

# 1. *Über die Verstimmung gekoppelter Systeme; von Max Wien.*

## Bezeichnungen.

$C_1 C_2 C_3$	Kapazitäten des Primär(1)- und Sekundär(2)-Systems des Senders und des Empfängers(3).
$\delta_1 \delta_2 \delta_3$	Dämpfungen der beiden ungekoppelten Systeme des Senders und des Empfängers.
$\delta \delta'$	Dämpfungen der gekoppelten Systeme des Senders.
$E_{a0}$	Amplitude der elektromotorischen Kraft im Empfänger.
$F$	Funkenpotential.
$J_{\text{eff}}^2$	Stromeffekt im Empfänger.
$J_{\text{ref}}^2$	Stromeffekt im Empfänger bei Resonanz.
$k$	Koppelungskoeffizient.
$L_{11} L_{22} L_{33}$	Selbstpotentiale der drei Systeme.
$L_{12} L_{23}$	Gegenseitige Induktionskoeffizienten.
$p_{21} = \frac{1}{2} \frac{L_{21}}{L_{22}} \cdot \frac{C_1}{C_2}$	
$\tau_1 \tau_2$	Schwingungsdauern der ungekoppelten Systeme des Senders dividiert durch $2\pi$ .
$\tau \tau'$	Schwingungsdauern des gekoppelten Systems des Senders dividiert durch $2\pi$ .
$\vartheta_1 = \frac{W_1 C_1}{2} = \delta_1 \tau_1^2, \quad \vartheta_2 = \frac{W_2 C_2}{2} = \delta_2 \tau_2^2$	
$V_2 V_2'$	Potentiale der gekoppelten Schwingungen im Sekundär-system des Senders.
$W_1 W_2 W_3$	Widerstände in den drei Systemen.

Bei der drahtlosen Telegraphie pflegt man gewöhnlich anzunehmen, daß zur Erzielung der günstigsten Wirkung Primär- und Sekundärsystem eines gekoppelten Senders genau aufeinander eingestimmt sein müßten. Damit schien in Übereinstimmung zu stehen, daß, wie Drude<sup>1)</sup> gezeigt hat, sowohl das Potential wie der Stromeffekt beider Koppelungswellen im sekundären System ein Maximum besitzen, wenn die

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 13. p. 512. 1904.

Systeme in Resonanz sind. Demgegenüber glaubte Slaby<sup>1)</sup> aus seinen Versuchen schließen zu müssen, daß eine sehr erhebliche Verbesserung der Wirkung durch Verstimmung der beiden Systeme erzielt werden könnte. Obgleich, wie ich nachgewiesen habe<sup>2)</sup>, diese Versuche nicht einwandfrei sind und keinen Beitrag zur Lösung der Frage liefern, so ergab sich bei dieser Gelegenheit doch, sowohl theoretisch wie experimentell, daß sich eine geringe Verbesserung des Stromeffektes im *Empfänger* durch Verstimmung erzielen läßt. Die hauptsächlichsten Resultate dieser Untersuchung habe ich schon an der angegebenen Stelle gebracht und zugleich einen ausführlicheren Bericht in Aussicht gestellt. Dieser soll jetzt nachgeholt werden.

### I. Theorie der Verstimmung.

Die physikalische Erklärung der Verstärkung des Stromeffektes durch die Verstimmung ist folgende: Bei verschiedener Dämpfung der beiden Systeme des Senders besitzt die Dämpfung der weniger gedämpften der beiden Koppelungswellen für den Fall der Resonanz ein Maximum und wird *durch Verstimmung verringert*.<sup>3)</sup> Je geringer die Dämpfung der eintreffenden Wellen, um so größer ist der Stromeffekt im Empfänger. Hierin liegt die Möglichkeit, daß trotz des geringeren Stromeffektes in der ausstrahlenden *Antenne* doch infolge der gleichzeitigen Verminderung der Dämpfung der Stromeffekt im *Empfänger* durch Verstimmung vergrößert werden kann.

Bei der Ableitung der Theorie schließe ich mich an die Drudeschen Gleichungen<sup>4)</sup> an. Es sei vorausgesetzt, daß die Dämpfung nicht zu groß, und die Koppelung eng sei. Dann ist bei dieser nur angenäherten Berechnung nicht nur die übliche Vernachlässigung der Dämpfung gegen die Schwingungszahl, sondern nach Drude (p. 539) auch die Vernachlässigung der Größe  $4\beta^2$  gegen  $(\tau - \tau')^2$  zulässig.

1) A. Slaby, Elektrotechn. Zeitschr. 1904 und 1905.

2) M. Wien, Elektrotechn. Zeitschr. p. 837. 1906 und Physik. Zeitschr. 8. p. 10 und 38. 1907.

3) M. Wien, Wied. Ann. 61. p. 151. 1897.

4) P. Drude, l. c.

Unter diesen Voraussetzungen ergeben sich aus den Drudeschen Gleichungen (107) und (108) die Ausdrücke für die Anfangsamplituden der Potentiale im sekundären System<sup>1)</sup>:

$$V_{20} = V'_{20} = \frac{p_{21} (\tau_2^2 \cdot F)}{2 (\tau^2 - \tau'^2)}.$$

Wir beschäftigen uns zunächst nur mit der einen der beiden Koppelungsschwingungen ( $\tau, V_2$ ). Die Rechnung für die andere ( $\tau', V'_2$ ) ist ganz die gleiche.

Wir nehmen an, daß mit diesem Sender ein resonierendes Empfangssystem (3) lose magnetisch gekoppelt sei (gegenseitiger Induktionskoeffizient  $L_{23}$ ). Der Stromeffect in diesem Empfangssystem ist nach Bjerknes:

$$J_{r \text{ eff.}}^2 = \frac{E_{a0}^2}{16 L_{33}^2 \delta \cdot \delta_3 (\delta + \delta_3)},$$

wenn  $E_{a0}$  die Amplitude der vom Sender induzierten elektromotorischen Kraft,  $\delta$  die Dämpfung der eintreffenden Welle,  $\delta_3$  und  $L_{33}$  Dämpfung und Selbstpotential des Empfangssystems sind.

Ist, entsprechend den tatsächlichen Verhältnissen bei der Telegraphie ohne Draht bei lose gekoppeltem Empfänger (vgl. p. 13),  $\delta_3$  klein gegen  $\delta^2$ , so wird

$$(I) \quad J_{r \text{ eff.}}^2 = \frac{E_{a0}^2}{16 L_{33}^2 \delta_3 \delta^2}.$$

Die elektromotorische Kraft  $E_{a0}$  erhalten wir aus der Gleichung

$$E_{a0} = - I_{23} \frac{J_{20}}{\tau}.$$

Darin ergibt sich  $J_{20}$ , die Anfangsamplitude des Stromes, aus der Gleichung

$$J_2 = 2 C_2 \frac{d V_2}{d t} \quad (\text{Drude, p. 519 Anm.})$$

zu:

$$J_{20} = \frac{p_{21} \tau_2^2 \cdot F \cdot C_2}{(\tau^2 - \tau'^2) \tau},$$

1) Die Bezeichnungen sind am Eingang der Arbeit zusammengestellt.

2) Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so ist die Verstärkung des Stromeffectes durch die Verstimmung wesentlich geringer.

oder nach Einführung von

$$p_{21} \tau_2^2 = \frac{L_{21} C_1}{2} \quad (\text{Drude, Gl. (23)})$$

zu:

$$J_{20} = \frac{L_{21} \cdot C_1 C_2 F}{2(\tau^2 - \tau'^2) \tau}.$$

Hieraus:

$$E_{a0} = - \frac{L_{21} L_{22} \cdot C_1 C_2 F}{2(\tau^2 - \tau'^2) \cdot \tau^2}.$$

Diesen Wert für  $E_{a0}$  und den Wert für  $\delta$  aus Drudes Gleichung (108) gleich

$$\frac{1}{\tau^2} \left( \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} - \beta \right)^2$$

setzen wir in die Bjerknessche Gleichung (I) ein und erhalten:

$$(II) \quad J_{r \text{ eff}}^2 = \left[ \frac{L_{21} L_{23} C_1 C_2 F}{8 L_{33} \sqrt{\delta_3}} \right]^2 \cdot \left[ \frac{1}{(\tau^2 - \tau'^2) \left( \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} - \beta \right)} \right]^2$$

In der zweiten Klammer müssen wir für  $(\tau^2 - \tau'^2)$  und  $\beta$  die Werte einsetzen. Dazu benutzen wir die Gleichungen (91) und (92) von Drude. (92) erhält bei Vernachlässigung der Dämpfung (vgl. p. 8) und unter Berücksichtigung davon, daß bei mäßiger Verstimmung  $(\tau_1 - \tau_2 / \tau_1 + \tau_2)^2$  klein gegen 1 ist, die Form:

$$\tau^2 - \tau'^2 = (\tau_1 + \tau_2) \sqrt{(\tau_1 - \tau_2)^2 + k^2 \tau_1 \tau_2}.$$

Dazu die zweite Gleichung von (91):

$$(\tau^2 - \tau'^2) \beta = \frac{(\tau_1 + \tau_2)}{2} (\tau_1 - \tau_2) \cdot (\vartheta_1 - \vartheta_2).$$

Hieraus:

$$\begin{aligned} (\tau^2 - \tau'^2) \left( \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} - \beta \right) &= \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} \left[ (\vartheta_1 + \vartheta_2) \sqrt{(\tau_1 - \tau_2)^2 + k^2 \tau_1 \tau_2} \right. \\ &\quad \left. - (\tau_1 - \tau_2) (\vartheta_1 - \vartheta_2) \right] \\ &= \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} (\vartheta_1 + \vartheta_2) k \cdot \sqrt{\tau_1 \tau_2} \\ &\quad \left[ \sqrt{1 + \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{k^2 \tau_1 \tau_2}} - \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \cdot \frac{\tau_1 - \tau_2}{k \sqrt{\tau_1 \tau_2}} \right]. \end{aligned}$$

---

1) In dem „ $-\beta$ “ steckt die oben p. 8 erwähnte Verminderung der Dämpfung durch die Verstimmung.

Wenn wir dies in Gleichung (II) einsetzen, erhalten wir schließlich für den Stromeffekt im Empfänger:

$$J_{r \text{ eff.}}^2 = \left[ \frac{L_{21} L_{23} C_1 C_2 F}{4 L_{33} k \cdot (\tau_1 + \tau_2) (\vartheta_1 + \vartheta_2) \sqrt{\tau_1 \tau_2} \delta_3} \right]^2 \cdot \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{k^2 \tau_1 \tau_2}} - \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \cdot \frac{\tau_1 - \tau_2}{k \cdot \sqrt{\tau_1 \tau_2}}} \right]^2.$$

Ebenso wird für die andere Schwingung des gekoppelten Systems:

$$J_{r' \text{ eff.}}^2 = \left[ \frac{L_{21} L_{23} C_1 C_2 F}{4 L_{33} k (\tau_1 + \tau_2) (\vartheta_1 + \vartheta_2) \sqrt{\tau_1 \tau_2} \delta_3} \right]^2 \cdot \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{k^2 \tau_1 \tau_2}} + \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \cdot \frac{\tau_1 - \tau_2}{k \sqrt{\tau_1 \tau_2}}} \right]^2.$$

Unsere Aufgabe besteht nun darin, zu untersuchen, wie sich diese beiden Ausdrücke mit der Verstimmung  $(\tau_1 - \tau_2)$  ändern. Offenbar wird der Wert der ersten eckigen Klammer nur wenig durch die Verstimmung beeinflusst, besonders wenn man die Verstimmung dadurch bewirkt, daß man die Selbstinduktion in beiden Systemen ändert und zwar so, daß die Selbstinduktion und damit die Schwingungsdauer des einen Systems um ebensoviel steigt, als die des anderen abnimmt, so daß  $\tau_1 + \tau_2$  konstant bleibt.

$J_{r \text{ eff.}}^2$  und  $J_{r' \text{ eff.}}^2$  unterscheiden sich nur durch das Vorzeichen des zweiten Gliedes im Nenner der zweiten Klammer. Die Stromeffekte beider Wellen sind mithin einander gleich, wenn dieses Glied = 0 wird, d. h. wenn die ungekoppelten Systeme in Resonanz stehen ( $\tau_1 = \tau_2$ ), aber auch, wenn  $\vartheta_1 = \vartheta_2$ , also bei gleicher Dämpfung. In diesem Fall haben beide Stromeffekte ein Maximum für  $\tau_1 = \tau_2$ . Eine Erhöhung durch Verstimmung tritt nicht ein.

Ist  $\vartheta_1 \geq \vartheta_2$ , so tritt das Maximum nicht im Falle der Resonanz ein, sondern man kann durch Verstimmung eine Verstärkung eines der beiden Stromeffekte auf Kosten des anderen erzielen.

Wenn  $\vartheta_1 > \vartheta_2$ , so bewirkt eine Vertiefung des Primärsystems eine Verstärkung der höheren Koppelungswelle, und

eine Erhöhung der Schwingungszahl des Primärsystems eine Verstärkung der tieferen Koppelungswelle.

Wenn  $\vartheta_1 < \vartheta_2$ , so tauschen sich die Vorzeichen um, eine Vertiefung des Primärsystems bedingt eine Verstärkung der tieferen Koppelungswelle, eine Erhöhung der Schwingungszahl des Primärsystems eine Verstärkung der höheren Koppelungswelle.

Die Verstärkung erreicht bei einer gewissen Verstimmung einen *Höchstwert*, um dann wieder zu fallen. Um diesen Höchstwert zu berechnen, setzen wir

$$\frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} = b \quad \text{und} \quad \frac{\tau_1 - \tau_2}{k \sqrt{\tau_1 \tau_2}} = z.$$

Dann wird die zweite Klammer bei  $J_{r\text{eff}}^2$

$$B = \left( \frac{1}{\sqrt{1 + z^2 - b z}} \right)^2,$$

bei  $J_{r\text{eff}}'^2$

$$B' = \left( \frac{1}{\sqrt{1 + z^2 + b z}} \right)^2.$$

$B$  und damit  $J_{r\text{eff}}^2$  hat ein Maximum für  $z = b / \sqrt{1 - b^2}$ , der zweite Wert von  $z$ , für den  $B$  ein Maximum wird,  $z = 1 / \sqrt{b^2 - 1}$ , kommt als imaginär nicht in Betracht. Das Maximum von  $B$  hat den Wert  $1 / (1 - b^2)$ , gleichzeitig hat  $B'$  den Wert  $1 - b^2 / (1 + b^2)^2$ , während für  $z = 0$   $B = B' = 1$  ist.

Über die Lage der Höchstwerte und ihre Höhe gegenüber dem Stromeffect im Resonanzfall ( $=1$ ) gibt die folgende Tab. 1 und Fig. 1 Auskunft. Um sie den Verhältnissen bei der drahtlosen Telegraphie anzupassen, ist  $\vartheta_2 > \vartheta_1$  gewählt, ferner  $\tau_1 < \tau_2$  angenommen, mithin  $J_{r\text{eff}}^2 < J_{r\text{eff}}'^2$ .

Tabelle 1.

