

# Welleninterferenz, bei welcher der Gangunterschied ohne Wegdifferenz erreicht wird

von

Dr. Franz Aigner.

Aus dem I. physikalischen Laboratorium der k. k. Technischen Hochschule  
in Wien.

(Mit 21 Textfiguren.)

(Vorgelegt in der Sitzung am 23. März 1911.)

## Einleitung.

Versuche, harmonische Bewegungen interferieren zu lassen, sind in großer Zahl beschrieben und auch ausgeführt worden. Der Großteil dieser Versuche ist aber mit dem Mangel behaftet, daß sie rein qualitative Demonstrationsversuche darstellen, hingegen quantitative Messungen nur schwer oder gar nicht zulassen. So liefern alle Versuchsanordnungen, welche sich auf den Kunstgriff aufbauen, die gewünschten Phasenverschiebungen durch Wegdifferenzen zu erreichen, stets nur Maxima und Minima, nie aber Interferenz zu Null, da durch die Verschiedenheit der durchmessenen Wegstücke einseitige Energieverluste nicht zu vermeiden sind. Im folgenden sollen nun Experimente zunächst an elektrischen, dann an akustischen Schwingungen behandelt werden, welche gestatten, das Interferenzprinzip in seinen beiden Extremfällen, also einerseits der Interferenz zu Null, andererseits zu einer Maximalamplitude quantitativ messend zu verfolgen. Die Versuche sind an elektrischen Wellen infolge Mangels der nötigen Apparate bloß qualitativ durchgeführt worden, während die entsprechenden akustischen Analogieversuche streng messend vorgenommen

wurden. Das Problem wurde negativ in der Art gestellt, eine Phasenverschiebung zweier kohärenter oder eines nach dem Muster des bekannten Quinke'schen Interferenzrohres an einem Punkte gegabelten Wellenzuges ohne Wegdifferenz zu erzeugen. Es müssen also, wenn wir zunächst den zweiten Fall ins Auge fassen, die beiden Teilwellen vom Gabelungspunkte aus gleich lange und gleichgeartete Wege zurücklegen und für die Interferenz zu Null trotzdem hierbei eine Phasenverschiebung von einer ungeraden Anzahl von einer halben Wellenlänge erhalten.

Die Erteilung der Phasendifferenz darf aber keineswegs auf einseitige Kosten der Energie einer Teilwelle erfolgen, da dadurch gegenüber den alten Methoden nichts gewonnen wäre, sondern es müssen beide Teilwellen vollständig gleichmäßig behandelt werden, was also eine Symmetrielinie durch Gabelungs- und Vereinigungspunkt der Wellen involviert. Nur so ist Interferenz nicht bloß zu einem Minimum, sondern exakt zu Null möglich.

Die gewünschte Phasendifferenz erreichen wir, wie sich im folgenden zeigen wird, durch die richtige Auswahl der möglichen Schwingungsformen eines in einer halben Wellenlänge als Grundschwingung schwingenden Resonators.

## Erster Teil.

### Theorie und Beschreibung der Methode.

Bevor wir uns mit der eigentlichen Versuchsanordnung befassen, wollen wir uns zunächst den zweiten Teil der angekündigten Lösung überlegen, auf welche Art es zu erreichen ist, durch die Auswahl der Oberschwingungen eines resonierenden Systems die besagten Phasendifferenzen zu erhalten. Denken wir uns zu diesem Zwecke also einen in Analogie zur Akustik als offene Pfeife schwingenden Resonator in Form eines geradlinig gespannten Drahtes oder für längere elektrische Wellen eine Drahtspule. Wenn nun der so erhaltene elektrische Resonator für die Grundschwingung an seinen beiden Enden

Potentialknoten aufweist, so ist er auch für alle harmonischen Oberschwingungen resonanzfähig, spricht also auf Wellen von der Form  $\lambda_n = \frac{2l}{n}$  an, wenn wir unter  $\lambda_n$  die Wellenlänge der  $n$ ten Oberschwingung und unter  $l$  in akustischer Analogie die reduzierte Resonatorlänge verstehen. Bei den üblichen Resonanzschaltungen für elektrische Wellen ist ein derartiger, in jeder beliebigen ganzzahligen Halbwellenzahl schwingender Resonator stets an dem einen Ende irgendwie an den Schwingungskreis gekoppelt, während man seinen zweiten Potentialknoten am anderen Resonatorende durch Anlegen dieses Punktes an die Erde erhält.

Nehmen wir nun aber an, die Resonanzspule empfängt an ihren beiden Enden kohärente, gegeneinander laufende Wellenzüge gleicher Amplitude von der Form  $\lambda_n = \frac{2l}{n}$ . Für diese Wellen ist Resonanzfähigkeit vorhanden und wir wollen den sich nun abspielenden Prozeß möglichst einfach rechnerisch verfolgen. Nachdem es für unsere Zwecke unwesentlich ist, welche Art von Schwingungen, ob gedämpfte oder ungedämpfte, wir in den Kreis unserer Betrachtungen ziehen, wollen wir der Einfachheit halber ungedämpfte Oszillationen voraussetzen.

Denken wir uns also ganz allgemein ein resonierendes System, welches Schwingungen von der Form

$$Y = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left[ A_n \sin \frac{n\pi x}{l} + B_n \cos \frac{n\pi x}{l} \right] \sin \frac{n\pi a t}{l} + \left[ C_n \sin \frac{n\pi x}{l} + D_n \cos \frac{n\pi x}{l} \right] \cos \frac{n\pi a t}{l} \right\}$$

zuläßt.

Von allen diesen möglichen Schwingungsformen greifen wir eine heraus, etwa die von der Wellenlänge  $\lambda_n$ , und denken uns den Resonator von seinen beiden Enden durch kohärente, gegeneinander laufende Wellenzüge erregt, so erhalten wir nach einer einfachen Zwischenrechnung als Resultat der Interferenz dieser beiden stehenden Schwingungen  $y_n$  und  $\bar{y}_n$ :

$$\begin{aligned}
Y_n = y_n + \bar{y}_n = & \left\{ [1 + (-1)^{n+1}] A_n \sin \frac{n\pi x}{l} + \right. \\
& \left. + [1 + (-1)^n] B_n \cos \frac{n\pi x}{l} \right\} \sin \frac{n\pi at}{l} + \\
& + \left\{ [1 + (-1)^{n+1}] C_n \sin \frac{n\pi x}{l} + \right. \\
& \left. + [1 + (-1)^n] D_n \cos \frac{n\pi x}{l} \right\} \cos \frac{n\pi at}{l}.
\end{aligned}$$

Greifen wir jetzt einen bestimmten Vorgang heraus und wählen die Anfangsbedingungen entsprechend, so ergibt sich etwa

$$Y_n = [1 + (-1)^{n+1}] A_n \cdot \sin \frac{n\pi x}{l} \cdot \sin \frac{n\pi at}{l}.$$

Für  $n = 2r$ , also für jede geradzahlige harmonische Oberschwingung wird  $Y_{2r} = 0$ . Ist hingegen  $n = 2v+1$ , also eine ungeradzahlige Oberschwingung einschließlich der Grundschwingung, so ist

$$Y_{2v+1} = 2 A_{2v+1} \sin \frac{(2v+1)\pi x}{l} \cdot \sin \frac{(2v+1)\pi at}{l}.$$

Auf diese Art erreicht man somit für zwei phasengleiche, kohärente Wellenzüge bezüglich ihrer Interferenz entweder Phasengleichheit oder eine Phasenverschiebung um eine halbe Wellenlänge, je nachdem man eine ungeradzahlige Oberschwingung einschließlich der Grundschwingung oder eine geradzahlige Oberschwingung herausgreift. Wir sind also durch Heranziehen eines in  $\frac{\lambda}{2}$  schwingenden Resonators imstande, auf sehr einfache Weise die anscheinend paradoxe Forderung zu erfüllen, zwei kohärenten Wellenzügen eine Phasenverschiebung von einer halben Welle zu erteilen, ohne an beiden Wellen irgendwie geartete einseitige Veränderungen vorzunehmen.

Um unsere Gleichungen zu realisieren, hat man bloß nötig, die beiden Endpunkte eines bezüglich dieser symmetrisch gebauten Resonators an zwei Schwingungskreise zu koppeln,

welche in jeder Hinsicht identisch gebaut sind. Amplitudengleichheit der beiden interferierenden Wellen erhalten wir infolge der allgemeinen Symmetrie.

Wenn wir uns auf dem Gebiete der elektrischen Schwingungen umsehen, ob etwa eine Versuchsanordnung bereits vorliegt, mit Hilfe zweier Schwingungskreise kohärente oder auch um  $\frac{\lambda}{2}$  phasenverschobene, interferenzfähige Schwingungen mit gleicher Energie zu erzeugen, so ist es ein nahegelegender Gedanke, die Schaltungsmethoden zu untersuchen, die aus dem Bestreben der Technik, der drahtlosen Übertragung eine vorgebbare Richtung aufzuzwingen, hervorgegangen sind. Aber alle derartigen Schaltungsmethoden erwiesen sich im Laufe der Untersuchungen als unbrauchbar. Eine jedenfalls einwandfreie Lösung erhalten wir aber sicher dann, wenn wir bloß einen einzigen Schwingungskreis benützen, wenn es gelingt, den geteilten Wellenzügen an ihren Teilungspunkten gleiche Amplituden zu geben. Die Forderung der Amplitudengleichheit besorgt aber automatisch die allgemeine Symmetrie des Resonators. Damit sind alle Bedingungen erfüllt und das eingangs gestellte Problem experimentell lösbar.

