

# ARBEITEN

aus dem Elektrotechnischen Institut  
der Technischen Hochschule Aachen

---

---

BAND III

1928

Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. W. Rogowski

Beiträge:

- Rogowski und Baumgart, Ein Glühkathodenoszillograph für Vakuumaufnahmen.  
Rogowski, Der Blick in das elektrische Geschehen einer milliardstel Sekunde.  
Flegler, Die Wirkungsweise von Überspannung-Schutzvorrichtungen nach Untersuchungen mit dem Kathodenoszillographen.  
Rogowski, Stoßspannung und Durchschlag bei Gasen.  
Rogowski und Tamm, Quecksilberlampe und Radium als Vorionisatoren. Ihr Einfluß auf den elektrischen Funken.  
Rogowski, Sprungwelle, Spule und Kathodenoszillograph.  
Jacobs, Über gewisse Entladungsformen einer Funkenstrecke.  
Flegler, Überspannungen in Starkstromanlagen und ihre Bekämpfung.  
Rogowski, Beyerle und Wolff, Selbsttätige Regelung des Vakuums von Kathodenoszillographen.  
Sommerfeld, Über einen Kathodenoszillographen hoher Spannungsempfindlichkeit.  
Rogowski, Sommerfeld und Wolmann, Empfindlicher Glühkathodenoszillograph für Innenaufnahmen in einem Vorvakuum.  
Rogowski und Tamm, Stoßspannungen und Funkenbilder.  
Rogowski und Flegler, Die erste Außenaufnahme einer Wanderwelle.  
Güllner, Zum Durchschlag fester Isolatoren.  
Wideröe, Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen.  
Rogowski, Der elektrische Durchschlag.  
Güllner, Über Polarisationsspannungen in Glas, Glimmer und Gips.  
Baust, Messung von Ausschaltüberspannungen mit dem Kathodenoszillographen.  
Jacobs, Spulen, Wanderwellen und Kathodenoszillograph.

---

---

SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG GMBH 1929

ISBN 978-3-662-39384-0

ISBN 978-3-662-40440-9 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-662-40440-9

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1929

# Ein Glühkathodenoszillograph für Vakuumaufnahmen.

Von

W. Rogowski und K. Baumgart.

Rogowski und Größer<sup>1</sup> haben vor zwei Jahren einen Glühkathodenoszillographen beschrieben, dem sowohl hohe Intensität wie Fleckschärfe zukam. Es gelang den beiden Genannten mit ihrem Oszillographen, durch Außenaufnahme gedämpfte Kondensatorentladungen von 100 000 Perioden in der Sekunde auf der photographischen Platte festzuhalten.

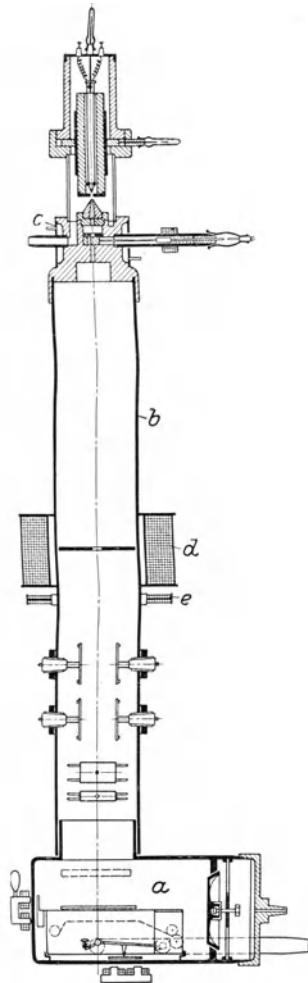
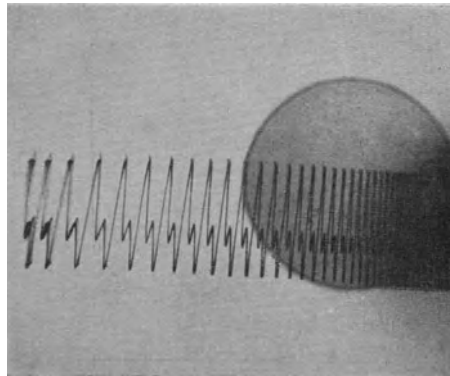
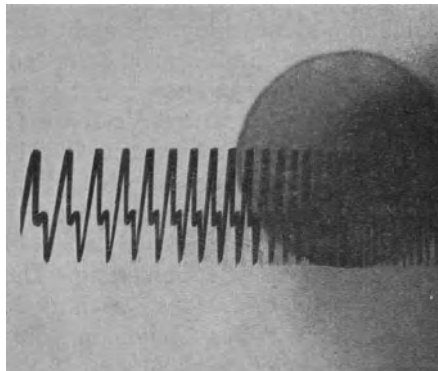


Bild 1. Schnittzeichnung des Glühkathodenoszillographen für Innenaufnahmen.



0  $1 \times 10^{-3}$  sek

Bild 2. Klemmenspannung einer Wechselstromsirene. 3000 Per/sec, Erregerspannung der Röhre 60 kV, Heizstrom 3,2 Ampere.

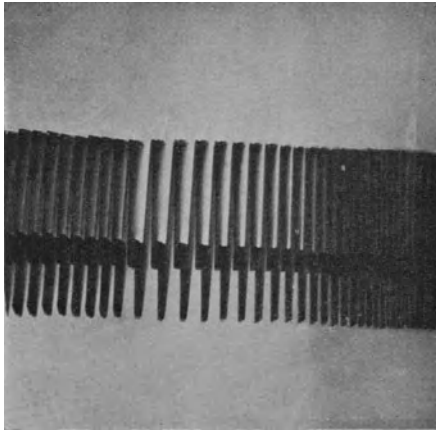


0  $1 \times 10^{-3}$  sek

Bild 3. Klemmenspannung einer Wechselstromsirene. 3000 Per/sec, Erregerspannung der Röhre 60 kV, Heizstromstärke 4,0 Ampere.

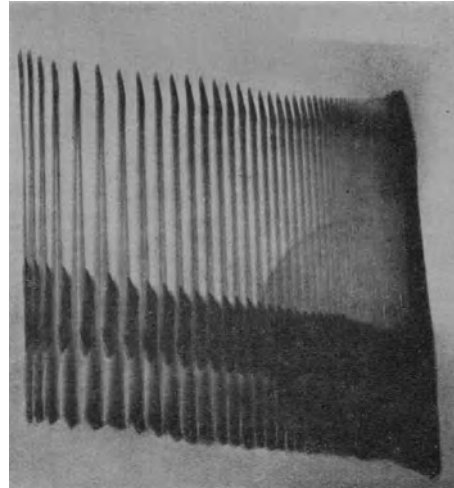
<sup>1</sup> Rogowski und Größer, Über einen lichtstarken Glühkathodenoszillographen für Aufnahmen rasch verlaufender Vorgänge. Arch. f. Elektrot. Bd. 15, Heft 4, 1915.

Andererseits haben Rogowski und Flegler<sup>1</sup> und später Rogowski, Flegler und Tamm<sup>2</sup> einen Kathodenoszillographen mit kalter Kathode beschrieben, mit dem sie durch Innenaufnahmen elektrische Vorgänge von einhundertmillionstel, ja von einmilliardstel Sekunde Dauer noch vollkommen formgetreu und in guter Schrift auf den Film schrieben. Da die Glühkathode vor der kalten Kathode einige Vorzüge hat (leichte Veränderung der Empfindlichkeit<sup>3</sup>, verminderte Streuung der Elektronen im Ablenkrohr), so lag es im Gang der Entwicklung, beide Wege miteinander zu vereinigen und einen Glühkathodenoszillographen für Innenaufnahmen zu schaffen. Dieser wird im folgenden beschrieben.



0  $1 \times 10^{-3}$  sek

Bild 4. Klemmenspannung einer Wechselstromsirene. 3000 Per/sec, Erregerspannung der Röhre 45 kV, Heizstromstärke 4,0 Ampere.



0  $1 \times 10^{-3}$  sek

Bild 5. Klemmenspannung einer Wechselstromsirene. 3000 Per/sec, Erregerspannung der Röhre 25 kV, Heizstromstärke 4,0 Ampere.

Ein Glühkathodenoszillograph steht und fällt mit der Frage, ob man das nötige Hochvakuum bequem und sicher erzeugen kann. Dies ist der Fall, wenn man Leyboldsche Diffusionspumpen benutzt, wenn man mit flüssiger Luft kühlt und bei der Konstruktion die nötige Vorsorge (siehe weiter unten) trifft.

Fast alle Teile unseres neuen Oszillographen bestehen aus Metall (Bild 1). Die Aufnahmekammer *a* und das sich daran anschließende Ablenkrohr *b* sind von genau der gleichen Bauart, die Rogowski, Flegler und Tamm im Archiv für Elektrot. 1927, Band 18, angegeben haben. Desgleichen die Platten- (Film-) Kassette und ihre elektromagnetische Steuerung. Den Abschluß des Ablenkrohres nach der Anodenseite hin bildet das aus geschmiedetem Messing hergestellte Stück *c*. Es trägt die Anodenspitze aus Molybdän, die Schieberblende, den Pumpstutzen und einen Kühlmantel für Wasserkühlung. An das Messingstück *c* schließt sich mittels

<sup>1</sup> Rogowski und Flegler, Ein Kathodenoszillograph für Aufnahmen im Vakuum, Arch. f. Elektrot. Bd. 15, 1925.

<sup>2</sup> Rogowski, Flegler, Tamm, Eine neue Bauart des Kathodenoszillographen. Arch. f. Elektrot. Bd. 18, Heft 6, 1927.

<sup>3</sup> Bei der älteren Bauart von Rogowski und Flegler wurde die Veränderung der Empfindlichkeit durch Abstandsänderungen der Ablenkplatten, die von außen gesteuert wurden, erreicht. Bei der neueren Bauart sind mehrere (2) Plattenpaare für die Ablenkung vorgesehen, die einzeln oder in Parallelschaltung benutzt oder noch durch Metallstreifen bequem verlängert werden können.



einer Piceindichtung ein 5 mm starker Hartglaszylinder von 160 mm Durchmesser und 200 mm Länge an. Er trägt oben eine metallene Kappe, die den Glühdraht und die Hilfselektrode aufnimmt. Alle Dichtungsstellen sind mit Picein hergestellt. Die Wasserkühlung soll die Erwärmung desselben in zulässigen Grenzen halten.

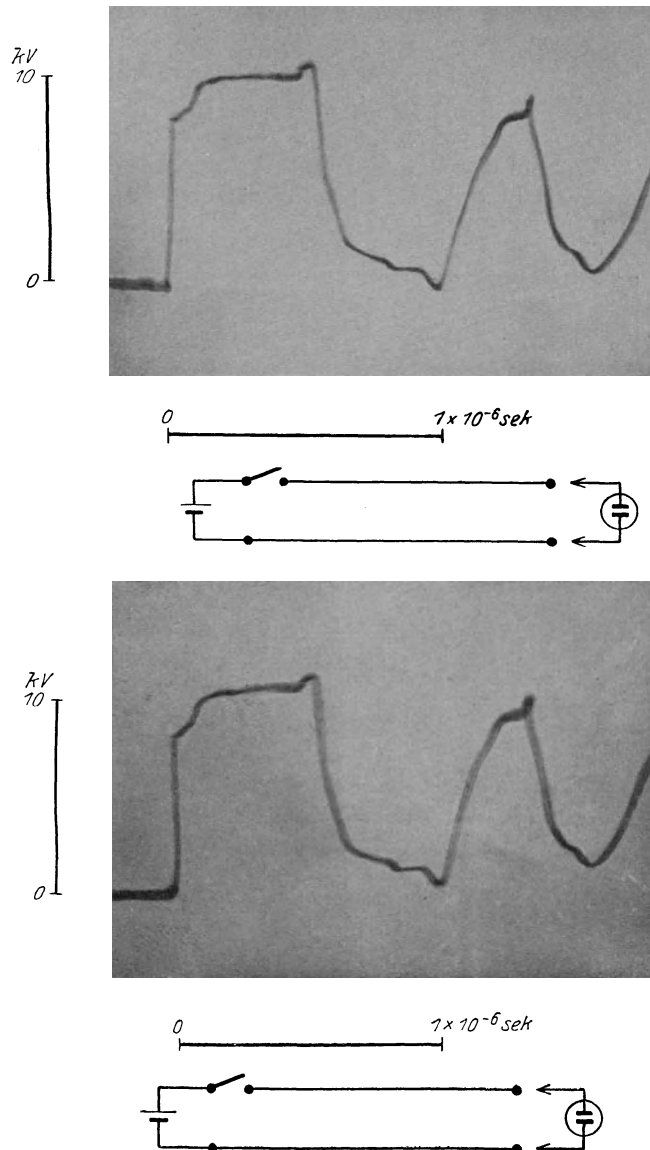


Bild 6 u. 6a. Kabelwelle einer Gummischlauchleitung, am Ende der offenen Leitung gemessen, Länge der Leitung 37 m, angestoßene Frequenz 10<sup>6</sup> Per/sec, Schaltspannung 5 kV.

Die Spule *d* dient zur Konzentrierung des Elektronenbüschels. Die Kreuzspule *e* gibt dem Fleck die gewünschte Anfangslage.

Wir haben folgende Aufnahmen mit dem Glühkathodenoszillographen erhalten. Bild 2 zeigt die Klemmenspannung einer Wechselstromsirene. Frequenz 3000 Perioden pro Sekunde. Das Oszillogramm beweist, welch hervorragende Niederschrift mit einer Glühkathode erzielt werden kann. Die Zeitablenkung geschah hier durch ein magnetisches Feld. Der runde Klecks im Oszillogramm rührt von der Lichtwirkung

der geheizten Wolframkathode her. Man beachte noch, daß die aufgedrückte Spannung Kathode—Anode 60 kV beträgt. Entfernung beider Elektroden etwa 1 cm. Ein Beweis für die Güte des erzielten Hochvakuums. Heizstromstärke des Glühfadens 3,2 Ampere.

Wir behalten die Spannung von 60 kV bei, vergrößern aber den Heizstrom von 3,2 auf 4,0 Amp., bekommen nun mehr Elektronen und erhalten Bild 3. An der kräftigeren Schrift kommt die größere Elektronenmenge zum Ausdruck.

Wir lassen nun die Heizung konstant und verringern die Spannung Anode—Kathode (Erregerspannung) von 60 kV auf 45 kV. Unser Oszillograph wird empfindlicher, wir erwarten größere Amplituden. Bild 4 zeigt sie. Gleichzeitig bemerken wir, soweit wir es mit dem unbewaffneten Auge erkennen können, daß trotz niedrigerer Erregerspannung die photographische Schwärzung praktisch dieselbe geblieben ist wie in Bild 3.

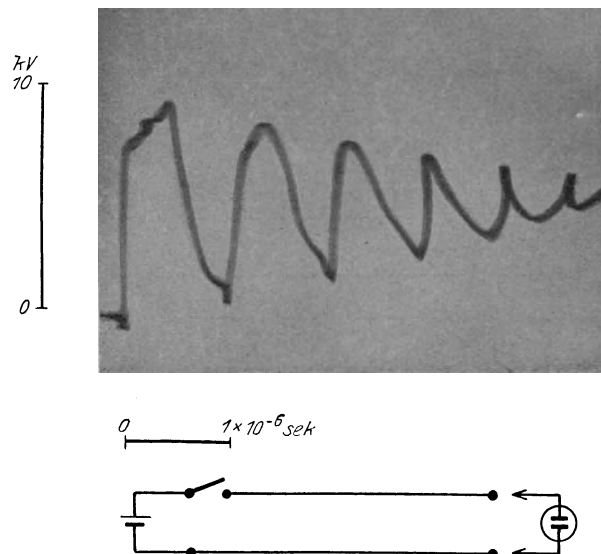


Bild 7. Wie 6, jedoch Zeitablenkung verkleinert.

Wir verringern die Erregerspannung noch weiter auf 25 kV. Der Heizstrom bleibt wieder derselbe von 4,0 Ampere. Bild 5 ist das Ergebnis. Die niedrige Erregerspannung kommt in einer noch weiteren Vergrößerung des Schreibweges zum Ausdruck. Zu unserem Erstaunen sehen wir auch jetzt keine wesentliche Änderung der Schwärzung. Wir müssen also annehmen, daß in dem Gebiet von, sagen wir, 20000 Volt ab die photographische Platte bei unseren Strömen bereits gesättigt wird. Es hat somit, wenn man lediglich die Schwärzung im Auge hat, keinen Zweck, wesentlich höher als 25000 Volt mit der Erregerspannung zu gehen. Dagegen hängt die Schwärzung in diesem Gebiet stark von der Elektronenmenge ab (vgl. Bild 2 und 3).

Man wird einwenden, daß Vorgänge von eindreitausendstel Sekunde keine Leistung für einen Kathodenszillographen darstellen. Das ist richtig. Wir haben daher auch Wanderwellen und Spannungszusammenbrüche am Funken mit unserem neuen Oszillographen aufgenommen. Die Zeitablenkung wurde in diesen Fällen, wie früher, durch ein elektrisches Feld hervorgerufen. Da die Wanderwellenleitung des Elektrotechnischen Instituts für andere Zwecke benutzt wurde, haben wir eine Gummischlauchleitung (Kabel) verwendet. Aus der Arbeit von Rogowski, Flegler und Tamm<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Rogowski, Flegler, Tamm, Über Wanderwelle und Durchschlag. Arch. f. Elektrot. Bd. 18, Heft 5. 1927.

geht hervor, daß die Wanderwelle bei einer solchen Leitung zuerst steil hindurch geht, daß aber dann sehr bald eine Abflachung eintritt. Das entsprechende Oszillogramm einer solchen Welle, aufgenommen mit unseren Glühkathodenoszillographen, geben wir in Bild 6 und 6a wieder. Wir haben zweimal dieselbe Aufnahme gemacht. Die eine stellt nicht etwa die Kopie der andern, sondern eine neue Aufnahme dar. Aus beiden ist zu sehen, daß der Oszillograph regelmäßig die Vorgänge erfaßt. Unsere Gummischlauchleitung hatte eine Länge von 37 m. Die angestoßene Frequenz beträgt rund  $10^6$  Perioden in der Sekunde. Wie Rogowski, Flegler und Tamm gezeigt haben, geht der erste steile Anstieg der Wanderwelle bei der Freileitung in weniger als in einhundertmillionstel Sekunde vor sich. Bei unserer Gummischlauchleitung ist die Dauer des Anstieges kaum als länger einzuschätzen. Wir sehen, daß der Anstieg deutlich in unserem Oszillogramm zum Vorschein kommt. Die Intensität reicht also aus, um alle Wanderwellenphänomene

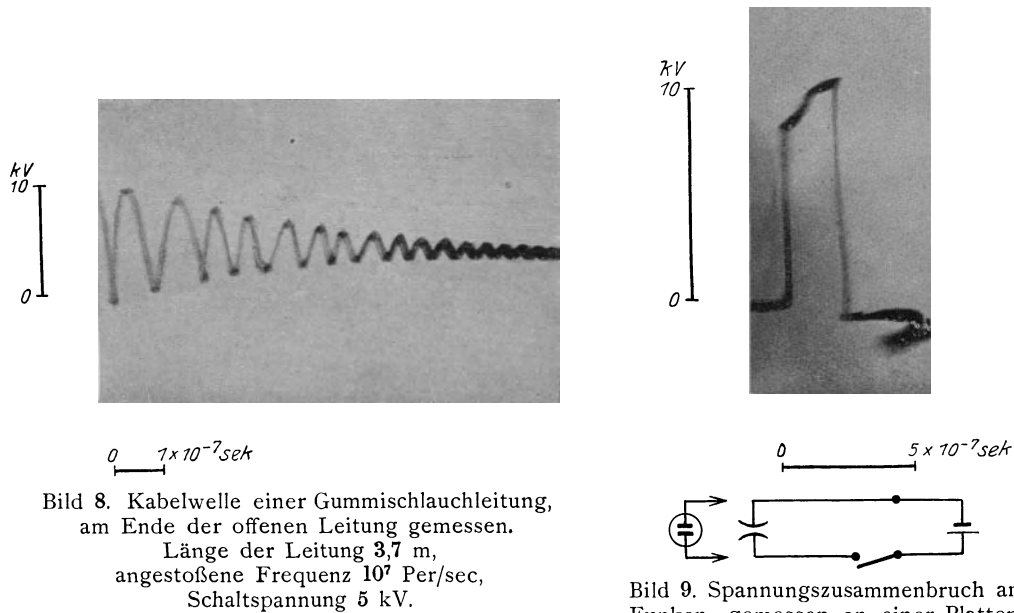


Bild 8. Kabelwelle einer Gummischlauchleitung, am Ende der offenen Leitung gemessen. Länge der Leitung 3,7 m, angestoßene Frequenz  $10^7$  Per/sec, Schaltspannung 5 kV.

Bild 9. Spannungszusammenbruch am Funken, gemessen an einer Plattenfunkenstrecke, die an das Ende der Gummischlauchleitung von 37 m geschaltet war. Schaltspannung 5 kV.

und Durchbrucherscheinungen zu verfolgen. Ja, wir glauben sogar, daß in bezug auf Intensität die neue Bauart sich nicht nur ebenbürtig neben die alte stellt, sondern sie wahrscheinlich bald überholen wird.

In Bild 7 haben wir die Zeitablenkung verkleinert, so daß wir mehrere Schwingungen auf die Platte bekommen. Man sieht Verzerrungen im Oszillogramm. Sie rühren von Schwingungen in der Zeitablenkung her. Aus früheren Erfahrungen wissen wir, daß diese Verzerrungen dann eintreten, wenn Zeitkreis und Schwingungskreis aufeinander wirken. Tatsächlich war unser Schwingungskreis auch nicht in Metall eingepackt, wie dies bei den Versuchen von Rogowski, Flegler und Tamm geschah. Wir werden dies später nachholen und in einer späteren Arbeit weitere Oszillogramme bringen. Die hier vorgebrachten galten zunächst dem Beweis, daß wir tatsächlich die Intensität für die höchsten Schwingungen haben.

Daß wir nicht nur die Vorgänge, wie bewiesen, auf der Platte festhalten, sondern daß wir sie auch deutlich mit allen Feinheiten auf dem Fluoreszenzschirm sehen können, ist eine für die Wahl geeigneter Versuchsbedingungen angenehme Eigenschaft dieses Oszillographen. Er ist in dieser Hinsicht mindestens ebenso gut,

wenn nicht sogar besser, als der von Rogowski, Flegler und Tamm beschriebene Kathodenoszillograph mit kalter Kathode. Dabei ist der Kontrast des Bildes auf dem Fluoreszenzschirm hervorragend gut. Man sieht alle Einzelheiten wunderbar deutlich. Tatsächlich sind sämtliche Aufnahmen ohne jede Vorablenkung gemacht worden.

In Bild 8 haben wir eine gedämpfte Schwingung von 10 Millionen vor uns, die durch Einschalten einer Gummischlauchleitung von 3,7 m erzielt wurde.

In Bild 9 bringen wir noch einen Spannungszusammenbruch am Funken. An das Ende der Gummischlauchleitung war eine Plattenfunkenstrecke eingeschaltet.

Es ist keine Frage, daß der neue Glühkathodenoszillograph mit dem Oszillographen mit kalter Kathode in ernstem Wettbewerb treten wird. Die eingangs genannten Eigenschaften machen ihn wertvoll. Der kalten Kathode wird indessen immer der Vorzug der einfacheren Handhabung bleiben.

Auch diese Arbeit wurde mit Unterstützung der Notgemeinschaft Deutscher Wissenschaft durchgeführt.

---

## Der Blick in das elektrische Geschehen einer milliardstel Sekunde<sup>1</sup>.

Von W. ROGOWSKI.

Seit einigen Jahren verfolge ich, unterstützt von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, mit meinen Mitarbeitern<sup>2</sup> das Ziel, rasch veränderliche elektrische Vorgänge sichtbar zu machen und auf der photographischen Platte festzuhalten, selbst dann, wenn diese Vorgänge in einmillionstel, einhundertmillionstel, ja einmilliardstel Sekunde kommen und gehen.

Den Anstoß hierzu gab die Untersuchung eines Vorganges, der täglich millionenmal abläuft, der in seinen Einzelheiten von einer Generation von Elektroingenieuren begrübelt und doch von niemand voll verstanden worden ist. Dieser sonderbare Vorgang ist der Schaltvorgang. Wir haben ihn vor uns beim harmlosen Druck auf die Taste des Telegraphen, beim Einschalten von Glühlampen und Motoren, bei dem weniger harmlosen Einschalten einer Hochspannungsfernleitung oder aber beim Blitz, diesem imposanten Schaltvorgang großen Stils. Bei all diesen Schaltvorgängen besteht das Bekannte darin, daß Leitungsbahnen, die vorher weder Strom noch Spannung hatten, unter Strom und Spannung kommen.

Aber wie erhält jeder Teil der Leitung seine Spannung? Geht dies plötzlich vor sich und bedeutet „plötzlich“ eintausendstel, einmillionstel oder einmilliardstel Sekunde? Hier liegen ungelöste Fragen, auf die die Elektrotechnik in den letzten Jahrzehnten immer gebieterischer eine Antwort suchte.

Indessen gestern noch konnten sich die Einzelheiten des Schaltvorganges in geheimnisvolles Dunkel hüllen. Heute liegen sie, wenn wir wollen, in aller Klarheit vor unsern leiblichen Augen. Morgen werden sie zu den abgetanen und durchsuchten Fragen gelegt werden können. Diese Wendung haben Arbeiten herbeigeführt, die im Elektrotechnischen Institut Aachen ausgeführt wurden. Und zwar glückte es mir, zunächst auf einem mit den Herren FLEGLER und TAMM beschrifteten Wege zum Ziele zu kommen.

Damit wir einen bestimmten Fall vor Augen haben, wollen wir annehmen, wir haben es mit einer Fernleitung von Aachen nach Duisburg zu tun (Fig. 1 a). Die Leitung ist zunächst in Aachen und Duisburg ungeschlossen. Es handelt sich also um eine offene Leitung. Solange wir diese Leitung nicht an Hochspannung legen, hat sie für uns keine besonderen Eigenschaften. Alle gezeichneten Spannungsmesser zeigen auf Null.

Dies wird ganz anders, wenn wir in Aachen an diese Leitung eine Gleichspannung von — sagen wir — 50000 Volt schalten. Dann erhält die Leitung etwas Besonderes, „sie kommt unter Spannung“. Überall werden dann die Spannungsmesser 50000 Volt anzeigen.

Dies ist das Bekannte des Schaltvorganges. Nun kommt das im allgemeinen Übersehene und nur von einigen Begrübelte.

Wir wollen wieder von der offenen Leitung aus gehen (Fig. 1 a). Wir legen den Schalter in Aachen ganz plötzlich ein und fragen uns: Wie wird die Spannungsverteilung unmittelbar nach dem Einschalten sein?

Offenbar kommen die Partien in der Nähe von Aachen sofort auf die Spannung von 50000 Volt (Fig. 1 b). Aber wenn wir diese Zeitspanne unmittelbar nach dem Einschalten nur klein genug wählen, können wir mit Bestimmtheit sagen, daß in Duisburg unmittelbar nach dem Einschalten keine Spannung sein wird. Denn was weiß das Ende in Duisburg, daß wir hier in Aachen einen Schaltvorgang vorgenommen haben? Wir sehen somit, daß sich der Schaltvorgang nur so vollziehen kann, daß zunächst die Partien in Aachen unter Spannung kommen und daß diese wieder die nächstliegenden Teile unter Spannung setzen und

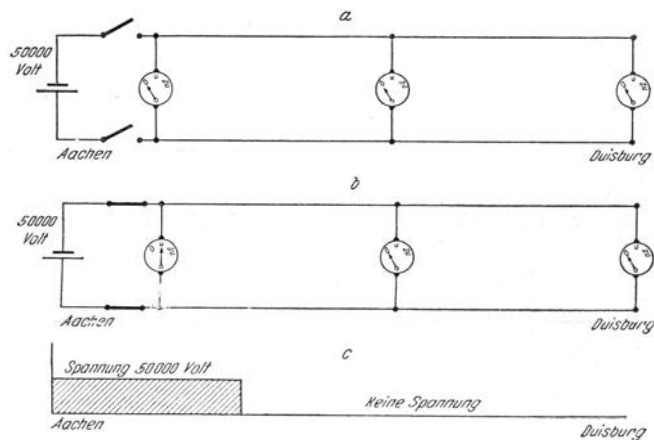


Fig. 1. Das elektrische Einschaltproblem.

<sup>1</sup> Nach einem Vortrage gehalten am 3. Juli 1927 vor der Hauptversammlung der Freunde der Aachener Hochschule.

<sup>2</sup> Den Doktoren FLEGLER, TAMM, GRÖSSER, SOMMERFELD, BAUMGART, GIROD und WOLMAN.

so fort. Mit anderen Worten: Wir haben es mit einer Ladewelle zu tun. Die Leitung kommt nach und nach auf Spannung. In unsere Leitung zieht eine Spannungswelle ein (Fig. 1c).

Die Ladewelle zieht außerordentlich rasch, wie wir wissen, mit Lichtgeschwindigkeit. Die Strecke von Aachen bis Duisburg, also etwa 100 km, wird in rund  $\frac{1}{3000}$  Sekunde durchlaufen. Innerhalb dieser  $\frac{1}{3000}$  Sekunde werden wir also unterscheiden müssen zwischen geladenen und ungeladenen Teilen der Leitung (Fig. 1c).

Ist die Leitung nicht 100 km, sondern nur 1 km lang, so beträgt die entsprechende Zeitspanne nur  $\frac{1}{300000}$  Sekunde. Haben wir es mit einer Leitung von nur einem einzigen Meter zu tun, so rechnet man leicht um, daß die entsprechende Zeitspanne, in der geladene und ungeladene Teile der Leitung unterschieden werden können, auf eine dreihundertmillionstel Sekunde zusammenschrumpft.

Vielleicht ist es gut, die Verhältnisse durch einen Vergleich noch plausibler zu machen.

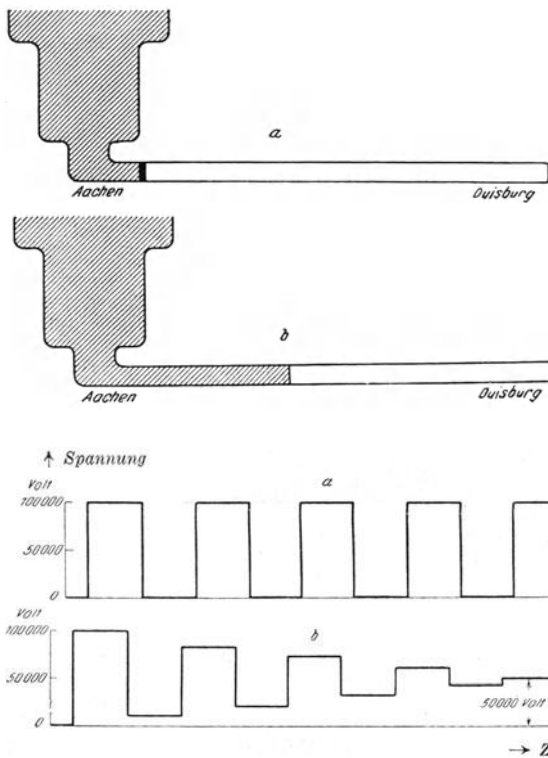


Fig. 3. Schalterschwingung am Ende der Leitung.

Schließlich wird dieses Wellenspiel aber infolge der immer vorhandenen Widerstände abgedämpft. Erst jetzt ist die Leitung so aufgeladen, wie man es sich gewöhnlich vorstellt.

Von besonderem Interesse ist die Spannung am Ende der Leitung, also in Duisburg. Wäre das Wellenspiel ungedämpft, so erhielten wir den rechteckförmigen Wellenzug (Fig. 3a). Die Spannung pendelt zwischen Null und dem Doppelten der Schaltspannung hin und her. In Wirklichkeit dämpft der Widerstand die Einschalterschwingung ab. Der Verlauf der Spannung in Duisburg hat daher den Charakter<sup>1</sup> von Fig. 3b. Nach vollendeter Abdämpfung ist der Ladevorgang beendet.

Nun die technische Bedeutung dieses Schaltvorganges. Aus den Bildern sehen wir, daß die Spannung der Leitung gelegentlich auf 100 000 Volt steigt. Die Isolatoren der Strecke müssen somit 100 000 Volt und nicht der Schaltspannung von 50 000 Volt angepaßt werden. Hier liegt die eine praktische Bedeutung des gezeigten Vorganges.

Eine zweite Bedeutung erhalten wir, wenn wir in Duisburg eine Transformatorwicklung an die Leitung anschließen. An Gleichstromquellen schließt man zwar gewöhnlich keine Transformatoren an. Aber wir wollen mit dem Einschalten unserer Gleichspannung nicht gar zu wörtlich genommen werden. Das Wellenspiel geht auch bei Einschalten von Wechselstrom so rasch gegenüber der Periodendauer von  $\frac{1}{50}$  Sekunde des gewöhnlichen Wechsel-

<sup>1</sup> Mit der Dämpfung erfolgt gleichzeitig ein nicht gezeichneter Übergang in die Sinusform der Schwingung.

Offenbar haben wir beim Einschalten einer Leitung einen ganz ähnlichen Vorgang vor uns, wie wir ihn erhalten, wenn wir einen großen Wasserbehälter an ein langes Rohr anschließen (Fig. 2a). Ziehen wir den Schieber (Fig. 2a) hinweg, so wird sich das Wasser mit einer gewissen Geschwindigkeit in das Rohr ergießen. Die Rohrwandungen kommen nach und nach unter Druck, unter elastische Spannung. Genau wie im elektrischen Fall, werden wir beim Hinwandern des Wassers Teile der Rohrleitung mit Druck und Teile der Rohrleitung ohne Druck unterscheiden müssen (Fig. 2b).

Was passiert nun, wenn die Welle an das Ende der Leitung kommt? Bei der Wasserströmung wird sich das Wasser am verschlossenen Röhrende aufstauen, diese Partien des Rohres unter besonders hohen Druck nehmen und dann zurückfluten. Eine eigentümliche Druckwelle wird zwischen Wasserbehälter und dem festverschlossenen Ende hin und her gehen.

Genau so im elektrischen Fall. Nachdem unsere Ladewelle in Duisburg angekommen ist, schnellte sie von 50 000 Volt auf das Doppelte, also 100 000 Volt, in die Höhe. Die Zufuhr des Ladestromes wird unterbunden, und ein eigenartiges Wellenspiel setzt ein, das ungedämpft verlaufen würde, wenn keine Widerstände da wären.

stromes vor sich, daß wir unter dem Wert unserer Gleichspannung den Augenblickswert der einzuschaltenden Wechselspannung verstehen können. Die Transformatorwicklung wird nicht dauernd 50000 Volt, sondern vorübergehend beim Einschalten ebenfalls 100000 Volt, also dem doppelten Betrag der Spannung, ausgesetzt. Aber das ist noch nicht alles. Wie wir gesehen haben, hat unsere Wanderwelle eine steile Front; wir nehmen wenigstens an, sie hätte eine solche. Trifft eine solche steile Spannungsfront auf eine Wicklung auf, so legt sich die gesamte Spannung, also hier von 100000 Volt, nicht gleichmäßig auf sämtliche Windungen, sondern, wie die Theorie gezeigt hat, nur auf die allerersten Windungen. Diese werden hoch beansprucht und sind daher besonders der Gefahr eines Durchschlages ausgesetzt. Die praktischen Erfahrungen haben dies insofern bestätigt, als gerade die Anfangswindungen der Transformatoren besonders oft durchschlagen. Viele Betriebsstörungen sind auf diese Weise zu erklären.

Alles, was ich bisher mitteilte, ist wesentlich Ergebnis der Theorie, die mit ihrem geistigen Auge in das Dunkel der Schaltvorgänge bisher allein hineinblicken konnte. Etwa von 1908 an glaubte man an die steile Wanderwellenfront und sah in ihr die eigentliche Gefahr für den Transformator. Seit dieser Zeit setzte eine Flut von rein theoretischen Betrachtungen ein, die dem Betriebsingenieur Mittel in die Hand geben wollte, steile Wanderwellenfronten zu brechen und sie in sanftere Anstiege umzugestalten. Drosselspule, Kondensator wurden empfohlen. Besondere Überspannungsschutzapparate verdanken den damaligen Bestrebungen ihr Dasein. Diese Schutzapparate sind vom Betriebsingenieur in großem Umfange in Anlagen eingebaut worden unter Aufwendung ganz erheblicher Mittel. Trotzdem haben sich die auf sie gesetzten Erwartungen nicht erfüllt. Die Transformatoren schlugen nach wie vor durch. Man fing daher an, das Ergebnis der Theorie anzuzweifeln. Es fehlte nicht an Stimmen, die der Wanderwelle keine steile, sondern eine flache Front zuschrieben, und wie es in solchen Fällen des Zweifels üblich ist: es kamen endlose Diskussionen mit halbrichtigen, schwer nachzuprüfenden Behauptungen. Mißmutig warf schließlich der Theoretiker die Feder weg. Mißmutig baute der Betriebsingenieur seine Schutzapparate wieder aus; wo er sie doch beibehielt, tat er es mehr in der Absicht, sein Gewissen als seinen Transformator zu beruhigen.

Bei diesem vollkommen unbefriedigenden Stande des Problems wurde immer mehr die Frage aktuell: Kann nicht das Experiment die Einschaltvorgänge erfassen?

Ich erinnere an unsern Wasserbehälter und an unsern Wasserrohr (Fig. 2). Es würde gar keine Schwierigkeiten machen, in diesem hydrodynamischen Fall den Druckverlauf an irgendeiner Stelle des Rohres, sagen wir: etwa am Ende, durch Indizieren festzustellen. Solche Wellenschreiber haben wir auch für elektrische Vorgänge; die Grenze ihrer Leistungsfähigkeit liegt aber etwa bei einer tausendstel Sekunde. Bei unserm Einschaltproblem handelt es sich aber, wenn wir über die Steilheit der Wanderwelle etwas aussagen wollen, um Vorgänge, die vielleicht in einer milliardstel Sekunde verlaufen. Es ist ganz hoffnungslos, die üblichen Wellenschreiber wegen ihrer trägen Masse für diese kurzen Zeiten umzubilden. Mit diesen Apparaten konnte man unmöglich zum Ziele kommen. Darüber waren sich alle Einsichtigen klar. Wenn die Niederschrift überhaupt gelingen sollte, so konnte dies nur mit der sogenannten BRAUNSCHE Röhre geschehen. Dies ist ein Wellenschreiber, den die Physiker entwickelt haben. Er hat den großen Vorzug, beim schreibenden Mittel so gut wie gar keine Masse zu verwenden. Die Niederschrift geschieht mit Elektronen. Die Masse des einzelnen Elektrons beträgt bekanntlich rund  $\frac{1}{2000}$  der Masse des Wasserstoffatoms. Grundsätzlich sind daher mit ihnen Zeiten von einer milliardstel Sekunde wohl erreichbar. Indessen reichte die Intensität der BRAUNSCHE Röhre ebenfalls nur für Vorgänge von rund einer tausendstel Sekunde aus. Wollte man aus ihr also einen brauchbaren Wanderwellenzillographen machen, so mußte man schon ihre Wirkung auf das Millionenfache steigern.

Fig. 4a zeigt die BRAUNSCHE Röhre. Wir sehen ein Glasrohr mit zwei Elektroden ( $K A$ , Fig. 4a). Im Glasrohr ist zunächst gewöhnliche Atmosphärenluft. Zwischen den Elektroden

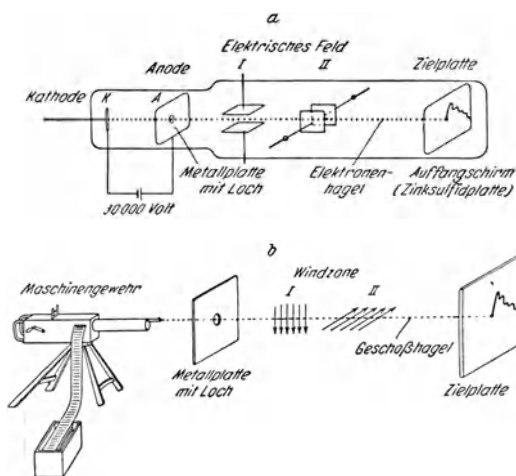


Fig. 4. Vergleich des gewöhnlichen Maschinengewehrs mit einem Elektronengewehr (einer BRAUNSCHE Röhre).

liegt eine Gleichspannung von rund 30000 Volt. Die eine Elektrode, die Kathode, wird an den negativen Pol *K* angeschlossen, die andere Elektrode *A*, die Anode, an den positiven *A*. Die Anode ist durchbohrt. Das Loch hat etwa ein Millimeter Durchmesser. In der Röhre hinter der Anode befindet sich noch ein Fluoreszenzschirm aus Zinksulfid. Wir pumpen nun die Luft aus. Wenn wir einen Druck von rund  $\frac{1}{100}$  mm Quecksilbersäule erreicht haben, besteht eine elektrische Gasentladung zwischen Kathode und Anode. Auf dem Fluoreszenzschirm ist ein heller Fleck von ebenfalls rund einem Millimeter Durchmesser zu sehen. Diese Beobachtung ist folgendermaßen zu deuten: Wenn wir ein genügend hohes Vakuum haben, gehen von der Kathode strahlenartig Elektronen aus, kleinste Teile negativer Elektrizität. Die Kathode ist zu einem feuernden Maschinengewehr geworden. Die Geschosse, die Elektronen, fliegen durch die Bohrung der Anode hindurch und rufen an ihrer Einschlagstelle auf dem Fluoreszenzschirm eine Leuchterscheinung hervor. Von Metall werden die Elektronen aufgehalten. Daher bildet sich das Loch in der Anode hell auf dunklem Hintergrunde auf dem Fluoreszenzschirm ab. Daß man es tatsächlich mit einer elektrischen Strömung zu tun hat, beweist man durch einen Ablenkversuch mit dem Magneten. Man kann den leuchtenden Punkt, den Fluoreszenzfleck, durch Bewegungen des Magneten hin und her schieben.

Vorhin wurde gesagt: Das Kathodenrohr gleiche einem Maschinengewehr. Es ist nun gar nicht schwer, mit einem Maschinengewehr einen Vorgang niederzuschreiben. Das Geschöß durchfliege auf seiner Bahn eine Windzone. Wir wollen annehmen, wir können in dieser Windzone saugen und drücken. Dann können wir die Einschlagstelle des Geschosses in der Windrichtung verlegen (Fig. 4 b). Genau so können wir elektrisch oder magnetisch auf das fliegende Elektron einwirken und seine Einschlagstelle verlegen.

Wir wollen nun annehmen, wir lassen das Geschöß eines Maschinengewehrs auf seiner Flugbahn eine zweite Windzone durchfliegen, die senkrecht zur ersten steht (Fig. 4 b). Dann werden wir die Einschlagstelle noch in der dazu senkrechten Richtung verlegen können. Wenn beide Windrichtungen gleichzeitig wirken, wird die Einschlagstelle des Geschosses eine bestimmte Figur beschreiben, aus der wir Rückschlüsse auf die Intensität und Richtung des Windes in einer Zone machen können, wenn der Wind in der senkrechten Zone nach Größe und Richtung in jedem Augenblick bekannt ist.

Genau so machen wir es bei unserer BRAUNschen Röhre im elektrischen Fall. Wir bringen noch eine zweite Zone an, in der das Elektron magnetischen oder elektrischen Kräften unterworfen ist und durch dieses in der senkrechten Richtung abgelenkt wird. In üblicher Weise bekommen wir dann — ich brauche das hier nicht länger auseinanderzusetzen — eine leuchtende Spur, und wir können, wie man ohne weiteres übersieht, den zeitlichen Ablauf der elektrischen Kräfte für eine Richtung überblicken, wenn der zeitliche Ablauf für die andere Richtung bekannt ist.

Ursprünglich hat man nun die leuchtende Spur von außen photographiert. Professor ZENNECK in München hat auf diese Weise vor Jahren einmalige Vorgänge von einer tausendstel Sekunde Dauer mit der BRAUNschen Röhre durch Außenaufnahme festhalten können. Dies ist die erste Etappe in der Entwicklung der BRAUNschen Röhre, die mit einer tausendstel Sekunde abschließt. Es folgt jetzt die zweite Etappe. Bisher ließen wir das Geschöß, also unser Elektron, auf eine Fluoreszenzplatte fallen und benutzten zur Niederschrift das ausgesandte Licht, d. h. den Wellenvorgang, der durch das Einschlagen des Elektrons verursacht wird. Würden wir beim gewöhnlichen Maschinengewehr das Entsprechende tun, so müßten wir durch die Schallwellen des Geschößeneinschlages die Registrierung vornehmen. Offenbar würden wir aber eine viel intensivere Wirkung erhalten, wenn wir nicht mit dem hervorgerufenen Schall, sondern mit dem Geschöß selbst unmittelbar die gewünschte Schrift niederschreiben. Bezogen auf unsere BRAUNsche Röhre heißt dies nichts anderes: Man bringe die photographische Platte in das Vakuum hinein und beschieße sie unmittelbar mit den Elektronen. Dieser Kunstgriff ist von DUFOUR, von mir und FLEGLER und von GABOR in die Tat umgesetzt worden. Die BRAUNsche Röhre mußte dazu besondere Vorrichtungen erhalten, durch die ein gutes Vakuum gewährleistet wird, trotzdem wir häufig die Platten auswechseln und immer wieder Atmosphärendruck in die Röhre einlassen müssen. Außerdem mußten besondere Vorrichtungen für Auswechseln von Fluoreszenzschirm und photographischer Platte geschaffen werden, damit abwechselnd subjektiv beobachtet und die objektive Niederschrift vollzogen werden kann. Ich will den Leser mit den genaueren Beschreibungen nicht ermüden. Wer sich hierfür interessiert, findet sie im Arch. f. Elektrotechnik 14, 529. 1925; 18, 479 u. folg. 1927. Ich kann nur versichern, daß wir in Aachen eine vollkommene technische Lösung dieser Aufgabe gefunden haben. Wir haben sie wohl in tausend Fällen und öfter ausprobiert. Immer mit dem gleichen guten Erfolg<sup>1</sup>. Mit dieser verbesserten BRAUNschen Röhre kann man Vorgänge von einer hunderttau-

<sup>1</sup> Inzwischen ist auch Herr GABOR zu unseren Mitteln übergegangen. (Vgl. Forschungsheft 1 der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen S. 62, Bild 85a und die folgenden Aufnahmen. Ferner Elektrotechnische Zeitschrift 1927 S. 230 u. 232.) Der Unterteil seiner Apparatur Bild 85a entstammt



sendstel bis einer millionstel Sekunde noch mit voller Sicherheit niederschreiben. Ja, es glückte uns sogar, eine wirkliche Aufnahme des Einschaltvorganges zu erhalten. Unsere damalige Aufnahme erregte großes Aufsehen, da sie die Möglichkeit, Wanderwellenvorgänge zu untersuchen, zum erstenmal bewies. Aber bei unsern weiteren Experimenten fanden wir, daß wir unsere erste Aufnahme besonders glücklichen Bedingungen zu verdanken hatten. Wir haben noch zwei Jahre mit zäher Energie weiterarbeiten müssen, damit wir den Kathodenoszillographen auf eine dritte Stufe seiner Entwicklung heben konnten. Dies gelang uns durch Steigerung der Intensität. Wir wurden uns klar, daß unsere Kathode ein schlechtes Maschinengewehr darstellt. Die von ihr wegfliegenden Geschosse, die Elektronen, streuen beträchtlich. Nur wenige fliegen durch das Loch der Blende. Die meisten fliegen auf das Metall der Blende *A* (Fig. 4 a) und beenden dort nutzlos ihren Lauf. Wir konnten die Bahn der Geschosse nun so beeinflussen, daß die Streuung der Elektronen ganz wirkungslos wurde. Alle Elektronen nahmen nun ihren Lauf durch die Bohrung der Blende. So stieg die Intensität des Geschosshagels auf dem Fluoreszenzschirm wohl auf das Tausendfache. Wir hatten den Schritt vom Elektronengewehr zur Elektronenmitrailleuse getan. Erst jetzt konnten wir alle Wanderwellenfragen so gut wie mühelos beantworten. Wir konnten das elektrische Geschehen einer milliardstel Sekunde mit voller Sicherheit auf die photographische Platte bekommen. Auch hier will ich mit Beschreibung der einzelnen Kunstgriffe nicht ermüden. Ich möchte nur an Hand von Aufnahmen den Beweis für die Leistungsfähigkeit unseres Kathodenoszillographen geben und zugleich in die Feinheiten des Schaltvorganges blicken lassen.

Fig. 5. Spannungsmaßstab: 1 cm = 1200 Volt. Zeitmaßstab: 1 mm anfänglich = fünf hundertmillionstel Sekunde.

Erste Wanderwellenaufnahme von ROGOWSKI und FLEGLER aus dem Jahre 1925. Einschalterschwingung einer 75 m langen offenen Doppelleitung, Schaltspannung 1000 Volt. Spannungsverlauf am Leitungsende. Abszisse Zeit, Ordinate Spannung. Der erste senkrechte Aufstieg der Spannung von 0 bis 2000 Volt geht durch den Elektronenplex verloren. Es folgt der wagerechte Strich, der in fünf zehnmillionstel Sekunden geschrieben ist. Man sieht feine Oberschwingungen, die im theoretischen Diagramm natürlich fehlen (vgl. Fig. 3) Darauf folgt der steile Abstieg der Spannung, der in rund einer zweihundertmillionstel Sekunde niedergeschrieben wurde. Später Wiederholung des ersten Vorganges. Verglichen mit der theoretischen Fig. 3, wird der Zeitmaßstab mit wachsender Zeit immer kleiner, weil er durch Aufladung eines kleinen Kondensators gegeben wird.

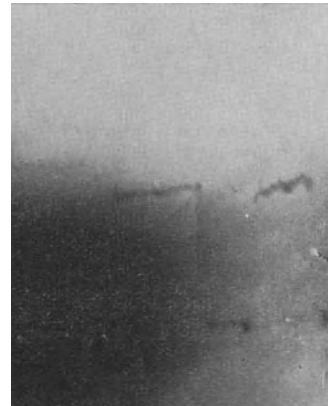
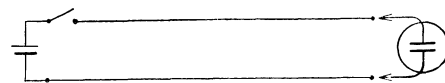
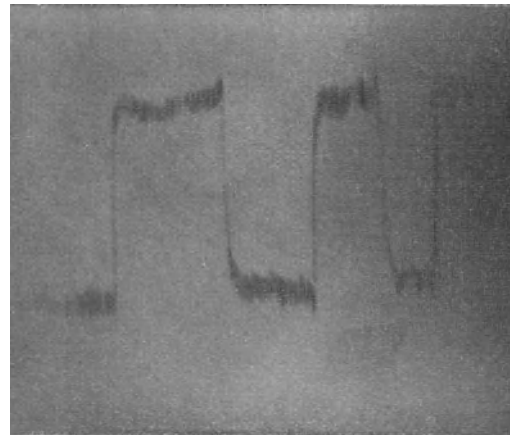


Fig. 6. Spannungsmaßstab: 26 mm = 10000 Volt. Zeitmaßstab: 4 mm anfänglich = einer zehnmillionstel Sekunde.

Abszisse Zeit, Ordinate Spannung<sup>1</sup>. Dieselben Verhältnisse wie Fig. 5, nur Schaltspannung 5000 Volt, Länge der Leitung 60 m. Neue Aufnahme aus dem Jahre 1927. Auch hier steile Front der Wanderwelle. Die steilen Äste sind auch hier wieder in rund einer zweihundertmillionstel Sekunde geschrieben.

<sup>1</sup> Bei allen Bildern bedeutet die Abszisse Zeit, die Ordinate Spannung. In den Originalbildern kommen die Feinheiten erheblich klarer heraus als in der vorliegenden Wiedergabe.



einem Oszillographen, den das Aachener Institut vor zwei Jahren der Studiengesellschaft geliefert hat. Dies wird zwar in den Aufsätzen des Herrn GABOR verschwiegen. Indessen verdanke ich Herrn Prof. MATTHIAS, dem Leiter der Studiengesellschaft, die Mitteilung, daß Herr GABOR in den letzten Jahren bei seinen Aufnahmen unsere Mittel verwendet hat.

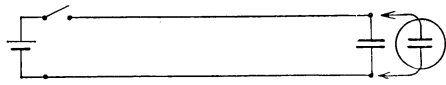
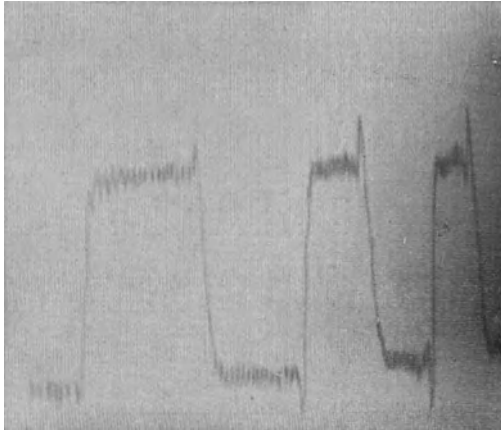


Fig. 7.

Wie Fig. 6, jedoch am Ende der Doppelleitung befindet sich ein Kondensator von einer Kapazität von  $c = 20$  cm. Man bemerkt bereits eine Abflachung der Front und feine Spannungsspitzen, die auf Wirkung der Kapazität zu schieben sind. Spannungsmaßstab: 29 mm = 10000 Volt. Zeitmaßstab:  $4\frac{1}{2}$  mm anfänglich = einer zehnmillionstel Sekunde.

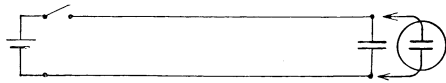
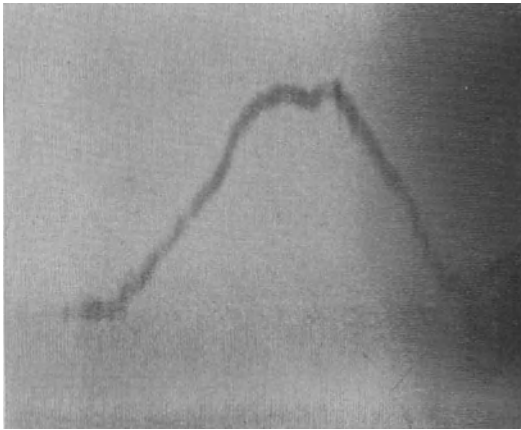


Fig. 8.

Dasselbe wie Fig. 7, jedoch Wert der Kapazität 1000 cm. Man sieht stärkere Abflachung der Front. Spannungsmaßstab: 20 mm = 10000 Volt. Zeitmaßstab:  $4\frac{1}{2}$  mm anfänglich = einer zehnmillionstel Sekunde.

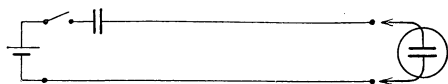
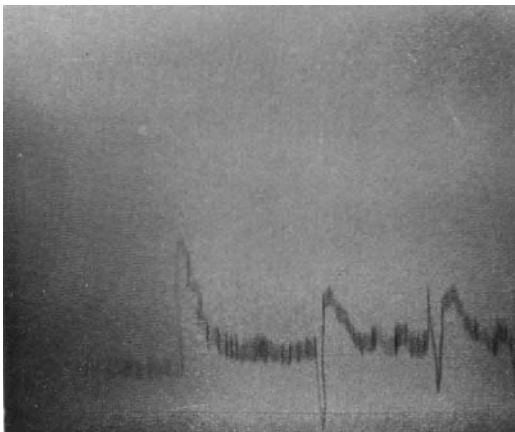


Fig. 9.

Im Zuge der Doppelleitung liegt ein Kondensator von 100 cm. Gemessen wird die Spannung am Ende. Anfänglich wirkt der Kondensator wie ein Kurzschluß. Die steile Wanderwellenfront geht ungehindert durch. Sofort aber wird der Kondensator aufgeladen (nach einer  $e$ -Funktion). Die Spannung fällt ab. Das Ganze wiederholt sich alsdann infolge Reflexionen am Ende der Leitung. Spannungsmaßstab: 16 mm = 5000 Volt. Zeitmaßstab: 5 mm anfänglich = einer zehnmillionstel Sekunde.

Fig. 10.

Am Ende der Leitung von 60 m befindet sich eine einlagige Spule. Gemessen wird die Spannung an den Klemmen der Spule. Anfänglich sieht man die rechteckförmige Wanderwelle, die sich nach und nach zu einer sinusförmigen umbildet. Spannungsmaßstab: 22 mm = 10000 Volt. Zeitmaßstab: 10 mm anfänglich = einer millionstel Sekunde.

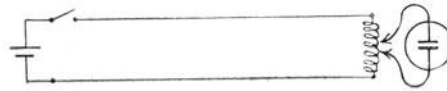
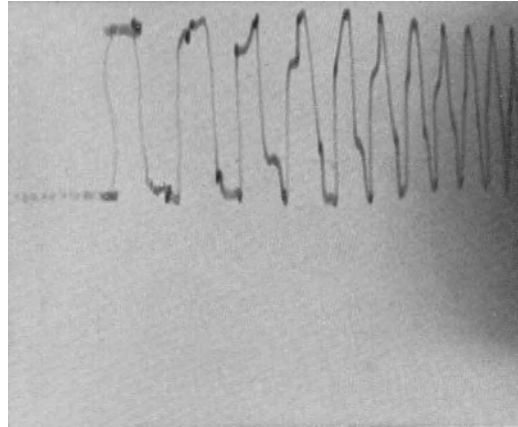


Fig. 11.  
Windungsspannung an der Spulentrückseite. Maximalwert etwa 10,5 mal größer als die Schaltspannung  $E$ .

Theoretisches Bild der Spannung in den mittleren Partien derselben Spule, berechnet von ROGOWSKI 1917. Starkes Ansteigen der Spannung und Schwebungen. Es wird eine sogenannte Eigenfrequenz zweiter Art der Spule zum Schwingen angeregt. Widerstand und Dämpfung vernachlässigt.

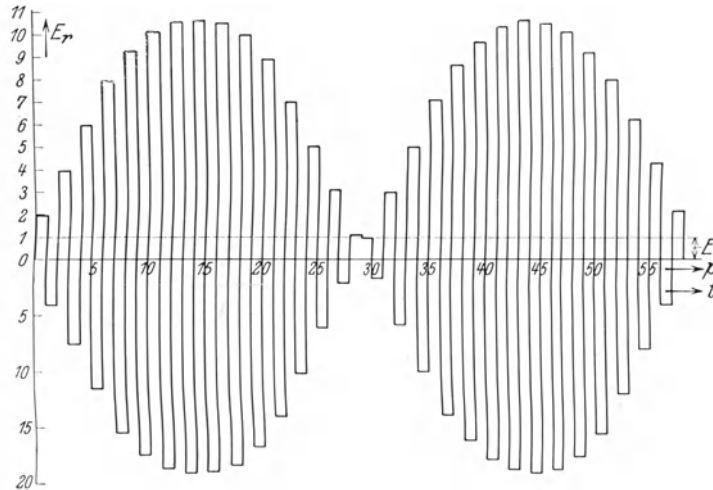
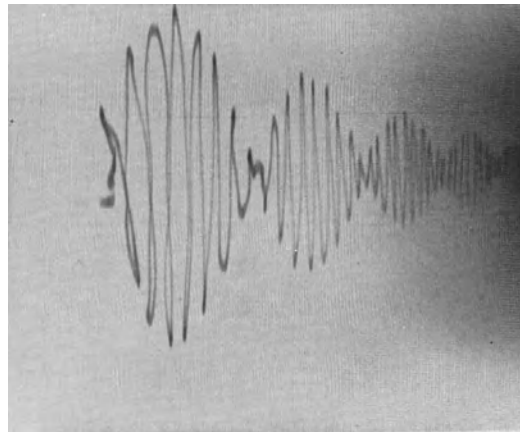


Fig. 12.

Spannungsverlauf in den 30 mittleren Windungen der Spule (Fig. 10). Experimenteller Nachweis des starken Spannungsanstiegs und der Schwebungen. Im Vergleich zur theoretischen Figur vorauszusehende Abdämpfung der Schwebungen infolge des Widerstandes. Maximale Spannungserhöhung, bezogen auf die Gesamtpule etwa das  $8\frac{1}{2}$  fache der Schaltspannung. Spannungsmaßstab: 22 mm = 10000 Volt. Zeitmaßstab: 4 mm anfänglich = einer millionstel Sekunde.



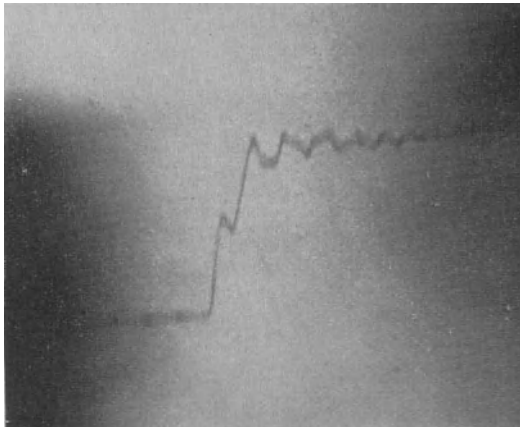


Fig. 13. Spannungsmaßstab: 22 mm = 10000 Volt. Zeitmaßstab: 4 mm anfänglich = einer hundertmillionstel Sekunde.

Verhältnisse wie in Fig. 6. Jedoch Spannung gemessen in 3 m Entfernung vom Ende der Leitung. Die Wanderwelle kommt mit dem Betrage der Schaltspannung an. Die Spannung bleibt dann der Theorie nach zunächst konstant. Nach Reflexion der Spannung am Ende der Leitung Hinaufschnellen der Spannung auf das Doppelte der Schaltspannung. Außerordentlich starke Zeitablenkung. Die mittlere Spannungsstufe dauert etwa eine hundertmillionstel Sekunde, der erste und zweite steile Aufstieg je eine zweihundertmillionstel Sekunde. Man kann Feinheiten von einer milliardstel Sekunde durchaus mit unbewaffnetem Auge erkennen.

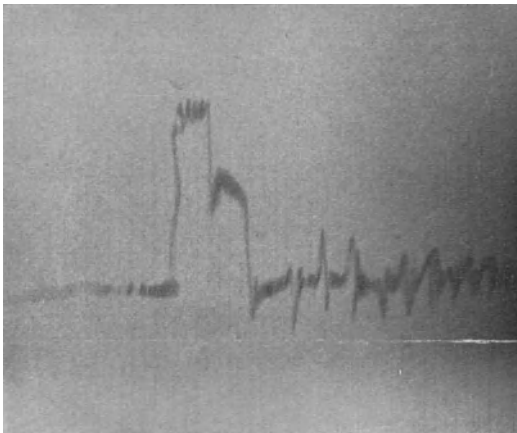


Fig. 14.

Am Ende der 60-m-Leitung befindet sich eine Funkenstrecke, die bald nach Auftreffen der Spannung durchschlägt. Man sieht das steile Ansteigen der Spannung an der Funkenstrecke. Man sieht, daß etwa eine zehnmillionstel Sekunde lang die Spannung von der Funkenstrecke ausgehalten wurde, und daß dann die Spannung infolge des Durchschlags der Funkenstrecke in zwei Stufen zusammenbricht. Spannungsmaßstab: 24 mm = 10000 Volt. Zeitmaßstab: 4 mm anfänglich = einer zehnmillionstel Sekunde.

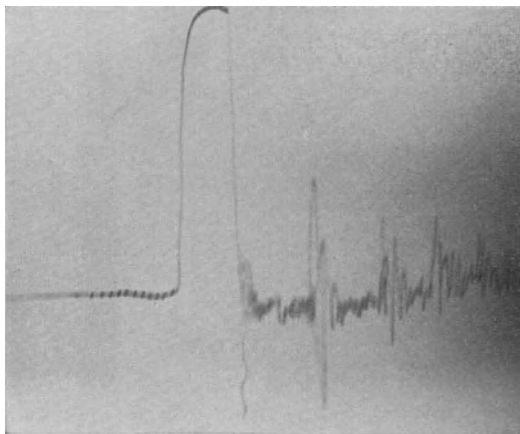
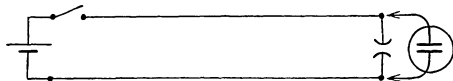


Fig. 15.

Spannungsdurchschlag durch Öl. Funkenstrecke c. 15 mm. Die Spannung steigt sehr rasch auf etwa 16000 Volt. Der Übergang vom Isolator in den Leiter erfolgt momentan, vielleicht in einer hundertmillionstel bis einer milliardstel Sekunde. Die Dauer des Spannungsabstiegs ist ebenfalls auf rund eine dreihundertmillionstel Sekunde zu schätzen. Auch hier sind Feinheiten, die sich in einer milliardstel Sekunde vollziehen, deutlich zu erkennen. Spannungsmaßstab: 38 mm = 16000 Volt. Zeitmaßstab: 4 mm anfänglich = einer zehnmillionstel Sekunde.

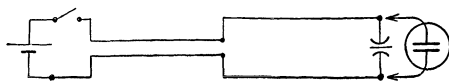
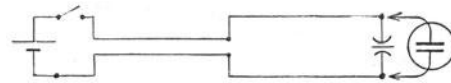
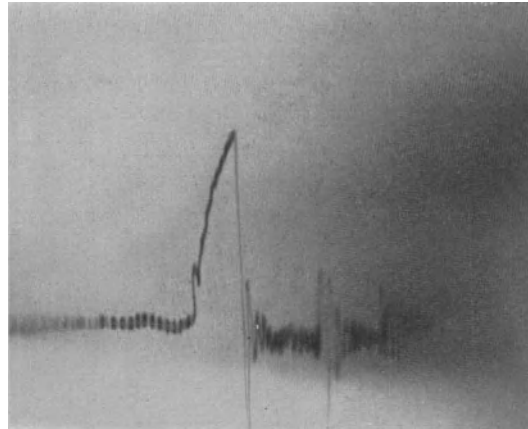


Fig. 16.

Spannungsdurchschlag durch Glimmer. Dicke der Glimmerschicht 0,035 mm. Die Spannung erreicht in etwa zwei zehnmillionstel Sekunden den Wert von 10 000 Volt. Alsdann erfolgt momentan der Übergang vom Isolator in den Leiter, wobei auch wieder Zeiten von einer hundertmillionstel Sekunde bis einer milliardstel Sekunde geschätzt werden können. Dann erfolgt der rapide Spannungszusammenbruch.



Man sieht aus den Bildern, die nur einen kleinen Teil unserer bisherigen Aufnahmen ausmachen, wie wir uns in dem Gebiete von einer millionstel bis einer milliardstel Sekunde mit genau derselben Sicherheit bewegen wie im gewöhnlichen Leben zwischen Stunden, Minuten und Sekunden.

Eine spezielle Bauart des Kathodenoszillographen ist hiermit im wesentlichen zum Abschluß gekommen. Im Elektrotechnischen Institut Aachen werden aber zur Zeit noch andere Bauarten entwickelt, und zwar solche, bei denen nicht wie bisher eine kalte Kathode, sondern eine Glühkathode verwendet wird. Die Glühkathode bringt den großen Vorteil, daß man im Vergleich zur kalten Kathode außerordentlich starke Elektronenmengen erzeugen kann. Der Nachteil besteht in einer ganz enormen Streuung der Elektronen. Die Schwierigkeit besteht somit darin, die Elektronen durch das enge Loch der Blende zu steuern. Auch bei Überwindung dieser Schwierigkeit ist das Elektrotechnische Institut Aachen allen anderen in der Welt, die in gleicher Richtung arbeiten, einen Schritt voraus.

Hier habe ich mit Herrn Dr. GRÖSSER zuerst durch Außenaufnahme des Fluoreszenzbildes Vorgänge von rund einhunderttausendstel Sekunde aufgenommen. Fig. 17 zeigt eine so gewonnene Aufnahme einer Kondensatorentladung von 145 000 Perioden/sec. Durch Zusammenfassung der hierbei gesammelten Erfahrungen mit den konstruktiven Kunstgriffen der Innenaufnahmen glückte es dann mir und BAUMGART, einen Glühkathodenoszillographen zu schaffen, mit dem jetzt ebenfalls die Vorgänge von einmilliardstel Sekunde Dauer festgehalten werden können. Den Beweis gibt Fig. 18, das einen Wanderwellenvorgang in einer Kabel- (Gummischlauch-) Leitung beschreibt. Schließlich habe ich in Gemeinschaft mit Herrn Dr. ERNST SOMMERFELD und Dr. WOLMAN einen sehr empfindlichen Glühkathodenoszillographen entwickelt, der namentlich für die Schwachstromtechnik von Nutzen sein wird. Einer der hier verwendeten Kunstgriffe besteht in einem Beschleunigungsgitter. Fig. 19 zeigt eine Aufnahme von  $1,5 \cdot 10^8$  Hertz. Jede Schwingung ist nur ein einziges Mal geschrieben worden. Freilich darf man bei hochempfindlichen Oszillographen, bei denen die

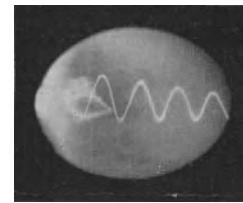


Fig. 17. Außenaufnahme bei einem Glühkathodenoszillographen. Gedämpfte Kondensatorentladung. 145 000 Schwingungen in der Sekunde.

Abszisse  
1 mm =  $1,4 \cdot 10^{-6}$  sec  
Ordinate  
5 mm = 300 Volt.

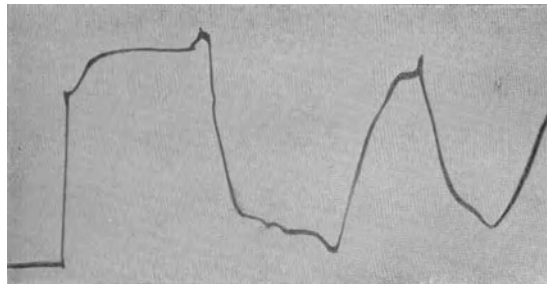


Fig. 18. Innenaufnahme bei einem Glühkathodenoszillographen. Wanderwelle in einer Gummischlauchleitung von 37 m Länge. Schaltspannung 5000 Volt. Maximalspannung 10 000 Volt. Zeitmaßstab anfänglich 1 mm = drei hundertmillionstel Sekunde. Der steile Anfangsanstieg ist in rund einhundertmillionstel Sekunde geschrieben.

