©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Versuche über die Interferenz elektrischer Wellen in der Luft

Ignaz Klemenčič und **Paul Czermak.**

(Mit 1 Tafel und 1 Textfigur.)

Aus dem physikalischen Institute der k. k. Universität in Graz.

Im Nachfolgenden werden einige Messungen beschrieben, welche sich auf die Beschaffenheit kurzer elektrischer Wellen in der Luft beziehen. Als Erreger diente ein primärer Leiter, welcher nach den von Hertz in seiner Abhandlung »Über Strahlen elektrischer Kraft« gemachten Angaben verfertigt war. Zur Verstärkung des Effects dienten zwei Hertz'sche Hohlspiegel. Für die genannte Erregerform bestimmte schon Hertz eine Wellenlänge von 66 *cm*, wobei er sich eines geradlinigen secundären Leiters oder Resonators bediente. Aus den bekannten Versuchen von Sarasin und De la Rive geht jedoch hervor, dass die beobachtete Wellenlänge vornehmlich von der Beschaffenheit des Resonators abhängt; es entsteht daher die Frage, wie gross die wirkliche Länge der Erregerwellen in diesem Falle ist und wie weit deren Bestimmung von der Form, respective Grösse des Resonators beeinflusst wird.

Die Wellenlänge bildet ja gewissermassen eine Constante dieses vielgebrauchten Hertz'schen Apparates und eine abermalige Bestimmung derselben dürfte, wie gesagt, nach der Entdeckung der sogenannten multiplen Resonanz nicht ohne Interesse sein; dann aber ist auch eine quantitative Ausmessung der Vorgänge, wie sie der hier eingeschlagene Weg darbietet, nicht ohne Werth. Diese gestattet uns, Einiges über die Dämpfung der Erregerwellen und über den Einfluss der

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Funkenstrecke auszusagen. Die Methode, welche hier zur Untersuchung der Wellen eingeschlagen wurde, war die der Interferenz zweier vom selben Erreger ausgehender Wellen; ein Verfahren, welches bekanntlich schon Hertz benützt hat. In unserem Falle waren jedoch zwei metallische Planspiegel in Benützung. Die vom Erreger ausgehende elektrische Welle wurde zum Theile an einem, zum Theile am anderen Spiegel reflectirt und schliesslich wurden beide Theile in der Brennlinie eines Secundärhohlspiegels zur Interferenz gebracht. Durch die gegenseitige Stellung der beiden Planspiegel kann den interferirenden Wellen ein beliebiger Gangunterschied ertheilt werden. Diese Beobachtungsmethode erinnert an den Fresnel'schen Spiegelversuch; die Idee zu derselben rührt von unserem hochverehrten Lehrer Prof. Boltzmann her, der schon vor ungefähr zwei Jahren einige qualitative Interferenzversuche mit zwei Spiegeln gemacht hat.

Die Resonatoren,[1] welche hier in Verwendung kamen, waren ausschliesslich in der schon (Wied. Ann. Bd. 45, S. 78) beschriebenen Weise verfertigt und hatten eine Breite von 5 *cm*. Die Länge derselben war die einzige Grösse, welche in verschiedenen Fällen variirt wurde.

Die Untersuchungsmethode mit dem Thermoelement hat sich gut bewährt; ihre Empfindlichkeit war auch bei einer Entfernung von 7 *m* zwischen den Plan- und Hohlspiegeln ausreichend. Wollte man die Genauigkeit der Messungen über die hier erreichte Grenze treiben, dann müsste man in erster Linie grössere Experimentirräume zur Verfügung haben, um den Einfluss der Zimmerwände und der daran befestigten Leiter zu eliminiren; dann könnte man auch die Empfindlichkeit des Thermoelements steigern, was leicht durchzuführen wäre.[2]

---

[1] Obwohl bei den hier gebrauchten Secundärinductoren die Resonanz weniger mitspricht wie bei den kreisförmigen, so wollen wir doch fortan den Ausdruck »Resonator« brauchen, weil er in der letzteren Zeit allgemein üblich geworden ist.

[2] Hier wurde für die Thermoelemente die Combination Platin-Patentnickel verwendet, welche eine thermoelektrische Kraft von 29 Mikro-Volt pro 1° hat. Patentnickel-Eisen hat eine solche von 43 M.-V und Constantan-Eisen 51 M.-V Constantan ist bekanntlich eine neu eingeführte Kupfer-

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Die Resultate der Untersuchung sind kurz zusammengefasst folgende:

1. Jeder Resonatorlänge entspricht eine eigene Interferenzcurve; doch bekommt man nur innerhalb gewisser Grenzen der Resonatorlängen Curven mit deutlich ausgeprägtem wellenförmigem Charakter, bei denen man von einer Wellenlänge sprechen kann. Diese Grenzen sind 90 und 40 *cm* (beide Resonatorhälften zusammengenommen); aus den innerhalb dieser Grenzen liegenden Interferenzcurven ergeben sich Wellenlängen von 70—40 *cm*, und zwar entspricht der grösseren Resonatorlänge auch die grössere Wellenlänge.

Bestimmt man die Intensität des Mitschwingens bei verschiedenen Resonatorlängen, so ergibt sich ein Maximum bei einer Resonatorlänge von 54 *cm*; die entsprechende Interferenzcurve besitzt eine Wellenlänge von 51·2 *cm*, welche als die den Erregerstrahlen eigenthümliche Wellenlänge anzusehen ist. Der Fehler dieser Bestimmung dürfte 5% nicht übersteigen.

2. Als obere Grenze für das logarithmische Decrement wurde bei einer Funkenstrecke von 3·3 *mm* der Werth 0·39 gefunden; verschiedene Umstände sprechen dafür, dass dasselbe kleiner ist als die angegebene Zahl, so dass die Beobachtungen in diesem Falle mit denen von Bjerknes (Wied. Ann. Bd. 44, S. 74) recht gut harmoniren.

3. Die Grösse der Funkenstrecke des Primär-Erregers hat keinen Einfluss auf die Wellenlänge, wohl aber auf die Dämpfung, welche mit ihr wächst. Auch diese letzte Thatsache hat bekanntlich schon Bjerknes (l. c.) aus seinen Messungen abgeleitet.

Die Versuchsanordnung.