### Versuchsanordnung für elektrische Wellen.

Als Versuchsanordnung kann jede in der drahtlosen Übertragung benützte Schaltung dienen. Fig. 1 und 2 geben einen derartigen Typus. Der Schwingungskreis  $A$  besteht aus einer variablen Selbstinduktion  $L$ , ferner aus einer mit Hilfe von Leidenerflaschen erhaltenen, veränderlichen Kapazität  $C$ , und  $D$  endlich ist entweder eine Funkenstrecke oder eine Poulsenlampe.  $R$  schließlich stellt den auf den Schwingungskreis abgestimmten Resonator dar, der aber nicht, wie sonst üblich, bloß im Punkt  $e$  mit dem Speisekreis auf irgendeine Art gekoppelt ist, während sein anderes Ende  $d$  an der Erde liegt (Fig. 3); es sind hier vielmehr die beiden Punkte  $e$  und  $d$  durch einen Draht im Punkte  $a$  vereinigt und hier der Resonator in Fig. 1 direkt in Fig. 2 induktiv an den Schwingungskreis gekoppelt. Die zweite symmetrische Antenne ist in  $E$  durch die

Erde ersetzt. Man kann sich die ganze Anlage aus Fig. 4 dadurch entstanden denken, daß die in dieser Zeichnung getrennten, im übrigen aber in jeder Hinsicht identischen zwei Schwingungskreise durch Zusammenfallen und schließliches

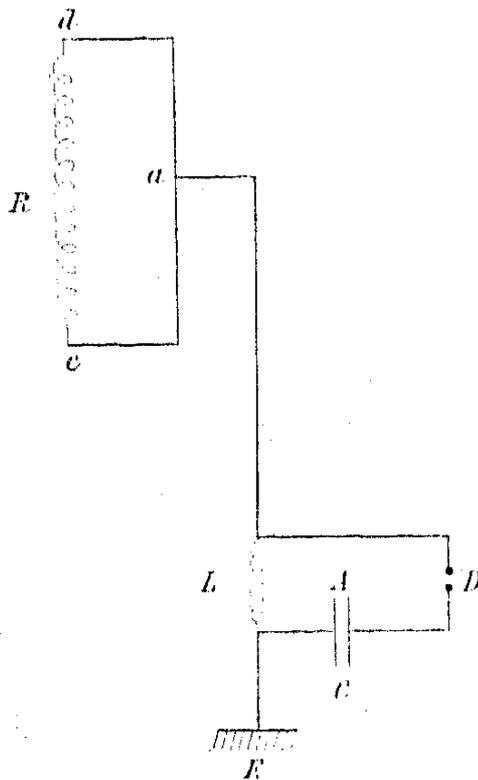


Fig. 1.

Ineinanderverschmelzen die besagte Versuchsanordnung ergeben (Fig. 5).

Bei der Ausführung der gegebenen Versuchsanordnung wurde als Resonator eine Seibt'sche Spule von 2 m Länge mit zirka 200 m aufgewickeltem Draht verwendet. Diese Spule war mit einem aus Leidenerflaschen und Selbstinduktion — beide variationsfähig — und einer gewöhnlichen Luftfunkenstrecke zwischen Zn-Elektroden gebildeten Schwingungskreis direkt gekoppelt. Der Erregerkreis wurde mit einem als Wechselstrom-

transformator geschalteten Funkeninduktorium von 50 cm Schlagweite aufgeladen. Den symmetrischen Resonator ersetzte die Erde.

#### Ausführung der Versuche.

Man erdet zunächst den einen Endpunkt der Seibt'schen Spule wie in Fig. 3, koppelt das andere Ende an den variablen Primärkreis und stimmt auf irgendeine Schwingungsform

$\lambda_n = \frac{2l}{n}$  ab. Die geerdeten Seitendrähte der Spule werden durch Variation ihrer Entfernung vom Spulenkern so eingestellt, daß die Ausstrahlung ein schwaches Lichtband ergibt. Das ist ja eine bekannte Anordnung der Sichtbarmachung stehender elektrischer Schwingungen. Hierauf entfernt man die Erdung an dem freien Spulenende und koppelt die Spule auch dort an

den Schwingungskreis, und zwar an denselben Punkt, wo das andere Ende mit dem Primärkreis zusammenhängt. Die Schaltung wollen wir ferner als Interferenzialresonanzschaltung bezeichnen und den so angeschlossenen Resonator Interferenzialresonator nennen.

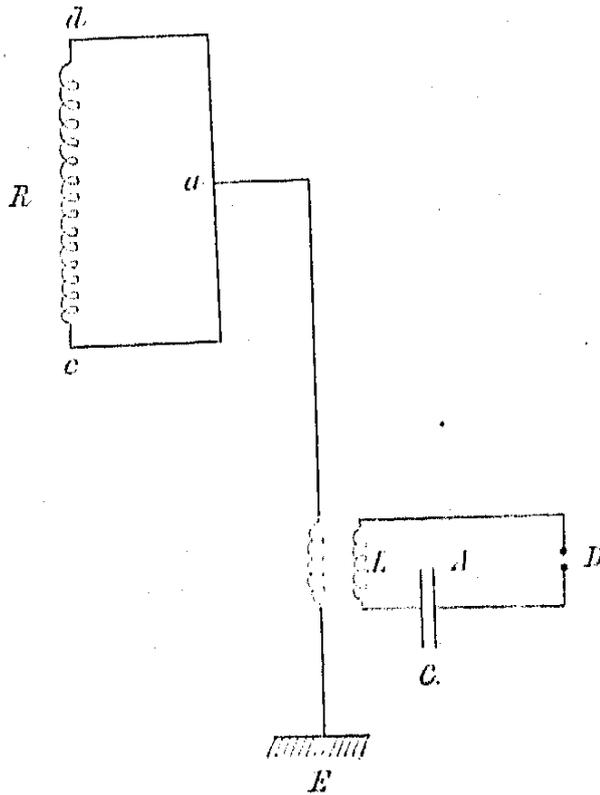


Fig. 2.

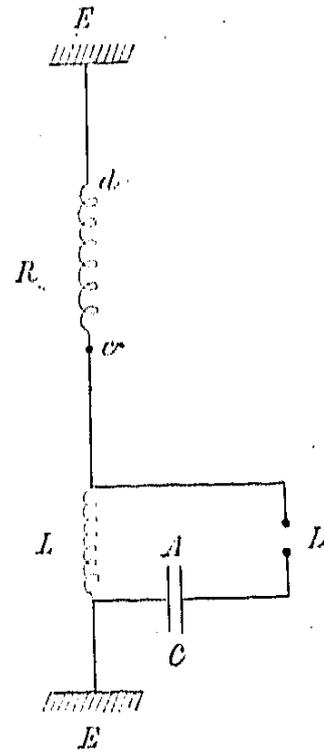


Fig. 3.

Vergleicht man Fig. 3 mit Fig. 4 oder 5, so ergibt sich, daß die nach der Koppelungstheorie zur Resonatorlänge gehörige Selbstinduktion  $L$  des Primärkreises in der Interferenzial-

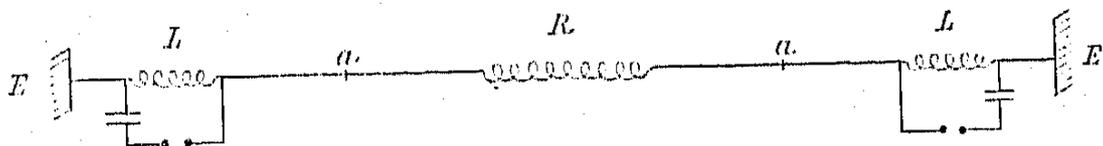


Fig. 4.

schaltung doppelt in Rechnung zu ziehen ist, was zur Folge hat, daß der Interferenzialresonator eine etwas größere Wellenlänge als der Resonator besitzt. Nachdem aber diese Versuche ohnehin bloß qualitativ orientierend durchgeführt werden konnten, so kommt dieser Umstand nicht in Betracht, zumal bei großen Wellenlängen und stark gedämpften Schwingungen

welche bekanntlich keine scharfe Abstimmung zulassen. Was aber die Abstimmung des Interferenzialresonators im allgemeinen betrifft, so ist er, wie sich besonders bei den akustischen Analogieversuchen zeigen wird, den bisherigen Resonator-konstruktionen dadurch überlegen, daß er eine steilere Resonanzkurve besitzt, was sich damit erklärt, daß bei einer nur etwas falschen Wellenlänge die Interferenz sogleich störend einwirkt. In der Versuchsanordnung für elektrische Wellen kann man sich qualitativ folgendermaßen davon überzeugen. Schalten wir zunächst auf Resonanz, so werden wir bei einer bestimmten Stellung des Schleifkontaktes der Primärselbst-

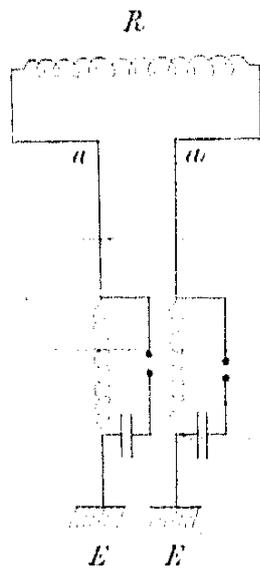


Fig. 5.

induktion die beste Ausstrahlung erhalten. Zerstört man hierauf durch Ver-rücken des Schleifkontaktes die Abstimmung, so wird man eine bestimmte Drahtlänge der variablen Selbstinduktion zu- oder abschalten dürfen, bis man eine merkliche Abschwächung der Spulen-entladung wahrnimmt, oder besser, bis die Ausstrahlung überhaupt verschwindet. Führen wir denselben Versuch in der Interferenzialresonanzschaltung aus, so ergibt sich, daß wir viel weniger variieren dürfen, um denselben Effekt zu erreichen.<sup>1</sup>

Der Interferenzialresonator hat also gegenüber dem Resonator den Vorzug einer steileren Resonanzkurve.