	$z = \frac{\tau_1 - \tau_2}{k \sqrt{\tau_1 \tau_2}}$	$J_{r\text{eff}}^2$	$J_{r\text{eff}}'^2$
$\vartheta_2 = \vartheta_1$	0	1	1
$\vartheta_2 = 2 \vartheta_1$	0,35	0,72	1,12
$\vartheta_2 = 3 \vartheta_1$	0,58	0,48	1,33
$\vartheta_2 = 4 \vartheta_1$	0,75	0,35	1,56

Die Wirkung der Verstimmung ist hiernach um so größer, und der maximale Stromeffect tritt bei um so stärkerer Verstimmung ein, je größer die Dämpfungsdifferenz der beiden Systeme ist. Für die Praxis der drahtlosen Telegraphie ist im Mittel — bei Schirmantennen ist das Verhältnis etwas kleiner, bei Einfach- und Mehrfachantennen größer —  $\vartheta_2$  etwa gleich  $2,5 \vartheta_1$ , die durch Verstimmung erreichbare Vermehrung

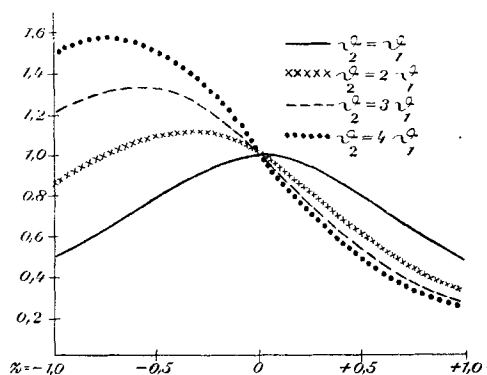


Fig. 1.

des Stromeffectes der höheren oder der tieferen Schwingung beträgt für  $\vartheta_2 = 2,5 \vartheta_1$  theoretisch 23 Proz. Dieselbe wird erreicht für  $\tau_1 - \tau_2 = \pm 0,47 k \sqrt{\tau_1 \tau_2}$ . Die absolute Verstimmung hängt von der Koppelung  $k$  ab. Je enger die Koppelung und je größer die Dämpfung (Ausstrahlung) des Sekundärsystems ist, um so größer muß die Verstimmung sein.

## II. Versuche.

Zur Prüfung der Theorie wurde eine Reihe von Versuchen nach der Bjerknesschen Resonanzmethode mit verschiedenen Anordnungen gemacht, wobei direkte und indirekte Koppelung, offene und geschlossene Sekundärsysteme zur Anwendung gelangten. Einer dieser Versuche sei im folgenden ausführlicher beschrieben.

Primär- und Sekundärsystem I und II, Fig. 2 waren geschlossene Kreise, Selbstinduktion und Kapazität beider Kreise waren einander möglichst gleich gemacht ( $L_{11} = L_{22}$ ,  $C_1 = C_2$ ). Die Koppelung war eine direkte, indem ein Teil der Selbst-

induktion beiden Systemen gemeinsam war. Die Verstimmung geschah dadurch, daß Teile von  $L_{11}$  zu  $L_{22}$  hinzugefügt wurden, und umgekehrt; dabei blieb die Summe der Schwingungs-

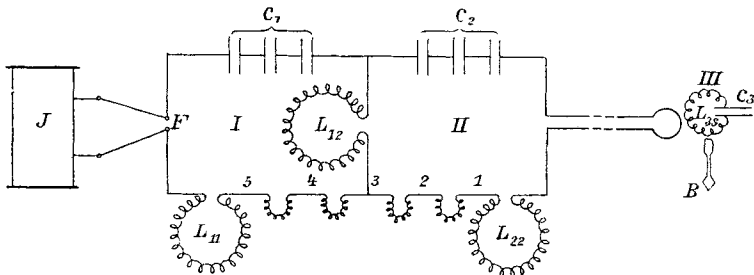


Fig. 2.

dauern ( $\tau_1 + \tau_2$ ) annähernd die gleiche (vgl. p. 11). Die Vergrößerung der Dämpfung wurde durch Einschalten von gleich langen Stücken Manganindraht an Stelle von Kupferdraht bewirkt.

Mit dem Sekundärsystem sehr lose magnetisch gekoppelt war das Empfangssystem (III). Dasselbe bestand aus fester Selbstinduktion und variablem Luftkondensator. Der Stromeffekt in diesem System wurde in der bekannten Weise bolometrisch gemessen.

Im einzelnen war die Anordnung folgende: Der Strom wurde von einem großen Induktorium ( $J$ ) mit A. E. G. Turbinenunterbrecher geliefert. Die Zinkfunkenstrecke  $F$  betrug in der Regel 0,6 cm. Die Anzahl der Funken war etwa 8 in der Sekunde. Es wurde sorgfältig darauf geachtet, daß keine Partialfunken auftraten.

Die Kapazitäten  $C_1$  und  $C_2$  bestanden aus je drei hintereinander geschalteten großen Leidener Flaschen aus Flintglas. Die Kapazität von  $C_1$  war der von  $C_2$  merklich gleich und betrug  $0,99 \cdot 10^{-3}$  M.F.

Die Selbstinduktiven  $L_{11}$  und  $L_{22}$  waren ebenfalls abgeglichen und betrugen je 19100 cm. Sie bestanden, abgesehen von den Verbindungsstücken, aus ringförmig gewickelten Spulen (Torroiden) aus 2 mm Cu-Draht. Diese Form war hier sowohl wie bei dem Resonanzkreis (3) gewählt, um unbeabsichtigte gegenseitige Wirkungen der einzelnen Kreise möglichst auszuschließen.



Die *Koppelung* wurde durch den gemeinsamen Ring  $L_{12}$  (Fig. 2) bewirkt. Der Koppelungskoeffizient  $k$  betrug 0,18.

Um die beiden Systeme gegenseitig zu *verstimmen*, waren vier gleiche kleine Selbstinduktionsrollen nebeneinander in die Kreise eingeschaltet (vgl. Fig. 2, Verbindungsstellen 1, 2, 3, 4, 5). Wurde der gemeinsame Zweig mit dem Punkt 3 verbunden, so waren die Schwingungszahlen einander gleich. Durch Verbindung mit den Punkten 2 und 1 konnte das Primärsystem gegen das Sekundärsystem vertieft, mit den Punkten 4 und 5 erhöht werden. Die Größe der kleinen Selbstinduktionsrollen war so gewählt worden, daß für die Punkte 2 und 4 die relative Verstimmung  $z = \tau_1 - \tau_2 / k \sqrt{\tau_1 \tau_2}$  etwa  $1/2$ , für 1 und 5 etwa 1 betrug.

Über die Schwingungsdauern der beiden Systeme und die relative Verstimmung für die verschiedenen Verbindungsstellen gibt folgende Tabelle Auskunft.

Tabelle 2.

Verbindungs- stelle	1	2	3	4	5
$\tau_1$	1,26	1,31	1,37	1,43	$1,48 \cdot 10^{-7}$ sec
$\tau_2$	1,48	1,43	1,37	1,31	1,26 „
$\tau_1 / \tau_2$	0,85	0,92	1	1,09	1,17 „
$z = \frac{\tau_1 - \tau_2}{k \sqrt{\tau_1 \tau_2}}$	-0,90	-0,49	$\pm 0$	+0,49	+0,90 „

$\tau$  ist die Schwingungsdauer dividiert durch  $2\pi$ , die Schwingungsdauer in der Sekunde ist also z. B. im Resonanzfall  $2\pi \cdot 1,37 \cdot 10^{-7}$  sec =  $8,6 \cdot 10^{-7}$  sec, die Wellenlänge würde demnach 258 m betragen.

Die Verbindung des Schwingungssystems mit dem *Resonanzsystem* (III) wurde durch eine mehrere Meter lange, bifilar geführte Leitung bewirkt, an deren Ende eine einzige Windung zu einer sehr losen magnetischen Koppelung mit dem Resonanzsystem diente.

Das Resonanzsystem bestand wieder aus einer ringförmig gewickelten Spule aus 3 mm Cu-Draht, welcher 14100 cm

Selbstinduktion besaß. Damit verbunden war ein variabler Luftkondensator der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, dessen Teilung in  $180^\circ$  geteilt war. Die Kapazität dieses Kondensators  $C_3$  und die Schwingungsdauer  $\tau_3$  des Resonanzkreises für die verschiedenen Stellungen  $C^0$  des variablen Kondensators innerhalb des benutzten Bereiches sind durch folgende Tabelle gegeben:

Tabelle 3.

