10. *Ueber die Erregung stehender elektrischer Drahtwellen durch Entladung von Condensatoren; von Ferdinand Braun.*

1. Der Fall, dass aus einem im Sinne der Geometrie geschlossenen Kreise stehende elektrische Wellen in einer offenen Strombahn erregt werden, kommt öfters vor. Er findet sich bei der Blondlot'schen Anordnung, man kann das Lecher'sche Drahtsystem so auffassen[1]) und er ist von mir (1898) als Senderanordnung mit sehr gutem Wirkungsgrade in die drahtlose Telegraphie eingeführt worden. Ich habe ihn dafür in zwei Formen angegeben:

a) Mit sogenannter *inductiver Erregung* des Senders. Ein Condensatorkreis entladet sich in sich und erregt inductiv in der lange gestreckten offenen, funkenlosen Senderbahn Schwingungen.

b) Mit sogenannter *directer* Schaltung. An einen Punkt des Condensatorkreises ist der Sender unmittelbar angeschlossen.

c) Beide Methoden lassen sich mannigfach durch Parallel- oder Hintereinanderschalten mehrerer Schwingungskreise, desgleichen mehrerer Secundärwindungen, ferner indem die elektromagnetische Koppelung mit der directen combinirt wird (wobei jedoch die Phase des Stromes relativ zur Spannung zu berücksichtigen ist), je nach den Bedürfnissen combiniren.

Der gemeinschaftliche Gedanke aller dieser Anordnungen besteht im Folgenden: Der Condensatorkreis stellt, wegen seiner geringen Dämpfung, gewissermaassen ein Energiereservoir dar; er soll kurz als „Schwingungskreis" bezeichnet werden; die offene Strombahn des Senders dient zur Ausstrahlung der Energie; sie ist infolge dieser Abgabe stark gedämpft, erhält aber die abgegebene Energie aus der geschlossenen Strombahn nachgeliefert. Der unvermeidliche Umsatz von elektrischer Energie in Wärme innerhalb der

1) Vgl. F. Braun, Physik. Zeitschr. 3. p. 143. 1901.

Funkenbahn lässt sich erfahrungsmässig durch Anwendung grosser Condensatorcapacitäten verhältnismässig gering machen.

Andere Funkenstrecken, als diese einzige, bisher nicht zu umgehende, sind ausgeschlossen. Schon dadurch unterscheidet sie sich zu ihren Gunsten von einer auch sonst principiell verschiedenen Anwendung des Flaschenkreises, wie ihn Lodge für denselben Zweck vorschlug, der aus einem langsam schwingenden Flaschenkreis durch Funkenstrecken einen wieder durch eine Funkenstrecke unterbrochenen Hertz'schen Oscillator mit grossen Flügeln statisch nachlud.

Meine oben skizzirten Anordnungen haben, wie es scheint, jetzt alle anderen Senderanordnungen verdrängt; wenigstens arbeitet Marconi sowohl wie Slaby mit denselben.

2. Im Folgenden soll die sogenannte directe Schaltung etwas ausführlicher discutirt werden.

Im Anfang wurde, wie dies nach Marconi's Erfahrungen nahegelegen, ja fast unerlässlich schien, während ein Punkt des Schwingungskreises mit dem Sender verbunden war, ein anderer an Erde gelegt. Dies ist aber ein specieller und complicirter Fall. Ich nehme daher an, dass an zwei Punkte A und B des Flaschenkreises die Drähte AA' und BB' angelegt sind; diese können isolirt oder der eine an Erde liegend gedacht werden. Die Bedeutung der Ansatzdrähte erhellt aus den folgenden Bemerkungen.

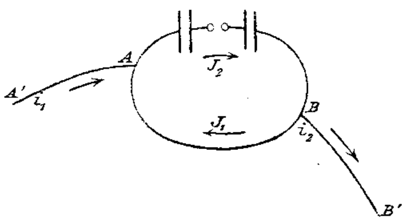

Fig. 1.