Elektronen langsam fliegen, keine milliardstel Sekunde erwarten. Hier wird man sich schon mit der zehnmillionstel Sekunde zufrieden geben müssen.

Von einer milliardstel Sekunde ab, die wir auf zwei Wegen bereits erreicht haben, fängt der Kathodenoszillograph an, nicht mehr unverzerrt aufzuzeichnen. Die Masse der Elektronen, so klein sie auch ist, fängt an, sich bemerkbar zu machen. Es hat daher bei den üblichen Abmessungen des Oszillographen wenig Zweck, auf noch sehr viel kürzere Zeiten hinzusteuern. Eine höhere Intensität würde aber insofern Sinn haben, als zu erwarten ist, daß man mit ihr Wanderwellenvorgänge in absehbarer Zeit nicht bloß im Bilde, sondern direkt auf dem Fluoreszenzschirm einem großen Auditorium sichtbar machen kann.

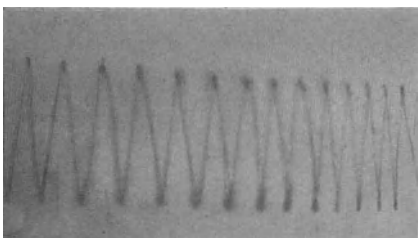


Fig. 19. Aufnahme mit einem empfindlichen Glühkathodenoszillographen. Spannung am Kondensator eines Röntgenerators. Frequenz  $1,5 \cdot 10^6$  Hertz. Spannung Kathode-Anode 1600 Volt, kein Beschleunigungsgitter.  
Abszisse 1 mm =  $2 \cdot 10^{-7}$  sec  
Ordinate 1 cm = 7,6 Volt.

Was haben nun all die vorgetragenen Verbesserungen zu bedeuten? Da möchte ich mir einen Vergleich mit Lupe und Mikroskop gestatten. Auch die Lupe bringt bereits einiges in den Bereich des Auges, was ohne sie unsichtbar bleiben würde. Aber wir wissen, daß hinter dem Auflösungsvermögen der Lupe noch eine ganze Welt liegt, die erst das Mikroskop sichtbar gemacht hat. Genau so hier im elektrischen Fall. Auch der Kathodenoszillograph von gestern, die alte BRAUNsche Röhre, besaß bereits eine gewisse Auflösbarkeit des zeitlich Kleinen. Aber hinter dieser liegt noch eine ganze Welt, die wiederum der Kathodenoszillograph von heute vor

das leibliche Auge zaubert. Und ähnlich wie das Mikroskop eine Fülle von Erkenntnis auf wissenschaftlichem und technischem Gebiete gebracht hat, so wird dieses auch unser Kathodenoszillograph tun.

# Die Wirkungsweise von Überspannung-Schutzvorrichtungen nach Untersuchungen mit dem Kathodenszillographen.

Von

Eugen Flegler, Aachen.

## I. Ziel der Arbeit.

Die langjährigen Erfahrungen in unseren Starkstromanlagen haben gezeigt, daß es trotz der Fülle von verschiedenartigen Schutzvorrichtungen noch keinen zuverlässigen Überspannungsschutz gibt. Die Klärung der Schutzwertfrage der verschiedenen Schutzvorrichtungen wurde durch die Forschung frühzeitig in Angriff genommen und konnte dort bereits zu einem gewissen Abschluß gebracht werden, wo es sich bei den Überspannungserscheinungen um langsame — etwa in der Größenordnung der Betriebsfrequenz und ihrer Oberwellen — verlaufende Vorgänge handelt. Der größte Teil der Überspannungen wird jedoch durch Störungen hervorgerufen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit in den Starkstromanlagen fortpflanzen (Wanderwellen). Zur Erforschung dieser Vorgänge sind erst in den letzten Jahren zwei Hilfsmittel entwickelt worden: die Bindersche Schleifenmethode und der Kathodenszillograph.

Auf beiden Wegen ist bereits auch die Untersuchung von Überspannungsschutzvorrichtungen in Angriff genommen worden. Sommer<sup>1</sup> bedient sich der Schleifenmethode zur Prüfung von drei Schutzapparaten aus der Ableitergruppe, McEachron<sup>2</sup> und Gabor<sup>3</sup> verwenden zu ihren Untersuchungen den Kathodenszillographen.

Die Schleifenmethode benutzt zur Bestimmung des zu untersuchenden Spannungsverlaufes die Funkenstrecke. Es können deshalb stets nur gewisse ausgezeichnete Teile (Querspannung, Schleifenspannung) aus der Kurve herausgegriffen werden. So gibt auch der von Sommer ermittelte Schutzwert einer Anordnung nur an, wie die mit der Meßfunkenstrecke festgestellte Spannungshöhe bzw. Steilheit einer Welle sich mit dem Einbau der Schutzanordnung in die Versuchsdoppelleitung ändert. Wenn gewährleistet ist, daß die zu schützende Anlage auf den Störungsvorgang in der gleichen Weise anspricht wie die Meßfunkenstrecke, gibt die Schutzwertbestimmung nach der Schleifenmethode gültige Werte. Dort aber, wo dies nicht der Fall ist oder wo die Möglichkeit besteht, daß die Welle noch einer weiteren Umbildung unterworfen wird, lassen sich aus den Ergebnissen der Schleifenmethode nicht ohne weiteres die richtigen Schlüsse auf den tatsächlichen Schutzwert der Anordnung ziehen<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> E. M. K. Sommer, Arch. f. Elektrot., XVIII (1927), S. 283.

<sup>2</sup> Mc Eachron, Gen. El. Rev. XXIX (1926), S. 678.

<sup>3</sup> D. Gabor, El. Wirtsch. 1926, S. 307; Forschungsheft I der Studiengesellschaft f. Höchstspannungsanlagen, 1927, S. 62.

<sup>4</sup> Siehe z. B. Abschnitt III, 2.

Gegenüber der Schleifenmethode ist der Kathodenzillograph als Aufzeichner des vollständigen Spannungsverlaufes auch bei den zuletzt besprochenen Fällen noch in der Lage, eindeutig auswertbare Meßergebnisse zu liefern. Darüber hinaus läßt sich durch Analyse des Ansprechvorganges bei geeigneter Wahl der Versuchsbedingungen der theoretisch erwartete Verlauf herauschälen, jede unbeabsichtigte Zusatzerscheinung davon trennen und deren Quelle aufdecken. Das ist in den Fällen von besonderer Bedeutung, wo unbeabsichtigte Wirkungen so stark auftreten, daß sie praktisch ein Versagen des Schutzapparates bedingen. Der Oszillograph kann hier gegebenenfalls nicht nur die Fehlerquellen aufdecken, sondern auch gleichzeitig die Wege zu ihrer Vermeidung aufweisen.

Mc Eachron vergleicht die Wirkungsweise eines Oxydhautableiters mit derjenigen eines Widerstandableiters. Die gezeigten Oszillogramme geben, hauptsächlich in den Stromspannungskennlinien, deutlich den bezeichnenden Unterschied zwischen Ventil- und Widerstandableiter wieder. Darüber hinaus ist jedoch eine Auswertung der Oszillogramme nicht möglich, besonders da jede Angabe über Prüfanordnung und Form der verwendeten Stoßwelle fehlt.

Gabor hat sich im allgemeinen darauf beschränkt, eine Schutzwertbestimmung im Sinne der Schleifenmethode durchzuführen (Bestimmung der Spannungsabsenkung, bzw. der Stirnabflachung durch die Schutzapparate). Bei der von ihm benutzten Versuchsanordnung scheinen auch eine Reihe von Feinheiten verloren zu gehen, die für eine vollständige Zergliederung des Ansprechvorganges nicht vernachlässigt werden können.

Bei der vorliegenden Arbeit ist versucht worden, durch weitgehende Analyse des Ansprechvorganges die genaue Wirkungsweise der verschiedenen Schutzvorrichtungen kennen zu lernen, ihre Verwendbarkeit als Überspannungsschutz unter den verschiedenartigen Betriebsbedingungen zu prüfen und gegebenenfalls die Verbesserungs- und Entwicklungsmöglichkeiten der einzelnen Schutzarten festzustellen. Bei Besprechung der Versuchsergebnisse wird dann noch Gelegenheit genommen werden, auf verschiedene Einzelheiten der vorgenannten Arbeiten einzugehen.

## II. Versuchsanordnung.

Die Untersuchungen wurden mit dem im Aachener Elektrotechnischen Institut entwickelten Kathodenzillographen<sup>1</sup> durchgeführt. Als Prüfanlage wurde die Wanderwellenanlage des Instituts benutzt, deren Aufbau und Schaltanordnung bereits

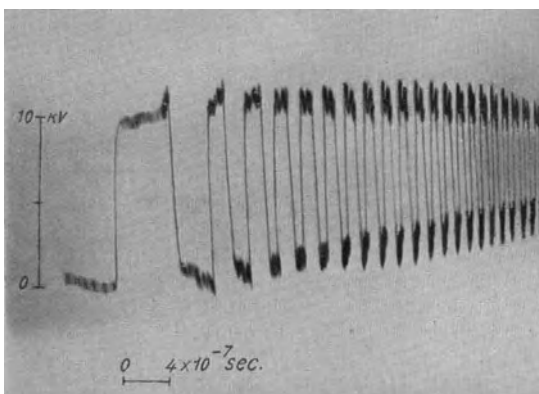


Bild 1. Rechteckschwingung (Freileitung 60 m, Ende offen, Schaltspannung 5 kV, Spannungsverlauf am Leitungsende gemessen).

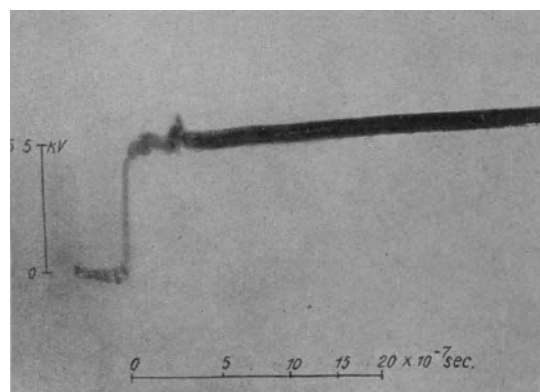


Bild 2. Sprungwelle (Freileitung 60 m mit Anfangswiderstand nach Bild 3 a, Schaltspannung 5 kV, Spannungsverlauf am Leitungsende gemessen).

<sup>1</sup> Rogowski-Flegler-Tamm, Arch. f. Elektrot., XVIII (1927), S. 519.



früher eingehend beschrieben und erläutert worden ist<sup>1</sup>. Es soll hier deshalb nur auf die für die vorliegende Untersuchung wesentlichen Punkte eingegangen werden.

Als Überspannungswellen fanden hauptsächlich zwei Schaltwellenformen Verwendung: die Rechteckschwingung nach Bild 1 und die praktisch unendlich lange Rechteckwelle gleichbleibender Höhe, im folgenden stets Sprungwelle genannt<sup>2</sup>, nach Bild 2. Diese beiden Wellen können als die Grundformen der im praktischen Betrieb vorkommenden Überspannungswellen gelten. Sie stellen gleichzeitig eine sehr scharfe Beanspruchung dar. Es ist deshalb wohl berechtigt, die hieraus gewonnenen Ergebnisse auf andere, weniger scharfe Beanspruchungen zu verallgemeinern.

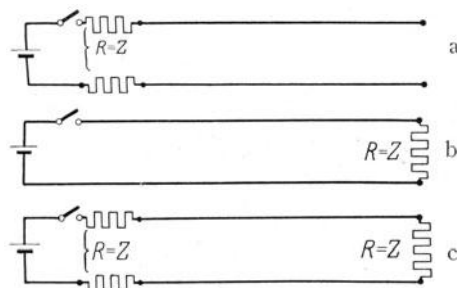


Bild 3. Schaltanordnungen zur Erzeugung von Sprungwellen auf Doppelleitungen.

Zur Erzeugung der Sprungwelle nach Bild 2 können drei verschiedene Schaltanordnungen benützt werden. Man kann einen dem Wellenwiderstand gleichen Ohmschen Widerstand am Leitungsanfang in den Leitungszug legen (Bild 3 a), man kann das Leitungsende mit einem Widerstand gleicher Höhe überbrücken (Bild 3 b) und man kann schließlich die beiden Widerstandsanordnungen gleichzeitig benützen (Bild 3 c). Die Einwirkung eines an die Leitung außerdem noch angeschlossenen Schaltteiles (Widerstand, Kondensator u. a.) äußert sich bei den drei Sprungwellenanordnungen verschieden. Man kann deren Verhalten etwa so kennzeichnen:

a) Anfangswiderstand: Die Leitung kommt aus dem Unendlichen und endet mit der Versuchsleitung (keine Rückwirkung der Spannungsquelle).

b) Endwiderstand: Die an die Spannungsquelle angeschlossene Doppelleitung führt ins Unendliche (keine Rückwirkung des Leitungsendes).

c) Anfangs- und Endwiderstand: Die Leitung führt beiderseits ins Unendliche.

Die Höhe der Endspannung ist bei a und b gleich der vollen, bei c gleich der halben Schaltspannung.

Je nach den Erfordernissen des Versuchs wird die eine oder andere Sprungwellenanordnung benützt werden, vorzugsweise, und wenn nichts anderes vermerkt, die Anordnung 3 a, bei der die Höhe der Sprungwelle vor dem Leitungsende gleich der halben Endspannung ist.

<sup>1</sup> Rogowski und Flegler, Arch. f. Elektrot., XIV (1925), S. 529; XV (1925), S. 297. — Rogowski-Flegler-Tamm, Arch. f. Elektrot., XVIII (1927), S. 479.

<sup>2</sup> Eine eindeutige Definition der Sprungwelle fehlt bis jetzt. So ist nach den „Leitsätzen für den Schutz elektrischer Anlagen gegen Überspannungen“ das Kennzeichen für die Sprungwelle die steile Stirn (V.D.E. Vorschriftenbuch 1926, S. 97). Eine steile Stirn besitzen aber neben der in Bild 2 gezeigten Welle noch andere Wellenformen, die sich jedoch im übrigen wesentlich von dieser unterscheiden. So weist z. B. die Rechteckwelle endlicher Länge einen zweimaligen Spannungsprung (Anfang und Ende) auf und bei der Stoßwelle (kurzzeitiger Spannungstoß) folgt auf die Stirn ebenfalls eine zweite mehr oder weniger steile Spannungsänderung. Auch die in Bild 1 gezeigte Rechteckschwingung besitzt eine steile Stirn. Es scheint jedoch im Sinne der genannten Leitsätze zu liegen, nur die in Bild 2 wiedergegebene Welle mit einmaligem Spannungsprung als Sprungwelle zu bezeichnen; denn die nach den Leitsätzen der Sprungwelle zugeschriebenen Wirkungen beziehen sich stets nur auf die Stirn, also den einmaligen Spannungsprung. Die Unterscheidung scheint besonders für die Beanspruchung von Spulen von Bedeutung (siehe Abschnitt IV)!

Die verwendeten Ohmschen Widerstände bestanden aus sehr dünnen Manganindrähten, die, wie die Oszillogramme zeigen, praktisch als konzentrierte Widerstände gelten können. Auf eine besondere Widerstandstaffelung zur Vermeidung von Reflexionen konnte deshalb verzichtet werden.

Die genaue Auswertung der aufgenommenen Oszillogramme setzt voraus, daß Zeit- und Spannungsmaßstab bekannt sind. Für den unmittelbaren Vergleich verschiedener Oszillogramme einer Versuchsreihe ist es wünschenswert, wenn beide Maßstäbe sich innerhalb der Versuchsreihe nicht ändern. Beide Forderungen waren bei dem benützten Oszillographen in genügender Weise erfüllt. Die Ablenkempfindlichkeit konnte unter gleichen Verhältnissen unverändert gehalten werden (siehe z. B. Bild 26), eine an die Versuchsreihe angeschlossene Maßstabeichung gestattet

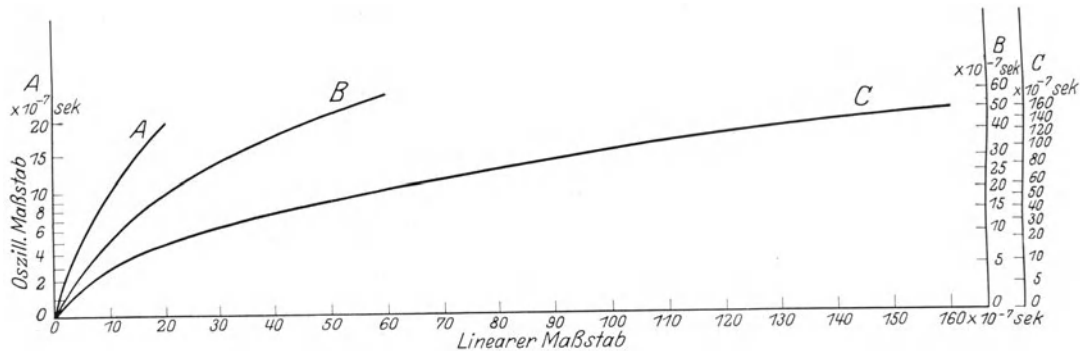


Bild 4. Kennlinien für die Zeitablenkung.

die richtige Auswertung. Diese Maßstabeichung läßt sich sehr einfach durch Aufnahme einer Rechteckschwingung erzielen. Der Auf- und Abstieg der Spannung gibt bei der geringen Abflachung der Welle sehr genaue Zeitmarken. Für den linearen Spannungsmaßstab genügt die Aufnahme eines Punktes (Amplitude der ersten Schwingung). In Bild 4 sind die Eichkurven für die drei am häufigsten benutzten Zeitablenkgeschwindigkeiten aufgetragen. Dieses Bild und noch deutlicher Bild 1 zeigen, daß die Vorablenkung beim Einsetzen des Schwingungsvorganges noch nicht voll-

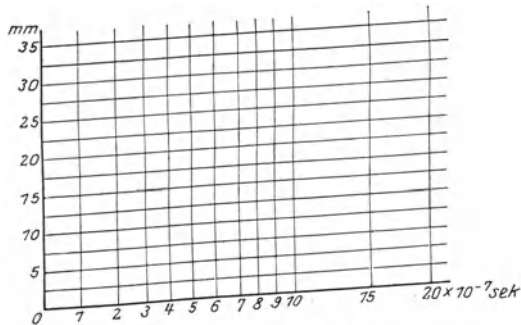


Bild 5. Meßblatt für die Zeitablenkung A.

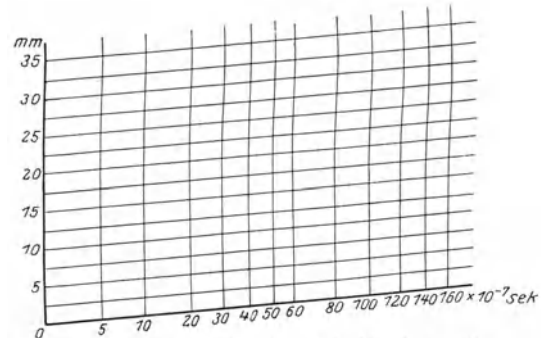


Bild 6. Meßblatt für die Zeitablenkung C.

ständig abgelaufen war, die erste Rechteckwelle ist bedeutend breiter, als es der Hauptablenkung entsprechen würde. Ein derartiges Auseinanderziehen des Schwingungsanfanges gestattet, auch bei der langsamsten Zeitablenkung noch die Vorgänge in den ersten  $10^{-7}$  sec gut zu erkennen.

Bei den gezeigten Oszillogrammen scheint die Spannung im Laufe der Zeitablenkung zu steigen, bzw. sich auf einen steigenden Spannungswert einzuspielen. Die scheinbare Spannungserhöhung wird durch eine Verdrehung der Zeitachse hervorgerufen. Diese bildet mit der Spannungsachse keinen rechten Winkel, sondern

ist ihr um so mehr zugekehrt, je langsamer die Zeitablenkgeschwindigkeit ist. Für gleiche Ablenkgeschwindigkeit ist die Verdrehung stets gleich groß<sup>1</sup>. Bild 5 und 6 zeigen zwei aus entsprechenden Oszillogrammen ermittelte Meßblätter für eine rasche und eine langsame Zeitablenkung (Ablenkung *A* und *C* des Bildes 4). Sämtliche Oszillogramme der vorliegenden Arbeit sind mit diesen bzw. derartigen Meßblättern ausgewertet worden.

Bei den gezeigten Meßblättern ist eine Abweichung noch unberücksichtigt geblieben, die aus Bild 7 hervorgeht. Anscheinend durch elektromagnetische Beeinflussung zeigt die Nulllinie in der ersten Welle eine kleine Verlagerung nach unten, die bei einer Spannungsauswertung in dieser Zeit berücksichtigt werden muß<sup>2</sup>.

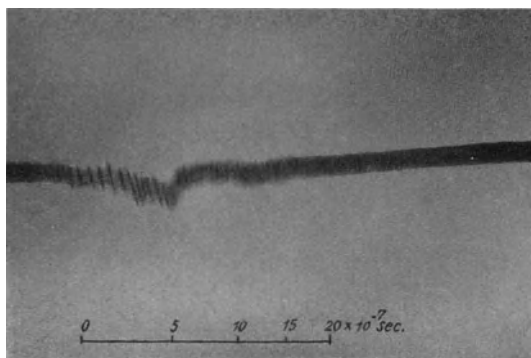


Bild 7. Null-Linie.

Als Schaltspannung — für Prüfspannung und Zeitablenkung gemeinsam — wurden etwa 5 kV benutzt. Die für verschiedene Untersuchungen notwendige Änderung der Prüfspannung zwischen 1 und 10 kV wurde durch entsprechende Schaltung der Freileitung erzielt (offen, Widerstandüberbrückung oder Widerstandteilung am Ende, bzw. Anfang der Doppelleitung).

### III. Ableiterschutzeinrichtungen.

**1. Widerstandableiter.** Der Widerstandableiter, aus dem gewöhnlichen Blitzableiter entwickelt, ist wohl die älteste und auch heute noch die verbreitetste Überspannungsschutzvorrichtung. Trotz seiner langjährigen Verwendung und Entwicklung in und durch den praktischen Betrieb stellt er eine keineswegs vollkommene Schutz-einrichtung dar. Es liegt dies an den verschiedenartigen und zum Teil einander widersprechenden Betriebsbedingungen, denen der Widerstandableiter zu genügen hat. Während der Ansprechzeit soll er möglichst viel Energie abführen, dabei Ausgleichschwingungen vermeiden und kurz nach Verschwinden der Überspannung die Ableiterbahn störungsfrei unterbrechen. Die Schwierigkeiten der Betriebsstromunterbrechung, die weder durch die Ausbildung der Funkenstreckenelektroden zu Hörnern, noch durch die Benutzung magnetischer Gebläse beseitigt werden konnten, führten zum Einbau von Dämpfungswiderständen, deren Höhe (bis zu mehreren hunderttausend Ohm) zunächst praktisch jegliche Spannungsabsenkung durch den Ableiter verhinderte. Später hat man sich dann wieder auf die eigentliche Aufgabe des Ableiters besonnen und seinen Dämpfungswiderstand immer mehr verkleinert, neuerdings teilweise bis fast auf die Höhe des durchschnittlichen Wellenwiderstandes von Freileitungen herabgedrückt.

<sup>1</sup> Bei neueren Oszillographenausführungen des Instituts wurde diese Verdrehung beseitigt. Hierüber wird später auch von anderer Seite berichtet werden. Die Auswertbarkeit der Oszillogramme wird jedoch durch diese Verdrehung nicht beeinflusst.

<sup>2</sup> Bei einer Reihe von Oszillogrammen, bei denen die Versuchsleitung in etwa 2 m Abstand vom Oszillographen endete, hat sich die Verlagerung nicht gezeigt.

Verwendet man einen dem Wellenwiderstand gleichen Dämpfungswiderstand, so wird dieser nach dem Ansprechen des Ableiters den Energieausgleich ohne jede Schwingungserscheinung herbeiführen<sup>1</sup>. Wenn man die Wirkungsweise des Dämpfungswiderstandes lediglich auf Grund der Energieverhältnisse, bzw. unter dem Gesichtspunkt des schwingungslosen Ansprechens beurteilt, so wäre mit dem angegebenen Widerstandverhältnis der günstigste Wirkungsgrad bzw. Schutzwert erzielt<sup>2</sup>. Wenn der Ableiter aber auch noch vor Überspannungen schützen soll, die die zulässige Spannung erheblich übertreffen, so müßte der Dämpfungswiderstand zweifellos noch stark unter den Wert des Wellenwiderstandes herabgedrückt werden.

Mit der Herabsetzung des Widerstandwertes steigen die Schwierigkeiten bei der Bewältigung des nachfolgenden Betriebstromes außerordentlich. Man hat deshalb verschiedentlich vorgeschlagen, als Dämpfungstrecke spannungsabhängige Widerstände zu benutzen, wie wir sie z. B. in den aus Graphitgemischen bestehenden

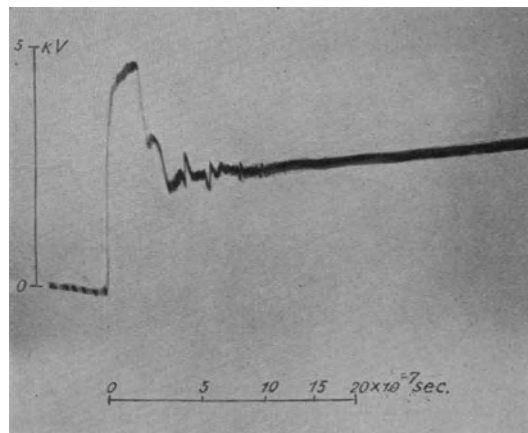


Bild 8. Funkenstrecke mit Dämpfungswiderstand gleich Wellenwiderstand am Leitungsende bei Sprungwellenbeanspruchung<sup>3</sup> 5 kV; geringe Überspannung.

Halbleiterwiderständen (Silit, Ozelit) besitzen<sup>4</sup>. Bei derartigen Widerständen würde die Restspannung mit steigender Überspannung nicht so stark wachsen wie bei unveränderlichen Widerständen. Die von Gabor vermutete Ventilwirkung<sup>5</sup> kann allerdings, wie noch gezeigt werden wird, von den spannungsabhängigen Widerständen nicht erwartet werden.

Ansprechvorgang der Funkenstrecke. Die Funkenstrecke hat bei einem Widerstandableiter im wesentlichen zwei Aufgaben zu erfüllen: Gewährleistung der Stromlosigkeit der Ableiterbahn vor dem Ansprechen des Ableiters und sofortiges Ansprechen beim Auftreten einer Überspannung. Die erste Aufgabe erfüllt die Funkenstrecke ohne Schwierigkeit, die zweite nur bedingt. Nach den im Aachener Elektrotechnischen Institut durchgeführten Untersuchungen mit dem Kathodenszillographen muß besonders bei geringen Überspannungen mit einer gewissen Funken-

<sup>1</sup> Dies gilt übrigens nur für den an einem praktisch offenen Leitungsende eingebauten Ableiter (s. Abschnitt V).

<sup>2</sup> Siehe z. B. H. Piloty, ETZ 1927, S. 1755 und 1865 bzw. Fachberichte der XXXII. Jahresversammlung des V. D. E. 1927, S. 37 u. 38.

<sup>3</sup> Spannungsverlauf, wenn nichts anderes vermerkt, bei allen Oszillogrammen am Ende der Doppelleitung gemessen.

<sup>4</sup> Alberti und Güntherschulze, Zeitschr. f. Techn. Physik VI (1925), S. 11; ETZ 1927, S. 1272.

<sup>5</sup> D. Gabor, Forschungsheft I der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen, S. 72.

verzögerung gerechnet werden<sup>1</sup>. Bild 8 gibt den Ansprechvorgang an einem Widerstandableiter (Dämpfungswiderstand  $R = Z$ ) wieder, wenn die ankommende Welle einen nur wenig höheren Wert hat als die statische Ansprechspannung der Funkenstrecke. Trotz Belichtung der Funkenstrecke ergibt sich hier eine Funkenverzögerung von etwa  $2 \cdot 10^{-7}$  sec<sup>2</sup>.

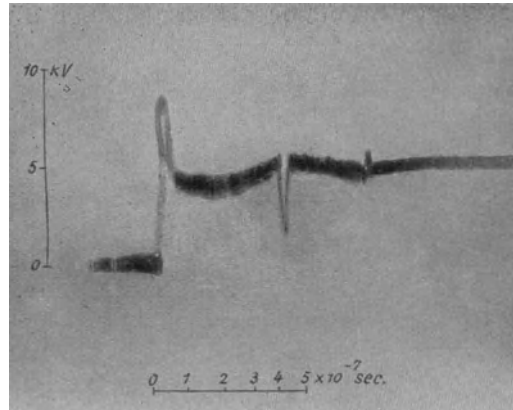


Bild 9 wie Bild 8, jedoch Beanspruchung durch Rechteckschwingung 10 kV und 60% Überspannung.

Bild 9 zeigt den Spannungsverlauf bei 60% Überspannung. Auch hier ist noch eine Spannungsspitze vorhanden, die kurzzeitig fast den doppelten Spannungswert erreicht<sup>3</sup>. Bei beiden Oszillogrammen ist demnach ein merklicher Einfluß der Funkenverzögerung auf den Ansprechvorgang vorhanden. Je höher der Ableiterwiderstand

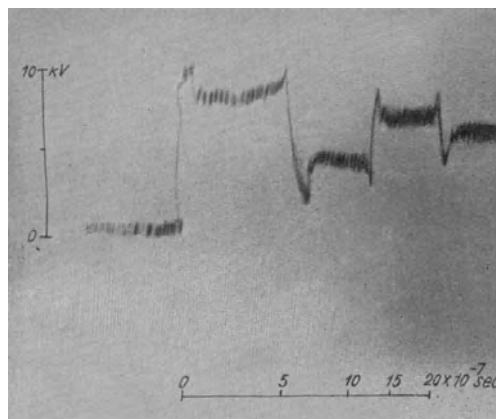


Bild 10 wie Bild 9, jedoch Dämpfungswiderstand gleich dem 4fachen Wellenwiderstand.

ist, desto geringer ist die Spannungsabsenkung nach Ansprechen des Ableiters. Entsprechend gering ist dann auch der Einfluß der Funkenverzögerung. Bild 10 läßt z. B. erkennen, daß bereits für  $R = 4Z$  die Spannungsspitze praktisch bedeutungslos geworden ist.

<sup>1</sup> Rogowski-Flegler-Tamm, Arch. f. Elektrot., XVIII (1927), S. 479. — R. Tamm, Arch. f. Elektrotechnik, XIX (1928), S. 235. Über den Vergleich mit anderen Messungen siehe R. Tamm a. a. O.

<sup>2</sup> Bei unbelichteter Funkenstrecke kann die Verzögerung noch sehr viel größer werden.

<sup>3</sup> Bei dieser Aufnahme war die Funkenstrecke mit einer Rechteckschwingung beansprucht, daher rührt die nach  $4 \cdot 10^{-7}$  sec erscheinende negative Spannungsspitze.

Gegenüber den von Gabor an Widerstandableitern aufgenommenen Oszillogrammen<sup>1</sup> zeigen die hier wiedergegebenen gewisse Unterschiede. Gabor findet bei 10% Überspannung im allgemeinen keine Funkenverzögerung. Der für das Ansprechen von Funkenstrecken charakteristische Spannungsprung fehlt in seinen Oszillogrammen vollkommen. Dort, wo bei ihm trotz Ableiter zunächst praktisch die Maximalspannung erreicht wird, sinkt die Spannung erst „nach einer Dauer von 150 bis 200 m Lauflänge auf den mit der Theorie übereinstimmenden Wert“. Ein derartig flaches Absinken der Spannung wurde bei den verschiedenen im Aachener Institut durchgeführten Untersuchungen niemals beobachtet.

Bild 11 gibt den Spannungsverlauf an einer Funkenstrecke ohne Dämpfungswiderstand bei Beanspruchung mit einer verhältnismäßig flachstirnigen Welle wieder. Hier zeigt sich wie in Bild 8 ein stufenweiser Zusammenbruch. Die in den beiden

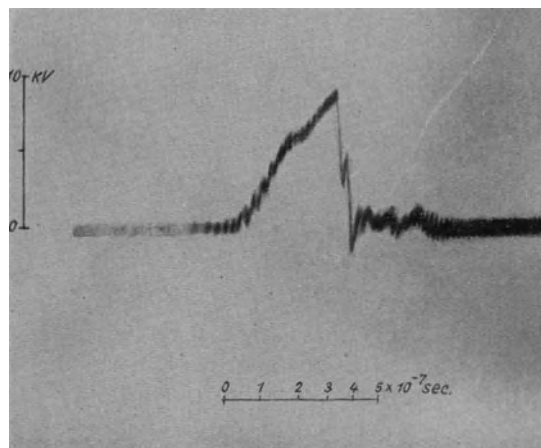


Bild 11. Funkenstrecke ohne Dämpfungswiderstand bei Beanspruchung mit flachstirniger Welle.

Stufen auftretende Steilheit überwiegt dabei ganz wesentlich die Steilheit der auslösenden Welle. Es muß also damit gerechnet werden, daß beim Ansprechen eines Widerstandableiters eine Entladewelle entsteht, deren Stirnsteilheit die der auslösenden Überspannungswelle stark übertrifft. Dabei ist noch zu berücksichtigen, daß die steilstirnige Entladewelle meistens unmittelbar an der zu schützenden Anlage hervorgerufen wird. Die Wirkung der Entladewelle ist in dieser Beziehung um so stärker, je geringer der Dämpfungswiderstand des Ableiters ist.

Dämpfungswiderstände aus Metall. Die in Widerstandableitern benutzten Dämpfungswiderstände besitzen, soweit sie aus Metall bestehen, im allgemeinen eine recht beträchtliche Länge. Sie können in ihrer Wirkungsweise nicht ohne weiteres konzentrierten Widerständen gleichgesetzt werden. Jedoch zeigen Oszillogramme, die an derartigen Widerständen aufgenommen worden sind, daß sie im allgemeinen glücklicherweise nicht mit ihrer vollen Länge in Wirksamkeit treten. In Bild 12 ist der Spannungsverlauf an einem an das Leitungsende angeschlossenen Schniewindt-Widerstandband von 2500 Ohm aufgezeichnet (Kurve b). Die Drahtlänge betrug in diesem Falle etwa 600 m. Nach etwa  $2 \cdot 10^{-7}$  sec (60 m Lauflänge) hat sich das Band bereits auf eine gleichbleibende Restspannung eingespielt. Aus dem Verhältnis dieser Restspannung zu der ebenfalls in Bild 12 aufgezeichneten Spannung am offenen Leitungsende (Kurve a) ergibt sich ein Widerstandwert von

<sup>1</sup> a. a. O.

etwa 2300 Ohm<sup>1</sup>. Das Schniewindtband hat demnach in der angegebenen kurzen Zeit tatsächlich bereits seinen Sollwiderstand erreicht.

Noch besser läßt sich die Wirkungsweise des Widerstandbandes erkennen, wenn es nicht mit einer Sprungwelle, sondern mit einer Rechteckschwingung beansprucht wird. In Bild 13 ist gleichzeitig der Spannungsverlauf am offenen Leitungsende (a) und an dem dort angeschlossenen Schniewindtband (b) eingetragen. Der Unterschied gegenüber der Wirkungsweise eines konzentrierten Widerstandes ist offensichtlich. Während dieser lediglich die Amplitude der Schwingung dämpft (siehe z. B. Bild 10 und 17)<sup>2</sup>, findet bei dem Widerstandband noch eine Umbildung der Wellenform statt. Eine ähnliche Wirkung würde etwa eine Induktivität von  $10^{-5}$  Henry mit entsprechendem Eigenwiderstand ausüben.

Aus den gezeigten Oszillogrammen ergibt sich deutlich, daß sich die Spannung am Widerstandband sehr viel rascher, als seiner Drahtlänge entspricht, auf den End-

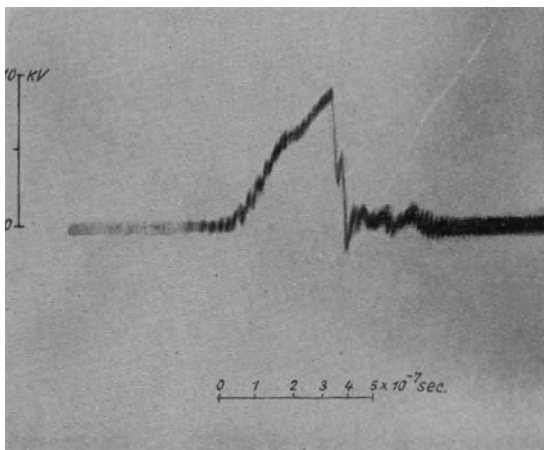


Bild 12. a Sprungwelle 5 kV nach Anordnung Bild 3a; b wie a, jedoch Leitungsende mit Schniewindtband 30 · 400 cm, 2500 Ohm, Drahtlänge 600 m überbrückt.

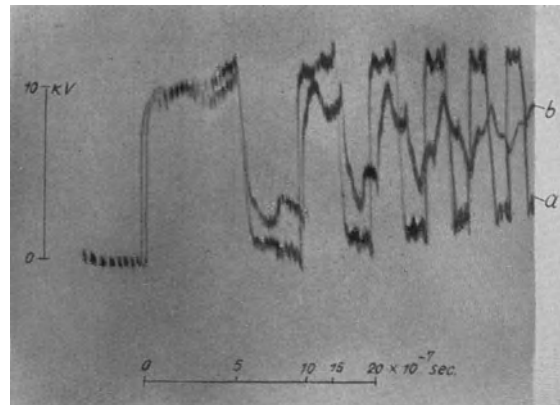


Bild 13. a Rechteckschwingung 10 kV; b wie jedoch Leitungsende mit Schniewindtband 30 · 400 cm 2500 Ohm, Drahtlänge 600 m überbrückt.

wert einspielt. Diese Erscheinung läßt sich vielleicht so erklären, daß bei dem Eindringen der Spannungswelle in das Widerstandsgitter durch Induzierung ein Vorgehen des Stromes auf die folgenden Sprossen des Bandes stattfindet, ähnlich wie es Rogowski<sup>3</sup> für seine Spule mit mehreren Windungen angenommen hat.

Die bei dem Schniewindtband sich ergebende anfängliche Spannungsüberhöhung kann übrigens vermieden werden, wenn der Widerstanddraht als bifilare Spule geführt wird. Untersuchungen, über die in einer späteren Arbeit berichtet werden wird, haben gezeigt, daß man eine derartige Spule noch verhältnismäßig eng wickeln kann, ohne ihren Charakter als Doppelleitung zu gefährden. Soweit dieser Ausführung nicht Isolationschwierigkeiten entgegenstehen, wäre sie deshalb vielleicht der Drahtführung des Schniewindtbandes vorzuziehen.

Dämpfungswiderstände aus Halbleiterstoff. Durch die sehr eingehenden Untersuchungen von Alberti und Güntherschulze<sup>4</sup> ist bekannt geworden, daß das Silit und Ozelit die Eigenschaft besitzt, noch bei verhältnismäßig hohen

<sup>1</sup> Über die Bestimmung des Widerstandes aus dem Spannungsverhältnis s. weiter unten.

<sup>2</sup> Die von kurzen Widerständen herrührende Verschleifung der Wellenstirn ist sehr gering.

<sup>3</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot., VII (1919), S. 161.

<sup>4</sup> A. a. O. — Siehe auch Gewecke, ETZ 1914, S. 386.

Frequenzen (untersucht bis über 200 000 Hertz) seinen Widerstandwert stets un- mittelbar im Takte der Schwingung zu ändern. Es lag deshalb nahe, sich von der Verwendung derartiger Widerstände eine erhebliche Verbesserung der Widerstand- ableiter zu versprechen. Es läßt sich aber zeigen, daß, wenigstens bei den zur Zeit verwendeten Halbleitern, keine wesentliche Vergrößerung der Spannungsabsenkung erwartet werden kann.

Ist die Spannungsabhängigkeit eines derartigen Widerstandes bekannt, so ist damit auch die Abhängigkeit der Restspannung von der Höhe der Überspannung bestimmt. Betrachten wir z. B. einen am Ende einer Doppelleitung eingebauten Widerstand, so ergibt sich die Restspannung aus der Beziehung

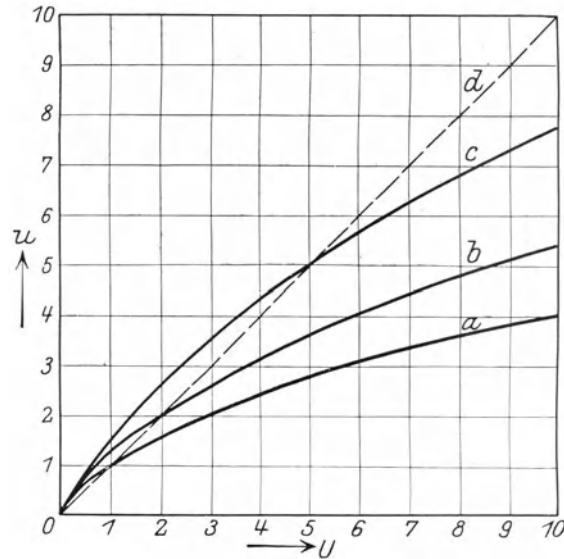


Bild 14. Verlauf der Restspannung  $u$  an Widerstandableitern in Abhängigkeit von der auftreffenden Spannung  $U$  bei Verwendung spannungsabhängiger Dämpfungswiderstände. Widerstandsänderung: umgekehrt proportional der Restspannung. Widerstandsgröße: a für  $u = 1$ ,  $R = Z$ ; b für  $u = 1$ ,  $R = 2Z$ ; c für  $u = 1$ ,  $R = 5Z$ ; gestrichelte Kurve (d): Widerstand unabhängig von der Spannung  $R = Z$ .

$$u = 2U \frac{R}{Z + R},$$

wenn  $u$  die Restspannung,  $U$  die Spannung der ankommenden Welle,  $Z$  der Wellen- widerstand und  $R$  der angeschlossene Überbrückungswiderstand ist. Soll der Wider- stand die von Alberti und Güntherschulze gefundene Abhängigkeit besitzen, so bedeutet das in dem angeführten Beispiel offenbar eine Abhängigkeit von der jeweils am Widerstand liegenden Spannung, also der Restspannung. Für die vorliegende Betrachtung sei zur Vereinfachung zunächst angenommen, zwischen Widerstand und Restspannung bestände die Beziehung

$$R = c \cdot u^m,$$

wobei  $m$  alle Werte zwischen  $-\infty$  und  $+\infty$  annehmen kann. Für Restspannung und Überspannung ergibt sich dann folgende Beziehung

$$u^{1-m} + \frac{c}{Z} \cdot u = 2 \frac{c}{Z} \cdot U.$$

Die Größe der Spannungsabsenkung erhält man aus dieser Gleichung durch Einsetzen der für die verschiedenen Spannungsabhängigkeiten gültigen Werte von  $m$ .



Ändert sich z. B. der Widerstand umgekehrt proportional der Spannung<sup>1</sup>, so wird die Restspannung

$$u = \frac{c}{2Z} \left( \sqrt{8U \cdot \frac{Z}{c} + 1} - 1 \right).$$

In Bild 14 ist die so ermittelte Restspannung für verschiedene Widerstandswerte eingetragen. Es ist dabei die jeweilige Betriebsspannung als Spannungseinheit und der jeweilige Wellenwiderstand als Widerstandseinheit gewählt. Die Größe des Ableiterwiderstandes ist mit dem bei Betriebsspannung geltenden Wert als Vielfaches des Wellenwiderstandes angegeben. Damit ist gleichzeitig ein Maß für die zu erwartende Abschaltleistung gewonnen.

Neben dem Restspannungsverlauf für die veränderlichen Widerstände ist in Bild 14 noch der Verlauf für einen unveränderlichen Ableiterwiderstand in Höhe des Wellenwiderstandes eingetragen. Der Vergleich der Kurven zeigt deutlich, daß eine wesentliche Verbesserung der Spannungsabsenkung nur erzielt werden kann, wenn der spannungsabhängige Widerstand bei Betriebsspannung ( $U = \lambda$ ) etwa den gleichen Wert hat wie der unveränderliche.

Durch Vergrößerung der Spannungsabhängigkeit würde auch eine entsprechend stärkere Spannungsabsenkung erzielt werden können. Eine Ventilwirkung kann jedoch niemals eintreten. Das Gleichbleiben der Restspannung bei steigender Überspannung setzt nämlich eine Vergrößerung des Ableiterstromes voraus. Da aber Silit und Ozelit nach allen bisherigen Untersuchungen zwar eine spannungsabhängige, jedoch steigende Widerstandcharakteristik besitzt, ist eine Vergrößerung des Ableiterstromes nur unter Vergrößerung der Restspannung möglich.

Für die Einschätzung der Schutzmöglichkeiten eines Widerstandableiters mit spannungsabhängigem Widerstand ist es wesentlich, die Größe der tatsächlichen Spannungsabhängigkeit zu kennen. Messungen hierüber sind zur Zeit nur sehr wenige bekannt. Die bereits erwähnten Untersuchungen von Alberti und Güntherschulze beziehen sich auf das Verhalten von Silit- und Ozelitstäben bei Gleichstrom und hochfrequentem Wechselstrom. Für Stoßbeanspruchung liegt eine Messung von Gabor<sup>2</sup> an einem Ozelitstab vor. Die starken Unterschiede, die Alberti und Güntherschulze für die Spannungsabhängigkeit verschiedener Stäbe gefunden hatten, gab Veranlassung, eine Reihe von Silit- und Ozelitstäben auf ihre Spannungsabhängigkeit bei Stoßbeanspruchung zu untersuchen.

Für Widerstände, deren Wert bei Stoßbeanspruchung in der Größenordnung des Wellenwiderstandes liegt, läßt sich dieser unmittelbar aus der Spannungsabsenkung bei Beanspruchung mit Sprungwellen ermitteln nach der Beziehung

$$R = Z \cdot \frac{u}{2U - u}.$$

Bei dem in Bild 11 gezeigten Spannungsverlauf an einem Schniewindtband ergibt sich z. B. aus dem Oszillogramm  $2U$  zu 32 mm,  $u$  zu 27,5 mm und entsprechend bei einem Wellenwiderstand von 375 Ohm ein Endwiderstand von etwa 2300 Ohm.

Ist der zu untersuchende Widerstand sehr viel höher als der Wellenwiderstand, so wird er nur eine verhältnismäßig geringe Spannungsabsenkung hervorrufen. Die Auswertung aus der Sprungwellenbeanspruchung stößt hier auf Schwierigkeiten. Benützt man aber an Stelle der Sprungwelle eine Rechteckschwingung als Prüfspannung, so wiederholt sich die Einwirkung des Widerstandes bei jedem Aufstieg und Abstieg der Schwingung als Verminderung des Spannungsprunges. In Bild 15 ist die Verringerung des Spannungsprunges für die verschiedenen Aufstiege (1, 2, 3 . . .)

<sup>1</sup> Diese Abhängigkeit liegt für Silit und Ozelit in der in Ableitern verwendbaren Form und in dem untersuchten Bereich noch über dem Durchschnitt (s. weiter unten).

<sup>2</sup> Gabor, Forschungsheft 1 der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen S. 71. Auch der von Gabor untersuchte Ozelitstab besitzt eine geringere Spannungsabhängigkeit als in Bild 14 angenommen worden ist.

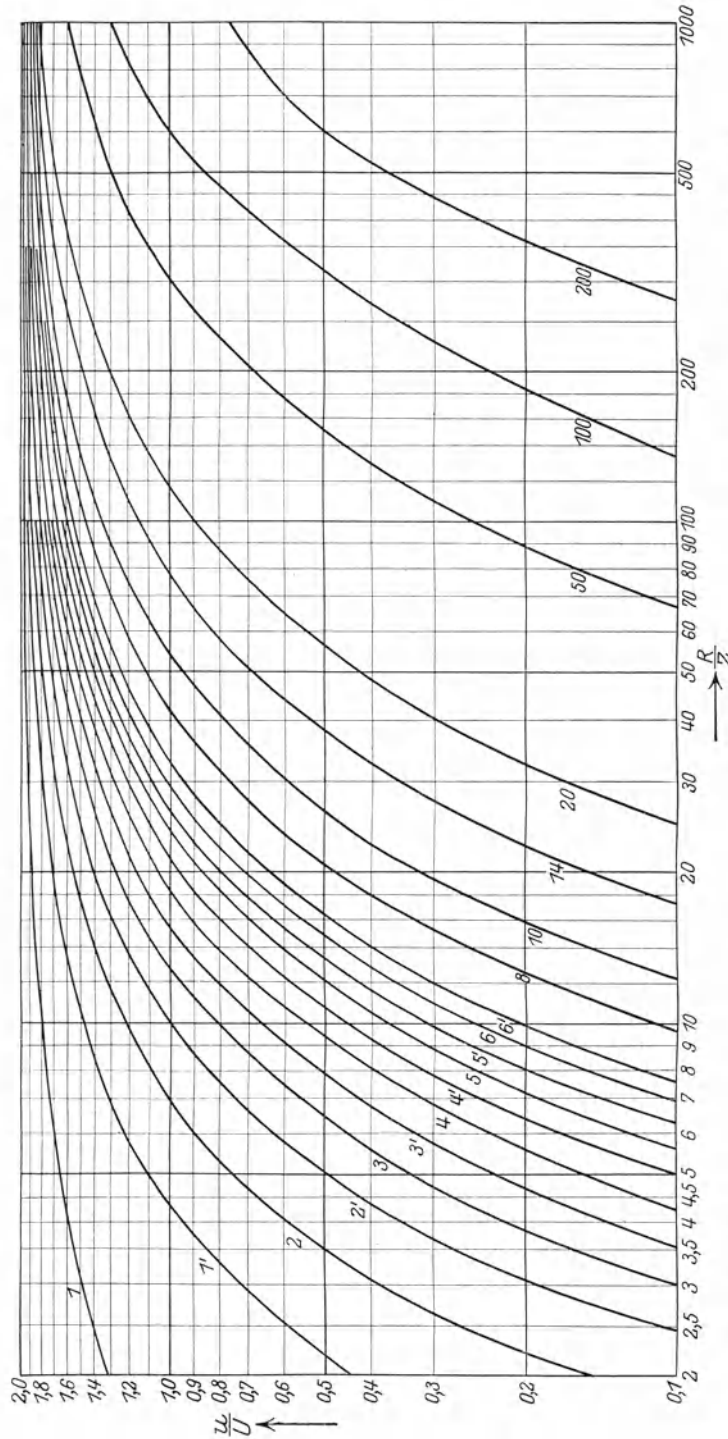


Bild 15. Größe des Anstiegs (1, 2, 3, ... .) und des Abstiegs (1', 2', 3', ... .) einer Rechteckschwingung im Verhältnis zur Schaltspannung und in 'Abhängigkeit von dem Verhältnis: Endwiderstand zu Wellenwiderstand aufgetragen.

und Abstiege (1', 2', 3' ... .) einer Rechteckschwingung in Abhängigkeit des Verhältnisses: Endwiderstand zu Wellenwiderstand aufgetragen<sup>1</sup>. Aus diesem Bild geht

<sup>1</sup> Die Höhe des jeweiligen Spannungsprunges ist stets auf die Schaltspannung bezogen. Für die Auswertung ist dies zweckmäßig, weil sich die Höhe der Schaltspannung am leichtesten festlegen läßt.

hervor, daß sich bei Berücksichtigung einer entsprechenden Zahl von Schwingungen mit genügender Genauigkeit noch Widerstände ermitteln lassen, die über 100 mal größer als der Wellenwiderstand sind.

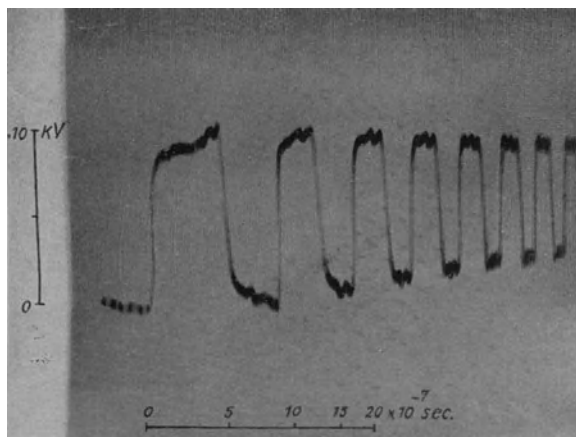


Bild 16. Silitwiderstand 10 Megohm (Sollwert bei 110 Volt), bei Beanspruchung durch Rechteckschwingung 10 kV.

Bild 16 stellt den Spannungsverlauf an einem Silitwiderstand (500 mm lang, 30 mm  $\varnothing$ ) dar, dessen Sollwert 10 Megohm ist, und Bild 17 an einem Metallwiderstand von 7800 Ohm (Manganindraht von 0,03 mm  $\varnothing$ ) dar. Die aus beiden Oszillogrammen ermittelten Widerstandswerte sind in Zahlentafel I eingetragen.

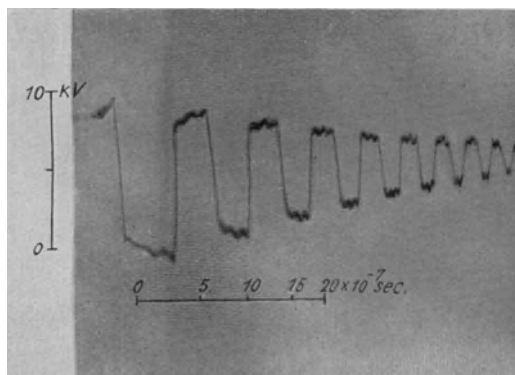


Bild 17. Manganindrahtwiderstand 7800 Ohm bei Beanspruchung durch Rechteckschwingung; Ausschnitt aus dem Spannungsverlauf.

Da die Prüfschwingung selbst eine gewisse Dämpfung besitzt (Bild 1), müssen die so ermittelten Werte noch berichtigt werden. Eine ideale Rechteckschwingung würde die in Bild 1 sich ergebende Dämpfung aufweisen, wenn sich am Leitungsende ein Überbrückungswiderstand von etwa 75 000 Ohm befände. Wir können also einen derartigen Widerstand stets in Parallelschaltung mit dem Prüf Widerstand befindlich denken und erhalten dann als berichtigte Werte:

Silitstab rund 30 000, Manganindrahtwiderstand rund 8000 Ohm. Die Übereinstimmung des für den Metallwiderstand gefundenen Wertes mit dem Sollwert zeigt

Zahlentafel 1.

Aufstieg Abstieg	1	2	3	4	5	6	8	Mittelwert <sup>1</sup>							
	1'	2'	3'	4'	5'	6'	8'	R/Z	Ohm						
Silitstab 10 Megohm	8,5	150	50	75	59	55	52	57	55	55	56	55	59	56	21 000
Manganin 7800 Ohm	22	22	37	23	25	19,9	20	20	20	18,5	18,5	19	19,5	19,5	7300

die für die vorliegenden Zwecke vollkommen genügende Genauigkeit des Meßverfahrens<sup>2</sup>.

In der geschilderten Weise wurden nun etwa 20 Silit- und Ozelitstäbe untersucht, deren Sollwiderstand zwischen 500 und 20 000 Ohm lag. Bei den meisten Stäben änderte sich der Widerstand weniger als umgekehrt proportional der Spannung. Die stärkste von Alberti und Güntherschulze gefundene Abhängigkeit wurde in keinem Fall erreicht. Nach Mitteilung eines Herstellerwerkes könnte sie auch nicht erwartet werden, da die Spannungsabhängigkeit um so größer sein soll, je höher der Widerstand ist<sup>3</sup>. Bei den untersuchten Stäben lagen die bei 110 Volt festgestellten spezifischen Widerstände um etwa eine Größenordnung auseinander. Innerhalb dieses Bereichs konnte kein Zusammenhang zwischen der Spannungsabhängigkeit und der Größe des Widerstands festgestellt werden. Die stärkste Spannungsabhängigkeit ergab sich sogar bei einem Silitstab von 500 Ohm, dessen spezifischer Widerstand an der unteren Grenze des festgestellten Bereiches lag. Die Widerstandswerte für diesen Stab sind in Zahlentafel 2 aufgetragen.

Zahlentafel 2.

Silitstab; 60 mm lang, 18 mm  $\varnothing$ ; Sollwert 500 Ohm.

Beanspruchung	Gleichstrom		Stoßbeanspruchung				
	10	100	1670	2500	5000	10000	
Prüfspannung	10	100	1670	2500	5000	10000	Volt
Restspannung (Mittelwert)	—	—	1050	1400	2000	2700	Volt
Widerstand <sup>4</sup>	680	550	640	480	250	140	Ohm

Soweit man aus diesen Messungen schließen darf, scheinen die Widerstandswerte bei Stoßbeanspruchung höher zu liegen als die für Gleichspannung gleicher Höhe geltenden Werte.

Im allgemeinen zeigte sich bei Stäben gleicher Abmessung und gleichen Sollwiderstandes eine starke Schwankung der Spannungsabhängigkeit. Das beeinträchtigt natürlich ihre Verwendungsfähigkeit für Widerstandableiter; denn wenn nicht für jeden Widerstand eine Eichkennlinie aufgenommen werden soll, darf aus Sicherheitsgründen nur mit einer verhältnismäßig geringen Spannungsabhängigkeit gerechnet werden.

<sup>1</sup> Infolge der kapazitiven Verzerrung der beiden ersten Wellen sind die daraus ermittelten Werte sehr ungenau. Sie sind zur Mittelwertbildung nicht herangezogen worden. Bei spannungsabhängigen Widerständen bezieht sich der Mittelwert auf die Schaltspannung.

<sup>2</sup> Bei der benutzten Schaltanordnung war die Dämpfung verhältnismäßig stark. Wo eine genauere Auswertung erwünscht ist, kann durch Änderung der Schaltanordnung deren Eigendämpfung erheblich vermindert werden.

<sup>3</sup> Siehe auch Gewecke a. a. O.

<sup>4</sup> Widerstandswerte für Gleichstrom aus Stromspannungsmessung gewonnen.

Nun war aber bereits in Bild 14 gezeigt worden, daß selbst für einen Widerstand, der eine stärkere Spannungsabhängigkeit besitzt als der hier ermittelte Durchschnitt, eine merkliche Verbesserung in der Spannungsabsenkung nur gegenüber denjenigen unveränderlichen Widerständen erzielt wird, die bei Betriebsspannung gleiche Größe haben. Damit darf jedoch bei spannungsabhängigen Widerständen kaum gerechnet werden. Macht die Verringerung des Dämpfungswiderstandes schon bei Metallwiderständen Schwierigkeiten, so gilt das in noch verstärktem Maße für Silit- und Ozelitstäbe. Diese besitzen außer ihrer Spannungsabhängigkeit noch eine Temperaturabhängigkeit und führen deshalb bei starker Belastung leicht zu Explosionen.

Die hier angeführten Umstände bedingen, daß man von dem Einbau spannungsabhängiger Widerstände aus Halbleiterstoff in Widerstandableiter vorläufig keine wesentliche Verbesserung der Spannungsabsenkung erwarten darf, wenn nicht gleichzeitig die Betriebsicherheit in Mitleidenschaft gezogen werden soll.

**2. Ventilableiter.** Wenn sich in letzter Zeit in der Hochspannungspraxis das Bestreben geltend macht, Überspannungsschutzvorrichtungen in den Verteilungsanlagen möglichst weitgehend zu vermeiden, so spricht das zweifellos nicht für die abnehmende Überspannungsgefahr, sondern lediglich für die wachsende Erkenntnis des geringen Schutzwertes der bis jetzt bekannten Schutzapparate. Der Widerstandableiter kann, wie bereits gezeigt wurde, die auftretenden Überspannungen jeweils nur um einen ganz bestimmten Bruchteil herabsetzen. Er wirkt also sozusagen als Spannungsteiler. Einen sicheren Überspannungsschutz bietet aber nur der Spannungsbegrenzer. Man würde heutzutage wohl auch keine Stromsicherung mehr einbauen, die den Überstrom bestenfalls nur auf die Hälfte seines Wertes herabsetzt, selbst wenn dieser den zulässigen Höchststrom um ein Vielfaches überschreitet. Was wir bei der Stromsicherung verlangen und auch besitzen, dürfen wir auch von der Spannungsicherung fordern. Der Widerstandableiter scheint dafür kaum in Frage zu kommen. Viel größere Aussichten bieten die sog. Ventilableiter. Das wesentliche Kennzeichen dieser Ableiter ist die selbsttätige Unterbrechung der Ableiterbahn nach Verschwinden der Überspannung durch die Ventilstrecke selbst, also nicht durch besondere Relaischaltungen. Die selbsttätige Löschung gestattet die Vermeidung von Dämpfungswiderständen in der Ableiterbahn. Die nach Ansprechen des Ableiters sich einstellende Rest- bzw. Sperrspannung kann deshalb stets unterhalb der Ansprechspannung liegen. Diese wird damit zur genau einstellbaren und gegebenenfalls für verschiedene Ableiter staffelbaren Grenzspannung.

Die bekanntesten Vertreter der Ventilableiter sind das Blitzventil der Westinghouse Electrical Company und der Oxydhautableiter der General Electric Company. Bei beiden ist allerdings in der betriebmäßigen Ausführung die Ansprechspannung so hoch gegenüber der Betriebspannung, daß Sommer und Gabor auf Grund ihrer Untersuchungen auch diesen Ableitern einen Schutzwert für Anlagen mit dem zur Zeit üblichen Sicherheitsgrad absprechen mußten<sup>1</sup>. Die Wirkungsweise der Ventilableiter ist dagegen von beiden nicht näher untersucht worden. Die Beantwortung der Frage, ob sie Spannungsteiler oder wirklich Spannungsbegrenzer sind, steht daher noch aus. Ihre Klärung scheint aber nicht nur für die vollständige Beurteilung der untersuchten Ventilableiter wünschenswert, sie ist vielmehr für die Beurteilung der Entwicklungsmöglichkeit des gesamten Überspannungsschutzes überhaupt von grundlegender Bedeutung.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte die Wirkungsweise des Blitzventils sehr eingehend untersucht und dabei festgestellt werden, daß dieser Ableiter ganz ausgesprochen zu den Spannungsbegrenzern gehört.

<sup>1</sup> E. M. K. Sommer, Arch. f. Elektrot., XVIII (1927), S. 326. — D. Gabor, Forschungshefte der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen, Heft 1, 1927, S. 74.

Die für die Untersuchung des Oxydhautableiters ebenfalls freundlichst zur Verfügung gestellten Zellen waren leider bis zum Abschluß dieser Arbeit noch nicht eingetroffen. Versuche, die an verschiedenen nachgebauten Zellen durchgeführt wurden, ergaben derart starke Unterschiede und Streuungen, daß sie zu einer Beurteilung dieses Ableiterschutzes nicht herangezogen werden sollen. Über die Untersuchung der Originalzellen wird seinerzeit noch berichtet werden.

Jedenfalls lassen bereits die folgenden Untersuchungen des Blitzventils erkennen, daß die Ventilableiter, wenn sie auch in ihrer jetzigen Form noch keinen überall brauchbaren Überspannungsschutz abgeben, doch schon deutlich einen Weg zeigen, auf dem wir voraussichtlich zu einem wirklich sicheren Schutz gegen Spannungsüberhöhungen kommen werden.

**Das Blitzventil (Autovalve Arrester).** Der Aufbau des untersuchten Blitzventils ist in Bild 18 aufgezeichnet. Die Ventilstrecke besteht aus einer Reihe von Einzelfunkenstrecken (Löschfunkenstrecken). Elektrodenmasse, Elektrodenabstand und Anordnung sind so gewählt, daß Ansprechspannung und Löschspannung der Teilfunkenstrecken etwa gleich hoch sein und 350 Volt betragen sollen. Ansprechen und Löschen soll beim Auftreten bzw. Verschwinden der Überspannung ohne Verzögerung einsetzen. Da das Blitzventil jedoch noch eine Vorfunkensstrecke benützt, gilt für die Ansprechverzögerung dieses Ableiters zunächst dasselbe wie für die der Widerstandableiter.

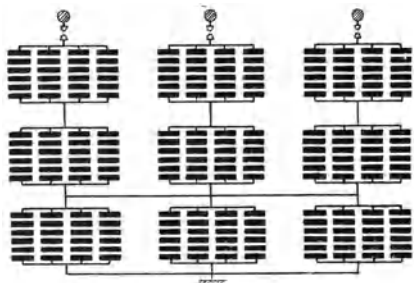


Bild 18. Schematischer Aufbau eines Blitzventils für 2,5 kV Betriebsspannung.

Phase und Erde liegen zwei solcher Gruppen hintereinander und mit diesen außerdem noch in Reihe eine Parallelschaltung von drei Gruppen. Zwischen

Das untersuchte Blitzventil gilt für eine Betriebsspannung von 2,5 kV. Sechs Elektroden sind zu einer Säule geschichtet und bilden so fünf Teilfunkenstrecken. Vier Säulen sind in einer Gruppe parallel geschaltet. Zwischen

Phase und Erde liegen zwei solcher Gruppen hintereinander und mit diesen außerdem noch in Reihe eine Parallelschaltung von drei Gruppen. Zwischen

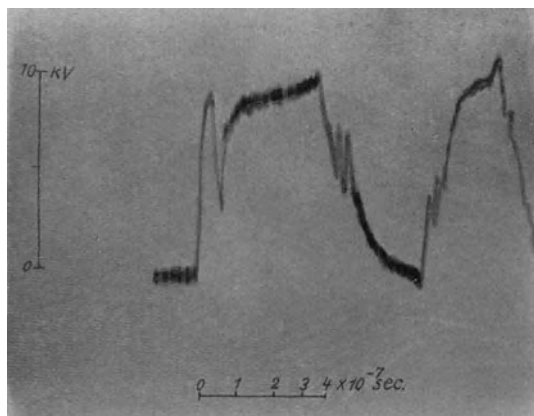


Bild 19. Blitzventil in betriebmäßiger Schaltung zwischen einer Phase und Erdpunkt durch Rechteckschwingung 10 kV beansprucht.

Phase liegen vier Gruppen hintereinander. Der Widerstand einer Elektrode soll etwa 2 Ohm betragen, so daß selbst bei hohen Betriebsspannungen der Gesamtwiderstand aller hintereinander geschalteten Teilfunkenstrecken nicht ins Gewicht fallen dürfte.

Die Soll-Ansprechspannung beträgt zwischen Phase und Erde 5,25 kV, zwischen Phase und Phase 7 kV. Durch die vorschriftsmäßig eingestellte Vorfunkstrecke wird die Ansprechspannung nicht unbeträchtlich erhöht, da deren statische Durchschlagspannung allein schon bei etwa 7 kV liegt. Es kann wohl damit gerechnet werden, daß sich die ankommende Überspannungswelle fast in voller Höhe an die Vorfunkstrecke mit ihrer kleinen Kapazität legt. Immerhin wird sich die Ansprechspannung auf etwa 7,5 kV zwischen Phase und Erde und 15 kV zwischen Phase und Phase

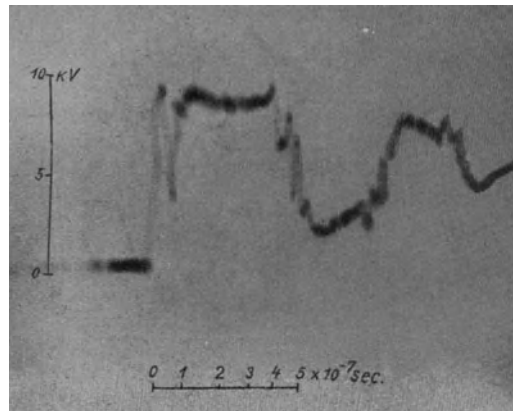


Bild 20 wie Bild 19, jedoch nur  $\frac{2}{3}$  der betriebmäßigen Teilfunkenstrecken.

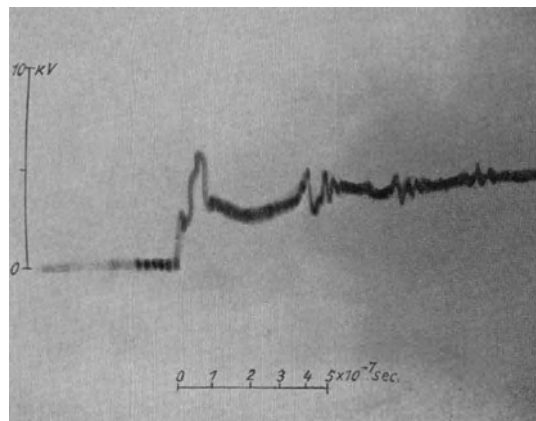


Bild 21 wie Bild 19, jedoch nur  $\frac{1}{3}$  der betriebmäßigen Teilfunkenstrecken und ohne Vorfunkstrecke.

erhöhen. Während die Sollansprechspannung ohne Vorfunkstrecke das 2,5 bzw. 2fache der Betriebsspannung beträgt, erhöht sie sich also mit dieser, selbst unter Annahme günstiger Verhältnisse, auf das 3,5 ÷ 4fache.