$C^0$	$50^\circ$	$60^\circ$	$70^\circ$	$80^\circ$	$90^\circ$	$100^\circ$	$110^\circ$
$C_3$	0,86	1,02	1,18	1,34	1,51	1,67	$1,83 \cdot 10^{-3}$ M.F.
$\tau_3$	1,10	1,20	1,29	1,37	1,45	1,53	$1,61 \cdot 10^{-7}$ sec.

In den folgenden Tabellen und Kurven ist stets  $C^0$  angegeben, durch die obige Tab. 3 können die Angaben leicht auf die Schwingungsdauer zurückgeführt werden.

Zur Messung des Stromeffektes war der Resonanzkreis in der bekannten Weise mit einer empfindlichen Bolometeranordnung verbunden.<sup>1)</sup>

Der Versuchsplan war folgender:

Die *Dämpfung* der beiden gekoppelten Systeme sollte bei einer Versuchsreihe annähernd gleich, bei einer zweiten sollte die Dämpfung des Primärsystems wesentlich kleiner als die des Sekundärsystems sein, bei einer dritten umgekehrt die des Sekundärsystems wesentlich kleiner als die des Primärsystems sein. Um einen Vergleich dieser drei Fälle zu ermöglichen, sollte die Summe der Dämpfung der beiden Systeme ( $\vartheta_1 + \vartheta_2$ ) in allen drei Fällen möglichst gleich sein. Um dies durchzuführen, wurden 7 Ohm Manganinwiderstand in folgender Weise auf die beiden Systeme verteilt: Fall 1: Primärsystem, worin auch die Funkenstrecke sich befand, 3 Ohm Manganinwiderstand, Sekundärsystem 4 Ohm. Fall 2: Primär 0 Ohm, Sekundär 7 Ohm. Fall 3: Primär 6 Ohm, Sekundär 1 Ohm. Im Fall 3 ist

---

1) Bei dem Vergleich des Integraleffektes der beiden Schwingungen ( $\tau$  und  $\tau'$ ) könnte hier in Frage kommen, ob die Angaben des Bolometers unabhängig von der Schwingungsdauer sind (vgl. J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen usw. Stuttgart, Enke 1905. p. 582). Wie leicht nachzuweisen, ist die Abhängigkeit, solange die Selbstinduktion im Bolometerzweig nicht zu klein ist, sehr gering, so daß sie nur bei *sehr* enger Koppelung, also großer Differenz von  $\tau$  und  $\tau'$  merklich sein könnte.

$\vartheta_1$  etwa  $= 2,5 \vartheta_2$ , im Fall 2  $\vartheta_2 = 2,5 \vartheta_1$ . Wegen der eigentümlichen Wirkung der Funkenstrecke (vgl. p. 21) ist eine genaue zahlenmäßige Angabe der Dekremente der beiden gekoppelten Systeme hier nicht möglich.

Die folgenden Tabellen geben die Resultate, die Zahlen unter  $C^0$  bedeuten die Teilstriche des variablen Kondensators, die anderen die Galvanometerausschläge.

Tabellen und Kurven ergeben folgendes: Qualitativ wird die Theorie durchaus bestätigt, wie man sogleich aus der folgenden Zusammenstellung mit den Resultaten der Theorie ersieht:

1.  $\vartheta_1 = \vartheta_2$  (vgl. Tab. 4, Fig. 3). Die Stromeffekte beider Schwingungen haben ein Maximum im Resonanzfall ( $\tau_1 = \tau_2$ ).

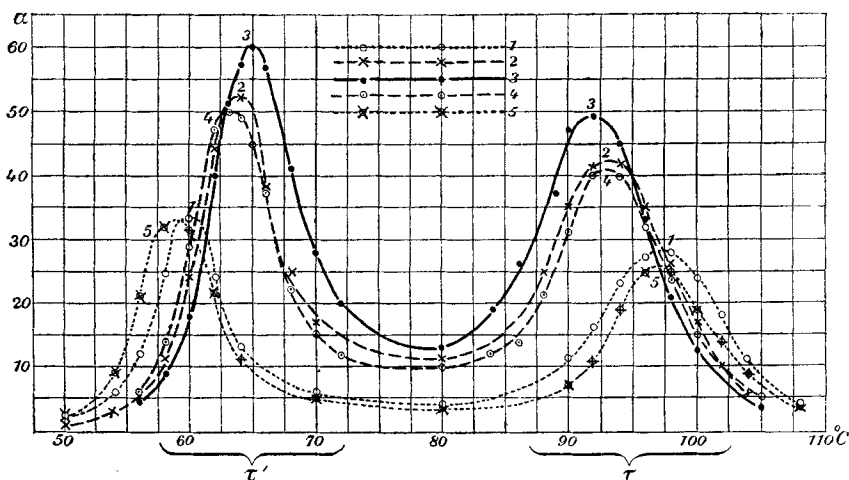


Fig. 3.  $\vartheta_1 = \vartheta_2$ .

Dementsprechend zeigt die Kurve (3) die höchsten Maxima, bei Verstimmung werden sie niedriger (Kurven 2 und 4 bzw. 1 und 5). Verstimmung nach oben und nach unten bewirkt annähernd dasselbe.

2.  $\vartheta_1 > \vartheta_2$  (vgl. Tab. 5, Fig. 4). Eine Erhöhung des Primärsystems bewirkt eine Verstärkung der höheren Kopplungswelle ( $\tau'$ ). Dementsprechend sind auch die  $\tau'$ -Maxima von (4) und (5) höher als das von (3). Andererseits bewirkt eine Vertiefung des Primärsystems eine Verstärkung der tieferen

Tabelle 4. Fig. 3.

Manganinwiderstände:  
Primär 3 Ohm, Sekundär 4 Ohm.

$C^0$	1	2	3	4	5
54	6	3	—	—	9
56	12	5,5	5	6	21
58	25	11	9	14	32
60	33	24	18	29	31
62	24	44	40	47	21,5
63	—	—	51	50	—
64	13	52	57	49	11
65	—	—	60	45	—
66	—	38	57	37	—
68	—	25	41	22	—
70	6	17	28	15	5
80	4,5	11,5	13	10	3,5
84	—	—	19	12	—
86	—	—	26	14	—
88	—	25	37	21	—
90	11	35	47	31	7
92	16	41	49	40	11
94	23	42	45	40	19
96	27	35	33	32	25
98	28	26	21	24	25
100	24	17	13	15	19
104	11	6	5	6	9

Tabelle 5. Fig. 4.

Manganinwiderstände:  
Primär 0 Ohm, Sekundär 7 Ohm.

$C^0$	1	2	3	4	5
54	4,5	—	—	—	12
56	—	4,5	4,5	7	36
58	16	9,0	9,0	18	71
60	22	18	19	44	56
62	18	34	41,5	72	23
63	—	39	53	75	—
64	13	40	63	70	11
65	—	39	66	57	—
66	—	33	63	43	—
67	—	28	55	30	—
68	—	23	44	22	—
70	6	16,5	28	16	4,5
80	5	11,0	15	9	4
84	—	15,0	20	12	—
86	—	19,5	27	13	—
88	—	29,0	39	16	—
90	13,5	42	48	23	7,5
92	22	55	50	31	8,5
94	37,5	57	43	31	11,5
96	52	47	32	27	15,5
98	53	31	22	20	16
100	40	17	13	14	14
102	24	10	8	8	11
104	12,5	—	—	—	7,5

Tabelle 6. Fig. 5.

Manganinwiderstände { Primär 6 Ohm  
Sekundär 1 Ohm.

