das zu erwarten, wenn sich nicht Parameter f und Abszisse t in die Horizontale teilen müssen, sondern wenn, wie bei der visible speech der Pegel als Schwärzung über der f-t-Ebene wiedergegeben wird.

Auch SOMERVILLE UND GILFORD haben diesen Weg bereits versucht. Ebenso verdienen die Versuche einer ähnlichen bildhaften Darstellung hier Erwähnung, die von SACERDOTE[31] veröffentlicht wurden

Auch wir in Berlin bemühen uns zur Zeit um eine derartige "visible room response", und zwar aus der Einstellung heraus, dass ein solches Bild dem vielseitigen Problem der Hörsamkeit besser gerecht wird als quantitative Angaben, die womöglich auf ihre Annäherung an einen Optimalwert hin bewertet werden

Wir glauben ferner annehmen zu können, dass die hierbei leider in Erscheinung getretenen nicht interessierenden starken Abhängigkeiten von Ort und Frequenz vermieden werden, wenn man die Frequenzauflösung weniger fein macht, sich also mit

den bereits erwähnten 20 Frequenzschritten begnügt, wie dies auch BRUEL[32] getan hat. Man kann die Frequenzaufspaltung in der üblichen Weise vornehmen, indem man eine Knallaufzeichnung mit Terz- oder Gruppenfilter analysiert. Steuert man dann mit den hinter den Filtern erhaltenen Spannungen die Helligkeit eines vertikal etwas schwingenden Elektronenstrahls und photographiert man diese "Sprossen-Schriften" reihen-

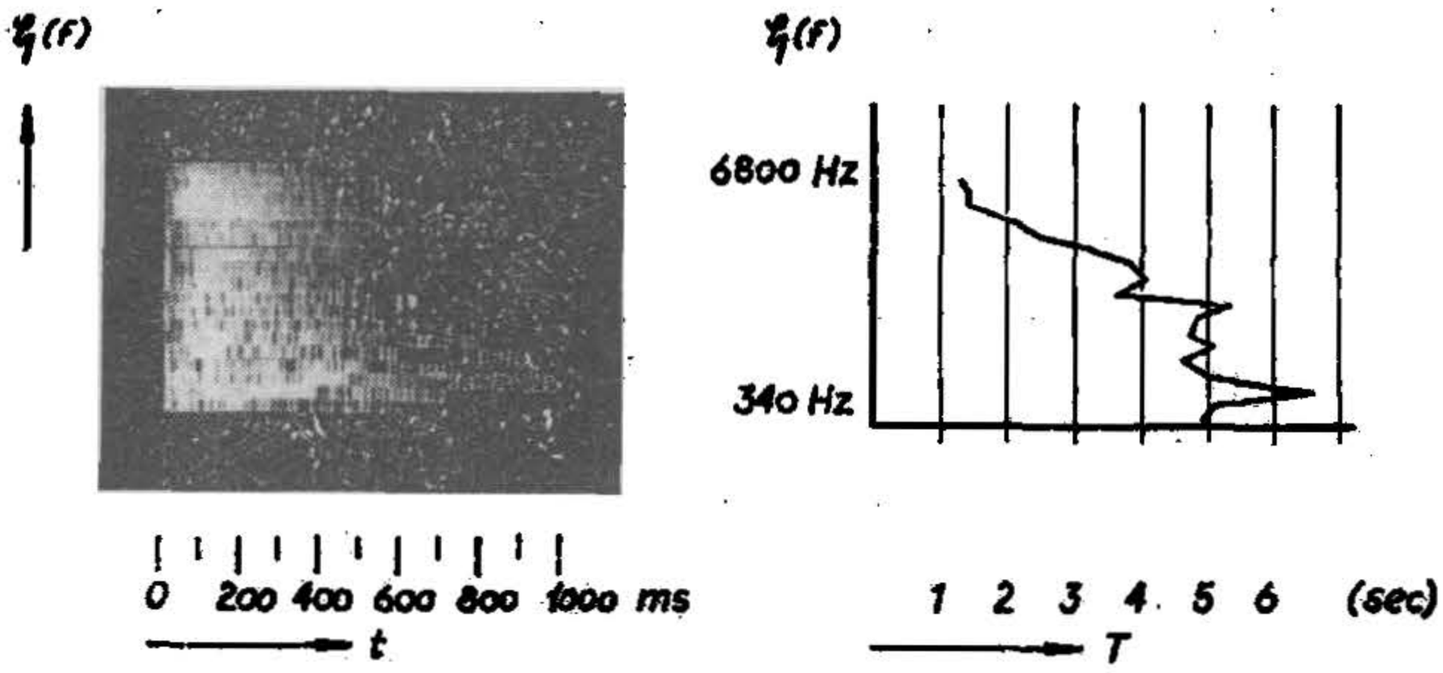


Abb. 9. "Visible Room Response" einer Vorhalle mit Flatterecho.

weise übereinander, so erhält man eine Aufnahme, wie sie in Abb. 9 [33] links gezeigt ist. Bei der gewählten Länge von 1 Sek. erkennt man einerseits den rechts daneben gezeichneten in der üblichen Weise gewonnenen Frequenzgang des Nachhalls. Man erkennt aber zusätzlich, dass der halligste Frequenzbereich mit einem Flatterecho endet.

Besser ist es natürlich, wenn man die Frequenztrennung bereits beim Sendesignal vornimmt. Anknüpfend an die bekannten Untersuchungen von GABOR[34] über die klassische Unschärferelation haben wir uns Sende-Impulse hergestellt, die einen mit einer Gauss'schen Hüllkurve modulierten Sinuston darstellen und bei ihnen die mittlere Dauer der zur Trägerfrequenz gehörigen Gruppenbreite Δf angepasst. Es ist ein Vorteil dieser "Gausstöne", dass sie selbst von einem gewöhnlichen Lautsprecher nur unwesentlich verzerrt werden. Sie vertragen daher auch die Schwierigkeiten einer Transformation in raumakustische Modelle.

Kombiniert man nun die 20 Frequenzstufen mit der diskutierten ohrgemässen Aufzeichnung, so erhält man für jedes Echogramm über der f-t-Ebene 20 $V^{1/3}$ bit. Bei einem Raum von der Grösse der Liederhalle heisst das dann 2500 bit.

Vergleicht man diese Zahl mit der KÜPFMÜLLER'schen Angabe[35] von 50 bit/Sek., die der Mensch beim Schreibmaschinenschreiben oder Klavierspielen zu verarbeiten in der Lage ist, so erscheint sie reichlich hoch. Nun handelt es sich aber bei unserer Zahl um die gegenüber dem Informationsinhalt grössere Diagrammkapazität. Ausserdem geht es nicht um bewusst aufgenommene semantische Eindrücke. Es gehört auch zu einem Fernsehbild ein feineres Raster, wenn es schön sein soll, als wenn man nur erraten können soll, was es darstellt. Und schliesslich haben wir die Fähigkeit, unsere Aufmerksamkeit auf verschiedene Dinge zu konzentrieren. Unser Diagramm muss aber alle diese Möglichkeiten in Rechnung ziehen, so wie ein Student auf mehr Examensfragen präpariert sein muss, als je während der Prüfung gestellt werden können.

Unser 2500 bit repräsentierendes Diagramm wäre aber nun noch entsprechend den früheren Empfehlungen an 20 Plätzen bei 5 verschiedenen Senderorten und 2 extremen Sender-Richtcharakteristiken aufzunehmen, so dass sich insgesamt ein Infor-

mationsaufwand von 500.000 bit ergibt. Das klingt sehr hoch, ist aber leicht auf einer Photographie von 20 × 18 cm² unterzubringen.

6. *Richtungseindruck*

Das ist aber noch nicht alles! Wir haben nicht nur die Empfindung von Zeitverlauf und Klangfarben-Änderung, sondern auch von Richtungen.

Es geht dabei nicht darum, dass wir deutlich hören, wo die einzelnen Instrumente auf dem Podium sitzen. Diese bekanntlich sehr ausgeprägte und auf etwa 3 Winkelgrade genaue Richtungsempfindung wird durch die erste Wellenfront[15], [36] bestimmt und ist in jedem Raum gleich gut, sofern nicht elektroakustische Hilfsmittel dazu führen, dass nicht mehr der direkte Schall vom Sender den Zuhörer zuerst trifft. Es geht vielmehr um die zusätzlichen Richtungseindrücke, welche die später eintreffenden Wellen vermitteln. Wir wollen wieder, dass der "Kanal" etwas dazu gibt. Der Schall soll nicht nur vom Sender kommen, der Raum soll uns auch richtungsmässig bewusst werden.

Die Richtungsverteilung des Schalles in verschiedenen Räumen wurde vom Göttinger Institut, beginnend mit der Arbeit von THIELE[12], durch Verwendung eines gerichteten Empfängers an vielen Plätzen verschiedener Räume untersucht. Es war sicher zweckmässig, diese neue Dimension zunächst einmal unter Ausschaltung der Zeit, also im stationären Zustand, und unter Auswahl eines geeigneten Frequenzbereiches in Angriff zu nehmen. Im Interesse einer guten Richtungs-Selektion war die Benutzung einer höheren Wobbel-Frequenz, wenigstens 2 ± 1 kHz, zweckmässig. Andererseits hat es auch keinen Sinn, die Richtungsauflösung zu weit zu treiben, vielmehr kommt es auch hier darauf an, sich dem Unterscheidungsvermögen der Ohren anzupassen.

MEYER UND THIELE[38] haben daher in einer späteren Arbeit eine Darstellung zur Diskussion gestellt, bei der die Einheits-Kugel in sphärisch äquidistante Richtungsschritte von je 10° unterteilt werden. Da diese Schritte der Richtungsselektivität des Empfängers entsprechen, wurde dadurch die Information nicht verringert. Diese diskreten Energieanteile aber konnten durch radiale Stangen entsprechender Länge, die in die Löcher einer entsprechend häufig angebohrten Kugel gesteckt wurden, dargestellt werden. Diese "Igel" mit ihren schätzungsweise 200 Stacheln konnten nun von oben und von der Seite photographiert werden.

Abb. 10 zeigt entsprechende Photos für 3 charakteristische Plätze der Liederhalle, die der Arbeit von JUNIUS[18] entnommen sind, und zwar sind über dem Längsschnitt die von der Seite photographierten Igel, über dem Grunddriss die von oben photographierten gezeichnet, sodass die Zuordnung der Richtungen zu bestimmten Reflexflächen erleichtert ist. So sind z.B. auf dem mittleren Platz die schräg nach oben zeigenden Strahlen sicher den Reflektoren über dem Podium zuzuordnen.

In diesem Bild ist aber auch bereits die zuerst von MEYER UND BURGTORF[39] in Angriff genommene Zeitabhängigkeit der Richtungsigel zum Ausdruck gebracht, indem nicht mehr stationäre Wobbeltöne gesendet wurden, sondern Knall-Impulse, und indem am Empfangsort die eintreffende Energie über grössere Zeitintervalle integriert wurde. So beziehen sich die jeweils oberen Igel auf das Intervall 0 . . . 100 mSek., die unteren auf das Intervall 100 . . . ∞ mSek. Wie zu erwarten, ist die Stachligkeit der unteren allseitiger als die der oberen. Der "Igel" rollt sich während des Nachhalls zusammen.

In der Erkenntnis, dass die Fülle der durch die Igel gegebenen Information bei

Erweiterung auf ihren Zeitverlauf nicht mehr zu übersehen ist, versuchte JUNIUS eine Zusammenfassung der 200 Stacheln auf 5 Hauptrichtungen, die mit den kennzeichnenden Worten "vorn, hinten, links, rechts" und schliesslich "oben" anzeigen, dass damit das Wesentliche des subjektiven Richtungseindruckes erfasst ist. Diese Zusam-

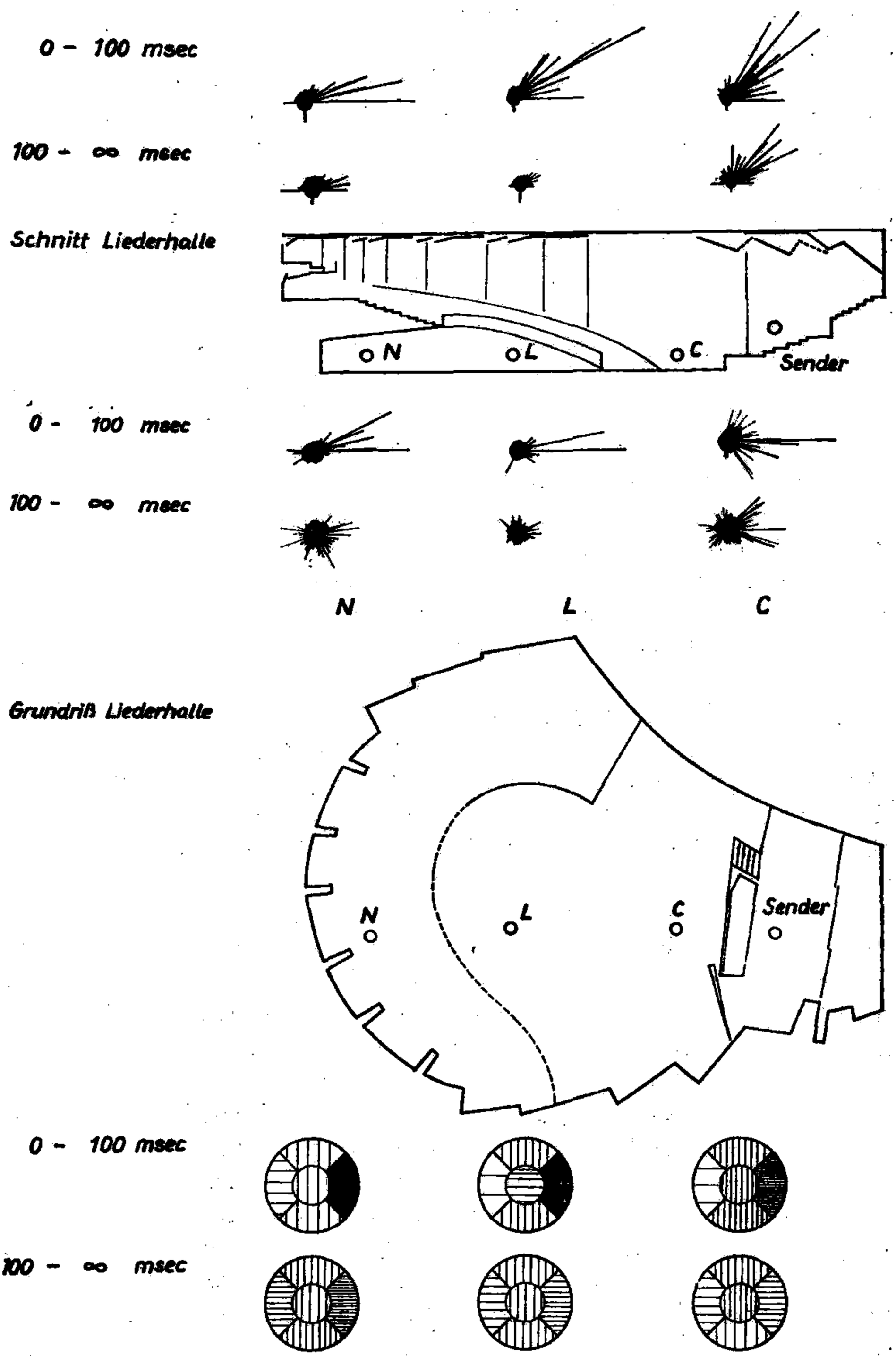


Abb. 10. Richtungs-"Igel" in der Liederhalle mit Informationsbeschränkung nach JUNIUS.

menfassung ist in Abb. 10 unten wieder für die genannten Zeitintervalle, gegeben, wobei wir versucht haben, die von JUNIUS angegebenen Zahlenwerte in Strichzahlen zu übersetzen, also das augenfällige Prinzip der Schwärzung übernommen haben.

Wenn wir aber nicht nur eine Repräsentation der physikalischen Gegebenheiten suchen, sondern wieder eine ohrgemässe, dann werden wir vor die grundsätzliche Frage gestellt, ob die Richtung überhaupt als gleichberechtigte Dimension neben Frequenz und Zeit angesehen werden kann, d.h. ob wir für eine innerhalb der Zeit Δt eintreffende Frequenzgruppe Δf auch nur sagen können, sie kommt zu soviel Prozent von vorn, zu soviel von rechts usw.

So wenig wir auch heute über die Kombination unseres Richtungsempfindens mit Zeit und Frequenz wissen, alle Erklärungen über dasselbe beruhen auf der Zweiohrigkeit. Diese Erklärungen sind zwar in Bezug auf die Unterschiede zwischen vorn und hinten oder die vertikale Richtungsempfindung unbefriedigend und auf Zusatzhypothesen angewiesen. Aber wir haben zur Zeit nichts besseres, und sicher ist, dass das Richtungsempfinden verloren geht, wenn wir ein Ohr zuhalten.

Die Informationskapazität zweier gleich begabter Empfangssysteme ist aber nur die Doppelte der Einzelkapazitäten. Dieser mathematisch wohl einwandfreie Tatbestand erregt andererseits empfindungsmässig unseren Widerspruch, denn wir haben alle, wenn wir den Finger von einem verdeckten Ohr nehmen, die Empfindung, dass etwas grundsätzlich Neues hinzu kommt, das nicht vergleichbar damit ist, dass wir etwa doppelt so fein die Zeit oder die Frequenzskala aufteilen.

Nun braucht der genannte mathematische Satz nicht zu besagen, dass – einmal umgekehrt ausgedrückt – das Wegnehmen eines Empfangssystems die ausgenutzte Informationskapazität nur halbiert, denn es kann sehr wohl sein, dass gewisse Eigenschaften des Empfängers erst beim Vergleich mit einem zweiten interessant und daher ausgenutzt werden.

Und so scheint es auch bei unseren Ohren der Fall zu sein. So lange wir sie einkanalig betrachteten, fühlten wir uns berechtigt, uns mit einer Zeitauflösung in 10 mSek.-Schritten zu begnügen. Es bleibt dann freilich für die Richtungsbestimmung aus dem Vergleich zweier solcher Diagramm nur der Intensitätsvergleich übrig. Nun wissen wir aber, dass für die Richtungsempfindung die Laufzeitunterschiede zwischen beiden Ohren eine entscheidende Rolle spielen und dass es hierbei auf Zeitintervalle ankommt, die um 2 Zehnerpotenzen feiner sind als die oben eingeführten. Dass so kleine Zeitunterschiede gebraucht werden, sagt aber nicht, dass das Richtungsempfinden mit auch nur vergleichbar kleinen Zeitschritten sich zeitlich ändern könnte. Es leuchtet ein, dass ein neuer Richtungseindruck nicht früher auf uns wirken kann als ein neuer Intensitäts- und Klangfarbeneindruck.

Sicher ist, dass wir die Richtung als Zeitfunktion, wahrscheinlich sogar als Zeit-Frequenz-Funktion wiedergeben müssen. Die zusätzliche Frequenzaufteilung würde dabei der Tatsache Rechnung tragen, dass wir mehrere Richtungen gleichzeitig wahrnehmen können, wenn die Schallsignale unabhängig, d.h. genügend verschieden sind, wie Vorversuche in unserem schalltoten Raum ergeben haben.

Die Richtung bildet also, wie auch immer die Δt und Δf-Schritte dieser Empfindung sein mögen, keine neue Dimension, sondern für ein bestimmtes $\Delta f - \Delta t$-Feld nur eine zweite Angabe neben der Intensität. Man könnte sie vielleicht im gleichen Diagramm durch eine Fein-Schraffur – oder das Fehlen einer solchen – darstellen.

Wieviel unterscheidbare Stufen, also wieviel bit, für diese zusätzliche Angabe be-

nötigt werden, wie fein diese auf Frequenz- und Zeitachse verteilt sein können oder müssen, alles das sind ungelöste Probleme.

LITERATUR

1. W C. SABINE, *The American Architect*, 1900.
2. M. SCHRÖDER, *Acustica*, 4 (1954) 594.
3. H. KUTTRUFF UND R. THIELE, *Acustica*, 4 (1954) 614.
4. M. SCHRÖDER, Siehe S. 771.
5. H. P. SERAPHIM, *Acustica*, 8 (1958) 280.
6. R. FELDTKELLER UND E. ZWICKER, *Acustica*, 5 (1955) 303.
7. H. UND L. CREMER, *Akust. Z.*, 2 (1937) 225.
8. F. V. HUNT, L. L. BERANEK UND D. Y. MAA, *J. Acoust. Soc. Am.*, 11 (1939) 80.
9. H. KUTTRUFF, *Acustica*, 8 (1958) 273.
10. E. SCHARSTEIN UND W. SCHINDELIN, *Ann. Phys.*, V, 2 (1929) 194. Siehe auch L. CREMER, *Geometrische Raumakustik*, Stuttgart 1948.
11. G. R. SCHODDER, *Acustica*, 6 (1956) 445.
12. R. THIELE, *Acustica*, 3 (1953) 291.
13. H. NIESE, *Hochfreq. u. Elektroak.*, 65 (1956) 4.
14. R. H. BOLT UND P. E. DOAK, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22 (1950) 507.
15. H. HAAS, *Acustica*, 1 (1951) 49.
16. E. MEYER, *Second ICA Congress*, (1957) 59.
17. W. KUHL, *Second ICA Congress*, (1957) 53.
18. W. JUNIUS, *Acustica*, 9 (1959) 289.
19. L. CREMER, *Geometrische Raumakustik*, Hirzel, Stuttgart, 1948, § 17.
20. G. v. BÉKÉSY, *Physik. Z.*, 30 (1929) 118.
21. U. STEUDEL, *Hochfreq. u. Elektroak.*, 41 (1933) 116.
22. E. MEYER UND P. JUST, *Elek. Nachr. Tech.*, 5 (1928) 293.
23. W. KUNTZE, *Ann. d. Phys.*, V, 4 (1930) 1086.
24. G. BORÉ, Diss., Aachen, 1956.
25. H. NIESE, *Hochfreq. u. Elektroak.*, 66 (1957) 70.
26. H. J. ZEMKE, *Nachr. Techn. Fachberichte*, 15, (1959).
27. W. WEBER, *Akust. Z.*, 4 (1939) 373.
28. L. CREMER, *Akust. Z.*, 5 (1940) 46.
29. W. REICHARDT, *Schalltechnik*, 17 (1957) Nr. 22.
30. T. SOMERVILLE UND C. L. S. GILFORD, *B.B.C. Quart.*, 7 (1952) 41.
31. G. SACERDOTE, *Elettronica e Televisione Italiana*, N. 6, Nov.-Dez. (1953).
32. P. BRÜEL, *B & K. Technical Rev.*, No. 3 (1956).
33. W. NEEB, Unveröffentlichte Diplomarbeit, Inst. f. Techn. Akustik, TU, Berlin.
34. D. GABOR, *Journ. Inst. Elec. Engrs.* (London) 93 (1946) 429.
35. K. KÜPFMÜLLER, *Nachr. Techn. Z.*, 12 (1959) 68.
37. L. CREMER, *Geometrische Raumakustik*, § 46.
38. E. MEYER UND R. THIELE, *Acustica*, 6 (1956) 425.
39. E. MEYER UND W. BURGTORF, *Acustica*, 7 (1957) 325.

Sound Absorption Coefficients and Acoustical Design*

T. D. NORTHWOOD AND C. G. BALACHANDRAN**

Building Physics Section, Division of Building Research, National Research Council, Ottawa (Canada)

The acoustical design of rooms is usually based on the ordinary reverberation theory of room acoustics, in which the reverberation time is expressed in terms of the room dimensions and the sound absorption coefficients of the various boundary surfaces. The assumptions inherent in this approach are well known, and have been the cause of much speculation. This paper reports on recent systematic studies of some of the assumptions and comments on their importance in acoustical design.

Most of the measurements have been made in a reverberation room. By definition such a room is designed to conform closely to the requirements of the theory, and it is of interest to determine how well it meets this objective. Moreover, since it is used to measure what purport to be sound absorption coefficients of materials, it is important to know what these measurements signify and how they may be applied in the design of other rooms.

A crucial point in the reverberation theory is the assumption of a diffuse sound field: it is assumed that the time average of the sound level in the space remote from boundaries of a room is everywhere the same, and that at any point the average flow of energy is the same for all directions. Such a condition is difficult to achieve in a simple finite room with plane boundaries, and in a reverberation room various diffusing devices are employed to improve matters. Such diffusers function by modifying the simple room modes and providing a continuous interchange of energy among them. If the diffusers are successful the decay of sound will be truly logarithmic, and each portion of the boundary surface will be exposed to sound arriving from all possible directions. Comparative studies were recently carried out on four diffusing systems: wall irregularities, space scatterers, distributed patches of absorbing material, and a rotating inclined vane[1]. The diffuseness of the resulting sound field was tested in several ways, but perhaps the most relevant question is whether the reverberation theory is valid in the given circumstance. To answer this question the absorption of a standard sample of material was determined in each case. If the absorption agreed closely with the known accepted values for the material, it was considered that the sound field was sufficiently diffuse for purposes of acoustical design. In the work reported earlier, there was little correlation between the measured sample absorption and the degree of diffusion as indicated by other criteria. The results were complicated by the fact that the diffusers inevitably added absorption to the room, and this was first thought to be the key to the problem. More recent stu-

---

* This is a contribution from the Division of Building Research, National Research Council, Ottawa, Canada, and is published with the approval of the Director of the Division.

** On leave from the Central Building Research Institute, Roorkee, India.

dies, however, have indicated that the anomalies were due to the presence of absorbing bodies within two or three wavelengths of the sample position. When this condition was avoided, the absorption measurements were satisfactorily consistent even in the bare room except at the lowest test frequency. Is is concluded that diffusing elements are necessary for the low frequencies but that this can easily be accomplished. It follows that in ordinary rooms typical furniture and furnishings probably provide adequate diffusion for purposes of reverberation calculations.

The apparent importance of total absorption in the diffusion studies has led to a separate consideration of absorption effects. The reverberation theory assumes that sound waves are reflected many times, interacting with all boundaries, during the time required for sound to decay a significant amount. This condition is best met when the reverberation time is long. It is of interest to know how short it may be made before the theory ceases to apply. Absorption measurements were made with

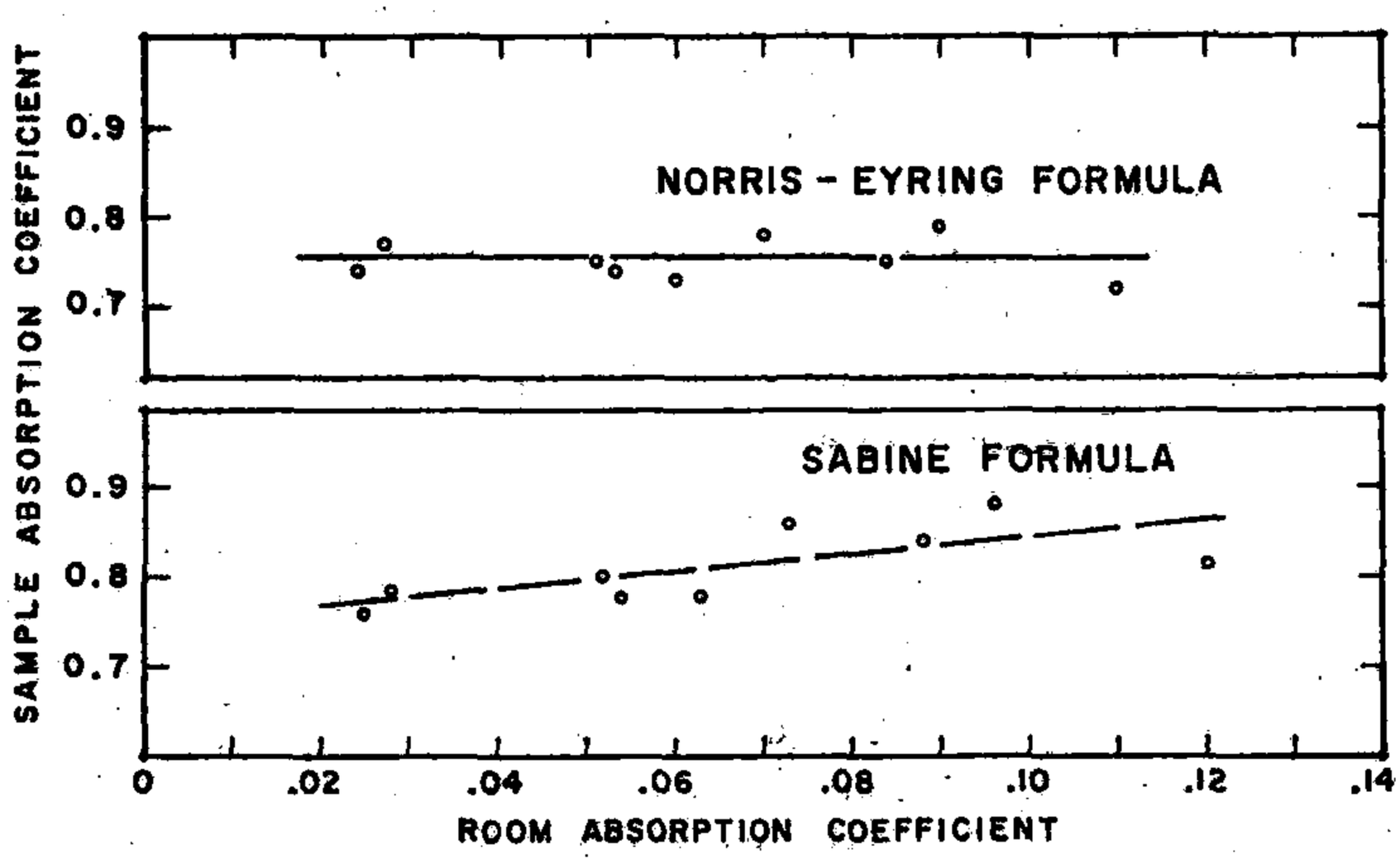


Fig. 1. Measured absorption of standard sample *versus* average empty room absorption coefficient (1000 c/s.).

the standard sample as the average chamber absorption coefficient was varied from 0.02 to 0.12. Typical curves of the variation in sample absorption over this range are shown in Fig. 1. Since there is still some controversy about reverberation formulae[2], both Sabine and Norris-Eyring formulae have been used to calculate absorption of the standard sample, and both results are shown. It appears that the Norris-Eyring formula gives the more reliable results, and that it is still adequate up to an average absorption coefficient of 0.12. Further tests to compare the reverberation formulae more directly will be reported later.

An important consideration in absorption measurements is the variation in absorption coefficient with dimensions of the test sample. Previous work[3, 4, 5] has shown that the absorption coefficient of a patch of material is significantly higher than the "infinite-area" value when the dimensions are less than 3 or 4 wavelengths. It follows that laboratory coefficients, obtained on a relatively small sample, are correct only for a patch of the specified dimensions, mounted on an otherwise reflecting surface. Larger or smaller patches should have smaller or larger coefficients respectively. The

proximity of other absorbers will also reduce the absorption of the test sample, and this extraneous effect must be guarded against in reverberation chamber experiments such as those described above, in which the absorption of a standard sample is used as a criterion.

REFERENCES

1. C. G. BALACHANDRAN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 1319–1321.
2. R. W. YOUNG, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 912.
3. R. K. COOK, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 324; also this book, p. 883.
4. T. D. NORTHWOOD, M. T. GRISARU AND M. A. MEDCOF, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 595.
5. W. KUHL, this book, p. 882.

Absorption by Slit Resonators

A. GIGLI
Società Finanziaria Telefonica, Roma (Italy)
AND
G. SACERDOTE
Istituto Elettrotecnico Nazionale, Torino (Italy)

Sound absorbing structures in the form of slit resonators are largely employed: it may be interesting to study experimentally some details of physical behaviour of a particular type, which is less easy to analyse than for normal resonators.

The measurements have been made in standing waves with the well known Kundt's tube. The adopted measuring method allows to determine separately and independently the elements of an equivalent circuit, consisting of a resistance R, an inductance L and a capacity C in series: reference is made to a paper of FERRERO AND SACERDOTE[1].

First we have measured the properties of a resonator whose neck is a slit (Fig. 1a) of largeness a, thickness b and length l, on a plate put at a distance d from the bottom of the resonator.

For each slit, 10 mm thick and 72 mm long, measurements have been made for different values of d, and for largeness a variable between 1 and 4 mm.

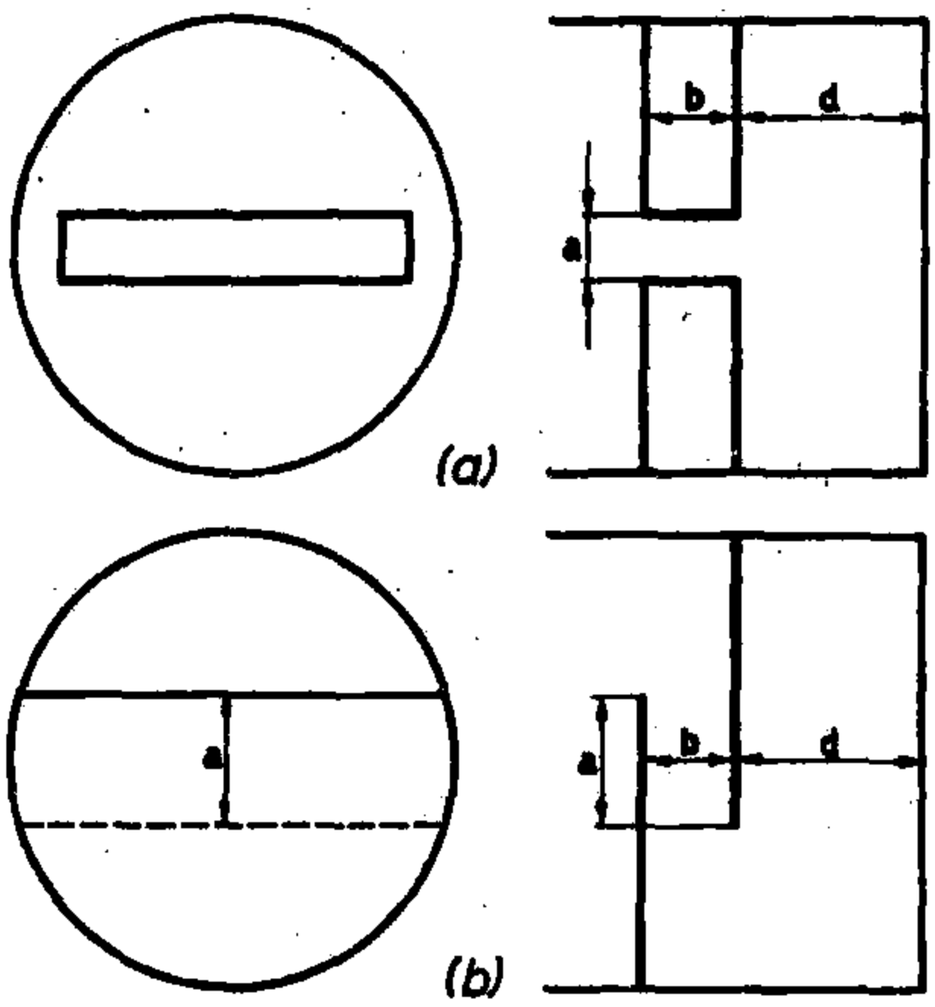


Fig. 1. Dimensions of the resonators.

The results can be summarized in the following way:

a) the ratio R/R_0 of the resistance R of the resonator to the characteristic impedance R_0 for the surface of the Kundt's tube, having a radius r, increases with frequency and decreases with largeness a (Fig. 2);

b) the resistance increases with the displacement velocity of the particles in the slit. All the measurements have been made for low values of this velocity;

c) the equivalent capacity has a value which fits well the theory;

d) for the ratio L/R_0 a theory gives the expression:

$$\frac{L}{R_0} = \frac{6}{5c} \cdot \frac{r^2}{1} \cdot \frac{b}{a} + 0.8,$$

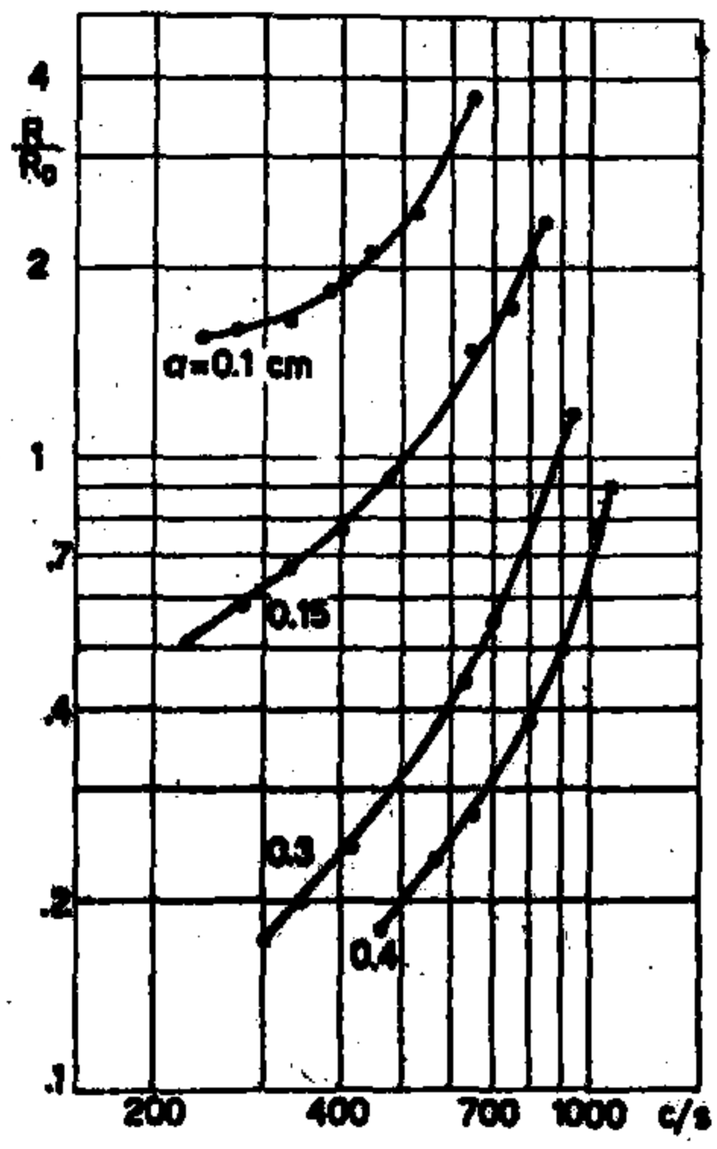


Fig. 2. Resistance *vs.* frequency of slit resonators.

where account is made for a correction to the dimensions of the mouth of the resonator proportional to the largeness a of the slit.

The following table gives the experimental and theoretical values of L/R_0:

a (mm)	1	1.5	2	3	4
L/R_0 experimental	4.15×10^{-3}	2.82×10^{-3}	2.05×10^{-3}	1.55×10^{-3}	1.33×10^{-3}
L/R_0 theoretical	4.1×10^{-3}	2.84×10^{-3}	2.20×10^{-3}	1.57×10^{-3}	1.25×10^{-3}

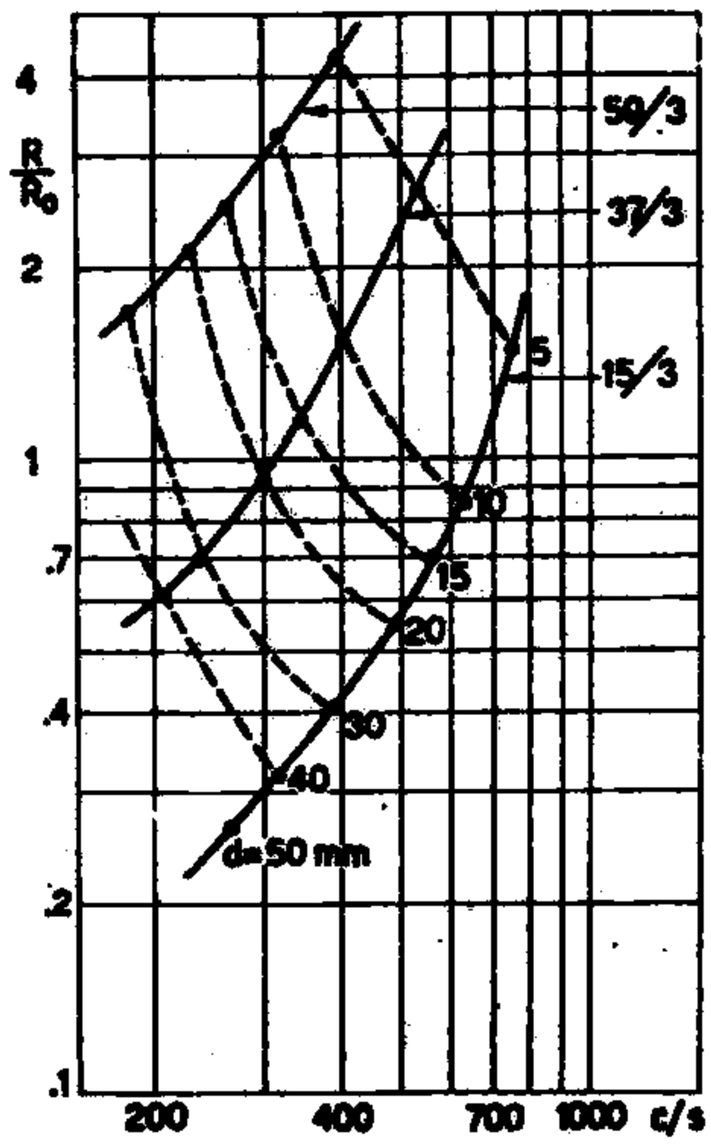


Fig. 3. Resistance *vs.* frequency of slit resonators for three values of *a*, *b* constant.

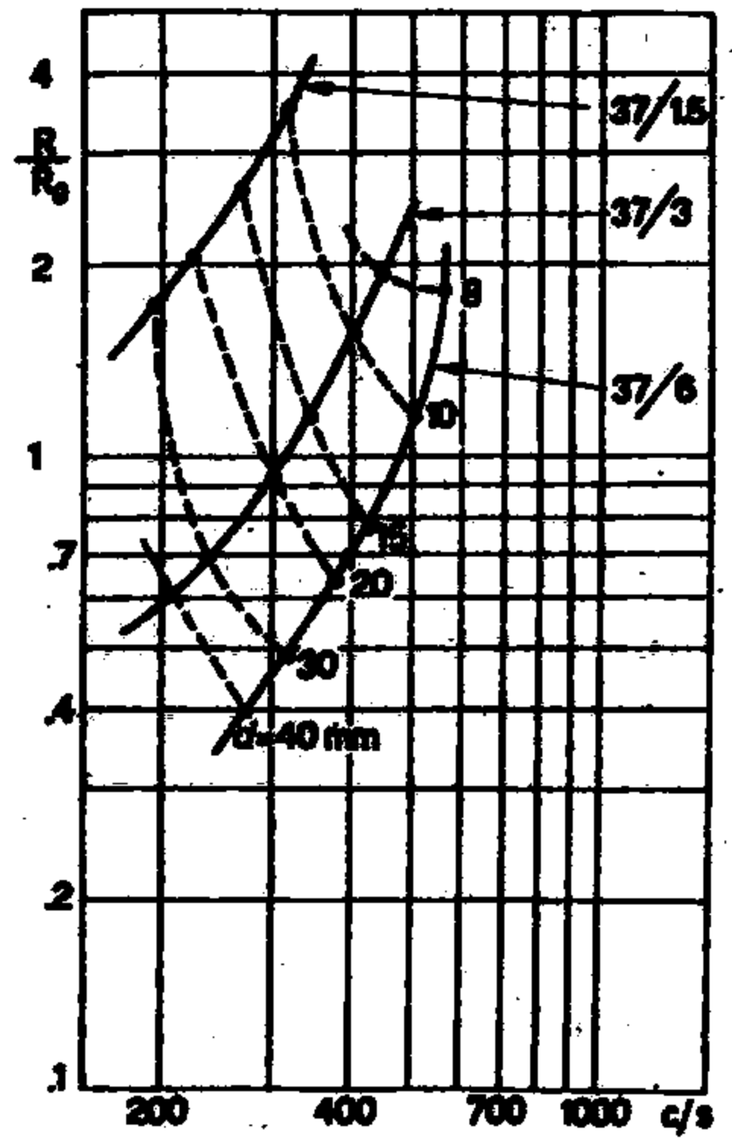


Fig. 4. Resistance *vs.* frequency for slit resonators for three valies of *b*, *a* constant.

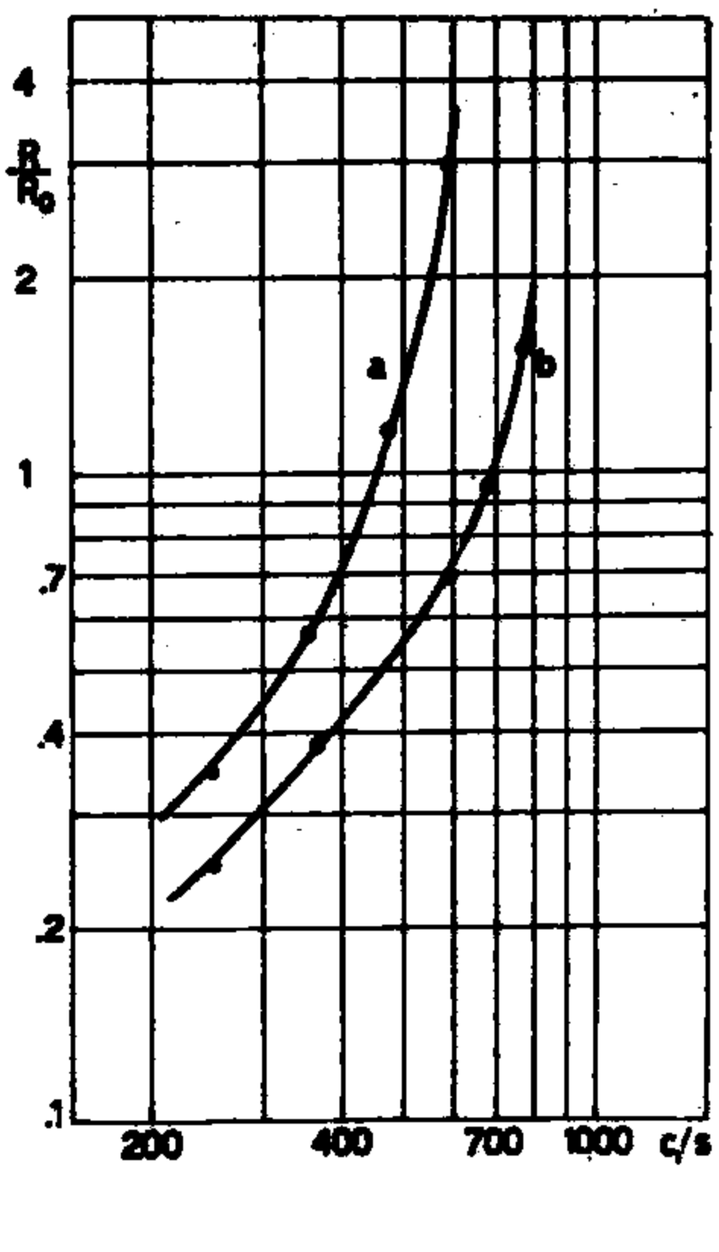


Fig. 5. Resistance *vs.* frequency of slit resonators.
a) the cavity contains porous material.
b) the cavity is empty.

With the same procedure we have studied an other kind of slit resonators, realized by means of two metallic plates partially covering each other (Fig. 1b).

For their practical properties such resonators can be conveniently designed and employed to control noises of definite frequency, when at the same time small dimensions and a rough external surface are requested.

We can summarize the conclusions we can deduce from the measurements till now examined in the following way:

a) the resistance increases with frequency and Fig. 3 and 4 report the range of variation between about 100 and 1000 c/s for resonators of different dimensions. By the use of similar graphics it is possible to find out the dimensions of the struc-

ture wich for a determined frequency presents a ratio R/R_0 about one, that is a maximum of absorption;

b) the measured values of the capacity are 10% lower than the theoretical ones;

c) for the inductance, owing to the complicated form of the neck of the resonator, it is not easy to deduce a formula agreeing with the experimental results. Assuming for the inductance the value corresponding to the mass between the two plates divided by the square of the surface of the mouth of the resonator, we obtain values in defect; the differences can be up to 50%.

Keeping a constant, the difference decreases as b increases, that is as the surfaces facing each other widen corresponding to an increase of the inductance.

Some of the experimental values found for L/R_0 are:

a (mm)	15	37	59	15	37	59	15	37	59
b (mm)	1.5	1.5	1.5	3	3	3	6	6	6
L/R_0	3.9×10^{-3}	9.6×10^{-3}	16×10^{-3}	2.5×10^{-3}	5.0×10^{-3}	7.8×10^{-3}	1.5×10^{-3}	2.9×10^{-3}	4.7×10^{-3}

It is to point out that these values are particularly high in comparison with the dimensions of the resonator.

Last we report the case of a similar resonator, whose cavity contains near its bottom a thin layer of porous material (rock-wool) (Fig. 5): adding the absorbing material the resonance frequency does not change, while the resistance can be consistently increased.

The authors whish to thank DR. PIERA VALABREGA for the help in earrying out the measurements.

REFERENCES

1. M. A. FERRERO AND G. G. SACERDOTE, *Acustica*, 9 (1959) 23.

Wide Band Sound Absorbers with Impermeable Facings

C. L. S. GILFORD AND N. C. H. DRUCE

Research Department, British Broadcasting Corporation, London (Great Britain)

INTRODUCTION

The commonest type of facing for porous absorbing materials consists of a perforated sheet of hardboard, asbestos or metal. Such facings give high absorption coefficients up to about 4000 c/s in the case of the most highly perforated examples, but by reason of the flow of air through the holes, these facings become stained and streaked with dirt in the course of time, and their high frequency performance is often impaired by redecoration because the perforations become partially blocked by paint. Used in small broadcasting studios moreover the perforations are found to cause eyestrain to some people who have to work continuously in close proximity to them.

Fabric coverings have little effect on the absorption coefficient of the material at any frequency, but also become stained and dirty, particularly if used over a mineral

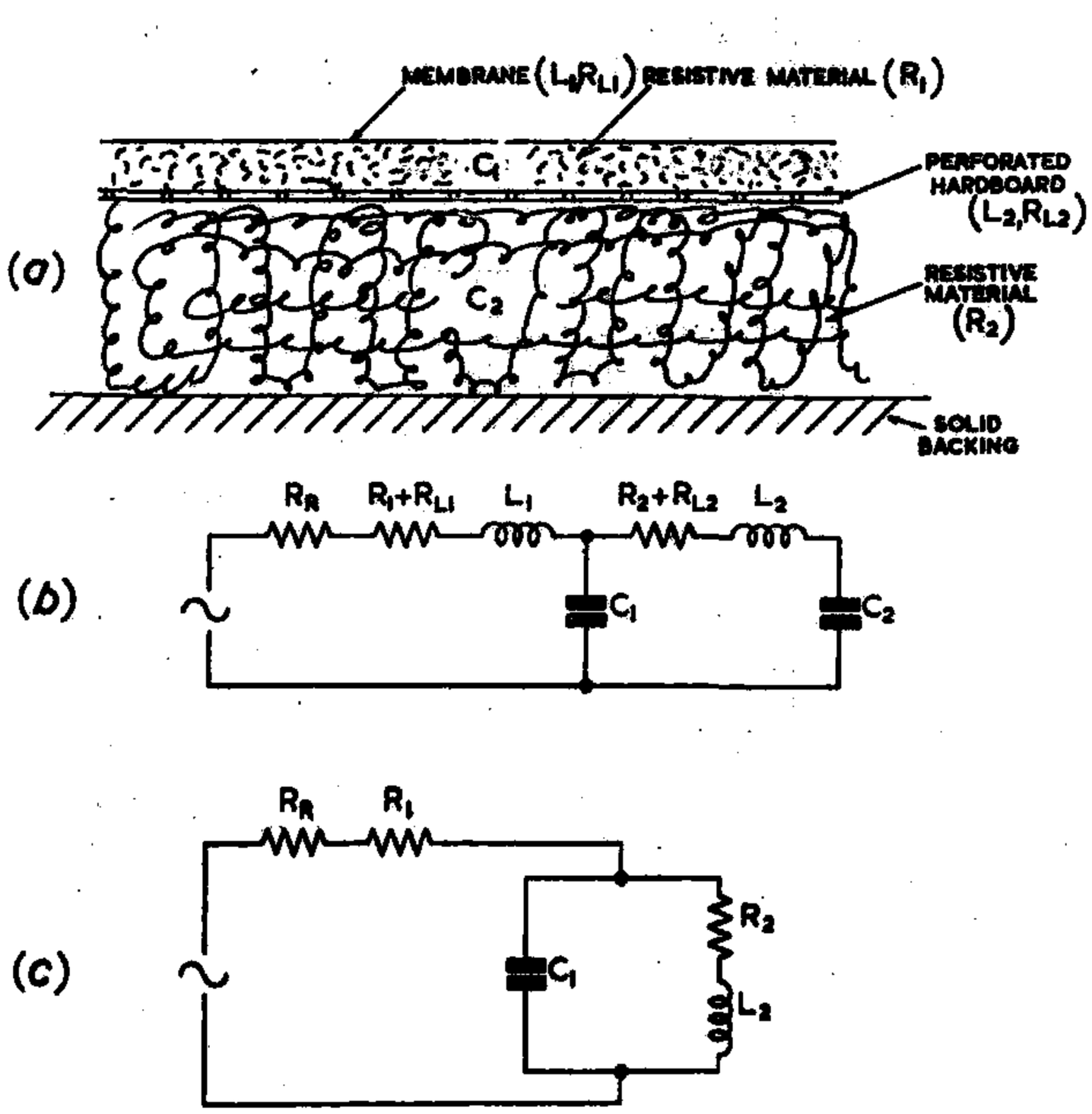


Fig. 1. Double resonant system with membrane front face.

a. Construction of system.

b. General analogous circuit.

R_R = radiation resistance, R_1, R_2, L_1, L_2, C_1, C_2, equivalent lumped impedances of materials.

c. Analogous circuit at frequency between f_1 and f_2.

wool carrying a slight contamination of oil. They are not acceptable for use in schools kitchens, hospitals, or other places where hygiene is of primary importance.

Some tiles have a washable surface of high absorption coefficient by virtue of the penetration of the front face with numerous fine fissures, but statements that such

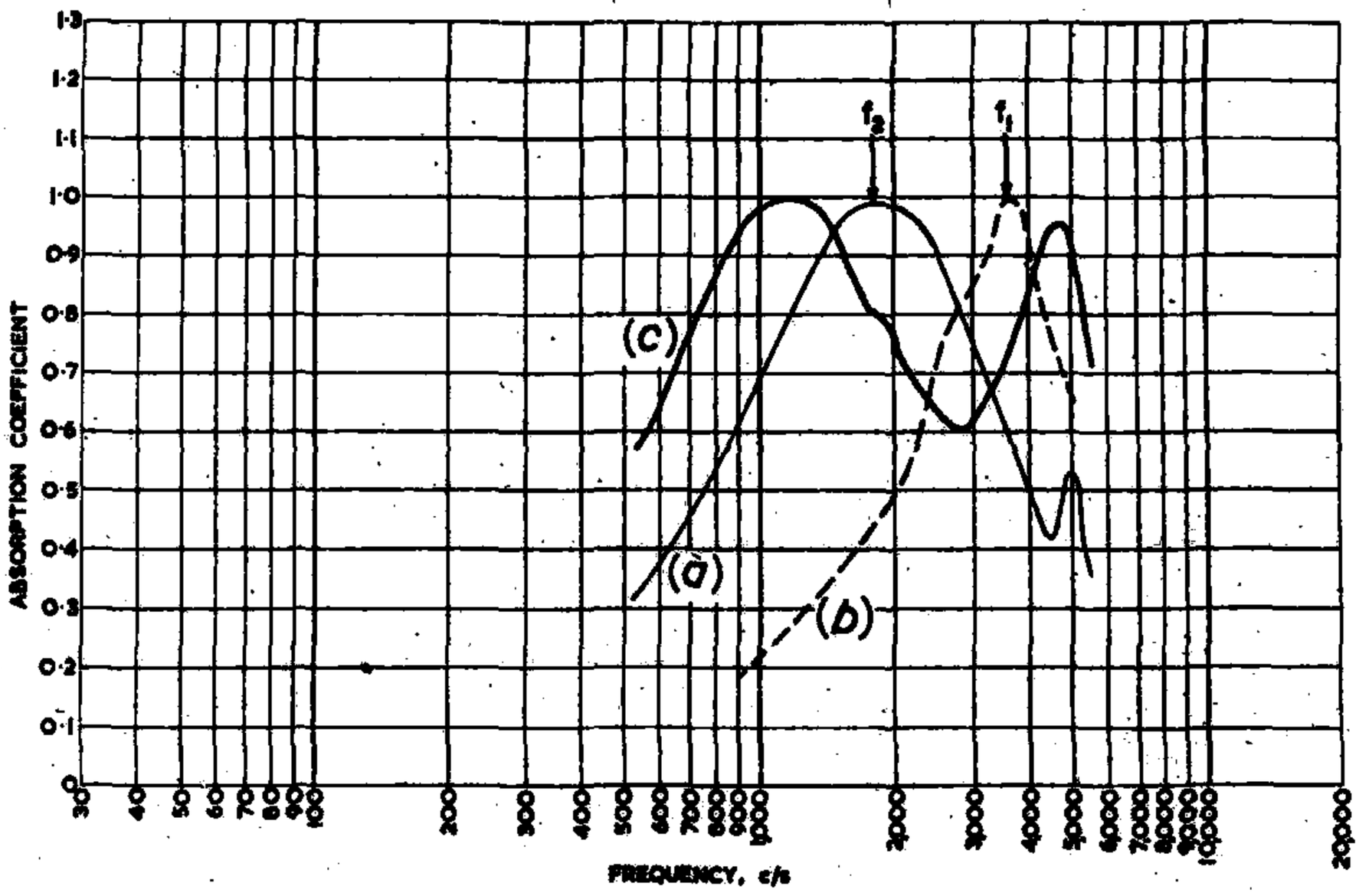


Fig. 2. Action of two resonant absorbers, separately and in combination.
a. 25% hardboard over 2.5 cm dense rockwool (S.D.S. rocksil).
b. 0.0030 cm polythene over 0.6 cm carpet felt.
c. b over a.
(normal incidence measurement.)

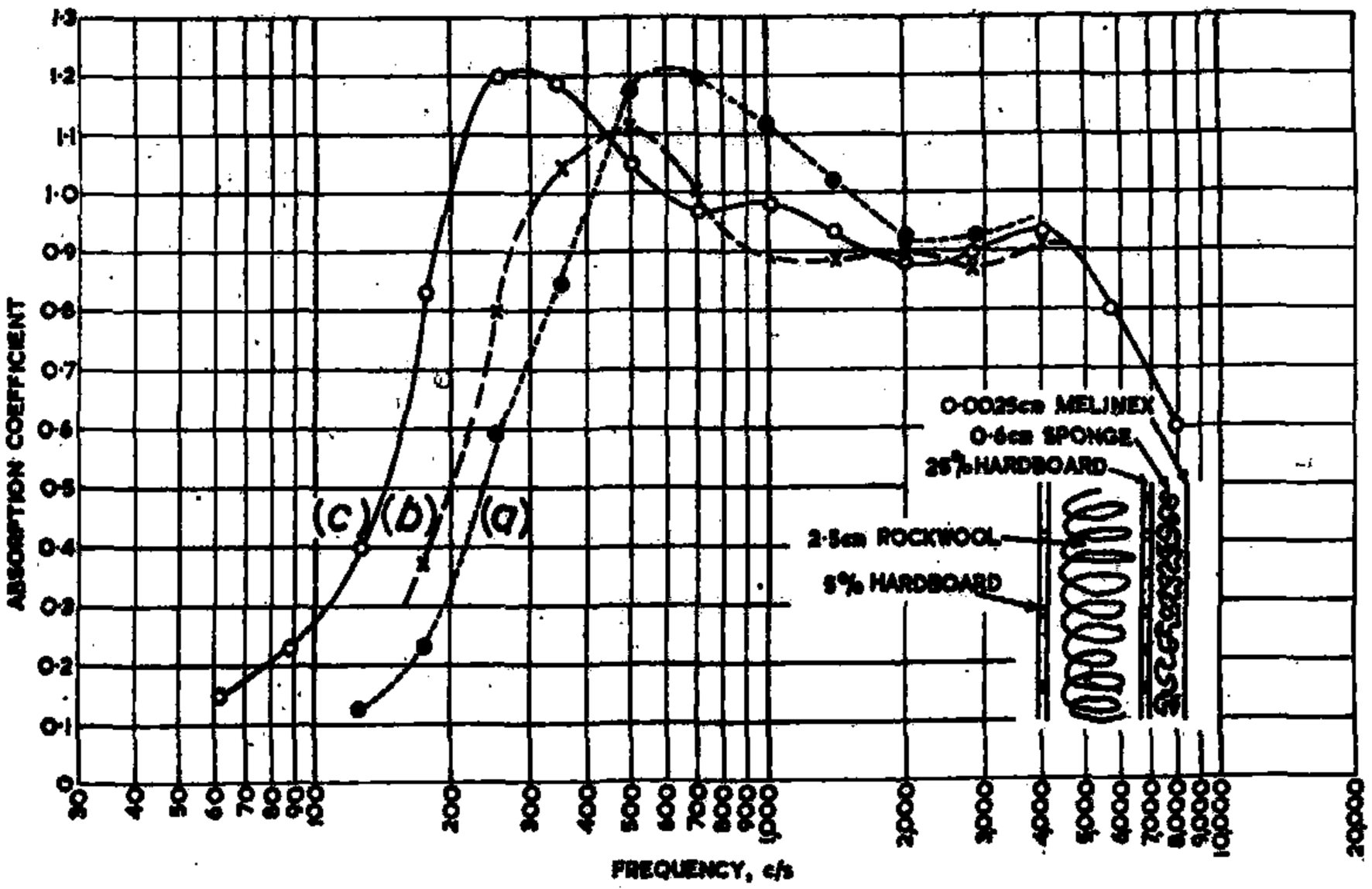


Fig. 3. Absorption coefficient of standard unit with different mountings.
a. Mounted against wall.
b. Mounted 2.5 cm from wall.
c. Mounted 2.5. cm from wall with rockwool in intervening space.
(reverberation room measurements.)

tiles can be painted without loss of performance have never been substantiated by reverberation tests in the B.B.C. laboratories.

The possibility of covering the fronts of high-efficiency sound absorbers with washable membranes thin enough to avoid serious interference with their action has therefore been investigated, with a view to producing studio treatments free from the defects listed above.

SIMPLE SOUND ABSORBERS WITH IMPERMEABLE FRONTS

A single membrane over a conventional porous absorber exhibits a resonance determined by the mass of the membrane and the depth of the resistive material. It is possible to raise this resonance frequency and hence improve the coefficient at high frequencies by using a thinner membrane, but the mechanical weakness of very thin membrane materials limits the extent to which this can be done. Alternatively, the resonance frequency may be raised by reducing the thickness of the porous backing, but this reduces the coefficient at low frequencies. Altering the physical properties of the backing may give a slight increase in the bandwidth, but only in general at the expense of a reduction in the peak absorption.

DOUBLE RESONANT SYSTEMS WITH MEMBRANE FACES

In view of the limitations of such simple systems experiments were started on double resonant systems in which a conventional absorber consisting of a thick porous layer covered by perforated hardboard is faced by a front layer with a high natural resonance frequency.

The behaviour of such constructions may be inferred from the simple theory of double resonant systems[1]. Fig. 1a illustrates the principle, and 1b is a simplified analogous electrical circuit. The resonance frequency of the front section is determined principally by the inertance (L_1) of the membrane and the compliance (C_1) of the air in the layer behind it. That of the rear section depends on the inertance (L_2) of the air in the perforations and the compliance (C_2) of the air space behind.

If f_1 and f_2 are the resonance frequencies of these two systems acting independently f_1 being the higher, the combination will give maxima of admittance at frequencies just above f_1 and below f_2.

Between these two frequencies, the impedance of L_1 becomes small in comparison with that of C_1, and the impedance of C_2 becomes small in comparison with that of L_2 and L_1. Hence the equivalent circuit reduces to approximately that shown in Fig. 1c. This has a maximum impedance at some frequency between f_1 and f_2 and hence shows a deep dip in its absorption characteristic. The effect of added resistance is to reduce the depth of this dip. Fig. 2 shows the results of measurements at normal incidence. Curves (a) and (b) are of two separate resonant systems of low resistance while (c) is for the two systems in combination.

The behaviour in random incidence fields of sound follows well-known experience, the maxima and minima becoming less sharp, thus increasing the useful frequency range. The rising portion of the characteristic at the low frequency end is also shifted approximately an octave downwards in frequency, as described by KOYASU[2].

The absorption characteristic may be varied considerably by changing the para-

meters of the construction. These variations were studied experimentally in the standing wave tube, and large samples of the most useful combinations were then built for testing in the reverberation room.

FINAL FORMS OF THE ABSORBERS

The first object in the development was to produce an absorbing unit about 3 cm thick which could be used by itself or fixed over other constructions to give increased absorption at low frequencies.

The front part of this unit consists of a 0.0025 cm thick film of polythene or of a polyester covering a layer 0.6 cm thick of polyurethane sponge, in which the pores communicate with one another. The optimum flow resistance of this layer is about 50 c.g.s. units. The sponge is mounted on 0.3 cm hardboard pierced with slots amounting to one-quarter of its total area and behind this is a layer of rockwool 2.5. cm thick with a flow resistance of 50 c.g.s. units. The back is closed with a second sheet of hardboard perforated with circular holes to 5% of its area. Fig. 3 shows reverberation room absorption characteristics* of this construction with various mountings. In a more practical form the membrane may consist of a polythene film bonded to a very open-weave cloth or formed directly on the surface of the polyurethane sponge.

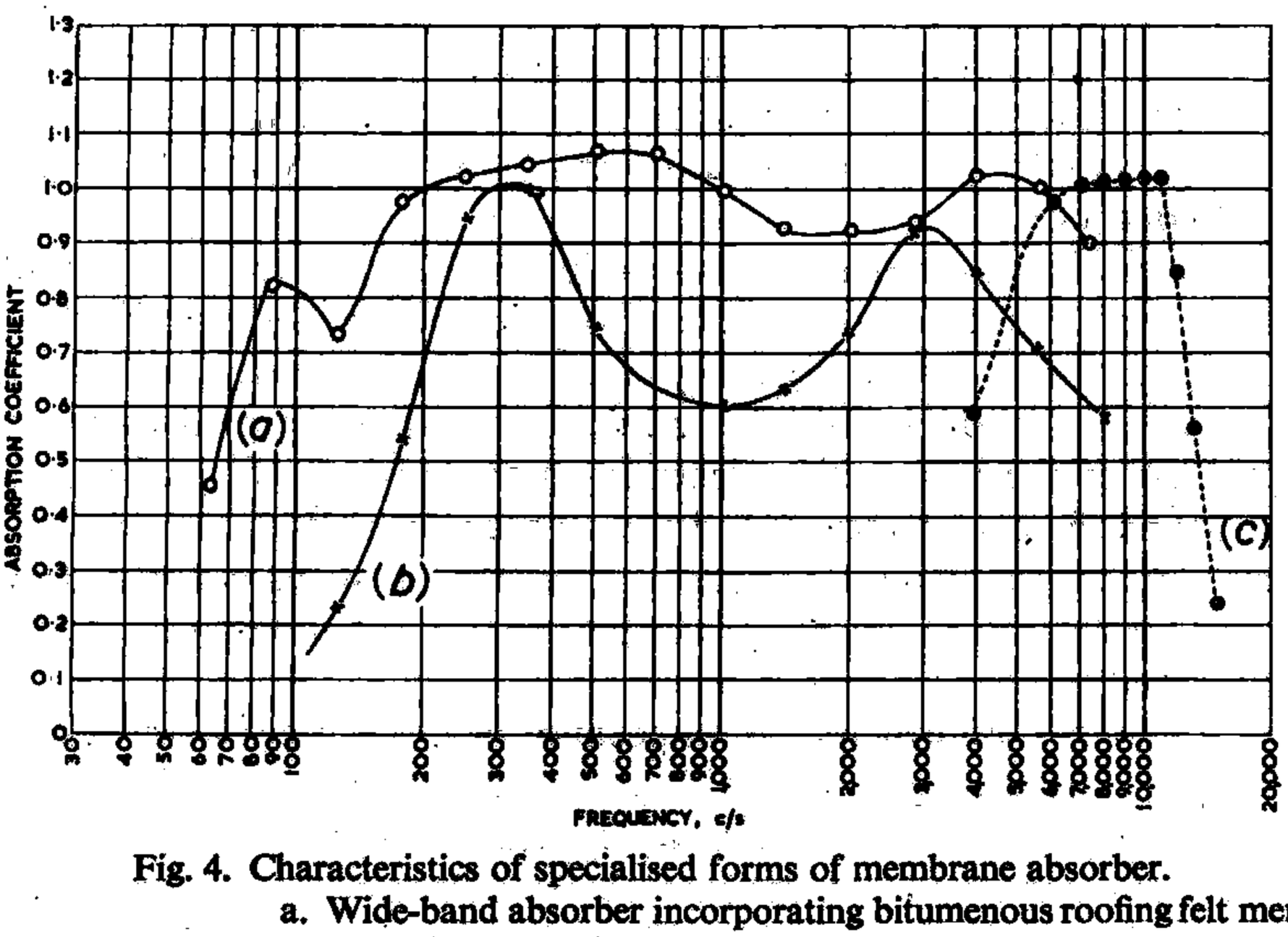


Fig. 4. Characteristics of specialised forms of membrane absorber.
a. Wide-band absorber incorporating bitumenous roofing felt membranes.
b. Absorber with dip at 1000 c/s.
c. Absorber for television line-scan whistle.
(reverberation room measurements.)

Fig. 4 shows the absorption characteristics of three forms of membrane fronted absorbers developed for special purposes.

---

* Four samples, each 2.16m² area, were distributed on four surfaces of the room, following B.B.C. practice which has been found to give the most accurate predictions of behaviour in studio conditions.

Fig. 4a is of a wide band absorber, in which the basic unit described above is mounted over a roofing felt membrane absorber. 4b is a characteristic designed to be complementary in the middle frequency region to a standard studio carpet. It is obtained by using a backing of 1% in place of 25% perforated hardboard. 4c is the characteristic of a simple high frequency membrane absorber, consisting of thin "Melinex" over 3 mm sponge, by which reductions of up to 10 db in line scan whistle can be obtained in television receiver cabinets.

ACKNOWLEDGEMENTS

We wish to thank the Director of Engineering of the B.B.C., for permission to read this paper, and also to acknowledge the help of our colleagues in Research Department especially Mr T. SOMERVILLE who proposed the original idea.

REFERENCES

1. R. G. MANLEY, *Fundamentals of Vibration Study*, Chapman and Hall, London, 1942, p. 47.
2. M. KOYASU, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1959) 1163–4.

Akustische Daten eines Mineralfaserstoffes

R. SCHUBERT

Ladenburg a.N. (Deutschland)

Kunstharzgebundene Mineralfaserplatten und -filze sind wegen ihrer grossen Elastizität sehr wirksame und dauerhafte Dämmschichten für schwimmende Estriche.

Das zweite grosse Anwendungsgebiet ist die Verwendung als poröser Schallabsorber. Die physikalischen Vorgänge der Schallabsorption sind erschöpfend untersucht worden[1], [2]. Ausser der Schichtdicke spielen die Porosität, der Strömungswiderstand und die Struktur des Materials eine entscheidende Rolle. Während die Porosität bei Faserdämmstoffen nur verhältnismässig wenig mit der Rohdichte abnimmt, zeigt der Strömungswiderstand eine starke Abhängigkeit.

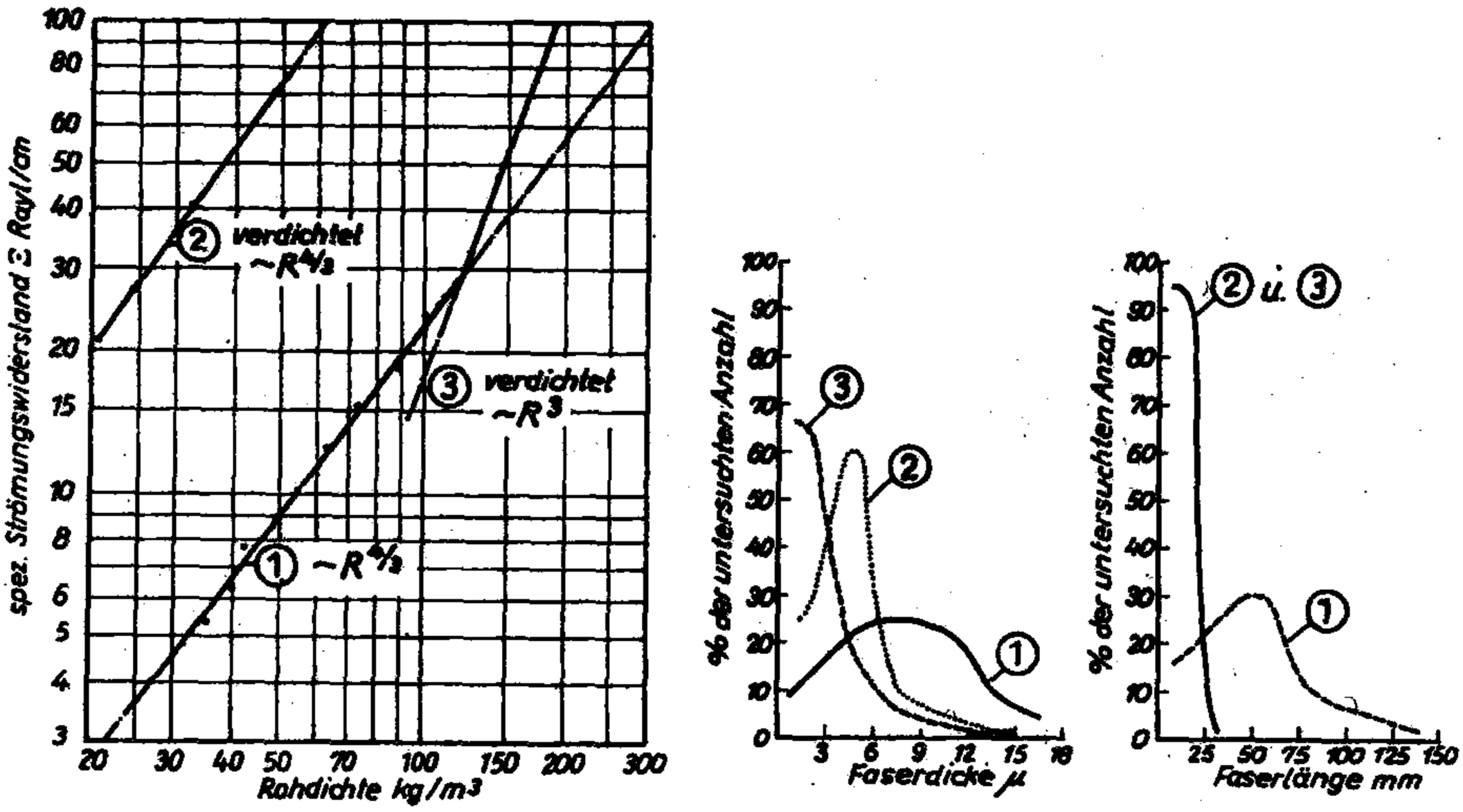


Abb. 1. linkes Diagramm: Statischer Strömungswiderstand von Mineralfaserstoffen als Funktion der Rohdichte; rechtes Diagramm: Häufigkeitskurven der Faserdicke und -länge.

In Abb. 1 ist im linken Diagramm der spezifische Strömungswiderstand in Abhängigkeit von der Rohdichte eingezeichnet. Die Geraden 1 und 2 gelten für kunstharzgebundene Filze bzw. Platten und 3 für eine Schüttung loser Novolan-Wolle. In den beiden rechten Diagrammen sind die Häufigkeitskurven der Faserdicke und -länge der drei Materialien wiedergegeben. Man kann schon aus der Abhängigkeit des Strömungswiderstandes Schlüsse auf die Struktur des Materials ziehen. Je dünner die Faser ist, um so höher ist bei gleicher Rohdichte der Strömungswiderstand. Der Anstieg mit der Rohdichte ist bei 1 und 2 proportional $R^{4/3}$. Beim Material 3, das ge-

kräuselte, nicht geschichtete Fasern hat, steigt der Strömungswiderstand hingegen mit R^3. Dieser steilere Anstieg ist durch einen grösseren Strukturfaktor bedingt. In der Textiltechnik haben sich zur Prüfung der mittleren Faserdicke pneumatische Messverfahren, z.B. das Micronaire-Verfahren, durchgesetzt. Man ist bestrebt, mit einem ähnlichem Verfahren auch die Mineralfaserstoffe serienmässig zu überwachen. Allerdings muss man sich hierbei von vornherein auf Stoffe gleicher Struktur beschränken, was den Wert dieser Verfahren stark mindert. Ist die Struktur nicht bekannt, so kann mit Hilfe dieser Messverfahren auch keine Aussage über die mittlere Faserdicke gemacht werden.

Der Strukturfaktor lässt sich leider nicht unmittelbar messen. Man kann ihn aus dem bei hohen Frequenzen im Kundt'schen Rohr gemessenen Schallabsorptionsgrad berechnen[1] oder aus der Resonanzverschiebung eines Lochplattenresonators durch Hinterfüllung mit Schluckstoff bestimmen[3], [4].

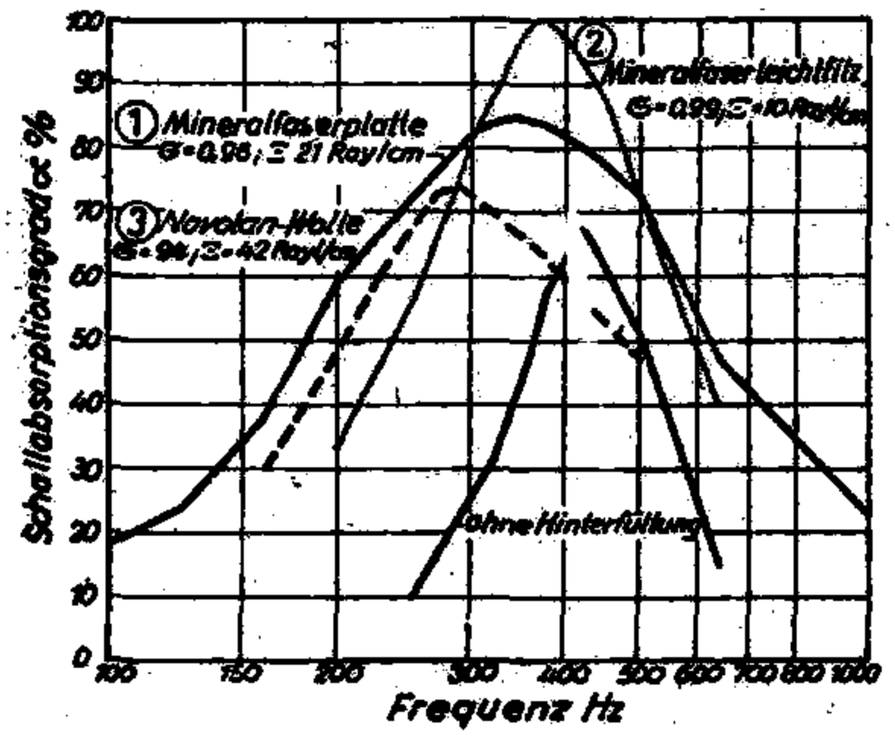


Abb. 2. Schallabsorptionsgrad einer Lochplatte 5 cm vor hartem Abschluss, mit und ohne Hinter- füllung.

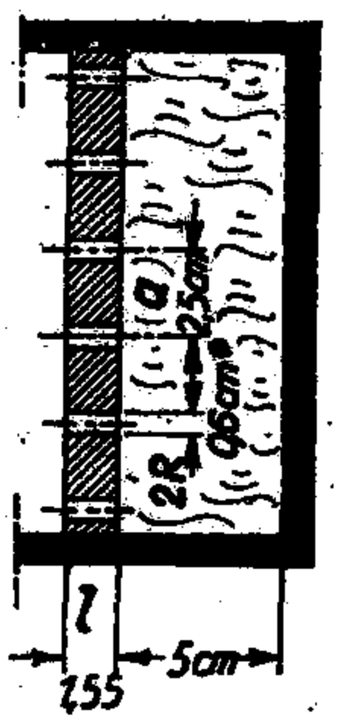


Abb. 2a. Anordnung der Lochplatte.

Die Schallabsorptionsgrade einer mit 5 cm vor hartem Abschluss im Rohr angeordneten Lochplatte ohne und mit Hinterfüllung sind in Abb. 2 eingezeichnet. Aus der Resonanzfrequenz der Lochplattenanordnung mit Hinterfüllung und aus der Impedanz des Schluckstoffes sind folgende Strukturfaktoren ermittelt worden:

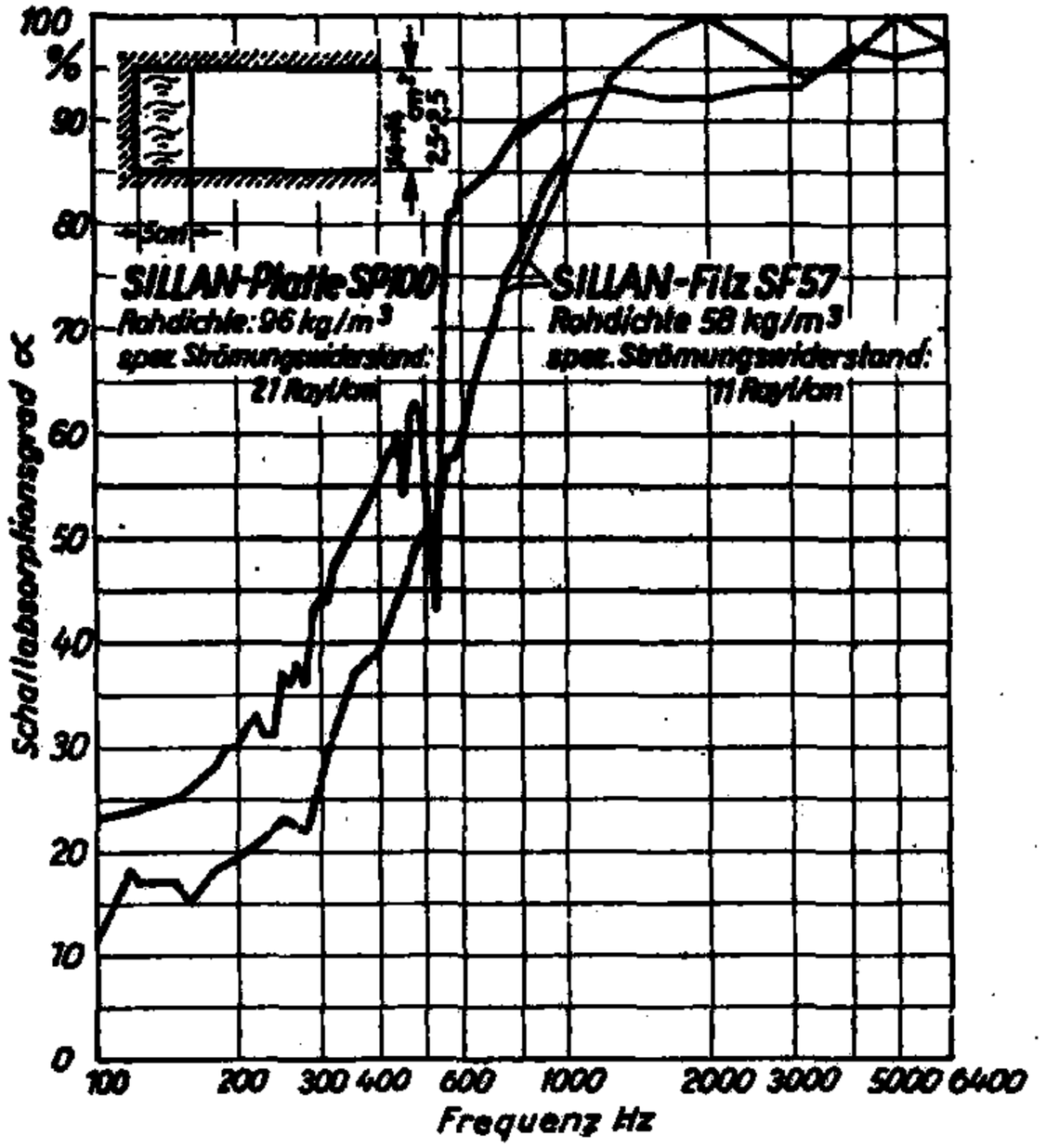
1: Mineralfaserplatte 100 kg/m³ $\chi = 1{,}7$
2: Mineralfaser-leichtfilz 12 kg/m³ $\chi = 1{,}6$
3: Novolan-Wolle 150 kg/m³ $\chi = 3{,}5$

Praktisch geht man dabei folgendermassen vor: Man misst die Impedanz des Schluckstoffes bei der vorher mit der Lochplatte ermittelten Resonanzfrequenz, wobei man zur Auswertung am zweckmässigsten das Kreisdiagramm zu Hilfe nimmt. Ein speziell für akustische Verhältnisse berechnetes Kreisdiagramm ist in Abb. 3abgebildet.

Die effektive Lochlänge beträgt nach[3]

$$l^* = l + 0{,}85\, R \left(1 - 0{,}43 \frac{R}{a}\right)\left(1 + \frac{\chi}{\sigma}\right)$$

R = Lochradius = 0,3 cm
a = Lochabstand = 2,5 cm
σ = Porosität
womit sich für die Masse der in den Löchern eingeschlossenen Luft ergibt:



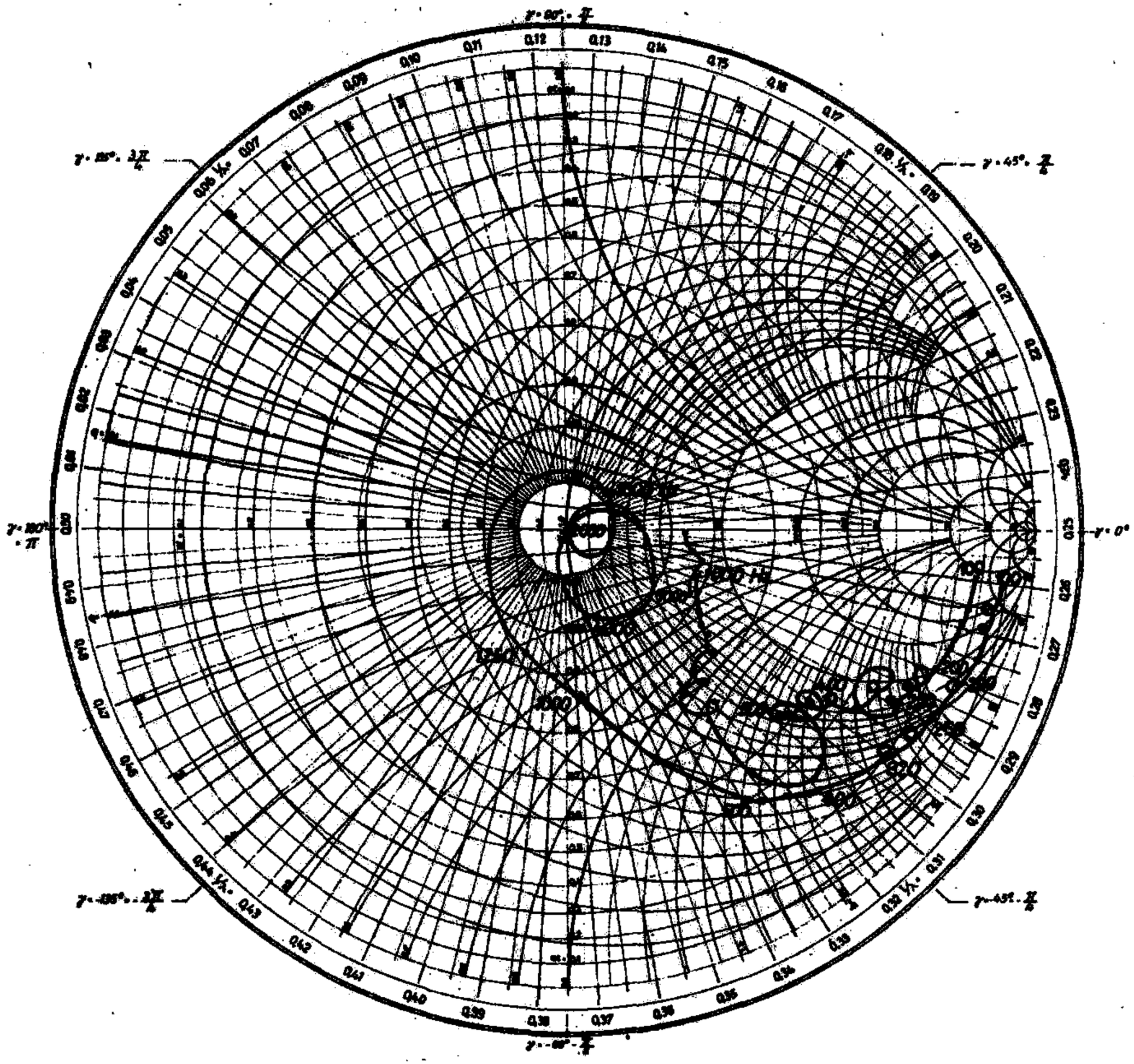


Abb. 3. Schallabsorptionsgrad und Impedanz von 5 cm dicken Mineralfaserstoffen.

$$M = \frac{\varrho_0 l^*}{\varepsilon}$$

ε = Lochflächenverhältnis = 0,05
ϱ_0 = Dichte der Luft.

Mit dieser korrigierten Masse erscheint es berechtigt die Impedanz der Lochplatte und des Schluckstoffes zu addieren und mit der gemessenen Resonanzfrequenz den Strukturfaktor zu bestimmen, zumal sie mit den nach[1] berechneten Werten gut übereinstimmen.

Eine Mineralfaserplatte oder -filz kann man sich als ein mehrschichtiges, flächenhaftes Gitter vorstellen. Alle Fasern verlaufen fast ausschliesslich in parallelen Ebenen. Die mittlere Faserdicke beträgt 8 bis 10μ. Aus der Porosität und der Rohdichte kann man den mittleren Faserabstand berechnen und sich ein Modell aus gekreuzten Stäben in parallel übereinanderliegenden Lagen vorstellen. Der mittlere Faserabstand ist etwa das Zehnfache des Durchmessers. Bei Verdichtung, also bei Erhöhung der Rohdichte, wird der Lagenabstand verringert. Innerhalb der Schichten wird jedoch keine Verschiebung stattfinden. Bei höchster Verdichtung liegen die Lagen unmittelbar übereinander. Strömungstechnisch hat man bei diesem Modell keine einzelnen durchströmten Kanäle, sondern hintereinanderliegende umströmte Gitter.

Im folgenden sollen noch die in Kundt'schen Rohren mit $14 \times 14\,cm^2$ und $2{,}5 \times 2{,}5\,cm^2$ Querschnitt ermittelten Schallabsoprtionsgrade und Impedanzen für zwei verschiedene Faserstoffe diskutiert werden

Das linke Diagramm in Abb. 3 zeigt die Schallabsorptionsgrade für zwei 5 cm dicke Faserstoffe mit verschiedenen Strömungswiderständen vor starrer Wand. Die zugehörigen Widerstandskurven sind im Kreisdiagramm rechts eingezeichnet. Die Darstellungsweise im Kreisdiagramm, das in der Elektrotechnik schon seit langem bekannt ist, setzt sich auch in der Akustik immer mehr durch. Es bietet den Vorteil, dass die analytisch ziemlich umständlich auszuwertenden hyperbolischen Funktionen mit komplexen Argumenten in einfacher Weise graphisch gelöst werden können. Die konzentrischen Kreise sind Kreise konstanten Schallabsorptionsgrades und die vom Mittelpunkt ausgehenden Radien bestimmen den Phasensprung. Über das Polarkoordinatennetz sind die Kreise konstanten Wirk- und Blindwiderstandes, bezogen auf $\varrho \cdot c$, eingezeichnet. Man kann natürlich mit einem derartigen Diagramm stets nur in einem beschränkten Widerstandsbereich eine genügende Ablesegenauigkeit erreichen. Die grosse Genauigkeit im Bereich der Anpassung, also bei grossen Absorptionsgraden, kommt uns hierbei sehr entgegen.

Die Resonanzen, die bei der Sillan-Platte besonders im Bereich zwischen 300 und 600 Hz auftreten, sind Eigenschwingungen des Skelettes zuzuschreiben. Auch bei dem Sillan-Filz tritt diese Erscheinung, allerdings wesentlich geringer, bei Frequenzen zwischen 200 und 350 Hz auf.

LITERATUR

1. L. CREMER, *Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik*, Bd. III, S. Hirzel, Leipzig, 1950, S. 152.
2. C. ZWIKKER UND C. W. KOSTEN, *Sound absorbing materials*, Elsevier, Amsterdam, 1949.
3. U. INGARD UND R. H. BOLT, *J. Acoust. Soc. Am.*, 23 (1951) 533.
4. G. VENZKE, *Acustica*, 8 (1958) 295.

Absorption of Air-Borne Sound by Cellular Materials

W. W. LANG

Data Systems Laboratory, International Business Machines Corporation, Poughkeepsie, New York (U.S.A.)

The phenomenological theory of KOSTEN AND ZWIKKER[1] describing sound propagation in flexible, porous media preceded the appearance in the United States of a new class of engineering materials, the-open-cell plastics. An examination of the applicability of their theory to these materials has lead to a new approach to the problem.

The present analysis is based on a simple geometrical arrangement which permits coupling interaction between the air-borne and structure-borne waves propagating through the material. This approach does not depend upon any phenomenological quantities (*e.g.* the structure factor) which cannot be calculated from the geometry of the sample or measured directly. A rather complete description is obtained of the physical processes responsible for the conversion of sound energy into heat within the material.

The model consists of an array of identical, parallel rods which are uniformly spaced in air. The elastic behavior of the homogeneous, isotropic rods is characterized by two quantities, the elastic modulus, B, and the Poisson ratio, σ. The performance of the model can be described by a minimum number of physical quantities, all of which have obvious significance and can be readily determined from geometrical and physical considerations. The cross-sectional shape of the rods is arbitrary. For convenience, a circular cross-section is assumed. The following assumptions are made in the analysis: small amplitudes, sinusoidal time dependence, compressional waves only, wavelength large compared to rod diameter, and bulk modulus of air a real quantity.

The equations expressing conservation of momentum for the air and frame of the flexible, porous medium are:

$$\varrho_i \frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial p_i}{\partial x} + c_i (u_j - u_i), \qquad i, j = 1,2; \qquad i \neq j. \tag{1}$$

The subscripts 1 and 2 refer to the air and frame, respectively; ϱ, p, u and c are the density, pressure, particle velocity and viscous coupling factor. The equation expressing conservation of mass for the air is:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \left[\frac{1}{P_0} - \frac{1-h}{h}\frac{2}{B}(\sigma - 1)\right]\frac{\partial p_1}{\partial t} - \frac{1-h}{h}\frac{2\sigma}{B}\frac{\partial p_2}{\partial t} = 0. \tag{2}$$

Here P_0 is the atmospheric pressure and h is the porosity of the medium. The corresponding equation for the solid material of the model is:

$$\frac{\partial u_2}{\partial x} - \frac{2\sigma}{B}\frac{\partial p_1}{\partial t} + \frac{1}{B}\frac{\partial p_2}{\partial t} = 0. \tag{3}$$

Equations (1) through (3) are combined to form a wave equation for plane, longitudinal waves moving through the model with their direction of propagation parallel to the rods. Two dilatational waves are found in the unbounded model. The expressions for the propagation constants of these waves reduce as expected in several limiting cases of interest. Work by earlier investigators on rigid, porous media finds expression in this theory as one of the limiting cases.

Boundary conditions are introduced by considering first the reflection and transmission of sound at the plane interface between free air and a semi-infinite model. Expressions are obtained for the acoustic impedance at the interface when the surface of the model is covered by a thin, massless membrane and when it is open. A second boundary condition is then introduced by considering reflection of energy at the rear

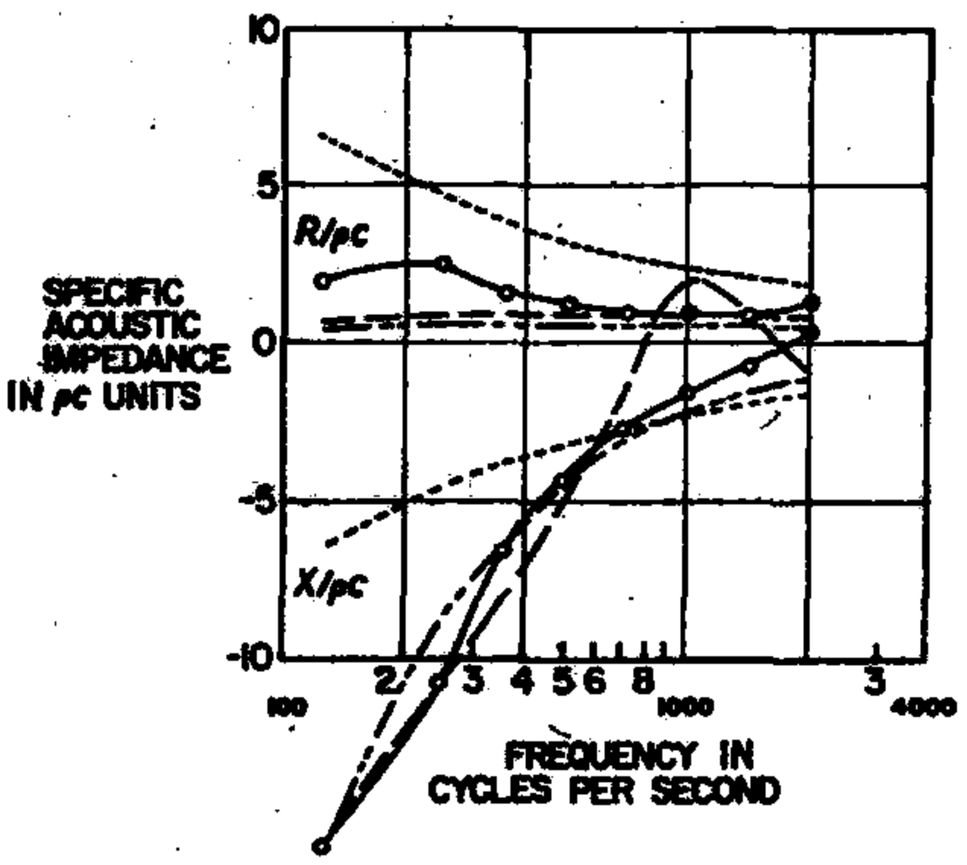


Fig. 1. Predicted and measured normal-incidence data for rigidly-backed sample of cellular plastic (density 0.028 g/cm³, thickness 2.54 cm, flow resistance 29.9 rayls).

o——o measured values.
— — — rods-in-air theory.
— - - — ZWIKKER AND KOSTEN theory.
- - - - - - rigid-frame theory.

surface of a rigidly-backed model of finite thickness. Expressions for the acoustic impedances at the front surfaces of the open- and membrane-faced models are obtained. The absorptive behavior of an open-faced model is then calculated from the expression for the acoustic impedance; parametric values are used which are typical of many real materials.

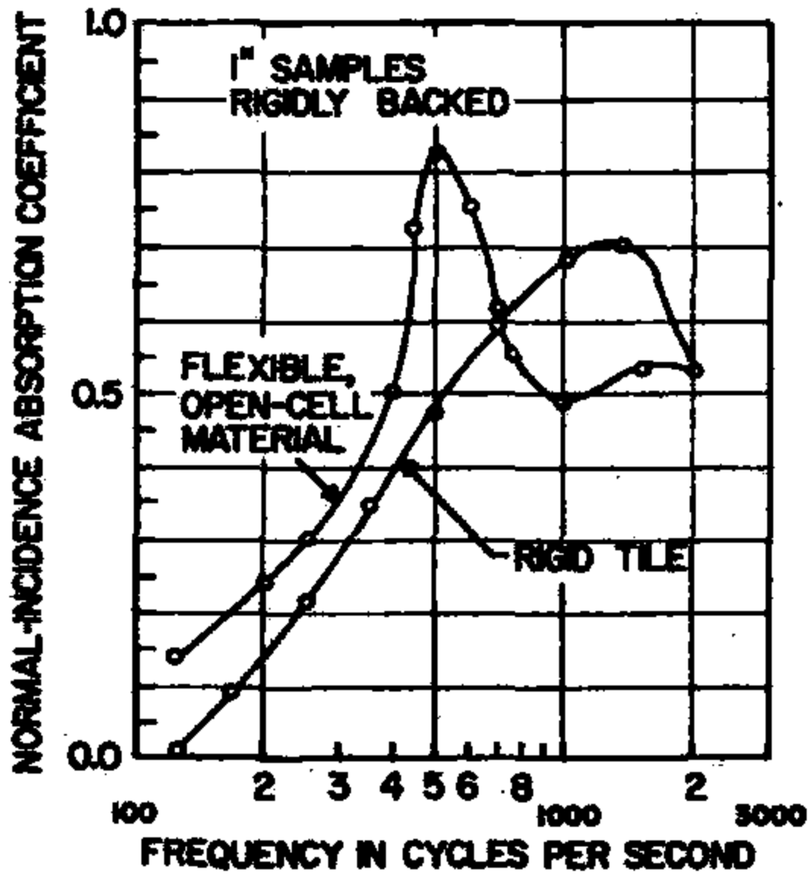


Fig. 2. Experimental data illustrating superior absorptive performance of typical cellular plastic at low frequencies. Total flow resistance of each sample approximately 200 rayls.

The measured impedance characteristics of a group of plasticized, open-cell materials were compared with predicted values. Fig. 1 shows a typical comparison. Theory and experiment are found to be in reasonable agreement.

The analysis based on the simple model has shown that the principal mechanisms for coupling interaction between the two media of the flexible, porous structure are viscous and inertial drag in addition to pressure squeezing. The latter accompanies the sidewise expansion of the rods as dilatational waves move along them. Viscous forces at the internal solid air surfaces are of dominant importance. They are responsible both for energy conversion and for energy transfer into the solid where internal friction accounts for additional losses. Inertial coupling forces between the two media of the model are found to have less influence on the performance of the material. Maximizing the internal energy losses in the solid can give flexible materials an important advantage over those materials which have only a single degree of freedom, that is, those with rigid structures. This can result in substantially improved absorptive performance at low frequencies (Fig. 2).

In a systematic study the behavior of flexible, porous media, the analysis based on a simple model provides a clear understanding of the contribution of each mechanism to the absorption process.

REFERENCE

1. C. W. KOSTEN AND C. ZWIKKER, *Physica*, 8 (1941) 968; C. ZWIKKER AND C. W. KOSTEN, *Sound Absorbing Materials*, Elsevier, Amsterdam, 1949.

On the statistical reverberation theory

G. A. GOLDBERG

Acoustical Institute, Academy of Sciences of the U.S.S.R., Moscow (U.S.S.R.)

The so-called statistical reverberation theory serves as a base for all technical calculations. Nevertheless its theoretical foundations are unsatisfactory. So the theory must be corrected, but it is supposed that the final form of the improved theory should not differ much from its actual form, which is in a rather good agreement with practice.

The statistical theory as given by EYRING[1] and NORRIS[2] is based on two assumptions:
1. The random distribution of reflected energy on all surfaces of the enclosure is assumed. This is satisfied best when different parts of the whole surface scatter the sound in all directions.
2. The reverberation time can be divided into equal mean-free-path intervals so that the change in energy during the n-th interval is due to the absorption at the n-th order reflection. This second condition is fulfilled in a spherical enclosure with smooth surface, but this case is a highly organised process requiring no statistics.

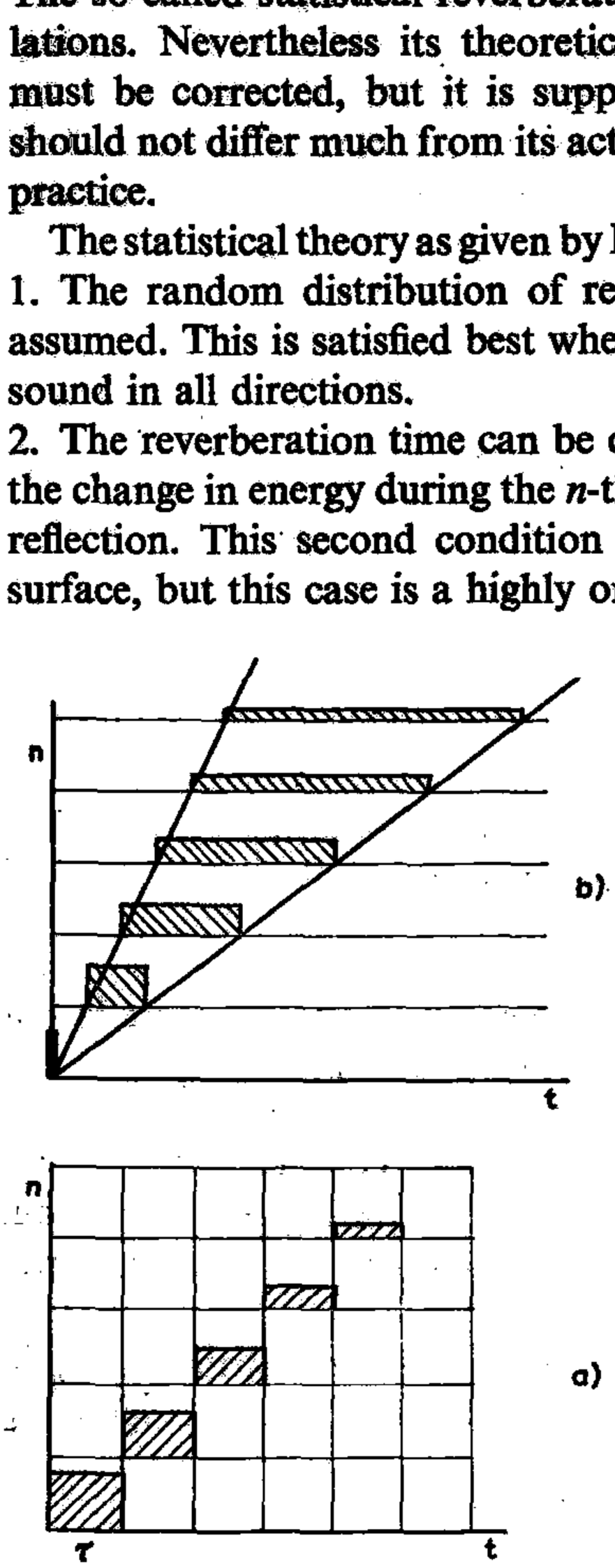


Fig. 1. Distribution of reflections in a room.
a. classical theory.
b. corrected theory.

In an enclosure of any given form with rough surfaces the time required for first reflection is distributed on the interval between the times required for minimum and for maximum free path. The n-th reflection will be distributed between the minimum time for n reflections and the maximum time for n reflections and therefore the time for

the n-th reflection is n-times longer than for the first one. Fig. 1 shows a. the distribution of reflection in the classical theory, and b. the corrected distribution, valid in cases of good diffusion. One may see that even for a short pulse reflections exist simultaneously. The better the requirement for randomness is fulfilled the less valid is the classical time distribution and vice versa.

EYRING's image sources picture for a square enclosure is mid-way between these two extremes. The length of the reflections is growing proportionally to r, but the individual relative power of each image source corresponding to the coefficient of reflection depends in a definite way of its position and is not averaged. The image sources picture when developed may represent in architectural acoustics an important counterpart to the wave-theory picture. It differs from it by using progressive waves corresponding to different reflections coming one after another instead of the standing waves of the wave-theory. This "time" approach allows, in the same way as in the "spectral" one, both the exact solution and the statistical solution of problem. It is interesting to note, that different rates of decay for different energy portions may by derived from the image source picture.

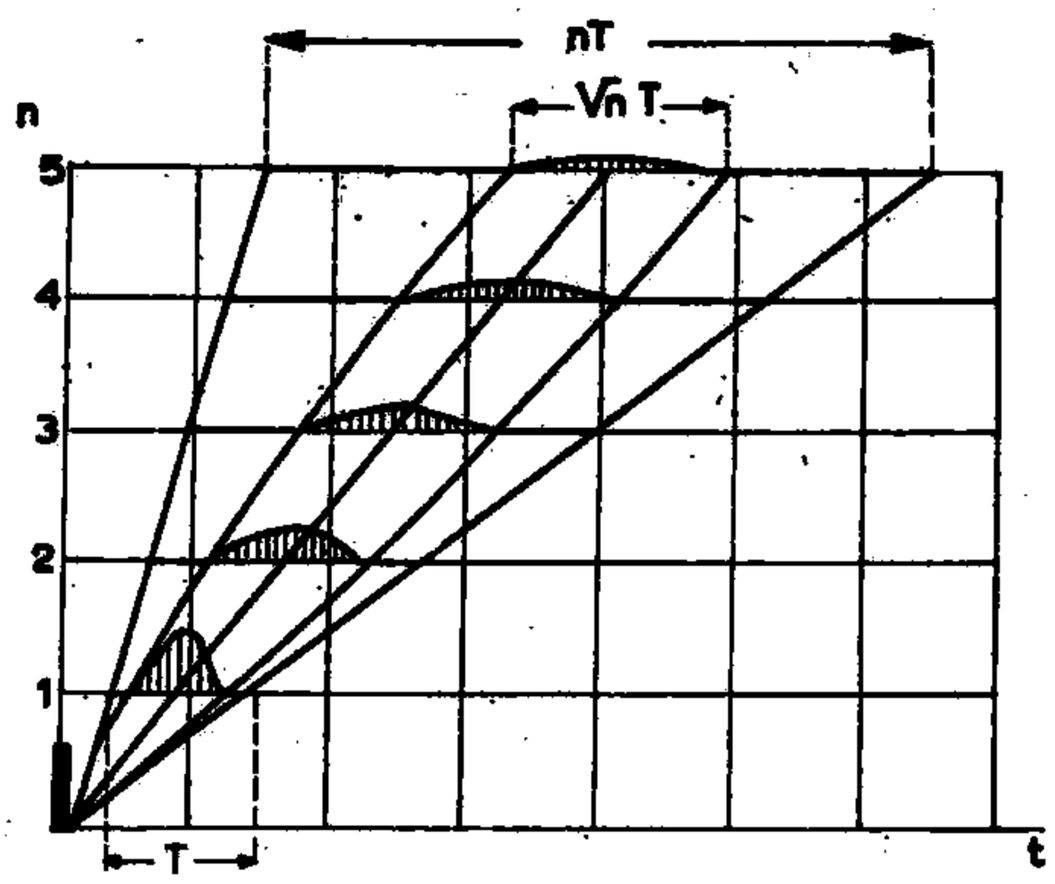


Fig. 2. Energy distribution in the various reflections.

For the particular problem we are dealing with, the image source picture is not quite suitable. To solve this problem two points must be investigated:

1. The distribution of the sound energy *vs* time during the nth-reflection and
2. The sum of the energy of simultaneously acting reflections *vs* time.

The simplest assumption is that the energy remains constant during each reflection. We shall denote this as assumption N 1 and will show later the decay curve corresponding to it.

The more elaborate theory leads to a method for calculation the distribution w_n in the n-th reflection when the previous distributions are known. The corresponding formula is

$$w_n = \int_{t_1}^{t_2} w_{n-1}(t-\theta)\, w_1,(\theta)\, \mathrm{d}\theta$$

This procedure shows that the constant energy distribution tends to degenerate into a bell-shaped one. It is more correct to take the bell-shaped distribution from the very beginning. Then it may be shown, that as the time interval for the n-th reflection is

growing proportionally to n, the part of it containing most of the energy is growing only as $\sqrt{n}$ (Fig. 2).

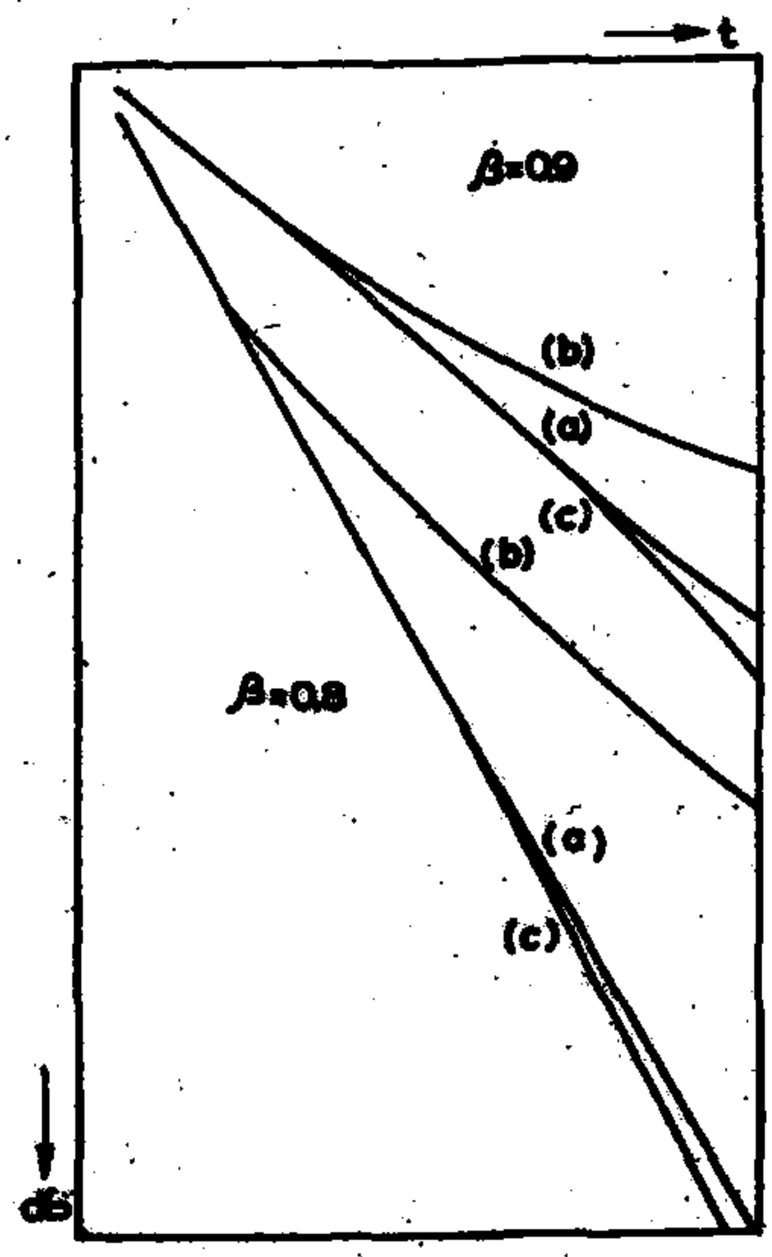


Fig. 3. Decay curves of an enclosure calculated under classical theory (a) and corrected assumptions (b and c).

Let us now suppose that the energy is distributed equally in this shortened interval (assumption N 2). Fig. 3 shows decay curves calculated for an enclosure by means of the conventional formula (a) and also taking into account the assumption N 1 (b) and the assumption N 2 (c). The latter curve is very near to the classical one.

The problem is not yet solved. The correct solution must show whether certain conditions in a room may lead to the exponential decay curve.

REFERENCES

1. C. F. EYRING, *J. Acoust. Soc. Am.*, I (1930) 217.
2. V. O. KNUDSEN, *Architectural Acoustics*, Appendix II by R. F. NORRIS, John Wiley, N.Y., 1932, p. 603.

Akustische Untersuchungen in kleinen Hallräumen

TH. TARNÓCZY

Akustische Forschungsgruppe der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, Budapest (Ungarn)

Eine viel gebrauchte Methode der Absorptionsmessungen besteht darin, dass in stark hallenden Räumen die Nachhallzeit zweimal gemessen wird: erstens im leeren Zustand, zweitens nachdem das Material hineingebracht wurde. Zu diesem Zweck benützt man im allgemeinen einen Hallraum von 100–300 m³ Rauminhalt, der mit Zement geglättet oder mit Kunststein belegt ist. Hallräume von grosser Dimension werden benützt, damit die Frequenzverteilung der Raumeigentöne möglichst gleichmässig und genügend dicht ist und damit die ortsabhängigen Schwankungen des Schalldruckes nicht gross sind. In so grossen Räumen wird natürlich auch das Material in genügend grosser Menge zu den Absorptionsmessungen benötigt, auf jeden Fall 10–20m². Ein anderer Nachteil der grossen Hallräume besteht in der abnormal langen Nachhallzeit bei tiefen Tönen, wenn an den Wänden des Raumes keine akustische Behandlung angewendet worden war.

Die Hallräume bieten ausserdem die beste Möglichkeit für ein nachträgliches Hallen der Schallaufnahmen. Die natürliche Akustik der Räume wird mit einem Hallraum wegen seiner drei Dimensionen besser angenähert als mit einem zu diesem Zweck verfertigten Magnettongerät mit mehreren Abspielköpfen, oder mit einem Platten-Nachhallerzeugungsgerät. Das grösste Hindernis des diesbezüglichen Gebrauches von Hallräumen besteht darin, dass sie einen grossen Kubikinhalt einnehmen und ihre Herstellungskosten hoch sind.

Zur Beseitigung dieser Nachteile haben wir vor einigen Jahren kleine Hallräume zu bauen versucht und haben mit diesen experimentelle Untersuchungen vollzogen. Unsere Auffassung war, dass, um eine geeignete Diffusität des Schallfeldes zu erreichen und die stehenden Wellen zu unterdrücken, ein erträgliches Ergebnis zu erhalten war, wenn alle klassischen Methoden angewendet wurden. Das ist aber nicht der Fall, wie auch die Untersuchungen in Göttingen[1] beweisen, weil die Störwirkung der langen Schallwellen der kleinen geometrischen Abmessungen wegen überhaupt nicht verdrängt werden kann. Unser weiteres Ziel war also, die Energie der tiefen Töne grösstenteils zu verschlucken und sie im Raum gleichmässig zu zerstreuen. Dieses Ziel wurde durch die Anwendung von Platten mit Biegeschwingungen erreicht.

Die Versuche führten darauf, dass mit kleinen Hallräumen, die aus Eisenplatten gebaut waren, eine entsprechend lange Nachhallzeit und geeignete Diffusitätsumstände zu erreichen sind. Zur Zeit sind mehrere solche Hallräume in unserem eigenen Laboratorium, bei der Ungarischen Schallplattenfabrik und beim Ungarischen Rundfunk im Gebrauch. Der Kubikinhalt der Räume betragt 10–80 m³, und sie wurden (laut der zu erreichenden Charakteristik der Nachhallzeit) völlig oder teilweise aus Platten verfertigt. Für Absorptionsmessungen werden gemäss des Rauminhalts, Materiale von 2–6 m² angewendet. Wenn der Raum zur Erzeugung von künstlichen Nach-

hall gebraucht wird, kann die Nachhallzeit und ihre Kennlinie durch Hineinbringen von Schluckstoffen und durch das Versteifen der Platten geregelt werden. Von den in diesen Räumen verrichteten akustischen Messungen wünschen wir jetzt zu berichten.

Messreihe 1. Es wurden die ortsabhängigen Schwankungen des Schalldruckes mit einem kugelcharakteristischen Mikrofon bei 125, 250, 500, 1000 und 4000 Hz in einem Netz von 30 cm Abständen gemessen. Die Messungen wurden im kleinsten Hallraum von 10 m³ in 50, 140 und 200 cm Höhe vom Fussboden verrichtet. Bei jeder Frequenz und in jeder Höhe wurden 33 Messungen vollzogen. Bei den mit sinusförmigen Ton ortsabhängig verrichteten Messungen erfuhr man Schwankungen von $\pm$10–12 dB bei tiefen und $\pm$5–7 dB bei hohen Tönen. Bei höheren Tönen zeigte sich die diffuse Ausbildung der Wände schon als wirksam. Eine weitere Diffusitätssteigerung erhielt man mit vier im Raum unsymmetrich aufgehängten Holzkugeln mit dem Durchmesser von 30 cm. Die Kugeln können mit verschiedener Periode schwingen. Im Falle der Schwingung einer einzelnen Kugel entstand im Messpunkt eine periodische Schalldruckschwankung, wurden aber alle vier Kugeln in Schwingung gebracht, so verwischte sich diese. Bei Frequenzen über 1000 Hz senkte sich auch die ortsabhängige Schwankung.

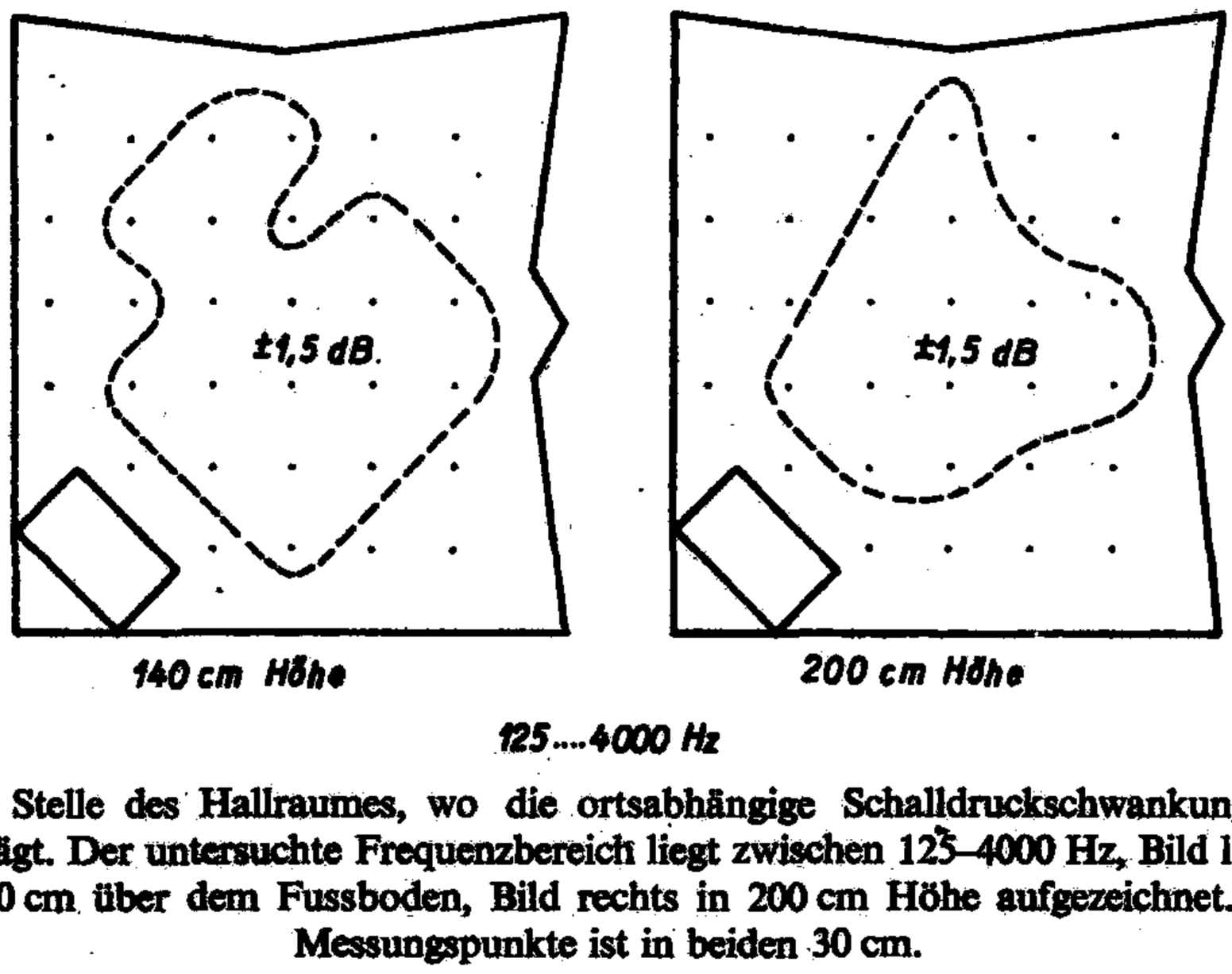


Abb. 1. Jene Stelle des Hallraumes, wo die ortsabhängige Schalldruckschwankung weniger als $\pm$1,5 dB beträgt. Der untersuchte Frequenzbereich liegt zwischen 125–4000 Hz, Bild links ist in der Höhe von 140 cm über dem Fussboden, Bild rechts in 200 cm Höhe aufgezeichnet. Abstand der Messungspunkte ist in beiden 30 cm.

Ähnliche Messungen wurden auch mit einem Heulton verrichtet. Laut der ungarischen Norm wurde eine Frequenzmodulation von 10%, mit einer Schwankungsperiode von ungefähr 2% eingestellt. Hier blieb die ortsabhängige Schalldruckschwankung über 1000 Hz unter $\pm$1,5 dB. Bei niedrigeren Frequenzen wurden auch solche Stellen gefunden, hauptsächlich in der Raummitte. In der Nähe der Wände stieg jedoch der Schalldruckpegel im allgemeinen mit 3–6 dB. Wenn man die nach den verschiedenen Frequenzen ausgeschnittenen Schablonen aufeinandergelegte, so waren die Raumteile gleichmässig verteilter Energie leicht festzustellen(Abb. 1.). Sebst in der Achse des Lautsprechers wurden keine Stellen mit höheren Schalldruckpegel gefunden, was verständlich ist, da ja in der Kammer überall der hallende Ton

herrscht. Die Energieäquivalenzfläche beträgt, auf einem Kugelstrahler berechnet, 15–20 cm.

Messreihe 2. Die Messung der Nachhallzeit wurde mit dem schon erwähnten Heulton zwischen 50–10000 Hz durchschnittlich bei jedem ganzen Ton vollzogen. Das Streuungsbild der Messungen und die Frequenzabhängigkeit der Nachhallzeit ist für den Raum von 10 m³ in Abb. 2. ersichtlich. Die bei niedrigen Frequenzen sichtbare Verminderung der Nachhallzeit ist der Hauptcharakter unserer Kammer, was wegen der Energieschluckung der Biegeschwingungen der Platten, auch vorauszusehen war.

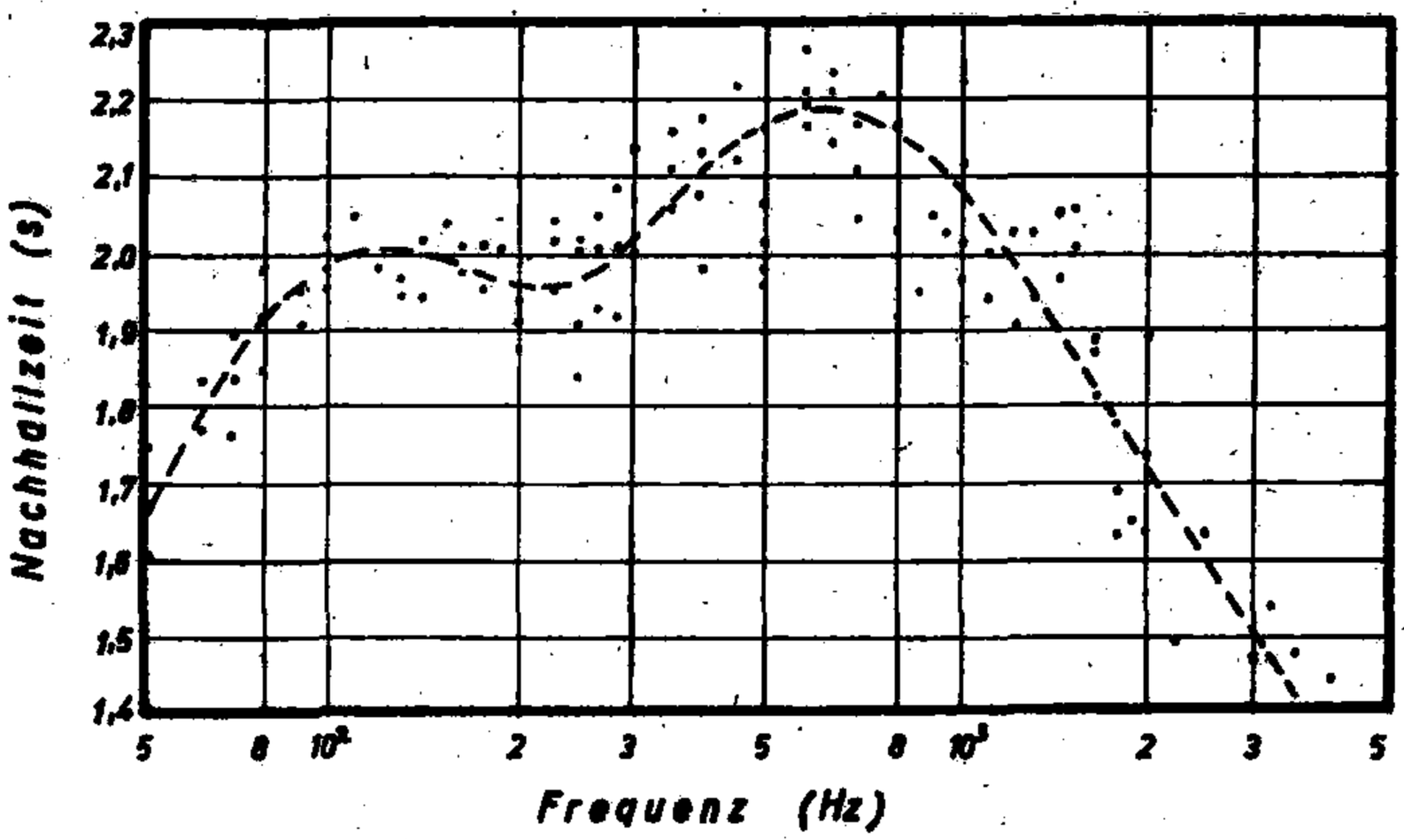


Abb. 2. Kennlinie der Nachhallzeit nach der Frequenz eines Hallraumes von 10 m³.

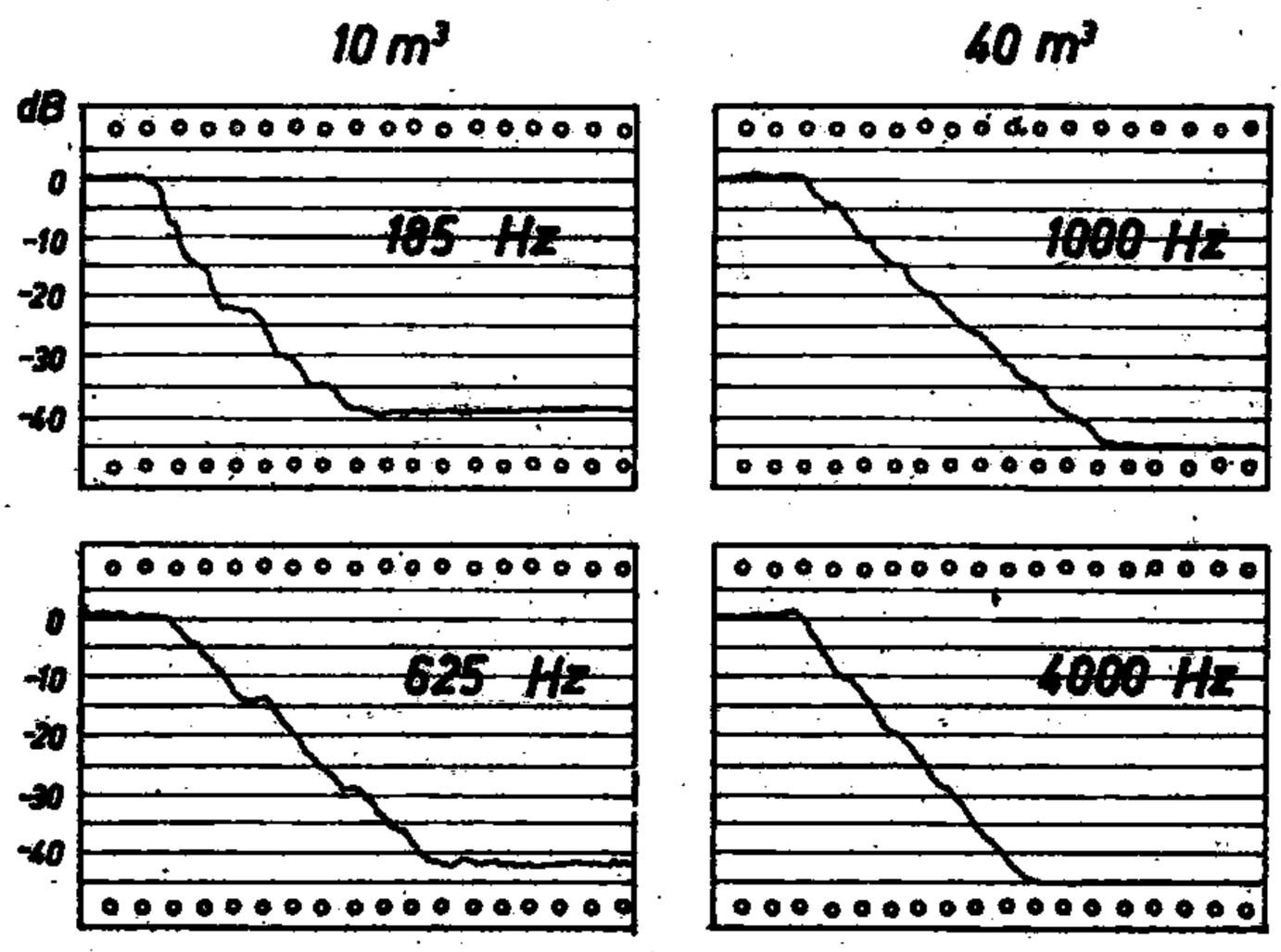


Abb. 3. Nachhallkurven.
a. Hallraum von 10 m, 185 Hz.
b. Hallraum von 10 m, 625 Hz.
c. Hallraums von 40 m, 1000 Hz.
d. Hallraum von 40 m, 4000 Hz.

Das schwache Minimum bei 200–250 Hz ist als Resonanzstelle wegen der Abmessung und der Versteifung der Platten anzusehen was mit einer erhöhten Versteifung aufgehoben werden kann. In gewissen Fällen der künstlichen Nachhallerzeugung ist die grosse Unterdrückung bei niedrigen Frequenzen nicht erwünscht. In diesem Falle kann

die Hallkammer mit der Kombination von Eisenplatten und Kacheln oder Marmor erbaut werden, wofür die der Ungarischen Schallplattenfabrik und des Ungarischen Rundfunks als Beispiel dienen. Mit der Wahl des Verhältnisses der verschiedenen Grenzflächen kann bei tiefen Tönen eine beliebiege Nachhallzeitkennlinie geschaffen werden.

Die Verminderung der Nachhallzeit bei hohen Tönen ist ein natürlicher Vorgang. Sie kann höchstens auf elektrischem Wege etwas kompensiert werden.

Der Abfall der Nachhallkurve ist über 250 Hz befriedigend schwankungsfrei, bei tieferen Tönen verrät sie natürlich eine grössere oder kleinere Schwankung. In Abb. 3. werden einige Nachhallkurven der Hallräume von 10 m³ und 40 m³ gezeigt.

Messreihe 3. Die Messung der Frequenzschwankung in fünf Frequenzbereichen geschah auf die übliche Weise in der Kammer von 10 m³. Zur Auswertung diente die von BOLT UND ROOP[2] angegebene Formel. In unserem Falle, also bei Räumen mit kleinem Volumen und kleiner Schallabsorption sind die Bedingungen dieser Theorie erfüllt. Deswegen wurden die Untersuchungen von SCHRÖDER[3] im Jahre 1954 die ausgesprochen für grosse Räume gültig sind, ausser acht gelassen. Seine Ergebnisse von 1959 standen uns aber nocht nicht zur Verfügung.

Die Angaben der Frequenzschwankung werden in Tabelle I gezeigt.

TABELLE I

ν	*125*	*250*	*500*	*1000*	*4000*	*Hz*
$F_ν$	2,40	2,07	2,21	1,53	1,41	dB/Hz

Die Zusammenstellung zeigt, dass sich die Diffusität, die der Frequenzschwankung umgekehrt proportional ist, gegen die höheren Frequenzen ständig erhöht. Die Frequenzschwankung und die Nachhallzeit weisen nicht den von SCHRÖDER auf grosse Säle bewiesenen Zusammenhang $F_ν \sim 1{,}4\,T$ auf, sondern es zeigt sich grössenteils die $F_ν \sim T$. Formel als gültig. Dies beweist auch, dass für kleine Räume eine andere Theorie gültig ist als für grosse.

Messreihe 4. Messung der Schalldämmung hängt nicht von der inneren Ausbildung ab, man wünschte sich zu orientieren, welche Schalldämmung in einem aus Platten verfertigten Hallraum festgestellt werden kann, wenn man ihn mit einer Ziegelmauer umgibt. Der mit der Haus im Haus Methode gelöste Aufbau zeigte bei 500 Hz durchschnittlich eine Schalldämmung von 50 dB. Die vor der nicht besonders gut ausgebildeten Doppeltür verfertigten Messungen lieferten die Angaben von Tabelle II.

TABELLE II.

ν	*50*	*200*	*500*	*1000*	*2000*	*5000*	*Hz*
D	25	40	48	42	50	60	dB

Neben Studios wird natürlich eine sorgfältige akustische Isolierung angewendet. In

einer anderen Ausführung wurde bei 50 Hz eine Schalldämmung von 35 dB, bei 500 Hz aber 80 dB erreicht.

Zusammenfassend kann folgendes gesagt werden:
Kammern mit kleinem Volumen und mit Wänden versehen, die Biegeschwingungen unterworfen sind, verfügen über dieselben akustischen Eigenschaften wie die grossen Hallräume, besonders hinsichtlich der Energieverteilung, der Nachhallzeit, der Gleichmässigkeit des Nachhalls und der Frequenzschwankung. Im Hinblick auf die Frequenzabhängigkeit der Nachhallzeit jedoch beweist sich diese Platten-Kammer als mehr geeignet gegenüber den grossen Räumen mit Steinmauern, weil sich die Nachhallzeit in Richtung der tiefen Töne nicht erhöht und leicht zu regulieren ist. Vom Gesichtspunkt der Herstellung, Platzausnützung und sogar der Bewegbarkeit verfügt sie über sehr vorteilhafte Eigenschaften. Der neue kleine Hallraum bewährte sich in der Messtechnik, wie auch zur künstlichen Nachhallerzeugung in der Praxis sehr gut. Es wurden bis heute vier Exemplare in verschiedenen Dimensionen und verschiedener Ausführung gebaut.

LITERATUR

1. M. SCHRÖDER, *Acustica*, 4 (1954) 456–468.
2. R. H. BOLT UND R. W. ROOP, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22 (1950) 280–289.
3. M. SCHRÖDER, *Acustica*, 4 (1954) 594–600.
4. M. SCHRÖDER, *Acustica*, 9 (1959) 256–264.

Untersuchung eines extrem schiefwinkligen Hallraumes

H. A. MÜLLER
München (Deutschland

Aus Abb. 1 ist zu ersehen, wie durch die von CREMER vorgeschlagene Teilung eines Würfels mit drei winkelhalbierenden Ebenen sechs kongruente pyramidenförmige Körper mit dreieckigen Grundflächen gebildet werden. Ein Raum dieser Form hat den Vorteil, einerseits die Merkmale eines extrem schiefwinkligen Raumes aufzuweisen, andrerseits aber noch der Berechnung zugägnlich zu sein.

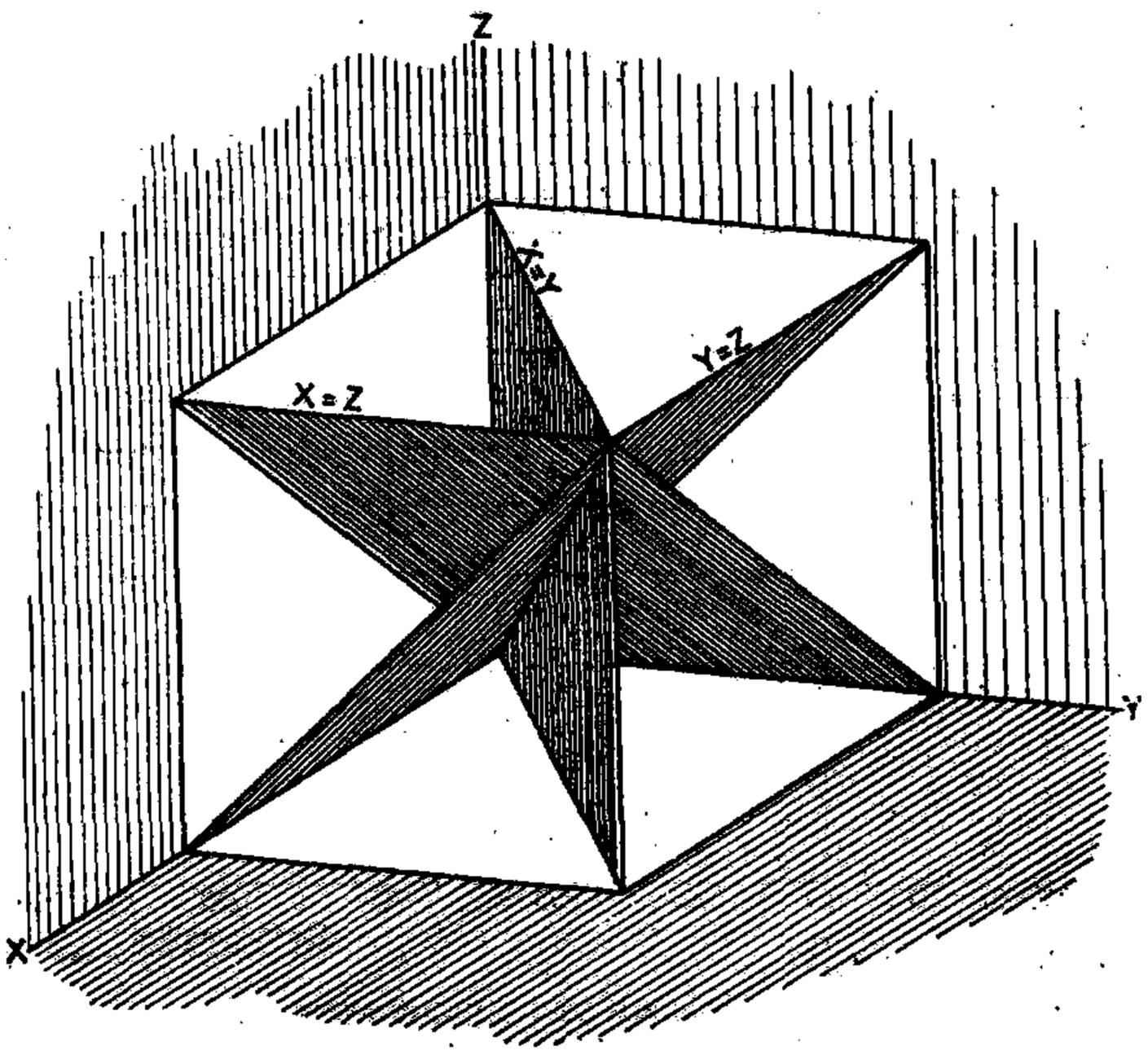


Abb. 1. Teilung eines Würfels durch drei winkelhalbierende Ebenen.

Das Ziel der Schluckgradmessungen im Hallraum ist es bekanntlich, den Schallabsorptionsgrad über alle Einfallswinkel gemittelt bei jeder Frequenz zu bestimmen. Es wird also der nach der Paris-schen Formel definierte Wert

$$\alpha = 2 \int \alpha(\vartheta) \sin \vartheta \cos \vartheta \, d\vartheta$$

gesucht.

Dabei bedeutet $\alpha(\vartheta)$ den Schluckgrad beim Einfallswinkel ϑ. Da die Bestimmung des Schallabsorptionsgrades im Hallraum nur bei dessen Eigentönen möglich ist, wurde zuerst die Eigentonverteilung der pyramidenförmigen Kammer untersucht. Es zeigte sich, dass der beschriebene Raum die gleichen Eigentöne hat wie der dazugehörige Kubus, allerdings ohne die 6-fache Entartung. Die Eigentondichte, d.h. die Anzahl der

verschiedenen Eigentöne pro Hz, steigt mit dem Quadrat der Frequenz. Die Verteilung ist, wie aus Abb. 2 hervorgeht, sehr gleichmässig. Als Ordinate ist in dieser Darstellung die Frequenz linear aufgetragen. Es sind die Eigentöne eines Raumes mit einer kürzesten Kantenlänge von 5,5 m im Bereich bis zu 200 Hz angegeben.

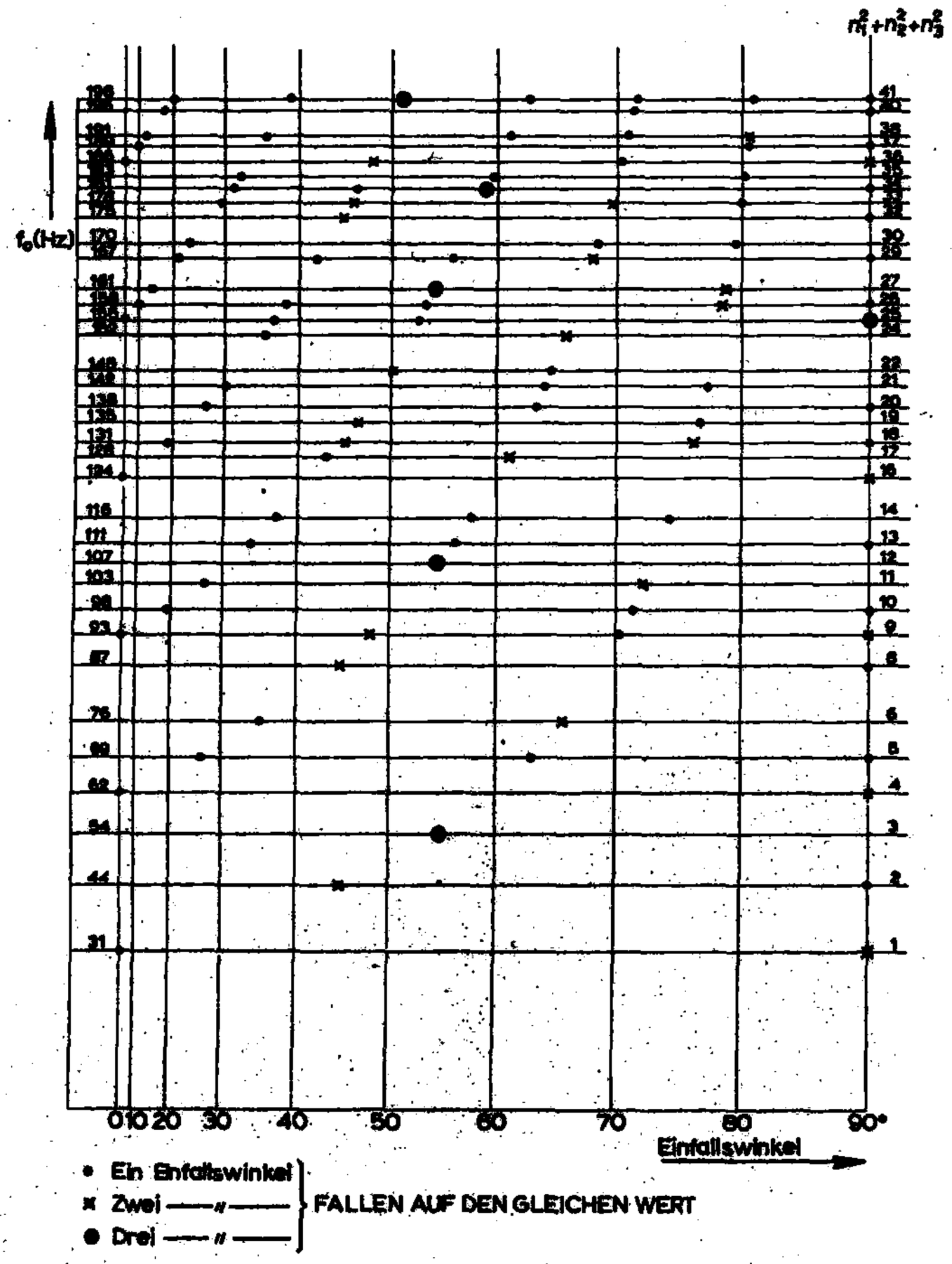


Abb. 2. Eigenton- und Einfallswinkelverteilung in der pyramidenförmigen Hallkammer. ($V = 28\ m^3$).

Als zweites musste untersucht werden, ob die Einfallswinkelverteilung der Forderung aus der Paris'schen Formel entspricht. Diese Forderung besagt, dass sich die Energie in Abhängigkeit vom Einfallswinkel wie der Sinus des Einfallswinkels verhalten muss.

Die Einfallswinkel auf die gleichschenklig rechtwinkligen Aussenflächen der Pyramide lassen sich ebenfalls leicht darstellen; sie sind die gleichen wie beim dazugehörigen Kubus.

Aus Abb. 2 sind die Einfallswinkel bei den einzelnen Eigentönen für den oben genannten Raum mit einer Kantenlänge von 5,5 m ersichtlich. Als Abszisse wurde der Cosinus des Einfallswinkels aufgetragen. Man erkennt auch hier die günstige Verteilung Während sich nun aber beim Kubus oder Quader die drei Einfallswinkel auf drei zu-

einander senkrechte Aussenflächen verteilen, treten beim Pyramidenraum wegen der Spiegelung die drei Einfallswinkel bei einem Eigenton an einer Aussenwand auf. Anders ausgedrückt heisst das, dass man im Pyramidenraum nur eine Aussenwand mit Prüfmaterial zu belegen hat, um die gleichen Verhältnisse zu erhalten wie in einem

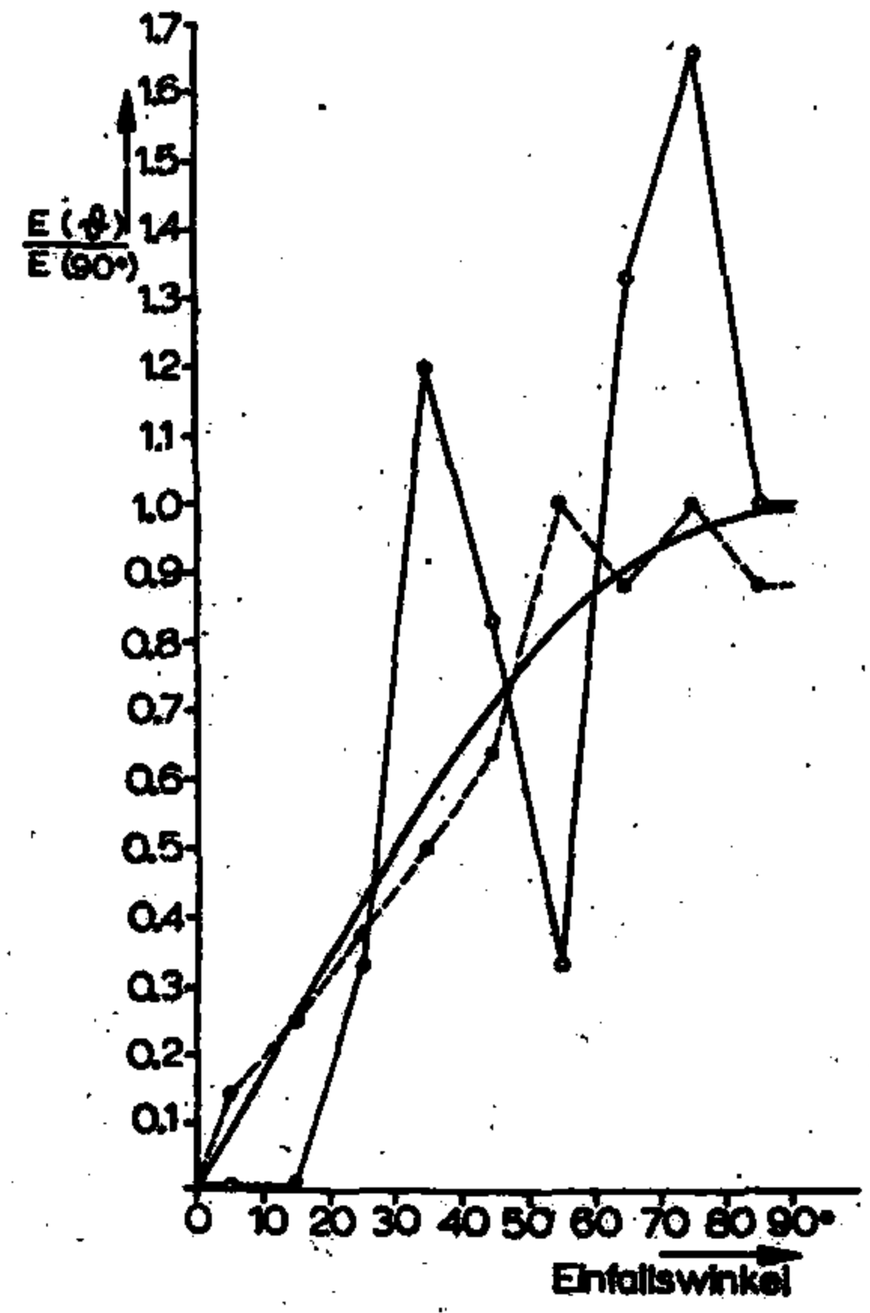


Abb. 3. Zusammenhang zwischen Einfallswinkel und einfallender Energie.

—— Nach Paris'scher Formel gefordert
●----● Pyramidenraum (Terzbereich 150 Hz)
○——○ Rechteckraum (——„——„ –„– –„–)

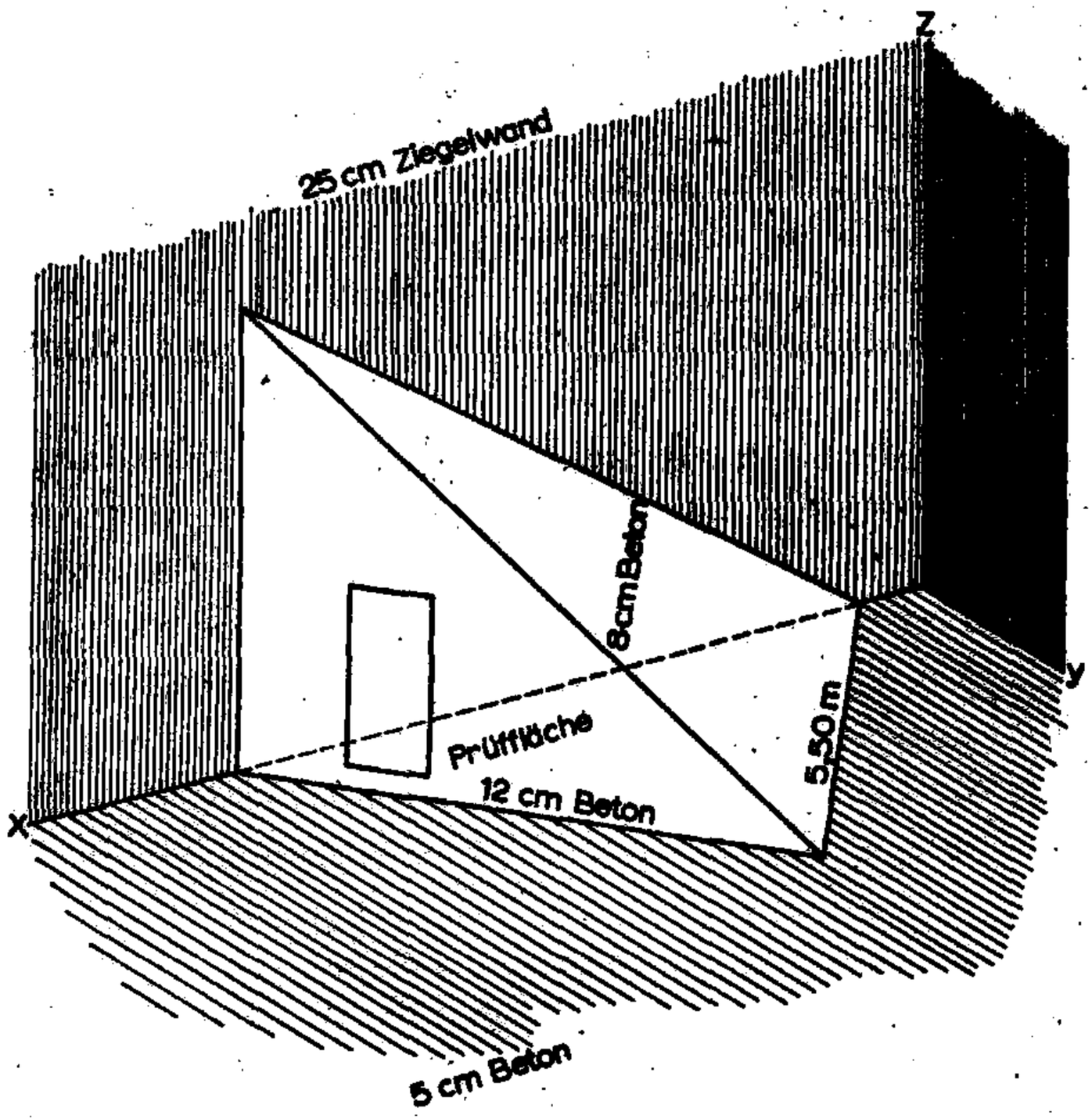


Abb. 4. Pyramidenförmige Hallkammer ($V = 28$ m³).

Rechteckraum, in dem drei zueinander senkrechte Wände mit Prüfstoff versehen sind. Im Terzbereich um 150 Hz liegen im pyramidenförmigen Raum mit der kürzesten Kantenlänge von 5,5 m die Einfallswinkel nur noch durchschnittlich 3° voneinander entfernt.

Aus der Darstellung geht ausserdem hervor, dass sich die Winkelverteilung verhältnismässig leicht statistisch erfassen lässt.

Aus Abb. 3 ist zu entnehmen, wie gross die Abweichung von der geforderten Sinusabhängigkeit der Energie bei dem verhältnismässig kleinen Pyramidenraum im Terzbereich um 150 Hz ist. Die ausgezogene Kurve stellt den geforderten Wert nach der Paris'schen Formel, die gestrichelt eingetragene den für den beschriebenen pyramidenförmigen Raum dar. Die zwischen Kreisen ausgezogene Kurve gilt für einen rechteckigen Vergleichsraum, der ein Volumen von 37 m³ hat. Auch hier wurde der Terzbereich um 150 Hz bewertet. Die Annäherung an die Idealkurve ist verhältnismässig schlecht. Dieser Vergleichsraum ist etwas grösser als der pyramidenförmige Hallraum ($V = 28\text{m}^3$).

Die pyramidenförmige Hallkammer ist also auch bezüglich ihrer Winkelverteilung sehr günstig.

Misst man, wie üblich, die Abklingzeit zur Ermittlung des Schluckgrades, so bestimmt man den Energieabfall der angeregten Eigentöne. Im pyramidenförmigen Raum wird bei jedem Eigenton über drei Einfallswinkel gemittelt. Da gewöhnlich jede Eigenfrequenz ein anderes Tripel von Winkeln erfasst, ergeben sich verschiedene Abklingzeiten.

Die Eigentöne mit der längsten Nachhallzeit beginnen auch mit dem grössten Pegel; es ist offensichtlich, dass im Vergleich zum wahren Wert in der pyramidenförmigen Hallkammer unter Umständen zu geringe Schluckgrade erhalten werden.

Um den zu Beginn definierten Wert des Schluckgrades zu bestimmen, wäre es nämlich notwendig, innerhalb eines Eigentons sämtliche Einfallswinkel zu erfassen. Es zeigt sich, dass, falls die Winkelabhängigkeit des Schluckgrades dem Cosinus des Einfallswinkels umgekehrt proprotional ist, in jedem Hallraum der zu Beginn definierte Wert, abgesehen von der Annäherung $-\ln(1-\alpha) \approx \alpha$ gemessen wird. Bei Materialien, die vom "cos ϑ-Gesetz" abweichen, erhält man zu niedrige Schluckgrade. Diese theoretischen Folgerungen wurden durch Messungen bestätigt.

Abb. 4 zeigt den benützten Hallraum. Es wurde immer die Bodenfläche mit Prüfmaterial belegt, da. wie schon erwähnt, auch hier eine Mittelung über drei Winkel stattfindet.

In Abb. 5 ist die Untersuchung einer 10 mm Rollfilzmatte im pyramidenförmigen Hallraum und im Rechteckraum eingezeichnet. Dieser Rollfilz erfüllt sicher bis 1600 Hz das "cos ϑ-Gesetz". Aus diesem Grund stimmen, wie auch theoretisch zu erwarten, die im Pyramidenraum und im rechteckigen Vergleichsraum erhaltenen Ergebnisse im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Im Rechteckraum wurde ebenfalls nur die Bodenfläche mit Prüfmaterial ausgestattet.

Abb. 6 zeigt einen Vergleich von Schluckgradmessungen an Sillanplatten in 2 cm Abstand über einer mitschwingfähigen Rigipsplatte. Diese Anordnung erfüllt das "cos ϑ-Gesetz" nicht.

Im Rechteckraum wurden bei Belegung einer Begrenzungswand die niedrigsten Werte gemessen, da hier nur ein Einfallswinkel pro Eigenton auftritt. Die pyramidenförmige Hallkammer ergab höhere Werte, weil über drei Einfallswinkel pro Eigen-

ton gemittelt wurde. Im, durch Diffusoren aufgelösten, Rechteckraum erhält man die höchsten Schluckgrade und kommt ausserdem dem wahren Wert für statistischen Einfall am nächsten.

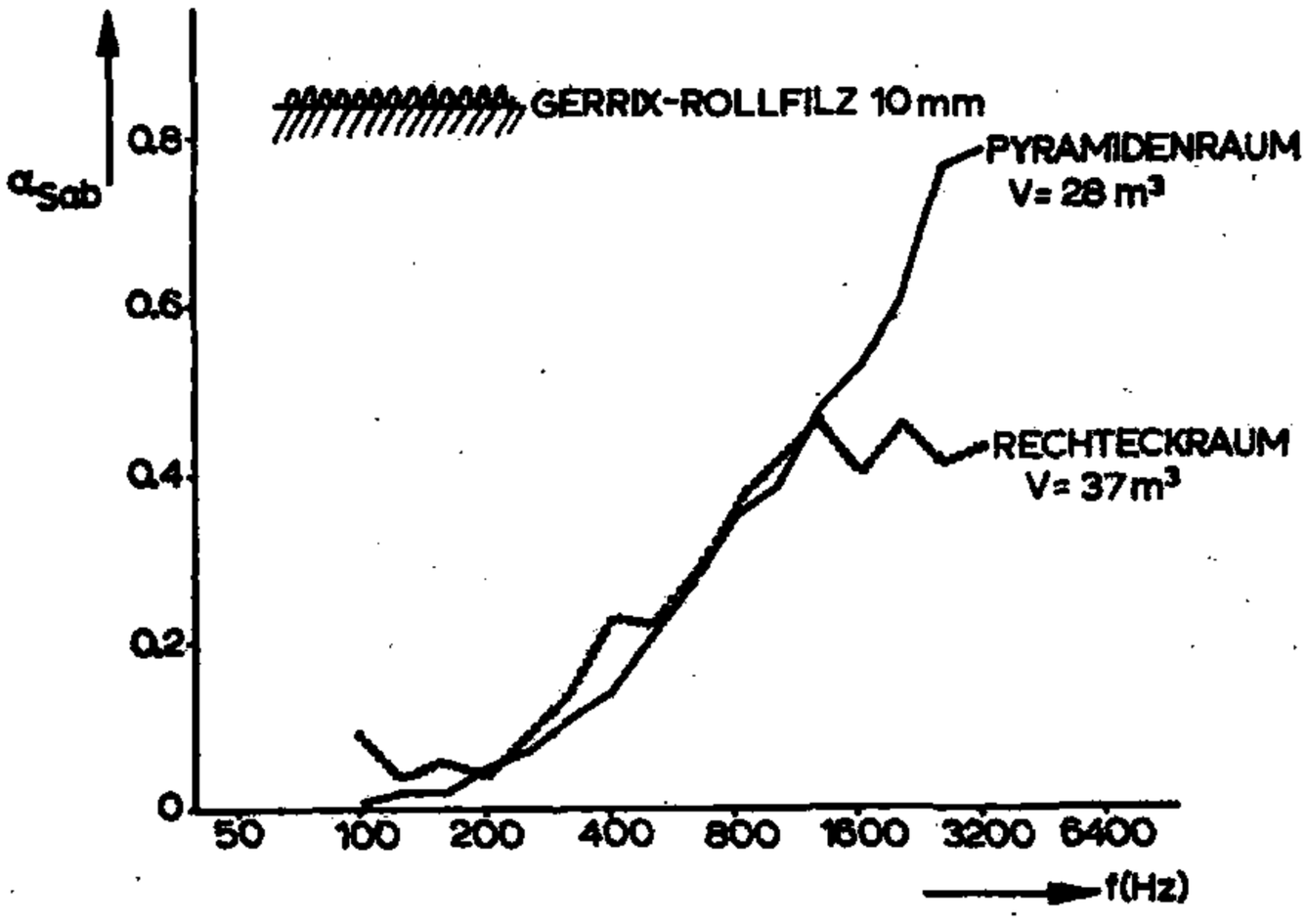


Abb. 5. Schluckgradmessungen an 10 mm Gerrix-Rollfilz.

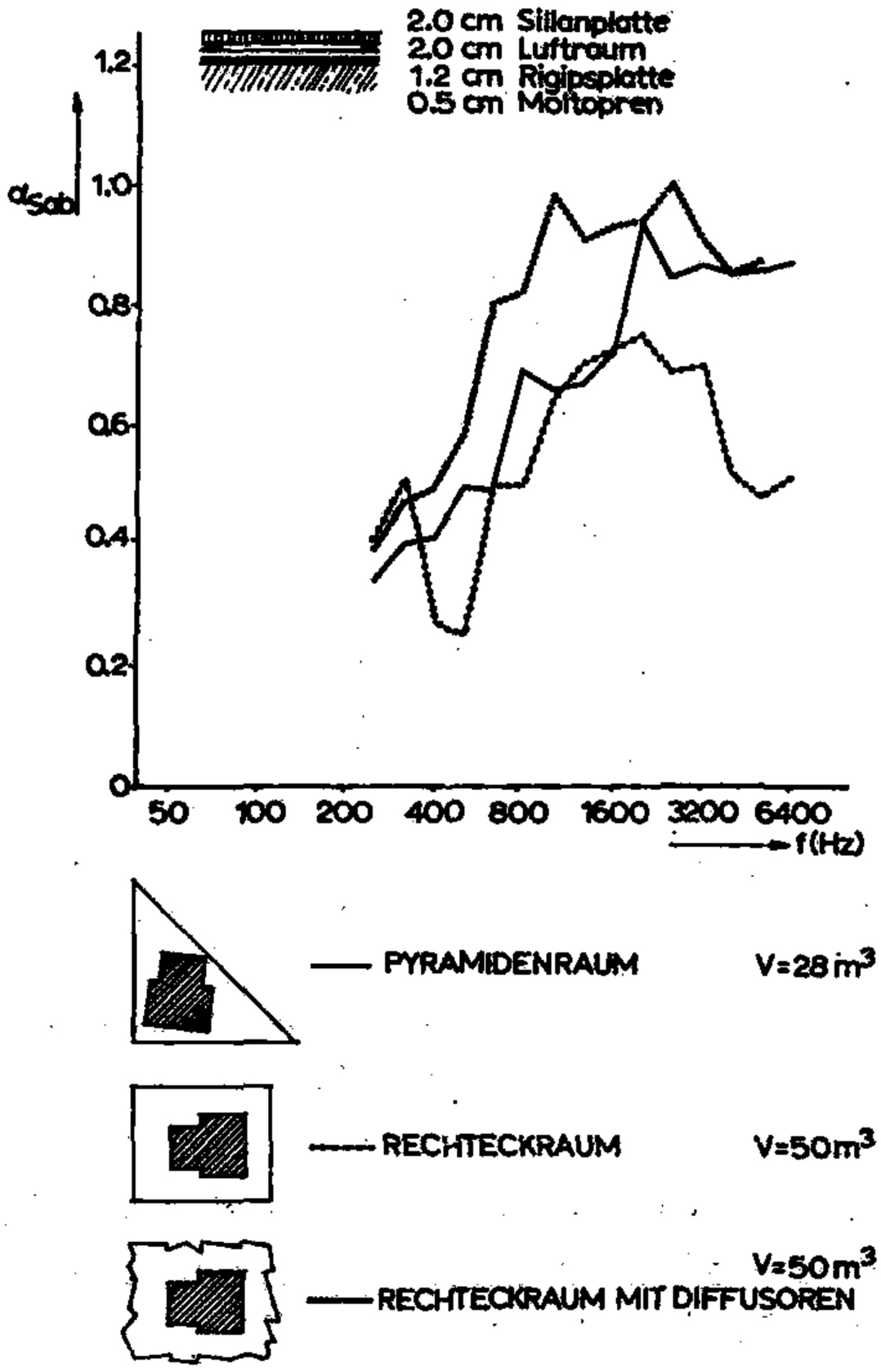


Abb. 6. Abhängigkeit des gemessenen Schallabsorptionsgrades von der Raumform.

Die Untersuchungen zeigen also, dass für eine statistische Schluckgrademessung eine günstige Eigenton- und Einfallswinkelverteilung, zwar eine notwendige, aber noch nicht hinreichende Bedingung für richtige Bestimmung des Schluckgrades entsprechend der Paris'schen Mittelung ist. Es sollen darüber hinaus bei jedem Eigenton möglich viele Einfallswinkel erfasst werden, wobei die Winkelverteilung, wie in der Paris'schen Formel gefordert, dem Sinus des Einfallswinkels proportional sein muss.

The Damping of Eigentones in Small Rooms by Helmholtz Resonators*

F. J. v. LEEUWEN

Nederlandsche Radio Unie, Hilversum (The Netherlands)

The effect of "boom" in small rooms is well-known. It is caused by little damped eigentones in the lower end of the audible frequency range. They can be damped by means of small Helmholtz resonators.

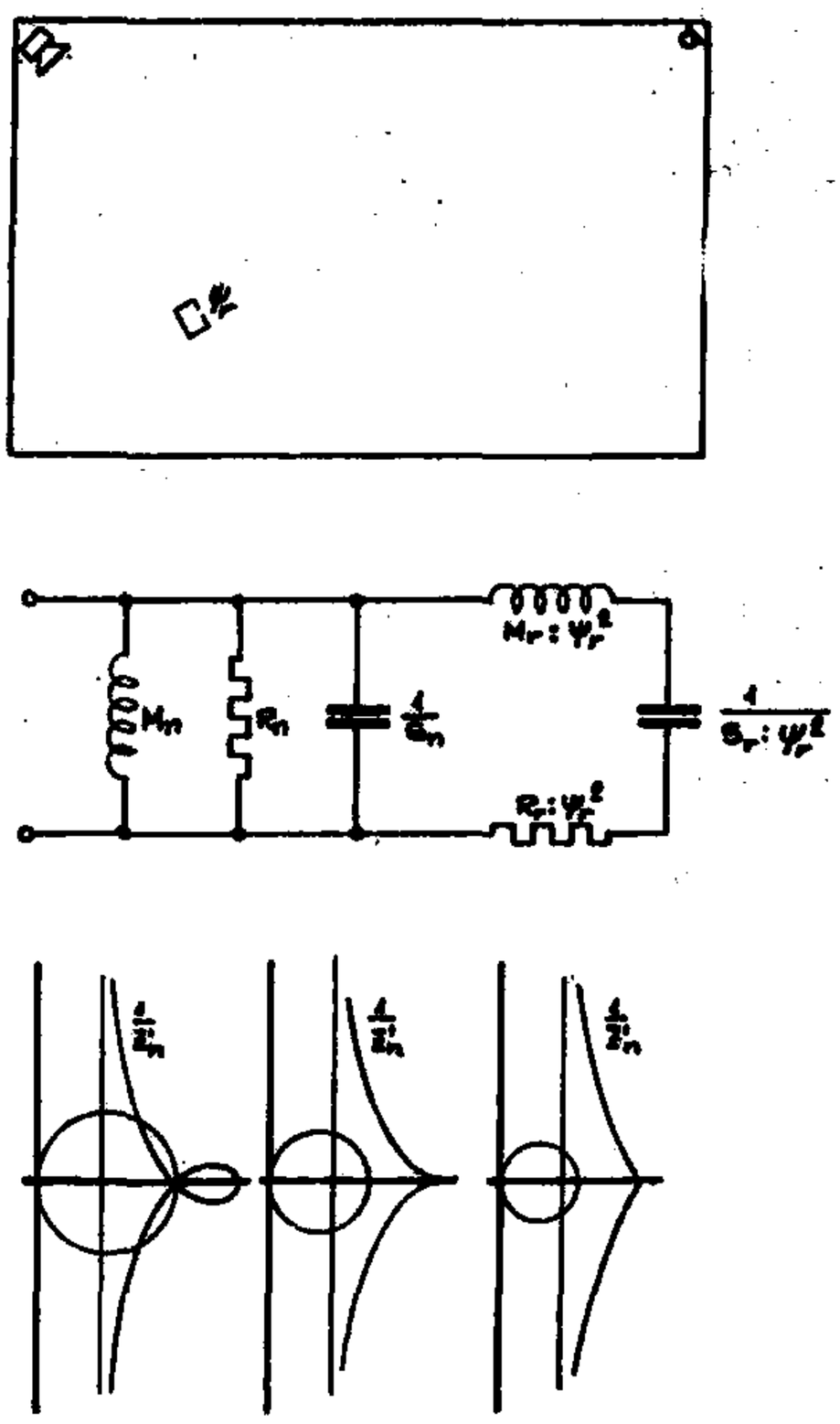


Fig. 1. Effect of a resonator on the standing wave impedance of the room resonance.

Fig. 1 shows a room with a loudspeaker and a pressure microphone in antinodes of a standing wave. A Helmholtz resonator has been put at an arbitrary place, where the characteristic function of the considered standing wave has the value Ψ_r.

It can be proved that

$$\frac{1}{Z'_n} = \frac{1}{Z_n} + \frac{1}{Z_r/\Psi_r^2} \tag{1}$$

where Z_n' and Z_n are acoustic transferimpedances between speaker and microphone (complex quotient of sound pressure near microphone and flux of volume displacement

* The same subject has been published more extensively in EBU–Review, Oct. 1960.

of speakercone) resp. with and without resonator and Z_r is the acoustic impedance of the resonator, including the outer end correction.

The corresponding analogous circuit has also been drawn in Fig. 1. The room constants M_n, S_n and R_n are determined by the eigenfrequency ω_n and the following relations

$$R_n = A_n \cdot \frac{\varrho_0 c^2 \tau_n}{13.8\, V} \tag{2}$$

$$q_n = \frac{\omega_n \tau_n}{13.8} \tag{3}$$

where $A_n = 2{,}4$ or 8 resp. for a one- two- or three-dimensional mode, ϱ_0 = density of the air, c = propagation velocity of sound in the air τ_n = reverberation time of the considered mode, q_n = quality factor of that mode and V = room volume.

In the complex plane $1/Z_n'$ is a curve with a real or imaginary nodal point, depending on the quality factor q_r of the resonator (Fig. 1). It is supposed that the resonator has been tuned to the considered eigenfrequency of the room.

From eq. (1) it can be proved that the effect is the same as if a resonator with a volume $\Psi_r^2 \cdot V_r$ (V_r being the actual volume) but with the same resonance frequency and quality factor, will be placed in an antinode (where $\Psi_r = 1$). This leads to an effective volume

$$V_{r\,eff} = \Psi_r^2 \cdot V_r \tag{4}$$

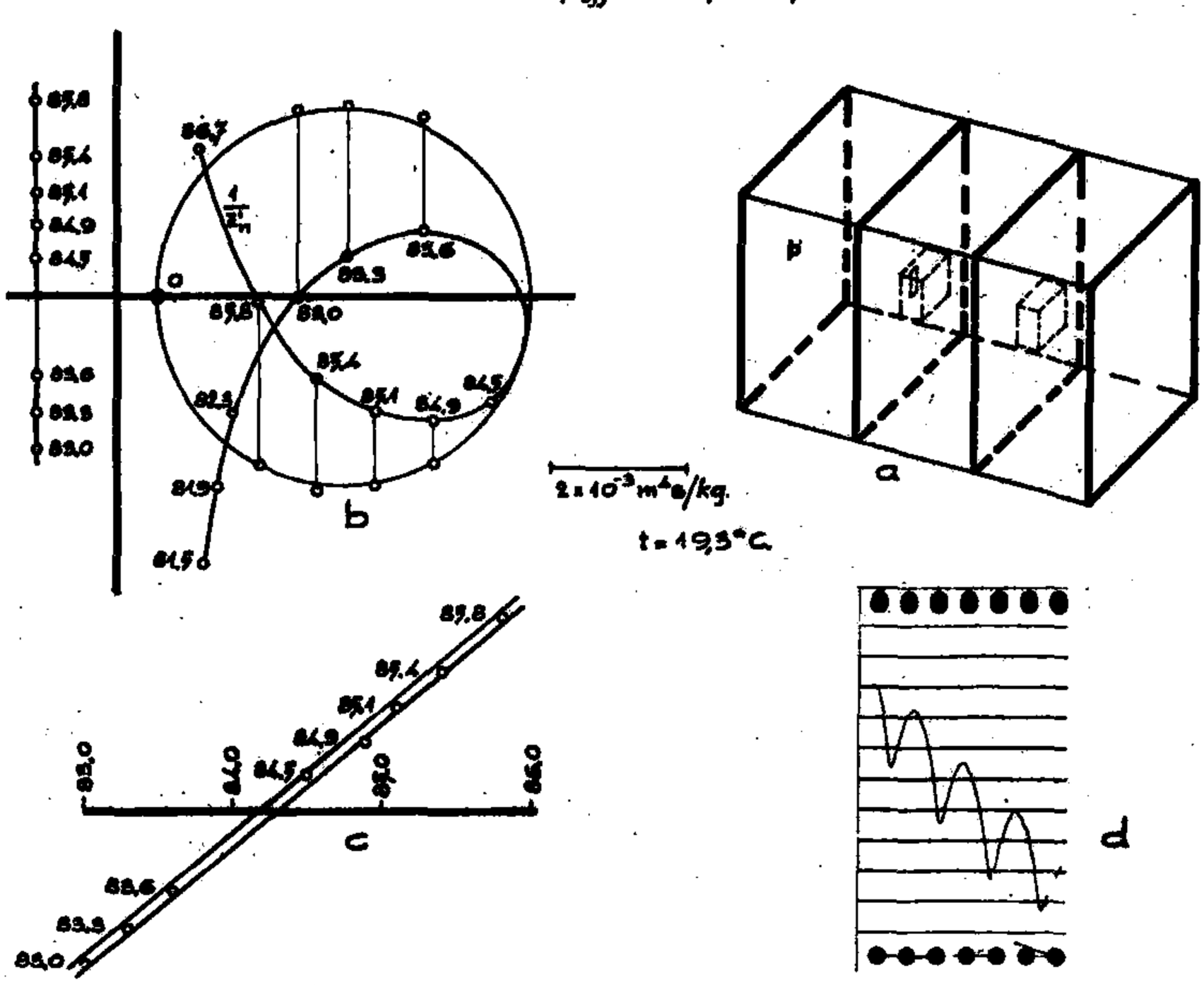


Fig. 2. Measuring results.

a. arrangement.
b. measured values of $1/Z'$; admittance circle and impedance line of resonator derived from $1/Z'_n$.
c. Frequency scale along the impedance line from which resonance frequency and quality factor of the resonator have been derived.
d. reverberation curve.

Fig. 2 shows a measuring result according to the arrangement of Fig. 2a Loudspeaker,

microphone and resonator have been placed in antinodes (heavy lines). In the closed speakerbox a pressure microphone was fitted, indicating the volume displacement of the cone. From the complex quotient of the voltages produced by the two microphones outside and inside of the speakerbox $1/Z_n'$ can be computed (Fig. 2b). Subtracting the imaginary part of $1/Z_n$, computed from Eq. (2) and (3), the admittance circle of the resonator has been found (origin in 0). A geometric inversion with respect to 0 results in a straight line with a nearly linear frequency scale. Linearity has been tested in Fig. 2c. (The acuracy of the frequency measurement was —0, + 0.1 c/s). From Fig. 2b and 2c the resonance frequency, the resistance and the quality factor of the resonator can easily be determined. From these values the effective volume appeared to be 36 dm³ while the actual volume was 37 dm³.

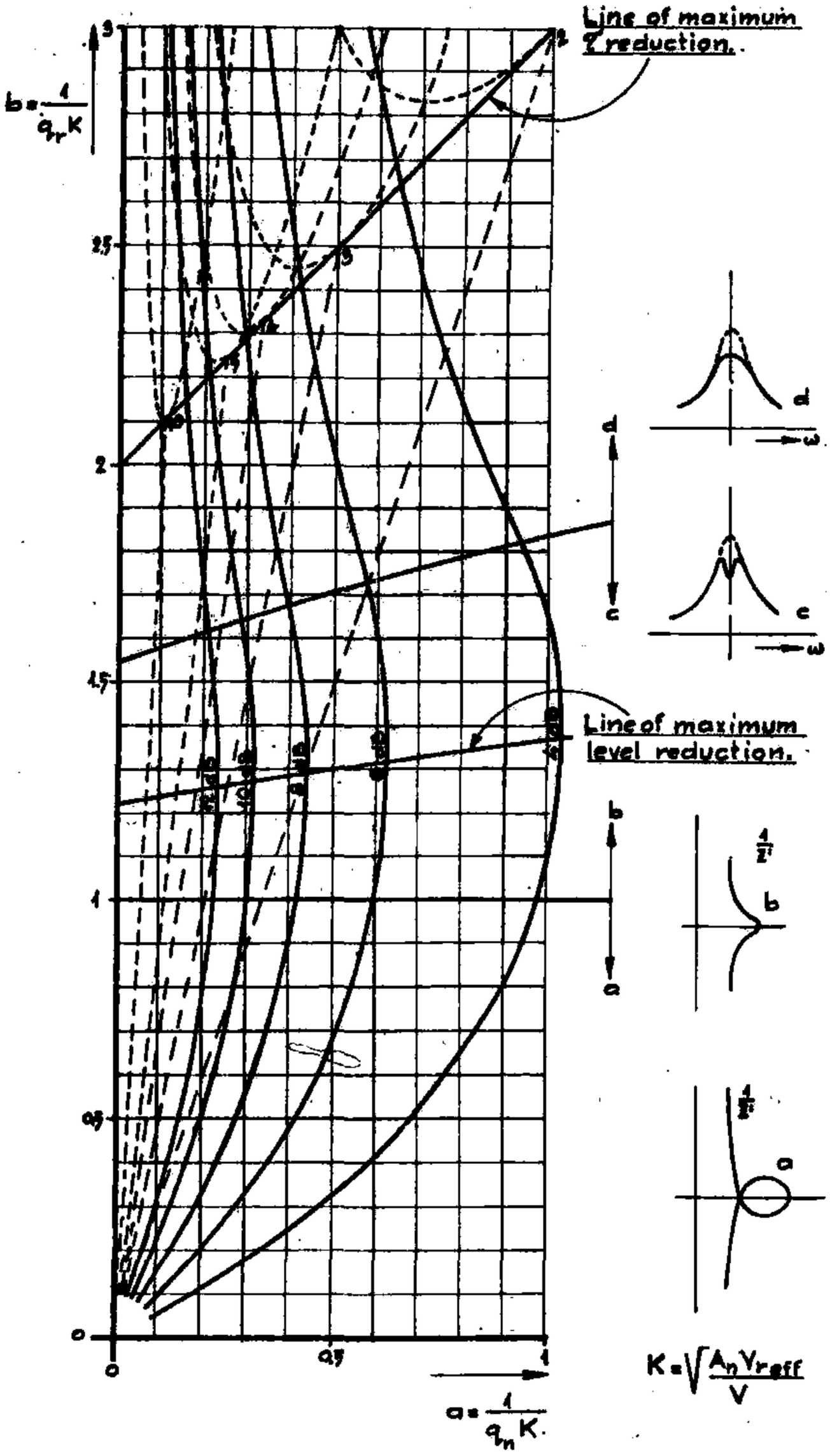
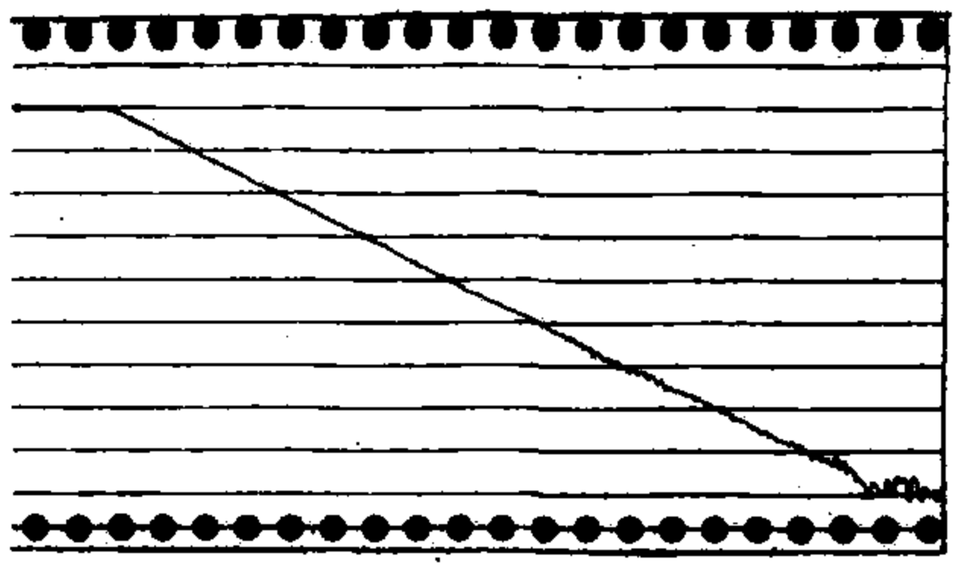


Fig. 3. Diagram to determine level reduction and τ reduction caused by a resonator:
q_n and q_r are the quality factors resp. of the room resonance and the resonator, V = room volume.
$V_{r\,eff}$ = effective resonator-volume according to Eq. (4).
A_n = 2, 4, 8 resp. for a 1-, 2- and 3-dimensional mode.

Fig. 3 represents a diagram computed from the analogous circuit of Fig. 1. From the heavy "vertical" curves the stationary-level reduction of the room resonance (excited

by a high impedance sound source) caused by the resonator can be found. The dotted lines determine the reverberation time reduction factor. Below the line of maximum τ reduction the system room-resonator yields two damped eigentones with the same damping, but different frequency (see the beats in the reverberation curve of Fig. 2d).



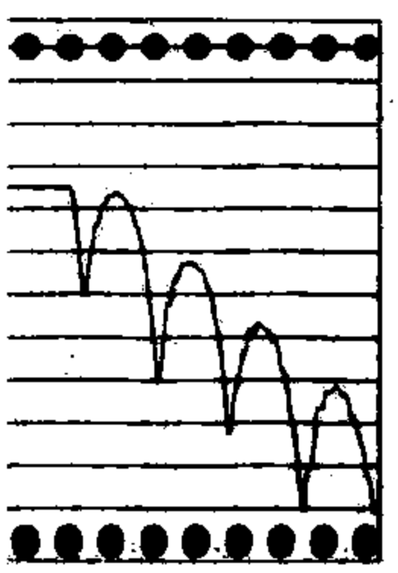




Fig. 4. Reverberation curves for the case of Fig. 2.
Room volume = 41 m³, resonator volume = 37 dm³; $\psi_r = 1$;
a. without resonator ($\tau = 4{,}1$ s).
b. with high-q resonator ($\tau = 2{,}2$ s).
c. resonator nearly damped according to Eq. (6) ($\tau = 0.8$ s).

The practical region lies between the lines of maximum τ reduction and maximum level reduction. Somewhere in the middle of this region the τ reduction factor equals the factor of sound pressure reduction. This compromise gives the following simple formulae

$$\text{reduction factors} \approx 1 + \frac{f_n \tau_n}{3} K \tag{5}$$

$$q_r \approx \frac{0.65}{K} \tag{6}$$

where f_n = eigenfrequency of the room and the resonator, τ_n = reverberation time of the roomresonance without resonator, for q_r and K see Fig. 3.

The experiment appeared to be in agreement with the diagram of Fig. 3. However, if the outer end correction of the resonator is considerable with respect to the total mass, the τ-reduction factor is somewhat less.

Finally it appeared that the value of Ψ_r must be taken at a point, some distance in front of the opening of the resonator.

Der Einfluss der Kanten auf die Schallabsorption poröser Materialien

W. KUHL

Institut für Rundfunktechnik, Hamburg (Deutschland)

Poröse Materialien haben, wenn ihre Kanten ringsum nicht frei sind sondern an die Raumwände stossen, den ihrer Impedanz entsprechenden Absorptionsgrad für statistischen Schalleinfall. An freien Kanten wird zusätzlich Schall in die Probe hineingebeugt, wodurch die Absorption scheinbar erhöht wird (Kanteneffekt.) Die Erhöhung des Absorptionsgrades durch Beugung ist proportional der Länge der freien Kanten bei konstanter Gesamtfläche, steigt also mit abnehmender Fläche der einzelnen Proben, weshalb der Effekt bisher als "area effect" bezeichnet wurde. Der obere Grenzwert, der sogenannte Wandabsorptionsgrad (normal wall coefficient), ist bei grosser Impedanz das Achtfache des Realteils der reziproken Impedanz. Bei sehr grosser Impedanz, d.h. bei sehr tiefen Frequenzen, und bei sehr kleiner Wellenlänge, also bei sehr hohen Frequenzen, wird der Kanteneffekt Null. Wenn die freien Kanten von Balken eingefasst werden, deren Höhe gleich der Dicke der Proben oder grösser als diese ist, oder wenn die Proben einander genähert werden, ist der Kanteneffekt herabgesetzt, insbesondere dann, wenn beide Massnahmen gleichzeitig getroffen werden, was z.B. bei Auskleidung von Studios der Fall ist.

Dieser Bericht wurde in erweiterter Form veröffentlicht in *Acustica*, 10 (1960) S 125.

Sound Absorption by Areas of Finite Size

R. K. COOK

National Bureau of Standards, Washington, D.C. (U.S.A.)

When acoustical materials are measured in the diffuse sound field of a reverberation chamber, the area of the sample is usually much smaller than the area of material used in an actual installation. Experiments show that the absorption coefficient for a small area, rectangular and approximately square in shape, is substantially greater than the coefficient for a very large (or infinite) area. This variation in the absorption coefficient is called the "area effect."

DANIEL[1] has suggested that the increased cross-section for absorption is directly proportional to the perimeter p of the area. Let the area of the sample be A. Then the suggestion is that the absorption cross- section $\bar{\sigma}$ for the area A is

$$\bar{\sigma} = \bar{\alpha} A = \bar{\alpha}_\infty A + b' p = \bar{\alpha}_\infty A + b A^{\frac{1}{2}} \tag{1}$$

since p for a sample of given shape is proportional to $A^{\frac{1}{2}}$. In this equation $\bar{\alpha}$ is the absorption coefficient for area A, $\bar{\alpha}_\infty$ is the coefficient for an infinite area, and b a constant which depends on the properties of the material and on the sound wave-length. Eq. (1) can be rewritten to read

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_\infty + b/A^{\frac{1}{2}} \tag{2}$$

A similar analysis can be made for a strip of acoustical material whose length is much greater than its width and the wave-length. The result is

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_\infty + d/2a \tag{3}$$

where $2a$ is the width of the strip. In this instance we suppose the area is changed only by changing $2a$.

Eq. (2) predicts that the measured absorption coefficient $\bar{\alpha}$ should be a linear function of $1/A^{\frac{1}{2}}$. This is confirmed by the data plotted in Fig. 1. The straight lines extrapolated to $1/A^{\frac{1}{2}} = 0$ yield the absorption coefficient $\bar{\alpha}_\infty$ for an infinite area of the material. For example, an infinite area of the Celotex material plotted in Fig. 1 would have an extrapolated $\bar{\alpha}_\infty = 0.55$. But 6.7 m² of the material had a substantially greater measured coefficient, $\bar{\alpha} = 0.67$.

Computations on the variation of absorption coefficient with area for strip absorbers have been carried out recently by NORTHWOOD *et al.*[2] and by the author[3] for strips and circular patches. Such computations can be useful (1) for a determination of the slopes of the straight lines at large A in Fig. 1, and (2) for a quantitative prediction of how $\bar{\alpha}$ should vary with A at small values of the latter.

We present some further computations on the absorption coefficients for circular

patches of radius a on the surface of a perfectly reflecting plane of infinite extent. Sound waves are perpendicularly incident on the material whose normal acoustic impedance is specified by the admittance ratio β. In order to find the sound field in the air near the absorbent surface, we imagine the actual surface motion to be compunded from radiating "membranes" having corrugated distributions of vibratory amplitudes. The μ-th component membrane has its corrugated amplitude distribution given by the

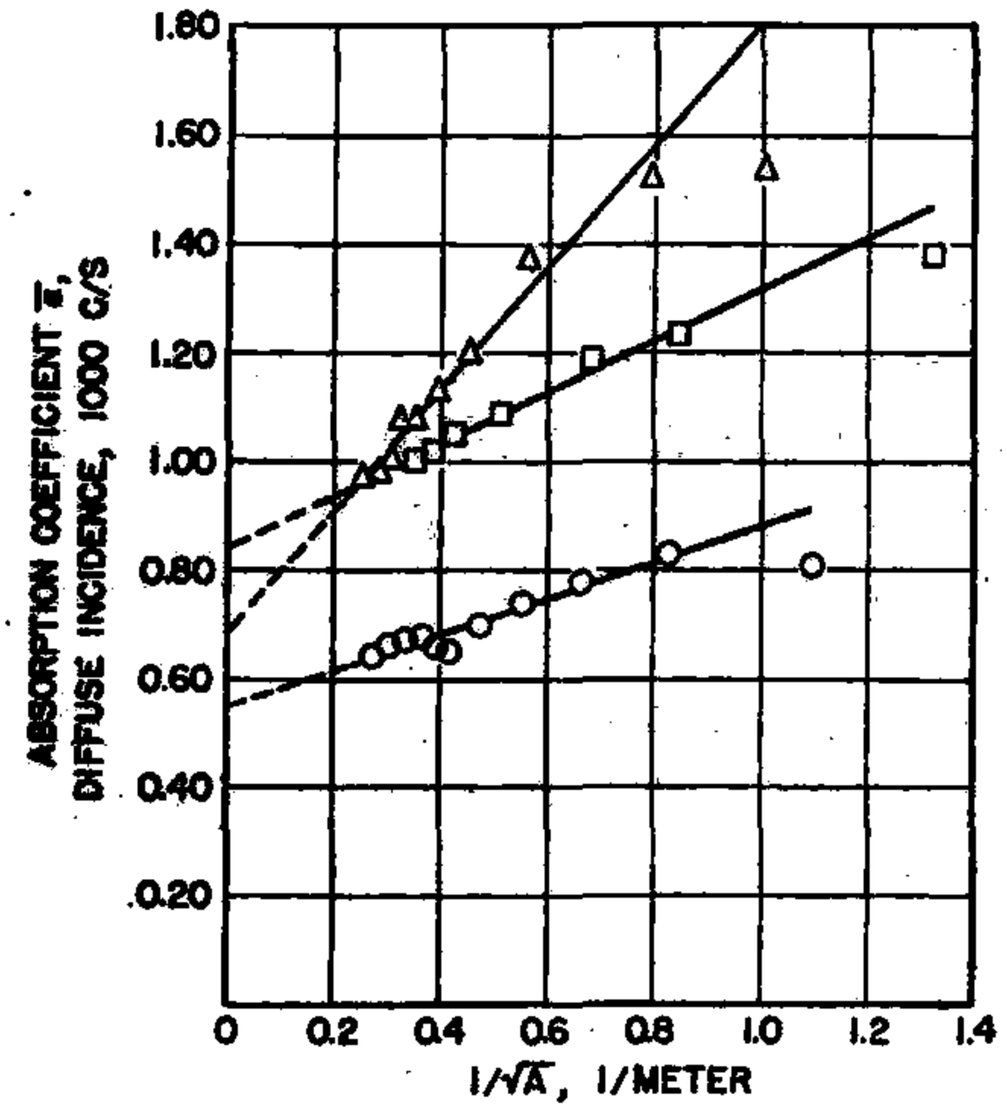


Fig. 1. Absorption coefficient $\bar{\alpha}$ measured as a function of area A.
○ square patches of 5/8 inch thick B-Celotex, by CHRISLER[4].
△ approximately square parches of mineral wool, by SATO AND KOYASU[5].
□ approximately square patches of 2 inch thick glass fiber, by NORTHWOOD *et al*[2].

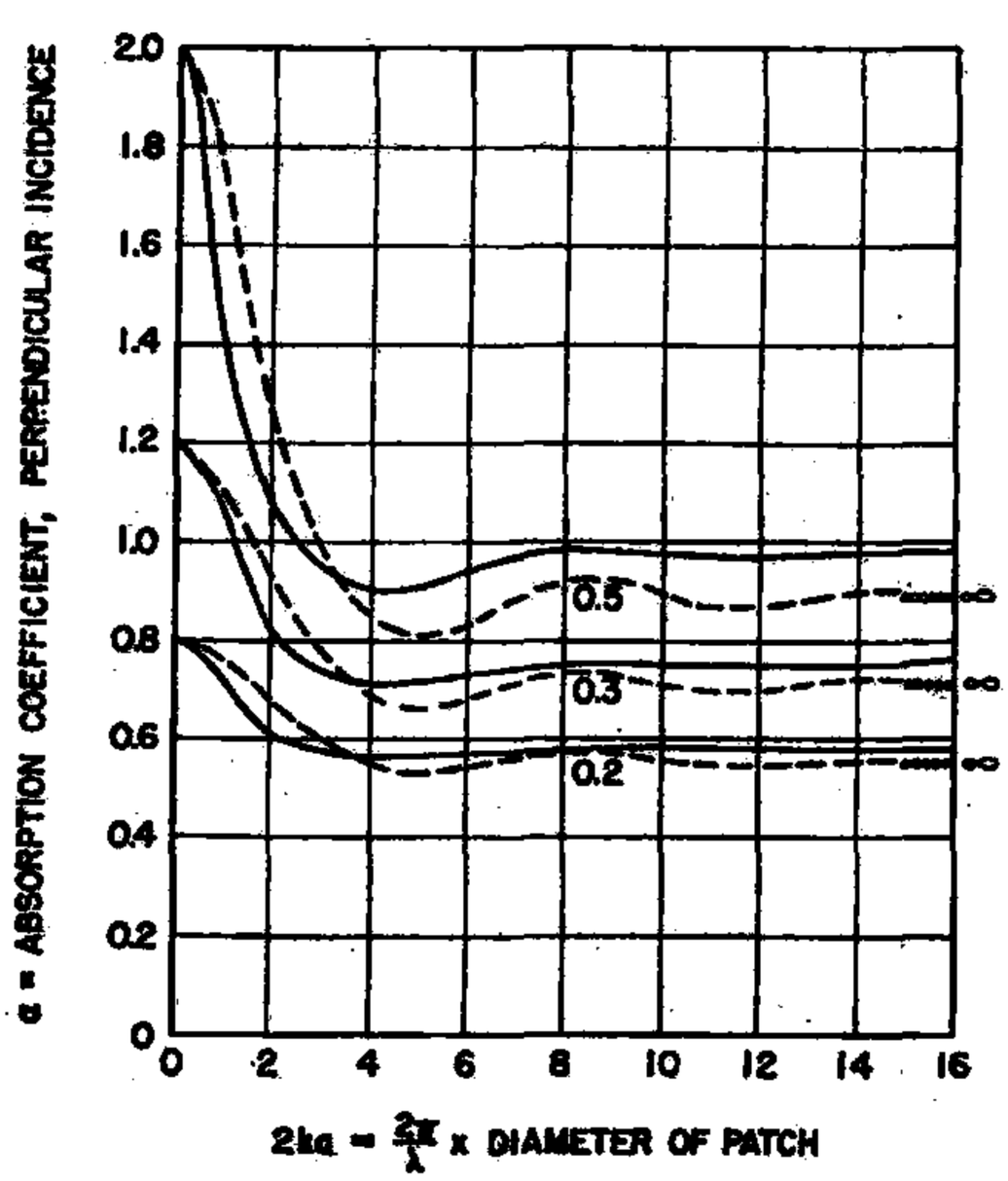


Fig. 2. Absorption by circular patches, perpendicular incidence. Solid lines = absorber having a normal acoustic impedance. Dashed lines = piston-like absorber.

The numbers on the curves are values of the admittance ratio β. The ordinates indicated by ∞ at the right are the infinite-area coefficients for the corresponding values of β.

Bessel function $J_0(K_\mu r/a)$ of the distance r from the center of the patch, where K_μ are the roots of $J_1(K_\mu) = 0$. The superposition of these vibrations is a Fourier-Bessel series for the actual motion of the absorbent surface. Each membrane radiate its own sound field, and the superposition of the fields gives the scattered sound field of the absorbent patch, including the sound pressure at its surface. The coefficients of the component membrane motions are then determined from the boundary condition on the patch that the surface admittance at every point is equal to β.

The results of computations based on this analysis are shown in Fig. 2. Earlier computations for the absorption of perpendicularly incident sound by a piston-like absorber, given by the author[3], are also plotted. The curves for $\beta = 0.5$ show that even when the diameter is almost three times the wave-length, the absorption coefficient of the patch is appreciably greater, about 0.10, than the coefficient for an infinite area.

A detailed comparison of the computations shown in Fig. 2, for perpendicular incidence on circular patches, cannot usefully be made with the experimental measurements for diffuse incidence shown in Fig. 1. The computations will have to be extended to the case of diffuse incidence.

Calculations have been carried out also for absorbent strips of finite width and infinite length. For sound at perpendicular incidence, the surface motion of the absorbent strip can be analyzed into component sinusoidal distributions of vibratory amplitudes. These yield Fourier series both for the motion and for the sound pressure at the surface. More complete details of the calculations and results for strips and circular patches will be published elsewhere.

REFERENCES

1. E. D. DANIEL, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 178.
2. T. D. NORTHWOOD, M. T. GRISARU AND M. A. MEDCOF, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 595.
3. R. K. COOK, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 324.
4. V. L. CHRISLER, *J. Research Nat. Bur. Standards*, 13 (1934) 169.
5. K. SATO AND M. KOYASU, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 628.

Precision of Reverberation Chamber Measurements of Sound Absorption Coefficients

R. V. WATERHOUSE

*National Bureau of Standards, Washington, D.C. (U.S.A.)**

Fig. 1 shows the reverberation chamber at the National Bureau of Standards in Washington, D.C., where the data presented here were obtained. The chamber is large, with volume 15,000 ft³, (424 m³). It has a double-skin brick wall, plastered and painted on the inside, and a concrete floor. Its shape is rectangular, and the sound diffusion is improved by the following measures.

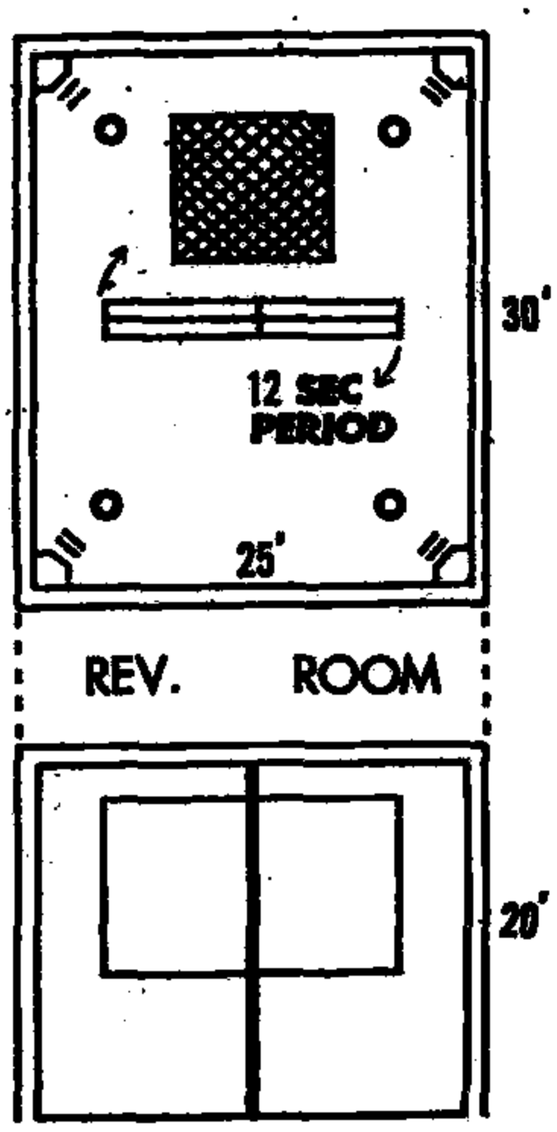


Fig. 1. Plan and elevation of N.B.S. reverberation chamber. The crosshatched area represents the sample. ○ marks the microphone positions.

A large vane, with two blades, rotates in the room, the period being 12 s. Each blade is approx. 10′ × 8′. The shaft is vertical, and is near the center of the room. The blades are slightly tilted from the vertical. The use of vanes for improving sound diffusion dates from SABINE, the inventor of the reverberation room method of measuring sound absorbtion coefficients, who used a rotating vane in his test chamber.

The rotating vane makes a large improvement in the sound diffusion in our chamber, as indicated by correlation measurements[1] and the linearity of decay curves. The improvement would probably be greater if the vane rotated faster, as the period of rotation is comparable with the decay times; however, the limitation is the wind noise created by the moving vane. A new reverberation chamber is being planned at the National Bureau of Standards, and here the use of two smaller vanes, each of three

---

* Now with Cambridge Acoustical Associates, Cambridge, Mass.

blades, is under consideration. These smaller vanes could rotate faster for the same wind noise.

The sound is radiated by four loudspeakers, one in each of the lower corners of the room. The sound signal used is a warbletone, and there are pressure microphones in the room, connected in series.

At each frequency, 10 decay curves are recorded with the room empty, and another 10 with the sample in the room. These curves are 40 to 50 db in length, and are recorded on a high speed level recorder using a logarithmic potentiometer. The resulting decay curves are substantially linear over the frequency range used, which is 125–4000 c/s. The slope of each decay is read by hand, using the whole 40–50 db length of the curve. The decay time of the empty room varies from about 10 seconds at 125 c/s to about 4 seconds at 4000 c/s. The sample of acoustical material is $9' \times 8'$, and is placed all in one rectangular area on the floor, away from the side walls, (see Fig. 1).

For the statistical analysis we used the decay times measured for 10 different acoustical materials. These materials were chosen to exhibit a wide range of coefficient, and different sample mountings. For the 10 materials we had in all 100 values of t_e and 100 of t_m at each frequency. We first showed that these decay times had an approximately normal distribution. This was done by plotting them on graph paper with special coordinates such that normally distributed points fall on a straight line.

The statistical parameters used are defined as follows. The mean of 10 decay times for the empty room is $\bar{t}_e$; $\sigma(t_e)$ is the Standard Deviation of t_e

$$V(t_e) = \frac{\sigma(t_e)}{\bar{t}_e} \tag{1}$$

is the Coefficient of Variation of t_e. It is a dimensionless, normalized form of $\sigma(t_e)$ and is convenient for comparing the spread of quantities of different magnitude. Similar expressions hold for t_m.

From the spread in t_e and t_m, and the formula

$$\alpha_{\text{rev}} = 12.6 \left(\frac{1}{\bar{t}_m} - \frac{1}{\bar{t}_e} \right), \tag{2}$$

the spread in α_{rev} is calculated, by use of the approximate statistical formula

$$\sigma(\alpha_{\text{rev}}) = \frac{12.6}{\sqrt{10}} \left(\frac{\sigma_e^2}{\bar{t}_e^4} + \frac{\sigma_e^2}{\bar{t}_m^4} \right)^{1/2} \tag{3}$$

The results are given in Fig. 2, 3, 4 and 5. In Fig. 2 and 3 the differences between $\sigma(t_e)$ and $V(t)$ and the corresponding quantities for t_m are probably not significant.

The coefficients of variation for the decay times average about 2%, except at 125 c/s where the average is about 4%. In Fig. 4, $\sigma(\alpha_{\text{rev}})$ is least at the middle frequencies, as expected. It could be made less variable with frequency by taking more decay time curves at 125 and 4000 c/s, *e.g.* 20 curves instead of 10. However, the existing precision seems adequate for most purposes. Since the distribution of α_{rev} is also approximately normal, it follows that for successive measurements of α_{rev}, approximately 60% will be within a range $\pm\sigma$, and 95% within $\pm 2\sigma$. Thus at 2000 c/s, taking σ as .02, 95% of repeated values of α_{rev} would lie in a range of $\pm .04$. The results for $V(\alpha_{\text{rev}})$ are a little different, and this is because α_{rev} may approach 1 or 0. If $\sigma(\alpha_{\text{rev}})$ is .03 and α_{rev} is .03, $V(\alpha_{\text{rev}}) = 100\%$. Hence the arrow pointing upwards in Fig. 5, at 125 c/s; at the other

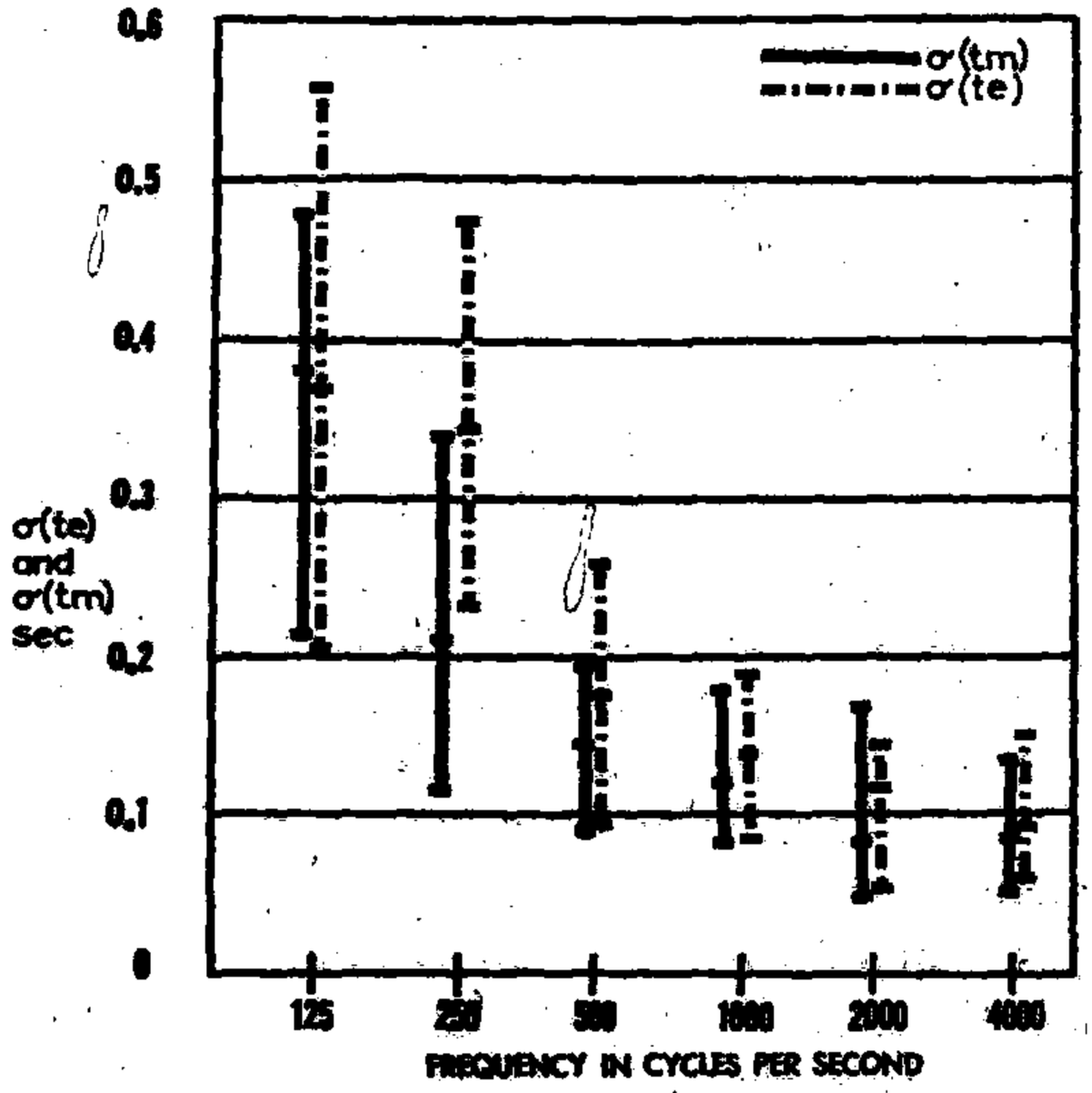


Fig. 2. $\sigma(t_e)$, $\sigma(t_m)$, the standard deviations of the decay times t_e and t_m, *vs* frequency.

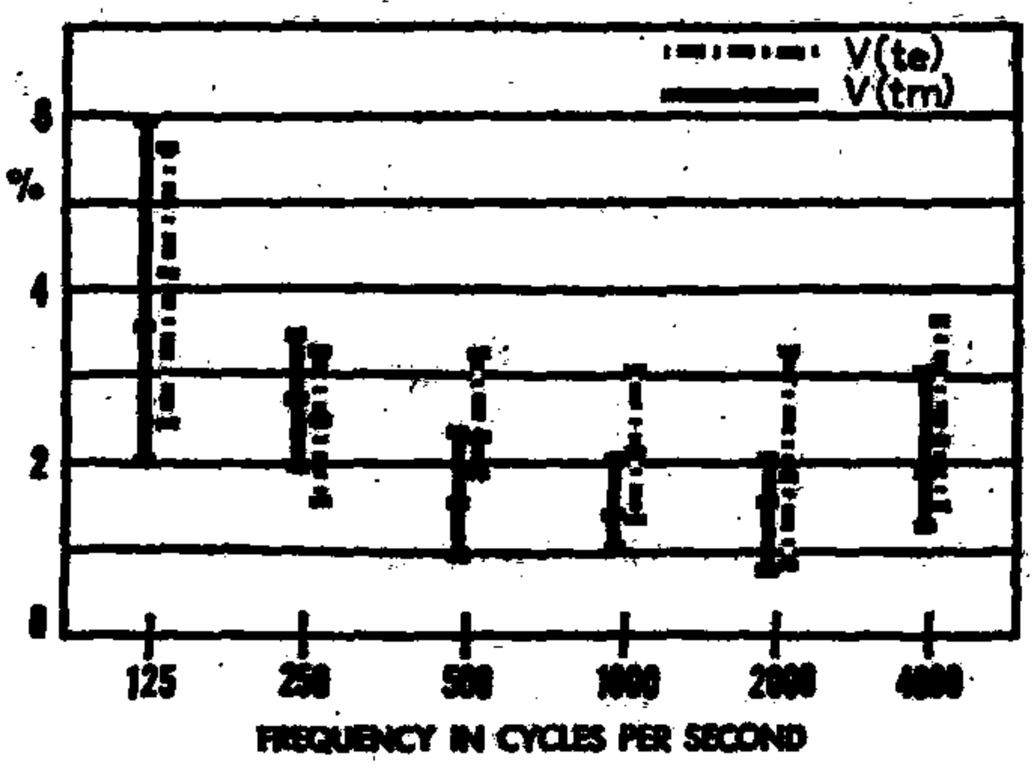


Fig. 3. $V(t_e)$ and $V(t_m)$, the coefficients of variation of the decay times t_e and t_m, *vs* frequency.

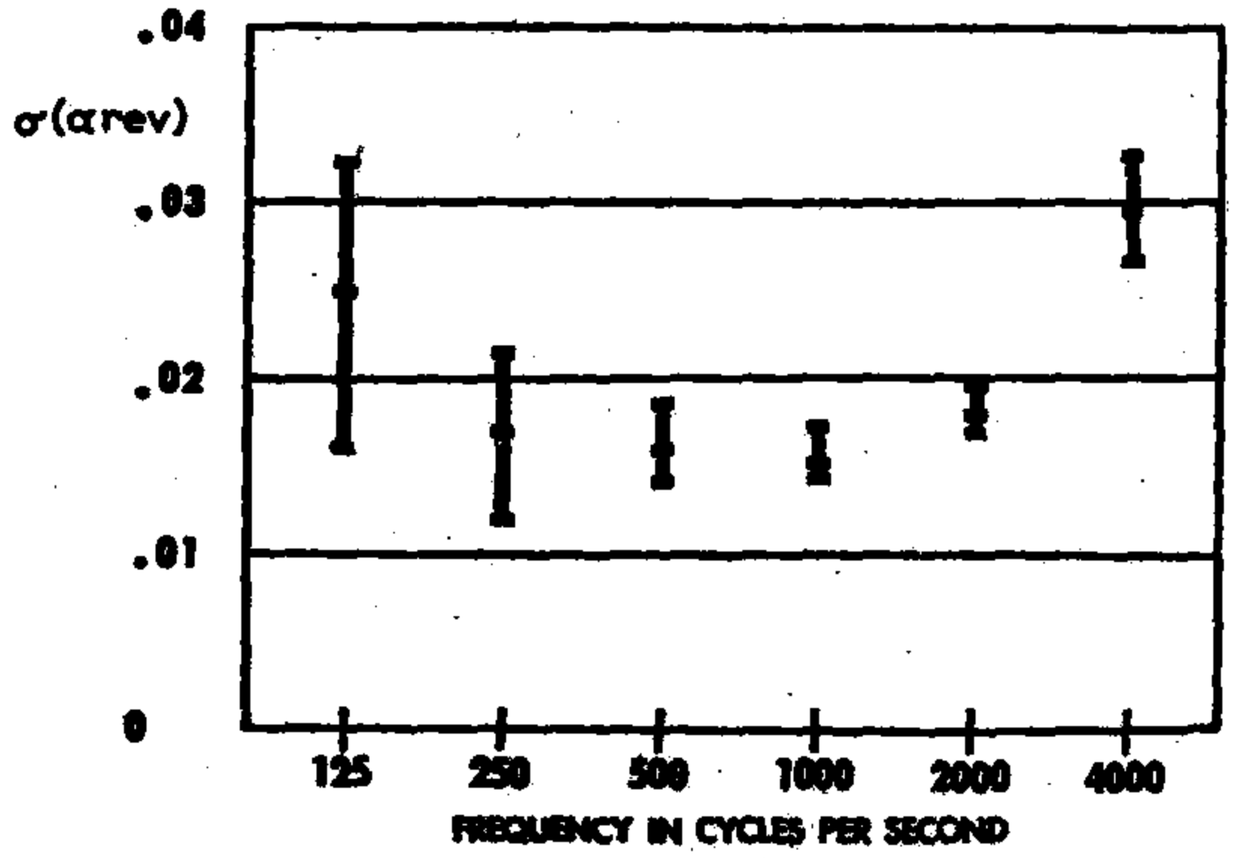


Fig. 4. $\sigma(\alpha_{rev})$, the standard deviation of α_{rev}, *vs* frequency.

frequencies where α_{rev} is generally small, $V(\alpha_{rev})$ is quite low, $<5\%$ on the average.

One other investigation made was to check whether the decay time varied significantly for two different source arrangements in the reverberation room. We compared decay times for four speakers in corners with those for two loudspeakers mounted centrally on the rotating vanes. We found that the differences were not significant.

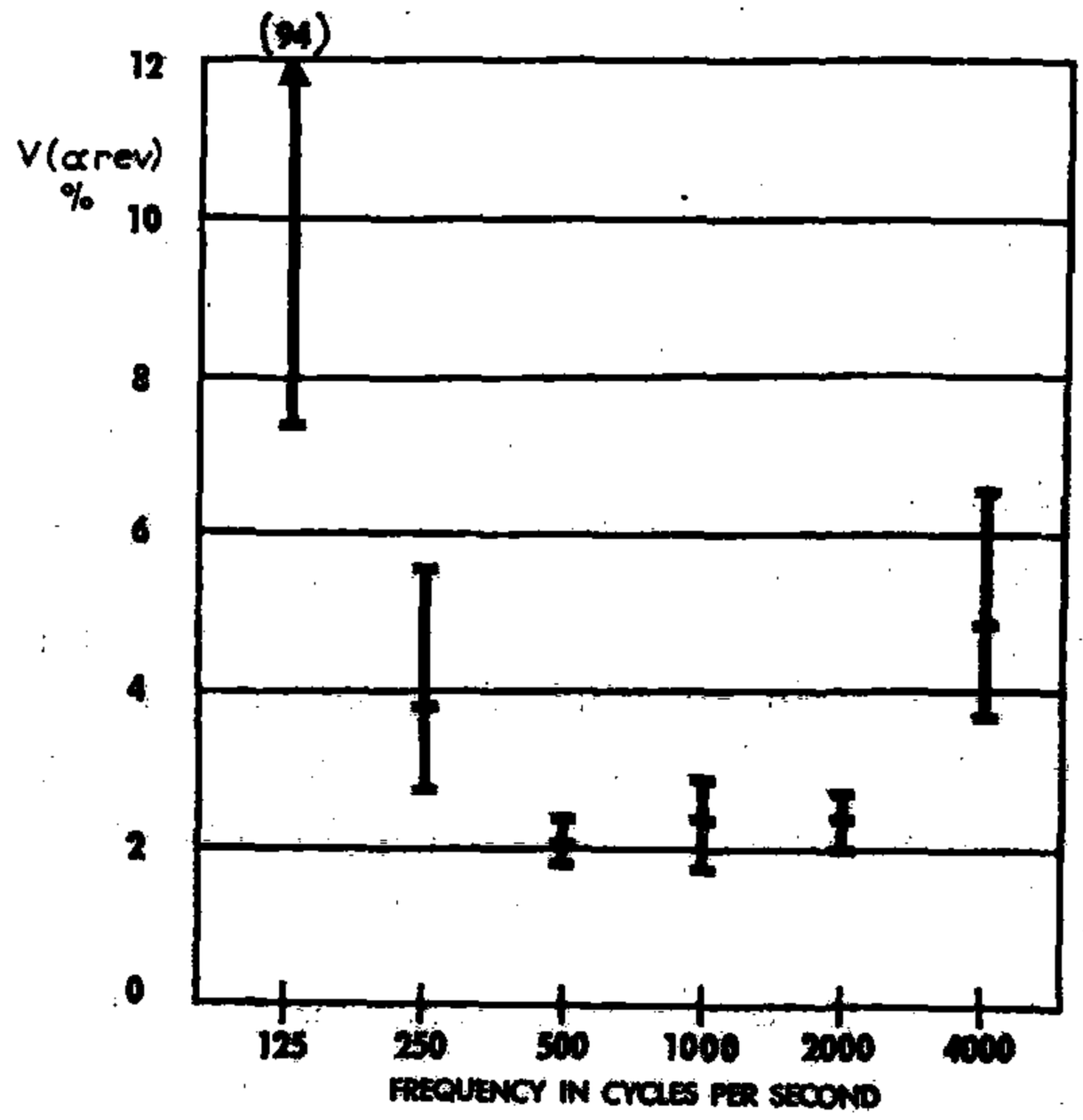


Fig. 5. $V(\alpha_{rev})$, the coefficient of variation of α_{rev}, *vs* frequency.

One use of figures for the precision of t and α_{rev} is for comparing the precision of decay times read by hand *vs* those read by machine, as by an electric clock device. The latter system is used for example at the National Research Council in Canada, where two hundred curves are taken at each frequency and read automatically. It is generally considered that more curves are needed for the machine to give the same precison and hand reading gives. This is because the clock is triggered by bumps on the curve, and the bigger the bumps the lower the accuracy. It would be interesting therefore to compare the precision of the two methods.

At all events, it does seem desirable to examine the repeatability of this method of measurement as a preliminary to standardizing it. The accuracy of the method is still another question, and a much tougher one.

REFERENCE

1. R. K. Cook, R. V. Waterhouse, R. D. Berendt, M. C. Thompson, S. Edelmann, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 1072.

Diffusitätsuntersuchungen bei Messungen des Schallabsorptionsgrades im Hallraum

G. VENZKE UND P. DÄMMIG,
Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig (Deutschland)

Das Ergebnis von Absorptionsgradmessungen im Hallraum hängt, besonders bei hochabsorbierenden porösen Materialien, davon ab, wie weit der angestrebte Zustand des diffusen oder allseitig gleichförmigen Schalleinfalls auf der Prüffläche, auch während des Abklingvorganges, erreicht worden ist. Zu kleine Absorptionsgrade werden z.B. dann gemessen, wenn sich ein Schallfeld herausbildet, bei dem die Richtung streifenden Einfalls auf der Prüffläche mehr oder weniger bevorzugt ist, denn bei streifendem Einfall verringert sich der Absorptionsgrad, wie theoretische Betrachtungen ergeben und wie auch experimentell bis zu einem Einfallswinkel von 70° nachgewiesen wurde[1].

Der Diffusitätsgrad in einem Hallraum kann durch die Raumform und das Relief der Raumbegrenzungen oder durch Zerstreuungskörper beeinflusst werden, die in den Raum gehängt werden. Da alle diese Massnahmen unter dem Gesichtspunkt statistischer Nachhallbetrachtungen darauf hinauslaufen, die Richtungsdiffusität zu vergrössern, haben Verfasser Methoden untersucht, die unmittelbar die in einem Hallraum vorhandene Schallrichtungsverteilung liefern. Die verschiedenen Diffusitätszustände wurden dabei erzeugt durch Variation der Flächengrösse des Schluckmaterials, sowie durch zusätzliche Anbringung von Zerstreuungskörpern auf den Raumbegrenzungen.

Die Untersuchungen wurden im 250 m³ grossen rechteckigen Hallraum der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) durchgeführt. In diesem Hallraum sind zwei benachbarte Wände sowie der Fussboden eben, die Decke und die zwei anderen Wände mit konvexen zylindrischen Zerstreuungsflächen versehen. Die Achsen dieser Zylinder an den zwei Wänden verlaufen senkrecht zum Fussboden, ihre Radien liegen zwischen 0,5 und 1,6 m, die Stichmasse zwischen 20 und 30 cm.

VERSUCHE MIT RICHTLAUTSPRECHER

Eine Bevorzugung bestimmter Schallausbreitungs-Richtungen im teilweise mit Schluckstoff ausgelegten Hallraum müsste sich auch bemerkbar machen, wenn man die Energie registriert, die ein ungerichtetes Mikrophon bei Anregung des Hallraumes mit gerichteten Schallimpulsen aufnimmt. Zur Untersuchung nach dieser Methode wurde eine Richtschallquelle aufgebaut, die aus einer Kreisgruppe von 10 Lautsprechern besteht, welche in einem Kreise von 40 cm Durchmesser angeordnet sind. Zur Unterdrückung der Nebenmaxima und der Abstrahlung nach hinten wurde die Kreisgruppe am geschlossenen Ende eines mit Schluckstoff ausgekleideten, einseitig

offenen Blechtubus von 1 m Länge befestigt. Bei ausreichendem Empfindlichkeitsabgleich der einzelnen Lautsprecher lässt sich bei 4 kHz eine Richtcharakteristik mit einer Energie-Halbwertsbreite von $\pm 10°$ erreichen.

Mit diesem Richtlautsprecher wurden von der Mitte der ebenen Stirnwand des Hallraumes 4 kHz-Sinus-Impulse von etwa 12 ms Dauer ausgesendet, und zwar so, dass die einzelnen diskreten Abstrahlrichtungen mit einem räumlichen Winkelabstand von etwa 15° gleichmässig über die Halbkugel verteilt waren. Das Empfangsmikrophon wies bei 4 kHz noch ausreichende Kugelcharakteristik auf. Es war in 6 m Entfernung vom Kreisgruppenzentrum und in 1,80 m Höhe vom Hallraumfussboden im Raum aufgestellt.

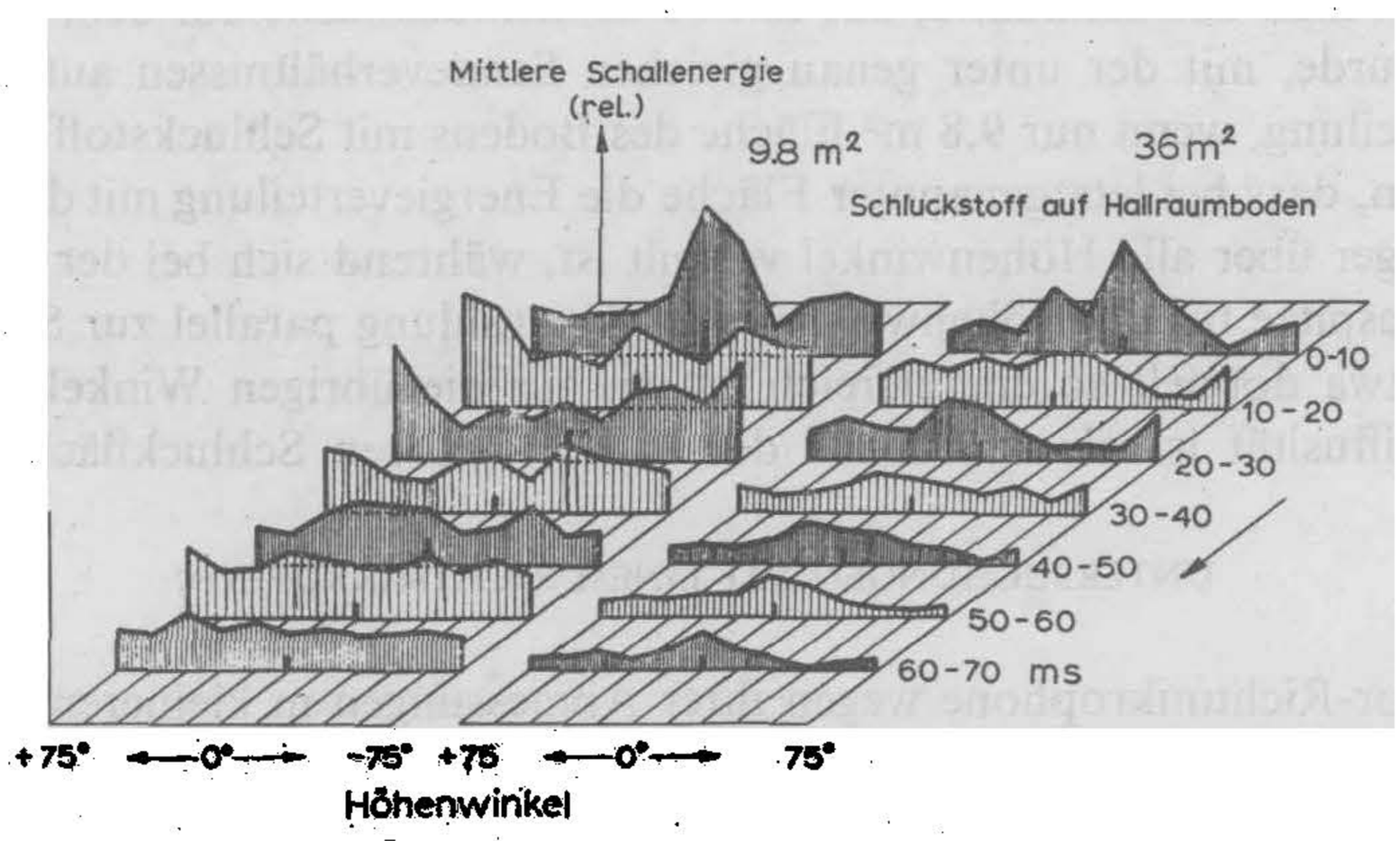


Abb. 1. Mittlere Schallenergie (relativ) am Mikrophonort in Abhängigkeit von der Zeit und dem Höhenwinkel des Richtlautsprechers.

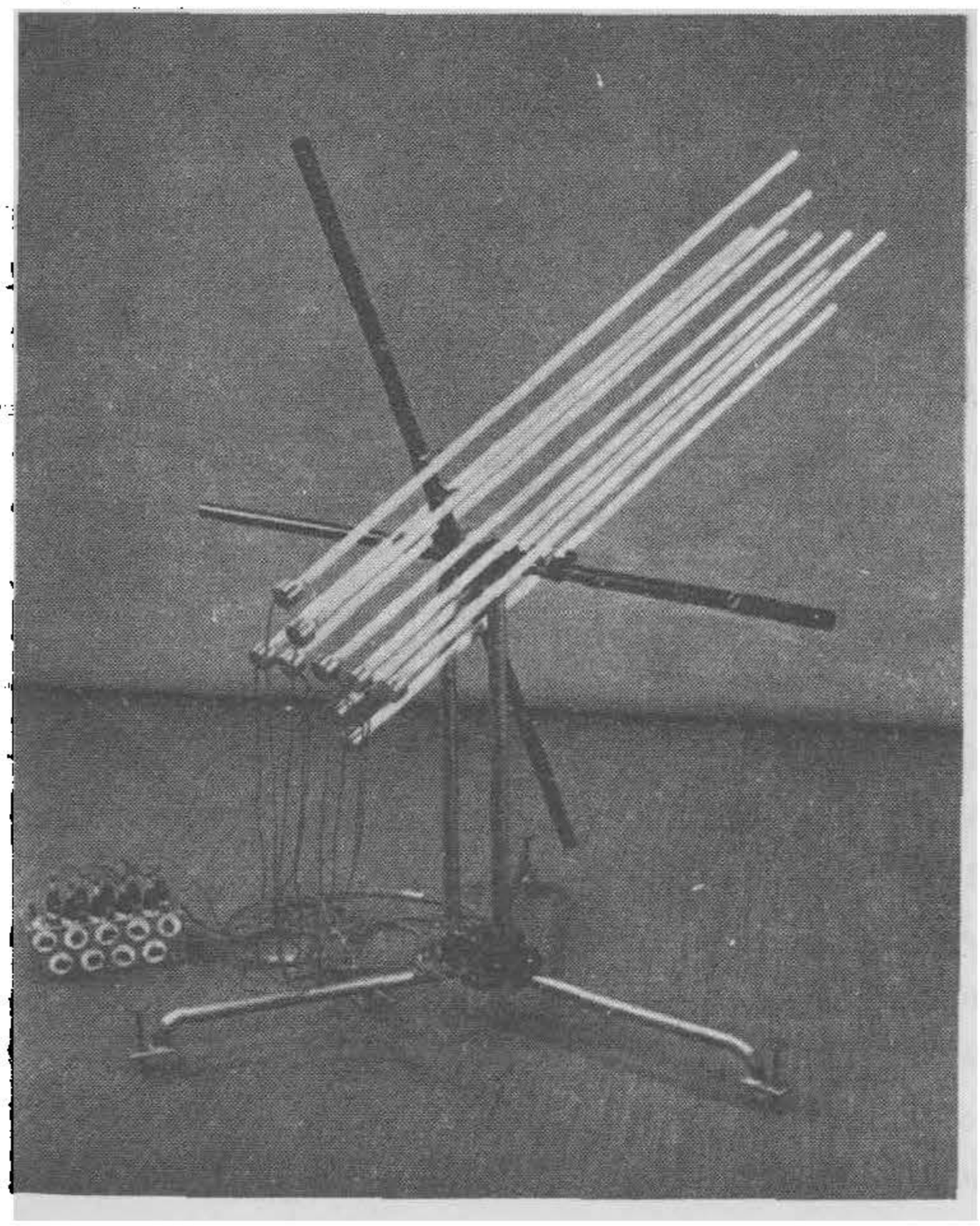


Abb. 2. Richtmikrophon.

Die vom Mikrophon aufgenommene Druckamplitude wurde in Abhängigkeit von der Zeit mittels eines getriggerten Kathodenoszillographen registriert und für den Zeitraum vom Ende des direkt ankommenden Impulses bis 70 ms danach für jedes 10 ms-Intervall ausgewertet. Bei ideal diffus reflektierenden Hallraumflächen müsste bei allen Abstrahlrichtungen angenähert die gleiche Energie auf das Mikrophon auftreffen, wenn man von den Strahlrichtungen absieht, die auf die Schluckfläche zeigen. Die in Energie umgerechnete Amplitude wurde in den einzelnen Höhenwinkelgruppen der Abstrahlrichtungen gemittelt und in Abb. 1 in Abhängigkeit von der Zeit, vom Ende des direkten Impulses aus gerechnet, und vom Höhenwinkel der Kreisgruppenachse aufgetragen.

Vergleicht man das Schaubild, das mit 35 m² Schluckfläche auf dem Boden aufgenommen wurde, mit der unter genau gleichen Sendeverhältnissen aufgenommenen Energieverteilung, wenn nur 9,8 m² Fläche des Bodens mit Schluckstoff bedeckt sind, erkennt man, dass bei letztgenannter Fläche die Energieverteilung mit der Zeit immer gleichmässiger über alle Höhenwinkel verteilt ist, während sich bei der 35 m²-Fläche eine Energiespitze bei O° Höhenwinkel, also Abstrahlung parallel zur Schluckfläche, zeigt, die etwa doppelt so energiereich ist wie für die übrigen Winkelgruppen. Die Richtungsdiffusität ist also im Falle der extrem grossen Schluckfläche wesentlich geringer.

UNTERSUCHUNGEN MIT EINEM RICHTMIKROPHON

Da Reflektor-Richtmikrophone wegen ihrer Abmessungen in kleineren Räumen das Schallfeld zu stark stören, wurde ein Richtmikrophon entwickelt, das als Einzelelemente Schlitzrohrmikrophone benutzt, wie sie von KURTZE UND TAMM[2] angegeben wurden. Die Richtschärfe dieser Schlitzrohre ist verglichen mit den Reflektormikrophonen nicht sehr gross. Daher haben Verfasser das Schlitzrohrprinzip mit dem Gruppenprinzip kombiniert (Abb. 2). 9 Schlitzrohrmikrophone wurden in Kreuzform angeordnet und ihre Ausgangsspannungen über ein Mischglied auf den Verstärker gegeben. Die bei 4 kHz aufgenommene Richtcharakteristik zeigt eine Energiehalbwertsbreite von $\pm 7°$ (DÄMMIG[3]).

Mit dem geschilderten Richtmikrophon wurde die Schallrichtungsverteilung für zwei unterschiedliche Diffusitätsbedingungen im Hallraum untersucht, und zwar mit und ohne Anbringung von 60 auf Stirnwand und Fussboden verteilten Kalotten von 50 cm Durchmesser und 12 cm Stichmass. Dabei war fast die gesamte Hallraumlängswand mit Mineralfaserplatten von 5 cm Dicke bekleidet. Die Anbringung der Zerstreungskörper auf Fussboden und an der Stirnwand bewirkt im Frequenzgebiet von 1 bis 5 kHz eine mittlere Steigerung im Absorptionsgrad[4] von etwa 0,80 auf 1.0. Als Schallquelle strahlte eine Gruppe von 12 in einem Gehäuse von Dodekaeder-Form angebrachten Lautsprechern ein Terzrauschen mit 4 kHz Mittenfrequenz aus einer der oberen Raumecken ab, die der mit Schluckstoff bekleideten ebenen Längswand gegenüber liegen. Das Richtmikrophon war nahe der zum Lautsprecher diagonal liegenden Raumecke auf der Schluckfläche schwenkbar befestigt.

Mit einem Pegelschreiber wurde der An- und Abklingvorgang aufgezeichnet, wenn der Lautsprecher mit etwa 150 ms langen Impulsen eines 4 kHz-Terzrauschens gespeist wird. Die Auswertung des Nachhalls geschah in der Weise, dass 250, 400 und 550 ms nach Beginn jedes Impulses der mittlere Pegel des Abklingvorganges aus dem Pegelschreiberdiagramm abgelesen wurde. Hierbei war das Richtmikrophon

jeweils in einen der gleichmässig über die Halbkugel verteilten 105 diskreten Raumwinkel gerichtet. Die für die einzelnen Zeitpunkte abgelesenen Pegelwerte wurden auf linearen Energiemassstab umgerechnet und für jeden eingestellten Höhenwinkel über sämtliche zugehörigen Azimutalwerte gemittelt.

Abb. 3. Mittlere Schallenergie (relativ) bei 4 kHz Terzrauschen in Abhängigkeit vom Höhenwinkel des Richtmikrophons auf der Schluckfläche.
●— — ● 60 Ze rstreuungskalotten auf Hallraumboden und -Stirnwand.
○— — ○ ohne Kalotten.

Die so ermittelten, unter den verschiedenen Höhenwinkeln oder auch Einfallswinkeln auf die Schluckfläche auftreffenden mittleren Energien sind für den Standort des Richtmikrophons und die unterschiedlichen Diffusitäten mit und ohne Zerstreuungskalotten in Abb. 3 in Abhängigkeit vom Höhenwinkel des Mikrophons in willkürlichem Massstab eingetragen. Man stellt fest, dass die pro Raumwinkeleinheit eintreffende Schallenergie bei 15° Höhenwinkel über der Schluckfläche ein Maximum aufweist und nach grösseren Höhenwinkeln oder kleineren Einfallswinkeln hin geringer wird. Bemerkenswert ist dabei, dass das Verhältnis von Energieeinfall unter 60° Höhenwinkel zu dem unter 15° bei der Anordnung ohne Kalotten 1 : 2,5 ist, während es mit Kalotten nur 1 : 1,75 beträgt. Mit anderen Worten trifft im zweiten Falle relativ mehr Energie unter kleinen Einfallswinkeln auf als es ohne Ausstattung mit Kalotten der Fall ist. Der Unterschied in der Richtungsverteilung ist also qualitativ richtig wiedergegeben. Ob er auch quantitativ mit den Unterschieden im Absorptionsgrad in Korrelation gebracht werden kann, muss noch untersucht werden.

LITERATUR

1. F. K. Schröder, *Acustica*, 3 (1953) 54.
2. G. Kurtze und K. Tamm, *Acustica*, 4 (1954), *Akust. Beih.* 1.
3. P. Dämmig, *Acustica*, 10 (1960) 120.
4. G. Venzke, *Acustica*, 10 (1960) 170

Diffusing Structures and Materials

V. M. A. PEUTZ

Audiological Laboratory of the University of Nijmegen (The Netherlands)

Diffusion becomes very important in rooms where the various "paths" of sound propagation have very different properties. Such a "path" may be considered theoratically as any path followed by a sound such that after two or more reflections the sound returns to its initial place where it may again be reflected with the same direction and angle of incidence.

Theoretically we have an infinite number of "paths" but in practice we can generally place them together in groups. For simplicity's sake we will consider only these groups and call them "paths". The transmission of sound energy from one "path" to another depends only on the diffusion.

In a rectangular room we can, for instance, distinguish a "path" between a pair of opposite walls. If the floor, ceiling and walls with the exception of two opposite walls are highly absorptive, the "path" between the non-absorptive walls will determine the sound level and the reverberation time in the room.

Here we have a method for measuring the diffusion D. The sound level in steady state in the "path" will be:

$$L = {}^{10}\log\left(A_1 + \frac{DA_2}{D + A_2}\right) \tag{1}$$

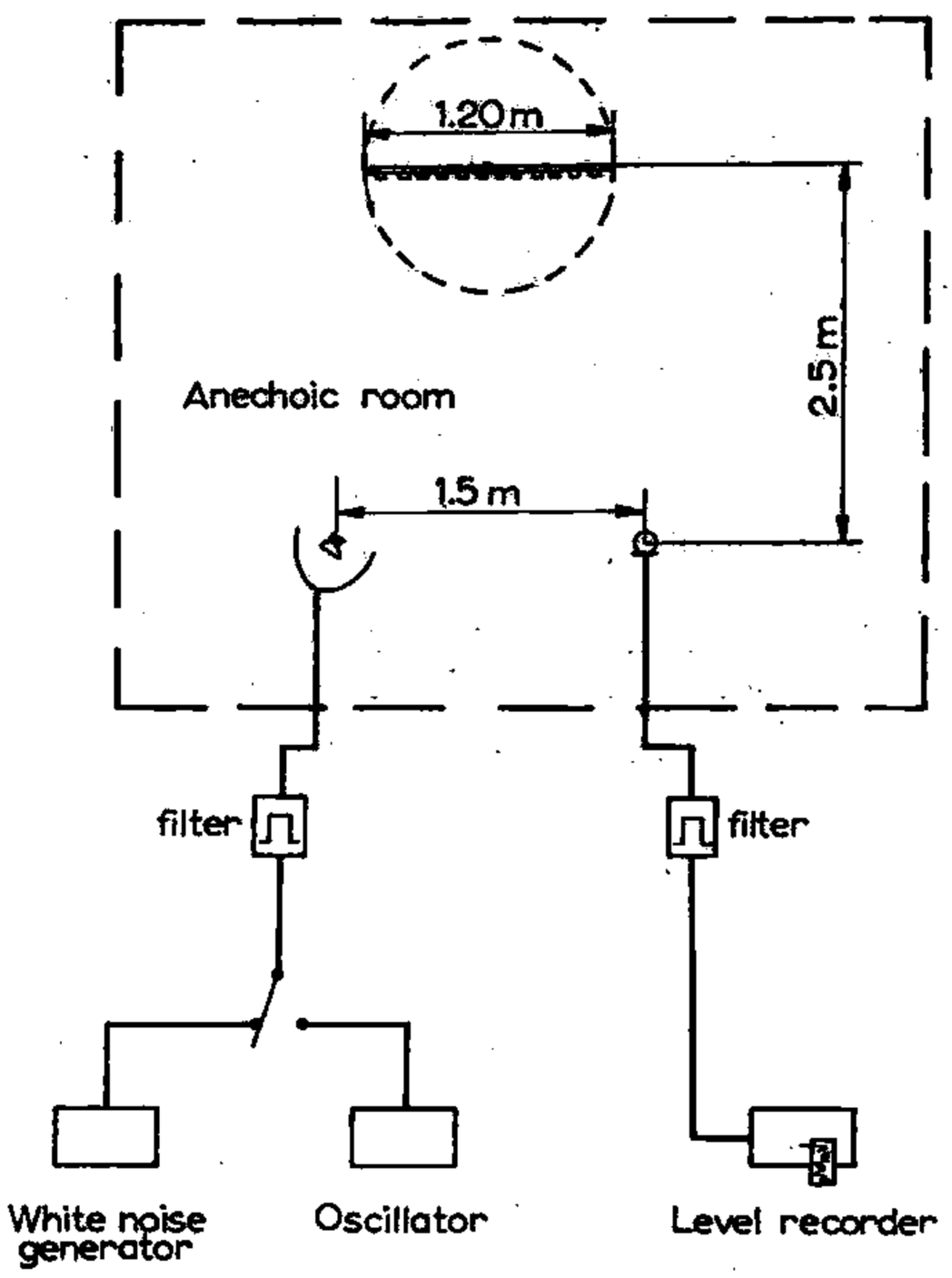
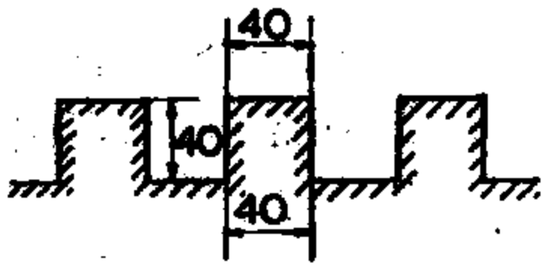
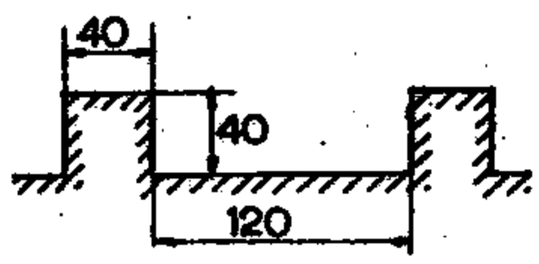


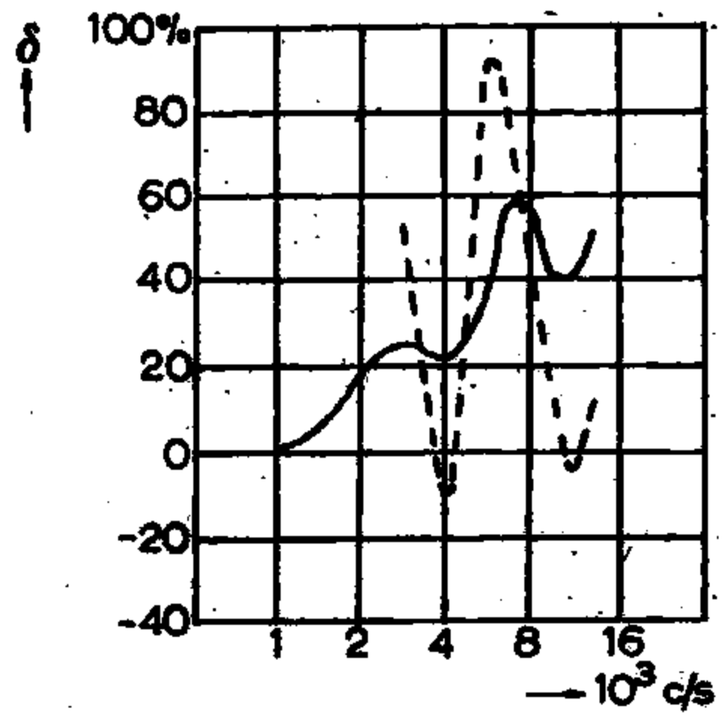
Fig. 1. The apparatus for measuring diffusion. The source is a parabolic reflector, at the focus of which is placed a small loudspeaker.



All dimensions in mm



All dimensions in mm



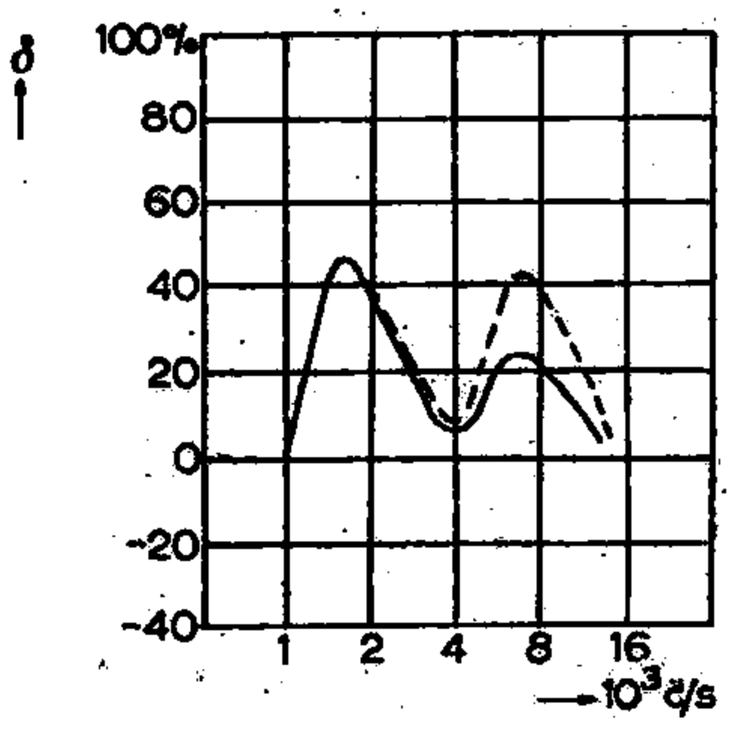
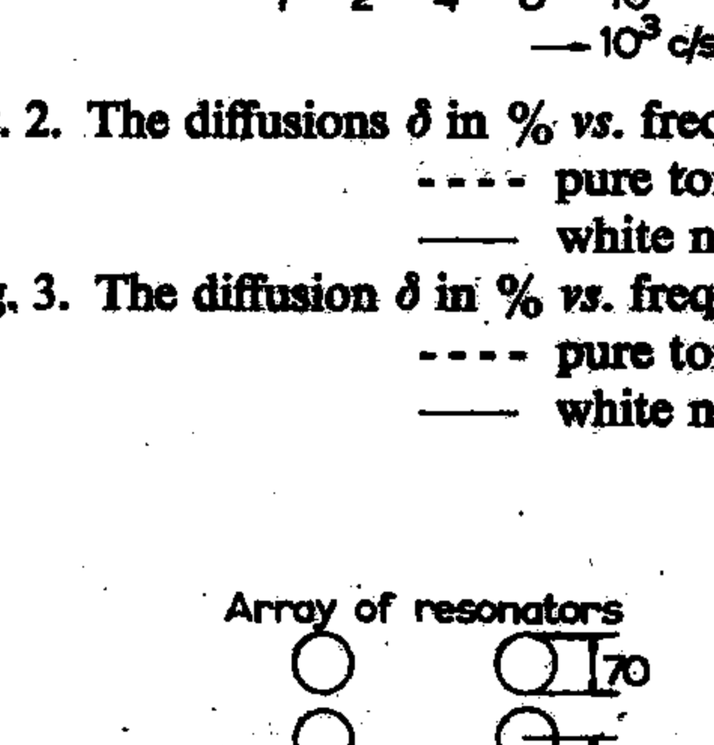


Fig. 2. The diffusions δ in % *vs.* frequency for the configuration given in the cross section.
- - - - pure tones.
—— white noise (bandwidth half an octave)

Fig. 3. The diffusion δ in % *vs.* frequency for the configuration given in the cross section.
- - - - pure tones.
—— white noise (bandwidth half an octave).

All dimensions in mm



All dimensions in mm

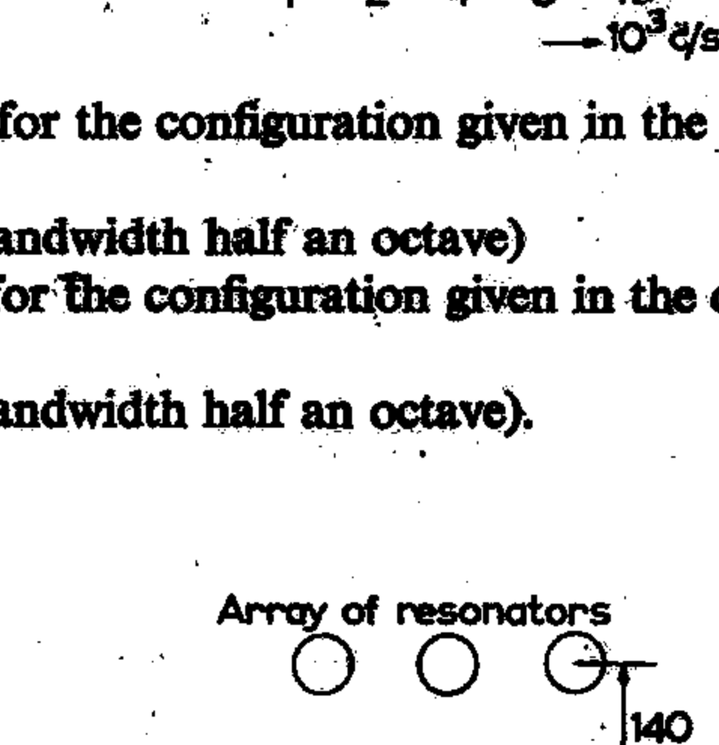


Fig. 4. The diffusion δ in % *vs.* frequency for resonators in a configuration as given in the cross section. The resonators with different tunings are randomly distributed.
- - - - pure tones.
—— white noise (bandwidth half an octave).

Fig. 5. The diffusion δ in % *vs.* frequency for resonators in a configuration as given in the cross section. The resonators with different tunings are systematically distributed.
- - - - pure tones.
—— white noise (band width half an octave).

where A_1 = absorption in the first path, A_2 = absorption in the other paths, and $D = \sigma \cdot S$ the diffusion in the first path, $-\delta$ is a diffusion constant defined as $\delta = 1 - \frac{E_s}{E_i}$ where E_i is the incident sound energy and E_s is the reflected sound energy (in most cases the specular reflected sound energy).

The reverberation time τ will be:

$$\tau = \frac{l}{24\,(\alpha + \delta)} \qquad (\text{if } A_2 \gg D) \tag{2}$$

(l = distance between walls).

The diffusion coefficient δ thus found can be compared with the sabine absorption coefficient α measured in a reverberation room.

Initial experiments indicated that results obtained with this method were essentially the same as those obtained with a second method which in principle was the same as that used by MEYER AND BOHM[1] and others.

The apparatus is shown in Fig. 1.

Owing to the properties of the beam and to its dimensions, the apparatus can be used at frequencies from 700 c/s upwards.

The plate is rotated. Since the back of the plate is normally reflective, the diffusion can be found by comparing the reflection from both sides.

The distance between source and microphone, and thus the angle of incidence, can be altered.

The results are given in Fig. 2 – 5. In general lower values for the diffusion coefficient δ were found as were also found by MEYER AND BOHM[1]. Sometimes even negative values for the diffusion coefficient were obtained. This is a consequence of the finite distance between the microphone and rotating plate. We did not correct for this, since whether or not such a correction is needed depends on the manner in which the "paths" are grouped.

In Fig. 4 and 5 the results are given for Helmholtz resonators. The results shown are for a combination of resonators with resonance frequencies: 600 c/s: 1/m², 800 c/s: 2/m², 1200 c/s: 4/m², 1600 c/s: 8/m², 2400 c/s: 12/m², 3200 c/s: 33/m². There is a remarkable shift (Fig. 4 and 5) between pure tones and filtered noise; this can be explained as a result of the transient behaviour of the resonators. The effect of the resonators was calculated to be 20%–30%; when this was combined with the influence of placing we obtained the measured values. As an example of their practical application, these resonators have been used to fight a flutter-echo in a cupola. The results agreed very well with calculations based on the measured diffusion constant δ.

REFERENCE

1. E. MEYFER AND L. BOHM, *Acustica*, 2 (1952) 195.

Measurement of Reverberation Time by Counting Phase Coincidences

M. R. SCHROEDER

Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N. J. (U.S.A.)

THE SIMPLE METHOD

The number of times N_0 the phases at the driving loudspeaker and a microphone in the reverberant field coincide in a given frequency interval Δf divided by the size of the frequency interval is proportional to the reverberation time. The exact relationship (See the section on theory) is

$$T_2 = 9.8 \frac{N_0}{\Delta f} \tag{1}$$

Here T_2 is the 60 db decay time. (The subscript "2" indicates that the reverberation time measured by this method is defined by the second moment of the sound intensity decay. This distinction is of importance only for highly non-exponential decays.)

The simplest method of counting the phase coincidences is to connect the loudspeaker and microphone voltages to the horizontal and vertical deflection plates of an oscilloscope. The frequency of the driving oscillator is swept slowly. Every time the screen pattern is a rising straight line, there is a phase coincidence between the loudspeaker and microphone voltages.

Experimental results obtined with this method are shown in Fig. 1 and 2 as full dots.

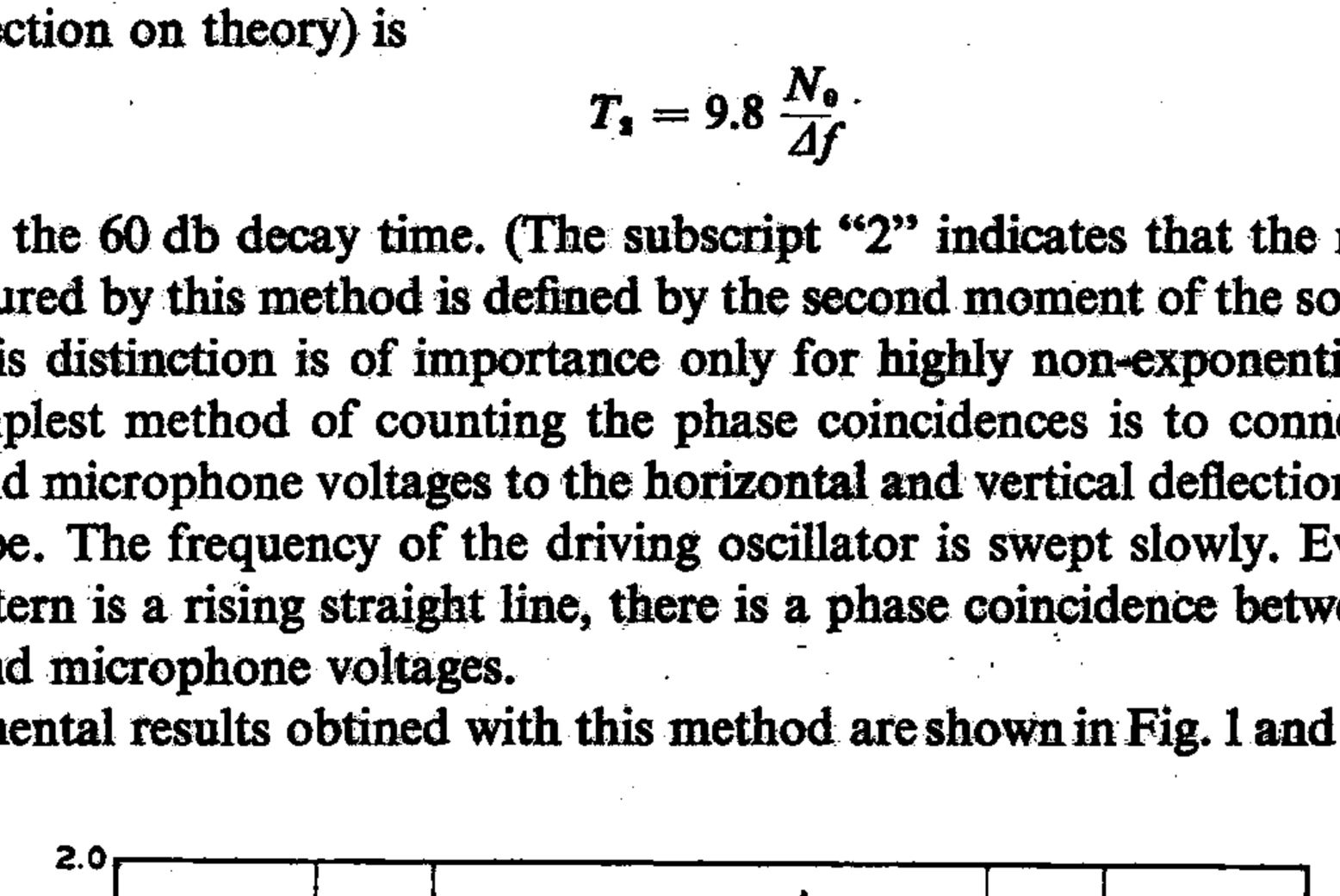


Fig. 1. Comparison of reverberation times measured by phase coincidence method (●), with values obtained by the sound decay method (○), room volume 100 m³. Third octave ranges were used throughout except for the lower two and the highest frequency bands which are octaves.

The agrreement with the usual sound decay method (indicated by open circles) is very good indeed both for the small room and the large auditorium.

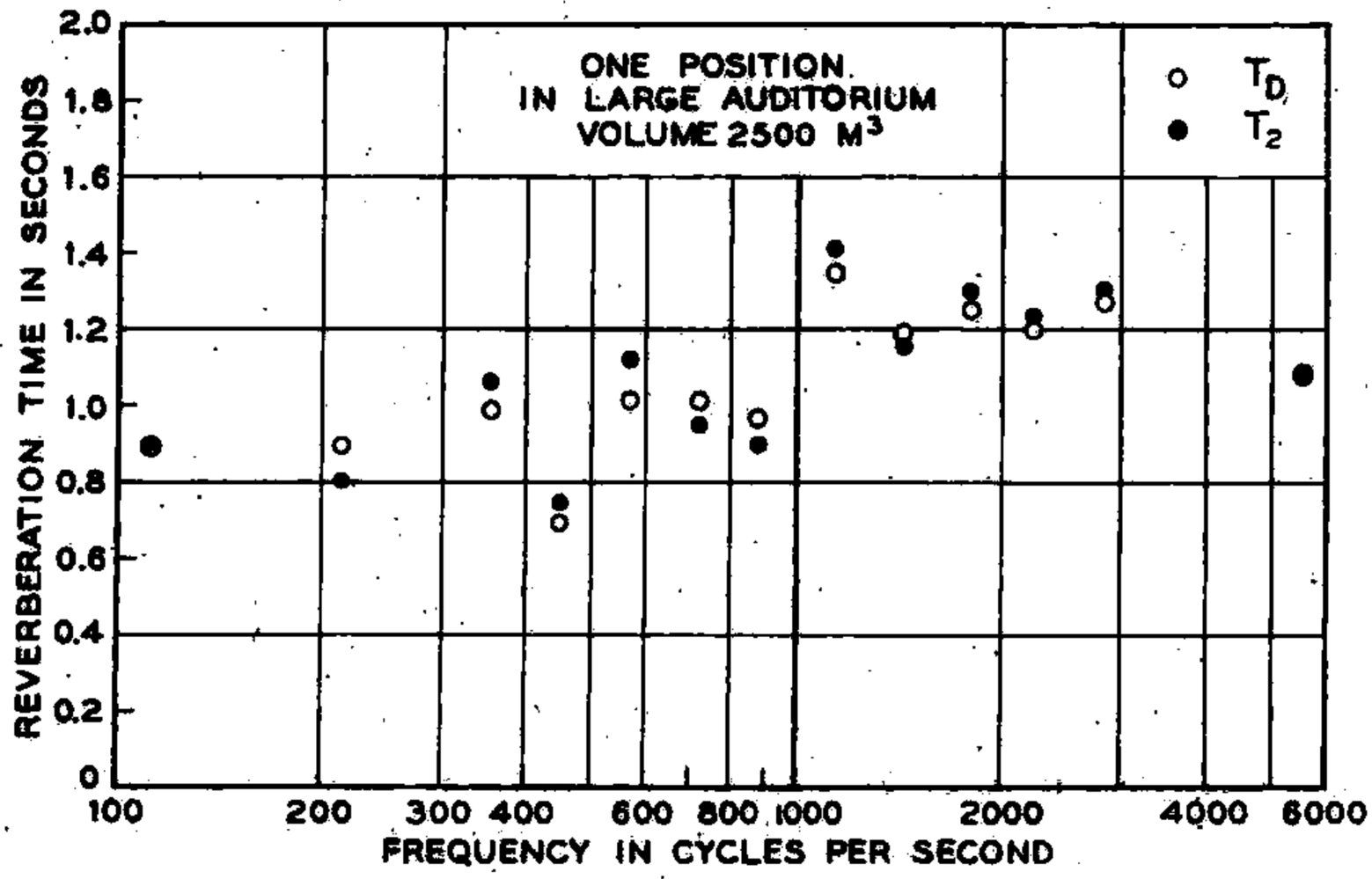


Fig. 2. Comparison of reverberation times measured by the phase coincidence method (•) with values obtained by the sound decay method (○), room volume 2500 m³.

Apart from its simplicity, the great advantage of this method is that it is completely objective. The value of T_2 depends only on a straightforward count. No subjective interpretations are required and there are no straight lines to fit more or less jagged decays.

THE MORE DIFFICULT METHOD

The number of phase coincidences of the steady-state response of a room is a measure of reverberation time defined by the second moment of the sound intensity decay. The following relation holds between the first moment of the sound intensity decay and the "phase response" (See the section on theory).

$$T_1 = 2.2\,\overline{\left(\frac{d\varphi}{df}\right)} \tag{2}$$

Here $\overline{(d\varphi/df)}$ is the average phase-lag increment per c/s. This formula which is exact above a certain critical frequency (see the section on frequency range) differs by a factor $\sqrt{2}$ from approximations derived earlier by GELUK[1] and the author[2].

The phase increment in a given frequency interval can be expressed (within $\pm 2\pi$) by the number of phase coincidences, distinguishing, however, between phase coincidences for which the phase-lag increases (N_+) and those for which the phase-lag decreases (N_-). Thus

$$\Delta\varphi \approx 2\pi\,(N_+ - N_-)$$

and

$$T_1 = 13.8\,\frac{N_+ - N_-}{\Delta f} \tag{3}$$

Measurements obtained by this method are shown in Fig. 3 and 4 as crosses. As one can see, the agreement with decay measurements, indicated by open circles, is almost perfect. Only for the lowest frequency range in the small room (Fig. 3) a significant

discrepancy is observed. The decay measurement gives $T_D = 0.74$, while the phase method gives 0.58 s. This difference can be minimized by using the low-frequency correction formula derived in the section on corrections. This formula gives a value of $T_1 = 0.73$ s which is in good agreement with T_D.

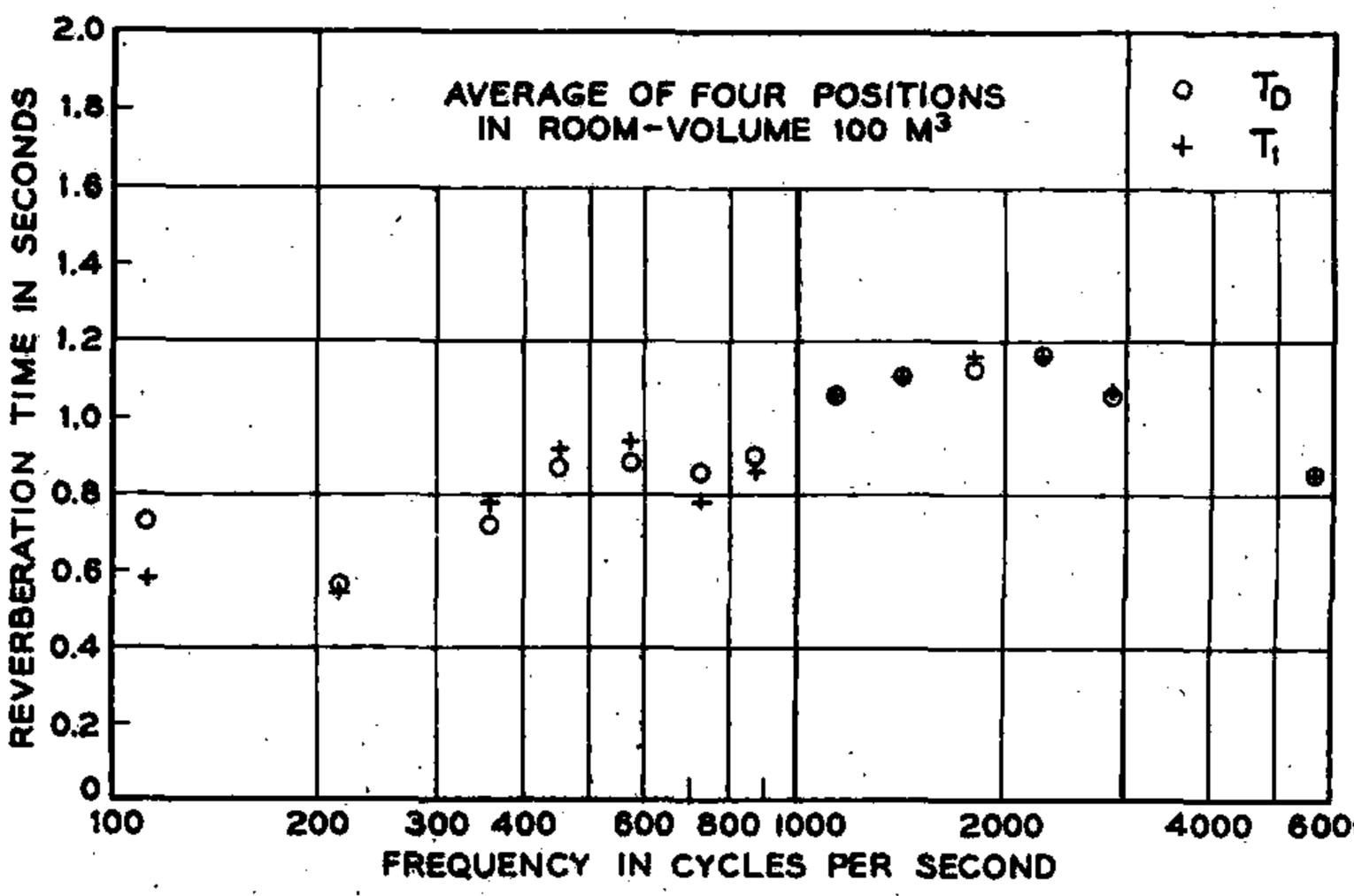


Fig. 3. Comparison of reverberation times measured by phase increment method (+) with values obtained by the sound decay method (○), room volume 100 m³. Average of four positions.

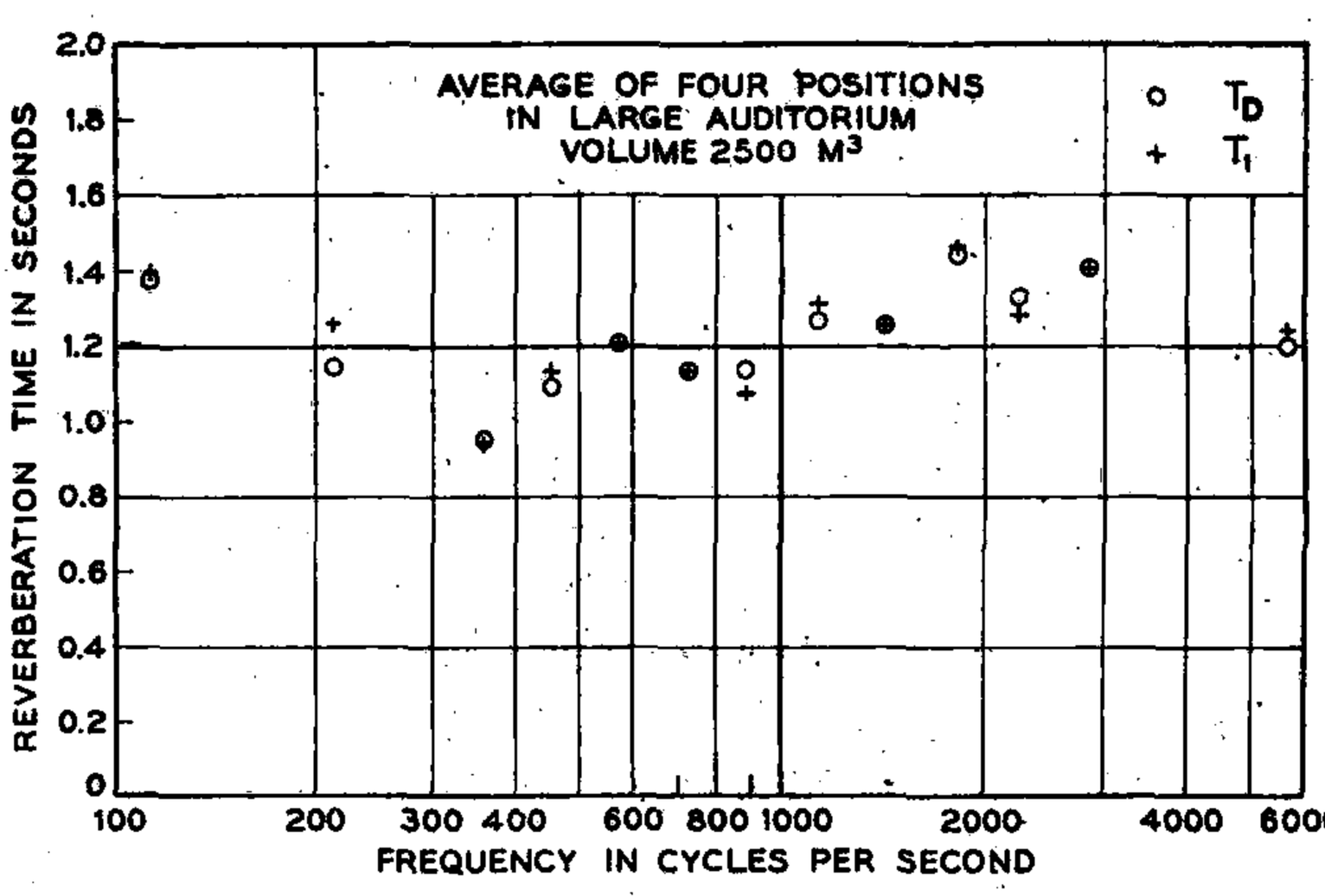


Fig. 4. Comparison of reverberation times measured by phase increment method (+) with values obtained by the sound decay method (○), room volume 2500 m³. Average of four positions.

It is not always easy to decide whether the phase is increasing or decreasing during a phase coincidence when using the oscilloscope display described in the first section. This difficulty can be avoided by displaying the complex sound pressure on the oscilloscope. For this, one needs a two-phase oscillator, two multipliers and low-pass filters as shown in Fig. 5. The multipliers can be replaced by simple switches (for example, transistors) since any distortion components are removed by the low-pass filters.

With this arrangement there appears on the screen of the oscilloscope a luminous dot

whose distance from the origin is proportional to the absolute value of the sound pressure, $|p(f)|$. Its angle with the positive abscissa is $\varphi(f)$. Events N_+ are indicated by counter-clockwise crossings of the dot with the positive abscissa. Events N_U correspond to clockwise crossings. The screen picture in Fig. 5 shows two events N_- and one event N_-.

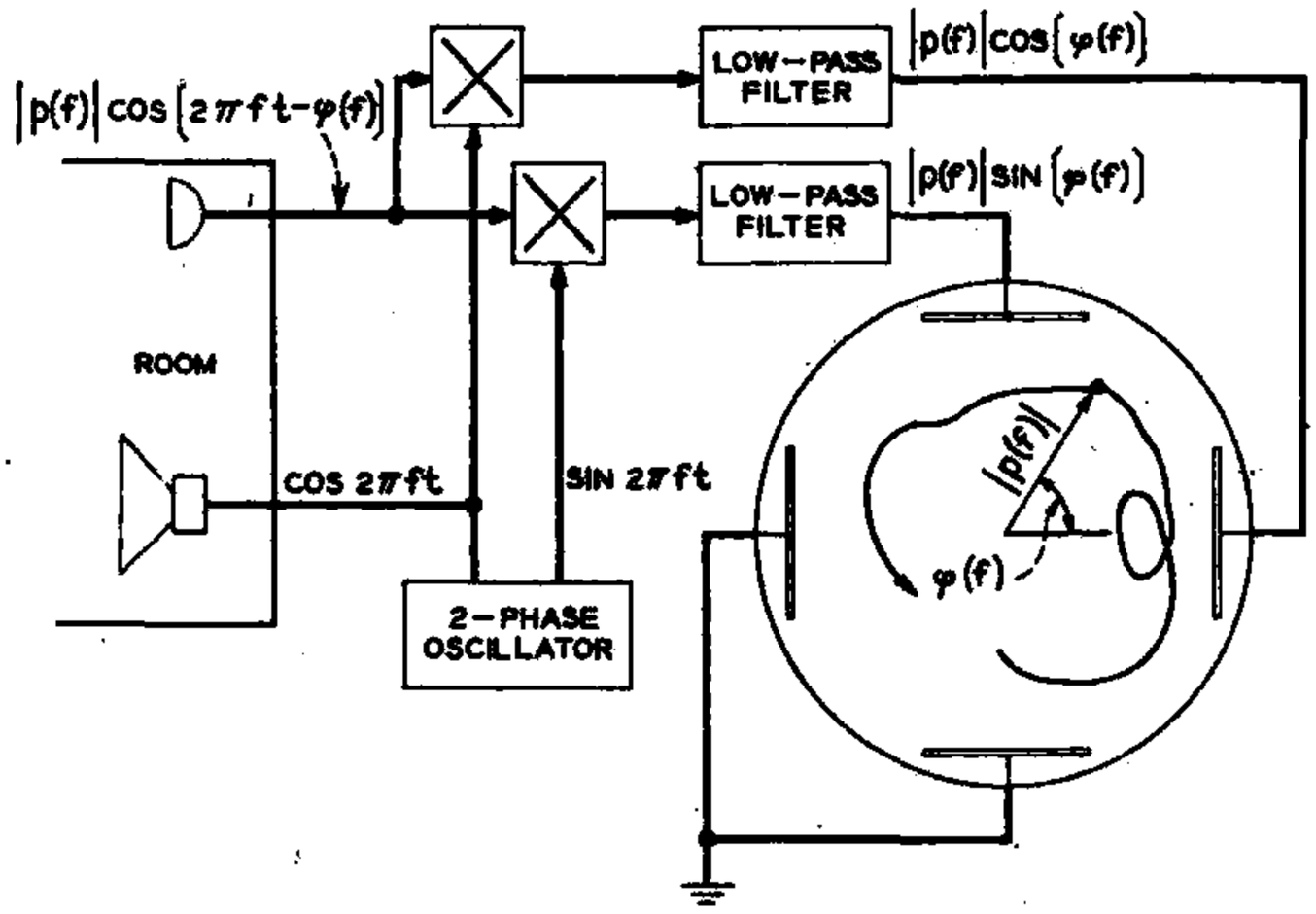


Fig. 5. Method of displaying the complex sound pressure response on the screen of an oscilliscope.

THEORY

It has been shown previously[2] that above a certain critical frequency both the real and the imaginary parts of the sound pressure as a function of frequency are Gaussian processes. The number of zeros of a Gaussian process is related to the second moment of its power spectrum as shown by RICE[3]. A straightforward application of this relation leads to Eq. (1) for T_2.

Eq. (2) for T_1 is based upon a relation between the modulus and the phase of a complex Gaussian process derived by the author. Detailed proofs for both formulas together with additional experimental evidence will be published in an appropriate journal.

LOW FREQUENCY CORRECTIONS

At low frequencies where normal modes do not overlap, the phase-lag increases by π for each normal mode. Thus

$$\overline{\left(\frac{d\varphi}{df}\right)} = \pi n$$

where n is the number of normal modes per c/s. Taking the wellknown approximation[4] for n, one obtains in the acoustical case

$$\overline{\left(\frac{d\varphi}{df}\right)} = \frac{4\pi^2 V f^2}{c^3}$$

The simplest formula combining this equation for low frequencies and Eq. (2) for high frequencies is

$$\overline{\left(\frac{d\varphi}{df}\right)} = \left[\frac{13.8}{2\pi T_1} + \frac{c^3}{4\pi^2 V f^2}\right]^{-1}$$

Solving for T_1 gives approximately

$$T_1 = 2.2 \overline{\left(\frac{d\varphi}{df}\right)} \left[1 + \frac{c^3}{4\pi^3 V f^3} \overline{\left(\frac{d\varphi}{df}\right)}\right] \tag{4}$$

Similarly, a correction formula can be derived for T_2.

$$T_2 = 9.8 \frac{N_0}{\Delta f} \left[1 + \frac{c^3}{2\pi V f^3} \frac{N_0}{\Delta f}\right] \tag{5}$$

FREQUENCY RANGE

The correction formula (4) allows one to estimate at what frequencies the uncorrected formula would lead to a 10% error. This occurs when

$$\frac{c^3}{4\pi^3 V f^3} \overline{\left(\frac{d\varphi}{df}\right)} = 0.1$$

or approximately for

$$f(10\%) = 2000 \left(\frac{T}{V}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{6}$$

where T is given in seconds and V in m³. For T_2 the frequency range of the uncorrected formula is somewhat more limited, the 10%-error occurring around $2500(T/V)^{\frac{1}{2}}$.

The range of validity of the corrected formulas is hard to estimate and will depend on the amount of diffusion. So far, we have no experimental results for such low frequencies. It would be interesting to see how the phase behaves in this transition range between isolated normal modes and the statistical case and how this behaviour depends upon the amount of diffsuion.

Acknowledgments

I am indebted to J. E. West, R. L. Hanson and B. F. Logan for assistance in this study.

REFERENCES

1. J. J. Geluk, *Galm en Geluidsabsorptie*, thesis, Delft, 1946, p. 83.
2. M. R. Schroeder, *Acustica*, 4 (1954) 594, *Akust. Beih.* 2.
3. S. O. Rice, *Bell System Tech. J.*, 23 (1944) Section 3.3.
4. H. Weyl, *Math. Ann.*, 71 (1912) 441.

Measurement of the Reverberation Time by Interrupted and Impact Sound

M. CACIOTTI

Radio Televisione Italiane, Turin (Italy)

G. SACERDOTE

National Electrotechnical Institute, Turin (Italy)

The acoustical properties of a room, depending essentially on the reverberation time and on its behavior as a function of the frequency, depend also on other, not well defined elements. Many criteria have been introduced, and some parameters measured, in the search for a relation between these elements and the subjective judgement of the acoustical qualities of a room. One of these elements is the sound diffusion for which different evaluating criteria are known. Impulse tests, followed by the analysis of the behavior of the impulse pressure, have been the object of a number of studies. Nevertheless we are still in a phase of empirical considerations.

In this survey we give some examples concerning different rooms, which show that two types of behaviors are possible and which may help to define some acoustical properties of rooms. The reverberation time has been determined in different rooms, employing three kinds of sound sources: loudspeakers fed by third-octave filtered white noise, loudspeakers fed by warble-tones and sound impulses usually generated by a gun shot. By detecting these sounds by microphones arranged in a given room and recording them on a magnetic tape, the reverberation times can be deduced directly for the first two sound sources and by a one-third octave filter for the last one.

From these measurements we have inferred that a number of rooms show reverberation times remarkably similar for all sound sources, so that the reverberation time is a quantity independent of the sound source, and consequently a precise quantity. In other rooms, on the contrary, there is quite a difference in behavior between the first two sound sources and the impulse sound source. At low frequency, generally in the range from 80 to 200 c/s, the reverberation time with impulse sound sources is found to be remarkably shorter than that with sounds sources.

To show this effect, Fig. 1 and 2 give the oscillograms recorded in two different rooms, the first of which (Fig. 1) is the large hall of the *Conservatorio* of Milan, 12,000 m³ large, containing 1800 places, whose characteristic is a ceiling formed by convex diffusing elements. The figures show clearly that at low frequencies the reverberation time is remarkably shorter for an impulse than for a continuous sound. At frequencies higher than 300 c/s, the reverberation times measured by the two methods do coincide in practice.

In a more regular auditorium, about 300 m³ large, the measurements by the two methods do agree, as the oscillograms of Fig. 2 show: these results moreover are confirmed by a direct analysis by means of a level recorder. By this method we have

examined a number of rooms: within the limits of our experience we can judge that this effect becomes more evident in rooms with most walls consisting of diffusing elements. As an example, Fig. 3 gives the reverberation time *vs.* frequency measured by impact and interrupted sound in an auditorium 315 m³ large.

