14. *Ueber die Verwendung der Resonanz bei der drahtlosen Telegraphie;*
von Max Wien.

Die Telegraphie ohne Draht ist bisher vor allem nach de Richtung ausgebildet, auf möglichst weite Entfernungen hi Zeichen mit Sicherheit zu übertragen. So interessant dies Versuche sind, so bleibt ihr praktischer Wert sehr be schränkt, wenn es nicht gelingt, Empfänger und Sender s einzurichten, dass nur die für einander bestimmten Apparat miteinander in Connex treten, die von den übrigen Sendern herrührende Wellen jedoch keine Störung verursachen. Un praktische Fälle herauszugreifen, wo die Aufgabe noch verhältnismässig leicht liegt, so muss es möglich sein 1. fü eine Besatzung einer eingeschlossenen Festung mit einer ausser operirenden Entsatzarmee Nachrichten auszutauschen, *ohne dass der dazwischen liegende Feind sie abfangen kann*, 2. für zwe Schiffe, die etwa in derselben Entfernung an einer Station vorbeifahren, *gleichzeitig* mit derselben Nachrichten auszutauschen. Falls die Entfernung der Schiffe verschieden ist, oder ein gleichzeitiges Telegraphiren mit einer grösseren Anzahl von Schiffen möglich sein soll, wird die Lösung natürlich weit schwieriger.

Der einzige Weg, um die Aufgabe zu lösen, scheint die Verwendung der Resonanz zu sein, d. h. es werden Sender und Empfänger aufeinander eingestimmt; der Sender schickt nur Wellen einer bestimmten Periode aus, der Empfänger soll nur auf diese stark reagiren, für alle übrigen Perioden jedoch unempfindlich sein. Nur *ausgesprochene* Resonanz kann zum Ziele führen; ob eine solche möglich ist, hängt von Schwingungszahl und Dämpfung der elektrischen Systeme ab.

Wir stellen uns zunächst folgende Frage: Es treffen zwei gleich starke Wellenzüge auf einen Empfänger, der eine Wellenzug ist mit ihm im Unisono, der andere verstimmt, wie viel empfindlicher muss der Empfänger für den gleich gestimmten Wellenzug sein, damit mit Sicherheit und ohne Störung telegraphirt werden kann?

Jeder, der einmal mit elektrischen Schwingungen gearbeitet hat, wird es wohl unangenehm empfunden haben, dass die Funkenentladung nicht immer gleich „wirksam" ist, und dass der Cohärer nicht immer gleich empfindlich bleibt. Wir nehmen an, dass diese Schwankungen der Amplitude der auftreffenden Wellen einerseits, der Empfindlichkeit des Cohärers andererseits nach oben und nach unten nur 10 Proc. betragen. Man muss jedoch damit rechnen, dass ein starker Wellenzug der falschen Schwingungszahl einmal gerade in einem empfindlichen Moment des Cohärers eintrifft, und umgekehrt ein schwacher richtiger Wellenzug in einem unempfindlichen Moment des Cohärers. Hieraus ergiebt sich, dass, wenn man mit Sicherheit keine Störung von den falschen Wellen haben will, hingegen mit Sicherheit jeder richtige Wellenzug auf den Cohärer wirken soll, die Empfindlichkeit des Empfängers für die richtige Schwingungszahl mindestens die doppelte sein muss, wie für jede andere vorkommende Schwingung: das „*Empfindlichkeitsverhältnis*" ist gleich oder grösser als zwei.

Je weiter die Schwingungszahl der auftreffenden Wellen von der des Empfängers entfernt ist, um so unempfindlicher ist der Empfänger. Nennen wir die Differenz der Schwingungszahlen, für welche die Empfindlichkeit einen bestimmten Bruchteil der maximalen beträgt „*notwendige Dissonanz*", so ist es klar, dass die notwendige Dissonanz um so kleiner sein wird, je spitzer die Resonanzcurve verläuft, je geringer also die Dämpfung ist. Wir werden mit um so mehr Schwingungszahlen gleichzeitig telegraphiren können, je kleiner die notwendige Dissonanz ist. Wenn andererseits die Entfernung der verschiedenen Sender von dem Empfänger verschieden ist, so muss berücksichtigt werden, dass die Wellen mit verschiedener Stärke eintreffen: es wird daher das Empfindlichkeitsverhältnis dann viel grösser genommen werden müssen als zwei. Damit steigt die „notwendige Dissonanz" und die Anzahl der Schwingungszahlen, mit denen man gleichzeitig telegraphiren kann, sinkt.

Schwingungszahl und Dämpfung. Die *Wellenlänge* λ[1]) der für die drahtlose Telegraphie dienenden Schwingungen ist durch die „Masthöhe“ $l = (\lambda/4)$ bestimmt. Wegen der durch Gebäude, Hügel etc. verursachten Störungen kann man mit der Masthöhe wohl nicht unter 25 m heruntergehen. Da Drachen oder Ballons sich nicht bewährt zu haben scheinen, so kann man praktisch wohl kaum über 150 m hinausgehen. Man kann nun die Wellenlänge noch künstlich verlängern, indem man den Draht parallel der Erde weiter zieht oder eine Inductionsrolle vorschaltet, jedoch dürfte man über eine Wellenlänge von 1000 m nicht hinauskommen; wenigstens ist man bisher nicht darüber hinausgegangen. Wir haben demnach als Grenzen der Wellenlänge $\lambda = 100$ und 1000 m, der Frequenz $N = 3 . 10^6$ bis $3 . 10^5$, der Schwingungszahl in 2π Secunden $n = 1,88 . 10^7$ bis $1,88 . 10^6$.

Die *Dämpfung* ist verursacht 1. durch Joule'sche Wärme in den Drähten, 2. durch Energieverlust im Dielektricum der Condensatoren, 3. durch die Funkenstrecke, 4. durch Strahlung.

Die Joule'sche Wärme ist gegenüber den anderen Verlusten ausser bei geschlossenen Systemen ohne Funkenstrecke durchaus zu vernachlässigen; sie lässt sich in jedem Falle nach bekannten Formeln berechnen. Ueber den Energieverlust im Dielektricum ist für schnelle Schwingungen wenig bekannt. Bei manchen Glassorten und bei Glimmer dürfte derselbe nicht unbeträchtlich sein, wie man aus Messungen bei langsamen Schwingungen schliessen kann.[2]) Für messende Versuche auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie wäre es anzuraten, diesen Energieverlust principiell auszuschliessen, indem man Luft oder besser Oelcondensatoren anwendet. Da man auf diese Weise in der Lage ist, den Verlust stets zu umgehen, so habe ich ihn im Folgenden nicht berücksichtigt. Die Dämpfung durch die Funkenstrecke ist ebenfalls leider noch wenig untersucht. Bjerknes[3]) giebt an, dass er für einen 0,7 mm langen Funken einen Widerstand von 11 Ohm aus Resonanzversuchen gefunden hätte. Hingegen schrieb

1) Am Schlusse der Abhandlung ist eine Tabelle der Bezeichnungen angefügt.

2) J. Hanauer, Wied. Ann. 62. p. 310. 1898.

3) V. Bjerknes, Wied. Ann. 55. p. 120. 1895.

mir Hr. Professor Braun, dass er nach seinen Resonanzversuchen den Funkenwiderstand *höchstens* auf einige Zehntel Ohm schätze.[1]) Es ist möglich, dass je nach der übergehenden Elektricitätsmenge der Widerstand grösser oder kleiner ausfällt. Dafür spricht, dass bei Einschaltung grosser Capacitäten, also bei grossen Elektricitätsmengen stets verhältnismässig geringe Dämpfung durch den Funken beobachtet wurde. Dieser Punkt, der für die ganze Frage der Funkentelegraphie von principieller Bedeutung ist, bedarf dringend der Aufklärung. Im Folgenden habe ich den Funkenwiderstand zu 1 Ohm angenommen; ein Wert, der bei den grossen Elektricitätsmengen, welche in Frage kommen, jedenfalls nicht zu niedrig gegriffen sein dürfte.

Die Dämpfung durch Strahlung ist bei geraden, frei endigenden Drähten bei weitem die stärkste. Abraham[2]) berechnet das durch Strahlung bewirkte logarithmische Decrement für einen Draht von der Länge l und dem Radius r, dessen eines Ende mit der Erde verbunden ist, zu

$$\frac{2{,}44}{\ln \frac{2\,l}{r}}\,.$$

Bei $r = 1$ mm ergiebt sich hieraus für

$$l = \frac{\lambda}{4} = 25\,\text{m}, \qquad \gamma = 0{,}23,$$

für

$$l = \frac{\lambda}{4} = 250\,\text{m}, \qquad \gamma = 0{,}19.$$

Ich werde im Folgenden, falls das System aus einem frei endigenden Draht besteht, das aus allen oben genannten Ursachen herrührende logarithmische Decrement, da es doch nur auf die Grössenordnung ankommt, zu $^1/_4$ annehmen.

