

# Sound & Science: Digital Histories

Archives NAG, Publicaties van de Geluidstichting 1-30, Publicatie No. 3 van de Geluidstichting: Zwikker, C. & Kosten, C. W. (1935). Amortissement du son dans les canaux d'aéragé. Delft: Geluidstichting. 1935

<https://acoustics.mpiwg-berlin.mpg.de/text/publicatie-no-3-van-de-geluidstichting>



Scan licensed under: [CC BY-SA 3.0 DE](https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/de/) | Max Planck Institute for the History of Science

Indief. J. P. (TP2)

TPD  
BIBLIOTHEEK  
GELUID

# AMORTISSEMENT DU SON DANS LES CANAUX D'AÉRAGE

PAR

C. ZWIKKER et C. W. KOSTEN

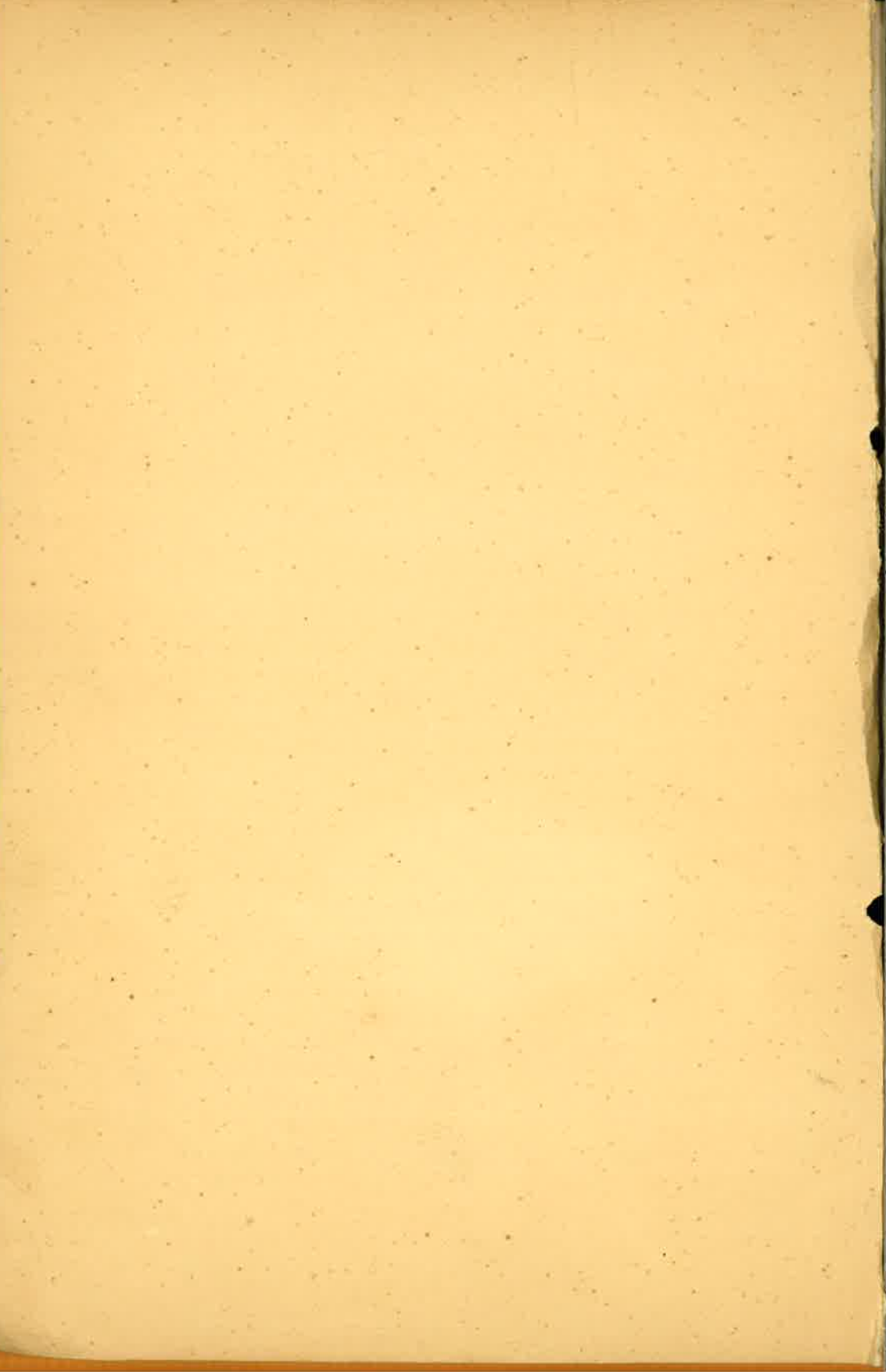
---

(Extrait de la *Revue d'Acoustique*  
volume IV, fascicules 1-2, janvier-mars 1935, page 1)

---

PUBLICATIE No. 3  
VAN DE  
GELUIDSTICHTING  
DELFT -- HOLLAND

LES PRESSES UNIVERSITAIRES DE FRANCE  
49, boulevard Saint-Michel  
PARIS (5<sup>e</sup>)



---

---

# REVUE D'ACOUSTIQUE

---

---

VOLUME IV

JANVIER-MARS 1935

FASCICULES 1 ET 2

---

---

## AMORTISSEMENT DU SON DANS LES CANAUX D'AÉRAGE

par C. ZWIKKER et C. W. KOSTEN

*(Laboratorium voor Technische Physica  
der Technische Hoogeschool, Delft)*

§ 1. — Lors de la construction d'un nouveau studio par la « Algemeene Vereeniging Radio Omroep » (1), A. V. R. O., Hilversum, l'un des auteurs a recommandé l'emploi de chambres d'amortissement dans les canaux d'aéragage en vue d'étouffer les bruits provenant des ventilateurs. Ces chambres sont revêtues de matériaux insonores et contiennent des cloisons absorbantes. Il