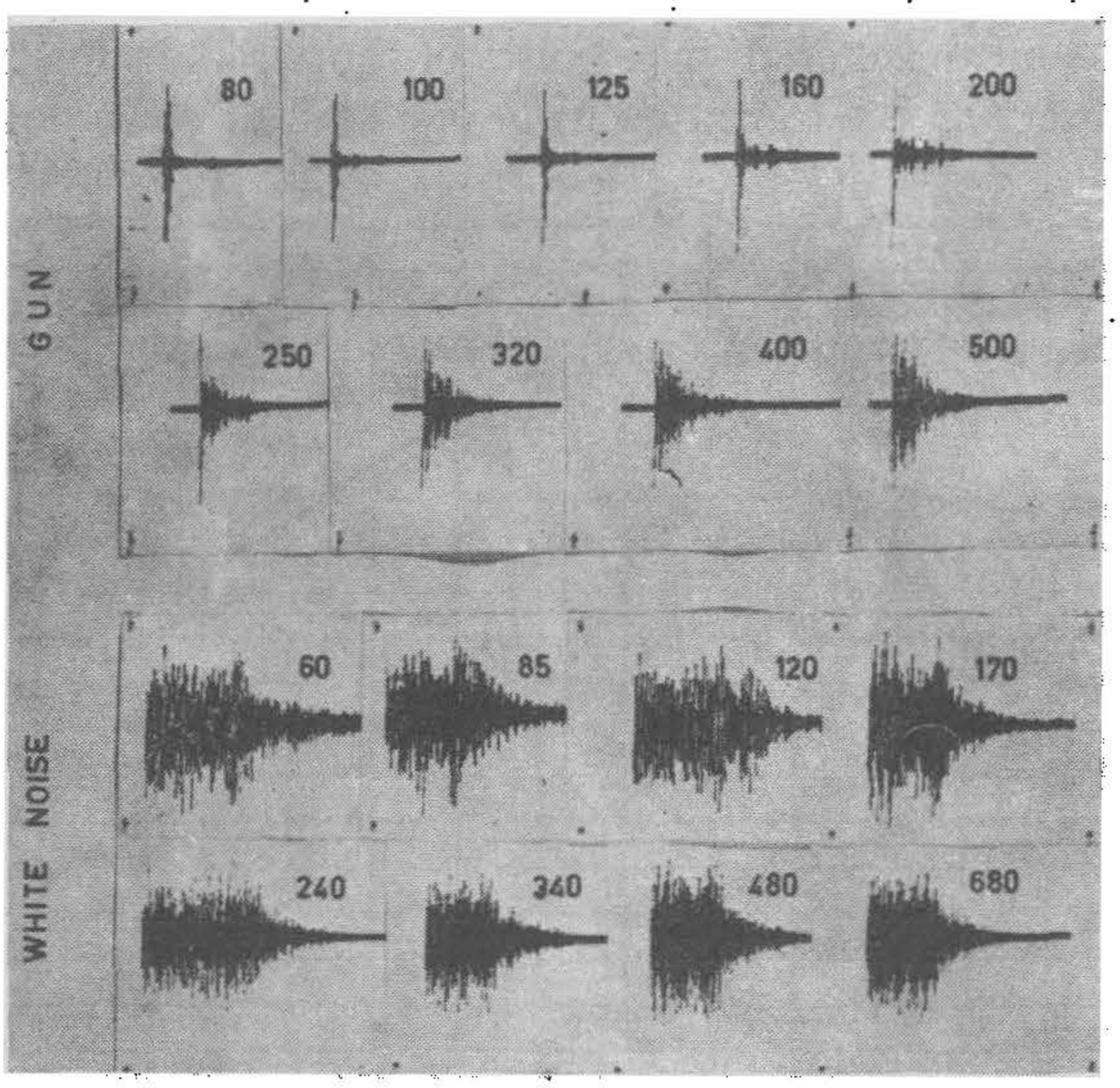


Fig. 1. Oscillograms of the sound decay in a large auditorium.

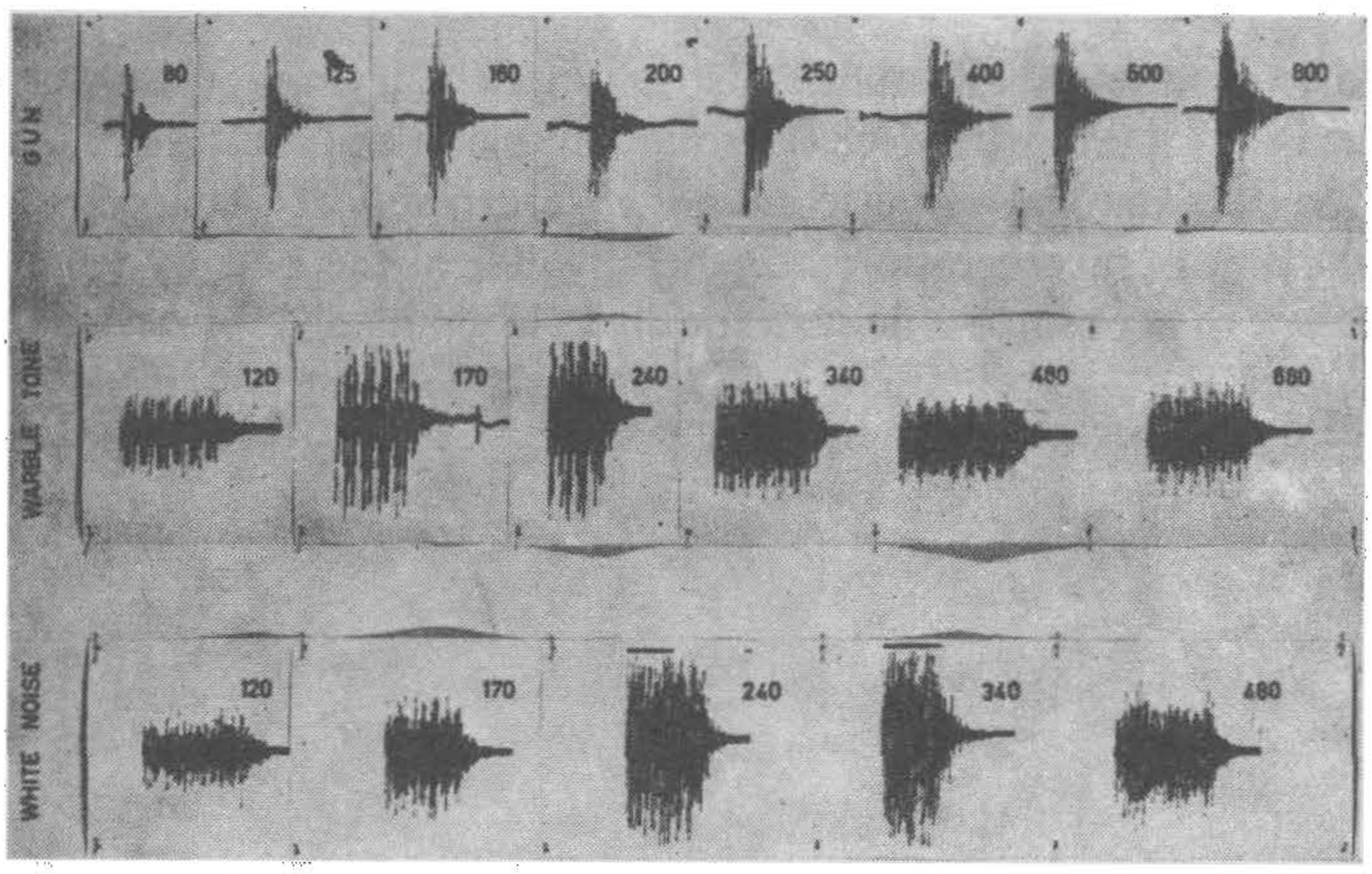


Fig. 2. Oscillograms of the sound decay in a normal room.

The hypothesis could be put forward that the behavior of the sound wave is not linear for geometrically determined structures, since the acoustical resistance of the wall decreases as the sound pressure increases; this phenomenon is well known in the case of walls with holes. In any case since the impulse sound also did not reach very high levels, these measurements show that in listening to a sound source the decay is different with short sounds than with more prolonged sounds: this may be the element

differentiating one room from another and it will be interesting to investigate this effect further.

Measurements in the same room, at various points and with various microphones give the same results, confirming that, within the limits of the rooms we have tested, the behavior is characteristic of the room and not of the measuring system. We intend to study the behaviour for filtered white noises of shorter and shorter wavelengths for the purpose of observing the transition from one kind of decay to the other.

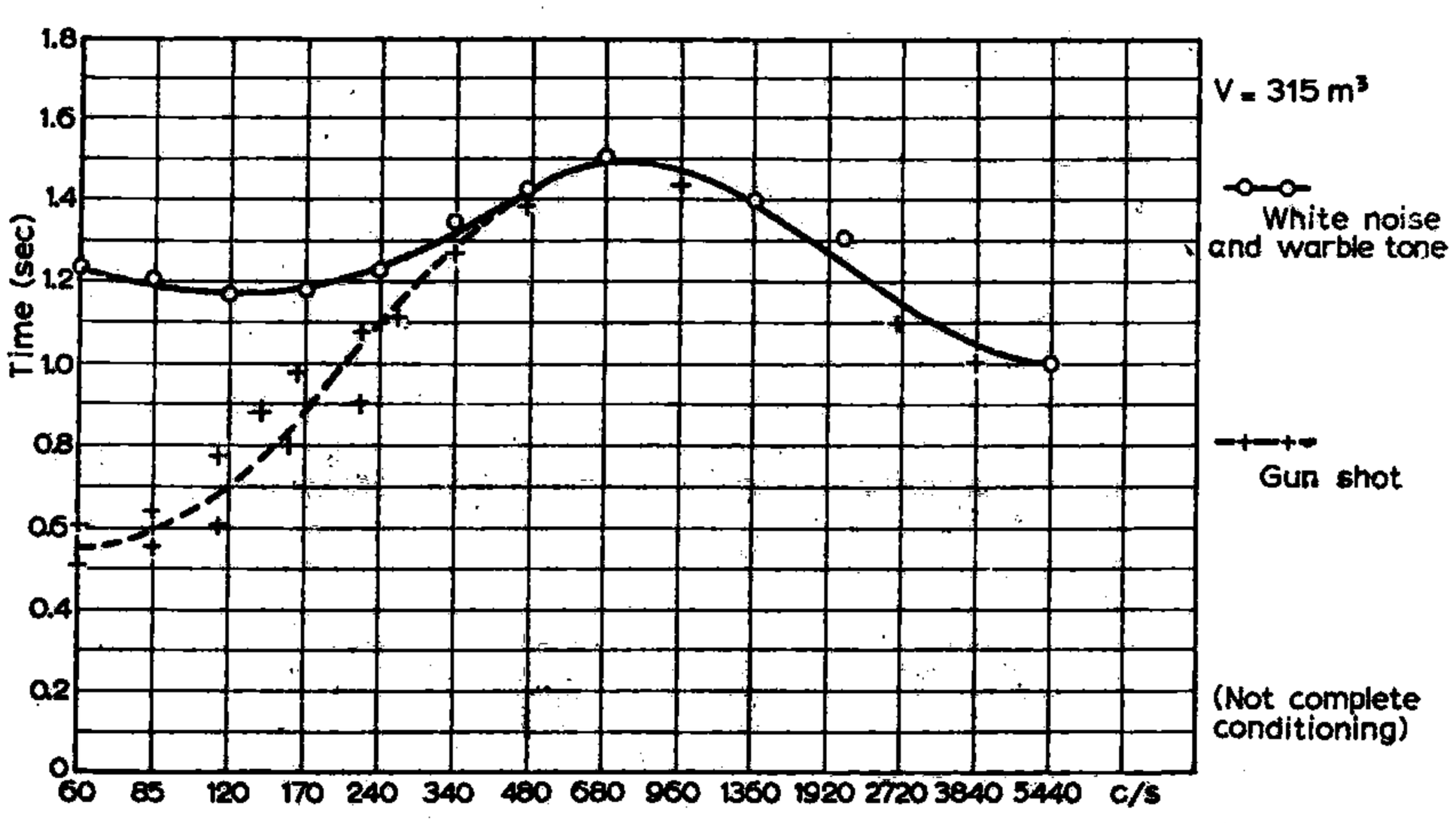


Fig. 3. Reverberation time *v.s.* frequency in an auditorium. (Not completely sound conditioned).

We intend to continue these studies also on models, trying to discover whether in practice there is any relation between the sound diffusion and the difference in reverberation time for periodic and impulse sounds. We can report that rooms having differences in the time of reverberation are generally judged the best by technicians from the point of view of acoustical efficiency for direct listening and for recording purposes.

Das Problem der Schallstreuung in der Raumakustik

J. HOLTSMARK

Physikalisches Institut der Universität, Oslo (Norwegen)

Die Schallstreuung ist ein zeitlicher Vorgang und lässt sich infolgedessen nur bei begrenzten Wellenzügen beobachten. Sie kann nicht aus einem eingeschwungenen Zustand erschlossen werden, ebenso wenig wie durch Beobachtung von Eigenfrequenzen oder ihrer Verteilung.

Ein Knall erzeugt in einem geschlossenen Raum ein Schallfeld, das durch die wiederholten Reflexionen mehr und mehr diffus wird, d.h. dass der Geschwindigkeitsvektor in irgendeinem Punkte irregulär schwankt, sowohl in Richtung als in Amplitude. Ebenso wird auch die Druckamplitude schwanken. Die Diffusität des Schallfeldes wird durch den Grad der Annäherung an diesen Zustand bestimmt. Ich werde dies untersuchen und werde das Problem möglichst vereinfachen, indem ich nur die Schalldruckamplitude $f(t)$, in einem bestimmten Raumpunkt ins Auge fasse; ich sehe also von der Richtungsdiffusität ab.

Die Amplitude der Schallquelle sei als Zeitfunktion durch $\xi(t)$ gegeben. Dann haben wir eine lineare Transformation von $\xi(t)$ in $f(t)$ durch das Faltungsintegral

$$f(t) = \int_{-\infty}^{t} h(t-\tau) \cdot \xi(\tau)\, \mathrm{d}\tau \tag{1}$$

Dabei ist $h(t-\tau)$ eine Gewichtsfunktion, welche die Eigenschaften des Raumes und daher auch implizite die Streuung enthält. Um $h(\tau)$ zu bestimmen, wählen wir für $\xi(\tau)$ eine δ-Funktion $\delta(\tau)$, die einen Knall bei $t = 0$ darstellt; dann ist bekanntlich

$$f(t) = \int_{-\infty}^{t} h(t-\tau)\, \delta(\tau)\, \mathrm{d}\tau = h(t) \tag{2}$$

Die Gewichtsfunktion $h(t)$ ist somit einfach die Nachhallkurve eines Knalles. Im Idealfalle ist sie eine Folge von abnehmenden Echos oder δ-Funktionen, also eine stochastische Punktfunktion, die aber wegen der Dämpfung mit einem Exponentialfaktor $e^{-\alpha t}$ multipliziert ist. Wir können diesen Faktor praktisch beseitigen, wenn wir beim Registrieren der Nachhallkurve automatisch die Verstärkung mit $e^{\alpha t}$ ansteigen lassen, dann bleibt die mittlere Amplitude der registrierten Kurve

$$h^*(t) = e^{\alpha t} \cdot h(t) \tag{3}$$

ungefähr konstant.

Hier werden zwei Beispiele solcher Funktionen $h^*(t)$ gebracht. Das erste ist in einem quadratischen Hof ohne Decke aufgenommen. Abb. 1 zeigt mit stark vergrössertem Zeitmass ein Stück der $h^*(t)$ Kurve nahe bei $t = 0$. Man sieht neben vielen

anderen Echos ein Flatterecho. Das zweite Beispiel ist in einem stark hallenden Raum mit verschiedenen streuenden Gegenständen aufgenommen. Die Streuung ist hier wesentlich stärker, und die Echos sind mehr verteilt.

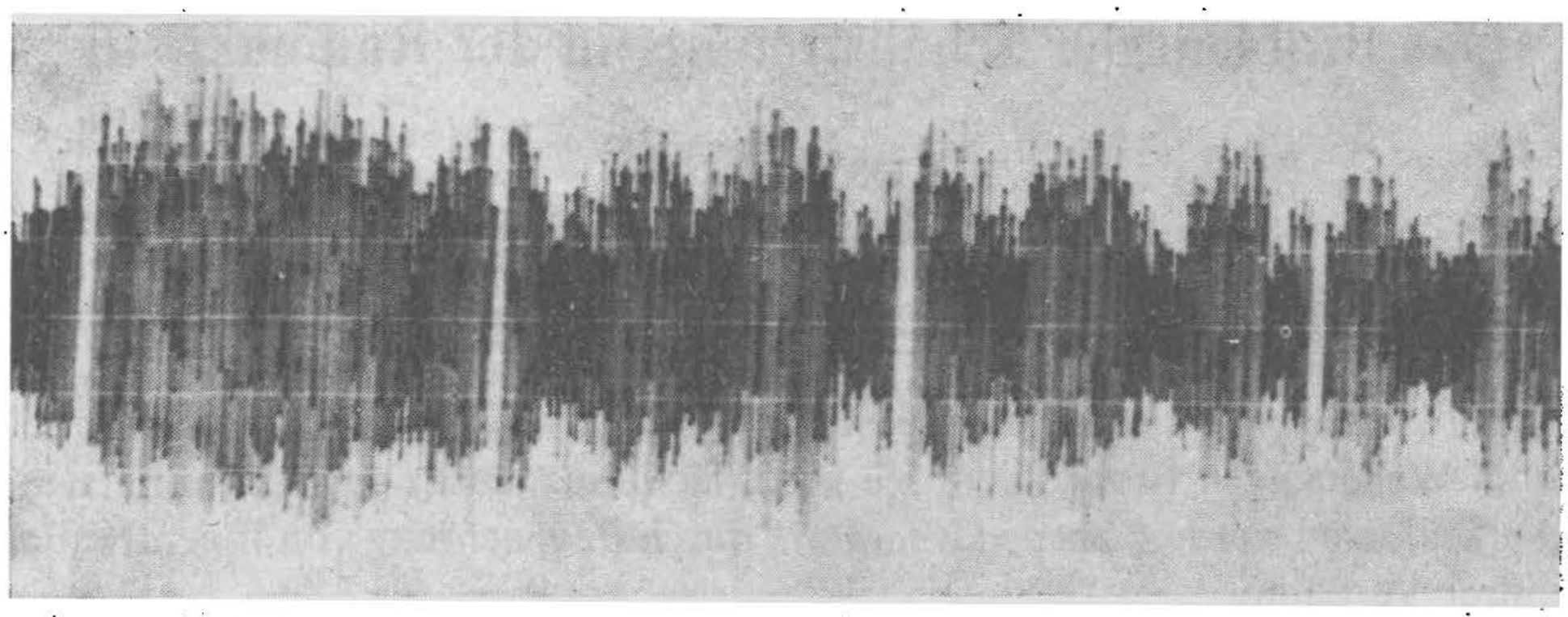


Abb. 1. Nachhall eines Knalles nach Multiplikation mit $e^{\alpha t}$, aufgenommen in einem quadratischen Hof ohne Decke.
Die weissen Zwischenräume sind Zeitmarken.

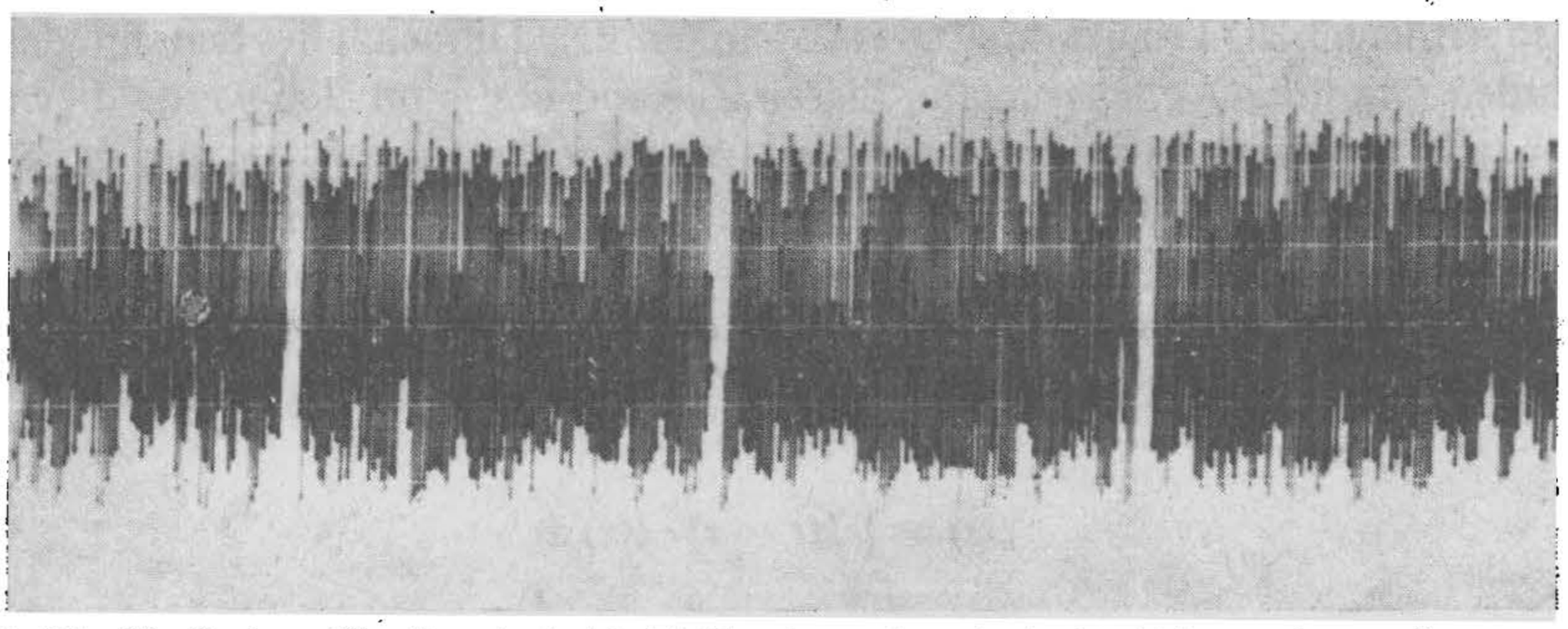


Abb. 2. Nachhall eines Knalles nach Multiplikation mit $e^{\alpha t}$ wie in Abb. 1, aber aufgenommen in einem mit streuenden Gegenständen erfüllten Hallraum.

Man kann aus solchen Bildern im allgemeinen schlecht die Diffusität des Schallfeldes beurteilen, ebensowenig wie man aus einer die Brownsche Bewegung wiedergebenden Kurve ohne weiteres ersehen kann, ob sie die von der Theorie geforderten stochastischen Eigenschaften besitzt. Hier hilft uns aber die gut ausgebaute Theorie der stochastischen Punktfunktionen, die als Folgen von zufällig verteilten δ-Funktionen mit zufällig verteilten Amplituden definiert werden, etwa

$$y(t) = \sum_i a_i \, \delta(t - t_i). \tag{4}$$

Die t_i sind völlig unregelmässig verteilt, jedoch mit einer mittleren zeitlichen Dichte ϱ.

Eine Methode um solche Kurven zu analysieren ist die der Autokorrelation. Ich erinnere an die Definition der Autokorrelation. Es liege eine grosse Anzahl unter identischen Bedingungen aufgenommene stochastische Funktionen $y(\tau)$ vor. Wir bilden den Mittelwert von dem Ausdruck $y(\tau_1) \cdot y(\tau_2)$ über sämtliche Exemplare der Funktionen und bezeichnen diesen Mittelwert durch eckige Klammern $\langle\ \rangle$. Dann ist die Autokorrelationsfunktion von $y(\tau)$ definiert durch

$$\gamma(\tau_1, \tau_2) = \langle y(\tau_1) \cdot y(\tau_2) \rangle \tag{5}$$

Für eine ideale stochastische Punktfunktion geht $\gamma(\tau_1,\tau_2)$ mit $\varrho \to \infty$ gegen eine δ-Funktion $\gamma(\tau_1,\tau_2) \to \text{const.}\ \delta(\tau_1,\tau_2)$ für $\varrho \mapsto \infty$
d.h. der Zustand zu irgendeinem Zeitpunkt ist von dem Zustand zu einem beliebigen anderen Zeitpunkt völlig unabhängig.

Unsere Schalldruckkurve ist keine ideale Punktfunktion, und ϱ ist nicht unendlich. Die Autokorrelationskurve wird daher eine mit wachsendem $(\tau_1\tau_2)$ im Mittel abfallende Kurve. Wir wollen nicht weiter untersuchen, wie dies zur Definition eines Streuungsmasses ausgenutzt werden könnte. Es gibt nämlich eine wichtige Beziehung, die sogenannte WIENER-KINTCHINE-Gleichung, welche die Autokorrelationskurve mit einer Fouriertransformation in Beziehung setzt

$$G(\omega) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \gamma(\tau) \cos \omega\tau \, d\tau$$

$$\gamma(\tau) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty G(\omega) \cos \omega\tau \, d\omega$$

$G(\omega)$ ist die spektrale Energiedichte der $y(t)$-Kurve, d.h. das Quadrat der Amplitude.

Die Methode der Autokorrelation führt somit automatisch auf die spektrale Energiedichte der Schallfunktion. Es liegt daher nahe zu untersuchen, wie wir diese direkt verwenden können. Die Fouriertransformation für die Amplitude ist bekanntlich

$$f(t) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty g(\omega) \cos \omega t \, d\omega \quad ; \quad f(t) = 0 \quad \text{für} \quad t > 0 \tag{8}$$

$$g(\omega) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty f(t) \cos \omega t \, dt \tag{9}$$

Diese Gleichungen besagen, dass derselbe Vorgang, hier die Schallamplitude in einem Punkt, in zweierlei Weise ausgedrückt werden kann, als Zeitfunktion $f(t)$ und als Frequenzfunktion $g(\omega)$. Ich erinnere daran, dass diese Formeln fast genau die Fraunhofer-Beugung an einem Strichgitter darstellen. Wenn eine Welle mit der Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ auf ein Strichgitter auffällt, dessen Durchlässigkeit sich in der Richtung x quer zu den Gitterstreifen wie $f(x)$ ändert, so wird die gebeugte Amplitude in der Richtung α gleich

$$\text{const.} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\, e^{xk \sin \alpha} \, dx, \tag{10}$$

d.h. wenn wir $\omega = k \sin \alpha$ setzen und $\alpha = t$, so haben wir bis auf eine Konstante die Formel für $g(\omega)$.

Wir können also, wie das schon früher für andere Zwecke gemacht worden ist, unsere Punktfunktion als Strichgitter ausbilden und in eine übliche optische Beugungsanordnung einbauen. Dann gibt uns die gebeugte Amplitude einer bestimmten Wellenlänge das $g(\omega)$ für $\omega = k \sin\alpha = \frac{(2\pi \sin\alpha)}{\lambda}$. Wohlgemerkt aber mit einer wichtigen Einschränkung. Wir können nicht $g(\omega)$ selbst messen, sondern nur $|g(\omega)|^2$ oder

$g(\omega)\tilde{g}(\omega)$, wo $\tilde{g}(\omega) = (g\omega)$ konjugiert, was dasselbe ist wie das früher definierte $G(\omega)$.

Mit Hilfe dieser Analogie können wir uns ein Bild machen von dem zu erwartenden Ergebnis einer Analyse der Schalldruckkurve, wenn die Analyse in der üblichen Weise mit Hilfe eines Tonbandes und eines Frequenzanalysators gemacht wird.

1. Ein einziger Puls gibt ein konstantes Spektrum $G(\omega) = \text{const.}$

2. Zwei Pulse geben das bekannte Interferenzbild des Youngschen Zweispalt-Versuches. $G(\omega)$ hat ein zentrales Maximum mit unendlich vielen Nebenmaxima. Zentral will sagen bei $\omega = 0$.

3. Eine unendliche Folge von äquidistanten Pulsen, also das Analogon eines unendlich breiten ebenen Strichgitters, gibt eine unendliche Reihe von δ-Funktionen in ω. Dazwischen sind unendlich viele und unendlich schwache Nebenmaxima.

4. Eine völlig regellose Verteilung der Gitterstreifen, entsprechend einer stochastischen Punktfunktion, gibt eine konstante gebeugte Intensität, solange die Wellenlänge klein gegenüber dem mittleren Punktabstand ist. Wenn diese Grössen vergleichbar werden, entsteht eine Struktur im Spektrum. Man kann das ohne weiteres einsehen, wenn man bedenkt, dass die Fourier-transformierte einer Punktfunktion mit endlichen aber regellos verteilten Punktabständen besonders starke Komponenten um die Periode der mittleren Punktabstände herum enthält.

5. Eine stochastische Punktfunktion, dessen Dichte oder dessen Intensität sich periodisch ändert, zeigt ein Frequenzspektrum, wo diese Periode aus einem gleichmässigen Hintergrund heraustritt. Das ist, wie in der Abb. 3 gezeigt werden wird, bei der Kurve in Abb. 1 der Fall.

Aus diesen Betrachtungen geht hervor, wie viel und wie wenig man von der Theorie der stochastischen Funktionen für das Streuproblem gewinnen kann. Eine völlig stochastische Kurve $f(t)$ hat ein konstantes Frequenzspectrum. Jede Regelmässigkeit d.h. Periodizität in $f(t)$ gibt zu einer Struktur in der Frequenzkurve Anlass.

Es fragt sich nun, wie wir dies verwerten können. Die Funktion

$$f^*(t) = e^{\alpha t} f(t) \tag{11}$$

können wir auf ein Toriband aufnehmen. Da wir praktisch den Faktor $e^{\alpha t}$ nicht über etwa 40 dB variieren können, kann man die Knalle periodisch auslösen und dafür sorgen, dass der zeitliche Abstand der Knalle gerade ausreicht, um den Faktor $e^{\alpha t}$ um 40 dB variieren zu lassen. Die Aufnahme gibt uns dann $h^*(t)$.

Dieses Band wird sodann mit erhöhter Geschwindigkeit abgespielt, und der ent-

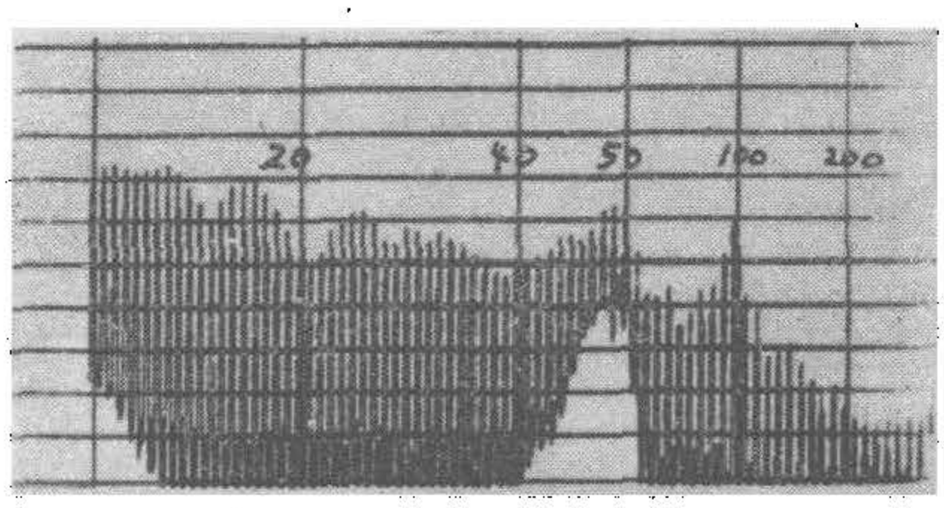


Abb. 3. Leistungsspektrum des in Abb. 1 gezeigten Zeitverlaufs, aufgenommen bei doppelter Bandgeschwindigkeit.
Die Zahlen bedeuten die Frequenzen bei der Abspielung in Hz (zweifacher Originalfrequenz).

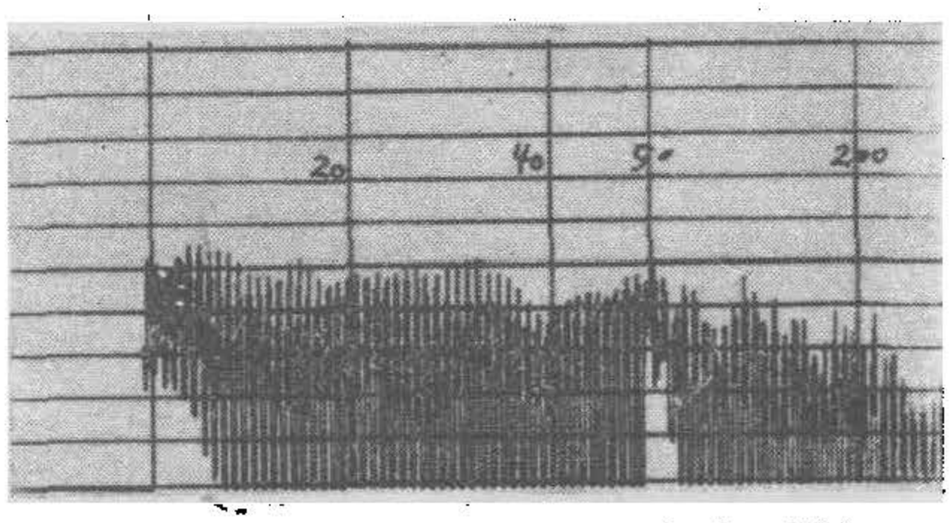


Abb. 4. Leistungsspektrum wie in Abb. 3, aber des in Abb. 2 gezeigten Zeitverlaufs. Ab 50 Hz logarithmische Stufen, aber dieselbe Bandbreite der einzelnen Analyse.

stehende Schall wird gleichgerichtet und frequenzanalysiert. Wenn $h^*(t)$ eine rein stochastische Punktfuntion ist, so wird das Frequenzspektrum von ω unabhängig, abgesehen von den Frequenzen, die von der periodischen Wiederholung der Abklingkurven entstehen. Diese sind aber bekannt und können ausgelassen werden.
Die Abb. 3 und 4 stellen die in dieser Weise ausgeführten Frequenzanalysen der $h^*(t)$-Kurven von Abb. 1 und 2 dar. Die $h^*(t)$-Kurve wurde wiederholt auf ein Tonband aufgenommen. Aus diesem Tonband wurden Stücke ausgeschnitten, die denselben Vorgang (Abb. 1 und 2) wiedergaben, und die Stücke wurden zu einer Tonschleife zusammengeklebt. Bei der Frequenzanalyse lief die Schliefe kontinuierlich herum. Die weissen Zwischenräume in den Leistungskurven sind durch die unbeschallten Zwischenräume auf der Tonschleife entstanden. Die Bandbreite bei der Analyse war durchgehend 2 Hz, die Analysierfrequenz wurde von Umlauf zu Umlauf schrittweise geändert. Da die Bandgeschwindigkeit bei der Analyse verdoppelt wurde, sind die Frequenzen in den Abb. 3 und 4 durch 2 zu dividieren.

Aus Abb. 3 sieht man deutlich dass die Kurve für den Hof ein Maximum bei 17 Hz hat, entsprechend einer Originalfrequenz von 8,5 Hz. Das stimmt auch mit den Abmessungen des Hofes überein, denn die Echos trafen bei der Aufnahme im Zeitabstand 40 m: 340 m/Sek. = 1/8,5 Sek. ein.

Die Abb. 4 zeigt die Frequenzanalyse für den Hallraum. Sie hat einen wesentlich flacheren Verlauf, sie ist aber auch nicht ideal konstant.

Ich möchte zum Schluss betonen, dass dies kein Mass für die Güte des Raumes ergibt, sondern nur für seine stochastischen Eigenschaften. Ob diese mit der Güte in Beziehung gebracht werden können, ist eine Frage, auf die ich hier nicht eingehen will.

Direct-Reading Reverberation-Time-Measuring Device

L. X. NEPOMUCENO, H. C. A. MURTA AND W. JORGE
Institute of Aeronautical Technology, São Jose dos Campos, São Paulo (Brasil)

Among the many systems developed and commonly used for the measurement of the reverberation time of rooms, the high-speed graphic recorder and the persistent-image oscillograph are the most useful and practically the only systems that can provide precise and reliable measurements. MULDERS[1] developed a direct-reading method but it is inoperative for very short times and does not permit the reading of the reverberation time in two or more steps. It would be very advantageous if it would be possible to measure the reverberation time directly and, if possible to subdivide the measurement in two or more steps, in order to have an idea of the type of decay. This knowledge is very useful, as it permits to evaluate the room quality. The present automatic

reverberation-time-measuring device permits the reading of the time elapsed between any two or more energy density levels directly, in a very convenient manner, even for short reverberation times, where the graphic recorder is inoperative; also it competes with the cathode-ray oscillograph with many advantages.

THE INSTRUMENT

The block diagram in Fig. 1 illustrates the basic features of the instrument and shows that it is composed of electronic circuits commonly used in every laboratory. It consists of two separate sets connected by a control switch. There is an exciter and a measuring circuit, the connection between them being made by a switch that forms

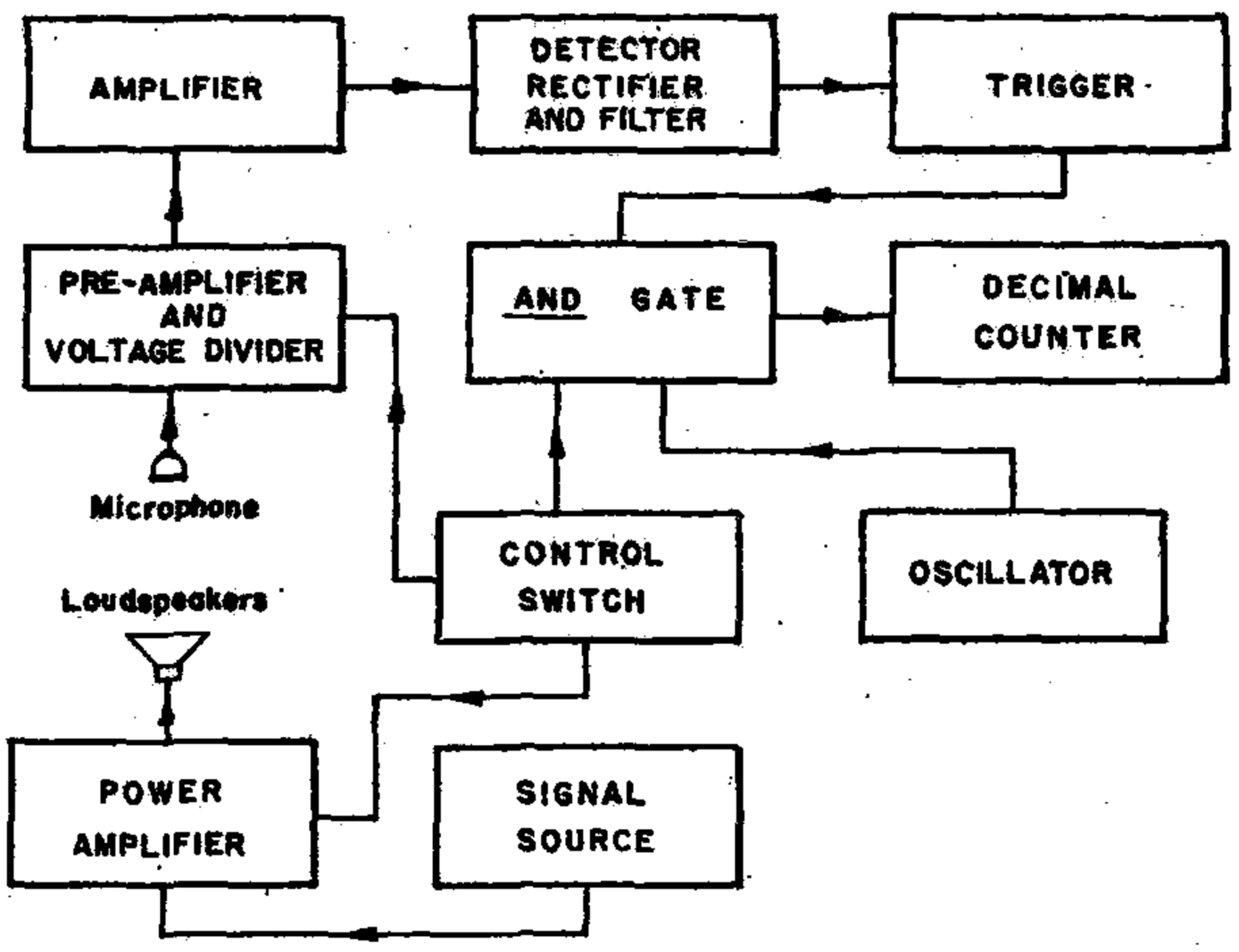


Fig. 1. Block diagram of the instrument.

the control circuit. The exciter is mainly a power amplifier excited by a signal source, which can be an oscillator, warbled or not, or a white noise source, whose function is to supply the room with the necessary acoustic energy density. We have used a 60-Watt ultralinear amplifier with very good results and the loudspeaker is composed of a set of six 12-inch loudspeakers assembled in a cube in order to simulate a point source. The box is suspended from a long rod and can be located in any convenient spot.

The measuring device consists of a microphone with the associated pre-amplifier circuits, a voltage divider, a detector with filter, a Schmidt trigger, an "and"-gate, a decimal counter and a high-stability oscillator. The exciter and the measuring circuit are connected by a control switch that performs the function of exciter cut-off and counting igniter.

The microphone picks up the sound in any convenient point in the room and sends it, after a pre-amplifier stage, to the voltage divider. This voltage divider is composed of two stable precision resistors whose resistance is in the ratio 1 : 1,000. From the voltage divider, the signal goes to the a.c. amplifier and rectifier-filter system that supplies a d.c. voltage linearly proportional to the signal, that is, to the energy density present in the room. This d.c. voltage is connected to the input of a Schmidt trigger and the output of the trigger is connected directly to one of the inputs of a three-input

gate. With the voltage divider in the 1 : 1,000 position and the noise source turned full on, the d.c. voltage from the filter system is read on a voltmeter, and it is made equal to the triggering voltage of the Schmidt trigger through the gain control of the a.c. amplifier.

With the voltage divider in the 1 : 1 position the device is ready to operate.

The other two inputs of the gate are connected to the output of a high-stability oscillator (crystal controlled) whose frequency is the time-measuring reference. The last input of the three-input gate is connected to the control switch, which in this position does not supply to the gate the third voltage necessary for its opening.

For the measurement, it is sufficient to supply through the exciter the necessary amount of energy density, that can be read on the voltmeter. After a short time, the switch is thrown. The excitation will then be cut off, the resistance on the dividing network is changed to the value 1 : 1000 and a step voltage is sent to the gate. The counter will begin to count the oscillations of the crystal oscillator at the rate of 1,000 cycles per second and the sound energy density in the room will decay with time. When the energy density in the room has such a value as to supply to the trigger a d.c. voltage equal to the trigger threshold, it will close the gate and the counting stops. The decimal counter will then give the reverberation time directly in 0.01 seconds. The instrument works as correctly with very short reverberation times as with long ones. Table I gives three examples, showing the reliability of the method.

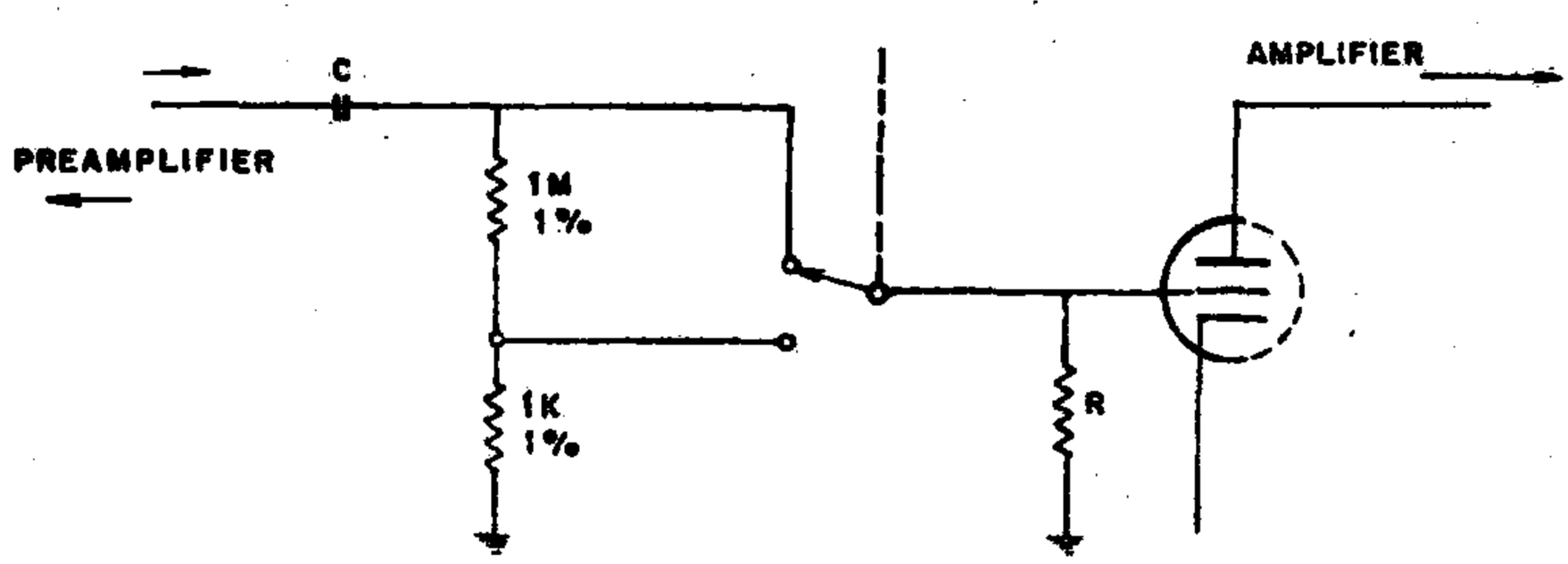


Fig. 2. Voltage divider.

TABLE I

RESULTS OF A SERIES OF MEASUREMENTS IN THREE DIFFERENT ROOMS.

350 m^3 *Reverberant room*	350 m^3 *Treated room*	620 m^3 *Reverberant room*
1.06	0.83	2.12
1.06	0.82	2.14
1.05	0.82	2.12
1.06	0.82	2.07
1.06	0.84	2.08
1.06	0.82	2.22
1.05	0.83	2.30
1.04	0.83	2.14
1.06	0.82	2.19
1.07	0.83	2.12

The readings give an idea of the reliability of the instrument.

It is possible to measure the time interval between any two energy density levels in the room, by means of the adjustment of the two resistances that form the voltage divider. We have also used a 1,500 c/s oscillator in order to measure the times for a 40 db decay, which made it possible to make measurements in the presence of greater background noise.

MEASUREMENTS IN TWO OR MORE STEPS

Frequently it is desirable to measure the reverberation time in two or more steps, as it is normally done with the oscillograph or with the graphic recorder. With some modifications it is possible to make this measurement with the same simplicity as that done in one step only. For measurements in two steps, it is only nesessary to use two trigger circuits, two gates and two decimal counters. The first trigger is adjusted for the time measurement corresponding to a, say, 20 db decay and the other for a 40 db or 60 db decay, and the computation is then very simple. Naturally it is possible to subdivide the measurement in any number of steps.

TABLE II

COMPARATIVE RESULTS OF REVERBERATION-TIME MEASUREMENTS

Room volume	350 m³	350 m³	620 m³	14,700 m³
Acoustic treatment	untreated	treated	untreated	treated
Expected Value	1.00	0.71	3.00	6.00
Graphical recorder or Oscillograph reading*	1.15	0.80	2.22	8.00
Measured value with the instrument**	1.06	0.83	2.15	6.25

* Average of three readings
** Average of ten readings

PRACTICAL MEASUREMENTS

Table II shows the results of reverberation-time measurements in four different rooms, comparing the reverberation-times obtained with the graphical recorder, with the expected value[2] and with the result obtained with the instrument.

Acknowledgement

The authors wish to express their appreciation to Mr. P. M. MOOR of the English Department and to Prof. Dr. R. R. WALLAUSCHEK for their support to this work.

REFERENCES

1. C. E. MULDERS, *Appl. Sci. Research B* 1 (1950) 149–167.
2. E. G. RICHARDSON, *Technical Aspects of Sound*, Elsevier, Amsterdam, 1953, 122–158.

Audience Absorbtion and Seat Absorption in Halls for Music*

L. L. BERANEK

Bolt Beranek and Newman Inc., Cambridge, Mass. (U.S.A.)

In most music halls the sound absorbed by an audience accounts for a large percentage of the total absorption. A survey of the literature reveals a range of values for the absorbing power of a seated person (at 500 c/s) from 3.1 to as high as 6.5 sabins [ft²]. Because a very small change in reverberation time, for example, from 1.5 to 1.6 sec (7 percent), is detectable by an experienced listener, the error, (nearly 2 : 1) that can occur from uncertainty in seat absorption in intolerably large.

In this paper the results of an extensive program of acoustical measurements in over 40 music halls are used to derive a more meaningful measure of audience absorption. Because all halls have nearly the same average absorption coefficient, it is convenient to use the simpler SABINE reverberation equation in the calculations and later to reduce the absorption coefficients by 9 to 12 percent to yield numbers suitable for use in the NORRIS-EYRING equation.

The SABINE equation is

$$T = 0.049V / (S\bar{a}_{Sab} + 4mV) \tag{1}$$

where V is the volume in ft³, S the total area of the floor, ceiling and walls in ft², m the molecular absorption coefficient in ft^{-1} and $\bar{a}_{Sab}$ is the average absorption coefficient in the room defined as follows

$$\bar{a}_{Sab} = (S_1a_1 + S_2a_2 + S_3a_3 + \ldots + N_1a_1 + N_2a_2)/S \tag{2}$$

where

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + \ldots \text{ ft}^2 \tag{3}$$

and a_1, a_2, a_3, etc., are the absorption coefficients of particular surfaces in the room with areas, respectively, of S_1, S_2, S_3, etc. [ft²], N_1 is the number of seated persons with a total absorption of a_1 sabins [ft²] and N_2 is the number of empty seats with a total absorption of a_2 sabins [ft²].

Because both the SABINE and the NORRIS-EYRING equations treat the sound field on a statistical basis, they only take the shape of a hall into account insofar as the ratio of V/S is concerned. The median value of V/S for the music halls studied in this paper is about 10 ft. Except for a very few cases, V/S lies between 9 and 11 ft.

For full audience, Eq. (1) reduces approximately to $T \doteq 0.049(V/N_1)\ (1/a_1)$. As a result, many writers have spoken of "volume per seat" as an important criterion for determining the maximum reverberation time. It is simple enough matter to check the concept of „volume per seat" by plotting measured reverberation times for a number of halls volume per seat. The result is shown in Fig. 1. The correlation is very poor.

---

* From a book by the author *Music Hall Acoustics*, now in the press.

Because of the scatter of the data, as shown in Fig. 1, many observers have speculated that the reverberation time in a hall depends in a major way on the shape of the hall, or on differences from one hall to another in the acoustical behavior of the same finish materials or both. If the shape of the hall changed the reverberation time as much as is indicated by Fig. 1, this would be in direct opposition to Eq. (1) to (3).

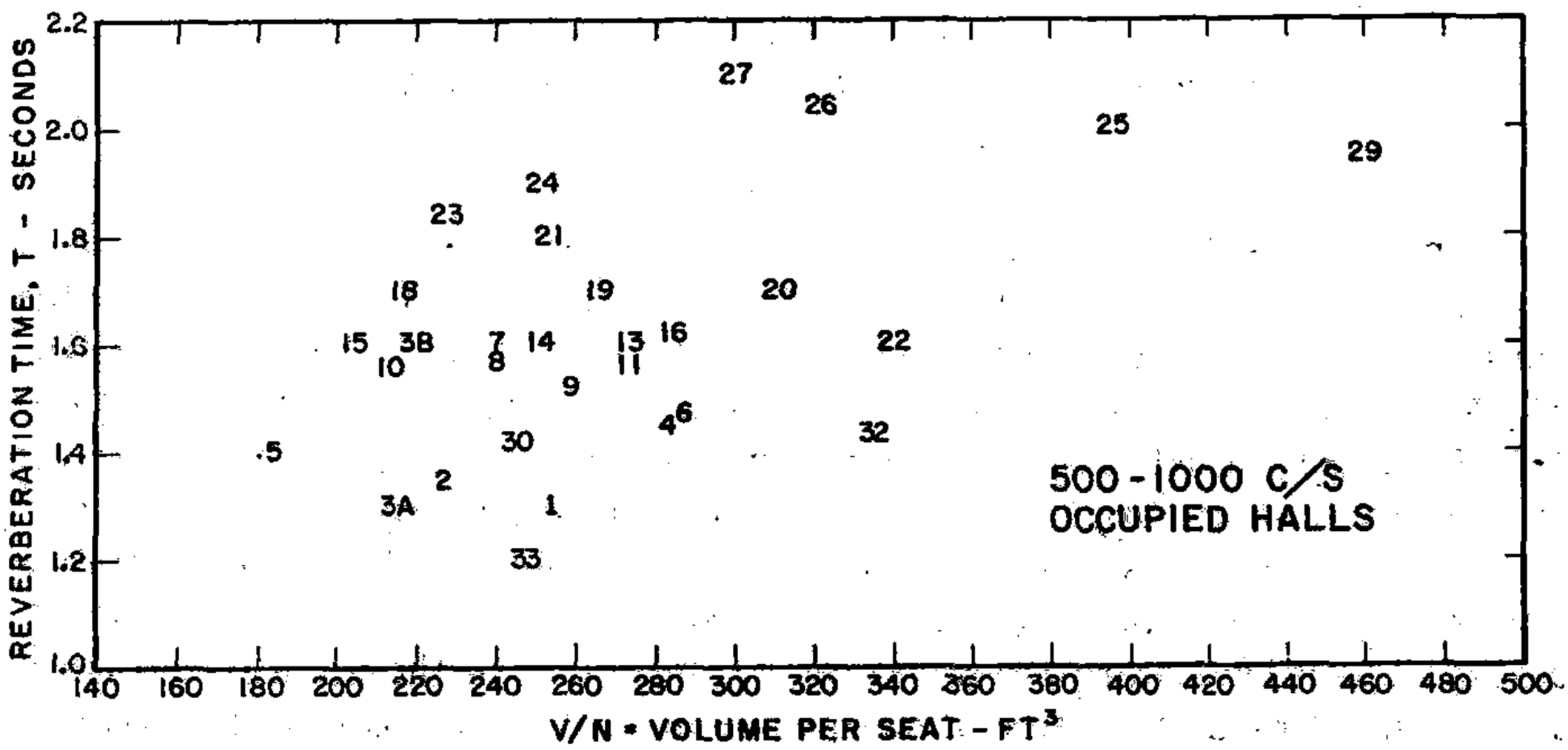


Fig. 1. Plot of reverberation times (R.T.) at mid-frequencies in halls with audience *vs* volume per seat. Some of the halls have small amounts of porous absorbing materials, but the shift in reverberation time due to it is small. For computational accuracy, however, those halls are not included on Fig. 2.

Believing that Eq. (1) is fundamentally sound and that the acoustical absorption of materials does not depend in a major way on the shape of the hall or the municipality in which the hall is located, the author proposes the postulate that:

The absorbing power of a seated audience, chorus and orchestra in a music hall increases in proportion to the floor area it occupies, nearly independent of the number of seats in that area. (Uniform distribution of audience assumed.)

Since the time that this paper was drafted, it has come to the author's attention that MEYER AND JORDAN[1] had shown that in the pre-World War II Berlin *Philharmonic Saal*, the reverberation time was nearly unchanged whether the attendance at a concert was 50 or 100 percent, even though the seats were not highly absorbent. Their result yields independent support to the postulate given above.

To test this postulate let us arbitrarily separate the absorption in a concert hall into two categories: (1) the audience, chorus and orchestra absorption, and (2) the remaining absorption. If we now select those halls without any significant area of added porous absorbing materials, then, at least at frequencies of 500 c/s and above, they should form a homogeous set for study. Some of the halls selected had flexible surfaces such as thin wood paneling which are effective in absorbing sound at the lower frequencies. By assigning the proper absorption coefficients to these surfaces, these halls can also be used as part of the homogeneous group.

To conform to the above stipulation, Eq. (1) and (2) are rewritten:

$$\bar{\alpha}_{Sab} = 0.049\,(V/S)\,(1/T) - 4m\,(V/S) \tag{4}$$

$$\alpha_{Sab} = (S_T\alpha_T + S_R\alpha_R)\,/\,S \tag{5}$$

where S_T is the floor area (including aisle areas up to 3.5 ft in width and circumferential areas up to 3.5 ft in width) occupied by the audience, chorus, and the orchestra, S_R the remaining surface areas of the room, including the undersides of the balconies, $S = S_R + S_T$, α_T the absorption coefficient for audience, orchestra and chorus, for the floor area S_T occupied by them and α_R the average absorption coefficient for all other surfaces of the room, totaling in area S_R including the absorbing power of walls, ceiling, doors, ventilating grilles, glass areas, organ openings, statues, chandeliers, underbalconies, etc, but not including draperies, or other soft absorbing materials.

Equating the right-hand sides of Eq. (4) and (5), remembering that $S = S_T + S_R$ and assuming $V/S = 10$ yields

$$20.4\,(S_T/V)(\alpha_T - \alpha_R) + 2.04\,\alpha_R + 81.6\,m = (1/T) \tag{6}$$

When (S_T/V) of Eq. (6) is plotted *vs* $(1/T)$, the result is a straight line, with a slope of $20.4(\alpha_T - \alpha_R)$ and an intercept at $(S_T/V) = 0$ of $1/T = (2.04\,\alpha_R + 81.6\text{m})$.

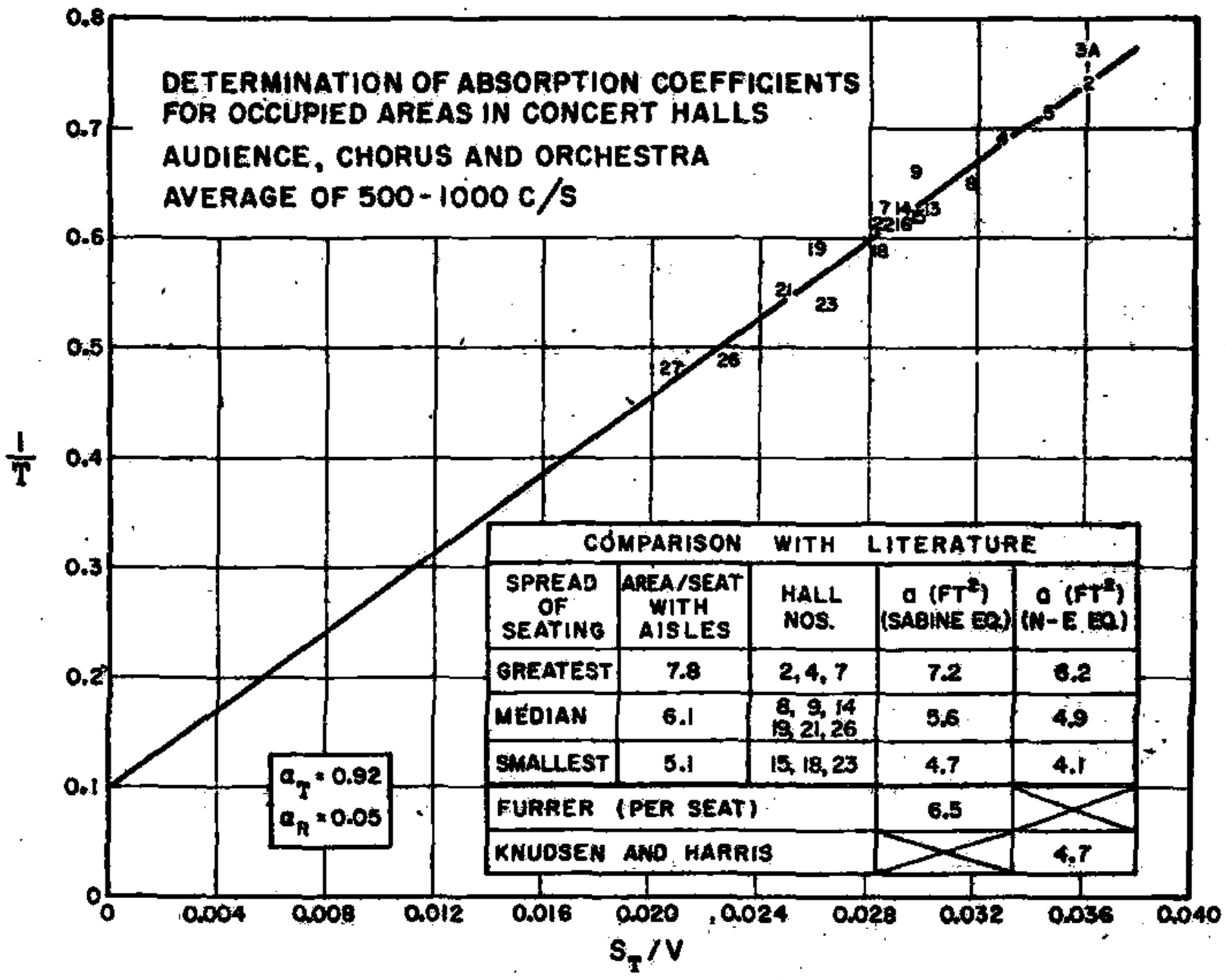


Fig. 2. Plot of the reciprocal of the reverberation time *vs* the ratio of the total occupied areas (audience area plus 3.5 ft aisles plus chorus area plus orchestra area). The numbers in the upper part of the table are for $\alpha_T = 0.92$ and $\alpha_R = 0.05$ (SABINE Equation) or for these coefficients reduced by 12 percent (NORRIS-EYRING Equation). The two lower numbers are taken from books by FURRER[8] and by KNUDSEN AND HARRIS[4].

A typical plot at mid-frequencies (500–1000 c/s) is shown in Fig. 2. Similar plots were made for unoccupied seating yielding α as the absorption coefficient for unoccupied upholstered seating. The results of the entire study are given in Table 1.

An interesting discovery was made during the studies of unoccupied halls. It was found that in eight of the halls an unexpected absorption "peak" occurred in the vicinity of 250 c/s. The reverberation times for these empty halls are shown in Fig. 3. A study of the materials in each of these halls reveals that the principal reason for this unexpected absorption peak is the seats. For those halls, it was found that the seat bottoms are not

perforated and the cloth covering is nearly impervious to air flow causing a short of „bubble resonance".

TABLE 1

ABSORPTION COEFFICIENTS OF (1) OCCUPIED AUDIENCE, ORCHESTRA AND CHORUS AREAS, (2, 3) UNOCCUPIED UPHOLSTERED SEATING AREAS, (4) THIN WOOD PANELING AREAS WITH AIRSPACE BEHIND, AND (5) 1.0 INCH PLASTER WALLS AND CEILING. THE NUMBERS BELOW WERE DETERMINED BY THE SABINE EQUATION. THEY SHOULD BE REDUCED BY THE PERCENTAGE GIVEN IN THE LAST COLUMN FOR USE IN THE NORRIS-EYRING EQUATION.

	Absorption coefficients, a_{Sab}								
	Frequency, [c/s]								*Reduce* a_{Sab} *by percentage given below to get* a_{Ey}
Description (See Notes 1 and 2)	67	125	250	500	1000	2000	4000	6000	
1 Occupied Audience, Orchestra and Chorus Areas, S_T	0.44	0.60	0.74	0.88	0.96	0.93	0.85	0.80	12%
2 Unoccupied Cloth-covered, well-upholstered Seating Areas, (Seats with perforated bottoms) S_1	0.30	0.49	0.66	0.80	0.88	0.82	0.70	0.64	10%
3 Unoccupied Leather-covered, thinly upholstered seats	—	0.44	0.54	0.60	0.62	0.58	0.50	0.46	9%
4 Thin (0.2 to 0.4 in. thick), wood paneling with airspace behind	—	0.42	0.21	0.06	0.05	0.04	0.04	0.04	Note 3
5 1.0 in. damped plaster or thick (over 1.5 in. thick) well-fitted wood walls (these absorption coefficients include the absorption of usual doors, ventilating grilles, etc. in the room)	0.15	0.12	0.08	0.05	0.05	0.04	0.04	0.04	Note 3

Note 1: The occupied areas include aisle widths up to, but not exceeding 3.5 ft. Orchestra areas include men, instruments and music racks.

Note 2: The values in Rows 1 to 3 include the absorption of a reflective floor beneath the seats. Carpet under the seats will not affect the values in Row 1. The increase in absorption for Row 2 will not be great.

Note 3: For Rows 4 and 5 transfer from a_{Sab} to a_{Ey} using the percentage given in Rows 1, 2 or 3 for the appropriate type of seating.

One naturally asks why the absorption coefficient a_R is as low as 5 percent at 500 c/s because, if true, this would mean that if the seats were removed the reverberation time would be 10 seconds. Instead, the reverberation time is usually found to be about half that value. At least one reason exists to explain this difference. BALACHANDRAN[2] of the Canadian National Research Council, in a paper about to appear in the Journal of the Acoustical Society of America, has demonstrated that the absorption coefficient of an area in a room is a strong function of the state of diffusion of the sound field in that room. For example, he showed that at 200 c/s in his reverberation chamber the

absorption coefficient of an area nearly halved as the diffusion changed and the total absorption of the remaining areas doubled. A similar change in the state of sound diffusion must occur in a concert hall after the chairs are installed. It is apparent,

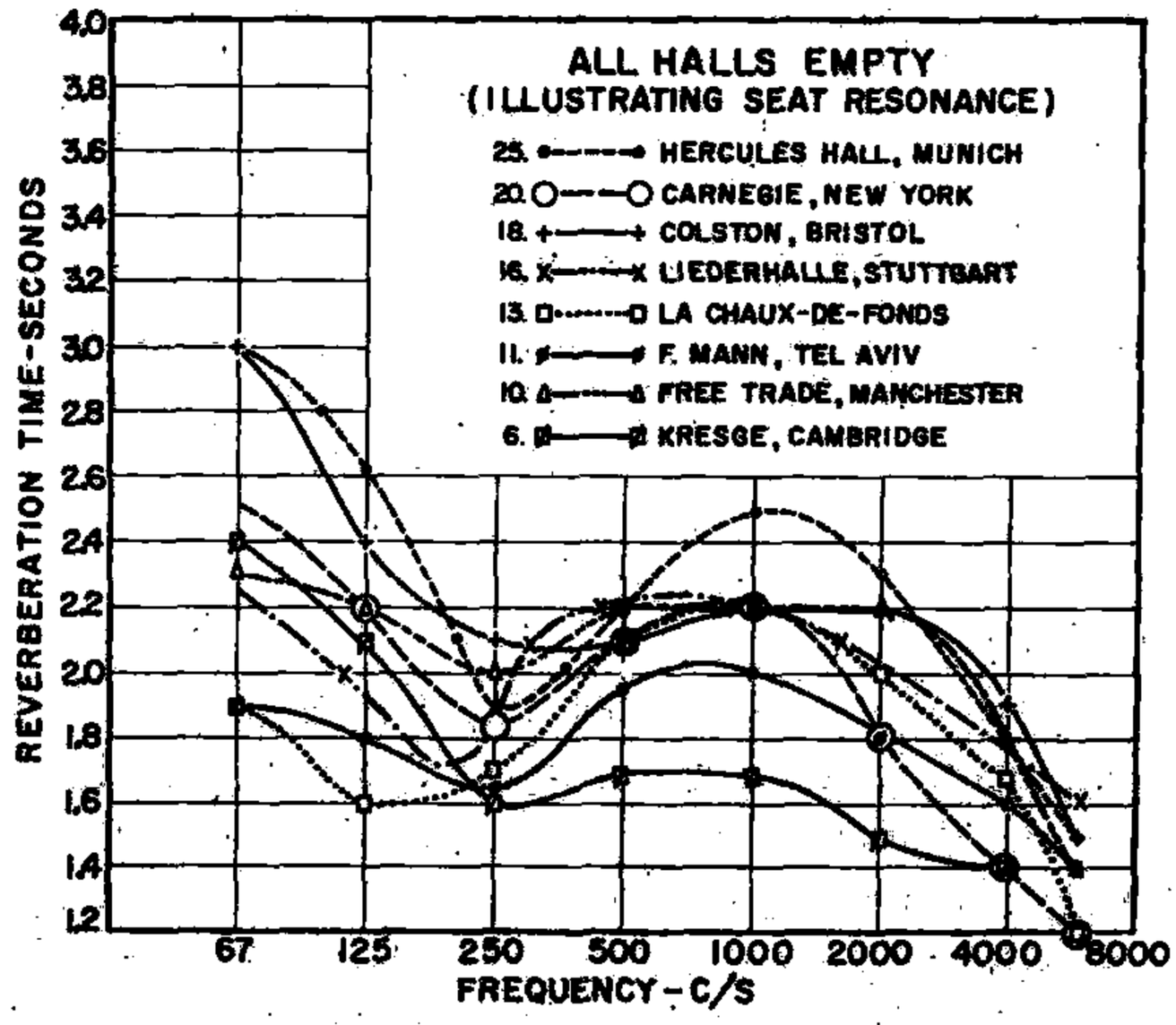


Fig. 3. Reverberation time characteristics (empty halls *vs* frequency for halls in which a peak in seating absorption occurred at about 250 c/s.

therefore, that the results of this paper may not be applicable to lecture rooms, classrooms and other rooms whose volume, shape and materials are significantly different.

REFERENCES

1. E. MEYER AND V. JORDAN, *Elek. Nachr.-Tech.*, 12 (1935) 219.
2. C. G. BALACHANDRAN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 1319.
3. W. FURRER, *Raum- und Bauakustik für Architekten*, Birkhäuser Verlag, Basel und Stuttgart, 1956.
4. V. O. KNUDSEN AND C. M. HARRIS, *Acoustical Designing in Architecture*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1950.

Der Zusammenhang einiger Parameter des Theaters als Kriterium der Akustischen Qualität

M. JAHODA, Z. KESNER, F. KOLMER, J. LEDRER UND J. B. SLAVIK

Forschungsinstitut für Ton-, Bild- und Reproduktionstechnik und Physikalisches Institut der elektrotechnischen Fakultät der Technischen Hochschule, Prag (Tschechoslowakei)

EINLEITUNG

Einen grossen Einfluss auf die Akustik des Theaters haben die Ausmasse des Zuschauerraumes, die Flächenform des Parterres, die Form und die Lagerung der Decke des Zuschauerraumes, die Nachhallzeit usw. Diese Faktoren sollen eine regelmässige Ausbreitung einer genügenden Menge der Schallenergie auf alle Plätze des Zuschauerraumes, sowie ihren regelmässigen Verlauf während des Abklingens beim Nachhall gewährleisten. Diese Arbeit befasst sich mit den Parametern der gegenseitigen Beziehung zwischen dem Ausmass des Zuschauerraumes und der Nachhallzeit bzw. mit der Beziehung der Höhe und der Nachhallzeit. Zur Feststellung der angeführten Zusammenhänge wurden 24 tschechoslowakische Theater gemessen, die als Schauspielhäuser und gleichzeitig als Opernhäuser dienen. Dabei wird im weiteren als Höhe die maximale Höhe des Theaters erwägt.

MESSUNGEN

Die Nachhallzeit wurde mittels einer Standardmethode mit Rauschbändern[1] im unbesetzten Zustand und bei zugezogenem Vorhang gemessen. Für die Gewährleistung gleicher Bedingungen für den Schallschluckgrad aller Theater wurde die Nachhallzeit auf den Schallschluckgrad des Zuschauers korrigiert[2].

Ausserdem wurden mittels akustischer Impulse[3] Messungen durchgeführt. Nach den Impulsbildern in Übereinstimmung mit der subjektiven Bewertung klassifizierten wir die Theater als gut oder mangelhaft. Die Impulsbilder von guten Plätzen folgen

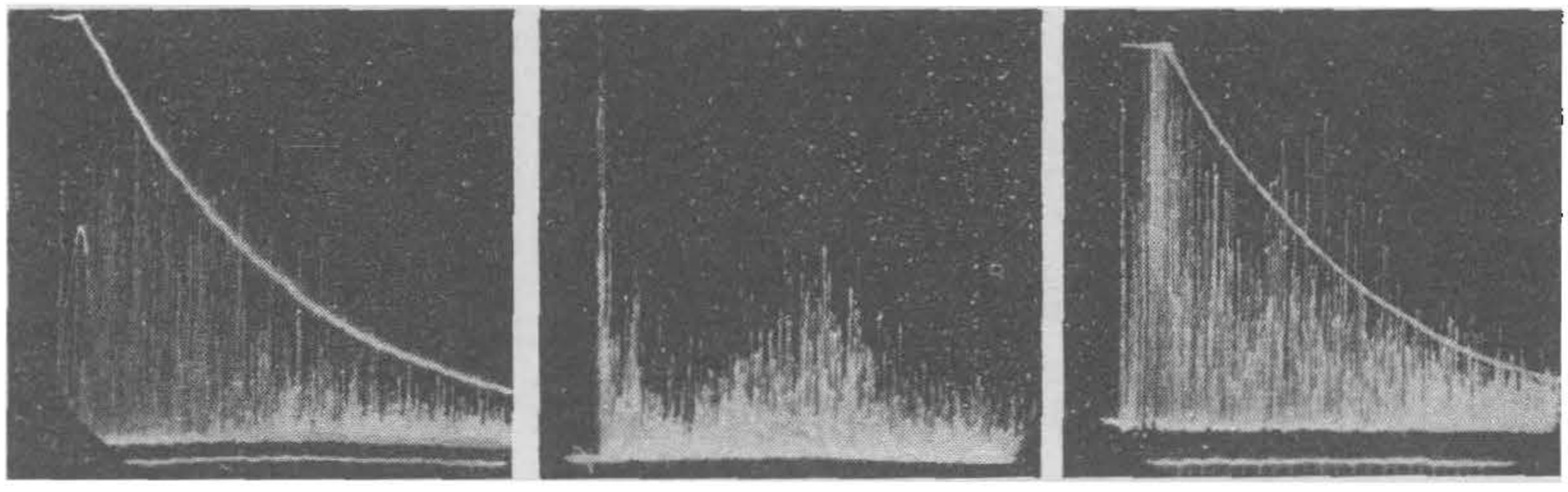


Abb. 1.

a. Impulsbild eines guten Platzes.
b. Impulsbild eines Platzes mit einer kleinen Anzahl von Reflexionen.
c. Impulsbild eines Platzes mit Störreflexionen.

sehr gut dem Verlauf des exponentiellen Abklingens der Nachhallkurve. Bedeutendere Abweichungen in den Amplituden der Reflexionen vom exponentiellen Verlauf der Nachhallzeit auf beide Seiten wurden als schädlich betrachtet (Abb. 1.)

Die Impulsbilder dienten auch zur Bewertung der Versorgung mit Schallenergie der einzelnen Teile des Zuschauerraumes, insbesonders zum Vergleich der Amplituden der ersten Reflexionen in der Längsachse des Zuschauerraumes.

Bei guten Theatern sind die Impulsbilder im ganzen nicht verschieden, während es in Theatern mit mangelhaft verteilter Schallenergie zu einem raschen Abklingen der ersten Reflexionen in der Längsachse des Zuschauerraumes kommt.

BEWERTUNG DER ERGEBNISSE

In Abb. 2 ist die Abhängigkeit der Höhe von dem Rauminhalt der gemessenen Theater aufgezeichnet.

$$h = 0{,}22\, V^{1/3} \tag{1}$$

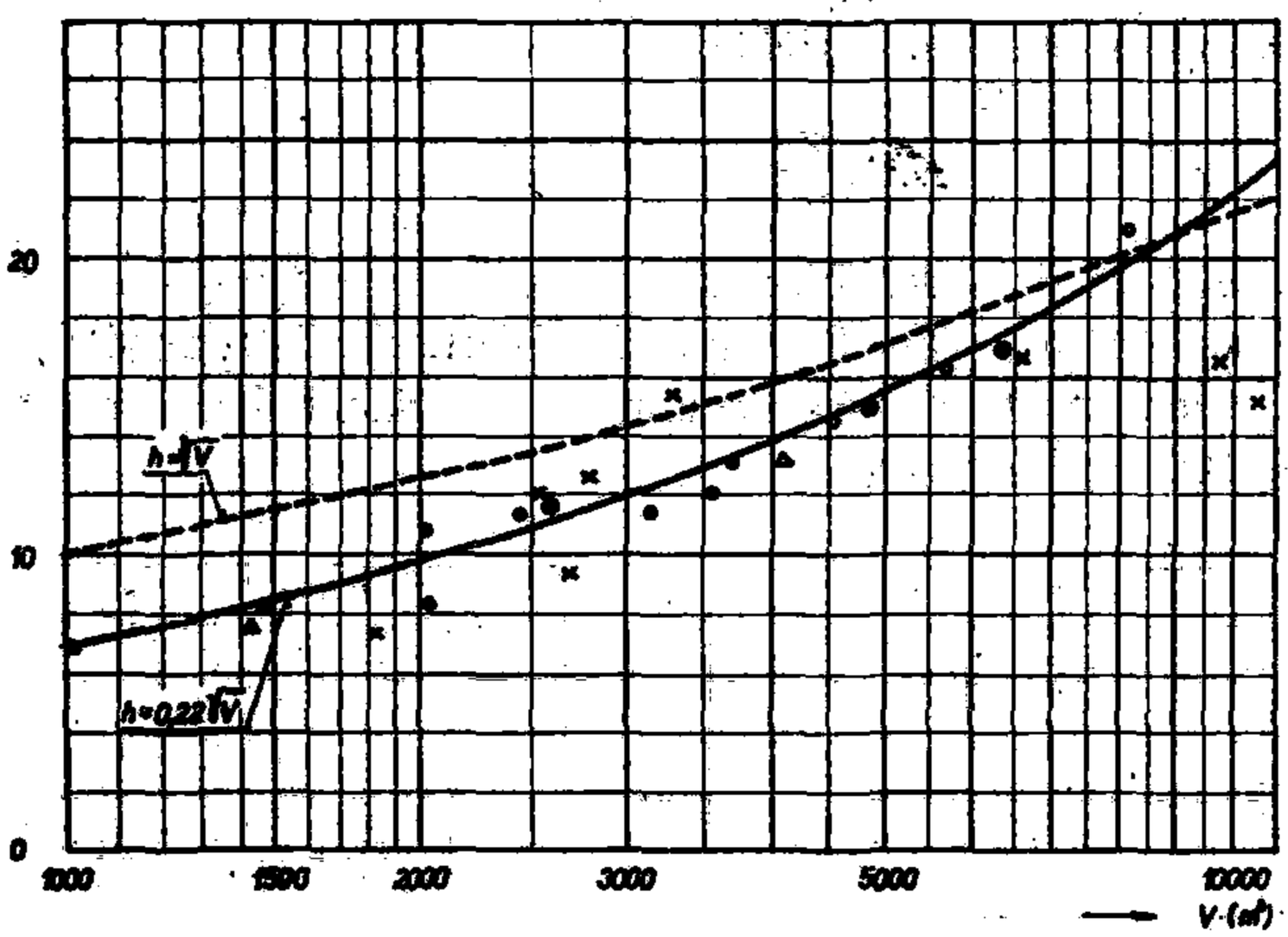


Abb. 2. Abhängigkeit der Höhe des Theaters h von dem Volumen V.
- ○ ein gutes Theater.
- × ein Theater, welches ungenügend mit Schallenergie versorgt ist.
- △ Theater mit Störreflexionen.
- ● in keine der Kategorien passendes Theater.

Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass die guten Theater bis auf zwei, wesentlich von der Kubikwurzel aus dem Rauminhalt abweichen und den angeführten Verlauf verfolgen. Es gibt jedoch Fälle, wo auch mangelhafte Theater in der Nähe der berechneten Kurve liegen. Bei diesen Theatern gibt es jedoch grobe Fehler in der Lösung der Form des Grundrisses sowie der Decke und sie entsprechen nicht den weiter angeführten Bedingungen. Weiter ist aus dem Bild ersichtlich, dass bei kleineren Theatern eine relativ kleinere Höhe als bei grösseren Theatern gewählt werden muss, die bei dem Rauminhalt von rund 10.000 m³ die Beziehung

$$h = V^{1/3}$$

erfüllen.

Die vorhergehende Abhängigkeit kann man in die Beziehung

$$\frac{V}{h} = f(V) \tag{2}$$

einleiten. Man enthält

$$\frac{V}{h} = 4{,}55\, V^{1/2} \tag{3}$$

Der Wert des Ausdruckes $\frac{V}{h}$, dessen Dimension m² ist, gibt nicht die richtige Fläche des Grundrisses an, aber er steht mit ihr in einer gewissen Beziehung. Man kann annehmen, dass bei kleineren Theatern die fiktive und dadurch auch die wirkliche Fläche des Grundrisses relativ grösser als bei grösseren Theatern ist. Analoge Zusammenhänge versuchten wir auch für die Breite und Länge des Theaters zu finden, aber es wurden in ihnen keine Systematik vorgefunden. Weiter wurde eine einfache Beziehung zwischen dem Verhältnis $\frac{V}{h}$ und der Nachhallzeit T gesucht, die ein Masstab für die akustische Qualität des Theaters wäre.

Wenn wir die graphische Abhängigkeit

$$\frac{V}{h} \cdot T^{-2} = f(V) \tag{4}$$

aufzeichnen, sehen wir, dass der Wert dieses Ausdruckes für gute Theater um den Mittelwert 125 liegt (Abb. 3). Die Streuung der Werte der Theater mit guter Akustik von diesem Wert entspricht einer Abweichung in der Nachhallzeit von zirka 6%, was nach Gleichung (4) annehmbar ist.

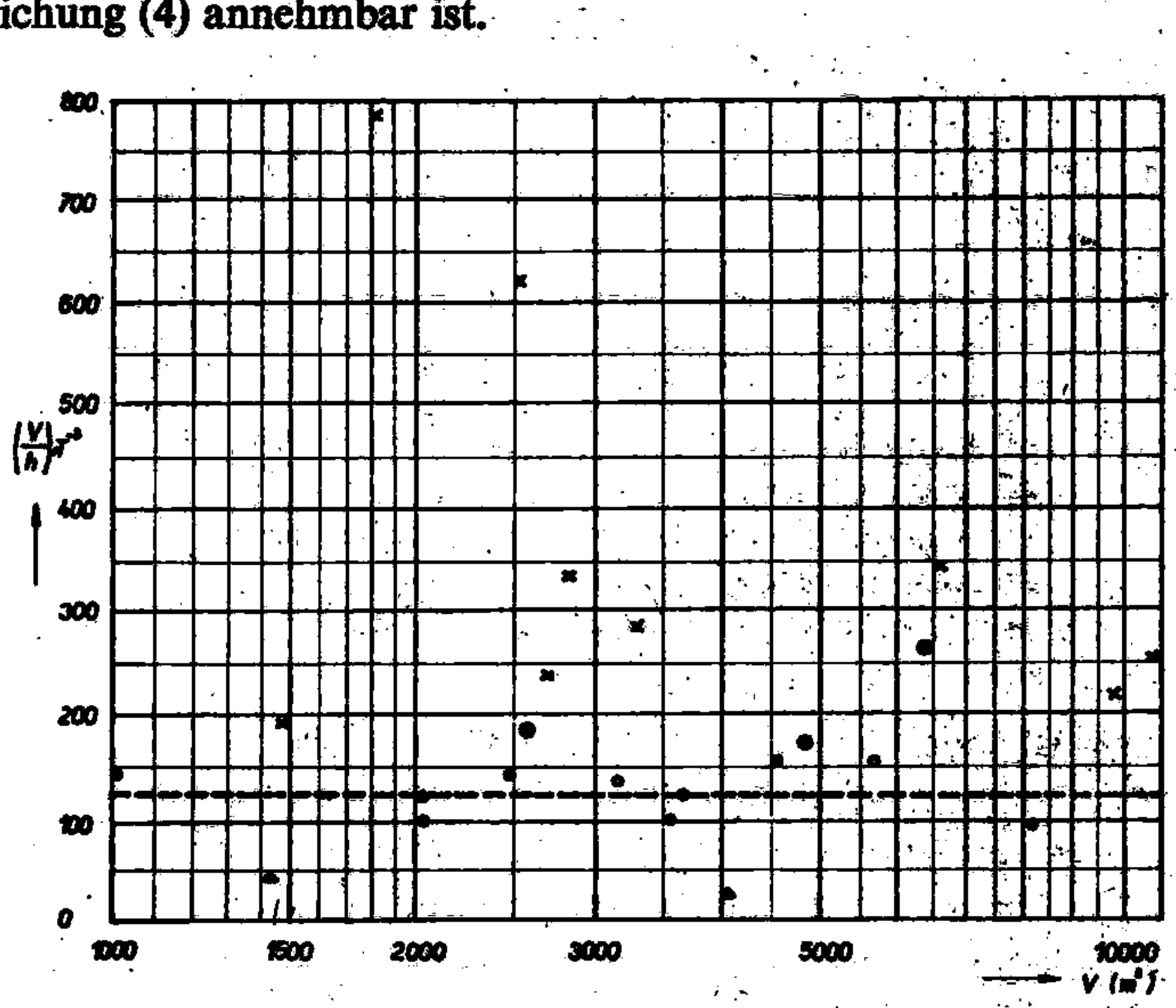


Abb. 3. Abhängigkeit von $\frac{V}{h} \cdot T^{-2}$ von dem Volumen V.

○ ein gutes Theater.
× ein Theater, welches ungenügend mit Schallenergie versorgt ist.
△ Theater mit Störreflexionen.
● in keine der Kategorien passendes Theater.

Man muss beachten, dass die angeführte Gleichung (4), die die Form

$$\left(\frac{V}{h}\right)_{\text{opt}} \cdot T^{-3}{}_{\text{opt}} = 125 \tag{5}$$

erhält, nur für das optimale Verhältnis $\frac{V}{h}$ gilt, das aus den vorhergehenden Beziehungen hervorgeht und dass man daher z.B. nicht h und T in der Gleichung (5) ändern kann, um den richtigen Wert des Ausdruckes festzuhalten.

Durch die Einführung der Gleichung (1) in die Gleichung (5) erhält man den Ausdruck

$$T = 0{,}33\ V^{1/6} \tag{6}$$

der graphisch auf Abb. 4 dargestellt ist.

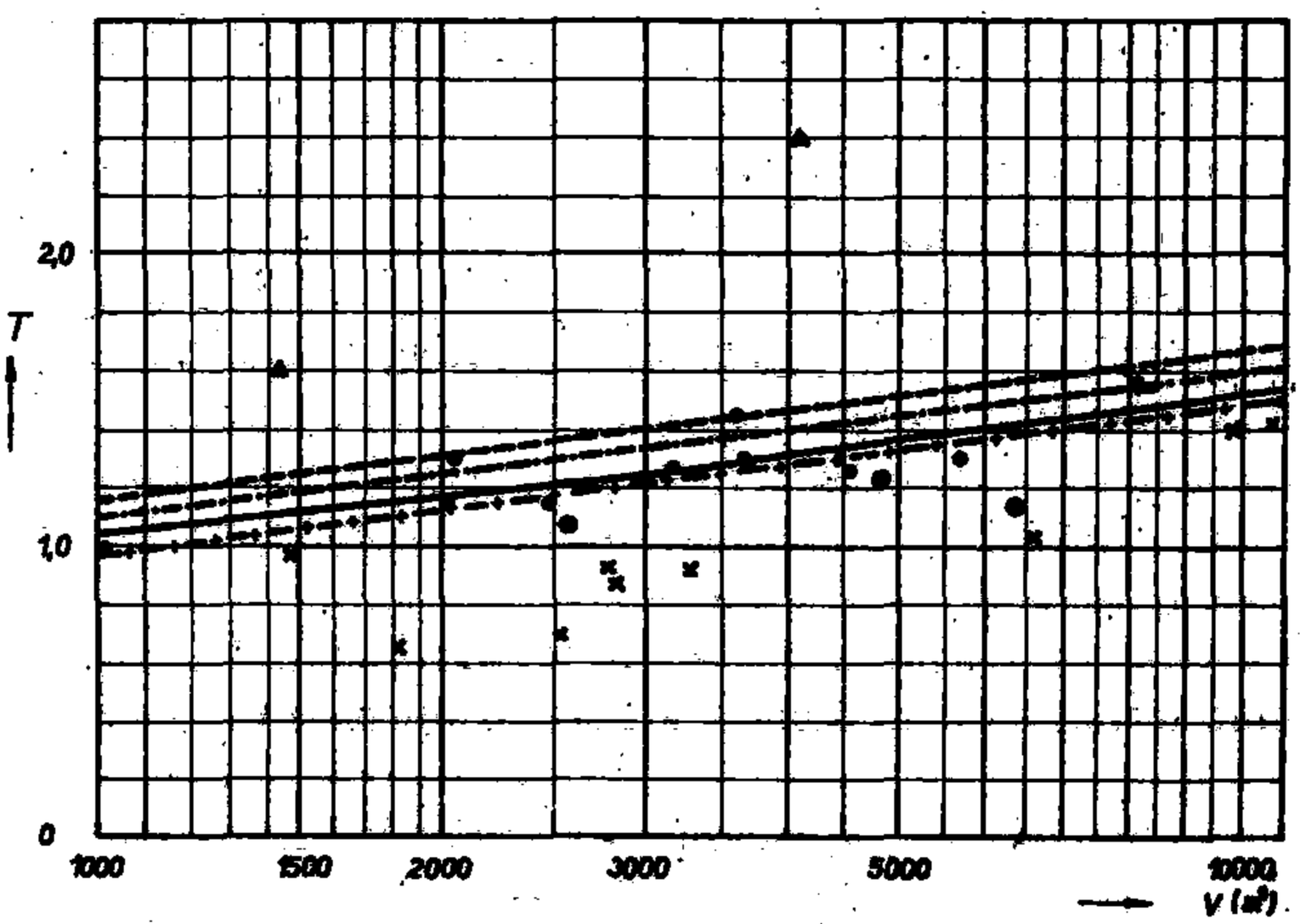


Abb. 4. Abhängigkeit der Nachhallzeit T des Theaters von dem Volumen V.
— — — — — nach SKUDRZYK.
—+—+— nach BERANEK.
—.—.—.—.—. nach KNUDSEN UND LIFSIC.
nach der Beziehung $T = 0{,}33\ V^{1/6}$.
⊙ ein gutes Theater.
× ein Theater, welches ungenügend mit Schallenergie versorgt ist.
△ Theater mit Störreflexionen.
• in keine der Kategorien passendes Theater.

Die Übereinstimmung der gemessenen Theater mit dem abgeleiteten Verlauf bestätigt die Glaubwürdigkeit unseres Vorganges.

LITERATUR

1. Z. FAIMAN, *Slaboproudy obzor.*, 17 (1956) 322.
2. L. L. BERANEK, *Vortrag über die Akustik in Konzertsälen am Technische Hochschule*, Prag, 1958.
3. Z. KEŠNER, J. TOMAŠ, *Schlussnachricht des Forschungsinstitutes für Ton-, Bild- und Reproduktionstechnik*, Prag, Juni 1958.
4. V. O. KNUDSEN, *Architectural Acoustics*, Wiley, New York, 1949, S. 517 und 528.

The Building-up Process of Sound Pulses in a Room and its Relation to Concert Hall Quality

V. L. JORDAN

Copenhagen (Denmark)

The following report is primarily concerned with a special aspect of subjective judgement and it is one which was met in practice *i.e.* in a concert hall in Copenhagen. Some of the musicians for a number of years had been complaining about difficulties in hearing each others instruments, and occasionally also conductors had complained about difficulties in hearing some of the groups. It is the well known Concert Studio 1 of the Copenhagen *Radiohus*, which has had these difficulties. The stage is very broad and the side walls are plane and diverging, thus reflecting most sound energy towards the audience. The ceiling height above the stage is considerable due to the placement of the organ in the background of the stage. The ceiling has a wave-like shape but again the tendency is that most sound is reflected towards the audience.

The problem we were faced with is double:

(1) How could we alter the shape of the surface surrounding the stage in order to reflect more sound towards the musicians without disturbing the general appearance of the Hall?

(2) How could we find a physical measure for the actual situtation upon the stage and for the eventual alteration decided upon?

The first problem, after some years of experimentation was solved by suspending a large number of big glass plates (1,5 × 2,4 m²) over the stage thus covering 42% of a total area of 195 m². The height of the plate rows may be altered automatically but is is assumed that they will be fixed at a definite height after final experiments.

According to the judgements of the different musicians the arrangement is a considerable success. The hearing of other groups is much improved and this also tends to improve the playing in general. The influence on the musical quality in the audience area is less pronounced but in any case there does seem to be no question of impairment of the quality.

The second problem which was tackled parallel to the first was solved after some years of experimentation also. Different sorts of pulse-technique measurements were tried and finally a method emerged which is thought to have some original features*. A series of short pulses of white noise ranging from 5 to 1000 ms is emitted from a point source situated upon the stage at different positions. A condenser microphone picks up the signal and the sound pressure amplitude *vs* time may be viewed upon an

---

* The late H. LAURIDSEN who was for many years engaged in electro-acoustic research at *Danmarks Radio* and who had become well known for his experiments with room- and stereo-effects, actively took part in the discussions and in the development of the measuring apparatus used in these investigations. He also personally conducted the measurements.

oscilloscope. For measuring purpose the signal is rectified and applied to a meter with very short time constant calibrated in db below the stationary value *i.e.* the value obtained for very long pulses. The microphone was also moved to different positions including some positions in the audience area. Fig. 1 and 2 show some results plotted from these measurements. The pulse length in ms is the abscissa (logarithmic scale) and the level in db below the stationary level is the ordinate. The fully drawn curve is calculated from an equation formed under the assumption that the building-up process is complementary to the SABINE decay process.

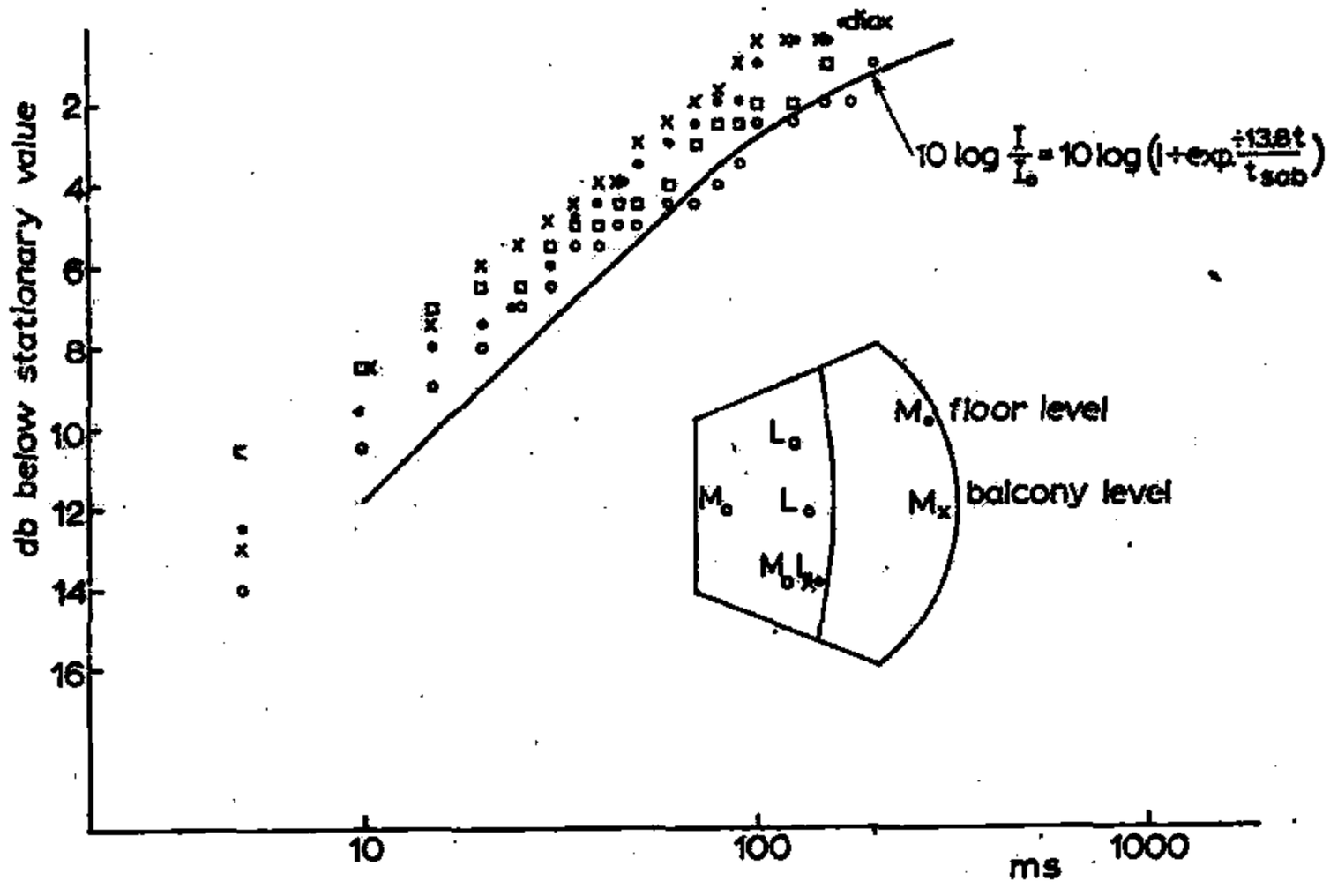


Fig. 1. The building-up process of sound pulses upon the stage in Studio 1. Microphone (M) and loudspeaker (L) positions are indicated. The fully drawn curve represents the building-up process assuming it to be complementary to the decay process according to the equation stated above. The squares correspond to the measurements at the positions marked $M_{\square}$ and $L_{\square}$ and so forth.

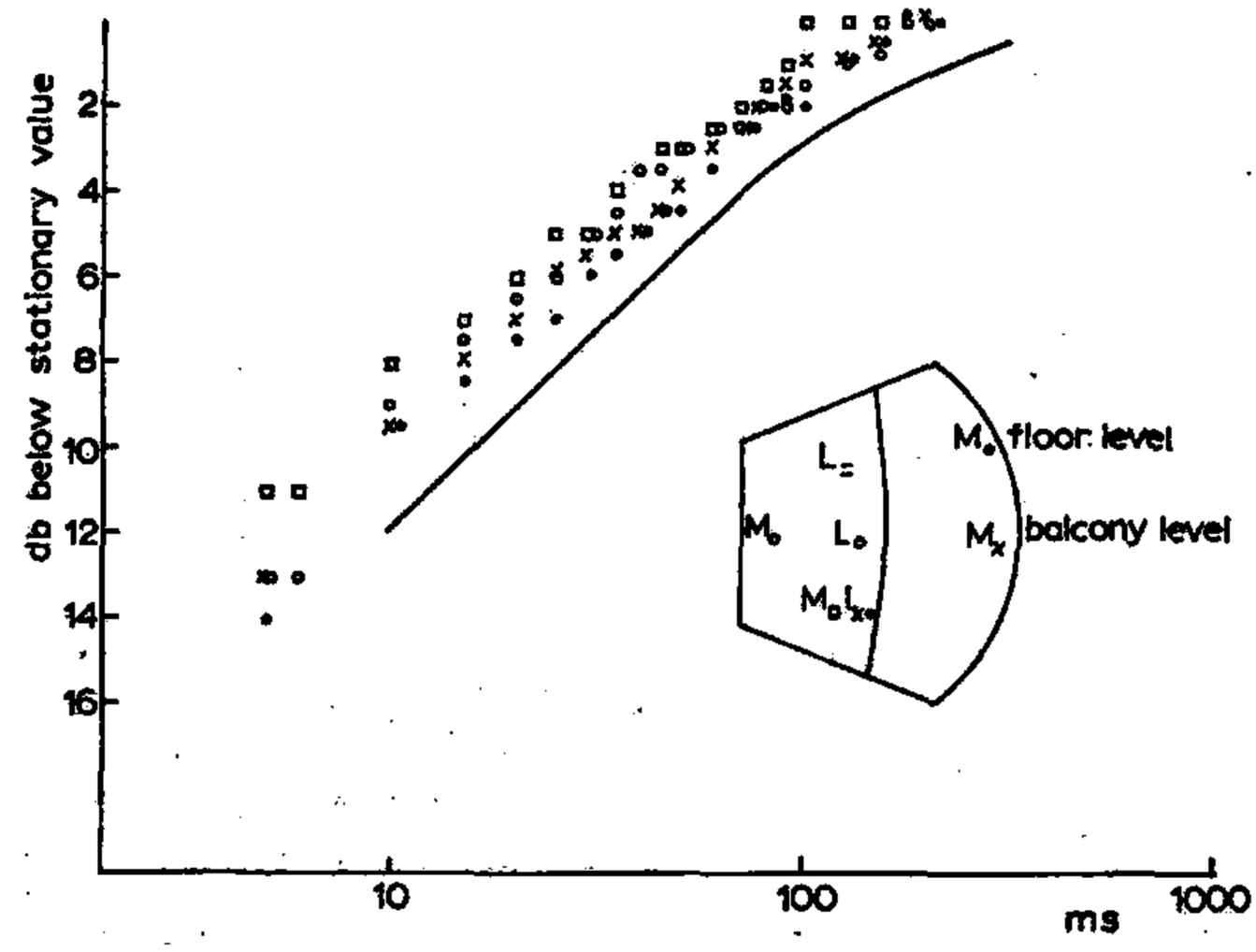


Fig. 2. Same as Fig. 1. but with glass plates suspended over the stage.

If we define the rise time as the time interval necessary for a sound pulse to build up to a level 3 db below the stationary level, and if we by lines of best fit find the corresponding values from the plots of Fig. 1 and 2 we get the data in Table 1.

TABLE 1

Position of Loudspeaker	*Position of Microphone*	*Rise time [ms]* *without plates*	*with plates*
Bass	First violins	70	48
Viola	Near organ	105	55
First violins	Floor level, 6th row	60	70
	Balcony level, 1-st row	50	60

Theoretical value of rise time calculated from the equation given in Fig. 1: 95 ms.

Comparing the values with and without plates we see that something very definite has happened to the building-up process, especially in the stage position with the loudspeaker in the viola group and the microphone near the organ. The improvement in hearing conditions therefore seem to show some correlation with the values of rise time upon the stage. In another recently built concert hall in Copenhagen, the *Tivoli Concert Hall*, inaugurated 1956, measurements of the same kind have been undertaken. Fig. 3 shows the results. The three upper curves are all taken on the stage and

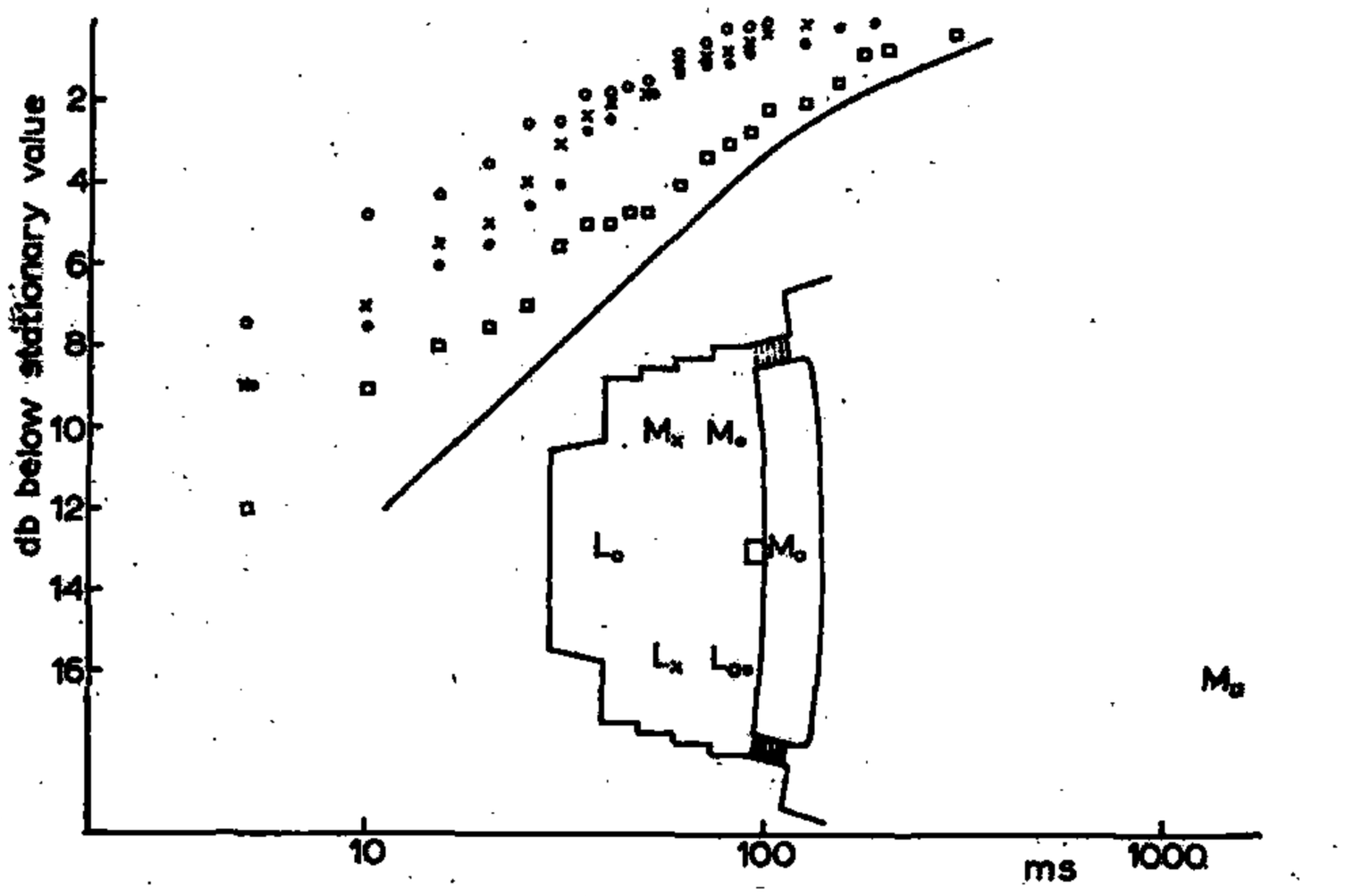


Fig. 3. The building-up process of sound pulses upon the stage of the Tivoli-Concert Hall. The fully drawn curve represents the building-up process according to the equation given in Fig. 1.

they show values of rise time between 23 and 32 ms., whereas the single lower curve is measured with the loudspeaker at the stage and the microphone at floor level, 17-th row, and shows a rise time of 85 ms. The corresponding theoretical value from Eq. (1) is 110 ms. As regards the stage, the Tivoli Hall is nearly the opposite of Studio 1. The low ceiling above the stage and the side walls, which are parallel although split up in sections, give plenty of reflections towards the orchestra. The whole stage is constructed practically as an enclosure with one wall missing. The response of musicians and conductors to the conditions in the Tivoli Hall is very favourable. There are no complaints that anybody cannot hear anybody else. If we compare the values of rise time measured in Studio 1 with those measured in Tivoli we see that all stage positions

in Tivoli have considerable lower values than in Studio 1. This is also an indication that this concept may have some correlation with subjective impressions.

As a working hypothesis at the present time which will be used in connection with investigations of rise time in models of concert halls we propose the following:

1. The rise time upon the stage of a concert hall should not be too long. Preferably it should be considerably shorter than the value calculated from the reverberation time according to the equation on Fig. 1.

2. The rise time should in no case be longer upon the stage than in the audience area. (We might call this situation inversion). On the contrary it seems natural and better for the diffusion that we should avoid inversion and that we should aim at having a rise time upon the stage which is somewhat shorter than that in the hall itself.

Das raumakustische Modellverfahren mit massstabsgerechter Frequenztransponierung und die Möglichkeiten seiner Verwirklichung

F. SPANDÖCK

Technische Hochschule, München (Deutschland)

Die Näherungsmethoden der statistischen, geometrischen und wellentheoretischen Raumakustik lassen noch viele raumakustische Fragen ungeklärt. Es wurde versucht, die Lösung der Wellengleichung mit ihren Randbedingungen für einen Raum experimentell durch Ausmessung eines ähnlichen Schallfeldes in einem dreidimensionalen Modell zu finden und dieses Schallfeld auch subjektiv hörbar zu machen.

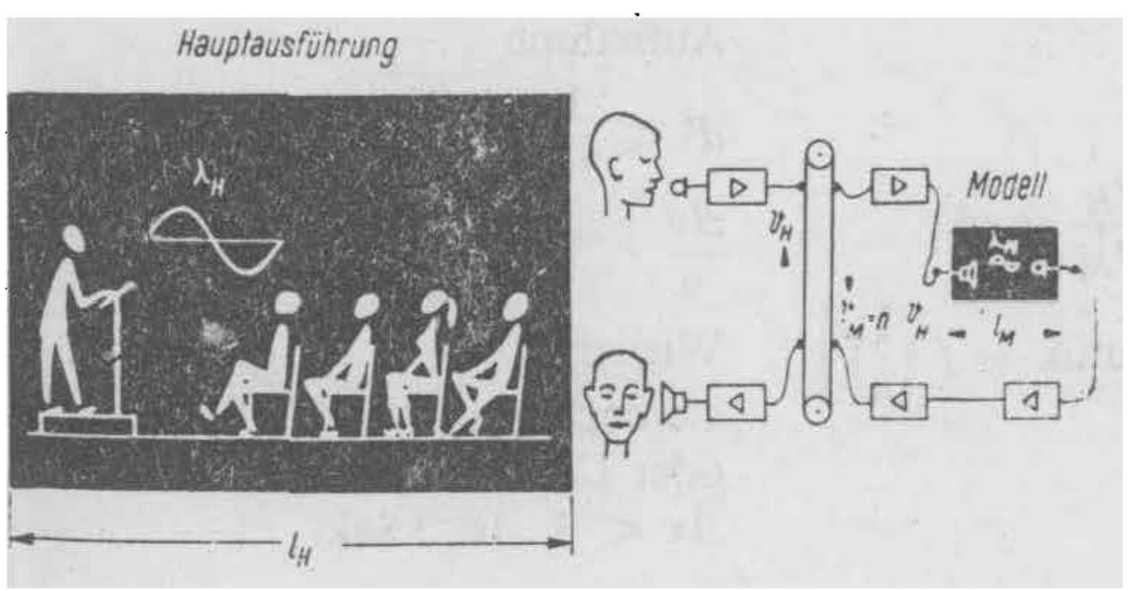


Abb. 1. Prinzip der raumakustischen Modellmethode.

Prinzip der Methode

Das Prinzip der Methode zeigt Abb. 1. Auf einen mit der Geschwindigkeit v sich bewegenden Tonträger wird ein Testschall aufgezeichnet. Durch n-fache Geschwindig-

keit dieses Tonträgers wird der Testschall um das n-fache in seiner Frequenz erhöht und in ein Modell abgestrahlt, das in seinen linearen Abmessungen um das n-fache kleiner als die Hauptausführung ist. In dem Modell wird dieser Schall wieder durch ein Ultraschall-Mikrophon aufgenommen und auf eine zweite Spur des mit der Geschwindigkeit $n \cdot v$ sich bewegenden Tonträgers aufgezeichnet. Lässt man nun den Tonträger wieder mit seiner ursprünglichen Geschwindigkeit v ablaufen, so hört man die Akustik der noch nicht gebauten Hauptausführung, wenn die Modellwände und das Modellgas bei entsprechenden Frequenzen den Schall ebenso wie in der Hauptausführung absorbieren.

Modellregeln

In der folgenden tabellarischen Übersicht sind die 6 Modellregeln, die für eine klanggetreue Nachbildung einzuhalten sind, zusammengestellt. Die Indizes H kennzeichnen die Grössen der Hauptausführung, die Indizes M die der Modelle.

MODELLREGELN

Geometrische Dimensionen	*Zeiten*	*Wandabsorption*
$\frac{1_H}{1_M} = n$	$\frac{T_H}{T_M} = n \frac{c_M}{c_H}$	
$\frac{S_H}{S_M} = n^2$	$\frac{f_M}{f_H} = n \frac{c_M}{c_H}$	$a_H = a_M$
$\frac{V_H}{V_M} = n^3$	$\frac{vM}{vH} = n \frac{c_M}{c_H}$	$\frac{\Xi_M}{\Xi_H} = n, \frac{d_H}{d_M} = n$
$\left.\begin{matrix}\frac{\lambda_H}{\lambda_M} = \frac{1_H}{1_M}\end{matrix}\right\}$ gleiche Richtwirkungen und Beugungserscheinungen		

Gasabsorption	*Leistungen*	*Aufnahme – Wiedergabe*
		Aufnahme
		$d' < \frac{1}{10}\sqrt{\left(\frac{V}{\pi T}\right)}$
$\frac{m_M}{m_H} = n \frac{c_M}{c_H}$	$\frac{P_H}{P_M} = n^3$	$\frac{\Delta v}{v} < 3‰$
	$\left[\text{Dynamik} = f\left(\frac{1}{n}\right)\right]$	**Wiedergabe** stereophon durch Kopfhörer oder Lautsprecher $\Delta\tau < 3 \cdot 10^{-5}$ Sek.

Aus der geometrischen und zeitlichen Ähnlichkeit ergeben sich gleiche Beugungserscheinungen und Richtwirkungen. Falls man auch im Modell Luft als Füllgas ver-

wendet, was zweckmässig erscheint und auch im Folgenden angenommen wird, ist der Faktor $\frac{c_M}{c_H}$ gleich eins.

Masstabsfragen

Eine allgemein wichtige Frage ist dabei die nach dem günstigsten Modellmasstab. Macht man die Verkleinerung zu gering, z.B. $n = 5$, so wird das Modell einer Konzerthalle etwa so gross wie ein kleines Haus (Villa) und ist zu teuer in der Herstellung. Macht man aber das Modell zu klein, z.B. $n = 50$ (Puppenstube), so wird die Dämpfung der Luft bei den notwendigen hohen Ultraschall-Frequenzen zu gross. Ausserdem wird es schwierig, sehr kleine elektroakustische Wandler mit entsprechender Richtwirkung zu bauen, sie werden wegen ihrer grossen Frequenzbandbreite unempfindlich; infolgedessen sinkt die Dynamik zwischen Lautsprecher und Mikrophon im Modell bei einer Vergrösserung von n. Ebenso bringt die Schallaufzeichnungsapparatur, die ja bei grossem n auch einen grösseren Nachrichtenfluss aufspeichern muss, Schwierigkeiten, je schneller die Tonträgergeschwindigkeit $n \cdot v$ und je höher die Frequenzen sind (Spalteffekt).

Sinnvoll erscheint ein Masstab von 1 : 10 ($n = 10$); das ergibt von einem grösseren Konzertsaal ein Modell in der Grösse eines Zimmers, in das man beim Bau und bei grösseren Änderungen noch bequem hineingehen kann. Sein Volumen, proportional n^3, beträgt dann (bei $n = 10$) nur ein Promille des Volumens der Hauptausführung.

Man kann zeigen, dass bei akustisch günstigen Modellen mit einem solchen Masstab die Hauptabsorption noch weitesgehend durch die Beschaffenheit der Wände und nicht durch die sogenannte unvermeidliche Absorption verursacht ist, falls man sehr trockene Luft benützt. Einer weiteren Verkleinerung der Modelle ist nicht durch die Wand-, sondern die Gasabsorption eine Grenze gesetzt.

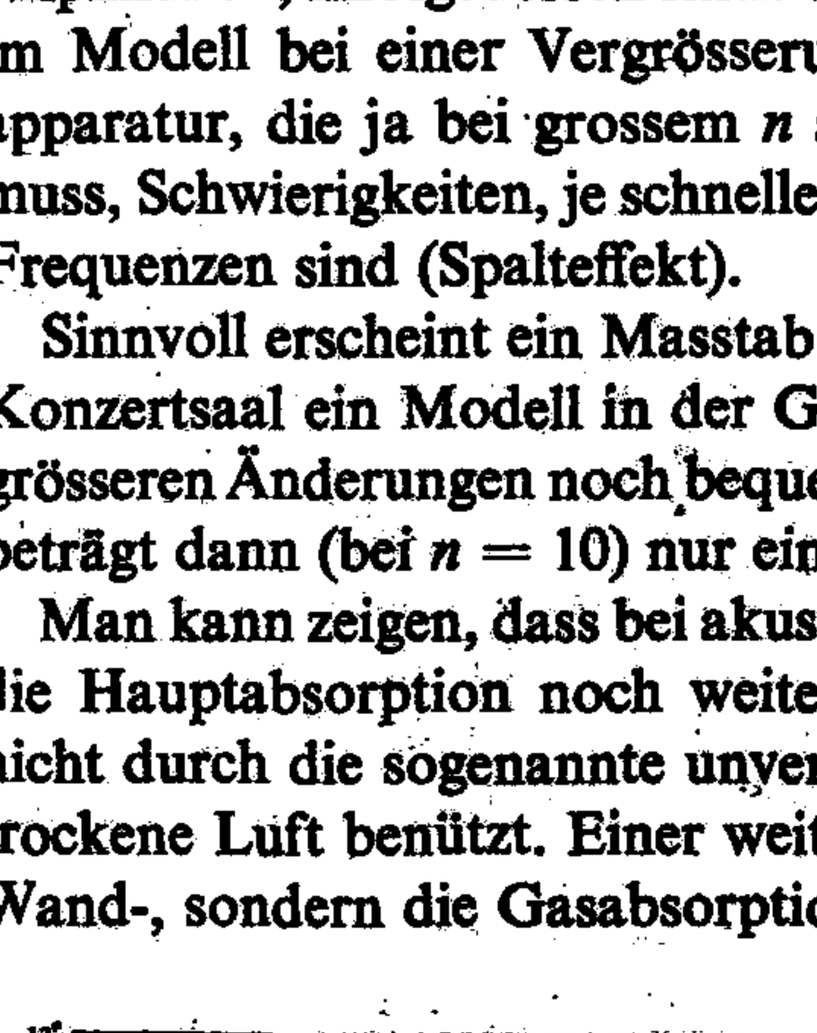


Abb. 2. Zulässiger Schallschwächungsexponent m_{soll} bei einem Modellmassstab von $n = 10$ und tatsächlicher Schwächungsexponent m_{ist} bei verschiedener relativer Feuchtigkeit.

Abb. 2 zeigt die Luftabsorption, wie sie bei verschiedenen Feuchtigkeiten von EVANS UND BAZLEY[1] bis 12 kHz und von PÖHLMANN[2] bis 100 kHz in Übereinstimmung

mit der Theorie gemessen wurde. Kreuzweis schraffiert ist in diesen Kurvenscharen für einen Modellmasstab von 1 : 10 die Soll-Absorption für das Gebiet guter Konzertsäle bei $x = 0{,}2$ Fehler. Man sieht, dass man bei kleinen Feuchtigkeiten noch bis zu einer Grenzfrequenz von ca 8 kHz akustische Ähnlichkeit erzielen kann.

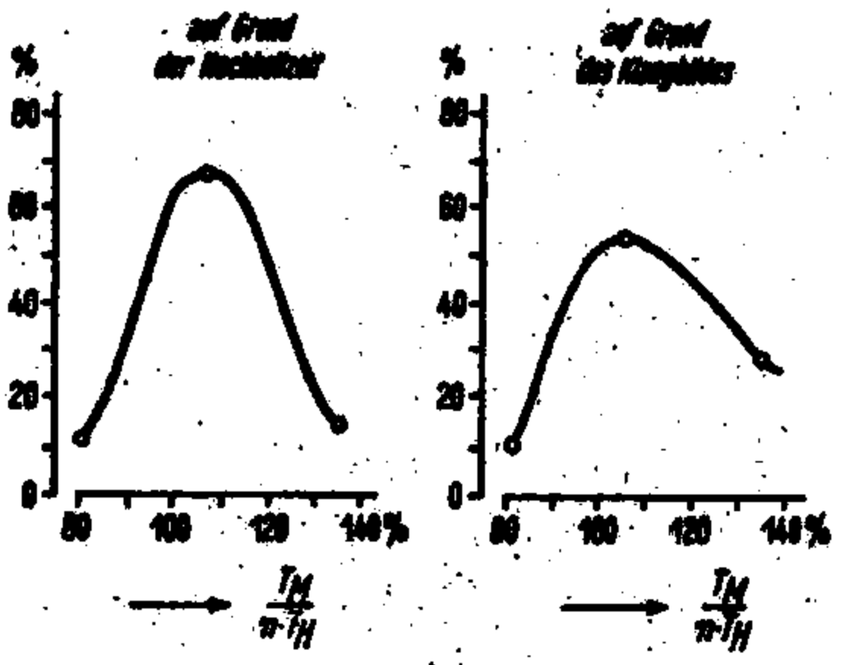


Abb. 3. Subjektiver Vergleich der akustischen Modell- und Originalaufnahmen des Studentenhaussaales Karlsruhe.

Fragen der Genauigkeit

Abb. 3 zeigt zwei Vergleiche zwischen Original und Modell, die statistisch durch die subjektive Beurteilung eines Messtruppes gewonnen wurden. Man sieht, dass eine grosse Häufigkeit der richtigen Urteile zustande gekommen ist.

Es ist zwar nicht möglich mit erträglichem Aufwand alle Einzelheiten eines Raumes exakt durch ein Modell nachzubilden. Jedoch gibt es eine Grenze, von der ab kleine Änderungen keine wesentliche akustische Informationen mehr bringen, d.h. die Raumakustik praktisch nicht mehr beeinflussen. Die äquivalenten Schallabsorptionsgrade der Wände wurden in einem Hallraummessverfahren mit einem kleinen Modell empirisch abgeglichen.

Wir hoffen, dass für die Raumakustiker dieses Verfahren zum Studium verschiedener Probleme sowie zur Erhöhung der Sicherheit von Neuprojektierungen von Nutzen werden könnte.

LITERATUR

1. E. J. EVANS UND E. N. BAZLEY, The absorbtion of sound in air at audio frequencies, *Acustica*, 6 (1956) 238.
2. W. PÖHLMANN, Die Schallabsorption von Luft verschiedener Feuchtigkeit zwischen 10 und 100 kHz, *this book*, p. 452.

An Apparatus for the Experimental Investigation of Room Acoustics by Means of Stereophonic Ultrasonic model Recordings

R. BOUTROS-ATTIA

Faculty of Engineering, University of Alexandria (Egypt)

Introduction

The fact that an exact mathematical determination of the sound field in a room is practically impossible owing to the various factors affecting that field led to the tendency of trying to solve the problem experimentally by the use of scalemodels. Water models and optical-ray models, two and three dimensional, were only helpful from the point of view of geometrical acoustics. Other attempts were made by carrying out objective measurements in 3-dimensional models using electrical sparks as model sound sources. But objective measurements could not show clearly how good the acoustics of a room will be.

Principle and first attempts

Therefore in 1934 SPANDÖCK started a subjective method to criticise the acoustics of a room by means of 3-dimensional models. He used a model on a 1 : 5 scale. A tone was recorded on a wax drum at 60 rev/min, played back at 300 rev/min and radiated into the model by a transmitter. The ratio of sound wavelength to room dimensions thus remained unaltered. Sound in the model was recorded again at 300 rev/min, and then heard at 60 rev/min. That gives the normal frequency and the reverberation times were five times as long as in the model the effect on the listener was similar to that in the original room.

In 1940 JORDAN made model recordings using a magnetic recorder (Poulson Telegraphon-Principle) with two speeds of a ratio 1 : 5. These recordings also gave an idea about the room effect.

Further attempts

In 1953 another attempt was started, at the Institute of Technology[8] in Karlsruhe (Germany), making use of the recent developements in magnetic tape recording. The model ratio used was 1 : 10. Accordingly a two-channel recorder with two speeds of 30 and 300 cm/s has been built. Electrostatic transducers with solid dielectric according to SELL's principle were constructed to cover the frequency range up to 100 kc/s for use inside the model. Then a 1 : 10 model of the Auditorium of the Institute's House of Students (Fig. 1) was built.

Its materials were chosen to have the same absorption coefficients in a frequency range 10-times higher, as those of the original auditorium materials in the normal range, according to the model rules. Similarity between model and original as regards

reverberation time was then checked. The model recordings together with those made in the original auditorium at similar positions and at normal frequencies were heard by test persons and statistical results were taken. About 60% of the test persons could not distinguish between both types.

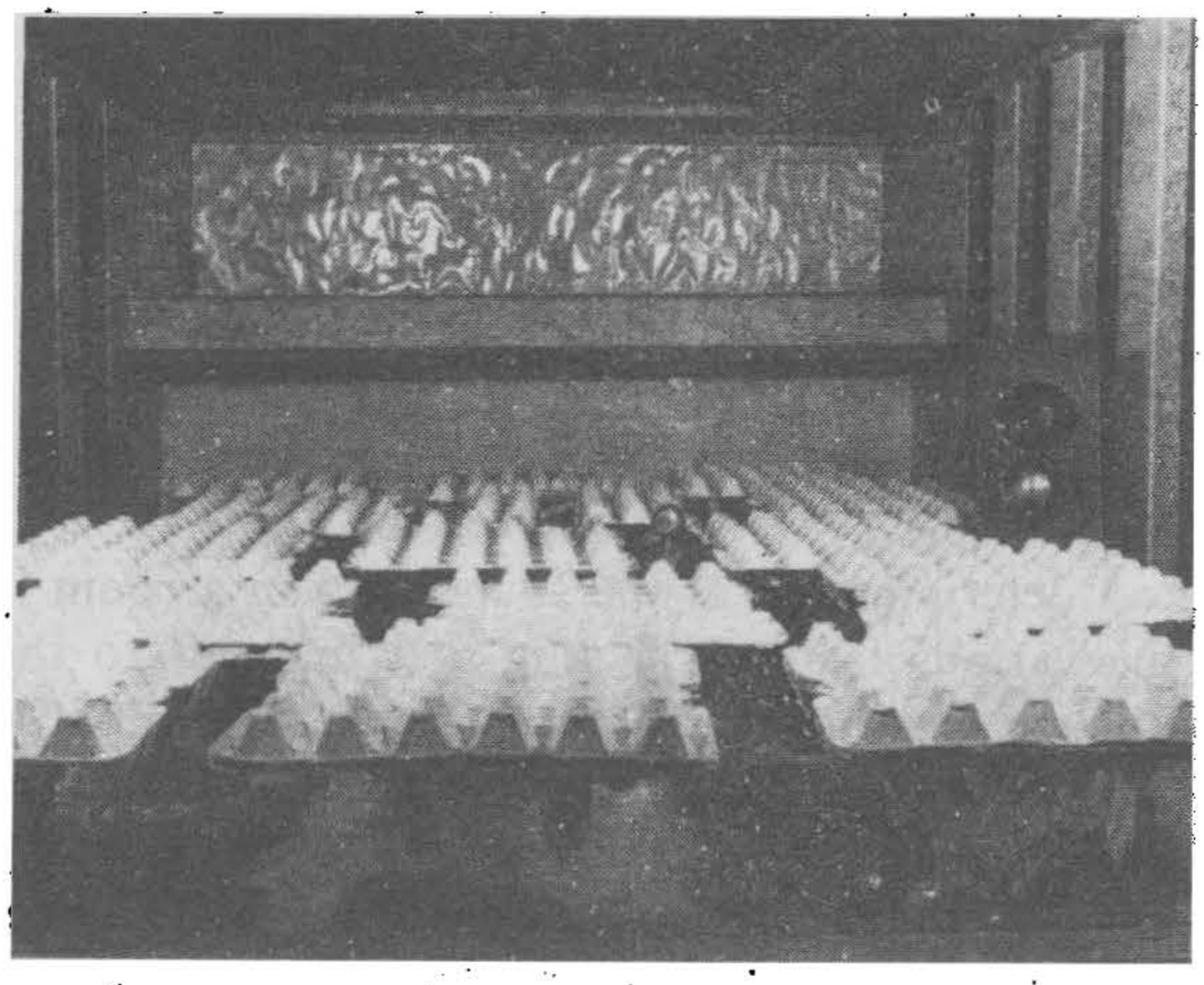


Fig. 1. Acoustical similar model of the house of students at Karlsruhe with surrogate of audience loudspeaker and stereophonic microphone.



Fig. 2. Apparatus for sound and ultrasound recording and amplification.

The method still suffered in some ways from several defects, namely: the small frequency range of the recording equipment, the high directivity of the transducers, monaural model recordings and excessive attenuation of sound in air at higher frequencies. To overcome these difficulties the following improvements were carried out on a stereophonic basis.

The recording equipment

A Magnetocord-machine was taken as the mechanical part of the two-speed recorder. A modification was made to have 2 speeds of 20 cm/s and 2 m/s corresponding to a model scale of 1 : 10. A loop roller disc was mounted and used to obtain an endless tape about 60 m long which allows for quick repetitions of model recordings. Erasing, recording and playback heads were made of ferrite. The air gaps in the different heads were: 200, 10 and 6 μm respectively. The channel breadth applied was 5 mm; this was necessary to obtain a satisfactory signal to noise ratio of 55 db. The erasing and bias frequency was 0.55 Mc/s.

A set of amplifiers for recording and playback was built so as to cover a frequency range of 50 c/s to 15 kc/s at low tape speed and 800 c/s to 130 kc/s at high tape speed. (Fig. 2).

The ultrasonic transducers

The sound transmitter in the model is now a combination of a dynamic woofer for the lower range of 500 c/s to 12 kc/s and an electrostatic tweeter with a hemispherical back electrode mechanically subdivided into smaller square areas with a mean side length of 8 mm. The tweeter could cover the range of 10 kc/s to 120 kc/s. The directivity pattern of the combination corresponds fairly to that of the human mouth according to NIESE. The model microphone is an artificial head containing two condenser microphones. (Fig. 3).

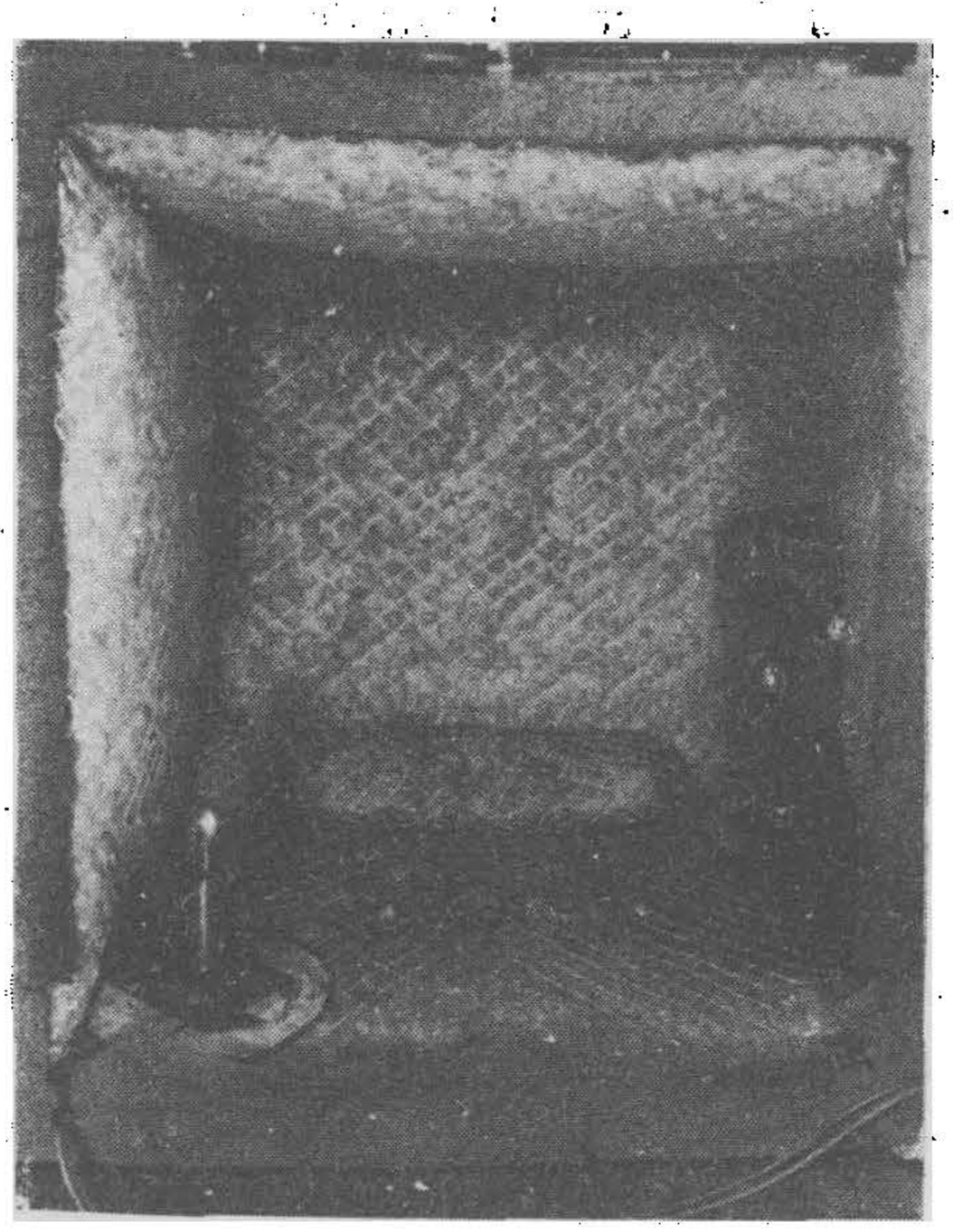


Fig. 3. Loudspeaker for sound and ultrasound and stereophonic microphone in the anechoic chamber.

Air drying

Successive absorption of sound in air inside the model was avoided by drying the air down to 2% relative humidity. The drying apparatus consists of a blower and about 30 kg silicagel, which could reduce the humidity to 2% in a period of one hour. The

model itself was not airtight and therefore put in a polyethylene cover. With the apparatus described several recordings were made in the auditorium model at different circumstances. The results obtained, together with the characteristic curves of the apparatus will be given by Krauth on page 932 of these Proceedings.

Ergebnisse und Leistungsfähigkeit des raumakustischen Modellverfahrens

E. KRAUTH

Laboratorium für Elektroakustik, Technische Hochschule, Karlsruhe (Deutschland)

Im folgenden werden Messergebnisse mitgeteilt, die bei der Methode der raumakustischen Modellversuche nach SPANDÖCK[1] und an der von BOUTROS ATTIA[2] beschriebenen Apparatur gemacht wurden. Ferner wird von Sprach- und Musiktesten berichtet, die ein Bild der Leistungsfähigkeit des Verfahrens geben.

Messungen an der Apparatur

Das für die Modellaufnahmen benutzte Tonbandgerät läuft mit den Bandgeschwindigkeiten $v = 20$ cm/Sek. und $n \cdot v = 200$ cm/Sek., was einem Modellmass-

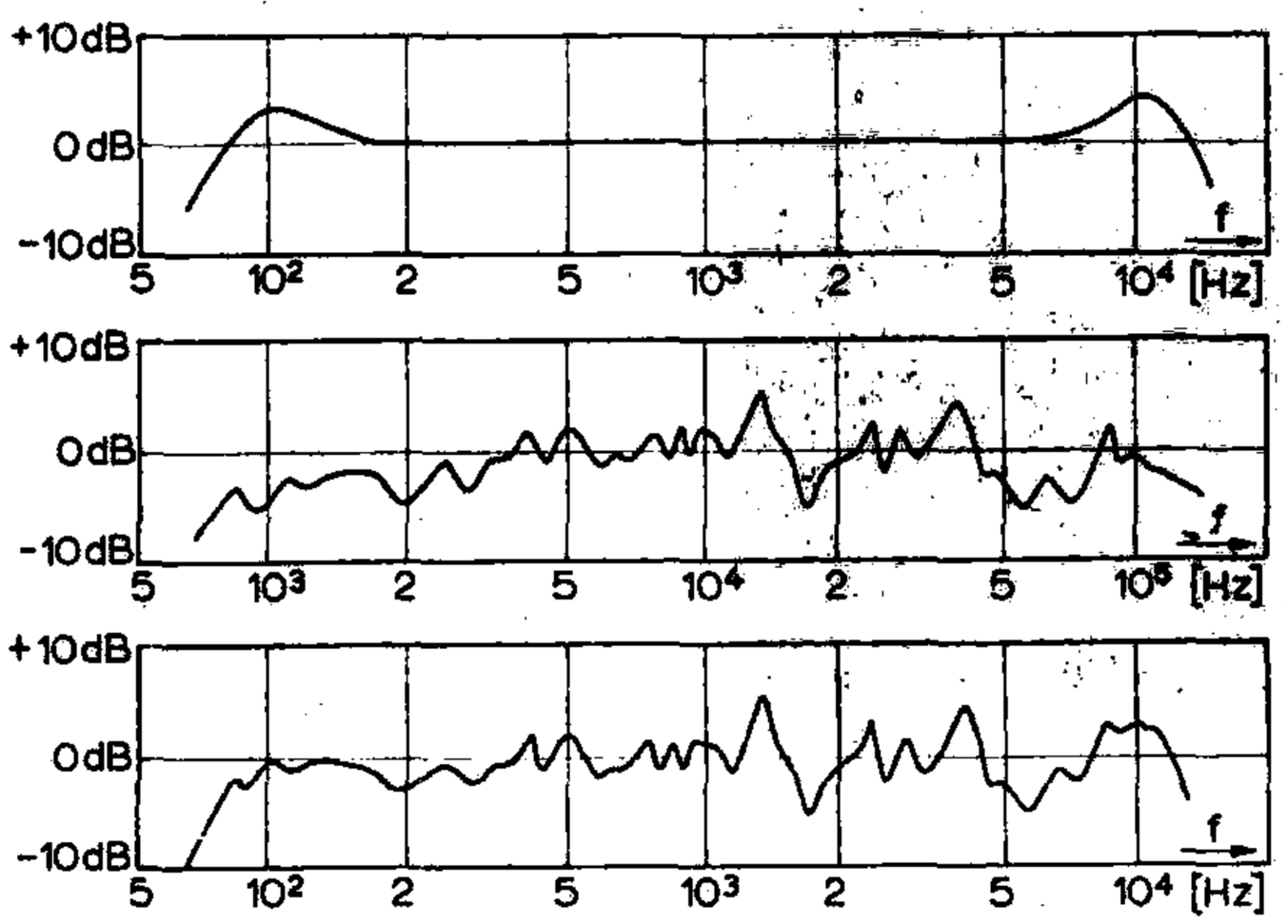


Abb. 1. oben: Frequenzgang der magnetischen Schallaufzeichnungsapparatur.
mitte: Frequenzgang von Lautsprecher – Kombination und Mikrophon.
unten: Frequenzgang über alles.

stab von 1 : 10 entspricht. Am Laufwerk wurden Gleichlaufschwankungen von $\leqq 3^0/_{00}$ gemessen.

Frequenzgänge

Abb. 1 zeigt im oberen Teil den Frequenzgang des Tonbandgerätes ohne die elektroakustischen Wandler, wobei die Messfrequenz bei langsamer Bandgeschwindigkeit v aufgezeichnet, bei schneller Bandgeschwindigkeit $n \cdot v$ auf die zweite Spur überspielt und wieder mit langsamer Bandgeschwindigkeit v gemessen wurde.
Die elektroakustischen Modellwandler (Lautsprecherkombination und Mikrophon) ergeben den im mittleren Teil der Abbildung dargestellten Frequenzgang. Dabei war im reflexionsfreien Raum der Lautsprecher in einem Abstand von 50 cm direkt auf das Mikrophon gerichtet.

Der untere Teil der Abbildung zeigt den Frequenzgang über alles, also einschliesslich des Tonbandgerätes und der Wandler.

Richtwirkungen

Die von NIESE[3] gemessene Richtwirkung des Mundes und die der Lautsprecherkombination stimmen bei den entsprechenden Modellfrequenzen gut überein. Der bei den Modellaufnahmen verwendete künstliche Kopf soll (nach den Modellregeln) die gleiche Richtcharakteristik wie das menschliche Gehör aufweisen. Die Richtkurven des Modellkopfes, bei 10-fach höheren Frequenzen wie die für das menschliche Ohr von TRÖGER[4] aufgenommenen Kurven, zeigen ebenfalls ausreichende Ähnlichkeit.

Phasengang

Die stereophone Aufnahme im Modell mittels des künstlichen Kopfes und die Aufzeichnung auf Band bei schneller Geschwindigkeit sowie die nachherige langsame stereophone Wiedergabe ergeben zusammen eine Phasenverschiebung im Mittel von etwa ± 3 cm im Bereich von 50 Hz bis 2 kHz. Bei höheren Frequenzen ist die Richtwirkung des Mikrophons für den stereophonen Effekt massgeblicher als die Phasenlage.

Pegelplan

Eine Übersicht über die Dynamik der Apparatur bringt der Pegelplan (Abb. 2). Die untere schraffierte Grenze stellt das Rauschen der Verstärker dar, während die obere schraffierte Grenze einer Aussteuerung der einzelnen Organe bei einem Klirrfaktor von $k \leqq 0.5\%$ entspricht. Die gestrichelte Kurve zeigt die tatsächlich ausnutzbare Dynamik der Anlage "über alles" an. Eine wesentliche Einengung der Dynamik erfolgt durch das Mikrophon, das bei dem breiten zu übertragenden Frequenzband in seiner Empfindlichkeit zurückgeht und ausserdem eine grössere Rauschspannung erzeugt, Der Pegelplan ist für 1 kHz wiedergegeben. Bei 100 Hz und 10 kHz treten keine wesentlichen Abweichungen auf.

Verwirklichung der dem Modellmasstab entsprechenden Luftabsorption

Die Modellregeln fordern, dass die Schallabsorption durch Luft im Modell nur mit der ersten Potenz vom Modellverkleinerungsfaktor zunehmen soll. Durch quadratische Zunahme der Luftabsorption mit der Frequenz aber ist es nun nicht möglich, normale feuchte Luft von etwa 60% relativer Feuchtigkeit zu verwenden. Neben der

Verwendung anderer, weniger absorbierender Gase, ergibt sich die Möglichkeit, die Luft zu trocknen. Hallraummessungen von EVANS UND BAZLEY[5] im Bereich von 1 bis 12,5 kHz und Modellmessungen von PÖHLMANN[6] von 10 bis 100 kHz haben gezeigt, dass mit starker zunehmender Lufttrocknung die Schallabsorption abnimmt. Durch eine Silikagel-Trockenanlage gelingt es, im Modell eine relative Feuchtigkeit von 2% zu erreichen.

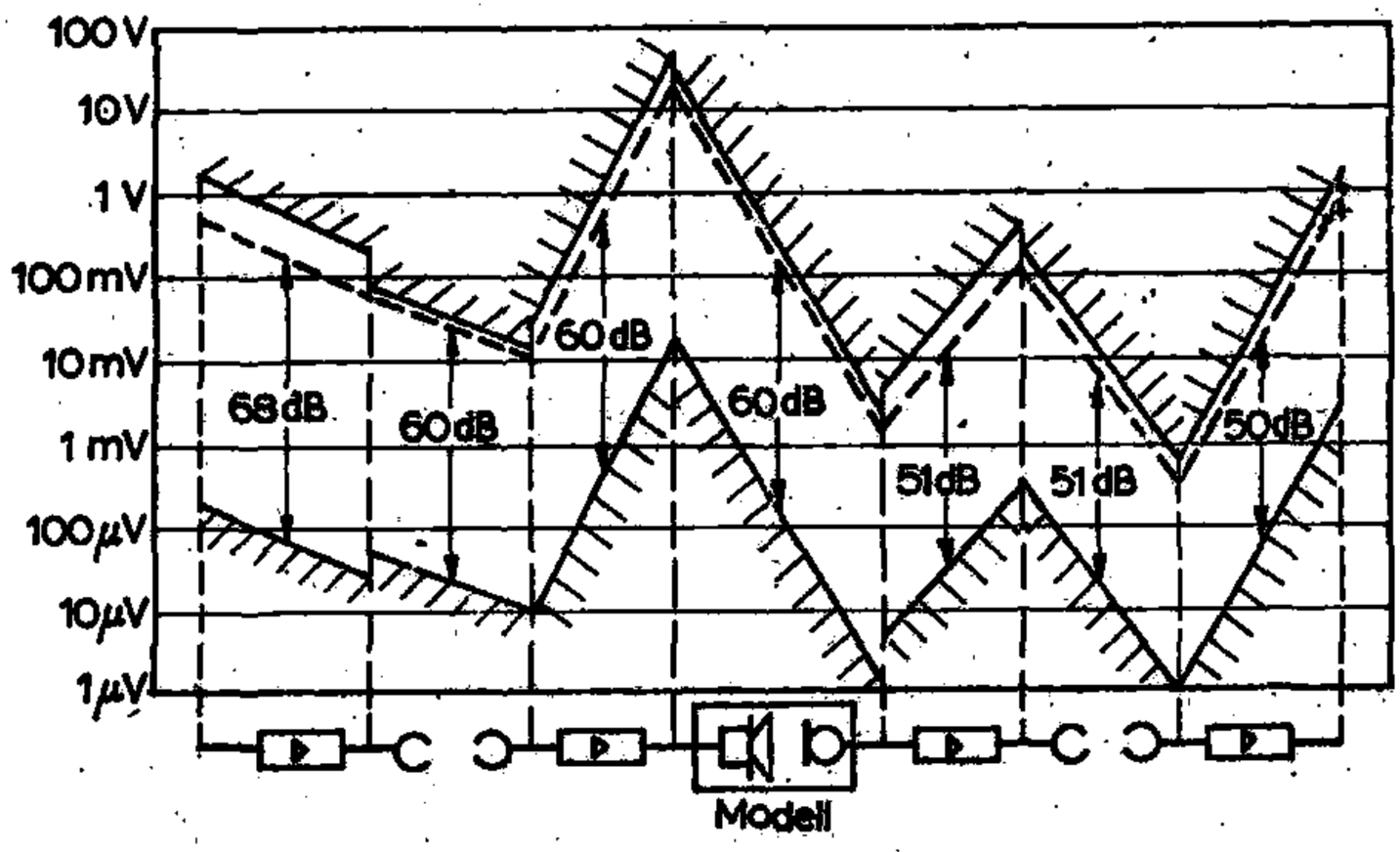


Abb. 2. Pegelplan der gesamten Apparatur mit einer oberen Aussteuerungsgrenze bei einem Klirrfaktor $k \leqq 0.5\%$.

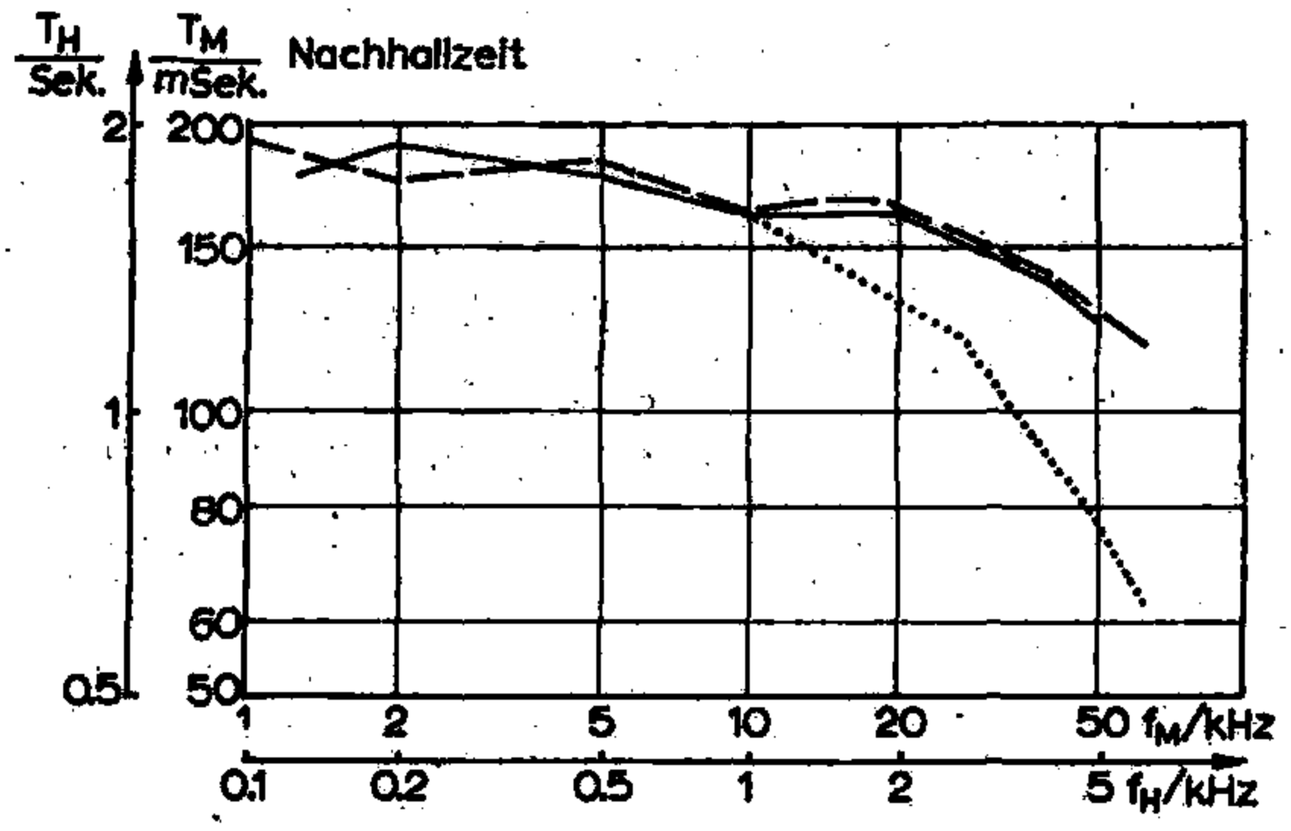


Abb. 3.
——————— Nachhallzeit T_H der Hauptausführung (leer).
— — — — Nachhallzeit T_M des Modells bei 2% relativer Luftfeuchtigkeit.
. . . . . Nachhallzeit T_M des Modells bei 65% relativer Luftfeuchtigkeit.

Abb. 3 zeigt den Einfluss von feuchter und trockener Luft im Modell. Die ausgezogene Kurve zeigt die Nachhallzeit der Nachbilding des leeren Studentenhaussaales der Technischen Hochschule Karlsruhe. Die gestrichelte Kurve stellt in guter Übereinstimmung die Nachhallzeit des Modells bei 2% relativer Feuchtigkeit dar. Die punktierte Kurve wurde bei einer Feuchtigkeit von 65% im Modell aufgenommen und lässt einen deutlichen Abfall mit zunehmender Frequenz erkennen. Bis 10 kHz macht sich die erhöhte Absorption der feuchten Luft noch nicht bemerkbar, weil die Wandabsorption im unteren Bereich überwiegend die Nachhallzeit bestimmt.

Testaufnahmen im Modell

Mit dieser Apparatur wurden stereophone Modellaufnahmen gemacht, die auf dem Kongress mittels einer Lautsprecheranordnung sowie mit Kopfhörern vorgeführt wurden. Bei den Aufnahmen handelte es sich um je ein Teststück von Sprache und Musik von etwa 6 Sekunden Länge.

(1). Zunächst wurde der Test im reflexionsfreien Modellraum vorgeführt, wobei deutlich das klanglose Schallbild eines schalltoten Raumes zu hören war.

(2). Die darauf folgende Aufnahme erfolgte im unbesetzten Modell des Studentenhaussaales der Technischen Hochschule Karlsruhe. Nun hatte man den Eindruck, als sässe man in einem grossen Raum mit langem Nachhall ohne Publikum.

(3). Bei der 3. Aufnahme war das Modell mit nachgebildetem Publikum besetzt, was an der etwas kleineren Halligkeit zu hören war: Das Mikrophon stand dabei, wie bei der vorigen Aufnahme, etwa 10 m von der Schallquelle (Bühne) entfernt.

(4). Bei der 4. Aufnahme stand das Mikrophon in der 4. Reihe des Parketts, was am Eindruck einer greifbaren Nähe der Schallquelle zu hören war.

(5). Als Vergleich dazu brachte die 5. Aufnahme, eine Mikrophonstellung in der 14. Reihe. Dabei konnte das Fortrücken von der Schallquelle durch die Vergrösserung des Aufnahmeabstandes einwandfrei erkannt werden.

LITERATUR

1. F. SPANDÖCK, Akustische Modellversuche, *Ann. Physik*, 20 (1934) 395.
2. R. BOUTROS-ATTIA, Raumakustische Modellversuche mit Ultraschall, *Dissertation an der T.H, Karlsruhe*, 1956.
3. E. KRAUTH, Stereophonische raumakustische Modellversuche, *Nachrichtentechn. Fachber.* 15 (1959) 51.
4. R. BÜCKLEIN, Wie kann die Akustik eines Raumes durch ein Modell hörbar gemacht werden.? *Schalltechn.*, 20, Nr 3 (1960) 6.
5. E. J. EVANS UND E. N. BAZLEY, The absorption of sound in air at audio frequences, *Acustica* 6 (1956) 238.
6. W. PÖHLMANN, Die Schallabsorption von Luft verschiedener Feuchtigkeit zwischen 10 und 100 kHz, *Proc. third Intern. Congr. on Acoustics*, p. 532.

The Audience and Room Acoustics

A. F. B. NICKSON AND R. W. MUNCEY

Division of Building Research, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization, (Australia)

Introduction

Acoustic studies by the authors developed three-dimensional acoustic models and brought into prominence the question, "Which objective properties should be measured to ensure subjective correlation between the room and its model?" For a hall to have the customary reverberation time for its volume was not a guarantee of good acoustic conditions. Subjective experiments showed that the complexity of detail provided by measuring reverberation times and decay curves, transmission irregularity and oscillograms of sound pulses was never matched with correspondingly detailed subjective impressions. On the contrary these were broad and vague. This disagreement is accentuated when pure tones are used for experimental measurements in place of the complex sounds of music and speech. The subjective experiments also showed clearly the importance of balance between sound received directly from the source and indirectly by means of reverberation. Intelligible speech requires more direct sound than does pleasing music.

What acoustic conditions does a listener require?

Sound heard by a listener at any point in a hall is heard first by the direct path and then by a number of indirect paths of different length. Indirect paths whose length is within 50 feet of that of the direct path are accepted by the ear as being part of the original sound; those of longer path length are separately detectable by the ear if any one of them stands out well from its fellows. The longer reflections of decreasing intensity produce reverberation which is desirable to increase the loudness of the original sound and some of the more pleasing effects with music. Thus the well-known curves of optimum reverberation are a compromise between the sound level built up by reverberation and the faithful presentation of transients destroyed by it. Unfortunately the requirements are not the same for speech as for music.

The simplest conditions exist for speech. As about ten speech sounds occur each second at an average rate of speaking much reverberation hinders hearing the spoken word clearly, and it is necessary to receive as much sound directly (within 50 ms) as possible. Speech conditions therefore become progressively worse as halls become larger. Reflecting surfaces close to the source or, more effectively, electroacoustic amplification employing directional loudspeakers, allow the direct sound to be increased at the expense of the indirect, as only a small frequency range is required to transmit speech with complete intelligibility. It is undesirable to attempt faithful reproduction of the voice in buildings having little low frequency absorption.

Music is more complex. We are no longer dealing with sounds that permit a unique interpretation as does the spoken word, but are capable of a very wide range of sub-

jective impressions. There are at least two distinct characteristics desirable when listening to music; definition which is aided by the direct sound components, and blend which is produced by the indirect components. The first may be sought by the listener who as a player of a particular instrument is keen to hear the part played by that instrument, and the second may be sought by those who enjoy the ensemble effect produced by a number of different instruments playing together. To a certain extent they are mutually conflicting.

One of the simplest sources of music is a quartet of players. Each has an important part so that it is necessary to be able to hear each individually and yet the whole together. Such a combination is best heard in a small or medium-sized hall that is not very reverberant. A sound reflector with a hard back and sloping roof is desirable in a large hall.

The complex sound produced by the many instruments in an orchestra allows considerable variation in the subjective impressions formed by listeners sitting together. Sitting apart even greater differences are detectable by comparing impressions. As the front of the hall receives more sound directly than the back, it is better for listeners favouring definition to be seated near the front, and those favouring a blend to be further away. This simplified picture may be modified by sound diffuseness, but it is sufficient to say that most listeners can be satisfied in a hall of average acoustics (one having a reverberation time about the optimum recognized for the volume, and some short-path reflections from the source to the listener). Possibly the provision of more "direct" sound will be desirable for future halls as modern music has many characteristics requiring good definition.

Subjective tests of halls

The difficulty when discussing subjective impressions is that words describing sensations have no precise meaning and may mean one thing to one person and something different to another. The need for an agreed vocabulary for musicians and scientists has been recognized by two authors of a recent paper who include a summary of their definitions[1].

The individuality of subjective opinion is due to such factors as hearing acuity, musical training, experience in halls and temperament. The effect of experience can be best seen in the preferred reverberation times in various countries. Europe prefers longer times than does the U.S.A., while Australia is used to even longer times than those of Europe. The preference can be ascribed to listeners having a particular preference for the hall in which they had their early musical experience.

Listening tests during concert performances showed that major faults were soon detected, and that minor faults to one listener were not necessarily even noticed by another. Comment included remarks, somewhat unexpectedly, about the music and how it was performed, discomfort due to seating, lighting, ventilation, noise, and similar factors. But the most common reaction was to "forget" the acoustics and listen to the music unless disturbed by an obvious fault. It is important to recall that subjective complexity is never as great as the complexity shown by objective measurements. This must be due partly to the discriminating power of the two ears.

ECKERSLEY[2] was undoubtedly correct when he said "there is but one calibrating means to judge the suitability of auditoria and that is the musician's ear. The true musician is one who, whether trained to observe or not, nevertheless observes the most

minute difference in a musical programme. He may not be able to interpret his satisfactions and dissatisfactions in terms used by technologists, but he can definitely state with certainty whether or not the effect gains or loses in consequence of the acoustics of the auditorium, and he alone is capable of giving this trustworthy opinion".

It is significant that there has been a reawakening of interest in musical acoustics. The need for such work was presented by SMALL AND MARTIN[3] at the Second International Congress on Acoustics, and at least one group of workers has begun such a study. Such problems can only be attempted satisfactorily by persons having experience in music and science.

Conclusion

The state of knowledge of acoustics required in auditoria is incomplete. There is little dissatisfaction with medium size halls, but in large halls it is difficult to satisfy all shades of opinion. Agreement on the acoustical qualities of particular auditoria is frequently not fully achieved as the population has a spread of tolerance greater than is commonly accepted. The acoustic environment is forgotten (except by critics and broadcasting technicians who are concerned with different standards) unless it has defects which obtrude into the consciousness. The greatest need is further study of musical acoustics. It may well be found that musicians are not as conscious of hall acoustics as the person who studies objective measurements.

REFERENCES

1. T. SOMERVILLE AND C. L. S. GILFORD, *J. Inst. Elec. Engrs.* (*London*), 3 (1957) 264.
2. P. P. ECKERSLEY, *J. Inst. Elec. Engrs.* (*London*), 78 (1936) 423.
3. A. A. SMALL AND D. W. MARTIN, *Proc. Second I.C.A. Congress*, Cambridge, Mass. (U.S.A.), p. 68.

Acoustics and Architecture in Auditorium Design

W. E. ROSSMAN
Phoenix, Ariz. (*U.S.A.*)

In the design of concert halls, legitimate theaters and auditoriums in general, acoustics and architecture must coalesce into a single cause; the creation of tonal within visual beauty. One alone can not attain wholeness nor be the sole determinant. A harmonious coalescence of the science and the art has been taken for granted or a compromising co-existence been viewed with little concern. The very fact that many auditoriums, created during a time of quantitative acoustical knowledge and the

background of seven milleniums of cultural evolution, exhibit architectural uncertainty and disregards of acoustical principles, should incite us to review the relationship of the two in the design of auditoriums.

I believe neither one should take precedence over the other. Good architecture and esthetical beauty are not requisites for good acoustics, or vice versa. Both can exist in disregard of one another, but can they also be fully united? No auditorium possessing perfect acoustics and flawless architecture has ever been built. Could it be that the respective laws and principles oppose such completeness or is it that we can not agree on what constitutes perfection if the art and the science are united? If acoustics and architecture should reach their optima in such unity then both must follow their own laws and principles. It might therefore be of interest to know whether the requisites are contradictory or compatible. We may divide these requisites into laws, good and correct principles and matters of personal taste and analyze them in juxtaposition.

Acoustics is bound by the laws governing the phenomena of audible sound. In this instance particularly to those related to propagation, reflection, absorption and defraction. Architecture must submit to the laws of statics and the physical as well as mechanical properties of materials. These laws, as is well known, assume a very definite dependance upon one another. An auditorium approaching the upper limit of unamplified acoustics will be of considerable size in terms of statics. The statically elegant solution is of course a dome or vault. That is the reason why the dome and with it concavity in vertical boundaries emerge over and again, regardless of the deleterious effects upon acoustics. The very word architecture which contains the origin of these shapes, namely the arch, is indicative of the profoundness of these configurations. The law of reflection clearly indicates the unsuitability of the basic dome and vault. Consequently, the laws are not entirely compatible.

The good and correct principles apply more directly to hearing and seeing. They are largely determinants of aural and visual perception and impression. Acoustically speaking, the useful range of reverberation time, high definition and percentage syllable articulation, freedom from echoes and any disturbing sound are matters of good principles. In architecture, the seating layout with minimum distances between audience and performers, ease of approach and exits, comfort, safety, economy and orderliness in the integration of these are good principles of equal rank.

As a whole, the good and correct principles are compatible and in some instances even complementary. In greater detail we find that architecture prefers plain and smooth boundaries. This preference is prompted by the demand for safety and economy and orderliness in planning. Such surfaces must also be hard and impervious, which incidentally is usually less costly. In consequence, diffusive as well as absorptive treatments are not very desirable in close proximity of the audience. Although not justifiable, it partly accounts for the many smooth and concave side and rear walls and highly absorbent ceilings.

The most complex and also consequential facet of the union of acoustics and architecture in the design of auditoriums are matters of individual taste. And both seem in their own sphere about equally controversial. Acousticians have, to my knowledge, never made conclusive and concerted recommendations on diffusiveness and delayed reflections, possibly because these qualities are too subtle and preference depends on individual likes. Architecture will forever argue from the conservative

or radical point of view, over small or large scale or no ornamentations, and often with the motive that anything of the past or present is no longer serving the cause of progress and should therefore not be repeated.

Architectural acoustics, as practised by architects, seems to experience a gradual transition from the fix-it-later status to that of design integrated surface treatment. Geometric acoustics is recognized to be not more than a crude means of safeguarding against echoes. On rare occasions is it used to control the evenness of sound distribution over the audience area. This status quo is about to qualify for permanence if these qualities are to remain the product of chance, otherwise they could be resultants of the geometry. In the latter case, the physical design of an auditorium would be almost entirely governed by these very qualities whereas absorptivity would largely regulate the reverberation time. Precisely confined recommendations on diffusiveness and delayed reflections would be of far greater significance than may appear on the surface; it could well be the beginning of a perfect coalescence of the science and the art, terminating in the creation of auditoriums excelling those of the past in acoustical and architectural perfection. It could also spell the advent of a new and more beautiful style.

The range of possible configurations where diffusion and delayed reflections are left to chance or individual fancy are numerous indeed. Architecture without specific guidance has made liberal use of the entire range. For example, high directionality and smooth decay demand a severe and disciplined design, whereas pronounced diffusion and erratic decay permit irregularity to the point of chaos. These are two extremes, but until acoustics declares its preference the situation is likely to prevail. Predication as such may not be possible, but the present freedom does not seem to aid the cause.

I submit that the design of auditoriums should not be based on the predominance of either acoustics or architecture. The requirements for excellent acoustics are far too complex to be understood or appreciated by architects, and the acoustician should leave esthetics to the architect. Rather than attempting compromises, it might be prolific to study the possibility of converting the various contradictions into useful tools.

To name a few examples, concavity can be of advantage when it is consciously applied to aid evenness of sound distribution and delayed reflections. Diffusiveness, if a function of surface should be approached from the viewpoint of ornamentation where the scale could be determined by the wavelength. The absorptive properties of materials which are more acceptable and desirable should receive greater attention. Absorptive materials whose absolute laboratory values are not quite repeatable in other configurations call for means and methods of tuning. This is further strengthened by the desirability of a variable reverberation time. Tuning units would also be a welcome addition as a design feature. If questions of this kind are given due consideration, architecture and acoustics can become complementary.

To this date, the creation of an auditorium where acoustics and architecture attained par for the course was indeed a matter of chance. It may possibly remain so under the present condition of exercising the arts. The gulf between acoustics and architecture is still too great unless they are combined into one conception.

On the Acoustics of Large Halls

V. M. A. PEUTZ

Audiological Laboratory of the R.C. University of Nijmegen (The Netherlands)

A study of reverberation times in a 150 rooms during the last four years, taught that for one thing the reverberation times measured didn't in general quite agree with those calculated by one of the known formulas and further that there was in general certainly not a one-way relation between reverberation time and subjective acoustic qualities of the room, although a relation could not be denied. So far as the difference between measured and calculated reverberation times is concerned we found that in many cases this can be reduced to

1. wrong values for absorption coefficients, as given in the literature,
2. a great divergence in the acoustic properties of certain materials,
3. the transient behaviour of different materials (for instance vibrating panels).

In many rooms, especially large rooms this couldn't explain all the difference. Those rooms (as halls, churches), however, could be considered as coupled rooms, or the sound was distributed in "paths", which behaved as coupled rooms. Coupled rooms can most easily be studied in steady state; in that case the formulas will be simple. Take for instance the case of a small room coupled to a larger room (balcony in a theater, or a choir in a church).

If A is the sabine absorption, I the intensity of reverberant sound, P the sound power that is produced and S the opening between the two coupled rooms, (the subscript 1 indicates the first, the subscript 2 the second room) then

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{1 + \frac{P_1}{P_1 + P_2} \cdot \frac{A_2}{S}}{1 + \frac{P_2}{P_1 + P_2} \cdot \frac{A_1}{S}} \tag{1}$$

There are limitations to the validity of this formula, similar to those for the Sabine reverberation formula.

In the case that sound is not equally distributed in a room, but that there is a "path" or a group of similar "paths", in which sound returns after two or more reflections to the source, in the initial direction and with initial angle of incidence, we get in this way the same formula for the intensity, wherein we have to write the diffusion D in stead of S. At a point of a room lying on such a "path" of sound, we find an intensity that is the sum of I_1 and I_2. The steady state can easily be measured. The measurements confirm the theory (Fig. 1.)

The decay of sound energy can be calculated for the simple model. In case we have only two rooms, we get two decay constants α_1 and α_2.

In the case formula (1) is valid we find

$$\alpha_{12} = \frac{C}{8}\left\{\frac{A_1}{V_1} + \frac{A_2}{V_2} + S\left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2}\right)\right\} \mp \left\{\left(\frac{A_1}{V_1} - \frac{A_2}{V_2} + \frac{S(V_2 - V_1)}{V_1 V_2}\right)^2 + 4 \cdot \frac{S^2}{V_1 V_2}\right\}^{\frac{1}{2}}$$

In case there is a one dimensional "path" of sound propagation as second "room" we can get a flutterecho for impact sound. We can therefore distinguish the decay in this "path" from the more common energy decay in other paths. This gives a opportunity for studying the decay rates (it has to be borne in mind that the decay rate of the flutterecho itself is neither α nor β, but can be deduced from α and β). Here again the measurements agree with the theory.

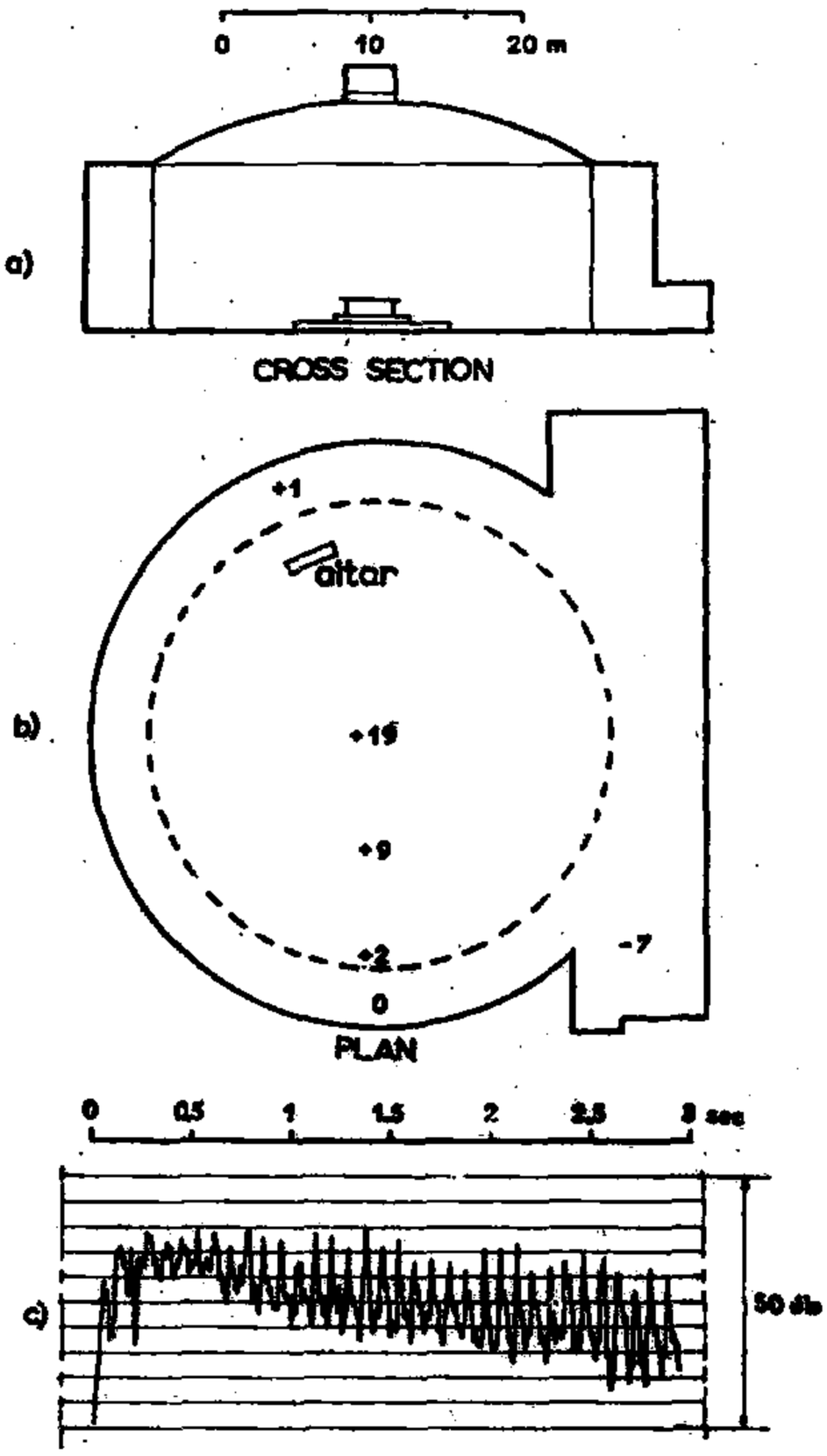


Fig. 1. Relative sound pressure levels in the octaveband 300–600 c/s in a church with different "path" of sound propagation where the SPL in the gallery is taken as reference.
The omnidirectional sound source is placed in the center and the sound level in the centre is measured at a distance of 1 m of the source. The ceiling of the nave is highly absorbent. (b). The flutterecho is measured at the centre of the church (c). To get the high resolution the signal is played back from a taperecorder at one fourth of the speed at which is was recorded. The signal was then filtered and fed to a Brüel and Kjaer level recorder with 500 mm/sG writing speed, 10 mm/s paper speed and 50 db potentiometer setting. This graph gives and idea of the start of the flutterecho, in order to study the decay rates it is better to take a lower paper speed and a longer range.

So far as the subjective acoustic qualities are concerned the discrepancies could follow from an echo, from flutterechos and from the state of diffusion. Echos and flutterechos were found to give difficulties only in extreme cases. In general the speech intelligibility was found to be influenced if the echos and flutterechos could be heard above the reverberation. If the echos came within *ca* 50 ms there was mostly an increase in intelligibility. An echo coming after 70 ms and being not more than 10 db above the direct sound did lower the intelligibility. If it is more than 10 db stronger, it can take over the function of the first signal. The amount of increase and decrease did depend on reverberation.

Flutterechos, in case there was no normal strong echo at the same time, were to be considered as reverberation, as far as intelligibility was concerned.

Flutterechos were harmful only in extreme cases.

The unequal sound distribution proved to be most important for subjective evaluation too.

In a normal room the speech intelligibility was found to depend on reverberation time and the ratio of direct sound to reverberant sound. In the case of coupled rooms or a sound field which was not diffuse, we found that the intelligibility is probably dependent on decay rate, direct and reverberated sound in a similar way. The experiments are still going on.

Raumakustische Messungen an der grossen Wiener Stadthalle

E. HIRSCHWEHR

Institut für Niederfrequenztechnik, Technische Hochschule, Wien (Österreich)

Die grosse Wiener Stadthalle ist eine Mehrzweckhalle, die bis zu 16.000 Besucher fassen kann. Planung und Bau wurden in den Jahren 1954 bis 1958 durchgeführt. Die Raumform wurde gemeinsam von Architekt Prof. RAINER und Prof. SKUDRZYK als Akustiker gewählt.

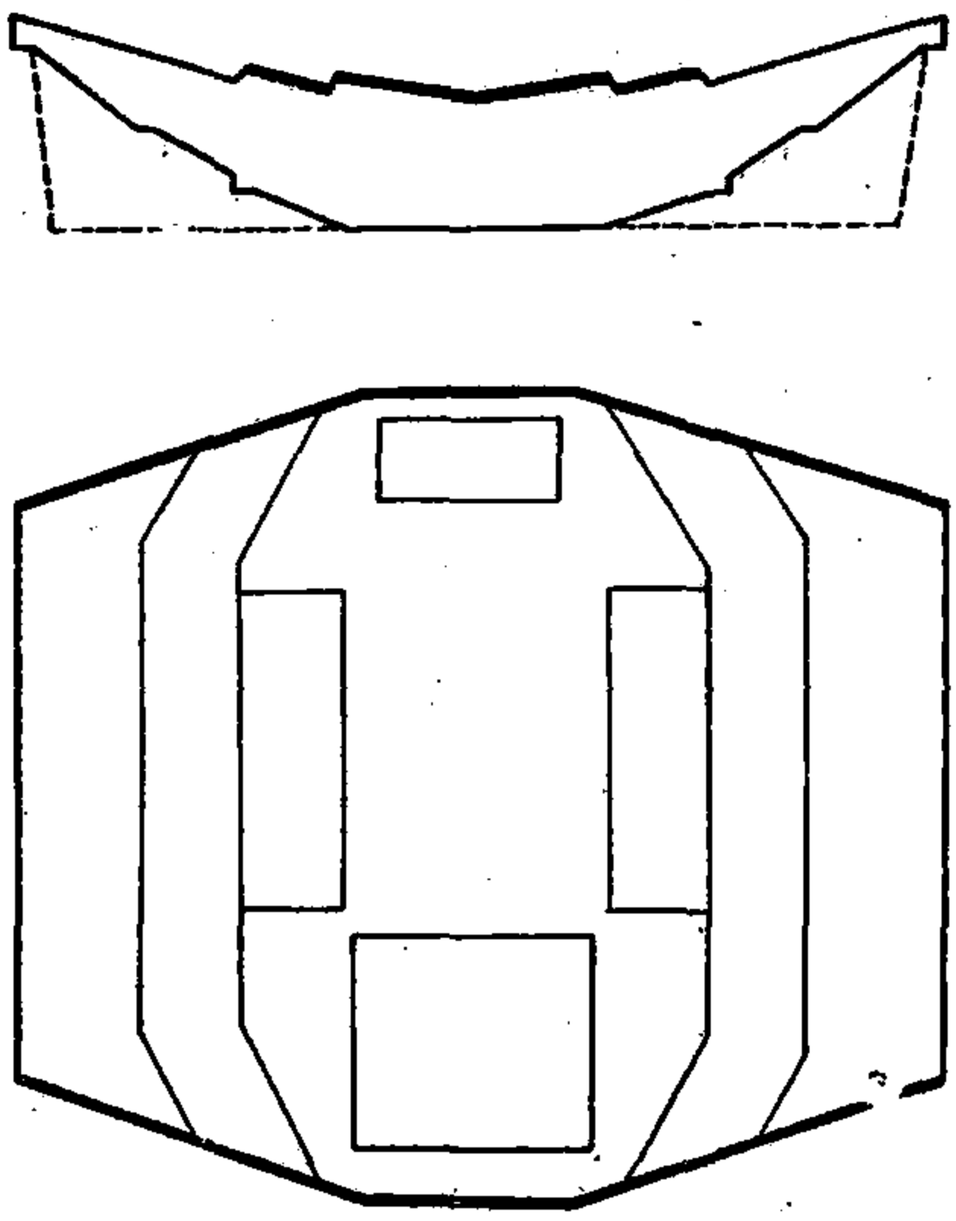


Abb. 1. Grund und Aufriss der Halle (Halle D der Wiener Stadthallen).

Die Halle besitzt einen achteckigen Grundriss. Im Aufriss ist in der Längsrichtung eine Zweifach-Dreieckform zu sehen. (Abb. 1) In der Querrichtung ist der Aufriss rechteckförmig, mit leicht nach innen geneigten Wänden. Die Innenmasse des Bauwerkes betragen in der Längsrichtung 95 m, in der Querrichtung 108 m. Die Decke ist über dem Mittelfeld abgesenkt und sägezahnartig ausgeführt. Die Höhe beträgt in der Mitte rund 17 m, über dem Ende der Tribünen nur mehr 3 m. Aus diesen Grössen resultiert ein Volumen von rund 105.000 m³. Durch Absorber mit sehr hohem Schluckgrad wurden alle Reflexionen, die zu grossen Laufzeitdifferenzen im Nachhall führen, weitgehend geschwächt. Nimmt man an, dass sich der Schallsender an jeder beliebigen Stelle des Mittelfeldes befinden kann und lässt man etwa 12 m Schallwegdifferenz zu, dann müssen folgende Flächen stark absorbierend sein:

1. Das Deckenmittelfeld
2. Vom nächsten Deckenfeld etwa die Hälfte und
3. Die Querwände (soweit diese für eine akustische Auskleidung verfügbar waren.)

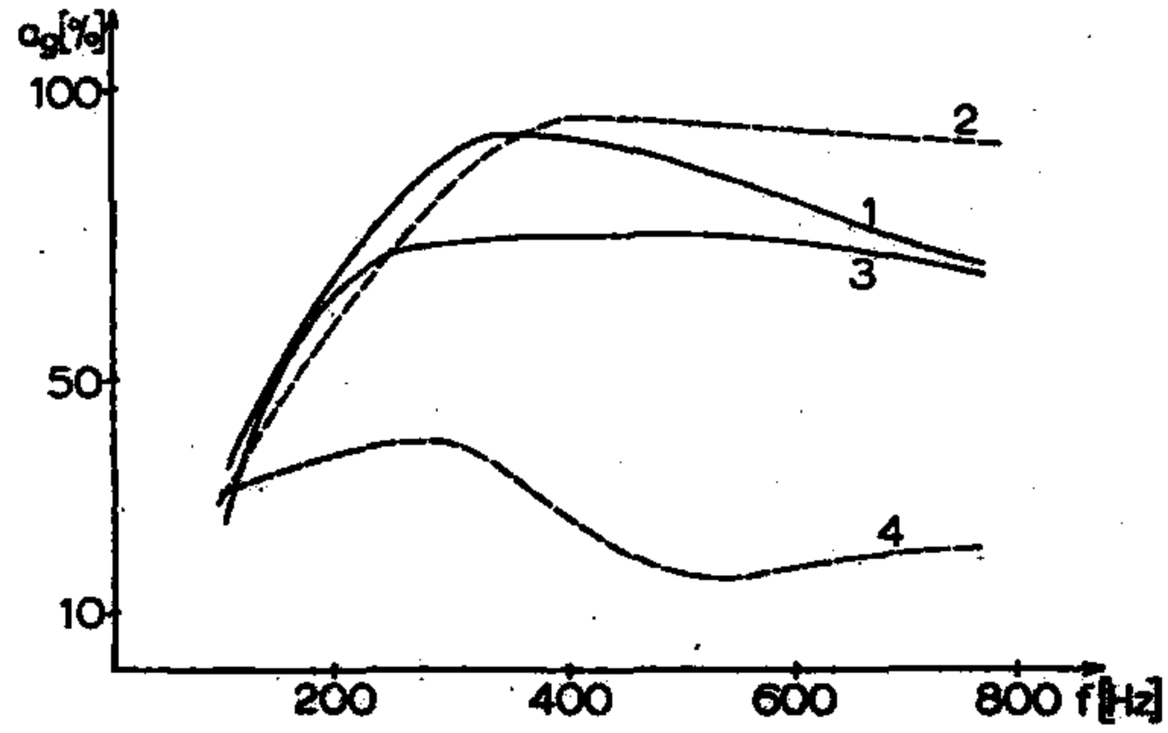


Abb. 2. Absorptionsgrad der verwendeten Absorber in Abhängigkeit von der Frequenz.
Kurve 1 Sperrholzschlitzplatten (Querwände).
Kurve 2 Aluminiumlochplatte (Deckenmittelteil).
Kurve 3 Aluminiumlochplatte (3/7 des Deckenteiles zwischen 1. und 2. Absatz).
Kurve 4. Aluminiumlochplatte mit aufgelegter Weichfaserplatte (Restfläche des Deckenteiles zwischen 1. und 2. Absatz).

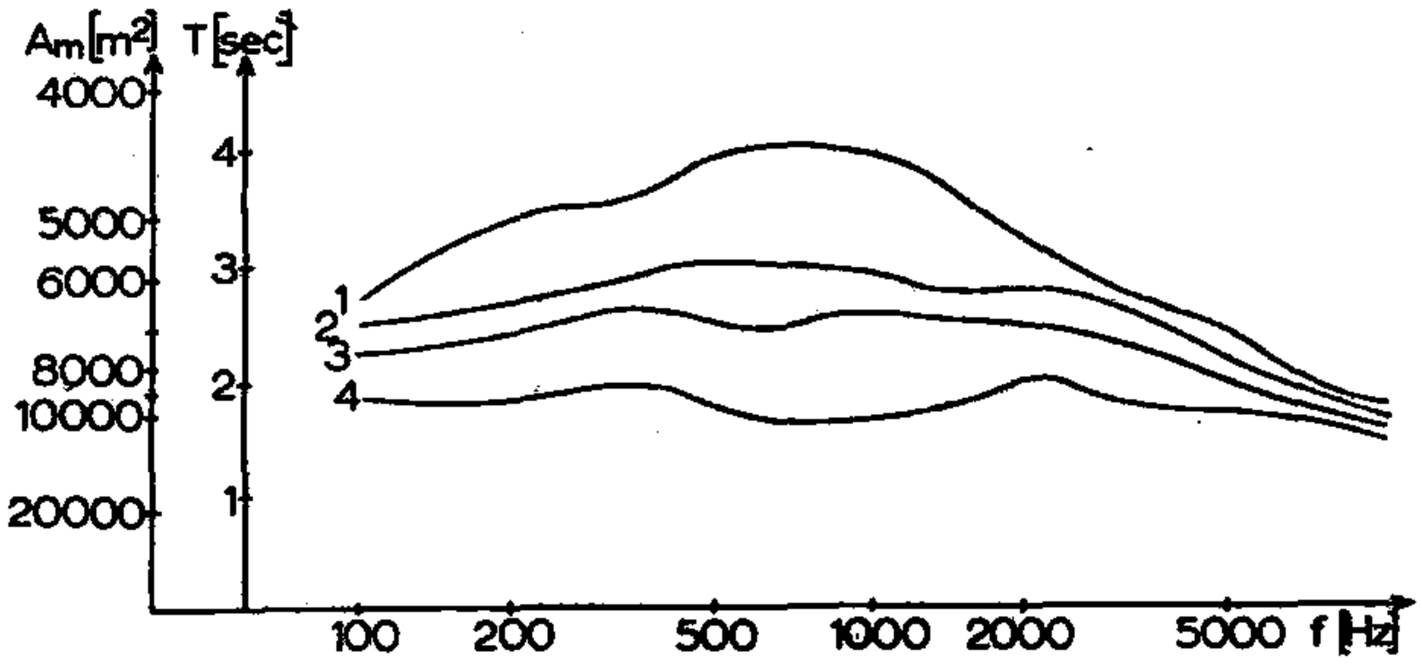


Abb. 3. Nachhallzeiten und mittlere Absorptionsfläche.
Kurve 1 Leerer Raum.
Kurve 2 2.000 Personen (52,5 m² pro Person).
Kurve 3 7.000 Personen (15 m² pro Person).
Kurve 4 15.500 Personen (6,8 m² pro Person).

Bei der Entwicklung der Absorber wurde versucht, die sichtbare Fläche den architektonischen Wünschen voll anzupassen und die optimale Abstimmung der als Resonatoren ausgebildeten Absorber durch Veränderung des Luftraumes und der Füllung zu erreichen. Für die Querwände wurden Sperrholzschlitzplatten mit einem Luftabstand von 7,5 cm und einer Basaltwollefüllung verwendet. Die Kurve 1 der Abb. 2 zeigt die Abhängigkeit des Absorptionsgrades von der Frequenz. Als Absorber im Deckenmittelfeld wurde ein Resonator aufgebaut, der aus einer Aluminiumlochplatte mit einem Luftabstand von 10 cm und einer Basaltwollefüllung besteht (Kurve 2). Die gleiche Aluminiumplatte, jedoch mit einem Luftabstand von 6 cm, findet in den ersten drei Reihen des zweiten Deckenteiles Verwendung (Kurve 3). Bei den restlichen vier Reihen wurde eine Weichfaserplatte direkt auf die Aluminiumlochplatte gelegt (Kurve 4). Dieser Deckenteil war für eventuelle Korrekturen der Nachhallzeit vorbereitet. Form und Auskleidung des Raumes ergeben günstige akustische Eigenschaften.

Die Nachhallzeit im leeren Raum wird praktisch nur durch die vorhin beschriebenen Schluckflächen bestimmt, da die Sitze nicht gepolstert oder in anderer Weise schallschluckend ausgebildet sind (Abb. 3). Je nach Art des Verwendungszweckes kann die Halle bis zu 9500, 11.500 bzw. 16.000 Personen aufnehmen. Die Nachhallzeit in der leeren Halle wurde bei tiefen Frequenzen so weit herabgesetzt, dass bei mittlerer Besetzung eine möglichst frequenzunabhängige Nachhallzeit erreicht wrd. Bei hohen Frequenzen wird die Nachhallzeit trotz geringerer Absorption der eingebauten Absorber kürzer, da die unvermeidbare Luftabsorption bereits hohe Werte annimmt. Die

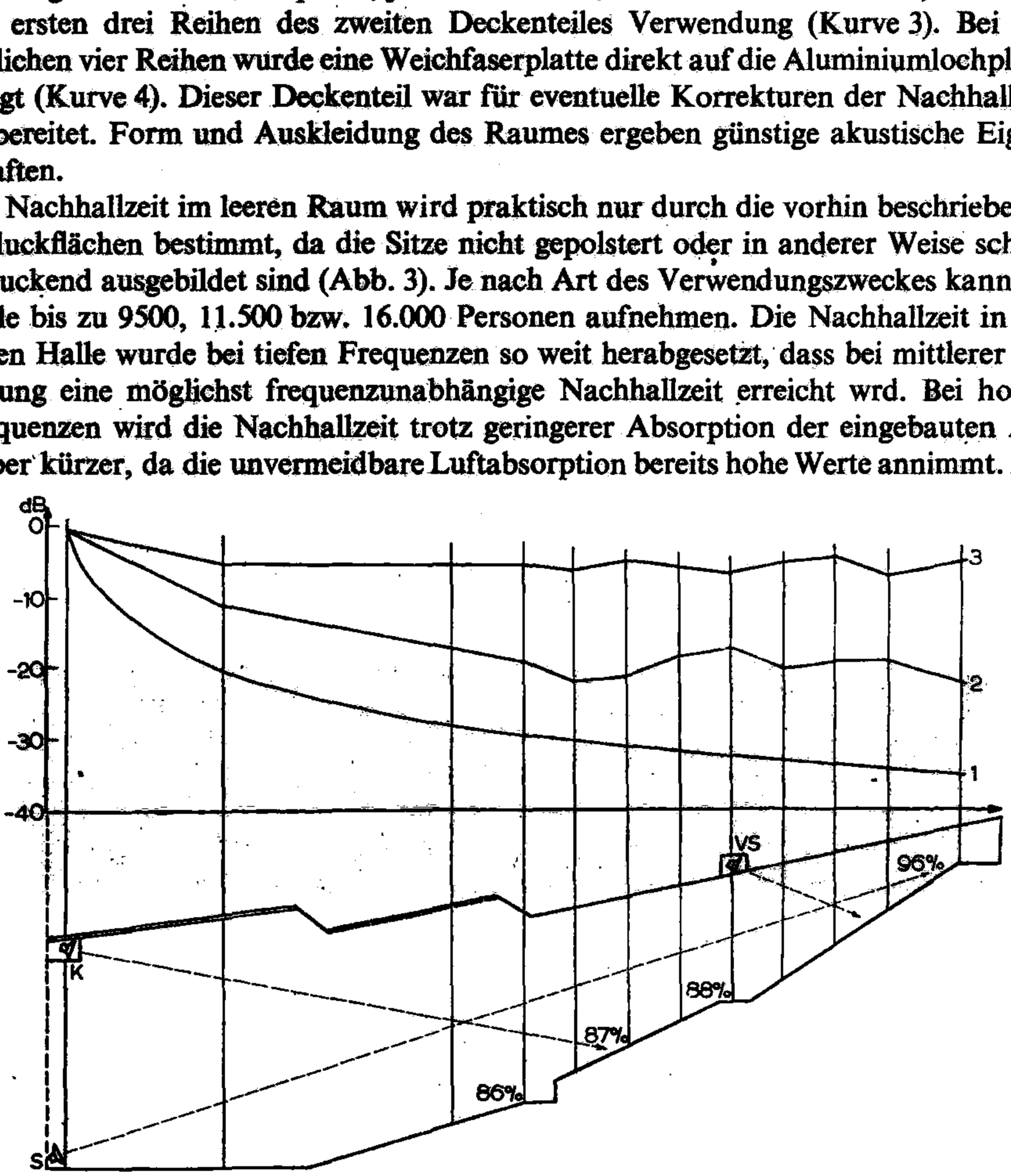


Abb. 4. Schalldruckpegel und Silbenverständlichkeit.
Kurve 1 Kugelwellenausbreitung.
Kurve 2 Schallsender in der Hallenmitte (am Boden).
Kurve 3 Lautsprecheranlage (Lautsprecherkorb in der Hallenmitte, verzögerte Systeme oberhalb der Galerie).
Die Silbenverständlichkeitswerte an einigen Stellen der Tribüne sind im Querschnitt eingetragen. Die Sprecherin stand dabei in der Hallenmitte, die Lautsprecheranlage war nicht in Betrieb.

geringe Abnahme der Nachhallzeit bei hohen Frequenzen und einer grösseren Besucherzahl im Vergleich zur leeren Halle ist auf die verschiedene Luftfeuchtigkeit zurückzuführen.

In der Abb. 4 ist die Schalldruckverteilung in einem Hallenquerschnitt über der Tribüne ersichtlich. Die Kurve 1 zeigt die Abnahme des Schalldruckes bei Kugelwellenausbreitung ganz allgemein. In der Kurve 2 ist der Pegel an den verschiedenen Stellen der Tribüne dargestellt, wobei als Standort des Schallsenders die Hallenmitte angenommen wurde. Der durchschnittlich erzielte Gewinn beträgt 15 dB. Für die Beschallung der Halle ist ein Lautsprecherkorb vorhanden, der in der Hallenmitte an der Decke montiert ist. Er besitzt eine Reihe von Tieftonlautsprechern und Hochtonhörnern, die der Beschallungsart entsprechend eingeschaltet werden können. Im letzten Drittel der Tribüne sind überdies noch 10 Lautsprecher an der Decke montiert, die jedoch verzögert betrieben werden. Sie verhindern, besonders bei voller Besetzung, einen zu grossen Lautstärkeabfall beim Tribünenende. Die Schalldruckverteilung dieser Anlage ist in Kurve 3 für eine mittlere Frequenz ersichtlich.

Die Abb. 4 enthält noch die Werte der Silbenverständlichkeit, die ohne Lautsprecheranlage an verschiedenen Teilen der Galerie erreicht werden. Der Anstieg der Silbenverständlichkeit ist durch die verschieden starke Dämpfung der Decke erklärbar. Durch den stark absorbierenden Mittelteil werden Reflexionen mit grossem Gangunterschied weitgehend geschwächt, sodass für den Lautstärkeeindruck nur der Direktschall von Bedeutung ist. Für die weiter aussen liegenden Galerieteile, bei denen keine grossen Laufzeitdifferenzen zwischen direktem Schall und erster Reflexion auftreten, ist die Decke nicht mehr gedämpft. Die Lautstärke wird dort durch den Direktschall und die erste Reflexion bestimmt. Dies erscheint durch eine Impulsmessung bestätigt (Abb. 5).

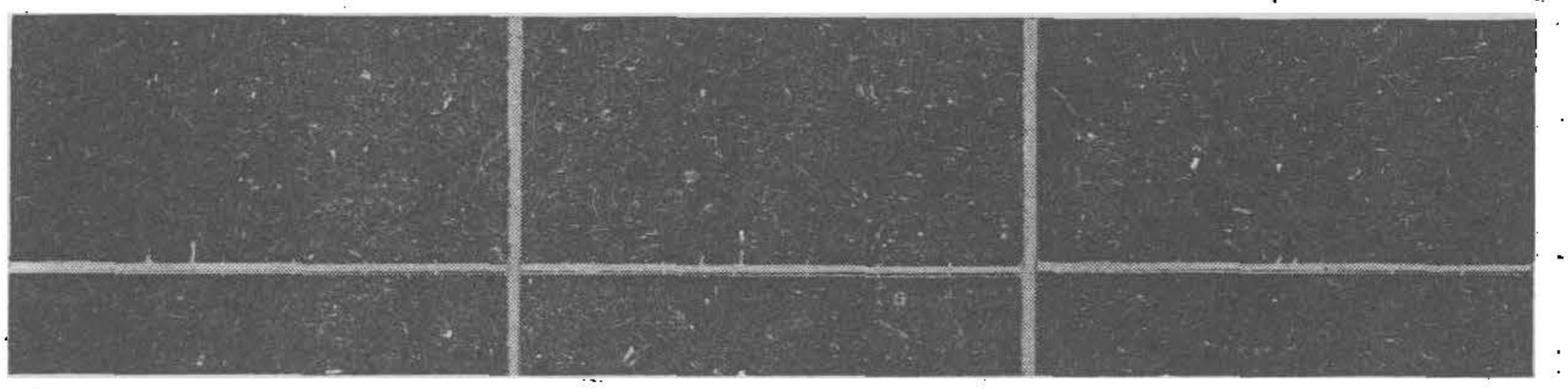


Abb. 5. Impulsbilder an einigen Stellen der Tribüne.
Die Knallfunkenstrecke war bei diesen Aufnahmen in der Hallenmitte aufgestellt.

Stellt man einen Impulssender in der Hallenmitte auf, dann kann man folgende Reflexionsbilder beobachten: In der letzten Reihe des ersten Galerieteiles besitzt der Direktschall etwa die zehnfache Leistung der ersten Deckenreflexion, die Mehrfachreflexionen sind sehr klein. In der Mitte des zweiten Galerieteiles ist die Laufzeitdifferenz zwischen direktem und reflektiertem Impuls geringer, die Deckenreflexion besitzt schon eine etwas grössere Leistung. Am Galerieende ist die Amplitude der Reflexion grösser als der direkte Schall, die Schallwegdifferenz beträgt hier nur mehr 1,2 m.

Bei einer Halle dieser Grösse und vielseitigen Verwendungsmöglichkeit ist es erforderlich, eine anpassungsfähige Lautsprecheranlage zu verwenden, die die guten akustischen Eigenschaften der Halle nicht verändert. Steht ein Orchester etwa in der Hallenmitte, dann kann man die vorhin angegebene Lautsprecherverteilung (Lautsprecherkorb in der Hallenmitte an der Decke und verzögerte Systeme über der Tribüne) verwenden. Wird jedoch die Schallquelle in der Nähe einer Querwand aufgestellt, dann müssen Tonsäulen auf folgende Art betrieben werden (Abb. 6). *TS* 1

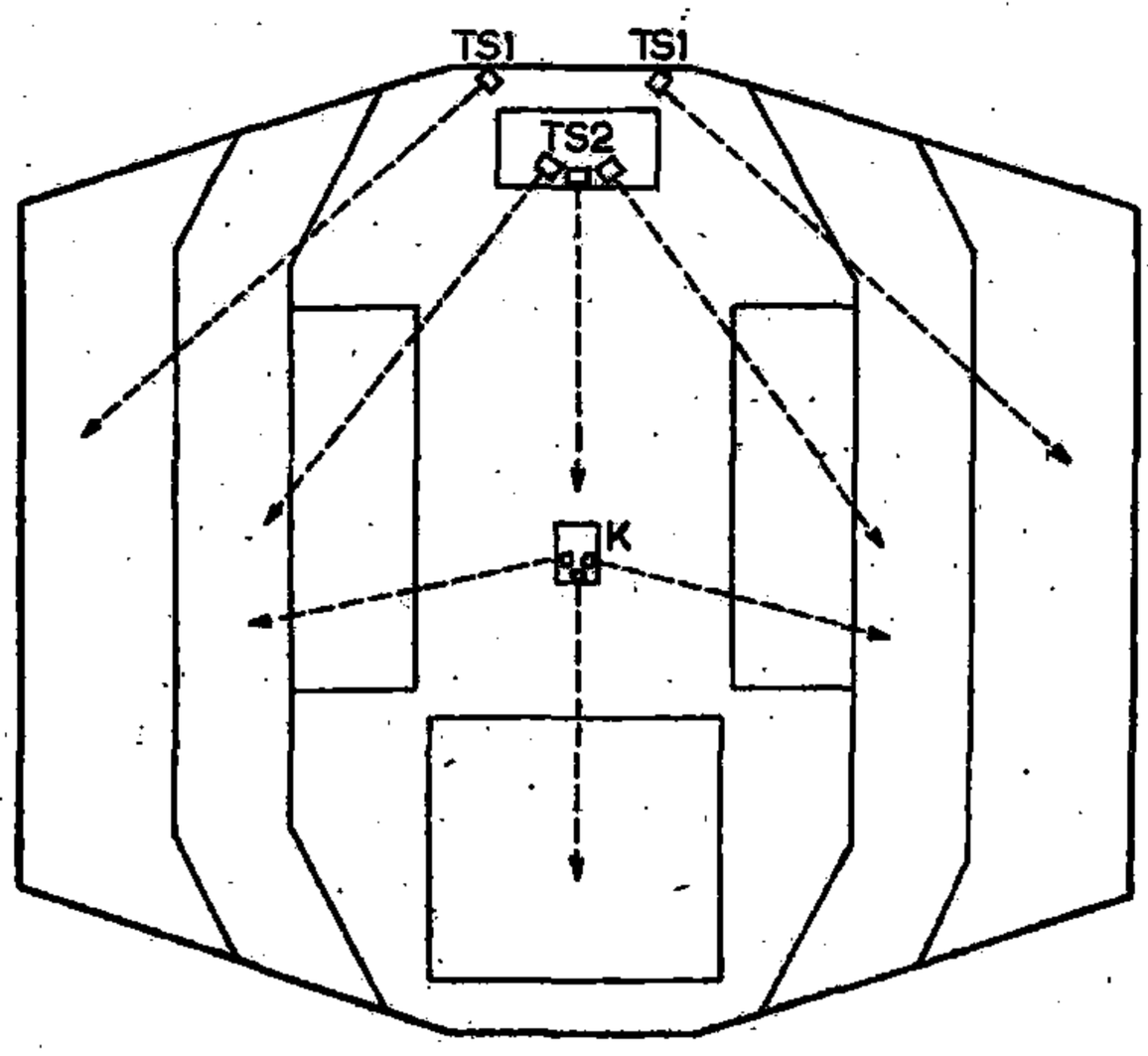


Abb. 6. Verteilung der Lautsprecher.
Das Orchester steht in der Nähe der Querwand. *TS* 1 und *TS* 2 werden normal, der Lautsprecherkorb *K* (im Betrieb sind nur die Hochtonhörner) verzögert betrieben.

versorgt die Tribüne, *TS* 2 das Parkett und die untersten Tribünenteile mit Schall. Die Deckenreflexionen, die durch den grossen Absorptionsgrad des Mittelteiles fast vollkommen unterdrückt sind, werden mit Hilfe des Lautsprecherkorbes *K*, der jetzt verzögert betrieben wird, künstlich hinzugefügt. Durch die geeignet gewählte Verzögerungszeit sind die Korblautsprecher nicht direkt hörbar, der Klangeindruck wird jedoch lebhafter. Die in der Planung gesteckten Ziele, eine Halle akustisch so auszugestalten, dass sie für alle Arten von Veranstaltungen in möglichst gleich guter Weise geeignet ist, können als erreicht angesehen werden.

The Acoustics of the Sidney Myer Music Bowl Melbourne, Australia

R. W. MUNCEY AND A. F. B. NICKSON

Division of Building Research, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization, Melbourne (Australia)

The Sidney Myer Music Bowl is a unique building, situated in the King's Domain, Melbourne, for the outdoor presentation of music, speech and drama. The site is not a natural amphitheatre and, being close to the City, is subject to traffic noise from two main avenues, one of which carries electric trams, and from electric trains in a nearby railway yard. The effects of this noise were reduced by excavating 30,000 m^3 of earth to a maximum depth of 10 m over a triangular area of 12,000 m^2. The stage, which is 33 m wide and 21 m deep, is placed in the deeper end of the excavation, and an artificial amphitheatre was created by banking the removed earth on either side of the hollow and arranging a gradual rise, of about 1 in 10 with increasing width, from the stage area to the original ground level about 130 m away. A canopy of 0.013 m plywood sheeted with aluminium on both faces protects the stage and the 2000 seated members of the audience, covering about one eighth of the whole area intended for listeners. The canopy covers the stage in a shallow arch which rises in a length of 45 m from 7.3 m above the back of the stage to 23 m above the back row of seats under the leading edge of the roof. It is supported in this position by a main cable, the ends of which are anchored in the ground on either side of two masts, 23 m high and 43 m apart, which support the edge. Longitudinal cables fastened at one end to the main cable are anchored to a block at the back of the stage. Transverse cables are fastened

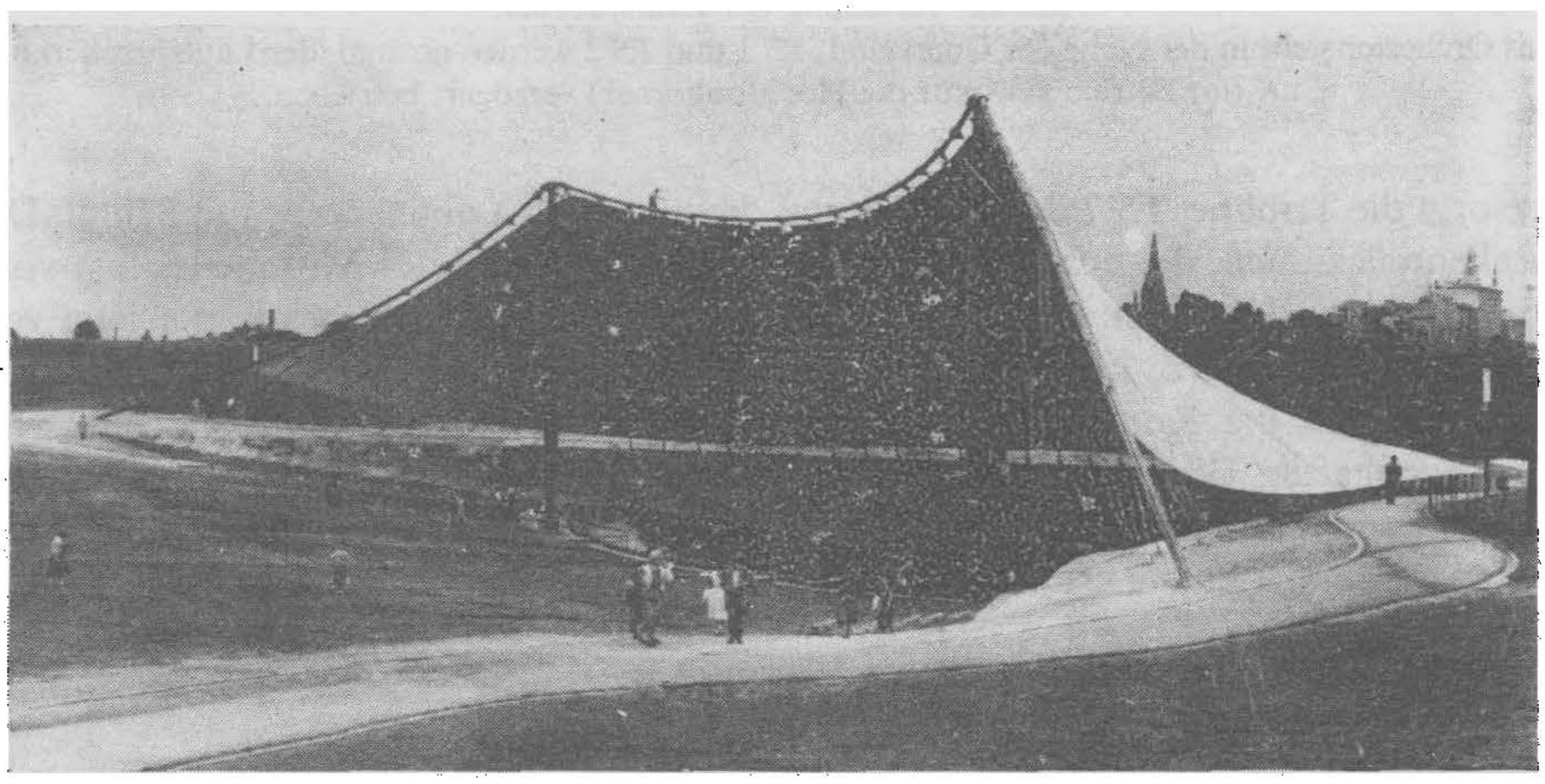


Fig. 1. A view of the Sidney Myer Music Bowl, Melbourne, Australia.

at each end to a long anchor strip on either side of the excavation, so that a half-cone-like structure having a widely flared opening is produced. Fig. 1 shows a photograph of the Bowl.

The shape and acoustic design of the Bowl were developed by the architects in conjunction with their acoustic consultants Bolt, Beranek and Newman Inc. It was the responsibility of the authors to advise how sound reinforcement methods could best be applied so that a very large area of outdoor ground could be adequately covered.

The system suggested has two parts, the indoor and the outdoor. The former consists, of two columns, one on each side of the stage, which are by architectural requirements set 29 m apart, almost at roof height above the edge of the stage. Each has five speakers and is tilted from the vertical, and turned across the seated area so that the centre of the back seats receives sound from both.

Three loudspeaker columns are used to cover the large open area. Two of these, each using twelve speakers, are placed about 55 m apart, and 4 m behind the line joining the masts, with the top of each column close to the roof. These columns are curved to give an included angle of 12^0. Because of the slope upward of the grassed area out of the Bowl these hang almost vertically. The columns are turned outwards (about 10^0) from the centre line, as the width of the open area greatly increases with distance from the stage.

To ensure adequate sound coverage of the area between the two columns immediately in front of the canopy, a third column of six speakers similar to those already described is hung centrally between the two masts. It is tilted considerably more than the long columns, and it also is curved to give an included angle of 24^0.

The three outdoor speaker columns are connected together electrically to a magnetic drum delay unit. The delay is adjusted to 90 ms to ensure that no sound is heard from these columns before that from the stage.

To obtain correct adjustment of the outside columns, a control point is permanently available on the slope. It is then possible to walk from the stage under the columns at the mouth of the canopy, and up the slope without being able to detect any change in the source position, or a very noticeable change in intensity.

An investigation of the acoustic properties of the Bowl was made, including measurements of the reverberation time. These show clearly that the acoustic conditions are far removed from "open air conditions", in which the absence of reverberation causes music to sound thin and unbalanced. Most of the measured values range from 1.3 to 1.7 s and do not vary greatly from position to position. There is a slight rise in reverberation time at low frequencies and this is only to be expected, as no sound absorbing treatments have been used. The volume contained under the canopy has been calculated as 23,000 m^3 for which size the suggested reverberation time for an auditorium suitable for speech and music is about 1.6 to 1.8 s. Some uniform well-modulated decays of 30 and 40 db, which were as good as any obtained in an enclosed hall, were recorded, but many were not uniform. Most showed a double slope, the first 10 db (120 ms) or so being rapid. It is possible that this form of decay plays an important part in characterising the sound heard at the Bowl, where the subjective impression is one of adequate reverberation together with good definition.

From the opening night the acoustical quality of the Bowl and its sound reinforcement system have been accepted as very satisfactory. The opening concerts took place

before 30,000 people who were keenly enthusiastic about the results. The music critics were very pleased with the acoustics. One said "The largest audience I have ever seen at a symphony concert listened to what was by far the finest example of outdoor amplified music yet heard in Melbourne. There was an element of magic about the experience of walking on the outskirts of the audience and hearing in every detail the transparent orchestration of the music from Bizet's "Carmen" and then looking down into the luminous vastness of the Bowl to find that this astonishingly clear sound came from an ant-sized orchestra in the distance. This is clearly a notable (and rare) achievement in acoustic design". Another said, "We took our place for the first half in the very front row. After interval we went out and enjoyed the music stretched out comfortably on the grass. Acoustics seemed even better out here. We came away convinced that last night was certainly a night to remember, and that the Sidney Myer Music Bowl is going to be a terrific asset to this city". The conductor, Mr. WALLENSTEIN, said "Melbourne and Australia should be very proud of the Sidney Myer Music Bowl. It is beautiful and acoustically perfect. I enjoyed conducting here". Subsequent use of the Bowl for public meetings, music and opera shows that satisfies the requirements by providing for audiences of up to 65,000 people, the largest audience to date.

Details of the acoustic measurements made at the Bowl are given in a paper which has been published in *Acustica*.[1]

REFERENCE

1. R. W. MUNCEY AND A. F. B. NICKSON, *Acustica*, 10 (1960) 60.

Akustik Stuttgarter Kirchen

W. ZELLER

Stuttgart und Essen (Deutschland)

Der Kirchenbau hat in der Nachkriegzeit u.a. in Westdeutschland eine grosse Rolle gespielt, sowohl wegen zahlreicher Kriegszerstörungen als auch wegen des starken Flüchtlingszuzuges.

Dass die raumakustische Gestaltung von Kirchen eigene, oft beträchtliche Schwierigkeiten bietet, ist bekannt, Sie sind im wesentlichen begründet in den unterschiedlichen Anforderungen für Sprach- und Musikdarbietungen und in der Abhängigkeit der Nachhallzeit von dem Grad der Besetzung, da ja Polsterstühle hier kaum in Betracht kommen.

Wenn die Nachhallzeit das allein bestimmende Kriterium für die Akustik wäre,

bliebe nichts anderes übrig, als bei der Wahl der Nachhallzeit einen Kompromiss zu suchen, mit dem aber eben dann keine der Anforderungen voll befriedigt werden kann.

Nachdem wir seit etwa 10 Jahren mehr und mehr wissen, dass neben der Nachhallzeit Diffusität und Deutlichkeit stark mitbestimmend sind, ist die Akustikgestaltung gerade auch im Kirchenbau zu einer interessanten Aufgabe geworden. Es ergibt sich die Möglichkeit, mit Hilfe der hinzugekommenen Bestimmungsstücke die Nachhallzeit so lang zu halten, dass der Kirchenraum nicht nur an Feierlichkeit gewinnt, sondern auch erhöhten musikalischen Anforderungen genügt, ohne dass die Sprachverständlichkeit Not leidet.

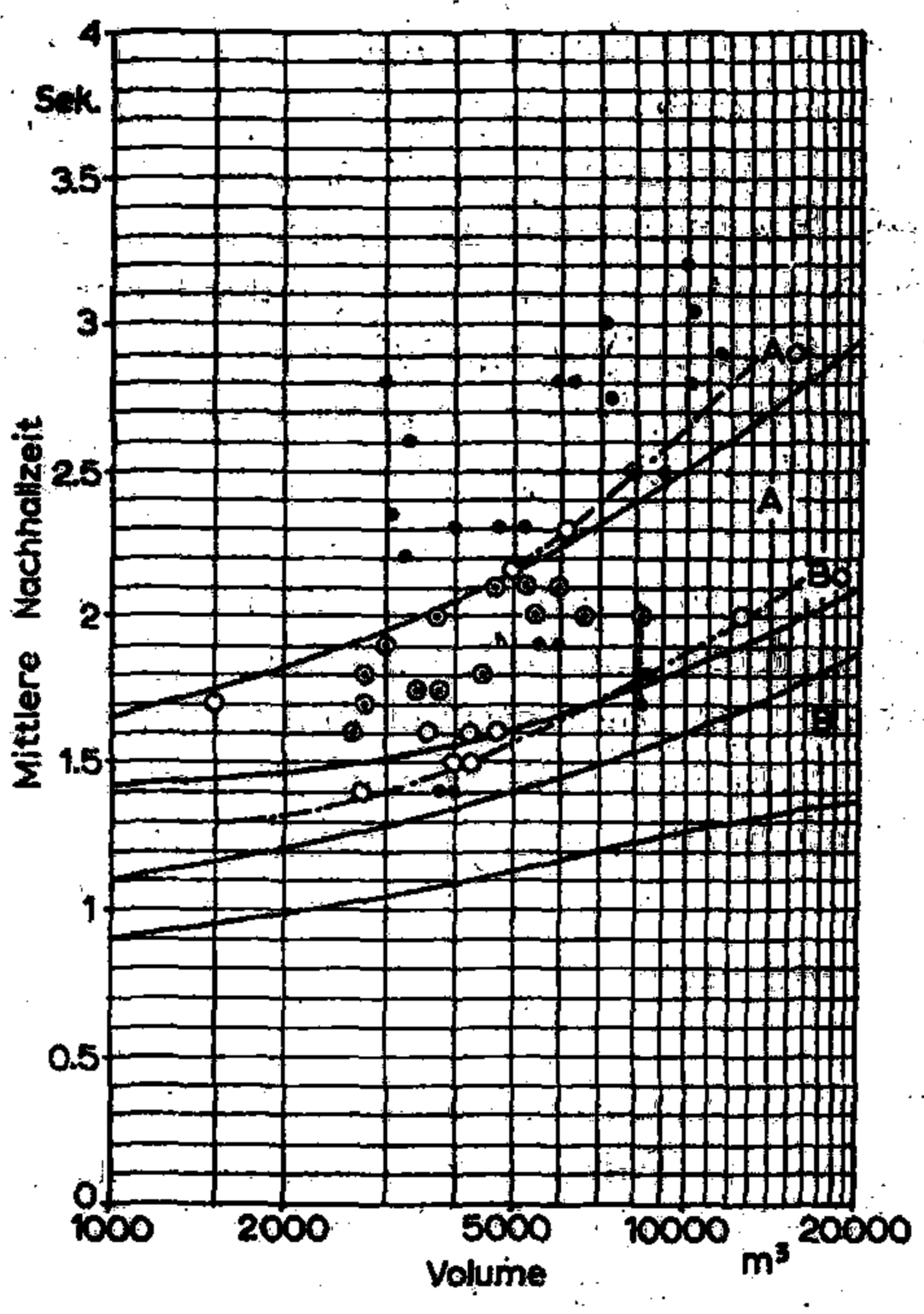


Abb. 1. Mittlere Nachhallzeiten (um 500 Hz) von Kirchen in Abhängigkeit vom Volumen im besetzten Zustand.
Die Akustik wird subjektiv beurteilt für die Punkte: als nicht ausreichend.
Kreise: als befriedigend.
Kreise mit Punkt: als gut.
Die Bänder *A* und *B* fassen die oberen bzw. unteren Grenzen zusammen, zwischen denen die in der Literatur bei Kirchen für optimal gehaltenen Nachhallzeiten liegen. Bei befriedigend gelöster Räumlichkeit ergeben sich die Kurven A_0 und B_0 als Grenzen für die optimale Nachhallzeit.

Seit Kriegsende haben wir die Akustik von nahezu 100 Kirchen bearbeitet, von denen auf den Raum Stuttgart und Umgebung etwa 20% entfallen. Dabei haben wir in den letzten 5 bis 8 Jahren wo immer vertretbar systematisch versucht, die Nachhallzeiten zu steigern. Wenn ich mich bei meinen Darlegungen hier auf Stuttgarter Kirchen (im weiteren Sinne) beschränke, so ist diese Auswahl an sich natürlich willkürlich. Da eine Beschränkung schon wegen der Kürze der Vortragszeit notwendig ist, mag es gerade auch bei einem so weltweiten Kongress vielleicht reizvoll sein, den Raum der Kongressstadt zu bevorzugen.

ZUR OPTIMALEN NACHHALLZEIT VON KIRCHEN

In Abb. 1 sind die mittleren Nachhallzeiten einer grösseren Zahl von Kirchen in Abhängigkeit vom Volumen eingetragen und zwar für den besetzten Zustand. Gemessen wurde stets im leeren Raum; das Ergebnis ist dann auf den besetzten Zustand umgerechnet worden mit der Absorptionsgradreihe 0,15 .... 0,25 .... 0,35 .... 0,38 ...

0,38 . . . . 0,35 bezogen auf die Anzahl der vorgesehenen Plätze. In das Diagramm ist stets nur die Nachhallzeit bei etwa 500 Hz eingetragen. Weggelassen sind Räume allzu kleinen Volumens, sowie solche mit extrem langen und extrem kurzen Nachhallzeiten, auf die es in unserem Zusammenhang nicht ankommt.

Die beiden Bänder *A* und *B* stellen die in der Literatur zur Verfügung stehenden Angaben für die obere und die untere Grenze der Nachhallzeiten dar, die bei Kirchen im besetzten Zustand für optimal gehalten werden. Man erkennt, dass die guten Räume, bei deren Gestaltung nach Möglichkeit auf gute räumliche Verhältnisse ausgegangen worden ist, zwischen den Kurven A_0 und B_0 liegen. Die wenigen unbefriedigenden Fälle in diesem Bereich lassen sich leicht aus der Räumlichkeit erklären: grosse ungegliederte, möglichst noch parallele Flächen, wie überhaupt Mangel an Gliederung. Die Nachhallzeit erscheint unter so ungünstigen Verhältnissen zu lang; sie wäre aber offensichtlich in Räumen mit besseren Schallfeldverhältnissen in Ordnung.

Man kann also feststellen, dass längere Nachhallzeiten als bisher üblich ohne weiteres möglich sind, wenn gute räumliche Verhältnisse vorliegen. Leider kommt es nicht selten vor, dass aus irgendwelchen Gründen, die wir hier als zwingend voraussetzen wollen, bestimmte akustisch ungünstige Raumformen im grossen oder im einzelnen unabänderlich sind, mit denen man sich dann bei der Bearbeitung auseinanderzusetzen hat.

Sind die räumlichen Voraussetzungen günstig, so glauben wir, dass man mit den Nachhallzeiten an die obere Grenze A_0 gehen kann und soll; bei weniger günstigen Voraussetzungen wird man mehr oder weniger darunter bleiben und vielleicht sich sogar an die untere Grenze B_0 halten. Aber auch in diesen Fällen muss alles geschehen, um etwaige grundsätzliche Mängel der Räumlichkeit so weit wie möglich zu mildern.

KIRCHEN ALS BEISPIELE

(1) *Stiftskirche*, eine auch für Konzerte viel benutzte Kirche im Stuttgarter Stadtzentrum.

Für die Wiederherstellung wurde kategorisch das Tonnengewölbe verlangt, das bei einer Rabitz-Ausführung die Katastrophe gesichert hätte. Wir haben eine akustisch weitgehend transparente Decke in Holz vorgeschlagen, hinter der konvex-zylindrische Formen aus Putz auf Schilfrohrplatten mit Abmessungen von 1 m und 2 m Sekantenlänge angeordnet wurden.

An einigen nach geometrischen Gesichtspunkten gewählten Stellen haben wir noch ein paar Dämpfungsflächen aus in Nessel gepackten Mineralwolleplatten zwischen Decke und perforierter Sichtdecke eingebracht.

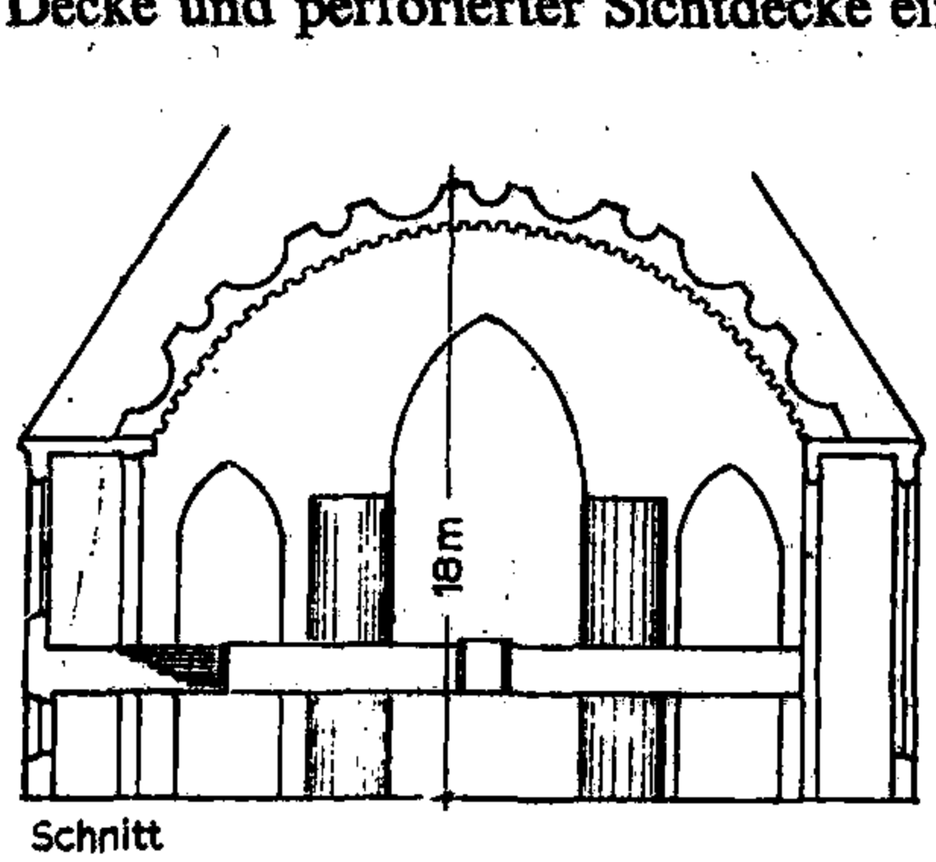


Abb. 2. Stiftskirche. 12.750 m³; 1250 Plätze. Querschnitt. Ausbildung der Deckentonne.

Die Nachhallzeit wurde vorsichtig gewählt, und zwar auf der unteren Grenzkurve.

Das Ergebnis darf man zusammenfassend als befriedigend bezeichnen; die Sprachverständlichkeit ist im ganzen Raum gut; die Kirchenmusikkritiker klagen gelegentlich über eine zu stumpfe Chorakustik, dies aber regelmässig dann wenn die Kirche zu Konzerten fast unverantwortlich bis zu 60% überbesetzt wird. Die für den bezetzten Raum zugrundegelegte Nachhallzeit von 2,0 s. wird dann unterschritten. Trotzdem wird die Kirche für kirchenmusikalische Darbietungen bevorzugt; man wird also den Einwand nicht besonders ernst nehmen können und unter den gegebenen Voraussetzungen mit dem Zwang zur Verwirklichung des Tonnengewölbes zufrieden sein dürfen

(2) *Christuskirche* in Sindelfingen (Abb. 3). Die räumlichen Verhältnisse sind hier günstig: Fünfeck-Grundriss, zwei Wände mit wandtiefen Fensternischen in akustisch sinnvollen Dimensionen, wenn auch eine gewisse Regelmässigkeit nicht zu umgehen war, stark gefaltete Holzdecke mit unregelmässigen, knapp bemessenen Dämpfungseinlagen.

Die Nachhallzeit, konnte hier unbedenklich nahe an die obere Grenzkurve gelegt werden. Das Ergebnis ist ohne Einschränkung gut.

(3) *Rosenbergkirche* in Stuttgart (Abb. 4). Die Kirche musste auf einem sehr langen engen Raum gebaut werden. Ihre Formen enthalten ungefähr alle nur möglichen Fehler: Parabel-Grundriss mit konkaver Altarrückwand, einen überhöhten Raum über dem Altar, ein Dach in Spannbetonschalen, das nur noch hingenommen werden konnte, weil die Krümmungsradien als klein genug angesehen werden durften, Ablehnung eines Kanzelreflektors.

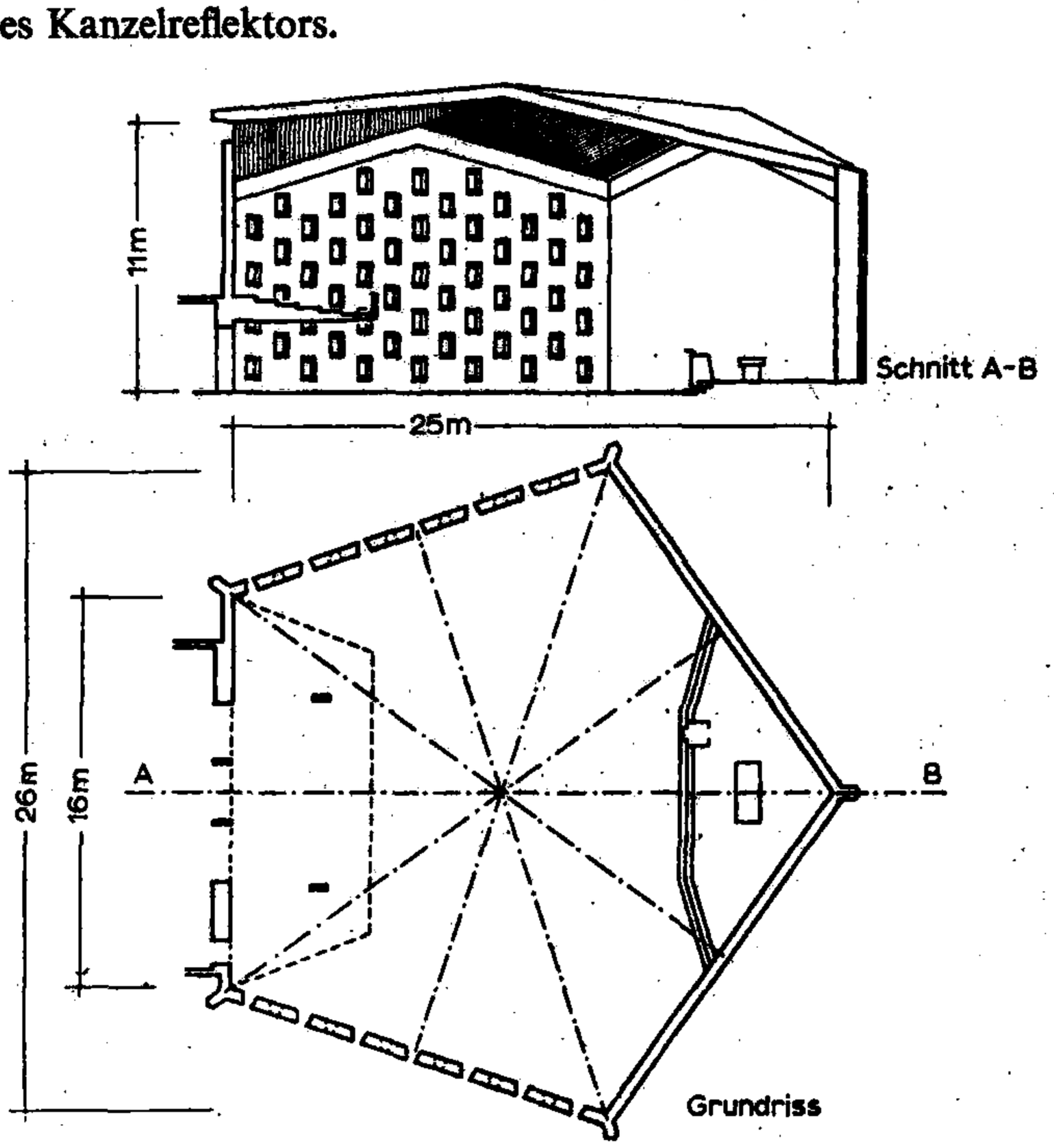


Abb. 3. Christuskirche, Sindelfingen. 5100 m²; 450 Plätze.

Die Altarrückwand erhielt unregelmässig verteilte, stark hervortretende Absorptionsflächen hinter weitgehend perforierten Steinabdeckungen. An den Wänden sind mit Holzstäben abgedeckte Absorptionsflächen vorgesehen worden, wobei die Schlitze mit willkürlich abnehmbaren Klebestreifen verschlossen waren, wodurch aus der

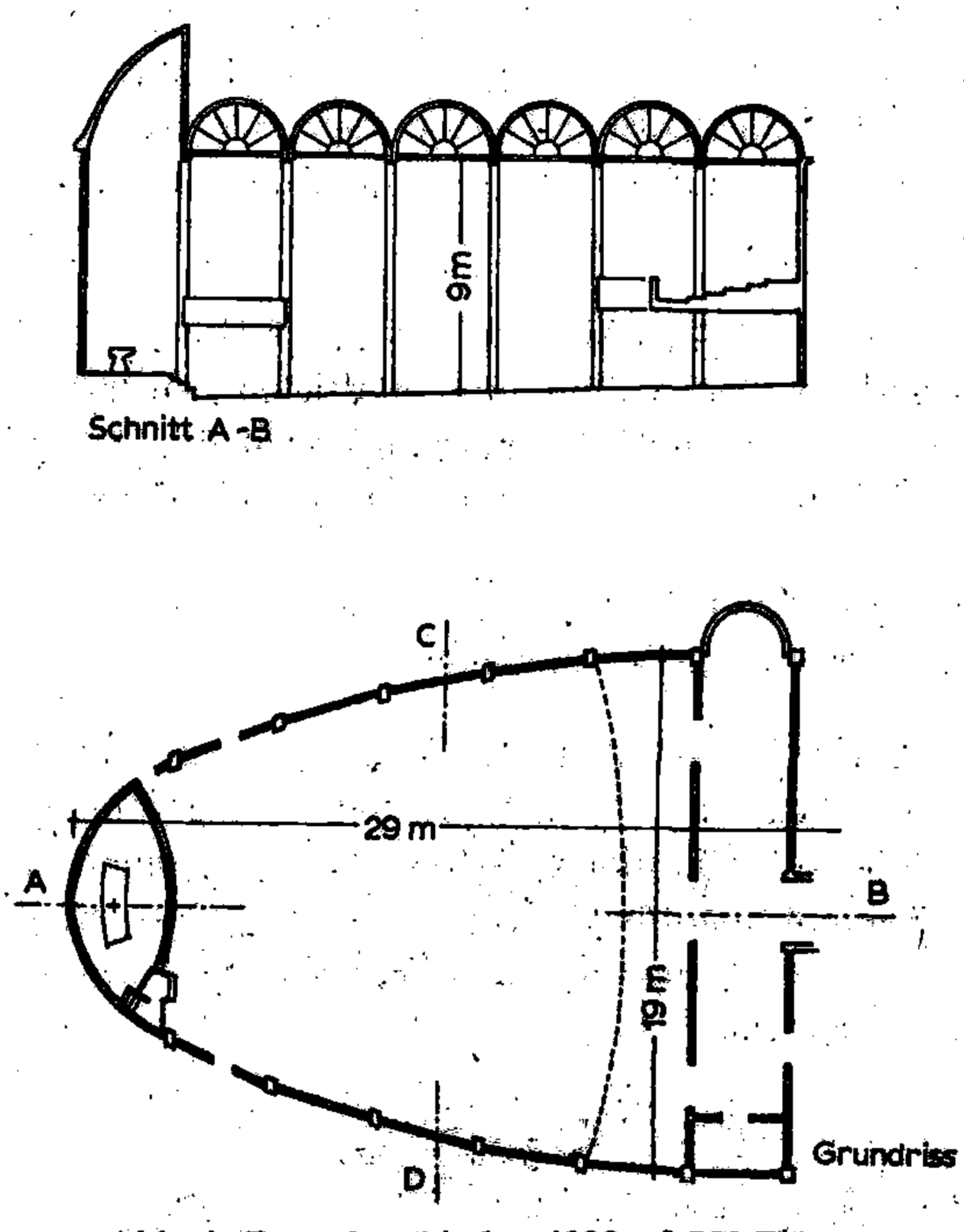


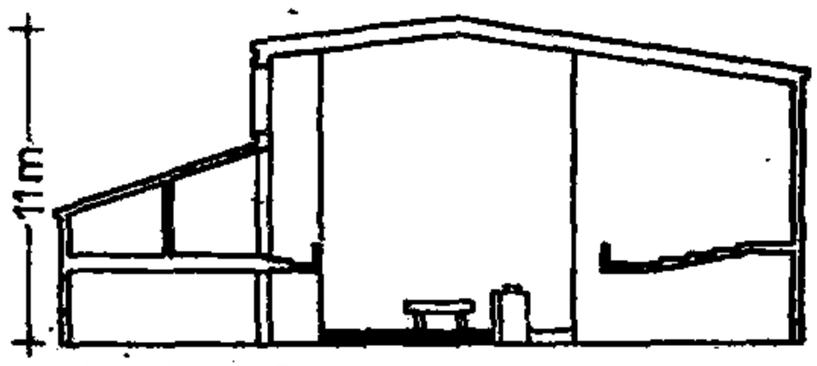
Abb. 4. Rosenbergkirche. 4000 m³ 750 Plätze.

Gebrauchserfahrung noch eine gewisse Änderung der Nachhallzeit möglich wurde. Wir hielten es für ratsam, hier mit der Nachhallzeit wiederum an die untere Grenze zu gehen, obwohl der für Kirchen noch ungewöhnliche Vorschlag, die Sitzreihen nach hinten ansteigen zu lassen, angenommen wurde.

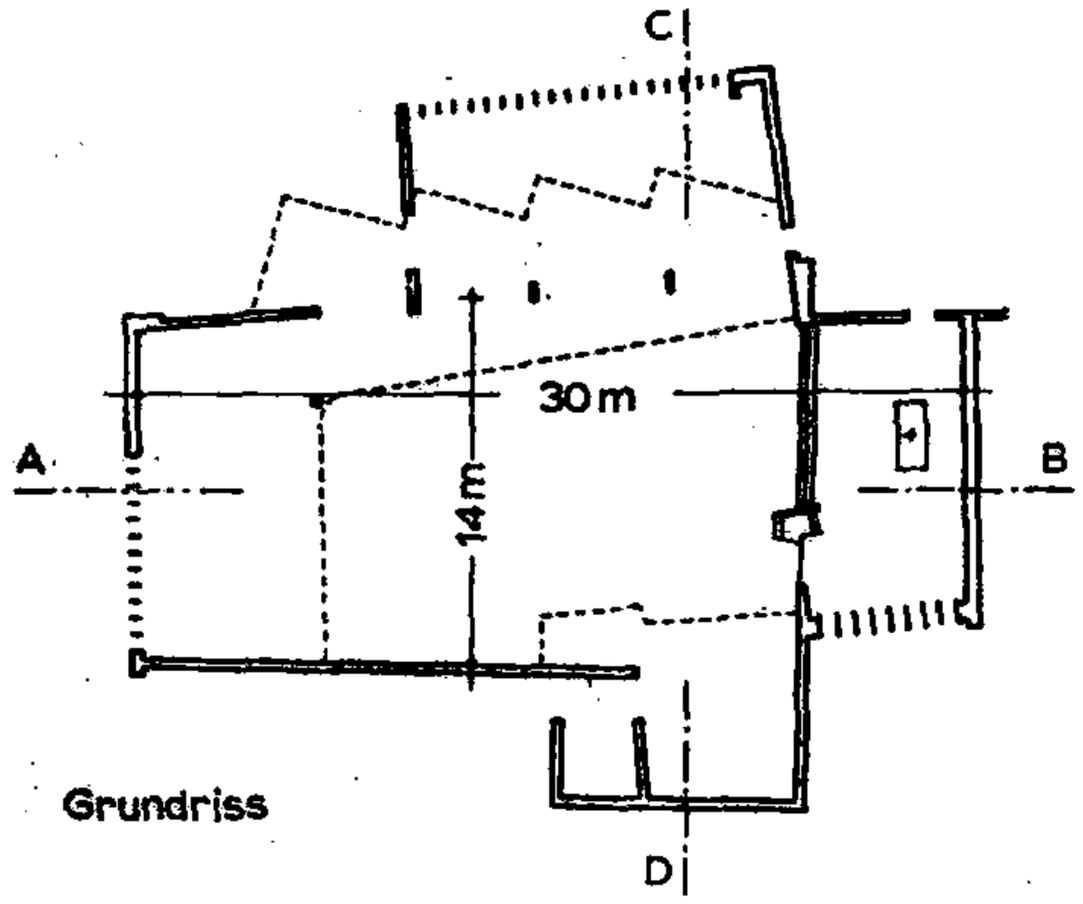
Das Gesamtergebnis ist mindestens befriedigend. Musikkritiker bezeichnen die Akustik als gut.

(4) *Gedächtniskirche* in Stuttgart, (Abb. 5), eine Konzeption, die in den Formen die akustischen Bedürfnisse fast ideal verwirklicht hat: keine Parallelflächen, Gliederungen aller Abmessungen, Holzdecke mit wenigen Dämpfungsfeldern, die nur im Blick nach hinten als leichte Schatten kenntlich sind.

Die Nachhallzeit liegt etwa in der Mitte des abgeleiteten Optimalbereiches; sie hätte nach unserer Auffassung vom Ergebnis her subjektiv beurteilt ohne Weiteres auch noch um 2 oder sogar 3 Zehntel-Sekunden länger sein dürften. Von Seiten der Musikkritik wurde auch bei dicht gefüllter Kirche von einem "feinhörigen Gotteshaus" gesprochen. Eine andere Kritik vermerkte: "Der intime Charakter der neuen Gedächtniskirche ist auch in der Klangwirkung vorzüglich getroffen. Singstimmen und Instrumente sprechen unmittelbar an".



Schnitt C-D



Grundriss

Abb. 5. Gedächtniskirche. 4900 m³; 680 Plätze.

SCHLUSSBEMERKUNG

Dieses Ergebnis lässt erkennen, dass die Wahl der Nachhallzeit bei akustisch guten Raumverhältnissen in ihrer Bedeutung zurücktritt. Auch scheinbar fast zu kurze Nachhallzeiten brauchen in solchen Fällen die akustische Qualität des Raumes nicht nachteilig zu beeinflussen.

Erfahrungen dieser Art, die sich noch durch viele weitere Beispiele belegen liessen, zeigen, dass die akustische Hauptarbeit, nicht nur im Kirchenbau, ganz am Anfang der Planung liegen muss und dass die zu wählende Nachhallzeit erst festgelegt wird, wenn die Räumlichkeit im ganzen und im einzelnen erarbeitet ist. Je besser die akustische Planung aus dem Verständnis der architektonischen Planung lebt, desto sicherer wird ohne schwierige Auseinandersetzungen ein harmonisches Ziel erreicht. Die heutige Architektur ist, wenn die Zeichen nicht trügen, wieder auf einem Weg, auf dem die Vielfalt der Formen und das Ornament nicht mehr gescheut werden. Diese Wendung dürfen wir vielleicht zu einem Teil auch auf eine Beeinflussung vom akustischen her zurückführen. Der scheinbare Widerspruch zwischen Architektur und Akustik ist im Schwinden. Raumakustik ist missverstanden, wenn man sie als Sondergebiet des technischen Ausbaues ansieht; sie ist aber auch missverstanden, wenn man meint, sie könne ihr Ziel rein vom physikalisch-technischen Gutachterstandpunkt aus erreichen.

Acoustics of Schoolrooms

J. TOLK AND V. M. A. PEUTZ

Audiological Laboratory of the R.C. University of Nijmegen (The Netherlands)

The authors measured intelligibility in 9 rooms with homogeneous density of reverberation sound, with volumes ranging from 160 to 13,000 m³ and reverberation times ranging from 0.75 to 3.4 s. It was found that the intelligibility loss due to reverberation is constant in by far the larger part of a room. For that part it is indicated by

$$\text{A.I.L.} = 0.35\, T^{\frac{1}{2}} \tag{1}$$

where A.I.L. is the articulation index loss and T the reverberation time in seconds for 1000 c/s. (See Fig. 1.)

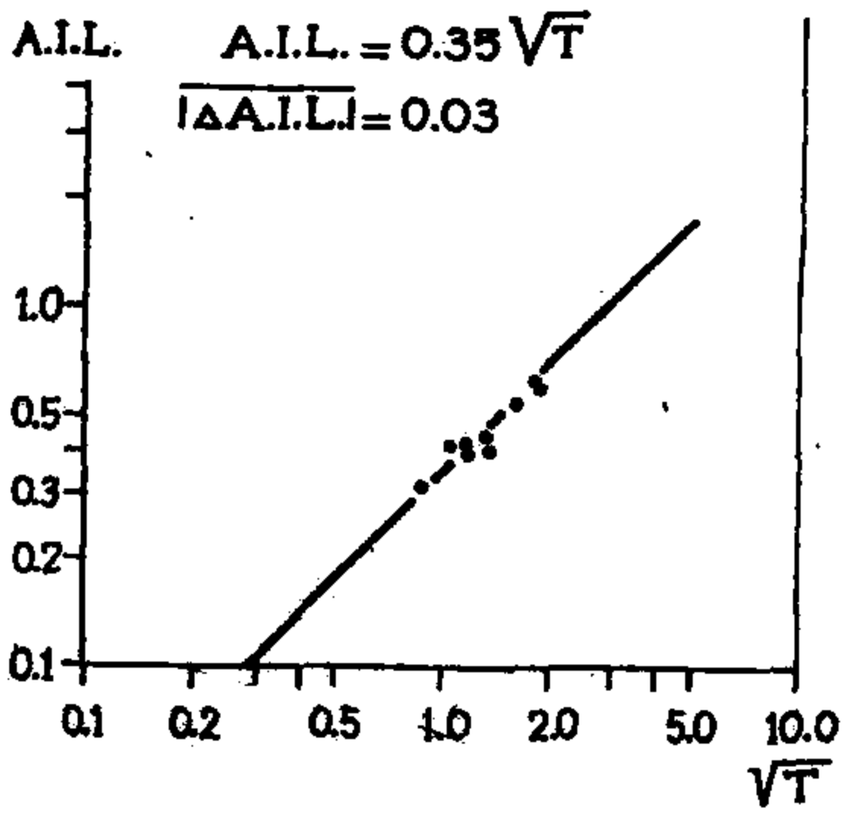


Fig. 1. Maximum articulation index loss *vs* square root of reverberation time in 9 different rooms.

This formula is valid for distances to the speaker larger than

$$D_m = \frac{1}{5}\left(\frac{V}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2}$$

where D_m is measured in m and V, the volume of the room, in m³. For distances smaller than D_m the formula

$$\text{A.I.L.} = 2.2\,\frac{DT}{V^{\frac{1}{2}}} \tag{3}$$

is valid, where D is the distance to the speaker in m. Formula (2) is in agreement with findings of MAXFIELD AND ALBERSHEIM[1], that intelligibility loss due to reverberation is a power function of $\left(\frac{I_{\text{rev}}}{I_{\text{dir}}} \cdot T\right)$, where I_{rev} is the intensity of reverberation sound and I_{dir} the intensity of direct sound.

In the area where formula (1) applies, the direct sound is totally drowned in the reverberation sound. A simple computation reveals that this is the case when the level

of the direct sound is 10 db or more below that of the reverberation sound. The factor of 10 db equals that occurring in the results of HAAS[2] and of others.

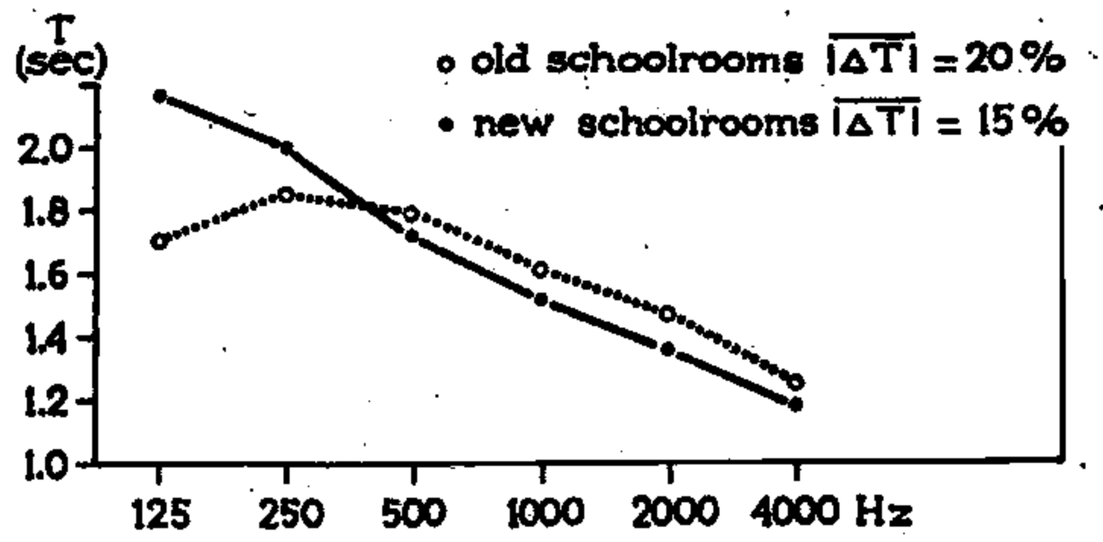


Fig. 2. Average reverberation times *vs* centre frequencies of octave bands for 50 schoolrooms.

In 50 rooms of 18 elementary schools chosen at random, the reverberation time was measured as a function of frequency. This was done by analysing the decaying sound field of a pistolshot in octave bands. (See Fig. 2.) Old schoolrooms are those dating from before 1940, their average volume being 220 m³. New schoolrooms are those built after 1945, their average volume being 180 m³. The average value for the reverberation time around 1000 c/s is 1.55 s, the average overall volume is 200 m³.

When correcting for the presence of children (using a correction measured by the authors, which correction appears to be independent of the number of children present) it is found, that the reverberation time at 1000 c/s for a occupied classroom is 1.2 s on the average, with maximum deviation of ± 0.2 s. Therefore the average articulation index loss in a classroom is 40 percent, with maximum deviation of ± 4 percent (formula (1)), and the minimum distance to the speaker for which this percentage is valid is 2,5 m (formula (2)).

These results concern binaural hearing. For monaural listening the articulation index loss in the major part of the room due to reverberation is $0.40\,T^{\frac{1}{2}}$, so that for the average schoolroom this articulation index loss is 45 percent. When monaural listening takes place via a microphone, the articulation index loss in the average schoolroom amounts to 40 percent.

If listening via a microphone is combined with a high- or low-tone deafness, as simulated by the authors by means of high-pass or low-pass filtering, the articulation index due to this selective deafness is reduced to about $\frac{1}{2}$ of its value by the reverberation in the average classroom. The articulation index loss for listening through a modern hearing-aid was measured to amount to maximum 20 percent in the average classroom.

A second type of disturbance occuring in a schoolroom is background noise. Measurements revealed that in a quiet classroom the classroom noise is on the average 40 phons, with a rising spectrum up to 600 c/s and flat from there on. The accompanying extraneous noise originates mostly from street traffic. Its level has a strongly fluctuating character. In one school the level of the extraneous noise was found to be over 65 phons for 1/5 of the time interval in which measurements were carried out. During 1/10 of the tome interval it was below the classroom noise level.

Values not exceeding 20-30 db were found for the insulation between 2 adjoining classrooms. This is caused by the passing of sound through the communicating doors and by way of the corridors.

REFERENCES

1. J. P. MAXFIELD AND W. J. ALBERTSHEIM, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 71.
2. H. HAAS, *Acustica*, 1 (1951) 49.

Acoustics of Television Studios

T. SOMERVILLE

Research Department, British Broadcasting Corporation, London (Great Britain)

INTRODUCTION

Regular television broadcasting has now been in operation in Britain since 1936, with the exception of the war period between 1939 and 1945. There has therefore been ample time to accumulate much experience about the acoustics of television studios, so that in the design of new studios it is possible to specify with reasonable accuracy the reverberation time required. In this paper BBC experience is discussed in the hope that it may be of assistance to other organisations.

STUDIO TECHNIQUES IN TELEVISION

Before considering the acoustics of television studios it is important to realise that there are differences in techniques compared with those adopted in sound studios. In most television productions in Britain it is considered to be undesirable for the microphones to be visible, and they are usually more distant from the performers than in a sound production. It is also frequently impossible to place the microphones in the best position acoustically because of scenery and the need for the movement of cameras. For these reasons televison studios are made less reverberant than sound studios of comparable volume to avoid the unpleasant colourations which would otherwise be heard. Experience has shown that, contrary to general opinion, the scenery on a television set has little effect on its acoustic properties, apart from that of reflections at high frequencies. Sets tend to be constructed of thin plywood and canvas on wooden frames, so providing little absorption compared with the absorption of the large wall and ceiling areas of most telecision studios. In these circumstances the reflection of high frequencies by scenery near the microphones can often produce unpleasant accentuation of these frequencies.

Because microphones are rather distant from the source of sound, difficulties arise due to unwanted noise from surrounding activities such as scene shifting parties and because of the decreased ratio of signal to noise as sompared with sound studios. This

has led to the almost universal use of directional microphones, the cardioid diagram being the most favoured pattern.

ACOUSTIC REQUIREMENTS FOR TELEVISION STUDIOS

Drama

For television purposes drama studios should have little reverberation. In these conditions reflections from scenery can sometimes be troublesome and where a cyclorama is employed it is advisable to design it to be non-reflecting for sound.

Light entertainment

Light entertainment covers programmes in which there is a mixture of speech and music of a light nature. The studios therefore should be reverberant enough to give a reasonable result on music without being so reverberant that difficulties are caused with speech and with dance bands.

Orchestral studios

There is no doubt that to obtain the best orchestral quality it is essential to use studios with the acoustic characteristics employed in the Sound Service. If this is not done the musicians are inconvenienced by the lack of reverberation. Even if from the listeners' point of view matters are improved by the addition of artificial reverberation, the performance still tends to be inferior to the result in a good studio. So far the BBC has not built an orchestral studio exclusively for television. Orchestral sound studios are occasionally used for television performances, frequently in co-operation with the Sound Service.

Talks and presentation

For talks and presentation smaller studios which can accommodate one or two cameras and several individuals are employed. The acoustic properties are similar to those required for drama in that the reverberation time must be kept short. The requirements in general are very similar to those for talks studios in sound.

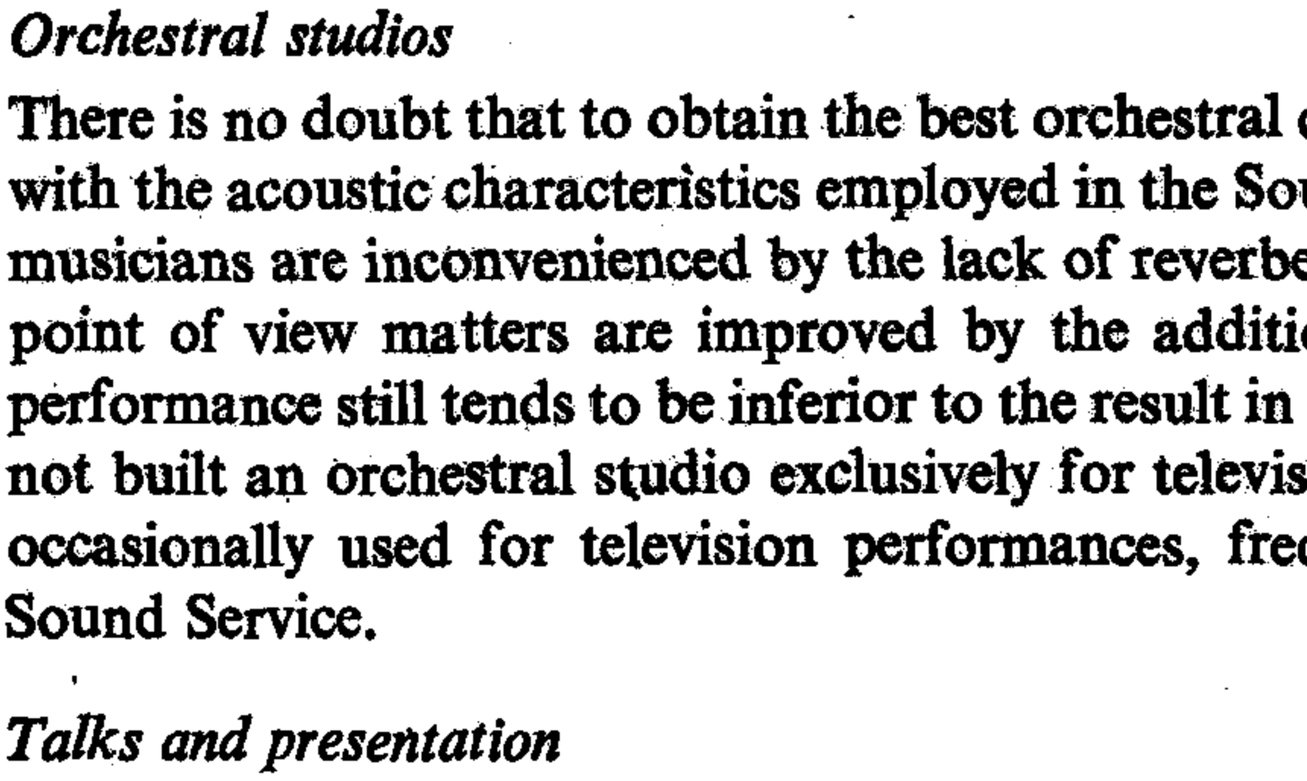


Fig. 1. Optimum reverberation time of sound and television studios.

Optimum reverberation time

As a result of experience for a number of years it has now been possible to produce data on the optimum reverberation times for television studios. This is shown in

Fig. 1 on which is also plotted the optimum reverberation time curve for sound studios; the difference is very marked.

ALEXANDRA PALACE

The Television Service began with two studios at Alexandra Palace. Both of these were originally treated on the upper parts of the walls with Heraklith board as the only acoustic treatment, a method which had been used in some cinema sound stages. Subsequently, however, the lower parts of the walls were sprayed with asbestos. These studios proved to be much too reverberant for their volume. For example, Studio A has a mean reverberation time of 0.75 s in a volume of 60,000 ft³ (1,700 m³).

LIME GROVE

After the war the BBC began to extend the Television Service to all parts of the country and this, together with the increase in programme time, required the acquisition of more and larger studio premises. As the need was urgent and building presented great difficulties at that time, a large building was purchased from the Rank Organisation. This contained studios which had been previously used by the cinema industry. All these studios had similar acoustic treatment. The whole of the internal surfaces except the floor were covered with 4 in. (10 cm) of rockwool mounted on battens on a 3 in. (7.6 cm) breeze block lining spaced 9 in (22.8 cm) from the structural walls. This is shown in Fig. 2. This construction gives efficient absorption except at low frequencies so that all the reverberation characteristics sloped down from low frequencies to high.

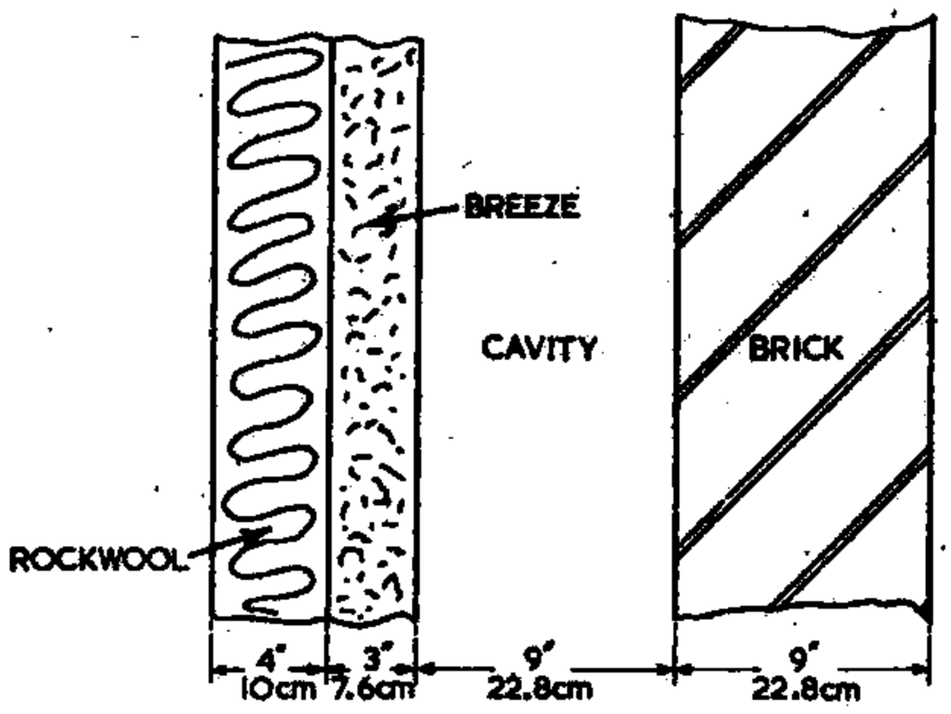


Fig. 2. Lime Grove sound insulation.

At first no alterations were made to the acoustic treatment of these studios although it was realised that some changes might be necessary at a later date. This policy was adopted for two reasons: first, because alterations would have delayed the date at which the studios could be brought into service and secondly, because it was thought advisable to gain experience before making changes. The studios were found to be reasonably suitable for dramatic purposes but were not satisfactory for any type of performance in which music was involved. They were entirely unsatisfactory for orchestral performances.

When experience had been gained a programme of alterations to these studios was commenced. They were altered one at a time and the method adopted in every case was designed to reduce the reverberation time at low frequencies and increase it at

high frequencies, the aim being as far as possible to obtain a level characteristic of the desired mean reverberation time.

The rockwool treatment in these studios consisted of 4 in. (10 cm) rockwool made up of two blankets 2 in. (5 cm) thick. The alterations consisted of removing in certain areas the outer layer of rockwool and replacing it by plasterboard. The hard surface of the plasterboard decreased the high frequency absorption and the action of the plasterboard as a panel absorber increased the absorption at low frequencies. In those studios intended for drama and schools broadcasting very little of this alteration was necessary but in the largest studio employed for light entertainment considerable areas were altered in this way. The results are shown in Table I.

TABLE I

Studio	*Purpose*	*Volume* [ft^3]	*Volume* [m^3]	*Approx. Mean Reverberation Time*
D	Drama	134.000	3.800	0.65 s
E	Children's Hour and chamber music	139.000	3.900	0.66 s
G	Light entertainment	192.000	5,400	0.7 s
H	Children's Hour	102.000	2,900	0.6 s
P	Presentation	5,800	163	0.35 s

The presentation studio P did not exist in the original studios and was specially constructed for the purpose. It is heavily treated with absorbent material on walls and ceiling to obtain a very low reverberation time. Fig. 3 shows the reverberation curves for Studio E before and after alteration.

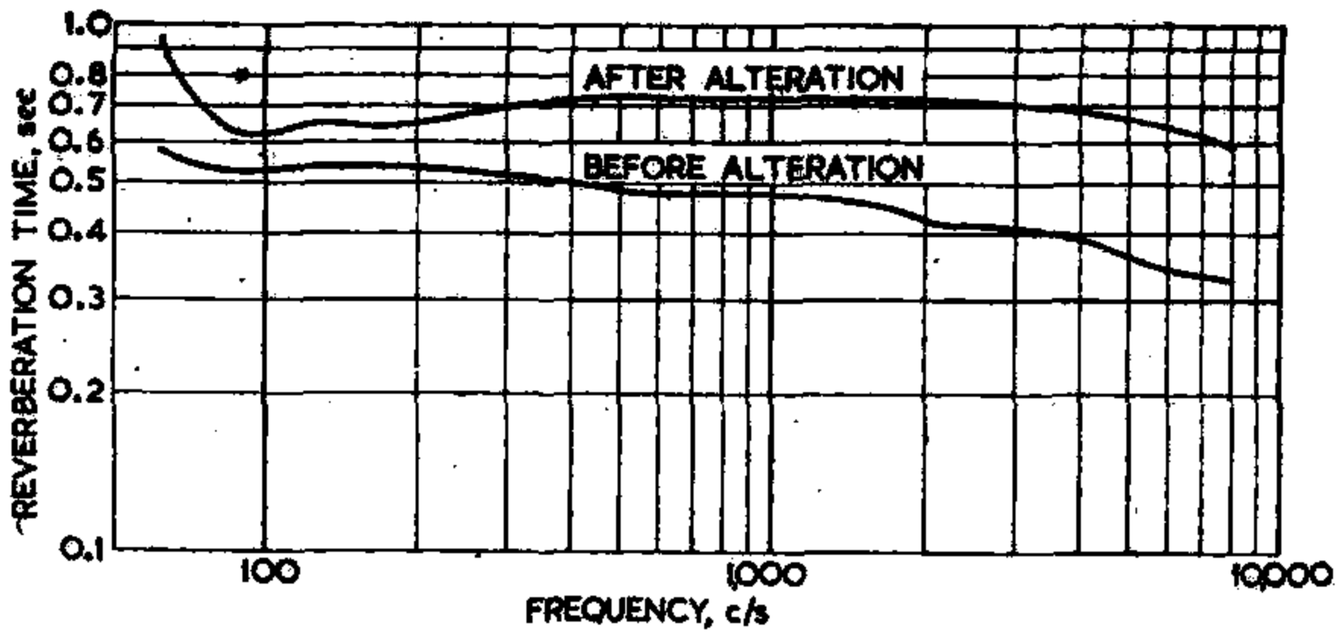


Fig. 3. Reverberation characteristics Lime Grove Studio E.

ACKNOWLEDGMENT

This paper is presented by kind permission of the Director of Engineering of the British Broadcasting Corporation.

Über die Akustik des griechischen Theaters

B. PAPATHANASSOPOULOS

Laboratorium für Schall- und Wärmetechnik, Technische Hochschule, Athen (Griechenland)

Bei der Arbeit unter obigem Titel handelt es sich um eine theoretische Untersuchung des Problems der Akustik des antiken griechischen Theaters. Es wurde an Hand der Gesetze der Verbreitung, Reflexion und Stärke des Schalles und des psychisch-physischen Weber-Fechner-Gesetzes einerseits, sowie andererseits durch den isophonischen Kreis, der die menschliche Stimme betrifft, gezeigt, dass die für das Bauproblem des alten Theaters gegebene Lösung vom geometrischen Standpunkt aus den akustischen Erfordernissen vollkommen entsprach.

DIE BAUTEILE DES THEATERS

Das Theater bestand aus nachstehenden Teilen:

(1) Orchestra, einer horizontalen Kreisfläche mit einem Durchmesser von 0,25 bis 0,35 des Durchmessers des ganzen Theaters. Auf der Orchestra stand der Chor.

(2) Amphitheater mit den Sitzplätzen für das Publikum, von der Form eines umgekehrten Halbkegels mit einer Führungsgerade mit einer Neigung 4 : 7. Die Sitzplätze lagen auf Kreisen, die konzentrisch mit dem Orchestra-Kreis verliefen und treppenartig nach oben stiegen.

(3) Bühnenhaus, meistens ein zweistöckiges Gebäude, gegenüber dem Amphitheater.

(4) Proszenium vor dem Bühnenhaus, auf dem die Schauspieler standen. Dieses Proszenium war der einzige aus Holz bestehende Bauteil des griechischen Theaters.

DIE SCHALLAUSBREITUNG

Die im Raum des Theaters stattfindenden Schallreflexionen wurden untersucht (Reflexion auf dem Orchestraboden und Reflexion auf der Bühnenmauer), und zwar zuerst die des Chores, wenn sich die Schallquellen auf der Orchestra befanden, und dann die des Schauspielers, wenn sich die Schallquelle auf dem Proszenium befand. Dabei wurde nachgewiesen, dass in beiden obengenannten Fällen die Schallverbreitung ausreichend war, d.h. auch für den Chor ohne jeden akustischen Fehler, solange dieser sich zwischen Proszenium und Mittelpunkt der Orchestra befand.

DIE SCHALLSTÄRKE

Auf den Zuhörer im Amphitheater trifft der Schall des Chores und der Schauspieler. Die dabei herrschende Schallstärke in den beiden oben erwähnten Fällen setzt sich aus der Schallstärke des direkten sowie des indirekten Schalles (Reflexion auf dem Orchestraboden und Reflexion auf der Bühnenmauer) zusammen. Abb. 1. Durch

die Auswertung der diesbezüglichen Gleichungen stellt sich unter anderem heraus:

1. dass der Chor (24 Personen) in einem Abstand bis 75 m von der Bühnenmauer mit einer Schallstärke von 40 Phon gehört wurde (Schallquellen-Stärke 60 Phon). Diese Schallstärke entspricht einem Verständlichkeitskoeffizient von 85 Prozent.

2. dass für den Schauspieler, vorausgesetzt, dass er die Sprechrichtung in der Längsachse des Theaters beibehält, mittels des isophonischen Grundkreises ($l = 30$ m) die Schallstärke nach den verschiedenen Richtungen bestimmt werden kann (Abb. 2). Durch Erweiterung der isophonischen Kreise von der Ebene aus in den Raum kommen wir zu den isophonischen Kugeln. Abb. 3

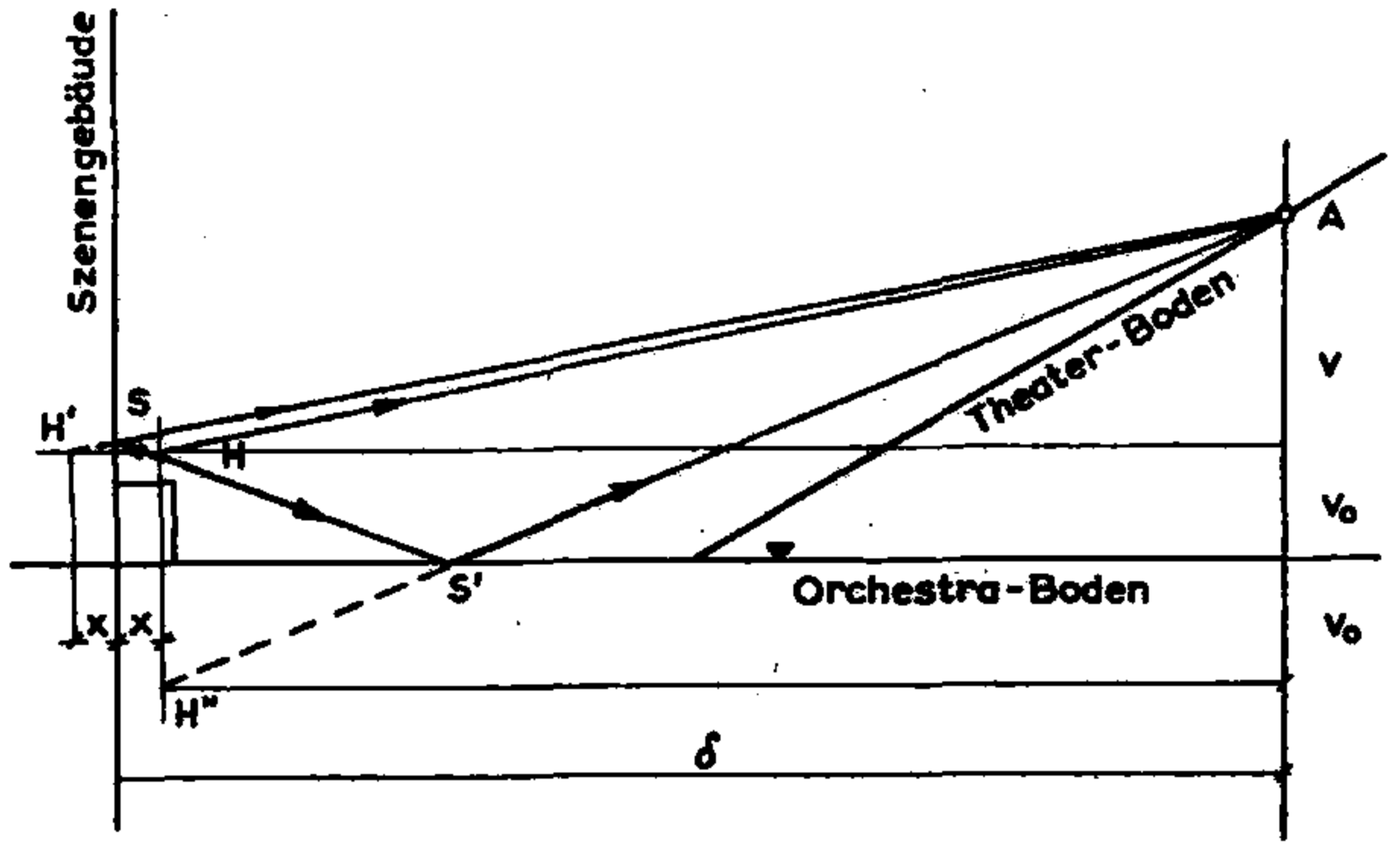


Abb. 1. Schallausbreitung im antiken Theater. (Schauspieler als Schallquelle).

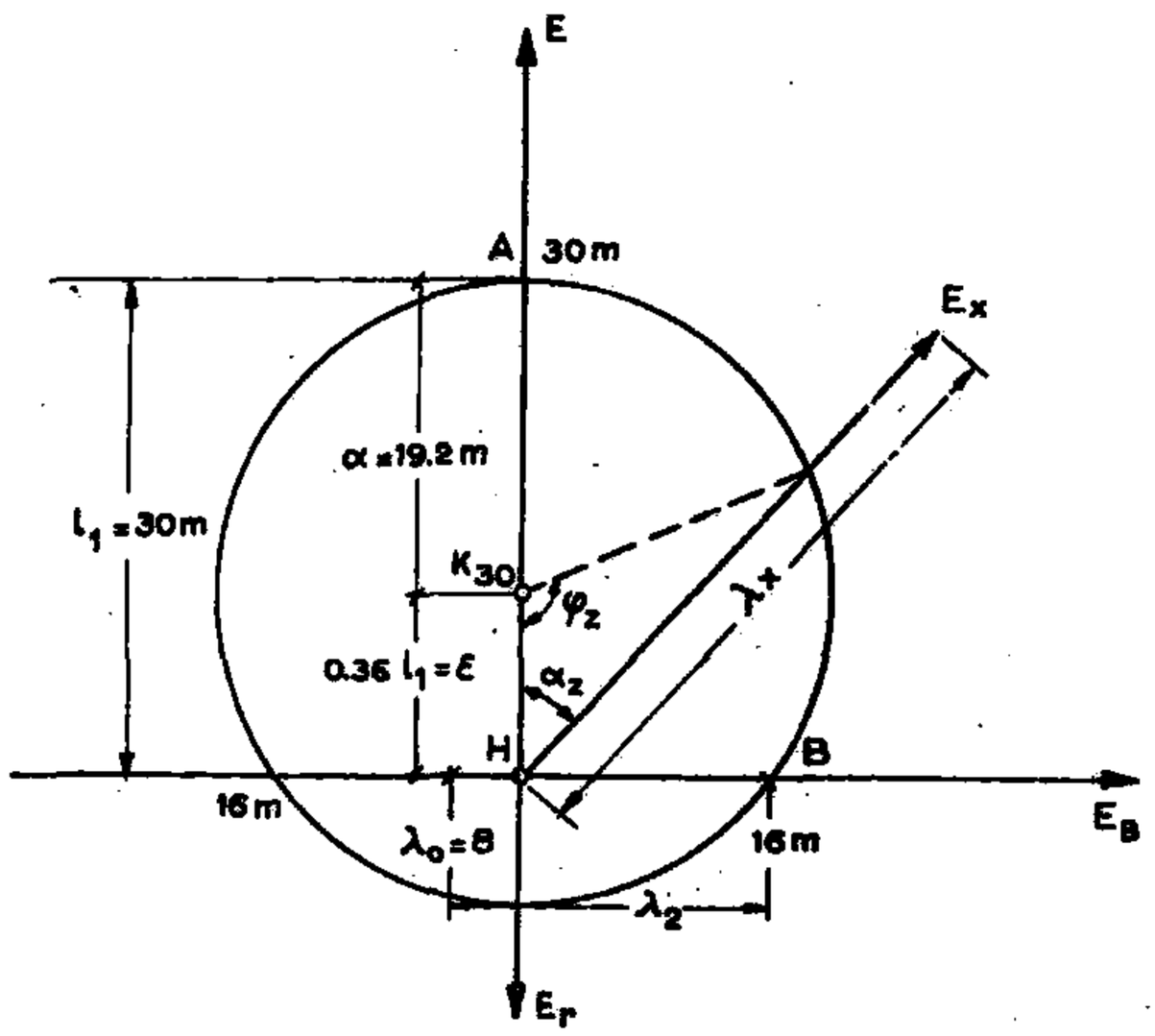


Abb. 2. Bestimmung der Schallstärke (Schauspieler) in den verschiedenen Richtungen.

Der Schnitt dieser Kugeln mit dem umgekehrten Halbkegel des Amphitheaters gibt die isophonischen Kurven im Raum, deren Projektionen auf die horizontale Ebene, in der die Schallquelle liegt, mit den isophonischen Kreisen der Ebene beinahe zusammenfallen. Nach dem kontrolliert wurde, dass die isophonischen Kreise keine nennenswerte Veränderung annehmen, wenn sie den Verhältnissen des griechischen Theaters angepasst werden, wurden aus den 5 isophonischen Kreisen für die Entfer-

nungen Schallquellen-Hörer von 30, 40, 50, 60 und 75 m, von denen jeder den aus der Berechnung erhaltenen Wert in Phon bekommt, die Kurven der Abb. 3 zusammengestellt. Durch das so gebildete Diagramm sind wird in der Lage, die Schallstärke an jeder beliebigen Stelle des Theaters zu bestimmen. Dasselbe Diagramm kann auch innerhalb eines Freilufttheaters mit genügender Annäherung für die Schallstärke in Phon für jeden Zuhörer benützt werden

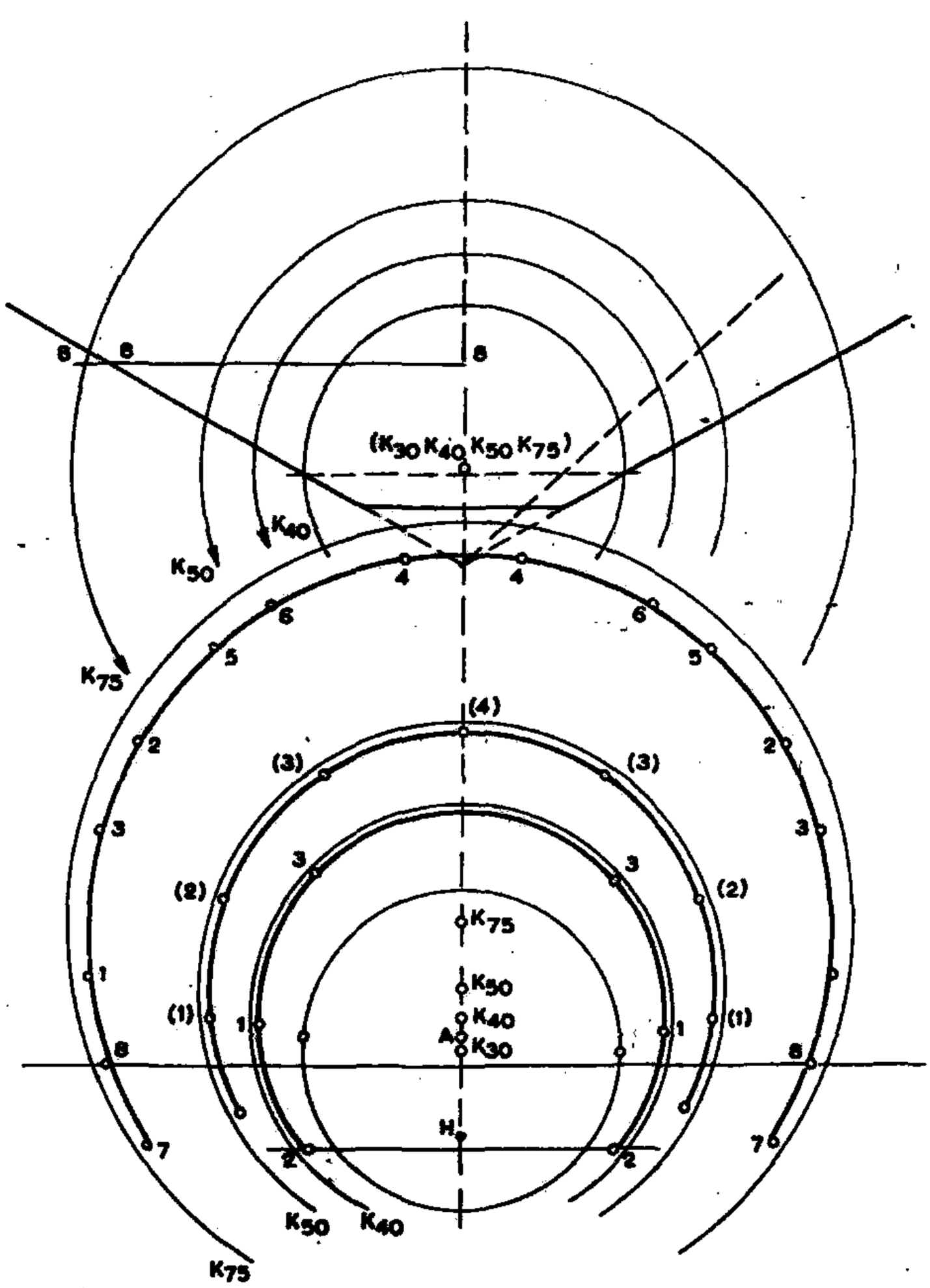


Abb. 3. Schnitt der isophonischen Kugeln mit dem ansteigenden Theaterboden (Zuschauerplätze).

Hier soll bemerkt werden, dass der grössere der isophonischen Kreise des Diagramms (75 m Entfernung Schallquelle – Zuhörer) nach unseren Berechnungen dem niedrigsten zulässigen Verständlichkeitskoeffizient von 65 Prozent entspricht. Ebenso, dass die Entfernung von 75 m ungefähr der grössten axialen Entfernung des alten griechischen Theaters gleichkommt.

Wenn wir die obengenannte Kurvenschar auf die Grundrisse der bekanntesten griechischen Theater (das von Epidauros und das Dionysos-Theater) übertragen, so stellen wir folgende fest:

(1) Im Theater von Epidauros liegt der Mittelpunkt des isophonischen Kreises von 30 m, der die ersten 10 Sitzreihen umschliesst, in der Mitte der Geraden, die die Mit-

telpunkte der Kreise mit den die Seitenteile des Theaters gezeichnet wurden, verbindet. Derselbe Punkt fällt beinahe zusammen mit dem Mittelpunkt, mit dem die übrigen 8 Mittelteile des Theaters gezeichnet wurden. (Abb. 4).

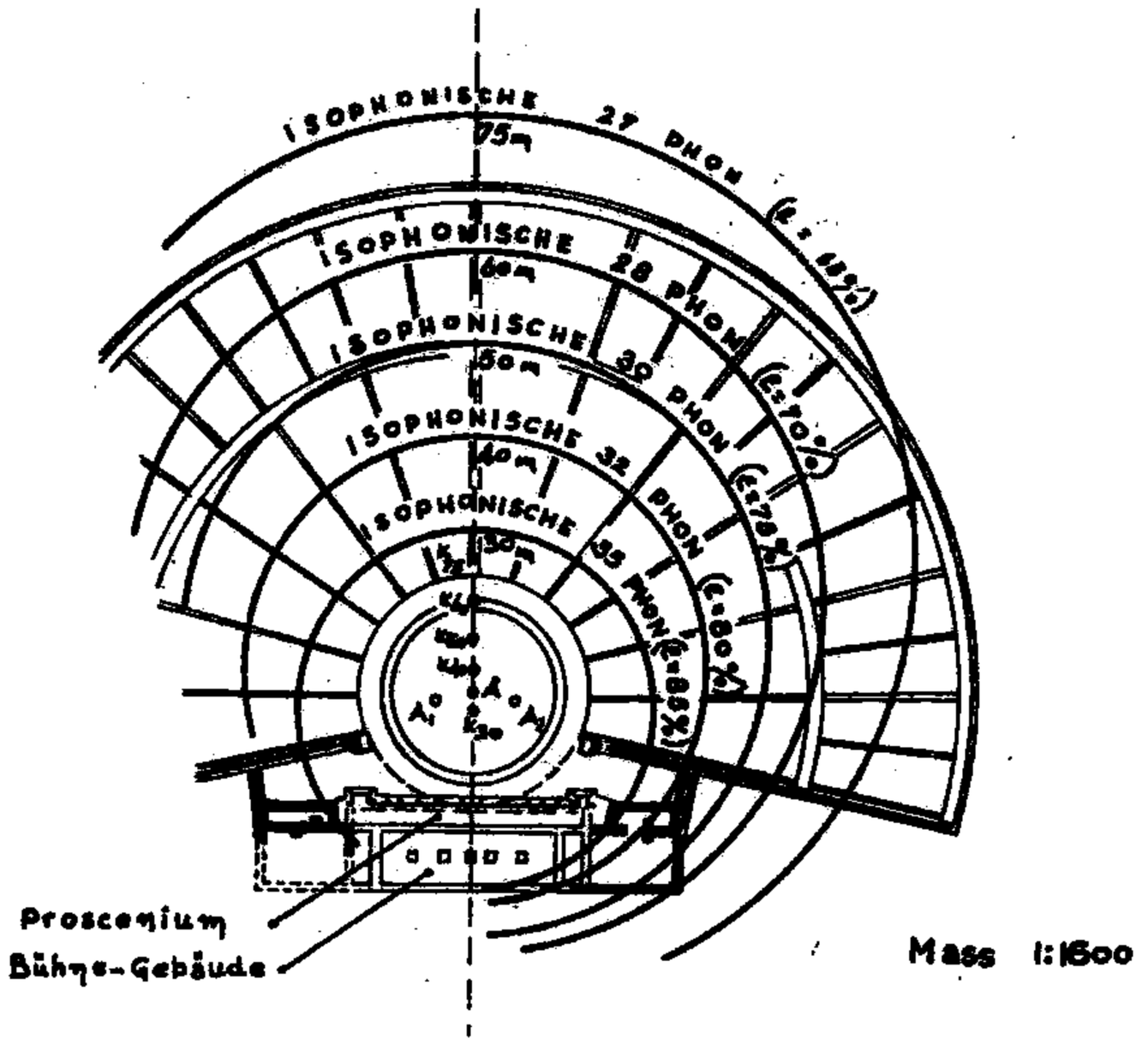


Abb. 4. Theater von Epidauros (Grundriss). Isophonische Kurven.

(2) Im Dionysos-Theater fällt der Mittelpunkt der Sitzreihen-Kreise mit dem Mittelpunkt des ersten isophonischen Kreises (30 m) beinahe zusammen.

Auch ist die ungewöhnliche Form des Grundrisses, im Vergleich zu anderen griechischen Theatern, die von vielen Archäologen (DURM, DÖRPFELD) dem felsigen Boden des Grundstückes des Theaters zugeschrieben wurde, unserer Meinung nach auf akustische Gründe zurückzuführen. Die Ergänzung des Theaters zum gewöhnlichen griechischen Typus nämlich hätte keinen Sinn, da alle fehlenden Plätze ausserhalb des isophonischen Kreises von 75 m fallen, der dem niedrigsten Verständlichkeits-Koeffizienten entspricht. Die auf solchen Reihen Sitzenden wären höchstens Beobachter, aber keine Hörer. Der, wie oben vermerkt, im Grundriss der beiden Theater konstatierte Zusammenfall des Mittelpunktes der konzentrischen Kreise der Sitzreihen mit dem Mittelpunkt des ersten isophonischen Kreises (30 m), der bekanntlich dem höchsten Verständlichkeits-Koeffizienten entspricht, ist eine allgemeine Regel, die für alle Theater von griechischem Typus zutrifft. Zu bemerken ist weiterhin, dass alle Kreise der Sitzreihen dem Lauf der isophonischen Kreise annähernd folgen.

(3) Im Längsschnitt verstärken die Schallreflexionen auf den zwei Ebenen (der senkrechten Szenen-Bühnenmauer und dem horizontalen Orchestra-Boden) den direkten Schall, während die stark diffus zerstreuten Schallreflexionen auf der ansteigenden Fläche des Halbkegels des Amphitheaters nach oben, d.h. ausserhalb des Theaterraumes führen, sodass diese keinen störenden Einfluss auf die Akustik des Raumes hatten. Hier darf nicht vergessen werden, dass das aus Holz gebaute Proszenium durch Resonanz den Schall ebenfalls verstärkte.

Obige Untersuchung führt uns zu dem Resultat, dass die gute Akustik des altgriechischen Theaters weder Zufallsache, noch dem Fehlen der Decke, sondern der

genialen Zeichnung des Grundrisses und des Längsschnittes zu verdanken ist, die die genannten akustischen Regeln berücksichtigt.

Aus den Ergebnissen dieser Untersuchungen kann eine grundsätzliche Schlussfolgerung für den Typus des heutigen Freilufttheaters gewonnen werden. Dieser muss bis auf die Bühnenwand genau dem griechischen Typus folgen. Die Bühnenwand braucht nicht mehr senkrecht zu sein, sondern soll eine Neigung gegen die Horizontale haben, so dass eine beste Reflexion des Schalles gegen das Auditorium erzielt werden kann. Bei der Ausbildung der Bühnendecke ist zu bedenken, dass einer Amphitheater-Neigung 4 : 7 ein Winkel von 30° entspricht. Hieraus lässt sich der akustisch günstigste Winkel der Deckenfläche gegen die Horizontale mit 60° berechnen.

Die Verwertung moderner akustischer Methoden zur Lösung von Problemen des Theaters und der Oper sowohl klassischer wie auch moderner Art

H. BURRIS-MEYER UND V. MALLORY
Arlington, Va. (U.S.A.)

Schall ist ein notwendiger Bestandteil jeder Form des Theaters und der wichtigste Bestandteil vieler Vorstellungsarten. Im Theater hat der Schall die folgenden Funktionen:

(1) Die Menschenstimme in Rede und Gesang zu übertragen; Verständlichkeit ist Grundbedingung.
(2) Den Ort der Handlung klar zu machen: Vogelgezwitscher, Verkehrslärm, usw.
(3) Die Witterung zu beschreiben: Wind und Regen.
(4) Eine gewisse Stimmung hervorzurufen und zu erhalten; eine Kombination von Kunstgriffen, welche zur Orts- und Witterungsherstellung angewandt werden: Sprachfiltrierung, sanfte Musik.
(5) Als unabhängiger, willkürlicher Gemütsanreger zu dienen: Musik.
(6) Als Schauspieler zu wirken: der Grosse Boyg in *Peer Gynt*.
(7) Charakter zu offenbaren: Das "Beiseite", welches gehört aber nicht gesprochen wird.
(8) Die Handlung zu fördern: Schallbrücken zwischen Szenen oder Vorgängen.

Diese Funktionen können einzeln oder in Kombination benutzt werden, als Gegensatz oder zur Verstärkung der sichtbaren Handlung. Zur vollendeten Wirkung muss es den Zuhorern ermöglicht werden, jeden Ton von jeder Quelle (oder keiner) zu hören; von einer wandelnden Quelle von jedem Spektrum, von jeder Intensität, von jeder angedeuteten Entfernung oder Richtung und von jeder Qualität des Widerhalls.

Obgleich sowohl Komponisten wie auch Dramatiker nach einer vollendeten Kontrolle des Schalls streben, wird die Erreichung solcher Kontrolle durch physische Faktoren verhindert. Die Geige kann nur soundsoviele Dezibel hervorbringen. Die Sopransängerin kan nur eine bestimmte Frequenzhöhe erreichen. Der Orgelton kann nur in einer Richtung aus den Orgelpfeifen kommen, ungeachtet der Anforderungen der Bühne.

Abgesehen von stereophonischer Schallwiedergabe im Tonfilm und Schallplattenspiel hinter der Bühne ist in der Kunst der Schallkontrolle seit Aristophanes wenig Fortschritt erzielt worden. Elektronische Kontrolle überwindet traditionelle technische Hindernisse und bietet dem Schauspieldichter ein breiteres Wirkungsfeld. Ich möchte einige Anwendungen der elektronischen Schallkontrolle auf die Probleme des Theaters erwähnen und durch Angabe von bekannten dramatischen Episoden erläutern.