In den geschlossenen Strombahnen (vgl. Fig. 1) ist offenbar quasistationäre Strömung *möglich* (d. h. die Stromstärke braucht nicht Ortsfunktion zu sein, sondern kann lediglich Zeitfunction sein), in den offenen ist dies im allgemeinen ausgeschlossen. Für die Verzweigungspunkte A und B gelten die Gleichungen:

$$\sum i = \gamma_0 \frac{\partial V}{\partial t}, \tag{1}$$

wo $\sum i$ die in den Drähten zum Verzweigungspunkt führenden Ströme, γ_0 die Capacität der Verzweigungsstelle, V das Potential daselbst, t die Zeit bedeutet.

Sind die Verzweigungsstellen nicht absichtlich mit Capacität belastet, sodass $\gamma_0 = 0$ gesetzt werden darf, so ergiebt Gleichung (1) das folgende: Soll J_1 sowohl wie J_2 quasistationär sein, so muss $(i_1)_A = -(i_2)_B$ sein, d. h. es tritt gleichzeitig ein Strom i_1 in A in den Flaschenkreis ein, ein ebenso starker in B aus demselben aus und die Strömung von i erfolgt im Sinn der Pfeile. Dieser Bedingung wird offenbar genügt, wenn die Anordnung in jeder Beziehung symmetrisch ist. Haben die Ströme i_1 und i_2 auch Periode und Phase der Ströme J, so ändert sich durch die Ansatzdrähte an dem Zustand des Flaschenkreises nichts weiter, als wenn die offenen Strombahnen ausserhalb geschlossen und von einer quasistationären Zweigströmung durchflossen wären.

Ist der gleichzeitigen Gleichheit beider Ströme i_1 und i_2 nicht mehr genügt, so folgt, dass auch

$$J_{2,\,A} - J_{2,\,B} \gtreqless J_{1,\,A} - J_{1,\,B}$$

sein muss, d. h. die Strömung im geschlossenen Kreise ist nicht mehr quasistationär, es superponirt sich derselben vielmehr eine zweite, complicirtere.

Ist die Strömung im Flaschenkreis nicht quasistationär, so kann die Bedingung $(i_1)_A = -(i_2)_B$ trotzdem erfüllt sein; in der einfachsten, aber keineswegs einzigen Weise, wenn über einen oder beide Zweige sich eine quasistationäre Strömung überlagert, welche zusammen gleich $(i_1)_A$ ist.

Für diese einfachsten Fälle verschwindet *notwendig* mit i_1 auch i_2, woraus erhellt, dass wenn man auf *einem* Ansatze Strom haben will, noch gleichzeitig ein zweiter erforderlich ist.

Schaltet man in einen von zwei symmetrischen Ansatzdrähten einen feuchten Bindfaden ein, so fällt in *beiden* die Stromstärke praktisch auf den Wert Null ab, ein deutlicher Beweis der starken Abhängigkeit beider Strombahnen voneinander.

3. Aus diesen Angaben folgt schon, dass man, um den Zustand des Systems, speciell der Ansatzdrähte kennen zu lernen, jedenfalls am sichersten mit den Strömungsgleichungen rechnen sollte. Beschränkt man sich zur Vereinfachung der Aufgabe auf die Spannungen V, so würde für einen Ansatz-

draht von der Länge l in der Kirchhoff'schen Behandlu weise gelten

$$(1) \qquad a^2 \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t}, \qquad 0 < x < l$$

mit den Grenzbedingungen

$$(2) \qquad \text{für } x = 0 \quad \frac{\partial V}{\partial x} = 0,$$

$$(3) \qquad \text{für } x = l \quad V = A \,.\, \cos \nu t, \quad \nu = 2 \pi n.$$