faut choisir convenablement la forme et les dimensions des chambres, ainsi que la position des cloisons pour obtenir un amortissement suffisant avec un freinage du courant d'air aussi faible que possible. On est conduit ainsi à augmenter les dimensions des chambres quand on élargit les conduites d'air. Un exemple caractéristique de chambre d'amortissement est représenté sur la figure 1. La chambre a une base de 2 mètres  $\times$  2 mètres et une hauteur de 1,50 m. La conduite d'entrée et la conduite de sortie sont à section rectangulaire de 0,50  $\times$  0,60 m. Les étranglements entre deux cloisons ou entre une cloison et un mur ont tous une largeur de 0,35 m., largeur mesurée dans la direction des cloisons. Une chambre d'amortissement de ce genre, avec cloisons en « Insulwood » a été expérimentée à l'École d'Enseignement supérieur technique de Delft et a été utilisée ensuite dans les studios de l'A. V. R. O.

Soit  $E_1$  l'énergie sonore entrante ou produite dans la chambre et  $E_2$  l'énergie sortante. On sait que si la chambre ne contient pas

(1) Société générale de T. S. F.

de cloisons, les deux quantités précédentes sont liées par la relation :

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{S_2}{A}, \quad (1)$$

où  $S_2$  est la surface de sortie et  $A$  la puissance totale d'absorption de la chambre :  $A = \int adS$ . Pour appliquer cette relation à la chambre décrite plus haut, il faut tenir compte des cloisons. On peut y arriver de deux façons différentes suivant que l'on considère l'ensemble

