Max Planck Research Group
Epistemes of Modern Acoustics

Sound & Science: Digital Histories

Mach, Ernst, L. Mach. "Weitere ballistisch-photographische Versuche." Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften: Mathematisch-Naturwissenschaftliche Classe 98, (1890): 1310–1326.

https://acoustics.mpiwg-berlin.mpg.de/node/409

Scan licensed under: CC BY-SA 3.0 DE | Max Planck Institute for the History of Science

MAX PLANCK INSTITUTE
FOR THE HISTORY OF SCIENCE

Weitere ballistisch-photographische Versuche

von

E. Mach, w. M. k. A. und **L. Mach,** Med. Stud.

(Mit 2 Tafeln und 4 Textfiguren.)

1. Bei Gelegenheit unserer in Meppen[1] angestellten Versuche gewannen wir die Überzeugung, dass nur eine sehr sorgfältige Ausführung und vielfache Abänderung der Experimente unsere Kenntniss der Luftbewegungen in der Umgebung des Projectils einen Schritt weiter fördern könnte. Die Ausführung solcher Versuche war zweifellos an das Laboratorium gebunden. Nach unserer Heimkehr adaptirten wir daher einen Raum im physikalischen Institut, um gefahrlos mit Gewehrprojectilen arbeiten zu können, und nahmen die im Folgenden beschriebenen Versuche sofort in Angriff.

Der Plan zu der vorliegenden Arbeit rührt von E. Mach her, während fast alle technischen Operationen, die Herstellung der Apparate, der Projectile und der Photographien L. Mach zufielen.

2. Die bei den Versuchen verwendeten Projectile waren von verschiedener Form von verschiedenem Gewicht und dem entsprechend, wegen Beibehaltung derselben Pulverladung, auch von verschiedener Anfangsgeschwindigkeit. Ausser dem schon in einer älteren Arbeit[2] verwendeten Werndl-Gewehrprojectil

---

1 E. Mach und P. Salcher, Über die in Pola und Meppen angestellten ballistisch-photographischen Versuche. Diese Berichte, Bd. XCVII, Abth. II, S. 41.

2 E. Mach und P. Salcher, Photographische Fixirung der durch Projectile in der Luft eingeleiteten Vorgänge. Diese Berichte, Bd. XCV, Abth. II, S. 764.

von 11 *mm* Kaliber, 37 *mm* Länge, 23·5 *g* Gewicht und 440 *m*/sec Anfangsgeschwindigkeit kamen noch folgende, dem Kaliber von 11 *mm* angepasste Projectile zur Verwendung:

1. Messingprojectile: *a)* cylindrisch, beiderseits senkrecht zur Axe abgeschnitten und 23 *mm* lang, *b)* vorn spitz, 28 *mm* lang, *c)* vorn und hinten spitz, 34 *mm* lang, sämmtlich 18 *g* schwer.
2. Aluminiumprojectile, cylindrisch, beiderseits senkrecht abgeschnitten, 23 *mm* lang, 5·7 *g* schwer.
3. Aluminiumprojectile, cylindrisch, ausgehöhlt, mit 2 *mm* Wandstärke, 12 *mm* lang, 2·14 *g* schwer.
4. Langgeschosse aus Aluminium: *a)* cylindrisch, stumpf, senkrecht abgeschnitten, 70 *mm* lang, 16·9 *g* schwer und *b)* 76 *mm* lang, vorn spitz, rückwärts ausgehöhlt, 16·6 *g* schwer.

Die Projectile wurden sämmtlich sorgfältig auf der Drehbank hergestellt. Mit Ausnahme der Bleiprojectile und der ersten Messingprojectile wurden die Geschosse ohne Fett verwendet. Die Messingprojectile waren mit einem Papiermantel und Wachspfropf versehen. Die Aluminiumprojectile, mit Ausnahme von zwei Fällen, waren ohne Papier und Wachs eingepasst und wegen solider Dichtung um 0·2 *mm* stärker im Kaliber als die übrigen Projectile.

Die Anfangsgeschwindigkeit der Projectile wurde in doppelter Weise geschätzt. Zunächst konnte der Winkel α der Schwanzwelle mit der Schusslinie gemessen und hieraus die Geschwindigkeit v_1 gerechnet werden, wie dies früher ausgeführt worden ist. Diese Messung geschah, indem das photographische Negativ auf dem Theilkreise eines Soleil'schen Saccharimeters befestigt und mit dem Fernrohre eines Kathetometers ungefähr auf den Durchschnittspunkt der Schwanzwellencontouren visirt wurde. Durch Drehung des Kreises brachte man beide Contouren nacheinander mit demselben Faden des Fadenkreuzes zur Drehung und nahm die Hälfte des Drehungswinkels für α.

Die andere Schätzung wurde in folgender Weise ausgeführt. Bezeichnet A die Arbeit des Pulvers, m die Masse des Projectils und μ jene des Pulvers und der Packung zusammen, v_2 die Projectilgeschwindigkeit, so ist $(m+\mu)v^2 = 2A$.

Man hat für zwei verschiedene Fälle mit derselben Pulverladung $\frac{v'}{v} = \sqrt{\frac{m+\mu}{m'+\mu}}$, woraus man v' berechnen kann, wenn v in einem gegebenen Falle, z. B. für das Werndlgewehr, bekannt ist. Man erhält entschieden zu grosse Zahlenwerthe bei Verkleinerung des Projectilgewichtes, wenn man die Pulvermasse ausser Acht lässt, wie es zuweilen geschieht. Auf diese Weise ergeben sich für die nach zwei verschiedenen Methoden geschätzten Geschwindigkeiten v_1 und v_2 folgende Werthe:

Projectil	α	v_1 m/sec	v_2 m/sec
1	39° 27′	534	502
2	27 56	725	736
3	21 7	944	902

Die Arbeit der Pulverladung (5 g) $A = \frac{(m+\mu)v^2}{2}$ ergibt sich in diesem Falle zu rund 300.000 gm (Terrest.), während nach Berthelot[1] 310.675 gm auf 1 g Pulver entfallen. Demnach würde ungefähr ein Fünftel der Pulverarbeit im Schuss ausgewerthet.[2]

Wenn die hier angeführten Geschwindigkeiten auch nur Schätzungen entsprechen, so reichen dieselben für unseren Zweck doch aus. Die Geschwindigkeit der Langgeschosse übersteigt (wie für 1) etwas 500 m/sec.

3. Der diesmal verwendete Apparat war von dem in Meppen aufgestellten im Principe nicht verschieden. Den Potentialregulator konnten wir, da wir im geschlossenen Raume arbeiteten, weglassen. Derselbe war durch zwei sprühende, mit den beiden Flaschenbelegungen verbundene Drahtlagen ersetzt, die sich

[1] Sur la force des matières explosives. Paris 1883, II, p. 306.

[2] Nach den Daten einer Schiessprobe zu urtheilen, die ich in Meppen mitgemacht habe, dürfte dieses Verhältniss auch nahezu für die grossen Geschütze gelten. E. M.

beim Fortdrehen der Influenzmaschine von selbst auf fast constantem Potential hielten. Diese beiden Drahtlagen durchsetzte das Projectil und löste den Beleuchtungsfunken aus. Auch der elektromagnetische Umschalter entfiel. Die Klappe der photographischen Kammer wurde im passenden Augenblicke im verdunkelten Zimmer mit der Hand geöffnet, löste ein Glockensignal aus, worauf das eingespannte Gewehr abgefeuert und die Klappe sogleich wieder mit der Hand geschlossen wurde.

