

### 5. *Über kurze akustische Wellen bei Funkenentladungen von Kondensatoren; von W. Altberg.*

Bei der Erzeugung akustischer Wellen gelang es R. Koenig<sup>1)</sup> bei Schwingungen von kleinen Stimmgabeln bis zu einer Wellenlänge von  $\lambda = 3,8 \text{ mm}$  vorzurücken, und Edelmann<sup>2)</sup> hat mit seiner Galtonpfeife Wellen von  $\lambda = 2,0 \text{ mm}$  erzeugt. Die erhaltenen kurzen Wellen scheinen nicht weit von der Grenze zu liegen, welche man mit diesen beiden Methoden praktisch erreichen kann; für noch kürzere Wellen schien es geboten zu sein, sich einer anderen Methode zu bedienen, nämlich derjenigen der Funkenentladungen: es hat bereits früher Rosický<sup>3)</sup> auf beruhten Flächen mit Hilfe von Flaschenfunken Interferenzfiguren erhalten, welche auf periodische Luftschwingungen im Gleitfunken schließen lassen. Lodge<sup>4)</sup> hat bei Funkenentladungen großer Leidener Batterien durch große Selbstinduktionskreise so langsame elektrische Schwingungen erhalten, daß die periodischen Erwärmungen der Funkenstrecke als Schallschwingungen von bestimmter Tonhöhe wahrgenommen werden konnten.

Die Periode  $\tau$  (in Sek.) der elektrischen Schwingung wird durch die Selbstinduktion  $L$  und die Kapazität  $C$  des Schwingungskreises bestimmt

$$\tau = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Einer jeden ganzen elektrischen Schwingung entspricht eine zweimalige Aufhellung der Funkenstrecke; da jede Aufhellung des Funkens einer Dilatation und einer darauffolgenden Kompression der umgebenden Luft, d. h. einer vollen akustischen Schwingung entspricht, so wird die Wellenlänge  $\lambda$  (in mm) der

1) R. Koenig, Wied. Ann. **69**. p. 626 u. 721. 1899.

2) A. Edelmann, Ann. d. Phys. **2**. p. 469. 1900.

3) W. Rosický, Sitzungsber. d. Wien. Akad. **73**. II. p. 629. 1876.

4) O. Lodge, Nature **39**. p. 471. 1888—1889.

akustischen Schwingung, wenn  $v$  die Schallgeschwindigkeit in der Luft (in mm pro Sek.) gegeben ist,

$$\lambda = \pi v \cdot \sqrt{LC}.$$

Auf Veranlassung von Prof. Dr. P. Lebedew habe ich diese elektrische Methode auf die Erregung möglichst kurzer akustischer Wellen angewendet und die Wellenlängen mit Hilfe von Diffraktionsgittern gemessen.<sup>1)</sup>

### I. Die Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung ist aus Fig. 1 ersichtlich: der Kondensator  $C$  wird vom Induktorium  $J$  durch den Luftfunken  $H$  geladen und entladet sich durch den Selbstinduktionskreis  $L$  und die Funkenstrecke  $F$ .

Der elektrische Funke  $F$ , der die Quelle der Schallschwingungen bildet, befindet sich im Brennpunkte des Hohlspiegels  $S_1$ : in seinem weiteren Verlaufe fällt das akustische Parallelstrahlenbündel auf ein Fraunhofersches Diffraktionsgitter  $G$ , der abgelenkte Strahl wird von dem Hohlspiegel  $S_2$  aufgefangen und auf die Meßvorrichtung  $D$  konzentriert.

Die Verteilung der Schallintensität im Diffraktionsspektrum wird durch die Druckkräfte der Schallwellen<sup>2)</sup> gemessen, da die Intensität der Funkenwellen,

wie es Wood<sup>3)</sup> bereits gefunden hat, groß genug ist, um meßbare Druckkräfte zu erzeugen; die Ablenkungen des Druckapparates wurden mit dem Fernrohre  $R$  beobachtet.