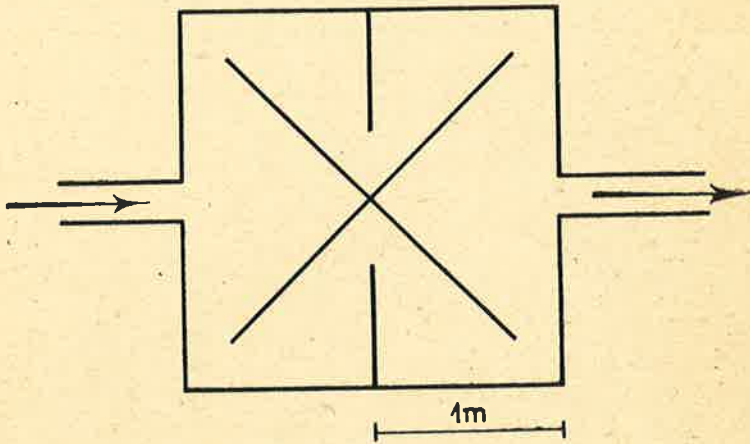


FIG. 1

comme formant une seule chambre avec un coefficient d'amortissement fonction du nombre et de la nature des cloisons ou comme formant une série de pièces auxquelles on peut appliquer séparément la relation donnée plus haut. Les deux procédés conduisent, par hasard, au même résultat : on trouve, en partant de la valeur connue du coefficient d'absorption de l'« Insulwood », que l'atténuation des bruits est de 15 décibels. Or, l'expérience donne une atténuation de 35 décibels. Cette différence peut être attribuée aux formes rectangulaires des différentes parties de la chambre qui, par suite, renvoient les faisceaux sonores vers l'entrée. Le calcul ne tient pas compte de cet effet ; il suppose même que la distribution du son est isotrope.

Il nous a semblé intéressant d'étudier l'action de l'effet directif des parois, cette étude pouvant nous renseigner, en particulier, sur la variation de l'amortissement d'une chambre en fonction du pouvoir absorbant des cloisons. Nous avons été conduits ainsi à

considérer le son comme un phénomène de radiation. La théorie que nous avons établie nous a toujours donné des valeurs en bon accord avec les résultats expérimentaux.

\* \* \*

§ 2. — Nous commencerons d'abord par exposer la théorie en supposant que les phénomènes se produisent dans un espace à deux dimensions et ensuite nous étendrons les résultats acquis aux espaces à trois dimensions. Cette extension se fera d'ailleurs en introduisant une simple correction (§ 4).

Considérons d'abord une chambre plane sans cloisons. Pour savoir après combien de réflexions un rayon quelconque atteint la sortie, on peut, ou bien suivre sa marche en forme de ligne brisée, ou bien supposer que le rayon traverse la paroi qu'il rencontre et qu'il entre dans une nouvelle chambre, symétrique de la précédente par rapport à la paroi traversée. Comme il se produit en général de nombreuses réflexions avant sortie, les chambres fictives sont multiples et forment une sorte de réseau. Un rayon suit une marche rectiligne dans ce système fictif et il faut le considérer comme sortant du système au moment où il traverse la première des ouvertures du réseau qu'il rencontre sur son chemin (fig. 2). Son intensité diminue d'autant plus qu'il traverse de plus nombreuses parois du réseau avant de rencontrer une ouverture.

Les coordonnées d'une ouverture quelconque sont :

$$\begin{aligned} X &= m_1 r \\ Y &= m_2 r \end{aligned}$$

où  $m_1$  et  $m_2$  sont des nombres entiers (le premier positif ou négatif et le second positif et impair) fonction de la position de l'ouverture considérée. La fraction du son entrant qui sort par l'ouverture est évidemment fonction de  $m_1$  et  $m_2$ ; elle est donnée par la relation :

$$\Delta E_2 = E_1 \frac{b \cos \varphi}{\pi r \sqrt{m_1^2 + m_2^2}} (1 - a)^{|m_1| + m_2 - 1}$$

où  $b$  est la largeur de la sortie et où  $\varphi$  est déterminé par  $\cos \varphi = \frac{m_2}{\sqrt{m_1^2 + m_2^2}}$ ;  $a$  est le coefficient d'absorption des parois.

Le faisceau total sortant est donc :

$$E_2 = E_1 \frac{b}{\pi r} \sum \frac{m_2}{m_1^2 + m_2^2} (1 - a)^{|m_1| + m_2 - 1} \quad (2)$$

Il reste à faire la sommation pour toutes les valeurs entières de  $m_1$  de  $-\infty$  à  $+\infty$  et pour toutes les valeurs entières positives et impaires de  $m_2$ . Il faut cependant laisser de côté les valeurs