4. Etwas genauer müssen wir auf den Beleuchtungsapparat eingehen. Von Wichtigkeit ist bei den Versuchen, dass die Dauer der Beleuchtungsfunken nicht zu gross sei. Diese Bedingung war bei der kleinen Flasche von ungefähr 1000 *cm* (Elektrost.) Capacität erfüllt, welche wir verwendeten. Die Dauer des wirksamen Funkenlichtes konnte aus der sehr geringen Verlängerung, welche das Projectilbild in der Schussrichtung erfuhr, abgenommen werden. Das stumpfe Projectil 1 erschien in der Photographie von ein Drittel der natürlichen Grösse in der Länge von 8 *mm*, was auf die natürliche Grösse reducirt 24 statt 23 *mm*, also eine Verlängerung von nur 1 *mm* ergibt. Rechnen wir die Projectilgeschwindigkeit rund zu 500 *m*/sec, so entspricht dies einer Beleuchtungsdauer von 0·000002 Secunden. Selbstverständlich ist die Entladungsdauer selbst für diese kleine Flasche grösser, allein der Funke zieht im genügend rasch rotirenden Spiegel, wie Feddersen gezeigt hat, einen rothen Schweif von beträchtlicher Länge, dessen photographische Wirkung sicherlich verschwindend ist.[1]

Zur genauen Justirung des Beleuchtungsapparates wurde auf der Blendung vor dem Objectiv der photographischen Kammer ein Platindraht ausgespannt, den man galvanisch ins Glühen versetzte und dessen Bild mit der Funkenstelle des Beleuchtungsapparates zur Coincidenz gebracht wurde. Umgekehrt fiel dann das Funkenbild genau mit dem Drahte zusammen und konnte nun mühelos rechts, links vom Blendungsrand oder auf den Blendungsrand eingestellt werden.

---

1 Diese Bemerkung möchte geeignet sein, die Bedenken zu beseitigen, die von französischer Seite bezüglich der Ausführbarkeit unseres Verfahrens überhaupt geäussert worden sind.

Mit der Art der Beleuchtung wurden mannigfache Veränderungen vorgenommen. Liegt die Blendung für den hinter der Kammer stehenden, auf die Beleuchtungsvorrichtung blickenden Beobachter links, das Funkenbild wenigstens theilweise rechts von der Blendung, während das Projectil von links nach rechts fliegt, so wird das Licht durch die nach vorn convexe verdichtete Luftmasse der Kopfwelle nach links abgelenkt. Dieses Licht fällt auf die Blendung und die Bilder jener Luftmassen erscheinen in dem Negativ hell auf dunklem Grunde ausgespart. Dieselben Luftmassen erscheinen im Negativ dunkel, wenn die Blendung rechts und das Funkenbild theilweise auf der Blendung liegt. Für die verdünnten Luftmassen gilt bei gleicher Form das Umgekehrte. Ebenso kehrt sich für verdichtete Luftmassen alles um, wenn dieselben nach links convex sind. Bei horizontaler Blendung und horizontalem Schusse stellt, wie leicht ersichtlich, die obere Hälfte des Bildes eine Art Negativ der unteren Hälfte dar.

Liegt das Funkenbild ganz auf der Blendung *a mm* vom Rande derselben, so können im Negativ nur jene Stellen dunkel erscheinen, für welche die Lichtablenkung gegen den Rand hin mehr als *a mm* beträgt. Für ein Funkenbild auf der freien Objectivfläche der Kammer, *a mm* vom Blendungsrande, erscheinen hingegen jene Stellen im Negativ hell auf dunklem Grunde, für welche die Lichtablenkung gegen den Rand hin grösser ist als *a mm*. Aus dem eben Gesagten geht hervor, dass bei sorgfältiger Handhabung des Apparates auch quantitative Schätzungen möglich sind. Zu diesem Zwecke wurde die mit einer Schraube verschiebbare Blendung, sowie die Führung derselben mit einer Theilung versehen.

Einigemale wurde auch ein undurchsichtiger Streifen ungefähr von der Breite des Funkenbildes in der Entfernung *a mm* vom Funkenbilde über die freie Objectivfläche der Kammer gelegt. Dann erschienen im Negativ nur jene Stellen ausgespart, für welche die Lichtablenkung vom Funkenbilde gegen den Streifen zu eben *a mm* betrug. Einzelheiten solcher Versuche kommen noch zur Sprache.

5. Wir wollen nun den Einfluss der Luftverdichtungen auf die Ablenkung des Lichtes betrachten. Für einen 1 wenig übertreffenden Brechungsexponenten ergibt sich aus der Snellschen Construction die Lichtablenkung φ an der Grenzfläche

$\varphi = (n-1)\,\text{tang}\,\alpha$, wobei α den Einfallswinkel bedeutet. Setzt man $n = \frac{1+\nu_2}{1+\nu_1}$, so wird $\varphi = (\nu_2 - \nu_1)\,\text{tang}\,\alpha$. Lässt man $1+\nu_1$ der Luftdichte 1, $1+\nu_2$ aber der Luftdichte ρ entsprechen, so ist nahezu $\nu_2 = \nu_1\rho$ und demnach $\varphi = \nu_1(\rho-1)\,\text{tang}\,\alpha$ oder $\rho = 1 + \frac{\varphi}{\nu_1\,\text{tang}\,\alpha}$.

Ebenso erhält man aus der Gleichung $n \sin\alpha = \text{const}$ die andere $d(n\sin\alpha) = 0$, oder $d\alpha = -\text{tang}\,\alpha\frac{dn}{n}$, welche mit der obigen übereinstimmt, wenn man $d\alpha$ mit φ identificirt, das Zeichen berücksichtigt und die Voraussetzungen n betreffend festhält. Für die Durchsetzung einer dünnen Schichte (mit nahe constantem α) finden wir $\varphi = -\,\text{tang}\,\alpha\int_{n_1}^{n_2}\frac{dn}{n} = -\,\text{tang}\,\alpha\,\log\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$ oder $\varphi = -\text{tang}\,\alpha(\nu_2-\nu_1) = -\text{tang}\,\alpha\,\nu_1(\rho-1)$.

Für die streifende Incidenz nehmen die obigen Gleichungen eine unbrauchbare Form an, man erhält jedoch aus der Snell'schen Construction oder dem Descartes'schen Gesetz $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ für den Ablenkungswinkel $\varphi = \frac{\pi}{2} - \beta$ unmittelbar $\cos\varphi = \frac{1}{n}$ oder $\cos\varphi = \frac{1+\nu_1}{1+\nu_2} = 1-(\nu_2-\nu_1) = 1-\nu_1(\rho-1)$.

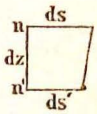
Hieraus ergeben sich für streifende Incidenz in unserem Falle bei 6 *m* Entfernung der Blendung vom ablenkenden Object für $\rho = 1{\cdot}0026$ und $\rho = 1{\cdot}011$ Lichtablenkungen von 7 *mm* und 15 *mm* auf der Blendung. Aus diesen grossen Ablenkungen erklärt es sich, dass man auch ohne Anwendung einer Blendung die Wellengrenzen als feine dunkle Linien wahrnimmt, indem das betreffende Licht die Objectivöffnung gar nicht trifft.[1]

Noch muss hinzugefügt werden, dass die φ nur obere Grenzen darstellen, welchen sich die Ablenkung nähert, da ein wirklich streifender Strahl gar nicht eindringt. Lassen wir ferner die Voraussetzung einer sprungweisen Änderung des Brechungsexponenten fallen, so dürfen wir überhaupt nicht mehr mit Lichtstrahlen, sondern nur mit Lichtbündeln, beziehungsweise den zugehörigen Wellenflächen operiren.