Eine Schwierigkeit für die theoretische Betrachtung liegt noch in der Undefinirtheit des Cohärers, worauf Hr. Braun[3]) aufmerksam macht. Mag er nun als grosse Capacität oder als grosser Widerstand wirken, jedenfalls dürfte sich eine Form seiner Verbindung mit dem Empfänger finden lassen, wo er dessen Schwingungen und die eventuelle Resonanz nicht stört. In den folgenden Entwickelungen kann natürlich auf eine

1) Vgl. F. Braun, Physik. Zeitschr. 3. p. 146. 1902.
2) M. Abraham, Phys. Zeitschr. 2. p. 329. 1901.
3) F. Braun, l. c. p. 143.

eventuelle, unbekannte Wirkung des Cohärers keine Rücksi[c]
genommen werden.

Einfache Systeme.

Sowohl Marconi wie Slaby und Arco arbeiteten z[u]nächst mit einem einfachen Sendersystem, das im Princip a[us] einem verticalen, isolirten Draht (Mast) besteht, dessen Potent[ial] erhöht wird, bis es sich durch eine Funkenstrecke zur Er[de] entlädt. Der Empfänger ist entsprechend eingerichtet. Offe[n]bar ist das Ganze weiter nichts als ein langer Hertz'sch[er] Oscillator mit Resonator. Die Verbindung mit der Erde wi[rkt] wie ein Spiegel, sodass das Ganze einem freien Draht v[on] doppelter Länge gleich zu setzen ist (Abraham).

Die Theorie der Resonanz zweier Hertz'scher System[e], die so weit voneinander entfernt sind, dass die Rückwirku[ng] zu vernachlässigen ist, hat V. Bjerknes[1]) gegeben. Der Cohär[er] wird durch die im Empfänger erregten, schnell wechselnd[en] Potentialdifferenzen in Wirksamkeit gesetzt. Es kommt a[uf] die Höhe der *maximalen* Amplitude des Potentials der in de[m] Empfänger erregten anschwellenden und wieder abschwellend[en] Schwingungen an. Für dieses Maximum M findet Bjerkn[es] bei auf Unisono gestimmten Sender und Empfänger:

$$M = \frac{\mathfrak{A}}{2\,n\,h_1}\left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{\frac{h_2}{h_1 - h_2}}.$$

Hierin ist $\mathfrak{A}$ ein Intensitätsfactor, n die Schwingungsza[h]l in 2π Secunden, h_1 und h_2 die Dämpfungen im Sender un[d] Empfänger.

Für $h_2 = 0$ wird

$$M = \frac{\mathfrak{A}}{2\,n\,h_1},$$

für $h_1 = h_2$ wird

$$M = \frac{\mathfrak{A}}{2\,n\,h_1}\cdot\frac{1}{e}.$$

Verminderung der Dämpfung im Empfänger hilft daher nich[t] allzuviel, da die Amplitude für verschwindende Dämpfung nu[r] e mal so gross ist, wie für $h_1 = h_2$. Da wir gleiche For[m] von Sender und Empfänger vorausgesetzt haben, so sind h[$_1$] und h_2 annähernd gleich.

1) V. Bjerknes, l. c.

Für gleiche Dämpfung $h_1 = h_2 = h$, aber ungleiche Schwingungszahl (n_1 und n_2) wird:

$$M = \frac{\mathfrak{A}}{n_1 + n_2} \frac{e^{-\frac{2h}{n_1 - n_2} \operatorname{arctg} \frac{n_1 - n_2}{2h}}}{\sqrt{h^2 + \left(\frac{n_1 - n_2}{2}\right)^2}}.$$

M für $n_1 = n_2$ also für Unisono, dividirt durch den Wert von M für irgend eine Dissonanz ($n_1 - n_2$), giebt das oben (p. 687) definirte „Empfindlichkeitverhältnis“. Das Wachsen des Empfindlichkeitsverhältnisses mit der Dissonanz wird am einfachsten dargestellt in seiner Abhängigkeit von $n_1 - n_2 / 2h$. Bei der Berechnung der folgenden Tabelle ist $n_1 + n_2 = 2n$ gesetzt, also angenommen, dass die Dissonanz nur klein ist.

$\frac{n_1 - n_2}{2h}$	0	1	2	3	4	10	20	30
Empfindlichkeitsverhältnis	1	1,14	1,41	1,76	2,11	4,31	7,93	11,6

Wir haben oben für das Empfindlichkeitsverhältnis bei dem gerade noch eine sichere Verständigung ohne Störung wahrscheinlich ist, den Wert 2 angenommen. Aus der Tabelle ergiebt sich, dass die dafür „notwendige Dissonanz“ sich aus

$$\frac{n_1 - n_2}{2h} = 3{,}7 \quad \text{zu} \quad n_1 - n_2 = 7{,}4\,h$$

berechnet. Hieraus

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{7{,}4\,h}{n_2} + 1 = \frac{7{,}4\,h}{2\pi N_2} + 1 = 1 + \frac{3{,}7\,\gamma}{\pi}.$$

Das logarithmische Decrement γ hatten wir oben für einen einfachen verticalen Draht zu $^1/_4$ gefunden. Mithin

$$\frac{n_1}{n_2} = 1 + \frac{3{,}7}{4\pi} = 1{,}30.$$

Bei gleicher Entfernung aller Sender wird man hiernach mit folgenden Wellenlängen gleichzeitig telegraphiren können, ohne dass eine Störung wahrscheinlich ist: 100, 130, 169, 220, 286, 371, 482, 627, 815, also kann man, wenn man als Grenzen der verwendbaren Wellenlängen 100 und 1000 m ansieht, mit neun Sendern gleichzeitig Nachrichten austauschen.

Vermutlich ist nun das Empfindlichkeitsverhältnis mit 2 zu niedrig gegriffen; nehmen wir es zu 4 an, so wird $n_1 - n_2 = 18\,h$ und die Anzahl der möglichen Wellenlänge sinkt auf 5: 100, 171, 293, 500, 855 m. Wenn wir nun noch die

Bedingung fallen lassen, dass die Entfernung aller Sender v dem Empfänger gleich sein soll, und eine Verringerung (Entfernung auf ein Drittel zulassen, so steigt die notwendi Dissonanz auf $n_1 - n_2 = 164\,h$ und wir haben nur noch zv mögliche Wellenlängen 100 und 355 oder auch 282 und 1000

Slaby und Arco haben bei ihren bekannten Versuch dieses von der Theorie als möglich hingestellte Resultat gera erreicht. Sie haben auf eine Entfernung von 4 km mit ein Wellenlänge von 140 m und auf eine Entfernung von 14 km n einer Wellenlänge von 600 m *gleichzeitig* ohne Störung telegraphi

Für die praktische Verwendung genügen offenbar die Resultate nicht: die Resonanz ist lange nicht scharf genu die notwendigen Dissonanzen zu gross. Ausserdem ist b diesem „einfachen" System die Energie der ausgesandten Welle wie wir sogleich besprechen werden, verhältnismässig klein.

Gekoppelte Systeme.

Einen grossen Fortschritt[1]) in der drahtlosen Telegraphi bedeutet die Einführung *gekoppelter Systeme* durch F. Braun. Die elektrischen Schwingungen werden nicht in dem stark ge dämpften Mast selbst erregt, sondern in einem schwach gedämpfte primären elektrischen System mit grosser Capacität, also grosser Energievorrat, und von hier aus entweder elektromagnetisch ode direct auf den Mast übertragen. Die von ihm ausgestrahlte Energi wird daher zunächst wieder von dem primären System aus ersetz und auf diese Weise die Schwingung länger aufrecht erhalten

Aus einem bekannten akustischen Analogon wird di Wirkungsweise der Koppelung am besten hervorgehen: Man kann eine Stimmgabel durch eine gleichgestimmte andere in grösserer Entfernung zum Mittönen bringen, wenn man beide Stimmgabeln auf Resonanzkästen setzt. Die Stimmgabeln allein wirken wenig aufeinander, weil ihre Ausstrahlung zu gering ist. Die Resonanzkästen allein ebenfalls nicht: ihr Energievorrat ist klein, die Ausstrahlung gross, daher sind die Schwingungen zu schnell gedämpft. Die Resonanzkästen

---

1) Die Bedeutung dieses Fortschrittes wird vielleicht am besten dadurch charakterisirt, dass sowohl Marconi als Slaby inzwischen zu der Braun'schen Methode der gekoppelten Systeme übergegangen sind (vgl. F. Braun, Physik. Zeitschr. 3. p. 148. 1901).

müssen mit den Stimmgabeln gekoppelt werden, damit die von dem aussendenden Resonanzkasten abgegebene Energie wieder ersetzt und die von dem empfangenden Resonanzkasten aufgenommene Energie aufgespeichert werden kann.

Braun hat die Koppelung zunächst bei dem Sender durchgeführt. Das primäre System ist „geschlossen", d. h. es strahlt wenig Energie aus und besteht in einem Condensator (C_1) und einer Inductionsrolle (L_1). An dieses System ist entweder elektromagnetisch (Fig. 1) oder direct (Fig. 2) der eigentliche Sender in Form eines verticalen Drahtes gekoppelt.

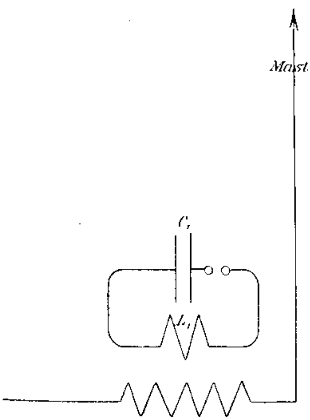

Fig. 1.

