

# ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 55.

## 1. Über Erregung elektromagnetischer Schwingungskreise durch Beladen mit magnetischer Energie; von Hermann Wiesinger.

(Göttinger Dissertation.)

Inhalt. I. Einleitung. — II. Orientierende Versuche. — III. Versuche und Messungen mit der Braunschen Röhre. — 1. Apparat und Methode. — 2. Versuche und ihre Ergebnisse. a) Allgemeiner Verlauf der Schwingungserregung. b) Einfluß der Betriebsspannung  $E$  und der Stromstärke  $J_0$ . c) Einfluß der Kapazität  $C_2$  und der Induktivität  $L$ . d) Einfluß der Unterbrechungsgeschwindigkeit. e) Widerstand  $W$ , und Induktivität  $L$ , vor der Kapazität  $C_1$ . f) Widerstand  $R$  und Induktivität  $l$  im Kreise  $I$ . g) Wirkung von Überbrückungskapazitäten. — IV. Versuche nach der Methode des verschwindenden Öffnungsfunkens. — 1. Methode. — 2. Ergebnisse. — V. Theorie und Zusammenfassung. — 1. Zusammenfassung der letzten Versuche. — 2. Das Zustandekommen eines Öffnungsfunkens. — 3. Der Verlauf an der Unterbrechungsstelle. — 4. Diskussion der Schlußformeln. — 5. Folgerungen der Theorie. — 6. Anwendungen auf den Funkeninduktor. — 7. Zusammenfassung.

### I. Einleitung.

Man kann ein schwingungsfähiges System auf zwei Arten zum Schwingen bringen: indem man ihm die Schwingungsenergie entweder a) in potentieller oder b) in kinetischer Form mitteilt. Für die Erregung der Eigenschwingungen elektro-

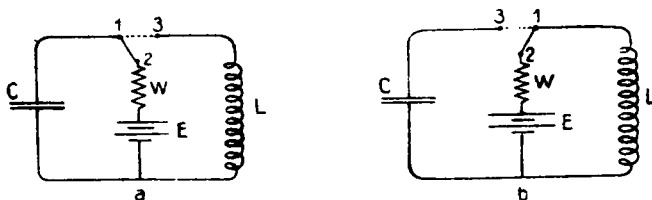


Fig. 1.

magnetischer Systeme ergeben sich damit schematisch folgende beiden Methoden (vgl. Fig. 1):  $C$  ist eine Kapazität,  $L$  eine Induktivität,  $E$  eine Gleichstromquelle,  $W$  ein Widerstand. Wird

die ausgezogene Verbindung 1—2 hergestellt, so beladet man das System mit Energie. Und zwar im Falle Fig. 1a seine Kapazität  $C$  mit elektrostatischer Energie  $\frac{1}{2} C E^2$ , im Falle Fig. 1b seine Induktivität  $L$  mit magnetischer Energie  $\frac{1}{2} L J^2$ .

Wird nun die Verbindung 1—2 aufgehoben und die Verbindung 1—3 hergestellt, so pendelt die betreffende Energie in dem  $LC$ -System mit der Schwingungszeit  $T = 2\pi\sqrt{LC}$  zwischen dem elektrischen und dem magnetischen Zustande hin und her. Wegen des unvermeidlichen Widerstandes der Strombahn klingt die so erregte Schwingung nach einiger Zeit ab.

Falls der Widerstand  $W$  groß genug ist, bedingt es nur eine praktisch zu vernachlässigende Störung, wenn im Falle a) die Verbindung 1—2, im Falle b) die Verbindung 1—3 dauernd bestehen bleibt. Demnach genügt es im Falle a) die Verbindung 1—3, im Falle b) die Verbindung 1—2 abwechselnd herzustellen und zu unterbrechen, um das System immer wieder zu einer neuen Schwingung anzuregen. Man kann diesen Vorgang dann also prinzipiell leicht mit jeder Art von mechanischen Unterbrechern bewirken, wie solche in zahlreichen Konstruktionen zum Betriebe von Funkeninduktoren u. dgl. im Gebrauch sind. Für die Schwingungserregung nach der Schaltung a) hat man jedoch seit langem eine sehr bequeme Methode, die, gestützt auf die Gasentladungseigentümlichkeiten einer bei 1—3 angebrachten Funkenstrecke den Vorgang des Öffnens und Schließens der Strombahn gewissermaßen elektrisch selbststeuernd vollzieht. Diese Methode hat bis vor kurzem das ganze Gebiet der elektrischen Schwingungen so überwiegend beherrscht, daß noch heute in vielen Köpfen der Funke als wesentlicher Bestandteil einer elektrischen Schwingung gilt; auch hat diese historische Entwicklung in gewissen technischen Benennungen, wie z. B. Funkentelegraphie, ihre äußeren, den Laien irreführenden Spuren hinterlassen. Dagegen ist von der Schaltung b) bisher wenig Gebrauch gemacht worden.<sup>1)</sup> Und doch würde sie in mancher Hinsicht große Vorteile bedingen. Denn während bei der Funkenschaltung der Funke als energieverbrauchendes Leiterstück den Schwingungsverlauf in ziemlich unregelmäßiger Weise beeinflusst und stets eine schädliche Dämpfung der

1) G. Eichhorn, D.R.P. 157056 (1903). F. F. Martens, Grundlagen der Elektrotechnik, Bd. II. p. 320. Braunschweig 1915.

erzeugten Schwingung bedingt, liefert die Schaltung b) die Schwingung in einem völlig metallisch geschlossenen Kreise, d. h. unter fest definierten Bedingungen, und sie gestattet, die schädliche Dämpfung erheblich weiter herabzusetzen, als es im ersten Falle möglich ist. Unter Anwendung eines elektrolytischen Unterbrechers bei 1—3 müßte man übrigens die völlige Analogie zu der Funkenmethode erhalten und infolge der elektrischen Eigenschaften eines solchen Unterbrechers auch hier den Vorgang zu einem elektrisch selbstgesteuerten machen können. Natürlich könnte das nur für so schnelle Schwingungen in Frage kommen, daß die ganze Schwingung schon im wesentlichen abgeklungen wäre, wenn der Stromanstieg im Unterbrecherkreis wieder beginnt.

## II. Orientierende Vorversuche.

Orientierende Vorversuche und Messungen wurden in folgender Schaltung gemacht: Der Ladekreis I wurde gebildet aus einer Gleichstromquelle  $E$  (220 oder 440 Volt Netz-

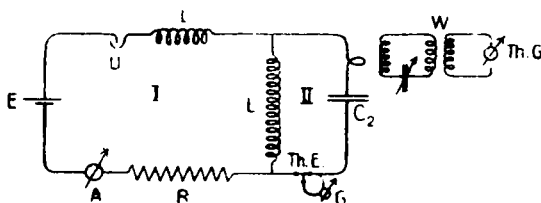


Fig. 2.

spannung), einem Unterbrecher  $U$ , der Selbstinduktivität  $L$ , dem Widerstande  $R$  und dem Amperemeter  $A$ . Gelegentlich wurde eine Selbstinduktivität  $l$  hinzugeschaltet, welche nicht, wie  $L$ , auch gleichzeitig dem Schwingungskreise II angehörte. Dieser Schwingungskreis II bestand aus einer Spule von ca.  $1 \text{ bis } 5 \cdot 10^6 \text{ cm}$  Induktivität und den Leydener Flaschen, bzw. Drehkondensatoren  $C_2$  von solcher Kapazität, daß die Schwingungszahl des Kreises II einer Wellenlänge von 1000 bis 2000 m entsprach. Zur Messung des in II fließenden Stromes wurde ein Thermokreuz von  $3,71 \Omega$  Widerstand mit angeschaltetem Galvanometer verwendet, da ein gewöhnliches Hitzdrahtinstrument sich als zu unempfindlich erwies. Mit Hilfe eines empfindlichen Wellenmessers  $W$  (gewöhnlicher

technischer Wellenmesser, als Stromzeiger ein Thermogalvanometer) konnte eine Resonanzkurve aufgenommen und die Dämpfung der in *II* erregten Schwingungen gemessen werden.

Zuerst wurde bei *U* ein elektrolytischer Unterbrecher verwendet, und zwar meist ein Simonscher Lochunterbrecher, der bis 30  $\text{A}$  Ströme im Kreise *I* zu unterbrechen gestattete. Da man damit leicht auf ca. 100–150 Unterbrechungen in der Sekunde kommen konnte, so mußte in *II* eine große Schwingungsintensität erwartet werden, wenn wirklich bei jeder Unterbrechung die ganze Energie  $\frac{1}{2} L J_0^2$  in Schwingung gebracht wurde. Statt dessen zeigte sich, daß man nicht entfernt an diese Erwartungen herankam, sondern daß die Schwin-

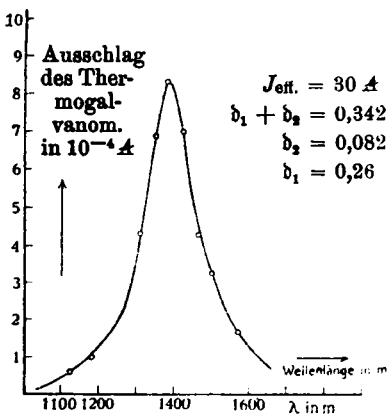


Fig. 3.

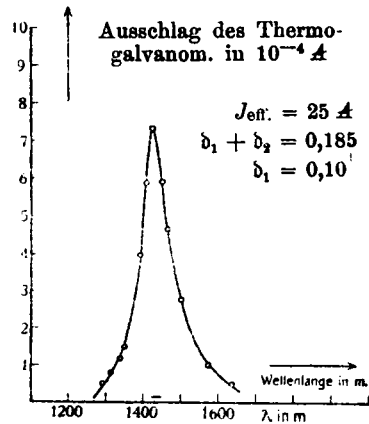


Fig. 4.

gungsenergie auch durch Steigerung des Stromes  $J_0$  bis auf 30  $\text{A}$  nicht besonders groß gemacht werden konnte. Zugleich ergab die Messung der Resonanzkurven eine erheblich größere Dämpfung der Schwingung, als sie den Konstanten des Kreises *II* entsprach. Figg. 3 und 4 geben eine solche Resonanzkurve wieder.

Das Dekrement, das sich aus 3 berechnet, ist  $b = 0,26$ , während eine direkte Messung des Dekrements bei Anregung des Schwingungskreises mittels ungedämpfter Wellen ein Dekrement  $b = 0,05$  ergab. Dieses ungünstige Ergebnis zeigt, daß erstens die Unterbrechung nicht so vollständig vor sich geht, um wirklich die ganze Energie  $\frac{1}{2} L J_0^2$  zum Schwingen

zu bringen, und daß zweitens die Schwingung nicht auf den Kreis *I* beschränkt bleibt. Der Grund für das letztere ist leicht einzusehen. Bei den elektrolytischen Unterbrechern stellt sich ja die leitende Verbindung unmittelbar nach der Unterbrechung wieder her. Somit wird die Schwingung schon bald nach ihrem Einsetzen den Nebenweg über den Unterbrecher und die Stromquelle *E* offen finden, wodurch sich die vergrößerte Dämpfung erklärt.

Dieser letztere Übelstand mußte sich durch Anwendung von mechanischen Unterbrechern vermeiden lassen, bei denen die Zeitdauer der Unterbrechung lang genug gewählt werden konnte, um ein vollständiges Ausklingen der Schwingung sicherzustellen. Wir verwendeten zunächst einen Quecksilberstrahlunterbrecher von Dr. Max Levy. In der Tat ergaben sich jetzt Resonanzkurven, die das zu erwartende Dekrement 0,05 aufwiesen (vgl. Fig. 5). Aber auch jetzt blieb die Intensität der erregten Schwingungen weit hinter den erwarteten Werten zurück.

In wie hohem Grade es der Fall war, ergab sich durch folgende Nutzeffektmessungen. Die Energie, welche für die Schwingung zur Verfügung steht, ist

$\frac{1}{2} L J_0^2$ .  $J_0$  die Stromstärke in *L* im Augenblick der Unterbrechung. Man kann sie nicht in einfacher Weise messen. Durch Beobachtung mit Hilfe einer Braunschen Röhre konnten wir uns aber leicht überzeugen, daß  $J_0$  unter den gegebenen Verhältnissen mit dem Gleichstromwerte  $J_1$  übereinstimmt, der sich im Stromkreise *I* bei Kurzschluß des Unterbrechers einstellt. Somit ist  $\frac{1}{2} L J_0^2 = \frac{1}{2} L J_1^2$  stets leicht zu ermitteln. Im Stromkreise *II* entsteht eine Schwingung, die sich durch  $i_{II} = J_{II} e^{-b_{II} t} \cos 2\pi \nu t$  darstellen läßt, falls man die Zeit vom Momente der Unterbrechung aus laufen

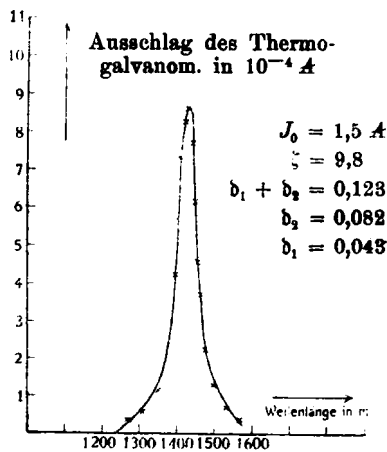


Fig. 5.

läßt ( $\nu$  die Schwingungszahl,  $J_{II}$  die Stromstärke, mit der die Schwingung einsetzt).  $J_{II}$  müßte mit  $J_0$  übereinstimmen, falls nicht irgendwelche Unvollkommenheiten des Unterbrechervorganges einen Verlust der aufgespeicherten Energie bewirkten. Andernfalls muß das auftreten, was beobachtet wird, nämlich  $J_{II}$  muß kleiner sein wie  $J_0$ . Wir können nun  $J_{II}$  in folgender Weise messen:

Der im Stromkreise II gemessene Effektivstrom ist, falls  $\zeta$  Unterbrechungen in der Sekunde erfolgen, durch die Beziehung

$$(J_{II})^2_{\text{eff.}} = \frac{1}{4} \frac{\nu}{N_{II} d_{II}} J_{II}^2$$

gegeben (Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, p. 83). Da

$$N_{II} = \frac{\nu_{II}}{2\pi}$$

und  $d_{II}$  mit dem Wellenmesser,  $\zeta$  aus der Tourenzahl des Unterbrechers bestimmt werden kann, läßt sich  $J_{II}$  finden, wenn man  $J_{II\text{eff.}}$  mißt. Fig. 6 zeigt das Ergebnis solcher Messungen. In derselben ist der Bruchteil

$$\frac{\frac{1}{2} L J_{II}^2}{\frac{1}{2} L J_0^2} = (J_{II} : J_0)^2,$$

den man als Wirkungsgrad der Schwingungserregung bezeichnen kann, als Funktion von  $J_0$  aufgetragen.

$$\left(\frac{J_{II}}{J_0}\right)^2$$

ist in dem untersuchten Falle schon bei  $J_0 = 1$  A ca. 0,1, sinkt aber mit zunehmendem  $J_0$  rasch bis unter 0,02 ab. Man sieht daraus, daß die Energie, welche durch die Unterbrechung in Schwingung gesetzt wird, erheblich kleiner ist wie die, welche man vorher in dem Magnetfeld des Schwingungskreises aufgespeichert hatte, und zwar um so kleiner, je größer  $J_0$  genommen wird. Es läßt sich sogleich vermuten, daß die Verluste durch den an der Unterbrechungsstelle auftretenden Öffnungsfunken verursacht werden. Daher wurden weiterhin die Versuche auf die Analyse des Unterbrechervorganges und die Aufklärung der Rolle gerichtet, welche die Öffnungsfunken

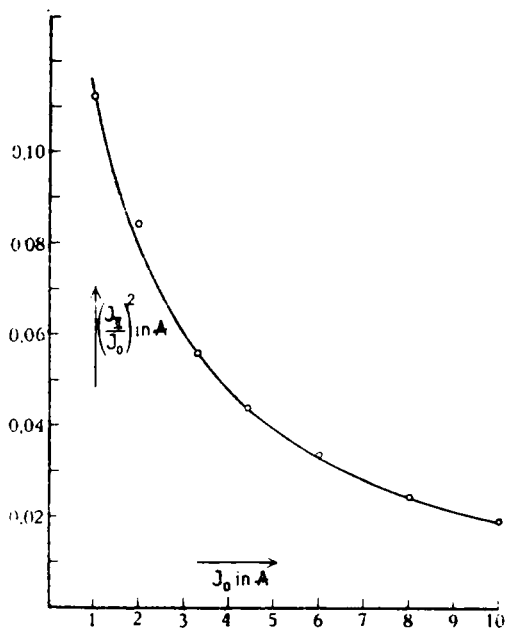


Fig. 6a.

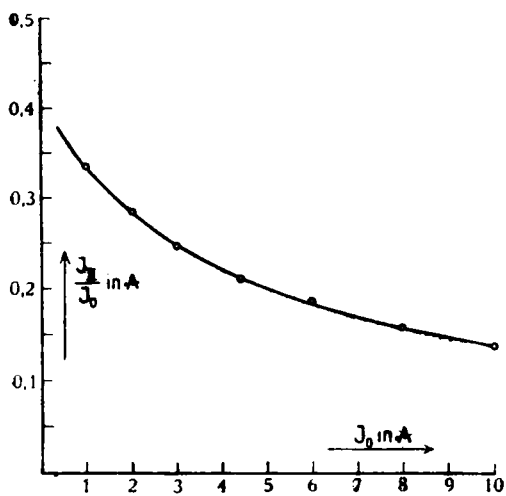


Fig. 6b.

spielen, in der Hoffnung, aus dieser Aufklärung auch die Gesichtspunkte zu gewinnen, um den Wirkungsgrad der Methode steigern zu können.

Es seien zuvor noch zwei interessante Beobachtungen mitgeteilt, die sich bei den geschilderten Vorversuchen ergaben. (Fig. 7 u. 8.)

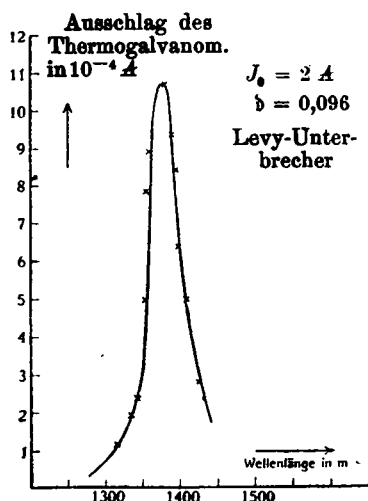


Fig. 7.

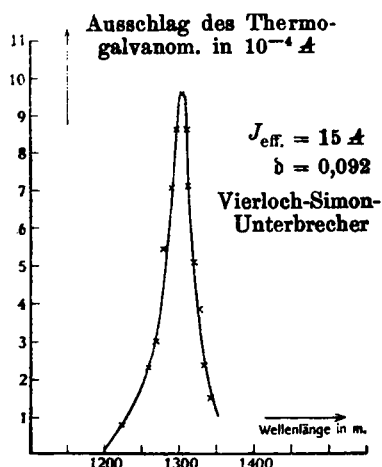


Fig. 8.

Bei den Versuchen mit dem elektrolytischen Lochunterbrecher wurde bei hohen Stromstärken die Unterbrechersäure rasch auf hohe Temperatur erhitzt. Dann ging der Unterbrecherton in ein Zischen über, und gleichzeitig stieg der Ausschlag des bei Aufnahme der Resonanzkurve verwendeten Thermogalvanometers auf etwa den fünffachen Wert wie vorher. Die Dämpfung wurde etwas geringer als beim normalen Betrieb. Vielleicht ist lediglich eine Steigerung der Unterbrechungszahl an diesem von mir nicht näher untersuchten Verhalten schuld. Doch scheint es wahrscheinlicher, daß sich in diesem Falle, nachdem der Unterbrecher als solcher versagte, eine Art Lichtbogen bildete, welcher nach Art der Duddelschwingungen das Schwingungssystem in allerdings intermittierende Dauerschwingungen versetzte. Diese Auffassung wird bestätigt durch folgende Beobachtung. Gelegentlich wurde der Unterbrecher in den Induktivitätszweig  $L$  des

Schwingungskreises gelegt. Wenn der Unterbrecher arbeitete, erhielt man wider Erwarten kräftige Schwingungen, und die Resonanzkurven am Wellenmesser lieferten ein Dekrement, welches diese Schwingungen als ungedämpfte nachweist. Fig. 7 zeigt eine solche mit dem mechanischen Unterbrecher, Fig. 8 eine mit einem elektrolytischen Lochunterbrecher erhaltene Resonanzkurve.

Die Tatsache, daß ein Unterbrechungsfunke ungedämpfte Schwingungen erzeuge, ist von Burstyn aus verschiedenen Gründen geschlossen, aber meines Wissens bisher noch nicht experimentell nachgewiesen. Burstyn baute auf dieser Annahme seine in der Elektrotechn. Zeitschr. 1918 veröffentlichten Funkenlöschmethoden auf.

### III. Versuche und Messungen mit der Braunschen Röhre.

#### 1. Apparatur und Methode.

Einen wirklichen Einblick in den Unterbrechungsvorgang und die das Entstehen der Schwingung begleitenden Vorgänge konnte nur eine Aufzeichnung des zeitlichen Stromverlaufes in den beteiligten Stromkreisen, namentlich dem Schwingungskreise, liefern. Da es sich um äußerst rasch verlaufende Vorgänge handelt, so konnte für diese Beobachtungen nur die Braunsche Röhre in Betracht kommen. J. Zenneck hat vor einiger Zeit eine Apparatur beschrieben<sup>1)</sup>, welche mit Hilfe einer solchen Röhre rasch verlaufende Stromvorgänge photographisch zu registrieren gestattet: Mit Hilfe eines lichtstarken Objektivs wird ein Bild des elektromagnetisch konzentrierten Phosphoreszenzfleckes der Braunschen Röhre auf eine zu seiner Ablenkungsrichtung senkrecht bewegte photographische Platte geworfen. Gegenüber der Zenneckschen Einrichtung haben wir folgende Abänderungen eingeführt: Die Braunsche Röhre wurde mit 0,5 Milli- $\mu$  bei 28000 Volt Gleichspannung aus der von Des Coudres angegebenen<sup>2)</sup>, von Krönke<sup>3)</sup> verbesserten Gleichrichtereinrichtung betätigt. Die Plattenverschiebung wurde so bewirkt: Durch einen rasch

---

1) J. Zenneck, Physik. Zeitschr. 14. p. 226. 1913.

2) H. Th. Simon, Physik. Zeitschr. 7. p. 412. 1906.