Das Vorhandensein der Vorfunkstrecke hat für das Blitzventil noch einen anderen Nachteil. Bis zum Durchschlag der Vorfunkstrecke liegt praktisch keine Spannung an den Teilfunkenstrecken. Die Ansprechverzögerungszeiten beider Funkenstrecken müssen sich demnach addieren. Das in Bild 19 gebrachte Oszillogramm zeigt einen derartigen Spannungsverlauf. Das Blitzventil ist hier in betriebsmäßiger Schaltung zwischen Phase und Erde mit Rechteckwellen von 10 kV Höhe geprüft worden. Die Prüfspannung steigt auf ihre volle Höhe an, ehe die Vorfunkstrecke anspricht. Sofort nach deren Durchschlag legt sie sich an die Teilfunkenstrecken

(das Absinken der Spannung entspricht der größeren Kapazität der Teilfunkenstrecken) und steigt dann entsprechend deren Kapazität wieder hoch. Es zeigt sich aber, daß die Teilfunkenstrecken auch nach Überschreiten ihrer Solldurchschlagspannung nicht ansprechen. Nach  $4 \cdot 10^{-7}$  sec kommt bereits die Entladewelle wieder an das Leitungsende (Rechteckschwingung), ohne daß sich bis dahin die Spannung an den Teilfunkenstrecken merklich geändert hat. Der weitere Verlauf der Schwingung ergibt eine Umbildung der Rechteckform, wie sie etwa durch kleine Kapazitäten (50 cm)

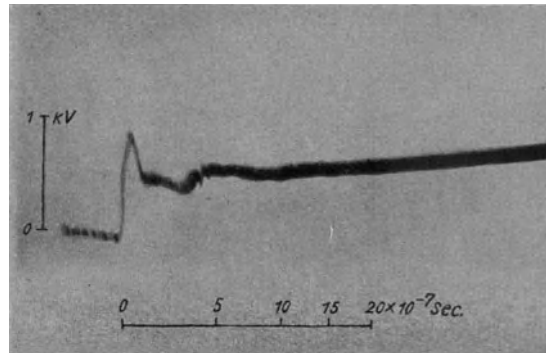


Bild 22. Blitzventil, eine einzelne Teilfunkenstrecke durch Sprungwelle 5 kV beansprucht.

am Ende einer Freileitung hervorgerufen werden. Hieraus kann geschlossen werden, daß die Teilfunkenstrecken des Blitzventils innerhalb der untersuchten Zeit von rund  $1,5 \cdot 10^{-6}$  sec nicht angesprochen haben.

Verringert man die Zahl der Teilfunkenstrecken auf  $\frac{2}{3}$ , so ändert sich bereits der Spannungsverlauf etwas (Bild 20). Die neben der Umbildung in Erscheinung

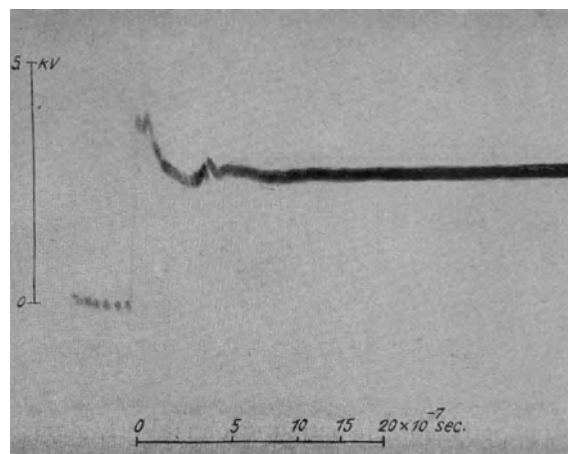


Bild 23 wie Bild 22, jedoch 4 Teilfunkenstrecken.

tretende Amplitudenverminderung läßt darauf schließen, daß die Teilfunkenstrecken jetzt angesprochen haben, aber noch einen verhältnismäßig hohen Widerstand darstellen. Erst wenn die Zellenzahl noch weiter vermindert wird, verschwindet die Rechteckform. Den Spannungsverlauf für  $\frac{1}{3}$  der betriebmäßigen, also im ganzen nur noch fünf Teilfunkenstrecken zeigt Bild 21. Auch bei dieser Aufnahme ergibt sich noch eine Restspannung, die die erwartete Funkenspannung selbst unter Zurechnung des Ohmschen Spannungsabfalles in den Widerstandelektroden weit übertrifft.



Um die Ursachen für dieses Verhalten der Teilfunkenstrecken zu ermitteln, wurde zunächst nur eine einzelne bei Sprungwellenbeanspruchung untersucht. Bild 22 zeigt den Ansprechvorgang bei 5 kV Prüfspannung, der für die Wirkungsweise der Teilfunkenstrecken kennzeichnend ist. Im Augenblick des Auftreffens der Sprungwelle erscheint eine kurze Spannungspitze. Hierauf sinkt die Spannung auf eine praktisch gleichbleibende Sperrspannung<sup>1</sup>. Die Spannungspitze scheint eine Wirkung der Funkenverzögerung zu sein, die übrigens in allen beobachteten Fällen kleiner war als die Verzögerung von gewöhnlichen Luftfunkenstrecken unter sonst gleichen Verhältnissen.

Bild 23 zeigt den Ansprechvorgang für 4 Zellen bei der gleichen Prüfspannung. Der allgemeine Spannungsverlauf hat sich gegenüber Bild 22 nicht wesentlich geändert. Auch hier sehen wir zunächst eine Spannungspitze vor dem Einspielen auf eine gleichbleibende Sperrspannung. Trotz der geringen Überspannung hat sich die

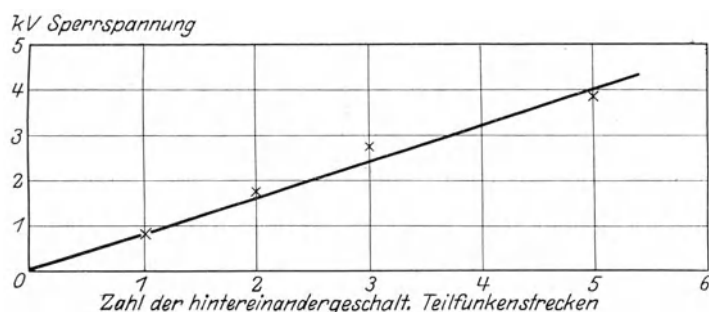


Bild 24. Sperrspannung am Blitzventil bei Beanspruchung durch Sprungwelle 5 kV in Abhängigkeit von der Zahl der hintereinander geschalteten Teilfunkenstrecken aufgetragen.

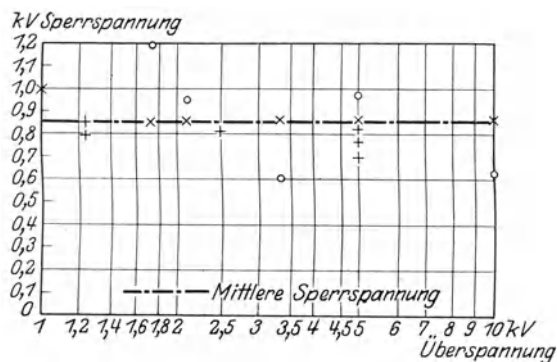


Bild 25. Sperrspannung an einer Teilfunkenstrecke des Blitzventils bei Beanspruchung durch verschieden hohe Überspannungen.

Spannungspitze kaum verbreitert. Die Sperrspannung, die sich bereits nach etwa  $10^{-7}$  sec einstellt, ist jetzt entsprechend der größeren Zahl der Teilfunkenstrecken höher geworden. Tragen wir die Höhe der Sperrspannung in Abhängigkeit von der Zahl der Teilfunkenstrecken auf (Bild 24), so zeigt sich, daß sie ungefähr proportional mit der Zellenzahl steigt.

Wesentlicher für die Beurteilung der Wirkungsweise des Blitzventils ist das Verhalten einer Teilfunkenstrecke gegenüber verschieden hoher Prüfspannung. In Bild 25 ist die Sperrspannung für eine einzelne Teilfunkenstrecke bei steigender Prüfspannung aufgetragen. Trotz der starken Erhöhung von 1 auf 10 kV ändert sich die

<sup>1</sup> Die Abweichungen in dem Verlauf der Sperrspannung entsprechen denen der Nulllinie nach Bild 6.

Sperrspannung praktisch nicht<sup>1</sup>. Aus den zahlreichen aufgenommenen Punkten ergibt sich eine mittlere Sperrspannung von etwa 0,85 kV. Nur wenige Werte weichen stärker ab. Der höchste beobachtete Wert beträgt 1,2, der niedrigste 0,6 kV. Die Versuchsreihe zeigt demnach, daß das Blitzventil bis zum zehnfachen Wert seiner tatsächlichen Ansprechspannung seine Eigenschaft als Spannungsbegrenzer durchaus behält. Es ist anzunehmen, daß sich die Verhältnisse auch bei noch höheren Überspannungen je Teilfunkenstrecke nicht wesentlich ändern. Diese haben aber für das Blitzventil als Überspannungsschutz keine praktische Bedeutung mehr.

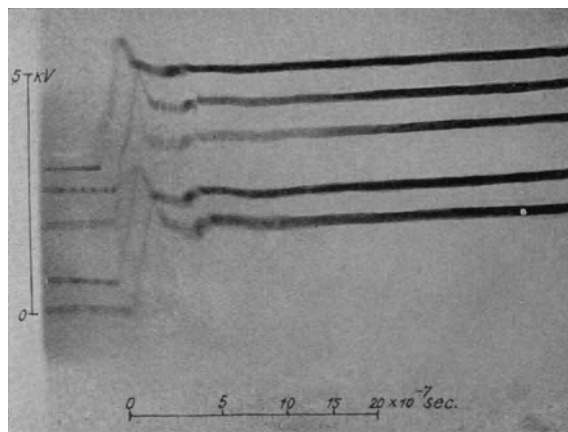


Bild 26. Fünf 3zellige Blitzventile in Parallelschaltung, durch Sprungwelle 5 kV beansprucht. Fünf Aufnahmen in etwa 5÷10 sec hintereinander auf dieselbe Platte aufgenommen.

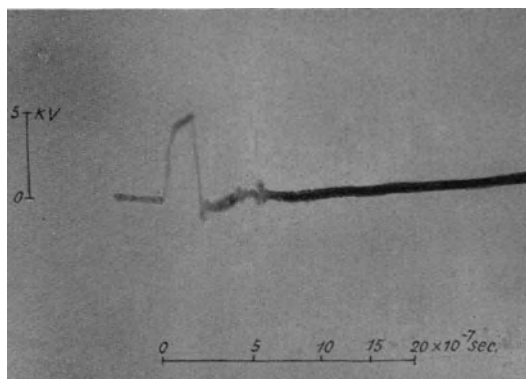


Bild 27 wie Bild 22, jedoch Elektroden aus Kupfer.

Auch durch Parallelschalten von Teilfunkenstrecken ändert sich die Höhe der Sperrspannung nicht. In Bild 26 ist der Spannungsverlauf an fünf parallel geschalteten dreizelligen Blitzventilen, wie sie für Niederspannungsanlagen auf den

<sup>1</sup> Sommer findet auch bei dem Blitzventil eine mit steigender Überspannung wachsende Sperrspannung (a. a. O. S. 320). Es ist möglich, daß sich seine Ergebnisse nur auf die anfängliche Spannungspitze beziehen, die aber durch geeignete Mittel (s. Bild 28) wirkungslos gemacht werden kann. Auch daß Sommer eine Änderung der Spannungsabsenkung bei Benutzung von Vorfunkstrecken findet, läßt darauf schließen, daß er mit der Schleifenmethode nur die erste Spannungspitze und nicht die eigentliche Sperrspannung gemessen hat. Diese kann in ihrer Höhe durch die Vorfunkstrecke nicht beeinflußt werden. Die Messungen Gabors am Blitzventil lassen keine Schlüsse auf die Beziehung zwischen Sperrspannung und Überspannung zu.

Markt gebracht werden, aufgezeichnet. Die Sperrspannung ist auch hier rund 0,8 kV je Teilfunkenstrecke. Beachtenswert ist dabei die trotz Parallelschaltung geringe Streuung. Die 5 Oszillogramme sind in Abständen von je etwa  $5 \div 10$  sec auf dieselbe Platte aufgenommen worden<sup>1</sup>. Die größte Abweichung vom Mittel beträgt etwa  $\pm 5\%$ . Die Meßpunkte in Bild 25 hatten eine sehr viel größere Streuung ergeben, die wohl im wesentlichen auf Ungleichmäßigkeiten der verschiedenen benutzten Teilfunkenstrecken (Abstand, Elektrodenoberfläche) zurückzuführen ist.

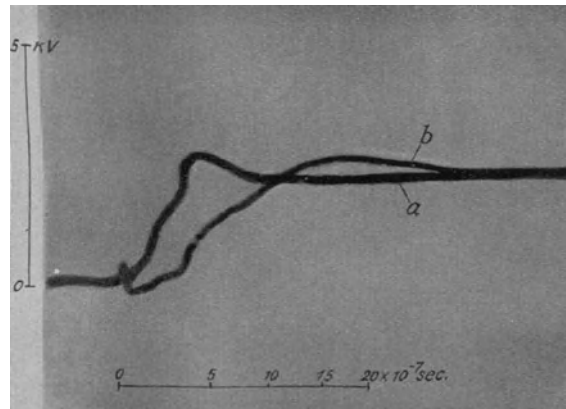


Bild 28. Spannungsverlauf an der Parallelschaltung Blitzventil-Kondensator bei Beanspruchung durch Sprungwelle 5 kV. a 3 zelliges Blitzventil und 1000 cm Parallelkapazität; b 3 zelliges Blitzventil und 5000 cm Parallelkapazität.

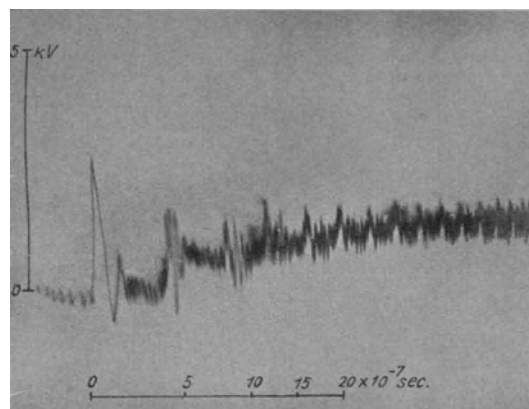


Bild 29. Blitzventil, eine Teilfunkenstrecke durch Rechteckschwingung 10 kV beansprucht.

Es läßt sich leicht zeigen, daß für den Verlauf des Ansprechvorganges bei dem Blitzventil die Zusammensetzung der Elektrodenmasse von ausschlaggebender Bedeutung ist. Ersetzt man z. B. die Elektroden durch einfache Kupferscheiben, so ergibt sich ein wesentlich anderer Spannungsverlauf (Bild 27). Wir sehen zwei bezeichnende Unterschiede gegenüber Bild 23. Einmal ist bei den Kupferzellen die Funkenverzögerung größer. Außerdem sinkt die Spannung nach Ansprechen der Funkenstrecken sofort auf sehr geringe Werte (Bogenspannung der Kupferfunkenstrecken) ab.

<sup>1</sup> Die Kurven sind der Deutlichkeit halber gegeneinander durch statische Felder verlagert.

Wenn auch, wie bereits erwähnt, die Funkenverzögerung bei den Blitzventilzellen kleiner als bei den gewöhnlichen Funkenstreckenableitern zu sein pflegt<sup>1</sup>, so kann es doch auch hier zweckmäßig sein, die Spannungspitze zu vermeiden und gleichzeitig die Wellenstirn abzuflachen. Das läßt sich bei Funkenstreckenableitern bekanntlich durch Parallelschaltung von Kondensatoren erreichen<sup>2</sup>. Bild 28 zeigt die Wirkung einer derartigen Anordnung für das Blitzventil. Es ist hier eine Kapazität von 1000 bzw. 5000 cm parallel geschaltet. Die Spannungspitze, wie sie die Oszillogramme Bild 22 und 23 noch zeigen, ist hier verschwunden. Die Spannung steigt um so langsamer, je größer die Parallelkapazität ist, und geht dann praktisch unmittelbar in die Sperrspannung über. Eine derartige Schutzanordnung läßt stets nur flachstirnige Wellen an sich vorbeiziehen, deren Maximalspannung der Sperrspannung der Ventilstrecke entspricht. Besonders bemerkenswert bei dieser Anordnung ist, daß hier selbst bei der Begrenzung höchster Überspannungen beim Ansprechen niemals ein Spannungssprung oder ein Ausschwingvorgang eintritt. Die Parallelschaltung Widerstandableiter-Kondensator besitzt diesen Vorzug nicht. Aber auch das mit Vorfunkstrecke ausgerüstete Blitzventil kann in gewissen Fällen beim Ansprechen Spannungssprünge aufweisen (Bild 19 u. 20).

Eine wenn auch sehr geringe und flache Spannungsüberhöhung tritt in Bild 28 aber auch bei der größeren Kapazität noch auf. Es könnte das als eine gewisse Stromabhängigkeit der Ventilzellen gedeutet werden. Aus den vorher angeführten Versuchen hatte sie sich nicht ergeben. So ändert sich z. B. bei den in Bild 24 aufgetragenen Sperrspannungen der durch das Blitzventil abgeleitete Strom zwischen 3 und 10 Amp., bei Bild 25 zwischen 1 und 25 Amp., ohne daß eine merkliche Einwirkung auf die Sperrspannung festgestellt werden konnte. Sie müßte demnach erst für höhere Stromstärken wirksam werden.

Um die Größe und Art dieser Stromabhängigkeit genauer festzustellen, wurde noch ein weiterer Versuch durchgeführt. Es wurde eine einzelne Teilfunkenstrecke einer Beanspruchung durch eine Rechteckschwingung unterworfen, deren Höhe die Sperrspannung um ein Vielfaches übertraf. Die an das Leitungsende gelangende Prüfspannung bricht unter entsprechender Stromerhöhung auf die Sperrspannung zusammen. Der durch die Teilfunkenstrecke abzuleitende Strom muß also bei Ankunft der Schaltwelle jeweils etwa um die Höhe des Anfangstromes steigen (Treppenkurve). Bild 29 zeigt den Spannungsverlauf an einer Teilfunkenstrecke bei einer derartigen Beanspruchung. Die außerordentliche Steilheit der ankommenden Spannungswelle<sup>3</sup> ergibt auch eine entsprechend hohe Anfangsspannungspitze. Die sich danach einstellende Sperrspannung beträgt in dem gezeigten Beispiel nur etwa 0,6 kV.

Bei den folgenden Stromsteigerungen erhöht sich auch die Sperrspannung im Takte der Einschalterschwingung, wenigstens anfänglich. Am Ende der Beobachtungszeit fängt die Sperrspannung bereits wieder an abzusinken. Eine gewisse Stromabhängigkeit der Sperrspannung scheint demnach tatsächlich zu bestehen. Jedoch zeigt ein Vergleich zwischen Stromsteigerung und Erhöhung der Sperrspannung (Bild 30), daß diese Abhängigkeit verhältnismäßig gering ist. Während der Strom von rund 25 auf über 200 Amp., also auf über das Achtfache steigt, erhöht sich die Sperrspannung von 0,6 auf etwa 1,1 kV, also auf nicht ganz das Doppelte. Es ist dabei übrigens beachtenswert, daß ein Blitzventil mit einem Ableiterstrom von 200 Amp. in der Lage ist, bereits mit einer einzigen Säule bei einer Leitung mit einem Wellenwiderstand von 500 Ohm eine Spannungsabsenkung von 100 kV hervorzurufen. Bei Blitzventilen

<sup>1</sup> Dieser Vorteil gilt natürlich nicht mehr für das mit Vorfunkstrecke ausgerüstete Blitzventil.

<sup>2</sup> Vgl. z. B. Gabor, Forsch.-Heft S. 70.

<sup>3</sup> Die Steilheit der Rechteckschwingung ist bedeutend größer als die der Sprungwelle, wenn diese durch Anfangswiderstände hervorgerufen wird.

für Mittelspannungsnetze sind meist mehrere Säulen parallel geschaltet, hier kann also unter sonst gleichen Verhältnissen ein entsprechend stärkerer Ableiterstrom fließen.

In Bild 30 ist außer der Sperrspannung und dem Ableiterstrom noch die Spannung des am Leitungsanfang liegenden, als Spannungsquelle benutzten Kondensators eingezeichnet. Die Höhe der jeweilig in die Leitung einziehenden Spannungswelle ist demnach auch dann noch höher als die Sperrspannung, wenn diese bereits abzusinken beginnt. Es ist deshalb anzunehmen, daß die Verringerung der Sperrspannung durch Erwärmung oder eine entsprechende Strombelastungserscheinung hervorgerufen wird und daß sich bei genügender Dauer der Überspannung allmählich die für Niederfrequenz geltende Sperr-, bzw. Löschespannung ergibt<sup>1</sup>.

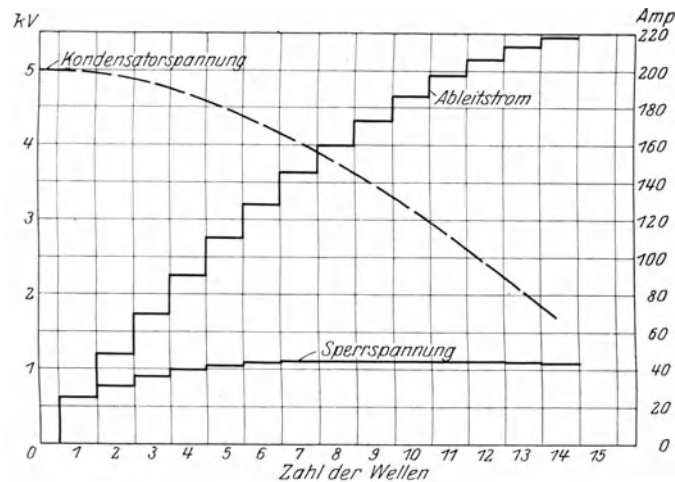


Bild 30. Verlauf des Ableiterstromes und der Sperrspannung einer Teilfunkenstrecke bei Beanspruchung nach Bild 29, sowie Spannungsverlauf an der Spannungsquelle (Kondensator).

Versuche bei Niederfrequenz haben ergeben, daß auch hier die Löschespannung unterhalb der Ansprechspannung liegen kann. Es wurden Werte bis herab zu 180 Volt festgestellt. Berücksichtigt man, daß die mit 860 Volt ermittelte mittlere Sperrspannung sich durch Streuung oder Stromabhängigkeit noch erhöhen kann, so muß daraus gefolgert werden, daß die Ansprechspannung des Blitzventils, die etwa das 5÷7fache der Betriebsspannung beträgt, nicht mehr wesentlich herabgesetzt werden kann, wenn man mit Sicherheit auf ein selbsttätiges Löschen nach Verschwinden der Überspannung rechnen will. Die rasche Unterbrechung des Ableiterstromes ist aber schon deshalb notwendig, weil das Blitzventil seiner ganzen Bau- und Wirkungsweise nach nur eine sehr kurzzeitige Belastung ertragen kann. Es kommt deshalb in seiner jetzigen Form nur für Anlagen in Betracht, deren Isolationszustand noch einem Vielfachen der Betriebsspannung als Überspannung gewachsen ist. Hier müßte das Blitzventil eine außerordentlich günstige Wirkungsweise zeigen. Geringe, besonders von Schaltvorgängen herrührende Überspannungen können sich, ohne Schaden

<sup>1</sup> Es liegt die Vermutung nahe, daß die Sperrspannung auch vor ihrem Absinken bereits durch die Strombelastungserscheinung beeinflusst worden ist. Würde der Ableiterstrom bereits beim Ansprechen den in Bild 30 angegebenen Endwert besitzen, so müßte sich eine anfängliche Spannungsüberhöhung, ähnlich wie in Bild 28 ergeben. Dahingehende Versuche haben gezeigt, daß die Überhöhung bei 200 Amp. Anfangstrom etwa 50% beträgt und bereits nach  $10^{-7}$  sec abgeklungen ist.

anzurichten, in der Anlage austoben, während der Überspannungsschutz nur bei schweren Störungen in Tätigkeit tritt und in diesem Falle die Anlage mit Sicherheit vor Spannungsüberhöhungen bewahrt.

#### IV. Abflacherschutzvorrichtungen.

Die hauptsächlichsten und bekanntesten Vertreter dieser Gruppe von Überspannungsschutzvorrichtungen sind Spule und Kondensator. Beide haben bereits als Schutzmittel Verwendung gefunden, ehe man etwas über die Gefährlichkeit steilstirniger Wanderwellen wußte. Seit dem Bekanntwerden der Arbeiten K. W. Wagners über die Ausgleichvorgänge in Leitungen<sup>1</sup> werden diese Schutzvorrichtungen zum Abflachen von Wellenstirnen benutzt. Ihre Abmessungen sind auf diesen Verwendungszweck zugeschnitten.

Ob die steile Stirn wirklich die Gefährlichkeit für Spulenwicklungen besitzt, die man ihr zuschreibt, kann heute nicht mit Sicherheit gesagt werden. Wir besitzen bereits eine Reihe theoretischer und experimenteller Belege, daß Transformator-schäden ebensogut durch hochfrequente Schwingungen hervorgerufen werden können. Rogowski<sup>2</sup> hat vor einer Reihe von Jahren darauf hingewiesen, daß bei Einschaltvorgängen einer Spule oder bei Beanspruchungen durch hochfrequente Wechselströme hohe Spannungsbeanspruchungen auftreten können, und zwar infolge von Resonanz der aufgezwungenen Schwingung mit den Eigenschwingungen der Spule (Eigenschwingungen zweiter Art). Bestätigt wurden die Berechnungen Rogowskis durch die Untersuchungen von Rogowski-Flegler-Tamm<sup>3</sup> für die einlagige Spule und diejenige von J. Fallou<sup>4</sup> für den Transformator.

In letzter Zeit hat man sich besonders in Frankreich mit der Frage der Gefährlichkeit von Wellenstirnen befaßt<sup>5</sup>. In fast allen Arbeiten kommt in mehr oder weniger ausgeprägter, wenn auch nicht immer überzeugender Form die Auffassung zum Ausdruck, daß nicht die Steilheit eines einmaligen Spannungsprunges, sondern vielmehr die angeregten Schwingungen die wesentlichere Gefahrenquelle darstellen.

Die Vermutung Maudits, daß bei einem einmaligen Spannungsprung die zur Einleitung des Durchschlags nötige Energie fehle, kann allerdings durch die Untersuchungen von Durchschlagvorgängen mit dem Kathodenszillographen<sup>3</sup> als widerlegt gelten. Dagegen besteht durchaus die Möglichkeit, daß die Durchschlagverzögerung in vielen Fällen eine Gefährdung von Spulen verhindert. Wenn auch die Spannungsverteilung in einer Spule um so ungünstiger wird, je größer die Steilheit des Spannungsprunges ist, so sinkt doch auch gleichzeitig die Beanspruchungszeit. Daraus ergibt sich unter Berücksichtigung der Durchschlagverzögerung, daß die Durchschlaggefahr nicht ohne weiteres mit der Steilheit auftretender Wanderwellen anzusteigen braucht. Eine Entscheidung hierüber wird erst nach genauer Kenntnis der Durchschlagverzögerungszeiten der verschiedenen Isolierstoffe möglich sein.

Die steile Stirn tritt nicht nur bei einmaligen Spannungsprüngen (Sprungwellen) auf. Rechteckschwingungen, durch Schaltvorgänge oder Isolator-durchschläge eingeleitet, können noch nach Ablauf vieler Wellen eine erhebliche Steilheit des

<sup>1</sup> K. W. Wagner, Elektromagnet. Ausgleichvorgänge in Freileitungen und Kabeln, Leipzig 1908; ETZ 1908, S. 707; E. u. M. 1915, S. 89.

<sup>2</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot., VI (1918), S. 377, VII (1919), S. 240.

<sup>3</sup> Rogowski, Flegler und Tamm, Arch. f. Elektrot., XVIII (1927), S. 479.

<sup>4</sup> J. Fallou, Bull. Soc. Franç. des Electr. 1926, p. 237, 1245 u. 1275; Rev. Gén. de l'Electr., XX (1926), p. 772, XXI (1927), p. 853.

<sup>5</sup> P. Bunet, Bull. Soc. Franç. des Electr. 1922, p. 229, 1924, p. 877; Rev. Gén. de l'Electr., XX (1926), p. 772, XXII (1927), p. 305. — Marchand, Rev. Gén. de l'Electr., XIII (1923), p. 1079, XX (1926), p. 772; Bull. Soc. Franç. des Electr. 1926, p. 1270. — Maudit, Bull. Soc. Franç. des Electr. 1925, p. 1060; Rev. Gén. de l'Electr., XX (1926), p. 209. — Fallou, a. a. O.

Spannungsanstieges aufweisen (Bild 1)<sup>1</sup>. Trifft eine derartige Schwingung auf eine Spule, so wiederholt sich die ungünstige Beanspruchung in einer verhältnismäßig geringen Zeitspanne und kann unter Umständen auch dort noch zu einem Durchschlag bzw. Überschlag führen, wo bei einem einmaligen Spannungsprung gleicher Stirnteilheit die Zeit hierfür fehlt. Die Rechteckschwingung kann demnach auch ohne Annahme von Resonanzerscheinungen die Sprungwelle an Gefährlichkeit übertreffen, und dies um so mehr, je höher die Frequenz der Rechteckschwingung ist<sup>2</sup>.

Solange wir nicht wissen, welche von den verschiedenen Beanspruchungsmöglichkeiten für eine Transformatorenwicklung die größte Gefahr in sich birgt, kann auch über den Wert der Stirnabflachung ein abschließendes Urteil nicht gefällt werden. Immerhin können wir bereits heute die Wirkungsweise der vorhandenen Schutzvorrichtungen klären und den Grad der durch sie erreichten Stirnabflachung, sowie ihren Einfluß auf den Verlauf der Klemmenspannung der zu schützenden Wicklung feststellen.

**i. Schutzkondensatoren.** Die abflachende Wirkung von Kondensatoren besteht bekanntlich darin, daß sie für auftreffende Wanderwellen zunächst wie ein Kurzschluß wirken und sich erst allmählich auf Spannung aufladen. Bei unmittelbar

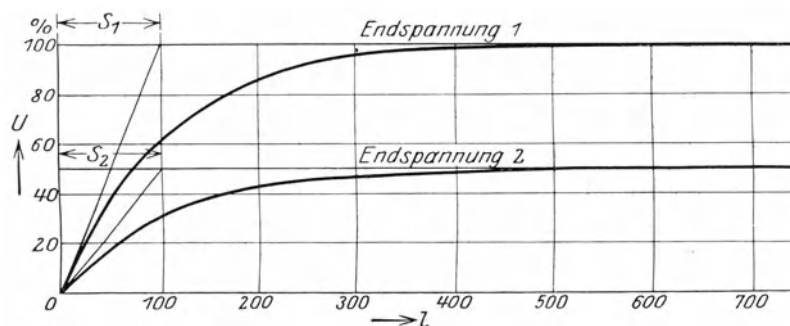


Bild 31. Umbildung einer Rechteckwelle durch einen Schutzkondensator bei verschiedener hoher Wellenspannung.

an die Leitung angeschlossenen Kondensatoren gibt die Spannungskurve des Kondensators die Form der in der Leitung weiterziehenden Welle wieder. Die Steilheit der umgebildeten Welle hängt bei gleichem Wellenwiderstand der Leitung nicht nur von der Größe des Schutzkondensators, sondern auch von der Höhe der ankommenden Welle ab.

Bild 31 veranschaulicht den Einfluß der Wellenspannung. Die ankommende Welle soll Rechteckform besitzen. Die Stirn der neuen Welle steigt dann nach einer Exponentialfunktion an. Je höher die Endspannung ist, desto steiler ist auch der Verlauf der Exponentialkurve.

Es ist üblich, die Steilheit einer Welle aus dem Stirnteil mit dem stärksten Spannungsanstieg zu ermitteln, in dem gezeigten Beispiel also aus dem Kurvenanfang. Sinngemäß ergibt sich jeweils die Stirnlänge einer Welle (Bild 31)<sup>3</sup>. Diese ist unabhängig von der Höhe der Wellenspannung. Die Angabe der Stirnlänge bietet

<sup>1</sup> Siehe auch Rogowski-Flegler-Tamm, Arch. f. Elektrot., XVIII (1927), S. 486, Bild 15. Auf die ungünstige Wirkung von Isolatordurchschlägen hat bereits Petersen (ETZ 1914, S. 205) hingewiesen.

<sup>2</sup> Rechteckwelle (endlicher Länge) und Stoßwelle (s. Abschnitt II) stehen in dieser Beziehung zwischen Sprungwelle und Rechteckschwingung.

<sup>3</sup> In Übereinstimmung mit der Zeitkonstante des zeitlichen Spannungsverlaufes nennt K. W. Wagner die Stirnlänge bei Exponentialverlauf „Raumkonstante“ (ETZ 1916, S. 426).

deshalb gewisse Vorteile gegenüber der Angabe der Steilheit. Vielfach benutzt man auch beim Vergleich verschiedener Schutzapparate die durch sie bewirkte verhältnismäßige Steilheitsverminderung oder Stirnlängenvergrößerung, unter Voraussetzung einer endlichen Steilheit bzw. Stirnlänge der ankommenden Welle. Beide sind aber von der Stirnform der Ursprungswelle abhängig. Die Welle in Bild 33 wird durch den gleich großen Kondensator zwar auf eine größere Stirnlänge umgebildet als die Welle in Bild 32. Die Änderung der Stirnlänge ist jedoch offensichtlich geringer

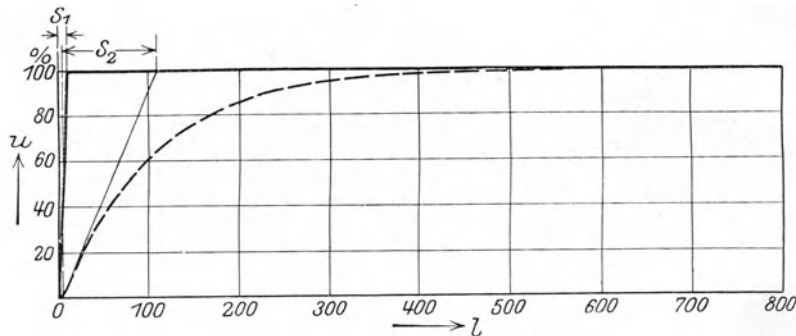


Bild 32. Umbildung einer steilstirnigen Welle durch einen Schutzkondensator.

geworden. Die Angabe der verhältnismäßigen Steilheit- oder der Stirnlängenänderung setzt demnach immer die Kenntnis der Stirn der Ursprungswelle voraus und dies um so mehr, je geringer die Änderung der Stirn durch den Schutzkondensator ist.

Von einer wirksamen Abflacherschutzvorrichtung sollte man stets eine kräftige Umbildung der Wellenstirn erwarten. Hier kann aber, wie Bild 32 deutlich macht, mit ausreichender Annäherung die Rechteckwelle als Ursprungsform vorausgesetzt werden, bei der dann einfach die Stirnlänge der umgebildeten Welle das allgemeingültige Maß für die abflachende Wirkung ist.

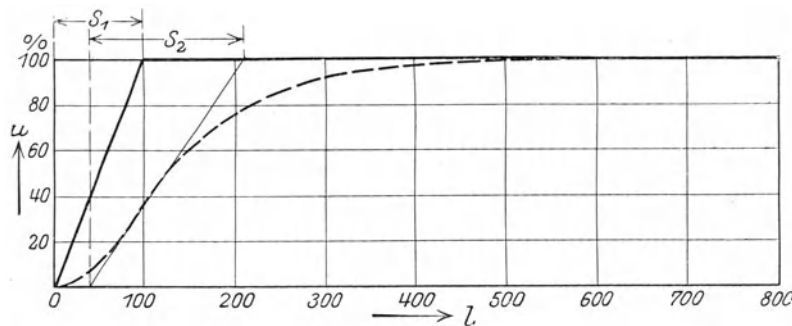


Bild 33. Umbildung einer flachstirnigen Welle durch einen Schutzkondensator.

Ist der Schutzkondensator nicht unmittelbar an die Leitung angeschlossen, so kann seine Wirkung erheblich beeinträchtigt werden, insbesondere wenn in die Zuleitung noch Widerstände zur Unterdrückung mittelfrequenter Schwingungen eingeschaltet sind. Bild 34 zeigt den Spannungsverlauf am Ende einer Freileitung, an der ein Hartpapierkondensator von etwa 1500 cm angeschlossen ist. Die Länge des Kondensators (1 m) bedingt eine entsprechende Zuleitung. Man erkennt im Oszillogramm bereits deutlich die Wirkung dieser Leitungslängen. Die Spannung bricht nicht sofort zusammen, sondern es zeigt sich zuvor noch eine Spannungspitze mit ursprünglicher Steilheit.



Bei dem in Bild 35 gezeigten Oszillogramm liegt zwischen Leitung und Kondensator ein Widerstand in Höhe des Wellenwiderstandes. Der Spannungsanstieg am Kondensator ist entsprechend flacher geworden (Aufladung über Z und R). An der Leitung bewirkt aber der Widerstand vor Beginn der Schutzwirkung noch einen Spannungssprung, der in dem gezeigten Beispiel gerade die Höhe der ankommenden Welle erreicht. Hier kann man schon kaum mehr von einer Abflachung sprechen.

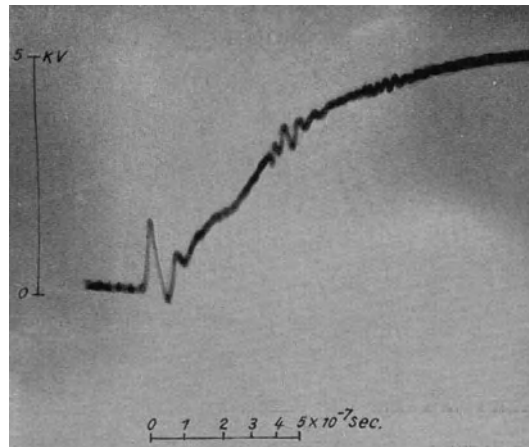


Bild 34. Umbildung einer Sprungwelle 5 kV durch einen mit kurzer Zuleitung an die Leitung angeschlossenen Kondensator von 1500 cm Kapazität.

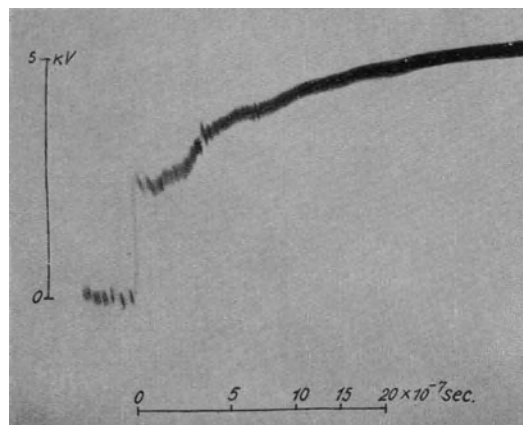


Bild 35 wie Bild 34, jedoch in die Zuleitung ein dem Wellenwiderstand gleicher Ohmscher Widerstand eingeschaltet.

Ein gewisses Maß von Abflachung erreicht man in Freileitungsanlagen bekanntlich, wenn man das letzte Leitungstück als Kabel verlegt. Bild 36 veranschaulicht die Wirkung einer derartigen Anordnung. Das an die Doppelleitung angeschaltete, 7 m lange Kabel bewirkt ein allmähliches Ansteigen der Spannung in Sprüngen, deren Höhe sich aus dem Verhältnis der Wellenwiderstände Freileitung/Kabel ergibt. Je größer dieses Verhältnis und die Kabellänge ist, desto stärker wird die Abflachung.

Für die Wirkungsweise von Schutzkondensatoren ist es wesentlich, daß sie auch bei kurzzeitiger Beanspruchung als konzentrierte Kapazität wirken. Besonders bei Hartpapierkondensatoren konnte dies in Zweifel gezogen werden. Es wurden deshalb

verschiedene Hartpapierkondensatoren auf ihre wirksame Kapazität bei Sprungwellenbeanspruchung untersucht. Bild 37 gibt den entzerrten Spannungsverlauf des in Bild 34 gezeigten Oszillogramms wieder. Da die Prüfspannung mit genügender Annäherung eine Rechteckwelle war, mußte der Verlauf der Kondensatorspannung einer Exponentialfunktion entsprechen. Es ergibt sich jedoch zunächst ein steilerer Spannungsanstieg<sup>1</sup>. Die wirksame Kapazität ist hier also kleiner (1100 cm). Nach nicht ganz

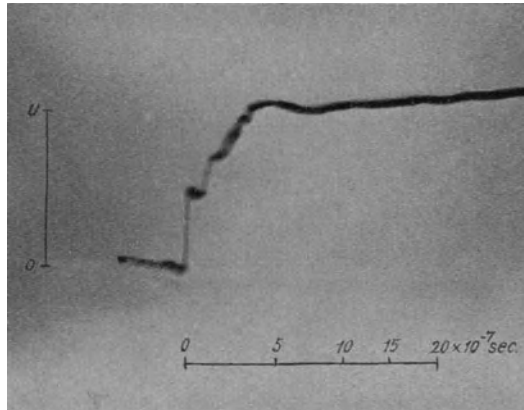


Bild 36. Umbildung einer Sprungwelle durch ein an die Freileitung geschaltetes Kabel von 7 m Länge. Spannungsverlauf am Kabelende.

$10^{-6}$  sec ergibt sich dann wieder gute Übereinstimmung mit den angegebenen Werten von 1500 cm. Es zeigt sich also tatsächlich eine Veränderung der Kapazität um etwa  $20 \div 30\%$ .

Im Gegensatz zu den Hartpapierkondensatoren ergaben Glaskondensatoren (Schottsche Minosplattenverdichter) eine praktisch stets gleich große Kapazität

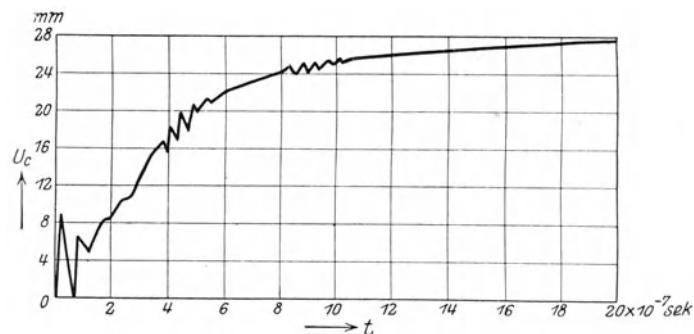


Bild 37. Spannungsverlauf des Oszillogramms Bild 34 auf linearen Zeitmaßstab umgezeichnet.

(Bild 38). Die Glaskondensatoren waren sehr viel kürzer als die Hartpapierkondensatoren. Entsprechend ist auch bei gleicher Zuleitungslänge die Spannungsspitze kleiner geworden. Sie ist hier praktisch nur noch eine Wirkung der Zuleitung.

**2. Schutzspulen.** Für die Bestimmung der abflachenden Wirkung von Schutzspulen gilt sinngemäß das gleiche wie für Kondensatoren. Auch bei Spulen kann die Verwendung von Ohmschen (Überbrückungs-) Widerständen die abflachende

<sup>1</sup> Der Kurvenanfang mit der Spannungsspitze ist bei der Auswertung nicht berücksichtigt.

Wirkung in Frage stellen. Böhm hat seinerzeit<sup>1</sup> gezeigt, daß es zweckmäßig ist, derartige Überbrückungswiderstände zur Unterdrückung einer Schwingung zwischen Schutzspule und Eingangskapazität des Transformators zu benutzen. Wenn diese Widerstände auch mit Sicherheit jede Schwingung im Eingangskreis unterdrücken<sup>2</sup>, so wird doch gleichzeitig wieder die Schutzwirkung der Spule beeinträchtigt, da über

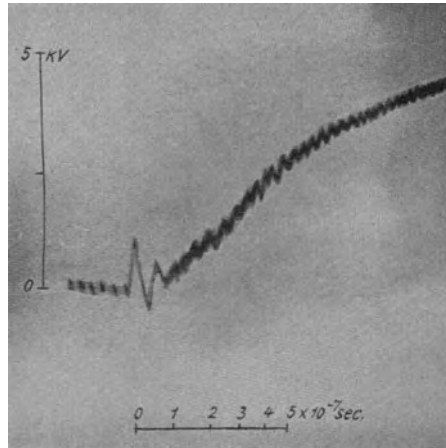


Bild 38 wie Bild 34, jedoch Glaskondensator 1500 cm.

den Widerstand im ersten Augenblick ein Teil der Sprungwelle mit ursprünglicher Steilheit auf den Transformator trifft. Die Höhe dieser Sprungwelle ergibt sich zu

$$U_2 = 2 U_1 \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2 + R},$$

wobei  $U_1$  die auf die Spule auftreffende Sprungwelle,  $U_2$  den auf den Transformator auftreffenden Wellenteil<sup>3</sup>,  $Z_1$  den Wellenwiderstand der Leitung vor der Schutzspule,  $Z_2$  den Wellenwiderstand der Leitung zwischen Spule und Transformator und  $R$

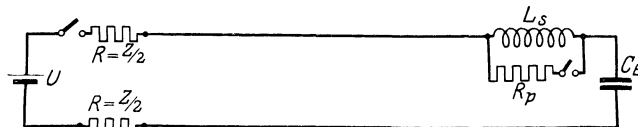


Bild 39. Schaltanordnung zur Prüfung der Überbrückungswiderstände von Schutzspulen.

den Überbrückungswiderstand darstellt. Nehmen wir zunächst  $Z_1 = Z_2$  an, so wird der Wellenteil  $U_2$  für  $R = Z$  noch  $2/3$  und für  $R = 6Z$  noch  $1/4$  der Wellenspannung  $U_1$  betragen. Je größer der Überbrückungswiderstand innerhalb der von Böhm angegebenen Grenze gewählt wird, desto geringer wird demnach die Teilwelle. Man kann deren Höhe aber auch, wie die Gleichung zeigt, dadurch herabdrücken, daß man den Wellenwiderstand der Zwischenleitung ( $Z_2$ ) klein macht gegenüber  $Z_1$ . Für  $Z_2 = 0,1 Z_1$  (Kabel) und  $R = Z_1$  würde dann die Teilwelle bereits auf  $1/10$ , für  $R = 6Z_1$  sogar auf etwa  $1/35$  der ankommenden Welle herabgedrückt. Die Spannung am Transformator verläuft dann in ähnlicher Weise, wie für die Anordnung Freileitung/Kabel in Bild 36 gezeigt worden ist.

<sup>1</sup> O. Böhm, Arch. f. Elektrot., V (1917), S. 382.

<sup>2</sup> D. Gabor, El. Wirtsch. 1926, S. 307.

<sup>3</sup> Die Klemmenspannung am Transformator ergibt entsprechend der Reflektion erhöhte Werte.

Man kann als Überbrückungswiderstände von Spulen außer Metallwiderständen auch Silit- oder Ozelitstäbe benutzen. Hier macht jedoch die Bestimmung des Grenzwiderstandes gewisse Schwierigkeiten, da sich der wirksame Widerstand als Mittelwert aus der jeweiligen Spannungsbeanspruchung ergibt. Die folgenden Oszillogramme lassen die Einwirkung von Silitstäben auf die Eingangsschwingung erkennen. Bild 39 zeigt die benutzte Schaltanordnung. Am Ende einer Doppelleitung von 375 Ohm Wellenwiderstand liegt eine Siemens-Flachdrosselspule von etwa 4 MH in Reihe mit

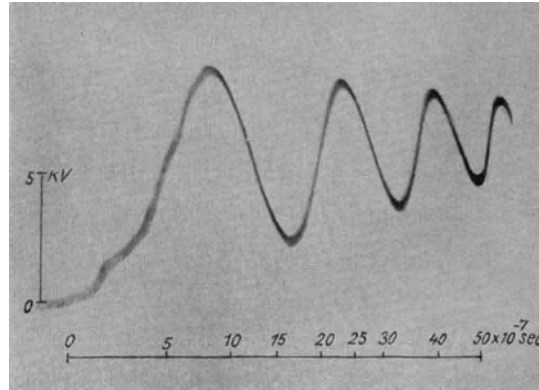


Bild 40. Spannungsverlauf am Kondensator  $C_E$  nach Anordnung Bild 39 bei unüberbrückter Spule.

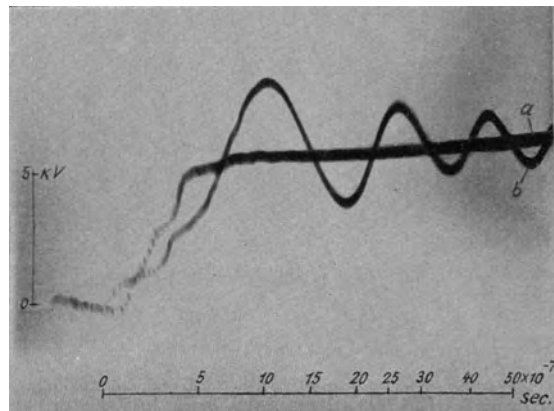


Bild 41 wie Bild 40, jedoch a Spule mit 4000 Ohm, b mit 100000 Ohm Silitwiderstand überbrückt.

einem Kondensator von 100 cm, der die Eingangskapazität des Transformators darstellen soll. Wird auf diese Anordnung eine Stoßwelle gesetzt, so ergibt sich am Kondensator die bekannte Eingangsschwingung, die in dem gezeigten Beispiel etwa  $0,6 \cdot 10^6$  Hertz hat (Bild 40). Nach Überbrückung der Spule mit einem Silitwiderstand von 4000 Ohm<sup>1</sup> ist die Schwingung bei einer Spannung von 5 kV vollkommen verschwunden (Bild 41a). Der nach Böhm ermittelte Höchstwert beträgt 3000 Ohm. Man kann aber, wie Bild 42 zeigt, auch einen Silitwiderstand von 20 000 Ohm

<sup>1</sup> Die hier angegebenen Widerstandswerte sind Sollwerte für 110 Volt. Über die Spannungsabhängigkeit der Silitwiderstände siehe Abschnitt III, 1.

parallel schalten, ohne eine gefährliche Ausbildung der Schwingung zu bewirken. Selbst bei einem Widerstand von 100 000 Ohm hat die Schwingung noch nicht ihre volle Höhe erreicht und ergibt gegenüber der unüberbrückten Spule eine wesentlich stärkere Dämpfung (Bild 41b).

Die Oszillogramme zeigen, daß der auf 110 Volt bezogene Sollwert der Silitwiderstände beträchtlich erhöht werden konnte. Der Widerstandwert ändert sich aber mit der Höhe der ankommenden Welle. Daraus ergibt sich, daß sich merklich spannungsabhängige Widerstände nicht als Überbrückungswiderstände von Schutzspulen eignen.

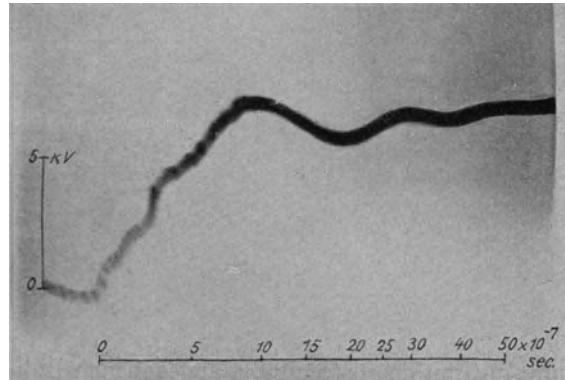


Bild 42 wie Bild 40, jedoch Spule mit 20000 Ohm Silitwiderstand überbrückt.

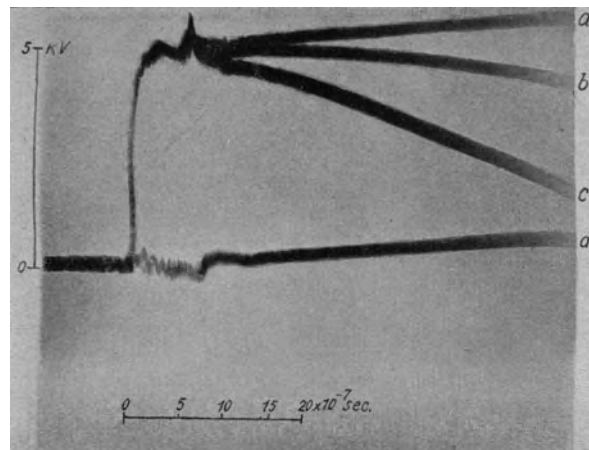


Bild 43. Spannungsverlauf am Ende der Versuchsdoppelleitung. Schaltung nach Bild 3a.  
a Ende offen; b Ende mit Schutzspule für 6 Ampere; c mit Schutzspule für 25 Ampere überbrückt; d Ende kurzgeschlossen.

Sind sie so bemessen, daß sie bei steiltirnigen Wellen in Höhe der Betriebsspannung die Eingangsschwingung gerade unterdrücken, so lassen sie bei Wellen höherer Spannung eine unnötig starke Teilwelle durch. Umgekehrt vermögen sie, für höhere Spannungen bemessen, nicht bei allen Beanspruchungen Schwingungslosigkeit zu gewährleisten.

In der gleichen Weise wie bei den Schutzkondensatoren wurde auch für verschiedene Schutzspulen die wirksame Induktivität bestimmt. Bild 43 zeigt den Spannungsverlauf am Ende einer Doppelleitung von 375 Ohm bei verschiedenen

Schaltungen, und zwar: a) freies Ende (Sprungwelle), b) Leitungsende durch eine Siemensflachdrossel für 6 Amp. überbrückt, c) Überbrückung durch eine Spule für 25 Amp. und d) Leitungsende kurzgeschlossen (Nullinie).

In Bild 44 ist der entzerrte Spannungsverlauf für die 25-Amp.-Spule aufgezeichnet. Die Zeitkonstante ergibt sich hier im Durchschnitt zu  $137 \cdot 10^{-7}$  sec. Die Induktivität

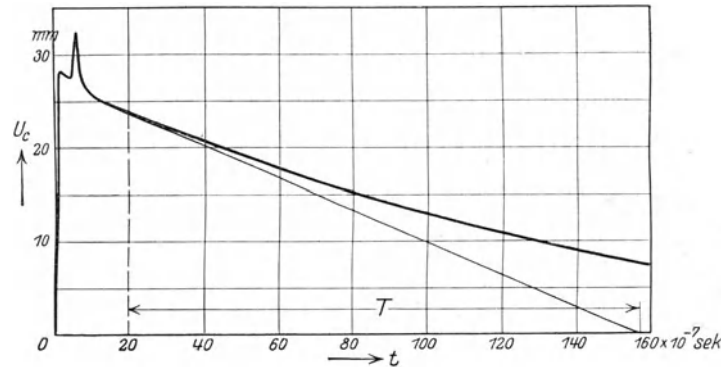


Bild 44. Spannungsverlauf des Oszillogramms Bild 43 c auf linearen Zeitmaßstab umgezeichnet.

beträgt demnach rund 5 MH. Dieser Wert, der auch für eine zweite 25-Amp.-Spule ermittelt wurde, stimmt gut mit den listenmäßig angegebenen Induktivitäten (4,5 MH) überein. Dieselbe Übereinstimmung zeigte sich für eine 6-Amp.-Spule (ermittelt sich 34 gegenüber 30 nach Liste). Eine zweite 6 Amp.-Spule und zwei 2 Amp.-Spulen

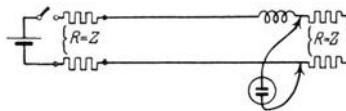
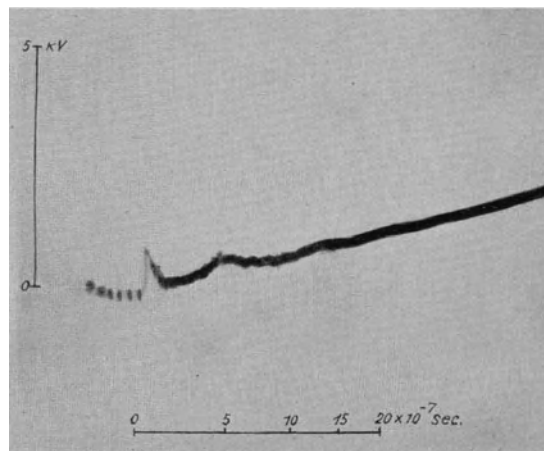


Bild 45. Flachdrosselspule zwischen Doppelleitung und Ohmschem Widerstand in Höhe des Wellenwiderstandes (Fortsetzung der Doppelleitung). Spannungsverlauf am Widerstand.

zeigten mit 56 MH gegenüber den listenmäßigen Induktivitäten (30 MH) eine rund 90% höhere Induktivität.

Für die Beurteilung von Flachdrosselspulen mit ihrer hohen Eigenkapazität ist es — besonders solange sie unüberbrückt sind — von Bedeutung, ob sie beim Auftreffen von Sprungwellen einen wesentlichen kapazitiven Stoß durchlassen. Aus

Bild 40 kann bereits geschlossen werden, daß die wirksame Eigenkapazität der Flachdrosselspule klein gegen 100 cm (Eingangskapazität von Transformatoren) ist. Auch bei einer im Leitungszug eingeschalteten Flachdrossel ist die durchtretende Spannungsspitze nicht von wesentlicher Höhe. Bild 45 zeigt den Spannungsverlauf an einem an Stelle des 100-cm-Kondensators hinter der Schutzspule eingebauten Ohmschen Widerstand in Höhe des Wellenwiderstandes der Doppelleitung. Der Widerstand wirkt wie eine Fortsetzung der Doppelleitung hinter der Flachdrossel. Beim Auftreffen der Sprungwelle an der Spule sehen wir hinter der Spule in Bild 45 eine kleine Spannungsspitze erscheinen. Es ist wahrscheinlich die durch die Eigenkapazität der Spule durchtretende Influenzwelle<sup>1</sup>. Nach Verschwinden der Influenzwelle erscheint

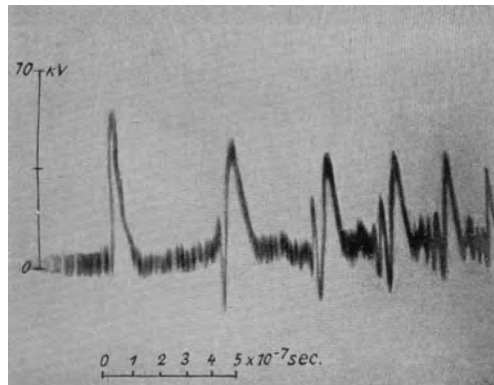


Bild 46. Bendmannspule, beansprucht durch Rechteckschwingung 10 kV.

die durch die Spule abgeflachte Wanderwelle. Wir können aus den gezeigten Oszillogrammen schließen, daß die Flachdrosselspulen bei Beanspruchung durch Sprungwellen im wesentlichen nicht anders wirken wie Zylinderspulen.

**3. Bendmannspule (Blankdrossel, Koronaspule).** Diese Spule stellt eine Abart der Schutzspulen dar. Sie hat gegenüber den üblichen Spulen eine außerordentlich geringe Induktivität. Ihre abflachende Wirkung soll nach Angabe des Erfinders durch Funkenüberschläge zwischen den Windungen der Schutzspule hervorgerufen werden.

Für die vorliegende Untersuchung stand eine Bendmannspule für 12 kV zur Verfügung. Diese sprach bei der benutzten Prüfspannungswelle von 10 kV trotz deren verhältnismäßig hoher Steilheit von  $5 \div 10$  kV/m nicht an (die hier benutzten Rechteckwellen waren die steilsten, im Institut hergestellten Wellen). Wegen der geringen Spannungshöhe lassen sich aus diesem Ergebnis keine endgültigen Schlüsse auf das Verhalten der Bendmannspule ziehen. Immerhin geben die aufgenommenen Oszillogramme bereits gewisse Hinweise. Bild 46 zeigt den Spannungsverlauf an der am Leitungsende als Überbrückung angeschlossenen Spule. Die Zeitkonstante ist außerordentlich klein, etwa  $0,5 \cdot 10^{-7}$  sec. Die je Windung auftretende Höchstspannung wird bestimmt nicht länger bestehen können. Damit ein Durchschlag von Windung zu Windung auftreten kann, muß die Funkenverzögerung also sicher kleiner sein, als die oben ermittelte Zeitkonstante. Dies bedeutet, daß die Windungsspannung einen Wert erreichen muß, der die statische Durchschlagsspannung (bei der benutzten Spule etwa  $3 \div 5$  kV) erheblich übertrifft. Es müssen demnach verhältnismäßig hohe und steile Wellen auftreffen, wenn Windungsdurchschläge erfolgen sollen.

<sup>1</sup> Rogowski, Flegler und Tamm, Arch. f. Elektrot., XVIII (1927), S. 485, Bild 13.

Es wurde aber bereits oben ausgeführt, daß die gleiche Überlegung für die zu schützende Wicklung gelten muß. Beim Auftreffen steilstirniger Wellen oder hochfrequenter Schwingungen genügt es für eine Schutzmöglichkeit, daß die Ansprechverzögerung der Blankdrossel mit Sicherheit unter die Durchschlagverzögerung der zu schützenden Wicklung gelegt werden kann. Die Blankdrosselspule wird auch beim heftigsten Ansprechen niemals eine Abflachung erzielen können, die derjenigen der üblichen Schutzspulen mit ihren um zwei bis drei Größenordnungen höher liegenden Induktivitäten auch nur annähernd entspricht. Ob sie trotzdem einen Schutzwert, vielleicht besonders gegen hochfrequente Schwingungen, besitzt, kann erst nach Klarstellung der Vorgänge in Transformatorwicklungen entschieden werden.

**4. Vidmarspule.** Die Widerstandüberbrückung von Schutzspulen bietet, wie bereits erwähnt, verschiedene Nachteile. Man kann nun nach Böhm auch noch auf andere Weise die Eingangsschwingung unterdrücken, z. B. durch eine Teilüberbrückung der Spule. Um bei einer derartigen Überbrückung die notwendigen Induktivitäten möglichst gering zu halten, ist vollkommene magnetische Kopplung

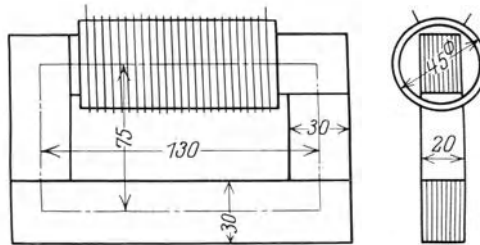


Bild 47. Einlagige Spule auf Hartpapierzylinder, 32 Windungen 0,7 mm  $\varnothing$  Maschinendraht mit Eisenkern (Epsteinbleche 0,35 mm) zur Prüfung der magnetischen Wirkung des Eisens bei kurzzeitiger Beanspruchung.

des überbrückten und des unüberbrückten Teils erwünscht. Das kann zu Isolationschwierigkeiten führen. Vidmar<sup>1</sup> sucht diese Schwierigkeiten zu vermeiden, indem er beide Spulenteile auf einen gemeinsamen Eisenkern aufbringt. Trotz des für die Isolation notwendigen Abstandes von Spulenteil zu Spulenteil wird durch den gemeinsamen Eisenfluß die notwendige magnetische Kopplung erreicht, und die Windungszahl kann entsprechend herabgesetzt werden.

Aus den geschilderten Voraussetzungen geht hervor, daß der Anteil des Eisens an dem Gesamtfluß einer Spule von ausschlaggebender Bedeutung für die Schutzwirkung ist. Ob sich aber der Einfluß des Eisens in den für Wanderwellenstirnen in Betracht kommenden Zeiten überhaupt auswirken kann, ist noch sehr ungeklärt.

Von Untersuchungen mit hochfrequenten Schwingungen her ist bekannt, daß die Wirkung des Eisens bei kurzzeitigen Spannungsänderungen durch Wirbelströme sehr stark herabgemindert werden kann. Es wurden deshalb noch Versuche zur Klärung der Wirksamkeit des Eisens in Spulen bei Sprungwellenbeanspruchung angestellt. In Bild 47 sind die Abmessungen der verwendeten Spule und des benützten Eisenkerns eingezeichnet, Bild 48 gibt den Spannungsverlauf an der Spule ohne Eisen, Bild 49 an der Spule mit Eisen wieder. Der Vergleich der beiden Oszillogramme läßt bereits die geringe Wirksamkeit des Eisenkerns in den ersten  $10^{-7}$  sec erkennen. Noch deutlicher zeigt dies Bild 50, in dem der jeweilige Spannungsverlauf (a ohne, b mit Eisenkern) über dem linearen Zeitmaßstab aufgetragen ist. Der Vergleich der Zeitkonstanten ergibt eine Vergrößerung der Induktivität durch den Eisenkern auf etwa das 3 fache, während sie sich bei voller Wirkung des Eisens auf etwa das 50fache hätte erhöhen müssen (Bild 50c). Selbst bei besonderer Ausbildung des

<sup>1</sup> M. Vidmar, ETZ 1927. S. 801.



Eisenblechs wird eine magnetische Wirkung des Eisenkerns für sehr steile Stirnen nicht in Betracht kommen. Damit fallen aber für die Vidmarspule die wichtigsten Voraussetzungen.

Auch die bifilare Spule bietet, abgesehen von den von Vidmar erwähnten Isolationschwierigkeiten, wenig Aussicht auf Erfolg. Wie in einer späteren Arbeit

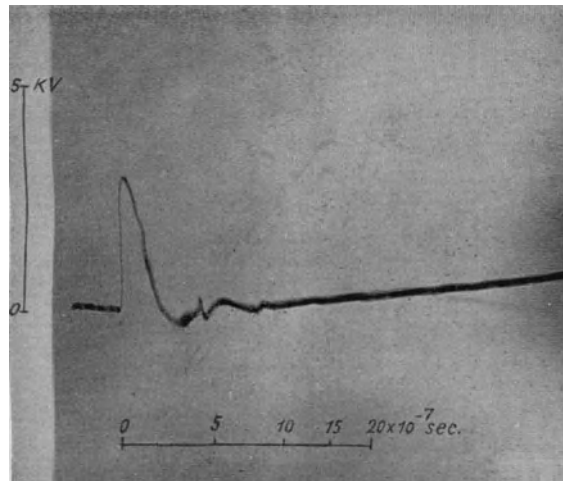


Bild 48. Spannungsverlauf an der eisenlosen Spule (Abmessungen der Spule wie in Bild 47) bei Beanspruchung durch Sprungwelle 5 kV.

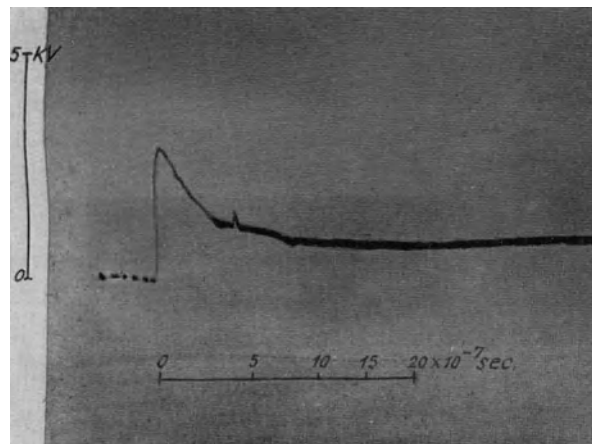


Bild 49. Spannungsverlauf an der Spule mit Eisenkern nach Bild 47 bei Beanspruchung durch Sprungwelle 5 kV.

gezeigt werden wird, bildet diese Spule, selbst bei verhältnismäßig enger Wicklung, die Stirn von eindringenden Wellen praktisch nicht stärker um als eine Doppelleitung.

**5. Glimmschutz.** Bei dieser Schutzvorrichtung liegen die Verhältnisse in gewissem Sinne ähnlich wie bei der Bendmannspule. Die wirksame Kapazität des Glimmschutzes beträgt nur einen Bruchteil derjenigen der üblichen Schutzkondensatoren (bei dem untersuchten Glimmschutz der Serie IV war die höchste fest-

gestellte Kapazität noch nicht 500 cm gegenüber 10000 bis 100000 cm der üblichen Schutzkondensatoren). Die abflachende Wirkung ist entsprechend geringer.

Vielfach wird der Glimmschutz den Überspannungsableitern zugeordnet. Das entspricht aber weder dem Aufbau noch der Wirkungsweise dieses Schutzapparates. Alle bei ihm für eine Schutzmöglichkeit in Betracht kommenden Eigen-

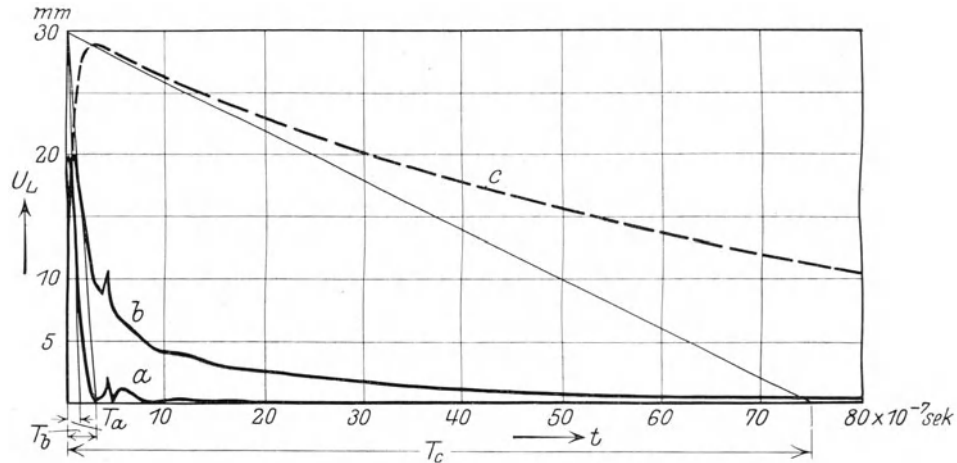


Bild 50. Vergleich des Spannungsverlaufs der Spule mit und ohne Eisenkern, auf linearem Zeitmaßstab umgezeichnet, a Spule ohne Eisen nach Bild 48; b Spule mit Eisen nach Bild 49; c Spannungsverlauf an einer der Eisenspule bei Niederfrequenz entsprechenden Induktivität unter Berücksichtigung der Eigenkapazität der Spule.