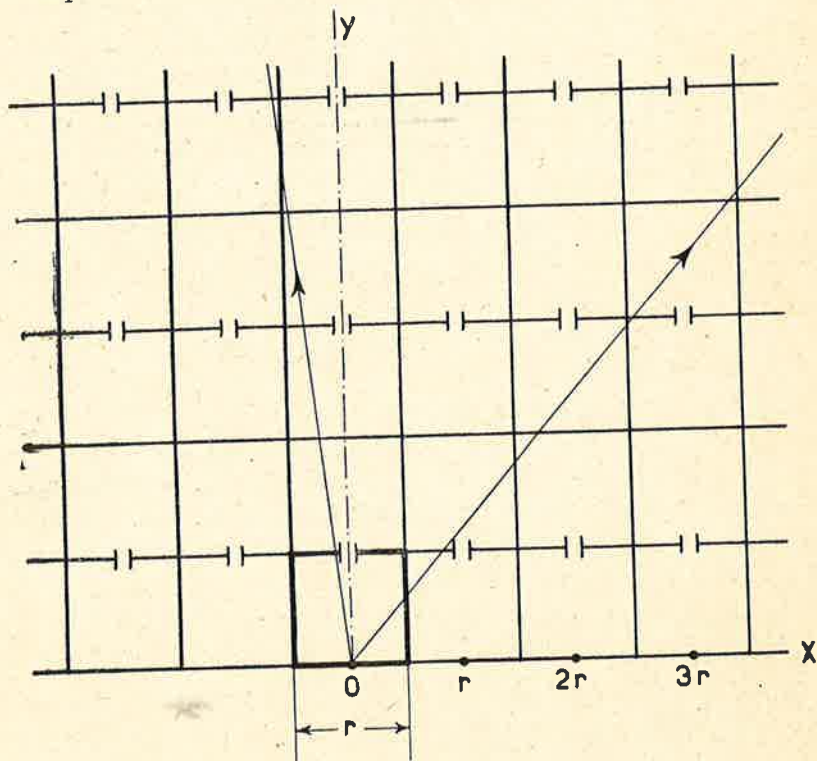


FIG. 2

de  $m_1$  et  $m_2$  qui ont un facteur commun, car l'ouverture correspondante ne peut être atteinte par le rayon, celui-ci ayant déjà rencontré une ouverture sur son chemin. Ces cas sont peu fréquents et on peut ne pas en tenir compte, surtout si  $a$  n'est pas trop petit.

L'équation (2) montre que  $E_2$  varie comme une série de puissances de  $(1-a)$ . Il se trouve que les coefficients de cette série tendent vers une constante. Égalons l'exposant à  $q$ , ce qui donne :  $|m_1| =$

$$= q - m_2 + 1. \text{ Le coefficient de } (1-a)^q \text{ est } \sum \frac{m_2}{m_1^2 + m_2^2} \text{ la sommation}$$

devant se faire pour toutes les valeurs de  $m_1$  et  $m_2$ ; ces valeurs sont reliées par la relation :  $|m_1| + m_2 = q + 1 = \text{constante}$  et  $m_2$  étant toujours positif et impair.

On peut calculer approximativement la somme précédente en la remplaçant par une intégrale :

$$\sum \frac{m_2}{m_1^2 + m_2^2} \cong \frac{1}{2} \int_{m_2=0}^{q+1} \frac{m_2}{\left(m_2 - \frac{q+1}{2}\right)^2 + \left(\frac{q+1}{2}\right)^2} dm_2 = \frac{\pi}{4}$$

On a donc :

$$E_2 \cong E_1 \frac{b}{4r} \sum_{q=0}^{\infty} (1-a)^q \quad (3)$$

ou :

$$E_2 = E_1 \frac{b}{4ra}$$

Cette relation est une forme particulière de (1).

Les changements causés par l'introduction des parois sont en principe les suivants :

a) Pour atteindre la sortie il faut un minimum de réflexions ( $^{a}min = s$ ), de sorte que la limite inférieure de la somme précédente doit être portée à  $s$  ;

b) Pour  $q > ^{a}min$ , il manque quelques termes dans la progression ;

c) Enfin, la grandeur  $r$  a ici un sens légèrement différent de celui donné précédemment.