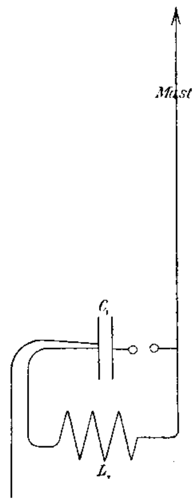

Fig. 2.

Das Princip ist bei beiden Methoden dasselbe: die directe Methode ist theoretisch nicht ganz so übersichtlich, ich werde daher den folgenden Betrachtungen die elektromagnetische Koppelung zu Grunde legen.

Die allgemeine Theorie der Resonanzschwingungen gekoppelter, gedämpfter Systeme habe ich in einer früheren Arbeit[1]) gegeben. Es ist dort nur die Kraft- oder elektrische Koppelung eingehender behandelt. Von der Beschleunigungs- oder elektromagnetischen Koppelung ist der Nachweis geführt, dass sie sich nur durch Grössen zweiter Ordnung von der Kraftkoppelung unterscheidet (d. h. durch Grössen von der

1) M. Wien, Wied. Ann. **61.** p. 151. 1897.

Ordnung des Einflusses der Dämpfung auf die Schwingungszahl). Da es hier nur auf die Grössenordnung ankommt, so können wir die Resultate der Theorie der Kraftkoppelung direct auf die elektromagnetische Koppelung anwenden.

Die Uebertragung der Gleichungen von elastischen auf elektrische Systeme ist in der Arbeit nur für die Stromintensität vorgesehen, wir haben es hier mit Schwingungen des Potentiales zu thun, und müssen zunächst sehen, welche Aenderungen die Formeln dadurch erleiden.

Die Differentialgleichungen für die freien Schwingungen zweier elektromagnetisch gekoppelter Systeme mit den Widerständen W_1 und W_2, den Selbstpotentialen L_1 und L_2, den Capacitäten C_1 und C_2 und dem gegenseitigen Inductionscoefficienten L_{12} lauten für die Stromintensität J:

$$\frac{J_1}{C_1 L_1} + \frac{W_1}{L_1}\frac{d J_1}{d t} + \frac{d^2 J_1}{d t^2} + \frac{L_{12}}{L_1}\frac{d^2 J_2}{d t^2} = 0,$$

$$\frac{J_2}{C_2 L_2} + \frac{W_2}{L_2}\frac{d J_2}{d t} + \frac{d^2 J_2}{d t^2} + \frac{L_{12}}{L_2}\frac{d^2 J_1}{d t^2} = 0,$$

für das Potential V

$$\frac{V_1}{C_1 L_1} + \frac{W_1}{L_1}\frac{d V_1}{d t} + \frac{d^2 V_1}{d t^2} + \frac{C_2}{C_1}\cdot\frac{L_{12}}{L_1}\frac{d^2 V_2}{d t^2} = 0,$$

$$\frac{V_2}{C_2 L_2} + \frac{W_2}{L_2}\frac{d V_2}{d t} + \frac{d^2 V_2}{d t^2} + \frac{C_1}{C_2}\cdot\frac{L_{12}}{L_2}\frac{d^2 V_1}{d t^2} = 0.$$

Während die Koppelungscoefficienten bei der Intensität J

$$\tau_1 = \frac{L_{12}}{L_1} \quad \text{und} \quad \tau_2 = \frac{L_{12}}{L_2}$$

waren, sind sie für das Potential:

$$\tau_1 = \frac{C_2}{C_1}\cdot\frac{L_{12}}{L_1} \quad \text{und} \quad \tau_2 = \frac{C_1}{C_2}\cdot\frac{L_{12}}{L_2}.$$

Wir nehmen wieder eine genaue Uebereinstimmung der Schwingungszahlen der beiden Systeme an dann ist

$$n_1 = \frac{1}{L_1 C_1} = n_2 = \frac{1}{L_2 C_2}$$

und

$$\tau_1 = \frac{L_{12}}{L_2}, \quad \tau_2 = \frac{L_{12}}{L_1}.$$

Demnach erhalten wir die Potentialgleichungen aus den Intensitätsgleichungen, wenn wir τ_1 und τ_2 vertauschen.

Auf die Berechnung der Schwingungszahl und Dämpfung der gemeinsamen Schwingungen hat das keinen Einfluss, weil darin nur das Product der Koppelungscoefficienten $\tau_1 \tau_2 = \tau^2$

vorkommt, jedoch hängt das Verhältnis der Amplituden im primären und secundären System von τ_1 und τ_2 selbst ab.

Die Resultate der Theorie waren kurz folgende: *Es entstehen in beiden Systemen zwei voneinander unabhängige Schwingungen mit im allgemeinen verschiedenen Schwingungszahlen und Dämpfungen:*

$$V_1 = A_1 e^{-\delta_1 t} \sin(\nu_1 t + \varphi_1) + B_1 e^{-\delta_2 t} \sin(\nu_2 t + \psi_1),$$

$$V_2 = A_2 e^{-\delta_1 t} \sin(\nu_1 t + \varphi_2) + B_2 e^{-\delta_2 t} \sin(\nu_2 t + \psi_2).$$

$\nu_1\ \nu_2\ \delta_1\ \delta_2$ und A_2/A_1, B_2/B_1 hängen von den Constanten der beiden Einzelsysteme: den Schwingungszahlen n_1 und n_2, den Dämpfungen h_1 und h_2 und den Koppelungscoefficienten τ_1 und τ_2 ab; $A_1\ B_1$ und die Phasendifferenzen ausserdem von den Anfangsbedingungen, d. h. von der Art der Anregung der Schwingungen.

Das Verhältnis der Amplituden in beiden Systemen ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\tau_2}{\sqrt{\left\{1 + \frac{2\,\delta_1\, h_2}{\nu_1^2 + \delta_1^2} + \frac{n^2(\delta_1^2 - \nu_1^2)}{(\nu_1^2 + \delta_1^2)^2}\right\}^2 + 4\,\nu_1^2 \left\{\frac{h_2}{\nu_1^2 + \delta_1^2} - \frac{n^2\,\delta_1}{(\nu_1^2 + \delta_1^2)^2}\right\}^2}},$$

oder indem wir δ_1^2 neben ν_1^2, also den Einfluss der Dämpfung auf die Schwingungszahl vernachlässigen:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\nu_1^2 \frac{L_{12}}{L_1}}{\sqrt{(\nu_1^2 - n^2) + 4\left(h_2\,\nu_1 - \delta_1 \frac{n^2}{\nu_1}\right)^2}}$$

und entsprechend:

$$\frac{B_2}{B_1} = \frac{\nu_2^2 \frac{L_{12}}{L_1}}{\sqrt{(\nu_2^2 - n^2)^2 + 4\left(h_2\,\nu_2 - \delta_2 \frac{n^2}{\nu_2}\right)^2}}.$$

Wir haben zwei Grenzfälle zu unterscheiden:

1. *Vorherrschende Koppelung* $\tau n > h_1 - h_2$ oder

$$\frac{n \,.\, L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}} > \frac{W_1}{2\,L_1} - \frac{W_2}{2\,L_2},$$

$$\delta_1 = \delta_2 = \frac{h_1 + h_2}{2}, \quad \nu_1 = n + \frac{1}{2}\sqrt{\tau^2 n^2 - (h_1 - h_2)^2},$$

$$\nu_2 = n - \frac{1}{2}\sqrt{\tau^2 n^2 - (h_2 - h_2)^2},$$

also gleiche Dämpfung und verschiedene Schwingungszahlen.

2. *Vorherrschende Dämpfung* $\tau n < h_1 - h_2$,

$$\nu_1 = \nu_2 = n.$$

$$\delta_1 = \frac{h_1 + h_2}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{(h_1 - h_2)^2 - \tau^2 n^2},$$

$$\delta_2 = \frac{h_1 + h_2}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{(h_1 - h_2)^2 - \tau^2 n^2},$$

oder angenähert

$$\delta_1 = h_1 + \frac{\tau^2 n^2}{4(h_2 - h_1)}, \quad \delta_2 = h_2 - \frac{\tau^2 n^2}{4(h_2 - h_1)},$$

also gleiche Schwingungszahlen, aber verschiedene Dämpfung.

Beide Grenzfälle lassen sich leicht an dem bekannten Beispiel für die Rückwirkung resonirender Systeme, den sympathischen Pendeln demonstriren: Die Koppelung kann durch die Spannung des Drahtes, an dem die beiden Pendel aufgehängt sind, variirt werden. Die Dämpfung wird je nach dem Gewicht der Pendel entweder durch Umkleben mit Watte oder durch Einsenken in eine Flüssigkeit vergrössert. Durch Verändern der Fadenlänge kann man eine beliebige Dissonanz zwischen den beiden Pendeln herstellen.

Betrachten wir zunächst den ersten Grenzfall, wo die *Koppelung vorherrscht.*

Die Dämpfung ist bei beiden Schwingungsarten das arithmetische Mittel derjenigen der beiden Systeme, im besten Fall ($h_1 = 0$) kann die Dämpfung der ausgesandten Wellen auf diese Weise auf die Hälfte reducirt werden. Für unseren Zweck, die Erzeugung einer ausgebildeten Resonanz, nützt uns daher diese Art der Koppelung wenig.