Dabei ist also der Flaschenkreis als nicht gedämpft genommen. Eine Lösung ist dann

$$(4) \qquad \begin{cases} V = M[\cos \nu (t - \tau) \cos \varkappa x (e^{\beta x} + e^{-\beta x}) \\ \quad - \sin \nu (t - \tau) \sin \varkappa x (e^{\beta x} - e^{-\beta x})], \end{cases}$$

wo

$$(5) \qquad \begin{cases} a^2 (\varkappa^2 - \beta^2) = \nu^2, \\ 2 a \varkappa \beta = \varepsilon \nu, \end{cases}$$

also nahezu

$$(6) \qquad \begin{cases} \varkappa = \dfrac{2 \pi}{\lambda}, \\ \beta = \dfrac{\varepsilon}{2 a}, \end{cases}$$

wenn λ die Wellenlänge für die Fortpflanzungsgeschwin keit a bedeutet.

Durch Specialisirung der Zeiten folgt aus (4)

$$M \cos \varkappa l (e^{\beta l} + e^{-\beta l}) = A \cos \nu \tau,$$
$$M \sin \varkappa l (e^{\beta l} - e^{-\beta l}) = A \sin \nu \tau,$$

und daher

$$A = M \sqrt{e^{2 \beta l} + e^{-2 \beta l} + 2 \cos 2 \varkappa l},$$

$$\operatorname{tg} \nu \tau = \operatorname{tg} \varkappa l \cdot \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{e^{\beta l} + e^{-\beta l}} = \operatorname{tg} \varkappa l \,.\, \operatorname{tg} h (\beta l).$$

Es lässt sich demnach V in der einfacheren F schreiben:

$$(7) \qquad V = X \cos \nu (t - \tau + \xi),$$

wo

$$X = M \sqrt{e^{2 \beta x} + e^{-2 \beta x} + 2 \cos 2 \varkappa x},$$

$$\operatorname{tg} \nu \xi = \operatorname{tg} \varkappa x \cdot \frac{e^{\beta x} - e^{-\beta x}}{e^{\beta x} + e^{-\beta x}} = \operatorname{tg} \varkappa x \,.\, \operatorname{tg} h (\beta x).$$

Gleichung (7) zeigt, dass man wieder eine *erzwungene Schwingung von der Periode des Flaschenkreises erhält*, welche aber eine Phasenverschiebung zeigt, die gleichzeitig Ortsfunction ist. Für $l = \lambda/4$ wird $\tau = T/4$, also einer Phasenverschiebung $\pi/2$ entsprechend.[1])

Um die allgemeinste Lösung zu erhalten, hätte man noch eine Function u hinzuzufügen, welche für sich den Bedingungen (1) bis (3) genügt. Sie liefert unendlich viele particulare Lösungen, welche denen der Anfangsbedingungen entsprechend zu wählen sind. In diesen würden die Eigenschwingungen des Drahtes enthalten sein. Da aber[2]) die erzwungenen Schwingungen mit der Dämpfungsconstante des Erregers, die Eigenschwingungen mit der Dämpfungsconstante auftreten, welche dem frei schwingenden System zukommt, so muss im vorliegenden Falle der stationäre Zustand durch Gleichung (7) dargestellt sein.

Im Wesentlichen wird es sich auch bei gedämpften Erregerschwingungen so verhalten, wenn nur die Dämpfung des Drahtes gross ist gegenüber der Dämpfung des Schwingungskreises, was im vorliegenden Fall zutrifft.

Will man nämlich der Dämpfung des Primärkreises noch in der Weise Rechnung tragen, dass man für $x = l$ setzt

$$V = A\, e^{-\alpha t} \cos \nu t,$$

so ändert das an dem Resultate nur, dass

$$\operatorname{tg} \nu \tau \,.\, e^{-\frac{\alpha}{\nu} \cdot \frac{\pi}{2}} = \operatorname{tg} \varkappa l \,.\, \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{e^{\beta l} + e^{-\beta l}},$$

$${}^2 e^{-2\alpha\tau} \left\{\cos^2 \nu \tau + e^{-2\frac{\alpha}{\nu}\frac{\pi}{2}} \sin^2 \nu \tau\right\} = M^2 \{e^{2\beta l} + e^{-2\beta l} + 2 \cos 2 \varkappa l\}$$

wird.