$C^0$	1	2	3	4	5	$C^0$	1	2	3	4	5
56	18	7	—	—	15	85	—	17,5	—	13,5	—
58	47	15	12	15	17	86	—	—	30	—	—
60	65	37	23	27	16	88	—	26	42	23	—
62	45	65	45	33	11,5	90	12,5	33	50	40	10,5
64	17	71	58	28	—	92	15,5	34	50	52	13
66	—	49	52	20	—	93	—	—	—	55	—
68	—	25	33	14	—	94	18	32	42	52	25
70	7	17,5	22	10,5	5	96	19	24	31	42	36,5
75	—	11,0	14	—	4	98	17	17	19,5	27	37
80	4,5	11,0	—	8,5	4,5	100	13,5	11	11	17	30
82	—	—	16	—	—	102	—	—	—	—	22
84	—	—	21	—	—						

Koppelungswelle. Dementsprechend liegen die  $\tau$ -Maxima 2 und 1 höher als die von (3).

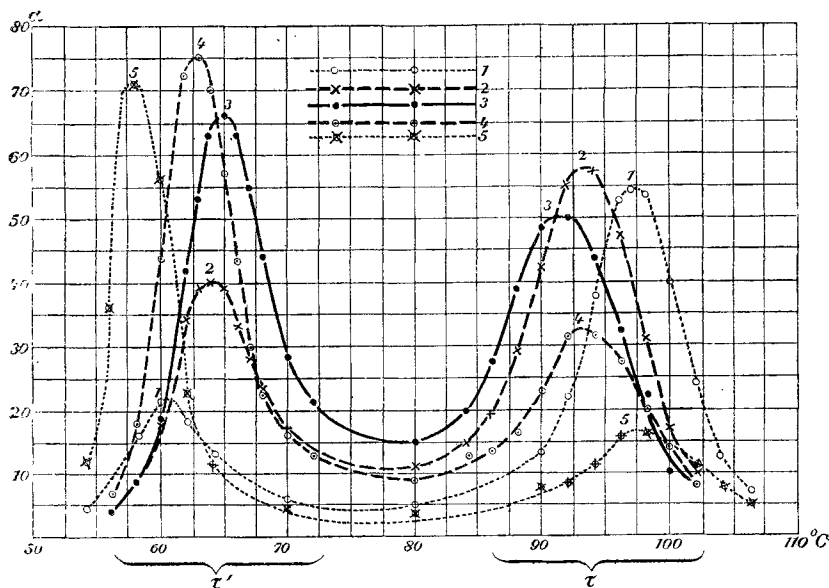


Fig. 4.  $\vartheta_1 < \vartheta_2$ .

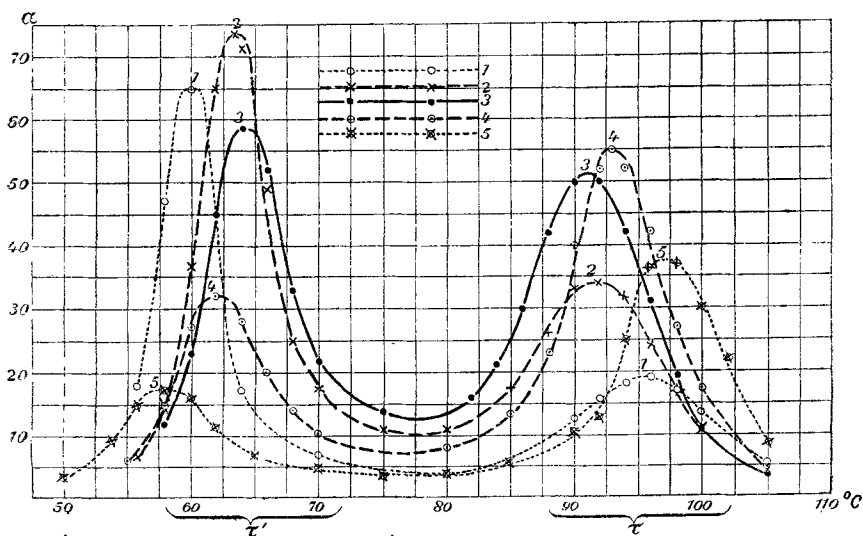


Fig. 5.  $\vartheta_1 > \vartheta_2$ .

3.  $\vartheta_1 > \vartheta_2$  (vgl. Tab. 6, Fig. 5). Die Rollen von  $\tau$  und  $\tau'$  sind gegenüber dem vorigen Fall vertauscht. Eine Vertiefung des Primärsystems bewirkt eine Verstärkung von  $\tau'$  (Kurve (1) und (2)); eine Erhöhung des Primärsystems eine Verstärkung von  $\tau$  (Kurve (4)).

*Maximum des Stromeffektes.* Der Theorie nach soll, wenn  $\vartheta_1 = 2,5 \vartheta_2$  ist, der Stromeffekt der  $\tau$ -Schwingung für

$$z = \frac{\tau_1 - \tau_2}{K \sqrt{\tau_1 \tau_2}} = + 0,47,$$

der  $\tau'$ -Schwingung für  $z = - 0,47$  ein Maximum haben, und für größere Verstimmungen wieder sinken. Ebenso, nur mit Vertauschung von  $\tau$  und  $\tau'$ , wenn  $\vartheta_2 = 2,5 \vartheta_1$  ist. Dementsprechend sehen wir auch, daß in den Figg. 4 und 5 die Kurven (2) und (4), bei denen die Verstimmung  $z = \pm 0,49$  ist, höhere Maxima erreichen, als die Kurven (1) und (5), bei denen  $z = \pm 0,90$  ist.

Der Theorie nach ist

$$\tau^2 - \tau'^2 = (\tau_1 + \tau_2) \sqrt{(\tau_1 - \tau_2)^2 + k^2 \tau_1 \tau_2}$$

(vgl. p. 10); die Differenz der Schwingungsdauern  $\tau$  und  $\tau'$  wächst also mit der Verstimmung der Einzelsysteme. Demgemäß liegen in allen Figuren die  $\tau$ - und  $\tau'$ -Maxima der Kurven (2) und (4) weiter auseinander als die der Kurven (3), und wieder die Maxima der Kurven (1) und (5) weiter als die von (2) und (4).

*Quantitativ treten zwischen Theorie und Versuch folgende charakteristische Differenzen hervor:*

1. Der Stromeffekt der tieferen Schwingung ( $\tau$ ) ist unter gleichen Umständen durchweg niedriger als der der höheren ( $\tau'$ ), während sie nach der Theorie gleich sein sollten.

2. Die Verstärkung des Stromeffektes durch Verstimmung erweist sich vor allem bei der tieferen Schwingung als *kleiner* als die Theorie es verlangt. So ergibt sich theoretisch für  $\vartheta_1 = 2,5 \vartheta_2$  ebenso wie für  $\vartheta_2 = 2,5 \vartheta_1$  eine maximale Verstärkung von 22 Proz., während die Kurven im Mittel für  $\tau'$  noch nicht 20 Proz., für  $\tau$  nur ca. 10 Proz. Erhöhung zeigen.

Diese Differenzen haben ihren Grund einmal darin, daß die bei der Ableitung der Theorie eingeführten Vernachlässigungen recht weitgehend sind, z. B. ist  $\vartheta_3$  neben  $\vartheta_1 + \vartheta_2$  als verschwindend angenommen, dann wirken bei den Ver-

suchen stets *beide Schwingungen auf das Resonanzsystem gleichzeitig ein*, und, wenn auch in unserem Fall in der Nähe der Resonanz der einen Schwingung die Wirkung der anderen klein ist, so bleibt doch ein Einfluß in dem Sinne übrig, daß die Verstärkung des Stromeffektes durch Verstimmung geringer ausfällt als nach der Theorie.