3) H. Krönke, Über die Messung der Intensität und Härte von Röntgenstrahlen, Diss. Göttingen 1913.

laufenden Elektromotor konnte mittels einer Friktionskupplung in dem gewünschten Zeitpunkt eine Trommel in Drehung versetzt werden, auf der sich alsdann ein Bindfaden aufrollte. Dieser war in eigenartiger Weise mit dem Kassettenschlitten verbunden, welcher die Platte an dem projizierten Lichtfleck vorbeibewegte. Sobald nämlich der Schlitten an das Ende der Schlittenführung gelangte, wurde die Befestigung des Fadens an dem Schieber selbsttätig gelöst. An dem Kassettenschieber wurde dazu eine längsdurchschnittene und aufklappbare Hülse befestigt, welche einen mit dem Bindfaden verbundenen Stift aufnahm und festhielt, solange ein Ring von rückwärts her über die Hülse geschoben war. Bei der Verschiebung des Schlittens lief Faden und Hülse am Ende der Bahn durch ein Anschlagdiaphragma, welches den Ring abstreifte und die Fadenverbindung löste. Diese ganze Einrichtung bewährte sich besser wie die Zahnrad-einrückung, die Zenneck vorgeschlagen hat, namentlich bei hohen Geschwindigkeiten, bis 1 m/sec.

Auf jeder Platte wurde die Bewegungsgeschwindigkeit durch Zeitmarken festgelegt. Auf den Rand der Platte, in gleicher Fluchtlinie mit dem Phosphoreszenzfleck der Braunschen Röhre, wurde das Bild eines Glühlampenfadens projiziert, welches auf der bewegten Platte zu einer schwarzen Linie ausgezogen erscheint. In den Strahlengang wurde ein von einem guten Uhrwerk betriebenes Speichenrad gesetzt, so daß die geschwärzte Linie von hellen Zeitmarken unterbrochen wird. Aus der Umdrehungszahl und der Speichenanzahl des Speichenrades ergibt sich der Abstand zweier Zeitmarken, einer Zeit von 0,00102 Sek. entsprechend.

Sehr sorgfältig muß auf die Leitungsführung in der Nähe der Braunschen Röhre geachtet werden, damit wirklich nur der Strom in der Ablenkungsspule für die Ablenkung zur Geltung kommt. In Fig. 19 zeigt der Stromabfall sehr merkwürdige horizontale Sprünge, für die lange keine Erklärung gefunden werden konnte. Schließlich wurde bemerkt, daß ein in der Nähe vorbeiführender Stromträger eine horizontale Ablenkung des Fleckes über die Vertikale überlagerte. Gelegentlich wurde systematisch von einer solchen Doppelablenkung Gebrauch gemacht, um gewisse Eigentümlichkeiten des Unterbrechungsvorganges genauer zu erkennen.

Die Untersuchungen wurden in folgender Schaltung vorgenommen: *B* ist eine Akkumulatorenbatterie von 4–100  $\nabla$ , deren Zuleitung unmittelbar von ihren Klemmen mit Hilfe verdrahteter Doppelleitung erfolgte, um unkontrollierbare Selbstinduktivität möglichst zu vermeiden. *L* eine Induktivität bis  $9,84 \cdot 10^5$  cm aus Spulen dicker Emailliedrahtlitze. *ss* Ablenkungsspulen für die Braunsche Röhre aus 1 cm breitem, 0,1 mm dickem Kupferband, jede Spule 25 Windungen, beide hintereinander  $2,25 \cdot 10^8$  cm Induktivität. *C*<sub>2</sub> eine Kapazität bis 10 MF. *R* ein induktionsfreier Regulierwiderstand. *A* ein Gleichstromamperemeter. *Br. R.* eine Braunsche Röhre.

- |                       |                  |
|-----------------------|------------------|
| I Gleichstromzweig    | } der Schaltung. |
| II Induktivitätszweig |                  |
| III Kapazitätszweig   |                  |

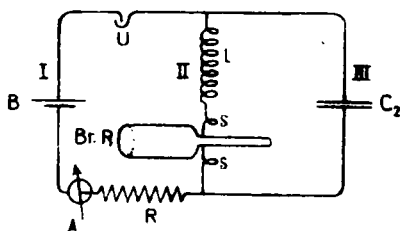


Fig. 9.

Um die verzeichneten Stromkurven auswerten zu können, wird jedesmal eine Eichmarke mitaufgenommen. Der Schlitten schaltet kurz vor dem Ende der Plattenbewegung ein Relais ein, welches an Stelle des veränderlichen Stromes einen gemessenen Eichstrom durch die Ablenkungsspulen der Braunschen Röhre schickt, dessen Spur auf jeder Platte den Strommaßstab angibt.

Als Unterbrecher *U* wurde zuerst ein Quecksilberkontaktunterbrecher (Reiniger, Gebbert & Schall) mit Elektromotor verwendet. Daß dabei, wie z. B. Fig. 15 zeigt, der Stromschluß meist schon wieder einsetzte, ehe die erregte Schwingung abgeklungen war, störte nicht, da es ja nur auf das Studium des Einsetzens der Unterbrechungsschwingung abgesehen war. Um aber die physikalischen Bedingungen der Unterbrechung möglichst vielseitig variieren zu können, wurde später ein besonderer Unterbrecher konstruiert, der immer

nur eine einzige Unterbrechung machte, diese aber stets unter genau definierten Bedingungen. Vor allem gestattete er, die Unterbrechungsgeschwindigkeit *in weiten Grenzen meßbar zu verändern*. Es lassen sich an diesem Apparate auch die Metalle der Unterbrechungsstelle leicht wechseln; auch kann die Unter-

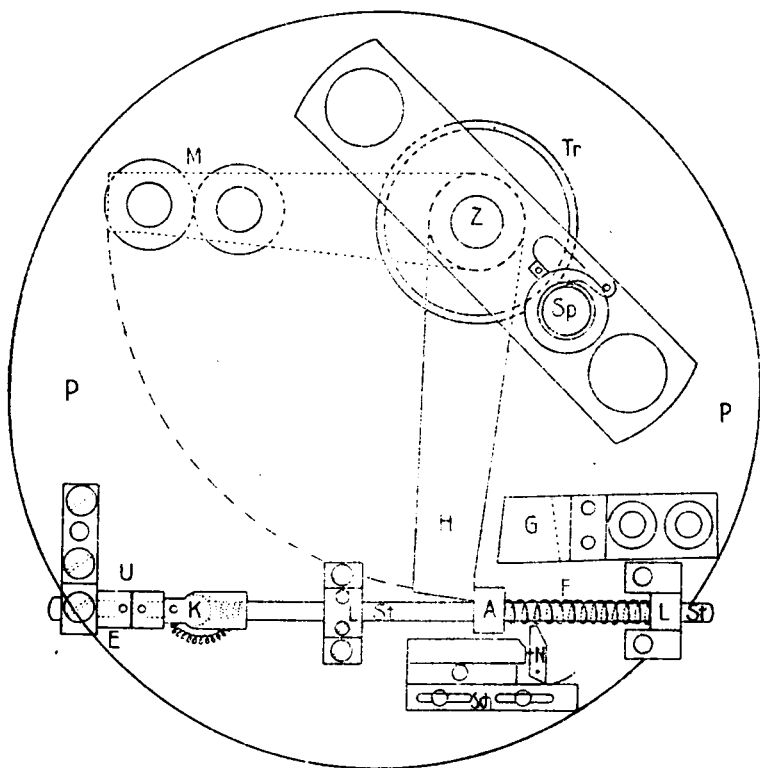


Fig. 10.

brechung in beliebigen Gasatmosphären von einem in weiten Grenzen veränderlichen Druck vollzogen werden. Doch wurde in dieser Arbeit nur immer dasselbe Elektrodenmetall Silber und dieses immer in Luft von Atmosphärendruck untersucht, weil zunächst das eigentliche Wesen des Vorganges aufzuklären war. Die Verfolgung der oben angedeuteten Abhängigkeiten mußte einer späteren Untersuchung übriggelassen werden.

Dieser Kontaktunterbrecher hat folgende Konstruktion: Von einer kräftigen Eisenplatte *PP* wird der Unterbrecher *U* getragen, bestehend aus den beiden auswechselbaren Elektroden *EE*, deren Trennung durch Verschiebung der Stange *St* in ihren Lagern *LL* erfolgt. Die Befestigung der verschiebbaren Elektroden an der Stange *St* ist durch ein federndes Kugelgelenk *K* bewirkt, welches stets parallele Berührung der Unterbrecherflächen und damit gleichzeitige Unterbrechung der metallischen Verbindung über den ganzen Querschnitt hin verbürgen soll. Die Unterbrechung bedeutet eine Änderung des Widerstandes von Null auf  $\infty$ . Die getroffene Anordnung sorgt dafür, daß dies möglichst plötzlich geschieht. Feder *F* preßt die Elektroden mit schwachem Druck aneinander. Die Unterbrechung wird durch den schweren Hebel *H* vollzogen, der um den Zapfen *Z* drehbar von einer in der Trommel *Tr* gespannten Uhrfeder angetrieben, gegen den Auschlag *A* der Stange *St* schlägt und die Stange mitnimmt. Der Hebel *H* wird zunächst um  $90^\circ$  gedreht und von dem Elektromagneten *M* in der gespannten Lage festgehalten. Öffnet man den Strom im Elektromagneten, so wird der Hebel losgelassen, entnimmt aus der Federspannung kinetische Energie, erlangt wegen der Reibung eine konstante Geschwindigkeit und bewirkt schließlich mit ihr die gewünschte Unterbrechung. Die Uhrfedertrommel *Tr* kann mit Hilfe eines Sperrzahnrades um den Zapfen *Z* gedreht werden. Dadurch kann eine bestimmte Federspannung und damit eine genau definierte Unterbrechungsgeschwindigkeit einreguliert werden.

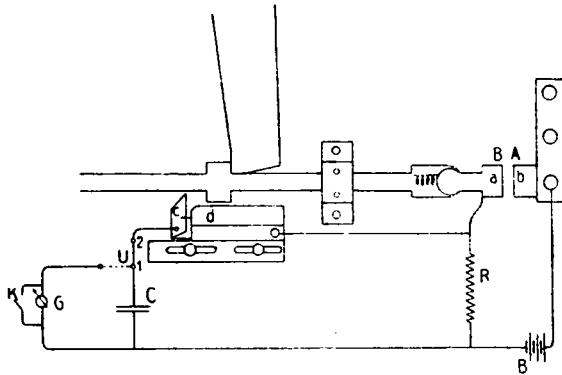
Die Eichung des Kontaktapparates für verschiedene Unterbrechungsgeschwindigkeiten wurde ausgeführt nach einer Methode, die von Edelmann<sup>1)</sup> für die Eichung des Helmholtz-schen Pendels angegeben wurde. Die Methode beruht auf dem Prinzip der Messung kurzer Zeiten durch Entladung einer Kapazität. Die Entladung einer mit der bekannten Elektrizitätsmenge  $q_0$  geladenen Kapazität durch einen großen induktionsfreien Widerstand *R* verläuft nach dem Gesetz

$$q = q_0 e^{-\frac{t}{RC}}.$$

Die Zeit *t*, innerhalb deren die Ladung von  $q_0$  auf *q* sinkt, ist

1) M. Th. Edelmann, Ann. d. Phys. 3. p. 278. 1900.

zu bestimmen, wenn  $R$ ,  $C$ ,  $q$  und  $q_0$  bekannt sind. Ist  $a$ ,  $b$  geschlossen, ebenso  $c$ ,  $d$ , und die Verbindung 1, 2 hergestellt, so wird die Kapazität  $C$  auf die Spannung aufgeladen, die an den Enden des großen induktionsfreien Widerstandes  $R$  herrscht; durch Herstellen der Verbindung 2, 3 und Unterbrechen von 1, 2 kann die in  $C$  aufgespeicherte Elektrizitätsmenge durch das Galvanometer hindurch entladen und gemessen werden. Sie ist dem ersten Ausschlag des Galvanometers proportional zu setzen. Jetzt wird 2, 3 wieder unter-



- |   |                                 |
|---|---------------------------------|
| $B$ Batterie 4 Zellen                   | $K$ Kurzschließer               |
| $C$ Glimmerkondensator 0,2 MF           | $U$ dreipoliger Umschalter      |
| $a$ $b$ Kontakte                        | $R$ induktionsfreier Widerstand |
| $c$ Hebel mit eingelassenem Platinstift | 1000—10000 $\Omega$             |
| $G$ ballistisches Galvanometer          | $d$ Schlitten                   |

Fig. 11.

brochen und die Verbindung 1, 2 hergestellt. Der Hebel  $H$  schlägt an den Anschlag der an dem beweglichen Kontakt  $b$  befestigten Gleitstange. Die Kontakte  $a$  und  $b$  entfernen sich voneinander, die Stromquelle  $B$  ist abgeschaltet, die Kapazität beginnt die in ihr enthaltene Elektrizitätsmenge durch den Widerstand  $R$  hindurch zu entladen, bis diese Entladung, nachdem  $b$  einen durch die Stellung des Schlittens  $d$  genau definierten Weg zurückgelegt hat, durch Aufhebung des Kontaktes  $c$ ,  $d$  unterbrochen wird. Die in der Kapazität verbliebene Restladung  $q$  kann durch Entladen durch das Galvanometer bestimmt werden. Vorausgesetzt wird, daß sich  $a$  und  $b$  mit gleichförmiger Geschwindigkeit von-

einander entfernen. Das ist annähernd der Fall wegen der Lagerreibung des Hebels  $H$ . Aus  $q$ ,  $q_0$ ,  $R$  und  $C$  kann nach der angegebenen Formel die sehr kurze Zeit bestimmt werden,

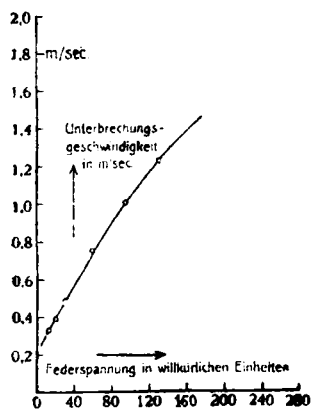


Fig. 12.

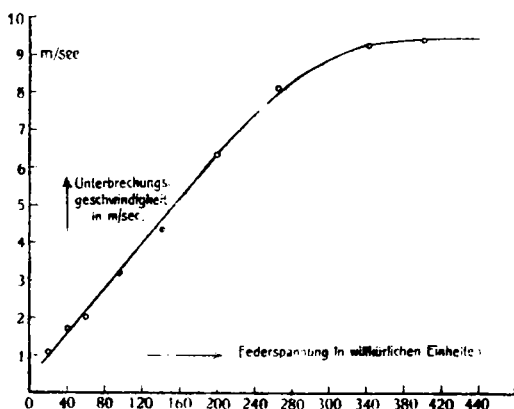


Fig. 13.

innerhalb deren die Ladung  $q_0$  der Kapazität auf  $q$  sinkt oder innerhalb deren sich der bewegliche Kontakt von  $A$  nach  $B$  bewegt. Setzen wir die Geschwindigkeit, mit der sich diese

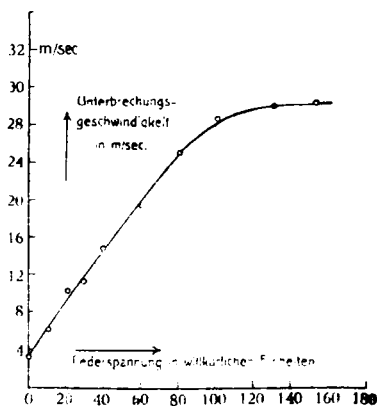


Fig. 14.

Bewegung vollzieht, als gleichförmig voraus, so haben wir durch die beschriebene Messung die gesuchte Geschwindigkeit. Die Eichungen wurden für die verschiedensten Federspannungen ausgeführt. Die Ergebnisse der Messungen sind

in den vorstehenden Kurven (Fig. 12—14) enthalten. Als Ordinate wurden die Geschwindigkeiten, als Abszisse die Federspannungen in willkürlichen Einheiten aufgetragen.

## 2. Versuche und ihre Ergebnisse.

Von den sehr zahlreichen Aufnahmen, die zunächst mit Hilfe eines Quecksilberunterbrechers (Teslasches Prinzip, Konstruktion der Firma Reiniger, Gebbert & Schall), später mit Hilfe des beschriebenen Kontaktapparates gewonnen wurden, wird im folgenden eine Auswahl zusammengestellt. Sie bringt die typischen Einflüsse, die sich geltend machen, zur Darstellung und gibt die experimentelle Grundlage, von der aus wir schließlich zur Klarheit über die verwickelten Vorgänge gekommen sind.

### a) Allgemeiner Verlauf der Schwingungserregung.

Fig. 15 gibt den Stromverlauf im  $L$ -Zweige (vgl. Fig. 9), wie er mit dem Quecksilberunterbrecher erhalten wird, wieder. Die Zeit läuft, wie in allen entsprechenden Diagrammen dieser Arbeit, von rechts nach links. Man sieht: zu einer bestimmten Zeit schließt der Unterbrecher den Strom; dann wächst er in der Induktivität zu dem durch

$$J_0 = \frac{E}{W}$$

bestimmten Werte an. Nach einiger Zeit öffnet der Unterbrecher den Kreis  $I$ , dann setzt die Schwingung des Kreises  $II$  ein. Man erkennt aber deutlich, daß sie nicht mit dem vollen Werte  $J_0$  beginnt, sondern daß zuvor ein bei den verschiedenen Unterbrechungen verschieden großer Sprung auf eine kleinere Anfangsamplitude  $J_1$  auftritt. Daß dieser Sprung bei den verschiedenen Unterbrechungen verschieden ausfällt, liegt an der Unsicherheit der Unterbrechungen in den Quecksilberunterbrechern. Man beobachtet dergleichen begreiflicherweise an allen Unterbrechern, wo die Unterbrechung durch Zerreißen von Quecksilberkontakten bewirkt wird. Der Sprung von  $J_0$  auf die Anfangsamplitude  $J_{II}$  erfolgt zuweilen in Stufen. Die Schwingung versucht einzusetzen; sie wird aber alsbald durch das Einsetzen eines Öffnungsfunkens in ihrem weiteren Fortgang gehindert. Dies erfolgt so mehrere Male, bis sie schließlich zustande kommt, aber mit entsprechend vermin-

derter Energie. Fig. 16 zeigt als Beispiel eine mit dem Kontaktapparat (Fig. 10) erhaltene Aufnahme. Hier geht dem Einsetzen der Schwingung ein erheblicher stetiger Stromabfall voraus.

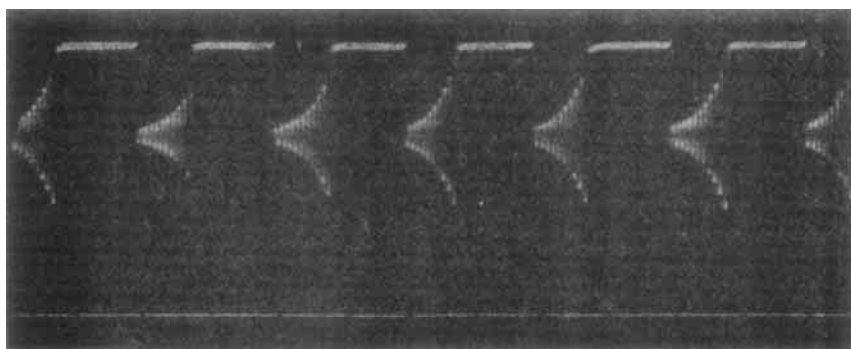
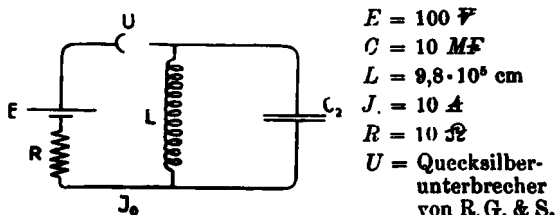


Fig. 15.

Die Aufnahmen mit dem Quecksilberunterbrecher gestatten auch die Vorgänge beim Stromschluß zu studieren, welche zum Beladen der Induktivität  $L$  mit Energie führen. In dieser Beziehung sind die in Fig. 17 zusammengestellten Aufnahmen besonders lehrreich. Die Reihe 1 zeigt den Stromverlauf im Induktivitätszweig wie in Figg. 15 und 16. Die Reihe 2 zeigt den Stromverlauf im Kapazitätszweig; die Reihe 3 den Stromverlauf im Unterbrecherzweig. Die Kolonnen  $a, b, c$  entsprechen verschiedenen Stromstärken  $J_0$ , und zwar a)  $J_0 = 14 \text{ A}$ , b)  $J_0 = 8 \text{ A}$ , c)  $J_0 = 3 \text{ A}$ . In allen Fällen war  $E = 40 \text{ V}$ , so daß also im Falle a)  $R$  etwa  $3 \text{ }\Omega$ , im Falle b)  $R = 5 \text{ }\Omega$ , im Falle c)  $R$  ca.  $13 \text{ }\Omega$  betrug. In allen Fällen war  $C = 10 \text{ MF}$ ,  $L = 9,84 \cdot 10^5 \text{ cm}$ ,  $1 = 2,25 \cdot 10^3 \text{ cm}$ .

Das Ideal wäre gewesen, alle drei Aufnahmen 1, 2, 3 gleichzeitig mit drei Braunschen Röhren machen zu können, weil dann jede Einzelheit des Stromverlaufes in allen Zweigen gleichzeitig zum Ausdruck gekommen wäre. Da ein solcher experimenteller Aufwand nicht möglich war, muß man sich mit den bei verschiedenen Unterbrechungen gewonnenen Aufnahmen begnügen, die aber das Wesentliche genügend erkennen lassen. Man sieht, der Stromanstieg beim Stromschluß im



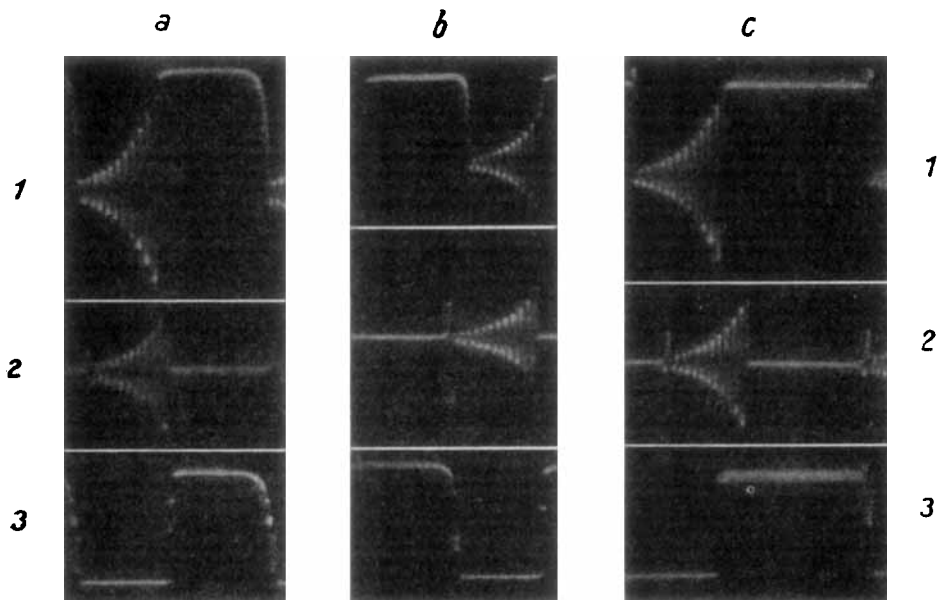
Fig. 16.