Le premier des trois changements qui viennent d'être énumérés est le plus important. En remplaçant dans (3) la limite inférieure  $q = 0$  par  $q = s$ , on trouve :

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{b}{4r} \frac{(1-a)^s}{a}, \quad (4)$$

équation qui donne l'isolation de la chambre du coefficient d'absorption.

Si nous utilisons cette relation, nous trouvons que l'atténuation de la chambre que nous avons construite, pour laquelle  $s = 15$ , est de 29 décibels. Cette valeur, bien que calculée à l'aide d'une formule très approchée, est très voisine de la valeur expérimentale ; l'écart n'est que de 6 décibels. Pour réduire encore cet écart, nous allons faire une analyse un peu plus serrée.



§ 3. — Dans le paragraphe précédent nous avons fait une hypothèse simplificatrice pour tenir compte des réflexions sur les parois. On peut l'éviter en tenant compte de ces réflexions dans la construction du réseau. Les phénomènes deviennent alors un peu plus compliqués. Il faut d'abord remplacer le réseau de la figure 2 par celui de la figure 3. Il faut ensuite remarquer qu'un rayon sortant

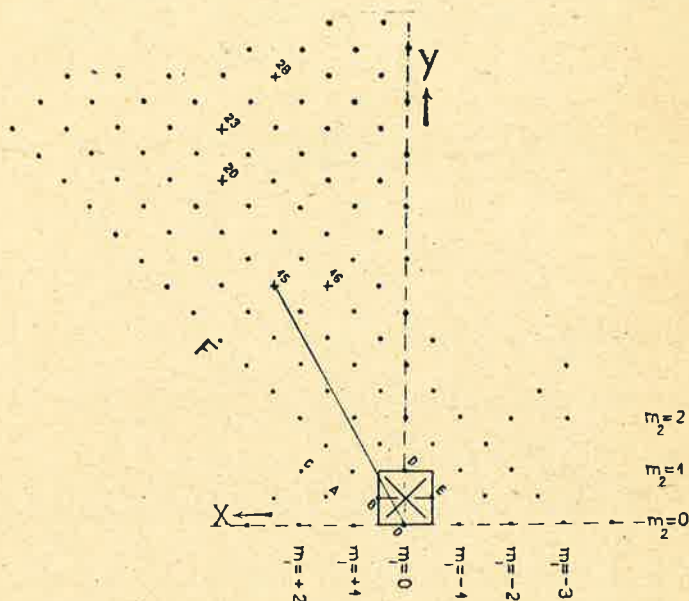


FIG. 3

rencontre nécessairement un point du réseau, mais que la réciproque n'est pas toujours vraie. Par exemple, si on construit le chemin, en forme de ligne brisée, que suit le rayon OA (fig. 3), on constate que l'arrivée fictive en A correspond à une arrivée réelle en B et ne correspond donc pas à la sortie du rayon. De même l'arrivée fictive en C du rayon OC correspond à une arrivée réelle en B. Parmi tous les points du réseau, seuls ceux marqués par une croix correspondent à une sortie réelle. Nous avons cherché à repérer ces points en nous limitant toujours à un nombre de réflexions égal ou inférieur à 28.

Pour trouver ces points il suffit d'examiner uniquement ce qui se passe dans un angle de  $45^\circ$ ; en effet, par raison de symétrie, les points utiles du réseau sont situés à égale distance de part et d'autre

de la ligne OF ( $x = y$ ) et, aussi, symétriquement par rapport à l'axe  $y$ .

On trouve qu'un rayon se réfléchit au moins 15 fois avant d'atteindre la sortie ; il existe naturellement aussi des rayons se réfléchissant 16, 17, etc., fois.

Un quart seulement des points situés à une assez grande distance de O seront des points utiles ; en effet le chemin brisé que suivent les rayons correspondants aboutissent à l'un des points O, B, D ou E dont un seul représente la sortie.

D'après le § 2, on en déduit que l'énergie qui sort par une sortie virtuelle quelconque,  $m_1 m_2$  est égale à

$$\Delta E_2 = F_1 \frac{b |m_1|}{\pi r (m_1^2 + m_2^2)} C. (1 - a)^q,$$

où  $C = 1$  pour un point utile,  $C = 0$  pour un point qui ne satisfait pas et  $C = \frac{1}{2}$  lorsque le rayon passe au bord de la cloison ; en moyenne  $C = \frac{1}{4}$  à grande distance de O.