Wenn α/ν eine kleine Zahl ist, so wird daher nahezu

$$A \,.\, e^{-\alpha\tau} = M \sqrt{e^{2\beta l} + e^{-2\beta l} + 2 \cos 2 \varkappa l}\,.$$

Wie weit diese Gleichungen die Vorgänge quantitativ darstellen und ob sich aus dem beobachteten Gange der Function V die Dämpfungsconstante β genau genug ermitteln

1) Eine Discussion dieser Gleichung vgl. G. Seibt, Elektrotechn. Zeitschr. **22.** p. 580. 1901.

2) Vgl. V. Bjerknes, Wied. Ann. **44.** p. 74. 1891.

Der streng symmetrischen Anordnung ähnlich verhält si diejenige, wo rechts z. B. $\lambda/4$, links $3\lambda/4$ angehängt werd. Der Nullpunkt der Spannung im Schliessungsbogen rückt da nach dem kürzeren Ansatzdrahte hin. Die Endspannung bilden sich auf den beiden Ansätzen merklich sehr stark a Strommessungen habe ich nicht angestellt; sollte in beiden A sätzen in der Nähe des Flaschenkreises der Strom der gleic sein, wie man nach dem Verlauf der Spannungen erwarten da so genügt diese Anordnung offenbar der Bedingung, dass de dreimal stärkere Energiezufuhr verlangenden längeren Drah diese thatsächlich zugeführt wird.

5. Die folgenden Zahlen geben ein Bild davon, wie si die Stärke der Drahtschwingungen mit der Schwingungsza des Erregerkreises ändert. In Fig. 3 sind β_1 β_2 und α_1

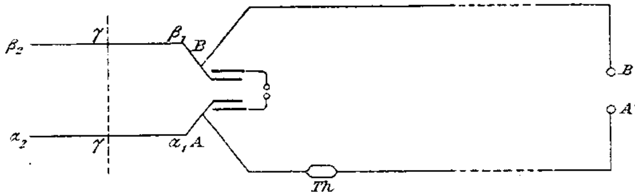

Fig. 3.

zwei 3 mm dicke Kupferdrähte, 43 cm voneinander entfernt γ_1 γ_2 ist ein ebenso dicker verschiebbarer Kupferdraht. Is $\gamma\beta_1 = 18$ cm, so ist offenbar Resonanz vorhanden.

Bügel $\gamma\gamma$ auf	Thermo-meterangabe	Endschlag-weite
4 × 18 cm	64	21,5
3 × 18	65	22,5
2 × 18	68	26
1 × 18	82	28
$^1/_2$ × 18	79	ca. 28

6. Wie sich die Stromrichtungen in den Ansatzdrähten zu einander verhalten, lässt sich ermitteln, indem man in jeden (Fig. 4) einige Windungen gut isolirten Kautschukdraht legt und diese auf je eine andere kleine Spule induciren lässt. Die Enden der beiden Secundärspulen sind einerseits mit-

ander verbunden, führen andererseits zu einer Funkenecke F_1. Auf diese Weise wurden die angegebenen Stromhtungen direct experimentell festgestellt. Vollständige ınkenlosigkeit bei gegeneinander geschalteten Spulen wird

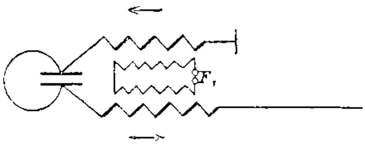

Fig. 4.

an selten erreichen; es tritt auch durch die Koppelung eine eine Störung der ursprünglichen Verhältnisse ein; die Diffenzen je nach der Schaltung sind aber so stark ausgesprochen, ıss ein Zweifel über die relativen Stromrichtungen nicht beehen bleibt.