Kreise *I* kann so betrachtet werden: über den exponentiellen Anstieg, der nach dem Gesetze

$$i = J_0 \left( 1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right)$$

erfolgt wäre, wenn der Kapazitätszweig nicht vorhanden wäre, lagert sich eine durch das Hinzufügen des Kapazitätszweiges bedingte gedämpfte Eigenschwingung. Je kleiner *R*, desto größer die Zeitkonstante *L/R* des Anstieges, desto kleiner aber auch die Dämpfung der überlagerten Schwingung. In den Aufnahmen der Kolonne a) kommt dementsprechend der exponentielle Stromanstieg noch deutlich zur Geltung. In den Aufnahmen der Kolonne c) ist die Zeitkonstante *L/R* so klein, daß ein scheinbar augenblicklicher Sprung des Stromes auf den Wert *J*<sub>0</sub> eintritt, wegen der geringen Dämpfung der Ladeschwingung sogar über diesen Wert hinaus, um mit ge-

dämpfter Schwingung in ihn überzugehen. Die Ladeschwingung zeigt ihren Einfluß in allen Zweigen. Wenn  $L$ , wie bei unseren Versuchen naturgemäß meistens, einen hohen Wert hat, kommt in Fig. 17 die Ladeschwingung nur wenig zur Geltung. Die



a)  $I_0 = 14 \text{ A}$

b)  $I_0 = 8 \text{ A}$

c)  $I_0 = 3 \text{ A}$

Fig. 17.

$$E = 40 \text{ V} \quad C = 10 \text{ M}\mu\text{F} \quad L = 9.84 \cdot 10^5 \text{ cm}$$

$$l = 2.25 \cdot 10^3 \text{ cm}$$

1) Strom im L Zweig

2) Strom im C Zweig

3) Strom im U Zweig

Schwingungszahl der Ladeschwingung ist stets dieselbe in den Versuchen Fig. 17. Sie hängt nur von den Konstanten  $L$  und  $C_2$  ab.

Auch über den Vorgang der Schwingungserregung geben die Aufnahmen der Fig. 17 bedeutsame Belehrung. Die Reihe 1 bestätigt wieder, daß die Schwingung im allgemeinen nicht mit dem Werte  $J_0$  einsetzt, sondern mit einem tieferen, der

z. B. bei 1b in drei deutlich erkennbaren Stufen erreicht wird. Entsprechend verläuft der Strom im Kapazitätszweige. 2c zeigt das Verhalten, wenn die Schwingung ohne Störung durch Öffnungsfunken einsetzt. Der in der Induktivität fließende Strom  $J_0$  erscheint sogleich nach der Unterbrechung mit dem vollen Werte im Kapazitätszweig und verläuft weiterhin der Schwingung entsprechend. Anders in 2a, wo Öffnungsfunken am Unterbrecher auftreten. Der Strom im Kapazitätszweig will nach der Unterbrechung auf den Wert  $J_0$  springen, aber schon bevor er diesen Wert erreicht hat, ist die Spannung an der Unterbrechungsstelle so gewachsen, daß Funkenzündung eintritt. Die Kapazität muß sich wieder entladen,

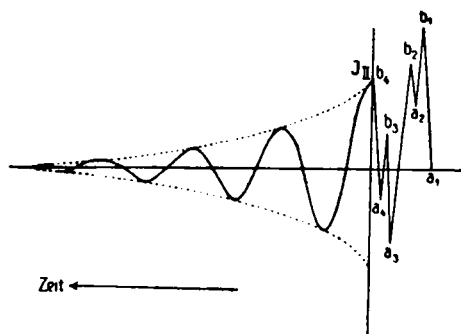


Fig. 18.

der Strom wird negativ, bis er nach abermaliger Unterbrechung auf den positiven Wert  $J_{II}$  springt, mit dem die Schwingung einsetzt. 2b zeigt, daß sich dieser Vorgang mehrmals wiederholen kann. Dort verläuft der Strom so wie es in Fig. 18 schematisch, zeitlich stärker auseinandergelegt, wiederholt ist. Die Punkte  $a_1, a_2, a_3, a_4$  entsprechen den Unterbrechungen,  $b_1, b_2, b_3, b_4$  den jedesmaligen Funkenzündungen.

b) Einfluß der Betriebsspannung  $E$  und der Stromstärke  $J_0$ .

Fig. 19 bringt zur Darstellung, wie die Betriebsspannung  $E$  und die Stromstärke  $J_0$  in der Induktivität den Vorgang beeinflussen.

Die Betriebsspannung scheint auf die Güte des Unterbrechungsvorganges keinen Einfluß zu haben. Das ist nicht selbstverständlich. Es konnte vielmehr erwartet werden, daß bei Betriebsspannungen oberhalb 30 V an der Unter-

4 V

6 V

20 V

60 V

100 V

3 A

5 A

8 A

10 A

30 V

100 V

14 A

$$C = 10 \text{ M}\mu\text{F}$$

$$L = 9.84 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$$

Fig. 19.

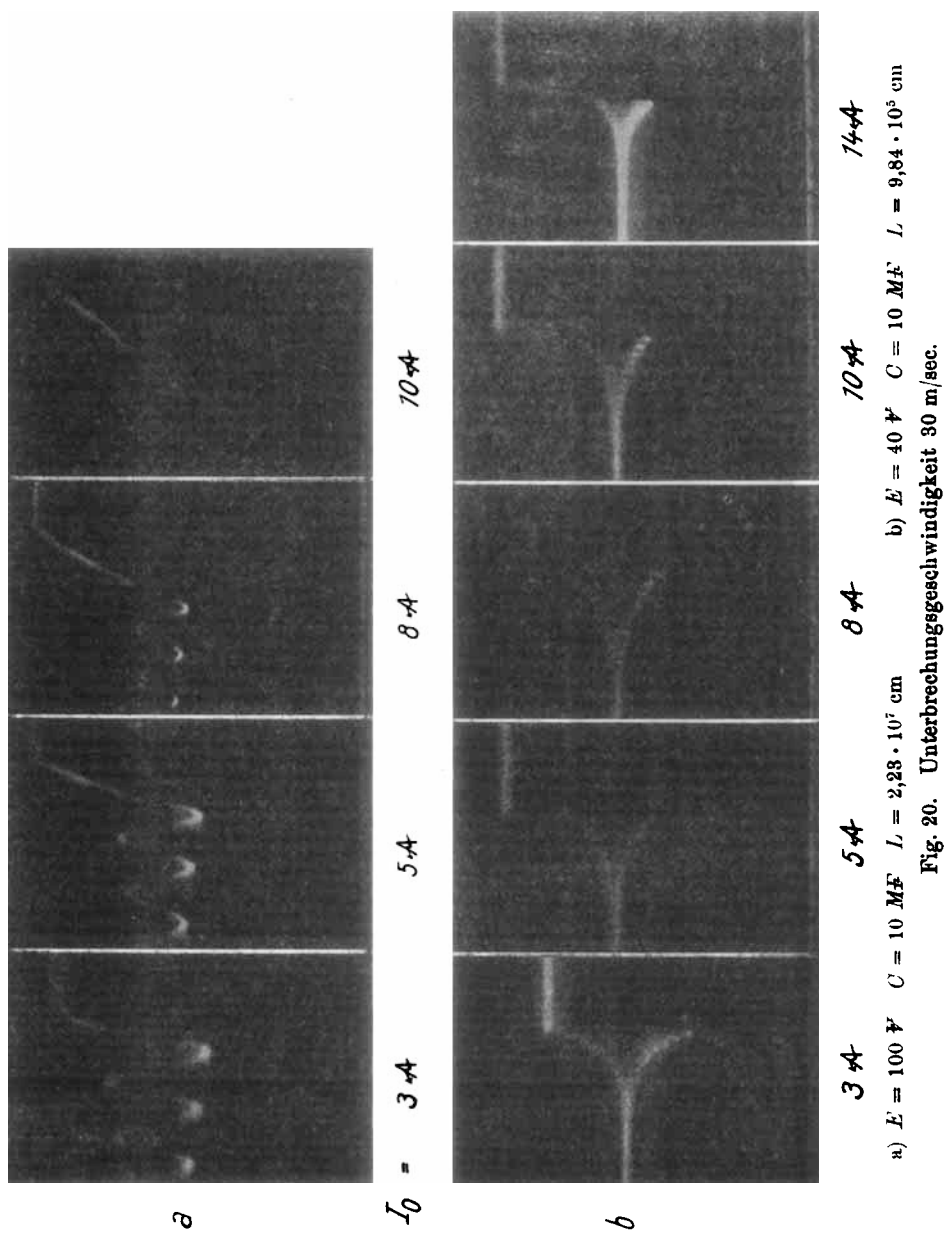
brechungsstelle immer ein Lichtbogen auftreten würde, wie es sich bei langsamer Unterbrechung in der Tat findet (vgl. unten). Wir werden später erkennen, warum dieses Einsetzen eines Lichtbogens hier so gut wie gar nicht von der Betriebsspannung abhängt. Die Vertikalreihen entsprechen stets gleichen Werten von  $J_0$ , die Horizontalreihen gleichen Werten der Betriebsspannung. Bei  $J_0 = 3 \text{ A}$  findet stets vollständige Unterbrechung statt, d. h. es ist  $J_{II} = J_0$ , gleichgültig, mit welcher Batteriespannung gearbeitet wird. Je größer die Stromstärke, desto mehr unterscheidet sich  $J_{II}$  von  $J_0$ . Bei den kleinen Betriebsspannungen zeigt die  $J_0$ -Kurve große Unregelmäßigkeiten. Das kommt davon, daß in diesem Falle der Strom fast allein durch den Unterbrecherwiderstand bestimmt wird, der durch die Quecksilberbahn des Stromes naturgemäß starken Schwankungen unterliegt.

Fig. 20 bestätigt durch Aufnahmen mit dem Kontaktapparat, daß von der Stromstärke  $J_0$  um so mehr für die Schwingung verloren geht, je größer  $J_0$  gewählt wird; und zwar ist dies ebenso bei kleineren Schwingungszahlen (Fig. 20a) wie bei größeren der Fall. Die Aufnahmen Fig. 20a zeigen, daß bei den kleineren Schwingungszahlen zunächst überhaupt keine Unterbrechung zustande kommt, sondern ein Lichtbogen den Strom im Kreis I aufrecht erhält. Eine Unterbrechung findet hier nur durch Auseinanderreißen des Lichtbogens statt. Indessen kann man diesen Fall vielleicht als eine ununterbrochene Reihe von Unterbrechungsversuchen und sofort erfolgenden Wiederzündungen auffassen und so als einen Grenzfall des in Fig. 18 beschriebenen Verhaltens betrachten. Dafür sprechen auch die deutlich erkennbaren Knicke und Stufen in den Stromabfallkurven.

c) Einfluß der Kapazität  $C_2$  und Induktivität  $L$ .

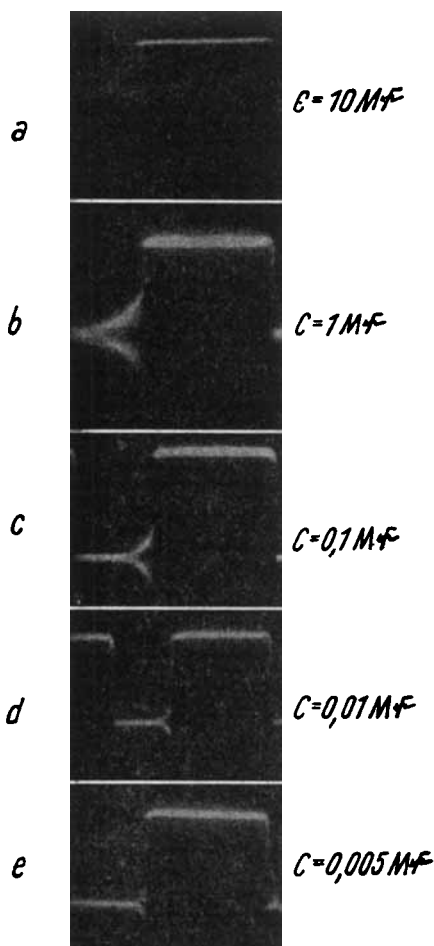
Fig. 21 zeigt, wie sich unter sonst gleichen Bedingungen die Schwingungserregung gestaltet, falls man die Kapazität  $C_2$  verändert. Mit abnehmendem  $C_2$  werden natürlich die Schwingungszahlen größer, auch wird die Dämpfung der Schwingungen größer. Was hier aber vor allem interessiert, ist das Ergebnis, daß ein um so größerer Verlust von  $J_0$  eintritt, je kleiner  $C_2$  gemacht wird.

Analog ist in Fig. 22 der Einfluß von  $L$  zur Darstellung gebracht, und zwar für zwei verschiedene Werte von  $C_2$ . Man



findet bei Betrachtung der Horizontalreihe die oben erkannte Rolle einer Veränderung von  $C_2$  bestätigt. Die Vertikalreihen

zeigen: je größer die Induktivität gemacht wird, desto kleiner ist der Verlust an  $J_0$ , ein desto größerer Anteil der Energie  $\frac{1}{2} L J_0^2$  geht in die Schwingung ein.



d) Einfluß der Unterbrechungsgeschwindigkeit.

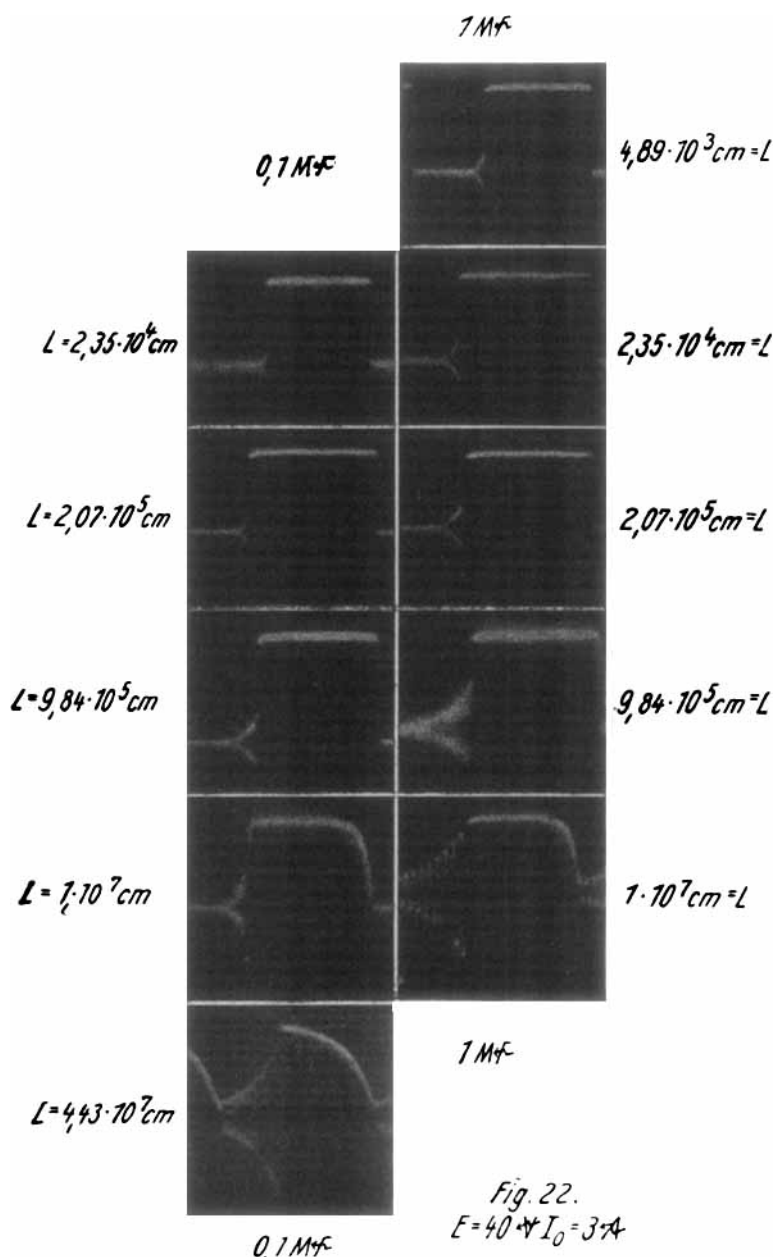
Fig. 23 zeigt diesen Einfluß für den Fall einer höheren, Fig. 24 für den Fall einer tieferen Frequenz. Man sieht, daß die Öffnungsfunkenperiode um so länger dauert, je kleiner die Unterbrechungsgeschwindigkeit ist. Bei kleinen Geschwindigkeiten bildet sich ein mehr oder weniger gleichmäßig brennender Öffnungslichtbogen aus, nach dessen Zerreißen schließlich die Schwingung einsetzt.

Die Amplitude, mit der die Schwingung einsetzt, ist um so größer, je größer die Unterbrechungsgeschwindigkeit ist. Indessen bedingt eine Steigerung der letzteren um das Hundertfache doch nur eine relativ kleine

Fig. 21.

$$E=40 \text{ V} \quad I_0=3 \text{ A} \quad L=9.84 \times 10^{-5} \text{ cm}$$

Verbesserung des Nutzeffektes der Schwingungserregung, und eine vollständige Unterbrechung wird auch durch die recht erhebliche Unterbrechungsgeschwindigkeit von 30 m/sec nicht



erreicht; von einer weiteren Erhöhung derselben konnte deshalb auch kaum eine weitere Erhöhung des Nutzeffektes erwartet werden.

e) Widerstand  $W_z$  und Induktivität  $L_z$  vor der Kapazität  $C_z$ .

F. F. Martens<sup>1)</sup> und sein Schüler Zickner<sup>2)</sup> haben für Funkenbildung am Unterbrecher  $U$  den inneren Widerstand



50 cm/sec.

180 cm/sec.

30 m/sec.

Fig. 23.

$$C = 10 \text{ M}\mu\text{F}$$

$$L = 9.84 \cdot 10^5 \text{ cm}$$

$$I_0 = 10 \text{ A} \quad E = 100 \text{ V}$$

bzw. die innere Induktivität verantwortlich gemacht, ohne welche ein größerer Kondensator kaum hergestellt werden kann. Auf diese Theorie wird weiter unten eingegangen werden. Die Versuche, durch absichtliches Vorschalten von Widerstand  $W_z$  und Induktivität  $L_z$  vor die Kapazität die Bedeutung dieser Größen zu erkennen, ergaben folgendes:

Fig. 25 zeigt in der Vertikalreihe, daß das Vorschalten von  $3,5 \mu\text{F}$  in der Tat eine beträchtliche Verschlechterung des Wirkungsgrades hervorbringt, indem nun die Schwingung mit ca.  $\frac{1}{2} J_0$  statt  $J_0$  beginnt. Eine weitere Vergrößerung von  $W_z$  macht dann aber in dieser Beziehung nicht mehr viel

aus, so daß man in der Tat schließen darf, daß innere Widerstände der verwendeten Kondensatoren schädlich wirken. Naturgemäß wird die Dämpfung der entstehenden Schwingung durch Vergrößerung von  $W_z$  immer größer.

1) F. F. Martens, Physikalische Grundlagen der Elektrotechnik, Bd. II, p. 320ff. „Die Wissenschaft“, Bd. 55, Braunschweig 1915.

2) Zickner, Diss. Berlin 1914.

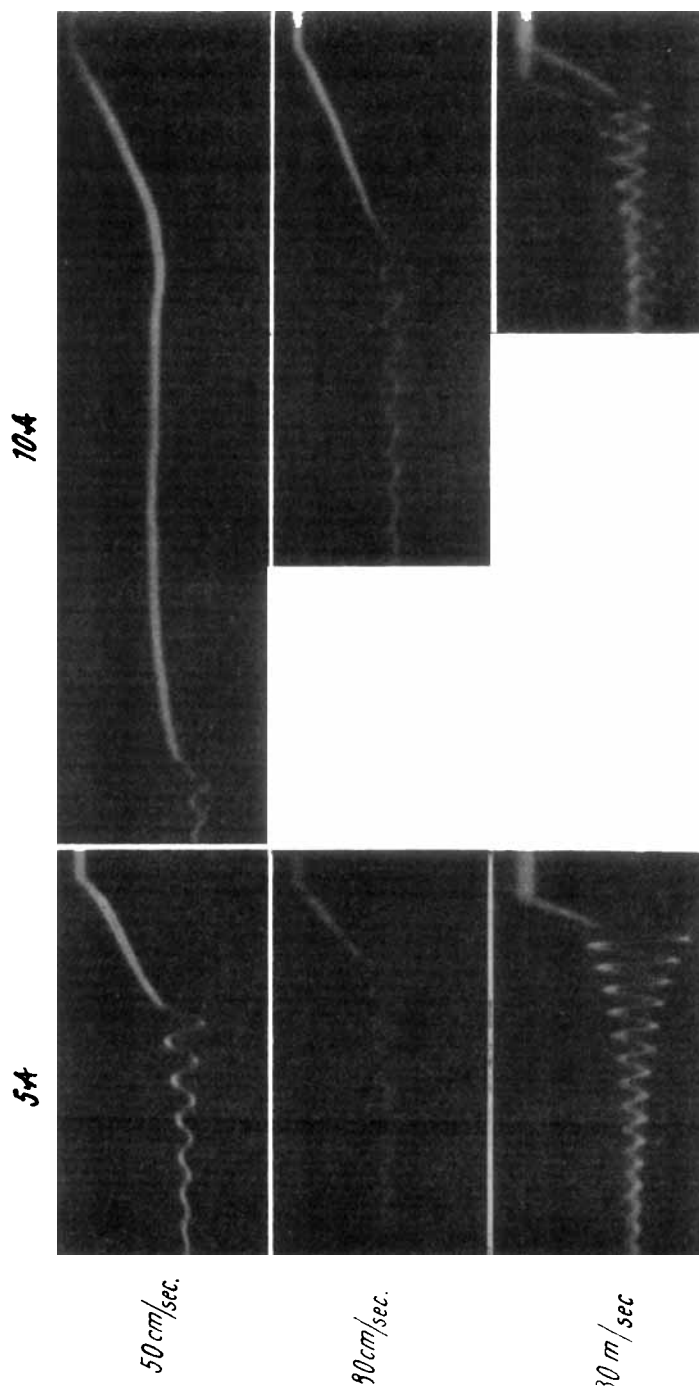


Fig. 24.  
 $C = 10 \text{ MF}$   $L = 2.3 \cdot 10^7 \text{ cm}$   $E = 100 \text{ V}$

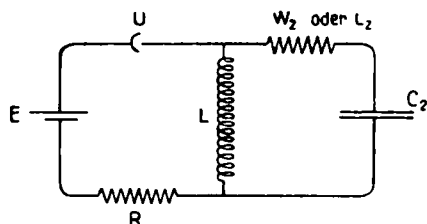


Fig. 25.

$$L_Z = 0$$

$$L_Z = 1 \times 10^5 \text{ cm}$$

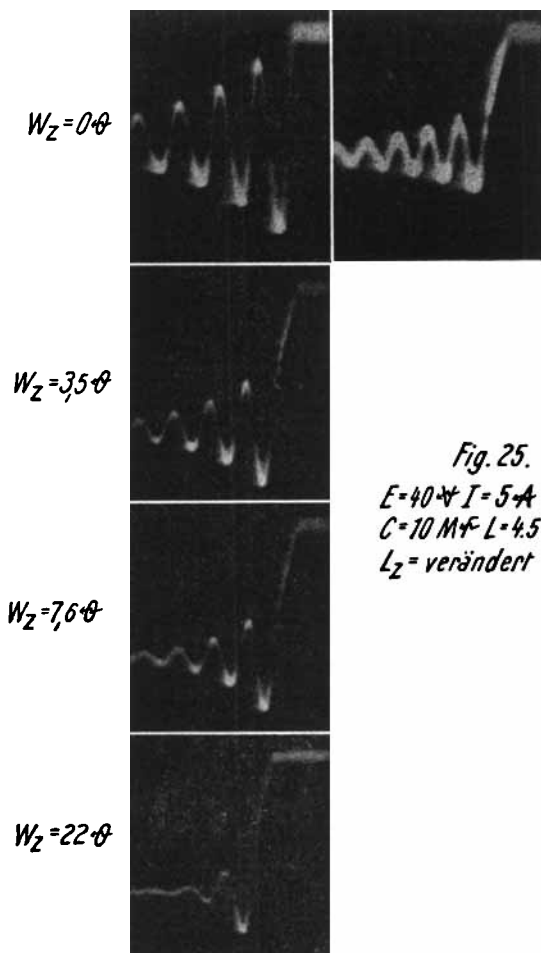


Fig. 25.

$$E = 40 \text{ V} \quad I = 5 \text{ A}$$

$$C = 10 \text{ M}\mu\text{F} \quad L = 4.5 \times 10^7 \text{ cm}$$

$$L_Z = \text{verändert}$$

Die Horizontalreihe der Fig. 25 zeigt, daß das Vorschalten schon einer sehr kleinen Induktivität  $L_z$  vor  $C_2$  den Wirkungsgrad erheblich verschlechtern kann. In Fig. 26

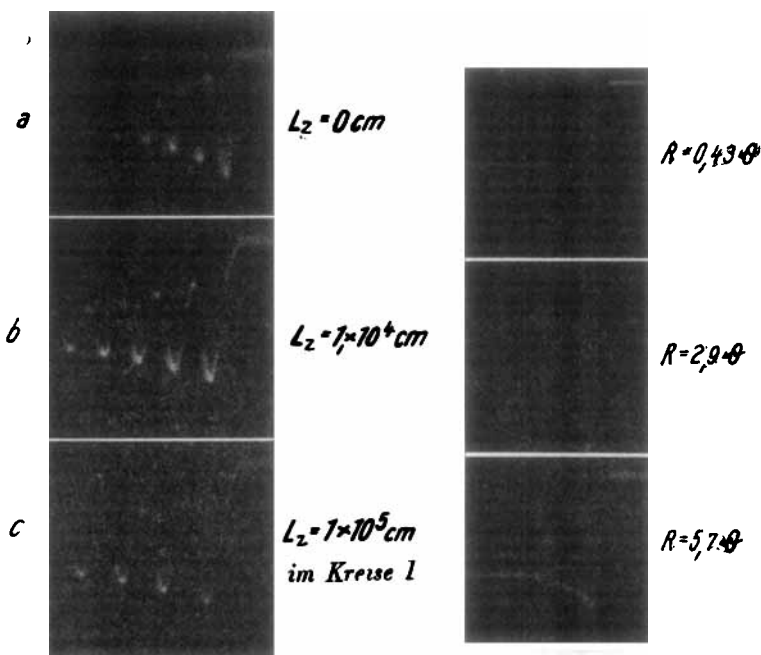


Fig. 26.