Le son total qui sort est donc :

$$E_2 = E_1 \frac{b}{\pi r} \sum C \frac{|m_1|}{(m_1^2 + m_2^2)} (1 - a)^q.$$

On peut développer cette expression en une série de puissances de  $(1 - a)$ . Dans le développement du § 2 nous avons trouvé des coefficients indépendants de  $q$  et égaux à  $\frac{\pi}{4}$ .

Ici les coefficients peuvent être calculés par une méthode analogue ; ils diffèrent des précédents par un certain nombre de facteurs : un facteur 4 qui provient du fait que la densité des points du réseau est quatre fois plus grande — un facteur  $\frac{1}{4}$  qui est la valeur moyenne de  $C$ , — et un facteur 0,4 qui résulte de ce que les cordes de la section de la chambre considérée ici sont en moyenne égales à 0,4 fois celles de la chambre du § 2. En un mot les nouveaux coefficients seront égaux à

$$4 \cdot \frac{1}{4} \cdot 0,4 \cdot \frac{\pi}{4} = 0,1 \pi.$$

Si nous prenons à partir de  $q = s = 15$ , tous les coefficients égaux à  $0,1 \pi$ , nous trouvons :

$$E_2 = E_1 \frac{b}{10 r} \sum_s (1 - a)^q$$

ou :

$$E_2 = E_1 \frac{b}{10r} \frac{(1-a)^s}{a}. \quad (5)$$

Cette formule ne diffère de la relation (4) trouvée au chapitre précédent que par le second membre qui est ici 2,5 fois plus petit, ce qui correspond à une différence de 4 décibels. Il faut noter que l'expression (5) elle-même ne correspond qu'à une approximation grossière, puisque C est égalé à 1/4, tandis que pour un nombre de réflexions  $q$  compris entre 15 et 28, C ne dépasse pas 0,1 et puisque l'amortissement est dominé entièrement par le commencement de la série. Si on tient compte de ces remarques, on trouve que l'expression :

$$E_2 = 0,055 E_1 \frac{b}{r} \frac{(1-a)^s}{a} \quad (5a)$$

représente les valeurs de notre série avec une approximation beaucoup plus grande. Cette formule donne d'ailleurs une valeur trop élevée de quelques décibels.

§ 4. — Nous allons maintenant généraliser les calculs précédents en les étendant au cas de trois dimensions.

Si nous constituons un réseau analogue à celui de la figure 2, mais dans un espace à trois dimensions, nous trouvons que les coordonnées d'une ouverture de sortie quelconque sont :

$$\begin{aligned} X &= m_1 r \\ Y &= m_2 r \\ Z &= m_3 h \end{aligned}$$

où  $h$  est la hauteur de la chambre.

On a :

$$\Delta E_2 = E_1 \frac{S_2 \cos \theta}{2\pi R^2} (1-a)^{q+|m_3|}$$

où  $R = \sqrt{m_1^2 r^2 + m_2^2 r^2 + m_3^2 h^2}$  et  $\cos \theta = \frac{|m_1| r}{R}$ .

La sommation sur  $m_3$  peut être remplacée approximativement par l'intégrale :

$$\Delta E_2_{(m_1 m_2)} = E_1 \frac{S_2 |m_1| r}{2\pi} (1-a)^q \int_0^\infty \frac{(1-a)^{|m_3|}}{R^3} dm_3.$$

Posons :

$$\rho = r \sqrt{m_1^2 + m_2^2} = R \cos \psi;$$

il vient :

$$\Delta E_{2(m_1 m_2)} = E_1 \frac{S_2}{\pi h} \frac{|m_1| r}{\rho^2} (1 - a)^q \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - a)^{\frac{\rho}{h} \operatorname{tg} \psi} \cos \psi d\psi.$$