[1] Vergl. Diese Berichte Bd. XCV A II, S. 765, Anmerkung 2.

Nennen wir ds den unendlich kleinen Weg eines Lichtstrahles, dz ein Element der Senkrechten zu ersterem in der Papierebene, ferner ds' den gleichzeitig mit ds zurückgelegten Weg des Strahles in dem Abstande dz von ds, heissen dann n und n' die zugehörigen Brechungsexponenten, so ist $ds' = \frac{n}{n'} ds = \frac{n}{n + \frac{dn}{dz} dz} ds =$

Fig. 1.

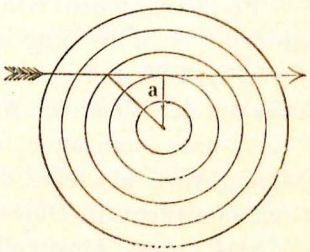


$= \left(1 - \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} dz\right) ds$. Der Bogen des Ablenkungswinkels des Lichtbündels wird dann gemessen durch $\frac{ds - ds'}{dz} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} ds$. Durchsetzt das Licht einen längeren Weg in der Papierebene, so ist die gesammte Ablenkung $\varphi = \int \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} ds$.

Ist am Ausgangsorte die Dichte 1 und der Brechungsexponent $1 + \nu_1$, an einem anderen Orte die Dichte ρ und der Exponent $1 + \nu_1 \rho$, so ist $\omega = \nu \int \frac{d\rho}{dz} ds$. Ein analoger Ausdruck ergibt sich für die Ablenkung senkrecht zur Papierebene.

Denken wir uns eine Luftmasse, in welcher die Dichte nur von der Entfernung von einer gegebenen Geraden (Axe) abhängt, $\rho = f(r)$. Ferner nehme $\frac{d\rho}{dr}$ in gleich dicken conaxialen Cylinderschichten abwechselnd die constanten Werthe $+a$ und $-a$ an. Wenn Licht von aussen nach innen nahezu senkrecht zur Axe des Cylinders durchdringt, ist in jeder folgenden Schicht die Summe der ds grösser, das zugehörige $\frac{d\rho}{dz} = \frac{d\rho}{dr} \frac{dr}{dz} = a \frac{dr}{dz} = a \cos \alpha$ ebenfalls grösser und von entgegengesetztem Zeichen. Der Sinn der Ablenkung ist also durch die innerste durchsetzte Schichte bestimmt. Beim Austritt wächst nochmals dieselbe Ablenkung in demselben Sinne zu. Auf die Werthe der $\frac{d\rho}{dz}$ und ds haben die sehr kleinen Richtungsände-

Fig. 2.



rungen des Lichtbündels durch die Brechung keinen merklichen Einfluss und können unberücksichtigt bleiben.

Das eben angeführte einfache Beispiel macht es verständlich, wie ineinandergeschachtelte, ungefähr kegelförmige Verdichtungs- und Verdünnungswellen jene Bilder hervorbringen können, die wir wirklich gewonnen haben.

6. Nach diesen allgemeinen Bemerkungen wollen wir noch auf einige Einzelheiten eingehen. Kommt das Projectil von links, steht die Blendung ebenfalls links und liegt das Funkenbild rechts, theilweise oder ganz neben der Blendung, so erscheinen alle convex nach rechts begrenzten Verdichtungen (insbesondere die Kopfwelle) im Negativ hell auf dunklem Grunde. Mit den Verdünnungen verhält es sich umgekehrt. Bei Umstellung der Blendung kehrt sich ebenfalls Alles um. Die Bilder der Tafeln lehren also, dass unmittelbar hinter der Verdichtungskopfwelle eine Verdünnung folgt.

Fällt der Funken ganz auf die rechts stehende Blendung, so kann derselbe so weit nach rechts verschoben werden, dass nur die stärksten Ablenkungen durch Verdichtung noch Licht in die photographische Kammer fördern. Dann erhält man nur einen dunklen Schattenriss der Kopf- und der Schwanzwelle, welche letztere bei weiterer Verschiebung des Funkenbildes auch ausbleibt. Der Rand des Projectils kann bei geringerer Verschiebung noch durch Beugung sichtbar werden. Bei weiterer Verschiebung des Funkenbildes verschwinden alle Wellen und Umrisse, und man erhält nur mehr den Auslösungsfunken in Bilde auf ganz hellem Felde.

Diese letzterwähnten Versuche können dazu dienen, die Grösse der Verdichtung in den Wellen zu schätzen, mit Hilfe der Bestimmung der Ablenkung, welche das Licht beim Durchdringen sehr dünner Schichten der Welle erleidet.

Liegt das Funkenbild bei rechtsstehender Blendung 15 *mm* rechts vom Rande, so kommt bei einem spitzen Projectil von 520 *m*/sec Geschwindigkeit noch der Scheitel der Kopfwelle zum Vorschein.

Man kann dies an einer Photographie von ein Drittel der natürlichen Grösse beobachten und findet bei Anwendung der obigen Formeln im Scheitel der Kopfwelle die Dichte der Luft

ungefähr 3 Atmosphären entsprechend, wenn man $\nu_1 = 0 \cdot 000294$, $\varphi = 0 \cdot 00125$ annimmt und nach der Construction $\alpha = 65°$ setzt für das Licht, welches 3 *mm* hinter dem Scheitel senkrecht durch die Schusslinie hindurchgeht.

Für den Lichtstrahl, welcher seitwärts von der Schussaxe, wenn auch senkrecht zu derselben hindurchgeht, ist zu berücksichtigen, dass der Winkel α zwischen Strahl und Einfallsloth durch den Winkel β zwischen dem Strahl und der Senkrechten zur Schusslinie an dem getroffenen Punkte der Welle und der Winkel γ zwischen letzterer und dem Einfallslothe durch die Gleichung $\cos \alpha = \cos \beta . \cos \gamma$ bestimmt wird, wobei β und γ durch die Construction in der Photographie gegeben sind.

Hiebei zeigt sich, dass das $4 \cdot 5$ *mm* hinter dem Kopfwellenscheitel, 12 *mm* von der Schusslinie, 3 *mm* vom Wellenrande hindurchgehende Licht nur mehr Luft von ungefähr $1 \cdot 7$ Atmosphären zu passiren hat.

Bei 5 *mm* Abstand des Funkenbildes vom Rande der Blendung hat der Schattenriss eine grössere Ausdehnung und man findet, dass das Licht $7 \cdot 5$ *cm* hinter dem Scheitel, 9 *cm* von der Schussaxe, $7 \cdot 5$ *mm* vom Wellenrande noch Luft von ungefähr $1 \cdot 6$ Atmosphären passirt.

Bei stumpfem Kopfe ist die Kopfwelle stärker, während an der Stärke der Schwanzwelle kein merklicher Unterschied wahrzunehmen ist, je nachdem das hintere Ende des Projectils stumpf oder spitz ist.

Nach den Krupp'schen Versuchen würde der Luftwiderstand bei 520 *m*/sec Geschwindigkeit für ein Spitzgeschoss ungefähr einer Atmosphäre entsprechen. Dieser Druck ist aber rein fictiver Natur. Derselbe ist aus der Verzögerung des Geschosses abgeleitet und dient wieder nur dazu, die Verzögerung in anderen Fällen praktisch zu berechnen. In Wirklichkeit verliert das Geschoss seine Energie durch Erregung von Schallwellen, durch Bildung von Wirbeln und durch Reibung an der Luft, keineswegs aber durch Überwindung einer auf jedes Quadratcentimeter des Querschnittes gleichen Druckes. Die Verdichtungen, die wir hier abgeschätzt haben, stehen also nicht in Widerspruch mit den Krupp'schen Beobachtungen.