Der Spiegel  $S_2$  mit dem Druckapparat  $D$  waren fest aufgestellt; der Spiegel  $S_1$  mit der Funkenstrecke  $F$  und dem

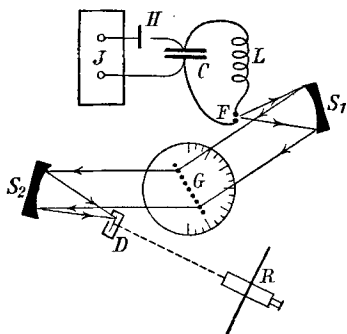


Fig. 1.

1) Vor mir hat über dasselbe Thema im hiesigen Institut gleichfalls auf Veranlassung von Prof. Dr. P. Lebedew Hr. N. Slatowratzky gearbeitet.

2) Vgl. W. Altberg, Ann. d. Phys. 11. p. 405. 1903.

3) R. W. Wood, Physik. Zeitschr. 6. p. 22. 1905.

Diffractionsgritter  $G$  waren auf dem beweglichen Arm des Spektrometers montiert.

Die Justierung des Spektrometers kann in einfacher Weise durch *optische* Einstellung der an den Vorderseiten versilberten Hohlspiegel  $S_1$  und  $S_2$  auf das *Licht* des Funkens  $F$  bewerkstelligt werden.

Die Beobachtungen wurden in folgender Weise ausgeführt: der Spiegel  $S_1$  mit dem Funken  $F$  wurde in verschiedene Lagen gebracht, der Strom des Induktoriums  $J$  während der Dauer einer Schwingung des Druckapparates  $D$  geschlossen und der entsprechende Ausschlag des Druckapparates gemessen — man erhält in dieser Weise die Verteilung der Schallintensität im Diffractionsspektrum und kann die Lage der auftretenden Maxima scharf bestimmen; da die Schallerregung des Funkens sich etwas unregelmäßig ändert, ist es vorteilhaft, die Beobachtungen in verschiedenen Reihenfolgen auszuführen.

## II. Die Apparate.

1. Der Druckapparat ist in Fig. 2 dargestellt: auf einem dünnen Quarzfaden hängt ein leichter Wagebalken, an welchem ein vertikaler Glimmerstreifen  $G$  ( $4 \times 12$  mm), ein Gegengewicht  $C$  und ein Ablesespiegel  $S$  befestigt sind. Um den Druckapparat vor Luftströmungen zu schützen, ist derselbe in einem flachen Kästchen aufgehängt; die Schallwellen fallen auf den Glimmerflügel  $G$  durch eine rechteckige Öffnung ( $6 \times 14$  mm) in der hinteren Metallwand, während der Spiegel  $S$  durch die vordere Glaswand beobachtet wird.<sup>1)</sup>

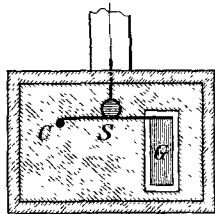


Fig. 2.

2. Die Kondensatoren waren nach Drude<sup>2)</sup> Petroleumkondensatoren. Der eine hatte eine konstante Kapazität  $C = 0,00128$  Mikrof., der andere hatte eine variable Kapazität

1) Die Anwendung eines Schutzringes, wie ich einen solchen bei meinen früheren Untersuchungen (l. c. p. 406) angewendet habe, erwies sich in diesem Falle überflüssig, da die Dimensionen des Glimmerflügels hinreichend groß waren im Vergleich mit den zu messenden Wellenlängen.