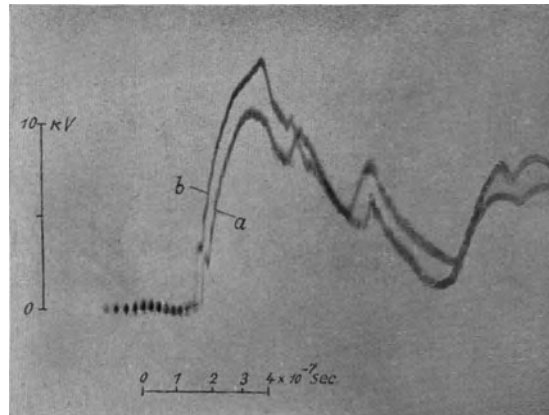


Bild 51. Glasplatte zwischen Spitzenelektroden. a Spannungsverlauf nach längerem Kurzschließen beider Elektroden; b Spannungsverlauf bei zweiter Beanspruchung, wenige Sekunden nach Aufnahme der Kurve a.

schaften lassen sich praktisch auch bei gewöhnlichen Kondensatoren sinngemäßer Schaltung nachweisen. Die Tatsache, daß beim Glimmschutz eine gewisse Energievernichtung stattfindet, berechtigt ebenfalls nicht, ihn den Ableitern zuzurechnen. Bei jedem Aufladen eines Kondensators findet eine dem Widerstand der Zuleitung entsprechende Energievernichtung statt. Aber der vorgelagerte Widerstand ist, wie bereits in Bild 35 (Abschnitt IV, 1) gezeigt werden konnte, nicht einmal ein Vorteil für die Schutzkondensatoren!

Hier soll noch auf einen Umstand aufmerksam gemacht werden, der bei Stoßbeanspruchung die abflachende Wirkung des Glimmschutzes beeinträchtigen kann.

In Bild 51 ist der Spannungsverlauf an einer dem Glimmschutz ähnlichen Versuchsanordnung wiedergegeben (Glasplatte zwischen Spitzen-Funkenstrecken). Die Kurve a zeigt den Spannungsverlauf an der Funkenstrecke, wenn beide Elektroden kurz vorher leitend verbunden waren. Die Kurve b ergab sich bei einem Spannungstoß, der wenige Sekunden nach dem ersten erfolgte. Die Glasplatte war noch teilweise aufgeladen, die wirksame Kapazität verringert. Dementsprechend erfolgte der Spannungsanstieg bei der zweiten Stoßwelle rascher als bei der ersten. Ähnliche Verhältnisse können bei dem Glimmschutz eintreten, wenn kurz hintereinander zwei Spannungstöße in gleicher Richtung erfolgen.

### V. Einbau von Schutzvorrichtungen.

Überspannungsschutzvorrichtungen können, soweit sie nicht im Zug der Leitung liegen, meistens nicht unmittelbar an die zu schützende Anlage angeschlossen werden. Bei der Ausführung der notwendigen Zuleitungen richtet man sich im allgemeinen nach zwei Gesichtspunkten: möglichste Kürze und Vermeidung scharfer Biegungen.

Die Zuleitung wirkt sich bekanntlich mit ihrer doppelten Länge als Ansprechverzögerung der Schutzvorrichtung aus. Für Schutzkondensatoren bedeutet das, daß abgesehen von der Spannungsenkung infolge der Leitungsteilung überhaupt nur solche Wellenstirnen beeinflußt werden können, die größer als die doppelte Zuleitungslänge sind. Bild 34 (Abschnitt IV, 1) zeigt diesen Einfluß deutlich. Bei den sehr steilstirnigen Prüfwellen bildet sich hier bereits bei der verhältnismäßig geringen Zuleitung (einschließlich Kondensatorlänge etwa 2 m) eine Spannungsspitze aus. Dabei muß noch beachtet werden, daß der steile Spannungsprung nicht nur nicht abgeflacht wird, sondern sich sogar nach Ablauf der Ansprechverzögerung wiederholt.

Für Funkenstreckenableiter liegen die Verhältnisse ähnlich. Hier addiert sich die durch die Zuleitung bewirkte Ansprechverzögerung zur Funkenverzögerung. Während diese jedoch wie die Durchschlagverzögerung der zu schützenden Anlage spannungsabhängig ist, d. h. mit steigender Überspannung sinkt, gilt dies nicht für die Ansprechverzögerung infolge der Zuleitungslänge. Je höher die Überspannung ist, desto schwerer fällt die Wirkung der Zuleitung ins Gewicht. Nach den bisherigen Untersuchungen über Durchschlagverzögerungen von Luft, festen und flüssigen Isolierstoffen<sup>1 2</sup> muß damit gerechnet werden, daß die Verzögerung bei hohen Überspannungen wesentlich unter  $10^{-7}$  sec (30 m Lauflänge bei Freileitungen) liegt. Die Verkürzung der Zuleitung muß also bei Funkenstreckenableitern wie bei Kondensatoren von großer Bedeutung sein.

Umbiegung und Bogenführung von Doppelleitungen rufen, wie die Untersuchungen mit dem Kathodenszillographen im Aachener Institut gezeigt haben<sup>1</sup>, keine merkbare Veränderung der auf ihnen laufenden Wellen hervor. Dies gilt auch für die Zuleitung von den verschiedenen Phasen einer Leitung zu einer Schutzanordnung. Die Zuleitungen können im allgemeinen vollständig parallel zueinander geführt werden. Es findet dann keine Änderung des Wellenwiderstandes statt. Reflexionen sind darum selbst bei verhältnismäßig scharfen Umbiegungen nicht möglich, wenn diese für alle Zuleitungen gleichmäßig durchgeführt werden. Es ist aus demselben Grunde auch gleichgültig, ob die Zuleitung so von der Hauptleitung abgezweigt wird, daß sie eine gerade Fortsetzung der ankommenden Leitung bildet, oder ob sie zur Hauptleitung etwa im rechten Winkel abgebogen wird.

<sup>1</sup> Rogowski-Flegler-Tamm, Arch. f. Elektrot., XVIII (1927), S. 479.

<sup>2</sup> R. Tamm, Arch. f. Elektrot., XIX (1928), S. 235; siehe auch diese Arbeit Bild 8 und Bild 9 (Abschnitt III, 1).

Auch die Führung der Zuleitung zwischen Phase und Erde wird am zweckmäßigsten unter dem Gesichtspunkt der Änderung des Wellenwiderstandes betrachtet. Umbiegungen werden nur dann als Reflexionspunkte mit Spannungserhöhung wirken, wenn sie eine plötzliche Vergrößerung des Abstandes zwischen Zuleitung und Erde

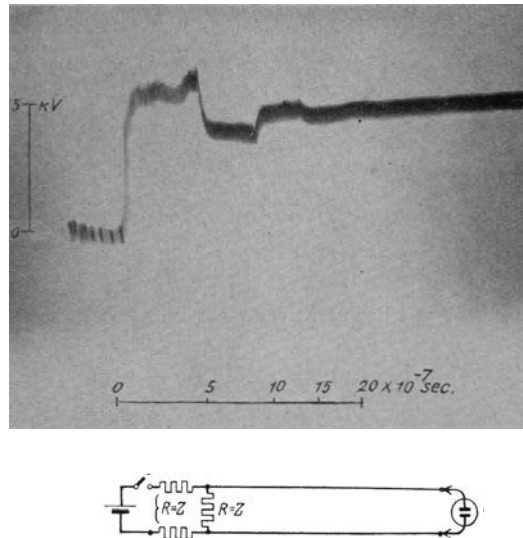


Bild 52. Spannungsverlauf am Leitungsende bei Einbau eines dem Wellenwiderstand gleichen Überbrückungswiderstandes 60 m vor dem Leitungsende; Sprungwellenschaltung nach Bild 3a<sup>1</sup>.

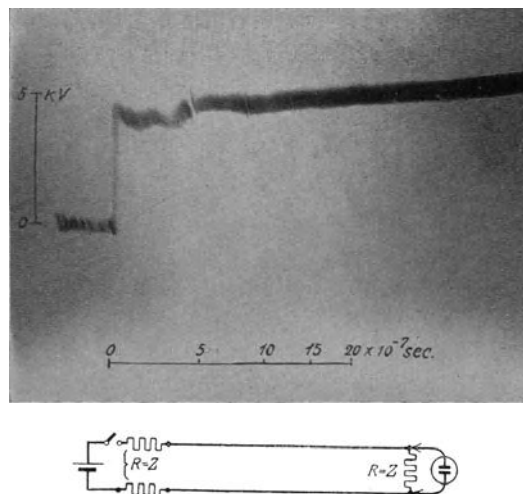


Bild 53 wie 52, jedoch derselbe Überbrückungswiderstand unmittelbar am Leitungsende<sup>2</sup>.

darstellen. Alle übrigen Umbiegungen üben auf die einziehende Wanderwelle keinen störenden Einfluß aus. Man kann daraus den Schluß ziehen, daß es vorteilhaft sein wird, selbst mehrere und scharfe Umbiegungen der Zuleitungen zu den Schutzvorrichtungen in Kauf zu nehmen, wenn dadurch an Leitungslänge gespart werden kann.

<sup>1</sup> Über die Wirkung des Leitungsanfanges s. Abschnitt II.

<sup>2</sup> Die Wirkung der Anordnung Bild 53 entspricht der Sprungwellenschaltung Bild 3c. Dadurch wird gleichzeitig deutlich, daß ein Ableiterwiderstand in Höhe des Wellenwiderstandes günstigsten Falles nur eine Spannungserhöhung infolge Reflexion vermeiden kann.

Außer der Zuleitung kann auch der Abstand der Schutzvorrichtung von der zu schützenden Anlage die Schutzmöglichkeit beeinflussen. Dies gilt besonders für Ableiterschutzeinrichtungen. Hier kann sich zwischen Ableiter und Anlage ein Einschwingvorgang mit erhöhten Spannungen ausbilden.

In Bild 52 ist z. B. der Spannungsverlauf am Ende einer offenen Freileitung wiedergegeben, wenn der Ableiter mit einem dem Wellenwiderstand gleichen Dämpfungswiderstand  $60 \text{ m}$  vor dem Leitungsende sitzt. Der Einschwingvorgang ist hier deutlich ausgeprägt gegenüber Bild 53, bei dem derselbe Ableiter unmittelbar am Leitungsende sitzt.

Im ersten Fall (Ableiter vor dem Leitungsende) ergibt sich am Leitungsende beim Eintreffen der ersten Welle eine Spannung von der doppelten Höhe der Ableiter-Restspeisung.

$$u_e' = 2 u_a = 2 \frac{2 U R}{Z + 2 R}$$

Im zweiten Falle (Ableiter unmittelbar am Leitungsende) ergibt sich am Leitungsende beim Eintreffen der Spannungswelle die Endspannung

$$u_e'' = 2 U \frac{R}{Z + R}$$

und hieraus

$$\alpha = \frac{u_e'}{u_e''} = \frac{2(Z + R)}{Z + 2R}$$

Der Unterschied wird um so größer, je kleiner der Ableiterwiderstand ist (für  $R = \infty$  wird  $\alpha = 1$ , für  $R = 0$  wird  $\alpha = 2$ ). Für  $R = Z$  ergibt sich ein Endspannungsverhältnis  $\alpha = 4/3$ , wie auch die Oszillogramme zeigen.

### Zusammenfassung.

Die vorliegende Untersuchung befaßt sich mit der Feststellung der Wirkungsweise verschiedener, zur Zeit auf dem Markt befindlicher Überspannungsschutzvorrichtungen. Die Versuchsergebnisse gestatten nicht nur, das Verhalten der Apparate gegenüber den verschiedenen an sie zu stellenden Anforderungen zu beurteilen, sondern es lassen sich bereits auch Schlüsse auf die Entwicklungsmöglichkeiten der verschiedenen Schutzarten ziehen.

Der zur Bekämpfung von Spannungsüberhöhungen gebräuchlichste Schutz, der Widerstandableiter in seinen verschiedenen Formen, besitzt im allgemeinen einen verhältnismäßig hohen Dämpfungswiderstand. Als Schutz gegen hohe Überspannungen kommt er deshalb nicht in Frage. Auch der Einbau spannungsabhängiger Dämpfungswiderstände bietet zur Zeit keine Aussicht auf durchgreifende Besserung.

Gegenüber den Widerstandableitern besitzen die sogenannten Ventilableiter den großen Vorteil der sicheren und von der Höhe der Überspannung unabhängigen Spannungsbegrenzung. Die eingehende Untersuchung des Blitzventils (Autovalve Arrester) ergibt, daß dieser Ableiter die Ventilwirkung auch bei Sprungwellenbeanspruchung in einer ganz ausgesprochenen Form zeigt. Die Parallelschaltung Blitzventil-Schutzkondensator läßt stets nur flachstirnige, spannungsbegrenzte Wellen an sich vorüberziehen. Beim Ansprechen dieser Anordnung können weder steilstirnige Entladewellen (Sprungwellen) noch Ausschwingvorgänge entstehen. Das günstige Verhalten des Blitzventils kann sich bei seiner Verwendung in Starkstromanlagen mit dem heute üblichen Sicherheitsgrad der Isolation wegen seiner zu hohen Ansprechspannung nicht auswirken und wird durch Verwendung von Vorfunkstrecken stark beeinträchtigt.

Eine endgültige Beurteilung der Schutzmöglichkeiten von Abflacherschutzvorrichtungen ist nicht möglich, solange infolge der Ungeklärtheit der Vorgänge in

Transformatorwicklungen nicht bekannt ist, welche Beanspruchung für die Transformatoren die größte Gefahr in sich birgt. Die Untersuchung dieser Schutzanordnung muß sich deshalb darauf beschränken, die Stärke der Abflachung und die Einwirkung auf den Verlauf der Klemmenspannung der zu schützenden Apparate zu bestimmen.

Bei Kondensatoren und Spulen stimmt die aus dem Spannungsverlauf ermittelte wirksame Kapazität, bzw. Induktivität im allgemeinen gut mit den angegebenen Werten überein. Widerstände vor Schutzkondensatoren können die erreichte Abflachung praktisch wirkungslos machen. Überbrückungswiderstände von Schutzspulen wirken ungünstig, wenn sie eine starke Spannungsabhängigkeit besitzen. Je nach dem gewählten Widerstandwert lassen sie entweder bei hoher Wellenspannung eine zu starke Teilwelle durch oder aber sie unterdrücken bei geringer Wellenspannung nicht die Eingangsschwingung. Die durch den Überbrückungswiderstand durchtretende Teilwelle kann in Freileitungsanlagen durch Einfügen eines Kabels zwischen Spule und Transformator unschädlich gemacht werden.

Bendmannspule und Glimmschutz stellen eine Abart der Schutzspule, bzw. des Schutzkondensators dar. Ihre wirksame Induktivität, bzw. Kapazität liegt um Größenordnungen unter den sonst üblichen Werten. Die Beeinflussung der Stirn von Sprungwellen ist entsprechend geringer. Es ist möglich, daß sie gegenüber hochfrequenten Schwingungen eine größere Schutzmöglichkeit besitzen. Diese Frage läßt sich jedoch nur in Zusammenhang mit Spulenuntersuchungen klären.

Die vor kurzem von Vidmar angegebene Schutzspule hat zur Voraussetzung, daß der verwendete Eisenkern bereits in Zeiten, die der Ausbildung von Wellenstirnen entspricht, in volle magnetische Wirksamkeit tritt. Es zeigt sich jedoch, daß, wohl infolge von Wirbelströmen, die Induktivität von Eisenspulen bei einer Beanspruchungsdauer von  $10^{-7}$  bis  $10^{-8}$  sec nicht wesentlich höher ist als die von Luftspulen gleicher Windungsabmessungen. Damit entfallen die wichtigsten Voraussetzungen der Vidmarspule.

Anschlußleitungen von Schutzapparaten wirken in ihrer doppelten Länge als spannungsunabhängige Ansprechverzögerung. Umbiegung und Bogenführung der Zuleitung ruft keine merkbare Veränderung der auf ihr laufenden Wellen hervor, solange eine plötzliche Erhöhung des Wellenwiderstandes vermieden werden kann. Es erscheint deshalb zweckmäßig, die Zuleitung soweit irgend möglich zu verkürzen, selbst wenn dabei mit Rücksicht auf die übrige Schaltanlage mehrere Umbiegungen in Kauf genommen werden müssen. Bei großem Abstand der Schutzapparate von der zu schützenden Anlage bilden sich merkliche Einschwingvorgänge mit erhöhten Spannungen aus.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden auf Veranlassung von Herrn Professor Dr.-Ing. W. Rogowski durchgeführt, dem ich für seine zahlreichen Anregungen und gütige Förderung zu großem Dank verpflichtet bin. Auch der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sowie der Gesellschaft von Freunden der Aachener Hochschule sei an dieser Stelle Dank gesagt für die Unterstützung der Arbeit. Verschiedene Herstellerwerke von Überspannungsschutzvorrichtungen und Zubehörteilen, die SSW, die Meirowskywerke, die Emag, die Dr.-Paul-Meyer-A.-G., die Westinghouse Electrical Company und ihr Vertreter, Herr Direktor Müller, die General Electric Company bzw. die AEG, die Firma Conrady und Gebr. Siemens haben dem Institut ihre Erzeugnisse für die Untersuchungen zur Verfügung gestellt. Ihnen sei auch hier Dank ausgesprochen.

---

# Stoßspannung und Durchschlag bei Gasen.

Von

W. Rogowski.

**1. Das bisherige Ergebnis.** In einer früheren Arbeit<sup>1</sup> habe ich gezeigt, daß die berühmte und bisher allgemein anerkannte Townsendsche Theorie der Funkenentladung<sup>2</sup> in große Schwierigkeiten kommt, wenn sie die Erfahrungen erklären soll, die der Versuch für den Durchschlag der Luft bei Stoßspannungen ergeben hat. Bekanntlich nimmt Townsend an, daß bei genügend hoher Spannung im Gase eine Elektronenlawine und eine positive Ionenlawine entsteht. Beide bewegen sich in entgegengesetzter Richtung und steigern sich gegenseitig hoch. Kommt dieses gegenseitige Emportreiben nicht zur Ruhe, so erhalten wir große Ströme und schließlich Durchschlag. Der Größenordnung nach läßt sich die Geschwindigkeit beider Lawinensarten abschätzen. Es sei Luft bei Atmosphärendruck vorausgesetzt und eine Feldstärke von etwa 30 000 Volt/cm (Funkenlänge 1 cm). Wie ich früher ausgeführt habe, hat man dann bei der Elektronenlawine mit einer Geschwindigkeit von rund  $10^7$  bis  $10^8$  cm/sec, bei der der positiven Ionenlawine rund mit  $10^5$  cm/sec zu rechnen. Legt man diese Werte zugrunde, so folgt zwangsläufig, daß man nur dann zu merklichen Strömen kommt, wenn die gewöhnliche statische Durchschlagsspannung wesentlich länger als  $10^{-5}$  sec auf die Funkenbahn wirkt. Hiernach sollte man zur Erzielung eines Durchschlags von etwa  $10^{-4}$  sec an abwärts höhere Werte der Funkenspannung erwarten. Nach unseren älteren experimentellen Erfahrungen beginnt aber diese Erhöhung erst von rund  $10^{-6}$  sec, vielleicht sogar erst von  $10^{-7}$  sec an. Der Durchschlag geht eben in Wirklichkeit etwa 2 bis 3 Zehnerpotenzen rascher vor sich, als man nach der Townsendschen Theorie erwarten sollte. Hierin liegt die Schwierigkeit. Entweder müssen wir der Berechnung der Lawinengeschwindigkeiten<sup>3</sup> oder den Versuchen oder aber den Vorstellungen der Townsendschen Theorie mißtrauen.

**2. Kritik der Geschwindigkeiten.** Den Ausschlag für die aufgedeckte Unstimmigkeit gibt die niedrige Geschwindigkeit der positiven Ionen von rund  $10^5$  cm/sec bei 30 000 Volt/cm. Ihrer Berechnung liegt das einmolekulige Ion und die üblichen Werte der freien Weglänge zugrunde. Indessen muß man nach neueren Messungen von Dempster<sup>4</sup> durchaus mit der Möglichkeit rechnen, daß solche Ionen auch größere freie Weglängen erreichen können. Dempster hat bei Wasserstoffionen in Helium das Neunfache des üblichen Wertes feststellen können. Freilich bei Heliumionen in Helium fand er wieder die normalen Werte. Wie die Verhältnisse bei Sauerstoff- oder Stickstoffionen liegen, darüber scheint nichts bekannt zu sein. Trotz dieser Unsicherheit kann der Größenordnung nach unser obiger Geschwindigkeitswert immer noch als brauchbar angesehen werden. Das rührt daher,

<sup>1</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot., XVI, 1926, S. 496. — Arbeiten des Elektrot. Instituts der Technischen Hochschule Aachen, Bd. II, S. 1.

<sup>2</sup> Townsend, Ionisation der Luft, Handbuch der Radiologie I, herausgegeben von Marx. — Schumann, Durchbruchfeldstärke von Gasen, Springer 1923. — Kaufmann, Elektrizitätslehre, Müller-Pouillet, Bd. IV, 33, 115. — Seeliger, Gasentladung, Ambrosius Barth, Leipzig 1927.

<sup>3</sup> Die Berechtigung meiner Kritik der Townsendschen Theorie ist inzwischen von verschiedenen Seiten anerkannt worden. Vgl. Schumann, Zeitschr. f. techn. Physik 1926, S. 620; Seeliger, Gasentladungen, Ambr. Barth, Leipzig 1927, S. 170 u. ff.; Holm, Arch. f. Elektrot., XVIII, 1927, S. 80.

<sup>4</sup> Dempster, Phil. Mag. 1927, Serie 7, Bd. 3, S. 115. Den Hinweis auf diese Arbeit verdanke ich Herrn Prof. J. Franck, Göttingen.

daß er nur mit der Wurzel aus der freien Weglänge wächst<sup>1</sup>. Wir brauchen, wenn wir mit der Townsendschen Theorie die außerordentliche Plötzlichkeit des Durchschlages erklären wollen, die hundert-, vielleicht die tausendfache Geschwindigkeit der positiven Ionen, somit Weglängen, die  $10^4$  bis  $10^6$  mal größer als die üblichen sind. Niemand wird annehmen wollen, daß die Besonderheiten der freien Weglänge, die das Experiment zur Zeit im Begriff ist, aufzudecken, derartige Größenordnungen erreichen könnten. Schließlich müssen wir, wie später mitgeteilte Funkenoszillogramme lehren, nicht nur hohe Geschwindigkeiten, sondern auch plötzlich einsetzende

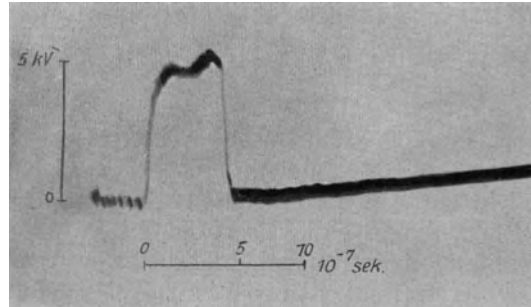


Bild 1. Durchschlag einer Plattenfunkenstrecke bei Aufprägung statischer Durchschlagspannung.

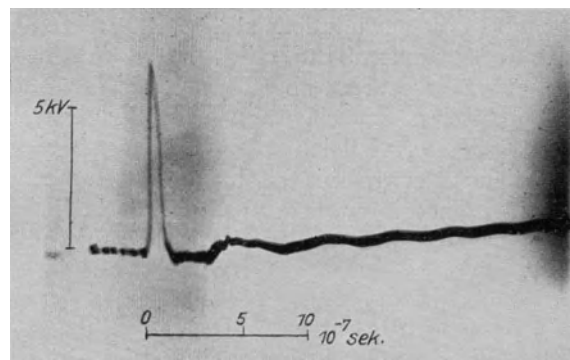


Bild 2. Durchschlag einer Plattenfunkenstrecke bei Aufprägung von Überspannung.

starke Ströme erklären. Zu letzteren gehören aber wiederum vielfache Ionisierungen und Energieabfuhr und Bremsung der Ionen<sup>2</sup>.

Die früher angegebene Geschwindigkeit der Elektronenlawine von rund  $10^7$  bis  $10^8$  cm/sec bringt keine wesentliche Schwierigkeit für die Theorie. Durch Versuche von Ramsauer<sup>3</sup> und Brüche<sup>4</sup> sind wir ziem'ich eingehend bei den Elektronen über die Besonderheiten der freien Weglänge unterrichtet. Bei Stickstoff liegen die gemessenen Werte der freien Weglänge für langsame Elektronen teilweise um die Hälfte

<sup>1</sup> Vgl. die von Townsend und Hertz stammenden Formeln (4) und (5) meiner früheren Arbeit, Arch. f. Elektrot., XVI, 1926, 6. Heft. Inzwischen hat Herr Hertz, Zeitschr. f. Phys. 32, 1925, S. 298, eine Verfeinerung seiner Rechnung mitgeteilt, die aber noch niedrigere Werte der Geschwindigkeit für unseren Fall ergibt.

<sup>2</sup> Man beachte, daß nach den Oszillogrammen Bild 1 und 2 bei 30% Überspannung die Funkenverzögerung von rund  $4 \cdot 10^{-7}$  auf rund  $10^{-8}$  sec zusammenschrumpft. Da die Geschwindigkeit der Lawine proportional der Wurzel aus der Feldstärke wächst, fehlen in diesem Falle beinahe vier Zehnerpotenzen in der Geschwindigkeit.

<sup>3</sup> Ramsauer, Annal. d. Phys., 64, 1921, S. 513, — Jahrb. f. Radioaktivität und Elektrot., Bd. 19, 1922, S. 345.

<sup>4</sup> Brüche, Annal. d. Phys., IV, 83, 1927, S. 1065; 81, 1926, S. 566.



niedriger als die gaskinetische. Bei Sauerstoff wurde keine wesentliche Änderung gefunden. Die Geschwindigkeit der Elektronenlawine dürfte daher ebenfalls eher zu hoch als zu niedrig geschätzt sein.

**3. Kritik der Versuche.** Wie ich früher ausführte, liegt die Schwäche der früheren zum Vergleich mit der Theorie herangezogenen Versuche darin, daß die Momentanspannung an der Funkenstrecke nicht gemessen, sondern berechnet wird. Bereits damals stellte ich Messungen mit dem Kathodenszillographen in Aussicht. Sie sind inzwischen in der Arbeit von mir<sup>1</sup> und meinen Mitarbeitern Flegler und Tamm<sup>2</sup> gegeben worden. Unsere Aufnahmen haben die aufgedeckte Unstimmigkeit zwischen Theorie und Versuch nicht nur bestätigt, sondern sogar zahlenmäßig verstärkt. Unser Ergebnis läßt sich wie folgt zusammenfassen: Wird auf eine (bestrahlte) Funkenstrecke plötzlich rund die statische Durchschlagsspannung geschaltet, so erfolgt der Durchschlag ziemlich regelmäßig bereits nach etwa  $10^{-7}$  sec. Steigert man die Durchschlagsspannung nur um etwa 30%, so schrumpft die Funkenverzögerung von  $10^{-7}$  auf rund  $10^{-8}$  sec zusammen (vgl. die neueren Bilder 1 und 2 und die älteren 44 und 45, S. 506, Bd. 18).

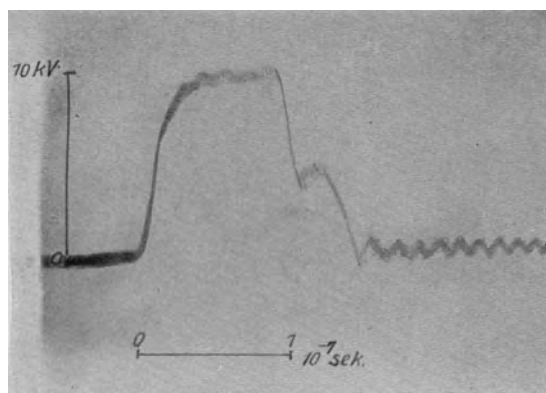


Bild 3. Durchschlag einer Plattenfunkenstrecke. Statische Durchschlagsspannung. Außerordentlich rasche Zeitablenkung.

**4. Schlußfolgerung.** Wir können jetzt mit aller Bestimmtheit das experimentelle Ergebnis als völlig gesichert und die früher für den Vergleich grundlegenden Werte der Geschwindigkeiten als hinreichend einwandfrei ansehen. Es wird daher nichts anderes übrig bleiben als anzunehmen, daß die Townsendsche Theorie, wenn auch ihre sonstigen Leistungen durchaus nicht verkannt werden sollen, Bestandteile enthält, die mit der Wirklichkeit in Widerspruch stehen. Die Vorstellung von dem gegenseitigen Herauftreiben zweier durch den ganzen Entladungsraum hin- und hereilender Lawinen kann heute nicht mehr aufrechterhalten werden.

**5. Eine weitere Schwierigkeit.** Bisher hatten wir zum Vergleich zwischen Theorie und Versuch nur die Zeit herangezogen, nach deren Ablauf der Durchschlag beginnt. Die genauere Betrachtung der Art, wie der Durchschlag beginnt und vor sich geht, deckt aus unseren Oszillogrammen noch eine weitere Unstimmigkeit auf. Zunächst sei daran erinnert, daß bei unseren Versuchen die Funkenstrecke am Ende einer Wanderwellenleitung lag. Geht der Strom  $\mathcal{I}$  durch die Funkenstrecke, so muß gleichzeitig eine rückläufige Entladewelle  $U_e$  in die Leitung ziehen. Zwischen dem Strom  $\mathcal{I}$  und der Entladewelle  $U_e$  besteht die Beziehung  $\mathcal{I} \cdot R_0 = U_e$ , wo  $R_0$  der Wellenwiderstand (375 Ohm in unserem Falle) ist. Bei den Tamm'schen Versuchen war der Funkenstrecke noch der Widerstand  $R_1 = 375$  Ohm vor-

<sup>1</sup> Arch. f. Elektrot. XVIII, 1927, 504.

<sup>2</sup> Tamm, Arch. f. Elektrot. XIX, 1928, S. 235.

geschaltet. In diesem Falle lautet die Beziehung  $\mathcal{F} = \frac{U_a - U_0}{R_0 + R_1}$  ( $U_a$  Anfangsspannung,  $U_0$  Stufenspannung). Die Leitung kann somit der Funkenstrecke Strom nur unter gewissen Spannungen zur Verfügung stellen. Was wir messen, ist also ein Spannungs- und Stromzustand, der unter der gemeinsamen Wirkung von Funkenstrecke und Leitung entsteht. Alle bisher aufgenommenen Oszillogramme zeigen nun, daß der Übergang vom Isolator in den Leiter in außerordentlich kurzer Zeit,

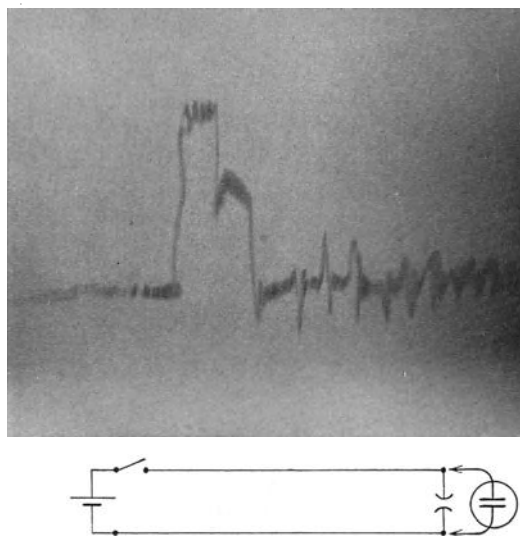


Bild 4. Durchschlag einer Plattenfunkenstrecke. Ausbildung einer Stufe (vgl. Bild 3, 5 und 6)<sup>1</sup>.

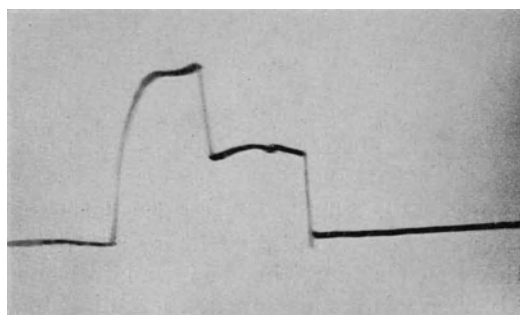


Bild 5. Vergrößerung der Stufe bei Durchschlag durch Wasserstoff.

die noch unterhalb  $10^{-8}$  sec liegt, vor sich geht. Ein Blick auf Bild 2 zeigt dies deutlich. Um über diesen Übergang noch Genaueres zu erfahren, ist in starker zeitlicher Auseinanderziehung Bild 3 aufgenommen worden. Ohne Ansprechen der Funkenstrecke würde der wagerechte Teil der Kurve 10 000 Volt entsprechend sich über das ganze Bild erstreckt haben. Der Abfall ist durch das Ansprechen der (Platten-) Funkenstrecke verursacht. Die Auswertung der Zeit, die der Übergang vom Isolator in den Leiter erfordert, wird dadurch erleichtert, daß aus uns noch unbekanntem Gründen eine Schwingung von rund 300 Millionen Per/sec in der Zeitablenkung erfolgt. Im Original ist mit dem unbewaffneten Auge deutlich statt eines homogenen Striches eine dichte Reihenfolge von feinen senkrechten

<sup>1</sup> Bild 4 ist entnommen Arch. f. Elektrot. XVIII, 1927, S. 479, Bild 5 u. 6 Arch. f. Elektrot. XIX, 1928, S. 235.

Strichen zu sehen. Zwischen zwei solchen senkrechten Strichen, also in Zeiten von  $3 \cdot 10^{-9}$  sec setzt der Spannungsabfall, somit das Anschwellen des Stromes ein. Der Townsendschen Theorie nach erwarten wir ein allmähliches Anwachsen des Stromes, wobei das Anstiegtempo durch die Geschwindigkeit positiver Ionen geregelt wird. Dementsprechend sollte auch die Spannung allmählich absinken. Davon ist nichts in unseren Oszillogrammen zu entdecken.

Einen gewissen Anhalt für die Beurteilung der Oszillogramme wird man in folgender Betrachtung finden. Es sei ein isoliert aufgestellter, (unendlich) großer Kondensator gegeben (Flächenbelag  $\sigma_1$ ). Plattenabstand  $a$ . In seinem Innern finde zur Zeit  $t = 0$  plötzlich in einer „Ebene“ eine Trennung positiver und negativer Elektrizität statt (idealisierte Stoßionisierung). Flächenbelag  $\sigma_2$ . Entfernung dieser Ebene von der positiven Platte  $\delta$ . Die Geschwindigkeit der negativen Elektrizität sei mit  $v$ , der positiven mit Null angenommen. Dann ergibt sich für die Spannung des Kondensators:

$$U = 4 \pi \sigma_1 a - 4 \pi \sigma_2 v t.$$

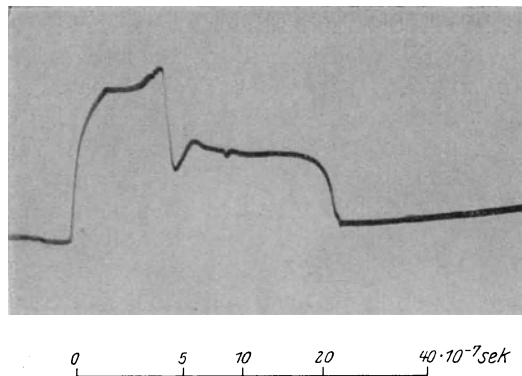


Bild 6. Vergrößerung der Stufe bei Erniedrigung des Druckes.

Die Spannung ist unabhängig von  $\delta$ . Sie beginnt somit, wie die Formel lehrt, sofort nach Eintritt der Bewegung zu sinken. Es ist somit nicht notwendig, daß die negativen Ionen die ganze Bahn erst durchsetzen müssen, damit sich ein Spannungsabfall bemerkbar macht. Unsere Oszillogramme besagen daher, daß irgendwo in der Funkenstrecke sich genügend viel Elektronen mit genügend großer Geschwindigkeit in der Zeit von etwa  $3 \cdot 10^{-9}$  sec in Bewegung setzen. Durch diese Betrachtung wird die beobachtete Durchschlagskurve Bild 2 wenigstens einigermaßen verständlich. Wir müssen bei diesem Bild infolge der Kürze der zur Verfügung stehenden Zeit bezweifeln, daß die Elektronen einen vollen Weg von der Kathode zur Anode durchlaufen können, wenn sich ein Absinken der Spannung (der eigentliche Durchschlagsvorgang) bemerkbar macht.

Soll die Spannung  $U$  konstant bleiben (Stufe, Bild 4, 5, 6), was nur möglich ist, wenn der Kondensator mit einer Stromquelle verbunden und nicht mehr isoliert ist, so muß man ansetzen:

$$\sigma_1 = \sigma_0 + \frac{\sigma_2}{a} v t.$$

Der Strom in unserer Wanderwellenleitung hat somit die Größe:

$$i = F \frac{\sigma_2 v}{a}. \quad (F \text{ Kondensatorfläche.})$$

Solange der Wanderwellenstrom kleiner ist als dieser Betrag, sinkt die Spannung. Zur Flächenbelegung  $\sigma_0$  gehöre die Stufenspannung  $U_0$ ; nun muß sein  $U_a - U_0 = R i$ ;  $U_a$  Anfangsspannung,  $R$  Wellenwiderstand plus Vorschaltwiderstand.

Somit

$$U_0 = U_a - R i = U_a - R F \frac{\sigma_2 v}{a} = 4 \pi \sigma_0 \cdot a.$$

**6. Vorgänge in der Funkenstrecke vor dem Durchschlag.** Bei allen oszillographischen Aufnahmen ist keine Spur davon zu merken, daß sich der Durchschlag vorher durch eine nachweisbare Veränderung der Wanderwelle ankündigt. Dieses Ergebnis wird verständlicher, wenn wir die Ionisierungsarbeit berechnen, die notwendig ist, um die für die beobachteten Ströme nötigen Elektronen zu erzeugen. Sie ist tatsächlich, wie die folgende Rechnung lehrt, sehr klein.

Ist  $\mathcal{I}$  der Strom in Ampere unmittelbar nach dem Durchschlag, so treffen in der Zeit  $t$  sec  $\frac{0,1 \cdot \mathcal{I} \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot t}{e}$  Elektronen auf die Anode auf ( $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$  elektrostatische Einheiten = Ladung des Elektrons). Die Ionisierungsspannung sei mit 16 Volt angesetzt. Es ist eine Ionisierungsenergie von  $\frac{16}{300} \cdot e$  Erg pro Molekel zu leisten. Die Gesamtionisierungsarbeit in der Zeit  $t$  beträgt somit  $16 \cdot 10^7 \cdot \mathcal{I}_{Amp} t$  Erg =  $16 \mathcal{I}_{Amp} t$  Wattsec. Setzen wir, uns an Bild 5 anlehnend,  $\mathcal{I}_{Amp} = 2,5$  Amp., so ist die Ionisierungsarbeit in der Zeit  $t$   $40 \cdot t$  Wattsec. Bei 5000 Volt gehört hierzu in der Zeit  $t$  ein Energiestrom von rund  $10^{-2}$  Ampere. Dieser ist mit der bisher durch unsern Oszillographen gegebenen Empfindlichkeit nicht nachzuweisen und würde auch bei kleinen Spannungsänderungen von kapazitiven Ladeströmen überdeckt werden. Gerade die wichtigen Vorgänge vor dem Durchschlag, die die Funkenbahn umbilden, entgehen leider der Beobachtung. Es wird daher nichts anderes übrig bleiben, als unmittelbar nach dem Durchschlag die Funkenbahn willkürlichen Veränderungen zu unterwerfen und aus ihrem Verhalten Rückschlüsse auf die Vorgänge vor dem Durchschlag zu ziehen. Entsprechend befassen sich auch die folgenden Abschnitte in erster Linie mit Vorgängen, die unmittelbar auf den Durchschlagsvorgang, d. h. etwa  $10^{-8}$  bis  $10^{-7}$  sec später, folgen.

**7. Veränderung der Funkenstrecke nach dem Durchschlag.** Unmittelbar nach Eintritt des Durchschlags (nach der ersten Spannungssenkung) muß eine durchgreifende Veränderung in der Funkenbahn erfolgt sein. Die Spannung an der Funkenstrecke nimmt nach Beginn des Durchschlags, wie die Aufnahmen zeigen, ab, mit ihr die durchschnittliche Feldstärke. Trotzdem vermag die Erzeugung immer größerer Ströme aufrecht erhalten zu werden (fallende Charakteristik). Ist somit der Vorgang, der die plötzlich eintretenden großen Ströme liefert, erst da, so erweist er sich als ziemlich unabhängig von der Spannung, während sich sonst die Ionisierungsvorgänge gegen Spannungsänderungen sehr empfindlich erweisen. Bekanntlich hat man bisher fallende Charakteristiken durch Raumladungen und Feldverzerrungen zu begründen versucht. Unsere Oszillogramme sind in erster Linie Spannungsbilder. Die Spannungssenkungen beim Durchschlag geben aber ohne weiteres auch ein Maß für den Strom durch die Entladungsbahn (vgl. Abschnitt 5). Unsere Bilder zeigen somit, daß das eigentliche Durchschlagsphänomen mit Bewegung von erheblichen Ladungen verknüpft ist. Es ist daher anzunehmen, daß in der Tat auch hier die Veränderung der Funkenstrecke zum mindesten in einem erheblichen Teil in Ausbildung einer Raumladung besteht. Unmittelbar mit dem Durchschlag würde sich dann die Ausbildung einer Raumladung vollziehen, die die notwendige Feldverzerrung bewirkt. Ob aber diese Auffassung vollständig ausreicht, kann nur an Hand weiterreichender Untersuchungen beantwortet werden. Die niedrige Spannung unmittelbar nach dem Durchschlag (Größenordnung weniger als 100 Volt) kommt immerhin überraschend. Die Raumladung kann durch die Feldverzerrung, die sie hervorruft, für lokal große Feldstärken sorgen. Immerhin ist es nicht ausgeschlossen, daß wir alsdann es bereits mit einer angeregten Gasstrecke zu tun haben, in der die Stromerzeugung erleichtert ist.

**8. Erfolgt unmittelbar nach Einsetzen des Durchschlags Stoßionisierung in der ganzen Funkenbahn?** Lehnen wir das gegenseitige Hinauftreiben der Elektronen- und positiven Ionenlawine ab, so stehen wir den großen Strömen, die der Durchschlag mit sich bringt, wieder ratlos gegenüber. Wo kommen sie her?

Hier liegt die Kernfrage des ganzen Problems. Wie vorhin gesagt, können wir über Vorgänge unmittelbar vor dem Durchschlag aus unseren Aufnahmen nichts erfahren. Spielt wenigstens unmittelbar nach Einsetzen des Durchschlags Ionisierung in der ganzen Funkenbahn eine Rolle? Zunächst könnte nach dem Vorhergehenden nur an eine Stoßionisierung der Elektronen gedacht werden<sup>1</sup>. Wir kehren so zurück zu Townsends ersten Ansätzen, als er die Ionisierung durch positive Ionen noch nicht in seine Theorie eingegliedert hatte. Wollen wir die hohen Ströme des Durchschlags in der Tat so erklären, so müssen wir mit wesentlich höheren Ionisierungskoeffizienten rechnen, als Townsend sie selbst durch Beobachtung des dunklen Vorstromes unterhalb des Durchschlags festgestellt hat. Dies wäre keineswegs befriedigend.

Eine andere Schwierigkeit taucht auf. Die oszillographischen Aufnahmen ergeben nicht immer einen völlig gleichmäßigen Zusammenbruch der Spannung bei der Entladung. In vielen Fällen bildet sich ein stufenförmiger Abfall aus. (vgl. die Bilder 4, 5 und 6). Diese Stufe nimmt bei Wasserstoff beträchtliche Längen an (Bild 5), desgleichen bei Luft, wenn wir den Druck herabmindern (Bild 6). Nun fließen während der Dauer der Stufe große Elektrizitätsmengen durch die Funkenbahn. Bei Bild 5 sind es, wie man leicht nachrechnet,  $2 \cdot 10^{-6}$  Coulomb. Bei Bild 6 kommen wir rund auf den gleichen Betrag. Nehmen wir an, der Strom werde durch Elektronen und Stoßionisierung gebildet. Dann müßte sich in der Funkenbahn auch eine positive, ziemlich langsam bewegliche Ionenwolke von der angegebenen Elektrizitätsmenge gebildet haben. Man bedenke, daß die Ladung einer Elektrode in beiden Fällen (Kapazität 3 cm) nur rund  $10^{-8}$  Coulomb beträgt. Die gebildeten Mengen sind rund 200 mal größer als bei unverzerrtem Feld die Elektrizitätsmengen auf den Elektroden! Es müßte sich somit unter der Voraussetzung von Stoßionisierung in der ganzen Funkenbahn eine ungeheure Feldverzerrung ausbilden. Bereits die einfache Menge würde das Feld von Grund auf verwandeln<sup>2</sup>. Daß trotzdem Strom und Spannung in der Funkenstrecke konstant bleiben sollten, muß bei der von Townsend nachgewiesenen hohen Empfindlichkeit der Ionisierungskoeffizienten von der Feldstärke als ausgeschlossen gelten. Halten wir daher an der Abschnitt 2 angesetzten Geschwindigkeit positiver Ionen fest, so muß man annehmen, daß, wenigstens unmittelbar nach Einsetzen der Entladung, die Stromstärke nicht durch Stoßionisierung in der ganzen Funkenbahn gebildet wird.

Es soll keineswegs in Abrede gestellt werden, daß die geringen Ionisationsströme, die Townsend unterhalb der Entladung nachgewiesen hat, in der ganzen Funkenstrecke entstehen. Auch richtet sich unser Einwand nicht gegen die direkt von ihm gemessenen Ionisationsströme des dunklen Vorstromes. Hier steht lediglich die Extrapolation Townsends von den dunklen Vorströmen zum Durchschlagsphänomen zur Diskussion. Die großen Ströme, die, so weit wir sehen, un stetig einsetzen und den eigentlichen Durchschlag ausmachen, scheinen nur in der Nähe der Kathode zu entstehen.

<sup>1</sup> Vgl. auch meine frühere Arbeit Arch. f. Elektrot. XVIII, S. 507, zweiter Abschnitt.

<sup>2</sup> Hat ein (unendlich) großer Kondensator die Spannung  $U$ , den Abstand  $a$  und die überall gleiche positive Raumladung  $\rho$ , so beträgt die Feldstärke im Innern, wenn  $x$  die Entfernung von der positiven Platte bedeutet:

$$\mathfrak{E} = \frac{U}{a} - 2\pi\rho a \left\{ 1 - \frac{2x}{a} \right\} = 4\pi\sigma - 2\pi q \left\{ 1 - \frac{2x}{a} \right\},$$

wo  $\sigma$  die Oberflächenladung des Kondensators ohne innere Raumladung bedeutet;  $q = \rho a$  ist die Raumladung auf der Strecke  $a$  bei  $1 \text{ cm}^2$  Grundfläche. Ist  $q$  doppelt so groß wie  $\sigma$ , so steigt für  $x = a$  die Feldstärke durch die Raumladung auf den doppelten Wert; für  $x = 0$  sinkt sie auf Null. Für  $q = 200\sigma$  hat die Feldstärke für  $x = a$  rund den 100fachen Wert gegenüber dem raumladungsfreien Fall. Für  $x < \frac{a}{2}$  kehrt das Feld seine Richtung um und erreicht für  $x = 0$  dem absoluten Betrag nach wieder rund den 100fachen Wert. Damit die Feldstärke an keiner Stelle negativ werde, darf somit  $q$  nicht größer als  $2\sigma$  werden. An dieser Forderung müssen wir festhalten, so lange wir annehmen, daß infolge der vielen Zusammenstöße mit den Molekeln Elektronen hoher Geschwindigkeit nicht vorkommen.

**9. Ionisierung nur in der Nähe der Kathode?** Nimmt man an, daß die Elektronen, die die Entladung bilden, sämtlich aus dem Metall der Kathode stammen, so läßt sich die Stufe ohne weiteres erklären. Die sich vorhin ergebende Schwierigkeit einer sich bildenden Raumladung fällt alsdann ganz weg. Freilich müßten wir schon annehmen, daß diese Austreibung von Elektronen durch gemeinsame Wechselwirkung von Metall und Gas erfolgt. Niemand wird aber diese Annahme als befriedigend ansehen wollen.

Noch eine zweite Deutung ist möglich. Der Ionisierungsherd kann in einer dünnen Schicht unmittelbar an der Kathode liegen. Da die Stufe sich in etwa  $10^{-8}$  bis  $10^{-7}$  sec ausbilden kann, so käme dieser Schicht bei Atmosphärendruck eine Dicke der Größenordnung nach von  $\frac{1}{100}$  mm zu. In diesem Falle erreichen die gebildeten positiven Ionen bereits frühzeitig genug die Kathode, wo sie neutralisiert werden. Der Rest der Funkenbahn würde dann einen eigentümlichen Widerstand für die Bewegung der Elektronen bilden.

**10. Weitere Theorien des Durchschlags.** Die Townsendsche Theorie beschränkt sich für den Durchschlag bei der Wechselwirkung zwischen Elektronen, Ionen und Molekeln lediglich auf die Ionisierung. Ihr Versagen bei Stoßspannungen beweist, daß sie in grundlegenden Annahmen abgeändert werden muß. Es ist daran gedacht worden, auf die Ionisierung durch positive Ionen zu verzichten und lediglich die Ionisierung durch Elektronen beizubehalten. Dafür sollten aber die positiven Ionen durch Aufprall oder elektrostatische Kräfte<sup>1</sup> an der Kathode neue Elektronen auslösen. Auch eine andere Möglichkeit, nach der die positiven Ionen nicht ionisieren, wohl aber bei ihrer Neutralisation an der Kathode eine Strahlung auslösen, die ihrerseits wieder Elektronen freimachen sollte, ist erörtert worden<sup>2</sup>. Nach einer dritten Fassung sollen die Elektronen nicht nur ionisieren, sondern auch Atome bzw. Molekeln anregen. Die ausgesandte Strahlung bei Rückkehr der Elektronen in den normalen Zustand sollte dann an Stelle der positiven Ionen neue Elektronen an der Kathode ergeben. Townsend<sup>3</sup> selbst hat diese Möglichkeiten diskutiert, aber an Hand experimenteller Ergebnisse wieder verworfen. Unsere Betrachtungen sprechen gegen jede Durchschlagstheorie, die ein Wandern von positiven Ionen über längere Strecken zur Voraussetzung haben, und letzteres trifft für die beiden ersten der genannten Theorien zu. Den oben angegebenen Vorschlägen fehlt zur Zeit die überzeugende Beweiskraft. Trotzdem wird man die Vermutung nicht von der Hand weisen wollen, daß die oben angeführten Vorgänge irgendwie beim Durchschlag eine hervorragende Rolle spielen können.

Wir können annehmen, unmittelbar vor dem Durchschlag sei das unverzerrte elektrostatische Feld vorhanden. Unmittelbar nach dem Durchschlag haben wir, wenn wir unserer Erklärung der Oszillogramme rechtgeben, das durch Raumladungen verzerrte Feld. Das Durchschlagsphänomen ist somit unmittelbar mit dem Aufbau dieser Raumladungen verknüpft.

Freilich bleibt es ein Geheimnis, wie sich so beträchtliche Raumladungen plötzlich bilden können und wie deren Entstehung von Vorgängen in der ganzen Funkenbahn abhängig ist. Letzteres müssen wir schon annehmen, denn der Durchschlag hängt, wie wir ja wissen, nicht von der Feldstärke allein, sondern von der Feldstärke und dem Elektrodenabstand ab.

Keineswegs kann somit von einer befriedigenden Erklärung gesprochen werden. Immerhin hat die oszillographische Forschung die Erklärungsmöglichkeiten stark eingengt und durch Bloßlegung der entscheidenden Phase des Durchschlags unsere experimentellen Erfahrungen wesentlich bereichert.

<sup>1</sup> Townsend a. a. O. — Holst u. Osterhuis, Phil. Mag. 46, 1923, 1117.

<sup>2</sup> Taylor, On sparking potentials of electrical discharge tubes Proefschrift, Utrecht, Universität. Hier findet sich auch eine recht gute Zusammenstellung verschiedener Durchschlagstheorien

<sup>3</sup> Townsend, Phil. Mag., 45, 1923, S. 444.

# Quecksilberlampe und Radium als Vorionisatoren. Ihr Einfluß auf den elektrischen Funken.

Von

W. Rogowski und R. Tamm.

**1. Ziel.** Beleuchtet man eine Funkenstrecke mit einer Bogenlampe, einer Quecksilberlampe, mit Röntgenstrahlen oder Radium, so spricht die Funkenstrecke bekanntlich auch bei Beanspruchung mit kurzen Spannungstößen sehr regelmäßig an, d. h. die Funkenverzögerung hat einen bestimmten, beliebig reproduzierbaren Wert. Benutzt man die Funkenstrecke zum Messen kurzer Spannungstöße, so muß man die Verzögerung möglichst klein machen. Von diesem Gesichtspunkt aus wurde mitunter die Frage erörtert, welche Ionisationsquelle zum Beleuchten der Funkenstrecke die geeignetste sei. Radium hat den Vorteil der Bequemlichkeit in der Handhabung, ist aber sehr teuer. Die Quecksilberlampe ist billiger, aber umständlicher. Im allgemeinen herrscht wohl die Ansicht vor, einige Milligramm Radium gäben eine sehr starke Ionisation. Im folgenden haben wir die Wirkung der Quecksilberlampe mit der des Radiums verglichen. Es wird sich zeigen, daß gerade umgekehrt die Quecksilberlampe ein vorzüglicher Vorionisator ist.

**2. Messungen bei kleinem Vorschaltwiderstand.** Die Untersuchungen wurden mit dem von Rogowski, Flegler und Tamm beschriebenen Kathodenszillographen<sup>1</sup> durchgeführt.

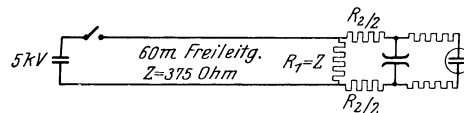


Bild I. Schaltanordnung.

Oszillographisch aufgezeichnet wird in allen Fällen der zeitliche Verlauf der Spannung an den Elektroden. Die Funkenstrecke wurde mit Sprungwellen beansprucht. Die Schaltung ist in Bild I wiedergegeben<sup>2</sup>. Legt man den Schalter ein, so springt  $2 \cdot 10^{-7}$  sec später an der Funkenstrecke die Spannung auf den Wert der Schaltspannung und bleibt dauernd auf diesem Wert, falls die Funkenstrecke selbst keinen Strom durchläßt. Jeder Strom durch die Funkenstrecke erzeugt einen Spannungsabfall an den Elektroden, der dem Strom proportional ist. In unserm Falle ( $R_2 = Z$ ) ist bei 6,7 Amp. Strom in der Funkenbahn die Spannung an den Elektroden auf Null gesunken. Der Beginn des Absinkens der Spannung an den Elektroden ist für uns ein Zeichen für das Einsetzen des Durchschlags.

Zum Nachweis der Verzögerung haben wir folgende Methode angewandt: Wir beanspruchen die Funkenstrecke mit einer unendlich langen Sprungwelle von etwa 5 kV und stellen sie so ein, daß sie gerade noch anspricht (Bild 2). Beansprucht man jetzt die gleiche Funkenstrecke mit einer sehr steilen Welle von etwa 10 kV<sup>3</sup>, so müßte der Durchschlag bei der gleichen Spannung, also bei 5 kV eintreten, falls keine Verzögerung vorhanden ist; ist aber eine Verzögerung vorhanden, so schießt die

<sup>1</sup> Rogowski, Flegler, Tamm, Arch. f. Elektrot., XVIII, 513, 1927.

<sup>2</sup> Vgl. Tamm, Arch. f. Elektrot., XIX, 235, 1928.

<sup>3</sup> In diesem Falle wurde der Widerstand  $R_1$  weggelassen, durch Reflexion am offenen Ende entsteht dann die doppelte Schaltspannung.

10-kV-Welle über 5 kV hinaus. Die im Augenblick des Zusammenbruchs erreichte maximale Spannung gibt ein Maß für die Verzögerung (Bild 3).

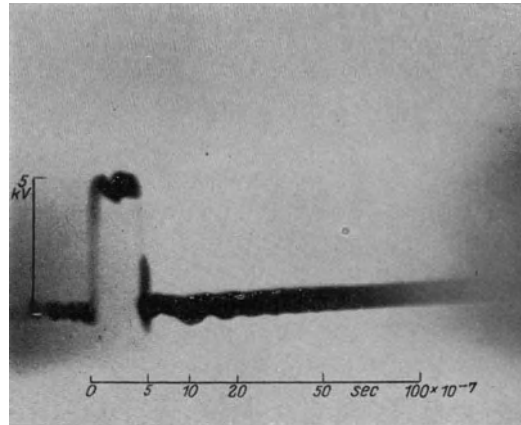


Bild 2. Funkenoszillogramm, 5 kV-Stoßwelle, Radiumemanation (8,5 mgr Radiumäquivalent)  $a = 8$  cm; Atmosphärendruck, Elektrodenabstand etwa 1 mm.

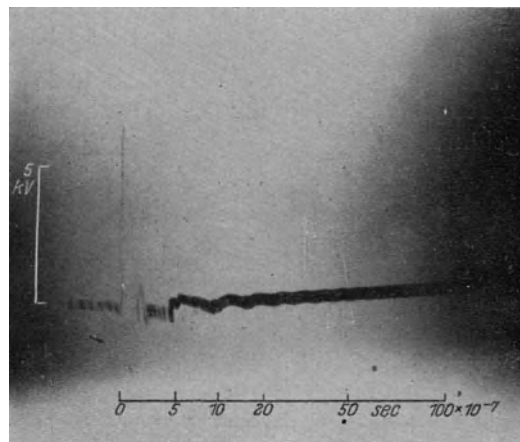


Bild 3 wie Bild 2, jedoch 10 kV-Stoßwelle.

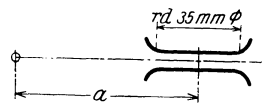


Bild 4. Anordnung der Beleuchtungsquelle.

Die Funkenstrecke wurde in beiden Fällen mit Radiumemanation<sup>1</sup> bestrahlt. Das Glasröhrchen mit dem Präparat (8,5 mg Radiumäquivalent) befand sich 8 cm von der Elektrodenachse entfernt (Bild 4;  $a = 8$  cm). Die Funkenstrecke hatte Kupferplattenelektroden mit richtiger Randausbildung (Durchmesser des homogenen Feldes etwa 35 mm).

In Tabelle 1 sind die Auswertungen aufgenommener Oszillogramme wiedergegeben. Aufnahmen 416 — 421 geben die Durchbruchspannung bei verschiedenem

<sup>1</sup> Das Präparat wurde in liebenswürdiger Weise von Herrn Prof. Dr. Geiger, Kiel, zur Verfügung gestellt, wofür ihm auch an dieser Stelle bester Dank ausgesprochen sei.



Tabelle I.

Schaltspannung  $U_s$  ungefähr 5 kV, Elektrodenabstand konstant etwa 1 mm, atmosphärischer Druck;  $R_2 = 375$  Ohm.

Film-Nr.	Bestrahlung	Abstand der Ionisationsquelle cm	Durchbruchspannung $U_s$ %		
416	Rad.-Äquiv. mgr etwa	8,5	8	100	Bild 2 Sprungwelle 5 kV
417		8,5	8	138	Bild 3 Sprungwelle 10 kV
421		8,5	16	157	
420		8,5	32	150	
418		8,5	$\infty$	180	Bild 5
419		8,5	$\infty$	196	
422	Quecksilberlampe	10		128	
423	„	10		129	Bild 6

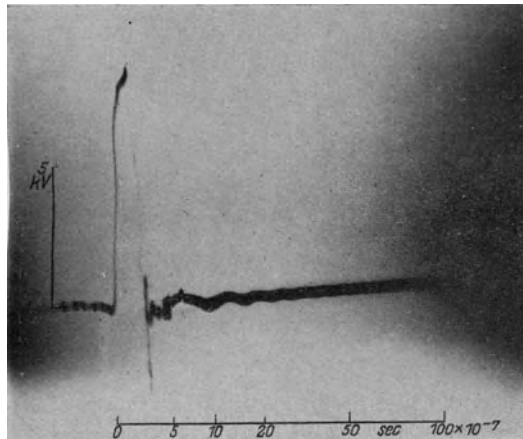


Bild 5 wie Bild 3, jedoch  $a = \infty$ .

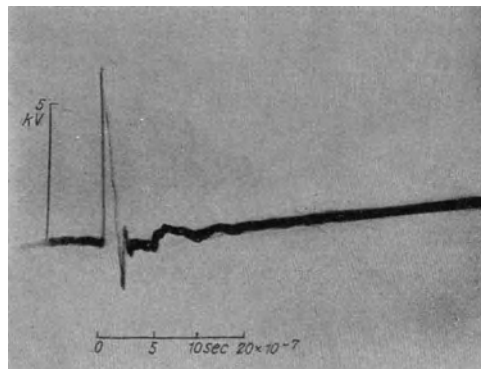


Bild 6 wie Bild 3, jedoch Quecksilberlampe  $a = 10$  cm.

Abstand des Röhrchens an. Man sieht, daß bei größerem Abstand die Verzögerung größer ist. Die Beobachtung auf dem Leuchtschirm zeigte, daß das Ansprechen sehr unregelmäßig war. Bei einem Abstand von 8 cm (vgl. Tabelle 1, Film-Nr. 417) wurde mitunter ein Ansteigen der Spannung auf über  $1,6 \cdot U_s$  beobachtet; bei einem Abstand von 32 cm (Film-Nr. 420) manchmal, bei unendlicher Entfernung (Film-Nr. 418 und 419) häufig ein Ansteigen bis auf  $2 \cdot U_s$ .

Unter Nr. 422 und 423 sind die Auswertungen zweier Oszillogramme mitgeteilt, bei denen die gleiche Funkenstrecke bei gleicher Einstellung mit einer Quecksilberlampe (Leuchtrohr etwa 5 cm lang, 5 Amp.) in einem Abstand von 10 cm beleuchtet wurde. Die erreichte Spannung liegt hier wesentlich niedriger als bei Radiumbestrahlung. Die Leuchtschirmbeobachtung zeigte, daß das Ansprechen vollkommen regelmäßig war.

Aus diesen Beobachtungen geht einwandfrei hervor, daß unter den angegebenen Verhältnissen die Beleuchtung mit einer Quecksilberlampe merklich wirksamer ist als Bestrahlung mit 8,5 mg Radium bei einer Entfernung von 8 cm.

**3. Messungen bei großem Vorschaltwiderstand.** Die bisherigen Aufnahmen sind dadurch charakterisiert, daß zu einem Strom von 6,7 Amp. ein Spannungsabfall von 5 kV gehört. Es ist zu vermuten, daß der Zusammenbruch von der

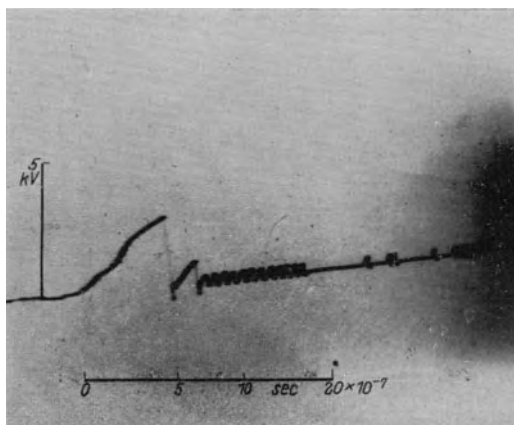


Bild 7. Funkenoszillogramm,  $R_2 = 15480$  Ohm, Quecksilberlampe  $a = 10$  cm.

Charakteristik des speisenden Kreises abhängt. Wir hatten bisher gesehen (vgl. Bild 2—6), daß nach erfolgtem Spannungszusammenbruch die Spannung dauernd auf Null bleibt, d. h. ein Strom von 6,7 Amp. genügt, um einen dauernden Kurzschluß aufrecht zu erhalten.

Begrenzt man den maximalen Strom durch Erhöhung des Widerstandes  $R_2$  immer mehr, so muß man einmal zu einem Punkt kommen, bei dem der Strom nicht mehr genügt, den Kurzschluß aufrecht zu erhalten. Bei einem Widerstand  $R_2 = 7740$  Ohm, d. h. einem maximalen Strom von etwa 0,6 Amp. ist man ungefähr an der Grenze. Bild 7 und 8 zeigen zwei Aufnahmen bei Vorschaltung von 15 480 Ohm und einem maximalen Strom von etwa 0,3 Amp. Der Spannungsanstieg an der Funkenstrecke geht jetzt wesentlich langsamer vor sich als vorher. Die Kapazität der Funkenstrecke muß über den Widerstand  $Z + R_2$  aufgeladen werden. Wir sehen auch hier wieder, daß bei Beleuchtung mit der Quecksilberlampe der Durchschlag wesentlich früher einsetzt als bei Radiumemanation (7,0 mg Rad.-Äquivalent;  $a = 6$  cm).

Aber nicht nur die Verzögerung, auch der Durchschlag selbst vollzieht sich etwas anders. Wie wir in Bild 7 sehen, reißt nach dem ersten Zusammenbruch der

Strom sofort wieder ab, die Spannung steigt mit der Geschwindigkeit wieder an, die durch die vorgeschalteten Widerstände und die Kapazität der Funkenstrecke gegeben ist, bei rund 800 Volt setzt plötzlich ein zweiter Durchbruch ein, sofort reißt der Strom wieder ab, das Spiel beginnt von neuem. Allerdings geht jetzt die Spannung nur noch auf etwa 350 Volt hoch. In dem anschließenden sägeartigen Linien-

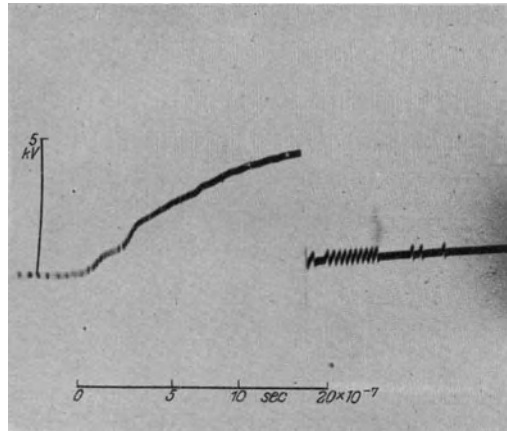


Bild 8 wie Bild 7, Radiumemanation (7,0 mgr Radiumäquivalent)  $a = 6$  cm.

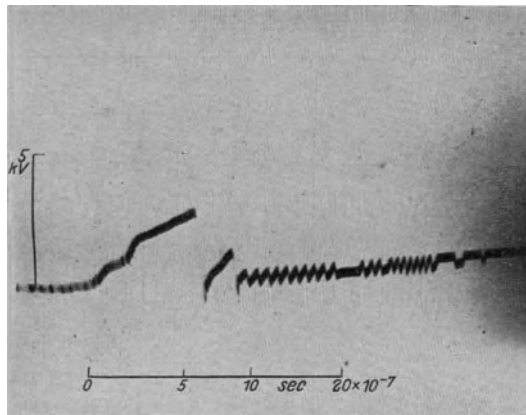


Bild 9. Funkenoszillogramm,  $R_2 = 25480$  Ohm, Quecksilberlampe  $a = 10$  cm.

zug spielt diese Spannung von etwa 350 Volt eine wesentliche Rolle. Das Abreißen des Funkens ist ziemlich unregelmäßig, die erreichte Grenzspannung wird jedoch sehr exakt eingehalten.

Vergleichen wir damit Bild 8, so sehen wir die erste große Stufe nicht, im übrigen ist der Verlauf derselbe. Die Leuchtschirmebeobachtung zeigte bei Hunderten von Durchschlägen, daß bei Beleuchtung mit der Quecksilberlampe die erste große Stufe stets, bei Radiumbestrahlung jedoch nie vorhanden war.

Bild 9 und 10 zeigen gleiche Aufnahmen mit höheren Widerständen  $R_2$ ; Bild 9 ist vor allem deshalb bemerkenswert, weil hier (ganz am Ende des Oszillogrammes) die Restspannung von etwa 350 Volt einige Male konstant bleibt<sup>1</sup>. Der Zustand wird

<sup>1</sup> Einige Oszillogramme zeigen noch etwas schräg liegende Zeitlinie. Bei den letzten Aufnahmen ist dieser Schönheitsfehler vermieden.

vorübergehend stabil, es fließt dabei ein Strom von etwa 0,2 Amp. Dies stärkt uns noch mehr in unserer Ansicht, daß diese Spannung, die ungefähr mit der Minimumspannung identisch ist, eine besondere Rolle spielt.

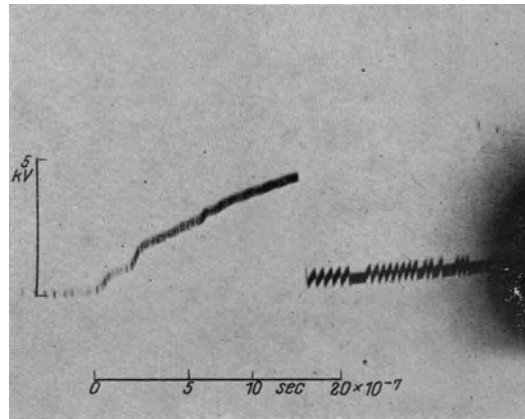


Bild 10 wie Bild 9, Radiumemanation (7,0 mgr Radiumäquivalent)  $a = 6$  cm.

Tabelle 2.

Schaltspannung  $U_s$  ungefähr 5 kV, Elektrodenabstand konstant etwa 0,4 mm, atmosphärischer Druck.

Film-Nr.	Bestrahlung	Abstand der Ionisationsquelle cm	Höhe der Durchbruchspannung mm	Durchbruchzeit $10^{-7}$ sec	$R_2$ Ohm	
432	Quecksilberlampe	10	9,2	4,9	15 480	Bild 7
433	Rad.-Äquiv. } 7,0	6	14,5	16,0	15 480	Bild 8
434	mgr } 7,0	6	14,0	14,5	25 480 <sup>1</sup>	Bild 10
435	Quecksilberlampe	10	9,0	5,5	25 480	Bild 9
437	Rad.-Äquiv. } 7,0	6	12,5	3,0	7 740	
439	mgr } 7,0	10	10,8	8,0	15 480	
438		15	10,2	5,5	15 480	

Tabelle 2 gibt die Auswertung einiger Oszillogramme bei verschiedenen Stromspannungscharakteristiken und verschiedener Bestrahlungsart wieder. Es zeigt sich auch hier wiederum, daß Bestrahlung mit einer Quecksilberlampe wesentlich wirksamer ist als 7,0 mg Radium.