Nehmen wir zuerst die Gartenszene aus Gounods *Faust*. Gärten sind gewöhnlich schallabsorbierend. Die Kirchenszene derselben Oper sollte höchst widerhallende

Schalleffekte besitzen. Die zwei Szenen sollten sich von einander akustisch unterschieden, wenn die Musik der Örtlichkeit des Bühnenbildes nicht widersprechen soll. Da nun der lange Widerhall leicht herzustellen ist, kann man den Kontrast zwischen dem freien Raum und dem widerhallenden Kirchengewölbe hervorbringen, indem man der Musik in der Kirchenszene eine lang ausgedehnte Nachhallzeit gibt. Marguerites Gebet am Anfang der Szene, das a capella gesungen wird, ist ungewöhnlich schön, wenn die Tonwiedergabe im Opernhaus der einer majestätischen Kathedrale gleicht. Im diesem Fall leiht der langausgedehnte Widerhall der Örtlichkeit eine gewisse Echtheit, während er zugleich die erwünschte Stimmung in die Szene hineinbringt.

Herbert Graf hat den Vorschlag gemacht in dieser Szene Mephisto nicht auf der Bühne erscheinen zu lassen, da seine Stimme allein ein unsichtbares Hindernis für Marguerite darstelle. Dieser Tonkunstgriff ist bereits mit ganz grossem Effekt angewandt worden. Die Stimme Mephistos, widerhallend in Befehlsstärke, ertönt vor Marguerite wohin sie sich auch wendet. Die übernatürliche Wirkung ist zwingend und die Ablenkung der Zuhörer durch Mephistos Erscheinen vermieden.

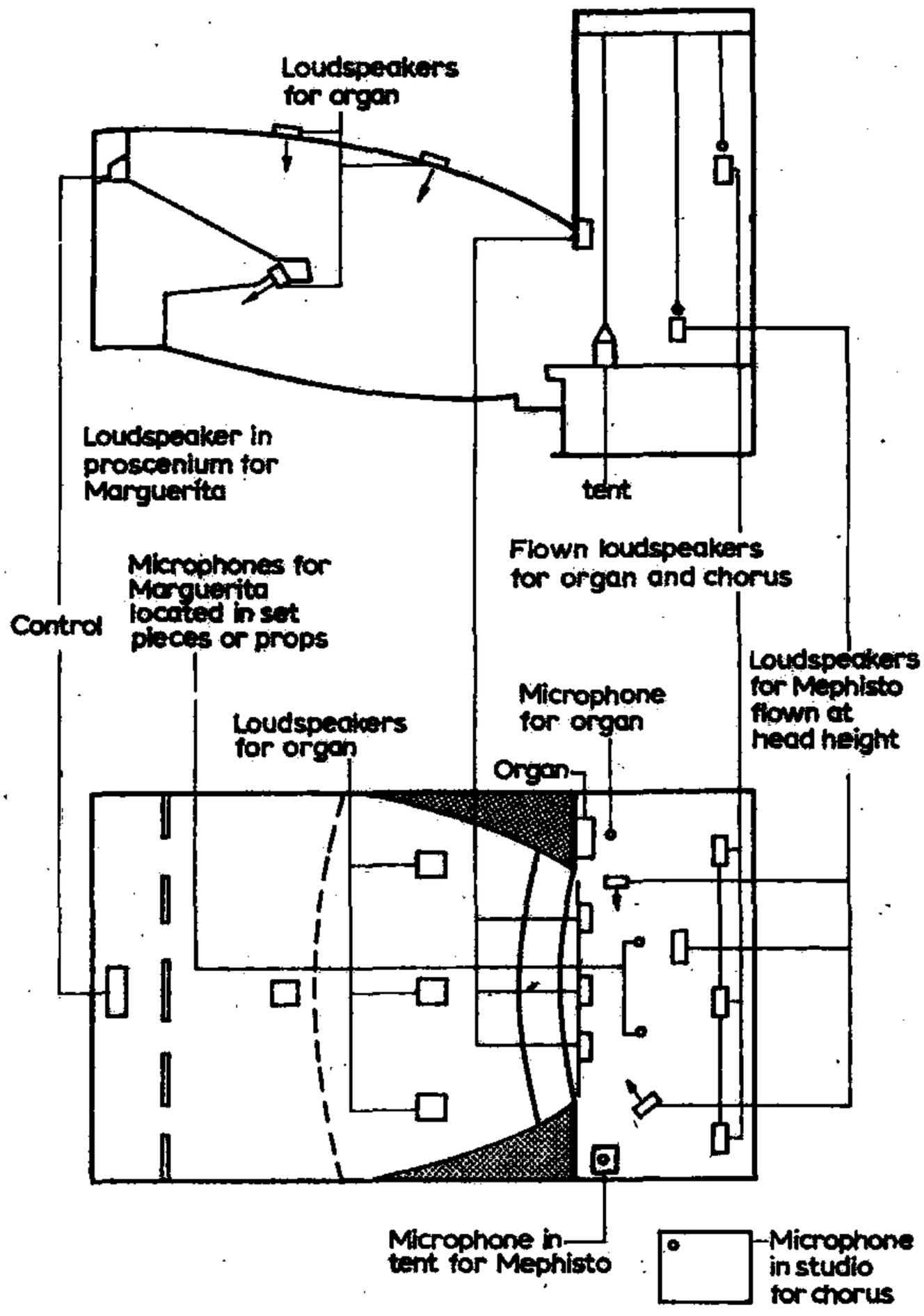


Abb. 1.

Abb. 1 zeigt die Stellung des elektronischen Apparats für die Oper *Faust*. Die Orgel und die Stimmen der Dorfbewohner kommen von hinter der Bühne hervor; die Stim-

men von Mephisto und Marguerite haben ihren Ursprung auf der Bühne, und der nachhallende Schall wird im Raum über den Zuschauern produziert.

Der Pilgerchor in *Tannhäuser* braucht nicht mehr seine Entfernung durch pianissimo zu simulieren, noch sein Näherkommen durch immer lauter werdenden Gesang bekanntzugeben. Indem man den Schall von der Seitenwand des Auditoriums zurückwerfen lässt, kann man den Eindruck erzeugen, dass der Chor aus einer Entfernung die Bühne zumarschiert. Und wenn der Chor endlich auf die Bühne erscheint, können die "Hallelujas" eine Intensität haben, die der gewünschten hochdramatischen Wirkung entspricht.

Töne, welche von einer unsichtbaren, beweglichen Quelle herrühren, leihen der *Zauberflöte* die reelle Qualität des Zaubers. In Shakespeares *Sturm* spielt der unsichtbare Ariel Tambour und Pfeife während er in der Luft über den Zuschauern hin und herfliegt. Der Eindruck des wandernden Schalls ist dadurch hervorgerufen, dass man die Schallstärke, die man den verschiedenen Lautsprechern zuführt, relativ ändert; dadurch scheint der Schall aus irgendeiner erwünschten Stelle zwischen den Lautsprechern hervorzutönen. In Sidney Howards *Madam Will You Walk* wird Kurt Weills Musik aus dem Himmel her berufen, um die Zuschauer zu umgeben.

Ein in der Oper üblicher Kunstgriff ist die Übernahme von dem Orchester der Dynamik einer Sequenz, welche grosse Tonstärke fordert, wenn die Menschenstimme nicht lauter singen kann. Beim Dirigieren der Opferszene in *Götterdämmerung* für die erste stereophonische Schallplattenaufnahme, liess LEOPOLD STOKOWSKI die Stimme Brunhildes die Orchestermusik durch die dramatische Steigerung hindurch übertönen; dadurch konnte die Aufmerksamkeit der Zuhörer auf die Hauptperson konzentriert bleiben.

Durch willkürkiche Schallverstärkung kann die Orchestermusik in Ausgewogenheit

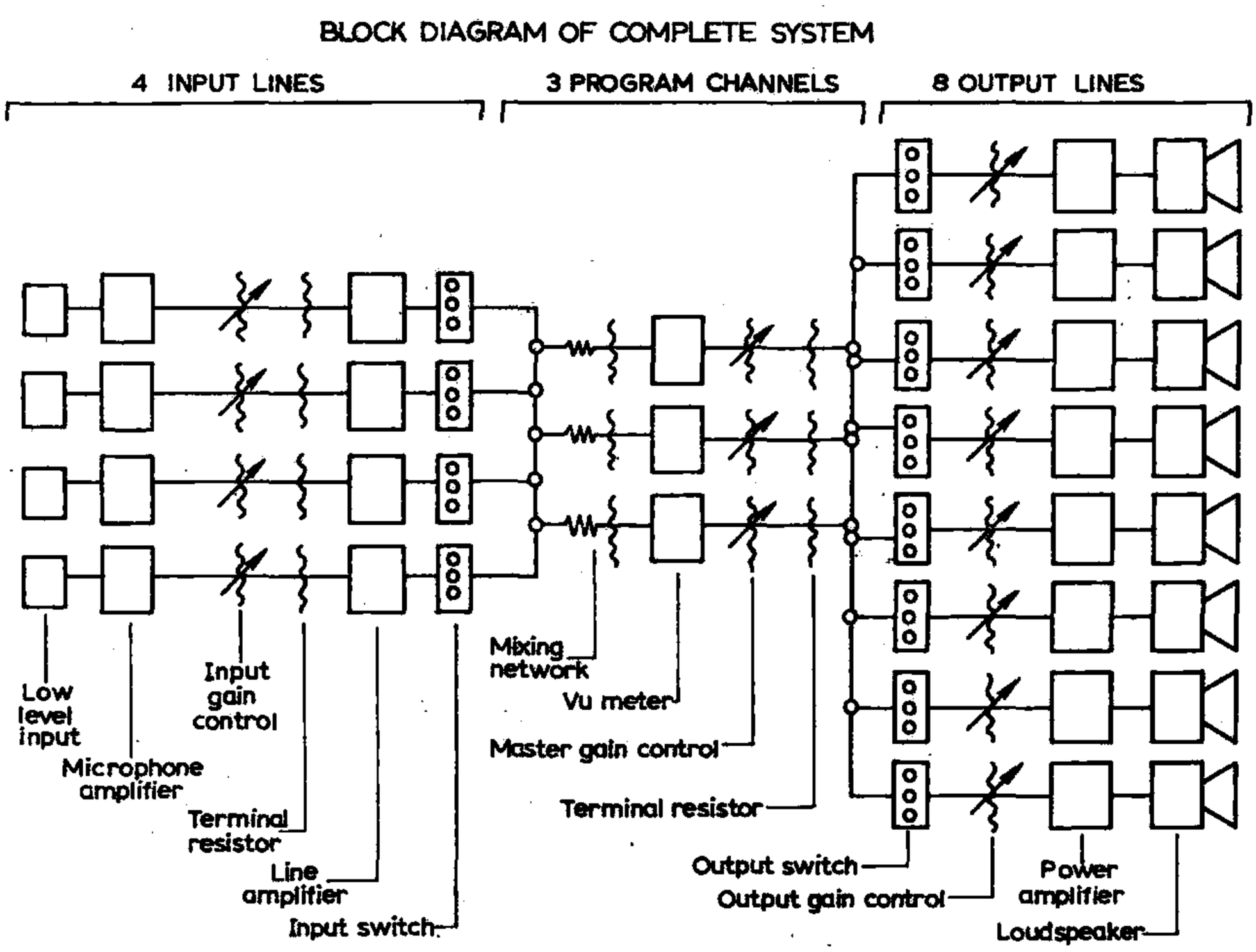


Abb. 2.

erhalten werden, und der Dirigent kann genügende Bassstärke hervorrufen, ohne den Orchesterraum mit Violoncellen zu überfüllen, wie es Wagner musste.

Wenn zur Aufführung von *Hamlet* ein durchsichtiges ektoplasmisches Gespenst

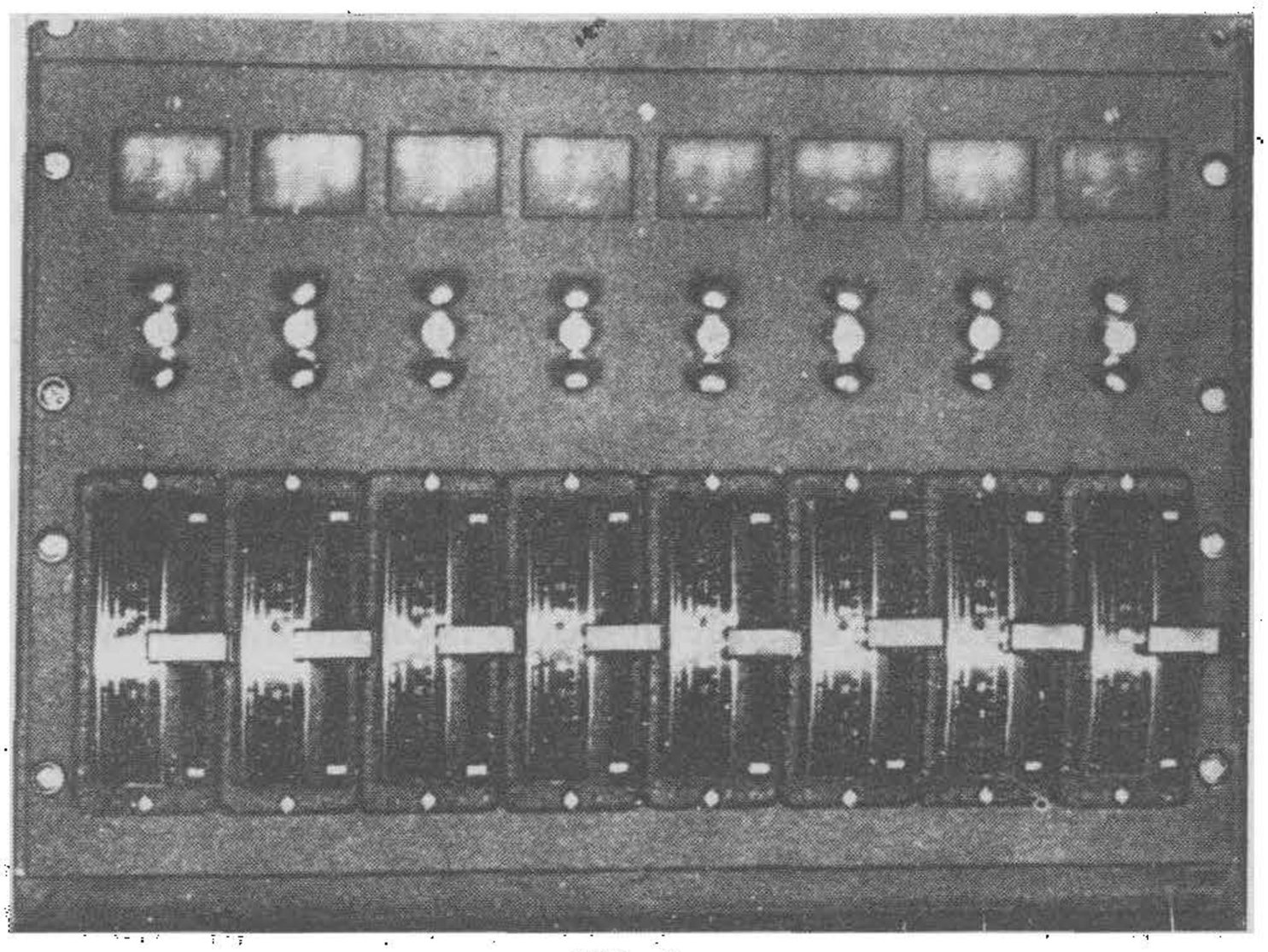


Abb. 3.

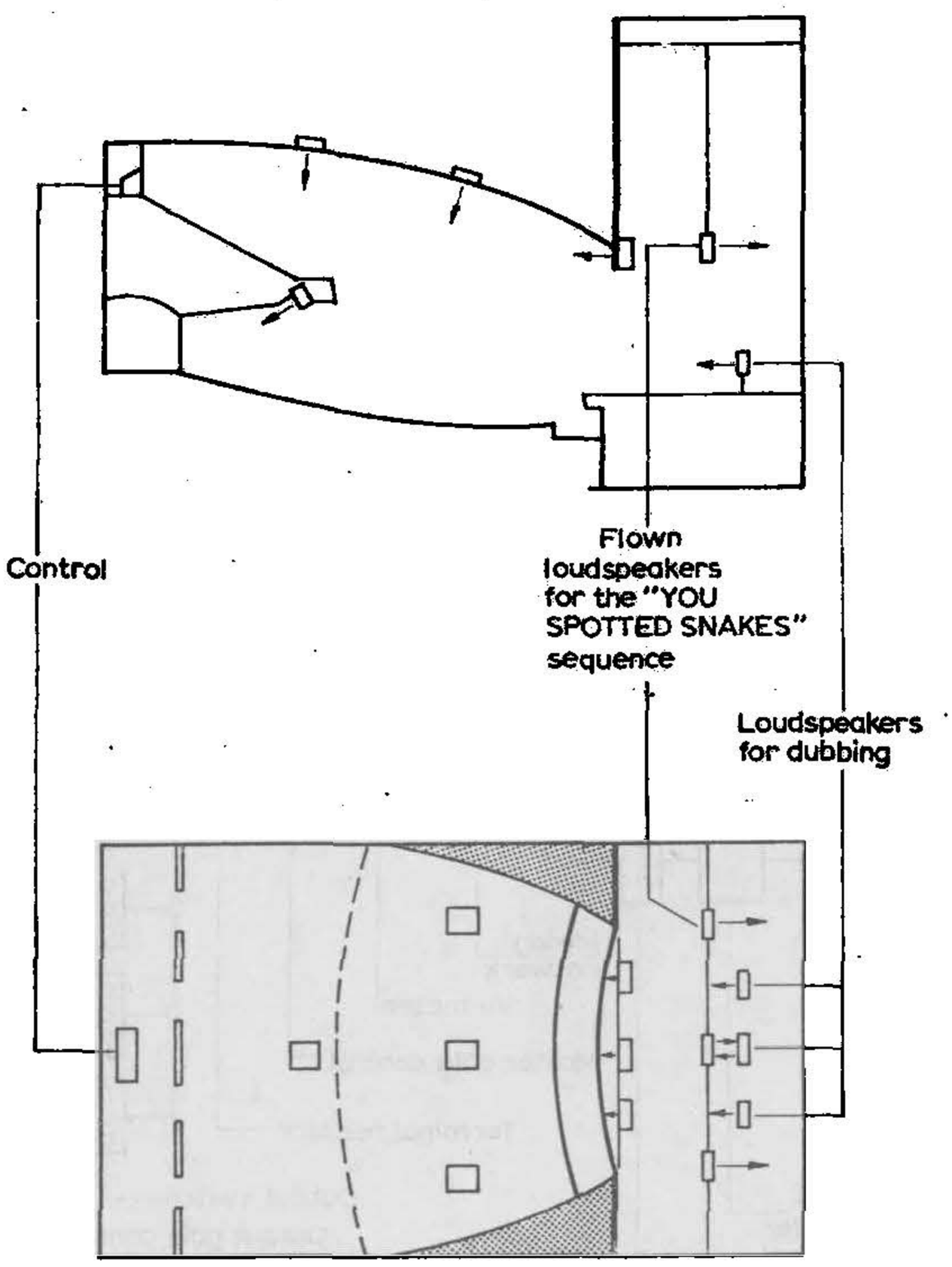


Abb. 4.

gebraucht wird, ist es wichtig, dass das Gespenst mit einer Grabesstimme spricht, die zugleich doch verständlich klinge. Die Schaffung dieser Effekte erfordert Spektrumkontrolle entweder durch ausgewählte Tonfiltrierung oder durch künstliche Wiederherstellung der Stimme mittels eines "Vocoders", eines "Sonovox" oder eines "Larynx" von FIRESTONE. Deshalb lässt man die Stimme mit dem Gespenst umherwandeln durch Anwendung derselben Kunstgriffe, die zum Aufmarsch des Pilgerchors in *Tannhäuser* gebraucht werden.

Abb. 2 zeigt das Blockdiagramm eines Systems, das alle die angeführten Effekte erzeugt: links sind die Kontrollgriffe, welche dem Schall Richtung und Bewegung leihen.

Abb. 3 zeigt das Kontrollbrett selbst.

Abb. 4 zeigt die Einrichtung des Kontrollmechanismus in einer Art und an einer Stelle, die jede erwünschte Schallquelle oder Schallbewegung erlauben. Die Lautsprecher hinter der Bühne, welche gegen den Schnürboden gerichtet sind, ermöglichen die Schaffung der gewaltigen, alldurchdringenden Stimme des Grossen Boygs in *Peer Gynt*.

Ich habe die Wiederherstellung der Stimme erwähnt. Es war Margaret Webster, die zuerst auf die Idee kam, die Hexen in *Macbeth* als Dämonen seines gestörten Gehirns zu behandeln. Solche Dämonen sollten den Zuschauern unsichtbar bleiben, aber zugleich Schatten werfen. Banquos Worte "Are ye fantasticals?" bestärken diese Auslegung des dramatischen Inhalts. Die unsichtbaren Wesen müssen in Stimmesarten sprechen, die dem menschlichen Sprachorgan nicht möglich sind. Der "Vocoder" wurde gebraucht um drei Hexenstimmen zu schaffen: eine über, eine unter der normalen Stimmweite und die dritte mit einem rauhen Spektrum, das einer Steinbrechmaschine ähnelt. Während der Aufführung wurde das Scherzo von Prokofieffs Concerto in C-Moll von einer separaten Schallquelle als Begleitmusik zu der Hexenszene gespielt.

Im *Sommernachtstraum* spricht Bottom, während er im Eselskopf auf der Bühne umherläuft, mit der Stimme eines Esels. Er verscheucht die anderen Handwerker und erweckt Titania.

In Eugene O'Neill's *Lazarus Lachte* wird das Geschrei und Gesang des römischen Pöbels auf eine Weise hinaus in den Zuschauerraum geworfen, dass die Zuschauer selbst zum singenden, lärmenden Chor werden; und das Lachen des Lazarus, durch einen modulierten Akkord wiedergegeben, hebt sich über das Getöse der Pöbelmasse und beruhigt sie.

Es ist bedauerlich, dass Mangel an Einbildungskraft und eine sonderbare Ehrfurcht vor den traditionellen Theaterformen, die so viele Theater charakterisieren, die Anwendung von elektronischer Schallkontrolle selten macht.

Mangel an technischer Kompetenz war auch oft der Grund weshalb die Apparate, welche zur Anwendung kamen, von minderwertiger Qualität waren. Aber die Probleme sind schon gelöst und jede Theatergruppe kann, wenn sie nur will, den Schauspielern die Stimme von Menschen und Engeln geben, kann die Zuschauer zum Lachen oder Weinen bringen, kann Unglauben in Glauben umwandeln, kann also eine *Götterdämmerung* entstehen lassen, mit der sogar Richard Wagner zufrieden wäre.

Das Hintergrundgeräusch und die absolute Stille vom Standpunkt des aktiven Künstlers und die Folgerungen für Direktübertragungen und Schallaufnahmen*.

J. B. SLAVIK UND R. HUSSON

Physikalisches Institut der elektrotechnischen Fakultät, Technische Hochschule, Prag (Tschechoslowakei)

Laboratorien für Psychophysiologie der Sorbonne, Paris (Frankreich)

In einer vorhergehenden Arbeit haben wir auf die Wichtigkeit des Nachhalls für den aktiven Künstler hingewiesen, der seine Stimme, beziehungsweise den Ton seines Instrumentes zu hören braucht, wenn er die möglich beste Darbietung leisten soll. Dabei haben wir gezeigt, wie man es mit Hilfe eines künstlichen Nachhalles erreichen kann. Nun wollen wir einige Worte über die Bedeutung des Hintergrundgeräusches und der absoluten Stille für den aktiven Künstler sagen, die ebenfalls seine künstlerische Leistung bedingen und eine grosse Rolle bei den Direktübertragungen und Schallaufnahmen spielen.

In unseren Verhältnissen begleitet der Schall den Menschen im Laufe seines ganzen Lebens: von seiner Geburt an bis zu seinem Tode, Tag und Nacht. Das Gehörorgan wird stets vom Schall belästigt, ja sogar dann, wann es ihn nicht wahrnimmt, z.B. wenn der Schalldruck unter der Schwellenkurve der Hörbarkeit liegt. Das Gehörorgan hat eigentlich keine Rast, da es eine absolute Stille, d.h. einen Augenblick ohne Schall in unseren Verhältnissen überhaupt nicht gibt. Deshalb ist für uns der Begriff einer absoluten Stille unbekannt.

Anders verhält sich die Sache mit dem Licht. Der Wechsel des Tages und der Nacht macht es möglich, dass wir uns Wahrnehmungen von Licht und Dunkel aneignen. Aus der Erfahrung kennen wir ebenfalls Dunkel ohne irgendein Licht. Es ist uns ferner auch bekannt, dass optische Versuche oder Beobachtungen von Lichterscheinungen schwacher Lichtintensität auf diese Weise angestellt werden, dass die Experimentatoren und Beobachter eine längere Zeit im Dunkel verweilen, damit das Auge ausruhe und sich an die neuen Verhältnisse anpasse. (Heutzutage bei der Existenz von sehr empfindlichen Photoelementen braucht man allerdings nicht einmal so vorzugehen.) Ähnlich ist es auch mit dem Gehörorgan, wenn es sich bei grosser relativer Stille auf irgendeinen deutlichen Schall des Hintergrundgeräusches konzentrieren kann, wenn auch derselbe unter dem Niveau der relativen Stille liegt. So verhält sich die Sache z.B. bei der Beobachtung des Geräusches eines Flugzeuges, das sich in einer stillen Gegend entfernt.

Ungeachtet dieser Ähnlichkeit hat der in unseren Verhältnissen lebende Mensch, wie wir es bereits anführten, den Begriff voller Stille nicht. Deshalb ist für ihn, wenn

---

* Herrn Prof. Dr. phil. Dr.-Ing. E. h. E. Meyer zum 60. Geburtstag gewidmet.

er in eine Gegend völliger Stille, z.B. in eine gut schallisolierte stille Kammer oder in eine Wüste gerät, die Wahrnehmung "ohne Schall" ungewohnt. Prof. P. POUCHA schildert die Stille der Wüste folgendermassen : "Hier aber herrscht eine solche Stille, dass sie betäubt. Grosse, ungeheuerliche Stille, völlige, durch nichts gestörte, stumme und schreckliche Stille. Die allergrösste Stille. Die stillste Stille, die ich je gehört habe." Die Ortsbewohner sind aber mit der Wahrnehmung solcher Stille vertraut und deshalb existieren bei ihnen die geschilderten Empfindungen nicht.

Das Problem der absoluten Stille ist ähnlich dem Problem des Hintergrundgeräusches. Aus der Fachliteratur ist bekannt, dass äussere Reize nach ihren Wirkungen zweierlei Art sein können: Erstens gibt es solche, die selbstbewusste Schallwahrnehmungen hervorrufen, zweitens solche, die Gesamtaktivierung der Hirnhaut verursachen, deren wir uns nicht bewusst werden und die wir selbstbewusst nicht als bestimmten Schall, sondern als Hintergrundgeräusch wahrnehmen. Dieses Hintergrundgeräusch, an welches der Mensch gewöhnt ist, kann verschieden sein, je nachdem er in einer stillen Landgegend oder in einem kleinen Städtchen oder in einer grossen verkehrsreichen Grosstadt lebt

Diese Wahrnehmungen tragen in bedeutendem Masse dazu bei, dass das Subjekt sich im Zustande der Wachsamkeit befindet und in psychologischer Aktivierung verweilt, die sich in allen Tätigkeiten und im Denken offenbart.

Bei niedrigem Hintergrundgeräusch und bei der absoluten Stille fehlt dafür diese Aktivisation. Das Subjekt fühlt sich daher in einem ungewohnten Zustande und wahrt sich seine Wachsamkeit mit grosser Anstrengung, die es schnell erschöpft. Aus diesen Gründen wirkt sich das niedrige Hintergrundgeräusch und die absolute Stille auf den Gesamtzustand des Subjektes ungünstig aus und folglich auch auf die künstlerische Leistung des aktiven Künstlers.

Der aktive Künstler hört seine Stimme, beziehungsweise den Ton seines Instruments im niedrigen Hintergrundgeräusch und in einer grossen Stille als ungewöhnlich und fremd. Aus den schon früher angeführten Gründen ist er daher nicht imstande, unter solchen Bedingungen eine befriedigende künstlerische Leistung zu geben. Diese Umstände spielen eine grosse Rolle bei Direktübertragungen oder Schallaufnahmen. Sind die Studios und Ateliers sehr gut schallisoliert und ist in ihnen eine grosse relative Stille, so kann der Künstler in ihnen eine gute künstlerische Darbietung nicht leisten, was auch die Erfahrung bestätigt. Deshalb ist für den aktiven Künstler ausser dem entsprechenden Nachhall auch ein günstiges entsprechendes Hintergrundgeräusch, an das er bei seinen Darbietingen gewöhnt ist, von grosser Bedeutung.

Aus dem Angeführten folgen für die Praxis folgende Schlüsse:

(1) Um womöglich eine bessere künstlerische Darbietung sicherzustellen, ist es nötig, dass in den Tonstudios (Film-, Dubbing-, Rundfunk-, Fernsehen-, Grammophonstudios) und in den Filmateliers entsprechendes Hintergrundgeräusch herrscht, an das aktive Künstler bei ihren Darbietungen gewöhnt sind.

(2) Dieses Hintergrundgeräusch soll keineswegs ausdrucksvoll sein, ohne dass irgendein Laut oder irgendeine Lautgruppe bei diesem Hintergrundgeräusch hervorgehoben wird.

(3) Die Erfahrung hat erwiesen, dass der optimale Geräuschpegel des Hintergrundgeräusches 25 bis 30 dB(A) beträgt. Der Pegel des Hintergrundgeräusches, der niedriger als 25 dB(A) ist, wirkt sich schon störend aus.

Die Erfahrung aus der Praxis bestätigt, wie wir es erwähnt haben, die Berechtigung

dieser Anforderungen. Wenn z.B. die Tonstudios und Filmateliers sehr gut schallisoliert sind und wenn in ihnen niedriges Hintergrundgeräusch herrscht, so beklagen sich die Schauspieler über die Ungewohnheit der Umgebung. Dabei weisen sie darauf hin, dass ihnen die eigene Stimme fremd vorkommt und dass ihnen in solcher Umgebung das Spiel nicht gut vonstatten geht. Der aufgenommene Ton hat dann bei der Reproduktion keinen natürlichen Klang.

Diese Anforderungen gelten natürlicherweise auch für die Hörsäle, Theater und Konzertsäle. Dort sind sie aber gewöhnlich erfüllt.

BIBLIOGRAPHIE

1. R. HUSSON UND J. B. SLAVIK, *Slaboproudy obzor*, 19 (1958) 95–96.
2. J. B. SLAVIK UND J. TICHY, *Slaboproudy obzor*, 19 (1958) 96–98.
3. P. POUCHA, *Dreizehntausend Kilometer durch die Mongolei*, Svobodné Slovo–Melantrich, 1957.

Physikalische und subjektive Nachhallzeit

TH. JÁRFÁS
Ungarischer Rundfunk, Budapest (Ungarn)
UND
TH. TARNÓCZY
Akustische Forschungsgruppe der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, Budapest (Ungarn)

Es ist eine allgemeine Beobachtung, dass ein durchschnittlichter Konzertbesucher, Musikfreund oder Rundfunkhörer während des Musikhörens einen Unterschied zwischen den verschiedenen Nachhallzeiten gut feststellen kann. Er ist fähig – sozusagen – auf den "Hall" der kleineren oder grösseren Konzertsäle, oder auf die hallenden Rundfunksendungen oder Schallplattenaufnahmen zu reagieren. Gleichzeitig ist aber festzustellen, dass die Wahrnehmung des Nachhalls von der Schallintensität abhängt. In einem Konzertsaal kann die Nachhallzeit während eines Piano viel weniger beurteilt werden, als während eines Forte. Beim Rundfunk- oder Schallplattenhören ist die Hall-Empfindung vom Stand des Lautstärkereglers abhängig.

Laut der wohlbekannten physikalischen Definition ist die Nachhallzeit im wesentlichen ein Steilheitswert, der von der Intensität unabhängig ist. Nach unserer Annahme ist es aber möglich, dass das menschliche Ohr nicht auf die Steilheit reagiert, und nicht diese auswertet, sondern jene Zeit, die die abfallende Lautstärke benötigt um vom Aufhören des Schalles bis zum Geräuschpegel, bzw. zur Gehörschwelle, zu sinken.

Definieren wir diese Zeitspanne als subjektive Nachhallzeit. Die subjektive Nachhallzeit kann kürzer, gleich oder länger als die physikalische Nachhallzeit sein, je nach-

dem, ob die Intensität im Augenblick der Ausschaltung der Schallquelle von einem niedrigeren, gleichen oder höheren Pegel als 60 dB über dem Geräuschpegel anzulaufen beginnt (Abb. 1).

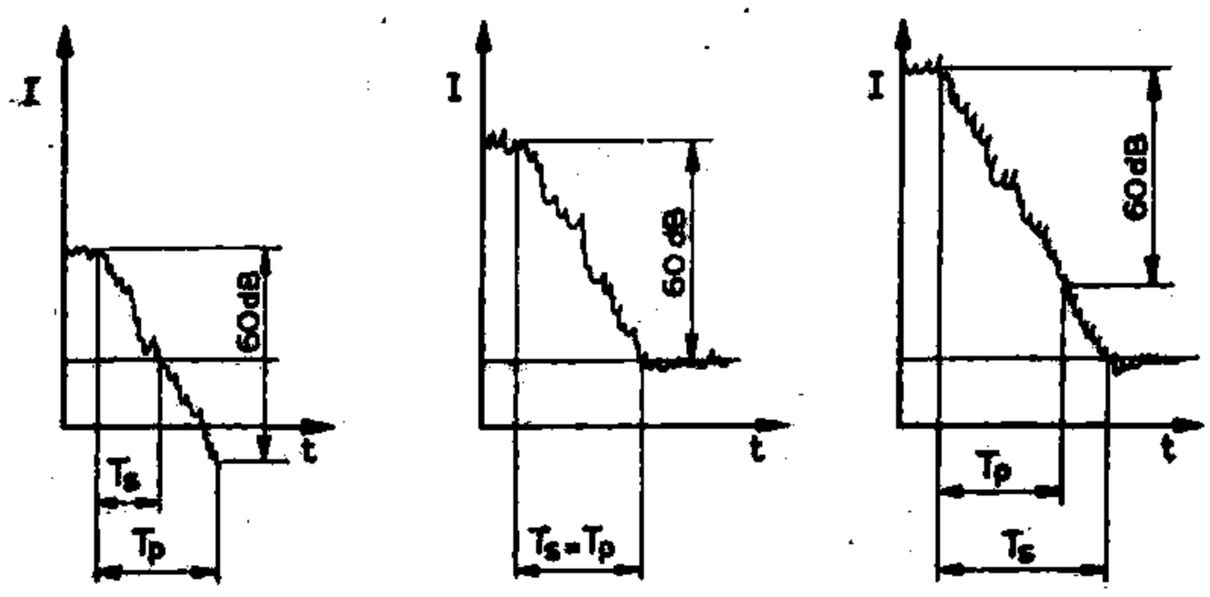


Abb. 1. Vergleich zwischen der physikalischen und subjektiven Nachhallzeit. Die subjektive Nachhallzeit kann kürzer, gleichlang oder länger als die physikalische sein, abhängig von der Intensität des Abklinganfangs.

Zwar ist die klassische Definition der physikalischen Nachhallzeit gut greifbar und eine ausgezeichnet brauchbare raumakustische Einheit, aber zur Charakterisierung spezialer Eigenschaften des Ohres und zu gewissen schallaufnahme-technischen Umständen ist sie weniger geeignet, als der Begriff der subjektiven Nachhallzeit, die die Wirklichkeit besser annähert.

Als Grundgedanken der experimentellen Untersuchungen, um Obengesagtes zu erläutern, wurde folgende Methode gewählt. Aus den nach obigen Gesichstpunkten gewählten Musikaufnahmen wurden immer 2 verschiedene nacheinandergestellt und, um die wahrnehmbaren Unterschiede zu beurteilen, den Zuhörern anvertraut. Aus dem Urteil einer grösseren Zuhörerschaft erfolgten die Auswertungen.

Die benützten musikalischen Beispiele wurden aus Werken von Beethoven, Brahms, Wagner, Bartók und von Tanzmusik zusammengestellt. Aus jedem der Werke wurden 2–3 minutenlang dauernde Teile gewählt. Bei der Zusammenstellung des Versuchsmaterials leiteten uns folgende Gesichtspunkte:

a) Eine, womöglich das völlige Tonfrequenzspektrum enthaltende Musik zu wählen, damit die Frequenzabhängigkeit keine Rolle spiele. Von diesem Gesichtspunkt aus schienen die Orchesterwerke am geeignetesten. Wahrscheinlich ist ein Zusammenhang auch zwischen der Empfindung der Nachhallzeit und der Frequenzbegrenzung auszuweisen, dieser wurde jedoch jetzt nicht untersucht.

b) Es mögen Werke von mehreren Stilen gespielt werden. Das war nötig wegen der Berücksichtigung auf die Untersuchungen von W. KUHL[1] UND M. LUKÁCS[2] zwischen dem musikalischen Stil, bzw. dem Tempo und der optimalen Nachhallzeit.

c) Die ausgewählten Teile der Musikstücke mögen eine nach irgendeinem Akkord folgende Pause enthalten, wo die Nachhallzeit gemessen werden kann.

d) Aus ästhetischen Gründen sollen abgeschlossene, kürzere musikalische Einheiten gewählt werden.

Die originellen Nachhallzeiten der einzelnen Aufnahmen stimmten mit wenigen Unterschieden überein. Damit man also verschiedene Nachhallzeiten erhält, wurden von allen Aufnahmen mehrere Magnettonkopien verfertigt, welche durch Überspielung auf ein Nachhallgerät der Firma Elektromesstechnik erhalten wurden. Die künstlich erzeugten Nachhallzeiten betrugen 1 . . . 4 Sekunden.

Bei der Zusammenstellung von den Musikstückpaaren hielt man folgende Gesichtspunkte vor Augen:

a) Es sollen solche Paare gewählt werden, bei denen sich die Beispiele neben gleicher physikalischer Nachhallzeit nur in ihrer Dynamik unterscheiden (Abb. 2a). Beim Abhören wurde Sorge dafür getragen, dass der elektrische Geräuschpegel über das Raumgeräusch falle. Bei der Auswahl des durchschnittlichen Schallstärke-Unterschiedes zwischen den zwei Aufnahmen war ein Kompromiss zweier entgegengesetzter Gesichtspunkte zur Geltung gekommen. Es ist nämlich für die Auswertung vorteilhaft, einen grösseren Unterschied zu wählen, dagegen kann das Signal/Geräusch Verhältnis mit sehr kleiner Dynamik störend wirken.

b) Es mögen solche Paare geben, bei denen man neben mittleren Schallstärken eine ungefähr gleiche subjektive Nachhallzeit erhält, so, dass das eine der Paare von einem höheren Pegel und mit kurzer physikalischer Nachhallzeit, das andere aber von einem niedrigen Pegel und mit längerer Nachhallzeit abläuft (Abb. 2b). Die gleiche subjektive Nachhallzeit entsteht natürlich nur bei einer gewissen Lautstärke. Der Vergleich der Nachhallzeiten mit den Messungen geschah bei den grössten Schallstärken.

c) Es mögen auch solche Paare vorkommen, wobei man nicht dieselben, sondern zwei verschiedene Musikstücke vergleichen soll.

d) Es sollen auch solche "Entlarvungsteste" vorkommen, bei denen man die Urteilsfähigkeit der Zuhörer kontrollieren kann.

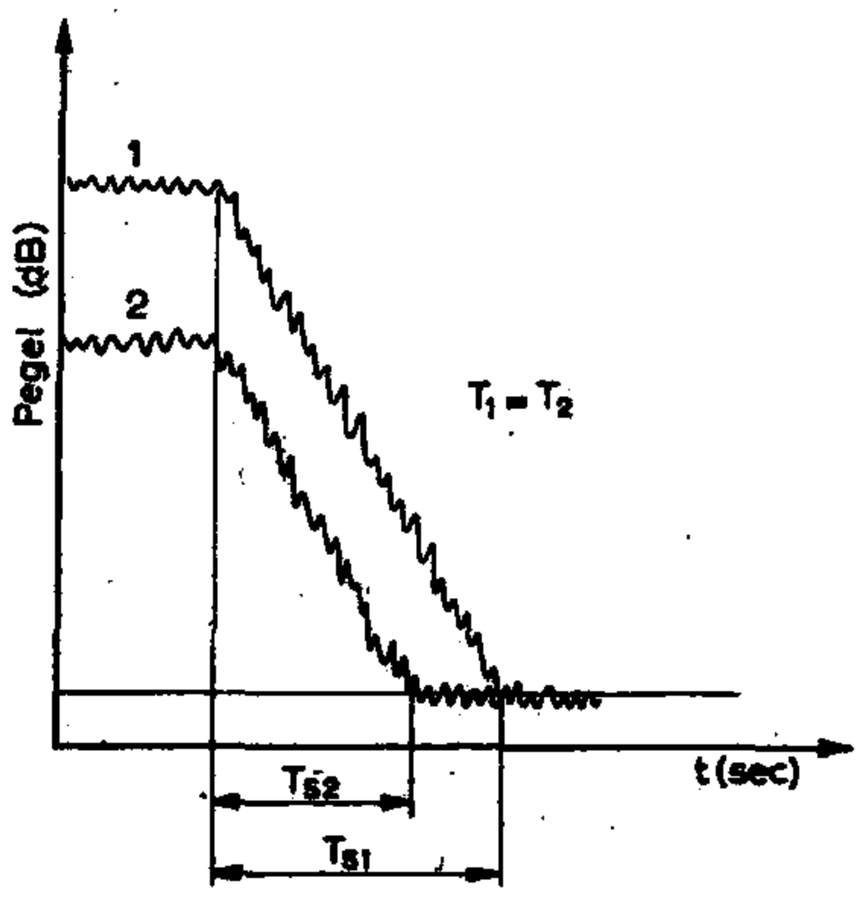


Abb. 2a. Gleichlange physikalische Nachhallzeiten, das Abklingen beginnt aber bei zwei verschiedenen Pegeln, daher ergeben sich zwei verschiedene subjektive Nachhallzeiten.

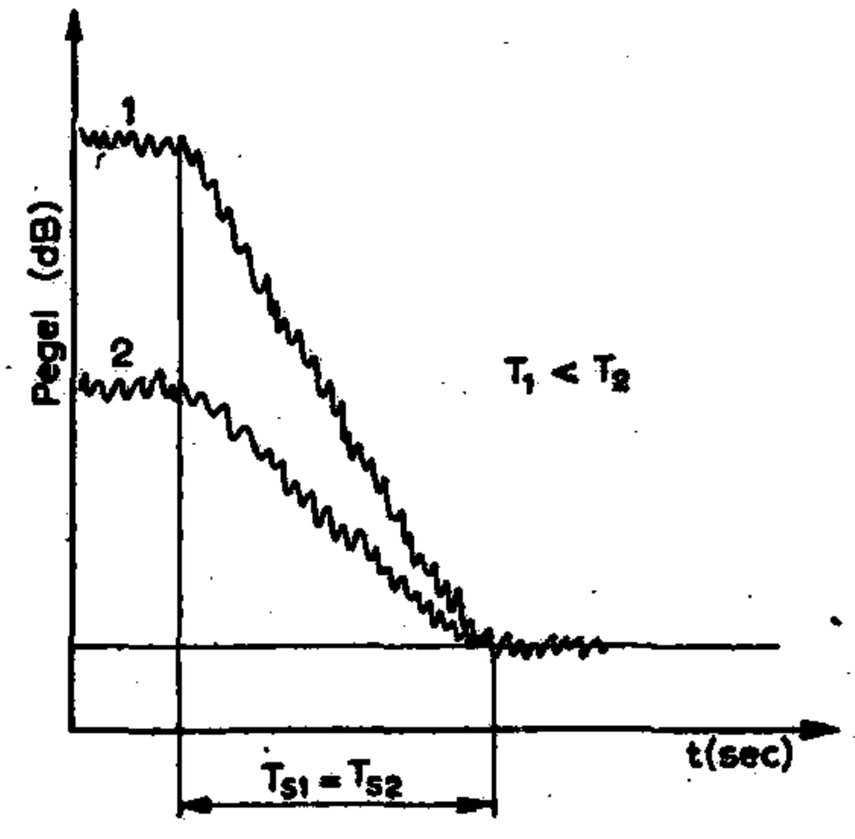


Abb. 2b. Verschieden lange physikalische Nachhallzeiten, wobei aber die subjektiven Nachhallzeiten mit verschiedenen Anfangspegeln gleichlang eingestellt sind.

Die Regelung der entsprechenden Intensitätspegel, sowie die Messung der Nachhallzeiten gingen mit einem Brüel und Kjaer'schen Pegelschreiber vor sich. Die Genauigkeit der Einstellungen betrug im allgemeinen – wegen des öfteren Umspielens, und wegen der Charakteristik des Nachhallgerätes und der Mischregler – ungefähr 10%. Die nach obigen Gesichtspunkten ausgewählten Musikstückpaare – zwölf solche Paare waren verfertigt – wurden auf dasselbe Magnettonband aufgenommen und mit einem Wiedergabesystem von guter Qualität vor einer grösseren Zuhörerschaft bei drei Gelegenheiten abgespielt. Beim ersten Versuch nahmen 12 akustische Forscher teil, beim zweiten 30 Tontechniker und Akustiker, beim dritten 65 Sudenten. Vor

dem Abhören erhielt die Zuhörerschaft die wichtigste zur Auswertung nötige Instruktion.

Die Zuhörer notierten ihr Urteil nach jedem Musikstückpaar: welcher Hall- oder Abklingprozess von den beiden als länger empfunden wurde. Die Ergebnisse der Versuche sind folgende:

Unsere Hauptfrage, nämlich ob das Ohr auf die physikalische oder subjektive Nachhallzeit empfindlich ist, wurde wie folgt beantwortet. Für die Auswertung hat man jene Paare benützt, bei welchen die physikalische Nachhallzeit gleich war. Nur in den Pegeln meldete sich ein Unterschied, so dass sich infolgedessen die wahrnehmbaren Abklingzeiten als ungleich bewiesen haben. Wenn, laut der Antwort, der vom höheren Pegel ablaufende Nachhall länger war, reagierte der Hörer auf die subjektive Nachhallzeit, wenn aber die zwei Nachhallprozesse gleich lang gewertet wurden, reagierte er auf die physikalische Nachhallzeit. Die in beiden Sinn auf die kürzere Nachhallzeit gegebene Antwort wurde als Irrtum betrachtet. Die prozentuelle Teilung dieser Beispiele auf Grund von 317 auswertbaren Urteilen ist folgende:

Physikalisch	Subjektiv	Irrtümlich
25%	40%	35%

Untersucht man – die Urteile der Studenten ausser Acht lassend – die ungefähr 100 Antworten der älteren, sich grösstenteils mit der Akustik befassenden Personen, dann erhält man:

Physikalisch	Subjektiv	Irrtümlich
28%	57%	15%

was das subjektive Gehör viel prägnanter zum Vorschein bringt. Letzteres Ergebnis ändert sich nicht wesentlich, wenn man die auf die "Entlarvungsteste" falsch abgegebenen Antworten ausser Acht lässt, weil diese Versuchsgruppe 82% richtige Antworten und bloss 18% falsche abgegeben hat:

Physikalisch	Subjektiv	Irrtümlich
24%	57%	19%

Natürlich erreichten die Studenten kein so gutes Ergebnis, teilweise wegen ihres weniger geübten Gehörs, teilweise wegen der Dekonzentration, die sich im Laufe des Versuchs immer stärker meldete.

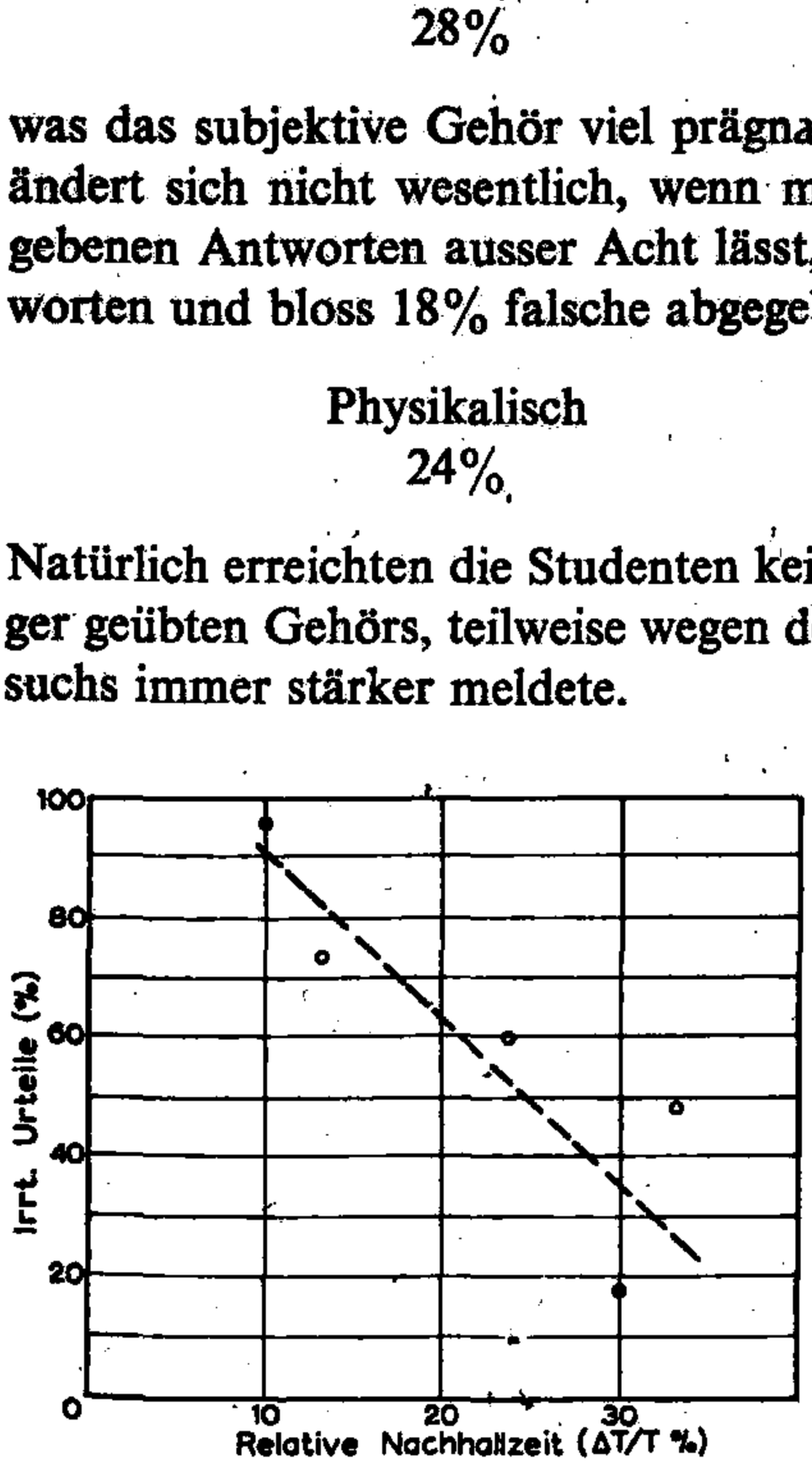


Abb. 3. Änderung der irrtümlichen Urteile in der Abhängigkeit von $\Delta T/T$, wobei ΔT die Unterschiede der physikalischen Nachhallzeiten von den einzelnen Paaren und T die längere physikalische Nachhallzeit bedeuten.

Es können auch einige weitere Ergebnisse aus den erhaltenen Antworten erlesen werden. In Abb. 3 kann die prozentuelle Änderung der falschen Antworten in der Funktion der relativen Änderung der phyikalischen Nachhallzeit ($\Delta T/T$) gesehen werden. Trotz der breiten Streuung der Angaben ist die Tendenz der Kurve klar ersichtlich: mit der Steigerung der relativen Nachhallzeit vermindert sich die Zahl der

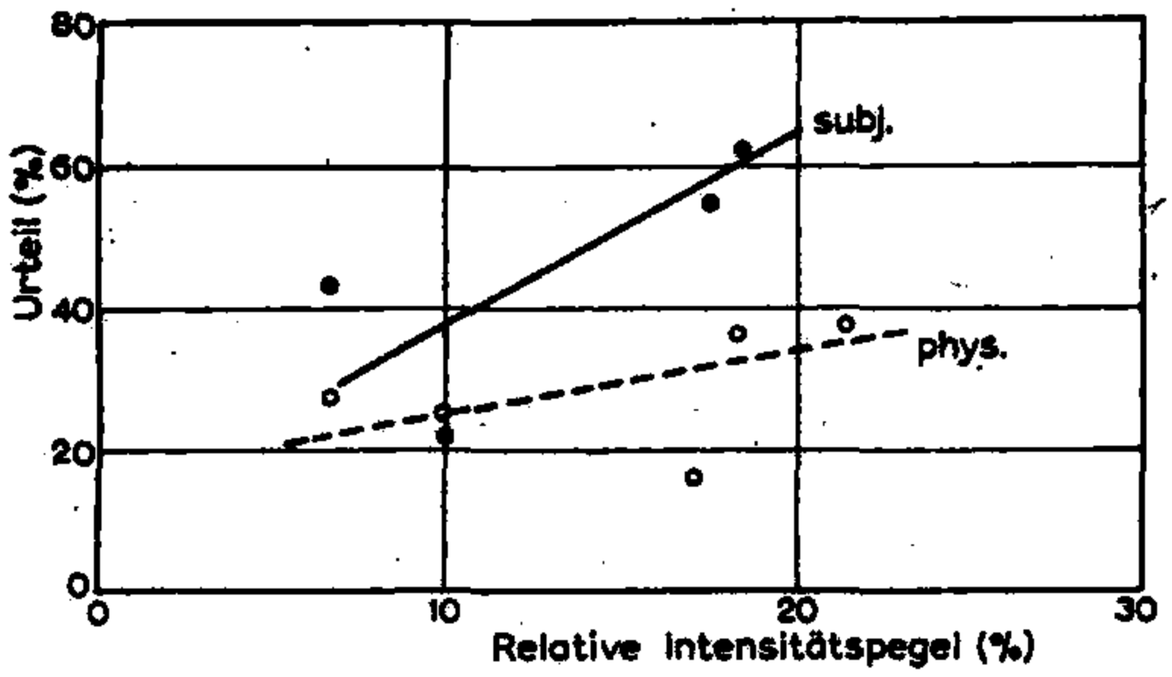


Abb. 4. Das prozentuelle Ansteigen der Urteile physikalischen und subjektiven Charakters in Abhängigkeit von $\Delta I/I$, wobei ΔI den Intensitätsunterschied am Anfang des Abklingens und I die höhere Intensität bedeuten.

falschen Antworten. In Abb. 4 ist ein Zusammenhang zwischen den Urteilen subjektiver und physikalischer Natur und den relativen Intensitätsunterschieden ($\Delta I/I$) ersichtlich. Es ist zu sehen, dass ein grösserer Intensitätsunterschied zwischen den Paaren bei beiden Empfindungen zu einem sicheren Urteil verhilft. Bei sehr kleinen $\Delta I/I$ Werten scheinen die zweiartigen Beurteilungen gleichwertig zu sein, bei grösseren Werten dagegen springt das subjektive Urteil scharf hervor. Die wenigen Messpunkte und der enge Messintervall sind Mängel der Abbildung, wir wünschen, sie mit weiteren Versuchen zu ergänzen.

Die erhaltenen Ergebnisse bedeuten bei weitem nicht die endgültige Entscheidung des Problems. Die Untersuchungen sollen mit weiteren, zahlreicheren Gruppen fortgesetzt und die Zuhörer aus den Reihen der Musikfreunde ergänzt werden. Die bisherigen Versuche lassen aber schon darauf schliessen, dass die Einführung des Begriffes subjektive Nachhallzeit begründet ist, und dass dieser im Urteil der Zuhörer eine grössere Rolle spielt als die physikalische Nachhallzeit.

LITERATUR

1. W. KUHL, *Acustica*, 4 (1954) 618.
2. M. LUKÁCS, *Subjektive Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen der Nachhallzeit und dem musikalischen Tempo* (Siehe dieses Buch, S. 979).

Subjektive Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen der Nachhallzeit und dem musikalischen Tempo

M. LUKACS

Akustische Forschungsgruppe der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, Budapest (Ungarn)

Die subjektiv-akustischen Untersuchungen, die sich auf die Nachhallzeit beziehen, blicken in Ungarn auf eine Tradition von mehr als 20 Jahren zurück. In einer 1936 veröffentlichten Arbeit[1] über die optimale Nachhallzeit in kleinen Musiksälen, untersuchte BÉKÉSY die Verbindung der Nachhallzeit mit mehreren subjektiven Faktoren. Damals herrschte noch jene Auffassung, dass die Hörsamkeit eines Saales mit der Zeitdauer des Nachhalls zu charakterisieren ist.

Heute werden zur Charakterisierung der akustischen Verhältnisse eines Saales mehrere Begriffe beachtet: die Frequenzschwankung, die Richtungsdiffusität, die Deutlichkeit und die Energieverteilung. Also ist man nicht ausschliesslich auf die Messung der Nachhallzeit angewiesen. Die Erscheinung des Nachhalls verfügt aber noch immer über solche Zusammenhänge mit den subjektiven Eindrücken, die noch Untersuchungen benötigen. Statt der allgemeinen, die Qualität bestimmenden, oberflächlichen Anwendung der Nachhallzeit, ist die Notwendigkeit solcher detaillierten Untersuchungen aufgetaucht, die eine Antwort auf die Frage geben, was und inwiefern eigentlich von der Nachhallzeit beeinflusst wird, mit welchen subjektiven Faktoren sie im Zusammenhang steht und welche Anforderungen die Musik an den Nachhall stellt. Diese Untersuchungen sollen nicht nur mit objektiven Mitteln, also mit Instrumenten gemessen werden, sondern es müssen die objektiven Messergebnisse mit vielen Personen kontrolliert werden. Auf diese Weise entstanden die subjektiven akustischen Untersuchungen, die heute schon überall angewendet werden, wo raumakustische Forschung vor sich geht.

Im Jahre 1954 veröffentlichte KUHL seine Ergebnisse einer subjektiv-akustischen Versuchsserie[2], wodurch er zu beweisen bestrebte, dass Musikstücke klassischen, romantischen und modernen Stiles je eine verschiedene, aber pro Stilrichtungen eine einzige optimale Nachhallzeit erfordern.

Dieser Auffassung widersprechen wir in zwei Punkten. Es scheint unwahrscheinlich, dass man eine allgemeine Konklusion von den Versuchen mit drei Musikstückteilen über die Nachhallzeit dieser drei umfangreichen Gruppen der Musikliteratur ziehen darf. Es ist ganz gewiss, dass die Ergebnisse den untersuchten Musikstücken entsprechen und dass wahrscheinlich noch ähnliche Beispiele zu finden sind. Es ist jedoch unzweifelhaft, dass ein Versuch von verschiedenen Musikstilen und mit mehreren Beispielen beweisen würde, dass die optimale Nachhallzeit auch dann nicht mit einem einzigen Wert ausgedrückt werden kann, wenn die Beispiele zu demselben Stil gehören.

Der andere Gesichtspunkt, in welchem unsere Auffassung von KUHL abweicht,

ist die Tempoabhängigkeit der Nachhallzeit. Laut KUHL ist die optimale Nachhallzeit vom Tempo des vorgetragenen Musikstückes unabhängig. Seine Versuche enthielten 10 verschiedene Brahms-Aufnahmen, deren Tempoabweichung $\pm 3{,}5\%$ betrug. Eine einzige Aufnahme war 15% langsamer, und auch bei dieser zeigte sich kein auf die Nachhallzeit bezügliches Urteil. BÉKÉSY sagt dagegen in seiner angeführten Arbeit: "Wenn man einen Allegro gespielten musikalischen Vortrag hört, so wird die Nachhallzeit des Raumes länger und häufig störender empfunden, als bei Musikstücken mit langsamerem Tempo."

Wir setzen voraus, dass zwischen der optimalen Nachhallzeit und dem musikalischen Tempo ein subjektiver Zusammenhang besteht. Unser Ziel ist festzustellen, was dieser Zusammenhang ist, und innerhalb welchen Grenzen er gültig ist.

Zur Ausführung unseres Versuches benötigten wir ein Musikstück, bei verschiedenen Tempos und verschiedenen Nachhallzeiten aufgenommen. Da uns verschiedene Aufnahmen nicht in genügender Zahl zur Verfügung standen, wurde die Änderung der Nachhallzeit und des Tempos gleichfalls künstlich hervorgerufen. Zu diesem Zweck gebrauchte man ein von KUHL entwickeltes Nachhallerzeugungsgerät und einen Magnetton-Laufzeitregler von der Firma Elektromesstechnik.

Beim Nachhallerzeugungsgerät wird eine grosse, dünne, dämpfungsfrei aufgehängte Stahlplatte durch ein dynamisches Erregersystem in Biegeschwingungen gesetzt. Die Biegeschwingungen der Platte werden durch ein Körperschallmikrofon aufgenommen. Die obere Grenze der Nachhallzeit hängt von der Schallabstrahlung ab. Wenn man der schwingenden Metallplatte eine poröse Dämpfungsplatte mehr oder weniger nähert, kann die Nachhallzeit variiert werden.

Wir haben die Nachhallzeiten von 1,5; 2; 2,5 Sek. eingestellt, wobei der unnatürliche Eindruck noch wenig zur Geltung kommt.

Beim Laufzeitregler hält ein magnetisches Differential die relative Geschwindigkeit zwischen dem Magnettonband und dem Wiedergabekopf konstant, unabhängig von der Bandgeschwindigkeit. Der Wiedergabekopf besteht aus einer Walze, an deren Umfang vier genau gleiche Abtastköpfe angebracht sind. Davon berührt immer nur ein Abtastkopf das Band. Die Tempodehnung kommt dadurch zustande, dass der Drehkopf einige Bandteile wiederholt abtastet, die Temporaffung aber so, dass einige Abschnitte überhaupt nicht abgetastet werden. Die Länge der wiederholt abgetasteten oder ausgelassenen Bandteile entspricht dem Abstand zwischen zwei Abtastköpfen. Seine zeitliche Länge darf nicht grösser sein, als der kürzeste Ton in der Musik. Sie darf aber auch nicht zu kurz sein, sonst würden Risse entstehen.

Die Laufzeit ist in den Grenzen von 50 . . . 200% stetig regulierbar, zwischen 80 . . . 130%, laut der Spezifikation, ohne Einfluss auf die Qualität, in der Praxis aber mit relativ geringer Qualitätsverschlechterung.

Zu den Versuchen wurde je ein 2—3 minutenlang dauernder Teil vom ersten und dritten Satz der Jupiter Symphonie von Mozart, sowie vom ersten Satz der Symphonie in d-moll von C. Franck gewählt. Mit Hilfe der erwähnten Geräte wurden aus den drei Musikstückteilen insgesamt 35 verschiedene Aufnahmen verfertigt. Die Nachhallzeit der originalen Aufnahme fällt bei allen drei Beispielen etwas unter 1,5 Sek.

Beim Abhören liess man je 3 Aufnahmen mit der Kombination von verschiedenen Nachhallzeiten und Tempos desselben Musikstückteiles von den Zuhörern vergleichen.

Das Abhören geschah im Studio der Ungarischen Schallplattenfabrik, von 2500 m^3

und 1,4 Sek. Nachhallzeit. Eine Gruppe von 65 Studenten bildete die Zuhörerschaft. Dieser Umstand erwies sich zur Auswertung nicht als vorteilhaft. Von einem einzigen Gesichtspunkt aber war er von Nutzen. Die Zuhörer kannten weder die Umstände der Aufnahmen, noch die Einrichtungen, so konnten sie, ohne Vorurteile nur mit dem Ohr und nicht von den eventuellen Nebenerscheinungen beeinflusst, die Beispiele beurteilen.

Die Frage, die die Zuhörer beantworten mussten, wurde am einfachsten gestellt. Welche von den drei verklungenen Aufnahmen gefiel am besten? Die Antworten sollten in Tabellen eingemerkt werden. Zu jeder Gruppe gehörte noch eine Rubrik für Bemerkungen.

Von den 65 ausgefüllten Blättern konnten 53 gebraucht werden. Es wurden von der Auswertung die zweideutigen und unsicheren Urteile ausgelassen. Wegen Zeitmangels und der Ermüdung der Zuhörer konnten von den 35 Aufnahmen nur 27 abgehört werden. Der III. Satz der Jupiter Symphonie musste ausbleiben. Auf diese Weise wurde unsere Statistik auf Grund von 477 Urteilen verfertigt. Die Rubrik für Bemerkungen wurde nur selten ausgefüllt, aber darin wiesen die Zuhörer im allgemeinen richtig auf das ungewohnte Tempo oder die sehr lange Nachhallzeit der einzelnen Aufnahmen hin.

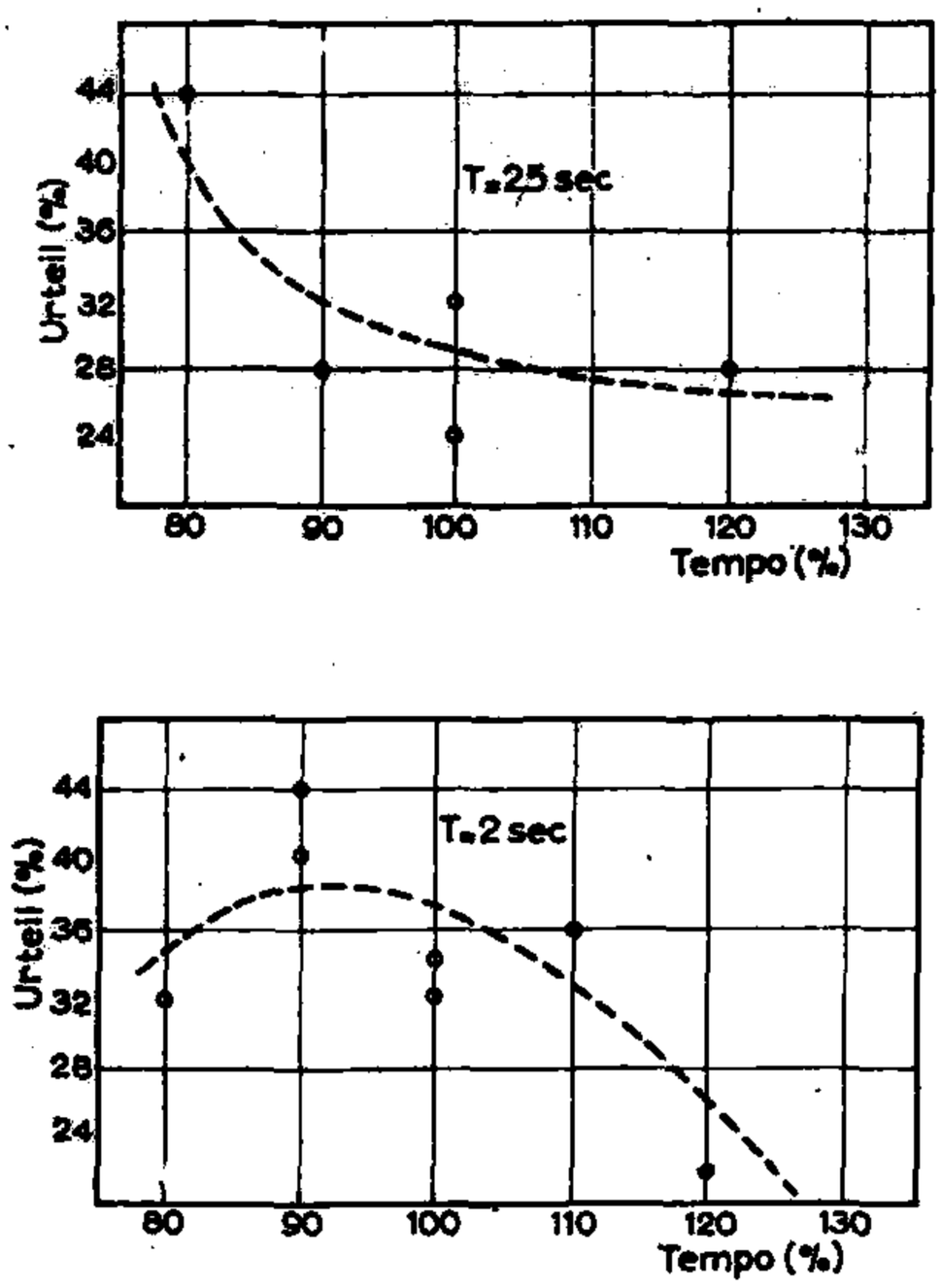


Abb. 1. Zusammenhang zwischen dem musikalischen Tempo und den günstigen Urteilen bei einer Nachhallzeit von 2,5 Sek.

Abb. 2. Zusammenhang zwischen dem musikalischen Tempo und den günstigen Urteilen bei einer Nachhallzeit von 2 Sek.

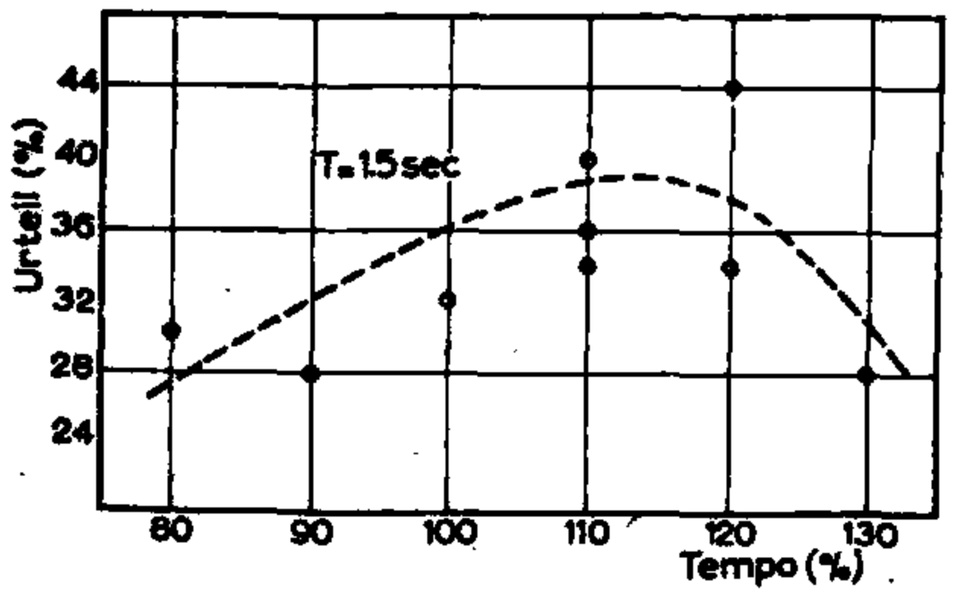


Abb. 3. Zusammenhang zwischen dem musikalischen Tempo und den günstigen Urteilen bei einer Nachhallzeit von 1,5 Sek.

Wird der prozentuelle Wert des musikalischen Tempos in der Funktion des prozentuellen Urteiles grafisch dargestellt, wobei die Nachhallzeit als Parameter gewählt wird, ist es sichtbar, dass bei einer Nachhallzeit von 2,5 Sek. das Maximum der Urteile auf die Geschwindigkeit von 80% fällt (Abb. 1). Bei 2,0 Sek. fallen die Urteile so, dass ein Maximum auf ungefähr 90% zu sehen ist (Abb. 2). Im dritten Falle bei 1,5 Sek. kann man ein Maximum auf 110–120% finden (Abb. 3). Die Erscheinung, dass bei 130% alle Kennlinien abfallenden Charakter haben, ist schon der unangenehm wirkenden Geschwindigkeitsänderung zuzuschreiben.

Ich möchte auf einige Fehler hinweisen, die sich im Laufe der Messungen, bzw. der Auswertungen ergaben. Es wurde keine Aufnahme verfertigt, wo nur die Geschwindigkeit geändert wurde, und diese Kontrolle fehlte bei der Auswertung. Im Laufe der weiteren Versuche wird es richtiger sein, die Gruppen so zusammenzustellen dass immer andere Teile desselben Musikstückes verglichen werden sollen.

Unsere Versuche sind noch nicht abgeschlossen. In den folgenden Monaten werden die Versuche mit einem Orchester verrichtet. Dies hat den Vorteil, dass die Tempoänderungen auf natürlichem Wege zu lösen sind. Auf diese Weise können feinere Änderungen eingestellt werden, was weitere Ergebnisse ermöglicht. Die Nachhallzeit wird dagegen mit einem Hallraum geändert. Zum Abhören dieses Versuches kann die Teilnahme von anderen Zuhörern mit musikalischen und technischen Kenntnissen gesichert werden.

Es sei fern von uns, von diesem einzigen subjektiven Abhör-Versuch eine Schlussfolgerung zu ziehen, aber, wie es zu sehen ist, zeigt sich schon auf Grund obiger Versuche der Zwang, dass das langsamere Tempo mit längerer Nachhallzeit und das schnellere Tempo mit kürzerer Nachhallzeit subjektiv zu verbinden ist.

An dieser Stelle möcht ich noch einmal meinen Dank in Richtung des Ungarischen Rundfunks und der Ungarischen Schallplattenfabrik aussprechen, für die Hilfe, mit der sie unsere Versuche ermöglicht haben.

LITERATUR

1. G. v. Békésy, *Rev. acoustique*, 5 (1936) 145.
2. W. Kuhl, *Acustica*, 4 (1954) 618.

Nutzbarmachung neuerer raumakustischer und electroakustischer Erkenntnisse für die Musikwissenschaft

K. BLAUKOPF
Phono, Wien (Österreich)

Die philologisch orientierte Musikwissenschaft hat lange Zeit nicht das "lebendige Klanggeschehen" sondern das Notenbild zum alleinigen Gegenstand der Forschung gemacht. Allmählich wurde diese wissenschaftliche Arbeit durch Untersuchungen über die sogenannte "Aufführungspraxis" ergänzt. Es zeichnet sich nun die Tendenz ab, das lebendige Klanggeschehen ins Zentrum der Forschung zu rücken. So meint H. REINOLD[1]: ". . . das Entscheidende an der Musik, das eigentlich geschichtlich Bewusste, ist das Klangbild. Den Angriff auf dieses Klangbild wird die Musikwissenschaft wagen müssen, um die ureigenste Ebene ihres Gegenstandes zu erreichen."[1] In Bezug auf die stilgemässe Deutung des jeweiligen Notenbildes und in Bezug auf das einzusetzende Instrumentarium hat die Musikwissenschaft diesen Angriff auf das Klangbild längst gewagt. Die Fragen der Raumakustik wurden jedoch im Zusammenhang mit den verschiedenen Stilepochen der Musik noch nicht systematisch behandelt. Auf diesem Gebiet geht die Initiative von der Raum- und Bauakustik, sowie von der Elektroakustik aus. Das Bestreben, zweckmässige Konzertsäle zu bauen, und das Bestreben, Tonaufnahmen von Musikwerken verschiedener Epochen unter raumakustisch stilgemässen Bedingungen vorzunehmen, gab den Anstoss zu jenen Untersuchungen, die für die Musikwissenschaft nun nutzbar gemacht werden können.

Raumakustik als Stilkriterium

Schon die Versuchsreihen von KUHL[2] und REICHARDT[3] zeigten, dass die Versuchspersonen für verschiedene Musikstile unterschiedliche Nachhallzeiten des Aufführungsraumes für richtig hielten. Die Urteile von Versuchspersonen sind jedoch von den gegenwärtigen Hörgewohnheiten zu sehr beeinflusst, als dass sie ein verlässliches Kriterium für den jeweils stilentsprechenden Nachhall liefern könnten. Derartige Testreihen geben wohl wichtige Hinweise, sie entheben die Forschung jedoch nicht der Pflicht, nach objektiven Kriterien zu suchen.

Nachhall und Klangideal

Der Musikwissenschaft ist die Fragestellung durchaus nicht unbekannt. Schon 1927 sprach A. SCHERING[4] von zwei Tendenzen, die sich in der Prägung nationaler und historischer Klangstille geltend machen. Die eine Tendenz nannte SCHERING "die Hinneigung zum Ideal der Klangverschmelzung", die andere "die Hinneigung zum Ideal des gespaltenen Klangs".

Ein extremes Beispiel für lange Nachhallzeit bietet die Musik der Gregorianik. Das Notenbild allein könnte hierüber keinen Aufschluss geben, denn es sagt über den

Nachhall und dessen Frequenzgang nichts aus. Da das Baumaterial der gotischen Kathedrale vorzugsweise die hohen Frequenzen absorbiert und die Nachhallzeit der tiefen Frequenzen verlängert, ergeben sich hieraus psychologische und damit letztlich auch soziologische Konsequenzen. Dem Hörer wird die Lokalisierung der Klangquelle schwieriger gemacht, der Klang scheint ihn einzuhüllen, er ist nicht distanzierter "Hörer", sondern Teil eines tönenden Kosmos. Diese Feststellung ist nicht nur für die Lehre von der Aufführungspraxis wichtig, sondern auch für die Musiksoziologie, denn hier trägt die Art des Nachhalls zu jenem Prozess bei, den die moderne Soziologie "Internalisierung" nennt: die kulturellen Normen der (feudalen) Gesellschaft, die auf mystische Versenkung in den kirchlichen Ritus abzielen, verwandeln sich unter dem Einfluss der spezifisch gregorianischen Klanggestalt in individuelle Bedürfnisse der Menschen, die dieser Gesellschaft angehören. Diese Erhellung eines soziologischen Phänomens durch die Bauakustik kommt für den Soziologen durchaus nicht überraschend[5]. Im Gegensatz zu der von A. SILBERMANN[6] vertretenen Ansicht, wonach das Studium der Musiksoziologie nicht dazu diene, "Natur und Essenz der Musik selbst zu klären", kann sehr wohl ein enger Zusammenhang zwischen soziologischen Tatbeständen und Kompositionsstil nachgewiesen werden. Dies gilt insbesondere für den Zusammenhang des Klangideals mit der durch die Architektur bedingten Nachhallzeit.

Harmonische Modulationsgeschwindigkeit

Die Bedeutung der Nachhallzeit für den Kompositionsstil erweist sich bei der Betrachtung der musikalischen Modulation, d.h. beim Übergang der Komposition von einer Tonart in eine andere. Die Musiktheorie betrachtete bisher das Phänomen der Modulation fast ausschliesslich nach dem Notenbild. Doch ist in der Praxis nicht nur wichtig, wie *weit* die beiden miteinander verbundenen Tonarten voneinander entfernt ist, sondern auch, wie *rasch* der Übergang von der Ausgangstonart in die Zieltonart erreicht wird. Uns interessiert also nicht nur die "Modulationsdistanz", sondern auch die "Modulationsgeschwindigkeit", d.h. die Modulationsdistanz pro Zeiteinheit. Es ist durchaus nicht gleichgültig, ob die Modulation von C-Dur nach gismoll in 5 oder in 15 Sekunden erfolgt, ob die Modulation einen direkteren oder längeren Weg nimmt und ob sie ornamentale "Ausweichungen" aufweist oder nicht. Der Verfasser hat den Begriff der "Modulationsgeschwindigkeit" versuchsweise eingeführt[7] und daran die Überlegung geknüpft, dass zwischen der Modulationsgeschwindigkeit M und der Nachhallzeit T ein einfacher Zusammenhang besteht: bei wachsendem T muss M kleiner werden. Den Komponisten des 18. und 19. Jahrhunderts war dieser Zusammenhang sehr wohl bewusst. In seiner Bach-Biographie hat J. N. FORKEL (1802) darauf hingewiesen[8], dass es in grossen Kirchen, "wo der Ton nur langsam verhallen kann", ein Vorteil ist, wenn "die Modulation langsam fortschreitet", dass aber in der Instrumental- und Kammermusik raschere Modulation möglich und empfehlenswert sei. E. T. A. HOFFMANN[9] hat sich in seinen Schriften über Kirchenmusik mehrfach mit diesem Problem beschäftigt und dabei besonders betont, dass mit Rücksicht auf den langen Nachhall in der Kirche der Komponist die "bunten Ausweichungen" vermeiden sollte.

Diese knappen Andeutungen mögen genügen, um darzutun, dass nicht nur der Zusammenhang zwischen Nachhallzeit und Geschwindigkeit des Musikstückes klärenswert ist, sondern auch der Zusammenhang zwischen Nachhallzeit und Modula-

tionsgeschwindigkeit, wobei als Masseinheit für die Modulationsdistanz versuchsweise die Verwandtschaft im Quintenzirkel der Tonarten gewählt werden könnte.

Rekonstruktion akustischer Charakteristiken

Um objektive Kriterien für jene Nachhallzeiten zu finden, die der Aufführung von Werken verschiedener Stilepochen entsprechen können, wäre es notwendig, Daten über die akustische Charakteristik der jeweiligen Uraufführungsräume zu sammeln und überdies die Frage zu klären, inwieweit der Komponist (bewusst oder unbewusst) auf die akustische Charakteristik dieses Raumes Rücksicht genommen hat. Die vom Verfasser angeregte Untersuchung der akustischen Charakteristik bedeutender Uraufführungsräume[10] wurde in jüngster Zeit an zwei berühmten Beispielen vorgenommen. Für das alte Wiener Burgtheater, das 1888 abgerissen wurde und für das Gluck und Mozart mehrere Werke komponiert haben, errechnete HERTA SINGER[11] aus den Akten und Baumateriallisten eine Nachhallzeit von 1,4 Sekunden bei besetztem Haus. Für die Leipziger Thomaskirche zur Zeit J. S. Bachs errechneten L. KEIBS UND W. KUHL[12] eine wahrscheinliche Nachhallzeit von 1,6 bis 1,7 Sekunden. KEIBS UND KUHL erklären zusammenfassend, "dass Bach viele seiner Kompositionen für einen Raum geschaffen hat, der mehr die Akustik eines Konzertsaales oder eines grossen Opernhauses hatte, als die typische Akustik einer Kirche."[13]

Nivellierung des Klangideals

Die im 19. Jahrhundert geschaffenen berühmten Konzertsäle (Gewandhaus Leipzig, Concertgebouw Amsterdam, Musikvereinssaal Wien) weisen Nachhallzeiten auf, die bei rund 2 Sekunden liegen. Wir wissen, dass die Musik der Spätromantik im Hinblick auf solche Konzertsäle geschaffen wurden, dass Bruckner an den Musikvereinssaal in Wien, dass Brahms beim Komponieren an den Musikvereinssaal oder an das Gewandhaus dachte. Die Aufführung von Musikwerken anderer Epochen in solchen Sälen hat jedoch zu einer Nivellierung des Klangideals, zu einer Verwischung der Grenzen historischer und nationaler Klangstile geführt. Erst die elektroakustische Klangspeicherung macht die Musizierpraxis von den vorhandenen Sälen einigermassen unabhängig, ermöglicht die Rekonstruktion historischer Klangstile und schafft damit die Grundlage für die Nutzbarmachung raumakustischer und elektroakustischer Erkenntnisse für die Musikwissenschaft. Dies ist um zo bedeutsamer, als die gegenwärtige Tendenz zur Erstellung sehr grosser Konzertsäle und Theatergebäude beim Publikum zu einem Verlust des kritischen Empfindens für die jeweils angemessene Raumakustik führt. Mozart forderte noch, dass seine "Zauberflöte" am besten aus der Nähe zu hören wäre; Berlioz gab den Mozart-Aufführungen im kleinen *Théâtre Italien* in Paris den Vorzug vor den Aufführungen im grossen *Théâtre Lyrique;* Stendhal wusste noch, dass Rossinis "Gazza ladra" in der Mailänder Scala besser zur Geltung kam als im Pariser *Théâtre Italien*; Verdi meinte, dass die grossen Dimensionen der Mailänder Scala der Wirkung seines "Falstaff" Abbruch tun würden; doch all diese akustisch-subtilen Feststellungen erweisen sich unwirksam in einer demokratischen Gesellschaft, die grossen Publikumsmassen den Genuss musikalischer Kunstwerke ermöglichen will. Erwägungen der Stiltreue müssen notwendigerweise hinter wirtschaftlichen und sozialen Erwägungen zurückstehen. Die Nivellierung des Klangideals auf der Basis der jeweils zur Verfügung stehenden Aufführungsräume lässt nicht nur Versuchsreihen zur Bestimmung der "richtigen" Nachhallzeit proble-

matisch erscheinen, sondern verwirrt auch das Bild, das sich die Musikwissenschaft von der Vielfalt der Klangideale machen soll. Die Raum- und Elektroakustik ist in der Lage, diese Fragen zu klären, und im Verein mit der Musikwissenschaft den Zusammenhang von Raumakustik und Kompositionsstil, von Nachhallzeit und Modulationsgeschwindigkeit ins rechte Licht zu rücken. Von hier aus erst wären die Fragen des musikalischen "Raumgefühls" im Sinne von CURT SACHS[14] und der Zusammenhang des Klangstils mit der Entwicklung der Tonsysteme[15] exakt zu erfassen.

LITERATUR

1. H. REINOLD, *Die Musikforschung*, 10 (1957) 11.
2. W. KUHL, *Akust. Beihefte*, 4 (1954).
3. W. REICHARDT, E. KOHLSDORF UND H. MUTSCHER, *Hochfrequenztechnik und Elektroakustik*, 64 (1955) 18.
4. A. SCHERING, *Jahrbuch der Musikbibliothek Peters*, (1927) 33.
5. Vgl. G. SCHEJA, in: *Soziologie und Leben*, herausgegeben von C. Brinkmann, Rainer Wunderlich, Tübingen, 1952, p. 226.
6. A. SILBERMANN, *Kölner Z. Soziologie und Sozialpsychologie*, 10 (1958) 113.
7. K. BLAUKOPF, *Schweiz. Muzikzeitung*, 94 (1954) 60.
8. J. N. FORKEL, *Über Bachs Leben, Kunst und Kunstwerke*, neu herausgegeben von M. F. Schneider, Haldimann, Basel, o.J., p. 57.
9. E. T. A. HOFFMANN, *Alte und neue Kirchenmusik*, Musikalische Novellen und Aufsätze, Band II, herausgegeben von Edgar Istel, Regensburg, o.J., p. 138.
10. K. BLAUKOPF, *Gravesaner Blätter*, 2, Nr. 6 (1956) 48.
11. H. SINGER, *Maske und Kothurn*, 4 (1958) 220.
    H. SINGER, *Gravesaner Blätter*, 4, Nr. 11/12 (1958) 87.
    H. SINGER, *Phono*, 5, Nr. 4 (1959) 8.
12. L. KEIBS UND W. KUHL, *Phono*, 5, Nr. 6 (1959) 3. (Teilweiser Vorabdruck; vollständiger Text: *Acustica*, 9, Nr. 5 (1959) 365.
13. L. KEIBS UND W. KUHL, *Phono*, 5, Nr. 6 (1959) 5.
14. C. SACHS, *Arch. Musikwissenschaft*, 1 (1919) 458.
15. Vgl. K. BLAUKOPF, *Musiksoziologie*, Kiepenheuer & Witsch, Köln, 1950, p. 83.

Section 9
BUILDINGS ACOUSTICS

9. Abschnitt
BAUAKUSTIK

Section 9
ACOUSTIQUE DES BÂTIMENTS

Luftschalldämmung

K. GÖSELE

Institut für technische Physik, Stuttgart-Degerloch (Deutschland)

Die Luftschallübertragung zwischen zwei aneinandergrenzenden Räumen kann auf recht verschiedenen Wegen erfolgen, da sämtliche raumbegrenzenden Bauteile eines Raumes durch Luftschall zu Schwingungen angeregt und diese Schwingungen mehr oder weniger geschwächt in den Nachbarraum weitergeleitet werden. Häufig ist es jedoch so, dass die Übertragung über die den beiden Räumen gemeinsame Trennwand oder Trenndecke gegenüber anderen Übertragungswegen dominiert. Deshalb hat man zunächst von der Luftschallübertragung zwischen zwei Räumen abstrahiert auf die Luftschallübertragung durch eine Trennwand o.ä. Man definiert ein Luftschalldämm-Mass als den zehnfachen Logarithmus des Verhältnisses der auf eine Trennwand auftreffenden Schall-Leistung zu der von der Wand auf der anderen Seite abgestrahlten Leistung.

Die Untersuchungen der letzten Jahrzehnte über Trennwände haben sich bevorzugt mit zwei Problemen befasst, dem Verhalten der homogenen Platte und dem der mehrschaligen Trennwand.

EINFACHWÄNDE

An homogenen Platten hatte BERGER[1] bei den ersten Untersuchungen auf diesem Gebiet, die vor nahezu 50 Jahren durchgeführt worden sind, festgestellt, dass überraschenderweise nicht die Art des verwendeten Materials, sondern lediglich die Masse je Flächeneinheit für die Luftschalldämmung massgeblich ist. Mit einer einfachen, für senkrechten Schalleinfall verständlichen Hypothese, wonach eine Platte sich wie eine träge Masse verhält, konnten diese Beobachtungen qualitativ erklärt werden. Die tatsächlich beobachteten Dämmungen waren allerdings im Mittel um etwa 10 bis 15 dB kleiner als die so berechneten Werte. CREMER[2] konnte diese Abweichungen erklären, indem er die Verhältnisse bei schräg einfallendem Luftschall näher behandelte.

Fällt eine Schallwelle schräg auf eine Platte ein, dann bildet sich vor dieser eine örtlich sinusförmig verlaufende Druckverteilung aus, wobei die Wellenlänge durch den Einfallswinkel der Schallwelle und die Schallgeschwindigkeit der Luft bestimmt wird. Bei einer solchen Anregung kommt zu dem oben erwähnten Trägheitswiderstand der Masse ein durch die Biegesteife der Platte bedingter, gegenüber diesem um 180° phasenverschobener Widerstand hinzu, dessen Grösse von der Spurwellenlänge der örtlichen Druckverteilung vor der Platte, d.h. also von Frequenz und Einfallswinkel abhängt. Der Gesamtwiderstand und damit die Schalldämmung sind gleich Null, wenn die beiden Widerstände dem Betrag nach gleich gross sind, und wenn die stets vorhandene innere Dämpfung der Platten nicht berücksichtigt wird.
Dieses Dämmungsminimum tritt bei einer Anregung mit richtungsdiffusem Schall

stets kurz oberhalb einer Frequenz auf, bei der die frequenzabhängige Biegewellengeschwindigkeit der Platte und die Schallgeschwindigkeit in Luft gleich gross sind. Diese aus der Dicke, der Dichte und dem Elastizitätsmodul der Platte errechenbare Frequenz wird nach CREMER als Grenzfrequenz der Platte bezeichnet. Abb. 1 zeigt

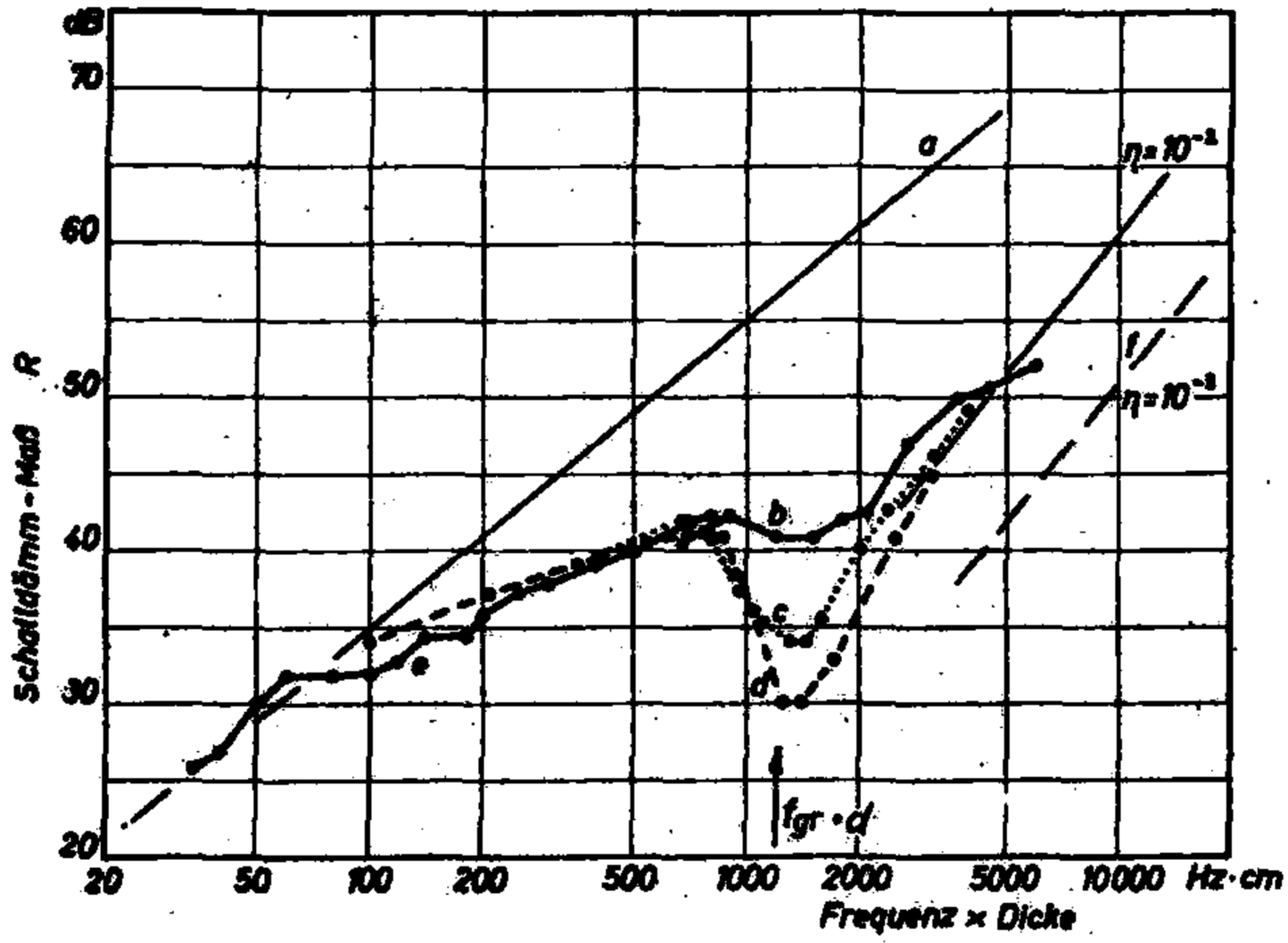


Abb. 1. Schalldämmung von vier Stahlplatten in Abhängigkeit von Frequenz und Dicke
a : Rechnung für reinen Massenwiderstand und senkrechten Schalleinfall.
b : 15 mm Stahlplatte, $l/\lambda_{gr} = 3{,}5$.
c : 8 mm Stahlplatte, $l/\lambda_{gr} = 6{,}7$.
d : 3,5 mm Stahlplatte, $l/\lambda_{gr} = 15$.
e : 1 mm Stahlplatte, $l/\lambda_{gr} = 52$.
f : nach Theorie CREMER[3] für zwei verschiedene Verlustfaktoren η.
l : Abmessungen der Platte.
λ_{gr} : Wellenlänge bei der Grenzfrequenz.
f_{gr} : Grenzfrequenzen der Platten.

an einem Beispiel (Kurve d) die Verminderung der Schalldämmung in der Nähe dieser Grenzfrequenz. Die Lage des Dämmungsminimums wird von der Theorie stets richtig wiedergegeben. Dagegen ergibt sich die Dämmung oberhalb der Grenzfrequenz der Platten nach der geschilderten, für unendlich grosse Platten gültigen Theorie zu niedrig. Die Werte wären etwa zutreffend, wenn eine höhere innere Materialdämpfung angenommen würde als die Materialien tatsächlich besitzen. Dies zeigt Abb. 1, wo Rechnung und Messung mit einem Verlustfaktor von $\eta = 10^{-2}$, der etwa für Stahl zutreffen würde, nicht übereinstimmen, dagegen dann, wenn ein Verlustfaktor von $\eta = 10^{-3}$ angenommen wird. Auch LONDON[3] hat bei seinen Untersuchungen festgestellt, dass die experimentellen Werte dann theoretisch erklärt werden könnten, wenn zusätzlich ein relativ grosser Wirkwiderstand angenommen wird, der allerdings physikalisch nicht gedeutet werden konnte.

Neuere Untersuchungen ergaben, dass die Unterschiede zwischen Rechnung und Experiment wahrscheinlich darauf zurückzuführen sind, dass die Rechnung die unendlich grosse Platte behandelt, die Messungen dagegen an endlich grossen Platten mit einer entsprechenden Randeinspannung vorgenommen werden. Dabei sind zwei

Effekte zu unterscheiden, einmal die Ausbildung des Dämmungsminimums, zum anderen der Einfluss der Randeinspannung auf die Schalldämmung oberhalb der Grenzfrequenz. In Abb. 1 sind die Dämmwerte für vier gleich grosse, aber verschieden dicke Stahlplatten in Abhängigkeit von Frequenz mal Dicke aufgetragen. Das Dämmungsminimum in der Nähe der Grenzfrequenz ist umso stärker ausgeprägt, je grösser das Verhältnis der Abmessungen l der Platte zur Wellenlänge λ_{gr} bei der Grenzfrequenz ist, ein qualitativ verständliches Ergebnis. Unterhalb der Grenzfrequenz ist dagegen der Einfluss gering.

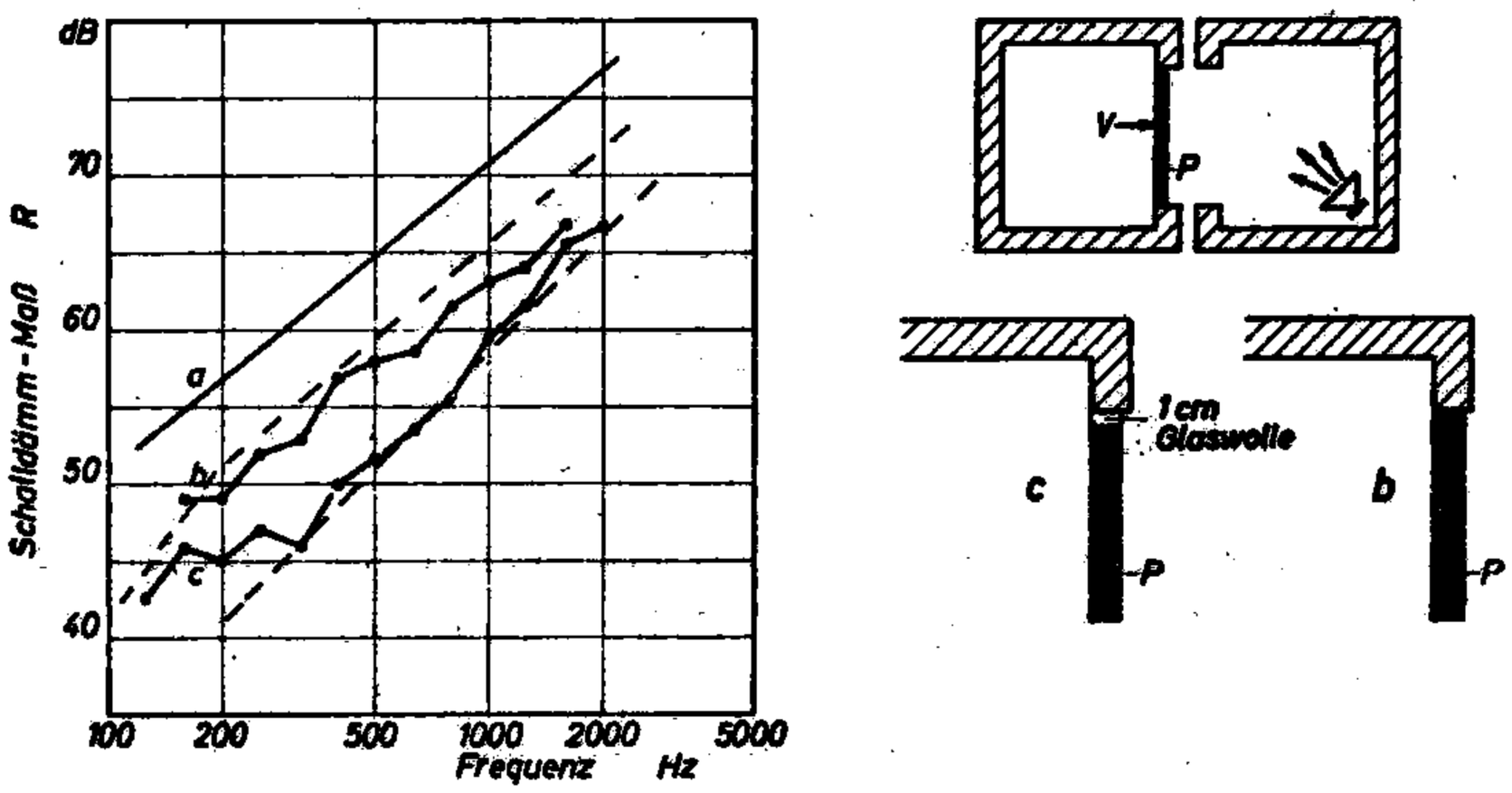


Abb. 2. Einfluss der Randeinspannung auf die Schalldämmung einer 24 cm dicken Vollziegelwand P im Laboratorium.
a : Rechnung für reinen Massenwiderstand, senkrechter Schalleinfall.
b : Prüfwand P fest mit umgebenden Bauteilen verbunden.
c : Prüfwand von umgebenden Bauteilen durch Streifen aus 1 cm dicken Glaswolleplatten getrennt.
●—●—● Messwerte. ——— Rechnung von HECKL[4].

Den Einfluss der Randeinspannung von Wänden auf die Schalldämmung zeigt Abb. 2 an einem Beispiel. Dabei war im Laboratorium zunächst eine Vollziegelwand ringsum gegen die Einbauöffnung durch Streifen aus Mineralfasern isoliert, wobei sich die Dämmung* der Kurve c ergab. Wurde die Glaswolle durch Mörtel ersetzt, dann erhöhte sich die Schalldämmung um etwa 5 dB (Kurve b). Die Art der Einspannung hat somit einen entscheidenden Einfluss auf die Schalldämmung.

HECKL[4] hat den Einfluss der Randeinspannung und der endlichen Grösse von Platten auf deren Luftschalldämmung rechnerisch behandelt. Dabei kommt er zu dem Ergebnis, dass die Schalldämmung einer Wand oberhalb ihrer Grenzfrequenz abhängt von der Art der Einspannung, von der Grösse der Wand und ihrer Grenzfrequenz. In Abb. 2 sind die von HECKL berechneten Werte für die beiden Einspannungsfälle der Ziegelwand gestrichelt eingezeichnet. Wenn man die vorhandenen Unsicherheiten in den Materialkonstanten berücksichtigt, muss die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung als gut bezeichnet werden. Man darf deshalb die Hoffnung hegen, dass damit das alte Problem der Berechnung der Schalldämmung von homogenen

* Um unabhängig von den Undichtheiten der Randisolierung und von Längsleitungseffekten zu sein, wurde die Luftschalldämmung in beiden Fällen aus den gemessenen Schwingungsamplituden v (siehe Skizze in Abb. 2) berechnet.

Wänden seiner endgültigen Lösung nahe ist. Nach der Heckl'schen Theorie[4] hängt das Schalldämm-Mass einer Wand oberhalb der Grenzfrequenz von ihren Abmessungen ab und zwar in dem Sinne, dass das Schalldämm-Mass mit zunehmender Fläche abnimmt. Diese Abhängigkeit ist durch Versuche noch nicht bestätigt. Ältere Untersuchungen von EISENBERG[5] haben keine derartige Abhängigkeit ergeben.

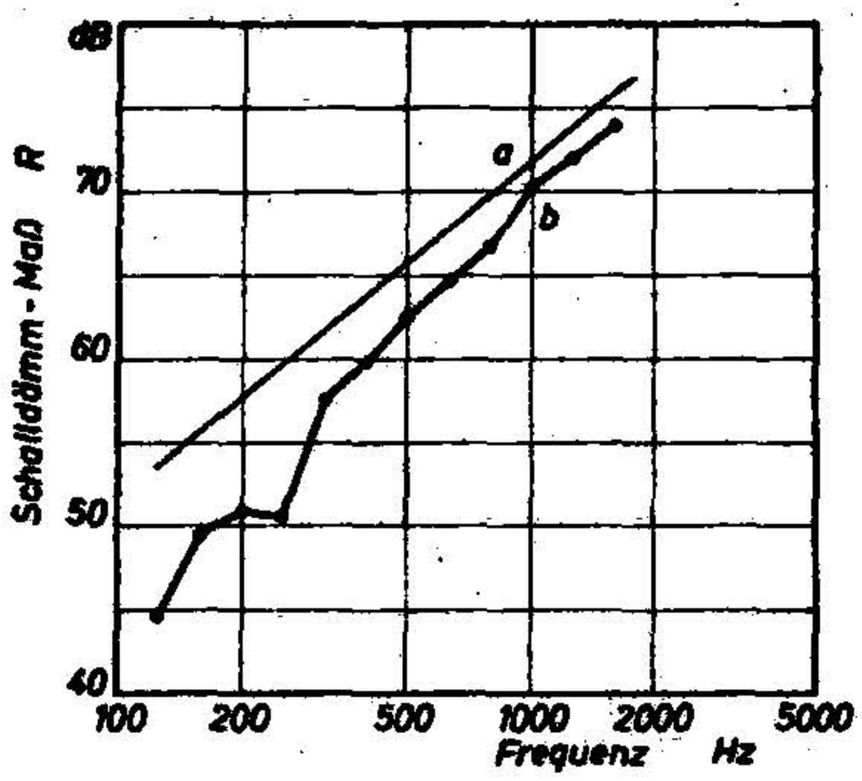


Abb. 3. Schalldämm-Mass einer Betonwand von rd. 520 kg/m² Flächengewicht, bestimmt im Laboratorium.
a : theoretisch für reinen Massenwiderstand und senkrechten Schalleinfall.
b : Messwerte der Betonwand.

Nach den bisherigen experimentellen Ergebnissen verläuft das mittlere Schalldämm-Mass von Einfachwänden, wenn sie schwerer als etwa 100 kg/m² sind, in einem konstanten Abstand von etwa 14 dB unter den Werten für eine reine Massenhemmung. Bei neueren Messungen wurden Schalldämmwerte beobachtet, die wesentlich höher sind. Abb. 3 zeigt dafür ein Beispiel, wobei der Unterschied gegenüber den Werten für reine Massenhemmung nur noch wenige dB beträgt, in ziemlicher Übereinstimmung mit der Heckl'schen Theorie. Die Abweichungen zwischen früheren und jetzigen Messungen können durch Nebenwegeffekte der Laboratorien erklärt werden, auf die am Schluss noch eingegangen werden soll.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass die Schalldämmung – stärker als bisher ange-

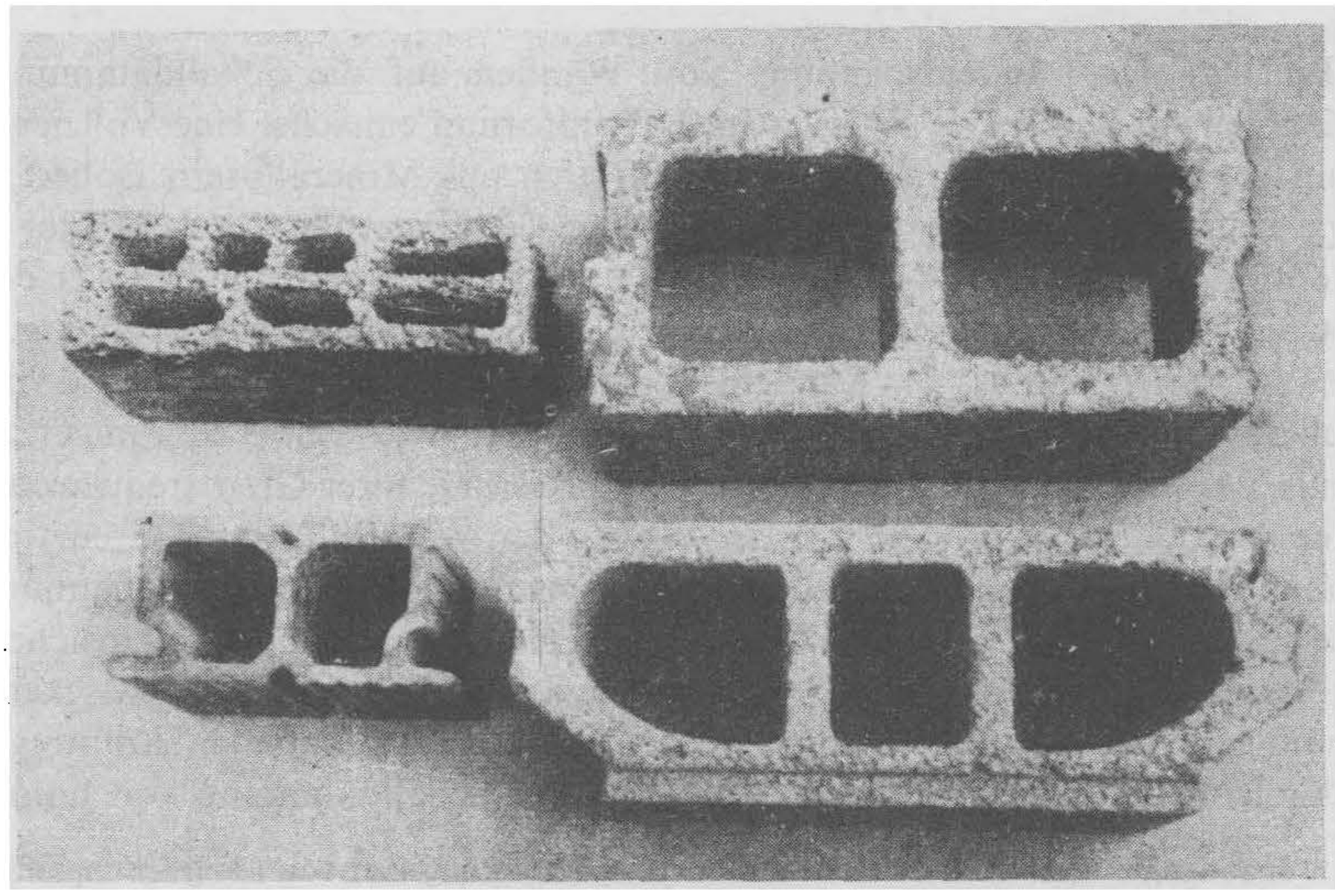
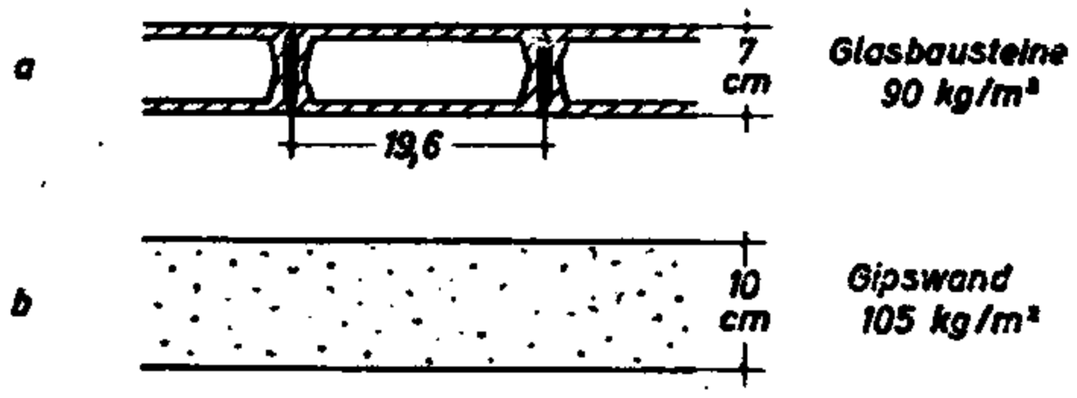


Abb. 4. Beispiele von Hohlsteinen für Wände und Decken.

nommen – von den Einspannungsverhältnissen abhängt, so dass Theorien, die diesen Einfluss nicht mitberücksichtigen, die experimentellen Werte nicht quantitativ erfassen können.

Die bisherigen Überlegungen gelten für homogene Platten. Viele praktisch angewandte Wände und Decken sind nicht homogen aufgebaut. Inwieweit lassen sich dabei Voraussagen über die Schalldämmung machen?

Zu unterscheiden ist zwischen zwei Formen der Inhomogenität, derjenigen, bedingt durch Hohlräume – wie sie Abb. 4 zeigt – und der durch Schichtung. Solange



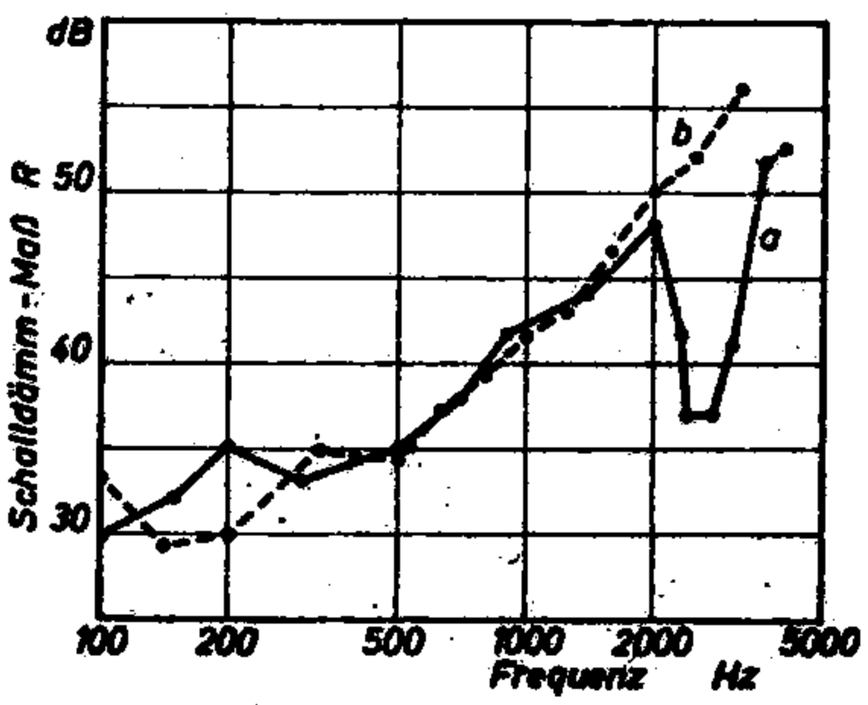


Abb. 5. Beispiel für die Verringerung der Luftschalldämmung von einschaligen Wänden durch grosse Hohlräume.

die Hohlräume in ihren Abmessungen klein sind gegen die Biegewellenlänge, verhält sich eine solche Wand wie eine homogene Wand. Ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt, können Resonanzen der Teilstücke auftreten, wie dies Abb. 5 an einer Wand aus Glasbausteinen zeigt. Bei schichtenförmigem Aufbau sind Resonanzen möglich, wenn eine der Schichten einen relativ geringen Elastizitätsmodul hat.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass ein inhomogener Aufbau von Einfachwänden oder Decken bisher schalltechnisch keine Vorteile, in manchen Fällen jedoch Nachteile gebracht hat.

DOPPELWÄNDE

Ein zweites, schon altes Problem der Bauakustik ist das Verhalten von Doppelwänden oder allgemein von Mehrfachwänden. Im Gegensatz zu den Verhältnissen bei Einfachwänden sind hier die theoretischen Grundlagen noch mangelhaft. Zwar liegt eine Theorie für Doppelwände von LONDON[6] vor, welche den Spuranpassungseffekt der Einzelschalen berücksichtigt; ihrer Anwendung stehen jedoch verschiedene Schwierigkeiten im Wege. Deshalb begnügt man sich bisher für die Abschätzung mit einem einfachen Masse-Feder-Masse-Modell nach WINTERGERST[17], das den Verhältnissen einer Doppelwand bei senkrechtem Schalleinfall entspricht. Ein solches Modell weist eine Resonanzfrequenz auf, bei der die Schalldämmung geringer als für eine gleich schwere Einfachwand wird, um anschliessend mit zunehmender Frequenz stark anzusteigen.

Die Annäherung dieser Abschätzung an die praktischen Verhältenisse wird besser, wenn man nicht die Schalldämmung selbst nach dem Modell berechnet, sondern die Verbesserung der Schalldämmung einer Wandschale durch eine zweite vorgesetzte Schale[7]. Vor allem lassen sich dann die Ergebnisse auch auf dicke Wände anwenden, die mit einer dünnen Schale verkleidet sind, ein praktisch sehr bedeutsamer Fall. Die Übereinstimmung ist für dünne Platten befriedigend, wie Abb. 6 (Fall A) zeigt. Dabei ist einmal die Verbesserung ΔR der Schalldämmung angegeben und zum anderen die Verringerung ΔL des Schallpegels L vor der Versuchswand durch die vorgesetzte

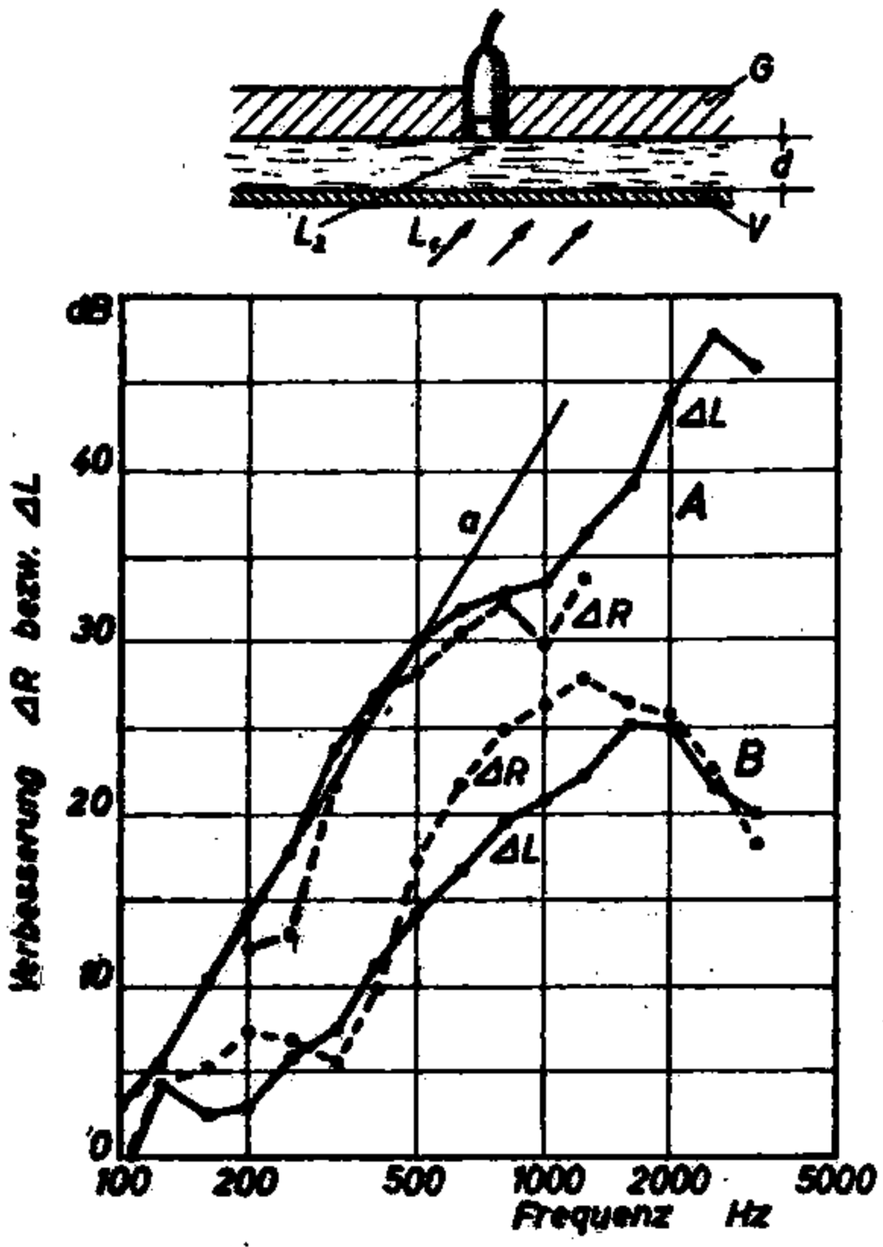


Abb. 6. Verbesserung ΔR der Schalldämmung einer 10 cm dicken Gipswand G durch eine Vorsatzschale V aus 1 cm dicken Gipsplatten, bei 5 cm Luftabstand.
A : Hohlraum mit Fasermatten gefüllt.
B : Hohlraum leer.
ΔL : Verringerung des Schallpegels durch die Vorsatzschale ($= L_1 - L_2$).
a : Rechnung nach Masse-Feder-Masse-Modell.

Schale. Bei höheren Frequenzen, mit Annäherung an die Grenzfrequenz der Verkleidung, ist die Abweichung grösser. Diese Übereinstimmung ist nur vorhanden, wenn der Strömungswiderstand innerhalb der Luftschicht durch eingelegte Faserstoffe o.ä. genügend gross ist. Darauf hatte schon sehr früh MEYER[8] hingewiesen. Abb. 6 zeigt als Fall B dafür ein Messbeispiel. Die Luftschicht verhält sich dabei ohne Strömungswiderstand so wie eine wesentlich dünnere Luftschicht mit Strömungswiderstand.

Das obige Modell versagt zur Abschätzung der erzielbaren Verbesserung vollkommen, wenn wir zwei gleich dicke, biegesteife Wandschalen haben. Abb. 7 zeigt die entsprechenden Werte. Die Verringerung ΔL des Schallpegels vor der zweiten Wandschale entspricht zwar noch etwa den Erwartungen, dagegen nicht mehr die Verbesserung der Schalldämmung. In der Abb. 7 ist dabei nicht unmittelbar diese Grösse, sondern der Pegelunterschied der Schnellen der beiden Wandschalen aufgetragen. Die beiden Wandschalen waren bei diesem Versuch an den Einspannstellen isoliert.

Das ungünstige Verhalten derartiger Doppelwände hat CREMER[2] anlässlich seiner Theorie der Spuranpassung qualitativ vorausgesagt. Die erste Wandschale lässt zur zweiten Schale vorwiegend Schall unter solchen Einfallswinkeln durch, für die Spuranpassung besteht, d.h. für welche die zweite Schale einen sehr geringen Widerstand bietet. Der Übertragungseffekt ist davon abhängig, ob die Wandschalen genau gleich aufgebaut sind oder nicht.

Wie jeder andere Resonanzvorgang lässt sich auch dieser durch Dämpfung stark beeinflussen[9]. In Abb. 7 ist die Verbesserung eingetragen, wenn eine der beiden Wandschalen durch eine Sandschicht von 2,4 cm Dicke gedämpft wird. Die ungünstigen akustischen Eigenschaften von biegesteifen Wandschalen können danach durch eine entsprechende Dämpfung weitgehend beseitigt werden.

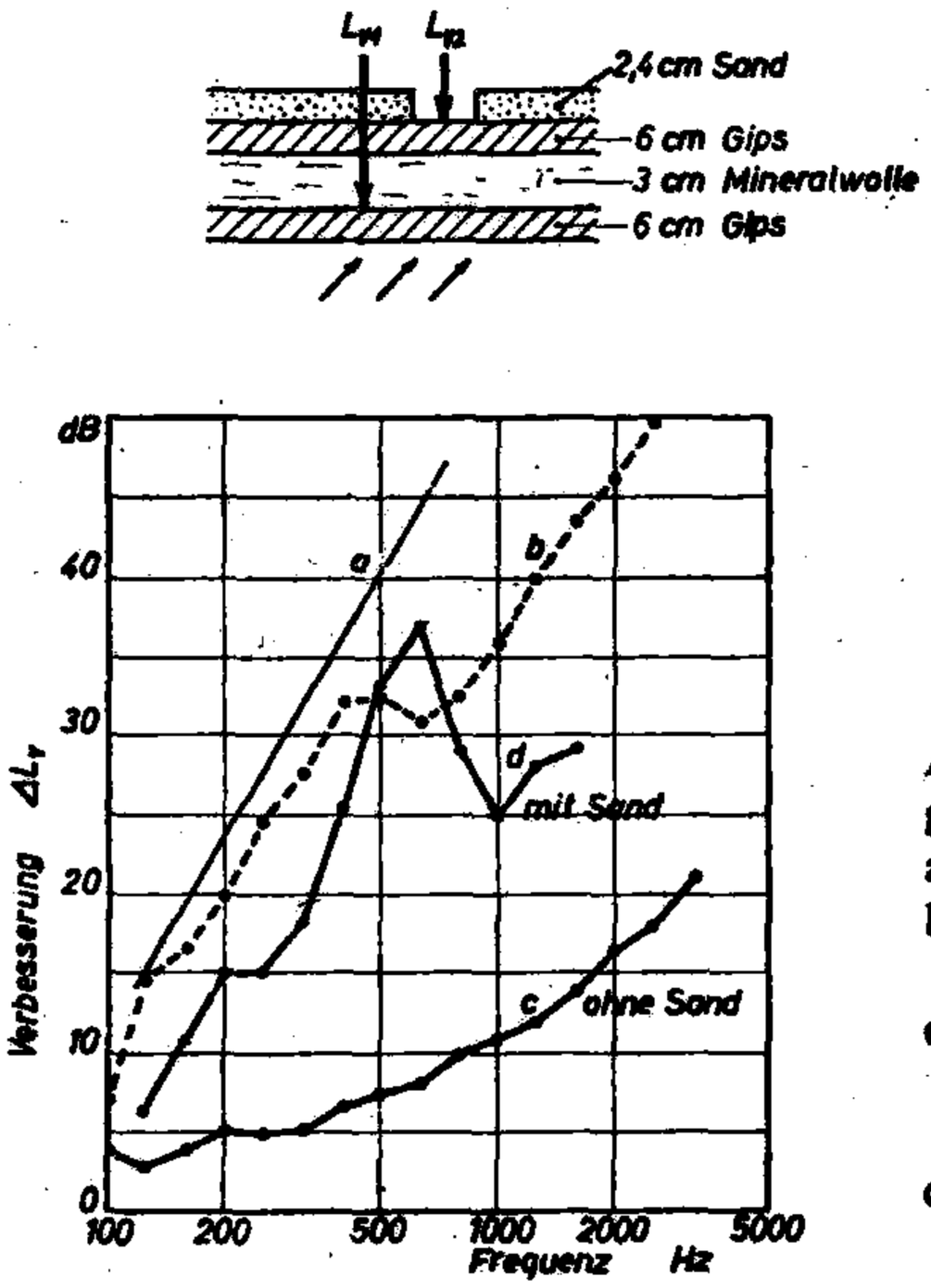


Abb. 7. Verbesserung der Schalldämmung bei zwei gleich dicken, steifen Wandschalen.
a : Rechnung nach Masse-Feder-Masse-Modell.
b : Verringerung ΔL des Luftschallpegels durch die erste Schale.
c : Unterschied $\Delta L_v = L_{v1} - L_{v2}$ des Körperschallpegels zwischen den beiden Schalen (ohne Sanddämpfung).
d : wie c, jedoch mit Sanddämpfung.

Die Untersuchungen des letzten Jahrzehnts haben ergeben, dass Doppelwände möglichst aus biegeweichen Schalen bestehen sollten, wofür zwei Gründe massgeblich sind:

1. Die Übertragung über die Schalen selbst ist bei genügend grossem Schalenabstand klein, weil der Spuranpassungseffekt nicht störend in Erscheinung tritt.
2. Der Einfluss von Körperschallbrücken zwischen den Schalen auf die Schalldämmung ist wesentlich geringer als bei steifen Schalen.

Die letztgenannte Eigenschaft ist auf das besondere Abstrahlverhalten biegeweicher Schalen[10, 11, 12] zurückzuführen, die unterhalb ihrer Grenzfrequenz um 10 bis 20 dB weniger Luftschall bei gleichen Schwingungsamplituden abstrahlen als biegesteife Platten.

Neuere Untersuchungen[9] sprechen dafür, dass es möglich sein wird, die obengenannten beiden Eigenschaften auch mit biegesteifen Schalen zu erreichen, wenn diese eine genügend hohe innere Dämpfung besitzen. Vom bautechnischen Standpunkt hätte dies manche Vorteile. Ob sich eine derartige Lösung durchsetzen wird, hängt davon ab, ob hohe Dämpfungen in einfacher Weise zu realisieren sind.

LÄNGSLEITUNG

Bisher wurde die Übertragung über die Trennwand zweier aneinander grenzender Räume betrachtet. Bei gut ausgeführten Trennwänden oder Decken ist diese Über-

tragung unter Umständen klein gegenüber der Übertragung entlang der indirekten Übertragungswege, wobei wir nach MEYER, PARKIN, OBERST UND PURKIS[13] insgesamt drei Nebenwege unterscheiden, die in Abb. 8 mit f, ft und tf bezeichnet sind. Eine

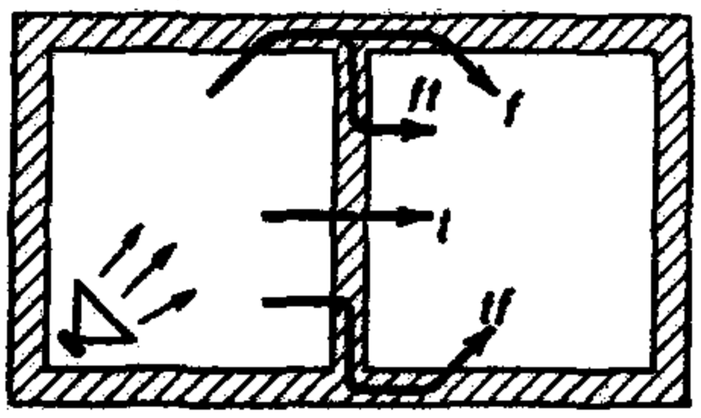


Abb. 8. Zur quantitativen Darstellung der Schall-Längsleitung.

Definition für die quantitative Darstellung dieser Übertragung fehlt bisher. Hier seien zwei Vorschläge gemacht:

1. Vorschlag: Man verwende diejenige, auf einen Empfangsraum mit einer äquivalenten Schallschluckfläche von 10 m² bezogene Norm-Schallpegeldifferenz, die sich ergeben würde, wenn nur auf dem jeweils betrachteten Nebenweg übertragen würde, z.B. für den Weg f nach Abb. 8:

$$D_f = L - L_f + 10 \log A/10$$

Dabei sind:

L : Schallpegel im "lauten" Raum
L_f : Schallpegel im "leisen" Raum, wenn nur auf dem Weg f übertragen wird
A : äquivalente Schallschluckfläche im "leisen" Raum

2. Vorschlag: Man definiere in Analogie zum Schalldämm-Mass ein Nebenweg-dämm-Mass zu $10 \log \frac{N_1}{N_i}$, wobei N die auf die Trennwand auffallende Schall-Leistung, N_i die auf einem der Nebenwege übertragene Schall-Leistung darstellt, z.B.

$$R_f = L - L_f + 10 \log S_t/A$$

wobei bedeuten:

R_f : Nebenweg-Dämm-Mass für den Weg f
S_t : Fläche der Trennwand

Gegen die letztgenannte Definition kann man einwenden, dass sie physikaliscn nicht berechtigt sei, weil die beiden Grössen nicht unmittelbar miteinander verknüpft seien.

Diese Definition ermöglicht jedoch einen unmittelbaren Vergleich zwischen dem Schalldämm-mass R einer Trennwand und den Nebenwegdämm-Massen. Über die zugehörigen Transmissionsgrade lässt sich auch leicht ein resultierendes Bau-Schalldämm-Mass R' errechnen.

Die sich dabei ergebende Darstellung soll an zwei Beispielen erläutert werden. In Abb. 9 sind links die Nebenwegdämm-Masse und das Schalldämm-Mass R für zwei Räume mit einer Trennwand aus 24 cm Vollziegeln dargestellt. Daraus kann man schliessen, dass die Übertragung über die Ziegelwand, entlang der flankierenden Wände und Decken und von den flankierenden Bauteilen auf die Trennwand etwa gleich gross sind. Man kann z.B. daraus Überlegungen ableiten, wie gross die Verbesserung der Schalldämmung wäre, wenn die Trennwand ein- oder beidseitig verkleidet

würde. Das zweite Beispiel, rechts in Abb. 9, betrifft eine Decke mit einem schwimmenden Estrich. Die Direktübertragung R ist infolge des schwimmenden Estrichs gering. Die Dämmung wird im wesentlichen durch die Nebenwegdämm-Masse R_f und R_t bestimmt.

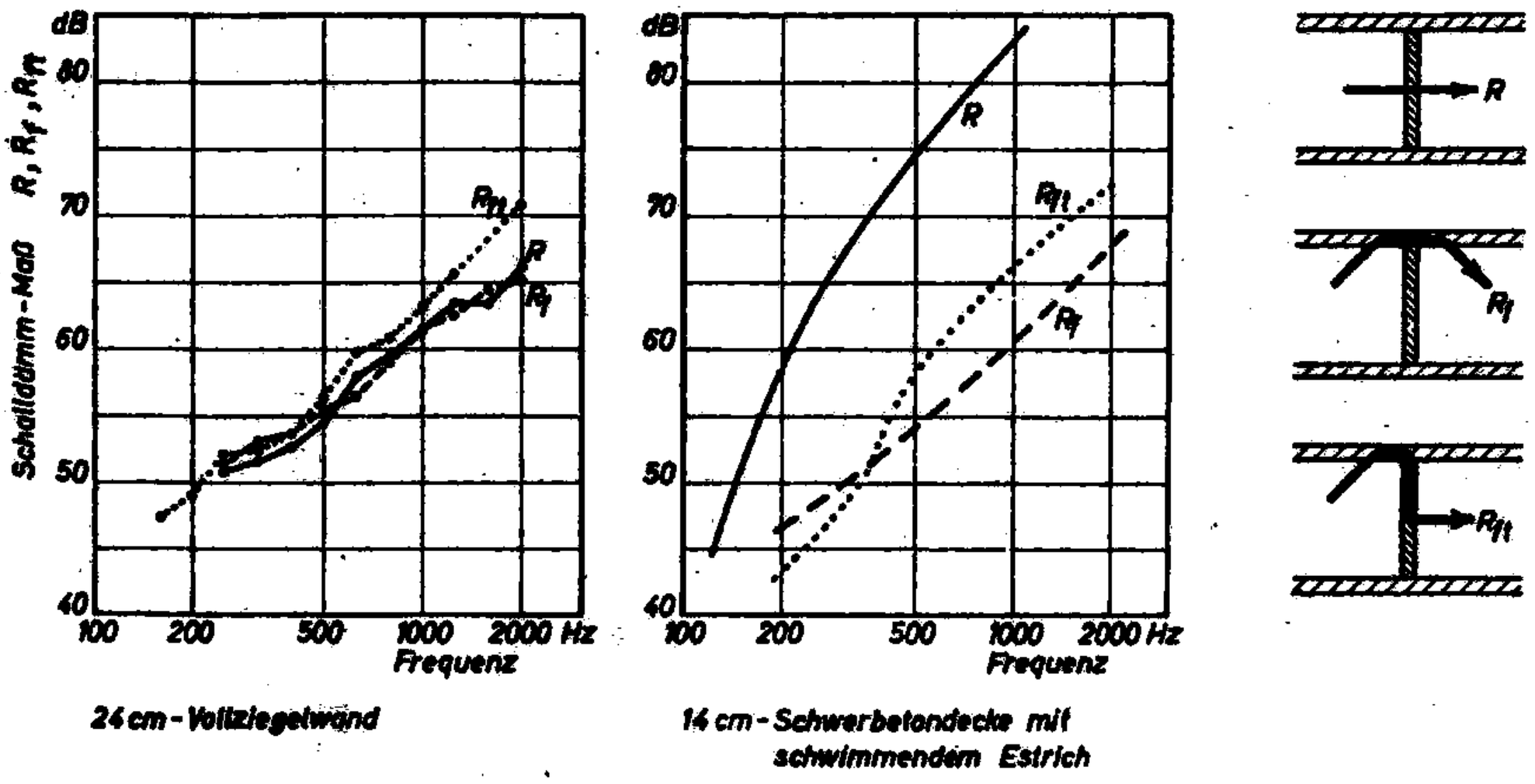


Abb. 9. Vergleich der Nebenweg-Dämmasse R_{ft}, R_f mit dem Schalldämm-Mass R in einem ausgeführten Bau für eine 24 cm, Ziegelwand (links) und eine Massivdecke mit schwimmendem Estrich (rechts).

Die Messung der Nebenwegübertragung ist im allgemeinen Fall ziemlich umständlich. MEYER, PARKIN, OBERST UND PURKIS[13] benützten ein Verfahren, bei dem die Luftschallanregung der Wände und Decken schrittweise durch Körperschallanregungen ersetzt worden ist. Das Verfahren konnte später durch ERLER[14] vereinfacht werden,

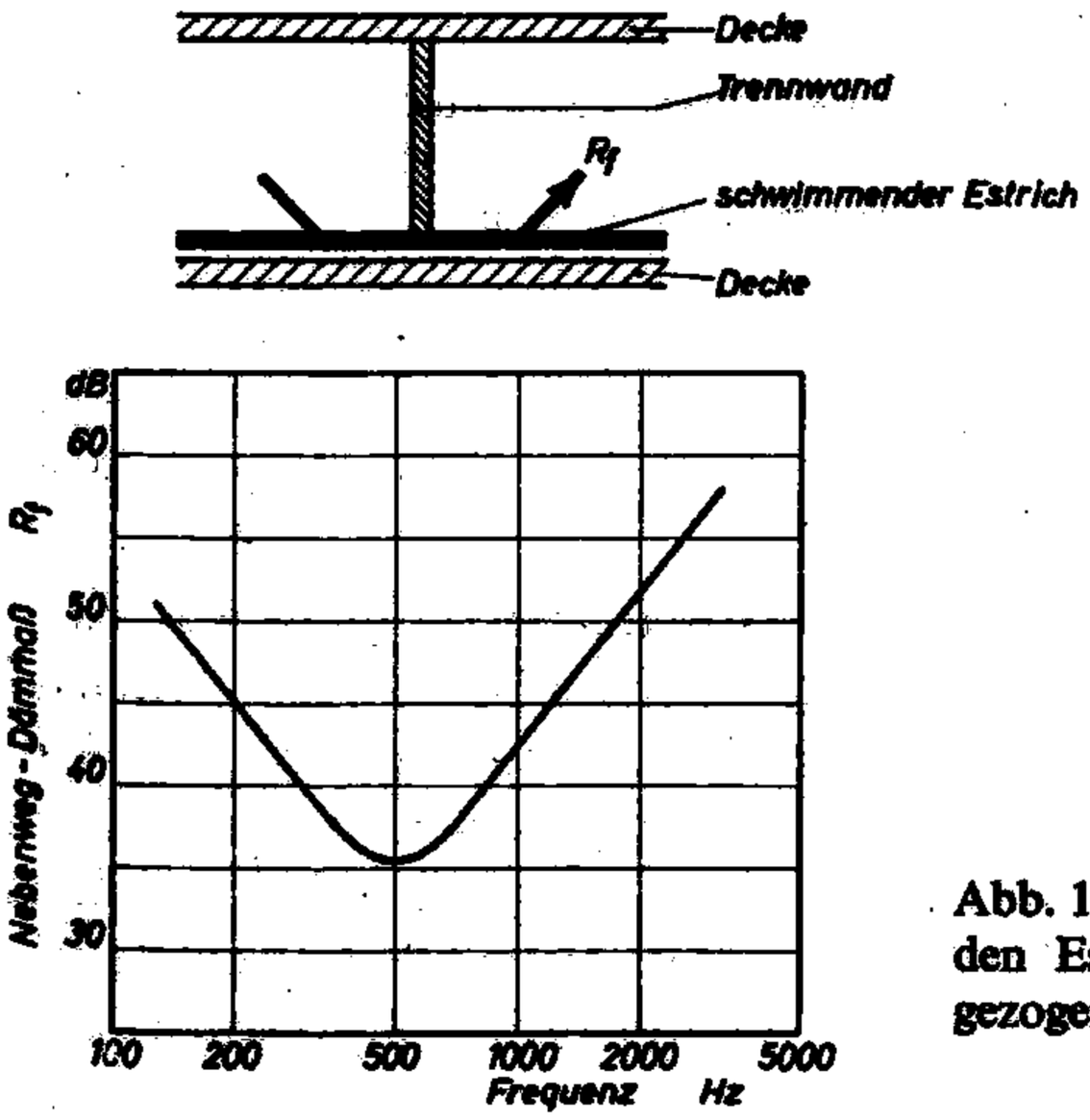


Abb. 10. Nebenweg-Übertragung über schwimmenden Estrich, welcher über mehrere Räume durchgezogen ist.

nachdem man die abgestrahlte Schall-Leistung aus den Körperschallamplituden errechnen konnte[12].

Eine quantitative Theorie der Nebenwegübertragung fehlt bisher, wenn auch ver-

schiedene Ansätze hierfür vorhanden sind. Deshalb ist man zunächst auf experimentelle Werte angewiesen[14], [15], [16]. Sie zeigen, dass leichte, massive Bauteile zu einer hohen Längsleitung führen, bedingt durch ihre hohen Amplituden im lauten Raum. Allerdings wird die Fortleitung häufig infolge der starken Reflexion an den Stosstellen, z.B. zwischen leichter Wand und schwerer Decke, in Grenzen gehalten. Fällt eine solche Stosstelle weitgehend weg, dann ergeben sich besonders starke Übertragungen. Dafür sei in Abb. 10 ein praktisch wichtiges Beispiel genannt. Bei Bürogebäuden werden gerne die schwimmenden Estriche über die ganze Stockwerksfläche durchgezogen, um die eingesetzten Trennwände später leicht versetzen zu können, wenn eine andere Raumeinteilung gewünscht wird. Die schwimmenden Estriche führen in diesem Fall zu einer extrem grossen Längsleitung, wie sie aus Abb. 10 ersichtlich ist. Das ausgeprägte Minimum der Übertragung bei 500 Hz ist auf den Spuranpassungseffekt (hohe Amplituden bei der Anregung im "lauten" Raum) und durch den Abstrahleffekt (anomal niedrige Abstrahlung unter 500 Hz) bedingt. Auch ohne Übertragung

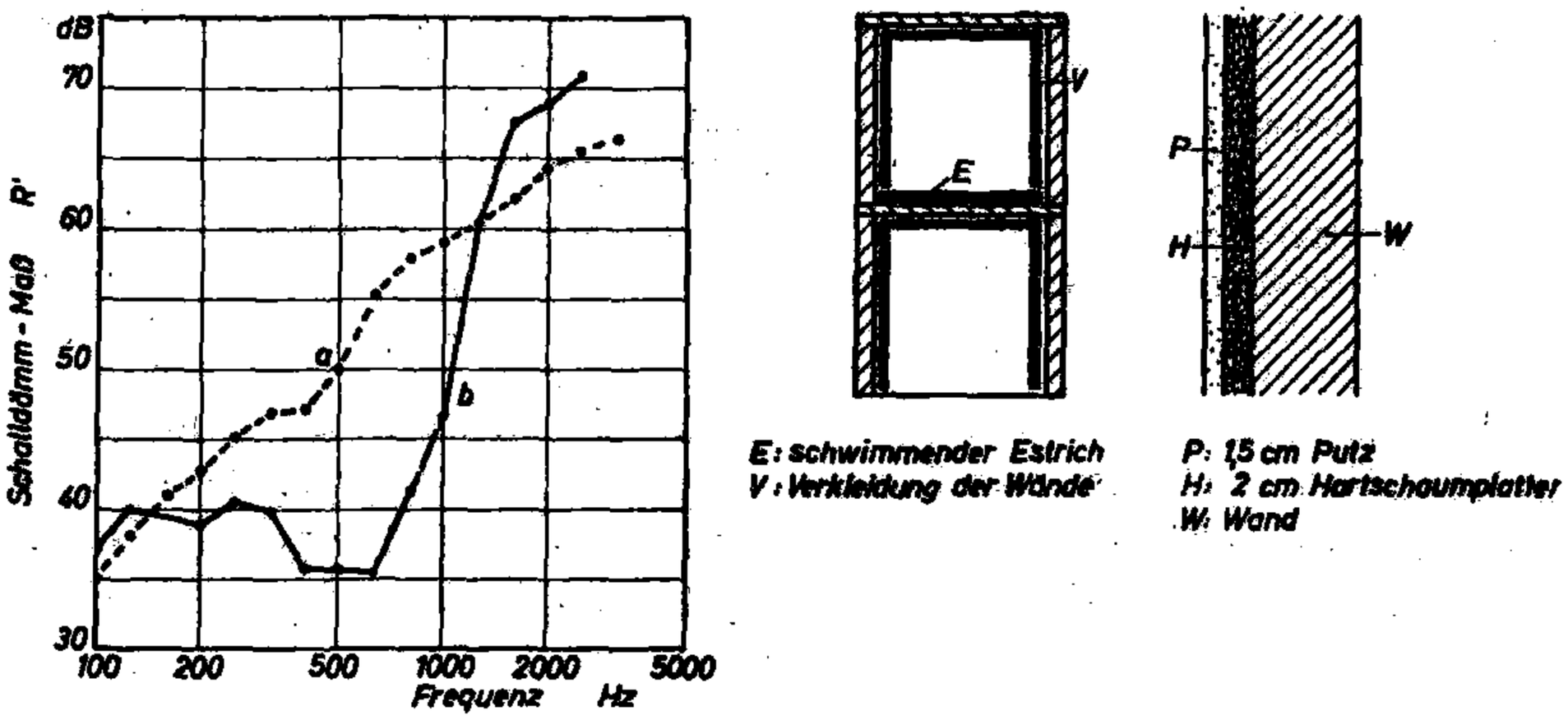


Abb. 11. Beispiel für die ungünstige Beeinflussung der Schall-Längsleitung durch Resonanzerscheinungen an Wänden, hervorgerufen durch unzweckmässige Verkleidungen.
a. : ohne Verkleidung. b : mit Verkleidung.

über andere Bauteile ist keine bessere Dämmung als die hier eingetragene zu erreichen. Besonders störend wird dieses Verhalten noch dadurch, dass die Dämmung über einen zwischenliegenden Raum hinweg nur um wenige dB höher ist als die hier angegebene Dämmung.

Eine bedeutsame Erhöhung der Schall-Längsleitung tritt durch bestimmte Resonanzeffekte an Decken oder Wänden auf. Werden z.B. übliche Wärmedämmplatten an Decken oder Wänden angeklebt oder anbetoniert und verputzt, dann bildet der Putz zusammen mit dieser als Federung wirkenden Dämmschicht ein Schwingungssystem, das seine Resonanz im bauakustisch interessierenden Frequenzgebiet hat. Für die Längsleitung wird diese Resonanz zweimal wirksam, einmal im Raum wo die Schallquelle ist und im zweiten Raum bei der Schallabstrahlung. Besonders auffällig werden derartige Resonanzeffekte, wenn sämtliche Wände verkleidet werden, wie dies bei bestimmten Bauweisen der Fall ist. Die Auswirkung zeigt Abb. 11. Die Längsübertragung wurde gegenüber dem Normalzustand so erhöht, dass die Dämmung im mittleren Frequenzbereich gegenüber den unverkleideten Räumen um 15 bis 20 dB abnahm. Die Dämmung zwischen den Räumen ist bei mittleren Frequenzen trotz aller schein-

baren Isolation so ungünstig, wie sie kaum durch Direktübertragung über eine ungünstige Decke möglich wäre. Dieselbe Wandverkleidung ist dagegen sehr vorteilhaft, sobald die Dämmschicht genügend weich ausgeführt wird.

AUSBILDUNG VON PRÜFRÄUMEN

Zum Schluss sei noch auf die Nebenwegübertragung bei Prüfräumen eingegangen, die zur Bestimmung der Luftschalldämmung von Wänden oder Decken im Laboratorium dienen. An sich sollten solche Prüfräume so aufgebaut sein, dass die Nebenwegübertragung – im Gegensatz zu üblichen Bauten – weitgehend ausgeschaltet ist, damit man nach Definition nur das Verhältnis der auf die Prüfwand auffallenden Schall-Leistung zu der von ihr in den Nachbarraum abgestrahlten Schall-Leistung bestimmt. Die Übertragung entlang der flankierenden Bauteile auf dem Weg f vermeidet man bei Wandprüfräumen dadurch, dass man die beiden Räume durch eine Fuge vollständig voneinander trennt. Diese Massnahme ist auch durchaus wirksam. Neben diesem Übertragungsweg besteht jedoch noch ein zweiter Weg, die Übertragung von den flankierenden Wänden auf die Trennwand, der Weg R_{ft}, wie dies aus Abb. 12 hervorgeht. Diese Übertragung kann so gross sein, dass sie unter bestimmten Umständen grösser als in einem normalen Wohnhaus ist.

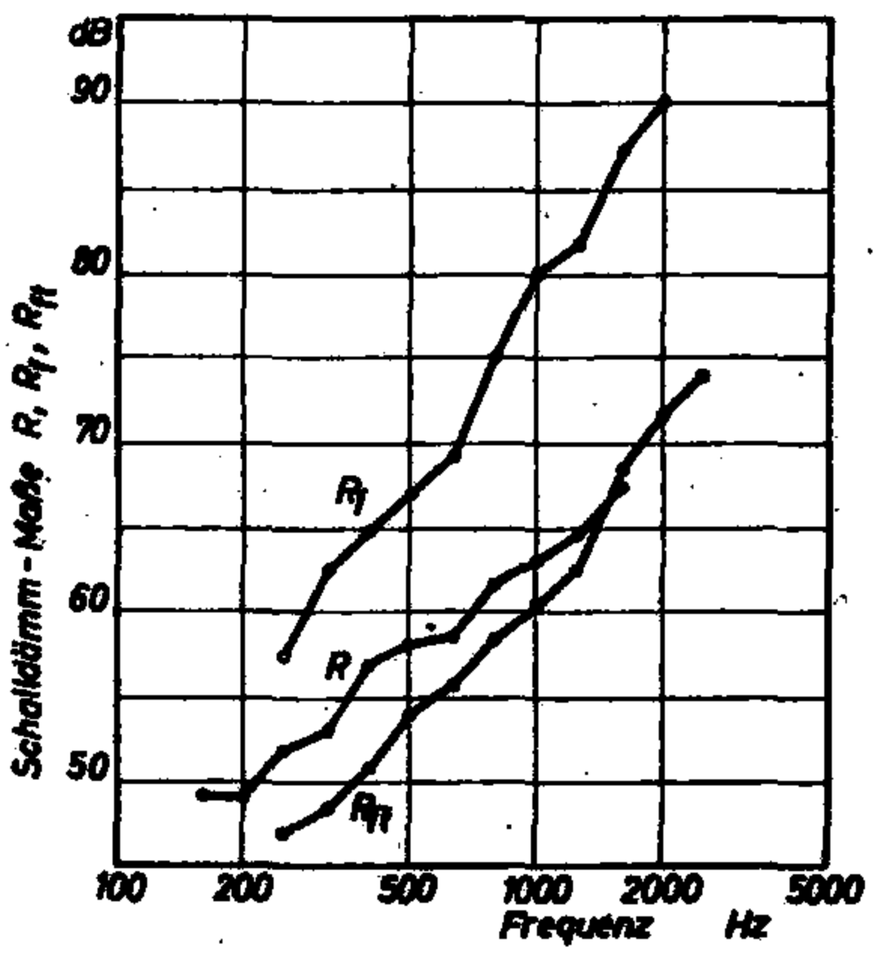


Abb. 12. Die Nebenwegdämm-Masse für die Prüfräume in einem Laboratorium mit rd. 450 kg/m² schweren Wänden bei der Untersuchung einer 24 cm dicken Vollziegelwand.

Dies führt zunächst dazu, dass für die schweren Einfachwände die Dämmwerte erheblich zu nieder ausfallen. Die Wirkung dieser Nebenwegübertragung tritt jedoch noch auffälliger bei Doppelwänden, bestehend aus einer steifen und einer biegeweichen Schale auf. Dabei kann unter ungünstigen Umständen die Schall-Dämmung derselben Wand im Laboratorium geringer sein als im Bau. Allerdings hängt dies wieder von der Einbaurichtung der Wand ab.

Alle diese Schwierigkeiten lassen zich vermeiden, wenn derjenige Prüfraum, in dem die Versuchswand fest eingebaut ist, innenseitig noch eine Verkleidung erhält, welche die Schallabstrahlung seiner Wände und Decken vermeidet.

Zusammenfassend ist aus diesen Ergebnissen zu schliessen, dass der Ausführung der Prüfräume im Laboratorium eine ähnliche Sorgfalt wie dem eigentlichen Messverfahren gewidmet werden muss, wenn die Messwerte verschiedener Prüfstellen vergleichbar sein sollen.

LITERATUUR

1. R. BERGER, Dissertation, Technische Hochschule, München, 1911.
2. L. CREMER, *Akust. Z.*, 7 (1942) 81.
3. A. LONDON, *J. Research Natl. Bur. Standards*, RP 1998, 42 (1949) 605.
4. M. HECKL. *Die Schalldämmung von homogenen Einfachwänden endlicher Fläche*, 1959, (noch nicht veröffentlicht).
5. A. EISENBERG, *Gesundh. Ing.*, 70 (1949) 61.
6. A. LONDON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22 (1950) 270.
7. L. CREMER, *Acustica*, 2 (1952) 167.
8. E. MEYER, *Elek. Nachr. Techn.*, 12 (1935) 393.
9. K. GÖSELE UND R. JEHLE, *Deutsche Bauzeitung*, 7 (1959) 310; 9 (1959) 418.
10. L. CREMER, *Wissenschaftliche Grundlagen der Raumakustik*, Bd. III, Hirzel-Verlag, 1950.
11. J. BRILLOUIN, *Acustica*, 2 (1952) 65.
12. K. GÖSELE, *Acustica*, 3 (1953) 243.
13. E. MEYER, P. H. PARKIN, H. OBERST UND J. J. PURCIS, *Acustica*, 1 (1951) 17.
14. W. ERLER, *Hochfrequenztechnik und Elektroakustik*, 67 (1959) 105.
15. K. GÖSELE, *Gesundh. Ing.*, 75 (1954) 282.
16. W. WESTPHAL, *Akust. Beih.*, 3 (1957) 335.
17. E. WINTERGERST, *Schalltechnik*, 4 (1931) 85

Neuartige Leichtbauwände hoher Schalldämmung

G. KURTZE

*III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen (Deutschland)**

Die höchste Schalldämmung, die mit einer unendlich ausgedehnten Einfachwand erzielt werden kann, ist nach bisher geltender Ansicht durch das sogenannte Massegesetz gegeben, d.h. durch die Dämmung, die sich theoretisch ergibt, wenn alle Wandelemente unabhängig voneinander schwingen können, die Wand also keinerlei Steife aufweist. Die in der Praxis stets vorhandene Wandsteife hat zur Folge, dass sich längs der Wand Biegewellen ausbreiten können, deren Einfluss auf die Schalldämmung nur so lange gering ist, als die Biegewellengeschwindigkeit kleiner ist als die Schallgeschwindigkeit in der umgebenden Luft. Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Biegewellen mit der Wurzel aus der Frequenz ansteigt, gibt es aber stets eine Frequenz, oberhalb derer die Biegewellengeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit in Luft übersteigt, was wegen der Schallabstrahlung der Biegewelle zu einer beträchtlichen Verminderung der Schalldämmung führt.[1]

Es ist durchaus möglich, die Auswirkungen dieses Koinzidenzeffektes auf die Schalldämmung durch Dämpfung und durch Verwendung von schweren Wänden geringer Steife gering zu halten und zu möglichst hohen Frequenzen zu verschieben.[1] Ein solcher, durch Verzicht auf statische Steife geschlossener Kompromiss, ist aber unerfreulich, zumal er den Effekt nur mildert, nicht aber beseitigt.

WÄNDE OHNE KOINZIDENZEFFEKT

Zu einer wesentlich besseren Lösung kommt man durch mehrschichtigen Aufbau der

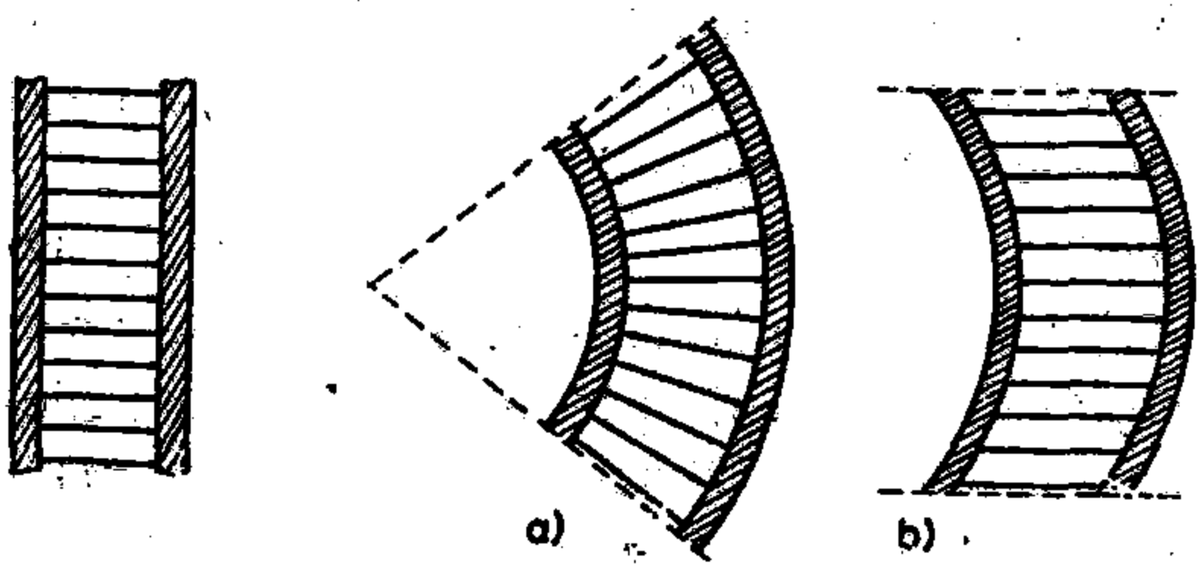


Abb. 1. Biegung einer Sandwich-Platte.
(a) durch Biegung.
(b) durch Scherung des Kernmaterials.

Wände. Als Beispiel sei eine Wand angenommen, die aus einer beiderseits mit Metallplatten belegten inkompressiblen Kunststoffschicht besteht, wobei der Elastizitätsmodul des Kunststoffs mindestens um eine Grössenordnung kleiner sein soll als der des Metalls. (Abb. 1). Eine solche Sandwich-Platte kann auf Biegung in zweierlei Weise reagieren: Sie kann gebogen werden wie eine isotrope Platte (Abb. 1a) oder die Bie-

* Ergebnisse einer Gasttätigkeit im Hause Bolt Beranek and Newman Inc., Cambridge, Mass., (USA)

gung kann durch Scherung des Kernmaterials erfolgen (Abb. 1b). Welche Art der Deformation auftritt hängt von der Wellenlänge der Biegewelle und damit von der Frequenz ab, wie sich leicht zeigen lässt. Vorweg sei jedoch darauf hingewiesen, dass der Fall (b) nicht mehr einer Biegewelle, sondern einer Schubwelle entspricht und dass Schubwellen keine Dispersion aufweisen. Wenn man also erreichen kann, dass anstelle der Biegewelle derartige Schubwellen auftreten, dann kann die Dispersion und damit unter geeigneten Bedingungen auch der Koinzidenzeffekt vollständig unterdrückt werden, ohne dass deswegen eine verringerte statische Steife in Kauf genommen werden muss.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Biegewellen auf mehrschichtigen Platten lässt sich relativ leicht berechnen, wenn man eine speziell definierte Impedanz benutzt, mit deren Hilfe der Kopplung der einzelnen Schichten durch simple Addition von Impedanzen Rechnung getragen werden kann. Wir nehmen an, die unendlich ausgedehnte Platte werde durch eine parallel zu ihrer Oberfläche laufende ebene Welle mit der willkürlich veränderlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit c angeregt. Als Impedanz definieren wir dann das Verhältnis des Schalldruckes p der anregenden Welle zur Normalschnelle v der erzwungenen Transversalwelle auf der Platte. Diese Impedanz $Z = p/v$ wird damit eine Funktion der Geschwindigkeit c der anregenden Welle.

Solange unsere Mehrschichtenplatte einer reinen Biegung unterworfen ist, d.h. solange sie sich wie eine isotrope Platte verhält, ergibt sich diese Impedanz zu

$$Z_b = j\omega M_g + B_g\omega^2/jc^4. \tag{1}$$

Dabei bedeuten M_g die Gesamtmasse der Platte, B_g die statische Biegesteife, ω die Kreisfrequenz und $j = \sqrt{-1}$. Aus Gl. (1) ergibt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit freier Biegewellen durch Nullsetzen von Z_b, d.h. aus der Tatsache, dass die Biegewellengeschwindigkeit sich so einstellt, dass die zur Anregung notwendige Energie (und damit die Impedanz) den kleinstmöglichen Wert hat.

Ausser der Biegung kann nun aber auch die erwähnte Schubdeformation auftreten. Bei dieser Schubdeformation werden die beiden (gleich stark angenommenen) Metallplatten gebogen. Ist B_m die Biegesteife der einzelnen Metallplatte, so hat die resultierende Impedanz den Federungsanteil $2B_m\omega^2/jc^4$. Die Schubdeformation der Kernschicht mit der Schubsteife S_k liefert den Federungsanteil $\omega S_k/jc^2$. Da die Kernschicht inkompressibel angenommen war, haben alle 3 Schichten gleiche Transversalschnelle, woraus folgt, dass sich der auf Schubdeformation beruhende Federungsanteil der Plattenimpedanz durch Addition der beiden vorstehenden Komponenten ergibt

$$Z_{FS} = 2B_m\omega^2/jc^4 + \omega S_k^2 jc^2 \tag{2}$$

Zur Bestimmung der Gesamtimpedanz müssen Gl. (1) und Gl. (2) kombiniert werden. Die Art in der dies zu geschehen hat, ergibt sich aus der Überlegung, dass der Federungsanteil von Gl. (1) allein massgebend ist, wenn Gl. (2) unendlich wird und umgekehrt. Daraus folgt zwingend, dass die beiden Federungskomponenten parallel zu schalten sind. Die Gesamtimpedanz lautet damit

$$Z = j\omega M_g + \frac{B_g\omega^2}{jc^4}\,\frac{2B_m\omega^2/jc^4 + \omega S_k/jc^2}{B_g\omega^2/jc^4 + 2B_m\omega^2/jc^4 + \omega S_k/jc^2} \tag{3}$$

Nullsetzen von Z und Auflösen nach c ergibt die Ausbreitungsgeschwindigkeit freier Transversalwellen auf der mehrschichtigen Platte.

Die Auswertung von Gl (3) für den Fall einer Leichtwand, bestehend aus 2 Stahlplatten von je 1 mm Stärke und einer Kernschicht aus 3,8 cm starken Weichfaserplat-

ten, deren Schubsteife durch geeignete Kerbung reduziert war, ergibt die in Abb. 2 wiedergegebene Dispersionskurve. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit steigt zunächst mit $\omega^{\frac{1}{2}}$ an, wird dann konstant und steigt schliesslich wieder an, sobald die Biegewellengeschwindigkeit in der einzelnen Deckplatte die Schubwellengeschwindigkeit übersteigt. Praktisch ist dieser zweite Anstieg wegen der (hier nicht berücksichtigten) Dämpfung des Kernmaterials bedeutungslos. Die eingetragenen Punkte geben experimentelle Resultate von WATTERS[2] wieder, die für zwei senkrecht zueinander stehende Ausbreitungsrichtungen gemessen wurden.

Abb. 3 gibt die Resultate von Schalldämmessungen von WATTERS und den Riverbank Laboratories wieder. Da die Schubwellengeschwindigkeit der Platte bei etwa 0,6 c_L (c_L = Luftschallgeschwindigkeit) liegt, sollte die resultierende Dämmung um etwa 3 dB unterhalb des Massegesetzes liegen. Die Abweichung oberhalb 2 kHz beruht auf der Doppelwandresonanz der Platte, bedingt durch die zu grosse Kompressibilität des Weichfaserkernes.

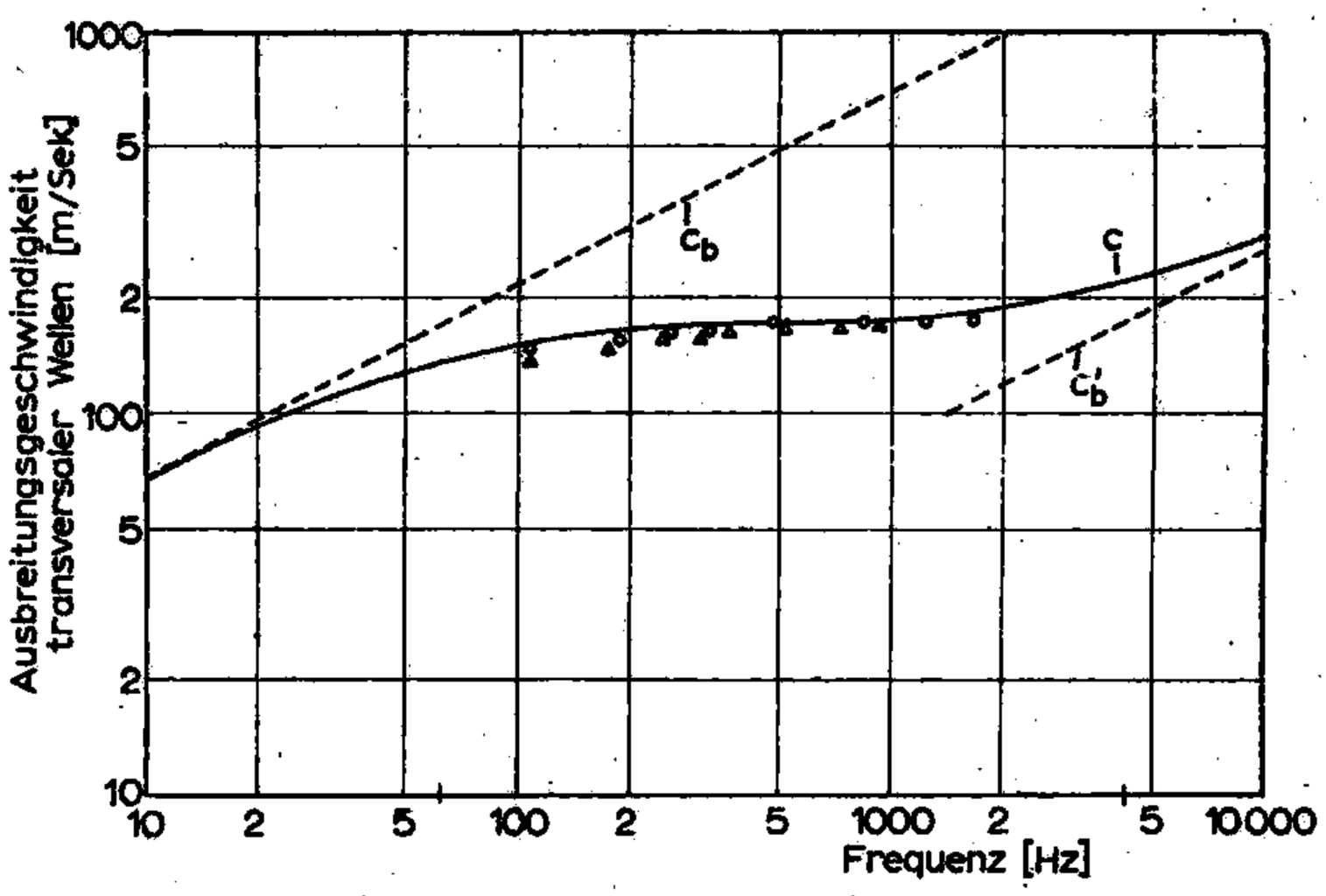


Abb. 2. Dispersionskurve einer Sandwich-Platte aus zwei 0,1 cm starken Stahlblechen und einer Zwischenschicht aus 3,8 cm starkem Weichfasermaterial. Die Punkte geben Messresultate von WATTERS[2] für zwei senkrecht zueinander stehende Richtungen wieder.

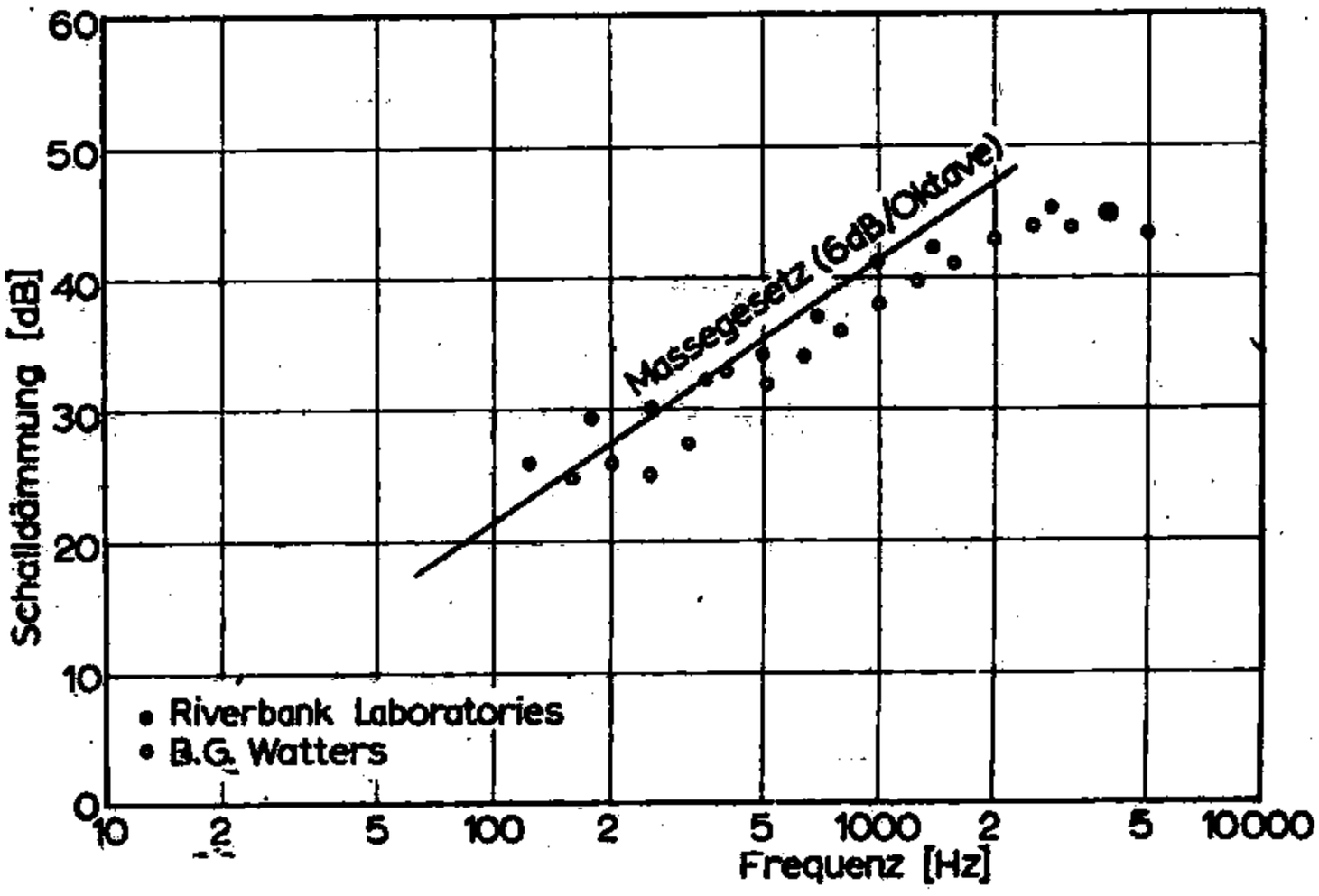


Abb. 3. Experimentelle Schalldämmkurve der in Abb. 2 beschriebenen Platte.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass mit Platten dieser Art der Koinzidenzeffekt vollständig vermieden werden kann, wenn man die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schubwellen

$$c_s^2 = S_k/M_g \tag{4}$$

durch geeignete Dimensionierung hinreichend klein macht.

SCHALLDÄMMUNG GRÖSSER ALS MASSENDÄMMUNG

Nachdem so gezeigt worden ist, dass auch mit statisch steifen Wänden die Massendämmung praktisch erreicht werden kann, erhebt sich die Frage, ob der Einfluss der Steife grundsätzlich ein negativer sein muss. Für eine homogene Wand ergibt sich das aus Gl. (1), die zeigt, dass das elektrische Ersatzbild der Impedanz ein Serienresonanzkreis ist. Es muss also eine Frequenz geben, bei der die Impedanz und damit die Dämmung zu Null wird. Das Ziel muss demnach sein, eine Wand zu konstruieren, bei der anstelle der Serienschaltung eine Parallelschaltung resultiert. Dieses Ziel ist durch ungleichmässige Verteilung der Massen tatsächlich erreichbar.

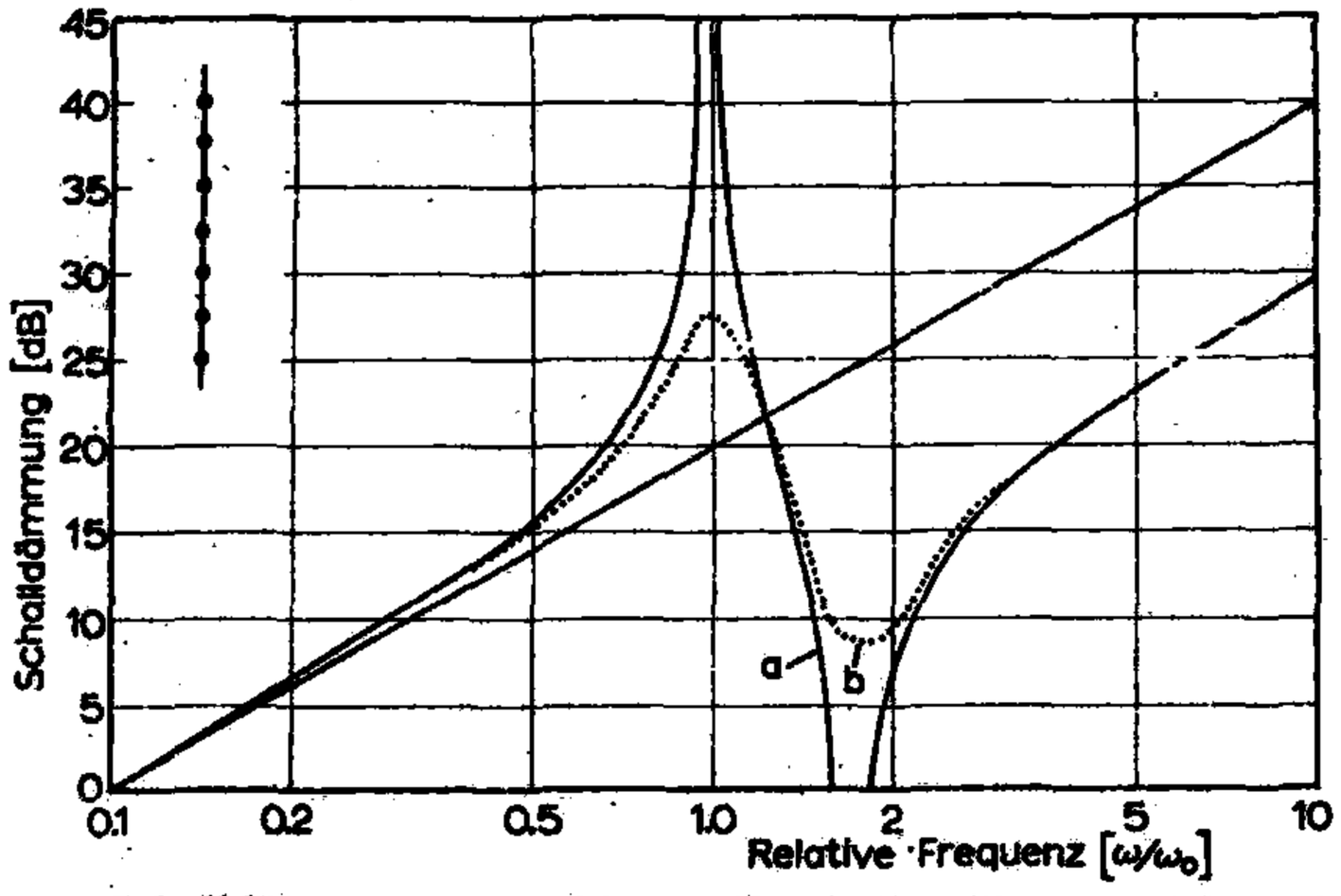


Abb. 4. Berechnete Schalldämmung einer biegesteifen Folie, die räumlich periodisch mit Massen belegt ist.
(a) ungedämpft.
(b) Verlustfaktor der Folie $\eta = 0{,}3$.

Betrachten wir eine dünne, biegesteife Folie, die räumlich periodisch mit schweren Massen belegt ist (Abb. 4, links oben), wobei der Abstand der Massen klein gegen die Spurwellenlänge der auftreffenden Luftschallwelle ist. In diesem Falle werden die schweren Oberflächenelemente auf den Schalldruck als Masse, die leichten Oberflächenelemente (eingespannte Platten) hingegen als Federung reagieren, d.h. die Bewegungsphase dieser Elemente wird um 180° gegeneinander verschoben sein. Bei einer bestimmten Frequenz wird sich der Volumenfluss gerade aufheben, so dass die Schnelle im Mittel Null, die Schalldämmung unendlich wird. Leider ergibt sich (wie die berechnete Schalldämmkurve in Abb. 4 zeigt) ausserdem ein Minimum der Schalldämmung etwas oberhalb der tiefsten Resonanzfrequenz der "eingespannten Platten". Bei hohen Frequenzen bleibt ferner die Schalldämmung erheblich unter den Werten des Massegesetzes.

Eine Dämpfung der Folie bringt, wie aus der in Abb. 4 punktiert gezeichneten Kurve hervorgeht, keine Vorteile. Günstige Resultate ergeben sich dagegen, wenn man anstelle einer periodischen Struktur eine statistische Masseverteilung vornimmt.

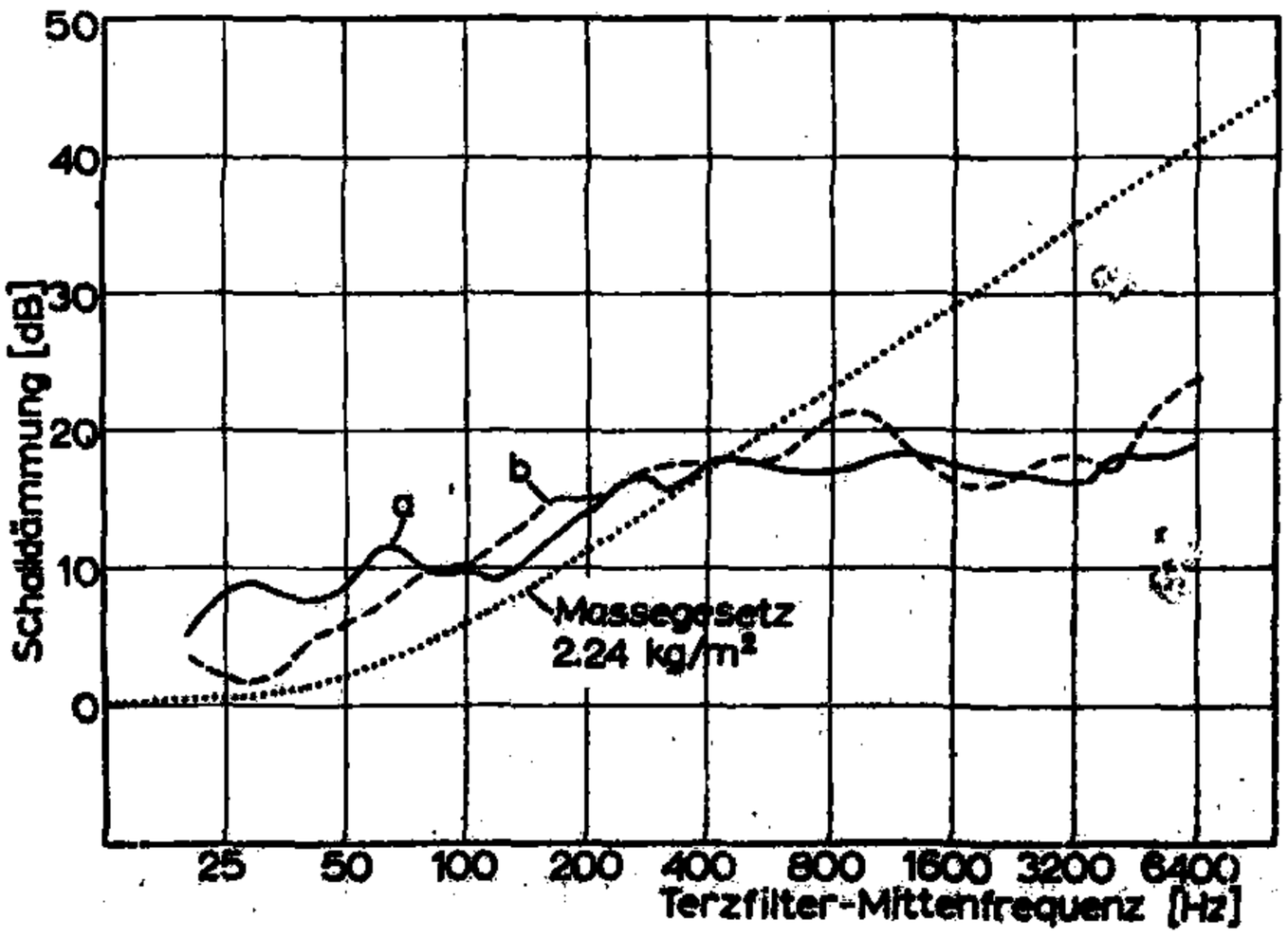


Abb. 5. Von FARRELL[3] gemessene Schalldämmung einer 80 μ starken Al-Folie mit 9000 Massen von 0,2 g pro m².

a) Massenverteilung statistisch.
b) Statistik eingeschränkt durch Mindest-Mittenabstand der Massen von 5 mm.

Abb. 5 zeigt zwei experimentelle Schalldämmkurven, die von FARRELL[3] an 80 μ starker Aluminiumfolie gemessen wurden, die mit 9000 Massen von 0,2 g pro m² belegt waren. Im Falle der Kurve (a) war die Masseverteilung völlig statistisch, während bei Kurve (b) der Mittelpunktsabstand zweier Massen mindestens 5 mm betrug.

Die Kurven zeigen bei tiefen Frequenzen Dämmwerte beträchtlich oberhalb der Massedämmung, schneiden die Massekurve bei einer durch den mittleren Abstand zweier Massen bestimmten, vorgebbaren Frequenz und zeigen oberhalb dieser Frequenz eine annähernd konstante Schalldämmung.

Schalldämmkurven dieser Art entsprechen zweifellos mehr den praktischen Anforderungen als die linear ansteigende Massekurve. Dass sich bis herunter zu 25 Hz eine erhöhte Schalldämmung ergibt, braucht nicht auf Messfehlern zu beruhen, obwohl die Messbedingungen bei so tiefen Frequenzen natürlich nicht mehr einwandfrei waren. Infolge der Statistik der Massenverteilung können nämlich bei tiefen Frequenzen grössere, überdurchschnittlich mit Massen belegte Bereiche als Masse und schwächer belegte als Federung wirken, so dass der Verteilung der Resonanzfrequenzen nach unten hin praktisch keine Grenze gesetzt ist.

Diese Betrachtungen mögen trotz Rechnung und experimenteller Bestätigung noch zum Teil spekulativ sein. Sie zeigen jedoch, dass auch auf dem scheinbar uninteressanten Gebiet der Einfachwände noch wesentliche Neuerungen und Verbesserungen in akustischer Hinsicht möglich sind.

LITERATUR

1. L. CREMER, *Akust. Z.*, 7 (1942) 81.
2. G. KURTZE UND B. G. WATTERS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 739.
3. G. KURTZE, *Acustica*, 9 (1959) 441.

Über die Luftschalldämmung von Fenstern

A. EISENBERG

Staatliches Materialprüfungsamt Nordrhein-Westfalen, Dortmund (Deutschland)

ALLGEMEINES ÜBER FENSTER

Im Gegensatz zu einer Wand, die nur eine trennende und schützende Funktion ausübt, soll ein Fenster einerseits möglichst viel Licht und zweitweilig auch Luft in den Raum hineinlassen, andererseits den Bewohner vor Kälte, Zugluft und Lärm schützen. Der Heizungsingenieur verlangt hierzu gut schliessende Fenster, die (zumindest in klimatisch ungünstigen Gegenden) aus zwei Scheiben mit isolierender Luftschicht bestehen sollen. Bemerkenswert ist, dass das Fenster zwar gut, aber nicht absolut dicht zu schliessen braucht, weil ein gewisser Luftdurchlass für die Lufterneuerung im Zimmer erwünscht ist. Hinsichtlich der isolierenden Luftschicht sind die Forderungen des Wärmeschutz-Fachmannes ebenfalls nicht extrem hoch. Er ist im allgemeinen mit 2 cm Luftschichtdicke zufrieden. Deshalb haben heute die sog. Verbundfenster mit 2–3 cm Luftschichtdicke oder die Doppelverglasungen von Einfachfenstern, bestehend aus zwei zu einer Einheit fest verbundenen Glasscheiben mit 1–2 cm dicker Luftschicht, eine weite Verbreitung gefunden.

Der Fachmann für Lärmbekämpfung weiss aus Erfahrung, dass man mit den heute üblichen Fenstern keine nennenswerte Schalldämmung erzeilen kann. Er findet bei Differenzmessungen der vom Strassenverkehr herührenden Geräusche in Räumen mit offenen und geschlossenen Fenstern Pegelunterschiede von nur 10–15 dB. An Hand einiger Messergebnisse soll aufgezeigt werden, wo sich Ansatzpunkte für eine Verbesserung der Schalldämmung finden lassen.

LABORATORIUMSMESSUNGEN AN FEST EINGEBAUTEN SCHEIBEN

Die bekannten Gesetzmässigkeiten, die aussagen, dass die Schalldämmung dünner, einschaliger Platten von der Frequenz f, vom Flächengewicht m und vom Einfallswinkel θ nach der Beziehung

$$R = 20.\log\frac{2\pi fm\cos\theta}{2Z_0} \qquad (Z_0 = \text{Schallkennwiderstand})$$

abhängt und dass darüber hinaus oberhalb einer bestimmten Grenzfrequenz der Spuranpassungseffekt sich verschlechternd auf die nach der reinen Massentheorie zu erwartende Schalldämmung auswirkt, lässt sich an Glasscheiben recht schön demonstrieren. In der schon früher beschriebenen Versuchsanordnung[1] wurde das Prüfobjekt (den praktischen Verhältnissen bei Fenstern entsprechend) in die Aussenwand eines Hallraumes eingebaut und der Schall aus dem Freien unter bestimmten Einfallswinkeln auf die Scheibe gerichtet. Die Abb. 1 und 2 zeigen Messergebnisse an einer

3 mm und einer 12 mm dicken Glasscheibe und mögen hier zur Erläuterung des Gesagten genügen. Die rechts von den Kurven angebenen Zahlen sind die Mittelwerte im Bereich 100–3200 Hz. Die Werte für 45° Schalleinfall steigen mit knapp 4 dB je Gewichtsverdopplung an.

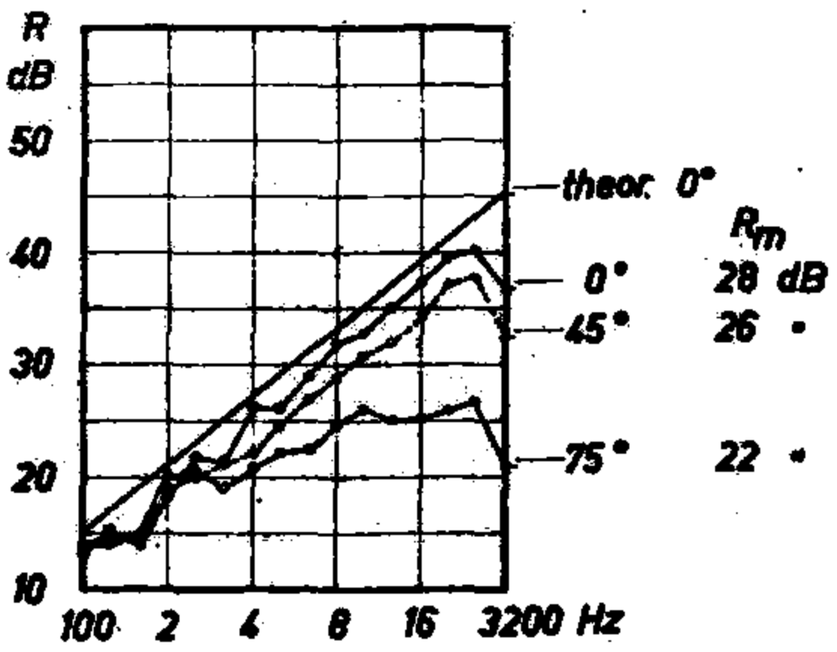
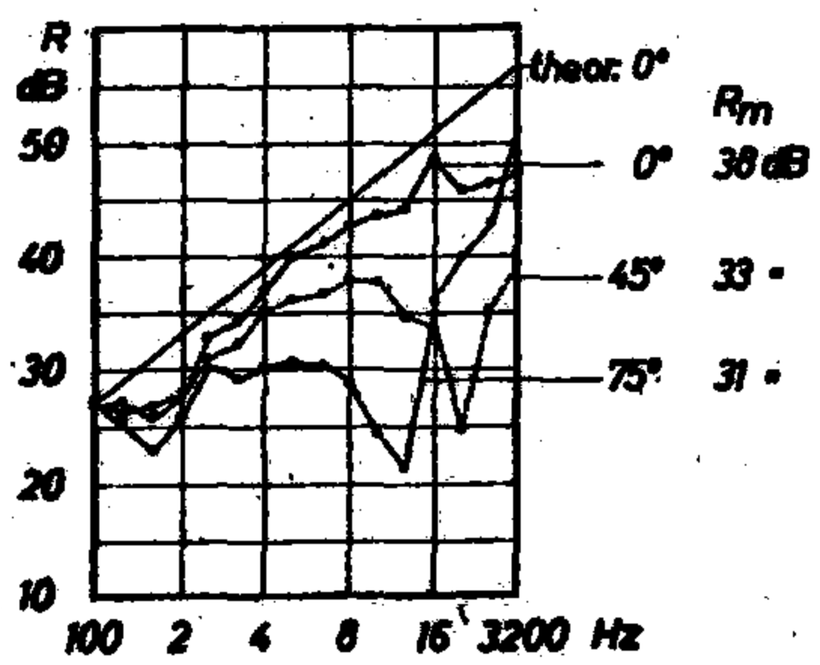


Abb. 1. Schalldämmass R einer 3 mm dicken Scheibe im Format 150 cm × 120 cm bei verschiedenen Einfallswinkeln.
R_m: Mittelwert des Schalldämmasses im Frequenzbereich 100 bis 3200 Hz.
theor. 0°: nach der Massentheorie zu erwartendes Schalldämmass für senkrechten Schalleinfall.



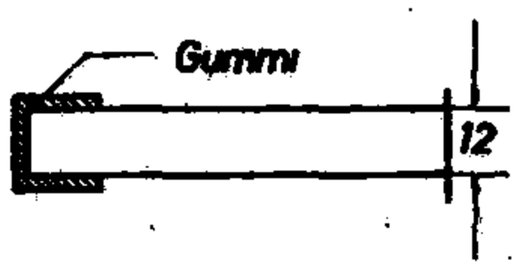
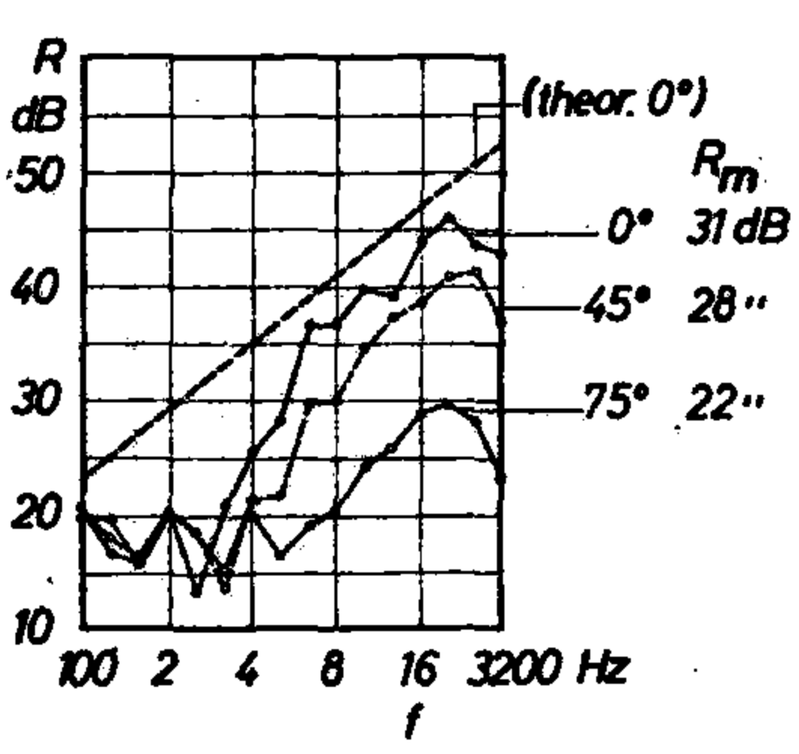


Abb. 2. Schalldämmung einer 12 mm dicken Scheibe.



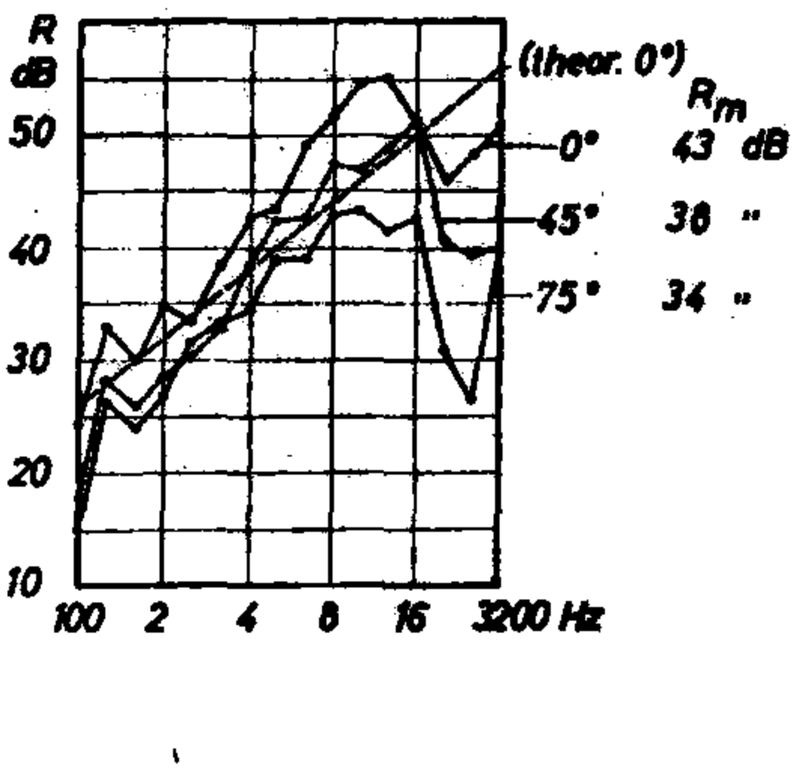




Abb. 3. Schalldämmung einer Doppelverglasung aus zwei je 4 mm dicken Scheiben im Abstand von 8 mm.
theor. 0°: nach der Massentheorie zu erwartendes Schalldämmass für die gleichschwere Einfachscheibe bei 0° Einfallswinkel.

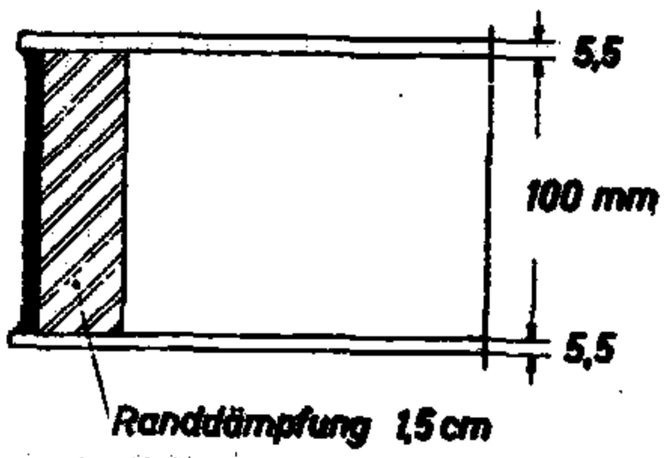


Abb. 4. Schalldämmung einer Doppelverglasung aus zwei je 5,5 mm dicken Scheiben im Abstand von 100 mm, mit Randdämpfung.

Die Schalldämmung einer Doppelverglasung ist zusätzlich noch durch die Eigenfrequenz des aus der Masse der Scheiben und der Federung des Luftpolsters gebildeten Schwingungssystems gekennzeichnet. Bei der Anordnung in Abb. 3 liegt diese Eigenfrequenz bei etwa 300 Hz und bewirkt, dass die Schalldämmung im unteren Frequenzbereich nur mässig ist und sich von diesem Einbruch kaum noch erholt. Jedenfalls wird bis 3200 Hz noch nicht der theoretische Wert der gleichschweren Einfachscheibe erreicht (gestrichelte Gerade). Die Verhältnisse werden sofort besser, wenn die Eigenfrequenz unter 100 Hz gelegt wird. In der Regel wird dies, wie in Abb. 4 gezeigt wird, mit zwei Scheiben im Abstand von 10 cm oder mehr erreicht. Das ist dann die als gut bekannte Doppelfenster-Konstruktion.

Eine Randdämpfung aus porösem Schallschluckmaterial, die bei solchen Doppelverglasungen in der Regel nur wenige Zentimeter dick sein kann, bewirkt vor allem eine Verbesserung bei schrägem Schalleinfall. Die Frequenzkurven für die verschiedenen Einfallswinkel, die in Abb. 3 noch ziemlich weit auseinander liegen, rücken entsprechend Abb. 4 näher zusammen. Der Mittelwert der Schalldämmung verbessert sich um 2–4 dB.

Besondere Aufwendungen für eine weiche Halterung der Scheiben im Fensterrahmen lohnen sich nicht. Versuche an einer Doppelverglasung, bei der einmal beide Scheiben weich in Gummi gelagert und anschliessend mit Zement vermörtelt waren, ergaben nur ganz geringfügige Unterschiede bei hohen Frequenzen, weil offensichtlich die Kopplung über den Luftraum diejenige über den Rahmen weit überwiegt[4].

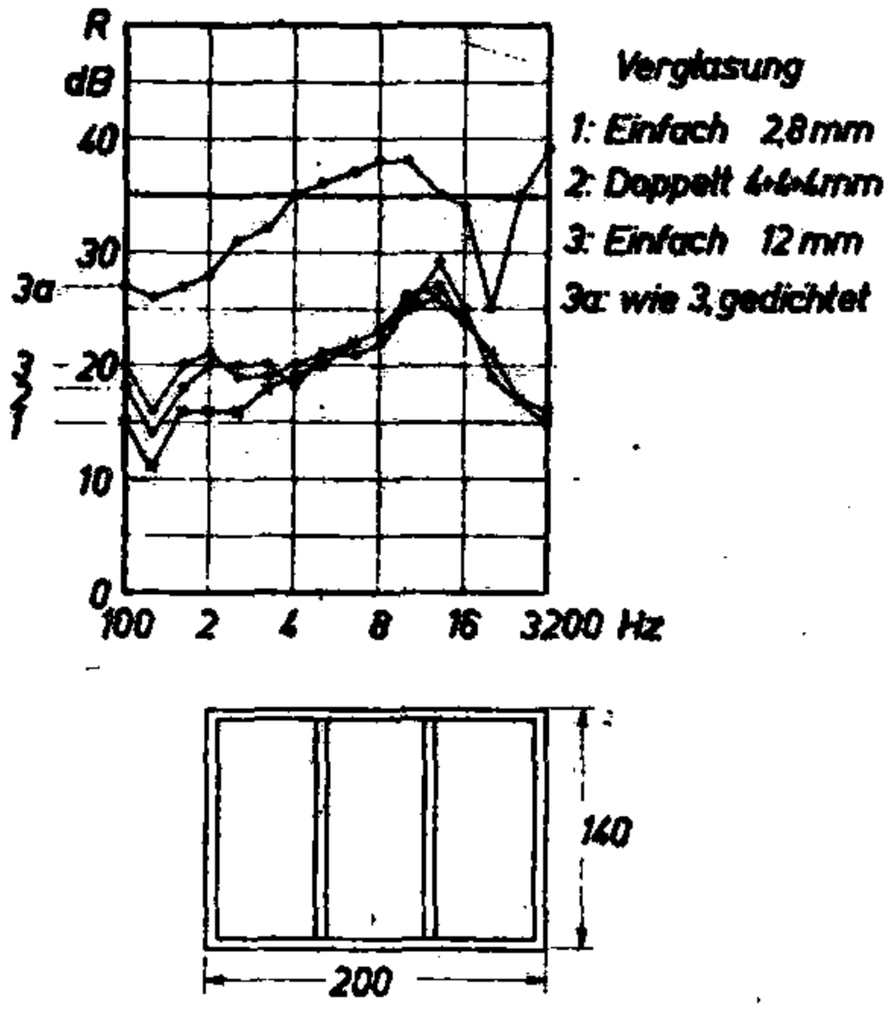


Abb. 5. Schalldämmung eines dreiteiligen Fensters mit verschiedener Verglasung, gemessen unter einem Einfallswinkel von 45°.

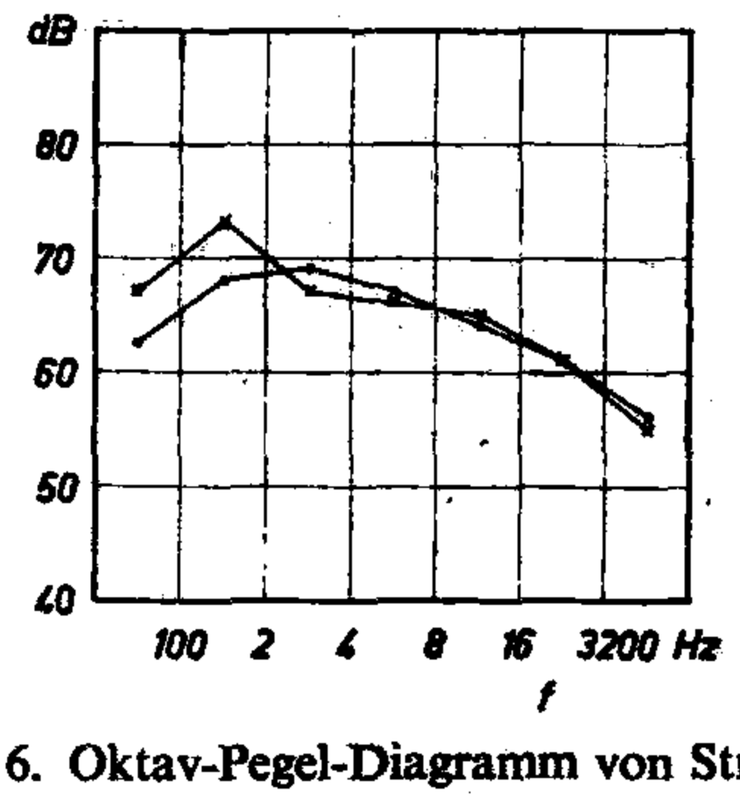


Abb. 6. Oktav-Pegel-Diagramm von Strassenverkehrsgeräuschen.
o—o—o nach BOBBERT UND MARTIN[2].
×—×—× MEISTER[3] (40 m Abstand).

MESSUNGEN AN FENSTERN

Anschliessend wurde die Schalldämmung eines ursprünglich einschaligen Bürofensters in Holzrahmen unter einem Einfallswinkel von 45° nacheinander mit drei verschiedenen Verglasungen gemessen. Wie Abb. 5 zeigt, sind kaum noch Unterschiede festzustellen, ob eine 3 mm dicke Einfachscheibe, eine Doppelscheibe oder eine 12 mm

dicke Einfachscheibe eingesetzt werden. Die Eigenschaften des Fensters werden nur noch durch seine Undichtigkeiten bestimmt. Die mittlere Schalldämmung kommt nicht über 20 dB hinaus. Erst wenn alle Fugen abgedichtet werden, wird die von den Labormessungen bekannte Schalldämmung wieder erreicht.
Entsprechende Messungen an Doppelfenstern fehlen noch, aber man wird auch hier sagen können, dass die Abdichtung der Fugen von entscheidender Bedeutung ist, wenn beispielsweise die Schalldämmung von Abb. 4 erreicht werden soll.

FOLGERUNGEN FÜR DEN BAU VON FENSTERN

In Sonderfällen, wenn die Belüftung des Raumes über eine Klimanalage oder durch schallgedämpfte Schlitze vorgenommen wird, kann man möglicherweise mit fest eingebauten Scheiben und der hierfür ermittelten Schalldämmung rechnen; sofern auch noch das Problem der Scheibenreinigung anderweitig gelöst wird. Normalerweise sind aber Fenster zum Öffnen eingerichtet, sodass nichts wichtiger ist, als zunächst einmal die Fensterhersteller zur Lieferung dichtschliessender Fenster aufzufordern. Gelingt dies, so kann die Auswahl und Anordnung der Scheiben den verschiedensten Anforderungen angepasst werden. Hier soll abschliessend der am häufigsten vorkommende Fall herausgegriffen werden, Fenster zu konstruieren, die zur Abschirmung des Strassenlärms eine Verbesserung von wenigstens 10 dB gegenüber den heute üblichen Fenstern bringen.

Der Verkehrslärm hat nach Angaben aus der Literatur[2, 3] Frequenzspektren, wie sie in Abb. 6 dargestellt sind. Gerade bei tiefen Frequenzen, wo die dünnen Einfachscheiben und die Doppelverglasungen mit kleinem Scheibenabstand eine geringe Schalldämmung aufweisen, zeigen die Spektren des Verkehrslärms ihr Maximum. Die Fenster müssten also nicht nach ihrer mittleren Schalldämmung im Bereich 100 bis 3200 Hz, sondern nach einer dem Verkehrslärm angepassten Sollkurve, sicherlich aber nach ihren Eigenschaften bei tiefen Frequenzen beurteilt werden. Wird zu diesem Zweck der Mittelwert über die ersten 6 Terzen (Mittelfrequenz 100, 125 . . . 320 Hz) gebildet, so zeigt sich, das hier die Schalldämmung noch mit 6 dB je Gewichtsverdopplung zunimmt. Ein Blick auf die Abb. 2 und 4 zeigt, dass in diesem Bereich die 12 mm dicke Einfachscheibe dem Doppelfenster mit 10 cm Luftabstand durchaus gleichwertig ist. Die entsprechenden Mittelwerte liegen bei 27 dB.

Wenn es also nicht auf den Wärmeschutz ankommt, der die isolierende Luftschicht benötigt, so lassen sich auch einschalige Fenster mit verbesserter Schalldämmung bauen, wenn man nur entsprechend dem Massengesetz die Scheiben hinreichend dick macht.

Eine doppelschalige Anordnung in Form eines Verbundfensters mit begrenzter Dicke (nicht Doppelfenster) kann übrigens die schwere Scheibe auch nicht entbehren, da die Eigenfrequenz unbedingt unter 100 Hz liegen muss.

LITERATUR

1. A. Eisenberg, *Glastech. Ber.*, 31 (1958) 297–302.
2. G. Bobbert und R. Martin, *VDI-Zeitschrift*, 98 (1956) 997–1044.
3. F. J. Meister, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 81–84.
4. A. Eisenberg, *Glastech. Ber.*, 34 (1961).

Untersuchungen über die Luftschalldämmung von Doppelwänden mit Schallbrücken

M. HECKL

Institut für Technische Akustik, Berlin-Charlottenburg (Deutschland)

VERBESSERUNG DURCH VORSATZSCHALEN VOR DICKEN WÄNDEN

Die über eine Doppelwand mit Schallbrücken übertragene Schalleistung P_2 setzt sich aus der über die Brücken übertragenen Schalleistung P_{2B} und der über die Zwischenschicht übertragenen Leistung P_{2Z} zusammen (Siehe Abb. 1).

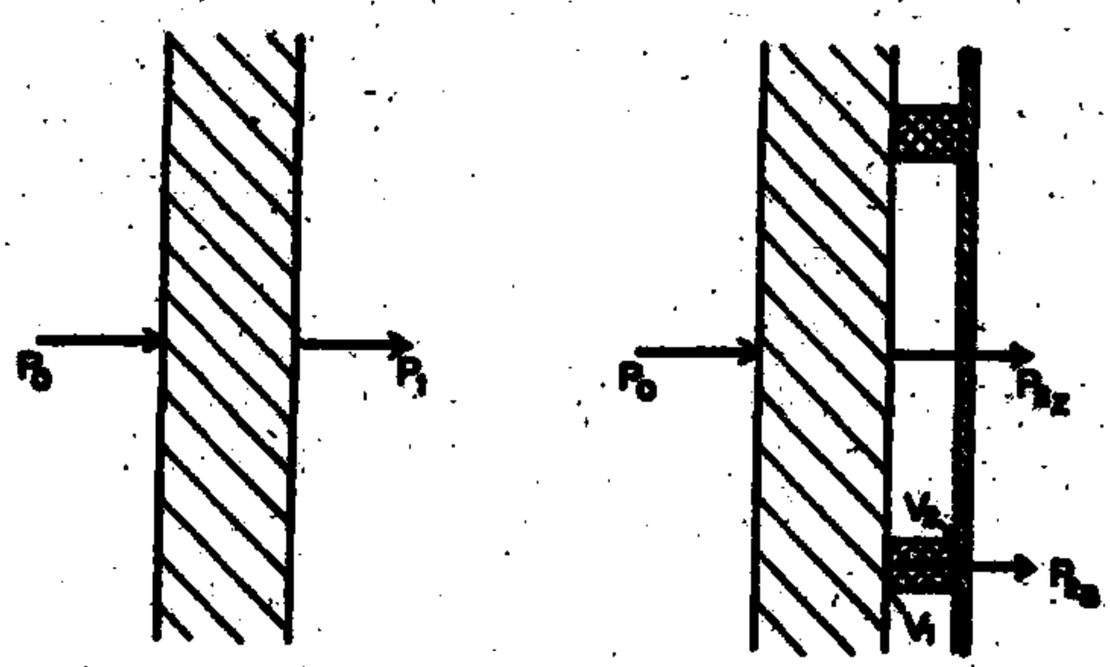


Abb. 1. Skizze zur Darstellung der Übertragungswege.

Wenn man die auf die Doppelwand auffallende Leistung mit P bezeichnet, und annimmt, dass sich die beiden Leistungen P_{2B} und P_{2Z} addieren, dann ergibt sich (wenn man von der Nebenwegübertragung absieht) das Schalldämmass zu

$$R = -10.\log \frac{P_2}{P_0} = -10.\log \left(\frac{P_{2Z}}{P_0} + \frac{P_{2B}}{P_0}\right) \tag{1}$$

Beschränkt man sich auf das Frequenzgebiet oberhalb der durch die Masse der Vorsatzschale und die Steifigkeit der Zwischenschicht gegebenen Resonanzfrequenz f_1, dann lässt sich (siehe CREMER[1]) die über die Zwischenschicht übertragene Leistung durch die durch die Einfachwand durchgelassene Leistung P_1 mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{P_{2Z}}{P_0} = \frac{P_1}{P_0}\frac{f_1^4}{f^4} \tag{2}$$

darstellen.

Um nun auch das Leistungsverhältnis P_{2B}/P_0 durch die Schalldämmung der Einfachwand ausdrücken zu können, wird der sog. Punkt- oder Linienabstrahlgrad σ eingeführt. Diese Grösse, die die Schallabstrahlung von punktförmig angeregten Platten charakterisiert, ist bei Vorhandensein nur einer Anregestelle, d.h. Brücke, durch

$$P_{2B} = \varrho_0 c_0 \sigma S v_2^2{}_{\text{eff}} \tag{3}$$

definiert. Dabei bedeutet $\varrho_0 c_0$ den Wellenwiderstand der Luft, S die Fläche der Wand

und v_2^2 die Schnelle an der Anregestelle. Wenn n Brücken vorhanden sind, ist Gl. (3) mit n zu multiplizieren. (σ unterscheidet sich von dem von GÖSELE[2] definierten Abstrahlgrad dadurch, dass nicht auf die mittlere Schnelle, sondern auf die Schnelle am Anregeort bezogen wird.)

Wenn man die Schnelle der Einfachwand mit v_1 bezeichnet, dann kann man folgende Aufspaltung vornehmen

$$\frac{P_{2B}}{P_0} = \frac{P_{2B}}{v_2^2} \cdot \frac{v^2_2}{v_1^2} \cdot \frac{v_1^2}{P_0} = \frac{v_2^2}{v_1^2} \frac{\varrho_0 c_0 S v_1^2{}_{\text{eff}}}{P_0} n\sigma \tag{4}$$

Für den hier interessierenden Spezialfall der dicken Wände, deren Grenzfrequenz ziemlich tief liegt, ist (siehe GÖSELE[3])

$$P_1 = \varrho_0 c_0 S v_1^2{}_{\text{eff}} \tag{5}$$

Also wird aus Gl. (1) und (4)

$$R = 10.\log\left(\frac{f_1^4}{f^4} + n\sigma\frac{v_2^2}{v_1^2}\right)\frac{P_1}{P_0} = R_1 - 10.\log\left(\frac{f_1^2}{f^4} + n\sigma\frac{v_2^2}{v_1^2}\right) \tag{6}$$

Hierbei ist R_1 die Schalldämmzahl der (dicken) Einfachwand und

$$\Delta R = -10.\log\left(\frac{f_1^2}{f^4} + n\sigma\frac{v_2^2}{v_1^2}\right) \tag{6a}$$

die interessierende Verbesserung.

Der Abstrahlgrad σ wurde für dünne Platten vom Verfasser[3] berechnet. Es ergab

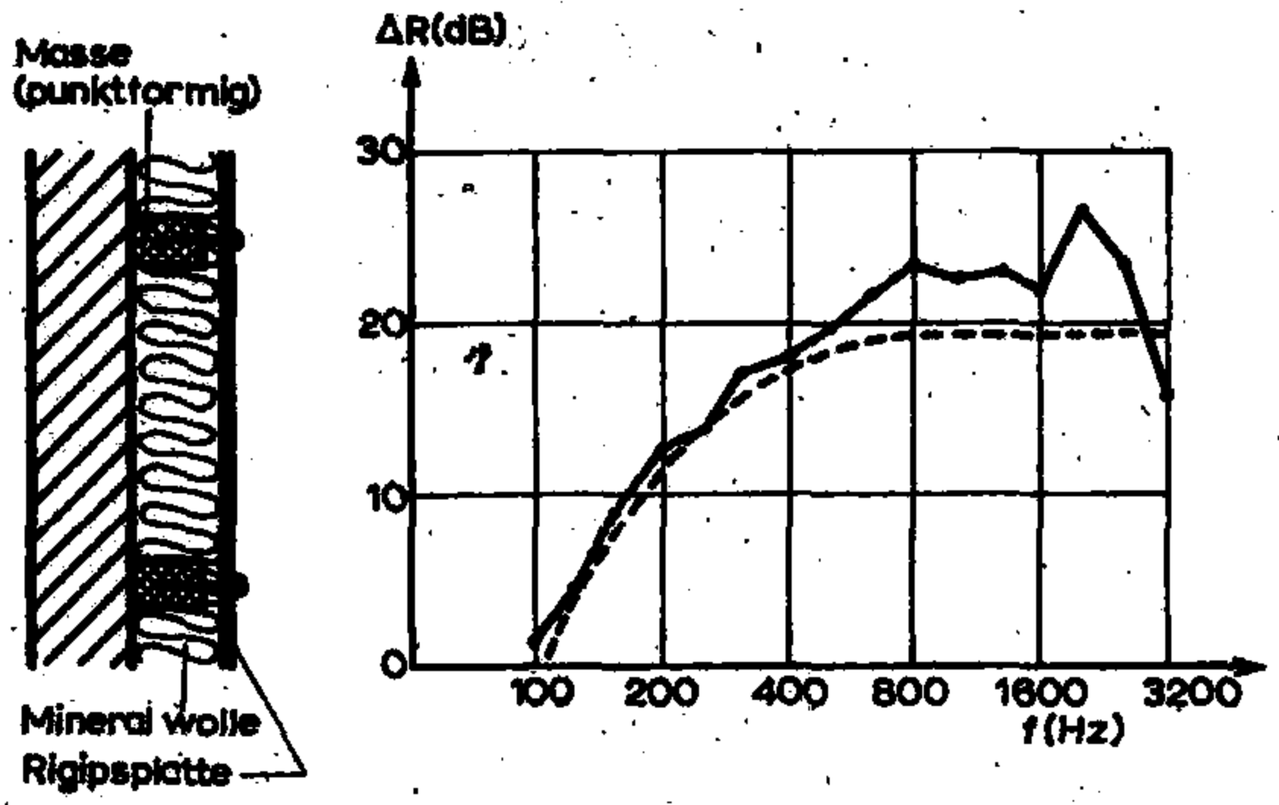


Abb. 2. Verbesserung durch eine punktförmig befestigte Vorsatzschale aus 1 cm dicken Rigipsplatten.
Ausgezogene Kurve: gemessene Werte.
Gestrichelte Kurve: berechnete Werte.

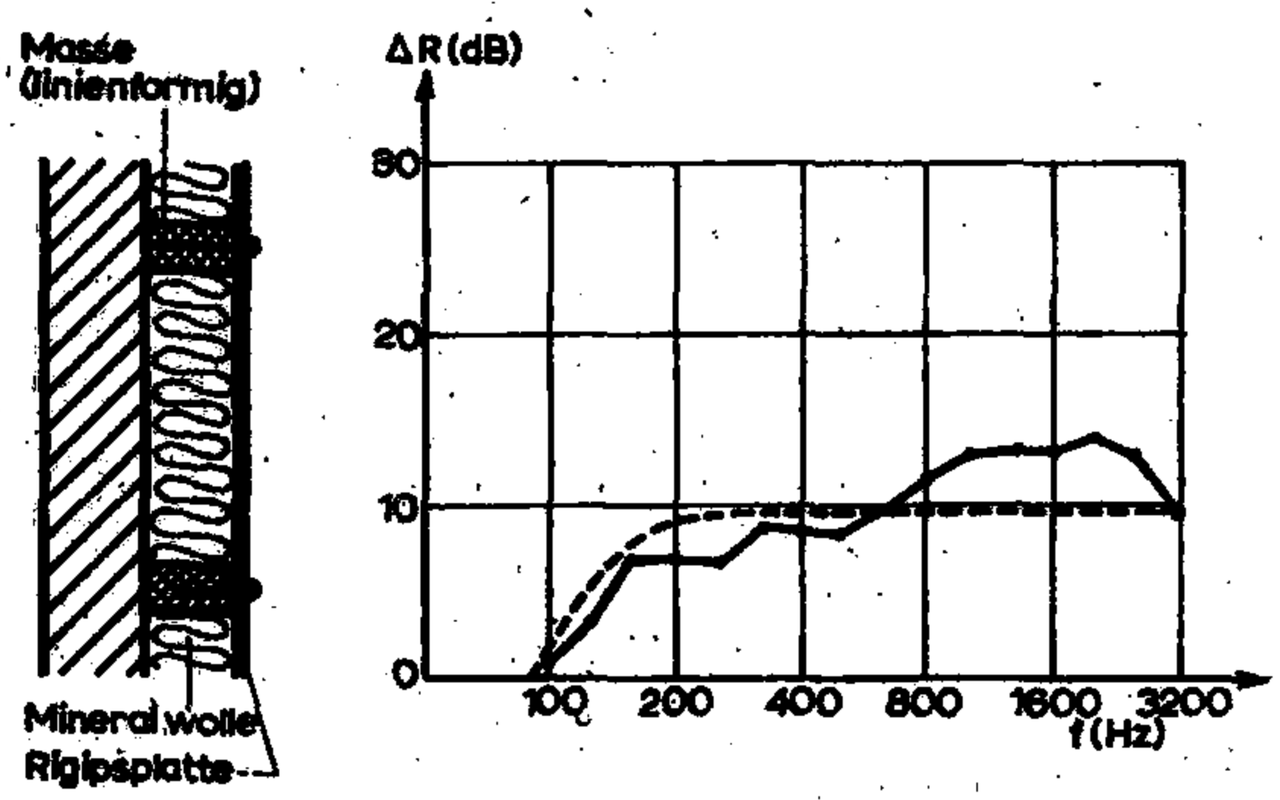


Abb. 2a. Wie Abb. 2, jedoch linienförmige Befestigung der Vorsatzschale.

sich dabei in Übereinstimmung mit den Messungen, dass unterhalb der Grenzfrequenz f_g der Vorsatzschale bei punktförmigen Brücken

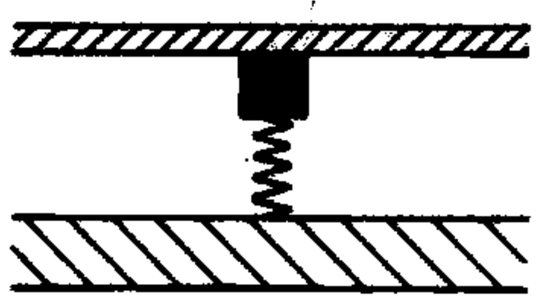
$$\sigma_P = \frac{8}{\pi^3} \frac{c_0^2}{f_g^2 S} \tag{7}$$

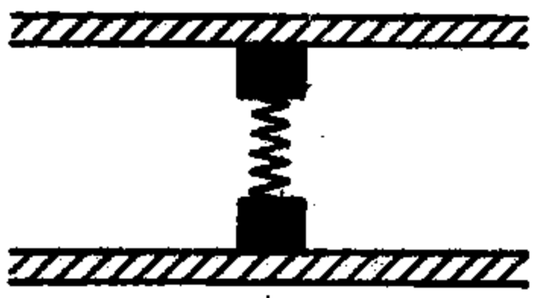
und linienförmigen Brücken (d.h. Latten oder Leisten)

$$\sigma_L = \frac{2}{\pi} \frac{c_0}{f_g l} \tag{7a}$$

ist (l ist die Länge der Wand senkrecht zu den anregenden Linien gemessen).

Setzt man diese Gleichungen in Gl. (6a) ein, dann lässt sich für den Spezialfall der starren Brücken (d.h. $v_2^2/v_1^2 = 1$) die Verbesserung vorausberechnen. Es ergaben sich so z.B. für eine an 40 Punkten (die punktförmige Befestigung wurde durch Nagelung durch eine elastische Schicht realisiert) befestigte Schale aus Rigipsplatten, die in Abb. 2 aufgetragenen Verbesserungen. Zum Vergleich ist in Abb. 2a die Verbesserung derselben Vorsatzschale bei linienförmiger Befestigung angegeben. Wie man sieht, ergibt die punktförmige Befestigung eine um ca. 10 dB grössere Verbesserung.





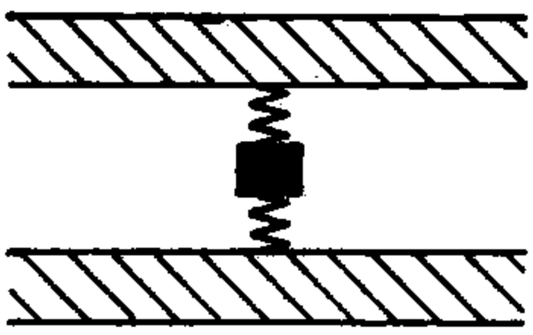


Abb. 3. Prinzipskizzen der verschiedenen Arten von Resonanzbrücken.

Man kann die Verbesserung noch sehr erhöhen, wenn man nachgiebige Brücken verwendet, bei denen $v_2^2/v_1^2 \ll 1$ ist. Besonders geeignet erwiesen sich sogenannte "Resonanzbrücken", d.h. Brücken, die aus Massen und Federn bestehen, die möglichst tief abgestimmt sein sollen (siehe Abb. 3). Derartige Brücken kann man in der Praxis einfach dadurch herstellen, dass man auf Biegung beanspruchte Stäbe oder Latten als Federn benutzt. Ein Beispiel für eine derartige Brücke zeigt Abb. 4. In diesem Fall wirkt die Holzlatte als Feder und der aufgesetzte Klotz als Masse. Obwohl

in diesem Fall die Anregung der Vorsatzschale wieder linienförmig erfolgte, ist die Verbesserung sehr viel grösser als in Abb. 2a.

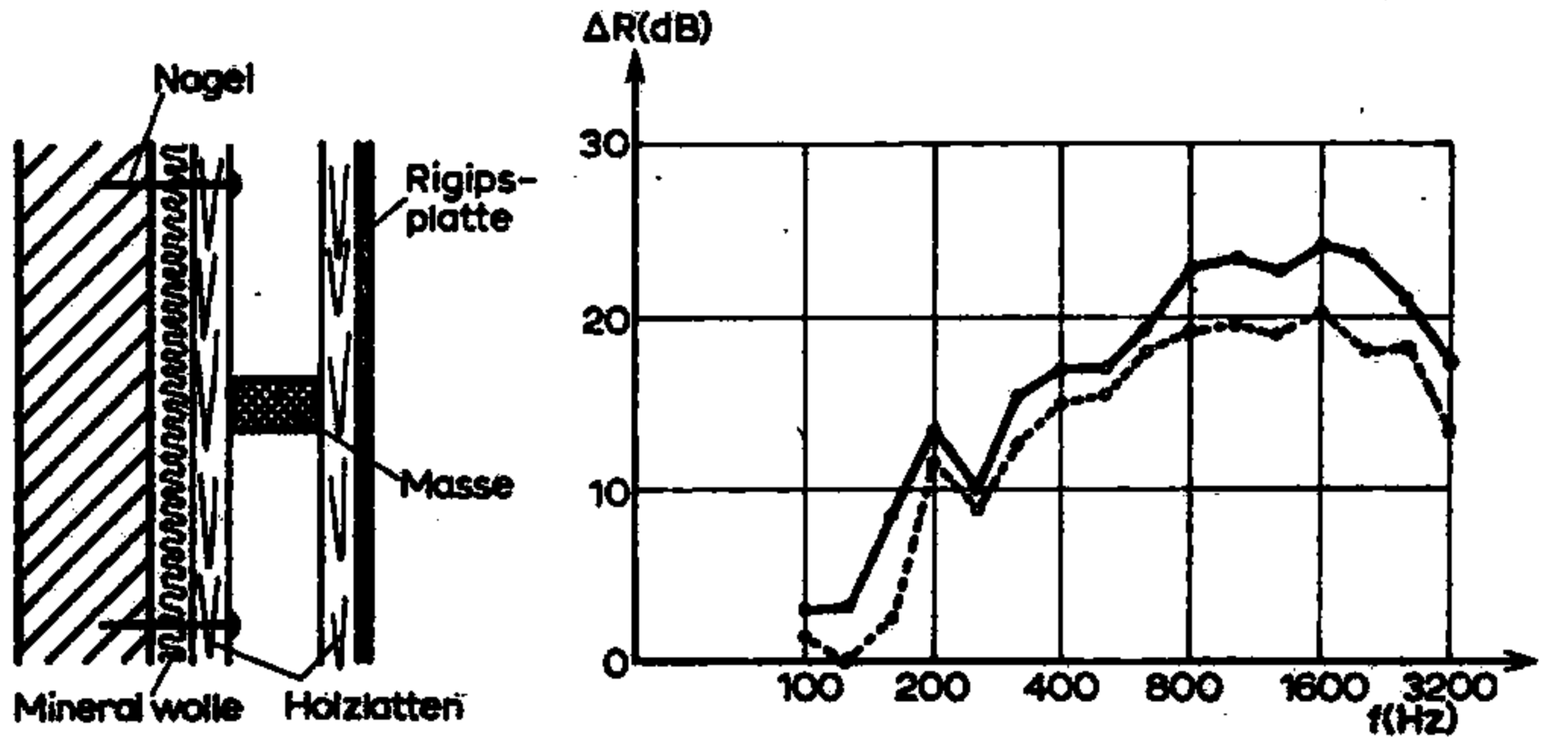


Abb. 4. Verbesserung durch eine Vorsatzschale, die mit Resonanzbrücken linienförmig befestigt war. Die ausgezogene Kurve wurde bei einer Masse von ca. 800 g, die gestrichelte bei einer Masse von ca. 100 g, erhalten.

Resonanzbrücken, bei denen die federnden Elemente aus Stäben bestehen, eignen sich bezonders für Metallkonstruktionen. Es empfiehlt sich dabei allerdings, die Stäbe mit einem dämpfenden Belag zu versehen, damit sich die Biegewellen-Eigenresonanzen nicht nachteilig bemerkbar machen.

SCHALLDÄMMUNG VON DOPPELWÄNDEN AUS ZWEI DÜNNEN SCHALEN

Bei dünnen Einfachwänden kann man die durchgelassene Schallleistung P_1 nicht durch Gl. (5) ausdrücken, weil die Schnelle der Wand im allgemeinen aus zwei Anteilen besteht, nämlich den erzwungenen Wellen, für die Gl. (5) gelten würde und den freien Wellen, die an den Rändern ausgelöst werden. Die freien Wellen werden wegen ihrer geringen Biegewellenlänge kaum abgestrahlt, sie spielen daher für die Schalldämmung der Einfachwand keine Rolle; da sie aber häufig sehr viel grössere Werte annehmen als die erzwungenen Wellen, sind sie für das Brückenproblem, bei dem es auf die Schnelle am Ort der Brücke ankommt, sehr wichtig.

Weiterhin ist bei dünnen Wänden zu beachten, dass z.B. bei Verwendung von sehr schweren Brücken die Schnelle der Ausgangswand durch das Anbringen der Brücken verringert wird (Siehe MEYER[4]).

Es empfiehlt sich daher, in Gl. (4) statt v_1 die Schnelle der Ausgangswand ohne Brücken, die v_0 heissen möge, einzusetzen. Das bedeutet, dass wie(das in der Arbeit von CREMER[5] geschieht) eine eventuelle Rückwirkung der Brücke auf die Wand in der Grösse v_2^2/v_0^2 berücksichtigt sein muss.

Da in den Arbeiten von CREMER[5] und anderen[6,7] die Berechnung und Messung der Grösse v_2^2/v_0^2 zumindest an einfachen Brücken schon vorgenommen wurde, muss man zur Berechnung der Schalldämmung von dünnen Doppelwänden mit Brücken eigentlich nurmehr die Schnelle v_0 kennen.

Diese Schnelle kann man entweder an den verschiedenen infrage kommenden Wänden messen, oder man kann sie in erster Näherung unterhalb der Grenzfrequenz der Wänd nach HECKL[8] berechnen.

In Abb. 5 ist die Schalldämmung einer Doppelwand aus zwei Rigipsschalen, die

punktförmig verbunden waren, aufgetragen. In diese Abbildung sind die berechneten Schalldämmasse eingezeichnet. Wie man sieht, erfolgt bei den mittleren und hohen Frequenzen die Schallübertragung über die Brücken, während bei tiefen Frequenzen die Übertragung über die Zwischenschicht ausschlaggebend ist.

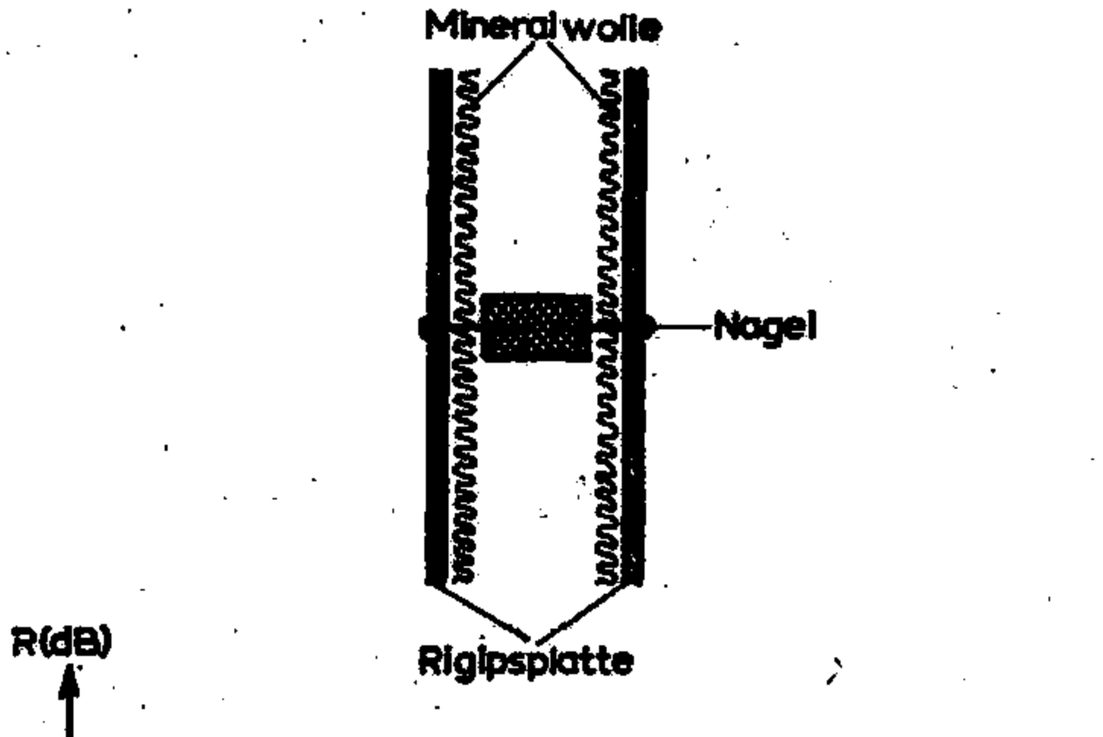


Abb. 5. Schalldämmung einer Doppelwand aus 2 Rigipsplatten von 1 cm Dicke bei punktförmigen Brücken.
Ausgezogene Kurve: gemessene Schalldämmasse.
Gestrichelte Kurve: berechnete Schalldämmasse ohne Berücksichtigung der Übertragung über die Brücken.
Punktierte Kurve: berechnete Schalldämmässe ohne Berücksichtigung der Übertragung über die Zwischenschicht.

Herrn Professor CREMER möchte ich für Stellung der Aufgabe und für zahlreiche wertvolle Ratschläge und Hinweise bestens danken. Dem Bundeswohnungsministerium danke ich für die Bereitstellung von Mitteln zur Durchführung dieser Aufgabe.

LITERATUR

1. L. CREMER, *Fortschritte und Forschungen im Bauwesen*, Reihe D, Heft 2, Franck'sche Verlagsbuchhandlung.
2. K. GÖSELE, *Acustica*, 3 (1953) 243.
3. M. HECKL, *Acustica*, 9 (1959) 372.
4. E. MEYER, *Akust. Z.*, 2 (1937) 74.
5. L. CREMER, *Acustica*, 4 (1954) 273.
6. M. HECKL, *Acustica*, 5 (1955) 112.
7. L. CREMER UND M. HECKL, *Rechnerische und experimentelle Untersuchen an Schallbrücken bei Doppelwänden*, Unveröffentlichter Bericht an das Bundeswohnungsministerium, August 1959.
8. M. HECKL, *Acustica*, 10 (1960) 98.

Luftschalldämmung von leichten Doppelwänden mit Körperschallbrücken

K. H. HANSEN UND C. STÜBER
Bundesbahn-Versuchsanstalt, München (Deutschland)

In leichten Doppelwänden gehen, wie in einer früheren Arbeit von STÜBER[1] berichtet wurde, Dämmverbesserungen durch Ausfüllen der Hohlräume mit Mineralfaser infolge des Einflusses von Körperschallbrücken grösstenteils verloren. Andere Anordnungen von Zusatzdämmstoffen, z.B. Kombinationen von Entdröhnungsschichten und aufzuklebenden Matten, bringen auch an Wänden mit Körperschallbrücken einigen Erfolg. Zur Demonstration werden Messergebnisse angegeben, die an einem früher schon von STÜBER benutzten Wandausschnitt erzielt wurden. Über die Messanordnung sowie die Auswertung sind Angaben in der oben erwähnten Arbeit enthalten.

Als Zusatzdämmstoffe benutzte man Entdröhnmittel sowie zwei Arten aufklebbarer Matten: solche aus einer einzigen Schicht (2,1 kg/m²; im folgenden als "biegeweich" bezeichnet) und andere, bei denen eine schwere Schicht in federndes Deckmaterial eingebettet war (7,3 kg/m²; "biegeweich, federnd"). Der Wagenwandausschnitt (3 m², 50 mm tief, Gerüst aus stählernen Rippen und Spanten) hat Stahlblech und Sperrholz als Wandschalen. Die Rippen haben nur mit dem Stahlblech Verbindung, die Spanten mit dem Blech und dem Holz. Die letzteren bilden Körperschallbrücken einer Gesamtlänge von 1,5 m/pro Quadratmeter Wandfläche. Der Gewichtsanteil des Gerüstes beträgt 13 kg/m².*

Es geben Abb. 1 und 2 die Resultate der Einzelmassnahmen: Abb. 1 zeigt, dass vergleichbare Verbesserungen der Luftschalldämmung durch Entdröhnung des Bleches oder Bekleben der Holzplatte mit einer "biegeweichen" Matte eintreten; eine Mineralfaserfüllung aller Hohlräume ist stärker wirksam. In Abb. 2 sind entsprechende Kurven dargestellt, jedoch wurden "biegeweiche, federnde" Matten angewendet. Die Wirkung von Entdröhnung und Mineralfaserfüllung unterscheidet sich hier weniger voneinander als in Abb. 1. Dies ist auf die Verwendung einer steiferen Holzplatte zurückzuführen. Der Dämmungsgewinn durch "biegeweiche, federnde" Matten übertrifft abschnittweise den durch Mineralfaser.

Abb. 3, 4 und 5 zeigen die Resultate der kombinierten Massnahmen: Die Kombination von Entdröhnung und „biegeweichen" Matten führt zu den Dämmkurven Abb. 3. Die Einzelverbesserungen (Abb. 1) bleiben nicht nur erhalten, sondern die Kombination bringt noch eine Steigerung. Ein weiterer Zuwachs an Schalldämmung entsteht, wenn auch die Auflageflächen der Holzplatte an den Spanten mit "biegeweichem" Material belegt werden. In diesem Fall bilden die Befestigungsschrauben der Holz-

---

* Dieser Gewichtsanteil entspricht dem tatsächlich realisierbarer Waggon-Aussenwände, er ist in den Gewichtsangaben der Bildunterschriften mit enthalten.

platte die einzigen starren Körperschallbrücken. Bei den "biegeweichen, federnden" Matten (Abb. 4) wird die Summe der Einzeleffekte in der Kombination nicht ganz erreicht. Das Belegen der Auflägeflächen bringt nur bei hohen Frequenzen geringen Erfolg. Die besten Resultate aus Abb. 3 und Abb. 4 unterschieden sich nur wenig voneinander (Abb. 5); die schwerere Kombination mit den "biegeweichen, federnden" Matten wird man eventuell dort bevorzugen, wo die Schalldämmung unter 800 Hz eine entscheidende Rolle spielt.

Abb. 6 gibt zuletzt die Abschätzung der Dämmverbesserung anhand älterer Messergebnisse. Am gleichen Wandausschnitt war früher der Unterschied der Luftschall-

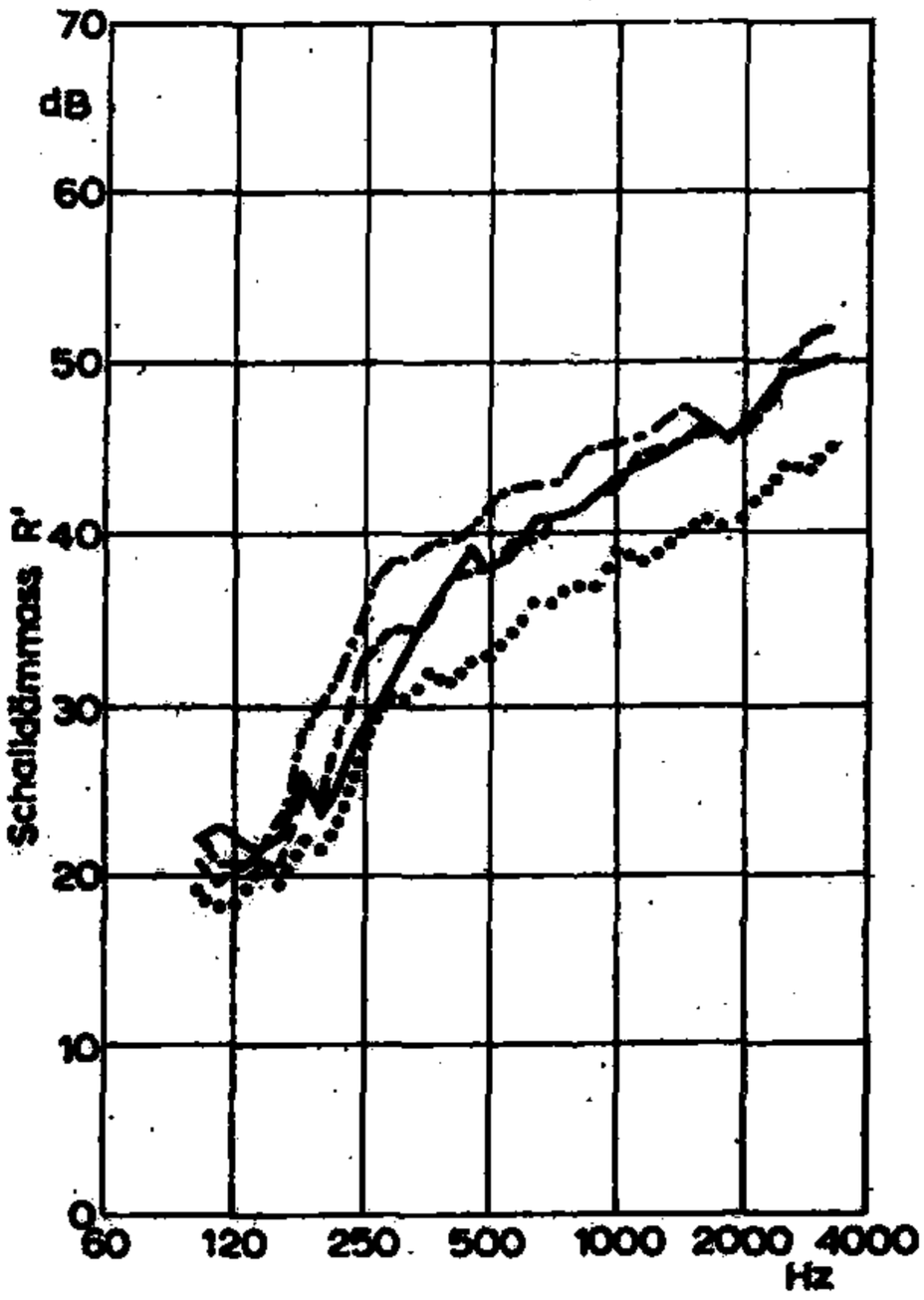


Abb. 1. Luftschalldämmung Wagenwandausschnitt.

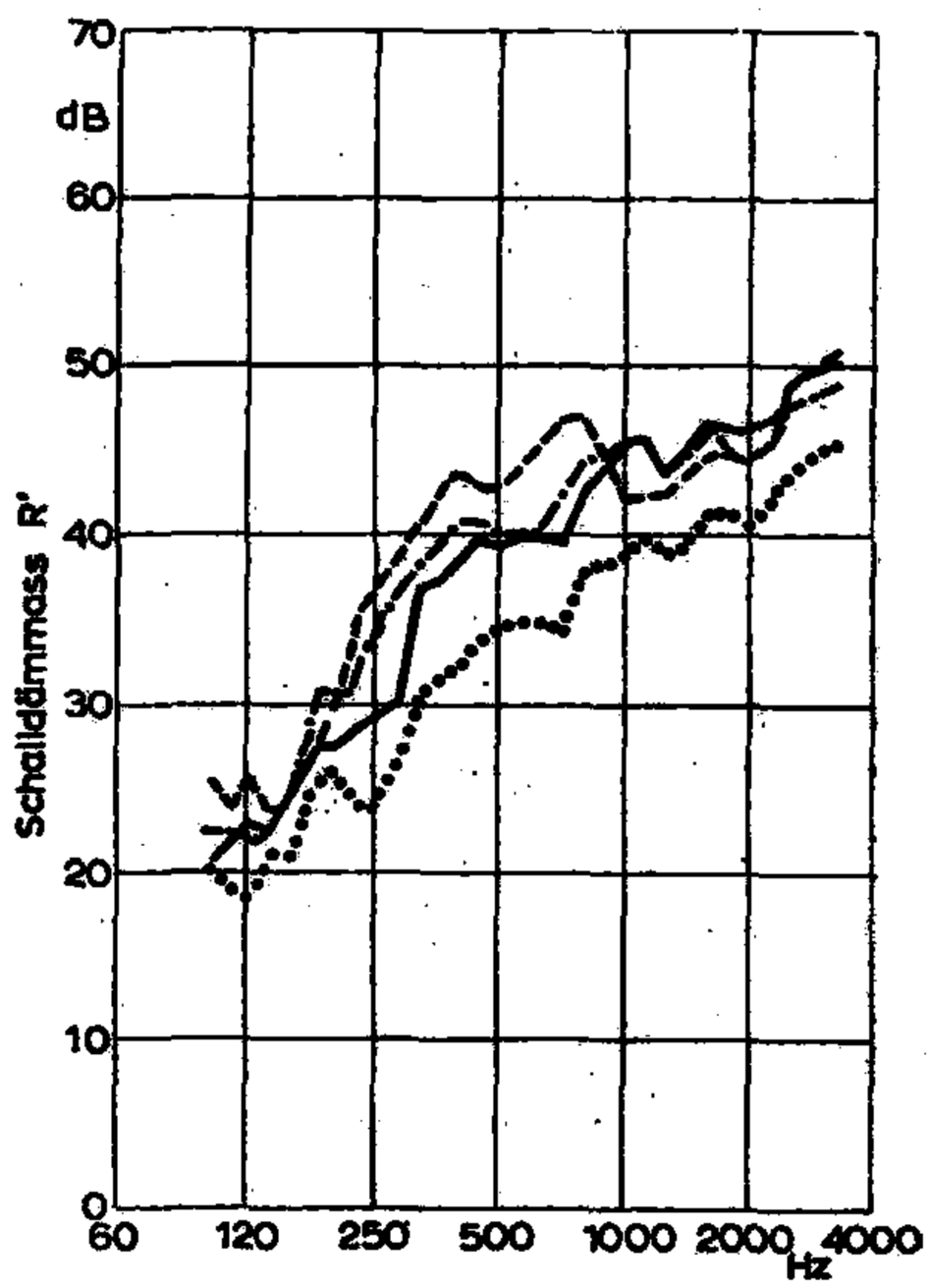


Abb. 2. Luftschalldämmung Wagenwandausschnitt.

Afb. 1.

		250–2000 Hz	*100– 3200Hz*
.....	Ausgangszustand *a*	27,4 kg/m²	35,5 dB	33,0 dB
———	Blech-Innenseite entdröhnt	31,8 kg/m²	40,5 dB	37,0 dB
– – – – –	Holz-Innenseite mit "biegeweicher" Matte beklebt	29,5 kg/m²	40,5 dB	37,0 dB
—.—.—	Hohlräume vollständig mit Mineralfaser gefüllt	28,9 kg/m²	43,0 dB	39,0 dB

Abb. 2.

		250–2000 Hz	*100– 3200Hz*
.....	Ausgangszustand *b*	28,7 kg/m²	35,5 dB	33,0 dB
———	Blech-Innenseite entdröhnt	33,1 kg/m²	41,0 dB	38,0 dB
– – – – –	Holz-Innenseite mit "biegeweicher, federnder" Matte beklebt	36,0 kg/m²	43,5 dB	40,0 dB
—.—.—	Hohlräume vollständig mit Mineralfaser gefüllt	30,2 kg/m²	42,0 dB	39,0 dB

dämmung mit und ohne Körperschallbrücken demonstriert worden: nach dem Lösen der Schraubenverbindung zwischen der Holzplatte und den Spanten hatte sich die Holzplatte unter dem Druck der Mineralfaser etwas gewölbt, so dass der Körperschallkontakt aufgehoben wurde. Man erkennt in der Abbildung, dass die Kombination der Entdröhnung mit "biegeweichen, federnden" Matten die Wirkung der Körperschallbrücken bis etwa 800 Hz kompensiert hat.

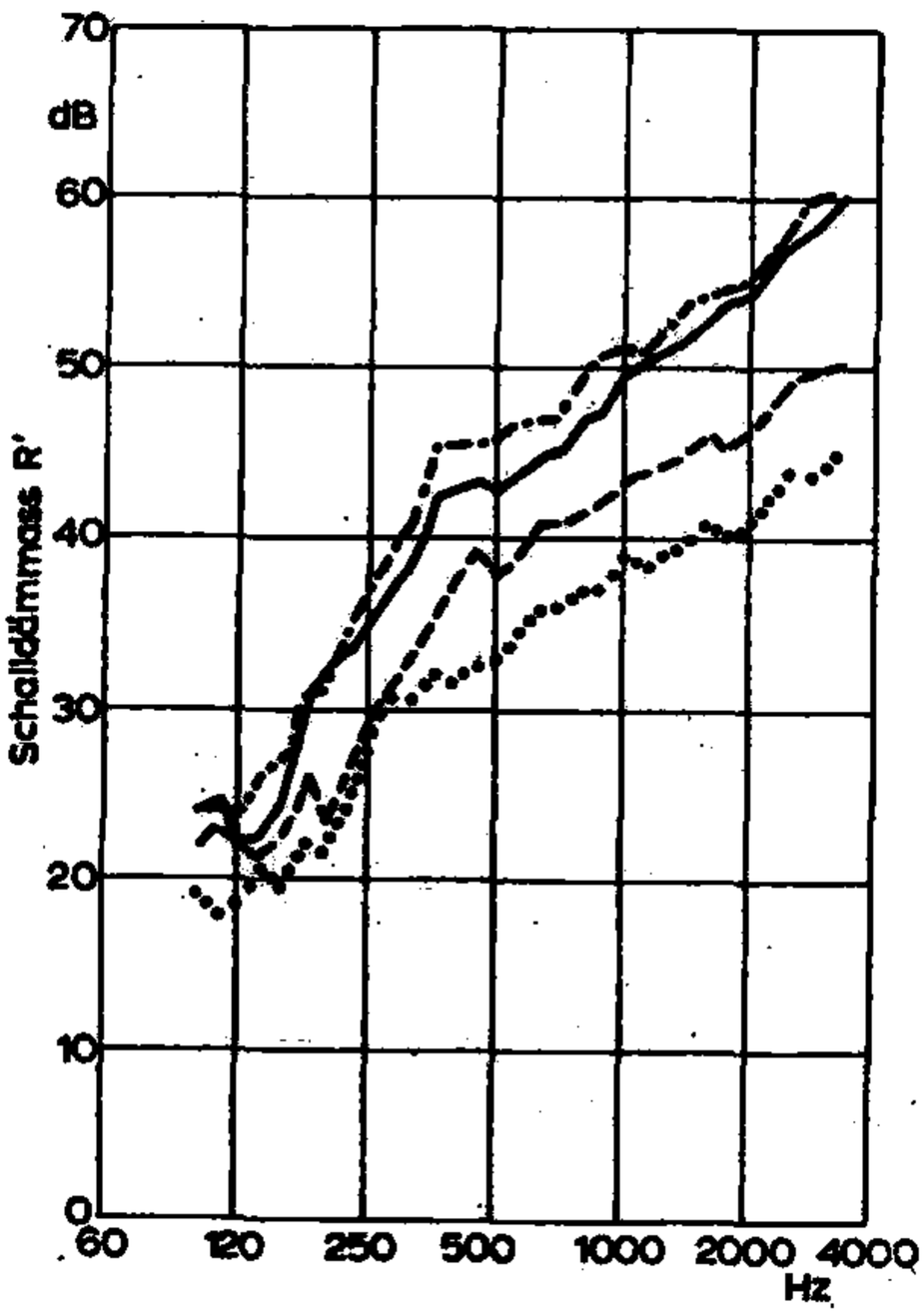


Abb. 3. Luftschalldämmung Wagenwandausschnitt.

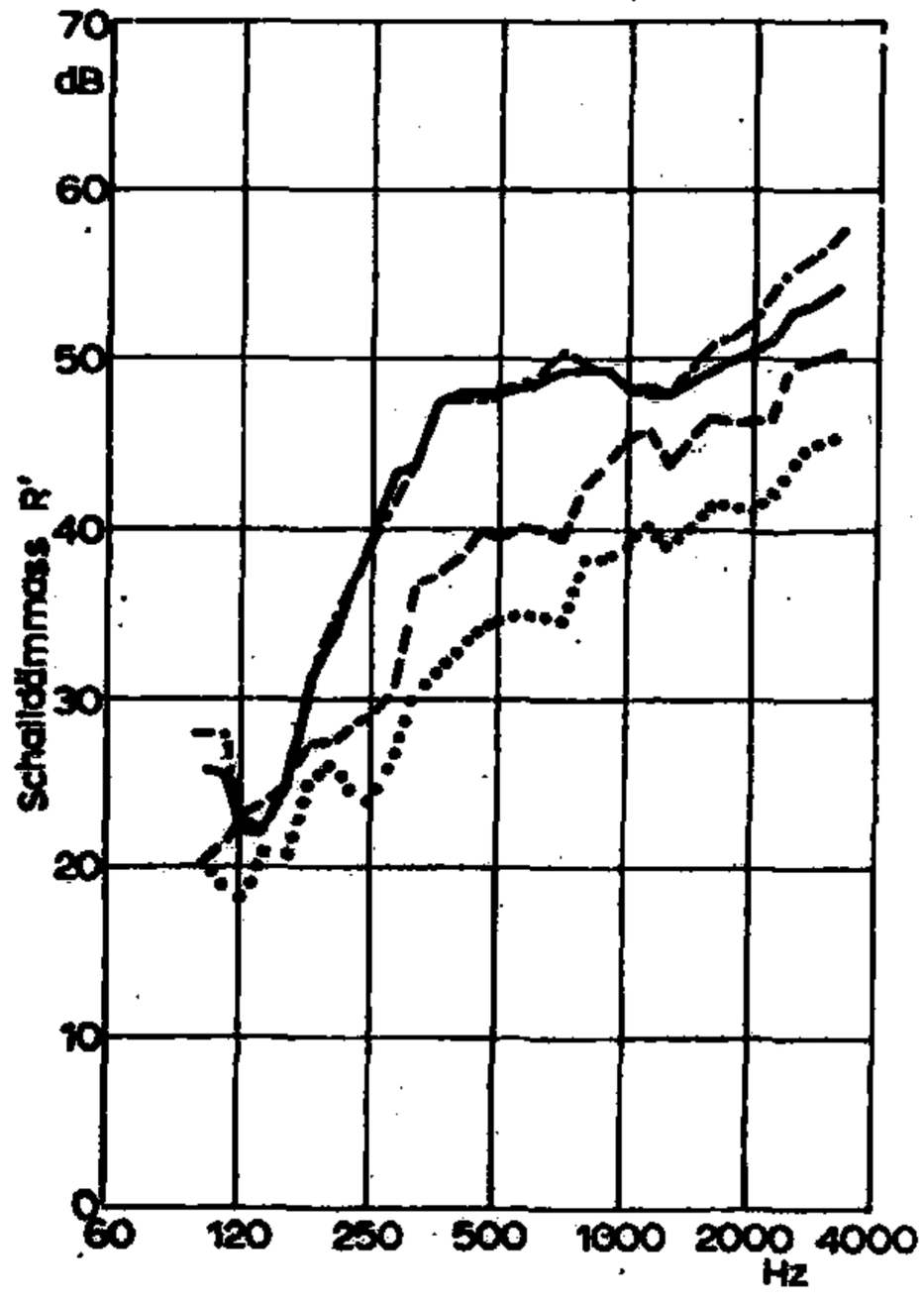


Abb. 4. Luftschalldämmung Wagenwandausschnitt.

Abb. 3.			*250–2000 Hz*	*100–3200 Hz*
.....	Ausgangszustand *a*	27,4 kg/m²	35,5 dB	33,0 dB
– – – – –	Blech-Innenseite entdröhnt	31,8 kg/m²	40,5 dB	37,0 dB
———	Blech entdröhnt, Holz-Innenseite mit "biegeweicher" Matte beklebt	33,9 kg/m²	46,0 dB	42,5 dB
—.—.—	Blech entdröhnt, Holz einschliesslich Auflageflächen an den Spanten "biegeweich" beklebt	34,2 kg/m²	48,0 dB	44,5 dB

Abb. 4			*250–2000 Hz*	*100–3200 Hz*
.....	Ausgangszustand *b*	28,7 kg/m²	35,5 dB	33,0 dB
– – – – –	Blech-Innenseite entdröhnt	33,1 kg/m²	41,0 dB	38,0 dB
———	Blech entdröhnt, Holz-Innenseite mit "biegeweicher, federnder" Matte beklebt	40,5 kg/m²	48,0 dB	43,5 dB
—.—.—	Blech entdröhnt, Holz einschliesslich Auflagefläche an den Spanten "biegeweich, federnd" beklebt	41,7 kg/m²	48,0 dB	44,0 dB

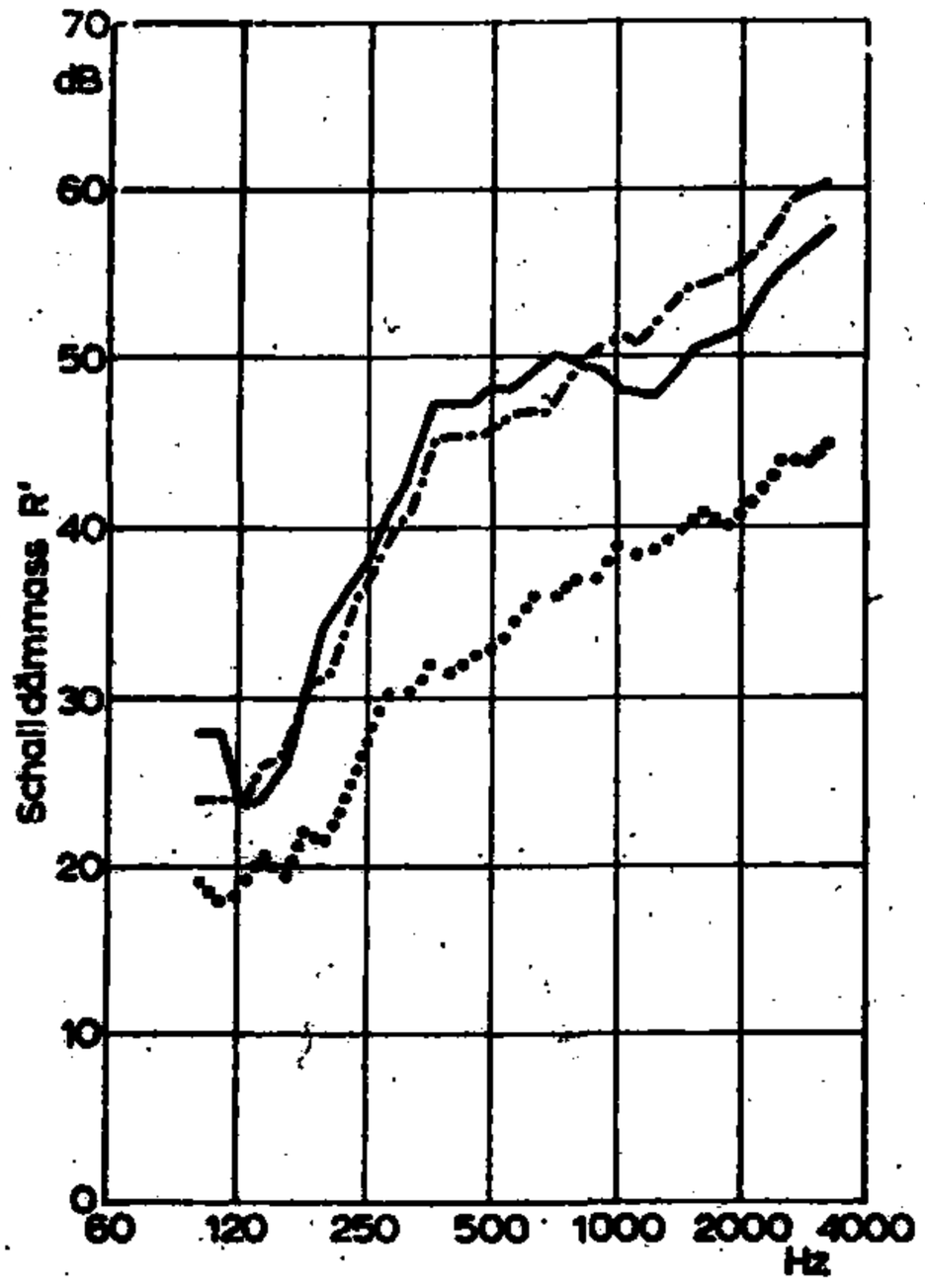


Abb. 5. Luftschalldämmung Wagenwandausschnitt.

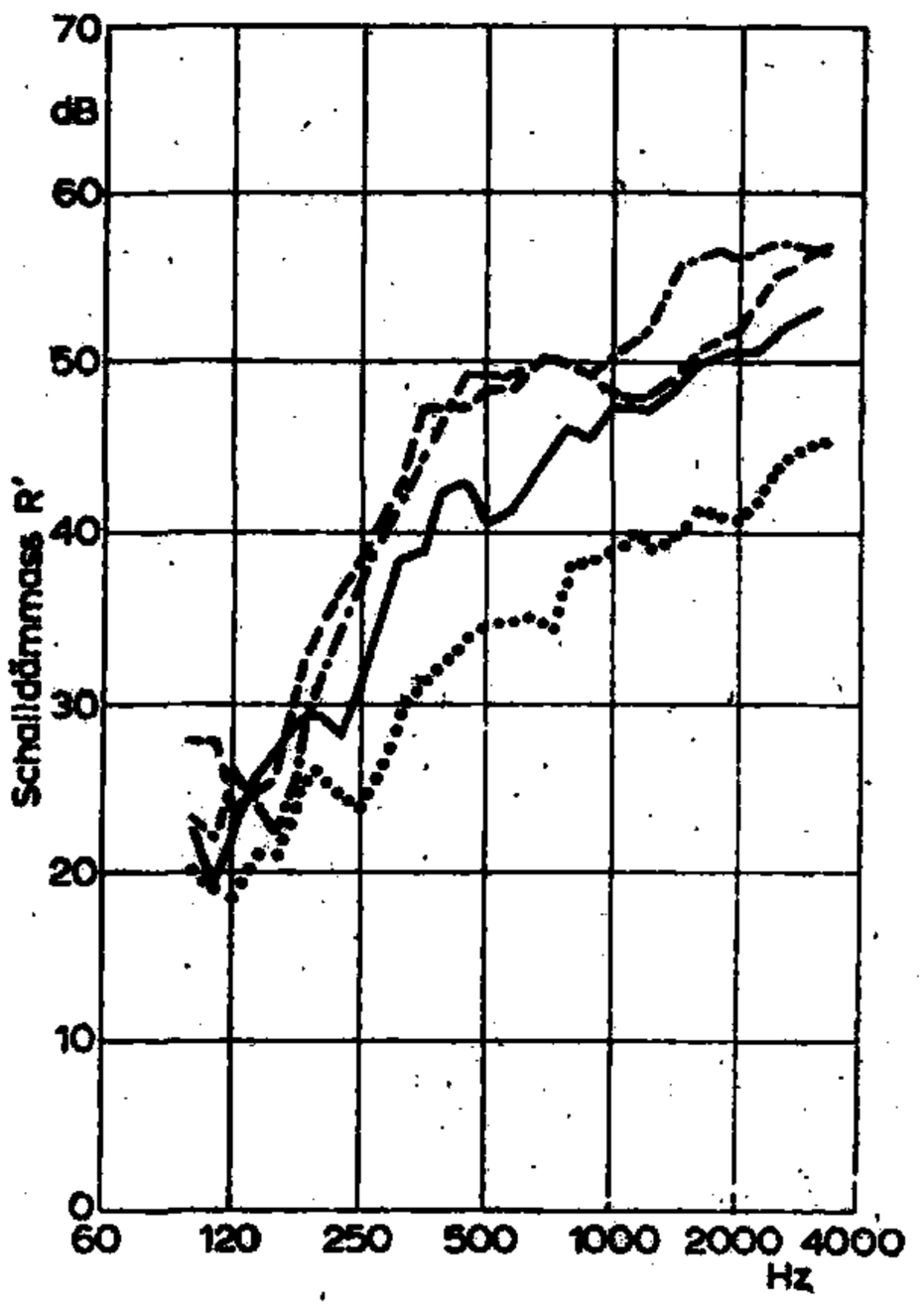


Abb. 6. Luftschalldämmung Wagenwandausschnitt.

Abb. 5.

		250–2000 Hz	*100–3200 Hz*
.....	Ausgangszustand *a*	27,4 kg/m²	35,5 dB	33,0 dB
—.—.—	Ausgangszustand *a* durch Entdröhnung und "biegeweiche" Matten verbessert	34;2 kg/m²	48,0 dB	44,5 dB
———	Ausgangszustand *b* durch Entdröhnung und "biegeweiche, federnde" Matten verbessert	41,7 kg/m²	48,0 dB	44,0 dB

Abb. 6.

		150–2000 Hz	*100–3200 Hz*
.....	Ausgangszustand *b*	28,7 kg/m²	35,5 dB	33,0 dB
———	Hohlräume vollständig mit Mineralfaser gefüllt	30,2 kg/m²	44,0 dB	40,5 dB
—.—.—	Hohlräume mit Mineralfaser gefüllt, Holzplatte von den Spanten gelöst	30,2 kg/m²	49,0 dB	44,5 dB
– – – – –	Ausgangszustand *b* durch Entdröhnung und „biegeweiche, federnde" Matten verbessert	41,7 kg/m²	48,0 dB	44,0 dB

LITERATUR

1. C. STÜBER, Dämmungsverluste durch Körperschallbrücken bei doppelschaligen Eisenbahnwagen-Aussenwänden, *VDI-Berichte* 1956, Band 8, S. 89.

Comments on the Reverberant Room Method of Measuring Transmission Loss

T. MARINER

Armstrong Cork Company, Lancaster, Pa. (U.S.A.)

In this method[1, 2], energy transmitted by a panel of area S, exposed to energy density D_{1r} and level L_1 db in room 1, produces in adjacent room 2 a field of density D_{2r} and level L_2 db. Eqs. (1) and (2) are used to calculate transmission loss $TL = 10^{10}\log(1/\tau)$, where τ is the transmission coefficient.

$$TL = L_1 - L_2 + 10^{10}\log(S/A_2); \qquad \text{for } L_1 - L_2 \geqslant 15 \text{ db}, \tag{1}$$

$$TL = 10^{10}\log\left[{}^{10}\text{antilog}\left(\frac{L_1 - L_2}{10}\right) - 1\right] + 10^{10}\log(S/A_2); \quad \text{for } L_1 - L_2 < 15 \text{ db}. \tag{2}$$

A_2 is "the total absorption in room 2"[1, 2], usually assumed evaluable from eq. (3) and the reverberation time (r.t.) of room 2 with the panel in place. V_2 is the volume of room 2, c, the speed of sound, and ${}^0D_{2r}$ the energy density at time $t = 0$.

$$D_{2r} = {}^0D_{2r}\, e^{-(A_2 c/4V_2)t}. \tag{3}$$

Well-known experimental difficulties attend this method. Additional philosophical difficulties were discovered by the author when seeking precise TL values to test his theory of attenuation by suspended ceilings[3].

The author derives eq. (4), which reduces to eq. (5) for usual reverberant conditions. H_2, the total equivalent loss area of room 2, is defined by eq. (6). A_{2w} is boundary absorption excluding panel, $4mV_2$ is air absorption, and $S\alpha$ absorption by the panel. In the generalized room constant, $R_2 = H_2/(1 - H_2/S_2)$, S_2 is total boundary area.

$$TL = L_1 - L_2 + 10^{10}\log(S/R_2) \tag{4}$$

$$TL = L_1 - L_2 + 10^{10}\log(S/H_2) \tag{5}$$

$$H_2 = A_{2w} + 4mV_2 + S(\alpha + \tau) = A_2 + S\tau \tag{6}$$

Eq. (2) is consistent with eq. (5); but eq. (1) is inconsistent. This difficulty is minor, since the formal discrepancy yields TL too high by no more than 0.14 db in the domain $L_1 - L_2 \geqslant 15$ db. A greater difficulty is that eqs. (1) and (2) require a value of A_2, which, in fact, cannot come directly from decay measurement. On the contrary, when two reverberant rooms are coupled by a panel, the r.t. has no precise and easily known significance unless certain conditions prevail; and then it measures H_2 rather than A_2. From eq. (6), A_2 can then be derived only by knowing τ, which one is trying to measure.

What results from using the standard equations under the assumption that the r.t. yields A_2, whereas, in fact, it yields H_2? For eq. (1) this error offsets the formal error of eq. (1). For eq. (2) it yields a calculated TL too small by the amount

$-10^{10}\log(1 - S\tau/H_2)$, representative values of which are 6.9, 3.0, 1.7, 0.5 and 0.1 db for associated values of $L_1 - L_2$ equal to 1, 3, 5, 10, and 15 db. Although the error is trivial in most engineering problems, except for small values of $L_1 - L_2$, it is significant in the laboratory over most of the domain of eq. (2).

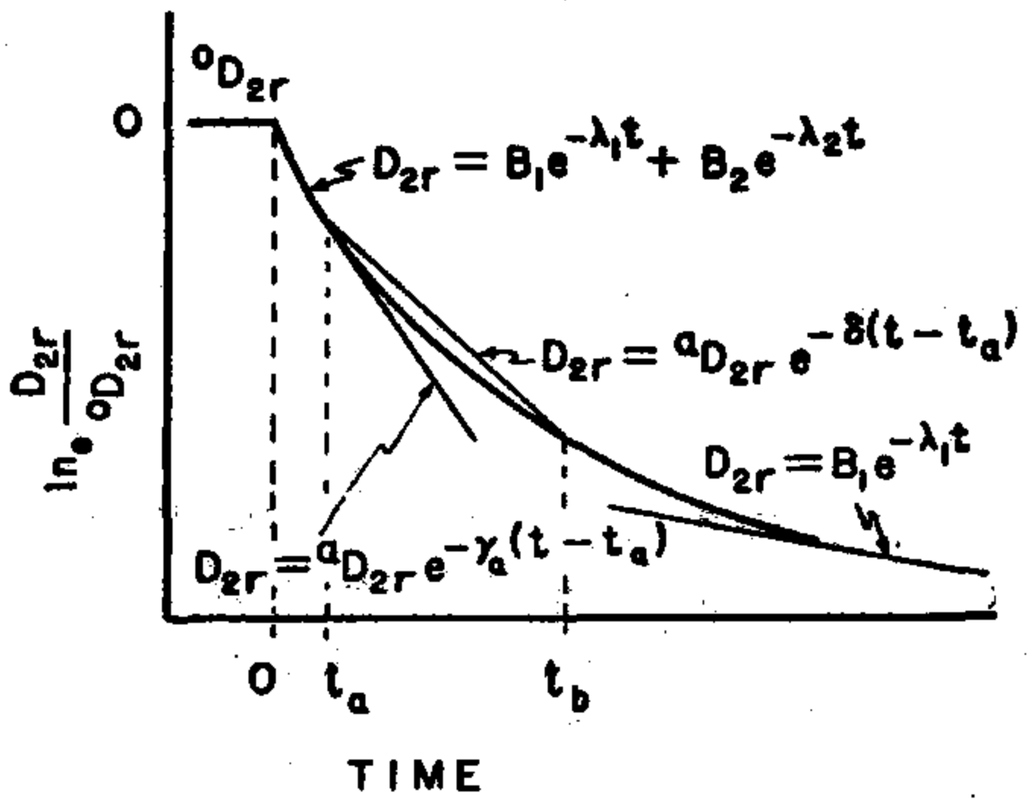


Fig. 1. Form of decay curve.

However, the significance of r.t. is the chief question. Fig. 1 shows the equation and course of decay of D_{2r} following extinction of a source in room 2 at $t = 0$. B_1, B_2, λ_1 and λ_2 are defined in eqs. (8) and (9), in which $\alpha_{1h} = H_1/S_1$, $\alpha_{2h} = H_2/S_2$, and subscripts on H, V, and S refer to rooms 1 and 2. $H_2c/4V_2$ is called the eigenconstant of room 2, since it would apply if no energy returned from room 1 during the decay measurement. Thus, H_1V_2/H_2V_1 is equal to T_2/T_1, the ratio of "natural" r.t.'s or eigentimes of rooms 2 and 1.

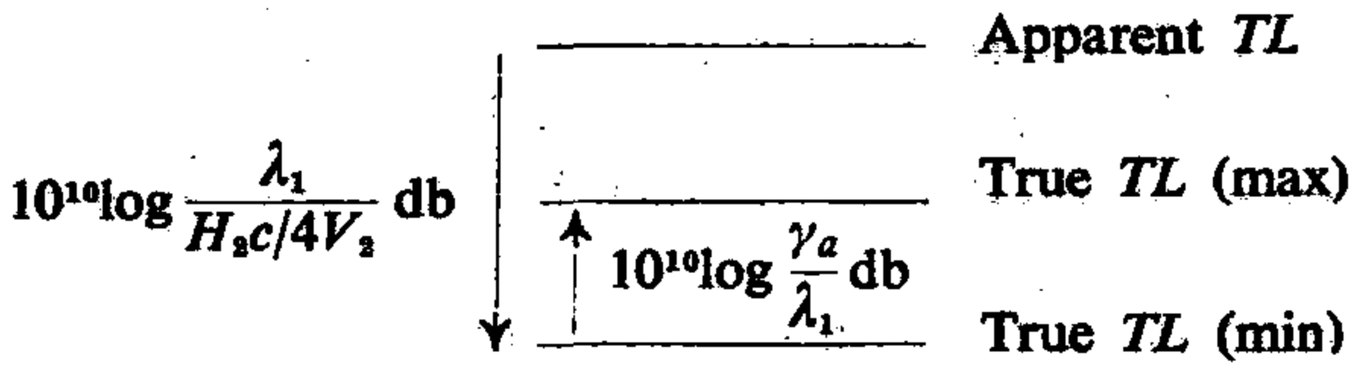
$$\left.\begin{matrix}\frac{\lambda_1}{H_2c/4V_2}\\ \frac{\lambda_2}{H_2c/4V_2}\end{matrix}\right\} = 0.5\left[\left(\frac{H_1V_2}{H_2V_1}+1\right) \begin{matrix}- \\ + \end{matrix} \left|\frac{H_1V_2}{H_2V_1}-1\right| \sqrt{1 + \frac{4(S\tau/H_2)^2(1-\alpha_{1h})(1-\alpha_{2h})V_2/V_1}{\left(\frac{H_1V_2}{H_2V_1}-1\right)^2}}\right] \tag{8}$$

$$B_1 = {}^0D_{2r} - B_2; \qquad B_2 = {}^0D_{2r} \cdot \frac{\lambda_1}{H_2c/4V_2} \cdot \left[\frac{H_1V_2}{H_2V_1}\left(1 - \frac{1 - \frac{\lambda_2}{H_2c/4V_2}}{1 - \frac{\lambda_1}{H_2c/4V_2}}\right)\right]^{-1} \tag{9}$$

Since the instantaneous decay constant γ decreases with time, the r.t. measures a decay constant δ for a chord obeying the equation $D_{2r} = {}^aD_{2r}e^{-\delta(t - t_a)}$. Because $\lambda_1 < \delta < \gamma_a$, limiting values for δ may be written:

$$\delta_{\min} = \frac{\lambda_1}{H_2c/4V_2} \cdot (H_2c/4V_2), \quad \text{and} \quad \delta_{\max} = \frac{\gamma_a}{\lambda_1} \cdot \frac{\lambda_1}{H_2c/4V_2} \cdot (H_2c/4V_2).$$

If one interprets δ in terms of an apparent equivalent loss area H'_2, limits are thus placed on true TL relative to the larger apparent TL:



For the discrepancy to be small, $\frac{\lambda_1}{H_2c/4V_2}$ must be nearly unity.

For particular values of V_2/V_1 and L_1—L_2 this requires that T_2/T_1 be above some limiting value, depending on desired precision. Fig. 2 shows the possible error in calculated TL for $V_2/V_1 = .38$.

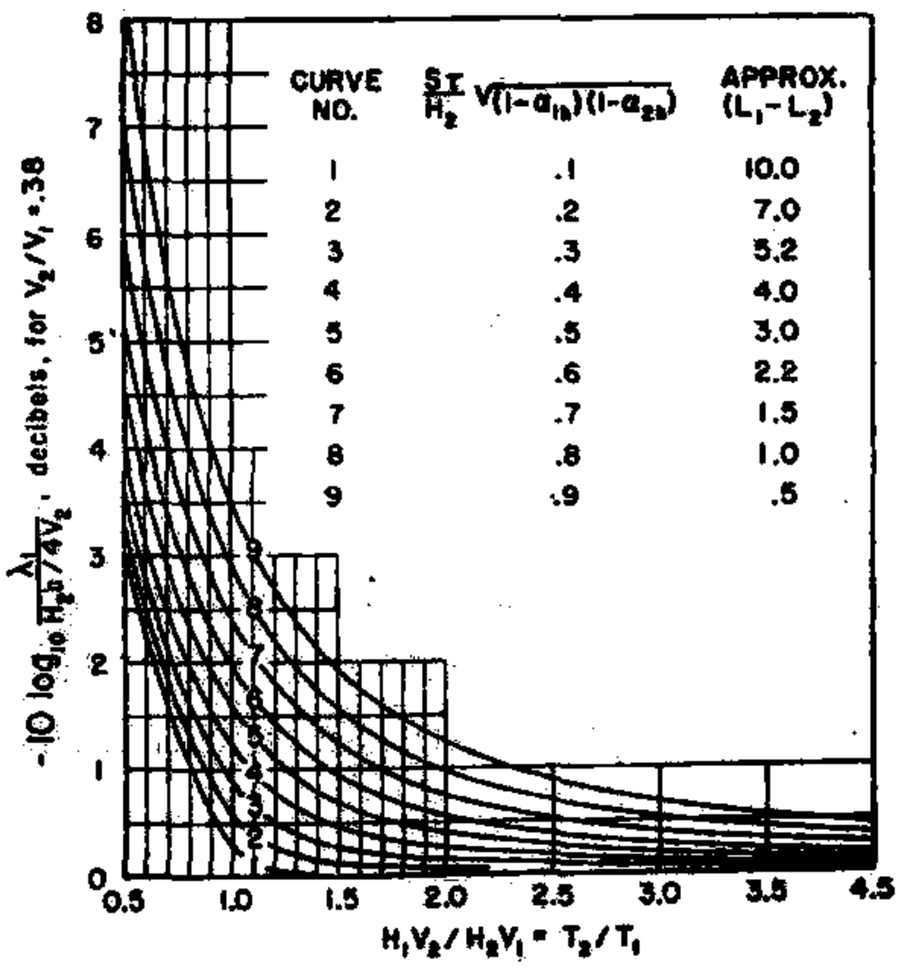


Fig. 2.
Uncertainty in TL *vs.* $L_1 - L_2$ and T_2/T_1 for $V_2/V_1 = .38$

Accordingly a new procedure is proposed: (a) use eqs. (8) and (9) and the appopriate V_2/V_1 to graph possible uncertainty *vs.* $L_1 - L_2$ and T_2/T_1, (b) measure L_1—L_2 as usual, (c) with a source in room 2 measure $L_2' - L_1'$, (d) from $(L_2' - L_1') - (L_1 - L_2) \cong 10^{10}\log(H_1/H_2)$ and the known V_2/V_1 calculate H_1V_2/H_2V_1, (e) use the graph to find if the uncertainty is tolerable, (f) if not, add absorption to room 1 until it is, (g) find H_2 from decay measurements, (h) apply eq. (5) (or eq. (4), if justified).

The actual error is usually less than the uncertainty defined above. The error is calculable if t_a and t_b (or ${}^aD_{2r}$ and ${}^bD_{2r}$) are known; but the calculation is prohibitively laborious. Yet, some results are given to demonstrate the subtle fact that a large value of $L_1 - L_2$ is in itself no assurance of small error. For $L_1 - L_2 = 15$ db, $V_2/V_1 = .38$, ${}^aD_{2r} = {}^0D_{2r} = 5$ db, and ${}^bD_{2r} = {}^0D_{2r} - 45$ db, the observed δ gives TL in error by 0.3, 1.7, and 6.5 db for T_2/T_1 equal to 0.5, 0.3, and 0.1 respectively.

Finally, accurate values of TL are not assured by the former standard methods even under conditions which give the same TL in both directions. If T_2/T_1 is appropriate for a small error in one direction, the error probably will be large in the other direction. Since both TL values are equal, and one is likely wrong, both are likely wrong.

REFERENCES

1. A. London, *J. Acoust. Soc. Am.*, 23 (1951) 686.
2. Recommended Practice E90—55, *ASTM Book of Standards*, (1958) 962.
3. T. Mariner, *Noise Control*, 5, No. 6 (1959) 13.

Procédé D'Enregistrement de la Courbe D'Atténuation des Matériaux Acoustiques couplés à une Paroi

M. KOBRYNSKI ET C. PATTEGAY

Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques, Chatillon-sous-Bagneux, Seine (France)

INTRODUCTION

L'isolement phonique des enceintes à parois légères telles que les cabines d'avions conduit à recouvrir les parois de matériaux acoustiques. La sélection de ces matériaux revêt une importance particulièrement grande en aéronautique, en raison des limitations

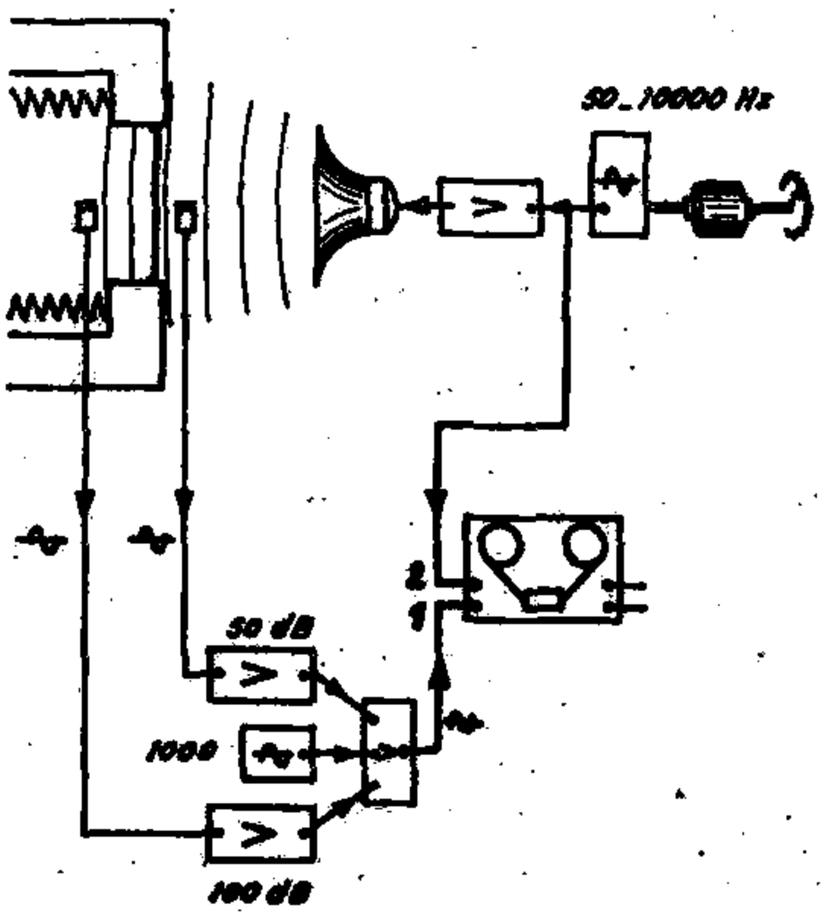


Fig. 1. Schéma de principe d'enregistrement de la courbe de transmission acoustique d'une paroi.

50 dB: amplificateur logarithmique, dynamique maximum 50 dB (mesure du son incident, sortie tension continue.

100 dB: amplificateur logarithmique, dynamique maximum 100 dB (mesure du son transmis, sortie tension continue).

1000 ~: modulateur 1000 Hz.

~: sortie sur porteuse 1000 Hz, de l'amplificateur différentiel.

1 : entrée enregistreur magnétique, 1ère piste: transmission en décibels.

2 : entrée enregistreur, 2ème piste, fréquences correspondantes.

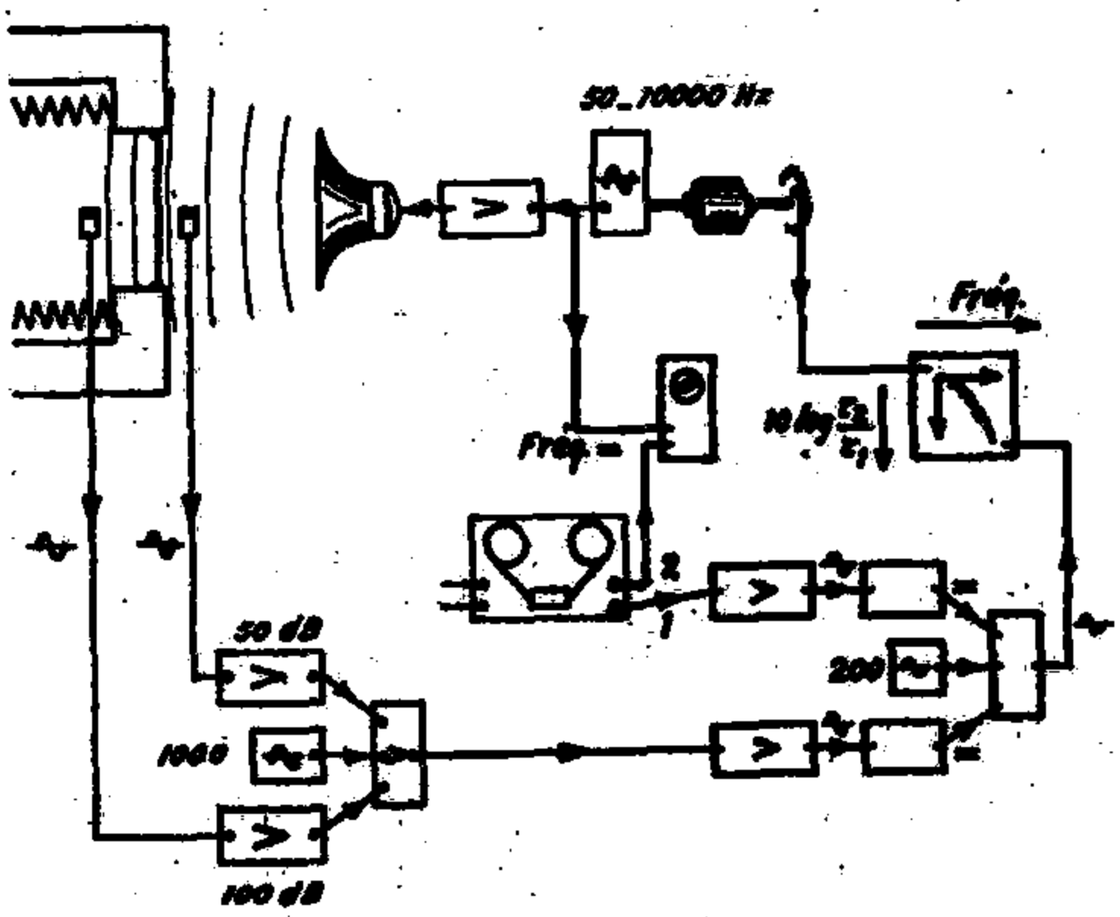


Fig. 2. Schéma de principe d'enregistrement de la différence des deux courbes de transmission.