Das Wesen der ganzen Anordnung ist aus Fig. 1 ersichtlich. Zwei Hertz'sche Hohlspiegel Σ_1 und Σ_2 (Höhe 2, Breite der Öffnung 1·2, Tiefe 0·7 *m*) sind neben einander so aufge-

---

Nickellegirung (40% Ni. 60% Cu). Sie ändert ihren Widerstand mit der Temperatur beinahe gar nicht. (Zu beziehen bei Basse & Selve in Altena, Westphalen).

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

stellt, dass sich ihre Axen in einem Punkte r schneiden. In dem einen Spiegel Σ_1 befindet sich der Erreger[1] P, welcher seiner Form und seinen Dimensionen nach mit dem von Hertz benützten nahezu übereinstimmte und ein Standardresonator S, welcher einen Vergleich der Beobachtungen bei verschiedener Wirksamkeit der Erregerfunken möglich machte. Die Enden dieses Resonators waren mit einem Hartmann-Wiedemann'schen Galvanometer verbunden. Das Inductorium R wurde von drei Accumulatoren betrieben; der Interruptor machte ungefähr 23 Unterbrechungen in der Secunde.

Im Hohlspiegel Σ_2 ist der Resonator J aufgestellt, der zur Beobachtung der Interferenz diente.[2] Der mittlere Theil blieb

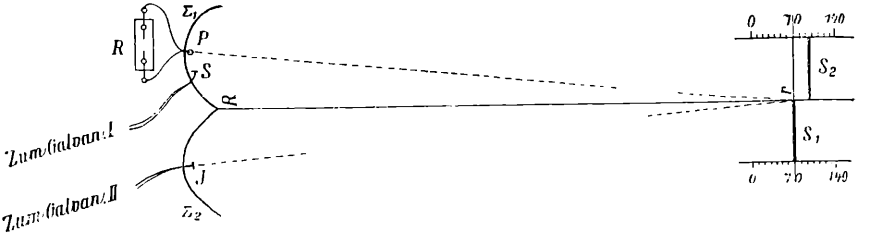


Fig. 1.

meistentheils bei allen Beobachtungen derselbe und nur die Länge wurde durch Anlöthen von 5 *cm* breiten Streifen aus

---

[1] Hertz beschreibt in seiner Abhandlung »Über Strahlen elektrischer Kraft« den Erreger wie folgt: Man denke sich einen cylindrischen Körper von 3 *cm* Durchmesser und 26 *cm* Länge, in der Mitte seiner Länge unterbrochen durch eine Funkenstrecke, deren Pole beiderseits durch Kugelflächen von 2 *cm* Radius gebildet werden. (Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft, S. 184.) Die Dimensionen des hier verwendeten Erregers sind resp. 3·3, 27 und 2·2 *cm*.

[2] In einigen früheren Fällen (Über die Untersuchung elektrischer Schwingungen mit Thermoelementen«, diese Sitzungsber., Bd. XCIX, 1890, und »Über die Reflexion von Strahlen elektrischer Kraft an Schwefel- und Metallplatten«, diese Sitzungsber., Bd. C, 1891) waren beide Resonatoren mit demselben Galvanometer verbunden, und es wurde nacheinander die Summe und Differenz des Effects beobachtet. Da sich die Wirksamkeit der Funken oft rasch ändert, so ist es besser, jeden Resonator mit einem eigenen Galvanometer zu verbinden und gleichzeitig abzulesen. Dies erfordert allerdings zwei Beobachter; die Genauigkeit wird jedoch wesentlich erhöht.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Messingblech oder durch Abschneiden derselben passend variirt. Die Enden des im Resonator J befindlichen Thermoelements waren mit einem Thomson-Carpentier-Galvanometer verbunden.

Die beiden Spiegel stossen bei R zusammen. Die Linie Rr soll die Mittellinie heissen. Parallel zu der Mittellinie und zu beiden Seiten derselben war am Fussboden eine auf Pappendeckel gezeichnete Scala (Abstand zweier Striche $= 2$ *cm*) so befestigt, dass die Verbindungslinie der beiden 70 Striche der Theilung mit einer durch r gelegten zur Mittellinie senkrechten Geraden zusammenfiel. Längs dieser Scala konnten zwei Planspiegel verschoben werden; waren beide auf denselben Scalentheil eingestellt, so stiessen die einander zugekehrten Seiten nahezu in einer durch die Mittellinie gelegten Verticalen zusammen. Behufs leichterer Verschiebbarkeit der Spiegel waren die Füsse ihres Holzgestells mit Rollen versehen.

Es kamen zwei Spiegelpaare von verschiedener Dimension zur Verwendung.

1. Kleines Spiegelpaar. Jeder Spiegel war verfertigt aus einer mit Stanniol überzogenen Glasplatte, die von einem Holzgestell getragen wurde. Höhe $1 \cdot 3$, Breite $0 \cdot 7$ *m* bei jedem Spiegel.

2. Grosses Spiegelpaar. Ebenes, dünnes Zinkblech mit passendem Holzgestell. Höhe 2, Breite 1 *m* bei jedem Spiegel.

Das Gestell war bei beiden Spiegelpaaren so construirt, dass ihre Mitte dieselbe Höhe hatte wie die Mitte der Hohlspiegel.

Die elektrischen Wellen, welche bei Erregung der Funken von P ausgehen, werden an den Planspiegeln reflectirt und gelangen, je nach der gegenseitigen Stellung dieser letzteren, im Hohlspiegel Σ_2 mit einem Gangunterschiede an und interferiren dort in ihrer Wirkung auf den Resonator J. Bei den Versuchen wurde stets der eine Planspiegel beim Theilstrich 70 belassen, und der andere längs der Scala verschoben und der Ausschlag am Thomson-Carpentier-Galvanometer bei verschiedenen Stellungen des beweglichen Spiegels beobachtet. Man findet, dass die Ausschläge bald grösser, bald kleiner sind, je nach dem Gangunterschiede der interferirenden Strahlen.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Die Beobachtungen, graphisch dargestellt, liefern eine Curve, welche mehrere Wellenlängen umfasst.

Die Erregung der Funken dauerte in jedem Falle, gerade so wie bei früheren, von einem von uns beschriebenen Versuchen[1] 10 Sec. lang und konnte vom Beobachtungsstuhle aus bewirkt werden. Die Notirung der Ausschläge geschah ebenfalls in der gleichen Weise wie bei früheren Messungen.

Zur Theorie der Versuche.