2) P. Drude, Ann. d. Phys. 15. p. 709. 1904.

und war in der Form gebaut, wie sie bei funkentelegraphischen Messungen verwendet wird<sup>1)</sup>; für die Einstellungsmarken, bei welchen er bei den Beobachtungen verwendet wurde, war seine Kapazität

$$C_{20} = 0,00167 \text{ Mikrof.}$$

$$C_{12} = 0,00108 \quad ,,$$

$$C_{10} = 0,00093 \quad ,,$$

$$C_8 = 0,00063 \quad ,,$$

$$C_3 = 0,00041 \quad ,,$$

Die Kapazitäten wurden durch Vergleich mit einem Normal-kondensator von 0,01 Mikrof. ermittelt.<sup>2)</sup>

3. Die Selbstinduktionsspulen wurden in folgender Weise hergestellt (Fig. 3): 8 Glasröhren  $G_1, G_2 \dots G_8$  von je ca. 75 cm

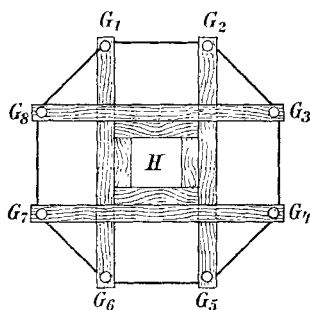


Fig. 3.

Länge bildeten ein achteckiges Prisma, welches in einen Kreis von 62 cm Durchmesser eingeschrieben war; die Glasröhren wurden an je vier Holzstäben, die von einem Holzgestell  $H$  getragen wurden, befestigt. Auf dieses Glasgerippe waren 300 Windungen umspinnenen Kupferdrahtes ( $d = 0,6 \text{ mm}$ ) aufgewickelt. Ein zweites Gestell von gleichen Dimensionen trug

34 Drahtwindungen. Die Selbstinduktionskoeffizienten  $L$  und die Widerstände  $r$  der Spulen waren

$$300 \text{ Windungen } L_1 = 30,4 \cdot 10^6 \text{ cm} \quad (r_1 = 19,6 \, \Omega),$$

$$200 \quad , \quad L_2 = 17,5 \cdot 10^6 \quad , \quad (r_2 = 13,0 \, \Omega),$$

$$100 \quad , \quad L_3 = 6,8 \cdot 10^6 \quad , \quad (r_3 = 6,5 \, \Omega),$$

$$34 \quad , \quad L_4 = 0,78 \cdot 10^6 \quad , \quad (r_4 = 2,2 \, \Omega).$$

Diese Werte der Selbstinduktionskoeffizienten wurden durch Vergleich mit einem Normalkondensator von 0,01 Mikrof. ermittelt.<sup>3)</sup>

4. Die Elektroden der Funkenstrecke wurden aus Messing verfertigt; gleichgut erwiesen sich Zinkelektroden; weniger brauchbar waren die Elektroden aus Fe, Al, Sn, Pt.

1) Vgl. J. Zenneck, Drahtlose Telegraphie p. 606. Stuttgart 1905.

2) Vgl. F. Kohlrausch, Prakt. Physik p. 571. § 11. Leipzig 1905.

3) Vgl. F. Kohlrausch, l. c. p. 507. § 5.

Die Länge der Funkenstrecke betrug 0,5 bis 1,0 mm; die Oberfläche der Elektroden mußte immer frisch geputzt werden, da bei oxydierten Oberflächen die Intensität der Schallerregung wesentlich abnimmt.

5. *Die Hohlspiegel* waren auf der Vorderfläche versilbert und hatten je einen Durchmesser von 8 cm und eine Brennweite von 15 cm.

6. *Die Diffraktionsgitter* wurden aus Glas bez. Stahlstäben so hergestellt (Fig. 4), daß der Abstand zweier Stäbe ihrer Dicke gleich gemacht wurde; hierzu wurden die Enden der Stäbe durch kurze Stabstücke getrennt auf zwei Glasstreifen  $G_1$ ,  $G_2$  aufgekittet; die Fläche der Gitter war ca.  $9 \times 9$  cm. Es wurden fünf Gitter hergestellt mit folgenden Gitterperioden:

$G_1 =$	11,8 mm
$G_2 =$	7,9 „
$G_3 =$	6,2 „
$G_4 =$	4,1 „
$G_5 =$	2,0 „

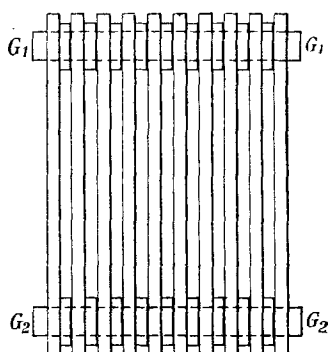


Fig. 4.