7. Ueber die Verzweigung zwischen quasi- und nicht ıasistationärer Strömung. Es ist schon oft darauf hingewiesen orden, dass quasistationäre Strömung nicht mehr möglich t, sobald die Längen der Drähte vergleichbar werden mit ər Wellenlänge. In offenen Schwingungsbahnen, wie sie urch Hertz'sche Platten und einen verbindenden Draht herestellt sind, wird in dem Maasse, wie die Capacität der latten abnimmt, der Strom mehr und mehr vom quasistationären ustande abweichen und mit Verschwinden der Endcapacitäten chwingungszahl und Stromverteilung lediglich durch die ıänge ($= \lambda/2$) bestimmt sein. Sei N die zugehörige Schwinungszahl, so ist klar, dass umgekehrt ein solcher Draht, renn nun Capacität in ihn eingeführt würde, nicht mehr als uasistationäre Schwingung die mit der Zahl N haben kann.

Ströme, welche überall quasistationär sind, verteilen sich ›ei hinreichend hoher Wechselzahl (und kleinen Widerständen) ıach dem umgekehrten Verhältnis der Selbstinductionen, wenn ;egenseitige Induction ausgeschlossen ist. Wird die Länge ›ines Zweiges vergleichbar mit der Wellenlänge, so verliert ler Begriff der Selbstinduction in der üblichen Definition für len Stromzweig als Ganzes überhaupt seine Berechtigung. Es treten dann oft Erscheinungen ein, welche für den Augenblick überraschend erscheinen.

Es sei hier ein Beispiel angeführt. Wird der Bog $AA'B'B$ (etwa von Fig. 3), welcher jederseits $\lambda/4$ enth bei $A'B'$ metallisch geschlossen, so *fällt* die durch das Therr meter *Th* angezeigte Stromstärke; es zieht sich der Str scheinbar in den Hauptkreis zurück, während man nach Maa gabe der Selbstinduction eine Zunahme im Nebenschluss warten sollte. In Wirklichkeit liegt die Sache folgendermaass Während im offenen Bogen bei A' und B' Spannungsbäu sich befanden, entsteht jetzt dort ein Kno und es bildet sich eine halbe Welle, de Bäuche an den Flaschenbelegungen sich finden. Das Maximum der Stromstärke f jetzt nach $A'B'$.

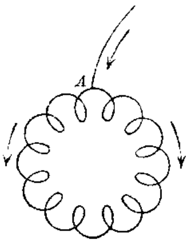

Fig. 5.

Allerdings sollte nun auch eine la samere, durch Capacität des Condensators u ganze Selbstinduction des Bogens $AA'B$ bestimmte quasistationäre Schwingung e setzen.

In ähnlicher Weise müssen auch in sich geschlosse Drahtspulen (Fig. 5), welche an eine Strombahn angel werden, als eine Stromgabelung bei A aufgefasst werden.

8. Ersatz von Drahtlängen durch Capacitäten. Man ka versuchen, die Strömungsbedingungen auch in anderer Wei zu erfüllen; es bleibe der Einfachheit halber auf der ein Seite AA' eine offene Strombahn von $\lambda/4$. Gelingt es, a der anderen Seite im Punkte B jederzeit den früheren W $i_2 = i_1$ herzustellen, so bleibt auf dem Flaschenkreise all ungeändert. *Eine* Möglichkeit ist die folgende: Man schnei die ausgebildet gedachte Welle an einer Stelle x_1, die gerechn sei vom Strombauch an, durch eine Capacität γ_1 ab, welc der Bedingung genügt, die Welle dort nicht zu ändern; b zeichnet j_1 und V_1 bez. Strom und Spannung an der Stelle in der Welle, so hat man zu erfüllen:

$$(1)\qquad j_1 = i_0 \cos 2\pi \frac{x_1}{\lambda} \sin 2\pi n t = \gamma_1 \frac{\partial V_1}{\partial t},$$