Gehen wir nun zu den eigentlichen Versuchen über und wählen zunächst  $n = 1$ , d. h. lassen wir die Spule in einer halben Wellenlänge schwingen, so wird das absichtlich sehr schwach gehaltene Lichtband des Resonators (Fig. 6) im Interferenzialresonator (Fig. 7) äußerst kräftig. Man wird bei diesen Versuchen vorteilhaft zuerst beim Interferenzialresonator die Entfernung der geerdeten Seitendrähte derartig wählen, daß gerade noch keine sichtbare Funkenbildung auftritt, sondern die Ausstrahlung noch den Eindruck eines kontinuierlichen

<sup>1</sup> Hier ist die variierte Selbstinduktion doppelt zu rechnen.

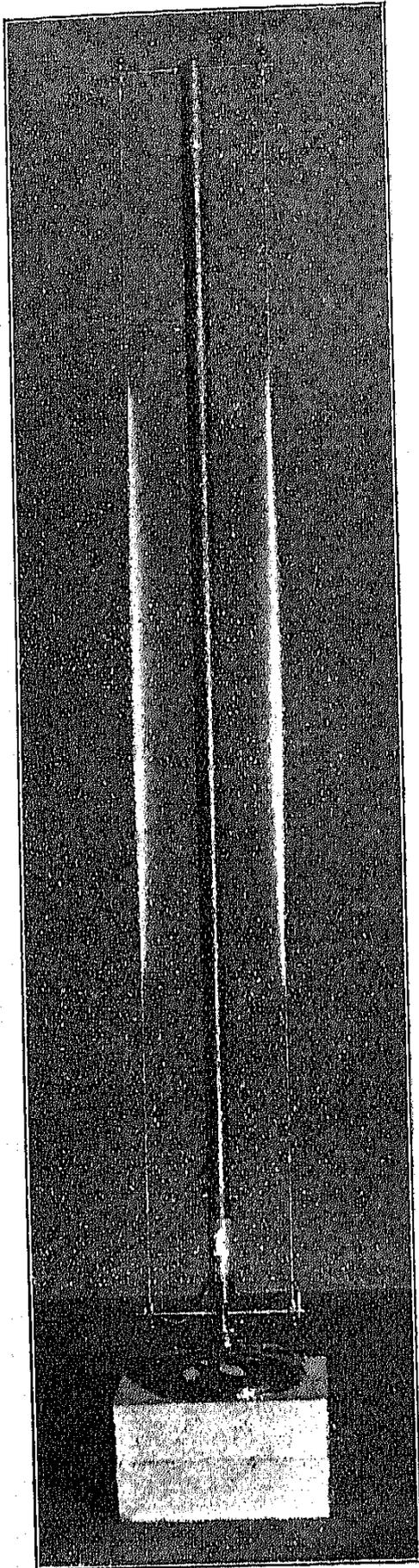


Fig. 6.

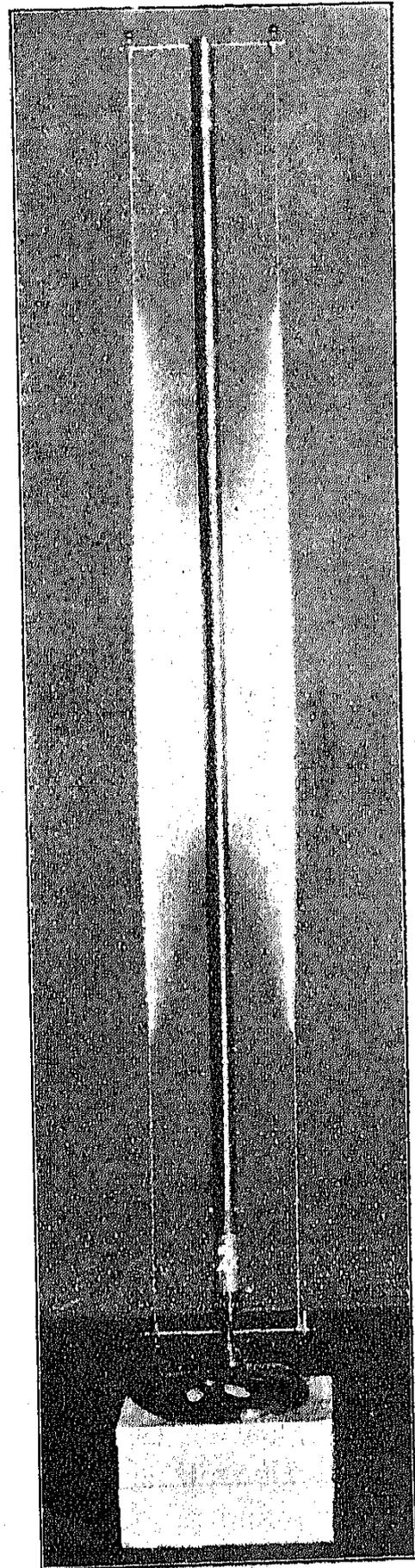


Fig. 7.

Lichtbandes bildet. Das umgekehrte Verfahren, zuerst den Resonator schwach strahlend abzustimmen, ist nicht günstig, da immerhin die gewählte Strahlung des Resonators zu stark sein kann, was zur Folge hat, daß dann der Interferenzialresonator nicht in einem Lichtbande strahlt, sondern zwischen Erddraht und Spule ein einzelner kräftiger Funke auftritt oder gar Bogenentladung.

Zu den Figuren 6 und 7 sowie zu den vier späteren ist folgendes noch zu bemerken. Eine photographische Platte 13/18 *cm* wurde mit einem Diamant halbiert und zunächst die Spule als solche unter Bogenlichtbeleuchtung gegen einen schwarzen Hintergrund auf einer Plattenhälfte aufgenommen, dann der Hochfrequenzstrom eingeschaltet und die nun tätige Ausstrahlung bei abgestellter Bogenlampe in die Spule hineinphotographiert. Die Expositionszeiten waren für beide Plattenhälften sowohl für die Beleuchtung mit Bogenlicht als für die Ausstrahlungsaufnahme dieselben. Diese Art der Aufnahme bezüglich der Expositionszeiten wurde aus dem Grunde gewählt, damit die Lichtwirkung der Ausstrahlung für die photographische Platte über dieselbe Zeitgröße zu integrieren sei, um eventuelle Messungen vornehmen zu können. Daher wurden auch beide Plattenhälften gleichzeitig den noch nötigen photographischen Prozessen unterworfen. Die Originalaufnahmen zeigen auch für den Interferenzialresonator eine viel tiefere Schichtschwärzung als für den Resonator; doch wurde von einer photometrischen Messung wegen der zahlreichen, bei den Aufnahmen vorhandenen Fehlerquellen abgesehen, nachdem eine derartige Messung doch nur das qualitative Resultat ergeben hätte, daß der Interferenzialresonator mehr Energie konsumiert als der Resonator, welches Resultat man aber viel einfacher durch einen Blick auf die Originalphotographien erreicht. Um aber doch eine angenäherte Orientierung über die Energieverhältnisse zu erhalten, wurde folgende Versuchsanordnung gebaut: Die geschwärzte Kapillare eines He-Rohres wurde mit einem Haardraht aus Fe umwickelt, das Rohr dann, um es vor äußeren Temperaturschwankungen zu schützen, sorgfältig in Watte gebettet und in einer konstanten Entfernung von der Resonanzspule aufgestellt. Der auf die Kapillare