Der Vorteil dieser Koppelung liegt nach einer anderen Seite hin: Das Amplitudenverhältnis A_2/A_1 ergiebt sich unter Vernachlässigung der quadratischen Correctionsglieder zu:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\left(n + \sqrt{\tau^2 n^2 - (h_1 - h_2)^2}\right)\tau_2}{\tau n}$$

oder da, wie vorausgesetzt, τn gross gegen h_1 und h_2 ist, angenähert:

$$\frac{A_2}{A_1} = (1 + \tau)\sqrt{\frac{\tau_2}{\tau_1}} = \left(1 + \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}\right)\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = \left(1 + \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}\right)\sqrt{\frac{C_1}{C_2}},$$

ebenso:

$$\frac{B_2}{B_1} = (1 - \tau)\sqrt{\frac{\tau_2}{\tau_1}} = \left(1 - \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}\right)\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = \left(1 - \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}\right)\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}.$$

Da die Schwingungszahlen der A- und der B-Schwingungen, ν_1 und ν_2, verschieden sind, so erhalten wir *Schwebungen.* An sich dürften dieselben nicht weiter störend wirken, da sowohl im primären wie im secundären System die Amplituden der beiden Schwingungen sich dadurch zeitweilig addiren, also zu einem höheren Maximalwert des Potentials Veranlassung geben. Die Energie pendelt zwischen den beiden Systemen hin und her; die zunächst allein im primären System vorhandene Energie geht dabei zeitweilig annähernd vollständig auf das secundäre System über.

Die Phase der beiden Schwingungen im secundären System ist zunächst entgegengesetzt; nach Verlauf einer halben Schwebung $(1/2\,N\tau)$ ist sie jedoch gleich und wir erhalten als Maximum des Potentials — vorläufig ohne Berücksichtigung der Dämpfung —

$$V_{2_*} = A_2 + B_2 = \left\{A_1 + B_1 + \tau(A_1 - B_1)\right\}\sqrt{\frac{L_2}{L_1}},$$

also nur wenig verschieden von

$$(A_1 + B_1)\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \quad \text{oder von} \quad V_1\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = V_1\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}.$$

Mithin ist das Maximum des Potentials im secundären System $\sqrt{L_2/L_1}$ mal grösser als das Funkenpotential V_1 im primären System. Wenn man demnach die Capacität des primären Systems vergrössert und das Selbstpotential entsprechend kleiner macht, indem man einen kurzen Schliessungskreis mit nur wenigen Windungen anwendet, so kann man das Amplitudenverhältnis V_2/V_1 ganz wesentlich erhöhen. Nun ist man bei der Potentialdifferenz an der Funkenstrecke an gewisse Grenzen gebunden, da man, um „wirksame" Funken zu erhalten, nicht über eine Schlagweite von ca. 1 cm, also ein Funkenpotential von ca. 30 000 Volt hinausgehen darf. Bei dem „einfachen" Sender ist daher damit der Maximalwert des Potentials gegeben, bei dem gekoppelten Sender kann derselbe, wie gesagt, etwa auf das $\sqrt{L_2/L_1}$ fache erhöht werden.

Wegen der Dämpfung muss hier noch eine kleine Correction eingeführt werden: während der Zeit einer halben Schwebuug $(1/2\,N\tau)$, bis die Maximalamplitude im secundären System erreicht ist, wird die Schwingung gedämpft, und zwar ist die Amplitude mit $e^{-\delta_1/2N\tau}$ zu multipliciren, sodass der definitive Ausdruck für das Amplitudenverhältnis lautet:

$$\frac{V_2}{V_1} = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}\, e^{-\delta_1/2N\tau}.$$

Als Beispiel soll hier und im Folgenden immer eine mittlere Wellenlänge, also $\lambda = 300$ m, bei der Rechnung zu Grunde gelegt werden. Demnach haben wir eine Masthöhe von ca. $l = 75$ m, eine Schwingungszahl in der Secunde $N = 10^6$ und in 2π Secunden $n = 2\pi \,.\, 10^6$. Die Constanten des primären Systems seien:

$$L_1 = 1000 \text{ cm}, \quad C_1 = \frac{1}{n^2 L_1} = 0{,}0253 \text{ Mikrof.},$$

$$W_1 \text{ (Funkenstrecke)} = 1 \text{ Ohm}.$$

Bei dem secundären System, dem Mast, ist:

$$L_2 = 4\,l\left(\ln\frac{4\,l}{r} - 1\right) = 3{,}5 \,.\, 10^5, \quad C_2 = 7 \,.\, 10^{-5} \text{ Mikrof.},$$

$$W_2 = 2\,L_2\,N\gamma = 175 \text{ Ohm.}^{1)}$$

Hieraus

$$h_1 = \frac{W_1}{2\,L_1} = 5 \,.\, 10^5, \quad h_2 = 2{;}5 \,.\, 10^5.$$

Wenn wir die gegenseitige Induction $L_{12} = 10^4$ annehmen[2]), so wird $\tau = 0{,}535$, $n\tau = 3{,}4 \,.\, 10^6$ und die Schwingungszahlen und Dämpfungen der entstehenden Wellenzüge:

$$\nu_1 = 4{,}58 \,.\, 10^6, \qquad \nu_2 = 7{,}98 \,.\, 10^6,$$

$$\frac{\nu_1}{2\pi} = 0{,}72 \,.\, 10^6, \qquad \frac{\nu_2}{2\pi} = 1{,}27 \,.\, 10^6,$$

$$\delta_1 = \delta_2 = \frac{h_1 + h_2}{2} = 3{,}75 \,.\, 10^5,$$

das logarithmische Decrement:

$$0{,}375 = \frac{1}{2{,}67}.$$

---

1) Es ist dies der Wert des Widerstandes, durch den die Wirkung aller übrigen Energieverluste ersetzt werden würde — „wirksamer Widerstand“.

2) Um eine gegenseitige Induction zu ermöglichen, muss am unteren Ende des Mastes eine Inductionsrolle eingeschaltet und dieser dafür etwas kürzer gemacht werden (vgl. Braun, „Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft“, Leipzig 1901).

Das Amplitudenverhältnis V_2 / V_1 ist angenähert gleich

$$\sqrt{\frac{C_1}{C_2}} = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = \sqrt{350} = 18,7$$

oder mit Berücksichtigung der Dämpfung

$$18,7 \,.\, e^{-\delta_1 / 2 N \tau} = 18,7 \,.\, 0,70 = 13,1 \,.$$

Wenn demnach das primäre System eine Potentialamplitude von 30000 Volt besass, so erhält das secundäre System eine solche von ca. 400000 Volt. Diese starke Steigerung des Potentials durch eine derartige Koppelung ist sowohl von Braun als auch von Slaby und Arco nachgewiesen und in ihren Vorträgen demonstrirt worden.

Die in dem Condensator C_1 aufgespeicherte Energie ist verhältnismässig klein:

$$\frac{C_1 V^2}{2} = \frac{2,53 \,.\, 10^{-17} (30000 \,.\, 10^8)^2}{2} = 1,15 \,.\, 10^8 \text{ Erg} = 11,5 \text{ Watt-Sec.}$$

Die „Leistung“ wird jedoch wegen der Kürze der Zeit, in der die Energie aufgebraucht wird, sehr gross. Nehmen wir an, dass die ausgestrahlte Energie während der Zeit, in der die Anfangsamplitude auf $1/e$ ihres Wertes sinkt, gleich $^1/_3$ der Gesamtenergie ist — ein sehr grosser Teil wird in dem Funken verbraucht —, so erhalten wir, da das logarithmische Decrement gleich $1/2,67$ war, während dieser Zeit von 2,67 Schwingungen eine mittlere Leistung von

$$\frac{11,5}{3 \,.\, 2,67 \,.\, 10^{-6}} \text{ Watt} = 1437 \text{ Kilowatt oder } 1955 \text{ Pferdekräften.}$$

Auf dieser explosionsartigen Aussendung von Energie, und darauf, dass der Cohärer kein integrirender Apparat ist, sondern auf Leistung reagirt, beruht die Möglichkeit der drahtlosen Telegraphie auf weite Entfernung.