$E = 100 \text{ V}$   $I_0 = 3 \text{ A}$   
 $C = 10 \text{ MF}$   $L = 2.3 \times 10^7 \text{ cm}$

Fig. 27.

$I_0 = 7 \text{ A}$   $C = 10 \text{ MF}$   $L = 9.84 \times 10^5 \text{ cm}$   
 $E = 10 \text{ V}, 20 \text{ V}, 40 \text{ V}$

bringt das Vorschalten von  $L_z$  so gut wie keine Wirkung hervor. Der Versuch unterscheidet sich von dem der Fig. 25 durch die etwas kleinere Stromstärke  $J_0$ , vor allen Dingen aber durch die Betriebsspannung  $E = 100 \text{ V}$ . Dabei kommt in den Kreis I ein großer Vorschaltwiderstand  $R$  zu liegen, dessen Bedeutung für das Einsetzen der Schwingung offenbar diejenige von  $L_z$  überdeckt. Bei Fig. 26 c wurde  $L_z$  in den Kreis I gelegt. Auch an dieser Stelle bringt sie unter den gegebenen Umständen so gut wie keine Änderung in der Schwingungsentstehung hervor.

Wenn somit auch ein gelegentlich großer Einfluß von  $W_z$  und  $L_z$  zu beobachten ist, so scheint er doch nicht so groß

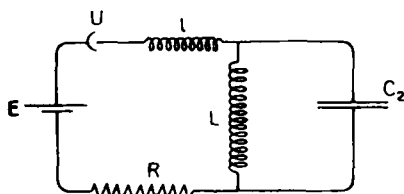


Fig. 28.

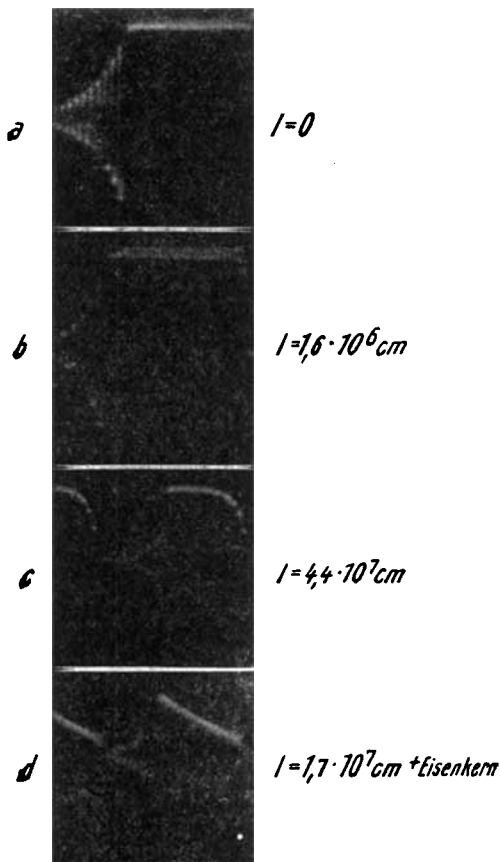


Fig. 28.

$$E=40 \text{ V} \quad I_0=3 \text{ A}$$

$$L=9,84 \cdot 10^5 \text{ cm} \quad C=10 \text{ nF}$$

zu sein, um den inneren Widerständen der verwendeten Kondensatoren die entscheidende Bedeutung zuschreiben zu können, wie es die oben genannten Forscher tun wollen. Wir kommen weiter unten darauf zurück.

f) Widerstand  $R$  und Induktivität  $l$  im Kreise  $I$ .

Fig. 27 zeigt, daß unter sonst gleichen Umständen eine Vergrößerung des Widerstandes  $R$  den Wirkungsgrad der Schwingungserregung rasch verschlechtert.

Fig. 28 zeigt, daß dasselbe ebenso durch eine Induktivität  $l$  im Kreise  $I$  geschieht. Dabei kommt in diesen mit Hilfe des Teslaunterbrechers gemachten Aufnahmen auch wieder die Rolle zum Ausdruck, die eine solche Induktivität für die Entstehung des Stromes  $J_0$  spielt.

Besonders Interesse verdient die Aufnahme Fig. 28d, bei der dieselbe Induktivitätsspule wie in Aufnahme b, aber mit einem Eisenkern

1



$$1) \quad I_0 = 10 \text{ A} \quad R = 10 \Omega \\ C = 10 \text{ mF} \quad C_p = 10 \text{ mF}$$

2



$$2) \quad I_0 = 8 \text{ A} \quad R = 12,5 \Omega \\ C = 10 \text{ mF} \quad C_p = 10 \text{ mF}$$

3



$$3) \quad I_0 = 5 \text{ A} \quad R = 20 \Omega \\ C = 10 \text{ mF} \quad C_p = 10 \text{ mF}$$

4



$$4) \quad I_0 = 3 \text{ A} \quad R = 33,3 \Omega \\ C = 10 \text{ mF} \quad C_p = 10 \text{ mF}$$

5



$$5) \quad I_0 = 10 \text{ A} \quad R = 10 \Omega \\ C = 0 \quad C_p = 10 \text{ mF}$$

versehen, zur Verwend-  
ung kommt. Ent-  
sprechend dem durch  
die Magnetisierungs-  
kurve bedingten Um-  
stände, daß nun die  
Induktivität gewisser-  
maßen eine Funktion  
der Stromstärke wird,  
bei kleinem Strom groß,  
bei großem Strom klein  
ist, erscheint hier der  
Ladungsanstieg des  
Stromes  $J_0$  bedeutsam  
verändert. Der Wirk-  
ungsgrad aber hat  
noch immer den Wert  
1. Freilich scheint die  
Aufladezeit nicht ge-  
nügt zu haben, um  
bei der Unterbrechung  
schon den vollen Strom-  
wert  $J_0 = 3 \text{ A}$  sicherzu-  
stellen. Doch gibt der  
Versuch vielleicht einen  
Hinweis, daß man durch  
richtige Ausnutzung  
jener Eigenschaft von  
Induktivitäten mit Ei-  
senkern eine Verbesse-  
rung des Wirkungsgra-  
des der Schwingungs-  
erregung erzielen kann.

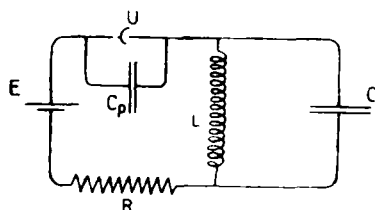


Fig. 29.

Fig. 29.

$$E = 100 \text{ V}$$

$$L = 2,27 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$$

## g) Wirkung von Überbrückungskapazitäten.

Um die schädlichen Wirkungen von Öffnungsfunken zu unterdrücken, ist schon lange die Verwendung einer zur Unterbrechungsstelle parallel geschalteten Kapazität in Gebrauch.

Fig. 29 zeigt den Erfolg in unserem Falle. Man sieht, daß bei Verwendung einer Überbrückungskapazität  $C_p$  von  $10\text{ MF}$  auch ein Strom von  $10\text{ A}$  noch mit dem Wirkungsgrade 1 in Schwingung versetzt werden kann. Da mit abnehmendem  $J_0$  bei gleichbleibendem  $E$  aber die Dämpfung der Schwingung immer mehr zunimmt, sieht man, daß sich jetzt die Schwingung nicht nur im Kreise II, sondern auch im Kreise I vollzieht.  $C$  und  $C_p$  erscheinen für die Schwingung parallel geschaltet, und die Schwingungszahl wird durch die resultierende Kapazität bestimmt. Fig. 29,5 zeigt, daß auch dann

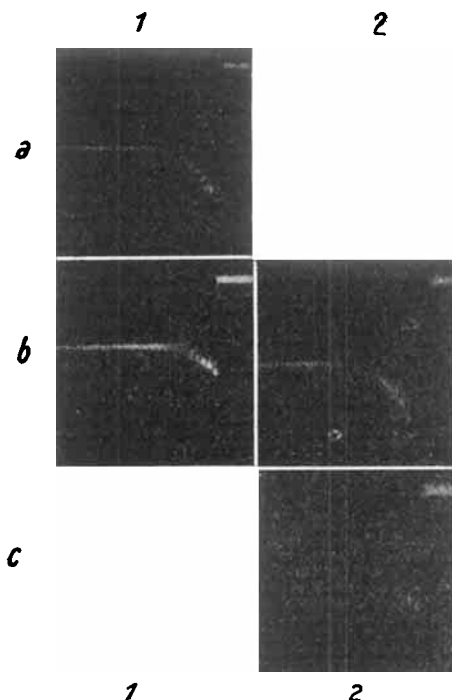


Fig. 30.

$$E = 10\text{ V} \quad I_0 = 7\text{ A} \\ C = 10\text{ MF} \quad L = 9.84 \cdot 10^5\text{ cm}$$

- 1a)  $C_p = 0 \quad l = 0 \quad l_2 = 0$   
 1b)  $C_p = 0 \quad l = 1 \cdot 10^5\text{ cm} \quad l_2 = 0$   
 2b)  $C_p = 10\text{ MF} \quad l = 1 \cdot 10^5\text{ cm} \quad l_2 = 0$   
 2c)  $C_p = 10\text{ MF} \quad l = 0 \quad l_2 = 1 \cdot 10^5\text{ cm}$

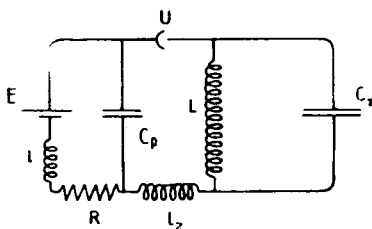


Fig. 30.

eine Schwingung mit dem Wirkungsgrad 1 entsteht, wenn man  $C$  überhaupt wegläßt. Diese Methode, Schwingungen zu erzeugen, dürfte gelegentlich gute Dienste leisten können. Wenn somit die Überbrückungskapazität auch in weitgehendem Maße den Wirkungsgrad der Methode verbessert, so ist doch die durch sie in die Methode hineingebrachte Störung der Schwingungszahl und Dämpfung ein großer Nachteil. Um ihn zu überwinden, kamen wir, von

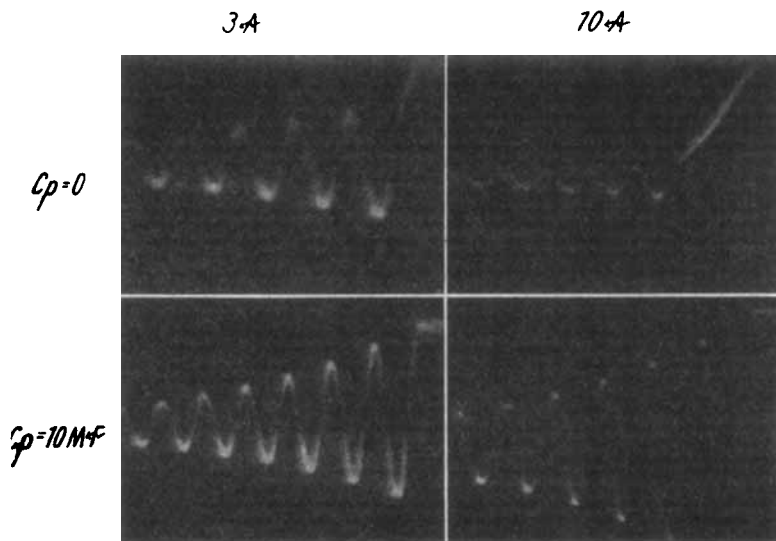


Fig. 31.

$$E = 100 \text{ V} \quad C = 10 \text{ Mf} \quad L = 2.27 \cdot 10^5 \text{ cm}$$

den weiter unten mitgeteilten theoretischen Überlegungen geleitet, auf den Gedanken, die Überbrückungskapazität so zu schalten, wie es in dem Schaltungs-schema der Fig. 30 angedeutet ist. Der Zweck der Kapazität ist hier, die Batterie  $E$  sowie Induktivität  $l$  und Widerstand  $R$  des Kreises  $I$  zu überbrücken. Figg. 30 und 31 zeigen, daß der Erfolg der gewünschte ist. Fig. 30, 1a zeigt eine Schwingungserregung, bei der auch ohne Überbrückungskapazität  $C_p$  der Wirkungsgrad 1 erzielt wird. 1b zeigt, daß das Einschalten einer Induktivität  $l_1 = 1 \cdot 10^5 \text{ cm}$  den Wirkungsgrad erheblich verschlechtert. 2b, daß die Überbrückung von  $E$ ,  $l$  und  $R$  durch

10  $\text{MF}$  den Wirkungsgrad wieder auf 1 bringt. 2c, daß der Wirkungsgrad aber trotz der Überbrückungskapazität klein wird, wenn man eine Induktivität  $L_2 = 1 \cdot 10^5 \text{ cm}$  von der Überbrückung ausschließt. Fig. 31 zeigt die Bedeutung von  $C_p$  noch deutlicher. Namentlich bei der Stromstärke von 10  $\text{A}$  ist die Verbesserung des Wirkungsgrades augenfällig. *Dabei wird bei dieser Schaltung weder die Schwingungszahl noch die Dämpfung durch die Überbrückungskapazität beeinflusst*, sie gibt in der Tat das Mittel an die Hand, den Wirkungsgrad unserer Schwingungserregung erheblich zu verbessern, ohne die Schwingung sonst zu beeinflussen.

#### IV. Versuche nach der Methode des verschwindenden Öffnungsfunkens.

##### 1. Die Methode.

Die Versuche mit der Braunschen Röhre geben zwar in den Verlauf der mit der Schwingungserregung verbundenen Vorgänge einen ins einzelne dringenden Einblick. Sie sind aber sehr zeitraubend und mühsam, wenn man den Einfluß der verschiedenen Versuchsbedingungen systematisch verfolgen will. Nachdem die im vorigen Abschnitte beschriebenen Versuche das Auftreten eines Öffnungsfunkens als diejenige Ursache hatten erkennen lassen, durch welche der ordnungsmäßige Ablauf der Schwingungserregung gestört wird, schlugen wir folgenden Weg für das Studium jener Einflüsse ein. Die Schwingungserregung wurde stets mit dem Kontaktunterbrecher im verdunkelten Zimmer vorgenommen und die Stromstärke  $J_0$  solange gesteigert, bis ein Öffnungsfünkchen sichtbar wurde. Durch Vergleichsversuche mit der Braunschen Röhre wurde noch einmal besonders festgestellt, daß bis zu dieser Stromstärke die Schwingung ohne Störung einsetzte und der Wirkungsgrad der Schwingungserregung 1 blieb. Mit dem Auftreten der Fünkchen aber setzten die Störungen ein und der Wirkungsgrad wurde sogleich kleiner als 1.

Die durch eine solche Funkenbeobachtung ermittelte Grenzstromstärke  $J_k$  der funkenfreien Unterbrechung wollen wir weiterhin die *kritische Stromstärke* nennen. Die Versuche gingen von nun an darauf hinaus, die Abhängigkeit der kritischen Stromstärke von den speziellen Versuchsbedingungen zu ermitteln und Gesetzmäßigkeiten dieser Abhängigkeiten zu

suchen, um aus den gefundenen Gesetzmäßigkeiten diejenigen Versuchsbedingungen erkennen zu können, welche in der Praxis der elektrischen Schwingungen eine möglichst wirksame Ausnutzung der ganzen Methode gestatten. Es zeigte sich, daß die Ermittlung der kritischen Stromstärke auf die geschilderte Art mit einer großen Schärfe und Genauigkeit möglich ist. Die Regulierung der Stromstärke  $J$  erfolgte durch den Regulierwiderstand  $R$ , dessen spezifischer Einfluß nach den Versuchen des vorigen Abschnittes durch eine Überbrückungskapazität  $C_p$  ausgeschaltet wurde.

## 2. Ergebnisse.

Zur übersichtlichen Darstellung der Versuchsergebnisse bedienen wir uns der in Fig. 32 erläuterten Beziehungen.

Schaltungsskizze.

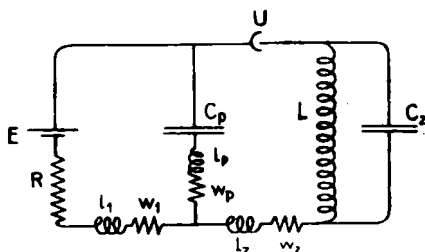


Fig. 32.

Man behalte für die folgenden Versuche im Auge, daß die Neigung zur Funkenbildung für eine Schaltung um so größer ist, je kleiner der mit ihr gefundene Wert  $J_k$  der kritischen Stromstärke ist.

Für die in Figg. 33—36 dargestellten Messungen gilt:

$$\begin{aligned} l_k &= 0 & w_k &= 0 \\ l_p &= 0 & w_p &= 0 \\ l_1 &= 0 & w_1 &= 0. \end{aligned}$$

Fig. 33 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $C_2$  für verschiedene Werte von  $L$

$$\underline{C_p = \text{const.}}$$

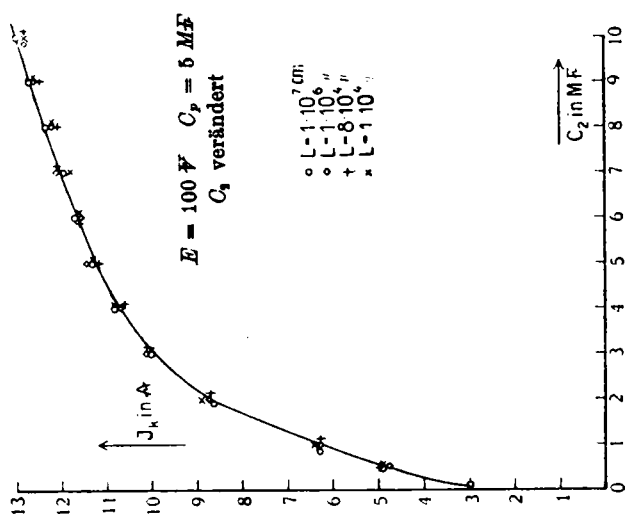


Fig. 88.

Fig. 84 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $L$  für verschiedene Werte von  $C_2$

$$\underline{C_p = \text{const.}}$$

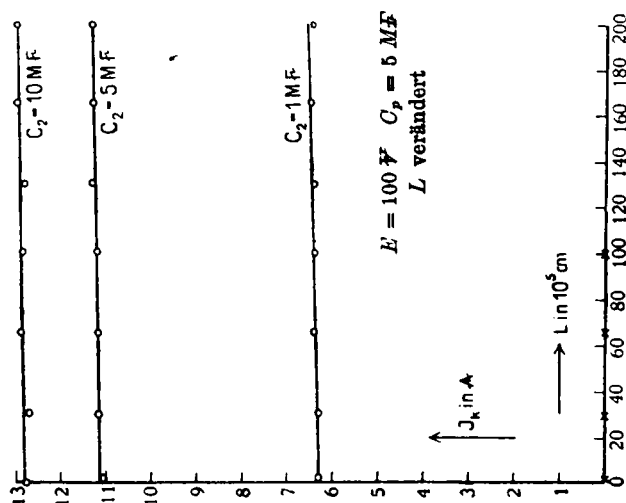


Fig. 84.

Fig. 35 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $C_p$  für verschiedene Werte von  $C_2$

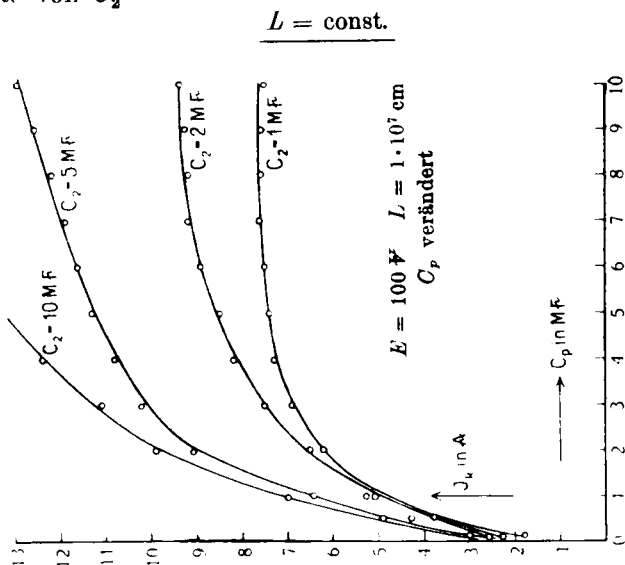


Fig. 35.