Vor allem jedoch ist es der Einfluß der *Funkenstrecke*, welche die quantitativen Abweichungen von der Theorie verursacht. Am deutlichsten muß die Wirkung der Funkenstrecke hervortreten, wenn man keine Zusatzwiderstände aus Manganindraht in den beiden Systemen hinzufügt. Dann ist natürlich das primäre System wegen der in ihm vorhandenen Funkenstrecke viel stärker gedämpft wie das sekundäre System; in unserem Falle war in diesem Falle  $\vartheta_1$  ca. =  $2,5 \vartheta_2$ , es hätte sich also etwa das Bild der Fig. 5, Tab. 6 ergeben müssen, nur mit steileren Resonanzmaximis.

Tab. 7 und Fig. 6 zeigen die Versuchsergebnisse.

Tabelle 7.

$C^\circ$	2	3	4	$C^\circ$	2	3	4
56	8	9,5	9	70	21	32	17
58	19	17	23	75	11	16	10
60	51	37	80	80	12	15	10
61	106	61	132	85	—	30	11
62	186	115	166	88	33	60	—
63	213	176	157	90	64	122	52
64	171	210	110	92	112	163	113
65	98	180	64	94	128	127	142
66	59	117	—	96	93	66	104
67	43	70	31	98	44	27	45
68	33	52	—	100	19	14	8

Wir sehen, daß das  $\tau'$ -Maximum von (2) nur wenig höher ist als das von (3), und daß das  $\tau$ -Maximum von (4) sogar unter dem  $\tau$ -Maximum von (3) liegt. Andererseits liegt das  $\tau$ -Maximum von (2) und das  $\tau'$ -Maximum von (4) trotz der entgegengesetzten Verstimmung verhältnismäßig hoch. Das Ganze verhält sich so, als ob  $\vartheta_1$  nicht erheblich, sondern nur ein wenig größer wäre als  $\vartheta_2$ , der Funkenwiderstand sich also auf

beide Systeme verteilte. Auch bei den obigen Versuchen ist diese Erscheinung, wenn auch viel schwächer, zu erkennen. Ferner ist bei diesen Kurven charakteristisch — ist aber ebenfalls bei allen übrigen merklich —, daß das Dekrement der Schwingung  $\tau$  nicht, wie die Theorie es verlangt, kleiner

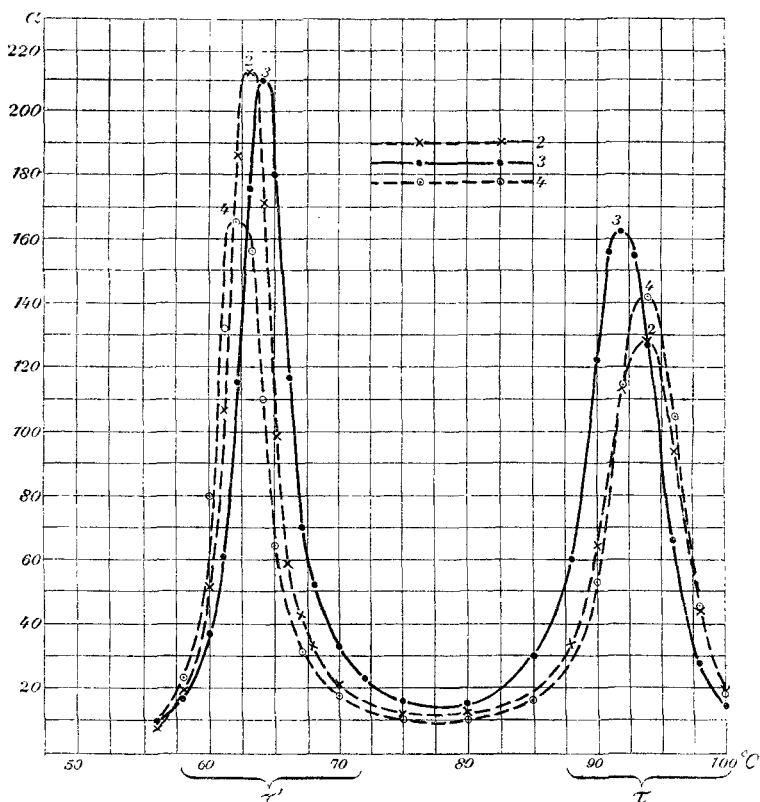


Fig. 6. Einfluß der Funkenstrecke.

ist als das von  $\tau'$ , sondern eher noch größer ist. In bezug hierauf verweise ich auf die Arbeit von C. Fischer<sup>1)</sup>, der diese Fragen nach der Dämpfung der gekoppelten Schwingungen eingehend behandelt. Alles dieses hängt offenbar damit zusammen, daß eine Funkenstrecke sich durchaus nicht wie ein einfacher Widerstand verhält, wie es in der Theorie vorausgesetzt wird.

1) C. Fischer, Ann. d. Phys. 19. p. 182. 1906.



Durchaus analoge Ergebnisse erhielt ich bei Versuchsreihen mit anderen Schwingungszahlen und anderer Koppelung, vor allem auch mit *offenen* sekundären Sendern. Hierüber habe ich schon an anderer Stelle berichtet.<sup>1)</sup> Überall waren die Resultate des Versuches der Theorie entsprechend, nur war die Erhöhung des Stromeffektes durch Verstimmung vor allem bei der tieferen Schwingung kleiner als es die Theorie verlangt. Bei größerem Unterschiede in den Dämpfungen ( $\mathcal{D}_2 = 4 \mathcal{D}_1$  und  $\mathcal{D}_2 = 5 \mathcal{D}_1$ ) blieb die tatsächlich erreichbare Erhöhung des Stromeffektes noch mehr hinter der theoretischen zurück, statt über 50 Proz. erhielt ich höchstens etwa 30 Proz.

Für die drahtlose Telegraphie ist mithin von der Verstimmung wenig Erfolg zu erwarten. Die Verhältnisse bei eng gekoppelten Sendern liegen etwa so wie bei Fig. 4, Tab. 5. Durch Verstimmung um etwa 5—10 Proz. — nach oben oder nach unten, je nachdem man die hohe oder die tiefe Koppelungswelle benutzen will — kann man eine geringe Erhöhung des Stromeffektes im Empfänger erzielen. Gleichzeitig sinkt die Dämpfung, die Resonanzfähigkeit wird also etwas erhöht. Die Maxima sind innerhalb eines gewissen Bereiches der Verstimmung ziemlich gleich hoch, so daß es nicht genau darauf ankommt, ob man um 5 oder 10 Proz. verstimmt (vgl. Fig. 4  $\tau'$ -Maxima von (3), (4), (5)). Eine genaue Einstimmung ist daher nicht notwendig, was unter Umständen bequem ist.

Die gleichen Wirkungen — höheren Stromeffekt im wenig gedämpften Empfänger, kleiner Dämpfung der Wellen — kann man anstatt durch Verstimmung auch durch *losere Koppelung* der beiden Systeme des Senders erzielen. Auf diesem rationelleren Wege ist in den letzten Jahren die Praxis der Telegraphie ohne Draht vorgegangen, und, wie es scheint, mit gutem Erfolg.

Physikalisch von größerem Interesse ist die Wirkung der Verstimmung auf die Schwingungen im *primären* System.

### III. Wirkung der Verstimmung auf das primäre System.

Aus den Drudeschen Gleichungen können die Potentiale der beiden Schwingungen im *primären* System in der gleichen Weise berechnet werden wie die im sekundären System. Das

1) M. Wien, Physik. Zeitschr. 8. p. 10. 1907.

Verhältnis der Dämpfungen ist hier nicht von dem gleichen entscheidenden Einfluß wie dort; es genügt daher, wenn wir den Fall gleicher Dämpfung ( $\mathcal{D}_1 = \mathcal{D}_2$ ) behandeln.