Wir kommen jetzt zu dem *Grenzfall 2*, wo die *Dämpfung die Koppelung überwiegt.* Dann ist $\nu_1 = \nu_2 = n$ und

$$\delta_1 = h_1 + \frac{\tau^2 n^2}{4 (h_2 - h_1)}, \qquad \delta_2 = h_2 - \frac{\tau^2 n^2}{4 (h_2 - h_1)}.$$

Wenn τn klein ist und h_2 gross gegen h_1, so haben wir offenbar eine stark gedämpfte Schwingung (δ_2), die, da sie schnell verschwindet und eine sehr geringe Energie besitzt, uns nicht weiter interessirt, und eine schwach gedämpfte Schwingung (δ_1), bei der die Dämpfung nicht viel grösser ist als h_1. Demnach können wir durch diese Art der Koppelung die Dämpfung herabdrücken, jedoch wird auf der anderen Seite wegen der losen Koppelung die Maximalamplitude des Potentials lange nicht so hoch, wie bei der vorigen Art der Koppelung. Das Amplitudenverhältnis ergiebt sich einfach zu:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{n\,\tau_2}{2\,(h_2 - \delta_1)}$$

oder da δ_1 klein gegen h_2

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{n\,\tau_2}{2\,h_2} = \frac{n\,L_{12}}{2\,W_2} \cdot \frac{L_2}{L_1}.$$

Ein Zahlenbeispiel wird wieder die Verhältnisse erläutern. Wir nehmen wie oben die Wellenlänge $\lambda = 300$ m, $N = 10^6$, $n = 2\,\pi\,.\,10^6$. Die Constanten des primären Systems seien:

$L_1 = 5\,.\,10^4$, $C_1 = 4{,}7\,.\,10^{-4}$ Mikrof., $h_1 = \frac{10^9}{2.5.10^4} = 10^4$, $\gamma_1 = \frac{1}{100}$,
die des secundären, wie oben:

$L_2 = 3{,}5\,.\,10^5$, $C_2 = 7\,.\,10^{-5}$ Mikrof., $h_2 = 2{,}5\,.\,10^5$, $\gamma_2 = \frac{1}{4}$;

Die Koppelung sei lose: $L_{12} = 10^3$, $n\,\tau = 4{,}8\,.\,10^4$, $\tau = 7\,.\,10^{-3}$. Sie ist also beinahe 100 mal loser als bei den soeben betrachteten enggekoppelten Systemen. Hieraus ergiebt sich $\delta_1 = 10^4 + 2{,}3\,.\,10^3 = 1{,}23\,.\,10^4$ und das logarithmische Decrement $\gamma_1 = 1{,}23\,.\,10^{-2}$. Dasselbe ist demnach gegenüber dem einfachen System ($\gamma_1 = {}^1/_4$) um mehr als das 20fache kleiner geworden.

Das Amplitudenverhältnis ist:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{n\,L_{12}}{2\,W_2} \cdot \frac{L_2}{L_1} = \frac{2\,\pi\,.\,10^6\,.\,10^3}{2\,.\,175\,.\,10^9} \cdot \frac{3{,}5\,.\,10^5}{5\,.\,10^4} = 0{,}13.$$

Wir erhalten mithin jetzt an Stelle der Vergrösserung der Amplitude des Potentials eine Verkleinerung derselben durch die Koppelung, sie ist 7—8 mal so klein wie bei dem einfachen System, und ca. 100 mal so klein, wie bei dem gekoppelten System mit vorherrschender Koppelung. Mit dieser starken Verminderung der Amplitude ist die geringe Dämpfung erkauft; man erhält damit aber auch die Möglichkeit einer ausgebildeten Resonanz.

Mit Hülfe verschiedener Arten der Koppelung lässt sich mithin sowohl eine mächtige aber schnelle gedämpfte Erregung erzielen, die in grosse Ferne dringt, als auch ein langsam abnehmender schwacher Wellenzug, der im stande ist, gleichgestimmte Resonatoren zu erregen, aber an allen übrigen wirkungslos vorüberzieht, — ein Kanonenschuss, der weithin hörbar ist, oder ein sanfter, langsam abklingender Stimmgabelton, der so schwach er ist, eine genau gleichgestimmte schwere Stimmgabel in merkliche Schwingungen zu bringen vermag, aber ohne Wirkung bleibt, sowie eine kleine Dissonanz vorhanden ist.

Hr. Prof. Braun war so freundlich, mir die Dimensionen seines Erregersystems in Helgoland mitzuteilen. Sehen wir zu, welchem von beiden der soeben betrachteten Grenzfälle dasselbe sich nähert.

Die Wellenlänge betrug 140 m, daher $N = 2{,}14 \,.\, 10^6$ und $n = 1{,}34 \,.\, 10^7$.

$L_1 = 2500$, $W_1 = 1$ Ohm, $h_1 = 2 \,.\, 10^5$, $C_1 = 2{,}7 \,.\, 10^{-3}$ Mikrof.,
$L_2 = 1{,}52 \,.\, 10^5$, $h_2 = 5{,}3 \,.\, 10^5$, $C_2 = 3{,}7 \,.\, 10^{-5}$ Mikrof.,
$L_{12} = 7 \,.\, 10^3$, $n\,\tau = n \,.\, 0{,}36 = 4{,}8 \,.\, 10^6$.

Hieraus die Schwingungszahlen und Dämpfungen der entstehenden Wellenzüge:

$\nu_1 = 1{,}58 \,.\, 10^7$, $\nu_2 = 1{,}10 \,.\, 10^7$, $\delta_1 = \delta_2 = \dfrac{h_1 + h_2}{2} = 3{,}65 \,.\, 10^5$

oder ein logarithmisches Decrement von $0{,}17 = \frac{1}{5{,}9}$

$$\frac{V_2}{V_1} = e^{-\delta_1/2\,N\tau}\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = 6{,}2\,.$$

Also liegt das Braun'sche System zwischen den beiden oben besprochenen Grenzfällen, jedoch ist die Koppelung vorherrschend; es werden kräftige, stark gedämpfte Wellenzüge ausgesandt, die geeignet sind, Zeichen mit Sicherheit weit zu übertragen, jedoch eine stärker ausgebildete Resonanz nicht möglich erscheinen lassen.

Zum Schlusse dieses Abschnittes möchte ich nochmals hervorheben, dass in den obigen Entwickelungen eine Hypothese steckt, dass nämlich der Funkenwiderstand im primären Kreis ca. 1 Ohm beträgt. Für die Systeme mit vorherrschender Koppelung ist das ziemlich bedeutungslos, da es dabei nicht so genau auf die Dämpfung im primären Kreise ankommt, wohl aber bei dem Grenzfall 2, wo die Koppelung eine lose ist. Die Dämpfung δ_1 ist dabei annähernd gleich h_1 und diese wieder wesentlich durch den Funkenwiderstand bedingt.

Braun schätzt denselben bei seinen Versuchen, also bei einer Selbstinduction $L_1 = 2500$ cm und einer Capacität von $2{,}7 \, . \, 10^{-3}$ Mikrof., wie gesagt, zu *höchstens* einige Zehntel Ohm. Wenn wir annehmen, dass dieser niedrige Widerstand von ca. 0,2 Ohm, auch wenn die Selbstinduction, wie es oben geschehen ist, erhöht wird, der gleiche bleibt, so können wir noch ein wesentlich geringeres logarithmisches Decrement und damit ein noch vollkommenere Resonanz erzielen. Wenn jedoch bei Erhöhung die Selbstinduction und dementsprechender Verminderung der Capacität der Funkenwiderstand steigt, so kommt es darauf an, in welchem Maasse dies der Fall ist. Wächst der Widerstand umgekehrt proportional der elektrischen Energie, also der Wurzel aus der Capacität, so kommen wir bei unserem obigen Beispiel etwa auf 1 Ohm Widerstand, was also unserer Voraussetzung entsprechen würde. Wächst der Funkenwiderstand jedoch umgekehrt proportional der Capacität selbst, so würden wir 4 Ohm Widerstand erhalten, und damit wäre eine wirklich scharfe Resonanz bei der Telegraphie ohne Draht kaum zu erreichen.

Der Empfänger.

Mit der Einrichtung des Empfängers scheint man sich viel weniger eingehend beschäftigt zu haben, wie mit der des Senders, wenigstens ist in der Literatur nur wenig darüber zu finden.

Gemäss dem akustischen Analogon der beiden resonirenden Stimmgabeln müsste der Empfänger genau das Spiegelbild des Senders sein, d. h. mit dem Mast müsste durch elektromagnetische Koppelung als secundärer Leiter ein schwach gedämpftes System mit grosser Capacität verbunden sein. Dadurch würde eine möglichst grosse *Stromstärke* im secundären System erzielt werden. Da jedoch der Cohärer auf maximale *Potentialdifferenzen* reagirt, so muss der secundäre Kreis umgekehrt so eingerichtet werden, dass die Amplitude des Potentials erhöht wird, d. h. man muss ihm eine hohe Selbstinduction und eine niedrige Capacität geben.

Nun kann man mit der Capacität nicht ganz beliebig heruntergehen, weil sonst die Capacität der Inductionsrollen und der Zuleitungen zu sehr mitsprechen würde. Wir nehmen daher als kleinste zulässige Capacität 10^{-5} Mikrof. an, also elektrostatisch die Capacität 9, dargestellt durch einen Kohlrausch'schen Condensator von 100 cm² Fläche bei ca. 0,8 cm Plattenabstand. Für $N = 10^6$ erhalten wir als zugehörige Selbstinduction $2{,}5 \cdot 10^6$. Der Widerstand einer solchen Rolle kann leicht auf 0,5 Ohm oder noch weniger gebracht werden, sodass die Dämpfung des secundären Kreises höchstens 10^2 beträgt, ein so geringer Wert, dass er gegen die Dämpfung des Mastes und die der eintreffenden Welle im allgemeinen vernachlässigt werden kann.