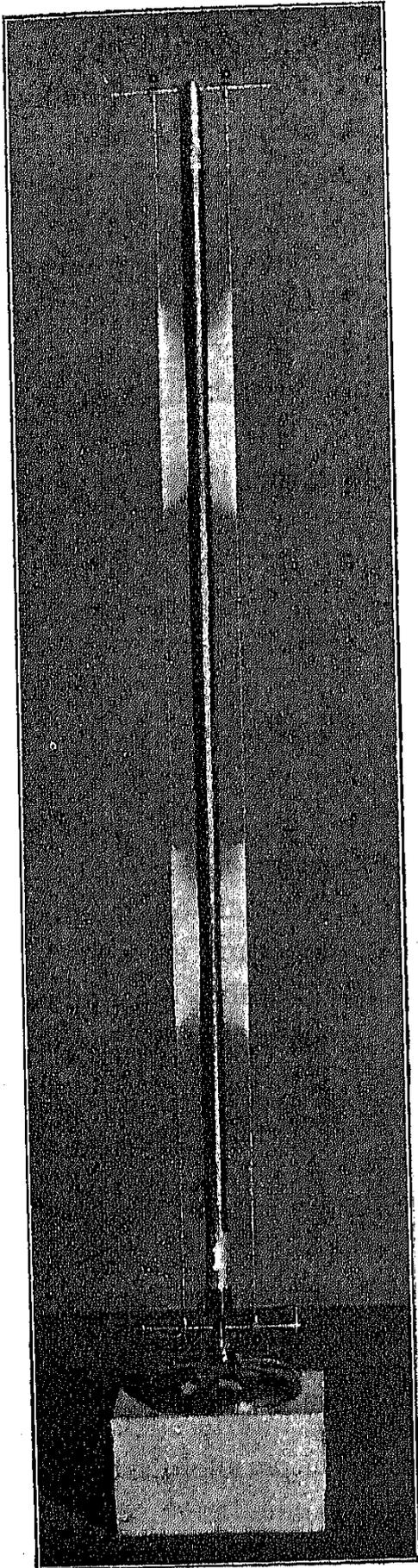


Fig. 8.

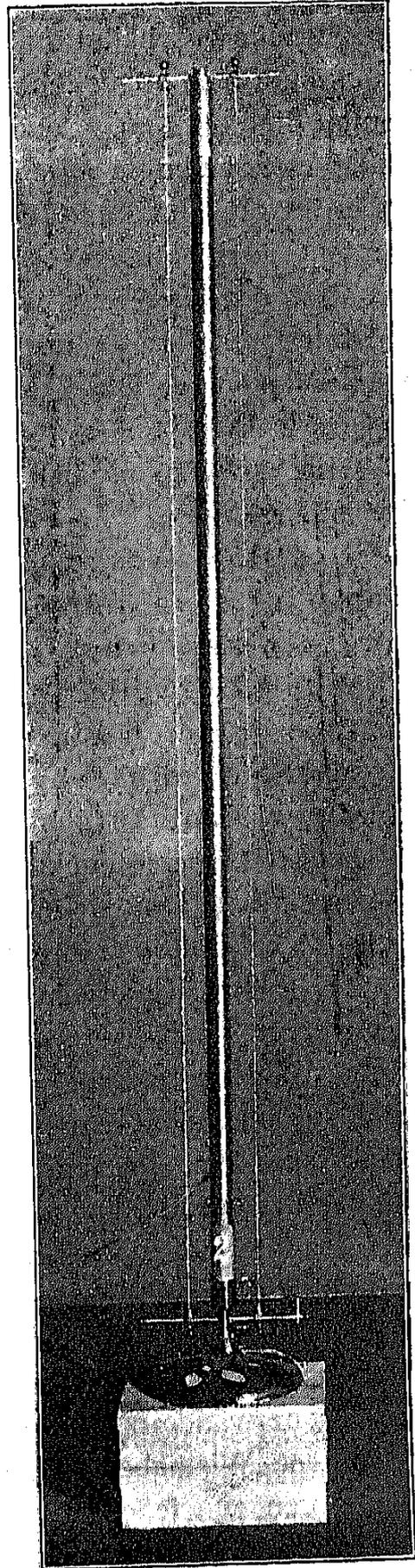


Fig. 9.

gewickelte Eisendraht wird als Widerstand in eine Wheatstone'sche Brücke geschaltet und bei strömlosen Resonanzspulen die Brücke auf Null abgeglichen. Bei eingeschalteter Hochfrequenz kommt die Röhre zum Leuchten und die durch Erwärmung des Fe-Drahtes bedingte Widerstandsänderung gibt ein Maß für die in den Resonatoren tätige Energie. Die Messungen ergaben mit der Genauigkeit, soweit sie eben bei einer derartig primitiven Anordnung zu erwarten war, die gewünschten Resultate, daß der Interferenzialresonator die doppelte Energie konsumiert wie der Resonator. Fig. 8 und 9 zeigen das Strahlungsverhältnis für  $n = 2$ .

Hier schwingen also die Resonatoren in einer ganzen Wellenlänge.

Der Interferenzialresonator ist strahlungslos, denn wir haben hier den Fall einer Phasenverschiebung der zwei vom Gabelungspunkte  $a$  (Fig. 1) ausgehenden Teilwellen von einer halben Wellenlänge vor uns, obgleich wir, und darin liegt eben das Wesen der Methode, diese beiden kohärenten Wellen vollständig gleichmäßig behandelt haben.

Hier wird man umgekehrt wie im Fall  $n = 1$  dem Resonator die geerdeten Drähte so nahe bringen, bis man ein möglichst langes Lichtband ohne direkten Funkenübergang erreicht. Man kann auch noch weitergehen und die Strahldrähte der Spule so weit nähern, daß statt des durchscheinenden Lichtbandes kräftige Bogenentladung auftritt. Der Interferenzialresonator bleibt strahlungslos, man spürt nichts, wenn man ihn direkt berührt und eine an ihm in körperlicher Berührung entlang geführte Geisleröhre bleibt dunkel. Erden wir aber (Fig. 10) die Mitte des Interferenzialresonators, so tritt wie in Fig. 8 die Ausstrahlung sofort auf. Dies ist auch ganz klar, denn jetzt haben wir nicht mehr einen Interferenzialresonator vor uns, da der Erdungspunkt die Wellen nicht mehr in die andere Spulenhälfte weiterwandern läßt, somit also die Interferenzfähigkeit unterbindet. Wir haben vielmehr jetzt zwei parallel geschaltete Resonatoren, wo jeder in einer halben Wellenlänge schwingt, und zwar sind die Schwingungszustände in beiden Resonatoren kohärent, während in Fig. 8 diese beiden Wellen eine Phasen-

verschiebung von einer halben Schwingungsdauer besitzen. Daß die Schwingungszustände in Fig. 10 tatsächlich gleiche Phase besitzen, davon kann man sich in einfacher Weise dadurch überzeugen, daß man die Mitten der Halbwellenresonatoren durch einen Draht verbindet und diesen in der Mitte durchschneidet. Ist alles vollständig symmetrisch angeordnet, so springt an der Unterbrechungsstelle nur ein sehr schwacher Funke über, denn diese beiden Punkte haben im Falle der Kohärenz der Wellen gleiches Potential.

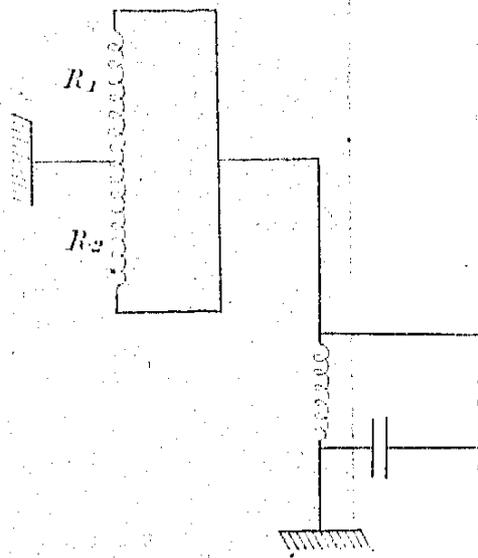


Fig. 10.

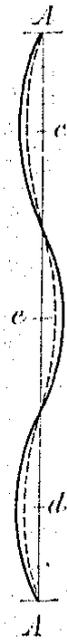


Fig. 11.

Wählen wir endlich noch  $n = 3$ , d. h. lassen wir die Resonatoren in  $\frac{3\lambda}{2}$  schwingen, so erhalten wir im Interferenzresonator das Schwingungsbild von Fig. 11.

In den beiden Punkten  $A$  würden ihm kohärente Schwingungen zugeführt, die ohne Phasendifferenz interferieren. Fig. 12 und 13 führt uns diese beiden Resonatoren in Tätigkeit vor Augen.

Die Einstellung der geerdeten Drähte geschieht hier natürlich wieder wie für  $n = 1$ . Und so ließe sich die Unterteilung fortsetzen, wobei nicht unerwähnt bleiben soll, daß man mit dem Interferenzresonator noch ungeradzahlige Oberschwingungen sichtbar machen kann, die beim Resonator nicht mehr hervorzubringen sind.