Unter Einführung derselben Vernachlässigungen wie oben ergeben die Drudeschen Gleichungen (27) und (106), (107), (108) für die Amplituden der Potentialdifferenzen der beiden gekoppelten Schwingungen:

$$V_{01} = \frac{F}{2} \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4k^2\tau_1^2\tau_2^2}{(\tau_1^2 - \tau_2^2)^2}}} \right),$$

$$V'_{01} = \frac{F}{2} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4k^2\tau_1^2\tau_2^2}{(\tau_1^2 - \tau_2^2)^2}}} \right).$$

Für  $\tau_1 = \tau_2$  wird  $V_{01} = V'_{01} = F/2$ . Ist  $\tau_1 \geq \tau_2$ , so nimmt  $V_{01}$  mit wachsender Verstimmung schnell zu, während  $V'_{01}$  sinkt.  $V_{01}$  strebt schließlich dem Wert  $F$ ,  $V'_{01}$  dem Wert Null zu. In der Nähe der Resonanz ( $\tau_1 = \tau_2$ ) bewirkt schon eine kleine Änderung von  $\tau_1/\tau_2$  eine starke Änderung des Verhältnisses  $V_{01}/V'_{01}$ . Ganz entsprechend verhält sich der Stromeffekt in einem lose gekoppelten resonierenden System.

Als Beispiel sei eine Versuchsreihe mit derselben Anordnung angeführt, die oben die Tab. 4 und Fig. 3 ergeben hatte, und wurde jetzt an Stelle des sekundären das primäre System mit dem Resonanzsystem lose magnetisch gekoppelt.

Tabelle 8. Fig. 7.

Manganinwiderstände: Primär 3 Ohm, Sekundär 4 Ohm.

$C^\circ$	2	3	4	$C^\circ$	2	3	4
54	13	—	—	84	—	6	11
56	22	—	7	86	—	12	18
58	37	16	11	88	—	25	32
60	67	27	18	90	10	40	54
61	—	—	21	92	17	53	80
62	93	45	19	94	23	58	93
63	101	50	—	95	—	—	100
64	94	49	11	96	25	54	97
66	68	35	4	98	23	44	85
68	34	16	2	100	17	31	68
70	18	7	1	102	—	—	45
80	2	3	4	105	7	12	25

Aus Fig. 7 ist deutlich zu entnehmen, wie stark die Maxima von  $\tau$  und  $\tau'$  durch die Verstimmung beeinflusst werden. Ein charakteristischer Unterschied des primären und sekundären Systems ist auch das viel stärker ausgebildete Minimum zwischen den beiden Maximis bei dem primären System.

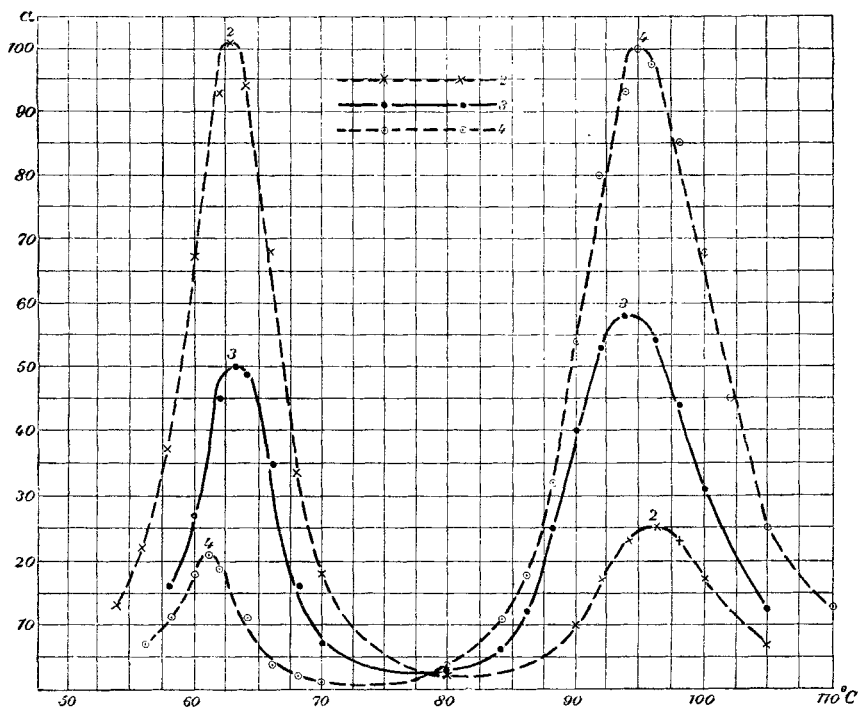


Fig. 7. Wirkung der Verstimmung auf das Primärsystem.

Offenbar liegt hierin ein empfindliches Reagenz auf die Genauigkeit der Einstimmung zweier Systeme aufeinander. Sobald eine Dissonanz vorhanden, werden die Maxima ungleich hoch. Die Methode ist um so empfindlicher (vgl. obige Formel p. 24) je kleiner die Koppelung  $k$  ist. Man darf darin allerdings auch nicht zu weit gehen, da bei allzu loser Koppelung das Minimum zwischen den Maximis schlecht ausgebildet ist. Meiner Erfahrung nach ist es am günstigsten, wenn man die Koppelung so lose wählt, daß im Minimum der Ausschlag des Galvanometers etwa halb so groß ist, wie in den beiden Maximis

(vgl. Fig. 8). Diese „empfindliche Figur“ wird sofort geändert, sobald eines der beiden Systeme verstimmt oder die Dämpfung verändert wird.

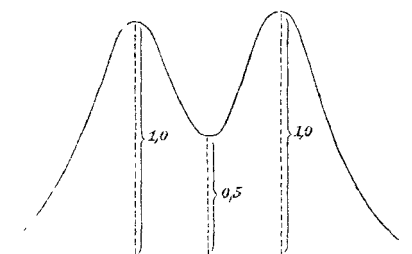


Fig. 8.

Tab. 9, Fig. 9 gibt die Resultate einer Versuchsreihe, bei der zwei Systeme so lose miteinander gekoppelt waren, daß

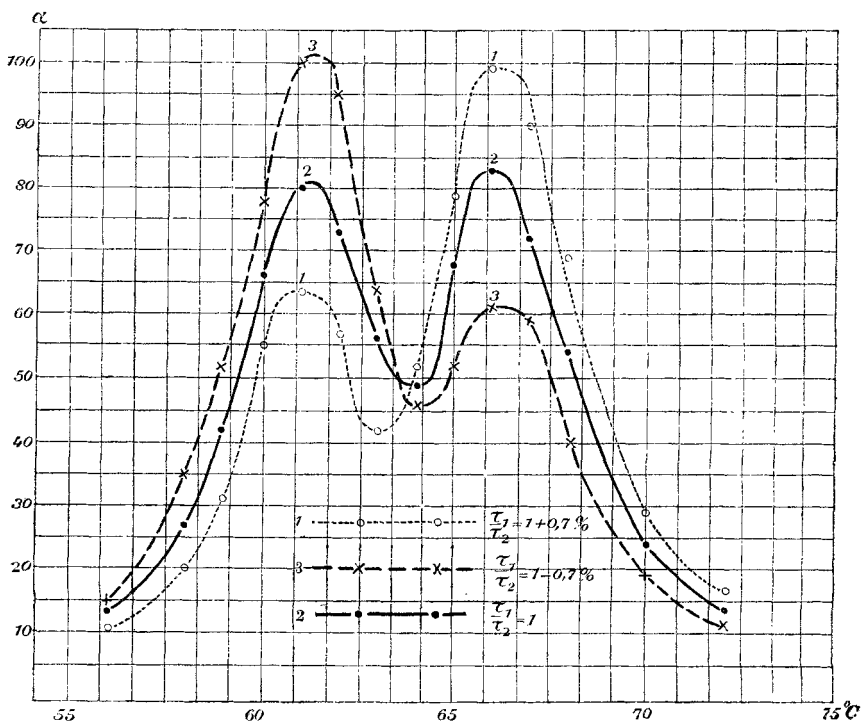


Fig. 9. Empfindliche Figur, Einwirkung der Verstimmung.

die „empfindliche Figur“ entstand. Bei Kurve (2) sind die Systeme in Resonanz, bei Kurve (1) ist das Primärsystem um 0,7 Proz. tiefer, bei Kurve (3) um 0,7 Proz. höher gestimmt als das Sekundärsystem. Es ist klar, daß noch viel kleinere Dissonanzen bis zu 0,1 Proz. herab merklich wären.