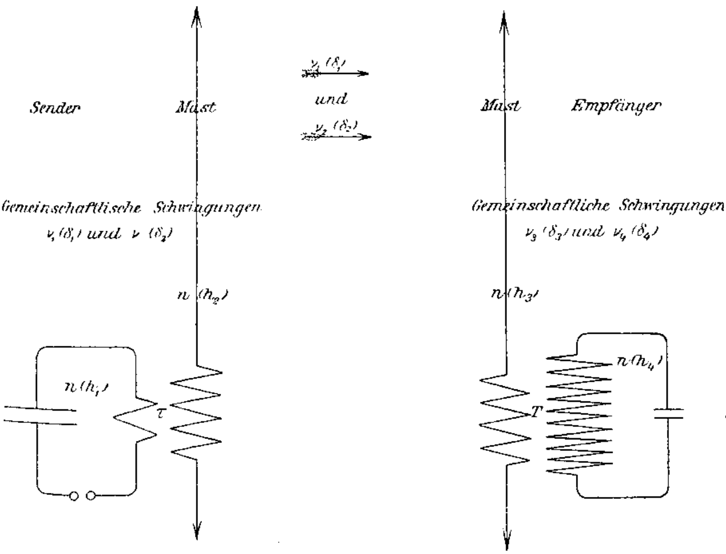

Fig. 3.

Wir wollen nun sehen, wie sich der Empfänger verhält, wenn er von den Wellenzügen unserer verschiedenen Sender getroffen wird, und zwar soll die Wirkung verglichen werden, wenn von allen drei oben behandelten Senderarten — einfacher, enggekoppelter und losegekoppelter Sender — Wellenzüge *gleicher Maximalamplitude* (M) den Empfänger treffen. Da nun der Mast bei allen Empfängern gleich ist, so ist auch ihr „Absorptionsvermögen" und damit der Bjerknes'sche „Intensitätsfactor" $\mathfrak{A}$ gleich. Verschieden ist nur die Dämpfung der eintreffenden Wellen und die innere Einrichtung des Empfängers.

Die Schwingungszahlen der auftreffenden Wellenzüge sind nach den obigen Bezeichnungen ν_1 bez. ν_2 (vgl. Fig. 3) ihre Dämpfungen δ_1 bez. δ_2. Die Schwingungszahlen der beiden Einzelsysteme des Empfängers seien n_3 und n_4 und es sei $n_3 = n_4 = n = n_1 = n_2$, d. h. alle vier Eigenschwingungen der Einzelsysteme in Sender und Empfänger sind in Unisono. Die Dämpfungen der beiden Empfängersysteme seien h_3 und h_4. Da das primäre System des Empfängers (der Mast) genau so eingerichtet ist wie das secundäre System des Senders, so ist $h_3 = h_2$.

1. *Einfacher Sender und Empfänger.* Dieser Fall ist schon oben (p. 690) behandelt. Es war für gleiche Dämpfung im Sender und Empfänger

$$M = \frac{\mathfrak{A}}{2\,n\,h} \cdot \frac{1}{e},$$

oder für unsere Schwingungszahl $N = 10^6$, $h = 2{,}5 \,.\, 10^5$

$$M = \frac{\mathfrak{A}}{4\,\pi\,10^6 \,.\, 2{,}5 \,.\, 10^5 \,.\, e} = \frac{\mathfrak{A}}{8{,}5 \,.\, 10^{12}}.$$

2. *Enggekoppelter Sender und Empfänger.* Wir erhielten zwei von dem Sender ausgehende Wellenzüge mit verschiedener Schwingungszahl

$$\nu_1 = n\left(1 + \frac{\tau}{2}\right) \quad \text{und} \quad \nu_2 = n\left(1 - \frac{\tau}{2}\right),$$

aber gleicher Dämpfung

$$\delta_1 = \delta_2 = \frac{h_1 + h_2}{2}.$$

Im Empfänger sind die Eigenschwingungszahlen der beiden Einzelsysteme $n_3 = n_4 = n$, ihr Koppelungscoefficient T sei gleich τ, ebenso gross wie beim Sender. Dann sind auch die beiden Schwingungszahlen der resultirenden Schwingungen dieselben:

$$\nu_3 = n\left(1 + \frac{T}{2}\right) = \nu_1 \quad \text{und} \quad \nu_4 = n\left(1 - \frac{T}{2}\right) = \nu_2.$$

Ich bemerke hierzu, dass wegen der hohen Dämpfung bei enggekoppelten Systemen eine sehr genaue Uebereinstimmung aller dieser Schwingungszahlen nicht erforderlich ist. Die Dämpfungen sind

$$\delta_3 = \delta_4 = \frac{h_3 + h_4}{2},$$

oder da, wie oben auseinandergesetzt, h_4 sehr klein ist,

$$\delta_3 = \delta_4 = \frac{h_3}{2} = \frac{h_2}{2}.$$

Eine strenge Ableitung der Bjerknes'schen Maximalamplitude M für gekoppelte Systeme führt zu sehr complicirten Gleichungen, jedoch lässt sich die Wirkung der Koppelung der Empfänger in folgender Weise schätzen[1]):

Die Dämpfung der gemeinsamen Schwingung des gekoppelten Empfängers ist nur halb so gross, wie die des einfachen Empfängers ($\delta_3 = \delta_4 = h_3/2$), daher ist die Maximalamplitude grösser, als bei jenem. Andererseits ist die Dämpfung der eintreffenden Welle etwas grösser — in unserem Zahlenbeispiel $3{,}75 \,.\, 10^5$ gegen $2{,}5 \,.\, 10^5$ — und die gesamte übertragene Energie verteilt sich gleichmässig auf beide Systeme des Empfängers, dadurch wird die Amplitude kleiner als bei dem einfachen Empfänger. Beide Wirkungen dürften sich etwa compensiren, sodass wir bei gleicher Maximalamplitude der eintreffenden Welle ungefähr auf die gleiche Energie in jedem der beiden Systeme des gekoppelten Empfängers rechnen können, wie in dem einfachen Empfänger. Die Potentialamplitude wird jedoch hinauftransformirt, indem im secundären System die Selbstinduction grösser und die Capacität entsprechend kleiner ist als im primären System. Und zwar ist nach der obigen Ableitung (p. 697)

$$\frac{V_4}{V_3} = \sqrt{\frac{L_4}{L_3}} = \sqrt{\frac{C_3}{C_4}}\,.$$

In unserem Zahlenbeispiel war $L_3 = 3{,}5 \,.\, 10^5$, $L_4 = 2{,}8 \,.\, 10^6$, mithin $V_4 = 2{,}7 \,.\, V_3$. Demnach erhalten wir bei gleicher Amplitude der eintreffenden Welle im gekoppelten Empfänger eine 2,7 mal so grosse Potentialdifferenz wie im einfachen Empfänger: die Verbesserung ist also nicht allzu gross.

Da die Dämpfung der auftreffenden Wellen etwas grösser, die Dämpfung des gekoppelten Empfängers halb so gross ist wie die des einfachen Empfängers, so ist die Resonanz enggekoppelter Systeme etwa ebenso scharf wie die des einfachen Senders und Empfängers. Sie kann also dadurch charakterisirt werden (vgl. p. 691), dass zur Erzeugung des Empfindlichkeitsverhältnisses 2 die notwendige Dissonanz ca. 30 Proc. der Schwingungszahl betragen muss. Mithin können, wie oben bei den einfachen Systemen, so auch hier bei den enggekoppelten Systemen leicht gegenseitige

1) Anm. bei der Corr.: Eine strengere Theorie, welche ich Hrn. Prof. Sommerfeld-Aachen verdanke, führt zu den nämlichen Resultaten.

Störungen bei gleichzeitigem Telegraphiren mit verschiedenen Stationen eintreten.

Auf der anderen Seite ist die Entfernung, auf die hin Zeichen ausgetauscht werden können, bei enggekoppelten Systemen sehr gross. Wir haben oben gesehen, dass der eng gekoppelte Erreger Wellenzüge aussendet, deren Maximalamplitude bis zu 13 mal grösser ist, wie bei einem einfachen System; hier haben wir einen Empfänger, der etwa 2,7 mal so empfindlich ist, wie ein einfacher Empfänger. Wenn wir annehmen, dass die Amplitude des Potentials proportional der Entfernung abnimmt, so müsste man hiernach mit gekoppelten Systemen etwa 35 mal so weit telegraphiren können, wie mit einfachen Systemen. Mit diesen letzteren erreichte Marconi sogleich bei Beginn seiner Versuche 20 km, mit gekoppelten Systemen müsste daher bis auf 700 km hin eine Verständigung möglich sein, vorausgesetzt, dass bei der Uebertragung selbst keine Störungen durch die Krümmung der Erde etc. eintreten. Bei den praktischen Versuchen scheint man bisher nicht über 200 km hinausgekommen zu sein.

Die Möglichkeit einer so weiten Uebertragung beruht einmal darauf, dass die in dem grossen Condensator des Senders aufgesammelte elektrische Energie explosionsartig in einen kurzen Wellenzug von grosser Leistung verwandelt wird, in zweiter Linie darauf, dass dieser Wellenzug dann in geeigneter Weise in dem Empfänger aufgefangen und transformirt wird, und schliesslich vor allem auf der grossen Empfindlichkeit des Cohärers, in welchem wir ein Reagens auf Potentialschwingungen besitzen, das, wenn man als Maassstab für die Empfindlichkeit die zur Erregung notwendige Energie ansieht, die Netzhaut des Auges und das Trommelfell des Ohres weit übertrifft und sich nur mit unseren empfindlichsten Galvanometern vergleichen lässt.