1: sortie enregistreur magnétique, 1ère piste, transmission en décibels de l'expérience précédente.

2: sortie enregistreur, 2ème piste, fréquences correspondantes.

fréq.: synchronisation du balayage en fréquence.

$10.\log\frac{\tau_2}{\tau_1}$: enregistrement de la différence des deux transmissions en fonction de la fréquence.

sévères de la surcharge des avions. Les combinaisons que l'on peut former en associant une paroi aux matériaux acoustiques sont très nombreuses. Ces considérations nous

ont amenés à rechercher des méthodes de sélection à la fois sures et rapides, et notamment l'étude de la différence des transmissions acoustiques de deux structures.

ENREGISTREMENT DE LA COURBE DE TRANSMISSION ACOUSTIQUE D'UNE PAROI[1]

Un élément de paroi de 1 m × 1 m est serré dans une baie s'ouvrant dans la face avant d'une cabine absorbante (Fig. 1). Un générateur B.F. actionné par un moteur, délivre au haut-parleur des fréquences variant d'une manière continue. Les pressions sonores P_1 et P_2 excitatrices et réémises par la paroi, sont mesurées par deux microphones électrostatiques disposés de part et d'autre de celle-ci. Les tensions microphoniques passent dans un amplificateur différentiel à sensibilité logarithmique. Le signal résultant est proportionnel à $20.\log \frac{P_1}{P_2}$, expression qui dans nos conditions de mesures représente l'atténuation cherchée. La courbe de variation en fonction de la fréquence s'inscrit sur l'écran d'un tube cathodique.

ENREGISTREMENT DE LA DIFFERENCE DE LA TRANSMISSION ACOUSTIQUE DE DEUX STRUCTURES

Considérons une paroi couplée aux matériaux acoustiques, et la même paroi nue. Soient T_1 et T_2 leurs courbes de transmission. On a par définition

$$T_1 = 10.\log \frac{1}{\tau_1} \text{ [dB] et } T_2 = 10.\log \frac{1}{\tau_2} \text{ [dB]}$$

La transformation à obtenir est

$$T_1 - T_2 = 10.\log \frac{\tau_2}{\tau_1}$$

relation qui intervient dans le calcul de l'isolement phonique des cabines d'avions[2]. L'obtention de cette expression par soustraction des ordonnées des deux courbes expérimentales, est longue et peu précise en raison des irrégularités des courbes dues

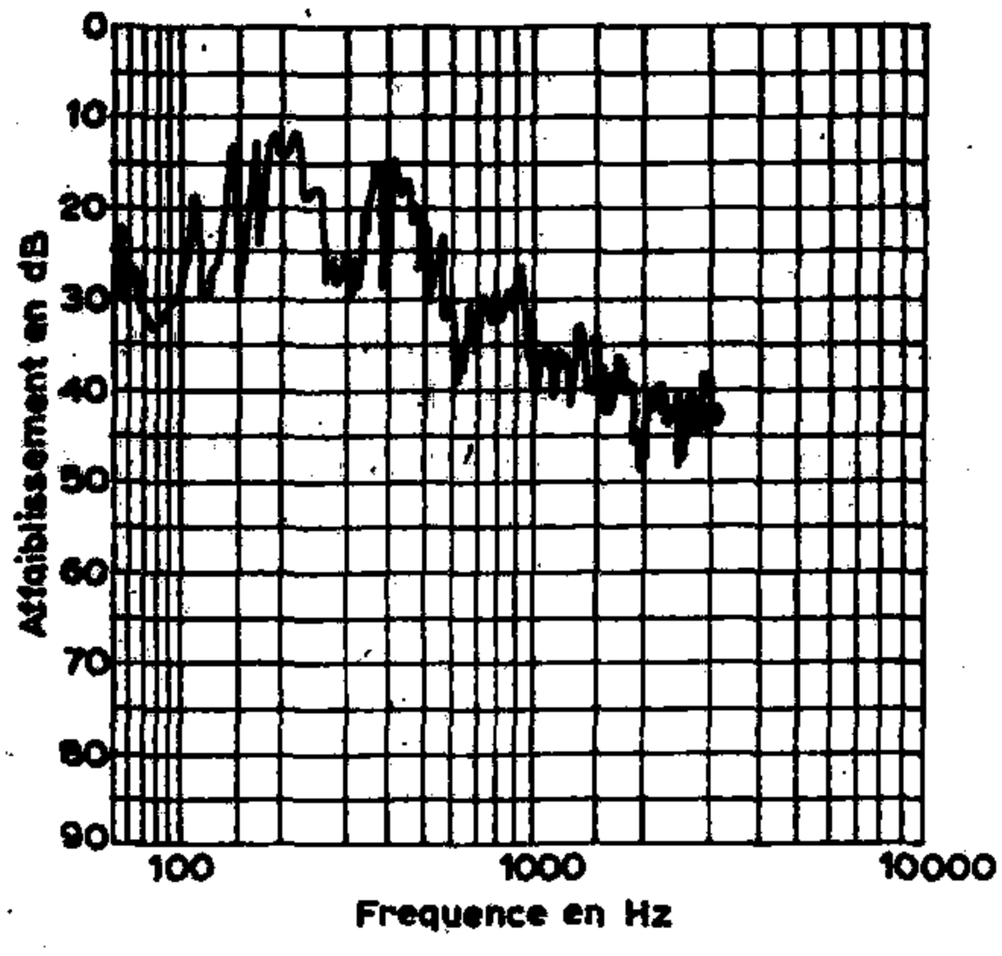


Fig. 3. Transmission acoustique d'une structure nue. Incidence normale.

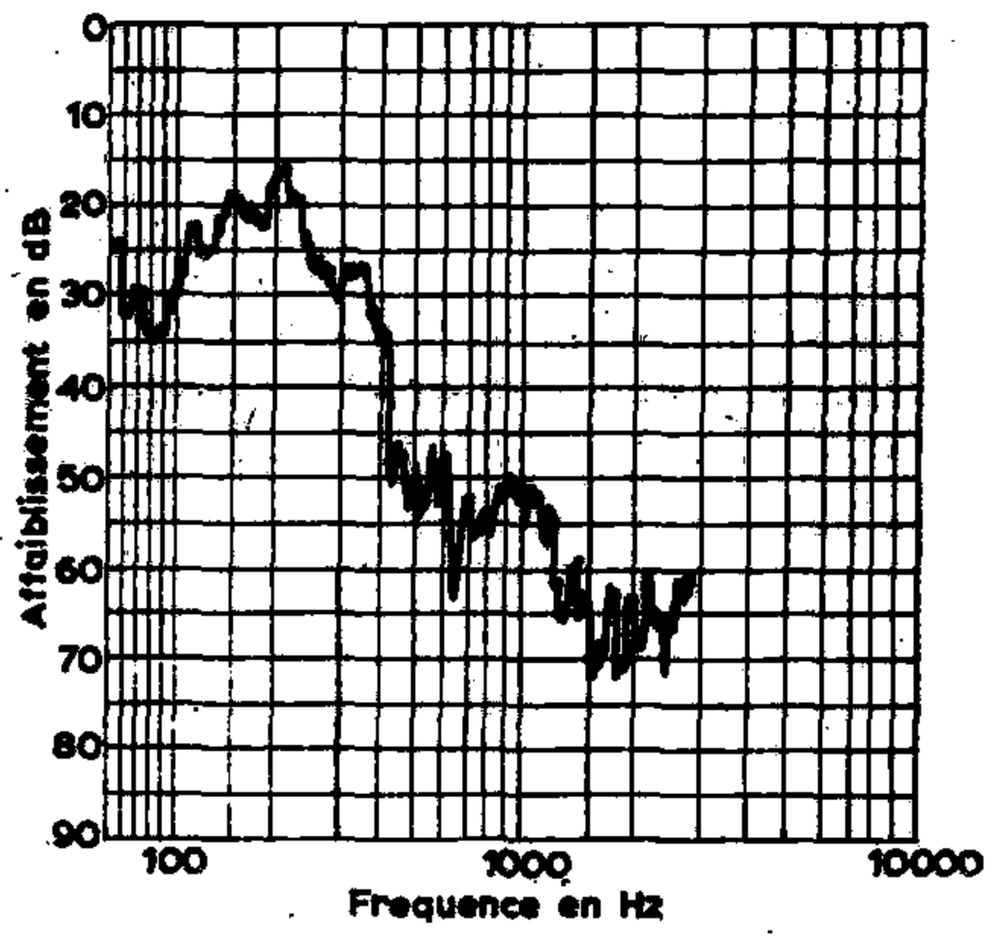


Fig. 4. Transmission acoustique de la même structure couplée avec des matériaux acoustiques. Incidence normale.

aux modes de vibrations propres des parois. C'est pourquoi il est préférable de substituer au procédé manuel, l'enregistrement automatique de la différence des deux courbes de transmission. L'opération se décompose alors en deux temps, le principe de fonctionnement étant le suivant:

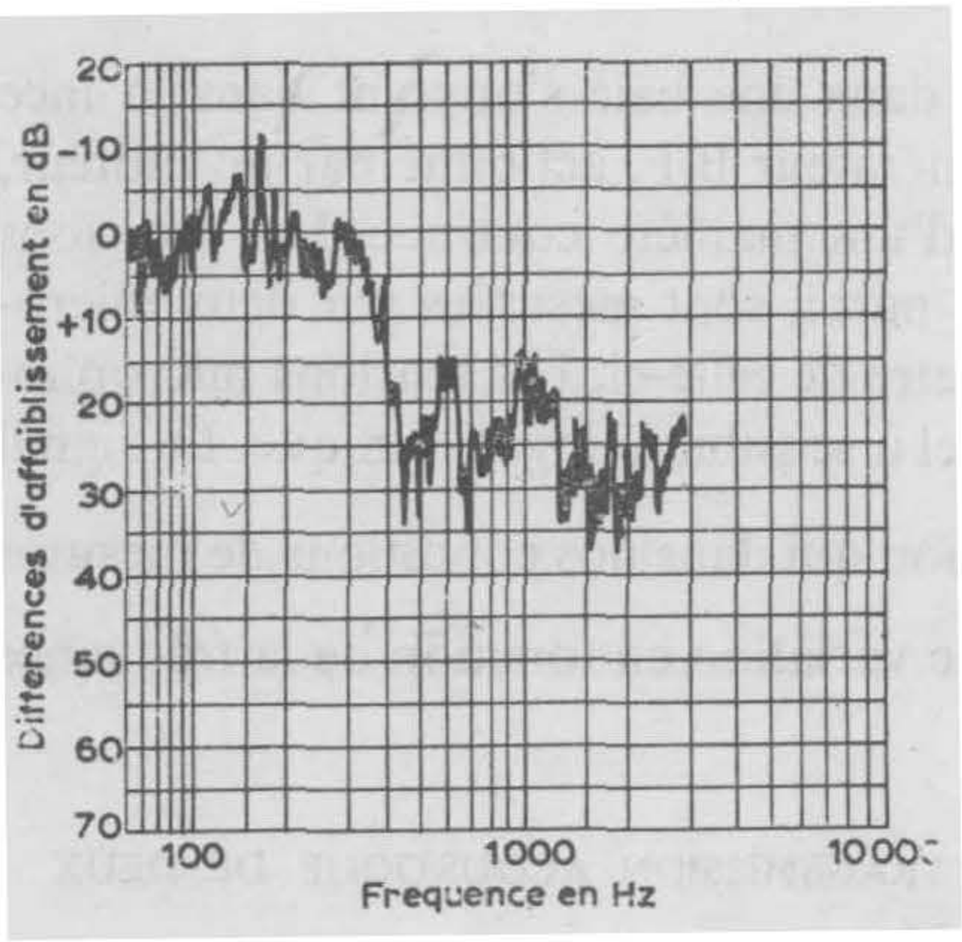


Fig. 5. Différence des courbes de transmission des Fig. 3 et 4.

Lors de l'enregistrement de la courbe T_1 par exemple, la tension électrique issue de l'amplificateur logarithmique différentiel est inscrite sur l'une des pistes d'un enregistreur magnétique. La seconde piste emmagasine simultanément les tensions sinusoïdales délivrées au haut-parleur par le générateur B.F. (Fig. 1).

On remplace ensuite dans la baie, la première structure par la seconde. Cette fois-ci, le haut-parleur recevra les tensions restituées par la seconde piste de l'enregistreur magnétique (Fig. 2), condition qui assure la synchronisation rigoureuse en fréquences des deux essais.

Simultanément, les tensions issues de l'amplificateur logarithmique différentiel, qui caractérisent la seconde structure, sont comparées avec celles restituées par la première voie de l'enregistreur magnétique.

On obtient finalement la courbe représentative de la fonction cherchée.

L'application de ce procédé est indiquée par Fig. 3, 4, et 5.

REFERENCES

1. M. KOBRYNSKI ET A. NEYRON, Méthode d'enregistrement automatique et continu de la transparence acoustique des structures légères, *Recherche aéronaut.*, No. 29 (1952) 31.
2. M. KOBRYNSKI, Doctrine actuelle d'insonorisation des cabines d'avions, *Acustica*, 6 (1956) 393.

Tapping Machine

N. MORRESI

Polytechnicum of Milan, Institute of Technical Physics and Machine Construction, Milan (Italy)

The tapping machine proposed for footstep insulation measurements, stimulates mechanically the floor by means of five hammers whose specifications are generally accepted. One of these specifications states: "Hammers shall not bounce", that is: the hammers should be lifted from the floor when they have a null velocity. This circumstance involves a sufficiently high contact time after the impact of the hammer against the floor. Due to the small hammer mass, to the elastic reaction of rigid colliding bodies, and to floor resilience, the contact time, on the contrary, is very short; consequently the impact of conventional hammers on floors only gives elastic impacts and the hammers bounce immediately.

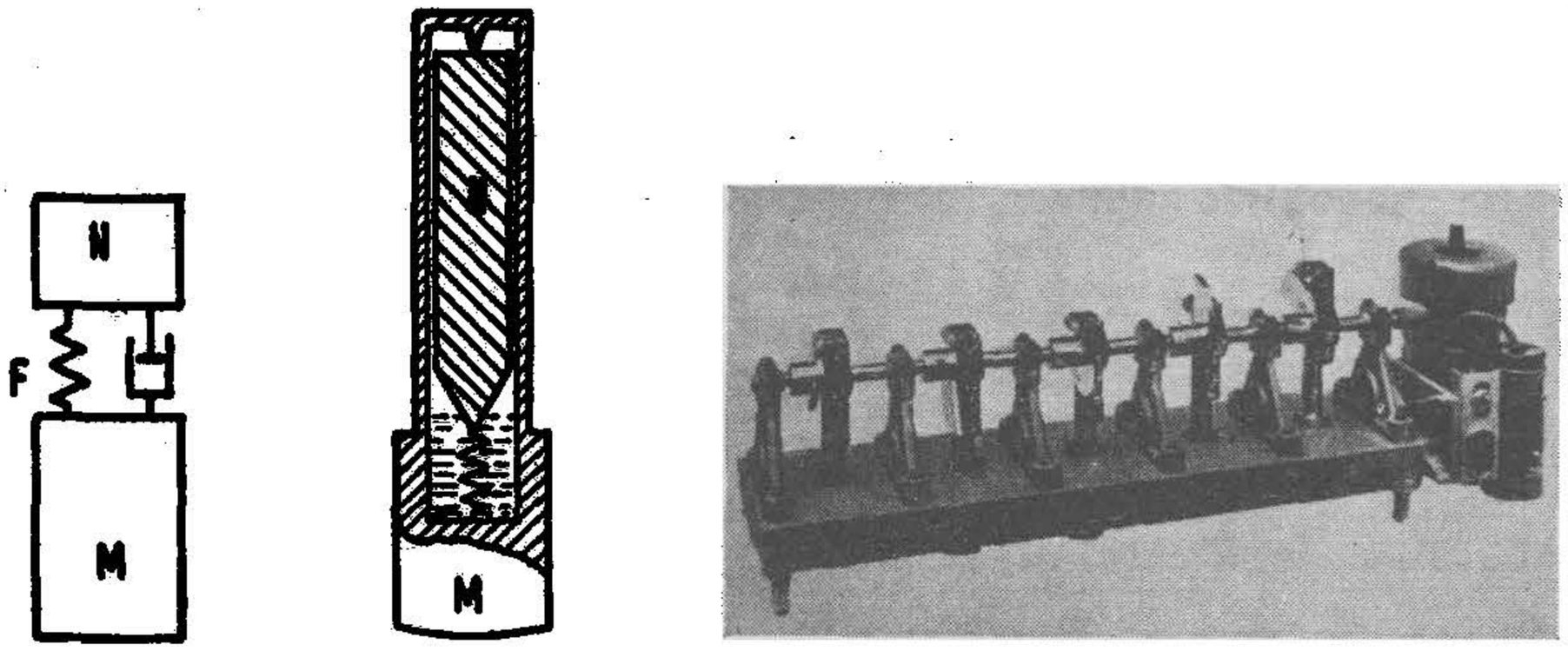


Fig. 1.

The bouncing of the hammers does not occur only when a permanent deformation alters or destroys both the hammer head or the floor finishing, or when the plate that is struck has a very great flexibility. For instance: running a tapping machine on a rough concrete floor, we have found footstep levels slightly lower than when running

the tapping machine on the same floor finished with a linoleum-type layer. This unexpected result was due to the fact that the hammers had pulverized the cement roughness of the concrete floor and did not bounce, whilst on the linoleum-type floor they kept bouncing. In fact in the first case the impact was not elastic, whilst in the second case it was elastic. Theoretical considerations give for elastic impact a transferred energy that is 4 times greater than for non elastic impact.

In order to avoid this drawback, we have built hammers which give non bouncing impacts (that is inelastic) on any kind of floor finishing. Fig. 1 shows: on the right hand side a view of the tapping machine we have built; on the top left hand side a cross section of the hammer which is constituted by two masses coupled by a damped system. As mass M strikes the floor, internal mass N plunges into glycerine and its residual kinetic energy opposes the contrary motion of M, so that the hammer does not bounce. Afterwards, spring F lifts N again, ready for the next drop. The whole assembly weighs 0,5 kg. Due to the internal viscous damping being greater than the spring force of F, the relative motion of N in respect of M is aperiodic and is represented by the dotted line in the bottom diagram.

Experimental results

The comparative behavior of monolithic and damped hammers is reported in Fig. 2. The tapping machine was running with a single hammer on a hard concrete floor, on a linoleum floor and on a rubber bred, and by an accelerometer fixed to the floor nearby, the impulse signals were picked-up and recorded. The same operation was repeated in the same places using a damped hammer. The left hand side of the diagrams refers to the monolithic hammer, the right hand side to the damped ones. The lifting

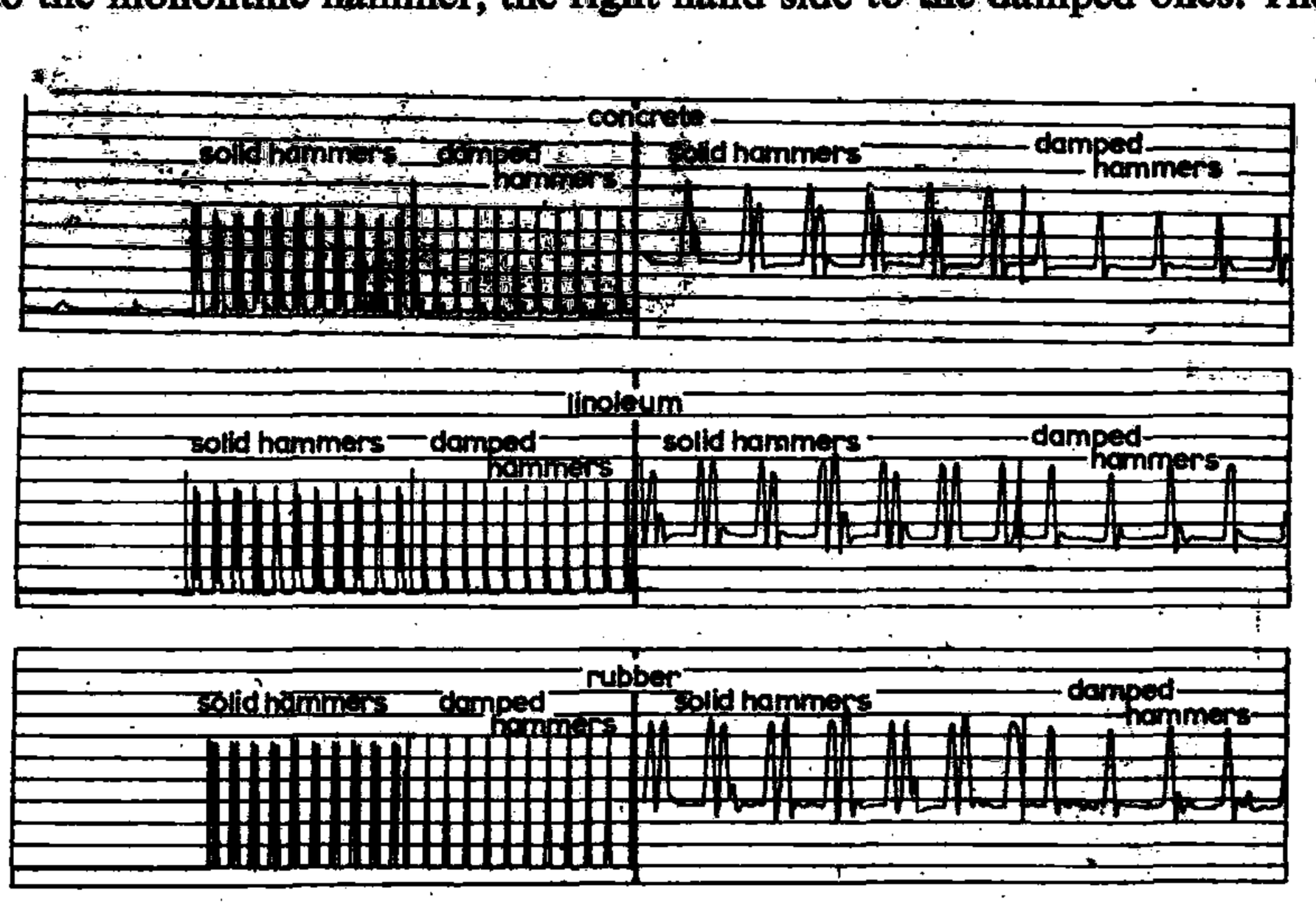


Fig. 2. Comparison between solid and damped hammers.
Registering frequency 1000 c/s.
Top row: concrete floor.
Middle row: linoleum floor.
Bottom row: rubber floor.
The left column was registered with a paper speed of 10 mm/s, the right column with a paper speed of 30 mm/s.

of the hammer began three tenths of a second after the impact. Diagrams on the right hand side were obtained at a higher paper speed and with a greater recording compression.

Consider in Fig. 2:

a. The bouncing of the monolithic hammer on the three types of floors.
b. The time between consecutive impacts in the same drop varying with the quality of the floor (due to different contact times).
c. The uniformity of impacts delivered by the damped hammer being far more appreciable.

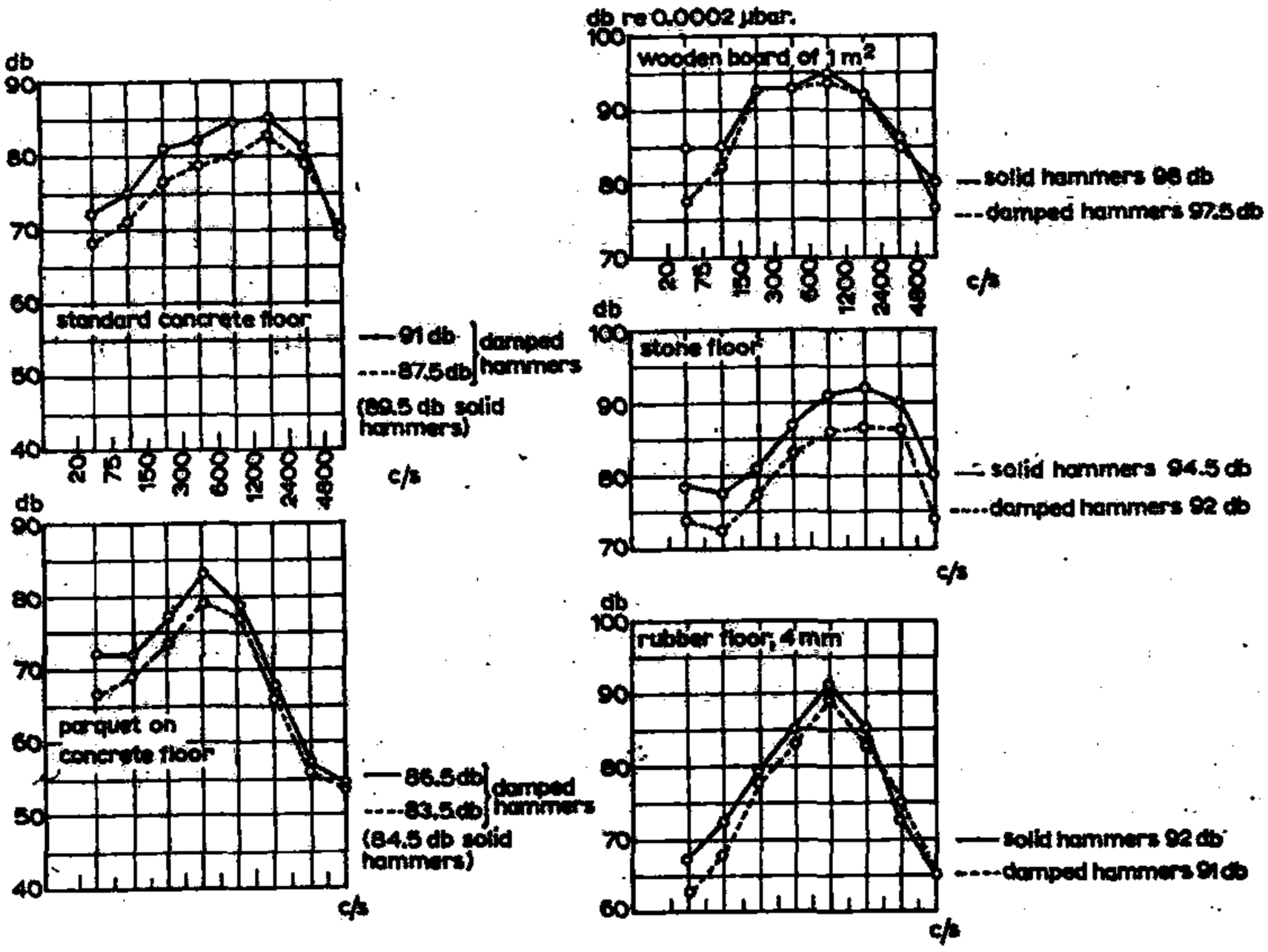


Fig. 3.

On the left diagram of Fig. 3 are reported the spectra of footstep noise under a concrete floor (top) and a parquet floor finish (below); the full lines refer to monolithic hammers, the dotted lines to damped hammers. In brackets are reported the overall sound levels obtained by running a tapping machine of a different model, in which hammers are lifted after 0.05 sec.

Diagrams on the right represent spectra of the noise produced in the same room where the tapping machine was running. The top one refers to a wooden board of 1 m² resting on springs; here no bouncing effect was observed and the small difference in sound levels may be attributed to different consumption of the hammer heads. The middle one refers to a grès (stoneware) floor; whilst the third to a rubber floor finish. The full lines spectra were here obtained by running the tapping machine of a different model, that need hammers which were lifted after 0.05 sec; the dotted lines refer to our tapping machine using damped hammers.

Die Praxis der Kontrolle der Isolierung der Gebäude

A. C. RAES

Nationale Hochschule für Architektur, Brüssel (Belgien)

STATISTIK

Die Anzahl der Gebäude, die auf ihre Zweckmässigkeit hinsichtlich der akustischen Isolierung kontrolliert werden, ist sehr verschieden, selbst wenn es sich um reichlich mit Laboratorien ausgerüstete Länder handelt. Einige Städte haben noch kein einziges Gebäude, dessen Daten auch nur ungefähr gemessen wurden. Andere, darunter Lüttich, haben bis 50% ihrer Gebäude kontrolliert. Wir beschreiben nun unsere praktischen Erfahrungen.

ALLGEMEINE REGELN

Vereinfachungen

Bei den Messungen wird zwischen 2 Apparate-Gruppen unterschieden. Die Messinstrumente, die auf die Baustelle kommen, müssen so einfach wie möglich sein, um die Störungen zu verringern. Diejenigen, die im Laboratorium bleiben, sind vor allen Dingen genau.

Schnelles arbeiten

Der Vorwand, man hätte zu wenig Zeit, wird oft zurecht den Kontrollen entgegengehalten. Die Arbeiten an Ort und Stelle sollen auf ein Minimum reduziert werden.

Automatisation

Das Aufzeichnen eines Terzspektrums mit einem automatischen Spektrographen dauert 70 Sekunden. Die menschlichen Fehler werden ausgeschaltet.

Erfahrung des Personals

Im Prinzip sind die Messungen einfach, jedoch sind die Anwendungsfälle oft sehr kompliziert. Die Entschlüsse müssen sofort gefasst werden. Die Schlussfolgerungen müssen bautechnisch durchführbar sein. Das Personal, welches diese Messungen durchführt, muss also nicht nur akustisch geschult sein, sondern auch gleichzeitig Erfahrungen im Bauwesen haben. Es muss in der Lage sein, Befehle zu geben und durchzusetzen.

MATERIALPRÜFUNGEN

Die Ermüdungsprüfung kann nicht als ein Versuch angesehen werden, der ein für alle Mal durchgeführt wurde. Es ist eine Stichprüfung, die bei grossen Gebäuden

nicht vergessen werden darf. Für viele organische Isolierungen müssen die Versuche auf chemische Beständigkeit vorgesehen werden. Die Versuche der Widerstandsfähigkeit gegen wiederholte Stösse sind unumgänglich. Wir lassen beispielsweise eine sinusoidale Kraft von 280 (sin 314 t) kg/m² (wo t Zeit in Sekunden) kombiniert mit einer statischen Belastung von 430 kg/m² für unsere Kontrolle einwirken. Eine normale Wohnhausisolierung soll 2 Millionen Schwingungen aushalten, wobei die Zusammendrückung 15% nicht überschreiten darf. Einzelne Lieferungen gewisser Materialien weisen nicht zu vernachlässigende Güteschwankungen auf. Wir verweigern die Abnahme jeglicher Isolierung, die nicht wenigstens einmal einem Ermüdungsversuch unterworfen worden ist.

TRITTSCHALLISOLIERUNG

Anzahl der zu kontrolierenden Fussböden

Nach unserer Erfahrung ist die Kontrolle von ca. 5% der Fussböden nicht ausreichend. Bei kleinen Gebäuden kontrollieren wir einen Fussboden pro Wohnung. Bei Blöcken von 60 Wohnungen haben wir 28 Fussböden kontrolliert. Bei einem einzigen Block kann man beispielsweise 24 Trittschallpegelkurven erhalten, die merklich besser sind als die Sollkurve der DIN, sowie 4 Spektren, die zu verwerfen sind. Die Erfahrung des Kontrolleurs spielt eine wichtige Rolle. Er muss verstehen, diejenigen Füssböden zu wählen, die höchstwahrscheinlich die schlechtesten Resultate ergeben werden.

Apparatur

Wir ziehen es vor, 2 normale Hammerwerke zu verwenden. Während das eine in Betrieb ist, wird das andere in seine Arbeitsstellung gebracht. Man macht Magnetbandaufnahmen von 3 Minuten Dauer, die dann im Laboratorium mit einem automatischen Spektrographen analysiert werden. Wir haben keine Zeitersparnis festgestellt, wenn wir zwei Magnetophone verwandten.

Wahl des Kontrollzeitpunktes

Führt man die Kontrolle der schwimmende Estriche zu früh durch, so kann man übertrieben günstige Resultate erhalten. Der Estrich ist noch zu weich und gibt unter den Hämmern nach.

Erforderliche Zeit

Auf der Baustelle kann man in einem Tag 20 Kontrollen durchführen. Weiter fordert die Aufzeichnung der entsprechenden Kurven einen halben Tag.

Auswertung der Ergebnisse

Es genügt nicht, ungenügende Resultate festzustellen. Man soll die Ursache der Unzulänglichkeit feststellen und eine wirtschaftliche Lösung finden. So mussten wir vor kurzem sämtliche Deckenisolierungen eines Gebäudes verwerfen. Wir konnten jedoch eine kleine Arbeit von einer halben Stunde pro Zimmer vorschreiben, welche sämtliche Spektren im Mittel auf ca. 8 dB unter die Sollkurve der DIN brachte.

LUFTSCHALLSCHUTZ

Kontrollobjekte

Es ist unbedingt erforderlich, das Schalldämmass R und die Norm-Schallpegeldiffe-

renz zu messen. Die Messungen der Schalldämmasse erlauben es, die Verantwortungen zu verteilen. Sie ermöglichen ebenfalls, die grossen Ungleichmässigkeiten der Kurven der Ziegelmauer u.a. festzustellen und zu berücksichtigen. Die Schallpegeldifferenz ist selbstverständlich diejenige, welche den Bewohner interessiert. Sind die Ergebnisse jedoch schlecht, so gibt diese Kontrolle sehr oft keine Anhaltpunkte über die Ursache des schlechten Resultats.

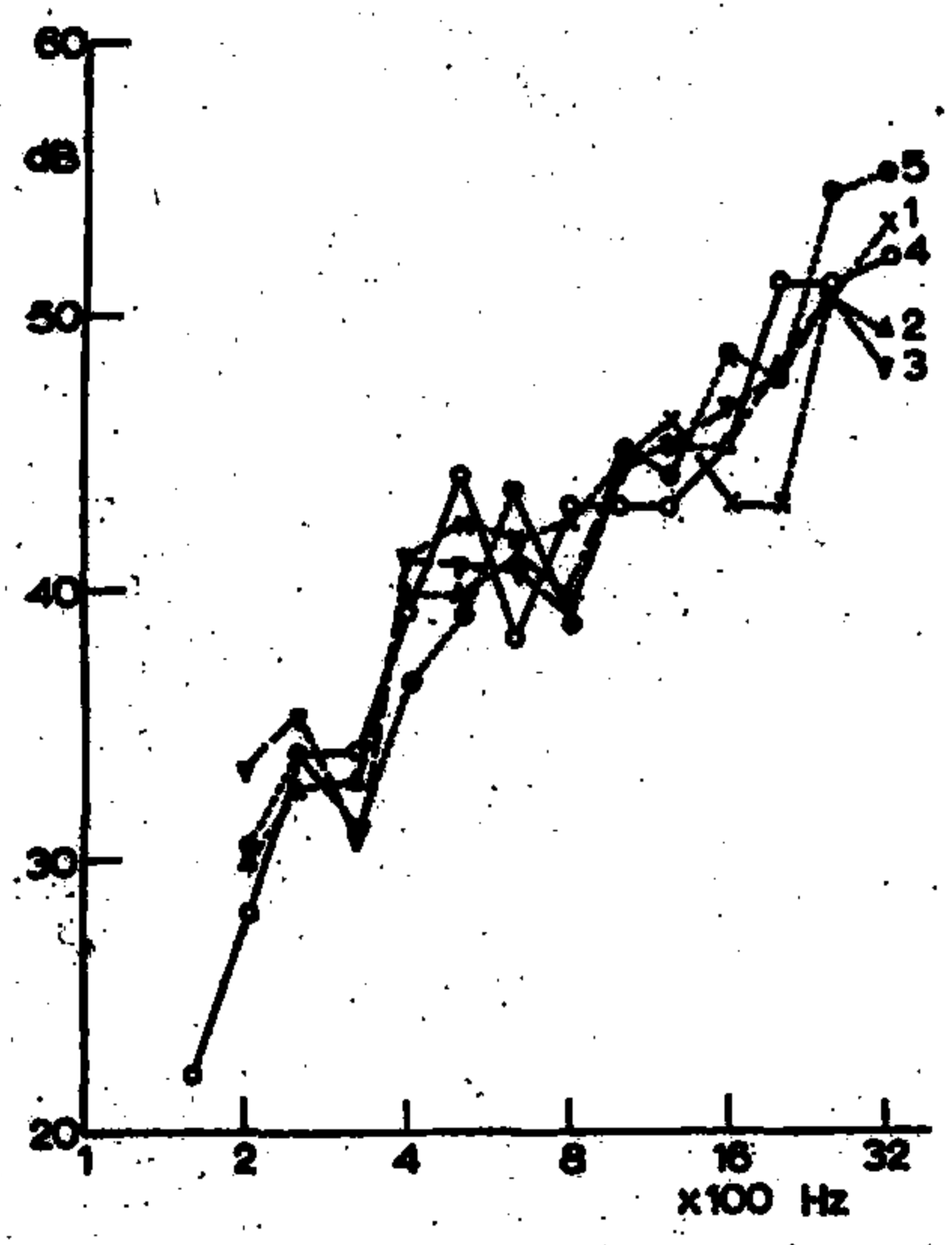


Abb. 1. Schalldämmung eines bestimmten Typs einer Fertigwand bei Einbau in verschiedene Gebäude.

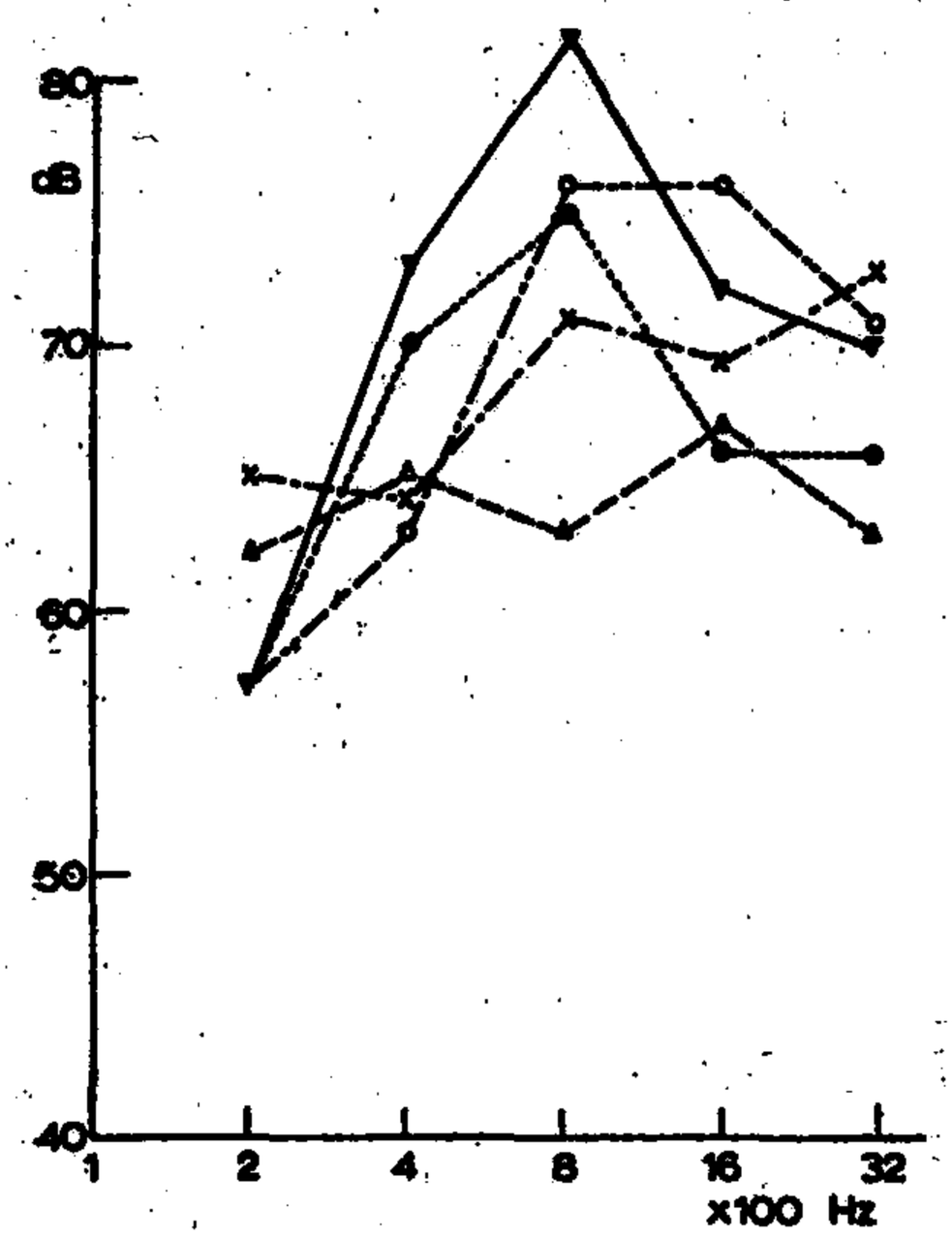


Abb. 2. Streuung der Schalldämmasse gleichartiger Wände (gleiche Abmessungen, gleiches Material, gleiche Firma).

Anzahl der zu kontrollierenden Mauern

Nach unsere Erfahrung darf man nicht weniger als 4 bis 6 Mauern kontrollieren. Abb. 1 gibt die Kurven an, die man an 5 fertiggelieferten ("prefabricated") Wänden erhalten hat, welche sich in 3 Gebäuden in Paris, Dijon und Lyon befinden. Es gibt

praktisch keinen Unterschied. Abb. 2 zeigt die Kurven von 6 Wänden zwischen den Zimmern desselben Hospitals. Alle diese Wände sind nach dem gleichen Plan durch denselben Unternehmer mit denselben Materialien hergestellet worden. Wir können schlussfolgern, dass die Isolierung einer Mauer nicht durch eine einzige Kurve bestimmt ist, sondern durch die Gesamtheit einer genügenden Anzahl von Kurven.

Messmethoden, Apparatur

Für das Schalldämmass wenden wir unsere früher beschriebene Schallstossmethode an[1]. Bei der Schallpegeldifferenz erzielen wir noch eine Zeiteinsparung, indem wir die klassische Methode, aber mit Magnetophonregistrierung und Automatisation anwenden.

Wahl des Kontrollzeitpunktes

Das Schalldämmass misst man vor der Verlegung der schwebenden Decken. Man braucht nicht auf Fenster und Türen zu warten. Für die Schallpegeldifferenz ist es besser, wenn man etwa eine Woche nach Fertigstellung des Gebäudes kontrolliert.

Zeiterfordernis

Für das Schalldämmass etwa eine halbe Stunde. Für eine Schallpegeldifferenz genügen zwei Bandaufnahmen von 3 Minuten.

ÜBERTRAGUNG DURCH ROHRLEITUNGEN

Wir wenden eine Methode an, die derjenigen der Deckenkontrolle ähnelt. Wir erzeugen Schwingungen und messen die übertragenen Geräusche. Zur Zeit wird diese Apparatur in der Praxis überprüft.

SCHLUSSFOLGERUNGEN

Die Akustiker sind oft daran schuld, dass man Gebäude ohne kontrollierten Schallschutz errichtet. Sie sollen verstehen, dass diese Kontrolle kein wissenschaftlicher Forschungsversuch, sondern eine industrielle Serienarbeit ist. Diese Kontrolle kann nicht in der Ruhe und Bequemlichkeit des Laboratoriums durchgeführt werden, sondern sie muss vielmehr schnell und bei jeder Witterung im unfertigen Rohbau durchgeführt werden. Sie fordert nicht nur die Beherrschung der Akustik, sondern auch die praktische Erfahrung im Bau. Wenn die Ergebnisse nicht ausreichen, müssen praktische Auflösungen gegeben werden. Schalldämmasskurven, die durch nur eine Prüfung im Laboratorium gegeben sind, sind nicht zuverlässig.

LITERATUR

1. A. C. RAES, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 98.

The Development of the British Grading System for Sound Insulation in Dwellings*

H. J. PURKIS

Department of Scientific and Industrial Research, Building Research Station, Garston, Watford (Great Britain)

Field measurements of airborne and impact sound insulation have given over 1,000 individual results in completed dwellings. The British and Proposed International Standard method of measurement used is convenient and sufficiently accurate to reproduce a measured insulation curve with a standard deviation of about 1 db. The variation in insulation between supposedly identical constructions is, however, often more than 2 db, particularly for complex structures, so the average of at least four examples of a given type is taken for the characteristic insulation of a construction.

The specification of an insulation curve in terms of a single figure average or of a loudness in the receiving room is known to be inadequate and some relationship between the measured values of insulation and the disturbance to the occupants is required. The British Grading Curves which relate insulation to disturbance were obtained from Social Surveys giving tenant reaction to neighbour's noise and from objective measurements of the insulation with which they lived.

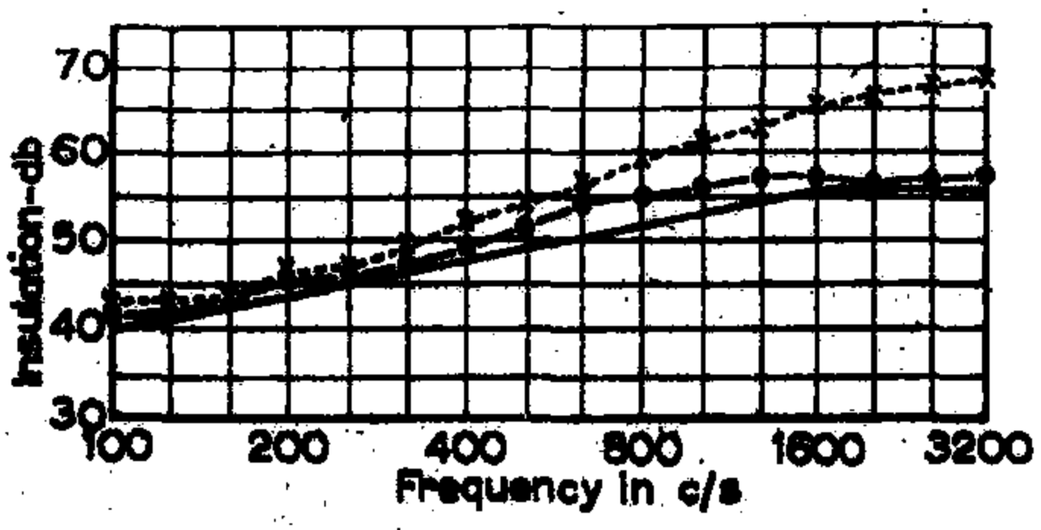


Fig. 1. Airborne insulation.
×——× Best 11in. cavity walls. Average insulation 55 db.
●——● 9 in. solid brick walls. Average insulation 50 db.
——— Grading curve for house walls.

In traditional houses there were two main types of party wall; 9 in. solid and 11 in. cavity, average single figure airborne insulation values 50 db and 55 db respectively, and it was known that there was some disturbance to tenants living with the solid 9 in. party wall. The first post-war social survey therefore compared the reactions of tenants living with these constructions, and found that there was no distinguishable difference in the disturbance to the tenants between the two kinds of insulation. The objective measurements, Fig. 1, showed that the increase in average value of insulation for the cavity wall was mainly due to better high frequency insulation. Since the survey also showed that few people would pay for better insulation if this could be obtained the 9 in. solid wall curve was taken as the standard.

* British Crown Copyright Reserved.

In flats the range of possible insulation was greater and there were impact sounds in addition. Three groups of flats were chosen for a further social survey[1]. The high group had the best insulation reasonably obtainable, floating concrete floors, average airborne insulation 50 db, the medium group, solid floor with nailed wood finish had insulation values approsimately 5 db worse than the first and a low insulation group 5 db further down still. This latter group were afterwards found to be sufficiently different in a number of ways to make them uncharacteristic so their results were not subsequently used in establishing the Grades. Objective measurements of airborne and impact insulation were made on a reasonable sample of all groups and subjective reactions of tenants to neighbour's noise were found by the survey from several hundred interviews in each group.

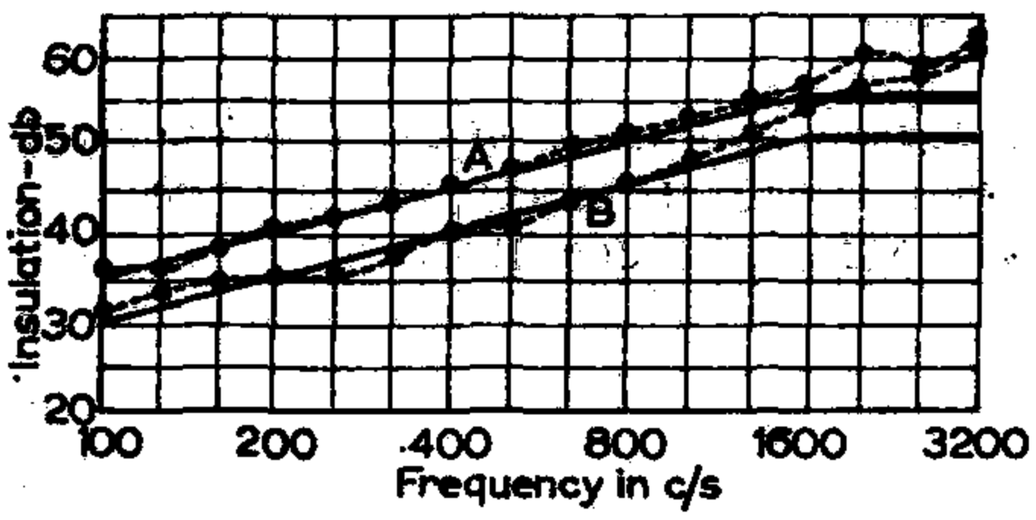


Fig. 2. Airborne insulation.
(A) High insulation group giving Grade I curve.
(B) Medium insulation group giving Grade II curve.

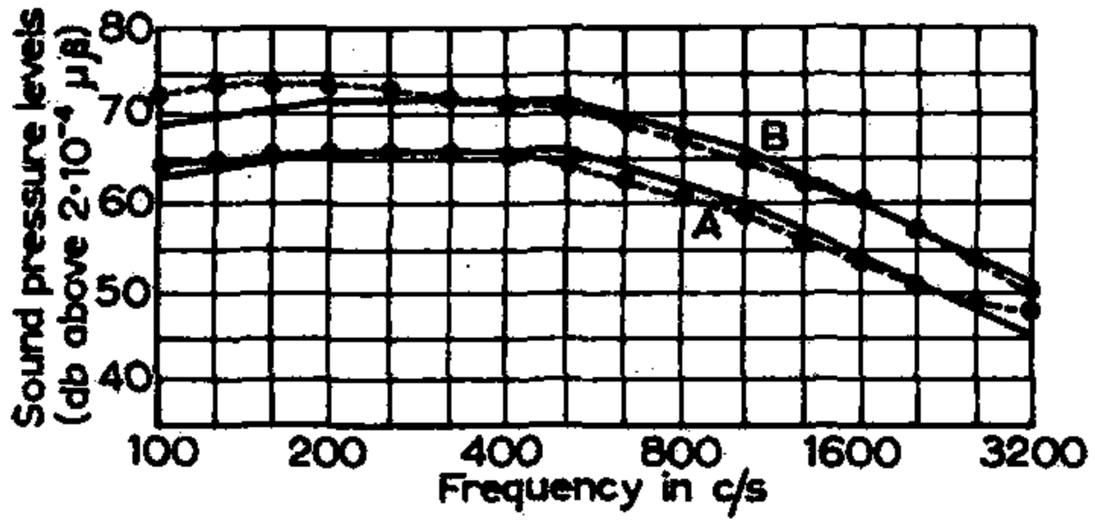


Fig. 3. Impact insulation.
(A) High insulation group giving Grade I curve.
(B) Medium insulation group giving Grade II curve. (Impact curves given are for floors with linoleum covering. Grading curves for bare floors are less stringent.)

The average measured values of insulation for the high and medium groups, Figs. 2 and 3, were replaced by the straight lines shown, to give the Grades I and II airborne and impact grading curves. At the higher frequencies the grading curves were levelled in accordance with the first survey result. Subjectively we have for flats Grade I insulation is such that the neighbour's noise is only as disturbing as several other things. Grade II insulation is such that the neighbour's noise is to many of the tenants the worst thing about living in the flats but at least half of the tenants are not seriously disturbed. It is also known that at about 8 db below Grade II very serious complaints are likely to arise.

The method of using the curves allows a maximum of 23 db in the unfavourable direction to be averaged over the sixteen third octave frequencies when the mean insulation of four measurements is compared with the Grading Curve. Floors have to satisfy both airborne and impact curves and constructions which fail Grade II are classified as x db worse than Grade II.

This basis of Grading constructions is essentially an advisory system and enables the person providing or designing houses and flats to make his own decision whether a particular construction of known insulation is appropriate. The system also works from the practical experience of complaints received, most of which come from in-

stances where the insulation is well below Grade II. These grades are also satisfied by a number of constructions[2], some incorporating particular precautions for sound insulation which are in common use by designers and architects.

ACKNOWLEDGEMENT

The work described in this paper is part of the research programme of the Building Research Board of the Department of Scientific and Industrial Research and this paper is published by permission of the Director of Building Research.

REFERENCES

1. P. G. GRAY, A. CARTWRIGHT AND P. H. PARKIN, *Noise in three groups of flats with different floor insulations*, National Building Studies Research Paper, No. 27, H.M.S.O., London, 1958.
2. *Building Research Station Digests, No. 88 and 89*, H.M.S.O., London, 1956.

Direkte Anzeige von Sollkurven-Überschreitungen

D. BRODHUN

Berlin-Adlershof (Deutschland)

Zur Kennzeichnung von störendem oder schädlichem Lärm war es früher üblich, Grenzwerte als Gesamtpegel in dB bzw. als Lautstärke in phon vorzuschreiben. Da hierdurch aber die Frequenzzusammensetzung nicht oder nur unvollständig berücksichtigt wird, setzt es sich immer mehr durch, eine Messung des Frequenzspektrums durchzuführen und zu verlangen, dass die gemessenen Pegel bei keiner Frequenz eine vorgegebene Pegelkurve, die im folgenden als Sollkurve bezeichnet werden soll, übersteigen dürfen. Als Beispiel hierfür seien die sowjetische Norm nach SLAVIN für Lärmpegel an Arbeitsplätzen und die deutschen Normen für die Schalldämmung von Wänden und Decken im Wohnungsbau angeführt. Abb. 1 zeigt eine Sollkurve, die etwa der Slavinschen Kurve entspricht, sowie gestrichelt eine gemessene Pegelkurve. Um die Nicht-Zulässigkeit dieses Geräusches festzustellen, die in der Überschreitung der Sollkurve zwischen 600 und 1200 Hz zum Ausdruck kommt, müssen die einzelnen Bandpegel im gesamten Frequenzbereich abgelesen und gleichzeitig mit der Sollkurve aufgetragen werden. Es ist nicht möglich, diese Aufgabe zu lösen durch Verbindung eines Schallpegelmessers mit einem irgendwie aufgebauten den Frequenzgang ändernden Netwerkz, da auf die Art stets alle Anteile des Spektrums in die Anzeige miteingehen.

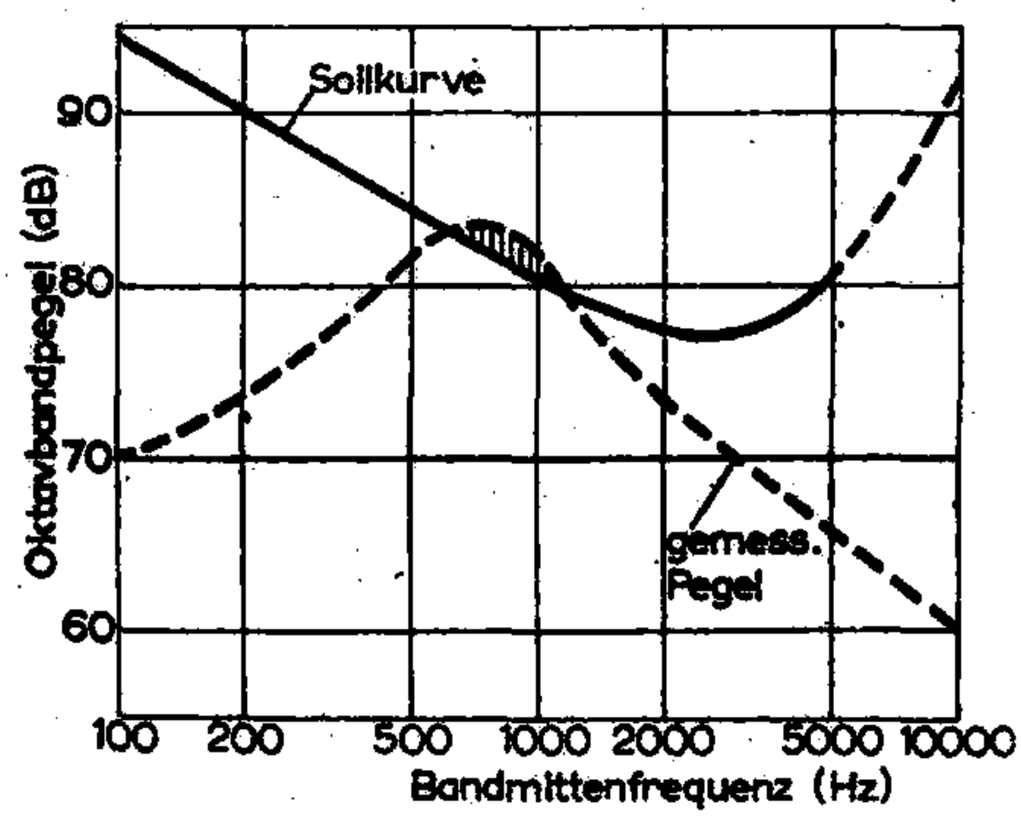


Abb. 1. Erläuterung der Sollkurven-Überschreitung.

Wenn man nun auf die Kenntnis des Frequenzspektrums in seinen Einzelheiten verzichten will und nur wissen möchte, ob eine Überschreitung der Sollkurve stattfindet oder nicht, so lässt sich das mit einer prinzipiell sehr einfachen Anordnung erreichen. Eine Frequenzanalyse muss natürlich auch hier stattfinden, nur treten die den einzelnen Bändern zugeordneten Pegel nach aussen hin nicht in Erscheinung. Wir bedienen uns des bekannten Verfahrens der Suchtonanalyse, mit dem zwei wesentliche Vorteile verbunden sind: einmal brauchen keine Umschaltungen vorgenommen

zu werden, was der Betriebssicherheit zugutekommt; zum anderen gilt für den ganzen Frequenzbereich ein und dieselbe Filterkurve, deren Form mit einer generellen Korrektur von vernherein berücksichtigt werden kann.

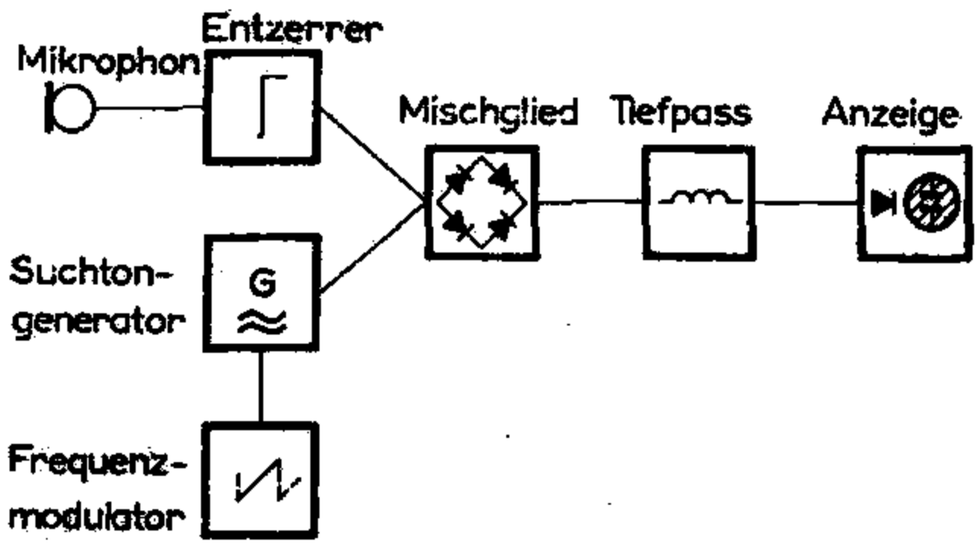


Abb. 2. Prinzip der Anordnung.

Abb. 2 zeigt das Prinzip des Aufbaus mit den Grundzügen der Suchtonschaltung: zwei Eingangsspannungen, die gemischt werden und einen Tiefpass, der nur die den beiden Eingangsspannungen proportionale Differenzfrequenzspannung an den Ausgang zur Auswertung weitergibt. Die vom Mikrofon kommende Spannung wird nun vor der Mischung durch einen Entzerrer entsprechend der vorgegebenen Sollkurve so verändert, dass der Pegel bei den Frequenzen angehoben wird, bei denen die Sollkurve tief liegt ind umgekehrt. Falls der Suchtongenerator frequenzunabhängig arbeitet, ist die Frequenzkurve des Entzerrers ein genaues Spiegelbild der Sollkurve. Dadurch ergibt sich, dass jeder Geräuschpegel irgendeiner Frequenz, der gerade auf der Sollkurve liegt, hinter dem Tiefpass den gleichen Spannungswert ergibt. Dieser Spannungswert soll gleich dem Schwellwert der im Ausgang liegenden Anzeigevorrichtung sein. Dafür eignet sich z.B. eine Glimmlampe mit vorgeschaltetem Gleichrichter. Wenn nun der Suchtongenerator periodisch den uns interessierenden Frequenzbereich durchläuft, so wird die Glimmlampe jedesmal gezündet, wenn der Geräuschpegel den der Sollkurve erreicht oder überschreitet. Da kein hohes Auflösungsvermögen gefordert wird, kann die Analysierdauer recht kurz gewählt werden; bei einem Versuchsaufbau wurde eine Periodendauer von etwa 5 Sek. für den Frequenzbereich 0 . . . 10000 Hz verwendet. Der Frequenzablauf des Suchtones wurde durch eine Kippschaltung in Form einer Sägezahnkurve gesteuert. Während der Periodendauer darf sich das Geräusch seinem Frequenzspektrum nach nicht merklich ändern. Bei dem traditionellen Verfahren der Ablesung der einzelnen Bandpegel nacheinander wird die Konstanz des Geräusches während der Messzeit nur selten gegeben sein, so dass man dann zur Schallaufzeichnung mit anschliessender Auswertung gezwungen ist.

Der Übergang zu jeder anderen Sollkurve ist leicht durch Einschaltung eines anderen Netzwerkes am Eingang der Schaltung zu vollziehen, falls eine ausreichende Annäherung des Kurvenverlaufs durch elektrische Schaltelemente möglich ist.

Durch eine einfache Erweiterung der Anordnung kommt man leicht zu einer quantitativen Angabe. Wenn man am Eingang noch ein geeichtes Dämpfungsglied vorschaltet, und dies so einregelt, dass die Anzeige durch die Glimmlampe gerade noch einsetzt, so kann man am Dämpfungsglied die Verschiebung des Geräuschspektrums ablesen, die gerade noch eine Berührung mit der Sollkurve ergibt. Diesen Betrag kann man unter Berücksichtigung des Vorzeichens als Gütemass oder Lärmstufe definieren.

Grundsätzlich ist noch eine Erweiterung der Anordnung denkbar, um auch die

mittlere Überschreitung der Sollkurve, wie sie bei der Messung und Bewertung der Luft- bzw. Trittschalldämmung nach der deutschen Norm eine Rolle spielt, anzuzeigen. Man verwendet zu diesem Zweck den durch die anzeigende Glimmlampe fliessenden Strom zur Aufladung eines Kondensators. Sorgt man dafür, dass dieser Ladestrom der Pegeldifferenz zwischen Geräuschspektrum und Sollkurve proportional ist, so misst die Spannung am Kondensator die Grösse der schraffierten Fläche in Abb. 1. Die Mittelwertbildung über den gesamten untersuchten Frequenzbereich kann vollzogen werden, indem entweder nur eine Durchlaufperiode durch passendes Zu- und Abschalten erfasst wird, oder indem bei vielen Durchläufen ein Gleichgewichtszustand der Ladung am Kondensator abgewartet wird. Da die mittlere Überschreitung bei der Ermittlung des Schallschutzmasses über einer logarithmischen Frequenzskala bestimmt werden soll, muss der zeitliche Verlauf der Suchfrequenz gleichfalls logarithmisch erfolgen. Die Messung der mittleren Überschreitung wurde bisher noch nicht praktisch durchgeführt.

Es ist noch zu bemerken, dass sich bei der Anwendung auf die Bauakustik im Gegensatz zur Anzeige von Lärmpegeln Komplikationen ergeben, die mit der erforderlichen Berücksichtigung der Raumabsorption und der Mittelung über mehrere Mikrofonorte zusammenhängen.

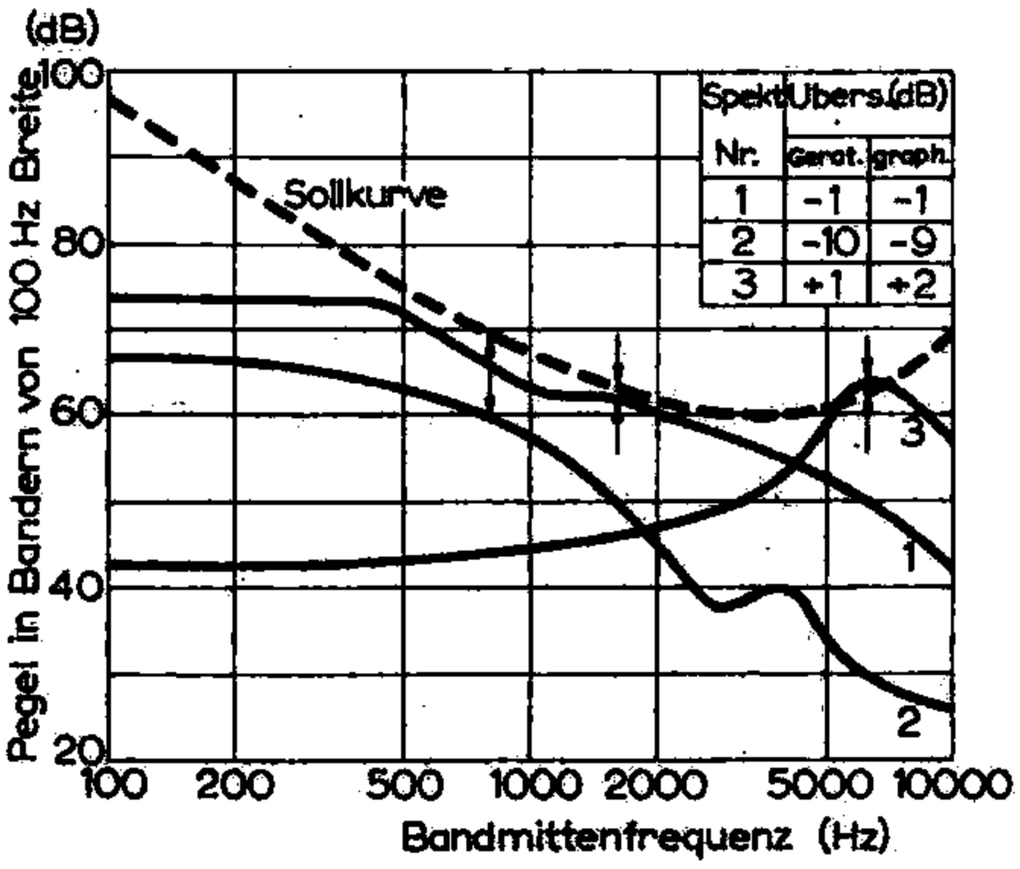


Abb. 3. Vergleich mit der graphischen Auswertung.

Als Beispiel werden die Ergebnisse von Messungen an drei verschiedenen Geräuschen gezeigt, deren Frequenzspektren in absoluten Pegeln in Abb. 3 aufgetragen sind; ausserdem ist die im Gerät eingestellte Sollkurve eingezeichnet. Sämtliche Pegelkurven beziehen sich auf eine absolut konstante Bandbreite von etwa 100 Hz, wie es der Wirkungsweise des Gerätes entspricht. Die Geräusche Nr. 1 und 2, deren Pegel überall unter der Sollkurve verlaufen, wären als zulässig, Nr. 3 dagegen als unzulässig einzustufen. Der Betrag der Überschreitung der Sollkurve – negativ, wenn zum Schnitt mit der Sollkurve die Lärmpegel erhöht werden müssten – ist in der Tabelle über den Kurven eingetragen. Ein Vergleich der angezeigten und graphisch ermittelten Werte ergibt Abweichungen von etwa 1 dB. Bei anderen Geräuschen, die viele impulsartige Anteile enthalten, muss man wohl mit grösseren Abweichungen rechnen, doch sind in diesen Fällen auch die Ergebnisse des traditionellen Verfahrens unsicherer.

Untersuchungen zum zweckmässigsten Sollkurvenverlauf für den Schallschutz im Wohnungsbau

W. FASOLD

Technische Hochschule, Dresden (Deutschland)

Einleitung

In den letzten Jahren hat es sich in Deutschland bewährt, zur Beurteilung des Schallschutzes, den eine Wand oder Decke bietet, den gemessenen Schalldämmverlauf mit einer Sollkurve zu vergleichen. Zum zweckmässigsten Verlauf der Sollkurve für den Luftschallschutz im Wohnungsbau wurden einige Untersuchungen durchgeführt. Dabei wurde von der Vorstellung ausgegangen, dass derjenige Schalldämmverlauf die zweckmässigste Sollkurve darstellt, durch den das mittlere wohnübliche Störgeräusch durch geringsten Aufwand auf einen zulässigen Störgeräuschpegel vermindert wird.

Das mittlere wohnübliche Störgeräusch

Analyse wohnüblicher Geräusche. Untersuchungen von Wohngeräuschen befassten sich nur mit deren Intensität und Spektrum. Es wurden etwa 80 wohnübliche Störgeräusche im Frequenzbereich von 50 Hz bis 10 kHz analysiert[1], [2]. Die in den Geräuschgruppen "Kinder- und Tiergeräusche", "Geräusche von Hausarbeitsmaschinen" und "Signalgeräusche" zusammenfassbaren Einzelgeräusche wurden durch einfache, in wohnüblichen Räumen durchgeführte Terzfilteranalysen charakterisiert. Zur Untersuchung der nichtperiodischen "Sprach- und Musikgeräusche" (Rundfunkgeräusche) wurde ein amplitudenstatistisches Messverfahren angewandt. Dazu wurden Tonbandaufnahmen dieser Geräusche abgespielt und über Terz- oder Oktavfilter auf ein amplitudenstatistisches Analysiergerät gegeben[3], [4]. Dieses Gerät gestattete es, die Zeiten zu messen, während der in 5 dB-Stufen einstellbare Schwellpegel überschritten wurden. Als charakteristische Kurven für die einzelnen Geräusche dieser Gruppe wurden die Frequenzverläufe der "50%-Pegel" benutzt, d.h. derjenigen Pegel, die in der halben Darbietungszeit erreicht oder überschritten wurden. Die Dauer der untersuchten Geräusche lag zwischen 20 Sek. und 5 Min.

Mittelwertbildung unter Berücksichtigung der Störwertigkeit. Wichtigste Luftschall-Störgeräuschquellen in den heutigen Wohnungen sind Rundfunk- und Fernsehgeräte. Die prozentuale Geräuschzusammensetzung eines "mittleren Rundfunkgeräusches" wurden aus den Programmstatistiken 8 deutscher Rundfunkanstalten abgeleitet. Als Gesamtlautstärke für laute Rundfunkdarbietungen wurden aufgrund der Aussagen einiger Testpersonen und in Übereinstimmung mit MEISTER[5] 85 DIN-phon festgelegt.

Zur Ermittlung der prozentualen Zusammensetzung des mittleren wohnüblichen Störgeräusches aus den einzelnen Wohngeräuschen und Geräuschgruppen wurde deren Störwertigkeit unter Benutzung eines Punktbewertungssystems abgeschätzt. Berücksichtigt wurden dabei.

a. die geschätzte Prozentzahl der Haushalte, in denen die jeweilige Geräuschquelle vorhanden ist;

b. die durchschnittliche Dauer des Geräusches;

c. die Raumart, in der es vorwiegend vorkommt und

d. die Tageszeit, zu der das Geräusch auftritt.

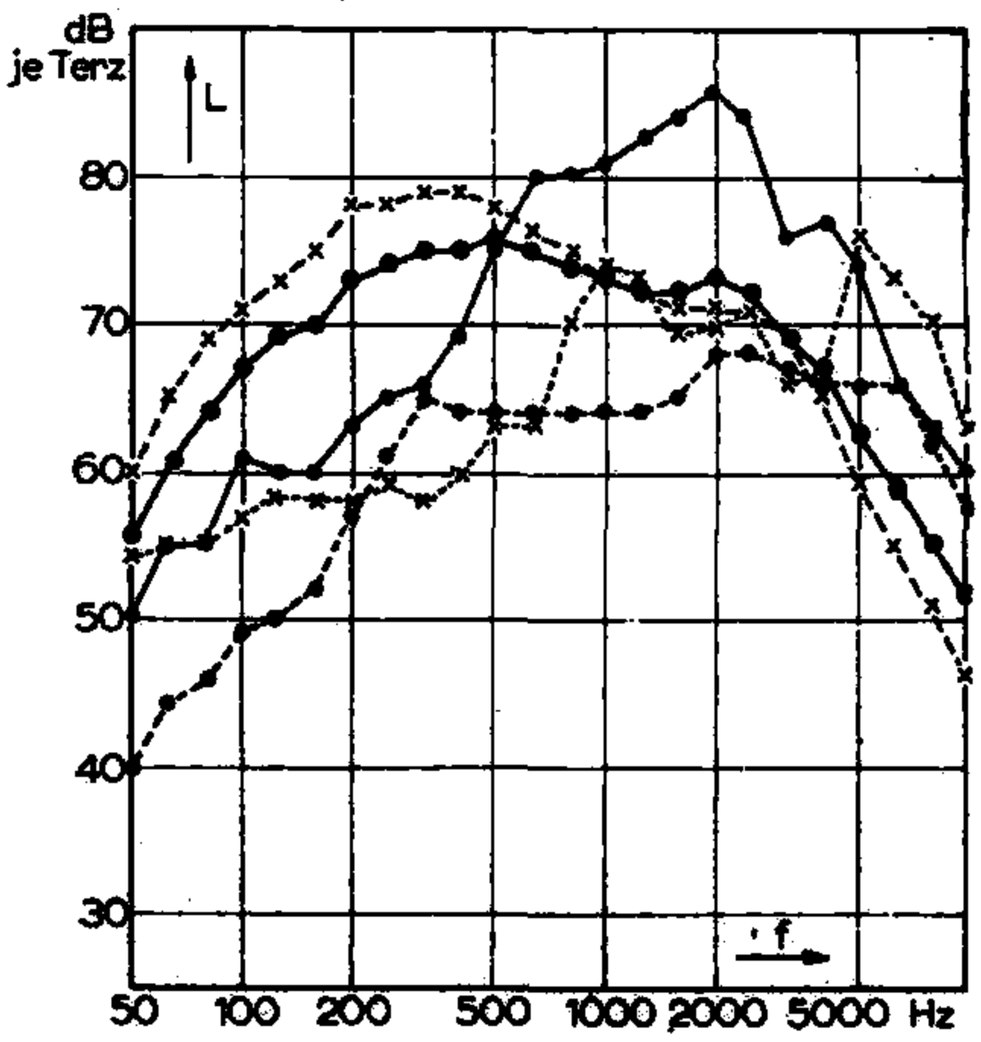


Abb. 1. Zusammensetzung und Verlauf des mittleren wohnüblichen Störgeräusches.
×- - - - × 70 % Sprache und Musik.
● —— ● 15 % Kinder- und Tiergeräusche.
● - - - - ● 12,5% Geräusche von Hausarbeitsmaschinen.
×—×—× 2,5% Signalgeräusche.

Abb. 1 zeigt das auf diese Weise gewonnene mittlere wohnübliche Störgeräusch sowie seine prozentuale Zusammensetzung aus 4 Geräuschgruppen, deren Frequenzverläufe ebenfalls dargestellt sind.

Das zulässige Störgeräusch

Als zulässiges Störgeräusch wurde in Übereinstimmung mit Angaben von STEPHANY[6] sowie mit dem in der VDI-Richtlinie 2058 genannten Wert eine Gesamtlautstärke von 30 DIN-phon angenommen.

Die zweckmässigste Sollkurve

Der wirkungsvollste Schalldämmverlauf. Es sollte zunächst derjenige Schalldämmverlauf ermittelt werden, durch den das mittlere wohnübliche Störgeräusch durch geringsten Aufwand an Schalldämmung auf die zulässige Störlautstärke vermindert wird. Wie bereits von MORRICAL[7] angegeben wurde, wird dann keine überflüssige Schalldämmung aufgewandt, wenn als Verlauf des zulässigen Geräusches eine Kurve gleicher Lautstärke gewählt wird. Es wurde hier die 20-phon-Kurve von ROBINSON UND DADSON[8] zugrundegelegt, die im Frequenzbereich von 50 Hz bis 10 kHz als Terzpegeldiagramm gedacht, gerade etwa 30 DIN-phon Gesamtlautstärke ergibt. Nach den Lautstärkeberechnungsverfahren von ZWICKER[9] und von STEVENS[10] wurde nachgerechnet, ob diese Kurve gleicher Lautstärke bei konstantem mittleren Schall-

pegel je Terz wirklich zur geringstmöglichen Lautstärke führt. Die festgestellten Abweichungen sind unwesentlich und liegen ausserhalb des in der Bauakustik in erster Linie interessierenden Frequenzbereiches von 100 Hz bis 3,2 kHz.

Der gesuchte günstigste Schalldämmverlauf ergab sich aus der Ordinatendifferenz der Terzpegeldiagramme des mittleren wohnüblichen Störgeräusches und des zulässigen Geräusches. Dabei wurde betreffs der Raumeigenschaften des leisen Raumes für höhere Frequenzen die Annahme gemacht, dass $10^{10}\log \frac{S}{A} = 0$, was etwa wohnüblichen Verhältnissen entspricht. Für den Frequenzgang der Nachhallzeit nach tiefen Frequenzen zu wurde unter 250 Hz ein Anstieg im Verhältnis 1 : 1,2 je Oktave angenommen.

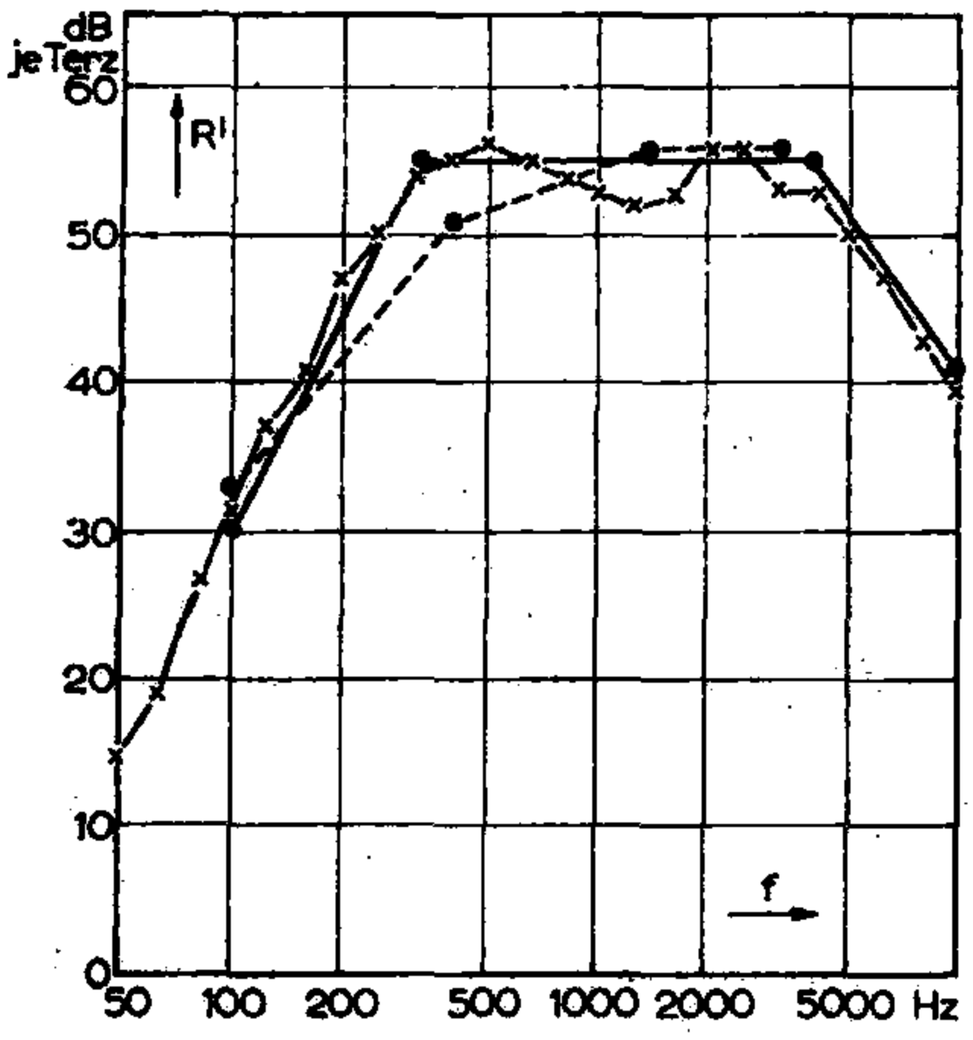


Abb. 2. Zweckmässigste Sollkurve für den Luftschallschutz im Wohnungsbau.
×——× Zweckmässigste Sollkurve abgeleitet.
●——● Zweckmässigste Sollkurve idealisiert.
●- - - -● Sollkurve nach DIN 4109 E Decken und Wände im Bau.

Der so gefundene günstigste Schalldämmverlauf sowie dessen Idealisierung sind im Vergleich zur Sollkurve nach DIN 4109 E in Abb. 2 dargestellt. Wichtigstes Ergebnis ist die Überschreitung der Sollkurve nach DIN 4109 E im Frequenzgebiet von etwa 200 Hz bis 800 Hz. Hier müssen also schärfere Anforderungen an den Schallschutz realisiert werden, wenn im gesamten interessierenden Frequenzgebiet eine gleichmässig gute Schalldämmwirkung erzielt werden soll.

Bestätigende Messungen. Der Verlauf der hier abgeleiteten wirkungsvollsten Schalldämmkurve wurde durch Messungen bestätigt, die ENGLER[1] zum günstigsten Sollkurvenverlauf für den Luftschallschutz vom Standpunkt möglichst geringer DIN-Lautstärke im leisen Raum durchführte. ENGLER benutzte ein elektrisches Nachbildungsfilter für Schalldämmverläufe[11] ähnlich dem von RADEMACHER[12] beschriebenen und suchte experimentell für über 30 wohnübliche Geräusche jeweils den Schalldämmverlauf, der bei gleicher mittlerer Schalldämmung zur geringsten DIN-Lautstärke führte.

Weitere subjektive Untersuchungen zum gleichen Thema sind noch nicht abgeschlossen.

Fragen der Wirtschaftlichkeit Da der geringste Aufwand an Schalldämmung keineswegs dem geringsten wirtschaftlichen Aufwand entspricht, musste die Frage unter-

sucht werden, ob der gefundene günstigste Schalldämmverlauf eine realisierbare, wirtschaftliche Sollkurve darstellen kann. Die Schalldämmkurven der häufigsten Decken und Wände unterschreiten die Sollkurve nach DIN 4109 E nämlich gerade in dem mittleren Frequenzgebiet, in dem eigentlich schärfere Anforderungen zu stellen wären. Das könnte man bei der Einführung eines neuen Sollkurvenverlaufes dadurch berücksichtigen, dass in Verbindung mit der schärferen Sollkurve eine grössere zulässige mittlere Unterschreitung festgelegt wird als in DIN 4109 E. Man kann aber auch die DIN-Sollkurve akzeptieren und ihren Verlauf im mittleren Frequenzgebiet als ein in der heutigen Bausituation nötiges Zugeständnis hinsichtlich der Wirtschaftlichkeit und Realisierbarkeit des geforderten Aufwandes für den Luftschallschutz von Wänden und Decken ansehen.

LITERATUR

1. G. ENGLER, *Untersuchung zum günstigsten Sollkurvenverlauf für Luftschalldämmung vom Standpunkt geringster Lautstärke*, Institut für Elektro- und Bauakustik der TH Dresden, Diplomarbeit 1958 .
2. H. WEISSING, *Amplitudenstatistische Untersuchungen an Sprach- und Musikdarbietungen*, Institut für Elektro- und Bauakustik der TH Dresden, Belegarbeit 1959.
3. U. ROHDE, *Amplitudenstatistik*, Institut für Elektro- und Bauakustik der TH Dresden, Diplomarbeit 1955.
4. O. HICKSTEIN, *Amplitudenstatistik*, Institut für Elektro- und Bauakustik der TH Dresden, Diplomarbeit 1958.
5. F. J. MEISTER, *Kampf dem Lärm*, 3 (1959) 54.
6. H. STEPHANY, *VDI-Berichte*, 24 (1957) 125.
7. K. MORRICAL, *J. Acoust. Soc. Am.*, 11 (1939) 211.
8. D. W. ROBINSON UND R. S. DADSON, *A redetermination of the equal loudness relations for pure tones*, National Physical Laboratory (Sonderdruck).
9. E. ZWICKER, *Akust. Beih.*, 1 (1959) 237.
10. S. STEVENS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 807.
11. A. HAGER, *Subjektive Beurteilung der Schalldämmung*, Institut für Elektro- und Bauakustik der TH Dresden, Diplomarbeit 1958.
12. H. J. RADEMACHER, *Acustica*, 5 (1955) 19.

My Neigbour's Radio

J. VAN DEN EIJK

Department of Sound and Light, Research Institute for Public Health Engineering of the Organization for Applied Scientific Research (T.N.O.), Delft (The Netherlands)

AUTOMATIC ANALYZER FOR NONCONSTANT SOUND

In many cases the measurement of sound spectra is complicated by the fact that the sound pressure level varies considerably in time. Fig. 1 gives a diagram of the operation of an automatic analyzer for such fluctuating sounds.

The amplified microphone signal is fed to the joint input of eight octave band-pass filters. The output signal of each of these filters is fed via an amplifier, potentiometer and thyratron circuit to an column of six counting mechanisms, such as are used in automatic telephone systems.

The moment the sound level in a certain octave band exceeds a certain pre-set value, *e.g.* 65 db, one of the counters in the column belonging to that octave begins to function. As long as the level remains above the pre-set value the counter moves forward one number every second. If the sound level continues to rise and thus exceeds a second pre-set value of, say, 70 db, the next counter begins to function. This goes on until, at very high levels, all the counters in the column concerned are worling. When the level drops the number of counters operating decreases. This takes place simultaneously in all the eight octave bands.

The duration of a measurement may be *e.g.* a quarter of an hour or a full working day, depending on the nature of the research untertaken. After conclusion of the measurement one can, from the difference between the initial and final readings of the counters on one hand and the total duration on the other hand, very easily compute

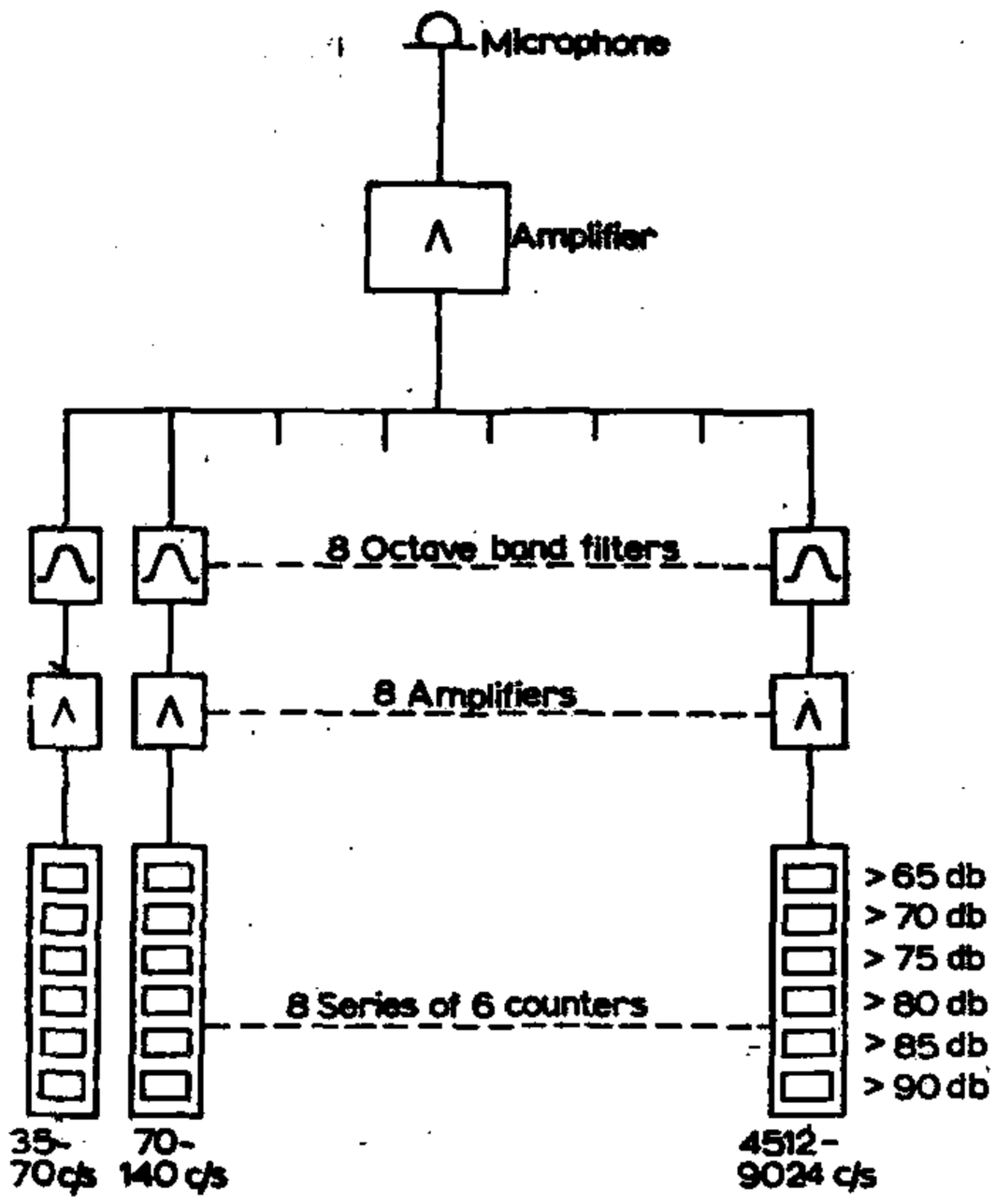


Fig. 1. Automatic analyzer for fluctuating sound.

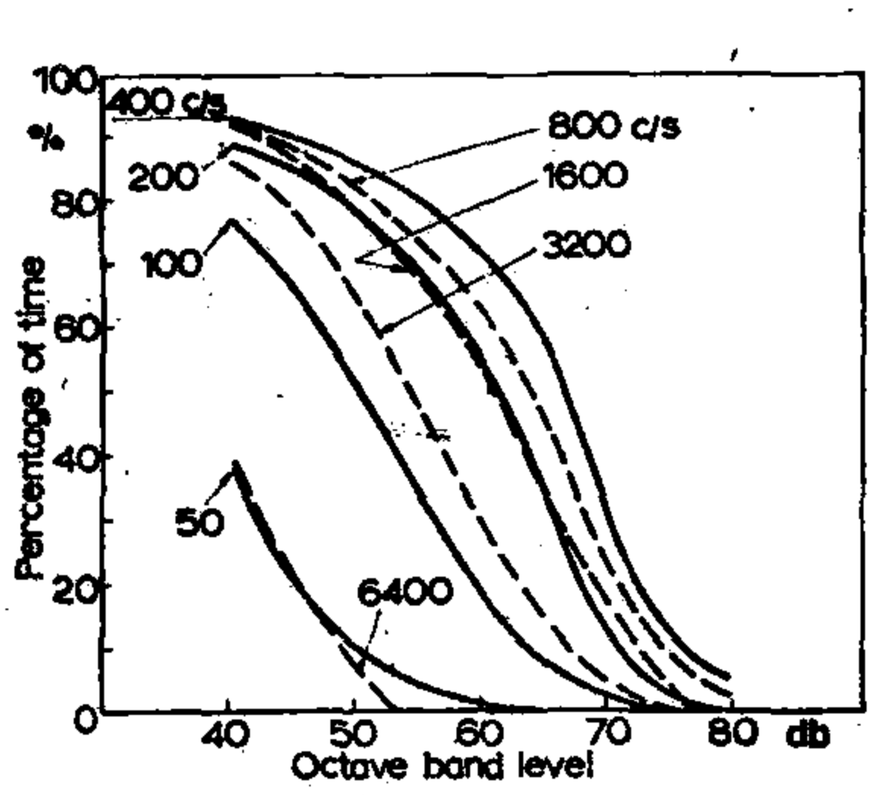


Fig. 2. Statistics of peak levels in radio-programmes. For each of eight octave bands the percentage of the time that certain octave band levels are surpassed is indicated. Based on about 55 hours of mixed radio-programmes.

the percentage of the total time during which the sound level in each of the eight octave bands was higher than, say, 65 db, 60 db, 75 db, etc.

The difference between the 6 pre-set levels can be varied in steps of 5 db wihtin a range of 50 db. The counting frequency can be stepped up to a maximum of 10 counting periods per second. Within each counting period the peak voltage maximum sound pressure is determined during an adjustable fraction of the counting period. In the measurements described here the peak voltage was determined every second during a period of 0.1 second.

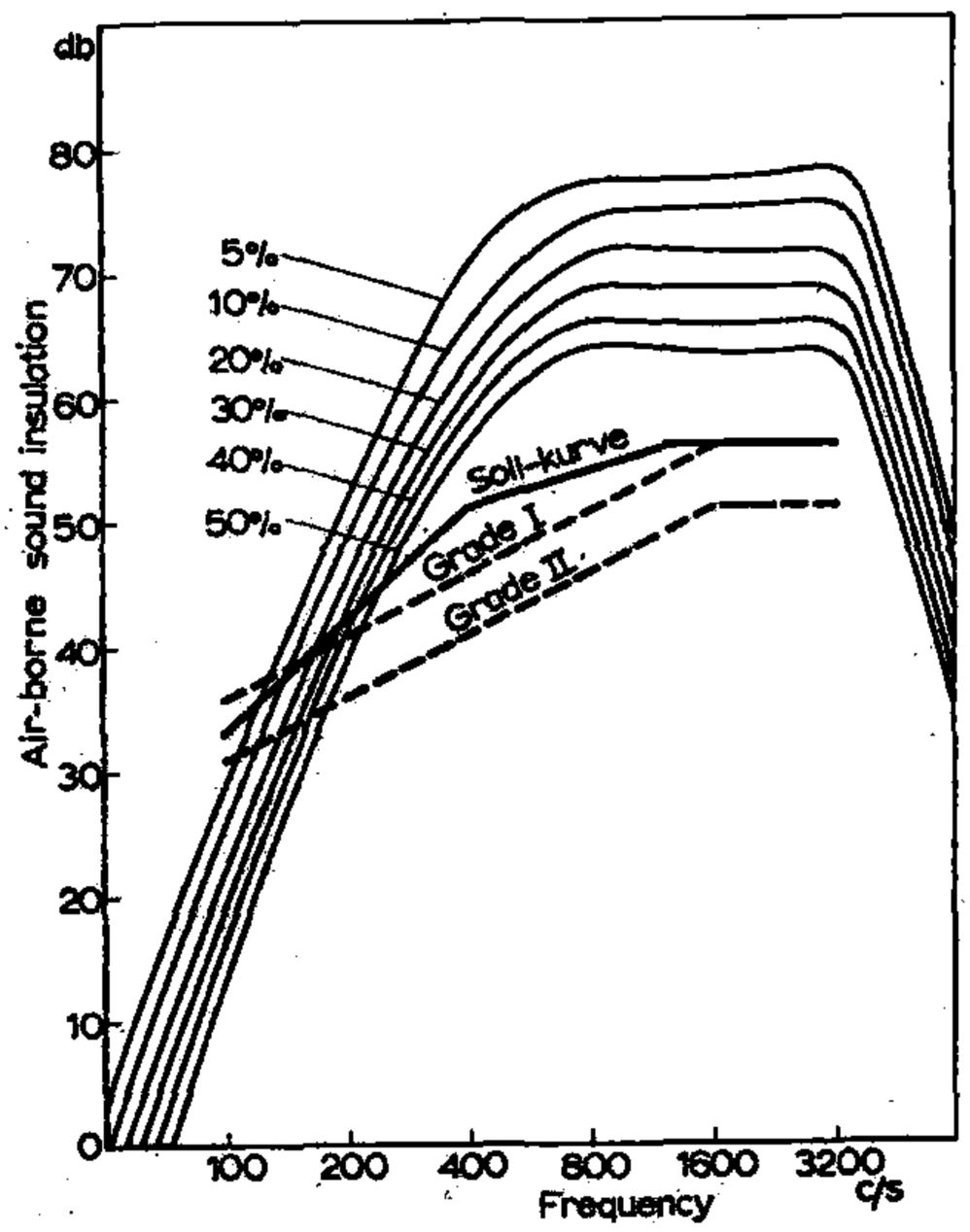


Fig. 3. Required airborne sound insulation based on a disturbing neighbour's radio level surpassing 0 phone during, in the mean, 5, 10, 20, 30, 40 or 50 per cent of the time. For comparison the German (Soll-Kurve) and the British (Grade I and II) requirements for dwellings are added.

THE NEIGHBOUR'S RADIO AND AIRBORNE SOUND INSULATION REQUIREMENTS

It would not seem unreasonable to suppose that, if the airborne sound insulation between two flats is great enough to reduce the annoyance caused by a neighbour radio to a bearable level, the annoyance caused by other airborne sounds from the neighbour's flat will in the vast majority of cases also be reduced to such an extent as to give no further cause for complaint.

It is said that many neighbours keep their radio working on a nonstop basis. We have followed this example. Without paying any attention to the nature of the programme we analyzed radio sounds for hours and hours on end. Fig. 2 shows the total result of 17 mornings and afternoons.

Based on these results Fig. 3 indicates how high the airborne sound insulation must be in order to ensure that the average level in my room produced by the neighbour's radio will not be above 0 phone (according to FLETCHER AND MUNSON) during more than 5, 10, 20, 30, 40 or 50 per cent of the time. For the sake of comparison the figure likewise shows the two sound insulation curves, used as standards by the British Building Research Station, as well as the standard value taken from the German specification *Vornorm DIN 4109* of 1959. It is evident that our curves for 0 phone are unattainably high.

Fig. 4 is based on a level of 20 phones (according to FLETCHER AND MUNSON) in the disturbed room. The curves are similar to those of Fig. 3 but they lie markedly lower. All the curves show a steep drop below 400 and above 4000 c/s. Between 400 and 4000 c/s the curves are nearly independent of frequency. Actual sound insulation curves do not show such a steep drop below 400 c/s and as a rule the insulation increases above 400 c/s.

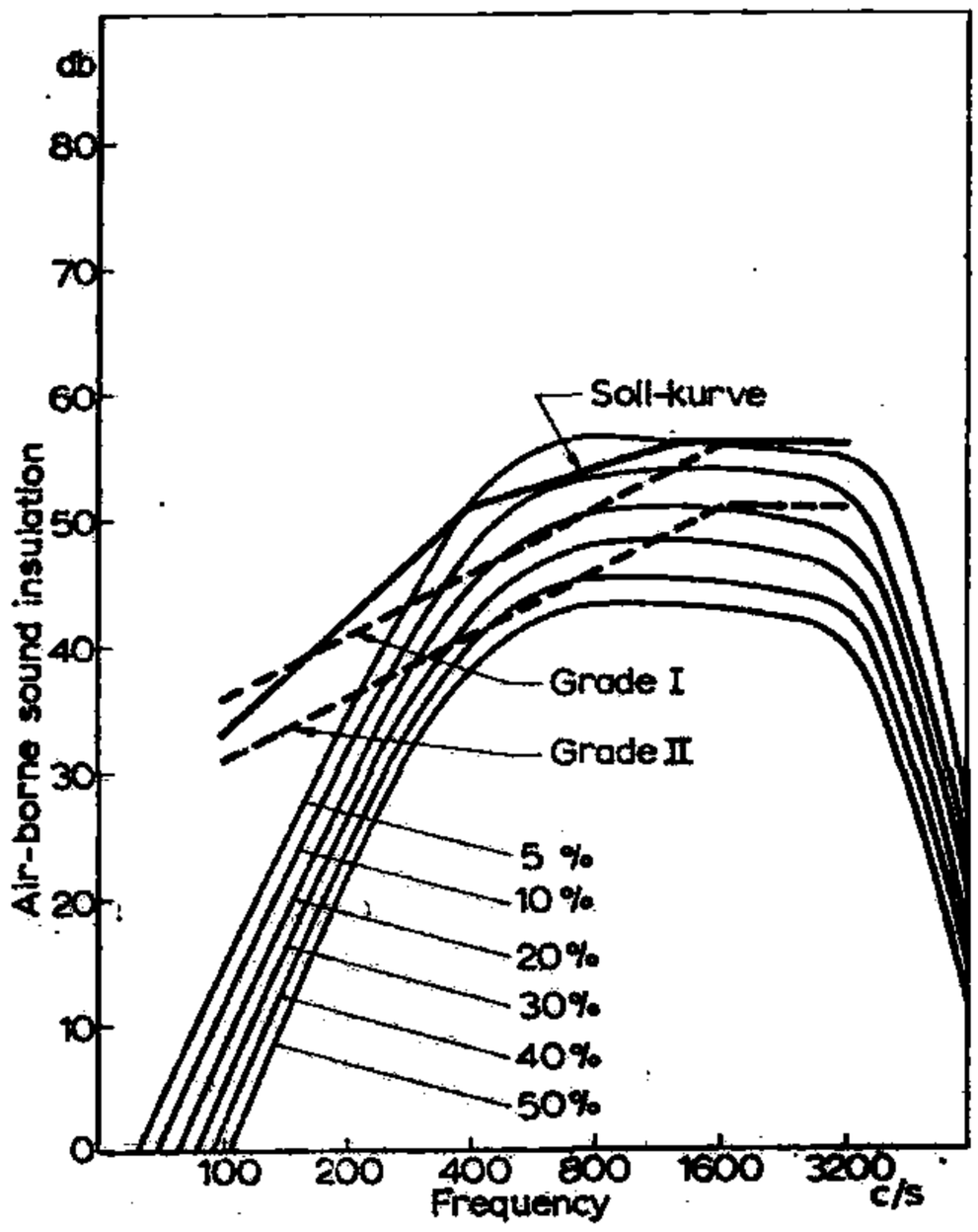


Fig. 4. Required airborne sound insulation based on a disturbing neighbour's radio level surpassing 20 phones during, in the mean, 5, 10, 20, 30, 40 or 50 per cent of the time. For comparison the German (Soll-Kurve) and the British (Grade I and II) requirements for dwellings are added.

In view of these facts one may ask: Is there any use in extending the standard requirements for airborne sound insulation between dwellings and the measurements to frequencies below 400 c/s and above 800 c/s?

RELIABILITY OF THE RESULTS

A great many factors of uncertainty, as *e.g.* type of program and position of volume-control and tone control, may still influence the exact location of the curves and, to some extent, also their form. But one may wonder whether there is any use in trying to achieve greater presision in this field. After all, the absolute level at which the standard airborne sound insulation values are to be set will largely be determined by economic considerations. But none of the uncertainties will alter the form of the curves so much that this would detract from the conclusion that it is the frequency range of 400 to 800 cycles per second which is of main importance for the abatement of the nuisance from my neighbour's radio!

Ein Beitrag zur Frage der Installationsgeräusche

P. SCHNEIDER

Bundesanstalt für Materialprüfung, Berlin-Dahlem (Deutschland)*

Basierend auf etwa 1930 einsetzende Arbeiten[1–11] wurden Versuche auf dem Gebiete der Installationsgeräusche in den letzten Jahren auch im Institut für Technische Akustik Berlin[12] durchgeführt, und von dem dort verwandten Messverfahren sei in Verbindung mit einigen Beispielen berichtet.

Installationsgeräusche entstehen als Superposition von Armaturen- und Leitungseigengeräuschen. Ihre Ursachen liegen in der durch Strömungsvorgänge ausgelösten Entstehung von Wasserschall, Körperschall und Luftschall, der sich jeweils seinen eigenen allgemeinen Gesetzmässigkeiten entsprechend in den Rohrleitungen und im Bauwerk fortpflanzt, sich dabei laufend von einem zum anderen Medium und von einem zum anderen Wellentyp umwandelt, um zuletzt meist in Form von Biegewellen in grossflächigen Bauteilen als Störschall abgestrahlt zu werden.

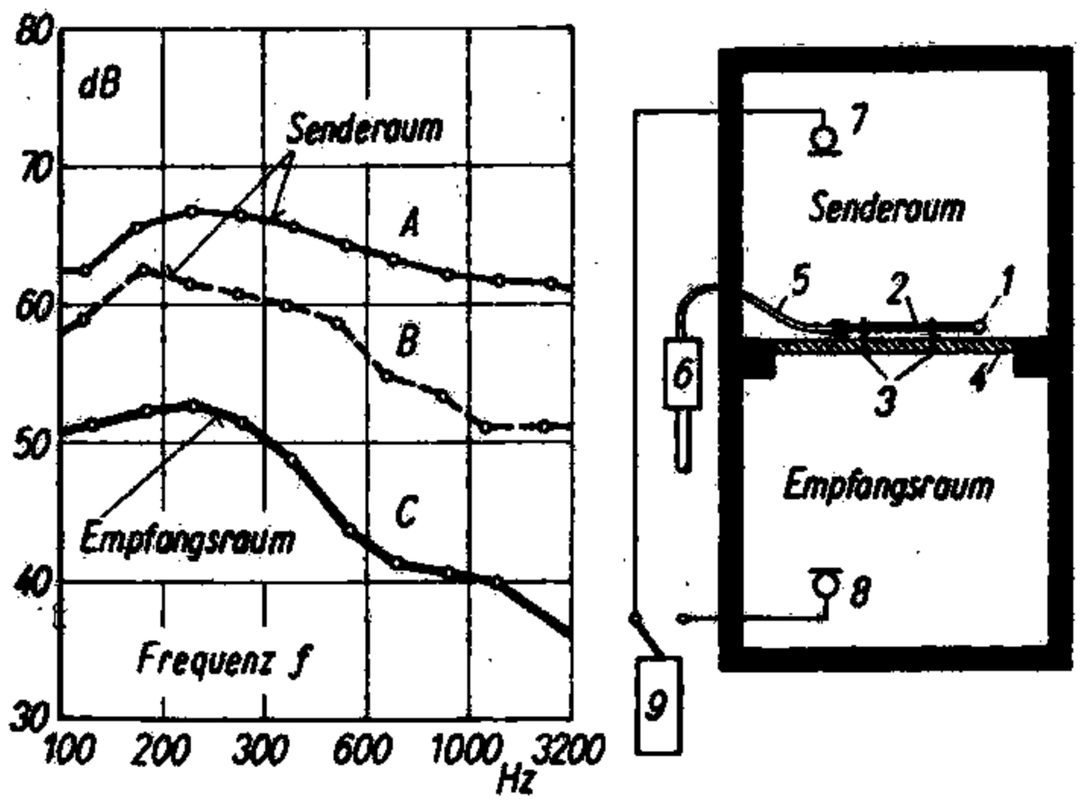


Abb. 1. Zum Luftschall und Körperschall eines autom. Druckspülers.

Die Bestimmung der Armaturengeräusche setzt nun ein Prüfverfahren voraus, das möglichst die Messung von Absolutwerten gestattet, die auf praktische Bausituationen übertragbar sind, und das ausserdem den z.Zt. noch nicht hinreichend geklärten Übertragungsmechanismus von Wasserschall in Körperschall eines Rohres sowie das Verhältnis der entstehenden Wasserschall- zur Körperschallkomponente an der Armatur im Prüfverfahren einschliesst.

Während bei früheren Untersuchungen die Installationsgeräusche durch Messungen des Schalldruckes in einem Raum ermittelt wurden, in dem die Armaturen selbst arbeiteten, und so die Versuchsanordnungen überwiegend selbst Geräusche als Luftschall abstrahlten, werden heute in unserem Institut drei Prüfräume eingesetzt. Abb. 1 zeigt als prinzipielle Anordnung zwei akustische Messräume und einen wasser-

* Die Untersuchungen wurden im Institut für Technische Akustik, Berlin, durchgeführt.

technischen Messraum. Die beiden akustischen Prüfräume sind durch eine Vollziegelwand ausreichender Luftschalldämmung getrennt, bis auf einen grösseren Prüfausschnitt, der mit einer 5 cm dicken Gipswand ausgefüllt ist (4), die einen auf sie übertragenen Körperschall als Luftschall nach bekannten Bedingungen abstrahlt. An dieser ist im Senderaum (Armaturenraum) an zwei Punkten (3) ein Rohrstutzen (2) befestigt, an dessen Ausfluss die zu prüfende Armatur (1) angebracht wird. Die Wasserzuführung erfolgt über einen Druckschlauch (5) aus dem wassertechnischen Messraum (Vorraum), um eine Körperschallübertragung von der Druckerhöhungsanlage, von den wassertechnischen Messeinrichtungen (6) (Wasseruhr, Manometer) und den Regeleinrichtungen (regelbarer Vorwiderstand zur Veränderung der Fliessdrucke) auf die zu prüfende Armatur zu vermeiden und um ausserdem auch die Luftschallkomponente dieser Einrichtungen von den akustischen Messräumen fernzuhalten. In beiden Messräumen wird der Störschall als Luftschall gemessen. Im Armaturenraum wird er bestimmt durch den von der Armatur und von den mit ihr verbundenen Teilen abgestrahlten Luftschall. Hier gemessene Werte entpsrechen somit Störungen im Arbeitsraum der Armaturen (Benutzerraum). Die Störung im Empfangsraum dagegen wird allein bestimmt durch die reine Körperschallanregung und -übertragung bzw. den durch diese Anregung definiert abgestrahlten Luftschall. Hier gemessene Werte entsprechen somit den Störungen in benachbarten Räumen oder in entfernt liegenden Räumen unter Abzug einer bis dorthin getrennt feststellbaren Körperschalldämpfung.

Das Diagramm zeigt eine Oktavsiebanalyse eines Druckspülergeräusches im stationär arbeitenden Bereich bei für alle drei Diagramme gleichen wassertechnischen Arbeitspunkten. Kurve a gibt den Störschall des Druckspülers im Senderaum bei normalem Betrieb wieder, während die Kurve b den gleichen Druckspüler zeigt mit Massnahmen zur Verringerung des am Druckspülerausgang auftretenden Luftansauggeräusches. Obwohl hier im Senderaum unter gleichen Arbeitsbedingungen für die Armatur eine erhebliche Abnahme des Störschalles messbar war, hat sich dagegen das Spektrum c im Empfangsraum in keiner Weise für den zweiten Arbeitszustand der Armatur verändert. Dieser Versuch zeigt, dass durch Verminderung der Luftansauggeräusche von Druckspülern die Störung als Körperschallsender nicht

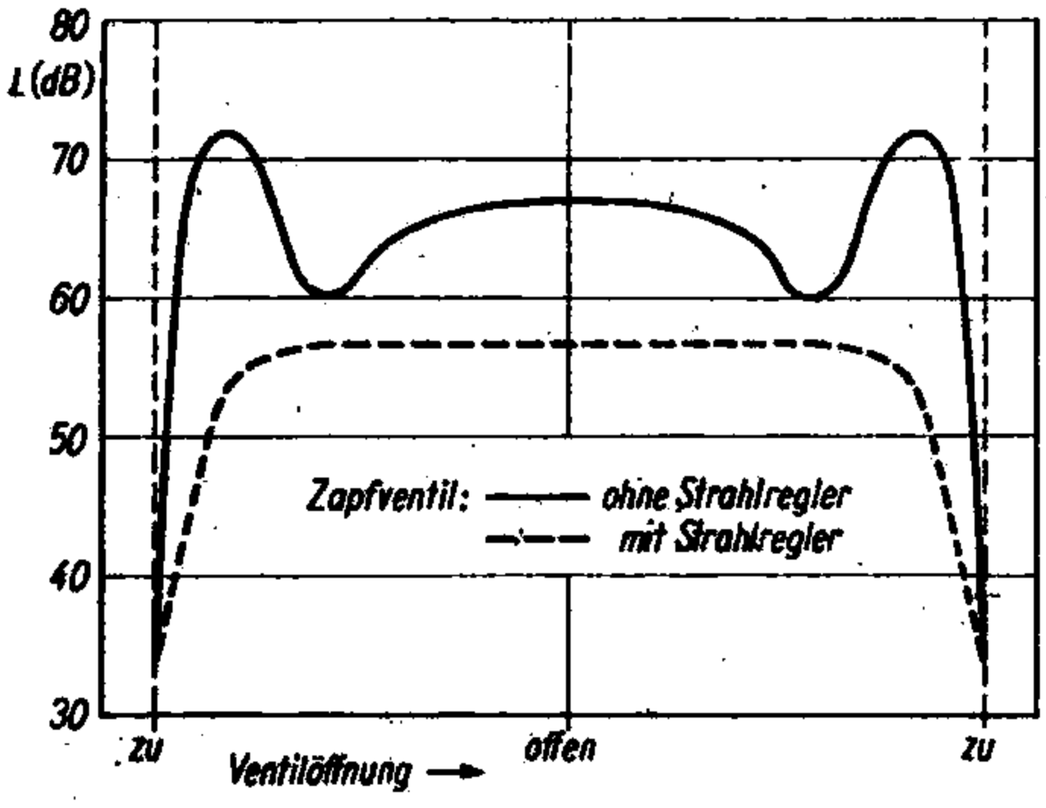


Abb. 2. Geräuschverhalten eines Zapfventiles in Abhängigkeit von der Hahnstellung.

beeinflusst wird. Er demonstriert weiter, wie wichtig die Trennung der Luftschall- und Körperschallkomponenten für die Versuchsanordnung und die Beurteilung der Prüfarmatur ist.

Abb. 2 zeigt das Verhalten eines gewöhnlichen Zapfventils bei langsamen Öffnen und Schliessen, wobei das Anfangsgeräusch bei vielen Ventilen höher liegt, als das Geräusch der vollgeöffneten Armatur. Um diesen Vorgang exakt zu erfassen, wurde bei früheren Messungen die Grösse des Störschalles als Funktion des jeweiligen Flusses bestimmt, wobei man als Parameter an der Armatur jeweils einen konstanten Vordruck einstellte. So interessant Diagramme mit derartigen Kurvenscharen auch sein mögen, so entsprechen sie doch wenig der Praxis, da durch den im Bau vorhandenen Leitungswiderstand in der Regel der Fliessdruck bis zur vollgeöffneten Armatur nie konstant bleiben wird und bei detaillierter Betrachtung der Bernoulli'schen Strömungsgleichung auch gar nicht sein kann. Hinzu kommt, dass man wohl ursprünglich diesem Fluss in Gedanken eine äquivalente Strömungsgeschwindigkeit zugeordnet hat. Sicher trifft dies zumindest im Bereich des ersten Spitzengeräusches insofern nicht zu, als die das Geräusch verursachenden absoluten Geschwindigkeiten in der unmittelbaren Umgebung des Ventilsitzes um Grössenordnungen höher liegen als die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten und diese daneben meist gar nicht erfassbar sind. Wesentlich sind daher in diesem Diagramm eigentlich nur 2 Werte, nämlich das Geräusch bei maximalem Fluss und die Höhe des Spitzengeräusches.

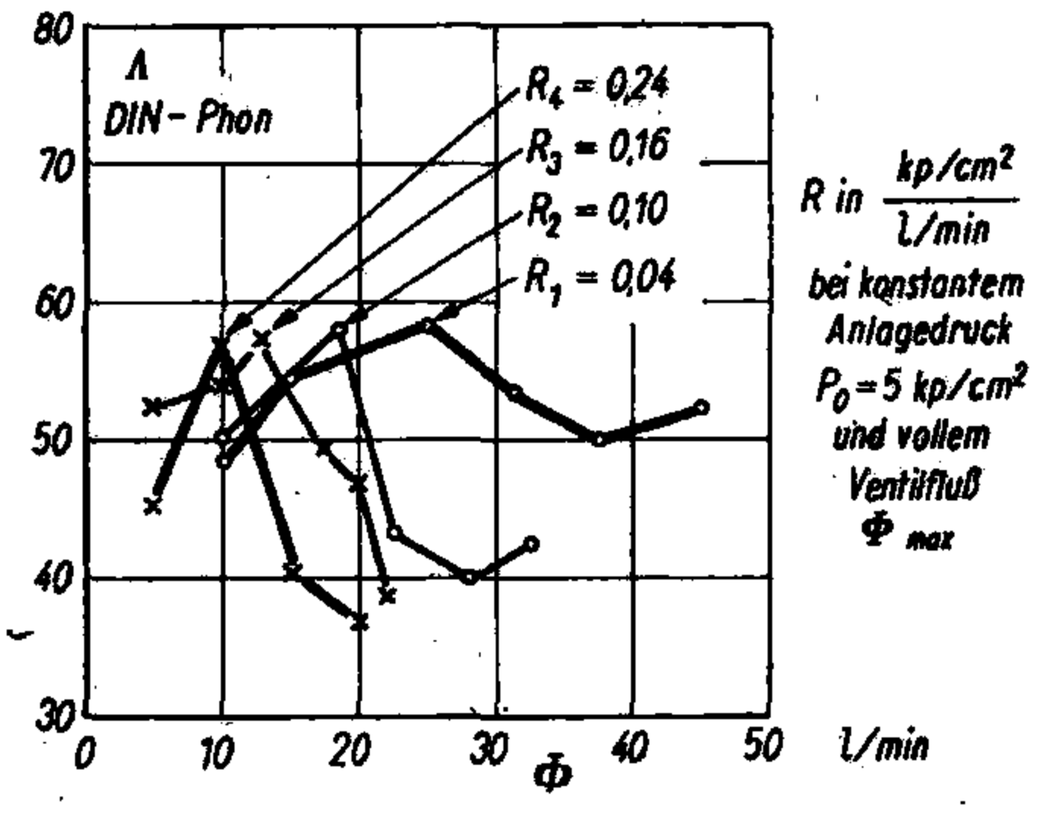


Abb. 3. Geräuschverhalten eines Zapfventiles bei verschiedenem Vorwiderstand *R*.

In Abb. 3 ist die Änderung dieser beiden Werte gezeigt, wenn bei einem gegebenen Anlagedruck P_0 vor der Armatur verschieden grosse Vorwiderstände wirksam werden. Zunächst wird der Störpegel bezogen auf einen gleichen Fluss bei grösseren Ventilöffnungen mit wachsendem Vorwiderstand kleiner. Dies gilt auch für den jeweils maximal erzielbaren Fluss, also den Endpunkten der Einzeldiagramme. Das erste Störschallmaximum hat sich jedoch lediglich hinsichtlich seiner Lage, nicht dagegen in seiner Grösse geändert.

Als Folgerung aus derartigen Versuchen wird jetzt die in Abb. 4 gezeigte Auswertung angewandt. Als charakteristische Grössen werden jeweils nur das Geräusch bei vollgeöffneter Armatur, also maximalem Fluss und das Spitzengeräusch übernommen, das bei langsamem Schliessen der Armatur auftritt. Beide Lautstärkewerte werden allein dem Fliessdruck der vollgeöffneten Armatur zugeordnet, also bei einem durch seine Arbeitsstellung eindeutig definierten Einzelwiderstand der Armatur. Wegen des in dieser Arbeitsstellung jeweils auftretenden maximalen Flusses Φ_{max} sei als Abszisse dieser Fliessdruck als $P\Phi_{max}$ gekennzeichnet. Der reale Fliessdruck im Augenblick des Lautstärkemaximum wird nicht mehr berücksichtigt, weil seine Grösse nach Abb. 3 ja vom Vorwiderstand unabhängig war. Derartige Diagramme

lassen in übersichtlicher Form das Geräuschverhalten einer Armatur in ihrem gesamten Arbeitsbereich erkennen, auch wenn diese Ventile automatisch arbeiten.

Neben dem Ergebnis eines handelsüblichen Zapfventiles ist in Abb. 4 das Verhalten der gleichen Armatur gezeigt nach nachträglichem Anbringen einer strömungsrückwirkenden Massnahme am Armaturenausfluss (z.B. Perlator).

Abb. 5 zeigt das entsprechende Verhalten eines automatisch arbeitenden Druckspülers im Vergleich mit dem Störschall eines Druckminderers, der diese Armatur auf einen für sie günstigen Arbeitspunkt einregelt.

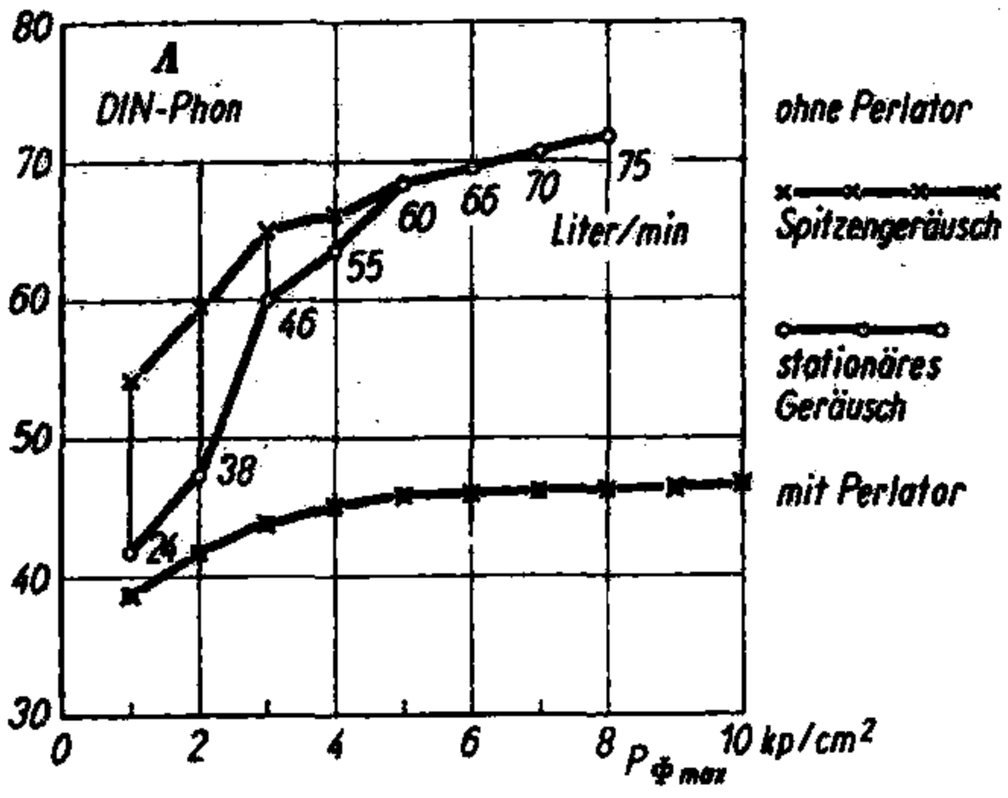


Abb. 4. Geräuschcharakteristik eines Zapfventiles.

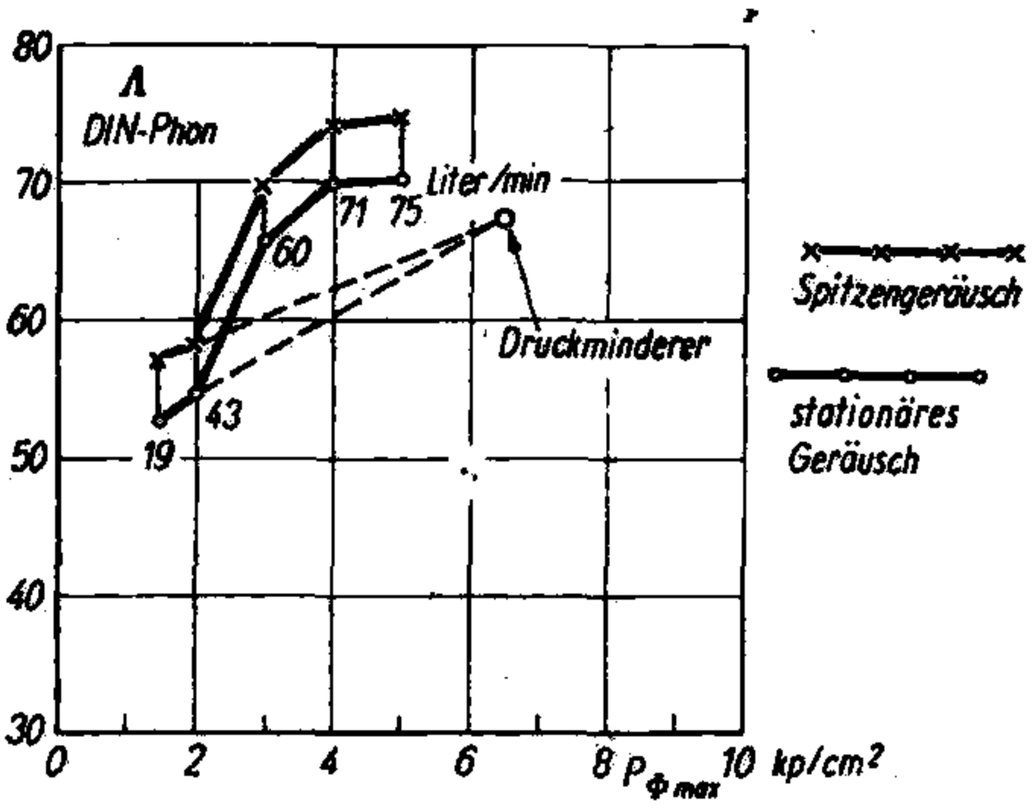


Abb. 5. Geräuschcharakteristik eines autom. ¾″-Druckspülers.

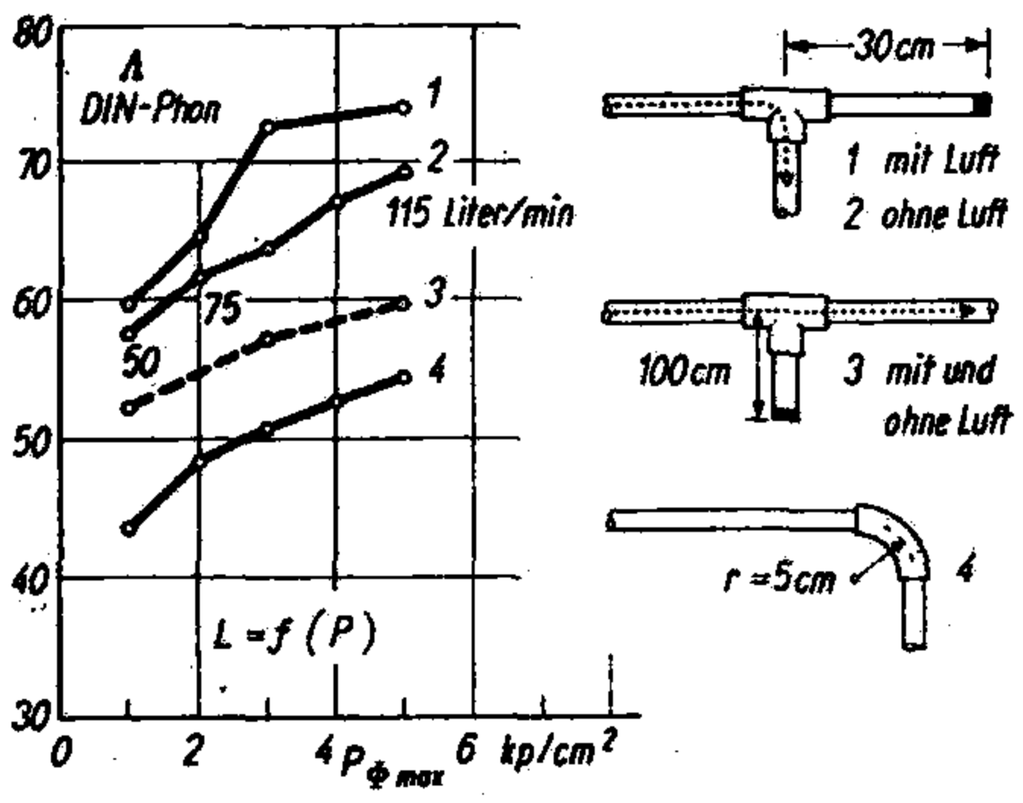


Abb. 6. Leitungseigengeräusche bei 2 m Rohrlänge u. ½″ Rohrdurchmesser.

In Abb. 6 sind Leitungseigengeräusche bei einer Rohrverzweigung für verschiedene Strömungsrichtungen gezeigt. Charakteristisch ist neben dem stetigen Anstieg vor allem die grosse Abhängigkeit der Einzeldiagramme von der Strömungsrichtung. Das Diagramm 4 beweist jedoch, dass die Vermeidung eines scharfen Richtungswechsels zu einer wesentlichen Minderung des Leitungseigengeräusches führt.

Das hier gezeigte Prüf- und Auswertverfahren mit den Beispielen möge deutlich machen, dass es heute auf rationelle Weise möglich ist, Installationsgeräusche in allen Arbeitsbereichen der Armaturen und Leitungen einfach zu erfassen, um der Baupraxis eindeutige Unterlagen zur Geräuschminderung zur Verfügung zu stellen.

LITERATUR

1. R. KNOBLAUCH, *Gesundh. Ing.*, 52 (1929) 186.
2. M. MENGERINGHAUSEN, *VDI Zeitschrift*, 75 (1931) 357.
3. H. REIHER, K. SIPELL UND J. LINDNER, *VDI Zeitschrift*, 75 (1931) 681.
4. WINTERGERST, *Gesundh. Ing.*, 54 (1931) 129.
5. M. MENGERINGHAUSEN, *Gesundh. Ing.*, 56 (1933) 217.
6. H. G. MÖLLER UND A. SCHOCH, *Akust. Z.*, 6 (1941) 165.
7. J. P. VALKO, *Heizung-Lüftung-Haustechnik*, 1 (1950) 113.
8. F. INGERSLEV UND J. PETERSEN, *Ingenioren*, 59 (1950) 1057.
9. C. W. KOSTEN, *Water (Den Haag)*, 41 (1957) 191.
10. M. R. BACH UND K. GÖSELE, *Heizung-Lüftung Haustechnik*, 9 (1958) 105.
11. K. GÖSELE UND M. BACH, *Gesundh. Ing.*, 80 (1959).
12. L. CREMER UND P. SCHNEIDER, *Schalltechnik*, 16 (1956) 1.

The Noise of Taps in Dwellings

N. MORRESI

Polytechnicum of Milan, Institute of Technical Physics and Machine Construction, Milan (Italy)

By noise produced in water systems, we mean any sound input radiated from walls and floors into rooms where water is not used or consumed; therefore water noise control in dwellings is a matter of solid-borne sound insulation, and acoustic measurements may be carried on by picking up vibrations on structures instead of sound levels in rooms.

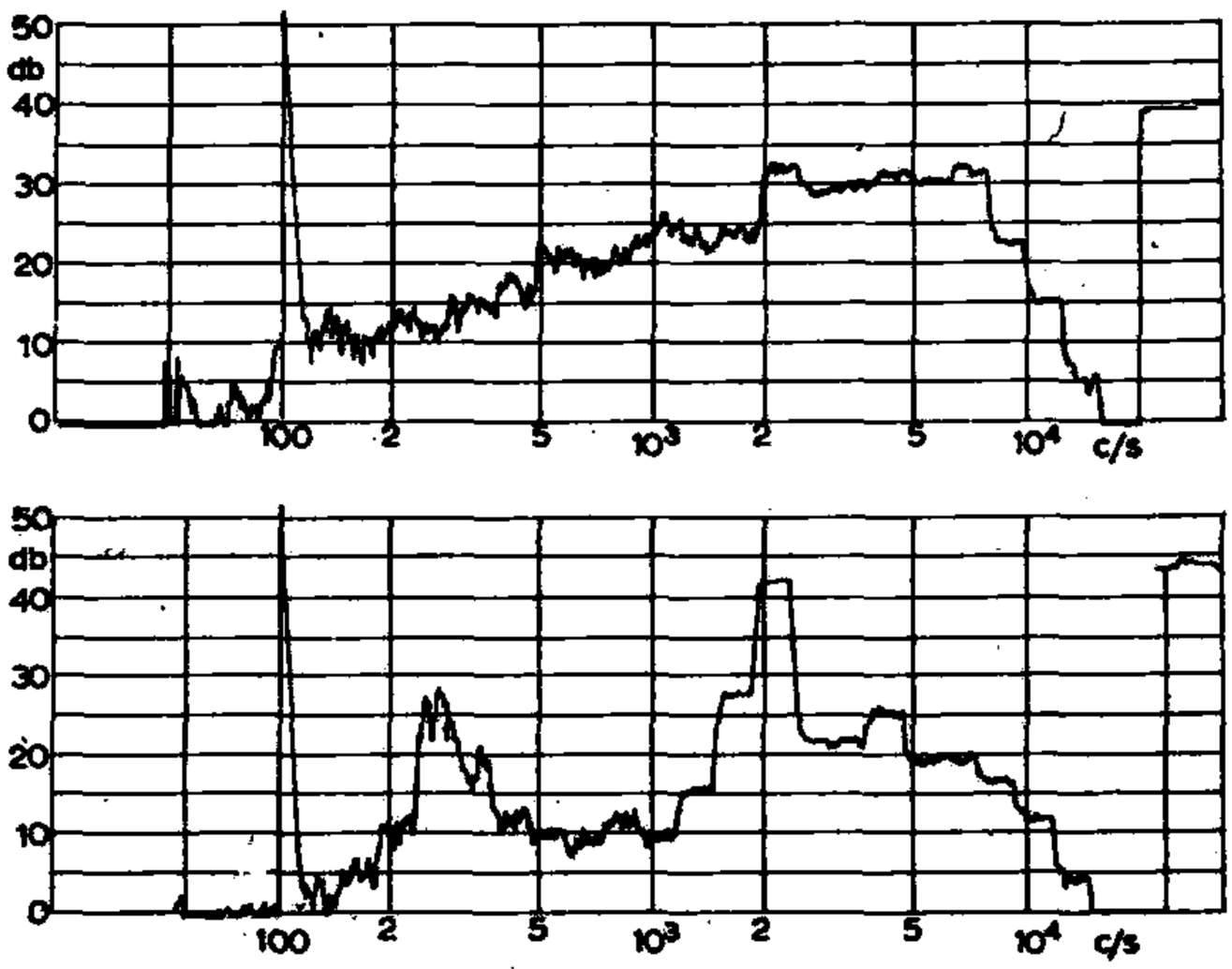


Fig. 1. Wash basin tap.
Upper figure: Airborne noise in the adjoining room.
Lower figure: Vibrations recorded with an accelerometer on the wall on which the tap is mounted.

Fig. 1 shows the spectrum of a noise radiated into a bedroom, related to the spectrum of the vibration picked-up on the partition wall where a basin tap was applied. The pitch of both radiated and picked-up noises were judged as being pratically equal.

Laboratory investigations on taps have been obtained in our Institute by the arrangement of Fig. 2. The wall is here substituted with a suspended iron plate on which the water fitting to be tested is applied by claws. The dimensions of the plate are 100 × 200 × 0,6 cm; a suitable antidrumming coating ensures smooth reverberant time of the plate, and frequency response of such a simulated wall may be modified by varying mechanical impedance of the plate.

An ambient noise of 90 db proved to be well below the adopted threshold, when a crystal accelerometer was used as contact microphone. Sound level measurements are also possible but a little troublesome. The hydraulic equipment consists of a main tap, a regulating valve which allows static pressure at the desired value, a flowmeter

(rotameter) for instantaneous water output readings and a manometer for loss of load readings. The connection between feed-line pipe and plate circuit is a 2 m reinforced rubber tube.

Noise characteristics of taps as function of opening are achieved by a motor driven constant velocity system.

All solid-borne sound levels reported here are to be considered conventional ones because they are referred to an arbitrary but constant threshold adopted for all comparative measurements.

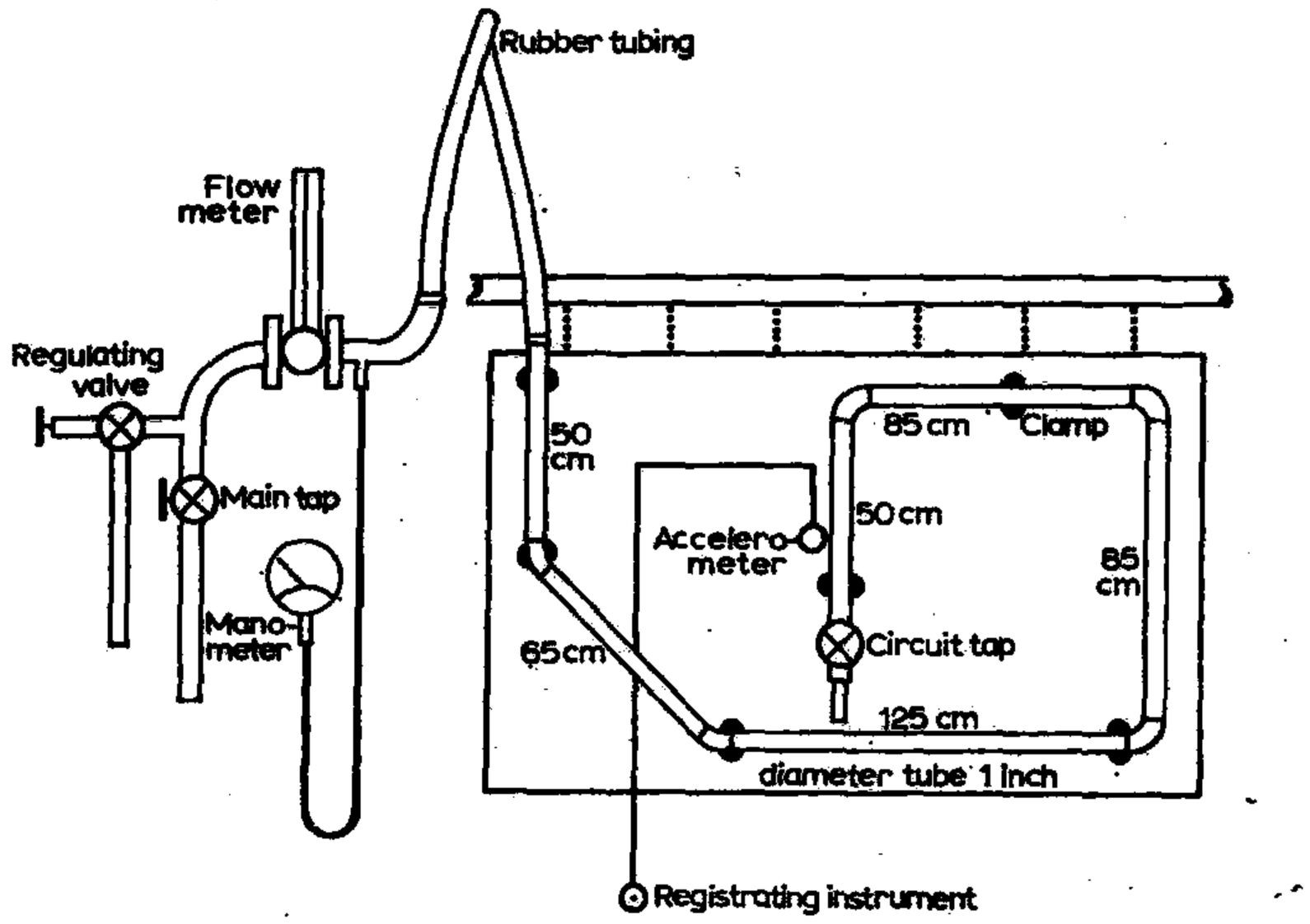


Fig. 2.

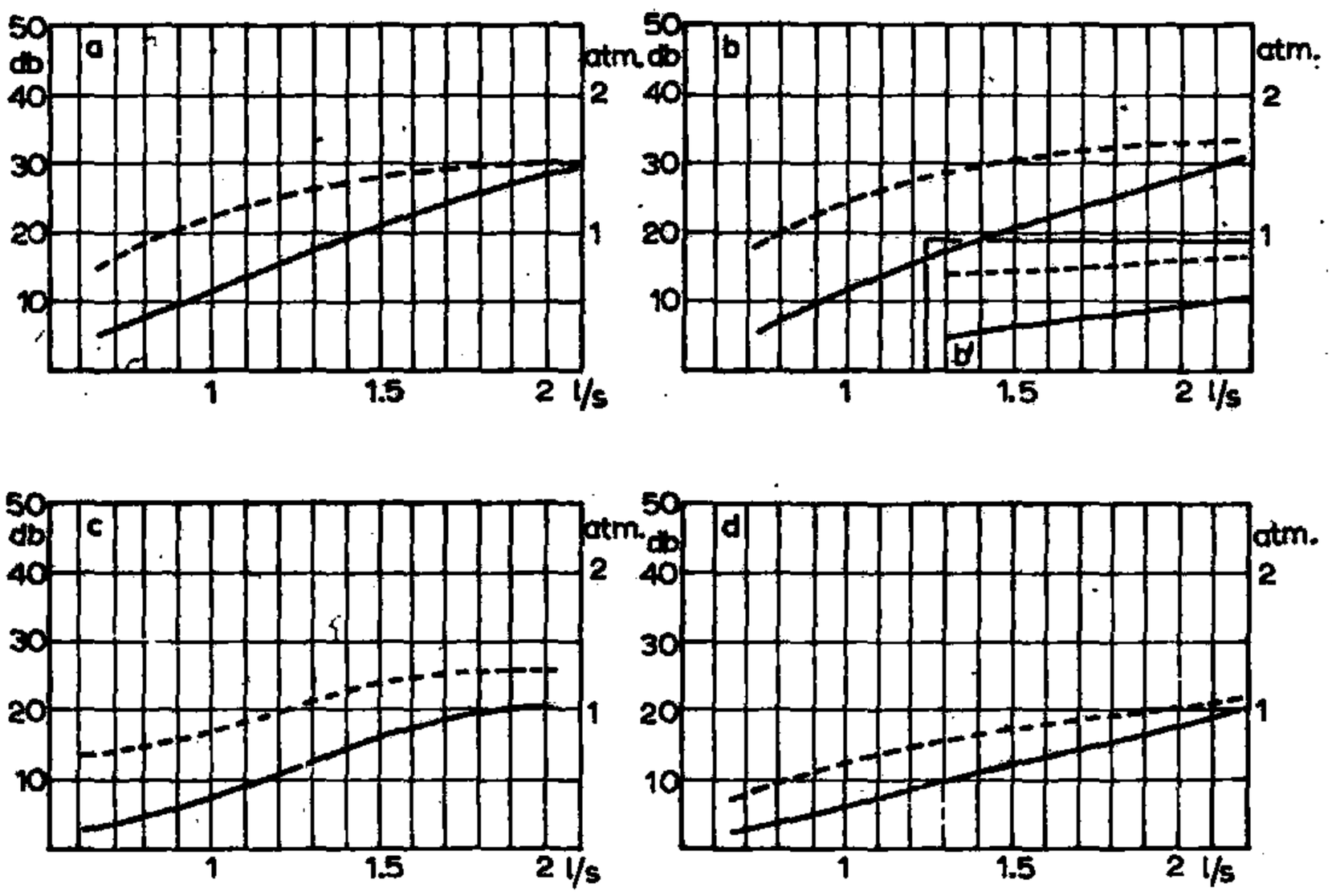


Fig. 3. a and b. 1 in. tap of two different makes, indoors.
b'. pipeline without tap.
c. outdoor type of tap, out-of-doors.
d. "flush" tap, out-of-doors.

Experimental results

Diagrams of Fig. 3 represent the noise (dotted lines) as function of water output of four commercial taps for W.C. applications; full lines give the corresponding over-pressures. Diagram 6′ gives the noise due to the piping circuit without tap. For these measurements the circuit tap was kept open and the flow was regulated by the main tap. Diagrams of Fig. 4 give hydraulic and acoustic performance of a device whose effect is to convert random turbolent flow towards the conditions of viscous flow, and

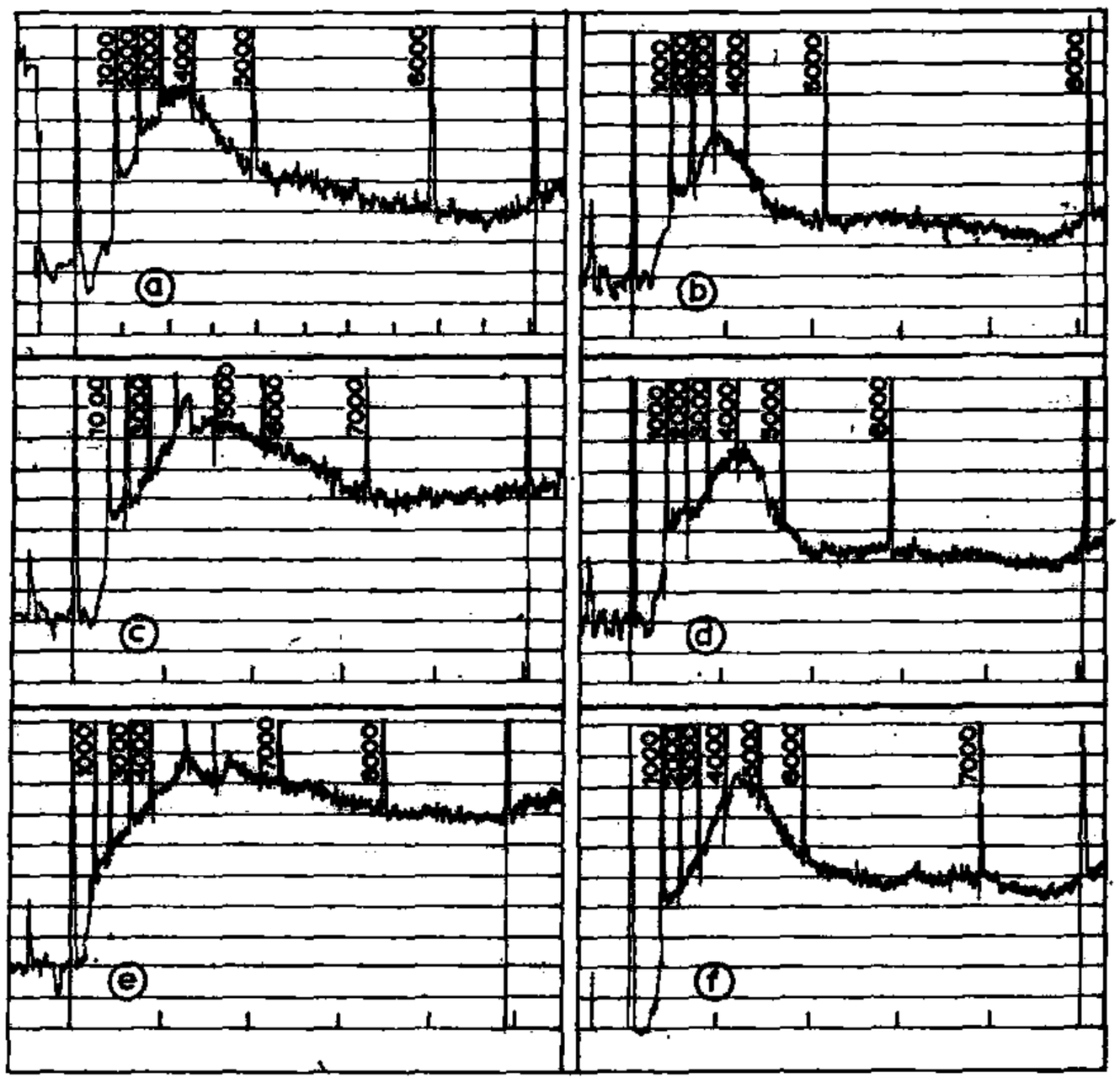


Fig. 4. "Flush" tap.
a. without "rectifier", $p_1 - p_2 = 2.5$ atm.
b. with "rectifier", $p_1 - p_2 = 2.5$ atm.
c. without "rectifier", $p_1 - p_2 = 3.0$ atm.
d. with "rectifier", $p_1 - p_2 = 3.0$ atm.
e. without "rectifier", $p_1 - p_2 = 3.5$ atm.
f. with "rectifier", $p_1 - p_2 = 3.5$ atm.

which has been called by us: *raddrizzatore*, that is: rectifier. In diagrams the abscissa axis gives the partial opening of the circuit tap whilst the ordinate axis gives the noise; the vertical impulse peaks give water output. Diagrams on the left hand side refer to tap behavior without rectifier, the ones on the right refer to the same tap with rectifier inserted.

Section 10
NOISE CONTROL

10. Abschnitt
LÄRMABWEHR

Section 10
LUTTE CONTRE LE BRUIT

Recent Advances and Problems in Aviation Acoustics

H. E. VON GIERKE

Bio-Acoustics Branch, Aerospace Medical Laboratory, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio (U.S.A.)

INTRODUCTION

Aviation noise is the loudest noise associated with the daily life of our modern civilization. This increasing noise is one of the prices we pay for the shrinking distances of our world. But it is only too natural that we are looking for the most economical price when we try to reduce aircraft noise to the minimum level compatible with safe operation and fast service. Therefore, research on the cause and effect of aircraft noise is as old as aviation itself. However, any advances made have been offset by the increasing magnitude of aviation noise which grows with the power of our propulsion units, the flight speed of the aircraft, the complexity of the aircraft, and last but not least with the number of aircraft circling our globe. Originally the pilot and mechanic on the ground were the only individuals affected by the noise; however, soon the passengers were added, and today the circle has expanded to include hundreds of thousands of people living near airports or under flight paths. If supersonic flight speeds for commercial air transportation become a reality, as appears entirely possible within the next decade or so, only careful planning will avoid annoying even more people by the noise of the sonic boom sweeping along the ground over the full length of our airways. Man is not alone in his aversion to aircraft noise. Animals (such as chickens, cows, and pigs) register their complaints against the noise and in recent years structural failure of aircraft skins and parts and malfunction of equipment in high noise levels have become of increasing concern. The completely new term *sonic fatigue*, characterizing the breakdown of materials and structures under acoustic loading, has evolved and the importance of this field in aircraft and missile design is increasing from year to year[1], [2].

Aviation acoustics is concerned with all of these problems because only the study of the complete noise problem – to include the generation of noise at the source, its transmission paths, and the effects of the noise energy at the receiver – will guarantee the minimum adverse noise effects from aircraft operation. Although aircraft are still noisy, it is only fair to say that great advances have been made in this field over the last 3 to 6 years[3]. Not only has our knowledge in physical acoustics increased – and I think the bridge between acoustics and aerodynamics achieved by studying the noise from turbulent flow was the most important step forward in this area – but physiological acoustics and psychoacoustics have profited as well from this research. A great deal of work on the effect of noise on hearing, on hearing protection, on communication and mental performance in noise, on human and animal behavior in noise, and on man's sociological reaction to noise, as well as work in many other areas, was motivated by the general fight against aircraft noise. Apart from the satisfaction of gain in basic understanding of the phenomena around us, the practical gain from

these investigations can be judged only when the results are integrated and put to practical use in aircraft design, airport and city planning, and acoustical engineering in general. This review is concerned only with some of the physical factors of noise generation and suppression and will not attempt to do justice to the advances in bio-acoustics. Only the general statement shall be made that in the areas of personnel protection and communication we have been able to stay abreast of the requirements. However, noise in communities around airports is still a problem to a certain extent, especially in those areas where application of the knowledge obtained has not been feasible for economic or space availability reasons.

The general study of noise generation and suppression is essential to all of these problems. Even if we cannot reduce the noise output of a particular engine by 1 db, the cognizance of the basic laws of noise generation and a clear picture of what we will have to face in the future will help us to plan aircraft operations is such a way that materials do not fatigue and noise exposure of people is reduced or minimized.

This review of recent progress in physical aviation acoustics cannot be complete; subjects to be discussed in detail in other papers of this Congress were omitted. Insofar as possible data and new results from my own laboratory or from work with which I was closely associated were chosen for discussion. This selection is to some extent arbitrary, but I hope understandable and excusable.

JET AND ROCKET NOISE

As I mentioned earlier, aircraft noise increases with the flight speed of the vehicle. This is illustrated by Fig. 1 from REGIER[4]. The graph shows that the rocket or highly supersonic jets are by far the most powerful noise sources. Rockets are used to a limited extent to assist takeoff of commercial aircraft; they are important for missiles,

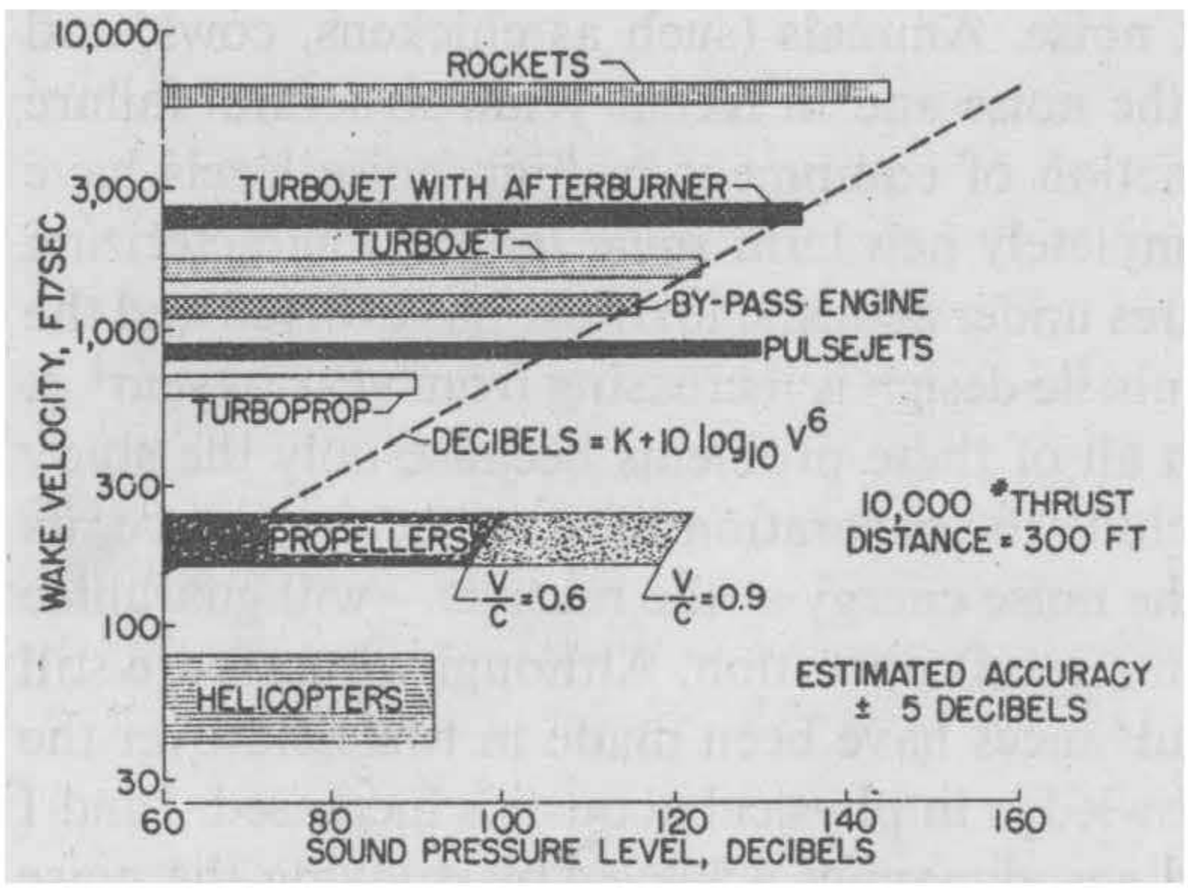


Fig. 1. Approximate sound pressure level at 300 ft distance at the angle of maximum sound radiation as a function of the wake or slip stream velocity for various aircraft noise sources of equal thrust. The slope of the dotted line indicates an increase of the sound power with the eighth power of the jet velocity, *i.e.* for constant thrust as assumed here with the sixth power of the wake velocity (After REGIER)[4].

research vehicles, and space vehicles. Afterburning engines may well be used in future supersonic jet transports. It is therefore obvious that the noise from supersonic gas jets is a problem of great interest. How is this noise related to the turbojet noise, which has been studied extensively? In Fig. 2 data on small model jets, turbojets with and without afterburner, and on rockets are summarized. The rocket data points appear to deviate from the well known 8th power law which states that the acoustic output

increases with the 8th power of the jet velocity. To some extent this is promising since it indicates that the efficienty of conversion of propulsion energy into acoustic energy no longer increases steadily with increasing velocity and may already approach a final constant value. On the other hand there are no signs of decrease in efficiency, *i.e.* the noise will further increase with increased thrust. To date the highest acoustic power

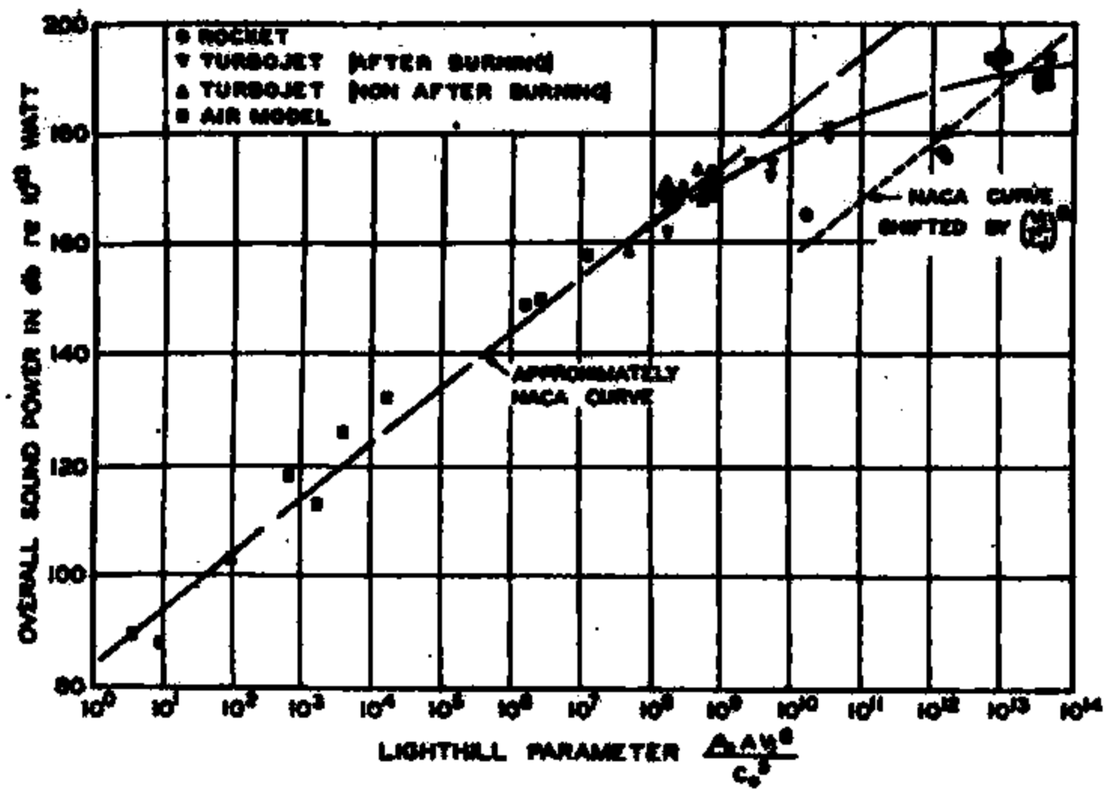


Fig. 2. Overall sound power of model jets, turbojets, and rocket engines as a function of the Lighthill parameter (A = cross-sectional area of the jet, v_j = jet exit velocity, ϱ_0 = density of ambient air, c_0 = sound velocity in ambient air, c_j = sound velocity in gas jet. Data from VON GIERKE[3], COLE[5], ELDRED[6], CALLAGHAN AND COLES[7].

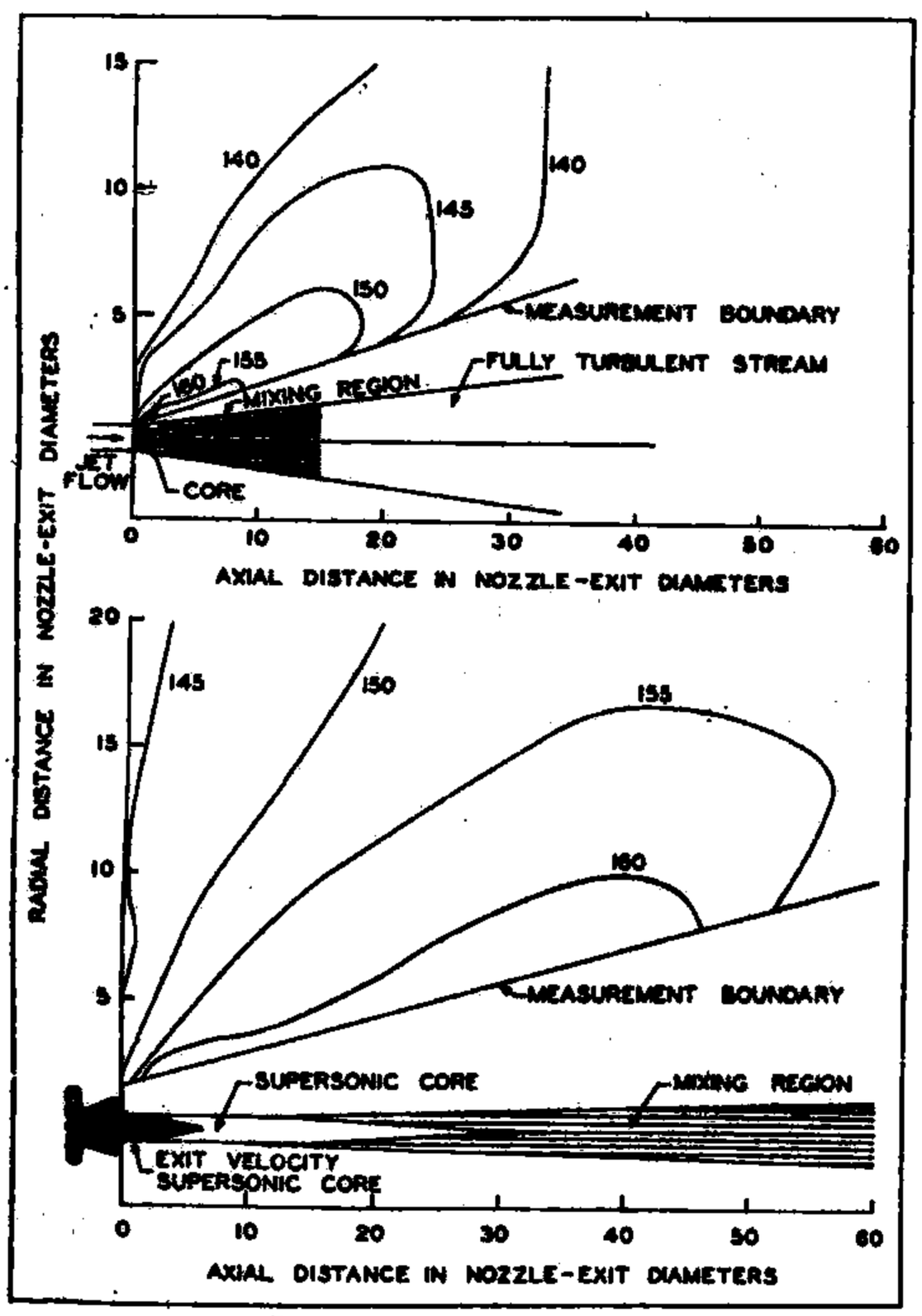


Fig. 3. Comparison of the near field sound pressure level contours in db re. 0.0002 dyne/cm² of a turbojet engine (above) with the near field of a JATO rocket (below). (Turbojet engine parameters: thrust 9600 lbs, jet velocity 1850 ft/sec, nozzle pressure ratio 2.2, nozzle exit diameter 1.85 ft. JATO rocket parameters: thrust 1000 lbs, jet velocity 6000 ft/sec, nozzle pressure ratio 60, nozzle exit diameter 0.22 ft).

outputs measured are several thousand kw. and are close to one per cent of the kinetic propulsion power. The explanation for the deviation of the rocket data from the straight line in this figure was probably found in the fact that the supersonic portion of the gas stream radiates only negligible acoustic power; in other words the jet

velocity effective for acoustic radiation does not exceed the sound velocity in the flow. Therefore, if we were to multiply our rocket data by the ratio of (sound velocity/jet velocity)[8] the data would fall on the straight line. The justification for this is suggested by Fig. 3. On the upper part the near field of a jet engine is plotted. The S.P.L. contours point to the well established fact that most noise is radiated from the first 6 nozzle diameters downstream; little noise is radiated beyond ten nozzle diameters. However, the supersonic rocket data in the lower portion of the figure exhibit an entirely different picture. Here, it appears as if most of the noise comes from the mixing region of the supersonic core, 20 to 40 nozzle diameters downstream. Fig. 4

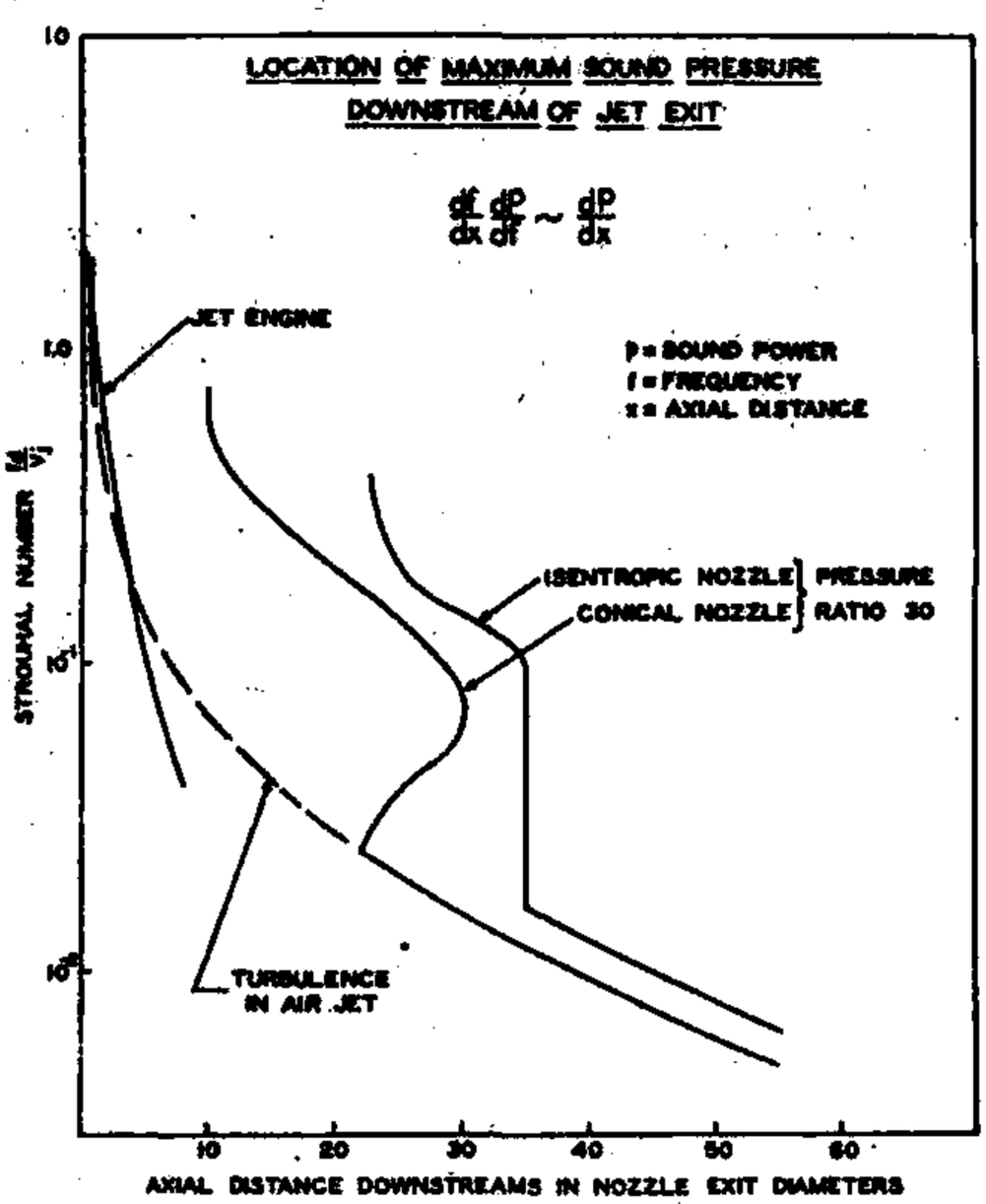


Fig. 4. Dimensionless frequency (Strouhal number) as a function of the apparent source position for turbojet engine and supersonic nozzles and of the peak longitudinal turbulent velocities of a subsonic airjet (d = jet diameter, v_j = jet exit velocity. After MULL[8], CALLAGHAN AND COLES[7]).

confirms this finding. Here the location of maximum sound pressure along the jet boundary is plotted *vs.* the Strouhal number, or dimensionless frequency; all frequencies of the jet engine have their maximum closer than 10 nozzle diameters, the high frequencies close to the nozzle, the low frequencies farther away. They have approximately the same distribution as those generated by the turbulence in a low velocity jet stream, which is also indicated. The few data points measured by N.A.S.A. on the location of the noise in supersonic jets point toward maxima between 20 and 40 nozzle diameters. Similar curves representing $\frac{df}{dx}$ can be combined with the power spectrum of the noise $\frac{dP}{df}$ to give the source strength distribution along the jet stream $\frac{dP}{dx}$. This has been accomplished successfully by POWELL[9] and DYER[10] for jet engine data and good agreement with the theoretical considerations of RIBNER[11] has been reached. However, for the supersonic rocket case, the data are not sufficiently accurate to attempt the correlation. In addition both flow and turbulence data, together with our theoretical approaches are much more limited for the supersonic jet than for the sonic or subsonic case. The power spectra for rocket noise, turbo-jet noise, and small model jets can be normalized to obtain one characteristic spectrum applicable to all

types of jet noises, if we modify the Strouhal number with the square root of the jet temperature ratio or the ratio of the sound velocities, $\frac{c_j}{c_o}$. This spectrum is valid (Fig. 5) for jets of 2-in. diameter and very low subsonic velocities as well as for rocket jets of 25-in. diameter, Mach number 3 and temperatures of 4000° F or 2200° C. The establishment of this generalized spectrum is not only important for theoretical

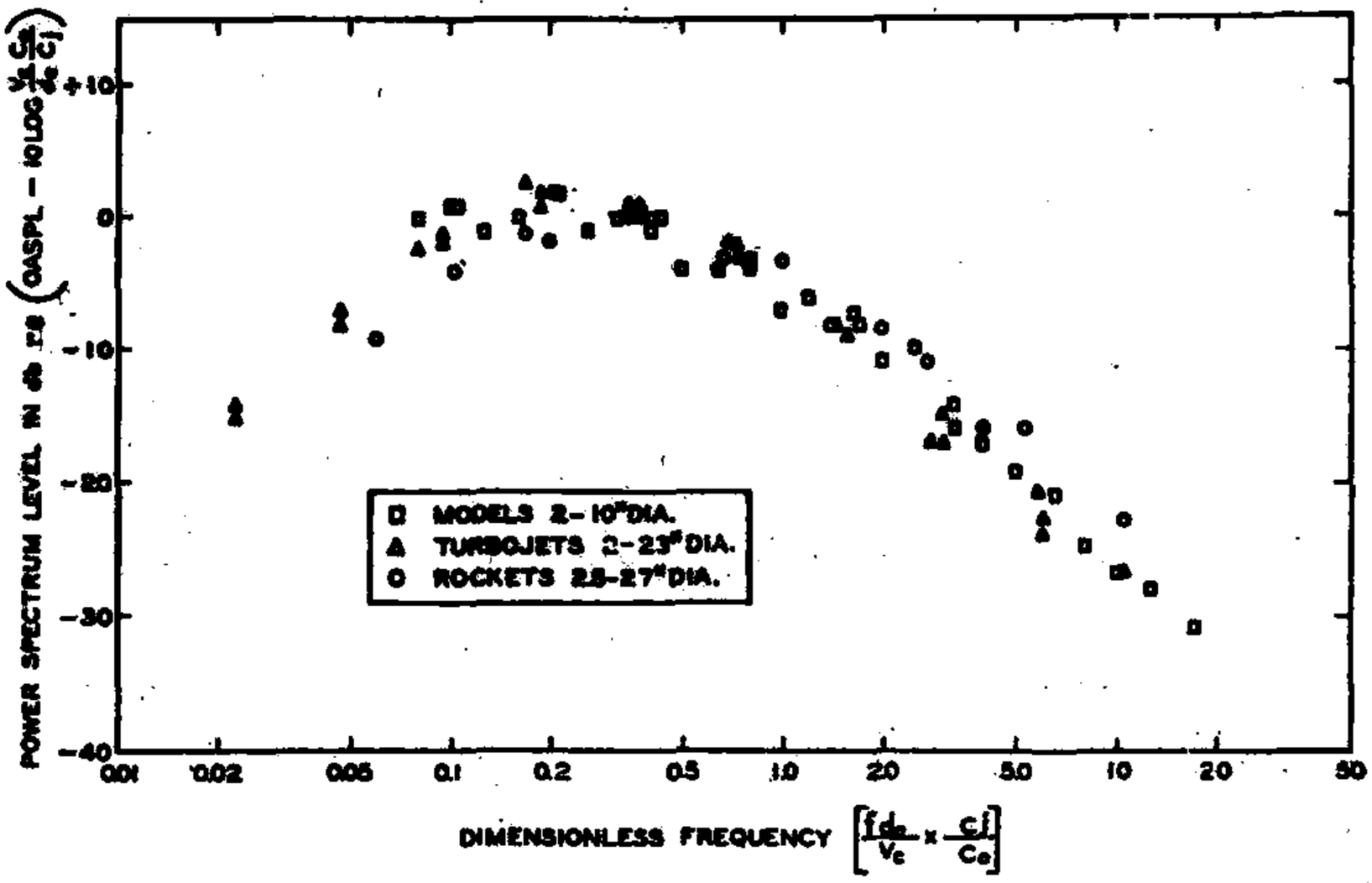


Fig. 5. *) Power spectra of rockets, turbojets, and model airjets, normalized with the modified Strouhal number (OAPWL = overall sound power level, f = frequency in c/s, d_c = characteristic diameter in ft, v_c = characteristic velocity in ft/sec, c_j = sound velocity in jet in ft/sec, c_o = sound velocity in ambient air in ft/sec (After VON GIERKE[8] and ELDRED[9]).

reasons but has great practical, technical importance; it supplies the correct scaling laws for conducting basic investigations on noise reduction with small model jets and on jets with lower temperatures than the real rockets. The directivity patterns of rocket noise have qualitatively the same functional relationships as the ones of jet noise, but it has not yet been possible to normalize all experimental findings and describe them quantitatively. Here, too, the temperature or density ratio of the jet to the surrounding air has an important effect on directivity but the exact relationships have not yet been clearly extablished.

The rocket and jet noise data previously discussed refer to the jet at rest. In flight the nozzle exit moves with respect to the surrounding medium and a change in all characteristics, power output, directivity, and spectrum must be expected due to this motion. Unfortunately we have no experimental data giving the far field radiation for supersonic jets in fast motion; attempts to measure the effect of motion on the far field sound characteristics of jet noise[12] were successful only up to the relatively low flight Mach number 0.6. These data show a small decrease in the total acoustic power output of the jet engine, but above this speed of Mach 0.6 the noise output from the aircraft increased again. It was possible to demonstrate that this increase was not due to jet noise but was associated with the vortex shedding or wake noise from the aircraft. This noise, which was also present for the aircraft in a glide with engine at idle power,

* Erratum: Read OAPWL at the ordinate instead of OASPL.

is probably a dipole type radiation, closely related to the drag of the aircraft profile. This noise increases as is to be expected from a moving dipole, at least with the sixth power of the velocity; from flight Mach number 0.8 on it is the predominant noise from a moving jet aircraft. Therefore, it has not yet been possible to measure the effect of motion on jet noise alone.

In connection with these tests on the effect of motion on jet noise generation, a theoretical study was conducted to investigate the possible effect of the aircraft's static pressure field on the sound recordings[13]. It is obvious that the weight of an aircraft in level flight must be distributed over the earth. This pressure distribution is time independent when referred to a coordinate system moving with the airfoil. However, a transducer fixed relative to the earth perceives this pressure distribution as a moving pulse; and when perceived at one receiver station alone, the pulse is not distinguishable from sound. A theoretical analysis was therefore made of this pressure pulse first for the incompressible case, wherein only lift forces are considered, and then also for the case when compressibility and non-lifting aerodynamic streaming past the airfoil are taken into account. The pressure pulse received on the ground is shown as a function of time for various altitudes in Fig. 6. For an aircraft altitude of 30 m over

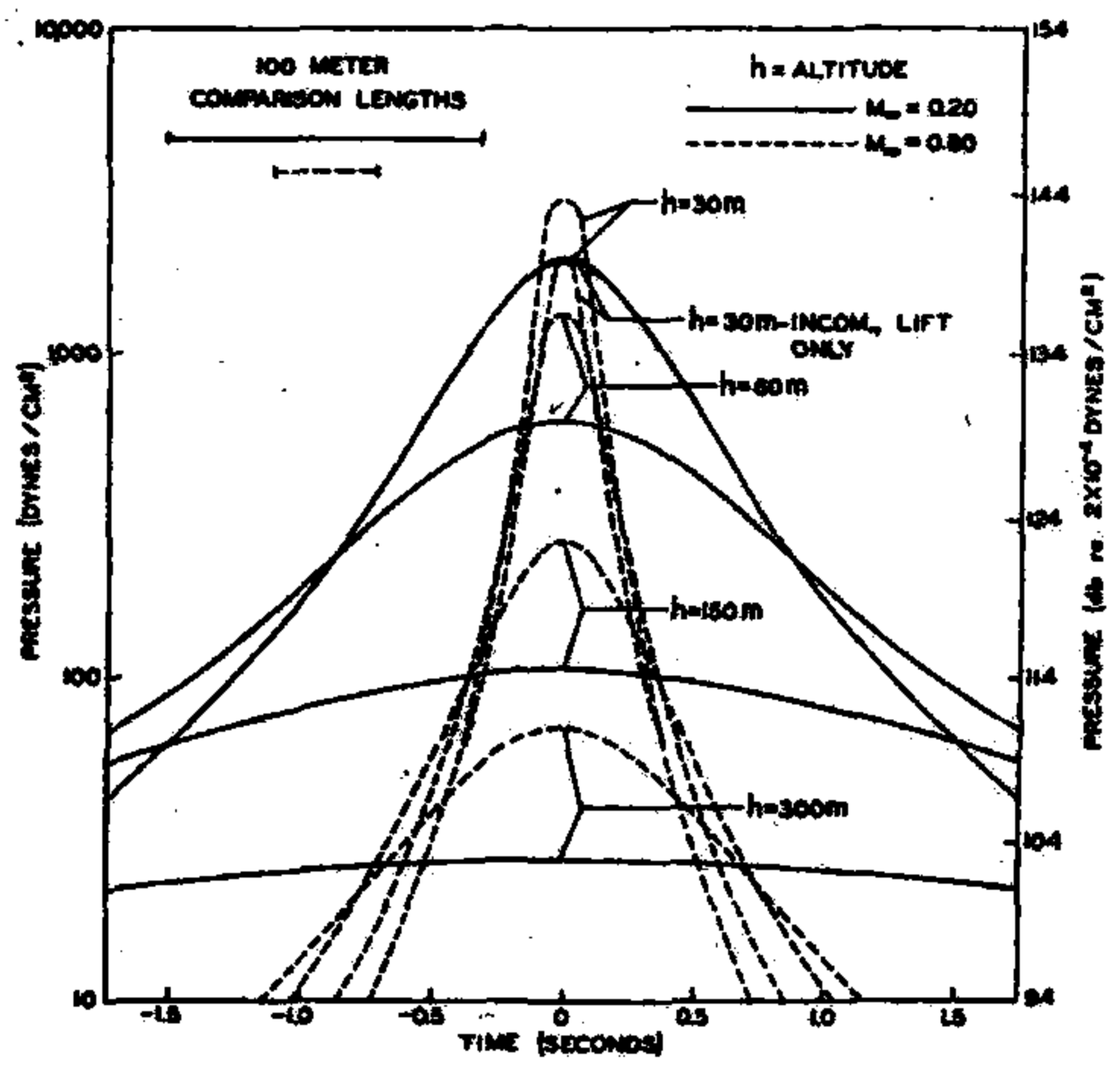


Fig. 6. Static pressure *vs.* time under a jet transport aircraft flying at different altitude (30, 60, 150, and 300 m) and different velocities (Mach number 0.2 and 0.8). (After CHEEVER AND OESTREICHER[13]).

the observer and a speed of Mach 0.8 the pressure peak is approximately 144 db; for this example the error encountered, if the medium is treated as incompressible, is also indicated and amounts to approximately 5 db. The analysis also showed for the altitude of 300 m. at which most flyby tests were made, that the peak of the pressure pulse had decreased to around 100 to 110 db. The spectrum of the pulse shifts to lower frequencies for the higher altitudes and lower flight speeds.

BOUNDARY LAYER NOISE

In addition to the noise generated by gas jets the boundary layer noise has become of increasing importance. Noise levels inside jet aircraft or missiles at high speed are usually not determined by the propulsion noise, but almost exclusively by either boundary layer noise or internal noise sources such as secondary power units, air-

conditioning systems, etc. Several studies on boundary layer noise have been reported which were useful for the engineering prediction of noise levels to be expected. However, all these previous studies calculated the noise levels at the surface of the aircraft skin from the noise levels measured inside the aircraft by considering the noise reduction through the skin[3]. This procedure gives only an average, effective noise level at the skin. In addition these earlier studies were restricted to speeds below approximately 500 mph. In order to provide more extensive and precise experimental data[14], a special microphone which is mounted completely flush with the skin of an aircraft was developed and calibrated over the whole pressure and temperature range of interest. Up to ten microphones of this type were distributed over the fuselage and wing of a supersonic aircraft and connected to a special recording system. The flight test program was conducted at several altitudes through the transonic range up to Mach 1.2. Some of the results are shown in Fig. 7. In general the SPL increases, as

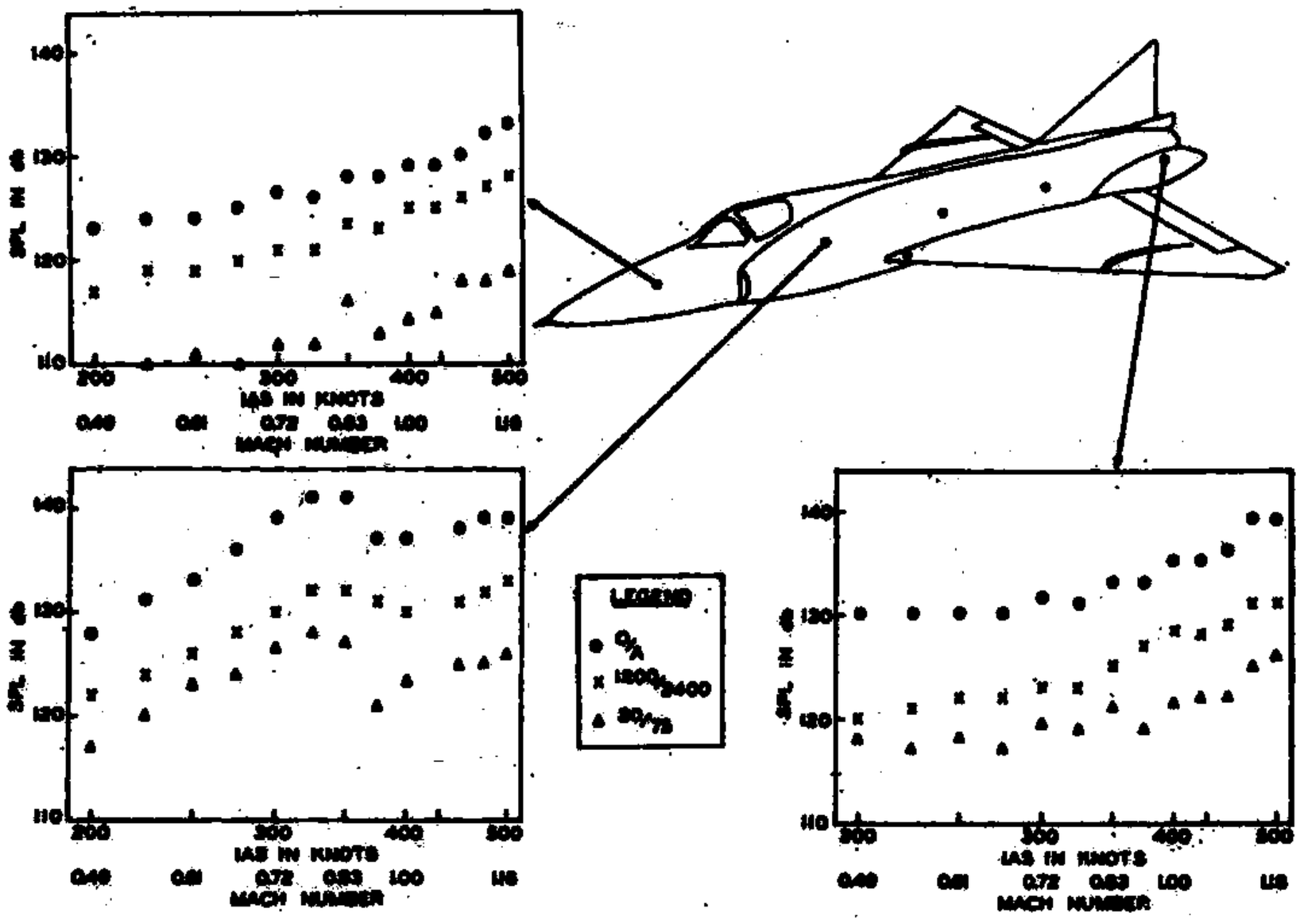


Fig. 7. Boundary layer noise at 3 positions on a supersonic aircraft as a function of flight Mach number (After LEECH[14]).

in earlier studies monotonously with increasing speed. The increase in SPL continues through the transonic range with only occasional signs of local shock waves or changes in the local flow over the microphone position. Changes in the local flow conditions are assumed to account for such dips in the SPL curves as are illustrated for the middle position on Fig. 7. The OASPL at the surface correlates best with the dynamic stream pressure and appears to have a constant ratio to it of approximately 6×10^{-3} (Fig. 8). Wind tunnel tests on boundary layer noise at N.A.S.A. resulted in the same ratio. The earlier in-flight noise studies of boundary layer noise measured from inside the aircraft resulted in a steeper increase of SPL with velocity (approximately with the 2.75th power)[3]. This discrepancy must probably be attributed to the questionable application of standard transmission loss data to the boundary layer noise case and to the study of isolated noise bands instead of an attempt to

recognize the general shape of the spectrum. Unfortunately the existing data are still too limited to obtain information on a generalized spectrum. Here, detailed turbulence correlation measurements in the boundary layer would be desirable. It is obvious that a drop in the spectrum is obtained when the correlation of the turbulence decreases

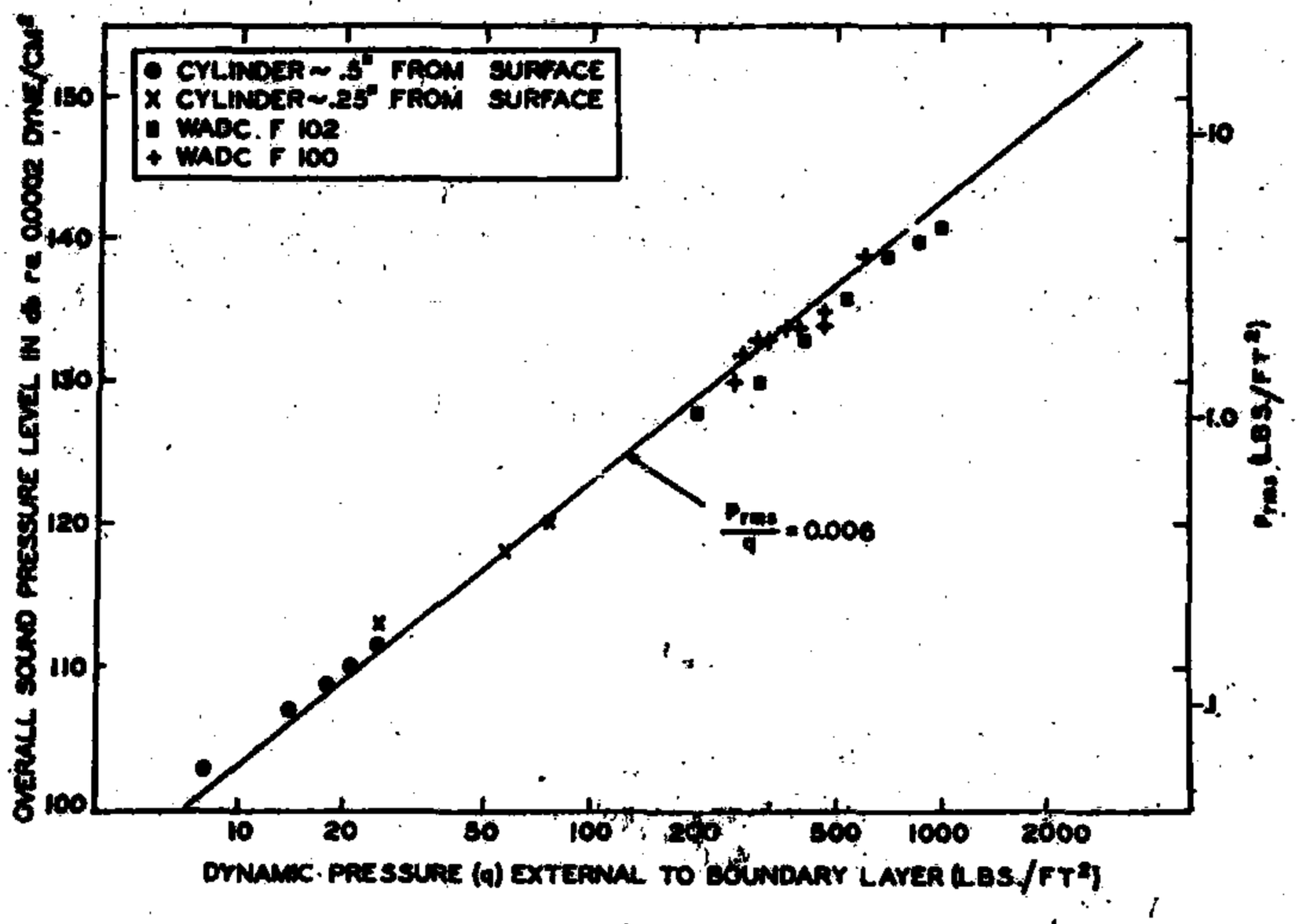


Fig. 8. Variation of overall sound pressure in boundary layer, p_{rms}, as a function of free stream dynamic pressure, q. (The rotating cylinder[15] had a diameter of 8 in. The data marked F-102 were measured with a microphone mounted flush with the external surface of the aircraft; the data marked F-100 were measured with a microphone inside the aircraft and corrected to external sound pressure levels.) The straight line relating overall sound pressure level to dynamic pressure represents OASPL = 83 + 10 log q in db re. 0.0002 dyne/cm² (After ELDRED[6], LEECH[14], NELSON AND ALAIA[15]).

markedly over the length of a microphone diameter. In spite of extensive theories on boundary layer noise it appears as if extrapolation of experimental results as the ones presented offer at the moment the only possibility to predict boundary layer noise for practical cases.

JET NOISE SUPPRESSION

Considerable emphasis has been given to the reduction of turbo jet engine noise for both ground runup and flight operation[8].

Early efforts to reduce or control engine runup noise in test cells utilized classical acoustical attenuating components including lined bends, resonant ducts, parallel and staggered baffles in various combinations. These devices were employed to reduce the jet noise after its generation within the test cell. Because the noise control requirements were usually relatively high in the low frequency range, and the performance of these acoustic devices depended upon size and bulk, the treatments became increasingly expensive with the introduction of larger and more powerful engines. Consequently, although the desirability of portable ground runup suppressors for aircraft was recognized many years ago, all early attempts resulted in large, unwieldy,

and essentially stationary mufflers. One type of aircraft suppressor included a stationary exhaust unit and flexible couplings to seal the gap between aircraft and muffler to give adequate noise control for secondary cooling air flow and to allow for the normal aircraft movement. A second approach led to a test cell structure with the test section enlarged to hangar size to accommodate the entire aircraft.

Unfortunately the acoustical devices which depended upon fibrous absorbing materials were not well suited to operation in high velocity and temperature jet exhaust streams. Thus, the frequent replacement of fibrous materials in the noise control treatments was a necessary addition to operational costs. These difficulties were partially resolved a few years ago with the development of mainly reactive, resonant exhaust treatments which, although still verry large in size, were constructed entirely from steel.

The major steps leading to today's development of portable ground runup suppressors were attempts to control the flow of the jet and, hence, its noise generation rather than controlling the noise after its generation. Some of the notable efforts included N.A.S.A.'s placemen tof wire grids in the jet stream and Tyler's development of the perforated cylinder muffler[3]. The perforated suppressor was designed to replace the normal jet by a large number of very small jets which generated noise having maximum energy in the ultrasonic frequency range.

The acoustical power radiated from the Tyler muffler ranges between a maximum of 35 db less than the power of the unmuffled engines in the low frequency region to the order of 20 db less in the high frequencies. The reductions for the screen are not as great as those for the Tyler muffler.

The significance of the development of these diffusion elements for portable runup suppressors is clear, for the diffusion element readily supplies considerable low frequency attenuation. This low frequency attenuation removes much of the former need for bulky and expensive noise control elements, thus enabling practical development of portable suppressors.

The acoustical performance of diffusion type suppression elements is best understood when they are considered as noise sources rather than noise attenuators. The insertion of a diffuser into the jet stream modifies the basic flow, removing a portion of its kinetic energy in the form of diffuser drag. Hence the jet flow issuing from the diffuser has a lower average velocity and a larger cross-sectional area resulting in a jet noise source of lower efficiency than the initial high velocity jet. However, during the recombining of the flow through the diffuser openings into the low speed flow, additional noise is generated. This noise is determined by the mixing characteristics of the small jets when they are spaced sufficiently far apart, as in the Tyler muffler. But, when these jets are relatively close together as in the grid diffusers, the secondary generation of noise appears to be related to the wake drag of the grid or other flow obstruction. Thus, the power spectrum of a typical diffuser element usually contains two distinct frequency regions; the low frequency energy related to the low velocity diffused flow and high frequency energy characteristic of the dimensions and wakes of the various components in the diffuser. In order to obtain a more quantitative understanding of noise generation of the jet diffusion elements, model studies have proven very helpful.

Although the advent of the diffusion element has greatly accelerated progress in the development of portable ground runup suppressors, many problem areas still must

be solved before optimum suppressors are available for service. Quantitative prediction of the overall effectiveness of runup noise suppressors is still very difficult and cannot yet be achieved with the engineering accuracy obtainable in jet engine test cell design.

Because of the serious community reactions which have been predicted for noise resulting from commercial turbo jet transport operation, a very major effort has been expended by aircraft and engine manufactures to develop jet engines which have a

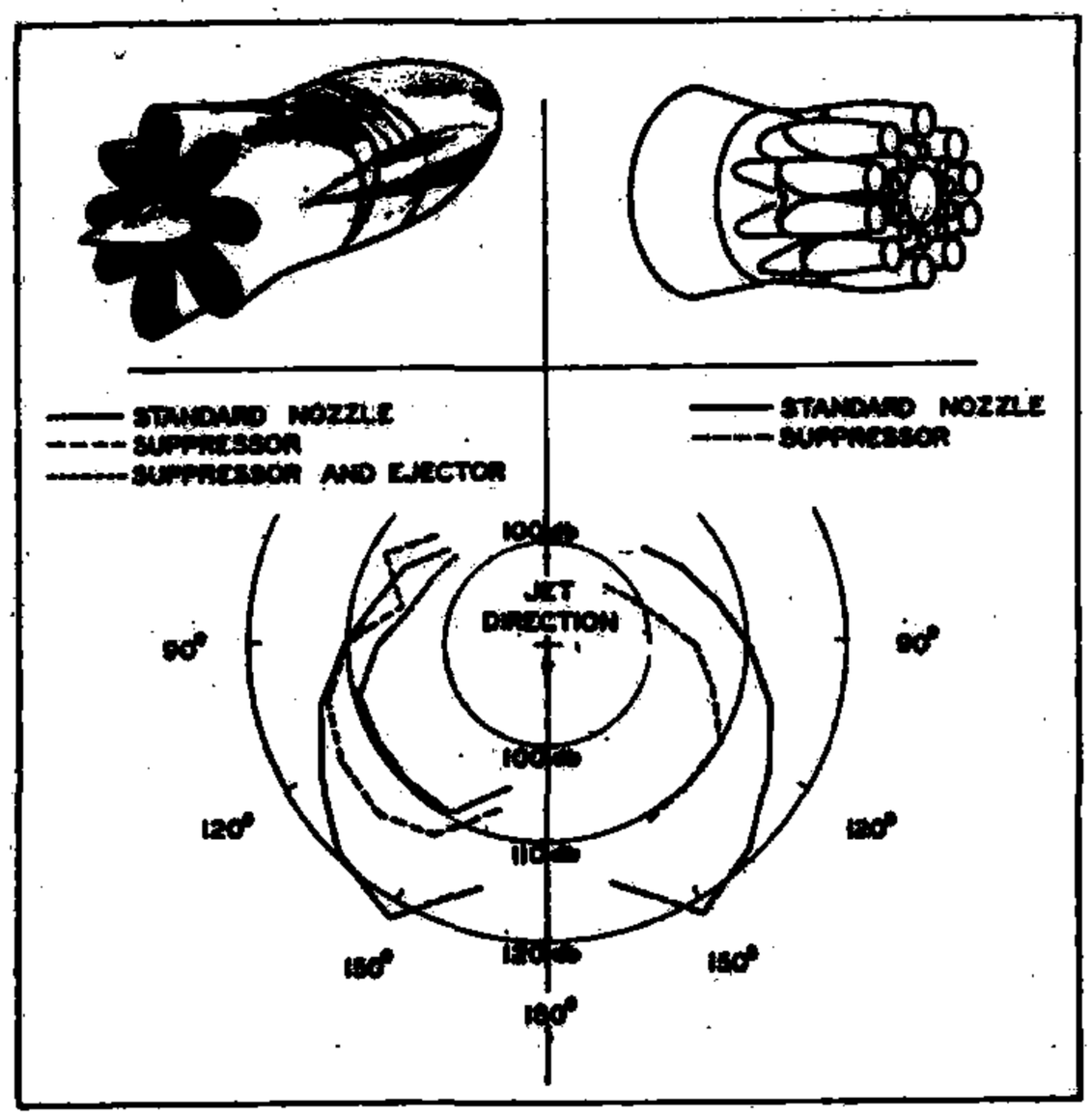


Fig. 9. In-flight noise suppressors for turbojet engines. The noise reduction (as measured on a 200-foot arc) achieved by the use of the 8-lobe and 21-tube suppressor on a J-57 engine is illustrated on the lower half of the figure. Suppressors such as the ones demonstrated have thrust losses between 2% and 6% and add several hundred ponds to the engine weight (After CIEPLUCH[16]).

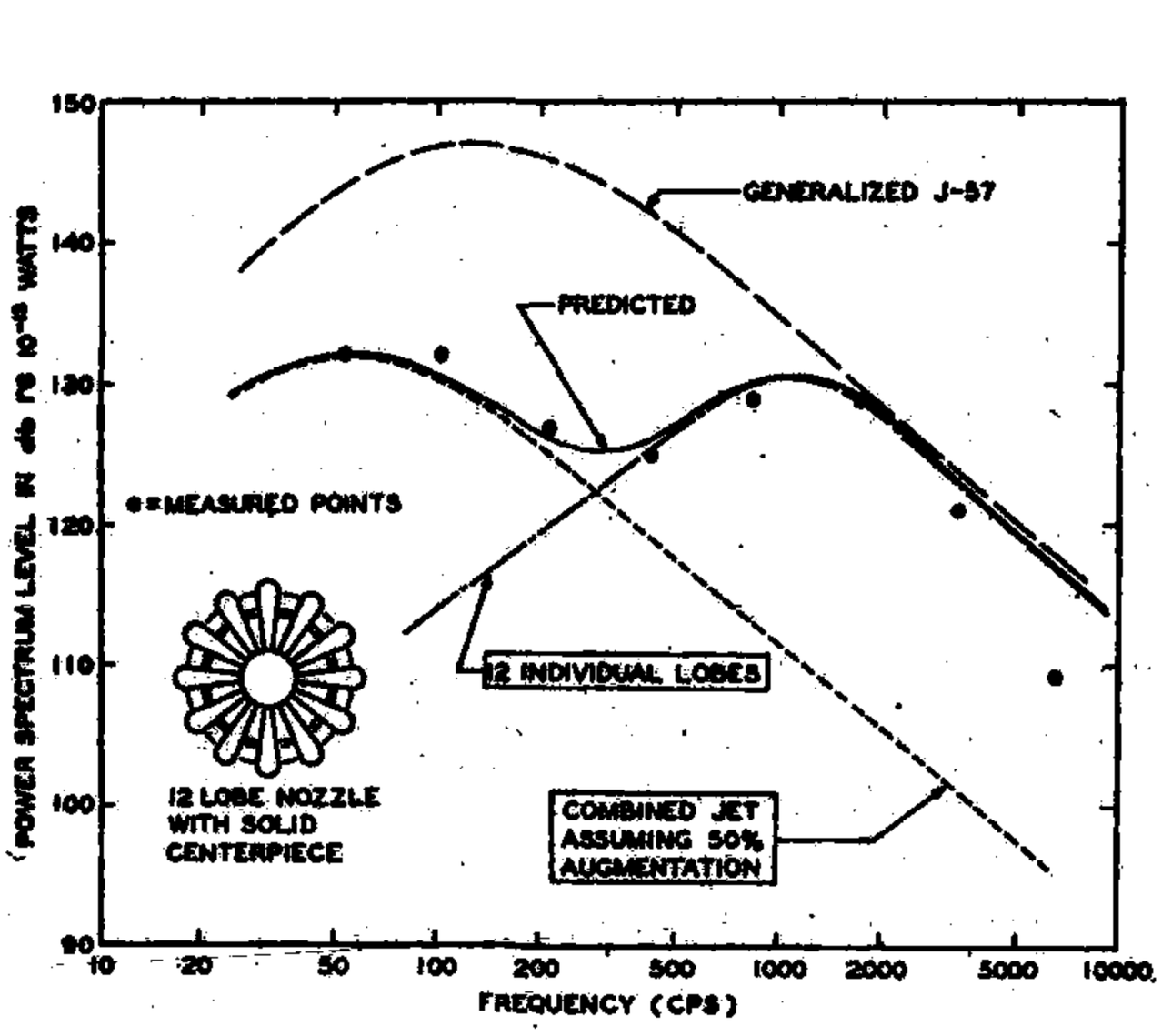


Fig. 10. Estimated and measured noise power reduction for an in-flight noise suppressor. The power spectrum of the jet engine without suppressor is given by the curve for the "generalized" J-57 engine.

lower acoustical output in flight than their military counterparts. Much of this effort has been based on the corrugated nozzle first introduced by GREATREX[3]. Two of the resulting nozzles which are, or will be, in commercial use in the United States are shown in Fig. 9 together with their overall performance[16].

The approximate performance of a 12-lobe nozzle has been calculated in Fig. 10 as an example for the use of the generalized relationships of jet noise demonstrated in Fig. 2 and 5. The high frequency energy results from the generation of noise by the

jets issuing from the 12 lobes. Th low frequency energy was calculated from the large jet formed by the combination of the 12 individual spreading jets and from an estimate of the ambient air drawn between the lobes by these jets. It is noted that further reduction of jet noise may be accomplished when the corrugated or tube nozzles are combined with a by-pass engine. However, the effectiveness of the combination depends considerably upon the degree to which an uniform velocity profile is realized at the nozzle.

All of the in-flight suppressors discussed so far have all been built, flight tested, and are to some extent in practical use. The future may have completely new concepts in store. One of these, which has been studied at N.A.S.A., consists of the use of jet augmented flap arrangements[17], which force the jet stream over retractable flaps during takeoff and landings. Lift augmentation can be obtained by turning of the flow and increase of the flap's circulation. Acoustically such configurations can provide considerable benefit as illustrated in Fig. 11. Several configurations of this type have been tested by N.A.S.A. The acoustical effects associated with flow attachment to the flap surface are not fully understood, but the noise reduction possibilities with regard to noise received by the aircraft itself and on the ground are extremely promising. In addition, takeoff and landing runs would be shortened by the powered lift.

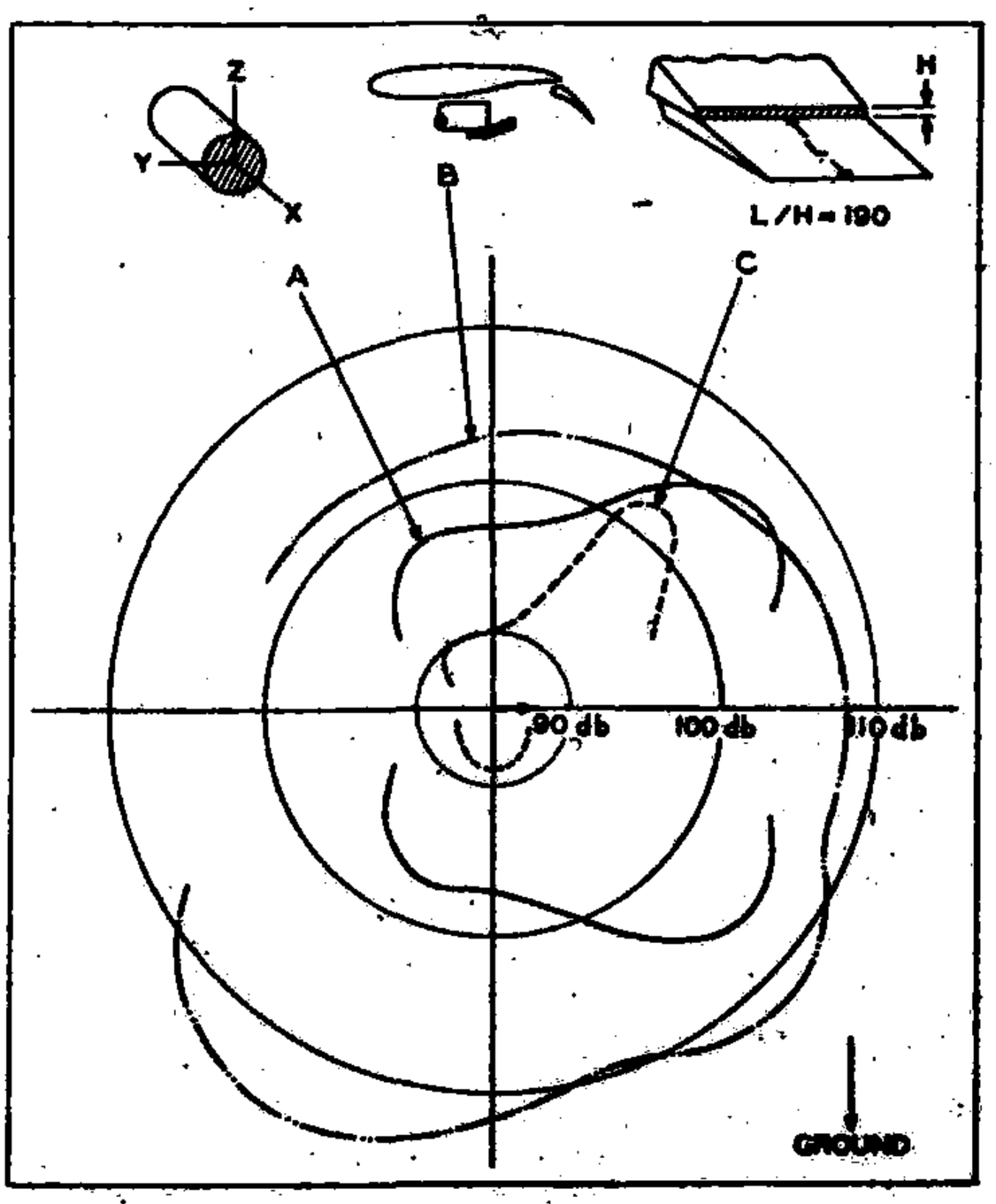


Fig. 11. Results of model tests on the noise of jet augmented flap arrangements. The overall noise radiation pattern in the *XZ*-plane is presented for the basic circular nozzle (A) and the jet augmented flap arrangements (B) and (C). Arrangement (B) has a circular nozzle and external jet flow, arrangement (C) a rectangular slot and internal flow (After MAGLIERI[17]).

The noise reductions resulting from some of the typical ground runup and in-flight suppressors are compared in Fig. 12. It is clear that the fully enclosing hangar type ground runup suppressor has provided the greatest average noise reduction. However, it is considered that future portable ground runup suppression systems, incorporating couplings to eliminate noise radiation from the secondary air intake and silencers for the aircraft's primary air intake, will approach the best performance given in the figure.

ROCKET NOISE REDUCTION

The increasing use of large rockets for the propulsion of space probes has generated considerable interest in the noise radiated from launch sites. Usually the vehicle is fired vertically from a launch pad and while on the ground its blast is deflected by various types of deflectors. The noise from these rockets of hundreds of thousands of

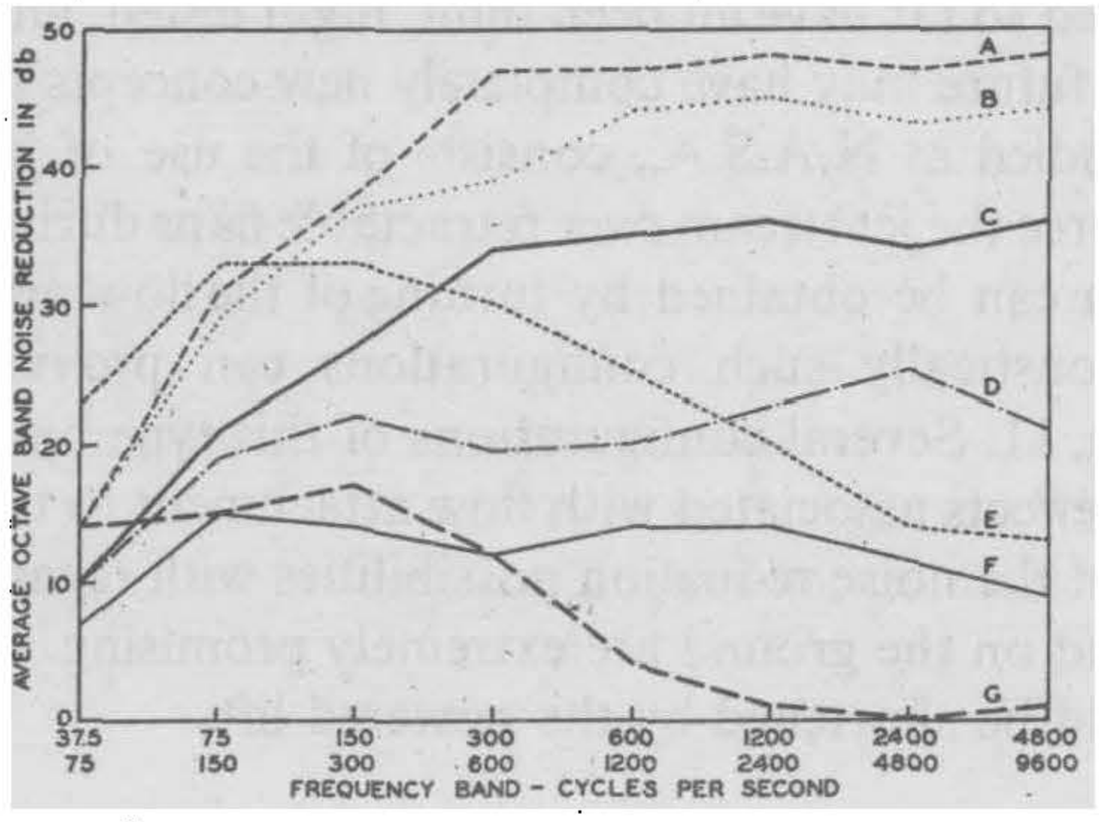


Fig. 12. Approximate noise reduction achieved with various jet-aircraft runup suppressors and *in-flight* suppressors (measured in the ground plane at 250 ft). A and B: Runup hangars completely enclosing aircraft. C: non-portable runup noise suppressor with diffuser element. D: runup noise suppressor with acoustically treated secondary air intake. E: Tyler muffler. F: Portable runup noise suppressor (loose coupling). G: in-flight suppressor.

pounds of thrust is highest, while the missile is still on the ground. Because the maximum of its spectrum is at very low frequencies it presents a problem with respect to noise induced vibrations in the missile, which might have accounted for many missile failures, and with respect to personnel working in areas near the launch pad. Noise suppression of rockets while on the ground has to date been unsuccessful as the high temperature of approximately 4,000° F introduces materials problems especially if

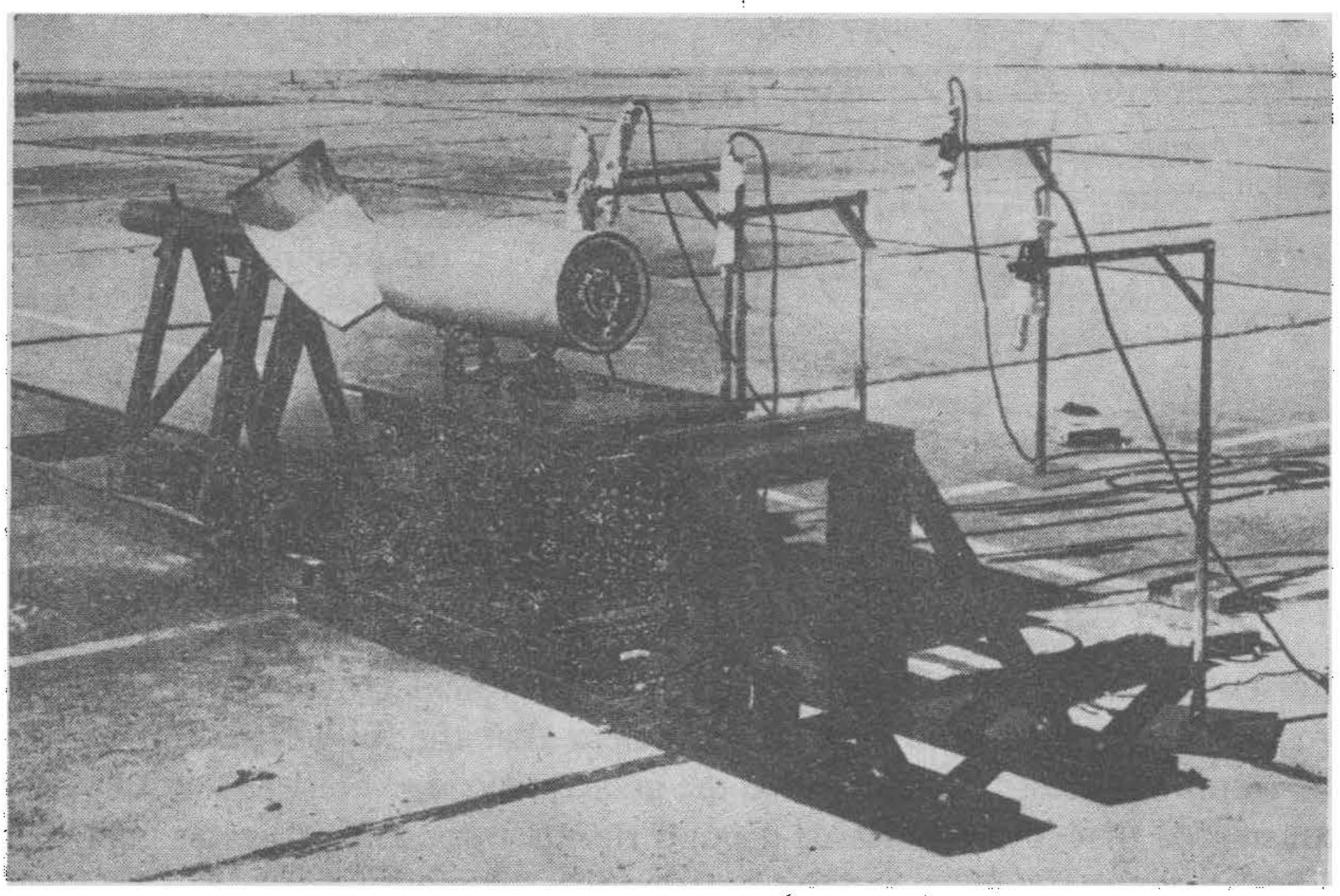


Fig. 13. Rocket in horizontal firing stand with curved plate deflector. (Only the microphones in the near field are visible in this picture. For pressure readings on these microphones, see report by COLE[15]).

one considers the use of diffuser type suppressors as used on jet engines. A study was therefore conducted[18] to find out how much the rocket noise could be influenced by diffusing the blast with simple deflectors and similar configurations as they are used on launch pads. The normalized spectrum (Fig. 5) justified the conduction of this study with small rocket boosters. A large number of launch pad configurations were tested. The tests were conducted under free field conditions with an apparatus illustrated in Fig. 13. Because many of the deflection devices were unsymmetrical about the rocket's longitudinal axis, it was necessary to measure the acoustic energy distribution over the entire surface of a sphere.

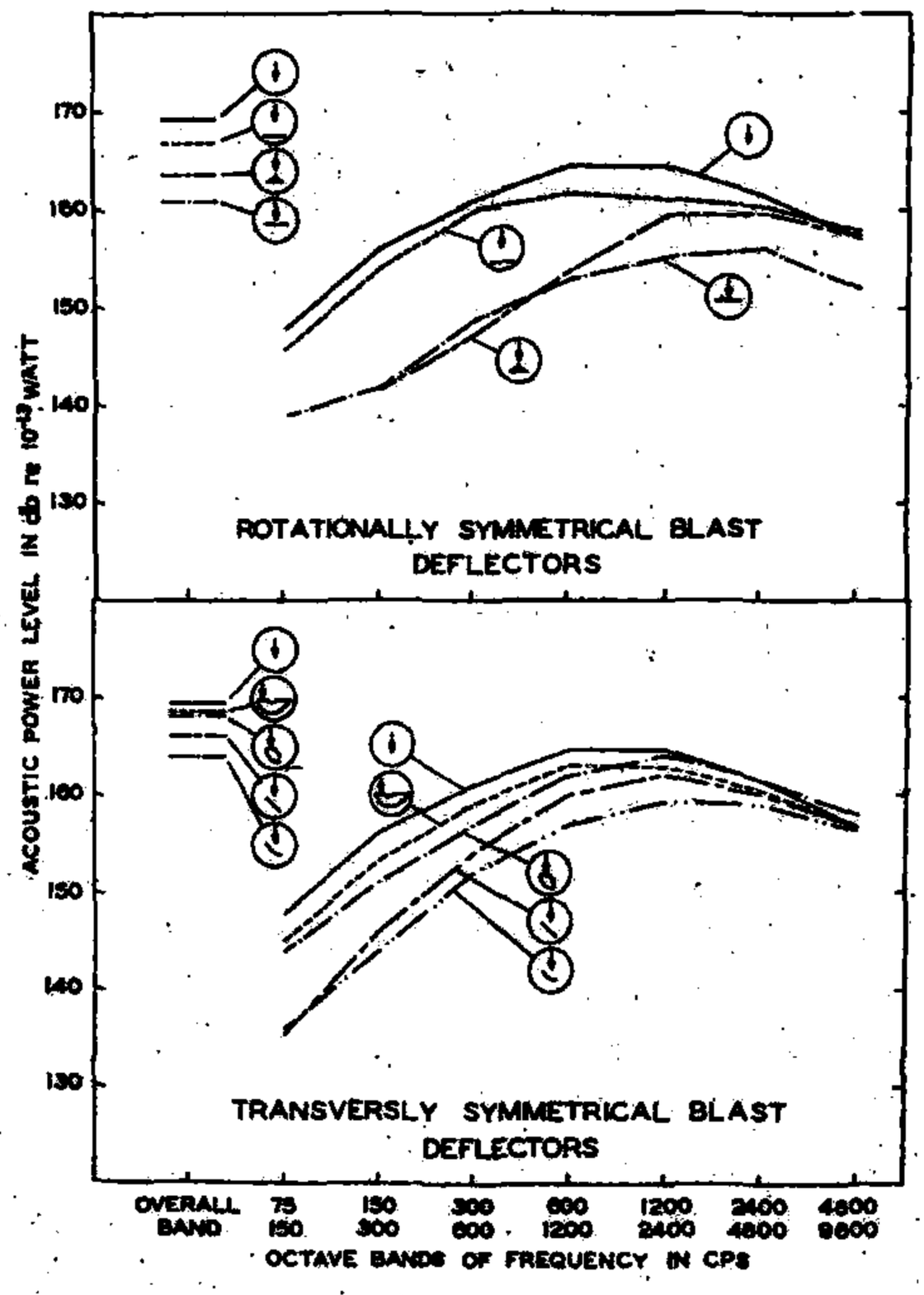


Fig. 14. Examples of the modification of rocket noise power spectra by blast deflectors. The nozzle exit diameter d_e of the 1000 lb thrust rocket was 2.60 in. The distance of the deflectors from the nozzle exit was approximately as follows: flat plate 22 and 6 d_e; conical deflector 7 d_e; flat plate under 45° to rocket axis 6 d_e; curved plate (deflecting flow 90°) 4 d_e; buckets (deflecting flow 90° and 150°) 4 d_e.

The acoustic power spectra for some of the various configurations are summarized in Fig. 14. It is clear that whenever the rocket flow impinges upon the ground or any type of deflector its acoustical power is reduced, particularly in the lower frequency region. Thus, the deflector is affecting the flow and hence its noise in a manner similar to the jet diffusers previously discussed. The greatest reduction in power is obtained when the nozzle is closest to the deflector. Less reduction is obtained when the flow is channeled through a deflecting duct than when it is allowed to diffuse after impinging upon a deflection plate.

The directivity patterns for the sound pressure levels showed that the minimum noise always occurs in the direction of the flow (as it always occurs with a jet stream) and the maximum tends to occur at about 60 degrees from the flow direction.

These rocket data again clearly indicate the close relationship between actual flow parameters and the resulting noise generation. Thus, study of the basic generating mechanisms for diffused flow must, as with regular jet flows, proceed hand in hand with studies of the dynamics of the flow process itself.

NOISE IN ROCKET PROPELLED SPACE VEHICLES[19]

It is obvious that some of the interest in rocket noise and boundary layer noise was stimulated by condiderations of the possibilities of launching a man into orbit around the earth or in space. As an application of some of the data previously discussed, it might therefore be interesting to consider the acoustic aspects of such a launch. Fig. 15

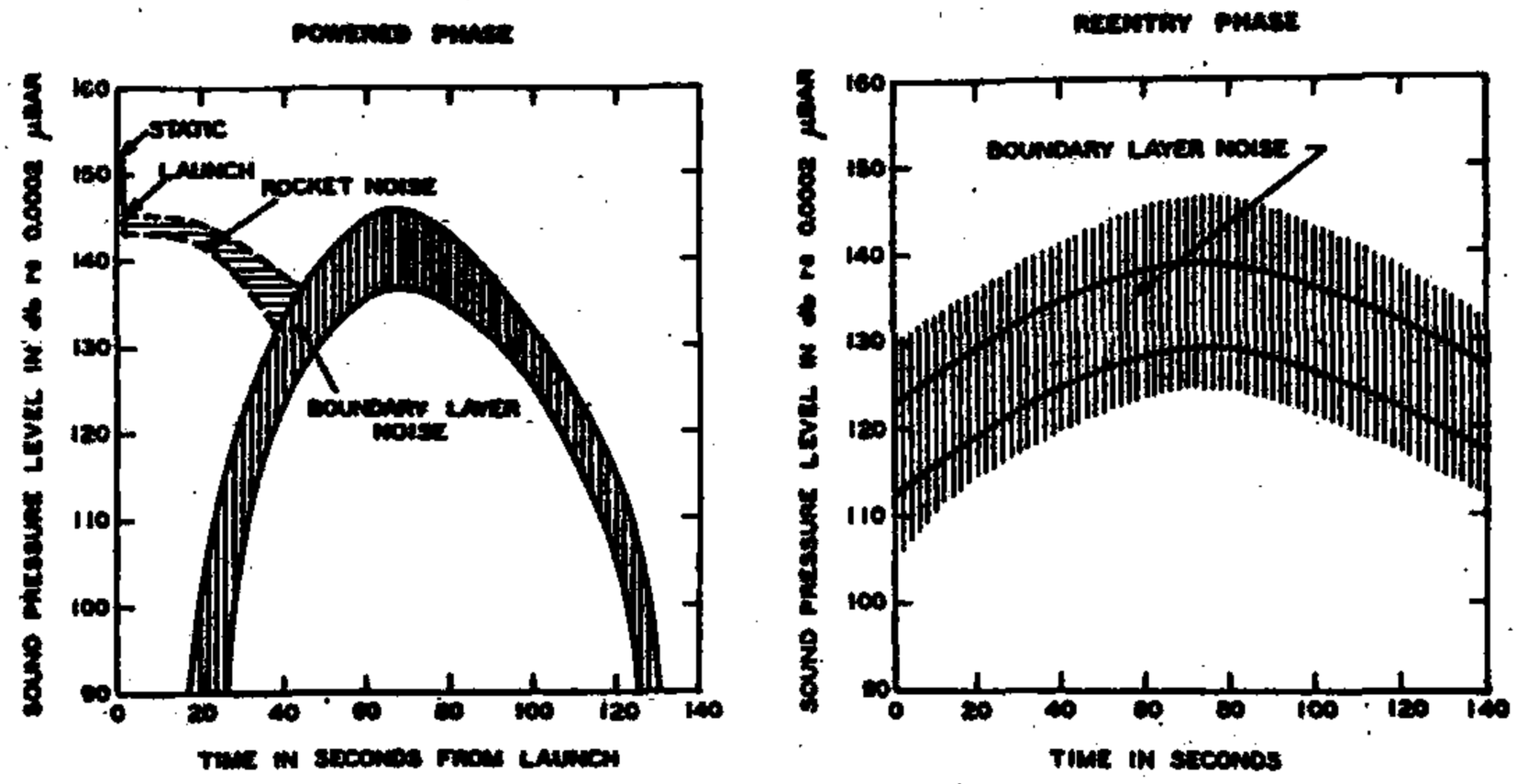


Fig. 15. Predicted overall sound pressure level at the surface of the nose cone of a large missile (approximately 100 ft long; 6000,000 lbs thrust).

shows the OASPL at the nose cone of a missile approximately 100 ft. long which is launched vertically by a rocket engine of 600,000 lbs thrust. While at rest the rocket noise is at a level of over 150 db but decreases immediately when the missile leaves the ground. With increasing flight speed the rocket noise decreases approximately inversely proportional to the square of the flight speed until it disappears in the increasing boundary layer noise. This boundary layer noise increases with increasing speed until the missile reaches its maximum indicated airspeed, at an approximate altitude of 50,000 ft. 65 sec after launch. After this point the noise level decreases as the vehicle continues out of the atmosphere. A similar curve shown on the right hand side of the figure has been calculated for the re-entry phase. Here, the maximum OASPL's are encountered between 140.000 and 50.000 ft. altitude for re-entrant velocities between 10.000 and 25.000 ft/sec.

Assuming one of the possible cabin layouts for a man in the nose cone of the missile one can calculate the SPL spectra, to which a man would be exposed in such a maneuver. It turns out that a pilot wearing a well fitted noise protective helmet could easily tolerate the resultant spectrum and that adequate speech communication should be possible even on the launch pad during static firing. The only disturbing fact in this spectrum is the high content in the very low frequency range which, combined with the vehicle vibrations, might be unpleasant to say the least. Bioacoustic data on man's reaction to exposures of such low frequency noise are therefore definitely needed before a vehicle similar to the one assumed for this example could be launched with a human pilot. In such experiments the noise environment must be simulated simultaneously with the vibration environments to be expected.

SIREN[20]

Experimental studies designed to investigate the effects of high intensity jet or rocket noise on man's behavior and possible impairment of man's or animal's physical structure have been limited by the ability to reproduce jet noise in the laboratory. Although pure tone sirens have been used to produce accelerated damage both to animals and structures, reproduction of the random frequency spectra of the rocket with its relatively high peak factors was limited to the capabilities of loudspeakers. Consequently, a recent development uses the siren principle to generate a wide band random noise. One of the prototype models of such a siren contains a 1-inch jet nozzle whose flow is modulated by four rotors which are driven at unrelated speed ratios. The openings in the various rotors are of randomly chosen sizes and designed to obtain 100% modulation of the flow.

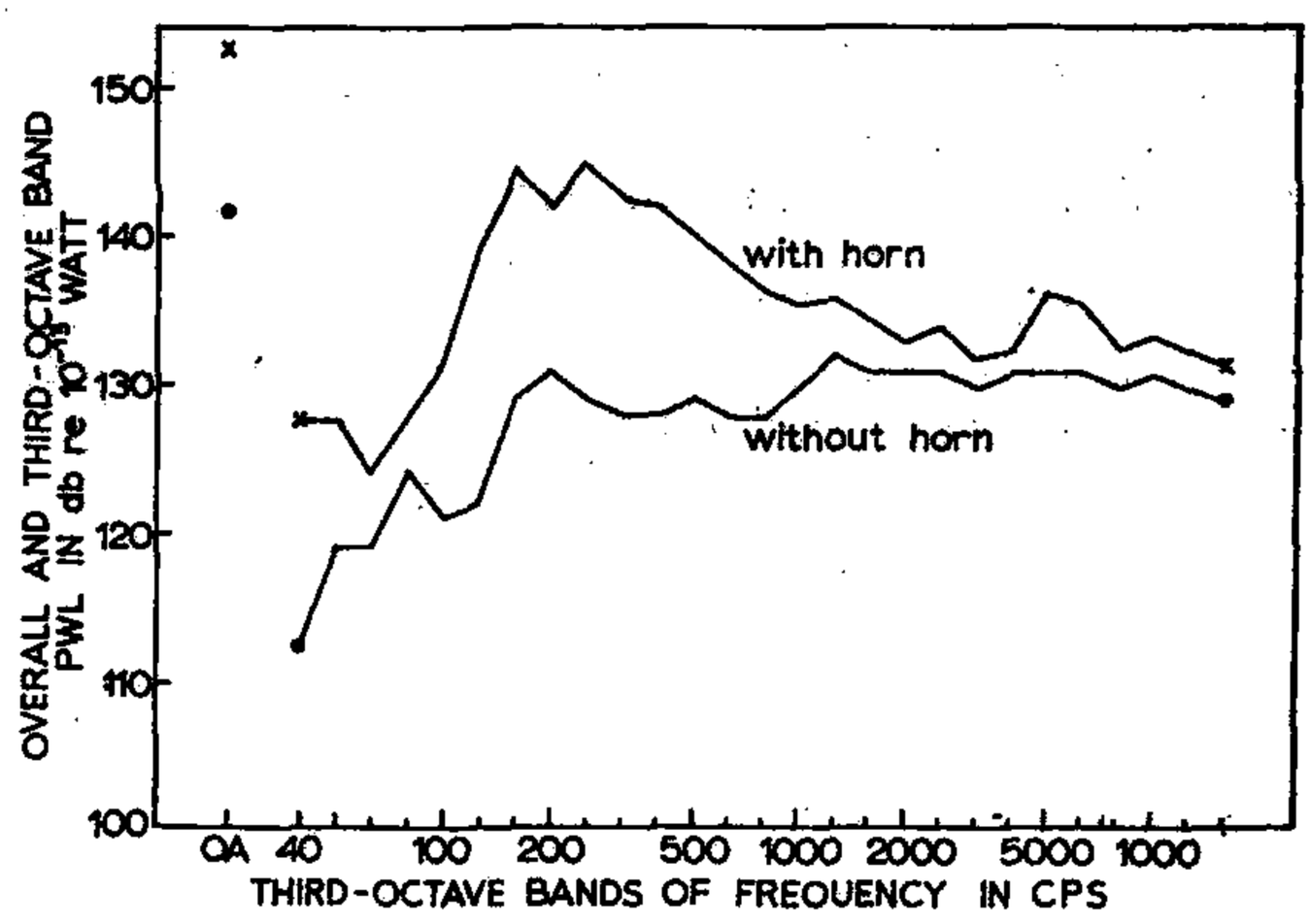


Fig. 16. Typical power spectrum obtained with a small model of the wide band noise siren.

A typical power spectrum obtained with this siren is given in Fig. 16 showing the siren's wide band frequency characteristic. Although these data were analyzed in $\frac{1}{3}$-octave bands, the spectrum shape is not appreciably affected by using narrower analysis bandwidths. This is due to the fact that although this siren produces discrete frequencies, its spectrum is mathematically an "almost periodic function," *i.e.* its spectrum tends to be infinitely dense and is essentially similar to a continuous random noise. The figure also indicates the improvement in overall siren efficiency with the addition of a horn in front of the modulated flow.

It has been found possible to alter the shape of the frequency spectrum over a considerable range by varying rotor speeds and gap spacings. The total acoustical power is also a function of rotor speed and air flow. To date the maximum total acoustical power generated by one of these small model sirens has been about 5000 w. approximately equivalent to the noise produced by a 5000 lb. thrust turbo-jet engine.

The siren noise field exhibits a similar peak to r.m.s. sound pressure distribution as observed in rocket or jet engine sound fields. Peaks exceeding the r.m.s. sound pressure level by approximately 20 db were observed.

REFERENCES

1. A. A. REGIER, H. H. HUBBARD, *Noise Control*, 5 (1959) 277.
2. R. W. HESS, R. W. FRALICH, AND H. H. HUBBARD, *NACA Tech. Notes* 4050 (1957).
3. H. E. VON GIERKE, in C. M. HARRIS, *Handbook of Noise Control*, McGraw Hill, New York, 1957.
4. A. A. REGIER, *SAE Nat. Aeronautic Meeting* (1954).
5. J. N. COLE *et al.*, *USAF, WADC Tech. Rept.* 57–354 (1957).
6. K. ELDRED, In *Proc. Symposium on Fatigue of Aircraft Structures Dayton, Ohio, August* 1959; *USAF, WADC Tech. Rept.* 59–507 (1959).
7. E. E. CALLAGHAN, AND W. D. COLES, *NACA Rept.* 1329 (1957).
8. H. R. MULL, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 147.
9. A. POWELL, *ASME Aviation Conf.*, Los Angeles, March 1959.
10. I. DYER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 1016.
11. H. S. RIBNER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 876 (L).
12. H. E. VON GIERKE, *et al.*, *Proc. Second ICA Congr.*, (1956) 196 (A).
13. R. N. CHEEVER, H. L. OESTREICHER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 845 (A) *USAF, WADC Tech. Rept.*
14. F. J. LEECH *et al.*, *USAF, WADC Tech. Rept.*
15. W. L. NELSON, AND C. M. ALAIA, *USAF, WADC Tech. Rept.* 57–339, *ASTIA AD* 142153.
16. C. C. CIEPLUCH *et al.*, *NACA Tech. Notes* 4261 (1958).
17. D. J. MAGLIERI, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 420 also *NASA* Memo 12–4–58L (1959).
18. J. N. COLE *et al.*, *USAF, WADC Tech. Rept.*
19. H. E. VON GIERKE, *Noise Control*, 5, May (1959) 8.
20. H. E. VON GIERKE, J. N. COLE, AND H. L. OESTREICHER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31, (1959) 116 (A) also J. N. COLE *et al.*, *U.S. Dept. Defense, Shock and Vibration Bull.* No. 27 (1959).

Some Recent Developments in Jet Noise Research

E. J. RICHARDS*

Department of Aeronautics, University of Southampton (Great Britain)

Jet noise has become, during the last ten years, of such a growing importance that undoubtedly vast sums of money have been spent in reducing its seriousness. Researches in this field have taken three particular forms: studies of noise sources, *ad hoc* experiments on nozzle designs, and investigations on subjective aspects. Owing to the essential complication of the basic problem, the majority of the work has involved the second aspect, and jet nozzles giving noise reductions of 10 tot 15 db have been achieved. This has been reported by Rolls Royce[1], Boeing[2] and others. Much of this achievement has however been nullified by recent subjective work[3] which indicates that, as a result of the characteristic noise spectrum of the jet engine, particularly those fitted with nozzles tending to aggravate the higher frequencies, it is necessary to pro-

* The author wishes to thank J. E. FF. WILLIAMS for his assistance in the preparation and writing of this report.

vide overall noise levels of as much as 15 db less than those of propellered aircraft in order to cause the same noisiness or annoyance as existing propellered airliners during take-off and initial climb. The above investigations have already been reported extensively in the journals and it is not proposed to dwell on them here. Two basic conclusions regarding the future are however quite obvious. The first conclusion emphasises the need for a low velocity jet engine as the only certain way of obtaining noise reduction, even though compressor noise may become a problem on ducted fan engines. The second is that since the basic spectrum shape is involved as a vital parameter, emphasis should be placed on relating the noise spectrum to the jet mechanics and so allow nozzle modification to proceed along lines which will give a more acceptable noise reduction throughout the frequency range.

The advances in noise suppression have been achieved with the aid of theoretical guidance confined almost entirely to dimensional reasoning. A more basic understanding of the noise sources in the jet is clearly required before any further major advances are made. The purpose of this paper is therefore to review some of the more fundamental work carried out recently on relating the noise output directly to the turbulence in the jet; it must be emphasized that this is not a comprehensive review but gives some indication of the types of problem now being studied in the fundamental approach to the jet noise problem. As long ago as 1952 LIGHTHILL[4] established the relationship between turbulence and rediated sound by rewriting the equations of motion of the gas in and around a moving airstream in the form

$$\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \varrho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$$

where T_{ij} is the stress tensor at any point in space and equals

$$\varrho v_i v_j + p_{ij} - a_0^2 \varrho \delta_{ij}$$

This is analogous to the case of the loudspeaker where the equation takes the form

$$\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \varrho = \frac{\partial Q}{\partial t}$$

Here Q is the mass of air effectively introduced and annihilated periodically by the movement of the diaphragm.

The physical understanding of the aerodynamic source term $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$ is however more difficult but crudely we may regard it in the following way. The stress tensor T_{ij} is largely composed of the momentum flux tensor $\varrho v_i v_j$ which represents the rate at which momentum in the x_i direction crosses unit surface area in the x_j direction. Any changes in momentum flux must be balanced by forces which in a purely aerodynamic flow are provided by pressure variations. (The viscous stresses may be neglected in most practical cases). Increase in pressure causes the density to increase, that is, more mass is now being contained by any given volume, and that volume may crudely be regarded as a sink of matter. Clearly this is then an acoustic source the strength of which depends on the magnitude of the pressure forces which in turn are proportional to the rate of change of momentum flux.

T_{ij} can in certain important cases be taken to be $\varrho_0 v_i v_j$ and its fluctuating part is

zero everywhere but in the turbulent stream. Thus we can represent the density variation in space by the normal wave equation

$$\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \varrho = 0$$

with a boundary forced by a fluctuating term $\dfrac{\partial^2 (\varrho_0 v_i v_j)}{\partial x_i \partial x_j}$.

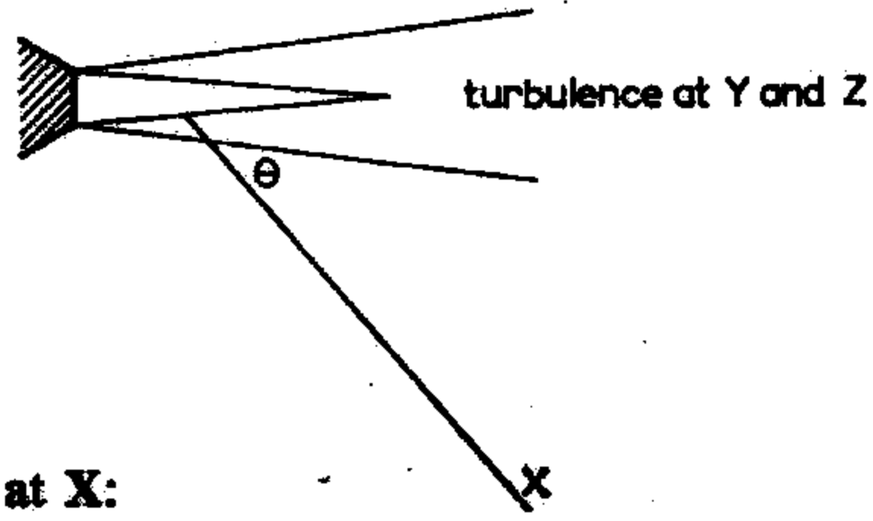


Fig. 1. Lighthill's co-ordinate system and solution.

sound field at X:

$$(\varrho - \varrho_0)(\mathbf{X},t) \simeq \frac{\varrho_0}{4\pi a_0^2} \int \frac{(x_i - y_i)(x_j - y_j)}{|\mathbf{X} - \mathbf{Y}|^3} \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} v_i v_j \left(\mathbf{Y}, t - \frac{|\mathbf{X} - \mathbf{Y}|}{a_0}\right) d\mathbf{Y}$$

sound intensity proportional to:

$$\frac{x_i x_j x_k x_l}{(X - M_c \cdot \mathbf{X})^4} \int \overline{\frac{\partial^2 v_i v_j}{\partial t^2}(0,t^*) \frac{\partial^2 v_k v_l}{\partial t^2}(\mathbf{Z},t^*)}\, d\mathbf{Z}$$

t^* is the relevant retarded time.

LIGHTHILL[4] solves the former equation for the field at some distance from the region of turbulence in such a way that if stress tensor terms such as uv or uw were known at every instance of time and space the radiated sound field could be calculated. Unfortunately, no extensive theory of turbulence is known, and in any case the sound output which is proportional to the square of the density field is a very complicated function of the turbulence, being proportional to the integral in space of the co-variance, not of the stress tensor itself, but of that of its second time differential. That it to say that the noise at some distance away is proportional to the correlation of terms of the type $\dfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\varrho_0 u \,.\, v)$; the term being multiplied by the value at a neighbouring point considered at a retarded time such that the sound wave from each of the two points could arrive together at the position in space where the noise is being computed.

There has been no chance whatsoever of obtaining the values of all such terms throughout the field of turbulence, because fluctuating velocities are in themselves difficult to measure, and because the noise is proportional to such complicated and residual functions of the turbulence; on a sonic jet for instance, the turbulence in the noise producing region of the jet contains only 1% of the initial kinetic energy, while the energy radiated is in turn only 1% of this.

THEORETICAL STUDIES

The situation is not so hopeless as would be believed however, since there are certain directions in which the stresses are very high and unquestionably outweigh those in

other directions. For instance, in a region of high mean velocity shear the rate of transfer of momentum is much larger for a given velocity fluctuation v than would be so in a region of no shear, there being an amplication factor of $\frac{\partial U}{\partial y}$ in that region, U being the steady part of the velocity. Indeed, if this term is taken out, LILLEY[5] has shown that the noise emitted from a region of high shear can be calculated, once the mean velocity profile is known and some model is formed of the two point covariance of the turbulent fluctuations in the stream, or of $\frac{\partial p}{\partial t}$ in his actual analysis. In fact, in a region of high shear, LILLEY[5] has shown that the noise at a distant point in space is proportional to

$$\int \overline{\frac{\partial p}{\partial t}(o,t)\,\frac{\partial p}{\partial t}(z,t)}\,\mathrm{d}z$$

where $\mathrm{d}z$ is a small volume element in the jet.

In the above expression, the pressure fluctuation at each of the neighbouring points o and z should be that measured by a microphone moving with the mean velocity of the flow, the retarded time factor being disposed of by relating the whole mechanism to axes moving at this speed; the effect of convection being allowed for by a $(1 - M_c \cos\theta)^4$ term in the denominator. In order to obtain a measure of the noise from this region of high shear, LILLEY[5] took as his model of the flowing turbulence, an isotropic turbulent field with the characteristics found for it by BATCHELOR[6], and with the scale and magnitudes obtained by LAURENCE[7] on a small model jet with stationary hot wires. Thus with this crude model of this particular part of the noise producing turbulence an indication of the sound emitted from the various regions of the jet has been produced and is shown in Fig. 2. Well downstream his assumptions differ, the noise being that due to the turbulence alone without the amplifying effect

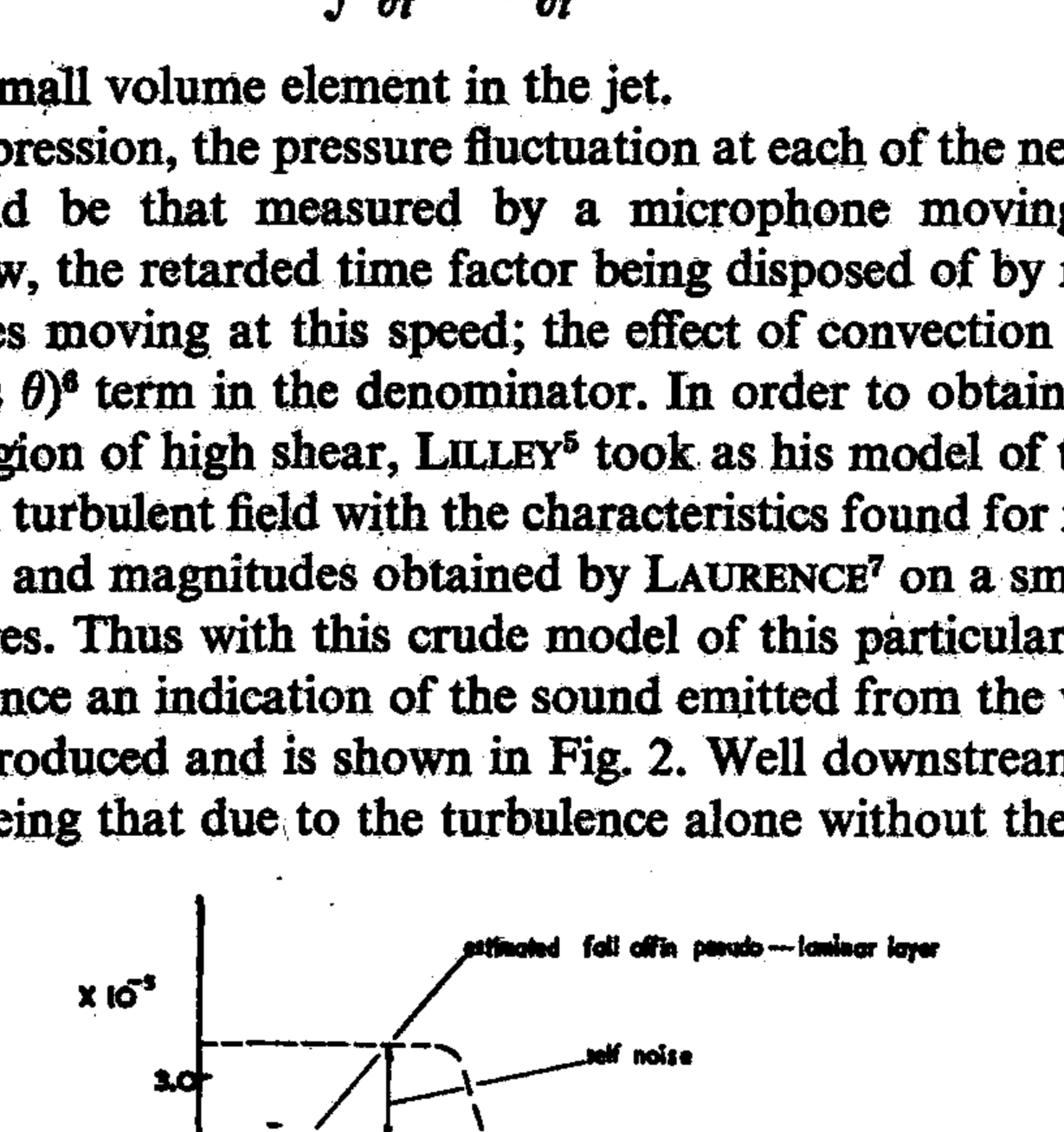


Fig. 2. Estimated acoustic power output distribution for a circular jet (LILLEY, 1958).

of mean shear. It is seen that the apparent noise output is practically constant over the first 4 or 5 diameters of the jet and falls off rapidly with distance downstream. The spectrum of noise* from the various regions is plotted again in Fig. 3, illustrating clearly the source of noise in the jet and its frequency. A further interesting outcome of Lilley's work is his expression for the total acoustic output per unit volume of the jet which can be written as being proportional to

$$\frac{(1 + 5M_c^2)}{|1 - M_c^2|^4} \cdot \frac{\varrho^2 \cdot \tau_{12}^6 \cdot \overline{V}^2 \cdot L_{11}^5}{\varrho_0 a_0^5}$$

This gives the noise output in terms of the Mach number, the mean velocity shear τ_{12}, the scale of turbulence L_{11} and the magnitude of turbulence $\overline{V}^2$. Since the shear and turbulence are proportional to jet velocity roughly, we get the rather over-emphasized V^8 $(\tau_{12}^6 \cdot \overline{V}^2)$ law for small Mach numbers M_c. However, the expression emphasizes the fact and makes possible a much better framework for experimental comparison. Indeed since jets are operating at quite high Mach numbers, a much higher speed index law could be expected if it were not for the fall in $\overline{V}^2$ with increainsg Mach number.

The expression also emphasizes the essential difficulty of reducing noise. Any reduction of the velocity shear gradient involves for a given maximum jet speed and thrust, a larger jet pipe and a larger scale of turbulence L_{11}. Thus the noise output may well stay the same onless $\overline{V}^2$ is reduced. At the same time, the frequency will be related to the size of the eddies. Consequently, such a change of velocity profile may well reduce the frequency, and so the annoying qualities of the noise while the noise intensity remains unhanged.

The advantage of relating the noise to the turbulence and other properties of the jet mixing region is enormous in allowing for the first time a quantitative explanation to be made of noise reduction due to modifications of mixing systems.

The need therefore is clearly established for a much greater understanding of turbulence; the isotropic model, while being probably acceptable for a qualatitive indication of the noise producing mechanism, may be completely unacceptable for

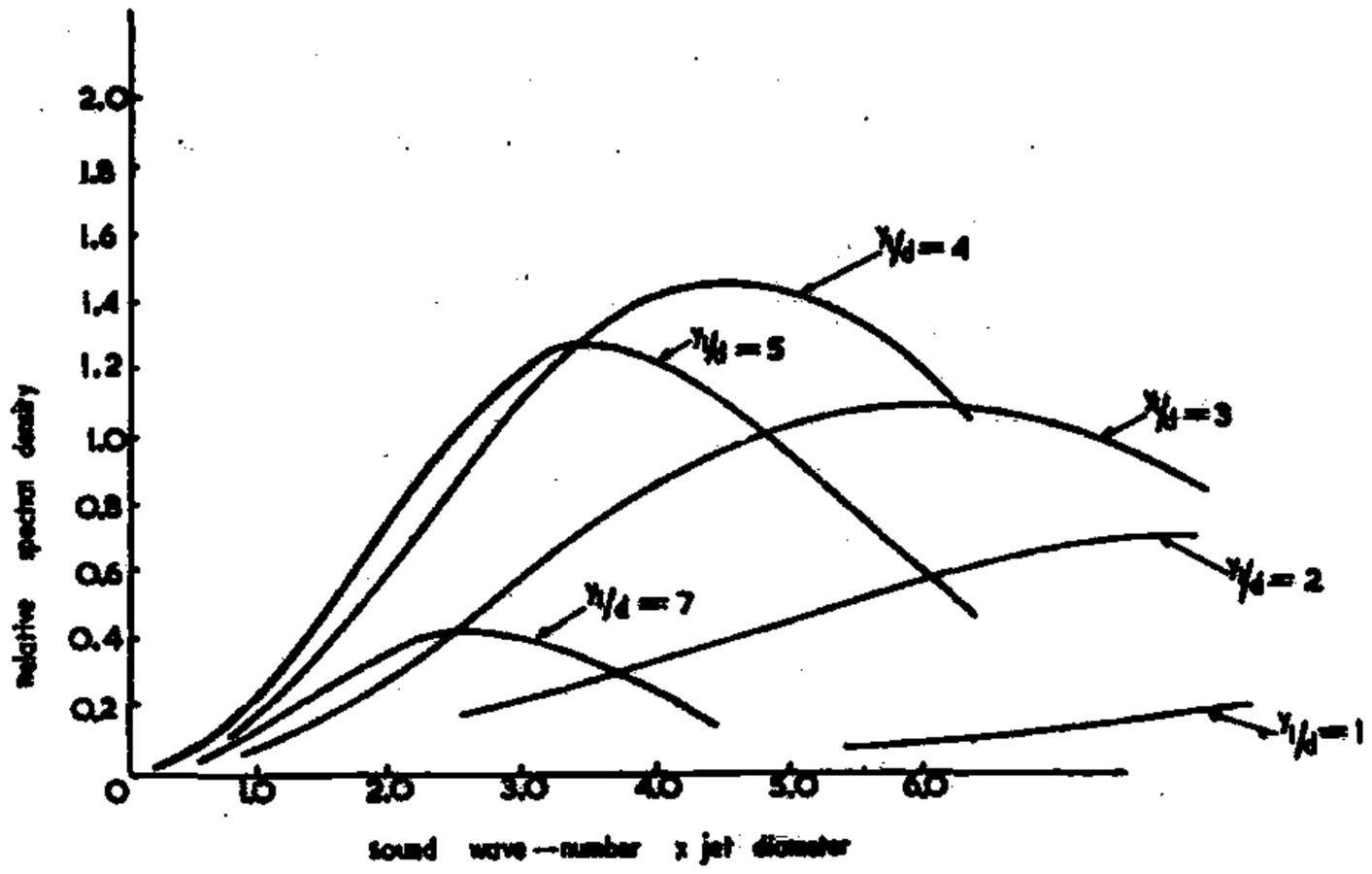


Fig. 3. Estimated contributions to the noise spectrum from different regions of the flow in a circular jet (LILLEY, 1958).

* The author understands that LILLEY is revising this information but Fig. 3 gives a useful qualitative indication of the structure of the noise source regions.

noise prediction because it is the rate of change, a second order factor, which causes the noise to be produced. For example, Taylor's well accepted model of turbulence convected downstream as a frozen pattern would give *no* quadrupole noise output. For this reason, much of the work now under way in England is aimed at adding generally to the store of knowledge on turbulence and pressure fluctuations in the mixing region of a jet.

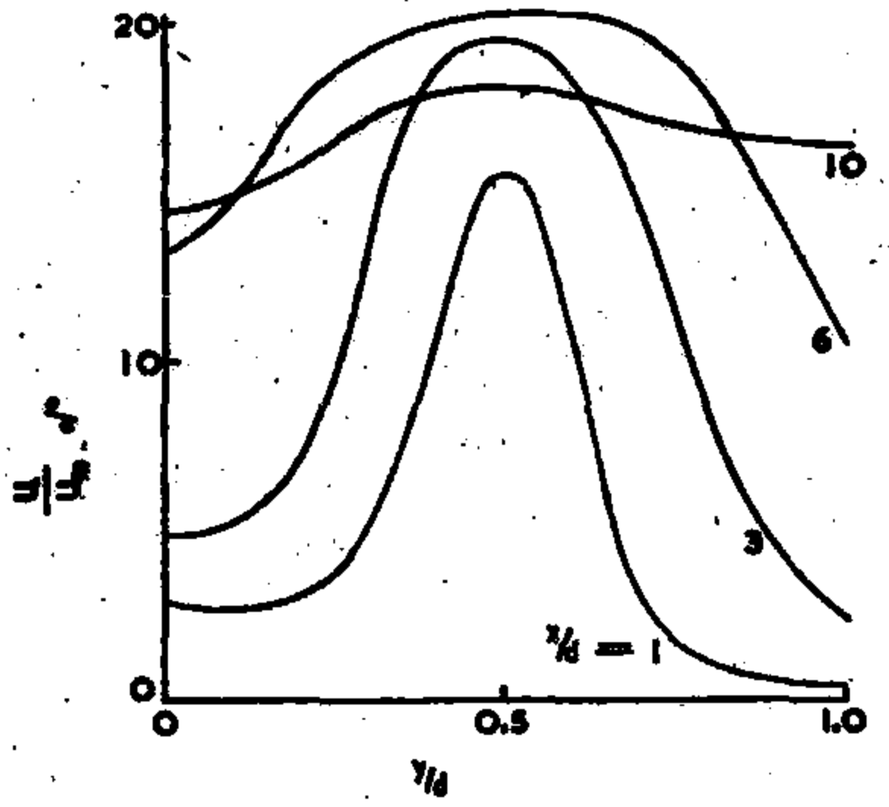


Fig. 4. Radial turbulent intensity profiles across the mixing region of a one inch jet.

In order to see the point of this work, it is well to remember the following limitations of the present models. They are:

1. In order to minimise the role played by the retarded time in the analysis of the source field, the turbulence should be analysed according to a system of axes moving with the mean flow. Thus the turbulence and pressure terms required are those obtained from hot wires and pressure probes which move with the mean velocity of the stream. Previous analyses have assumed that convection effects are small, so that fixed wire and pressure probe measurements are acceptable.

2. Assuming the above are measurable, the question arises whether the turbulence so followed is isotropic and whether across the jet the large majority of the turbulence is in general travelling at effectively one velocity, or with the local velocity at the transverse point. The rate of decay then needs to be found and related to the Proudman or Heisenberg assumptions regarding the scales of turbulence and these should be compared with experimental results. Fixed wire work has been the subject of many investigations with the result that we have a good deal of information regarding the turbulence in a cold air jet as seen sy a stationary hot wire[9].

3. The characteristic spectral functions obtained from the moving axes analysis should replace the spectral functions obtained by the fixed observer in any model of the turbulent field from which the noise output is to be computed.

MEASURING TECHNIQUES

In setting up measuring techniques to elucidate some of the above open questions, a further complication in the analysis of the acoustic properties of the jet is that the source region is of a finite size and may not be treated as though it were a point. The noise emitted by the turbulent flow is random in nature and the strength of the source region is directly proportioned to the volume over which the source function, or the momentum flux tensor, $\varrho_0 v_i v_j$, is correlated.

In the analysis of random signals correlation techniques are extremely powerful. Essentially the technique consists of taking two random signals and obtaining from them the mean value of their product. The correlation coefficient is then the normalised mean product. A photograph of the Southampton correlator is shown in Fig. 5, When investigating, for example, the spatial properties of turbulence, the signals from two hot wire anemometers (Fig. 6) are fed into the correlator and the coefficient is measured.

The curve of the correlation coefficient *vs* the distance between the two hot wires yields useful information regarding the scale of the turbulence. A similar technique is used to determine the temporal properties of the turbulence. In this case the signal from a single anemometer at a time t is taken and multiplied by the signal at time $t + \tau$ and then the time average is measured. This normalised average is known as

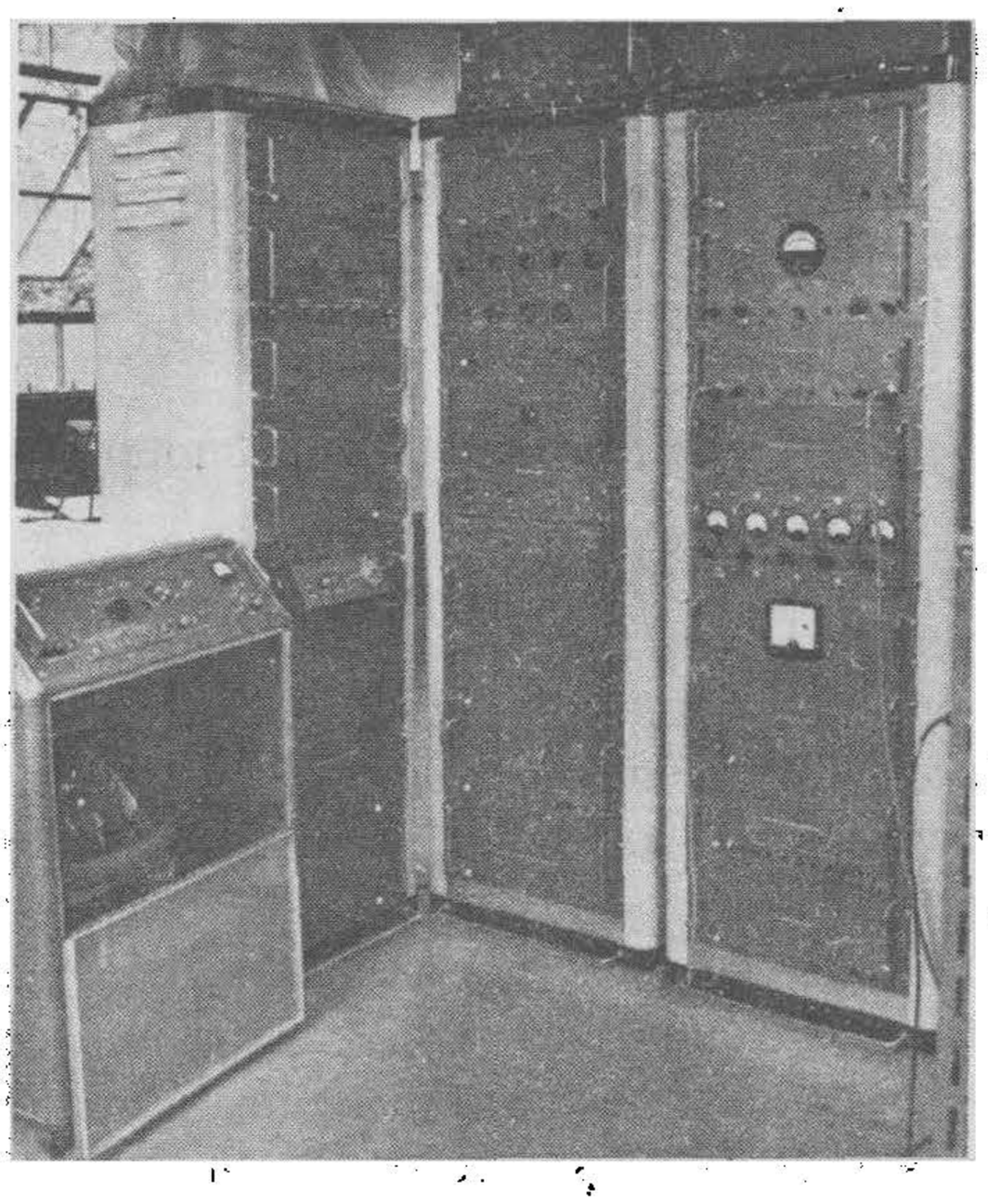


Fig. 5. Southampton Correlator.

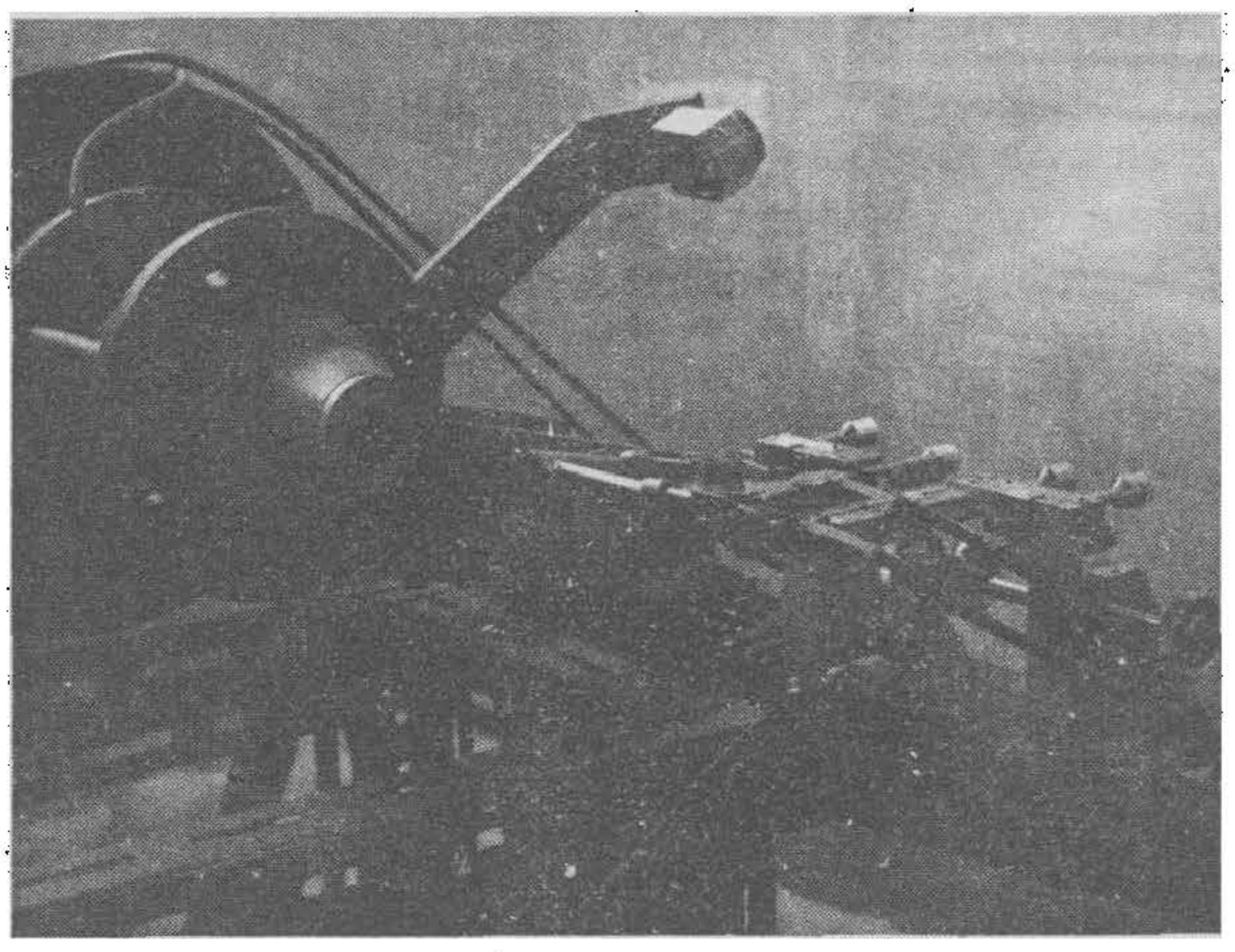


Fig. 6. Hot wires mounted in a jet.

the auto-correlation coefficient and the curve of the coefficient *vs* the time delay τ yields useful information regarding the time scale of the turbulence. The autocorrelation curve is in fact a Fourier cosine transform of the power spectral density of the signal, and digital computation may be used to determine the spectrum from the ccorrelation function. Similarly, if a cross-correlation is obtained with both a time delay and spatial separation between the signals, curves of the type shown in Fig. 7 are obtained.

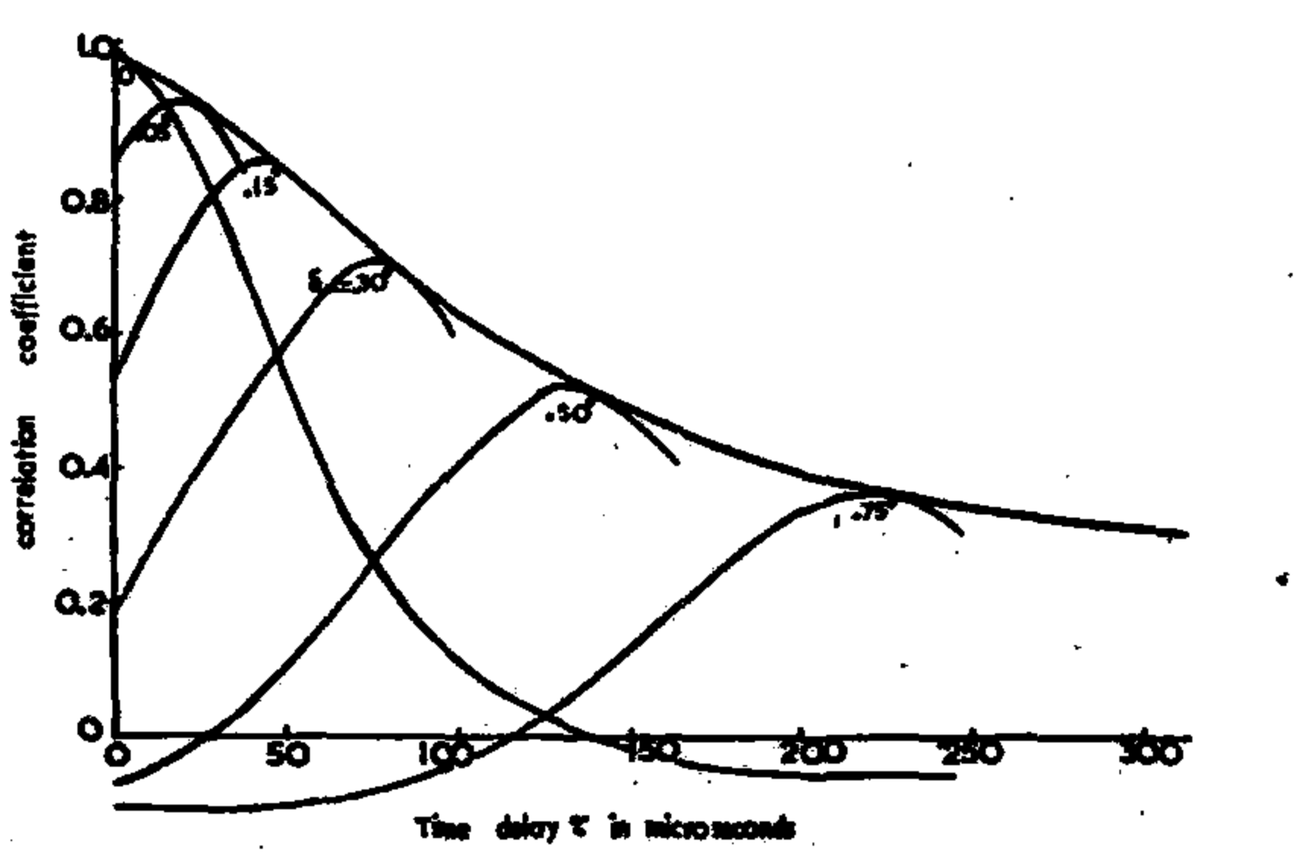


Fig. 7. Variation of cross correlation with time delay for different space separations δ in a one inch jet. Station $x/d = 1.5$, $y/d = 0.55$, core velocity $Um = 465$ ft/sec.

TURBULENCE IN A MOVING STREAM

Fig. 7 shows typical cross-correlation curves obtained in a convected turbulent field. The two anemometers are observing the flow at a different position and time. The turbulent field seen by one wire will be convected to the other wire providing it lies downstream of the first. For any given wire separation the correlation coefficient rises with increasing time delay until a maximum is reached at a time which represents the approximate time the flow has taken to travel from one wire to the other. Further increase in the time delay produces a fall-off in the value of the coefficient. If the turbulent structure is purely a convected spatial distribution which does not change in time, the correlation coefficient will rise to a maximum of unity, the structure seen by one wire being identical with that seen by the other wire at some later time. The coefficient does not however rise to a maximum of unity as is shown in Fig. 7 thus indicating that the structure is changing in time as it flows downstream. WILLIAMS[8] has shown that in a homogeneous turbulent field the enveloppe of all the cross-correlation curves is in fact the auto-correlation of the signal which would be seen by an observer travelling with the turbulence, so that its Fourier cosine transform is the power spectral density of the turbulence relative to axes moving with the stream. Its time derivatives are therefore closely related to the noise generated in that region of the jet. The application of this result to jet turbulence must of course be a very tentative step as the turbulence is by no means homogeneous and the signals seen by the moving observer will not be stationary functions of time. It is however a usefull beginning to the analysis of turbulence on a moving framework to treat the flow as if it were homogeneous over small regions. The true spectrum of the turbulence as it flows past

any point may then be defined and the analysis of the noise producing parts of the turbulence can be performed on this basis.

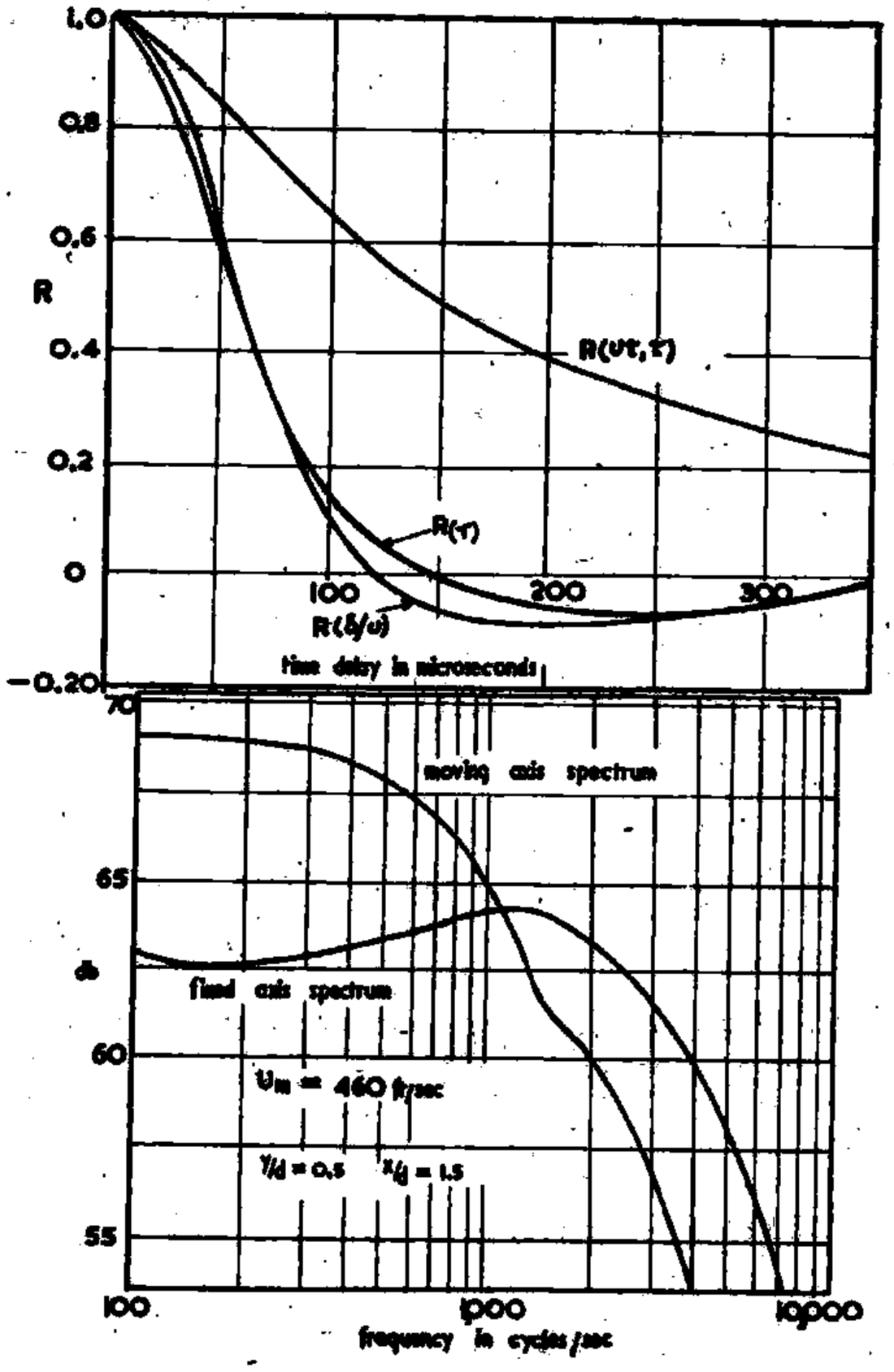


Fig. 8. Correlation and spectrum curves for turbulence in a one inch jet.

Fig. 8 shows the auto-correlation of the signals seen by the moving and fixed observer together with their Fourier cosine transforms; in other words the spectra as seen by a fixed and moving observer. The near coincidence of the auto- and space-correlation if a simple relationship of a convected rigid pattern is assumed, indicates the truth of the concept of strong convection with slow time decay. We see that the moving observer sees quite a different turbulent structure from that which he would see if he was fixed, the most striking difference being that the fixed observer sees signals of higher frequencies to those present in the convected turbulence. From this we deduce that the signals seen by the fixed observer are mostly due to the convection of a spatial pattern which produces a signal of higher frequencies than those present in the true temporal motion of the turbulence.

Indeed it is interesting to follow up this moving frame turbulence spectrum and to deduce the radiated sound spectrum from it. Since the radiated sound varies as the co-variance of the second time derivative of the turbulence, the relevant turbulence spectrum must be modified by a factor of 12 db/octave; assuming that a simple velocity spectrum represents the complicated T_{ij} spectrum Fig. 9a shows the power spectrum of the turbulence together with that of the crudely predicted sound field[8]. The predicted radiated sound is compared with a measured spectrum. It is known that near the jet high frequency sound will be generated while the measured sound spectrum will have a low frequency contribution coming from other turbulent regions.

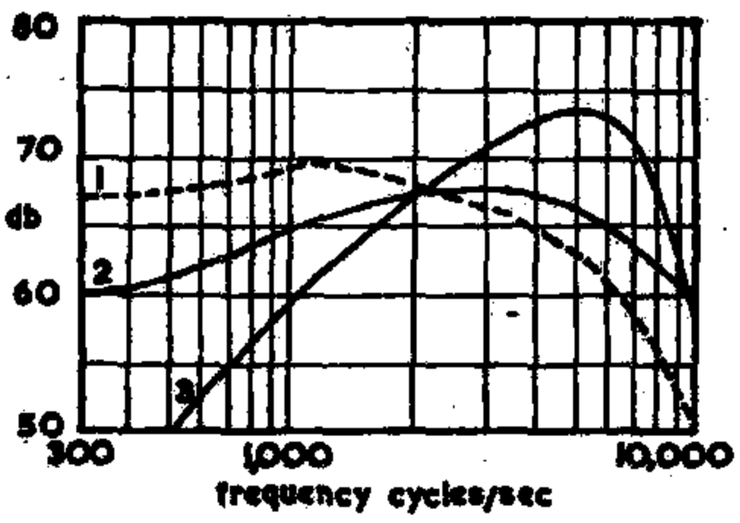


Fig. 9a. Comparison of noise and turbulence spectral density in a one inch jet.
1) Fixed Axis Turbulence.
2) Noise at 90°.
3) Moving Axis Turbulence + 12 db/octave.

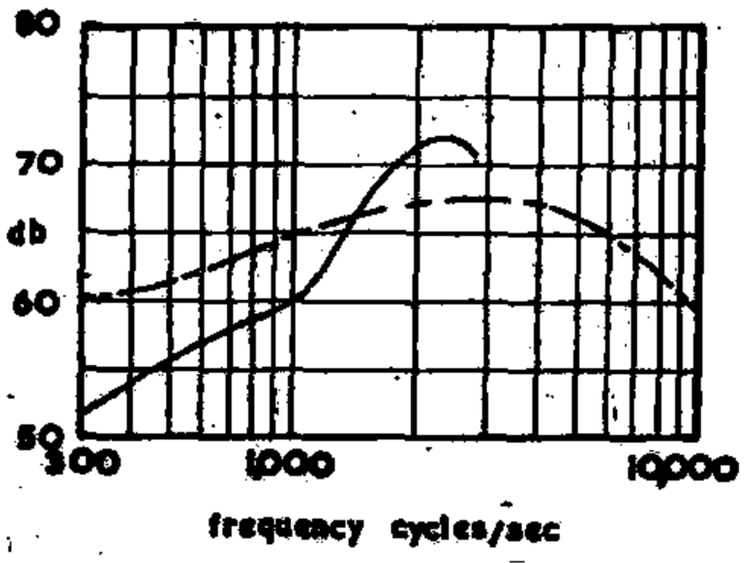


Fig. 9b. Comparison of far and augmented moving axis near field pressure spectrum curves.

Bearing this in mind we see that the general shape is correct though the very strong amplification of the higher frequencies makes any great accuracy unlikely as yet. It does suggest, however, that fixed point spectra are unlikely to be related to the radiated sound in any but the most indirect way.

Three questions must be asked at this stage, if we are to advance further along these lines of sound prediction. They are:

1. Can we assume that the main sound radiating eddies travel downstream at a single mean speed or are there a series of speeds across the mixing region?

2. Does a simple measurement of u, say, as mentioned above, lead the way to predict the far more complicated expression for the quadrupole fluctuation?

3. Are the rates of dissipation of the eddies as they are convected downstream greatly modified by the presence of the high shear?

CONVECTION OF TURBULENCE

The convection story has been studied extensively by BARRETT who has used at Southampton, constant temperature hot wire systems in which function generators have been added to their outputs to linearise the velocity/voltage calibration. With these sets, we have been able to examine turbulent velocity fluctuations up to frequencies of 10,000 c/s. Using the space-time correlation method described previously, the delay time to give best correlation between the spaced wires gives us at once the

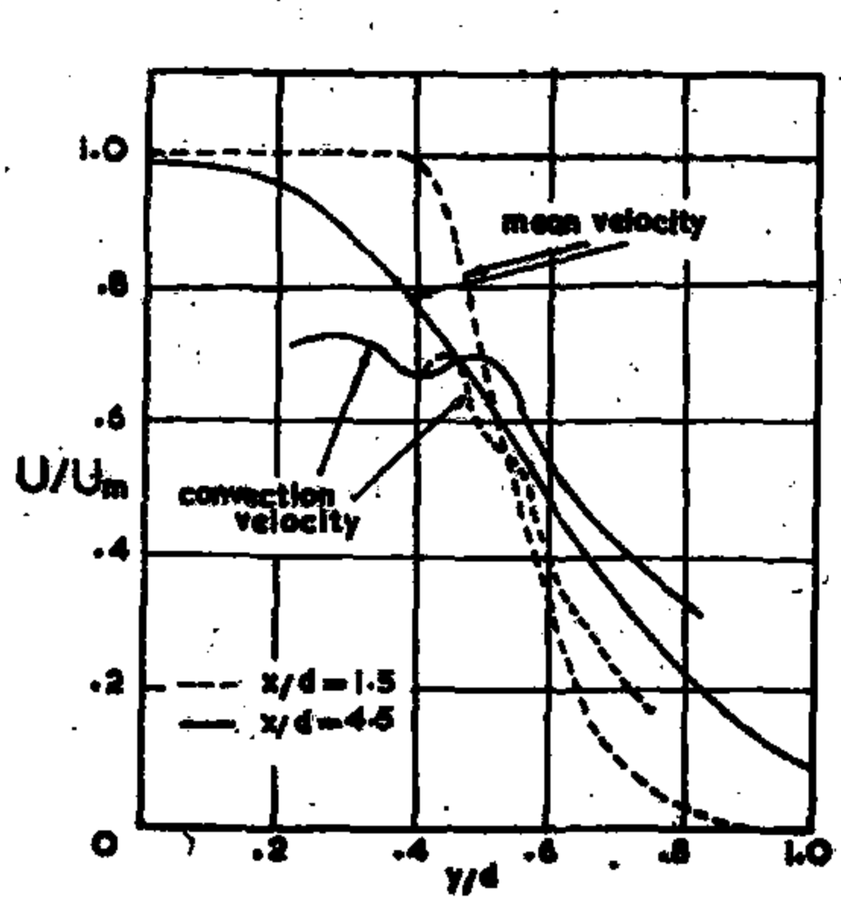


Fig. 10. Velocity profiles across the mixing region of a one inch jet.

speed of convection downstream of the eddies in different parts of the mixing region. Typical traverses across this mixing region at two distances downstream are shown in Fig. 10; it can be seen that while the mean velocity (obtained from the static reading of the wire and also by pitot traverse) falls off as expected, the eddy convection velocity is quite different and is almost constant over the majority of the mixing region, certainly over the region of high shear. Incidentally, the scale of the eddies as indicated in Fig. 4 suggests that the region of almost constant velocity extends over a typical correlation length. Studies of the detailed velocity traces indicate that outward spurts of the high momentum gas occur at fairly low but random frequencies, but it is too early to say whether these observations are significant. It is interesting however to dwell a little on the typical random velocity traces observed in the jet mixing regions.

Typical traces of random turbulent velocity fluctuations can readily be obtained in jet mixing regions and the forms of these traces are very dependent on the position at which the observation is taken. Turbulent convection transports to the wire small volumes of fluid which have a mean velocity characteristic of their initial position. The shear gradient in a jet is not uniform and consequently the turbulent fluctuations caused by mean momentum transport have skew distribution. Three typical distributions which have been computed from hot wire velocity traces are shown in Fig. 11. At the outer edges of the mixing region the distribution is extremely skew due to the above mentioned causes but in the centre of the mixing region where the shear is effectively uniform an even distribution is obtained and a Gaussian curve is shown for comparison with the experimental results. This observation illustrates another aspect of the difficulties encountered in forming a mathematical model which will represent the turbulence. Many workers engaged in theoretical studies have assumed that the random turbulent fluctuations are normally distributes about zero and the results quoted indicate that in certain regions of the jet this assumption is far from true.

The skewness of the velocity distribution may have some bearing on the turbulent structure being convected at velocities different to the mean velocity. More likely, however, is the explanation that the high energy eddies in the centre of the mixing layer carry with them an induced velocity field which is convected at the same speed as the eddies themselves, and this accounts for the phenomenon of the induced perturbation field being convected at speeds which are considerably different from that of the mean flow. It is interesting to note, incidentally, that while the fixed axis auto-correlation changes rapidly with position across the mixing region, the moving axis auto-correlation is much more constant. These observations as a whole tend to suggest that the major eddies or volumes of turbulent air tend to stay intact even in regions of high shear and that a single velocity of convection, as proposed in William's analysis, is acceptable.