7. *Das Induktorium* hatte eine Funkenlänge von 20 cm und wurde mit einem Wehneltunterbrecher betrieben.

### III. Die Versuche.

#### A. Messungen der Wellenlängen.

Wird über den Spalt des Druckapparates das Diffraktionspektrum der Funkenwelle verschoben, so lassen sich die Lagen der auftretenden Maxima scharf bestimmen und ihre Abhängigkeit von der Periode des Diffraktionsgitters feststellen. Aus dem umfangreichen Beobachtungsmaterial, welches durchgehend übereinstimmende Resultate lieferte, sind hier nur die typischen Fälle angeführt.

In Fig. 5 ist die Energieverteilung im Spektrum gegeben, welche unter denselben elektrischen Verhältnissen

$$(C_0 = 0,00063 \text{ Mikrof. und } L_3 = 6,8 \cdot 10^6 \text{ cm})$$

mit verschiedenen Gittern  $G_1$ ,  $G_2$ ,  $G_3$  und  $G_4$  beobachtet wurde;

als Abszissen sind die Stellungen des beweglichen Spektrometerarmes gegeben, als Ordinaten die gemessenen Ablenkungen des Druckapparates in Skalenteilen. Die Intensität im zentralen Streifen ist so groß, daß sie nicht gemessen werden konnte.

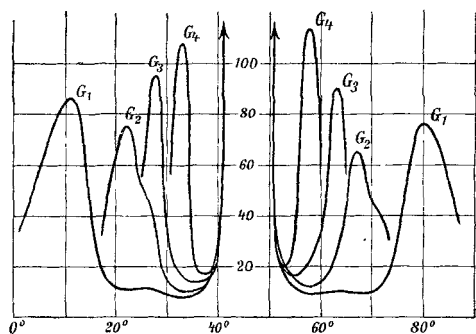


Fig. 5.

Die Tab. I enthält die Beobachtungsergebnisse und die berechneten Wellenlängen.

Tabelle I.

Gitterkonstanten	Lage des Maximums	$\lambda$
$G_1 = 11,8 \text{ mm}$	$11,7^\circ$	$2,39 \text{ mm}$
$G_2 = 7,9 \text{ „}$	$17,7$	$2,40 \text{ „}$
$G_3 = 6,2 \text{ „}$	$23,3$	$2,45 \text{ „}$
$G_4 = 4,1 \text{ „}$	$35,2$	$2,36 \text{ „}$

Innerhalb der Beobachtungsfehler ergaben die Messungen mit verschiedenen Gittern dieselbe Wellenlänge der Schall-schwingung.

#### B. Wirkung der Selbstinduktion.

Um die Wirkung der Größe der Selbstinduktion auf die Länge der Funkenwellen zu untersuchen, wurden bei demselben Gitter  $G_3$  und der konstanten Kapazität  $C_6 = 0,00063 \text{ Mikrof.}$  verschiedene Selbstinduktionsrollen  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  und  $L_4$  eingeschaltet und die entsprechenden Diffractionsspektren gemessen.

Fig. 6 gibt die beobachteten Energieverteilungen wieder; in der Tab. II sind die Lagen der Maxima und die beobachteten  $\lambda_{\text{beob.}}$  angeführt; außerdem sind noch die  $\lambda_{\text{ber.}}$  gegeben, welche nach der Formel berechnet wurden

$$\lambda_{\text{ber.}} = \pi v_i \sqrt{C \cdot L},$$

wobei hinreichend genau  $v_i = 340,000 \text{ mm} \cdot \text{sec}^{-1}$  gesetzt wurde.