7. Auch bei unseren neuen Versuchen trat die Schallwellennatur der vom Projectil ausgehenden Luftverdichtungen und Luftverdünnungen deutlich hervor. Wir haben dieselbe noch durch einen besonderen Versuch dargethan. Ein Projectil wurde durch einen Carton geschossen, der im Bilde zu einer Linie verkürzt erschien. An dem Carton trat eine deutliche Reflexion der Kopfwelle ein, welche sich aber hinter dem Carton sofort neu bildete, wodurch die in einer früheren Arbeit erwähnte naheliegende Vermuthung des Herrn Journée bestätigt wird.[1] Solche Reflexionen finden schon an den zur Funkenauslösung bestimmten Drahtlagen statt. Diese Erscheinung zeigte sich schon an manchen der in der ersten Versuchsreihe gewonnenen Bilder und wurde damals fälschlich als Funkenwelle gedeutet.[2]

Ein weiterer Beleg für die Schallwellennatur der Kopfwelle liegt darin, dass man nach unserer Ansicht die Schallerscheinungen beim scharfen Schuss, die man kürzlich beobachtet hat, namentlich die bedeutende Erhöhung der Schallgeschwindigkeit in der Schussrichtung erwarten musste. Wir verweisen in dieser Beziehung auf mehrere vorausgegangene Arbeiten.[3]

Die Schallwellennatur der in einer älteren Arbeit beschriebenen Phänomene wurde übrigens auch von einem rühmlichst bekannten Artilleristen in Zweifel gezogen, welcher uns einwandte, die Kopfwelle könnte ganz wohl die vor dem Projectile aus dem Laufe ausgestossene Luft sein. Obwohl es nun nicht denkbar ist, dass bei so verschiedenen und zum Theil so beträchtlichen Entfernungen (2—20 *m*) von der Laufmündung, in welchen wir das Projectilbild auffingen und bei so verschiedenen Anfangsgeschwindigkeiten (440—900 *m*/sec) die „ausgestossene Luft" immer als Hülle des Projectils angetroffen werden sollte, obwohl ferner aus physikalischen Gründen fast mit Sicherheit angenommen werden muss, dass die ausgestossene Luft die Pilzform

---

1 Mach, Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des durch scharfe Schüsse erregten Schalles. Diese Berichte, Bd. XCVII, Abth. II, S. 1048.

2 Vergl. Photographische Fixirung u. s. w., die Erklärung der Tafel.

3 Ausser den beiden unmittelbar vorher citirten Arbeiten noch: Mach, Über die Schallgeschwindigkeit beim scharfen Schuss nach von dem Krupp'schen Etablissement angestellten Versuchen. Diese Berichte, Bd. XCVIII, Abth. II, a, S. 1257.

erhält, so haben wir doch auch hierüber einige besondere Versuche angestellt.

Eine Serie solcher Bilder, welche dadurch gewonnen werden, dass man die Funkenauslösung unmittelbar vor der Laufmündung anbringt, ist durch die Figuren 1 — 3 und 7, Taf. I dargestellt. Man erblickt vor dem aus dem Lauf tretenden Projectil einen in der Schussrichtung herauswachsenden Luftpilz, dem eine Reihe nahe kugelförmiger, sich als zarte Ringe darstellender Schallwellen vorausgeht, deren Mittelpunkte ungefähr in der Laufmündung liegen. Diese letzteren rühren wahrscheinlich von der nicht ganz gleichmässigen Explosion und ruckweisen Bewegung des Projectils vor dem Austritte her. An dem Projectile selbst ist aber schon die beginnende Bildung der Kopfwelle zu bemerken, welche also von der ausgestossenen Luft verschieden ist. Lässt man das Projectil noch etwas weiter austreten, so folgt hinter demselben ein dem Luftpilze ganz ähnlicher, aus den Pulvergasen bestehender Pilz, welcher sich durch seine Undurchsichtigkeit von dem Luftpilze deutlich unterscheidet.

Die Art der seitlichen Ausbreitung der Pulvergase, sowie der Umstand, dass man wenige Meter vom Laufe das Projectilbild in einem vollkommen reinen Felde erhält, zeigt, dass die Geschwindigkeit dieser Pulvergase viel rascher verloren geht, als jene des Projectils, wie es nicht anders zu erwarten ist. Die Pulvergase haben auch, wie wir schon richtig vermutheten, mit den Wirbeln im Schusscanale nichts zu schaffen.[1] Nachweislich beginnt die Wirbelbildung zuweilen schon am Projectilkopfe.[2] Erst nachdem das Projectil längst aus der Bildfläche verschwunden ist, kommen die Pulvergase nach. Die eben angeführte Versuchsreihe zeigt übrigens, wie mannigfaltige Aufgaben sich in einfachster und müheloser Weise durch Momentbeleuchtung mit dem elektrischen Funken erledigen lassen.

8. Hat man sich mit der Schallwellennatur der von den Projectilen ausgehenden Luftverdichtungen vertraut gemacht, so erscheinen die Erzählungen von schweren Verletzungen und Tödtungen durch den Luftdruck grosser Projectile grösstentheils

---

[1] Vergl.: Photographische Fixirung u. s. w.

[2] Vergl.: Über die in Pola und Meppen angestellten Versuche.

als abenteuerliche Übertreibungen. Man fühlt ohne Zweifel am ganzen Leibe den Luftstoss, wenn man in der Nähe eines grossen abgefeuerten Geschützes steht. Nimmt man aber selbst an, dass ein grosses Projectil in seiner unmittelbaren Nähe einen Überdruck von 2 Atmosphären, also ungefähr 2 *kg* per Quadratcentimeter erzeugt, welcher bei $^1/_2$ *m* Projectillänge und 500 *m*/sec Geschwindigkeit durch 0·001 Secunde auf einen menschlichen Leib wirkt, so wird man eine ernstliche Beschädigung selbst bei diesen ungünstigen Voraussetzungen kaum besorgen, umsomehr, als der Betroffene von allen Seiten der Welle ausgesetzt ist. Ein einseitig gegen diesen Druck geschützter Körper, z. B. ein würfelförmiges Litergefäss mit Wasser, könnte allerdings, wenn nur eine Fläche getroffen würde, eine Geschwindigkeit von 2 *m*/sec erhalten, vorausgesetzt, dass Verdichtungen und Verdünnungen nicht wechseln würden, was jedoch der Fall ist. Dagegen ist die Möglichkeit einer schweren Schädigung des Gehörlabyrinthes, welche ernste Folgen haben kann, nicht ausgeschlossen. Man wird sich davor auch durch Öffnen des Mundes nicht schützen, was zuweilen noch angerathen wird, obgleich es längst festgestellt ist, dass die Tuba Eustachii sich nur ausnahmsweise (z. B. bei Schlingbewegungen) öffnet.

Auch die zerreissenden Wirkungen der Projectile bei Verwundungen können nicht der mitgeführten verdichteten Luft zugeschrieben werden. Die Luftwellen werden ja grösstentheils am Hinderniss reflectirt. Wenn auch nicht das Eindringen aller Spuren verdichteter Luft in die Wunde ganz in Abrede gestellt werden kann, so sind die bekannten verheerenden Wirkungen der Projectile von hoher Geschwindigkeit durch diese Luft doch ganz unerklärbar. Die von Reger vertretene Ansicht,[1] dass der „hydraulische“ Druck in den Geweben die Berstungen und Zerrungen herbeiführt, erklärt im Gegentheil alle Vorkommnisse einfach und natürlich. Der Ausdruck „hydraulischer Druck“ wäre vielleicht durch einen passenderen zu ersetzen, da starre Körper ja ebensowenig oder noch weniger compressibel sind als flüssige.