Tabelle 3 zeigt noch einmal die Überlegenheit der Bestrahlung mit einer Quecksilberlampe.

Die in einer Tabelle zusammengestellten Werte sind jeweils kurz hintereinander auf einem Film aufgenommen worden.

<sup>1</sup> Davon sind 15 480 Ohm Metallwiderstände und 10 000 Ohm Silitstäbe, deren wirklicher Widerstand wohl etwas niedriger ist.

Tabelle 3.

Schaltspannung  $U_s$  ungefähr 5 kV, Elektrodenabstand konstant etwa 0,4 mm, atmosphärischer Druck;  $R_2 = 15480$  Ohm.

Film-Nr.	Bestrahlung	Abstand der Ionisationsquelle cm	Höhe der Durchbruchspannung mm	Durchbruchzeit $10^{-7}$ sec	
424	o	8,0	6	14,5	13
	u			14,0	12
425	o	8,0	8	14,0	11,5
	m			14,0	11,5
	u			13,0	10,0
426	o	8,0	12	14,5	13,0
	m			14,0	12,0
	u			13,0	8,0
427	o	8,0	20	13,8	11,0
	m			13,8	11,0
428	o	8,0	50	13,5	10,5
	m			13,8	11,0
	u			13,5	10,5
429	o	8,0	$\infty$	14,5	13,0
	m			14,0	12,0
	u			14,5	13,0
430	u	Quecksilberlampe	10	9,3	4,0
431	m	Quecksilberlampe	10	9,0	4,0
	u		10	9,3	4,0

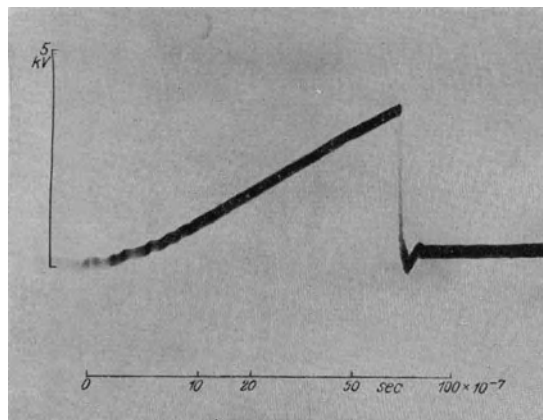


Bild 11. Funkenoszillogramm,  $R_2 = 117300$  Ohm, Quecksilberlampe  $a = 18$  cm.

Schaltet man noch mehr Widerstände vor die Funkenstrecke, verringert man also den maximalen Strom noch mehr, so verschwindet der sägeartige Linienzug. Bei Vorschaltung von rund 120 000 Ohm (maximaler Strom etwa 4 mAmp.) erhält man meistens Oszillogramme nach Bild 11 und 12. Die Spannung bricht zwar unmittelbar oder in einer Zacke bis auf Null (d. h. einen sehr kleinen, im Oszillogramm nicht mehr ablesbaren Wert) zusammen, doch ist dieser Zustand bei diesen kleinen

Strömen nicht stabil. Die Spannung steigt wieder bis auf etwa 350 Volt an und bleibt dann konstant. Manchmal wurde beobachtet, daß die konstante Restspannung von etwa 350 Volt später nochmals auf Null zusammenbrach, um jedoch sofort wieder auf den alten konstanten Wert anzusteigen. In ganz seltenen Fällen wurde auch beobachtet, daß nach dem ersten Zusammenbruch die Spannung bis auf die Durchbruchspannung wieder anstieg, um dann nochmals zusammenzubrechen.

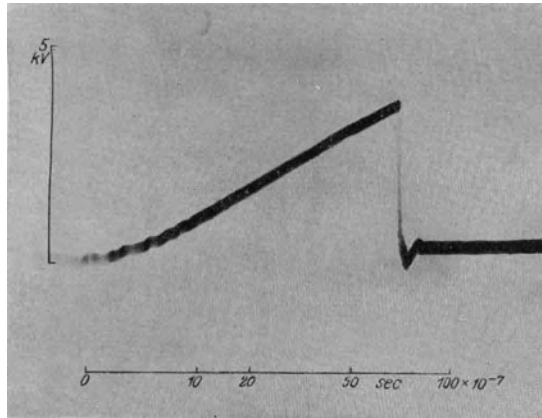


Bild 12 wie Bild 11.

Ein wesentlicher Unterschied in der Form des Zusammenbruchs zwischen Quecksilberlampen- und Radiumbestrahlung (6,07 Radiumelement) konnte in diesem Fall nicht festgestellt werden. Es wurde jedoch wieder die frühere Beobachtung gemacht, daß das Ansprechen bei Bestrahlung mit der Quecksilberlampe regelmäßiger und die Verzögerung geringer ist.

### Zusammenfassung.

Es ist günstiger, zur Herabsetzung der Funkenverzögerung eine Funkenstrecke mit einer Quecksilberlampe als mit etwa 7 mg Radium zu bestrahlen, wenn beide in Entfernungen von etwa 10 cm von den Elektroden gebracht werden.

Begrenzt man den Strom im Funken auf mehrere Ampere, so bleibt nach dem Spannungszusammenbruch die Spannung am Funken dauernd niedrig. Begrenzt man den Strom auf mehrere Milliampere, so beträgt die Funkenrestspannung etwa 350 Volt. In dem dazwischenliegenden Strombereich springt die Spannung in sägeartigem Linienzug zwischen kleinen Werten und etwa 350 Volt.

# Sprungwelle, Spule und Kathodenszillograph<sup>1</sup>.

Von

W. Rogowski.

**1. Deutung der Angaben des Kathodenszillographen bei Spulennmessungen.** Bekanntlich sind wir noch nicht genügend genau darüber unterrichtet, wie sich Spulen gegenüber Wanderwellen verhalten. Hier kann der Kathodenszillograph willkommene Aufklärungsarbeit leisten. Was sollen wir aber mit ihm messen, um möglichst einfach über die nicht unkomplizierten Vorgänge ins Klare zu kommen? Bequem mißt der Kathodenszillograph bei kurzen Zeiten nur Spannungen. Die Messung der Stromstärke ist auch möglich, schafft aber im allgemeinen höhere Rückwirkungen als die Messung der Spannung. Wir werden somit aus einzelnen

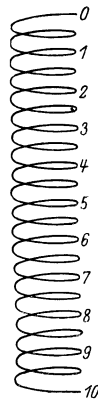


Bild 1. Spule und Klemmenbezeichnung.  
Abmessungen der Spule: 20 cm Durchmesser,  
50 cm Höhe, 500 Windungen. Drahtstärke 0,7 mm.

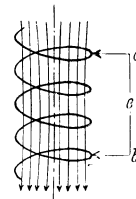


Bild 2.  
Spannung und Flußänderung.

gemessenen Teilspannungen das elektrische Feld, welches die Spule umgibt, aufbauen wollen. Ohne Frage gewinnen wir so einen gewissen Einblick. Bleiben wir aber hierbei stehen, so würden wir unsere Messungen nur halb ausnutzen. Eine wesentliche Vertiefung erhalten wir, wenn wir aus der Spannung auf die Änderung des magnetischen Flusses und von diesem wenigstens den rohen Zügen nach auf den Strom schließen.

Ich will dieses an einem Beispiel klar machen. Wir messen an der zu untersuchenden Spule (Bild 1) die Spannung der Windungsgruppe  $ab$  (Bild 2). Wir können uns damit begnügen zu sagen, an dieser Windungsgruppe liege die Spannung in der durch den Kathodenszillographen angegebenen Größe. Unsere Einsicht in das, was in der Windungsgruppe geschieht, wird aber stark erweitert, wenn wir auch noch

die zur Spannung gehörige Flußänderung  $\frac{d\Phi}{dt} = -e$  betrachten und von dieser auf den Fluß schließen. Die Spannung wird gemessen an den Kondensatorplatten des Oszillographen. Da das elektrische Feld in reinem Metall praktisch vollkommen vernachlässigt werden kann, so ist  $e$  auch die Umlaufspannung für den Weg: Spulwindungen-Meßleitung-Ablenkungsplatten. Die durch diesen geschlossenen Meßweg gebildete Fläche wird durchsetzt von einem Fluß  $\Phi$ . Dessen Änderung wird

<sup>1</sup> Bereits mitgeteilt in einem Vortrag, gehalten am 18. 11. 27 in Berlin vor der Gesellschaft für technische Physik.

somit ebenfalls unmittelbar durch den Oszillographen angezeigt<sup>1</sup>. Unsere Grundbeziehung ist natürlich bekannt. Aber in der bewußten Umdeutung der rein elektrischen Messung ins Magnetische liegt ein nützlicher Kunstgriff für Spulenuntersuchungen.

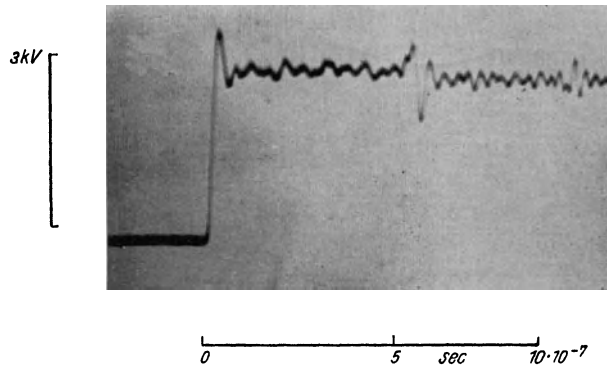


Bild 3. Sprungwelle.

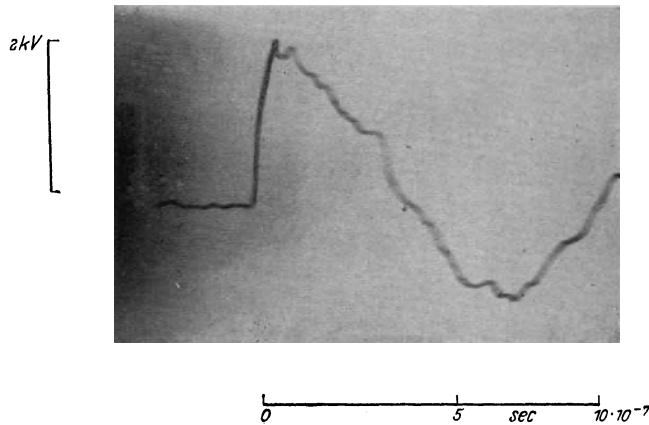


Bild 4. Spannung an den Klemmen 0,1.

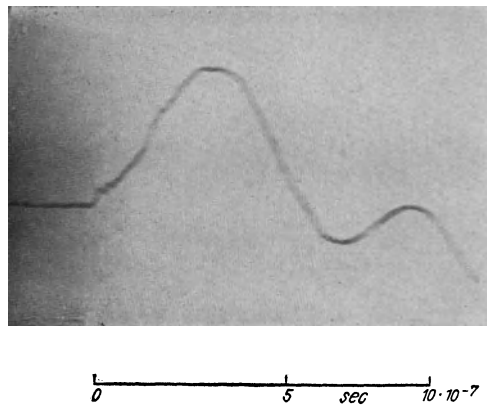
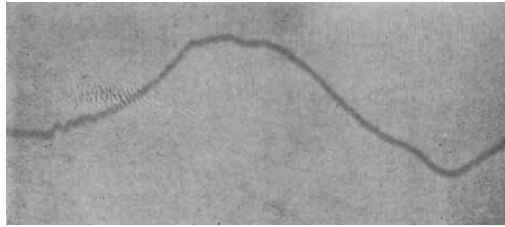


Bild 5. Spannung an den Klemmen 1,2.

<sup>1</sup> Ausführliche Messungen werden demnächst die Herren Dr. Flegler und Jacobs bringen. Die vorliegenden Oszillogramme hat Herr Jacobs auf meine Anregung hin aufgenommen.

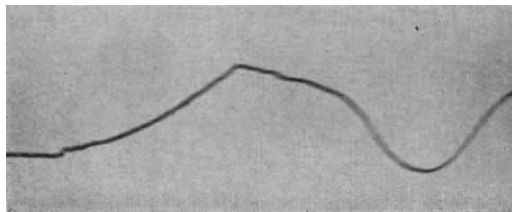


Freilich muß man nicht glauben, alle Feinheiten mit diesen Mitteln bereits deuten zu können. Denn bekanntlich sind elektrische, magnetische und Stromgrößen höchst kunstvoll durch die Maxwell'schen Gleichungen miteinander verknüpft. In gewissen Fällen wird gar nichts anderes übrig bleiben, als sie für spezielle



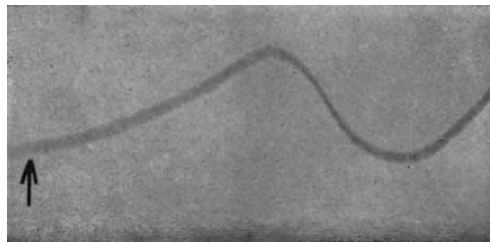
0 5 sec  $10 \cdot 10^{-7}$

Bild 6. Spannung an den Klemmen 3,4.



0 5 sec  $10 \cdot 10^{-7}$

Bild 7. Spannung an den Klemmen 4,5.



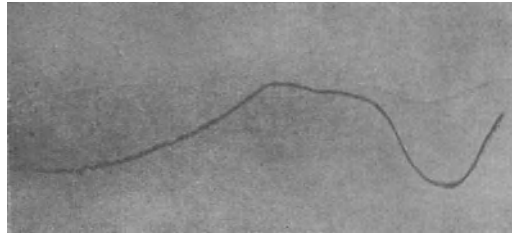
0 5 sec  $10 \cdot 10^{-7}$

Bild 8. Spannung an den Klemmen 5,6.

Fälle zu lösen und die Lösung mit dem Experiment zu vergleichen. Aber einige Hauptzüge wird man in vielen Fällen bereits mit den einfachen obigen Hilfsmitteln bewältigen können.

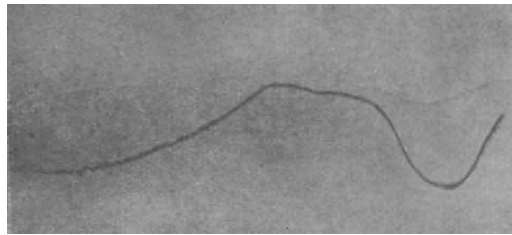
**2. Spule und Sprungwelle.** Wir lassen nun eine (unendlich) lange Sprungwelle (Bild 3) auf eine Spule auftreffen. Wir fragen: Was geschieht in der Spule? Es liegt nahe, aufeinanderfolgende Windungsgruppen abzutasten und das Augenmerk

darauf zu richten, wie nach und nach der Fluß in jeder Gruppe einsetzt und sich verändert. Offenbar erwarten wir, daß das erste Maximum des Flusses zeitlich verschoben erscheint, da ja offensichtlich der Strom, der den Fluß hervorruft, nur nach und nach die Windung durchfließen und in die mittleren Partien der Spule gelangen kann



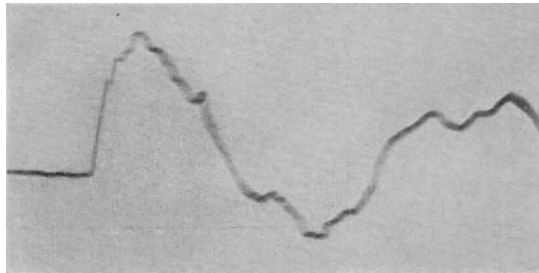
0 5 sec  $10 \cdot 10^{-7}$

Bild 9. Spannung an den Klemmen 6,7.



0 5 sec  $10 \cdot 10^{-7}$

Bild 10. Spannung an den Klemmen 8,9.



0 5 sec  $10 \cdot 10^{-7}$

Bild 11. Spannung an den Klemmen 9,10.

(Bild 1). Die nebenstehenden Oszillogramme 4 bis 11 stimmen mit dieser Erwartung völlig überein. Freilich muß man sich hierzu die Kurven der Oszillogramme erst integriert denken. Weiter sehen wir, daß an der ersten Windungsgruppe (Bild 1 Klemme 0 und 1) eine starke Flußänderung (Spannung) sofort eintritt (Bild 4). In der zweiten Windungsgruppe (Klemme 1 ÷ 2, Bild 1) findet sie später statt (Bild 5) und so fort bis zur Mitte (Bild 6 und 7). Gehen wir über die Spulenmitte

hinaus (Bild 8 und 9), so erfolgen die Fluß und Spannungsmaxima wieder früher. Wir kommen jetzt in den Bereich des Endes der Spule, wo sozusagen die entgegengesetzte Welle uns entgegeneilt. Wenn wir die letzte Windungsgruppe betrachten, so erhalten wir sofort mit Eintreffen der Welle wieder das Maximum der Flußänderung. Die Oszillogramme sind somit in ihren Anfängen nach dem vorhergehenden durchaus verständlich.

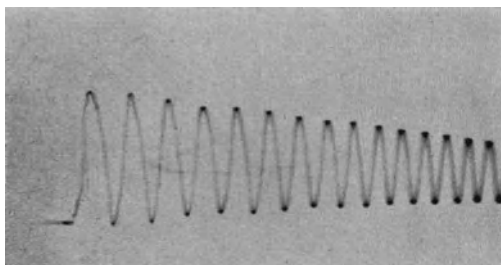


Bild 12. Spannung an den Klemmen 4,6.

Messen wir die Spannung zwischen den Klemmen 0,5 (Bild 1), so können wir kein verspätetes Einsetzen gegenüber der Spannung 0,1 erwarten, da ja die Flußänderung in den Windungsgruppen 0,1 und 0,5 anfänglich als ziemlich gleich anzusehen ist. Der Versuch hat dies auch bestätigt.

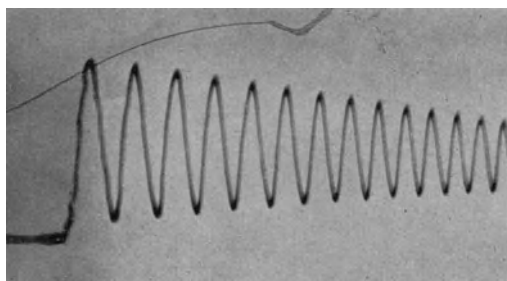


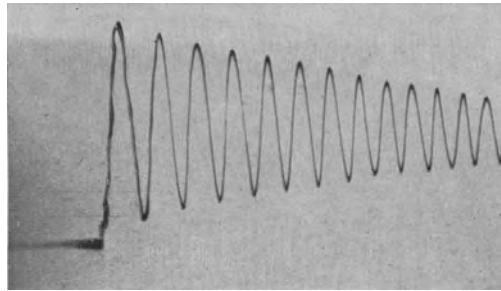
Bild 13. Spannung an den Klemmen 3,7.

Weiter zeigen die Bilder 4—11 recht deutlich, wie das erste Spannungsmaximum die Anfangswindungen trifft. Es wandert dann aber in praktisch gleicher Höhe durch die ganze Spule.

Wie schwingt denn nun die angestoßene Spule? Ist  $e$  die Spannung an der Gesamtspule,  $\Phi$  der Fluß durch die Gesamtspule und kann der Widerstand vernachlässigt werden, so muß sein  $\frac{d\Phi}{dt} = -e$ . Es sei  $e = \text{const.}$  (vgl. Bild 3). Eine erste Teillösung dieser Gleichung besteht darin, daß der Gesamtfluß dauernd ansteigt und daß an den Windungsgruppen eine entsprechend ihrer Windungszahl reduzierte Spannung liegt<sup>1</sup>. Das Anstiegstempo des Flusses irgendwelcher Windungen ist bei dieser ersten Teillösung konstant. Über diese Teillösung müssen wir eine zweite Teillösung lagern,

<sup>1</sup> An den Spulenden sinken die Teilspannungen in bekannter Weise ab.

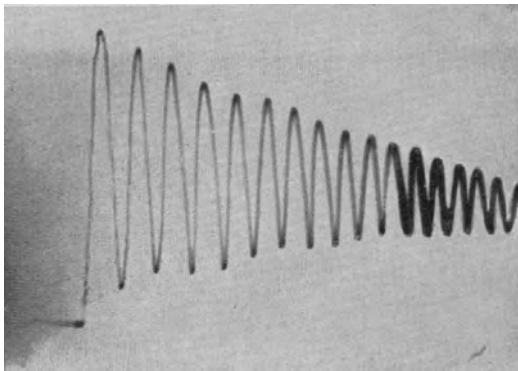
die einem Schwingungszustand entspricht, für die dauernd, auf die ganze Spule bezogen,  $\Phi = 0$  ist. Solche Schwingungszustände, die somit der Einschalterschwingung entsprechen, brauchen wir, da ja anfänglich in den inneren Partien der Spulen kein Strom fließt und somit die erste Teillösung hier anfänglich nicht die richtigen Anfangsbedingungen wiedergibt.



sec  $10^{-6}$

Bild 14. Spannung an den Klemmen 2,8.

Was sagt hierzu das Experiment? Wir messen um die Mitte der Spule die Spannung an symmetrischen Punkten. Die mittleren zwei Windungsgruppen ergeben Bild 12, die mittleren vier Windungsgruppen Bild 13 und die mittleren sechs Windungsgruppen Bild 14. Wir sehen zunächst, daß wir es, genau wie vorhin gesagt, mit einem



sec  $10^{-6}$

Bild 15. Spannung an den Klemmen 1,9.

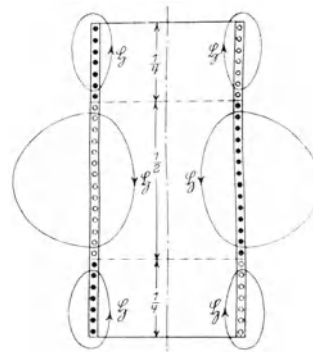
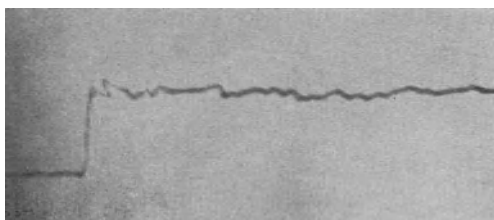


Bild 16. Schwingungsbild für den Strom bei der Grundwelle zweiter Art (schematisch).

durchschnittlichen mittleren Flußanstieg und obendrein mit einer ziemlich ausgesprochen reinen Schwingung (Einschalterschwingung) zu tun haben. In der Mitte der Spule liegt ohne Frage ein Fluß- bzw. ein Strombauch. Messen wir noch die Spannung an den Spulenklemmen 1,9, so erhalten wir, Bild 15, so ziemlich das Maximum dieser Schwingung. Wir sehen, die Spannung geht weit über die Klemmenspannung der Spule (Bild 3) hinaus. Mit anderen Worten: Wenn die Spannung in einem bestimmten Momente zwischen den Klemmen 1,9 positiv ist, so muß die Spannung auf dem Wege 0,1 und 9,10 negativ sein. Beide zusammen müssen sich in jedem Augenblick zu der Klemmenspannung der Spule ergänzen. Fassen wir nur allein die angestoßene Schwingung, nicht den gleichmäßigen Flußanstieg ins Auge, so sehen wir,

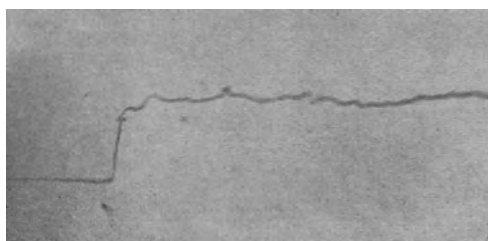
daß die angestoßene Schwingung für die gesamte Spule die Spannung Null liefert. Der Strom im oberen und unteren Teil der Spule muß also in jedem Augenblick entgegengesetzt dem Strom in der Spulenmitte sein. Wir kommen somit zu einem Schwingungszustand, der in Bild 16 gezeichnet ist. Offenbar wird hier eine Schwingung zweiter Art, wie ich sie genannt habe<sup>1</sup>, angestoßen. Wenn dies richtig sein soll, so



0 5 sec 10·10<sup>-7</sup>

Bild 17. Spannung an den Klemmen 0,5.

muß die Spannung Spulenanfang-Spulenmitte und Spulenmitte-Spulenende ziemlich frei von Schwingungen sein und gleich der halben Klemmenspannung. Führt man den Versuch aus, so erhält man tatsächlich das erwartete Ergebnis, wie die Bilder 17 und 18 zeigen. Für die halbe Spule (nicht nur für die ganze) ist die ihr insgesamt zuzuordnende Flußschwankung der Schwingung ebenfalls Null. Die Schwingung ist in der Nähe der Spulenmitte ziemlich rein harmonisch in der Grundwelle.



0 5 sec 10·10<sup>-7</sup>

Bild 18. Spannung an den Klemmen 5,10.

Sie hat in den ersten Windungsgruppen am Anfang und Ende der Spule, wie uns weitere Versuche gelehrt haben, auch höhere Schwingungen zweiter Art. Aus dem Experiment sehen wir ohne weiteres (Bild 15), daß durch die Schwingungsamplitude, wenn wir von der Gleichkomponente, Bild 15, absehen, nicht ganz die Höhe der Klemmenspannung erreichen kann. Die maximale Spannung an der Spule steigt gelegentlich nicht ganz auf das Doppelte der Klemmenspannung. Ist die Schaltspannung  $E$ , so verdoppelt sich die Schaltspannung zunächst durch die Reflexion an den Klemmen der Spule auf  $2E$ . In der Spule selbst steigt die Spannung ungefähr auf 3 bis 4  $e$  hinauf.

In der Spule haben wir ein schwingungsfähiges Gebilde vor uns. Offenbar wird dieses ganz ähnlich angestoßen, wie ein aus Kapazität und hintereinandergeschalteter Selbstinduktion bestehendes Gebilde. Daß bei der Schwingung zweiter

<sup>1</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. VII, S. 1.

Art die Spule so den groben Zügen nach ersetzt werden kann, habe ich bereits vor zehn Jahren theoretisch nachgewiesen. Hier liegt somit die experimentelle Bestätigung vor<sup>1</sup>.

**3. Spule und Wanderwellenschwingung.** Wir sehen weiter, daß die Schwingung der gewöhnlichen Spule nicht sehr gedämpft ist. Infolgedessen muß sie zu hohen Werten hinaufpendeln für den Fall, daß wir nicht eine konstante Spannung, sondern eine sinusförmige Spannung den Klemmen aufzwingen. Solche sinusförmigen Spannungen können entstehen, indem die Wanderwelle zwischen Schaltpunkt und Transformator hin und her eilt. Diese Resonanzschwingungen sind von mir theoretisch vorhergesagt<sup>2</sup> und später in der Arbeit von Rogowski Flegler und Tamm<sup>3</sup> experimentell nachgewiesen worden. Nachdem wir durch die Arbeit von Böhm und Gabor<sup>4</sup> wissen, daß durch Eingangskapazität und voreingeschalteter Drosselspule ebenfalls gedämpfte Schwingungen angestoßen werden, ist nicht mehr von der Hand zu weisen, daß solch hohes Hinaufpendeln von Resonanzspannungen in manchen Fällen bei Spulen vorkommt. Die weitere Forschung über Stoßwelle und Transformatorspule wird daher diese Art von Spannungen im Auge behalten müssen<sup>5</sup>.

**4. Eigenfrequenzen erster und zweiter Art.** In einem — freilich nicht wesentlichen — Punkte muß ich meine früheren Ausführungen berichtigen. Die

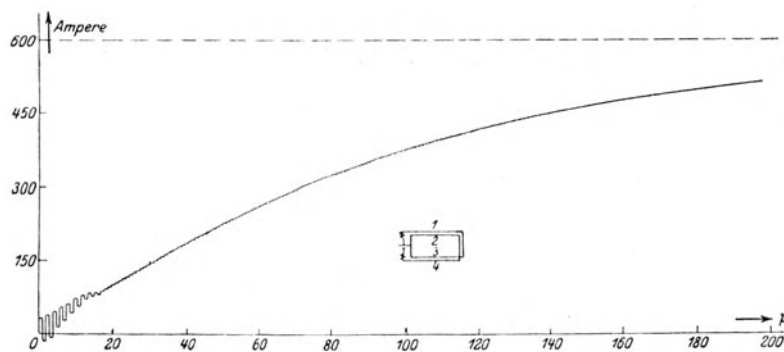


Bild 19. Einschaltstrom bei einer Spule aus zwei Windungen. Man sieht im Anfang Stromschwingungen zweiter Art.

Eigenfrequenzen zweiter Art hatte ich als solche definiert, bei der die Spule in Kurzschluß schwingt. Der gesamte magnetische Fluß durch die vom Schwingungskreis umrandete Fläche ist dabei Null. Die Spule kann, wenn sie in diesen Schwingungen angeregt wird, zu sehr hohen Werten der Spannung hinaufpendeln. Hieran wollen wir auch in Zukunft festhalten. Die Eigenschwingungen einer weiten, kurzen Spule hat nun Herr Lenz berechnet. Herr Lenz hatte zwei Gruppen von Eigenfrequenzen gefunden. Ich konnte seinerzeit<sup>6</sup> leicht die eine Gruppe als Eigenschwingungen erster Art wiedererkennen. Schwieriger lag der Fall bei der zweiten Gruppe. Nach Herrn Lenz schwingt die Spule so, daß der Gesamtfluß Null wird. Ich habe deshalb diese zweite Gruppe früher auch als Eigenschwingungen zweiter Art bezeichnet. Dennoch

<sup>1</sup> W. Rogowski, a. a. O. S. 20.

<sup>2</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. VI, S. 377.

<sup>3</sup> Rogowski, Flegler, Tamm, Arch. f. Elektrot. XIX, S. 479.

<sup>4</sup> Böhm, Arch. f. Elektrot. X, S. 383. — Gabor, El. Wirtschaft 1926, S. 307.

<sup>5</sup> S. a. Flegler, Arch. f. Elektrot. XX, Heft 3.

<sup>6</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. VII, S. 254

sind es nicht dieselben Schwingungen, die wir im Experiment Abschnitt 3 kennen lernten. Ein wichtiger Unterschied scheidet sich voneinander. Nach Herrn Lenz liegt auch bei seiner zweiten Gruppe von Schwingungen genau so wie bei der ersten Gruppe an den Klemmen der Spule ein Stromknoten. Die Spule kann strenggenommen auf eine äußere (galvanische) Störung gar nicht mit einer solchen Schwingung reagieren. Es gibt eben außer den von Herrn Lenz berechneten Schwingungen noch eine dritte Gruppe. Sie ist dadurch charakterisiert, daß der Strom am Anfang und Ende der Spule nicht Null wird, sondern die gleiche Richtung hat, so daß der eine die Fortsetzung des andern bildet (Kurzschluß der Spule). Mit dieser dritten Sorte von Eigenschwingung antwortet die Spule auf äußere Einwirkungen. Für diese Schwingungen ist selbstverständlich (genau so wie bei der zweiten Gruppe) der Gesamtfluß der Spule Null. Die Frequenz dieser letzten Art Eigenschwingungen wird nicht wesentlich abweichen von der Frequenz, die Lenz für die zweite Gruppe seiner Eigen-

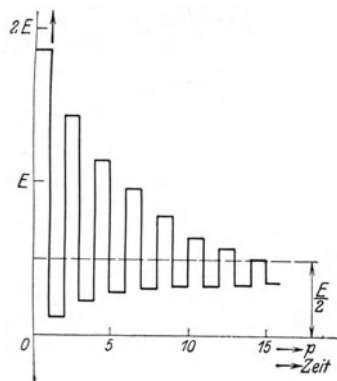


Bild 20. Spule aus zwei Windungen, angeschlossen an ein Kabel.  
Auftreffen einer Sprungwelle.  
Die Spannung, gemessen um die Mitte der Spule herum.

schwingungen angibt. Denn bei beiden schwingt die Spule so, daß der Gesamtfluß Null beträgt. Nur ist die Art, in der die Spule sich in magnetische Felder aufteilt, die sich bei der Flußbildung aufzuheben suchen, etwas verschieden.

Die oben angegebenen einfachen Verhältnisse ergeben sich im Experiment nur, wenn wir sorgfältig jede störende Nebenwirkung ausschließen und für eine symmetrische Anordnung Sorge tragen. Bei unsymmetrischer Anregung können weitere Schwingungen den einfachen, vorhin skizzierten Sachverhalt vollständig überdecken und verschleiern.

Zum Schluß führe ich noch zwei ältere Bilder an, die ich bereits früher im Anschluß an theoretische Studien der Spule veröffentlicht habe.

Das eine (Bild 19) gilt für den Strom, der einem Element entfließt, das auf eine mit Widerstand behaftete Spule aus zwei Windungen geschaltet wird<sup>1</sup>. Die einfachste Betrachtung, die von der Spulenkapazität absieht, ergibt für diesen Strom den bekannten Anstieg nach einer  $e$ -Funktion. Er kommt deutlich in unserem Bild 19 zum Ausdruck. Aber ganz im Anfang lagert sich hierüber eine gedämpfte Schwingung, die von der angestoßenen Schwingung zweiter Art herrührt. Bereits hier zeigt sich eine Verwandtschaft mit unseren Oszillogrammen. Sie wird noch offensichtlicher, wenn wir bedenken, daß unsere Kurve (Bild 19) den Strom bzw. den Spulenfluß darstellt, die Oszillogramme aber den Differentialquotienten geben. Integrieren

<sup>1</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. VI, S. 287 (Bild 15).

<sup>2</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. VI, S. 300 (Bild 23).

wir die Oszillogrammkurven, etwa Bild 15, so ergibt sich eine fast vollkommene Ähnlichkeit.

Das zweite Bild (Bild 20) behandelt die an ein Kabel angeschlossene Spule aus zwei Windungen. Gemessen ist die Spannung an zwei Stellen, die symmetrisch zur Spulenmitte liegen. Die Ähnlichkeit mit Oszillogramm 14 oder 15 ist auch hier verblüffend.

---



# Über gewisse Entladungsformen einer Funkenstrecke.

Von

H. Jacobs.

## I. Ziel.

Auf Anregung von Herrn Professor Rogowski habe ich vor einigen Jahren Versuche in Angriff genommen, die das Verhalten von Spulen gegenüber Wanderwellen mit dem Kathodenszillographen klären sollten. Die ersten Messungen wurden mit niedriger Spannung, etwa mit 1000 Volt, ausgeführt. Dabei ergab sich fast regelmäßig, daß der Funke nicht sofort in die Bogenentladung überging und in dieser verblieb, sondern daß er, wie dies bei Partialentladungen üblich ist, häufig zündete und wieder erlosch. Schließlich schlug die Entladung doch in die Bogenentladung über. Der Übergang von der Partialentladung in die Bogenentladung ging dann plötzlich vor sich. Diese Vorgänge können auch in anderen Fällen auftreten. Sie bilden indessen keineswegs die Regel. Für die Eigenschaft der Funkenentladung dürften sie aber nicht ohne Interesse sein. Daher habe ich das Wesentliche meiner Erfahrungen im folgenden beschrieben. Die Versuche sind mit der älteren Bauart des Kathodenszillographen durchgeführt, die Rogowski und Flegler im Arch. f. Elektrotechnik, Bd. 15, H. 4 angegeben haben. Sie waren bereits im November 1926 abgeschlossen<sup>1</sup>.

## II. Schaltung und Apparatur.

Die Grundsaltung für die Ausführung der Untersuchungen zeigt Bild 1. Eine an den Kondensator angelegte Gleichspannung soll an der Funkenstrecke ein Funken Spiel auslösen.

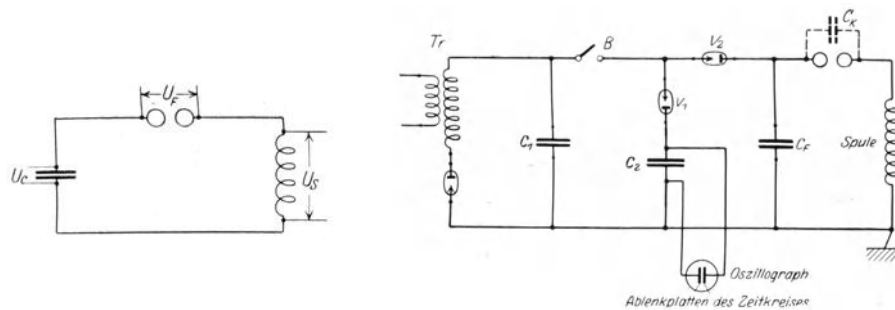


Bild 1. Grundsätzliches Schaltungs bild. Bild 1a. Schaltung für Entladung und Zeitablenkung.

Auf Vorschlag von Herrn Professor Rogowski wurde schließlich folgende Schaltung (Bild 1a) ausgeführt. Als Gleichspannungsquelle diente der Kondensator  $C_1$  von  $1,2 \cdot 10^5$  cm. Er war dauernd mit einem Transformator über ein Glühventil verbunden. Durch Einlegen des Schalters bei B wurden über die Ventile  $V_1$  und  $V_2$  der Zeitkreiskondensator  $C_2$  und der Kondensator vor der Funkenstrecke  $C_F$  aufgeladen. Die Größe des Kondensators  $C_F$  betrug  $4 \cdot 10^4$  cm. Die Belegungen des Kondensators  $C_2$  waren mit den Zeitablenkplatten des Oszillographen verbunden. Durch diese Schaltung war ein einwandfreies und sicheres Einstellen des Entladungsvorganges auf dem Leuchtschirm und somit auch das Photographieren gewährleistet.

<sup>1</sup> Den eigentlichen Eindringungsvorgang von Wanderwellen habe ich inzwischen mit der neuen Bauart (Rogowski, Flegler, Tamm, Arch. f. Elektrot. Bd. 18, S. 513) durchgeführt. Über diese Ergebnisse wird besonders berichtet.

Die Höhe der Schaltspannung war begrenzt durch das Vakuum des Oszillographen<sup>1</sup>. Die Grenze lag etwa bei 3000 Volt. Doch wurde im allgemeinen nur

mit 1000 bzw. 600 Volt gearbeitet. Dementsprechend waren auch die Abstände der ausschließlich benutzten Kugelfunkenstrecke (mit Mikrometerverstellung) sehr klein. Die Kugeln der Funkenstrecke waren den Verbandsnormalien entsprechend aus Kupfer von 50 mm Durchmesser. Die benutzte Spule, bestehend aus vier Einzelspulen, stammte aus der Hochspannungswicklung eines Transformators für 45 kV.<sup>2</sup>

Die Bestimmung der Zeit, in der sich ein Vorgang abspielte, wurde festgestellt, indem eine bekannte Frequenz, z. B. die eines Röhrensenders bei konstanter Zeitablenkung mit aufgenommen wurde.

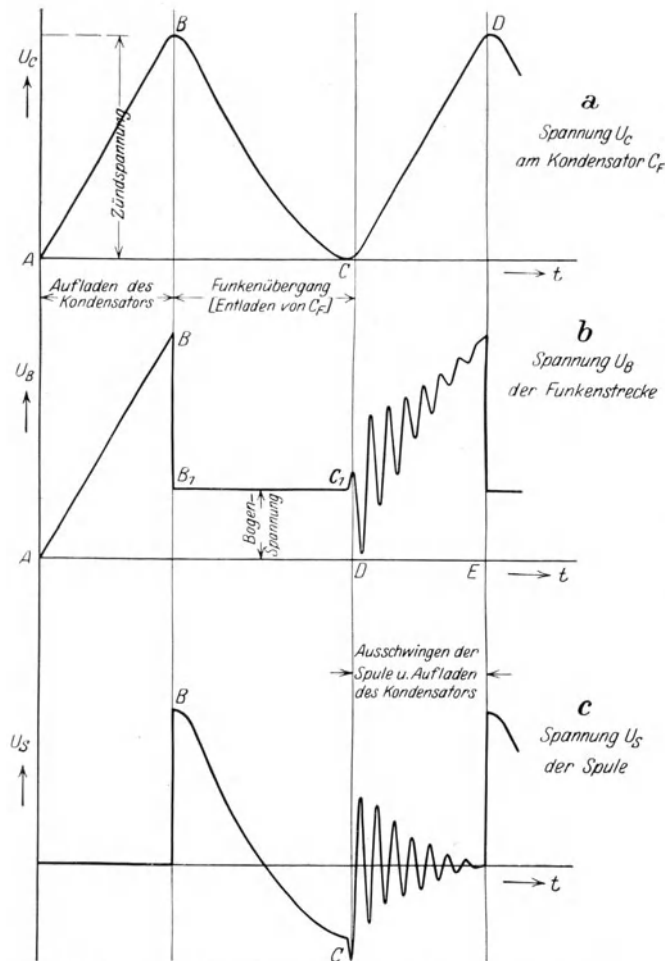


Bild 2. Zeitlicher Spannungsverlauf am Kondensator, Funkenstrecke und Spule. Schaltungsbild siehe Bild 1.

### III. Entladungsformen.

Um sich über die Vorgänge beim Funkenübergang ein genaues Bild machen zu können, ist nicht nur die Spannung  $U_S$  an der Spule selbst, sondern auch der Spannungsverlauf  $U_C$  am Kondensator  $C_F$  sowie an der Funkenstrecke  $U_F$  von Interesse.

#### a) Spannungsverlauf $U_C$ am Kondensator $C_F$ der Funkenstrecke.

Ist der Schalter bei B geschlossen, so wird der Kondensator  $C_F$  aufgeladen, entsprechend der Kurve A bis B in Bild 2a. Im Punkte B ist die Zündspannung erreicht. Der Funke setzt ein. Im Idealfalle, d. h. kein Widerstand der Funkenstrecke, geringe Dämpfung der Spule und kleiner Ladestrom, würde sich der Kondensator ganz entladen und die Spannung ins Negative sinken. Die Widerstände sind bei unserer Anordnung nicht zu vernachlässigen. Für diesen Fall wissen wir aus früheren Untersuchungen<sup>3</sup>, daß der Kondensator sich nur in seltenen Fällen ganz entlädt. Die Spannung wird daher nicht ins Negative sinken, zumal auch der Ladestrom nicht zu vernachlässigen ist.

<sup>1</sup> Inzwischen ist es durch Einführung zweier Pumpen möglich, mit viel höheren Ablenkspannungen zu arbeiten.

<sup>2</sup> Von den Einzelspulen wurden manchmal nur 2 bzw. 3 benutzt.

<sup>3</sup> Feddersen, Beiträge zur Kenntnis des elektrischen Funkens. Pogg. Annalen 1858, Seite 69.

Um nun bei den folgenden Aufnahmen gleiche Verhältnisse zu haben, wurde der Ladestrom so eingestellt, daß der Kondensator sich im allgemeinen nur bis auf Null entlädt.

Im Punkte C, Bild 2a, reißt der Funke ab. Der Vorgang wiederholt sich. Das Oszillogramm Bild 3 gibt den Spannungsverlauf am Kondensator  $C_F$  vor der Funkenstrecke wieder. Wir sehen im Punkte A den Nullpunkt der Spannung. Der Kon-

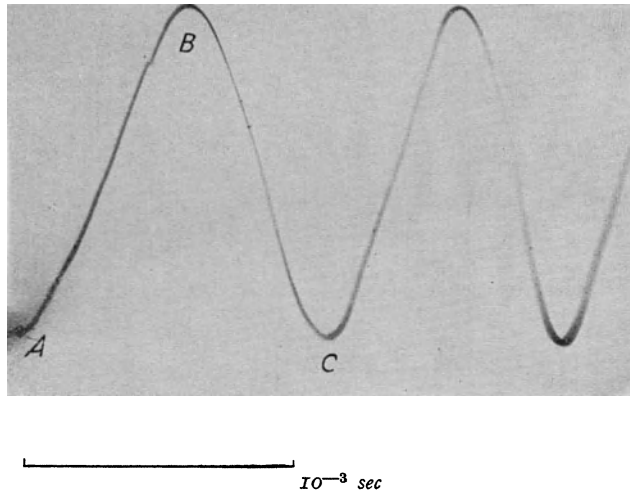


Bild 3. Spannungsverlauf am Kondensator  $C_F$  vor der Funkenstrecke.

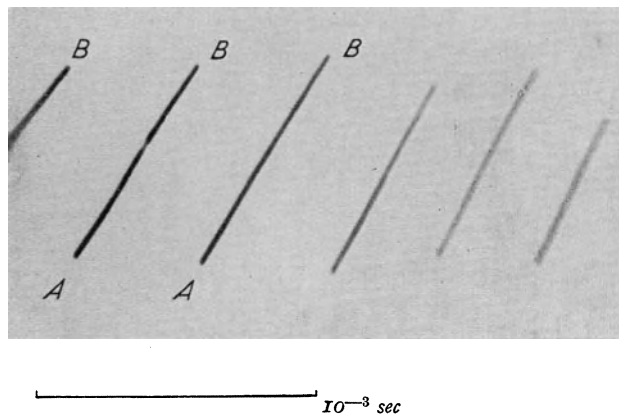


Bild 4. Spannungsverlauf am Kondensator  $C_F$  der Funkenstrecke. Die Spule durch einen Ohmschen Widerstand von rund 50 Ohm ersetzt.

densator wird bis zum Punkte B aufgeladen. Hier setzt der Funke ein und der Kondensator entlädt sich bis zum Punkte C, wo der Funke erlischt. Jetzt wird der Kondensator wieder aufgeladen. Man bemerkt im Punkte B, wie es auch sein muß, erst ein geringes Absinken. Der Strom ist im Anfange wegen des hohen Widerstandes, den die Spule bildet (Induktivität 3 Henry), sehr klein. Der Strom steigt aber sehr schnell an, um nachher kurz vor Erreichen des Punktes C wieder klein zu werden. Ersetzt man die Spule durch einen induktionsfreien Widerstand von 50 Ohm, so zeigt die Aufnahme Bild 4 in A bis B das Anwachsen der Spannung, in B setzt der Funke ein. Jetzt entlädt sich der Kondensator fast momentan. Die Entladung B bis A geht so schnell, daß die Platte an dieser Stelle nur sehr schwach geschwärzt ist.

## b) Spannungsverlauf an der Spule.

Welchen Spannungsverlauf können wir an der Spule erwarten?

Zur Zeit, in der der Kondensator  $C_F$  aufgeladen wird, herrscht an der Spule die Spannung Null (Bild 2c). Tritt nun der Überschlag ein, entsprechend dem Punkte B

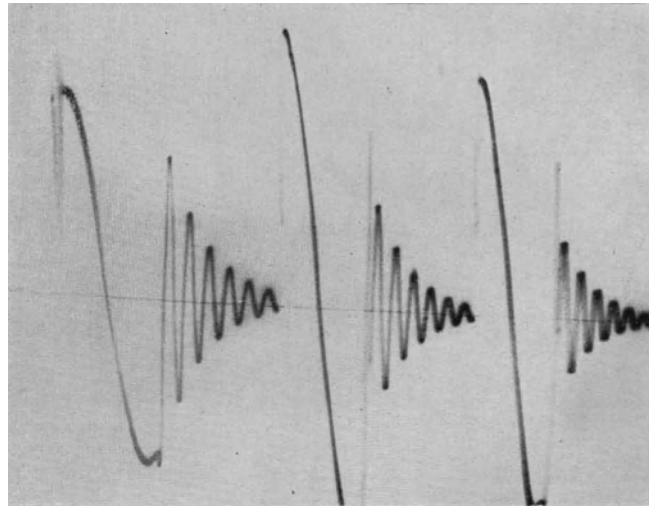


Bild 5. Spannungsverlauf an der Spule. Drei Funkenüberschläge. Entladen des Kondensators und Ausschwingen der Spule.

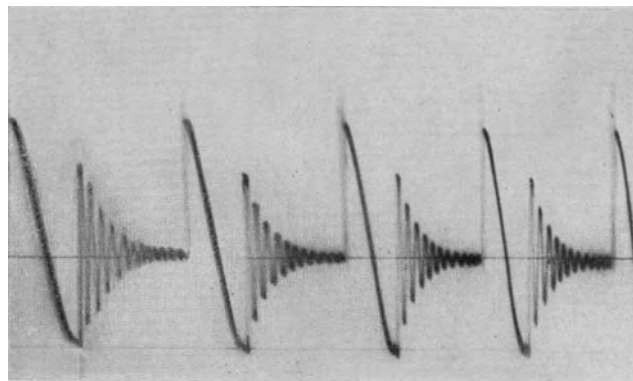
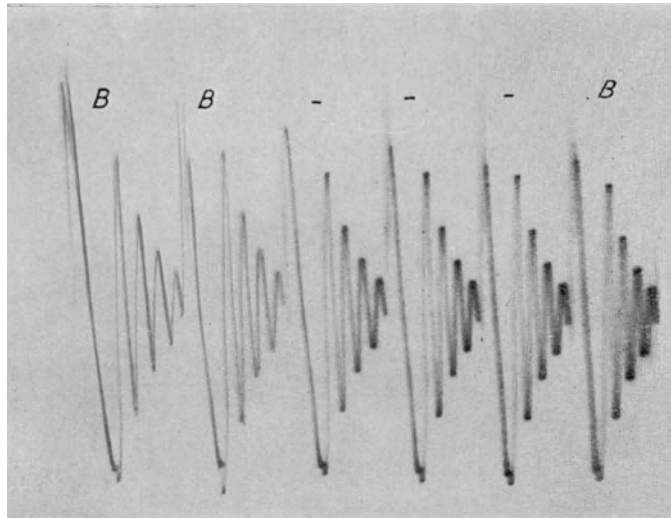


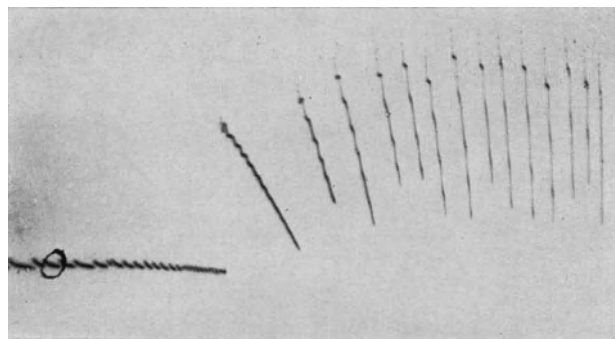
Bild 6. Wie Bild 5. Langsamere Zeitablenkung. Fünf Überschläge.

der vorigen Aufnahmen, so steigt die Spannung plötzlich an. Der Kondensator entlädt sich über die Funkenstrecke. Die Spannung verläuft entsprechend der Kurve B—C. Reißt der Funke ab, so wird in der Spule infolge ihrer Eigeninduktivität und Eigenkapazität eine Eigenschwingung angeregt, die langsam absinkt. Bild 5 zeigt ein Oszillogramm, das den Spannungsverlauf, zwischen Anfang und Ende der Spule gemessen, wiedergibt. Aus ihm ergibt sich, daß im Punkte B im Augenblick des Funkenüberschlags die Spannung plötzlich in die Höhe geht. Der Kondensator entlädt sich. Nach Abreißen der Entladung schwingt die angestoßene Schwingung



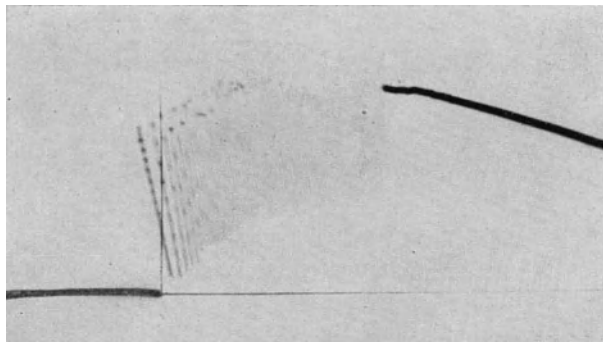
$10^{-3} \text{ sec}$

Bild 7. Wie Bild 5, Spulenspannung. Bei B Entladung in einzelnen Partialglimmentladungen.



$10^{-5} \text{ sec}$

Bild 8. Spulenspannung. Partialentladungen. Sehr schnelle Zeitablenkung.

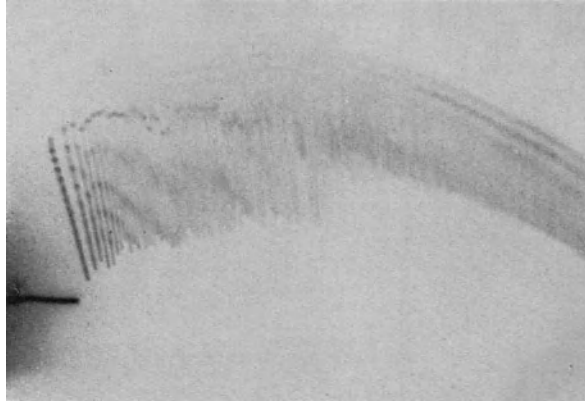


$2 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$

Bild 9. Große Anzahl von Partialentladungen, danach Übergang in die Bogenentladung. Spannung wiederum gemessen an der Spule.

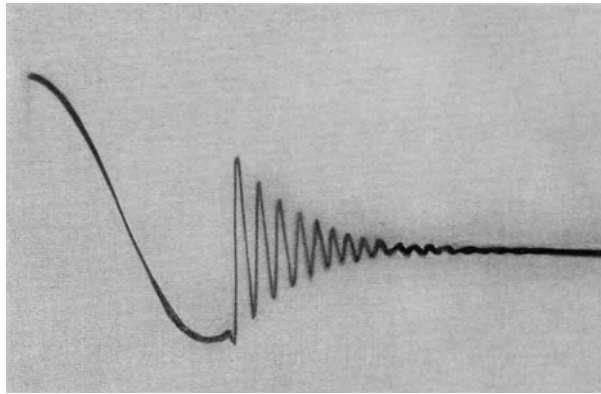
stark gedämpft aus. Bild 6 zeigt ein anderes Oszillogramm, das auch die Spulenspannung wiedergibt. Regelmäßig wiederholen sich hier die Vorgänge.

Soweit entsprechen die Aufnahmen unseren Erwartungen. Betrachtet man aber in Bild 7 die Punkte B genauer, so sieht man, daß eine Regelmäßigkeit der Entladung nicht sofort einsetzt. Untersucht man die Verhältnisse eingehender, so findet man,



5 · 10<sup>-4</sup> sec.

Bild 10. Der Funkenübergang geht nur in Partialentladungen vor sich.



5 · 10<sup>-4</sup>

Bild 11. Funkenstrecke mit einem Kondensator  $C_k = 100$  cm überbrückt. Anfangs Partialentladungen. Danach Dauerentladung. Spannung gemessen an der Spule.

daß der Anfang des Funkenüberschlages aus einzelnen Partialentladungen besteht. Das folgende Bild 8 zeigt die Vorgänge zeitlich sehr stark auseinandergezogen. Nach einem plötzlichen Ansteigen der Spannung folgt langsamer Zusammenbruch bis fast auf Null, dann wieder ein Spannungsanstieg. Der Spannungsanstieg geht dabei so schnell, daß die Platte an den steilen Ästen sehr schwach geschwärzt wurde. Bild 9 gibt einen anderen Einschaltmoment wieder, bei dem schon sehr viele Partialentladungen auftreten, während man weiter aus Bild 10 ersieht, daß der Überschlag auch nur in Partialentladungen vor sich gehen kann, ohne daß eine eigentliche Bogenentladung zustande kommt.

Bei den bisher untersuchten Funkenabständen von 0,01—0,3 mm ist die Zeit zwischen den Partialentladungen in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen zu  $10^{-4}$  bis  $10^{-5}$  sec gefunden worden. Mit steigender Schlagweite kann man mit einer geringeren Anzahl von Partialentladungen rechnen. Weiterhin wird die Möglichkeit des Auftretens einer Bogenentladung bei den vorliegenden Verhältnissen

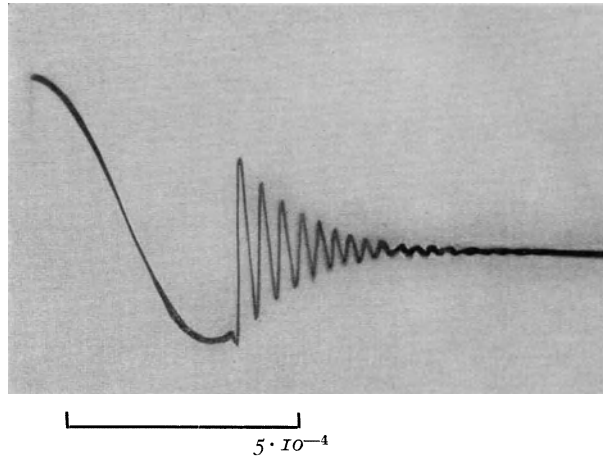


Bild 12. Wie Bild 11 nur  $C_k = 100$  cm. Der Dauerfunke setzt später ein.

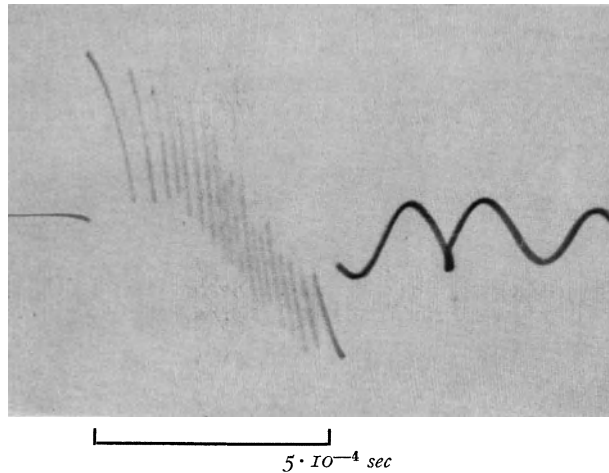
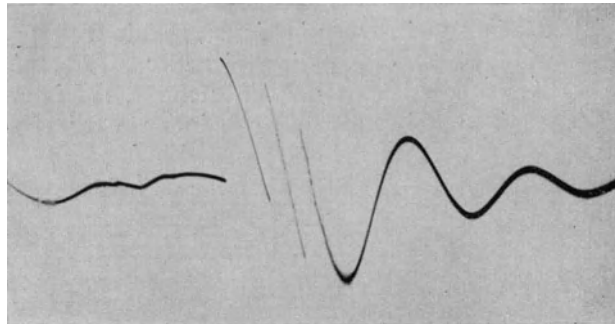


Bild 13. Wie vorhin, nur  $C_k = 10^4$  cm. Eine Reihe von einzelnen Überschlügen.

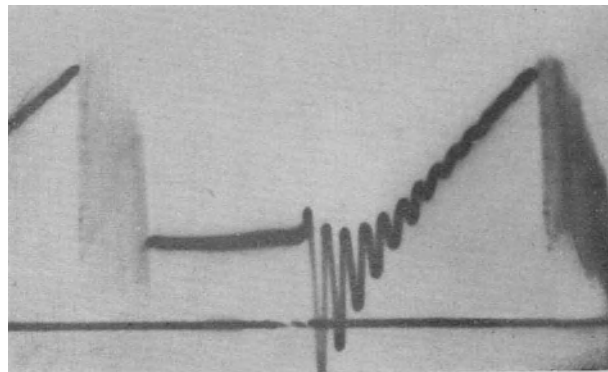
geringer, wenn man die Funkenstrecke mit einem Kondensator  $C_k$  überbrückt. Schaltet man z. B. der Funkenstrecke einen Kondensator parallel — in Bild 1a ist der Kondensator gestrichelt gezeichnet — und läßt die Schlagweite konstant, in diesem Falle 0,3 mm, so erhält man beispielsweise bei  $C_k = 100$  cm im Anfange viele Partialentladungen, aber danach noch Dauerentladung (Bild 11). Ist  $C_k = 1000$  cm, so setzt der Dauerfunke schon etwas später ein (Bild 12). Erhöht man nun  $C_k$  auf  $10^4$  cm, Bild 13, so kann die gesamte Entladung aus vielen einzelnen Überschlügen bestehen. Ist  $C_k = 2 \cdot 10^4$  cm, so besteht die Entladung im vorliegenden Falle aus drei einzelnen Überschlügen (Bild 14).

Interessant ist weiter der Einfluß der Überbrückung der Funkenstrecke durch eine Kapazität auf die Frequenz und Dämpfung der angestoßenen Schwingung in der Spule. Bei den Aufnahmen Bild 11—14 blieb sowohl der Abstand der Funkenstrecke, die Größe der Kondensatoren  $C_F$  und  $C_D$ , sowie die Ablenkungsgeschwindigkeit



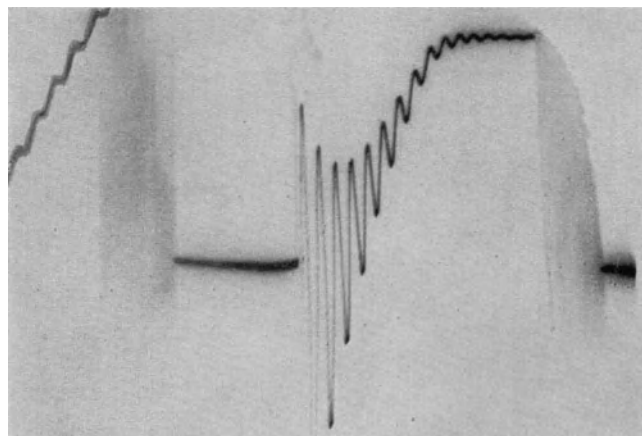
5 · 10<sup>-4</sup> sec.

Bild 14. Wie Bild 11, nur  $C_k = 2 \cdot 10^4$  cm. Die Zahl der Überschläge ist auf drei gesunken bei sonst gleichen Verhältnissen.



5 · 10<sup>-4</sup> sec.

Bild 15. Spannungsverlauf an der Funkenstrecke. Der schwarze Strich im unteren Teile des Bildes ist die Nulllinie. Bogenspannung etwa 250 Volt.



5 · 10<sup>-4</sup> sec.

Bild 16. Wie Bild 15. Bei der zweiten Aufladung bleibt die Spannung an der Funkenstrecke eine Zeit lang konstant, ehe der Funke erneut zündet.



unverändert. Man sieht deutlich, wie mit wachsender Kapazität  $C_k$  die Frequenz und die Amplitudenhöhe der Spulenschwingung immer geringer wird. Deutlich zeigt dies Bild 11, wo  $C_k = 100$  cm und die Schwingung noch 13 Spitzen aufweist, gegenüber Bild 14, wo  $C_k = 2 \cdot 10^4$  cm ist und in der gleichen Zeit nur noch drei Spitzen wahrnehmbar sind.

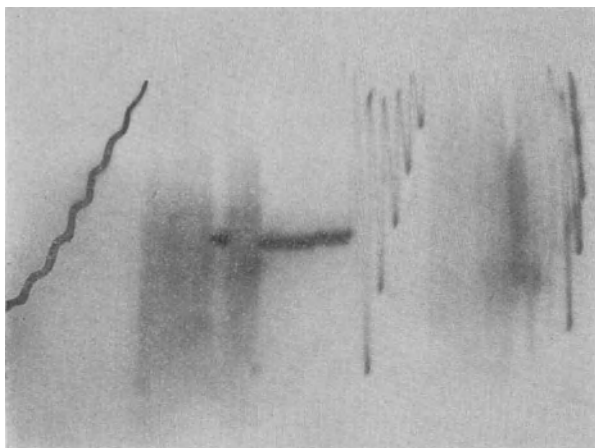


Bild 17. Spannung an der Funkenstrecke. Die Partialentladung geht nach  $3 \cdot 10^{-4}$  sec in eine Dauerzündung über. Der Funke reißt aber bald wieder ab und eine Partialentladung setzt ein. Kurz darauf setzt wieder der Dauerfunke ein.

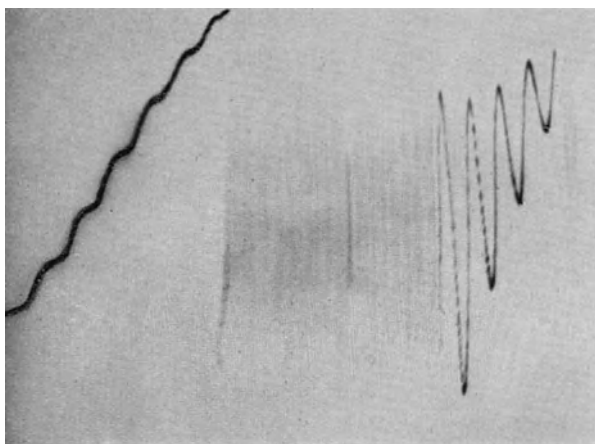
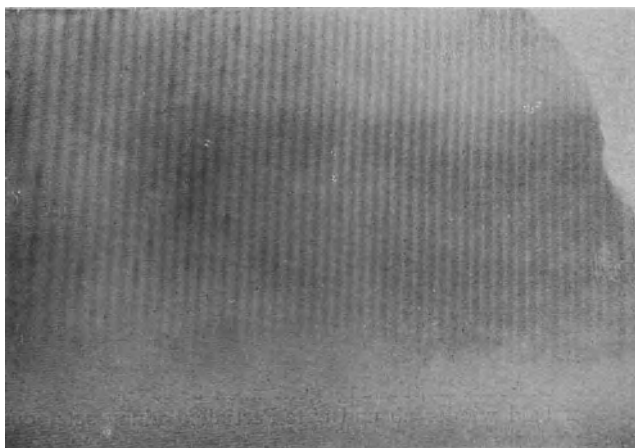


Bild 18. Wie vorhin Spannung an der Funkenstrecke. Es tritt kein Dauerfunke auf, nur Partialentladungen.

### c) Spannungsverlauf an der Funkenstrecke.

Verfolgt man die Spannung an der Funkenstrecke, so kann man folgenden Verlauf erwarten. Zuerst wird der Kondensator  $C_F$  aufgeladen bis zum Punkte B (Bild 2b), wo die Zündspannung erreicht wird. Hier bricht die Spannung nach Einsetzen des Funken plötzlich zusammen und wird während der Dauer des Funkenüberganges gleich der Glimm- oder der Bogenspannung sein. Reißt der Funke ab,

so beginnt der Vorgang von neuem. Bild 15 gibt nun ein solches Spannungsdiagramm der Funkenstrecke wieder. Die Ablenkplatten wurden zu diesem Zwecke mit den Kugeln der Funkenstrecke verbunden. Links oben sehen wir noch ein Stück der Aufladekurve des Kondensators  $C_F$ . Ist die Zündspannung erreicht, dann setzt der Dauerfunke mit Lichtbogencharakteristik nicht sogleich ein, sondern es zeigen sich analog den früheren Aufnahmen zuerst Partialentladungen. Das Einsetzen des Lichtbogens aber geht plötzlich ohne jeden sichtbaren Übergang vor sich. Versucht man den plötzlichen Übergang thermisch zu erklären, so stößt man auf Schwierigkeiten. Denn, um die Temperatursteigerung hervorzurufen, ist immer eine gewisse Zeit nötig. Ob dies in der sehr kurzen Zeit möglich ist, ist mehr als fraglich. Nach Einsetzen



$2,5 \cdot 10^{-5} \text{ sec}$

Bild 19. Die Partialglimmentladungen zeitlich sehr stark auseinander gezogen.

Hat der Dauerfunke einmal gezündet, so ist nicht gesagt, daß die ganze Entladung nun konstant in Form einer Dauerentladung vor sich geht. Wie Bild 17 zeigt, geht die Partialentladung nach rund  $3 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$  Dauer in eine Dauerzündung über. Diese bricht aber bald wieder ab. Es erfolgt wieder Partialentladung. Dann erst geht die vollständige Entladung in einen Dauerfunken vor sich. Bild 18 gibt eine Aufnahme wieder, die zeigt, daß es zu einem Funkenüberschlag nicht kommt, entsprechend Bild 10. Die ganze Entladung geht in Form von Partial-Glimmentladungen vor sich. Zieht man die Glimmentladung zeitlich sehr stark auseinander, so sieht man in Bild 19 in regelmäßigem Abstand eine außergewöhnlich hohe Anzahl Partialentladungen aufeinander folgen. Der zeitliche Zwischenraum zwischen den einzelnen Partialentladungen ist hier etwa  $0,5 \cdot 10^{-5} \text{ sec}$ .

#### IV. Schlußbemerkung.

In der vorliegenden Arbeit handelt es sich um Untersuchungen bei geringem Abstand der Elektroden der Kugelfunkenstrecke. Die Aufnahmen gelten nur für die beschriebenen Verhältnisse. Ohne weiteres kann man nicht unter anderen Bedingungen, z. B. höheren Spannungen, die gleichen Ergebnisse erwarten.

Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Rogowski möchte ich auch an dieser Stelle für seine bereitwillige Unterstützung und für seine vielfachen Anregungen meinen Dank aussprechen. Ebenso habe ich zu danken der Helmholtzgesellschaft und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die die finanziellen Mittel zur Durchführung der Untersuchung zur Verfügung stellten.

# Überspannungen in Starkstromanlagen und ihre Bekämpfung.

Von

E. Flegler, Aachen.

Dem langjährigen Kampf gegen Überspannungen ist noch kein durchgreifender Erfolg beschieden gewesen. Der Schutzwert aller bis jetzt vorhandenen Überspannungsschutzvorrichtungen ist umstritten. Bis vor kurzem war unsere Kenntnis sowohl von der Wirkungsweise dieser Apparate als auch von den Vorgängen, gegen die sie schützen sollen, sehr unvollkommen. Erst mit der Entwicklung des Kathodenszillographen kam die Erforschung der Überspannungen in ein anderes Fahrwasser. Im Jahre 1925 brachten Rogowski und Flegler mit der ersten oszillographischen Aufnahme einer Wanderwelle<sup>1</sup> den Beweis, daß auch das Gebiet der Überspannungserscheinungen der genauen Erforschung zugänglich geworden war.