3. *Losegekoppelter Sender und Empfänger.* Die beiden Wellenzüge des Senders (vgl. p. 696) haben gleiche Schwingungszahl $\nu_1 = \nu_2 = n$, aber ungleiche Dämpfung

$$\delta_1 = h_1 + \frac{n^2 \tau^2}{4(h_2 - h_1)}, \quad \delta_2 = h_2 - \frac{n^2 \tau^2}{4(h_2 - h_1)},$$

δ_1 ist klein gegen δ_2, daher brauchen wir nur die Schwingung mit der Dämpfung δ_1 zu berücksichtigen.

Im Empfänger ist ebenfalls $\nu_3 = \nu_4 = n$ und

$$\delta_3 = h_3 - \frac{n^2 T^2}{4(h_3 - h_4)}, \quad \delta_4 = h_4 + \frac{n^2 T^2}{4(h_3 - h_4)},$$

$h_3 = h_2$ ist gross gegen h_4, demnach brauchen wir nur die Schwingung mit der Dämpfung δ_4 zu berücksichtigen. Durch Verminderung des Koppelungscoefficienten T kann man die Dämpfung δ_4 bis auf den sehr niedrigen Wert h_4 (p. 703) herunterdrücken. Wegen der erheblich grösseren Dämpfung δ_1 der eintreffenden Wellen hat es nicht viel Zweck δ_4 sehr viel kleiner zu machen als δ_1. Es sei $\delta_4 = \delta_1 / 9$, so ergiebt sich aus unserer obigen Gleichung für δ_4, in der wir das sehr kleine h_4 vernachlässigen:

$$T^2 = \frac{L_{34}^2}{L_3 L_4} = \frac{4\, h_3\, \delta_4}{n^2} = \frac{4}{9} \frac{h_3\, \delta_1}{n^2} \text{ und } L_{34} = \frac{2}{3n} \sqrt{h_3\, \delta_1\, L_3\, L_4}.$$

Für unser Zahlenbeispiel $N = 10^6$ ergiebt sich hieraus

$$L_{34} = \frac{2}{6 \cdot \pi \cdot 10^6} \sqrt{2{,}5 \cdot 10^5 \cdot 1{,}23 \cdot 10^4 \cdot 3{,}5 \cdot 10^5 \cdot 2{,}5 \cdot 10^6} = 5{,}3 \cdot 10^3$$

und $T = 5{,}5 \cdot 10^{-3}$, also ist die gegenseitige Induction und damit die Koppelung zwischen dem primären und secundären Systeme des Empfängers hier sehr gering und ca. 100 mal so klein wie bei dem soeben betrachteten enggekoppelten Empfänger.

Für die Wirkungsweise des lose gekoppelten Empfängers erhalten wir durch folgende Ueberlegung eine für unsere Zwecke genügende Annäherung.

Die Bjerknes'sche Theorie giebt bei einfachen Systemen für die Maximalamplitude des Empfängers:

$$M = \frac{\mathfrak{A}}{2\, n\, h_1} \cdot \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{\frac{h_2}{h_1 - h_2}} = \frac{\mathfrak{A}}{2\, n\, h_2} \cdot \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^{\frac{h_1}{h_2 - h_1}},$$

d. h. man kann die beiden Dämpfungen im Sender und Empfänger vertauschen und erhält z. B. die gleiche Maximalamplitude, wenn eine ungedämpfte Schwingung auf ein gedämpftes System trifft, als wenn eine Schwingung mit gleicher Dämpfung auf einen ungedämpften Empfänger trifft.

Wenn wir dieses Princip auf unsere gekoppelten Systeme übertragen, so werden wir annähernd denselben Wert der Maximalamplitude erhalten, wenn wir auch hier die Dämpfungen von Sender und Empfänger vertauschen, und an Stelle, dass ein mit der Dämpfung δ_1 schwingender Wellenzug einen sehr schwach gedämpften Empfänger ($\delta_4 = \delta_1 / 9$) erregt, einen ungedämpften Wellenzug auf ein System von der stärkeren Dämpfung $\delta_4 = \delta_1$ auffallen lassen. Wir haben dabei den Vorteil, dass wir einfach die Gleichungen der *erzwungenen* Schwingungen gekoppelter Systeme unter der Einwirkung einer *permanenten periodischen Kraft* anwenden können. Für die Amplitude des secundären Systems ergiebt sich:[1])

$$A_4 = \frac{\mathfrak{A} \cdot \nu^2 \tau_4}{\sqrt{\{(n^2 - \nu^2)^2 - 4 h_3 h_4 \nu^2 - \nu^4 \tau^2\}^2 + 4 \nu^2 (n^2 - \nu^2)^2 (h_3 + h_4)^2}} .$$

Für $\nu = n$ und unter Berücksichtigung davon, dass in unserem Fall $\nu^2 \tau^2$ klein gegen $4 h_3 h_4$ vorausgesetzt ist, erhalten wir als Maximalamplitude:

$$M_4 = \frac{\mathfrak{A} \tau_4}{4 h_3 h_4} .$$

Nun war bei einfachen Systemen

$$M_0 = \frac{\mathfrak{A}}{2 n h_3 e} ,$$

und es ist $h_4 = \delta_4 = \delta_1$ zu setzen, mithin

$$\frac{M_4}{M_0} = \frac{n \tau_4 \cdot e}{2 \delta_1} = \frac{n L_{34} e}{2 \delta_1 \cdot L_3} .$$

Für unser Zahlenbeispiel $N = 10^6$ wird

$$\frac{M_4}{M_0} = \frac{2 \pi \cdot 10^6 \cdot 5{,}3 \cdot 10^3 \cdot 2{,}718}{2 \cdot 1{,}23 \cdot 10^4 \cdot 3{,}5 \cdot 10^5} = 10{,}5 .$$

Bei gleicher Amplitude der eintreffenden Welle erhalten wir demnach im secundären System des Empfängers bei loser Koppelung eine mehr als 10 mal so grosse Amplitude des Potentials wie bei einfachem System und eine etwa 4 mal so grosse Amplitude wie bei enger Koppelung. Man darf daraus aber nicht etwa schliessen, dass man mit lose gekoppeltem Empfänger nun auch auf grössere Entfernungen hin drahtlos telegraphiren kann. Diese grössere Empfindlichkeit ist mit bedingt durch die geringe Dämpfung des auftreffenden Wellenzuges, und diese haben wir, wie wir oben gesehen haben, auf Kosten der Stärke der ausgesandten Potentialamplitude erzielt, die mehr als 100 mal geringer war, wie bei dem enggekoppelten Sender und 7—8 mal geringer als bei dem einfachen Sender. Da nun der losegekoppelte Empfänger mehr als 10 mal so empfindlich ist wie der einfache Empfänger, so ergiebt sich, dass mit losegekoppelten Systemen nur wenig weiter telegraphirt werden kann als mit einfachen Systemen, also etwa bis zu 30 km

1) M. Wien, l. c. p. 182.

Dafür ist jedoch die Resonanz eine sehr viel schärfere. Die Formel für A_4 (p. 708) nimmt unter Vernachlässigung kleiner Grössen und für kleine Dissonanz $n - \nu$ die Form an:

$$A_4 = \frac{-\mathfrak{A}_4 \tau_4}{4\sqrt{(n-\nu)^4 + (n-\nu)^2 h_3^2 + h_3^2 \delta_1^2}}$$

und das „Empfindlichkeitsverhältnis“ ist:

$$\frac{M_4}{A_4} = \sqrt{\frac{(n-\nu)^4}{h_3^2 \delta_1^2} + \frac{(n-\nu)^2}{\delta_1^2} + 1}\,.$$

Hieraus berechnet sich folgende Tabelle für das Empfindlichkeitsverhältnis E in seiner Abhängigkeit von der Dissonanz $n - \nu$. Das ebenfalls angegebene n/ν bezieht sich auf unser Zahlenbeispiel $N = 10^6$, $\delta_1 = 1{,}23 \cdot 10^4$, $h_3 = 2{,}5 \cdot 10^5$.

E	1	2	4	10	20	40
$n - \nu$	0	1,73 δ_1	3,9 δ_1	8,9 δ_1	16 δ_1	25 δ_1
$\frac{n}{\nu}$	1	1,0034	1,0076	1,017	1,031	1,048

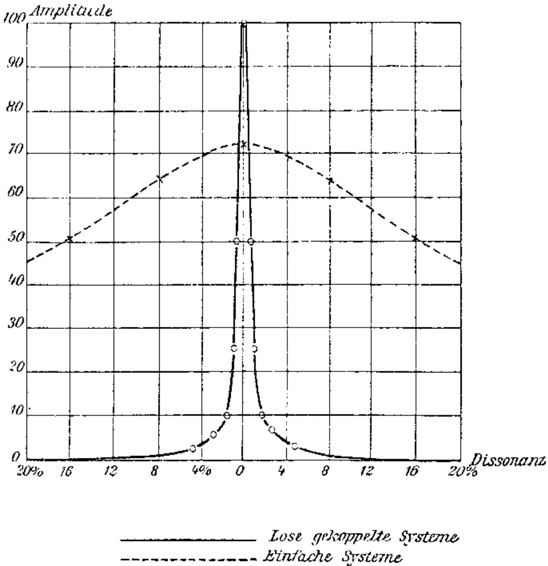

Fig. 4.