Regarding our second query, whether simple turbulence velocities are acceptable; this is probably satisfactory in the region of high sheat, since terms of the type $\frac{\partial U}{\partial y} \cdot \frac{\partial v}{\partial x}$ come into the analysis where $\frac{\partial U}{\partial y}$ is the mean velocity shear. Thus is measure of the co-variance of $\frac{\partial v}{\partial x}$ or $\frac{\partial v}{\partial t}$ is meaningful. Away from this region, however, where the self noise has to be measured, a more detailed analysis will be required. WILLIAMS[10] is in fact using wires placed at an angle in such a way that the measurements are more

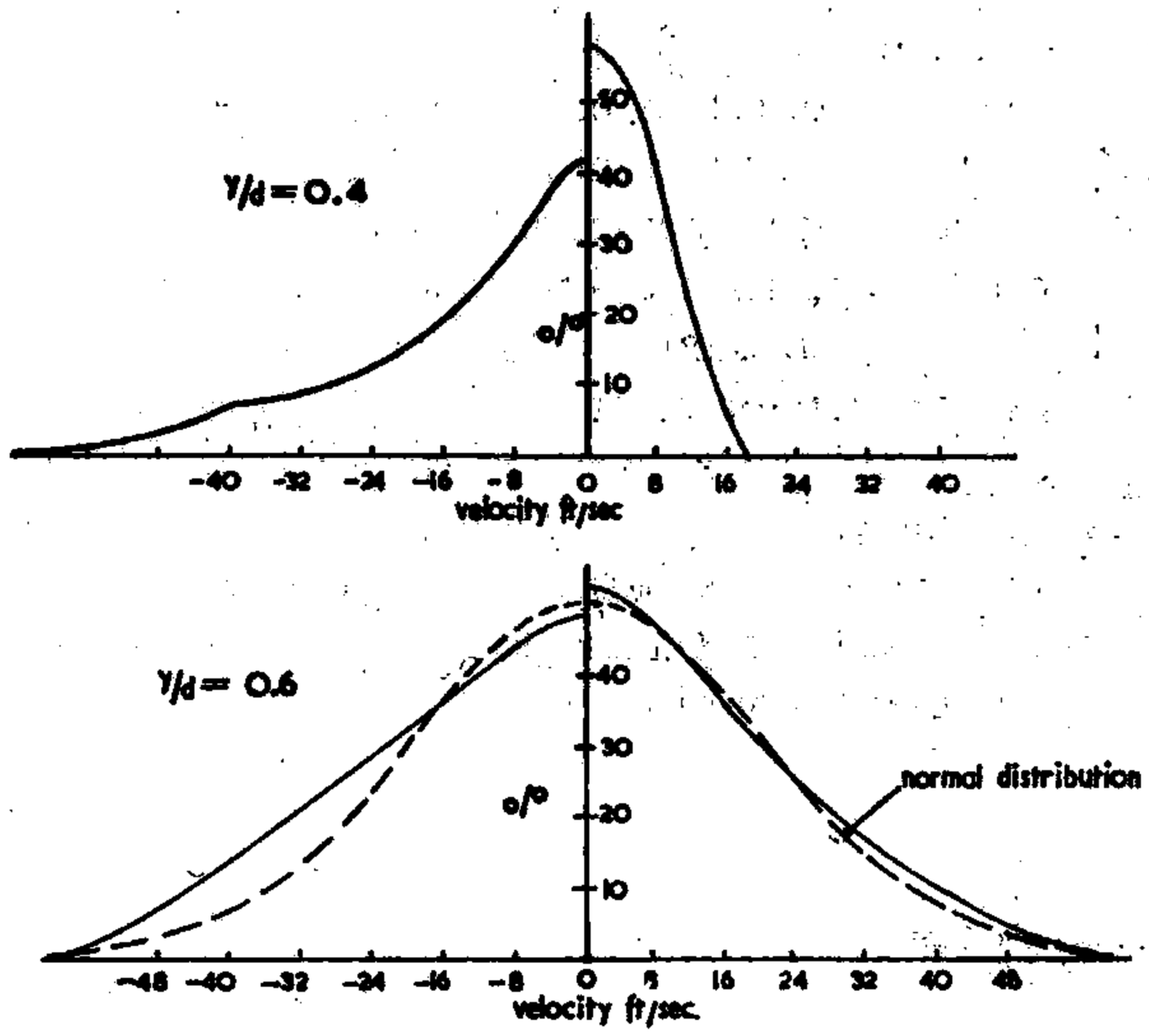


Fig. 11. Statistical data relating to the turbulent fluctuations in the mixing region of a one inch jet.

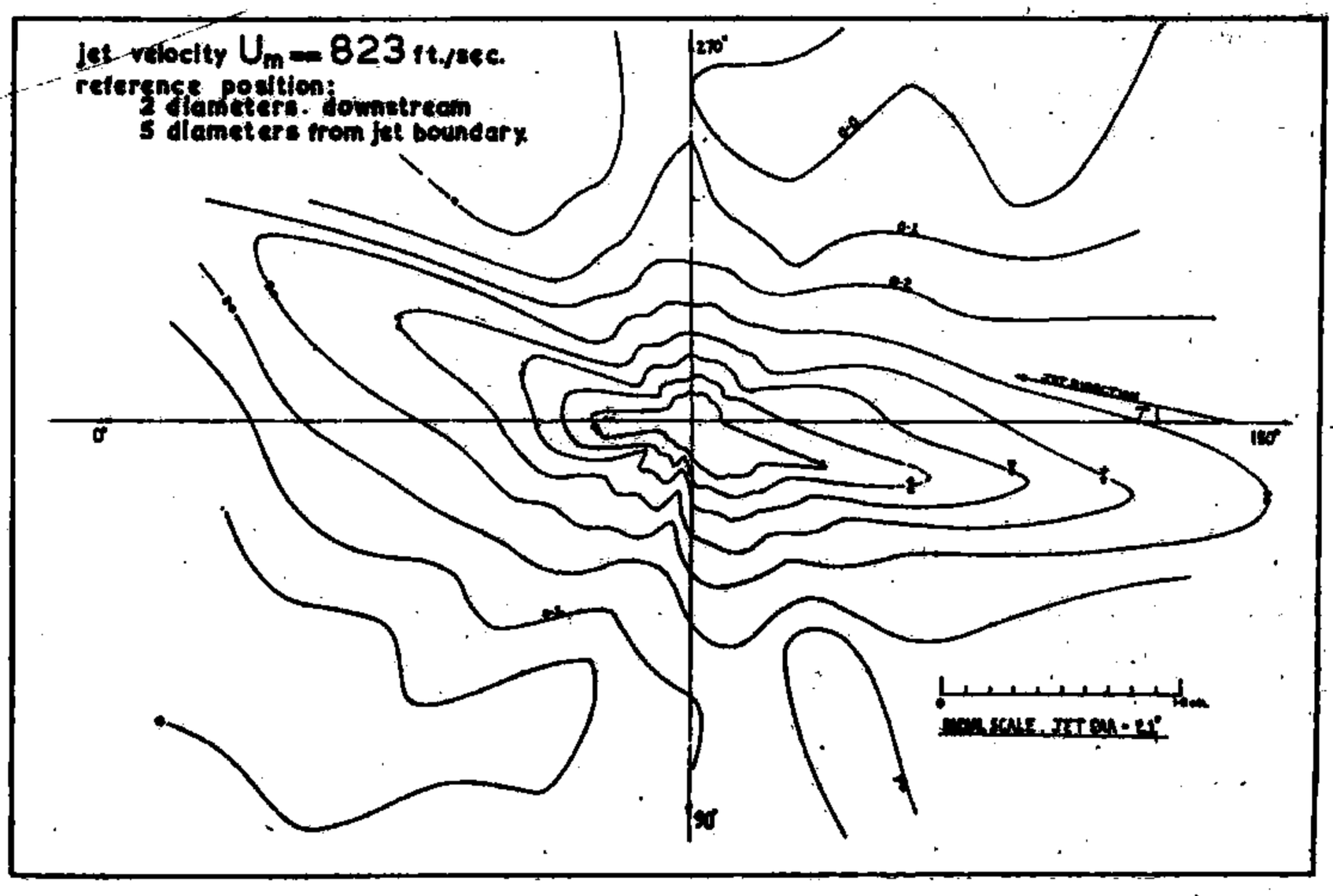


Fig. 12. Isocorrelation contours for a full scale jet.

closely related to the radiated sound field. The hot wire placed in a turbulent flow is sensitive to fluctuations in a direction perpendicular to its axis and under certain conditions these fluctuations can represent the turbulent momentum flux tensor $u_i u_j$.

The third point, of whether the properties of the turbulence approximates sufficiently closely to known generalised patterns will be a natural outcome of the measurements now being made by DAVIES AND BARRATT. Present indications are that although the turbulent structure can be represented approximately by functions such as the ones used by LILLEY[5], there is still no known generalised form which will represent it accurately. As has been shown in Fig. 11, it is extremely unlikely that the fluctuation can be represented by a normal distribution in regions where the shear gradient is not constant, and the idealised, easily manageable model of isotropic turbulence is not a really satisfactory representation of the field.

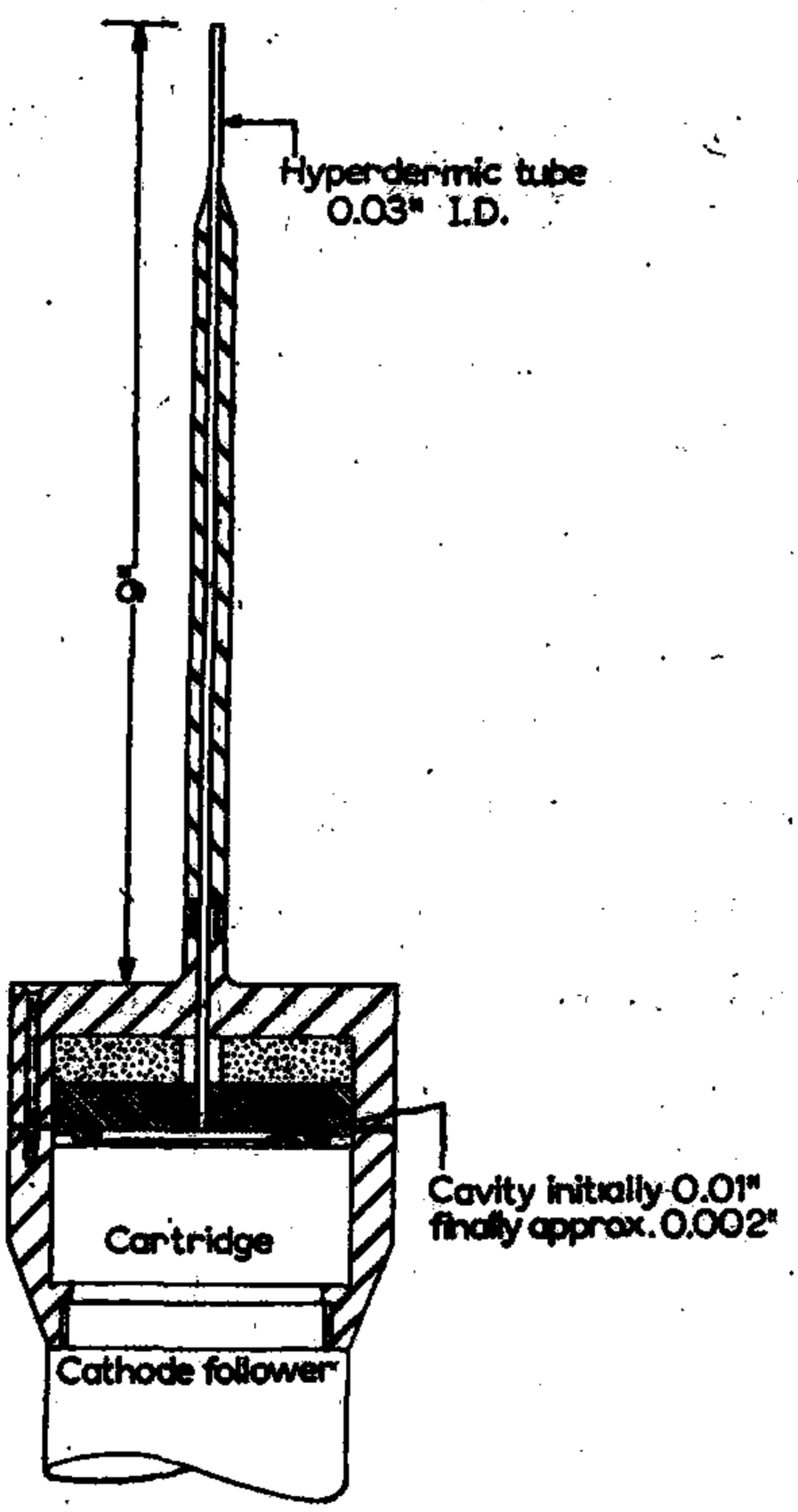


Fig. 13. Southampton probe microphone.

NEAR FIELD MEASUREMENTS

Associated with the turbulent field in the jet is the high intensity hydrodynamic pressure field which extends outwards from the source region. The intensity of this falls off rapidly with distance but near the jet it dominates the acoustic pressure. This has led workers in jet noise to name the hydrodynamic pressure region, "the near field" and the acoustic pressure region, "the far field". The study of the near field is tremendously important when investigating the effect of the jet efflux on structural vibrations as aircraft structures are frequently in the hydrodynamic field of the jet. Indeed, since structures respond to the loads on them rather than the pressures at a

point, it is vital to obtain information regarding the correlated areas near a jet as well as the pressure fluctuations. Fig. 12 showing a detailed correlation pattern at a point fairly near to a jet illustrates only too clearly how the load will vary depending on the orientation of the structure. "Contour lines showing isocorrelation curves at intervals of 0.1 are shown for a 21 in. diameter jet."

The study of boundary layer noise falls into the same category also. The pressure fluctuations which excite the structure are in fact those of the hydrodynamic field of the boundary layer turbulence.

To investigate the near field of the jet we have built two probe microphones (Fig. 13) with amplifiers which compensate the drop in frequency response up to 8 kc/s. With these microphones we can investigate the pressure field close to the jet in a very similar way to that adopted fot the turbulence investigations with hot wire anemometers. The near field pressure is a very similar type of field to the turbulence in the mixing region, but the scales tend to be larger and the frequencies rather lower than those in the turbulence. The pressure field is convected with the turbulence at what appears to be a little higher than half the exit velocity from the nozzle. In this region FRANKLIN AND FOXWELL[11] assumed rigid convection of the pressure field which allowed them to calculate the space correlation from the auto-correlation curve. On this assumption they were able to estimate space correlations from spectrum measurements taken with a single microphone – the auto-correlation being a Fourier cosine

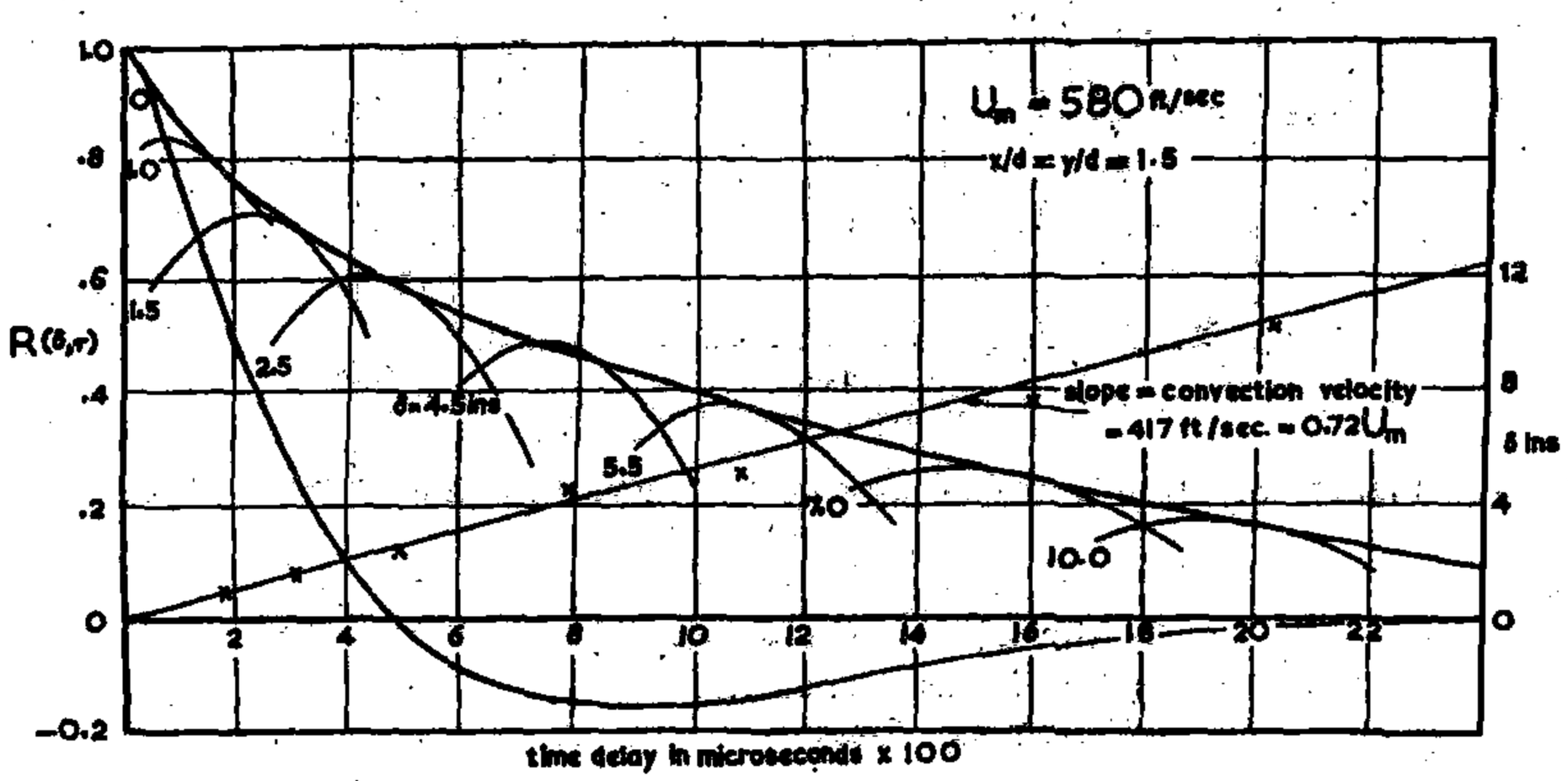


Fig. 14. Cross correlation in the near field of a two inch circular jet.

transform of the power spectral density – and the estimated curves compared very favourably with measured values. This work was done primarily with a view to verifying the assumption of convection and this they were able to do. Cross-correlation techniques, however, give a far more powerful method of investigating the convected field, and we have recently applied the same technique as used in the study of turbulence convection to the near pressure field.

Fig. 14 shows a typical set of cross-correlation curves which have been obtained in the near field of a two inch circular jet. From the position of the correlation peak, we see that the pressure field here is being convected at $0.72U_m$ where U_m is the nozzle exit velocity. This is rather higher than that normally assumed for the convection of the main turbulent addies in the jet, but the result tends to fall in line with the high value

obtained in boundary layer turbulence. The cross-correlation curves obtained in the near field are very similar to those obtained in the turbulent mixing region. They show the characteristic peaks which indicate convection and they clearly verify the concept that the hydrodynamic pressure field associated with the turbulence has all the characteristics of the turbulence itself. It is interesting to compare the fixed and moving axis spectra in the turbulence and the pressure field. Fig. 15 shows these two sets of spectra. To both moving and fixed observers the turbulence spectrum is

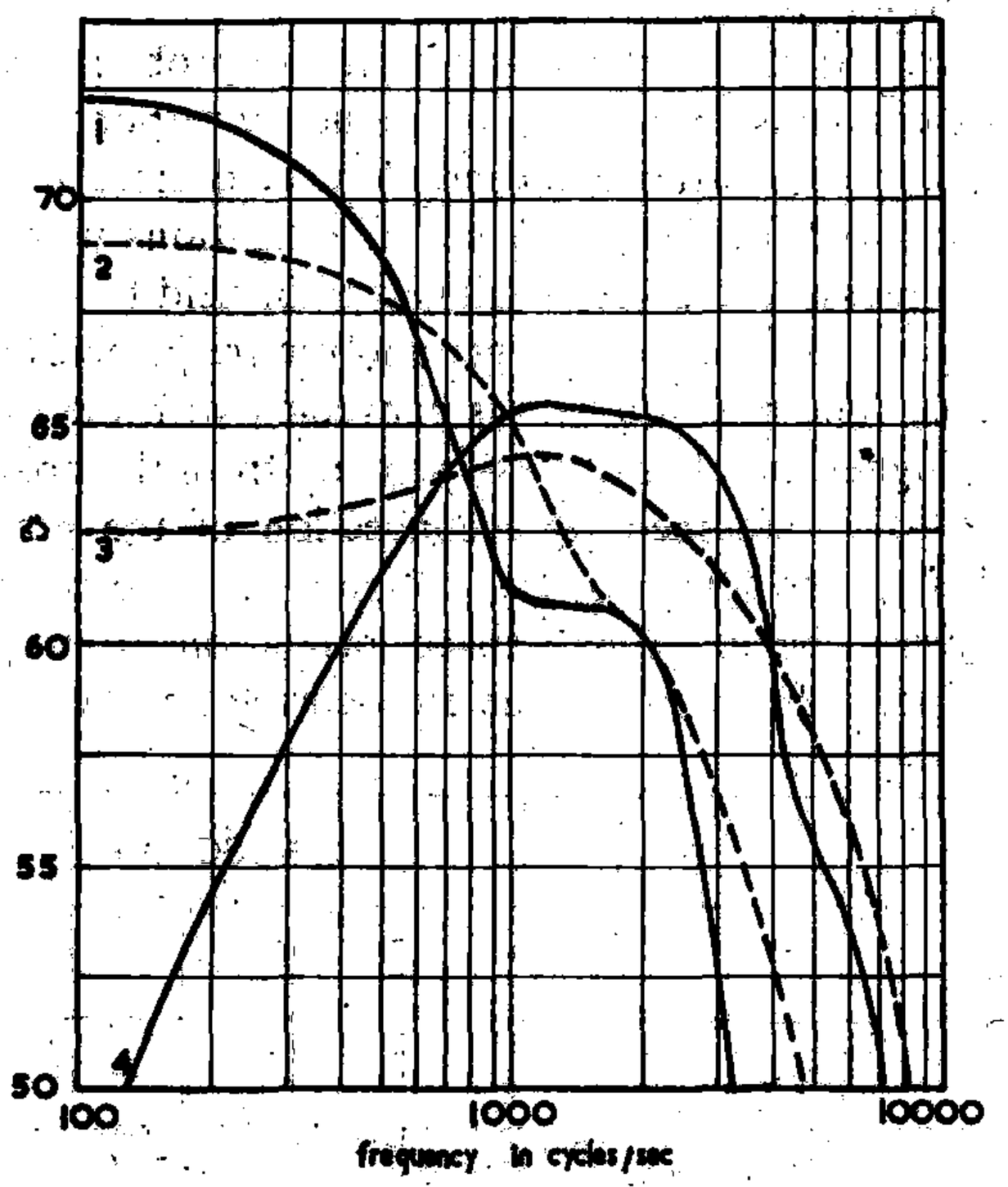


Fig. 15. Spectral density of pressure and turbulence in a one inch jet.
$v_m = 460$ ft/s.
1) Moving Axis Pressure x/d = y/d = 1.5.
2) Moving Axis Turbulence x/d = 1.5, y/d = 0.5.
3) Fixed Axis Turbulence.
4) Fixed Axis Pressure.

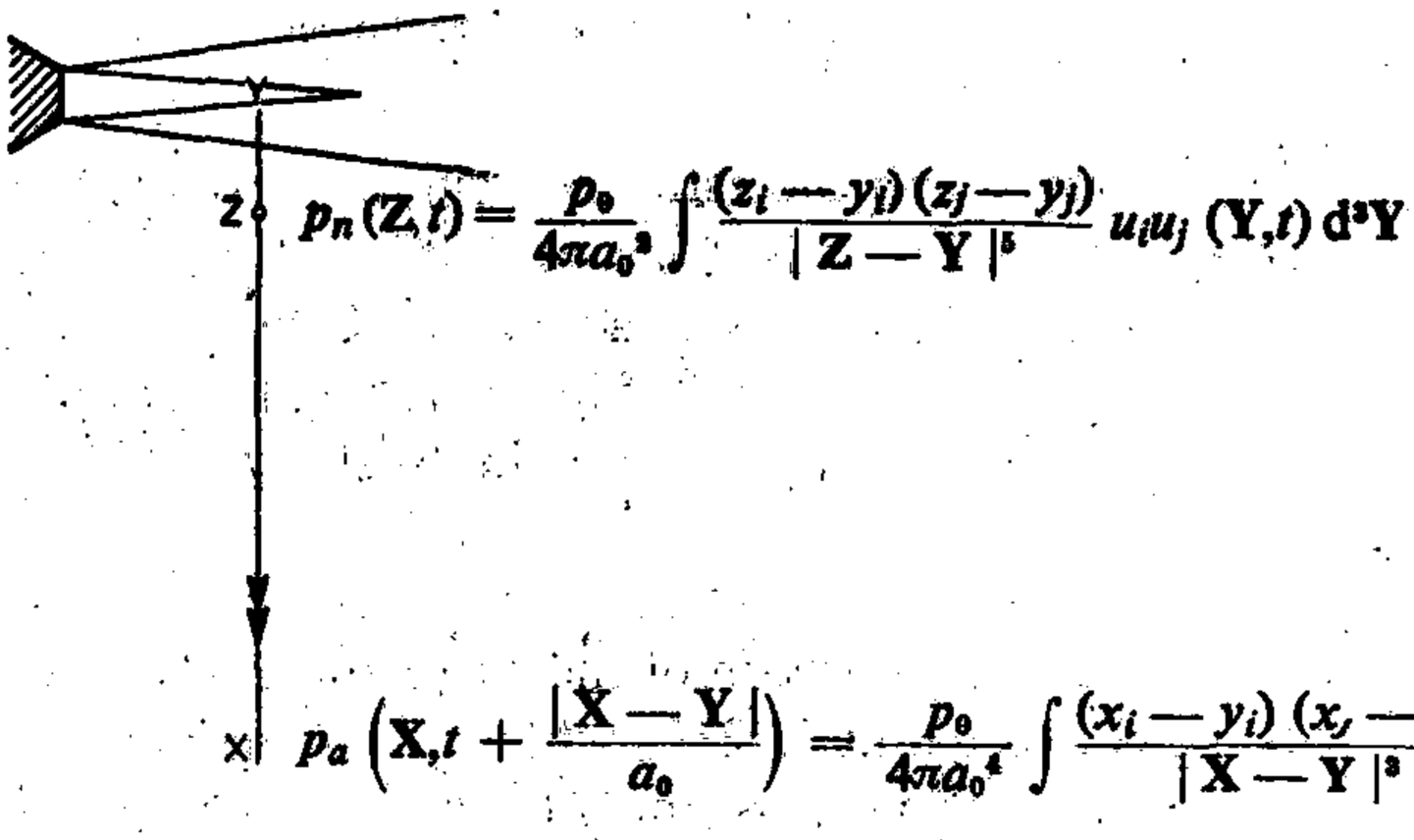


Fig. 16. Diagram which illustrates the simplification by neglecting retarded time differences.

broader than that of the pressure field, but very similar in character. The fixed observer sees the turbulence as a system with much greater low frequency energy than the pressure, while the moving observer sees the reverse.

It is interesting at this point to compare the equations which govern both the hydrodynamic and acoustic pressure fields. If we confine ourselves to the analysis of the fluctuations as seen by an observer moving with the turbulent field, we may neglect the retarded time effect which inevitably appears in acoustic analysis.

The above diagram (Fig. 16) shows the situation which is being considered here and the equation governing the two pressure fields are given. p_n represents the hydrodynamic field as given by KRAICHNAN[12] and p_a the approximate acoustic field of LIGHTHILL[4]. The position vectors y and z are understood to refer to axes which move with the velocity of convection of the noise producing eddies. The integration is to be performed over all values of y and repeated suffices are to be summed over 1, 2 and 3. KRAICHNAN[12] has shown that in boundary layer turbulence the pressure at any given point is very largely determined by the turbulent velocity fluctuation in the very near vicinity of that point and the angular dependence implied by the unit vectors $\frac{(z_i - y_i)}{|\mathbf{Z} - \mathbf{Y}|}$ and $\frac{(z_j - y_j)}{|\mathbf{Z} - \mathbf{Y}|}$ may be neglected. If we now apply the result to jet turbulence and in particular to the study of the noise emitted in a direction perpendicular to the jet axis, we can also neglect the angular dependence in the equation for p_a. We can then say that the contribution to the acoustic field at x from the particular turbulence responsible for the hydrodynamic field at z can be determined from an investigation of the pressure field at z. In fact

$$p_a\left(\mathbf{X}, t + \frac{|\mathbf{X} - \mathbf{Y}|}{a_0}\right) = \frac{\partial^2}{\partial t^2}\, p_n(\mathbf{Z}, t)\, \frac{|\mathbf{Z} - \mathbf{Y}|^3}{a_0^2\, |\mathbf{X} - \mathbf{Y}|}$$

This immediately provides us with a way of relating the near field pressure spectrum at z to the noise spectrum at x due to a certain small volume of turbulence and this is done in Fig. 9b. The noise spectrum being the moving axes pressure spectrum, raised by 12 db/octave.

The predicted spectrum, which cannot be predicted accurately at the high frequencies does show that the contribution to the sound field from that turbulence responsible for the near pressure field at $\frac{x}{d} = 1.5$ is essentially of a higher frequency than the overall noise spectrum. This is in accordance with the works which have indicated that high frequency sound is emitted from regions close to the nozzle while the lower frequency sound comes from regions further downstream.

This is by no means the first time that a relationship has been sought between the near and far pressure fields, but it does seem to indicate an approach which is easily checked experimentally.

RIBNER[13] has recently suggested a more general analysis which relates the near and far pressure fields. He was produced a theory which shows that the far field noise is driven by the essentially incompressible near field.

These relationships between near and far pressure fields, if developed successfully, provide strong research methods of studying the noise from jets of unusual shapes since it is much easier to study the pressure field close to such a jet than it is to deduce

the sound from a complicated field of turbulence. The method is more likely to explain the mechanism of jet noise suppression than will far field measurements which are difficult to trace. Even so we must show that such near field techniques do give results consistent with distant field readings.

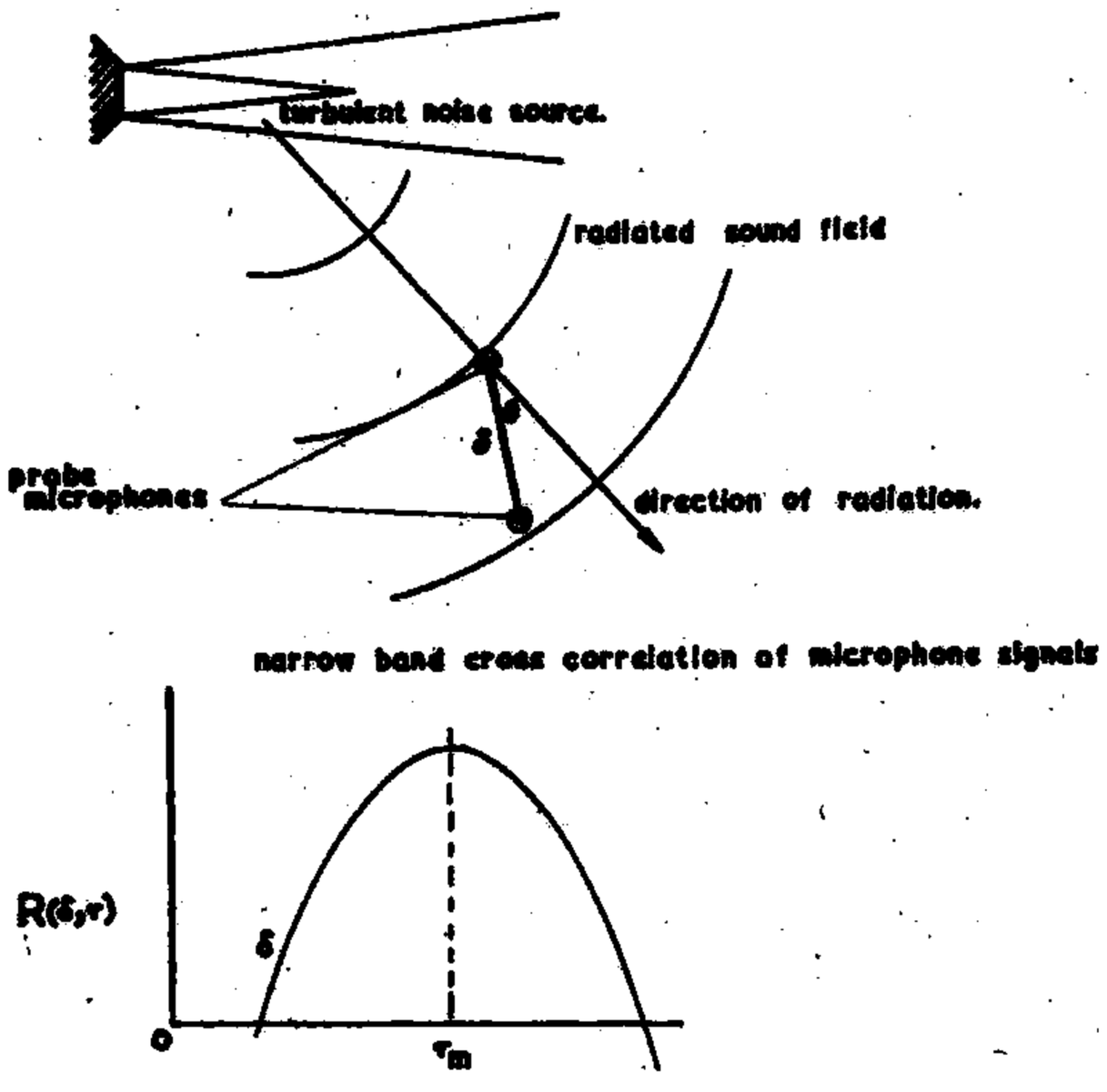


Fig. 17a. Illustration of source tracing method.

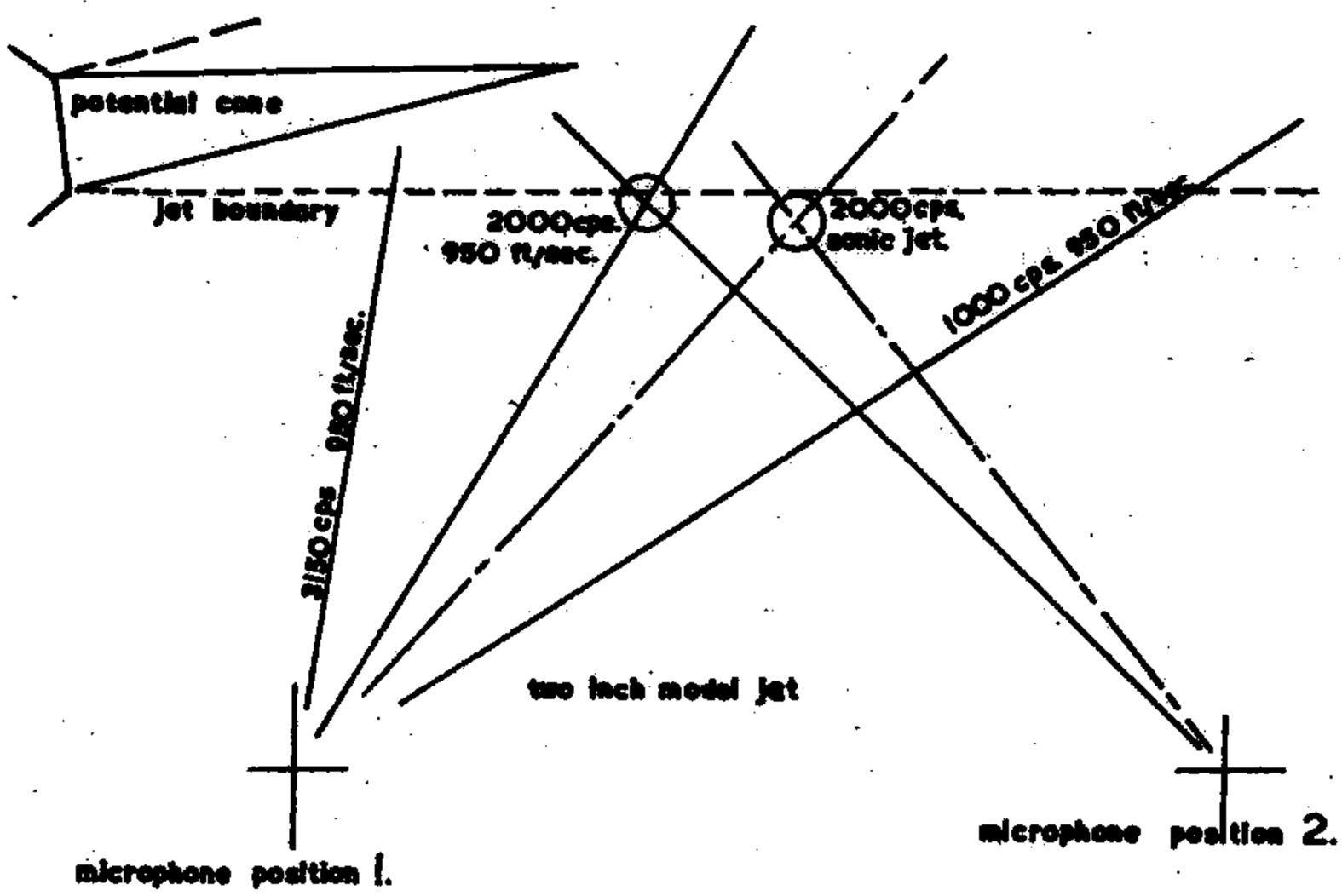


Fig. 17b. Some preliminary source tracing results.

SOURCE TRACING BY SPACE-TIME CORRELATION

CLARKSON[14] has therefore studied methods of source tracing from distant field readings using a system of two microphones suitably spaced and recording simultaneously (see Fig. 17a) on to a twin channel tape. By fairly narrow band filtering of

both signals (using phase matched sets of filters) and by measuring the time delay which gives the best correlation between the two microphones, the angle at which the main wave fronts, which travel at the speed of sound, cross the microphone line can be computed. Thus the direction of the sound source of a given frequency is established. Since the source is not a point but an area, an allowance must be made of the phase differences over this area. Nevertheless, the method shows promise as a source tracing method; the directional results from two points is illustrated in Fig. 17b. It may be seen that when allowance has been made for the Doppler shift of frequency in the two directions, a reasonable pinpointing of source position is obtained. The method is, of course, best suited for multi-source investigations involving single sources from well spaced points and is least likely to succeed in large regions of random sources with ill-defined phase relationships.

REFERENCES

1. F. B. GREATREX, AND D. M. BROWN, *Progress in Jet Engine Noise Reduction*, 1st Congr. Intern. Council of the Aeronaut. Sci., Madrid, Sept. 1958.
2. E. N. SIDOR, *Aircraft Noise*, Boeing Airplane Company, Seattle.
3. B. L. CLARKSON, *Methods of Assessing the Subjective Effects of Jet Noise*, Univ. of Southampton Rept. No. 104, March, 1959.
4. M. J. LIGHTHILL, *Proc. Roy. Soc. A.*, 211 (1952) 564, and 222 (1954) 1.
5. G. M. LILLEY, *On Noise from Air Jets*, A.R.C. 20, 376, N. 40, F.M. 2724, Sept. 1958.
6. G. K. BATCHELOR, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 47-II (1951) 359.
7. J. C. LAURENCE, *Intensity Scale and Spectra of Turbulence in Mixing Region of Free Subsonic Jet*, T.N. 3561 (superseded by N.A.C.A. Report 1292) (1956).
8. J. E. F. F. WILLIAMS, *On Convected Turbulence*, University of Southampton Report No. 109.
9. M. J. BARRATT, *On the Convection Velocity of Turbulence in a Jet Stream*, University of Southampton Report No. 110.
10. J. E. FF. WILLIAMS, *Measuring Turbulence with a view to Estimating the Noise Field*, A.R.C. 20, 381, N. 42, F.M. 2726, Sept. 1958.
11. R. E. FRANKLIN AND J. H. FOXWELL, *Correlation in the Random Pressure Field close to a jet*, A.R.C. 20, 264, N. 31, F.M. 2694. June, 1958.
12. R. H. KRAICHNAN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 3.
13. H. S. RIBNER, "New Theory of Jet Noise Generation, Directionality and Spectra," *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 3.
14. B. L. CLARKSON, University of Southampton Report, (to be published).

Sao Paulo Legislation on City Noises and Protection of Public Quietness and Well-being

R. LEVI, R. P. RICHTER, L. SUNGIRARDI, A. C. VALENTE, J. L. CARDOSO, A. SPAGAT, J. E. R. BARBOSA, C. M. ALVES, H. NOVELETO, J. KARMAN, B. BEDRIKOW AND E. BERLINCK

Brazilian Institute of Acoustics, Sao Paulo (Brazil)

Because of the harm which noise does science is developing new fields of research to obtain practical solutions which can be adopted for its perfect control. Together with the development of techniques and cooperation with industry, public bodies are getting up to date and organized in order to lessen the problem of noises at least 30% on all activities. This is what we call the creation of "acoustical conscience". It means the knowledge, by the whole population, of the problems of noise, of their causes, consequences and solutions. That knowledge of these factors, accomplished by means of a large popular education campaign, has its origin in laws similar to municipal law no 4805 of São Paulo, Brazil. It must be noted that this law, allhough an executive one, does not seek to solve the problem all at once, with imposition of noise levels which would produce total comfort. It must have successive steps to promote interest and understanding from everybody in order to become able, little by little, to establish limits and restrictions which would protect, in an effective manner, the city dwellers from noise. That is what has been done in São Paulo by means of the recent regularization of the 4805 law, the well-known "silence" law.

To determine the noise levels allowed by the 4805 law, according to the above principles, researches were carried out on the existing levels in São Paulo's streets and industries. Thus, what we may call an average term was selected, which would serve for the first attempt of a solution of the acoustical problem in São Paulo.

For the determination of the allowed levels, the following precepts were utilized:

(1) An individual exposed to noises whose intensity exceeds 90 db, will have his internal hearing organs seriously affected, beginning with partial loss of hearing and ending in a permanent deafness of an irreversible character. If the same individual be exposed to this level of noise intensity only for a short period, he will still have impaired hearing for hours or even days, until he gets far enough away from the place to recover himself. Deafness caused by noise is incurable and must be avoided by preventive measures.

(2) A noise intensity level of produces between 70 db and 90 db tension ("stress") which represents a nervous effort. In addition to the psychological reaction there is also the purely physical reaction, which is attested by high arterial pressure, palpitations affected digestion and other accompanying phenomena.

(3) Noises with intensity levels lower than 70 db may also produce irritation and unpleasant effects. In this situation, we must consider the nature and subjective

reaction of the affected person. The physical symptoms will, therefore, depend upon the psychological reactions.

TOLERATION LIMITS

It is desirable as a preventive measure, that the noise intensity to which we are exposed does not, at any moment, exceed given values. The following values were found, measured close to the ear of the observer by means of a standardized sound level meter:

(a) at home by day	45 db (scale A)
(b) at home by night	30 db (scale A)
(c) at work requiring intense concentration (for example mental work)	45 db (scale A)
(d) at work requiring regular concentration (for example type-writing)	55 db (scale B)
(e) at work which does not require concentration (for example overseeing of machines)	80 db (scale B)

Earlier we mentioned the main objectives of the 4805 "silence" law. In this, the noise levels allowed not only for vehicles, machines, motors, radios, loud-speakers, etc. but also for industrial plants are better, than the former exposure toleration limits.

The following details are given from the 4805 law

Noise allowed to vehicles	85 db (scale B)
Noise allowed to machines, motors, compressors and stationary generators by day	55 db (scale B)
Noise allowed to machines, motors, compressors and stationary generators by night	45 db (scale A)
Noise allowed to loud-speakers, radios, orchestras, single instruments or any such kind of device by day	55 db (scale B)
Noise allowed to loud-speakers, radios, orchestras, single instruments or any such kind of device by night	45 db (scale A)

For industrial plants the following noise levels are allowed:

Strictly residential zone by day	60 db (scale B)
Strictly residential zone by night	45 db (scale A)
Predominantly residential zone by day	70 db (scale B)
Predominantly residential zone by night	55 db (scale A)
Mixed zone by day	80 db (scale B)
Mixed zone by night	65 db (scale B)
Industrial zone by day	85 db (scale B)
Industrial zone by night	65 db (scale B)

The City of São Paulo Law 4805 protects the population against fireworks, auto horns and any other kind of noise. A simple examination of its text will make clear the main points, going even the test method and the distances to be considered in the various cases, ect.

With the creation of an "acoustical conscience" on the part of the people, the achievement of the levels required by law becomes easy.

Über einige Besonderheiten der Schallausbreitung auf natürlich bewachsenen Flächen

F. J. MEISTER

Medizinische Akademie, Düsseldorf (Deutschland)

Bisherige Versuche[1] über die Schallpegelreduktion in dichten Waldungen haben Werte von 0,04 dB/m bis 0,24 dB/m im Mittel ergeben. Die Dichte der Wuchsform und die Frequenzlage sind die Haupteinflussfaktoren; mit der Wuchsdichte und der Zunahme der Frequenz steigen die Schallpegelverluste auf der Ausbreitungsstrecke. Oberhalb 4000 Hz folgen sie z.B. in dichten Koniferen nahezu der reziproken 4ten Potenz des Abstandes. Es war anzunehmen, dass besonders homogen gewachsene Getreidefelder noch bessere Versuchsobjekte darstellen, hierbei kann auch der Einfluss der Lage des Strahlers zum Boden und zur Wachstumstrennschicht auf die Ausbreitungsform untersucht werden. Diese Versuche wurden mit einem rotierenden Kugelstrahler nach Abb. 1 auf verschiedenen Flächen (völlig ebenem Boden, gebrochenen Acker, ausgereiften Roggen Weizen- und Haferfeldern) vorgenommen. Dazu kamen später Untersuchungen im niedrigen, dichten Buschwerk.

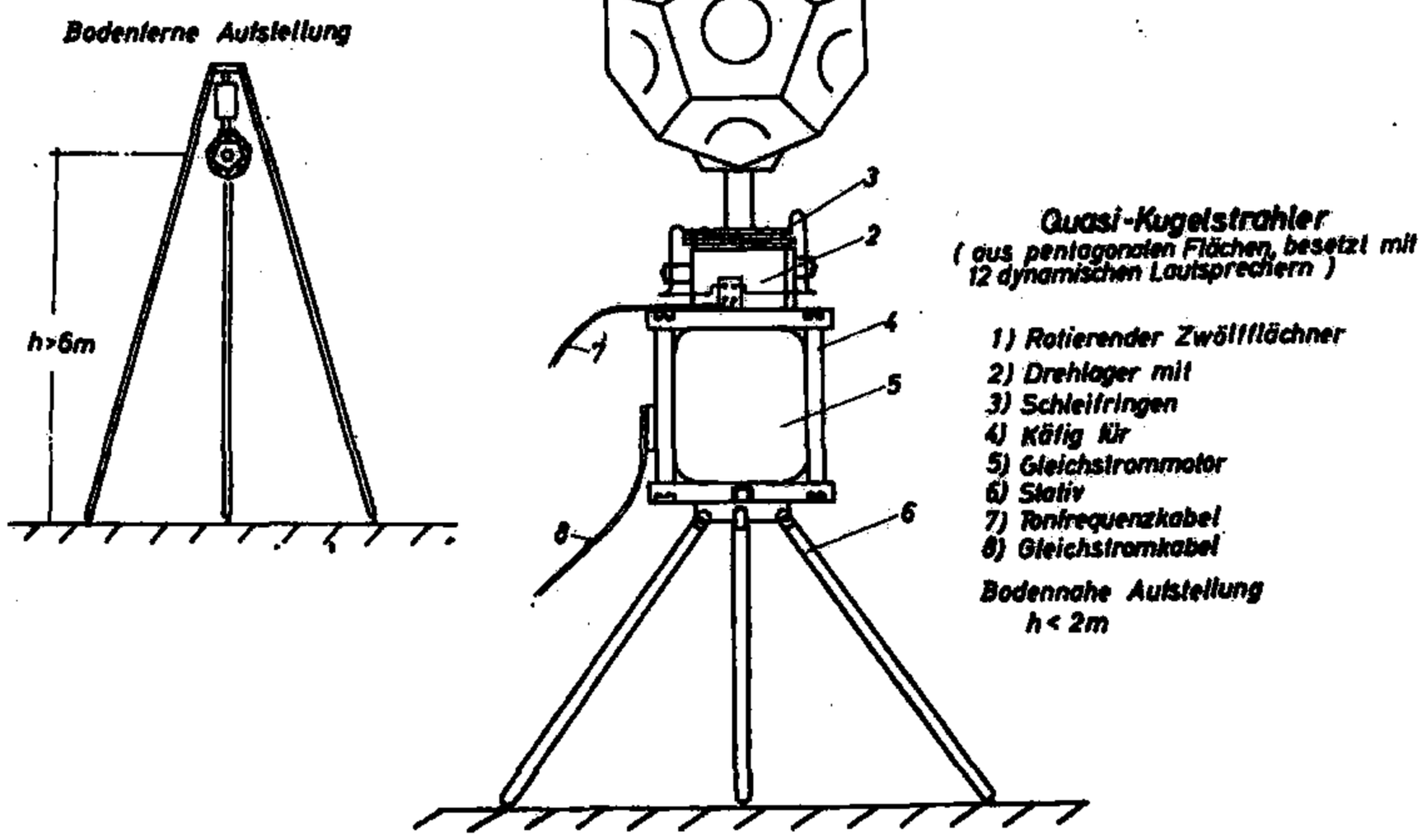


Abb. 1

Wie ein Vergleich mit und ohne Rotation der Kugel zeigte, wird durch die Rotation eine um 50% bis zu 70% höhere Gleichförmigkeit der Wellenfront bei den höheren Frequenzen erzielt. Die Ausbreitungsform der Wellen ist für den hochgestellten Strahler für die Messpunkte am Boden im unbewachsenen Raum streng kugelförmig;

sie wird durch Bodenreflexion gestört, wenn die Messpunkte höher gesetzt sind, bleibt jedoch kugelförmig. Befindet sich der Strahler unmittelbar am Boden oder in Bodennähe, tritt eine Veränderung der Naheausbreitung durch Erhöhung des Quellenschalldruckes ein, wodurch ein stärkerer Abfall der Energie als nach $1/d^2$ resultiert. Unmittelbar am Boden bei tiefgesetztem Strahler resultiert für die Messpunkte auf grob gebrochenem Acker ein Abfall nach $1/d^4$ infolge Schallzerstreuung an den Ackerschollen.

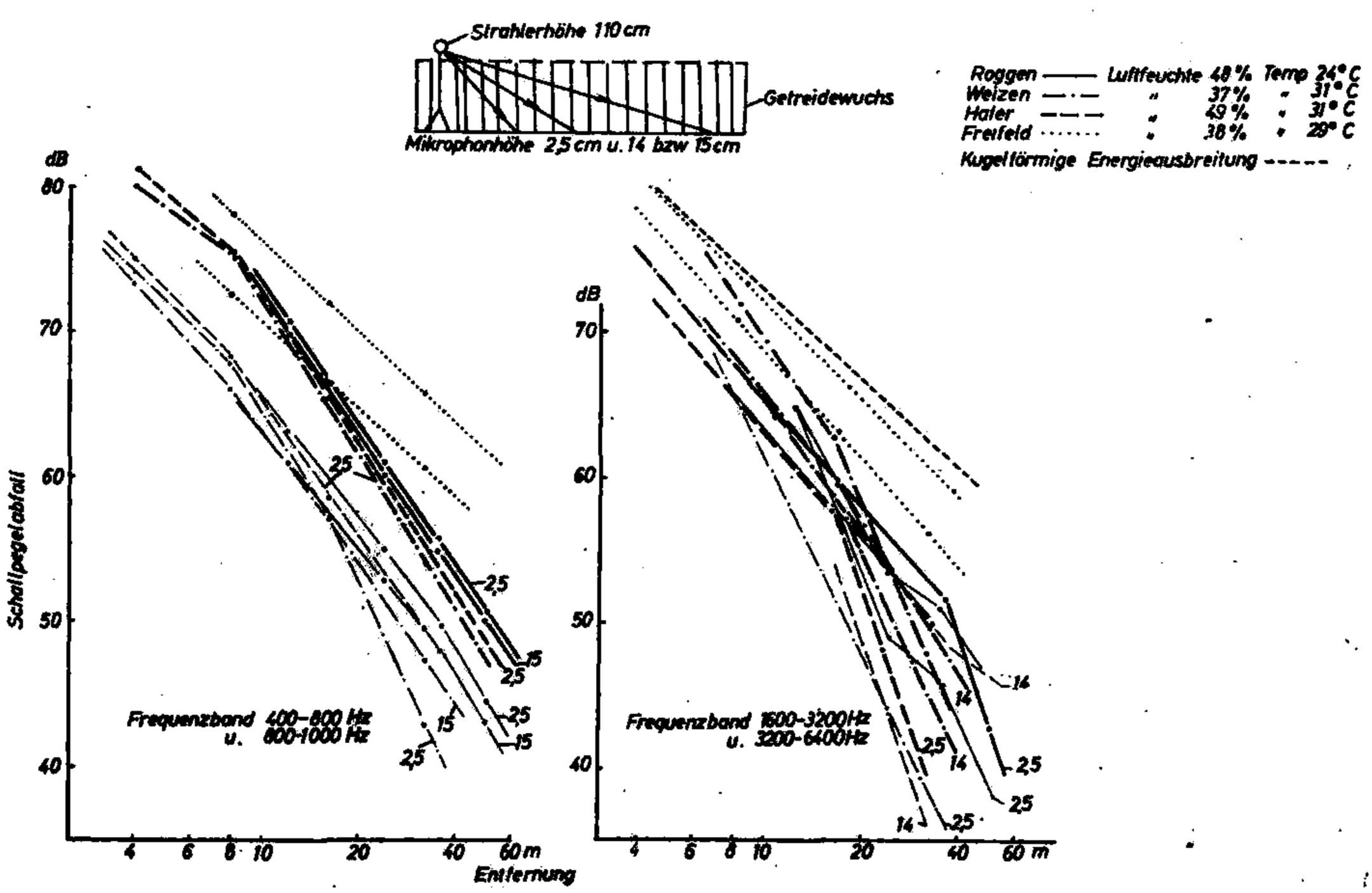


Abb. 2

In einem dichten Getreidefeld wird auch für den hochgestellten Strahler der Energieabfall mit der Entfernung angenähert nach $1/d^4$ vergrössert (Abb. 2). Bezeichnet man mit z einen allgemeinen Exponenten $z = 2(1 + \varrho)$, so folgt die Schallpegelverringerung auf der Strecke d_1 bis d_n hier der Form

$$\Delta p = 20\,(1 + \varrho) \log \frac{d_n}{d^1} + 4{,}25 \cdot \delta\,(d_n - d^1)$$

wenn mit ϱ ein Verzerrungsbeiwert angenommen wird, der durch stetige Schallzerstreuung längs der Ausbreitungsstrecke zustandekommt und wie üblich mit δ der Absorptionswert je meter Ausbreitungslänge bezeichnet sein möge. Für dichte Getreidefelder und andere dichte homogene Wuchsformen nähert sich auch bei hochgestelltem Strahler der Wert ϱ für die Frequenzen oberhalb 2000 Hz der Zahl 1, wenn die Messpunkte am Boden und der Strahler an der oberen Wuchsgrenze angeordnet werden. ϱ entspricht einer Dämmwirkung der Wuchsdichte, die eine stetige Reflexion und damit Schallzerstreuung vor allem für die hohen Frequenzen erzeugt.

Der Einfluss der Wuchsdichte auf die Schallpegelreduktion bleibt im Hörfrequenzbereich immer mehrfach grösser als der Einfluss der relativen Luftfeuchte und der Temperatur, wenn die Versuche bei konstanten klimatischen Bedingungen vor allem bei geringen Windstärken vorgenommen werden.

Bei den Messungen haben mich Herr Dilp.-Ing. RUHRBERG und Herr. Dipl.-Ing. STÖCKER durch praktische Hilfe unterstützt.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die freundliche Überlassung des benutzten Rauschgenerators.

LITERATUR

1. F. J. MEISTER UND W. RUHRBERG, *VDI Z.*, 101 (1959) 527, *Z. Lärmbekämpfung*, 3 (1959) 5.

Das akustische Verhalten von grossen Strassenverkehrstunneln

G. J. VAN OS UND P. A. DE LANGE

Institut für Technische Physik, T.N.O. und Technische Hochschule, Delft (die Niederlande)

EINLEITUNG

Ende 1951, während der Planung des neuen Tunnels in Velsen wandte sich der "Rijkswaterstaat" an das Institut für Technische Physik um Rat über das Problem wie in dem neuen Strassenverkehrstunnel bessere akustische Verhältnisse erreicht werden könnten als in dem im Jahre 1941 fertiggestellten Maastunnel in Rotterdam. Die Antwort auf diese Frage ist zwar in akustischer Hinsicht ziemlich einfach, die Lösung der technischen Probleme aber verursachte viele Schwierigkeiten.

DIE AKUSTISCHE VERHÄLTNISSE IN TUNNELN

In einem Verkehrstunnel mit normalen, schallharten Wänden und Decke ist der Schallpegel einerseits durch die wiederholte Schallreflexionen beträchtlich höher als in einer Stadtstrasse, anderseits durch die gute Schallausbreitung in Längsrichtung des Tunnels als Funktion der Zeit viel konstanter. Dadurch nimmt der Fahrzeugfahrer andere Fahrzeuge viel lauter wahr als normalerweise und ist es ihm unmöglich ihre Entfernung nach dem Gehör abzuschätzen. Durch die lange Nachhallzeit werden Hupsignale sehr stark verlängert, und in Kombination mit der Pegelsteigerung stört dies die normale Funktion des Hupens: warnen gegen Gefahr. Diese akustischen Anomalitäten sind gewiss Mitursachen der Tunnelangst und der Verkehrsunsicherheit inTunneln.

AKUSTISCHE LÖSUNG

Wenn man versucht die Verhältnisse in einem Tunnel denen in einer Stadtstrasse möglichst ähnlich zu machen ist die akustische Lösung einfach: man braucht nur die

Decke des Tunnels sehr gut schallschluckend zu machen und die Seitenwände etwas schräge zu stellen um die absorbierende Decke am wirkungsvollsten sich verhalten zu lassen. Die Frequenzkurve der Deckenverkleidung soll dem Spektrum des Verkehrslärms angepasst sein, daher hohe Absorption ganz besonders auch bei niedrigen Frequenzen zeigen. Messungen in dem Maastunnel ergaben ein nahezu flaches Schallspektrum zwischen 100 und 3200 Hz.

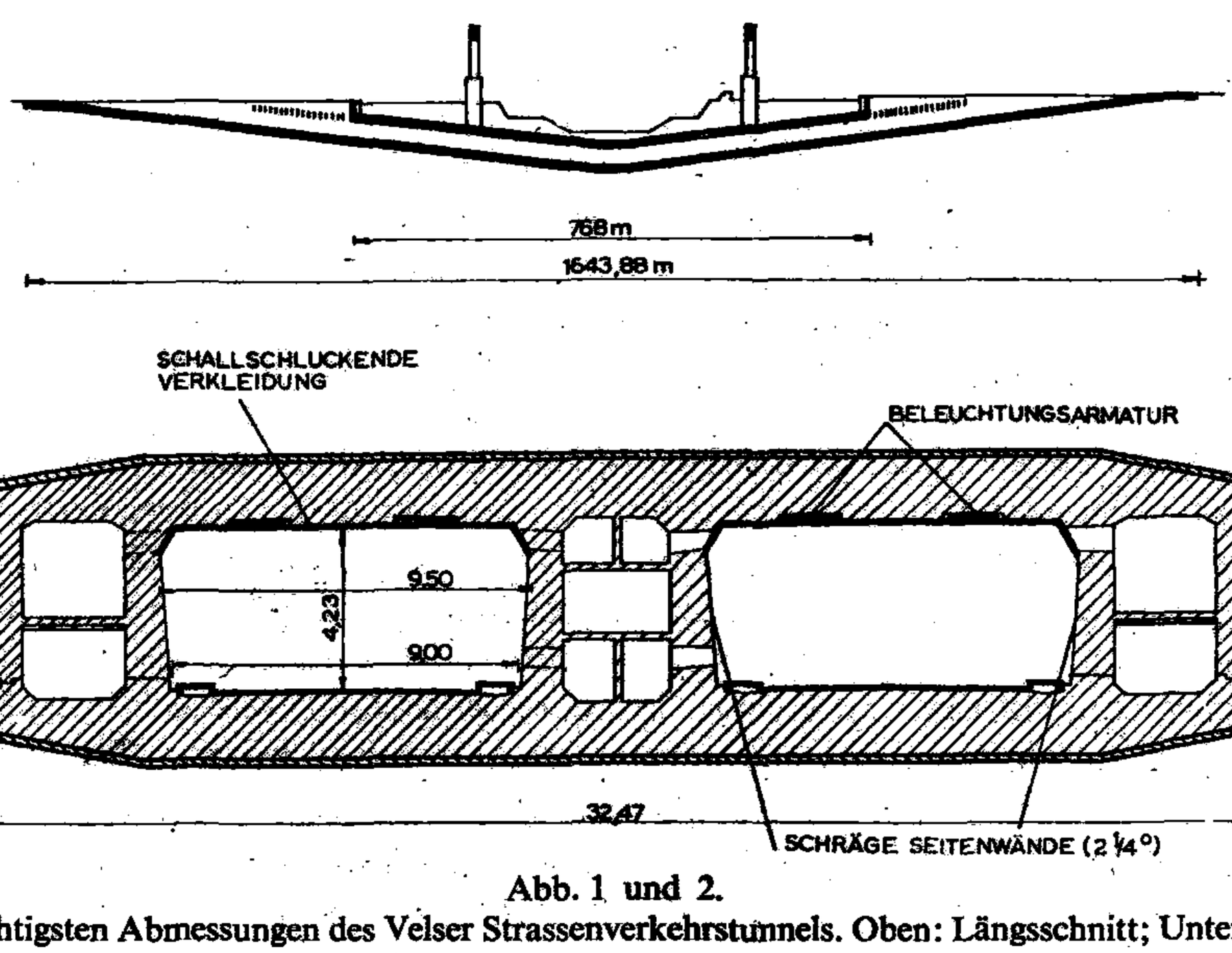


Abb. 1 und 2.
Die wichtigsten Abmessungen des Velser Strassenverkehrstunnels. Oben: Längsschnitt; Unten: Querschnitt mit Andeutung akustischer Massnahmen.

Die Abb. 1 und 2 geben die wichtigsten Abmessungen des Velser Verkehrstunnels wieder, angegeben ist auch welche Massnahmen getroffen sind.

PRAKTISCHE ANFORDERUNGEN

Während man unseren Vorschlag die Seitenwände etwas schräge zu stellen ohne weiteres annehmen konnte (diese Schrägstellung ergibt einen zweiten Vorteil: der Tunnel erscheint breiter als er in Wirklichkeit ist) war die Erfüllung der praktischen Anforderungen an die Deckenverkleidung keineswegs einfach. Diese Verkleidung musste bei einer maximalen Dicke von 50 mm nicht nur die erwünschte Frequenzkurve aufweisen, sondern auch Feuchtigkeit und Schmutz (Ölqualm!) ertragen, unbrennbar sein, keine Teilchen abgeben, mauerfest an der Decke befestigt werden und nachtblau gefärbt werden können. Natürlich war auch der Preis wichtig; es handelte sich hier um etwa 16000 m²! Es ist zweckmässig die ganze Decke mit einer hochabsorbierenden Konstruktion zu verkleiden; dies kann man einerseits ableiten aus dem Vergleich Tunnel – Stadtstrasse, anderseits aus der Überlegung dass die Nachhallzeit etwa umgekehrt proportional des mittleren Absorptionskoëffizienten der Wände, der Decke und des Bodens ist.

Da ein unverkleideter Tunnel eine Nachhallzeit von etwa zehn Sekunden aufweist,

jedoch etwa eine Sekunde erwünscht ist und bei einer vollständigen Deckenverkleidung rund ein Drittel der totalen Oberfläche behandelt werden kann, muss man einen Absorptionskoeffizienten vom dreissigfachen Wert der glatten Betonwand erreichen, also etwa 60%.

MÖGLICHE LÖSUNGEN UND ANGEWANDTE KONSTRUKTION

Von den vielen schallschluckenden Konstruktionen wurden drei Variationen besonders untersucht, die hier praktisch vorteilhaft erschienen. In erster Linie wurde eine Schaumgummi-Schicht mit geschlossener Haut entwickelt, die unmittelbar ohne Befestigungskonstruktion auf den Beton geklebt werden konnte. Da aber keine Erfahrungen über die Lebensdauer des Gummis unter diesen Verhältnissen vorlagen, musste man auf die Anwendung verzichten. Dasselbe galt für eine Konstruktion mit gespannten Schaumplastic-Schichten, obwohl auch diese finanziell günstig war. Schliesslich beschloss man für diesen neuen Zweck eine bewährte Konstruktion zu wählen: Mineralwolle hinter perforierten Metallplatten. Aluminium wurde seiner Beständigkeit wegen gewählt, in einer Stärke von 1 mm mit 20 prozentiger Perforierung. Eine spezielle Aufhängkonstruktion wurde von der "Multinorm", A.G., Amersfoort, die Niederlande entwickelt. Wegen der Biegesteifigkeit der Platten konnte nur eine ziemlich leichte Steinwolle (etwa 50 kg/m³) verwendet werden. Diese hatte aber in akustischer Hinsicht einen zu kleinen Strömungswiderstand, was sich in einer zwar hohen, doch zu selektiven Absorption zeigt. Deshalb wurde zwischen der Platte und der Steinwolle eine Polyäthyleenfolie (50μm stark) montiert; diese verbreitet die Absorptionskurve nach der Seite der tiefen Frequenzen (siehe Abb. 3). Diese Folie ergibt zwei weiteren Vorteile: es kann kein Wasser in die Steinwolle hineindringen wenn die

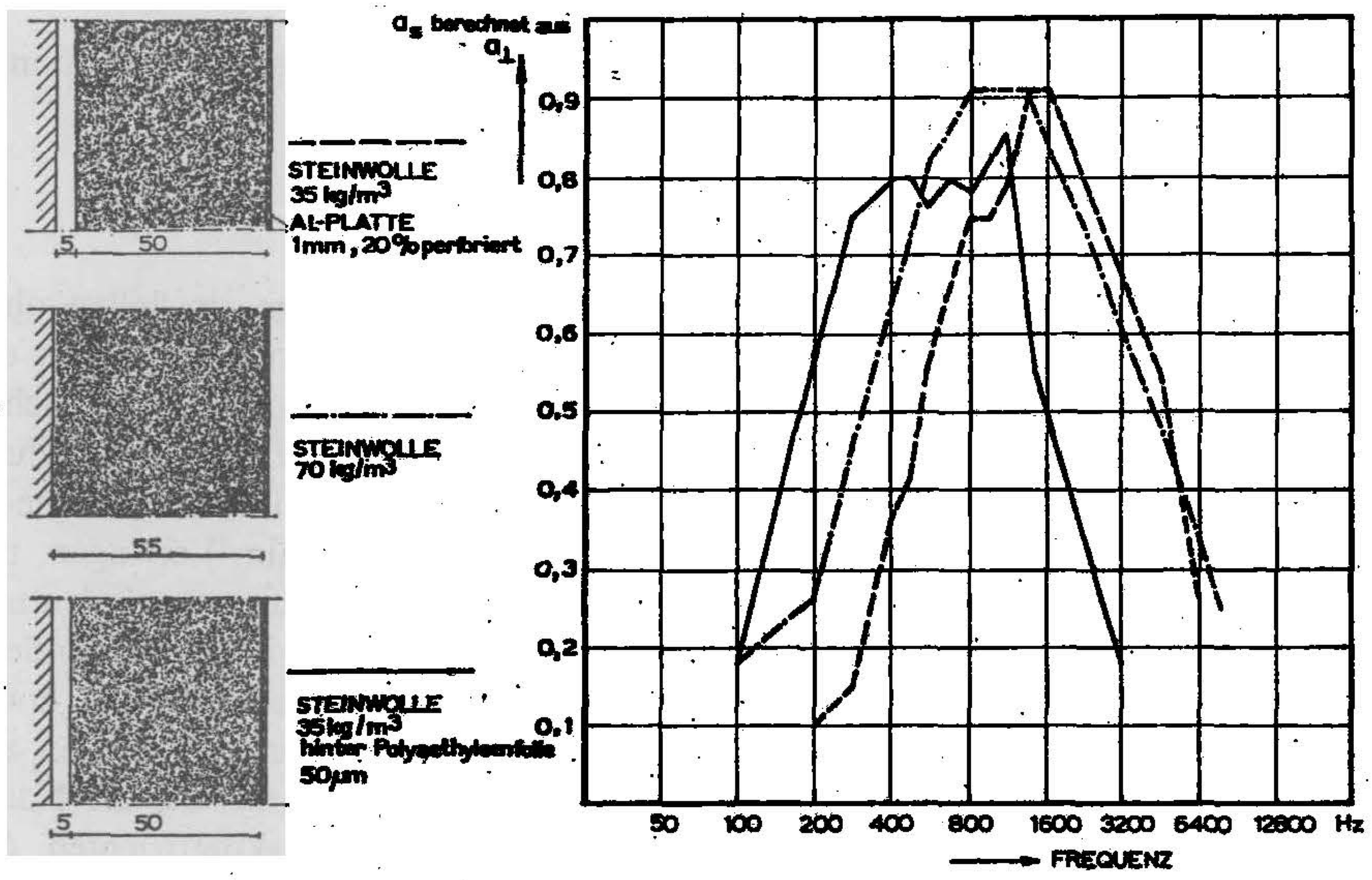
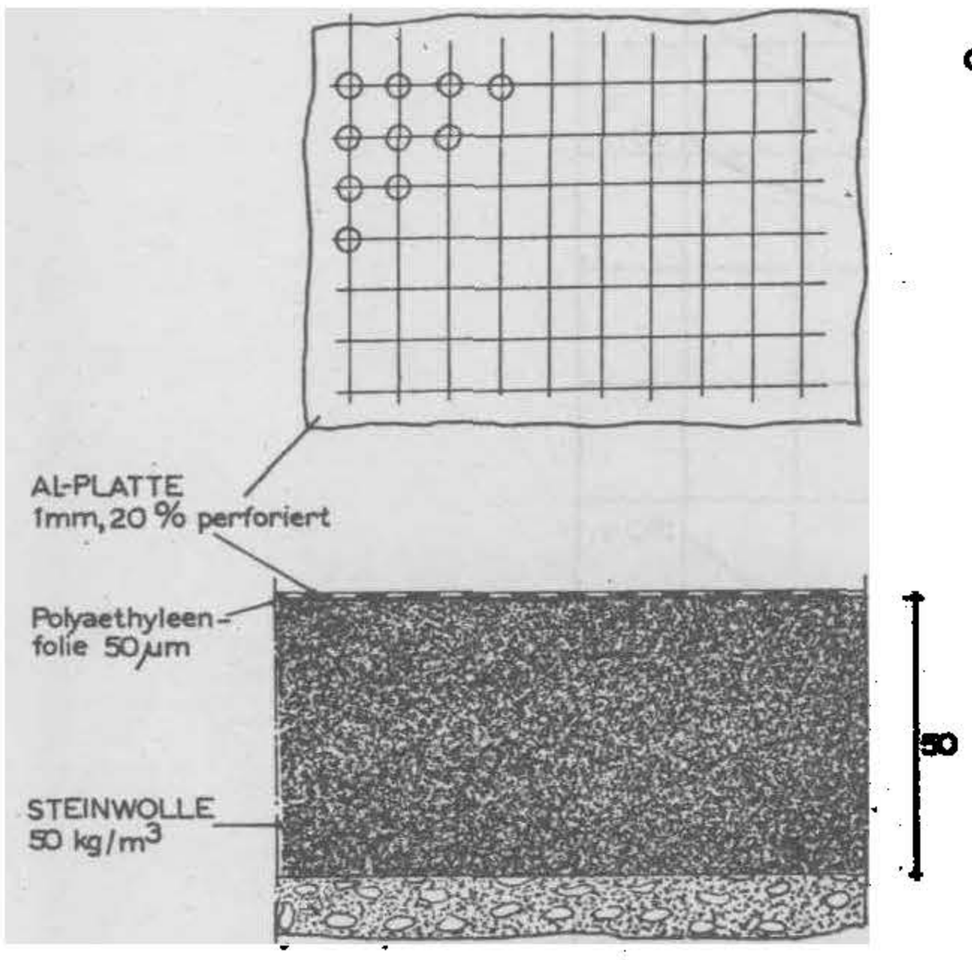


Abb. 3. Drei Variationen der Deckenverkleidung mit ihrer Absorptionskurven berechnet aus Rohrmessungen.

Decke gereinigt werden muss und es können keine Steinwolleteilchen herausfallen. Abb. 4 gibt die Nachhall-Absorptionskurve der ganzen Konstruktion.

ERREICHTE RESULTATE

Während der letzten Phase des Baues wurden Schallmessungen in dem Tunnel durch-



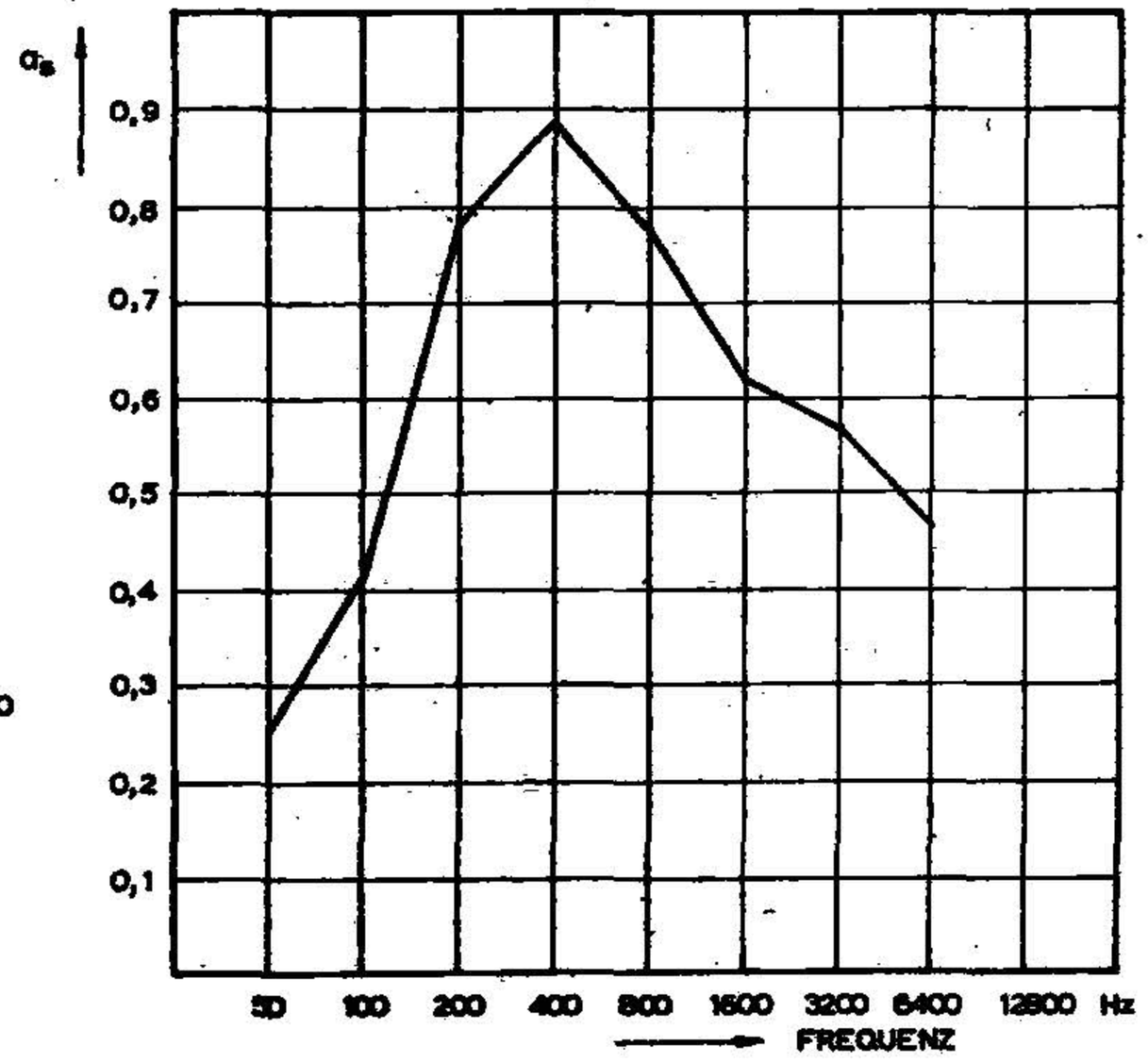


Abb. 4. Die angewandte Schallschluckende Konstruktion mit der im Hallraum gemessenen Absorptionskurve.

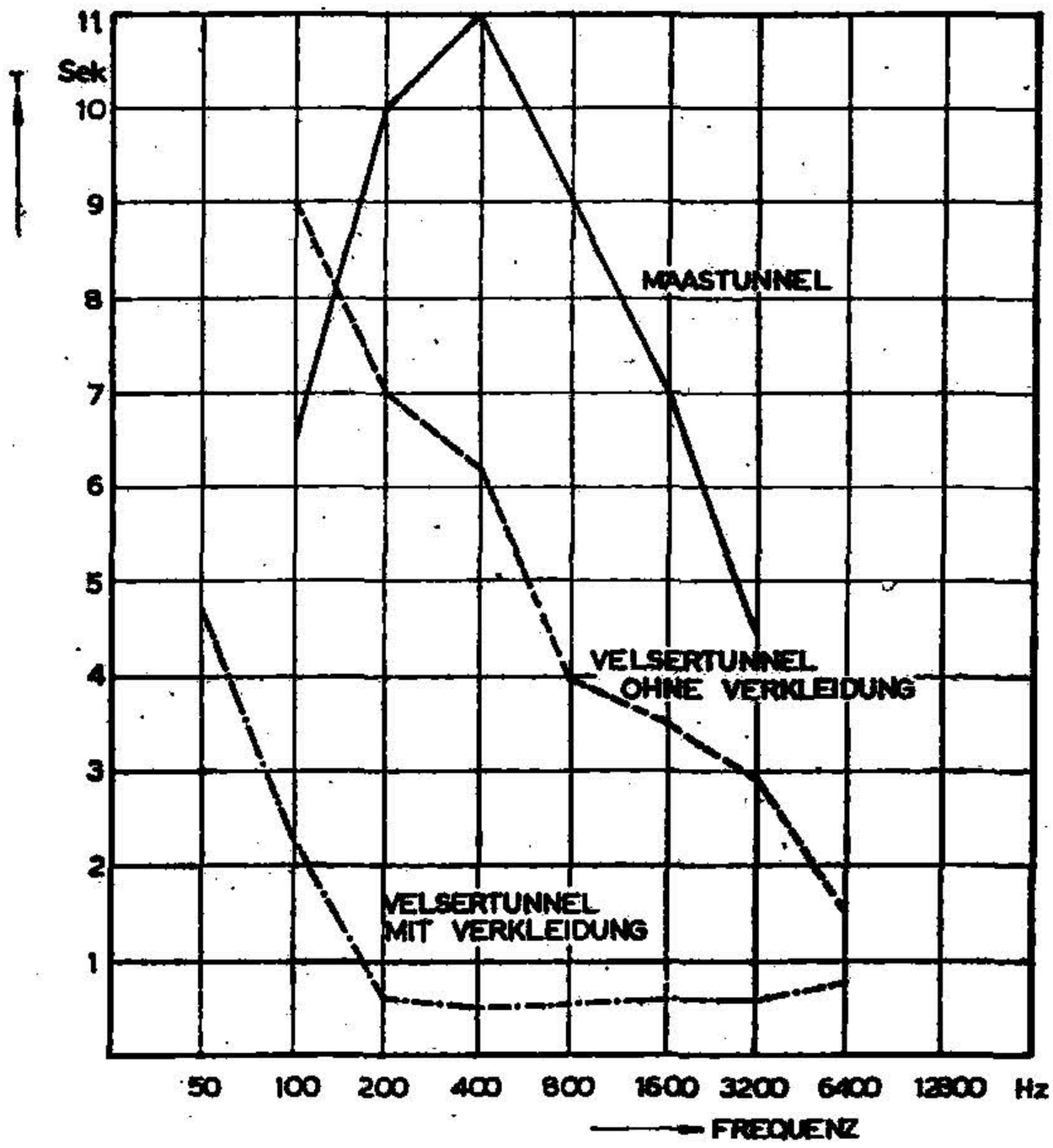


Abb. 5. Die Nachhallkurven vom Velser Tunnel vor und nach Anbringen der Verkleidung und vom Maastunnel.

geführt, sowohl vor dem Anbringen der Absorption als auch nachher. Die gemessenen Nachhallzeiten sind, mit denen des Maastunnels in Abb. 5 eingetragen.

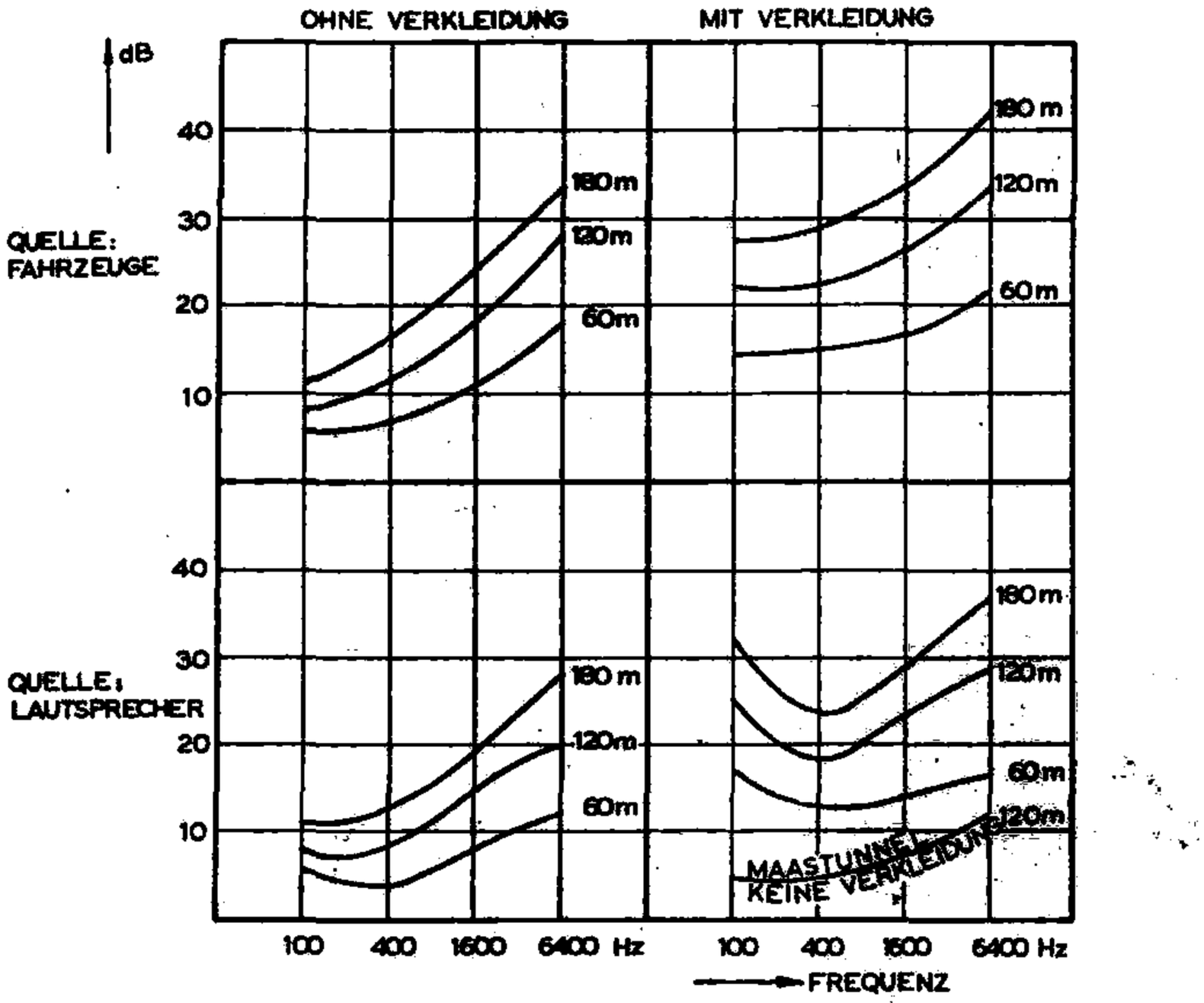


Abb. 6. Die Schallpegeldifferenzen zwischen Tunnel-Querschnitt bei der Quelle und Tunnelquerschnitt beim Messort für verschiedene Abstände zwischen den beiden.

Mittels Lautsprecher und Fahrzeugen (PKW und Moped) wurde auch der Schallpegel als Funktion der Entfernung zur Schallquelle gemessen. Abb. 6 gibt die Resultate; durch die verschiedenen Richtcharakteristiken der Quellen sind die Dämpfungskurven für Lautsprecher bzw. Fahrzeuge nicht identisch. Dasselbe findet man allerdings auch bei Messungen im Freien, und es macht Berechnungen über die Schallpegelsenkung in einem Tunnel ziemlich zwecklos. Doch kann man sagen, dass im Velser Tunnel die schallschluckende Decke eine Pegelsenkung von etwa 10 dB verursacht, wenn es sich um etwas entfernte Fahrzeuge handelt. Verglichen mit dem Maastunnel, dessen Seitenwände mit glatten Ziegeln bekleidet sind, ist die Senkung etwa 16 dB.

SCHLUSSFOLGERUNG

Von einer sogenannten "Tunnel-Akustik" ist durch die ergriffenen Massnahmen in dem Velser Verkehrstunnel nichts mehr zu bemerken. Das wurde vielleicht am besten illustriert bei der feierlichen Eröffnung, als ein Fanfarenorchester spielend durch den Tunnel marschierte mit musikalisch ausgezeichnetem Erfolg.

Wir nehmen an dass hier gezeigt worden ist wie nützlich und verhältnismässig einfach gute akustische Massnahmen in Tunneln sein können und wir empfehlen die Anwendung derartiger Verkleidungen für neue Tunnel.

Lärmbekämpfung in einem Tunnel

A. C. RAES

Nationale Hochschule für Hochbau, Brüssel (Belgien)

DAS PROBLEM

Wir beschreiben die Vorkehrungen, die im Tunnel der avenue Louise in Brüssel zwecks Senkung des Schallpegels getroffen wurden, und teilen die Messergebnisse der erzielte Dämpfung mit.

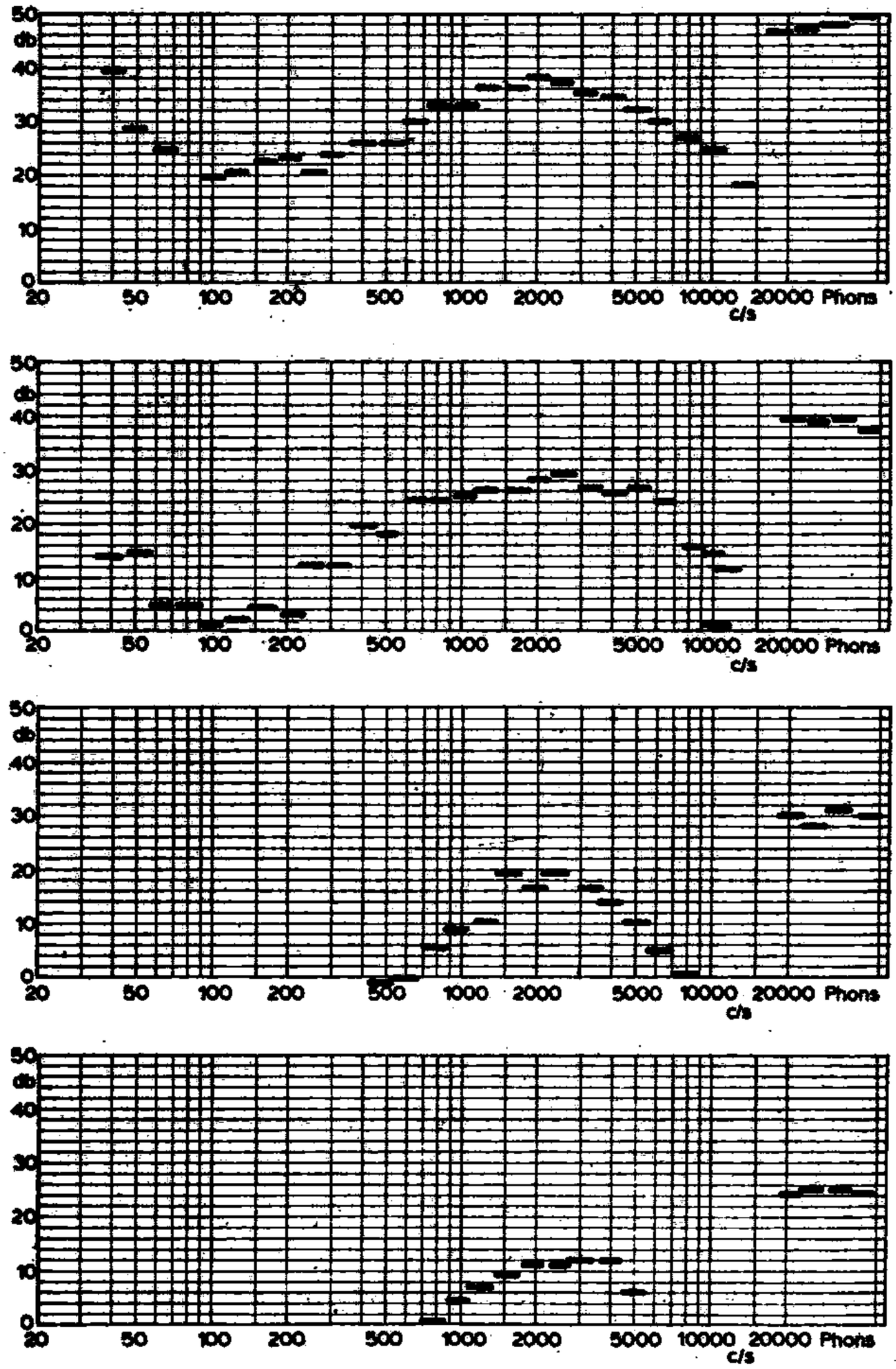


Abb. 1. Registrierte Spektren in den Entfernungen 3m, 32 m, 193 m und 235 m für Generator *W*.

Verkehr

Keine Strassenbahn. Fast nur Personenkraftwagen. Ein geringer Prozentsatz Lastkraftwagen.

Abmessungen

Die Gesamtlänge betragt etwa 470 m. Die freie Höhe ist 4,5 m und die Breite 14,5 m. Zum Vergleich stand ein akustisch nicht behandelter Tunnel desselben Querschnitts von 260 m Länge zur Verfügung.

ANRODNUNGEN, DIE SICH AUS DEM PROJEKT ERGEBEN

Decken

Die horizontalen Decken sind zunächst dazu vorgesehen, die Belüftung des Tunnels und andere Leitungen zu verdecken. Aus Gründen der Lärmdämpfung wurde sie aus absorbierenden Platten aus Aluminium mit aufgewalztem Polyvinyl (skinplate) hergestellt. Die Platten sind im Form eines Beckens mit flachem, durchlöchertem Boden umgebogen. In jedem Becken befindet sich eine Glasgespinstmatratze, die hermetisch mit Plastik umhüllt ist. Die Schallabsorptionsgradkurve dieser Verkleidung liegt zwischen 0,6 und 0,90 in dem Frequenzbereich von 200 bis 6400 Hz.

Seitenwände

Die Seitenwände sind aus emaillierten Beton. Der Schallabsorptionsgrad beträgt etwa 0,03 wenn die Wände frisch abgewaschen sind, was sehr oft der Fall ist. Wir hatten vorgeschalgen, absorbierende Platten in regelmässigen Abständen und Höhen zwischen 1 und 3m einzubauen, jedoch wurde dies abgelehnt. Das Amt für öffentlichen Arbeiten war der Ansicht, dass die Wände einen grösstmöglichen Widerstand gegen Stösse aufweisen müssten, sogar auch in diesen Höhen. Das Ergebnis ist daher so, wie es vorauszusehen war. Das "Flatterecho" ist verhältnismässig stärk.

AKUSTISCHE MESSUNGEN VOR DER INBETRIEBNAHME

Messmethode

Das Mikrophon wurde in der Nähe der Tunnelmitte aufgestellt und die Schallquelle nach und nach von ihm entfernt. Wir erhielten so die Abhahme des Schallpegels als Funktion des Quellenabstandes. Für bestimmte Stellungen der Quelle haben wir auch das Spektrum des Schallpegels der das Mikrophon erreichte, aufgezeichnet.

Apparatur

Schallgenerator. Wir haben die Messungen mit Schallstössen durchgeführt. Wir mussten dabei sehr starke Impulse anwenden, da es nicht möglich war, uns eine Unterbrechung des Lärmes der Fertigstellung des Tunnels zu gewähren; die Arbeiten dauerten 24 Std/Tag. Wir benutzten 2 Startpistolen, mit *W* und *E* bezeichnet. In Vorversuchen prüften wir die Konstanz der Daten der erzeugten Impulse, und stellten Abweichungen von Maximal ± 2 dB bei beiden Typen fest.

Messung der Amplituden. Die Scheitelwerte der Impulse wurden mit einem Kathodenstrahloszilloskop, dessen Skala in dB eingeteilt ist, und mit einem geeichten Vorverstärker gemessen.

Aufzeichnen der Spektren. Es wurde eine Aufnahme auf geschlossenem Magnetband durchgeführt. Das Magnetophon wurde mit obigem Oszilloskop durch einen Terzfilter verbunden. Die abgelesenen Amplituden ergaben die in Abb. 1 und 2 dargestellten Spektren. (Bemerkung: Diese Spektren sind also nicht automatisch aufgezeichnet worden.)

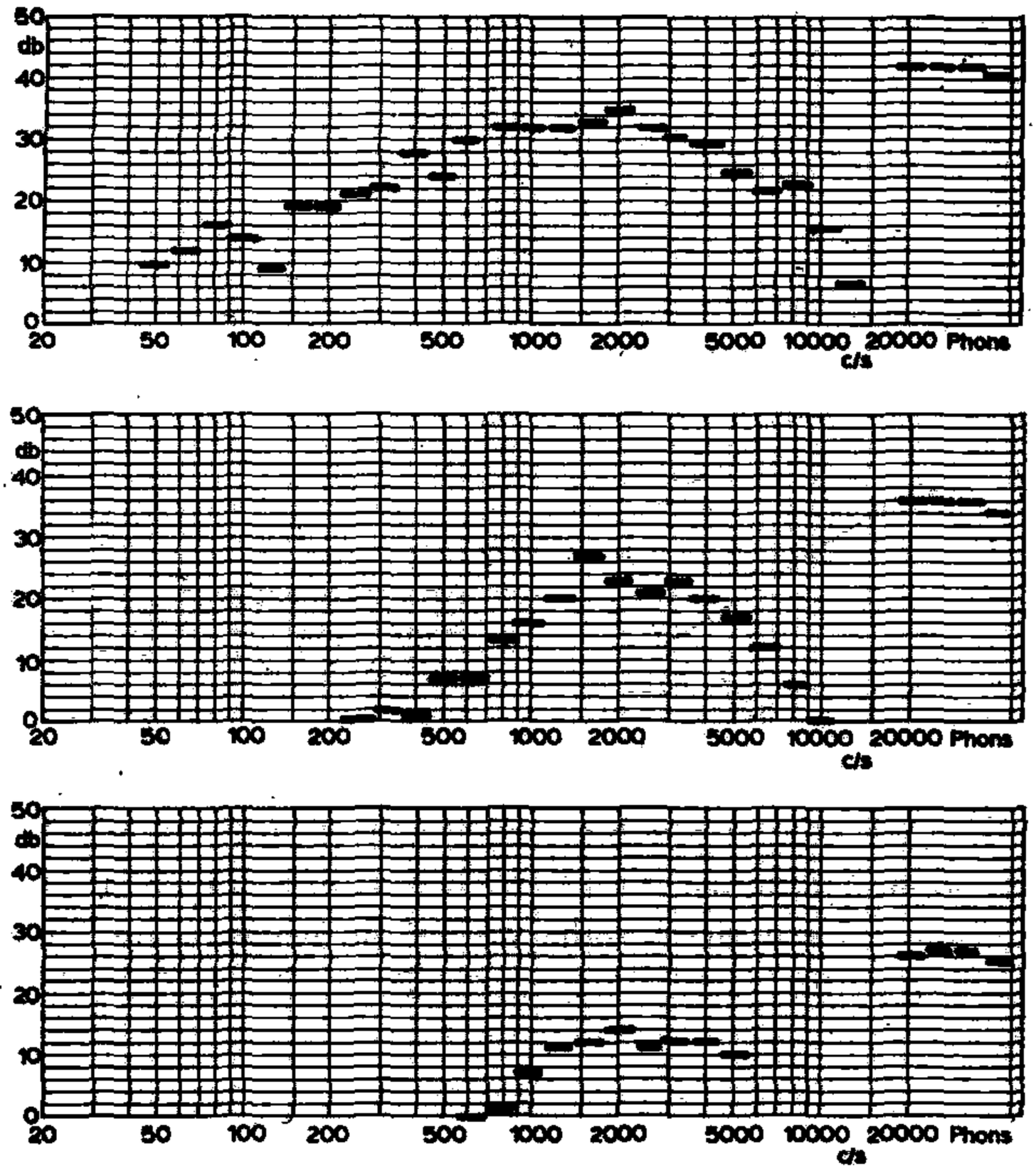


Abb. 2: Registrierte Spektren in den Entfernungen 32 m, 193 m und 235 m für Generator *E.*

Ergebnisse.

Abb. 1 und 2 zeigen die registrierten Spektren in den Entfernungen 32 m, 193 m und 235 m für beide Generatoren sowie in 3 m Entfernung für *W.* Die Kurven in Abb. 3 geben die Schallpegel in Abhängigkeit von der Entfernung zum Mikrophon wieder, gemessen für beide Generatoren.

MESSUNGEN NACH DER INBETRIEBNAHME

Es ist unmöglich, einen Standardverkehr durch einen Tunnel zu betreiben, um die Wirksamkeit der akustischen Behandlung zu messen. Seitdem der gedämpfte Tunnel in Betrieb ist, mussten wir uns damit begnügen, die Beobachtungen zu wiederholen um statistische Mittelwerte zu bekommen. Wir haben den Schallpegel bei allen Verkehrsarten gemessen. Wir führten dieselbe Messungen auch in dem nicht behandelten Tunnel durch. Für diese Messungen verwendeten wir einen normalen Schallstärkemesser, der sich in einem Personenwagen mit offenen Fenstern befand. Wir machten diese

Messungen ebenfalls in der avenue Louise vor der Einfahrt in den Tunnel. Die mittleren Ergebnisse sind folgende:

Verbesserung gegenüber der offenen Avenue: 0 dB bis 3 dB

Verbesserung gegenüber dem ungedämpften Tunnel: 6 dB.

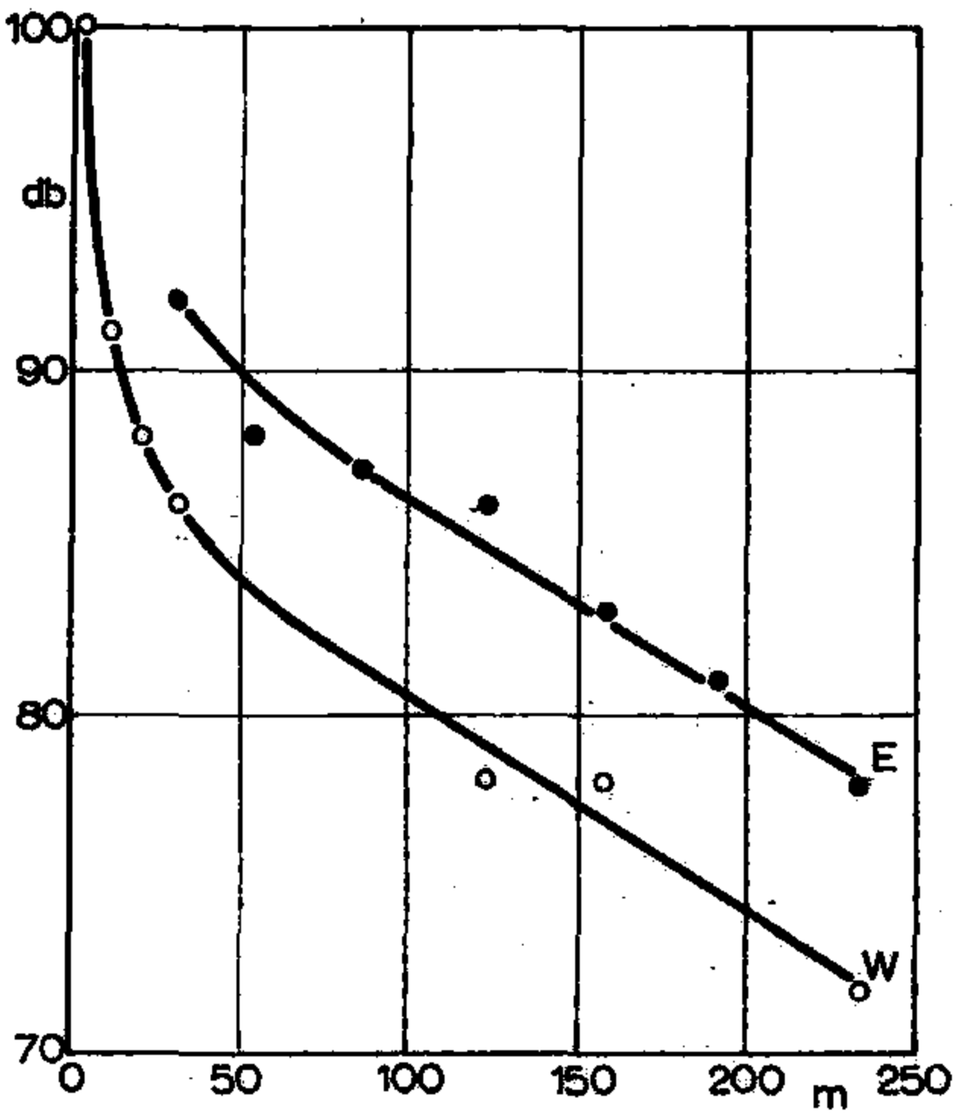


Abb. 3. Schallpegel in Abhängigkeit von der Entfernung zum Mikrophon für Generator *E* und *W*.

Weiterhin stellten wir eine angenehme, aber schwer zu messende Tatsache fest. In dem nicht behandelten Tunnel ist man von Geräuschen umgeben, und man hat den Eindrück, als ob alle Wagen gleich nahe wären. Im gedämpften Tunnel jedoch hat man den Eindruck, nur die Nachbarwagen zu hören. Die anderen Wagen hört man sich nähern und entfernen.

Massnahmen der Geräuschbekämpfung am Dieseltriebzug VT 11.5 (TEE-Zug) der Deutschen Bundesbahn

D. ZBORALSKI

Bundesbahn-Zentralamt, München (Deutschland)

KOMFORT IN DEN TEE-ZÜGEN

Hoher Reisekomfort und gediegene Ausstattung sind die besonderen Merkmale der vor kurzer Zeit dem Betrieb übergebenen Trans-Europ-Expresszüge. Einen wesentlichen Anteil hierbei stellen die angestrebten niedrigen Geräuschpegel in allen Fahrgastabteilen und Diensträumen dar. Eine TEE-Einheit besteht aus 2 Maschinenwagen, 2 Abteilwagen, 1 Grossraumwagen mit Liegesitzen sowie 1 Speise- und 1 Küchenwagen, wie es Abb. 1 zeigt. Der Reisende bemerkt diesen Komfort beim Betreten

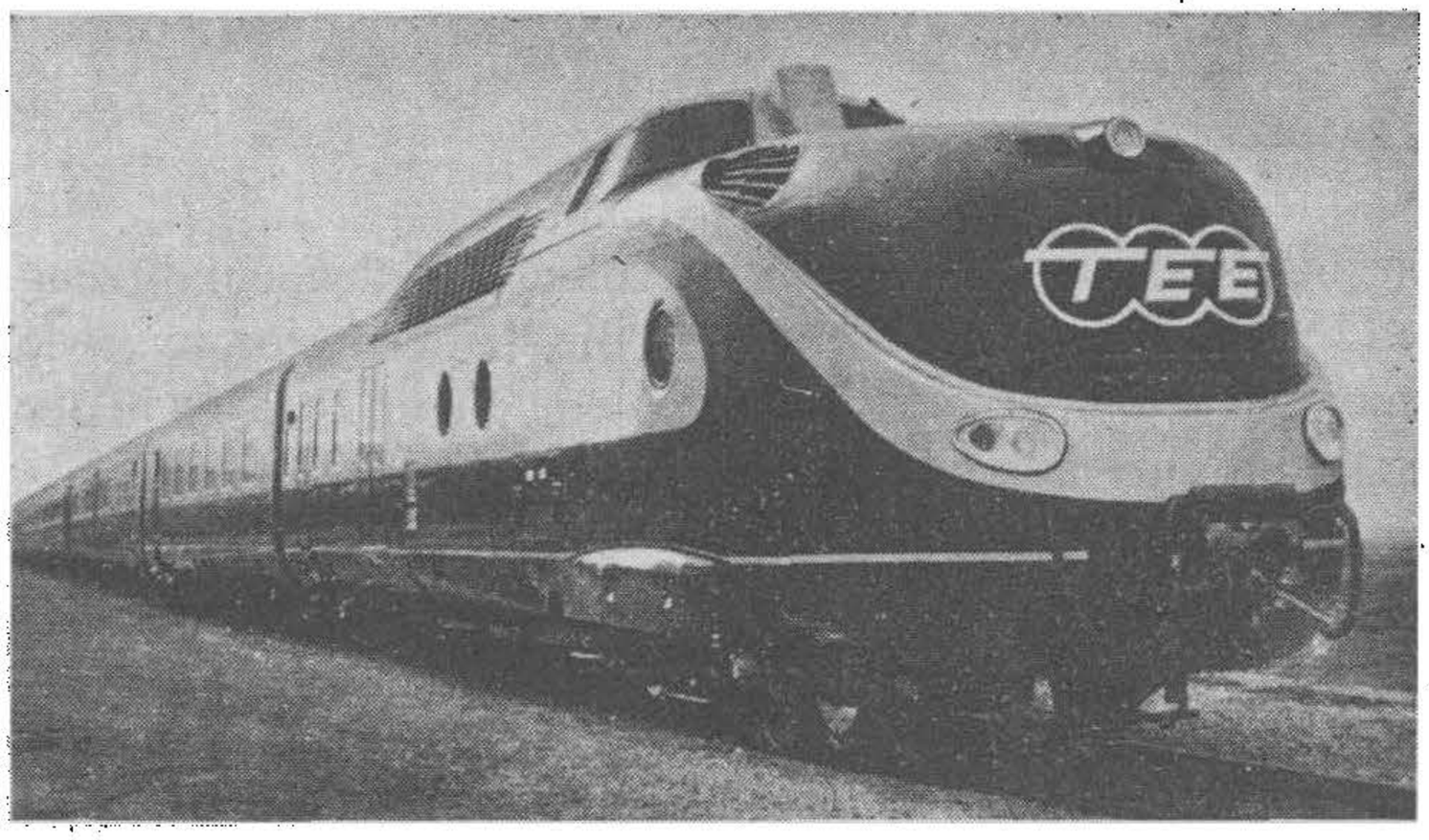


Abb. 1.

dieser Fahrzeuge vor allem in jeder Art von Bequemlichkeit für sich selbst. Farben und Formen erzeugen hier in jedem empfänglichen Menschen die angenehme Gedankenassoziation behaglicher Eleganz. Eine Klimaanlage sorgt stets für frische und staubfreie Luft. Da der Reisende den TEE-Zug mit dem Vorsatz, eine längere Strecke zurückzulegen, betreten hat, ist er auch bereit, gewisse Erschütterungen und Geräusche als Beweise seiner gewollten Aktion hinzunehmen. Indessen befriedigt es vollständig, wenn diese Erscheinungen nur mit geringen Amplituden an den Reisenden herangetragen werden.

WAGENBAULICHE BESONDERHEITEN

Beim TEE-Zug verlangten die speziellen Anforderungen an Komfort und Leistungen eine Reihe technischer Neuerungen, die neben den angestrebten Vorteilen auch grundsätzliche Erschwernisse für die Geräuschbekämpfung mit sich brachten. Alle TEE-

Fahrzeuge wurden aus Gewichtsgründen in Leichtmetall-Verbundbauweise hergestellt. Die gewichtsabhängige Schalldämmung von dünnen Leichtmetallblechen ergibt eine um ca 8 dB geringere Schalldämmzahl als bei vergleichbaren Stahlblechen. Auch hat Leichtmetall einen geringeren Elastizitätsmodul. Ein aufgespritztes Entdröhnungsmaterial kann sich so besser an die Blechschwingung anpassen und wird demnach bei gleichen Abmessungen in einem Leichtmetallblech die Körperschallschwingungen wirksamer dämpfen als in einem Stahlblech.

Die hier verwendeten kurzen Wagenkästen von nur 17,4 m Länge bewirken, dass in der Fahrt die geräuscherregenden Drehgestelle in kürzeren Abständen aufeinanderfolgen, als bei normalen 26,4 m langen Wagen.

Die Kompressoren und Lüfter der Klimaanlage sind unter den Fahrzeugen angebaut. Die Schwingungs- und Geräuscherregung dieser Aggregate musste bei der Geräuschbekämpfung besonders berücksichtigt werden.

Der Fahrzeuggrundriss sieht vor, dass die Speiseabteile und der Liegesitz-Grossraum die Übergänge ohne Vorraum mit einschliessen. Um hierbei den Geräuscheinfall zu begrenzen, mussten schalldichte Übergänge geschaffen werden.

Jeder TEE-Maschinenwagen erhält als Energiequellen den 1100 PS-Fahrdiesel und zur Versorgung der zahlreichen Verbraucher elektrischen Stromes einen Dieselgenerator von 232 PS Leistung. Der Führerstand musste dazwischen angeordnet werden und bedarf daher zur Schaffung erträglicher Geräuschverhältnisse zweier Trennwände mit besonders intensiver Schalldämmung.

DIE FAHRZEUG-GERÄUSCHBEKÄMPFUNG

Als Geräuschquellen treten am TEE-Zug wie bei jedem anderen Schienenfahrzeug auf: die Dieselmotoren, die Getriebe, die Bremsluftpresser, die Klimaaggregate sowie der Rollvorgang Rad-Schiene. Die Schallenergie breitet sich von diesen Quellen in der Umgebungsluft als Luftschall und im Fahrzeugmaterial als Körperschall aus.

Als aktive Massnahme der Geräuschbekämpfung wurde weitestgehend von der Auspuffschalldämpfung Gebrauch gemacht. Die anderen Massnahmen heissen: Luftschalldämmung, Luftschallschluckung, Körperschalldämpfung und Körperschalldämmung. Es ist wesentlich, alle Schallbekämpfungsarten gleichzeitig anzuwenden, denn das Auslassen nur einer Möglichkeit schafft Lücken, die auch durch erhöhten Aufwand bei den anderen nicht geschlossen werden können.

Nach den guten Erfolgen mit Auspuffschalldämpfern in Diesellokomotiven wurden Fahrdiesel und Dieselaggregat der Maschinenwagen mit je einem Auspuffschalldämpfer ausgerüstet. Verwendung fanden Reflexionsdämpfer mit abgezweigten Resonatoren und Absorptionsschalldämpfer mit angepassten Wandwiderständen. Von den Herstellern dieser Schalldämpfer war eine Pegelverminderung von 15–20 Phon im Gasstrahl garantiert worden. Der Gesamtpegel sollte im Nahfeld der Auspuffmündung 110 Phon nicht überschreiten. Auch sollte keine unzulässige Gegendruckerhöhung eintreten.

Die TEE-Mittelwagen haben wie fast alle Eisenbahnwaggons Hohlwände bestehend aus einer Aussenhaut, hier 2 mm Leichtmetallblech, und einer Innenverkleidung, wobei die tragenden Profilsäulen die Hohlwandtiefe bestimmen. Alle Aussenbleche und z.T., die tragende Konstruktion wurden zur Körperschalldämpfung mit einem aufspritzbaren Entdröhnungsbelag in doppelter Blechstärke versehen. Als Entdröh-

nungsmittel wurden hier weichgemachte Kunststoffe auf der Basis der Vinyl- und Acrylderivate verwendet, die mit leichtem anorganischem Material (Vermicoulit) gefüllt sind. Die Wertigkeit des verwendeten Entdröhnungsmaterials wird durch den Verlustfaktor η ausgedrückt, der bei einem Massenverhältnis Belag-Blech von 20% den Betrag von 0,13 bis 0,15 aufweist.

Alle Hohlräume der Wände wurden mit Mineralfaserstoffen gefüllt. Aus Gründen des Leichtbaues beträgt das Raumgewicht des Faserstoffes 10 kg/m³. In Modellversuchen zeigte sich eine Verbesserung der Schalldämmung solcher Wände durch Faserstoffüllung bis zu 5 dB. Abb. 2 zeigt die Wand ohne Innenverkleidung; Entdröhnungsmittel und Faserstoffüllung sind deutlich zu erkennen. Die Tiefe der so ausgefüllten Seitenwände beträgt 60 mm. Der Fussboden ist ähnlich aufgebaut, hier beträgt die Tiefe 150 mm. In der Dachpartie treten zu den eben beschriebenen Massnahmen noch Schallschluckschichten hinzu. Ausserdem musste hier die Isolation eine so hohe Wärmedämmung haben, dass Schwitzwasserbildung vermieden wird. Die Schichtenanordnung ist dann folgendermassen aufgebaut:

Aussenblech: 3 mm

Entdröhnungsschicht: 50 mm Faserstoff 10 kg/m³ durch schalltransparente Folie abgedeckt und von Perlonzugseilen gehaltert

Lufthohlraum

innere Blinddecke. Die Innendecke ist aus Lochblech gebildet mit 30% freier Lochfläche, hinter dem sich eine 20 mm starke Faserstoffschicht in Folieneinhüllung befindet. Der Lufthohlraum erreicht Tiefen, die die sehr wirksame Schluckung im $\lambda/4$ Abstand ermöglichen.

Die Klimaanlage leitet den in die Fahrgasträume einzublasenden Luftstrom über eine Schluckstrecke, wo in Faserstoffen die Luftwirbelgeräusche absorbiert werden. Die Klimaaggregate unter dem Fussboden sind in besonderen Rohrrahmen zusam-

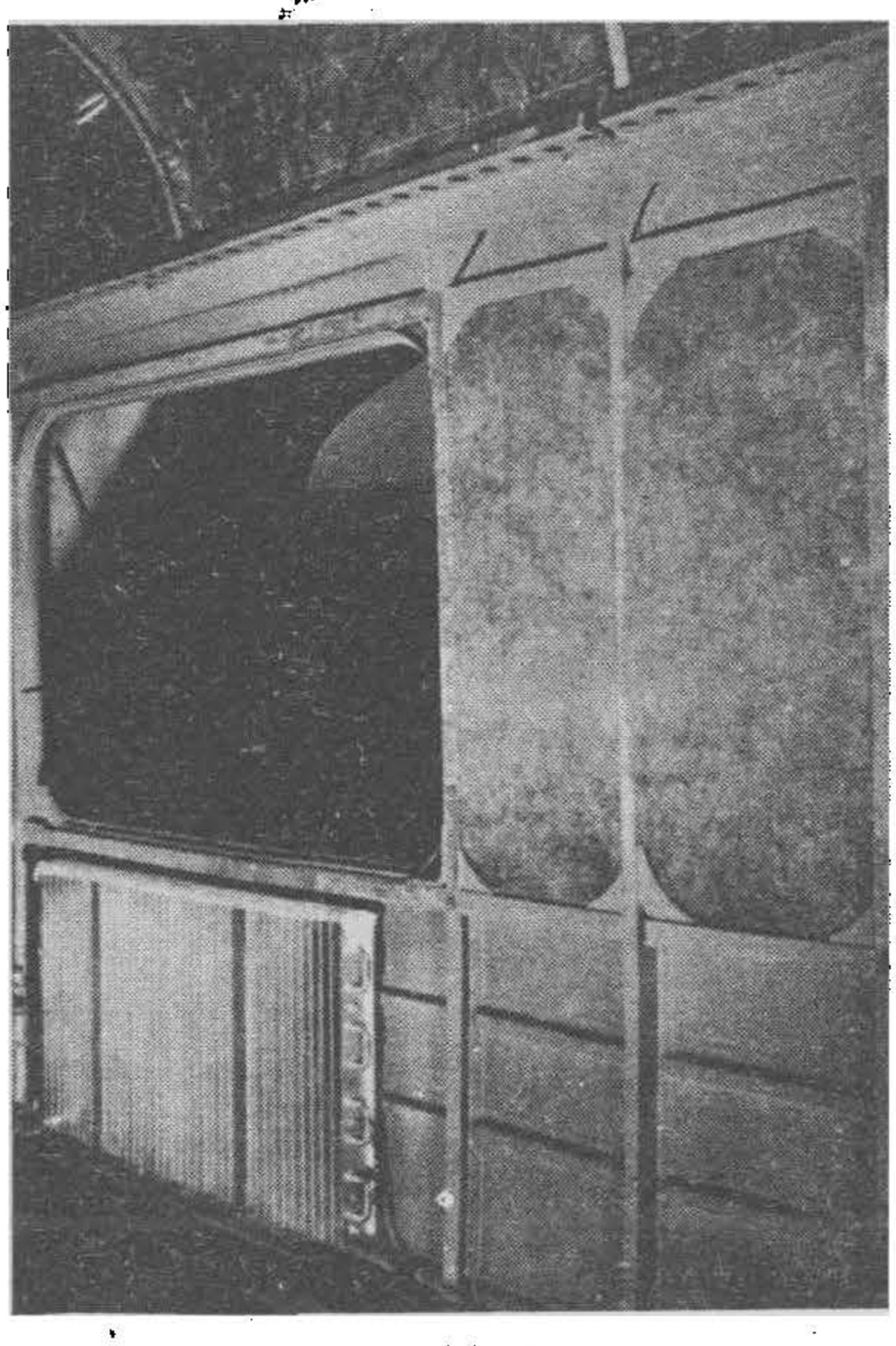


Abb. 2.

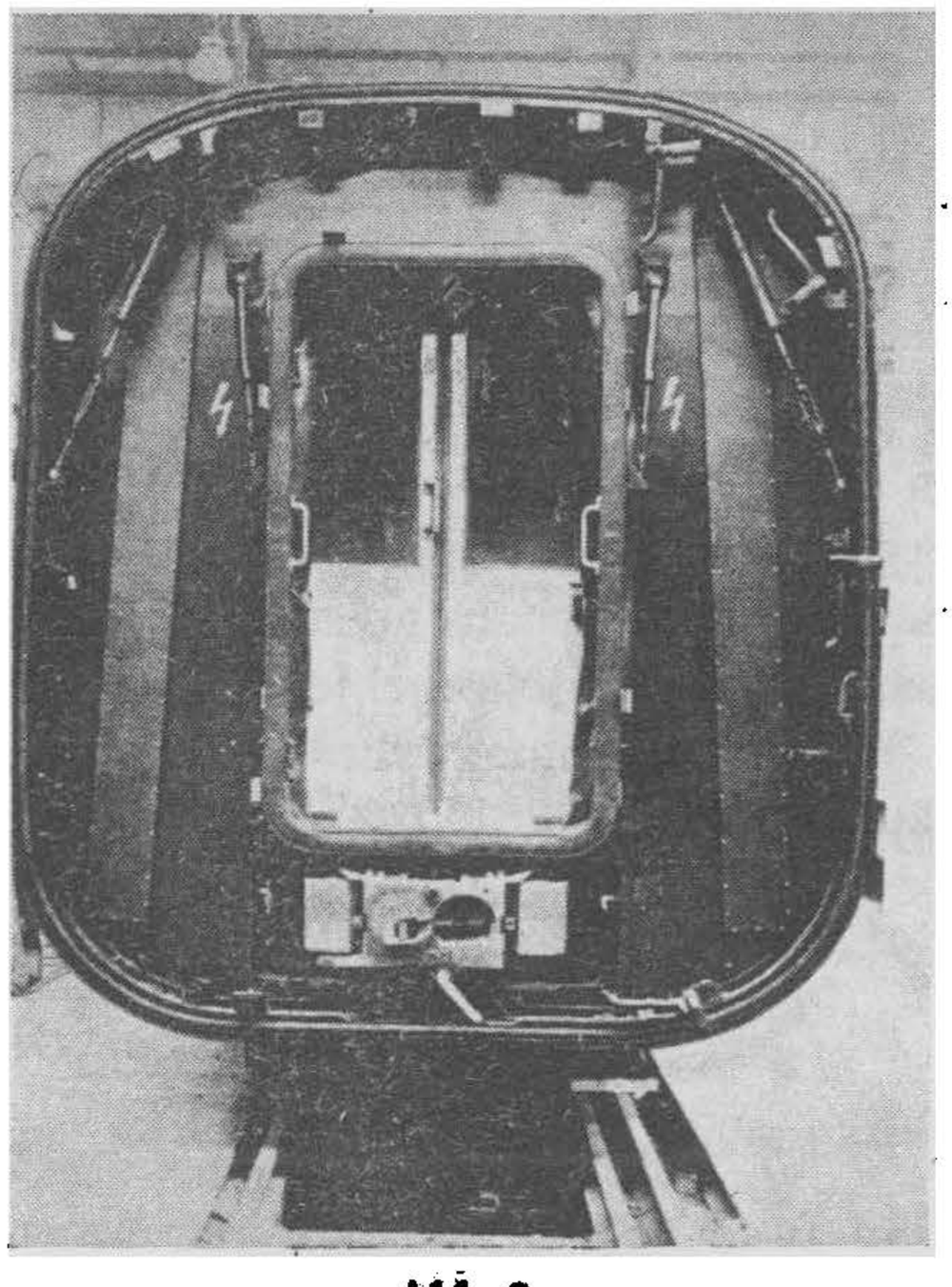


Abb. 3.

mengefasst, die elastisch in überkritischer Abstimmung auf Verstrebungen des Fahrzeugunterteiles ruhen.

Die bisher bekannten Wagenübergänge erfüllten die Forderungen nach ausreichender Schalldämmung nicht. Es wurde daher ein neuer Übergang bestehend aus einem äusseren umrissgleichen Gummituch und einem inneren Mehrschichtenaufbau Gummituch-Latexschaum-Gummituch verwendet. Der Übergang muss ausserdem schnell trennbar sein. Dazu sind das äussere und die inneren Gummitücher in je einem sogenannten Kuppelrahmen gefasst. Diese Rahmen sind mit lösbaren Klammern aneinander gehaltert. Abb. 3 zeigt diesen Übergang.

Der Führerstand im Maschinenwagen wurde als besondere Kabine nur auf Gummipolstern gelagert, um bei der ausserordentlichen Geräuscherregung zwischen den beiden Dieselmaschinen genügende Schallisolationswerte zu erreichen. Die Wandflächen der Kabine sind wieder entdröhnte Doppelwände mit Faserstoffüllung. Als Besonderheit sind die Innenwände nur schwimmend über Profilgummi mit den Aussen wänden unter Vermeidung jeder Körperschallbrücke verbunden. Die beiden Türen im Führerstand sind mit mehrstufigen Gummidichtungen versehen. Alle Aussenwandbleche des Maschinenwagens wurden ebenfalls in doppelter Blechstärke entdröhnt. Es erschien besonders gewinnbringend, die Seitenwände in der Nähe der Dieselmaschinen von innen zur Schluckung heranzuziehen. Die Innenverkleidungen sind daher als Lochbleche ausgebildet, hinter denen Faserstoff wirkt. Wichtig ist hier die Abdeckung der Faserstoffe hinter den Lochblechen durch schalltransparente Polyterephthalsäureesterfolien 20μ stark, um Eindringen von Schmier- und Kraftstoffen auszuschliessen.

MESSERGEBNISSE

In den Mittelwagen wurden in Fahrversuchen die in nachfolgender Tabelle angegebenen Lautstärkewerte gemessen. Die Messpunkte waren dabei jeweils in Fahrzeugmitte angenommen:

Abteilwagen	67 Phon
Grossraumwagen mit Liegesitzen	74 Phon
Speisewagen	72 Phon
Küchenwagen	74 Phon
Abteilwagen	69 Phon

In den Abteilwagen wurden demnach 67 bzw. 69 Phon erreicht. Die etwas höheren Pegel der anderen Wagen, die an sich auch schon einen beachtlichen Fortschritt darstellen, sind durchaus noch zumutbar, da z.B. die menschliche Unterhaltung den allgemeinen Geräuschpegel jedes Raumes über 70 Phon ansteigen lässt.

In den Maschinenwagen zeigten sich im häufigsten Betriebzustand folgende Geräuschpegel:

Maschinenkammer Fahrdiesel	111 Phon
Auspuffmündung Fahrdiesel	106 Phon
Maschinenkammer Dieselaggregat	108 Phon
Personalraum	78 Phon
Führerstand	86 Phon

Diese Zahlen lassen die gute Wirkung der vorgesehenen Massnahmen erkennen. Es

wäre durchaus noch möglich gewesen, durch weiteren Aufwand an Isolationsmaterial noch geringere Lautstärkepegel zu erreichen. Allerdings hätten die hierfür nötigen Isolationsgewichte den ganzen Leichtbau dieser Fahrzeuge in Frage gestellt. Die getroffene Anordnung stellt daher ein günstiges Verhältnis von Aufwand zu erreichbarem Nutzen dar.

Electrical Measurement of Characteristic Mechanical Quantities of Typewriters

G. C. PATRUCCO

National Electrotechnical Institute, Turin (Italy) and Research Centre, Ing. C. Olivetti Co., Ivrea (Italy)

A series of researches on typewriters has been performed in order to find useful indications on the dynamic behaviour of various movements, on the influence of the kind of touch and finally on the relations between some elements of the typewriters and the noise level generated during typing.

To this purpose the forces, acting on several points of the typewriter during typing, have been measured as a function of time. The corresponding position and speed reached by some moving elements have also been determined.

The examined quantities are aperiodic and rapidly varying with time; their measurement and recording are obtained by electrical methods producing no phenomena of inertia.

The determination of forces has been made by using piezoelectric elements of barium titanate, incorporated in the parts under examination. A time constant of many seconds has been obtained by using an electrometric preamplifier with imput impedance of $10^{12}\,\Omega$. (This time constant is sufficient to make a static control of the system). After an suitable amplification the obtained voltage which varies proportionally with the force under test is recorded by a cathode-ray tube.

Displacements have been determined by differential transformers with variable coupling. The primary winding is supplied with a voltage at a frequency well above the range of the phenomenon under test. The amplitude of the voltage obtained at the secondary winding depends linearly (in a certain space) on the position of a light mobile core. When the core is rigidly connected to the moving element, the displacements of the latter are faithfully reproduced as an amplitude modulated output voltage. This output voltage is rectified and recorded by a cathode-ray tube.

The speeds are obtained from the above voltage by using differentiating circuits.

Finally the noiselevel has been measured in an anechoic chamber by placing the typewriters on antivibrating supports and using a sound-level meter and a piezoelectric microphone; the sound pressure has been recorded by a cathode ray tube.

By the described methods the force acting on the key during a percussion and the law of motion consequently assumed by it have been determined, for different kinds of movements and touches.

The diagrams (a), (b) and (c) of Fig. 1 refer to typewriters of Italian, German and American production; the percussions have always been made by an expert typist on the same central key; the diagrams (a), (b) and (c) of Fig. 2 show the influence of the touch on the examined quantities: they represent respectively the touch of a professional typist, of an inexpert one and of an artificial finger. Great differences are visible in the behaviour of the two quantities as a function of time, and consequently of the power supplied to the typewriter: also the total energy is very different.

From these first results it appears that the methods described may have useful applications in the engineering of typewriters and in the typing technique; it is indeed possible to analyse the movements and the kind of touch more suited to obtain the maximum typing speed with the least expense of energy.

The relations between some mechanical parameters of the typewriter and the noise generated during the typing have then been examined. The trip of the carriage and the percussion of the type on the platen are the principal sources of noise.

The tripping of the carriage is different whether the typist hits a key or the spacebar. The diagrams (a), (b) and (c) of Fig. 3 represent this motion under the first condition and they are respectively referred to typewriters of Italian, German and American production. The diagrams (a), (b) and (c) of Fig. 4 represent the same motion under

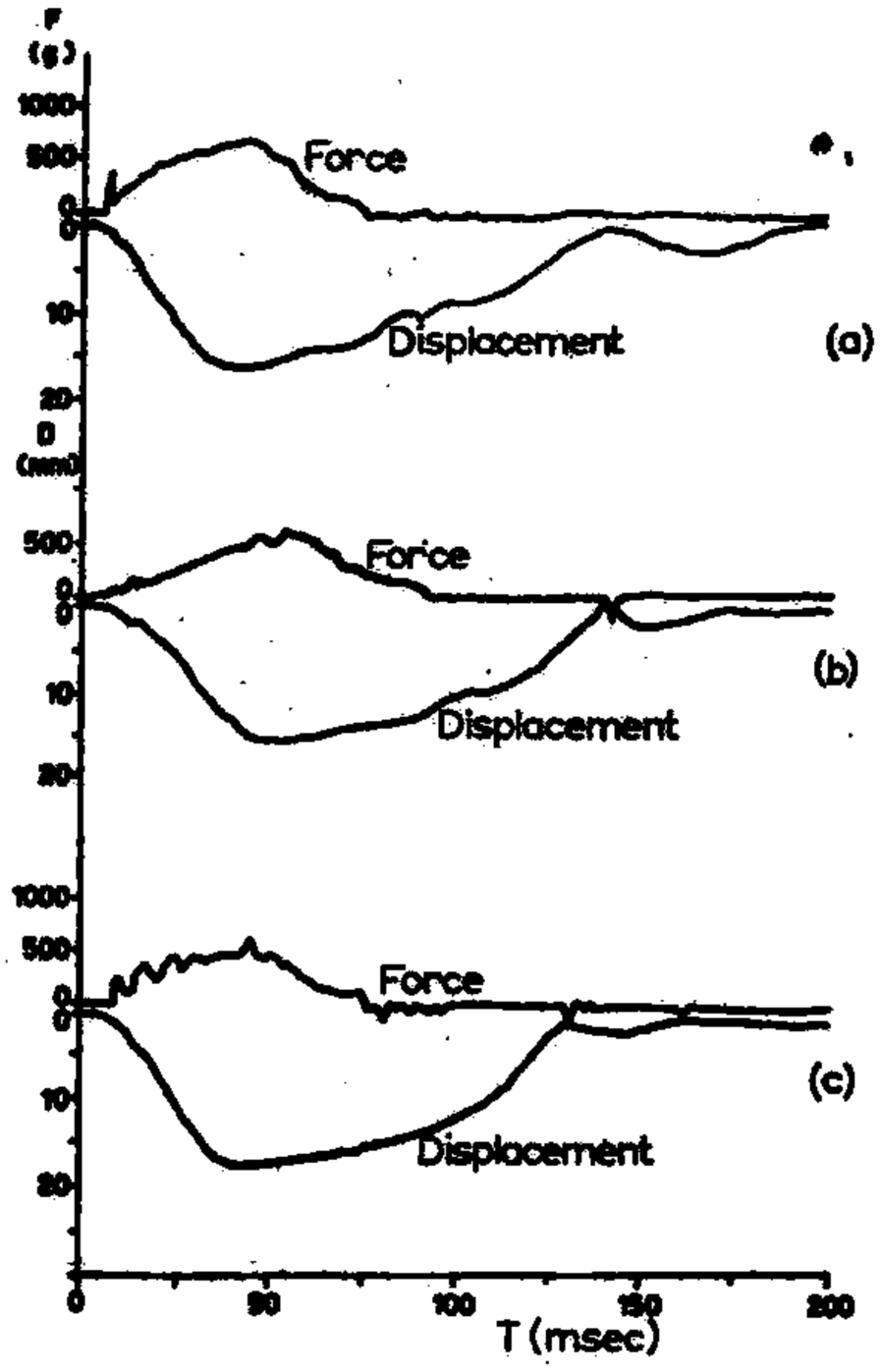


Fig. 1. Force acting on the key during a percussion and displacement consequently assumed by it. The diagrams correspond to:
(a) a typewriter of Italian production.
(b) a typewriter of German production.
(c) a typewriter of American production.

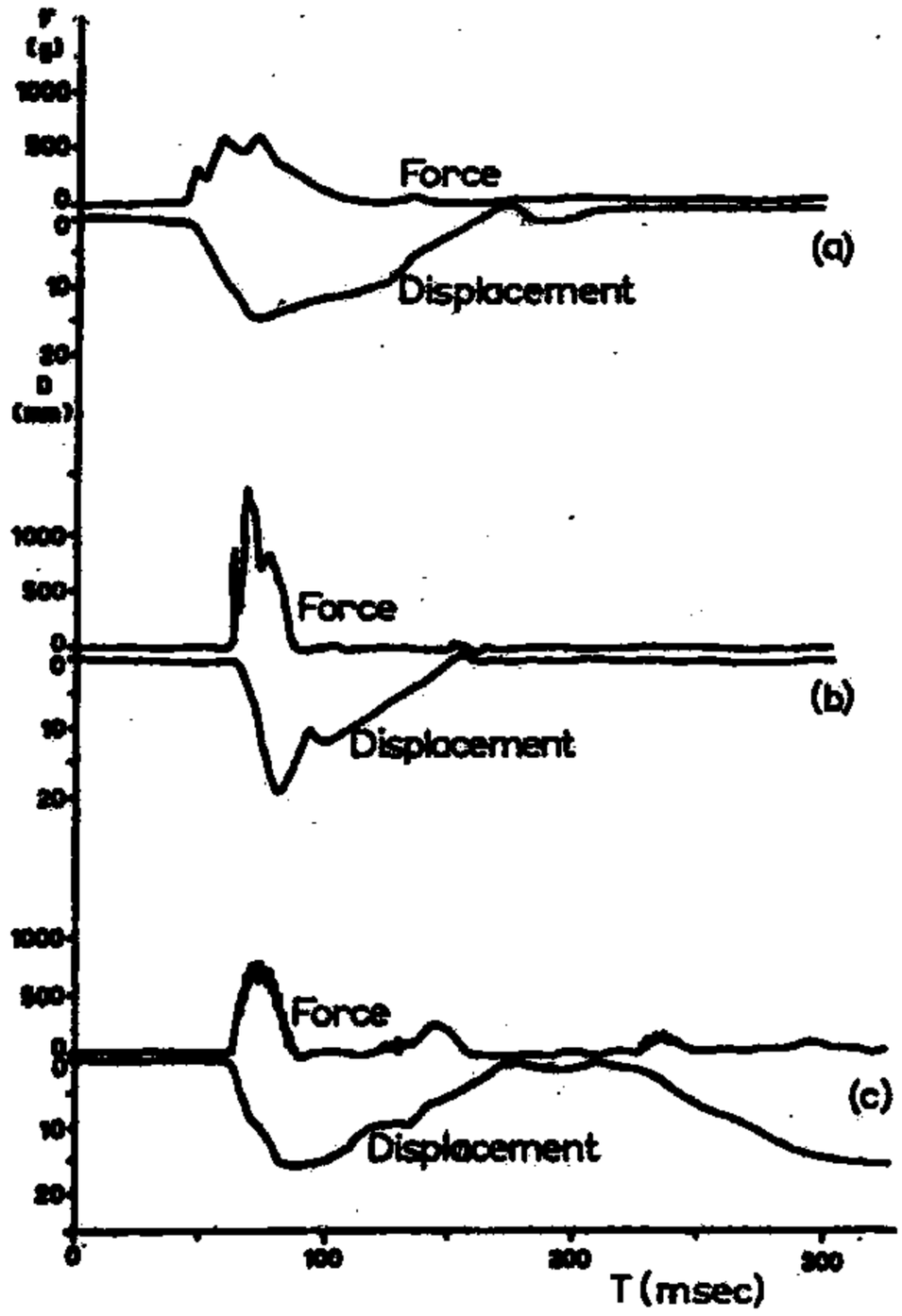


Fig. 2. Force acting on the key during a percussion and displacement consequently assumed by it. The diagrams correspond to:
(a) the touch of a professional typist.
(b) the touch of an inexpert typist.
(c) the touch of an artificial finger.

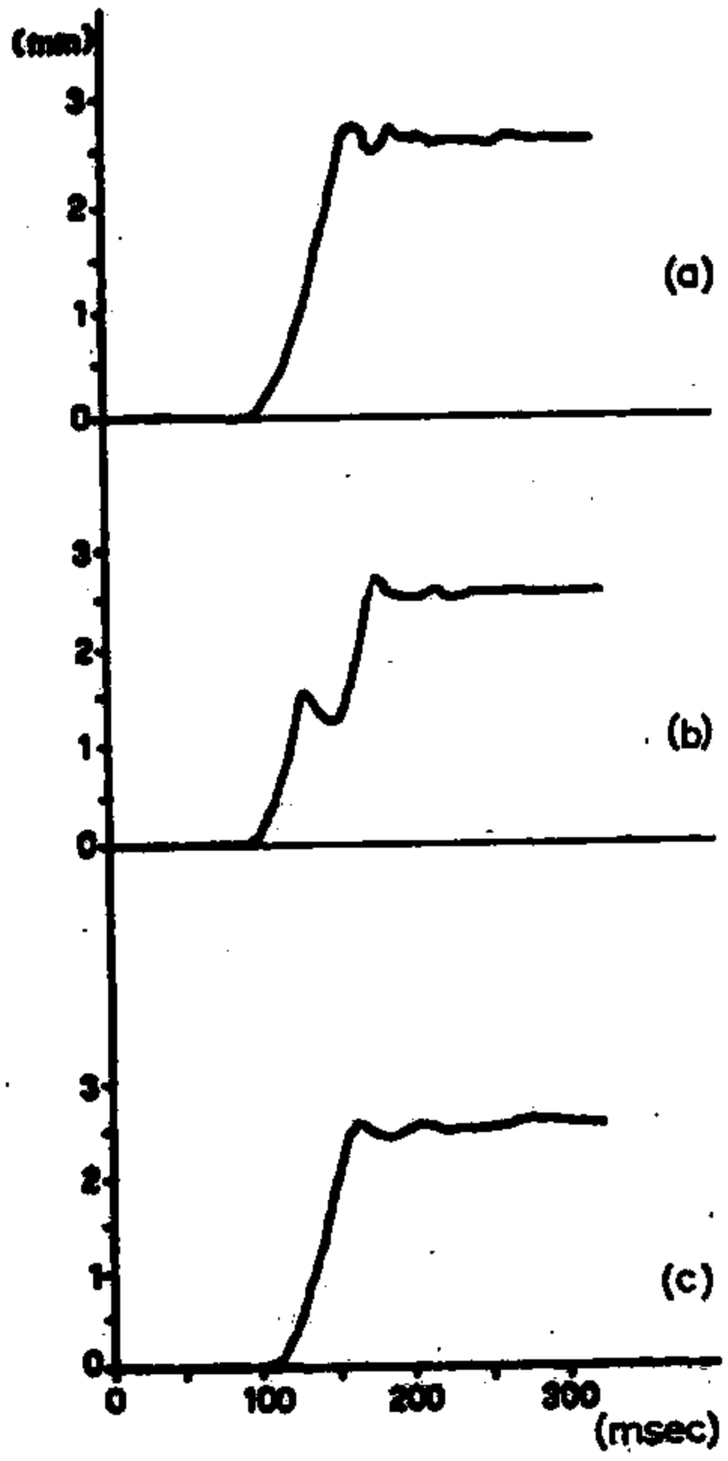


Fig. 3. Movement of carriage obtained by a percussion on a key.
The diagrams correspond to:
(a) a typewriter of Italian production.
(b) a typewriter of German production.
(c) a typewriter of American production.

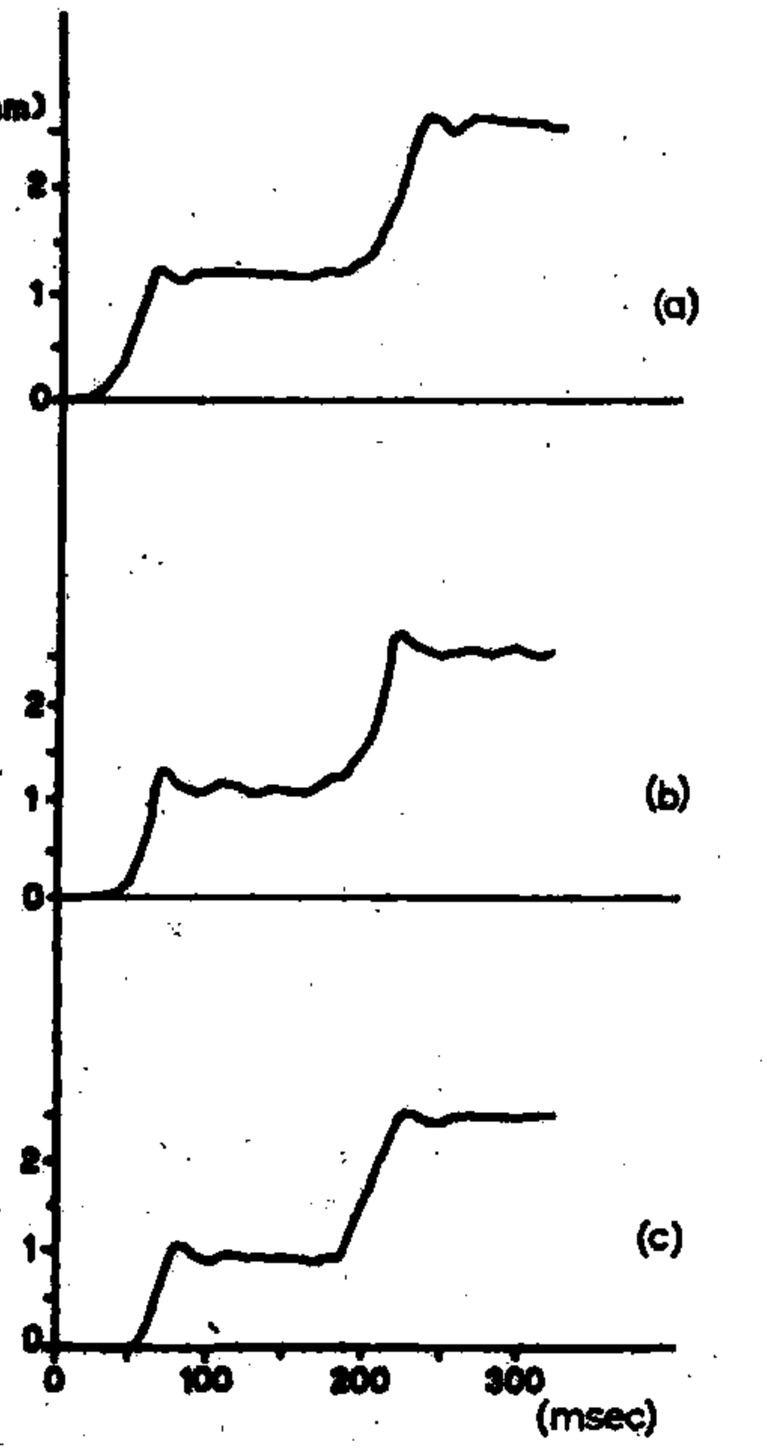


Fig. 4. Movement of carriage, obtained by a percussion on the space bar.
The diagrams correspond to:
(a) a typewriter of Italian production.
(b) a typewriter of German production.
(c) a typewriter of American production.

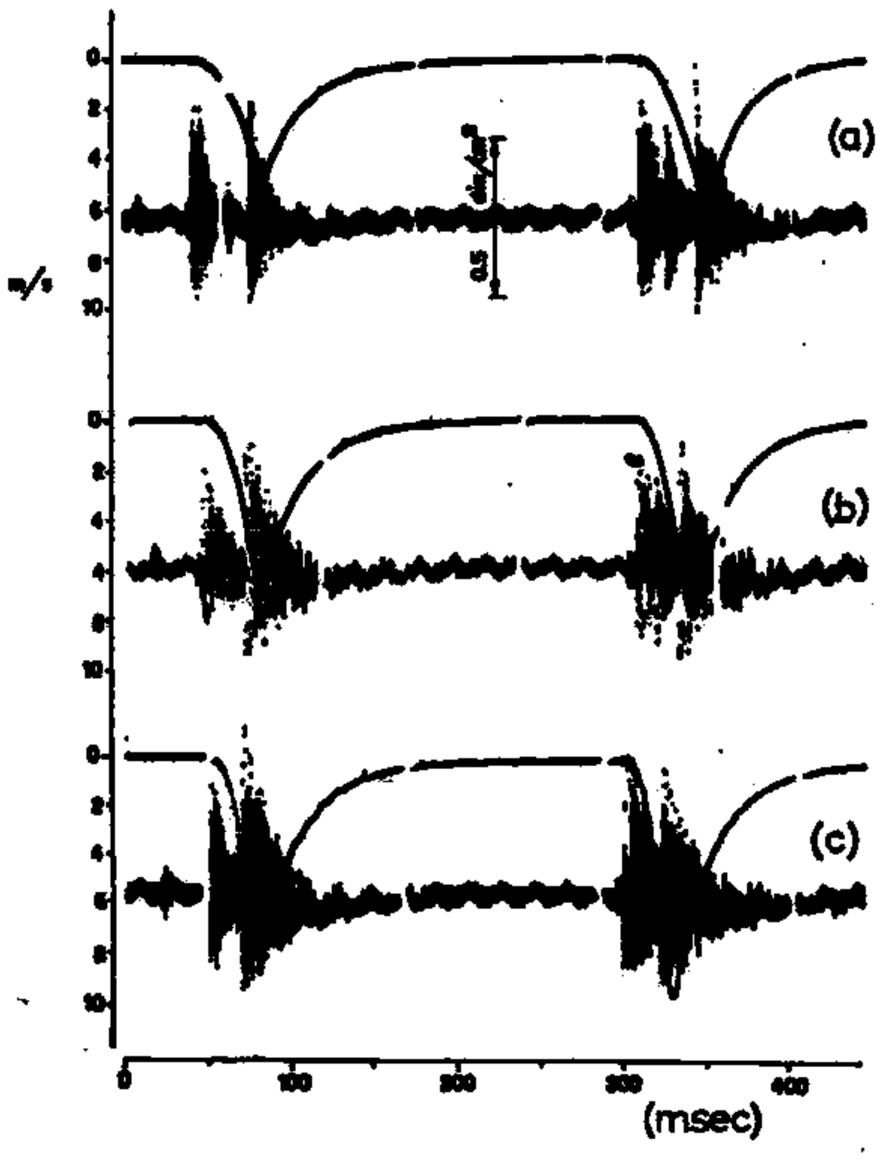


Fig. 5. Sound pressure and speed of carriage for tnree different adjustments of carriage return spring.

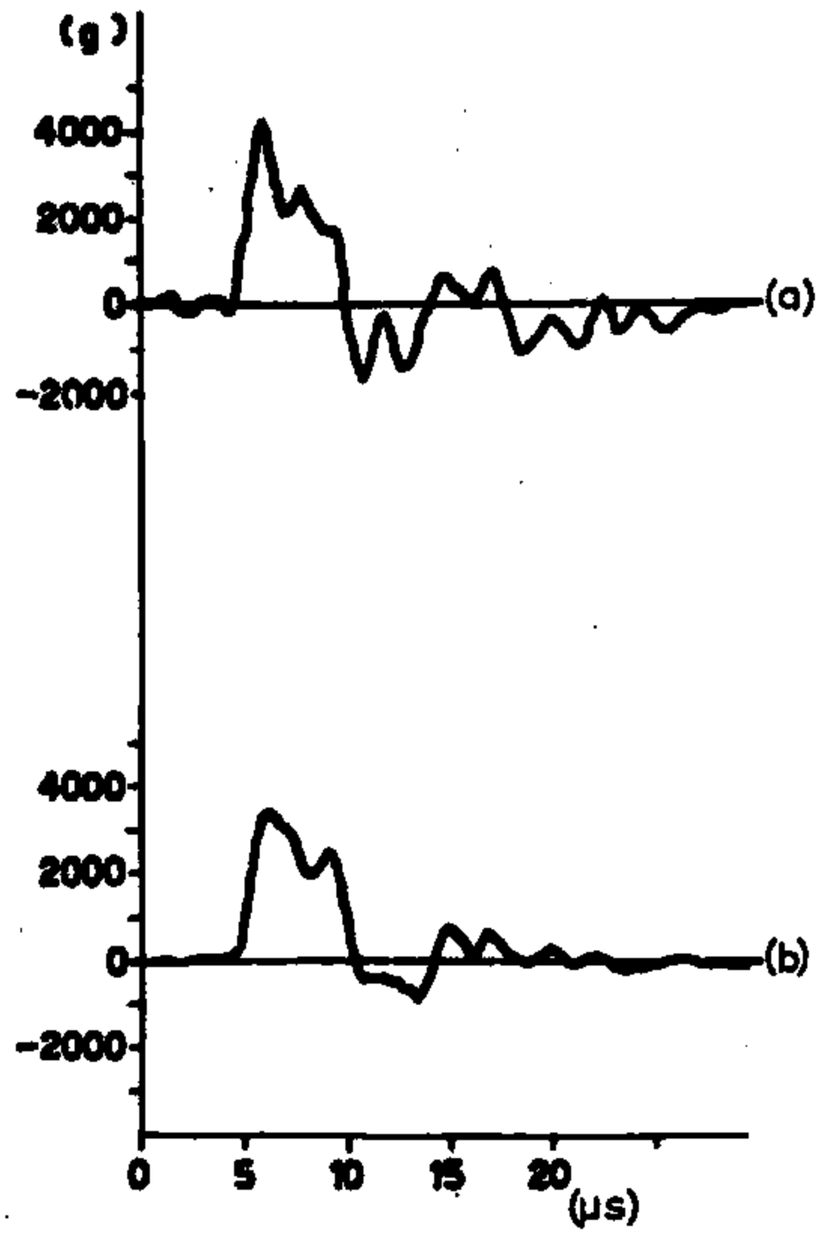


Fig. 6. Force of the type acting on the platen:
(a) with small letter.
(b) with capital letter.

the second condition and are referred to the same typewriters. All the measurements have been made by using an expert typist.

In all these typewriters the noise generated by the trip of the carriage is related to the speed of the latter; this is clearly shown in the diagrams (a), (b) and (c) of Fig. 5, referred to a typewriter of Italian production. These diagrams, referred to a percussion on the spacebar, give noise and speed of the carriage as a function of time for three different adjustments of the carriage return spring.

Since high speed is a very important quality for typewriters, it is necessary, when comparing the noise of different typewriters, to determine also the speed of the carriages, to be sure that the comparison is made between typewriters of the same performance.

Finally the force of the type acting on the platen has been determined and recorded as a function of time.

The analysed phenomenon was very short and consequently the duration of the contact between the two elements has been measured previously, to make sure that the first frequencies of the spectrum of the phenomenon were inside the linear range of response of the piezoelectric element. The contact between type and platen has been employed to close an electrical circuit. The "on" time of the latter was measured by an electronic counter. From the experimental data so obtained and the characteristics of the piezoelectric element used, it has been found that the response of the crystal faithfully reproduces at least the first ten harmonics of the force of the type acting on the platen.

The diagrams (a) and (b) of Fig. 6 represent the results obtained for the same key with small and capital letter respectively.

The noise produced by the percussion of the type on the platen increases with the force exerted between these two elements. Therefore it is necessary, if the total noise level is to be reduced, to adjust the touch, in order to give the minimum necessary force for a good typing.

Analyse der Amplitudenhäufigkeit mit Anwendung auf ein Schallsignal zwischen Fahrzeugen

TH. LANGE

Westfälische Metall-Industrie GmbH, Lippstadt (Deutschland)

EINLEITUNG

Automatische Verfahren zur Fourier- und Korrelationsanalyse sind in der Akustik bekannt. Folgendes neue Verfahren bestimmt die Amplitudenhäufigkeiten einer Schwingungskurve und entspricht einer Zerlegung in schmale Rechteckstufen verschiedener Höhe.

APPARATUR

Die Schwingung wird auf eine Magnetophonbandschleife aufgenommen und als elektrische Spannung an die Ablenkplatten eines Oszillographen geführt, dessen Kippablenkung ausgeschaltet ist. Der Leuchtpunkt des Elektronenstrahls bewegt sich also auf einem Stricht im Take der Schwingung hin und her. Die Leuchtdichte dieses Striches wird mit einer Photozelle abgetastet, durch einen Gleichstromverstärker zeitlich gemittelt und von einem Pegelschreiber wahlweise in linearem oder logarithmischen Massstab (über 50 dB) aufgezeichnet. Der Papiervorschub des Schreibers ist dabei mechanisch gekuppelt mit einem Potentiometer, von dem eineGleichspannung abgegriffen wird, um die Null-Lage des Elektronenstrahls zu verschieben.

AMPLITUDENHÄUFIGKEIT

Diese Apparatur liefert die Häufigkeit der Amplituden in Abhängigkeit von der Amplitudenhöhe einer Schwingungskurve $y(t)$, die mathematisch bis auf einen Normierungsfaktor ausgedrückt wird durch die Funktion $f(y) = \frac{1}{\mathrm{d}y(t)/\mathrm{d}t}$ an der Stelle $y = y_1$ im Zeitmittel. Die in der Statistik benutzte Summenhäufigkeit entspricht dem Integral

$$F(y_1) = \int_{y=0}^{y=y_1} \frac{1}{\mathrm{d}y/\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}y = y^{(-1)}$$

und ist gleich der Umkehrfunktion $y^{(-1)}$ der Schwingungskurve.

Die Überlagerung zweier Schwingungen führt im allgemeinen nicht zur Überlagerung der Amplitudenhäufigkeiten. Wie der Spitzenwert ist das Ergebnis vielmehr phasenabhängig. Die Amplitudenhäufigkeit ist unabhängig vom Zeitmassstab, also von der Frequenz. Man kann das Ergebnis der Amplitudenhäufigkeitsanalyse als quantitative Erweiterung einer Spitzenwertanzeige bezeichnen.

BEISPIELE

Die Abb. 1 zeigt eine Reihe von theoretischen, Abb. 2 zwei praktische Beispiele. Aus den (theoretisch unendlich hohen) Spitzen der Analyse einer Sinusschwingung (Abb.

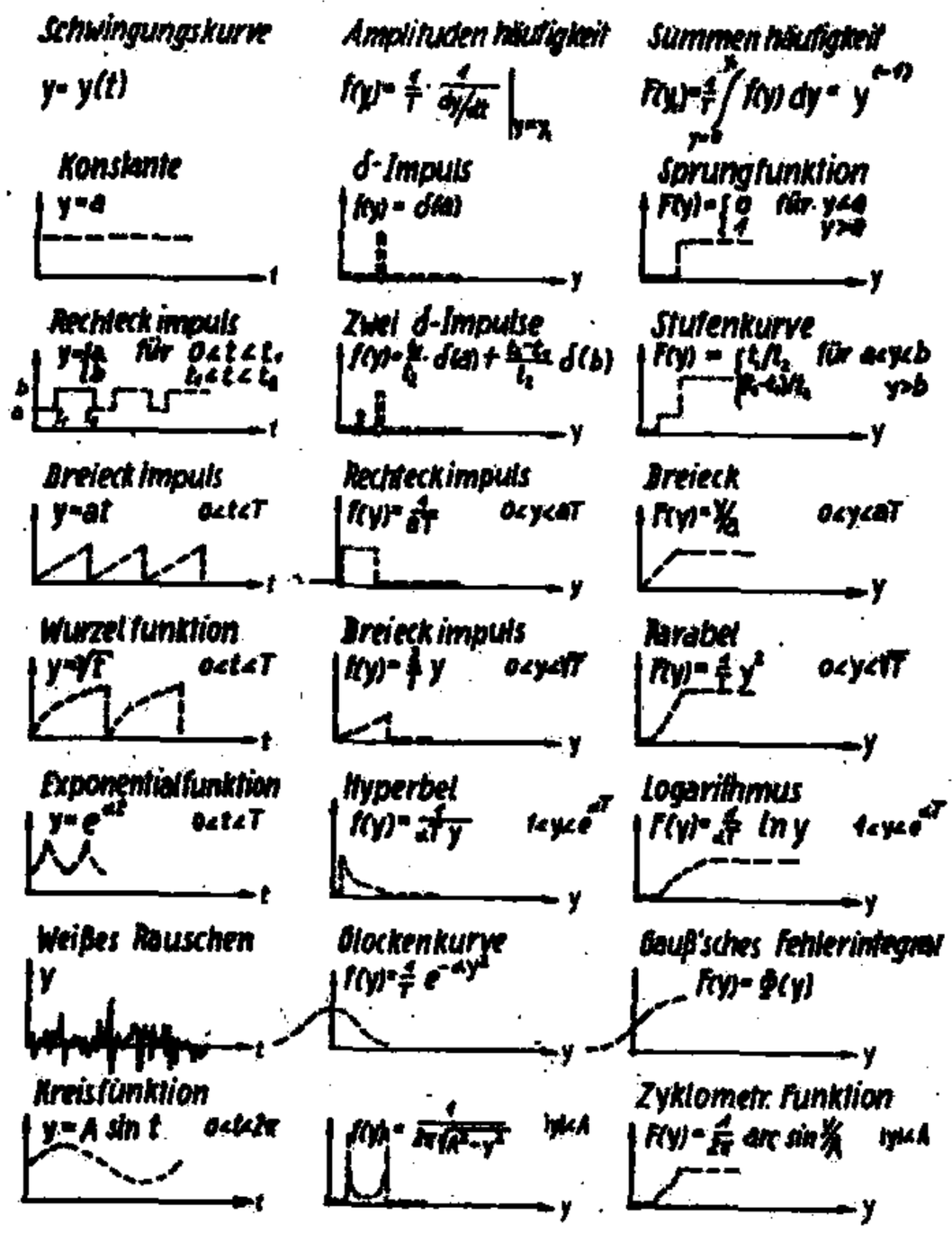


Abb. 1. Beispiele für Schwingungskurven $y(t)$ (links) zugehörige Amplitudenhäufigkeiten $f(y)$ (Mitte) und Summenhäufigkeiten $F(y)$ (rechts).

2a) liest man ein Auflösungsvermögen der Apparatur von etwa 5/100 ab. Der Halbwertsdurchmesser des Leuchtfleckes betrug 5 mm, obwohl der sichtbare Durchmesser nur 1 mm mass. Offenbar erhöht das Auge die Punktschärfe durch einen Kontrasteffekt (die Mach'schen Streifen[1]), den die Photozelle nicht besitzt. Die Rauschanalyse eines auf volle Verstärkung gestellten Breitbandverstärkers (Abb. 2b) ergab eine Gauss'sche Glockenkurve (im logaritmischen Masstab eine Parabel) mit einer Abweichung, deren nachträglich erkannte Ursache eine kleine überlagerte Brummspannung ist.

ANWENDUNGEN

Die erste Anwendung fand das beschriebene Verfahren zur Bestimmung von Mittelwert, Streuung, Abweichungen von Symmetrie und Normalverteilung aus zahlreichen Messdaten in der Qualitätskontrolle[2] einer Massenfertigung.

Rauschvorgänge mit Spitzenbeschneidung und anderen Abweichungen von der Gauss-Verteilung wurden von BROCH[3] mit einer ähnlichen Apparatur untersucht und ohne gegenseitige Kenntnis fast gleichzeitig mit diesem Vortrag an anderer Stelle beschrieben. Offenbar war die Zeit reif für die Entwicklung dieses Verfahrens.

Eine im Vortrag ausführlicher behandelte Anwendung betraf den Windeinfluss auf ein Schallsignal zwischen Fahrzeugen. Im Nachlauf und der Wirbelschleppe hinter dem vorderen Fahrzeug tritt in Fahrtrichtung eine Schallschwächung auf[4], die mit der Frequenz wächst und über 20 dB bei 3 kHz, 15 m Schallweg und 70 km/h. Fahrgeschwindigkeit ausmacht. Die vom Wind verursachten Schwankungen, die Schall-

messungen im Freien oft so erschweren, werden gerade durch das neue Verfahren quantitativ erfasst. Mit wachsendem Wind werden die Schalldruckspitzen viel eher und stärker abgebaut und verwaschen als die Momentanfrequenz, und die Amplitudenhäufigkeit wird zu einer Gauss'schen Glockenkurve verformt (Abb. 3). Dennoch handelt es sich nicht um ein Rauschen, sondern nach den gleichzeitig durchgeführten Fourier-Analysen um eine als Signal immer noch gut erkennbare periodische Schallschwingung.

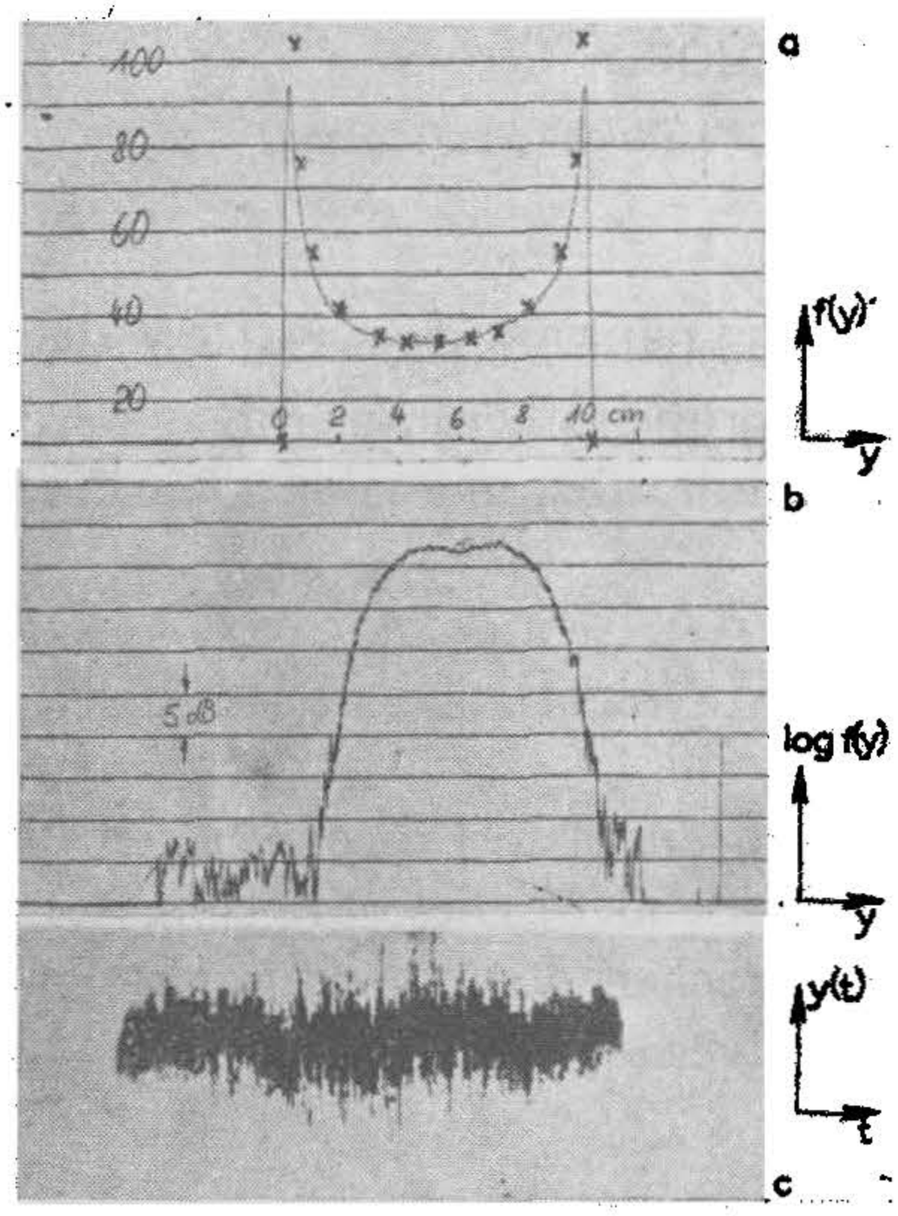


Abb. 2. Experimentelle Analysen der Amplitudenhäufigkeit;
(a) einer Sinusschwingung (Kreuze = theoretische Werte).
(b) eines Verstärkerrauschens.
(c) Oszillogramm des Verstärkerrauschens.

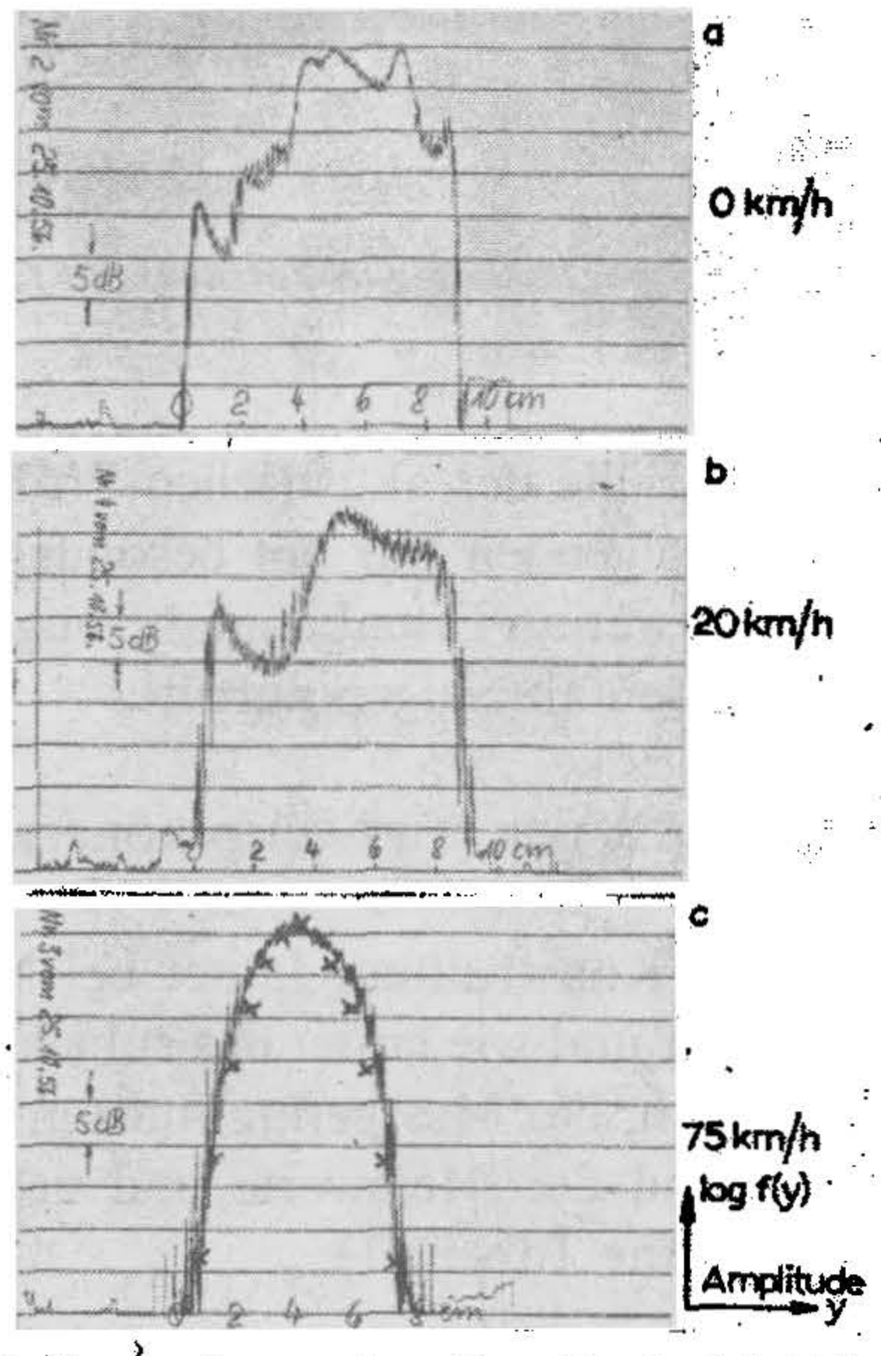


Abb. 3. Analysen der Amplitudenhäufigkeit eines obertonreichen Schallsignals zwischen Fahrzeugen;
(a) im Stand.
(b) bei 20 km/h. Fahrgeschwindigkeit.
(c) bei 75 km/h. Fahrgeschwindigkeit (Kreuze = berechnete Gauss-Verteilung).

LITERATUR

1. R. W. POHL, *Mechanik, Akustik, Wärmelehre*, Springer Verlag, Berlin, 1942, S. 2.
2. A. H. SCHAAFSMA UND G. F. WILLEMSE, *Moderne Qualitätskontrolle*, Philips techn. Bibl., Eindhoven, 1955, S. 94.
3. J. T. BROCH, *Techn. Rev. der Fa. Brüel und Kjaer*, 1959, Heft 4.
4. TH. LANGE, *Physik. Verhandl.* 6 (1955) 74.

Beitrag zur Fahrzeugakustik

E. SPERLING UND C. BETZHOLD

Bundesbahn-Versuchsamt für Wagen, Minden, Westfalen (Deutschland)

Aus der Fülle der akustischen Probleme beim Bundesbahn-Versuchsamt für Wagen soll im folgenden nur ein besonders typisches Teilproblem herausgegriffen werden, welches zwar an Eisenbahnfahrzeugen untersucht wurde, aber in analoger Form auch bei Strassenfahrzeugen auftritt.

EINFLUSS DER LUFT- UND KÖRPERSCHALLANTEILE AUF DAS INNENFAHRGERÄUSCH

Für den Konstrukteur lautet bei Neubaufahrzeugen die erste Frage: Wieviel Phon treten auf und wie lautet das subjektive Urteil des Reisenden? Diese Messung ist relativ einfach, die Messgeräte müssen DIN 5045 entsprechen, das subjektive Urteil wird auf Grund der Messwerte und nach empirisch festgelegten Erfahrungswerten* gebildet (siehe Tabelle 1).

TABELLE 1

BEWERTUNG DER INNENFAHRGERÄUSCHE VON REISEZUGWAGEN.

Lautstärke [*DIN-phon*]	*Note* [*Wz*]	*Lautheit* [*Sone*]	*Urteil*	*Ermüdungszeit* *T* [*St.*]
0	—	—	Hörschwelle	—
50	1,0	2,2	sehr gut (sehr gering)	über 24
57,5	1,5	3,9	sehr gut bis gut	
65,0	2,0	6,8	gut (gering)	
72,5	2,5	12,2	gut bis befriedigend	13,0
80,0	3,0	21,5	befriedigend (zumutbar)	5,6
87,5	3,5	38,4	gerade noch erträglich	2,8
95	4,0	68,0	nicht zumutbar	1,5
120	—	—	Schmerzgrenze	—

Dieses Bewertungsschema gilt für das mittlere Geräuschaufkommen über einen längeren Streckenabschnitt, und zwar in einem Mittelabteil bei $v = 80$ km/St.

Die interessantere zweite Frage ist wesentlich schwieriger zu beantworten und heisst: Wie könnte das Fahrzeug akustisch verbessert werden, wo müsste der Hebel angesetzt werden? Hierfür sind umfangreichere Messungen an mehreren Stellen des Fahrzeuges (innen und aussen) sowie unter verschiedenen äusseren Bedingungen ("leiser" und "lauter" Oberbau) auszuführen[1], [2], [3], [5]. Die mit Hilfe der Bandaufnahmen ange-

* Beim Luftschall dB über 2.10^{-4} μbar, beim Körperschall dB über 1 cm/sek^{-2}.

fertigten Frequenzanalysen gestatten häufig schon, gewisse Aussagen zu machen. Das Problem wird aber erst dann klar, wenn die Luft- und Körperschallanteile wirklich getrennt werden. Messtechnisch ist das nicht möglich, da einmal die Mikrophone alle Luftschallanteile aufnehmen, unabhängig davon, ob diese direkt durch die Fenster usw. in den Innenraum gelangen bzw. in Form von Körperschall vom Fussboden abgestrahlt werden. Durch ein relativ einfaches Verfahren und eine bestimmte Auswahl der Messpunkte kann man aber zum angestrebten Ziel gelangen.

Vorausgesetzt sei, dass (bezogen auf die Wagenmitte) für das betrachtete Probefahrzeug folgende Messwerte auf lautem (mit Riffel = mR) und leisem (ohne Riffel = oR) Oberbau für eine Fahrgeschwindigkeit von 80 km/St. vorliegen:

Aussenluftschall: A_{oR} (dB) bzw. A_{mR} (dB)
Gesamter Innenschall: L_{oR} (dB) bzw. L_{mR} (dB)
Körperschall im Fussboden: K_{oR} (dB) bzw. K_{mR} (dB)

Gefragt wird nach den Luftschallanteilen P_{oR} [dB[bzw. P_{mR} [dB] sowie nach den Körperschallanteilen xK_{oR} [dB] bzw. xK_{mR} [dB] am gesamten Innenluftschall; es wird angenommen, dass sich dieser aus den obigen Anteilen wie folgt zusammensetzt:

$$P_{mR}\,(\mathrm{dB}) + xK_{mR}\,(\mathrm{dB}) = L_{mR}\,(\mathrm{dB}) \tag{1}$$

$$P_{oR}\,(\mathrm{dB}) + xK_{oR}\,(\mathrm{dB}) = L_{oR}\,(\mathrm{dB}) \tag{2}$$

Hierbei ist x der Körperschall-Luftschall-Umwandlungsfaktor, und dieser sei für lauten (mR) und leisen (oR) Oberbau gleich gross.

Mit Hilfe der bekannten Beziehung für die Addition von Schalldrücken und der Annahme, dass sich beim Übergang von leisem auf lauten Oberbau der Innenschall im selben Masse erhöht wie der Aussenschall: $P_{mR} - P_{oR} = A_{mR} - A_{oR}$ und mit Hilfe einer Reihenentwicklung lassen sich folgende Näherungslösungen für die gesuchten Grössen ermitteln:

$$P_{mR} \approx L_{mR} + \frac{4{,}3}{10^{0{,}1\,(A_{mR}-A_{oR})-(K_{mR}-K_{oR})}} - \frac{4{,}3}{10^{0{,}1\,(L_{mR}-L_{oR})-(K_{mR}-K_{oR})}} \tag{6}$$

$$P_{oR} \approx P_{mR} - (A_{mR} - A_{oR}) \tag{7}$$

$$xK_{mR} \approx L_{mR} - \frac{4{,}3}{10^{0{,}1\,(L_{mR}-P_{mR})}} \tag{8}$$

$$xK_{oR} \approx L_{oR} - \frac{4{,}3}{10^{0{,}1\,(L_{oR}-P_{oR})}} \tag{9}$$

Einige charakteristische Beispiele sind in den Tabellen 2a und b zusammengestellt; die Ergebnisse sollen im folgenden diskutiert werden: Das Fahrzeug AB 4üm 11 827 ist ein F-Zugwagen mit hochwertiger Ausstattung:

L-Anteil und K-Anteil ergibt Gesamtgeräusch
für lauten Oberbau: 77 dB und 77 dB ergibt 80 dB
für leisen Oberbau: 56 dB und 73 dB ergibt 73 dB.

Die Innendecke, eine Lochdecke, bewirkt mit dem darunter liegenden grossen Luftraum, der durch eine von innen bespritzte Aussenhaut abgeschlossen ist, eine gute Schallabsorption oberhalb 400 Hz; die relativ grosse Differenz zwischen den Mess-

werten im dB-Masstab und denen im DIN phon-Masstab ist vor allem hierauf zurückzuführen. Auf gutem (leisem) Oberbau überwiegt der Körperschall. Sofern überhaupt eine weitere Verminderung des Innengeräusches wirtschaftlich vertretbar ist, muss vor allem der Körperschallpegel gesenkt werden.

TABELLE 2A

BEISPIELE ZUR ERMITTLUNG DER LUFT- UND KÖRPERSCHALLANTEILE AM GESAMTGERÄUSCH VON REISEZUGWAGEN.

		AB 4üm 11 827 *Abteilwagen*	*TEE Abteilwagen*	*TEE Grossraumwagen*
		Gemessene Werte:		
A_{mR}/A_{oR}	[dB]	113/93	129/115	129/115
L_{mR}/L_{oR}	[dB]	80/73	92/85	95/86
l_{mR}/l_{oR}	[DIN phon]	66/56	82/73	90/78
K_{mR}/K_{oR}	[dB]	41/36	36/50	38/30
		Errechnete Anteile:		
P_{mR}/P_{oR}	[dB]	77/56	89/75	92/79
xK_{mR}/xK_{oR}	[dB]	77/73	89/84	92/86

TABELLE 2B

BEISPIEL ZUR ERMITTLUNG DER LUFT- UND KÖRPERSCHALLANTEILE AM GESAMTGERÄUSCH DER DL V 60 101 (VOLLAST/LEERLAUF).

		Gemessene Werte:	
Maschinenkammer	(*A*)	[dB]	115/110
Führerstand	(*L*)	[dB]	98/96
Führerstand	(*l*)	[DIN phon]	87/82
Fussboden	(*K*)	[dB]	59/53
		Errechnete Anteile:	
Luftschallanteil	(*P*)	[dB]	93/88
Körperschallanteil	(*xK*)	[dB]	97/95

Auch für das Geräuschaufkommen in Führerständen von Dieselloks lässt sich das obige Näherungsverfahren anwenden, wobei man hier statt des Einflusses vom Oberbau den Einfluss der Betriebszustände berücksichtigt. Bei einer Diesellok V 60 wurden ermittelt:

	L-Anteil	und	*K*-Anteil	ergibt	Gesamtgeräusch
Im Leerlauf:	88 dB	und	95 dB	ergibt	96 dB
bei Vollast:	93 dB	und	97 dB	ergibt	97 dB.

Der Körperschallanteil ist also sowohl bei Leerlauf als auch im Vollast-Betriebszustand grösser als der reine Luftschallanteil. Dies ist zu erwarten, da gerade bei Dieselloks sehr viele Körperschallbrücken vom Motor, Getriebe und den Aggregaten zum Führerstand hin vorhanden sind.

Die Abb. 1 zeigt die Geräuschisolierungsmassnahmen an einer Neubau-Diesellok V 60. Besonders sorgfältig wurde die Isolierung des Führerstandes vorgenommen.

Eine ausreichende Luft- und Körperschalldämmung sowie eine zusätzliche Schallabsorption wird mit Kombinationen von Mineralfaserstoffen, Entdröhnungsmitteln,

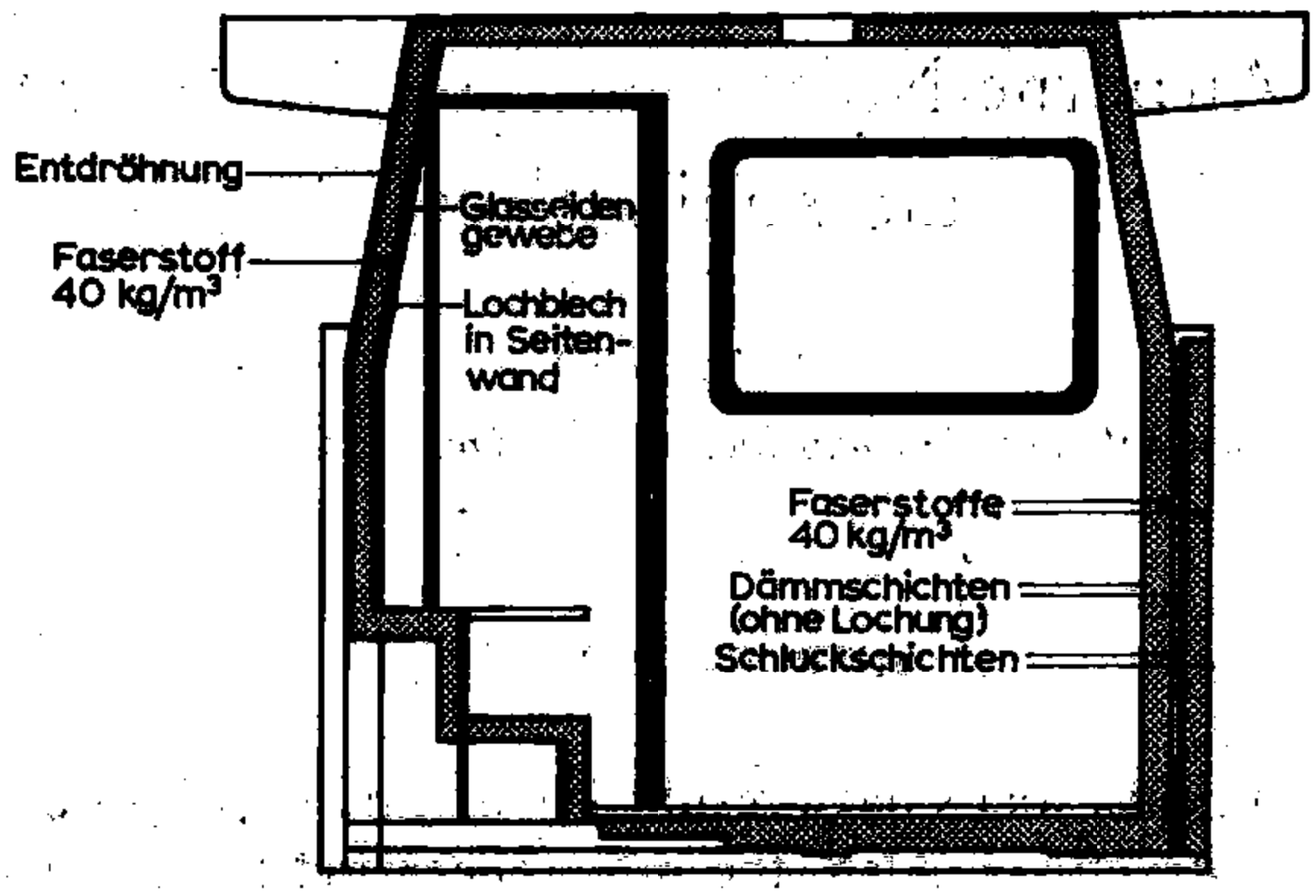


Abb. 1. Längsschnitt durch das Führerhaus der Diesel-Rangier-Lokomotive V 60.

Dämmschichten und Lochblechen erreicht. Darüber hinaus sind aber noch weitere Massnahmen am Motor, Getriebe, Gebläse und am Auspuff getroffen worden. Die Auspuffschalldämpfer sind Gegenstand besonderer Untersuchungen.

LITERATUR

1. E. Sperling, Ch. Betzhold und H. Jilek, *R. und S.-Mitt.*, 8 (1956) 13–18.
2. E. Sperling und Ch. Betzhold, *VDI-Berichte*, 8 (1955) 117–119.
3. E. Sperling und Ch. Betzhold, *Österr. Ing. Z.*, 1, H. 11 (1958) 473–481.
4. D. Zboralski, *Schiff und Hafen*, 10 (1958) 913–931.
5. D. Zboralski, *Z. Gl. Ann.*, (1957) 246–258.

On the Airborne Noise Generated by Passenger Automobile Tires

F. M. WIENER

Bolt Beranek and Newman Inc., Cambridge, Mass. (U.S.A.)

INTRODUCTION

Increasing speeds and heavy loads have resulted in a search for improved automobile tire materials and constructions. Also, the noise generated by tires has come in for closer scrutiny. Airborne tire noise, the subject of this paper, is only one of the many sources of noise in an automobile. In addition, there exists a multiplicity of transmission paths carrying stimuli from the tire-road interface via the suspension and steering systems to the car occupant. These stimuli, in the aggregate, determine his subjective response.

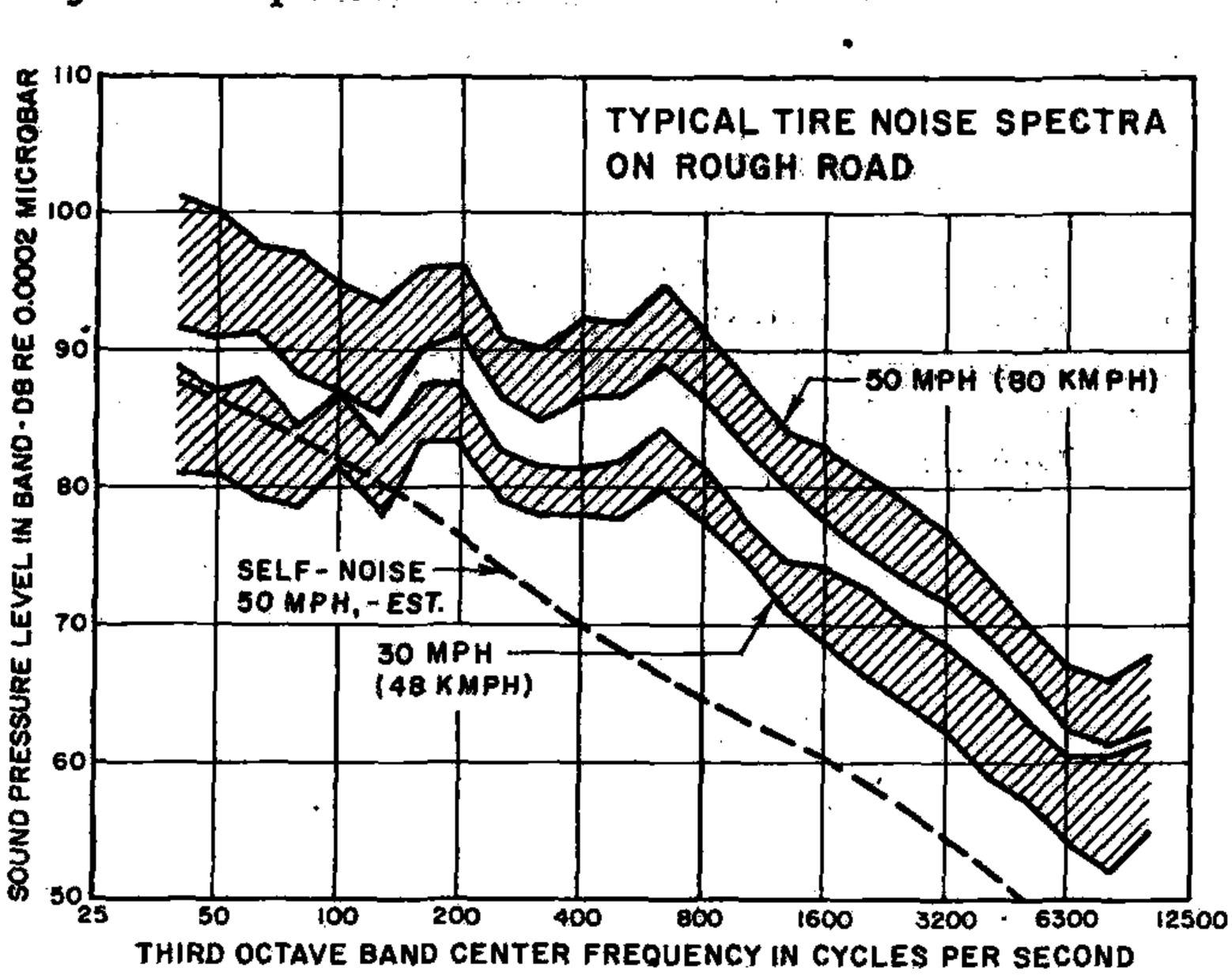


Fig. 1. Tire Noise Spectra as a Function of Speed on Rough Road.

TECHNIQUE

To measure the airborne noise generated at the tire-road interface a condenser microphone was placed on the outside of the rear fender of a fully loaded, medium-heavy U.S. passenger car and located in a vertical plane through the rear axle of the vehicle, about one foot from the road. To reduce the wind noise below the levels to be measured, the microphone was equipped with a cloth-covered cylindrical windscreen whose performance was carefully checked[1]. The output signal was recorded on magnetic tape

while the car coasted from a speed of about 60 mph down to about 15 mph, with the engine shut off and the transmission in neutral. Samples from the recordings, of about 10-second duration, were re-recorded on a loop of magnetic tape and analyzed in third-octave bands using a square-law detector and integrating circuit, and corrected for the frequency response of the microphone and the recording system.

The test tires were mounted on dynamically balanced standard wheels. Prior to the tests the tires had been stored at constant room temperature and inflated to standard pressure. Tests were performed on a smooth macadam road and on a highway surfaced with crushed rock. Data were taken only on straight and level stretches when the road was dry and traffic was light.

RESULTS

A number of tires of various constructions (size 800 × 15) were tested. Fig. 1 shows

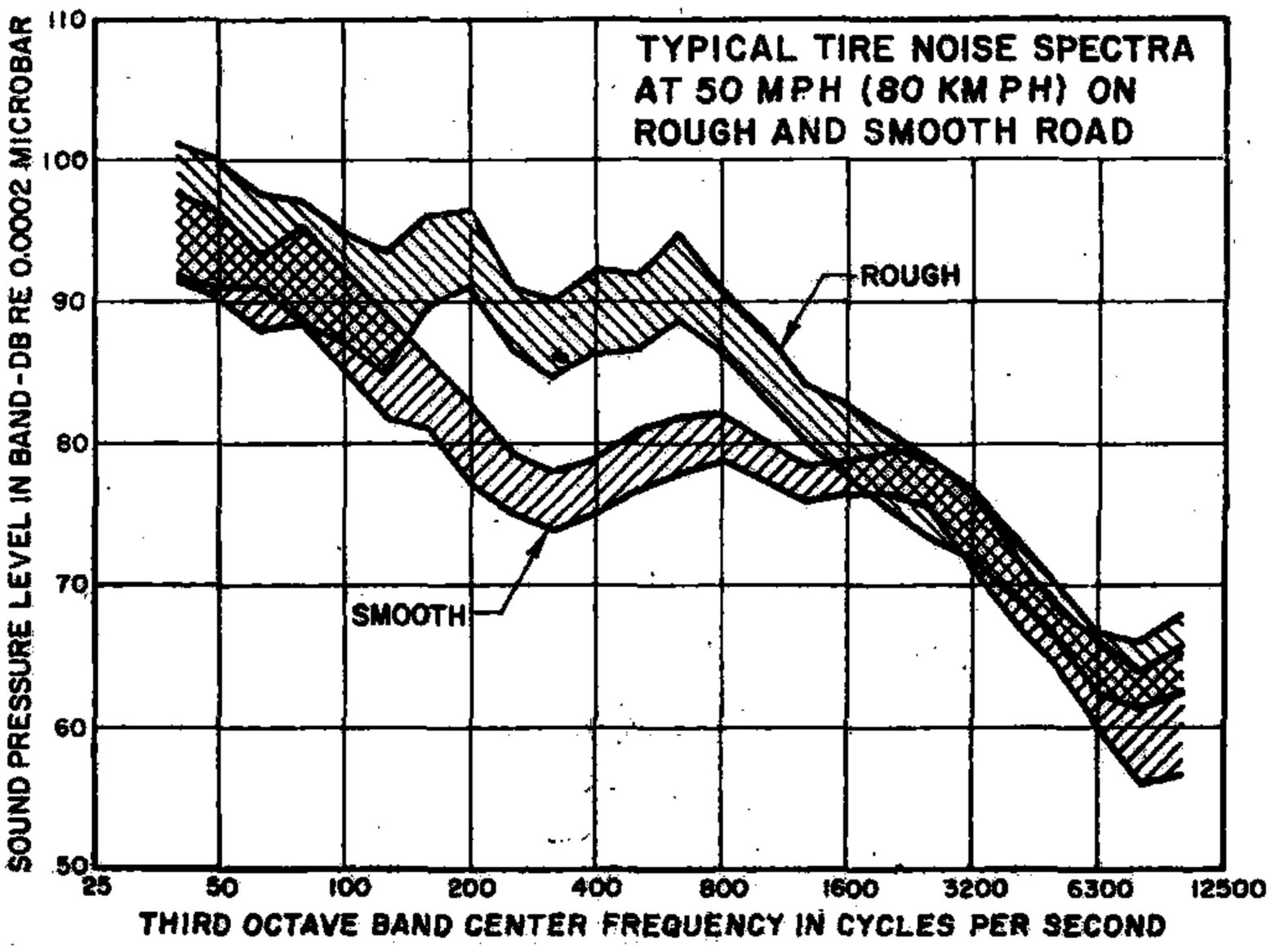


Fig. 2. Tire Noise Spectra at Constant Speed on Rough and Smooth Road.

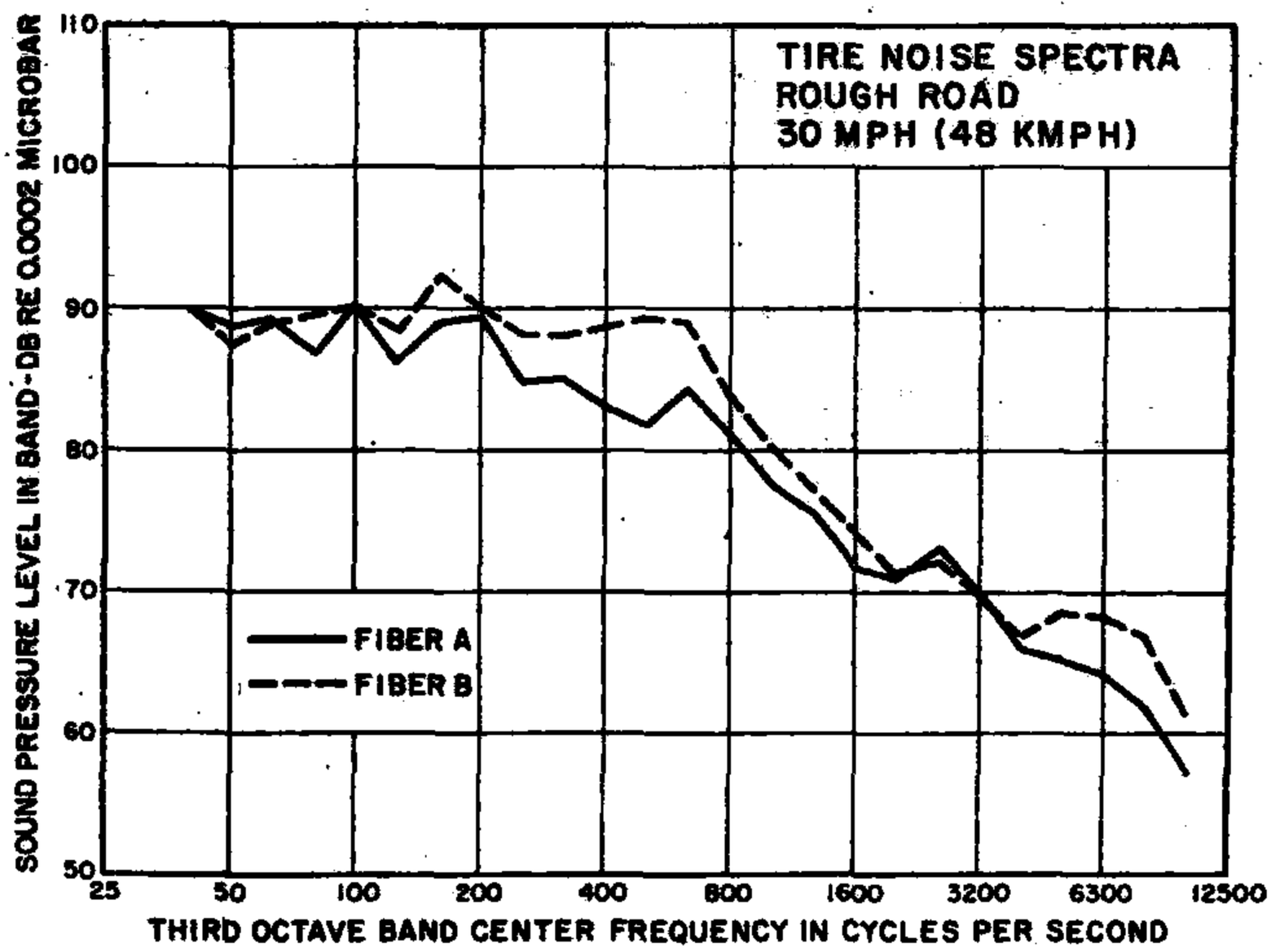


Fig. 3. Tire Noise Spectra of Tires with Different Reinforcing Fibers.

the noise spectra measured for a standard tire on the rough road for two speeds. The results show that as the road speed is decreased, the spectrum is shifted downward without appreciable change in spectrum shape. Similar results, not shown here, were obtained for the smooth road. In agreement with Lütgebrune[2], there is no evidence of pronounced peaks in the spectrum due to the tire tread. Fig. 2 shows the tire noise spectrum for constant speed as a function of the level of excitation provided by the different road surfaces.

For a given operating condition only small changes of the noise spectrum with respect to changes in the fiber material of the tire reinforcing fabric and the tread rubber were found (Fig. 3).

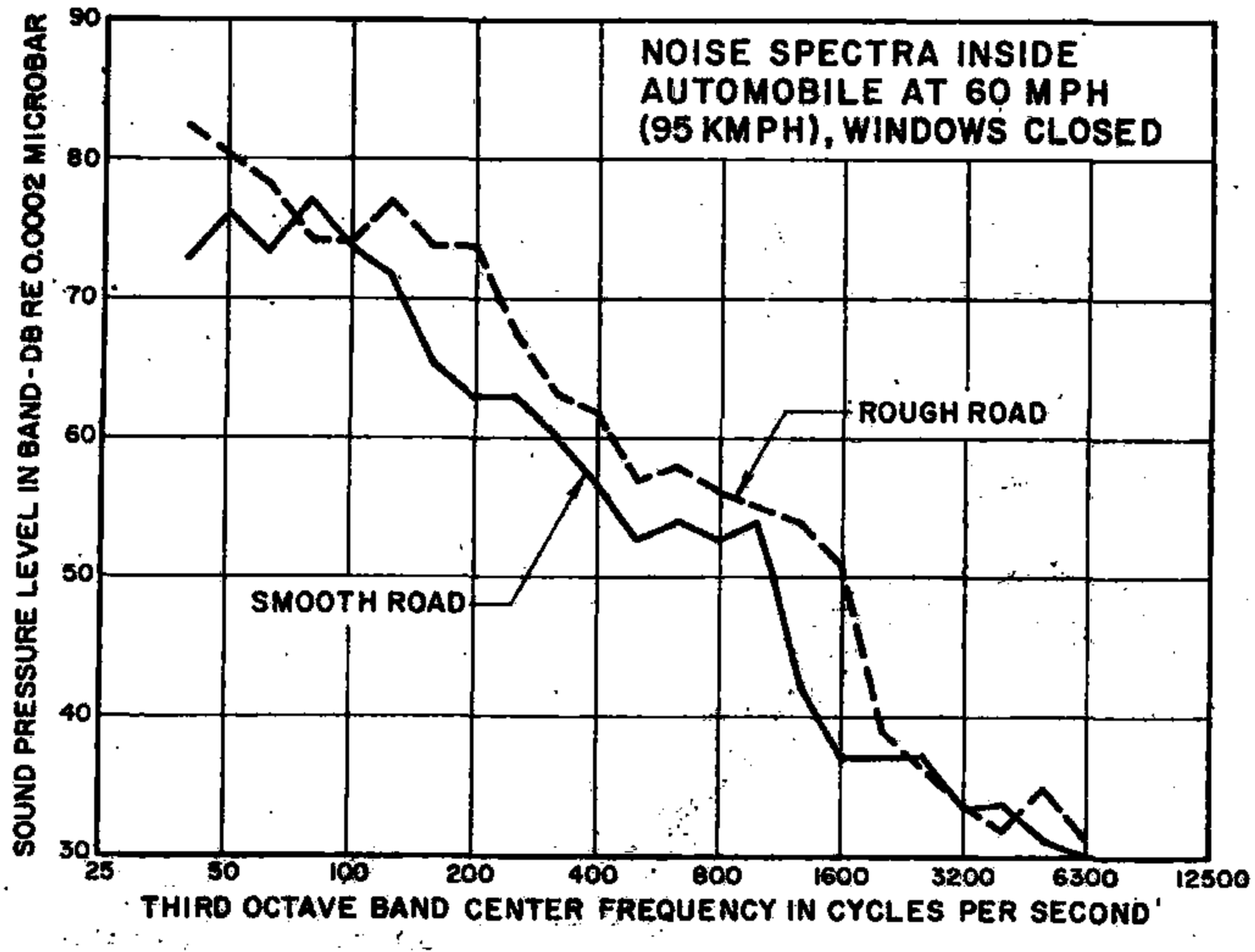


Fig. 4. Noise Levels Inside Automobile on Rough and Smooth Road.

Fig. 4 shows the results of measurements made inside the test car using a microphone placed in the ear canal of a dummy head placed next to the driver. The car was operated at constant speed with the windows closed and the engine operating normally and the transmission in gear. Under the conditions tested, the tire noise contributes significantly to the noise levels inside the automobile when driven over the rough road.

REFERENCES

1. L. L. Beranek *et al.*, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25 (1953) 313.
2. H. Lütgebrune, *Kautschuk u. Gummi*, 8 (1955) WT 91.

Geräuschmessungen in Automobilen

G. BOBBERT

NSU-Werke AG., Neckarsulm (Deutschland)

VORBEMERKUNG

Die Geräusche, die ausserhalb und innerhalb eines fahrenden Automobils hörbar sind, rühren zwar von den selben Ursachen her, sind jedoch nach Intensität und Spektrum im allgemeinen völlig verschieden. Der Unterschied ist durch die abweichenden Übertragungen nach aussen und in den Fahrgastraum begründet. Erkenntnisse und Ergebnisse, die bei der in einigen Ländern bereits gesetzlich geforderten Minderung der Aussengeräusche gewonnen wurden, können daher nur bedingt bei der Senkung des Lärms im Innenraum weiterhelfen[1].

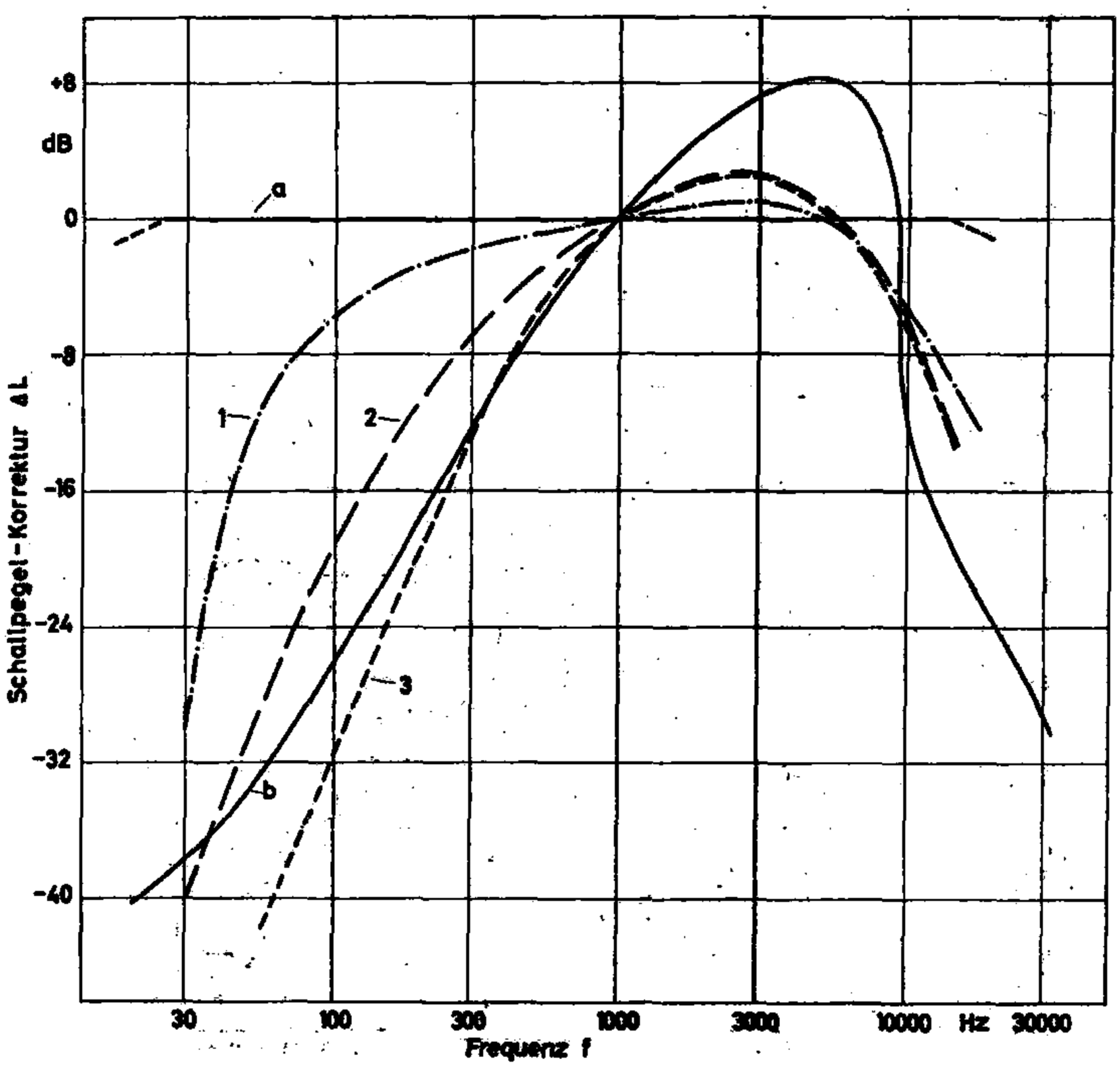


Abb. 1. Frequenzbewertungskurven.

a ohne Bewertung

b sog. CCIR-Kurve (vom Comité Consultatif International des Radiocommunications empfohlen)

Kurve 1 nach DIN 5045 für Geräusche mit DIN-Lautstärken über 60 DIN-phon

Kurve 2 nach DIN 5045 für DIN-Lautstärken von 30 bis 60 DIN-phon

Kurve 3 nach DIN 5045 für DIN-Lautstärken unter 30 DIN-phon

BEURTEILUNG

Da die in fahrenden Automobilen objektiv gemessenen Werte des Schalldrucks nach allgemeiner Erfahrung in keinem eindeutigen Zusammenhang mit dem subjektiv vom Hörer empfundenen Eindruck stehen, da andererseits Verbesserungsmassnahmen praktisch nur auf objektiv gewonnene Messergebnisse gegründet werden können, ist eine möglichst einfache, der menschlichen Beurteilung angenäherte Schalldruckbewertung erforderlich. Für den hier vorliegenden speziellen Fall der Innengeräusche in Automobilen erwies sich die Bewertungskurve für die Geräuschspannung bei Breitbandübertragung[2] (CCIR-Kurve) als zweckmässig. Im Gegensatz zu den üblicherweise für objektive Lautstärkemessungen benutzten Bewertungskurven für die DIN-Lautstärke[3] hat die CCIR-Kurve im Bereich von etwa 60 bis 1000 Hz einen Abfall von etwa 8 dB/Oktave. Ein solcher Verlauf entspricht erfahrungsgemäss der subjektiven Beurteilung der Insassen von Automobilen weit besser als der der DIN-phon Bewertung (siehe Abb. 1). Dies mag teilweise darin begründet sein, dass den Autofahrer nicht so sehr die reine Lautstärke, sondern mehr die Störung der Sprachverständlichkeit belästigt. Aus dem Beispiel der Abb. 2 ist zu ersehen, wie das Spektrum eines

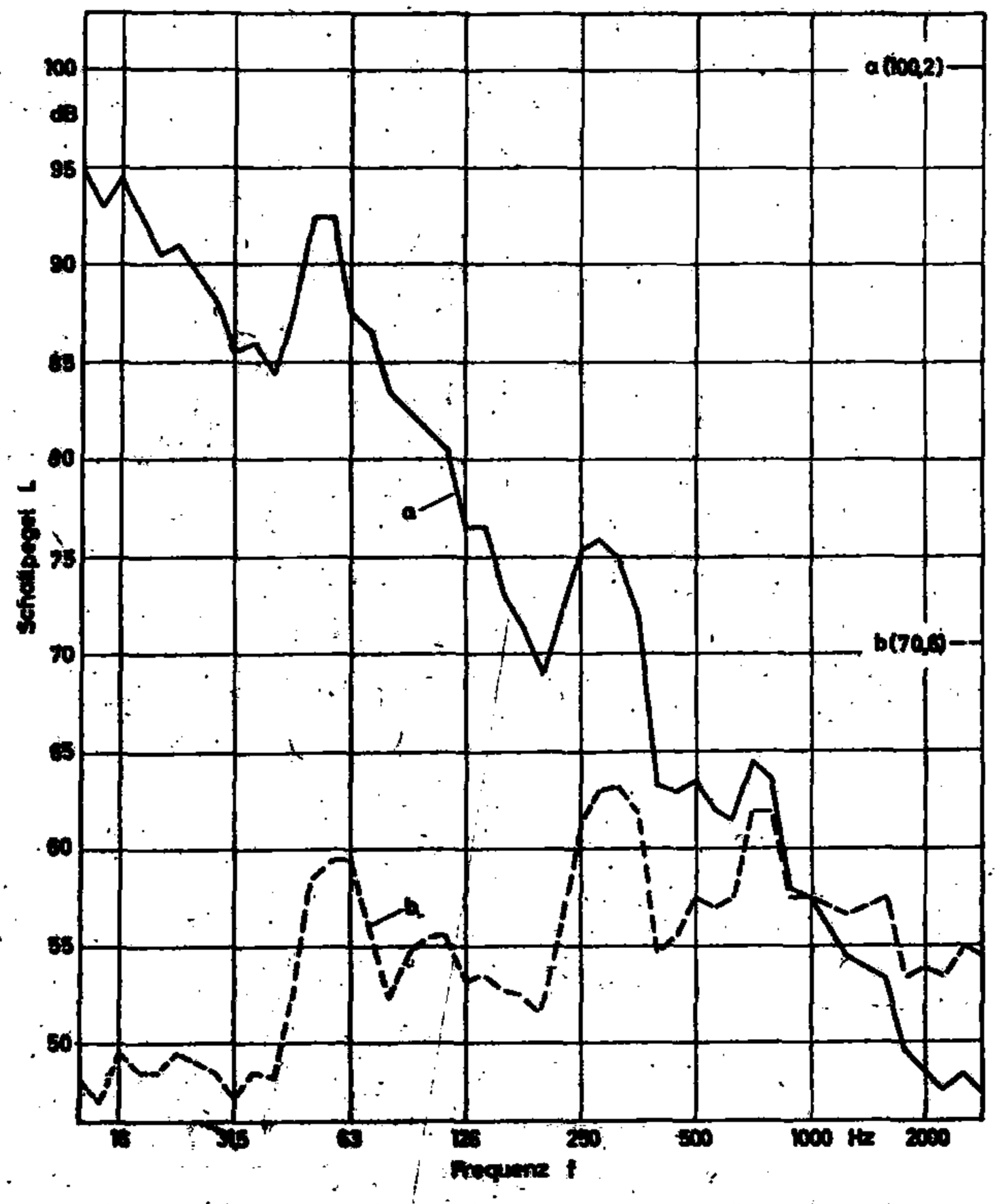


Abb. 2. Spektrum (Terzpegeldiagramm) des Innenraumgeräusches eines Personenwagens bei mittlerer Geschwindigkeit im direkten Gang.
a. ohne Bewertung.
b. nach Verzerrung gemäss CCIR-Kurve.
Rechts am Rande die errechneten Gesamtpegel.

typischen Automobilgeräusches durch die CCIR-Bewertung nivelliert wird. Verbesserungen in irgendeinem Frequenzbereich wirken sich nun sofort auf den bewerteten Gesamtpegel aus. Vorher wären Verbesserungen im Bereich über etwa 100 Hz im Gesamtpegel nicht zu erkennen gewesen.

TRENNUNG DER GERÄUSCHQUELLEN UND ÜBERTRAGUNGSWEGE

Einzelmassnahmen zur Geräuschminderung muss die Ermittlung der Geräuschquellen und der Wege, auf denen der Schall von seinem Herd in den Innenraum gelangt, vorausgehen. Das reine Rollgeräusch, das durch das Abrollen der Räder auf der Fahrbahn erzeugt wird, und als Körperschall oder Luftschall ins Wageninnere gelangt, lässt sich im Schleppversuch isolieren. Der Prüfwagen wird dabei von einem Hilfsfahrzeug unter Variierung der Fahrgeschwindigkeit und der Strassenbeschaffenheit (Strassendecke) ohne Mitwirkung des eigenen Motors gezogen (siehe Kurve c in Abb. 3). Aus dem Unterschied zwischen Rollgeräusch (ohne Motor) und Fahrgeräusch (bei Antrieb durch den eigenen Motor) kann auf den Anteil des Motors am Gesamtgeräusch geschlossen werden (siehe Kurven a, b, c in Abb. 3).

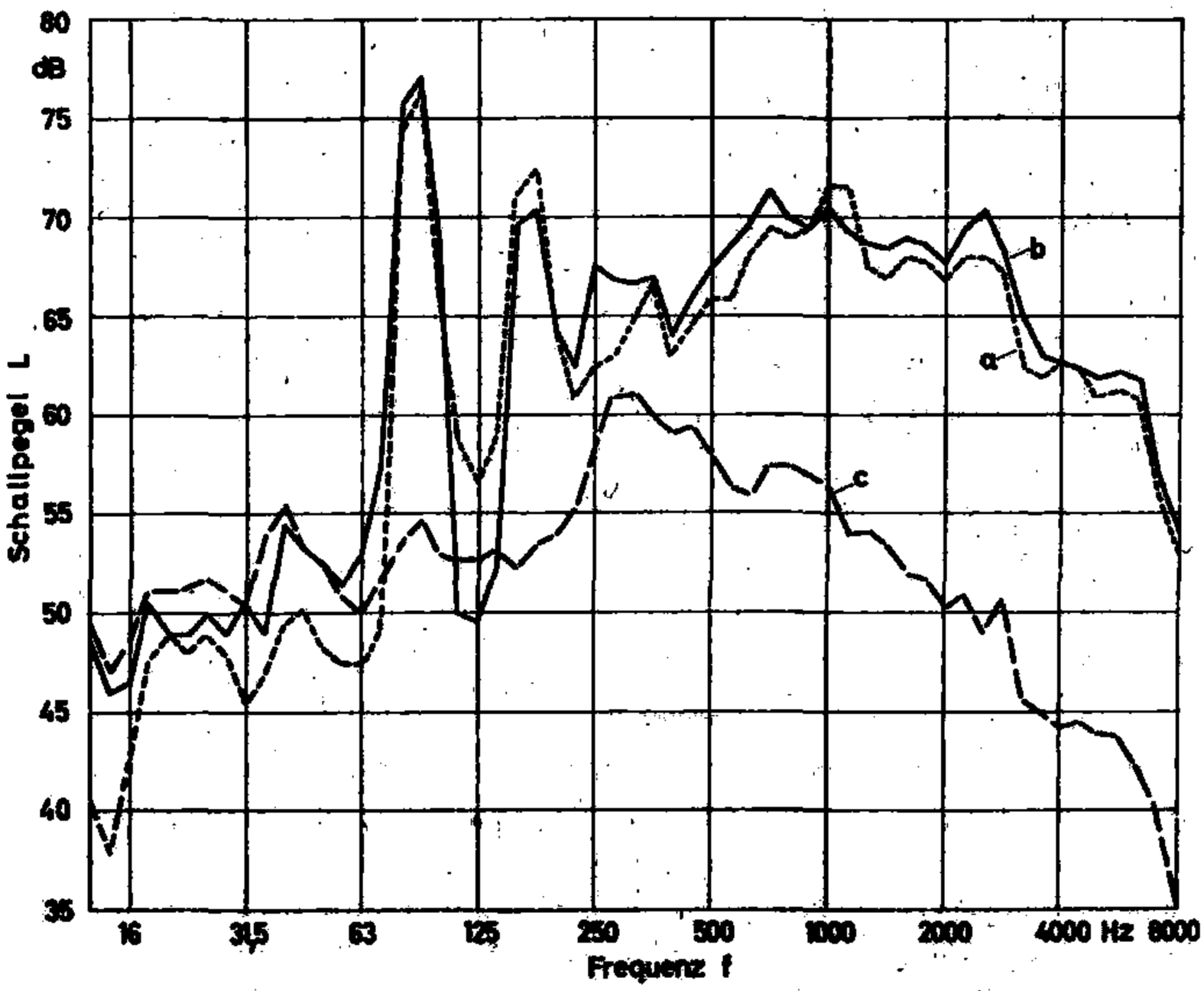


Abb. 3. Geräuschspektrum (Terzpegeldiagramm in CCIR-Bewertung) in einem Personenwagen
a. Fahrgeräusch beim Fahren im 3. Gang, Motordrehzahl 4900 U/Min. = 70 km/h.
b. Fahrgeräusch beim Fahren im 4. Gang, Motordrehzahl 4900 U/Min. = 100 km/h.
c. Rollgeräusch im geschleppten Wagen bei 70 km/h.

Die getrennte Ermittlung des Luft- und Körperschallanteils ist für die vom Motor ausgehenden Geräusche auf folgende Weise möglich: Auf einem Rollenprüfstand, mittels dessen Laufrollen die Triebräder des Prüfwagens gebremst werden können, wird das Triebwerk (Motor, Getriebe Triebachse) des Prüfwagens von der übrigen Karosserie getrennt montiert. Die Karosserie selbst wird gesondert durch eine weiche Gummiaufhängung abgestützt. Alle Verbindungen zwischen Triebwerk und Karosse müssen durch flexible Schläuche, Bowdenzüge und dergl. gegen Körperschalleitung

geschützt sein. In den Innenraum des auf diese Weise vorbereiteten Wagens gelangt nur noch der Luftschallanteil. Auf den Körperschallanteil kann aus dem Unterschied mit dem bei normal montiertem Wagen gemessenen Geräusch geschlossen werden.

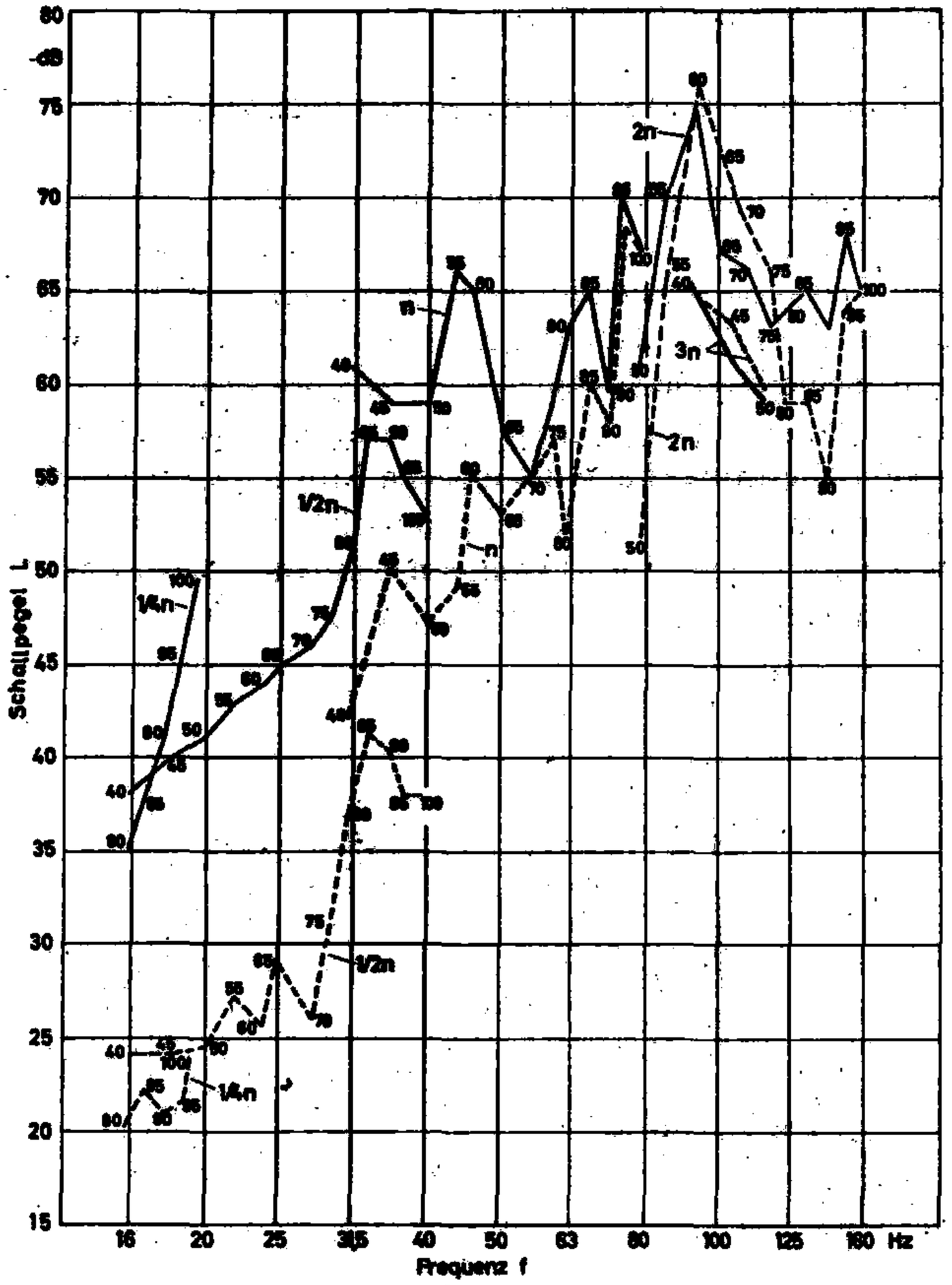


Abb. 4. Die im Innern eines Prüfwagens aufgenommenen Schallpegel-Komponenten (In CCIR-Bewertung) mit dem 1/4-, 1/2-, 1-, 2- und 3 fachen der Motordrehzahl *n* in Abhängigkeit von der Frequenz *f* des Schalls.
Ausgezogene Kurven für normale Schallübertragung (Luft- und Körperschall).
Gestrichelte Kurven für den Anteil der Luftschallübertragung. Die angeschriebenen Zahlen bedeuten die zugehörigen Fahrgeschwindigkeiten in km/h.

Wenn man die Pegelwerte aus den bei verschiedenen Drehzahlen gewonnenen Spektren für die einzelnen Komponenten entnimmt, kommt man zur zusammenfassenden Darstellung der Abb. 4. Die Messpunkte mit der Fahrgeschwindigkeit beziffert, sind nach Komponenten geordnet zu Polygonzügen verbunden. Man erkennt, dass in dem gewählten Beispiel die Körperschallübertragung (grosser lotrechter Abstand der ausgezogenen und der gestrichelten Linien) und die Luftschallübertragung (kleiner Abstand) nicht an die Gattung der Komponenten, sondern nur an Frequenzgebiete gebunden sind. Unterhalb 50 Hz dominiert die Körperschalleitung, oberhalb (bis 160 Hz) die Luftschalleitung, da die Komponennte der *n*-fachen Drehzahl bei 50 Hz von dem einen Gebiet in das andere hinüberwechselt.

EIGENSCHWINGUNGEN

Der Schallweg von den Quellen zum Hörer im Innenraum kann durch Resonanzeffekte beeinflusst werden. In solchen Fällen ist es notwendig, die resonierenden Teile oder Anordnungen im Fahrzeug zu erkennen.

Die Resonanzen die im ganzen Frequenzgebiet vorkommen können, äussern sich dadurch, dass das Geräusch beim Erreichen bestimmter Motordrehzahlen oder Fahrgeschwindigkeiten stark ansteigt, um nach dem Überfahren dieser Betriebszustände schnell wieder zu sinken.

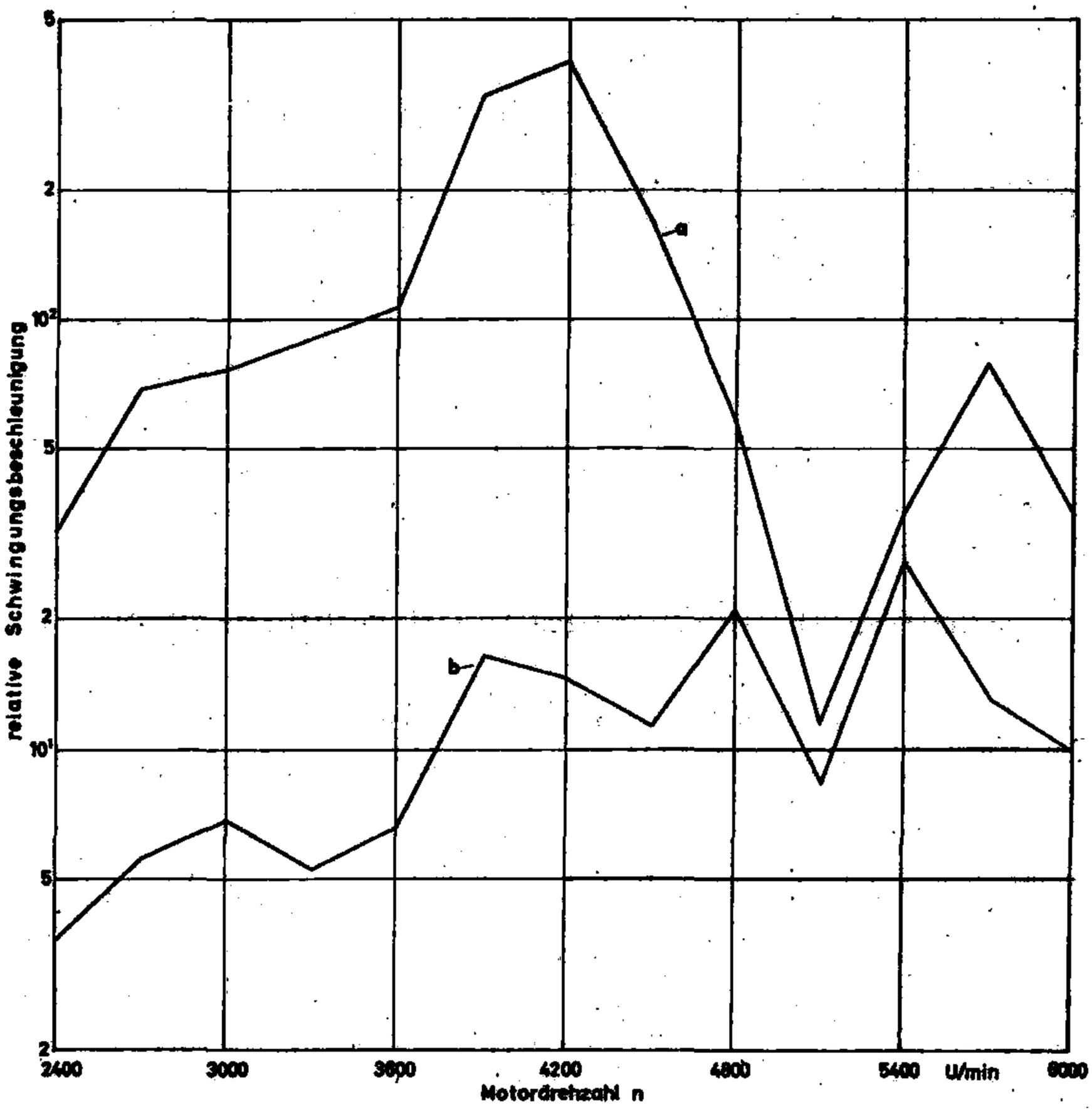


Abb. 5. Abhängigkeit der auf einen Bezugswert bezogenen relativen Schwingbeschleuniging einer Wagentür von der Motordrehzahl *n*.
a. ursprünglicher Zustand der Tür.
b. nach dem Anbringen einer Türversteifung.

Als Beispiel ist in Abb. 5 die Schwingungsstärke an einer Wagentür in Abhängigkeit von der Motordrehzahl aufgetragen. Kurve a zeigt, wie die Schwingung eine Resonanzkurve durchläuft. Durch gesonderte Messung wurde eine Eigenfrequenz bei etwa 35 Hz gefunden, die durch die Komponente der halben Motordrehzahl angeregt wurde. Durch einfache Versteifung liess sich die Schwingung um 25 dB senken (Kurve b).

Aus dem Vorausgehenden lässt sich erkennen, dass zunächtst die Teilschallquellen, die Übertragungswege und etwaige Resonanzeffekte in ihrem quantitativen Einfluss

auf das gesamte Geräusch ermittelt werden müssen. Erst dann sind gezielte Einzelmassnahmen zur Schallminderung an den als besonders wichtig erkannten Punkten möglich. Auf die Schilderung von Beispielen hierzu kann in diesem Rahmen verzichtet werden (siehe hierzu[4], [5], [6]).

LITERATUR

1. G. Bobbert, Verkehrsgeräusche, ihre Messung und ihre Beurteilung. *Deutsche Kraftfahrforsch.* Nr. 91 (1956).
2. *CCIF-Grünbuch*, 4 (1956) 129–31 (vergl. hierzu das in Vorbereitung befindliche Normblatt DIN 45405: Geräuschspannung bei Breitbandübertragung).
3. DIN 5045: Messgerät für DIN-Lautstärken; Richtlinien, Januar 1959. Vergl. hierzu ASA Z. 24.3 der American Standards Association.
4. G. Bobbert, *Betr. Techn. Überw.*, 3 (1958) 130–32.
5. G. Bobbert, *Automobiltech. Z.*, 61 (1959) 42-44.
6. G. Bobbert, *VDI-Z.* 101 (1959) 1217–24.

Acoustical measurements on Belgian Ships

H. MYNCKE AND A. VAN ITTERBEEK
Insitute for low Temperatures and Technical Physics, Louvain (Belgium)

In collaboration with the Belgian Centre for Naval Research (CeBeReNa) and the „Institut pour l'Encouragement de la Recherche Scientifique dans l'Industrie et l'Agriculture" (I.R.S.I.A.) a systematic study of the noise level repartition in the Belgian mailboats between Ostend and Dover has been made during several years since 1950.

The rather high sound levels primarly measured in some rooms of these ships are mainly due to the fact that 2 heavy Diesel engines of 7.500 hp and three auxiliary groups of 180 kW are mounted in a ship of light structure in order to meet the requirements of high speed and shallow water. The speed of the auxiliary groups is 510 rpm while the speed of the main engines varies between 180 and 250 rpm.

Consequently a part of the study was also dedicated to examine the acoustical improvements which could eventually be applied.

Three kinds of measurements are to be distinguished:

1. Determination of the sound level by means of the sound level meter of the General Radio Company,
2. A direct analysis of the noise made on board by means of a sound analyzer of the General Radio Company,
3. Enregistration of the noise on a magnetic tape recorder followed by 1/3 octave analysis in the laboratory by means of the Brüel and Kjaer spectrometer and level

recorder. The tape recorder was manufactured by Max Ihle (Loewe Opta), type Ferrophon IIIc-3 ZV III/L and the lower frequency range was especially extended down to 25 Hz.

During the investigations 5 ships were examined. They were all of the same type, but the three last ones were treated acoustically.

From the frequency analysis it was tried to find a relationship between the frequency of the airborne sound and the speed of the engines. Although the most important frequencies were very low it was difficult to draw any definite conclusion concerning this eventual relationship. Most of the annoying noise has to be considered coming from local excitation of a part of the construction.

Nothwithstanding the fact that some measurements were carried out during normal service of the ships it was endeavoured to obtain, as much as possible, identical conditions, especially from the point of view of speed.

This influence of the speed of the main engine upon the noise level is shown in the Table I, where the noise level was measured at three different speeds, namely 182, 220 and 252 rpm.

The direct noise analysis made on board showed a predominance of very low frequencies as shown in Table II where the most important frequency is equivalent to 100%.

TABLE I

Deck	*Place*	*Speed [rpm]*	*Sound level dB-C*	*dB-B*	*dB-A*
	"Leopold III				
B	Bar	182	83	71	59
		220	88	75	63
		252	91	80	67
C	Dining room 1st class	182	82	73	60
		220	87	74	61
		252	88	79	63
C	Dining room 2nd class	182	83	72	60
		220	85	74	62
		252	91	79	64
E	Main engine room	182	103	97	89
		230	106	97	89
		252	108	98	92
E	saloon 1st class	182	81	72	57
		220	86	76	61
		252	89	77	62

It is interesting to point out that from a special study made on the "Prince Philippe" results that the auxiliary groups were for a large part responsible for vibrations and consequently high noise levels. For instance in the dining room 2nd class a noise level of 83 dB-C was measured when only two auxiliary groups were running. This encreases to 89 dB-C when also the main engines are working on a speed of 180 rpm

TABLE II

Deck	*Place*	*Frequency [c/s]*	*Per cent*
	"Koning Albert"		
C	Dining room 1st class	29	100
		50	80
		65	80
C	Dining room 2nd class	30	100
		50	60
C	Covered deck 1st class	50	50
		75	100
		150	40
E	Saloon 1st class	28	100
		34	50
		50	20

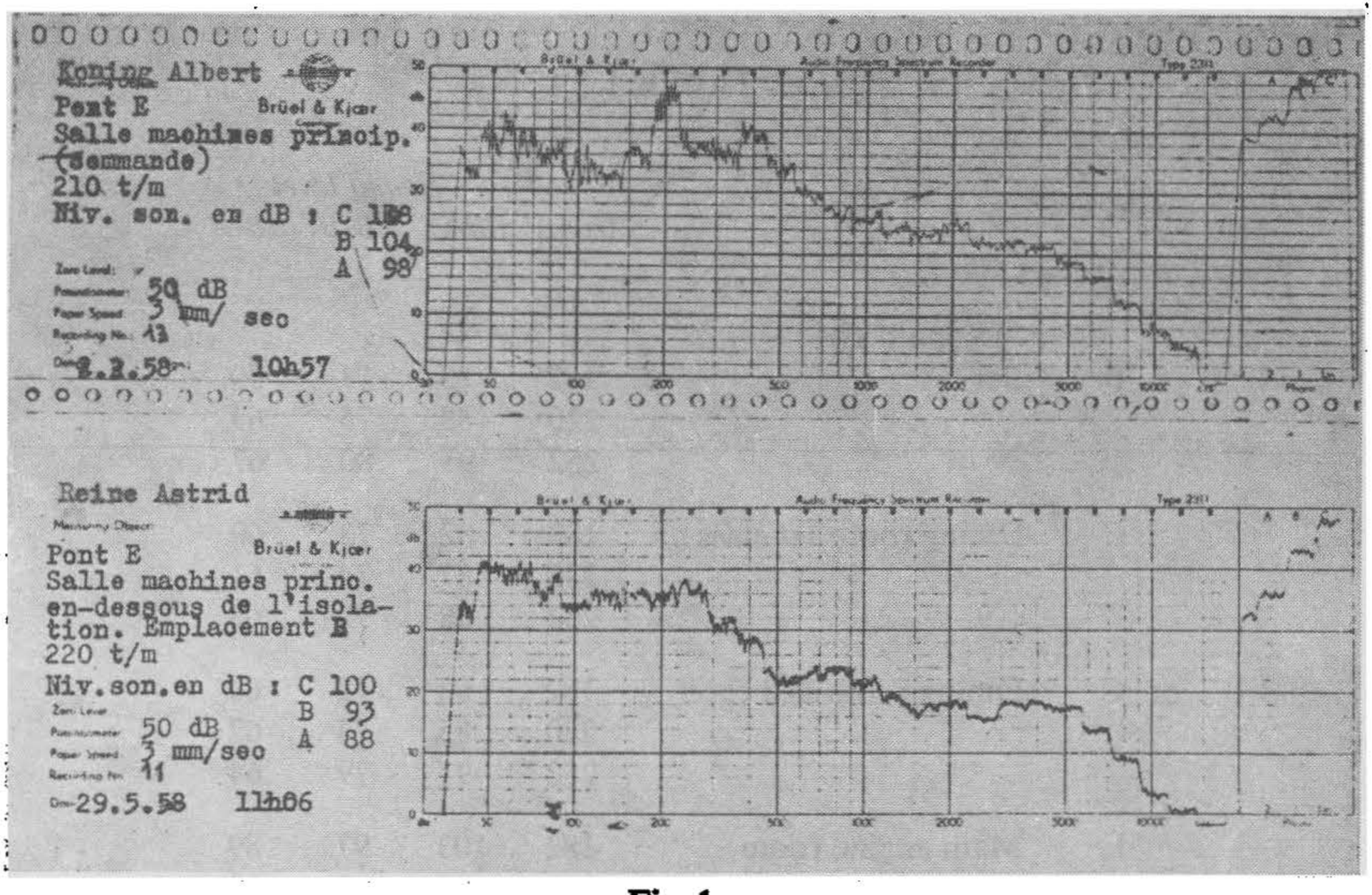


Fig. 1.

The various measurements on the two first ships "Koning Albert" and "Prince Philippe" were used to make an adequate choise of the methods to be used for obtaining a suitable noise reduction.

Mainly the following solutions were adopted on the three following ships: "Leopold III", "Koningin Elisabteh" and "Reine Astrid".

1. *For the engine rooms.*

Normal asbestos panels provided with a special perforation in order to encrease the absorption at the lower frequencies. Behind these panels was left an airspace.
Rockwool of 2in. thickness behind perforated plates.

2. *For the covered deck.*
Airspace behind perforated wooden boards with holes of differents diameters and different degree of perforation, in such a manner that the resonance frequencies corresponded mainly with the frequencies found by the sound analyser.

3. *For dining rooms, saloons etc.*
Application of various normal acoustic panels.

4. *At several places.*
An application of a bituminous damping layer on the plates was also extensively used in order to reduce local vibrations.

The third method of investigation, namely recording of the noise on magnetic tape and 1/3 octave analysis in the laboratory, made it possible to obtain the complete noise spectrograms in the various places of the ships and to make a comparison between the ships which were acoustically treated or not.

As an example are shown in Fig. 1 the noise spectrograms taken in the engine rooms of the "Koning Albert" and the "Reine Astrid", the last one being treated acoustically.

The noise levels were as shown in Table III

TABLE III

Ship	*Speed [rpm]*	*dB-C*	*dB-B*	*dB-A*
"Koning Albert"	210	108	104	98
"Reine Astrid"	220	100	93	88

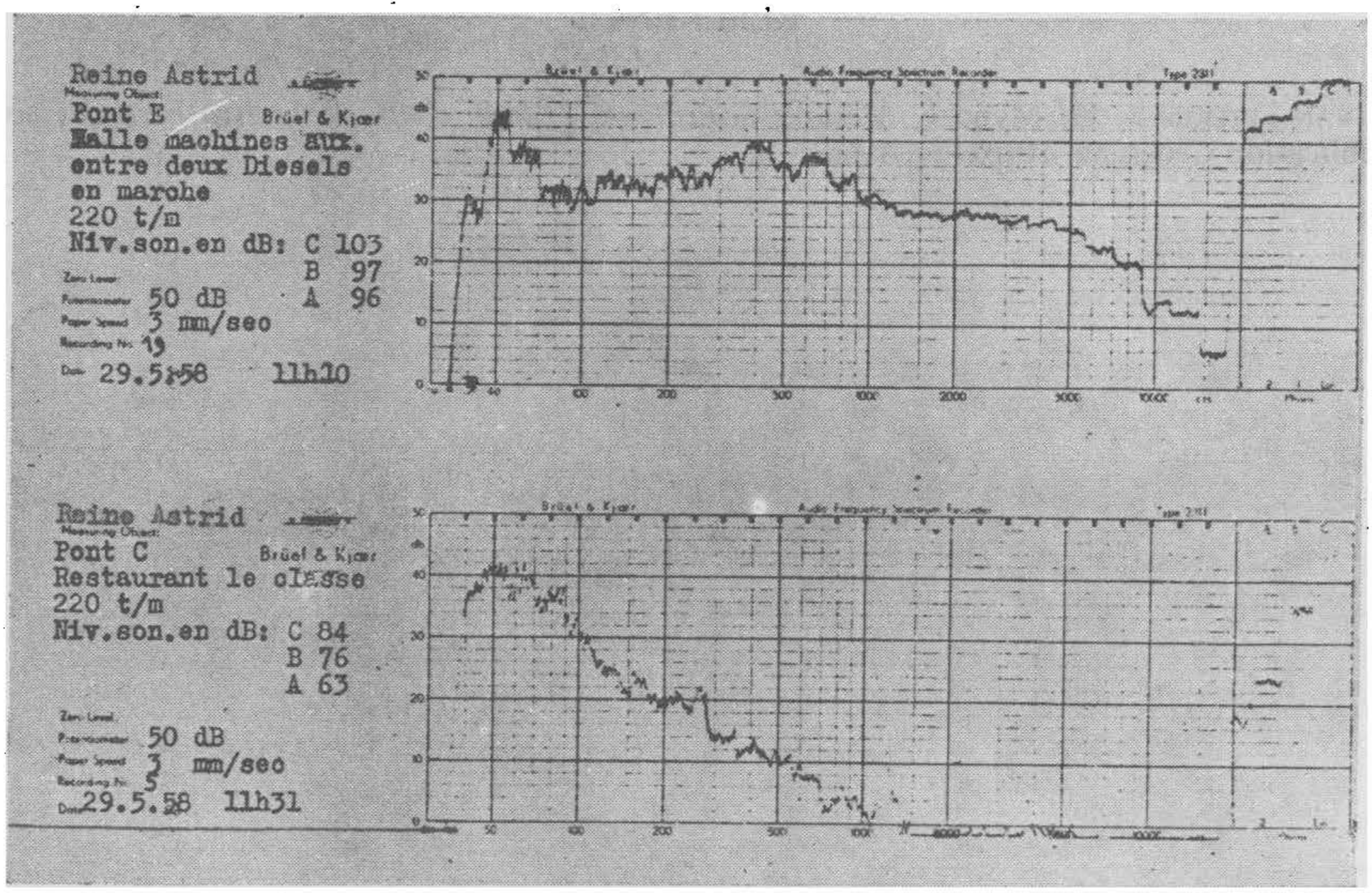


Fig. 2.

Taking the frequency level from 50 till 80 c/s as zero line we note the following difference in level between the two ships, measured in the neighbourhood of the two main engines (Table IV).

TABLE IV

Frequency [*c/s*]	*Difierence* [*dB*]
50 till 80	0
1000	6
2000	7
3000	3

This illustrates clearly the influence of the absorbing material.

This influence was also clearly shown on spectrograms recorded at six different places in the engine room and becomes naturally more important at a greater distance.

Fig. 2 shows the spectrogram of the auxiliary groups which is more horizontal than the one of the main engine (relatively higher frequencies) and the one of the 1st class dining room where most of the higher frequencies are eliminated.

A more complete survey of these investigations will be published by the Belgian Centre for Naval Research within a few months.[1]

The authors wish to thank the I.R.S.I.A. and the members of the CeBeReNa for their financial help, Mr. FORREZ for his very useful cooperation during the acoustical analysis in the laboratory and last but not least the Authorities of the Belgian Naval Department for all the facilities which were given.

REFERENCE

1. A. VAN ITTERBEEK, H. Myncke, *Mesures acoustiques et lutte contre le bruit à bord des novires*, Publication Ceberena, Bruxelles, 1960.

Scattering of Sound and Wave Motion Measured in Ducts

W. K. R. LIPPERT

Division of Building Research, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization, Melbourne (Australia)

Studies by the author were concerned with the development of a precision technique for measuring wave scattering at discontinuities in ducts, and for determining one-dimensional wave motion in a porous medium[1, 2, 3, 4].

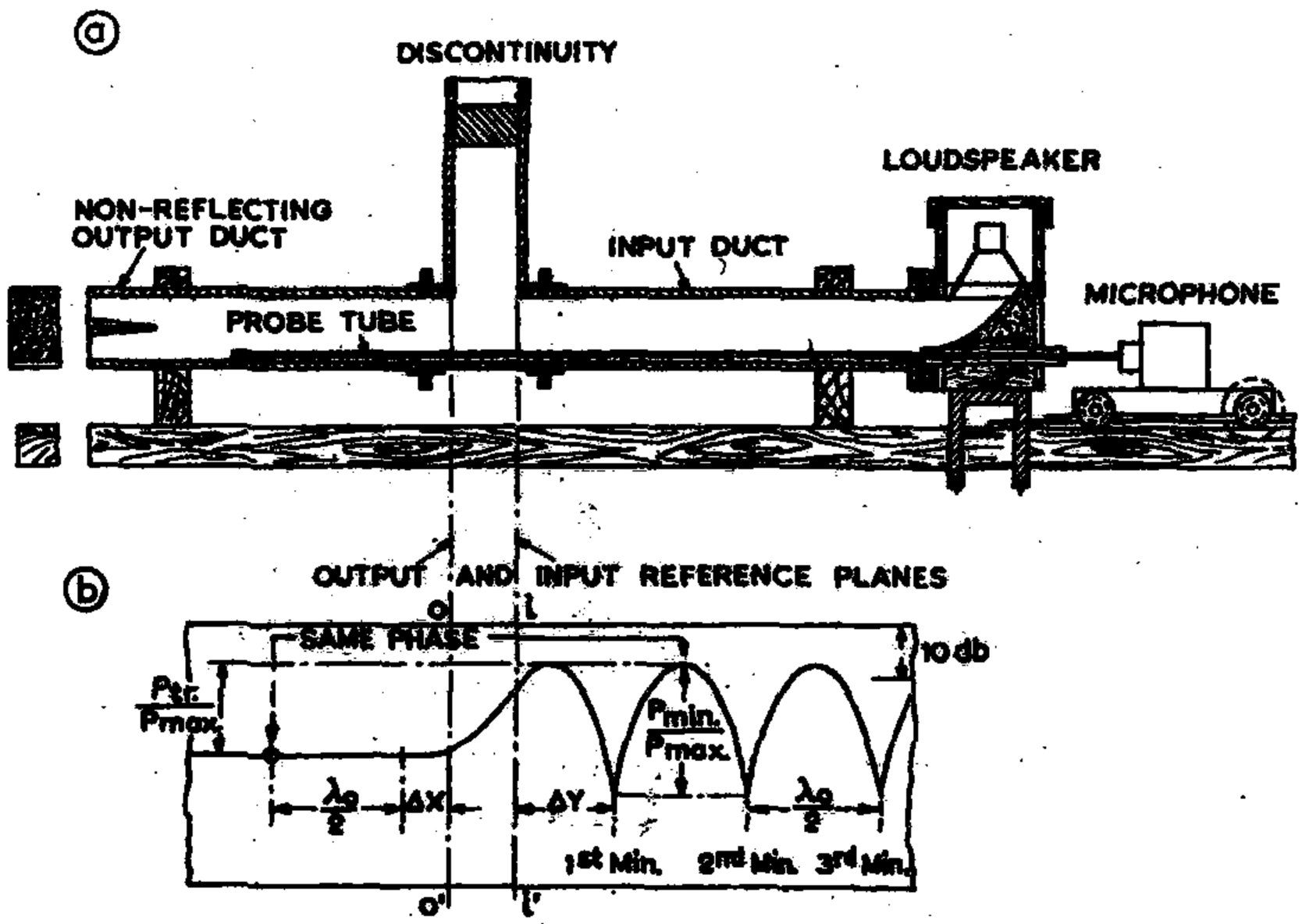


Fig. 1.
(a) Schematic diagram of apparatus.
(b) Instance of recorded wave pattern in duct.
(c) Measured quantities.
(d) Formulae for finding the characteristic reflection and transmission factors.

The measuring device resembles the common impedance tube with certain extensions: the (input) duct system is extended past the discontinuity (or sample), thus forming an output duct which is rendered non-reflecting[5, 6]. The same probe tube microphone is used for probing the sound pressure wave patterns in both the input and output ducts[7, 8, 9].

The working principle of the apparatus is illustrated in Fig. 1a and a typical record of the wave patterns is shown in Fig. 1b. The various quantities to be measured are listed in Fig. 1c. The basic formulae which specify magnitude and phase values of the characteristic reflection and transmission factors of a symmetrical discontinuity ($R = A \exp[j\alpha]$ and $T = B \exp[j\beta]$ respectively) in terms of the measured quantities are given in Fig. 1d[6].

Four typical symmetrical discontinuities measured in a square duct are illustrated in Fig. 2: (a) a 120° bend[1]; (b) a side branch system[2]; (c) an orifice plate[3]; (d) a sample (20 cm long) of a porous medium consisting of lead shot, 3 mm diameter, held between screens[4].

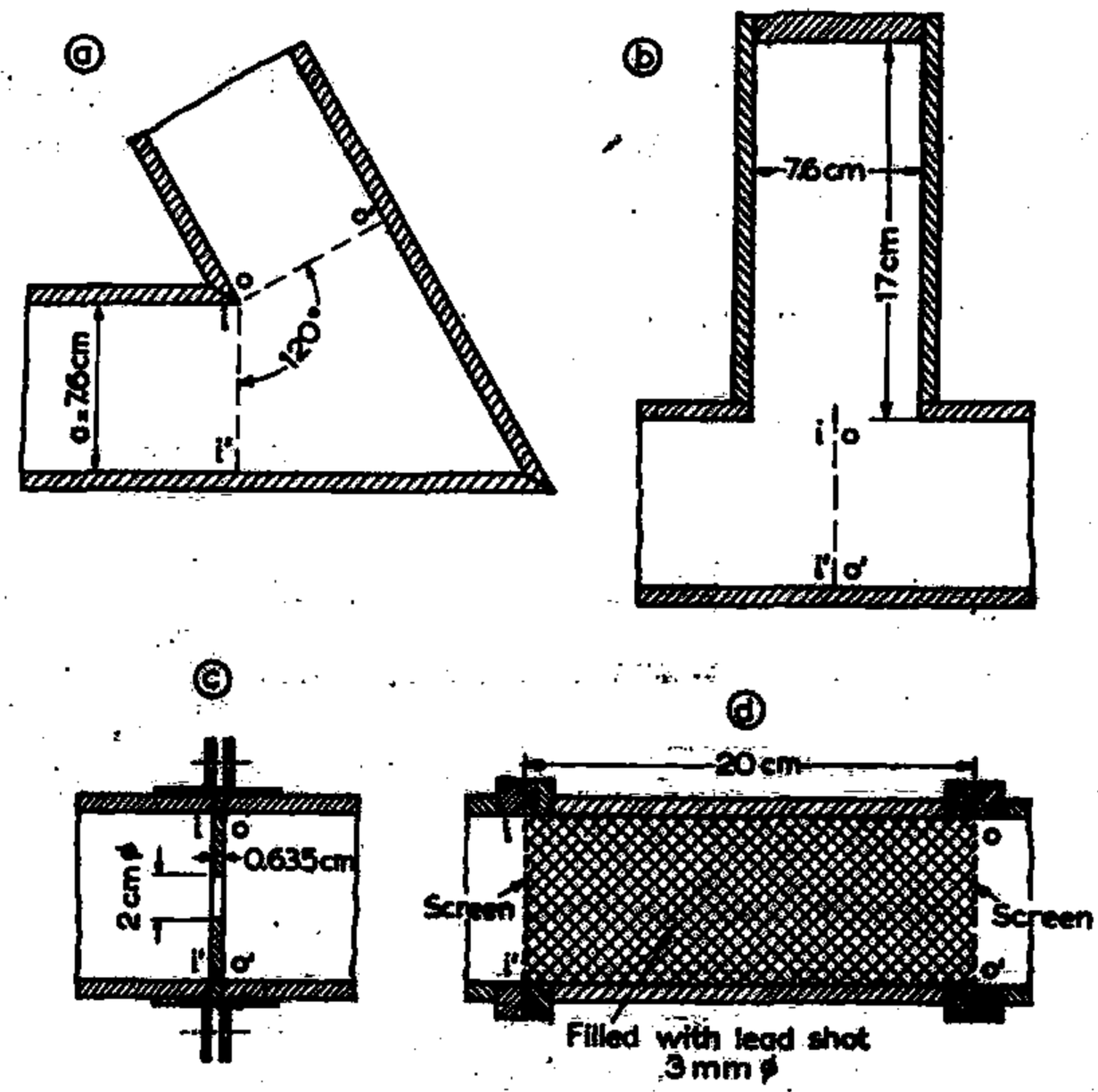


Fig. 2. Instances of measured discontinuities in a square duct:
(a) 120° Bend.
(b) Side branch.
(c) Orifice plate.
(d) Sample of porous (lead shot) medium.

Magnitude (A) and phase values (α/π) of the characteristic reflection factors of the four examples have been measured at many frequencies These values are represented in Fig. 3a and 3b in the form of curves plotted against the dimensionless ratio of duct width over half the wavelength ($2a/\lambda_0$ which is proportional to frequency). Similarly, the measured magnitude (B) and phase values (β/π) of the corresponding characteristic transmission factors have been plotted in Fig. 4a and 4b.

It was found in practice that accurate results can be achieved with the method, and that both magnitude and phase values of the characteristic factors differ greatly for different scattering systems and at different frequencies, as can be expected.

A set of values of A, B, α and β is sufficient for completely specifying the (plane wave) reflection and transmission properties of a symmetrical scatterer in a duct, and those values therefore often constitute useful parameters in the theory of acoustical wave filters[9, 10].

The characteristic factors measured with a sample of porous medium of sufficient

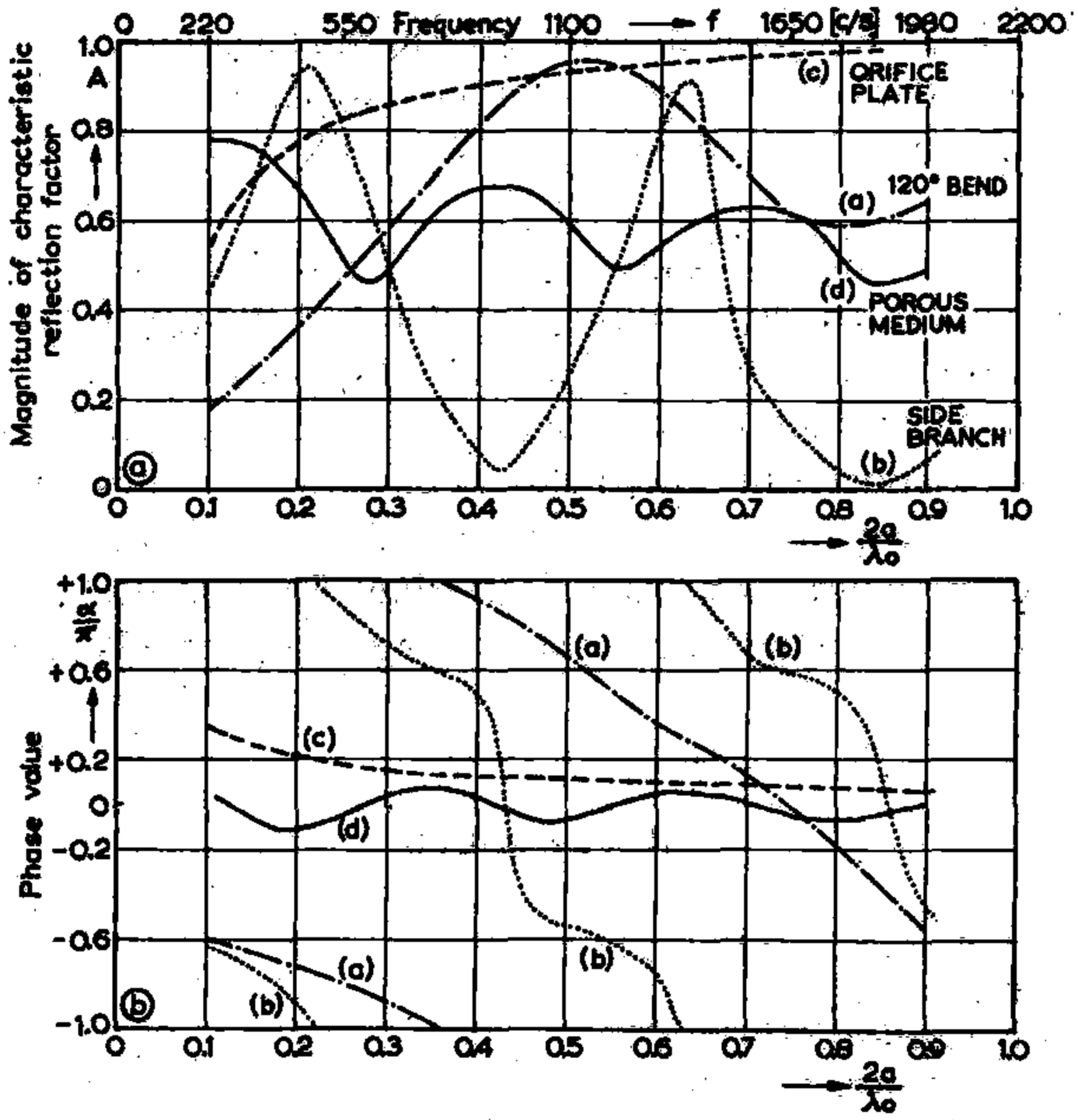


Fig. 3. (a) Measured magnitude A, and (b) phase values α/π of the characteristic reflection factors of he four instances of Fig. 2 plotted against the ratio of duct width over half the wavelength $2a/\lambda_0$. (The corresponding frequency scale for f in c/s is also given at the top of the upper diagram for the specific value of $a = 7.6$ cm.)

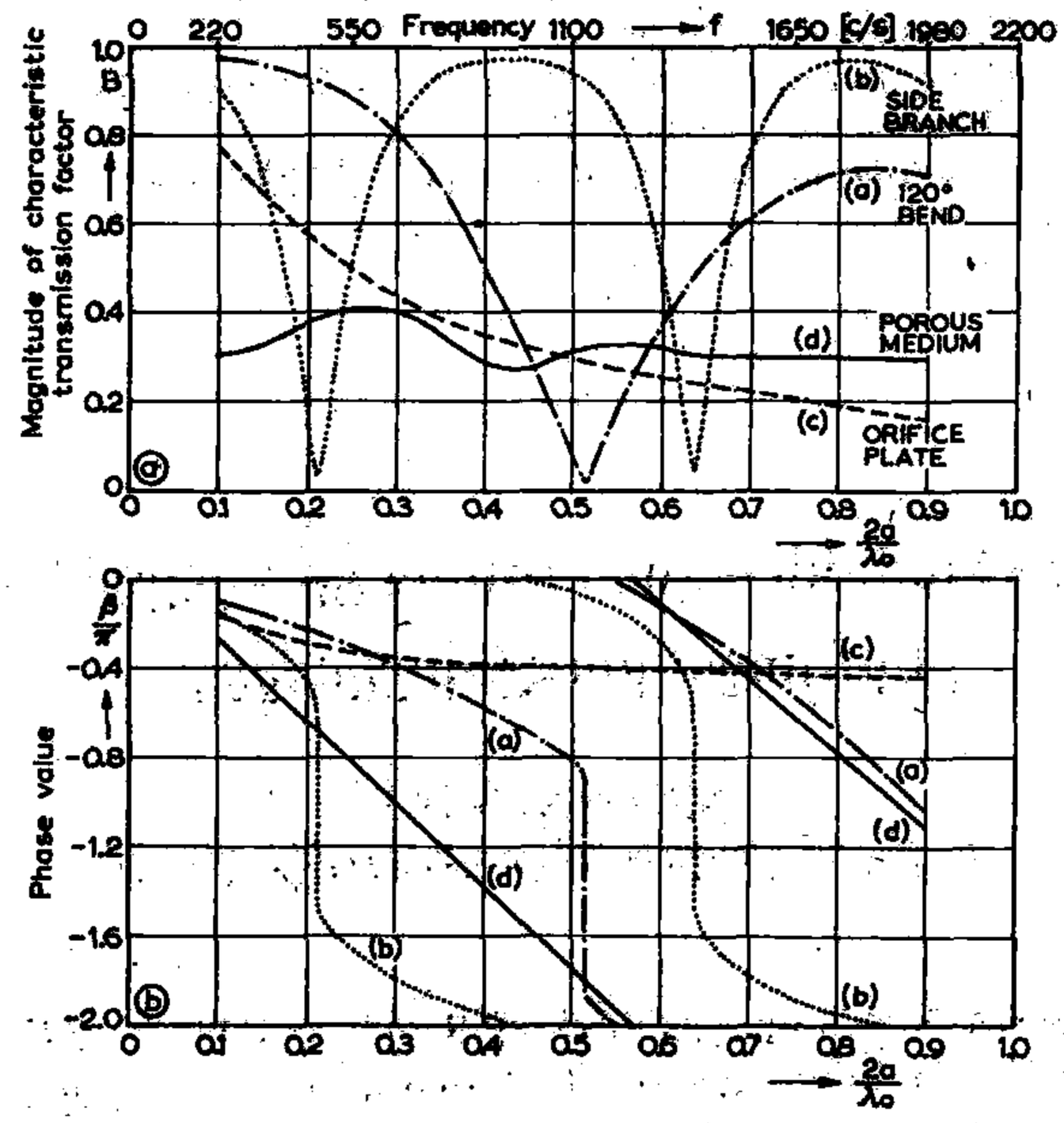


Fig. 4. (a) Measured magnitude B, and (b) phase values β/π of the characteristic transmission factors of the four instances of Fig. 2 plotted against the ratio of duct width over half the wavelength $2a/\lambda_0$ (with the corresponding frequency scale for f in c/s given at the top of the upper diagram).

length (as shown in Fig. 2d) can be used for determining a complete set of propagation parameters (*viz.* phase velocity, attenuation per unit length and characteristic impedance) of one-dimensional wave motion in a duct filled with such a medium, as has been shown elsewhere[4].

The experimental method has been used for asymmetrical discontinuities[6], and it has also been shown that the technique can be modified slightly to allow for unwanted but sometimes unavoidable reflections from the output duct[11].

The characteristic factors discussed above are dimensionless and complex numbers, and have interesting analogies in other fields of physics[12, 13]. They can be shown to be directly related to the elements of a so-called symmetrical "scattering matrix" which is commonly used in theories on wave scattering, for instance, for describing the scattering effect of electromagnetic waves being propagated along transmission lines[14].

REFERENCES

1. W. K. R. LIPPERT, *Acustica*, 5 (1955) 274.
2. W. K. R. LIPPERT, *Acustica*, 7 (1957) 137.
3. W. K. R. LIPPERT, *Acustica*, 8 (1958) 173.
4. W. K. R. LIPPERT, *Acustica*, 9 (1959) 435.
5. E. MEYER, G. BUCHMANN AND A. SCHOCH, *Akust. Z.*, 5 (1940) 352.
6. W. K. R. LIPPERT, *Acustica*, 4 (1954) 307.
7. R. A. SCOTT, *Proc. phys. Soc.*, 58 (1946) 253.
8. W. K. R. LIPPERT, *Acustica*, 4 (1954) 313.
9. W. K. R. LIPPERT, *Acustica*, 4 (1954) 479.
10. C. M. HARRIS, *Handbook of noise control*, McGraw-Hill, New York, 1957.
11. W. K. R. LIPPERT, *Acoustica*, 5 (1955) 269.
12. L. BRILLOUIN, *Wave propagation in periodic structures*, McGraw-Hill, New York, 1946.
13. W. K. R. LIPPERT, *Wireless Eng.*, 32 (1955) 305.
14. R. W. P. KING, *Transmission-line theory*, McGraw-Hill, New York, 1955.

Vereinfachte Methoden zur Prüfung von Schalldämpfern für Lüftungs- und Klimaanlagen

S. MILOSAVLJEVIC

Institut für Materialprüfungen, Belgrad (Jugoslawien)

Beim Bau der Klima-Anlage im neuen Grossen Saal des Hauses der Gewerkschaft in Belgrad erwies sich der Einbau von Schalldämpfern als notwendig. An die Schalldämpfer wurden keine aussergewöhnlichen Bedingungen gestellt. Da aber am Ort noch keine Schalldämpfer gebaut worden waren, lagen keine Erfahrungen über ihre Dimensionierung und Konstruktion vor.

Es wurden insgesamt neun Schalldämpfer gebaut, für die die beiden grössten, von denen hier die Rede ist, charakteristisch sind. Dies sind ein Zuluft-Sammelschalldämpfer für eine Luftmenge von 68.000 m³/St. bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 7,5 m/Sek. und ein Abluft-Sammelschalldämpfer für eine Luftmenge von 60.000 m³/St. bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit.

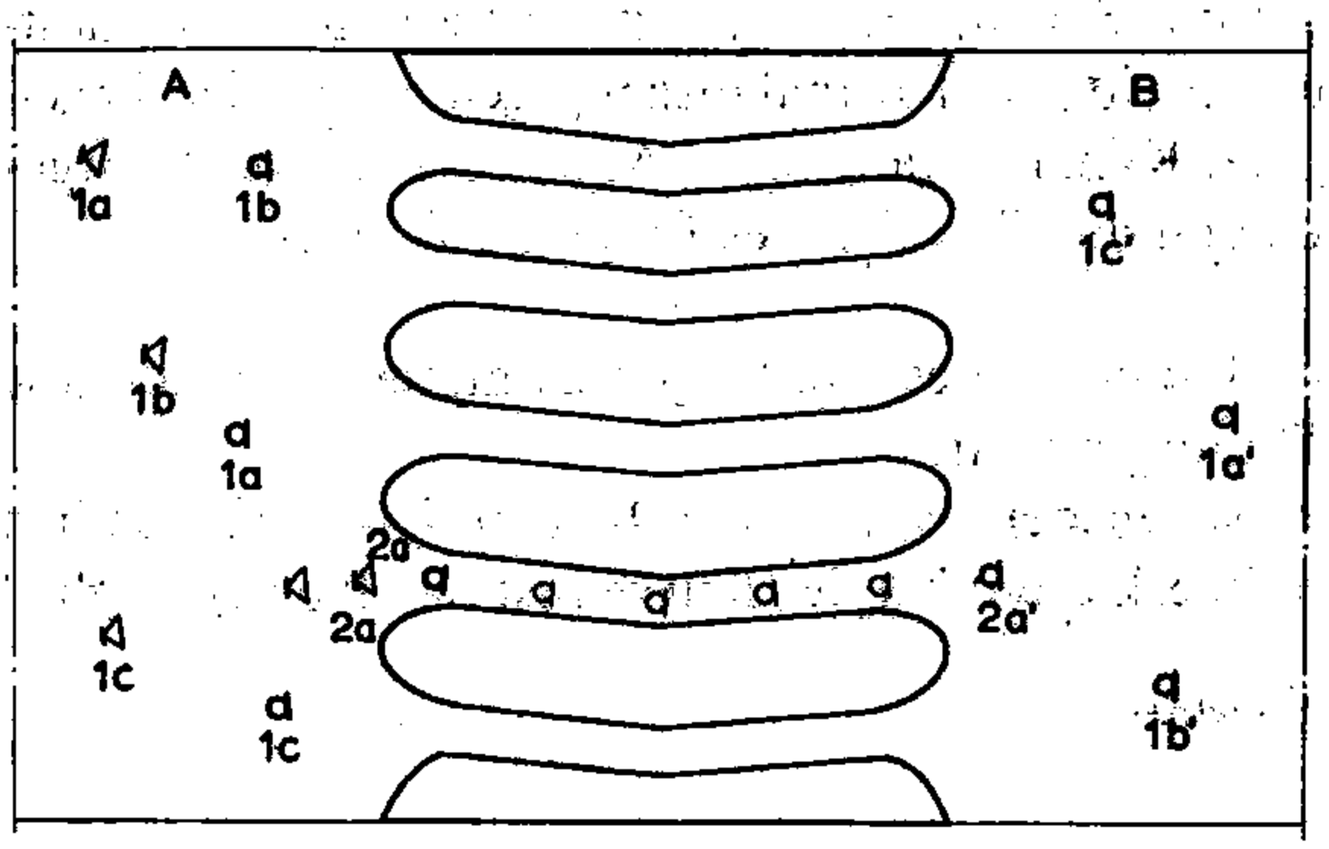


Abb. 1. Messanordnung: Lautsprecher- und Mikrofonstellungen.

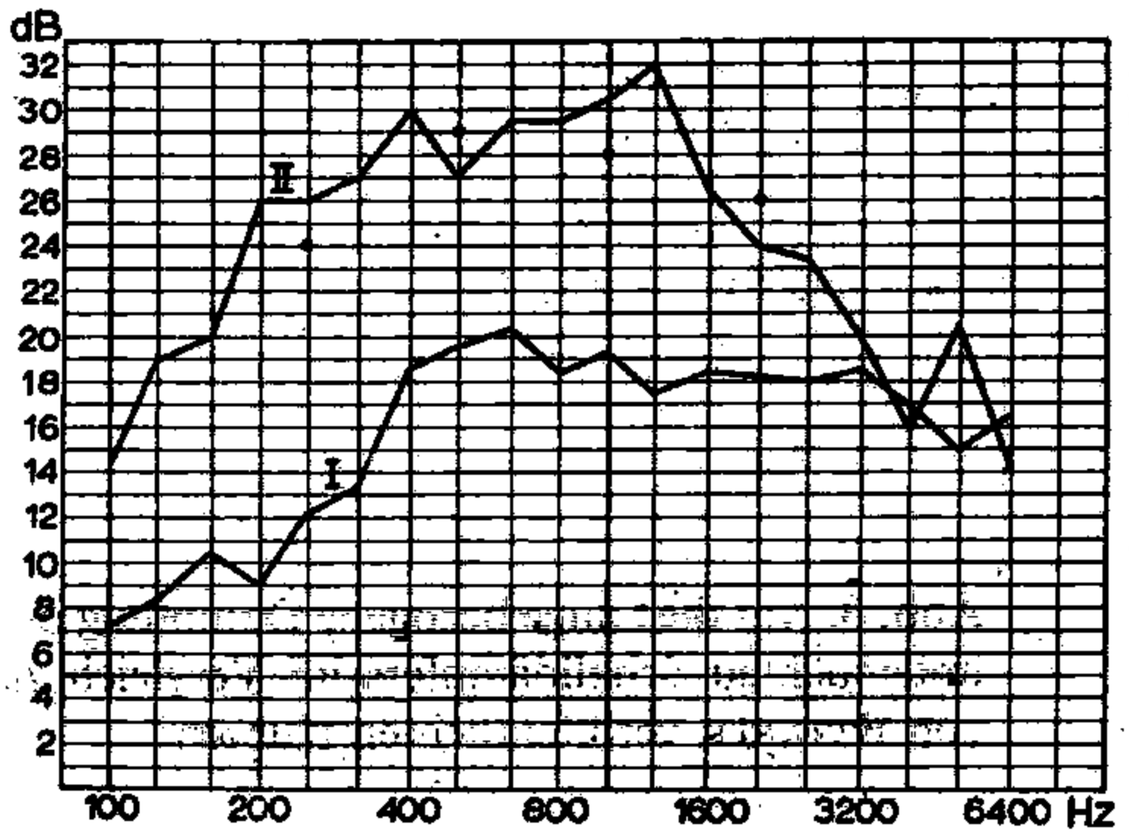


Abb. 2. Dämpfung des Schalldämpfers über der Frequenz (siehe Text).

Die beiden Schalldämpfer sollten eine Dämpfung von etwa 33 dB haben. Die konstruktiven Daten wurden aus der Literatur entnommen und die notwendige Dämpfung wurde anhand von Diagrammen von BERANEK bestimmt, wobei der Rauschpegel des Ventilators berücksichtigt wurde.

Hier soll nicht auf konstruktive Einzelheiten eingegangen werden, sondern nur auf die Messungen, die an den fertigen und eingebauten Schalldämpfern durchgeführt wurden. Diese Kontrollmessungen sollten einen ungefähren Überblick über die erreichte Dämpfung und somit über die Qualität der Schalldämpfer geben.

Als Schallquelle diente bei den Messungen ein Lautsprecher, der über einen Verstärker von einem Tongenerator gespeist wurde. Es wurden Heultöne in Terzabständen zwischen 100 und 8000 Hz verwendet. Die Modulationsfrequenz betrug 8 Hz und der Frequenzhub ca. 10%.

Bei der Messung wurden zwei Methoden angewandt. Bei der ersten Methode wurde

der Lautsprecher (Abb. 1) im Raum A vor dem Schalldämpfer aufgestellt und mit einem Mikrofon der Schallpegel in Raum A und Raum B gemessen. Zur Mittelwertbildung wurde die Messung bei verschiedenen Stellungen von Mikrofon und Lautsprecher wiederholt. Die Pegeldifferenz zwischen beiden Räumen ist in Abb. 2 (Kurve I) ohne irgenwelche Korrekturen über der Frequenz dargestellt.
Bei der zweiten Methode wurde die Schallquelle unmittelbar vor dem Kanaleingang des Schalldämpfers aufgestellt und der Schallpegel in 25 cm Entfernung vom Lautsprecher im Kanaleingang und unmittelbar am Kanalausgang gemessen. Die Pegeldifferenz zwischen Kanaleingang und Kanalausgang ist in Abb. 2 als Kurve II dargestellt. Der Einfluss der Reflexionen von den Wänden des Empfangsraumes kann hierbei vernachlässigt werden.

Beide Kurven stellen die Gesamtdämpfung des 2 m langen Dämpfers und nicht die auf die Längeneinheit bezogene Dämpfung dar.

Wenn auch der Unterschied zwischen den Werten der Kurven I und II ziemlich gross ist, so lässt sich dies doch leicht erklären: bei der Kurve I ist das Korrekturglied $^{10}\log. \frac{A_r}{A_d}$ nach BERANEK[1] vernachlässigt.

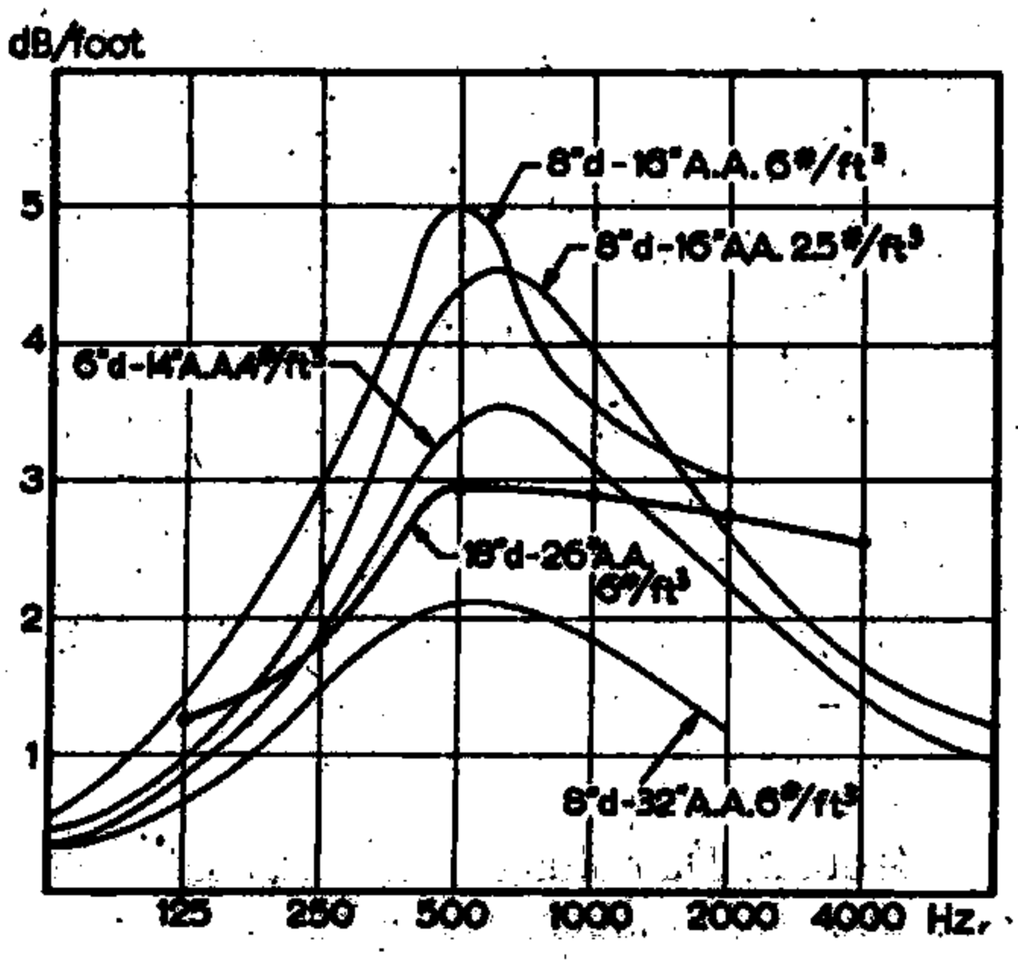


Abb. 3. Auf die Länge bezogene Dämpfung des untersuchten Schalldämpfers im Vergleich zu von BERANEK veröffentlichten Kurven.

Für die Frequenzen 250, 500, 1000 und 2000 Hz wurde dies kontrolliert. Durch Einsetzen der theoretischen Werte für A_r und A_d erhält man für Kurve I die in Abb. 2 als Punkte eingetragenen Werte, die ziemlicht gut mit denen der Kurve II übereinstimmen.

Zum besseren Vergleich sind in Abb. 3 die auf die Längeneinheit (Fuss) bezogenen Dämpfungswerte zusammen mit der Kurvenschat von BERANEK[1] dargestellt. Aus dem Vergleich der Kurven geht hervor, dass die Ergebnisse dieser Orientierungsmessung zufriedenstellend sind.

Der Zweck des Vortrages war, zu zeigen, dass man auch mit dieser einfachen Methode zufriedenstellende Resultate erzielen kann.

LITERATUR

1. BOLT, BERANEK AND NEWMAN in
R. H. BOLT, S. J. LAKASIK, A. W. NOLLE, AND A. D. FROST, *Handbook of Acoustic Noise Control.* Vol. I, Physical Acoustics, Wright Air Development Center, Ohio, 1952, p. 378.

Schalldämpfung in absorbierend ausgekleideten Kanälen mit überlagerter Luftströmung

F. MECHEL

III. Physikalisches Institut, Göttingen (Deutschland)

Die Luftschalldämpfung in strömungsführenden Kanälen zeigt schon bei relativ kleinen Strömungsgeschwindigkeiten starke Abweichungen gegenüber ruhender Luft und neuartige Effekte. Als Strömungseinflüsse auf die Luftschalldämpfung der Grundmode folgen aus theoretischen Überlegungen allgemein: (1) die Veränderung der akustischen Energiedichte im Kanal infolge konvektiver Überlagerung der Schallwelle mit der Strömung. Die Rechnung ergibt für diesen Effekt, dass die Dämpfung pro Kanalwellenlänge konstant bleiben soll. (2) Änderung der Schallfeldverteilung über den Kanalquerschnitt durch den Geschwindigkeitsgradienten im Strömungsprofil, vor allem bei kleinen Wellenlängen. (3) Eine nichtlineare Veränderung der Absorberimpedanz durch die Strömung. (4) Schallstreuung an Wirbeln. (5) Interferenz der Strömung mit der Schallwelle in periodischen Kanälen.

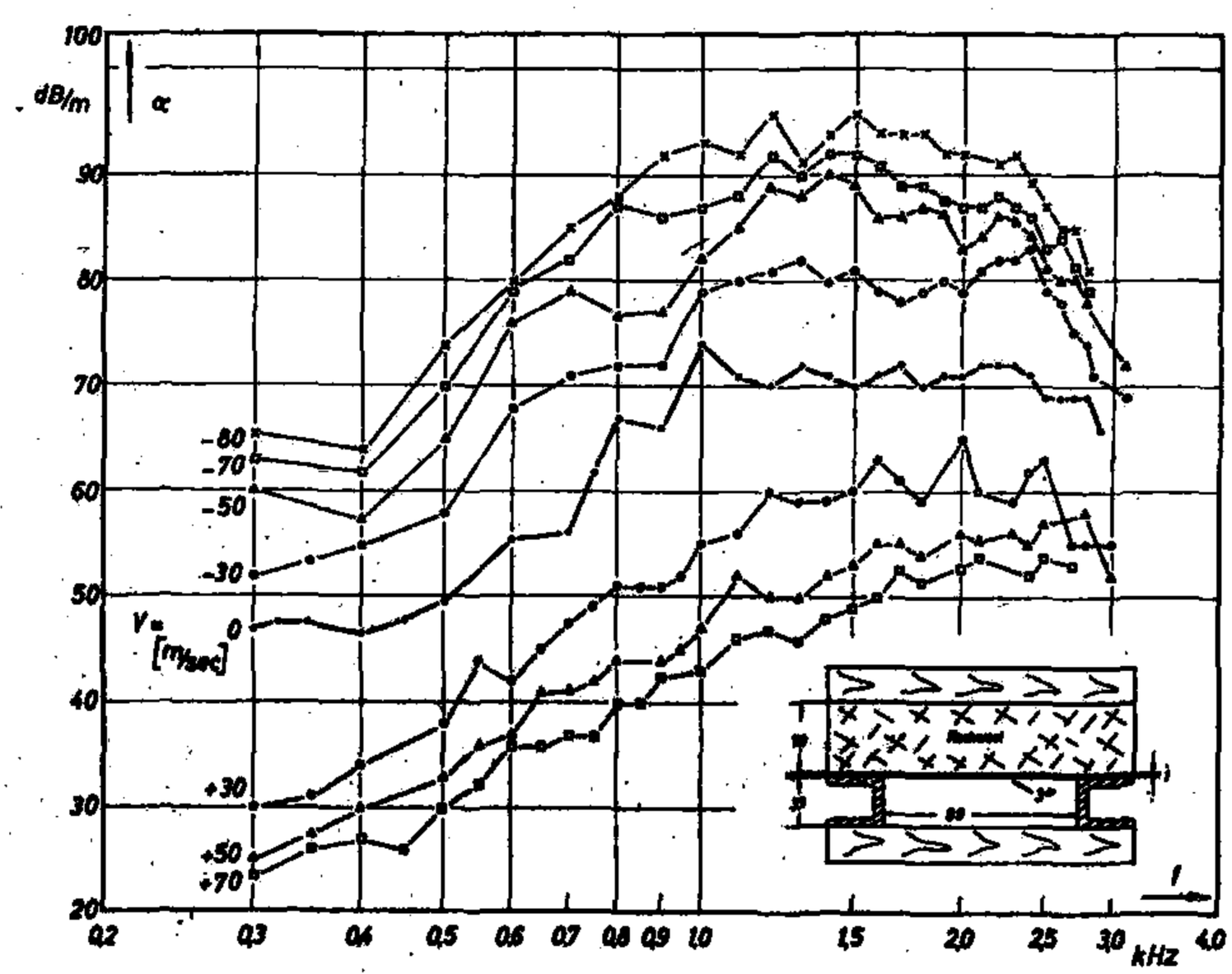


Abb. 1. Dämpfung α in dB/m über der Frequenz f in kHz mit der Strömungsgeschwindigkeit V in m/Sek. als Parameter für einen Absorber aus Steinwolle mit perforierter Abdeckung. $V>0$: Schallausbreitung mit der Strömung, $V<0$: Schallausbreitung entgegen der Strömung.

Anordnung und Abmessungen der Absorber bei den Messungen gehen aus den Skizzen des Kanalquerschnittes hervor. Die Flache Kanalform vermeidet Dämpfungsbeeinflussung nach (2) und (4). Vor der Messtrecke mit 2,40 m Länge wird der Geräuschpegel der Strömung bis auf das weisse Strömungsrauschen herabgedrückt. Als Signalquellen dienten 2 Druckkammersysteme mit je 200 Watt Leistung. Bei den Dämpfungsmessungen wurde eine Mikrophonsonde durch den Kanal gezogen, das

Signal mit 6 Hz Bandbreite herausgefiltert und mit einem Pegelschreiber registriert. Die Strömungsgeschwindigkeit wurde bis 80 m/Sek. variiert, die Frequenz lag zwischen 200 und 3000 Hz, der Störabstand zum Strömungsrauschen lag zwischen 25 und 60 dB.

Abb. 1 zeigt Messergebnisse für einen porösen Absorber aus einer Steinwolleschicht mit strömungsseitiger Lochblechabdeckung. Aufgetragen ist die Dämpfung über der Frequenz mit der Strömungsgeschwindigkeit V als Parameter. $V>0$: Schallausbreitung mit der Strömung, $V<0$: Schallausbreitung entgegen der Strömung. Die Dämpfungsänderung wird hier im wesentlichen durch die konvektive Änderung der Wellenlänge verursacht. Eine Nichtreziprozität der Dämpfung wird ausserdem durch die Änderung des Aufsetzwinkels der Wellenfront in der Strömungsgrenzschicht vor dem Absorber verursacht. Die nichtlineare Veränderung der Absorberimpedanz durch die Strömung macht sich bei bedämpften Resonanzabsorbern in der Umgebung der Resonanz bemerkbar, vgl. Abb. 2. Sie führt, bei grossen Strömungsgeschwindigkeiten schliesslich zu einer Dämpfungsminderung für beide Ausbreitungsrichtungen in der Strömung, überdeckt also die Dämpfungsänderung nach (1).

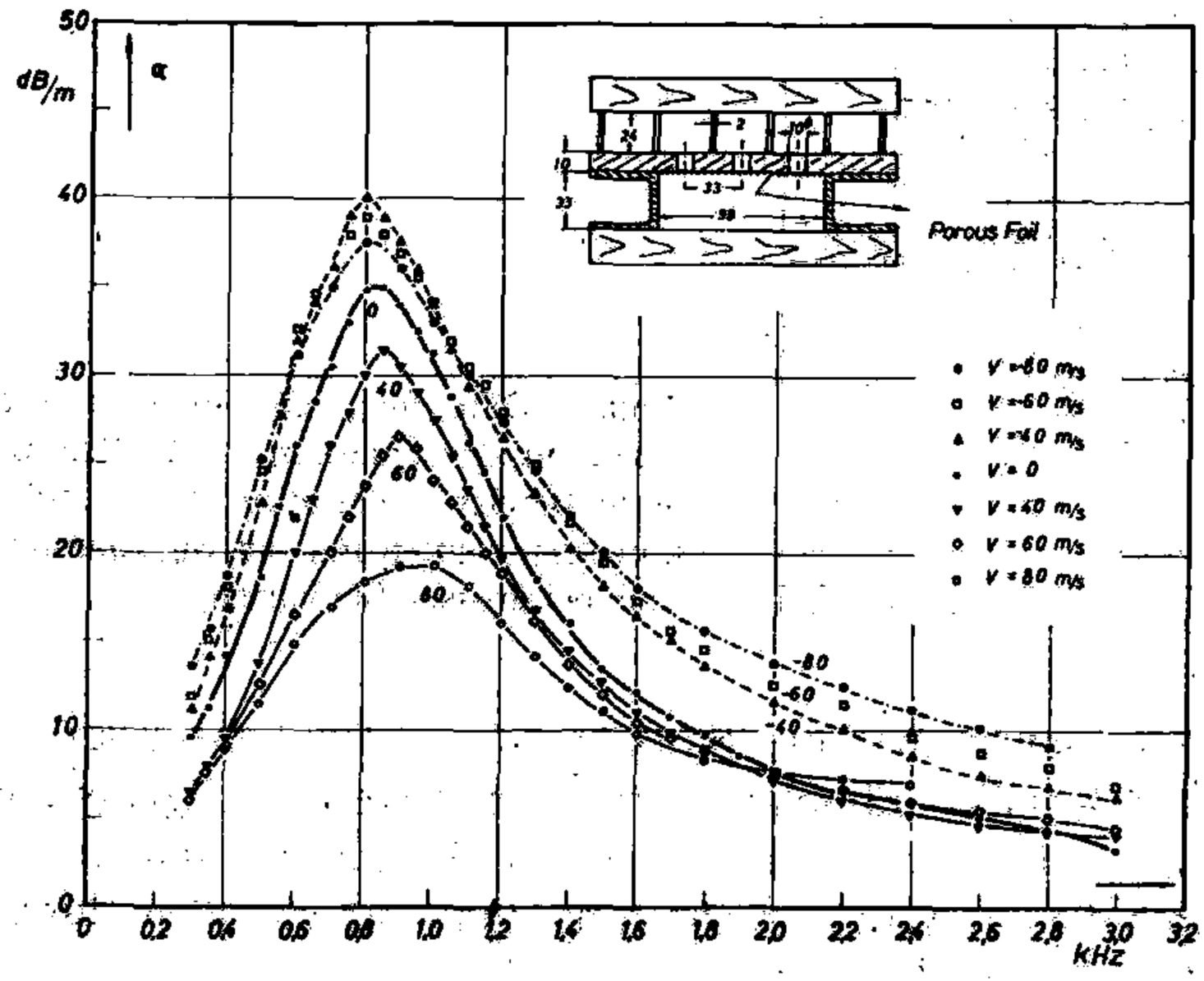


Abb. 2. Dämpfung für Helmholtz-Resonatoren mit Strömungwiderstand vor den Mündungen.