Schiesst man durch ein oben offenes parallelepipedisches, mit Wasser gefülltes Gefäss aus gefassten Glasplatten hindurch,

[1] Reger, Die Gewehrschusswunden der Neuzeit. Strassburg 1884.

so zerspringen nicht nur die getroffenen Wände, sondern alle Wände nach allen Seiten, selbst entgegen der Schussrichtung und zerfliegen viele Meter weit in unzählige Stücke. Da die Schallgeschwindigkeit im Wasser grösser ist als die Projectilgeschwindigkeit, kann man auch kein Momentbild erhalten, wenn durch eine im Wasser versenkte getroffene Leidnerflasche ein Beleuchtungsfunken ausgelöst wird. Die vorher ebenen Gefässwände sind schon vor Auslösung des Funkens so deformirt, dass das durchgehende Licht nicht mehr in den photographischen Apparat gelangt. Die Sprengwirkung des Schusses gleicht übrigens vollkommen jener eines in der Flüssigkeit übergehenden elektrischen Funkens, was sehr gut zu Reger's Ansicht stimmt.

9. Wir wollen nun noch übersichtlich einige allgemeinere Ergebnisse der Versuche betrachten. Von jedem Projectil gehen stets mehrere Verdichtungswellen aus, welche vor dem Kopf, am Mantel und hinter dem Projectil ansetzen. Die Kopfwelle ist die stärkste dieser Wellen. Die folgenden Wellen sind von abnehmender Stärke, die letzte aber meist etwas deutlicher ausgesprochen. Jeder Verdichtung folgt unmittelbar eine Verdünnung, so dass also in der ganzen Reihe der Wellen Verdichtungen und Verdünnungen wechseln.[1] Der vorausgehende Theil der Kopfwelle ist eine Verdichtung. Dieses Verhalten der Luft zeigt sich besonders deutlich bei zur Schussrichtung parallelem Blendungsrand.

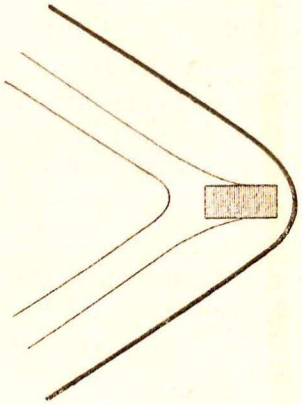
Zahl und Ansatz der Wellen wechseln nach der Dimension und Geschwindigkeit des Geschosses. Die Projectile von 23 bis 34 *mm* Länge und 500 *m*/sec Geschwindigkeit zeigen drei Verdichtungswellen, je eine am Kopf, am Mantel und hinter dem Projectil, welchen die zugehörigen Verdünnungswellen sich anschliessen. An dem Langgeschoss von 76 *mm* Länge und 500 *m*/sec Geschwindigkeit zählen wir hingegen 6 Verdichtungswellen: die Kopfwelle, 3 Mantelwellen und 2 Wellen hinter dem Projectil.

Die am Mantel ansetzenden Wellen schmiegen sich diesem fast tangential an (Fig. 3), was übrigens wegen der weniger

[1] Dieses Verhältniss war bei den in Fiume gewonnenen Bildern noch nicht klar zu übersehen.

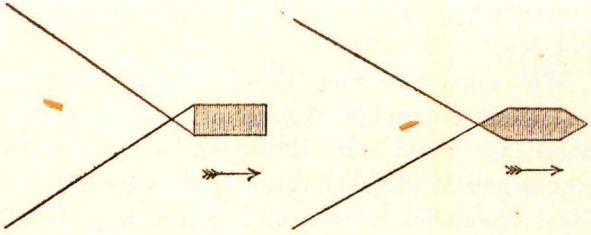
gestreckten Form der Wellen bei kleineren Projectilgeschwindigkeiten leichter zu bemerken ist. Die Luftreibung am Projectile erklärt diesen Verlauf der Mantelwelle ungezwungen.[1]

Fig. 3.



Der Ansatz der Welle hinter dem Projectile gestaltet sich merklich verschieden, je nachdem derselbe hinten spitz oder stumpf ist. Im ersteren Falle setzt die Welle hinter dem Projectil unmittelbar an der Spitze an, während im letzteren

Fig. 4.



Falle der Ansatz weiter rückwärts liegt, jedoch so, dass die Verlängerung der Wellengrenzen ungefähr durch den Rand des Projectilbodens hindurchgeht. Es scheint dies darauf zu deuten, dass die nach rückwärts abfliessende Luft sich im ersteren Falle besser der Projectiloberfläche anschliesst.

---

[1] Ähnlich verhält sich eine Schallwelle gegenüber einem Luftstrahl von grosser Geschwindigkeit. Vgl. Mach u. Salcher, optische Untersuchung der Luftstrahlen. Diese Berichte, Bd. XCVII, A. II. a, S. 1303, Fig. 3 der Tafel.

Die bereits früher beschriebenen Wirbelphänomene [1] im Schusscanale haben sich wieder gezeigt. Es wurde auch schon angegeben, dass diese Wirbelbildung am Projectilmantel beginnt,[2] und einer unserer Versuche macht die Entstehung der Wirbel schon am Projectilkopf wahrscheinlich. Bei einem wahrscheinlich wegen mangelhafter Führung und Rotation schief gegen die Schusslinie geneigten Langgeschoss sehen wir eine Wirbelreihe vom Boden, eine zweite vom Kopfe ausgehen (Fig. 17 Taf. II).

Denken wir uns die Projectilaxe und die Schusslinie unter Festhaltung der gewonnenen Vorstellung zusammenfallend, so rollen die am Kopfe entstehenden Wirbelringe über den Mantel hin und reihen sich im Schusscanale aneinander. Die Scheiben, welche zuweilen vor dem Projectilkopfe erscheinen, dürften solche beginnende Wirbelringe sein. Auch unmittelbar hinter dem Projectile meint man zuweilen eine solche Scheibe zu sehen, doch ist dieselbe schwer nachzuweisen, da sie allzu leicht mit der Reflexionswelle an den Auslösungsdrähten verwechselt wird.

10. Als auffallend muss es bezeichnet werden, dass wir unmittelbar hinter den Projectilen nirgends ein deutliches Vacuum beobachten konnten, obgleich wir mit den Aluminiumprojectilen Geschwindigkeiten von 900 *m*/sec erreichten, während die Einströmungsgeschwindigkeit der Luft in den leeren Raum unter den Versuchsumständen nach der Theorie doch nur 700—800 *m*/sec betragen kann.

11. Wir haben die vom Projectile bei einer bestimmten Geschwindigkeit erzeugten Wellen wiederholt als Wellen von unveränderlicher Form und Excursion, als stationäre Schallwellen angesehen. Mit Rücksicht auf die Theorie der Schallwellen von grosser Excursion könnte dies befremden, da diese lehrt, dass solche Wellen sich nicht ohne Formänderung fortpflanzen können.

Diese Theorie hat übrigens bisher noch keine Rücksicht genommen auf die Reibung und den Wärmeausgleich in der Luft. Das Wichtigste ist aber ohne Zweifel, dass die Theorie

---

[1] Photographische Fixirung u. s. w.

[2] Über die in Pola und Meppen angestellten ballistisch-photographischen Versuche.

sich selbst überlassene Wellen behandelt, während in unserem Falle die Wellen unter einem unausgesetzten Zwange erhalten werden. Ein eigentlicher Widerspruch zwischen der Theorie und den Ergebnissen unserer Experimente besteht also nicht. Auch sich selbst überlassene Wasserwellen pflanzen sich nicht ohne Formänderung fort, während gleichwohl die Bugwelle des Schiffes stationär ist.