$$(2)\qquad V_1 = V_0 \sin 2\pi \frac{x_1}{\lambda} \cos 2\pi n t.$$

Aus der Beziehung

$$-\frac{\partial j}{\partial x} = c\,\frac{\partial V}{\partial t},$$

c die Capacität der Längeneinheit bezeichnet, folgt

$$V_0 = -\frac{i_0}{c\,.\,n\,\lambda},$$

d somit ergiebt sich aus (1) und (2) zur Bestimmung von γ_1 Beziehung

$$\operatorname{tg} 2\,\pi \cdot \frac{x_1}{\lambda} = \frac{\lambda}{2\,\pi} \cdot \frac{c}{\gamma_1}.$$

Eine derart eingefügte Platte verhält sich dann, optisch sprochen, als ob sie eine Phasendifferenz bei der Reflexion rvorrufe.

Die Capacität lässt sich auch anderen Bedingungen ent-rechend ermitteln; die Gleichungen ergeben einen bestimmten ert für γ_1 auch dann, wenn man z. B. verlangt, dass der rom seinen Wert an der Stelle x_1 beibehält, die Spannung er den Maximalwert annimmt, den sie am offenen Ende n $\lambda/4$ besitzt. Der Strom muss dann aber nach einem deren Gesetze sich auf der Bahn verteilen, als in der frei sgebildeten Welle. — Der Versuch zeigt, dass man auf ıer eine Welle abschneidenden Platte thatsächlich nahezu n Maximalwert der Spannung erreichen kann. Die An-hme der Rechnung, dass die Platte nur als Capacität wirke, rd jedenfalls nur annähernd zulässig sein.

Die Thatsache selber ist aber insofern wichtig, als sie stattet, am Ende einer kürzeren (als $\lambda/4$) offenen Strombahn osse Spannungsdifferenzen zu erzeugen und gleichzeitig an rselben Stelle, sobald sich die offenen Bahnen daselbst hliessen (wie es der Fall ist bei einem dort eingeschalteten härer), eine relativ grosse Stromstärke zu erzielen.

9. *Erdleitungen.* Aehnlich wie die Platten wird eine rdung" wirken. Ich habe schon wiederholt darauf hin-wiesen und auch jetzt wieder bestätigt gefunden, dass dies allgemeinen eine schlecht definirte Anordnung ist. Je ch Grösse der Erdplatten, besserer oder schlechterer Leit-higkeit des Erdreiches, wird sie ganz verschieden wirken. ie der „Erdungspunkt" definirt werden soll, finde ich auch rgends angegeben. Bei dieser Unbestimmtheit der Verhält-

nisse ist es zwecklos, Versuchsergebnisse anzuführen, welche von diesen speciellen Bedingungen abhängig sind. Ich erwähne daher nur allgemeines:

1. Ob eine Erdung im stande ist, im Senderdraht eine grössere Stromstärke zu erzeugen, als ein Symmetriedraht (mit oder ohne von Erde isolirter Platte), also dafür einen Zweck hat, lasse ich dahingestellt; mir ist es nicht gelungen, während ich sehr oft und in stark ausgesprochener Weise das Gegenteil beobachtet habe.

2. Hr. Slaby[1]) hat einen Schwingungskreis für drahtlose Telegraphie angegeben, welcher durch *doppelte* Erdung offen-

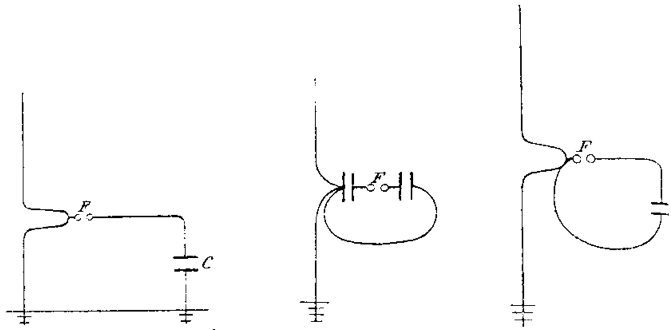

Fig. 6a. Fig. 6b. Fig. 6c.