Bei Absorberstrukturen mit überwiegend reaktiver Dämpfung tritt als neuartiger Strömungseffekt eine Schallverstärkung auf: die Signalwelle wächst während ihrer Ausbreitung im Kanal exponentiell mit dem Laufweg an. Ein Beispiel zeigt Abb. 3 für unbedämpfte Helmholtz-Resonatoren für Schallausbreitung in Strömungsrichtung. Diese Resonatoren zeigen eine starke Resonanzverschiebung (50% bei $V =$ 80 m/Sek.; hier ist die Dämpfung auf die Hälfe der Resonanzdämpfung bei ruhender Luft abgesunken). Die Verstärkung oberhalb der Resonanz verschiebt sich mit der Strömungsgeschwindigkeit. Bis zu einem Signalpegel von etwa 45 dB über dem Strömungsrauschen ist der Verstärkungsexponent unabhängig von der Signalamplitude. Bis zur Leistungsgrenze der Druckkammersysteme bei einem Signalpegel von etwa 60 dB über dem Rauschen werden die schraffierten Bereiche überstrichen.

Bei der Signalverstärkung wird Energie von der Strömung an die Schallwelle ab-

gegeben. Dieser Energieaustausch kann in enger Analogie zu dem Verstärkungsmechanismus in der elektrischen Wanderfeldröhre mit inhomogener Verzögerungsleitung erklärt werden. Die Rolle der mit der Strömung synchron laufenden Welle übernimmt in dem Strömungskanal mit Resonatoren eine der sogenannten Partialwellen, welche in inhomogen berandeten Kanälen auftreten, wenn sich die Inhomo-

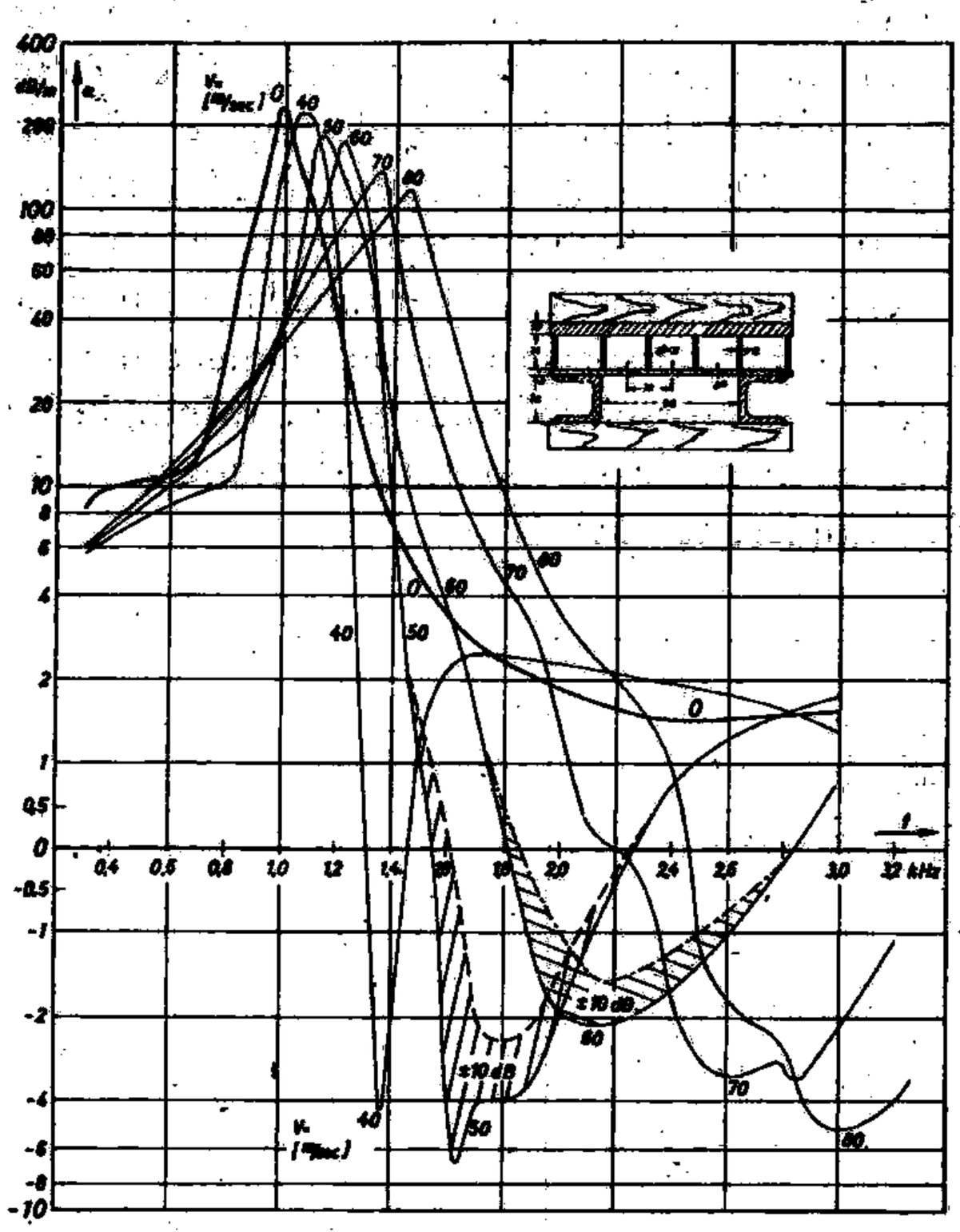


Abb. 3. Dämpfung für unbedämpfte Helmholtz-Resonatoren ($V \gtrless 0$). Schraffierte Bereiche: Variation des Verstärkungsexponenten mit der Signalamplitude bei grossen Signalpegeln.

genität in Abständen L periodisch wiederholt. Sie können als räumliche Fourierkomponenten der in solchen Kanälen räumlich periodisch verzerrten Signalwelle interpretiert werden. Sie haben dieselbe Frequenz wie die Grundwelle und unterscheiden sich von dieser durch die querveränderliche Amplitude und vor allem durch ihre Phasengeschwindigkeit, welche in dem Strömungskanal durch

$$u_n = \frac{u_0}{1 + n\lambda_0/L}$$

für die n-te Partialwelle gegeben ist. u_0 ist die Phasengeschwindigkeit, λ_0 die Wellenlänge der Grundwelle in dem Kanal bei überlagerter Luftströmung. Bei genügend grossem λ_0/L ist Synchronismus $V = u_n$ zu erreichen. Synchronismus bedeutet, dass durch die Partialwelle eine von der Strömung mitgeführte wellenförmige Strömungsmodulation aufgebaut wird, welche im Gegensatz zu der Schallwelle der Strömung Energie entziehen kann, indem die Dichte in Zonen mit kleinerer als mittlerer Strömungsgeschwindigkeit anwächst. Die Energie in der Strömungspulsation kann an den Resonatoren in Schallenergie zurückverwandelt werden und zwar unter der Bedingung $V = u_n$ gerade phasenrichtig für eine Schallverstärkung. Damit ist der Zyklus der gegenseitigen Verstärkung von Strömungspulsation einerseits und Signalwelle an-

dererseits geschlossen. Es ist derselbe wie bei einer Wanderfeldröhre im Partialwellenbetrieb.

In dem mit Resonatoren belegten Kanal wurde die Phasengeschwindigkeit der Grundwelle gemessen, einmal bei ruhender Luft und dann bei $V = +55$ m/Sek. Aus beiden Messungen wurde die Phasengeschwindigkeit u_1 der ersten Partialwelle berechnet und in Abb. 4 über der Frequenz aufgetragen. Als Dreiecke sind Frequenz und

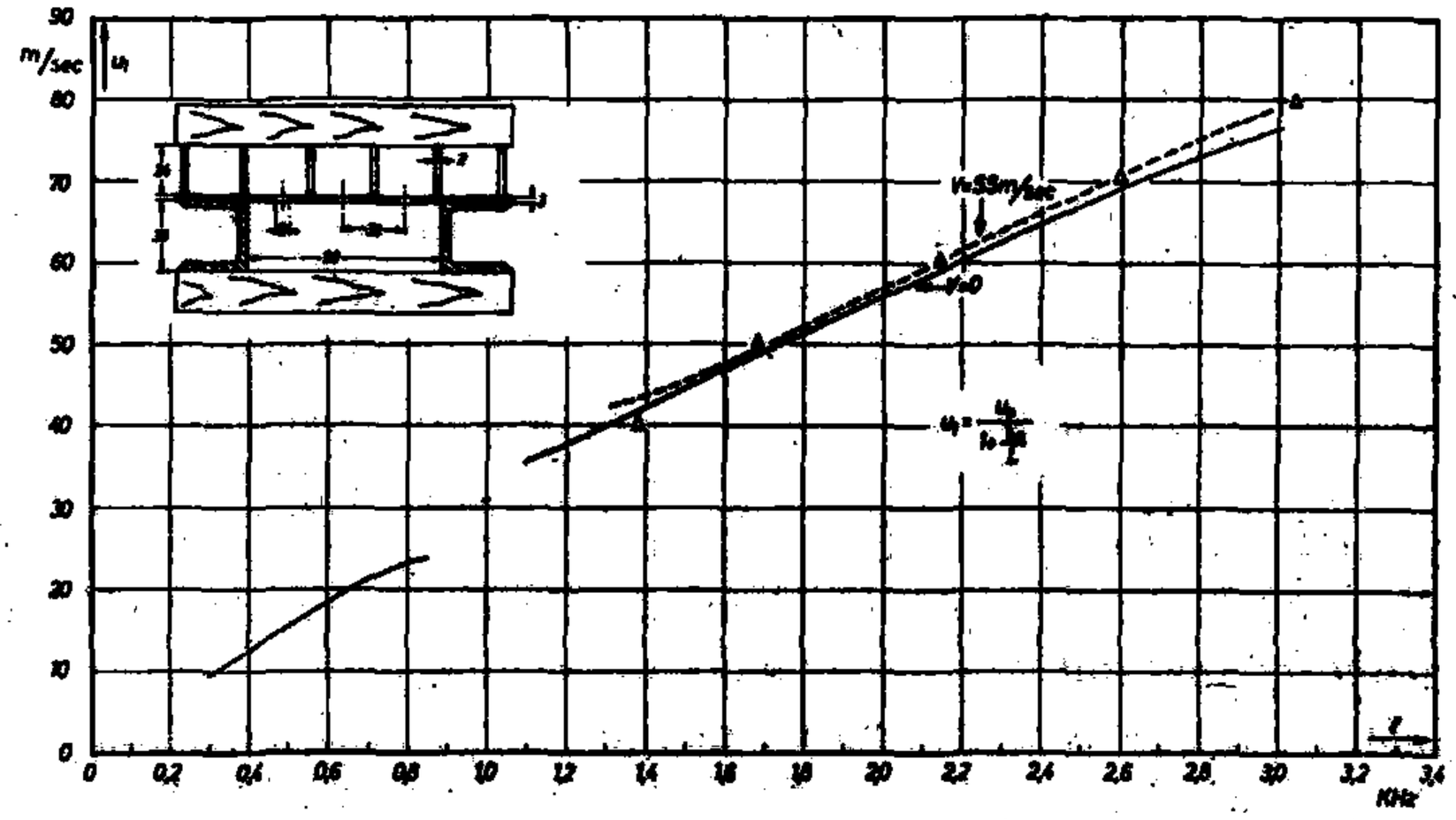


Abb. 4. Dispersionskurve der ersten Partialwelle bei ruhender Luft und bei $V = +55$ m/Sek. Δ: Frequenz und Strömungsgeschwindigkeit der Verstärkungsmaxima nach Abb. 3.

Strömungsgeschwindigkeit der Verstärkungsmaxima aus Abb. 3 eingezeichnet. Dieses liegt also bei Synchronismus der Strömung mit der ersten Partialwelle. Neben diesem Ergebnis bestätigen zahlreiche andere Messergebnisse die Analogie zwischen Schallverstärkung und Wanderfeldröhren-Mechanismus. So lässt sich z.B. auch dieAmplitudenabhängigkeit verstehen und bei Schallausbreitung entgegen der Strömung tritt eine Wechselwirkung der Strömung mit der Partialwelle mit dem Index $n = -1$ nach dem Prinzip des Carcinotrons auf. Auch da stimmen die Messergebnisse bis in einzelne Details mit denen an Rückwärtswellenröhren überein, so dass die akustischen Vorgänge in Strömungskanälen mit reaktiven Absorbern ein interessantes Analogon zu den elektrischen Mikrowellenröhren darstellen.

Erfahrungen mit Gross-Schalldämpfern

W. BAUSCH

Grünzweig & Hartmann A. G., Ludwigshafen a.Rh. (Deutschland)

Beim Entwurf des Schalldämpfers für den Propellertriebwerks-Prüfstand der Deutschen Lufthansa in Hamburg sind die zu verwendenden Absorberelemente zuvor in Originalgrösse in einem 12 m langen Kanal mit 0,65 × 0,9 m² Querschnitt geprüft worden. Von innen nach aussen wurden die Schalldämpfer-Register im Aufbau zur bevorzugten Dämpfung der tiefen Töne unter 100 Hz, der tiefen und hohen sowie der mittleren und hohen bestimmt. Der Schalldämpfer ist aus 11 Absorberwänden zusammengesetzt. Sie sind 32 cm dick und mit ebenfalls 32 cm gegenseitigem Abstand in dem 45 m langen Betonkanal mit 7 × 7 m² Querschnitt aufgestellt.

Die am fertigen Prüfstand vor und hinter dem eintrittseitigen Schalldämpfer gemessenen Schallpegel zeigt Abb. 1 links. Die Schalldämpfungswerte, die am Kanalausschnitt in nicht bewegter Luft und am fertigen Prüfstand an den mit 15 m/Sek. durchströmten Schalldämpfern auf der Eintritts- und auf der Austrittsseite gemessen wurden, sind in Abb. 1 rechts zu sehen.

Messungen von MEYER, MECHEL UND KURTZE[1] an einem 3,3 cm dicken Absorptions Schalldämpferkanal kann entnommen werden, dass die Schalldämpferwirkung im Bereich von 300 bis 3000 Hz bei Steigerung der Strömungsgeschwindigkeit in Richtung der Schallausbreitung strömender Luft auf 80 m/Sek. etwa umgekehrt proportional der Geschwindigkeit um 20 dB/m abnimmt. Auch GERBER UND RICHTER[2] kommen mit einem 10 cm dicken Kanal hinter einem Gebläse zu etwa dem gleichen Ergebnis. Jedoch war bei ihnen die Verminderung bei 20 und 30 cm dicken Kanälen wesentlich geringer.

Betrachtet man die erstgenannte Messanordnung mit dem 3,3 cm dicken Kanal als Modell für den Gross-Schalldämpfer im Masstab 1 : 10, so würde für gleiche Reynolds-Zahl 20 dB je 10 m Schalldämpferlänge Veränderung der Schalldämpfung schon bei rund 8 m/Sek. zu erwarten sein. Bei 12 bis 15 m/Sec. müssten sich etwa 3,5 dB/m ergeben. Da der Unterschied der Kurven "Vorprüfung" und "A 56" im tiefen Frequenzbereich rund 20 dB beträgt, herrscht für die wirksamen, 6 m langen Absorptions-Schalldämpferteile brauchbare Übereinstimmung. Bei dieser Betrachtung ist jedoch angenommen worden, dass sich die im Kanal bei der Vorprüfung erhaltenen Ergebnisse bei tiefen Frequenzen unverändert auf die Grossausführung übertragen lassen.

Während der zweijährigen Benützung des Prüfstandes ist offenbar auf der Austrittsseite gemäss dem Unterschied der Schalldämpfungskurven A 56 und A 58 von 200 bis 1500 Hz die Dämpfung bis zu 10 dB schlechter geworden. Im hochfrequenten Bereich stieg sie um fast denselben Betrag an. Dieser Effekt muss wohl ganz dem beobachteten Öl- und Russansatz auf den Lochblechen der austrittseitigen Schalldämpfer-Elemente zugeschrieben werden.

Um die im Bereich hoher Frequenzen erheblich schlechtere Wirkung des Schall-

dämpfers auf der Lufteintrittseite zu kompensieren, wurde ein Hochfrequenz-Zusatzschalldämpfer eingebaut. Dies war auch nötig, weil die ausserordentlich scharf gebündelte Restenergie in Achsrichtung des Prüfstandes in bewohntes Gebiet gestrahlt wird, das in etwa 150 m Entfernung beginnt. Auch beim HF-Schalldämpfer wurden die Ergebnisse der Vorprüfung mit Lautsprechern, wie der schraffierte Bereich in Abb. 1 rechts zeigt, bei weitem nicht erreicht. Jedoch sind jetzt für den Gehöreindruck auch in dieser Strahlungsrichtung ausschliesslich die tieffrequenten Anteile massgebend. In Abb. 2 ist dargestellt, wie der 0,5 m lange HF-Schalldämpfer im Gang zwischen zwei der vorhandenen Register eingebaut wurde. Auch die gemessene Dämpfung mit ihrem Maximum von 22 dB bei 3000 Hz ist ersichtlich.

Die für verschiedene Entfernungen vor dem Ein- und Austritt-Schalldämpfer auf der

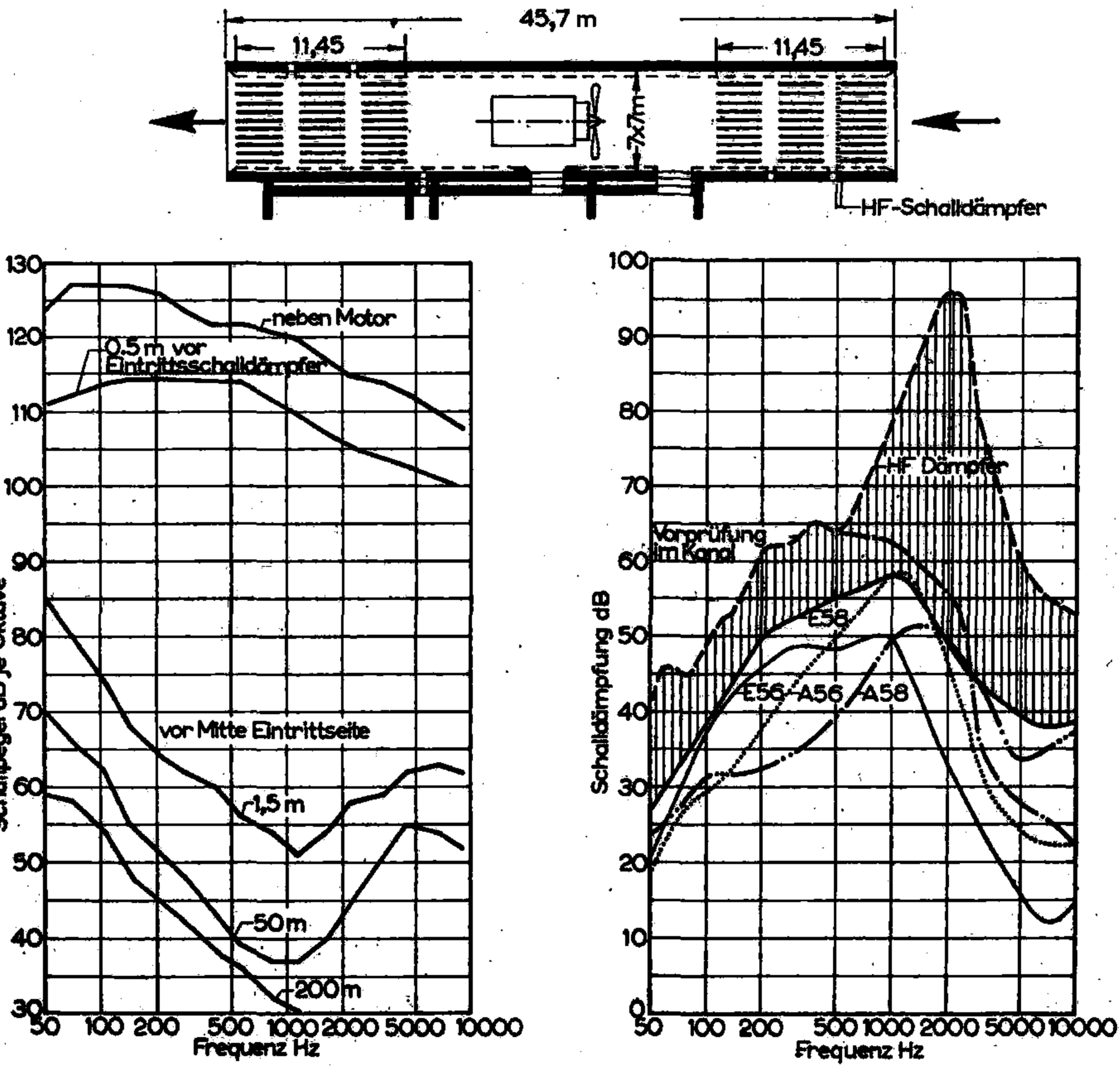


Abb. 1. Flugmotoren-Prüfstand Hamburg.
links: Schallpegel auf der Mittelachse vor Eintrittseite mit Hochfrequenz-Schalldämpfer.
beim Betrieb eines Turbo-Compound-Motors TC 18D A-3 mit $n = 2600$ U/Min. $N = 3000$ PS.
rechts: Gemessene Schalldämpfung bei Vorprüfung im Kanal ohne Strömung und im Betrieb.
E 56 = Eintrittseite 1956,
ohne HF-Schalldämpfer, Motor R 2800.
A 56 = Austrittseite 1956, R 2800.
E 58 = Eintrittseite 1958, TC 18.
A 58 = Austrittseite 1958, TC 18.

Mittelachse ca. 1,8 m über dem Boden (Rasen) gemessenen Schallpegel lassen gemäss Abb. 3 erkennen, dass bei tiefen Frequenzen der Einlass-Schalldämpfer (Schall und

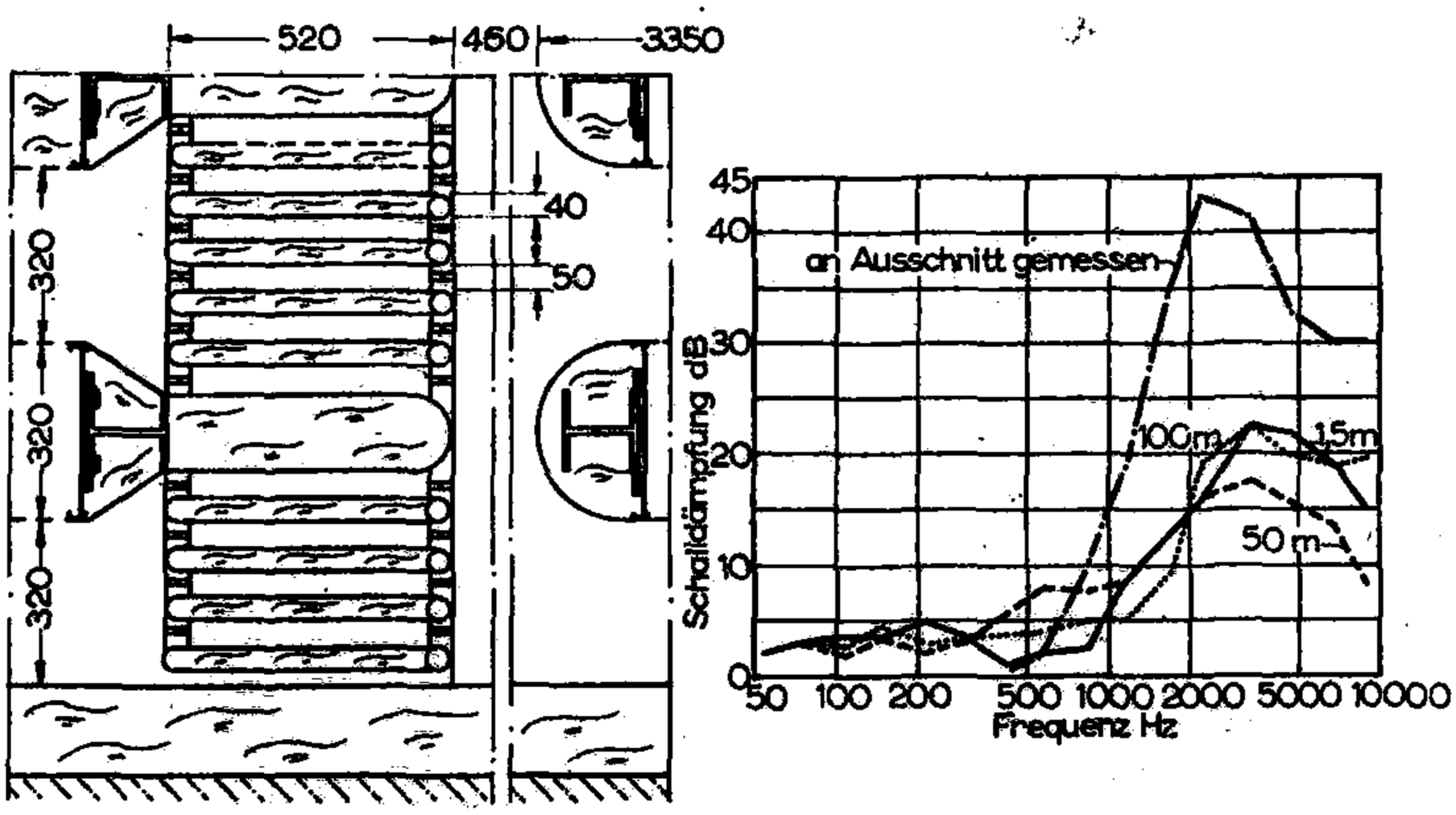


Abb. 2. Einbauplan und Schalldämpfung des HF-Zusatzschalldämpfers.

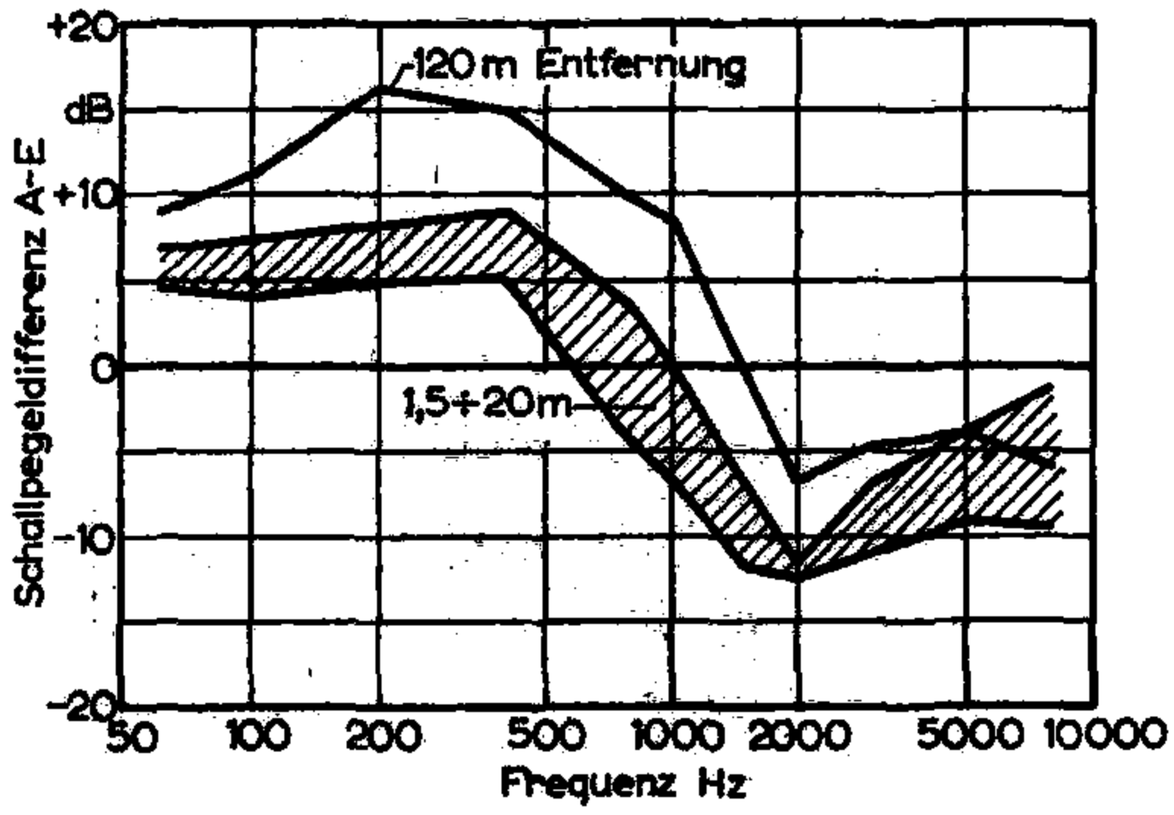


Abb. 3. Differenz der Schallpegel auf der Mittelachse vor Austritt- und Eintrittseite (A–E 56).
mit Pratt u. Whitney-Motor, R 2800.
$n = 2600$ U/Min.
$N = 2500$ PS

Strömung gegenläufig), bei hohen Frequenzen dagegen der Einlass-Schalldämpfer besser wirkt. Dieses Verhalten kann nicht ausschliesslich auf die zerstreuende Wirkung des Abluftstromes in den Auslass-Schalldämpferkanälen oder auf Messungenauigkeiten durch Windeinfluss auf das Mikrofon zurückzuführen sein. Die Schallpegelkurven der Austrittseite erscheinen nach höheren Frequenzen um etwa 1/2 Oktave verschoben. Unter Einrechnung einer Temperaturerhöhung auf der Abluftseite um 30° C ergibt sich eine Erhöhung der effektiven Schallgeschwindigkeit auf der Austrittseite gegenüber der Eintrittseite um 16%. Damit ist aber die schlechtere Wirkung des Austrittschalldämpfers bei tiefen Frequenzen nicht erklärt. Die Schallpegeldifferenz (A—E) verläuft bis 500 Hz zwischen 5 und 10 dB. Innerhalb 2 Oktaven erfolgt der Übergang auf bis zu 12 dB schlechtere Dämpfung des Eintritt-Schalldämpfers. Die kritische Frequenz, bei der keine Veränderung der Schalldämpfung bei Wechsel der Strömungsrichtung eintritt, liegt bei 1000 Hz, wo die Kanalbreite etwa einer Wellenlänge entspricht. Vermutlich ist der Beugungseffekt innerhalb der Kanäle im Zusammenhang mit auf Ein- und Austrittseite verschiedenartigen Grenzschichten und Tur-

bulenzgraden für die unterschiedliche Schalldämpfung verantwortlich. Darauf deutet auch der festgestellte starke Einfluss der Verschmutzung des Austritt-Schalldämpfers auf die Schalldämpfung hin, der in den Kurven in Abb. 1 rechts zusätzlich enthalten ist.

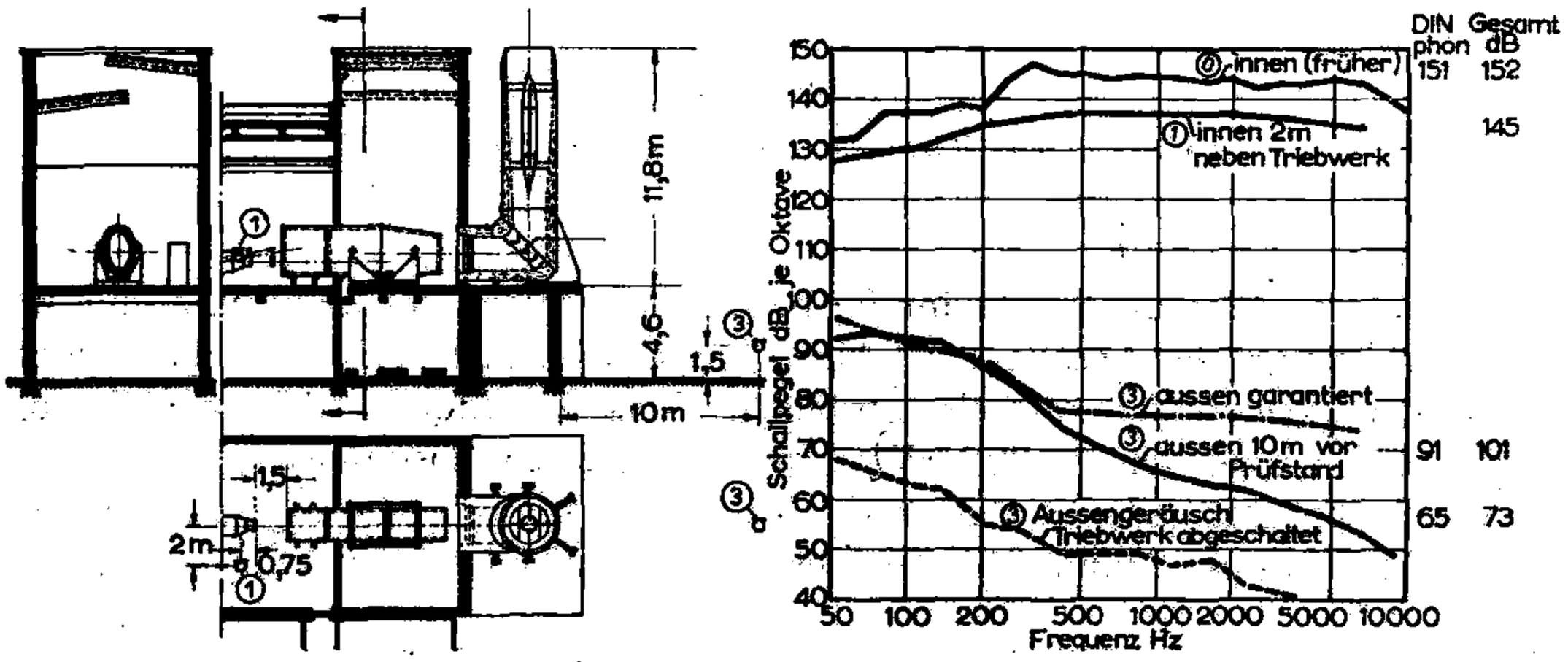


Abb. 4. Strahltriebwerks-Prüfstand, Lärmpegel innen und aussen beim Betrieb einer Brennkammer für Staustrahltriebwerk.
Anblasluftmenge 50 kg/Sek. ($M = 2{,}5$).
Triebwerksdurchsatz 25 kg/Sek.
Kraftstoff 7380 Liter/St.
Abgastemperatur ca. 1800° C.

Zur Lärmminderung bei Strahltriebwerks-Prüfständen wird in Abb. 4 eine neuere Anlage mit dem Messergebnis gezeigt. Die Geräusche des Überschallstrahles mit 25 kg/Sek. Durchsatz (1800° C) werden auf rund 100 dB Gesamtschallpegel in 10 m Entfernung neben dem Prüfstand reduziert, wobei im wesentlichen die weniger lästig wirkenden tieffrequenten Anteile im Aussengeräusch enthalten sind.

LITERATUR

1. E. Meyer, F. Mechel und G. Kurtze, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 165–174.
2 Gerber und Richter, *Konstruktion*, 8 (1956) 380–388.

Schallschutz bei Gasturbinenkraftwerken

G. DE LANK

Grünzweig und Hartmann, Ladenburg a.N. (Deutschland)

Im Folgenden sollen die Schalldämpfer besprochen werden, die notwendig sind, um den Lärm, der auf der Ansaug- bzw. Abgasseite von Gasturbinen als Energieerzeuger in Kraftwerkken entsteht, auf ein erträgliches Mass zu reduzieren. Bei den Gasturbinen werden Einheiten bis 30 MW verwandt, die einen Gasdurchsatz von ca. 165 kg/Sek. haben. Das bedeutet, dass etwas 135 m³ Luft pro Sekunde angesaugt und nahezu 300 m³ Gas pro Sekunde bei Temperaturen bis nahe 400° C ausgeblasen werden.

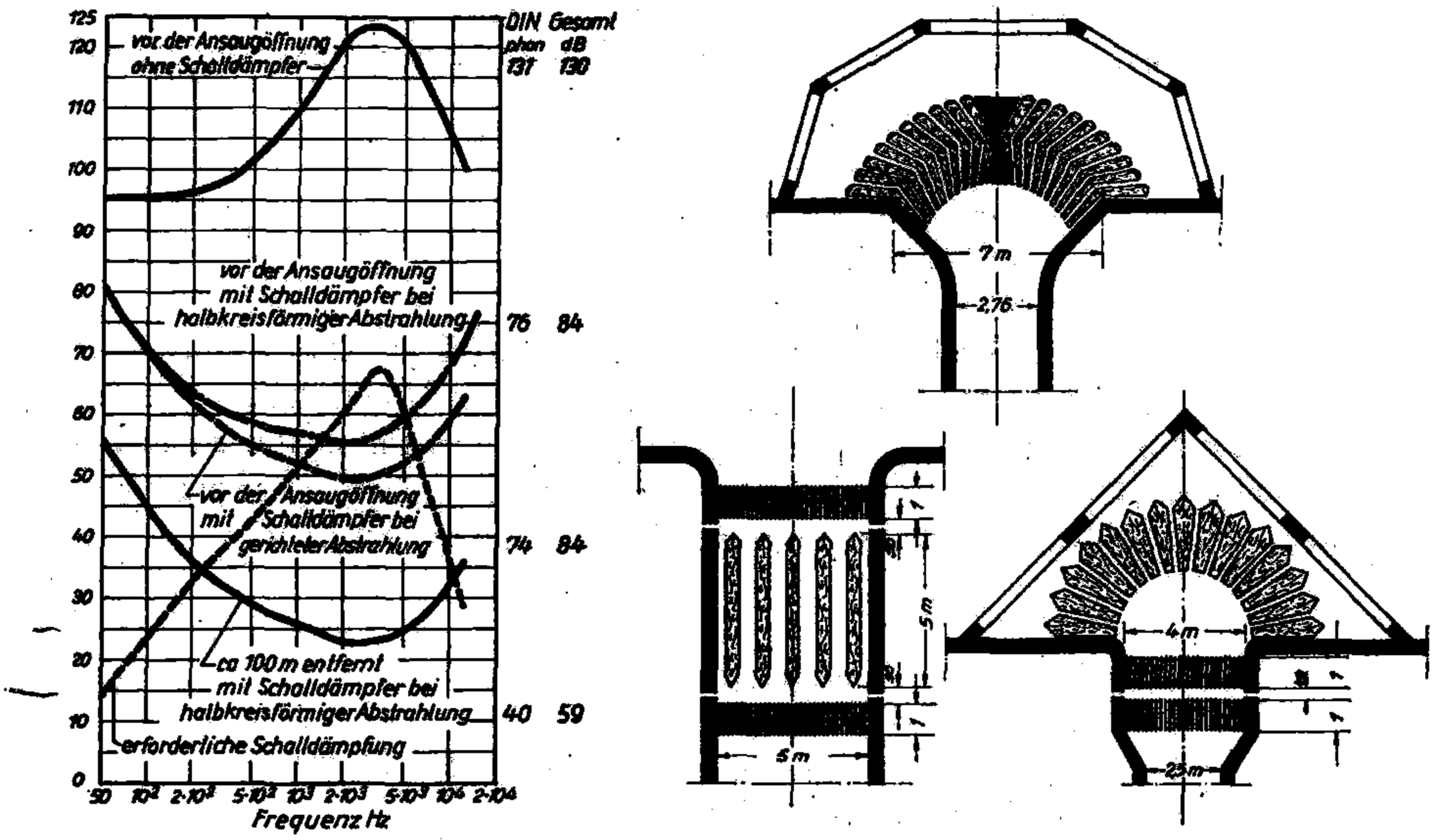


Abb. 1. Schallpegel in Terzbandbreite, Schalldämpfung und Ausführungsbeispiele des Ansaugschalldämpfers in einem Gasturbinenkraftwerk.

Für die Ansaugseite der Gasturbine sind in Abb. 1 links die Schallpegel dargestellt. Die oberste Kurve zeigt im Prinzip ein Terzfilterspektrum, das in der Öffnung des Ansaugschachtes zu erwarten ist. Kennzeichnend dafür ist der Drehklang aus Schaufelzahl der ersten Verdichterstufe mal Drehzahl. Unter der Annahme, dass bei den ersten Wohnhäusern – die als Beispiel etwa 100 m entfernt liegen sollen – eine Lautstärke von 40 Phon zugelassen wird, ergibt sich die unterste Kurve, die der auf Terzbandbreite umgerechneten Bewertungskurve eines DIN-Lautstärkemessers entspricht. Ausgehend von diesem Spektrum werden die zulässigen Schallpegel vor der Ansaugöffnung berechnet. Bei halbkreisförmiger Abstrahlung erhöhen sich diese

Werte auf die strichpunktiert eingetragene Kurve und als Differenz zu den Schallpegeln ohne Schalldämpfer ergibt sich die ebenfalls eingezeichnete, erforderliche Dämpfung.

In Abb. 1 rechts werden verschiedene Möglichkeiten für die Ausführung der Ansaugschalldämpfer gezeigt. In einem Kanal mit parallelen Wänden teilt man zweckmässig den Dämpfer auf, um die hohen und tiefen Töne getrennt zu erfassen. Dazu wird ein Register mit dicken Schichten und breiten Kanälen und davor und dahinter je ein Register mit dünnen Lamellen und schmalen Kanälen vorgesehen. In vielen Fällen steht der Raum zwischen den Luftfiltern und dem Ansaugkanal zur Unterbringung der Schalldämpfer für die tiefen Töne zur Verfügung. Die beiden anderen

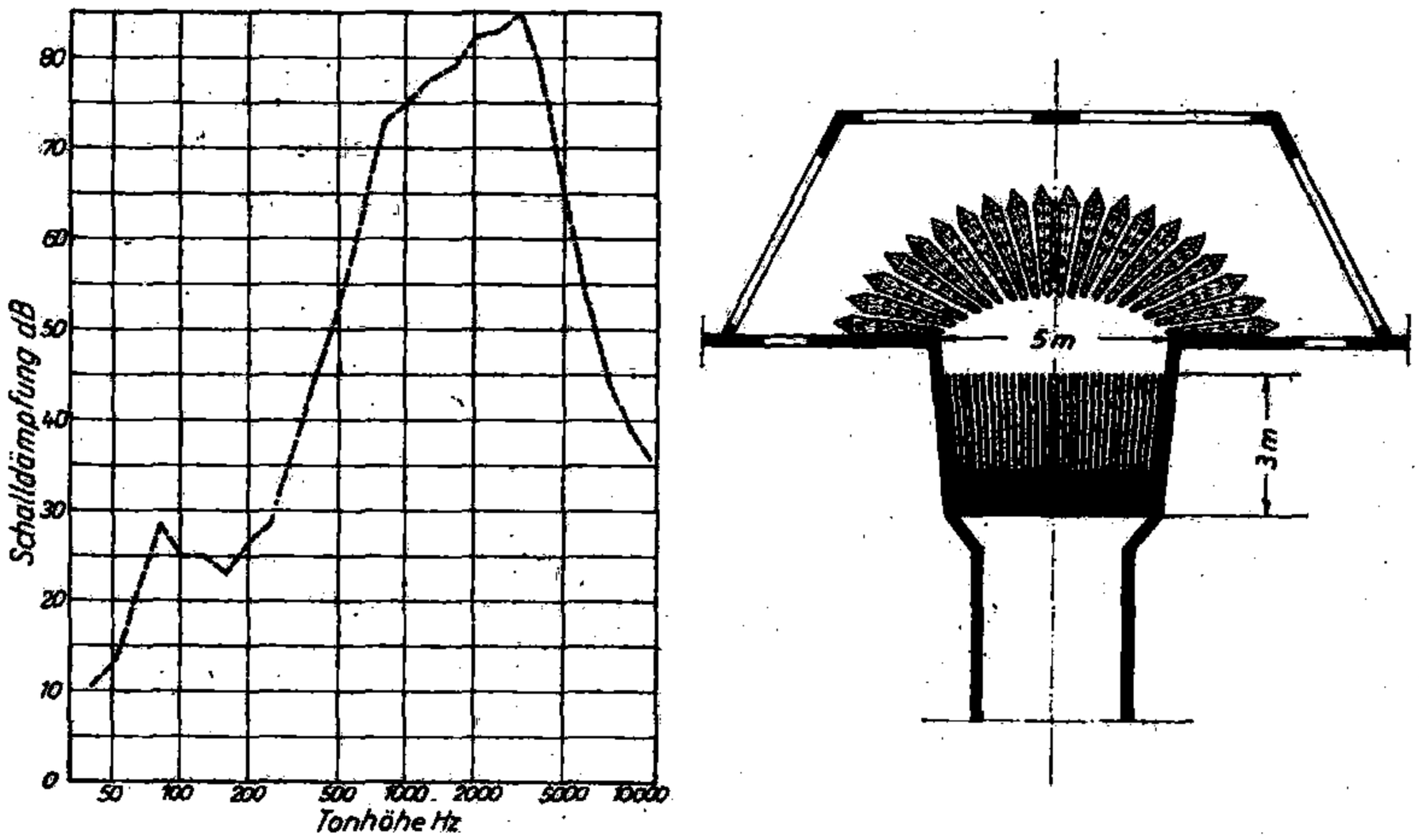


Abb. 2. Gemessene Schalldämpfung eines Ausaugschalldämpfers in einem Gasturbinenkraftwerk.

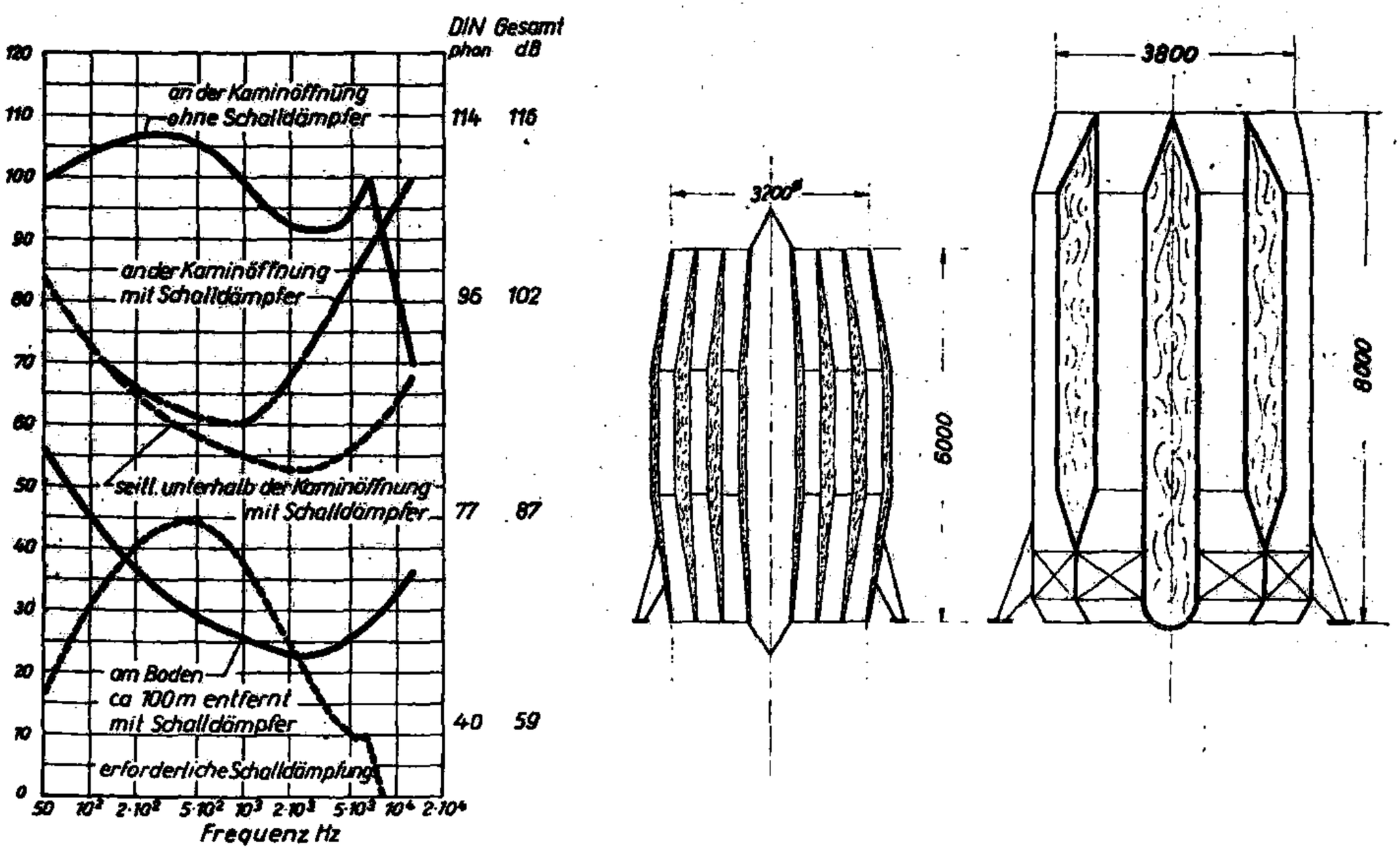


Abb. 3. Schallpegel in Terzbandbreite, Schalldämpfung und Ausführungsbeispiele des Abgasschalldämpfers in einem Gasturbinenkraftwerk.

Beispiele zeigen dieses Prinzip. In einem wird eine getrennte Dämpfung der hohen und tiefen Töne vorgesehen, während im anderen keilförmige Lamellen mit schmalen Kanälen verwendet werden.

Für die Abgasseite sind in Abb. 3 als obere und untere Kurve die Terzfilterspektren unmittelbar am Rand des Abgaskamins ohne Schalldämpfer und bei den ca. 100 m entfernt angenommenen Wohnhäusern dargestellt und ebenso die sich ergebenden zulässigen Pegel unterhalb der Kaminöffnung. Die nach oben gerichtete Bündelung der hohen Töne wurde berücksichtigt. Als Differenz ergibt sich die ebenfalls dargestellte Schalldämpfung des Abgasschalldämpfers.

Der Entwurf eines Abgasschalldämpfers richtet sich jedoch nicht allein nach den schalltechnischen Erfordernissen. Ausschlaggebend für den Wirkungsgrad der Gasturbine ist ein möglichst geringer Gegendruck. Der Schalldämpfer soll daher eine strömungsgünstige Form aufweisen. An dem Holzmodell eines Abgasschalldämpfers im Masstab 1 : 5 nach der in Abb. 3 links gezeigten Ausführungsform wurde der Strömungswiderstand bestimmt. Die Druckverlustmessung ergab einen Widerstandsbeiwert kleiner als 0,4. In diesem Ergebnis ist bereits der Einfluss des gelochten Abdeckmaterials abgeschätzt, wobei dieses ein besonderes Verhältnis von Lochtiefe zu Durchmesser und Abstand haben soll.

Der Korrosionsschutz nimmt beim Abgasschalldämpfer eine besondere Stellung ein. Da im wesentlichen Schweröle mit ca. 3,5% Schwefelgehalt verbrannt werden, müssen zumindest alle mit dem Abgas in Berührung kommenden Metallteile aus legiertem Stahl gefertigt werden. Ein weiteres Problem stellen Absorptionsschichten am kalten Aussenmantel dar. Kondensatbildung mit Innern der gleichzeitig wärmeisolierenden Schicht würde nicht nur Metallteile besonders gefährden, sondern auch mit der Zeit die Absorptionsschicht mit Säuren füllen.

Um die Ablagerung von Russ kontrollieren und gegebenenfalls beseitigen zu können, muss weiterhin eine ausreichende Reinigungs- und Inspektionsmöglichkeit der Strömungskanäle gewährleistet werden.

Zwei Beispiele des Abgasschalldämpfers, die den genannten Bedingungen genügen, sind im Abb. 3 dargestellt. Im ersten Fall, links, werden dünne Lamellen mit schmalen Kanälen so konstruiert, dass sie nach oben oder unten in die anschliessenden Rohre ausfahrbar sind. Dort kann die Inspektion und Reinigung vorgenommen werden. Die Absorptions schichten werden dabei mit einer dünnen Metallfolie aus hochlegiertem Stahl abgedeckt. Ein Abschnitt mit gelochter Abdeckung für die Dämpfung der mitteren und hohen Töne ist auf jeden Fall notwendig. Die Metallfolie verhindert gleichzeitig das Eindringen der Gase in die Absorptionsschicht, so dass diese auch am Aussenmantel angebracht werden kann. Beim zweiten Beispiel im Bild rechts wird die Dämpfung für tiefe und hohe Töne getrennt durchgeführt. Eine Person hat ausreichend Platz für die Reinigungsarbeiten. Der Aussenmantel erhält keine Absorptionsschicht, so dass Kondensatbildung ausgeschlossen ist. Wegen der akustischen Spiegelung darf der äussere Kanal, um gleiche Dämpfung zu gewährleisten, nur halb so breit sein als der Innere.

Schalltechnische Gesichtspunkte bei der Anlage von Motorenprüfständen

H. SCHMIDT

Werner Genest, GmbH, Mannheim (Deutschland)

In Prüfräumen für Verbrennungsmotoren mittlerer Leistung werden im allgemeinen Lautstärken von 100–105 Phon gemessen. Wenn auch erfahrungsgemäss wassergekühlte Motoren leiser sind als luftgekühlte gleicher Leistung, so ist es doch nicht möglich, für diese beiden Motorentypen ein jeweils allgemein gültiges Schallpegel-Diagramm aufzuzeichnen. Es konnte lediglich festgestellt werden, dass der Schallpegel bei wassergekühlten Motoren unterhalb 300 Hz nach tiefen Frequenzen hin erheblich stärker abfällt als bei luftgekühlten Motoren. Bei 100 Hz beträgt die Differenz 10–15 dB. Bei Frequenzen oberhalb 1.000 Hz wird der Schallpegel oft durch das Geräusch des Kühlluftventilators bestimmt. In Abb. 1 sind Schallpegel-Diagramme verschiedener Motoren ohne Auspuffgeräusch (Abgase in Rohren weggeführt) dargestellt.

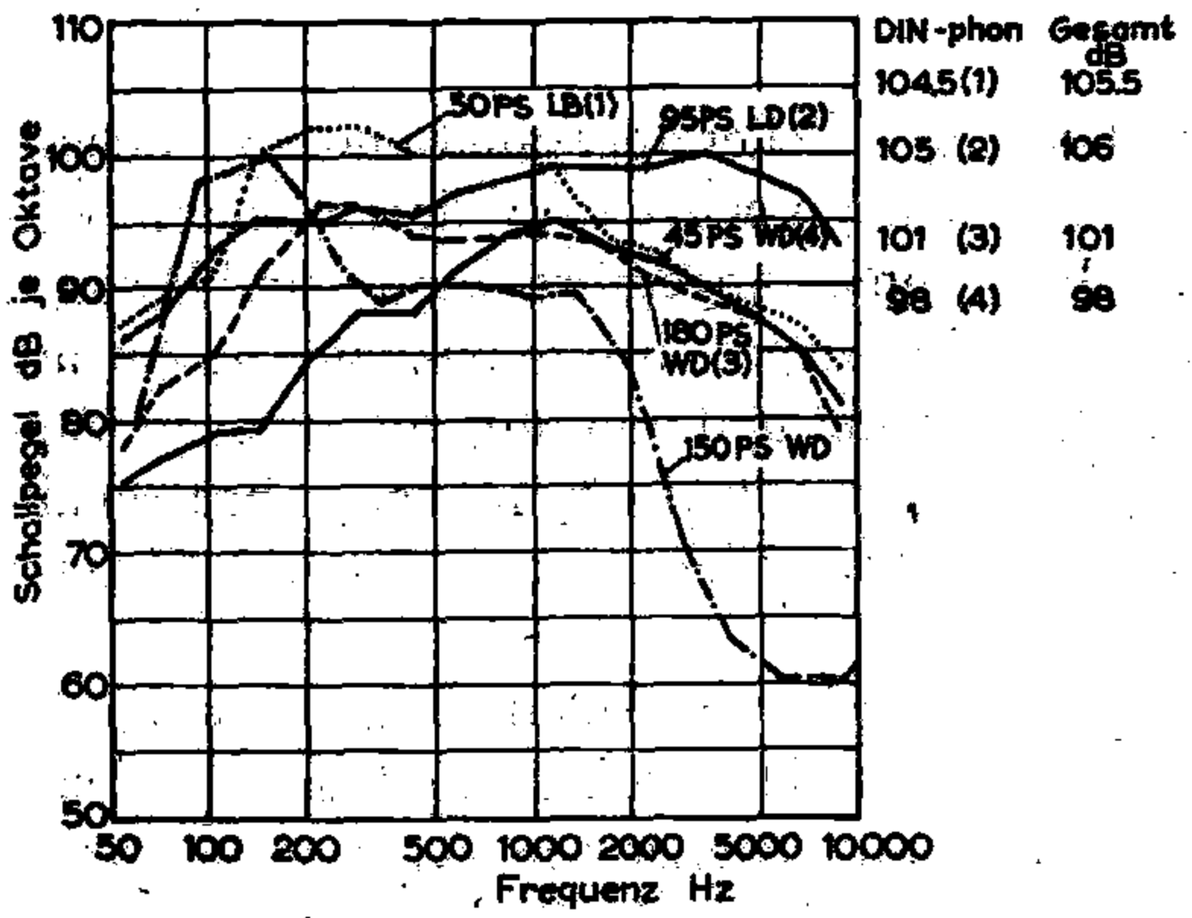


Abb. 1. Schallpegel verschiedener Motoren ohne Auspuffgeräusch.
Bezeichnung:
L = luftgekühlt. *B* = Benzinmotor.
W = wassergekühlt. *D* = Dieselmotor.

Da aus betriebstechnischen Gründen heute Motorenprüfstände oft in der Nähe von Verwaltungsgebäuden oder Wohnungen errichtet werden, sind hier erhebliche Aufwendungen für den Schallschutz erforderlich. In Abb. 2 sind Prüfstände für Motoren bis ca. 300 PS dargestellt, bei denen ausserhalb des Gebäudes eine Lautstärke von 45 Phon nicht überschritten werden soll. Die erforderliche Schalldämmung wird durch doppelschalige Wände erreicht. Ausserdem sind Wände und Decken schallschluckend verkleidet. Im Beobachtungsraum sollen weniger als 70 Phon herrschen. Das Beobachtungsfenster ist daher ebenfalls zweischalig vorgesehen. Da in den Ständen nicht nur wasser-, sondern auch luftgekühlte Motoren erprobt werden sollen,

muss für ausreichende Belüftung gesorgt werden. Der Luftbedarf beträgt für einen 300 PS-Motor etwas 20.000 m³/St. Damit die Zu- und Abluft-Schalldämpfer nicht zu voluminös werden, wurden in den Kanälen Strömungsgeschwindigkeiten von 10–15 m/Sek. zugelassen. Die Luftzuführung erfolgt durch eine 3 m lange Schalldämpferstrecke über dem Beobachtungsraum für jeweils zwei Zellen.

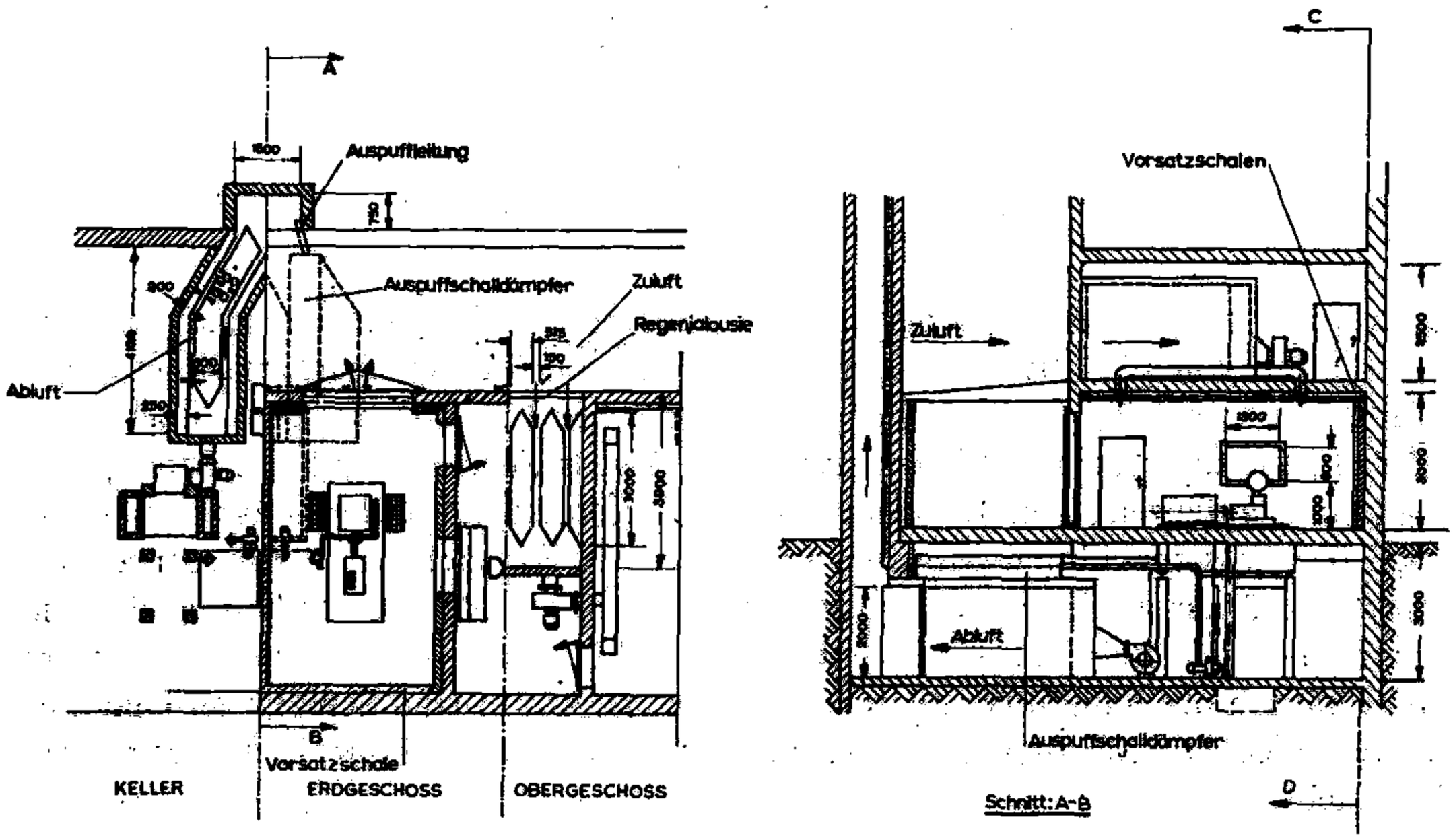


Abb. 2. Schallgeschützter Motorenprüfstand bis 300 PS Leistung.

Die Abluft wird seitlich von den Motoren in den Keller abgesaugt und über Schalldämpfer in einen vor dem Gebäude stehenden Kamin geleitet. In diesen Kamin wird die Abluft von jeweils zwei benachbarten Prüfräumen abgeführt. Motor und Wasserbremse stehen auf einem auf Stahlfederisolatoren gelagerten Fundament. Die Abgase werden in eine Entspannungsgrube im Keller geleitet und von dort durch einen Ventilator unter Zumischung etwa der gleichen Menge Kaltluft in den Abgasschalldämpfer gedrückt. Danach werden sie in einem gesonderten Rohr im Abluftkamin weggeführt.

Vor den Prüfzellen ist ein ca. 3,5 m breiter Gang zum An- und Abtransport der Motoren vorgesehen, der als Schallschleuse wirkt. Dadurch kommt man mit einfachen schalldämmenden Toren vor den Zellen aus. Ausser den akustischen Forderungen waren bei der Planung dieser Anlage noch folgende Gesichtspunkte zu berücksichtigen:

Die Prüfstände müssen für sämtliche Motortypen bis 300 PS verwendbar sein, in Ausnahmefällen jedoch auch 500 PS-Motore aufnehmen können. Die Schallschutzeinrichtungen sollten so gedrängt wie möglich angeordnet werden, um mit dem zur Verfügung stehenden Raum auszukommen. Um die Verschmutzung gering zu halten, sollte die Zuluft von oben eingeleitet werden.

Die dargestellte Anordnung fand die Zustimmung der Prüfstandsingenieure, denn sie erfüllte die betriebstechnischen Anforderungen. Leider ist die Anlage noch nicht fertiggestellt, so dass bisher keine Messergebnisse vorliegen. Es soll daher noch über einen Motorenprüfstand berichtet werden, bei dem nachträglich Schalldämpfer für

die Zu- und Abluft eingebaut wurden, da durch Beschwerden aus der Nachbarschaft andernfalls ein weiterer Betrieb untersagt worden wäre.

In einer grossen Halle im Erdgeschoss werden luftgekühlte Dieselmotore geprüft. Die Luft wird jeweils an den Motoren abgesaugt und durch Ventilatoren ins Freie geleitet. Die Kaltluft wird frei aus dem Raum angesaugt und strömt durch die offenstehenden Fenster nach. Durch diese Fenster gelangt natürlich auch der Lärm ins Freie und an den in ca. 20 m Entfernung dem Fabrikgebäude gegenüberliegenden Wohnhäusern wurde eine Lautstärke von ca. 90 Phon gemessen.

Für den Einbau der Schalldämpfer stand vor den Fenstern ein Gang von ca. 3 m Breite zur Verfügung. Es wurden zunächst eingehende Geräuschmessungen in der Nähe der Zu- und Abluftöffnungen sowie am Abgaskamin auf dem Dach des Gebäudes durchgeführt, um Anhaltspunkte für die Bemessung der einzelnen Dämpfer zu erhalten. Infolge der Überdeckung und der schwer zu übersehenden örtlichen Gegebenheiten konnten hierbei jedoch keine exakten Unterlagen über die Anteile der einzelnen Geräuschquellen gefunden werden. Besonders bei tiefen Frequenzen war man auf Schätzungen angewiesen.

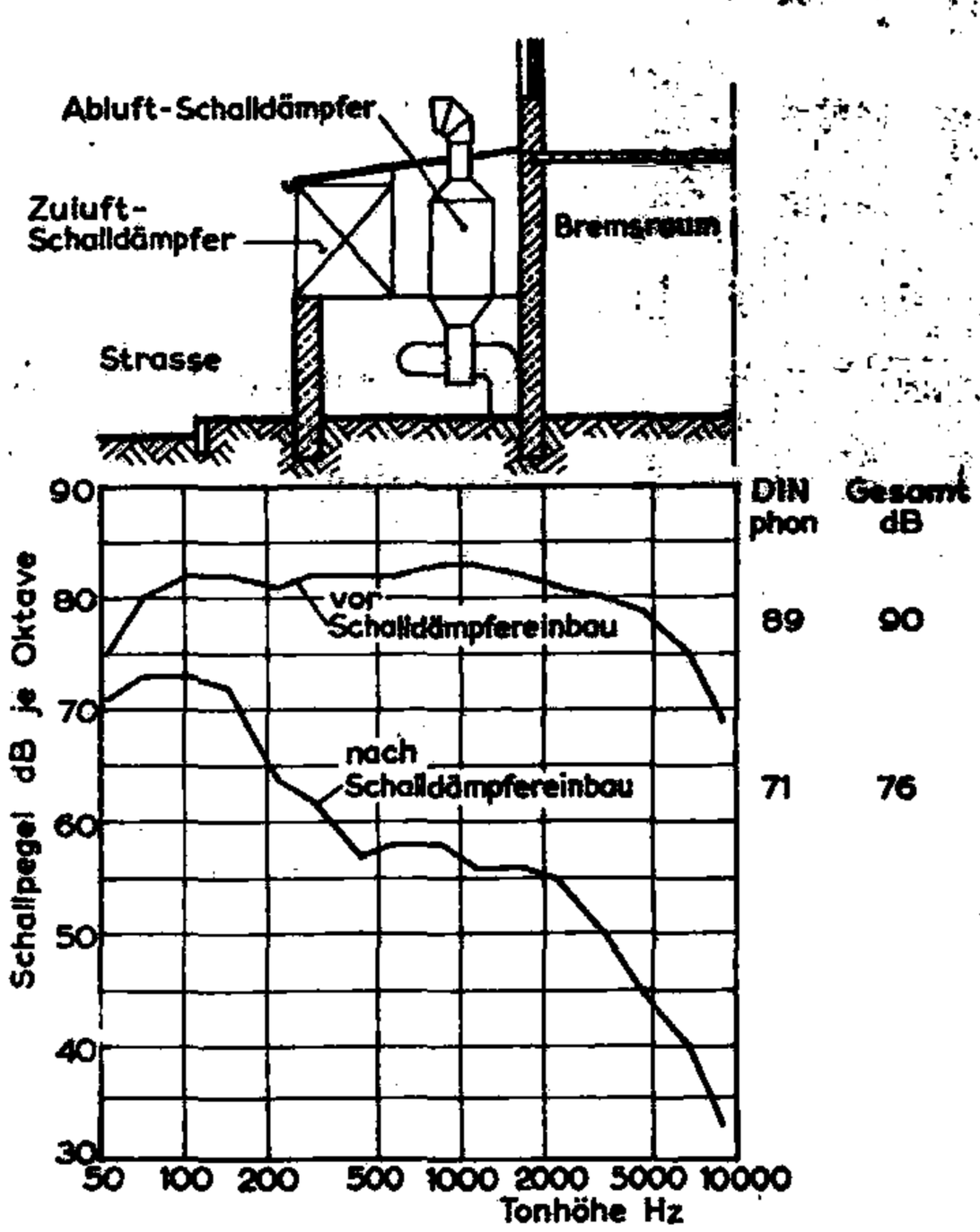


Abb. 3. Geräuschspektrum ca. 20 m vor Motorenprüfständen vor und nach Einbau von Zu- und Abluftschalldämpfern.

Um eine Lautstärkeminderung um ca. 20 Phon auf der Strasse zu erreichen, wurde der Gang vor den Fenstern geschlossen. Die obere Abdeckung erfolgte mit Glasplatten. Auf die Vormauer wurden 1,2 m lange und 1,5 m hohe Schalldämpfer für die Zuluft aufgesetzt. Die einzelnen Elemente waren 10 cm bzw. 25 cm dick und mit Sillan-Steinwolle gefüllt. Die Abdeckung erfolgte mit verzinkten Lochblechen. Die Luftkanäle im Dämpfer sind 10 cm bzw. 25 cm breit und einmal um etwa 25° abgewinkelt. Sie erweitern sich zum Gebäude hin, so dass am Austritt die Luftgeschwindigkeit weniger als 3 m/Sek. beträgt. Dieser Wert sollte nicht überschritten werden, um den Druckverlust gering zu halten und Zugerscheinungen zu vermeiden.

Die Abluft wird durch Ventilatoren abgesaugt, die vor der Gebäudewand aufge-

stellt wurden. Hinter den Lüftern sind senkrechtstehende Schalldämpfer eingesetzt worden, nach denen die Luft über dem Vordach ausgeblasen wird. Der Abgaskamin auf dem Dach erhielt ebenfalls einen Schalldämpfer. In Abb. 3 sind die Schallpegel vor und nach Einbau der Schallschutzeinrichtungen dargestellt. Die Lautstärke wurde von 89 Phon auf 71 Phon vermindert, wobei zu beachten ist, dass die Pegelminderung bei mittleren und hohen Frequenzen erheblich grösser ist, so dass die Lästigkeit in weit höherem Masse reduziert wurde. In den Abb. 4 und 5 sind die Gesamtanlage sowie Details der Zu- und Abluft-Schalldämpfer dargestellt.

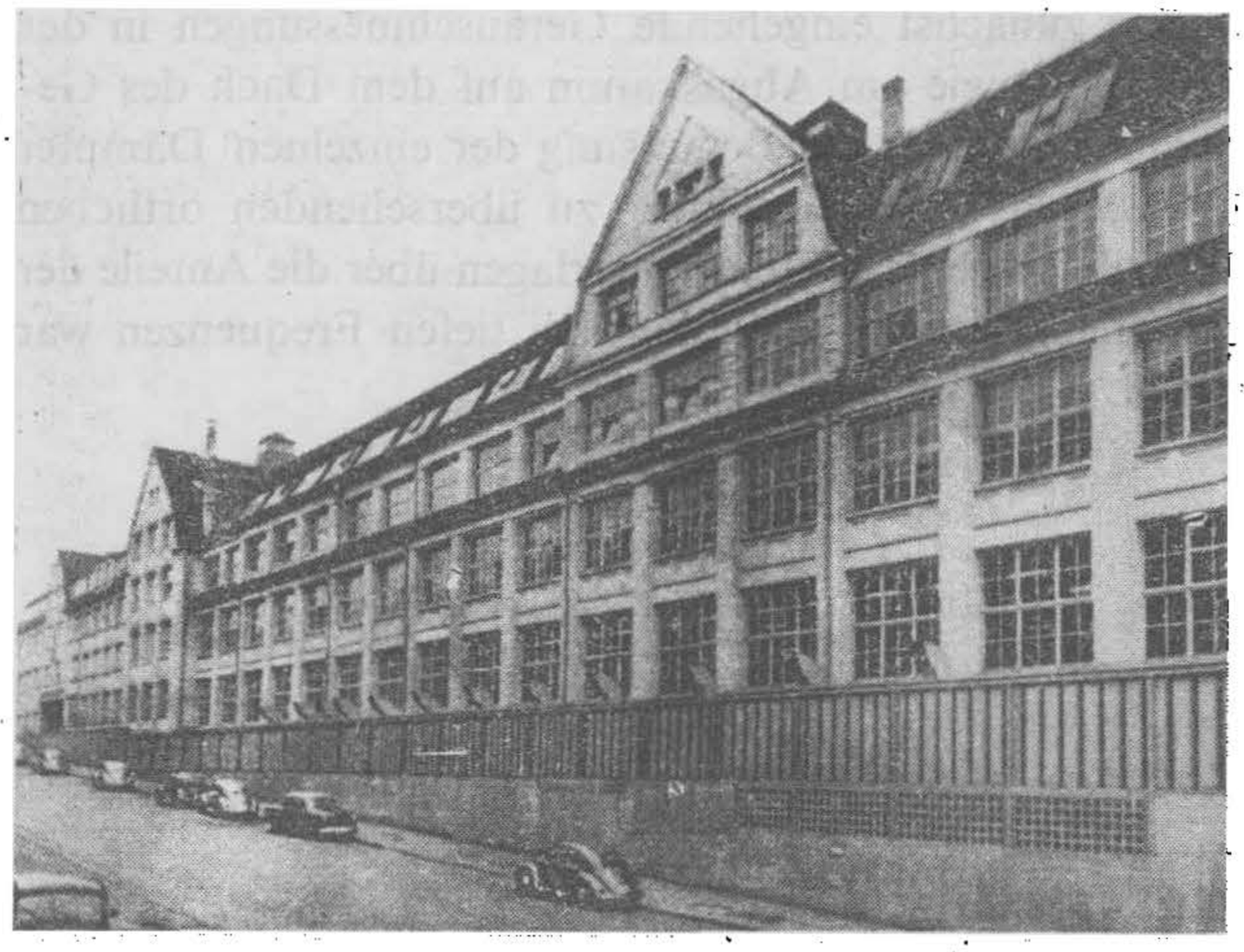


Abb. 4. Gesamtansicht des Gebäudes mit vorgebauten Schalldämpfern.

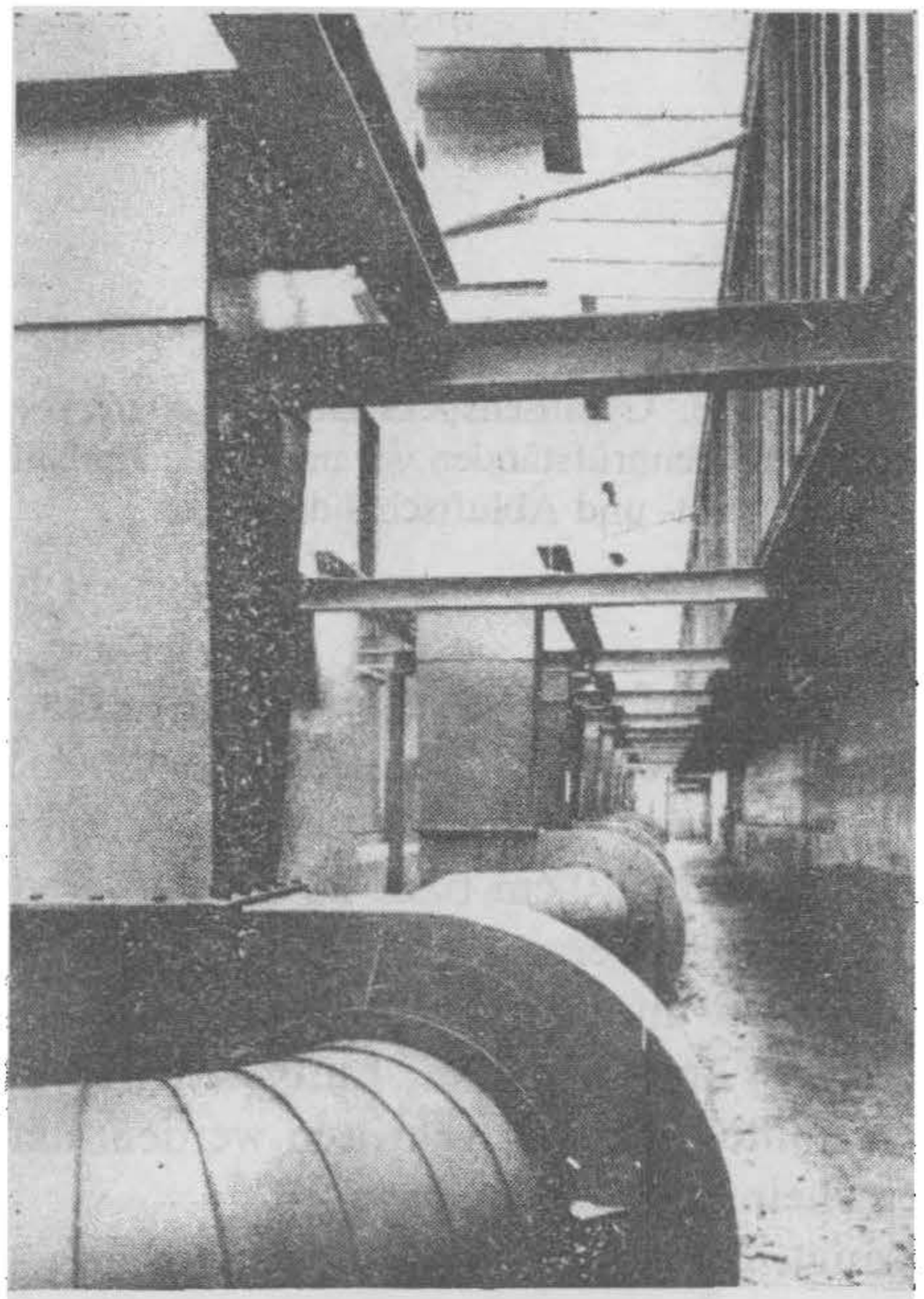


Abb. 5. Gang zwischen Gebäudewand und Zuluftschalldämpfern mit Absaugegebläsen und Abluftdämpfern.

Test Bench for Piston-Engined Planes

R. P. RICHTER

Brazilian Institute of Acoustics, São Paulo (Brazil)

Initially, it should be pointed out that the acoustic treatment of this test bench consisted in adapting the sound absorption, the insulating materials and systems in a building which was already being used for this purpose.

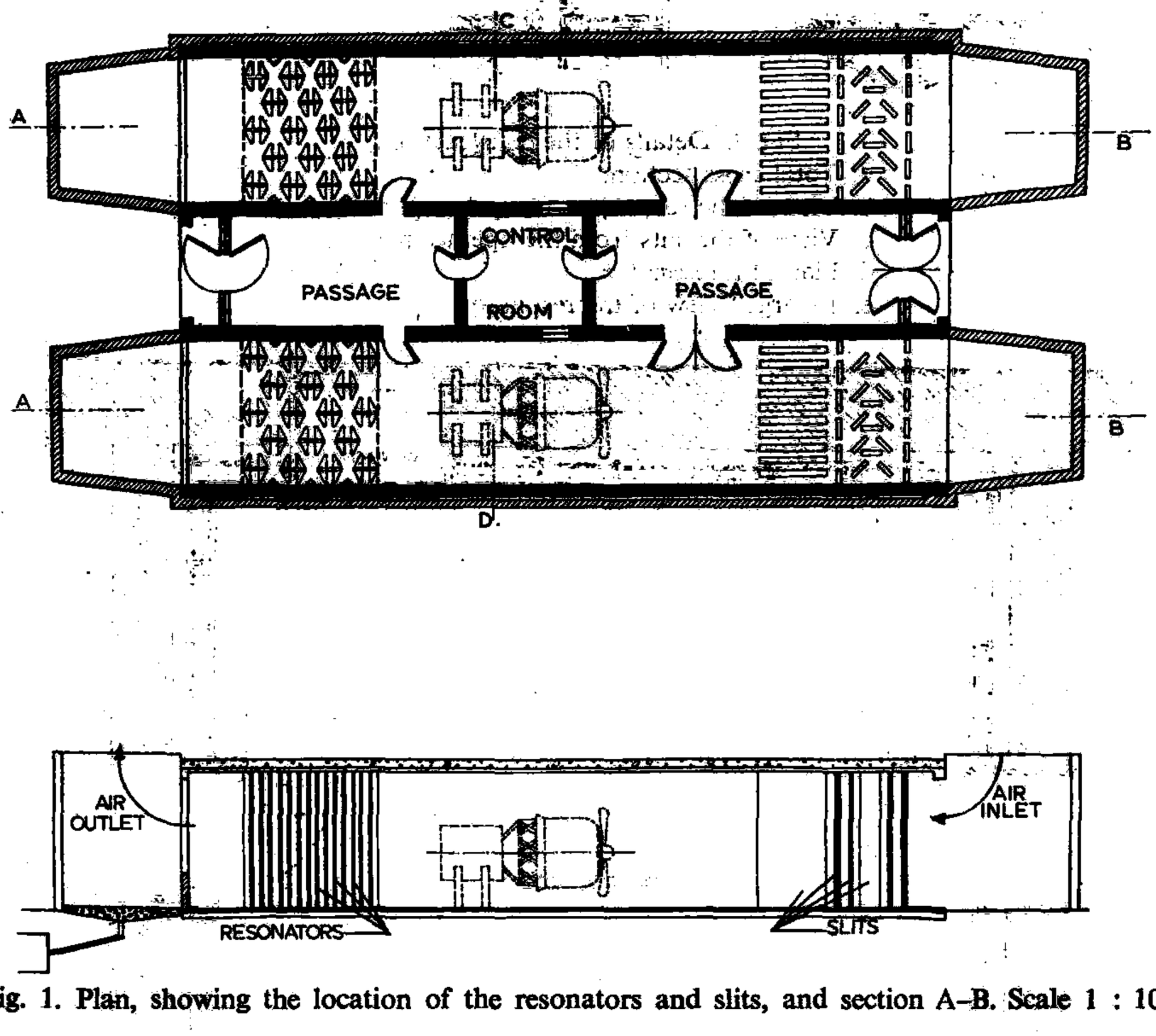


Fig. 1. Plan, showing the location of the resonators and slits, and section A–B. Scale 1 : 100.

For acoustic treatment, the same noise level was assumed to exist at different frequencies, that is 130 dB, produced by the motor tested at full charge.

INTERLOCK OF TEST BENCH

The tunnel was divided into three zones called air inlet, operation zone, and air outlet, respectively. A system was designed for the air inlet, to (a) avoid direct pro-

jection of noise to the outside, (b) eliminate the flow of turbulent air in the system for good working conditions of the motor, and (c) provide efficient absorption of high-frequency noises which are projected to the front of the motor.

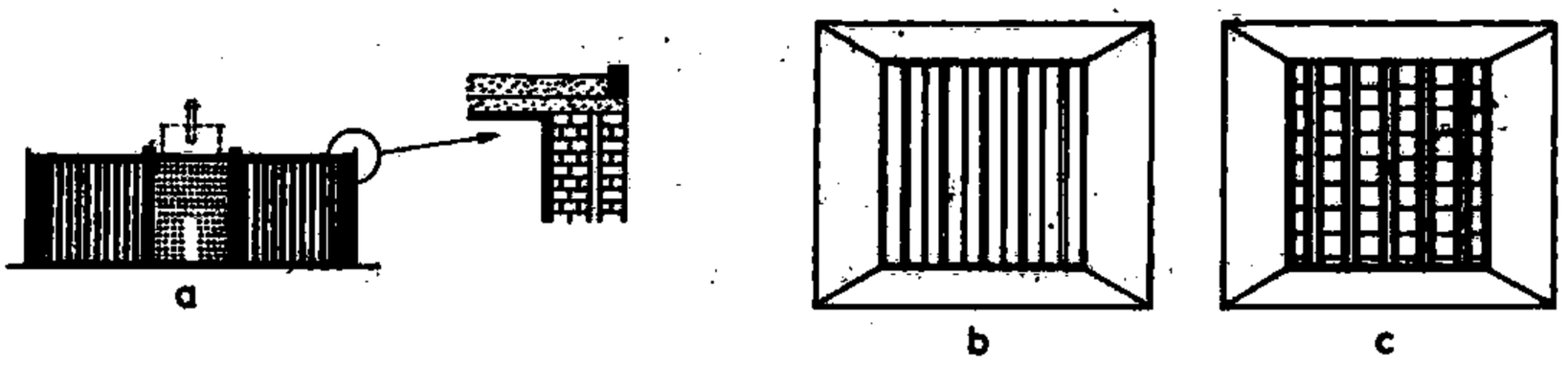


Fig. 2. Details of the construction.
a. Total cross section.
b. View of the resonators from the operation zone.
c. View of the slits from the operation zone.
d. Plan of a resonator.
e. Enlarged view of the resonators.

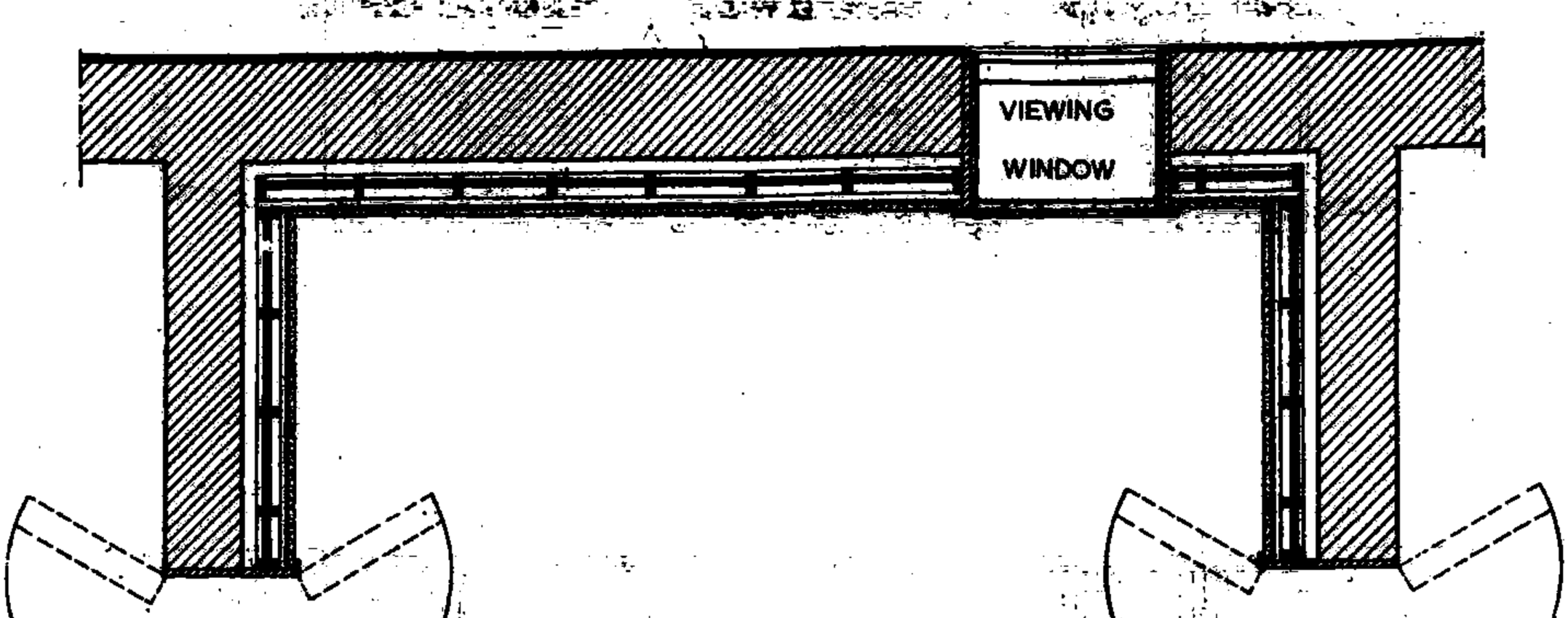


Fig. 3. Plan of the control room.

A lining of acoustic tile was provided for the operation zone to prevent the noise level increase by reverberation. The anti-vibratory base planned for the motor cradle was not built for reasons of economy.

The operation zone is adjacent to the control room, and the project includes a viewing window of three glass panes placed in such a way that the central pane is inclined in relation to the outer ones. The control room was treated to reduce transmission of airborne noise by the walls and to provide maximum acoustic absorption inside.

A system of low-frequency resonators is incorporated in the air outlet, and with acoustic absorption material on the inside of the resonator walls, a large amount of absorption in this frequency range is obtained.

OUTSIDE OF TEST BENCH

Walls: To reduce the transmission of airborne noise, the project provides for a brick wall parallel to the existing side walls, with an air space of 10 cm between them.

Ceiling: The tunnel is covered by a reinforced concrete slab. To achieve greater transmission loss, the mass of this slab will be increased by a 20 cm layer of broken stone.

Chimneys: It is intended to use chimneys for ingoing and outgoing air, so that no direct noise will reach neighbouring dwelling areas.

The results of these measures are shown in Table I and Table II.

TABLE I

FINAL REDUCTION VALUES AT AIR INLET

Frequency	*128 c/s*	*512 c/s*	*1024 c/s*	*2048 c/s*
Initial noise level	130 db	130 db	130 db	130 db
Global reduction at part *AB* and *BC*	27.77 db	26.19 db	27.10 db	28.04 db
Percentage of psychological reduction	91.8%	90.2 %	91.1 %	92.1 %

TABLE II

FINAL REDUCTION VALUES AT AIR OUTLET

Frequencies	*128 c/s*	*512 c/s*	*1024 c/s*	*2048 c/s*
Initial noise level	130 db	130 db	130 db	130 db
Global reduction at parts BC and CD	35.36 db	24.32 db	22.96 db	23.89 db
Percentage of psychological reduction	99 %	88.32 %	86.96 %	87.89 %

Etude de la Fatigue des Structures sous l'Influence des Jets de Réacteurs

P. LIENARD

Chef de Division d'Acoustique à l'Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques, Chatillon-sous-Bagneux, Seine (France)

Les fuselages d'avions à réaction proches des jets présentent des criques de fatigue, qu'on attribue aux vibrations causées par le champ de pression sonore très intense créé par les jets des réacteurs.

Le calcul des contraintes dans des solides de forme et de structure aussi compliquées que des éléments de fuselage, de voilure ou de gouverne, soumis à de tels efforts, est quasi-impossible. C'est pourquoi l'O.N.E.R.A. a entrepris une série d'expériences en vue de caractériser, d'une part, la sollicitation, c'est-à-dire les efforts de toute nature provoqués par le voisinage du jet, et d'autre part, la réponse des éléments de structure spécialement sur des éléments types isolés qui permettent seuls une reproductibilité et une exploration systématiques.

L'origine des perturbations étant principalement le champ de pression sonore exercée par les jets, il nous faudra d'abord connaitre les caractéristiques du champ sonore, qui est "l'entrée acoustique" du système que nous étudions, puis les caractéristiques de la structure qui recoit cette excitation.

Au spectre continu émis par le jet, la structure répond par des vibrations de fréquences fixes suivant ses modes propres. Ces réponses vibratoires correspondent à un certain état de contrainte de la structure, dont on peut déduire la vie de fatigue, ou temps après lequel des ruptures partielles peuvent apparaître.

L'étude du champ sonore des turbo-réacteurs a été faite depuis plusieurs années à la Division Acoustique de l'Office 1–2. En vue de l'étude systématique de la fatigue de plaques soumises au bruit de jets, on a relevé d'abord le champ sonore libre d'un réacteur MARBORE pour trois régimes de fonctionnement.

Le réacteur est disposé loin de tout bâtiment; une glissière rectiligne horizontale porte un chariot avec deux microphones, à la hauteur de l'axe du jet; l'extrémité de la glissière étant articulée sous la buse, le trajet des microphones matérialise un rayon faisant un angle repéré avec l'axe du jet. Ces niveaux sonores analysées suivant huit octaves et enregistrés permettent de tracer les courbes d'égale pression dans chaque octave[2]. Ces courbes ont permis de choisir la position à donner à une plaque pour qu'elle soit soumise au bruit maximum dans les fréquences voisines de ses fréquences propres.

Une série de mesures de vitesse (valeurs moyennes et fluctuations) a été faite ensuite au bord du jet, au moyen de fils chauds disposés en trièdre trirectangle suivant les trois directions: longitudinale, radiale et tangentielle, et d'un appareillage de mesure, mis au point à l'O.N.E.R.A. et susceptible de suivre des fréquences élevées (30 à

40.000 Hz). L'analyse montre un spectre analogue au spectre sonore, mais plus intense en basse fréquence et diminuant régulièrement ensuite.

L'action mécanique de la turbulence sur une paroi proche peut être considérée comme négligeable à côté de celle de la pression sonore qui reste donc principale responsable de la vibraton des fuselages, au moins au décollage.

Une autre étude de la turbulence du bord du jet a été faite en utilisant un procédé particulièrement sensible de strioscopie interférentielle antérieurement mis au point et couramment appliqué dans les souffleries à l'O.N.E.R.A.[2]. Un film à grande vitesse (8000 images par seconde) a été pris avec ou sans la présence près du jet d'une plaque simulant la paroi d'un fuselage. Ce film montre assez nettement le mouvement grossièrement hélicoïdal des tourbillons autour de l'axe du jet et, confirmant les mesures au fil chaud, il montre que les vitesses radiales par rapport au jet sont très faibles.

Après avoir étudié ainsi le champ de pression et le champ de vitesse autour du jet, plusieurs plaques échantillons rectangulaires, à bord encastrés dans un cadre rigide, ont été disposées sur une surface d'égale pression sonore entourant le jet. Leur support est une couronne tronconique à douze alvéoles, pour douze châssis.

On peut ainsi faire varier la nature et l'épaisseur des plaques en essai, leur mode d'encastrement et leurs dimensions; la plaque-échantillon peut être à volonté équipée de capteurs de vibrations, de jauges extensométriques, recouverte de vernis craquelant, etc.

Une première série d'études a été faite avec des vernis craquelants qui se fissurent dès que la surface de la pièce qui les supporte éprouve une certaine dilatation. Les fissures qui apparaissent ainsi reproduisent les lignes d'égale tension et si le support, vibrant, subit des tractions et compressions superficielles, le vernis fait apparaître deux réseaux de courbes orthogonales.

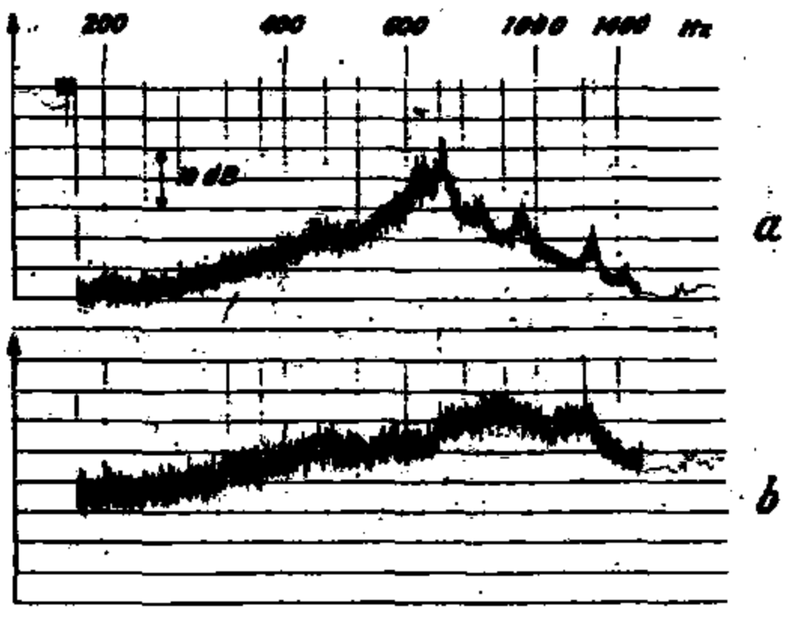


Fig. 1. Analyse en fréquence des tensions internes au milieu d'une tôle (dural) soumise au bruit:
a. tôle sans amortissement.
b. tôle amortie (chlorure vinyle mousse).

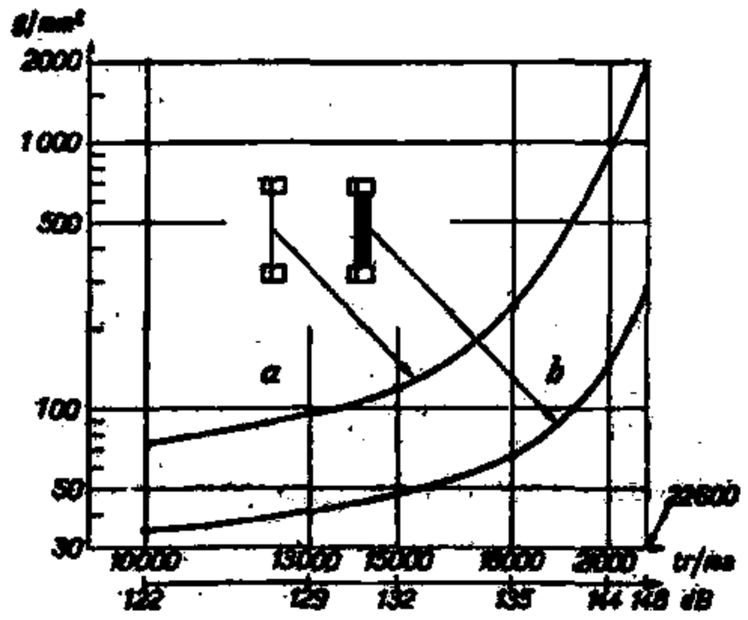


Fig. 2. Variation de la valeur efficace de la tension au milieu d'une tôle (dural) en fonction de la vitesse de rotation du réacteur:
a. sans amortissement.
b. tôle amortie (chlorure vinyle mousse).
L'axe inférieur indique le niveau de pression sonore correspondant sur la tôle, dans la bande 200–2000 Hz.

Autant qu'on ait pu l'observer sur les plaques existantes, les modes propres que dessinent ces réseaux sont extrêmement divers, et généralement dissymétriques. Le long de l'encastrement, on observe toujours des criques arrondies, tangentes au bord,

Indiquant, comme il était prévu de très fortes contraintes perpendiculaires à l'encastrement.

De nombreuses mesures extensométriques ont été faites ensuite, avec des jauges O.N.E.R.A., collées sur une face de la tôle.

On a relevé, pour les divers régimes du réacteur, et dans différentes conditions de fixation ou d'amortissement des plaques, les contraintes internes dans celles-ci, et en certains points, les spectres de fréquence de ces contraintes. Les valeurs efficaces des tensions principales sont de 50 à 3000 g/mm² pour des plaques de divers alliages légers, de 0,4 à 1,2 mm d'épaisseur.

La Fig. 1 montre les analyses en fréquence de la tension principale au milieu d'une tôle avant et après amortissement: on constate l'atténuation de plusieurs fréquences propres.

La Fig. 2 montre la variation de la contrainte principale au centre d'une plaque de dural AU4G1 de 0,8 mm d'épaisseur. On voit que cette contrainte augmente rapidement avec le régime du réacteur. La même forme générale de courbe a été trouvée pour tous les échantillons et en tous les points examinés. On voit, sur la même figure, l'influence d'un amortissement obtenu par collage de diverses couches plastiques.

L'amortissement par frottement intérieur de matériaux plastiques est certainement un moyen efficace de diminution des contraintes vibratoires[3]. De nombreux problèmes restent à résoudre cependant quant au choix et à la mise en oeuvre de ces matériaux.

Signalons enfin pour terminer que les tensions internes ont été étudiées aussi en fonction des conditions d'encastrement, de la nature et de l'épaisseur de la tôle, et que deux méthodes d'examen des vibrations de celle-ci, optique et électrostatique, évitent tout contact avec l'élément vibrant.

De nombreuses mesures sont encore nécessaires pour éclairer un peu ce problème de la fatigue des structures par les vibrations, problème à l'égard duquel cet exposé ne vise qu'à présenter certaines méthodes possibles d'étude.

BIBLIOGRAPHIE

1. M. KOBRYNSKI, *Actes du 2ème Congrès ICA*, Cambridge, 1956. *La Recherche Aéronautique*, no. 58 (1957) 29.
2. H. LE BOITEUX ET P. LIENARD, *Conférence I.C.A.S.*, Madrid, septembre 1958.
3. P. LIENARD, *Ann. Télécommunications* (*Cahiers d'Acoustique no.* 79), 12 (1957) 359.

The Production of Tones by a Choked Jet

M. G. DAVIES

University of Liverpool, Department of Physics (*Great Britain*)

We consider the flow of air (in the x direction) deriving from a stagnation pressure P_s, through a converging nozzle having a rectangular orifice of major and minor dimensions w and D in the z and y directions respectively. When P_s exceeds the critical pressure, the flow may generate, in addition to the broad spectrum of noise of turbulent origin, an acoustic tone — a kind of whistle. This paper is concerned with the kinematics of its origin.

Above the critical pressure (above 13.2 psi when discharging to atmosphere), the

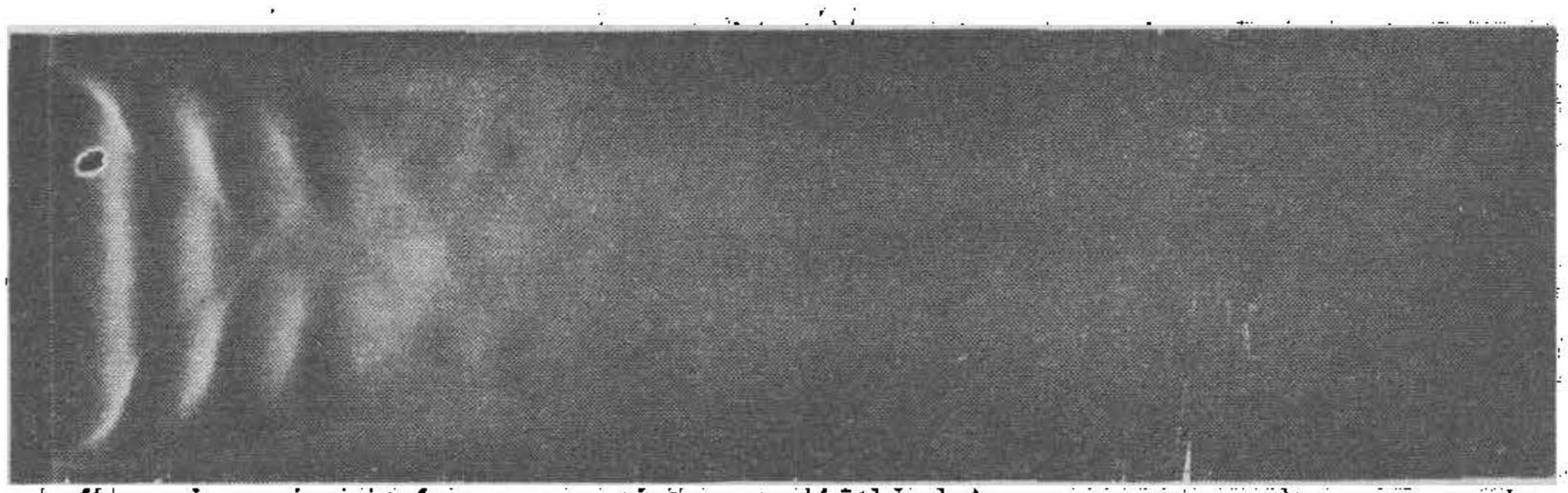


Fig. 1. Cell pattern in a choked jet.

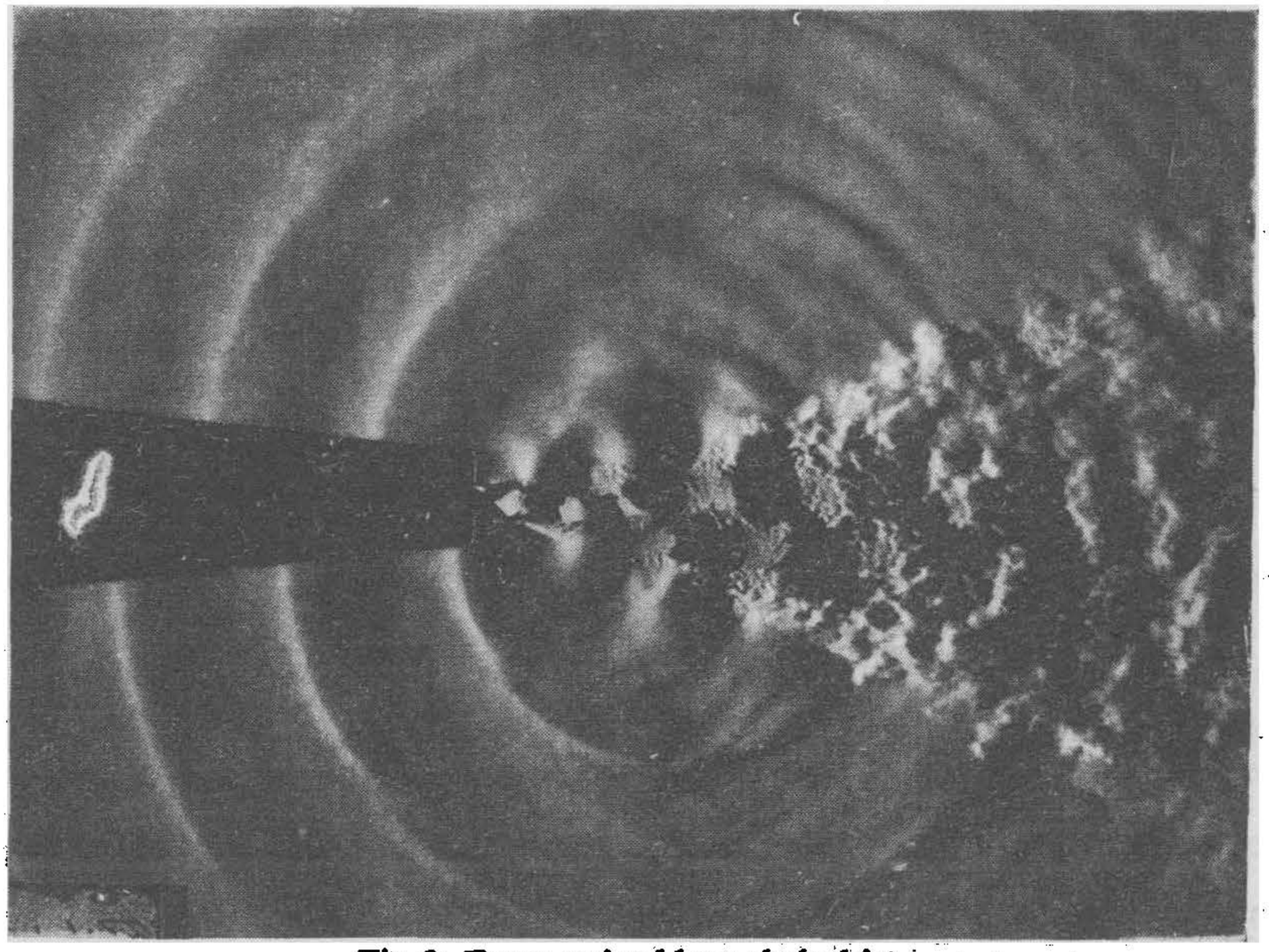


Fig. 2. Tones emitted by a choked jet.

flow immediately after the orifice passes through the well known shock wave pattern (Fig. 1, a time average photograph of the xz plane). It consists of successive regions of expansion and contraction, an approximately periodic structure of up to about 10 cells whose spacing increases with P_s. The regions where orifice conditions are approximately reproduced are referred to as the cell ends.

If the xy flow in the xy plane is photographed using a spark source, photographs like Fig. 2 result. It shows the wave fronts of the acoustic tone, pulse-like and of counter-phase across the stream, travelling out from a point within the flow. Allowing for a pulse having initially been carried down stream a little way by the flow, it appears that they originate near the regions of the second, third and fourth cell ends. It can also be shown that the wavelength λ increases with P_s.

Near the orifice, the stream is bordered by a succession of light and dark patches which we indentify with eddies whose centres (regions of low pressure) can be located optically. It appears that the eddies too are of counter phase across the stream, their spacing e increasing with P_s. POWELL[1] showed that their frequency of convection is exactly equal to that of the outgoing radiation.

It follows therefore that the eddy convection velocity u is given by $u/c = e/\lambda$ (where c is the velocity of sound in air). If the eddies are regarded as "rollers" moving at half the velocity of the supersonic core of the stream, their Mach number M_e (referred to sound velocity in air) can be found as a function of P_s, *i.e.*

$$u/c = M_e(P_s)$$

As a result of many measurements using three different orifices, it is found that e/λ and M_e are in satisfactory agreement over a wide range of pressure. (This is subject to the limitation that the eddy spacing is measured one or two cycles from the orifice).

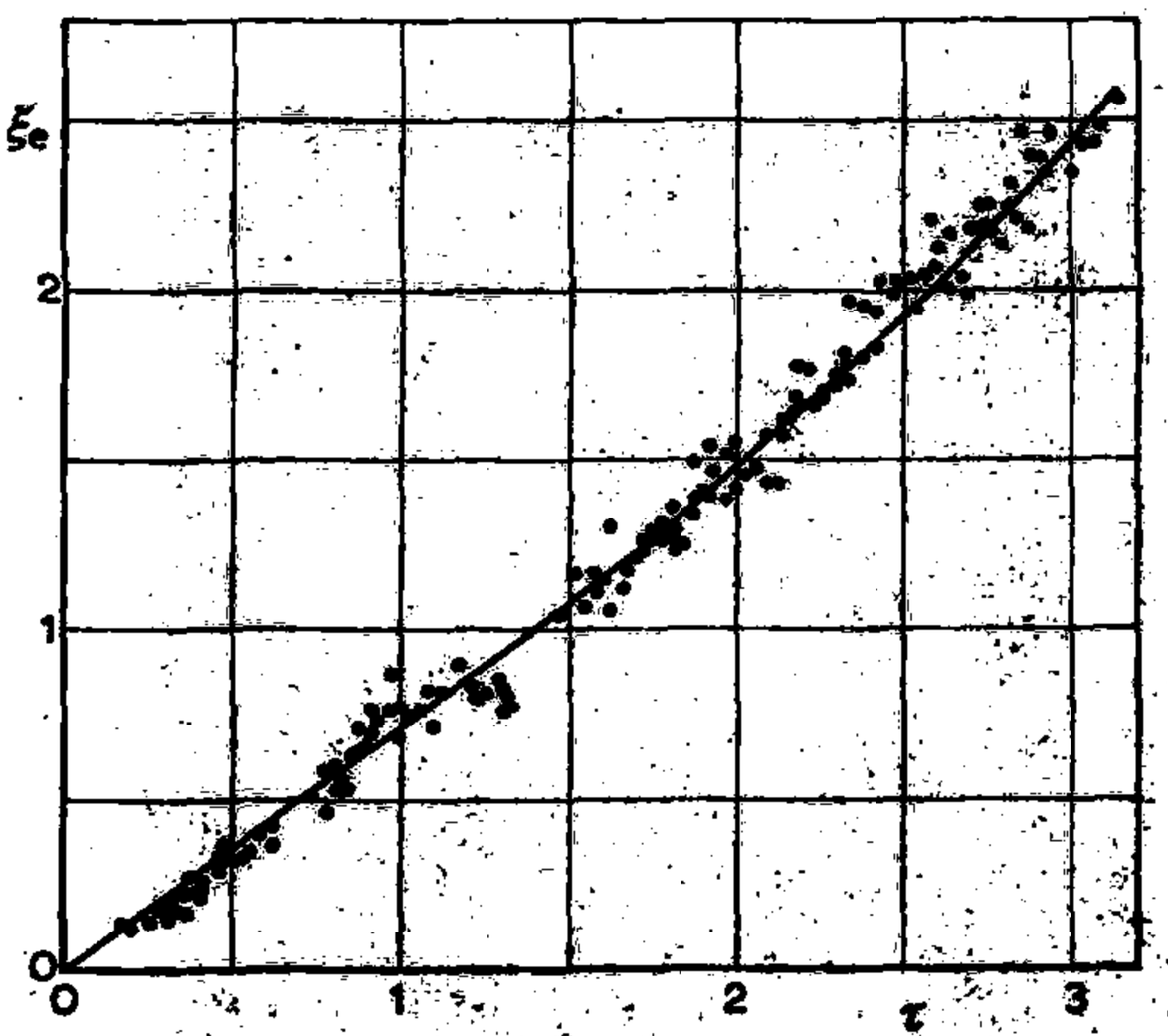


Fig. 3. Variation of nondimensional eddy location ξ_e with life τ.

As D increases, the radiation becomes more pulselike so that in addition, account can be taken of the phase in the cycle. Thus denoting by x_λ the distance between the orifice and some wave front, $\frac{x_\lambda}{\lambda}$ represents the interval in cycles between that pulse passing the orifice and the photograph being taken.

It appears however that the eddy velocity near the orifice is not uniform so that to

reduce x_l (the distance between orifice and eddy centre) to a form independent of P_s and x, we divide it by the quantity $e_\infty = M_e\lambda$. In this way we find the relation between the nondimensional eddy location $\xi_e = x_e/e_\infty$ as a function of nondimensional time $\tau = \frac{x_\lambda}{\lambda}$ (See Fig. 3). It will be seen that an eddy is initiated as, or shortly after, a pulse passes the orifice and that its initial velocity is about 3/4 of its terminal velocity, which it reaches after a life of about two cycles.

Following POWELL[1], we suppose that the stream emits tones as a result of a self-excited cycle. A pulse of radiation initiates an eddy at the orifice which grows as it is convected downstream. The radiation pulses derive from the interaction of an eddy with the kth cell end; we do not specify here the nature of the interaction but suppose that a fraction h_k of a cycle elapses between an eddy centre passing and pulse emission. The pulse is convected a little way downstream, emerges into the stationary air a distance s_k from the orifice and spreads out, initiating a new eddy as it passes the orifice, thus completing an integral number of cycles. We assume a solution such that the frequency of oscillation is approximately the same for each individual source; k of course has values 2, 3 and 4. It can then be shown that

$$\tau_e(s_k/e_\infty) + (s_k/\lambda) + h_k = k + 1$$

The left-hand and right-hand side of this equation are the experimental and calculated size of the loop which involves emission from the kth cell end. h_k is positive and less than one but otherwise unknown. Values of $\tau_e(s_k/e_\infty) + (s_k/\lambda)$ for $k = 2$, 3 and 4 and averaged over a range of pressures are 2.58, 3.63 and 4.66, *i.e.* they lie between $k + 1/2$ and $k + 1$, in satisfactory agreement with the calculated value.

Thus λ is approximately calculable in terms of the cell pattern, (an experimentally known function of w, D and P_s) and by the rate of eddy convection (known experimentally and largely calculable by simple means).

According to one assumption that can be made concerning the interaction, $h_k = \frac{1}{2} - \Phi$, where Φ is the sum of two phase angles and might be expected to be about 1/4. This improves the agreement in the equation.

REFERENCES

1. A. POWELL, *Proc. Phys. Soc.* (*Londen*), 66 (1953) 1039–1056

Sound Radiation by a Turbulent Boundary Layer

E. J. SKUDRZYK AND G. P. HADDLE

Ordnance Research Laboratory, The Pennsylvania State University, University Park, Pa. (U.S.A.)

THEORY

Whenever a vehicle moves through a medium the velocity changes gradually from that of the moving body to that of the free medium. The transition region where this velocity change takes place is called the boundary layer. At higher speeds, or at greater distances from the stagnation point, the boundary layer becomes turbulent. The turbulent velocity fluctuations v^* then turn out to be about 4 per cent of the free-stream velocity U_0 of the fluid or of the velocity of the moving vehicle[1]. This result seems to be independent of the size of the moving vehicle and of the curvature of its surface. The turbulent velocity fluctuations in their turn generate a noise pressure that is described by an equation similar to the Bernoulli equation[2]

$$P = \alpha \varrho v^{*2} \tag{1}$$

where $v^* = 0.04\ U_0$, and α, as shown by KRAICHNAN[2], is approximately equal to 6.

The eddy pattern decays at a relatively slow rate. The experimental results show that the maximum diameter of the eddies is of the same order of magnitude as the boundary layer thickness, δ. The fundamental frequency of the eddies passing a small hydrophone is, therefore, given by $f_0 \approx \frac{U_0}{\delta}$. The acoustic effect produced by this eddy pattern, may be expected to be similar to the noise produced by a series of rectangular pulses of width δ, except that the spectral lines will be smudged into a continuous spectrum, because the eddies are not strictly periodic. The power spectrum of the flow noise may therefore be assumed to be practically constant up to the frequency f_0 given above and to decrease at higher frequencies. The experimental results show that this decrease obeys a power law ω^{-m}, where m is about 3. This result in conjunction with the Kraichnan equation (1) makes it possible to compute the power spectrum as a function of the velocity and the boundary layer thickness. The low-frequency noise level then turns out to be proportional to the thickness of the boundary layer and to the 3/2 power of the speed at low frequencies; whereas the noise level at high frequencies becomes approximately inversely proportional to the square of the boundary layer thickness and proportional to the cube of the speed.

At higher speeds an additional component of noise is generated by the surface roughnesses. The speed, above which the roughnesses become effective, is attained when the Reynolds number formed with the shear velocity v^* and the height of the roughness becomes greater than 5; or when it is greater than

$$V_{\text{crit}} = \frac{h}{26 \times 10^{-5}}\ \text{m/s} \tag{2}$$

where h is the height of the roughness given in meters. Very small roughnesses thus seem capable of generating noise. Usually, however, the boundary layer noise level is relatively high and the roughness noise exceeds the boundary layer noise level only at speeds that are about 5 to 10 times larger than the critical speed shown in the previous formula.

To derive and test the theory, experimental investigations have been performed in the boundary layer of the Garfield Thomas Water Tunnel at the Ordnance Research Laboratory (with a test section 4.25 meters long and an inner diameter of 0.6 meter), with two buoyant units (8.2 meters long, 50.8 cm dia.) in the frequency range 60 c/s to 500 kc/s, and with a rotating cylinder (50.4 cm dia., 127 cm long) at 24 kc/s.

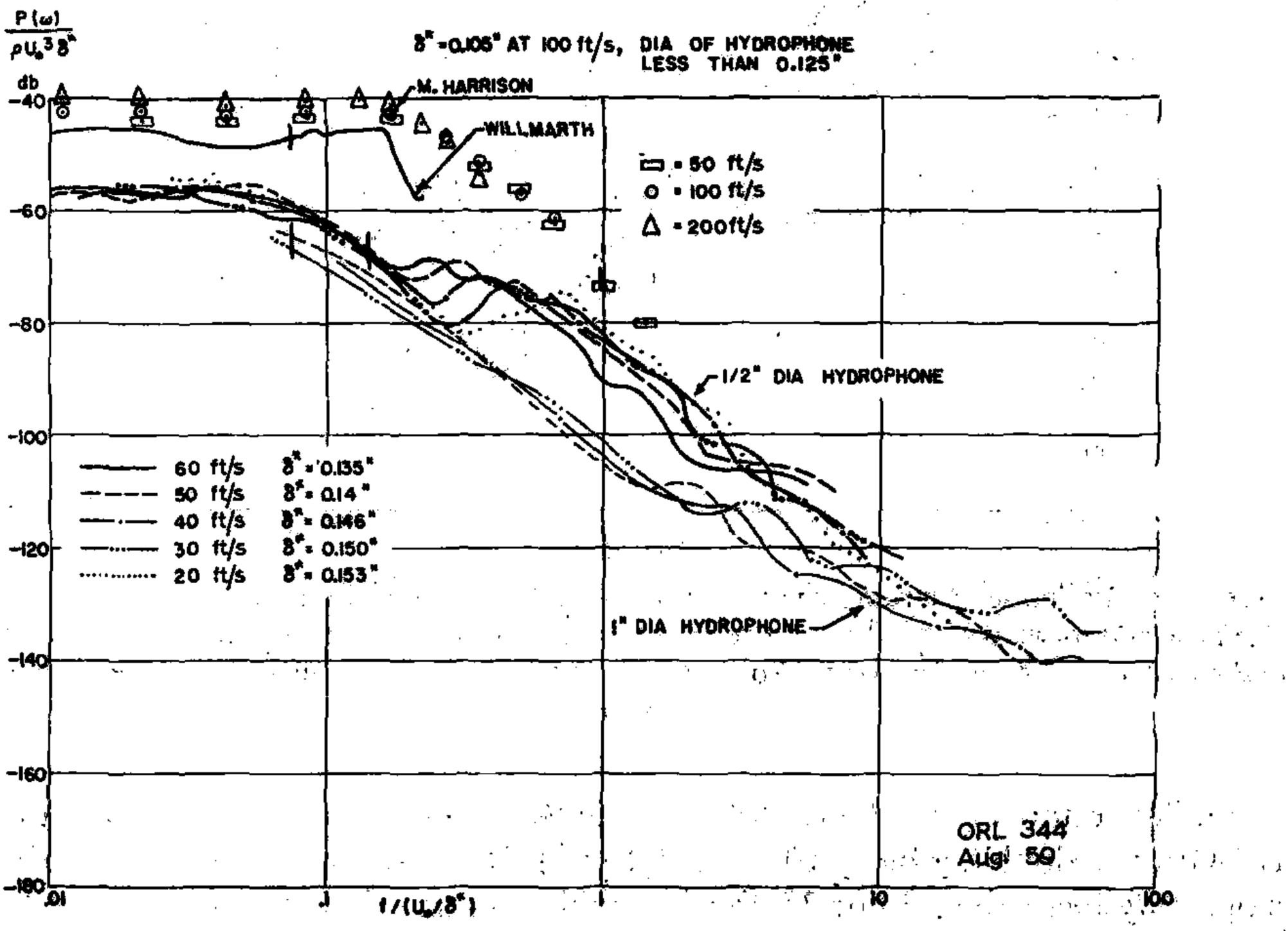


Fig. 1. Graph of the normalized noise level in the boundary layer of the Garfield Thomas Water Tunnel as a function of the normalized frequency, measured with hydrophones of 1/2 inch diameter and 1 inch diameter respectively.

Fig. 1 shows the boundary layer noise in the Garfield Thomas Water Tunnel, in dimensionless variables. The curves are of the predicted shape. The dotted points represent measurements in a wind tunnel in air by HARRISON[8]. The vertical dashes indicate the frequencies above which the hydrophone dimensions are no longer negligible in comparison to the space wavelength of the turbulence. At higher frequencies, doubling the diameter of the hydrophone is seen to decrease its flow noise sensitivity by 6 to 12 db. However, there is a limit to this effect: Whenever the hydrophone approaches the acoustical wavelength of the noise, an increase of the size of the hydrophone no longer reduces the noise level; thus, the true sound pressure, generated over the area of the hydrophone and in its vicinity because of the decay of the turbulence and its general unsteadiness, then becomes important and seems to determine the received noise level.

Fig. 2 shows experimental results obtained with one of the buoyant units when the forward section is roughened by grit. The boundary layer is very thick at the rear end of the unit and very thin at the forward end; as predicted, the rear hydrophone shows an intense noise level at low frequencies whereas the noise level at high frequencies is relatively small. The head hydrophone on the other hand exhibits the reverse behavior. The numerical values turn out to be in agreement with the predicted values.

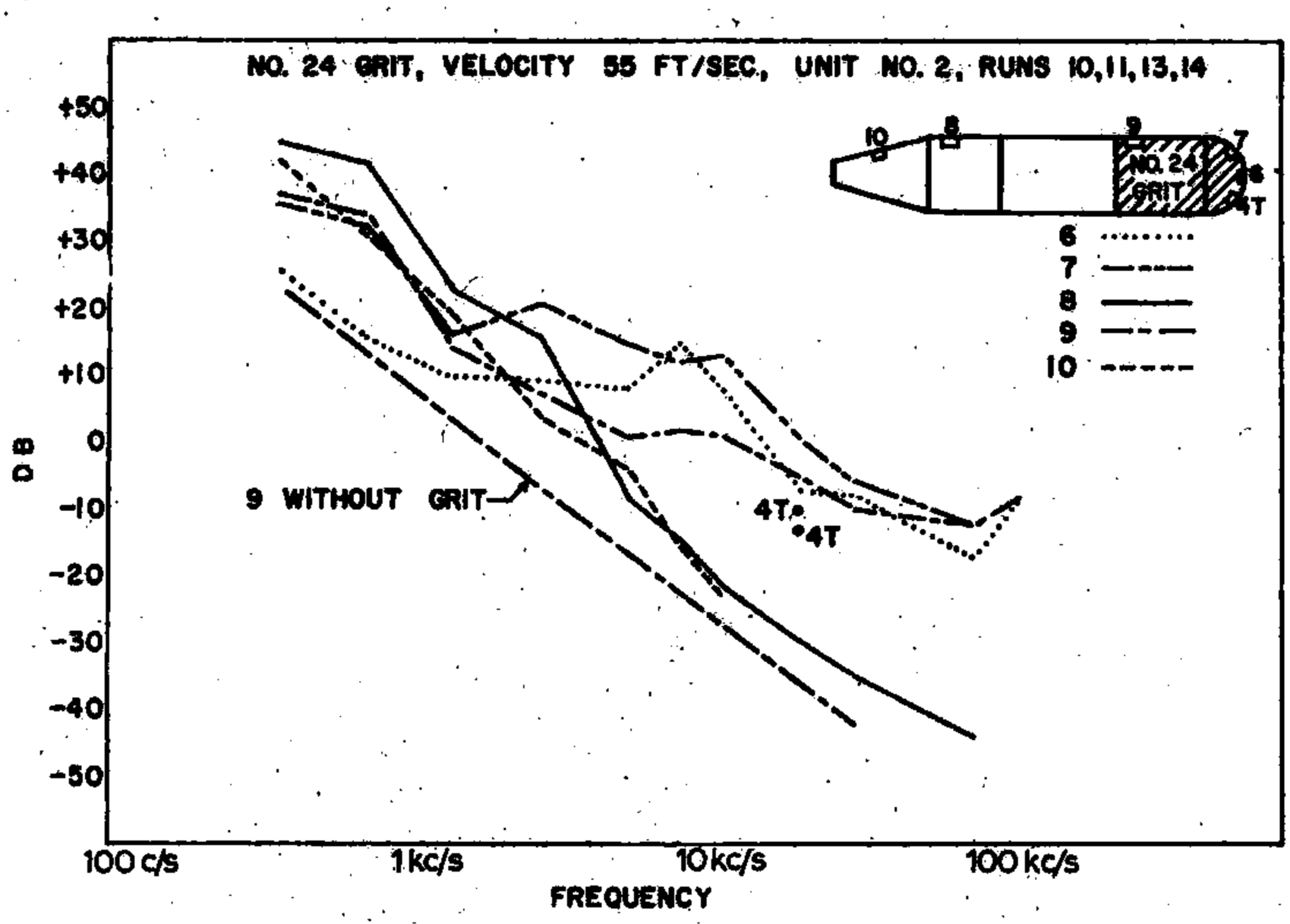


Fig. 2. The flow noise spectrum as measured with a buoyant unit for 5 different hydrophone positions. The nose and forward section were coated with No. 24 abrasive grit and the velocity was 55 ft/s. The dashed curve is drawn for comparison and represents the measurement for a smoothly painted surface.

Similar results were obtained for a rotating cylinder. For a smooth surface the slope is 18 db per doubling of speed, as predicted by the theory. For a rough surface the slope may increase to 30 or 35 db per doubling of speed. There is no doubt that the surface roughnesses generate a considerable amount of flow noise.

The noise levels were also recorded at a distance of 100 yards from the buoyant unit. These levels, if extrapolated to the surface, show the same general frequency variation except at frequencies below 1000 c/s, where the dimensions of the unit become small in comparison to the sound wavelength. At higher frequencies, internal and external noise levels turn out to be about equal. A similar result had been obtained with the rotating cylinder. These measurements do not prove that this noise is entirely due to the turbulent velocity fluctuations but they show that a turbulent boundary layer does radiate sound, though not very effectively.

REFERENCES

1. E. J. SKUDRZYK AND G. P. HADDLE, *J. Acoust. Soc. Am.*, 32 (1960) 19–34.
2. R. H. KRAICHNAN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 64–72; *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 378–390.
3. M. HARRISON, *U.S. Dept. Navy, Hydromech. Lab. Research Develop. Rept.*; 1260 (Dec. 1958).

Zur Form der schwingenden Turbulenzelemente bei Unterschallgeschwindigkeiten und zur weiteren Lärmverminderung in Strahlen

F. STAAB

Deutsche Forschungsanstalt für Luftfahrt, Braunschweig (Deutschland)

DYER[1] hat mit Benützung besonders experimenteller Ergebnisse, RIBNER[2] und POWELL[3] auf Grund theoretischer Überlegungen gezeigt, dass der wesentliche Teil der Schallenergie in einem Strahl nahe der Düse entsteht.

Bei Untersuchungen mit Hitzdrahtanemometern erhält man die Grösse der Longitudinalskala, also ungefähr die mittlere Ausdrehnung der schwingenden Turbulenzelemente in Richtung der Strahlachse und weiter senkrecht dazu. Zeichnet man diese Werte auf und nimmt weiterhin nach dem unvermischten Zentralkörper an, dass die schwingenden Turbulenzballen in einem Luftstrahl ungefähr gewöhnlicher Temperatur zwischen Achse und Strahlrand liegen, dann erhält man Abb. 1. Wobei x der Abstand von der Düse und d der Düsendurchmesser ist. Die Machzahl war 0,3, doch erhält man nahe dieselben Grössen und Formen für Machzahlen z.B. von 0,7.

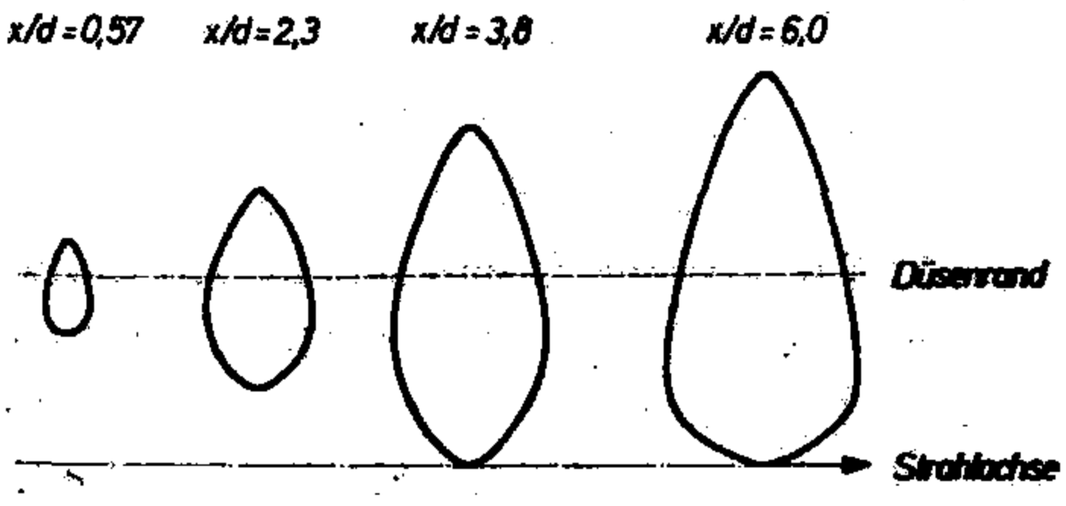


Abb. 1. Grösse der schwingenden Schallelemente bei verschiedenen Düsenabständen.

Für das Gebilde rechts kann aus den mittleren Messungsergebnissen nicht sicher geschlossen werden, wo besonders das Ende des unteren Teiles liegt. Aber wahrscheinlich ist anzunehmen, dass dieser abwechselnd bei ausreichenden Düsenabständen über die Strahlachse hinausgeht, sie erreicht und nicht ganz zu ihr dringt. Man hat ausserdem festgestellt, dass die laterale Skala fast 2/3 oder weniger der Longitudinalskala beträgt (LAURENCE[4], LASSITER[5] und eigene Untersuchungen). Darnach ergibt sich der Winkel der Längsachse dieser schwingenden Schallgebilde zur Strahlachse zu rund 35° für einen Düsenabstand von $x/d = 6$ wie Abb. 2 zeigt. Dieses Bild gibt einen Schnitt mit einer Ebene durch die Strahlachse. In Wirklichkeit hat man ein räumliches Gebilde vorliegen. Interessant ist noch, wie die Hitzdrahtanemometeruntersuchungen ergeben haben, dass diese grösseren wirbelförmigen Gebilde auch kleinere enthalten und dadurch wohl schon höhere Frequenzen ausgestrahl werden.

Man hat auch andere experimentelle Gründe um ein solches Element als entscheidend anzusehen. Vom Strahl der pulsierenden Strahltriebwerke hat man Filme hoher Fre-

quenz aufgenommen. Dabei erhielt man eine Art Ringwirbel, die oft auch zerfallen waren. Bei niederen Gasgeschwindigkeiten erhält man ausserdem Wirbel die Schall aussenden, welche sich vergrössern und die besonders weiter weg von der Düse etwas gegen die Strahlachse geneigt sind.

Nach den Korrelationsmessungen schwingen diese Gebilde um die Strahlachse im Gesamten ungefähr in Richtung der Längsachse und man erhält etwa den richtigen Schalldruckverlauf in einer gewissen konstanten Entfernung im Fernfeld. Die Schallaussendung von 1 (Abb. 2) gibt das Maximum links vom Strahl unter einem Winkel von etwa 35°, von 1' rechts. Von 2 und 2' erhält man dem vorderen Teil der Strahlturbine zu Grösstwerte. Von 3 und 4' gehen Schallwellen nach links aus, von 3' und 4 nach rechts. Zu berücksichtigen ist noch, dass die Schallwellen durch den sich bewegenden Strahl dringen und die Schallquellen selbst in Bewegung sind. Ausserdem erhält man z.B. das richtige Verhältnis der Schalldrucke von 1 nach links oben und von 2' nach links unten.

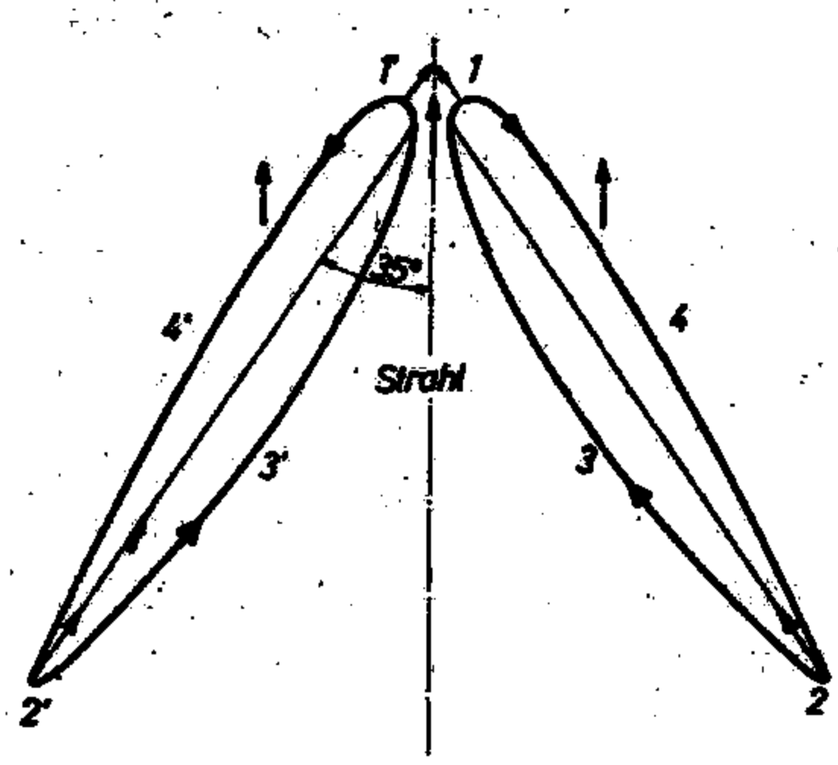


Abb. 2. Schnitt einer Ebene durch die Strahlachse mit einem schwingenden quadrupolförmigen Schallelement. Schwingungen in Richtung der Längsachse und senkrecht dazu.

Man mass ausserdem, dass die höheren Frequenzen in einem grösseren Winkel zum Strahl ausgesandt werden. Im einzelnen kann man sich das Wachsen der Turbulenzgebilde vorstellen, wenn man hier auch weitere experimentelle Ergebnisse haben muss. Wesentlich ist, dass zwischen Strahl und umgebender Luft ein beträchlicher Geschwindigkeitsunterschied besonders nach dem Düsenaustritt herrscht, wodurch Wirbelbildungen entstehen. Durch den Strahl und von aussen her werden immer neue Gasmassen, wie Abb. 2 dies andeutet in diese Wirbel hineingeschoben, sodass diese grösser werden und sich gleichzeitig mit dem Strahl bewegen. Es treten Kräfte auf, welche diese in den Strahl ziehen und umgekehrt. Dadurch entsteht mit ein Schwingen der Turbulenzgebilde. Die entscheidenden Kräfte kommen wohl dadurch zustande, dass die Schallquellen mit einer beträchtlichen Gasgeschwindigkeit umrandet werden. Diese sind proportional $\varrho \Gamma U$, also gleich der Dichte im Strahl mal der Zirkulation mal der relativen Strahlgeschwindigkeit an dieser Stelle. Die Zirkulation ist ebenso proportional U, sodass sich die Kräfte proportional ϱU^2 ergeben. Die Schwankungsgeschwindigkeiten z.B. u parallel zur Strahlachse sind damit proportional U_0, (U_0 = Düsenaustrittsgeschwindigkeit), sodass ungefähr $(\overline{u^2})^{1/2}/U_0 = \text{const.}$ ist, ein auch experimentell festgestelltes Ergebnis. Die ausgesandte Frequenz f an einer Stelle des Strahls ist um so höher und proportional je grösser u, und damit U_0, ist. Ausserdem ist diese Frequenz umgekehrt proportional einer Länge L eines turbulenten Elementes, das andererseits proportional dem Düsendurchmesser d ist, sodass die Strouhalzahl in einem bestimmten Abstand von der Düse $fd/U_0 = \text{const.}$ wird.

Beim Vergleich einer senkrecht stehenden elliptischen mit einer kreisrunden Düse von gleichem Endquerschnitt erhält man grössere Schalldrucke bei höheren Frequenzen bei der ersteren. Ein Ergebnis, das weitgehend quantitativ mit den genannten Vorstellungen deutbar ist. Verständlich ist etwa auch, dass man bei grösseren Strahlgeschwindigkeiten die Winkel der grössten Achse der Schallelemente zum Strahl etwas kleiner erhält. Ausserdem z.B. auch, dass man bei Turbulenzunterschungen je näher man der Strahlachse in der Mischungszone geht, höhere Frequenzen erhält. Weiter, dass ein ruhendes Mikrofon, auf welche die Schallelemente zukommen, höhere Frequenzen misst und wenn sie von einem solchen weggehen niederere. In den Schalldruckkurven, welche in 30° zum Strahl in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen werden, treten damit charakteristische Verläufe bei 150° wieder auf. Weiter z.B.,dass Schallelemente. welche sich gleich nach dem ünvermischten Zentralkörper bewegen eine Geschwindigkeit von etwas mehr als $0{,}3\,U_0$ haben[6].

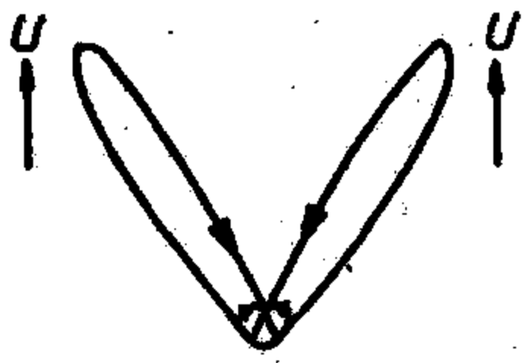


Abb. 3. Verringerung der Umströmgeschwindigkeiten um die Schallquellen beim Zusammenwirken, auch der Umströmgeschwindigkeiten bei kleineren Wirbeln.

Wichtig ist der Hinweis, dass bei den verschiedenen Düsenformen dann eine Lärmverminderung offenbar eintritt, wenn die Strahlen zusammentreffen. Verständlich wäre dies nach Abb. 3 mit dem Hinweis, dass die Umrandungsgeschwindigkeiten der Schallquellen beim Zusammentreffen, auch der kleineren Wirbel, kleiner werden. Nach Untersuchungen verkleinern sich die Schallelemente beim Zusammenwirken z.B. von zwei Strahlen[7]. Es sind auch Hinweise dafür vorhanden, dass die Quadrupole bei weiterem Abstand von der Düse sich zu verändern vermögen. Es ist wohl vorteilhaft, eine Düse, die in kleinere eingeteilt wird, diese mit gleichen Durchmessern auszuführen und die Düsen in derselben Ebene senkrecht zur Strahlachse abschliessen zu assen. Auch bei wellenförmigen Düsenrändern tritt eine Lärmverminderung bei um so höheren Frequenzen auf, je grösser die Zahl dieser Wellen ist. Weitgehend auch quantitativ sind die Vorgänge bei Lärmverminderungsdüsen zu verstehen. Etwa bei

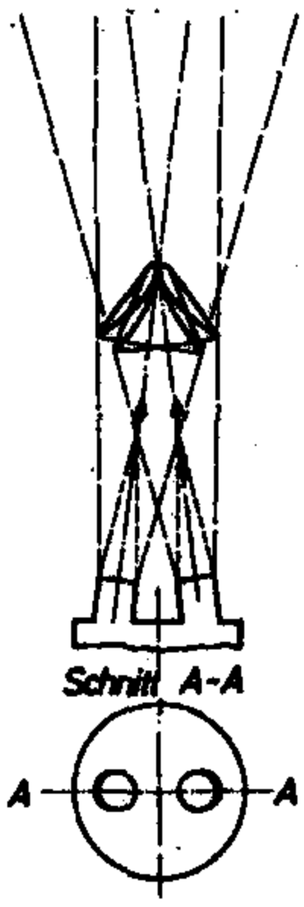


Abb. 4. Zusammenwirken zweier Strahlen mit entgegengesetzt schwingenden Quadrupolen.

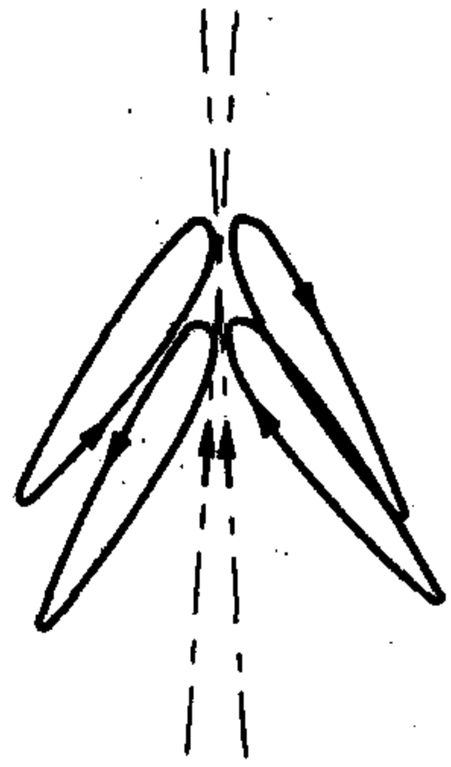


Abb. 5. Zusammentreffen zweier Strahlen mit Schallquellen, bei denen die Umströmgeschwindigkeiten sich entgegenwirken.

der ausgesprochen horizontal liegenden Düse mit 18 schmalen und nicht hohen Schlitzen, z.B. kann bei deren vertikaler Stellung kaum eine Lärmverminderung in einem Winkel 90° zum Strahl auftreten. Dies stimmt mit den experimentellen Untersuchungen weitgehend überein. Ähnlich ist es bei der 12-fach gefalteten Düse.

Abb. 4 zeigt kreisrunde Strahlen, bei denen die Schallelemente in einem gewissen Bereich fast im Gesamten zusammenwirken sollen. Eine Voraussetzung, die in dieser genauen Weise kaum eintritt. Doch wäre das experimentell zu klären. Diese schwingen entgegengesetzt mit fast gleicher Frequenz. Die Düsenenden sind dabei etwas in Richtung der Achsen gering verschoben. Voraussetzung ist, dass sich die Schallelemente in beiden Strahlen in gleicher Weise verändern und ungefähr dieselbe Struktur haben usw.. Unter Umständen kann man nach Abb. 5 die Strahlen auch so zusammenwirken lassen, dass die Umrandungsgeschwindigkeiten von zwei Schallquellen, die etwa mit gleicher Frequenz schwingen, zusammenwirken und vermindert werden. Die Düsenenden wären hier um etwa die Breite der Schallquellen zu verschieben. Dabei sind auch noch die Ergebnisse von INGARD UND MARLING[8] zu berücksichtigen. Es sind noch mehrere Möglichkeiten dieser Art vorhanden, z.B. kann man vielleicht Schwebungen erzeugen, bei denen die Amplituden, etwa mit 20 Hz, auf- und abklingen.

Diese genannten Probleme können experimentell geprüft werden. Etwa indem man zwei leuchtende Strahlen oder einen leuchtenden mit einem nicht leuchtenden zusammenwirken lässt und Filmaufnahmen hoher Frequenz, auch mit Schliereneinrichtungen durchgeführt, zusammen etwa mit akustischen Messungen.

LITERATUR

1. I. DYER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 1016.
2. H. S. RIBNER, *Utia Rep.*, 51 (1958).
3. A. POWELL, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 812.
4. J. C. LAURENCE, *Nat. Advisory Comm. Aeronaut. Tech. Notes.*, 3561 (1955).
5. L. W. LASSITER, *J. Appl. Mechanics*, 24 (1957) 349.
6. M. J. LIGHTHILL, *Proc. Roy. Soc. A*, 211 (1952) 564.
7. J. C. LAURENCE AND J. M. BENNINGHOFF, *Nat. Advisory Comm. Aeronaut. Tech. Notes.*, 4029 (1957).
8. U. INGARD AND G. C. MALING, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 1031.

Source of Turbulent Noise in Air Motion Devices

H. C. HARDY

H. C. Hardy and Associates, Chicago, Ill. (U.S.A.)

It is now well understood that the principal noise sources in aerodynamic noise can be described in terms of vortex eddies which radiate as monopoles, dipoles, and quadrupoles or combinations depending on the geometry and velocity of the turbulent air. The equations applicable to these three classifications are given in Table I at the end of this paper.

We will not discuss jets since there are many references in the literature. Recent investigation indicates that the major part of the noise of fans can be described as dipole radiation, and the sound of air supply diffusers as monopole radiation.

It has also been determined that the spectra of these devices can be predicted by a simple approximation. We can assume that the sound generator approximates a simple continuous pulse. The exact shape is not very important because it turns out that the spectrum of pulses of various shapes are quite similar. In Fig. 1 is shown the frequency spectrum of several shaped pulses, all of equal energy. When the relative sound pressure levels of such pulses are plotted in octave bands, they all show the following characteristics: A spectrum rising at approximately 3 db per octave to a maximum which is approximately the same regardless of the shape of the pulse, and a

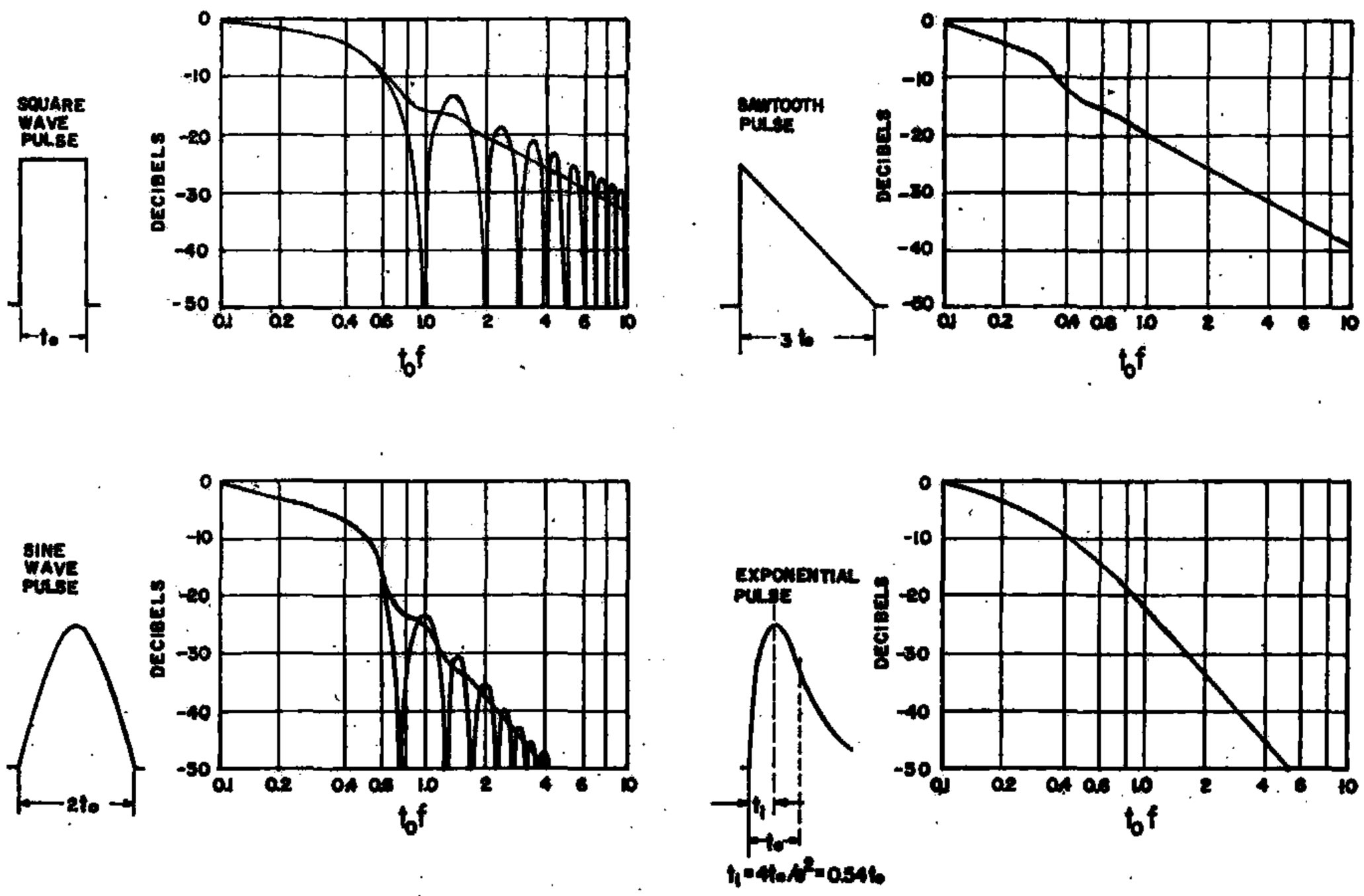


Fig. 1. Spectra of various pulses of equal energy but different shapes.

descending spectrum whose slope depends on the sharpness of the pulse, the smoother ones having more rapidly descending spectrum slopes. It turns out that the spectrum which fits closest the fans and diffusers is that for the exponential pulse. Curves analogous to those of Fig. 1 can also be plotted in terms of the Strouhal number $\frac{fd}{v}$

As shown in Table I, the sound power of fans is given by the expression

$$W_f = k_f n w d v^6.$$

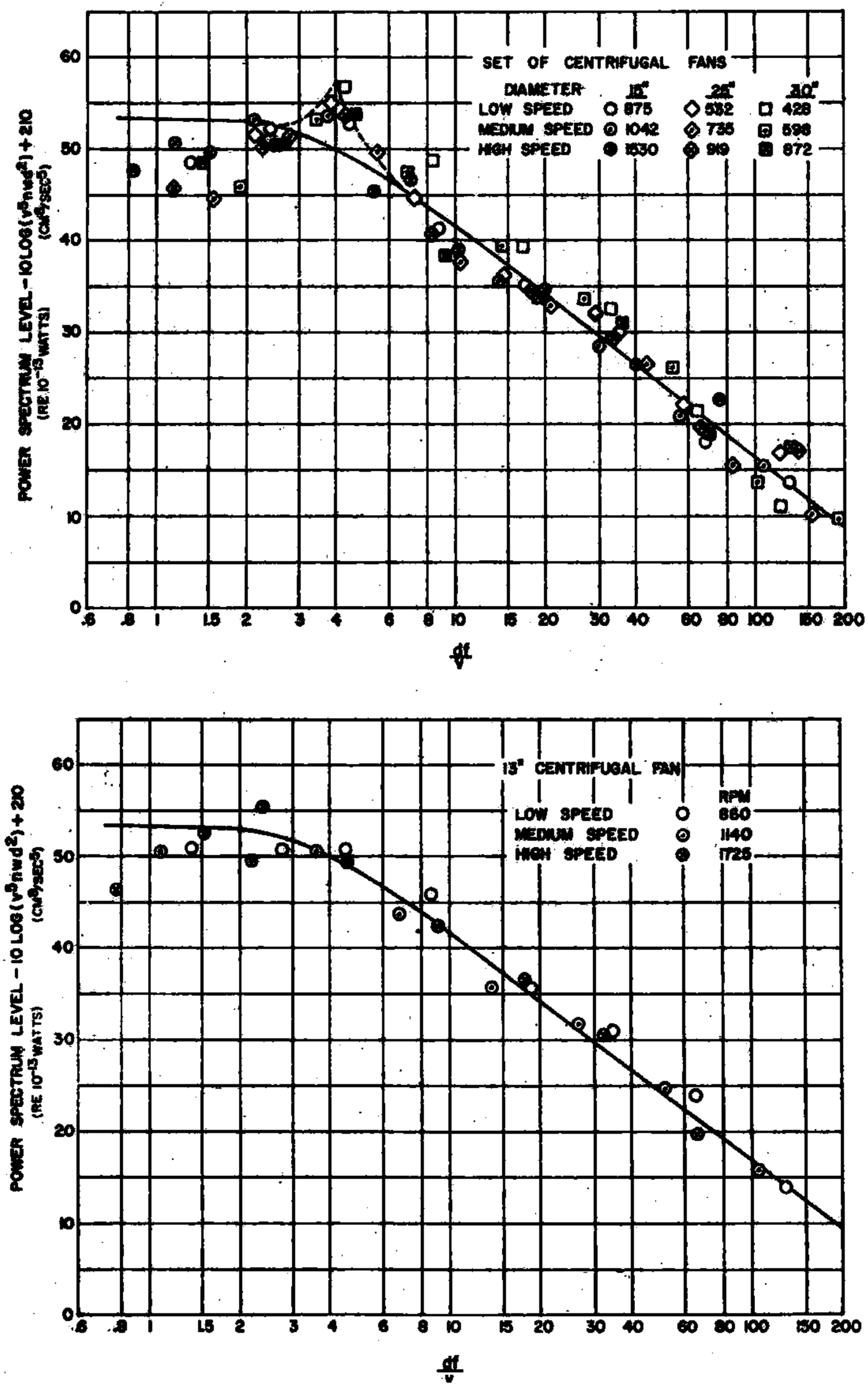


Fig. 2. Comparison of the generalized curve for fans with the experimental data for two different types.

When f is plotted in terms of Strouhal numbers, the generalized vertical coordinate is $10.\log W - 10.\log nwd^2v^5$.

Two sets of centrifugal fans are shown in Fig. 2. The well defined resonant peak at $\frac{fd}{v} = 4$ in the first of these curves is the pure siren-like tone emitted bythis set of fans, because of a certain feature of its geometrical design. The vortex or turbulent noise closely fits the predicted curve except at the low frequencies, where the accuracy of the sound power measurement is poor.

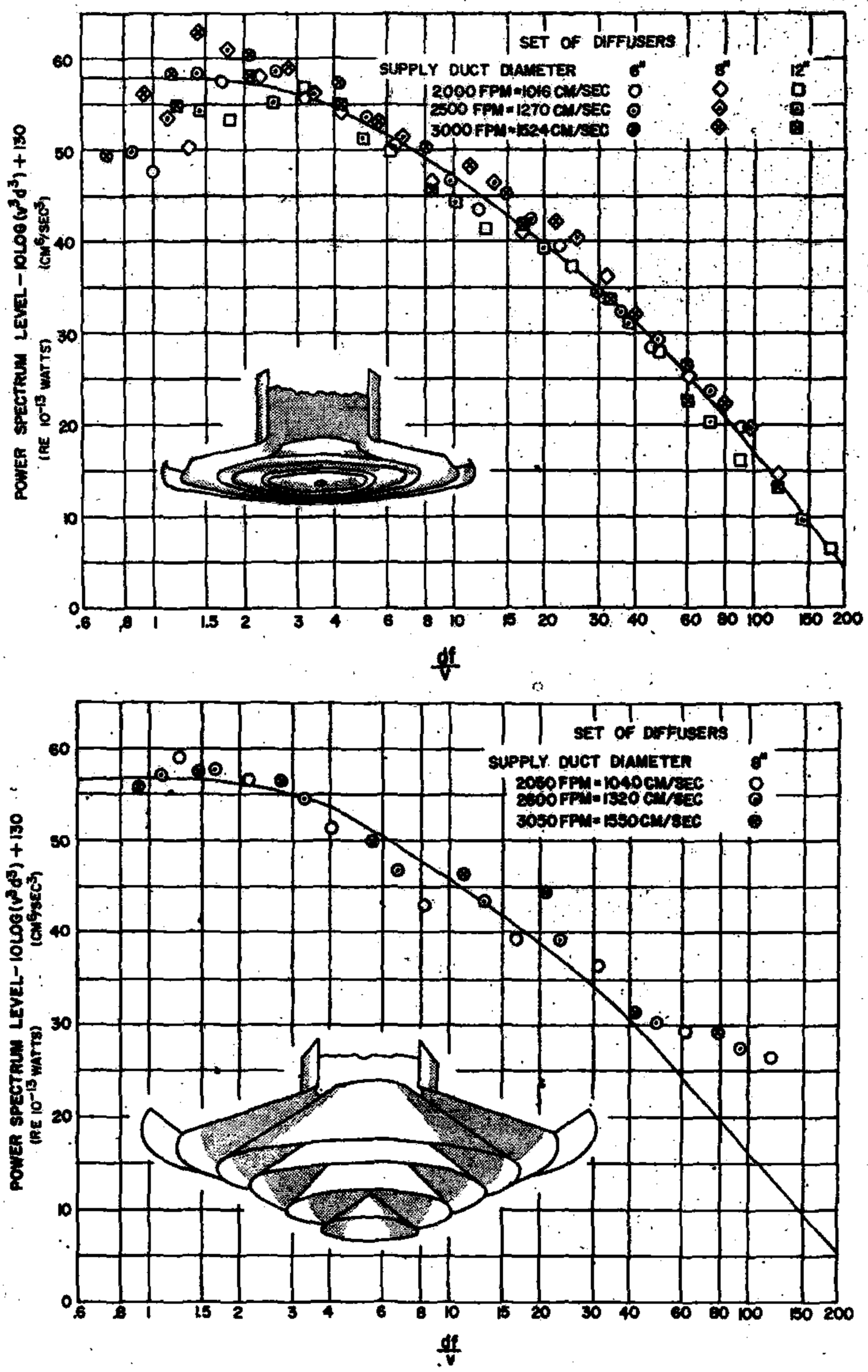


Fig. 3. Comparison of the generalized curves for air diffusers with the experimental data for two different types.

The diffusers fit the monopole radiation theory and the pulse spectrum is very similar to that of fans. Data for three different diffusers over a wide range of velocities and sizes are given in Fig. 3. Again there is an imperfect fit at the very low frequencies where there can be experimental error or reflectance of sound energy back into the absorptive-lined supply duct.

The first set of diffusers appears to fit the smooth curve very well. The second set diverges only at high frequencies, which is probably due to another source of turbulent energy. The third diffuser does not fit as well at low frequencies. This is believed to be because these units are very light weight and appear to have mechanical resonance in the low frequency bands.

It is also interesting to calculate the magnitude of some of the parameters for the 13-inch (33 cm) fan with 12 six-inch (15.2 cm) wide blades. It turns out that the turbulent wake has a time duration of 3.5×10^{-4} and a length of approximately 1 cm. This is calculated from the value of $t_0 f$ which would best fit the spectrum curve. The volume of the pulse is calculated from the experimental value of the constant coefficient in Table I. This volume is found to be approximately 1 cm^3. The width of the pulse is thus calculated to be 0.07 cm, the peak pressure to be 1.1×10^3 dynes (135 db), and the sound power emitted per blade to be 18 microwatts.

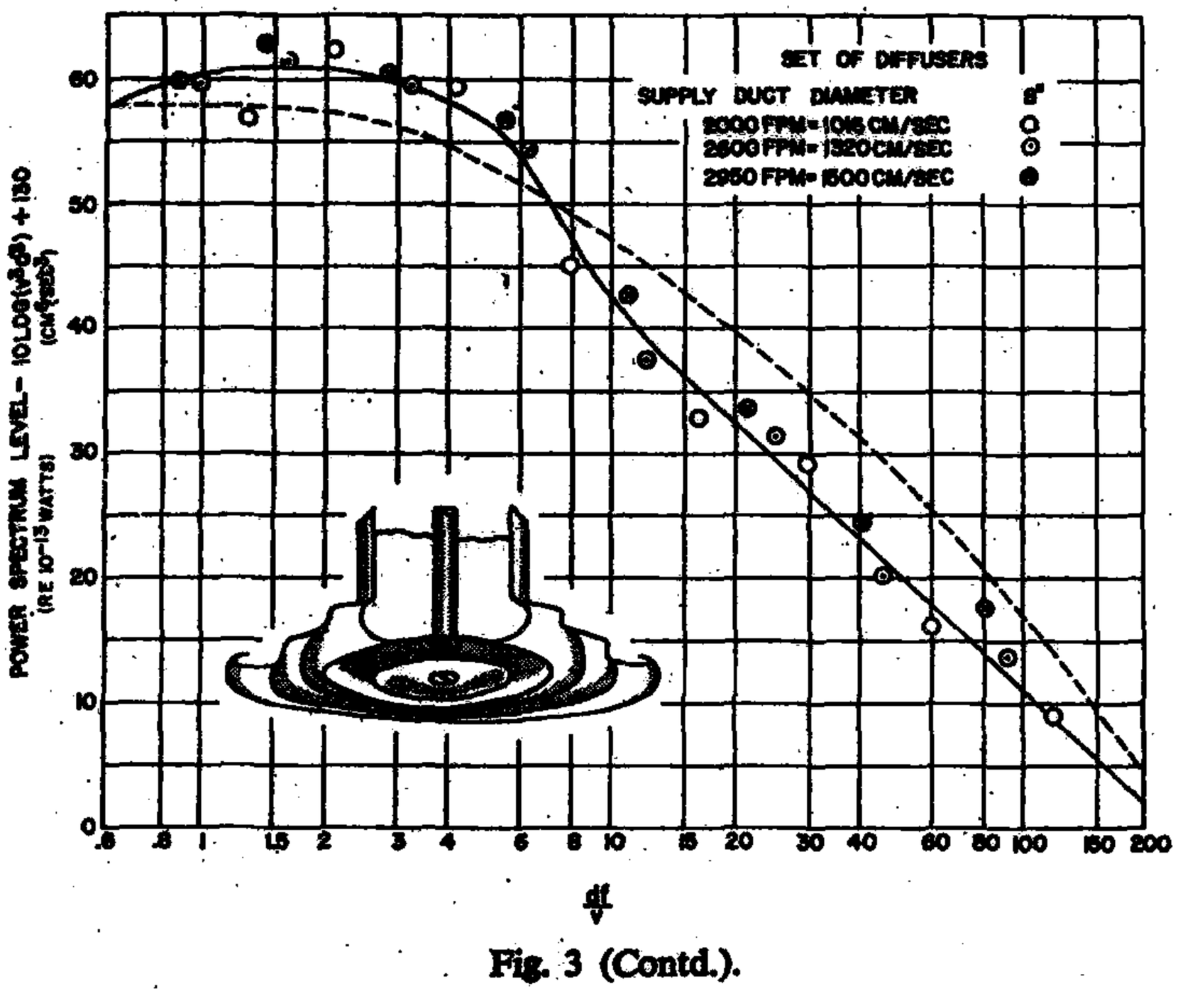


Fig. 3 (Contd.).

TABLE I

COMPARISON OF THE EXPRESSIONS FOR THE POWER RADIATED FROM MONOPOLES, DIPOLES, AND QUADRUPOLES. THE AIR DIFFUSER IS AN EXAMPLE OF A MONOPOLE AND THE FAN OF A DIPOLE SOURCE

Monopole (Diffusers)	$W \sim \frac{(\Delta p)^2}{\varrho c} \cdot \text{area} \sim \frac{1}{2}\varrho v^3 \cdot \text{area} \cdot \frac{v}{c}$	$W_d = k_d d^2 v^4$
Dipole (Fans)	$W \sim \frac{(\Delta p)^2}{\varrho c} \cdot \frac{v^2}{c^2} \cdot \text{area} \sim \frac{1}{2}\varrho v^3 \cdot \text{area} \cdot \frac{v^3}{c^3}$	$W_f = k_f n w d v^6$
Quadrupole (Jets)	$W \sim \frac{(\Delta p)^2}{\varrho c} \cdot \frac{v^4}{c^4} \cdot \text{area} \sim \frac{1}{2}\varrho v^3 \cdot \text{area} \cdot \frac{v^5}{c^5}$	$W_j = k_j \frac{\varrho_1^2}{\varrho_0^2} d^2 v^8$

Geräuschbildung an rotierenden Scheiben und Radiallüftern

G. HÜBNER

Siemens-Schuckertwerke A.G., Berlin (Deutschland)

Schalldruck und bewerteter Schalldruck (Lautstärke) von schmalen Scheiben*, die frei rotieren, wachsen exponentiell mit ihrer Umfangsgeschwindigkeit (Abb. 1). Der Exponent ist im weiten Bereich der untersuchten Geschwindigkeiten nahezu konstant und ändert sich durch eine andere Wahl des Messortes auch nur zwischen 2,60 bis 2,75. Für die Schallstärke, die in der Literatur[1, 2] bei derartigen Untersuchungen oft betrachtet wird, ergibt sich der doppelte Wert des angegebenen Exponenten von $\beta = 5{,}2$ bis $\beta = 5{,}5$ (Nach der einfachen Theorie[1]: $\beta = 4{,}0$).

Analysen des Geräusches in einem Schallfeldpunkt in Verlängerung der Scheiben zeigen ein Rauschspektrum, dessen Schallintensitätsdichtepegel von tiefen zu hohen Frequenzen monoton abfällt und deshalb als Rosa-Rauschen bezeichnet werden kann (Abb. 2). Der Geräuschcharakter bleibt im betrachteten Geschwindigkeitsintervall bis 250mSek.$^{-1}$ fast unverändert, eine höhere Umfangsgeschwindigkeit bewirkt eine einfache Parallelverschiebung der Kurve der spektralen Verteilung zu höheren Intensitätswerten. Der Intensitätsdichtepegel fällt um ca.3,5 dB je Oktave ab, so dass die Kurve der spektralen Verteilung in einer Oktavsiebanalyse des gleichen

* Die Oberfläche der untersuchten Scheiben bestand aus Drehrillen, Tiefe 50 μ, Abstand 0,75 mm.

Geräusches im Mittel fast parallel zur Abszisse verläuft. Für Messpunkte, die nicht in der verlängerten Scheibenebene liegen, ist der spektrale Intensitätsabfall zu hohen Frequenzen stärker und erreicht bei Messpunkten auf der Achse seinen grössten Wert im Oktavsieb-Pegel-Diagramm von ca. 1,5 dB je Oktave.

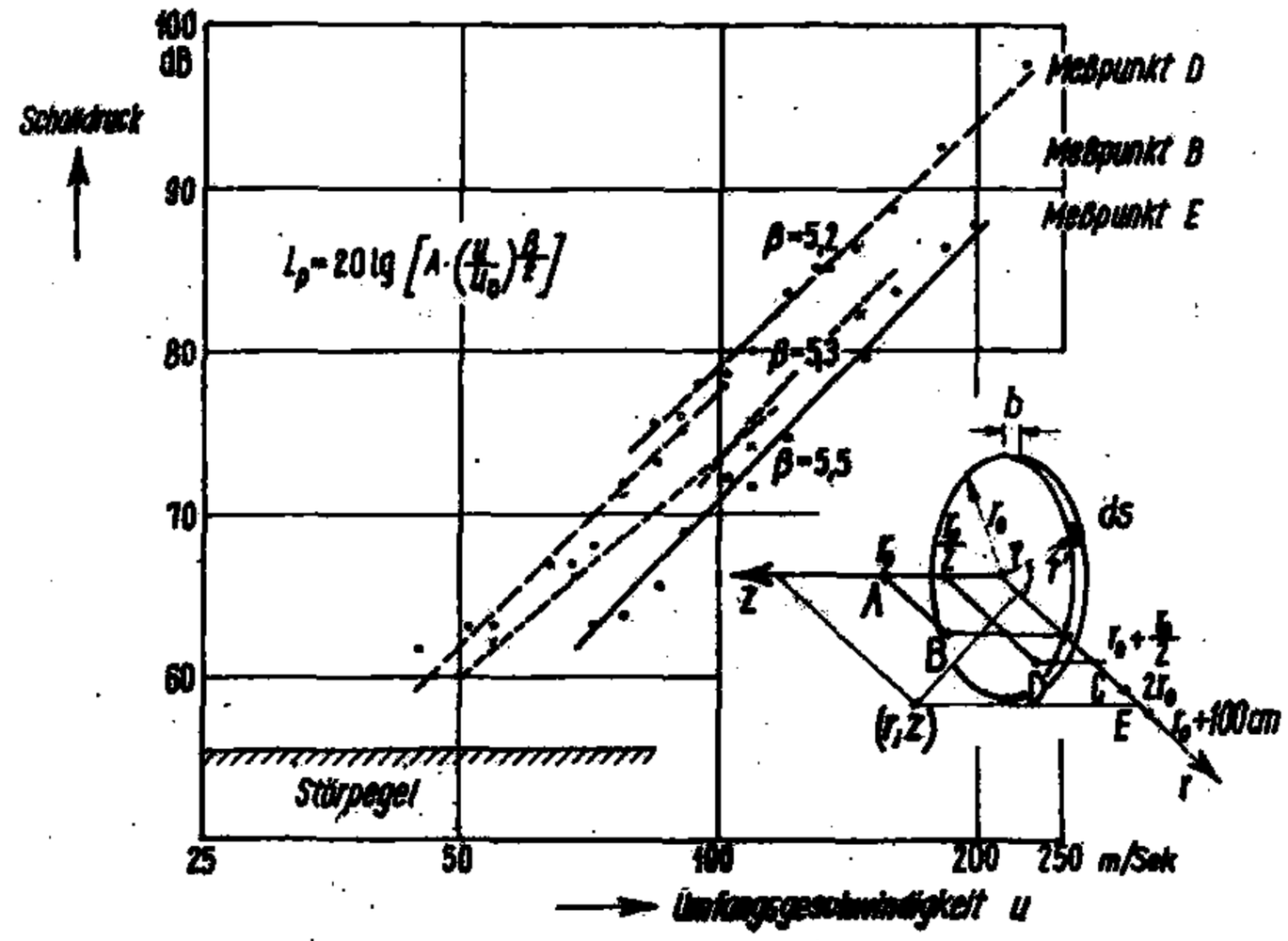


Abb. 1. Schalldruck einer rotierenden Scheibe in Abhängigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit, Koordinaten, Messpunkte und Symbole.

Scheibe: $r_0 = 70$ cm; $b = \frac{1}{10} r_0$.

Die gleiche Scheibe lag auch bei Abb. 2 und 3 vor.

Diese Messungen, wie auch die folgend angegebenen, wurden in einem Schallschluckraum (Volumen 100 m³; $\alpha > 90\%$) ausgeführt.

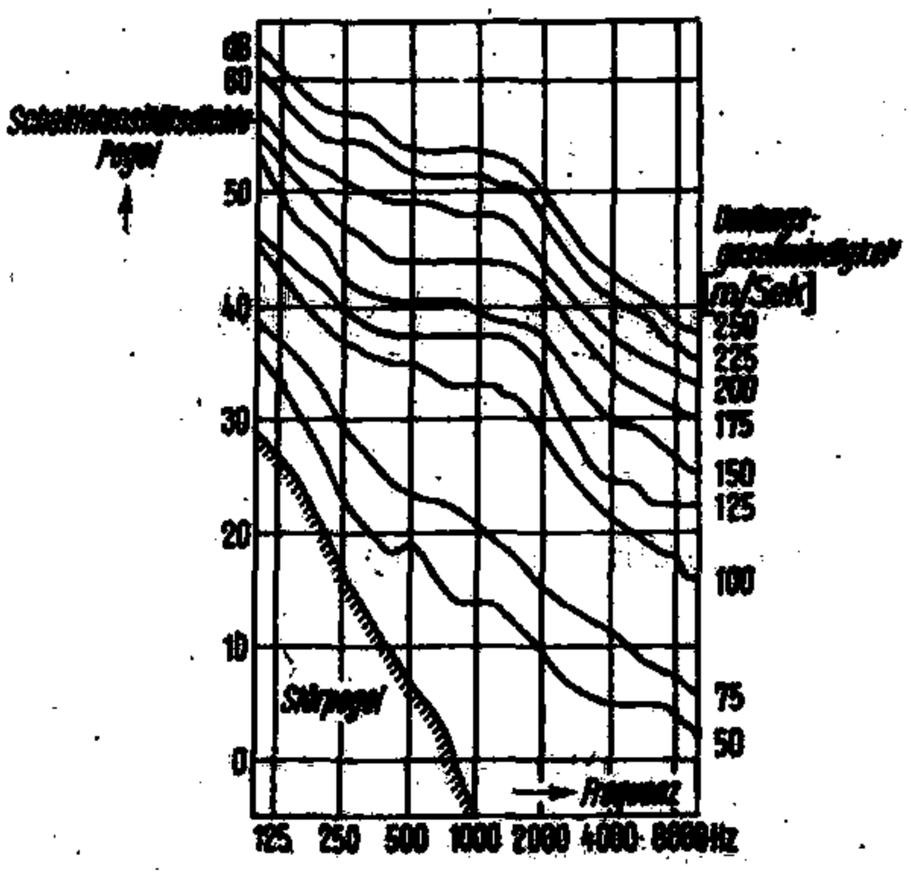


Abb. 2. Spektren der Geräusche einer rotierenden Scheibe für verschiedene Umfangsgeschwindigkeiten.
Aus Messwerten einer Suchtonanalyse (Bandbreite 50 Hz) im Messpunkt $r = r_0 + 100$ cm; $z = 0$.

Es wird nun untersucht, ob sich für die rotierende schmale Scheibe ein einfacher Ersatzstrahler angeben lässt, dessen Schalldruckfeld eine gute Näherung für das gemessene Feld des wirklichen Turbulenzstrahlers darstellt. Dieser Ersatzstrahler soll aus Elementarstrahlern bestehen, die in geeigneter Weise über die Scheibenoberfläche verteilt sind und deren Eigenschaften unter Zuhilfenahme von Messergebnissen bestimmt werden sollen.

Unter dem Elementarstrahler wird dabei aber nicht der Einzel-Wirbel oder Einzel-Quadrupol verstanden, sondern das makroskopische Mittel aller in einem Element $d\sigma$ der Scheibenoberfläche enthaltenen Wirbel.

In diesem Sinne stellt $\overline{dQ_{\nu \pm \Delta\nu}}$ den von $d\sigma$ ausgehenden, in den Halbraum abgestrahlten Schallfluss mit Frequenzen innerhalb $\nu \pm \Delta\nu$ dar, wie er sich für einen hinreichend weit von der Scheibenturbulenzschicht entfernten Beobachter darbietet. Bei der Annahme der Verteilung dieser Ersatzstrahler über die Scheibenoberfläche sind Vereinfachungen möglich, da die Schallstärke mit der 5. Potenz der Umfangsgeschwindig-

keit wächst und damit der innere Teil der Scheibenseiten nur sehr geringe Beiträge zum Schallfeld liefert. Für eine schmale Scheibe werden deshalb die Elementarstrahler sogar nur linienförmig über dem Scheibenumfang angenommen. Es empfiehlt sich dann einen Schallfluss je Bogenlänge einzuführen $\overline{dQ_{\nu\pm\Delta\nu}} = \overline{q(\mathfrak{T})_{\nu\pm\Delta\nu}} \cdot ds$, wobei die Überstreichung das makroskopische (Schar-)Mittel innerhalb ds und $\mathfrak{T}$ die Abhängigkeit von der Turbulenz kennzeichnet. Die Kirchhoffsche Formulierung des Huyghensschen Prinzips erlaubt dann eine Berechnung des Schalldruckes im Frequenzbereich $\nu\pm\Delta\nu$ für einen beliebigen Feldpunkt $(r;z)$ dieses Strahlensystems durch

$$p_\nu(r;z) = j\varrho\nu \int_{\text{Kreis } r_0} \frac{\overline{q(\mathfrak{T})_{\nu\pm\Delta\nu}}}{r'} \overline{\exp[-jkr']\,ds} \tag{1}$$

wenn für den Elementarstrahler ds die Charakteristik eines Monopols angenommen wird, was bei der folgenden Diskussion der Abb. 3 bestätigt werden konnte.

Zur Integration ist es noch erforderlich, eine Aussage über die mittlere Phasenlage der im Element ds enthaltenen Elementarstrahler zu treffen. Eine einfache Annahme ist, dass für einen Beobachter in $(r;z)$ die Gesamtheit aller in ds enthaltenen Pole einen von der Entfernung unabhängigen Phasenmittelwert besitzt, so dass normiert

$$\overline{-j \cdot \exp[-jkr']} = 1 \tag{2}$$

Diese Voraussetzung lässt sich experimentell bezüglich einer wichtigen Konsequenz nachprüfen: mit Gl. (2) erhält die Gl. (1) die Form

$$p_\nu(r;z) = \nu\varrho \int_{\text{Kreis } r_0} \frac{\overline{|q(\mathfrak{T})_{\nu\pm\Delta\nu}|}}{r'} \cdot ds = \nu\varrho\overline{q(\mathfrak{T})_{\nu\pm\Delta\nu}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \left[1 + \left(\frac{z}{r_0}\right)^2 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 - 2\frac{r}{r_0}\cos\varphi\right]^{-\frac{1}{2}} d\varphi \tag{3}$$

wodurch das Wellenproblem auf eine Potentialaufgabe zurückgeführt ist. Interferenzerscheinungen dürften hiernach nicht auftreten. Dies wurde experimentell dadurch bestätigt, dass unser Mikrofon von der Scheibenoberfläche ausgehend in verschiedene Richtungen kontinuierlich entfernt und die gefilterte (Oktavband und Schmalband) Schallintensität gleichzeitig registriert wurde. Es zeigte sich, dass der Schalldruck auch für hohe Frequenzanteile (untersucht bis zu Mittenfrequenzen von 10 kHz; $\frac{r_0}{\lambda} = 15$) mit wachsender Entfernung nach allen Richtungen stetig abnimmt. Der Abfall beträgt schon von Entfernungen von $2r_0$ ab 6 dB bei Verdoppelung des Abstandes von der Scheibenoberfläche für alle Oktavmittenfrequenzen bis zu 6,3 kHz. Das Nahfeld einer gleich grossen Kolbenmembran würde dagegen bei 6300 Hz bis $20\,r_0$ reichen. Das Integral der Gl. (3) wurde numerisch gelöst und für ein Beispiel in Abb. 3 als Linien gleichen Schalldruckes aufgetragen. Die bei einer Oktavmittenfrequenz von 6300 Hz gemessenen Schalldrücke fügen sich gut in dieses Feldbild ein, worin insbesondere eine Bestätigung des Monopol-Ansatzes für den oben eingeführten Elementarstrahler ds gesehen werden kann. Ein Dipol- oder Quadrupol-Ansatz liefert dagegen für parallel angenommene Achsenrichtungen ein gänzlich anderes Feldbild, das mit den Messwerten nicht in Einklang zu bringen ist.

Bei linienförmiger Verteilung der Schallstrahler, also für die Geräusche schmaler Scheiben liefert das Integral der Gl. (3) bei gleichen q, auch gleiche Schalldruckwerte

für solche Feldpunkte, deren Verhältnisse $\left(\frac{r}{r_0};\frac{z}{r_0}\right)$ gleich sind. Damit ist eine Gesetzmässigkeit der Geräuschbildung von schmalen rotierenden Scheiben gefunden, die sich durch verschiedene Durchmesser unterscheiden. Bei gleichem Schallfluss je Bogenlängeneinheit haben solche Scheiben gleichen Schalldruck in geometrisch ähnlichen Feldpunkten $\left(\frac{r}{r_0};\frac{z}{r_0}\right)$.

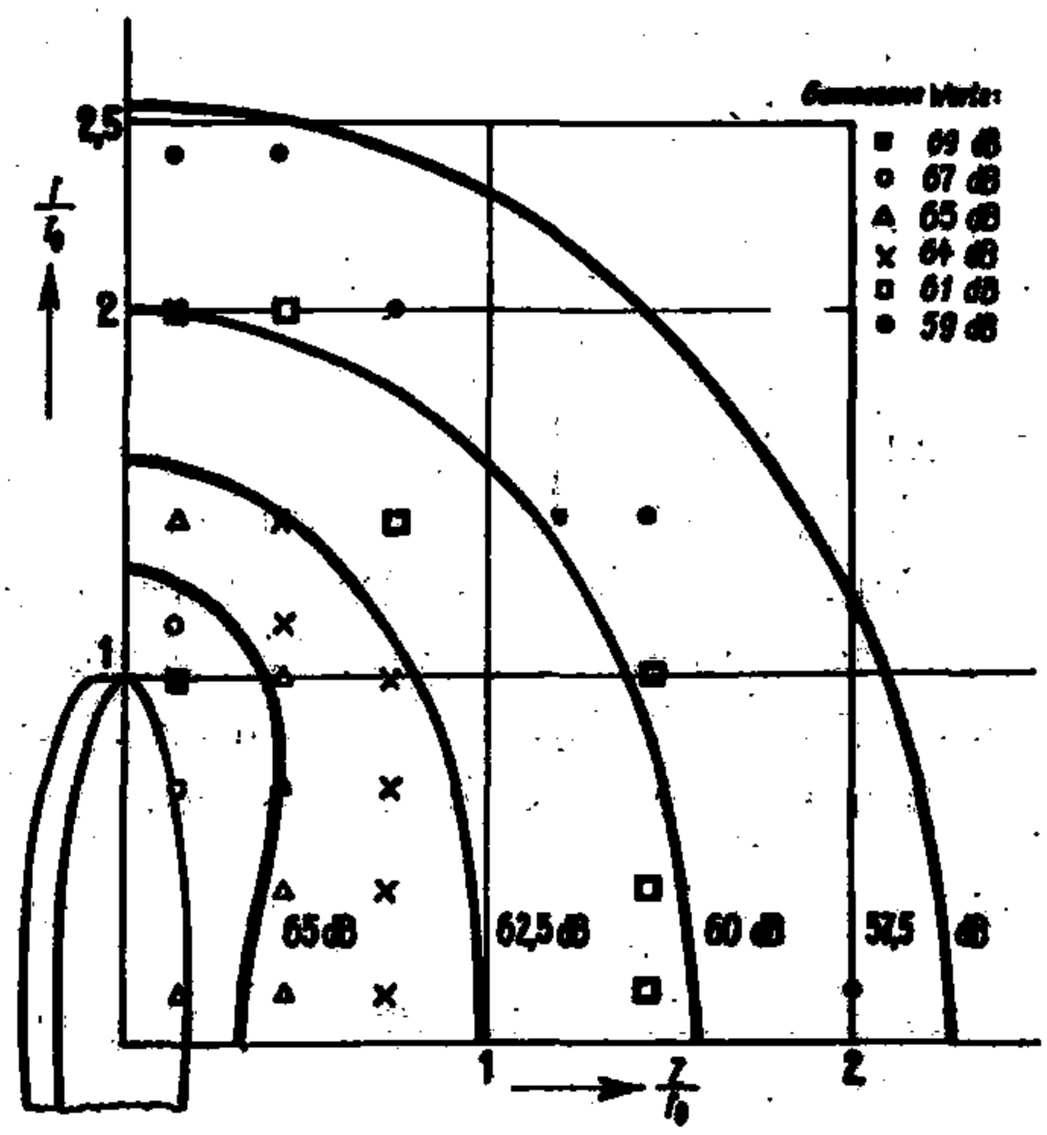


Abb. 3. Schalldruckfeld einer rotierenden Scheibe. Ausgezogene Linien: berechnet nach Gl. (3) für Luft und $\nu \pm \Delta\nu = 7{,}2 \pm 2{,}4$ kHz; $\varrho v q_{\nu\pm\Delta\nu} = 5{,}9.10^{-3}$ dyn/cm².

Aus Messungen in einem absolut gleichen Abstand, z.B. in 100 cm, kann bei verschieden grossen Scheiben dagegen nicht direkt auf den Schallfluss und damit auf die erzeugte Schalleistung der Turbulenzstrahler geschlossen werden. Es wird deshalb empfohlen, solche Schallerzeuger in Punkten zu messen, die durch bestimmte Vielfache ihres Radius festgelegt sind.

Zu den abschliessend referierten Ergebnissen über neuere Untersuchungen zur Geräuschbildung an Radiallüftern siehe HÜBNER[3].

LITERATUR

1. W. HOLLE, *Akust. Z.*, 3 (1938) 321, siehe dort auch weitere Literatur.
2. E. LÜBCKE, *Z. physik. chem. Unterricht*, 51 (1938) 3.
3. G. HÜBNER, *Siemens-Z.*, 8 (1959) 499.

Einige Erfahrungen bei der Körperschallisolation mittels Federn

J. H. JANSSEN,

Institut für technische Physik T.N.O. und Technische Hochschule, Delft (die Niederlande)

Betrachten wir eine Feder, montiert zwischen einer Körperschallquelle und einem Fundament. Es seien zwei ebene parallele Kontaktflächen definiert, die eine elastische Zwischenschicht begrenzen. Die Feder sei rund gedacht und die Symmetrieachse normal zu den beiden Kontaktflächen. Eine gute Körperschalldämmung, also zum Beispiel eine grosse Schnellepegeldifferenz beiderseits der Feder, wird gesucht. Theoretisch einigermassen übersichtlich und praktisch meistens wichtig ist die Dämmung oder Isolation achsialer Schwingungen. MEYER UND KEIDEL[1], KOSTEN[2], CREMER[3], EXNER[4], SYKES[5], KUHL UND SCHRÖDER[6] und RUZICKA UND CAVANAUGH[7] berichteten über diese Normaltranslation.

Fast ausnahmslos wird ein theoretisches Modell benutzt, wobei nur eine Kraft und eine Schnelle die Verhältnisse an einer Kontaktfläche beschreiben sollen. Ein elektrisches Analogieschaltbild zeigt einen Federvierpol, abgeschlossen mit der Fundamentimpedanz. Die Isolation kann berechnet werden sobald Federung, Dichte je Längeneinheit und Länge der Feder bekannt sind. Will man auch die Verbesserung berechnen, die durch Einsatz einer Feder erreicht wird, so braucht man ausserdem Urkraft und innere Impedanz der Quelle. Vergleicht man nun berechnete und gemessene Werte der Einsatzpegeldifferenz ("insertion loss" oder "mount effectiveness"[5]), so wird klar, dass das genannte Vierpolmodell nicht ausreicht. Eine Ursache dafür ist gerade der Federeinsatz: die akustische Entkupplung ändert die Normaltranslationimpedanz des Fundamentes, weil die Quelle zum Beispiel einer etwaigen Rotation der Kontaktfläche fast nicht mehr zu folgen braucht.

Eine andere Ursache ist, dass reine Normaltranslation der Kontaktflächen eben im Laboratorium nur selten möglich ist. Paralleltranslation und Rotation der Kontaktflächen in der Praxis machen die einfachen Vierpolmodelle fraglich. Ob es sich hier um wichtige Übertragungsweisen handelt ist nicht leicht zu übersehen. Schwingungsübertragung durch Paralleltranslation oder durch Rotation liegt aber auf der Hand als Erklärung für die Unterschiede zwischen gerechneten und gemessenen Werten der Dämmung für Normaltranslation; in Abb. 1 findet man zum Beispiel die Dämmkurven für die elastische Lagerung eines Regelgerätes. Auch im Laboratorium entfernen sich die gemessenen Dämmkurven sehr wesentlich von den gerechneten Normalisolationen sobald man Rotation der Quelle beimischt. In dieser Hinsicht ist Abb. 2 interessant. Gezeigt wird, wie der Frequenzgang der Translationsmovenz ganz verschieden ist von dem der Rotationsmovenz; "Movenz" sei hier definiert als Beschleunigung dividiert durch Kraft, bzw. Winkelbeschleunigung durch Drehmoment. Eine grobe Abschätzung des Zusammenhanges beider Movenzen besagt, dass die

Rotationsmovenz um 2 $(2\pi/\lambda)^2$ grösser ist als die Translationsmovenz. Schwingungserregung durch Rotation wird also nach höheren Frequenzen hin leichter gehen; das trifft zu für Balken und für Platten. Wahrscheinlich ist also Rotation eine für die Körperschallisolierung wichtige Übertragungsweise, weil auch die drehmomenterregte Schnelle sei es nur um $2\pi/\lambda$ grösser ist als die krafterregte (in erster Näherung). Das

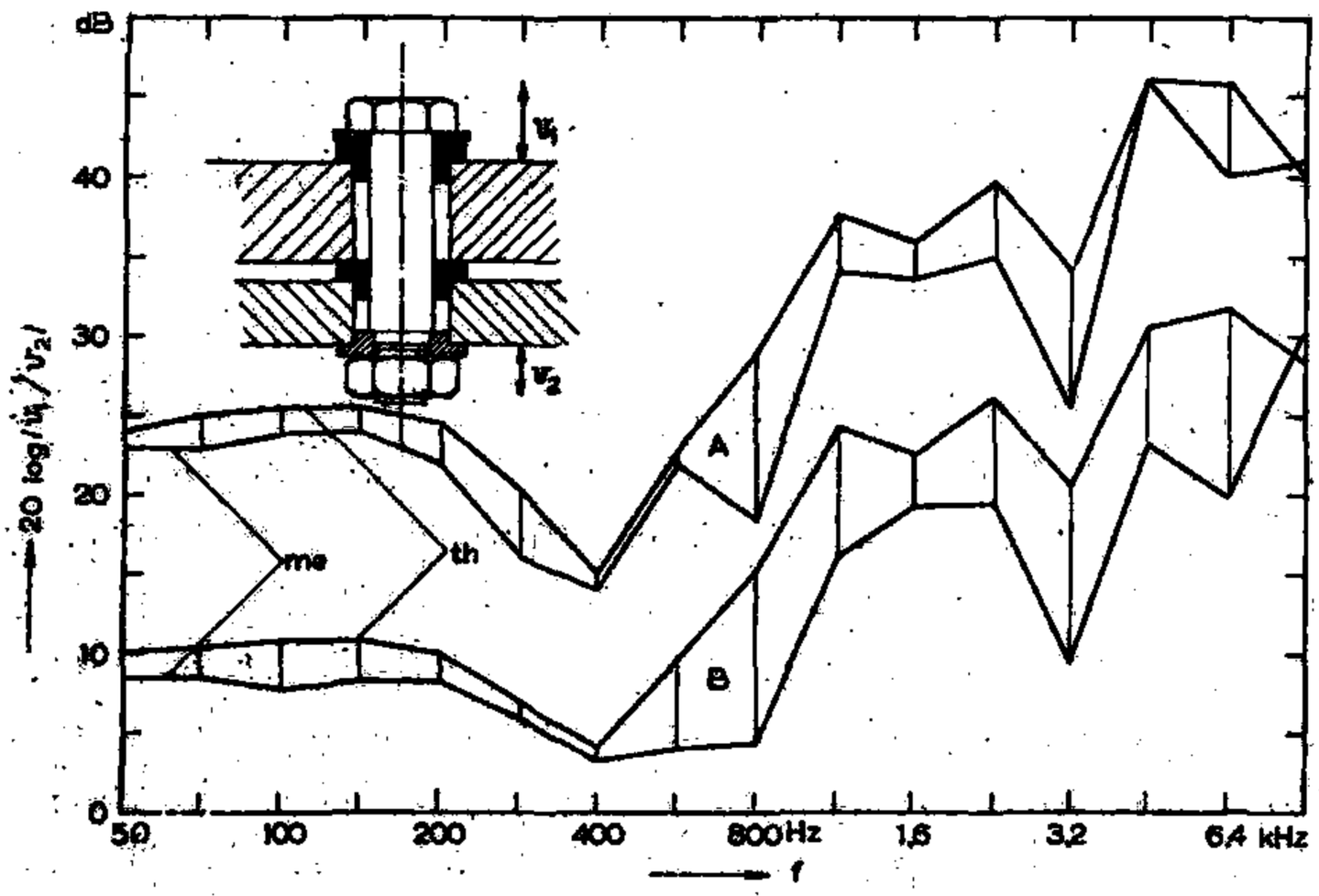


Abb. 1. Gemessene (me) und gerechnete (th) Werte der Schnellepegeldifferenz beiderseits einer der vier Federn (B: wie im Aufriss; A: ohne 16 mm Durchschnitt Bolzen) eines 30 kg Regelgerätes. Erregung mit Rauschen und Messung in Halboktavbandbreite mittels Beschleunigungsempfängern. Für die Rechnung wurde benutzt $20 \log |v_1/v_2| = 20 \log |Z_F| - 20 \log |Z_f|$, wo $|Z_F|$ und $|Z_f|$ die mittels Halboktavrauschen gemessene Impedanzen des Fundamentes bzw. der Feder bedeuten.

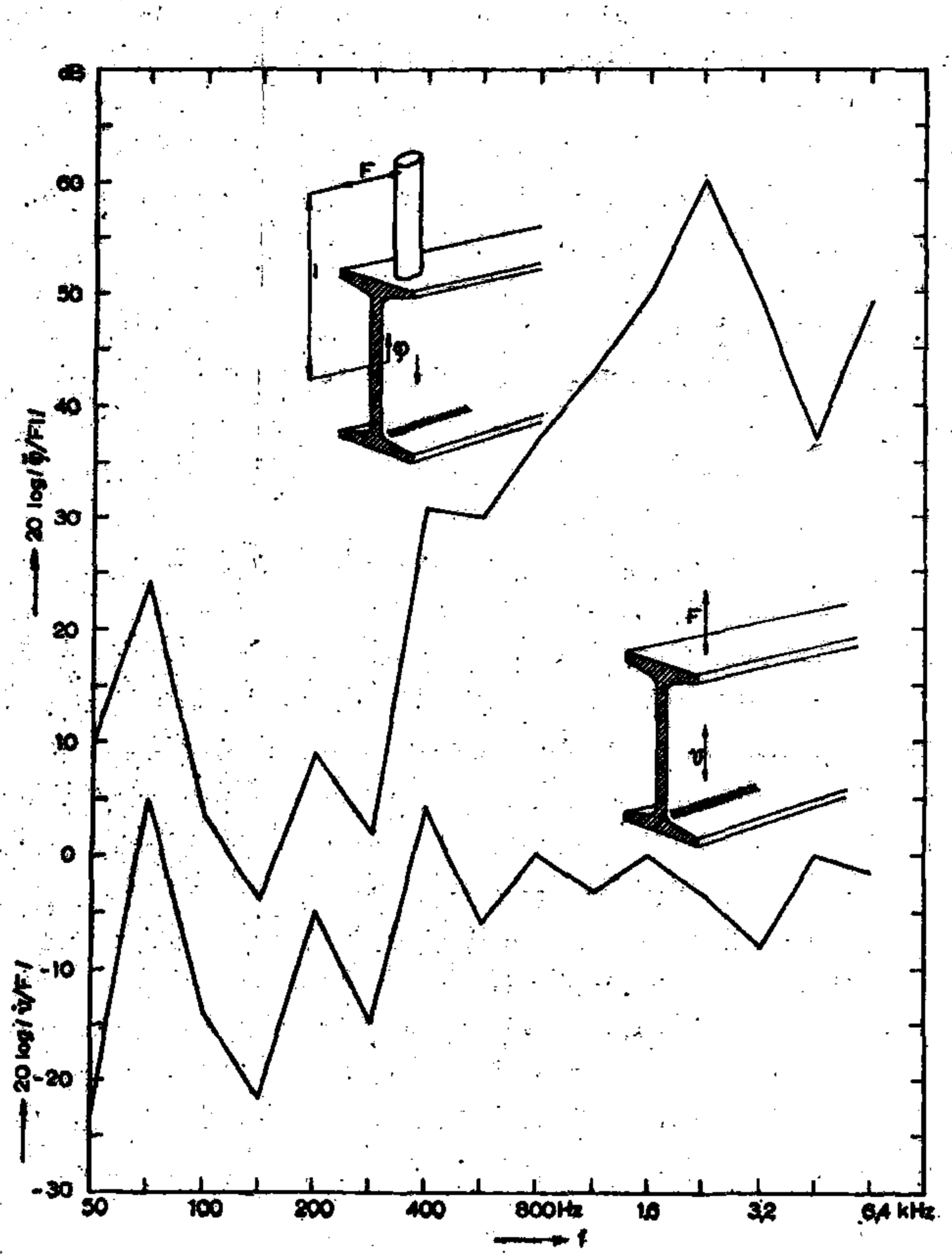


Abb. 2. Gemessener Frequenzgang der Rotationsmovenz $\ddot{\varphi}/Fl$ und der Translationmovenz $\dot{v}/F$ eines 3,95 m I 16 (DIN 1025) Stahlprofils. Der benutzte elektrodynamische Kraftsender wurde mit Halboktavrauschstrom gespeist; die Kraft F mittels eines piezoelektrischen Empfängers gemessen. Für $\dot{v}$ wurde ein, für $\ddot{\varphi}$ zwei (gleichempfindlich geregelte; elektronische Subtraktion) Rohde und Schwarz Biegeelement-Empfänger gebraucht. MKS-Einheiten; $l = 0{,}18$ m.

geht auch aus Abb. 3 hervor. Obwohl die Federung sich durch die beiden Massnahmen (höhere Verlustfaktor η bzw. dünne Weichgummistreifen zwischen Stahlschraubenfeder und Kontaktflächen) kaum ändert, kann man offensichtlich beträchtliche Verbesserungen für die Isolation bewirken. Ein weiteres Beispiel sei noch in Abb. 4 gegeben.

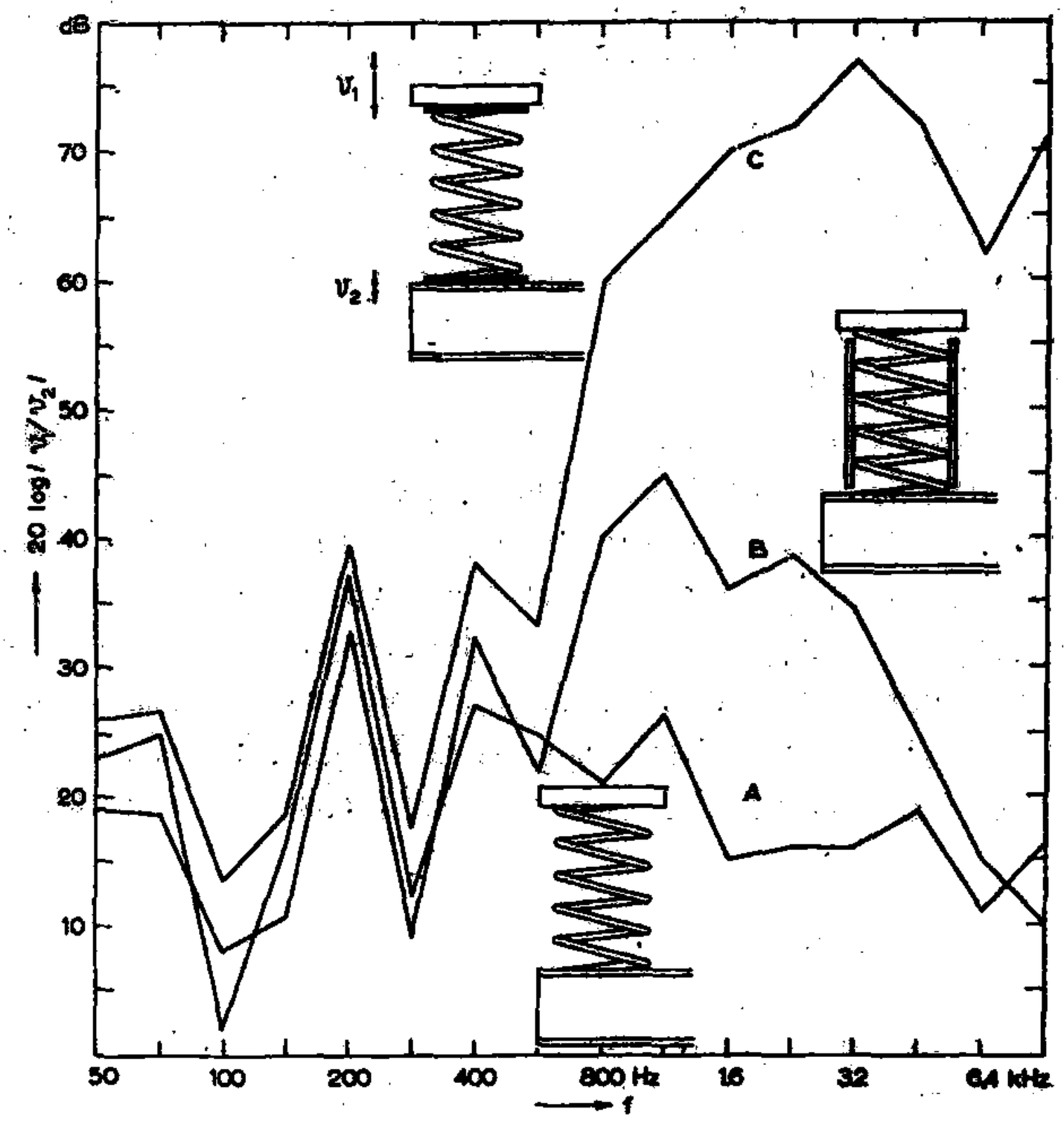


Abb. 3. Gemessene Werte der Schnellepegeldifferenz beiderseits einer Stahlschraubenfeder (für max. etwa 300 kg) montiert am freien Ende eines 2,93 m I 16 Stahlprofils (Resonanzfrequenzen bei 114, 320, 625 Hz usw). Senkrechte Erregung (Halboktavrauschen) an der Oberseite der Feder; a) wie üblich montiert, b) mit zusätzliche Dämpfung (Isolierband; $\eta \approx 0{,}1$) versehen, und (c) zwischen Feder und Kontaktflächen dünne Weichgummistreifen ($\eta \ll 0{,}1$).

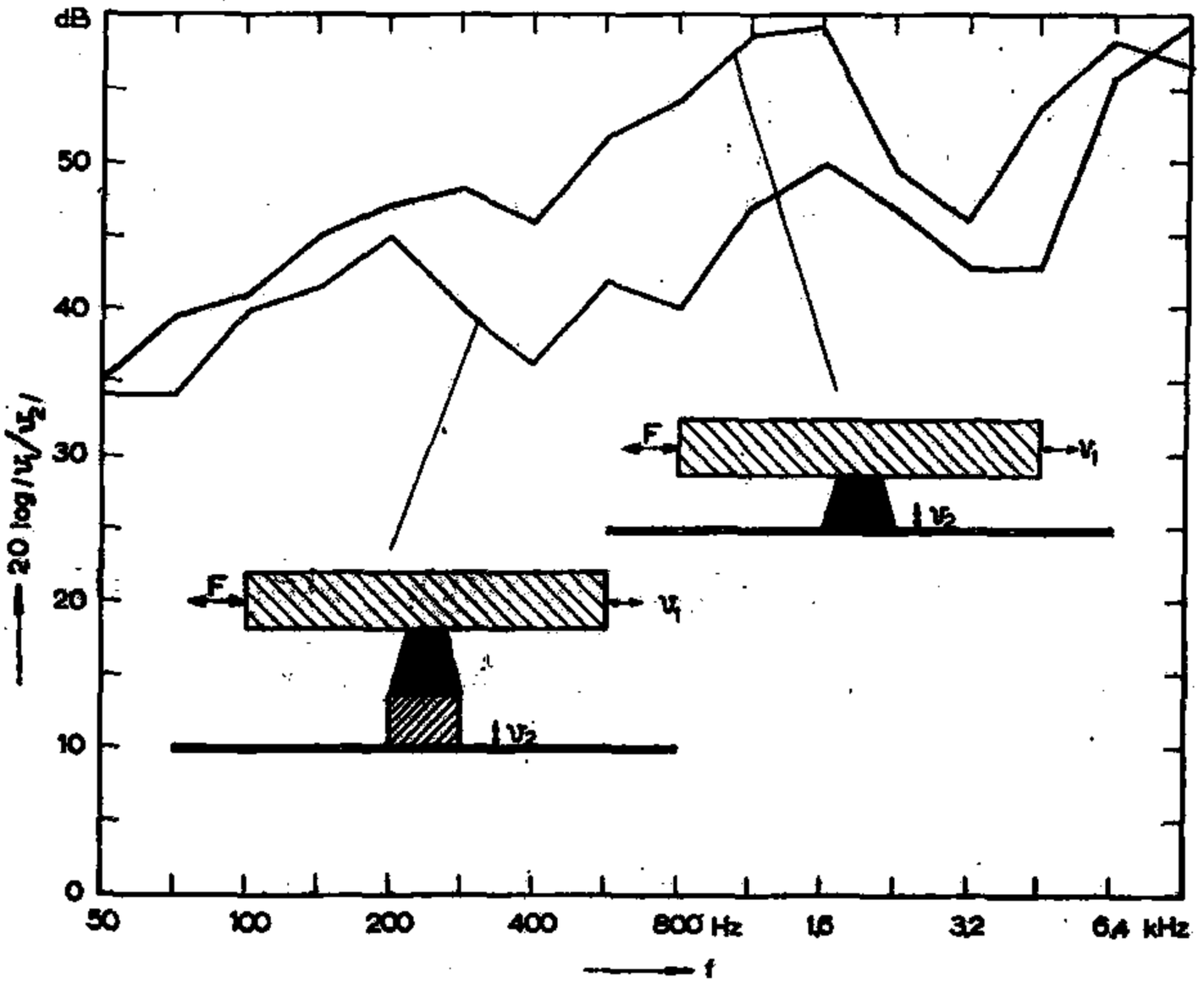


Abb. 4. Gemessene Werte der Schnellepegeldifferenz bei Paralleltranslation eines 5 kg Stahlbalkens (F, Halboktavrauschkraft), montiert mittels einer Gummifeder (Stöpsel) auf einer 2,5 mm Stahlplatte. Die "Perspex"-Erhöung (schraffiert) verursacht eine Pegelsteigerung in der Platte.

Welche Eigenschaften einer Feder sind nun erwünscht? Wie bekannt beeinflussen die Welleneigenschaften für Normaltranslation einer Feder die Dämmkurve ungünstig. Die Resonanzfrequenzen zweier gleichsteifen Federn verhalten sich wie die Wurzeln

aus den Federmassen[8]; die leichtere Feder ist daher die bessere. Man berechnet, dass also die druckbeanspruchte Gummifeder akustisch besser sein kann als die Stahlschraubenfeder bei gleicher Belastbarkeit und Federung.

Sind Normal- und Paralleltranslation einer Quellekontaktfläche gleichwahrscheinlich und ist die Fundamentrotationsmovenz wahrscheinlich hoch, so soll Drehmomenterregung vermieden werden (vgl. Abb. 4). Normaldruckbeanspruchung für Gummifedern ist also besser als Normalschubbeanspruchung, weil für Gummi der Schubmodul dreimal kleiner ist als der Elastizitätsmodul.

Ein Luftfederbalg kann eine noch kleinere schwingende Masse aufweisen als eine Gummifeder gleicher Belastbarkeit und Federung, und ausserdem kann auch die Federzahl für Paralleltranslation oder für Rotation kleiner sein. Man würde also erwarten, dass eine solche Luftfeder akustisch besser sei als die Gummifeder. Das trifft aber nicht immer zu, wie Messungen zeigten.

Der Luftfederbalg besteht aus zwei Felgen und einer Balgwandung. In dieser Wandung können stehende Wellen auftreten. Hierdurch werden Einbrüche in der Dämmkurve verursacht. Die zugehörigen Resonanzfrequenzen der Wandung soll man nun so verlegen, dass sie wenigstens höher sind als die der vergleichbaren optimalen Gummifeder. Ist diese Voraussetzung erfüllt, so sollte auch der effektive Wellenwiderstand der Wandung wenigstens nicht grösser sein als der Wellenwiderstand der Gummifeder. Wahrscheinlich ist nun der Luftfederbalg grosser Tragkraft und grosser Federung mit grossem Luftdruck im Inneren der Gummifeder akustisch überlegen.

LITERATUR

1. E. Meyer und L. Keidel, *Z. techn. Phys.*, 18 (1937) 299–304.
2. C. W. Kosten, *Dissertation, Delft* 1942, p. 77.
3. L. Cremer, *Gr. Brit., Dept. Sci. Ind. Research, Sponsored Research (Germany) Rept no. 1 (series B)*, p. 95.
4. M. L. Exner, *Acustica*, 2 (1952) 213–221.
5. A. O. Sykes, *Navy Dept, U.S.* T.M.B. Rept 845, 1953, p. 44.
6. W. Kuhl und F. K. Schröder, *Acustica*, 6 (1956) 79–84.
7. J. E. Ruzicka und R. D. Cavanaugh, *Colloquium on Mechanical Impedance Methods*, Am. Soc. Mech. Engrs, New York 1958, p. 109–124.

Technische Beispiele gedämpfter Schwingungssysteme mit zwei Freiheitsgraden bei stossartiger Anregung

P. STARKE

Curt-Risch Institut, Technische Hochschule, Hannover (Deutschland)

In diesem Vortrag sollen Fragen behandelt werden wie sie bei der Berechnung eines Systems mit zwei Freiheitsgraden, bestehend aus zwei Massen, zwei Federn mit linearer Federcharakteristik und zwei geschwindigkeitsproportionalen Dämpfungsgliedern,

auftreten. Dabei besteht zwischen beiden Massen eine kombinierte Feder- und Dämpfungskopplung. Eine Masse wird durch einen Stossvorgang erregt (Abb. 1.).

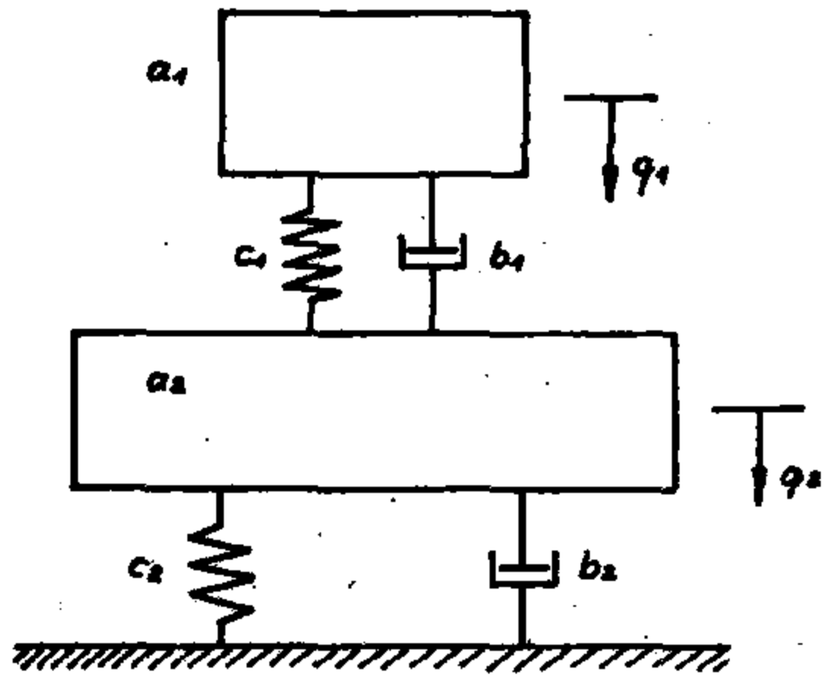


Abb. 1.
a_1 Masse des oberen Teilsystems.
b_1 Dämpfungskonstante des oberen Teilsystems.
c_1 Federkonstante des oberen Teilsystems.
q_1 Wegfunktion.
a_2 Masse des unteren Teilsystems.
b_2 Dämpfungskonstante des unteren Teilsystems.
c_2 Federkonstante des unteren Teilsystems.
q_2 Wegfunktion des unteren Teilsystems.

Als Anwendungsbeispiele werden Untersuchungen an Fundamenten schwerer Schmiedehämmer gebracht.

Bei der Bearbeitung eines Forschungsauftrages an dem Curt Risch-Institut der Technischen Hochschule Hannover schien es bedeutungsvoll, Messergebnisse an und in der Umgebung schwerer Schmiedehämmer durch theoretische Untersuchungen über das Schwingungsverhalten der Fundamente zu ergänzen. Angeregt durch den Leiter des Institutes, Prof. Dr.-Ing. habil. KOCH, entstand eine Arbeit[16], die inzwischen als Dissertation abgeschlossen wurde. Dieser Arbeit sind Schrifttumshinweise und vor allen Dingen auch die formelmässigen Zusammenhänge der Bewegungsfunktionen des oben beschriebenen Systems zu entnehmen.

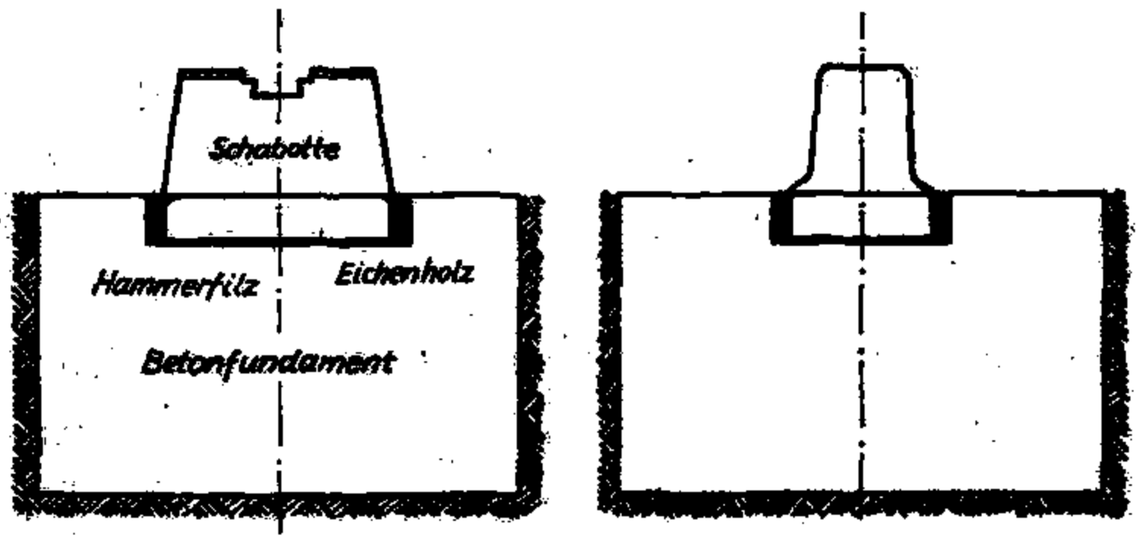


Abb. 2. Hammerfundament (Skizze).

Den umfangreichen Messwerten der Untersuchungen an einer Vielzahl verschiedener Hammerfundamente konnten folgende Ergebnisse entnommen werden:

1. Fundamente bestehend aus Schabotte, federnder Zwischenlage, Betonfundament, unmittelbar oder über zwischengeschaltete Stahlfedern auf dem Baugrund gelagert, verhalten sich nicht wie Schwingungsgebilde mit nur einem Freiheitsgrad (Abb. 2, Abb. 3).
2. Durch Versuche mit dynamischen Unwuchterregern mit einstellbarer Erregerkraft und -frequenz wurde nachgewiesen, dass die Federcharakteristiken mit guter Näherung als linear, die Dämpfungen als geschwindigkeitsproportional idealisiert werden können.
3. Ein Einfluss der elastischen Eigenschaften von Schabotte und Betonfundament auf die Kräfte in der Zwischenlage sowie in der Bodenfuge konnte nicht festgestellt werden, da die Federkonstanten der Stahlfedern bzw. des Baugrundes und der

Zwischenlage um einige Grössenordnungen unter denen der Schabotten und Betonfundamente lagen.

4. Bei Fehlen zusätzlicher Dämpfungskörper wurden die Dämpfungszahlen zwischen Werten 0,08 und 0,15 gefunden.

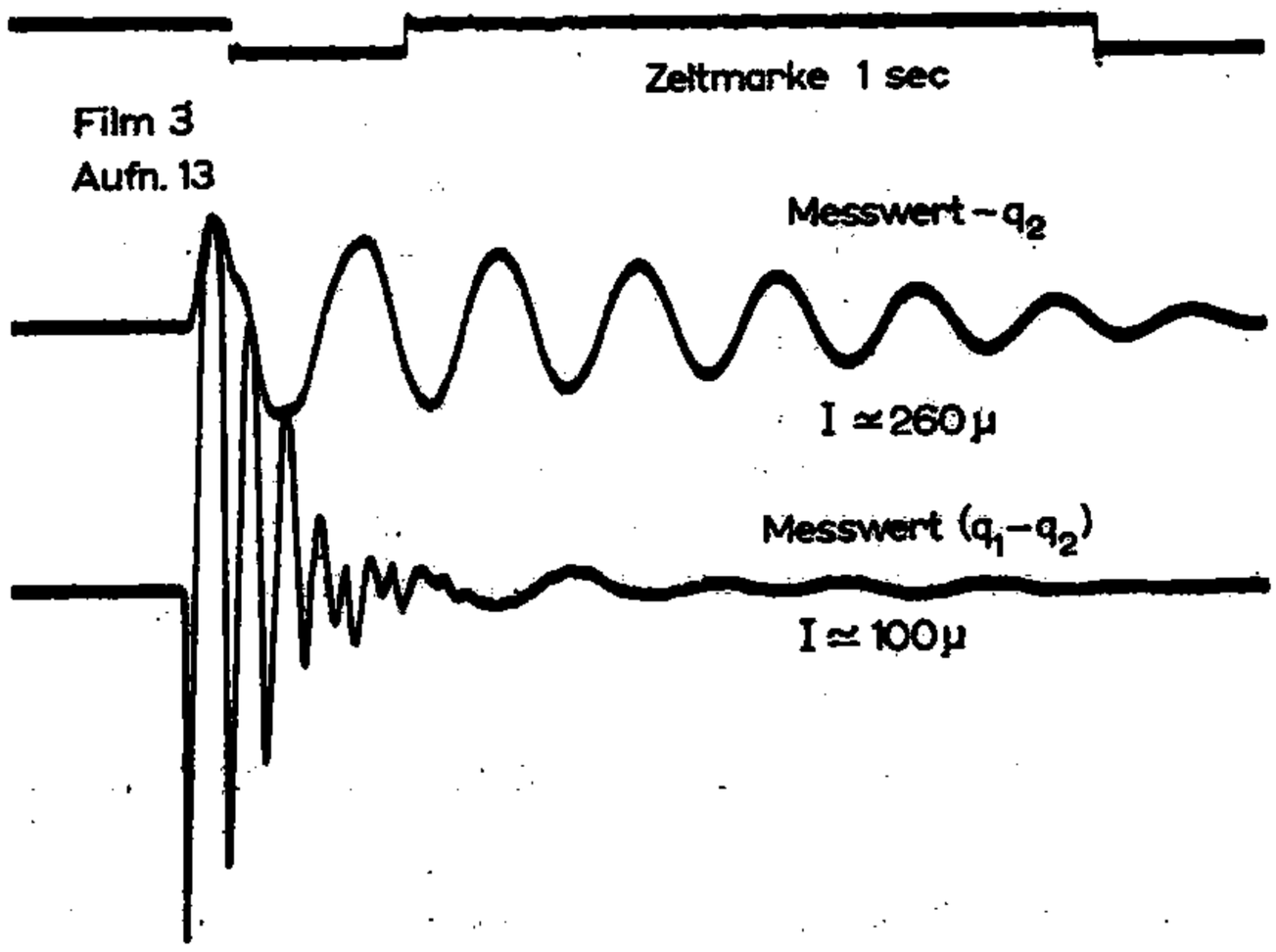


Abb. 3.

Aufgrund dieser Messergebnisse wurde als mechanisches Ersatzsystem das der Abb. 1 gewählt. Die Lösungen der Bewegungsgleichungen wurden mit Hilfe der Laplace-Transformationen gefunden und ergaben sich als Summe zweier gedämpfter harmonischer Schwingungen mit Phasenverschiebungen untereinander. Dieses Verfahren wird im Folgenden mit III bezeichnet.

Durch die theoretischen Überlegungen konnte gezeigt werden, dass sich hierbei die ungedämpften von den gedämpften Eigenfrequenzen nur wenig unterscheiden und die Phasenverschiebungen zwischen den verschieden frequenten Anteilen der Bewegungsgleichungen bei der Bestimmung der Maxima zu vernachlässigen sind, solange die Dämpfungszahlen nicht wesentlich grösser als 0,1 werden. In diesen in der Praxis häufig vorkommenden Fällen ist eine einfache Berechnung der Bewegungsvorgänge möglich.

Nach den bisher gebräuchlichen Näherungsverfahren wurde die Kopplungswirkung der Systeme nicht berücksichtigt. RAUSCH schlug vor, zur Ermittlung der Kraft zwischen Schabotte und Betonfundament, dieses als in Ruhe bleibend zu betrachten. Die Kraft ergibt sich dann einfach aus dem Produkt von Wegfunktion der Schabottenmasse multipliziert mit der Federkonstanten der Zwischenlage. Nach Verfahren III wäre von der Wegfunktion der oberen Masse die der unteren Masse vor Multiplikation mit der Federkonstanten der Zwischenlage abzuziehen. Die Differenz der sich nach beiden Verfahren ergebenden Werte wächst mit steigendem Massenverhältnis a_1/a_2 und kleiner werdendem Verhältnis der Federkonstanten c_1/c_2. Nach RAUSCH wird weiter die Kraft in der Bodenfuge durch Annahme eines plastisch-elastischen Stossvorganges zwischen den beiden Massen errechnet, wobei als Stossbeiwert 0,6 gewählt wurde. Dieses Verfahren wird weiter mit I bezeichnet.

FURCHNER hingegen schlägt vor, die Kraft in der Bodenfuge unter der Annahme zu errechnen, dass die Federkonstante c_1 unendlich wird (Verfahren II).

Man kann nun zeigen, dass bei den üblichen Verhältnissen der Massen und Federkonstanten bei Hammerfundamenten die Werte der Kräfte in der Bodenfuge nach Verfahren I gefunden, sich bis zu 60% zu gross ergeben können.

Die Kraft in der Zwischenlage ergibt sich immer zu gross, wenn nach Verfahren I gerechnet wird. Für Fälle mit fehlender oder schwacher Dämpfung des oberen Teilsystems ist der Fehler gering, wächst aber mit zunehmender Dämpfung stark an. So ergibt sich für den Fall $D_1 = \infty$ nach I auch ein unendlich grosser Wert für die Kraft in der Zwischenlage, nach III aber sogar ein Minimum.

Zur Erläuterung werden nun zwei Beispiele gebracht.

Beispiel: 1 Fundament unmittelbar auf den Baugrund aufgestellt. Bärgewicht 1 t., Massenverhältnis a_1/a_2: 1/4, Verhältnis der Federkonstanten c_1/c_2: 1/1, Anfangsgeschwindigkeit der Masse a_1: 0,5 m/sec, entsprechend einer Bärendgeschwindigkeit von 6,25 m/Sek., einem Stossbeiwert $k = 0{,}6$ und einem Verhältnis Bärgewicht/Schabottegewicht von 1/20.

Die Dämpfungen betragen dabei:

Fall a) $D_1 = D_2 = 0$
b) $D_1 = 0{,}12 \quad D_2 = 0{,}084$
c) $D_1 = 0{,}157 \quad D_2 = 0{,}419$

TABELLE 1

Verfahren	*Dämpfungen* D_1	D_2	*maximale Kräfte* $P_{1\max}[t]$	$P_{2\max}[t]$
III	0	0	334	248
I	0	0	353	283
II	0	0	353	177
III	0,120	0.084	273	210
III	0,157	0,419	275	280

Tabelle I zeigt die Zusammenstellung der maximalen Kräfte in der Zwischenlagen und der Bodenfuge, berechnet nach den Verfahren I–III. Für den Fall fehlender Dämpfung sind die Differenzen in der Kraft $P_{1\,\max}$ nicht sehr gross. Es war aber bereits erwähnt worden, dass mit zunehmender Dämpfung auch diese Differenzen stark anwachsen. Die Unterschiede in den Werten $P_{2\,\max}$, errechnet nach den verschiedenen Verfahren sind wesentlich grösser. Sie betragen zwischen Verfahren II und III +40%, zwischen I und III —14%.

Beispiel 2: Fundament auf Stahlfedern weichfedernd aufgestellt. Bärgewicht 4 t. Massenverhältnis a_1/a_2: 1/6,66, Verhältnis der Federkonstanten c_1/c_2: 1/25

TABELLE 2

Verfahren	*Dämpfungen* D_1	D_2	*maximale Kräfte* $P_{1\max}[t]$	$P_{2\max}[t]$
I	0	0	1410	164
II	0	0	1410	102
III	0	0	1240	101

Tabelle 2 zeigt, dass die Differenzen der sich nach den verschiedenen Verfahren errechneten maximalen Kräfte in der Bodenfuge ergeben zu —60% zwischen I und III und 0 zwischen II und III. Die Kräfte in der Zwischenlage unterscheiden sich hier bereits um 14%. (Da die Bewehrung des Fundamentes aber im Wesentlichen nach dieser Kraft erfolgt, würde man bei der Berechnung nach III beachtlich an Eisen sparen können.) Eine Reihe durchgeführter Messungen bestätigte die theoretischen Überlegungen.

Da der Rechenaufwand bei Abwesenheit von Dämpfungskräften bzw. bei schwacher Dämpfung nach III kaum grösser als nach I und III ist, empfiehlt sich eigentlich immer die exaktere Berechnung.

Bei grossen Werten der Dämpfungszahlen sind die bei I und II getroffenen Vernachlässigungen kaum noch tragbar.

Die Einflüsse der Wahl der Massen und Federkonstanten auf die Kräfte P und P_2 lassen sich gut übersehen. Für die Wahl der Dämpfungen kann angegeben werden, dass D_1 möglichst gross, D_2 hingegen zwischen 0,1 und 0,4 gewählt werden sollte. Mit steigenden Werten D_1 bei im übrigen konstanten Verhältnisse ist dabei allerdings ein geringfügiges Anwachsen der Kraft P_1 in Kauf zu nehmen. Diese Tatsache kann man sich leicht dadurch veranschaulichen, dass mit steigender Dämpfung D_2 die Amplitude des unteren Teilsystems abnimmt, die Kraft P_1 sich aber wie bereits ausgeführt als Produkt von Federkonstanten und Differenz der Weggfunktionen oberes Teilsystem minus unteres Teilsystems ergibt.

Ausser dieser Anwendung wurden in der oberen angegebenen Arbeit noch Einschwingvorgänge bestimmter Messgeräte sowie Bewegungsvorgänge passiv entstörter Fundamente behandelt. Dabei wurden die Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen an den oben beschriebenen Systemen verwandt. Sicherlich lassen sich auch noch weitere Anwendungsmöglichkeiten finden.

LITERATUR

1. K. KLOTTER, *Technische Schwingungslehre*, Springer, Berlin, 1959.
2. E. SKUDRZYK, *Die Grundlagen der Akustik*, Springer, Wien, 1954, S. 367 ff.
3. K. POLZ, *Bautechnik*, 34, (1957) 21 ff.
4. E. HÜBNER, *Technische Schwingungslehre in ihren Grundzügen*, Springer, Berlin, 1957.
5. E. HAHNKAMM, *Ingr.-Arch.*, 2 (1934) 192.
6. L. COLLATZ, *Ingr.-Arch.*, 7 (1939) 269.
7. G. HEINRICH, *Österr. Ingr.-Arch.* 3 (1949) 327.
8. O. FÖPPL, *Z. angew. Math. Mech.*, 15 (1935) 41.
9. J. HENDERSON U. ELIFFE, *Appl. Mechanics Revs.*, 4 (1951) 75.
10. J. L. MANSA, *Appl. Mechanics Revs.*, 12 (1951) 78.
11. H. J. MENGES, *Z. angew. Math. Mech.*, 15 (1935) 226.
12. F. TÖLKE, *Mechanik deformierbarer Körper*, Springer, Berlin, 1949.
13. G. DÖTSCH, *Anleitung zum praktischen Gebrauch der Laplace-Transformationen*, R. Oldenbourg, München, 1956.
14. E. RAUSCH, *Maschinenfundamente und andere dynamische Bauaufgaben*, VDI-Verlag, Berlin, 1939, 1940, 1943.
15. H. FURCHNER, *Konstruktion*, Heft 5 (1954) 183.
16. P. STARKE, *Dissertation*, Technische Hochschule Hannover, Januar 1960.

Section 11
ULTRASONICS

11. Abschnitt
ULTRASCHALL

Section 11
ULTRASONS

Faisceau d'Ultra-sons dans un Guide d'Ondes

F. CANAC

Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes de Marseille (France

Un faisceau d'ultra-sons se réfléchissant sur un miroir plan et visualisé par la méthode des stries, donne par interférence des images caractéristiques que nous avons précédemment étudiées[3]. Ce sont en général des séries de losanges jointifs. Leurs diagonales respectivement perpendiculaires et parallèles au miroir ont pour dimension, la première $\frac{\lambda}{\cos \alpha}$, la seconde $\frac{\lambda}{\sin \alpha}$, λ étant la longueur d'onde du faisceau et α l'angle d'incidence. Les losanges se déplacent parallèlement au miroir avec la vitesse $\frac{\lambda}{\sin \alpha T} = \frac{C}{\sin \alpha}$, C étant la vitesse du son.

Si nous disposons maintenant un deuxième plan parallèle au premier, nous constituons un "guide d'ondes" à une dimension. Les images observées dépendent alors non seulement de λ et de α comme précédemment, mais encore de la distance d entre les plateaux. Il est commode de faire intervenir le libre parcours du "rayon" ultrasonore entre les deux plateaux $c = \frac{d}{\cos \alpha}$ (Fig. 1). C'est le côté des triangles isocèles formés par les réflexions successives d'un rayon.
Dans ces conditions, trois cas sont à considérer.

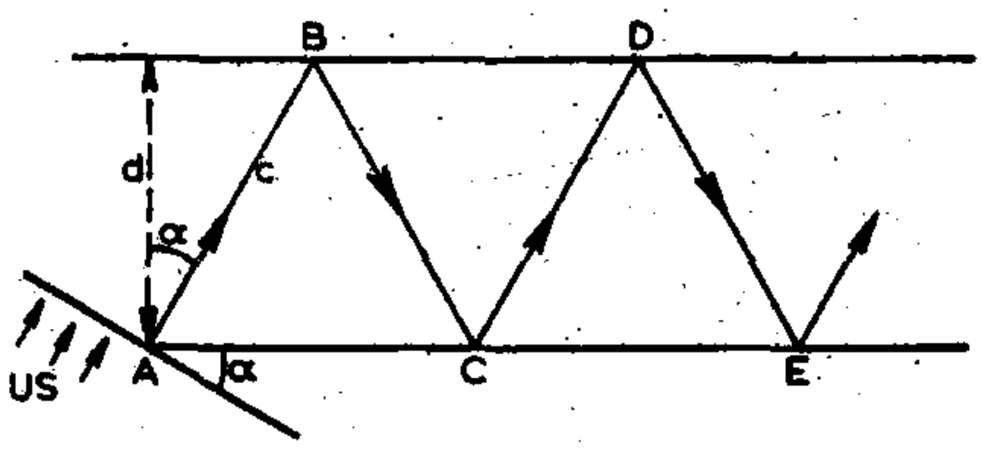


Fig. 1. Libre parcours $c = \frac{d}{\cos \alpha}$.

PREMIER CAS

Longueur d'onde inférieure au libre parcours: $\lambda < c$ ou $(\lambda \cos \alpha)/d < 1$,
C'est le cas ou l'on observe comme précédemment des figures composées de losanges. Si $d = \lambda/\cos \alpha$, on observe une seule rangée de losanges alignés entre les deux plans. Il est commode, comme nous le verrons plus loin, de faire intervenir la grandeur

$$y = \frac{\lambda \cos \alpha}{d}$$

et de lui associer la grandeur:

$$x = \frac{\lambda \sin \alpha}{\Delta}$$

Δ étant la diagonale du losange parallèle au plateau, c'est-à-dire la distance entre les deux taches formées par les deux sommets situés sur cette diagonale.

Dans le cas considéré: $x = \sin^2\alpha$ et $y = \cos^2\alpha$, le point figuratif (x,y) quand α varie se trouve sur la droite $x + y = 1$ (Fig. 4B). Si $d = 2\lambda/\cos\alpha$, on observera deux files de losanges (Fig. 2) et le point figuratif sera sur la droite $x + 2y = 1$ (Fig. 4D). On observera les figures intermédiaires pour $d = \frac{1}{2}\frac{\lambda}{\cos\alpha}$: une rangée de demi-losanges donnant une image du type "bâtons rompus" (Fig. 3). Le point figuratif est sur la portion de droite $y = 2 - 2x$ (Fig. 4A), allant du point (1,0) au point ($\frac{1}{2}$,1). L'angle des bâtons est très petit quand α est voisin de 90°; il est égal à 90° pour $\alpha = 45°$. Enfin si $d = \frac{3}{2}\frac{\lambda}{\cos\alpha}$, on observe un losange plus un demi losange, et le point figuratif est sur la droite $y = \frac{2}{3} - \frac{2}{3}x$ (Fig. 4C).

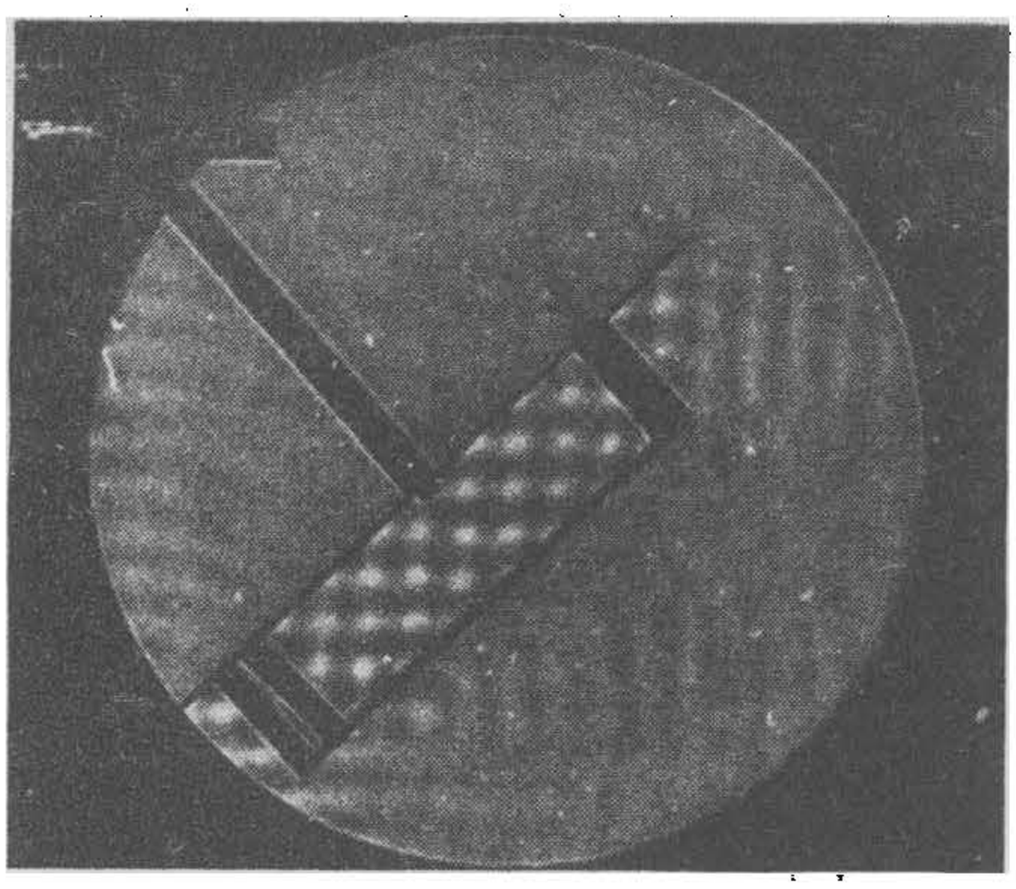


Fig. 2. Deux losanges $d = \frac{2\lambda}{\cos\alpha}$.

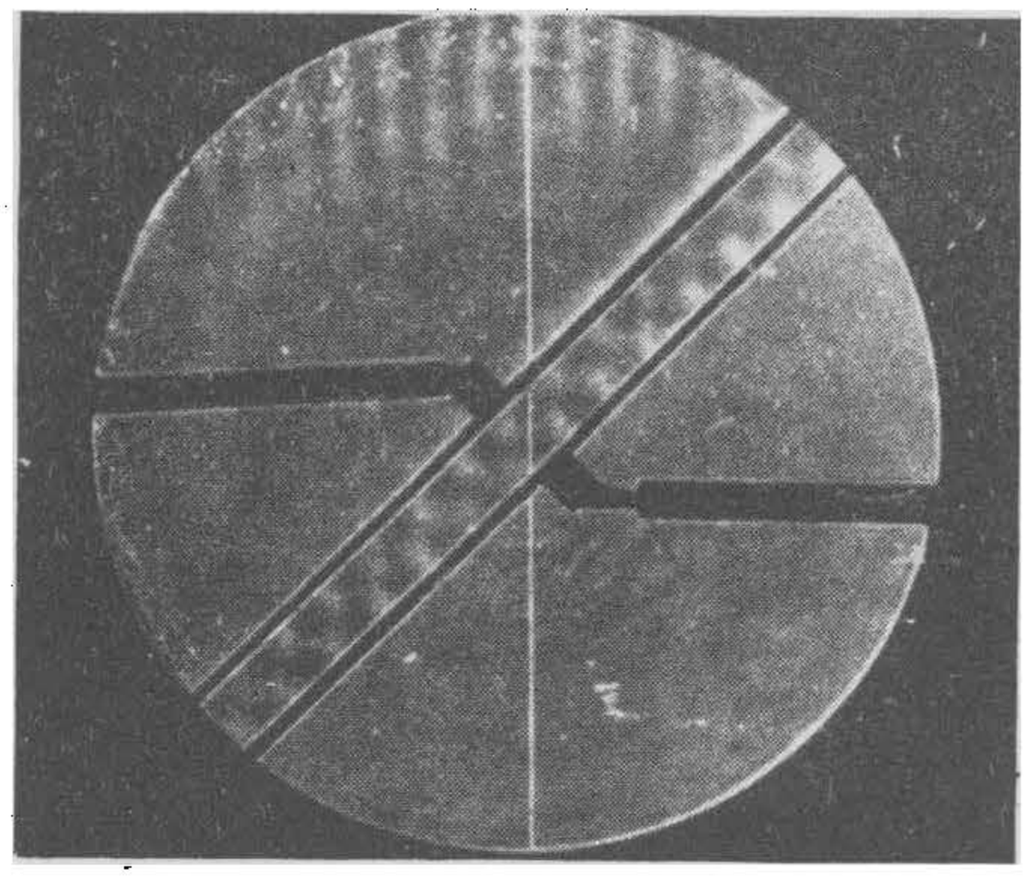


Fig. 3. Bâtons rompus $d = \frac{1}{2}\frac{\lambda}{\cos\alpha}$.

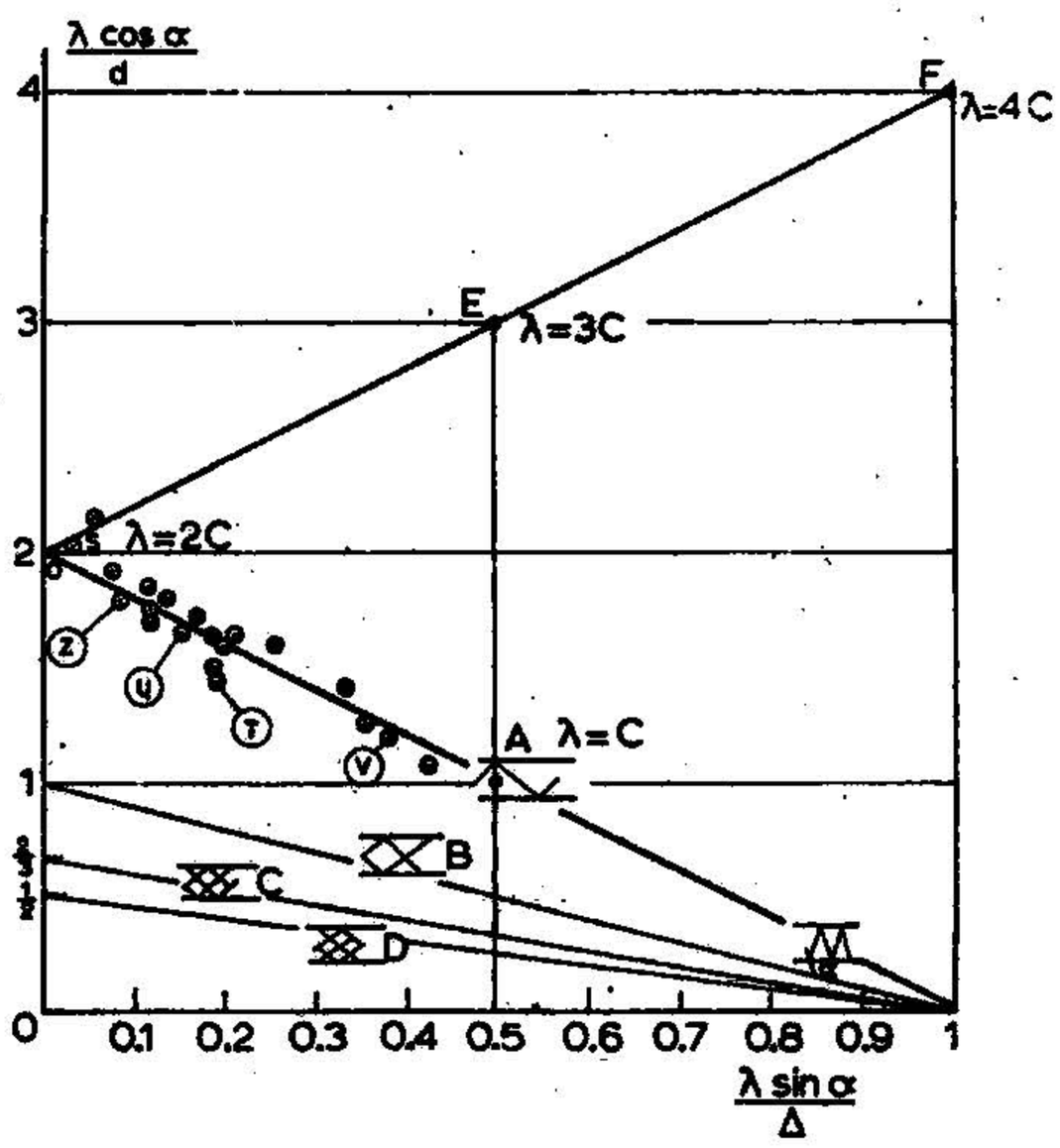


Fig. 4. Figures observées pour différentes valeurs de $\frac{\lambda\cos\alpha}{d}$ et $\frac{\lambda\sin\alpha}{\Delta}$.

De part et d'autre de ces droites, avec une marge constante (λ et α constants, et d seul variant), on observe les figures indiquées. Au delà et en deça, les figures sont moins simples.

DEUXIÉME CAS

Longueur d'onde comprise entre une fois et deux fois le libre parcours: $c < \lambda < 2c$ ou $1 < (\lambda \cos \alpha)/d < 2$.

Représentons (Fig. 5) entre les deux plateaux la suite des triangles isocèles formés par le trajet du rayon ultra-sonore passant par le bord A du plateau inférieur. Numérotons les sommets à partir du premier. Pour déterminer la suite des longueurs d'onde sur le trajet, joignons le point A à un des sommets, par exemple, pour fixer les idées, au numéro 3 (Fig. 5c). Nous déterminons ainsi des points distants de $2c - \frac{c}{3}$. Sup-

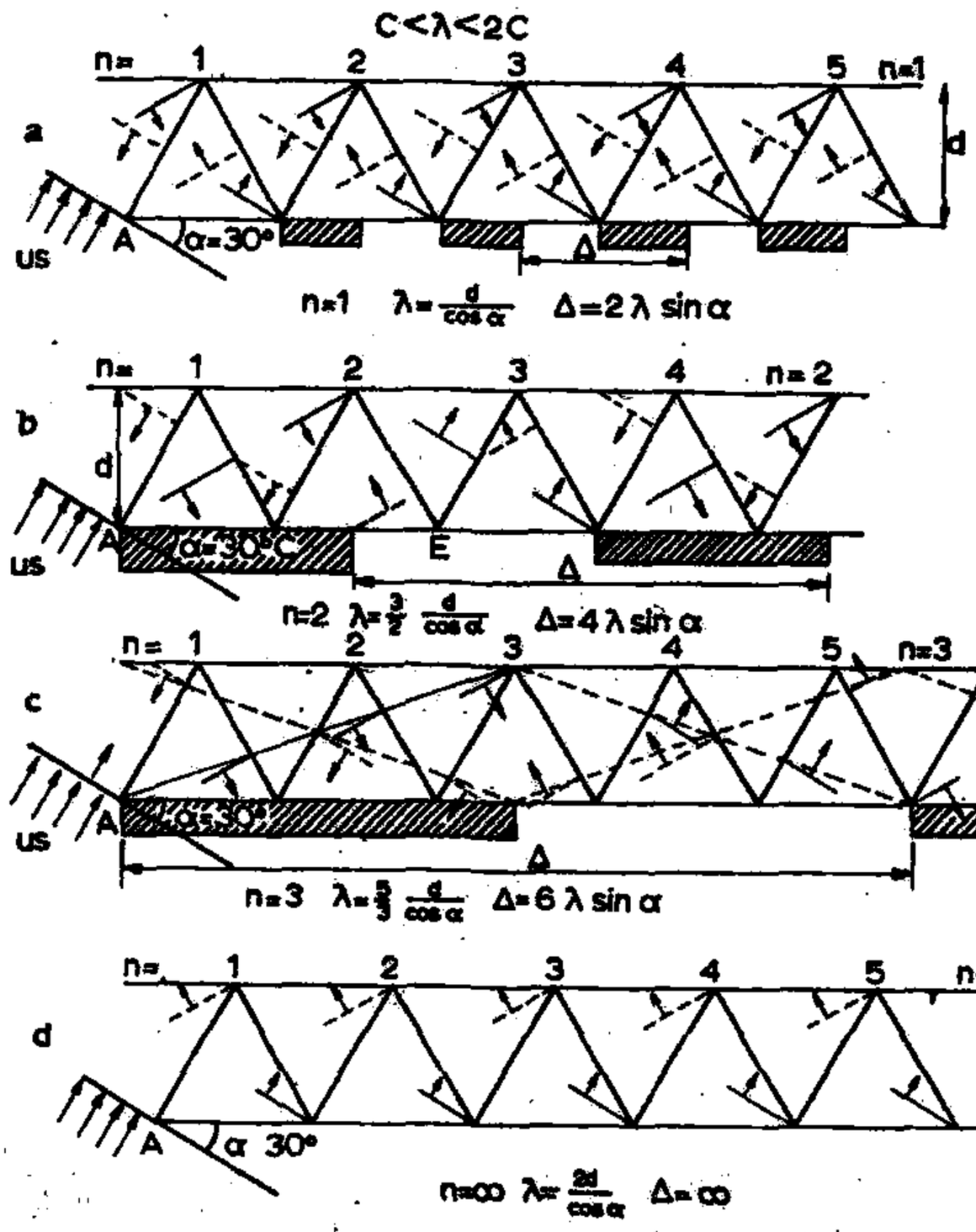


Fig. 5. λ compris entre une fois et deux fois le libre parcours.

posons que ces points soient des noeuds de pression où le gradient est tel qu'un rayon lumineux perpendiculaire au plan de la figure soit dévié dans le sens de la marche. A mi-distance se trouve un noeud où le gradient de pression est en sens inverse du précédent, et où la déviation est en sens inverse de la marche. On constate ainsi sur la Fig. 5c l'existence de six régions nodales consécutives, où la déviation est en gros dans le même sens, donnant en strioscopie et par observation stroboscopique une bande par exemple noire, comme il est indiqué schématiquement sur la figure. Cette bande est suivie d'une bande blanche de même longueur, et ainsi de suite, La périodicité est $\Delta = 6\lambda \sin\alpha$. L'effet strioscopique s'observe soit en lumière monochromatique par stroboscopie à la fréquence de l'onde incidente, soit au moyen d'une étincelle électrique.

D'une façon générale, en joignant le point A à un sommet de numéro n, nous déterminerons une longueur d'onde

$$\lambda = \frac{2d}{\cos\alpha} - \frac{1}{n}\frac{d}{\cos\alpha}$$

et une série régulière de taches de périodicité $\Delta = 2n\lambda \sin\alpha$. On voit que quand n croît, λ et Δ augmentent.

Eliminons n entre ces deux relations

$$\frac{\lambda \cos \alpha}{\mathrm{d}} = 2 - 2\frac{\lambda \sin \alpha}{\Delta}$$

Posons comme précédemment $x = \frac{\lambda \sin \alpha}{\Delta}$ et $y = \frac{\lambda \cos \alpha}{d}$, x est le quotient de la projection de λ sur les plateaux par la longueur périodique des taches; y est le quotient de la projection de λ sur la perpendiculaire aux plateaux par leur distance, ou encore le quotient de la longueur d'onde par le libre parcours.

Prenons pour axe de coordonnées la direction des plateaux et leur perpendiculaire. Le point figuratif x,y est sur la droite: $y = 2 - 2x$.

La Fig. 4 donne les résultats obtenus pour un très grand nombre de points relatifs à différentes valeurs de λ, d, Δ, α. Le tableau I explicite à titre d'exemple ce que l'on observe pour quelques points correspondant à des valeurs très différentes des paramètres.

TABLEAU I*

Tache	λ	d	α	Δ	$\frac{\lambda \cos \alpha}{d}$	$\frac{\lambda \sin \alpha}{\Delta}$
R	34	15,2	15	150	2,18	0,06
Z	14,7	7,5	23	76	1,8	0,076
U	14,7	7,7	30	48,5	1,66	0,153
V	14,7	9,5	40	25	1,19	0,36
T	34	19,4	34	105	1,46	0,18
T'	14,7	9,2	23	32,3	1,47	0,18
M	34	20	34	50	1,42	0,365
g_6	4,4	3,8	30	5,25	1,05	0,42
N	34	24	30	48	1,26	0,35
	[mm]	[mm]	[0]	[mm]		

Nous avons fait les calculs précédents en supposant n entier. Il est facile de montrer que les formules restent les mêmes si n est un nombre fractionnaire.

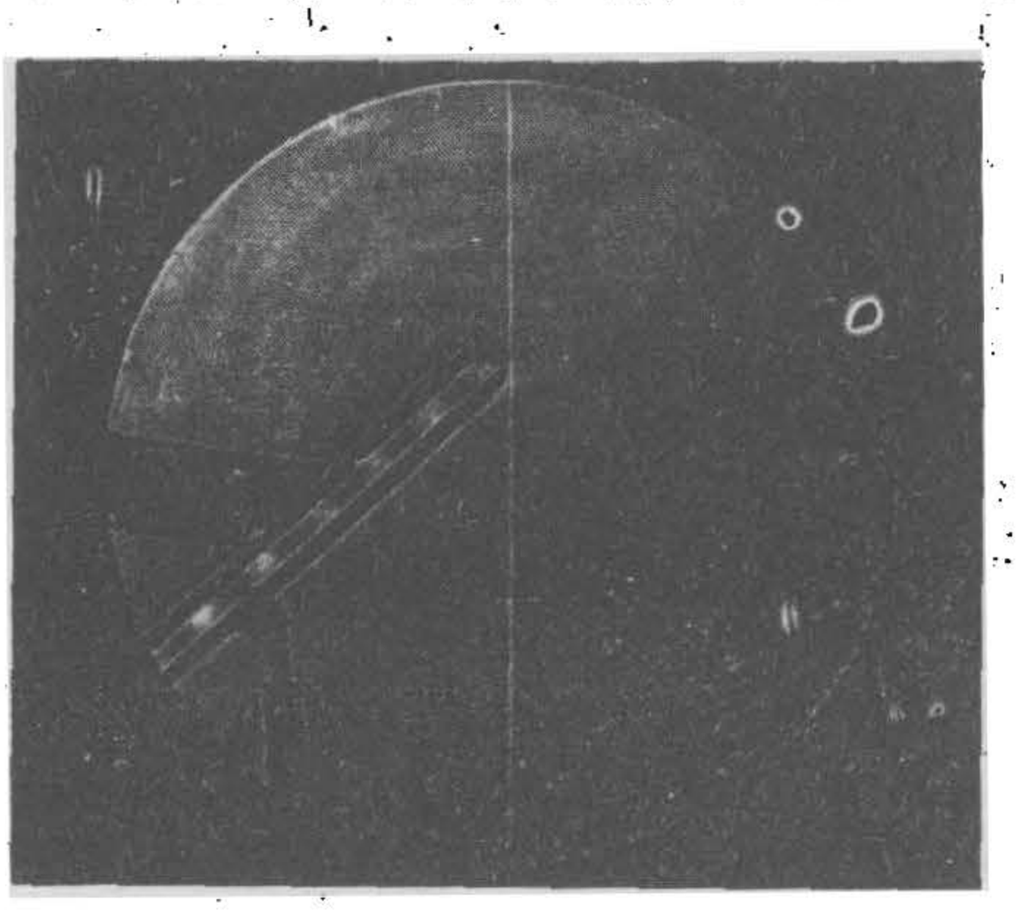


Fig. 6. $\lambda = 14{,}7$ mm; $\alpha = 40°$.

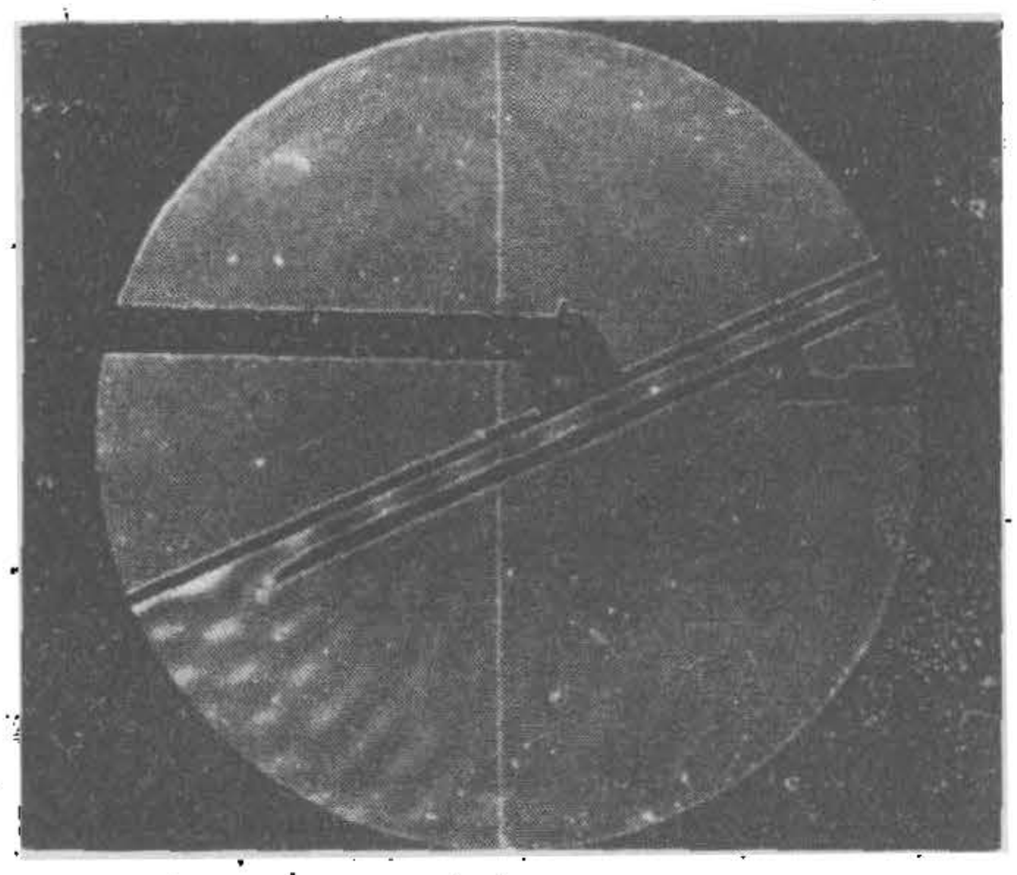


Fig. 7. $\lambda = 14{,}7$ mm; $\alpha = 23°$; $\mathrm{d} = 9{,}2$mm.

* Le point g_6 a été obtenu en mesurant sur le cliché photographique la valeur des paramètres.

Les points R, T et N ont été obtenus, connaissant λ et d en vrai grandeur, en mesurant Δ à l'oeil nu au moyen d'une règle graduéee placée sur le plateau supérieur et que l'on voit conjointement avec les taches.

Les figures 6, 7, 8 et 9 montrent à titre d'exemple ce que l'on observe dans les cas correspondants aux points V, T', U et Z.

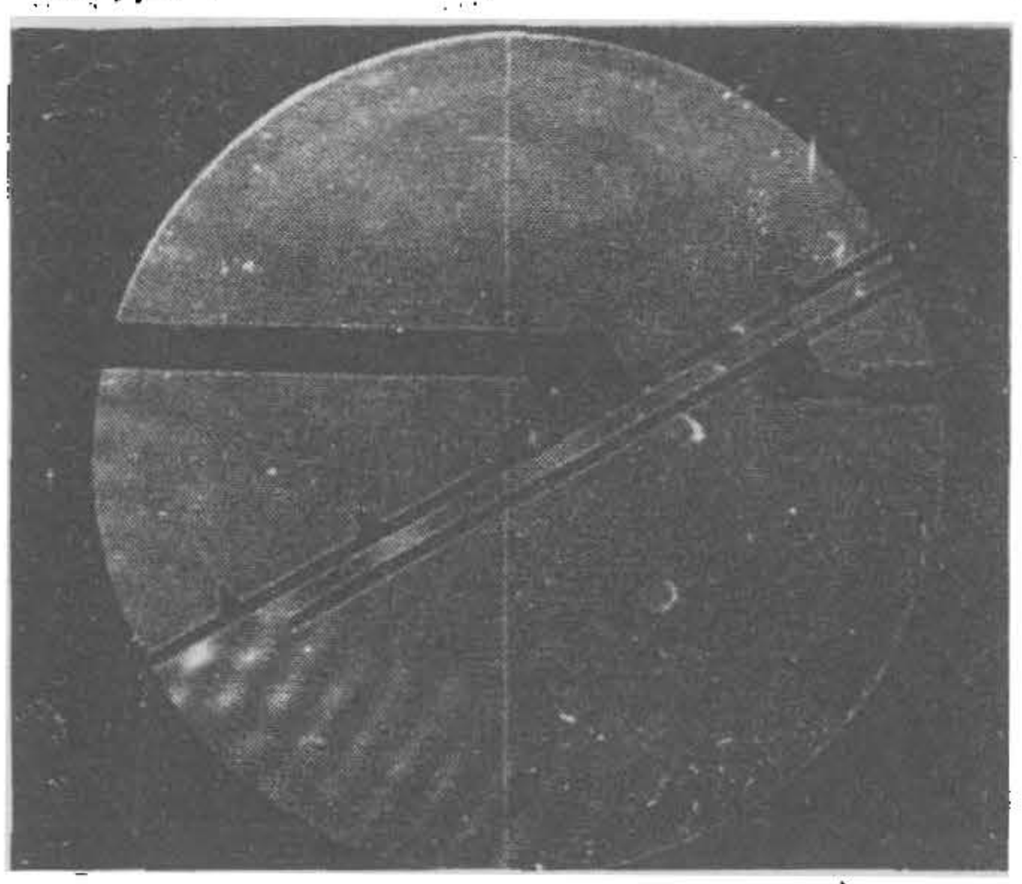


Fig. 8. $\lambda = 14{,}7$ mm; $\alpha = 30^0$; $d = 7{,}7$ mm.

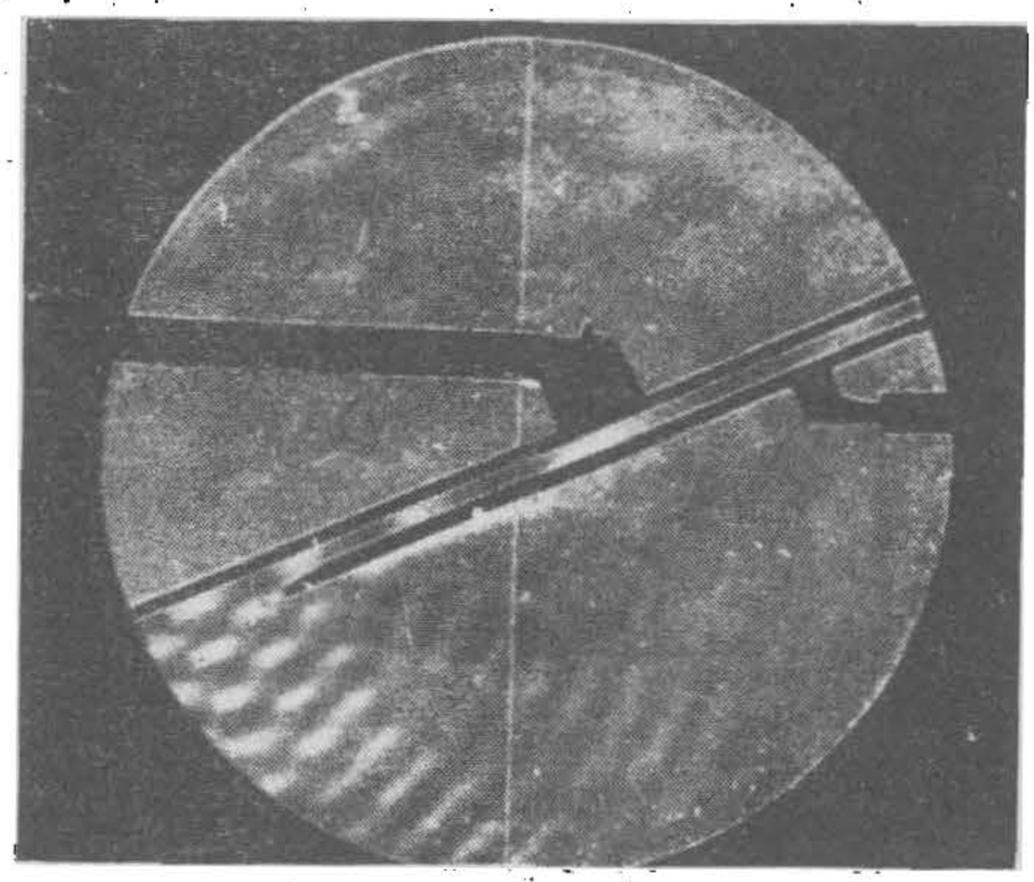


Fig. 9. $\lambda = 14{,}7$ mm; $\alpha = 23^0$; $d = 7{,}5$ mm.

Longueur des bandes noires

Elle est proportionnelle à $n = \frac{1}{2x}$. Elle doit donc aller en augmentant pour les points précédents, comme l'indique le tableau II qui correspond par ailleurs aux observations.

TABLEAU II

Points	x	n
V	0,36	1,38
T'	0,18	2,8
U	0,15	3,3
Z	0,08	6,2

Nombre de taches élémentaires par bandes

On vérifie aisément sur la figure 5 que ce nombre est égal à $2n$. Sur quelques clichés on arrive parfois à les distinguer, surtout quand elles correspondent à des éléments de hauteurs assez différentes.

Vitesse des bandes

Toutes choses égales d'ailleurs, les bandes noires se déplacent durant la propagation des ultra-sons. La Fig. 10 donne pour différents instants compris entre 0 et T (période de l'émission) la position et la forme des taches dans le cas particulier où $\lambda = c(n = 1)$ avec $\alpha = 30°$. A chaque période T on observe la même distribution. Après chaque demi-période une bande noire est localement remplacée par une bande blanche. La vitesse de déplacement, d'autant plus grande que cette bande est longue, est

$$\frac{\Delta}{T} = \frac{2n\,\lambda \sin \alpha}{T} = 2n \sin \alpha \cdot C$$

C étant la vitesse du son. Dans le cas de la figure où $\alpha = 30°$, la vitesse de déplacement est n fois la vitesse du son; comme $n = \frac{1}{2 - y}$, elle devient très grande quand $v = \frac{\lambda \cos \alpha}{d} = 2$, c'est-à-dire quand λ atteint la valeur $2c$.

Dans chaque élément de tache, le gradient de pression est parallèle à une des directions du libre parcours. Sa composante suivant la normale au plateau est proportionnelle à cos α. Il y a donc intérêt pour que la bande présente tout du long un gradient à peu près constant à ce que α soit petit. Il y a alors:

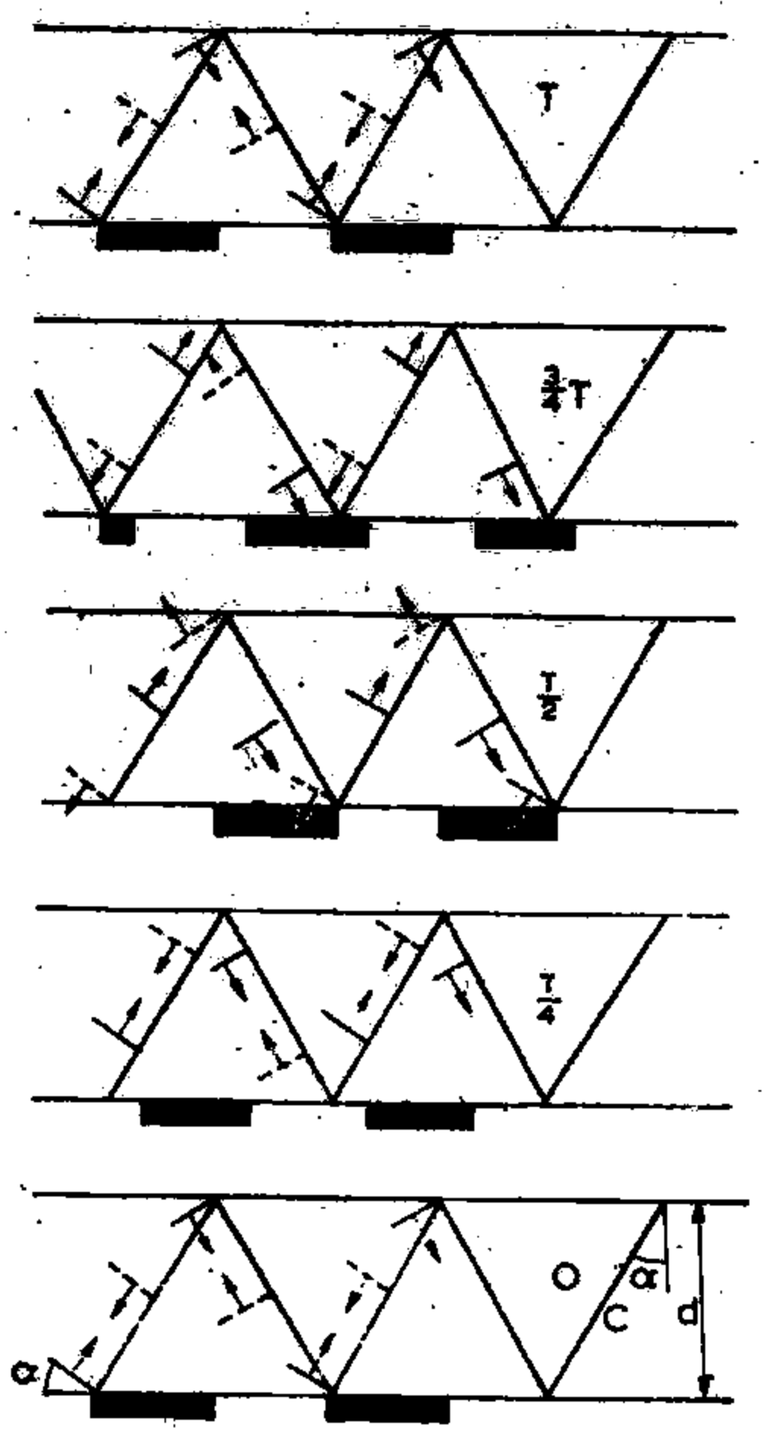


Fig. 10. Striogrammes formés du groupement de 2 bandes noires à 4 instants de la progression d'une onde $\lambda = c = \frac{d}{\cos \alpha}$.

(1) à un instant donné, une suite de régions larges présentant alternativement des gradients de pression en sens contraire, et

(2) en un point donné (la bande se déplaçant), un gradient de pression oscillant entre deux valeurs opposées pendant le temps T.

Il ne faut pas confondre la vitesse des bandes avec la vitesse de déplacement de l'onde ultra-sonore comptée parallèlement aux plateaux et égale à $C \cdot \sin \alpha$. Elle est $2n$ fois plus grande que cette dernière.

TROISIEME CAS

Longueur d'onde comprise entre deux fois et trois fois le libre parcours: $2c < \lambda < 3c$.

La Fig. 11 indique en a, b, c, ce que l'on observe pour trois valeurs de λ obtenues par le même procédé que précédemment. La figure 11d est relative à $\lambda = 4c$.
La variation du phénomène observé quand λ croît est en sens inverse de celle du cas précédent. Les taches théoriquement jointives pour $\lambda = 2c$, vont en se rétrécissant quand λ croît, tandis que leur nombre augmente.
Les formules donnant λ et Δ deviennent

$$\lambda = 2 \cdot \frac{d}{\cos \alpha} + \frac{1}{n - 1} \cdot \frac{d}{\cos \alpha} \qquad \text{et} \qquad \Delta = 2(n - 1)\lambda \sin \alpha,$$

d'où

$$\frac{\lambda \cos \alpha}{d} = 2 + 2 \frac{\lambda \sin \alpha}{\Delta}$$

soit

$$y = 2 + 2x$$

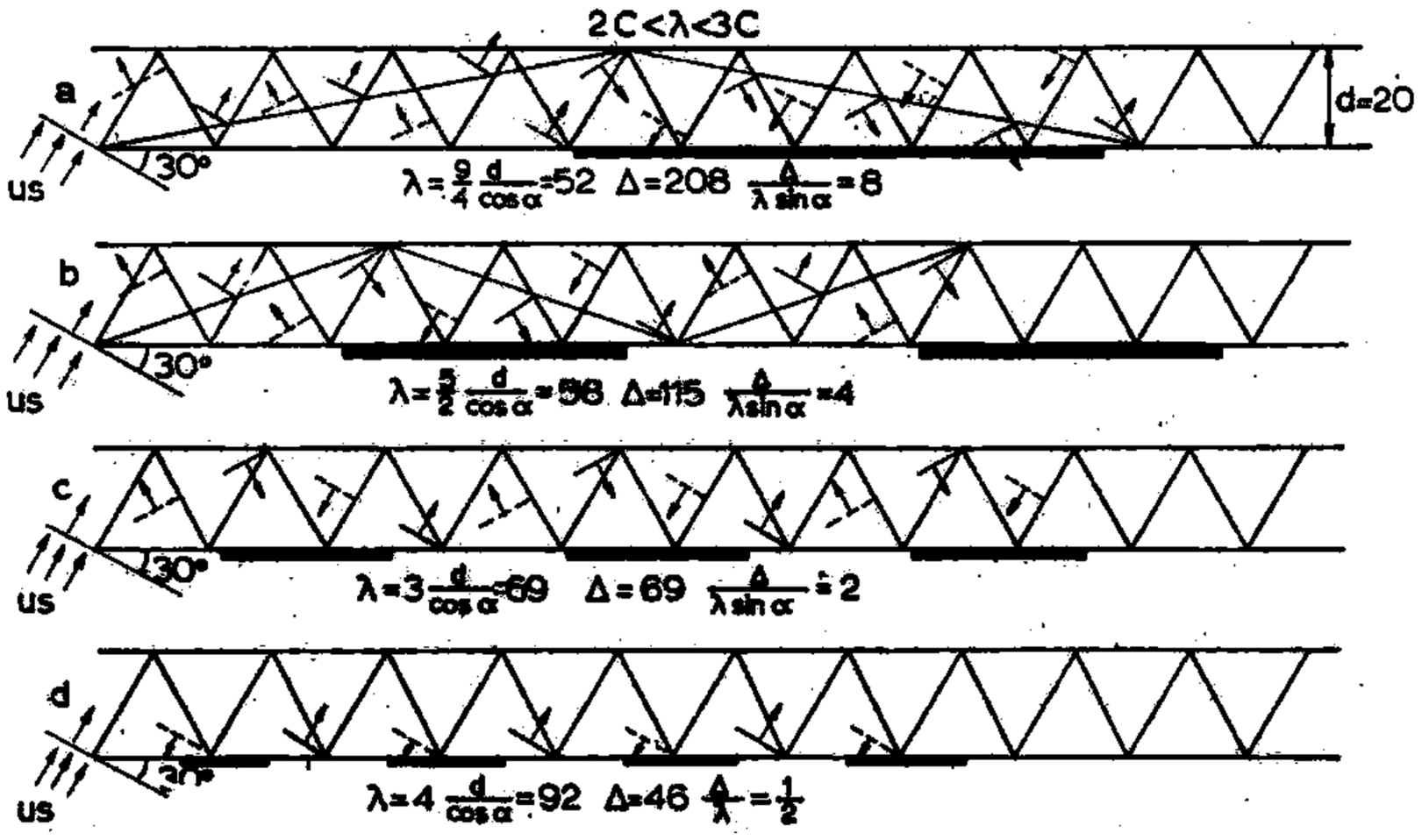


Fig. 11. Taches vues par strioscopie pour différents λ (α et d constants).

droite symétrique de celle du cas précédent par rapport à $y = 2$. Dans ce cas, quand n croît, λ diminue et Δ augmente. La Fig. 4 montre quelques points obtenus dans le cas considéré (il a été commode d'utiliser la fréquence 10.000 Hz). Le point E ($x = 0{,}5$, $y = 3$) est obtenu pour $\lambda = 3c$. Le point F ($x = 1$, $y = 4$) est obtenu pour $\lambda = 4c$.

Nombre de taches élémentaires par bandes
Il est égal à $2(n - 1)$.

Vitesse des bandes
Elle est égale à

$$\frac{\Delta}{T} = 2(n-1)\frac{\lambda}{T}\sin\alpha = 2(n-1)\sin\alpha C.$$

Pour une même valeur de n elle est plus petite que précédemment. Comme $n - 1 = \frac{1}{y-2}$ on voit que la vitesse va en décroissant quand y augmente. Dans les deux cas, la vitesse est donc maximum au point O.

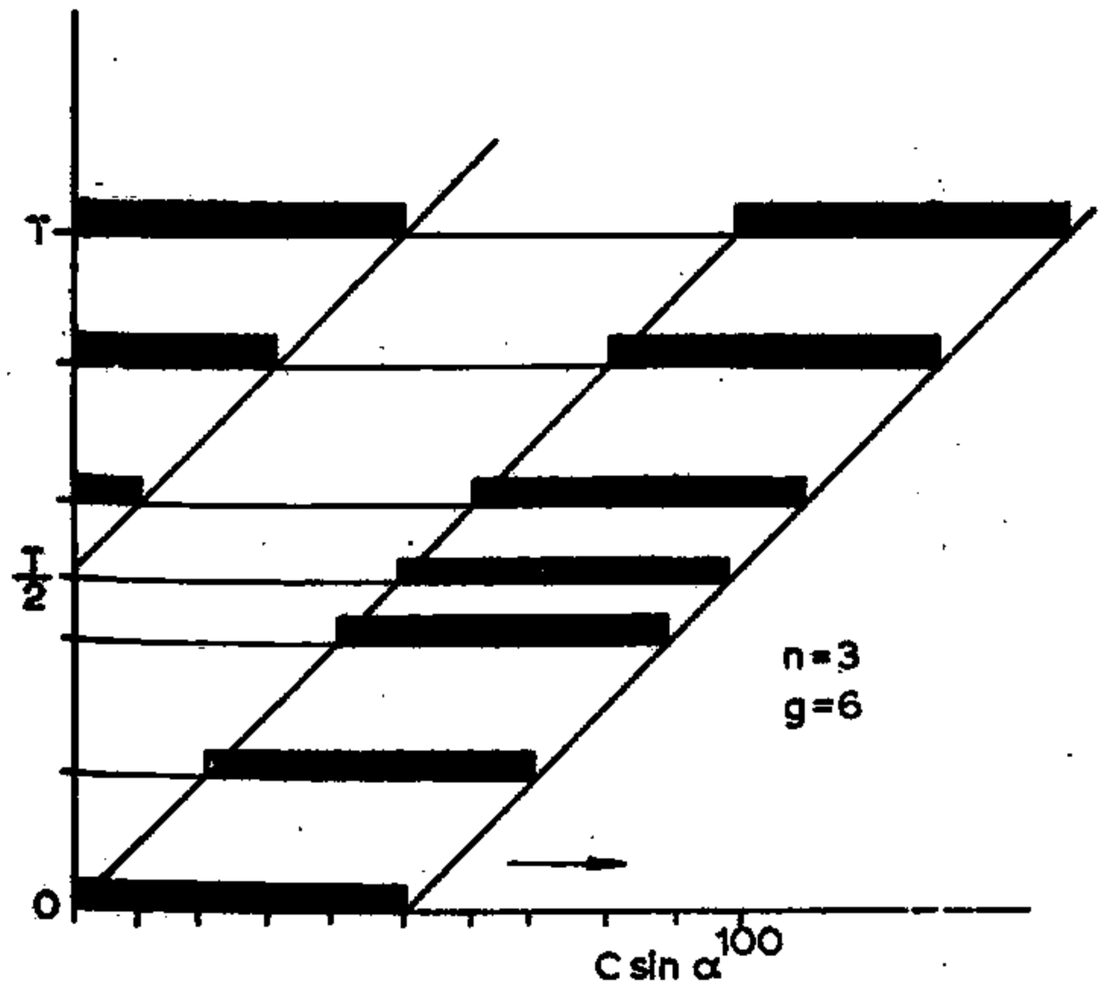


Fig. 12. Déplacement des bandes durant une période $\lambda = \frac{5}{2} = c$.

La Fig. 12 montre dans le cas de $n = 3 \quad (\lambda = \frac{5}{2} c)$ la position des taches à différents instants de la période. Même conclusion que précédemment sur leur alternance dans l'espace et dans le temps.

Comportement à la sortie du guide

Si la distance d est grande vis à vis de la longueur d'onde et qu'il y ait formation de losanges, on observe à la sortie deux émissions circulaires, symétriques, de même période que celle de l'onde incidente.

Si la distance est plus petite et que l'on observe entre les plateaux des bâtonnets, la sortie présentera deux émissions jointives, mais déphasées d'une demie période.

Si la distance est encore plus petite, il n'y a qu'une seule émission circulaire et centrée à la sortie.

Mais alors que l'onde incidente présente des variations de pression sinusoïdales, dans le cas des petites distances donnant des bandes noires celles-ci créent des changements brusques et permanents (ondes en créneaux) qui, décomposées en série de Fourier, peuvent faire apparaître des fréquences élevées.

Enfin, dans le cas des grandes longueurs d'onde ($\lambda > 3d$) et des grandes incidences ($\alpha \geqslant 60°$), on observe un simple effet de conduction. Un bloc de quatre canaux égaux et parallèles donne à la sortie un faisceau parallèle au faisceau incident (comme une lame à face parallèle en optique), Fig. 13. On notera sur la figure, entre les deux

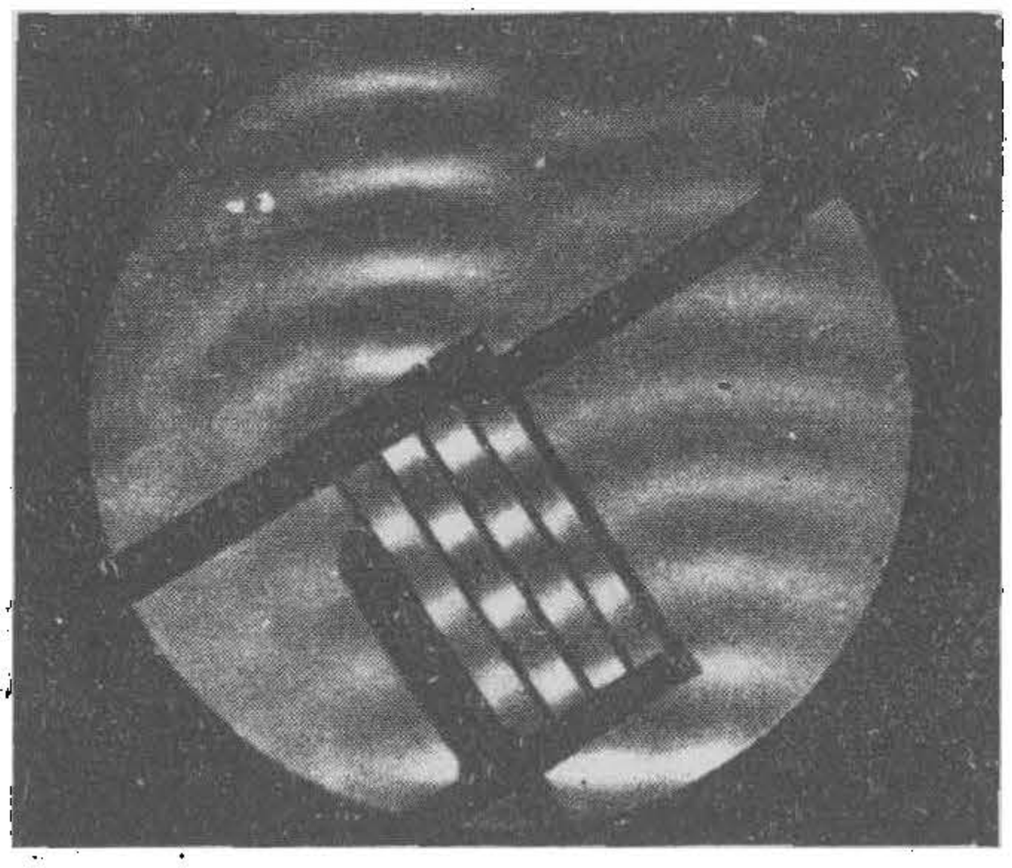


Fig. 13. Conduction ($\lambda > 2d$, $\alpha \geqslant 60°$).

faisceaux, le déphasage dû à la différence de marche $l(1 - \sin \alpha)$, l étant la longueur du canal. La déviation est égale à $l \cos \alpha$; elle est proportionnelle à l'"épaisseur" traversée.

BIBLIOGRAPHIE

1. L. BRILLOUIN, *Rev. gén. elec.*, 40 (23 août 1936) 227–239.
2. H. SCHARDIN, *Forsch. Gebiete Ingenieurw.*, *Forschungsheft* 364, 367 (1934).
3. F. CANAC, *Acustica*, 4 (1954) 320–28.

Recent Results of Research and Development in the Field of Ultrasonics in Japan

Y. KIKUCHI

Research Institute of Electrical Communication, Tohoko University, Sendai (Japan)

INTRODUCTION

In this report are described some interesting results obtained in recent years in Japan, from research in which I have participated as a research worker, or at least as a committee member.

In the first part are mentioned a few results selected to show some of the medical applications of ultrasonics, and in the second part some recent progress in the theoretical analysis of short column vibration is briefly described. In the third part several technological problems are discussed on electroacoustic transducers for the generation of strong ultrasonic waves, especially in relation to the phenomena of ultrasonic cavitation.