Wir nehmen an, dass die vom Erreger ausgehende Schwingung eine gedämpfte Sinusschwingung von der Form

$$y = Ae^{-at} \sin at$$

ist. Wir wollen ferner annehmen, dass wir es mit einem aus dem Primärhohlspiegel austretenden Parallelstrahl zu thun haben, und dass die Verschiebungen des einen Planspiegels gegen den anderen, parallel zur Mittellinie, im Verhältnisse zur Entfernung Pr respective Jr klein sind. Die zwei letzten Annahmen sind in Wirklichkeit nicht vollkommen erfüllt; ein Umstand, der sich insbesondere bei der Berechnung des logarithmischen Decrements bemerkbar macht.

Unter obigen Umständen fällt die Erregerwelle zu gleichen Theilen auf die beiden Planspiegel, und die beiden Theile interferiren dann in der Brennlinie des Secundärhohlspiegels Σ_2. Ist der bewegliche Planspiegel gegen den fixen um $\sim cm$ nach rückwärts verschoben und bezeichne ich mit x den Gangunterschied der beiden Strahlen, ferner mit v ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit und mit λ deren Wellenlänge und beachte ich, dass es sich bei der Interferenz nur um die relative Phasenverschiebung handelt, so kann ich mir den Interferenzeffect durch das Zusammenwirken der beiden Schwingungen

$$y_1 = Ae^{-\frac{\gamma t}{T}} \sin \frac{2\pi t}{T} \qquad 1a)$$

---

[1] Klemenčič, diese Sitzungsber., Bd. XCIX, 1890 und Bd. C, 1891.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

und

$$y_2 = Ae^{-\frac{\gamma}{T}\left(t+\frac{x}{v}\right)} \sin\frac{2\pi}{T}\left(t+\frac{x}{v}\right) \qquad 1b)$$

entstanden denken. γ und T bedeuten respective das log. Decr. und die Schwingungsdauer. Die resultirende Bewegung lässt sich in bekannter Weise darstellen durch die Gleichung

$$y = ACe^{-\frac{\gamma t}{T}} \sin\left(\frac{2\pi t}{T}+\varphi\right) \qquad 2)$$

wo

$$C^2 = 1+e^{-\frac{2x}{\lambda}\gamma} + 2\,e^{-\frac{x}{\lambda}\gamma}\cos\frac{2\pi x}{\lambda},\ \operatorname{tg}\varphi = \frac{e^{-\frac{x}{\lambda}\gamma}\sin\frac{2\pi x}{\lambda}}{1+e^{-\frac{x}{\lambda}\gamma}\cos\frac{2\pi x}{\lambda}}$$

Für unseren Resonator ist jedoch diese resultirende Bewegung nicht allein massgebend. Sobald die beiden Planspiegel gegen einander verschoben sind, trifft der eine Theil der Welle früher beim Resonator ein als der andere; zunächst wirkt also auf den Resonator nur die eine Schwingungsbewegung ein; dann erst tritt die Interferenzwirkung auf. Wenn wir noch beachten, dass wir eine Wärmewirkung beobachten, und dass diese proportional ist dem Quadrate von y, so können wir die beobachtete Interferenzcurve als das Resultat folgender Vorgänge betrachten. Vom Beginne der Zeitzählung bis $t = x/v$ wirkt nur ein Strahl; diese Schwingungsbewegung ist dargestellt durch die Gleichung $1a$. Von $t = x/v$ bis $t = \infty$ wirkt aber die Interferenz beider Strahlen, repräsentirt durch die Gleichung 2. Die Erwärmung des Thermoelements und folglich die Grösse des Galvanometerausschlages ist gegeben durch die Summe beider Wirkungen; wir können daher den Werth des Galvanometerausschlages α durch folgende Gleichung darstellen

$$\alpha = \int_0^{x/v} A^2 e^{-\frac{2\gamma t}{T}} \sin^2\frac{2\pi t}{T}\,dt + \int_0^{\infty} A^2C^2 e^{-\frac{2\gamma t}{T}} \sin^2\left(\frac{2\pi t}{T}+\varphi\right)dt \quad \ldots 3)$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Zwischen die beiden Theile der Gleichung ist ohneweiters das Gleichheitszeichen gesetzt worden, da man ja der Constanten A in diesem Falle einen anderen Werth beilegen kann wie im früheren. Das zweite Integral muss man zwischen den Grenzen o und ∞ nehmen, wie man aus dem Grenzfalle für sehr grosse x leicht ersieht, wo der Werth des zweiten Integrals dem des ersten gleich sein muss, nachdem wir ja voraussetzen, dass sich der Strahl ungeschwächt fortpflanzt.

Nun ist

$$\int_0^{x/v} A^2 e^{-\frac{2\gamma t}{T}} \left[\sin^2 \frac{2\pi t}{T}\right] dt = \frac{A^2 T}{4\gamma}\left(1 - e^{-\frac{2\gamma x}{\lambda}}\right) -$$

$$- \frac{A^2 T}{8\pi}\left[\frac{1}{1+\frac{\gamma^2}{4\pi^2}}\left\{e^{-\frac{2\gamma x}{\lambda}}\left(\sin\frac{4\pi x}{\lambda} - \frac{\gamma}{2\pi}\cos\frac{4\pi x}{\lambda}\right) + \frac{\gamma}{2\pi}\right\}\right]$$

$$\int_0^{\infty} A^2 C^2 e^{-\frac{2\gamma t}{T}} \sin^2\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right) =$$

$$= \frac{A^2 C^2 T}{4\gamma} + \frac{A^2 C^2 T}{8\pi}\left[\frac{1}{1+\frac{\gamma^2}{4\pi^2}}\left(\sin 2\varphi - \frac{\gamma}{2\pi}\cos 2\varphi\right)\right]$$

Die zweiten Glieder rechts vom Gleichheitszeichen können bei nicht zu grossen Werthen von γ gegenüber den ersten vernachlässigt werden. Dies trifft in unserem Falle zu, wir haben also

$$\alpha = \frac{A^2 T}{4\gamma}\left(1 - e^{-\frac{2\gamma x}{\lambda}} + C^2\right) \qquad 4)$$

Daraus ergeben sich folgende Specialfälle:

$$x = 0 \qquad \alpha_1 = \frac{A^2 T}{4\gamma}.4$$

$$x = \frac{\lambda}{2} \qquad \alpha_2 = \frac{A^2 T}{4\gamma}\left(2 - 2e^{-\frac{\gamma}{2}}\right)$$

$$x = \lambda \qquad \alpha_3 = \frac{A^2 T}{4\gamma}\left(2 + 2e^{-\gamma}\right)$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

$$x = \frac{n\lambda}{2} \qquad \alpha_n = \frac{A^2 T}{4\gamma}\left(2 \pm 2e^{-\frac{n}{2}\gamma}\right)$$

Es folgt nun leicht

$$\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_3 - \alpha_2} = \frac{1 + e^{-\frac{\gamma}{2}}}{e^{-\frac{\gamma}{2}} + e^{-\gamma}} = e^{\frac{\gamma}{2}} \qquad 5)$$

Diese Formel kann zur Berechnung von γ dienen.