Durch zweimalige Momentbeleuchtung desselben Projectils und photographische Fixirung der Bilder haben wir uns wiederholt überzeugt, dass die Kopfwelle in der That auf einer Flugbahnstrecke von 10—15 *cm* (eine grössere war durch die Öffnung unseres Objectivs ausgeschlossen) ihr Ansehen nicht merklich ändert. Vollständig stationär wird eine solche Welle allerdings nicht sein, denn schon die Unregelmässigkeiten der Reibung am Projectile und die Wirbel müssen ein periodisches Element einführen. Bei sehr aufmerksamer Betrachtung bemerkt man in der That eine feine Faserung der Wellen, welche von Fall zu Fall verschieden ist. Die nun vorliegenden Thatsachen sind, wie es scheint, reich und mannigfaltig genug, um auch der mathematischen Untersuchung Anknüpfungspunkte zu bieten.

12. Schliesslich haben wir noch den Förderern unserer Versuche, dem hohen k. und k. 8. Corps-Commando in Prag, ferner dem Leiter der k. und k. Militärschiessstätte in Karolinenthal, Herrn Hauptmann Hložek, sowie Herrn Hauptmann Weywara für die Überlassung von Gewehren zu danken.

Erklärung der Tafeln.

Alle Projectile gehen von links nach rechts durch das Gesichtsfeld.

Tafel I.

Fig. 1—3, 5, 7, die Entwicklung des Schusses.

Fig. 1. Das Projectil ist eben aus dem Laufe getreten und berührt den Auslösungsdraht; vor demselben ein Luftpilz, am Projectil der Keim der Kopfwelle.

Fig. 2. Grössere Entfernung zwischen Laufmündung und Auslösungsdraht, vor dem Projectil ein Luftpilz, hinter demselben ein Pilz von Pulvergasen.

Fig. 3 und 7. Die Laufmündung und der Auslösungsdraht liegen links ausserhalb des Gesichtsfeldes. Schallwellen mit dem Mittelpunkt in der Laufmündung im Gesichtsfeld.

Fig. 5. Die Wirbel hinter dem Projectil allein im Felde.

Fig. 4. Reflexion der Kopfwelle am Carton, Neubildung derselben hinter dem Carton, zwei Auslösungsdrähte im Felde.

Fig. 6 doppelt spitzes, Fig. 8 doppelt stumpfes Messingprojectil, Fig. 9 Langgeschoss aus Aluminium. Bei 6, 8, 9 die Blendung links.

Tafel II.

Fig. 10. Aluminiumprojectil, 700 *m*/sec, Blendung horizontal.

Fig. 13. Dasselbe, Blendung rechts.

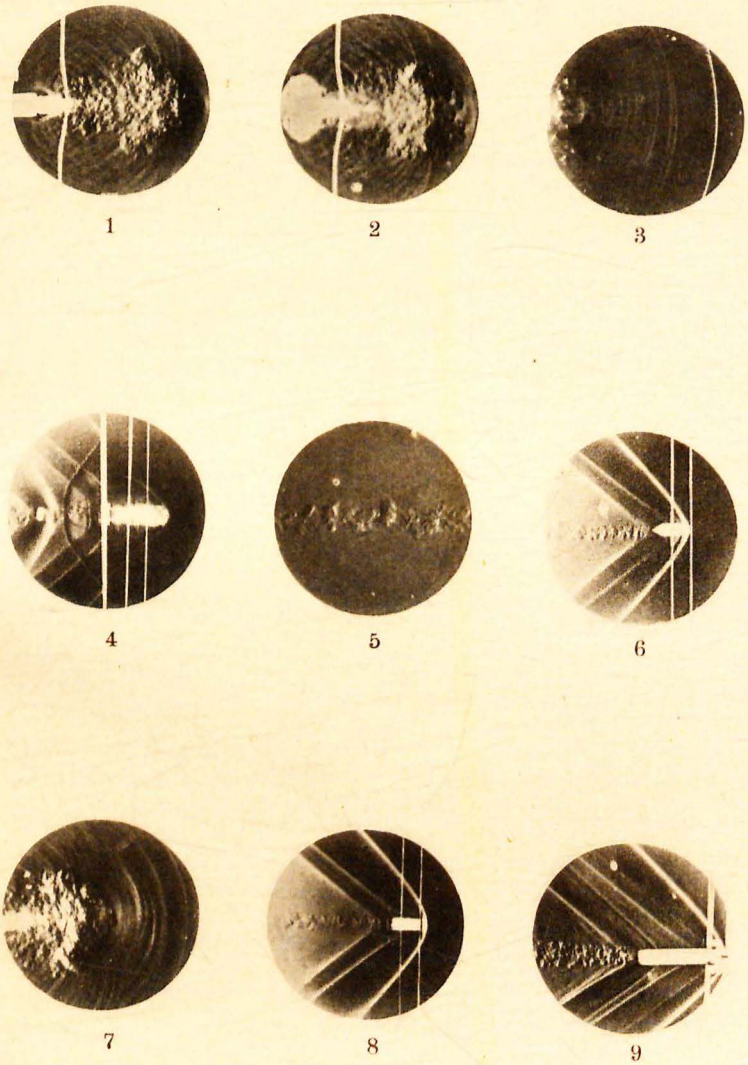
Fig. 11. Messingprojectil, 520 *m*/sec, vorn spitz, Blendung links.

Fig. 14. Messingprojectil, 520 *m*/sec, doppelt stumpf, Blendung horizontal.

Fig. 12. Messingprojectil, 520 *m*/sec, doppelt spitz, Blendung links.

Fig. 15, 16, 18. Aluminiumprojectil, 900 *m*/sec, doppelt stumpf, bei 15 und 16 Blendung links, bei 18 Blendung rechts.

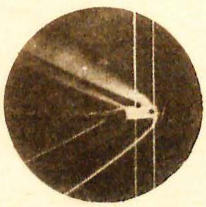
Fig. 17. Ein schief gegangenes Langgeschoss aus Aluminium mit doppelter Wirbelreihe.



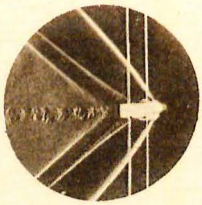
Negativ v. Dr. J. M. Eder.

Lichtdruck von J. Löwy in Wien.

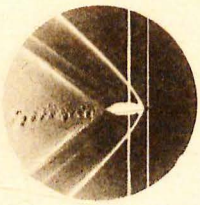
FREIE UNIVERSITÄT
BERLIN
UNIVERSITÄTSBIBLIOTHEK



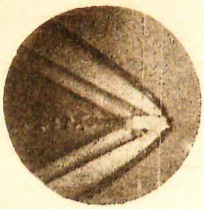
10



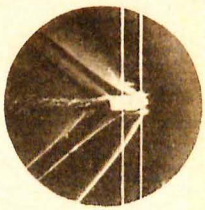
11



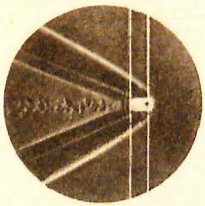
12



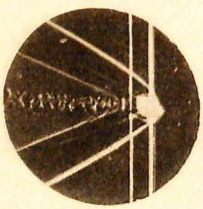
13



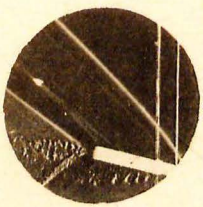
14



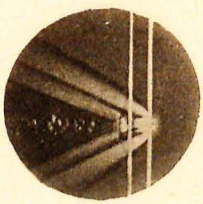
15



16



17



18

Negativ v. Dr. J. M. Eder.