Fig. 36 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $C_p$  für verschiedene Werte von  $L$

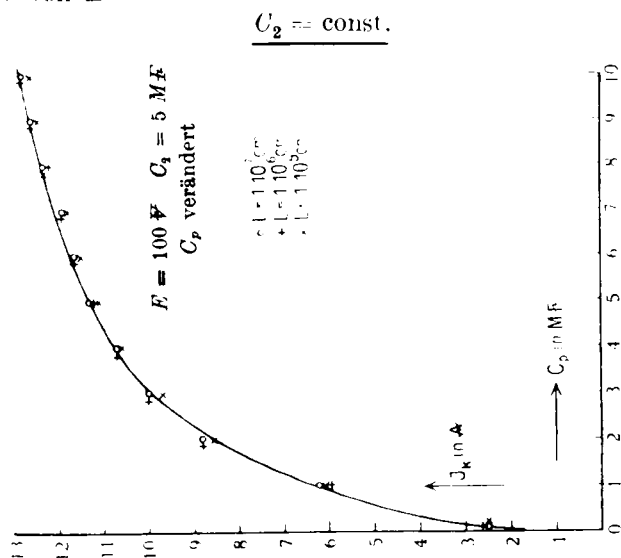


Fig. 36.

a) Man sieht aus Fig. 33, daß  $J_k$  mit wachsendem  $C_2$  etwa nach Art einer Exponentialfunktion wächst, was qualitativ ganz mit dem in Fig. 21 gefundenen Ergebnis übereinstimmt. Als die Versuche mit verschiedenen Induktivitäten von  $10^4$ — $10^7$  cm durchgeführt wurden, zeigte sich überraschenderweise, daß der Verlauf der Kurven genau derselbe blieb. Dies ist schon aus Fig. 33 zu erkennen, aber noch einmal in Fig. 34 besonders zur Darstellung gebracht. Das Entstehen der Öffnungsfunken wird also von der Induktivität  $L$  überhaupt nicht bestimmt.

Mit dem in Fig. 22 gefundenen Ergebnis scheint diese Tatsache in Widerspruch zu stehen. Jedoch ist zu bemerken, daß dort keine Überbrückungskapazität angewendet wurde. Es wird weiter unten auf die Aufklärung dieses scheinbaren Widerspruches zurückzukommen sein.

Man sieht aus Fig. 35, daß  $J_k$  mit wachsendem  $C_p$  exponentiell anwächst, und daß die für verschiedene  $C_2$  aufgenommenen Kurven um so tiefer liegen, je kleiner  $C_2$  ist.

Die Figg. 33 und 35 zeigen übrigens, daß  $C_2$  und  $C_p$  für die Zurückdrängung der Funkenbildung gleich bedeutsam zu sein scheinen.

Aus Fig. 36 sieht man, daß auch hier die Kurven für verschiedene  $L$  sich decken, wie es schon in Fig. 33 für die  $J_k C_n$ -Kurven gefunden wurde. Es bestätigt das wiederum die Unabhängigkeit der Funkenbildung vom Werte der Induktivität  $L$ .

#### b) Bedeutung der Überbrückungskapazität $C_p$ .

Wir haben schon früher die im Kreis  $I$  vorhandenen Induktivitäts- und sonstigen Widerstände als wesentliche Faktoren für die Funkenbildung erkannt. Der Aufklärung des schädigenden Einflusses dieser beiden Faktoren und der verbessernden Wirkung der Überbrückungskapazität  $C_p$  dienten die Messungen der Figg. 37—42.

Für Figg. 32—39 gilt:  $l_z = 0$

$$l_p = 0 \quad w_p = 0$$

$$l_1 = 0 \quad w_1 = 0$$

Fig. 97 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $w$ , für verschiedene Werte von  $C_2$

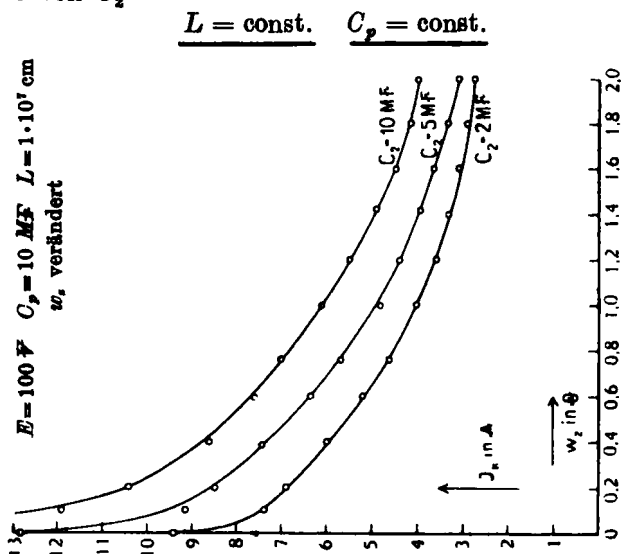


Fig. 98 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $w$ , für verschiedene Werte von  $C_p$

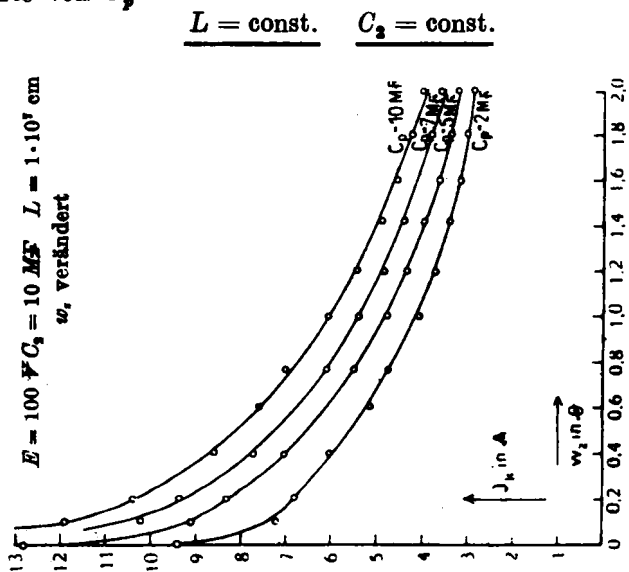


Fig. 39 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $w_z$  für verschiedene Werte von  $L$

$$\underline{C_2 = \text{const.}} \quad \underline{C_p = \text{const.}}$$

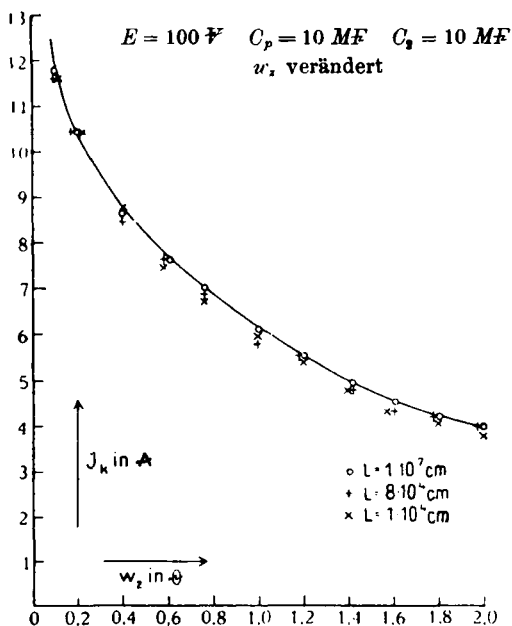


Fig. 39.

Man sieht aus Fig. 37: schon beim Ausschließen eines sehr kleinen Widerstandes ( $0,1 \Omega$ ) von der Überbrückung, sinkt die kritische Stromstärke beträchtlich. Für wachsende Widerstände  $w_z$  nehmen die kritischen Stromstärken exponentiell ab. Die für verschiedenes  $C_2$  aufgenommenen Kurven sind sich in ihrem Charakter ähnlich und liegen um so tiefer, je kleiner  $C_2$  ist.

Aus Fig. 38 erkennt man, daß die für verschiedene  $C_p$  erhaltenen  $J_k$ -Kurven identisch sind mit den in Fig. 37 für die entsprechend gleichen  $C_2$  erhaltenen Kurven. Man sieht daraus, daß auch hier  $C$  und  $C_p$  gleichartige Bedeutung für die Funkenbildung haben.

Fig. 39 zeigt, daß die  $J_k$ -Kurven für verschiedenes  $L$  sich innerhalb der Versuchsfehler decken. Die Neigung zur Funkenbildung zeigt sich wieder von der Induktivität  $L$  unabhängig.

Für Figg. 40—42 gilt:

$$\begin{aligned} w_z &= 0 \\ l_p &= 0 \quad w_p = 0 \\ l_1 &= 0 \quad w_1 = 0. \end{aligned}$$

Fig. 40 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $l_z$  für verschiedene Werte von  $C_2$

$L = \text{const.}$      $C_p = \text{const.}$

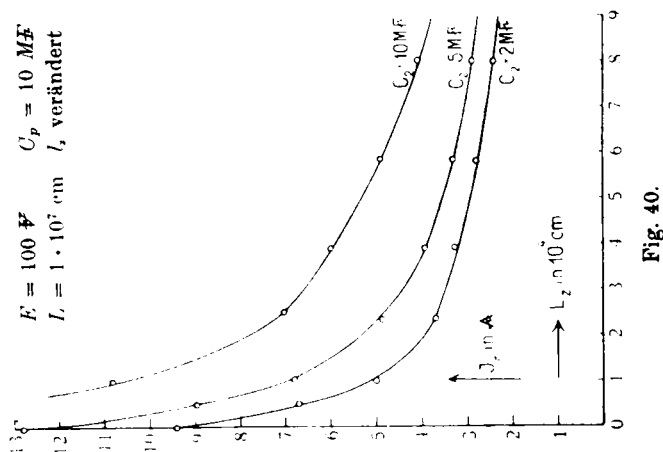


Fig. 41 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $l_z$  für verschiedene Werte von  $C_p$

$L = \text{const.}$      $C_2 = \text{const.}$

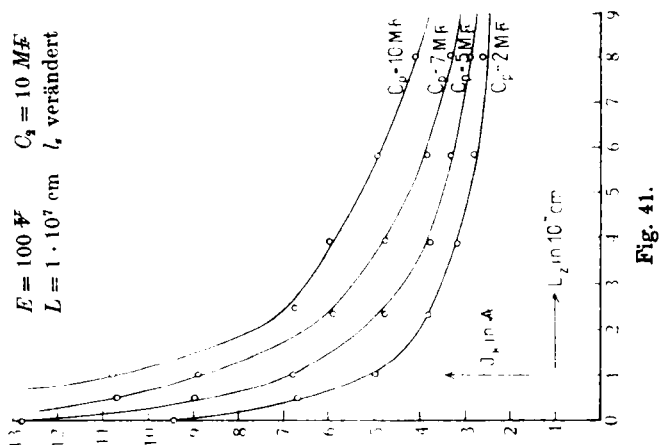


Fig. 42 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $l_z$  für verschiedene Werte von  $L$

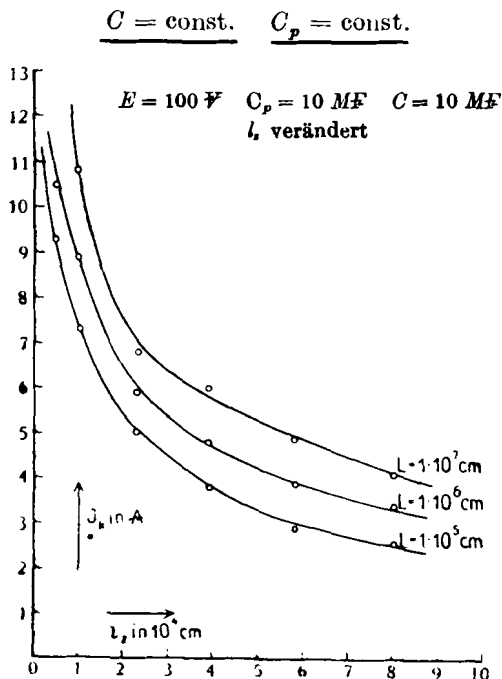


Fig. 42.

Aus Fig. 40 erkennt man, daß schon eine sehr kleine, von der Überbrückung ausgeschlossene Induktivität  $l_z$  ein sehr starkes Abfallen der kritischen Stromstärke bedingt; z. B. wurde bei  $C_2 = 5 \text{ MF}$ ,  $C_p = 10 \text{ MF}$ ,  $L = 1 \cdot 10^3 \text{ cm}$  ohne  $l_z$  gemessen  $J_k = 13 \text{ A}$ , mit  $l_z = 5 \cdot 10^7 \text{ cm}$  nur noch  $J_k = 9 \text{ A}$ . Die Kurven nehmen mit wachsendem  $l_z$  exponentiell ab und liegen für verschiedene  $C_2$  um so tiefer, je kleiner  $C_2$  ist. Man sieht auch hier wieder, daß  $C_2$  und  $C_p$  für die Funkenbildung gleichartige Bedeutung besitzen.

Aus Fig. 42 erhält man das interessante Resultat, daß die für die verschiedenen Induktivitäten erhaltenen Kurven um so tiefer liegen, je kleiner die Induktivitäten  $L$  sind. Während also bei Überbrückung von  $l_z$  die Funkenbildung von  $L$  unabhängig war, wird beim Vorhandensein von  $l_z$  die Neigung zur Funkenbildung um so größer, je kleiner die Induktivität  $L$

ist. Diese Beobachtung steht völlig im Einklang mit den in III., Fig. 22, mit der Braunschen Röhre erhaltenen Ergebnissen.

Um die Bedeutung der in der Kapazität  $C_p$  etwa vorhandenen Induktivitäts- und sonstigen Widerstände zu erforschen, wurden die Versuche der Figg. 43—47 gemacht.

Für Figg. 43—45 gilt:  $l_z = 0$   $w_z = 0$

$$l_p = 0$$

$$l_1 = 0 \quad w_1 = 0.$$

Fig. 43 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $w_p$  für verschiedene Werte von  $C_2$

$$\underline{C_p = \text{const.}} \quad \underline{L = \text{const.}}$$

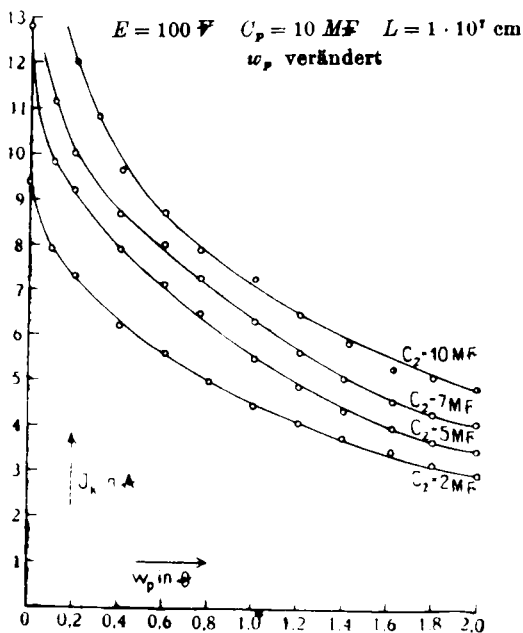


Fig. 43.

Fig. 44 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $w_p$  für verschiedene Werte von  $C_p$

$$\underline{C_2 = \text{const.}} \quad \underline{L = \text{const.}}$$

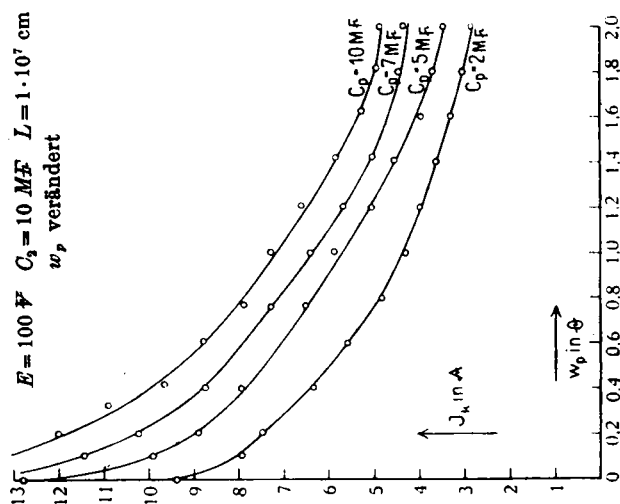


Fig. 44.

Fig. 45 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $w_p$  für verschiedene Werte von  $L$

$$\underline{C_2 = \text{const.}} \quad \underline{C_p = \text{const.}}$$

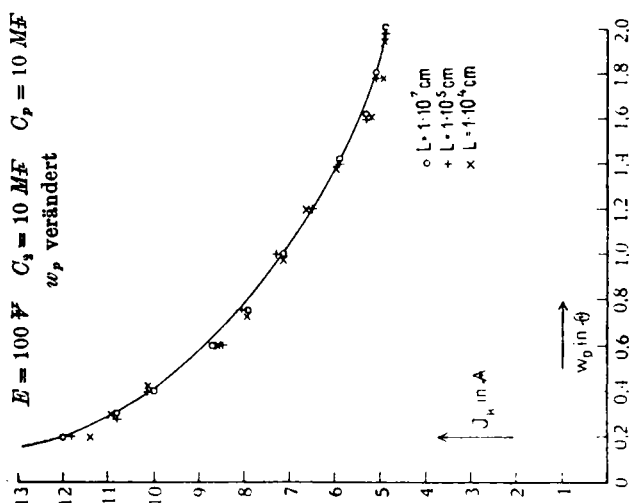


Fig. 45.

Für die Figg. 46—48 gilt:  $l_z = 0$     $w_z = 0$

$$w_p = 0$$

$$l_1 = 0 \quad w_1 = 0.$$

Fig. 46 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $l_p$  für verschiedene Werte von  $C_2$

$$\underline{C_p = \text{const.}} \quad \underline{L = \text{const.}}$$

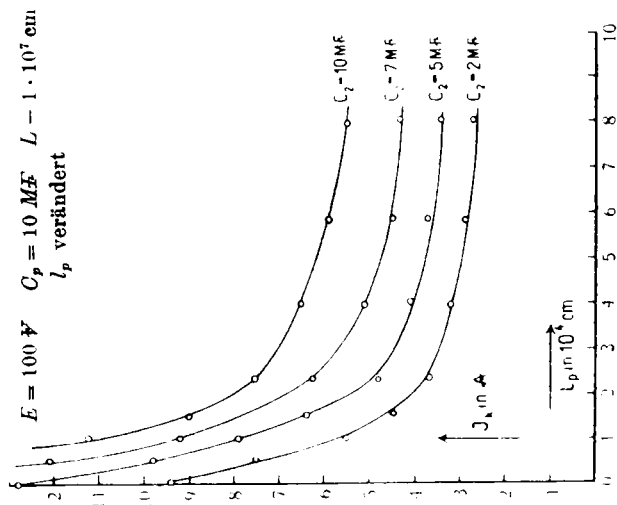


Fig. 46.

Fig. 47 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $l_p$  für verschiedene Werte von  $C_p$

$$\underline{C_2 = \text{const.}} \quad \underline{L = \text{const.}}$$

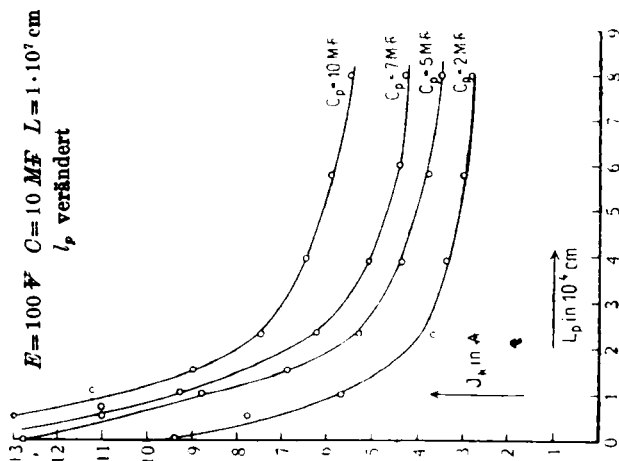
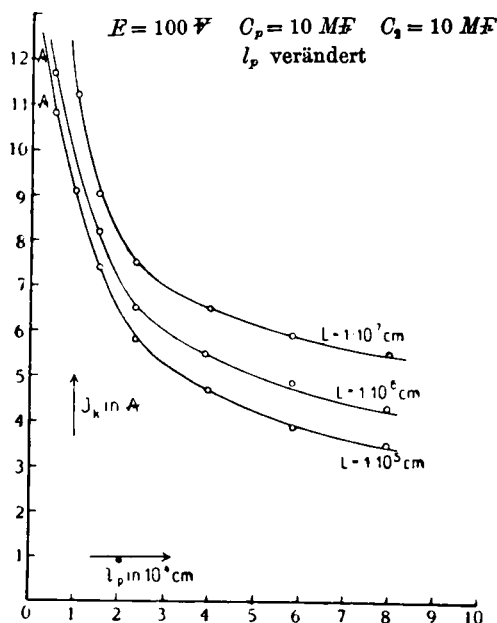


Fig. 47.

Fig. 48 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $l_p$  für verschiedene Werte von  $L$

$$\underline{C_2 = \text{const.}} \quad \underline{C_p = \text{const.}}$$



Man sieht aus Figg. 43 und 46, daß schon ein Vorschalten von sehr kleinem Widerstand bzw. verschwindend kleiner Induktivität, die Überbrückungskapazität beträchtlich in ihrer günstigen Wirkung behindert. Die Kurven nehmen für wachsende  $w_p$  bzw.  $l_p$  exponentiell ab. Fig. 44 zeigt für  $w_p$ , Fig. 47 für  $l_p$ , daß die für verschiedene Überbrückungskapazitäten  $C_p$  erhaltenen Kurven identisch sind mit den für verschiedene Schwingungskreis-kapazitäten  $C_2$  erhaltenen Kurven. Aus Figg. 45 und 48 sieht man: wenn ein  $w_p$  vorhanden ist, hat der Wert von  $L$  keine Bedeutung für die Funkenbildung; wenn ein  $l_p$  vorhanden ist, wird die günstige Wirkung von  $C_p$  um so mehr zurückgedrängt, je kleiner die Induktivität  $L$  ist. Allgemein ist noch hervorzuheben: alle  $J_k w_p$  und  $J_k l_p$ -Kurven liegen höher wie die bei sonst ganz

gleichen Versuchsbedingungen aufgenommenen  $J_k w_s$ - und  $J_k l_s$ -Kurven. Dies wird durch einen Blick auf das allgemeine Schaltungsschema sogleich verständlich.  $l_s$  und  $w_s$  werden vor Beginn der Stromöffnung vom Gleichstrom  $I_0$  durchflossen, liefern also bei der Stromunterbrechung eine Öffnungsspannung, welche die Funkenbildung begünstigt.  $w_p$  und  $l_p$  dagegen führen vor der Unterbrechung keinen Strom.

Figg. 49 und 50 bestätigen noch einmal exakt, daß nach der Überbrückung  $l_s$  und  $w_s$  wirklich keinen Einfluß auf die Funkenbildung mehr haben.