Die beobachteten Curven sind obigen Erörterungen gemäss keine reinen Interferenzcurven; sie weichen von solchen umso mehr ab, je grösser die Dämpfung ist. Eine reine Interferenzcurve würde man erhalten, wenn man den Resonator erst von dem Moment an wirksam machen könnte, wo ihn auch die zweite Welle erreicht. Dies ist wohl bei elektrischen Schwingungen unmöglich. Messungen über die Interferenz elektrischer Wellen gestalten sich also wegen der Dämpfung wesentlich anders als solche von Schall- und Lichtwellen.

Die Formel 4 sagt auch, dass die Minima und Maxima der aufgenommenen Curve nicht mit den Gangunterschieden $x = o$, $\lambda/2$, λ u. s. w. zusammenfallen. Auf die Bestimmung der Wellenlänge hat dies keinen Einfluss, da alle Maxima und Minima um gleichviel verschoben erscheinen. Bei der Berechnung von γ macht man jedoch einen, wenn auch sehr kleinen Fehler, wenn man die Maxima und Minima der Interferenzcurve nimmt und γ nach der Formel 5 berechnet.

In Wirklichkeit ist der aus dem Hohlspiegel tretende Strahl kein Parallelstrahl; die Energie nimmt längs der Axe desselben ab. Ferner betrug die grösste Entfernung zwischen den Brennlinien und dem Durchschnittspunkte der Axen nur 7 *m*, während der bewegliche Spiegel manchmal um mehr als 0·5 *m* verschoben wurde. Unter diesen Umständen wird aber ein Theil des am hinteren Spiegel reflectirten Strahles vom vorderen aufgehalten und gelangt nicht zum Secundärhohlspiegel. Beide Thatsachen bewirken, dass der vom hinteren Spiegel reflectirte Strahl umso mehr geschwächt erscheint, je weiter die Planspiegel auseinander sind. Überdies kommt noch Folgendes in Betracht. Eine Parallelverschiebung des beweg-

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

lichen Spiegels, wie sie hier stattgefunden hat, bleibt nur für einen Parallelstrahl correct; in allen anderen Fällen müsste der bewegliche Spiegel in jeder Stellung erst richtig orientirt werden. Eine theilweise Schätzung der Grösse der angeführten Einflüsse könnte durch Rechnung gefunden werden, wenn hier nicht noch eine Erscheinung mitspielen würde, nämlich die Beugung, welche bei der Grösse der auftretenden Wellen sicher vorhanden ist; wir haben daher versucht, den Einfluss dieser störenden Momente in einem Falle experimentell zu prüfen.

Bei der Versuchsmethode, welche Hertz zur Beobachtung der Interferenz angewendet hat, fallen einige der oben erwähnten Störungen weg; dafür aber bietet der hier eingeschlagene Weg in anderer Beziehung Vortheile. So wird durch die Möglichkeit der Anwendung eines Secundärhohlspiegels die Empfindlichkeit ausserordentlich erhöht. Es ist auch sicher nicht ohne Werth, für die Beobachtung einer Erscheinung mehrere Methoden zu besitzen.

Resultate.

Die am Thomson-Carpentier-Galvanometer gemachten Ablesungen, welche die Interferenzwirkung messen, bezeichnen wir mit α.

D bedeutet die Entfernung von der Brennlinie eines Hohlspiegels bis zum Kreuzungspunkt der Axen.

Die Stellung der beiden Planspiegel bei 70 nennen wir die Mittelstellung. Ein Planspiegel war immer in der Mittelstellung, der andere wurde nach vor- oder rückwärts verschoben. Die Verschiebung betrug meistentheils 4 *cm*, was einem Gangunterschiede von 8 *cm* entspricht. Bei der Aufnahme einiger Curven wurde die Stellung des Spiegels jedoch nur von 2 zu 2 *cm* geändert. Es sei noch bemerkt, dass bei allen Beobachtungen jeder Spiegel sowohl als fixer, und dann als beweglicher verwendet wurde. Aus den correspondirenden Ausschlägen wurde das Mittel genommen.

Die Funkenstrecke beim Erreger war gewöhnlich 3·3 *mm*, wenn sonst nichts darüber bemerkt wird.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

a) Untersuchung des Einflusses der Spiegelgrösse und der Spiegeldistanz.

Um einen Einblick in die Grösse, sowie die Art des Einflusses zu gewinnen, welchen die oben erwähnten störenden Momente insbesondere auf die Bestimmung der Wellenlänge ausüben, haben wir mit zwei Spiegelpaaren und bei zwei verschiedenen Distanzen beobachtet. Der Resonator hatte in allen diesen Fällen eine Gesammtlänge von 60 *cm*, das eingeschaltete Thermoelement einen Widerstand von 0·84 Ohm.

Tabelle I.