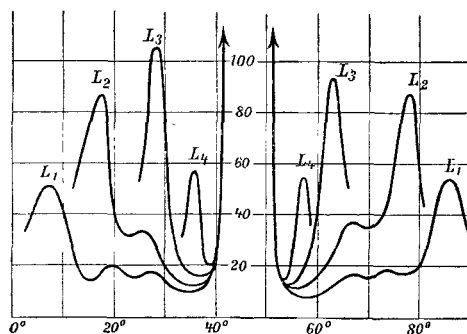


Fig. 6.

Tabelle II.

Selbstinduktionen	Lage des Maximums	$\lambda_{\text{beob.}}$	$\lambda_{\text{ber.}}$
$L_1 = 30,4 \cdot 10^6 \text{ cm}$	$39,4^\circ$	5,0 mm	4,7 mm
$L_2 = 17,5 \cdot 10^6 \text{ „}$	29,6	3,9 „	3,6 „
$L_3 = 6,8 \cdot 10^6 \text{ „}$	17,5	2,4 „	2,2 „
$L_4 = 0,78 \cdot 10^6 \text{ „}$	10,8	1,5 „	0,8 „

Die Übereinstimmung der beobachteten und der berechneten Werte der Wellenlängen (die letzte Zahl ausgeschlossen) ist als eine genügende zu bezeichnen, wenn wir berücksichtigen, daß die Voraussetzung  $v_i = \text{const}$  in der unmittelbaren Nähe des Funkens, wo die Schallgeschwindigkeit durch die Schwingungsamplitude stark beeinflusst werden kann, für gedämpfte Schwingungen nicht erfüllt wird.

### C. Einfluß der Kapazität.

Um die Wirkung der Größe der Kapazität auf die Länge der Funkenwellen zu untersuchen, wurden mit demselben

Gitter  $G_2$  bei konstanter Selbstinduktion  $L_3 = 6,8 \cdot 10^6$  cm verschiedene Kapazitäten eingeschaltet und die Energieverteilung im Diffraktionsspektrum beobachtet.

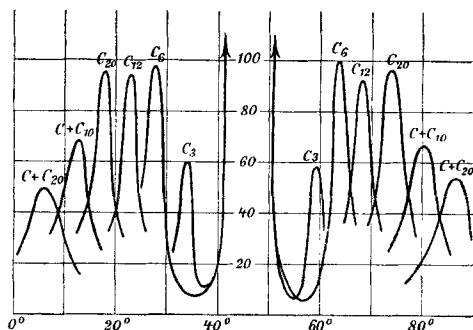


Fig. 7

In Fig. 7 sind die Beobachtungen graphisch dargestellt. In der Tab. III sind die Lagen der Maxima, die beobachteten  $\lambda_{\text{beob.}}$  und die nach der obigen Formel berechneten  $\lambda_{\text{ber.}}$  angeführt.

Tabelle III.

Kapazität	Lage des Maximums	$\lambda_{\text{beob.}}$	$\lambda_{\text{ber.}}$
$C + C_{30} = 0,00295$ Mikrof.	$39,4^\circ$	5,0 mm	4,7 mm
$C + C_{10} = 0,00221$ „	34,0	4,4 „	4,1 „
$C_{20} = 0,00167$ „	28,8	3,8 „	3,6 „
$C_{12} = 0,00108$ „	23,2	3,1 „	2,9 „
$C_6 = 0,00063$ „	17,8	2,4 „	2,2 „
$C_3 = 0,00041$ „	13,5	1,8 „	1,8 „

Die Übereinstimmung der beobachteten und der berechneten Werte der Wellenlängen ist auch in diesem Falle eine genügende.