En comparant cette formule à la relation :

$$\Delta E_{2(m_1 m_2)} = E_1 \frac{S_2}{\pi h} \frac{|m_1| r}{\rho^2} (1 - a)^q$$

où  $S_2 = bh$ , établie en étudiant le problème dans un plan, on

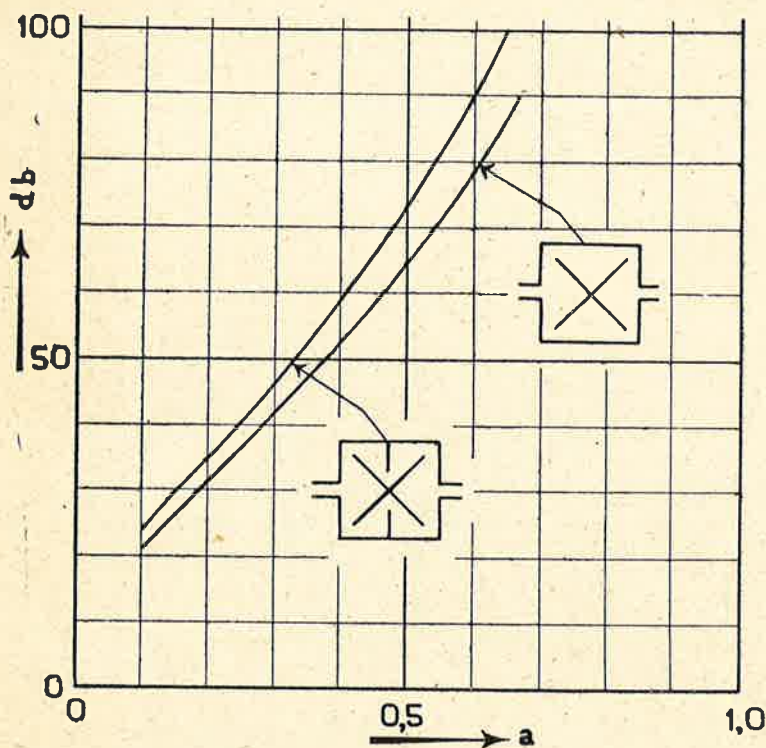


FIG. 4

remarque qu'on peut passer de la seconde à la première en lui ajoutant un terme correctif égal, en décibels, à :

$$10 \log \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - a)^{\frac{\rho}{h} \operatorname{tg} \psi} \cos \psi d\psi. \quad (6)$$

Cette correction varie d'un terme à l'autre dans la progression bidimensionnelle des puissances. Comme une très grande exactitude est illusoire, nous nous contenterons d'une correction approximative en égalant le terme correctif, pour la série entière, à sa

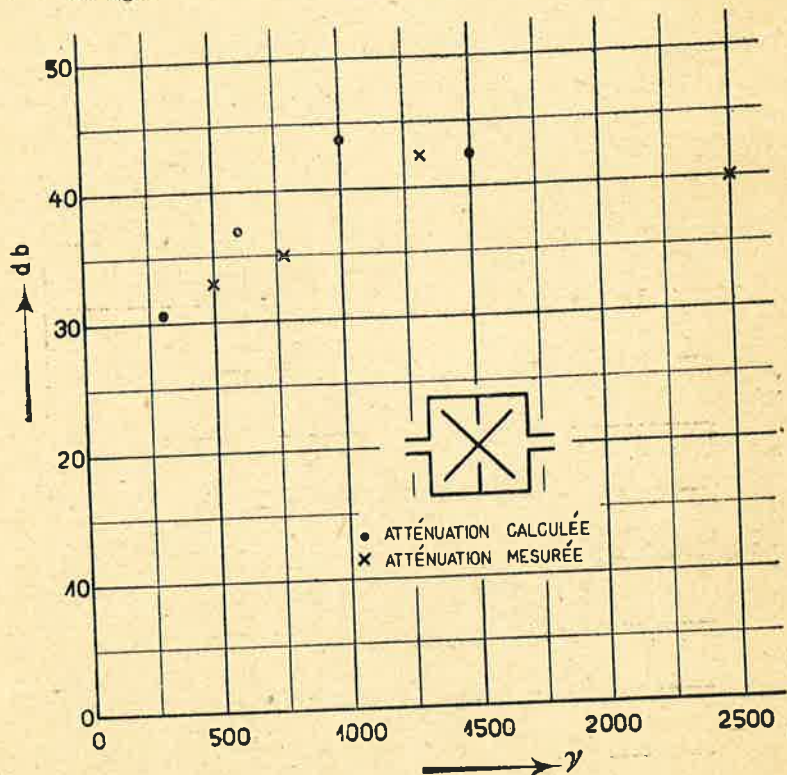


FIG. 5

valeur au début de la série. La correction est alors fonction de  $a$  et on trouve les valeurs suivantes :