MEDICAL ULTRASONICS

Ultrasonic diagnosis of cancer

At the second International Congress on Acoustics, the author and others reported their results on early cancer diagnosis through ultrasonics[1] and proposed a new apparatus which they called an *Ultrasonotomograph*. During the three years after the Congress, the apparatus has been improved and used in clinics, not only in the surgical

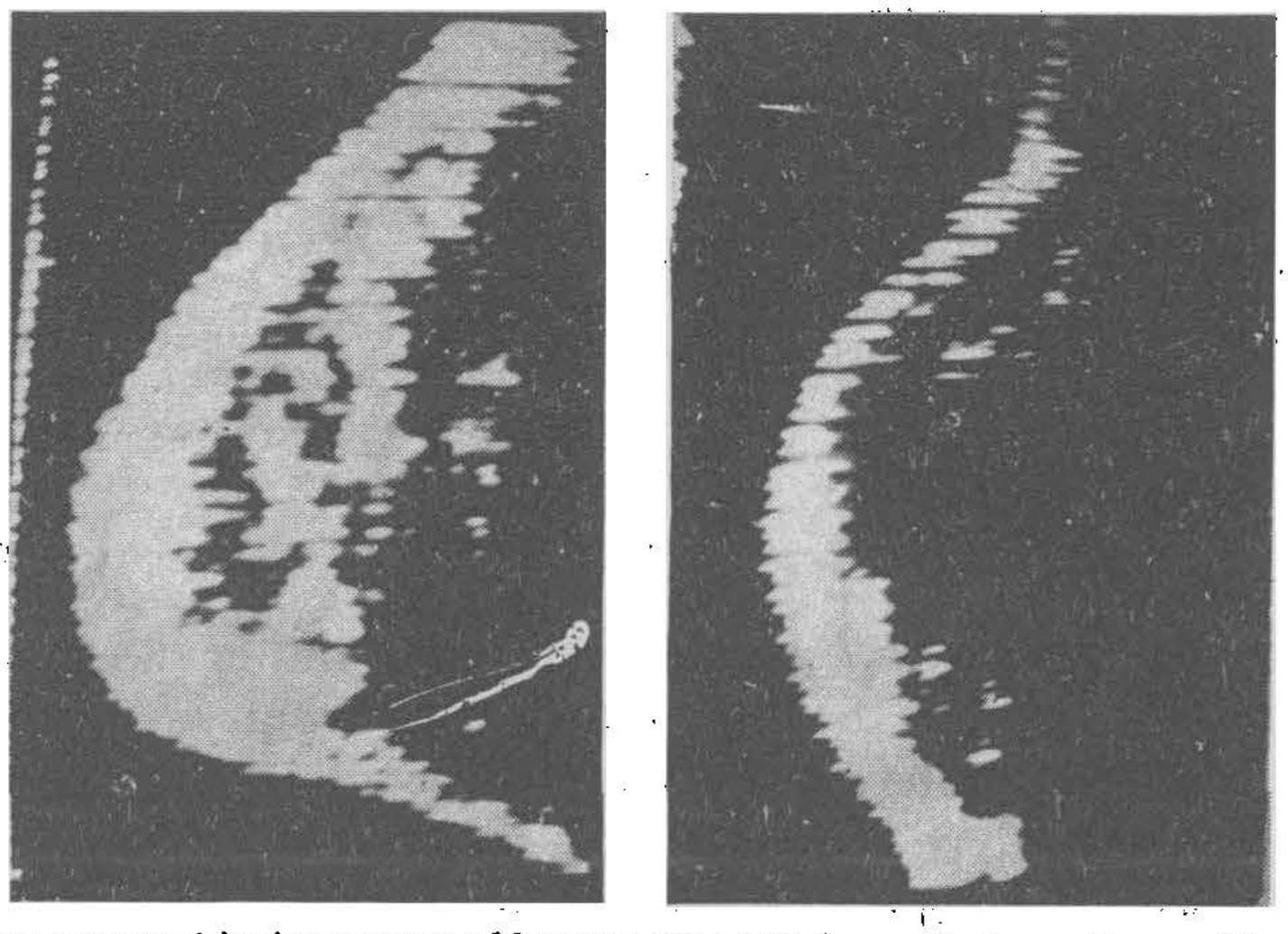


Fig. 1. Ultrasonotomographical patterns of breast: The left figure is the pattern of breast cancer, and the right figure that of normal breast.

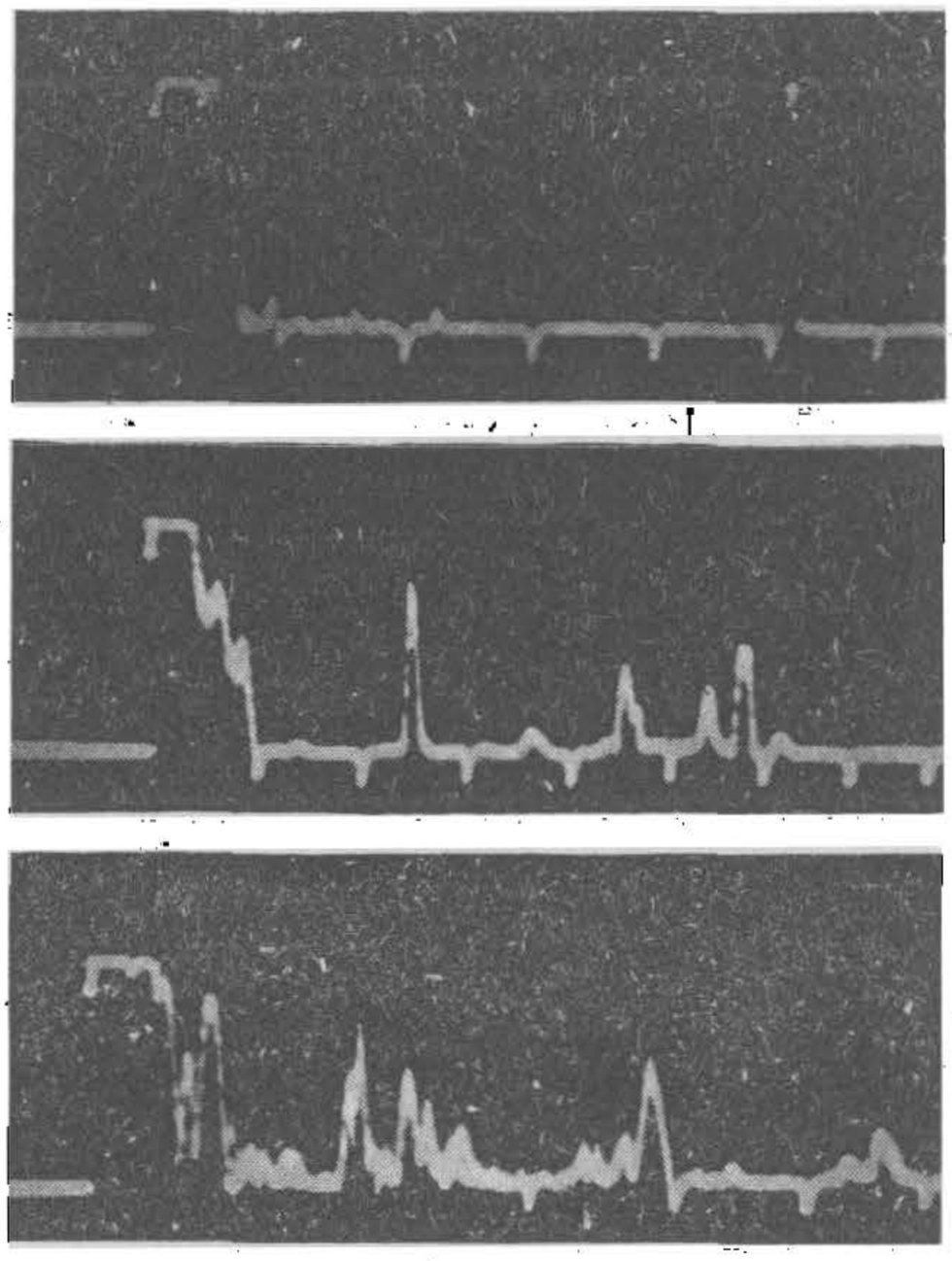


Fig. 2. A-scope patterns of liver: The upper figure is a pattern of normal liver, the middle figure that of liver cirrhosis, and the lower figure that of hepatoma.

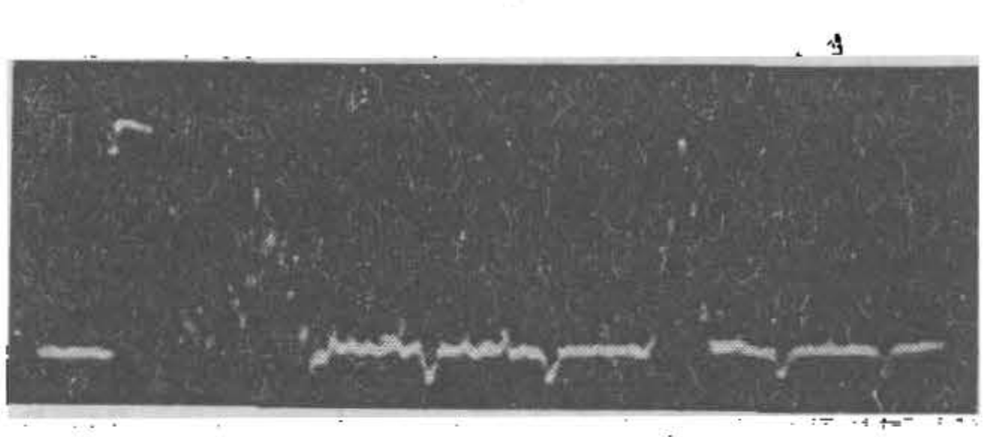


Fig. 3. A-scope pattern of cervix cancer obtained by the transvaginal method.

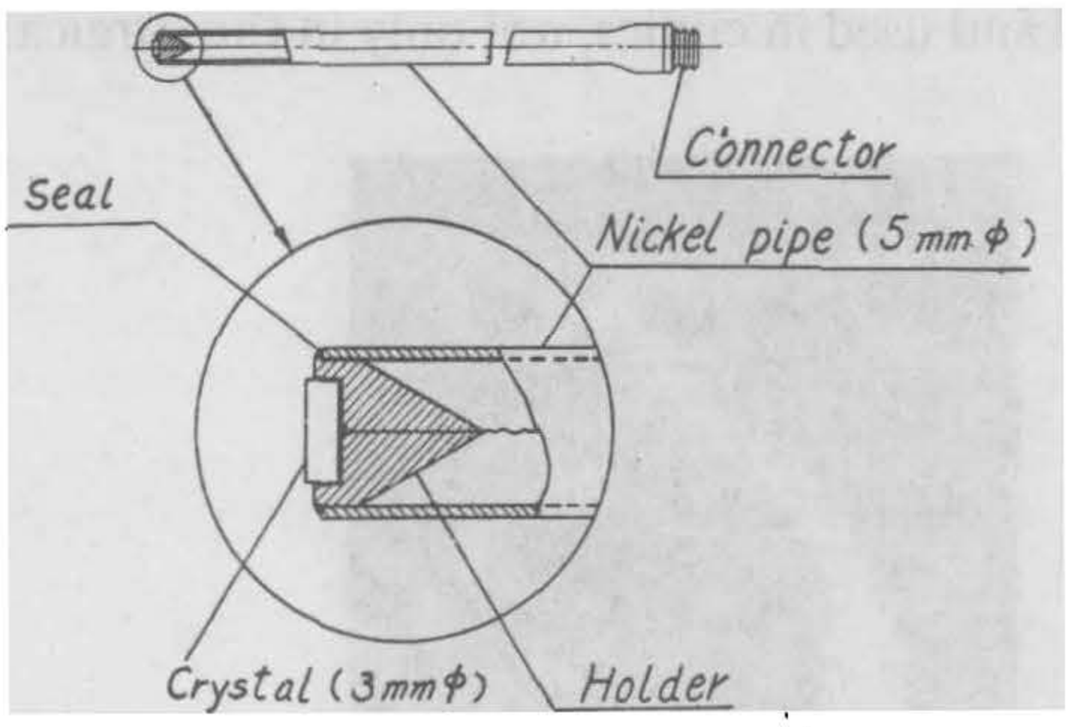


Fig. 4. An ultrasonic laparoscope: The upper figure is the whole view; a detail is shown in the circle below.

department but also in the gynecological department and in the chest clinic. Their improved *Ultrasonotomograph*, the B-scope apparatus, is equipped with two cathode-ray tubes. One is a smaller tube for photographic recording, and the other is a larger tube of persistent-image type which is used by the surgeon for direct observation at the patient's bed. The apparatus is easily switched over for A-scope use. The apparatus is used in one clinic almost every day. An example of a B-scope pattern of

breast cancer is shown in Fig. 1.* The detailed clinical data will be published later in some medical journals. The apparatus may be used for the diagnoses of abdominal organs, and gallstones have been successfully detected in 200 cases by use of an A-scope indication. Ultrasound can detect gallstones which an X-ray examinating, including cholecystography, has failed to detect[2]. Gallstones of this kind are so predominant in Japan that ultrasonic detection is exceedingly significant in Japanese clinics. In the case of liver disease, the ultrasound is projected into the body at the axillar line on the right side and echoes are obtained from the inside of the liver. In Fig. 2 are shown patterns of A-scope indications; the upper pattern is that of normal liver, the middle is that of liver cirrhosis, and the last is that of liver cancer (hepatoma). In the field of gynecological diagnosis ultrasonic detection of uterus cancer can be carried out by a transvaginal method, in which a transducer 3 to 10 mm in diameter is used, the frequency of the ultrasound being 5 to 10 Mc/s. In Fig. 3 is shown a typical A-scope pattern of cervix cancer, (the lower pattern), which can be discriminated clearly from other non-malignant tumors of the uterus and/or a normal uterus (upper pattern) when the patterns are compared.

Recently WAGAI, KIKUCHI, UCHIDA and others have established a method named *ultrasonic laparoscopy*. A laparoscopic hole is plugged by a tiny ultrasonic transducer instead of the usual laparoscope so that individual abdominal organs may be examined directly by an ultrasonic wave. The laparoscopic transducer is shown in Fig. 4.

Ultrasonic stethoscope for the detection of bloodstream sound

SATOMURA *et al.* recently developed a very sensitive apparatus for the detection of blood-stream sound in the human body. The principle of the method is based on the detection[4] of a kind of Doppler's effect which appears in the reflected wave from objects irradiated by a transmitted ultrasonic wave. In this case, an ultrasonic wave of 5 Mc/s is projected through the human skin so that its beam covers on a blood vessel, and the reflected sound is electronically detected together with the transmitted wave. An oscillogram of the blood-stream sound thus obtained at a radial artery is shown in Fig. 5. The oscillogram below is the simultaneous recording of an electrocardiogram. The signal-to-noise-ratio of this method is superior to that of an ordinary electrical stethoscope. Sound can be detected by this apparatus not only from arteries but also from veins.

Several physical experiments have been carried out to find the origin of the reflection; and it was almost certainly proved that the layers of turbulent flow of blood running through the blood vessel are the origin of the reflection which produces the extremely sensitive bloodstream sound.

ELECTROACOUSTICAL ANALYSIS OF CIRCULAR SHORT COLUMNS

For several years SHIBAYAMA AND KIKUCHI have been making extensive studies on electroacoustical analyses of circular short column vibrators[6-11]. Naturally many other facts have been disclosed, and valuable information has been given with regard to a

---

* Medical data in this report were supplied by DR. T. WAGAI of the Department of Surgery, Faculty of Medicine, Juntendo University, Tokyo.

circular thin disc as well as to a circular long column[12-20]. From a mathematical standpoint, however, these early analyses of thin discs were carried out mainly by partially satisfying the boundary conditions, complete satisfaction being accomplished only at the circular end-planes of the discs, the satisfaction at the lateral cylindrical surface being only approximate. On the other hand the results with long columns were obtained mainly by satisfying the lateral conditions, while the satisfaction at the end-planes was only approximate. Very few theoretical treatments have been reported on the characteristics in the intermediate region between the two extreme cases.

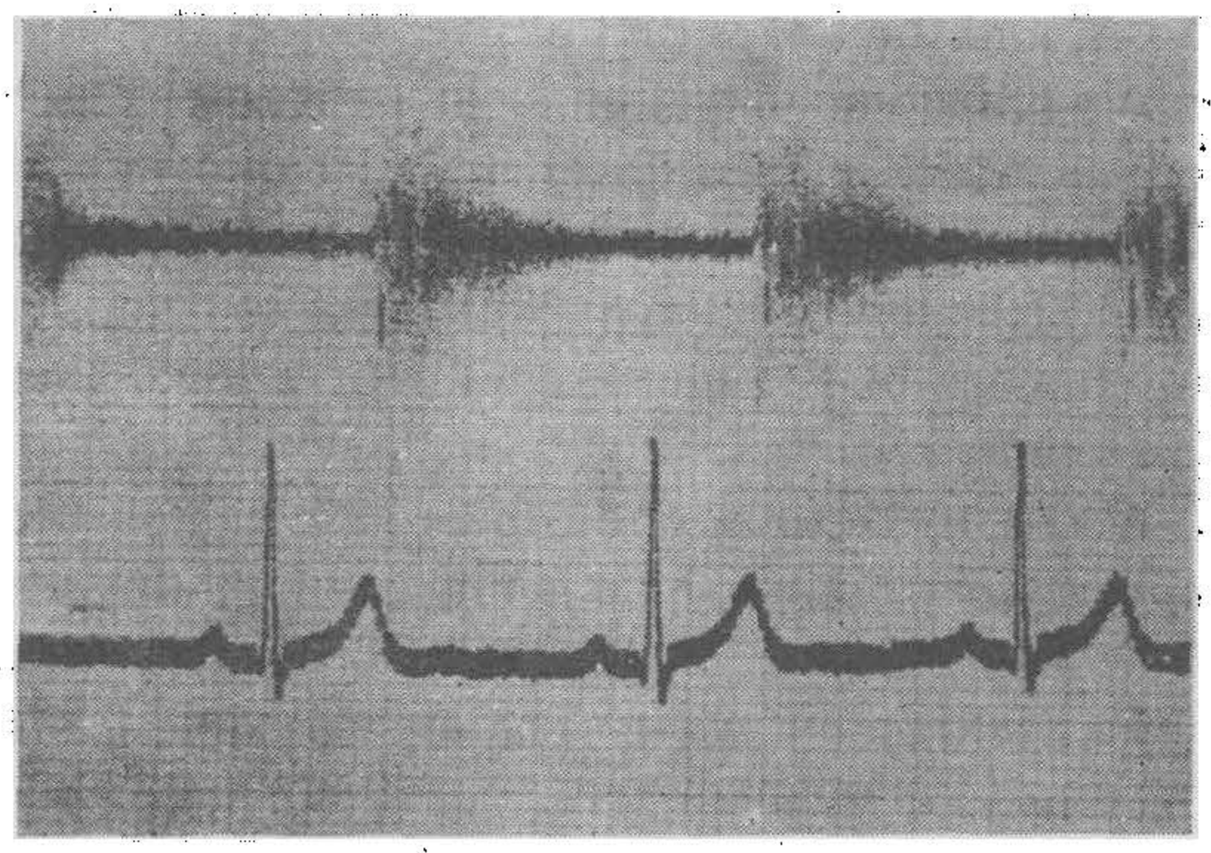


Fig. 5. An oscillogram of bloodstream sound (upper figure) obtained with an ultrasonic stethoscope The lower graph is a simultaneous record of the electro-cardiogram.

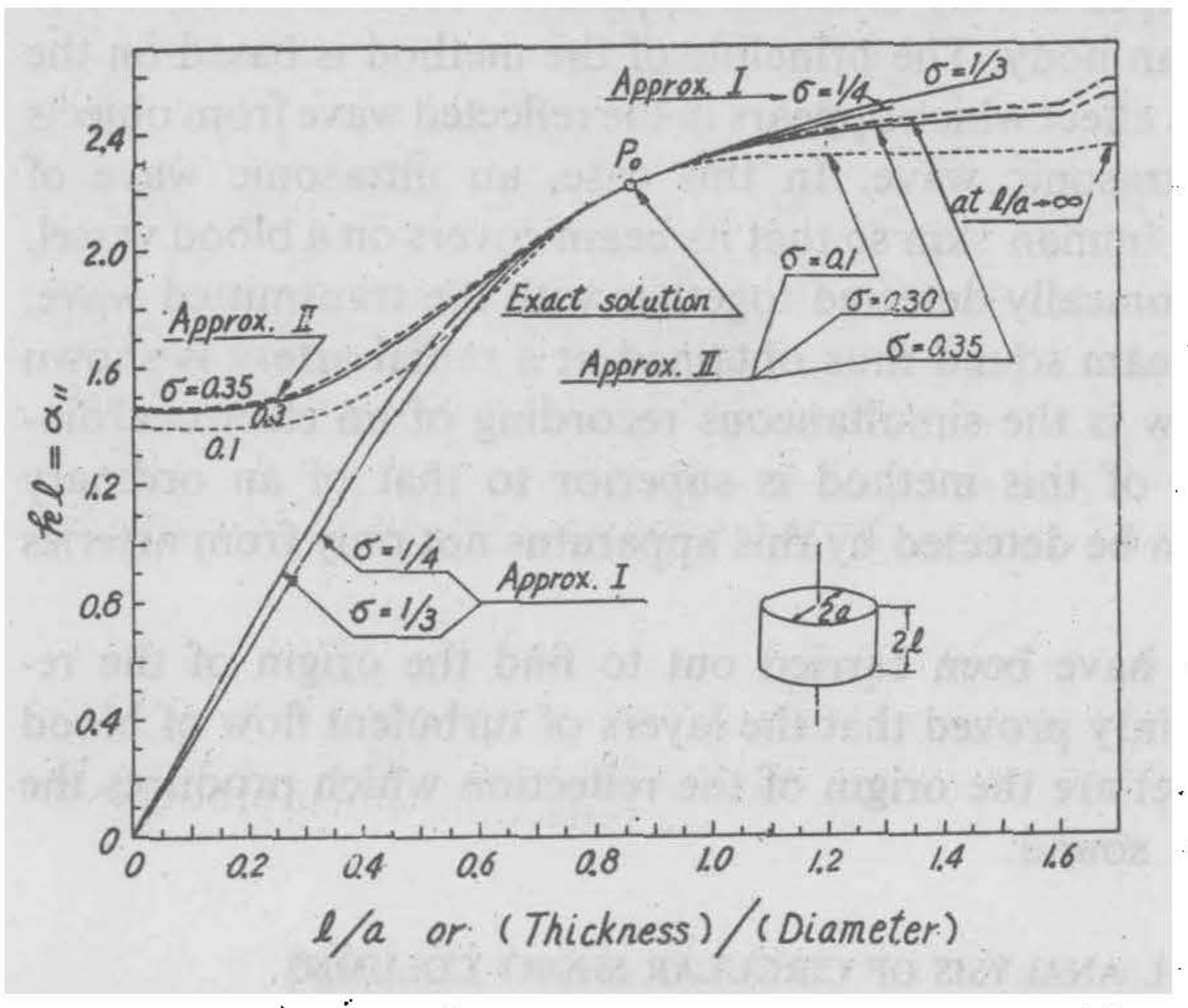


Fig. 6. Frequency constant of short column vibrator obtained by a median method (σ being the Poisson's ratio of the material).

SHIBAYAMA AND KIKUCHI carried out a series of investigations to obtain theoretical knowledge of this intermediate region using the results on the two extreme cases which had already been made public. An outline of their results is given in the following.

The frequency constant kl is tentatively calculated for a symmetrical fundamental mode of vibration with every value of the dimension ratio $\frac{l}{a}$ by approximating to the condition of a thin disc, and the curve "Approx. I" as shown in Fig. 6, is obtained.

The constant is again calculated by employing the approximation for a long bar, and the curve "Approx. II" is obtained. These two curves intersect each other at the point P_0. If a smooth curve is then drawn passing through the point P_0, approaching the two curves and coinciding with them at both ends, the resulting curve may be considered to be a better approximation which enables us to know the characteristics in the intermediate region with reasonable accuracy.

Not only the frequency constant, but also other theoretical characteristics such as the mode of vibration and the electroacoustic constants at any mechanical terminal have been solved [7-10] with regard to a vibrator of intermediate dimension by applying a similar method.[6]

STRONG GENERATION OF ULTRASONIC WAVE

General aspects of the problem

In industrial applications of ultrasonic waves, it is generally required to generate a wave with high efficiency and as intensely as possible. This requirement has become more and more predominent, especially in recent years. There are, however, many technical and engineering problems in the generation of an intense ultrasonic wave. These problems are not independent of one another, but are closely related. For example, as is discussed later, the ultimate acoustical output in the use of the transducer within the boundaries where metal-fatigue will take place is greatly dependent on the characteristics of the radiation-impedance variation caused by cavitation, the intensity of which depends upon the acoustical output of the said transducer. With a view to establishing a technology concerning the engineering of the intense generation of ultrasonic waves, the author is carrying out experimental as well as theoretical observations and investigations. The problems can first be classified into two types:

1. Problems in the transducer itself.
2. Problems in the sound-carrying medium.

After carefully considering the choice of borderline between the two types of problems, the author tentatively concluded that both problems should be investigated by employing the vibrational velocity of the radiation surface as a parameter; in other words, the large-amplitude characteristics of the transducer itself must be investigated with reference to the vibrational velocity, but independently of the medium, and the characteristics of the medium at high sound-intensity level must be studied by employing the same parameter, but independently of the transducer characteristics.

Of the problems related to the transducer, the most urgent one may be the estimation of the ultimate acoustical output which may be obtained from a transducer without causing deterioration of the transducer, due to mechanical fatigue or breakdown. On the other hand, of the problems related to the acoustical medium at a high sound-intensity level, it may be most important to know (a) what variations the cavitation will cause in the directional characteristics of a piston membrane vibrating in the medium, and (b) what changes will occur in the radiation resistance of the medium when it is under the influence of cavitation.

Ultrasonically induced cavitation has been investigated by a number of physicists, and valuable results have been published[21]. According to their reports, the cavitation phenomena must be considered to be dependent not only on the gas content in the liquid medium and, if there is pulse modulated ultrasonic generation, the length of the

pulse, but also on the frequency of the pulse as long as the acoustical poisoning phenomenon[22] of the liquid medium due to cavitation exists. However from the standpoint of obtaining data for technical designing it is not necessary that data should be known for all combinations of the physical conditions. With regard to the gas content of water, it is sufficient to choose one of the following three states: 1. Non-degasified water, 2. half-degasified water, and 3. degasified water. The first is equivalent to water at the surface of the sea so far as cavitation is concerned, and the second corresponds to the water at a medium depth or surface water undergoing cooling, and the third corresponds to water at a considerable depth, or to the water in a high-pressure dome for a sonar device.

Depending on whether the ultrasonic wave is continuous or pulsed, the two important characteristics of the acoustical medium mentioned in the foregoing paragraph can also be expected to vary with the interval of suspension of the ultrasonic generation as well as with the pulse length. All these relations should be further dependent on the frequency of the ultrasonic wave.

In accordance with the plan of research outlined above the author with the cooperation of SHIMIZU and OKUYAMA is also systematically investigating the problems which are considered to be most important and urgent. In the following articles the results obtained up to the present time are summarized.

Theoretical analysis of the ultimate acoustical output available from a magnetostriction vibrator

When a vibrator is excited to vibration at its mechanical resonance so that it generates strong ultrasonic waves, a mechanical alternating strain of large amplitude exists in the magnetostrictive substance simultaneously with the alternating magnetization which has a noticeable non-linearity. In order to overcome this complexity, a method of analysis is proposed. The vibrational velocity of the radiation surface is denoted by v_{A1}, the radiation power density by P/S, and the acoustical load resistance by r_a. The acoustical load resistance r_a, however, is found to vary with the degree of cavitation, as will be shown later by an experimental example. The velocity v_{A1} also changes with the variation of load resistance even when the magnetostrictively impressed driving force is kept constant. Fortunately, however, the relation between the amplitude of the alternating strain ξ_1 and the velocity v_{A1} is linear. Nevertheless, the ultimate acoustical output has to be determined from a certain quantitative relation between three values: (a) the magnetostrictive driving force τ_1' which possesses saturation characteristics, (b) the acoustical load resistance r_a which varies with the degree of cavitation, and (c) the alternating mechanical strain ξ_1 which should be limited within the boundaries where metal fatigue will take place.

Of these three values, the driving force τ'_1 and the limit of the alternating strain are obviously independent of each other. Then, the ultimate case can be classified into three:

(i) The case where the mechanical strain reaches the limit first,
(ii) the case where the magnetostrictive driving force is saturated first, and
(iii) the case where both limitations occur at the same time.

Strong ultrasonic generation in water corresponds to case (i), because the acoustic load is low in comparison with the mass of the usual vibrators and consequently, the mechanical strain reaches the limit before any saturation tendency appears in the

alternating magnetization and accordingly in the magnetostrictive driving force. This case is named *undermatching**.

In general, the vibrational velocity v_{A1} of the radiation surface can be expressed by such a function as

$$v_{A1} = \xi_1 c_l \mathfrak{P}_u^{1/2}(\omega)$$

where $\mathfrak{P}_u(\omega)$ is a kind of form factor and c_l is the propagation velocity of an elastic wave in the material.

The radiation resistance per unit area of a piston membrane is expressed by

$$r_a = \zeta \varrho_a c_a$$

where the newly introduced factor ζ represents the effect of cavitation. In the equation, ϱ_a and c_a are the density and the sound propagation velocity of the medium respectively. Then the power density P/S on the radiation surface can be expressed as

$$P/S = \frac{1}{2} \zeta \varrho_a c_a c_l^2 \xi_1^2 \mathfrak{P}_u(\omega)$$

By applying the analogy[25] of an electrical transmission line, the form-factor $\mathfrak{P}_u(\omega)$ can be generally obtained. This factor in a rectangular vibrator such as is shown in Fig. 7 is expressed as

$$\mathfrak{P}_u(\omega) = \left(\frac{\sin \beta \frac{\pi}{2}}{\cos \alpha \frac{\pi}{2}} \right)^2$$

where

$$\alpha = a \Big/ \frac{\lambda_i}{4}, \qquad \beta = b \Big/ \frac{\lambda_i}{4},$$

$\lambda_i = c_i/f_0$ (f_0 = resonant frequency) $c_i = \sqrt{E/\varrho_i}$
E = Young's modulus of elasticity.

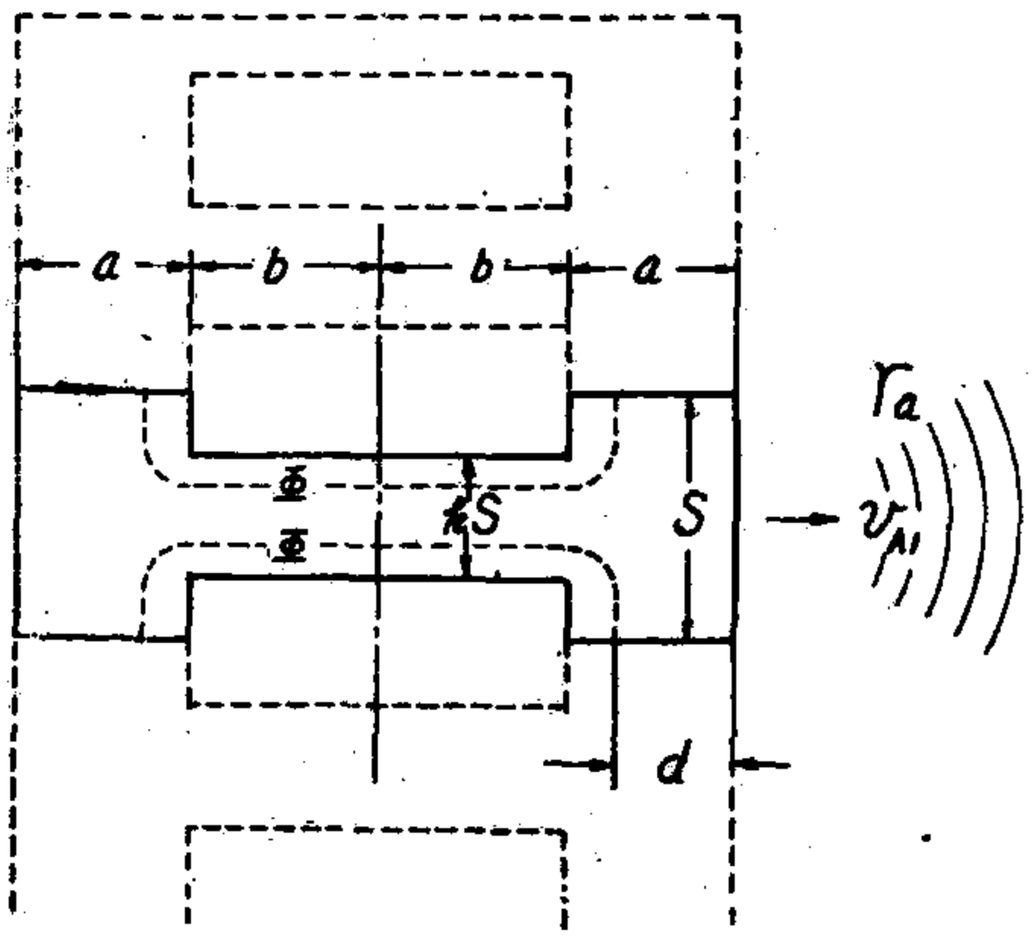


Fig. 7. The unit composite bar of a rectangular magnetostriction vibrator.

* In the original Japanese paper [23, 24], all three cases are treated in relation to their ultimate output as well as in relation to the non-linear phenomenon of magnetostrictive force. The case (ii) is named *over-matching*, and the case (iii) *activity matching*.

In order to make the actual calculation more convenient, the form-factor is represented by a universal chart shown in Fig. 8, which is applicable to rectangular vibrators of almost all dimensions, regardless of their resonance frequencies. The form-factor of ring-form magnetostriction vibrators can also be analyzed and is found to be nearly equal to unity for almost all dimensions.

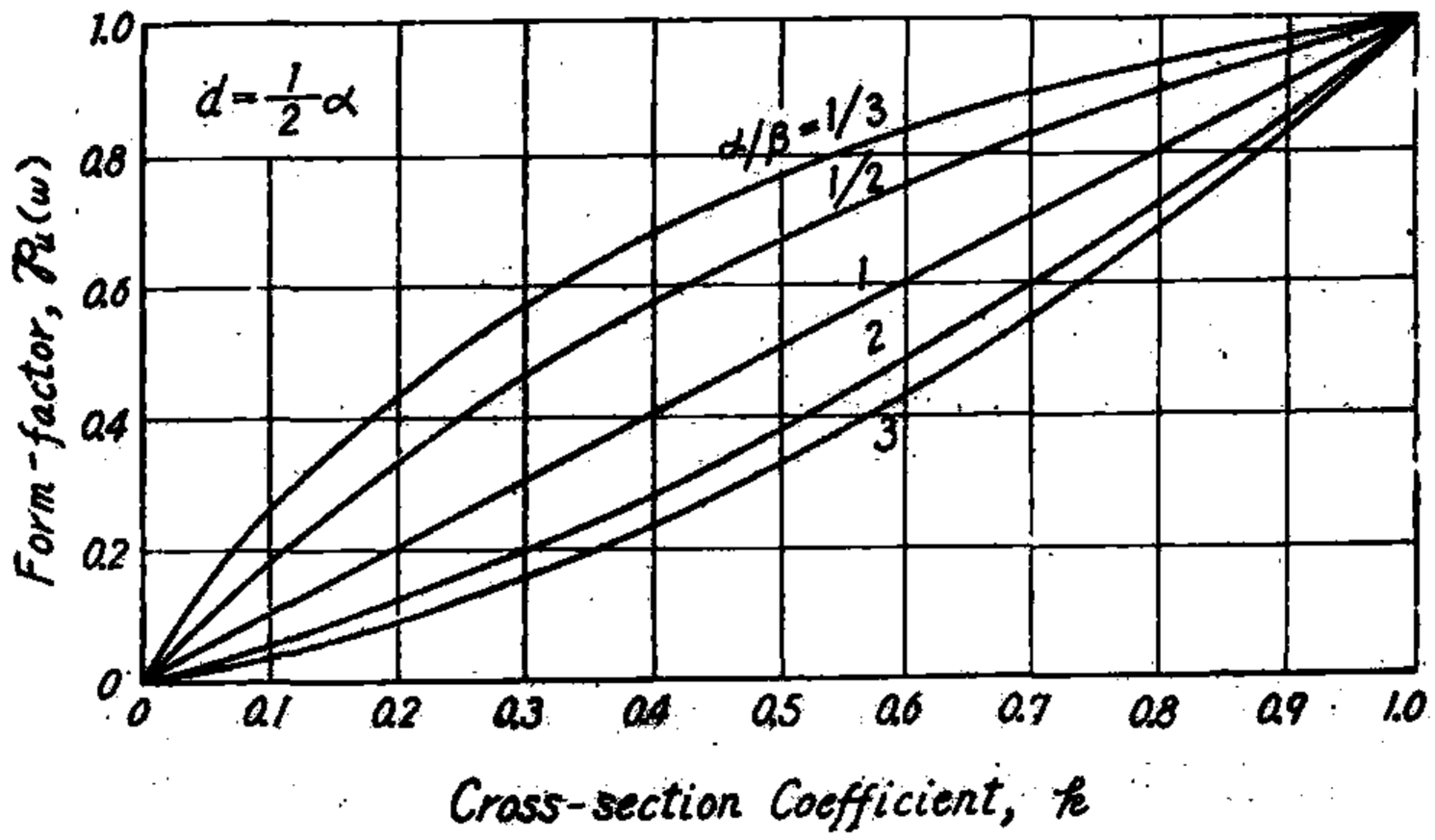


Fig. 8. The universal chart of the form-factor $\mathfrak{R}_u(\omega)$ for the estimation of the ultimate acoustic power available from rectangular magnetostriction vibrators. The parameter α/β and the value d being the cross- section coefficient of the vibrator 25 and the equivalent depth of the driving point 25, respectively, as indicated in Fig. 7.

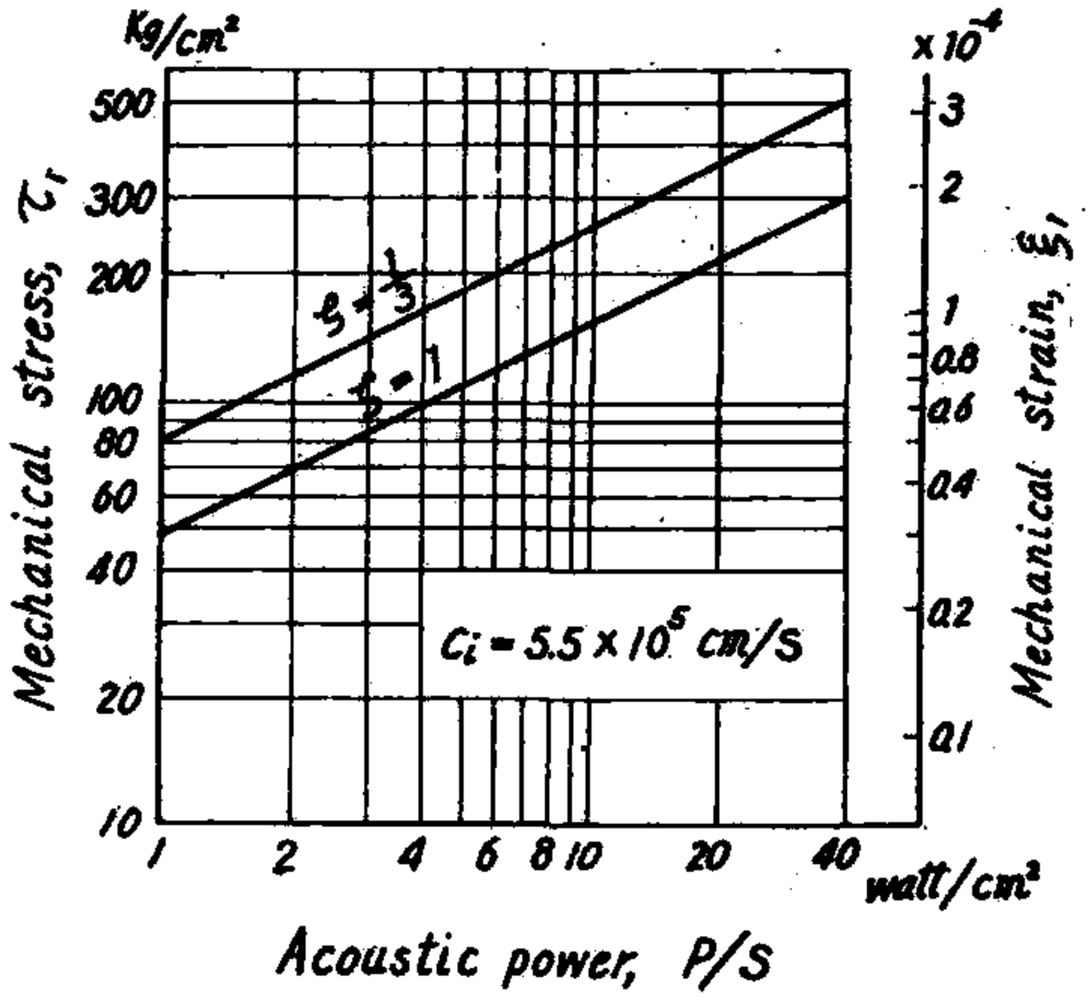


Fig. 9. The alternating mechanical stress (strain) in relation to the acoustic power output of rectangular vibrators. The parameter ζ is the newly introduced coefficient of cavitation in the liquid medium.

In rectangular vibrators of the usual design, $\mathfrak{R}_u(\omega) \sim 0.5$ By applying this value the relation between P/S and the alternating maximum value of the strain ξ_1 or stress τ_1 in the vibrator is obtained and shown in Fig. 9 in which the cavitation factor ζ appears as parameter. This quantitative relation is also independent of the resonance frequency, as long as the vibrators are for use in resonance.

The variation of radiation resistance under the influence of cavitation

While looking for a method for measuring the cavitation factor defined above. the

author and his collaborators succeeded in finding a practical method* and thus obtained some actual values of this factor[26]. In Fig. 10 is shown a result obtained with a continuous wave in half degasified water. The radiation resistance begins to fall in a steep slope at an acoustic power density of about 0.3 W/cm^2 on the radiation surface and the resistance reaches a value as low as one third of the starting value when the power density rises to 2 W/cm^2.

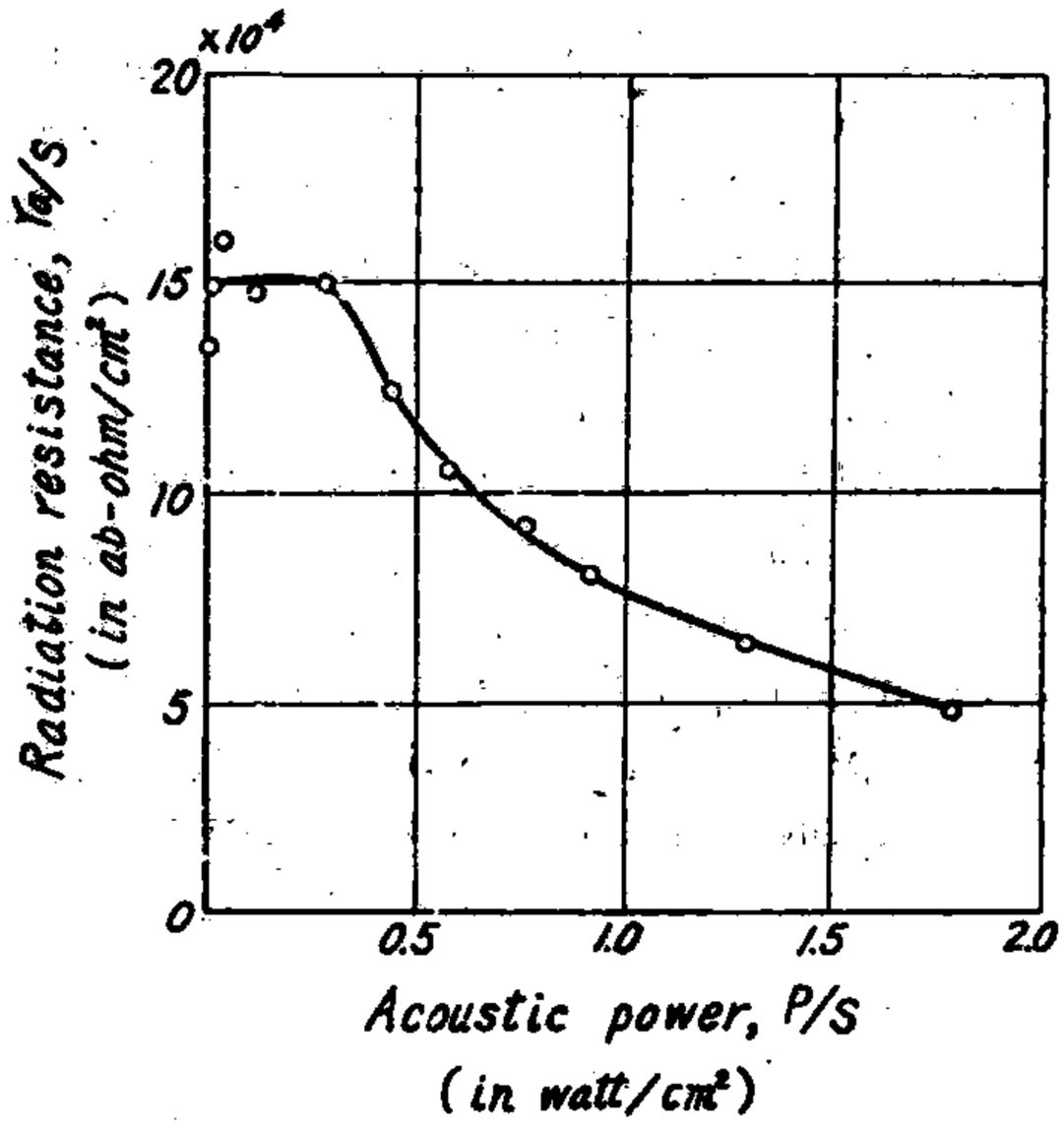


Fig. 10. Variation of acoustic radiation resistance due to cavitation (observed values).

With regard to the pulsed generation of the wave, a similar observation of the resistance decrease carried out in half-degasified water, indicates that the decrease becomes large as the pulse length increases. For instance, the resistance value, which is obtained at the constant vibrational velocity of 15.7 cm/s but with variable pulse length, falls and approaches the value of the continuous wave when the pulse length becomes 10 msec. the repetition frequency being 12.5 c/s.

In cases of both, continuous and pulsed excitations, the hissing noise of cavitation becomes clearly audible and the generation of bubbles becomes appreciable when the power level is raised to the level where the radiation resistance begins to fall. These bubbles disappear instantly every time the ultrasonic generation is suspended.

Observations and analyses carried out by an organized group

Since 1957 a research committee has been working under the sponsorship of the Ministry of Education with the object of developing a wider technological study of the intense generation of ultrasonic waves. Major Japanese research workers in the field of ultrasonics have participated in this work under the chairmanship of the author.

(*a*) *Cyclic extinction of cavitation bubbles.* SANEYOSHI *et al.*[27, 28] carried out an oscillographical and stroboscopic observation of fine bubbles generated by a strong ultrasonic wave of 20 kc/s, and they verified that nearly all bubbles of this kind would appear and then completely die away within every cycle of sound pressure. The

* By this method, the variation of magnetostrictive characteristics as well as of elastic loss can be obtained in relation to the vibrational velocity v_{A1}.

phase relation between the extinction and the phase of sound wave was measured with a reasonable degree of accuracy.

(*b*) *Mathematical representation of the resistance decrease.* Theoretical analysis was carried out in order to find a quantitative relation between the cyclic extinction of cavitation bubbles and the decrease in the radiation resistance. It may be very difficult to analyze non-linear phenomena of this type by strictly mathematical means. FUKUSHIMA, Tohoku University, Sendai, Japan, however, proposed a daring but simple model of the non-linear phenomena. He constructed a model in which the end surface of a vibrator and the front plane of the liquid separate and begin to move independently when the sound pressure on the vibrator surface reaches a certain negative value p_{00}. The meet again and collide after a short time interval, and after this collision the sinusoidal movement of the vibrator surface displaces the liquid front. Thus the wave forms are determined, and calculations can be carried out to find the fundamental component of the resistance presented to the vibrator surface. The result obtained by employing $p_{00} = 1$ kg/cm² is shown in Fig. 11 by a full line, the points plotted in the figure being the measured values mentioned in the previous section. It may be said that the coincidence between the two is quite good in spite of the simplicity of the non-linear model. It will also be of interest to try to apply this model further to media such as degasified water and high-pressure water, by employing a higher value for p_{00}.

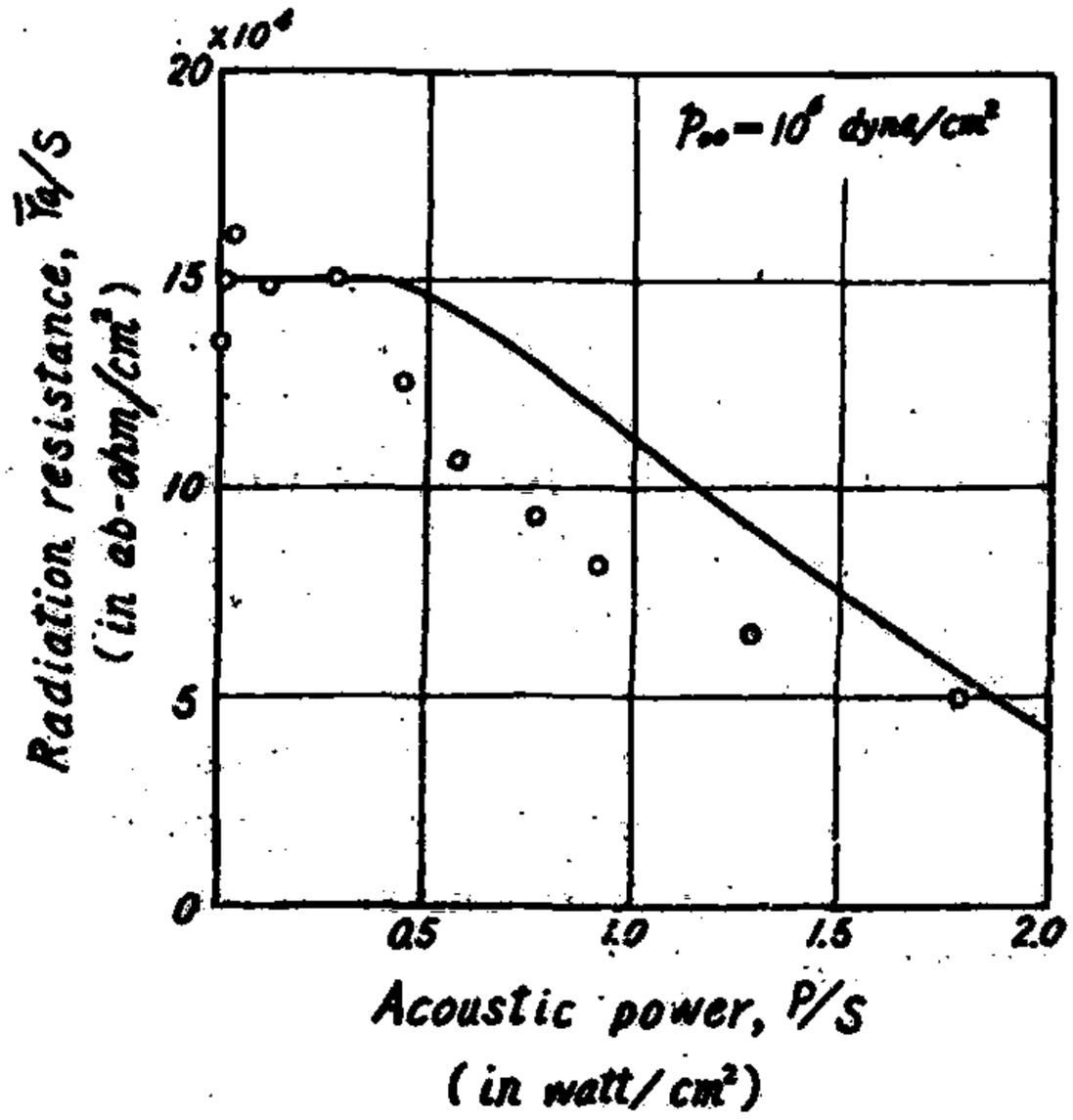


Fig. 11. Theoretically obtained characteristics of radiation-resistance variation due to cavitation: A result derived from a non-linear model. The points plotted being the observed values shown in Fig. 10.

(*c*) *Behaviour of sub-harmonics.* SANEYOSHI *et al.*[27, 28] observed that the rise of sound pressure is insufficient in a cycle where the extinction of bubbles is incomplete, but that the extinction in the adjoining cycle is very strong, resulting in a high peak of sound pressure.

SHIMIZU and the author have confirmed experimentally that the vibration of the radiation surface of a resonant vibrator keeps its sinusoidal feature even when severe cavitation occurs accompanied by strong spurious generation of the higher harmonics and sub-harmonics. In Fig. 12 some amplitude characteristics of the spurious components are shown. The solid line shows the data obtained while the vibrational velocity is increasing as shown by an arrow beside the curve, and the dotted line shows

those obtained while it is decreasing. There are evident discontinuities in the spurious components, occurring near the levels of 10 cm/s and 20 cm/s of the vibrational velocity. Discontinuities of this kind appear in both degasified and non-degasified water. The characteristics of spurious components other than those shown in this figure are also the same. The behaviour of the bubbles alters considerably in the ranges before and after these discontinuities.

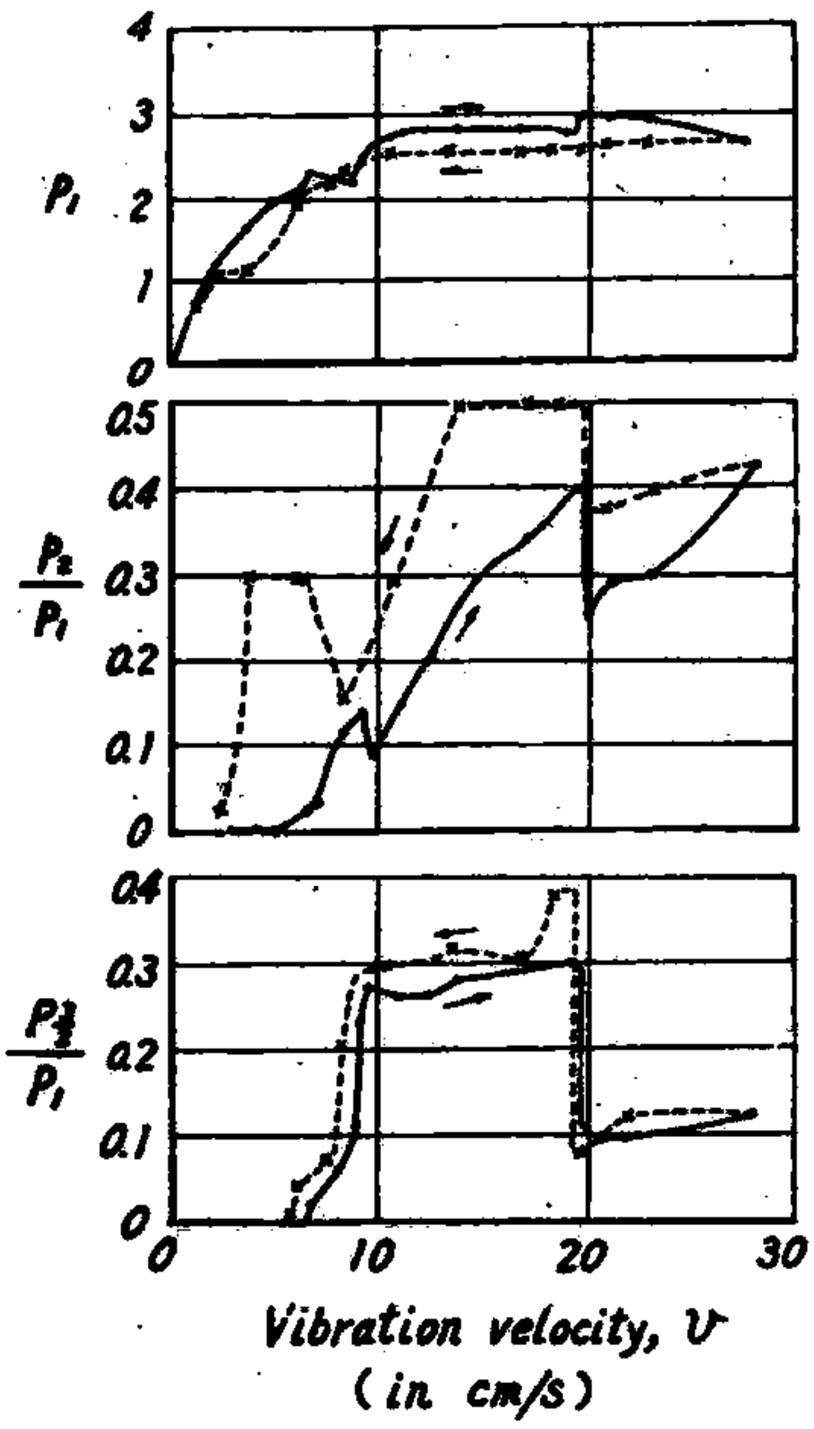


Fig. 12. Amplitude characteristics of spurious components in a strong ultrasonic wave.

(*d*) *Transition behaviour of wave forms and cavitation bubbles.* NEGISHI AND NOMOTO[29], who are also engaged in the observation of ultrasonic wave forms, have recently reported that despite the fact that the distortion of the wave form is marked in the close vicinity of the radiation surface, the waveform recovers its sinusoidal character at a distance of less than a few centimeters from this surface.

SHIMIZU and the author[30] carried out an instantaneous photographic observation of bubbles on and near the vibrator surface which was transmitting a pulse of an 18.7 kc/s ultrasonic wave, and they found that, whatever the gas content of the water, the cavitation bubbles become visible on the radiation surface within several hundred microseconds after the start of the pulse. This time lapse nearly corresponds to the build-up time of the resonance vibrator. The bubbles then increase gradually and it takes them more than 100 msec to reach a stationary state. The extinction of active bubbles takes places within a millisecond after the end of the pulse, which can be said to be an instantaneous disappearance if the decay time of the resonance vibrator is taken into account. But in the case of tap water an appreciable number of dead bubbles remain visible, which gradually disperse and disappear in a few hundred milliseconds.

(*e*) *The change of directional characteristics through the influence of cavitation.* The

directional patterns of a certain 28.6 kc/s vibrator are measured at various levels of its intense excitation in degasified water, half-degasified water and non-degasified water, with the vibrational velocity of the radiation surface as parameter. A very interesting discovery made by the author is that the directivity of the fundamental frequency becomes sharper with the increase of the vibrational velocity, though the initial directivity of weak vibrations agrees quite well with a theoretical pattern. In Fig. 13 an example of the patterns measured in non-degasified water is shown. This tendency of the directivity to become sharper with increasing sound intensity level may be considered to be due to the effect that the clouds of bubbles generated in the vicinity of the radiation surface operate like an acoustical lens.

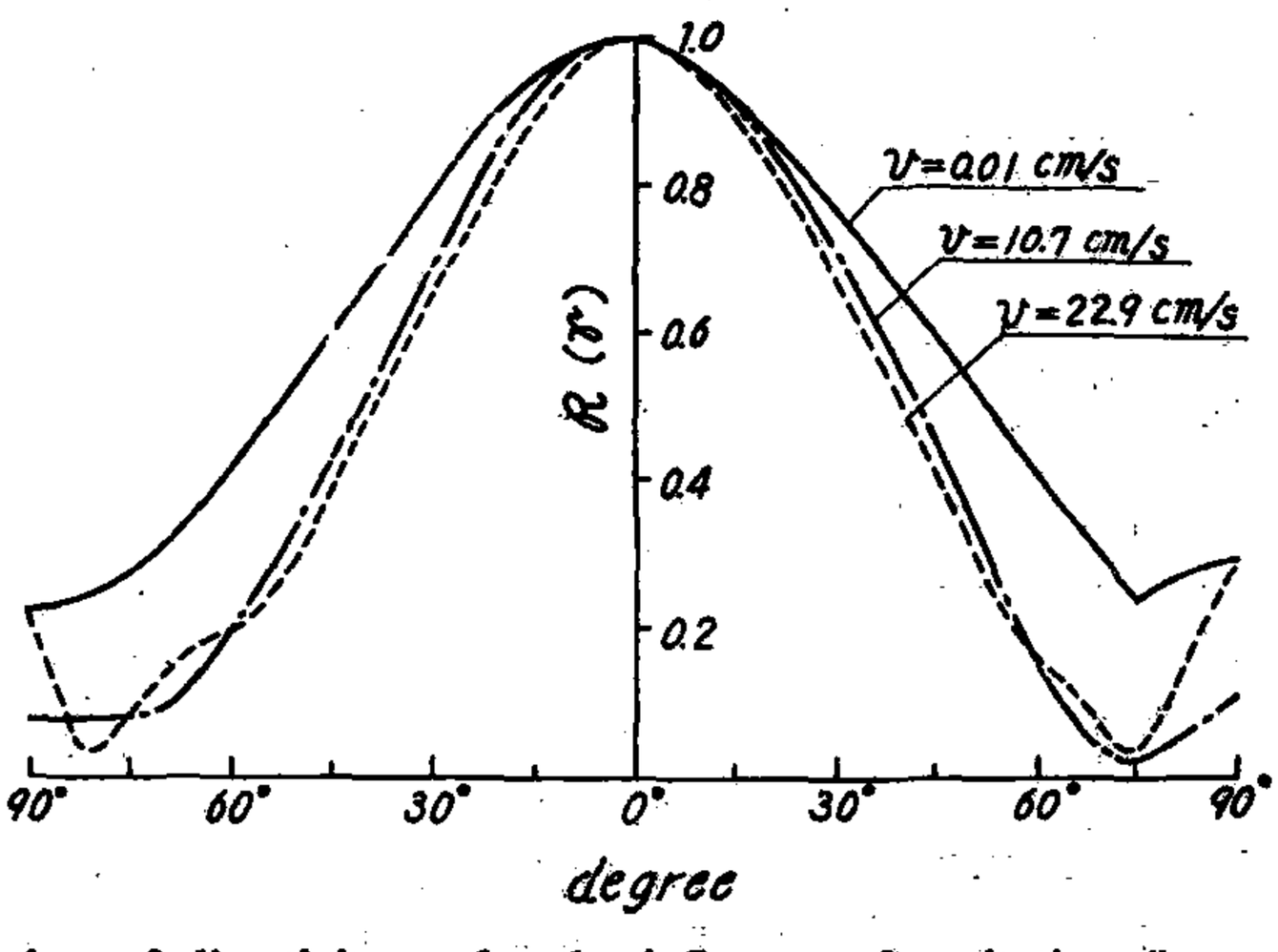


Fig. 13. The variation of directivity under the influence of cavitation (in non-degasified water).

CONCLUSION

The report and discussion given in this paper deal with the recent achievements in the research and application of ultrasonics, with emphasis placed on the work in which the author has participated. Therefore, it must be stated that there are, of course, a number of important achievements obtained by other Japanese workers in this field. For instance, with regard to medical applications OKA*, YOSHIOKA *et al.* have been carrying out clinical research on the surgical treatment of the central nervous system by focussing an ultrasonic beam on to the inside of the human brain. In physics and technology, TORIKAI, NOMOTO *et al.* have recently reported several interesting results of theoretical and experimental analyses carried out in an ultrasonic field generated by a focussing transducer. In their report the accompanying cavitation phenomenon is also discussed. KISHIMOTO has been engaged in the study of the effect of ultrasonic waves on the osmotic pressure on an organic membrane. SANEYOSHI, MORI AND IDE have developed an electronic system of motional voltage feed-back for stabilizing the performance of ultrasonic-impact grinders and an ultrasonic fatigue-testing instrument. MATSUZAWA tried to analyze theoretically a solid-condenser microphone for

* All reports cited hereafter are available from *Proceedings of the Annual Convention of the Acoustical Society of Japan* or *Record of the Technical Committee on Ultrasonics* of the Institute of Electrical Communication Engineers of Japan, Tokyo (Japan).

airborne ultrasonic use. SANEYOSHI[88] AND OKUSHIMA have succeeded in developing a sensitive probe, consisting of barium titanate ceramic disks and thin rods analogous to that described by KOPPELMAN[81], with a wide ultrasonic frequency band. In a field survey with regard to the propagation of ultrasonic waves, HASHIMOTO, KIKUCHI *et al.* measured the attenuation constant of horizontal propagation and the reflection loss at a seabottom consisting of mud and sand, by carrying out a series of experiments in the sea at the mouth of Tokyo Bay. As industrial applications, not only ultrasonic cleaning and impact grinding, but also an ultrasonic method of coagulating powdered coal of an inferior quality is in the intermediate testing stage.

REFERENCES

1. Y. KIKUCHI *et al.*, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 824–833.
2. T. WAGAI, S. HAYASHI, Y. KIKUCHI, R. UCHIDA *et al.*, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc, Japan*, (May 1958) 2-1-4.
3. S. SATOMURA *et al.*, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, (Oct. 1958) 2-1-11.
4. S. SATOMURA, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 1181–1185, S. SATOMURA *et al.*, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, (May 1958) 2-1-3.
5. S. SATOMURA *et al.*, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, (May 1959) 1-1-20.
6. K. SHIBAYAMA AND Y. KIKUCHI, *Sci. Rept. Research Insts. Tohoku Univ. Ser. B*, 8 No. 3 (1956) (in English).
7. K. SHIBAYAMA AND Y. KIKUCHI, *Sci. Rept. Research Insts. Tohoku Univ. Ser. B*, 9 No. 2 (1957) (in English).
8. K. SHIBAYAMA AND Y. KIKUCHI, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, (Nov. 1956) 2-1-7.
9. K. SHIBAYAMA AND Y. KIKUCHI, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, (May 1957) 1-3-18, (May 1958) 1-1-9.
10. K. SHIBAYAMA AND Y. KIKUCHI, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, (Nov. 1957) 1-1-12.
11. Y. KIKUCHI AND K. SHIBAYAMA, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, (May 1959) 1-1-15.
12. H. LAMB, *Proc. Roy. Soc. A*, 93 (1917) 114.
13. I. KOGA, *J. Inst. Elec. Engrs. (Japan)*, 50 (1930) 1209.
14. M. MATSUDAIRA AND K. TAKEI, *Electr. Comm. Eng. Symposium, Tohoku Univ.*, 22, No. 2 (1953) 65.
15. K. SEZAWA, *Shindogaku*, Iwanami Co. Ltd., Tokyo, 1932, p. 155.
16. R. R. AGGARWAL, *J. Acoust. Soc. Am.*, 24 (1952) 463 and 663; 25 (1953) 533; 26 (1954) 341.
17. L. POCHHAMER, *J. math. (Crelle)* 81 (1876) 324.
18. A. E. H. LOVE, *Mathematical Theory of Elasticity*, Dover, New York, 1927, 4th ed, p. 289.
19. D. BANCROFT, *Phys. Rev.* 59 (1941) 588.
20. A. N. HOLDEN, *Bell System Tech. J.*, 30 (1951) 956.
21. SCHWEITZER AND SZEBEHELY, *J. Appl. Phys.*, 21 (1950) 1218,
    W. J. GALLOWAY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 26 (1954) 849,
    H. B. BRIGGS, J. B. JOHNSON AND W. P. MASON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 664,
    W. CONNOLLY AND F. E. FOX, *J. Acoust. Soc. Am.*, 26 (1954) 843,
    G. W. WILLARD, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25 (1953) 669,
    E. MEYER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 4,
    M. NAAKE, K. TAMM, P. DÄMMIG AND M. HELBERG, *Acustica*, 8 (1958) 142, *Acustica* 8 (1958) 193,
    G. KURTZE, *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen*, Nr. 1, 1958.
22. H. B. BRIGGS, J. B. JOHNSON AND W. P. MASON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 664.
23. Y. KIKUCHI AND H. SHIMIZU, *Record Tech. Comm. Ultrasonics, Inst. Elec. Commun. Engrs Japan*, April 2, 1957.
24. Y. KIKUCHI AND H. SHIMIZU, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, May, 1957 1-3-17,
25. Y. KIKUCHI AND K. FUKUSHIMA, *Sci. Repts. Research Insts., Tohoku Univ., Ser. B*, 1–2 (1951) 141. (in English);
    T. F. HUETER AND R. H. BOLT, *Sonics*, Wiley, New York, 1955, pp. 186–194.

26. Y. KIKUCHI, H. SHIMIZU AND D. OKUYAMA, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, Nov. 1957, 1-1-5; *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 1385–1386.
27. J. SANEYOSHI AND M. OKUSHIMA, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, May 1959 1-1-3.
28. J. SANEYOSHI, *Proc. Third Intern. Congr. Acoust.*, Elsevier, Amsterdam 1961.
29. O. NOMOTO AND K. NEGISHI, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, May 1959 1-1-5.
30. Y. KIKUCHI, H. SHIMIZU *et al.*, *Proc. Ann. Conv. Acoust. Soc. Japan*, (May 1959) 1-1-7.
31. J. KOPPELMANN, *Acustica*, 2 (1952) 92.
E. MEYER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 4–8.

The Application of Nonreflecting Transducers in Ultrasonic Measurements

J. WEHR

Institute of Basic Technical Problems, Polish Academy of Sciences, Warsaw (Poland)

INTRODUCTION

The ultrasonic measurements in solids usually necessitate the application of coupling liquids or pastes between the transducers and the samples under test. The coupling layers of liquid behave generally as acoustic transmission lines, where multiple reflections of energy (standing waves) may occur. The transmission coefficient of ultrasonic energy depends then on the thickness of the coupling layers, thus making the measurements of intensity, velocity and attenuation of continuous waves practically impossible. We are working with continuous waves to be absolutely sure to have only the forced vibrations of the transducers and so any confusion as to the frequency used is impossible. The idea of nonreflecting transducers, presented in this paper, allows to get rid of multiple reflections in coupling layers decreasing the overall sensitivity of properly modified probe-heads.

WORKING PRINCIPLE OF NONREFLECTING TRANSDUCERS

The nonreflecting transducer is obtained by inserting between the rediating surface of the transducer and the coupling liquid a layer of material accoustically matched to the liquid and absorbing ultrasonic energy in such a degree as to prevent practically the return into the liquid of ultrasonic waves reflected from the transducers surface. In laboratory practice it is not difficult to fulfil the matching condition and to control the attenuation factor when using specially processed rubber for damping layers in water immersion. The sensitivity of the nonreflecting transducers decreases with frequency, compared to the sensitivity of bare transducers, because of increasing attenuation of the damping layers. The frequency response may be kept reasonably constant over the frequency range 1 : 2, if the transducer is excited below its resonance. If needed, final correction of sensitivity characteristics may be performed in the electric part of the apparatus.

Leaving aside the more detailed discussion of directivity patterns of nonreflecting transducers, we will mention only their dependance on the shape of the damping layers. It is possible to broaden or to sharpen the directivity patterns by properly shaping the probe-heads (see Fig. 1). This is of practical importance *e.g.* in the case of intensity measurements, when the broadening of the directivity pattern allows us to make measurements with the receiving transducer not strictly parallel to the radiating transducer.

ULTRASONIC VELOCITY MEASUREMENTS

The resonance method, so obvious in liquids, is not in the least more complicated in the case of solids if nonreflecting transducers are used (see Fig. 2). By measuring the

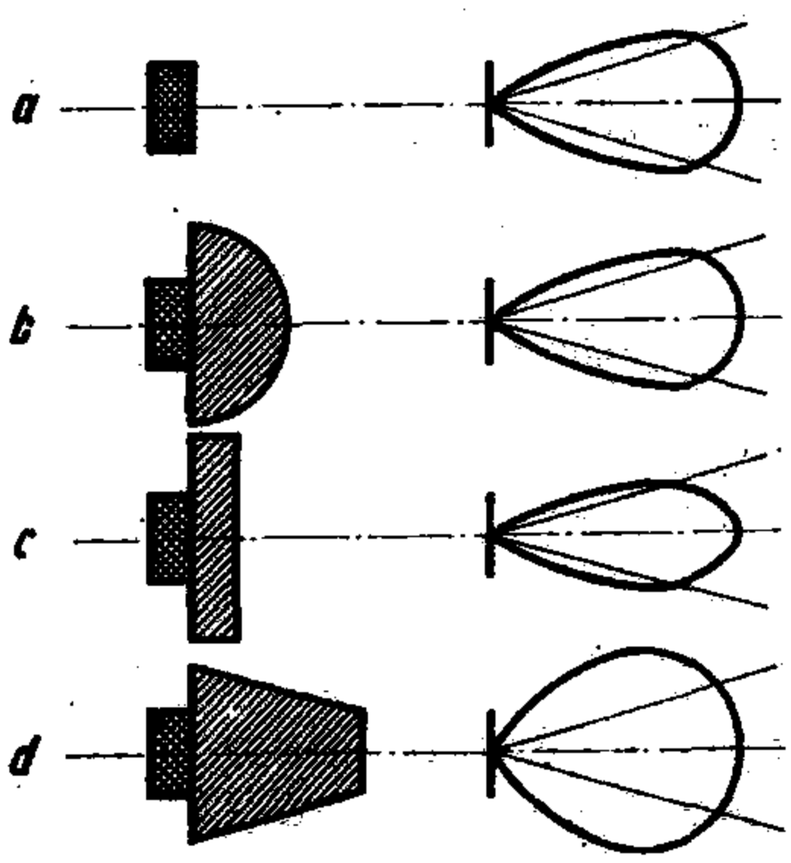


Fig. 1. Directivity patterns of piezoelectric transducers, screened by nonreflecting layers of various shapes. Directivity pattern may be unchanged (b), sharpened (c) or broadened (d), compared with the pattern of the bare transducer (a).

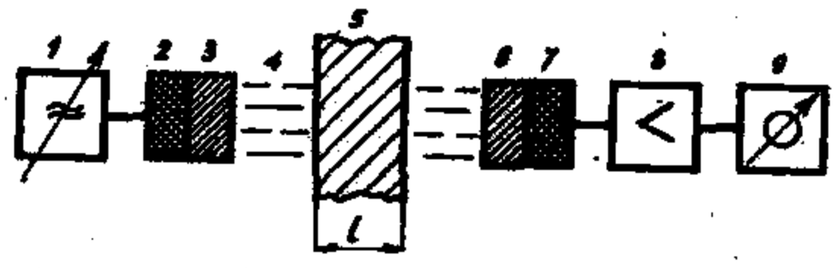


Fig. 2. Bloc diagram of the equipment, applying nonreflecting transducers for measuring velocity and attenuation of ultrasonic waves in solids.
1: variable frequency oscillator, 2: piezoelectric transducer, 3: damping layer, 4: coupling liquid, 5: tested material, 6: damping layer, 7: piezoelectric transducer, 8: amplifier, 9: indicator.

frequency difference Δf between two adjacent maxima (or minima) of the transmitted energy (see Fig. 3) we obtain the formula for the velocity

$$c = 2 \cdot l \cdot \Delta f \tag{1}$$

where l is the thickness of the sample.

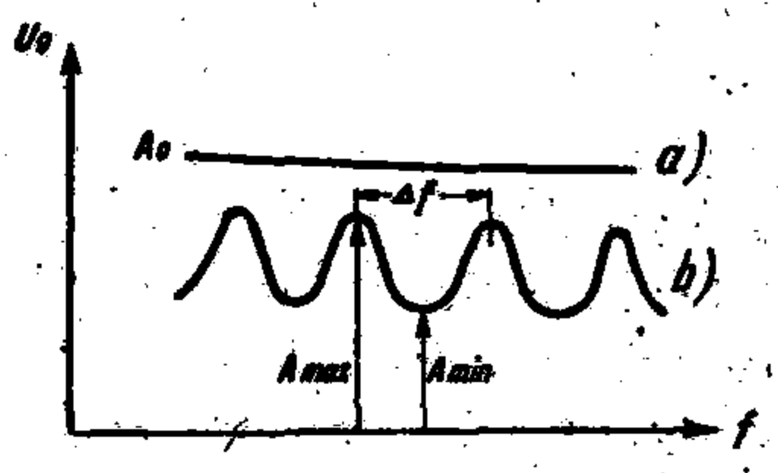


Fig. 3. The frequency characteristics of the amplitude indications taken by equipment of Fig. 2 in the case of distinct multiple reflections in the tested sample (resonance conditions). Curve (a): without sample, curve (b): with sample.

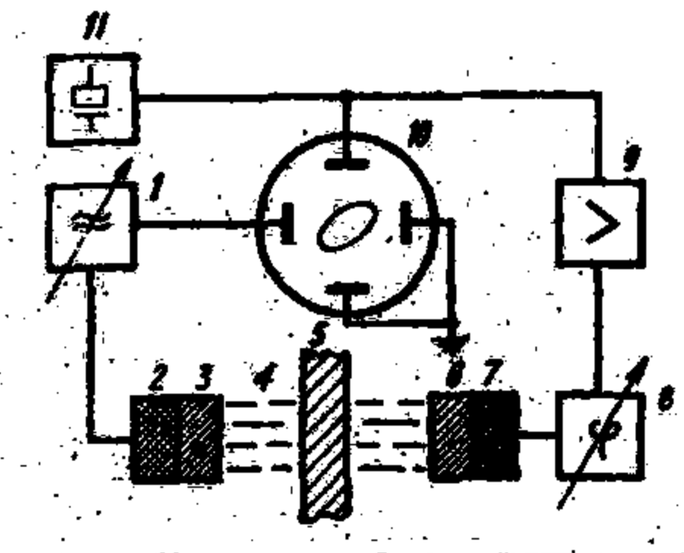


Fig. 4. Bloc diagram of the UF-1 Ultrasonic Phase Indicator developed by the author for measuring the velocity of ultrasonic waves in nonresonant layers.
1: variable frequency oscillator, 2: piezoelectric transducer, 3: damping layer, 4: coupling liquid, 5: tested material, 6: damping layer, 7: piezoelectric transducer, 8: phase-shifting circuit, 9: amplifier, 10: CRT indicator, 11: frequency calibrator.

If there is no resonance in the sample because of high damping in the tested material or because of its matching to the liquid, then the phase-shift method may be success-

fully used (see Fig. 4). As shown in Fig. 5 both the immersion and the contact measurements may be applied. Constant frequency change is recommended in the measurements with and without the sample (or with different samples), to be sure that the overall phase shifts in the surplus liquid, in the transducers and in the electrical part of the equipment cancel in both measurements.

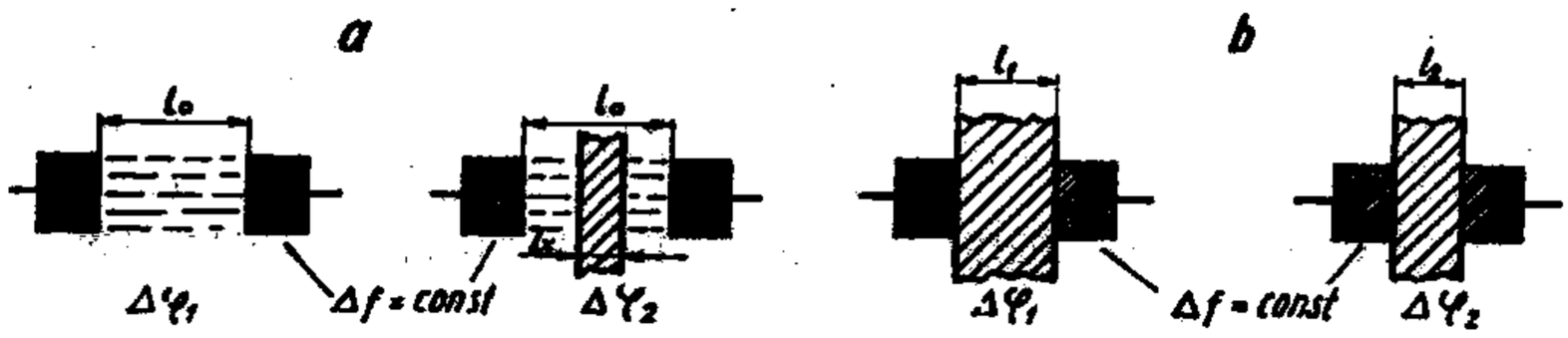


Fig. 5. Two ways of measuring the velocity of ultrasonic waves in solids by means of the equipment of Fig. 6. (a) immersion measurement, (b) contact measurement.

Replacing, according to Fig. 5a, the path l_x of liquid with a solid sample and measuring the phase shifts $\Delta\varphi_1$, and $\Delta\varphi_2$, caused by the same constant frequency shift Δf, before and after inserting the sample, we obtain

$$c_x = \left(\frac{1}{c_0} - \frac{\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2}{2\pi\Delta f l_x}\right)^{-1} \tag{2}$$

where c_0 is the velocity in the liquid.

If we have two samples of different thickness, made of the same material, the contact method can be applied (see Fig. 5b). Then, pressing the probe-heads against the opposite surfaces of the samples of thickness l_1 and l_2, we measure the phase shifts $\Delta\varphi_1$ and $\Delta\varphi_2$, corresponding in both cases to the frequency shift Δf and evaluate the velocity c_x

$$c_x = \frac{2\pi\Delta f(l_1 - l_2)}{\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2} \tag{3}$$

The methods of measurements, presented above, allow us to measure the velocity of ultrasonic longitudinal waves in samples as thin as 0,5 mm with an accuracy better than 1%.

ULTRASONIC ATTENUATION MEASUREMENTS

We shall distinguish two cases: (1) resonance conditions and (2) no resonance in the sample. In both cases the absorption coefficient may be evaluated from the mean slope of the frequency curve of transmission coefficient (see Eq. 7), however, in the case of resonance, it is required, because of the greater accuracy, to measure rather the maxima and minima of the transmission coefficient q_σ of ultrasonic pressure (see Fig. 3). One may evaluate the absorption coefficient α per unit length, assuming $\alpha = \text{const.}$ in the frequency range between the adjacent maximum and minimum.

Denoting the ratio $\frac{q_{\sigma\max}}{q_{\sigma\min}} = r$, we obtain

$$\alpha = \frac{1}{l}\ln\left(\frac{1+r}{q_{\sigma\max} + \sqrt{q_{\sigma\max}^2 + r^2 - 1}}\right) \tag{4}$$

Or, if the reflection coefficient k_σ is known

$$\alpha = \frac{1}{2l}\ln\left(k_\sigma^2\frac{r+1}{r-1}\right) \tag{5}$$

Finally, measuring the frequency interval Δf between two adjacent extrema one may use the formula

$$\alpha = \frac{1}{l}\frac{f}{\Delta f}\ln\left(\frac{q_{\sigma extr(n)}}{q_{\sigma extr(n+1)}}\right) \tag{6}$$

The last formula is analogous to the formula for nonresonant samples

$$\alpha = -\frac{1}{l}\frac{f}{q_\sigma}\frac{dq_\sigma}{df} \tag{7}$$

ULTRASONIC INTENSITY MEASUREMENTS AND THE SPECTRAL ANALYSIS OF INTENSITY

A nonreflecting gauge does not modify the ultrasonic field produced between it and the radiating source. This fact allows the application of transducers appreciably greater than the wavelength and, consequently, instanteneous measurement of the mean intensity, without scanning or using multiple miniature gauges.

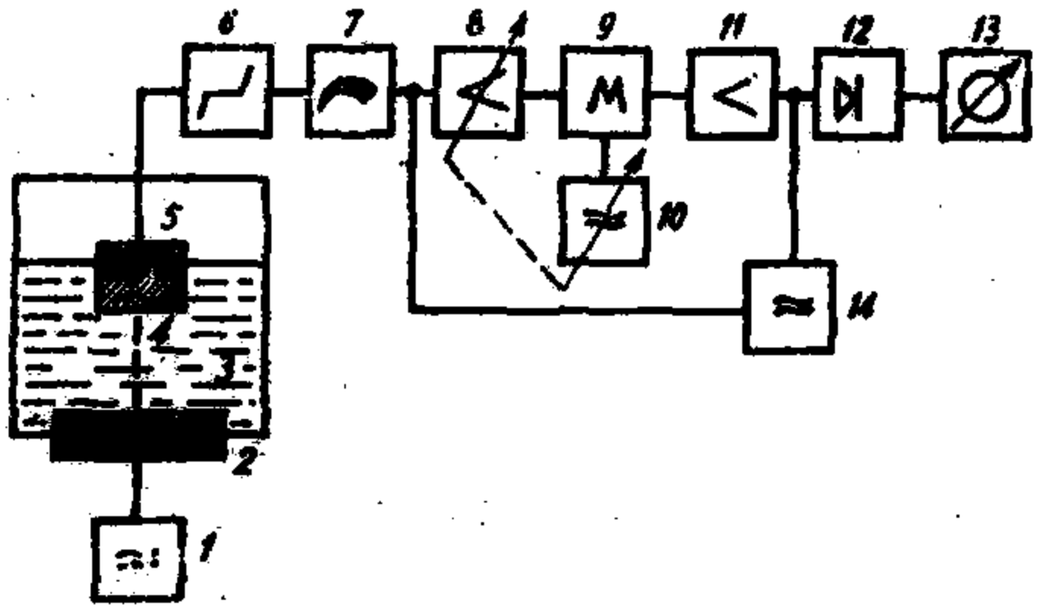


Fig. 6. Bloc diagram of the UA-1 Ultrasonic Intensity Analyzer developed by the author. 1: oscillator, 2: transmitting transducer, 3: liquid, 4: damping layer, 5: piezoelectric transducer, 6: corrector of frequency response, 7: attenuator, 8: amplifier, 9: mixer, 10: oscillator, 11: i.f. amplifier, 12: detector, 13: indicator, 14: gain calibrator.

The general diagram of an intensity analyser is shown in Fig. 6. The frequency range is, in the particular case of the equipment developed by the author, 0,3–4,8 Mc/s, the intensity range 1 mW/cm²–100 W/cm².

The absolute calibration of a nonreflecting transducer can be done by the self-reciprocity pulse mehod. The electric output meter of the equipment can be calibrated directly in W/cm².

By the above method the total intensity (in a limited range of frequencies) can be measured, as well as the intensity at the selected frequencies, depending on the wide-range or the selective characteristics of the amplifier. It is worth-while mentioning, that in the case of pulse transmission systems the measurement of peak power and mean power values is very easy with the equipment described above, it requires only the peak voltage or the mean voltage detector circuit.

Untersuchungen an magnetostriktiven Schallwandlern aus Ferriten

I. P. GOLYAMINA

Akustisches Institut, Akademie der Wissenschaften, Moskau (U.S.S.R.)

In den letzten Jahren erschienen eine Reihe von Veröffentlichungen, die dem Problem der Anwendung von Ferriten als Werkstoff für elektroakustische Ultraschallwandler gewidmet waren[1–9].

Die Zahlenwerte der in diesen Arbeiten beobachteten magnetomechanischen und magnetischen Konstanten für magnetostriktive Ferrite, sind vergleichbar mit den Werten derselben Konstanten für weit angewandte magnetostriktive Metalle und Legierungen. Und die Abwesenheit der Wirbelstromverluste, welche die Erhöhung des Wirkungsgrades verursacht, das verhältnissmässig nicht zu komplizierte Herstellungsverfahren, die Billigkeit und Fülle der Rohmateriale – das alles gibt den Ferriten einen Vorzug gegenüber den Metallwerkstoffen, der besonders wertvoll ist im Zusammenhang mit dem stürmischen Wachstum der praktischen Ultraschallanwendungen.

Aber daneben haben die Ferrite (wie auch alle keramischen Werkstoffe) kleinere mechanische Festigkeit und kleinere Wärmeleitfähigkeit als die Metalle; dabei besitzen sie eine verhältnismässig niedrige Sättigungsinduktion, und die Abhängigkeit

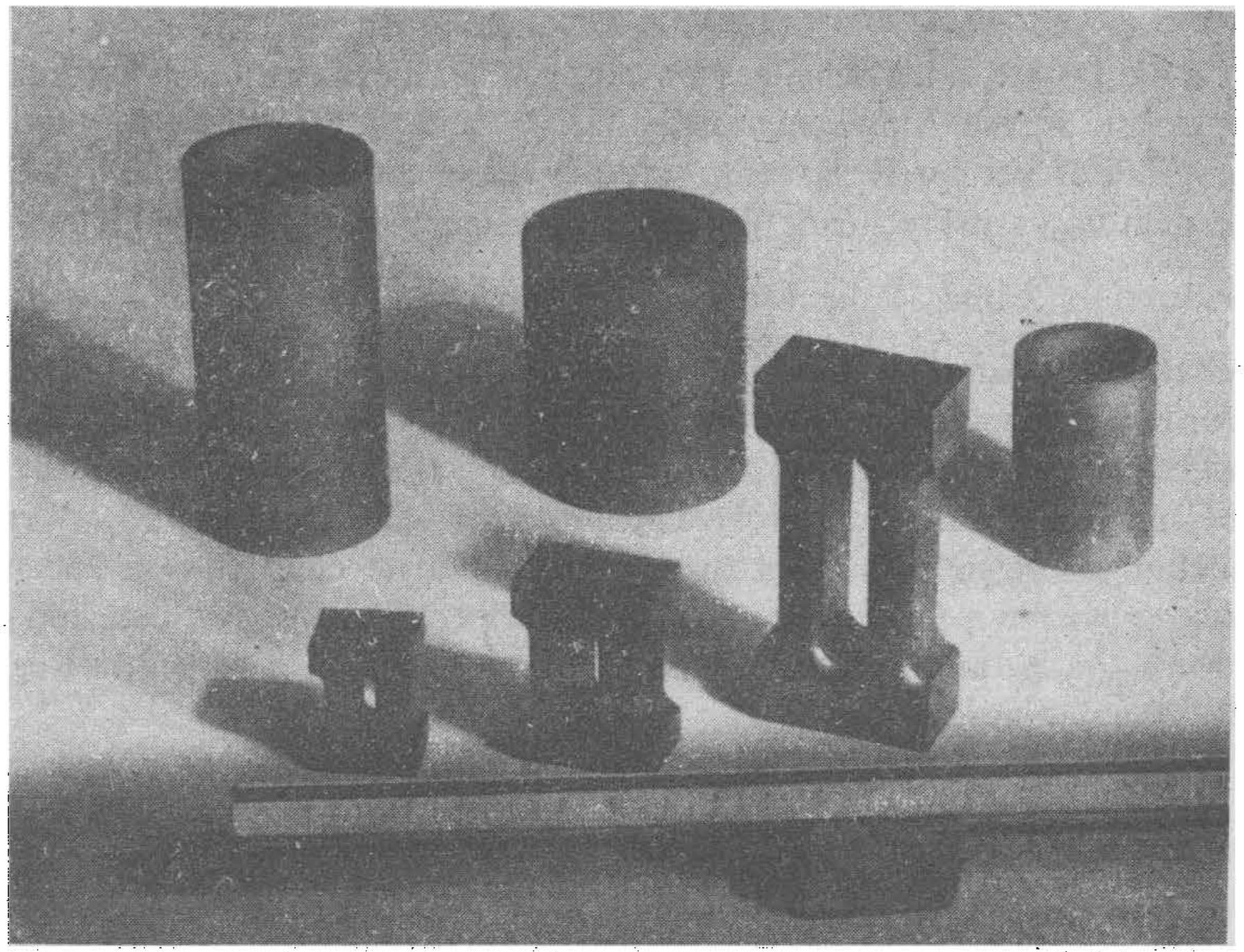


Abb. 1. Ferritkerne für elektroakustische Ultraschallwandler verschiedener Typen.

ihrer Eigenschaften von dem äusseren magnetischen Felde hat einen mehr nicht, linearen Charakter, als es für die Metalle der Fall ist. Darum schien es von Interesse die Experimentalwandler aus Ferriten bei den Grössen der Ultraschalleistung zu untersuchen, die für praktische Anwendungen brauchbar sind.*)

Die Untersuchungen an Ferriten, die in dem Akustischen Institut der Akademie der Wissenschaften der U.d.S.S.R., auf Initiative von Akademiker ANDREYEV, seit dem Jahre 1954 durchgeführt wurden, führten zur Schaffung einer Reihe experimenteller Schallwandler aus Ferriten. In Abb. 1 sind Ferritkerne für stabförmige Schallgeber mit den Resonanzfrequenzen 26, 53 und 75 KHZ dargestellt; zylindrischer Kern mit Löchern für die Windung war zur Herstellung von fokussierenden Schallgebern vorherbestimmt; dünnwandige Zylinder dienten zur Herstellung von Schallempfänger. Zur Erzielung grösserer mechanischer Festigkeit ist bei den stabförmigen Schallgeberkernen ein allmählicher Querschnittübergang gemacht, und das Verhältnis der Strahlungsfläche zu dem Stabquerschnitt beträgt 2.

Die chemische Zusammensetzung der Ferrite, die zur Anfertigung experimenteller Wandler dienten, sowie ihre Eigenschaften sind in Tabelle I dargestellt.

TABELLE I

Zusammensetzung	d $\left[\frac{g}{cm^3}\right]$	$c \cdot 10$ $\left[\frac{cm}{Sek.}\right]$	B_s [G]	H_c [Oe]	μ_0	μ_r	$\varkappa_r$	$\varkappa_{opt}$	H_{opt} [Oe]	B_{opt} [G]	$\lambda_{opt} \cdot 10^6$ $\left[\frac{dyne}{cm^2 G}\right]$	$\Lambda_r \cdot 10^{-6}$ $\left[\frac{cm^2 G}{dyne}\right]$
$NiOFe_2O_3$	5,20	5,79	3000	2,8	44	34	0,15	0,21	16	2400	2,1	—2,2
$NiO_{0,5}ZnO_{0,5}Fe_2O_3$	5,27	5,94	4900	0,4	330	290	0,10	0,14	5	3700	0,55	—4,3
$NiO_{0,98}CoO_{0,02}Fe_2O_3$	5,20	5,54	3300	2,0	73	61	0,19	0,31	15	2600	2,4	—4,4

Hier ist d die Dichte, c die Schallgeschwindigkeit, B_s die Sättigungsinduktion, H_c die Koerzitivkraft, μ_0 die Anfangspermeabilität, μ_r und $\varkappa_r$ die Permeabilität und der Kopplungsfaktor bei der Remanenz, $\varkappa_{opt}$ der maximale Kopplungsfaktor, H_{opt} und B_{opt} die dem $\varkappa_{opt}$ entsprechende Werte des vormagnetisierendes Gleichfeldes und der Gleichinduktion, λ und Λ die Magnetostriktionskonstanten $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial B}\right)_\varepsilon$ und $\left(\frac{\partial B}{\partial \sigma}\right)_\varepsilon$, wo σ die mechanische Spannung, ε die Deformation ist.

Es wurde ein Herstellungsverfahren angewandt, welches die Erhaltung des Ferritwerkstoffes mit möglichst grosser Dichte ermöglichte, so dass die Porosität 1,5% bis 3,5% betrug (als kristallographische Dichte wurde 5,37 angenommen). Wie unsere Untersuchungen zeigten, besitzen die dichteren Ferrite eine grössere mechanische Festigkeit, grösseren mechanischen Q-Faktor, kleinere Hysteresisverluste und grössere Werte von $\varkappa_{opt}$. Die aus dichterem Stoff verfertigte Schallgeber zeigten als Regel einen höheren Wirkungsgrad.

Als Schallgeberstoff wurden Nickelferrit und Nickelkobaltferrit angewandt. Die Messungen des elektroakustischen Resonanzwirkungsgrades η_{ea} der Schallgeber nach

* Einige Tage vor dem Anfang des Kongresses wurde uns, dank der Freundlichkeit von Herrn VAN DER BURGT seine neue Veröffentlichung bekannt (*Valvo Ber.*, 5 (1959) 1-33), in der dieses Problem behandelt ist.

der bekannten Methode von HAHNEMANN UND HECHT, mit verhältnismässig kleiner Eingangsleistung, ergaben Werte von 70% bis 80% bei geeigneter Vormagnetisierung. Diese, dem maximalen η_{ea} entsprechende Vormagnetisierung, war gleich B_{opt} oder etwas grösser (für Nickelferrit: 2400–2800 G, für Nickelkobaltferrit: 2700–3100 G). Den Unterschied zwischen η_{ea} für Nickelferrit und Nickelkobaltferrit konnte man nicht feststellen, weil er wahrscheinlich, wie auch die Frequenzabhängigkeit von η_{ea}, kleiner war, als die vom Herstellungsverfahren und von der Halterung der Schallgeber verursachte Toleranz.

Die Abhängigkeit der Eigenschaften von der zunehmenden Eingangsleistung wurde an Schallgebern mit der Resonanzfrequenz 26 kHz untersucht, bei der Schallabstrahlung ins Wasser. Der Schallgeber wurde in einem Impulsregime erregt, dabei wurde der ihn durchfliessende Wechselstrom $I_{\sim}$, die Spannung $V_{\sim}$, die elektrische Eingangsleistung W_e gemessen. Gleichzeitig wurde die Wechselinduktion $B_{\sim}$ bestimmt. Die gesamte abgestrahlte Schalleistung W_{ak} wurde mit Hilfe eines 1,2 m entfernten Hydrophones bei Berücksichtigung der Schallgeberrichtungscharakteristik bestimmt. Die Messungen wurden mit verschiedenen Werten des vormagnetisierenden Stromes I_0 durchgeführt bis zu den von $I_{\sim}$ gleichen oder etwas grösseren Werten. Für die zu I_0 naheliegenden Werte von $I_{\sim}$ sank sichtbar die Wirksamkeit des Schallgebers, die Sinusform der Spannung wurde verzerrt.

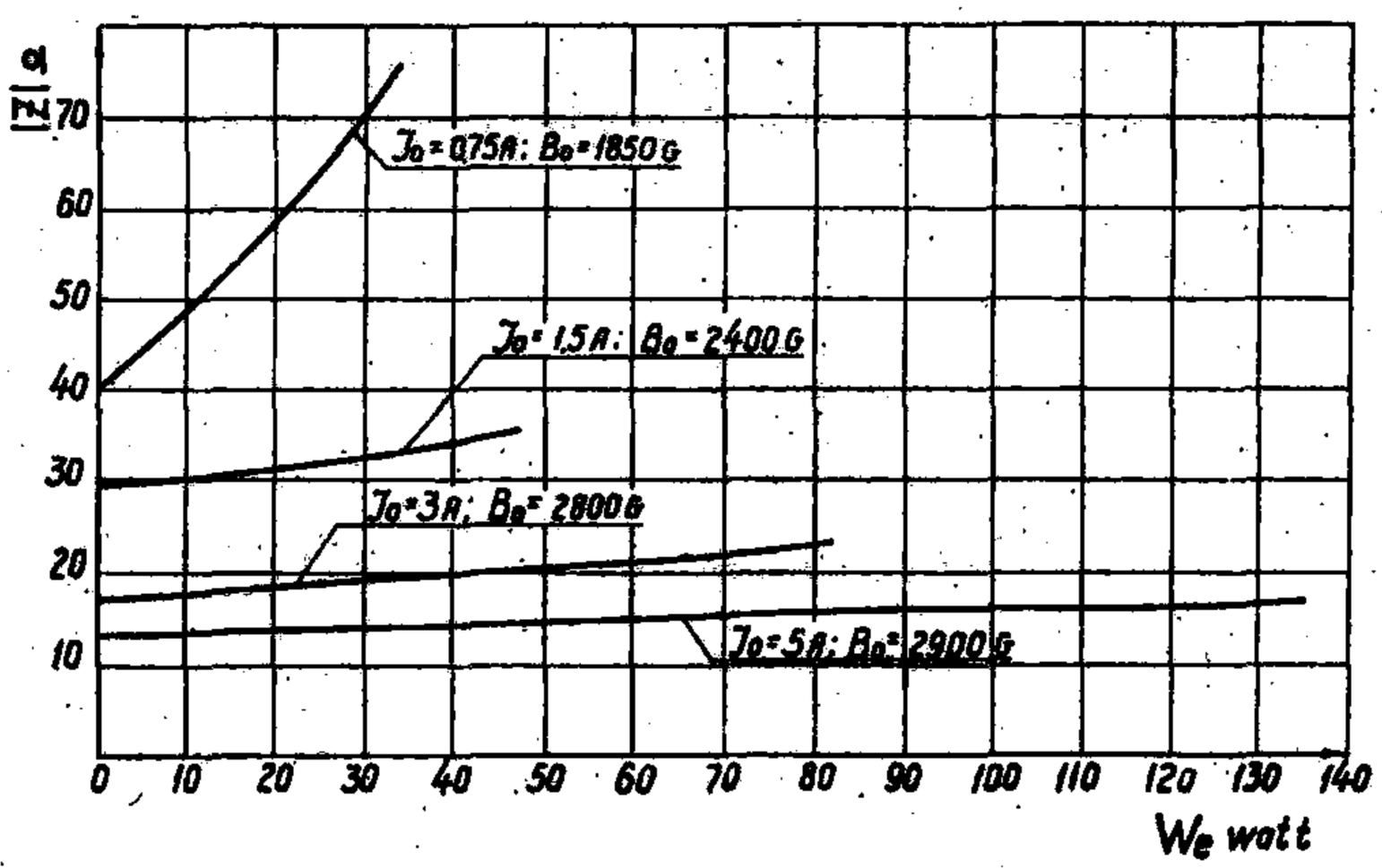


Abb. 2. Abhängigkeit des Absolutwertes der elektrischen Impedanz $|z|$ für einen Nickelferritschallgeber mit der Eigenfrequenz 26 kHz beim Betrieb im Wasser von der Grösse der elektrischen Eingangsleistung We.

Aus der Abb. 2 ist ersichtlich, dass bei der Zunahme von W_e die Impedanz auch allmählich zunimmt; dieser Effekt, der bei Kopplung des Schallgebers mit dem elektrischen Speisegerät zu berücksichtigen ist, ist besonders bemerkenswert bei niedriger Vormagnetisierung.

Aus den Kurven der Abb. 3 folgt, dass der Schallgeber-Wirkungsgrad (der durch die Neigung der Kurven zur X-Achse charakterisiert ist), mit der Leistungssteigerung etwas sinkt, doch bleibt er hoch genug für praktisch interessante Werte der Schallintensität.

Für den Vormagnetisierungsstrom 3 A bleibt der η_{ea} etwa 75% (bis zu der Intensität 3 W/cm²) und nur bei grösseren Intensitäten sinkt er bis 60%.

Die durchgeführten Experimente wiesen hin, dass es, um grössere Schallintensitäten zu erzielen, zweckmässig ist, einen Wert der Vormagnetisierungsinduction zu benutzen, der grösser, als der bei $\varkappa$-Messungen festgestellte Optimalwert ist (für Nickelferrit scheint der Wert 2800–2900 G am zweckmässigsten, für Nickelkobaltferrit 3100–3150 G).

Die nichtlinearen Eigenschaften der Ferritschallgeber sind auch aus der Abhängigkeit des Schalldruckes von der Wechselinduktion ersichtlich (Abb. 4).

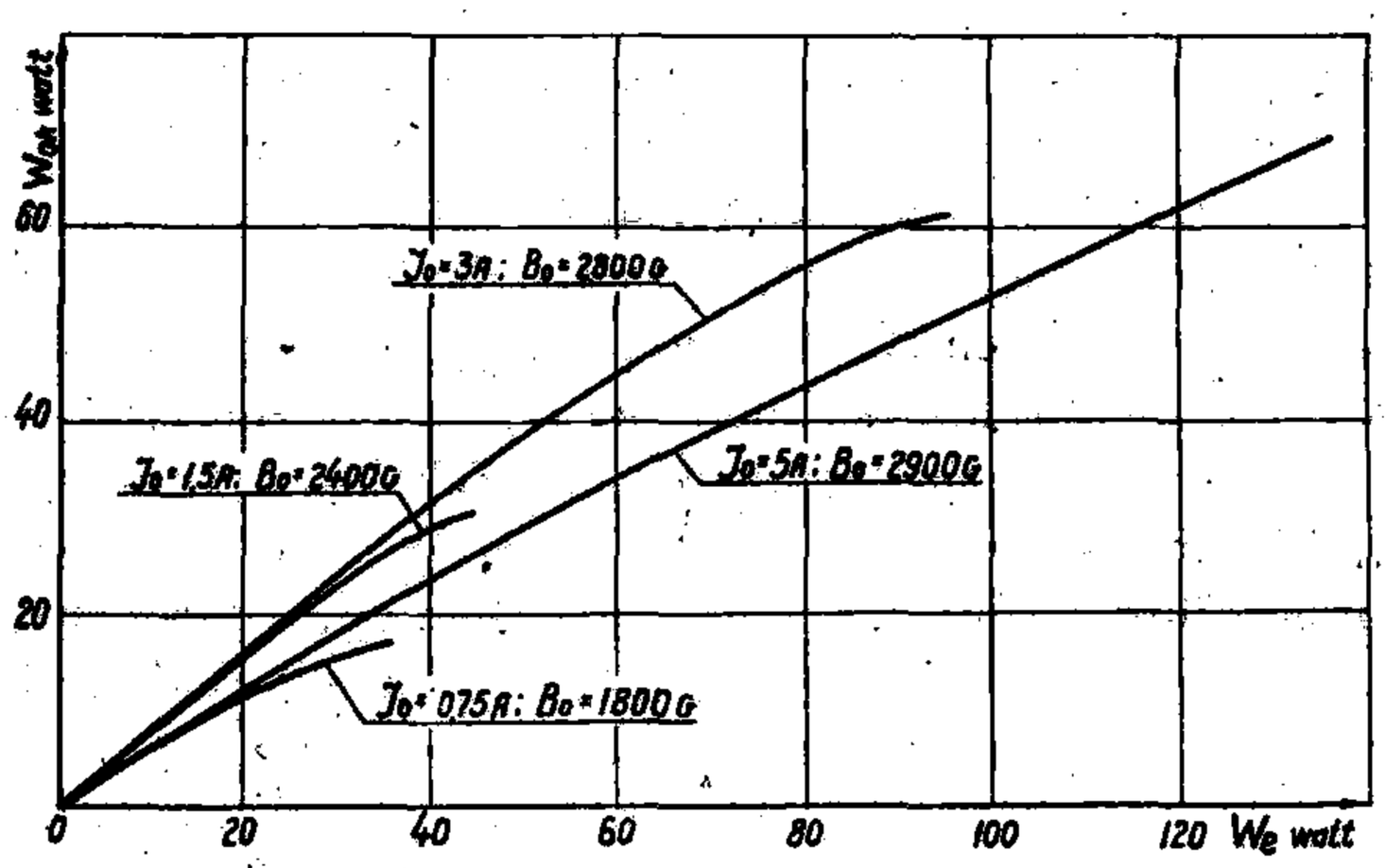


Abb. 3. Abhängigkeit der vom Nickelferritschallgeber abstrahlenden akustischen Leistung W_{ak} von der elektrischen Eingangs-leistung W_e für verschiedene Werten der Vormagnetisierung.

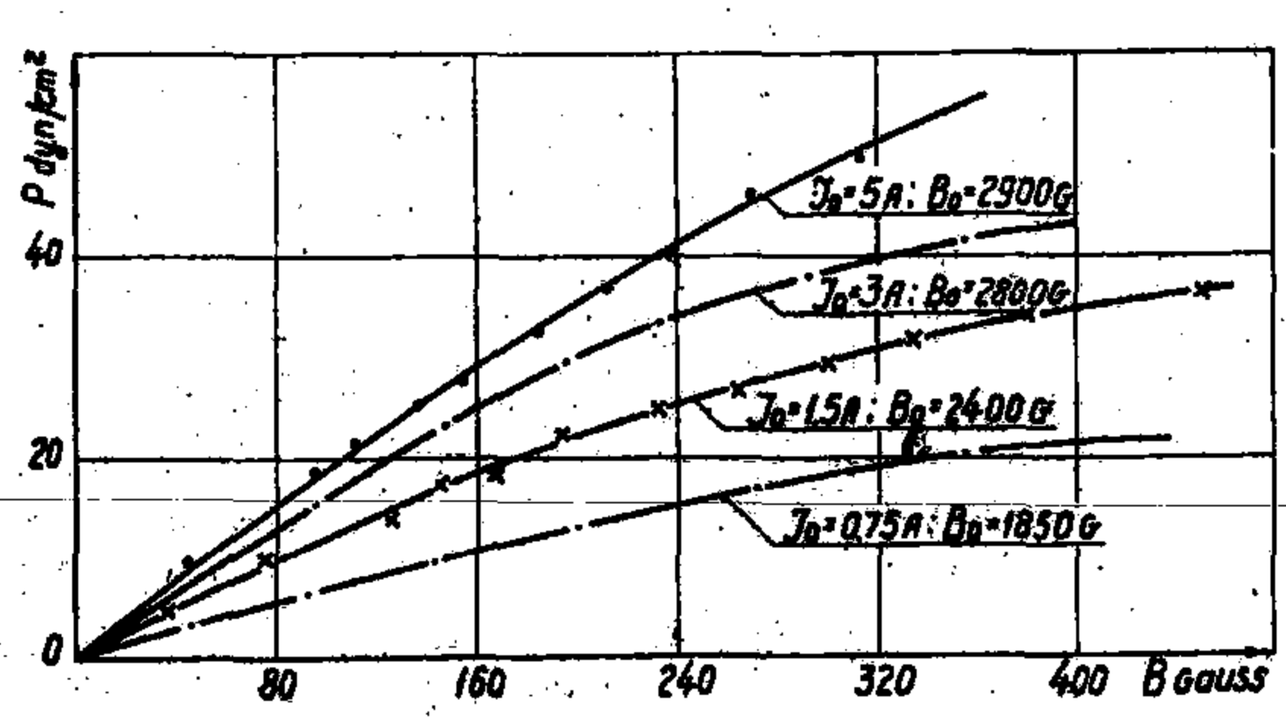


Abb. 4. Abhängigkeit des im Schallfelde eines Nickelferritschallgebers entstehenden Schalldruckes p von der Grösse der Wechselinduktion B bei verschiedener Vormagnetisierung.

Bei den hier angebrachten Untersuchungen wurde eine Schallintensität 5–5,5 W/cm² mit zwei höheren Vormagnetisierungen erreicht. Das entspricht, grob abgeschätzt, einer maximalen mechanischen Spannung im Ferritstabe von 110–120 kg/cm². Einige derartige Schallgeber zeigten in demselben Impulsverfahren die Intensität bis 7 W/cm². Doch bei einem sinusoidalen Betrieb ("CW Operation") konnten solche Schallgeber nicht mehr als 2–3 W/cm² abstrahlen, bei grösseren Intensitäten entstanden in den meisten Schallgebern Ritzen nach kurzdauerndem Betrieb.

Folglich soll die Frage der mechanischen Festigkeit der Ferrite für jeden konkreten Schallgeber in seinen konkreten Arbeitsbedingungen betrachtet werden, und nicht aus den Festigkeitsmessungen mit dünnen Stäben berechnet werden. Die Messungen der dynamischen Festigkeit mit runden Stäben 5 mm Durchmesser ergaben sehr hohe Werte der zulässigen Spannungen: bis 400–500 kg/cm².

Als Werkstoff für Schallempfänger waren Nickelzinkferrit und Nickelferrit ange-

wandt: der erste, wenn die in μV/bar bestimmte Empfindlichkeit von Interesse war, der zweite, wenn die spezifische Empfindlichkeit (gleich der Empfindlichkeit dividiert durch Quadratwurzel aus der elektrischen Impedanz) eine wichtige Rolle spielte.

Bei der Verfertigung der zylindrischen Empfänger wurde die aus 20–30 Windungen bestehende "Wicklung" durch Einbrennen einer Silberpaste aufgebracht. Diese Empfänger hatten eine gleichmässige Richtungscharakteristik in der zu der Achse senkrechten Ebene im Frequenzbereich bis an 150 kHz. Ihre Empfindlichkeit betrug etwa 2–3 μV/bar in Resonanz (45–50 kHz) und sankt nicht unter 0,5 μV/bar im Bereich von 15 bis 100 kHz. Die spezifische Empfindlichkeit dieser Nickel und Nickelzinkferritempfänger betrug in Resonanz. 0,6–0,8 μV/bar $\Omega^{1/2}$ bzw 0,2–0,4 μV/bar $\Omega^{1/2}$ im weitem Frequenzbereich sank sie nicht unter 0,2 bzw 0,05 μV/bar $\Omega^{1/2}$.

LITERATUR

1. H. THIEDE, *Acustica*, 4 (1954) 532–536.
2. U. ENZ, *Tech. Mitt. PTT*, No 6 (1955) 205–212.
3. I. P. GOLJAMINA, *Akust. Zhur.*, 2 (1956) 225–228.
4. C. M. VAN DER BURGT, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 1020–1032.
5. C. M. VAN DER BURGT, *Philips' tech. Rundschau*, 18 (1957) 277–290.
6. H. D. ROOT AND J. MCDONALD, *J. Am. Ceram. Soc.*, 40 (1957) 1–5.
7. I. P. GOLYAMINA, A. D. SOKOLOV UND W. K. CHULKOVA, *Akust. Zhur.*, 3 (1957) 288–290.
8. Y. KIKUCHI, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 569–573.
9. I. P. GOLYAMINA, Vortrag in der *Konferenz über die elektroakustischen Wandler*, Kryniza, Polen, September 1958.

Elektromechanische Eigenschaften der Legierung FeCo 43

O. HENKEL

Institut für metallische Spezialwerkstoffe Dresden, Deutsche Akademie der Wissenschaften, Berlin (Deutschland)

Für spezielle Anwendungen haben Eisen-Kobalt-Legierungen als magnetostriktiver Werkstoff Bedeutung erlangt. Elektromechanische Werkstoffkenngrössen sind von Hiperco (35% Co, Rest Fe) und Permendur (49% Co, 2% V, Rest Fe) bekannt. Wegen des günstigen Kristallenergieverhaltens (Anisotropiekonstante $K_1 \sim 0$) sind an einer Eisen-Kobalt-Legierung mit ca. 43% Co-Gehalt die elektromechanischen Werkstoffkenngrössen ermittelt worden.

Die Legierung wurde im Vakuum-Induktionsofen erschmolzen und bis zu einer Stärke von 0,5 mm warmverformt. Anschliessend wurde das Blech auf 0,2 mm kaltgewalzt. Es zeigte durch die technologische Behandlung eine leichte einachsige Textur (Fasertextur) mit [120]-Richtung in Walzrichtung. Diese Textur bleibt auch nach der Rekristallisation bei etwa 675° C bis zur $\alpha - \gamma$ — Umwandlung bei 960° C bestehen.

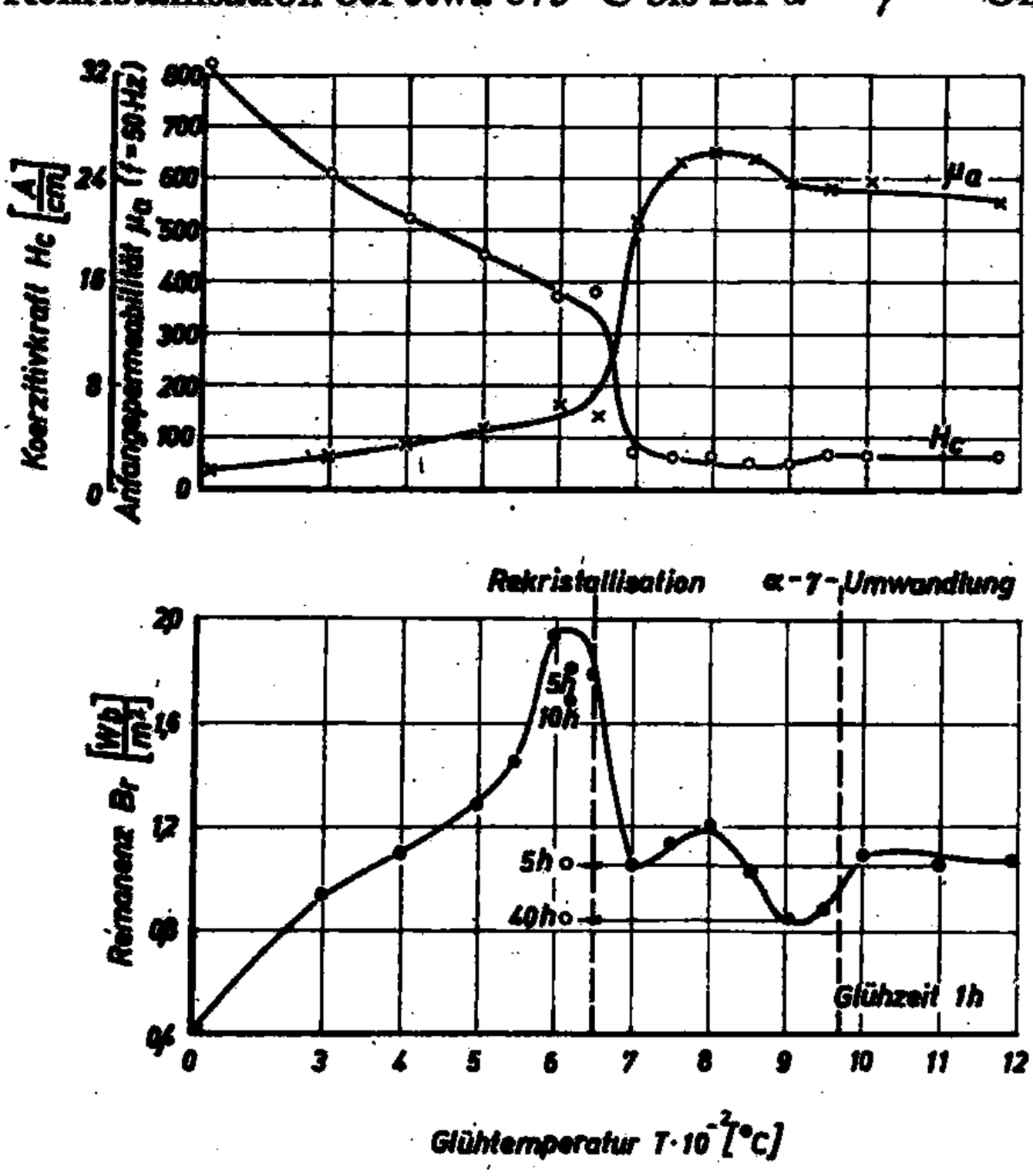


Abb. 1. Magnetische Eigenschaften von FeCo 43.

Die magnetischen Eigenschaften in Walzebene verändern sich in Abhängigkeit von der Walzrichtung nur geringfügig. Mit steigender Glühtemperatur fällt nach Abb. 1 die Kocrzitivkraft von 40 Oe bis 15 Oe kurz vor der Rekristallisation. Die Remanenz ist

hier auf $B_r > 19000$ Gauss angestiegen. Es ist eine hohe Rechteckigkeit vorhanden. Nach der Rekristallisation fällt die Koerzitivkraft auf 2–3 Oe und die Remanenz ist $8000 < B_r < 11000$ Gauss bis oberhalb der $\alpha - \gamma$ — Umwandlung. Die Anfangspermeabilität steigt durch die Rekristallisation von $\mu_a = 150$ auf $\mu_a = 650$.

Die dynamischen Untersuchungen zur Ermittlung der Werkstoffkenngrössen wurden an Einblech-Ringschwingern von 0,2 mm Dicke durchgeführt. Die gestanzten Ringe wurden an 3 Punkten mit Perlonfäden in einer Polyvinylchlorid-Schale aufgehangen, die mit 2 getrennten Wicklungen für die Gleich- und Wechselfeldmagnetisierung versehen war. Die Messungen wurden mit einer Scheinleitwerts-Messbrücke durchgeführt. Die Gleichfeldmagnetisierung wurde für einen maximalen Kopplungsgrad gewählt und betrug vor der Rekristallisation 25–15 Oe und nach der Rekristallisation 5–8 Oe. Die Wechselfeldstärke war für alle Messungen etwa 20 mOe. Die Ortskurven wurden entsprechend dem kleinen Materialquerschnitt einer besonderen Korrektur unterworfen. Die Ringe hatten einen mittleren Durchmesser von 68 mm, was einer Resonanzfrequenz von 23–25 kHz entspricht.

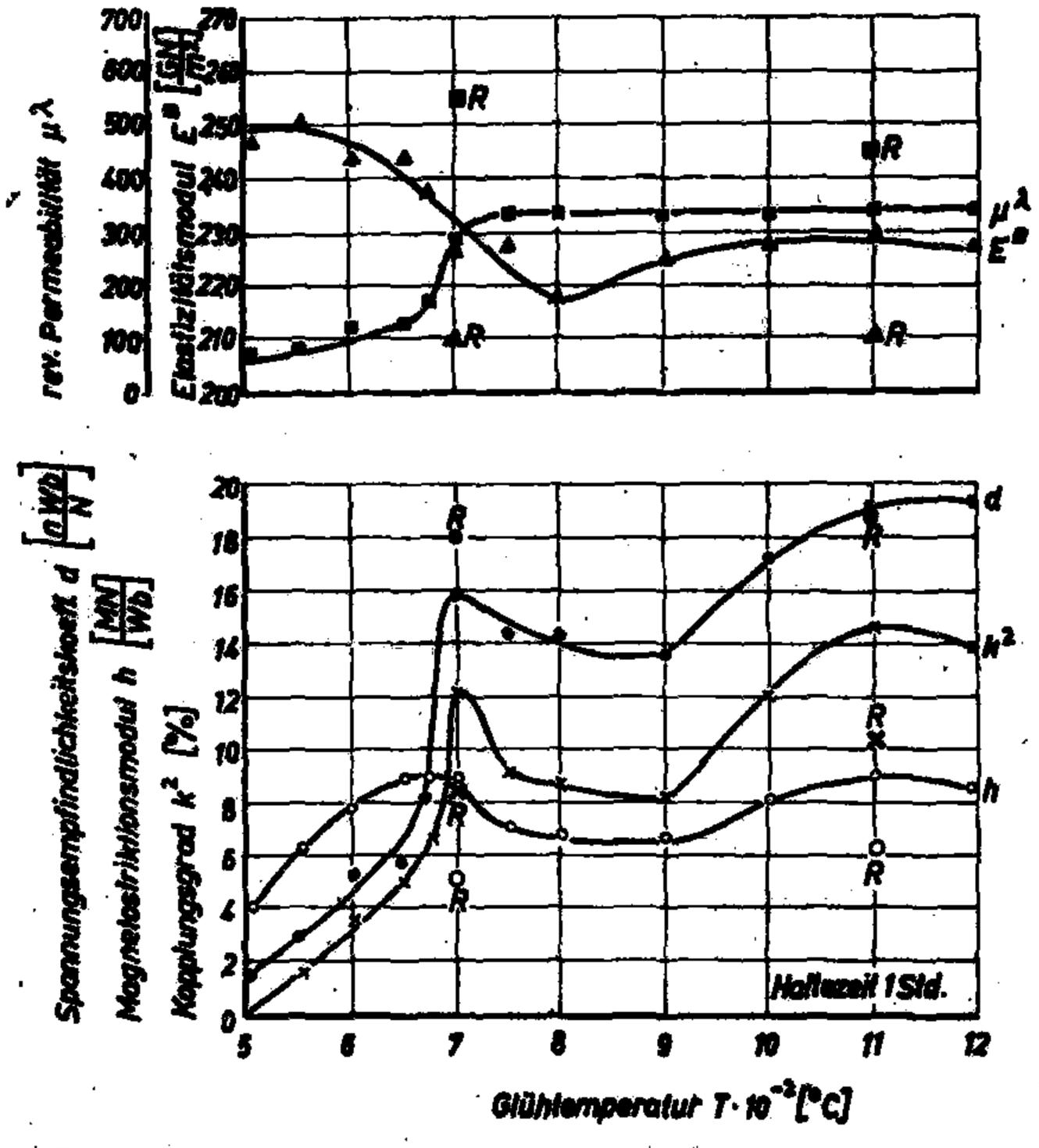


Abb. 2. Dynamische Kennwerte von FeCo 43.

Der Kopplungsgrad wird nach Abb. 2 mit zunehmender Glühtemperatur bis zur Rekristallisation stetig grösser. Bei einer Glühtemperatur von 700° C wird ein Maximum erreicht, das nach einer Glühzeit von 6 Stunden bis auf $k^2 = 14{,}4\%$ ansteigt. Ein zweites flaches Maximum tritt oberhalb der $\alpha - \gamma$ — Umwandlung auf. Der Magnetostriktionsmodul ist aus dem Kopplungsgrad, der reversiblen Permeabilität und dem Elastizitätsmodul errechnet worden. Die im Remanenzpunkt ermittelten Kenngrössen sind für zwei Glühtemperaturen ebenfalls in Abb. 2 enthalten, weil die Eisen-Kobalt-Legierungen auch ohne Gleichfeldmagnetisierung einen relativ grossen Kopplungsgrad haben. Die reversible Permeabilität ist im Remanenzpunkt grösser, weil mit einem maximalen Kopplungsgrad durch Gleichfeldmagnetisierung der Arbeitspunkt in den Bereich der Drehprozesse verlagert wird. Der Elastizitäts- und der

Magnetostriktionsmodul sind entsprechend kleiner. Der Kopplungsgrad beträgt im Remanenzpunkt 8,4 bzw. 10,2%.

Auf den optimalen Wirkungsgrad hat die Glühbehandlung und damit der Werkstoffzustand nur einen geringen Einfluss. Für das Glühtemperaturgebiet $500 < T < 1200°$ C ist nach Abb. 3 der optimale elektroakustische Wirkungsgrad $59 < \eta_{ea\ \mathrm{opt}} < 73\%$. Bei einer Glühtemperatur von 1100° C ist im Remanenzpunkt $\eta_{ea\ \mathrm{opt}} = 61\%$. Die in Luft ermittelte Güte fällt von 900 auf Werte zwischen $200 > Q > 100$.

Die Gesamtverluste sind in Abb. 4 in den Wirbelstromanteil und den aus Hysterese- und Nachwirkungsverlusten bestehenden Restteil getrennt. Vor der Rekristallisation überwiegen (entsprechend dem Frequenzexponenten ζ) die Hystereseverluste und danach die Wirbelstromverluste. Die Wirbelstromkonstante beträgt oberhalb der Rekristallisation etwa $1{,}2 \times 10^{-6}$ W/Hz^{2}m^3 und ist aus den Ortskurven nicht sehr genau bestimmbar. Der Frequenzexponent der Steinmetz'schen Formel steigt mit zunehmender Glühtemperatur von 1,3 auf 1,9. Die Zunahme des Frequenzexponenten ist nicht auf eine Zunahme der Wirbelstromverluste, sondern auf eine Abnahme der Hystereseverluste zurückzuführen.

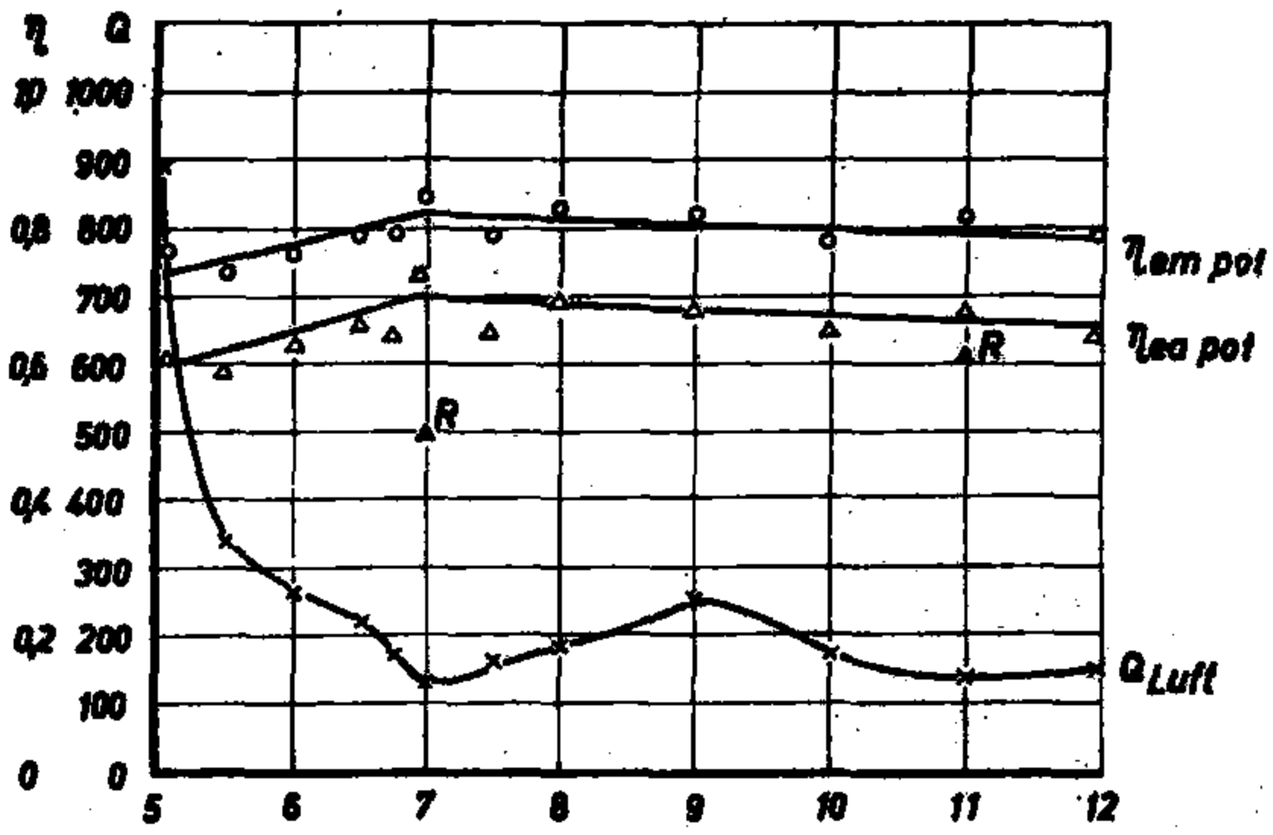


Abb. 3. Optimaler Wirkungsgrad und Güte von FeCo 43.

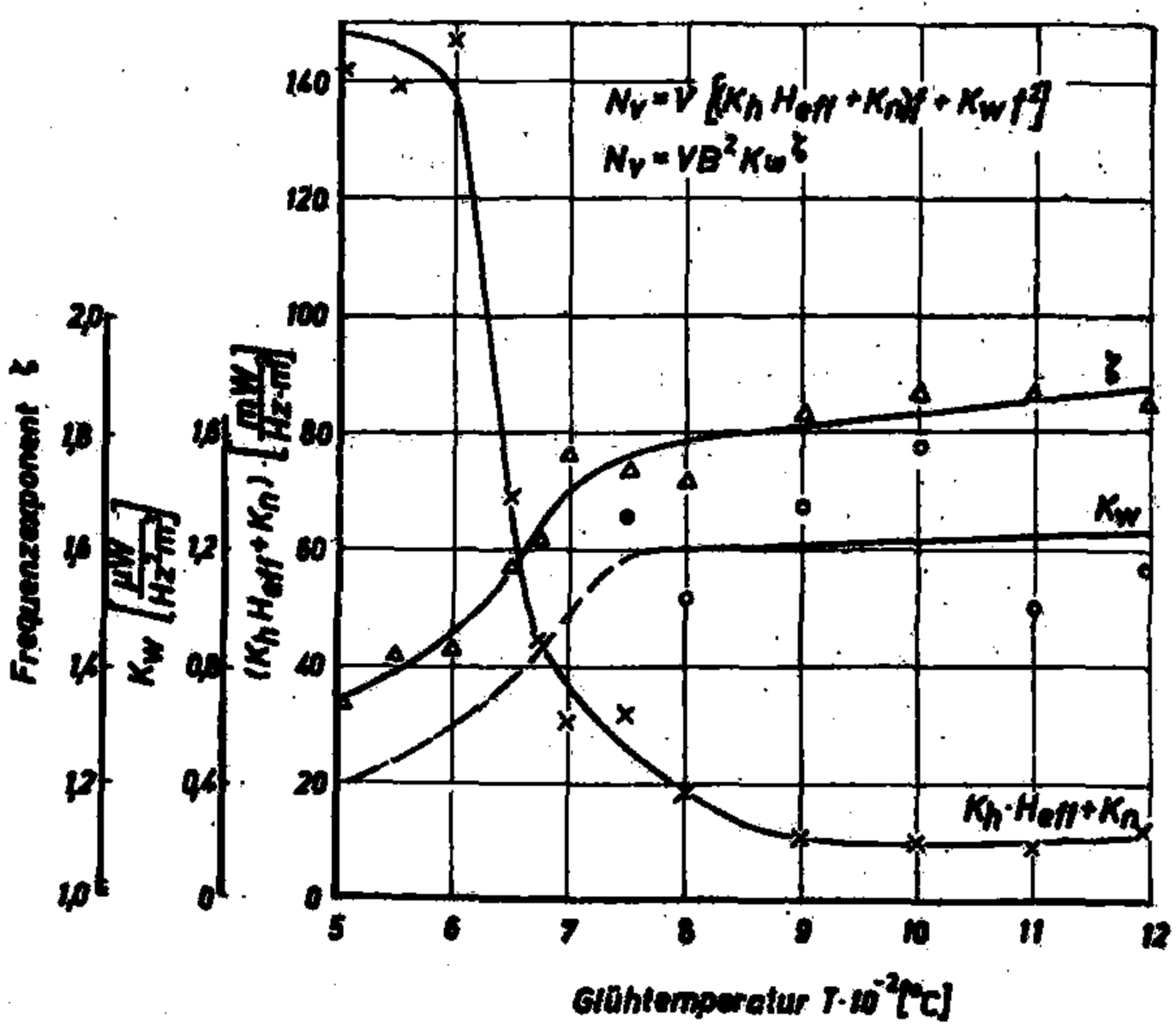


Abb. 4. Verlustkenngrössen von FeCo 43.

Neue keramische Ultraschallwandler und deren Kopplung an die Flüssigkeit

C. M. VAN DER BURGT

Philips Forschungslaboratorium, N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (Niederlande)

Für die Herstellung der bei niedrigen Ultraschallfrequenzen erforderlichen grossen Wandlerkerne kommen das recht teure Quarz und andere Einkristalle nicht im Frage. Es werden fast ausschliesslich lamellierte Metallschwinger und massive Keramikschwinger verwendet. Im folgenden sollen die keramischen Wandler einer kurzen Untersuchung unterzogen werden, weil sie bei rund 30 kHz einen mehr als doppelt so hohen elektroakustischen Wirkungsgrad wie die Metallwandlet aufweisen können und deshalb bei gleicher abgestrahlten Schallintensität eine weit kleinere Auslage des HF-Generators ermöglichen.

Es handelt sich besonders um zwei neuere Typen von Keramikwerkstoffen und zwar einmal um piezomagnetische Nickel-Kupfer-Kobalt-Eisen-Ferrite[1], weiter bequemlichkeitshalber PM-Keramik genannt, und zum anderen um piezoelektrische Blei-Strontium-Zirkonate-Titanate[2], weiter PE-Keramik genannt. Jede Piezokeramik soll im Rahmen der Anwendung als Werkstoff für im Frequenzgebiet 20 bis 50 kHz arbeitende Leistungsschwinger mehreren Anforderungen entsprechen.

(1) Die Curietemperatur soll hoch sein. Sie ist meistens 530 bis 590° C für PM-Keramik und 260 bis 410 für PE-Keramik. Dies genügt fast immer.

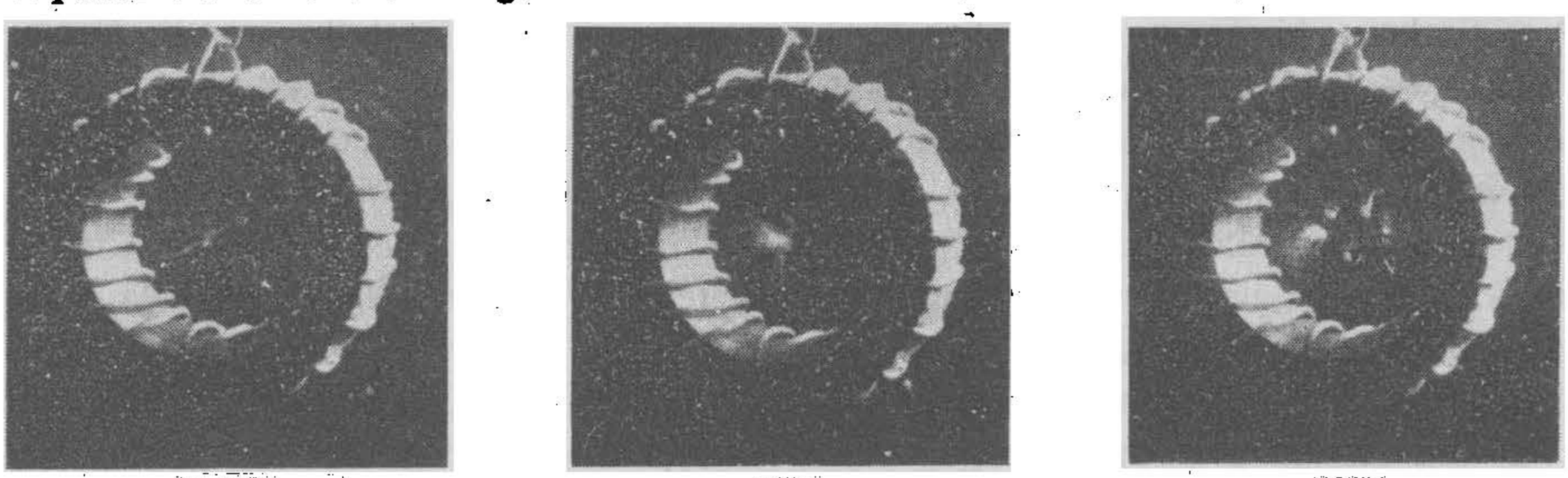
(2) Die Porosität eines untergetauchten Wandlers soll klein sein, weil der Kavitationsfrass möglichst klein sein soll. In dieser Hinsicht sind die kupferhaltigen Ferrite mit einer Porosität von nur 1 bis 4 Prozent den anderen keramischen Werkstoffen weit überlegen.

(3) Der Grenzwert der Dauerintensität soll hoch sein, d.h. die dynamische Zugfestigkeit soll hoch sein, selbst unter Kavitationsverhältnissen, die ein vorübergehendes Ansteigen der Schwingungsamplitude in unregelmässigen Zeitabständen mit sich bringen. Sie ist jedoch für jede Keramik unter Kavitationsverhältnissen nur etwa 1 kp/mm², obwohl der aus Biegeversuchen an Prüfstäbchen ermittelte Wert der statischen Zugfestigkeit 7 bis 10 kp/mm² ist. Trotzdem ergibt sich der Grenzwert der Dauerintensität bei jeder Keramik noch als 5 bis 10 akustische W/cm². Bei den meisten Anwendungen braucht man nur 1 bis 3 akustische W/cm², so dass der Sicherheitsfaktor bei den Keramikschwingern meistens grösser als 2 sein kann.

(4) Bei den üblichen Abstrahlungsintensitäten von 1 bis 3 akustischen W/cm² soll der elektroakustische Wirkungsgrad hoch sein, z.B. wenigstens 75%. Die handelsüblichen Wandlerkerne aus der PM-Keramik Ferroxcube 7A zeigen potentielle Wirkungsgradwerte die wesentlich über 75% liegen und bei niederen Intensitäten sogar weit darüber hinaus liegen können. Die PE-Keramik braucht jedoch noch eine gewisse Weiterentwicklung bevor grosse Wandlerkerne mit hohem potentiellen Wirkungs-

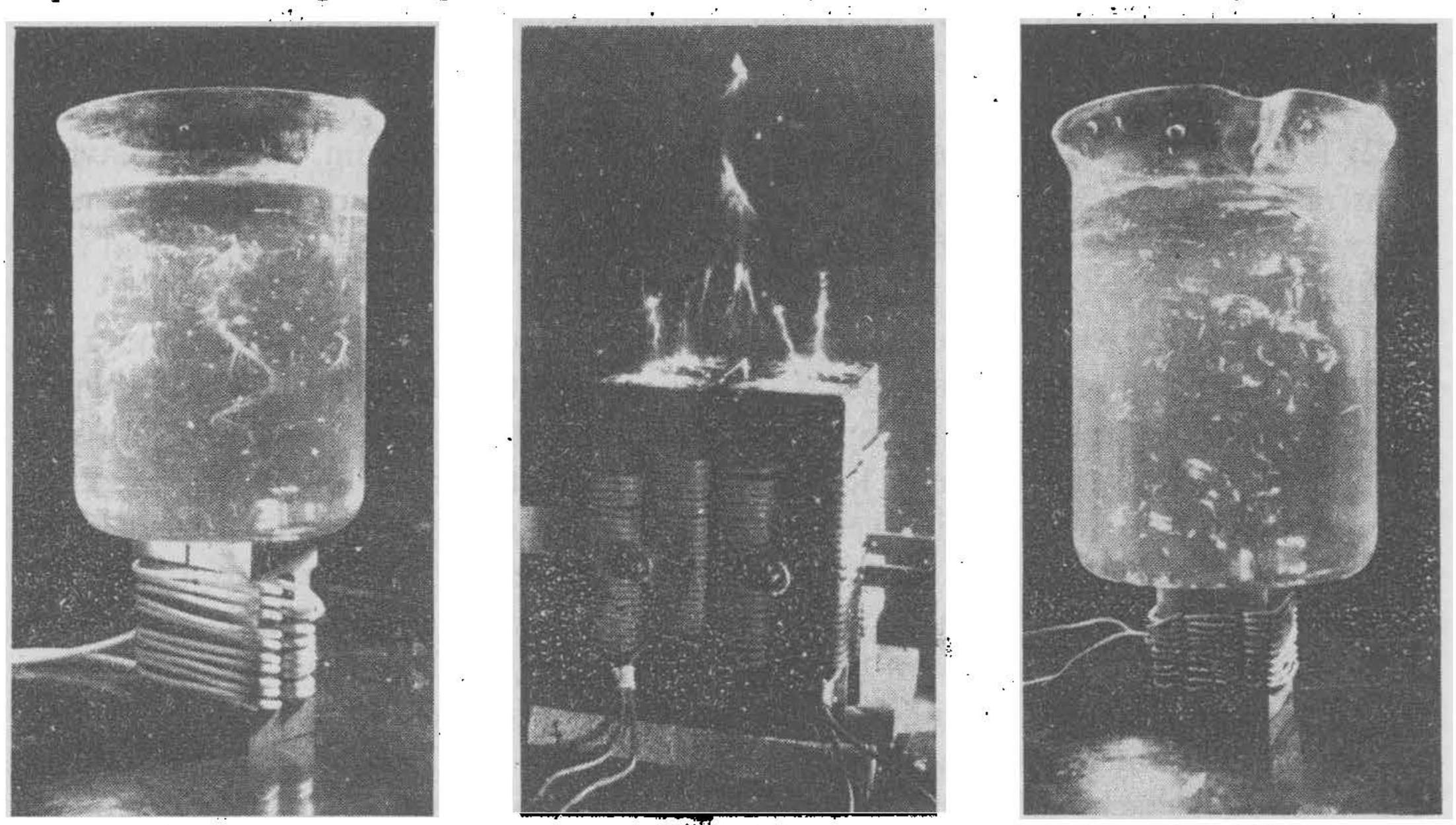
grad und mit für Untertauchanwendungen genügend *niedriger* Impedanz hergestellt werden können. Die piezoelektrische Kopplung ist zwar extrem hoch, jedoch sind die veröffentlichten Werte der dielektrischen und mechanischen Güte der PE-Keramik mit *niedriger* Impedanz sehr niedrig.

(5). Beim Betrieb in *Flüssigkeiten* soll die Betriebsspannung, also die elektrische Impedanz, möglichst niedrig sein. Bei Wandlern aus PM-Keramik kann man leicht mit Spannungen unterhalb 30 V arbeiten und kann man den Impedanzwert sogar wählen mittels der Windungszahl. Bei im Frequenzgebiet 20 bis 50 kHz arbeitenden PE-Keramikschwingern braucht man meistens Spannungen zwischen 500 und 2500 V. Beim Betrieb von untergetauchten selbstfokussierenden Ringschwingern wird deshalb die PM-Keramik bevorzugt (Abb. 1). Beim Betrieb in *Luft*, wobei Halbwellenschwinger mit dem Boden eines becherartigen Gefässes verklebt sind, braucht die Impedanz nicht sehr niedrig zu sein und wird PM-Keramik sowie auch PE-Keramik



12,5W 25W 50W

Abb. 1. Kavitation im Wasser innerhalb eines einseitig strahlenden Ferritringschwingers von 21 kHz bei drei verschiedenen HF-Eingangsleistungswerten. Die Aufnahmen wurden durch die Seitenwand eines Glasgefässes genommen. Die Belichtungszeit betrug etwa 1/125 Sekunde.



2 × 20W 22 kHz | 4 × 40W 25 kHz | 4 × 20W 41 kHz

Abb. 2. Kavitation im Wasser über Sätzen von einseitig strahlenden Ferrithalbwellenschwingern. Der Inhalt der links und rechts gezeigten Glasbecher war 2 Liter. Die Mittelaufnahme wurde durch die Seitenwand eines Glasgefässes genommen. Die Belichtungszeit betrug etwa 1/100 Sekunde.

angewandt. Der Wirkungsgrad ist bei derartigen in Luft schwingenden Halbwellenwandlern (Abb. 2, links und rechts) wesentlich höher als bei den untergetauchten Halbwellenwandlern (Abb. 2, Mittelphoto). Rahmenkerne aus PE-Keramik kann man vorteilhaft nach Abb. 3 mittels Queranregung betreiben, wobei die innere Elektrode sich im mit Luft gefüllten Innenraum befindet und ausserdem keine sehr hohe Betriebsspannung erfordert, z.B. 300 bis 600 V.

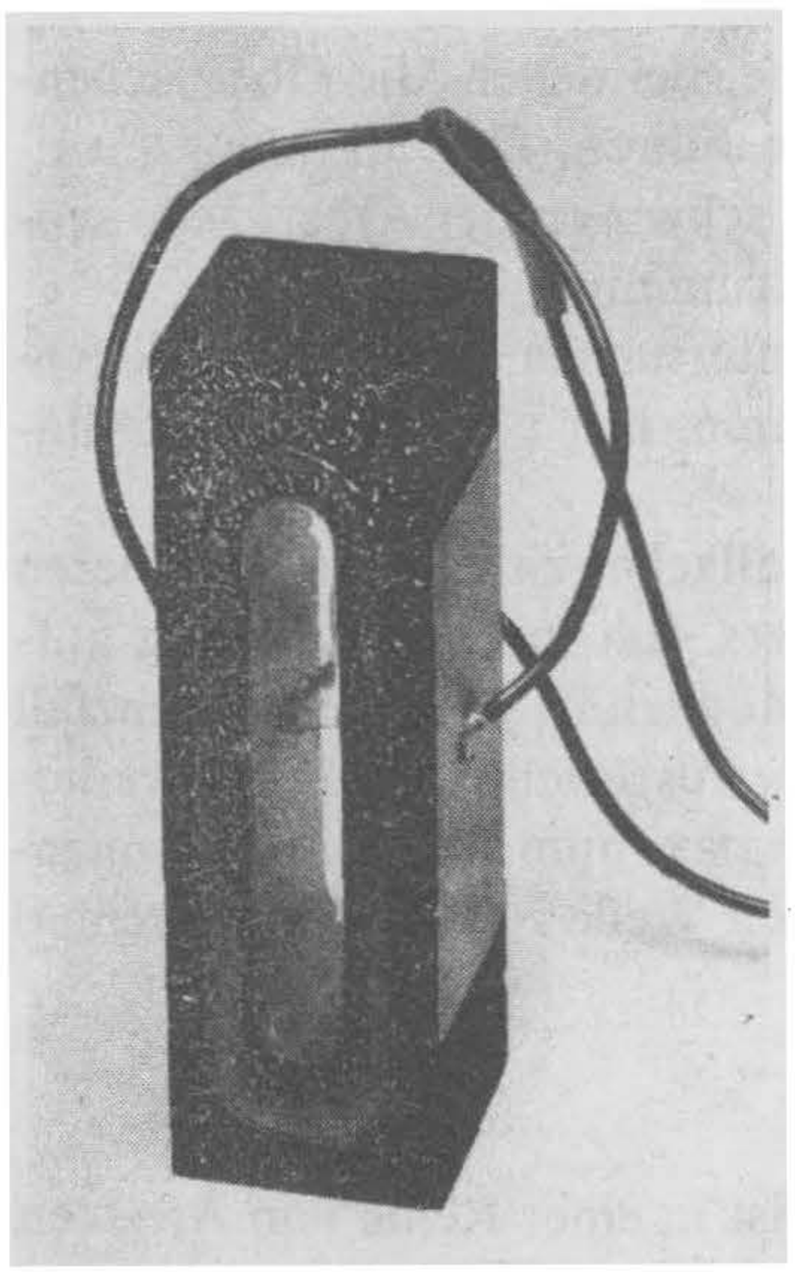


Abb. 3. Titanathalbwellenschwinger mit Queranregung mittels einer im luftgefüllten Innenraum angebrachten Hochspannungselektrode und zwei auf Erdpotential stehenden Aussenelektroden.

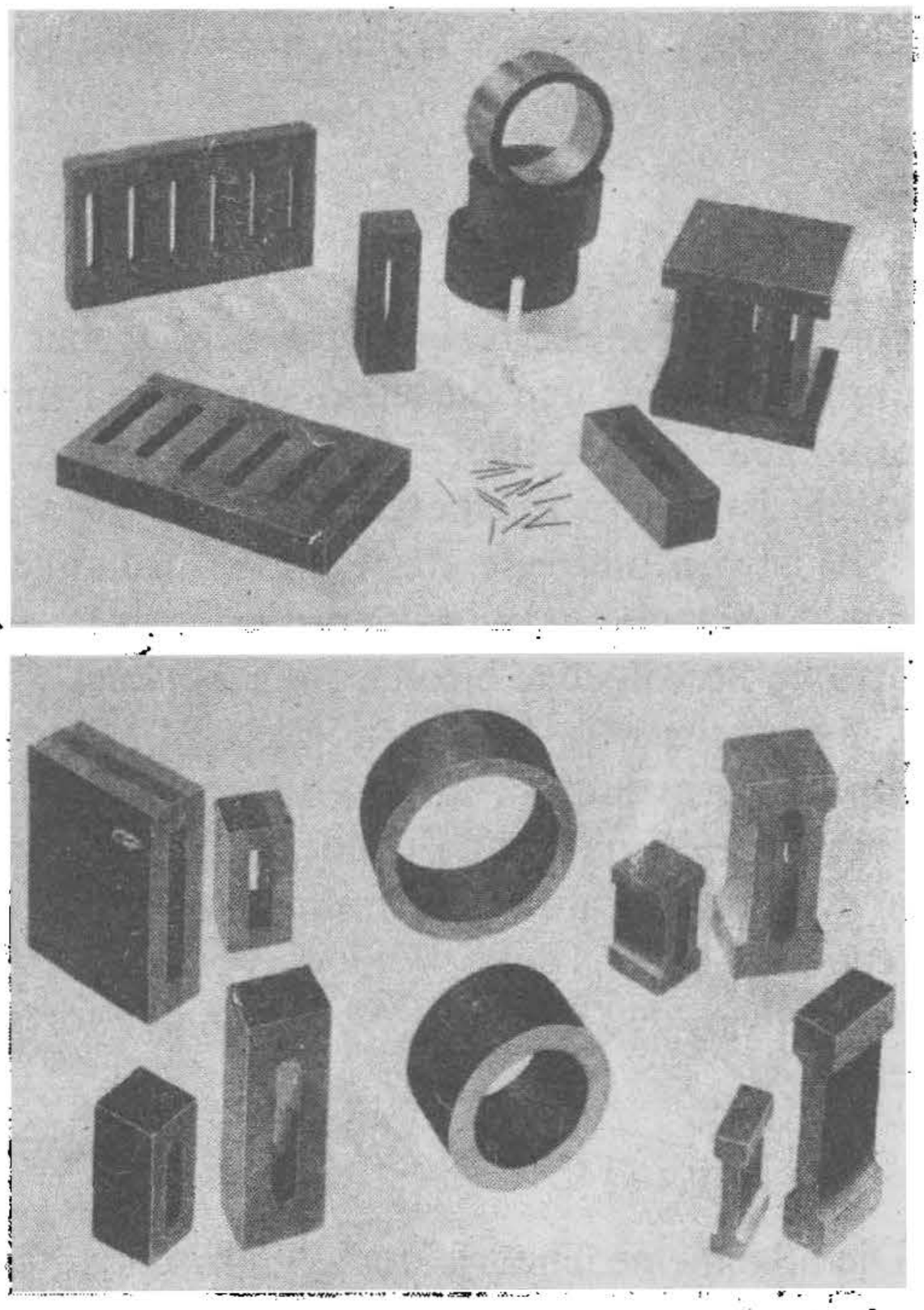


Abb. 4. Verschiedene Wandlertypen von den piezomagnetischen Ferriten Ferroxcube 7A1 und 7A2.

Schliesslich zeigt Abb. 4 einige zweckmässige aus der PM-Keramik Ferroxcube 7A hergestellte Wandlertypen.

LITERATUR

1. C. M. VAN DER BURGT, *Valvo Ber.*, 5 (1959) 1–33; *Electronic Technology*, 37 (1960) 330–341.
2. F. KULCSAR, *J. Am. Ceram. Soc.*, 42 (1959) 49–51, 343–349.

Ein zylindrischer Schallgeber, der längs der Achse ausstrahlt

A. A. ANANYEVA

Akustisches Institut, Akademie der Wissenschaften, Moskau (U.S.S.R)

EINLEITUNG

Die zur Zeit meist verbreiteten Schallgeber sind solche, bei denen alle Oberflächenpunkte in einer und derselben Phase Schwingungen ausführen. Das Strahlungsmaximum solcher Schallgeber liegt auf der Achse, die zur schwingenden Oberfläche senkrecht ist. Diese Fläche kann sowohl eben als auch krummlinig sein.

Es ist von Interesse, das Feld von Schallgebern zu untersuchen, deren Oberflächenpunkte Schwingungen in verschiedenen Phasen ausführen. Der vorgeschlagene zylindrische Schallgeber bietet so ein Beispiel.

Es erweist sich, dass es möglich ist, zylindrische Schallgeber zu konstruieren, deren Strahlungsmaximum in der Achsenfläche des Zylinders sich in einem beliebig aufgegebenen Winkel zur Zylinderachse befinden kann. Möglich ist sogar ein Grenzfall in dem das Strahlungsmaximum längs der Zylinderachse ausgerichtet ist. In der Radiotechnik haben solche Wellengeber, deren Strahlungsmaximum auf der Antennenachse liegt, den Namen "Antennen der fortschreitenden Welle" ("endfire" antenna) erhalten.

THEORETISCHES

Die allgemeine Theorie der zylindrischen Schallgeber ist in einer Reihe von Arbeiten dargelegt[1–4].

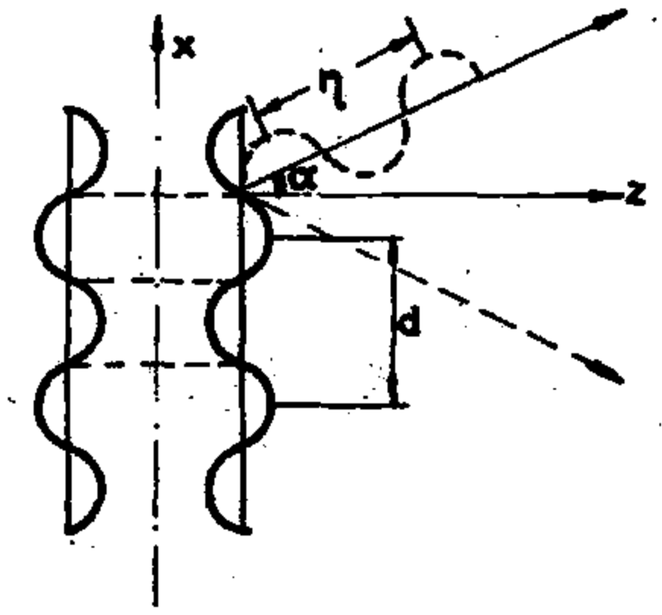


Abb. 1.

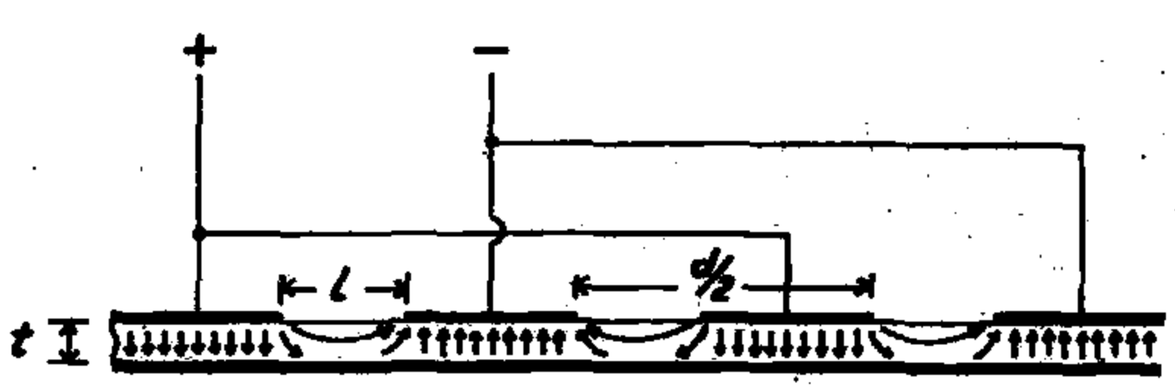


Abb. 2. Schema der Polarisation des keramischen Rohres.

Der vorgeschlagene Schallgeber stellt einen langen Zylinder dar, auf dessen Oberfläche die Verteilung der normalen Geschwindigkeiten v_n aufgegeben ist, die sich längs der bildenden Gerade gemäss dem Gesetz der stehenden Welle (Abb. 1) verändern

$$v_n = v \cos qx \exp [-i\omega t]$$

wo $q = \frac{2\pi}{d}$ und d die Länge der stehenden Welle ist.

Das Feld im Medium wird im Falle eines unendlich langen zylindrischen Schallgebers durch folgende Wellengleichung dargestellt

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \varphi \right) + \varkappa^2 \varphi = 0$$

Die Lösung dieser Gleichung, die im Unendlichen verschwindet und der Grenzbedingung $v_n = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=a}$ entspricht, wo q der Zylinderradius ist, wird in folgender Form aufgeschrieben

$$\varphi = \frac{v \exp[-i\pi/2]}{(\pi/2)^{\frac{1}{2}} (\varkappa^2 - q^2)^{\frac{1}{4}} H_1^{(1)} \{(\varkappa^2 - q^2)^{\frac{1}{2}} \cdot a\}} \left[\frac{\exp[iqx + i(\varkappa^2 - q^2)^{\frac{1}{2}} \cdot r]}{r^{\frac{1}{2}}} + \right. \\ \left. + \frac{\exp[-iqx + i(\varkappa^2 - q^2)^{\frac{1}{2}} \cdot r]}{r^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (1)$$

wo x der Wellenvektor und q die Projektion des Wellenvektors auf die x-Achse ist.

Im Falle, wo die Erregung auf der Oberfläche des zylindrischen Schallgebers in Form einer stehenden Welle mit normalen Geschwindigkeiten gegeben ist, stellt das Schallgeberfeld auf grossen Entfernungen die Summe von zwei zylindrischen Wellen dar, deren Wellenvektor zur Fläche, die senkrecht zu der Zylinderachse ist, unter dem Winkel von $\pm\alpha$ geneigt ist.

Der Winkel α, d.h. die Richtung der Wellenverbreitung wird durch die Bedingung bestimmt

$$\sin \alpha = \frac{q}{\varkappa} = \frac{\lambda}{d} \quad (2)$$

wo λ die Länge der Schallwelle im Medium ist.

Es ist offensichtlich, dass die Einstrahlung in das Medium unter der Bedingung $d > \lambda$ stattfinden wird. Zwei Grenzfälle der Ausstrahlung bestimmen einen gewöhnlichen Schallgeber, dessen Oberflächenpunkte in ein und derselben Phase Schwingungen ausführen ($\alpha \to 0$ bei $d \gg \lambda$) und die Ausstrahlung längs der x-Achse ($\alpha = \frac{\pi}{2}$ bei $d = \lambda$).

Wenn die Verteilung normaler Geschwindigkeiten gemäss dem Gesetz der stehenden Welle auf der Oberfläche eines begrenzten Zylinderabschnitts gegeben ist, so entsteht ein Richtdiagramm, in dem die Breite seines Hauptteils bei gegebener Frequenz durch die Gesamtlänge des Schallgebers bestimmt wird und das Strahlungsmaximum unter dem Winkel α zur Fläche senkrecht der Zylinderachse ist. Der Winkel $\pm\alpha$ wird aus der Gleichung (2) für den unendlich langen Zylinder bestimmt.

METHODEN ZUR ERREGUNG VON SEITENSPEKTREN

Bei der Erregung der stehenden Querwelle in einem Rundstab oder in der Rohrwand entstehen im Medium Wellen, die zur Zylinderachse symmetrisch sind.

Der Winkel hängt von der Frequenz nicht ab und wird durch folgendes Verhältnis bestimmt.

$$\sin \alpha = \frac{C}{C_1}$$

wo C die Schallgeschwindigkeit im Medium und C_1 die Schallgeschwindigkeit im Stab ist.

Bei einem Aluminium- und einem Stahlstabe beträgt der Winkel α z.B. 16°, bei einem Kupferstab 24°, bei einem Stab aus Bariumtitanat-Keramik 19° unter der Bedingung, dass sich der Stab unter Wasser befindet. Auf diese Weise kann man im Medium Längswellen entwickeln, die unter einem Winkel zur Zylinderachse laufen. Wir wollen diese Wellen Seitenspektren nennen. Man kann Seitenspektren im Medium entwickeln, indem man auf der Schallgeberoberfläche gegenphasige Schwingungen in den Nachbarregionen hervorruft, die $\frac{d}{2}$ entfernt sind. In diesem Falle kann man durch die Änderung der Erregungsfrequenz eine Wendung der Strahlungsmaximumachse im Bereich O bis $\frac{\pi}{2}$ erreichen. In dem von uns vorgeschalgenen Schallgeber wurde gerade so eine Erregungsmethode benutzt.

DIE KONSTRUKTION DES SCHALLGEBERS

Der Ausstrahler ist in Form eines Dünnwandrohres aus Bariumtitanat-Keramik gefertigt. Auf die Aussenoberfläche des Rohrs ist eine Metallisation in Form von Ringen, die als Elektroden dienen, aufgetragen. Auf der Innenoberfläche des Rohres ist die Metallisation eine durchgehende Schicht. Die nebenliegenden Rohrabschnitte, die 2 benachbarten Ringen entsprechen, besitzen entgegengesetzte polarität.

Das Polarisationsschema ist auf Abb. 2 dargestellt.

Die Polarisation wurde bei Erwärmung des keramischen Rohres bis auf den Curiepunkt durchgeführt.

Der Abstand zwischen den Ringelektroden auf der äusseren Oberfläche des Rohres ist doppelt so gross wie die Wandstärke des Rohres. Dieser Umstand gestattet es, die Polarisation in Richtung der Mantellinie des Zylinders (Längspolarisation) im Vergleich zur radialen Polarisation ausser Acht zu lassen. Arbeitet der Schallgeber, so sind alle aussenliegenden Elektroden durch eine gemeinsame Drahtleitung verbunden.

Wird die elektrische Spannung, die die entsprechende Schallfrequenz hat, so einem Schallgeber mit entgegengesetzt polarisierten benachbarten Ringabschnitten zugeleitet so bildet sich eine Verteilung der normalen Geschwindigkeiten längs der Mantellinie des Zylinders mit umgekehrten Vorzeichen.

Der Schallgeber ist so konstruiert, dass er eine maximale akustische Leistung bei einer Frequenz liefert, bei der die Richtung der Strahlungsmaximumachse mit der Zylinderachse zusammenfällt. Mit anderen Worten wird bei der Resonanzfrequenz der radialen Zylinderschwingungen die Bedingung $\lambda = d$ eingehalten. Hierbei gleicht die Periode der Struktur d (d.h. der Abstand längs einer Mantellinie des Zylinders zwischen zwei Punkten, die in einer Phase schwingen) ungefähr dem durchschnittlichen Durchmesser des Rohres D.

Um eine Ausstrahlung längs der Achse in Richtung einer Seite zu erzeugen, wird an einem Rohrende ein metallischer Viertelwellen-Metallschirm- oder ein Schaum-

plastschirm-Reflektor met einem Durchmesser, der ungefähr 2λ gleicht, angebracht.

DIE KENNWERTE DES SCHALLGEBERS

Es wurden die Richtcharakteristiken des Schallgebers aufgenommen, der eine Länge von $l = 10\lambda$ hat, und die Richtungen der Seitenspektren auf verschiedenen Frequenzen bestimmt. Die Messungsergebnisse der Seitenspektren fallen gut mit der Gleichung (5) zusammen.

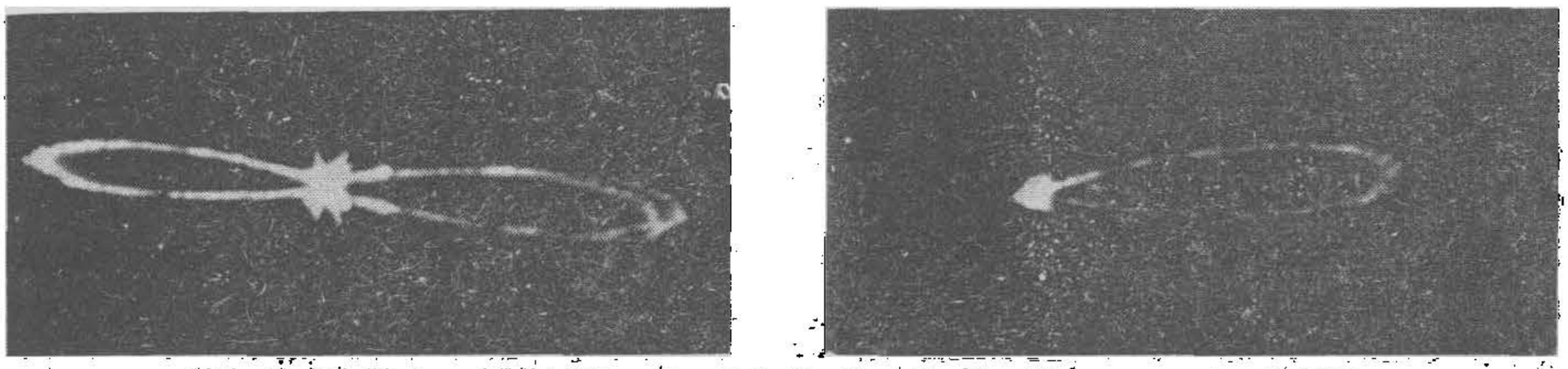


Abb. 3. Richtcharakteristiken des Schallgebers in der Frequenz von 40 kHz.
(b) ohne Schrim.
(a) mit Schrim an einem Rohrende.

Die Richtcharakteristiken des Schallgebers mit sowie ohne Schirm auf einer Frequenz der radialen Rohrresonanz sind auf Abb. 3 dargestellt. Die Breite des Hauptteils der Richtcharakteristik in dieser Frequenz liegt nicht über 30°.

Die Messung der Resonanzfrequenzen des Schallgebers zeigte, dass ausser der radialen Rohrresonanz auch eine Längsresonanz besteht, die durch die Bedingung $d = \lambda_1$ bestimmt wird, wo λ_1 die Wellenlänge in der Bariumtitanat-Keramik ist.

Die Bestimmung der Resonanzfrequenzen führten wir mittels Messung des Moduls der elektrischen Impedanz des Schallgebers in Abhängigkeit von der Frequenz oder durch Messung der Frequenzabhängigkeit bei Verschiebung der Strom- und der Spannungsphasen im Stromkreis des Schallgebers durch.

Der elektroakustische Wirkungsgrad bei einer Frequenz der radialen Resonanz (40 kHz) erreicht gemäss unseren Messungen 60 Prozent. Die Ausstrahlung der akustischen Leistung bei der Längsresonanzfrequenz ist etwas geringer als bei der radialen Resonanzfrequenz. Die Bestimmung des Wirkungsgrads wurde nach bekannter Methode durchgeführt anhand von Messungen der Breite der Resonanzkurve des freien Schallgebers und des Schallgebers, der in Wasser getaucht ist.

LITERATUR

1. D. T. Laird and H. Coher, *J. Acoust. Soc. Am.*, 24 (1952) 46–49.
2. M. C. Junger, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25 (1953) 40–47.
3. D. H. Robey, *J, Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 706–710.
4. G. Y. Thissen, *Canadian J. Phys.*, 33 (1955) 618–621.
5. A. A. Ananyeva, *Akust. Zhur.*, 2, Heft 3 (1956) 323–325.

Application of Lead Zirconate-Titanate Ceramics

A. E. CRAWFORD

Research Laboratory, Brush Crystal Co. Ltd., Hythe, Southampton (Great Britain)

A previous paper has shown the advantages of PZT ceramics over other piezoelectric ceramic materials. When the characteristics are examined, one immediate improvement over barium titanate ceramics is noted in the high coupling coefficients. This combined with the low dielectric loss, high coercive fields and the high Curie point makes possible the manufacture of high-power ultrasonic transducers. The large conversion efficiency and low dielectric loss means that heating is kept to a low value and cooling is rendered unnecessary in many cases. For example, the conventional air-backed transducer assembly can be built for high power dissipation, avoiding the need for separate water cooling of the elements. The low coefficient of expansion also aids the mechanical mounting of such transducers.

One advantage of the high Curie point is the ability to soft solder coupling stubs and protecting plates to the electrodes without depolarising the ceramic. A satisfactory procedure is to coat the fired silver surface of the ceramic with a silver-rich solder using dip-tinning procedures. Subsequent soldering operations to the tinned surface can then be carried out easily, ensuring a complete joint over the entire face. An alternative method using hard solders employs an initial firing of platinum, followed by platinum electroplating and then a hard solder coating. This enables ultrasonic tinning baths to be constructed with very good transfer efficiencies. The same procedure can be adopted in other cases where full advantage is to be taken of the maximum operating temperature of PZT.

Epoxy resin adhesives are also used for transfer jointing and Fig. 1 shows a typical assembly for an ultrasonic drill. The PZT cylinder is cemented to a velocity-transformer stub.

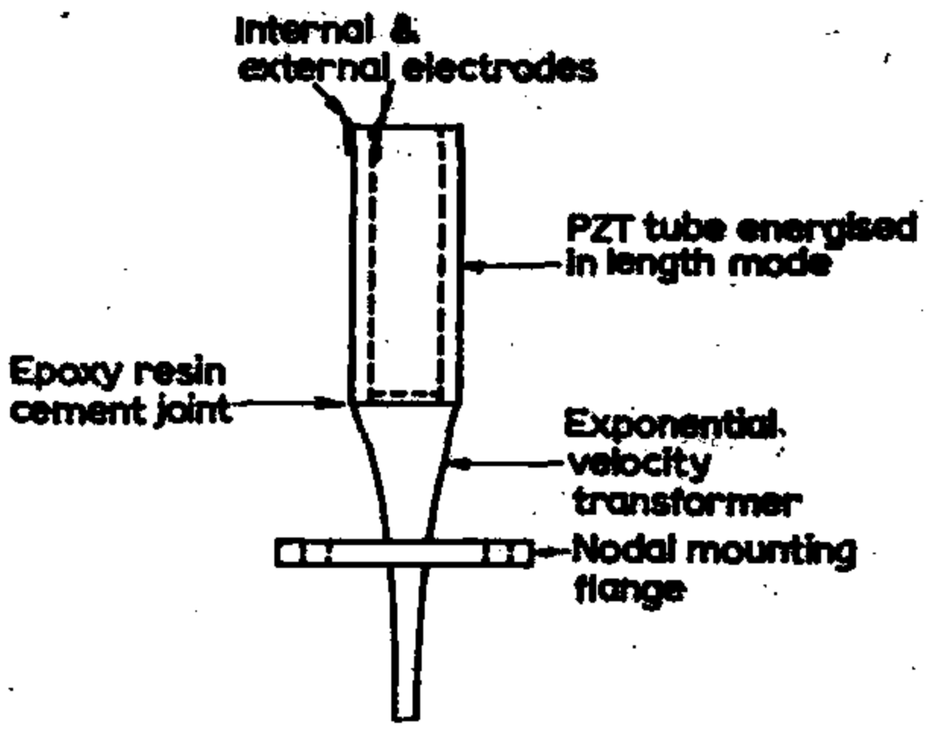
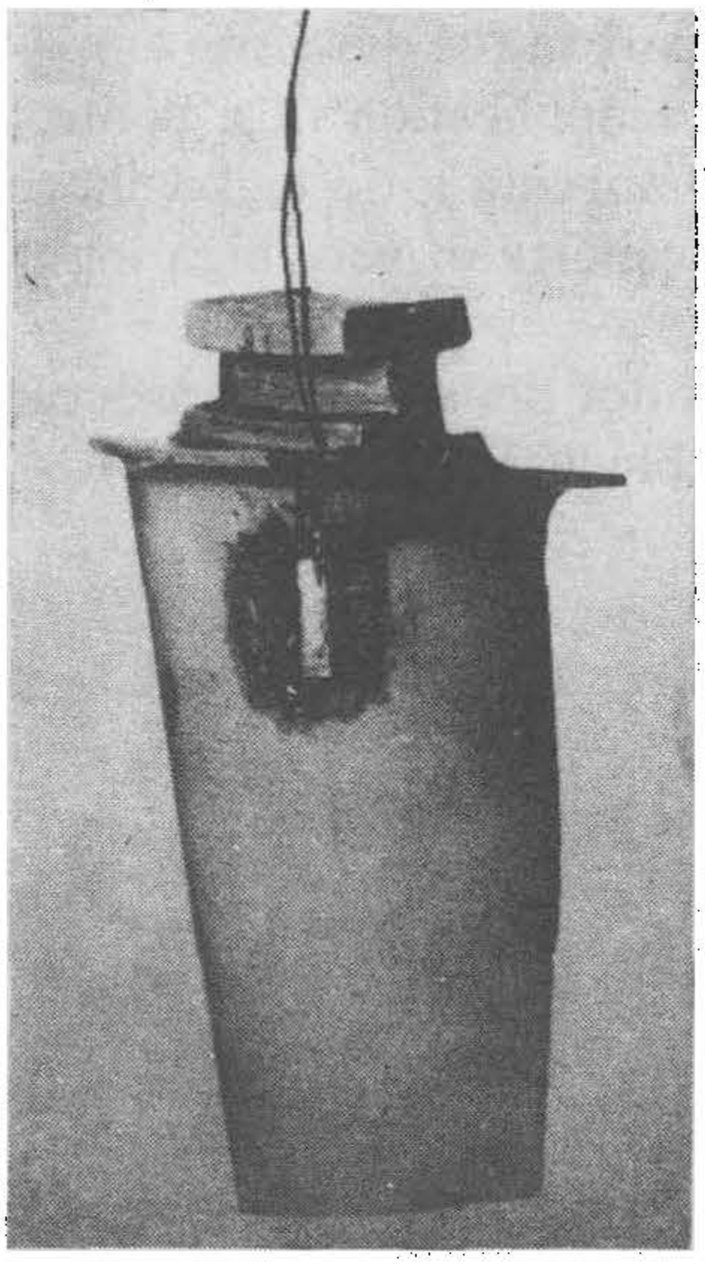


Fig. 1. Ceramic element assembly for ultrasonic drill.

The large output in the thickness direction found in lead zirconate-titanate ceramics is fully utilised in load cells and accelerometers. The high values of d_{31} and d_{33} enable

elements polarised in the thickness direction to be usefully used with transverse applied forces and this effect is employed in the manufacture of strain gauges. This eliminates the necessity of a bimorph construction to obtain a bender response. Sinse they are self-generating it is possible to ignore slip-ring resistance. Fig. 2 shows a gauge of this type cemented to a gas turbine compressor blade[1].



Fit. 2. Ceramic strain gauge cemented to gas turbine blade.

The high dielectric breakdown voltage in PZT enables the material to be stressed up to its ultimate tensile or compression strength without voltage breakdown. Impact fuses for explosive missiles have been made using PZT discs and a recent application has been found in internal combustion engines as a replacement for the conventional magneto.

Certain additives to the standard ceramic mix produces high stability of frequency constant against ageing and temperature. This material has been used for the manufacture of r.f. filter elements. The same material has been used in the construction of "Transfilter" elements where a voltage transformer action has been obtained by double electrodes. By energising the element at a suitable mode they may be used as replacements for i.f. transformers in radio receivers[2].

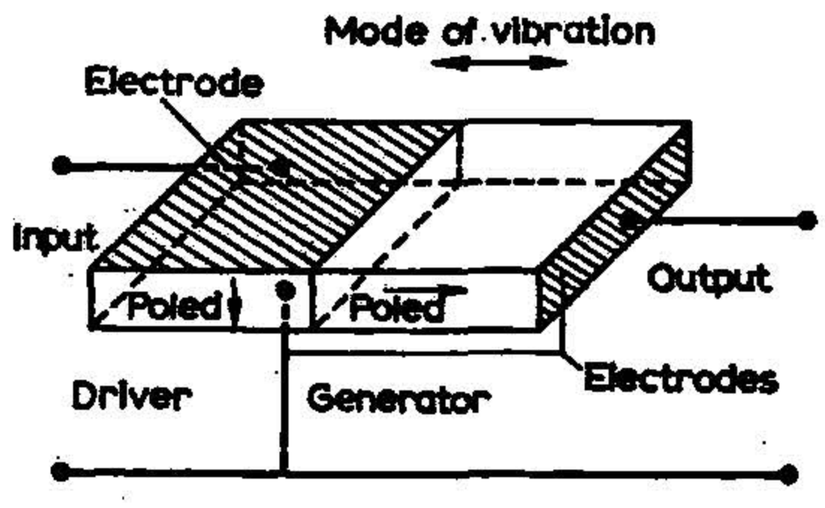


Fig. 3. Transverse tye piezoelectric transformer.

The widely varying properties of modified PZT enables controlled characteristics to be achieved and certain previously projected devices now appear to be practically

possible using the material. The piezoelectric transformer shown in Fig. 3 is a typical example of the future use of PZT. The polarised ceramic bar is driven at resonance by applying an appropriate drive voltage across the thickness electrodes. An output is taken from an end electrode and open circuit voltage amplifications of greater than 30 are possible. Applications of the transformer include high-voltage power supplies for cathode-ray tubes and Geiger-Muller tubes[3].

The well-established magnetic amplifier has its counterpart in the dielectric amplifier where the dielectric hysterisis loop is employed for amplification of a control signal. The change in dielectric constant is produced by varying a dc bias voltage across the ceramic and the system has a fundamental advantage of very high input impedances.

It is thus shown that the usefulness of PZT ceramics is not limited to transducer applications and future work in other fields will considerably widen their scope.

REFERENCES

1. Photograph and data used by courtesy of Bristol Siddeley Engines Ltd.,
2. Data supplied by Clevite Electronic Components, Cleveland, Ohio.
3. H. W. KATZ, *Solid State Magnetic and Dielectric Devices*, *Wiley*, New York, 1959, p. 171.

Electromechanical Properties of Lead Titanate-Zirconate Ceramics

H. JAFFE

Electronic Research Division, Clevite Corp., Cleveland, Ohio (U.S.A.)

The realization that ceramic polycrystalline ferroelectrics of the barium titanate type could be made to act like piezoelectric crystals after treatment by high voltage revolutionized the field of piezoelectric transducers. Barium titanate itself with minor substitutions serves well in many applications, but it has intrinsic limitations, especially in regard to operating temperature. Outstanding features are the sharp extrema at two transition points and at the Curie point, 120° C, where ferroelectricity ceases.

Study of ferroelectrics related to barium titanate soon showed that lead titanate was potentially a most interesting material having a Curie point near 500° C and a spontaneous ferroelectric lattice distortion about five times higher than barium titanat. Unfortunately, it has been found impossible so far to align the spontaneously polarized domains in lead titanate ceramics to any practical extent. About 1953 BERNARD JAFFE and colleagues at the Bureau of Standards realized that this limitation could be overcome in solid solutions of lead titanate-zirconate in a composition range near a phase boundary separating regions of tetragonal and rhombohedral symmetry. These compositions show Curie points between 300° and 400° C and stronger piezoelectric effects than barium titanate. In analogy to the magnetostrictive case, these compositions may be stated to have low anisotropy energy. This appears as the reason why they can be polarized in spite of the higher level of ferroelectric crystal distortion and why they show high levels of dielectric constant and mechanical compliance.

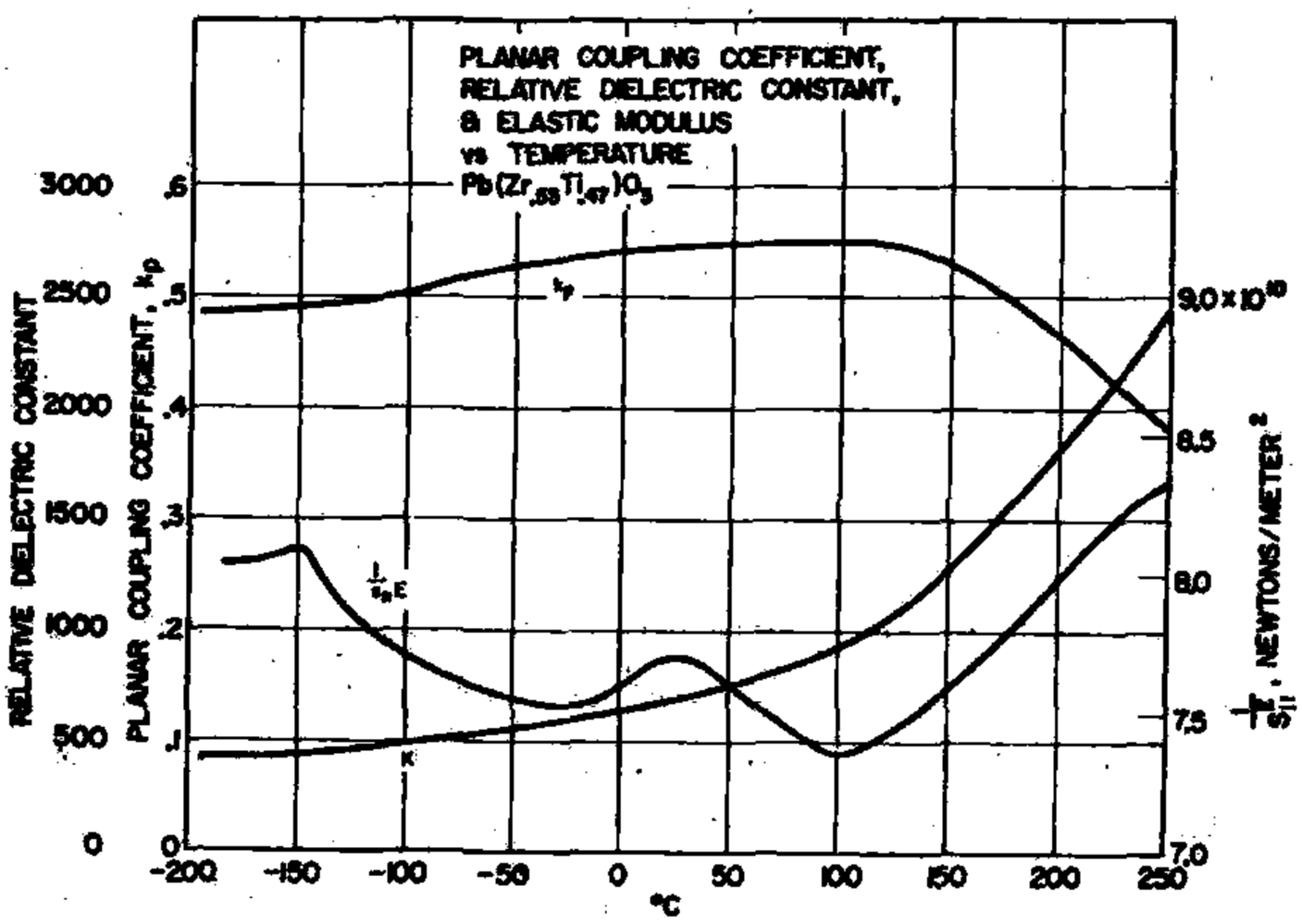


Fig. 1.

Fig. 1 shows the piezoelectric, elastic, and dielectric constants as function of temper-

ature for a lead titanate-zirconate near the phase boundary. In this and the following figures the piezoelectric effect is expressed in terms of the planar coupling factor, k_p. Coupling factors are dimensionless figures of merit which measure the sharing of dielectric and elastic energy. They are directly related to the bandwidth of resonant piezoelectric devices and are also a measure of piezoelectric output under nonresonant conditions if input and output impedances are prescribed. The planar coupling factor connects electric field or displacement parallel to the polar axis of the ceramic with two-dimensional extensional stress or strain in the plane normal to the axis. k_p is about 1.7 k_{31}, which is the coupling between the same electric component with a unidirectional stress or strain perpendicular to it. The longitudinal coupling factor, k_{33}, relating electric field in the polar direction to stress or strain in the same direction, is near 2.5 k_{31} in ceramics of the type here discussed. In Fig. 1 not only the high level, but also the relative constancy of k_p over a wide temperature range is outstanding. The elastic stiffness shows two maxima and two minima, but these are quite shallow compared to barium titanate. The dielectric constant increases toward the Curie point, but the slope is not too serious in the operating temperature range. The minimum of elastic stiffness at 100° C in this composition is connected with the transition from rhombohedral to tetragonal symmetry. The shallowness of the minimum is due to the fact that the phase boundary between the two symmetries shifts only very slightly with temperature. The extrema of resonance frequency can be utilized to obtain low temperature coefficients over fairly extended ranges. What is done in quartz by choosing specific orientations can be achieved to some degree in lead titanate-zirconate by change in composition.

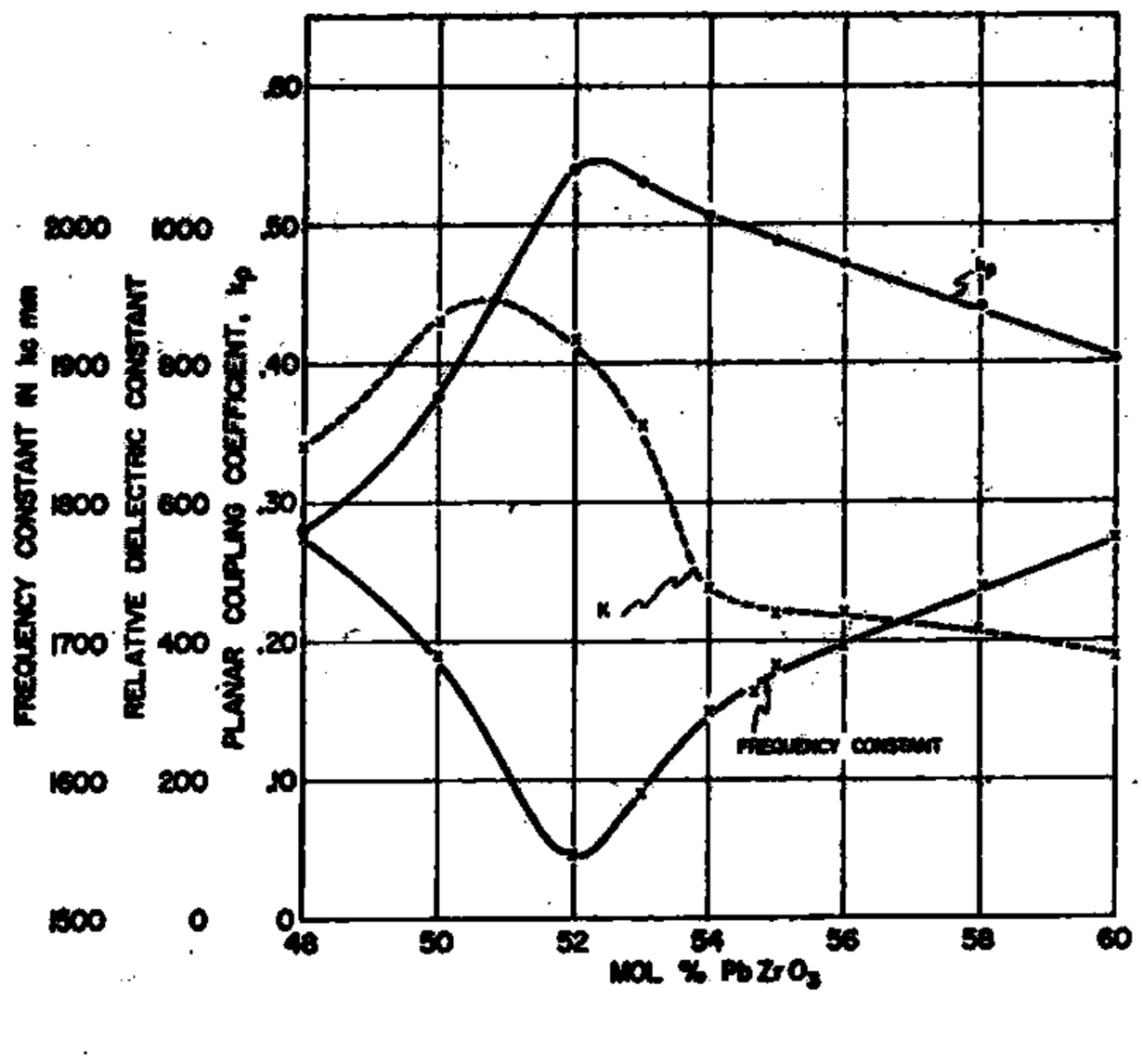


Fig. 2.

Fig. 2 shows the dependence of properties on the ratio of lead titanate to lead zirconate, with pronounced maxima of piezoelectric and dielectric constants near the critical composition. This figure makes clear that the reproducible manufacture of lead titanate-zirconate ceramics requires very close control of ingredients. Added complications are introduced by the volatility of lead compounds and their poisonous character. These have been overcome by special processes and modern methods of industrial hygime. There is no danger in handling the finished ceramic. A variety of

substitutions in lead titanate-zirconate have been made to adapt its characteristics to special uses. One large group of such substituents, the alkaline earths for instance, serve primarily to modify the levels of the elastic and dielectric constants and their temperature coefficients. More fundamental changes are introduced by other groups of additives, generally of different valency from the elements which they replace. Such substitutions increase the electric resistivity and decrease the rate of change of properties with time after the poling process, but they introduce dielectric and mechanical loss mechanisms.

TABLE I

LOW-SIGNAL PARAMETERS OF SEVERAL CERAMIC COMPOSITIONS

	PZT-2	*PZT-4*	*PZT-5*	*$BaTiO_3$*
Coupling Coefficients				
k_{33}	0.60	0.64	0.68	0.50
k_p	0.45	0.52	0.54	0.36
k_{31}	0.25	0.31	0.32	0.21
k_{15}	0.60	0.65	0.66	0.48
Piezoelectric Strain Constants	[10^{-12} C/N or m/V]			
d_{33}	136	256	320	190
d_{31}	—56	—111	—140	—78
d_{15}	334	450	495	260
Free Dielectric Constants	[relative to vacuum]			
K_3	450	1200	1500	1700
Dissipation Factor	0.01	0.004	0.02	0.01
K_1	870	1360	1285	1450
Elastic Constants	[10^{10} N/m^2]			
$1/s^E_{33}$	7.7	6.7	5.9	10.5
c^D_{33}	15.7	15.1	13.5	17.6
$1/s^E_{11}$	9.2	8.2	6.8	11.0
c^E_{55}	2.5	2.6	2.0	4.4
Density	[10^3 k/m^3 or g/cm^3]			
ϱ	7.5	7.5	7.5	5.7
Propagation Velocity	[m/s]			
Axial, $(c^D_{33}/\varrho)^{\frac{1}{2}}$	4600	4500	4200	5600
Lateral, $(1/s^E_{11}\,\varrho)^{\frac{1}{2}}$	3500	3300	3000	4400
Shear, $(c^E_{55}/\varrho)^{\frac{1}{2}}$	1800	1850	1650	2800
Mechanical Q (planar)	300	600	75	400
Resistivity	[MΩ · m]			
100° C	300	300	100000	30

Table I compares the most important coefficients of three commercial lead titanate-zirconates with a standard barium titanate. It reveals the wide range of properties available for electroacoustic applications.

Barium Titanate Paste- and Adhesion Transducers; Ultrasonic Generators for the Analysis of Solids

A. LUTSCH

National Physical Research Laboratory, Pretoria (South Africa)

In order to avoid the handling of thin crystal transducers and because of the necessity of providing a coupling layer to the test object, a transducer was produced *in situ* in the following way.

Unpolarized barium titanate powder was mixed with a liquid ethoxyline and heated in order to remove possible traces of moisture. After cooling to a few degrees above room temperature the mixture was cast on the surface of the test object (Fig. 1). A ring, made from an electrically insulating material, was used as a mould and placed on top of the metal test object. A flat metal disk was placed on top of the ring forming together with the metal block the electrical electrodes and two of the defining surfaces of the mould. To the electrodes were connected a direct current source for polarisation of the transducer, whilst simultaneously the electrical output of an ultrasonic reflectoscope was applied through a condenser. When the cast became operative as a transducer, its performance could be studied by observing the ultrasonic pulses reflected from the far end of the test block.

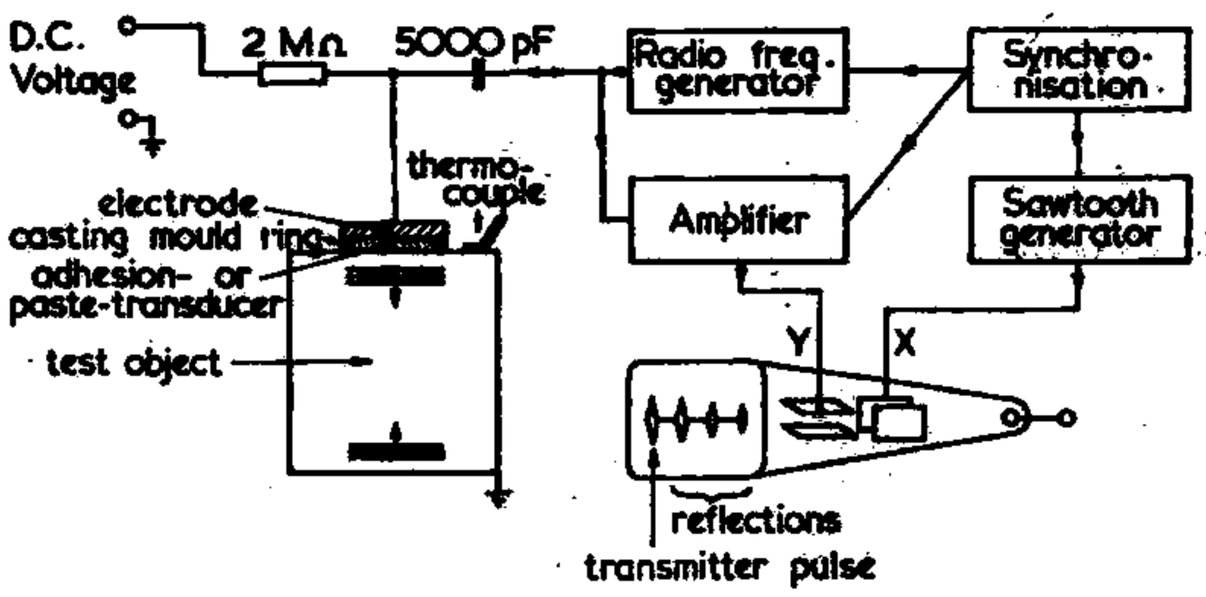


Fig. 1. Production and polarisation of an adhesion and paste transducer.

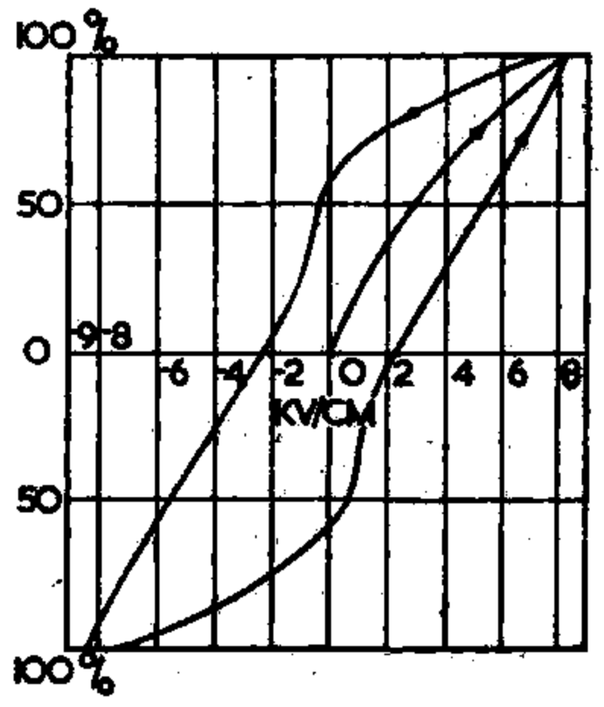


Fig. 2. Ferroelectric hysteresis of a paste transducer. Reflection in % as function of polarization in kV/cm. Measured at 2.5 Mc/s, temperature 24° C.

The remarkable effect was found, that the paste could be polarised at room temperature. The initial polarisation curve and the hysteresis loop is shown in Fig. 2. The amplitude of the reflected pulse was taken as a measure of the polarisation. After removing the d.c. voltage from the paste transducer it was found that the amplitude of the reflected pulse decreased from 100% to 63% during approximately 10 sec.

further decreasing to 60% during the subsequent minute and then remained practically constant at the remanent value shown in Fig. 2. No further ageing could be observed over a period of two weeks.

Unlike conventionally produced barium titanate transducers, the paste transducer was found to be active above the curie temperature of ordinary barium titanate. From measurements done in the lower Mc/s range it transpires that the resonance frequency of the paste transducer depends mainly on the diameter d of the powder particles, which should be approximately $\frac{\lambda}{2}$, where λ is the desired wavelength.

For obtaining a solid transducer *in situ* the manufacturing procedure is the same, but an aliphatic polyamide hardener is added to the mixture. During hardening the mixture becomes a solid layer in intimate contact with the test block, hence the name adhesion transducer. The temperature dependence of the adhesion transducers was found to be inferior to that of the paste transducer.

If the transducer has to operate in a pulse system, one of the requirements for the binding liquid is that the specific resistance ϱ, the dielectric constant ε and the required bandwidth B for a given pulse length τ, should be related to one another by the relation:

$$\varrho\varepsilon \geqslant \frac{1}{2\pi B} \approx 0.13 \cdot \tau$$

Liquids other than the ethoxyline presently in use, are under consideration.

In order to reduce losses in the transducer for higher frequency applications it may be necessary to apply different techniques for forming the transducer on the test surface.

Akustische Zonenlinsen

TH. TARNÓCZY UND A. ILLÉNYI

Akustische Forschungsgruppe der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, Budapest (Ungarn)

Es ist bekannt, dass für die Fokussierung der Schallwellen von hohen Frequenzen sowohl Linsen als auch Zonenplatten verwendbar sind. Der Wirkungsgrad der Linsen wird durch optische, material-strukturelle und geometrische Angaben bestimmt.

Als die wichtigste optische Angabe ist der Aperturquotient zu betrachten; dieser hängt im Falle eines bestimmten Durchmessers vom Krümmungsradius und vom Brechungsindex ab. Um den Wirkungsgrad zu vergrössern, ist der Krümmungsradius zu vermindern und der Brechungsindex hoch zu wählen. Der Krümmungsradius darf aber nicht kleiner werden als der halbe Linsendurchmesser, um die sphärischen

Aberrationen zu vermeiden. Im günstigsten Falle ist der in Wasser mit Aluminiumlinsen erreichbare und gemäss der bekannten Formel der Brennweite

$$f = \frac{r}{1 - \frac{v}{v_L}}$$

ausgerechnete Aperturquotient, wobei r den Krümmungsradius bedeutet, nicht viel besser als 1 : 1.

In der Gestaltung des Wirkungsgrades spielt die der inneren Struktur der Materie und der Wellenlänge des Ultraschalls entsprechende Energie-Absorption des Linsenmaterials, besonders bei Kunststoffen, eine wichtige Rolle. Die Erwärmung führt zu einem grossen Energieverlust und zu Abbildungsfehlern; sie kann sogar eine Kunststofflinse zum Schmelzen bringen und zerstören.

Bei der Untersuchung des Wirkungsgrades ist es wichtig, auch das Problem der Reflexionen an den Grenzflächen zu behandeln. Da der Reflexionsgrad eine Funktion des Impedanzverhältnisses ist, haben sich in Flüssigkeiten die Flüssigkeits- und Kunststofflinsen als vorteilhaft erwiesen.

Die oben angeführten Tatsachen beweisen, dass sogar die Auswahl des Linsenmaterials – falls man einen guten Wirkungsgrad zu erreichen bestrebt ist – durchaus keine leichte Aufgabe darstellt. Als bester Weg zur Verbesserung des Wirkungsgrades ist die Verminderung oder das völlige Ausschalten der Reflexionen anzusehen. Das kann z.B. durch Anwendung reflexionsvermindernder Schichten geschehen. Nach dem von uns ausgearbeiteten Verfahren, führt auch das Ausschalten der nicht günstigen Schichtdicken zur Lösung des Problems. Ausserdem bietet der gemäss diesem Prinzip ausgearbeitete neue Linsentyp eine Möglichkeit, den Fokussierungseffekt mit Interferenzerscheinungen zu erklären.

Die akustische Energie wird (unter gewissen Bedingungen) nur bei Schichtdicken von $2n\lambda/4$ völlig durchgelassen, dagegen erleidet sie bei Dicken von $(2n + 1)\lambda/4$ grösstenteils eine Reflexion (Abb. 1). Dies bedeutet, dass die Linsen, deren Dicke in der radialen Richtung eine stetige Änderung aufweist, sich aus konzentrischen Ringen teils völliger, teils niedriger Durchlässigkeit zusammensetzen, die um so enger sind,

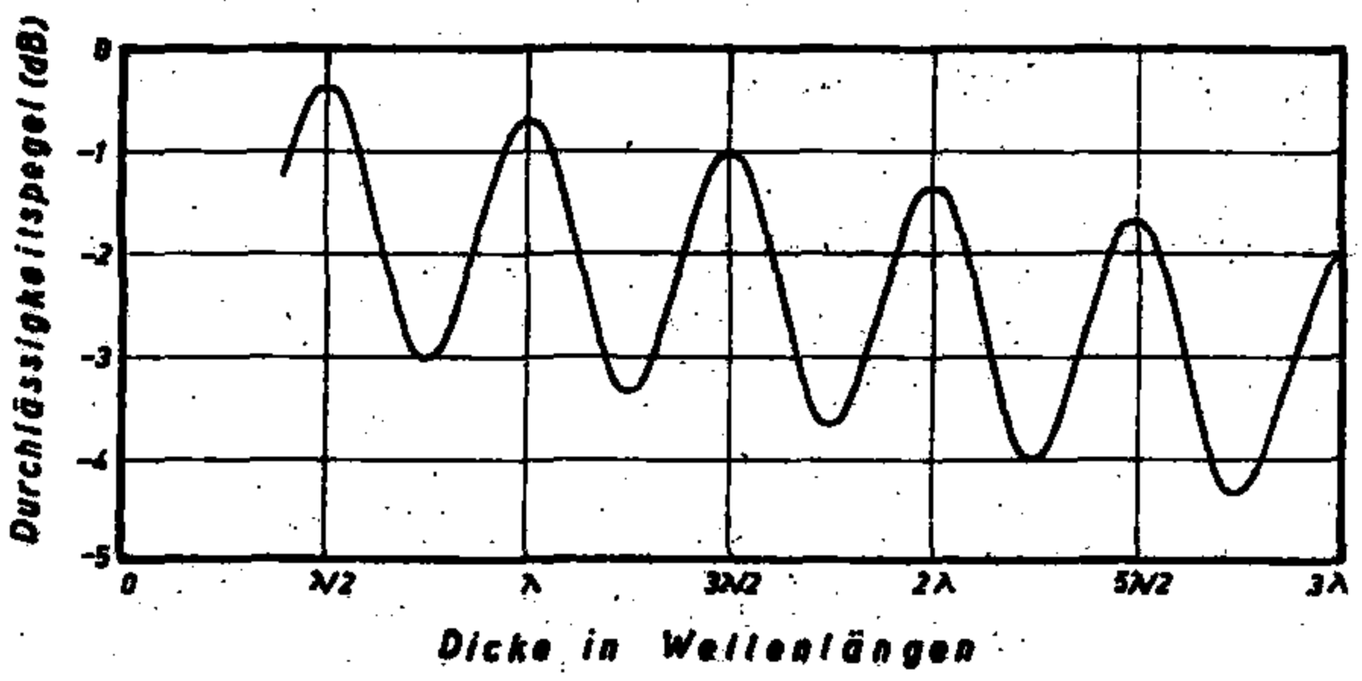


Abb. 1. Verminderung der durchgegangenen Schallenergie als Funktion der Materialdicke. Methylmetacrilat Platten verschiedener Dicke wurden in Öl getaucht.

je kleiner die Wellenlänge des Ultraschalls und der Krümmungsradius der Linse ist. Ein bedeutender Teil der Linsenfläche geht dadurch für die Energieübertragung verloren (Abb. 2a). Dieser Fehler kann aber ausgeschaltet werden, wenn man an allen Stellen, wo die Schichtdicke sich als ungünstig erweist, eine Treppe ausbildet, mit welcher die Dicke sprungweise immer auf die Abmessung ergänzt wird, die einer voll-

kommenen Durchlässigkeit entspricht. Mit der treppenförmigen Ausbildung des Linsenprofils gewinnen wir (statt einer konkaven Linse) eine aus konzentrischen und sich stufenweise erhöhenden Ringen bestehende Stufenlinse (Abb. 2b).

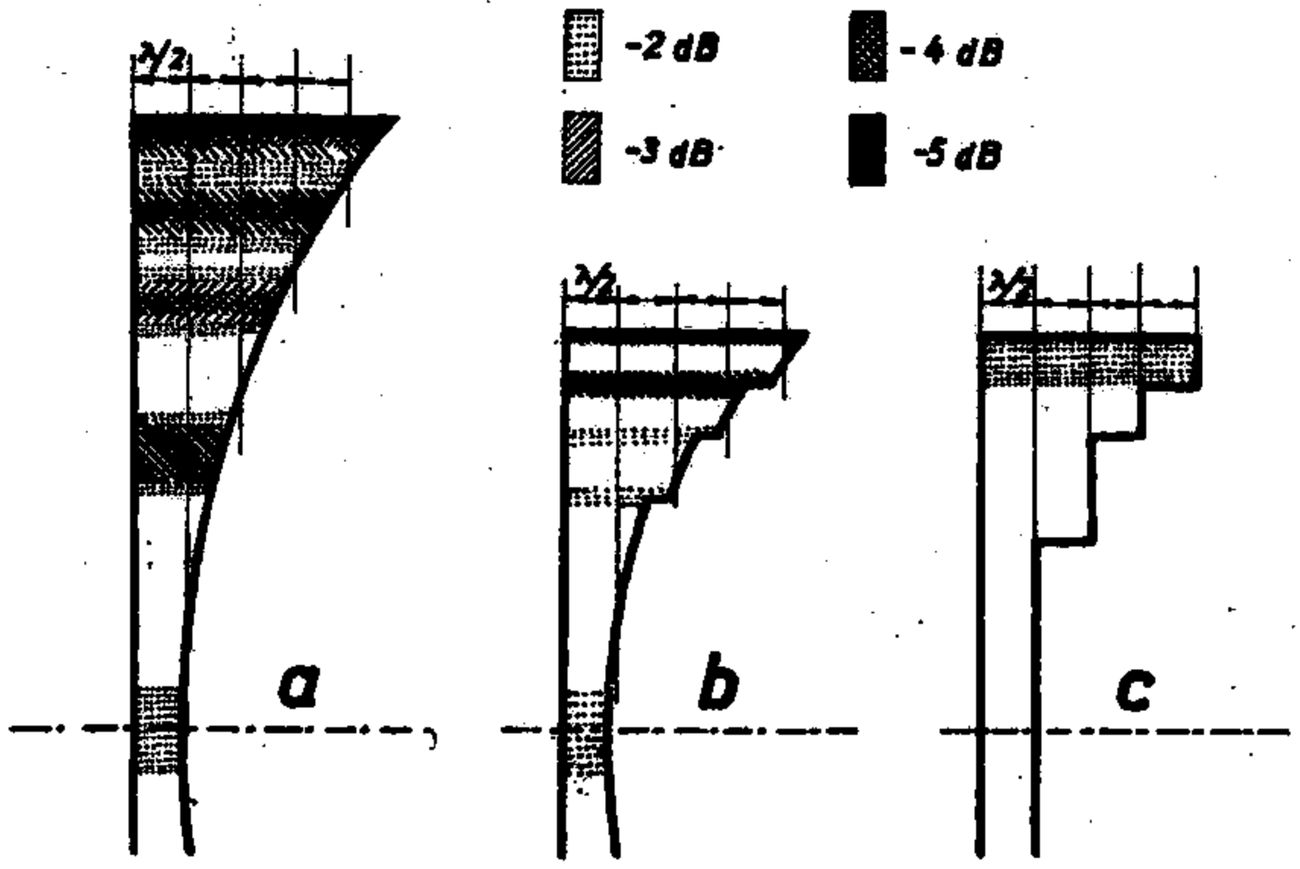


Abb. 2. Die Schalldurchlässigkeit von Linsen verschiedenen Typs bei einer Wellenlänge von λ. Durch die Abstufungen der Schwärze wurde die Erniedrigung der Durchlässigkeit schematisch dargestellt. a = normale Linse, b = Stufenlinse, c = Zonenlinse.

Den Brennpunkt und die Energiekonzentration der aus Methylmetacrilat und Aluminium angefertigten Stufenlinsen hat man einerseits mittels der Ölsprudelhöhe, anderseits mittels der Wärmewirkung des Ultraschalls mit Hilfe eines Kompensationsthermoelements festgestellt. Im Vergleich zu einer normalen Linse mit gleichem Krümmungsradius vergrösserte sich die Energiekonzentration ungefähr auf das 2- bis 3-fache, während die Brennweite sich auf den vierten Teil verkürzte.

Beim zweiten Linsentyp wurde die Krümmung vollständig aufgegeben und nur die aus planparallellen Ringen bestehende treppenförmige Ausbildung beibehalten (Abb. 2c). Die Treppenbreiten wurden von dem ersten Typ übernommen und die Treppenhöhen zu $\lambda/2$ bestimmt. Diese Systeme, die in engerem Sinne nicht mehr "Linsen" genannt werden dürften, haben die gleiche Brennweite wie die Stufenlinsen. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass die Strahlenbündelung dieses zweiten Zonenlinsen-Typs durch Interferenz zustandekommt. Dementsprechend lässt sich die Fokussierung des ersten Typs und sogar auch diejenige der normalen Linsen durch Interferenz erklären.

Im Rahmen einer elementaren Theorie haben wir angenommen, dass sich die Ultraschallstrahlen, die die nebeneinanderstehenden Zonenringe durchlaufen, nur dann in einem bestimmten Punkte der Achse verstärken, wenn ihre Laufzeit identisch ist. Da die die dickeren äusseren Zonen durchlaufenden Schallwellen, denjenigen gegenüber, die die inneren Zonen durchlaufen, einen Zeitgewinn erzielen, verteilen sich die Verstärkungsstellen auf der Achse entsprechend der Breite und der vom Mittelpunkt gemessenen Distanz der ringförmigen Zonen. Die Bedingung, nach welcher jedes Zonenpaar auf der gleichen Stelle der Achse eine Verstärkung zustandebringen soll, enthält die Bestimmung der Breite der einzelnen Zonen.

Die endgültige Formel der Brennweite lautet:

$$f = \frac{(2a_0 + a_1 + \cdots a_k)^2}{4k\lambda\left(1 - \frac{v}{v_L}\right)} + k\,\frac{4}{4}\left(1 + \frac{\lambda}{v_L}\right)$$

wobei $2a_0$, $a_1 \ldots a_k$ die Breite der einzelnen Zonen, λ die Wellenlänge, v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im umgebenden Medium, v_L die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Linsenmaterial und k die Zahl der Zonen bedeuten.

Die Zonendurchmesser können nacheinander ausgerechnet werden und bilden eine monoton abnehmende Zahlenfolge. Die Mittellinien der Zonenringe sind mit den konzentrischen Kreisen einer Kugelfläche identisch. Das ganze System ist der Fresnel'schen Zonenkonstruktion ähnlich, doch ergibt sich der Laufzeitunterschied zwischen den Wellenpaaren dort nur aus der Streckendifferenz, dagegen in diesem Falle ausserdem noch aus der Differenz der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten. Aus unserer Konstruktion folgt, dass die radiale Abmessung der einzelnen Treppen der Zonenlinse sich ändert und nur zufälligerweise gleich $\lambda/2$ sein kann. Die Zonenlinse kann also nicht als eine Zusammensetzung einer normalen Linse und einer Zonenplatten-Anordnung betrachtet werden. Im Vergleich zu den Zonenplatten ist der bessere Wirkungsgrad unseres Systems hervorzuheben, da bei den Zonenplatten jeder zweite Ring schallundurchlässig ist.

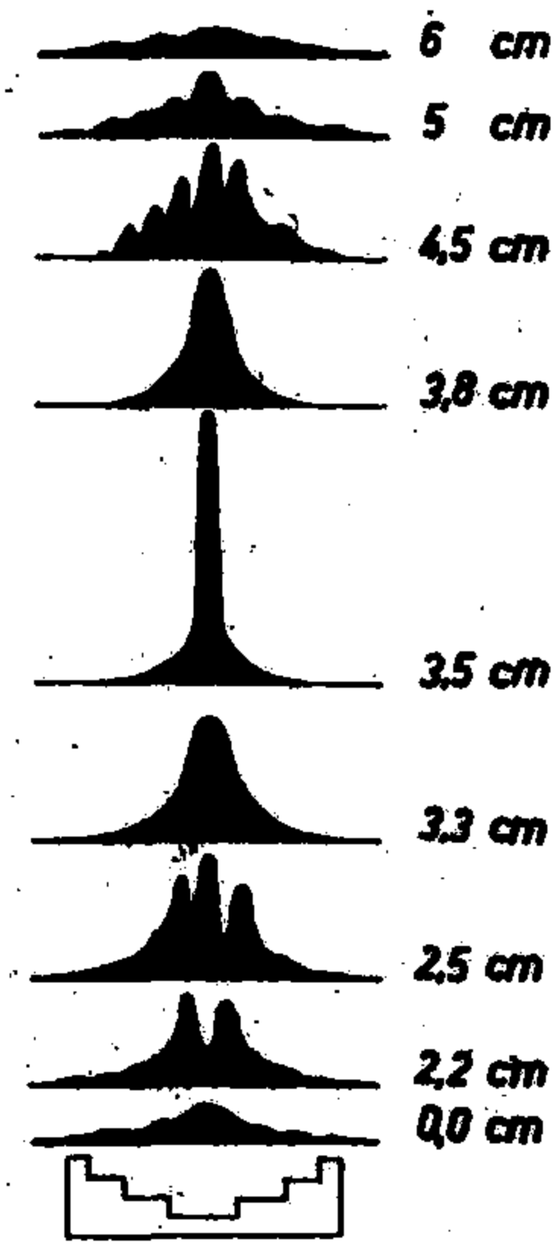


Abb. 3. Die Energiekonzentration einer Zonenlinse als Funktion der Entfernung senkrecht zur Achse (zum Vergleich: eine Linse von 4 cm Durchschnitt); die Ordinate zeigt den Termostrom (kein proportionaler Zusammenhang mit der Schallintensität).

In der Theorie der akustischen Abbildung kommt den Interferenzerscheinungen im allgemeinen eine grössere Bedeutung zu als den Erscheinungen des geometrischen Strahlenganges. Dies versteht sich wohl von selbst, wenn man in Betracht zieht, dass die Wellenlänge den Dimensionen der Übertragungssysteme gegenüber nicht klein genug ist. Zum Glück sind die Wellenlängen in festen Stoffen, im in der Praxis angewandten Bereich von einigen MHz, in der Grössenordnung von einigen Millimetern. Damit ist die obige Erklärung, die die Interferenz benutzt, begründet und die Konstruktion technisch leicht zu lösen. Bei niedriger Frequenz würden sehr grosse Linsen entstehen, bei höherer Frequenz gelangen dagegen immer mehr die Gesetze der geometrischen Optik zur Geltung. In diesem letzteren Falle geht unsere Formel in die im allgemeinen benützte Brennweiteformel über, abgesehen von einer Korrektion, die von der Wellenlänge linear abhängt.

Die Vorteile der Zonenlinsen können wie folgt zusammengefasst werden:

1. Der Aperturquotient nimmt gleichzeitig aus zwei Gründen zu: (a) wegen der kurzen Brennweite und (b) wegen des vergrösserten effektiven Öffnungsdurchmessers. Die Vergrösserung des effektiven Durchmessers ist aus der Konstruktion des ersten Typs direkt ersichtlich, denn schaltet man die abgelegten Ringe wieder ein, so gewinnt man eine Linse mit fast zweifachem Durchmesser.
2. Die Ausschaltung der Schichten mit schlechter Durchlässigkeit bietet wesentliche Vorteile, nicht nur wegen der Vergrösserung des Aperturquotients, sondern auch infolge der Herabsetzung der Reflexionen an den Grenzflächen.
3. Angesichts der Tatsache, dass die Dicke der innersten Zone, deren Durchmesser der grösste ist, null gewählt werden kann, lässt sich die Absorptionswirkung des Linsenmaterials wesentlich vermindern. Dementsprechend zeigt also dieser Typ der Zonenlinsen in der Mitte ein Loch, das zur völligen Ausschaltung der Reflexionen und der Absorption in der innersten Zone führt.

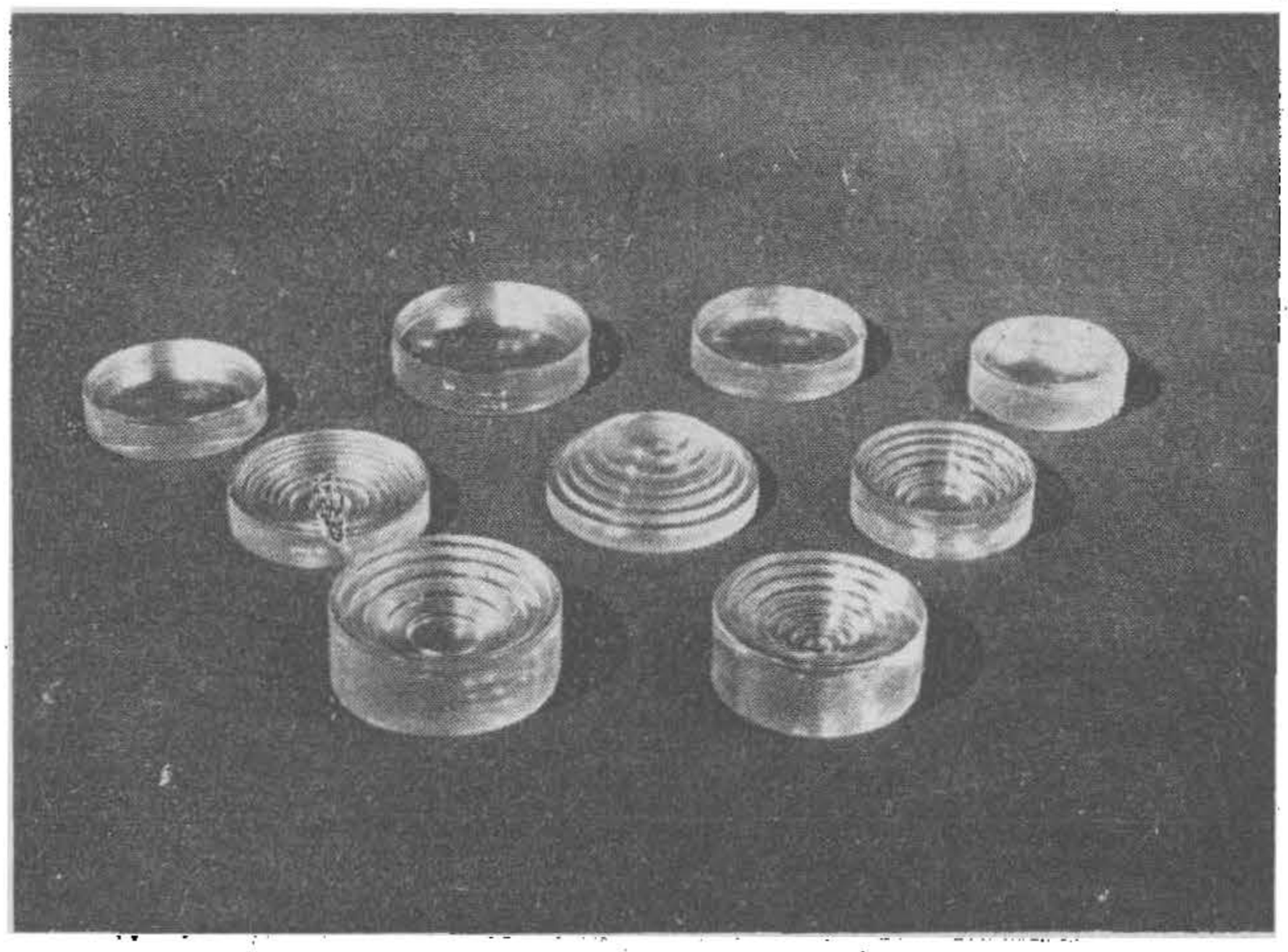


Abb. 4. Photographie einiger Linsen alten und neuen Typs.

Die Sammelwirkung der Zonenlinse, die Stelle und die Ausdehnung der Brennfläche werden auf Grund unserer Feldmessungen in verschiedenen Entfernungen in Abständen von 2 mm quer zur Achse in Abb. 3 dargestellt. Die Ordinate ist der im speziален Thermoelement entstehenden Spannung proportional. Aus der Abszisse ist die Entfernung von der Achse abzulesen. Die Brennfläche befand sich 3,5 cm vor der vorderen Seite der Linse. Ihre Schärfe ist nicht geringer, als die der normalen Linsen, die erreichbare Energiekonzentration beträgt jedoch ungefähr das 3-fache. Mit den besten Zonenlinsen wurde ein Ultraschall-Strahlenbündel von der Intensität von 2,3 W/cm² so konzentriert, dass die Höhe des Ölsprudels mehr als 30 cm erreichte. Dies entspricht nach geläufiger Umrechnung einer Intensität von 410 W/cm², d.h. es wurde durch die Linse eine fast 180-fache Energiekonzentration hervorgerufen.

Die Ausführungsformen der verschiedenen normalen Stufen- und Zonenlinsen werden in Abb. 4 gezeigt.

Radiation Stress of Transverse Elastic Waves

E. J. POST

Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

A detailed discussion of radiation stress of transverse elastic waves in solids has been given by BRILLOUIN[1, 4] A very conscientious analysis based on the concepts of finite strain led Brillouin to the following expression for the radiation stress to be associated with a plane transverse wave traveling in the x-direction and polarized in the y-direction:

$$\begin{vmatrix} -p + \frac{E}{\mu - p}\left(\frac{\lambda}{2} + \mu + 4A + 6C\right) & 0 & 0 \\ 0 & -p + \frac{E}{\mu - p}\left(\frac{\lambda}{2} + \mu + 4A + 6C\right) & 0 \\ 0 & 0 & -p + \frac{E}{\mu - p}\left(\frac{\lambda}{2} + 4A\right) \end{vmatrix} \quad (1)$$

p = hydrostatic pressure,
E = energy density,
λ and μ elastic constants of Lamé,
A and C constants characterizing nonlinear stress-strain behavior of the medium.

An inspection of the tensor (1) shows that the stress is isotropic in the plane of polarization which means that the direction of wave propagation in the x-y-plane cannot be recognized in the pattern (1). One would have the same stress pattern for a wave propagating in the y-direction and polarized along the x-direction; as well as any intermediate orientation in the x-y-plane.

This fact is to be noted as a characteristic difference with respect to the stress patterns associated with longitudinal elastic waves or electromagnetic waves. An experiment for that reason, to check the actual state of affairs, would be of considerable interest for the fundamental aspects of continuum mechanics.

The recent availability of liquid and plastic like substances which behave like high frequency solids (*e.g.*, poly-α-methyl styrene[2]) suggests an experiment similar to the one carried out by HERREY[3], who for the first time checked the tensorial behavior of the radiation stress associated with longitudinal waves.

Let us assume that one has an absorbing vane suspended in this sort of a liquid, intercepting a (transverse) ultrasonic beam. The *spacially* isotropic part in (1) then builds up a pressure at both sides of the vane and can be subtracted from (1) as a

nonobservable component in this experiment. This should be true for a continuous wave. The isotropic part cannot be discarded for short pulses.

There are, however, two possibilities for subtracting isotropic contributions from (1) such that the resulting stress pattern has a rank lower than three. One can subtract either:

$$-p + \frac{E}{\mu - p}\left(\frac{\lambda}{2} + 4A\right)$$

or:

$$-p + \frac{E}{\mu - p}\left(\frac{\lambda}{2} + \mu + 4A + 6C\right)$$

as the isotropic pressures which supposedly appear at both sides of the vane.

The corresponding directional stresses that are left then are respectively:

$$\begin{bmatrix} \frac{E}{\mu - p}(\mu + 6C) & 0 & 0 \\ 0 & \frac{E}{\mu - p}(\mu + 6C) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \tag{2a}$$

and:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{E}{\mu - p}(\mu + 6C) \end{bmatrix}. \tag{2b}$$

For the time being one may ignore (2b) as a realistic possibility because of the reversed sign. This somewhat arbitrary looking decision though can always be checked by experiment in a similar way as pattern (2a) will be treated. The stress pattern (2a) (rank 2) can be written:

$$\begin{bmatrix} E & 0 & 0 \\ 0 & E & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{2}$$

if p and C are assumed to be small.

The force components corresponding to pattern (2) acting on a vane subtending an angle φ with the φ-axis then should be:

$$f_x = E \cos\varphi \frac{A}{\cos\varphi} = AE$$

$$f_y = E \sin\varphi \frac{A}{\cos\varphi} = AE \operatorname{tg}\varphi, \tag{3}$$

A being the cross section, perpendicular to x, of the ultrasonic beam (Fig. 1).

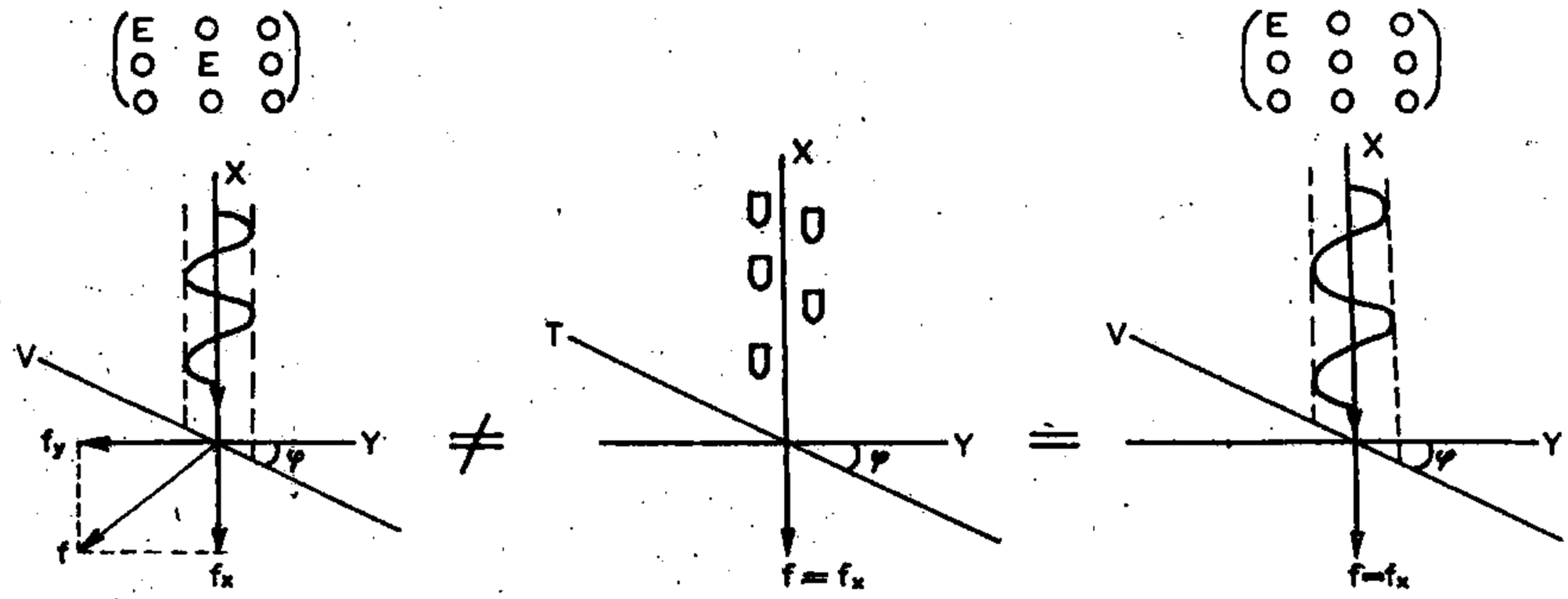


Fig. 1. Radiation forces of an ultrasonic beam, cross section A, and polarized in the y-direction on an absorbing vane V according to stress pattern (2) and according to stress pattern (4), in comparison with forces due to a particle beam impinging on absorbing target T.

BRILLOUIN in a later paper[4] suggested a theoretical approach by means of the Ehrenfest-Boltzmann principle. An application of this principle to the case of transverse waves, as attempted by the present author[5], seems to lead to a unidirectional stress pattern:

$$\begin{bmatrix} E & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{wave propagating in } x\text{-direction} \tag{4}$$

which is independent of the polarization and similar to the patterns for longitudinal acoustic waves and electromagnetic waves.*

The force components on an absorbing vane corresponding to pattern (4) are now:

$$f_x = AE \text{ and } f_y = 0. \tag{5}$$

It should be noted that the total force is in the direction of the beam independent of

* A similar conclusion was arrived at in a more recent study in *Phys. Rev.*, June 1, 1960, using an entirely different method of approach.

φ; the sidewise component f_y disappears. This, in other words, means that pattern (4) is compatible with a particle (phonon, photon) description of the wave motion; the stress pattern (2) is not!

An experimental check, if only qualitative, would be an important contribution, as theory alone does not seem to be adequate to decide the issue between patterns (2) and (4).

REFERENCES

1. L. BRILLOUIN, *Ann. Phys.*, 10 (1925) 568 (see 4, p. 292).
2. W. P. MASON, W. O. BAKER, H. J. MCSKIMIN AND J. H. HEISS, *Phys. Rev.*, 75 (1949) 936.
3. E. M. J. HERREY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 891.
4. L. BRILLOUIN, *Les tenseurs en mécanique et en élasticité*, Masson, Paris, 1949, p. 185, 292.
5. E. J. POST, *J. phys. radium*, 17 (1956) 391.

Mesure Photoélectrique de la Biréfringence Acoustique

J. BADOZ

École Supérieure de Physique et Chimie, Paris (France)

De précieux renseignements sur la structure des grandes molécules en solutions peuvent être obtenus par l'étude de leur comportement hydrodynamique. La mesure de l'anisotropie optique développée dans ces liquides par les ultrasons[1] est un moyen de connaître ce comportement. Mais l'intensité de ce phénomène reste en général faible. Il est donc souhaitable de disposer d'une méthode de mesure sensible: dans ce but nous avons étudié théoriquement et expérimentalement l'emploi d'une méthode photoélectrique.

Dès 1938, LUCAS[1] donne, par analogie avec la biréfringence d'écoulement, l'expression de l'anisotropie optique produite par le passage d'une onde ultrasonore dans certains liquides.

La différence de marche correspondant à la biréfringence ainsi produite s'écrit

$$\Delta_a = y \cdot \Delta n_a = y \cdot M \cdot \eta \cdot \frac{2\pi\nu}{c} \left(\frac{2\bar{\omega}}{\varrho c}\right)^{1/2} \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\Lambda}\right) \qquad (1)$$

ou Λ est la longueur d'onde, ν la fréquence et c la célérité des ultrasons, $\bar{\omega}$ l'intensité acoustique; M est la constante de Maxwell du liquide, η sa viscosité et ϱ sa masse spécifique; y est l'épaisseur du liquide traversé par la lumière.

Pour l'étude de solutions de hauts polymères aux concentrations inférieures à 1%

il est souhaitable[3] de pouvoir mesurer des différences de marche optiques Δ_a de l'ordre de $10^{-5}\lambda$.

La méthode de mesure visuelle proposée par ZVETKOV[2] ne permet guère de déceler de différences de marche inférieures à 3 ou 4 $10^{-4}\lambda$. Aussi avons nous étudié une méthode de mesure photoélectrique.

Dans la méthode la plus simple[3] on mesure la quantité de lumière restituée par le liquide soumis aux ultrasons, placé entre deux polariseurs croisés. Le flux lumineux mesuré est alors proportionnel au carré de la différence de marche (détection quadratique).

Cette méthode[3] permet de déceler des différences de marches de l'ordre de 0,6 $10^{-4}\lambda$, (sensibilité 6 à 8 fois meilleure que celle de la méthode visuelle). Mais on peut théoriquement établir[4] que la sensibilité des mesures photoelectriques de petites biréfringences, peut être améliorée par l'emploi d'une méthode de détection linéaire. Si entre les polariseurs croisés P_1 et P_2 on place non seulement le liquide traversé par les ultrasons mais aussi une substance anisotrope présentant une différence de marche constante $\Delta_0 \gg \Delta_a$. Le flux lumineux restitué, proportionnel au carré de la somme $(\Delta_0 + \Delta_a)$ peut s'écrire

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \Delta_0^2 + 2\Phi_0 \cdot \Delta_0 \cdot \Delta_a$$

en négligeant $\Phi_0 \cdot \Delta_a^2$ et Φ_i, le flux lumineux parasite dû à l'imperfection du montage optique.

Le rapport/signal bruit est amélioré[4] et le flux utile $\Phi_u = 2\Phi_0 \cdot \Delta_0 \cdot \Delta_a$ est proportionnel à Δ_a (détection linéaire).

Cette description n'est cependant valable qu'en première approximation. Selon l'expression (1) la biréfringence est en effet répartie périodiquement dans le temps et dans l'espace. A un instant donné, les différents rayons lumineux qui traversent le liquide subissent des retards optiques différents selon la zone du champ sonore qu'ils parcourent (Fig. 1).

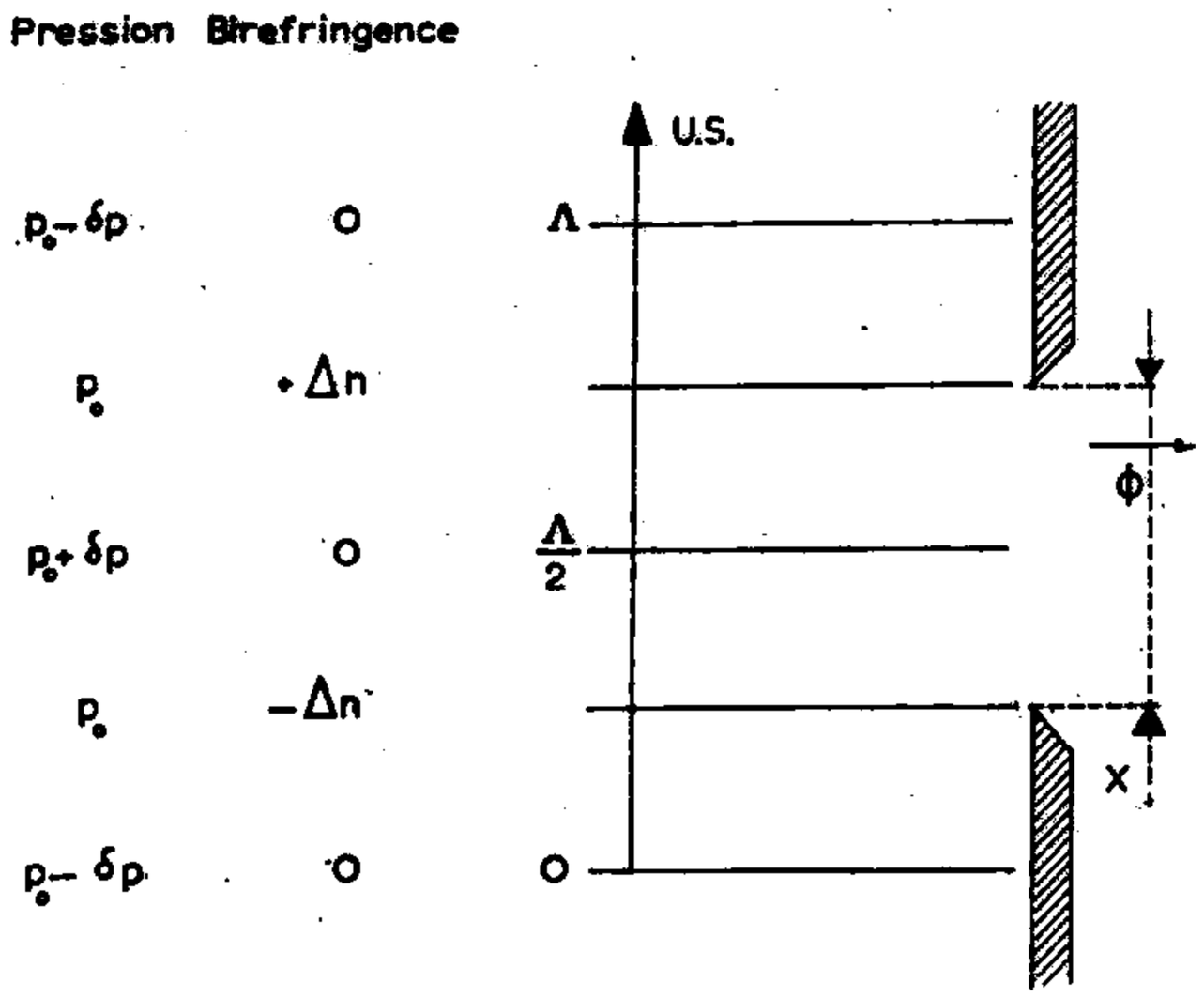


Fig. 1. *u.s.*, direction de propagation des ultrasons; Φ, directions de propagation de la lumière; X largeur de la fente.

Pour calculer le flux total restitué par le liquide soumis aux ultrasons il faut considérer un étroit pinceau (de largeur dX) de rayons lumineux parallèles aux plans d'ondes

sonores et évaluer la contribution, $d\Phi$, de ce pinceau, au flux total, Φ. Ce flux, Φ, est alors la somme des flux élémentaires, dΦ, des différents pinceaux qui composent le faisceau lumineux total (ce faisceau est limité par la fente de largeur X); il s'écrit

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \Delta_0^2 + \alpha \cdot \Phi_0 \cdot \Delta_0 \cdot \Delta_a \cdot \sin \frac{\pi X}{\Lambda} \cdot \cos 2\pi\nu t \tag{2a}$$

en négligeant encore Φ_i et $\Phi_0 \cdot \Delta^2{}_a$ et avec:

$$\Delta_a = y \cdot M \cdot \eta \cdot \frac{2\pi\nu}{c} \left(\frac{2\overline{\omega}}{\varrho c}\right)^{1/2} \qquad \text{et} \qquad \alpha = \frac{2\Lambda}{\pi \cdot X} \tag{2b}$$

Si, à l'aide d'un amplificateur accordé, A ,nous ne mesurons, dans le courant photoélectrique, que la composante alternative de même fréquence que les ondes sonores, seul le second terme, $\Phi(\nu)$, de l'équation (2a) sera mesuré.

Trois points importants permettent de juger le degré de validité de ces hypothèses:

(i) la détermination de la sensibilité de la méthode,

(ii) la variation du flux mesuré $\Phi(\nu)$ avec la largeur de la fente, X, (le produit $\alpha.\Phi_0$ est indépendant de X, $\Phi(\nu)$ doit donc varier comme sin $\pi X/\Lambda$, conformément à l'équation (2a),

(iii) la variation de $\Phi(\nu)$ avec Δn_a; Δn_a est proportionnel à $\overline{\omega}^{1/2}$, il doit en être de même pour $\Phi(\nu)$.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La plus petite différence de marche expérimentalement décelable varie de 0,2 à 0,4 $10^{-4}\lambda$. La sensibilité de cette méthode, un peu inférieure à ce qu'on espérait[4] est plus grande que celle de la première méthode photoélectrique (détection quadratique) et 10 à 12 fois meilleure que celle de la méthode visuelle.

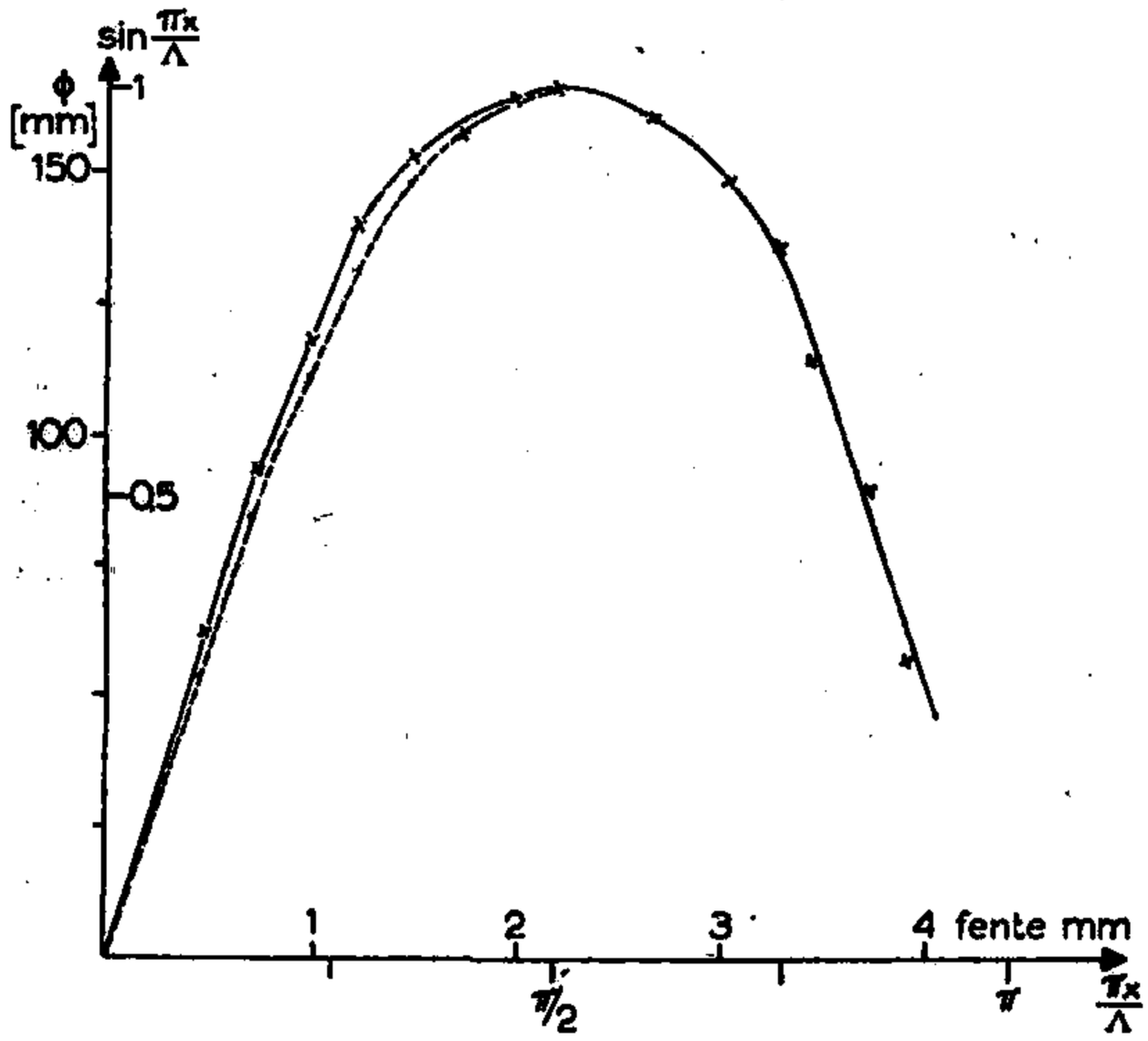


Fig. 2. en abscisses: X, largeur de la fente en mm.
en ordonnées: déviation du galvanomètre de mesure.
——— courbe expérimentale.
– – – – courbe calculée sin $\pi X/\Lambda$.

Le flux mesuré est bien proportionnel à sin $\pi x/\Lambda$ (Fig. 2). Il est maximal lorsque la largeur de la fente, X, est égale à une demie longueur d'onde sonore Λ.

Le flux mesuré n'est proportionnel à Δn_a donc à V, la tension appliquée au trans-

ducteur, que pour des tensions supérieures au volt ($\Delta n_a = C^{te}.\,\bar{\omega}^{1/2}$; or $\bar{\omega} = C^{te}V^2$) Fig. 3).

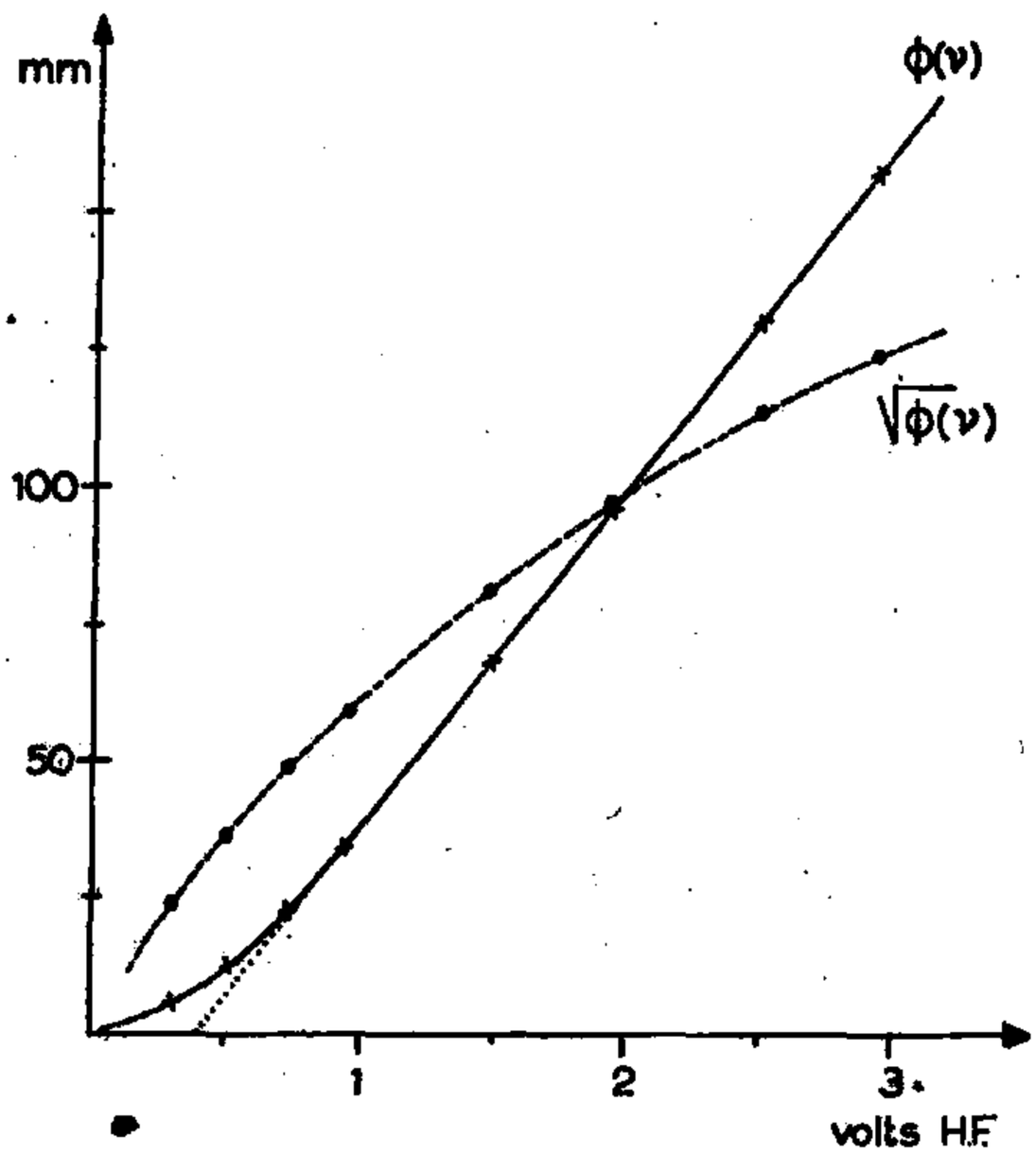


Fig. 3. en abcisses: V, tension HF appliquée au transducteur, en ordonnées: déviation du galvanomètre de mesure.

La suppression de cette anomalie liée à l'effet "shot" du photomultiplicateur entrainerait une notable amélioration de sensibilité.

Les mesures ont été faites à l'aide d'un montage déjà décrit[3]. La différence de marche constante Δ_0 était d'origine photoélastique ($\Delta_0 \sim 4$ à $5.\,10^{-3}\lambda$) La biréfringence acoustique étant produite dans l'huile de ricin par une céramique au titanate de Ba de 20 cm² de surface vibrant à 400 KHz. Les intensités acoustiques étant de l'ordre de 3.10^{-4} W/cm² pour 1 volt HF appliqué au transducteur.

CONCLUSIONS

La nouvelle méthode photoélectrique (détection linéaire) proposée pour mesurer la biréfringence acoustique implique certaines hypothèses assez bien vérifiées par l'expérience. La sensibilité obtenue est meilleure que celle de la méthode visuelle et sensiblement supérieure à celle de la première méthode photoélectrique (détection quadratique). Des améliorations en cours permettront probablement de déceler des différences de marche aussi faibles que $10^{-5}\lambda$. L'étude de solutions de macromolécules sera alors assez aisé.

BIBLIOGRAPHIE

1. R. Lucas, *Compt. rend.*, 206 (1938) 827.
2. V. Zvetkov, A. Mindlina et C. Makarov, *Acta Physicochim., U.R.S.S.*, 21 (1946) 135.
3. J. Badoz, Thèse, *Ann. phys.*, 3 (1958) 37.
4. J. Badoz, *J. phys. radium*, 17 (1956) 143 A.

Vitesse des Ultrasons dans les Tissus Organiques

A. BARONE ET A. SCAFATI

Istituto Nazionale di Ultracustica et
Istituto Superiore di Sanita, Roma (Italia)

L'étude des propriétés élastiques des tissus organiques peut nous conduire à des constatations intéressantes du point de vue biologique, nous permettant aussi de mieux connaître le champ ultrasonore dans les applications thérapeutiques et dans la prospection des organes intérieurs.

Dans ce but la vitesse de propagation des ondes élastiques est un facteur de la plus grande importance.

Puisque l'on a souvent des différences dans les propriétés élastiques des différentes parties du même tissu, il vaut mieux d'adopter des méthodes de mesure de la vitesse qui nécessitent un échantillon de dimensions réduites.

Pour nos essais nous avons employé une méthode qui remplit cette exigence. Grâce à cette caractéristique notre méthode est trés indiquée pour l'examen des tissus cutanés. L'échantillon est une tranche de matériel de 1 à 2 mm. d'épaisseur, coupée au microtome. La mesure est constituée essentiellement par la détermination de la variation de phase subie par une onde ultrasonore plane traversant le tissu plongé dans l'eau.

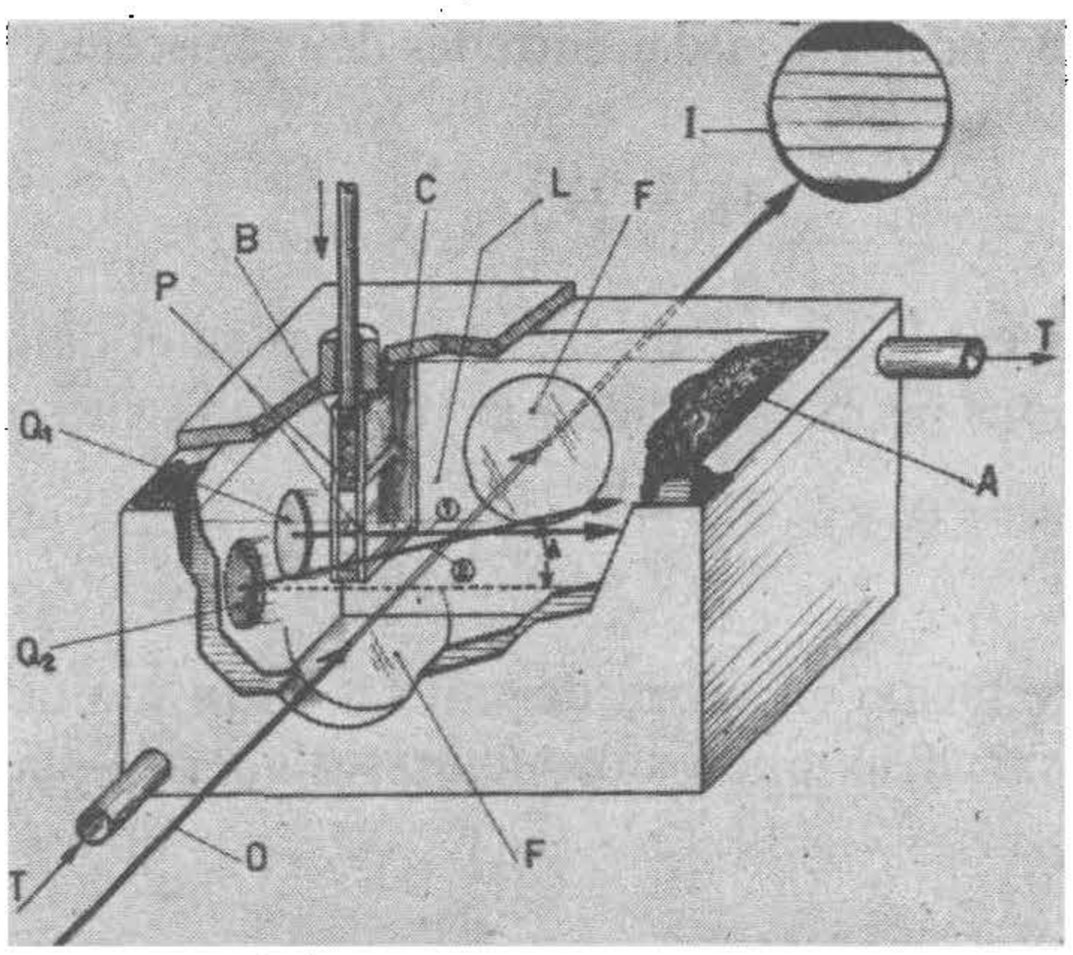


Fig. 1. Cuvette pour les mesures de vitesse des ultrasons dans les tissus.

La figure 1 montre le dispositif que nous avons employé. Deux lames de quartz piézo-électrique Q_1 et Q_2 alimentées par le même oscillateur éléctrique à fréquence de 4 MHz, émettent dans une cuvette, contenant de l'eau distillée, deux faisceaux d'ondes ultrasonores planes presque identiques. Cependant les deux lames sont orientées d'une facon différente l'une de l'autre. Les axes 1 et 2 des faisceaux ultrasonores émis

se trouvent en effet sur deux plans parallèles verticaux, mais, tandis que l'axe 1 de Q_1 est horizontal, l'axe 2 de Q_2 forme un petit angle α avec le plan horizontal.

A travers deux fenêtres en verre *FF* ouvertes dans les parois de la cuvette on peut illuminer le champ ultra-sonore dans la direction *O* normale aux axes 1 et 2 au moyen d'un faisceau lumineux parallèle.

La lumière traverse successivement les deux faisceaux ultrasonores, mais dans l'image du champ ultrasonore, obtenue sur un écran par la méthode des stries, paraissent les mêmes lignes d'interférence que l'on aurait dans le cas des deux faisceaux étant effectivement superposés et interférants. Les lignes d'interférence se dirigent selon la bissectrice de l'angle α tandis que la distance entre les deux lignes successives est donnée par

$$D = \frac{c}{2f \sin(\alpha/2)}$$

c étant la vitesse de propagation dans le liquide et f la fréquence. Évidemment dans l'image projectée sur l'écran la distance entre les lignes sera le produit de D par l'agrandissement du systhéme optique.

Dans la figure, la partie indiquée par *I* est une image photographique des lignes d'interférence que l'on a ainsi obtenue.

Lorsque la difference de phase φ entre les deux faisceaux est modifiée, toutes les lignes se déplacent parallèlement à elles mêmes en mesure proportionelle à cette différence. L'échantillon biologique est contenu dans la partie supérieure du châssis *C* entre deux parois planes et parallèles en perspex qui en assurent une épaisseur (x) costante et bien définie. Les mêmes parois ont en outre une épaisseur égale à $n\lambda/2$ (n = nombre entier), ce qui nous permet d'éviter toute reflection de l'onde sur les surfaces et par conséquent toute perturbation du champ ultrasonore.

Si l'on baisse le châssis *C*, l'echantillon se trouve inséré dans le parcours du faisceau émis par Q_1 et la différence de phase φ entre les deux faisceaux ultrasonores subit un incrément

$$\Delta\varphi = 2\pi fx \left(\frac{1}{c_0} - \frac{1}{c}\right)$$

c, c_0 étant respectivement la vitesse du son dans le tissu et dans l'eau.

La mesure de $\Delta\varphi$ nous permet d'obtenir la valeur de la vitesse c dans le tissu

$$c = \frac{xfc_0}{xf - c_0\Delta\varphi/2\pi} \tag{1}$$

En plaçant, successivement, un écran devant les deux moitiés d'une même plaque photographique, on fait deux photos des figures d'interférence respectivement avant

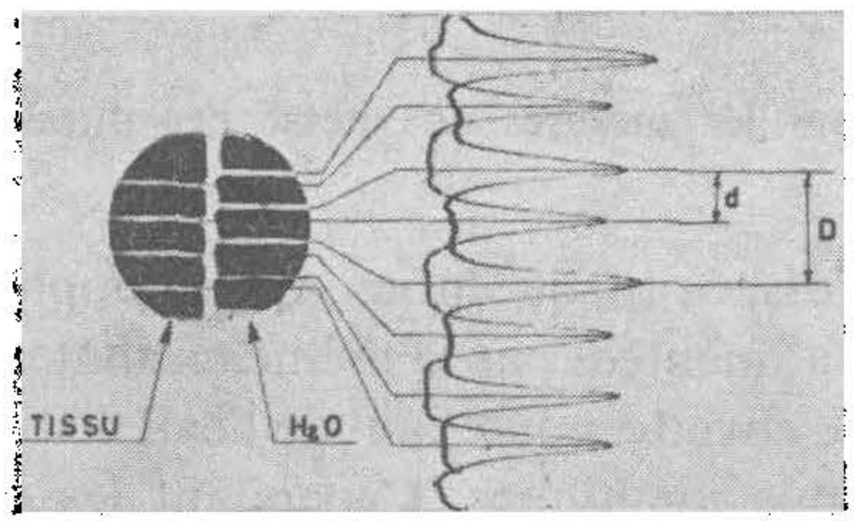


Fig. 2. Image négative des figures d'interférence et les courbes microphotométriques correspondantes.

et aprés l'insertion de l'échantillon en examen. L'existence des parois en perspex, n'a aucune influence sur la mesure, puisque dans les deux cas elles sont traversées par la même onde ultra-sonore émise par Q_1.

Le négatif de la plaque photographique se présente alors comme dans la figure 2. Les deux images sont analysées par le microphotomètre en direction normale aux lignes d'interférence et les courbes microphotométriques ainsi obtenues sont indiquées dans la même figure 2.

De cette facon on peut déduire sans difficulté la valeur du rapport d/D ou D mesure la distance fixe entre les lignes d'interférence et d le déplacement des mêmes lignes à cause de la présence de l'échantillon.

Puisque on a évidemment

$$d/D = \Delta\varphi/2\pi$$

l'équation (1) devient

$$c = \frac{xfc_0}{xf - c_0 d/D} \tag{2}$$

La vitesse du son dans l'eau c_0 est connue avec haute précision aux différentes températures. La fréquence étant aussi connue, on peut déduire la vitesse dans le tissu. En différentiant l'équation (2) par rapport à toutes les grandeurs qu'y son indiquées, on deduit la précision relative de la mesure de la vitesse c

$$\frac{\Delta c}{c} = \frac{c_0 d/D}{xf - c_0 \frac{d}{D}} \left(\frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta x}{x} + \frac{\Delta f}{f} + \frac{fx}{c_0 \frac{d}{D}} \frac{\Delta c_0}{c_0} \right)$$

Compte tenu des erreurs que l'on peut faire en évaluant f, x, c_0, d et D, une mesure exacte de c par cette méthode devrait nous donner une précision d'à peu prés $3 \cdot 10^{-3}$.

Jusqu'à présent on a examiné les tissus cutanés du lapin, du cobaye et du cheval. Les premiers résultats des mesures effectuées sont indiqués dans la table numérique.

TABLE NUMÉRIQUE.

Animal	*Tissu*	*Temperature* [°C]	*Vitesse* [*m/sec*]
Lapin	peau (échine) 2 mm.	25,05	1581
Cobaye	peau (échine) 2 mm.	27,80	1588
Cheval	peau (jambe) 2 mm.	27,07	1621

Dans le tissu du lapin on a aussi mesuré la vitesse en fonction de la temperature entre 20 et 35° C.

Les résultats montrent que le coefficient de temperature pour la vitesse dans le tissu est environ 30% plus grand que dans l'eau.

Ultrasound Intensity Measurement by Compensated Calorimeter

J. SZILÁRD

Budapest (Hungary)

One way to measure sound energy absolutely is to measure the ultrasound intensity based upon the rise of temperature due to absorption, a method which was first attempted long ago. Among the first publications in this field were that of RICHARDS[1] in 1931 and that of SZALAY[2] in 1934. These calorimetric experiments however – probably owing to numerous difficulties – remained sporadic[3].

Before carrying out the present experiments TARNÓCZY and collaborators eliminated the effect of environment by using electric heating instead of ultrasonic irradiation with similar conditions. Because other circumstances remained unaltered, the absorption of equal energy could be obtained in the liquid in question by making the two curves of warming coincide. However the accuracy of the measurement was not sufficient and the method was rather cumbrous.

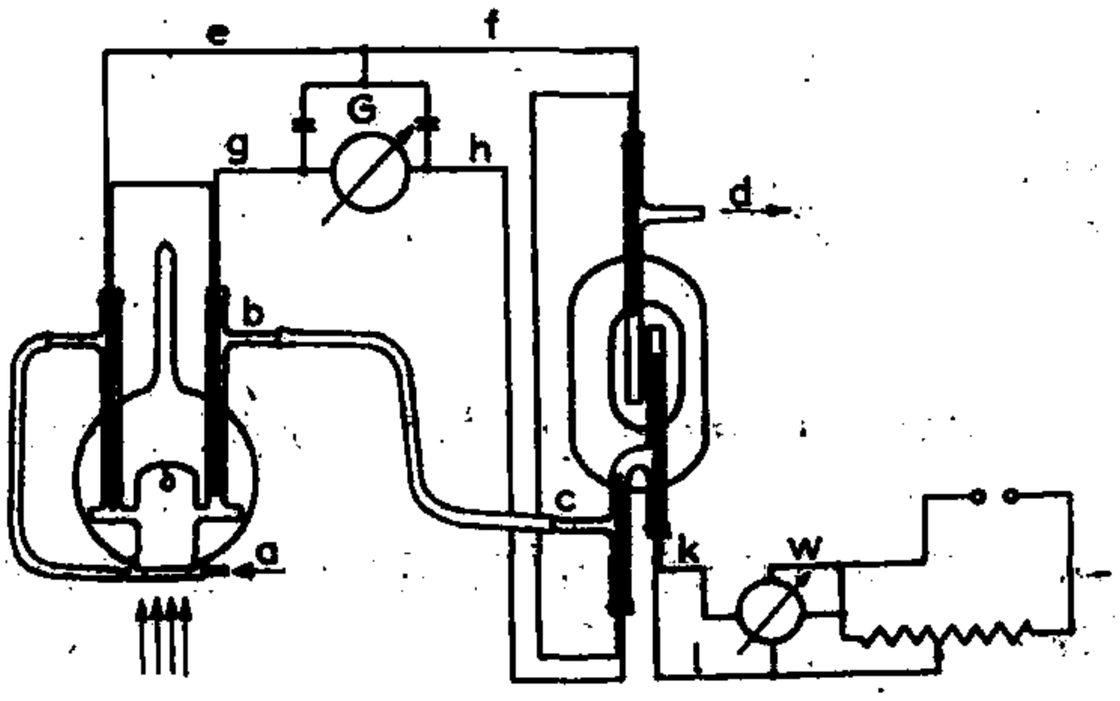


Fig. 1. The measuring arrangement. Left: ultrasonic calorimeter; middle: compensating calorimeter; right: heating circuit. Course of liquid: a-b-c-d. G: galvanometer, W: wattmeter.

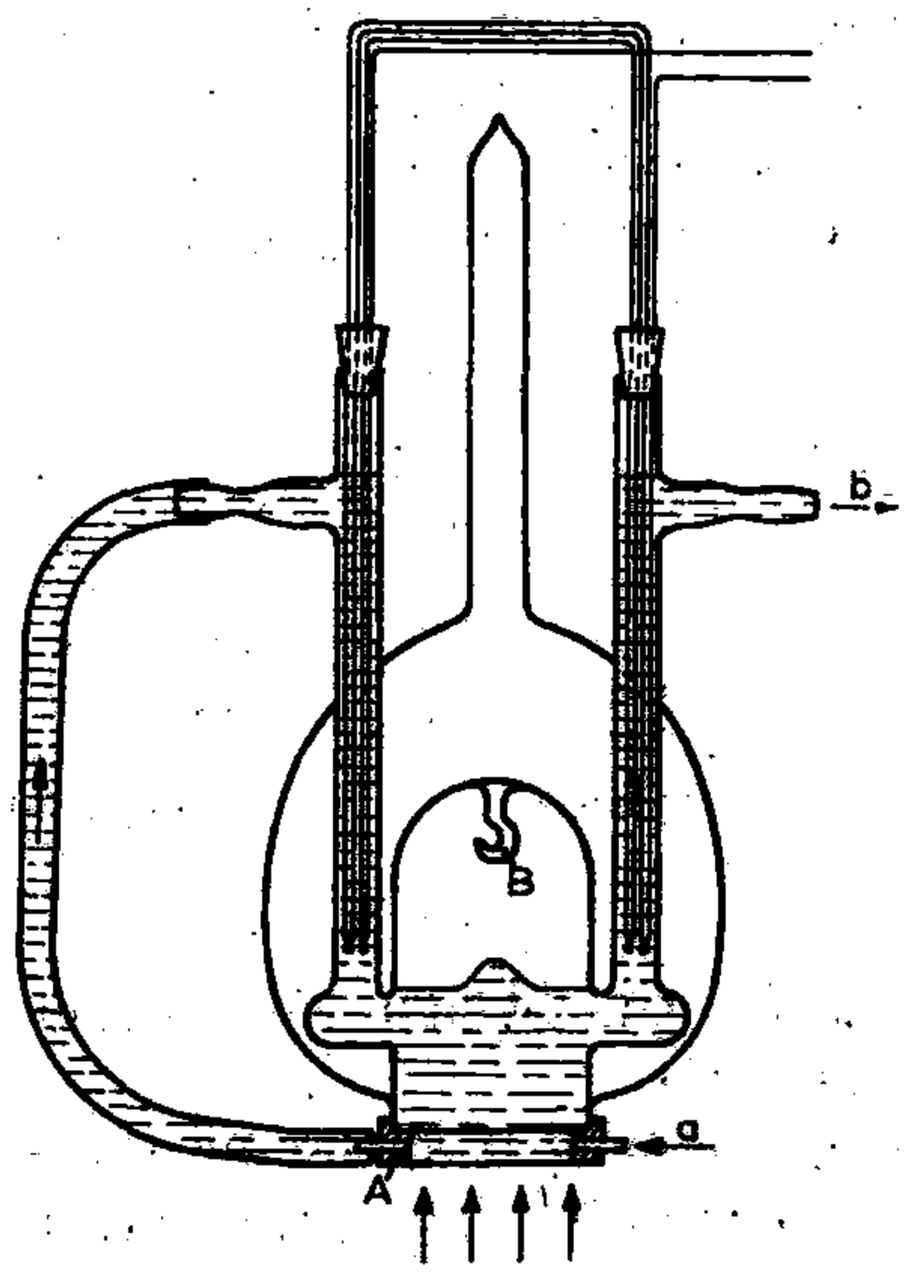


Fig. 2. The ultrasonic calorimeter. A demountable ring with two plastic films fastened to it; B glass hook for suspending an absorbent. Course of liquid: a-b. e and g; connections of the thermocouples.

The author of the present paper published for the first time in 1954[4] details of his compensated calorimeter with which continuous measurements can be carried out. In this communication the unchanged principle and a new construction will be reported.

In the mean time more recent publications have appeared dealing with calorimetric experiments which use partly the old, intermittent method and which are partly based on quite different principles[5], [6].

We thought it best to avoid the difficulties and sources of error by using the principle of compensation. The liquid which absorbs the energy flows through two calorimeters. In both, a temperature difference arises between the entering and leaving liquid, proportional to the absorbed energy. The liquid is heated in one of the calorimeters by ultrasound, in the other by a known adjustable heating power. When the two temperature differences are equal, it means – since the same quantity of liquid is flowing through both – that the known heating power is equal to the ultrasonic power. The measuring arrangement is shown in Fig. 1.

The ultrasonic calorimeter is a Dewar vacuum flask with a double plastic bottom, so modified according to Fig. 2, that the liquid can flow through it during the measurements. The temperature difference is indicated by double iron-constantan thermoelements.

The modification, as can be seen on comparison with the original model, consists of the application of the double bottom. This serves to give a better thermal insulation. As a result of this, temperature differences of 7 to 10° C can occur between the absorbing and coupling liquids without disturbing the measurements.

The absorbing liquid is usually water and so the arrangement, in general, can simply be connected to the water tap, and no thermostat is required.

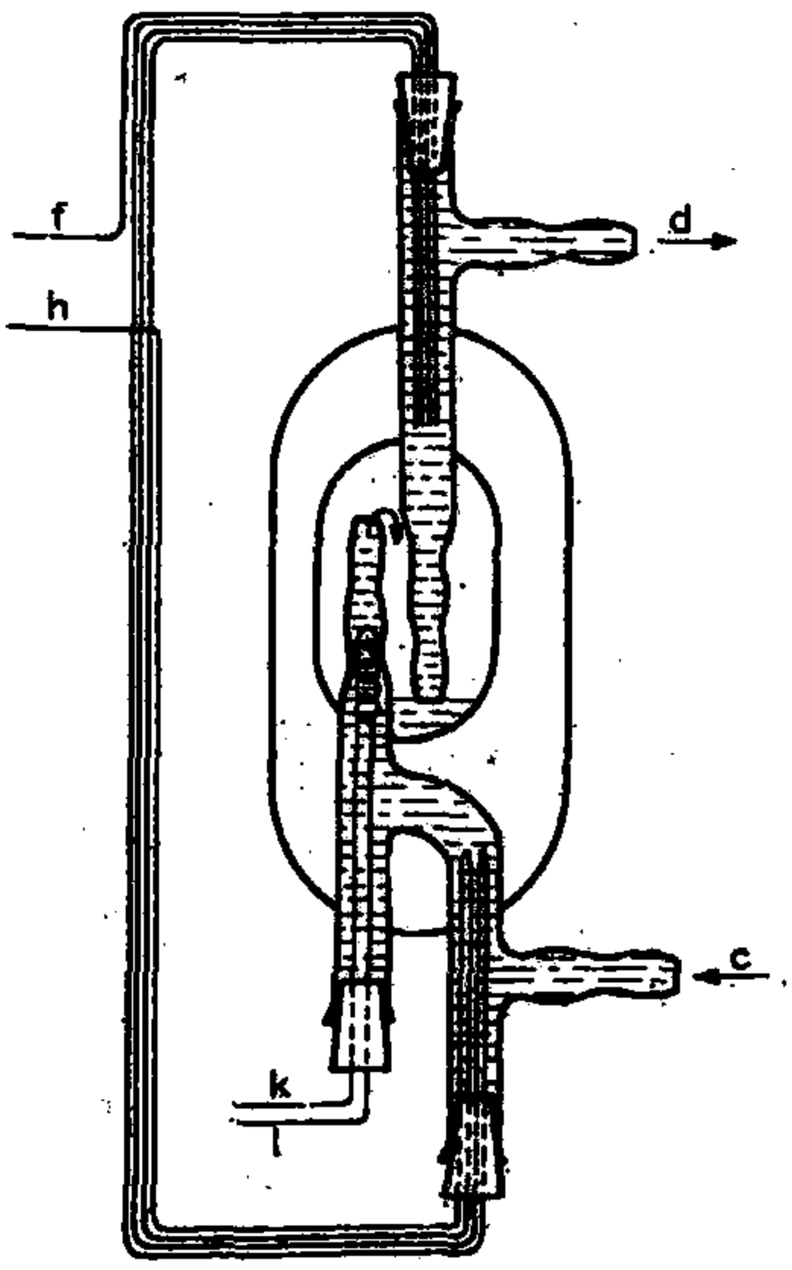


Fig. 3. The compensating calorimeter. Course of liquid: c-d. Connections f and h are for the thermocouples, k and l for the heating resistor.

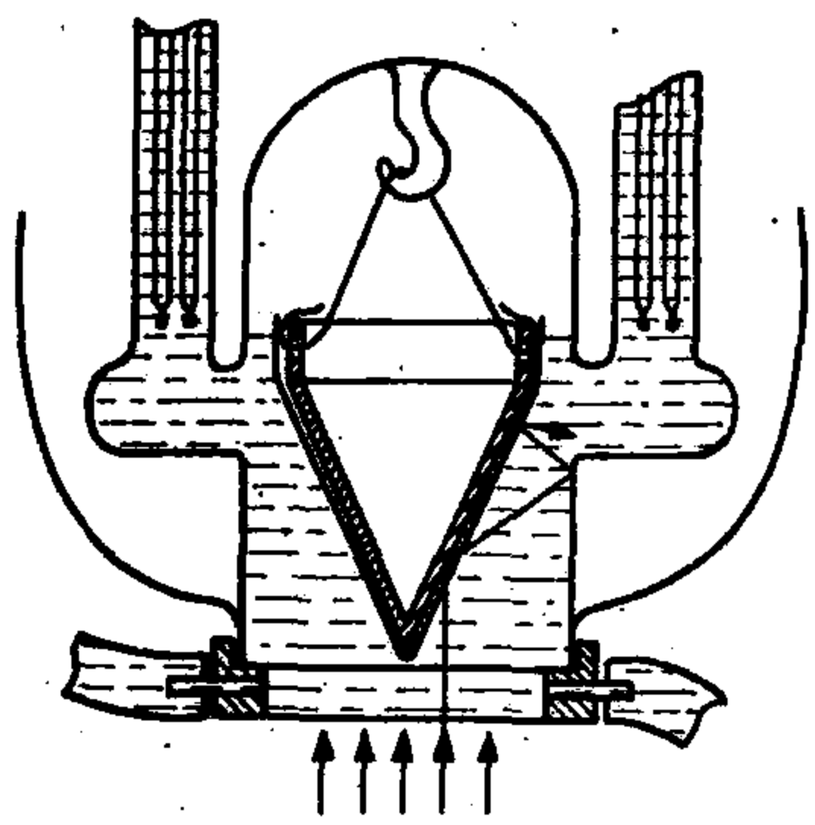


Fig. 4. Scattering of ultrasound in the calorimeter by the plastic-covered aluminum cone.

The compensating calorimeter (Fig. 3) is actually a mixing compartment, within the thermal isolation of which are the thermocouples for measuring the temperature before and after the heating resistor.

With respect to possible incomplete absorption of the absorbing medium, measurements were made not only with water, but also absorbing materials were placed into it or a hollow and thin walled cone of aluminum was suspended in the calorimeter, so that the ultrasound was scattered and thus was not able to escape again through the bottom of the calorimeter. It was found that with up to about 2 W/cm² ultrasound intensity it is worth using another absorbent, while above 2 W/cm² the pure water absorbs practically all the energy.

The optimal flow rate was found to be about 25 cm²/min. The sensitivity of our measurement was $\pm$0.1 W and the time of thermal equilibrium attainment about 30 to 40 sec.

The cross section of the calorimeter is 12 cm², so the lowest limit for detecting ultrasound intensity is 0,01 W/cm², while an intensity of 0.1 W/cm² can be measured fairly well.

REFERENCES

1. W. T. RICHARDS, *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.*, 17 (1931) 611.
2. A. SZALAY, *Physik. Z.*, 35 (1934) 293.
3. H. FARK, *Frequenz*, 6 (1952) 256.
4. J. SZILÁRD, *Magyar Fiz. Folyóirat*, 2 (1954) 165.
5. C. A. WIEDERHIELM, *Rev. Sci. Instr.*, 27 (1956) 540.
6. J. ZIENIUK, *Proc. of the II. Conference on Ultrasonics*, Polish Acad. Sci., Warszawa, 1957, p. 111.

Probleme der Ultraschallübertragung

R. POHLMAN

Forschungslaboratorium der Dr. Lehfeldt & Co., GmbH, Heppenheim a.d. B. (Deutschland)

In der Ultraschalltechnik, die im Laufe der letzten Jahre ungemein an Bedeutung gewonnen hat, begegnet man elementaren Schwierigkeiten, wenn beispielsweise in einer mit Ultraschallschwingungen erregten Behandlungswanne die zur Verfügung stehende Ultraschalleistung bestimmt werden soll. Infolge des sich ausbildenden Feldes stehender Wellen schwankt nämlich die Messanzeige einer Punktsonde in weiten Bereichen derart, dass es kaum möglich ist, eine auch nur einigermassen definierte Aussage zu machen. Da andererseits die aus der Akustik bekannten schalldämpfenden Mittel weder angebracht werden können noch dürfen, weil sie ja die tatsächlichen Verhältnisse stark verfälschen würden, befindet sich der Ultraschalltechniker schon bei dieser alltäglichen Aufgabenstellung in grosser Verlegenheit. Um hier Abhilfe zu schaffen, wurde eine *Integralsonde* entwickelt, die in derartigen Räumen einigermassen zuverlässige Angaben zu machen gestattet (Abb. 1). Sie besteht

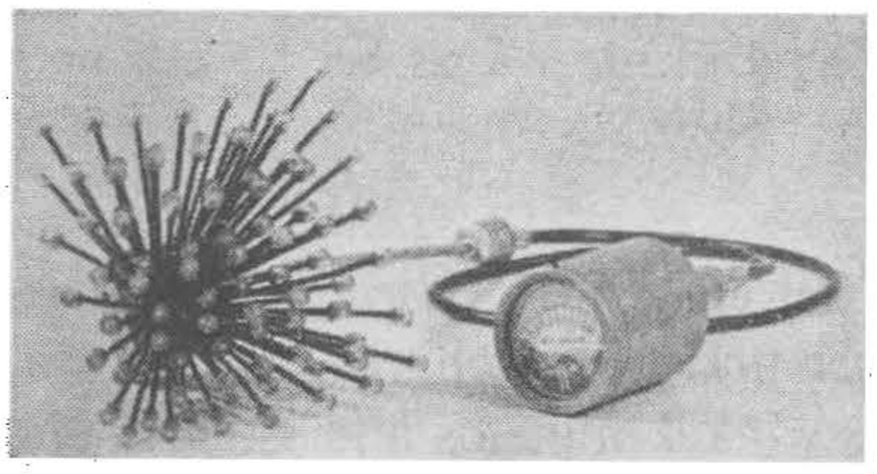


Abb. 1. Thermische Integralsonde.

aus einer grossen Zahl sensibilisierter Thermoelemente, die ähnlich einem raumzentrierten Kristallgitter in zwei um $\frac{\lambda}{4}$ gegeneinander versetzten Ebenen angeordnet sind. Der Abstand der einzelnen Thermoelemente innerhalb der Ebene selbst beträgt wiederum je $\frac{\lambda}{4}$ der Wellenlänge in der umgebenden Flüssigkeit. Die empfindlichen Thermolötstellen sind mit einem absorbierenden Kunststoff umgossen und hierdurch sensibilisiert, während die unempfindlichen Gegenlötstellen sich hinter dem "Gitter" in einer schallabgeschirmten, für die Flüssigkeit jedoch zugänglichen Korkkammer befinden. Die ganze Anordnung wird hierdurch temperaturunabhängig, und die grosse Zahl der Thermoelemente ermöglicht die Benutzung eines zwar empfindlichen, aber sonst normalen Anzeigeinstrumentes. Eine vollkommene Integration lässt sich zwar mit nur zwei hintereinander liegenden Ebenen nicht erreichen, jedoch würde eine grössere Zahl von Empfängerebenen keinen wesentlichen Fortschritt mehr erbringen, da die hinteren Ebenen in erhöhtem Masse durch die vorderen abgeschirmt werden würden. Trotzdem ist die Anzeige erheblich reproduzierbarer und weit weniger ortsabhängig als bei einer Punktsonde. Überdies findet infolge der thermischen

Trägheit auch eine zeitliche Integration statt, so dass sich beispielsweise Bewegungen der Flüssigkeitsoberfläche praktisch nicht auswirken.

Mit derartigen Sonden wurden die unten beschriebenen Messungen, z.B. der Schallübertragung durch Trennwände hindurch, durchgeführt. Erstrebt man einen möglichst guten Ultraschallübergang, so pflegte man bisher die Dicke der Trennwand gleich einem ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge zu wählen. Wie sich gezeigt hat, ist dieses Vorgehen jedoch keineswegs optimal, da Rechnung und Experiment zeigen, dass beispielsweise bei einer in Wasser befindlichen Eisenwand schon eine Abweichung von der genannten Bedingung um nur 1% bereits eine Durchlässigkeitsverminderung um 50% zur Folge hat. Das bisher übliche Vorgehen erfordert also nicht nur genau abgestimmte Wanddicken, sondern überdies eine gute Frequenz- und Temperaturkonstanz. Um so verwunderlicher ist es, dass die seit langem bekannten Plattenwellen[1], [2] zum Zwecke der Ultraschallübertragung durch Trennwände bisher so wenig Beachtung gefunden haben. Hier liegen die Verhältnisse wesentlich günstiger, indem beispielsweise, wie Abb. 2 zeigt, erst eine änderung der Plattendicke

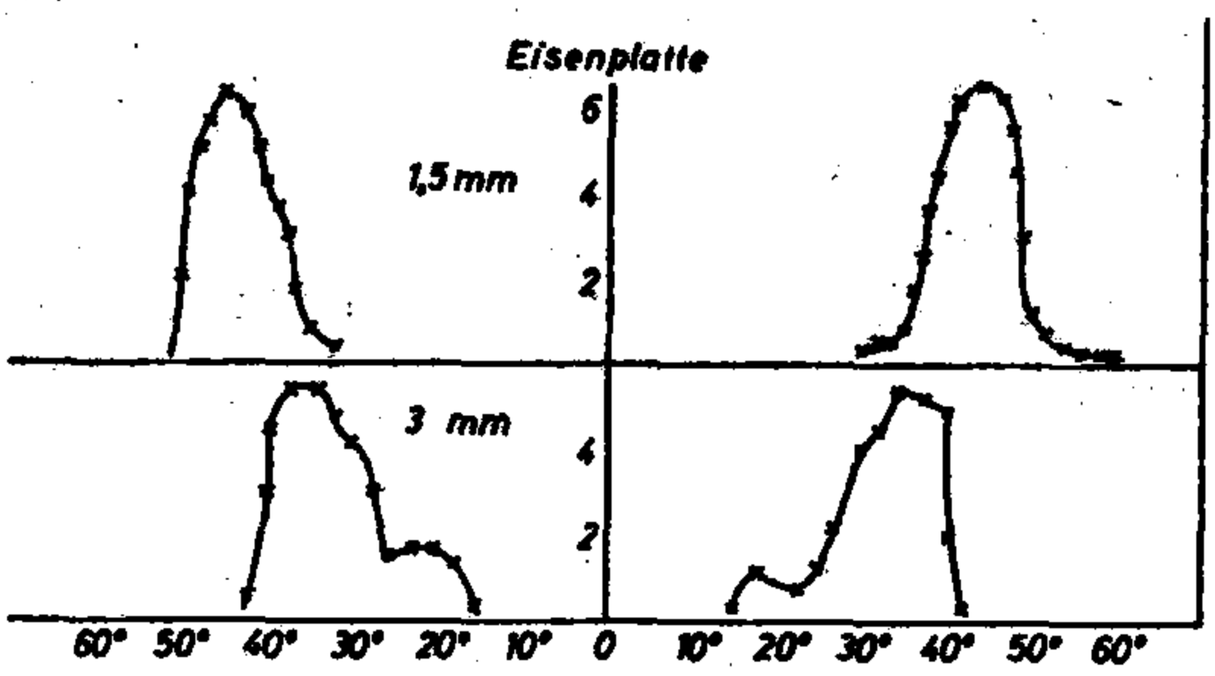


Abb. 2. Durchlässigkeitsmaxima von Eisenplatten von 1,5 und 3 mm Dicke in Wasser bei 475 kHz nach GÖTZ[2].

um 100% eine Verminderung der Durchlässigkeit auf etwa 50% erbringt. Die Toleranzbedingungen sind hier also wesentlich günstiger und technisch viel leichter realisierbar. Hinzu kommt, dass sich der Einstrahlungswinkel mühelos ändern lässt und somit auch bei vorgegebener Frequenz und festliegender Wanddicke eine Anpassung erzielt werden kann. Bei dämpfungsfreiem Wandmaterial ist die Durchlässigkeit praktisch hundertprozentig. Abb. 3 zeigt einen gläsernen Plattenwellentrog, der nach diesen Gesichtspunkten aufgebaut ist und chemische Reaktionen auch in sehr aggressiven Flüssigkeiten durchzuführen gestattet. Dieser Übertragungsmechanismus lässt sich natürlich auch in grosstechnischem Massstab durchführen.

Von den besonderen Vorteilen der Energieübertragung mit Hilfe von Plattenwellen in Richtung der Plattenebene selbst macht neuerdings die Ultraschall-Materialprüfung sehr vorteilhaften Gebrauch, weil es hierdurch gelingt, statt der klassischen Senkrechtdurchstrahlung, mit Hilfe der in Richtung der Plattenebene laufenden Welle sogar dünne Bleche mit erheblicher Reichweite zu prüfen. Die Wirtschaftlichkeit der Ultraschallprüfung von Blechen grösserer Breite erhöht sich hierdurch so wesentlich, dass ihr Einsatz in den entsprechenden Industriezweigen einen ganz beträchtlichen Aufschwung genommen hat. Abb. 4 zeigt eine nach diesem Prinzip arbeitende vollautomatische Blechprüfanlage[3].