bar eine besondere Wirkung bekommen soll. Er sagt (vgl. Fig. 6a) vom Sender: „Eine Schlinge dieses Drahtes wird bei *F* durch ein Inductorium mit Funkenstrom gespeist. Um dies zu ermöglichen, ist der andere Pol der Funkenstrecke durch einen abgestimmten Condensator (soll wohl heissen abgestimmten Condensatorkreis) an Erde gelegt. Aehnlich wie das angeschlagene Eisenband des früheren Versuches wird der Draht *hier durch elektrische Funken angestossen* und gerät in Schwingungen, deren Wellenlänge der vierfachen Drahtlänge entspricht."

a) Die Annahme, dass bei dieser Anordnung auf dem Draht nur dessen Eigenschwingung vorhanden sei[2]), trifft nicht zu. Vielmehr beobachtet man immer in demselben — selbst-

1) A. Slaby, Funkentelegraphie 2. Aufl. p. 114. 1891.

2) Vgl. auch die Bemerkung von A. Slaby in Elektrotechn. Zeitschr. **23.** p. 165. 1902, wonach *jede* elektrische Erschütterung einen Leiter in die Eigenschwingungen versetzen soll.

ɔdend neben der Eigenschwingung — *in stark ausgesprochener Veise die Schwingung des Condensatorkreises.* Hr. Dr. Zenneck at dies constatirt, indem er ein Stück des Ansatzdrahtes zu inem Kreise bog, den er unter den nötigen Vorsichtsmaassregeln iductiv auf einen variirbaren Resonanzflaschenkreis wirken ess und aus der Resonanz auf die Schwingungszahl schloss. ɜr constatirte dabei das beachtenswerte Resultat, dass durch die .nsatzdrähte die Schwingungszahl des Flaschenkreises gendert und zwar vertieft wurde, besonders stark, sobald wischen Flaschenkreis und Ansatzdrähten Resonanz voranden ist. *Stets* aber war die dann im *Flaschenkreis* beobachtete chwingung auch auf den Drähten kräftig ausgebildet, obwohl eren Länge zwischen 5 und 25 m variirt wurde, während ei 15 m Resonanz vorhanden war.

b) Wäre die citirte Auffassung über die Erregung des ƨenders durch die Funkenstösse richtig, so müsste der Sender .uch noch ebenso schwingen, wenn man die Slaby'sche Anɾrdnung Fig. 6a in Fig. 6b oder Fig. 6c verwandelte. Im Ɨegensatz zu dieser Forderung hören aber die Schwingungen .uf dem Drahte praktisch auf. Es fällt beispielsweise die Funkenlänge am Ende des Drahtes von 10 mm auf 1 mm, die Närmewirkung von 90 und darüber auf 5. Soll die Slaby'sche Anordnung wirksam sein, so muss also :wischen dem Punkte, an welchem der Sender anegt und dem Punkt, welcher zur Erde führt, ein Teil des Condensatorkreises liegen. *Diesem Stück* vgl. Fig. 7) *kommt eine andere Rolle zu, als einem Stück Senderdraht.* Je grösser es ist, desto besser st die Wirkung, sie wird also am besten, wenn lie Anordnung identisch wird mit der oben geschilderten. Die *doppelte* Erdung verleiht der Slaby'schen Schaltung ein anderes Aussehen. Dass lieses aber nicht wesentlich ist oder besonders gute Wirksamkeit herbeiführt, darf wohl daraus geschlossen werden, lass in praxi dieselbe neuerdings auch gar nicht mehr verwendet wird, sondern durch eine *einfache* Erdung ersetzt ist.

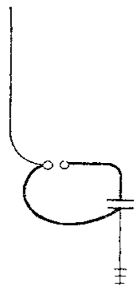

Fig. 7.

Strassburg i./Els., Physik. Institut.

(Eingegangen 20. März 1902.)