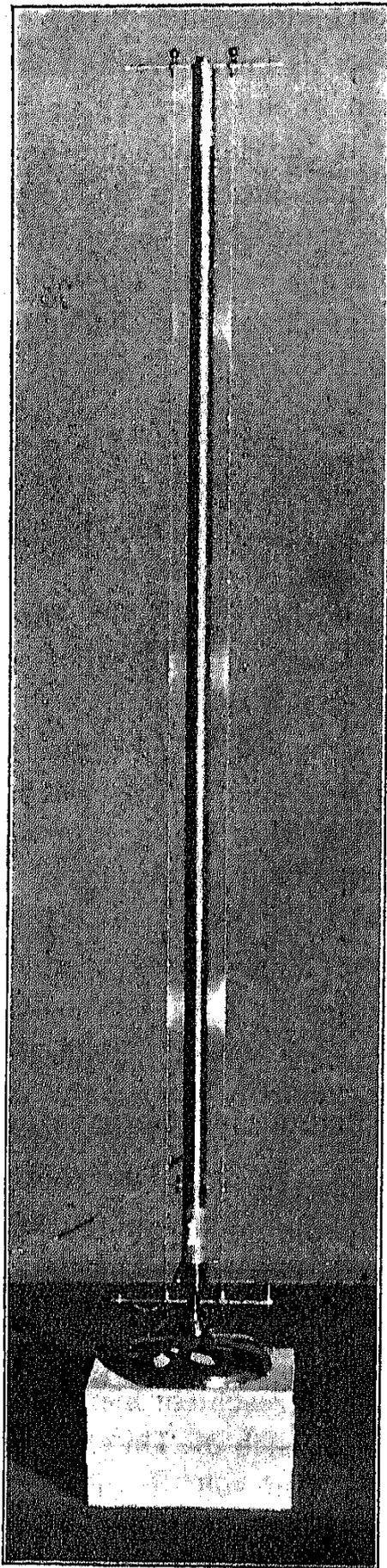


Fig. 12.

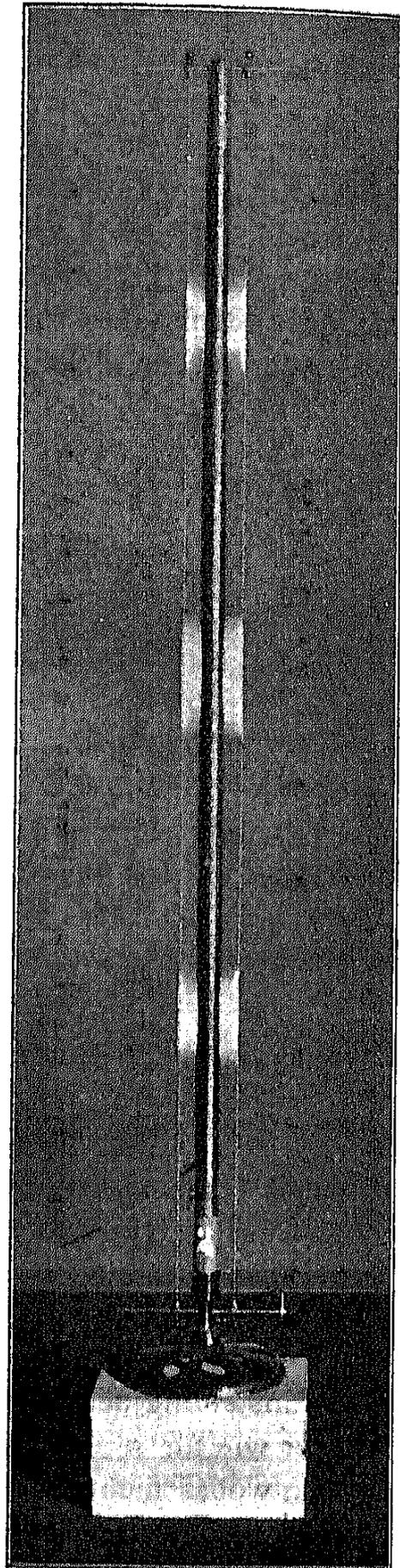


Fig. 13.

Außer der hier gegebenen Versuchsanordnung gibt uns jeder Schwingungskreis auch noch die Möglichkeit in die Hand, die Resonatoren vom Anfang an mit Wellenzügen gleicher Amplitude zu beschicken, welche aber eine Phasenverschiebung von einer halben Wellenlänge besitzen.

Eine derartige Versuchsanordnung ersehen wir aus der Fig. 14.

Die beiden Punkte *a* und *b* unseres um *SS* symmetrisch gebauten Schwingungskreises haben stets eine Phasendifferenz von einer halben Wellenlänge. Koppeln wir an diese beiden Punkte oder an zwei andere symmetrisch gelegene Stellen des Schwingungskreises die Enden unseres Interferenzialresonators,

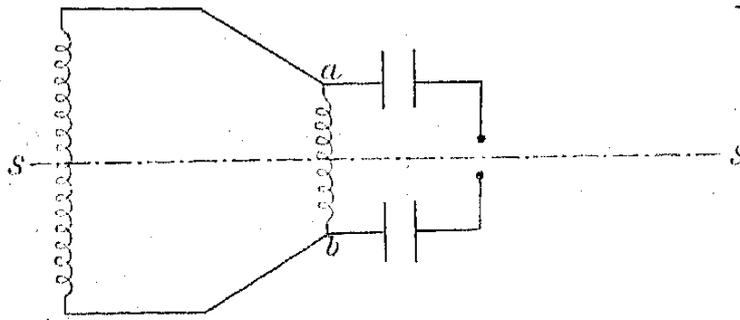


Fig. 14.

so werden sich die Verhältnisse gegenüber der zuerst gegebenen Schaltungsart einfach umkehren.

Wir erhalten nun für die ungeradzahligen Oberschwingungen einschließlich der Grundschwingung Interferenz zu Null, für die geradzahligen maximale Verstärkung.

Der zweite Fall ist für Messungen zu einer Maximalamplitude nicht brauchbar, da wir nicht das in der Resonanzschaltung dargestellte, stark strahlungsfähige, offene Gebilde mit dem schwach strahlenden, geschlossenen Interferenzialresonanzsystem vergleichen dürfen. Doch läßt sich damit sehr schön die Interferenz zu Null nachweisen, wenn man nur sorgfältig darauf achtet, daß der Schwingungskreis symmetrisch gebaut ist.

Fig. 15 zeigt einige Versuche mit variierten Anschlüssen, welche sich natürlich in großer Mannigfaltigkeit ausführen lassen. *A* bedeutet dabei einen Anschlußpunkt an den Schwingungskreis, während uns *E* einen geerdeten Punkt anzeigen

soll. Die doppelt gezeichneten Kurven deuten, wie in Fig. 11, verstärkte Ausstrahlung durch Interferenz an.

### Zusammenfassung der Resultate.

1. Durch Benützung eines Schwingungskreises, wodurch zu jeder Zeit die Kohärenz der interferierenden Schwingungen gewahrt bleibt, ist man in der Lage, mit einem geeignet gekoppelten Resonanzsystem durch die entsprechende Auswahl seiner Schwingungsformen zwei stehende elektrische Schwingungen zur Interferenz zu bringen. Das Wesen der

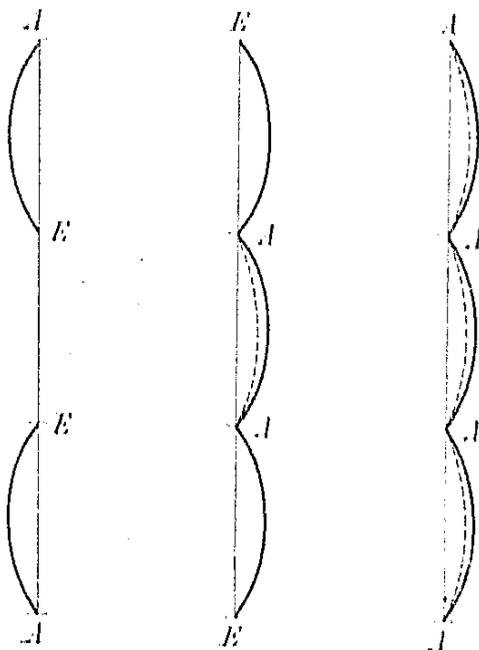


Fig. 15.

Methode besteht aber nicht in der Benützung eines Resonators als solchen, sondern darin, daß das Heranziehen eines Resonators es möglich macht, zwei ursprünglich phasengleiche Wellenzüge mit gleicher Amplitude phasendifferent zu machen, ohne die Phasenverschiebung wie bisher durch eine Wegdifferenz der beiden interferierenden Wellenzüge (z. B. Quinke's Interferenzröhre) zu erzwingen, was eine einseitige Energieeinbuße einer

Teilwelle zur Folge hat. Da dies die neue Anordnung vermeidet und noch dazu automatisch für die Amplitudengleichheit der beiden interferierenden Wellen sorgt, ist somit eine für quantitative Messungen günstige Versuchsanordnung gegeben.

2. Der Interferenzialresonator zeichnet sich vor einem Resonator dadurch aus, daß der Bereich seines Ansprechens ein kleinerer ist, seine Abstimmshärfe somit größer ist als die eines Resonators.