Für Fig. 49 gilt:  $l_s = 0$   $w_s = 0$

$$l_p = 0 \quad w_p = 0$$

$$l_1 = 0 .$$

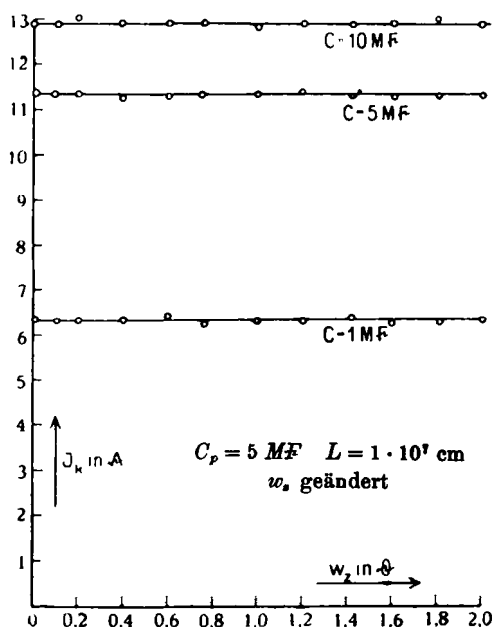


Fig. 49.

Fig. 49 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $w_1$  für verschiedene Werte von  $C_2$

$$\underline{L = \text{const.}} \quad \underline{C_p = \text{const.}}$$

Für Fig. 50 gilt:  $l_z = 0$   $w_z = 0$

$$l_p = 0 \quad w_p = 0$$

$$w_1 = 0.$$

Fig. 50 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von  $l_1$  für verschiedene Werte von  $C_2$

$$\underline{L = \text{const.}} \quad \underline{C_p = \text{const.}}$$

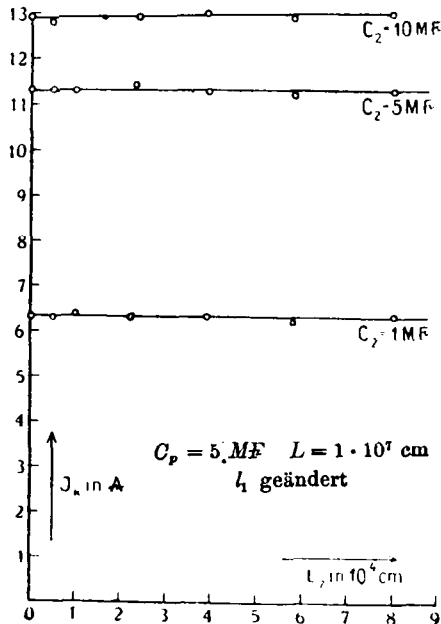


Fig. 50.

Man sieht, jetzt ändern sich die kritischen Stromstärken gar nicht mehr, wenn  $w_1$  bzw.  $l_1$  von Null aus zunehmen. Die für verschiedene  $C_2$  erhaltenen  $J_k w$ - bzw.  $J_k l$ -Kurven sind zur Abszissenachse parallele Geraden.

### c) Einfluß der Unterbrechungsgeschwindigkeit.

Für Fig. 51 gilt:  $l_z = 0$   $w_z = 0$

$$l_p = 0 \quad w_p = 0$$

$$l_1 = 0 \quad w_1 = 0.$$

Fig. 51 zeigt  $J_k$  in Abhängigkeit von den Unterbrechungsgeschwindigkeiten.

$$\underline{C_p = \text{const.}} \quad \underline{L = \text{const.}}$$

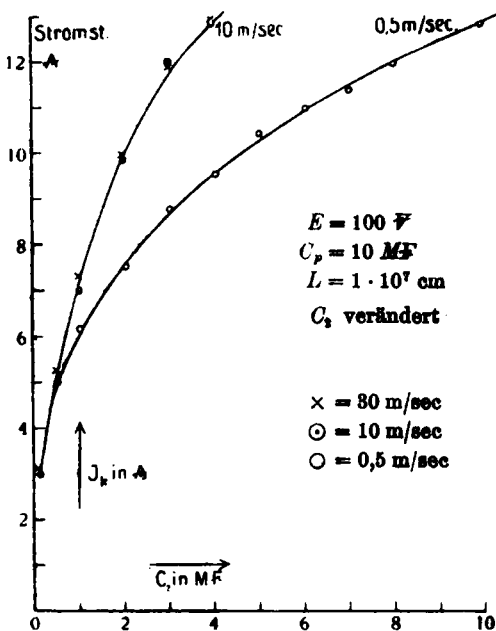


Fig. 51.

Man sieht: Vergrößern der Unterbrechungsgeschwindigkeit drängt die Neigung zur Funkenbildung zurück; doch erreicht man bei 10 m/sec eine Grenze, über die hinaus eine Verbesserung nicht mehr erzielt wird.

## V. Theorie.

### 1. Zusammenfassung der letzten Versuche.

Die Ergebnisse der Versuche sind zusammengefaßt folgende:

1. Die Neigung zur Funkenbildung wächst unter sonst gleichen Bedingungen mit der Stromstärke  $J_0$ , mit der man die Induktivität  $L$  belastet, und es gibt in jedem Falle einen Grenzwert, über den hinaus keine funkenfreie Unterbrechung, d. h. keine Schwingungserregung mit dem Wirkungsgrade 1 möglich ist.

2. Dieser Grenzwert wird unter sonst gleichen Bedingungen mit der Vergrößerung der Unterbrechungsgeschwindigkeit größer; doch erreicht man praktisch bald eine Grenze, über die hinaus eine Steigerung nicht mehr möglich erscheint.

3. Induktivität  $L$  und Widerstand  $R$  im Unterbrechungskreise  $I$  bilden offenbar eine der wichtigsten Ursachen für die Funkenbildung bei der Unterbrechung und setzen die kritische Stromstärke unter sonst gleichen Bedingungen um so mehr herab, je größer sie sind. Die funkenbildende Wirkung des Widerstandes ist um so größer, je kleiner die Kapazität  $C$  des Schwingungskreises ist; von der Induktivität desselben hängt sie nicht ab. Die Wirkung der Induktivität ist um so größer, je kleiner die Kapazität  $C$ , und je kleiner die Induktivität  $L$  des Schwingungskreises ist.

4. Eine Überbrückungskapazität  $C_p$  drängt den Einfluß der im Unterbrecherkreise vorhandenen Induktivitäten und Widerstände auf die Funkenbildung zurück, erhöht also die kritische Stromstärke, und zwar unter sonst gleichen Umständen um so mehr, je größer sie ist. Diese günstige Wirkung einer Überbrückungskapazität ist unter sonst gleichen Umständen um so größer, je größer die Kapazität des Schwingungskreises ist. Von der Induktivität  $L$  desselben hängt sie nicht ab. Induktivität und Widerstand vor der Überbrückungskapazität  $C_p$  drängen deren günstige Wirkung wieder zurück. Da sich eine Kapazität praktisch um so weniger frei von Induktivität und Widerstand herstellen läßt, je größer sie ist, so ist praktisch der Unterdrückung der Funkenbildung durch Vergrößerung der Überbrückungskapazität eine Grenze gesetzt.

5. Wenn die im Kreise  $I$  vorhandenen Widerstände und Induktivitäten durch Kapazitätsüberbrückung unwirksam gemacht sind, so wird die Neigung zur Funkenbildung unter sonst gleichen Umständen um so geringer, die kritische Stromstärke um so größer, je größer die Kapazität des Schwingungskreises ist; von der Induktivität desselben hängt sie nicht ab. Induktivität und Widerstand, die in den Kapazitätszweig des Schwingungskreises eingeschaltet werden, drängen den günstigen Einfluß der Kapazität  $C_p$  wieder zurück; da sich praktisch eine Kapazität um so weniger frei von Widerstand und Induktivität herstellen läßt, je größer sie ist, so ist auch hier

der Unterdrückung der Funkenbildung durch Vergrößerung der Kapazität  $C$  eine Grenze gesetzt.

## 2. Das Zustandekommen eines Öffnungsfunkens.

Um zu einer theoretischen Deutung aller dieser Zusammenhänge zu kommen, machen wir uns vor allen Dingen klar, wie bei der Unterbrechung ein Funke zustande kommen kann,

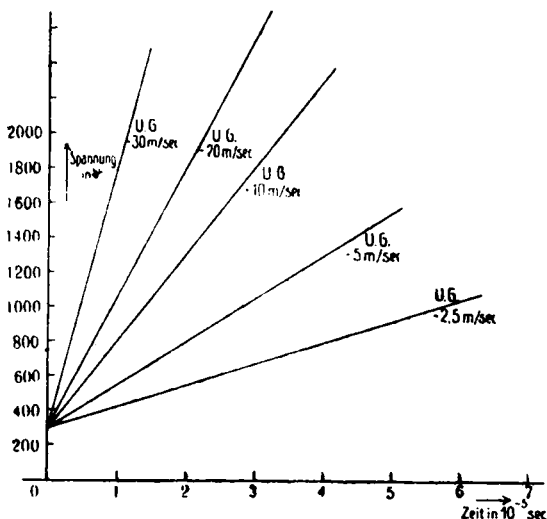


Fig. 52.

und suchen dann durch elektrodynamische Analyse zu erkennen, wie die einzelnen Teile des Stromkreises die Bedingungen dieses Zustandekommens beeinflussen.

Durch die Unterbrechung entsteht an der Unterbrechungsstelle eine Funkenstrecke, und man weiß, daß zum Übergang eines Funkens an einer solchen eine mit der Länge der Strecke wachsende, im übrigen von Art und Druck des Gases abhängige Funkenspannung notwendig ist. Man weiß weiter, daß aber auch schon bei dem kleinsten Elektrodenabstand eine ganz bestimmte Mindestspannung von ca. 800 V notwendig ist, um einen Funkenübergang zu ermöglichen. Falls, wie bei unserem Kontaktapparate und bei den mechanischen Unterbrechern, die Unterbrechungselektroden sich mit einer gleichförmigen Geschwindigkeit voneinander entfernen, dürfen

wir in erster Annäherung die zum Zünden eines Funkens an der Unterbrechungsstelle notwendige Spannung als Funktion der Zeit durch eine zur Zeit  $t = 0$  bei 800 V beginnende, der Zeit proportional ansteigende Gerade darstellen. Der Verlauf dieser Geraden ist um so steiler, je größer die Unterbrechungsgeschwindigkeit gewählt wird. Für die in unserem Falle in Frage kommenden Unterbrechungsgeschwindigkeiten sind die Geraden in Fig. 52 wiedergegeben. Eine Funkenbildung kann bei diesem Verhalten nur dann eintreten, wenn durch die Unterbrechung im Stromkreise Spannungen an der

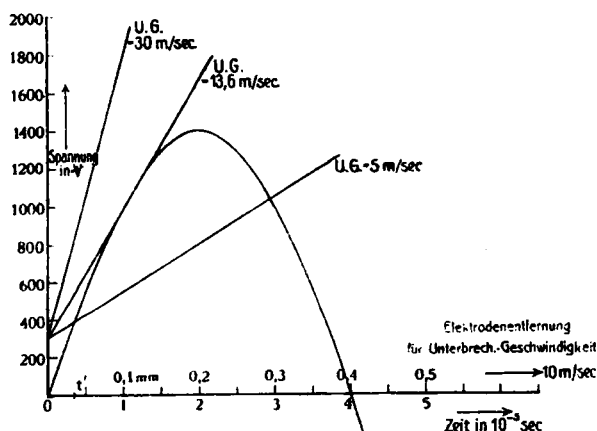


Fig. 58.

Funkenstrecke heranwachsen, deren Zeitkurve die Funkenspannungskurve schneidet, wie es in Fig. 58 angedeutet ist. So schneidet z. B. die Spannungskurve die zur Unterbrechungsgeschwindigkeit 5 m/sec Funkenspannungsgerade zur Zeit  $t'$ , d. h. es würde  $t'$  sec nach der Unterbrechung ein Funke an der Unterbrechungsstelle einsetzen. Die zur Unterbrechungsgeschwindigkeit 30 m/sec gehörende Funkenspannungskurve wird von der Spannungskurve nicht mehr geschnitten; bei dieser Unterbrechungsgeschwindigkeit würde also kein Funke entstehen. Diejenige Unterbrechungsgeschwindigkeit, deren Gerade die Spannungskurve eben tangiert, wäre diejenige, bei der die Funkenbildung aufhören würde.

Daß das Anwachsen der Spannung an der Unterbrechungsstelle periodisch und vermutlich nach Art einer Sinusfunktion

erfolgt, kann man bei dem Schwingungscharakter der auftretenden Stromvorgänge von vornherein annehmen. Wir werden es später beweisen, daß in erster Annäherung in der Tat dies der Fall sein muß. Wenn dann, wie es ebenfalls plausibel ist, die Amplitude der Spannungskurve der Stromstärke  $J_0$  proportional ist, so erklärt ein Blick auf die Fig. 58 sogleich die in 1. und 2. zusammengefaßten Versuchsergebnisse. Bei gegebener Unterbrechungsgeschwindigkeit wächst mit zunehmendem  $J_0$  die Amplitude der Spannungs-

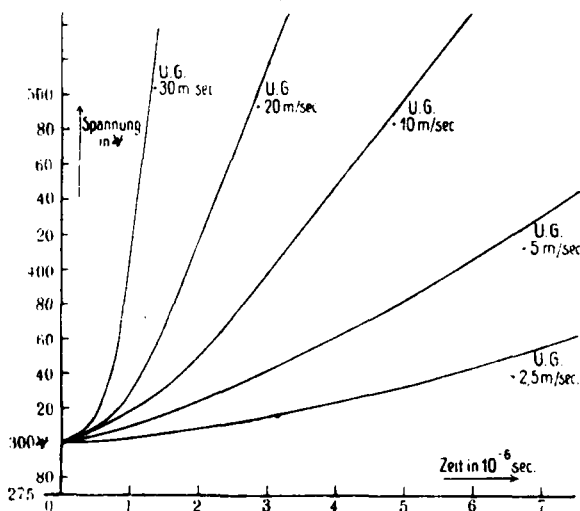


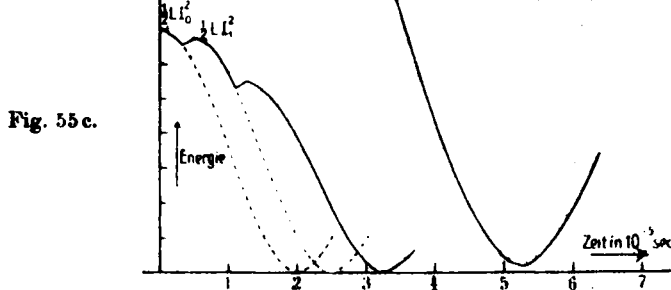
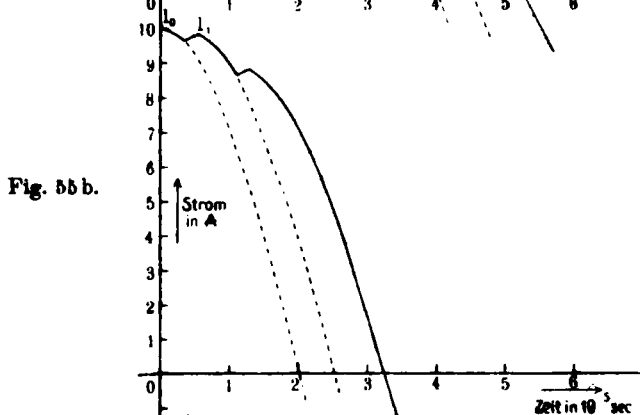
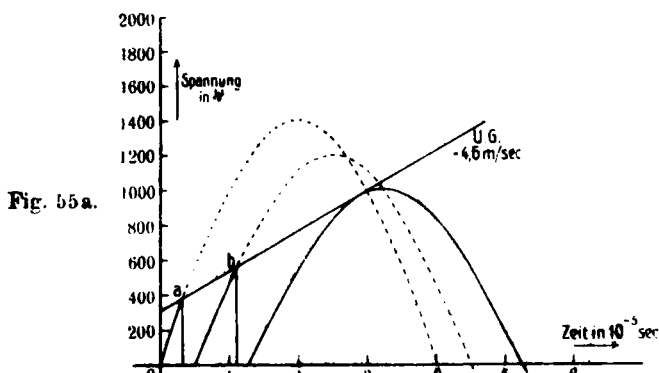
Fig. 54.

kurve, bis diese die Funkenspannungslinie tangiert, d. h. es gibt stets eine kritische Stromstärke  $J_k$ , von der ab aufwärts die Funkenspannungslinie überschritten wird, also keine funkenfreie Unterbrechung mehr möglich ist. Je größer andererseits die Unterbrechungsgeschwindigkeit ist, desto größer darf die Amplitude der die Funkenspannungslinie tangierenden Spannungskurve sein, d. h. desto größer fällt die kritische Stromstärke  $J_k$  aus. Durch genügende Steigerung der Unterbrechungsgeschwindigkeit müßte man stets zu funkenloser Unterbrechung kommen können. Daß dies praktisch nicht der Fall ist, läßt sich aber zwanglos verstehen. Wenn man sich die mechanischen Vorgänge am Kontaktapparate überlegt, so sieht man, daß die Annahme konstanter Unterbrechungsgeschwindigkeit

nicht erfüllt ist. Bei Beginn der Unterbrechung kann sie nicht gleich den Wert haben, den man durch die ballistische Messung ermittelt, vielmehr wird eine kleine Zeit vergehen müssen, um die Geschwindigkeit der Elektroden von Null auf den gemessenen Endwert zu bringen. Darum ist die Funkenspannungskurve in Wahrheit keine Gerade, sondern hat Formen, wie sie in Fig. 54 dargestellt sind. Da für den ganzen in Fig. 53 dargestellten Vorgang stets nur der zu kleinen Zeiten gehörige Teil der Kurve in Betracht kommt, so zeigt die Fig. 54, warum auch bei den schon gemessenen Unterbrechungsgeschwindigkeiten stets nur eine erheblich niedrigere Funkenspannung wirksam ist.

Inwiefern die Funkenbildung den Wirkungsgrad der Schwingungserregung verschlechtert, d. h. bewirkt, daß nur ein Teil der in dem magnetischen Felde der Induktivität  $L$  aufgespeicherten Energie zum Schwingen kommt, übersieht man folgendermaßen. Wir nehmen wieder an, die Spannung an der Unterbrechungsstelle wachse sinusförmig, wie es in Fig. 53 angedeutet ist. Die Unterbrechungsgeschwindigkeit sei so gewählt, daß die Spannungskurve die Zündspannungskurve bei  $a$  schneide, dann setzt also zu der entsprechenden Zeit der Funke ein. Vor der Unterbrechung haben wir in dem magnetischen Felde der Induktivität  $L$  die magnetische Energie  $\frac{1}{2} L J_0^2$  (vgl. Fig. 55c). An der Kapazität  $C$  herrscht die Spannung Null, d. h. es ist keine elektrische Energie in ihr enthalten. Nach der Unterbrechung beginnt sich die magnetische Energie der Induktivität in elektrische der Kapazität zu verwandeln, d. h. es beginnt die Schwingung, infolge deren die magnetische Energie entsprechend der Kurve  $\cos^2 \omega t$  in der Nähe  $t = 0$  abfällt ( $\omega =$  Frequenz der Schwingung; vgl. Fig. 58c). Zur Zeit, wo die Funkenzündung eintritt, ist ein um so größerer Teil der Energie  $\frac{1}{2} L J_0^2$  in das Feld der Kapazität  $C$  hineingewandert, je länger es gedauert hat, bis die Zündung eintrat. Sobald jetzt durch Bildung des Funkens der Weg über den Zweig 1 wieder leitend geschlossen ist, muß die Spannung an der Kapazität wieder auf Null sinken, d. h. die im Felde der Kapazität befindliche Energie geht in den Zweig 1 über und wird dort in den Widerständen vor allem im Funken in Wärme verwandelt. Inzwischen wird die elektromotorische Kraft den Strom in der Induktivität  $L$

wieder zu vergrößern suchen; doch bleibt ihr dazu nicht lange Zeit, da der Unterbrecher bemüht bleibt, die Unterbrechungs-



strecke zu verlängern und eine neue Unterbrechung zu bewirken. Diese setzt bei ihrem schließlichen Eintreten nun

aber eine entsprechend verringerte magnetische Energie  $\frac{1}{2} L J_1^2$  in Schwingung. Dementsprechend steigt auch die Spannungskurve an der Unterbrechungsstelle zu einer kleineren Amplitude an. Schneidet auch diese zweite Spannungskurve wieder die Funkenspannungsgerade z. B. bei  $b$ , so wiederholt sich alles wie beim erstenmal und es geht abermals ein Teil der für die Schwingung verfügbaren Energie verloren. Bei der abermaligen Unterbrechung steht also ein noch viel kleinerer Teil der ursprünglich vorhandenen Energie zur Verfügung und die Spannungskurve wächst an der Unterbrechungsstelle zu einer noch kleineren Amplitude an. Auf diese Art muß schließlich eine Unterbrechung auftreten, nach der die Spannungskurve die Funkenspannungsgerade nicht mehr schneidet, so daß die Schwingung endlich ungestört ausschlagen kann. Die Energie aber, die in der schließlichen Schwingung steckt, ist um so kleiner, je öfter das Spiel zwischen Funkenzündung und Wiederunterbrechung sich wiederholen mußte. Man sieht auch hier wieder, daß man durch die Verringerung der Stromstärke  $J_0$  bei festgehaltener Unterbrechungsgeschwindigkeit, d. h. bei festgehaltener Neigung der Zündspannungsgeraden, stets zu einer funkenlosen Unterbrechung kommen kann, d. h. den Wirkungsgrad 1 der Schwingungserregung erzielen kann. Ferner, daß man bei festgehaltener Stromstärke  $J_0$  durch Vergrößern der Unterbrechungsgeschwindigkeit, abgesehen von der oben besprochenen Einschränkung, ebenfalls stets zu einer funkenfreien Unterbrechung kommen kann.

### 3. Der Verlauf an der Unterbrechungsstelle.

Wenn jetzt noch der zeitliche Verlauf der Spannung an der Unterbrechungsstelle in seiner Abhängigkeit von den Konstanten der beteiligten Stromkreise berechnet werden könnte, so würde eine vollständige Theorie der Methode gewonnen sein. Mit einer praktisch genügenden Annäherung glückt dies, indem man die Unterbrechungsstelle als eine Kapazität  $C$  einführt. Wir stellen also die Schaltung, von allem Beiwerk befreit, nach der Unterbrechung als ein gekoppeltes System von zwei Freiheitsgeraden dar, wie Fig. 56 zeigt. Es ist gebildet aus dem Kreise I, bestehend aus einer Kapazität

$$C_1 = \frac{C_u \cdot C_p}{C_u + C_p},$$

sowie den Induktivitäten  $l$  und  $L$ , und dem Kreise II (unserem Schwingungskreise), bestehend aus einer Kapazität  $C_2$  und der Induktivität  $L$ . Die Induktivität  $L$  ist beiden gemeinsam, so daß für den Kopplungskoeffizienten  $k$  die Beziehungen

$$k^2 = \frac{L}{L + l}$$

und

$$1 - k^2 = \frac{l}{L + l}$$

gelten. Die Kapazität  $C_u$  entsteht erst im Augenblicke des Ausschaltens; auch bleibt sie während der Schwingung nicht konstant, sondern wird mit zunehmendem Abstand der Unterbrechungselektroden kleiner. Da sich diese Änderung aber nicht exakt fassen läßt, muß man sich begnügen, die Vorgänge für konstantes  $C_u$  zu berechnen und die durch die Veränderungen von  $C_u$  zu erwartenden Modifikationen des Ergebnisses schätzungsweise zu erfassen. Für die so schematisierte Schaltung haben wir zu berechnen, wie die Spannung an  $C_u$  verläuft, wenn der in  $L$  fließende Strom  $J_0$  plötzlich ausgeschaltet wird oder, wie man auch sagen kann, wenn der Strom  $-J_0$  zugeschaltet wird.