Lichtdruck von J. Löwy in Wien.

Mit Hilfe dieses Satzes kann man, ähnlich wie für die kubischen Curven gezeigt wurde, aus einer linearen Configuration der C_4 conische Configurationen herleiten, indem man alle Geraden mit einer linearen Gruppe multiplicirt oder das Product von zwei linearen Configurationen der Curve bestimmt.

Indem jede Gruppe einer conischen Quadrupelinvolution der C_4 mit jeder Gruppe der corresidualen Involution conconisch ist,[1] erzeugen n beliebige Quadrupel der einen mit n beliebigen Quadrupeln der corresidualen Involution eine conische Configuration $(8n_n, n_8^2)$. Construirt man für jeden C_2 dieser Configuration die in Satz 17 angedeutete $(24_3, 9_8)$, so gilt:

19. Die Seiten von n aus Quadrupeln einer conischen Involution und n aus Quadrupeln der residualen Involution gebildeten Vierecken treffen die C_4 in den Punkten einer conischen Configuration $(24n_{3n}, 9n_8^2)$.

Gehören n Quadrupel einer der 63 autoresidualen Involutionen an, so liefert die entsprechende Construction eine conische $\left(12n_{3(n-1)}, 9\binom{n}{2}_8\right)$.

Die Sätze 17 und 18 lassen sich auf Curven n^{ter} Ordnung ausdehnen:

20. Ist ein $2n$-Eck einer Curve n^{ter} Ordnung und zugleich einem Kegelschnitte eingeschrieben, so treffen seine Seiten die Curve in $(n-2)\binom{2n}{2}$ Punkten, welche mit $(2n)! : (2^n.n!)$ Curven $(n-2)^{\text{ter}}$ Ordnung eine Configuration darstellen, deren Punktindex $(2n-2)! : (2^{n-1}(n-1)!)$, deren Curvenindex $n(n-2)$ ist.

21. Das Product von zwei linearen n-punktigen Gruppen der C_n ist eine aus Punkten und Curven $(n-2)^{\text{ter}}$ Ordnung gebildete $(n^2(n-2)_{(n-1)}!, n!_{n(n-2)})$.

[1] Vergl. meine Arbeit: „Involutions quadruples sur courbes biquadratiques“ (Archives Néerlandaises, tome XXIII, § I, 1; § III, 12).

SITZUNGSBERICHTE

DER

MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE

DER KAISERLICHEN

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN.

XCVIII. BAND. ABTHEILUNG II. a.

JAHRGANG 1889. — HEFT I BIS X.

(Mit 24 Tafeln, 1 Tabelle und 54 Textfiguren.)

AMERICAN
GEOGRAPHICAL
SOCIETY.

WIEN, 1890.

AUS DER K. K. HOF- UND STAATSDRUCKEREI.

IN COMMISSION BEI F. TEMPSKY,
BUCHHÄNDLER DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN.

Universitätsbibliothek * Freie Universität Berlin

Z 1956.926

INHALT.

Seite

I. Sitzung vom 10 Jänner 1889: Übersicht 3
II. Sitzung vom 17. Jänner 1889: Übersicht 37
III. Sitzung vom 24. Jänner 1889: Übersicht 39
IV. Sitzung vom 7. Februar 1889: Übersicht 139
V. Sitzung vom 14. Februar 1889: Übersicht 186
VI. Sitzung vom 21. Februar 1889: Übersicht 288
VII. Sitzung vom 14. März 1889: Übersicht 391
VIII. Sitzung vom 21. März 1889: Übersicht 471
IX. Sitzung vom 4. April 1889: Übersicht 523
X. Sitzung vom 11. April 1889: Übersicht 614
XI. Sitzung vom 9. Mai 1889: Übersicht 649
XII. Sitzung vom 16. Mai 1889: Übersicht 688
XIII. Sitzung vom 23. Mai 1889: Übersicht 689
XIV. Sitzung vom 6. Juni 1889: Übersicht 755
XV. Sitzung vom 21. Juni 1889: Übersicht 865
XVI. Sitzung vom 4. Juli 1889: Übersicht 963
XVII. Sitzung vom 11. Juli 1889: Übersicht 1002
XVIII. Sitzung vom 18. Juli 1889: Übersicht 1092
XIX. Sitzung vom 10. October 1889: Übersicht 1253
XX. Sitzung vom 17. October 1889: Übersicht 1277
XXI. Sitzung vom 24. October 1889: Übersicht 1279
XXII. Sitzung vom 7. November 1889: Übersicht 1301
XXIII. Sitzung vom 14. November 1889: Übersicht 1392
XXIV. Sitzung vom 21. November 1889: Übersicht 1417
XXV. Sitzung vom 5. December 1889: Übersicht 1461
XXVI. Sitzung vom 12. December 1889: Übersicht 1518
XXVII. Sitzung vom 19. December 1889: Übersicht 1527

Adler, Allgemeine Sätze über die elektrostatische Induction. [Preis: 40 kr. = 80 Pfg.] 779

Ameseder, Theorie der cyklischen Projectivitäten. [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 290

— Die Quintupellage collinearer Räume. [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 588

Anton, Bestimmung der Polhöhe des astronomisch-meteorologischen Observatoriums in Triest durch Beobachtung von Sternpassagen im ersten Vertical. [Preis: 30 kr. = 60 Pfg.] 1

Bidschof, Bestimmung der Bahn des Planeten (175) Andromache [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 48

Biermann, Zur Theorie der Doppelintegrale expliciter irrationaler Functionen. [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 34

Bobek, Über die Steiner'schen Mittelpunktscurven. (I. Mittheilung.) (Mit 2 Textfiguren.) [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.]

— Über Dreischaarcurven [Preis: 30 kr. = 60 Pfg.] . . . 14

— Über die Steiner'schen Mittelpunktscurven. (II. Mittheilung.) (Mit 2 Textfiguren.) [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 39

— Über die Steiner'schen Mittelpunktscurven. (III. Mittheilung.) [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 52

Czermak und *Hausmaninger*, Feldstärke-Messungen an einem Ruhmkorff'schen Elektromagneten. (Mit 1 Tafel und 4 Textfiguren.) [Preis: 50 kr. = 1 RMk.] 1142

Dingeldey, Über einen neuen topologischen Process und die Entstehungsbedingungen einfacher Verbindungen und Knoten in gewissen geschlossenen Flächen. (Mit 5 Tafeln) [Preis: 80 kr. = 1 RMk. 60 Pfg.] 79

Dvořák, Über die Wirkung der Selbstinduction bei elektromagnetischen Stromunterbrechern. (Vorläufige Mittheilung.) (Mit 3 Textfiguren.) [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 55

Ebner, v., Das Kirschgummi und die krystallinischen Micelle. [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 1280

Elster u. *Geitel*, Messungen des normalen Potentialgefälles der atmosphärischen Elektricität in absolutem Maasse. (Mit 2 Textfiguren.) [Preis: 50 kr. = 1 RMk.] 909

Escherich, v., Zur Theorie der zweiten Variation. (Fortsetzung.) [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 1463

Exner F., Beobachtungen über atmosphärische Elektricität in den Tropen, I. [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 1004

— *K.*, Über eine Consequenz des Fresnel-Huyghens'schen Principes. (Mit 2 Textfiguren.) [Preis: 10 kr. = 20 Pfg.] 51

— Über die kleinen Höfe und die Ringe behauchter Platten. (Mit 1 Tafel.) [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 1130

Fuchs, Über die Oberflächenspannung einer Flüssigkeit mit kugelförmiger Oberfläche. (Mit 2 Textfiguren.) [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 740