Die Empfindlichkeit hängt offenbar von der Dämpfung ab; eliminiert man die Hauptursache der Dämpfung: den Funken<sup>1)</sup>, so kann die Methode noch sehr verfeinert werden. Tab. 10 enthält die Versuche mit zwei Systemen, deren Dekre-

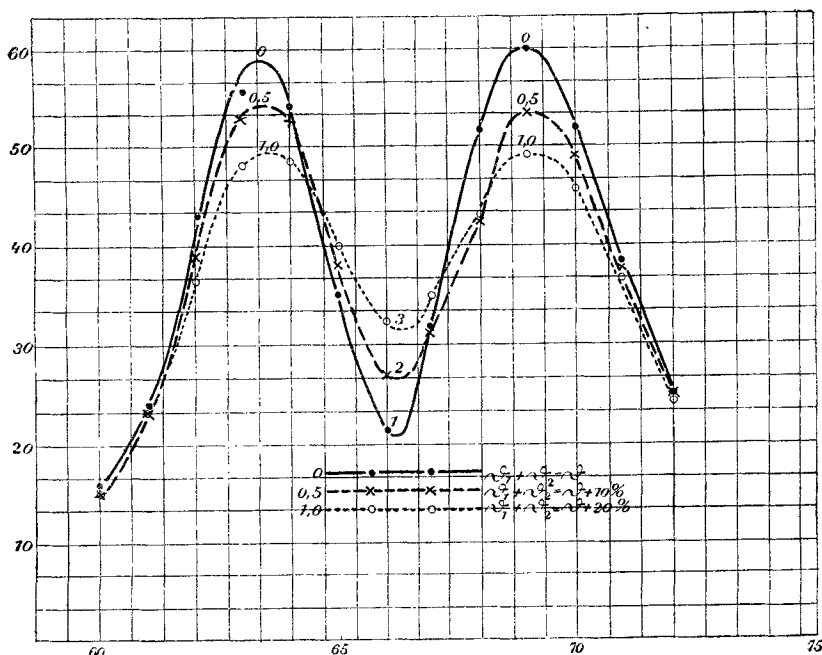


Fig. 10. Empfindliche Figur, Wirkung der Dämpfungsänderung.

ment nur etwa  $= 0,015$  war. Die Verstimmung betrug hier nur ein Zehntel der vorhergehenden, also bei (1)  $+ 0,07$  Proz., bei (3)  $- 0,07$  gegen (2). Der Verlauf der Kurven ist etwa der gleiche wie in Fig. 9. Eine Verstimmung um etwa zwei Zehntausendstel war noch mit Sicherheit zu erkennen.

1) Über die Art der Erzeugung dieser schwach gedämpften Schwingungen wird nächstens berichtet werden.

Tabelle 9. Fig. 9.

$C^{\circ}$	(1)	(2)	(3)
56	10,5	13,5	15
58	20	27	35
59	31	42	52
60	55	66	78
61	<b>64</b>	<b>80</b>	<b>100</b>
62	57	73	95
63	42	56	64
64	52	49	46
65	79	68	52
66	<b>99</b>	<b>83</b>	<b>61</b>
67	90	72	59
68	69	54	40
70	29	24	19
72	16,5	13,5	11

Tabelle 10.

$$1^{\circ} C^{\circ} = \frac{1}{2250} t$$

$C^{\circ}$	(1)	(2)	(3)
110	56,8	58,1	61,7
113	<b>70,4</b>	76,5	88,9
115	67,9	<b>81,4</b>	<b>98,8</b>
117	59,3	72,8	96,7
119	50,6	60,3	82,7
121	44,4	49,4	67,9
125	53,1	44,4	45,7
129	85,2	64,2	53,1
131	98,8	76,5	65,4
133	<b>101,2</b>	<b>82,7</b>	74,1
135	90,6	81,4	<b>76,5</b>
137	80,2	72,7	71,6
139	67,9	61,7	63,0
141	56,8	51,8	50,6

Tabelle 11. Fig. 10.

$C^{\circ}$	0 $\Omega$	0,5 $\Omega$	1,0 $\Omega$
60	16	15	15
61	24	23,5	23,5
62	43	39	36,5
63	56	53	48
63,5	<b>59</b>	<b>54</b>	<b>49</b>
64	54	53	48,5
65	35	38	40
66	<b>21</b>	<b>27</b>	<b>32</b>
67	30,5	30	34
68	51,5	42	43
69	<b>60,0</b>	<b>53,5</b>	<b>49</b>
70	52	49	45,5
71	38,5	38	36,5
72	25	25	24

In dieser Methode besitzen wir demnach ein äußerst empfindliches Mittel, um bei schnellen Schwingungen Schwingungsdauern, Kapazitäten und Selbstinduktionen miteinander zu vergleichen und kleine Änderungen dieser Größen zu messen.

Die Zunahme der Dämpfung eines der beiden Systeme bewirkt, daß die Maxima niedriger werden, das Minimum höher. Als Beispiel ist in Tab. 11, Fig. 10 eine Versuchsreihe mit etwa der gleichen Anordnung wie bei Tab. 9, Fig. 9 angeführt, bei der im sekundären Kreis zunächst 0 Ohm, dann  $\frac{1}{2}$  Ohm, schließlich 1,0 Ohm Manganinwiderstand hinzugefügt wurde. Dadurch erhöht sich die Summe der Dämpfungen der beiden Systeme ( $\vartheta_1 + \vartheta_2$ ) jedesmal um ca. 10 Proz.

Der Einfluß auf die Kurvenform ist deutlich erkennbar. Der Stromeffekt im Maximum zu dem im Minimum verhält sich bei den drei Kurven annähernd wie 3 bzw 2 und 1,5. Eine Änderung von  $\vartheta_1 + \vartheta_2$  um ca. 2 Proz. war noch erkennbar.

#### Ergebnisse.

Das Sekundärsystem eines eng gekoppelten Senders sendet zwei Wellen verschiedener Perioden aus. Es fragt sich, ob der durch eine dieser Wellen erzeugte Stromeffekt in einem resonierenden Empfänger durch *Verstimmung* der beiden Systeme des Senders gegeneinander auf Kosten der anderen Welle erhöht werden kann.

1. Die *Theorie* ergibt, daß eine mäßige Erhöhung des Stromeffektes durch *Verstimmung* sowohl bei der höheren wie bei der tieferen Welle unter Umständen möglich ist. Diese Erhöhung ist gleich Null, wenn die Dämpfungen der beiden Systeme des Senders gleich sind, und steigt mit der Differenz dieser Dämpfungen.

2. Das *Experiment* bestätigt die Theorie, jedoch ist die Erhöhung des Stromeffektes besonders bei der tieferen der beiden Koppelungswellen kleiner als die Theorie es verlangt; sie erreichte bei meinen Versuchen im Maximum ca. 30 Proz. Der Grund dieser Abweichung liegt hauptsächlich in der der Theorie nicht entsprechenden Wirkung des Funkens.

3. Der Stromeffekt des *primären Systems* des Senders wird stark durch Verstimmung beeinflußt, indem schon bei einer sehr geringen Differenz der Schwingungszahlen der beiden Systeme die Maxima der beiden Koppelungswellen verschieden hoch ausfallen. Hierauf läßt sich eine empfindliche Methode zur Messung kleiner Änderungen der Wellenlänge, Selbstinduktion, Kapazität gründen.

Danzig, Physikal. Institut der Technischen Hochschule,  
29. November 1907.

(Eingegangen 2. Dezember 1907.)

---