So kann der Ausschaltvorgang auf einen Einschaltvorgang zurückgeführt werden, welcher sich leichter theoretisch erfassen läßt.

Solche Einschaltvorgänge lassen sich nämlich prinzipiell für Systeme beliebiger Freiheitsgrade sehr elegant nach einer von Heaviside gegebenen, kürzlich von K. W. Wagner<sup>1)</sup> bewiesenen, und fruchtbar gemachten allgemeinen Methode behandeln: Man denkt sich das System in einer erzwungenen Schwingung, bei der alle Systemgrößen das Zeitgesetz  $\text{const. } e^{pt}$  befolgen. Diese Schwingung soll zustande gekommen sein, daß an Stelle des konstanten Stromes  $J_0$  ein Strom von der Größe  $J_0 e^{pt}$  aufgeprägt ist. Dann erscheint die Spannung zwischen den Punkten  $a$  und  $b$  in der Form  $V_p = \bar{V} e^{pt}$ .  $Z$  ist eine Funktion von  $p$ , die sich durch Einsetzen der Ausdrücke  $J_0 e^{pt}$  und  $\bar{V} e^{pt}$  in die Systemgleichungen ergibt. Dieses  $Z$  wird berechnet (Schritt 1). Nun zieht man die Wurzeln  $p_1, p_2, \dots, p_r$  der Gleichung  $Z = 0$  (Schritt 2). Dann ergibt

1) K. W. Wagner, Archiv für Elektrotechnik 4. 5. u. 6. H. 1916.

sich der Verlauf der durch das Einschalten des konstanten Stromes  $J_0$  zwischen den Punkten  $a$  und  $b$  hervorgerufenen Spannung aus

$$V = \frac{J_0}{Z(0)} + J_0 \sum_p \frac{e^{pt}}{p^2 \left( \frac{dZ}{dp} \right)_{p=p^*}} \quad (\text{Schritt 3}).$$

Wie oben gesagt, ergibt dieselbe Rechnung den Verlauf von  $V$  beim Ausschalten eines konstanten Stromes  $J_0$ , wenn man dieses Ausschalten als Zuschalten des Stromes  $-J_0$  zu dem bestehenden  $J_0$  auffaßt. Hat man so den Verlauf von  $V$  gefunden, so ergibt sich die gesuchte Spannung  $V_u$  an der Kapazität  $C_u$  aus den Beziehungen:

$$V = V_p + V_u, \quad V_p = \frac{\int J_1 dt}{C_p}, \quad V_u = \frac{\int J_1 dt}{C_u}.$$

Somit

$$\frac{V_u}{V_p} = \frac{C_p}{C_u}$$

und

$$\frac{V_u}{V_p + V_u} = \frac{V_u}{V} = \frac{C_p}{C_p + C_u},$$

woraus

$$V_u = \frac{C_p}{C_p + C_u} V.$$

Die Ausführung des Verfahrens gestaltet sich in unserem Falle folgendermaßen:

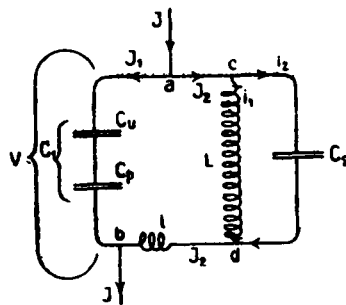


Fig. 56.

Der Strom  $J_0$  verzweigt sich bei  $a$  und  $b$  in die Teile  $J_1$  und  $J_2$ .  $J_2$  verzweigt sich bei  $c$  und  $d$  in die Teile  $i_1$  und  $i_2$ .

Dann gelten folgende Beziehungen:

$$(1) \quad J = J_1 + J_2,$$

$$(2) \quad J_2 = i_1 + i_2,$$

$$(3) \quad V = \frac{\int J_1 dt}{C_1} \quad \text{oder} \quad J_1 = \frac{C_1 dV}{dt},$$

$$(4) \quad V = l \frac{dJ_2}{dt} + L \frac{di_1}{dt},$$

$$(5) \quad L \frac{di_1}{dt} - \frac{\int i_2 dt}{C_2} = 0.$$

Gleichung (4) wird mit Benutzung von (5)

$$V = l \frac{dJ_2}{dt} + \frac{\int i_2 dt}{C_2},$$

woraus nach (2) folgt

$$V = l \frac{dJ_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int J_2 dt - \frac{1}{C_2} \int i_1 dt.$$

Wir differenzieren zweimal nach  $t$  und erhalten:

$$\frac{d^2 V}{dt^2} = l \frac{d^2 J_2}{dt^2} + \frac{1}{C_2} \frac{dJ_2}{dt} - \frac{1}{C_2} \frac{di_1}{dt}.$$

Aus (4) entnehmen wir:

$$\frac{di_1}{dt} = \frac{V}{L} - \frac{l}{L} \frac{dJ_2}{dt}$$

und setzen es ein. So wird:

$$\frac{d^2 V}{dt^2} + \frac{V}{C_2 L} = l \frac{d^2 J_2}{dt^2} + \frac{1}{C_2} \frac{dJ_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \frac{l}{L} \frac{dJ_2}{dt}.$$

Mit Hilfe von (1) und (3) eliminieren wir  $J_2$  und erhalten schließlich als Differentialgleichung unseres Systems:

$$(6) \quad \frac{d^2 V}{dt^2} + \frac{V}{C_2 L} = l \frac{d^2 \left( J - C_1 \frac{dV}{dt} \right)}{dt^2} + \frac{1}{C_2} \frac{d \left( J - C_1 \frac{dV}{dt} \right)}{dt} \left( 1 + \frac{l}{L} \right).$$

Nach Schritt 1 der Heavisideschen Vorschrift setzen wir:

$$V = \bar{V} e^{pt}, \quad J = J e^{pt},$$

$$V p^2 + \frac{V}{C_2 L} = l p^2 (J - C_1 p \bar{V}) + \frac{p}{C_2} (J - C_1 p \bar{V}) \cdot \left( 1 + \frac{l}{L} \right),$$

oder geordnet:

$$p^4 l C_1 \bar{V} + p^2 \bar{V} \left( 1 + C_1 \frac{L+l}{L C_2} \right) + \frac{\bar{V}}{L C_2} = p^3 l J + p J \frac{L+l}{L C_2},$$

woraus sich ergibt:

$$Z = \frac{p^4 l C_1 + p^2 \left( 1 + C_1 \frac{L+l}{L C_2} \right) + \frac{1}{C_2 L}}{p^3 l + p \frac{L+l}{L C_2}}.$$

Wir führen ein:

$$\omega_2^2 = \frac{1}{L C_2}, \quad \omega_1^2 = \frac{1}{(L+l) C_1},$$

wo  $\omega_1$  und  $\omega_2$  die Frequenzen der beiden gekoppelten Kreise sind. Ferner

$$k^2 = \frac{L}{L+l}$$

und

$$k^2 - 1 = \frac{l}{L+l},$$

$$Z = \frac{p^4 (1 - k^2) + p^2 (\omega_1^2 + \omega_2^2) + (\omega_1 \omega_2)^2}{p \left( \frac{p^2}{C_1} 1 - k^2 + \frac{1}{C_1} \omega_2^2 \right)}.$$

Nach Schritt 2 der Vorschrift von Heaviside wird  $Z = 0$  gesetzt:

$$0 = p^4 (1 - k^2) + p^2 (\omega_1^2 + \omega_2^2) + (\omega_1 \omega_2)^2.$$

Diese biquadratische Gleichung hat vier konjugiert komplexe Wurzeln:

$$(7a) \quad \begin{aligned} p_1 &= ja, & \text{wo } a^2 &= \frac{(\omega_1^2 + \omega_2^2) - \sqrt{(\omega_1^2 + \omega_2^2)^2 - 4(1 - k^2)(\omega_1 \omega_2)^2}}{2(1 - k^2)}, \\ p_2 &= -ja, \end{aligned}$$

Es ist also:

$$(7b) \quad \begin{aligned} p_1^2 &= p_2^2 = -a^2, \\ p_3 &= jb, & \text{wo } b^2 &= \frac{(\omega_1^2 + \omega_2^2) + \sqrt{(\omega_1^2 + \omega_2^2)^2 - 4(1 - k^2)(\omega_1 \omega_2)^2}}{2(1 - k^2)}, \\ p_4 &= -jb, \end{aligned}$$

also

$$p_3^2 = p_4^2 = -b^2$$

Schritt 3 der Heavisideschen Vorschrift liefert damit:

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} & \bar{V} = \frac{\bar{J}}{Z(0)} \\ & + J \left( \frac{e^{p_1 t}}{p_1 \left( \frac{dZ}{dp} \right)_{p=p_1}} + \frac{e^{p_2 t}}{p_2 \left( \frac{dZ}{dp} \right)_{p=p_2}} + \frac{e^{p_3 t}}{p_3 \left( \frac{dZ}{dp} \right)_{p=p_3}} + \frac{e^{p_4 t}}{p_4 \left( \frac{dZ}{dp} \right)_{p=p_4}} \right). \end{aligned} \right.$$

Nun ist  $Z(0) = \infty$ .

Ferner ergibt sich:

$$(9) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{1}{\frac{dZ}{dp}} &= \frac{\frac{p^2}{C_1^2} [k^2(1-k^2) + \omega_2^2]^2}{\frac{p^2}{C_1} [p^2(1-k^2) + \omega_2^2] \cdot [4p^2(1-k^2) + 2\omega_1^2 + 2\omega_2^2]} \\ &\quad - \frac{1}{C_1} [p^4(1-k^2) + p^2(\omega_1^2 + \omega_2^2) + (\omega_1\omega_2)^2] \cdot [3p^2(1-k^2) + \omega_2^2] \end{aligned} \right\}$$

da in

$$\frac{1}{\frac{dZ}{dp}}$$

$p$  nur als Quadrat vorkommt, wird

$$\frac{1}{\left(\frac{dZ}{dp}\right)_{p=+ja}} = \frac{1}{\left(\frac{dZ}{dp}\right)_{p=-ja}}$$

und

$$\frac{1}{\left(\frac{dZ}{dp}\right)_{p=+jb}} = \frac{1}{\left(\frac{dZ}{dp}\right)_{p=-jb}}.$$

Wir können also Gleichung (8) schreiben:

$$(10) \quad V = J \left[ \frac{1}{\frac{a}{2} \left(\frac{dZ}{dp}\right)_{p^2=-a^2}} \left( \frac{e^{jat} - e^{-jat}}{2j} \right) + \frac{1}{\frac{b}{2} \left(\frac{dZ}{dp}\right)_{p^2=-b^2}} \left( \frac{e^{jbt} - e^{-jbt}}{2j} \right) \right].$$

Die Gleichung hat also die Form:

$$(11) \quad V = J(A \sin at + B \sin bt).$$

Ganz allgemein läßt sich die Gleichung (10) nicht diskutieren. Sie nimmt aber relativ einfache Gestalt an für die Grenzfälle, daß die Eigenschwingungen der beiden gekoppelten Schwingungskreise erstens sehr verschieden sind,  $\omega_1 \gg \omega_2$ ,  $\omega_2 \gg \omega_1$ , zweitens die Eigenschwingungen der beiden Kreise nahe übereinstimmen,  $\omega_1 = \omega_2$ .

Fall (1):  $\omega_1 \gg \omega_2$ .

Die Gleichung (7a) schreiben wir in der Form:

$$a^2 = \frac{1 + \left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 - \sqrt{\left[1 + \left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2\right]^2 - 4(1-k^2)\left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2}}{2(1-k^2)\omega_1^2}.$$

Wir ergänzen den Ausdruck unter der Wurzel zum vollen Quadrat

$$\sqrt{1 + 2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^4 + 4(1 - k^2) \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^4 - 4(1 - k^2) \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 + 4(1 - k^2) \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^4},$$

und finden schließlich:

$$(12) \quad \begin{cases} a_2^2 = \frac{1 + \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 - 1 - \left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 + 2(1 - k^2) \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2}{\frac{2(1 - k^2)}{\omega_1^2}} \\ \quad = \omega_2^2. \end{cases}$$

Gleichung (7b) schreiben wir in der Form:

$$b^2 = \frac{1 + \left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 + \sqrt{\left[1 + \left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2\right]^2 - 4(1 - k^2) \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2}}{\frac{2(1 - k^2)}{\omega_1^2}},$$

$\left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2$  wird gegen Eins vernachlässigt, und wir erhalten:

$$(13) \quad \begin{cases} b^2 = \frac{2}{\frac{2}{L + l \omega_1^2}} = \frac{1(L + l)}{l(L + l) C_1}, \\ b^2 = \frac{1}{l C_1}. \end{cases}$$

Für die folgenden Rechnungen schreiben wir Gleichung (9) in der Form:

$$\frac{1}{\frac{dZ}{dp}} = \frac{N}{LM - QP},$$

wo

$$N = \frac{1}{C_1^2} [p^2(1 - k^2) + \omega_2^2]^2,$$

$$L = \frac{1}{C_1} [p^2(1 - k^2) + \omega_2^2],$$

$$M = 4p^2(1 - k^2) + 2\omega_1^2 + 2\omega_2^2,$$

$$Q = p^2(1 - k^2) + \omega_1^2 + \omega_2^2 + \frac{(\omega_1 \omega_2)}{p^2},$$

$$P = \frac{1}{C_1} [3p^2(1 - k^2) + \omega_2^2].$$

Wir berechnen damit:

$$\frac{1}{\left(\frac{dZ}{dp}\right)_{p^2 = -a^2}} = \frac{N_1}{L_1 M_1 - Q_1 P_1},$$

wo

$$N_1 = \frac{1}{C_1^2} [-\omega_2^2(1-k^2) + \omega_1^2] = + \frac{\omega_2^2 k^2}{C_1} = \left( \frac{L}{C_1 L C_2 (L+d)} \right)^2 \\ = \frac{\omega_1^4}{C_2^2},$$

$$L_1 = \frac{\omega_1}{C_2},$$

$$M_1 = -4\omega_2^2(1-k^2) + 2\omega_1^2 + 2\omega_2^2,$$

der Ausdruck  $4\omega_2^2(1-k^2)$  kann gegen  $2\omega_1^2 + 2\omega_2^2$  vernachlässigt werden; daher:

$$= 2\omega_1^2 + 2\omega_2^2,$$

$$Q_1 = -\omega_2^2(1-k^2) + \omega_1^2 + \omega_2^2 - \frac{\omega_1 \omega_2}{\omega_1^2} \\ = \omega_2^2 k^2,$$

$$P_1 = \frac{1}{C_1} [-3\omega_2^2(1-k^2) + \omega_2^2] \\ = \frac{\omega_2^2}{C_1},$$

$$L_1 M_1 = \frac{\omega_1^2}{C_2} (2\omega_1^2 + 2\omega_2^2),$$

$$Q_1 P_1 = \frac{\omega_2^4 k^2}{C_1} \\ = \frac{\omega_2^2 \omega_1^2}{C_2},$$

so daß schließlich:

$$\frac{1}{\left(\frac{dZ}{dp}\right)_{p=-a}} = \frac{\frac{\omega_1^4}{C_2^2}}{\frac{1}{C_2} [\omega_1^2(2\omega_1^2 + 2\omega_2^2) - \omega_2^2 \omega_1^2]} \\ = \frac{1}{2C_2 \left[1 + \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2\right]},$$

daraus folgt der Koeffizient  $A$  in Gleichung (11):

$$A = \frac{1}{\frac{\alpha}{2} \left(\frac{dZ}{dp}\right)_{p=-a}} = \frac{2\sqrt{L C_2}}{2C_2 \left[1 + \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2\right]},$$

kann  $\omega_2$  gegen  $\omega_1$  vernachlässigt werden, so ergibt sich unter Berücksichtigung von (12):

$$A = \sqrt{\frac{L}{C_2}},$$

auf die gleiche Weise finden wir:

$$B = \frac{1}{\frac{b}{2} \left( \frac{dZ}{dp} \right)_{p^2 = -b^2}} = \frac{2\sqrt{lC_1}}{2C_1} \\ = \sqrt{\frac{l}{C_1}}.$$

Damit wird schließlich  $V$  die Spannung zwischen den Punkten  $a$  und  $b$  für den Fall, daß  $\omega_1 \gg \omega_2$ ,  $C_2 \gg C_1$ ,  $L \gg l$ :

$$(14) \quad V_1 = J_0 \left( \sqrt{\frac{l}{C_1}} \sin \frac{1}{\sqrt{L C_1}} t + \sqrt{\frac{l}{C_1}} \sin \frac{1}{\sqrt{l C_1}} t \right),$$

für  $l = 0$  geht die Gleichung über in:

$$(14a) \quad V_1 = J_0 \left( \sqrt{\frac{L}{C_1}} \sin \frac{1}{\sqrt{L C_1}} t \right).$$

Nach dem gleichen Verfahren, wie es im vorigen zur Berechnung von Gleichung (14) ausführlich dargelegt wurde, ergibt sich für den Fall, daß  $\omega_2 \gg \omega_1$ ,  $C_1 \gg C_2$ ,  $L \gg l$ :

$$(15) \quad \left\{ \begin{aligned} V_{II} = J_0 & \left( \sqrt{\frac{L+l}{C_1}} \sin \frac{1}{\sqrt{(L+l) C_1}} t \right. \\ & \left. + \frac{L C_2}{C_1^2 (L+l)} \sqrt{\frac{l L C_2}{L+l}} \sin \sqrt{\frac{L+l}{l L C_2}} t \right), \end{aligned} \right.$$

für  $l = 0$  geht die Gleichung über in:

$$(15a) \quad V_{II} = J_0 \left( \sqrt{\frac{L}{C_1}} \sin \frac{1}{\sqrt{L C_1}} t \right),$$

für den Fall, daß  $\omega_1 = \omega_2$ ,  $C_1 = C_2$ ,  $L \gg l$  finden wir:

$$(16) \quad \left\{ \begin{aligned} V_{III} = J_0 & \left( \frac{\sqrt{C_1 \sqrt{L(L+l)} + k C_2 \sqrt{L(L+l)}}}{C_1 + k^2 C_2} \right. \\ & \sin \frac{t}{\sqrt{C_1 \sqrt{L(L+l)} + k C_2 \sqrt{L(L+l)}}} + \frac{\sqrt{C_1 \sqrt{L(L+l)} - k C_2 \sqrt{L(L+l)}}}{C_1 + k^2 C_2} \\ & \left. \sin \frac{t}{\sqrt{C_1 \sqrt{L(L+l)} - k C_2 \sqrt{L(L+l)}}} \right), \end{aligned} \right.$$

für  $l = 0$  geht die Gleichung über in:

$$(16a) \quad V_{III} = J_0 \left( \sqrt{\frac{L}{C_1 + C_2}} \sin \frac{t}{\sqrt{L(C_1 + C_2)}} \right).$$

#### 4. Diskussion der Schlußformeln.

Von den drei hier durchgerechneten Fällen (14), (15), (16) kommt praktisch nur Fall (14) für uns in Betracht, weil

$$C_1 = \frac{C_u \cdot C_p}{C_u + C_p}$$

stets so klein gegen  $C_u$  ist, daß man  $C_1$  mit  $C_u$  identisch setzen kann. Das zeigt folgende Übersichtsrechnung: Die Größenordnung von  $C_p$  war bei den Versuchen  $10 \text{ MF} = 10^7 \text{ cm}$ , die Größenordnung der erregten Schwingungszeiten  $= 10^{-4} \text{ sec}$ . Bei einer Unterbrechungsgeschwindigkeit von beispielsweise  $10 \text{ m/sec}$  wächst der Elektrodenabstand schon nach  $10^{-6} \text{ sec}$ .  $= 10^{-3} \text{ T}$  auf  $10^{-3} \text{ cm}$ , was bei einer Elektrodenfläche von  $1 \text{ qcm}$  die Kapazität  $C = 100 \text{ cm}$  ergeben würde. Somit wäre schon nach so kurzer Zeit der Wert

$$\frac{C_p}{C_u + C_p} \quad \text{auf} \quad \frac{100000}{100001}$$

gewachsen. Aus demselben Grunde stellt wegen der Beziehung:

$$V_u = \frac{C_1}{C_u} V$$

der Verlauf von  $V$  ohne weiteres auch den Verlauf der Spannung  $V_u$  an der Unterbrechungsstelle dar, und wir können die Diskussion sofort an die Gleichung (14) anschließen.

Die Gleichung (14) zeigt zunächst exakt die schon oben benutzte Tatsache, daß die Amplitude von  $V$  der Beladungsstromstärke  $J_0$  der Induktivität  $L$  proportional ist, woraus sich die unter 1. und 2. zusammengefaßten Versuchsergebnisse erklären ließen. Weiter zeigt Gleichung (14), daß das Anwachsen von  $V_u$  durch Übereinanderlagerung zweier Spannungswellen entsteht, wovon die eine eine relativ kleine Amplitude

$$J_0 \sqrt{\frac{L}{C_1}}$$

und niedrige Frequenz

$$\frac{1}{\sqrt{L C_1}},$$

die andere relativ große Amplitude

$$J_0 \sqrt{\frac{1}{C_1}} = J_0 \sqrt{\frac{1}{C_u}}$$

und hohe Frequenz hat. Die erstere wird von der im Schwingungskreise auftretenden Schwingung veranlaßt, um die es uns bei der ganzen Methode zu tun ist, die andere durch eine auf dem Wege  $C_1 l C_2$  verlaufende Schwingung hervorgerufen, für die  $C_2$  wegen ihrer relativen Größe gegenüber  $C_1$  wie ein Kurzschluß wirkt. Das Auftreten dieser letzteren Welle bedeutet, daß das Vorhandensein auch nur kleiner Induktivität  $l$  im Kreise I die Neigung zur Funkenbildung außerordentlich steigern muß. Es entscheidet nämlich das zweite Glied der Gleichung (14) fast allein darüber, ob die entstehende Spannung die Funkenspannungslinie überschneidet oder nicht (vgl. Fig. 58). Denn da wegen der relativ großen Amplitude und Frequenz  $V_u$  sehr rasch anwächst, ist die Gefahr eines Überschneidens der Funkenspannungslinie schon bei relativ kleinen Werten von  $J_0$  gegeben. Mit anderen Worten: die kritische Stromstärke wird durch Anwesenheit von  $l$  erheblich herabgesetzt, wie es auch die Versuchsergebnisse unter 8. aussprechen.