3. Der Interferenzialresonator gibt nur ungeradzahlige Oberschwingungen, obgleich seine Grundschiwingung eine halbe Wellenlänge beträgt, wenn die interferierenden Wellen gleiche Phase besitzen; sind hingegen die interferierenden Wellen um

eine halbe Schwingung phasendifferent, so gibt das Interferenzialresonanzsystem nur geradzahlige Oberschwingungen.

## Zweiter Teil.

### Akustische Analogieversuche.

Nachdem die im vorhergehenden entwickelten Schlüsse ganz allgemein für jede harmonische Schwingungsbewegung gelten, so liegen keine prinzipiellen Schwierigkeiten vor, eine Versuchsanordnung auch für longitudinale Schallwellen zu finden. Es gibt hier sogar eine größere Mannigfaltigkeit, zum Ziele zu kommen, da man den in der Elektrizität allein dastehenden Schwingungskreis in der Akustik durch jede definierte Tonquelle ersetzen kann. Wir wollen uns hier für die einfachste und bestdefinierte Schallquelle, für die elektromagnetisch betriebene Stimmgabel entscheiden. Denn einerseits erreichen wir hier einen einfachen Ton, der nahezu frei von Obertönen ist, andererseits die für quantitative Messungen notwendigen ungedämpften und konstanten Erregerwellen, die schließlich noch durch die Stimmgabelamplitude exakt gemessen werden können, so daß uns also die gewählte Tonquelle alle wünschenswerten Vorteile bequem zu realisieren gestattet.

Größere Schwierigkeiten ergaben sich bei der Wahl des Interferenzialresonanzsystems. Ursprünglich sollte der theoretisch beste Resonator, also der Helmholtz'sche Kugelresonator herangezogen werden. Doch läßt sich diese Resonatorform, wenn man nicht zu sehr komplizierten Konstruktionen greifen will, nicht gut zu einem Interferenzialresonator ausbilden. Von allen noch möglichen Resonatorformen ergab die Überlegung als beste den zylindrischen Luftresonator. Als Grundschwingung muß natürlich wieder eine halbe Wellenlänge gewählt werden, also ein beiderseits offener Zylinderresonator in Anwendung kommen. Statt der geerdeten Drähte der Seibt'schen Spule wurde in der Mitte des geradlinigen Resonators eine König'sche Kapsel befestigt und die manometrische Flamme im rotierenden Spiegel beobachtet. Stellt man einen derartig abgestimmten

Resonator in den Tonbereich der dazugehörigen elektromagnetisch angetriebenen Stimmgabel, so entspricht dies elektrisch einem ungedämpften Schwingungskreis mit äußerst lose gekoppelter Antenne.

Bei der Nachbildung des elektrischen Interferenzialresonators taucht auf akustischem Gebiet eine neue Schwierigkeit auf. Während es nämlich dort sehr leicht war, die beiden Enden des Resonators durch einen Draht zu verbinden, wobei bei den gegebenen Dimensionen der Seibt'schen Spule die Wellen nur um ein Geringes länger wurden, was bei den immerhin flachen Resonanzkurven eines elektrischen Resonators zumal für gedämpfte Schwingungen so gut wie gar keine Rolle spielt und sich überdies an dem leicht regulierbaren Erregerkreis korrigieren läßt, lassen sich in der Akustik nicht auf gleiche Art beide Enden des Resonators durch einen Gummischlauch o. dgl. verbinden. Denn jede Verlängerung um einige Zentimeter bedeutet hier bereits eine nicht mehr zu vernachlässigende Vergrößerung der Wellenlänge. Will man nun nicht zu dem bedenklichen Ausweg greifen, zwei Schallquellen zu verwenden, so gibt es nur die eine Lösung, den Resonator unter Beibehaltung seiner Länge so zusammenzubiegen, bis die beiden offenen Enden sich schließlich zu einem einzigen vereinigen.

Wir können hier also nicht wie bei den elektrischen Versuchen eine Form einmal als Resonator und dann als Interferenzialresonator benützen, sondern erhalten hier zwei verschiedene Resonatoren, einen geradlinigen, der einfachen Seibt'schen Spule entsprechend, und einen gekrümmten in Analogie mit dem Interferenzialresonator.

### Versuchsanordnung I.

Fig. 16 und 17 zeigen die beiden aus Messingrohren hergestellten Resonatoren. Der innere Durchmesser beider betrug 38 *mm*. Zur genauen Abstimmung sind beide Resonatoren mit Auszügen ausgerüstet. Bei *a* ist ein Rohrstück aufgesetzt, welches zur Aufnahme eines Amplitudendetektors dient. Für den Resonator (Fig. 16) liegen die Auszüge bezüglich *a* symmetrisch, während für den Interferenzialresonator die Züge wie bei einer Posaune in der Längsachse sich befinden, wodurch

ebenfalls die Symmetrie in bezug auf  $a$  (Fig. 17) erreicht wird. Das Ansatzrohr gegenüber  $a$  beim Interferenzialresonator ist bei der Berechnung der Länge doppelt zu zählen, wie bei den elektrischen Versuchen die gemeinsame Selbstinduktion des Primärkreises.

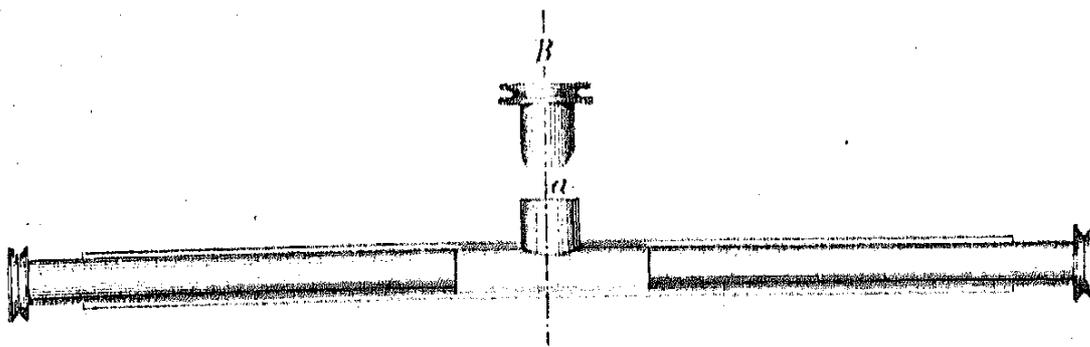


Fig. 16.

Übergehend zu den vorderhand qualitativen Versuchen, werden zunächst beide Resonatoren nach dem Gehör so gut als möglich abgestimmt. Die Abstimmung ist beim Interferenzialresonator eine verhältnismäßig einfache Sache, indem das Auszugsrohr so lange verschoben wird, bis die beste Resonanz

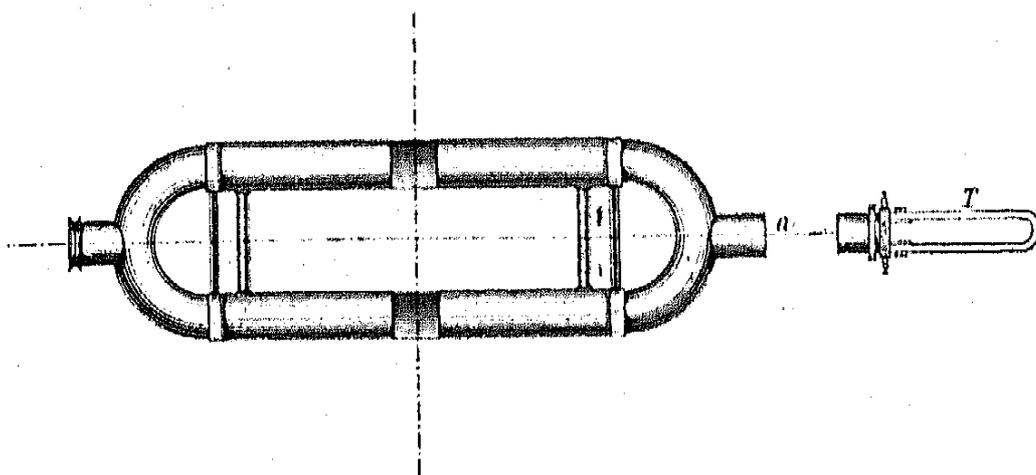


Fig. 17.

erzielt wird. Einen bedeutend größeren Aufwand von Geduld erfordert hingegen die Stimmung des Resonators, da hier beide Auszüge getrennt und dabei immer so verschoben werden müssen, daß  $a$  in der Mitte bleibt. Als Grundton für die Resonatoren wurde  $ut_2$  mit 128 ganzen Schwingungen in der Sekunde gewählt. Im ganzen waren drei Stimmgabeln vorgesehen, deren

Schwingungszahlen sich wie 1:2:3 verhielten, also  $ut_2$  als Grundton,  $ut_3$  als Oktave und endlich  $sol_3$  als Duodezime.

Erregt man zunächst elektromagnetisch die Stimmgabel  $ut_2$  und bringt ihr einmal den gestimmten Resonator bis auf eine bestimmte Entfernung in die Nähe, dann bis auf den gleichen Abstand den Interferenzialresonator — hier sind die Öffnungen bei  $a$  durch Deckel verschlossen, die sich der Rohrkrümmung anpassen — so hört das Ohr im zweiten Fall einen wesentlich stärkeren Ton.