Stellung des beweglichen Spiegels	Gang-unterschied in *cm*	Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3	Stellung des beweglichen Spiegels	Gang-unterschied in *cm*	Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3
12	−116	22·0	12·5	46·0	72	+ 4	28·1	14·6	67·0
16	108	23 8	14·3	46·5	76	12	18·3	9·4	47·1
20	100	20·5	11·5	38 2	80	20		5·5	21·0
24	92	12·2	7·2	24·0	84	28	4·9	4·7	7·7
28	84	7·0	4·8	14·3	88	36	8 8	7·3	15·4
32	76	9·3	7·0	20·2	92	44	18·8	11·5	34·4
36	68	17·2	10 4	36·7	96	52	24·2	12·6	48·3
40	60	24·6	13·6	52·8	100	60	21·9	10·4	43·9
44	52	26·8	13·8	57·6	104	68	13·0	8	32·3
48	44	20·2	9·6	41·4	108	76	8·2	5·8	16·6
	36	8·8	5·4	18·8	112	85	8·1	7·0	12·9
56	28	4·7	4·6	7·4	116	92	14·0	9·2	21·1
60	20	9·0	7·0	19 5	120	100	19·0	10 5	32·5
64	12	19·4	12·0	45·5	124	108	19·2	9·8	38 7
68	4	28·0	16·5	69·6	128	116	14·2	7·7	35·0
70	0	30·6	15·6	70·9					

Die Versuchsresultate sind in Tabelle I und die dazu gehörigen Curven auf Taf. I, Fig. 1, eingetragen. Der bewegliche Spiegel wurde nach vorn bis zum Theilstrich 12, nach rückwärts bis 128 verschoben, was einem positiven oder negativen

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Gangunterschiede von ungefähr zwei Wellenlängen entspricht. Die drei Curven beziehen sich auf folgende Fälle:

Nr. 1, grosses Spiegelpaar $D = 7$ *m*
Nr. 2, kleines Spiegelpaar $D = 7$
Nr. 3, kleines Spiegelpaar $D = 3 \cdot 6$

Wie man sieht, folgt aus den beiden vor und hinter der Mittelstellung liegenden Minimis in allen drei Fällen dieselbe Wellenlänge; erst die letzten Maxima fallen nicht mehr übereinander. Die geringe Zahl der beobachteten Punkte lässt allerdings nicht entscheiden, ob nicht auch schon bei den ersten Minimis ein kleiner Unterschied in der Lage vorhanden ist, der sich dann beim letzten Maximum in leicht erkennbarer Weise steigert; auch ist es möglich, dass die störenden Ursachen viel rascher wachsen als die gegenseitige Entfernung der beiden Planspiegel. Unter allen Umständen schien es mir rathsam, bei der Bestimmung der Wellenlänge nur die beiden ersten Minima heranzuziehen.

b) Über den Einfluss der Länge des Resonators auf die Intensität des Mitschwingens und auf die Beschaffenheit der Interferenzcurve.

Zu allen nachfolgend beschriebenen Versuchen diente ein Resonator von 5 *cm* Breite und veränderlicher Länge. Das Thermoelement war sammt einem Theile der Messingstreifen zwischen Glasplatten gekittet. An die herausragenden Enden des Messingblechs wurden dann beliebig lange Messingstreifen angelöthet und durch Abschneiden mit der Scheere auf die gewünschte Länge gebracht. Beobachtungen mit Resonatoren von verschiedener Länge ergaben, dass sowohl die Wellenlänge als auch die Qualität der aufgenommenen Interferenzcurve von der Grösse des Resonators abhängt, und dies war ja nach den Versuchen von Sarasin und De la Rive zu erwarten. Die multiple Resonanz erklärt sich nach Hertz, Poincaré und Bjerknes dadurch, dass die Schwingungen des Erregers sehr stark, die des Resonators jedoch nur schwach gedämpft sind. Bei der hier verwendeten Resonatorform kann man von einer schwachen Dämpfung seiner Schwingungen nicht

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

sprechen. Nimmt man an, dass der wesentliche Theil der Selbstinduction des Resonators in den Drähten des Thermoelements sitzt (Länge 0·7 *cm*, Dicke 0·005 *cm*, Wid. 1 Ohm) und zieht man zur angenäherten Berechnung dieser Grösse die bekannten Formeln herbei, so ergibt sich aus dem Widerstande des Thermoelements und aus der Schwingungsdauer, welche von der des Erregers nicht weit verschieden ist, ein beiläufiger Werth des logarithmischen Decrements = 0·26. Hiezu kommt noch der Umstand, dass bei jeder Schwingung im Resonator ein Theil der Energie auf die zum Thermoelement führenden Leitungsdrähte übergeht, wodurch die Dämpfung ebenfalls vergrössert wird. Alles in Allem scheint also in unserem Falle das log. Decr. der Resonanzschwingungen ebenso gross zu sein wie das der Erregerschwingungen. Diese Thatsache dürfte einige der erhaltenen Resultate erklären.

Zunächst wurde die Intensität des Mitschwingens bei verschiedenen Resonatorlängen untersucht; dabei waren beide Spiegel stets in der Mittelstellung. Die grösste angewendete Länge war 140 *cm* und es schien mir nicht nothwendig, noch weiter zu gehen. In Tabelle II sind die Resultate enthalten. Ich habe diesmal auch die dem Standardresonator entsprechenden Ausschläge β eingetragen.

Tabelle II.

Länge des Resonators in *cm*	beob.		red. α	Länge des Resonators in *cm*	beob.		red.
140	12·0	21·2	14·2	62	17·7	19·8	21·7
130	12·6	22·4	14·1	60	25·3	27·4	23·0
120	12·8	23·0	14·1	58	27·1	27·6	24·6
110	10·0	21·3	11·8	56	28·5	27·7	25·8
100	9·0	22·0	10·2	54	27·5	26·4	26·0
90	11·6	22·0	13·1	52	26 2	25·3	25·9
80	16·7	21·3	19·5	50	28 5	28·8	24·8
70	15·4	22·6	17·1	48	24·8	26·2	23·6
64	16·8	21·0	20·0	46	23·0	25·2	22·8

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Unter red. α sind die Werthe von α reducirt auf $\beta = 25$ verstanden. In allen anderen Tabellen sind unter α immer nur die reducirten Werthe verzeichnet. In Fig. 2, Taf. I ist die der Tabelle entsprechende Curve eingetragen. Es ergibt sich ein Maximum der Intensität des Mitschwingens bei einer Gesammtlänge des Resonators von 54 *cm*. Der Verlauf der Curve ist nicht ganz einfach. Der Werth für die Länge 80 ist kein Beobachtungsfehler. Zum Theile erklärt sich der Verlauf der Curve dadurch, dass die Grösse des beobachteten Ausschlages wohl auch von der Grösse der bestrahlten Fläche abhängt.

Die Daten für die bei verschiedenen Resonatorlängen erhaltenen Interferenzcurven sind in Tab. III die entsprechenden Curven auf Taf. I, Fig. 3*a*—3*i* verzeichnet.

Tabelle III.