Man kann unter Benutzung der Spannungsgleichung (14) prinzipiell die kritische Stromstärke so berechnen, daß man diejenigen Werte von  $J_0$  aufsucht, welche die  $V$ -Kurve mit der Funkenspannungslinie eben zum Tangieren bringt. Bei den erheblichen mathematischen Schwierigkeiten, die diesem Verfahren entgegenstehen, haben wir uns mit folgender Annäherungsbetrachtung begnügt, welche zeigt, daß unsere Theorie auch in den Einzelheiten die Ergebnisse unserer Versuche richtig beschreibt. Wir berechnen nämlich aus Gleichung (14) dasjenige  $J_0$ , welches zur Zeit  $t = 0$  einen der Funkenspannungslinie parallelen Anstieg der Spannung liefern würde. Für den Fall, daß nur das zweite Glied der Gleichung (14) zu berücksichtigen ist, wird

$$\frac{dV_u}{dt} = \frac{J_0}{C_1} \cos \frac{1}{\sqrt{LC_1}} t,$$

dies ergibt zur Zeit

$$t = 0 \left( \frac{dV_u}{dt} \right)_{t=0} = \frac{J_0}{C_1}$$

Ist  $V_f = a + \beta t$  die Gleichung der Funkenspannungslinie, so ist

$$\frac{dV_f}{dt} = \beta,$$

und es ergibt sich aus

$$\frac{\bar{J}_0}{C_1} = \beta$$

der Wert

$$J_0 = \beta C_1 = \beta \frac{C_u \cdot C_p}{C_u + C_p}.$$

Wäre  $J_k$  einfach proportional  $J_0$ , so würde die kritische Stromstärke hiernach mit wachsendem  $C_u$  immer mehr wachsen und sich asymptotisch dem konstanten Werte  $\beta$  nähern, weil mit wachsendem  $C_p$ ,  $C_1$  asymptotisch gegen Eins wächst.

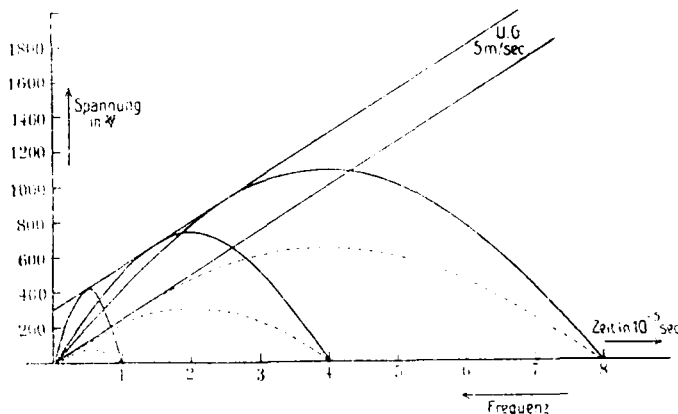


Fig. 57.

Daß wir  $J_k$  in erster Annäherung wirklich dem  $J_0$  proportional setzen dürfen, zeigt folgende Überlegung. In Fig. 57 ist für verschiedene Frequenzen und für die kleine Unterbrechungsgeschwindigkeit 5 m/sec gezeichnet, wie sich die mit den Werten  $J_0$  erhaltenen  $V_u$ -Kurven zu den mit den Werten  $J_k$  erhaltenen, verhalten. Fig. 58 bringt dementsprechend das Verhältnis

$$\gamma = \frac{J_k}{J_0}$$

zur Darstellung.

Man sieht, daß dieses  $\gamma$  zwar mit zunehmender Frequenz zunimmt, daß ein erhebliches Anwachsen aber nur in dem Falle stattfindet, wo die Berührung der Funkenspannungslinie mit der  $V_u$ -Kurve sehr nahe an dem Gipfel erfolgt. Dies geschieht um so mehr, je höher die Frequenz und je kleiner die Unterbrechungsgeschwindigkeit ist. Die Bedingungen unserer Versuche mit Unterbrechungsgeschwindigkeiten von 30 m/sec

und Schwingungszeiten von der Größenordnung  $10^{-4}$  sec. sind, derart, daß demnach  $\gamma$  als konstant angesehen werden kann.

Wir können also schreiben:

$$J_k = \frac{C_u \cdot C_p}{C_u + C_p} \gamma \cdot \beta = \text{Const.} \cdot \frac{C_u \cdot C_p}{C_u + C_p}.$$

Danach wäre  $J_k$  sowohl von  $l$  wie von  $C_2$  und  $L$  unabhängig, während wir bei unseren Versuchen eine solche Abhängigkeit

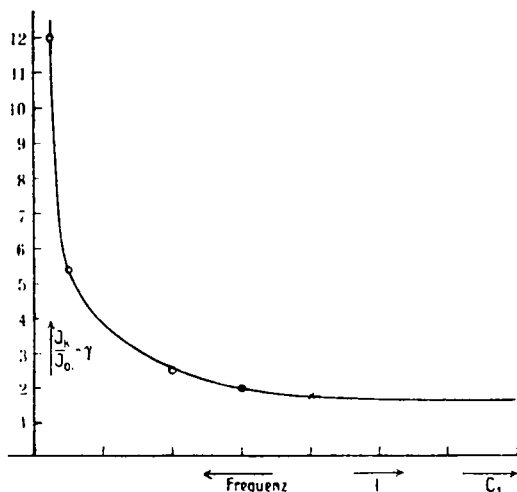


Fig. 58.

gefunden haben. Dazu ist folgendes zu sagen: Unsere Theorie enthält Vernachlässigungen, die auf der Kleinheit des Ausdruckes  $l/L + l$  beruhen. Sobald  $l$  etwas höhere Werte bekommt, ist diese Vernachlässigung nicht mehr gestattet. Daß dann in der Tat  $J_k$  mit wachsendem  $l$  kleiner werden muß, ergibt sich auch ohne Rechnung aus der Betrachtung der über  $C_1 l C_2$  verlaufenden Schwingungswelle. Diese Welle entsteht dadurch, daß die magnetische Energie  $\frac{1}{2} l J_0^2$  sich an der Unterbrechungsstelle in elektrische verwandelt. Die Spannungsamplitude  $V_u$  an der Unterbrechungsstelle ergibt sich bei dieser Betrachtung aus  $\frac{1}{2} l J_0^2 = \frac{1}{2} C_u V_u^2$  zu

$$V_u = J_0 \sqrt{\frac{l}{C_u}},$$

d. h. sie wächst mit  $\sqrt{l}$ .

In so einfacher Weise spielt sich das Anwachsen von  $V_2$  infolge der über  $C_1$  und  $C_2$  verlaufenden Schwingung aber nicht

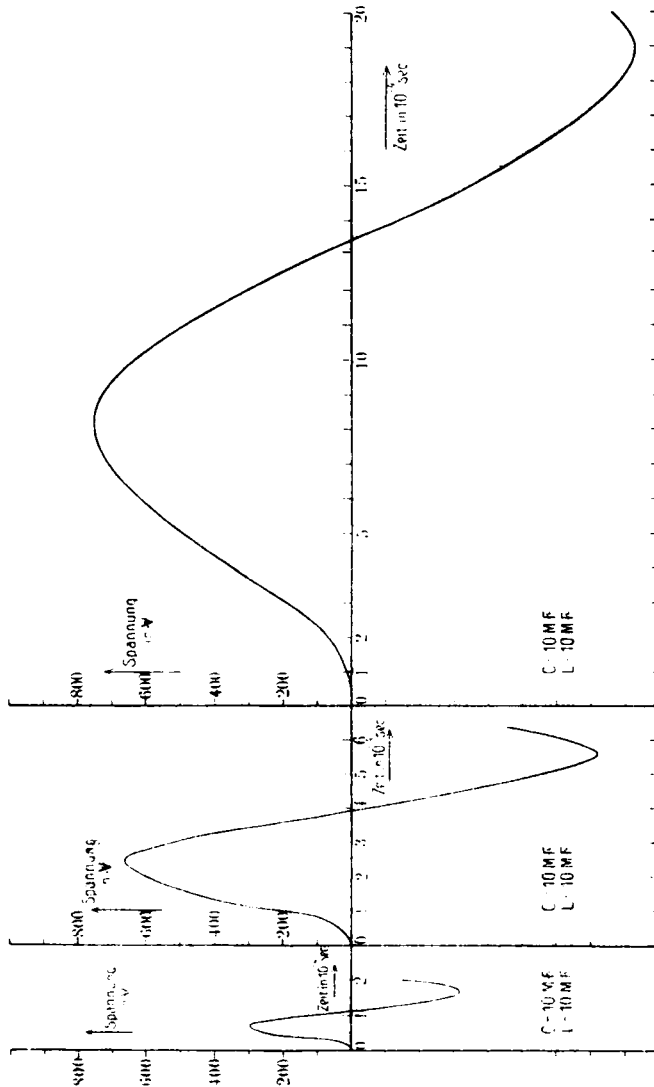


Fig. 59.

ab. Es ist dabei ja stets vorausgesetzt, daß  $C_2$  beim Durchgang dieser Schwingung gar keine Spannung entwickelt, was

aus der Annahme  $\omega_1 \gg \omega_2$  und  $C_2 \gg C_1$  folgt. In Wahrheit wächst  $V_*$  infolge der über  $C_1$  und  $C_2$  laufenden Schwingung stärker an, als es unter Annahme eines durch  $C_2$  bewirkten Kurzschlusses geschieht, und zwar um die Spannung, welche sich an  $C_2$  ausbildet. Wegen des Vorhandenseins von  $L$  bildet sich diese Spannung aber oszillatorisch aus. In Fig. 59 ist nach einer hier nicht wiedergegebenen Berechnung dargestellt, wie die Spannung an  $C_2$  wächst, wenn man in den Zweig 1 (bei geschlossenem Unterbrecher) plötzlich eine konstante elektromotorische Kraft einschaltet, und zwar für drei verschiedene Induktivitäten  $L$  bei konstant gehaltenem  $C_2$ . Man sieht, daß die Spannung an  $C_2$  bei Beginn, worauf es für uns allein ankommt, um so langsamer wächst, je größer  $L$  ist. Überträgt man dies auf unseren Fall, so ist deutlich, daß eine Vergrößerung von  $L$  den Anstieg von  $V_*$  verlangsamen, d. h. die kritische Stromstärke  $J_k$  vergrößern muß. Diese mit dem Vorhandensein von  $l$  verbunden gefundene, zunächst paradox anmutende Abhängigkeit des  $J_k$  von  $L$  (vgl. Fig. 42) findet so ihre zwanglose Erklärung.

Daß  $J_k$  auch von  $C_2$  abhängen muß, ergibt sich, wenn man den Betrachtungen beide in Gleichung (14) enthaltenen Spannungswellen zugrunde legt. Man erhält dann

$$\left(\frac{dV}{dt}\right)_{t=0} = J_0 \frac{1}{C_1 + C_2}$$

und damit

$$J_0 = \beta(C_1 + C_2) = J_k.$$

$J_k$  wächst also mit wachsendem  $C_2$ , wie es die Versuche gezeigt haben.

Den Einfluß eines im Kreise I enthaltenen, nicht überbrückten Widerstandes haben wir in der Theorie nicht verfolgt, weil durch seine Berücksichtigung in die Rechnungen schwer zu überwindende Verwicklungen hineinkommen. Daß ein solcher Widerstand  $w$  aber ebenfalls die kritische Stromstärke herabsetzen muß, läßt sich auch ohne Rechnung erkennen. Denn ein solcher Widerstand bewirkt, daß eine größere Spannung  $V$  zur Erzeugung eines bestimmten Stromes  $J_0$  nötig ist, als wenn  $w$  nicht vorhanden wäre. Umgekehrt kann man schließen, daß das Verschwinden des Stromes  $J_0$  eine größere Spannung  $V$  hervorbringt, wenn  $w$  vorhanden ist, als wenn dies nicht der Fall ist. Der während des Fließens

des Stromes  $J_0$  vom Widerstande verbrauchte Spannungsabfall  $J_0 \cdot w$  wird bei der Unterbrechung des Stromes gewissermaßen frei und erhöht die zwischen  $a$  und  $b$  herrschende Spannung.

Die von uns gefundene Wirksamkeit einer Überbrückung von  $l$  und  $w$  durch eine Kapazität  $C_p$  tritt aus den vorstehenden Erörterungen klar zutage: die Überbrückungskapazität  $C_p$  entfernt jene beiden schädlichen Bestandteile aus dem Schwingungssystem und macht damit das zweite Glied der Gleichung (14) unwirksam. Ist die Überbrückung vollzogen, so entscheidet lediglich noch die Gleichung

$$V_u = J_0 \sqrt{\frac{L}{C_2}} \sin \frac{1}{\sqrt{L} C_2},$$

ob ein Überschneiden der Funkenspannungslinie eintritt oder nicht. Da die Amplitude dieser Welle kleiner und die Frequenz größer ist, so muß eine erhebliche Vergrößerung der kritischen Stromstärke die Folge der Überbrückung sein, wie wir dies auch beobachtet haben. Bilden wir wieder

$$\left(\frac{dV_u}{dt}\right)_{t=0} = \frac{\bar{J}_0}{C_2},$$

so ergibt sich wie oben  $\bar{J}_0 = \beta \cdot C_2$  und  $J_k = \gamma \cdot \beta \cdot C_2$ . Diese Beziehung erklärt ohne weiteres, warum  $J_k$  mit  $C_2$  wächst, aber von  $L$  unabhängig ist, wie dies in 5. der Zusammenfassung hervorgehoben ist. Daß innere Widerstände  $w_z$  und Induktivitäten  $l_z$  sowohl bei  $C_p$  wie bei  $C_2$  die kritische Stromstärke wieder herabsetzen und die Neigung zur Funkenbildung wieder vergrößern müssen, ist ohne weiteres klar. Ist die Kapazität allein da, so wächst die Spannung zwischen den Punkten  $c$  und  $d$  nach der Unterbrechung von Null aus an. Ist die Induktivität  $l_z$  oder Widerstand  $w_z$  vorhanden, so springt diese Spannung sofort auf die Werte

$$J_0 w_z \quad \text{bzw.} \quad l_z \frac{dJ_0}{dt}$$

und wächst erst dann der Schwingung entsprechend an. Denn der Strom im Kapazitätszweig muß gleich mit dem Werte  $J_0$  beginnen, und daher muß  $dJ_0/dt$  im ersten Augenblick sehr groß sein. Die zwischen  $c$  und  $d$  liegende Spannung wird aber über  $C_p$  sofort auf die Unterbrecherkapazität  $C_u$  übertragen und schafft dort die Bedingungen zum Zünden.

Entsprechend verhält es sich mit Zusatzwiderstand oder Induktivität bei  $C_2$ . Diese inneren Widerstände bei der Kapazität  $C_2$  hat F. F. Martens<sup>1)</sup> allein für die Funkenbildung verantwortlich machen wollen. Wir glauben gezeigt zu haben, daß sie aber erst eine Bedeutung gewinnen, wenn alle anderen Ursachen vermieden sind.

### 5. Praktische Folgerungen der Theorie.

Somit scheint durch unsere Versuche und die entwickelte Theorie eine völlige Aufklärung der Vorgänge gegeben, die sich bei der behandelten Methode der Schwingungserregung abspielen. Man ist dadurch in der Lage, diejenigen Bedingungen zu erkennen, welche erfüllt werden müssen, um diese Methode praktisch wirksam auszunutzen und Energieverluste dabei zu vermeiden.

Folgendes sind diese Bedingungen:

1. Möglichst große Unterbrechungsgeschwindigkeit.
2. Anwendung von Unterbrecherstrecken, die möglichst hohe Funkenspannungen besitzen, z. B. Unterbrecherstrecken, die in Öl oder dgl. eingebettet sind, oder Vakuumunterbrecher, oder Preßgasunterbrecher usw.
3. Anwendung möglichst großer Überbrückungskapazität  $C_p$ , deren Konstruktion möglichst kleinen inneren Widerstand und möglichst kleine innere Induktivität sicherstellt.
4. Anwendung möglichst großer Schwingungskreiskapazität  $C_2$ , deren Konstruktion möglichst jeden inneren Widerstand und jede innere Induktivität ausschließt.

Will man eine bestimmte Schwingungszahl herstellen, so führt die Forderung darauf, den Schwingungskreis mit möglichst großer Kapazität und möglichst kleiner Induktivität herzustellen. Um dann große Energie in Schwingung zu bringen, muß  $J_0$  vergrößert werden, wodurch ja aber die Neigung zur Funkenbildung wächst. Es wird so praktisch wohl stets ein Kompromiß zwischen der Forderung eines nicht zu großen  $J_0$  und einer nicht zu kleinen Kapazität  $C_2$  geschlossen werden müssen. Auch scheint es, daß man Schwingungen sehr hoher Frequenz nach dieser Methode wohl nie mit besonders großer Energie wird herstellen können.

---

1) Ziokner, Diss. Berlin 1914.

## 6. Anwendungen auf den Funkeninduktor.

Die gefundene Antwort auf die von uns behandelte Frage gestattet einige Anwendungen auf ein Problem, welches mit dem unsrigen sehr nahe verwandt ist, den Betrieb von Funkeninduktorien mit technischen Stromunterbrechern. Die Verwandtschaft tritt in der Skizze Fig. 60 deutlich zutage. Der

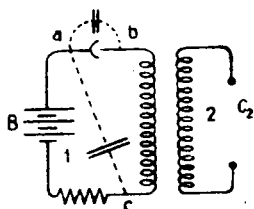


Fig. 60.

Unterschied besteht darin, daß die beiden schwingungsfähigen Kreise nicht durch eine gemeinsame Induktivität, sondern durch eine gegenseitige Induktivität gekoppelt sind. Ferner ist die Kapazität  $C_2$  ziemlich klein. Auch hier muß das Auftreten des Unterbrechungsfunkens den Wirkungsgrad der in 2 entstehenden Schwingung, d. h. die Energie, die man sekundär bei einer Unterbrechung zur Verfügung gestellt bekommt, rasch herabsetzen. Mizuno<sup>1)</sup> hat das ganz ähnlich deutlich gemacht, wie wir es in Fig. 53 für unseren Fall taten. Zur Zurückdrängung der Funkenbildung pflegt man nach Fizeau dem Unterbrecher parallel zu  $ab$  eine Kapazität zu schalten, und man weiß, daß es bei jedem Induktorium eine bestimmte Kapazität gibt, mit der man sekundär die größte Funkenlänge erzielt. Dies erklärt sich daraus, daß eine Vergrößerung der Kapazität über den Wert hinaus, der die Funkenbildung aufhebt, eine Vergrößerung der primären Schwingungszeit und damit eine Verlangsamung des Stromabfalles erzielt, woraus dann natürlich eine Verkleinerung der sekundären Funkenspannung erfolgt. Für unsere Schwingungserregungsschaltung haben wir eine der Unterbrechungsstelle parallel geschaltete Kapazität ebenfalls probiert, aber erheblich weniger gute Resultate erzielt wie mit unserer Überbrückungskapazität

1) Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik, 10. Auflage. 4. p. 796. 1914. Mizuno, Phil. Mag. 45. p. 447. 1898.

bei *a c*. Das ist auch leicht verständlich, denn bei der Schaltung *a b* bietet man ja stets einen Weg, auf dem sich die in Kreis 2 schwingende Energie auf das leichteste in den Kreis 1 begeben kann, wo sie dann in den Widerständen stark gedämpft wird. Daher erhielten wir bei dieser Schaltung zwar auch funkenlose Unterbrechung, aber stets nur stark gedämpfte Schwingungen. Die Überbrückungskapazität zwischen *c* und *d* aber sorgt nicht nur für funkenfreie Unterbrechung, sondern verhindert auch den Übertritt der Schwingung in den Kreis I. Die in 2. erregte Schwingung wird nun nicht mehr gedämpft, als es den im Kreise II vorhandenen Bedingungen entspricht.

Man fragt sich sogleich, ob am Ende auch beim Induktionsapparat die Überbrückung bei *a* und *c* besser wäre als bei *a* und *b*. Diese Frage muß man wohl verneinen, doch haben wir noch keine systematischen Versuche darüber angestellt. Denn den Hauptzweck der Überbrückungskapazität in unserem Falle, die so schädlichen Induktivitäten im Kreise I auszuschalten, erreicht man im Falle des Induktoriums wohl kaum. Denn wegen der großen Spannung der gewöhnlichen Induktorien bleibt ja eine durch die Streuinduktion hervorgerufene Induktivität stets übrig, auch wenn wir die Überbrückung *a, c* gemacht haben. Würde man, worauf diese Überlegung drängt, geschlossene Eisenkerne verwenden, so würde man bei der Unterbrechung wegen der Hysteresisschleife keine genügende Änderung des Induktionsflusses erhalten. Immerhin sieht man, daß ein stärkeres Schließen des Eisenweges bis auf eine geringe Schlitzweite die Verhältnisse erheblich verbessern könnte. Dieser Weg ist ja auch von Hrn. Klingelfuß mit großem Erfolge beschritten worden.

Auch auf der Sekundärseite würde dadurch die nach unseren Versuchen und Überlegungen so schädliche Zusatzinduktivität, wie sie von der Streuinduktion veranlaßt wird, verkleinert. Dort wirkt nach unseren Ergebnissen aber auch ein Widerstand sehr schädlich. So sieht man, daß eine Verkleinerung des Sekundärwiderstandes große Verbesserung bringen muß, worauf die Technik ja auch schon empirisch gekommen ist.

Es unterliegt keinem Zweifel, daß eine Behandlung des Induktoriums nach den Methoden dieser Arbeit gewiß manchen Aufschluß über diesen komplizierten Apparat bringen könnte.

**7. Zusammenfassung.**

1. Es wurde die Methode, ein elektromagnetisches System dadurch zum Schwingen zu bringen, daß man einen in seiner Induktivität fließenden Strom  $J_0$  unterbricht, auf ihren Wirkungsgrad untersucht und festgestellt, daß derselbe im allgemeinen äußerst klein ist.

2. Die Analyse des Unterbrechungsvorganges mit Hilfe der Braunschen Röhre zeigte, daß die an der Unterbrechungsstelle auftretenden Funken es sind, welche den schlechten Wirkungsgrad dieser Schwingungserregung bedingen.

3. Danach wurde nach derselben Methode der Einfluß der verschiedensten Versuchsbedingungen auf das Auftreten der Unterbrechungsfunken festgelegt.

4. Eine quantitative Übersicht über diese Einflüsse erhielt man durch die Methode der kritischen Stromstärken, d. h. durch Ermittlung derjenigen unterbrochenen Stromstärke, bei welcher unter den betreffenden Versuchsbedingungen der Unterbrechungsfunken jedesmal verschwindet.

5. Es wurde gezeigt, daß die untersuchte Methode der Schwingungserregung als Ausschaltvorgang eines gekoppelten Systems von zwei Freiheitsgeraden betrachtet werden kann.

6. Nach einem von Heaviside angegebenen und neuerdings von K. W. Wagner fruchtbar gemachten mathematischen Verfahren ließ sich unter gewissen vereinfachenden Annahmen eine mathematische Theorie des Vorganges entwickeln, die sich imstande erwies, die Beobachtungen bis in alle Einzelheiten richtig zu beschreiben.

7. Es wurde auf einige Folgerungen der vorstehenden Ergebnisse für die Theorie und Praxis der Induktionsapparate hingewiesen.

(Eingegangen 12. April 1918.)

---