#### D. Die Abhängigkeit der Schallenergie von der Wellenlänge und die kürzesten Wellen.

Wird bei demselben Gitter  $G_2$ , bei derselben Funkenlänge und bei der konstanten Selbstinduktion  $L_3 = 6,8 \cdot 10^6$  cm die



Kapazität des Kondensators verändert und der Ausschlag des Druckapparates im ersten Maximum des Diffraktionsspektrums gemessen, so wächst dieser Ausschlag von den kürzesten Wellen an, erreicht ein Maximum für  $\lambda_1 = 2,8$  mm, um hierauf etwas zu fallen, und dann sich zu einem zweiten Maximum bei  $\lambda_{II} = 3,6$  mm zu erhöhen, auf welches ein stetiges Abfallen folgt. Die Fig. 8 stellt das Verhalten der Intensitäten graphisch dar.

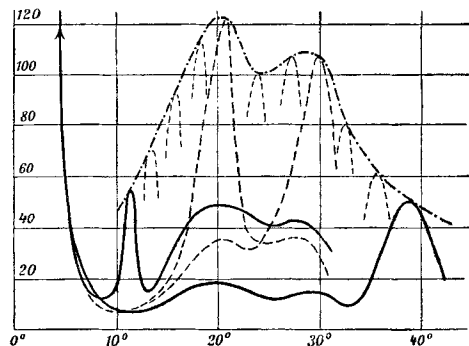


Fig. 8.

Das Abfallen der Intensität zu größeren Wellenlängen läßt sich leicht dadurch erklären, daß die Dimensionen des Druckapparates und des Spaltes zu klein sind für die größeren Wellen. Die maximalen Empfindlichkeiten für  $\lambda_1 = 2,8$  mm und für  $\lambda_{II} = 3,6$  mm, sowie die sekundären Spektra, welche bei diesen Wellenlängen auch die anderen Spektra begleiten (vgl. Fig. 8), sind wohl in den spezifischen Eigenschaften des Funkens zu suchen.

Die Abnahme der Intensität zu kleineren Wellen ist in der Abnahme der akustischen Wirksamkeit des Funkens zu suchen. Versuche, zu möglichst kurzen Wellen überzugehen, welche mit dem Gitter  $G_5$  und einem sehr empfindlichen Druckapparat ausgeführt wurden, ergaben eine sehr rasche Abnahme der Ausschläge mit abnehmender Wellenlänge; die Erhebungen der Maxima (in Skalenteilen), welche unter möglichst günstigen Verhältnissen für verschiedene Wellenlängen erhalten wurden, sind in Tab. IV zusammengestellt.

Tabelle IV.

$\lambda$	Erhöhung des Maximums
1,43 mm	95 Skt.
1,27 „	45 „
1,1 „	14 „
1,0 „	3 „

Die kürzeste Wellenlänge, welche noch sicher gemessen werden konnte, betrug  $\lambda = 1,0$  mm.

Die Resultate der vorliegenden Arbeit können in folgender Weise zusammengefaßt werden.

1. Bei Kondensatorentladungen, bei welchen elektrische Schwingungen auftreten, sendet der Kondensatorfunke scharf ausgeprägte akustische Schwingungen aus; diese Schwingungen können bis zur Wellenlänge  $\lambda = 2$  mm herab aus der Kapazität und der Selbstinduktion des schwingenden Kreises berechnet werden.

2. Durch Kondensatorfunken können akustische Schwingungen von der Wellenlänge  $\lambda = 1$  mm erzeugt werden, welche um eine Oktave höher liegen als die bisher bekannten kürzesten akustischen Schwingungen.

Zum Schlusse erlaube ich mir Hrn. Prof. Dr. P. Lebedew für die Anregung und die Leitung dieser Untersuchung, Hrn. Prof. Dr. N. Kasterin für wertvolle Ratschläge und Hrn. Prof. Dr. A. Sokolow für das geliehene Spektrometer meinen Dank auszusprechen.

Moskau, Physik. Institut der Universität.

(Eingegangen 28. März 1907.)