Stellung des beweglichen Spiegels	Gang-unterschied in *cm*	Länge des Resonators in *cm*								
		140	80	72	64	56	52	44	36	26
		α								
70	0	13·6	20·8	19·2	21·2	26·5	26·6	24·8	23·6	22·5
72	4	13·4	20·2	17 8	19·3	24·3	25·5	23·5	22·6	19·7
76	12	9·1	14·7	13·5	13·2	15·8	16·0	13·8	13·6	12·9
80	20	5·1	9·7	9·0	7·4	7·8	7·7	6·4	7·2	6·3
84	28	3·4	6·9	6·2	5·2	5·3	5·5	6·7	8·8	6·2
88	36	5·4	6·2	5·3	7·8	11·4	12·4	14·8	15·5	9·3
92	44	8·4	8·2	7·9	12·7	19·5	18·5	18·9	16·6	11·6
96		10·0	13·0	13·1	17·4	21·7	20·5	15·6	13·5	11·8
100	60	9·2	17·7	15·6	15·0	15·9	14·7	10·6	11·5	12·1
104	68	6·7	17·5	13·8	10·6	10·0	8·4	9·8	13·3	13·3
108	76	5·4	14·1	10·8	7·3	7·3	8·3	12·4	14·6	12·6
112	84	6·4	9·4	7·0	6·8	11·1	13·5	15·4	14·6	11·0
116	92	7·1	5·8	5·8	10·0	16·8	17·7	14·0	11·9	8·5
120	100	7·1	6·2	7·6	13·9	18·0	16·7	10·8	11·0	8·6
124	108	6·6	9 5	11·2	13·2	13·6	12·0	10·6	12·8	9·4
128	116	6·2	13 6	13·6	11·5	9 6	9·5	13·3	12·8	10·6

Es muss bemerkt werden, dass die Ausschläge der verschiedenen Curven nicht ganz gut mit einander vergleichbar

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

sind, da ja die Aufnahme aller Curven einen grösseren Zeitraum umfasste und langsame Veränderungen bei den Thermoelementen nicht ganz ausgeschlossen waren. Die Zahl links neben jeder Curve bedeutet die entsprechende Resonatorlänge.

Die Interferenzcurven zeigen nur bei gewissen Längen des Resonators eine deutliche Wellennatur. Für die Länge von 140 *cm* ist die Welle schon sehr schlecht ausgeprägt; ebenso kann man bei 26 *cm* Länge kaum mehr von einer genau bestimmten Wellenlänge sprechen. Aus den, für das Mitschwingen gefundenen Daten glaube ich schliessen zu müssen, dass der Wellencharakter der Curven nur bei Resonatorenlängen zwischen 90 und 40 *cm* deutlich ausgeprägt ist. Die entsprechenden Wellenlängen liegen etwa zwischen 70 und 40 *cm*, und zwar entspricht der grösseren Resonatorlänge auch die grössere Wellenlänge. Die Maxima und Minima liegen nicht bei allen Curven äquidistant; überhaupt erscheinen die Curven umso regelmässiger, je stärker das Mitschwingen ist, also je genauer die Abstimmung ist.

c) Bestimmung der Wellenlänge und des log. Decr.

Die Versuche über die Intensität des Mitschwingens haben gelehrt, dass ein Maximum bei der Resonatorlänge von 54 *cm* vorhanden ist. Bei dieser Länge fällt also die Dauer der Eigenschwingung des Resonators mit jener des Erregers zusammen und aus der entsprechenden Interferenzcurve muss sich die wahre Wellenlänge des Erregers ergeben. Ebenso lässt sich daraus der Werth des log. Decrements ableiten; doch ist der gewonnene Werth nur als eine obere Grenze anzusehen; der richtige Werth dürfte etwas kleiner sein. Die Ursache davon liegt in den schon besprochenen störenden Umständen.

Mit einem Resonator von 54 *cm* Länge haben wir nun eine Interferenzcurve von 2 zu 2 *cm* bei positiven und negativen Gangunterschieden aufgenommen. Die Tabelle IV enthält die beobachteten Daten und in Fig. 4, Taf. I sind dieselben graphisch dargestellt. Der Verlauf der Curve ist sehr regelmässig, was zugleich beweist, dass sich das hier angewendete Beobachtungsverfahren zu quantitativen Messungen sehr gut eignet.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Sp. St. bedeutet: Stellung des beweglichen Spiegels.
G. U.: Gangunterschied.

Tabelle IV

Sp. St.	G. U. in *cm*		Sp. St.	G. U. in *cm*		Sp. St.	G. U. in *cm*	
18	−104	17·7	54	−32	8·3	90	40	15·2
20	100	20·3	56	28	5·7	92	44	18·7
22	96	19 4	58	24	5·2	94	48	21·1
24	92	17·7	60	20	7·0	96		21 6
26	88	15·5	62	16	10·6	98	56	19·0
28	84	12·8	64	12	15·4	100	60	16·0
30	80	10·1	66	8	20·3	102	64	12·7
32	76	8·7	68	4	23·8	104	68	9·6
34	72	8·4	70	0	26·0	106		7·4
36	68	9·7	72	+ 4	24·0	108	76	8·2
38	64	12·9	74	8	20·4	110	80	9 6
40	60	15·8	76	12	16·0	112	84	12·4
42	56	19·7	78	16	11 2	114	88	15 5
44		21·8	80	20	6·8	116	92	18·4
46	48	21·7	82	24	4·7	118	96	19·5
48	44	20·1	84	28	5 0	120	100	18·7
50	40	17·6	86	32	8·1	122	104	16·7
	36	12·5	88	36	11·3			

Mit Rücksicht auf die schon früher erwähnten Gründe berechnen wir die Wellenlänge aus den ersten, zu beiden Seiten der Mittelstellung gelegenen Minimis. Diese Minima finden wir allerdings nur durch Interpolation bei den Spiegelstellungen 57·2 und 82·8. Dies ergibt eine Wellenlänge von 51·2 *cm*. Die Bestimmung ist wahrscheinlich mit einem Fehler behaftet, doch glauben wir nicht, dass dieser Fehler mehr wie fünf Procent nach der einen oder anderen Seite ausmacht. Die Länge des Erregers beträgt 27 *cm*, sie stimmt also nahezu mit der halben Wellenlänge überein, was dafür spricht, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen in der Luft, und längs eines in Luft befindlichen Metalls gleich gross ist.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Zur Berechnung des logarithmischen Decrements nehmen wir das Stück der Curve, welches den Spiegelstellungen 70 bis 122 entspricht, weil in diesem Theile alle störenden Ursachen das log. Decrement zu gross erscheinen lassen und wir bekommen den Mittelwerth 0·39 als obere Grenze; wobei wir der Berechnung die Formel 5 zu Grunde gelegt haben. Dieser Werth ist der natürliche Logarithmus des Verhältnisses zweier in demselben Sinne aufeinander folgender Schwingungsbögen.