Eine gute Schallübertragung kann indessen auch dadurch erzielt werden, dass man den Wellenwiderstand des Wandmaterials möglichst weitgehend demjenigen der umgebenden Flüssigkeit anpasst, also Kunststoffe oder gummielastische Materialien ver-

wendet. Jedoch zeigt sich gerade hier, insbesondere bei hohen Intensitäten, in vielen Fällen ein abnormes Verhalten, von dem Abb. 5 einige Beispiele wiedergibt: Zwischen dem Ultraschallstrahler von 22 kHz und der thermische Integralsonde war bei dem Diagramm 5a eine Bunaschicht eingebracht. Auf der Abszisse ist die Intensität, auf der

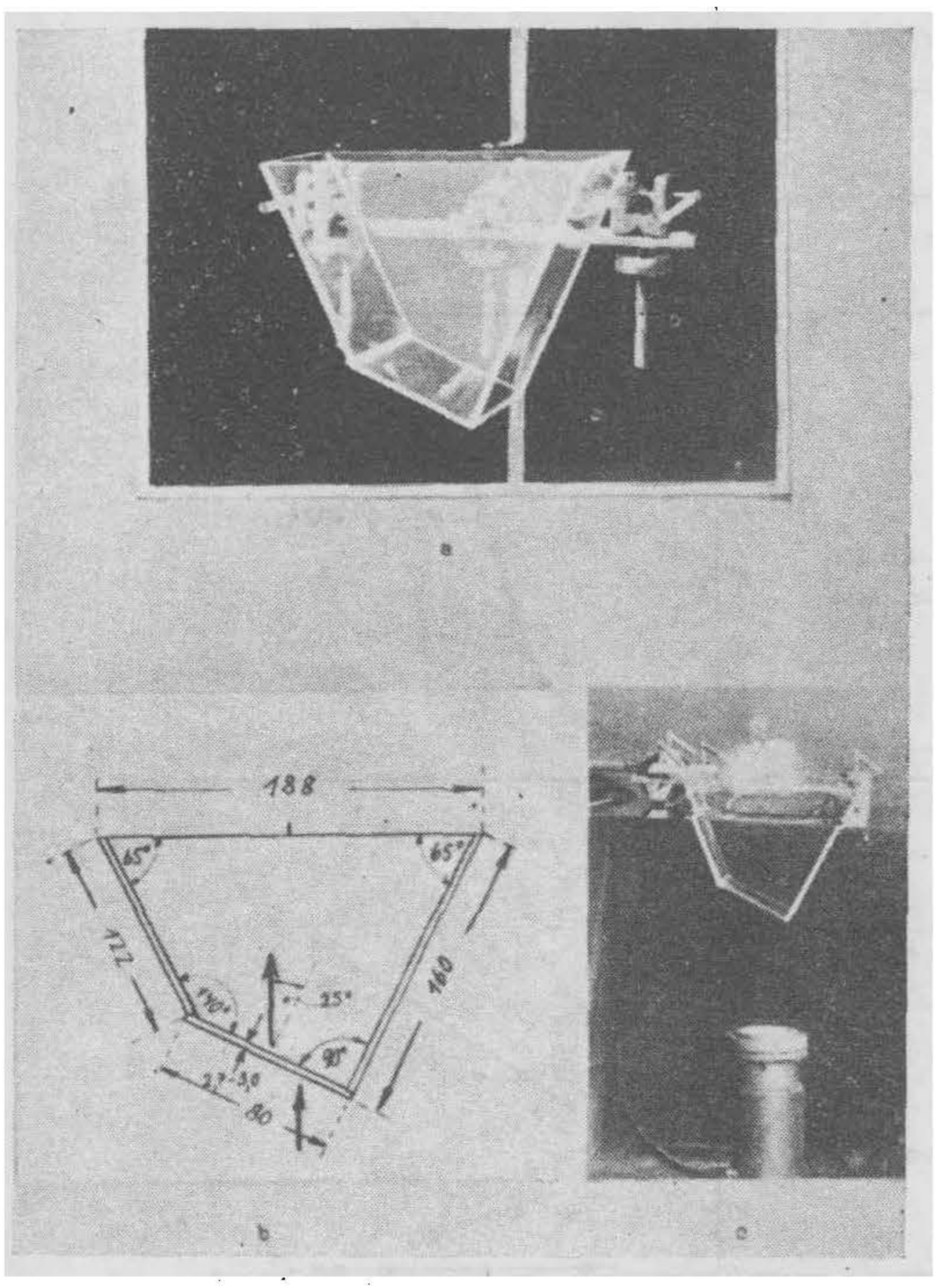


Abb. 3. Plattenwellentrog, a) leer, b) Schema, c) Trog in Betrieb.

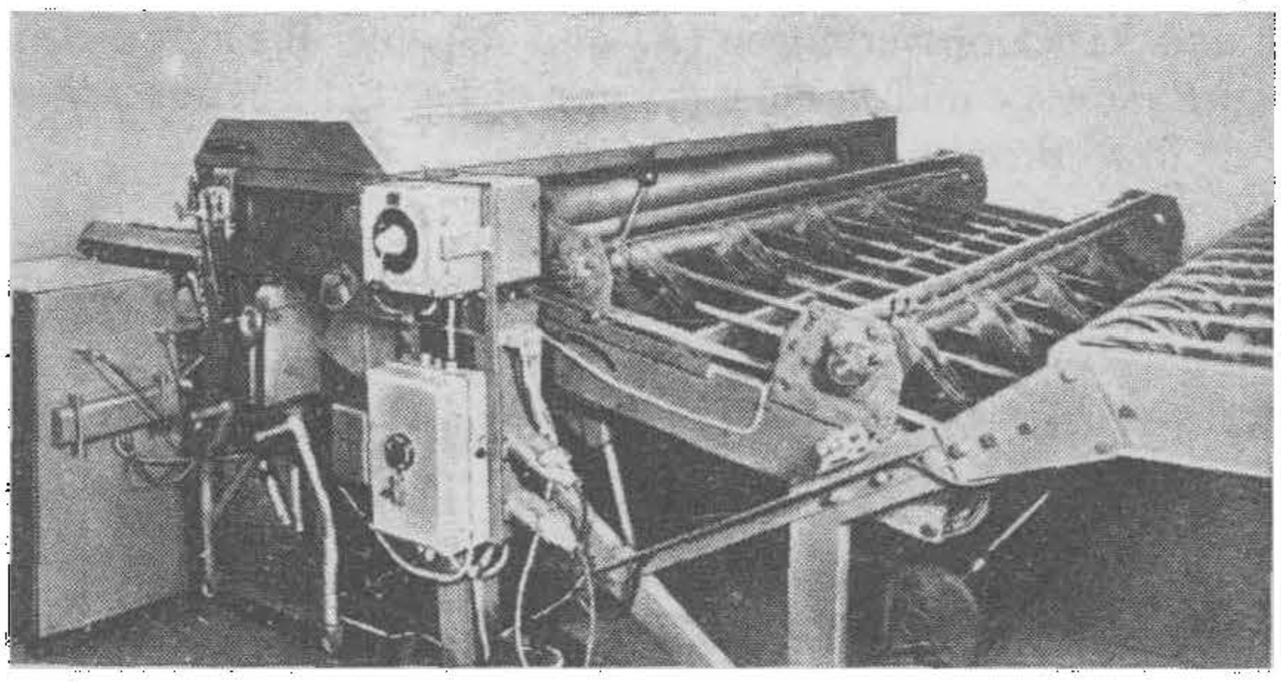


Abb. 4. Vollautomatische Ultraschall-Blechprüfanlage nach dem Plattenwellenverfahren (Werkfoto Dr. Lehfeldt & Co).

Ordinate die Anzeige der Integralsonde aufgetragen. Die ausgezogene Kurve gibt den Verlauf ohne, die strichierte denjenigen mit eingebrachter Bunaschicht von 0,5 mm Dicke wieder. Man erkennt bis zu einer Leistung von etwa 1 W/cm² deutlich die theoretisch zu erwartende gute Durchlässigkeit, die jedoch mit ansteigender Intensität abfällt. Beim Diagramm c sehen wir den hieraus errechneten Reflexionskoeffizienten R_a, der also intensitätsabhängig ansteigt. Diese Erscheinung ist durch eine submikroskopische Schicht allerfeinster Gasbläschen, die der einen leicht mattierten Seite der

Bunaschicht anhaften, verursacht, wie aus einer Diskussion der Ergebnisse bei vertauschter Durchstrahlungsrichtung gezeigt werden kann (Kurvenschar b und R_b).

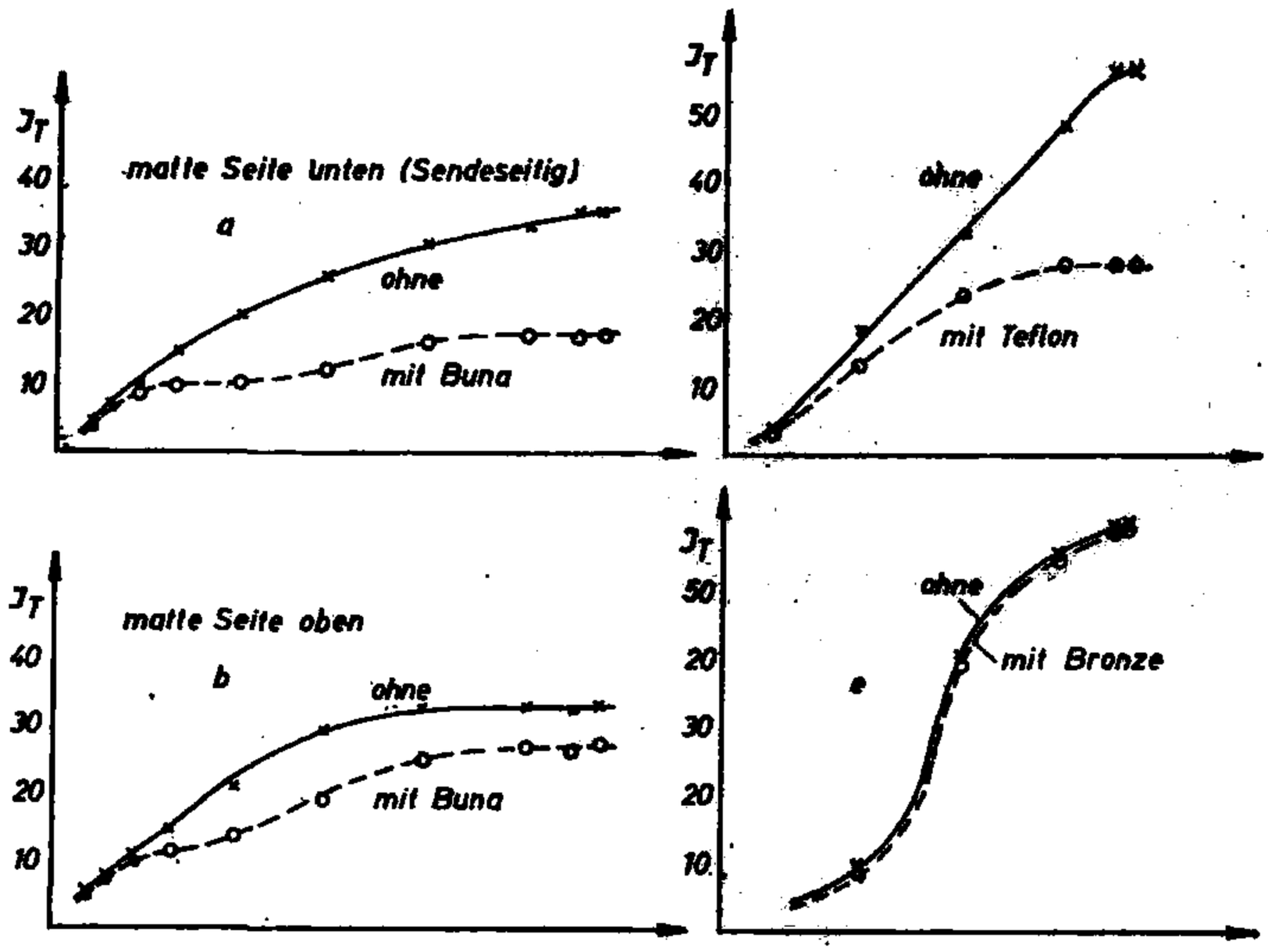


Abb. 5. Schalldurchlässigkeit (a und b) und Reflexionsvermögen (R_a und R_b) einer 0,5 mm dicken Bunaschicht in Wasser, desgleichen d und R_d sowie e und R_e einer 0,5 mm dicken Schicht aus Teflon bzw. Bronze.

Eine andere Abhängigkeit der Ultraschalldurchlässigkeit von der Intensität finden wir beim Teflon (Kurvenschar d und Reflexionskoeffizient R_d). Hier steigt der Reflexionskoeffizient stetig an, da mit wachsender Intensität die umgebende Flüssigkeit (Wasser) in zunehmendem Masse an der schlecht benetzbaren Teflon-Grenzfläche "klappert". Diese Stoffe sind also zur Übertragung hoher Schalleistungen in Wasser nicht besonders geeignet. Die Kurvenschar e zeigt eine Kontrollmessung an einem 0,5 mm starken Bronzeblech, an dem sich ohne jede Anomalie der theoretisch erwartete Reflexionskoeffizient R_e von wenigen Prozent (unten in Diagramm f) ergibt.

LITERATUR

1. L. CREMER, *Akust. Z.*, 7 (1942) 81.
2. J. GÖTZ, *Akust. Z.*, 8 (1943) 145.
3. W. LEHFELDT, *Blech*, 3 (1956) 78, *Industrieblatt*, 58 (1958) 425.

Accurate Assessment of Scatter from Singularities in Solids in Ultrasonic Flaw Detection

G. BRADFIELD

National Physical Laboratory, Teddington (Great Britain)

INTRODUCTION

Users of ultrasonic flaw detection equipment need to know the comparative echo magnitudes, measured at various frequencies, of known singularities of various sizes, shapes and attitudes in order to deduce characteristics of unknown flaws. Methods of obtaining or of fabricating such singularities are described, and some results are given.

SCATTER IN SOLIDS

Consider the nature of the scatter from the simplest singularity in a solid, *i.e.* a spherical cavity irradiated by a plane irrotational wave. In its vicinity a wave causes abnormally great expansion and contraction so that reradiation as if from a periodically dilating source occurs. Again the cavity and its surroundings move to and fro to an abnormal extent due to the deficit in inertia and this abnormal motion results in reradiation as from an oscillating dipole source. The first reradiation component has spherical symmetry and the irrotational component of the second yields a $\cos\theta$ polar diagram; together they form two unequal lobes directed fore-and-aft along the direction of the incident beam. The dipole source also reradiates a rotational wave having a $\sin\theta$ type polar diagram with polarisation in a plane through the singularity and the incident wave direction.

YING's theory[1] gives, for a small scatterer of the above type, an expression for the reradiated energy as a function of Poisson's ratio and the writer finds that, over the latter's range of 0.28 to 0.35, YING's expression can be rewritten to a close approximation

$$I_0 \cdot \pi a^2 \cdot (3.53 + 3.24\sigma)k^4a^4$$

that is, the product of incident intensity I_0, of singularity projected area and a dimensionless "wave-grip" factor, a being the radius of the singularity, σ the Poisson's ratio of the medium and k the wave number.

PURSEY[2] has evaluated for a small oscillating dipole source the ratio of rotational wave energy to irrotational wave energy as $2\left\{2(1-\sigma)/(1-2\sigma)\right\}^{3/2}$ and this ratio must also hold for this component of the scatter from a small source. Since the irrotational energy reradiated due to the abnormality in compressibility can be evaluated by analogy with the liquid case, the above total scattered energy can be resolved into its components.

It is not profitable to pursue this evaluation because it does not apply to the sizes

of singularities of concern in practice, for the "wave-grip" term k^4a^4 then becomes much nearer to k^2a^2 for flat-ended flaws and of still lower index for spherical flaws. The necessary extension of YING's analysis is very difficult for these larger singularities.

Practical measurement has much to recommend it and has the further advantage that, once flaws of any desired shape and size can be fabricated and measured, shapes not readily adapted to mathematical computation need present no additional difficulty.

MEASUREMENTS OF SCATTER

It is now a widespread practice to compare the scatter from an unknown singularity with that for the same incident field, obtained from a flat-ended hole of appropriate diameter viewed along an axial line. It is convenient to adhere to this practice in the present investigation so that a size of flat ended hole is selected to give the same magnitude of echo as from a given spherical cavity at the same range; the obvious precaution is taken of carrying out the comparison with an incident field having negligible variation over the region occupied by the flaw or comparison singularity. A natural further step is to investigate whether a disc-like cavity acts like a flat-ended hole and to measure oblate and prolate ellipsoidal cavities of various degrees of ellipticity. Again the testing of cavities of this nonspherical type at various angles of tilt and their fabrication with various degrees of sharpness of edge will be needed to complete the investigation.

FABRICATION OF ARTIFICIAL FLAWS

There are four methods which may be employed for producing artificial cavities of the above types although we have used, and discarded, others such as the inclusion of hollow fused quartz bubbles or solid glass particles embedded in metals during casting. The four methods are

a. Choosing a glass block with an air bubble in it and drilling flat-ended holes elsewhere in the same block at the same range for comparison.
b. By manual glass blowing, fabricating a cavity in a glass specimen; it is easy, with such a method, to fabricate ellipsoids and to include, as has been done, *e.g.* platinum discs but it is not easy to incorporate sharp-edged air-filled singularities.
c. Fabricate the cavity at the interface of two pieces of metal, subsequently joining them by a precise process which gives a non- reflecting join but which does not distort the cavity.
d. Make a small hole and etch the metal away in a cavity at the end of the hole.

We have used all of these methods but we will confine discussion to methods (a) and (c). The main difficulty with method (a) is to obtain glass sufficiently uniform from one part to another so that attenuation from site to flaw is constant. In method (c) it has been found necessary to employ a small degree of plastic deformation at an elevated temperature and to maintain a high pressure at the join during the welding process. Naturally the surfaces to be welded were very clean and flat and smooth. In one such process a composite steel body was lightly hot-rolled; in the process we used most, two pieces of constantan (60% copper, 40% nickel) are plastically deformed to the extent of about 1%, retained under pressure and the stress increased during welding at 1000° C.

MEASUREMENT OF SCATTER

The measurements were carried out in some cases using a calibrated commercial ultrasonic flaw detector but more often a specially designed equipment with highly linear amplifiers and indicators and a long wave train so as to define more precisely the operating frequency. Adequate precautions were taken against the effects of paralysis. The comparisons between scatter from the air bubble cavity and scatter from flat-ended holes were generally made with various probes and the results averaged Carefully prepared testing sites and probe surfaces were used and the effect of unavoidable variations of contact film was minimised by averaging a number of test results. When rotational waves were used, the probes were cemented to the test piece using phenyl salicylate.

RESULTS OBTAINED

If we express the scatter as the ratio of cathode ray tube deflections from the singularity under test and from a back echo at equal range L, this ratio for flat-ended holes and for a range well in the Fraunhofer region can be expressed fairly closely as

$$1^{3}/_{4}\,\frac{d}{L}\,\frac{d}{\lambda}$$

where d is the diameter of the flaw, and λ is the wavelength of the incident radiation.

On the other hand, when spherical cavities are under test, the ratio becomes fairly nearly

$$^{3}/_{4}\,\frac{d}{L}\left(\frac{d}{\lambda}\right)^{\frac{1}{2}}$$

for a range of values of d/λ extending from $\frac{1}{2}$ to $2\frac{1}{2}$.

An air-filled disc with thickness about 40% of its diameter gave a reflection within about 2 db of that from a flat-ended hole of the same diameter.

For rotational waves, using the rotational wavelength for the ratio diameter/wavelength, the *relative* response of flat-ended to spherical flaws can be derived from the above two expressions within about one decibel, at least in the limited member of cases investigated so far.

This work forms part of the research programme at the National Physical Laboratory and is published by permission of the Director. Miss M. A. Kelshaw made many of the measurements necessary to establish the results reported.

REFERENCES

1. C. F. YING, *Brown University, Tech. Rept.* No. 4 (1955) U.S. Army Contr. nr. DA-19-020-ORD-1512.
2. H. PURSEY, Personal unpublished communication supplementing *Brit. J. Appl. Phys.*, 4 (1953) 12.

Recent Advances in Stress Measurement by Ultrasonics

H. A. ELION

Elion Instruments, Inc., Bristol, Pa. (U.S.A.)

INTRODUCTION

The nondestructive determination of elastic and residual stresses in bulk material has been a vital problem in structures of many varieties, such as aircraft members, bridges, piping in oil refineries, nuclear reactors, jet rotors, railroad tracks, etc. This paper describes the development of ultrasonics as a tool for stress measurement in magnitude and direction.

The only other nondestructive technique in bulk material is the plastic analogy using photo-elastic techniques. Other nondestructive techniques have been confined to surfaces, such as optical stress surface coatings, strain gages, and X-ray diffraction techniques. Of the surface techniques, the X-ray technique has been powerful since it detects elastic stresses only, while other strain gages are subject to elastic and plastic strains. In the X-ray technique the change in interatomic spacings becomes a measure of elastic stress. As a surface method, however, it deals only with the biaxial stresses, since the stress component perpendicular to the surface is always zero. It also operates satisfactorily only for metals which yield sharp diffraction lines, such as fine grained annealed steel having accuracy of 2000-3000 psi; while cold worked or quench hardened steels give diffuse lines with accuracies of 8,000–10,000 psi. The basic advantage of the X-ray diffraction technique has been its ability to measure strain without comparison to an unstrained specimen, and its ability to give spot extrapolations to 1 mm or less.

Techniques based upon a method that could distinguish residual from pure elastic stresses, or even distinguish either in a bulk material, are thus of obvious great value. There have been a number of advances in this direction and it appears that the techniques are of such nature as to distinguish both, and give in addition information on flow patterns and grain orientations in materials. The techniques are based upon ultrasonics and the method is called sonoelasticity or acousto-elasticity.

A brief but incomplete history indicates early work by BRIDGMAN (1929)[1], LAZARUS (1949)[2], and HUGHES AND KELLY (1953)[3] in measuring the changes in elastic constants of several materials as function of hydrostatic pressure. ELION *et al.* (1955)[4] found and predicted changes in ultrasonic velocities with stress in steel. HIKATA, TRUELL, GRANATO, CHICK AND LÜCKE reported (1956)[6] ultrasonic attenuation and velocity changes with stress in aluminum, and (1954) attenuation changes in steel. ELION, JAVID, SHAHBENDER AND BERGMAN (1958)[8] followed with further velocity work in steel and aluminum. Some of these latter and more recent developments and techniques are reported in this paper.

METHODS AND PROCEDURES

The method is based upon measuring the velocity change of polarized sound waves or the corresponding amplitude shifts due to transit-time differences for polarized receivers and transmitters.

A simple test procedure was used to establish magnitudes in a particular 2014 F aluminum column.

If we consider the specimen in tension, plane polarized crystals could be placed on the short faces. These would be aligned for maximum signal (with no residual stresses in the bar) or placed at 45° with respect to the axes of principle stress for the corresponding amplitude measurement. For amplitude measurement the sensitivity depends on the frequency and path length, since the number of degrees that the polarization angle rotates is proportional to these. If frequency is changed, the zero stress maximum stays fixed. The nonshifting maximum indicates the amount of residual stress from a no load condition.

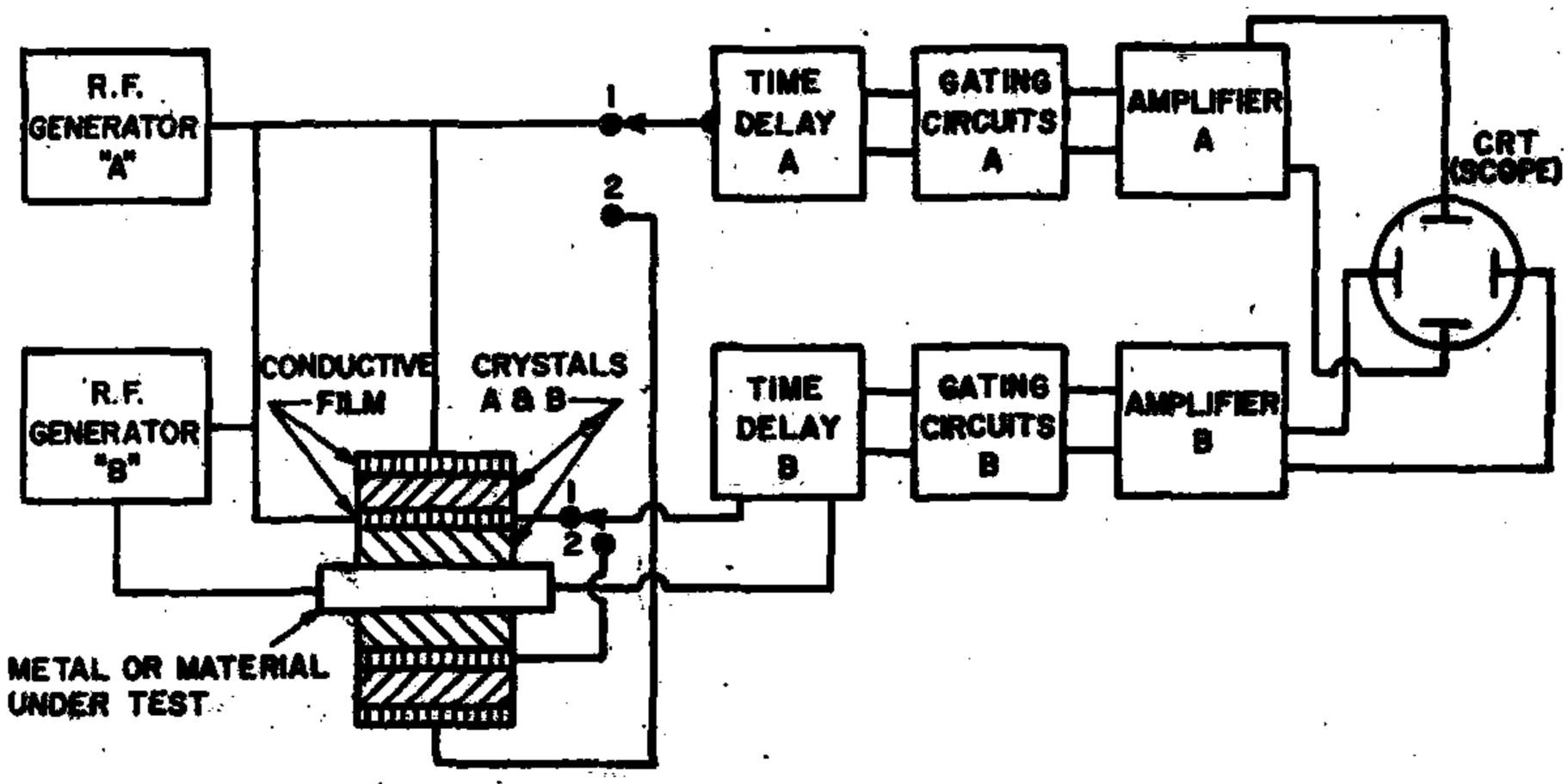


Fig. 1. Circularly and elliptically polarized ultrasonics for stress measurement.

A more sophisticated technique employs spherically or elliptically polarized sound as shown in Fig. 1. The crystals shown are generators of plane polarized ultrasonics at 90° to its contacted neighbor, or other angles of relative particle motion, the simultaneous phase and amplitude being also controlled by the R.F. generators.

EXPERIMENTAL RESULTS

Fig. 2 shows some of the measured changes in the velocities done by this method. Note how the velocity of the horizontally polarized shear mode varies in the elastic range and varies negligibly in the plastic range. For residual stress measurement this offers a powerful tool, since it provides a technique that is insensitive to previous plastic deformation, and in residual stress specimens there is usually a history of considerable yielding.

Fig. 3 shows the elastic constants and the change of elastic module and density. While in the longitudinal mode the change may be accounted for by a change in density (the elastic constant being independent of stress), for the shear modes, the constants change and the inversion of the experimental Poisson's ratio can be seen.

CONCLUSIONS

The results indicate how sonoelasticity may be used and developed. Thus, besides the techniques indicated, the equations for the ellipsoid of strain and of stress may be developed, as in X-ray diffraction, and two reading techniques based upon a normal

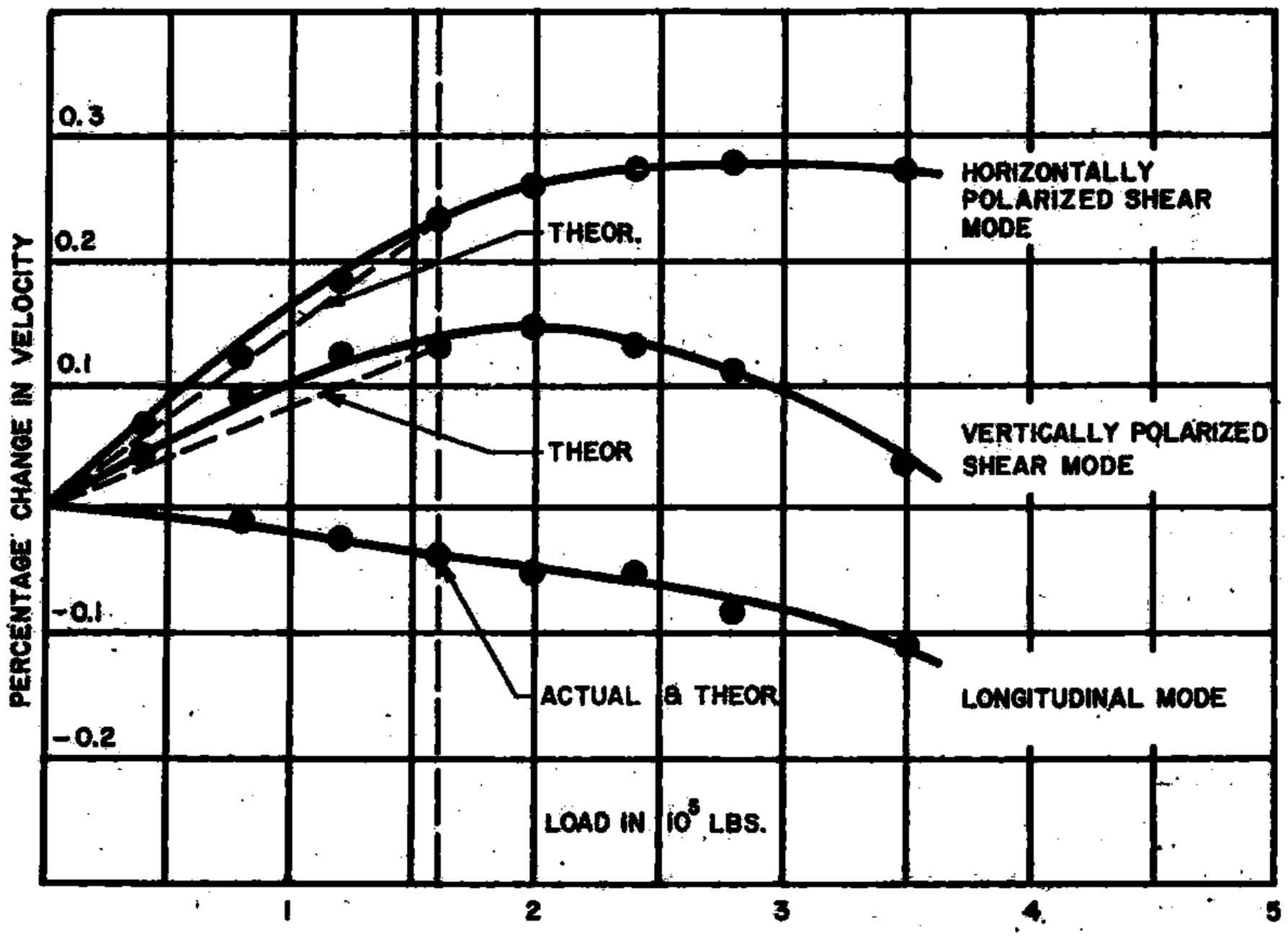


Fig. 2. Measured and theoretical values of ultrasonic velocity as functions of applied load.

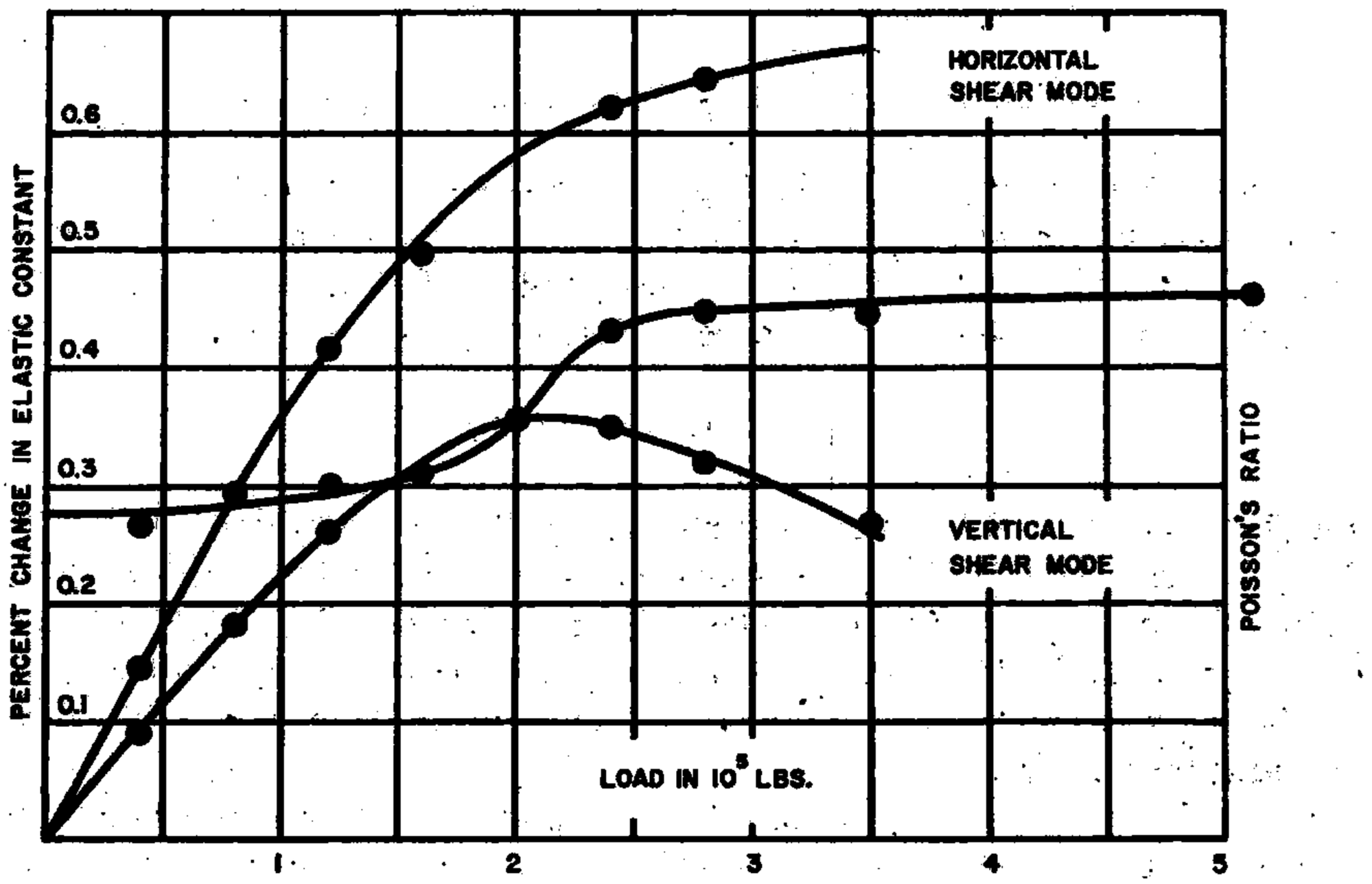


Fig. 3. Computed changes in elastic constants and experimental Poisson's ratio as a function of applied load.

plane and a plane inclined to the normal used, thus requiring no comparison with the unstressed state. (Similarly, a single reading technique may be used with a doubly inclined beam to the normal to generate simultaneous shear waves somewhat analogous to the single exposure method for X-ray diffraction for the component of the stress in any given direction.)

The method of sonoelasticity offers application possibilities for nondestructive measurements of stress, and bulk material orientation due to flow and grain, as well as internal elastic formations in polycrystalline materials. It is hoped that the techniques now under development will improve this method to make it applicable to a variety of critical structure problems, as well as to simple investigations.

REFERENCES

1. P. W. BRIDGMAN, *Am. Acad. Arts Sci.*, 63 (1929) 401.
2. D. LAZARUS, *Phys. Rev.*, 76 (1949) 4, 545.
3. D. S. HUGHES AND J. L. KELLY, *Phys. Rev.*, 92 (1953) 5, 1145.
4. H. A. ELION *et al.*, "*Study of Ultrasonic Nondestructive Measuring of Case Depth and Case Hardness*", U.S. Ordnance, Dept. of the Army, Ordnance Corps Tank-Automotive Command, Sperry Products, Inc., Contract DA-20-089-ORD-37092, Phase I Report (1955) and Phase II Report (with R. A. WILSON) (1956); (also Internal Sperry Reports).
5. H. A. ELION, "*Ultrasonics and the Hardness and Structures of Metals*", invited Physics Colloquy for Polytechnic Institute of Brooklyn, March 24, 1955.
6. A. HIKATA, R. TRUELL, A. GRANATO, CHICK AND K. LÜCKE, *J. Appl. Phys.*, 27 (1956) 4, 396.
7. A. HIKATA AND R. TRUELL, *J. Appl. Phys.*, 28 (1957) 5, 522.
8. H. A. ELION, JAVID, SHAHBENDER, BERGMAN, *J. Appl. Phys.*, 29 (1958) 12, 1736.

Der Ultraschall-Schienenprüfwagen der Deutschen Bundesbahn

K. WERNER

Bundesbahnzentralamt, Minden, Westfalen (Deutsland)

Schienenfehler frühzeitig aufzufinden, ist schon seit Jahrzehnten ein dringendes Anliegen aller Eisenbahnverwaltungen. Mit der Einführung der Ultraschall-Echoimpulsmethode in die Materialprüfung entstanden auch Sondereinrichtungen zur Schienenprüfung, die weit mehr Informationen über die verschiedenartigen Fehler in Kopf, Steg und Fuss der Schiene liefern als andere ultraakustische und magnetische Verfahren. So berichteten MARTIN UND WERNER[1], [2] über ein Schienenprüfgerät und über eine Einrichtung zur lückenlosen Aufzeichnung von Schienenfehlern nach dem Echoimpulsverfahren mit Helligkeitsmodulation und photographischer Registrierung, die sich im Wettbewerb mit anderen Prüfapparaturen klar überlegen zeigten.

Über einige Weiterentwicklungen des Schienenprüfwagens soll hier berichtet werden.

Die 5 symmetrischen Einstrahlungsrichtungen innerhalb der Symmetrieebene der Schiene 0°, $\pm 35°$ und $\pm 70°$ wurden beibehalten, aber die beiden Schrägstrahlergrup-

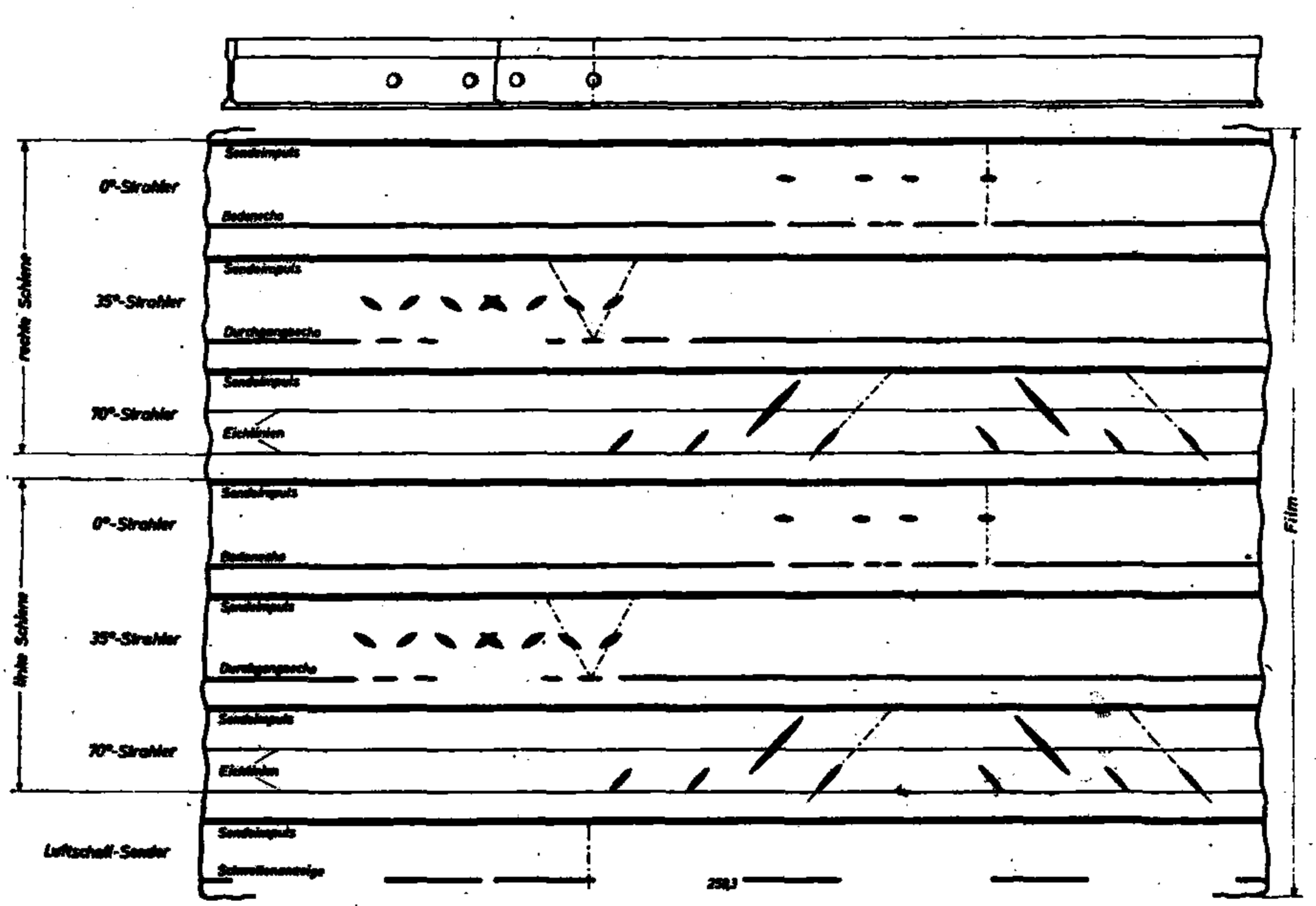


Abb. 1. Schematische Darstellung einer fehlerfreien Laschenverbindung in beiden Schienen mit "Linien gleichen Schienenquerschnitts" durch die 5 Echos der aussen rechts liegenden Bohrung. Luftschallechos der Schwellen.

pen jetzt zwei gesonderten Impulsschallgeräten zugeordnet, so dass jeder Schiene 3 Braunsche Rohre und damit 3 Gruppen von Echospuren zugeordnet sind. Abb. 1 zeigt die neue Art der Registrierung schematisch an der Darstellung eines fehlerfreien Laschenstosses. Dabei sind die seitlichen Versetzungen der Echogruppen aus räumlichen Gründen nicht zu vermeiden; sie stören aber nicht, da bei der Auswertung die im Schema strichpunktiert eingezeichneten "Linien gleichen Schienenquerschnitts" benutzt werden.

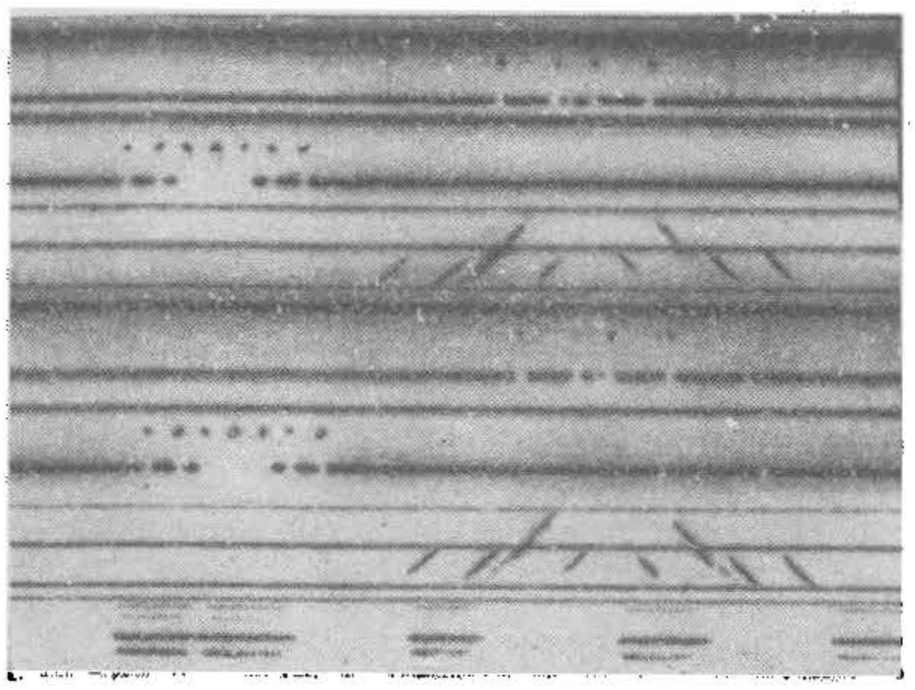
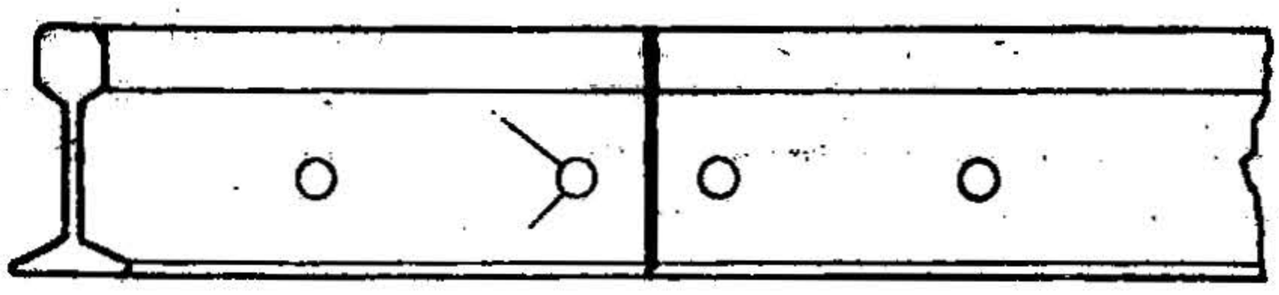


Abb. 2. Registrierung einer fehlerfreien Laschenverbindung gem. Abb. 1 mit 1m-Marken und Luftschallechos von Schwellen.

So werden sich z.B. alle Fehler, die im gleichen Schienenquerschnitt wie die rechts aussen liegende Bohrung liegen, auf den 5 strichpunktierten Linien im Feld der 3 Echospurengruppen abbilden. Den Einklang einer Originalregistrierung mit dem Schema zeigt Abb. 2. Der Nutzen der 35°-Schrägstrahler erweist sich bei der Aufzeichnung der meistens schräg von den Bohrungen für die Schraubenbolzen ausgehenden Anrisse (Abb. 3 und 4). Die 70°-Schrägstrahler bewähren sich zur Aufzeichnung der berüchtigten nierenförmigen Querbrüche im Schienenkopf, die wegen ihrer leichten Schräglage durch einen der beiden Schrägstrahler bevorzugt angezeigt werden (Abb. 5). Horizontaltrennungen in Kopf und Steg der Schiene zeigen die Abb. 6 und 7. Flocken, Schleuderstellen, fehlerhafte Auftragsschweissungen und Thermitschweissungen bilden sich ebenfalls charakteristisch ab.



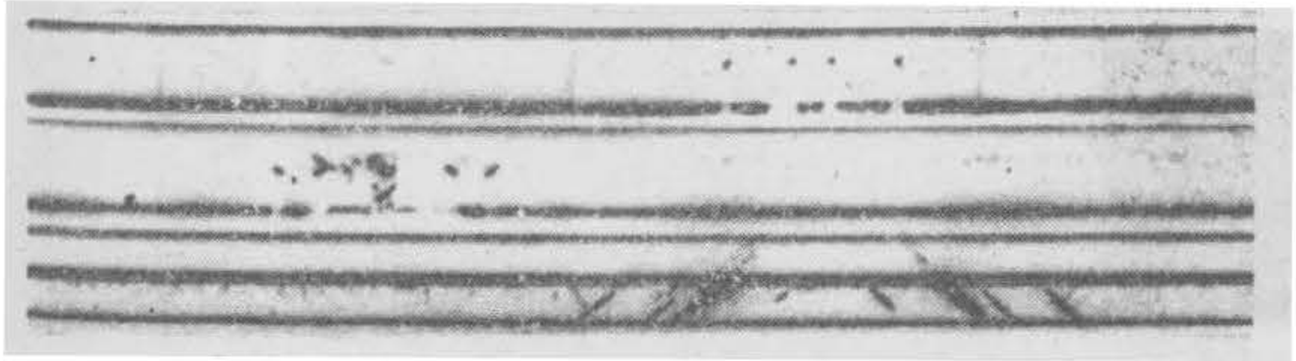


Abb. 3. Schräglaufende Laschenkammerrisse von Bohrung Mitte links ausgehend.

Bei den Prüffahrten zeigten die mit 2 MHz betriebenen elektrisch parallel geschalteten, einen V-förmigen Strahlengang bildenden, $\pm 35°$-Wandler bei Fahrgeschwindigkeiten um 24 km/h ein minimales Rückwandecho. Verursacht wird dies durch den fahrgeschwindigkeitsproportionalen Unterschied der Laufzeiten zwischen den zur gleichen Zeit startenden Wellenzügen entgegen und in der Fahrrichtung. Am Ver-

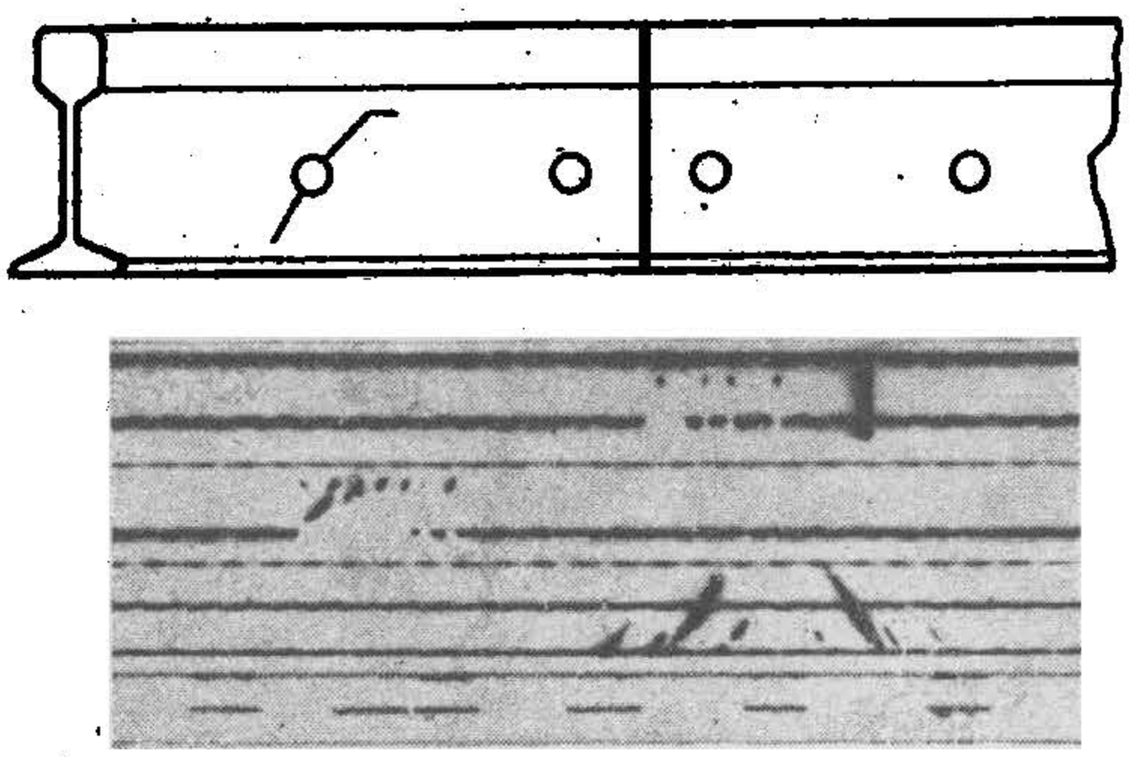


Abb. 4. Schräglaufende Laschenkammerrisse von linker Bohrung ausgehend.

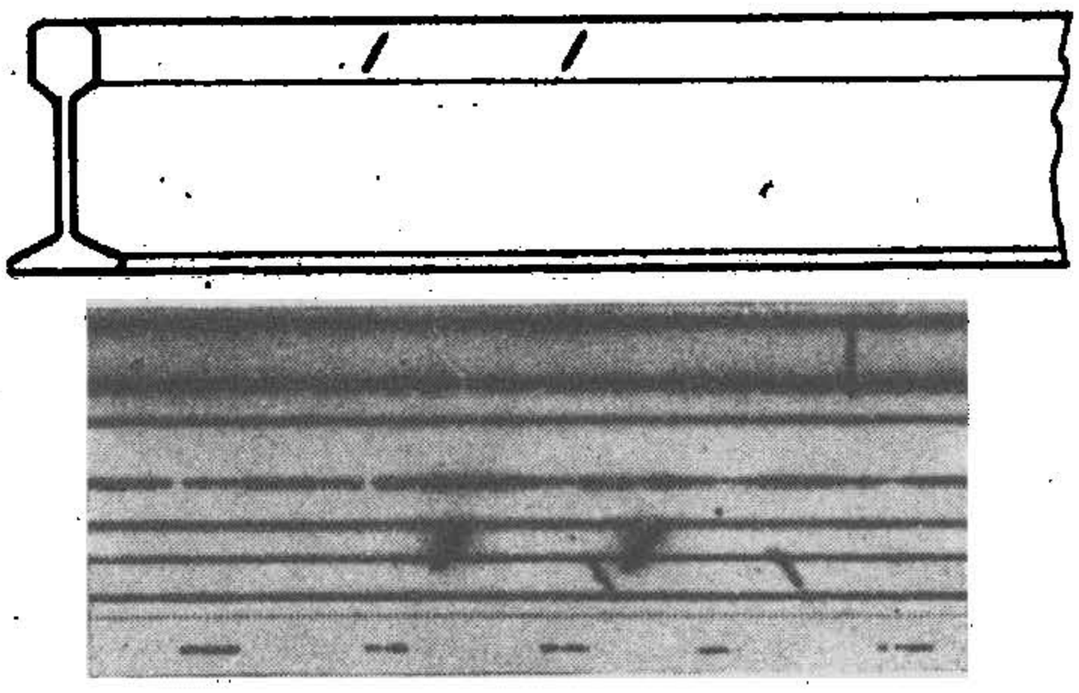


Abb. 5. Zwei nierenförmige Querrisse im Schienenkopf leicht schrägliegend.

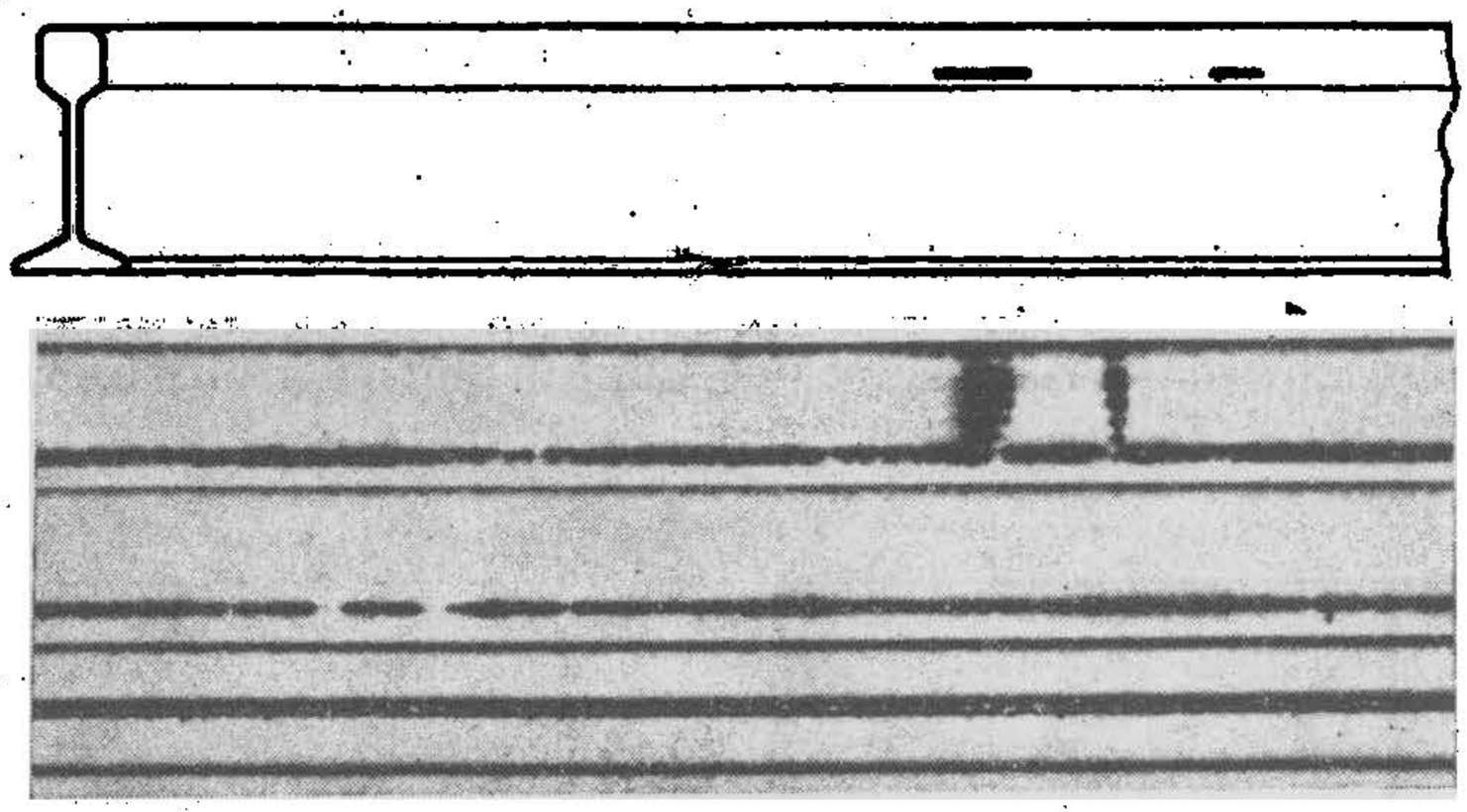


Abb. 6. Vielfachechos von zwei Horizontaltrennungen im Schienenkopf.

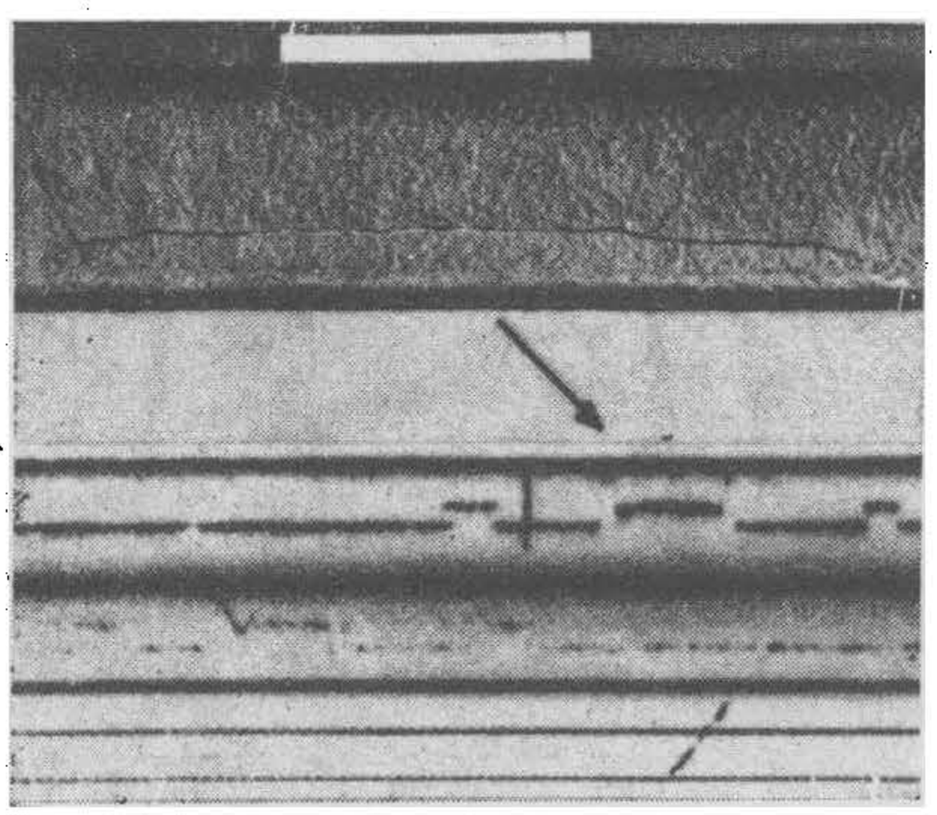


Abb. 7. Längstrennungen im Schienensteg mit beginnenden Querrissen.

stärkereingang interferiern die Wellenzüge und bei einer Laufzeitdifferenz gleich einer halben Schwingungsdauer, gleiche Amplitude vorausgesetzt, löschen sie sich aus. Abb. 8 zeigt wie bei der Steigerung der Geschwindigkeit von 12 auf 50 km/h und Frequenzen 2 MHz, rechts, und 3 MHz, links, mehrere Extrema durchfahren werden. Für die Durchschnittsgeschwindigkeit 30 km/h wurde daher die auch sonst zweckmässige Frequenz 3 MHz gewählt.

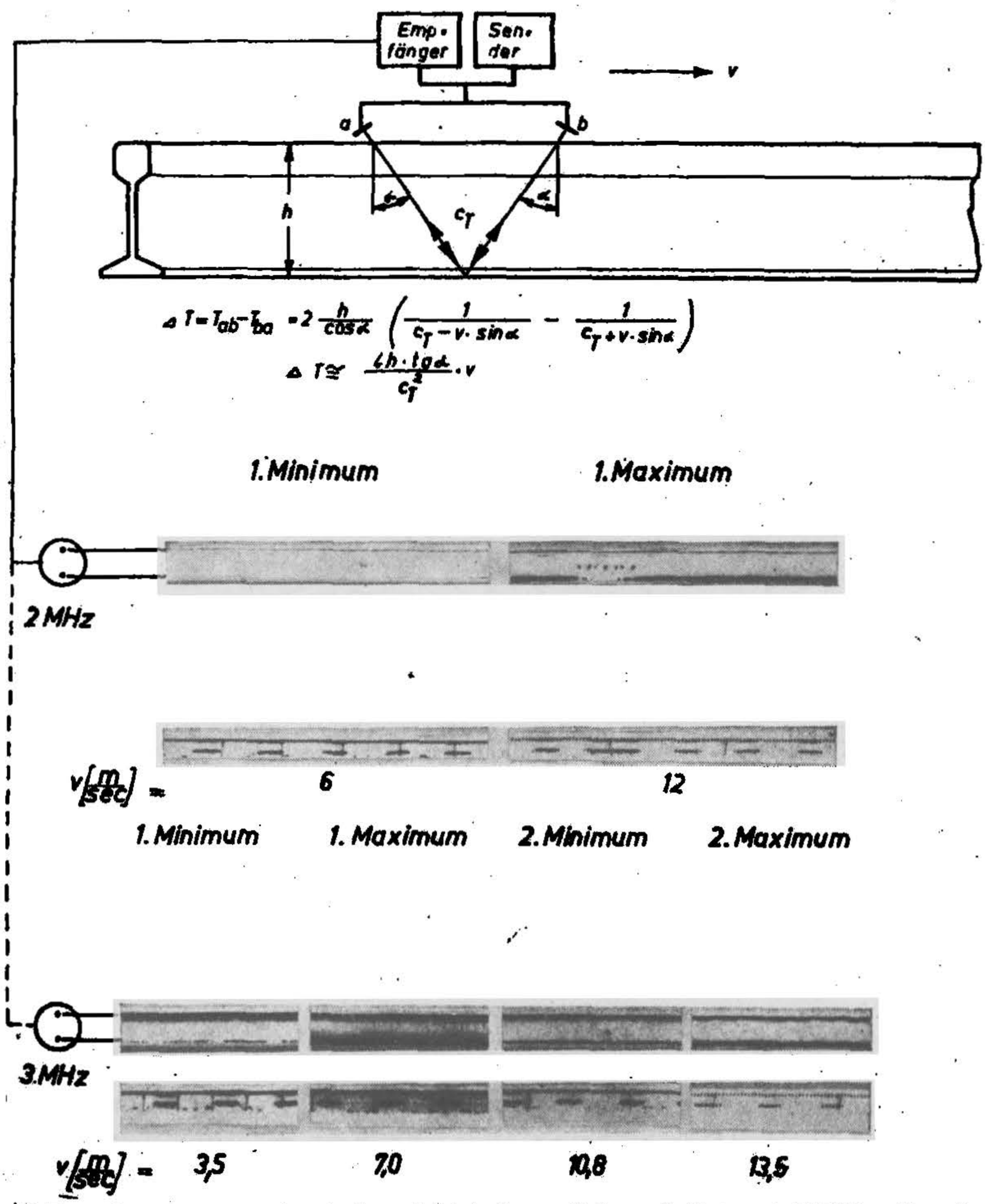


Abb. 8. Interferenz von zwei zwischen elektrisch parallel geschalteten ±35°-Wandlern in und gegen die Fahrtrichtung laufenden Wellenzügen in Abhängigkeit von der Fahrgeschwindigkeit.

Zur Auffindung und Beseitigung der Schienenfehler ist eine genaue Lagekennzeichnung ausschlaggebend. Die Genauigkeit wurde wesentlich erhöht durch Verwendung von elektrostatischen Luftschallwandlern, die im Echoverfahren die Schwellen auf den Registrierstreifen abbilden (Abb. 1, 2, 4, 5, 8). Bei dem Papiervorschub 1 : 100 zur Fahrgeschwindigkeit können die Fehler jetzt auf ±4 cm genau angegeben, werden. Schienenbefestigungsmittel, Schraubenbolzen der Laschen, Wülste der Thermit-

schweissungen und Ausbrüche des Schienenfusses können abgebildet werden wie Versuchsfahrten zeigten und geben weitere nützliche Informationen.

Durch Präparierung behält das Registrierpapier beim Entwicklungsvorgang seine Steifigkeit und erlaubt die Benutzung einer Entwicklungsmaschine. Die Weiterentwicklung der Projektionsmaschinen, grosse Helligkeit, motorischer Vorschub, erlaubt grössere Auswertegeschwindigkeiten.

An Kopplungswasser werden 2 m³ auf 100 km verbraucht. Die Heizung des Kopplungswassers und der Schallwandler erlaubt die Prüfung auch bei Frost. Es werden jährlich etwa 15 000 km Hauptgleise geprüft.

LITERATUR

1. E. MARTIN UND K. WERNER, *Arch. Eisenhüttenw.*, 27 (1956) 579.
2. E. MARTIN UND K. WERNER, *Eisenbahntechnische Rundschau*, 5 (1956) 1.

Zerstörungsfreie Untersuchung von Hochspannungsisolatoren mit Hilfe des Ultraschall-Impulsverfahrens

C. STÜBER

Bundesbahn-Versuchsanstalt, München (Deutschland)

ALLGEMEINES

Noch vor wenigen Jahren bestand eine entscheidende Lücke in den bei der Herstellung von Hochspannungsisolatoren angewandten Prüfverfahren. Trotz grösster Sorgfalt in der Fertigung und bei der Durchführung aller geläufigen mechanischen und elektrischen Prüfungen konnten die bei der Deutschen Bundesbahn benutzten "durchschlagfesten" Vollkernisolatoren unerkannte Lunker und Risse oder Fremdeinschlüsse enthalten. Derart fehlerhafte Isolatoren überstehen zwar meist die elektrische Durchschlagprüfung und halten der mechanischen Stückprüflast stand, versagen aber dann im Betrieb.

Poröse Isolatoren unterscheiden sich in ihrer Struktur dadurch von dichtgebrannten, dass die einzelnen Gefügeporen ($\sim 10^{-4}$ cm) miteinander in Verbindung stehen und mit der Zeit durch die unglasierten Flächen Feuchtigkeit aufnehmen können. Neue, trockene, poröse Isolatoren entgehen bei der elektrischen Prüfung der Aussonderung. Die "quasi-zerstörungsfreie" Fuchsinprüfung, bei der eine färbende methylalkoho-

lische Fuchsinlösung unter hohem Druck in Bruchstücke der nach dem Brennen an den Isolatorenden abgetrennten Hilfsabschnitte eingepresst wird, zeigt zwar eine Porosität im Endbereich der Isolatoren an, sie gestattet jedoch keinen Schluss auf den Gefügezustand über die ganze Isolatorlänge. Andererseits muss jede Porosität vermieden werden, da selbst fleckporöse Materialstellen zum Bruch führen können.

Selbstbrüche von Isolatoren beobachtet man häufig am Rande der über die Isolatorenden gekitteten Stahlkappen oder einige mm innerhalb der Kappen. Beim Öffnen der Kappen zeigt sich vielfach eine vom Isolatorende ausgehende Spaltung des Strunkes in einzelne Scheiben. Diese scheibenbruchartige Aufsplitterung, deren Ausgangspunkt meist ein Glasurfehler oder dgl. ist, schreitet allmählich in Richtung auf den Kappenrand fort und führt zum Vollbruch des Isolators. Kleinste Fertigungsfehler können bereits bei der im Herstellerwerk vorgenommenen mechanischen Stück-Zugprüfung äusserlich nicht sichtbare Scheibenbrüche anlegen. Ähnlich wirken sich beim in das Leitungsnetz eingebauten Isolator die infolge der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten der Eisenkappen und der Keramik möglichen Gleitbewegungen der Isolatorenden in den Kappen beim Temperaturwechsel aus.

Bei der Deutschen Bundesbahn ist die rechtzeitige Aussonderung von Isolatoren mit Rissen, Lunkern, Fremdeinschlüssen, Porosität oder Scheibenbrüchen vordringlich. Jährlich treten im Fahr- und Fernleitungsnetz etwa 75 Isolatorselbstbrüche auf, deren Ursache meistens der Scheibenbruch oder die Porosität ist. Im Vergleich zu den insgesamt vorhandenen annähernd 500.000 Isolatoren mag die Anzahl der Brüche niedrig erscheinen, die mit einem Bruch verbundenen materiellen Schäden und Störungen im Zugbetrieb sind jedoch schwerwiegend und erfordern eine verbesserte Auslese der Hochspannungsisolatoren.

Ultraschallprüfung

Als ein besonders erfolgversprechender Weg hierzu bot sich ab Mitte 1951 das Ultraschall-Echoverfahren an. Es konnte zu einer die genannten Isolatorfehler in befriedigender Weise anzeigenden zerstörungsfreien Stückprüfmethode ausgebaut werden[1].

1. Lunker, Risse und andere Materialtrennungen oder Fremdeinschlüsse werden auf dem Leuchtschirm des Ultraschallgerätes als "Fehlerechos" zwischen dem Sendeimpuls und dem Rückwandecho abgebildet. Noch Fehler unter 0,01 cm^2 Grösse sind bei der Längsdurchschallung von Isolatoren ohne aufgekittete Metallkappen oder bei der Querdurchschallung armierter Isolatoren zwischen den Schirmen auffindbar.

2. Die physikalische Grundlage für diese Materialprüfung mit Ultraschall bildet die Theorie der Ausbreitung elastischer Wellen in homogenen, isotropen Festkörpern. In der Tabelle sind die bei Querdurchschallung von Porzellan- und Steatitisolatoren mit einer Ultraschallfrequenz von 2,5 MHz gemessenen mittleren Geschwindigkeiten v_L und v_T der Longitudinal- und Transversalwellen angegeben. Das Verhältnis v_L/v_T ist praktisch werkstoffunabhängig. Aus den für das unendlich ausgedehnte Medium geltenden Schallgeschwindigkeiten wurden die elastischen Konstanten berechnet. Bei Isolatoren wird häufig eine Anisotropie von v_L beobachtet, und zwar ist v_L bei axialer Durchschallung bis zu 5% grösser als bei radialem Schalldurchgang. Ursache dürfte die "Längsorientierung" der Kristallite bei der plastischen Verformung der Porzellanmasse vor dem Brande sein.

TABELLE I

Stoff	Longitudinalwellen: Geschwindigkeit v_L [cm/Sek.]	Longitudinalwellen: Wellenlänge λ [cm] bei 2,5 MHz	Transversalwellen: Geschwindigkeit v_T [cm/Sek.]	Transversalwellen: Wellenlänge λ [cm] bei 2,5 MHz	v_L/v_T	Poissonscher Querkontraktionskoeffizient μ	Dichte ϱ [g/cm³]	Elastizitätsmodul E [kp/mm²]	Schubmodul S [kp/mm²]	Schallgeschwindigkeit im Stab v [cm/Sek.]
Porzellan I	$5{,}60 \cdot 10^5$	0,224	$3{,}20 \cdot 10^5$	0,128	1,75	0,26	2,45	6.430	2560	$5{,}07 \cdot 10^5$
Porzellan II	$6{,}05 \cdot 10^5$	0,242	$3{,}46 \cdot 10^5$	0,138	1,75	0,26	2,50	7.660	3040	$5{,}48 \cdot 10^5$
Steatit	$6{,}40 \cdot 10^5$	0,256	$3{,}66 \cdot 10^5$	0,146	1,75	0,26	2,65	9.080	3610	$5{,}80 \cdot 10^5$
Eisen*	$5{,}85 \cdot 10^5$	0,234	$3{,}23 \cdot 10^5$	0,129	1,81	0,28	7,80	21.300	8300	$5{,}17 \cdot 10^5$

* aus der Literatur übernommen

3. Die Schallgeschwindigkeit v_L hängt vom Sinterungsgrad des Keramikkörpers ab. Sie wächst vom unterbrannten und damit porösen bis zum dichtgebrannten Zustand des Isolators an, um bei Überbrand wieder abzufallen. Die Absolutbestimmung von v_L eignet sich zur zerstörungsfreien Ausscheidung poröser Isolatoren. Die Zeitachse auf dem Geräteleuchtschirm wird mit einem Normal von 16 μSek. Laufzeit so geeicht, dass die Echos der zu untersuchenden Bahnisolatoren bei Querdurchschallung zwischen dem 1. und 2. Rückwandecho des Normals erscheinen. Aus der Laufzeit t (μSek.) des Ultraschallimpulses und dem Isolatordurchmesser d (cm) an der Messstelle ergibt sich $v_L = \frac{2d \cdot 10^6}{t}$ cm/Sek. mit einer Genauigkeit von $\pm 1{,}5\%$.

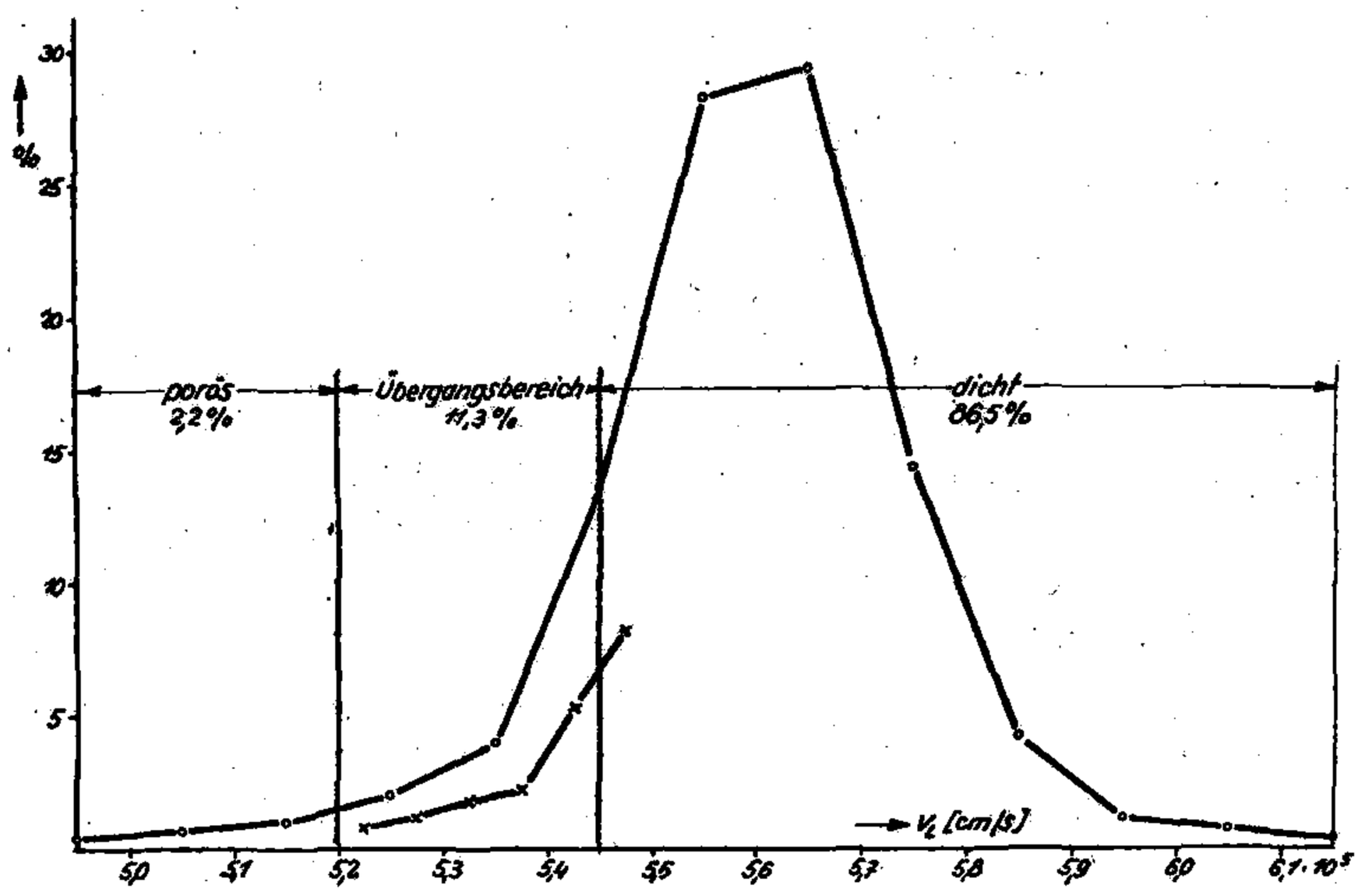


Abb. 1. Verteilung der Schallgeschwindigkeit v_L bei 11.250 vor 1952 gefertigten Hochspannungsisolatoren.

Bei 57,5% von 11.250 vor 1952 gefertigten Porzellanisolatoren lag v_L zwischen 5,5 und $5{,}7 \cdot 10^5$ cm/Sek. (Siehe Abb. 1). Für den Zusammenhang zwischen v_L (bei Querdurchschallung) und dem durch Fuchsinproben definierten Gefügezustand ergaben sich für Porzellan und Steatit folgende Grenzwerte:

	$v_L \cdot 10^{-5}$ [cm/Sek]	
Gefügezustand	*Porzellan*	*Steatit*
dicht	$>5{,}45$	$>5{,}90$
Übergangsbereich	5,20–5,45	5,70–5,90
porös	$<5{,}20$	$<5{,}70$

Die Grenze zwischen dichter und poröser Keramik kann wegen der unterschiedlichen Ausdehnung poröser Bezirke längs der Messstrecke nicht scharf sein, es ist vielmehr die Angabe eines Übergangsbereiches erforderlich. Poröses Material wird verworfen, in den Übergangsbereich fallende Isolatoren verwendet man in weniger wichtigen Netzabschnitten. Zur Verbesserung der mechanischen Eigenschaften der Isolatoren hat die

Zusammensetzung der Porzellanmasse gelegentlich eine Änderung erfahren. Hiermit stieg die Schallgeschwindigkeitsgrenze zwischen dichtem und porösem Porzellan meist zu höheren Werten an (vgl. Tabelle I). Die konsequente Anwendung der Ultraschallprüfung beim Isolatorhersteller führte seit 1952 zu einer Verschmälerung der Häufigkeitskurve für v_L in der Abb. 1 und zu einem Rückgang der Porosität von etwa 13% auf 1,5%.

4. Zur Unterscheidung poröser und dichtgebrannter Isolatoren eignet sich auch die Messung der relativen Schallabsorption. Diese wächst mit zunehmender Saugfähigkeit der Keramik an. Bei der serienmässigen Längsdurchschallung unarmierter Isolatoren im Herstellerwerk beobachtet man den angenähert exponentiellen Amplitudenabfall der mehrfachen Rückwandechos und vergleicht das Bild mit dem eines dichtgebrannten Isolators. Sind jedoch – wie im Falle der Bundesbahn – zahlreiche Fabrikate nebeneinander zu beurteilen, so versagt das Absorptionsverfahren.

5. Die äusserlich nicht sichtbaren Scheibenbrüche an den Isolatorenden unter den Stahlkappen lassen sich mit Hilfe von Transversalwellen erfassen, die vom zylindrischen Isolatorteil hinter dem ersten Schirm aus unter einem difinierten Winkel schräg in die gegenüberliegende Raumecke zwischen Isolatorendfläche und Wandfläche eingestrahlt werden. Man umfährt mit dem Messquarz den Isolatormantel und beobachtet das Verhalten des Raumeckenechos. Erscheint es entgegen der Erfahrung bei gesunden Isolatoren zu früh, führt es sprunghafte Bewegungen längs der Zeitachse des Leuchtschirmes aus, oder fehlt es völlig, so ist dies auf parallel oder schräg zum Isolatorende verlaufende Absplitterungen oder auf anderweitige Beschädigungen des Isolators oder der Glasur zurückzuführen. Unter Berücksichtigung der masslichen Fertigungstoleranzen bei Isolatoren sind noch Abschieferungen von 3–4 mm Stärke nachweisbar.

Ergebnisse

In den zurückliegenden sechs Jahren hat die Bundesbahn etwa 100.000 Hochspannungsisolatoren nach den geschilderten Messverfahren auf Lunker, Risse, Fremdeinschlüsse und Porosität untersucht und mehr als 40.000 Isolatoren zusätzlich auch auf Scheibenbrüche. Von den einer Gesamtprüfung unterworfenen Isolatoren aus Fertigungen vor 1952 waren nur 82,8% fehlerfrei, während 8,2% infolge Teilporosität, 4,7% wegen Vollporosität oder Lunkern und 4,3% wegen Scheibenbrüchen ausfielen. Dank der Qualitätsverbesserung bei Neufabrikaten und der seit 1952 in steigendem Masse angewandten Ultraschallprüftechnik in den Isolatorwerken – arbeitstäglich untersucht die Bundesbahn mit 2 Prüfern etwa 450 Isolatoren – konnte die Gesamtausfallquote von früher 17,2% bereits auf 3,5% abgesenkt werden. Eine noch höhere Sicherheit wird jedoch angestrebt. Die Ultraschall-Messtechnik ist damit zum entscheidenden zerstörungsfreien Stückprüfverfahren für Vollkern-Hochspannungsisolatoren geworden.

LITERATUR

1. H. BARTHELT UND A. LUTSCH, *Siemens-Z.*, 26 (1952) 114.
H. BARTHELT UND W. BÖHME, *Siemens-Z.*, 29 (1955) 206.
D. WEYL, *Arch. tech. Messen*, Blatt V 8242–3 (1957).
C. STÜBER, *Jahrb. Eisenbahnw.*, 9 (1958) 150.

Untersuchungen der physikalischen Prozesse bei einigen industriellen Anwendungen des Ultraschalls

L. D. ROSENBERG

Akustisches Institut, Akademie der Wissenschaften der U.S.S.R., Moskau (U.S.S.R.)

Obwohl die Ultraschall-Technologie umfassend entwickelt ist, bleibt bis jetzt in den meisten Fällen der Mechanismus der Einwirkung des Ultraschalls ungeklärt. Die Hauptursache, die eine tiefere Erkenntnis der Erscheinungen auf diesem Gebiet erschwert, ist die ungemeine Kompliziertheit der Vorgänge, die die Schallausbreitung der grossen Amplituden in den meisten Fällen der industriellen Anwendung begleiten. In einer Serie von Arbeiten, die im Ultraschall-Laboratorium des Akustischen Instituts der Akademie der Wissenschaften der U.d.S.S.R. durchgeführt worden sind, wurde eine Filmaufnahme mit hohen Geschwindigkeiten (2000–50.000 Aufnahmen pro Sekunde) benutzt, wodurch es gelang, nicht nur die qualitative Seite der sich abwickelnden komplizierten Erscheinungen zu klären, sondern auch in einer Reihe von Fällen die quantitativen Charakteristiken der festgestellten Prozesse ausfindig zu machen.

Die kavitationsmässige Erosion und Reinigung

Die Hypothesen einer Reihe von Autoren über den entscheidenden Einfluss der Beschleunigungen, unter deren Einwirkung Filmteilchen von der Oberfläche weggerissen werden, fanden keine Bestätigung. Es wurde gezeigt, dass bei gleichen Beschleunigungen sich die Reinigung in einem flüssigen Medium vollzieht, in einem gasförmigen jedoch nicht stattfindet.

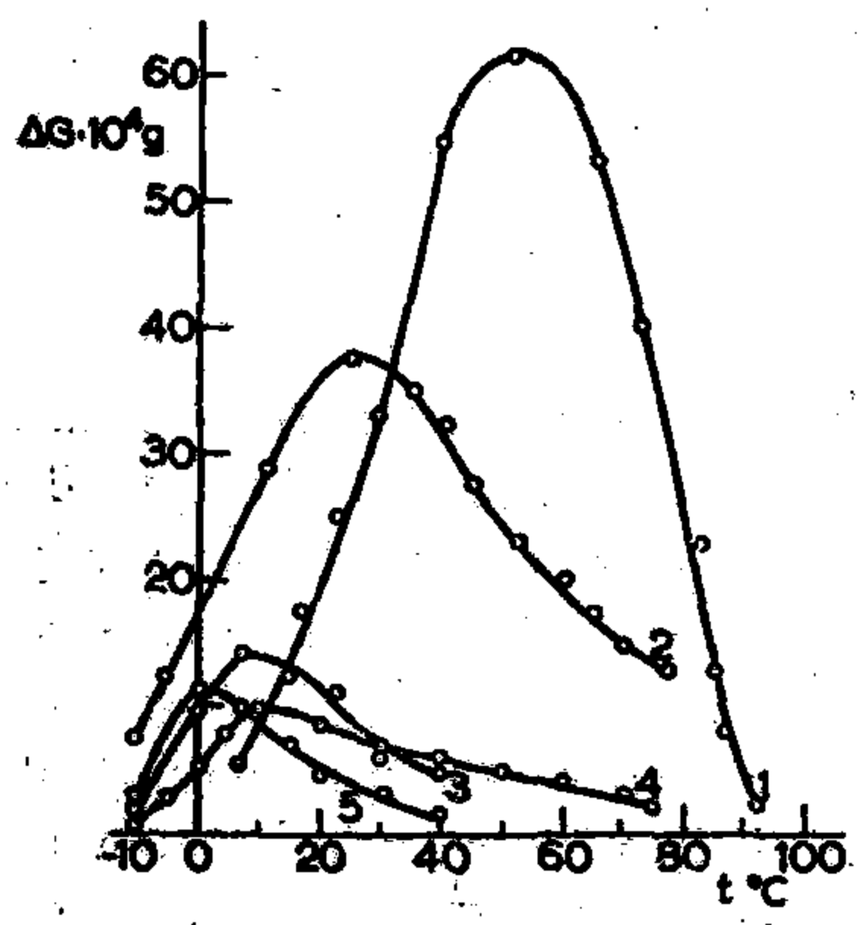


Abb. 1. Erosionswert der Kavitation in Abhängigkeit von der Temperatur. Die benutzte Flüssigkeit ist Parameter. 1. Wasser; 2. Kerosine; 3. Gasoline; 4. Alkohol; 5. Azeton.

Durch die Schnellfilmaufnahmen wurden zwei verschiedenen Reinigungsmechanis-

men festgestellt: eine katastrophale Zerstörung und ein Abheben des Oberflächenfilms. Die katastrophale Zerstörung entsteht durch Einwirkung von Stosswellen, die durch die Annihilation kavitationsmässiger Bläschen entstehen. Es ist ausserdem festgestellt worden, dass eine Zerstörung auch bei teilweiser Annihilation (nach KORNFELD) vor sich geht, d.h. in den Fällen, wo das Kavitationsbläschen in mehrere kleinere Bläschen zerrissen wird, von denen ein Teil zusammenklappt. Anhand von Experimenten mit verschiedenen metallischen und nichtmetallischen Körpern (Aluminium, Blei, Gold, keramische Stoffe, Plastik) wurde gezeigt, dass der Wert der kavitationsmässigen Erosion von der Temperatur abhängt, wobei es ein Maximum gibt, dessen Temperaturniveau von der Flüssigkeit abhängt, in welcher dieBearbeitung durchgeführt wird (Abb. 1). Eine Steigerung der Erosion mit dem Anwachsen der Temperatur erklärt sich durch das Anwachsen der Kavitationskeime. Theoretisch und

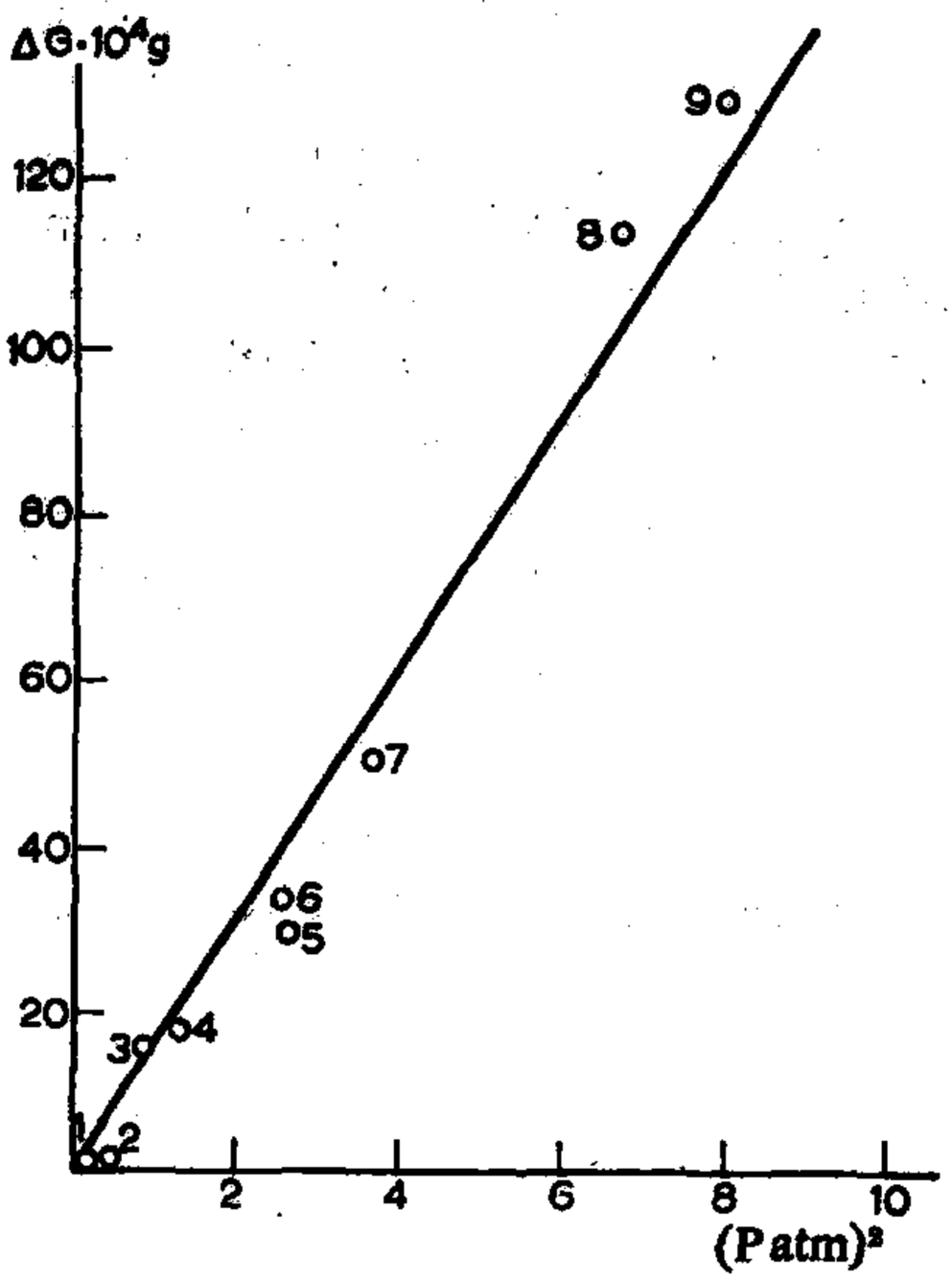


Abb. 2. Erosionswert der Kavitation in Abhängigkeit von dem auftretenden Kavitationsgeräusch. Material: Aluminium.

Flüssigkeit	*Abstand zum Vibrator*		
	0,5 mm	*1,5 mm*	*2,25 mm*
Wasser	9	6	4
Wasser mit "OP-10"	8	7	5
Azeton	3	2	1

experimentell wurden die Hypothesen geprüft, die den Einfluss einer Senkung der Oberflächenspannung der Flüssigkeit und einer Steigerung des Druckes innerhalb der Bläschen mit zunehmender Temperatur als Faktoren in Betracht ziehen, die die Schlagkraft beim Zusammenklappen der Bläschen verringern. Es ist eine Abhängigkeit der Erosion vom Quantum und von den naturgegebenen Eigenschaften des gelösten Gases festgestellt worden. Die grösste Erosion ergibt sich bei einer Atmosphäre, die aus einem Gas besteht, dessen Lösbarkeit in der gegebenen Flüssigkeit gering ist. Durch diesen Umstand konnte man auch den grossen Erosionswert im Wasser im Vergleich mit organischen Lösungsmitteln bei der Arbeit in der Luftatmosphäre erklären.

Die Quantität der sich bildenden Kavitationsbläschen und die Geschwindigkeit ihres Zusammenklappens, die den Wert der kavitationsmässigen Erosion bestimmen, sind auch für die Leistung der Stosswellen bestimmend, die sich infolge des Zusammenklappens bilden, was wiederum für das durchschnittliche Niveau des kavitationsmässigen Geräusches bestimmend ist. Folglich kann man erwarten, dass zwischen

dem Wert der kavitationsmässigen Erosion und dem Niveau des Kavitationsgeräusches eine Abhängigkeit besteht. Eine experimentelle Prüfung bestätigte das Bestehen einer linearen Abhängigkeit der Erosion des Aluminiums vom Niveau des Kavitationsgeräusches (Abb. 2). Der Neigungswinkel der Geraden hängt nicht ab von der Flüssigkeit, in welcher die Erosion stattfindet (die Untersuchungen wurden in Wasser, in Azeton und in Wasser mit Zusatz von oberflächenaktiven Stoffen durchgeführt), er bestimmt also in einem bestimmten Ausmass die Kavitationsfestigkeit des Materials (Aluminium).

Nebenbei wurde experimentell erwiesen, dass das der kavitationsmässigen Erosion ausgesetzte Material im Ultraschallfeld eine gewisse Oberflächenverfestigung erhält, die durch die Schlagwellen hervorgerufen wird.

Das Abheben des Oberflächenfilmes kann durch Einwirkung von gasförmigen, stationär schwingenden Kavitationsbläschen erfolgen, die in den Raum zwischen dem Oberflächenfilm und dem Hauptmaterial eindringen. Es wurde gezeigt, dass die sich in der Flüssigkeit bewegenden Bläschen sich hauptsächlich an Unebenheiten und Rissen des Oberflächenfilms absetzen. Man beobachtete Fälle, wo ein glatter Oberflächenfilm von zahlreichen sich bewegenden Bläschen nicht zerstört wurde, bis die Stosswelle die dafür günstige Bedingung in Form von Rissen der Filmhaut bildete. Gleichzeitig aber muss man sagen, dass die Phase der katastrophalen Zerstörung ziemlich selten beobachtet wird. Man muss offensichtlich annehmen, dass sie eine einleitende Rolle spielt, während der grössere Teil des zu beseitigenden Filmes durch Ablagerung abgehoben wird.

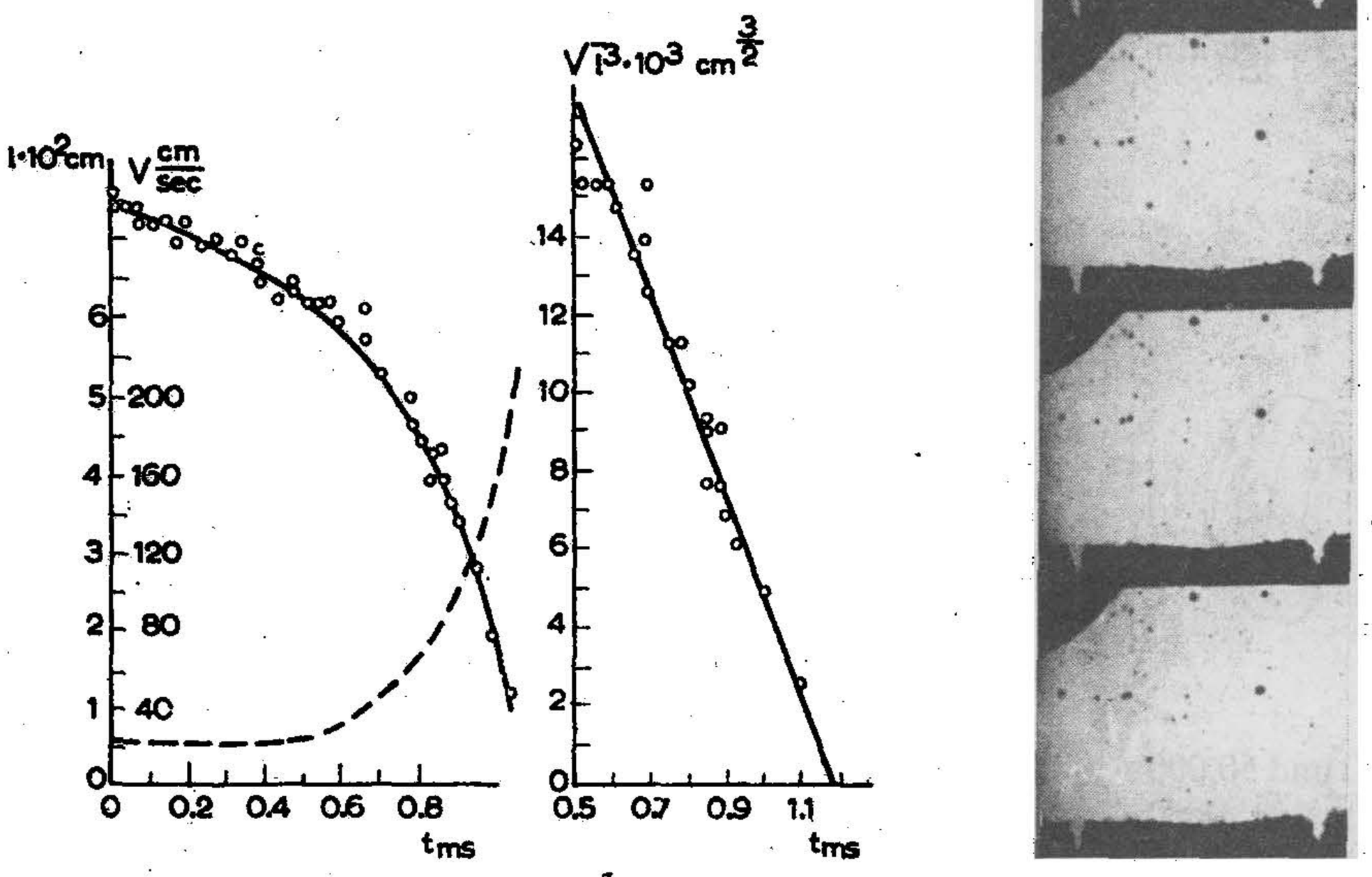


Abb. 3. Bewegung der Bläschen zueinander. (Rechts: 10^4 Aufnahmen pro Sekunde).

Das Zusammenfliessen der Gasbläschen

Im Schallfeld beobachtet man fortwährend das Zusammenfliessen der Bläschen. Die sich in der Flüssigkeit befindlichen Bläschen werden meistens von den Bläschen angezogen, die sich im Spielraum zwischen dem Film und dem Körper befinden. Die Untersuchung dieses Prozesses nach der kinematographischen Methode zeigte, dass die Bläschen den grösseren Teil ihres Weges mit einer konstanten Geschwindigkeit zurücklegen, folglich kann man annehmen, dass ihre Bewegung durch ständige hydrodynamische Ströme, die im Schallfeld entstehen, bestimmt wird. Nur dann, wenn sich die Bläschen bereits in einem geringen Abstand voneinander befinden, entstehen zentrale Kräfte, die eine Beschleunigung der Bewegung der Bläschen zueinander hervorrufen, bis sich die Vereinigung vollzieht (Abb. 3). Dieser Effekt hat wesentliche Bedeutung nicht nur für Reinigungsprozesse, sondern auch für das Entgasen von Flüssigkeiten und Schmelzen. Die experimentelle Untersuchung zeigte, dass die eine Annäherung der Bläschen hervorrufenden zentralen Kräfte, BJERKNES-Kräfte sind. Es ist experimentell bestätigt worden, dass die Annäherungsgeschwindigkeiten abhängig sind von der Zeit ($l^{3/2} \sim t$), von den Bläschenradien und vom Schalldruck.

Das Ultraschallbohren

Bekanntlich wird in dem akzeptierten Prozess des Ultraschallbohrens die Zerstörung des Materials durch Schleifmittelteilchen, die gegen die zu bearbeitende Oberfläche stossen, bewirkt. Jedoch gab es über die Natur der Kräfte, die diese Stösse hervorrufen bisher nur Hypothesen (die Kräfte des Schallfeldes, Stosswellen, die durch Kavitationsbläschen gebildet werden, mechanische Schläge des Werkzeuges). Die Anwendung der Methode der Schnellfilmaufnahme wurde durch die Notwendigkeit erschwert, die schnellen Bewegungen kleiner Teilchen in einer wenig durchsichtigen Suspension, die sich in einem äusserst schmalen Spielraum zwischen dem Instrument und der zu bearbeitenden Oberfläche befindet, zu fixieren. Man konnte diesen Schwierigkeiten jedoch aus dem Wege gehen, indem man eine entsprechend geeignete Experimentieranlage konstruierte (Abb. 4). Durch die Filmaufnahmen mit Frequenzen von

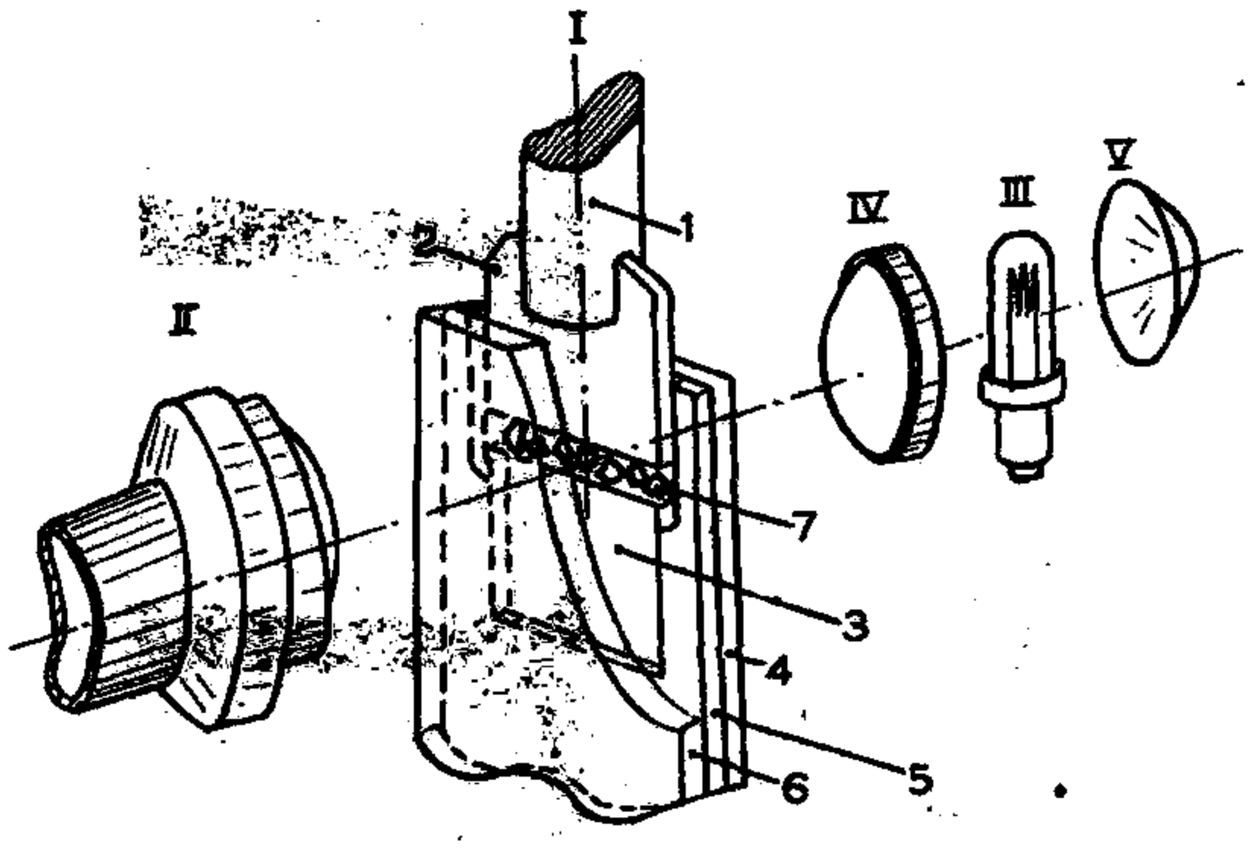


Abb. 4. Versuchsanordnung.
I Die Küvette mit dem Werkzeug.
1. Der magnetostriktive Schwinger.
2. Das Werkzeug.
2. Das zu bearbeitende Glasstück.
4 und 6. Die Glaswände der Küvette.
5. Die haltende Schicht.
7. Die Schleifmittelteilchen.
II Das Objektiv der Kamera.
III Die Lichtquelle
IV Der Kondensor.
V Der Reflektor.

20.000 und 50.000 Aufnahmen pro Sekunde gelang es festzustellen, dass alle in obigen Hypothesen angeführten Kräfte den Schleifmittelteilchen jeweilige Beschleunigungen mitteilen könen. Die Grösse der Beschleunigung jedoch, die für die Zerstörung des Materials (in unseren Arbeiten Glas) benötigt ist, wird nur im Falle eines direkten

Schlages des Instruments gegen ein Schleifmittelteilchen, das auf der zu bearbeitenden Oberfläche liegt, erzielt. Hierbei lassen sich Zerstörungen von zwei Typen beobachten: eine Ausbröckelung des zerkleinerten Glases unmittelbar unter den Schleifmittelteilchen und die Bildung von Rissen, die zu einem Aushacken von Glasteilchen führen, deren Grösse von derselben Ordnung wie die der Schleifmittelkörnchen ist. (Abb. 5a). In die sich gebildeten Risse dringen die Bläschen vor, die die Loslösung der abgehackten Stückchen von der Masse des Glases fördern. Diese Glasstückchen werden durch die akustischen Strömungen weiter herausgetragen. In zähen Flüssigkeiten

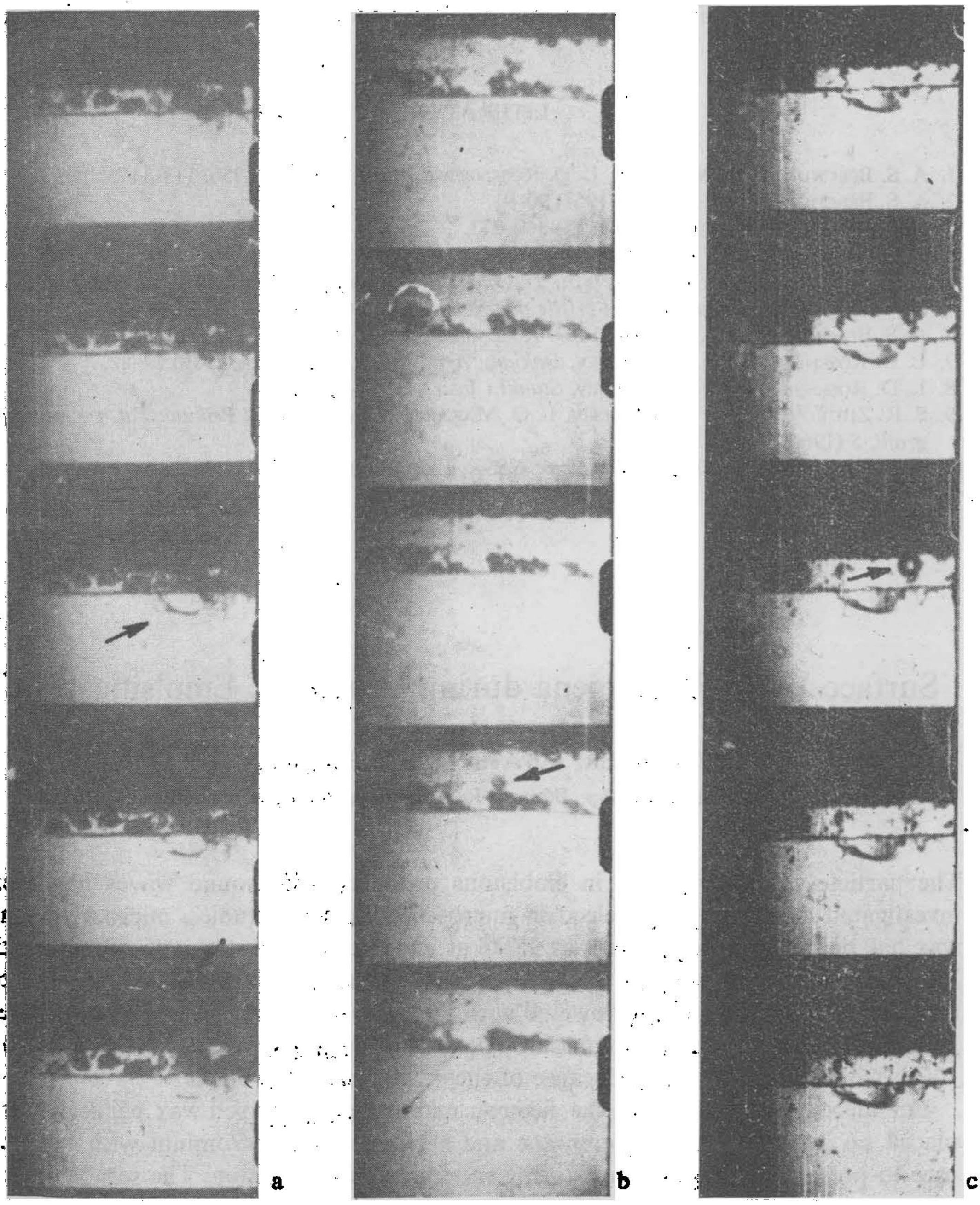


Abb. 5. Ultraschallbohren. ($5 \cdot 10^4$ Aufnahmen pro Sekunde).

(Glyzerin) wird die Geschwindigkeit dieser Bewegung stark verringert, was die früher beobachtete Abhängigkeit der Bearbeitungsgeschwindigkeit von der Zähigkeit der Suspensionsflüssigkeit erklärt. Wenn ein Schlag gegen ein von Flüssigkeit umgebenes Teilchen ausgeführt wird, erfolgt keine Zerstörung. Gleichfalls erfolgt keine Zerstörung, wenn ein Kavitationsbläschen unmittelbar über einem Teilchen zusammenklappt, welches direkt auf der Glasoberfläche liegt (Abb. 5b). Die Kavitation begünstigt eine Vermischung der Suspension, jedoch können die Kavitationsbläschen selber mehrmals an ein und demselben Platz der Oberfläche des Instruments (Abb. 5c) oder des zu bearbeitenden Materials entstehen und zusammenklappen, wodurch dort eigenartige Krater gebildet werden, die die Reinheit der Oberfläche zusehends verschlechtern.

LITERATUR

1. A. S. Bebchuk, L. O. Makarov, L. D. Rosenberg, *Akust. Zhur.*, 2 (1956) 113–117.
2. A. S. Bebchuk, *Akust. Zhur.*, 3 (1957) 90–91.
3. A. S. Bebchuk, *Akust. Zhur.*, 3 (1957) 369–371.
4. L. O. Makarov, L. D. Rosenberg, *Akust. Zhur.*, 3 (1957) 374–376.
5. L. D. Rosenberg, D. F. Yakimovich, *The modern state and the perspectives of development of ultrasonic method of machining of brittle materials*, Moscow, 1958.
6. A. S. Bebchuk, U. Ya. Borisov, L. D. Rosenberg, *Akust. Zhur.*, 4 (1958) 361–362.
7. L. D. Rosenberg, V. F. Kazantsev, *Doklady Akad. Nauk. SSSR*, 124 (1959) 79–82.
8. L. D. Rosenberg, V. F. Kazantsev, *Stanki i Instr.*, N5 (1959) 20–22.
9. S. R. Zhukovskii, V. F. Kazantsev, L. O. Makarov, *Zhur. Nauch. i Priklad. Fot. i Kinematografii*, 5 (1960) 133–140.
10. V. F. Kazantsev, *Doklady Akad. Nauk. SSSR*, 124 (1959) 64–67.

Surface Wave Phenomena during Ultrasonic Emulsification*

E. YEAGER, A. PATSIS AND F. HOVORKA

Ultrasonics Research Laboratory, Western Reserve University, Cleveland, Ohio (U.S.A.)

The particle size distribution in emulsions produced with sound waves has been investigated by means of the electron microscope. In these studies, microcrystalline wax has been dispersed in water at 95° C at which temperature the wax is a liquid. Either during or immediately after the exposure to sound waves the temperature of the emulsion has been rapidly lowered with the result that the dispersed wax particles solidified. This procedure prevents subsequent changes in the particle size distribution which would normally occur because of the coalescence of droplets.

For the measurements with the electron microscope, dispersed wax particles were placed on a nitro-cellulose membrane and shadowed with chromium with extreme care to prevent melting the wax during the shadowing operation. The samples were

* Research supported by the U.S. Office of Naval Research.

then examined in an RCA electron microscope, model EMU-3, the condenser aperture of which had been modified to permit extremely low electron beam currents to be used in order to prevent any possible melting of the wax particles through electronic heating.

The emulsions were prepared with various acoustical generators. For work at 10 kc/s, a Raytheon magnetostrictive unit, model 101 was used with the average acoustical intensity within the sample of approximately 1 W/cm². Plane quartz transducers were used for the studies at 300, 600, 1000, and 3000 kc/s with the average acoustical intensity within the sample between 3 and 6 W/cm². Suspensions also were processed with a spherically concave barium titanate transducer which provided peak intensities of approximately 500W/cm² at 600 kc/s. With the exception of the work at 10 kc/s, the samples were pressurized to approximately 2 atm during sonoration to compensate for the increased vapor pressure of water at 95° C.

In Fig. 1 is a typical particle size distribution curve for a dispersion produced by sonoration for 10 min at 600 kc/s. On the basis of this and many other distribution curves which have been obtained in the present work, it is evident that the number-average diameter for suspensions produced at ultrasonic frequencies is smaller than one would be lead to believe on the basis of previously published work on ultrasonic emulsification by other workers who have used the optical microscope with its limited resolution. In repeated determinations of particle size in suspensions produced under similar circumstances, the positions of the minima in the distribution curve shown in Fig. 1 have been found to be reproducible, and hence, these minima are statistically significant. In Fig. 2 are indicated the diameters corresponding to the minima in the distribution curves obtained under the various conditions indicated in the figure. In each case, the samples were exposed to the sound waves for approximately 10 min.

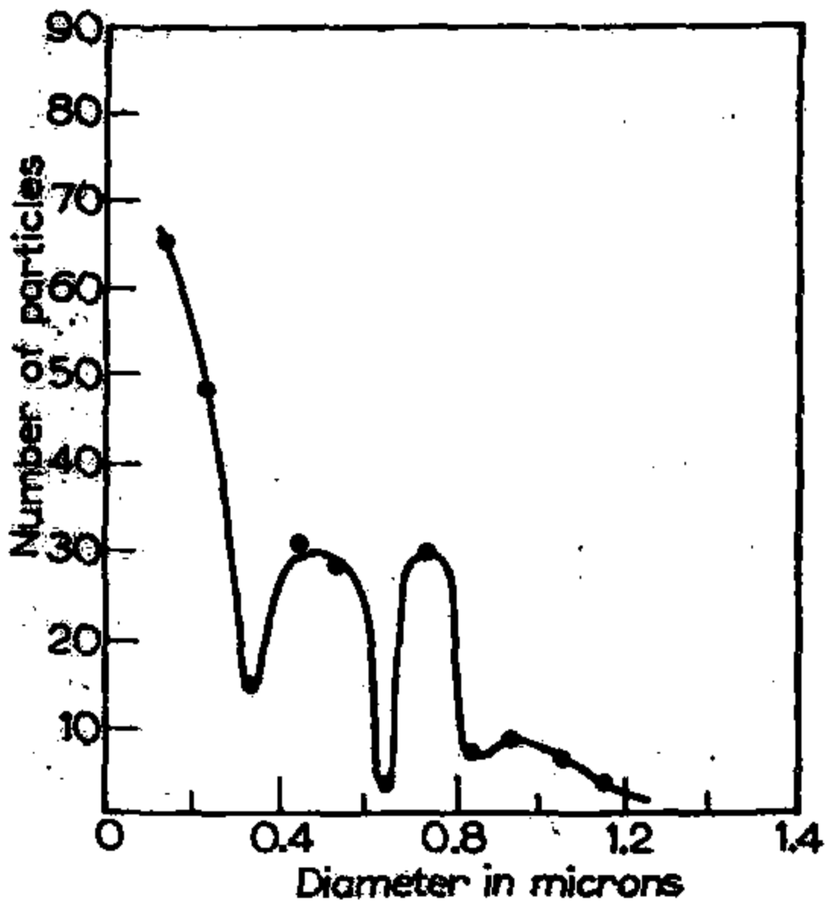


Fig. 1. Relative particle size distribution for microcrystalline wax dispersed in water with ultrasonic waves at 600 kc/s.

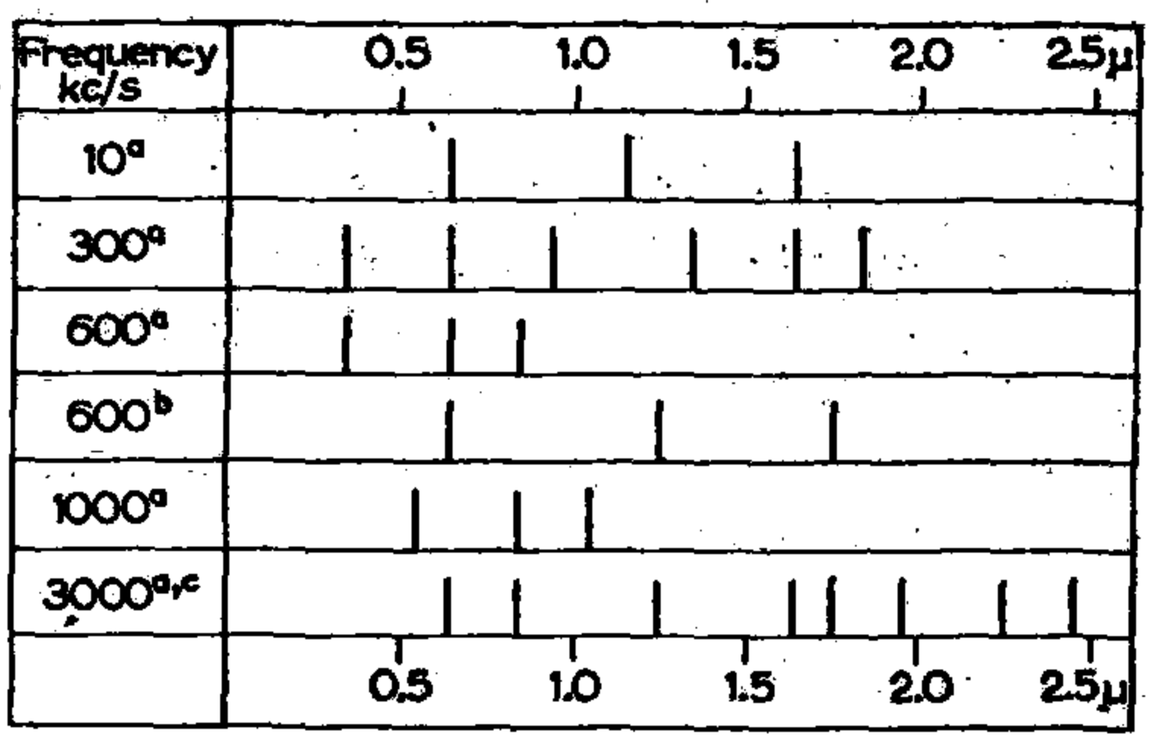


Fig. 2. Diameters corresponding to minima in distribution curves. (a) plane quartz transducer, (b) spherical transducer, (c) sample prepared at 600 kc/s and then treated at 3 Mc/s.

Ultrasonic waves of 3000 kc/s under the conditions involved in the present work do not produce appreciable emulsification if one starts with undispersed liquid pairs. From Fig. 2 it is evident, however, that ultrasonic waves of this frequency do produce modifications in the relative particle size distribution, and in particular, in the diame-

ters corresponding to the minima. It is interesting to note in Fig. 2 that the minima originally present in the sample prepared at 600 kc/s still persisted after the subsequent treatment at 3000 kc/s.

Experimental results imply that droplets of certain critical diameters are unstable in the sound fields. Two mechanisms have been proposed to explain such instability. The first involves the excitation of higher order vibrational modes corresponding to surface waves. If these surface waves are of sufficient amplitude, they may lead to the loss of liquid from the droplet. The relationship between the droplet radii and the modes corresponding to surface waves is given by the following equation according to LAMB[2]:

$$d = \left\{ \frac{8n(n+1)(n-1)(n+2)\Gamma}{[(n+1)\varrho + n\varrho']\omega^2} \right\}^{1/3}$$

where d is the mean radius, n is the order of the mode, ω is the angular frequency, Γ is the interfacial tension, ϱ is the density of the droplet, and ϱ' is the density of the surrounding medium. The lowest possible mode corresponding to a surface wave is $n = 2$. If ω is set equal to the fundamental angular frequency of the sound field, the values predicted by the above equation for the diameters corresponding to low values of n are much larger than the experimental values with the discrepancy in some cases amounting to an order of magnitude. It is possible that the surface modes of the droplet are being excited by harmonics in the sound field generated by the transducer. The relatively low experimental values for d cannot be explained readily in this way, however, since quite high order harmonics would be required.

One possible source of error in this calculation is the use of the statically measured interfacial tension (Γ) which was found to be 12.3 dynes/cm at 95° C with a DuNouy tensiometer. Little question exists that relaxational processes are associated with the interfacial tension since an appreciable time should be required after an area change for the molecules to assume equilibrium configurations as well as for impurities to be adsorbed and desorbed at the interface. The incorporation of a correction for such relaxational effects in Lamb's equation, however, produces a small increase in the predicted values for d, which is in the wrong direction.

A second alternative explanation for the minima in the distribution curves is that the probability of droplets colliding with each other is greatly increased for certain critical droplet diameters. Second order effects might produce apparent attractions between droplets which are excited in higher order modes corresponding to surface waves. This alternative explanation, however, suffers from the same difficulty as the first one in as much as the theoretically predicted diameters for surface modes are much larger than the experimentally determined diameters corresponding to the minima.

On the basis of the present experimental and theoretical evidence, it does not appear that surface wave phenomena are readily capable of explaining quantitatively the abnormalities in the particle size distribution curves for emulsions produced with sound waves.

REFERENCES

1. K. SOLLNER, *Chem. Revs.*, 34 (1944) 371.
2. H. LAMB, *Hydrodynamics*, Dover Publications, New York, 1945, p. 475.

Einige technische Anwendungen des energiereichen Ultraschalls

H. J. GOLLMICK

Schoeller & Co., Frankfurt am Main (Deutschland)

Nachdem man vor etwa 20 Jahren zum ersten Mal beobachtet hatte, dass sich mittels Ultraschall hervorragende Reinigungswirkungen ergeben, hat sich hieraus das zur Zeit bedeutendste technische Anwendungsgebiet energiereicher Ultraschallschwingungen entwickelt. Man reinigt die harten Oberflächen fester Körper, jedoch nicht weiche Textilien, und erzielt damit einen bisher unerreichten Sauberkeitsgrad.

1. *Ultraschallschwinger für Reinigungszwecke*

In technischen Ultraschall-Reinigungsanlagen werden heute hauptsächlich folgende Schwingerarten als Ultraschallerzeuger eingesetzt: Magnetostriktive Nickelschwinger, künstlich piezoelektrisch gemachte keramische Bariumtitanat-Schwinger und piezoelektrische Quarzschwinger aus natürlichem Bergkristall. In Tabelle I sind die in Europa gebräuchlichen wichtigsten schalltechnischen Werte dieser Schwinger als annähernde Mittelwerte bei Reinigungsaufgaben gegenübergestellt.

TABELLE I

WICHTIGSTE TECHNISCHE WERTE VON ULTRASCHALLSCHWINGERN BEI REINIGUNGSAUFGABEN (ANNÄHERNDE MITTELWERTE)

Schwingerart	*Nickel-Schwinger*	*Bariumtitanat-Schwinger (in Weiterentwicklung)*		*Quarz-Schwinger (Verbund-schwinger)*
		rechteckiger Stab	*kreisplatten-förmig*	
Frequenzbereich [kHz]	20–40	20–40	100–1000	300–1000
Mittlere Schalleistungsdichte [W/cm²]	3	0,5–1,0	3–5	10–15
Schwingerfläche [cm²]	100 und mehr	100 und mehr	10–100	10–70
Elektrisch-akustischer Wirkungsgrad [%]	60	50–60	60	80–95
Beschallungszeiten [Sek.]	2–30	30–120	30–120	1–20

Für die einzelnen Schwingerarten sind die Frequenzbereiche, die mittleren Schallleistungsdichten, die möglichen Schwingerflächen und die üblichen Beschallungszeiten

charakteristisch. Aus der Tabelle erkennt man, dass die niederfrequenten Schwinger hinsichtlich des elektrischen Energieaufwandes vorteilhafter sind, da man hier mit kleineren mittleren Schalleistungsdichten arbeiten kann.

Nun haben die billigeren keramischen Schwinger, deren technische Entwicklung noch nicht abgeschlossen ist, bis jetzt einige Nachteile gegenüber den Nickelschwingern. Auch ist mit Bariumtitanat nur eine geringere Energieabstrahlung möglich. Will man dann als Ausgleich die Beschallungszeit verlängern, so ist zu bedenken, dass bei Ultraschalleffekten das Gesetz

$$\text{Intensität} \times \text{Zeit} = \text{konstant}$$

meist nicht gültig ist: Um eine bestimmte Wirkung zu erreichen, benötigt man vielfach eine mechanische Mindestenergie.

2. *Technische Ultraschall-Reinigungsanlagen*

Beim technischen Reinigen mittels Ultraschall muss man im allgemeinen eine Vor- und Nachbehandlung der zu reinigenden Teile vornehmen. Auch sind in jedem einzelnen Reinigungsfall die geeignetsten Chemikalien auszusuchen. Schliesslich spielt es eine Rolle, in welcher Art die zu reinigenden Teile am wirkungsvollsten durch das Ultraschallfeld geführt werden.

Es sind in Vorversuchen nicht nur die Beschallungsparameter (Beschallungsfrequenz, -leistungsdichte und -zeit) festzulegen, sondern auch das Reinigungsverfahren mit Vorbehandlung, Nachbehandling und chemischer Zusammensetzung der einzelnen Bäder sowie die Art der Teileführung durch das Schallfeld. Z.B. wird bei einer einfachen Ultraschall-Reinigungsanlage für Handbeschickung das Reinigungsgut in einer alkalischen Lösung etwa 1 Min. vorgeweicht und anschliessend bei 20 kHz 15 Sek. lang beschallt. Danach erfolgt Abspülen mit Leitungswasser. Reinigt man in organischen Lösungsmitteln, wie Trichloräthylen oder Perchloräthylen, so arbeitet man häufig nach folgendem Verfahren: Vorreinigung in heisser Lösung, Beschallung, Zwischenspülung in kalter Lösung und Durchgang durch die Dampfzone über kochendem Lösungsmittel, worauf eine schnelle Trocknung erfolgt.

Sollen grossflächige Teile in hoher Stückzahl gereinigt werden, so benötigt man grosse Schwingerflächen, zu deren elektrischer Erregung Hochfrequenzgeneratoren mit vielen Kilowatt Ausgangsleistung erforderlich sind. Für den Betrieb von 20 kHz-Nickelschwingern kann man dann Maschinengeneratoren verwenden. Mit einem derartigen Generator werden z.B. die in Abb. 1 gezeigten 16 Nickelschwinger mit einer Gesamtfläche von etwa 2400 cm^2 erregt.

Das Verfahren, mittels Ultraschall zu reinigen, ist oft sehr wirtschaftlich, da man hierdurch Personal einsparen kann. Hinzu kommen Qualitätsverbesserungen infolge grösserer Sauberkeit des Produktes, Herabsetzung des Ausschusses u.s.w. So haben sich kostspielige Ultraschall-Reinigungsanlagen bereits innerhalb weniger Monate amortisiert.

EXTRAKTION MITTELS ULTRASCHALL

Den Ultraschall für Extraktionszwecke auszunutzen, hat im Brauereiwesen technische Bedeutung erlangt. Bei dem Kochen der Würze in den grossen, mehrere hundert

Hektoliter fassenden Sudpfannen werden die für den Biergeschmack wichtigen Bitterstoffe aus den Hopfenknollen nur teilweise herausgelöst. Dieser Extraktionsvorgang lässt sich durch gleichzeitige Ultraschallbehandlung verstärken. Es wird hierbei mit etwa 11 W/cm² bei 1000 kHz in einer kochenden Flüssigkeit von 102° C gearbeitet.



Abb. 1. Gruppe von 20 kHz-Nickelschwingern mit 2400 cm² Schwingerfläche.

Die Wirtschaftlichkeit des Ultraschallverfahrens liegt unter anderem darin, dass man bei verstärkter Extraktion der Bitterstoffe weniger Hopfen zugibt. So kann man bei 1000 kHz 25–40%, im Mittel 30%, der Hopfenzugabe einsparen, während sich z.B. bei 80 kHz nur etwa 15% Hopfen einsparen lassen.

VEREDELUNG VON SCHOKOLADE MIT ULTRASCHALL

Im Jahre 1942 haben NORDENSKJÖLD UND HOLMQUIST beobachtet, dass man flüssige Schokolademassen durch Ultraschallbehandlung veredeln kann. Es handelt sich hierbei um einen Abbau von Gerbsäure, verbunden mit einer Feinstdispergierung. Man erspart hiermit etwa 50–70% der bisher üblichen bis zu 5 Tage dauernden Conchierungszeit.

ANWENDUNG HOCHKONZENTRIERTER ULTRASCHALLENERGIEN

Die bisher erwähnten technischen Anwendungen nutzen Ultraschalleistungsdichten bis etwa 10–15 Watt je cm² Schwingerfläche aus. Nun kann man bekanntlich im niederfrequenten Ultraschallbereich mittels eines Masontransformators Schalleistungsdichten bis grössenordnungsmässig 100 W/cm² erzeugen. Die hiermit möglichen Anwendungen erscheinen noch nicht ausgeschöpft. Am bekanntesten ist die Ultraschall-Werkzeugmaschine zur Bearbeitung harten Materials.

In der jüngsten Zeit ist ein Gerät entwickelt worden, um grössere Mengen Bakterien

im Durchlaufverfahren aufzuschliessen. Man erreicht durch die Ultraschallbehandlung eine mechanische Zerstörung der Zellhüllen, so dass hochwirksame Stoffe aus dem Innern der Bakterien, z.B. temperaturempfindliche Enzyme, freigemacht und somit fast restlos gewonnen werden können.

Man kann die höchsten Schalleistungsdichten auch bei Materialuntersuchungen benutzen, wenn es sich bei Korrosionsprüfungen um die Beobachtung der durch Kavitation bedingten Erosion handelt.

Reduktion der Chlorógoldsäure im Ultraschallfeld

W. W. WAWRZYCZEK

Institut für Allgemeine Chemie, Landwirtschaftlichen Hochschule, Olsztyn (Polen)

Die sonochemischen Prozesse können einen verschiedenartigen Charakter haben. Neben Synthese, Analyse, Hydrolyse und Additionsreaktion stellt man sehr oft solche Erscheinungen wie Polymerisation, Depolymerisation oder aber auch Oxydations-Reduktionswirkungen fest. Was die letzteren anbetrifft, so sind die Oxydationsprozesse, insbesondere der wässrigen KI-Lösungen, ziemlich eingehend bearbeitet worden. Verhältnismässig wenig Arbeiten liegen über das Problem der Reduktion im Ultraschallfeld vor. BEUTHE[1] hat nachgewiesen, dass wässrige Kaliumpermanganatlösungen unter Einwirkung von Ultraschallwellen zu Mangandioxyd reduziert werden. Quantitativ wurde dieser Prozess von NOMOTO UND ÓKUI[2] untersucht. Ähnlich verhalten sich wässrige Quecksilber (II)-chloridlösungen, die im Ultraschallfeld zu Quecksilber (I)-chlorid reduziert werden[1]. GRABAR UND PRUDHOMME[3] haben festgestellt, dass während der Beschallung von Wasser, unter Zugabe von Kohlenstoffdisulfid, sich neben Polysulfiden und Kolloidschwefel ebenfalls Schwefelwasserstoff bildet. Ferrisalze in wässrigen Lösungen, die mit Wasserstoff gesättigt sind, werden zu Ferrosalzen reduziert[4], und zwar wahrscheinlich infolge von Aufspaltung des Molekularwasserstoffes in freie H-Atome. MÖCKEL[5] reduzierte Tetrazoliumsalze im Ultraschallfeld.

Aus den Messergebnissen ersieht man, dass Ultraschall auf ein und dieselbe Substanz, je nach der Grösse des Oxydations-Reduktionspotentials, in einem Falle oxydierend, im anderen Falle dagegen reduzierend wirkt. Als Ursache hierfür kann man die Bildung von Radikalen aus beschalltem Wasser und von Wasserteilchen annehmen, die sowohl oxydierende als auch reduzierende Eigenschaften bezitzen.

Ihr Wirkungsmechanismus im beschallten Mittel ist noch nicht genügend geklärt worden. Eine der Ursachen hierfür, vom Standpunkt der Quantenmechanik aus betrachtet, liegt darin, dass im beschallten Mittel verschiedene Labilzustände ein und derselben Moleküle entstehen, die ebenfalls eine verschiedene Aktivierungsenergie besitzen. Es ist anzunehmen, dass die on NEUMANN eingeleiteten und vor allem von DUCA und seinen Mitarbeitern geführten Arbeiten[6], die die Anwendung von Isotopen

bei der Untersuchung der Reaktionskinetik betreffen, uns den Reaktionsmechanismus im Ultraschallfeld deutlicher veranschaulichen werden.

Experimentalteil

Zur Untersuchung verwendete man 0,05, 0,1, 0,2 und 0,3 prozentige Chlorogoldsäurelösungen polnischer Herkunft (Gliwice). Sämtliche Lösungen wurden in aqua bidestillata zubereitet. Die Beschallung erfolgte in denselben Gefässen, zu denen man jeweils je 60 ml entsprechender Chlorogoldsäurelösung hinzufügte. Der Magnetostriktionsgeber, dessen Bestrahlungsfläche 5,1 cm^2 beträgt, wurde mittels eines Luftstromes derart gekühlt, dass die Temperatur in der Lösung nach der Beschallung sich kaum um einige Grade erhöhte. Sämtliche Lösungen wurden mit einer Ultraschallfrequenz von 21 KHz und einer elektrischen Leistung von ca. 4 W/ml entsprechender Lösung behandelt. Die Messungen wurden in atmosphärischen Druckverhältnissen durchgeführt. Die Reduktion der Chlorogoldsäure wurde sowohl in Lösungen, die mit reinem Wasserstoff gesättigt waren, als auch in denselben Lösungen ohne Wasserstoff durchgeführt.

Der Einfluss der Chlorogoldsäurekonzentration auf die Menge des erhaltenen metallischen Goldes

Chlorogoldsäurelösungen entsprechender Konzentration wurden während 2 Min. mit Ultraschallwellen behandelt und anschliessend in hohe Reagenzgläser (Durchmesser = 1,5 cm) überführt. Während der Beschallung sättigte man die Lösungen mit Wasserstoff an. Ebenso verfuhr man mit denselben Lösungen ohne Wasserstoff.

Auf Grund von drei Parallelmessungen, unter Beibehaltung derselben Versuchsanordnung und der gleichen Bedingungsverhältnisse, wurde festgestellt, dass die erhaltene Goldmenge zugleich mit steigender Chlorogoldsäurekonzentration anwächst. Diese Grösse ist jedoch keine lineare Funktion, die nur von der Konzentration der Lösung abhängig ist, sondern ziemlich kompliziert. Bis zu einem gewissen Grad können wir dieses aus Abb. 1 ersehen.

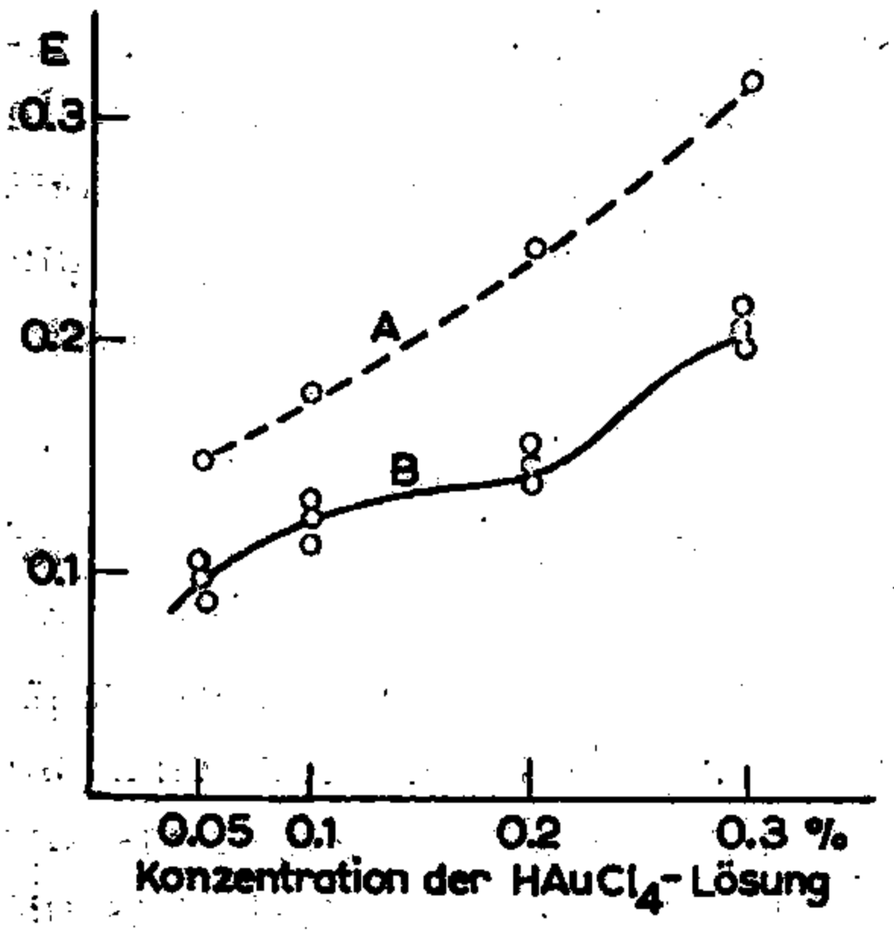


Abb. 1. Die Extinktion von Chlorogoldsäurelösungen vor der Beschallung (Kurve *A*) und nach 2 Minuten Beschallungszeit (Kurve *B*).

Die *A*-Kurve (Eichkurve) stellt Chlorogoldsäurelösungen vor der Beschallung dar, die *B*-Kurve bezeichnet dieselben Lösungen nach 2 Min. Beschallungszeit. Aus der Darstellung ergibt sich, dass die Extinktion der Chlorogoldsäurelösungen vor der Beschal-

lung grösser ist, und der Verlauf der *A*-Kurve weist darauf hin, dass die Lösungen im Einklang mit dem LAMBERT-BEERschen Gesetz stehen. Anders dagegen gestalten sich die Verhältnisse bei beschallten Lösungen.

Vergleicht man die Mengen des erhaltenen Goldniederschlages nach beendigter Sedimentation miteinander, so stellt man fest, dass die Reduktion der Chlorogoldsäure in Gegenwart von Wasserstoff einen wesentlich günstigeren Verlauf hat, als in dem Falle, wo man die Beschallung ohne Wasserstoff durchführte. Aus der Beobachtung der Niederschlagsgeschwindigkeit der gesamten Goldteilchenmasse geht hervor, dass der weitaus überwiegende Teil der Goldteilchen der Monodispersion angehört, da ihre absolute Mehrheit mit derselben Geschwindigkeit niederfällt und sich über ihnen eine klare Dispersionslösung bildet (nicht reduzierte Chlorogoldsäurelösung). Abb. 2 zeigt ein mikroskopisches Bild von Goldteilchen in 600-facher Vergrösserung. Abb. 3 stellt in 600-facher Vergrösserung Goldteilchen dar, die auf Grund von Ultra-

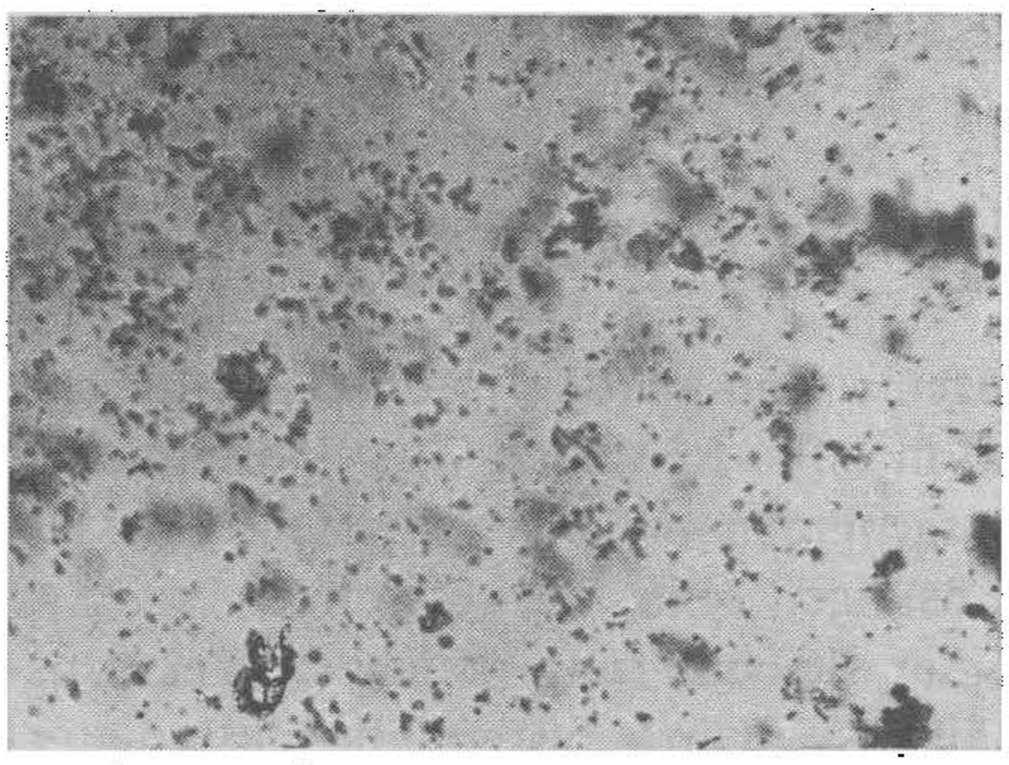


Abb. 2. Mikroskopisches Bild von Goldteilchen in 600-facher Vergrösserung.

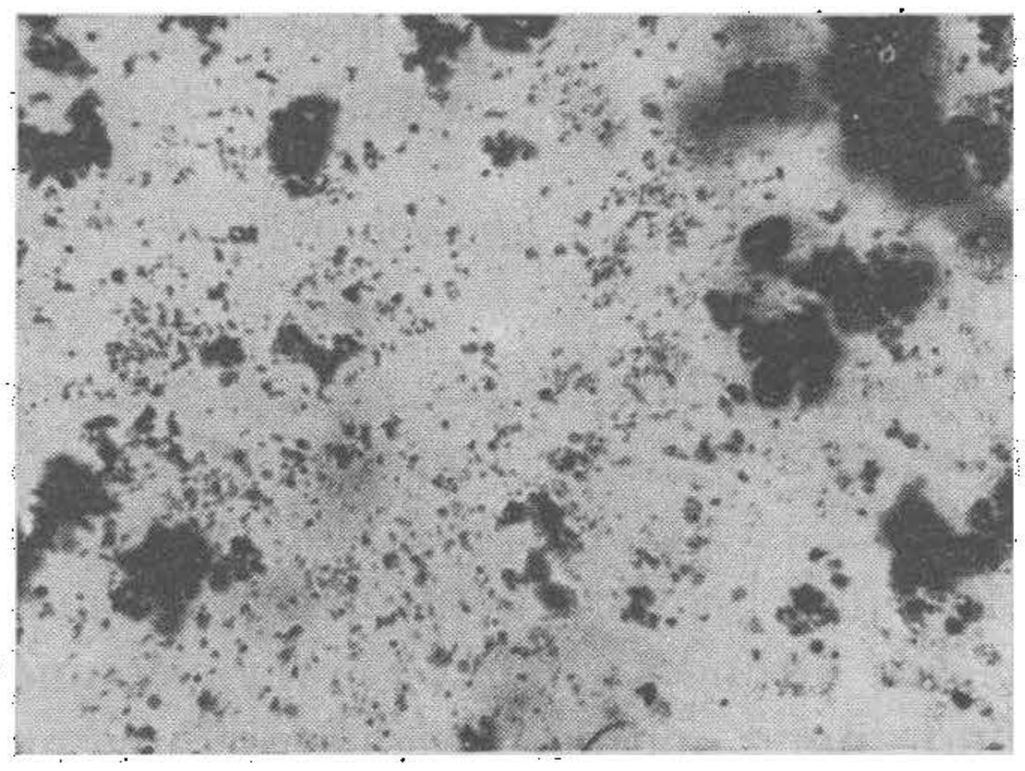


Abb. 3. Mikroskopisches Bild von Goldteilchen in 600-facher Vergrösserung nach Ultraschallreduktion der Chlorogoldsäure.

schallreduktion der Chlorogoldsäure ohne Wasserstoff gewonnen wurden. In diesem Falle erhielt man Goldkörner verschiedener Grösse. Diese letzten Chlorogoldsäurelösungen bedürfen einer wesentlich längeren Zeit zur vollständigen Sedimentation. In einem Fall erhielt man einen derart hohen Dispersionsgrad von Goldteilchen, dass nach 30 Tagen noch kein deutlicher Farbunterschied zwischen der oberen und der unteren Schicht der sich im Reagenzglas befindlichen Lösung festgestellt werden konnte.

Einfluss der Beschallungszeit auf die erhaltene Menge des metallischen Goldes

Gleiche Mengen 0,2% iger Chlorogoldsäurelösung wurden während 0,5 1, 2, und 3 Min. beschallt. Während der Beschallung sättigte man die Lösungen ständig mit Wasserstoff an. Nach beendigter Beschallung goss man die Lösungen in hohe Reagenzgläser um und beobachtete die Ansammlungsgeschwindigkeit des sich niederschlagenden Goldes auf den Boden des Reagenzglases. In allen Fällen stellte man fest, dass die zur vollständigen Sedimentation der Goldteilchen erforderliche Zeit fast stets die gleiche war. Auf Grund von drei durchgeführten Parallelmessungen konnte festgestellt werden, dass die Niederschlagsmenge des reduzierten Goldes umso grösser ist, je länger die Chlorogoldsäurelösung der Wirkung der Ultraschallwellen ausgesetzt ist. Jedoch auch in diesem Fall ist die reduzierte Goldmenge keine Funktion der Zeit, da

sich während der Beschallung die Konzentration und die pH-Werte der Lösung ändern.

Chlorogoldsäurelösungen nehmen nach der Beschallung in der Regel eine violette Färbung an. In einigen Fällen erhält man Lösungen, die grün, blau und rot gefärbt sind, also denen ähnlich sind, die wir bei der Einwirkung von verdünnter Phenylhydrazinchlorhydratlösung auf ebenfalls verdünnte Chlorogoldsäurelösungen erhalten.

Was den Reduktionsmechanismus bei der Chlorogoldsäure im Ultraschallfeld anbetrifft, so müssen wir folgenden Reaktionszyklus annehmen. Ultraschallwellen bewirken einen homolytischen Zerfall des Wassers nach folgendem Schema:

$$H_2O = H + OH$$

Hydroxyle Radikale mit ihren deutlich oxydierenden Eigenschaften verwandeln sich in Gegenwart von Molekularwasserstoff in reduzierende Wasserstoffatome

$$OH + H_2 = H_2O + H$$

Wasserstoffatome spalten im Wasser leicht Elektronen ab, demzufolge wird die Chlorogoldsäure reduziert

$$HAuCl_4 + 3\,H = 4\,HCl + Au$$

Aus dem Verlauf der Reaktion ersehen wir, dass nach deren Beendigung aus jeder $HAuCl_4$-Molekel 4 Salzsäuremolekeln entstehen.

Während der Ultraschallreduktion der Chlorogoldsäure wächst die spezifische Leitfähigkeit vom Werte, der der Ausgangslösung $HAuCl_4$ entspricht, bis zum charakteristischem Wert der sich gebildeten Salzsäure, was an sich selbstverständlich ist, da keine anderen Elektrolyten während der Reaktion auftreten. Die Abhängigkeit der pH-Werte in Chlorogoldsäurelösungen vor der Beschallung (A-Kurve) und nach der Beschallung (B-Kurve) ist in Abb. 4 dargestellt.

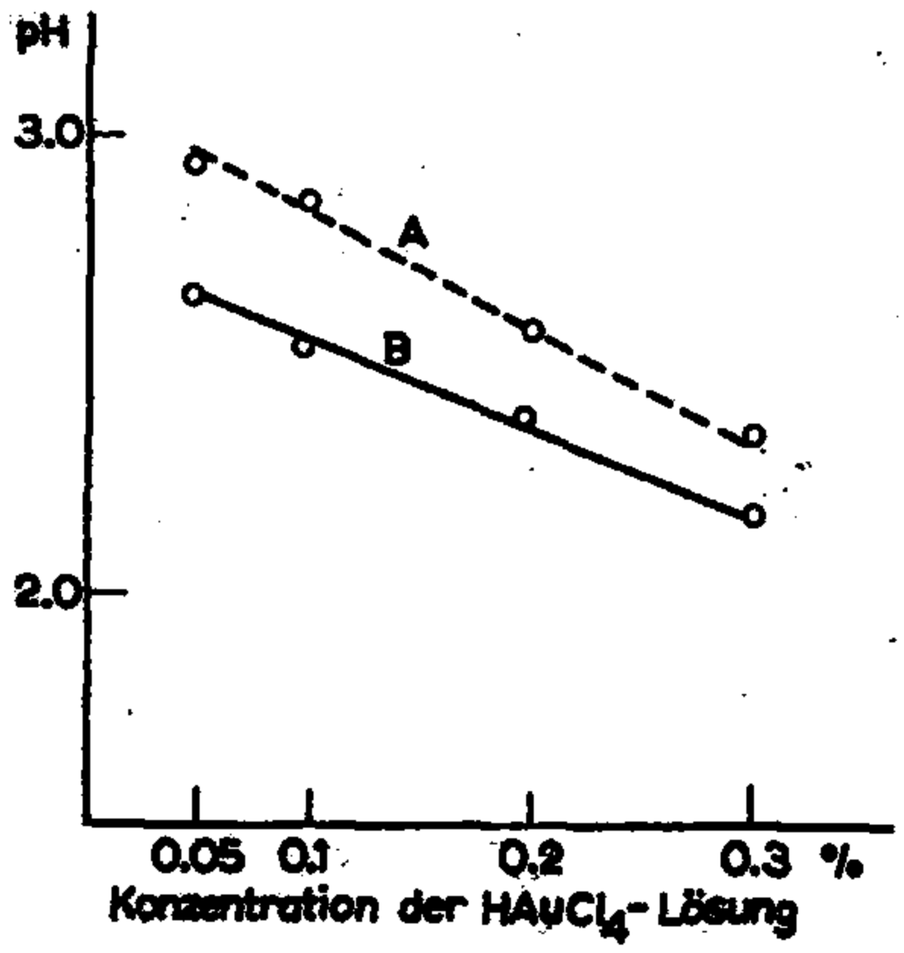


Abb. 4. Abhängigkeit der pH-Werte in Chlorogoldsäurelösungen vor (Kurve *A*) und nach (Kurve *B*) der Beschallung.

Aus dem Verlauf der Kurven lässt sich ersehen, dass in Chlorogoldsäurelösungen nach ihrer Beschallung die Wasserstoffionenkonzentration ansteigt.

Nimmt man obengenannten Reaktionsmechanismus bei $HAuCl_4$ im Ultraschallfelde an, dann kann man sich leicht erklären, weshalb die reduzierte Goldmenge in Gegenwart von Wasserstoff grösser ist, als diejenige Goldmenge, die wir im Falle von Ultraschallreduktion bei denselben Lösungen ohne Wasserstoff erhalten.

Am Beschallungsprozess von Chlorogoldsäurelösungen ohne Wasserstoff nimmt ebenfalls Wasserstoffsuperoxyd Anteil, welches die Chlorogoldsäure nach folgender Gleichung reduziert;

$$2\,HAuCl_4 + 3\,H_2O_2 = 2\,Au + 8\,HCl + 3\,O_2$$

Auch in diesem Falle stellte man nach erfolgter Beschallung von $HAuCl_4$Lösungen eine Steigerung der Wasserstoffionenkonzentration fest. Wasserstoffsuperoxyd entsteht hier infolge von Bimerisation der OH-Radikale

$$OH + OH = HOOH = H_2O_2$$

Ein solcher Prozess findet in Gegenwart von Wasserstoff nicht statt[7].

Zusammmenfassung

Wässrige Chlorogoldsäurelösungen wurden unter Einwirkung von Ultraschall (Frequenz 21 KHz, elektrischer Leistung ca. 4 W/ml der untersuchten Lösung) reduziert. Die Reduktion wurde sowohl in Gegenwart von Wasserstoff als auch ohne Wasserstoff unter atmosphärischen Verhältnissen durchgeführt. Auf Grund von Messungen konnte folgendes festgestellt werden:

1. Chlorogoldsäurelösungen nehmen nach der Beschallung in der Regel eine violette Färbung an. In einigen Fällen erhält man Lösungen, die grün, blau und rot gefärbt sind.

2. Die reduzierte Ionenanzahl Au^{+++} hängt von der Konzentration der $HAuCl_4$ – Lösung und von der Beschallungsdauer ab. In Gegenwart von Wasserstoff verläuft die Reduktion von $HAuCl_4$ besser als in dem Falle, wenn wir die Lösungen ohne Wasserstoff beschallen.

3. Bei sämtlichen durchgeführten Beschallungen trat eine Steigerung der Wasserstoffionenkonzentration ein.

4. Es wird angenommen, dass der Reduktionsmechanismus bei $HAuCl_4$ im Ultraschallfeld in Gegenwart von Wasserstoff nach folgendem Schema verläuft:

$$H_2O = H + OH$$

$$OH + H_2 = H_2O + H$$

$$HAuCl_4 + 3\,H = 4\,HCl + Au$$

5. Beim Beschallen von $HAuCl_4$-Lösungen ohne Wasserstoff verläuft die Reaktion nach folgender Gleichung:

$$2\,HAuCl_4 + 3\,H_2O_2 = 2\,Au + 8\,HCl + 3\,O_2$$

LITERATUR

1. H. Beuthe, *Z. physik. Chem. A*, 163 (1933) 161.
2. O. Nomoto, S. Okui, *J. Phys. Soc. Japan*, 3 (1948) 47.
3. P. Grabar, R. O. Prudhomme, *Kongressbericht der Erlangener Ultraschalltagung*, (1949) 114.
4. I. Virtanen, N. Ellfolk, *Acta Chem. Scand.*, 4 (1950) 93; *J. Am. Chem. Soc.*, 72 (1950) 1046.
5. P. Möckel, *Chem. Tech. (Berlin)*, 8 (1956) 81.
6. M. D. Duca, E. Yeager, M. O. Davies, F. Hovorka, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 301.
7. R. O. Prudhomme, P. Grabar, *J. chim. phys.*, 46 (1949) 323–331.

Über die akustische Beeinflussung von Brennprozessen

P. GREGUSS
Budapest (Ungarn)

Über die akustische Beeinflussung von Brennprozessen finden wir in der Literatur nur wenige Angaben und diese wenigen beziehen sich auch nur auf Gasflammen. So fanden LOSHACK, FEIN UND OLSEN[1] im Jahre 1949, dass die Stabilitätsgrenze der Flamme verschoben wurde.

Das Verhalten von Leuchtgasflammen im akustischen Feld wurde im Jahre 1953 von TARNÓCZY UND SOMHEGYI[2] untersucht. Keine Versuche wurden aber nach unserem besten Wissen über die akustische Beeinflussung von Flammen, die von flüssigem Brennstoff stammen, bisher vorgenommen.

Vor einem halben Jahre erhielten wir den Auftrag, zu versuchen, den Wirkungsgrad eines Flammenschmelzofens für Temperguss unter Anwendung akustischer Energie zu verbessern. Das Problem war einerseits, den Zerstäubungsgrad des Brennöls mittels akustischer Energie zu steigern, andererseits, den Verbrennungsverlauf in eine für den Temperguss günstigen Richtung zu verschieben.

Nach gründlichem Studium der Literatur kamen wir zu der Überzeugung, dass bei geeigneter Wahl des akustischen Generators die beiden Probleme sich auf ein einziges zurückführen liessen. Da bei industriellem Masstab mit grossen Materialmengen zu rechnen ist, kommen zur Zeit nur die nach dem aero- bzw. hydrodynamischen Prinzip arbeitende Generatoren in Betracht. Der klassische Gasstrom-Schwinggenerator von HARTMANN eignet sich einerseits wegen seines ziemlich niedrigen Wirkungsgrades, andererseits wegen des dem Gasstrom gegenüberstehenden Resonatorraums für diese Zwecke nicht. So versuchten wir, den von uns im Jahre 1954 für Flüssigkeitsbeschallung entwickelten und von uns *Hydrokenon* genannten Wasserschallgenerator[3], für die Lösung dieser Aufgabe weiter zu entwickeln.

Wir griffen damals auf die im Jahre 1933 durchgeführten Arbeiten von RANQUE[4] zurück. RANQUE konnte nachweisen, dass das in ein Rohr unter Druck und mit gleichförmiger Temperatur eingeführte Gas, wenn man dem Gasstrom eine Spiralform gibt, in zwei Gasstrahlen niedrigeren Druckes zerteilt werden kann, derart, dass zwischen diesen Strahlen ein grosser Temperaturunterschied herrscht. Seine Arbeit wurde später, in den Kriegsjahren, auch von HILSCH[5] untersucht; aber keiner von ihnen beschäftigte sich mit der Schallerscheinung, die dieses Phänomen begleitete. In der selben Zeit, in der wir uns mit unserer oben zitierten Arbeit beschäftigten, beschrieb VONNEGUT[6] eine Schallquelle, die grundsätzlich wie RANQUES Rohr funktionierte. Er schrieb ihr keine praktische Bedeutung zu, aber er achtete nicht auf den obenerwähnten Temperatureffekt, da ihm wahrscheinlich die obenerwähnten Arbeiten nicht bekannt waren.

Wenn man aber auch diese Effekte in Betracht zieht, kann man zwischen den verschiedenen Durchmessern und Längen des Rohres einen Zusammenhang finden, bei

welchem diese Schallquelle mit einem so guten Wirkungsgrad arbeitet, dass sie auch im industriellen Masstab wirtschaftlich eingesetzt werden kann.

Da diese Generatortypen die Schallenergie durch einen Zyklonprinzip erzeugen, dachten wir, dass man diese mit einem sogenannten Wirbelatomisator (in der Literatur als *swirl atomiser* bezeichnet) zusammenbauen kann, wodurch deren dispergierende Fähigkeit erhöht wird. Wie bekannt, kommt bei diesen Typen von Atomisatoren die Zerstäubung des Flüssigkeitstrahles nicht durch die von der relativen Bewegung der Teilchen des Flüssigkeitstrahles hervorgerufenen Turbulenz zustande, sondern durch die stetige Verdünnung der Flüssigkeitshülle. Andererseits kann die Wechselwirkung nun durch den mit relativ grosser Amplitude oszillierenden Luftstrom erhöht werden. Da sich bei diesen Atomisatoren immer ein Luftkern bildet, versuchten wir, diesen Luftkern in intensive akustische Schwingungen zu bringen, und wir dimensionierten unseren Generator so, dass er auch für Luftschallerzeugung geeignet wurde.

Der theoretische Wirkungsgrad dieses Generators ist, der elektrischen Analogie des Generators gemäss, ziemlich gut. Der Generator kann nämlich als eine "lineare Sirene" aufgefasst werden, und so sind die Bedenken von JONES[7] auch für ihn gültig.

In unserem Schallgenerator wird das Brennstoffgemisch in ein gekrümmtes Rohr fast kreisförmigen Querschnitts unter Druck tangential eingeführt, und es kann dann durch ein exponentielles Auslassrohr entweichen. Das Auslassrohr wird wegen der durch die Drehbewegung des Brennstoffes hergerufenen Druckverminderung periodisch aufgeladen und entleert. Diese periodische Aufladung spielt eine analoge Rolle wie die Zapfen der rotierenden Sirene. Wenn wir nun annehmen, dass der von dem Luftkompressor stammende Druck P_b der Spannung E entspricht, R_k und $\omega \cdot L_k$ die charakteristische Impedanz bilden, R_b und $\omega \cdot L_b$ die Impedanz des Innenraumes bedeuten und der durch die oszillierende Ausströmung entstehende Strömungswiderstand R_p ist, so bekommen wir für den Generator die Ersatzschaltung gemäss Abb. 1.

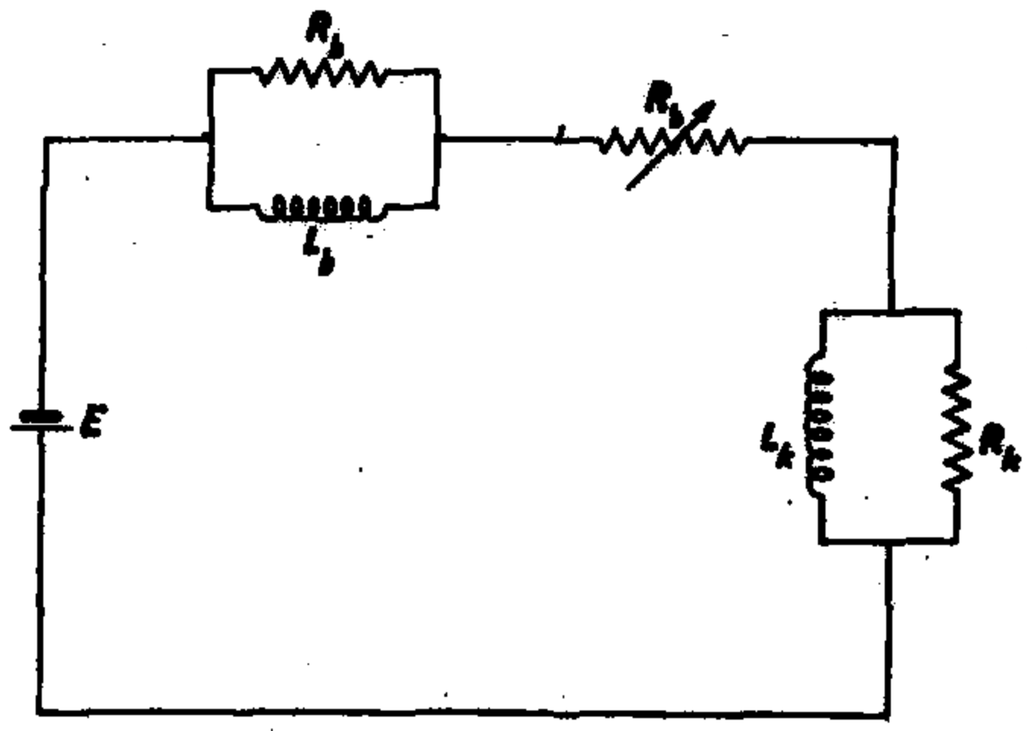


Abb. 1. Ersatzschaltung des Generators.

Die Auswertung dieser Schaltung ist selbst bei niedrigen Frequenzen nur dann möglich, wenn wir voraussetzen, dass $L_b \simeq 0$, und wenn wir die Vereinfachung $\omega \cdot L_k \gg R_k$ einführen.

Dann wird diese Ersatzschaltung die viel einfachere Form der Abb. 2. annehmen, wobei

$$R_k \begin{cases} = R_0 \text{ bei Ausströmung} \\ = \infty \text{ bei Rückströmung} \end{cases}$$

und

$$L_k = \frac{\varrho_0 l}{F} \qquad R_k = \frac{\varrho_0 c}{F}$$

wo l die Länge des Ausslassrohres, ϱ_0 die Dichte des Mediums, c die Schallgeschwindigkeit, und $F = (r_k^2 - r^2)\pi$ ist.

Nach der Durchführung der entsprechenden Rechnungen von JONES erhalten wir für den theoretischen Wirkungsgrad

$$\eta \simeq \frac{\varrho_0 c}{P_b}\sqrt{\frac{2P_b}{\varrho_0}} \tag{1}$$

Selbstverständlich kann der nach Gleichung 1 berechnete theoretische Wirkungsgrad, der sogar 75% betragen kann, nie erreicht werden, denn wir dürfen nicht vergessen, dass neben den schon erwähnten Vernachlässigungen der ganze Gedankengang eigentlich nur für Rechteckwellen-Modulation gerechtfertigt ist und bei der Grundfrequenz der so errechnete Wert mit 0,81 zu multiplizieren ist. Bei sinusförmigen Wellen, und diese hat zur Zeit unser Generator, sinkt dieser theoretische Wert auf 35–38 Prozent. In der Praxis haben wir bisher 10–15 Prozent erreicht, so dass wir unseren Generator in wirtschaftlicher Weise einsetzen konnten.

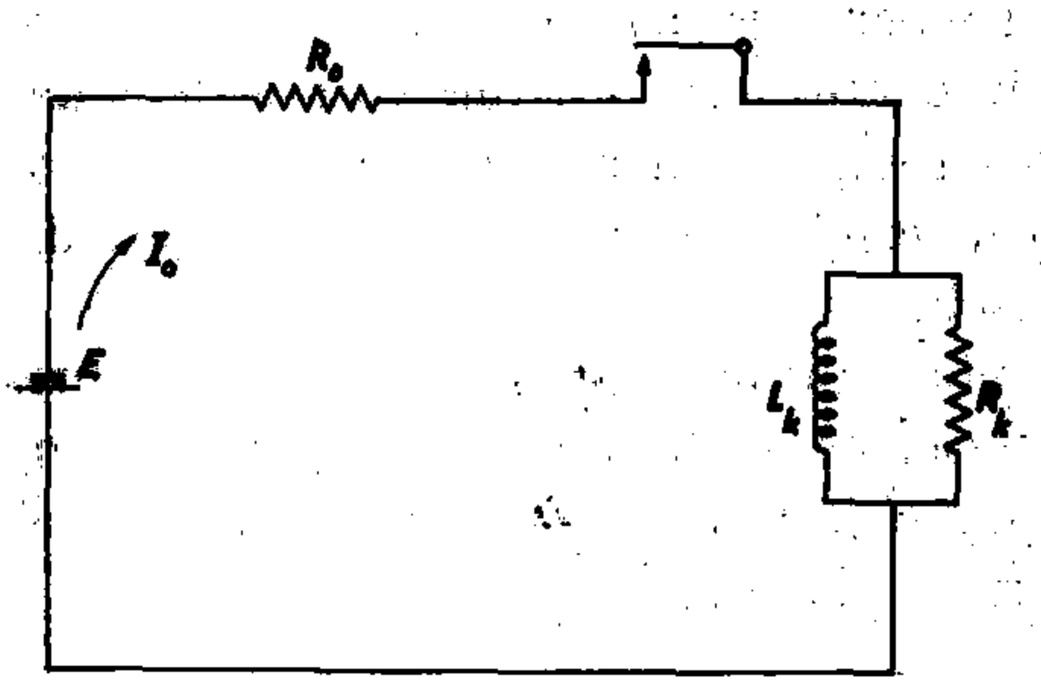


Abb. 2. Die vereinfachte Ersatzschaltung des Generators.

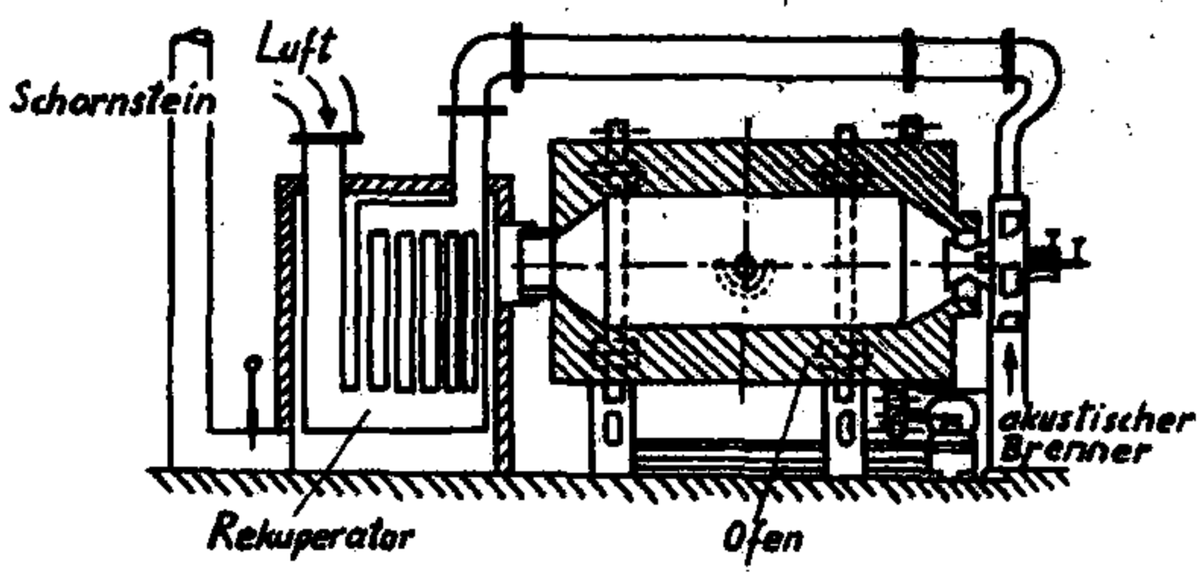


Abb. 3. Schema des ölbeheizten Drehofens mit dem Generator.

Der obenerwähnte Schallgenerator, der bei 4 kHz mit 150 dB arbeitete, wurde in einem ölbeheizten Drehofen, dessen Schema in Abb. 3 zu sehen ist, von der Motorgussfabrik in Budapest erprobt. Diese Versuchen zeigten, dass durch die akustische Energie der thermische Wirkungsgrad gegenüber dem der bisherigen Beheizungsmethode so erhöht wurde, dass man die erforderliche Schmelztemperatur nicht nur statt in einer Stunde schon in 40–50 Minuten erreichte, sondern auch eine ungefähr 10 Prozentigen Ersparung des Ölverbrauches erzielte. Ausserdem hatte die so erhaltene Gussware, nach der Feststellung der Metallurgen, eine viel bessere Struktur und war für das Temperieren viel günstiger.

Diese Erfolge sind wahrscheinlich den folgenden, einander superponierenden Wirkungen zu danken:

1. Durch die Einführung der akustischen Energie wird der Zerstäubungsgrad erhöht.

2. Nach den Untersuchungen von MIESSE[8] wächst die Frontstabilität der Flamme bei Tropfenverbrennung flüssigen Brenstoffes,
(a) wenn der Verdampfungsgrad des Tropfens sich erhöht,
(b) wenn wir stöchiometrische Verhältnisse haben,
(c) wenn der Diffusionskoeffizient des Oxydationsstoffes sich etwas erniedrigt.

Da nun die akustische Energie sich in der Flamme selbst befindet und nicht nur von aussen auf sie einwirkt, können solche sonochemischen Wirkungen besser zum Vorschein kommen, denn durch die eingeführte akustische Energie wird erstens das Verdampfen gefördert und zweitens die Wahrscheinlichkeit der Zusammenstösse der Öltropfen und der oxydierenden Moleküle erhöht. Infolgedessen kann man die stöchiometrischen Verhältnisse besser beherrschen.

3. Da der von uns entwickelte Generator auf dem Prinzip des Ranqueschen Rohres arbeitet und so der erwähnte Temperaturunterschied auch im Gasstrom zur Geltung kommt, hat die Hülle der rotierenden Flamme eine viel einheitlichere Temperaturverteilung und das sichert einen einheitlicheren Diffusionskoeffizienten.

LITERATUR

1. W. LOSHACK UND R. S. FEIN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 21 (1949) 605–12.
2. T. TARNÓCZY, UND K. SOMHEGYI, *Fizikai Szemle*, 2 (1953) 1–6.
3. P. GREGUSS, Ung. Pat. 144 122 (1955).
4. M. G. RANQUE, *J. phys. Rad.*, 7 (1933) 112.
5. R. HILSCH, *Rev. Sci. Instr.*, 18 (1947) 108–113.
6. J. VONNEGUT, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 430.
   Rev. Sci. Instr., 21 (1950) 136–141.
7. R. C. JONES, *J. Acoust. Soc. Am.*, 18 (1946) 371.
8. C. C. MIESSE, *Ind. Eng. Chem.*, 47 (1955) 1181.

Ultrasonic Diagnosis of Brain Tumor

K. TANAKA

Dept. of Surgery, Juntendo University, School of Medicine, Tokyo (Japan)

Y. KIKUCHI,

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai (Japan)

R. UCHIDA

Japan Radio Company, Ltd., Tokyo (Japan)

Our results in the medical application of ultrasound to diagnostics, especially to early cancer diagnosis by means of the echo method have already been reported at the Second ICA Congress, which was held at Cambridge, Mass. (U.S.A.), in 1956. In his paper our latest results of the clinical diagnosis of brain tumors are presented.

Recently we have improved an ultrasonic flaw detector to meet the requirements for diagnostic use (Fig. 1). This improved equipment is constructed so that we may

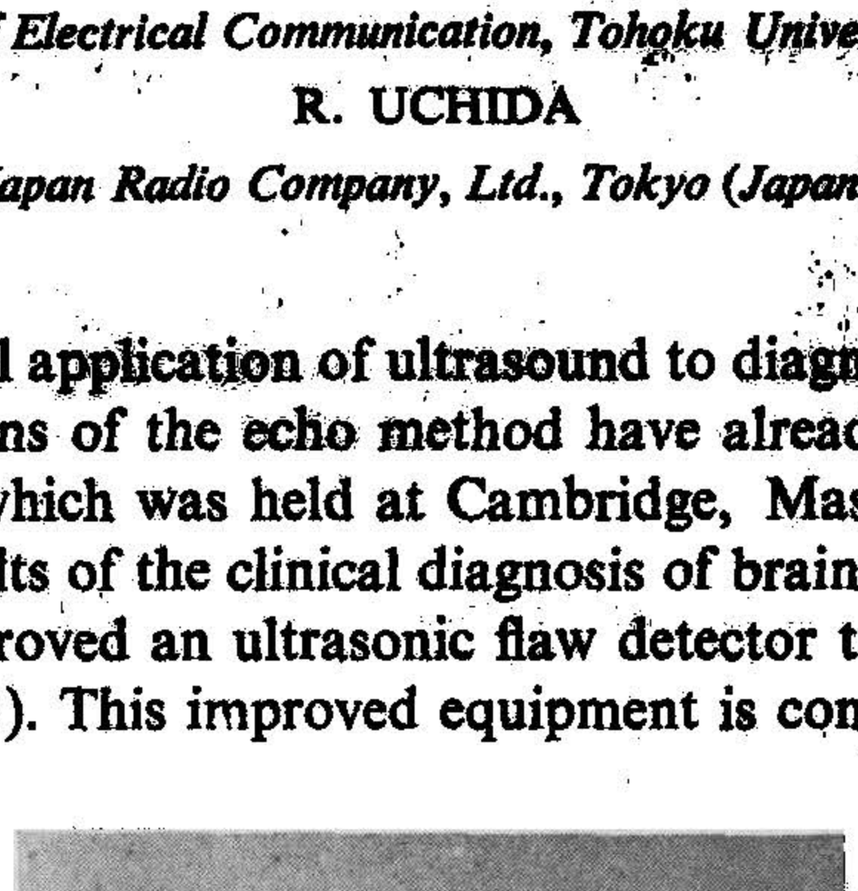


Fig. 1. Ultrasonic equipment for medical use.

choose any frequency of 0.5, 1, 2.25, 5, of 10 Mc/s according to the objects under examination. The diameters of the quartz crystals are 30, 20, 10, and 3 mm (Fig. 2). The echoes are displayed on the cathoderay screen by an A-scope and also by a B-scope indication. The latter was named *Ultrasonotomography*. Both methods of indication have been used for various clinical diagnoses. The B-scope detection of brain tumors, however, is not successful yet. Consequently, in the experiments reported in this paper

we used the A-scope indication. By direct contact with a transducer we can make satisfactory clinical diagnoses of brain tumors. At any rate ultrasonic diagnosis is suitable for examination of infant patients or of those who are in a serious condition, since this method brings neither danger nor pain to the patients.

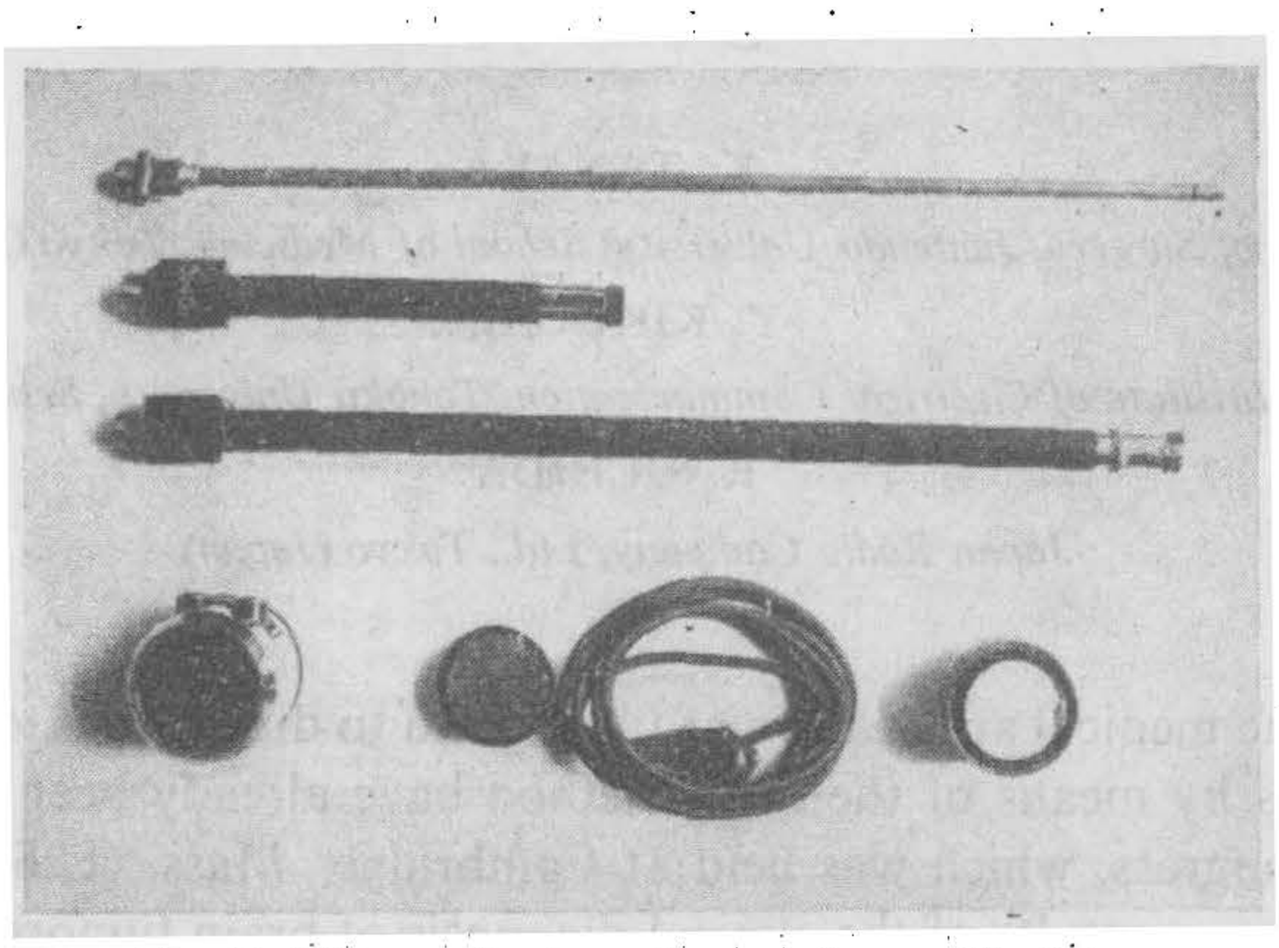


Fig. 2. Ultrasonic transducers for medical use.

Examination through the scalp

Liquid paraffin is applied to the surfaces of the transducer and of the scalp. Suitable frequencies of the ultrasonic wave in this case are 1 or 2.25 Mc/s. In this way we can obtain echoes from the inside tissues and the opposite side of the head. We obtain

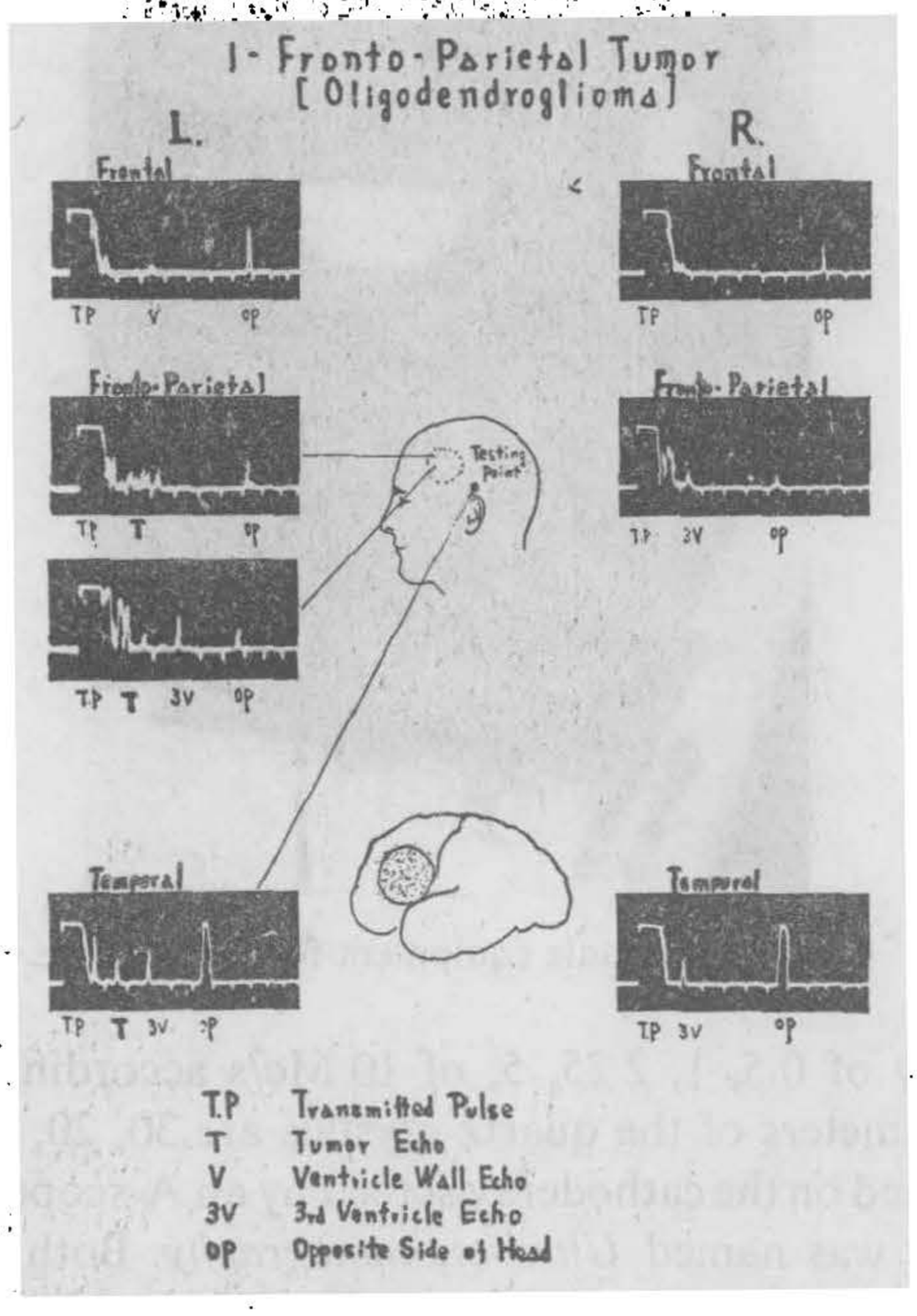


Fig. 3. Ultrasonic diagnosis of brain tumor through the scalp and skull.

only a few weak echoes from the ventricle wall of a normal brain. Those echoes are characteristically pulsating. The examination through the temporal part is easier, because the skull of this part is very thin. In this examination it is characteristic that the echo from the third ventricle wall is detected as a midline echo. If this echo is found to be displaced, we can suspect a brain tumor (Fig. 3). For inspection of the occipital lobe and cerebellum, examination through the occipital parts of the head is not suitable, because the multiple echoes of the skull take a long while to penetrate the thick muscle between the scalp and the skull. We must therefore examine through the frontal parts in order to diagnose tumors in this region.

In addition to the diagnosis of brain tumors by echo patterns, observation of the degree of ultrasonic attenuation in the brain is sometimes important.

When tumors exist in the subcortical region and spread to the brain surface, abnormal echoes are detected just after the patterns of the transmission pulse and the multiple echoes of the skull. In the case when the multiple echoes are predominant we must lower the sensitivity of the receiver to a suitable degree. Or else, we must examine the part from its opposite side of the head. We have had one case in which we could not examine the brain because of the abnormal thickness of the skull which attenuated the ultrasonic wave.

The glioma gives irregular and continous echoes (Fig. 3). Conversely, meningioma and metastatic tumors give independent sharp echoes. Starting from the standpoint of ultrasonic attenuation, the meningioma and metastatic cancers show a clear increase of attenuation. However the glioma shows only a slightly increased attenuation in some cases, and a decreased attenuation in most cases.

On the other hand, it was observed that epileptic patients showed an eminent decrease of ultrasonic attenuation of the brain. This fact may be of use in distinguishing epilepsy from other diseases.

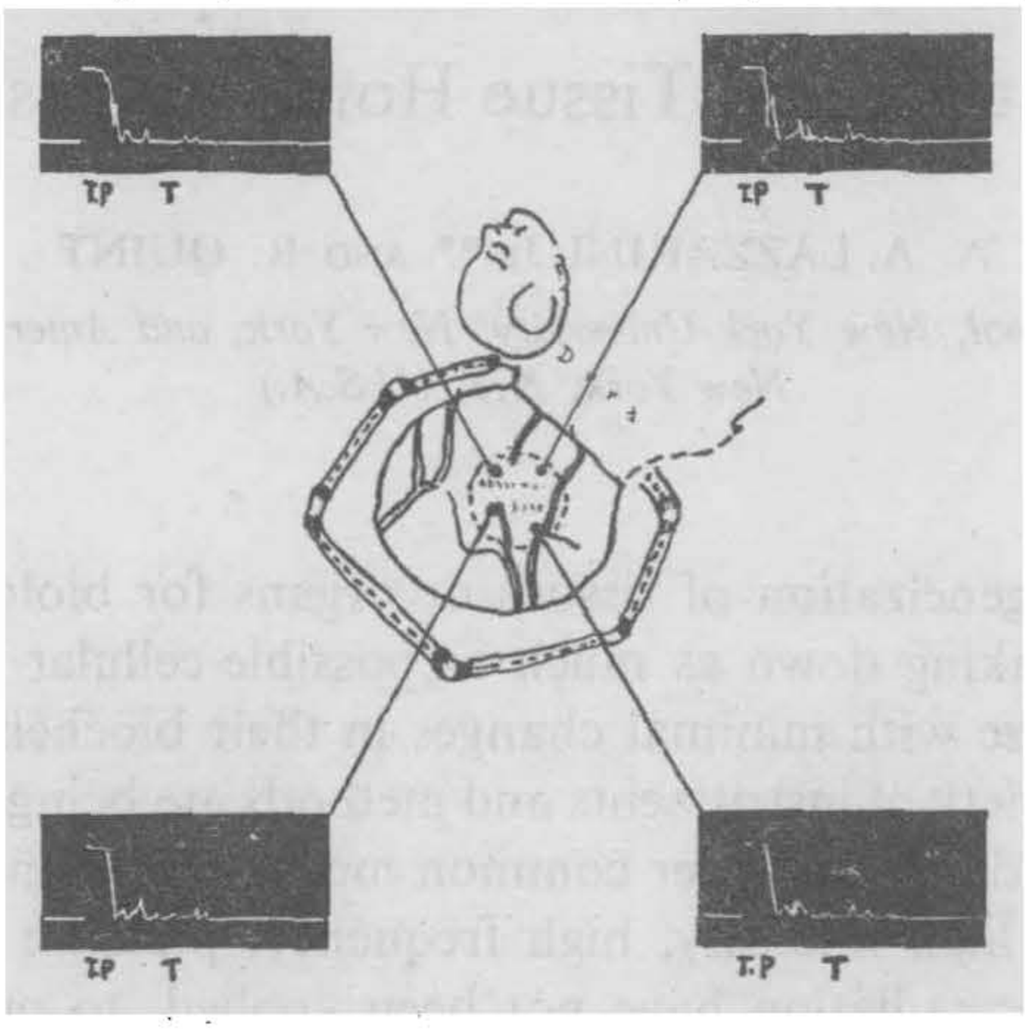


Fig. 4. Ultrasonic diagnosis of brain tumor through the dura mater.

Ultrasonic examination through the dura mater

For locating a brain tumor accurately, it is sometimes effective, as we have already reported in the 2nd Congress, to place an ultrasonic transducer directly on the

dura or pia mater after the skull is romoved. At present, we use a specially designed miniature transducer consisting of a small quartz crystal 3 mm in diameter and 5-10 Mc/s resonante frequency. The quartz is fixed on the top of a slender steel tube 30 cm in length and 5 mm in diameter (Fig. 2, upper). Using this transducer we can find the accurate location and acoustical structure of the brain tumor. For instance, in the case of a subcortical glioma which was difficult to diagnose with a direct palpation and macroscopic inspection of brain tissue, the ultrasonic method succeeded in detecting the glioma clearly through the appearance of their abnormal echoes through the dura mater (Fig. 4).

REFERENCES

1. FRENCH, WILD AND NEAL, *J. Neurosurg.*, 8 (1951) 198.
2. J. M. REID AND J. J. WILD, *Electronics*, 25 (1952) 136.
3. J. J. WILD AND J. M. REID, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25 (1953) 270.
4. Y. KIKUCHI, R. UCHIDA, K. TANAKA AND T. WAGAI, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 824.
5. L. LEKSELL, *Acta Chir. Scand.*, 110 (1956) 301.
6. L. LEKSELL, *Acta Chir. Scand.*, 115 (1958) 255.
7. D. GORDON, *Brit. Med. J.*, 13 (1959) 1500.

Use of Ultrasonic Radiation in the Preparation of Embryo Extract and Tissue Homogenates*

A. A. LAZZARINI JR.** AND R. QUINT

Postgraduate Medical School, New York University, New York, and American Cystoscope Makers, New York, N.Y. (U.S.A.)

The process of homogeneization of tissues or organs for biological applications is essentially one of breaking down as much as possible cellular structures into a suspension of uniform size with minimal changes in their biochemical and biophysical properties. A great variety of instruments and methods are being used for this purpose but practically all are designed under common mechanical principles.

The application of high intensity, high frequency, pressure waves such as those provided by ultrasonic radiation have not been applied, to our knowledge, to the preparation of large amounts of tissue homogenates for pharmaceutical or industrial purposes. This type of radiation is, however, ideally suited for homogeneization of

* This work was sponsored by grants of the American Heart Association and the U.S. Public Health Service, No. H-2471.

** Established Investigator of the American Heart Association.

materials in which biological activity is directly dependent upon the dimension of the final particle and the speed of preparation.

This is the case, for example, with enzymatic complexes where prolonged manipulation or drastic temperature changes greatly reduce the activity of the final product.

In relation to the work of the senior author on preservation and growth of human and animal cell strains *in vitro* in the presence of a number of natural hormones and tissue extracts, a magnetostrictive oscillator and generator was designed and constructed keeping in mind the following characteristics:

(a) High cavitation effect,
(b) Low heating of the sample,
(c) Self tuning,
(d) Easy cleaning and sterilization.

Description of the apparatus

The ultrasonic homogenizer (Fig. 1) is composed of a magnetostrictive transducer hard brazed to a four part mechanical oscillator machined from one piece of monel (Monel was used because of the very high mechanical Q and good corrosion resistance) working at 20,000 c/s. The electronic source employs a Hartley type feedback oscillator with the tapped coil wound on a stack of A-nickel punched laminations. The individual laminations are .010 inches thick and have been properly annealed for maximum magnetostrictive effect. Because of the feedback arrangement and the fact, as shall be pointed out later, that there is no significant acoustical loading of the transducer by the medium, the monel probe and nickel transducer vibrate in resonance with the electrical energy supplied to it, no tuning is required. Polarizing bias for proper operation of the magnetostrictive stack is supplied by the dc plate current of the power supply to the oscillator section. 120 Watts are required by the transducer to develop the necessary amplitude for proper operation. The coil is potted since tap water is needed to dissipate the power absorbed by the nickel transducer if more than a few minutes consecutive operation are called for. The coolant is fed through nipples provided on the housing which is brazed to the second and third parts of th four part monel oscillator. The outer housing is of stainless steel.

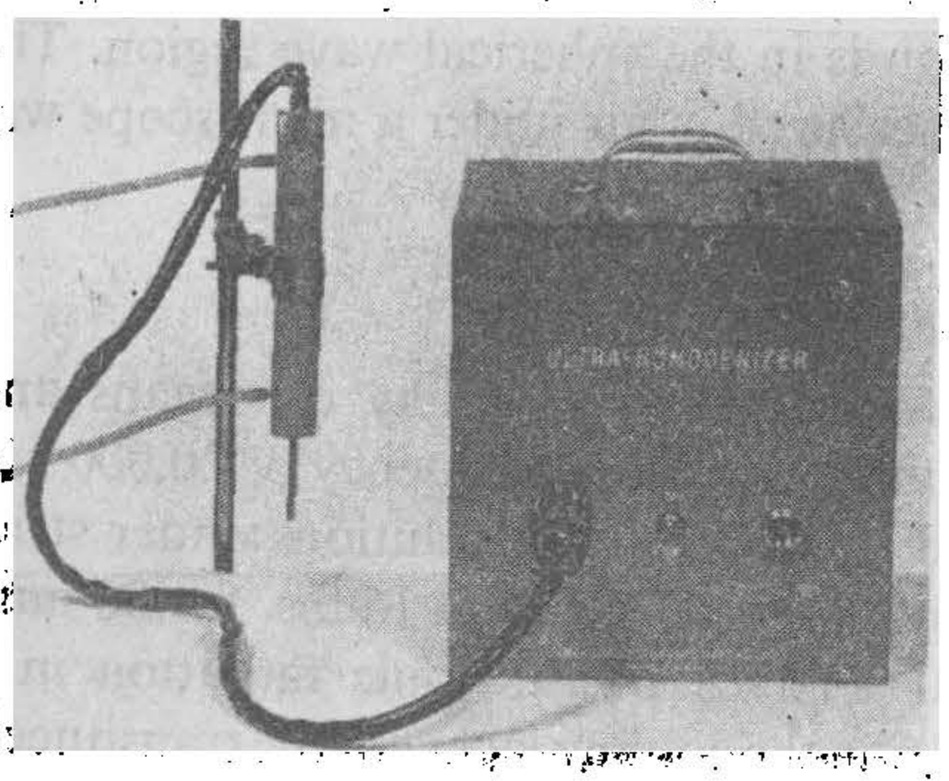


Fig. 1. Self tuned ultra homogenizer. On the left, transducer probe with cooling connections.

If A_1, A_2, A_3 and A_4 represent the circular cross sectional area of consecutive sections of the four part oscillator, and x_1, x_2, x_3 and x_4 the respective lengths of these

sections, then the ratio of the output amplitude to the input amplitude supplied by the nickel transducer is easily shown to be:

$$\xi_4/\xi_1 = \Big(\cos kx_1 \cdot \cos kx_2 \cdot \cos kx_3 \cdot \cos kx_4 - \frac{A_1}{A_2} \cdot \sin kx_1 \cdot \sin kx_2 \cdot \cos kx_3 \cdot \cos kx_4 -$$

$$- \frac{A_2}{A_3} \cdot \cos kx_1 \cdot \sin kx_2 \cdot \sin kx_3 \cdot \cos kx_4 - \frac{A_1}{A_3} \cdot \sin kx_1 \cdot \cos kx_2 \cdot \sin kx_3 \cdot \cos kx_4 -$$

$$- \frac{A_3}{A_4} \cdot \cos kx_1 \cdot \cos kx_2 \cdot \sin kx_3 \cdot \sin kx_4 - \frac{A_1 A_3}{A_2 A_4} \cdot \sin kx_1 \cdot \sin kx_2 \cdot \sin kx_3 \cdot \sin kx_4 -$$

$$- \frac{A_2}{A_4} \cdot \cos kx_1 \cdot \sin kx_2 \cdot \cos kx_3 \cdot \sin kx_4 - \frac{A_1}{A_4} \cdot \sin kx_1 \cdot \cos kx_2 \cdot \cos kx_3 \cdot \sin kx_4\Big)$$

The resonant half wave condition relating these parameters is:

$$0 = \Big(\cos kx_1 \cdot \cos kx_2 \cdot \cos kx_3 \cdot \sin kx_4 - \frac{A_1}{A_2} \cdot \sin kx_1 \cdot \sin kx_2 \cdot \cos kx_3 \cdot \sin kx_4 -$$

$$- \frac{A_2}{A_3} \cdot \cos kx_1 \cdot \sin kx_2 \cdot \sin kx_3 \cdot \sin kx_4 - \frac{A_1}{A_3} \cdot \sin kx_1 \cdot \cos kx_2 \cdot \sin kx_3 \cdot \sin kx_4 -$$

$$- \frac{A_3}{A_4} \cdot \cos kx_1 \cdot \cos kx_2 \cdot \sin kx_3 \cdot \cos kx_4 - \frac{A_1 A_3}{A_2 A_4} \cdot \sin kx_1 \cdot \sin kx_2 \cdot \sin kx_3 \cdot \cos kx_4 -$$

$$- \frac{A_2}{A_4} \cdot \cos kx_1 \cdot \sin kx_2 \cdot \cos kx_3 \cdot \cos kx_4 - \frac{A_1}{A_4} \cdot \sin kx_1 \cdot \cos kx_2 \cdot \cos kx_3 \cdot \cos kx_4\Big)$$

x_2 and x_3 comprise the flange for the outer housing and are necessarily very small compared to x_1 and x_4. For this case $\frac{\xi_4}{\xi_1} \cong -\frac{A_1}{A_4} \sin^2 Kx_4 \cong \frac{A_1}{A_4}$. In order that the sections X_2 and x_3 do not vibrate in flexure and so reduce the longitudinal amplitude of the transducer; it is required that $\frac{A_3}{A_4} \leqslant 16$. The amplitude ratio measured by a $600\times$ magnification optical microscope agrees with theory. The total peak to peak stroke obtainable at the output end of x_4 where $A_4 = .196$ square inches is 2500 microinches. The corresponding velocity and acceleration of the tip are 314 inches/sec and 40×10^5 inches/sec^2, respectively.

There is no noticeable loading by the medium because of the large wavelength to probe diameter ratio. In other words operation is in the spherical wave region. The amplitude across the output of section x_4 as measured in air under a microscope was very closely uniform.

Results

A preliminary study with ultrasonic homogeneization of a variety of organs and tissues was made and maximum effects were obtained with a frequency of 20,000 c/s.

The tissues were prepared and homogenized in balanced salt solutions under strict sterile conditions. The transducer probe was sterilized by steam at 15 lbs. for 30 min. Complete homogeneization took place after 30 to 50 sec. of ultrasonic radiation in a cooling bath with circulation of tap water at 20° C in the cooling jacket of the transducer. As shown in Fig. 2, maximum cavitation effects took place in the area directly surrounding the tissue. For the process of large quantities of material the apparatus shown schematically in Fig. 3 was designed. It incorporates a narrow channel with an

oscillating probe rotating at a predetermined speed to assure uniform radiation.

Organ homogenates from human, rabbit, dog, mouse, rat, guinea pig and chicken tissues were prepared.

In all instances a cell-free preparation was obtained with a much higher biological activity than the controls prepared by conventional methods. Detailed information of these biological results will be published elsewhere.

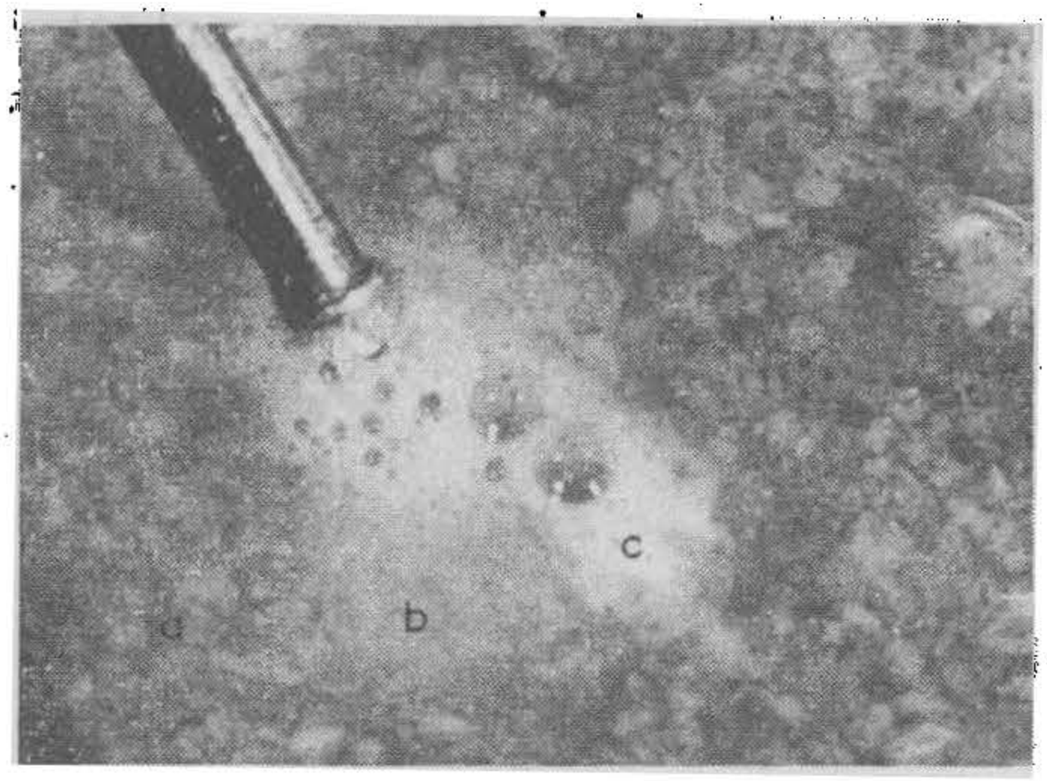


Fig. 2. Transducer probe during radiation.
a) Normal tissue.
b) Homogenized tissue.
c) Bubbles due to cavitation.
Note the propagation of radiation waves.

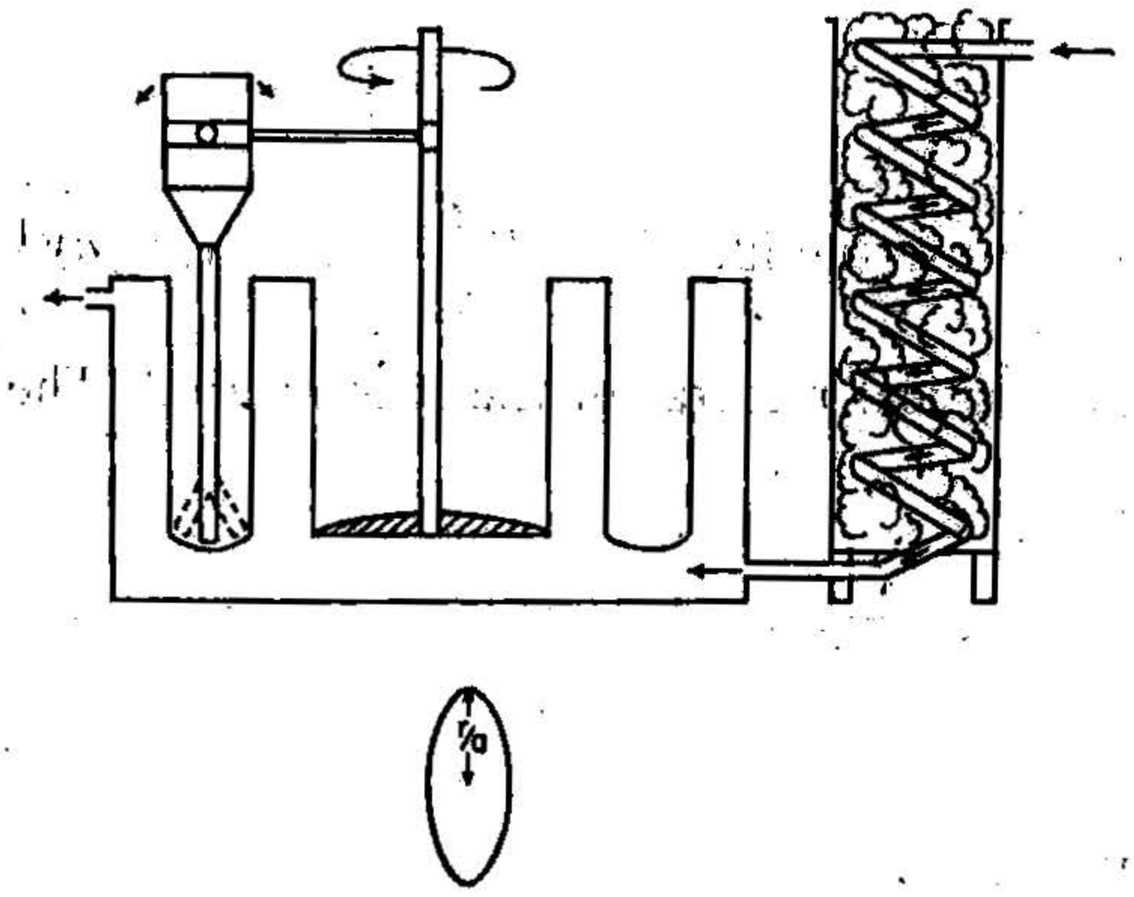


Fig. 3. Mechanical operation of transducer probe to assure uniform radiation of large quantities of tissue.
Cooling jacket with circulating water.

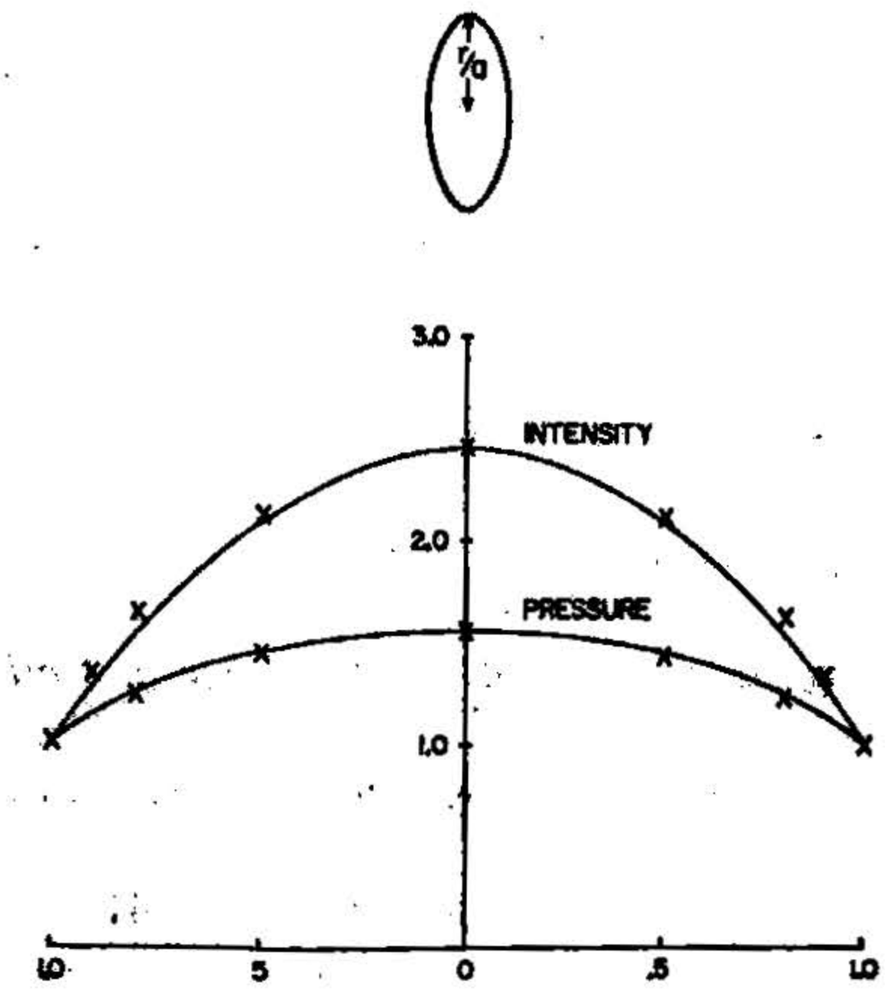


Fig. 4. Plot of intensity and pressure directly in front of a piston vibrating equally in amplitude and phase in an infinite liquid medium.

Discussion

One of the major difficulties in discussing the effect of ultrasonics on biological structures is that it is the result of a number of factors of which cavitation is the

principal one. The only method of describing what happens in a tissue during ultrasonic radiation from the physical standpoint is to enumerate the amplitude, velocity, acceleration and pressure developed by the radiator, assuming it to be a piston in an infinite baffle irradiating an infinite medium. Since gross biological effects take place only in the vicinity of the probe tip all these factors will have some meaning. In particular, the pressure distribution across the radiating face of the probe is of interest (Fig. 4).

Assuming infinitesimal conditions, MCLACHLAN has developed a complicated expression for the pressure distribution directly in front of a piston radiator, for values of $ka \leqslant 2$. The probe radius of section $x_4 = 0.125$ inches, and at 20 kc/s, $ka = 0.28$. When this condition holds McLachlan's expression reduces to

$$p \cong \varrho c \dot{\xi} \left[\frac{1}{2} (ka)^2 + \mathrm{i}\, kaF \left\{ -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, (r/a)^2 \right\} \right]$$

where

p = pressure
$\dot{\xi}$ = time derivative of the piston amplitude.
ϱc = acoustical impedance of medium.
k = $2\pi/\lambda$.
a = radius of piston
r = variable radius.
F = hypergeometric function.

A further reduction takes place when we use the identity $F \left\{ -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, (r/a)^2 \right\} = \frac{2}{\pi} E(r/a)$ where $E(r/a)$ is the complete elliptical integral of the second kind. The equation may be plotted as a function of r/a:

$$p \cong \varrho c \dot{\xi} \left[\frac{1}{2} (ka)^2 + ika \frac{2}{\pi} E(r/a) \right]$$

REFERENCES

1. A. CARREL AND A. H. EBELING, *J. Exp. Med.*, 381 (1923) 499.
2. R. W. WOOD AND A. L. LOOMIS, *Phil. Mag.*, 4 (1927) 417.
3. N. W. MCLACHLAN, *Phil. Mag.*, 14 (1932) 1012.
4. R. S. HOFFMAN AND L. DOLJANSKY, *Growth*, 3 (1939) 61.
5. D. C. HETERINGTON AND J. S. CRAIG, *Proc. Soc. Exptl. Biol. Med.*, 44 (1940) 282.
6. R. POHLMAN, *Med. Wochschr.*, 73 (1948) 373.
7. K. K. SANFORD, H. K. WALTZ AND J. E. SHANNON JR., W. R. EARLE AND V. J. EVANS, *J. Natl. Cancer Inst.*, 13 (1952) 121.
8. E. T. WHITAKER AND G. N. WATSON, *Modern Analysis*, Cambridge Univ. Press, New York 1952, p. 518.
9. J. F. LEHMAN, J. F. HERRICK AND F. H. KRUSEN, *Arch. Phys. Med. Rehabil.*, 35 (1954) 141.
10. K. S. IYENGAR AND E. G. RICHARDSON, *Nature*, 181 (1958) 1328.
11. O. E. ARAUJO *et al.*, *J. Am. Pharm. Assoc.*, 19 (1958) 309.
12. RAO RAMACHANDRA AND K. S. RAMA RAO, *Nature*, 182 (1958) 1794.

Nouveaux enregistrements cinématographiques d'ondes supersoniques

M. MERLE

Centre National de la Recherche Scientifique, Marseille (France)

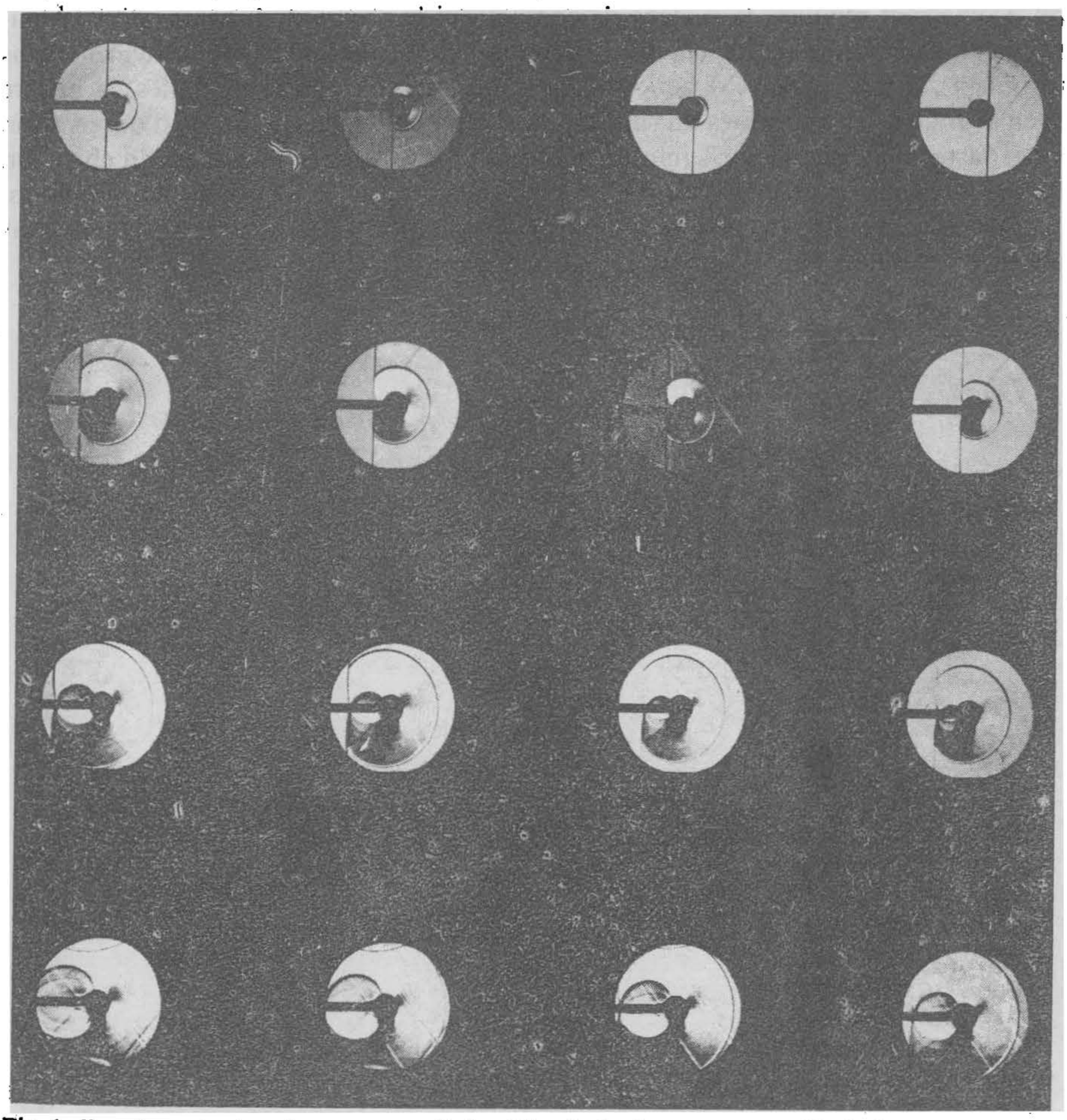


Fig. 1. Ecoulement subsonique sur un cylindre. L'onde de choc se propage (de droite à gauche) dans a chambre de détente du tube avec une vitesse de 450 m/s. L'écoulement d'air qui la suit a une vitesse de 157 m/s (Nombre de Mach = 0,417). Création et développement d'une onde réfléchie et d'un sillage. 15 microsecondes entre chaque prise de vue.

Il s'agit d'ondes produites dans un tube à choc. Elles sont mises en évidence par la méthode des stries et photographiées avec une caméra électronique ultra-rapide, à étincelles, laquelle donne des séries de 16 images distinctes, de durée inférieure au millionième de seconde et séparées par 3 microsecondes. Les images sont ensuite reprises dans leur ordre chronologique en étant répétées 6 fois par une caméra ordinaire. On obtient ainsi un film, au ralenti, des phénomènes liés à la propagation.

On y voit l'onde de choc de vitesse supersonique se propageant dans la chambre de détente du tube. Elle est suivie de l'écoulement sub- ou super-sonique de la masse d'air de la chambre basse pression comprimé par l'air de la chambre haute pression. Cet écoulement peut tenir lieu de soufflerie pour des études sur maquette. S'il est subsonique, il apparait une onde réfléchie par la maquette et remontant le courant; s'il est supersonique, cette onde reste stationnaire près de la maquette. On voit après cet écoulement régulier, la surface de contact qui le sépare de la masse d'air primitivement enfermée dans la chambre de compression (écoulement nettement plus turbulent). Les ondes de raréfaction et de choc, respectivement réfléchies en arrière et en avant par les extrémités du tube, apparaissent enfin dans le champ d'observation à des instants fonction du chemin qu'elles ont parcouru et de l'intensité du choc. On les sépare facilement en agissant sur les longueurs du tube et le rapport des pressions.

Ainsi la projection de ces films permet de faire des observations nettes et quasi continues et de vérifier les prévisions mathématiques relatives à ces phénomènes.

Closing Address

F. INGERSLEV

Acoustical Laboratory, The Royal Technical University, Copenhagen (Denmark).

The Third International Congress on Acoustics sponsored by The International Commission on Acoustics has come to an end and it was certainly an impressive and very well organized congress. I can assure our president, PROF. DR. ERWIN MEYER, that we came to Stuttgart full of expectations and even those of us who know PROF. MEYER personally and therefore expected specially much from this congress, were not disappointed.

I don't think there has ever been an international congress on acoustics in Europe which has been attended by so many members. 1100 members and 250 guests coming from 32 countries is indeed an outstanding figure. The number of technical papers was more than 350 which is about 30 percent more than were presented at The Second International Congress on Acoustics held in Boston three years ago.

An outstanding feature of this congress was the fact that invited papers were read every morning by distinguished congress members. It is very important that the results of fundamental research are emphasized in this way at our congress. This does not mean that the contributed papers are of minor importance. They are indeed also of great interest.

The increasing number of contributed papers gives, however, the organizing committees a serious headache. In Delft we had about 90 papers, in Boston 260, and now in Stuttgart 370. If we extrapolate this curve we should have about 500 or more papers at the next congress.

The question of whether a system for limiting the number of papers could be found has been discussed in the corridors. No solution has been found up to now. Please, help the organizing committee for the Fourth ICA to keep the number of papers below a reasonable limit. If it cannot be done the acoustical family will have to be split up into smaller groups, each having its own meeting. This would be a pity as we ought to meet all together once every 3 years.

The main topics of the third congress were

1. Noise and Vibration Control
2. Electroacoustics and Room Acoustics
3. Physical Acoustics.

As it is impossible for me to comment on all the various aspects of acoustics which have been treated at this congress I will have to restrict myself to a few subjects.

Many of you remember that the subject of Noise Control was one of the main topics in Boston in 1956. The fact that this subject has been chosen as a main topic at two successive congresses underlines that Noise Control is a very important problem. Here in Stuttgart we had moreover an exhibition on this subject: Weniger Lärm.

During the last ten to fifteen years there has been a dangerous increase in the noise

level in the streets, in the workshops, in our homes, etc. And now we have a mammoth noise source: the jet airplane.

We have had several papers at this congress discussing noise abatement, but I feel that much more ought to be done in the future. It should be a human right to be able to live undisturbed by noise.

I have the feeling that a new system of solving noise problems is gradually developing but I would like to ask all of you to be very careful in using this system.

May I give you two examples.

A poor father could not get his 3 year-old boy to sleep when he was put to bed at seven o'clock in the evening. The noise from the street kept the boy awake. He was a very intelligent boy and so the noise not only prevented him from sleeping but also kept him active. His imagination was excited. He heard ambulances, noisy old cars, fast driving race-cars, big trucks etc. He rushed to the window every time there was an exciting noise.

The only solution to this difficult noise problem which was within the father's reach was to mask the exciting street noise by white noise radiated by a loudspeaker. It was a great success. The boy could sleep, but I personally don't believe that he got a healthy sleep.

The second example is as follows.

The president of a factory called his architect and complained about the sound insulation in his new office building. He could hear the discussion in the neighbouring offices and what was still worse they could hear what he, the president, told the board of directors. Something had to be done to obtain privacy. A consulting engineer was asked to solve the problem. The consulting engineer had heard much about acoustics when he was a student at the university, so he was aware of how difficult and expensive it is to improve sound insulation after a building has been constructed. He decided to mask the disturbing sound. He made a few small changes in the air conditioning system. The noise level produced by the air conditioning system was increased some 10–20 dB and thus this masked the sound coming from the neighbouring rooms.

But this is not the end of the story. The consulting engineer invented a new word for this marvellous technique of noise abatement. The concept of *acoustic perfume* was created.

You may smile, but the fact is that this is a very dangerous situation. If we once accept the fact that a disturbing noise can be controlled by masking it with another louder noise, then we suddenly will find that we are on a road on which there is no turning back.

I should like to get hold of this consulting engineer. Next time he has a tooth-ache I would like to give him a drink which would give him a severe stomach-ache, and then explain to him that he has received *pain-perfume*.

I would like to start a new slogan, and if you have not already forgotten the concept acoustic perfume I hope that this slogan will be able to mask it.

The slogan is: NOISE IS POISON.

Maybe this is not a very scientific statement, but I don't think that you will insist that all statements in a closing address should be followed up by definite proof. I am convinced that it is necessary for every one of us to do his utmost to fight this public enemy: noise.

Each of us has heard a certain number of the contributed papers and I am sure that

all of us have received new impulses and gained new contacts with people working on problems closely related to the subjects in our own sphere of interest. And that is one of the main aims of such a congress.

Some may be inclined to measure the success of a congress by the number of papers presented. It may be correct to relate the success and the number of papers, but it should be recognized that the success depends on many probably more important factors. At a successful congress you will find the congress members discussing their problems in the corridors, at lunch, on excursions, and even in the streets after midnight. This unorganized exchange of experiences is one of the most important features of a congress. I can assure our president that if we measure the success of this congress by counting the number of private discussions we will come to a much higher value than the number of papers presented.

The congress started officially on September 1., but unofficially it began on an unspecified day in the late spring. The congress is not only a meeting here in Stuttgart. It has had a build-up time and it will have a decay time too. On their way to or from the congress here in Stuttgart members from overseas or from countries on the edges of Europe will visit colleagues in other countries. I am sure that many of us associated with laboratories in Germany or nearby countries have enjoyed these visits. The success of this congress has also been proved from this point of view.

It would be very easy for me to give many other proofs of the success of the Stuttgart congress, but I must stop somewhere and will do so here and leave it to the members to give further evidence of this success when they say goodbye to our president and his organizing staff.

As you know I have now one duty left. It is already a custom that the closing address at the ICA is given by a representative of the society who will act as host at the next congress.

You may know that the ICA committee after careful discussion extends an invitation to such a society to organize a congress. At the meeting in Boston in 1956 I was asked to investigate how The Acoustical Society of Scandinavia would react if the ICA committee send it a formal invitation to organize the Fourth ICA Congress in Copenhagen in 1962.

The reaction was very good indeed and as all formalities have now been settled, the next congress will be held in Copenhagen, although we intend to also organize after the congress a trip to the other Scandinavian countries. We certainly hope that many of you will be able to participate in this trip as well as in the congress.

It is a great honour and pleasure for me, in the name of The Acoustical Society of Scandinavia, to invite acousticians from all over the world to The Fourth International Congress on Acoustics in Copenhagen in 1962.

Author Index

Altenburg, K. 489
Alves, C. M. *et al.* 1088
Ammon, G. *et al.* 474
Ananjeva, A. A. 1222
Andreae, J. H. 542, 556
Andreev, N. N. 304

Baccaredda, M. *et al.* 593
Badoz, J. 1241
Balachandran, C. G. *et al.* 847
Balan, S. A. 451
Balan, S. A. *et al.* 445
Barbosa, J. E. R. *et al.* 1088
Barducci, I. 86
Barducci, I. *et al.* 587, 649
Barlow, A. J. *et al.* 565
Barney, H. L. *et al.* 244
Barone, A. *et al.* 456, 1245
Bauer, H. *et al.* 518
Baumann, R. *et al.* 312
Bausch, W. 1140
Bedrikow, B. *et al.* 1088
Békésy, G. von 13
Belinskaja, L. G. *et al.* 562
Belinsky, B. A. *et al.* 562
Bell, J. F. W. 404
Beranek, L. L. 913
Berlinck, E. *et al.* 1088
Betzhold, C. *et al.* 1112
Beyer, R. T. *et al.* 307
Bianchi, F. *et al.* 649
Bierl, R. 805
Bismuth, W. 380
Blackstock, D. T. 309
Blankopf, K. 983
Bobbert, G. 1119
Boerde, E. 100, 672
Bordone-Sacerdote, C. 665
Bordoni, P. G. 496
Bordoni, P. G. *et al.* 583, 593
Bouman, M. A. *et al.* 119
Boutros-Attia, R. 929
Bradfield, G. 466, 1255
Breazeale, M. A. 530
Brechovskich, L. 257
Brodhun, D. 1035
Brown, C. S. *et al.* 596
Brun, P. *et al.* 619
Bryan, M. E. *et al.* 103
Burgeat, M. 45
Burris-Meyer, H. *et al.* 593
Butta, E. *et al.* 593
Byrnes, E. *et al.* 678

Caciotti, M. *et al.* 902
Canac, F. 1185
Cardoso, J. L. *et al.* 1088
Carpenter, H. *et al.* 312
Cerf, R. *et al.* 576
Chavasse, P. 614
Chistovich, L. 137
Chocholle, R. 154
Clark, A. E. *et al.* 553
Cook, R. K. 883
Corliss, E. L. R. *et al.* 53
Crawford, A. E. 1226
Cremer, L. 831

Dalsgaard, S. C. 624
Dämming, P. 890
David, Jr. E. E. 144
David, Jr., E. E. *et al.* 106, 141, 224, 227, 229
De Lange, P. A. *et al.* 1092
De Lank, G. 1144
Davies, M. G. 1157
Doak, P. E. 299
Druce, N. C. H. *et al.* 853
Dunn, H. K. *et al.* 244
Dyer, I. 394

Eden, D. D. *et al.* 526
Edmonds, P. D. *et al.* 542, 556
Eisenberg, A. 1006
Eisenmenger, W. 326
Elion, H. A. 1258
Enkel, F. 809
Ewing, M. 274
Ewing, M. *et al.* 426

Fahrentholz, S. 703
Fant, G. 188
Fanti, F. *et al.* 456
Fasold, W. 1038
Feldtkeller, R. 607
Filipczynski, L. 647
Filson, D. H. *et al.* 580
Flanagan, J. L. 211
Flynn, H. G. 336
Ford, G. W. 301
Forte, B. *et al.* 597
Foti, M. 284
Franssen, N. N. 788
Fritsche, L. *et al.* 688
Frolov, D. P. *et al.* 321
Furrer, W. 9

Gamzon, M. R. 641
Gersuni, G. V. 58
Gierke, H. E. von 1055
Gigli, A. *et al.* 849
Gilford, C. L. S. *et al.* 853
Gill, J. S. 217, 221
Glorig, A. *et al.* 150
Gogos, C. M. *et al.* 421
Goldberg, G. A. 865
Goldstein, M. H. 60
Goljamina, I. 1211
Gollmick, H. J. 1279
Goodman, J. 250
Gorbunow, M. A. *et al.* 549
Gösele, K. 989
Green, D. M. *et al.* 114
Greguss, P. 469, 1287
Greiner, J. 756, 1287
Groen, J. J. 95
Grützmacher, M. 723
Gurvitch, A. S. 629
Guttmann, N. 253
Guttmann, N. *et al.* 141

Haase, K. H. 727
Haddle, G. P. *et al.* 1160
Hansen, K. H. *et al.* 1015
Hardy, H. C. 1167
Harlow, R. G. 290
Harris, C. M. 286
Hauser, H. 40
Haworth, F. E. *et al.* 244
Heasell, E. L. *et al.* 569
Heckl, M. 1010
Heim, E. 343
Henderson, M. C. *et al.* 514
Henkel, O. 1216
Herzfeld, K. F. 503
Hickmann, J. S. *et al.* 678
Hinchcliffe, R. 83

Hirschwehr, E. 943
Holtsmark, J. 905
Hongardy, J. *et al.* 734
Hovorka, F. *et al.* 1276
Hübner, G. 1171
Husson, R. *et al.* 972
Huszty, D. 693

Illényi, A. *et al.* 1233
Ingerslev, F. 1301
Inomata, S. 232, 279

Jacob, H. P. 455
Jaffe, H. 1229
Jahn, G. 21
Jahoda, M. *et al.* 918
Jakowlew, W. F. *et al.* 505
Janssen, J. H. 1175
Járfás, T. *et al.* 974
Johansson, B. 655
Jones, C. K. *et al.* 596
Jordan, V. 922
Jorge, W. *et al.* 909
Joyce *et al.* 542
Jullien, Y. 386

Kaljanow, B. K. *et al.* 544
Kallistratova, M. A. 295
Karman, J. *et al.* 1088
Karmann, R. 389
Karplus, H. B. 536
Kaszynski, G. 776
Keck, W. 307
Kerwin, Jr., E. M. 412
Kerwin, Jr., E. M. *et al.* 410
Kesner, Z. *et al.* 918
Kiang, N. Y. S. *et al.* 60
Kietz, H. 147
Kikuchi, Y. 1193
Kikuchi, Y. *et al.* 1291
Kirvida, L. B. 286
Klumpp, R. G. *et al.* 246
Kneser, H. O. 431
Kneser, H. O. *et al.* 515, 518
Kobrynski, M. *et al.* 1022
Kolmer, F. *et al.* 918
Korn, T. S. 668
Korn, T. S. *et al.* 734
Koschkin, N. J. *et al.* 549
Kosten, C. W. 815
Krause, R. 271
Krauth, E. 932
Kuczera, F. *et al.* 485
Kudryavtsev, B. B. 494
Kudryavtsev, B. B. *et al.* 445, 451
Kuhl, W. 882
Kuhrt, F. 761

Küpfmüller, K. 171
Kurtze, G. 1001
Kuttruff, H. *et al.* 340
Kwiek, M. 165

Lamb, J. *et al.* 565, 569, 590
Lambert, R. F. 416
Landisman, M. *et al.* 274, 426
Lang, W. W. 862
Lange, Th. 1109
Lax, E. *et al.* 580
Lazzarini, A. A. *et al.* 1294
Ledrer, J. *et al.* 918
Leeuwen, F. J. v. 878
Legouix, J. P. *et al.* 56
Lehmann, R. *et al.* 45, 619
Leicher, H. *et al.* 236
Leipp, E. *et al.* 752
Leisterer, R. 685
Leui, R. *et al.* 1088
Licklider, J. C. R. *et al.* 114
Lienard, P. 1154
Lietti, A. 769
Lindh, G. 276
Lindsay, R. B. *et al.* 526
Lippert, W. K. R. 1129
Litovitz, T. A. *et al.* 553
Litzler, R. *et al.* 576
Lowenstein, C. D. 680
Lubszynski, G. 382
Lübcke, E. 157
Lübcke, E. *et al.* 742
Lukács, M. 979
Lutsch, A. 1232

Magruder, J. O. *et al.* 53
Makaroff, W. I. *et al.* 398
Mallory, V. *et al.* 967
Mariner, T. 1019
Martin, G. E. 645
Martin, G. E. *et al.* 678
Mason, W. P. 509, 732
Mathews, M. V. *et al.* 224, 227, 229, 253
Matsui, E. *et al.* 279
McDonald, H. S. *et al.* 224
Mechel, F. 1136
Medwin, H. *et al.* 312
Meecham, W. C. 301
Meister, F. J. 1090
Mercer, D. M. A. 742
Merhaut, J. 660
Merkulow, L. G. 601
Merle, M. 1299
Meyer, E. 1
Meyer, E. *et al.* 340
Meyer-Eppler, W. *et al.* 236

Miller, J. E. *et al.* 227
Milosavljevic, S. 1132
Mintzer, D. 268
Mokhtar, M. *et al.* 573
Moles, M. *et al.* 752
Morita, S. 97
Morresi, N. 1025, 1050
Morse, R. W. 436
Møller, A. R. 29
Mueller, S. 274
Mueller, S. *et al.* 426
Müller, H. A. 873
Mühleisen, K. 161
Muncey, R. W. *et al.* 936, 948
Murta, H. C. A. *et al.* 909
Myncke, H. *et al.* 1124

Nábělek, I. 25
Nardi, V. *et al.* 478
Nepomuceno, L. X. *et al.* 909
Nickson, A. F. B. *et al.* 936, 948
Niese, H. 129
Nixon, J. *et al.* 150
Nonnenmacher, T. *et al.* 688
Northwood, T. D. *et al.* 847
Nozdrew, W. F. 442
Nozdrew, W. F. *et al.* 505, 544, 549, 562
Noveleto, H. *et al.* 1088
Nuovo, M. *et al.* 583, 587
Nyborg, W. L. *et al.* 346

Oberst, H. 351
Oestreicher, H. L. 700
Oetinger, R. 122
Oetinger, R. *et al.* 125
Okushima, M. *et al.* 333
Olsen, T. 578
Olson, H. F. 791
Opilski, A. *et al.* 485
Otten, K. W. 214

Padmanabhan, R. A. *et al.* 569
Papathanassopoulos, B. 962
Parbrook, H. D *et al.* 103
Patrucco, G. C. 1105
Patsis, A. *et al.* 1276
Pattegay, C. *et al.* 1022
Peake, W. T. *et al.* 60
Pechhold, W. *et al.* 474
Pedersen, S. B. 720
Perepetschko, J. J. *et al.* 505
Peterson, E. L. 272
Peutz, V. M. A. 894, 941
Peutz, V. M. A. *et al.* 956
Pickett, J. M. 248

Pimonon, L. 738
Pisent, G. *et al.* 369, 478
Plomp, R. *et al.* 119
Pöhlmann, W. 532
Pohlmann, R. 1251
Pollack, I. *et al.* 92
Pordes, F. *et al.* 675
Port; E. *et al.* 125
Post, E. J. 1238
Purkis, H. J. 1032

Quint R. *et al.* 1294

Raes, A. C. 1028, 1097
Redwood, M. *et al.* 590
Remillard, W. J. 683
Richards, E. J. 1070
Richardson, E. G. 293
Richings, W. V. 717
Richter, R. P. 1151
Richter, R. P. *et al.* 1088
Rimski-Korsakov, A. V. 779
Robinson, D. W. 89, 652
Roesler, H. *et al.* 515
Rosenberg, L. D. 1271
Ross, D. *et al.* 410
Rossmann, Wendell E. 938
Rother, P. *et al.* 749
Roy, N. A. 321
Rschevkin, S. N. *et al.* 398
Rubenstein, H. *et al.* 248
Rupp, H. 782

Sacerdote, G. 746
Sacerdote, G. *et al.* 713, 849, 902
Salama, K. *et al.* 573
Saneyoshi, J. *et al.* 333
Samoilova, I. K. 139
Satô, Y. 274
Satô, Y. *et al.* 426
Savelli, V. *et al.* 713
Scafati, A. *et al.* 1245
Seegall, M. I. L. *et al.* 346
Senkewitsch, A. A. *et al.* 505
Sessler, G. 522
Sette, D. 330
Sette, D. *et al.* 456
Sharma, R. L. 729
Sherman, Ch. *et al.* 675
Shishkova, E. V. 708
Shorter, D. E. L. 764
Shteinshleifer, Z. *et al.* 590
Sitting, E. 539
Skudrzyk, E. J. *et al.* 1160
Slavik, J. B. *et al.* 918, 972
Smith, E. L. *et al.* 53
Somerville, T. 958
Spagat, A. *et al.* 1088
Spandöck, F. 925
Sperling, E. *et al.* 1112
Summerfield 150
Sungirardi, L. *et al.* 1088
Szilard, J. 1248
Szyma, S. *et al.* 485
Schaaffs, W. 448
Schaefer, E. 133
Scharf, B. *et al.* 80
Schirkewitsch, M. G. *et al.* 544
Schlechtweg, W. 800
Schmidt, H. 1147
Schneider, P. 1045
Schodder, G. R. *et al.* 106
Schroeder, M. R. 201, 771, 897
Schubert, R. 858
Schwirzer, Th. 633
Staab, F. 1163
Starke, P. 1178
Stephens, R. W. B. 512
Stevens, J. C. *et al.* 80
Stevens, S. S. 78
Stone, R. G. 268
Stüber, C. 1266
Stüber, C. *et al.* 1015

Tabuchi, D. 500
Tanaka, K. *et al.* 1291
Tarab, S. *et al.* 56
Tarnóczy, Th. 240
Tarnóczy, Th. *et al.* 868, 974, 1233
Tartakovski, B. D. 406
Tamm, K. 371
Thurston, R. N. *et al.* 732
Tjaden, D. L. A. 758
Tolk, J. 956
Tolstoy, I. 266
Tonndorf, J. 34
Trittipoe, W. *et al.* 92
Trott, W. J. 697

Uchida, R. *et al.* 1291
Ungeheur, G. 238

Valente, A. C. *et al.* 1088
Van Bergeijk, W. A. 50
Van Bergeijk, W. A. *et al.* 141
Van den Eyk, J. 1041
Van der Burgt, C. M. 1219
Van Itterbeek, A. 460, 1124
Van Os, G. J. *et al.* 1092
Veit, H. Dr. 5
Venzke, G. 890
Verdini, L. 480, 583
Verdini, L. *et al.* 587
Verma, G. S. *et al.* 559
Villi, C. *et al.* 369
Völz, H. 37
Vyssotsky, V. A. *et al.* 229

Wandsdronk, C. 638
Waterhouse, R. V. 886
Wawrzyczek, W. 1282
Webster, J. C. *et al.* 246
Wendenberg, E. 658
Wehr, J. 1207
Weis, O. 375
Werner, K. 1262
Westervelt, P. J. 316
White, J. E. 424
Wiener, F. M. 1116
Wiener, F. M. *et al.* 421
Wilhelm, K. 796
Winckel, F. 110
Winter, T. *et al.* 514
Yeager, E. *et al.* 559, 1276

Zboralski D. 1101
Zeller, W. 950
Zink, J. *et al.* 526
Zwicker, E. 63

Subject Index

Abklingvorgang beim Ohr nach Geräuschbelastung 133
absorption of air-borne sound by cellular materials 862
absorption coefficient 526, 562, 563, 847, 886
absorption coefficient, measurement of — 883
Absorptionsgrad 815
absorption, audience — in halls for music 913
Absorption, nichtlineare Veränderung der — 1137
Absorptionskoeffizientmessungen des Ultraschalls 601
absorption dans les liquides 576
Absorption, Luft— 933
Absorptionsmessungen 868
Absorption, molekulare — und Dispersion 522
absorption seat 913
Abstossungsexponenten 492
acoustics and architecture 939
acoustic attenuation in aluminum 580
Acoustics, Fourth International Congress on — in Copenhagen in 1962, 1303
aucoustical design 847
acoustic fluctuation 268
acoustics of large halls 941
acoustic, an apparatus for measuring — impedance of the ear 29
acoustical interferometer 461, 527
acoustical lens 1204
acoustical measurement on ships 1124
acoustical, ultimate — output 1197
acoustic microanemometer 629
acoustic microstreaming at electrodes 346
acoustics of the Sidney Myer Music Bowl 948
acoustics of schoolrooms 956
acoustic spectrum of turbulence 301
acoustics of speech perception 248
acoustic, responses to — stimuli 60
acoustics of television studios 958
acoustic thermometer 463
acoustical wave filter 1130
acoustic, long-range propagation of — waves 257
acoustique, biréfringence — 1241
acoustique, champ — dans les salles sourdes 619
Adaptationseffekt 148
address, public — (P.A.) systems 771
Äquivalenzentfernung 776
aircraft's static pressure field 1060
air, power spectra of model —jets 1059
Akustik, nichtlineare — 304
Akustik, Fahrzeug— 1112
Akustik in Kirchen 950
Akustik des griechischen Theaters 562
akustische Beeinflussung von Brennprozessen 1287
akustische Eingangsimpedanz künstlicher und menschlicher Ohren 25
akustische Flächenlotung 703
akustische Methoden in Theater und Oper 968
akustisches Verhalten in Strassentunneln 1092
akustische Zonenlinsen 1233
akustische Messmethoden in der Kunststoff-Forschung 351
Amplitudenbegrenzung 783, 784
Amplitudenhäufigkeit 1109
amplitude, finite ultrasonic waves — 307
Analogien zwischen mechanischen, akustischen und elektrischen Gebilden 37
Analysatorkurven 723
analyseur de fréquences 734
analyseur panoramique 735
Anzeigeträgheit der Zeitkonstante 132
area, theory of "— effect" 883
argon 460
Arrhenius equation 498
Armaturengeräusch 1045
articulation efficacy 251
Artikulationsfilter 238
artikulation score 96
atmosphere, inhomogeneous — 286
Atomisator 1288
atomiser wirbel 1288
atomiser swirl 1288
attention to sound 58
attenuation coefficient 529
attenuation of repeated shock waves in air 312
attenuation peak 583, 587
attenuation to sound 58
attenuator, logarithmic — 720
audiometry 252
audiogram, monaural speech — 96
audiogram, binaural speech — 96
audiometer calibration 652
auditory decay 137
auditory fatigue 58
auditory nerve 60

auditory system 58
auditory, operating characteristic of the — system 78
auditory perspective 791
auditory training 659
Aufzeichnung, magnetische — 704
aural detection of complex signals in random noise 114
Ausleger, Flächenlotung mit —n 771
automatic speech recognition 214
automatic analyzer for non-constant-sound 1041
aviation acoustics 1055
axisymmetric sources 683

Bachem 455
Bachinsky, Gleichung von — 446
band, critical — -width in cases of perception deafness 100
Bariumtitanat-Keramik 1224
baseband 204, 205
baseband, vocoder and — system for speech transmission 211
basement, granitic — 267
Basilarmembran 40
Basilarmembran, Erregung der — durch Druck-impulse 122
Basilarmembran, Einschwingvorgang der — 15
bass-reflex loudspeaker enclosures 672
Belag, vibroabsorbierender — 406
Biegeschwingungen 868
Biegewellenmethode 355, 362
Biege- und Dehnwellen 373
binaural fusion 142
binaural interaction 95
binaural speech audiogramm 96
binaural summation 92
biological, gross — effects 1298
biologische Regelung 171
Bodenreflexion 1091
"boom" in smallroom 878
Bordoni peak in Ag–Au alloys 587
bouche artificielle 614
boundary layer noise 1060
boundary layer of a long wind-tunnel 294
boundary layer, sound radiation by a turbulent — 1060
boundary layers, acoustic radiation from turbulent — 299
brain, human — 1204
Brennfläche 1237
Brennprozessen, akustische Beinflussung von — 1287
brightness 78
Brillouin 1238
Brillouin zone boundaries 438
British grading system 1032
bruit, limites supérieures acceptables de — 154
Bunaschicht 1253

calorimeter, compensated — 1248, 1250
cancer, cervic — 1195
cancer, uterus 1195
cavitation 336, 678, 1197
cavitation, high — effect 1295
cavitation bubbles 1203
cavitation, cyclic extinction of — bubbles 1201
cavitation coupler 624
cavitation factor 1200
cavitation, radiation resistance of — 1200
cavitation and ionizing radiation 330
cavitation, stroboscopic observations of — 333
cavitation, quantity of the — 333
caoutchouc, ondes progressives dans le — étiré 380
central "sharping" and "coarsing" 59
ceramics, lead zirconate-titanate — 1226, 1229
Chlorgoldsäure, Reduktion der — im Ultra-schallfeld 1282
chloride, hydrogen — 530
circular short columns 1195
circumaural earcushions 251
clinic, chest — and gynecological department 1194
cochlea 14, 95, 97
cochlea, analog network of the — 51
cochlea, intra- — distortion 36
cochlea, degeneration of the haircells of the — 97
cochlea, external spiral innervation of the — 50
cochlear, dimensional analysis of — models 34
Cochlearnerv, Schwellen einzelner Neuronen im — 17
coefficient, mechanical coupling — 732
communication channel 206
communication system 251
composite bar 1199
computer, simulation — 229
concert hall quality 922
conscious tonal threshold 95
consonants, voiceless — 656
continua, prothetic — 79
continuum mechanics 1238
convection, eddy — velocity 1080
correlation coefficient 239
correlation methods 217
Cortex 19
Cortisches Organ 122
cosmic radiation 330
counting phase coincidences 897
courbe, procédé d'enregistrement de la — 1022
critical region, acoustic behavior in the — at high pressure 530
crosscorrelation, space — function 92

crosscorrelation vocoder 208
crystalline, internal friction in — quartz at low temperatures 590
curves, loudness — 52
curves, recruitment — 52
curves, correlation and spectrum — 1078
cycle, selfexcited — 1159
cylinder, fluid-filled — 424

Dämmass, Nebenweg- — 996
Dämmwirkung der Wuchsdichte 1091
Dämmung, Luftschall— 1010
Dämmung, Luftschall— von Fenstern 1006
Dämpfer, Schall— 1132
Dämpfer, Grossschall— 1140
Dämpfer, Ansaugschall— 1145
Dämpfer, Abgasschall— 1146
Dämpfer, Abluftschall— 1133
Dämpfer, Zuluftschall— 1133
Dämpfung, Schall— in Kanälen mit überlagerter Luftströmung 1136
damped hammers 1025
damping, internal — 421
Daten-Koordinierung 811
Daueranregung, äquivalente — 123, 126
deafness, central — 96
deafness, critical band-width in cases of perception — 100
deafness, cortical — 670
deafness, perceptive — 96
deafness, peripheral — 96
Debye 455
decay measurements 898
decision process 114
deformation, torsional — 394
degeneration of the haircells of the cochlea 97
delay lines 563
depth localization 793
detector, centering — 145
Deutlichkeit 979
difference limen for intensity 102
diffraction factor 294
Diffraktionsgitter 398
diffuse fields 91
diffusion 847, 894, 901
diffusion coefficient 896
diffusion, state of — 942
diffusing structures 894
Diffusität 815, 871, 901
Diffusität und Deutlichkeit 951
Diffusitätsgrad im Hallraum 890
diesel engines 1124
digital computer 224
digital simulation 253
Dilatationswellen, Biege- und — 399
Dilatationswellen, Schub- und — 371
directive, synthesis of — arrays 680
directional characteristics 1197, 1203
Direktübertragung und Schallaufnahme 972
discrimination, enhanced pitch — from the envelope properties 109
discrimination, pitch — of complex sounds 106
dislocation 511
dislocation motion 509, 596
dislocation damping 597
dispersion 428
dispersion of auditory threshold levels 84
dispersion analyses 562
Dispersionskräfte 490
Dispersionskurven 371
Dispersion, elastische — 353
dispersion in explosive sound 274
Dispersion, molekulare Absorption und — 522
dispersion, ultrasonic absorption and — in acetic acid 500
dissocation, friction and — of ions 272
dissipation, thermo-elastic — in polycrystalline metals 597
Dissoziationsrelaxation in Stickoxyden 518
distraction of the attention to the fatiguing tone 59
discontinuities 1129
Drehmomenterregung 1178
Doppelwände 993
Doppelwände mit Schallbrücken 1010
Doppelwände aus zwei dünnen Schalen 1013
Doppelwände, leichte — mit Körperschallbrücken 1015
Doppler's effect 1195
Druckimpulse, Erregung der Basilarmembran durch — 122
ducts, scattering of sound in — 1129
ducts, wave motion in — 1129
Dunkelfeldmethode 398
Durchlassgrad 277
Durchstrahlungsrichtung 1254

ear, artificial — 625
ear cushions 250
ear defenders 250
ear muffs 250
ear, an apparatus for measuring acoustic impedance of the — 29
earphone attachment 654
earphones, reference pattern — 652
earthquake signals 426
echo 942
echo magnitudes 1255
echoes, flutter — 775
Echogramm 837
Echo, Flächen—graph 707
Echo, Profil—graph 704
écouteurs, étalonnage des — 649
eddy convection velocity 1080

Edelgasspektrum 345
edge contribution 701
effect of motion on jet noise 1060
Ehrenfest-Boltzmann principle 1240
Eigentonverteilung 873
Eigentondichte 873
Einfachwände 989
Einfallswinkelverteilung 874
Eingangsimpedanz, akustische — künstlicher und menschlicher Ohren 25
Einsatzpegeldifferenz 1175
Eis-ein-Kristalle 434
elastic constants 1258, 1260
elastic constants for very small specimens 466
elasticity, complex — modulus of paper for loudspeakers 660
elasticity, diffracted wave method of measuring dynamic — 466
Elastizität, dynamischer —smodul 353, 360
Elastizität, komplexer —smodul 353
elastomers 369
electrical conductivity 581
electrodes, acoustic microstreaming at — 346
electrolytic solution 456
electromechanical band-pass filter 732
electromechanical filters 729
electronic music 253
electronic properties of metals 436, 578
Energieverteilung 979
Entdröhnungsmittel, Temperatur-Breitband- — 367
Entfernung, Äquivalenz— 776
Entfernung, Grenz— 776
enregistrement, procédé d'— de la courbe 1022
envelope, temporal — 106
envelope, enhanced pitch discrimination from the — properties 109
Erholungsvorgang in Frequenzgebieten 135
Erholungszeit nach Geräuschbelastung 133
Ermüdungseinsatzpunkt 135
Ermüdungsgrenze 135
Erosionswert der Kavitation 1272
Erosion, kavitationsmässige — 1271, 1272
Ersatzschaltbild, elektrisches —für das menschliche Gehör 37
excitation control in synthetic speech 221
excitation funktion of speech 217
excitation signal for vocoder synthesis 204

Fahrgeräusch 1121
Fahrzeugakustik 1112
fatique des structures sous l'influence des jets de réacteurs 1154
fatigue, metal- — 1197
feedback 1204
feedback stability 771
Felsenbeinen, Messungen an — 39
Ferrite 1211
Ferrite, piezomagnetische Nickel-Kupfer-Kobalt-Eisen- — 1219
Ferroxcube 1221
fields, local molecular — 575
filters, electromechanical — 729
filters, mechanical — 768
Filter, Artikulations — 238
Filter, Zwei- —methode 811
fish-finders 708
Flächenechograph 707
Flächenlotung, akustische — 703
flaws, fabrication of artifical — 1256
Flüssigkeiten, zwischenmolekulare Kräfte in — und Flüssigkeitsgemischen 485
flutter echos 775
focussing beam 1204
fore head 53
form factor 1199
Formantfrequenzen 238
Formantgebiet 237
Formants, negative 753
Formants, positive 753
formant tracking 229
formant vocoder 214
footstep level 1025
Fourier, neue Methode der — -Analyse und -Synthese 727
Frenkel 575
frequency, dimensionless — (Strouhal number) 1058
frequency shift 771
frequency selectivity of the auditory system 59
frequency, steady-state— -response 772
frequency, optimum — shift 773
frequency transposer 769
Frequenzgruppe 64
Frequenzschwankung 871
Frequenz, Übertragung der —struktur 810
friction, inner — 661
friction and dissociation of ions 272
Fundamentrotationsmovenz 1178

gallstones 1195
Gasabsorption 927
Gas, submikroskopische Schicht von —bläschen 1253
gas, Edel—spektrum 345
gas content of water 1198
gas, growth of —nuclei under negative pressure pulses 336
gases, physical properties of — by acoustic techniques 512
Gausstöne 842
Gaussian process 900
Gehör, elektrisches Ersatzschaltbild für das menschliche — 37

Gehör, Trägheit des menschlichen —s 66
Gehörgang 38
generation of sound by spark discharges in water 321
Geräusch, Armaturen— 1045
Geräuschbekämpfung am Dieseltriebzug 1101
Geräuschbeurteilung 749
Geräuschbildung an Radiallüftern 1171
Geräuschbildung an rotierenden Scheiben 1171
Geräuscheffektivwert 132
Geräusch, Fahr— 1121
Geräusch, Innen— 1120
Geräusch, Installations— 1045
Geräusch, Leitungseigen— 1048
Geräuschmessungen 157
Geräuschmessungen in Automobilen 1119
Geräusch, Roll— 1121
Geräuschspannung 1120
Geräuschspitzenwert 132
Geräuschstufen nach Oktavband-Spektrum 157, 749
Geräuschstufenmesser 749
Glaszustand von Hochpolymeren 352
gliding tone in noise 742
Glottisende 238
goniometer, ultrasonic — 467
Grenzentfernung 776
Grenzflächenspannung 472
Guldbergsche Regel 449
gummielastischer Zustand von Hochpolymeren 352
Gummi, Messungen an einem —stab 377

Haarzellen, Entwicklung der — 18
Haas-Effekt 147
haircells, degeneration of the — of the cochlea 97
Hall, Magnettonaufzeichnungen mit Hilfe des —effekts 761
Hallgenerator 762
Hall, pyramidenförmige —kammer 876
Hall, pyramidenförmiger —raum 878
Hallraum 815, 868
Hall, Schallabsorptionsgrad im —raum 890
Hall, schiefwinkliger —raum 873
handgrip 78
hammers, damped — 1026
hammers, monolithic — 1026
hard of hearing, severly — 655, 658
hearing by bone conduction 53
hearing, distribution of — levels in non-noise exposed populations 150
hearing impairment 652
hearing loss 652
hearing, organ of — 95
hearing, stereoacoustic — 97
helium liquid 462
Herrey 1238
Heulton 869
Hilbert transform 774
Hochspannung, Ultraschall-Untersuchung von —sisolatoren 1266
Hörapparate mit frequenzabhängiger Kompression 168
Hörbarkeit nichtlinearer Verzerrungen 779
Hördrehung des Kopfes 176
Hörmechanismus 788
Hörschwellenverschiebung 133
Hören 13
Hören, Richtungs— 809
Hören, nervöser Prozess beim — und Vibrationssinn 13
Hydrathüllen 455
hydrogen, acoustic properties of -chloride 530

impedance, parameters describing the mechanical — of the human head and mastoid 55
impedance, moment — of plates 394
impedance, radiation- — 1197
Impedanz, Eingangs— künstlicher und menschlicher Ohren 25
Impuls, elektromagnetische — schallquellen 326
impulse stimuli 141
Indiumantimonid 761
Informationsinhalt 240
Information, raumakustische — 831
Information, S-Teil der Richtungs— 801
Information, M-Teil der Ton— 801
Informationverarbeitung im Zentralnervensystem 178
Inhibitionsvorgänge, Modell für den Mechanismus der — 16
Innengeräusche 1120
Innenohr, Schwingungsmechanik des —es 40
insertion loss 1175
Installationsgeräusch 984
Integralsonde 1251
Interferenz, Methode der sekundären — 455
Interferenzstreifen 399, 401
Interferometer 817
interferometer, acoustical — 461, 527
Internalisierung 984
Internationale Kommission für Akustik 9
Internationale Union für reine und angewandte Physik 9
interaural intensity 141
interaural time difference 141
intracochlear distortion 36
ionizing, cavitation and — radiation 330
ions, friction and dissociation of — 272
isobutyl bromide 553
ISO-Kommission 43 820

isomerism, rotational — 542, 554

jet, choked — 1157
jet noise 1056, 1070
jet noise suppression 1062
jets de réacteurs 1154

Kalandyk-Dezibel-Kurven 116
Kanäle, Schalldämpfung in —n mit überlagerter Luftströmung 1136
Kanteneffekt 882
Kaustik 401
Kavitationsfestigkeit des Materials 1273
Kavitation, Lumineszenz und —svorgang 340
Keramik, Bariumtitanat- — 1224
Klangideal 984, 985
Knöchelchenkette 38
Knudsen 432
Körperschallisolation mittels Federn 1175
Körper, leichte Doppelwände mit —schallbrücken 1015
Koinzidenzeffekt 1001
Koinzidenzresonanz 399
Kolbenmembran 688
Kompatibilität 805
Kompositionsstil und Raumakustik 986
Kompressionsverlustfaktor 375

Längsleitung 995
Lärmempfindlichkeit 136
Lärmbekämpfung in Tunnel 1097
Lärmpegel 1035
Lärmvermindering 1163
larynx, artifical — 244
lateralization of the fused image 145
Lautentropie 244
Lautzahl 244
Lautheit 63
Lautheitsbewertung bei taubstummen Kindern 165
Lautheit, Äquivalenz der Methode der —ssprünge und der Fraktioniering 165
Lautheit, Summen— 71
Lautheit, Verhältnis— 70
Lautsprecheranlage 947
Lautstärke 63
Lautstärkeberechnungsverfahren 75
Lautstärke von Druckimpulsen (Berechnungsverfahren) 125
Lautstärke, Einfluss der Schallfeldform auf die — 23
Lautstärke, Trägheit der —empfindung bei objektiven Lautstärkemessern 129
Lautstärkemesser 129
Lautstärkemessgerät 74
Lautstärkemessung im diffusen Schallfeld 68
Lautstärkeminderung an elektrischen Maschinen kleiner Leistung 161
Lautstärke, Übersteuerungsreserve bei —messern 132
Lautstärkeunterschied zwischen ebenem frontalen und diffusem Schalleinfall 21
Lautstärkeverteilung 240
layer, spacer — 412
Leichtbauwände 1001
Leitungseigengeräusch 1048
Lennard-Jones potential 503
likelihood ratios 116
Linse, Zonen— 1265
localization depth 793
localization, lateral — 791
Lösungen, mehrkomponentige — 455
logarithmic attenuator 720
loop gain 772
Lotung, akustische Flächen— 703
Lotung, Flächen— mit Auslegern 704
loudness 78, 80
loudness balancing 653
loudness curves 52
loudness discrimination 137
loudness of directional fields 89
loudness function 80, 86
loudness, equal- — contours 89
loudness, directional — variations 91
loudness of vocal babble 247
loudspeaker, bass-reflex — enclosures 672
loudspeaker, complex elasticity modulus of paper for —s 660
loudspeaker, elastic parameters of paper for —s 665
loudspeaker, monitoring — for mobile control rooms 764
loudspeaker, directional — 765
Luftblasenschichten 279
Luftschalldämmung 989
Luftschallschutz 1031
Luft, electrostatische —schallwandler 1265
Lumineszenz und Kavitationsvorgang 340
Lumineszenz, Sono— 343
Lymphewiderstand 38

machine, automatic recognition — 229
machines with learning ability 234
magnetic material for transducer 645
magnetostrictive ferrites 468
Magnetostriktionkonstante 1212
Magnetostriktiver Werkstoff 1216
Magnettonaufzeichnungen mit Hilfe des Halleffekts 761
Magnetton-Laufzeitregler 980
masking, backward — 142
masking, mutual — of clicks 137

masking, forward — 142
masking of one tone by another 103
masking, preceding and residual — 139
masking, preceding — of short tonal signals 139
mart nsitic, transformation in lithium and sodium 480
Masse, statistische —verteilung 1005
mastoid 53
matshing, activity — 1199
matshing, over— 1199
matshing, under— 1199
materials, absorption of air-borne sound by cellular — 862
measuring, an apparatus for — acoustic impedance of the ear 29
mécanisme de la stimulation de l'oreille par voie osseuse 56
Membran, Analog— 788
membrane, infinity long rectangular — in a moving medium 700
Messgeräte, dynamische Eigenschaften der objektiven — 129
Messmethoden, akustische — in der Kunststoff-Forschung 351
metal, electronic properties of —s 436, 578
Messverfahren, amplitudenstatistisches — 1038
Metall, Ultraschallgeschwindigkeit und Oberflächeneigenschaften bei —en 469
méthode des stries 1185
micro, acoustic —anemometer 629
microphone boom vibration 766
microphone, condensor — 465
microphone, directional —s 638, 639
microphone, ultradirectional — 768
microphonique, courant —s de l'oreille 45
microphonique, variations d'amplitude et de phase presentées par le potentiel — 56
Mie 294
Mikrofon, Bariumtitanat— 327
Mikrofon, dynamisches — (Bändchen—) 327
Mikrofon, elektrostriktives — 292
Mikrofon, Mischung von Stereomikrofonen 800
Mikrofon, MS- — 800
Mikrofon, XY- — 800
Mikrophon, Sonden— 22, 817
Mikrophon, Ultraschall— 926
Mikrophon, Richt— 892
Mikroskop, Spiral- 456
Mindlin 395
Mineral, akustische Daten eines —faserstoffes 395
Modellversuche 932
modes, normal — 900
modulation, phase — 771
modulation, single-sideband — 771
modulation, quadrature — 774
Modulation, harmonische —sgeschwindigkeit 984
modulator, amplitude — 770
modulator, frequency — 770
molecular, local — fields 575
molecule, spherocylindrical — 504
molekulare Absorption und Dispersion 522
Molekular, Potential der zwischen —en Kräfte 490
molekular, zwischen—e Kräfte in Flüssigkeiten und Flüssigkeitsgemischen 485
Molekularakustik kleiner Amplituden 442
monaural phase effect 227
monaural speech audiogramm 96
Motorenprüfstände 1147
Movenz 1175
music halls 913
Musik und Sprachsignale 779
Musiksoziologie 984
Musikwissenschaft 983
Musik, Klangqualität eines —instruments 752
Myer Music Bowl Melbourne 948

Nachhall 83
Nachhall-Analyse 841, 945
Nachhallerzeugungsgerät 980
Nachhallverfahren 815
Nachhallzeit 832, 918, 950, 984, 985
Nachhallzeit und musikalisches Tempo 979
Nachhallzeit, optimale — 979
Nachhallzeit, physikalische und subjektive — 974
Nachhallzeit, Tempoabhängigkeit der — 980
Nahausbreitung 1091
Nebenwegdämmass 996
Nerven, Analog—system 788
nerve analog 51
nerve-impulse volley 145
nervöser Prozess beim Hören und Vibrationssinn 13
nervous, central — system 95
network, equivalent —for acoustic transmission in sea water 272
network synthesis methods 672
neural responses 60, 145
neural volleys 106
neuron, artifical 51
noise 114
noise, analysis of the — 1124
noise, repeated bursts of — 60
noise, boundary layer — 1060
noise, classroom — 957
noise, legislation on city- — 1088
noise, enregistration of the — 1124
noise, hissing — 1201
noise, induced — 652

noise, aural detection of complex signals in random — 114
noise, rocket — reduction 1066
noise, reduction 1071
noise, talker — in rooms 246
noise, effect of motion on jet — 1060
noise, jet — suppression 1062
noise, wide band — siren 1069
noise sources 1070
noise in space vehicles 1068
noise, statistical examination of — spectra 97
noise suppression 1071
noise, in-flight — suppressors for turbojet engines 1064
noise trauma 96
noise, tire — 1116
noise, turbulent — in air motion devices 1167
noise, water — 1050
Normaltranslationsimpedanz 1175
nozzle designs 1070
Nyquist-Rauschen 762

Oberflächenspannung 469
Oberflächenverfestigung 1273
Oberwellengenerator 110
obstacle effect 92
Ohrgemässe Registrierung von Stoss-Oszillogrammen 840
Ohr, akustische Eingangsimpedanz künstlicher und menschlicher —en 25
Ohr, künstliches — 27
omnidirectionality 639
onde de choc 382
ondes supersoniques 1209
ondes, ultrasons dans un guide d'— 1185
operating characteristic of the auditory system 78
oreille artificielle 617
oreille, courants microphoniques de l'— 45
oreille, mécanisme de la stimulation de l'— par voie osseuse 56
organ of hearing 95
Organismus, Steuerung und Regelung im — 171
Ortungstechnik, Wasserschall— 685
oscillations, partial — 660
osmotic pressure 1204
Oszillogramm, ohrgemässe Registrierung von Stoss—en 840

parameter, elastic —s of paper for loudspeakers 665
Parissche Formel 873
passband 733
pathological states of organs of hearing 95
pattern of liver, cirrhosis and hepatoma 1194
pattern recognition 203
Pegelschwerpunkte 811
perception of consonant voicing in noise 248
perceptive deafness 96
pharmaceutical or industrial purposes 1294
phase, counting — coincidence 897
phase, computations of — fluctuation 289
phase fluctuations of sound propagation 286
phase lag increment per c/s 898
phase modulation 771
phase perception in speech 227
phase response 898
Phasendifferenzgang 807
phonemes, speech — 96
phonon 1241
phonon viscosity 509
photo-électrique 1241
piezoelectric material 732
piezoelectric Rochelle salt 468
piezoelectric transducer 647, 1229
pitch detector 202
pitch discrimination of complex sounds 106
pitch perception 106
pitch periods 204
pitch periodicity 109
plaques, vibrations transversales de — 386
plates, moment impedance of — 394
Plattenkammer 872
Platten, Sandwich- — 1002
Platten, schwingende — 389
Platten, Schallausbreitung in — und Schalen 398
Platten, stosswellendämmende — 276
Plattentrog 1252
Plattenwellen 1252
Platten, elastische Wellen auf gummielastischen — 371
Platten, Zonen— 1236
poisoning, acoustical — phenomenon 1198
Poissonkoeffizient 400
Poisson's ratio 1259, 1260
polycrystalline, thermoelastic dissipation in — metals 597
polymères, hauts — 1241
Polyäthylenen, komplexes Schubmodul von — 474
Polyäthylenen, Polyolefinen, Polypropylen 362, 363
polymere, hoch— Stoffe 351, 352
polymer, long chain —s 478
polymer under shear stress 370
porous medium 1130
power functions 78
power law 80
power spectra of model air jets 1059
power spectra of rockets 1059
power spectra of turbojet 1059
precedance effect 144

preparation, ultrasonic radiation in the — of embryo extract and tissue homogenates 1294
pression sonore créée par les jets des réacteurs 1154
pressure, critical — 1157
Profilechograph 704
prothetic continua 79
prototype using the most likelihood criterion 234
prototype using the sequential test criterion 234
Protonen, Platzwechselgeschwindigkeit der — 435
Prüfanlage, vollautomatische Blech— 1252
Prüfstände, Motoren— 1147
Prüfräume, Ausbildung von — 999
Prüfräume für Verbrennungsmotoren 1147
psychological law 79
psychological magnitude scale 83
public address (P.A.) systems 771
pulse, bubble — 274
pulse perception 95
pulse-technique measurements 922
Punktsonde 1251
pyramidenförmiger Hallraum 876
pyramidenförmige Hallkammer 876

quartz, crystalline — 590
Quasispitzenwert bei Geräuschen 129

raddrizzatore 1052
radiation, acoustic — from turbulent boundary layers 299
radiation, cosmic — 330
radiation impedance of array 678
radiation, measurement of — resistance of underwater transducers 675
radiation stress 1238
Radiallüfter, Geräuschbildung an — 1171
Rao, Regel von — 446
Raumakustik 905, 928
Raumakustik und Kompositionsstil 986
raumakustische Messungen 943
raumakustisches Modellverfahren 925
Raumeigentöne 868
Ranques Rohr 1287
Rayleigh distributed 774
Rayleigh scattering 293
Rayleighwelle 377
Readaptionsgeschwindigkeit 136
Reaktionszeit 181
Rechteckraum 876
recording depth 758
recording process 758
recruitment curves 52
reduction, rocket noise — 1066
Reduktion des Stosswellendrucks im Wasser 276
Reflexionsbilder 947
Reflexion, Boden— 1091
Reflexionskoeffizient 1253, 1254
reflection of finite amplitude plane waves 309
refractive index variations 268
Regelkreise beim Sprechen und Hören 186
Regelsystem mit Laufzeit 172
Regelung, Steuerung und — im Organismus 171
Regelung, biologische — 171
Regler, Basis— 802
Relaxation 542
Relaxation, Dissoziations— in Stickoxyden 542
Relaxationserscheinungen 494, 523
Relaxationsmodul 353
Relaxation, Schwingungs—zeit 515
Relaxation, Schwingungs—zeit in Chlor 539
Relaxationsspektrum 353, 359
Relaxationszeit 353, 516
Relaxationszeiten in Gasen 540
Relaxation, Spannungs—sversuch 353
relaxation of dislocation 583
relaxation effect 496, 498
relaxation peak 526, 529
relaxation phenomena 370
relaxation, mechanical — in partially crystalline high polymers 593
relaxation, rotational — 530
relaxation spectra 496
relaxation strength 496
relaxation, structural — 553, 575
relaxation, thermal — 553
relaxation theory 463
relaxation times 497, 503, 509, 514, 526, 575
relaxation, ultrasonic — in some substituted ethanes 569
reproduction, dynamique de — 668
Residuum 110
resistance, radiation — of cavitation 1200
responses to acoustic stimuli 60
Resonanzabsorption 602
Resonanz, elektroakustischer —wirkungsgrad 1212
Resonanzerscheinungen 494
résonateur électromécanique 735
resonator method 559
resonator, slit — 849
resonator, spherical — technique 559
Retardationsspektrum 353
reverberation, diffuse — 775
reverberation chamber 886
reverberation, intelligibility loss due to — 956
reverberation, measurement of — time 897, 902, 909, 917
reverberation, optimum — time 959.
reverberation, statistical — theory 865

reverberation time 772
reverberation time reduction factor 881
Richtcharakteristik 693
Richtfaktor 693
Richtmikrophon 892
Richtungsbeeinflussung 801
Richtungsbestimmung 789
Richtungsdiffusivität 890, 979
Richtungseindruck 843
Richtungshören 174
Ringversuch 829
Ringe, Zonen— 1236
rocket noise 1056
rocket, power spectra of —s 1059
Röhrchensender 22
Rollgeräusch 1121
Rollenprüfstand 1121
room acoustics 936
room acoustics, experimental investigation of — 929
Rosa-Rauschen 1171
rotational effects 575
rubber, fabric-reinforced — 421
Rückwirkungsfaktor 777

Saiteninstrument, Qualität eines —s 752
Schalen, Doppelwände aus zwei dünnen — 1013
Schalen in elliptischer Form 402
Schalen, zylindrische — 401
Schädigungs- und Zerstörungsgrenze des Ohres 136
Schallabsorption 494, 815
Schallabsorption von Luft verschiedener Feuchtigkeit 533
Schallabsorption im Hallraum 890
Schall, Dreierstösse durch —absorption in Edelgasgemischen 515
Schall, Direktübertragung und —aufnahme 972
Schallausbreitung in gasförmigem Distickstofftetroxyd 522
Schall, Doppelwände mit —brücken 1010
Schalldämmung 1001
Schalldämpfer 1132
Schalldämpfer (Abgasschalldämpfer) 1146
Schalldämpfer (Ansaugschalldämpfer) 1145
Schalldämpfer (Abluft-Sammel-Schalldämpfer) 1133
Schalldämpfer (Zuluft-Sammel-Schalldämpfer) 1146
Schalldämpfung in Kanälen mit überlagerter Luftströmung 1136
Schalldrucktübersetzungsverhältnis (Trommelfell – ovales Fenster) 38
Schalldruckbewertung 1120
Schall, Lautstärkemessungen im diffusen —feld 68
Schall, Einfluss der —feldform auf die Lautstärke 23
Schallfeldverzerrungen am menschlichen Kopf 23
Schall, spektrale Energiedichte der —funktion 907
Schallgeber 1213, 1222
Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten 445, 448, 451, 456, 489
Schallgeschwindigkeit (molekulare —) 453
Schallgeschwindigkeitsmessungen 455, 456, 494
Schallintensitätspegel 1171
Schall, Körper—isolation mittels Federn 1175
Schall, Tritt—isolierung 1031
Schallpegel am Trommelfell 23
Schallpegelreduktion in Waldungen und Getreidefeldern 1090
Schallrichtungsverteilung 890, 892
Schall, Luft—schutz 1031
Schall, zweckmässiger Sollkurvenverlauf für den Luft—schutz 1038
Schallschutz bei Gasturbinenkraftwerken 1144
Schall, Analyse eines —signals 1109
Schallstrahler 693
Schallstreuung 905
Schallübertragung durch Trennwände 1252
Schall, Körper—übertragung 1122
Schall, Luft—übertragung 1122
Schallzerstreuung 1091
Schienenfehler 1262
Schlierenmethode 398
Schlagbiegeversuch 365
Schlagzähigkeit 365
Schnellfilmaufnahme 1274
Schwerhörigkeit durch zu tiefe Lautheitsbewertung 166
Schwingung, piezoelektrische —sempfänger 633
Schwingung, Längs—, Biege— 408
Schwingungsrelaxation in flüssigem und gasförmigem Chlor 539
Schwingungsrelaxationszeit 515
Schwingung, Beispiele gedämpfter —ssysteme mit zwei Freiheitsgraden 1178
Schwingungsverteilung über den Querschnitt bei Festkörpern 373
Schub, komplexer —modul von Polyäthylenen 474
Schubverlustfaktor 375
Schubwelle 1002
Schubwellen in durchsichtigen festen Körpern 399
sea water, network for acoustical transmissions in — 272
sensation in other sensory systems 78
sideband, single- —modulation 771

signal detection 114
signal-to-noise-ratio 1195
Signal, Musik- und Sprach—e 779
Silbenentropie 241
Silben, Störabstandsgenium mit —Kompandor 786
Silbenverständlichkeit 946
Silbenverteilung 240
simulation 224
simulation computer 229
slit resonator 849
solids, elastic constants of — 404
solids, scatter in — in ultrasonic flaw detection 1255
Sollkurve 1035
Sollkurve, zweckmässigster —nverlauf für den Luftschallschutz 1038
sonar device 1198
Sondenmikrophon 22, 817
Sonde, Integral— 1251
Sonde, Punkt— 1251
sone scale 80
sonic fatique 1055
sonoelasticity 1260, 1261
Sonograph 754
sound, attention to — 58
sound absorber 853
sound, automatic analyzer for nonconstant — 1041
sound, airborne — 1125
sound, blood stream — 1196
sound, propagation of — in boundary layers 293
sound distribution 943
sound, scattering of — in ducts 1129
sound, explosive — 274
sound, velocity and attenuation of — in gases 290
sound intensity decay 897
sound insulation 1032
sound, required airborne — insulation 1043
sound, interrupted and impact — 902
sound level 1124
sound level meter using transistors 717
sound level meters 713, 717
sound pressure distribution in coupler cavaties 624
sound, factor of — pressure reduction 881
sound, complex — pressure 899
sound propagation in inhomogeneous atmosphere 286
sound, "path" of — propagation 894
sound, radio — 1043
sound radiation by a turbulent boundary layer 1160
sound, scattering of — by a rod of finite length 279
sound, scattering of — in the atmosphere 295
sound, self scattering of high intensity — 316
sound spectograph 274, 426
sound, generation of — by spark discharges in water 321
sound, spherically or elliptically polarized — 1259
sound source in an moving medium 700
sound, smooth variation of — velocity 266
source ponctuelle 620
sourdes, salles — 620
Spannungsrelaxationsversuch 353
Spannungsrelaxometer 363
Spannung, Schub—en in Festkörpern 373
spark discharges in water 321
spectral envelope 202, 207
spectrograms 1128
spectromètre du type hétérodyne 738
spectrum analyses 746
spéculum-sonde acoustique 45
speech coding 201
speech, parametric — compression 214
speech, excitation function of — 217
speech perception 227
speech, phase perception in — 227
speech, automatic — recognition 214
speech research 224
speech, synthetic — 221
Spektrometrie, mechanische — 354, 362
Sprach-, Verbesserung der —verständlichkeit 782
Sprach-, Erkennen von —lauten und Sprache 178
Sprechen in geräuscherfüllten Räumen 184
Sprechvorgang 183
statistical case 901
steady state response 898
steady-state transmission response 771
steam, velocity of sound in wet — 536
steam, acoustical properties of — 526
stereoacoustic hearing 97
Stereoaufnahme 800
stereophonic sound reproduction 791
Stereophonie 789
Stereophonie, Intensitäts— 805
Stereophonie, Pseudo— 805
Stereophonie, Übertragung von — durch Rundfunk 796
Stereophonie, Trick— 809
stethoscope for blood stream sound 1195
Steuerung und Regelung im Organismus 171
stimulation, mécanique de la — de l'oreille par voie osseuse 56
stimuli, impulse— 141
stimuli, two-tone — 107
stochastische Eigenschaften 909
Störabstandsgewinn 784

Störgeräusch 1038, 1039
Störwertigkeit 1038
Störungsrechnung in der Eigenwerttheorie der Vokalartikulation 238
Stossprüfung 835
Stosswellen 344
Stosswellenfront 345
Stosswellen in Flüssigkeiten 326
Stosswellenreduktion im Wasser 277
Stosswellen, Reduktion des —drucks im Wasser 276
Strahler, Gewinn des —s 696
Strahler, Richtcharakteristik von —gruppen 685
Strahler mit natürlicher und modifizierter Richtwirkung 694
Strahler, Wirkfläche des —s 696
strain, finite —, 1238
stress, elastic and residual —es 1258
stress, residual — measurements 1259
Streukörper 822
"Studio di Fonologia Musicale" 769
Stufenlinse 1235
subharmonics 1202
Suchtonanalyse 1035
Summenlautheit 71
superconductivity 440
superheated steam 536
suppressors, ground runup — 1063
suppressors, in-flight noise — for turbojet engines 1064
swirl atomiser 1288

talker noise 246
tape, damping — 410
tapping machine 1025
Teflon 1254
téléphonique, appareil — 614
television service 764
television, studio technique in — 958
Temperaturkoeffizienten der Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten 448
Temperatur, kritische — 449
Tempodehnung 980
Tempo, musikalisches — 980
Temporaffung 980
test bench for piston-engined planes 1151
Theater, Akustik des griechischen —s 962
thermal coefficient 574
thermische Trägheit 1252
Thermoelemente, sensibilisierte — 1251
thermometer, acoustical — 463
thickness loss 760
threshold 80
threshold of hearing by bone conduction 53
threshold of hearing as a function of age 83
threshold, dispersion of auditory — levels 84
threshold mechanism (central) 95
threshold mechanism (peripheral) 96
threshold for tone pulses 119
threshold, conscious tonal — 95
threshold, normal — 652
time-domain 208
time, group travel — 428
time, rise — 923
time-domain vocoder 208
tire noise 1116
tonalité, réglages de — 670
tone, two- — stimuli 107
Tonhöhenempfindungen 788
Tonnengewölbe 952
Torsionsschwingungsversuch 355
Trägerprozess beim Rundfunksignal 779
Trägheit der Lautstärkeempfindung bei objektiven Lautstärkemessern 129
Trägheit des menschlichen Gehörs 66
transducer 1193
transducer, barium titanate — 1232
transducer, compression — 80
transducer, distributed-coupling — 697
transducer, magnetic materials for — 645
transducer, nonreflecting — 1207
transducer, piezoelectric — 647, 1229
transducer, tenuous magnetostrictive — 468
transducer, torsional — 468
transducer, measurement of radiation resistance of underwater — 675
transducteur électro-acoustique 641
transfilter elements 1227
transmission loss 1019
transmission response 771
transvaginal method 1194
treatment, spaced damped — 412
Trennwände, Schallübertragung durch — 1252
Trittschallisolierung 1031
Trommelfell, Schallpegel am — 23
Tunnel, akustisches Verhalten von Strassenverkehrs—n 1092
Tunnel-Akustik 1096
Tunnel, Lärmbekämpfung im — 1097
tuning-fork technique 556
turbojet engine rocket 1057
turbojets, power spectra of — 1059
turbulence 293, 1071
turbulence, acoustic spectrum of — 301
turbulence in a moving stream 1077
turbulent flow 1195
turbulent noise in air motion devices 1167
turbulent, different — structure 1078
Turbulenzelemente bei Unterschallgeschwindigkeiten 1163
typewriters 1105
typewriters, synthesis theory of phonetic — 232

Übertrager, akustischer — 390
Übertrager, mechanischer — 390
Übertragung der Frequenzstruktur 810
Übertragung, Körperschall— 1122
Übertragung, Luftschall— 1122
Übersteuerungsfähigkeit 132
Übersteuerungsreserve bei Lautstärkemessern 132
ultrasonic 1193, 1258
ultrasonic absorption 542, 563
ultrasonic absorption in associated liquid 553
ultrasonic absorption and dispersion in acetic acid 500
ultrasonic absorption in liquids 556, 562
ultrasonic absorption measurements 559
ultrasonic absorption in non-associated liquids 573
ultrasonic attenuation in metals 436, 578
ultrasonic diagnosis 1291
ultrasonic drill 1226
ultrasonic emulsification 1276
ultrasonic, scatter in solids in — flaw detection 1255
ultrasonic goniometer 467
ultrasonic laparoscope 1194
ultrasonics, medical — 1193
ultrasonics in metals at very low temperatures 436
ultrasonic phase indicator 1108
ultrasonics, circurlary and elliptically polarized — 1259
ultrasonic radiation in the preparation of embryo extract tissue homogenates 1294
ultrasonic relaxation in some substituted ethanes 569
ultrasonic spectrogram 554
ultrasonic tinning bath 1226
ultrasonic, intense — waves 1197
ultrasonic waves in liquids 307
ultrasons, vitesse des — 1245
ultrasons dans un guide d'ondes 1185
ultrasonore, interférométrie — 576
Ultrasonotomograph 1193
Ultraschall, Absorptionskoeffizientmessungen des —s 601
Ultraschall, Absorption von —wellen in Kristallen 601
Ultraschall, industrielle Anwendung des —s 1271
Ultraschall, technische Anwendung des energiereichen —s 1279
Ultraschallbohren 1274
Ultraschall, Abhängigkeit der —durchlässigkeit von der Intensität 1254
Ultraschall-Echoimpulsmethode 1262
Ultraschall, Extraktion mittels — 1280
Ultraschall in verdünnten Gasen 505
Ultraschallgeschwindigkeit 494
Ultraschallgeschwindigkeiten und Oberflächeneigenschaften bei Metallen 469
Ultraschallleistung 1251
Ultraschall-Leuchten 344
Ultraschallmaterialprüfung 1252
Ultraschall-Mikrophon 926
Ultraschall, Reduktion der Chlorgoldsäure im —feld 1282
Ultraschall, technische —reinigungsanlagen 1280
Ultraschall, Reinigung mittels — 1279
Ultraschallschwinger für Reinigungszwecke 1279
Ultraschalltechnik 1251
Ultraschall-Technologie 1271
Ultraschallübertragung 1252
Ultraschall-Untersuchung von Hochspannungsisolatoren 1266
Ultraschall, Veredelung von Schokolade mit — 1281
Ultraschall, keramische —wandler 1219
Ultraschallwandler 1211
Ultraschallwellenabsorption 544
Umfangsgeschwindigkeit 1171
Untersteuerungsreserve 132
Untersuchungen an Fundamenten schwerer Schmiedehämmer 1179

velocity of sound in wet steam 533
Vergleichssmessung 815
Verhältnislautheit 70
Verlustfaktor 353
Verlustmodul 353
Verzetzungsmechanismus 604
Verständlichkeit des Vokalinventars 236
Verteilungsfunktion 693
vibrating, theory of — bars 733
vibrating reed 357
vibration 78
vibration, mode of — 1197
Vibration, nervöser Prozess beim Hören und —ssinn 13
vibrations sur les navires 736
vibrator, ultimate output magnetostriction — 1198
vibrator, rectangular — 1199
vibrometer 662
Vierpolmodell 1175
visco-elastic properties of lubricating oils 565
"visible room response" 841
Viskosität einer Flüssigkeit im Zusammenhang mit der Schallgeschwindigkeit 445
viskoelastisches Verhalten 352
vocalization 78
vocoder 201, 214

vocoder, resonance — and baseband for speech transmission 211
vocoder, cross correlation — 208
vocoder, frequency channel — 202
vocoder, high fidelity — 205
vocoder, semi— 205
vocoder, time domain — 208
voice-excited 205
voiced-unvoiced detector 202
voiceless consonants 656
voie, *mécanisme* de la stimulation de l'oreille par — osseuse 56
voix artificielle 616
Vokalartikulation 238
Vokal, Erkennbarkeit gesungener —e 236
Vokalklassen 237
Vokalverständlichkeit 238
volleys, neural — 106
Vorsatzschalen 1010
vowels 656

Wände, Doppel— 993
Wände, Doppel— mit Schallbrücken 1010
Wände, Doppel— aus zwei dünnen Schalen 1013
Wände, leichte Doppel— mit Körperschallbrücken 1015
Wände, Einfach— 989, 1001
Wände, Leichtbau— 1001
Wanderwellen 14
wave, acoustical — filter 1130
wave, atmospheric — guide 261
wave forms 1238
wave guide in the ocean 258
wave, spherical — coupling 426
waves, long-range propagation of acoustic — 257
waves, finite amplitude ultrasonic — 307
waves, attenuation of repeated shock — in air 312
waves, damping in flexural — 410, 412
waves, guided— in a fluid with continuously variable velocity overlying an elastic solid 266
waves, diffracted — method of measuring dynamic elasticity 466
waves motion in ducts 1129
wave, surface — propagation 428
waves, pulsed — 1203
waves, mode changer technique for shear — 467
waves, absorption of ultrasonic — in solids at high frequencies 590
waves, polarized sound — 1259
waves, surface — 467
waves, elastic — theory 424
waves, torsional — 732
waves, transverse elastic — 1252
waves, intense ultrasonic — 1201
Webstersche Horngleichung 238
Wellen, Biege—, Dehn— 373, 375, 399
Wellen, Dichte— in Flüssigkeiten 371, 373
Wellen, Schub— in durchsichtigen festen Körpern 399
Wellenmoden 374
Wellen, Partial— 1138
Wellen, Ausbreitung von — auf gummielastischen Platten 375
Wellen, Platten— 1252
Wellen, Plattentrog 1252
Wellen, Rayleigh — 376
Wellen, Analogon z.d. elektrischen Mikro—-röhrohen 1139
Wellen, Schub-, Torsions- und Biege— 378
Wellen, Schub- und Dilatations— 371, 399
wide band absorber 857
wide band noise siren 1069
Wiedergabe-Entzerrerschaltungen 806
Wiener Stadthalle 943
Windeinfluss 1110
Wirbelatomisator 1288

Yings 1255

Zeitkonstante, Anzeigeträgheit der — 132
Zeitmultiplex 798
Zellhüllen, mechanische Zerstörung der — 1282
Zener equation 496
Zentralnerven-system, Informationsverarbeitung im — 178
Zerstörung, Schädigungs- und —sgrenze des Ohres 136
Zerstreuungskörper 890
Zonenlinse 1236
Zonenplatten 1236
Zonenringe 1236
zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichte der Männerstimme 780
Zwicker's method 89