Man kann diesen Versuch auch so anstellen, daß man die Gabel anstreicht oder anschlägt, also gedämpfte Wellen verwendet. Bringt man nun abermals in der angegebenen Reihenfolge die Resonatoren einzeln an die Gabel heran, so tönt trotz der bereits eingetretenen Gabeldämpfung durch innere Reibung und Energieentzug von seiten des Resonators, falls man natürlich nicht eine allzulange Zeit verstreichen läßt, der Interferenzialresonator wesentlich lauter.

Ein sehr hübscher Versuch ist der, die Gabel an der Öffnung des Resonators so lange abklingen zu lassen, daß sie zwar noch schwingt, aber nicht mehr gehört wird. Vertauscht man in diesem Zustande den Resonator mit dem Interferenzialresonator, so beginnt die Gabel deutlich zu tönen.

Die bisher angeführten Versuche könnten leicht zur Ansicht führen, daß der Interferenzialresonator überhaupt nichts anderes darstellt, als zwei parallel geschaltete Resonatoren von halber Länge, die dann natürlich die doppelte Energie konsumieren müssen. Dies ist bei allen ungeradzahligen Oberschwingungen einschließlich der Grundschiwingung auch tatsächlich der Fall, wenn am Gabelungspunkte die Teilwellen kohärent sind. Darin liegt ja der eine Grund zu seiner Konstruktion, um auf diese Weise unter Ausschluß aller irgendwie störenden Elemente einen exakten experimentellen Beweis für das Gesetz der Amplitudenaddition zu erhalten.

Bringen wir nun aber die Gabel  $ut_3$  vor die Öffnung des Interferenzialresonators, so sind die Verhältnisse wesentlich andere. Hier begegnen sich nach einer halben Schwingungsdauer im Punkte  $a$  die beiden gleichphasigen Teilwellen und würden jede für sich den Interferenzialresonator veran-

lassen, in einer ganzen Wellenlänge zu resonieren. Doch kommt es hierzu nicht, da dann die sich begegnenden Wellenzüge eine Phasendifferenz von einer halben Wellenlänge haben müßten. Es tritt vielmehr hier Interferenz, und zwar nicht zu einem relativen Minimum, sondern zu Null ein, da die sich begegnenden Wellenzüge gleiche Amplitude haben, was eben durch ihre symmetrische Behandlung erreicht wird. Hier erhalten wir den Fall zweier parallel geschalteter Resonatoren, wenn wir bei  $a$  den Deckel entfernen. Es entspricht dieser letztgenannte Versuch unserer elektrischen Anordnung Fig. 10, während die beiden ersten Versuche den Fig. 6, 7, 8 und 9 an die Seite zu stellen sind.

Sol<sub>3</sub> schließlich gibt uns die akustischen Analogieversuche für die Fig. 12 und 13 wieder. Und so könnte man durch Variation der Resonatorlängen und der Schwingungszahlen der Erregersysteme, wie ja auch bei den elektrischen Wellen, die Versuche für höhere Obertöne fortsetzen. Jedenfalls ist man auch hier mit dem Interferenzialresonator in der Lage, noch ungeradzahlige Oberschwingungen dem Gehör wahrnehmbar zu machen, die ein gewöhnlicher Resonator bei gleichem Querschnitt nicht mehr auszulösen vermag.

Verfertigt man den Ansatz einer Lippenpfeife und bläst den Interferenzialresonator an, so erhält man den weichen Klangcharakter einer gedeckten Pfeife, was ohne weiteres verständlich ist, da ja alle geradzahligen Obertöne an ihrem Zustandekommen durch die Interferenz verhindert werden.

### Versuchsanordnung II.

Diese Versuchsanordnung ist in Fig. 18 dargestellt und dazu bestimmt, quantitative Messungen des Gesetzes der Amplitudenaddition durchzuführen.  $S$  stellt die elektromagnetisch angetriebene Stimmgabel dar, die an einem schweren Stativ befestigt ist und sich in der Höhe bequem verstellen läßt. Am Ende der einen Gabelzinke — nach der Figur an der vorderen — befindet sich ein Zeiger aus Messingdraht, um die Gabelamplituden aufzuzeichnen.

Um die Resonatoren stets in der gleichen Entfernung der Tonquelle aufstellen zu können, ist eine Einspannvorrichtung  $F$

vorgesehen, welche bei  $M$  an dem Stativ, das die Stimmgabel trägt, befestigt ist. Diese Vorrichtung besteht, wie aus Fig. 19 ersichtlich ist, aus einem Ring, in den drei Schneiden hineinragen. Zwei davon sind fix, die dritte ist radial beweglich und läßt sich durch eine Schraube bei  $E$  fixieren. Diese Schneiden passen in die an den Enden der Resonatoren — siehe Fig. 16 und 17 — eingeschnittenen Rinnen genau hinein. Nach Fixierung der Schraube bei  $E$  sind somit die Resonatoren in der Einspannvorrichtung festgeklemmt, und zwar immer im gleichen Abstände von der tönenden Gabel. Ein zweiter Unterstützungspunkt ist den Resonatoren durch das auf dem Stativ  $H$  befestigte Lager gesichert. Die Öffnung bei  $a$  in den Resonatoren

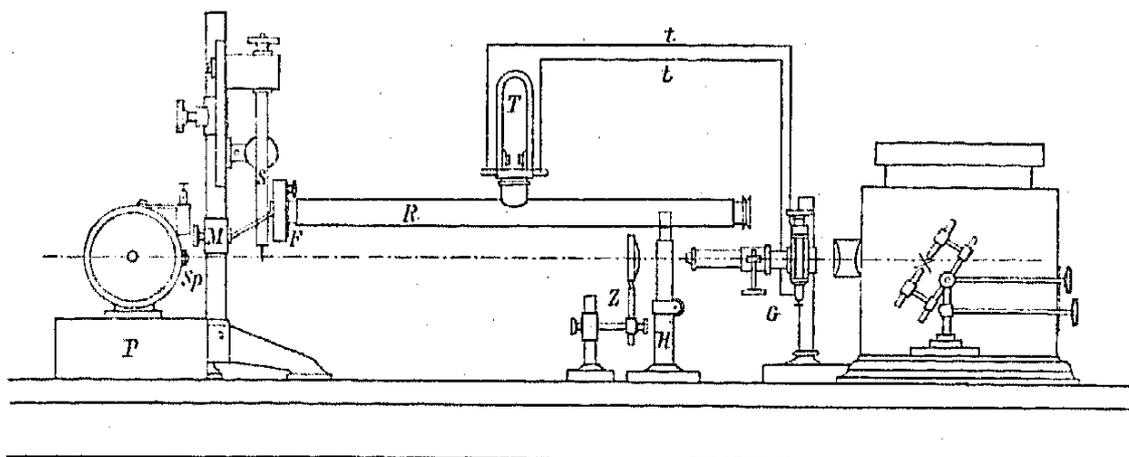


Fig. 18.

wird durch ein Telephon  $T$  von passendem Widerstande ersetzt, dessen Drähte  $tt$  zu einem Saitengalvanometer  $G$  von Edelmann führen. Im Galvanometer ist ein Golddraht von geringem Widerstand eingezo-gen, dessen Spannung so reguliert wird, daß für den Telephonton Resonanz eintritt, wenn man einen möglichst großen Ausschlag der Saite erreichen will.

$P$  ist ein Edelmann'scher photographischer Registrierapparat mit Uhrwerkantrieb, von dem das Speichenrad als für diese Versuche überflüssig abgenommen wurde. Die Beleuchtung des Galvanometermikroskops sowie des Stimmgabelzeigers besorgte das Licht einer Bogenlampe von 12 Ampere Stromstärke. Zur intensiven Beleuchtung des Spaltes  $Sp$  des photographischen Registrierapparates wurde das Bogenlicht, nachdem es das Projektionsmikroskop des Galvanometers durch-

setzt hat, durch eine Zylinderlinse  $Z$  mit horizontal orientierter Brennlinie gesammelt und parallel gemacht. Das Objektiv der photographischen Kamera ist eine Zylinderlinse von sehr kurzer Brennweite mit gleichfalls horizontal liegender Brennlinie. Die Aufnahmen wurden auf Ensign-Rollfilm hergestellt, welche aber vorher zur Steigerung ihrer Empfindlichkeit den Dämpfen von Ammoniak ausgesetzt wurden. Mit derartig präparierten Films erhält man mit einer schwachen Lampe und bei großer Rotationsgeschwindigkeit der Filmtrommel immer noch sehr harte, kontrastreiche Aufnahmen.

Die hier gegebene Versuchsanordnung erlaubt nun, beide Amplituden einerseits die der Stimmgabel durch den Schatten des an der Zinke befestigten Zeigers, andererseits die des Resonators durch das Schattenbild des Goldfadens im Saitengalvanometer gleichzeitig nebeneinander auf den Film zu fixieren und auszumessen.