Die Bestimmung des log. Decr. ergibt also auch für diese Form des Erregers einen ähnlichen Werth wie ihn Bjerknes (l. c.) oder Perot[1] gefunden haben.

d) Einfluss der Funkenstrecke auf die Wellenlänge und das log. Decr.

Um diesen Einfluss kennen zu lernen, haben wir drei Interferenzcurven für die Spiegelstellungen zwischen 70 und 122 von 2 zu 2 *cm*, und zwar bei den Funkenstrecken 2·2, 3·3 und 5·0 *mm* aufgenommen. Bei 8 *mm* Funkenstrecke haben wir nur die Maxima und Minima, und speciell die Lage des letzten Maximums, genauer bestimmt. Die Beobachtungen sind in Tabelle V enthalten.

Es ergeben sich folgende Mittelwerthe für die log. Decr. γ:

Funkenstrecke	γ
2·2 *mm*	0·50 ?
3·3	0·39
5·0	0·42
8·0	0·52

Neben den ersten Werth haben wir ein Fragezeichen gesetzt, da wir ihn für etwas unsicher halten; die Wirksamkeit der Funken war hier sehr gering, und daher sind grössere Beobachtungsfehler nicht ausgeschlossen. Die übrigen Werthe zeigen deutlich ein Anwachsen der Dämpfung mit zunehmender Grösse der Funkenstrecke.

---

[1] C. R. 114, p. 165, 1892.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Eine Abhängigkeit der Wellenlänge von der Grösse der Funkenstrecke kann man nicht erkennen. In den drei ersten Fällen haben die letzten Maxima alle dieselbe Lage, nur bei der grössten Funkenstrecke ist dieses etwas im Sinne einer längeren Welle verschoben; doch ist diese Verschiebung so unbedeutend, dass man daraus kaum auf einen diesbezüglichen Einfluss schliessen darf.

Tabelle V

Sp. St.	Funkenstrecke *mm*			
	2·2	3·3	5·0	8·0
	a			
70	26·5	26·0	28·0	30·9
72	25·0	24·0	27·4	
74	21·4	20·4	23·8	
76	16·7	16·0	19·1	
78	11·9	11·2	13·5	
80	8·5	6·8	9	
82	6·2	4·7	7·1	9·4
84	6·1	5·0	7·4	
86	8·7	8 1	10·4	
88	12·3	11·3	13·2	
90	16·3	15·2	18·5	
92	19·5	18·7	22·6	
94	21·2	21·1	23·9	
96	22·3	21·6	23·7	24·6
98	19·7	19 0	22·2	
100	16·3	16·0	18·2	
102	12 7	12·7	14 0	
104	10·3	9·6	11·0	
106	8·4	7·4	9·2	12·2
108	8·3	8·2	9·1	
110	9·7	9·6	11·2	
112	13·4	12·4	13·7	
114	15·8	15·5	17·5	18 7
116	18·3	18·4	20	21·5
118	18·9	19·5	21 1	22·6
120	18·2	18·7	19·8	22·9
122	17·2	16·7	18·3	20·4