Die Fig. 4 giebt A_4 als Function der Dissonanz $n - \nu$ einmal für losegekoppelte Systeme ——, das andere Mal für einfache Systeme · · · · Bei beiden ist gleiches Funkenpotential im Sender vorausgesetzt. Die schärfere Resonanz bei den lose gekoppelten Systemen tritt deutlich hervor.

Wenn wir das Empfindlichkeitsverhältnis 2 als genügend ansehen, so ist die „notwendige Dissonanz“ nach der obigen Tabelle = 3,4 pro mille der Schwingungszahl und wir können innerhalb unseres Bereiches der Wellenlänge (100—1000 m) aus gleicher Entfernung mit 680 Sendern gleichzeitig Nachrichten austauschen. Falls wir zur grösseren Sicherheit das Empfindlichkeitsverhältnis 4 verlangen und ausserdem die Entfernung der Sender im Verhältnis 1 : 10 variiren soll, so ist die notwendige Dissonanz 4,8 Proc.; wir können aber immer noch mit 49 Sendern gleichzeitig telegraphiren. Damit dürfte eine für die meisten Zwecke genügend scharfe Resonanz erreicht sein.

Die *Einstimmung* von Sender und Empfänger muss hier recht genau sein; vor allem gilt dies für die beiden wenig gedämpften Systeme, das primäre des Senders und das secundäre des Empfängers: die Schwingungszahlen dürfen hier nicht mehr als etwa 1 pro mille voneinander abweichen. Man muss die Schwierigkeit dieser Einstimmung jedoch nicht überschätzen. Selbstinduction und Capacität lassen sich bis auf einige Zehntel eines pro mille genau abgleichen und halten sich, stabil montirt, sehr constant. Durch Temperaturschwankungen und durch den Gebrauch sind elektrische Systeme lange nicht so leicht zu verstimmen als manche akustischen Systeme, z. B. die Saiten eines Claviers, und bei der Einstimmung dieses Instrumentes stellt man etwa gleich hohe Ansprüche. Ebenso wie dort kann durch Vergleich mit sorgsam zu behandelnden Normalsystemen die Einstimmung der Arbeitssysteme von Zeit zu Zeit controlirt werden.

Damit wäre *theoretisch* die Aufgabe der selectiven drahtlosen Telegraphie für kleinere Entfernungen als gelöst zu betrachten. Ob sie auch *praktisch* durchgeführt werden kann, wird wesentlich davon abhängen, wie weit der primäre Kreis des Senders durch die Funkenstrecke gedämpft wird, und ob die Anbringung des Cohärers im secundären Kreis des Empfängers eine ausgebildete Resonanz zulässt.

Immerhin bleibt ein solches, auf 4fache Resonanz begründetes System mit der capriciösen Funkenstrecke im Sender und dem nicht minder capriciösen Cohärer im Empfänger ein äusserst empfindliches Ding, das vielleicht im Laboratorium in den Händen des durchgebildeten Physikers gut functioniren wird, aber in den Händen eines Ungeübten lange nicht das leisten dürfte, was es der Theorie nach leisten könnte.

Es bleibt noch übrig zu untersuchen, inwiefern eine Störung der losegekoppelten Systeme durch die Wellenzüge des enggekoppelten Senders zu erwarten ist bez. umgekehrt, und ob sich derartige Störungen vermeiden lassen.

Wenn man für den Fernverkehr die langen Wellen, welche sich besonders für ihn zu eignen scheinen, reservirt, und dafür eine Wellenlänge von 1000 m, $N = 3 . 10^5$, wählt, während für den Nahverkehr mit lose gekoppelten Systemen nur Wellenlängen unter 500 m gebraucht werden, so erscheint eine gegenseitige Störung so gut wie ausgeschlossen. In der obigen Gleichung für A_4 (p. 708) ist $\nu = n/2$ zu setzen; dafür wird

$$\frac{M_4}{A_4} = \frac{9}{16} \cdot \frac{n^2}{h_3\,\delta_1} = 7200.$$

Trotzdem die Maximalamplitude des enggekoppelten Senders 100 mal grösser ist, würden wir also aus gleicher Entfernung doch nur $^1/_{72}$ der Wirkung erhalten. Andererseits ist das Empfindlichkeitsverhältnis des enggekoppelten Empfängers für eine Dissonanz von 1 Octave ca. 6, die Amplitude des losegekoppelten Senders etwa 100 mal schwächer, sodass eine Störung des Fernverkehres durch sie nur bei ganz kleinen Entfernungen von ca. 1 km zu befürchten wäre.

Danach würde man sich die Thätigkeit einer *Küstenstation für drahtlose Telegraphie* etwa in folgender Art vorzustellen haben.

Auf mehrere Hundert Kilometer wird die Station durch die enggekoppelten Systeme des Ferndienstes — der natürlich nur auf wenige und wichtige Nachrichten beschränkt bleibt — von dem Nahen eines Schiffes unterrichtet und sie kann sich nun auf den Nahverkehr vorbereiten, indem sie ihr losegekoppeltes System, das auf die Schwingungszahl des Schiffes eingestimmt ist, in Thätigkeit setzt. Wenn das Schiff nun die Nahzone von ca. 30 km erreicht hat, kann der allgemeine Nachrichtenaustausch, z. B. mit den Passagiren, beginnen und zwar kann dies wegen der Schärfe der Resonanz mit vielen Schiffen gleichzeitig oder auch bei einem grösseren

Schiff mit vielen auf demselben vorhandenen Apparaten gleichzeitig geschehen.

Zum Schluss möchte ich nochmals darauf hinweisen, dass alle obigen Zahlenangaben, wie auch aus der ganzen Art ihrer Ableitung hervorgeht, nur der Grössenordnung nach Geltung haben können, genauere Zahlenangaben lassen sich sowohl wegen theoretischer Schwierigkeiten als auch besonders, weil gewisse experimentelle Daten fehlen, vorläufig nicht machen. Immerhin steht so viel fest, dass die von F. Braun eingeführten gekoppelten Systeme nach zwei Richtungen Vorteile für die drahtlose Telegraphie bringen können, einmal für den Fernverkehr, da man damit eine sehr viel grössere Entfernung erreichen kann, wobei jedoch, wie bei einfachen Systemen, keine scharfe Resonanz und damit keine Mehrfachtelegraphie möglich ist, und zweitens für den Nahverkehr, indem durch lose Koppelung eine ausserordentliche Verminderung der Dämpfung und Erhöhung der Resonanz bewirkt wird, sodass — allerdings nur auf ziemlich kurze Entfernungen — mit einer grösseren Anzahl von Sendern gleichzeitig Nachrichten ausgetauscht werden können.

Tabelle der Bezeichnungen.

$\mathfrak{A}$ Bjerknes'scher Intensitätsfactor.

$A_1\,B_1$ bez. $A_2\,B_2$ Amplituden des Potentials der beiden Schwingungen im primären bez. secundären System des Senders.

$A_3\,B_3$ bez. $A_4\,B_4$ Amplituden des Potentials der beiden Schwingungen im primären bez. secundären System des Empfängers.

$C_1\,C_2$ bez. $C_3\,C_4$ Capacitäten im primären und secundären System des Senders bez. Empfängers.

γ logarithmisches Decrement.

$\delta_1\,\delta_2$ bez. $\delta_3\,\delta_4$ Dämpfungen der beiden gemeinschaftlichen Schwingungen im Sender bez. Empfänger.

E Empfindlichkeitsverhältnis.

$h_1\,h_2$ bez. $h_3\,h_4$ Dämpfungen des primären und secundären Systems des Senders bez. Empfängers.

$J_1\,J_2$ Stromintensität im primären und secundären System.

$L_1\,L_2$ bez. $L_3\,L_4$ Selbstpotential im primären und secundären System des Senders bez. Empfängers.

λ Wellenlänge.

l Mastlänge.

M Maximalamplitude des Potentials.

N Frequenz.

n Schwingungszahl in 2π Secunden.

$\nu_1\ \nu_2$ bez. $\nu_3\ \nu_4$ Schwingungszahlen der beiden gemeinschaftlichen Schwingungen im Sender bez. Empfänger.

r Radius des Drahtes, der den Mast bildet.

$\tau_1\ \tau_2$, $\tau = \sqrt{\tau_1\ \tau_2}$ Koppelungscoefficienten des Senders.

$\tau_3\ \tau_4$, $T = \sqrt{\tau_3\ \tau_4}$ Koppelungscoefficienten des Empfängers.

$V_1\ V_2$ bez. $V_3\ V_4$ Potential im primären und secundären System des Senders bez. Empfängers.

$\varphi_1\ \varphi_2\ \psi_1\ \psi_2$ Phasenconstanten.

$W_1\ W_2$ Widerstand im primären und secundären System.

Aachen, Physik. Inst. der Techn. Hochsch., 30. April 1902.

(Eingegangen 2. Mai 1902.)