Die Überspannungsforschung, die im Aachener Elektrotechnischen Institut unter Leitung von Professor Dr.-Ing. W. Rogowski in Angriff genommen wurde, war darauf aus, durch systematische Erforschung der Vorgänge in möglichst vereinfachten Gebilden zunächst eine sichere Grundlage zu schaffen, von der aus dann schrittweise die verwickelteren Fragen in Angriff zu nehmen waren. So brachte die Arbeit Rogowski-Flegler-Tamm über Wanderwelle und Durchschlag<sup>2</sup> einen Überblick über die grundlegenden Schaltvorgänge auf Doppelfreileitung und Kabel, über die Einwirkung von angeschlossenen Widerständen, Kondensatoren und Spulen auf den Spannungsverlauf der Doppelleitung, über die Steilheit von Wellenstirnen und schließlich noch über die Vorgänge beim Durchschlag fester, flüssiger und gasförmiger Körper. Der Durchschlag von Gasen wurde dann von R. Tamm in seiner Aachener Dissertation noch weiter verfolgt, während dem Verfasser die Untersuchung verschiedener Überspannungsschutzvorrichtungen übertragen wurde<sup>3</sup>.

Die Brauchbarkeit eines Schutzapparates hängt in erster Linie davon ab, ob er in der Lage ist, die Überspannungserscheinungen, zu deren Bekämpfung er verwendet werden soll, mit Sicherheit unschädlich zu machen. Das Maß seiner Eignung für diesen Zweck bestimmt seinen Schutzwert. Die Untersuchung von Überspannungsschutzvorrichtungen sollte sich deshalb hauptsächlich mit der Feststellung des Schutzwertes befassen. Nun setzt aber die Ermittlung des Schutzwertes sowohl die Kenntnis der Arbeitsweise der Schutzanordnung als auch die Kenntnis der verschiedenen Überspannungserscheinungen und ihrer Einwirkung auf die gefährdeten Anlagenteile voraus. Die Erforschung der Überspannungserscheinungen steckt jedoch noch in den ersten Anfangsgründen. Insbesondere wissen wir noch sehr wenig über die Vorgänge in Transformatorwicklungen. Eine einwand- und hypothesenfreie Schutzwertbestimmung ist deshalb vorläufig bei einer ganzen Reihe von Schutzvorrichtungen noch nicht durchführbar.

Dagegen läßt sich die Wirkungsweise der Schutzapparate mit dem Kathodenszillographen sehr genau feststellen. Dort, wo sich der Ansprechvorgang der Schutzvorrichtungen aus mehreren Teilvorgängen zusammensetzt, ermöglicht die Analyse des mit dem Oszillographen aufgenommenen Spannungsverlaufes das Verhalten der

<sup>1</sup> Rogowski und Flegler, Arch. f. Elektrot. XIV, 1925, S. 529. — Rogowski, Sonderheft München der Mitteilungen der Vereinigung der Elektrizitätswerke.

<sup>2</sup> Rogowski-Flegler-Tamm, Arch. f. Elektrot. XVIII, 1928, S. 479.

<sup>3</sup> R. Tamm, Dissertation Aachen, Arch. f. Elektrot. XIX, 1928, S. 235. — E. Flegler, Dissertation Aachen, Arch. f. Elektrot. XIX, 1928, S. 527.

Apparate gegenüber den verschiedensten Anforderungen des Betriebes mit Sicherheit vorherzubestimmen und gleichzeitig etwaige Entwicklungsmöglichkeiten zu beurteilen.

Allerdings wird oft der Einwand erhoben, daß es nicht berechtigt sei, aus der durch Laboratoriumsversuche festgestellten Wirkungsweise von Überspannungsschutzvorrichtungen auf ihr Verhalten im praktischen Betrieb zu schließen. Da dort mit ganz anderen Energien gearbeitet werde, müsse sich notwendigerweise auch das Verhalten der Schutzapparate ändern. Zweifellos erfordern eine Reihe von Untersuchungen, z. B. über die Erwärmung und den Löschvorgang verschiedener Ableiterschutzeinrichtungen, bzw. die durch thermische oder mechanische Überbeanspruchungen sich auswirkenden Zerstörungen Energieverhältnisse, die den in der Praxis zu erwartenden mindestens entsprechen.

Der eigentliche und für die Bekämpfung der meisten Überspannungserscheinungen allein maßgebende Ansprechvorgang eines Schutzapparates ist jedoch nicht-quasistationärer Natur (Wanderwellenvorgang). Die in dieser Zeit sich einstellenden Energieverhältnisse sind in der Hauptsache bestimmt durch die Höhe der Überspannungswelle, den Wellenwiderstand der Leitung und den Widerstand der Schutzanordnung.

Erst mit dem Abklingen des nichtquasistationären Einschaltvorganges stellen sich Verhältnisse ein, die von den Betriebsgrößen maßgebend beeinflußt werden. Bei diesem zweiten, quasistationären Arbeitsabschnitt der Schutzapparate handelt es sich jedoch um Vorgänge, die sich im allgemeinen etwa in der Größenordnung der Betriebsfrequenz abspielen. Demgemäß beschränkt sich auch die Schutzmöglichkeit der Apparate in diesem Abschnitt auf entsprechend langsame Vorgänge, wie Resonanzen durch Oberschwingungen der Betriebsfrequenz, Überspannungen durch aussetzende Erschlüsse und ähnliche Erscheinungen. Derartige Vorgänge sollen in der vorliegenden Arbeit erst an zweiter Stelle berücksichtigt werden.

Für die Feststellung des nichtquasistationären Ansprechvorganges sind Untersuchungen an Laboratoriumsanlagen nicht nur den praktischen Verhältnissen gleichwertig, sondern sie übertreffen sie noch bezüglich der Schärfe der Beanspruchung. Dauer und Höhe der Überspannung lassen sich ebenso wie die Steilheit der Sprungwellen und Rechteckschwingungen im Laboratorium auf Beträge treiben, die weit über das hinausgehen, was bis jetzt in Hochspannungsanlagen nachgewiesen werden konnte. Der mit dem Kathodenszillograph festgestellte Ansprechvorgang von Überspannungsschutzvorrichtungen darf deshalb ohne Einschränkung den Betrachtungen praktischer Verhältnisse zugrunde gelegt werden.

Auf Grund der so gewonnenen Kenntnis von der Wirkungsweise und der Verwendbarkeit der Schutzvorrichtungen läßt sich nun auch eine bedingte Schutzwertbestimmung durchführen, wenn man nämlich die Ursachen der verschiedenen Überspannungsschäden als in ihrem ganzen Verlauf genau bekannt voraussetzt. Eine derartige Schutzwertbestimmung steht und fällt mit den gemachten Voraussetzungen. Sie kann sich jedoch sehr nützlich erweisen, nicht nur um zu einer gewissen Klärung der Schutzwertfrage beizutragen, sondern auch um durch Rückschluß aus den mit den Schutzvorrichtungen bei sinngemäßer Verwendung gemachten Betriebserfahrungen die Richtigkeit der Voraussetzungen zu prüfen und so auch in dieser Weise die Erforschung der Überspannungserscheinungen zu fördern. In diesem Sinne soll im folgenden der sich zur Zeit ergebende Stand der Überspannungsbekämpfung aufgezeichnet werden.

**Spannungsüberhöhungen.** Betrachten wir zunächst die Spannungsüberhöhungen, die sich hauptsächlich im Gefolge von atmosphärischen Störungen ausbilden können. Als Schutzmittel gegen diese Art Überspannungen finden im wesentlichen die sog. Ableiterschutzeinrichtungen Verwendung, deren Aufgabe es

ist, durch zeitweise Überbrückung der spannungsführenden Teile eine Spannungsabsenkung herbeizuführen.

Kondensatoren und Spulen können eine Anlage nur in ganz bestimmten Ausnahmefällen vor Spannungsüberhöhungen schützen, wenn nämlich die Dauer der Spannungsüberhöhung nicht größer als die Zeitkonstante der Schutzanordnung ist. Dies gilt ganz besonders auch vom Glimmschutz mit seiner gegenüber den üblichen Schutzkondensatoren um Größenordnungen geringeren Kapazität.

Die zur Zeit vorhandenen Ableiterschutzeinrichtungen lassen sich in zwei Gruppen trennen: die Widerstandableiter, die neben der Funkenstrecke noch einen Dämpfungswiderstand aus Metall oder Halbleiterstoff (Silit, Ozelit) besitzen, und die Ventilableiter, bei denen die Dämpfungstrecke so ausgebildet ist, daß sie die Ableiterbahn selbsttätig nach Verschwinden der Überspannung unterbrechen und deshalb ohne merkliche Ohmsche Dämpfungswiderstände auskommen. Der Unterschied im Aufbau äußert sich auch in einer grundsätzlich verschiedenen Wirkungsweise.

Die Ventilableiter sind ausgesprochene Spannungsbegrenzer. Nach dem Ansprechen der Ventilstrecke bildet sich an ihr eine von der Strombelastung praktisch unabhängige Gegenspannung aus, die stets unterhalb der Ansprechspannung liegt. Diese wird damit zur genau bekannten und einstellbaren Grenzspannung.

In den Einzelheiten des Ansprechvorganges zeigen die verschiedenen Ventilableiter gewisse Unterschiede. Das vom Verfasser sehr eingehend untersuchte Blitzventil (Autovalve Arrester) der Westinghouse Electrical Company hat eine grundsätzlich sehr günstige Wirkungsweise. Hier ist die an der Ventilstrecke sich ausbildende Gegenspannung praktisch stets gleich der Ansprechspannung, so daß beim Ansprechen dieses Ableiters selbst bei der Begrenzung höchster Überspannungen niemals die bei dem Widerstandableiter unter entsprechenden Verhältnissen gefürchteten Spannungsprünge und Ausschwingvorgänge entstehen können. Lediglich beim Auftreffen sehr steiler Wellen zeigt sich eine anfängliche Spannungspitze, die aber durch Parallelschaltung von Kondensatoren vermieden werden kann. Eine derartige Schutzanordnung zeigt gegenüber den Widerstandableitern eine weitgehende Überlegenheit. Sie läßt nur flachstirnige, spannungsbegrenzte Wellen an sich vorbeiziehen. Störende Sekundärvorgänge entstehen bei ihrem Ansprechen nicht.

Trotz dieser Vorzüge stellt das Blitzventil heute noch keinen allgemein verwendbaren Überspannungsschutz dar. Die Spannung, bei der die Ventilstrecke dieses Ableiters selbsttätig wieder unterbrochen wird, liegt vielfach erheblich unter der Ansprechspannung. Diese muß deshalb aus Sicherheitsgründen auf das Fünf- bis Siebenfache der Betriebsspannung gesetzt werden. Damit kann aber das Blitzventil bei den meisten Anlagen mit der heute üblichen Isolierung keine Sicherheit mehr bieten. Immerhin lassen die Versuchsergebnisse am Blitzventil erkennen, daß die Ventilableiter auf dem Weg zu einem wirklich brauchbaren und zuverlässigen Schutz gegen Überspannungen ein gutes Stück weitergekommen sind.

Im Gegensatz zum Ventilableiter wirkt der Widerstandableiter stets nur als Spannungsteiler. Die an ihm nach seinem Ansprechen liegende Restspannung ist um so höher, je größer die Überspannung ist. Für die Möglichkeit der Spannungsabsenkung ist die Höhe des verwendeten Dämpfungswiderstandes von ausschlaggebender Bedeutung.

Wenn man die Zwecke dieses Dämpfungswiderstandes richtig beurteilen will, muß man notwendigerweise die geschichtliche Entwicklung des Widerstandableiters mit berücksichtigen. Die ersten Ableiter hatten in Anlehnung an den gewöhnlichen Blitzableiter praktisch keinen Widerstand in der Ableiterbahn. Das führte zu Schwierigkeiten in der Unterbrechung des nachfolgenden Betriebstromes. Außerdem glaubte man, verschiedene Überspannungsschäden auf das Auftreten von Ausgleichschwingungen beim Ansprechen des widerstandlosen Ableiters schieben zu müssen. Also baute man Dämpfungswiderstände ein.

Der Forderung der leichten Betriebsstromunterbrechung entspricht ein möglichst hoher Dämpfungswiderstand, der Forderung des schwingungslosen Ansprechens dagegen ein Widerstand in Höhe des Wellenwiderstandes der angeschlossenen Leitung. Nur dieser kann die gesamte auftreffende Wellenenergie sofort vernichten<sup>1</sup>.

Zunächst beherrschte die Frage der Betriebsstromunterbrechung vollkommen die Lage. Dämpfungswiderstände von mehreren Hunderttausend Ohm waren die Folge. Erst verhältnismäßig spät erkannte man, daß damit die Möglichkeit einer Spannungsabsenkung restlos ausgeschlossen war. Heutzutage nähert man sich für nicht zu hohe Betriebsspannungen bereits wieder der Größe des durchschnittlichen Wellenwiderstandes und damit der Erfüllung der zweiten Forderung, des schwingungslosen Ansprechens, ohne dabei gegen die Forderung der sicheren Betriebsstromunterbrechung zu verstoßen. Die Frage ist, ob damit die Entwicklung des Widerstandableiters als abgeschlossen betrachtet werden darf. Die Meinungen hierüber sind nicht einheitlich<sup>2</sup>. Zweifellos nehmen die reinen Energiebetrachtungen, nach denen das Optimum des Schutzwertes bei einem dem Wellenwiderstand gleichen Dämpfungswiderstand liegt<sup>3</sup>, nur Bezug auf die Forderung des schwingungslosen Ansprechens. Die Frage der Spannungsabsenkung wird dabei praktisch ganz außer acht gelassen. Die — nicht nur vom geschichtlichen Standpunkt aus betrachtet — erste Aufgabe des Ableiters bleibt jedoch die Spannungsabsenkung.

Die Stärke der notwendigen Spannungsabsenkung wird bestimmt von dem Verhältnis der größtmöglichen Überspannung, die man in der Anlage erwarten kann, zu der für diese Anlage gerade noch zulässigen Spannung. Für Überspannungen, die auf Freileitungen infolge atmosphärischer Störungen auftreten können, ist es nicht möglich, eine obere Grenzspannung anzugeben. Dagegen ist die Grenzspannung für die Stationen meist sehr eindeutig bestimmt. Es entspricht wohl der allgemeinen Erfahrung, wenn man annimmt, daß praktisch alle Überspannungen in Schaltstationen, oder doch jedenfalls die gefährlichsten, erst über die angeschlossenen Leitungen in die Stationen eindringen. Damit wird aber die Durchschlag- bzw. Überschlagspannung der Freileitungsisolatoren zur Grenzspannung der eindringenden Welle. Die größte Spannungsüberhöhung in der Schaltstation ergibt sich daraus jeweils aus den durch die Leitungsführung bedingten Reflexionsverhältnissen.

Bei Endstationen mit nur einer angeschlossenen Leitung bzw. Leitungsgruppe<sup>4</sup> liegen hier die Verhältnisse besonders ungünstig. Es ist heute üblich, die Freileitung besser zu isolieren als die Station. Dem Verfasser sind Anlagen bekannt, in denen die Prüfspannung der Freileitungsisolatoren mehr als das Doppelte der Stationsisolation (Transformatoren) beträgt. Berücksichtigt man noch, daß die Prüfspannung für Leitungsisolatoren für Verhältnisse gilt, die die Überschlagspannung herabsetzen (schräger Regeneinfall), während Überspannungen durch atmosphärische Störungen durchaus bei vollkommen trockenen Isolatoren auftreten können, so wird es sicher nicht zu hoch gegriffen sein, wenn man mit einer Grenzspannung rechnet, die die zulässige Spannung der Station bis zum Dreifachen übertrifft. Selbst wenn sich eine Reihe abgehender Leitungen an der Spannungsabsenkung beteiligen, sind hier Ableiter mit den zur Zeit üblichen Dämpfungswiderständen nicht in der Lage,

<sup>1</sup> Dies gilt übrigens nur für den am Leitungsende eingebauten Ableiter. — Rüdtenberg (Elektr. Schaltvorgänge, Berlin 1923, S. 376) führt die Notwendigkeit des Dämpfungswiderstandes auf die beim Ansprechen des Ableiters entstehenden Spannungsprünge zurück. Dies deckt sich aber praktisch mit dem oben Gesagten, da die den Spannungsprung bewirkende Entladewelle auch die Ursache für den Ausschwingvorgang ist.

<sup>2</sup> Siehe z. B. Aussprache zum Fachbericht König auf der Tagung Kiel des VDE (Sonderheft der 32. Jahresversammlung des VDE, S. 37—38).

<sup>3</sup> Piloty, ETZ 1927, S. 1755 und 1865.

<sup>4</sup> Als Leitungsgruppe soll hier die Zusammenfassung derjenigen Leitungen verstanden sein, auf denen beim Auftreten von Überspannungen Spannungswellen gleichzeitig und etwa gleicher Höhe auf die Station zulaufen können. Für den Wellenwiderstand  $Z$  gelten in diesem Falle die entsprechend der Parallelschaltung verringerten Werte.

die erforderliche Spannungsabsenkung zu bewirken. Die beiden in Zahlentafel 1 und 2 gebrachten Beispiele zeigen dies deutlich.

Zahlentafel 1.

öchstzulässiger Ableiterwiderstand (R) im Verhältnis zum Wellenwiderstand (Z) und in Abhängigkeit von der Zahl der von einer Schaltstation abgehenden Leitungen bzw. Leitungsgruppen, wenn die Höhe der eindringenden Spannungswelle das Dreifache der für die Schaltstation zulässigen Spannung erreichen kann.

Leitungszahl	1	2	3	4	5	6 und mehr
Widerstandsverhältnis R/Z für 1 Ableiter in der Station	0,2	0,25	0,33	0,5	1	Ableiter ganz entbehrlich
Widerstandsverhältnis R/Z für 1 Ableiter je abgehende Leitung	0,2	0,5	1	2	5	Ableiter ganz entbehrlich

Zahlentafel 2.

Wie Zahlentafel 1, jedoch soll die eindringende Spannungswelle im Höchsthalle nur das Doppelte der für die Schaltstation zulässigen Spannung erreichen können.

Leitungszahl	1	2	3	4 und mehr
Widerstandsverhältnis R/Z für 1 Ableiter in der Station	0,33	0,5	1	Ableiter ganz entbehrlich
Widerstandsverhältnis R/Z für 1 Ableiter je abgehende Leitung	0,33	1	3	Ableiter ganz entbehrlich

Aus den angeführten Beispielen können eine Reihe von Folgerungen gezogen werden:

1. Bei den heute üblichen Isolationsverhältnissen zwischen Freileitung und Station muß der Gesamtdämpfungswiderstand der Stationsableiter erheblich geringer sein als der Wellenwiderstand der Leitungen, wenn die Station mit Sicherheit vor Schäden durch Spannungsüberhöhungen bewahrt werden soll.

2. Wird in einer Station nur ein einziger Ableiterschutz verwendet, so ist der Bereich, in dem Ableiter mit den zur Zeit üblichen Dämpfungswiderständen ( $R \geq Z$ ) sicheren Schutz bieten, so gering, daß derartige Ableiter fast ausnahmslos ganz weggelassen werden können.

3. Werden in einer Station mehrere Ableiter parallel geschaltet, z. B. für jede ankommende Leitung ein Ableiter benutzt, so erweitert sich natürlich der Verwendungsbereich der üblichen Ableiter. Praktisch stellt ja auch eine derartige Parallelschaltung nur eine Erniedrigung des Dämpfungswiderstandes unter den für einen Ableiter üblichen Wert dar. Die verschiedenen Ableiter sollten übrigens in diesem Falle auch tatsächlich unmittelbar nebeneinander stehen und nicht etwa auf die einzelnen Leitungen verteilt und gar vor den Schaltstationen eingebaut werden. Dadurch würde die Ansprechverzögerung der Gesamtanordnung in ganz unzumutbarer Weise vergrößert. Der Anschluß aller Ableiter an die Sammelschiene wäre also unbedingt vorzuziehen.

4. Je höher die Isolationsicherheit der Freileitung gegenüber der Station gewählt wird, desto stärker muß unter sonst gleichen Verhältnissen der Dämpfungswiderstand des Ableiters herabgesetzt werden, bzw. desto kleiner wird der Verwendungsbereich der üblichen Widerstandableiter.

Setzt man bei der Bemessung des zulässigen Ableiterwiderstandes die spannungsabsenkende Wirkung der abgehenden Leitungen mit in Rechnung, so setzt das voraus, daß die entsprechende Leitungszahl im Störfalle auch tatsächlich an die Sammelschiene angeschlossen ist. Man wird deshalb die eingesetzte Leitungszahl im allgemeinen nicht sehr hoch greifen können und einen entsprechend geringen Dämpfungswiderstand verwenden müssen.

Nun unterliegt es keinem Zweifel, daß durch die starke Erniedrigung des Ableiterwiderstandes unter den Wellenwiderstand beim Ansprechen des Ableiters steilstirnige Entladewellen und an Leitungsenden Ausschwingvorgänge hervorgerufen werden, die ihrerseits wieder eine Gefährdung von Transformatorwicklungen darstellen können. Trotzdem kann den Verfechtern des wellenwiderstandgleichen Dämpfungswiderstandes nicht recht gegeben werden. Fürchtet man den Spannungsprung bzw. die Ausgleichschwingung oder glaubt man, bei den geringen Ableiterwiderständen den nachfolgenden Betriebsstrom nicht mehr bewältigen zu können und greift man deshalb zu höheren Ableiterwiderständen, so sollte man sich jedenfalls bewußt sein, daß ein derartiger Ableiter keinen sicheren Schutz mehr gegen Überspannungen infolge atmosphärischer Störungen und ähnlicher Erscheinungen bietet. Seine Schutzmöglichkeiten beschränken sich dann lediglich auf Spannungsüberhöhungen durch langsam verlaufende Vorgänge, z. B. durch aussetzende Erdschlüsse oder Resonanzerscheinungen in der Größenordnung der Betriebsfrequenz und ihrer Oberschwingungen.

Würde man in einer Anlage die Station besser isolieren als die Freileitungen, so könnten damit in sämtlichen Durchgangstationen (mit zwei und mehr ständig angeschlossenen Leitungen bzw. Leitungsgruppen) die Ableiterschutzvorrichtungen entbehrt werden. In Endstationen mit nur einer angeschlossenen Leitung sollte man jedoch stets einen Ableiterschutz verwenden, und zwar ganz abgesehen davon, daß in diesem Falle die Isolationserhöhung meistens sehr viel mehr Kosten verursachen würde als ein entsprechender Ableiterschutz. Der gewichtigere Grund ist folgender:

Wellen mit einer knapp unter der Grenzspannung der Freileitungsisolierung liegenden Höhe werden in der Station am Leitungsende (Transformator) reflektiert und müssen, wenn die erhöhte Spannung auch von der Stationsisolierung ertragen wird, an einem der ersten Freileitungsisolatoren zusammenbrechen. Bei dem im Verhältnis zum Wellenwiderstand der Leitung wohl stets kleinen Mastwiderstand entsteht durch dieses Ansprechen des Leitungsisolators ein Ausschwingvorgang (Rechteckschwingungen!) am Leitungsende, der den Transformator sicher viel stärker gefährdet als ein Ableiter mit geringen Dämpfungswiderständen. Man kann diesen Ausschwingvorgang vermeiden, wenn man in der Endstation einen Ableiterschutz einbaut, dessen Ansprechspannung unter der Grenzspannung der Freileitung liegt. Benutzt man hierfür einen Widerstandableiter, so darf dessen Dämpfungswiderstand aber auch in diesem Falle den Wert des Wellenwiderstandes der Leitung nicht überschreiten.

Ein Mittelding zwischen Widerstandableiter und Ventilableiter stellen die Ableiter mit spannungsabhängigem Dämpfungswiderstand dar. Von der Verwendung dieser Widerstände hat man sich vielfach eine durchgreifende Verbesserung des Widerstandableiters versprochen. Gabor hat ihnen auf Grund seiner Untersuchungen sogar ausgeprägten Ventilcharakter für hohe Spannungen zugesprochen. Dem ist aber leider nicht so. Für eine Ventilwirkung ist Voraussetzung, daß auch bei steigendem Ableiterstrom der Spannungsabfall am Widerstand unverändert bleibt. Eine entsprechende Stromspannungscharakteristik ist jedoch weder für Silit,



noch für Ozelit nachgewiesen. Aber selbst davon abgesehen, ist nach den Untersuchungen des Verfassers an einer Reihe von Widerstandstäben die durchschnittliche Spannungsabhängigkeit verhältnismäßig gering, die Streuung dabei sehr stark<sup>1</sup>. Dazu kommt, daß man bei diesen Widerständen aus Graphitgemischen wegen ihrer Temperaturabhängigkeit mit dem für Betriebsspannung geltenden Widerstandwert kaum so weit heruntergehen kann wie bei Metallwiderständen. Auf Grund der genannten Umstände ist es deshalb unwahrscheinlich, daß zur Zeit der Ableiter mit spannungsabhängigem Widerstand da noch mit Erfolg verwendet werden kann, wo der Ableiter mit Metallwiderstand bereits versagt.

**Stirnsteilheit.** Die steile Stirn ist die zweite der üblicherweise angegebenen Gefahrenquellen. Es war eine lang umstrittene Frage, ob es überhaupt Wanderwellen mit merklich steiler Stirn gibt. Auch hier hat der Kathodenzillograph Klarheit gebracht. Die Untersuchungen von Rogowski-Flegler-Tamm (a. a. O.) haben den Beweis erbracht, daß jedenfalls in gewissen Fällen mit dem Auftreten ganz erheblicher Steilheiten gerechnet werden muß. Eine andere Frage ist allerdings, ob die Steilheit wirklich die Gefahr besitzt, die man ihr zuschreibt. Hierüber ist noch nichts Zuverlässiges bekannt. Wir kennen nicht einmal mit Sicherheit die Art des Eindringens von Sprungwellen in Transformatoren. Der Verfasser konnte an einer einlagigen Spule zeigen<sup>2</sup>, daß sich bereits an diesem einfachen Gebilde die Form des Eindringens wesentlich ändert, je nachdem es sich um eine reine Luftspule, um eine Spule mit freiem oder mit angeschlossenem Metallzylinder handelt. Bei der Spule mit angeschlossenem Metallzylinder ist die Windungsbeanspruchung am stärksten. Ähnliche Beanspruchungsformen wird man auch bei Transformatoren unterscheiden müssen.

Je steiler die Stirn der auf die Wicklung auftreffenden Welle ist, desto höher ist die Windungsspannung. Gleichzeitig nimmt jedoch bei gleicher Wellenhöhe die Beanspruchungszeit ab. Unter Berücksichtigung der wohl stets auftretenden Durchschlagverzögerung der Windungsisolation ergibt sich deshalb noch nicht ohne weiteres eine mit steigender Stirnsteilheit wachsende Durchschlaggefahr. Eine sichere Entscheidung wird erst nach Aufnahme der jeweiligen Durchschlagverzögerungs-Kennlinie möglich sein. Es ist von früheren Untersuchungen her bekannt und durch die Untersuchungen mit dem Kathodenzillographen bestätigt worden<sup>3</sup>, daß bei Luftfunkenstrecken die Durchschlagverzögerung sehr stark mit steigender Überspannung sinkt. Nimmt man eine derartige Abhängigkeit auch für die Durchschlagverzögerung der Windungsisolation an, so würde das bedeuten, daß die Durchschlaggefahr für die Windungsisolation jeweils bei einer bestimmten, jedoch für verschiedene Spulen verschiedenen Steilheit — gleiche Wellenhöhe vorausgesetzt — einsetzt.

Die meisten Untersuchungen über die Gefährlichkeit steiler Wellenstirnen beziehen sich auf Vorgänge, die in Transformatorwicklungen durch einen einmaligen Spannungsprung (Sprungwelle) hervorgerufen werden. Rechnet man mit einer gewissen Verminderung der Durchschlaggefahr durch die Durchschlagverzögerung, so muß besonders den durch Rechteckschwingungen hervorgerufenen Windungsbeanspruchungen Beachtung geschenkt werden. Die im Aachener Institut mit dem Kathodenzillographen aufgenommenen Rechteckschwingungen zeigen selbst nach Ablauf einer ganzen Reihe von Wellen noch eine erhebliche Steilheit. Die Windungsbeanspruchung wiederholt sich bei einer derartigen Rechteckschwingung mehrmals

<sup>1</sup> Da sämtliche untersuchten Widerstandstäbe von den Herstellerwerken für die Untersuchung ihrer Spannungsabhängigkeit und Verwendbarkeit bei Widerstandableitern zur Verfügung gestellt worden waren, darf wohl angenommen werden, daß die an ihnen festgestellte Spannungsabhängigkeit dem augenblicklichen fabrikationsmäßigen Durchschnitt entspricht.

<sup>2</sup> Fachberichte der 32. Jahresversammlung des VDE 1927, S. 116; ein ausführlicher Bericht erscheint demnächst im Arch. f. Elektrot.

<sup>3</sup> Vgl. R. Tamm, Arch. f. Elektrot. XIX, 1928, S. 235.

in einer verhältnismäßig kurzen Zeitspanne und kann da noch zu einem Durchschlag führen, wo dem einmaligen Spannungsprung die Zeit hierfür fehlt. Die Gefährlichkeit der Schwingung steigt dabei mit ihrer Frequenz. Aus diesem Grunde erscheinen auch die oben erwähnten Isolatorüberschläge in unmittelbarer Nähe von Transformatoren für diese besonders gefährlich.

Als Schutzmittel gegen steile Stirnen finden hauptsächlich Spule und Kondensator Verwendung. Eine Beurteilung des Schutzwertes derartiger Abflacherschutzvorrichtungen ist nicht möglich, solange nicht festgestellt ist, welche Steilheiten für die verschiedenen Wicklungen noch zulässig sind. Dies gilt besonders für die Beurteilung von Schutzvorrichtungen, wie Bendmannspule und Glimmschutz, deren wirksame Induktivitäten bzw. Kapazitäten um zwei bis drei Größenordnungen unterhalb derjenigen der üblichen Abflacherschutzvorrichtungen liegen.

Sowohl bei Spulen als auch bei Kondensatoren wird die Schutzwirkung durch Verwendung Ohmscher Widerstände beeinträchtigt. Bei Spulen wird man jedoch häufig die Überbrückungswiderstände zur Unterdrückung der bekannten Transformatoreingangsschwingungen nicht entbehren wollen. Die vom Verfasser durchgeführten Untersuchungen haben hier gezeigt, daß es nicht zweckmäßig ist, Silit- oder Ozelitstäbe mit starker Spannungsabhängigkeit zu verwenden. Je nach dem gewählten Widerstandwert lassen sie entweder bei hoher Wellenspannung eine zu starke Teilwelle durch, oder aber sie unterdrücken bei geringer Wellenspannung die Eingangsschwingung nur unvollständig.

Um die Schwierigkeiten des Überbrückungswiderstandes zu vermeiden, hat Vidmar<sup>1</sup> vor einiger Zeit in Verfolgung eines Vorschlages von Böhm eine Schutzspule mit Eisenkern angegeben. Die Vidmarspule hat zur Voraussetzung, daß das Eisen bereits in Zeiten magnetisch wirksam wird, die der Ausbildung von Wellenstirnen entspricht. Dahingehende Untersuchungen des Verfassers lassen dies aber sehr zweifelhaft erscheinen, selbst wenn die bei lamelliertem Eisen übliche Blechstärke noch erheblich vermindert würde.

Auch die von Vidmar erwähnte bifilare Spule bietet wenig Aussicht auf Erfolg. Untersuchungen an einer derartigen Spule haben gezeigt, daß sie selbst bei verhältnismäßig enger Wicklung die Stirn ankommender Wellen nicht merklich stärker umbildet als eine Doppelleitung.

Für Freileitungsanlagen gibt es übrigens ein einfaches Mittel, die durch den Überbrückungswiderstand einer Schutzspule durchtretende Teilwelle unschädlich zu machen. Es genügt, zwischen Spule und Transformator ein Kabelstück zwischenzuschalten. Die Höhe der Teilwelle wird dadurch auf einen Bruchteil ihres ursprünglichen Wertes herabgedrückt und am Transformator ein schroffer Spannungsanstieg vermieden.

Eine Sonderstellung unter den Abflacherschutzvorrichtungen nehmen die Bendmannspule und der Glimmschutz mit ihrer geringen Induktivität und Kapazität ein. Wenn auch, wie bereits erwähnt, über den Wert der durch sie erreichten Stirnabflachung das letzte Wort noch nicht gesprochen werden kann, so muß doch die von den Erfindern angenommene Schutzwirkung aus einem anderen Grunde in Frage gestellt werden. Bei beiden soll nämlich die durch die Glimmverluste bewirkte Energievernichtung eine für die Schutzwirkung ausschlaggebende Rolle spielen. Es läßt sich aber zeigen, daß die Energievernichtung, wenn sie überhaupt einen merklichen Einfluß auf den Ansprechvorgang ausüben kann, lediglich die abflachende Wirkung der Schutzanordnung abschwächt.

Wir können bei den in Rede stehenden Schutzapparaten drei Arbeitsabschnitte unterscheiden. Solange noch kein Glimmen stattfindet (erster Abschnitt), unterscheiden sie sich in ihrer Wirkungsweise nicht von den üblichen Spulen und Kondensatoren. Der zweite Abschnitt wird durch die beginnende Glimmwirkung, der dritte

<sup>1</sup> Vidmar, ETZ 1927, S. 801. — Böhm, Arch. f. Elektrot. V, 1917, S. 395.

durch den vollständigen Durchschlag der Glimmstrecke eingeleitet. Im letzten Abschnitt ist die Glimmstrecke kurzgeschlossen, also wirkungslos gemacht. Für die Spule bedeutet dieser Abschnitt eine Verkleinerung der wirksamen Induktivität, für den Glimmschutz eine Vergrößerung der wirksamen Kapazität gegenüber dem ersten Abschnitt.

Eine merkliche Energievernichtung kann nur während des zweiten Abschnittes eintreten, bei der die glimmende Luftstrecke noch einen gewissen Ohmschen Widerstand darstellt<sup>1</sup>. Diesen Widerstand können wir uns beim Glimmschutz bekanntlich als Serienwiderstand zur Kapazität der Glasglocke denken und bei der Bendmannspule in entsprechender Weise als Parallel- (Überbrückungs-) Widerstand zu den einzelnen Windungen. Das Maximum der Energievernichtung wird offensichtlich erreicht, wenn der wirksame Widerstand der Glimmstrecke gerade die Höhe des Wellenwiderstandes der Leitung erreicht. In diesem Falle ist aber die abflachende Wirkung praktisch schon aufgehoben<sup>2</sup>. Ist umgekehrt der Widerstand derart, daß die abflachende Wirkung nicht gestört wird, so findet in ihm wieder keine wesentliche Energievernichtung statt. Diese kann vielmehr bei den beiden Anordnungen stets nur auf Kosten der Abflachung erzielt werden.

Man findet häufig, besonders bei Betrachtungen über den Glimmschutz, die umgekehrte Auffassung, daß gerade die Energievernichtung die abflachende Wirkung fördere. Diese Annahme beruht aber auf einem Trugschluß. Die verstärkte Abflachung gilt nur für den Verlauf der reinen Kondensatorspannung. Für die Schutzwirkung kommt jedoch der Spannungsverlauf an der gesamten Schutzanordnung, also Kondensator und Widerstand in Frage, und hier muß sich beim Auftreffen einer Sprungwelle stets vor der Abflachung ein dem Widerstandsverhältnis entsprechender Spannungsprung ausbilden.

**Resonanzerscheinungen.** In den Leitsätzen des VDE für den Schutz gegen Überspannungen wird vielfach Bezug auf die Gefährdung von Anlagen durch Resonanzerscheinungen genommen<sup>3</sup>. Demgegenüber begegnet man jedoch häufig der Ansicht, daß nur Spannungsüberhöhung und Stirnsteilheit wesentliche Gefahrenquellen darstellen. Diese Ansicht scheint dadurch eine gewisse Rechtfertigung zu erhalten, daß die nachweisbar durch Resonanzen mit Oberschwingungen der Betriebsfrequenz entstehenden Überspannungsschäden durch entsprechende Vorsichtsmaßnahmen wohl ein für allemal vermieden werden können. Eine Feststellung, ob darüber hinaus in den heutigen Anlagen noch schädliche Resonanzerscheinungen auftreten, ist verhältnismäßig schwierig, weil sich die meisten durch Resonanz verursachten Schäden nicht wesentlich anders äußern wie die durch Spannungsüberhöhung oder durch Spannungsprünge bewirkten. Entsprechend genügen auch sehr oft die gegenüber diesen Überspannungerscheinungen verwendeten Schutzmittel. Dies gilt jedoch nicht für alle Fälle. Die Erörterung der Frage der Resonanzmöglichkeiten scheint deshalb nicht unzweckmäßig.

Vor mehreren Jahren hat bereits Rogowski<sup>4</sup> darauf hingewiesen, daß Transformatorschäden sehr leicht durch innere Spannungsüberhöhungen infolge Resonanz der Eigenschwingung des Transformators mit der Einschalterschwingung der Zuleitung

<sup>1</sup> Kesselring (Arch. f. Elektrot. XVI, 1926, S. 152) nimmt an, daß für die Schutzwirkung nicht das Glimmen, sondern der beginnende Durchschlag der Luftstrecke von wesentlicher Bedeutung sei. Dies steht jedoch insofern nicht in Widerspruch mit der oben gemachten Annahme, als auch nach Kesselring die Schutzwirkung des Glimmschutzes in einem Arbeitsabschnitt liegt, in dem die Luftstrecke noch einen im Verhältnis zum Wellenwiderstand merklichen Ohmschen Widerstand darstellt.

<sup>2</sup> Vgl. z. B. E. Flegler, Arch. f. Elektrot. XIX, 1928, S. 552, Bild 35.

<sup>3</sup> Vgl. a. W. Petersen, Arch. f. Elektrot. I, 1913, S. 233. — O. Böhm, Arch. f. Elektrot. V, 1917, S. 382.

<sup>4</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. VI, 1918, S. 377.

auftreten können. Für die einlagige Spule haben Rogowski-Flegler-Tamm (a. a. O.) bereits den experimentellen Nachweis für die von Rogowski angegebene Spannungsüberhöhung gebracht. In Frankreich, wo man sich übrigens in den letzten Jahren sehr lebhaft mit der Frage: Stirnteilheit oder angeregte Schwingung befaßt hat, wurde von J. Fallou eine Reihe von Transformatoren auf Resonanzmöglichkeiten hin mit einem Dufourschen Oszillographen untersucht<sup>1</sup>. Die Untersuchungen Fallous bestätigen ebenfalls die Resonanzmöglichkeit für betriebsmäßige Transformatoren. Daß die von Fallou gefundenen Transformator-Eigenschwingungen verhältnismäßig geringe Frequenz haben (im Höchsthalle etwa 20000 Hertz), ist auf die Mitwirkung des Eisenkerns zurückzuführen<sup>2</sup>. Es ist jedoch nicht ausgeschlossen, daß sich bei Transformatoren noch wesentlich höhere Eigenschwingungen finden, für die entsprechend ihrer hohen Frequenz das Vorhandensein des Eisenkerns bedeutungslos ist<sup>3</sup>. Hier könnten gegebenenfalls noch weitere Resonanzmöglichkeiten bestehen. Doch stellt hier die Dämpfung infolge der Wirbelströme im Eisen sicher eine nicht unerhebliche Schutzwirkung dar.

Ob und inwieweit gegen diese Resonanzerscheinungen trotzdem noch ein besonderer Schutz erforderlich ist, kann zur Zeit nicht entschieden werden. Eine endgültige Klärung dieser Frage wird erst nach Abschluß einer systematischen Untersuchung von Transformatoren mit dem Kathodenszillographen bis zu den höchsten im praktischen Betrieb möglichen Frequenzen zu erwarten sein.

**Zusammenfassung.** Zur Bekämpfung von Überspannungen in Starkstromanlagen sind im Laufe der Jahre eine Reihe von Schutzapparaten entwickelt worden. Auf Grund der mit dem Kathodenszillographen festgestellten Wirkungsweise der Apparate läßt sich bereits eine bedingte Schutzwertbestimmung gegenüber den verschiedenen Überspannungserscheinungen durchführen.

Widerstandableiter können Spannungsüberhöhungen nur herabsetzen, wenn ihr Dämpfungswiderstand verhältnismäßig gering ist. Bei sehr kleinen Dämpfungswiderständen ist jedoch andererseits die Gefahr vorhanden, daß beim Ansprechen des Ableiters schädliche Sprungwellen und Ausschwingvorgänge entstehen. Besitzen die Widerstandableiter hohe Dämpfungswiderstände, so können sie lediglich gegen Überspannungen schützen, die durch langsam verlaufende Vorgänge, z. B. durch aussetzende Erdschlüsse oder Resonanzerscheinungen in der Größenordnung der Betriebsfrequenz und ihrer Oberschwingungen hervorgerufen werden. Es muß jedoch betont werden, daß es sich in den Fällen, in denen bei bereits eingebauten Ableitern gute Erfahrungen mit Erhöhung des Dämpfungswiderstandes gemacht werden, sehr oft um Störungen handelt, die selbst erst durch den Ableiter entstanden waren. Als Schutz gegenüber steilen Stirnen kommt der Widerstandableiter nur in so geringen Ausnahmefällen in Frage, daß in dieser Beziehung von einem Schutzwert nicht mehr gesprochen werden kann.

Die Ventilableiter bekämpfen, besonders in der dem Blitzventil entsprechenden Wirkungsweise mit Sicherheit auch noch verhältnismäßig starke Spannungsüberhöhungen, ohne die beim Widerstandableiter damit verbundenen Nachteile zu besitzen. Sie unterdrücken in gleicher Weise auch Überspannungen durch nieder- und hochfrequente Resonanzerscheinungen, wenn die Spannungsüberhöhungen sich in genügender Nähe der Einbaustelle des Schutzapparates ausbilden. Bezüglich der Bekämpfung steiler Stirnen gilt für die Ventilableiter das gleiche wie für die Wider-

<sup>1</sup> J. Fallou, Bulletin Soc. Franç. des Electr. 1926, S. 237 und 1245. — Rev. Gén. de l'Electr. XX, 1926, S. 773; XXI, 1927, S. 853.

<sup>2</sup> Vgl. auch die von Gabor (El. Wirtsch. 1926, S. 307) aufgenommene Nullpunktschwingung.

<sup>3</sup> Die Leistungsfähigkeit seines Oszillographen gestattete Fallou nicht die Untersuchung einmaliger Vorgänge derart hoher Frequenz.

standableiter. Vorläufig sind die Ventilableiter wegen ihrer zu hohen Ansprechspannung nur ganz ausnahmsweise als Schutz zu verwenden.

Spulen und Kondensatoren schützen vor Spannungsüberhöhungen nur, wenn die Dauer der Überspannung nicht größer ist als die Zeitkonstante der Schutzanordnung. Gegenüber Resonanzerscheinungen bestehen bei ihnen zwei Schutzmöglichkeiten. Einmal kann die ihnen eigene Induktivität bzw. Kapazität eine in einer Anlage bestehende Resonanzlage so weit verstimmen, daß sich gefährliche Spannungsüberhöhungen nicht ausbilden können. Allerdings können sie andererseits auch die Anlage erst in eine Resonanzlage hineinbringen. Das ist die bekannte Schattenseite dieser Schutzanordnungen. Wesentlich ungefährlicher ist in dieser Beziehung die zweite Anordnung, bei der der Spule bzw. dem Kondensator so viel Widerstand beigegeben wird, daß die durch die Energievernichtung im Widerstand bewirkte Dämpfung eine Ausbildung von Spannungsüberhöhungen verhindert. Die Nachteile dieser Anordnung liegen darin, daß der eingebaute Widerstand die Schutzmöglichkeiten gegenüber steilen Stirnen außerordentlich herabsetzt. Ein gleichzeitiger Schutz gegen Resonanzerscheinungen und steile Stirnen scheint deshalb mit diesen Schutzanordnungen nicht möglich. Welcher Schutz notwendiger ist, läßt sich zur Zeit nicht mit Sicherheit entscheiden. Im allgemeinen hält man, wie bereits erwähnt, die Stirnteilheit für die größere Gefahrenquelle. Doch ist bis heute noch nicht nachgewiesen, ob und von welcher Steilheit ab Wellenstirnen für Spulen eine Gefahr bedeuten.

Wenn man bedenkt, daß die verschiedenen Überspannungen, die sich oft in ihren sichtbaren Wirkungen nur unmerklich unterscheiden, zu ihrer Unterdrückung doch ganz verschiedenartige und teilweise gegensätzliche Anforderungen an die Schutzapparate stellen, so werden daraus auch die widersprechenden Urteile über den Schutzwert der Apparate verständlich. Derselbe Schutzapparat, der in der einen Anlage die besten Dienste leistet, kann in einer anderen Anlage unter scheinbar gleichen Verhältnissen nicht nur vollkommen als Schutz versagen, sondern sogar selbst noch als Störenfried wirken.

Die genaue Kenntnis der Wirkungsweise der verschiedenen Schutzanordnungen wird es jedoch in derartigen Fällen ermöglichen, die bestehenden Unstimmigkeiten zu erklären. Sie kann weiter dazu beitragen, aus dem Verhalten, das die Apparate den verschiedenen Überspannungserscheinungen gegenüber zeigen, auf deren Wesen zu schließen und die Schutzanordnungen den tatsächlichen Verhältnissen besser anzupassen.

---

# Über einen Kathodenszillographen hoher Spannungsempfindlichkeit<sup>1</sup>.

Von

**E. Sommerfeld.**

**Zusammenfassung.** Es wird ein Kathodenszillograph mit Glühkathode, Beschleunigungsgitter und Innenphotographie beschrieben, mit dem einmalig ablaufende Vorgänge geringer Spannungsgröße oszillographiert werden können. Größte Spannungsempfindlichkeit etwa 0,1 cm/Volt. Es besteht Aussicht, die Leistung in bezug auf Spannungsempfindlichkeit und aufzeichnenbare Frequenz noch zu erhöhen.

**1. Ziel.** In der elektrischen Meßtechnik besteht das Bedürfnis, nach einem Oszillographen, der bei möglichst großer Spannungsempfindlichkeit einmalige, sehr schnell ablaufende Vorgänge festzuhalten vermag<sup>2</sup>. Die Braunsche Röhre mit Glühkathode erscheint für solche Zwecke als das gegebene Instrument. Die Anodenspannung und damit die Härte der Kathodenstrahlen kann man bei einer Glühkathodenröhre ganz frei wählen, wir brauchen niedrige Anodenspannung, um hohe Spannungsempfindlichkeit zu erreichen. Die Versuche von Rogowski und Größer<sup>3</sup> haben gezeigt, daß die Glühkathode bei geeigneter Formgebung in der Lage ist, Elektronen auf dem Fluoreszenzschirm in bis dahin ungeahnter Menge zu liefern. Da die hohe Schreibgeschwindigkeit im wesentlichen mit großen Elektronenmengen zu erreichen sein muß, erscheint die Möglichkeit, eine Röhre der geforderten Eigenschaften zu bauen, in einem neuen Lichte. Um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß weiche Kathodenstrahlen gegebener Menge geringere Energie darstellen, als die von Rogowski und Größer verwendeten harten, soll die photographische Platte auch ins Vakuum gebracht und direkt mit Elektronen beschossen werden. Zu Erhöhung der Energie am Orte des Leuchtschirmes haben wir schließlich noch einen von Prof. Rogowski vorgeschlagenen Kunstgriff<sup>4</sup>, nämlich ein Beschleunigungsnetz, wie es von Lenard zur Untersuchung von weichen Kathodenstrahlen benutzt wurde, vor dem Leuchtschirm anzubringen<sup>5</sup> und zwischen dieses Netz und den Leuchtschirm eine beschleunigende Spannung zu legen, so daß die Elektronen mit geringer Geschwindigkeit abgelenkt, aber mit großer Geschwindigkeit auf den Fluoreszenzschirm auftreffen.

In der vorliegenden Arbeit soll der experimentelle Nachweis dafür erbracht werden, daß, im wesentlichen mit den angegebenen Mitteln, eine Braunsche Röhre hoher Spannungsempfindlichkeit und Schreibgeschwindigkeit gebaut werden kann. Die im einzelnen bei den Versuchen noch zutage getretenen Gesichtspunkte werden besprochen.

Die Spannungsempfindlichkeit kann unter sonst gleichen Umständen (d. h. bei fester Anodenspannung und fester Röhrenlänge) noch durch geeignete geometrische

<sup>1</sup> Aachener Dissertation.

<sup>2</sup> Im folgenden wird zur Kennzeichnung der Leistung eines Oszillographen der Begriff der Schreibgeschwindigkeit verwendet (vgl. Rogowski und Flegler, Arch. f. Elektrot. Bd. 14, S. 529, 1925). Diese Größe, die Geschwindigkeit, mit der der Fluoreszenzfleck über den Leuchtschirm läuft, ist ein gerechteres Maß für die Leistungsfähigkeit als die Angabe der Frequenz des aufgezeichneten Vorgangs.

<sup>3</sup> Rogowski und Größer, Arch. f. Elektrot. Bd. 15, S. 377, 1925.

<sup>4</sup> Rogowski, Arch. f. Elektrot. Bd. 9, S. 115, 1920.

<sup>5</sup> Wie mir Herr Scheller mitteilt hat auch er das Beschleunigungsgitter für Braunsche Röhren im Jahre 1920 vorgeschlagen (D. R. P. 349334), aber aus Zeitmangel nie ausprobieren können.

Bemessung, z. B. durch Verlängerung der Ablenkplatten, erhöht werden, in der Glasröhre mußte davon aus konstruktiven Gründen abgesehen werden. Da die Aufgabe der zweckmäßigsten geometrischen Bemessung schon aus diesem Grunde verschoben werden mußte, ist bei den Oszillogrammen (Abschnitt 7) immer auch die Anodenspannung als Maß für die Empfindlichkeit mit angegeben.

**2. Die Versuchsröhre und der Schalter.** Bild 1a und b zeigen in schematischer Darstellung Versuchsröhre und Schaltbild. Oben befinden sich an einem ab-

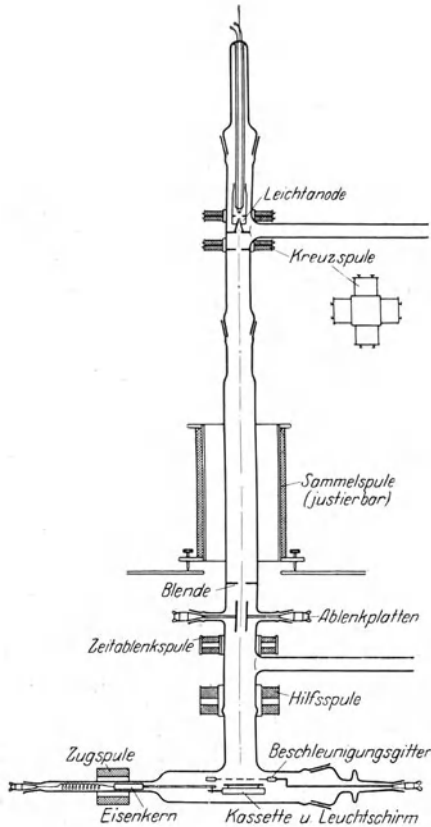


Bild 1a. Die Versuchsröhre.

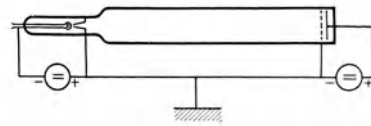
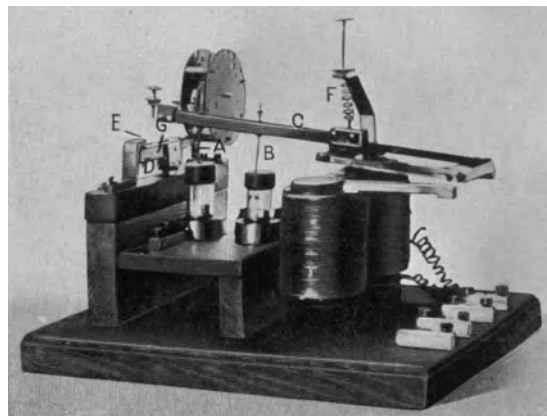


Bild 1b. Schaltung der Anoden- und Beschleunigungsspannung.



nehmbaren Glasteil Kathode und Anode (vgl. auch Bild 3) unmittelbar an der einen Pumpstelle. Außerhalb des einen Glasrohres liegen zwei Kreuzspulen, die zum Ausgleich von Justierfehlern dienen. Weiter unten folgt eine Blende, die den Kathodenstrahl auf einen nutzbaren Durchmesser ausblendet, und die einstellbare Sammelspule, das Auftreffen von Kathodenstrahlen auf die Ablenkplatten zu verhüten. An Ablenkorganen sind vorhanden: die Ablenkplatten, die gewöhnlich zur Schwingungsblenkung dienen, und eine Ablenkspule, welche die Zeitablenkung besorgt. Weiter unten folgen noch zwei Hilfsspulen (nur eine gezeichnet), die dazu benutzt wurden, den Anfangsfleck an die gewünschte Stelle des Leuchtschirmes zu rücken. Die von Rogowski und Größer beschriebenen Erdfeldspulen<sup>1</sup> sind benützt, aber nicht eingezeichnet worden. Unter dem Beschleunigungsgitter befindet sich die Kassetten- auf deren Deckel der Leuchtschirm befestigt ist. Öffnen und Schließen des Kassetten-

<sup>1</sup> Rogowski und Größer, a. a. O.

deckels geschieht im Vakuum durch Bewegen der Zugspule. Die Röhre war innen ganz mit berußtem Aluminiumblech ausgekleidet. Die Entlüftung geschah mit zwei dreistufigen Diffusionspumpen, die Quecksilberfallen waren mit flüssiger Luft gekühlt.

Zum Betrieb der Röhre ist noch ein Schalter nötig, der den Kathodenstrahl kurz vor dem Ablauf der Schwingung einschaltet und nachher wieder unterbricht. Von der Länge der gesamten Betriebszeit hängt die Schwärzung des Anfangs- und Endflecks ab. Unter Umständen muß, wenn eine besondere Vorablenkung vermieden werden soll, diese Zeitspanne nach Möglichkeit abgekürzt werden. Die zu diesem Zwecke gewählte Bauart des Schalters ist in Bild 2 zu sehen. Der Stift *A* schaltet die Anodenspannung ein, der Kathodenstrahlfleck ruht auf dem Anfangspunkt. Der Stift *B* schaltet etwa 1 mm später (an der Bewegung des Armes *C* gemessen) die Zeitablenkung ein. Nach abermals 1 mm unterbricht der Stift *D* die Anodenspannung an der Stelle *E*. Die Röhre ist wieder außer Betrieb; der Strom im Zeitablenkungs-kreis fließt noch, wie es sein muß. Wird nun der Arm *C* von der Zugspule wieder losgelassen, so zieht ihn die Spiralfeder *F* nach oben; solange der Stift *A* noch eintaucht, darf der Schalter *E* sich nicht wieder schließen, sonst würde der Kathodenstrahl von neuem eingeschaltet sein. Deshalb befindet sich an dem Hebel *G* eine Klinke, die in ein Zahnrad eingreift und bei jeder Abwärtsbewegung von *C* bzw. *D* um einen Zahn weitergreift. Bei der Aufwärtsbewegung von *C* schließt sich der Kontakt *E* erst wieder, nachdem ein mit dem Zahnrad gekuppeltes Flügelrad sich einige Male gedreht hat. Der Stift *A* verläßt den Quecksilbernapf lange, bevor der Schalter *E* wieder schließt. Auf diese Weise haben sich Gesamtbetriebszeiten der Röhre zwischen  $\frac{1}{500}$  und  $\frac{1}{1000}$  Sekunde erzielen lassen. Die entsprechende Überstrahlung des Anfangspunktes ist gering genug, um auch Feinheiten des zu untersuchenden Schaltvorgangs, die in der Nähe des Anfangspunktes liegen, noch erkennbar aufzuzeichnen (vgl. den ersten Anstieg bei der Wanderwelle Bild 13).

**3. Vakuum und Strahlensammlung.** Für die Strahlensammlung diene die Anordnung von Rogowski und Größer zum Vorbild: Sammelspule in der Mitte zwischen Anode und Leuchtschirm (vgl. Bild 1a)<sup>1</sup>. Mit dieser Anordnung läßt sich einwandfreie Strahlensammlung erreichen, wenn das Vakuum hoch genug ist. Bezüglich des notwendigen Druckes bestand zunächst die Ansicht, daß die freie Weglänge der Luftmoleküle von der Größenordnung der Röhrenlänge werden müßte. Wir wollen überschlagen, bei welchem Druck dies der Fall ist. In Luft von Atmosphärendruck ist die freie Weglänge der Luftmoleküle  $10^{-5}$  cm. Da sie umgekehrt proportional dem Druck ist, beträgt sie also bei  $10^{-4}$  mm Hg:

$$10^7 \frac{1000}{760} 10^{-5} = 1,3 \cdot 10^2 \text{ cm.}$$

Die freie Weglänge zwischen Elektronen und Molekülen ist noch  $4\sqrt{2}$  mal größer, sie beträgt also für  $10^{-4}$  mm Hg

$$4\sqrt{2} \cdot 1,3 \cdot 10^2 \text{ cm gleich 7 Metern.}$$

Wir würden also erwarten, daß von  $10^{-4}$  oder mindestens  $10^{-5}$  mm Hg (freie Stoßlänge = 70 m) der Gasgehalt keinerlei Einflüsse auf den Kathodenstrahl mehr ausübt. Die Erfahrung zeigt uns aber, daß wir noch einen anderen Effekt, nämlich die Gaskonzentrierung<sup>2</sup>, als für den notwendigen Druck bestimmend berücksichtigen und daß wir aus diesem Grunde noch tiefer als auf  $10^{-5}$  mm evakuieren müssen.

Zur Erläuterung des Begriffes der Gaskonzentrierung diene uns folgender Versuch: Wir lassen ein paralleles Kathodenstrahlbündel in einen schwach gashaltigen Raum eintreten. Der größte Teil der Elektronen durchfliegt den Raum, ohne ein Gasmolekül zu ionisieren. Nur ein kleiner Teil der Elektronen ist an der Ionenbildung

<sup>1</sup> Rogowski und Größer, a. a. O. Bezüglich der Lage der Sammelspule vgl. auch Busch, Arch. f. Elektrot. Bd. 18, S. 583, 1927.

<sup>2</sup> Johnson, J. O. S. A. Bd. 6, S. 701, 1922.



beteiligt. Die bei der Ionisierung freiwerdenden sekundären Elektronen verlassen verhältnismäßig schnell (jedenfalls viel schneller als die Ionen) den Querschnitt des Bündels und sollen deshalb außerhalb unserer Betrachtungen bleiben. Im Querschnitt selbst bleibt eine positive Raumladung zurück, deren Größe abhängt

1. von der Stromstärke des Kathodenstrahls,
2. von der Ionisierungsfähigkeit der Elektronen bei der betreffenden Spannung,
3. vom Druck des Gases und seiner Temperatur,
4. von der Zahl der je Sekunde sich wieder neutralisierenden Moleküle, soweit diese Neubildung im Strahlquerschnitt stattfindet, bzw. von der Zahl der den Strahlquerschnitt je Sekunde verlassenden Ionen.

Das Potential einer Raumladung nimmt nach innen hin zu, d. h. es besteht eine überall nach der Achse des Strahlenbündels hin gerichtete auf die Elektronen wirkende Kraft, die bestrebt ist, das Bündel konvergent zu machen. In unserer Versuchsröhre haben wir bei nicht ganz vollkommenem Vakuum den eben beschriebenen Fall mit dem einzigen unwesentlichen Unterschied, daß es sich nicht um ein paralleles, sondern von Anfang an divergentes Strahlenbündel handelt. Steigert man die Stromstärke im Strahle — und das ist der experimentelle Beweis für die Richtigkeit unserer Anschauungen — so wird der Fleck kleiner und zieht sich schließlich auf einen unscharfen Punkt von etwa 2 mm Durchmesser zusammen. Bei tieferem Druck oder bei härteren Strahlen tritt die Erscheinung erst bei höheren Stromstärken auf.

Es handelt sich nun um die Frage, ob und wie im Betriebe die Schärfe des Leuchtflecks durch den Gaseffekt beeinflußt wird.

Es erscheint naheliegend, die Frage durch folgenden Versuch zu entscheiden: Man erzeuge bei tiefem Druck (z. B.  $10^{-7}$  mm) einen scharfen Leuchtfleck auf dem Schirm und messe den zugehörigen Strom in der Sammelspule. Dann erhöhe man langsam den Druck (z. B. indem man die Röhre von der Pumpe abtrennt, so daß infolge der kleinen Undichtigkeiten und der geringen Gasentwicklung an der Anode langsam der Druck steigt), stelle für jeden Druck mit der Sammelspule auf das Optimum an Fleckschärfe neu ein und messe die zusammengehörigen Drucke und Stromstärken. Anodenspannung und Strahlstrom sind dabei konstant zu halten. Es zeigt sich, daß bis zu verhältnismäßig hohen Drucken hinauf einwandfreie Schärfe des Leuchtfleckes (d. h. ein Durchmesser von etwa  $\frac{1}{2}$  mm) durch Zusammenwirken von Gas- und Spulenkonzentrierung sehr wohl zu erreichen ist. Es war z. B. bei einem solchen Versuch (bei 750 Volt Anodenspannung und  $10^{-6}$  Amp. im Strahle)

Druck in mm Hg	Sammelspulenstrom in $10^{-3}$ Amp.
$10^{-6}$	75
$5 \cdot 10^{-5}$	64

für gleichen Leuchtfleckdurchmesser ( $\frac{1}{2}$  mm). Die ganz gleichmäßige Schärfe war nicht von vornherein zu erwarten, da die Gaskonzentrierung allein keinen so scharfen Brennfleck hervorzubringen vermag (siehe vorstehend). Nach diesem Ergebnis würden wir also die Frage, ob auch mit verhältnismäßig hohem Druck gearbeitet werden kann, zu bejahen haben. Wir hätten lediglich einen bestimmten Druck, eine bestimmte Strahlstromstärke und eine bestimmte zu diesen beiden Größen gehörige Sammelspulenstromstärke konstant zu halten. Wir prüfen jetzt die Frage, wie die Aufrechterhaltung eines bestimmten Druckes unter den betriebsmäßigen Verhältnissen — kurzzeitiges Einschalten mit dem in Abschnitt 2 beschriebenen Schalter statt des dauernden Strahlenübergangs im eben besprochenen Versuch — durchgeführt werden muß. Offenbar muß die Gasabgabe der Anode und Umgebung so klein gegenüber

den durch die Undichtigkeiten eintretenden und durch die Pumpen beseitigten Gas-mengen gemacht werden, daß wir bei plötzlichem Einschalten der Anodenspannung keine Drucksteigerung erhalten; nur dann können wir nämlich vor Ablauf der Schwin-gung den Sammelspulenstrom mit Rücksicht auf den im Vakuummeter gemessenen Druck und die mittels des Glühfadenstromes zu regulierende Strahlstromstärke ein-stellen. Ändern wir dann z. B. den Strahlstrom, so muß der Sammelspulenstrom neu eingestellt werden. Bei dieser an sich möglichen Arbeitsweise müssen wir allerdings auf den wesentlichsten Vorteil der Glühkathode verzichten, nämlich auf die Mög-lichkeit, den Strahlstrom, d. h. die Helligkeit des Fluoreszenzbildes, unabhängig von allen anderen Größen nur nach den jeweiligen Erfordernissen des Oszillogrammes zu bemessen.

Es erscheint deshalb als der zweckmäßigste Weg, die tiefen Drucke, die bei dichtem Gefäß mit dem sowieso notwendigen Ausheizen der Anode von selber erreicht werden, auch für den Betrieb beizubehalten. Der Gaskonzentrierungseffekt fällt dann praktisch weg, der Sammelspulenstrom ist nur von der Härte der Strahlen abhängig, der Strahlstrom kann in beliebigen Grenzen verändert werden.

Wir wollen also die Regel aussprechen, daß wir bei den in der Versuchsröhre vorliegenden Verhältnissen einen Druck von ungefähr  $10^{-6}$  mm Hg und tiefer nötig haben, und daß die sich im Betrieb erheizenden Teile (Kathode, Anode und deren Umgebung) etwa in der von Verstärkerröhren her bekannten Weise ausgeheizt werden müssen. Aus den für die Gaskonzentrierung geltenden Gesetzmäßigkeiten ist zu vermuten, daß der notwendige Druck um so tiefer sein muß, je weicher die Kathodenstrahlen sind, je größer ihre Stromstärke und je länger ihre Flugstrecke ist.

Wir werden im nächsten Abschnitt sehen, daß man, um einwandfrei wiederherstellbare Verhältnisse bei der Erzeugung der Kathodenstrahlen zu bekommen, ebenfalls gutes Vakuum im eben beschriebenen Sinne nötig hat.

Der notwendige Druck hat sich in der ganz aus Glas gefertigten Versuchsröhre (Bild 1) mit zwei dreistufigen Diffusionspumpen bei Kühlung mit flüssiger Luft gut erreichen und bei Betrieb der Röhre aufrecht erhalten lassen. Es konnten bei gesteigerter Sorgfalt noch erheblich tiefere Drucke ( $5 \cdot 10^{-8}$  mm) betriebsmäßig erzeugt werden. Die Röhre enthielt viele Kittstellen (Picein). Wenn man die Röhre beim Auswechseln der photographischen Platte stets nur etwa 15 Minuten mit Luft gefüllt stehen läßt, erfolgt keine störende Gasresorption. Die erforderliche Pumpzeit läßt sich erheblich abkürzen, wenn man stets nur vorgetrocknete Luft einläßt. Der Wassergehalt der photographischen Schicht hat es gelegentlich empfehlenswert gemacht, die Platten vor dem Einlegen in die Kassette in einem besonderen Vakuumgefäß auszutrocknen, man spart auch dadurch an Pumpzeit.

Die Druckmessungen geschahen mit einem Ionisationsvakuummeter, die Druckangaben sind aus dem Vakuumfaktor in bekannter Weise berechnet<sup>1</sup>.

**4. Die Herstellung des Strahlenbündels.** Die gewählte Art der Sammelvorrichtung erfordert eine Anode, bei der das Strahlenbündel von einer möglichst kleinen Fläche ausgeht. Wir besitzen eine solche Anordnung in der von Rogowski und Größer beschriebenen Spitze und Kappe<sup>2</sup>. Sie wurde nur in zwei Punkten abgewandelt. Der Zylinder Z (Bild 3) schützt den Raum zwischen Glühdraht und Anode

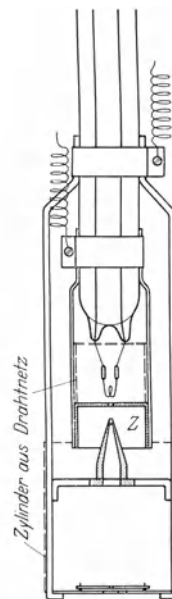


Bild 3.

Kathode und Anode.

<sup>1</sup> Vgl. z. B. Geyger-Scheel, Hdb. f. Phys. Bd. 2, S. 405.

<sup>2</sup> Rogowski und Größer, a. a. O.

vor der Wirkung von sich an den Glaswänden etwa bildenden Ladungen. Außerdem wurden die wesentlichen Teile der Form aus Molybdän, nicht aus Aluminium hergestellt, damit die hohen Ausheiztemperaturen ertragen werden können.

Die Versuche haben zunächst gezeigt, daß alle Beobachtungen nur dann reproduzierbar waren, wenn der Druck weniger als etwa  $10^{-6}$  mm betrug. Das ist insofern

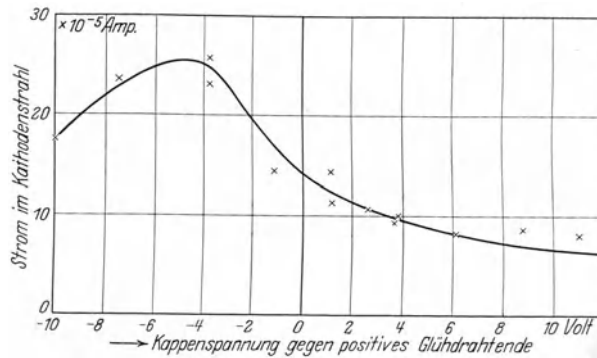


Bild 4. Einfluß der Kappenspannung auf die Elektronenemission.

ein zu erwartendes Ergebnis, als auch in Verstärkerröhren die bekannten Gesetzmäßigkeiten erst bei  $10^{-6}$  bis  $10^{-7}$  mm gelten<sup>1</sup>.

Es bestand die Vermutung, daß man die Stromstärke im Kathodenstrahl dadurch steigern kann, daß zwischen die Kappe und den Glühfaden (Bild 3) eine geeignete Spannung gelegt wird. Ursprünglich war die Kappe an das positive Glüh-

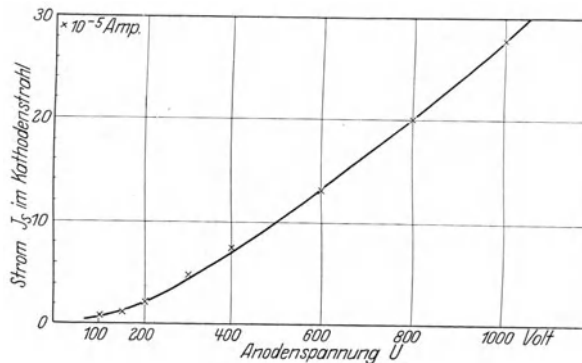


Bild 5. Maximal erreichte Strahlstromstärke, abhängig von der Anodenspannung.

fadenende angeschlossen. Welchen Einfluß verschiedene Spannungen auf die Stromstärke im Strahle ausüben, zeigt für 800 Volt Anodenspannung das Bild 4. Das Maximum des Strahlstromes tritt ein, wenn die Kappe das Potential der Glühfadenmitte hat. Dies gilt bei allen Anodenspannungen zwischen 100 und 800 Volt. Die im Kathodenstrahl erreichte Stromstärke beträgt  $0,25 \cdot 10^{-3}$  A. bei 800 Volt;  $0,25 \cdot 10^{-4}$  A. bei 200 Volt Anodenspannung. Der Abstand des Glühdrahtes von der Ebene der Kappe konnte zwischen 0 und 1 mm verändert werden ohne bemerkenswertes Ergebnis.