— Über die Abhängigkeit der Dielektricitätsconstanten tropfbarer Flüssigkeiten von deren Temperatur. [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 1240

Seite

Fuchs, Directe Ableitung einiger Capillaritätsfunctionen. (Mit 1 Tafel.) [Preis: 50 kr. = 1 RMk.] 1362

Gegenbauer, Über diejenigen Theiler einer ganzen Zahl, welche eine vorgeschriebene Grenze überschreiten. [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 28

— Wahrscheinlichkeiten im Gebiete der aus den vierten Einheitswurzeln gebildeten complexen Zahlen [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 635

— Zur Theorie von Congruenzen. [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 652

— Zur Theorie der Kettenbrüche. [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 673

— Eine Eigenschaft der Entwicklung einer ganzen Function nach den Näherungsnennern von gewissen regulären Kettenbrüchen. [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 867

— Über complexe Primzahlen. [Preis: 50 kr. = 1 RMk.] . . 1036

Gross, Beiträge zur Theorie des galvanischen Stromes. [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 852

Hepperger, v., Integration der Gleichung für die Störung der mittleren täglichen siderischen Bewegung periodischer Kometen von geringer Neigung (Biela'scher Komet) durch die Planeten Erde, Venus und Mercur. [Preis: 30 kr. = 60 Pfg.] 1094

Holetschek, Über die Vertheilung der Bahnelemente der Kometen. [Preis: 30 kr. = 60 Pfg.] 1541

Hübl, Freih. v. und *Obermayer v.,* Über einige elektrische Entladungserscheinungen und ihre photographische Fixirung. (Mit 2 Tafeln.) [Preis: 35 kr. = 70 Pfg.] 419

Kohl, Über die Lemniscatentheilung. [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 364

Koller, Über den Durchgang von Elektricität durch sehr schlechte Leiter. (Mit 6 Textfiguren.) [Preis: 60 kr. = 1 RMk. 20 Pfg.] 201

— Über den elektrischen Widerstand von Isolatoren bei höherer Temperatur. (Mit 1 Tafel und 1 Textfigur.) [Preis: 40 kr. = 80 Pfg.] 894

Korteweg, Über Faltenpunkte. (Mit 1 Tafel.) [Preis: 55 kr. = 1 RMk. 10 Pfg.] 1154

Lauermann, Zum Normalenproblem der Ellipse. (Mit 1 Tafel.) [Preis 35 kr. = 70 Pfg.] 318

Lippich, Über die Bestimmung von magnetischen Momenten, Horizontalintensitäten und Stromstärken nach absolutem Masse [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 188

Liznar, Eine neue magnetische Aufnahme Österreichs. (Vorläufiger I. Bericht.) [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 1409

Luggin, Über die Art der Elektricitätsleitung im Lichtbogen. (Mit 1 Textfigur.) [Preis: 40 kr. = 80 Pfg.] 1192

Seite

Mach, E., Über die Schallgeschwindigkeit beim scharfen Schuss nach von dem Krupp'schen Etablissement angestellten Versuchen. (Mit 1 Textfigur.) [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] . 1257

— und *Mach L,* Weitere ballistisch-photographische Versuche. (Mit 2 Tafeln und 4 Textfiguren.) [Preis: 45 kr. = 90 Pfg.] 1310

— — Über longitudinale fortschreitende Wellen im Glase. (Mit 1 Tafel und 2 Textfiguren.) [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 1327

— — Über die Interferenz von Schallwellen von grosser Excursion. (Mit 1 Tafel und 3 Textfiguren.) [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 1333

— und *Salcher,* Optische Untersuchungen der Luftstrahlen. (Mit 1 Tafel und 1 Textfigur.) [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 1303

— — Über die in Pola und Meppen angestellten ballistisch-photographischen Versuche. (Mit 8 Textfiguren.) [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 41

Margules, Über die Abweichung eines comprimirten Gasgemisches vom Gesetz des Partialdruckes. (Mit 1 Tafel und 2 Textfiguren.) [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 883

Mertens, Beweis der Darstellbarkeit irgend eines ganzen invarianten Gebildes einer binären Form als ganze Function einer geschlossenen Anzahl solcher Gebilde. [Preis: 10 kr. = 20 Pfg.] 73

— Zum Normalenproblem der Kegelschnitte. [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 431

— Über invariante Gebilde quaternärer Formen. [Preis: 40 kr. = 80 Pfg.] 691

Müller-Erzbach, Das Gesetz der Abnahme der Adsorptionskraft bei zunehmender Dicke der adsorbirten Schichten. [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 327

Natterer, Einige Beobachtungen über den Durchgang der Elektricität durch Gase und Dämpfe. (Mit 2 Tafeln.) [Preis: 50 kr. = 1 RMk.] 990

Penk, Der Flächeninhalt der österreichisch-ungarischen Monarchie. (Mit 1 Tabelle.) [Preis: 12 kr. = 24 Pfg.] . . . 984

Pick, Über Raumcurven vierter Ordnung erster Art und die zugehörigen elliptischen Functionen. [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 536

Popper, Über die Vorausberechnung der Verbrennungs- oder Bildungswärme bei Knallgas und anderen Gasgemengen [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 1443

Puluj, Ein Telethermometer. (Mit 3 Textfiguren.) [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 1502

Puschl, Über die specifische Wärme und die inneren Kräfte der Flüssigkeiten [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 173

Seite

Puschl, Über die Wärmeausdehnung der Gase. [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 757

— Über die Wärmeausdehnung der Gase. II. Theil [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 1337

Salcher und *Whitehead*, Über den Ausfluss stark verdichteter Luft. (Mit 1 Tafel und 2 Textfiguren.) [Preis: 40 kr. = 80 Pfg.] 267

Schoute, Zum Normalenproblem der Kegelschnitte. [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 1519

Stefan, Über einige Probleme der Theorie der Wärmeleitung. [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 473

— Über die Diffusion von Säuren und Basen gegen einander [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 616

— Über die Theorie der Eisbildung, insbesondere über die Eisbildung im Polarmeere. [Preis: 20 kr. = 40 Pfg.] 965

— Über die Verdampfung und die Auflösung als Vorgänge der Diffusion. [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 1418

Streintz, Über ein Silber-Quecksilberelement und dessen Beziehung zur Temperatur. (Mit 2 Textfiguren.) [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 564

Tuma, Über Beobachtung der Schwebungen zweier Stimmgabeln mit Hilfe des Mikrophones. (Mit 2 Tafeln.) [Preis: 35 kr. = 70 Pfg.] 1028

Tumlirz, Das mechanische Äquivalent des Lichtes. [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 826

— Das mechanische Äquivalent des Lichtes. (II. Mittheilung.) (Mit 1 Textfigur.) [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] . 1121

Vries, Jan de, Über gewisse, der allgemeinen cubischen Curve eingeschriebene Configurationen. [Preis: 25 kr. = 50 Pfg.] 446

— Über gewisse Configurationen auf ebenen kubischen Curven. [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 1290

Wassmuth, Über die bei der Torsion und Detorsion von Metalldrähten auftretenden Temperaturänderungen. [Preis: 18 kr. = 36 Pfg.] 1393

Waelsch, Zur Invariantentheorie der Liniengeometrie. [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] 1528

Wirtinger, Beitrag zur Theorie der homogenen linearen Differentialgleichungen mit algebraischen Relationen zwischen den Fundamentalintegralen. [Preis: 15 kr. = 30 Pfg.] . 66

Zindler, Zur Theorie der Netze und Configurationen. [Preis: 22 kr. = 44 Pfg.] 499