$a$ :	0	0,2	0,4	0,5	0,6	0,7
correction (en décibels) :	0	4,5	7,4	8,5	10	11

§ 5. — Nous avons comparé les valeurs que donne la formule (5a) à laquelle on a ajouté la correction (6), aux valeurs relevées expérimentalement.

Sur la figure 4 nous avons représenté la variation de l'atténuation en fonction du coefficient d'absorption. Les calculs ont été faits par les formules précédentes pour deux chambres, la première

étant celle représentée sur la figure 1 et la seconde étant obtenue en retirant deux cloisons absorbantes de la première (fig. 4). Nous avons  $b/\gamma = 0,1$  et  $q_{min} = s = 15$  pour la première et 12 pour la seconde chambre. Signalons en passant que pour la seconde chambre, le calcul a été fait d'une manière un peu différente.

La figure 5 correspond à une comparaison entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales. La concordance est satisfaisante. Les valeurs théoriques ont été calculées à l'aide du coef-

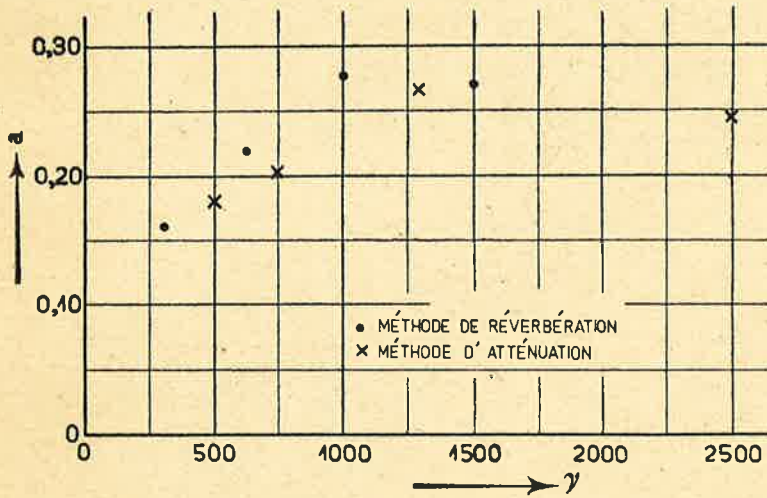


FIG. 6

ficient d'absorption de l'Insulwood déduit des mesures de réverbération (voir fig. 6).

Inversement, on peut déterminer, à l'aide de la figure 4, le coefficient d'absorption des parois en partant de l'amortissement déterminé expérimentalement. C'est là une méthode nouvelle plus rapide que la méthode de réverbération. Sur la figure 6, nous avons indiqué les valeurs des coefficients d'absorption déterminés par ces deux méthodes.

\*  
\* \* \*

Comme les calculs des § 3 et 4 s'appliquent exclusivement à la chambre spéciale décrite plus haut, nous avons pensé qu'il était inutile de développer les calculs *in extenso* et nous nous sommes contentés d'en exposer seulement le principe. Pour cette raison égale-

ment nous avons fait bien des fois des approximations qui, considérées de plus près, sont évidemment justifiées, mais qui peuvent sembler étranges à première vue. D'ailleurs, pour baser sur des mesures d'atténuation une méthode de détermination des coefficients d'absorption, il n'est évidemment pas nécessaire d'utiliser une chambre aussi compliquée que celle étudiée. On peut en imaginer d'autres pour lesquelles les approximations ne sont pas nécessaires ou sont moins importantes. Par exemple, la correction du § 4 peut être évitée si on suppose que le plafond et le plancher sont parfaitement réfléchissants.

Delft, novembre 1934.