Auf weitere Abwandlung der geometrischen Größen wurde verzichtet, angesichts einer Erscheinung, die bei allen Spannungen zwischen 100 und 1000 Volt begrenzend auf den Strahlstrom einwirkt. Es handelt sich um ein Optimum der Glühfadentemperatur mit Rücksicht auf größten Strahlstrom. Unterschreitet man

<sup>1</sup> Vgl. z. B. Zenneck-Rukop, Drahtlose Telegraphie, 5. Aufl., S. 524.

diese Temperatur, so sinkt sowohl Anoden- wie Strahlstrom, überschreitet man sie, so steigt der Anodenstrom an, aber der Strahlstrom sinkt. Da die Möglichkeit bestand, daß diese Erscheinung von dem magnetischen Felde des Glühdrahtes herührt, ist der Versuch wiederholt worden unter Benutzung eines Schalters, der 80 mal je Sekunde abwechselnd die Heiz- und Anodenspannung anlegt. Die genannte Erscheinung ist quantitativ auch dann noch zu beobachten. Sie findet wohl ihre Erklärung in der gegenseitigen Abstoßung der Elektronen während des Übergangs von Kathode zu Anode.

Im Bilde 5 ist für jede Anodenspannung die maximal erreichte Strahlstromstärke eingetragen, dieses Maximum ist für jede Anodenspannung durch Wahl der Fadentemperatur eingestellt. Wir können eine Betrachtung anstellen, die eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür gibt, daß der Verlauf dieser Kurve tatsächlich durch die gegenseitige Abstoßung bestimmt wird. Wir stellen uns vor, daß das Maximum der Strahlstromstärke bei zwei verschiedenen Anodenspannungen dann erreicht wird, wenn die Bahnkurven zwischen Kathode und Anode nicht mehr praktisch parallel verlaufen, wie das bei ganz geringen Anodenstromstärken zu erwarten ist, sondern eine gewisse Divergenz aufweisen, die wir, wie gesagt, den abstoßenden Kräften zuschreiben. Die gesamte zwischen Kathode und Anode übergehende Strommenge und auch diejenige Strommenge, welche die Anode passiert und später den Strahlstrom bildet, wird am Maximumpunkt bei verschiedenen Anodenspannungen verschieden sein, die Krümmung der Bahnkurven wollen wir jedoch für den Maximumpunkt als gleich und unabhängig von der Anodenspannung annehmen. Mathematisch soll das in der Weise ausgedrückt werden, daß wir sagen: Der Maximumpunkt tritt bei jeder Anodenspannung dann ein, wenn infolge der abstoßenden Kräfte gewisse (bei allen Anodenspannungen) gleich große Strecken senkrecht zur Achse des Bündels durchlaufen werden. Ferner nehmen wir an, daß die Längsgeschwindigkeit über die ganze Strecke zwischen Kathode und Anode konstant und proportional der Wurzel aus der Anodenspannung sei.

Es bezeichne:

- $v$  die Längsgeschwindigkeit des Elektrons,
- $U$  die Anodenspannung,
- $t$  die Flugzeit des Elektrons,
- $s$  die Wegstrecke quer zur Achse,
- $b$  die Beschleunigung infolge der abstoßenden Kräfte,
- $E$  die Feldstärke quer zur Achse,
- $\varrho$  die je Volumeinheit befindliche Menge fliegender Elektronen,
- $f$  den Querschnitt des Strahles,
- $\mathcal{I}$  die Strahlstromstärke,

$k_1, k_2$  die Konstanten.

Dann gilt zunächst für zwei verschiedene Anodenspannungen 1 und 2:

$$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{U_1}{U_2}} = \frac{t_2}{t_1}. \quad (1)$$

Für die Wegrichtung quer zur Achse gilt (unter der Annahme konstanter Beschleunigung während des Fluges Kathode-Anode)

$$s = \frac{1}{2} b \cdot t^2$$

und wenn bei verschiedenen Anodenspannungen gleiche Wegstrecken zurückgelegt werden sollen:

$$\left(\frac{t_2}{t_1}\right)^2 = \frac{b_1}{b_2}. \quad (2)$$

Die Feldstärke  $E$  und die Beschleunigung  $b$  sind beide proportional der Raumladung

$$b = k_1 E = k_2 f \varrho. \quad (3)$$

Wegen der Beziehung zwischen Raumladung und Stromstärke  $\mathcal{F}$

$$f \cdot e \cdot v = \mathcal{F} \quad e = \frac{\mathcal{F}}{f \cdot v}$$

erhalten wir jetzt

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{\mathcal{F}_1 v_2}{\mathcal{F}_2 v_1}$$

und wegen (3), (2) und (1)

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{b_1}{b_2} = \left( \frac{t_2}{t_1} \right)^2 = \frac{U_1}{U_2}.$$

In

$$\frac{\mathcal{F}_1 v_2}{\mathcal{F}_2 v_1} = \frac{U_1}{U_2}$$

wird noch nach (1) die Geschwindigkeit durch die Spannung ausgedrückt, dann ergibt sich

$$\frac{\mathcal{F}_1}{\mathcal{F}_2} = \left( \frac{U_1}{U_2} \right)^{3/2}$$

eine Gleichung, die den experimentell gefundenen Verlauf (Bild 5) näherungsweise beschreibt.

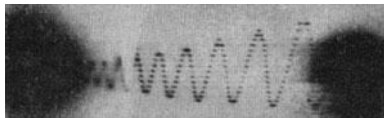


Bild 6. Wirkung des zu weitmaschigen Beschleunigungsgitters.

**5. Beschleunigungsgitter.** Wie schon im Abschnitt 1 bemerkt, kann die Intensität der weichen Kathodenstrahlen vor ihrem Auftreffen auf den Leuchtschirm noch gesteigert werden, indem man in geringem Abstand vor dem Schirm ein Gitter anbringt und zwischen diesem Gitter und dem Schirm eine beschleunigende Spannung wirken läßt (vgl. Bild 1b).

Nach welchen Gesichtspunkten hat man nun bei einem solchen Gitter Drahtdicke und Maschenweite zu wählen? Ist der Abstand der Gitterstäbe zu groß, etwa größer als der Durchmesser des Leuchtfleckes, so treten in der auf dem Schirm geschriebenen Linie Unterbrechungen auf (vgl. Bild 6). Das Gitter bestand aus parallel gespannten Drähten von 0,1 mm Durchmesser und 0,6 mm Abstand. Außerdem darf die lichte Gitterfläche gegenüber der Gesamtfläche des Gitters nicht zu klein sein, da sonst ein merklicher Teil der Elektronen auf das Gitter aufprallt, dort entweder abgeführt wird oder sekundäre Elektronen freimacht bzw. reflektiert wird. Jedenfalls gelangen sekundäre oder reflektierte Elektronen an eine andere Stelle des Schirmes als diejenigen, die das Gitter ohne Berührung durchlaufen. Die so eintretende Energieverminderung des Strahles kann man ungefähr aus dem Verhältnis lichte Gitterfläche zu Gesamtfläche, dem „Wirkungsgrad des Gitters“, abschätzen.

Das endgültige Beschleunigungsgitter bestand aus parallel gespannten Drähten von 0,03 mm Dicke in einem Abstand von 0,2 mm (Wirkungsgrad 85%). Bei dieser Ausführung ist auf den Oszillogrammen von der Struktur des Gitters fast nichts mehr zu sehen (Bild 7–15).

Die Größe der Beschleunigungsspannung können wir vollkommen frei wählen. Je nach der Schreibgeschwindigkeit, die in einem gegebenen Fall nötig ist, wird man größere oder kleinere Spannungen bevorzugen. Die unten wiedergegebenen Oszillogramme sind mit 3000–5000 Volt aufgenommen. Höhere Spannungen waren in der Versuchsröhre aus Isolationsgründen nicht möglich.

**6. Leuchtschirm und photographische Platte.** Am Orte des Leuchtschirmes steht uns nun das Kathodenstrahlbündel von gegebenen Elektronenmengen und gegebener Härte zur Verfügung. Um diese Energie möglichst gut zur Fluoreszenzerregung auszunützen, werden wir nach der Leuchtmasse fragen, die bei gegebener Energie die visuell hellste Leuchterscheinung ergibt bzw. bei gegebener visueller Helligkeit die größte Schreibgeschwindigkeit gestattet. Der Zusammenhang zwischen

Elektronenmenge, Elektronen Härte und Spektralgehalt von Fluoreszenzerscheinungen ist nicht ganz einfach<sup>1</sup>. Ferner ist die Empfindlichkeit des Auges für verschiedene Spektralfarben verschieden. Auf der anderen Seite müssen wir damit rechnen, daß die Grenzleistung der Röhre immer kleinen Schwankungen unterworfen sein wird, so daß der Gewinn einer eingehenden Leuchtmassen-Untersuchung möglicherweise wieder verloren geht. Deshalb wurde auf die genaue Untersuchung verzichtet und die zweckmäßigste Leuchtmasse nach folgendem Versuch ausgewählt. Die vier zur Verfügung stehenden Präparate waren auf demselben Leuchtschirm nebeneinander aufgebracht, und zwar:

Präparat	Bezeichnung	Hersteller
A	Zinksulfid	Kahlbaum
B	„	Chininfabrik Buchler, Braunschweig
C	„	Poulenc Frères, Paris <sup>2</sup>
D	Kalziumwolframat	Kahlbaum

Auf diesen Leuchtschirm kann man nun einen ungedämpften Wellenzug aufzeichnen und die Fluoreszenzhelligkeit der verschiedenen Substanzen miteinander vergleichen. Für Härten zwischen 1000 und 6000 Volt erschienen die Leuchtmassen *B* und *C* etwa gleich hell und merklich heller als *A* und *D*. *C* zeigt bei Bestrahlung mit Licht eine ganz ungewöhnlich starke Phosphoreszenzhelligkeit, aber auf langsame Kathodenstrahlen reagiert es nicht stärker als *B*.

Die Schwingungen, die auf dem Schirm beobachtet werden, müssen nun auch auf der photographischen Platte einen sichtbaren Eindruck hinterlassen. Gewöhnliche Emulsionen und Röntgenplatten, die bei Spannungen von etwa 20 000 Volt an aufwärts stark geschwärzt werden, versagen bei Geschwindigkeiten unter 5000 bis 10 000 Volt vollkommen. Dies hängt offensichtlich mit der geringen Eindringtiefe langsamer Kathodenstrahlen und mit dem geringen Gehalt an Bromsilberkörnern zusammen. Es sind Schumannplatten empfohlen worden<sup>3</sup>, deren Bromsilbergehalt erheblich höher ist als der normaler Emulsionen. Schumannplatten haben aber den Nachteil äußerst leichter Verletzlichkeit bei der Entwicklung und sind sehr teuer. Es wurde deshalb ein auch schon von Wood angegebener Kunstgriff<sup>3</sup> der Sensibilisierung benutzt, nämlich das Aufstreuen einer dünnen Lage von Fluoreszenzmasse auf die lichtempfindliche Schicht. Von allen Kombinationen der Leuchtmassen und Platten

Zinksulfid (Buchler),  
Kalziumwolframat (Kahlbaum),  
Lumière-Optaplaten,  
Herzog-Isoduxplatten,  
Hauff-Röntgenplatten

wurde als zweckmäßigste die Zusammenstellung Röntgenplatte mit Kalziumwolframat ausgewählt. Die Herzog-Isoduxplatte mit Zinksulfid war fast ebenso stark, die Lumière-Optaplatte mit Kalziumwolframat überraschenderweise sehr viel weniger geschwärzt. Hauff-Röntgenplatten mit Kalziumwolframat geben stets, wenn die Schwingung auf dem Leuchtschirm noch einigermaßen deutlich erkennbar ist, eine ausreichende Schwärzung.

Die Versuche wurden auch hier in der Weise ausgeführt, daß verschiedene Plattensorten unter derselben Leuchtmasse und verschiedene Leuchtmassen über derselben Platte mit einer ungedämpften Schwingung überschrieben wurden.

<sup>1</sup> Vgl. z. B. Ernst, Ann. f. Phys. Bd. 82, Nr. 8, S. 1051, 1927.

<sup>2</sup> Dieses Präparat verdanke ich Herrn Dr. Dällenbach, Zürich.

<sup>3</sup> Wood, a. a. O.

**7. Die Oszillogramme.** Aus den im Abschnitt I auseinandergesetzten Gründen ist bei den folgenden Oszillogrammen außer dem Spannungsmaßstab auch die Anodenspannung als Maß für die Spannungsempfindlichkeit mit angegeben. Die Spannungsempfindlichkeit  $E$  ist umgekehrt proportional der Anodenspannung  $U$

$$E = k \cdot \frac{1}{U}.$$

Die Konstante  $k$  hängt u. a. von den Abmessungen des Oszillographen ab, sie betrug bei der Versuchsröhre etwa 100 cm, wenn  $E$  in cm/Volt und  $U$  in Volt ausgedrückt wird.

Die Schreibgeschwindigkeiten und Spannungsmaßstäbe sind in der folgenden Tabelle eingetragen:

Bild Nr.	7	8	10	11	14	15
Anodenspannung in Volt	1000	1000	600	400	250	150
Spannungsmaßstab in cm/Volt	0,1	0,1	0,18	0,26	0,42	0,7
Schreibgeschwindigkeit in m/sec	61000	58000	13000	23000	2900	1200

Bild 7—11 sind Schwingungen eines Röhrensenders; aufgenommen wurde die Spannung am Kondensator im Schwingkreis. Bild 7—9 zeigen sinusförmigen, Bild 10 mehr dreieckförmigen, Bild 11 einen sehr oberwellenreichen Verlauf der Schwingungsspannung. Die geschwärzte Kreisfläche auf den Bildern rührt vom Lichte der Glühkathode her.

Man kann diese Störung zum Verschwinden bringen, wenn man statt der Wolframkathode einen schon bei Gelb- oder Rotglut emittierenden Glühfaden verwendet. Bild 7 und 8 zeigen solche Aufnahmen mit einer Thoriumoxydkathode. Die Bilder 12 und 13 sind Wanderwellen an einem 30 und einem 100 m langen Kabel, Ende offen. Gemessen wurde die Spannung am Ende der Leitung, Spannungsteilung durch Kondensatoren, Schaltspannung 110 Volt. Bild 12 weist gewisse Verzerrungen auf, die von der gegenseitigen induktiven Beeinflussung von Schwing- und Zeitkreis herühren. Immerhin sieht man den Übergang vom rechteckähnlichen zum sinusförmigen Verlauf. In Bild 13 stimmt die Kurvenform der Wanderwelle überein mit dem auch sonst gemessenen Verlauf<sup>1</sup>. Die erste und zweite Halbwelle sind ziemlich rechteckförmig, die letzte schon rein sinusförmig. Bild 14 und 15 sind gedämpfte Schwingungen bei 250 und 150 Volt Anodenspannung. Im Bild 15 ist eine Art von Verzeichnungsfehler besonders zu sehen, die Schrägschrift. Die Schwingungsablenkung zieht den Kathodenstrahl nicht überall senkrecht zur Zeitablenkung hin und her. Diese Erscheinung hat in der Bauart der Röhre unterhalb der Sammelspule ihren Grund und wird sich bei einer im Bau befindlichen Ausführung vermeiden lassen.

**8. Ergebnisse anderer Autoren.** Von den bisher bekannt gewordenen Versuchen, die in der Richtung einer sehr spannungsempfindlichen Braunschen Röhre gehen, haben insbesondere zwei Ausführungen im Laboratorium Verwendung gefunden.

Wood<sup>2</sup> beschreibt einen Oszillographen mit Glühkathode und Innenphotographie, der ganz aus Metall hergestellt ist und in der Regel mit 3000 Volt Anodenspannung betrieben wird. Er erreichte Spannungsempfindlichkeiten von rund 0,025 cm-Volt bei Schreibgeschwindigkeiten von etwa 500 m/sec. Das Beschleunigungsgitter hat er nicht angewendet.

Die zweite Ausführung wurde von Johnson<sup>3</sup> beschrieben, auch er verwendet eine Glühkathode, beschränkt sich aber zugunsten einer bequemeren Handhabung

<sup>1</sup> Rogowski, Flegler und Tamm, Arch. f. Elektrot. Bd. 18, S. 479, 1927.

<sup>2</sup> A. B. Wood, a. a. O.

<sup>3</sup> Johnson, a. a. O.



Bild 7. Ungedämpfte Schwingung  $1,4 \cdot 10^6$  Hertz.  
Anodenspannung: 1000 Volt.  
Spannungsmaßstab: 0,1 cm/Volt.



Bild 8. Ungedämpfte Schwingung wie Bild 7.



Bild 9. Ungedämpfte Schwingung  $1,0 \cdot 10^6$  Hertz.  
Anodenspannung: 1000 Volt.  
Spannungsmaßstab: 0,1 cm/Volt.

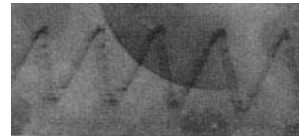


Bild 10. Ungedämpfte Schwingung  $0,5 \cdot 10^6$  Hertz.  
Anodenspannung: 600 Volt.  
Spannungsmaßstab: 0,18 cm/Volt.

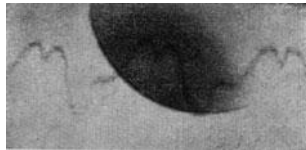


Bild 11. Ungedämpfte Schwingung  $0,3 \cdot 10^6$  Hertz.  
Anodenspannung: 400 Volt.  
Spannungsmaßstab: 0,26 cm/Volt.



Bild 12. Wanderwelle auf 25 m Kabel.  
Anodenspannung: 800 Volt.

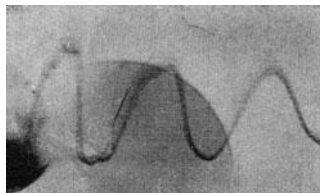


Bild 13. Wanderwelle auf 100 m Kabel.  
Anodenspannung: 800 Volt.

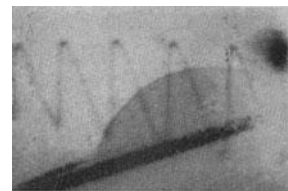


Bild 14. Gedämpfte Schwingung  $60 \cdot 10^3$  Hertz.  
Anodenspannung: 250 Volt.  
Spannungsmaßstab: 0,42 cm/Volt.

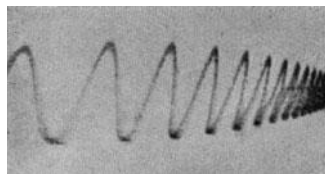


Bild 15. Gedämpfte Schwingung  $25 \cdot 10^3$  Hertz.  
Anodenspannung: 150 Volt.  
Spannungsmaßstab: 0,7 cm/Volt.



auf Photographie des Leuchtschirmes von außen mit einer gewöhnlichen Kamera. Die verwendete Anodenspannung beträgt nur 300—500 Volt, die Empfindlichkeit rund 0,1 cm/Volt. Die Röhre soll offenbar in der Hauptsache zur Aufzeichnung von Lissajous-Figuren dienen, auf die Erreichung hoher Schreibgeschwindigkeiten ist dementsprechend weniger Wert gelegt worden. Ein Beschleunigungsnetz wird auch hier nicht verwendet. Die Strahlensammlung wird durch Gasfüllung erreicht.

In der folgenden Zahlentafel sind die von Wood, Johnson und dem Verfasser erreichten Spannungsempfindlichkeiten und Schreibgeschwindigkeiten eingetragen.

Bauart	Anodenspannung Volt	Spannungs- empfindlichkeit cm/Volt	Schreibgeschwindigkeit m/sec
Wood	3000	0,025	500
Johnson	300—500	0,1	—
Verfasser	1000	0,1	60000
	150	0,7	1200

Meinem verehrten Lehrer Herrn Prof. Dr.-Ing. Rogowski, dem ich auch die Stellung der Aufgabe verdanke, bin ich für sein stetes Interesse und für seine Unterstützung aufrichtigen Dank schuldig.

Ebenso danke ich der Notgemeinschaft Deutscher Wissenschaft, deren Mittel die Durchführung der obigen Untersuchung ermöglichten.

# Empfindlicher Glühkathodenoszillograph für Innenaufnahmen in einem Vorvakuum.

Von

W. Rogowski, E. Sommerfeld und W. Wolman.

In der vorigen Arbeit hat Herr E. Sommerfeld einen Glühkathodenoszillographen für niedrige Spannungen beschrieben, den er auf Anregung von Rogowski ausgearbeitet und erprobt hat. Seine Apparatur lehnt sich an die Rogowski-Größersche Bauart an. Es wurden folgende Ergebnisse erzielt:

1. Langsame Elektronen (150 bis etwa 2000 Volt) schwärzen die photographische Platte nur wenig. Ihre Einwirkung nimmt außerordentlich rasch mit der Voltgeschwindigkeit ab. Es ist so gut wie ausgeschlossen, den Abfall der Plattenempfindlichkeit durch erhöhte Elektronenmenge für rasch veränderliche Vorgänge zu kompensieren.

2. Man kann den abgelenkten langsamen Elektronen kurz vor ihrem Auftreffen auf die Platte durch ein Beschleunigungsgitter erhöhte Geschwindigkeit geben. Nennenswerte Verzerrungen entstehen hierdurch nicht.

3. Bei niedrigen Geschwindigkeiten schwärzen die Elektronen die photographische Platte so gut wie gar nicht. Sie können aber noch eine merkliche Fluoreszenzwirkung haben. Es ist daher bei niedrigen Geschwindigkeiten besser, das Fluoreszenzlicht zu photographieren und nicht die Platte direkt den Elektronen auszusetzen.

4. Gute Aufnahmen erfordern ein sehr hohes Vakuum.

Gerade die letzte Forderung bedeutet für die Ausführung von Messungen eine sehr lästige Erschwernis. Bei jeder Herausnahme von Platten wird das Vakuum zerstört und muß wieder aufs neue hergestellt werden. Ohne Frage muß das Vakuum höher getrieben werden als bei den Glühkathodenoszillographen nach Rogowski und Baumgart, der mit höheren Spannungen arbeitet. Dies hohe Vakuum erfordert daher Zeit und Geduld. Aus diesem Grunde bedeutet es einen weiteren Fortschritt, wenn man das einmal hergestellte Hochvakuum beibehalten und doch Aufnahmen hintereinander ausführen kann. Dies legt den Gedanken nahe, Glühkathode, Ablenkplatten, Beschleunigungsgitter in ein abgeschlossenes Ganzes zu legen, und dieses durch eine dünne durchsichtige Platte, die innen mit Fluoreszenzmasse belegt ist, abzuschließen. Dieser Raum erhält das eigentliche Hochvakuum (Hauptvakuum). Die photographische Platte soll bei der eigentlichen Aufnahme direkt an die Außenseite der durchsichtigen Folie gedrückt werden. Das Licht und nicht die Elektronen schwärzen somit die Platte. Um scharfe Bilder zu erzielen, muß man sehr dünne Platten verwenden. Man kann diesen nicht zumuten, den normalen Atmosphärendruck auszuhalten. Deshalb wird die photographische Platte in einen ausgepumpten Raum gebracht. Es schließt sich somit an das Hauptvakuum ein zweites Vakuum an, das Vorvakuum, in dem sich die photographische Platte befindet und in dem das Photographieren vor sich geht. Entsprechend soll diese Art der Aufnahme Innenaufnahme im Vorvakuum genannt werden im Gegensatz zur erstgenannten, die eine Innenaufnahme im Hauptvakuum darstellt. Das Vorvakuum braucht nicht so hoch zu sein wie das Hauptvakuum. Ein Druck von 1 mm Hg würde eine Belastung von  $\sim 1,0 \text{ g/cm}^2$  ergeben und daher durchaus tragbar sein.

Es ist wichtig, daß sich niemals größere Druckunterschiede zu beiden Seiten der Fluoreszenzscheibe ergeben. Zu dem Zwecke werden Haupt- und Vorvakuum durch ein Rohr verbunden. Die Pumpe, die den Druckunterschied zwischen Haupt-

und Vorvakuum herstellt, ist in dieses Verbindungsrohr eingebaut. Sie kann das Vorvakuum als Vorvakuum für sich selbst benutzen.

Will man fortlaufend Aufnahmen machen, ohne das einmal erreichte Hauptvakuum zu zerstören, so braucht man noch einen dritten Raum, eine Einlaßkammer, die vom Vorvakuum nach Belieben abgesperrt oder mit ihm verbunden werden kann. Die Einlaßkammer soll bei Absperrung mit der Außenluft in Verbindung gebracht werden können. In sie kann dann bequem die photographische Platte eingeführt werden. Alsdann soll die Einlaßkammer gegen die Außenluft verriegelt und ausgepumpt werden. Die vorliegende Ausführung arbeitet derart, daß jetzt erst die Verbindung von Einlaßkammer und Vorvakuum hergestellt und die photographische Platte an den Leuchtschirm herangebracht wird.

Entsprechend geht auch die Entfernung der Platte über die abschließbare Einlaßkammer vor sich.

Bei den einzelnen Bewegungsgängen von Platte bzw. Film können die Antriebe sowohl durch Schiffe als auch durch mechanische und elektromagnetische

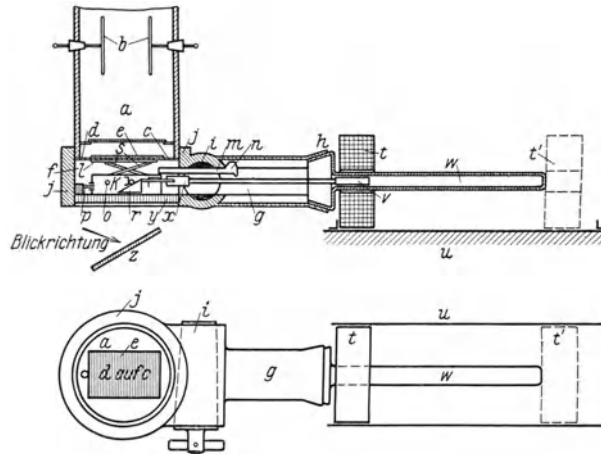


Bild 1.

Mittel durch die Wand her erfolgen. Auch kann man mit Vorteil davon Gebrauch machen, gewisse im Vorvakuum oder in der Einlaßkammer befindliche Bewegungsmechanismen durch Schiffe oder mechanische oder elektromagnetische Mittel auszulösen oder zu sperren.

Eine Ausführung ist in Bild 1 skizziert. Der Raum *a* mit den Ablenkplatten *b* gehört zum Hochvakuumteil der Braunschen Röhre, er ist abgeschlossen durch eine dünne Folie *c* aus Glas oder Glimmer, welche die Leuchtmasse *d* und ein Feindrahtgitter *e* zur Abführung des Elektronenstromes trägt. Der Raum *f* wird auf Vorvakuum ausgepumpt, so daß die Folie *c* praktisch keiner mechanischen Beanspruchung ausgesetzt ist. Zwischen dem Raum *f* und dem Einlaßraum *g*, der durch den leicht abnehmbaren Fettschliff und Deckel *h* verschlossen ist, befindet sich ein Hahn *i* mit einer rechteckigen Öffnung im Küken. Die Aufnahme geht nun folgendermaßen vor sich: Der Hahn mit dem Küken *i* wird geschlossen. Er trennt *g* und *f* luftdicht voneinander ab. In den Einlaßraum *g* wird die Kassette *k* durch den Deckel *h* eingeführt. Die Platte ist lichtdicht verschlossen. Nach Schließen des Deckels *h* wird der Einlaßraum *g* auf Vorvakuum gebracht. Jetzt wird der Hahn mit dem Küken *i* geöffnet und die Kassette *k* mit der lichtempfindlichen Platte *l* vom Raum *g* in den Raum *f* gebracht. Während des Einschiebens der Kassette in *f* bleibt der Kassettendeckel *m* infolge des Anschlages *n* im Innern des Hahnküken zurück und gibt so die Platte *l* zur Belichtung frei. Nur in der gezeichneten Lage können zwei

Sperrstifte o in Aussparungen einspringen. Der bewegliche Anschlagstift p gibt den Mechanismus zum Anheben der Platte frei. Erst dann hebt der Kassettenmechanismus r und s die Platte an und drückt sie gegen die dünne Folie c. Sämtliche Vorgänge werden von außen durch Verschieben einer Magnetspule auf der Gleitbahn u

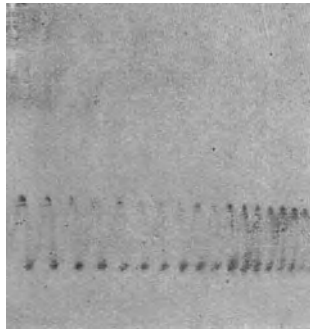


Bild 2. Spannung am Kondensator eines Röhrengenerators. Frequenz 240 000 Hertz. Spannung Kathode/Anode 700 Volt. Spannung zwischen den beiden Beschleunigungsgittern 4000 Volt. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $1,2 \cdot 10^{-5}$  sec. Ordinate 1 cm = 3,3 Volt.

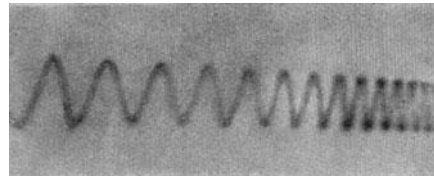


Bild 3. Spannung am Kondensator eines Röhrengenerators. Frequenz  $10^5$  Hertz. Spannung Kathode/Anode 700 Volt. Spannung zwischen den beiden Beschleunigungsgittern 2500 Volt. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $1,34 \cdot 10^{-5}$  sec. Ordinate 1 cm = 3,3 Volt.

von t' nach t ausgelöst. Diese Magnetspule nimmt den Weicheisenkern v, der im Rohr w gleitet, mit sich. Der Weicheisenkern ist durch eine Stange und ein schnell zu öffnendes Schloß x mit der Kassette mechanisch verbunden. Die aufzunehmende Schwingung wird nun auf den Leuchtschirm geschrieben und dadurch die dicht

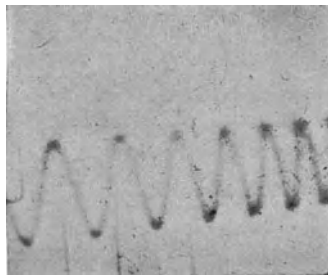


Bild 4. Spannung am Kondensator eines Röhrengenerators. Frequenz  $10^5$  Hertz. Spannung Kathode/Anode 700 Volt. Spannung zwischen den beiden Beschleunigungsgittern 2500 Volt. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $10^{-5}$  sec. Ordinate 1 cm = 3,3 Volt.

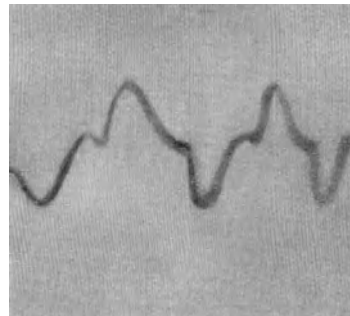


Bild 5. Spannung am Kondensator eines Röhrengenerators. Frequenz der Grundschwingung 240 000 Hertz. Spannung Kathode/Anode 1000 Volt. Spannung zwischen den beiden Beschleunigungsgittern 2000 Volt. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $3 \cdot 10^{-6}$  sec. Ordinate 1 cm = 5,3 Volt.

unter der leuchtenden Linie liegenden Teile der lichtempfindlichen Schicht geschwärzt. Das Ausschleusen der Platte geschieht derart, daß die Spule t mit dem Eisenkern v wieder in die Lage t' zurückgeschoben wird. Dadurch versenkt der Mechanismus r und s die Platte l wieder in die Kassette k, die Sperrstifte o springen zurück, und der Deckel m schiebt sich durch einen Anschlag spätestens bei h wieder über die licht-

empfindliche Platte. Die Kassette liegt dann vollständig wieder im Raum g. Der Hahn mit dem Küken i wird geschlossen, g mit Luft gefüllt, und die Kassette nach Lösen des Schliffes h und des Stangenschlosses x herausgenommen. Zur Beobachtung des Leuchtschirmes d durch die geschliffene Glasscheibe y hindurch dient, wenn die Kassette in g liegt, der Planspiegel z.

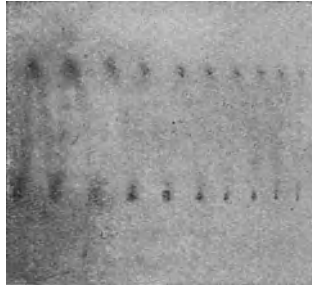


Bild 6. Spannung am Kondensator eines Röhrengenerators. Frequenz  $1,5 \cdot 10^6$  Hertz. Spannung Kathode/Anode 1600 Volt. Kein Beschleunigungsgitter. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $1,34 \cdot 10^{-6}$  sec. Ordinate 1 cm = 7,6 Volt.

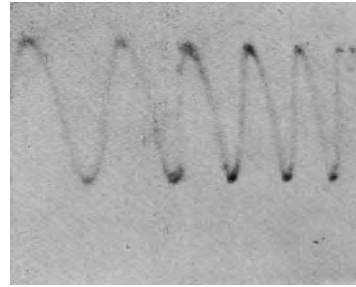


Bild 7. Spannung am Kondensator eines Röhrengenerators. Frequenz  $0,5 \cdot 10^6$  Hertz. Spannung Anode/Kathode 1600 Volt. Kein Beschleunigungsgitter. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $1,54 \cdot 10^{-6}$  sec. Ordinate 1 cm = 7,6 Volt.

Die vorliegende Ausführungsform ist nur als Beispiel gedacht. Natürlich läßt der Grundgedanke der photographischen Aufnahme im Vorvakuum noch mannigfache Varianten der Ausführung zu. Wir werden später selbst weitere mitteilen.

Der Aufbau unseres Oszillographen geht aus Bild 1 hervor: Daß er im wesentlichen aus Metall besteht, versteht sich bei unseren heutigen Erfahrungen von selbst.

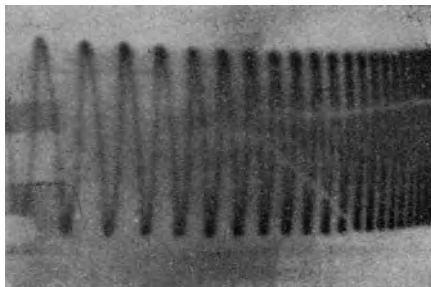


Bild 8. Spannung am Kondensator eines Röhrengenerators. Frequenz 150 000 Hertz Spannung Kathode/Anode 1600 Volt. Kein Beschleunigungsgitter. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $1,1 \cdot 10^{-5}$  sec. Ordinate 1 cm = 7,6 Volt.

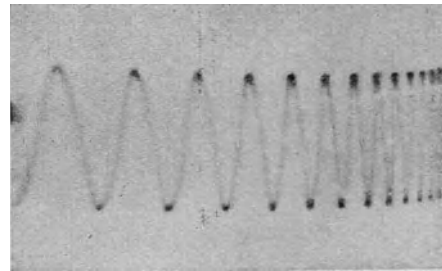


Bild 9. Spannung am Kondensator eines Röhrengenerators. Frequenz 60 000 Hertz. Spannung Kathode/Anode 1600 Volt. Kein Beschleunigungsgitter. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $1,67 \cdot 10^{-5}$  sec. Ordinate 1 cm = 7,6 Volt.

Die beifolgenden Bilder <sup>1</sup> zeigen einige Aufnahmen mit der neuen Ausführungsform des Oszillographen. Als Hochfrequenzquelle für die ungedämpften Schwingungen diente ein kleiner Röhrengenerator, welcher über einen rein kapazitiven Spannungsteiler an das eine Paar der Ablenkplatten angeschlossen war. Das andere Paar der Ablenkplatten lag an einem Ohmschen Widerstand, der mit einer Akkumu-

<sup>1</sup> Herr Dipl.-Ing. Graupner hat sich an diesen Aufnahmen beteiligt.

lators- und einer Induktivität hintereinander geschaltet war. Als Spannungsempfindlichkeit der Röhre wurde 0,3 cm pro Volt bei 700 Volt Anodenspannung gemessen. Die Auslösung der Zeitablenkung und das Einschalten der Erregerspannung

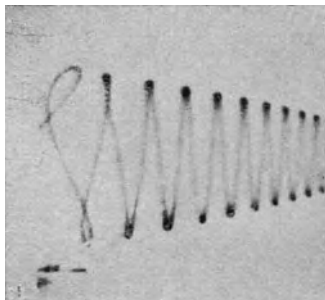


Bild 10. Gedämpfte Entladeschwingung eines Kondensators. Frequenz 25000 Hertz. Spannung Kathode/Anode 2000 Volt. Kein Beschleunigungsgitter. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $8 \cdot 10^{-5}$  sec. Ordinate 1 cm = 28,3 Volt.

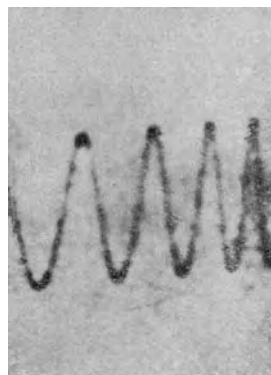


Bild 11. Spannung am Kondensator eines Röhrengenerators. Frequenz 360000 Hertz. Spannung Kathode/Anode 5200 Volt. Kein Beschleunigungsgitter. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $2,3 \cdot 10^{-6}$  sec. Ordinate 1 cm = 74 Volt.

wurde mit dem in der Sommerfeldschen Arbeit beschriebenen Schalter vorgenommen. Als Elektronenquelle diente der dort beschriebene, aus Glas geblasene Kopf mit eingebauter Glühkathode, Kappe und Molybdänanode. Zum Herabdrücken

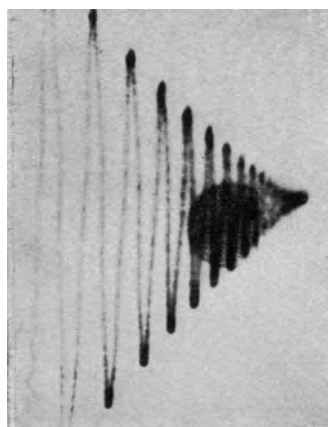


Bild 12. Strom in einem gedämpften Schwingungskreis. Frequenz  $67,7 \cdot 10^3$  Hertz. Spannung Kathode/Anode 5200 Volt. Kein Beschleunigungsgitter. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $2,7 \cdot 10^{-5}$  sec. Ordinate 1 cm = 74 Volt.

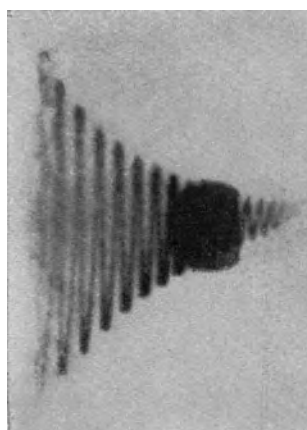


Bild 13. Stromverlauf in einem gedämpften Schwingungskreis. Frequenz 450000 Hertz. Spannung Kathode/Anode 5200 Volt. Kein Beschleunigungsgitter. Zeitmaßstab 1 cm anfänglich =  $7,4 \cdot 10^{-6}$  sec. Ordinate 1 cm = 74 Volt.

der durch diffuse Elektronen hervorgerufenen Überstrahlung wurde allerdings an den alten Schalter ein weiterer Kontakt angebaut, der die Beschleunigungsspannung erst kurz vor Einschalten der Anodenspannung an das Gitter legte und kurz nach Ausschalten der Erregung wieder abschaltete. Aus Isolationsgründen konnte mit

der Beschleunigungsspannung bei der vorliegenden Ausführung nicht höher als 4000 Volt gegangen werden. Doch dürfte es mit Hilfe einer abgeänderten Ausführung des Beschleunigungsgitters möglich sein, eine wesentlich höhere Beschleunigungsspannung anwenden zu können und dadurch die Leistungsfähigkeit des Oszillographen noch bedeutend zu steigern.

Im Durchschnitt erreichen die Bilder noch nicht die Güte der bei höheren Spannungen aufgenommenen Oszillogramme. Sie genügen indessen, um zu zeigen, daß der vorgeschlagene Weg zu einem brauchbaren empfindlichen Oszillographen führen wird.

Der Notgemeinschaft Deutscher Wissenschaft haben wir auch diesmal für ihre gütige Unterstützung zu danken.

---

# Stoßspannungen und Funkenbilder.

Von

W. Rogowski und R. Tamm.

**1. Ziel.** Bereits früher zeigte der eine von uns<sup>1</sup>, daß Schwierigkeiten entstehen, wenn man die Townsendsche Theorie zur Erklärung des Stoßdurchschlags von Gasen heranziehen will. Unsere oszillographischen Untersuchungen<sup>2</sup> verstärkten die vorgebrachten Bedenken.

Die folgende Arbeit, die von der optischen Seite an das Durchschlagsproblem herangeht, bringt weitere Versuche, die uns mit der Townsendschen Theorie unvereinbar zu sein scheinen. Als Untersuchungshilfsmittel werden benutzt die photographische Festhaltung der Lichterscheinung bei Stoßdurchschlag und die spektrographische Zerlegung derselben.

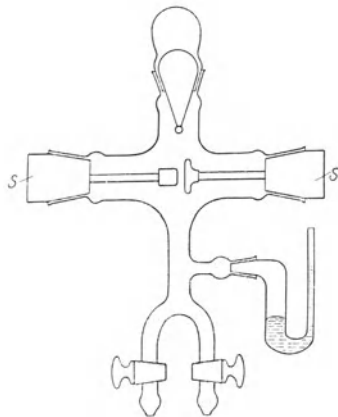


Bild 1. Versuchsanordnung.

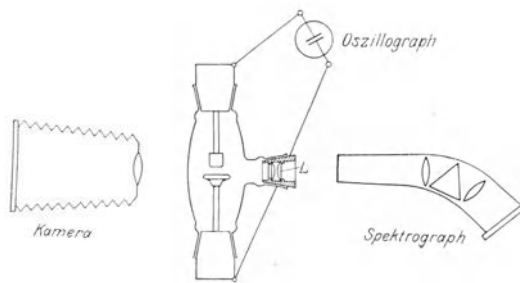


Bild 2. Funkenstrecke, Oszillograph, Kamera und Spektrograph.

**2. Versuchsanordnung.** Die Plattenelektroden befinden sich in einem Glasgefäß, das evakuiert und mit Gas gefüllt werden kann (Bild 1). Nach Herausnehmen der Schiffe S kann der Abstand der Elektroden geändert werden. Im Gefäß befindet sich für die Vorionisierung ein dünnwandiges Glasröhrchen mit einem Radiumpräparat (6,07 mg Rad.-El.). Eine Quecksilberlampe wäre zwar zur Erzielung starker Vorionisierung vorteilhafter<sup>3</sup>, aber man müßte nach spektraler Zerlegung der Strahlung das sichtbare Licht abblenden.

Der Druck wurde mit einem Quecksilberbarometer gemessen. Anfangs wurden Messing-, später Silberelektroden verwandt.

Bild 2 zeigt schematisch die Anordnung. Der Funke wird durch die Glaswand des Gefäßes hindurch photographiert. Man erhält also ein Bild des sichtbaren Funkenlichtes. Es ist für spätere Versuche vorgesehen, Objektiv und Gefäßwand aus Quarz zu wählen, damit auch das ultraviolette Licht ausgenutzt werde. Anfangs wurden Herzog Ortho-Isodux-, später Lumiere-Opta-Platten verwandt. Letztere scheinen

<sup>1</sup> Rogowski, Arch. f. Elektrot. XVI, 496, 1926.

<sup>2</sup> Rogowski, Flegler, Tamm, Arch. f. Elektrot. XVIII, 479, 1927. — Tamm, Arch. f. Elektrot. XIX, 235, 1928.

<sup>3</sup> Rogowski, Arch. f. Elektrot. XX, S. 99, 1928. — Rogowski und Tamm, Arch. f. Elektrot. XX, S. 107, 1928.



für den benutzten Spektralbereich etwas empfindlicher zu sein. Die Quarzlinse  $L$  besteht aus zwei plankonvexen Einzellinsen, von denen eine in eine Metallfassung mit Picein eingekittet wurde, während die andere unter Zwischenlage von Abstandstücken mit einem Ring mit Gewinde dagegen geschraubt ist. Die Fassung ist in das Glasgefäß eingekittet. Die Linse  $L$  (Brennweite 4 cm) entwirft ein reelles Bild in die Spaltebene des Quarzspektrographen<sup>1</sup>. Der Abstand Funkenstrecke-Linse und Linse-Spalt beträgt ungefähr je 8 cm, so daß man eine Abbildung in natürlicher Größe erhält. Durch Verschieben des Spaltes parallel zur Achse der Funkenstrecke kann man jeden Teil des Funkens herausgreifen und den Anregungszustand an ihm bestimmen. (Quarz ist für ultraviolettes Licht durchlässig bis etwa 2000 Å.)

**3. Die Schaltanordnung.** Die Ablenkplatten des Oszillographen sind über Dämpfungswiderstände direkt an die Elektroden der Funkenstrecke angeschlossen. Man erhält also im Oszillogramm den Spannungsverlauf an den Elektroden. Es sollen rechteckige Spannungstöße bestimmter Dauer erzeugt werden. Wird in Bild 3 der Schalter eingelegt, so zieht eine Wanderwelle von der Höhe  $U/2$  in die Leitung

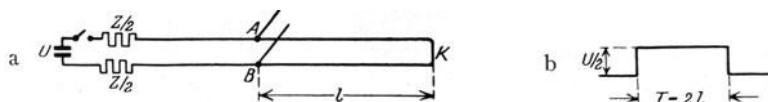


Bild 3. a) Schaltbild I,

b) Spannung zwischen A und B.

ein. Sie wird am kurzgeschlossenen Ende  $K$  mit umgekehrtem Vorzeichen reflektiert und trifft wieder auf die Anfangswiderstände, wo sie reflexionslos geschluckt wird. Damit ist der stationäre Zustand erreicht: Die Spannung  $U$  liegt an den Ohmschen Widerständen, in der Leitung fließt ein Strom  $\mathcal{I} = U/Z$ . Zwischen den Punkten  $A$  und  $B$  erhält man den in Bild 3b dargestellten Spannungsverlauf. In dieser Form ist aber die Schaltung noch nicht brauchbar. Die Spannungswelle ist nicht „be-

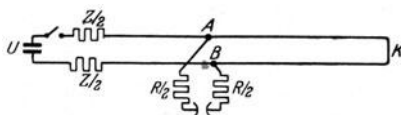


Bild 4. Schaltbild II.

lastbar“. Jede Energieentnahme zwischen  $A$  und  $B$  macht sich nach einer Zeit, die dem Laufweg  $AKB$  ( $T = \frac{2 \cdot l}{v}$  sec) entspricht, bemerkbar. Würden wir beispielsweise zwischen  $A$  und  $B$  eine Funkenstrecke anschließen, deren Spannung in einem bestimmten Augenblick plötzlich auf Null zusammenbräche, so würde die im kurzgeschlossenen Leitungsende aufgespeicherte Energie ausschlagen, bis sie durch die sehr geringe Dämpfung aufgezehrt wäre. Man würde dann im Funken den stationären Strom erhalten, dem sich der Schwingstrom der nunmehr kurzgeschlossenen Leitungschleife überlagert. Um diesen letzten Einfluß herabzudrücken, wurden vor die Funkenstrecke Ohmsche Widerstände vorgeschaltet (Bild 4). Diese Schaltanordnung verhält sich genau so wie die in Bild 3a angegebene, bei der jedoch der Wellenwiderstand der Leitung nicht  $Z$ , sondern  $Z + R$  beträgt und bei der die Rückwirkung der aus dem Kurzschlußpunkt zurückkommenden Welle im Verhältnis  $\frac{Z}{Z + R}$  herabgesetzt ist. Man sieht daraus ohne weiteres, daß es günstig ist,  $Z$  möglichst klein zu machen, d. h. die Leitung aus Kabeln zu machen. Es wurden hier

<sup>1</sup> Herrn Prof. Starke sei für Überlassung des Spektrographen, Herrn Privatdozenten Dr. Kirschbaum für seinen Rat bei den spektrographischen Aufnahmen bester Dank ausgesprochen.

Gummischlauchleitungen verwandt mit einem Wellenwiderstand von rund 90 Ohm. Der Widerstand  $R$  betrug etwa 300 Ohm.

Bild 5 zeigt das Oszillogramm einer solchen Stoßwelle. Man sieht, die Rechteckform ist einigermaßen eingehalten. Auf- und Abstieg sind infolge der Verschleifung der Wellenfront abgeflacht.

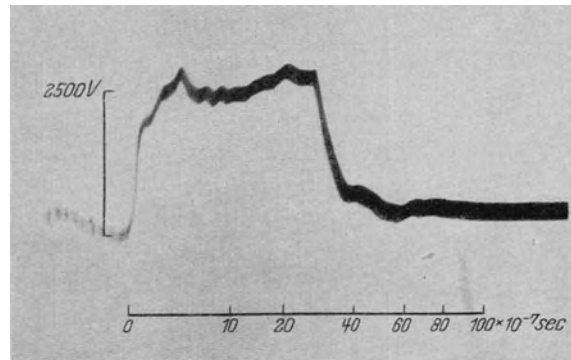


Bild 5. Oszillogramm der Rechteckstoßwelle (Zeichen  $\square$ ), Schaltung nach Bild 4.

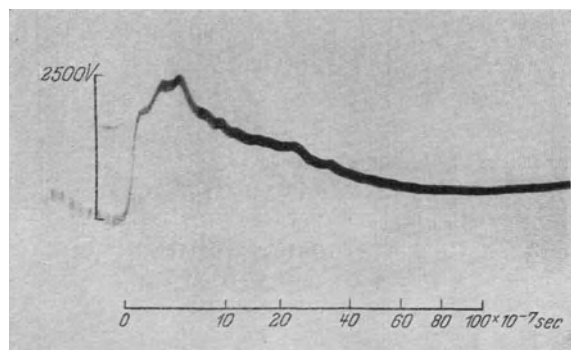


Bild 7. Oszillogramm der Stoßwelle mit Schaltung Bild 6 (Zeichen  $\curvearrowright$ ).

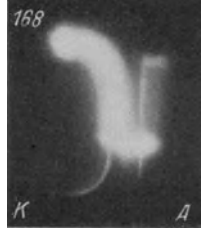
Außer dieser Schaltung wurde noch die in Bild 6 angegebene benutzt. Man erhält damit keine Rechteckstöße, sondern exponentiell abklingende Spannungstöße nach Bild 7 (die Zeitkonstante  $T = 2C_v \cdot Z$ ).

Mit dieser Schaltung wurde die Ausbildung des Funkens bei langen Zeiten untersucht, bei denen die vorhandenen Kabel nicht ausreichten, um genügend lange Stoßwellen nach Bild 5 herzustellen ( $T_{\max} = 46,6 \cdot 10^{-7}$  sec). Mit beiden Stoßwellenformen erhält man praktisch gleiche Funkenbilder. Die Untersuchungen wurden mit einer Schaltspannung von etwa 5 kV, also mit einer Stoßwellenhöhe von etwa 2,5 kV durchgeführt. Bei den spektrographischen Aufnahmen wurde der Schalter motorisch angetrieben, es erfolgte etwa alle 2 Sekunden ein Schaltvorgang.

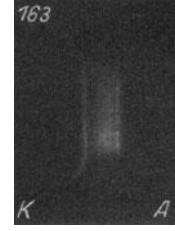
Die Laufgeschwindigkeit der Wanderwelle auf dem Kabel wurde durch Vergleich mit einer Freileitungs-Rechteck-Wanderwelle zu etwa  $0,6 c = 1,8 \cdot 10^8$  m/sec oszillographisch bestimmt.



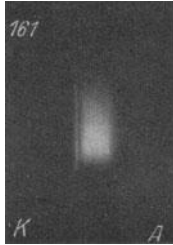
a)  $\sqcap$   $1,44 \cdot 10^{-7}$  sec  
(50 Stromdurchgänge),



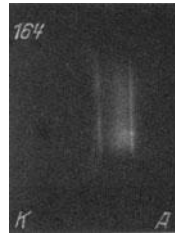
d)  $\sqcap$   $22,1 \cdot 10^{-7}$  sec (1 x),



g)  $\sqcap$   $46,6 \cdot 10^{-7}$  sec (1 x),



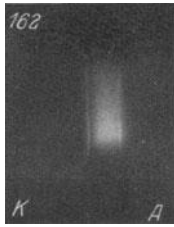
b)  $\sqcap$   $2,88 \cdot 10^{-7}$  sec (10 x),



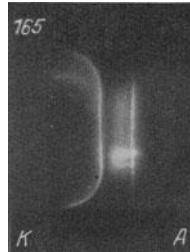
e)  $\sqcap$   $30,2 \cdot 10^{-7}$  sec (1 x),



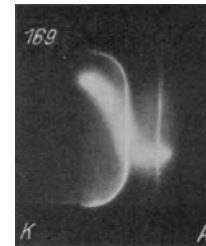
h)  $\sqcap$  T =  $140 \cdot 10^{-7}$  sec (1 x),



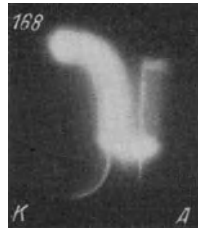
c)  $\sqcap$   $7,08 \cdot 10^{-7}$  sec (3 x),



f)  $\sqcap$   $46,6 \cdot 10^{-7}$  sec (1 x),



i)  $\sqcap$  T =  $160 \cdot 10^{-7}$  sec (1 x),



k)  $\sqcap$  T =  $400 \cdot 10^{-7}$  sec (1 x).

Bild 8. Funkenphotographien (Luft),  $p = 42$  mm Hg,  $a = 3$  mm.

**4. Die photographischen Aufnahmen.** Die früheren oszillographischen Aufnahmen hatten gezeigt, daß der Spannungszusammenbruch am Funken in einer Stufe vor sich gehen kann (vgl. Bild 9). Diese Stufe kann bei Atmosphärendruck sehr kurz sein. Sie wird um so länger, je tiefer der Druck sinkt. Ist der Druck so niedrig, daß

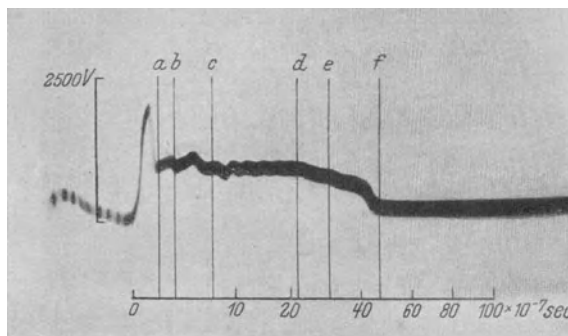
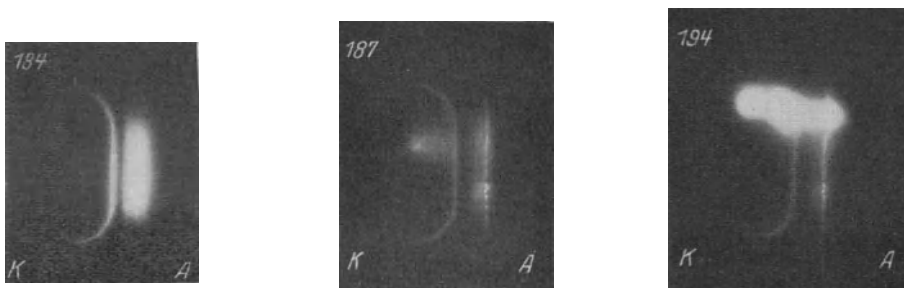
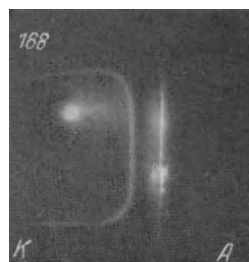
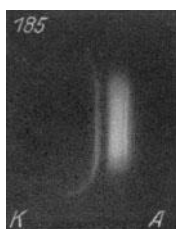


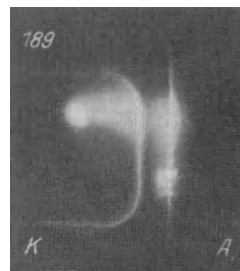
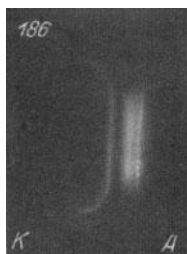
Bild 9. Funkenoszillogramm  $p = 42$  mm Hg,  $a = 3$  mm. Die senkrechten Striche geben die Zeiten an, bei denen in Bild 8 a bis f die Stoßwelle abgebrochen wurde.



a)  $\square$   $1,44 \cdot 10^{-7}$  sec (50 Durchschläge),  
 d)  $\square$   $22,1 \cdot 10^{-7}$  sec (1 x), g)  $\square$   $T = 180 \cdot 10^{-7}$  sec (1 x).



b)  $\square$   $2,88 \cdot 10^{-7}$  sec (10 x), c)  $\square$   $30,2 \cdot 10^{-7}$  sec (1 x),



e)  $\square$   $7,08 \cdot 10^{-7}$  sec (3 x), f)  $\square$   $46,6 \cdot 10^{-7}$  sec (1 x),

Bild 10. Funkenphotographien (Luft)  $p = 13$  mm Hg,  $a = 3$  mm.

die Stufe „unendlich“ lang wird, so beobachtet das Auge eine Art von „Glimmentladung“, während bei kurzen Stufenlängen eine helle Leuchterscheinung zu sehen war. Der Übergang bei Verminderung des Druckes ist stetig.

Wir prägten nun der Funkenstrecke verschieden lange Stoßwellen auf. Durch diesen Kunstgriff kann man die zeitliche Ausbildung der Leuchterscheinung verfolgen. Bild 8 zeigt eine derartige Versuchsreihe für Luft. Die Elektroden hatten einen Abstand von rund 3,0 mm. Bei einem Druck  $p_0 = 82$  mm Hg sprach die Funkenstrecke bei der benutzten Stoßwelle (Bild 5) gerade noch an. Die Aufnahmen wurden

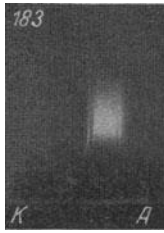
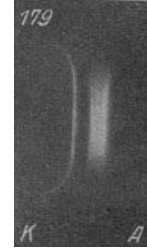
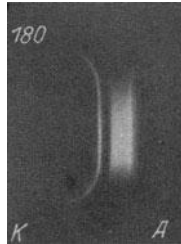
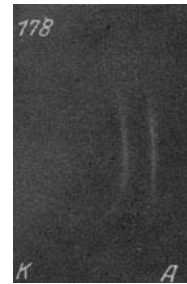
a)  $p = 47$  mm Hg,c)  $p = 23$  mm Hg,e)  $p = 9,5$  mm Hg,b)  $p = 34$  mm Hg,d)  $p = 14$  mm Hg,f)  $p = 4,5$  mm Hg.

Bild 11. Funkenphotographien (Luft), je 100 Stromdurchgänge  $a = 3$  mm,  $2,88 \cdot 10^{-7}$  sec.

bei einem Druck von 42 mm Hg aber unverminderter Höhe der Spannung gemacht. Bei ganz kurzen Stößen (Bild 8a) sehen wir die Kathode mit einer leuchtenden Schicht überzogen. Dann folgt ein Dunkelraum. Der übrige Raum bis zur Anode ist ziemlich gleichmäßig erleuchtet. Die Anode selbst tritt nicht besonders hervor, wahrscheinlich infolge reflektierten Lichtes ist sie als Strich schwach sichtbar. Diese Art der Durchschlagserscheinung bezeichnen wir als Phase 1 der Entladung. Der Vergleich mit der Glimmentladung drängt sich uns auf. Eine genaue Zuordnung der einzelnen Teile der Leuchterscheinung zu den entsprechenden der Glimmentladung kann erst dann erfolgen, wenn wir, wie wir beabsichtigen, auch das übliche Kathodenrohr Stoßspannungen aussetzen und auch hier die zeitliche Ausbildung der bekannten Lichterscheinungen verfolgt haben werden. Vielleicht ist der leuchtende Saum auf der Kathode mit der ersten Kathodenschicht, der Dunkelraum mit dem negativen (Hittorfschen, Crookschen) Dunkelraum, der leuchtende Restteil mit dem negativen Glimmlicht identisch. Vergrößert man die Stoßdauer (Bild 8b und c), so ändert sich das Bild prinzipiell nicht, nur wird die Leuchtstärke größer, d. h. man braucht weniger Funkendurchgänge, um eine genügende Schwärzung zu erhalten.

Verblüffend wirkt die große Exaktheit, mit der nach jeder Entladung die Kontraste der Lichterscheinung wiederkehren. Denn sonst könnten nicht die scharfen Begrenzungen der kathodischen Teile namentlich des Dunkelraums er-

halten bleiben, trotzdem es sich doch hier um Vielfachwindungen bisweilen um das Ergebnis von 100 Durchschlägen handelt.

Bei weiterer Vergrößerung der Stoßdauer sehen wir plötzlich (8d) helle Punkte auf der Anode, bei noch größerer Stoßdauer (8e) hat man den Eindruck, daß aus dem hellen Fußpunkt der Anode ein leuchtender, sich verbreiternder Saum in die Entladungsbahn hereinwächst. Später bildet sich ein Fußpunkt auf der Kathode (8f)

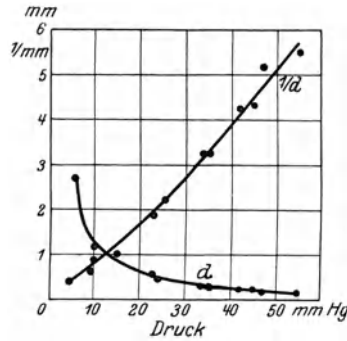


Bild 12. Dicke (d) des Dunkelraumes als Funktion des Druckes.

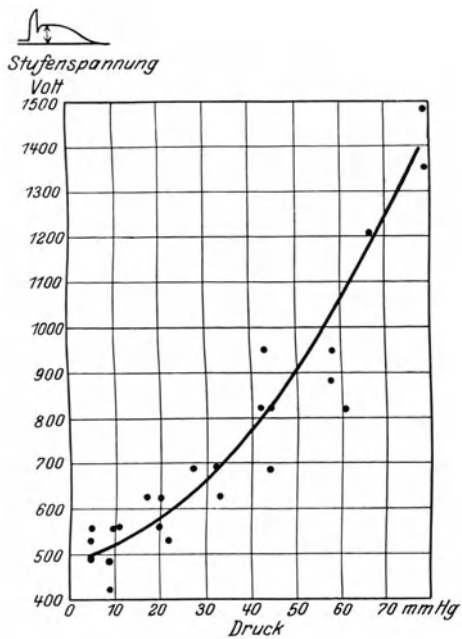


Bild 13. Stufenspannung als Funktion des Druckes.

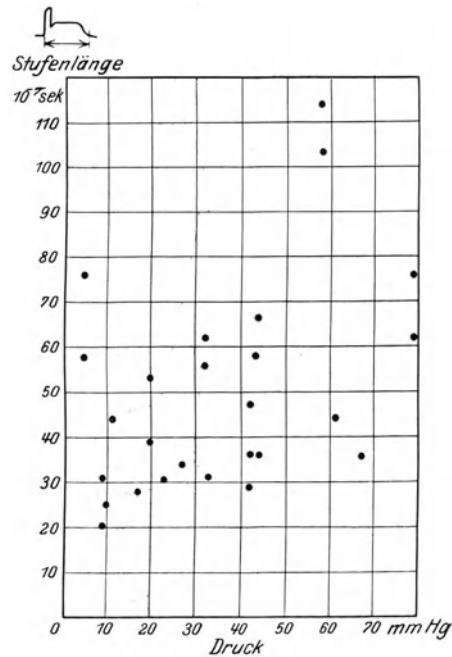


Bild 14. Stufenlänge als Funktion des Druckes.

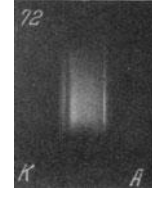
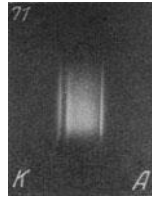
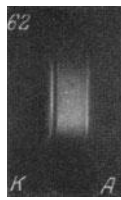
und schließlich erhält man einen leuchtenden Kanal zwischen zwei Punkten der Anode und Kathode.

Diesen zweiten Teil der Entladung, der durch ausgezeichnete Fußpunkte auf der Anode und der Kathode wie durch stärker leuchtende Fäden charakterisiert ist, bezeichnen wir als Phase II der Entladung. In allen beobachteten Fällen setzt der Kanal auf der Anode senkrecht an, während er an der Kathode mitunter längs der Oberfläche verläuft.

Bereits früher sind vielfach Funkenbilder aufgenommen worden. Zuletzt noch mit großem Erfolg von Torok (Journal of the A.I.E.E., 1928, S. 127). Aber alle

früheren Bilder zeigen die wesentlichen Züge der Phase II des Entladungsvorgangs. So sieht man auf den Bildern Teroks recht schön die leuchtenden Fußpunkte der Kanäle an Anode und Kathode. Soweit wir sehen, weist erst die vorliegende Arbeit nach, daß anfänglich Kanäle und Fußpunkte fehlen, und daß ihr eine Art Glimmentladung mit charakteristischen Leuchterscheinungen (Phase I) vorangeht.

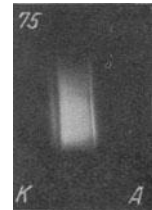
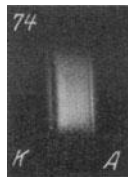
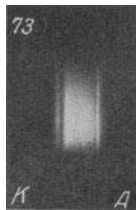
Bild 9 zeigt den Spannungsverlauf an der Funkenstrecke bei „unendlich“ langem Funken und gibt die Punkte an, in denen bei den widergegebenen Photographien die Stoßwelle abgebrochen, d. h. die Spannung von der Funkenstrecke weggenommen wurde.



a)  $\square$   $4,2 \cdot 10^{-7}$  sec  
(300 Stromdurchgänge),

b)  $\square$   $7,08 \cdot 10^{-7}$  sec (150 x),

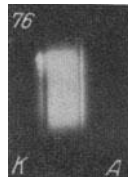
c)  $\square$   $9,18 \cdot 10^{-7}$  sec (100 x),



d)  $\square$   $12,3 \cdot 10^{-7}$  sec (50 x),

e)  $\square$   $17,3 \cdot 10^{-7}$  sec (30 x),

f)  $\square$   $20,2 \cdot 10^{-7}$  sec (20 x),



g)  $\square$   $28,2 \cdot 10^{-7}$  sec (20 x).

Bild 15. Funkenphotographien (Wasserstoff)  $p = 50$  mm Hg,  $a = 4$  mm.

Wahrscheinlich nimmt bei der Phase I („Glimmentladung“) der gesamte Querschnitt am Elektrizitätstransport teil. Dieser Zustand kann sich bei praktisch konstantem Strom eine ganz beträchtliche Zeit aufrecht erhalten. Die leuchtenden Fußpunkte der Kanäle (Phase II), bilden sich immer zuerst an der Anode. Polt man die Funkenstrecke um, so erscheinen sie sofort an der nunmehrigen Anode. Gleichzeitige oszillographische Aufnahmen zeigten, daß die Ausbildung der Funkenkanäle mit dem zweiten Spannungszusammenbruch ungefähr zusammenfällt.

Bild 10 gibt noch eine Aufnahmereihe bei niedrigerem Druck (13 mm Hg). Sie bringt gegenüber dem Vorhergehenden prinzipiell etwas Neues: Der Dunkelraum ist größer. Bild 11 zeigt, wie sich das Funkenbild bei Verminderung des Druckes ändert (die Stoßlänge, die Stoßhöhe und der Elektrodenabstand blieben dabei konstant). Die Bilder unterscheiden sich voneinander hauptsächlich dadurch, daß bei Verminderung des Druckes die Länge des Dunkelraumes wächst. Wir befinden uns

bei allen Bildern noch im Gebiet der Phase I. In Bild 12 ist die Breite des Dunkelraumes in Abhängigkeit vom Druck aufgetragen, die Meßgenauigkeit ist dabei nicht sehr groß, die Breite ergibt sich ungefähr umgekehrt proportional dem Druck. Bild 13 und 14 zeigen den Zusammenhang von Stufenhöhe und Stufenlänge mit dem Druck. Die Stufenhöhe wächst mit dem Druck. Die Stufenlänge scheint sehr stark von Zufälligkeiten oder unbekanntem Ursachen abzuhängen.

Bild 15 zeigt eine Aufnahmereihe für Wasserstoff. Der Elektrodenabstand betrug rund 4,0 mm. Bei einem Druck  $p_0 = 108$  mm Hg sprach die Funkenstrecke gerade noch an. Die Aufnahmen wurden bei einem Druck von 50 mm Hg gemacht. Bei diesem verminderten Druck schlug die Funkenstrecke infolge der unverminderten Spannungshöhe regelmäßig durch. Während bei ganz kurzen Stößen die Verteilung der Helligkeit zwischen Dunkelraum und Anode gleichmäßig ist, sitzt bei längeren Stößen die größte Helligkeit unmittelbar an der Kante des Dunkelraumes. Man hat

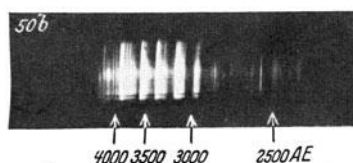


Bild 16. Spektrum des „unendlich“ langen Funkens (Luft) an der Kathode (90 Stromdurchgänge).

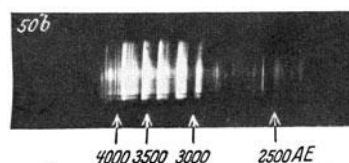


Bild 17. Spektrum des abgebrochenen Funkens (Luft) an der Kathode (900 Stromdurchgänge).  $\square$   $43,2 \cdot 10^{-7}$  sec.