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

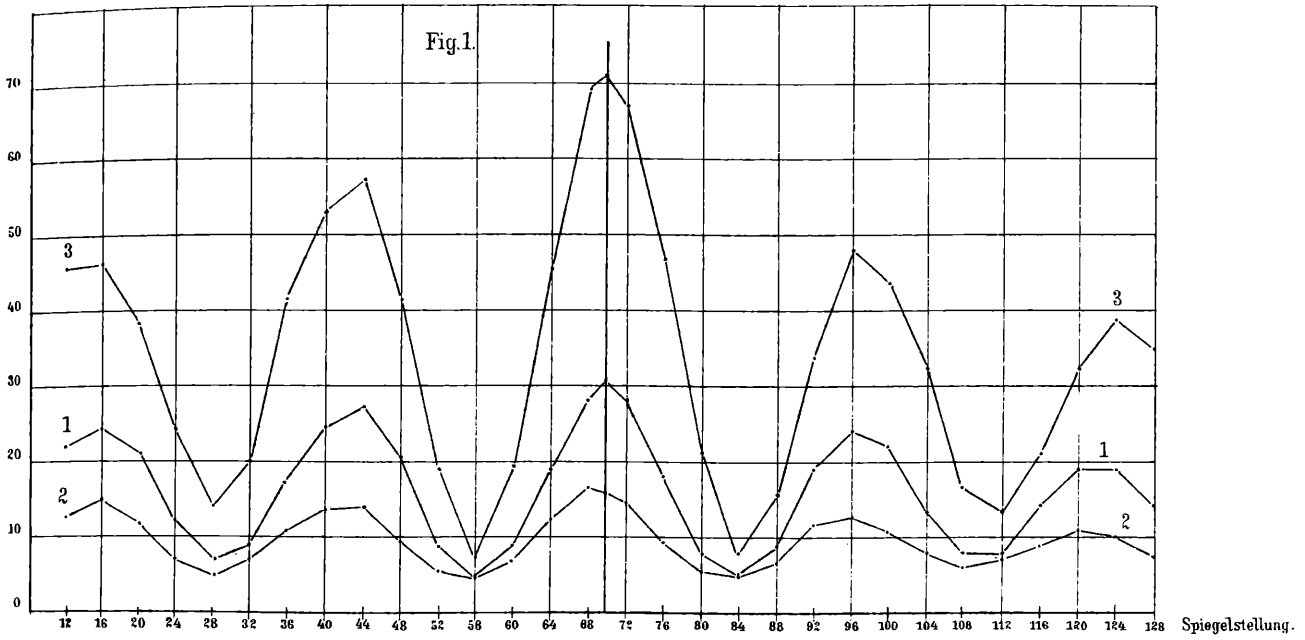
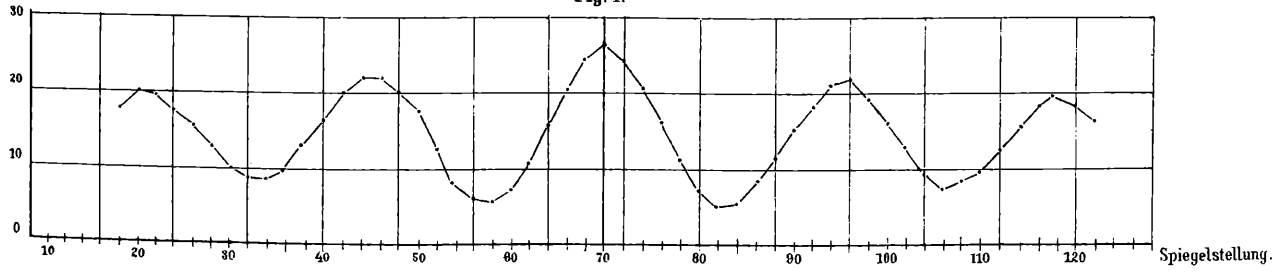
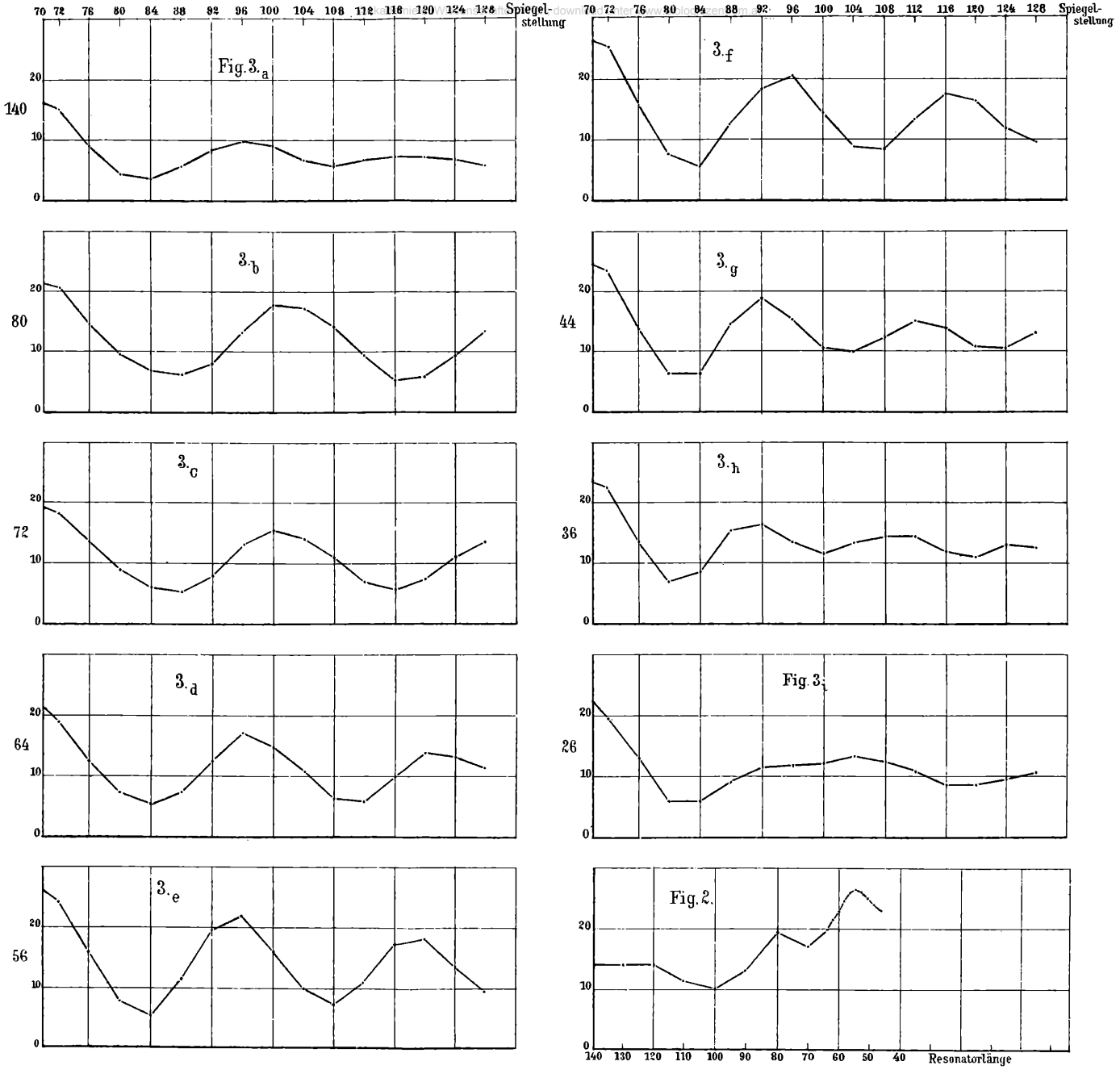


Fig. 4.




Spiegel-stellung
Fig. 3.a
140
3.b
80
3.c
72
3.d
64
3.e
56
3.f
3.g
44
3.h
36
Fig. 3.i
26
Fig. 2.
Resonatorlänge
Lith. Anstalt v. J. Barth VI, Wien.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Zum Schlusse möge noch Folgendes bemerkt werden. Die Erregerfunken sind bekanntlich manchmal mehr, dann wieder weniger wirksam. Es kann vorkommen, dass man bei derselben Spiegelstellung Ausschläge bekommt, die im Verhältnisse von 1 zu 2 stehen.

Die verschiedene Wirksamkeit der Erregerfunken kann nun nicht darin liegen, dass wir es mit verschieden gedämpften Schwingungen zu thun haben. Wäre dies der Fall, dann könnten die Interferenzcurven nicht die Regelmässigkeit aufweisen, welche sie thatsächlich besitzen; die reducirten Ausschläge würden je nach der Wirksamkeit der Funken verschieden gross ausfallen. Es muss angenommen werden, dass der Verbrauch der Energie bei der Herstellung der gut leitenden Bahn für die Activität der Funken massgebend ist.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse

Jahr/Year: 1892

Band/Volume: 101_2a

Autor(en)/Author(s): Klemencic Ignaz, Czermak Paul

Artikel/Article: Versuche über die Interferenz elektrischer Wellen in der Luft. 935-953