Durch Einsetzen eines Zylinderlinsenrades statt der Filmtrommel in den photographischen Registrierapparat kann man zunächst die auf eine Mattscheibe gespiegelten Sinuskurven subjektiv einstellen und Resonatoren ziemlich genau justieren. Die feine, genaue Abstimmung wurde durch Ausmessung der bei verschiedenen Auszugsstellungen der Resonatoren erhaltenen Photogramme berechnet und durch eine neuerliche photographische Aufnahme kontrolliert. Hat man die Resonatoren genau gestimmt, so wird mit Hilfe der Fadenspannung die Empfindlichkeit des Saitengalvanometerfadens so einreguliert, daß beide Schattenbilder von Galvanometerfaden und Stimmgabelzeiger nebeneinander vollständig auf die Mattscheibe fallen, ohne sich zu überdecken oder zu berühren. Reichte zur Variation der Empfindlichkeit die verfügbare Fadenspannung nicht aus, so wurde diese Größe auf eine andere Art dadurch variiert, daß die Telephonmembran mittels eines Gewindes gegen die Polschuhe des Magneten verschoben werden konnte.

Fig. 20 gibt eine Reproduktion einer photographischen Aufnahme mit dem Resonator für den Gabelton  $ut_2$ . Die schmale Kurve stellt dabei das Bild des schwingenden Stimmgabel-

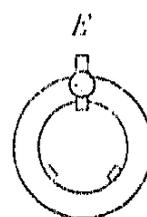


Fig. 19.

zeigers dar, während die andere Sinuskurve die Schwingungen des Galvanometerfadens repräsentiert.

Fig. 21 gibt dieselbe Aufnahme mit dem Interferenzialresonator wieder.

Eine genaue mikroskopische Ausmessung über je 20 korrespondierende Kurven ergibt die in folgender Tabelle eingetragenen Werte.

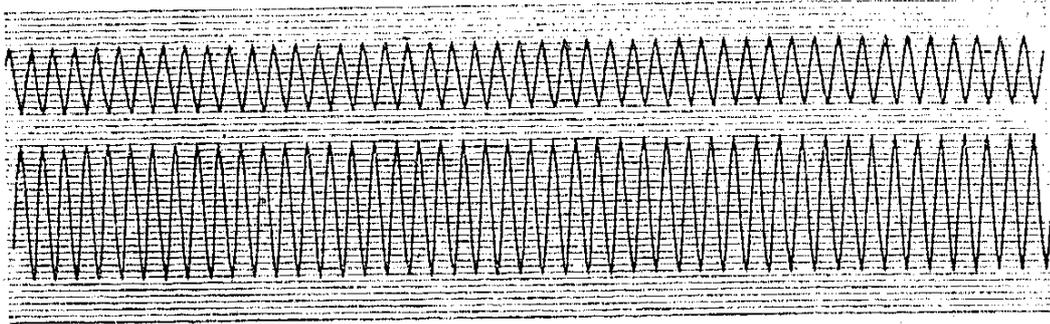


Fig. 20.

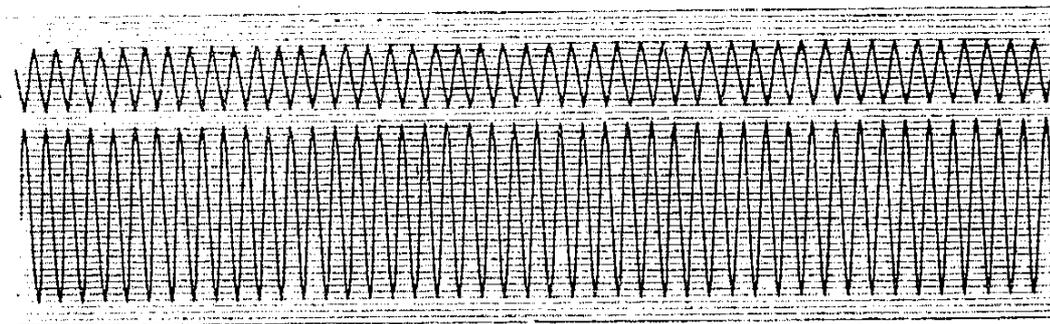


Fig. 21.

In dieser Tabelle bedeutet  $a$  Stimmgabelamplitude bei der Aufnahme mit dem Resonator,  $a'$  Stimmgabelamplitude bei der Aufnahme mit dem Interferenzialresonator, ferner  $A$  Amplitude des Resonators, und endlich  $A'$  Amplitude des Interferenzialresonators im Galvanometer.

Nach dem Superpositionsgesetze muß nun die Gleichung bestehen:

$$b : b' = 1 : \sqrt{2};$$

$b\sqrt{2}$  berechnet sich aus der Tabelle mit  $2\cdot97$  und  $b'$  hat den Wert  $2\cdot96$ , was also eine sehr gute Übereinstimmung gibt.

$a$	$a'$	$A$	$A'$	$\frac{A}{a} = b$	$\frac{A'}{a'} = b'$
10·08	10·01	21·37	29·60	—	—
10·09	10·03	21·36	29·59	—	—
10·09	10·00	21·34	29·60	—	—
10·07	10·01	21·34	29·63	—	—
10·06	10·01	21·34	29·61	—	—
10·09	10·00	21·35	29·64	—	—
10·07	10·00	21·36	29·64	—	—
10·09	10·00	21·37	29·65	—	—
10·08	10·01	21·33	29·62	—	—
10·09	10·01	21·33	29·63	—	—
10·08	10·00	21·35	29·62	—	—
10·08	10·01	21·35	29·62	—	—
10·08	10·02	21·35	29·61	—	—
10·06	10·01	21·34	29·62	—	—
10·09	10·03	21·35	29·63	—	—
10·09	10·02	21·36	29·62	—	—
10·06	10·00	21·35	29·63	—	—
10·08	10·02	21·37	29·63	—	—
10·08	10·01	21·35	29·62	—	—
10·09	10·01	21·35	29·60	—	—
Mittel					
<b>10·08</b>	<b>10·01</b>	<b>21·35</b>	<b>29·62</b>	<b>2·11</b>	<b>2·96</b>

Dies ist meines Wissens die erste experimentelle Methode, die eine genaue quantitative Prüfung des bekannten theoretischen Resultates gestattet.

Für  $ut_3$  und  $sol_3$  wurden keine Aufnahmen gemacht. Da bei  $ut_3$  nämlich der Nachweis der Interferenz zu Null nicht einwandfrei zu erbringen ist, da man sich immer noch ein empfindlicheres Instrument denken könnte, das doch noch eine Wellenbewegung im Resonator nachzuweisen imstande wäre, so wurde eine andere Art der Messung versucht, und zwar die, den

Energiekonsum der Resonatoren aus der Dämpfung der freischwingenden Stimmgabel zu rechnen.

Die diesbezüglichen Versuche führten jedoch zu einem negativen Resultate, da die Dämpfung der Gabel durch innere Reibung gegenüber der durch die Energieentnahme der Resonatoren so außerordentlich groß ist, daß die Amplitudenabnahme durch die letztgenannte Ursache in den Bereich der Beobachtungsfehler fällt.

Endlich wurde noch der ebenfalls fehlgeschlagene Versuch gemacht, mit Hilfe eines Bolometers die Joule'sche Wärmewirkung des Telephonwechselstromes zu messen, also eine der im Resonator tätigen Energie direkt proportionale Größe. Doch reichte die Empfindlichkeit des Bolometers, trotzdem der dünnste erhältliche Eisendraht verwendet wurde, mit dem vorhandenen Galvanometer nicht aus, um gut meßbare Ausschläge zu erhalten.

Schließlich wurden noch Versuche über den verschiedenen Charakter der Resonanzkurve von Resonator und Interferenzialresonator gemacht, indem beide immer um die gleiche Länge verstimmt wurden und ihr Ausschlag im Galvanometer gemessen wurde. Nachdem aber exakte Messungen eine genau gleiche Verstimmung voraussetzen, zu der ich nicht eingerichtet bin, so möge es genügen, zu bemerken, daß die Resonanzkurve steiler beim Interferenzialresonator ist als beim Resonator.

Für genaue Abgrenzung eines sehr engen Tonbereiches ist also der Interferenzialresonator besser geeignet als ein anderer Resonator.

#### Zusammenfassung der Resultate.

1. Durch Benützung einer Tonquelle erreicht man mit einem geeignet gekoppelten  $\frac{\lambda}{2}$  Resonanzsystem (Interferenzialresonator) durch richtige Auswahl seiner Schwingungsformen Interferenz zweier kohärenten Tonwellen zu einer Maximalamplitude und zur Amplitude Null.

2. Durch Ausschließung der Wegdifferenz sowie jeder einseitigen Behandlung der interferierenden Teilwellen vom Gabelungs- bis zum Vereinigungspunkt erzielt man eine für quanti-

1813/15

tative Messungen des Interferenzprinzips geeignete Versuchsanordnung.

3. Die quantitativen Messungen bestätigen in ausgezeichneter Weise das Superpositionsprinzip.

4. Der Interferenzialresonator hat auch hier den Vorzug größerer Abstimmstärke.

5. Der Interferenzialresonator hat, als Lippenpfeife umgeformt, die Klangfarbe einer gedeckten Pfeife, da in diesem Falle alle geradzahligen Obertöne durch Interferenz zu Null herausfallen.