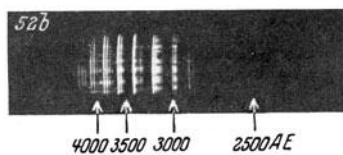


Bild 18. Spektrum des abgebrochenen Funkens (Luft) an der Anode (900 Stromdurchgänge)  $\square$   $43,2 \cdot 10^{-7}$  sec.

den Eindruck, daß sich die Helligkeit um so mehr an den Dunkelraum heranschiebt, je länger die Stöße werden. In dessen scheint dies eine besondere Eigentümlichkeit des Wasserstoffs zu sein. Bei Luftdurchschlägen wurde diese Erscheinung nie beobachtet. Auch ist es nicht ganz sicher, ob sich bei Wasserstoff der erste leuchtende Fußpunkt an der Anode bildet. Mindestens fast gleichzeitig tritt ein leuchtender Punkt an der Kathode auf.

**5. Spektrographische Untersuchung.** Wir haben diese nur oberflächlich durchführen können, da die Versuche durch äußere Gründe unterbrochen werden mußten. Unsere Apparatur erlaubte uns im Wesentlichen nur den ultravioletten Teil des Spektrums zu fassen. Nimmt man das Spektrum des „unendlich“ langen Funkens auf (Phase II), so erhält man ein Bandenspektrum (Bild 16). Wir konnten keine wesentlichen Änderungen bemerken, wenn wir bei unendlich langem Funken den Spalt auf verschiedene Stellen der Funkenbahn einstellten.

Beim abgebrochenen Funken (etwa Bild 8f) erhält man deutliche Unterschiede je nach Einstellung des Spalts. So gibt Bild 17 das Spektrum an der Kathode, Bild 18 das an der Anode für kürzere Funken. Der Intensitätsabfall innerhalb der Banden scheint wesentlich steiler zu sein als bei Phase II. Die Kathodenschicht Bild 17 weist außerdem bei etwa 3900—4000 A.-E. Linien auf, die für die Anode (Bild 18) nicht vorhanden sind. In Bild 18 sind die leuchtenden Fußpunkte auf der Anode im Spektrogramm deutlich ausgeprägt. Sie scheinen einen langsameren Intensitätsabfall innerhalb der Bande zur Folge zu haben, ähnlich wie Bild 16, das für die Phase II gilt. Bei Phase I sind somit an der Kathode andere Anregungsbedingungen vorhanden, als im übrigen Entladungsraum. Die Kathodenschicht spielt auch hier eine besondere Rolle.



Die leuchtenden Fußpunkte auf der Anode und der dort ansetzende Strahl zeigen anscheinend bereits das Spektrum der Phase II.

Macht man diese gleichen Aufnahmen in Stickstoff statt in Luft, so erhält man die gleichen Spektren. Der Sauerstoff spielt also somit keine wesentliche Rolle. Allerdings ist dabei zu berücksichtigen, daß Sauerstoff an sich sehr wenig angeregt wird. Füllt man nämlich das Gefäß mit Sauerstoff, so bekommt man bei der gleichen Funkenzahl keine merkliche Schwärzung der Platte. Diese erhält man erst bei einer etwa 10—100mal so großen Funkenzahl. Berücksichtigt man weiter, daß das Verhältnis Sauerstoff zu Stickstoff in Luft etwa 1 : 4 ist, so könnte man in Bild 16 erst bei einer entsprechend größeren Funkenzahl Spuren des Sauerstoffspektrums finden. Dann ist allerdings die Schwärzung der Stickstoffbanden derartig stark, daß das Sauerstoffspektrum verloren geht.

**6. Folgerungen.** Was lehren nun unsere Bilder für den Mechanismus des Durchschlagsvorganges?

Zunächst ist zu bedenken, daß sie genau wie auch die oszillographischen Untersuchungen nur etwas über die Vorgänge aussagen können, die dem eigentlichen Durchschlagsphänomen unmittelbar folgen. Nehmen wir an, in Zeiten von der Größenordnung  $10^{-7}$  sec kämen die positiven Ionen nicht wesentlich von der Stelle. Dann wird man wenigstens einen exponentiell von der Kathode aus ansteigenden Elektronenstrom mit Townsend annehmen wollen. Machen wir weiter noch die Annahme, daß mit zunehmender Ionisierung auch die Anregung wächst, so erwarten wir eine mit der Entfernung von der Kathode aus ansteigende Leuchterscheinung. Die wirklich beobachtete ist aber ganz anders: Kathodenschicht und Dunkelraum und gleichmäßig leuchtende Glimmsäule der Phase I stehen in vollem Gegensatz zu allem, was man nach Townsend erwarten sollte.

Auch die völlige Unveränderlichkeit im Aussehen der Phase I nach der Entladung in Zeiten von der Größenordnung von  $10^{-6}$  sec spricht offen dagegen, daß etwa sich gegenseitig emportreibende Ionenlawinen den Entladungsraum durchsetzen.

Dagegen stehen die Bilder mit einigen Folgerungen in Einklang, die Rogowski<sup>1</sup> aus oszillographischen Untersuchungen bereits gezogen hat.

Zunächst ist von Bedeutung die ganz auffallende Sonderstellung der Kathode. Hier spielt sich somit ein besonderer und wahrscheinlich der für die Entladung charakteristische Vorgang ab. Rogowski hatte bereits bei oszillographischen Untersuchungen geschlossen, daß an der Kathode der eigentliche Ionisierungsherd liegen müsse und daß im übrigen Teile der Funkenstrecke während der Dauer der Stufenspannung keine wesentliche Ionisierung eintreten könne. Hiermit stehen die Bilder im Einklang, zum mindesten aber nicht im Widerspruch.

Es ist bemerkenswert, daß die üblichen kathodischen Entladungsteile mit dem Durchschlag sofort da sind und sich in ihrer Gestaltung zunächst ( $10^{-6}$  sec lang) nicht weiter entwickeln. Danach scheint der Hauptteil des Durchschlagsphänomens tatsächlich in der plötzlichen Entwicklung dieser kathodischen Entladungsteile zu bestehen.

Unsere Bilder widerlegen die sich zur Zeit einnistende Meinung, als ob der Durchschlag in der Ausbildung eines leitenden Kanals bestehe. Anfänglich nimmt offenbar der ganze Funkenraum an der Ionenleitung teil. Erst später bilden sich die leuchtenden Fußpunkte auf den Elektroden und die leuchtenden Kanäle aus. Letztere gehören somit nicht dem Anfang, sondern der weiteren Entwicklung des Durchschlagsphänomens an und sind daher als eine sekundäre Erscheinung aufzufassen.

Es liegt nahe, die hellen Fußpunkte auf Anode und Kathode als Punkte hoher Temperatur anzusehen und die leuchtenden Kanäle als leuchtende Metallionen. Ob diese Meinung zutrifft, darüber können nur weitere Versuche Auskunft geben.

<sup>1</sup> Rogowski, Archiv für Elektrotechnik, XX, S. 99, 1928.

# Die erste Außenaufnahme einer Wanderwelle.

Von

W. Rogowski und E. Flegler.

Vor drei Jahren konnten wir im Archiv für Elektrotechnik die erste Aufnahme einer Wanderwelle zeigen<sup>1</sup>. Wir erhielten sie, als wir an eine Doppelleitung von 75 m Länge eine Spannung von 1000 Volt schalteten. Unser Hilfsmittel war der Kathodenoszillograph. Die photographische Platte wurde in das Innere des Vakuums hereingebracht und unmittelbar von den Elektronen beschossen.

In der Folgezeit wurde der Kathodenoszillograph auf eine neue Stufe seiner Leistungsfähigkeit gehoben. Die verwendeten Kunstgriffe, die ein außerordentlich sicheres Arbeiten des Kathodenoszillographen und einen kräftigen Elektronenstrahl von bis dahin für Kathodenoszillographen nicht gekannter Stärke gewährleisten, sind im Arch. f. Elektrot., Bd. 18, 1928 S. 519 beschrieben.

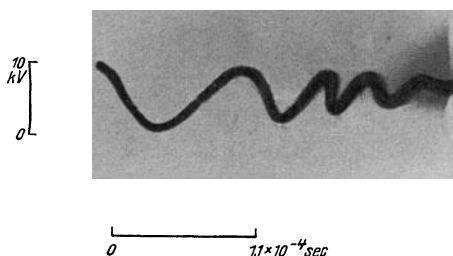


Bild 1. Gedämpfte Schwingung 9100 Hertz, höchste Schreibgeschwindigkeit auf dem Leuchtschirm 0,25 km/sec.

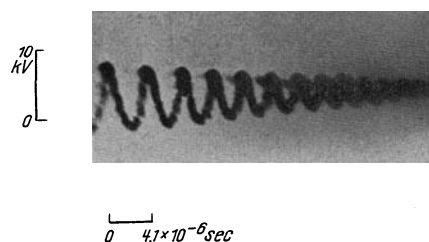


Bild 2. Gedämpfte Schwingung 245 000 Hertz, höchste Schreibgeschwindigkeit auf dem Leuchtschirm 5 km/sec.

Es lag nahe, mit den heutigen Mitteln wieder in der gewöhnlichen alten Weise von außen her das Fluoreszenzbild zu photographieren, wie dies Zenneck vor Jahren getan hatte, der einmalige Vorgänge von rund eintausendstel Sekunde Dauer durch Außenaufnahmen auf der photographischen Platte festgehalten hatte. Man konnte hoffen, einen guten Schritt weiter zu kommen, und uns lag daran, die heute mögliche Grenzleistung festzustellen.

In Bild 1 zeigen wir einen Schwingungsvorgang von einzehntausendstel Sekunde Dauer. In Bild 2 folgt ein Vorgang von einzweihundertfünfzigtausendstel Sekunde Dauer. In Bild 3 sehen wir, daß wir auch bei rund einmillionstel Sekunde Dauer immer noch nicht an der Grenze sind. Schließlich zeigen wir in Bild 4 die erste Außenaufnahme einer Wanderwelle an einer 60 m langen Leitung, an die plötzlich 5000 Volt geschaltet werden. Die horizontalen Striche, die in rund  $4 \cdot 10^{-7}$  sec geschrieben sind, kommen noch in kräftiger Schrift heraus. Aber deutlich sieht man auch die senkrechten Auf- und Abstriche, die, wie wir wissen, in kürzerer Zeit als einhundertmillionstel Sekunde durchlaufen werden.

Die Aufnahmen sollen beweisen, daß wir heute bereits bei unserem Oszillographen mit kalter Kathode Wanderwellenvorgänge durch Außenaufnahmen erfassen können. Die hierfür benötigte außerordentliche Energie ist der Vorkonzentrierung zu verdanken. Diese erweist sich somit als ein viel wirksamerer Kunstgriff als das Hereinbringen der Platte ins Vakuum.

<sup>1</sup> Rogowski und Flegler, Arch. f. Elektrot., XIV., 1925, S. 529.

Durch die vorliegenden Aufnahmen kommt die Entwicklungsarbeit am Kathodenoszillographen in neue Bahnen. Für Gewitteraufnahmen und Aufnahmen im Betriebe, überall, wo wir registrieren wollen, ist die Außenaufnahme das Gegebene.

Dabei hat man zu bedenken, daß man bei den vorliegenden Aufnahmen mit Linse und photographischer Kamera nur Bruchteile eines Prozentes der gesamten Fluoreszenzstrahlen ausnützt. Man könnte die Ausnützung des Lichtes wesentlich

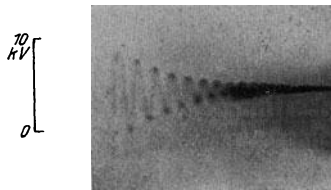


Bild 3. Gedämpfte Schwingung 1100000 Hertz, höchste Schreibgeschwindigkeit auf dem Leuchtschirm 20 km/sec.

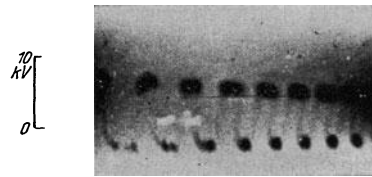


Bild 4. Einschaltvorgang am Ende einer 60 m Doppelfreileitung, höchste Schreibgeschwindigkeit auf dem Leuchtschirm etwa 2000 km/sec<sup>1</sup>.

erhöhen, wenn man den Fluoreszenzschirm durchsichtig macht und die photographische Schicht unmittelbar auf seine Rückseite drückt. Für Aufnahmen im Betriebe oder bei Gewitter hätte man noch für selbsttätiges Vorrücken des Films zu sorgen. Man kommt dann mit wesentlich geringeren Elektronenmengen zum Ziel. Unsere Aufnahmen beweisen aber, daß man diese nicht gerade elegante Lösung entbehren und bei völlig normalem photographischen Verfahren bleiben kann.

Kalt- wie Glühkathodenoszillograph sind beide noch außerordentlicher Steigerung fähig. Man kann erwarten, daß in absehbarer Zeit, sowohl beim empfindlichen wie beim unempfindlichen Oszillographen alles wieder von außen her aufgenommen wird, herunter bis zur milliardstel Sekunde.

Der Notgemeinschaft auch dieses Mal verbindlichster Dank für ihre tatkräftige Hilfe.

<sup>1</sup> Die weißen Stellen, die sich in der zweiten und dritten Schwingung finden, rühren von ausgebrannten Stellen auf dem Leuchtschirm her. Da das Oszillogramm unbearbeitet wiedergegeben worden ist, erscheinen alle Unregelmäßigkeiten im Leuchtschirm auch im Bild.

# Zum Durchschlag fester Isolatoren.

Von

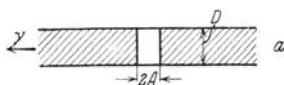
G. Güllner.

## I. Allgemeine Übersicht.

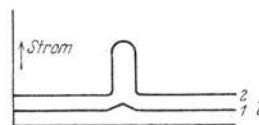
Die Frage nach dem physikalischen Vorgang des elektrischen Durchschlages fester und flüssiger Isolierstoffe ist heute nur teilweise geklärt. Im wesentlichen bestehen heute drei grundsätzlich verschiedene Auffassungen über das Wesen des elektrischen Durchschlages.

### a) Die Wärmetheorien.

Die älteste Theorie, die Wärmetheorie, stammt von K. W. Wagner<sup>1</sup>. Ähnliche Anschauungen sind auch von Steinmetz und Hayden<sup>2</sup> und Günther-Schulze<sup>3</sup> entwickelt worden. Die Wärmetheorien beruhen auf dem negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes der Isolierstoffe. Nach Wagner besitzt ein Isolationsmaterial nicht überall die gleiche Leitfähigkeit; vielmehr bevorzugt der Strom Kanäle, die gegenüber ihrer Umgebung höhere Leitfähigkeit besitzen (Bild 1). Der Isolationsstrom erwärmt das Material und besonders den Kanal mit höherer Leitfähigkeit. Dadurch steigt die Leitfähigkeit, der Strom wird größer, ebenso die Erwärmung und wieder die Leitfähigkeit usw. Von einer gewissen Spannung ab kommt das gegenseitige Emportreiben nicht zur Ruhe: es erfolgt der Durchschlag. Qualitativ gibt Wagners Rechnung Proportionalität zwischen Durchschlagsspannung und Schichtdicke, kleinere Festigkeit bei Wechselspannung als bei Gleichspannung und, da die Effektivwerte für den Durchschlag maßgebend sind, höhere Festigkeit für Stoßspannung. Quantitativ kann Wagners Rechnung nicht viel aussagen, da ja die Kanaldicke unbestimmt bleibt.



a) Isolator mit Kanal höherer Leitfähigkeit



b) Stromverteilung

Bild 1.

2. Im Anschluß an K. W. Wagner hat W. Rogowski<sup>4</sup> und Th. von Karman<sup>5</sup> das Problem des Wärmedurchschlages weiter entwickelt. Rogowski läßt zunächst die Vorstellung, der Durchschlag werde durch Inhomogenitäten im Isolator hervorgerufen, fallen und zeigt, daß auch für einen homogenen gleichmäßig vom Strom durchflossenen Isolator ein Labilwerden des thermisch-elektrischen Gleichgewichtes ebenfalls eintritt. Der Vorteil gegenüber Wagners Rechnung liegt vor allem darin, daß eine quantitative Auswertung möglich ist. Rogowski zeigt an Hand seiner quantitativen Werte, daß ein Wärmedurchschlag bei kleinen Dicken und normalen

<sup>1</sup> K. W. Wagner, Journal of Amer. Inst. of Electrot. Engineers S. 288, 1922.

<sup>2</sup> Steinmetz und Hayden, Electrical World 80, S. 865, 1922.

<sup>3</sup> Günther-Schulze, Jahrb. der Radioaktivität und Elektronik S. 92, 1922/23.

<sup>4</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. Bd. 13, S. 153, 1924.

<sup>5</sup> Th. v. Karman, Arch. f. Elektrot. Bd. 13, S. 174, 1924.

Temperaturen nur bei höheren Feldstärken möglich ist, als man gewöhnlich beobachtet. Besonders wichtig ist sein Beweis, daß für Stoßspannungen die Stromwärme auf den Durchschlag keinen Einfluß haben kann, da in den kurzen Zeiten gar nicht genügend Wärme zur erforderlichen Temperaturerhöhung erzeugt werden kann. Es muß also noch aus rein elektrischen Gründen ein Durchschlag erfolgen können, und so gelangte Rogowski zu der wärmeelektrischen Auffassung des Durchschlages. Während bei kleinen Dicken für den Durchschlag rein elektrische Gründe maßgebend sind, geht der Durchschlag bei größeren Dicken nach der Wärmeauffassung vor sich.

3. Eine weitere, wesentlich spätere theoretische Untersuchung über den Wärmedurchschlag rührt von V. Fock her<sup>1</sup>. Focks Ergebnisse wurden von L. Inge, N. Semenoff und A. Walther<sup>2</sup> experimentell geprüft. Sie erhielten für Steinsalz (200 bis 700°), Glas (120—300°) und für Porzellan (200—313°) qualitativ, zum Teil auch quantitativ gute Übereinstimmung mit der Theorie. Durch diese Messungen scheint es tatsächlich sichergestellt zu sein, daß bei höheren Temperaturen und Dauerbeanspruchung der Durchschlag nach der Wärmeauffassung erfolgt, wie sie von Rogowski und V. Fock vertreten wird.

### b) Molekulare und technische Durchschlagsfeldstärke.

Die reine Wärmeauffassung reicht nicht aus. Es muß noch ein rein elektrischer Effekt von Bedeutung sein können. Rogowski<sup>3</sup> hat hier versucht, Klarheit zu schaffen. Rogowski stellt das Problem des elektrischen Durchschlages auf eine neue theoretische Grundlage und führt seine Rechnung für die Durchschlagsfeldstärke für einen möglichst einfach gebauten Isolator, für einen regulären Steinsalzkristall durch. Er unterscheidet zwischen molekularer und technischer Durchschlagsfeldstärke.

Molekulare Durchschlagsfeldstärke. Durch das elektrische Feld wird das positive Natriumgitter gegen das negative Chlorgitter verschoben, bis bei einer gewissen Feldstärke eine stabile Lage der beiden Gitter gegeneinander nicht mehr möglich ist und der Durchschlag erfolgt. Rogowski erhält so eine Durchbruchfeldstärke von rund 100 Millionen Volt/cm. Überraschenderweise ist Joffé vor kurzem durch Messung an sehr dünnen Glasblättchen zu Feldstärken gekommen, die den Rogowskischen entsprechen<sup>4</sup>. Bei normalen Dicken liegen die Werte aber etwa 100mal tiefer. Es muß somit noch ein weiterer Grund hierfür aufzusuchen sein.

Technische Durchbruchfeldstärke. Nach Forschungen von H. Siedentopf<sup>5</sup> gibt es im Steinsalzrealkristall, wie überhaupt in jedem Körper, ein ultramikroskopisches Spaltengefüge, in dem sich bei Steinsalz freie positive Ionen befinden. Diese freien positiven Ionen werden durch das elektrische Feld beschleunigt und vermögen bei genügend hohen Feldstärken und genügend langen Spalten, wenn nämlich ihre lebendige Energie die Platzwechselarbeit übersteigt, das Gitter zu zertrümmern. Auf diese Weise erhielt Rogowski eine Durchbruchfeldstärke von 1,3 Millionen Volt/cm. Es sei noch erwähnt, daß A. Smekal<sup>6</sup> durch vergleichende Betrachtung mit der mechanischen Zerreißfestigkeit auf Grund Rogowskis Rechnungen eine Durchschlagsfestigkeit für Steinsalz von 200 kV/cm schätzte<sup>7</sup>.

<sup>1</sup> V. Fock, Arch. f. Elektrot. **19**, S. 71, 1927.

<sup>2</sup> L. Inge, N. Semenoff und A. Walther, Arch. f. Elektrot. **17**, S. 433, 1926 und L. Inge und A. Walther, Arch. f. Elektrot. **18**, S. 542, 1927.

<sup>3</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. **18**, 1927.

<sup>4</sup> A. Joffé, T. Kurchatoff und K. Sinelnikoff (Journal of Mathematics and Physics) haben für Glas von  $10^{-3}$  bis  $2 \cdot 10^{-6}$  cm Dicke Werte bis  $100 \cdot 10^6$  Volt/cm erhalten.

<sup>5</sup> Siedentopf, Physik. Zeitschr. S. 131, 1923.

<sup>6</sup> A. Smekal, Arch. f. Elektrot. **18**, 1927.

<sup>7</sup> Es sei noch erwähnt, dass Joffe die Erniedrigung gegenüber dem Rogowskischen Sorten auf Ionisation zurückführt.

Wenn man nun die verschiedenen Theorien gegeneinander abwägen will, so treten infolge der verwirrenden Fülle der Durchschlagserscheinungen große Schwierigkeiten auf, zumal da die experimentellen Arbeiten vielfach sehr uneinheitlich sind und sich zum Teil in ihren Ergebnissen widersprechen. In der nachstehenden Arbeit soll nun versucht werden, die Unstimmigkeiten in den experimentellen Ergebnissen der einzelnen Autoren zu klären und an Hand von einwandfreien Versuchsbedingungen bei einfachen Materialien saubere Werte zu erhalten.

## II. Vergleich der verschiedenen Methoden der Festigkeitsprüfung.

a) Die Untersuchung über die elektrischen Eigenschaften fester Isolierstoffe zeichnen sich besonders durch die großen Unterschiede aus, die dabei für die Durchschlagsfestigkeit ein und derselben Materialien angegeben werden. Folgende Tabelle zeigt die Festigkeitswerte, die einige Autoren für Glas von 0,2 mm Dicke erhalten haben.

Tabelle 1.

Autor	Gleichspannung kV/cm	Wechselspannung kV/cm
Dieterle <sup>1</sup> . . . . .	615	385
Mündel <sup>2</sup> . . . . .	690	425
Mosziski <sup>3</sup> . . . . .	—	1950
Inge und Walther <sup>4</sup> . . . . .	2130	2070
Rochow <sup>5</sup> . . . . .	2950	2460

Ebenso haben die einzelnen Autoren für die Durchschlagsfestigkeit bei Gleich-, Wechsel- und Stoßspannung verschiedene Resultate erhalten. Von großem Interesse ist weiter die Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Schichtdicke. Auch hier sieht man heute noch nicht klar. Es ist nun nicht anzunehmen, daß derartige Unterschiede lediglich in der Verschiedenheit der untersuchten Glasarten bedingt sind. Vielmehr ist anzunehmen, daß gewisse Unstimmigkeiten auch

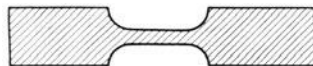


Bild 2.

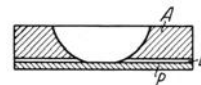


Bild 3.

in den Versuchsbedingungen zu suchen sind. Aus diesem Grunde untersuchte ich auf Veranlassung von Prof. Rogowski unter verschiedenen Versuchsanordnungen ein und dieselbe Glassorte, um die so erhaltenen Werte miteinander vergleichen zu können. Ähnliche Untersuchungen haben kürzlich L. Inge und A. Walther mit großem Erfolg ausgeführt<sup>6</sup> und bereits veröffentlicht. Die sorgfältig geschliffenen Glasplatten, an denen die Messungen ausgeführt wurden, stiftete die Osram-G. m. b. H. durch die freundliche Vermittlung von Herrn Prof. Gehlhoff.

a) Die höchsten Werte für die Festigkeit von Glas erhielten diejenigen Autoren, die sorgfältig jede Inhomogenität in der Feldverteilung vermieden. Sie gaben dem Prüfling die Form von Bikonkavlinsen (Schumann) oder auch von sphärisch aufgeblasenen Röhren (Mosziski), wobei allerdings Unsicherheiten in der Bestimmung

<sup>1</sup> ETZ S. 332, 1925.  
<sup>2</sup> E. Mündel, Arch. f. Elektrot. 15, 1925.  
<sup>3</sup> Mosziski, ETZ 1905.  
<sup>4</sup> L. Inge und A. Walther, Arch. f. Elektrot. 19, 1928.  
<sup>5</sup> Rochow, Arch. f. Elektrot.  
<sup>6</sup> L. Inge und A. Walther, l. c.

der genauen Schichtdicke und Feldstärke nicht zu vermeiden sind. Die Untersuchung kann man dann, wenn man für gutes Anliegen der Elektroden sorgt, in Luft oder auch unter Öl ausführen. Am besten eignet sich die Form (Bild 2), die von W. Rogowski<sup>1</sup> angegeben wurde und die in der kleinsten Schichtdicke einen ebenen Teil hat. Die Abrundungen sind nach Niveaulinien des Maxwell'schen Plattenkondensators gebildet und so gewählt, daß die Feldstärke in dem ebenen Teil ihren größten Wert hat, während sie nach dem Rande hin immer mehr abnimmt. Erfolgt hier der Durchschlag in dem ebenen Teil der Elektrode, so ist die Feldstärkenbestimmung und die Dickenmessung sicher. Da aber das Schleifen der Form erhebliche Kosten verursacht, bei einigen Isoliermaterialien, wie z. B. Glimmer, überhaupt unmöglich ist, wurde dieser Vorschlag durch folgende Versuchsanordnung verwirklicht (Bild 3).  $P$  ist der Prüfling, auf dem die Elektrodenform  $A$  durch eine dünne Mennigeschicht  $B$  auf-

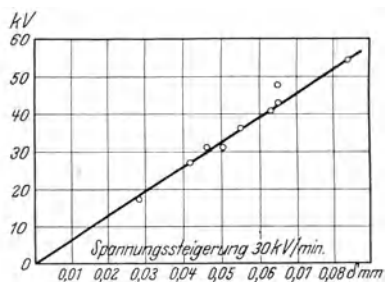


Bild 4a. Durchschlag von Glimmer bei Gleichspannung.

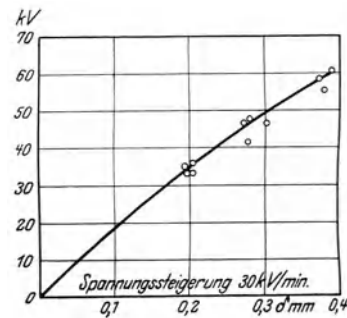


Bild 4b. Durchschlag von Glas bei Gleichspannung.

geklebt wurde. Bestand der Prüfling aus Glas, so wurde als Elektrodenform ebenfalls Glas gewählt. Die Elektrodenform war sorgfältig geschliffen, so daß der Übergang von Glasplatte zur Elektrodenform ganz allmählich vor sich ging. Als Klebmaterial wurde Mennige gewählt, die mit Olein angesetzt, in möglichst dünner Schicht aufgetragen wurde und so ein vorzüglich gleichmäßiges und luftfreies Zwischenmedium ergab. Mennige besitzt eine sehr hohe Dielektrizitätskonstante (18) und gegenüber Glas eine sehr hohe Leitfähigkeit. Da nun Mennige in sehr dünner Schicht aufgetragen wurde, wird die Feldverteilung nicht wesentlich von der bei eingeschliffener Elektrodenform abweichen, und es liegt außerdem nur ein sehr geringer Spannungsanteil an der Mennigeschicht. In die obere Elektrode wurde als Kontakt sorgfältig gereinigtes Quecksilber gefüllt. Die Rückseite des Prüflings wurde entweder versilbert, oder es wurde ebenfalls ein Quecksilberkontakt geschaffen. Der so hergerichtete Prüfling wurde, nachdem er einige Stunden in Luft getrocknet war, zum Durchschlag unter Öl gesetzt. Auf diese Weise erhielt ich in der Regel einen Durchschlag in dem ebenen Teil der Elektroden. Es war allerdings darauf zu achten, daß der Übergang von Glasplatte zur Elektrodenform sorgfältig hergestellt war. Bild 4a und b zeigen die mit dieser Anordnung mit Gleichspannung für Glimmer und Glas erhaltenen Werte. Die Festigkeitswerte betragen bei Glas 1750 kV/cm und bei Glimmer 6400 kV/cm, und es zeigt sich, daß die Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Schichtdicke fast geradlinig ist.

b) Eine der gebräuchlichsten Prüfmethode für feste Isolierstoffe ist der Durchschlag des Prüflings unter einem flüssigen Medium. Der Durchschlag erfolgt bei den meisten flüssigen Medien am Rande der Elektroden. Man hat sich den Durchschlagsvorgang hierbei etwa folgendermaßen vorzustellen. Bei Gleichspannung wird sich

<sup>1</sup> W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. **12**, S. 1, 1923.

die Spannung am Rande der Elektroden umgekehrt wie die Leitfähigkeiten der beiden geschichteten Dielektrika aufteilen. Da nun in der Regel die Festigkeit des flüssigen Mediums sehr klein gegenüber der Festigkeit des festen Isolierstoffes ist, während bei der Leitfähigkeit beider die Verhältnisse umgekehrt liegen, so kann bei steter Spannungsteigerung der Punkt kommen, in dem der Spannungsanteil, der am flüssigen Medium liegt, groß genug ist, das Medium zu durchschlagen. Erfolgt nun ein Durchschlag des Öles, so wird an dieser Stelle der Prüfling, sei es durch den Funken oder auch durch Ionenbombardement, erwärmt oder zertrümmert und der Durchschlag erfolgt. Bestätigt wird diese Annahme durch folgende Erscheinung. Wenn man bei einigen Ölsorten die Spannung bis kurz vor dem Durchschlag steigert, so treten häufig am Rande der Elektroden leuchtende Funken im Öl auf, oder man hört auch nur knackende Geräusche. Offenbar wird das Öl dann durchschlagen. Steigert man die Spannung weiter, so erfolgt kurz darauf der Durchschlag. Nach dieser Vorstellung ist also ausschlaggebend für den Durchschlag des Prüflings die Festigkeit und Leitfähigkeit des umgebenden Mediums. Anschaulich zeigt dies Tabelle 2. In der

Tabelle 2.

Ölsorte	Spezifischer Widerstand des Öles	Festigkeit des Öles kV/cm	Dielektrizitätskonstante des Öles
Anilin. . . . .	$4,9 \cdot 10^7$	89,4	6,9
Ger. Transformatorenöl .	$5,9 \cdot 10^{10}$	88,5	2,2
Unger. Transformatorenöl	$1,52 \cdot 10^{10}$	26,5	2,2
Rizinusöl . . . . .	$1,32 \cdot 10^{11}$	43,5	4,4
Paraffinöl . . . . .	$2,3 \cdot 10^{11}$	77,5	2,1

Ölsorte	Festigkeit des Glases bei Gleichspannung kV/cm	Festigkeit des Glases bei Wechselfspannung kV/cm Spitzenwert	Festigkeit des Glases bei Stoßspannung kV/cm
Anilin. . . . .	1660	1654	1140
Ger. Transformatorenöl .	1020	920	700
Unger. Transformatorenöl	980	640	530
Rizinusöl . . . . .	740	570	880
Paraffinöl . . . . .	660	635	620

Tabelle sind die Festigkeitswerte ein und derselben Glassorte bei Gleich-, Wechsel- und Stoßspannung eingetragen, die ich beim Durchschlag unter 5 verschiedenen Ölsorten erhalten habe. Weiter sind auch die spezifischen Widerstände, Festigkeitswerte und die Dielektrizitätskonstanten der Öle angegeben.

Die spezifischen Widerstände der Öle sind bei einer Feldstärke von 20 kV/cm angegeben. Ihre Dielektrizitätskonstanten sind mit einer Kapazitätsbrücke gemessen, ihre Festigkeit mit normalen Kugelelektroden und für Gleichspannung angegeben. Die Festigkeit der Öle für Gleich- und Wechselfspannung ist gleich, während sie bei Stoßspannung beträchtlich höher liegt<sup>1</sup>. Die Schaltanordnung für die Glasdurchschläge zeigt Bild 5. Die Gleichspannung wurde nach der gebräuchlichen Methode mit Glühventil und Kondensator erzeugt. *P* ist das Prüfgefäß, *R* ein Schutzwider-

<sup>1</sup> Y. Toriyama, Arch. f. Elektrot. 19, S. 31, 1927.



stand. Die Funkenstrecke  $F$  dient zur Spannungsmessung. Da die Leitfähigkeit, und damit die durch das Prüfgefäß fließenden Ströme bei den einzelnen Ölsorten stark verschieden sind (der weitaus größere Teil des Stromes fließt durch das Öl), waren es auch die Spannungsabfälle am Transformator, am Schutzwiderstand und am Glühventil. Die Meßanordnung wurde daher für jede Ölart neu geeicht. Auf diese Weise konnten große Fehler vermieden werden. Bei Anilin mußte sogar der Spannungswandler von 500 Volt-Ampere und  $\ddot{u} = 110/50\,000$  durch einen Transformator von 20 kVA und  $\ddot{u} = 220/250\,000$  ersetzt werden, da bei 0,2 mm

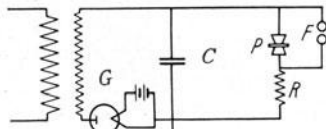


Bild 5.

Glasplatten infolge der Spannungsabfälle ein Durchschlag nicht mehr erreicht werden konnte.

Tabelle 2 zeigt, daß die Glasfestigkeit bei Gleichspannung mit zunehmender Leitfähigkeit der Öle steigt, während die Dielektrizitätskonstanten in keinem Zusammenhang zur Glasfestigkeit zu bringen sind. Eine Ausnahme macht nur gereinigtes Transformatoröl. Das ist aber auch nach dem entwickelten Mechanismus des Durchschlags ganz erklärlich; denn mit dem spezifischen Widerstand ist auch die Durchschlagfestigkeit des gereinigten Transformatoröles größer als die des ungereinigten, so daß sich beide Einflüsse ungefähr aufheben. Der Wert der Glasfestigkeit der beiden liegt tatsächlich auch nahe beieinander, und es ist schwer zu entscheiden, welches wirklich den höheren Wert hat, da die Unterschiede beider noch im Bereich der Fehlermöglichkeit liegen. Die erhaltenen Werte zeigen augenscheinlich, je höher die Festigkeit und Leitfähigkeit des umgebenden Mediums ist, desto höher liegt die Festigkeit des Glases. Man muß dabei noch berücksichtigen, daß die Leitfähigkeit des Glases mit wachsender Feldstärke zunimmt, so daß die Spannungsaufteilung bei höheren Spannungen für das umgebende Medium immer ungünstiger wird.

Unter Anilin scheint tatsächlich die größte Festigkeit des Glases erreicht zu sein. Denn während bei den anderen Ölsorten der Durchschlag meist am Rande der Elektroden liegt, erfolgt er bei Anilin in der Mitte. Auch bei versilberten Platten zeigt es sich, daß der Durchschlag jetzt im versilberten Teil der Platte liegt.

Diese Beobachtungen stehen in guter Übereinstimmung mit denjenigen von Inge und Walther und sind als Bestätigung dieses wichtigen experimentellen Befundes von einigem Interesse.

Bild 6 zeigt die Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Schichtdicke bei Gleichspannung. Der parabolische Zusammenhang zwischen Durchschlagspannung und Schichtdicke geht bei Medien mit höherer Leitfähigkeit und Festigkeit immer mehr in eine Gerade über und ist bei Anilin fast linear. Weiter stimmen die Werte, die mit der Anordnung Bild 3 erhalten sind, mit den Werten unter Anilin überein.

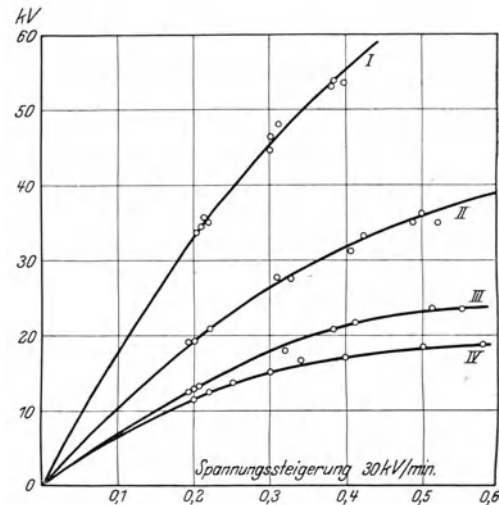


Bild 6. Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Schichtdicke bei Glas und bei verschiedenen Versuchsanordnungen.

I. Anilin, II. Unger. Transf. Öl,  
III. Parafinöl, IV. Vakuum.

Dies bestätigt unsere Ansicht, daß wir bei Anilin die wirkliche Festigkeit des Glases erreicht haben.

Wesentlich anders als bei Gleichspannung liegen die Verhältnisse bei Wechselspannung. Aus der Tabelle sehen wir, daß der Unterschied der Durchschlagspannung bei Gleich- und Wechselspannung zwischen Null und 32,5% liegt. Bei Anilin ist kein Unterschied festzustellen. Eine einfache Rechnung zeigt uns jetzt die Spannungsaufteilung am Rande der Elektroden. Wir nehmen den Idealfall eines Zweischichten-



Bild 7.

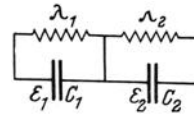


Bild 8.

kondensators (Bild 7) mit planparallelen gleich dicken Schichten und mit den Leitfähigkeiten  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  und den Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ . Bild 8 zeigt das Ersatzschema dieser Anordnung. Die Leitfähigkeit jeder Schicht für sich allein betrachtet ist:

$$\lambda_I = \lambda_1 + j \omega \epsilon_1; \quad \lambda_{II} = \lambda_2 + j \omega \epsilon_2.$$

Anstatt der Kapazität  $C_1$  und  $C_2$  sind die ihnen proportionalen Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  eingeführt. Mithin ist die Spannungsaufteilung am Kondensator:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{\lambda_2 + j \omega \epsilon_2}{\lambda_1 + j \omega \epsilon_1}.$$

Für Gleichstrom ist:  $\omega = 0$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}.$$

Für  $\omega = \infty$  erhalten wir:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}.$$

Bei Wechselspannung kommen also noch die Frequenz und die Dielektrizitätskonstanten hinzu, die von Ausschlag für die Spannungsaufteilung sind. Nur bei kleinen Frequenzen und bei großer Leitfähigkeit des umgebenden Öles ( $\lambda_1 \gg \lambda_2$ ) wird man einen einwandfreien Durchschlag erwarten können. Die Werte in der Tabelle sind für Wechselstrom von 50 Perioden angegeben und zeigen tatsächlich, daß, je größer die Festigkeit, die Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit der Öle ist, desto höher die Festigkeit des Glases liegt. Während bei den anderen Ölen der Durchschlag am Rande der Elektroden liegt, erfolgt er bei Anilin auch bei versilberten Platten in der Mitte. Ebenso ist ein Unterschied zwischen Gleichspannung und Wechselspannung bei Anilin nicht mehr zu bemerken. Offenbar ist bei Anilin die Leitfähigkeit so groß, daß die kapazitiven Ströme bei 50 Perioden ohne Bedeutung für die Spannungsaufteilung sind.

Die letzte Spalte der Tabelle 2 zeigt die Festigkeitswerte für Stoßspannung. Die Prüfung wurde mit Schaltung Bild 15 auf S. 145 ausgeführt. Die Wirkungsweise der Schaltung ist dort ebenfalls beschrieben. Die Form der Stoßspannung zeigt Bild 16a auf S. 145. Es ist ein einmaliger Stoß mit einem scharf ausgeprägten Spannungsmaximum, der einer sehr hohen Frequenz entspricht. Die Spannungsteigerung beträgt ungefähr  $2 \cdot 10^{-11}$  Volt/sec. Wir sehen, daß wir jetzt Festigkeitswerte bekommen, die gegenüber den Gleich- und Wechselspannungswerten ganz unregelmäßig liegen. Wie zu erwarten war, bestimmen jetzt ausschließlich die Dielektrizitätskonstante und Festigkeit der Öle den Wert der Durchschlagspannung.

Während L. Inge und A. Walther<sup>1</sup> ebenfalls den Einfluß der Leitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstante des umgebenden Mediums auf die Festigkeit des Prüflings feststellen, ist ihnen der Einfluß der Festigkeit des umgebenden Mediums entgangen und sie deuten demgemäß die Erscheinung anders.

Aus den Versuchen erklären sich zum Teil die Widersprüche, die man in der Literatur vielfach findet. Der Einfluß des umgebenden Dielektrikums täuscht Frequenz und Dickenabhängigkeit vor, wie sie in Wirklichkeit gar nicht bestehen. Einwandfreie Werte für Gleich- und Wechselspannungen bei niedrigen Frequenzen kann man erhalten, wenn man ein Medium mit großer Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante benutzt. Doch scheint bei Stoßspannungen und hohen Frequenzen nur dann eine einwandfreie Prüfung möglich zu sein, wenn man dem Prüfling eine Form gibt, wie sie auf S. 137 (Bild 2) beschrieben ist.

### III. Untersuchungen im Hochvakuum und unter Druck.

Um Randentladungen (Gleitfunken) und Randdurchschläge zu vermeiden, könnte man die Durchschläge im Hochvakuum ausführen, wie es E. Mündel<sup>1</sup> getan hat. Denn Durchschläge unter Halbleitern, z. B. Anilin, sind nur bis zu gewissen Spannungen möglich, da dann die Erwärmung der Halbleiter infolge großer Ströme zu groß wird. Es wurden nun mit derselben Apparatur, wie sie von E. Mündel gebraucht wurde, Versuche ausgeführt. Doch stellte es sich heraus, daß man selbst nach langer

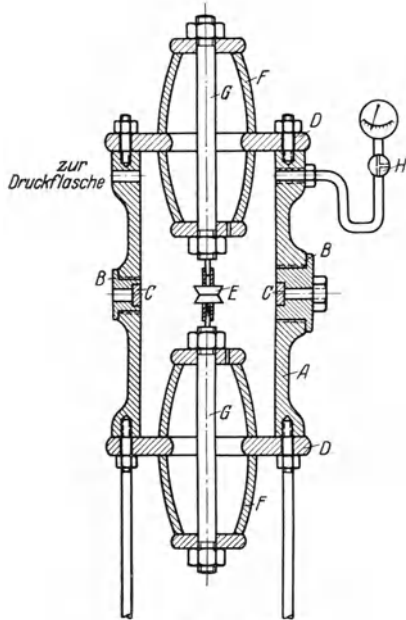


Bild 9. Druckgefäß.

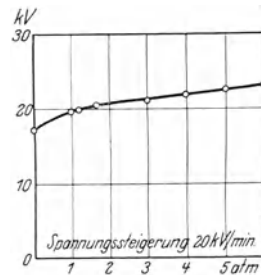


Bild 10. Randentladungen bei Glimmer in Abhängigkeit vom Druck.

Pumpzeit (4 bis 5 Stunden) die Randentladungen nicht viel über 20 kV hinaus vermeiden kann. Aus diesem Grunde versuchte ich auf Veranlassung von Prof. Rogowski die Untersuchung unter Druck auszuführen. Es war zu erwarten, daß mit erhöhter Festigkeit der Luft auch die Gleitfunken später auftreten würden, und daß man bei genügend hohen Drucken einwandfreie Durchschläge erhalten würde, vorausgesetzt, daß die Festigkeit des Isolationsmaterials nicht wesentlich mit dem Druck steigt. Bild 9 zeigt das Prüfgefäß.

A ist ein Hohlzylinder aus Rotguß mit zwei sich radial gegenüberliegenden Bohrungen B zum Einsetzen der Isolationsplatten. In die Verschlußmuttern dieser Bohrungen sind die Fenster C aus Hartglas eingelassen, um während des Versuches

<sup>1</sup> E. Mündel, l. c.

die Platte beobachten zu können. Das Gefäß wird auf beiden Seiten durch die Stahldeckel *D* abgeschlossen, an die die Durchführung *F* mittels der Bolzen *G* angepreßt werden. Die Durchführungen bestehen aus Porzellanisolatoren, deren Inneres durch eine Bohrung mit dem Druckgefäß in Verbindung steht. Dadurch wird die elektrische Sicherheit der Durchführungen je nach dem Druck erhöht. An den Durchführungen sitzen die Elektroden, die mittels einer Feder aneinandergedreht werden. Der Druck war aus einer Stickstoffflasche mittels eines Reduzierventils einstellbar, während der Dreiweghahn *H* zum Entspannen des Gefäßes diente.

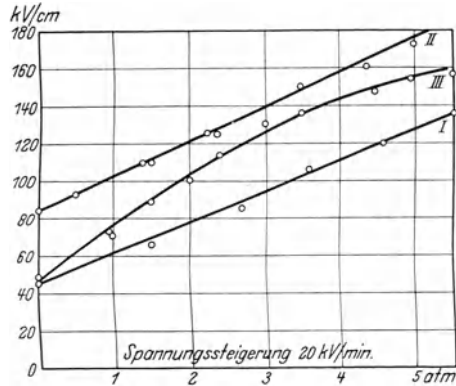


Bild 11. Durchschlag von Paraffinöl unter Druck. III. Wechselfspannung, I. Gleichspannung, II. Gleichspannung gereinigtes Paraffinöl.

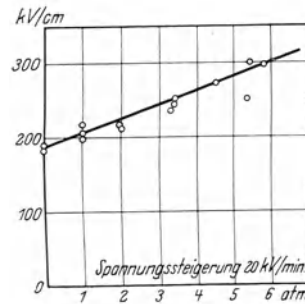


Bild 12. Durchschlag von 0,5 mm Dicke unter Druck.

Bei den Versuchen stellte es sich jedoch gegen alles Erwarten heraus, daß der Druck wenig Einfluß auf das Auftreten von Gleitfunken hat. Bild 10 zeigt das Auftreten von Randentladungen bei Glimmer von  $50 \times 50 \times 0,075$  mm Plattengröße. Wir sehen, daß die Randentladungen bei 6 Atmosphären nur 5,6 kV, d. h. 33% später auftreten.

Sodann wurde noch Paraffinöl unter Druck mit normalen Kugelelektroden durchgeschlagen. Bild 11 zeigt die erhaltenen Werte. Bei Gleichspannung steigt die Festigkeit des Öles proportional mit dem Druck, wie es auch F. Kock<sup>1</sup> bis 20 Atmosphären beobachtet hat. Der Charakter der Kurve bleibt auch bei gereinigtem Öl erhalten. Gereinigt wurde das Öl nach Angabe von F. Schröter<sup>2</sup> durch Kochen und Filtrieren mit Hartfilter. Bei Wechselfspannung biegt die Kurve schon bei ungefähr 3 Atm. ab. Während F. Kock eine Festigkeitszunahme

bei Gleichspannung von . . . . 2,8 kV/cm/Atm.  
 „ Wechselfspannung von . . . . 5,3 kV/cm/Atm.

fand, ergaben meine Versuche eine solche

bei Gleichspannung von . . . . 18 kV/cm/Atm.  
 „ Wechselfspannung von . . . . 27 kV/cm/Atm.

(im geradlinigen Teil).

Bei Preßspan (Bild 12) erhielt ich ebenfalls eine Zunahme der Festigkeit mit dem Druck (24 kV/cm/Atm.), während bei Steinsalz und Porzellan eine Zunahme der Festigkeit bis 8 Atm. nicht festgestellt werden konnte.

<sup>1</sup> F. Kock, ETZ **36**, S. 85, 1915.

<sup>2</sup> F. Schröter, Arch. f. Elektrot. **12**, S. 67, 1923.

#### IV. Versuche an 11 verschiedenen Glassorten.

In Tabelle 3 sind die Werte der Festigkeit und Leitfähigkeit von 11 Glassorten angegeben. Die Glasplatten von 0,2 mm Dicke stellte die Osram - G. m. b. H. durch freundliche Vermittlung von Herrn Prof. Gehlhoff zur Verfügung. Es soll durch die Versuche vor allem festgestellt werden, in welchem Zusammenhang Festigkeit und Leitfähigkeit stehen. Um die Festigkeit zu messen, wurden die Platten versilbert und unter Anilin durchgeschlagen. Zur Leitfähigkeitsmessung wurden die Platten in bekannter Weise mit Schutzringelektroden aus Platin versehen, und mit einem Spiegelgalvanometer mit einer Empfindlichkeit von  $1,7 \cdot 10^{-11}$  Amp./mm die Stromstärke gemessen. Als Spannungsquelle diente zum Teil eine Hochspannungsbatterie, zum Teil wurde die Gleichspannung mittels Gleichrichtung mit Glühventil erhalten. Die spezifische Leitfähigkeit ist in der Tabelle bei einer Feldstärke von 36 kV/cm und  $17^{\circ}$  C angegeben. Es sei noch bemerkt, daß ich bei sämtlichen Glassorten einen Anstieg der Leitfähigkeit mit der Feldstärke erhielt.

Tabelle 3.

Glassorte	Festigkeit kV/cm	Spezifischer Widerstand Ohm/cm	Glassorte	Festigkeit kV/cm	Spezifischer Widerstand Ohm/cm
1	2180	$7,85 \cdot 10^{14}$	7	1300	$1,5 \cdot 10^{12}$
2	1640	$2,78 \cdot 10^{12}$	8	1220	$6,15 \cdot 10^{11}$
3	1620	$1,88 \cdot 10^{14}$	9	1160	$2,92 \cdot 10^{11}$
4	1570	$1,87 \cdot 10^{12}$	10	1135	$6,85 \cdot 10^{11}$
5	1440	$7,19 \cdot 10^{12}$	11	920	$3,23 \cdot 10^{11}$
6	1480	$7,55 \cdot 10^{12}$			

Ein Parallelismus zwischen Leitfähigkeit und Festigkeit, wie es J. Almy<sup>1</sup> angibt, ist nicht festzustellen. Wohl scheint mit hoher Festigkeit auch ein hoher spezifischer Widerstand verknüpft zu sein und umgekehrt. Das ist besonders bei den Glassorten Nr. 1 und 3 ausgeprägt. Doch ist ein vollständiger Parallelismus keineswegs festzustellen.

#### V. Herstellung der Stoßspannung.

Um bei den Festigkeitsmessungen mit Stoßspannungen einwandfreie Versuchsbedingungen zu schaffen, war es nötig, eine Stoßspannung herzustellen, die mit der jeweilig gewünschten Schnelligkeit ihr Spannungsmaximum erreicht und dann sofort wieder zusammenbricht. (Siehe Bild 16a.) Die Schaltanordnung, mit der man die Stoßspannungen, die obigen Forderungen genügt, herstellen kann, beruht auf folgender Überlegung.

Bild 13 zeigt eine beiderseitig unendlich lange Leitung, im Zug derer ein Kondensator eingeschaltet ist.

Trifft eine unendlich lange Sprungwelle auf den Kondensator, so passiert die steile Front der Welle ungehindert den Kondensator, um sodann gemäß der Aufladung des Kondensators nach einer  $e$ -Funktion abzusinken. Bild 14 zeigt den Spannungsverlauf auf der Leitung  $Z_1 < Z_2$ . Die Rechnung ergibt für die den Kondensator passierende Welle  $\varphi_2$ :

<sup>1</sup> J. Almy, Annal. d. Phys. **1**, S. 508, 1900.

$$\varphi_2 = \varphi_1 \frac{2 Z_2}{Z_1 + Z_2} \cdot e^{-\frac{l}{(Z_1 + Z_2) C}}$$

Darin bedeuten:  $Z_1, Z_2 =$  Wellenwiderstände,  $C =$  Kapazität des Kondensators.

Wir haben also in der den Kondensator passierenden Welle eine Stoßspannung, die den oben gestellten Forderungen entspricht. Die Schaltanordnung, mit der die Stoßspannung hergestellt wurde, zeigt Bild 15. Als Gleichspannungsquelle dient ein Kondensator  $C_2$  von 80000 cm, der über ein Glühventil aufgeladen wurde.  $S$  ist ein Quecksilberschalter, mit dem man bis 30000 Volt schalten konnte. Die Leitungsstrecke  $a$  war 30 cm, die Leitungsstrecke  $b$  15 m lang. Der Wellenwiderstand der

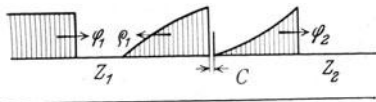


Bild 13.

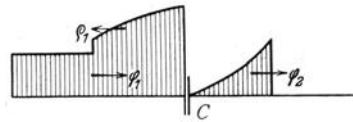


Bild 14. Spannungsverlauf für  $Z_1 < Z_2$ .

Leitung beträgt 375 Ohm, die Kapazität des Kondensators  $C_1 = 9,4 \cdot 10^{-10}$  Farad. Das Prüfgefäß  $P$  und die Eichfunkenstrecke  $F$  wurden mit möglichst kurzen Leitungen am Punkt  $C$  angeschlossen. Da die Spannungsquelle direkt am Kondensator  $C_1$  liegt können rücklaufende Wellen nicht auftreten.

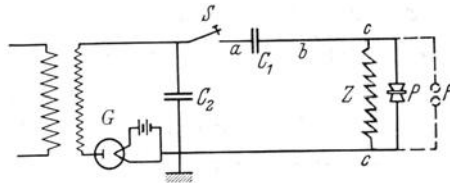
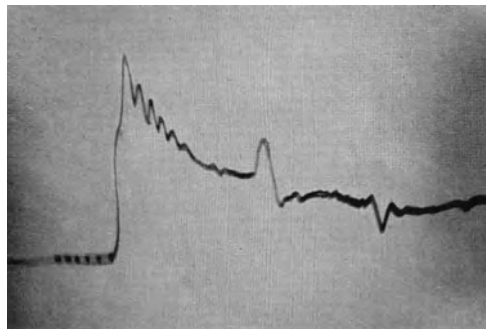


Bild 15. Schaltanordnung zur Erzeugung der Stoßwelle I.

Um Reflektionen der durchlaufenden Welle zu vermeiden, wurde das offene Ende der Leitung mit dem Wellenwiderstand  $Z$  überbrückt. Bild 16a zeigt das Oszillogramm der Welle. Die Oszillogramme wurden mit dem im Aachener Elektrotechni-



0 2 4 6 8 10  $\cdot 10^{-7}$  sec

Bild 16a. Stoßwelle I.

schen Institut entwickelten Kathodenstrahloszillographen<sup>1</sup> gemeinsam mit Herrn Dr. R. Tamm gemacht. Ferner wurde der Abfall der Welle  $\varphi_2$  berechnet und in das Oszillogramm eingetragen (Bild 16b). In Bild 16b wurde ein Oszillogramm einer

<sup>1</sup> W. Rogowski, E. Flegler und R. Tamm, Arch. f. Elektrot. 18, S. 513, 1927.

Stoßwelle eingetragen, bei der der Wellenwiderstand besser abgeglichen war als bei der Stoßwelle in Bild 16a. Während die Übereinstimmung im ersten Teil der Welle gut ist, ist sie im späteren Teil der Welle sehr schlecht. Der Grund ist wohl hauptsächlich darin zu suchen, daß der Wellenwiderstand noch nicht genau genug getroffen ist und dadurch Reflektionen auftreten können.

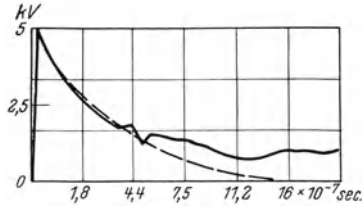


Bild 16b. Stoßwelle I.  
--- Berechnet. — Oszillogramm.

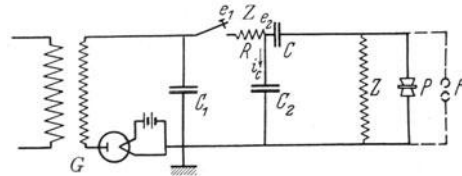


Bild 17. Schaltanordnung zur Erzeugung der Stoßwelle II und III.

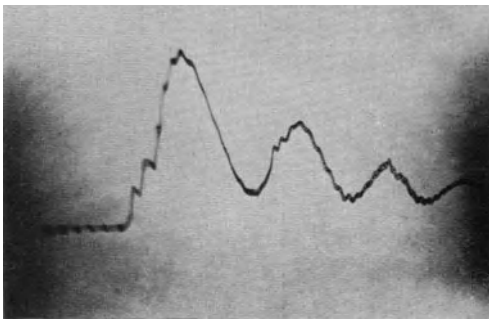
#### Verschieden schneller Spannungsanstieg.

Um die Schnelligkeit des Spannungsanstieges der Welle  $\varphi_2$  ändern zu können, wurde Schaltung Bild 17 gewählt. Zur Schaltung Bild 15 kommt noch der Widerstand  $R$  und die Kapazität  $C_2$  hinzu.

Die Theorie ergibt für die Spannung  $e$  (vgl. Bild 17):

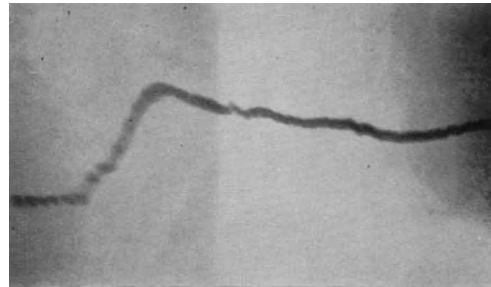
$$e_2 = e_1 \frac{Z_2}{Z_2 + R} \left( 1 - e^{-\frac{Z_2 + R}{R C_2 Z_2} t} \right).$$

Während  $R$ ,  $C$  und  $Z_2$  den Spannungsanstieg bestimmen, bestimmt  $Z_2$  und  $R$  die maximale Höhe der Spannung. Durch geeignete Wahl dieser Größen können wir also jede gewünschte Schnelligkeit des Spannungsanstieges erhalten. Diese Welle trifft dann auf den Kondensator  $C$  und löst dort die Stoßwelle aus.



0 2 4 6 8 10  $\cdot 10^{-7} sec$

Bild 18. Stoßwelle II.



0 2 4 6 8 10  $\cdot 10^{-7} sec$

Bild 19. Stoßwelle III.

Bild 16a, 18, 19 zeigen die Oszillogramme der zu den Messungen benutzten Stoßwellen. Bei der Stoßwelle in Bild 16a (I) beträgt die Spannungssteigerung  $\sim 2 \cdot 10^{11}$  Volt/sec.

Die Stoßspannung in Bild 18 (II) ist mit Schaltung Bild 17 erhalten ( $R = 10$  Ohm,  $C = 7,2 \cdot 10^{-10}$  Farad). Die Spannungssteigerung beträgt ungefähr  $4,4 \cdot 10^{10}$  Volt/sec. Die Schwingungen im abklingenden Teil des Stoßes sind durch Eigenschwingungen des Kondensatorkreises I zu erklären.

Bei größerer Dämpfung  $D = 100$  Ohm und  $C = 7,2 \cdot 10^{-10}$  Farad fallen diese Schwingungen fort. Stoßwelle Bild 19 (III). Die Spannungssteigerung beträgt hier ungefähr  $1,2 \cdot 10^{10}$  Volt/sec.

Die Stoßanordnung wurde mit einer Funkenstrecke, die mit einer Quarzlampe intensiv bestrahlt wurde, geeicht. Die Funkenverzögerungen sind bei normalem Druck und intensiver Bestrahlung sehr klein, wie W. Rogowski, E. Flegler und R. Tamm<sup>1</sup> nachgewiesen haben, so daß ein wesentlicher Fehler durch die Funkenverzögerung nicht auftreten kann. Auch stimmen die mit dem Oszillographen gefundenen Werte mit denen der Funkenstrecke gemessenen Werten gut überein. In Bild 20 sind die Gleichspannungswerte und die Maximalwerte für Wechselspannung und für die drei Stoßspannungen in Abhängigkeit von der Primärspannung aufgetragen. Es läßt

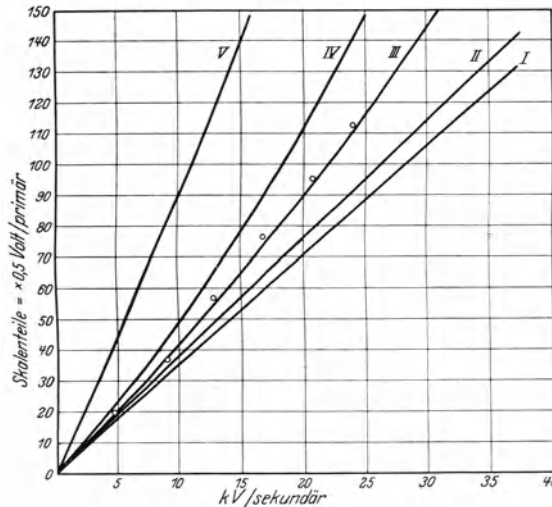


Bild 20. Eichkurven. I. Wechselspannung Spitzenwert, II. Gleichspannung. III. Stoßspannung 1, IV. Stoßspannung 2, V. Stoßspannung 3.

sich leicht zeigen, daß bei nicht unendlich steiler Front der Welle auch am Kondensator  $C$  eine Verminderung der Spannungshöhe der Stoßwelle eintritt. Wir sehen, daß die Spannungsabfälle für Stoß II und III schon recht beträchtlich sind. Die Spannungshöhe der Stoßwelle I wurde rechnerisch ermittelt und in Bild 20, Kurve III, eingetragen. Die Übereinstimmung ist befriedigend.

### VI. Versuche an Steinsalz und Porzellan bei Dauerbeanspruchung und Stoßbeanspruchung.

Auf Veranlassung von Herrn Prof. Rogowski wählte ich Steinsalzkristalle, um daran weitere Festigkeitsuntersuchungen anzustellen. Denn einmal ist Kristallsteinsalz ein sehr homogenes und einfach gebautes Isolationsmaterial im Gegensatz zu Glas, Glimmer u. a., sodann hat W. Rogowski speziell für den regulären Steinsalzkristall seine Rechnung durchgeführt. Außerdem bietet Kristallsteinsalz noch den Vorteil leichter Bearbeitungsmöglichkeit. Es kam vor allem darauf an, die Höhe der Steinsalzfestigkeit zu prüfen, da die einzige bisher vorliegende Messung<sup>2</sup> mit Rogowskis errechneten Werten eine sehr große Diskrepanz zeigte. Als technisches Isolationsmaterial wurde sodann noch Porzellan untersucht. Um jede Fälschung der Werte durch die Versuchsanordnung zu vermeiden, mußte den Prüflingen eine Form gegeben werden, wie sie auf S. 138 beschrieben sind.

Größere Mengen Kristallsteinsalz stellte freundlicherweise die Preußische Bergwerks- und Hütten-Aktiengesellschaft, Berginspektion Vienenburg und Staßfurt

<sup>1</sup> W. Rogowski, E. Flegler und R. Tamm, Arch. f. Elektrot. **18**, S. 509, 1927 und R. Tamm, Arch. f. Elektrot. **19**, 1928.

<sup>2</sup> L. Inge, N. Smenoff und A. Walther, l. c.



zur Verfügung. Aus dem Material wurden klare rechteckige Stücke ( $25 \times 25$  bis  $30 \times 30$  mm) von etwa 10 mm Dicke gespalten. In diese Stücke (Bild 21) wurde auf der einen Seite eine halbkugelige Elektronenform von 9 mm Durchmesser bis auf etwa 3 mm Wandstärke an der engsten Stelle eingefräst. Sodann wurde die Rückseite möglichst in Kristallebenen auf die gewünschte Wandstärke abgeschliffen. Zum Schluß wurde die Oberfläche des Kristalles, um die durch das Schleifen entstandenen Oberflächenrisse zu beseitigen, in Wasser noch etwa abgelöst, und mehrere Stunden in einem elektrischen Ofen bei  $300-400^{\circ}$  C getrocknet.

Bild 21 zeigt die Versuchsanordnung. *K* ist der Kristall, in dessen Elektrode gereinigtes Quecksilber gefüllt wurde. Der Kristall wurde unter Zwischenlegung der feinen Blättchen *B* auf die Form *F* gesetzt, in deren Bohrung sich ebenfalls Quecksilber befindet, das sich durch seine Kohäsionskraft über die Oberfläche der Form *F* wölbte. Durch das Aufsetzen der Kristalle wird die Wölbung des Quecksilbers breitgedrückt und bewirkt so eine gut anliegende Elektrode.

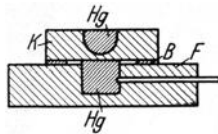


Bild 21. Versuchsanordnung für Steinsalzdurchschläge.

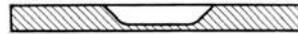


Bild 22. Form der Porzellanplatten.

In dem Steinsalzkristall haben wir die Elektrodenanordnung Kugel gegen Ebene. Da der Abstand der Kugel von der Ebene sehr klein gegenüber dem Radius der Halbkugel ist, kommt diese Anordnung der idealen Anordnung zweier parallelen Ebenen genügend nahe.

Die Porzellanplatten stellte die Hermsdorf-Schomburg Isolatoren-G. m. b. H. durch freundliche Vermittlung von Herrn Direktor Dr. Weicker zur Verfügung. In die Platten war eine Elektrodenform nach den Niveaulinien des Maxwell'schen Plattenkondensators geformt (vgl. S. 138 und W. Rogowski<sup>1</sup>). Die Porzellanplatten zeigen Bild 23. Da die Hermsdorf-Schomburg-Isolatoren-G. m. b. H. die Platten mit einer Wandstärke von 2 mm in der Elektrodenform lieferte, mußten sie noch auf die jeweils gewünschte Wandstärke abgeschliffen werden. Als Elektrodenmaterial wurde entweder Quecksilber nach Anordnung Bild 21 gewählt, oder die Platten wurden versilbert.

### a) Versuche bei normalen Temperaturen.

#### Steinsalz.

Bild 23 und 24 zeigen die Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Schichtdicke bei Gleich-, Wechsel- und Stoßspannung. Bei den drei Stoßspannungen ließ sich kein Unterschied feststellen. Um bei den Stoßspannungen den Durchschlag feststellen zu können (an der Primärseite des Transformators macht sich der Durchschlag nicht bemerkbar), mußte die Hilfschaltung Bild 25 benutzt werden. In Reihe mit der kleinen Prüfkapazität  $C_1$  war je nach der Spannung eine große Kapazität  $C_2$  geschaltet, zu der eine Glimmlampe *G* parallel geschaltet war. Erfolgt der Durchschlag nicht, dann liegt der Hauptspannungsanteil an der kleinen Prüfkapazität. Im Falle eines Durchschlages dagegen kommt  $C_2$  auf Spannung und die Glimmlampe leuchtet auf. Da die Prüfkapazität  $C_1$  nur wenige Prozent von  $C_2$  beträgt konnte der Spannungsanteil, der an  $C_2$  lag, bei der Eichung vernachlässigt werden. Erst bei sehr hohen Temperaturen über  $400^{\circ}$ , wo der Widerstand des Prüflings schon sehr klein war, machte sich ein wesentlicher Einfluß bemerkbar. Es lag dann bis

<sup>1</sup> W. Rogowski, l. c.

zu 15% der Gesamtspannung an der Kapazität  $C_2$ . Bei Steinsalz konnte man den Durchschlag auch an den auftretenden Funken feststellen.

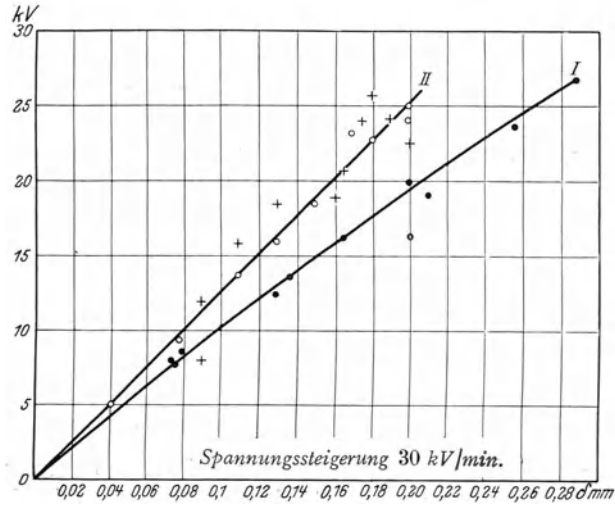


Bild 23. Durchschlag von Steinsalz.  
 I. Wechselspannung ●  
 II. Gleichspannung ○ ungefärbt  
 + gefärbt.

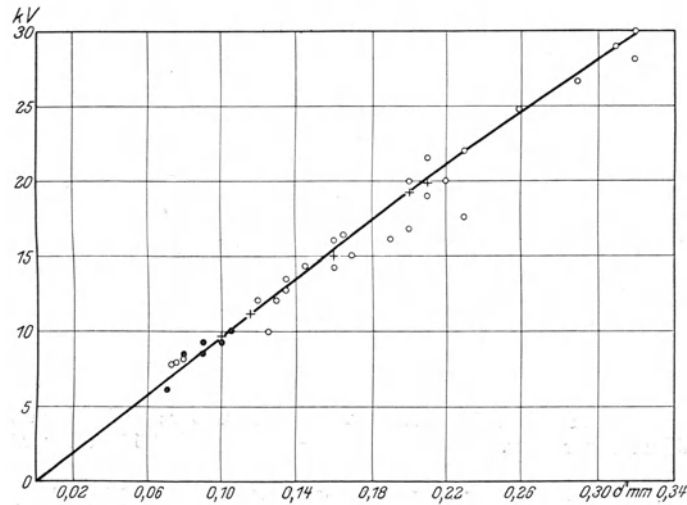


Bild 24. Durchschlag von Steinsalz. Stoßspannung I.  
 ○ ungefärbt  
 + gefärbt  
 ● oszillographisch.

Wir erhalten an Steinsalz eine Festigkeit:

- bei Gleichspannung . . . . 1250 kV/cm
- „ Wechselspannung . . . . 1020 „
- „ Stoßspannung . . . . . 980 „

Die größte Streuung der Werte beträgt etwa 20%. In Bild 25 sind auch die Werte eingetragen, die ich bei Aufnahme von Durchschlägen mit dem Oszillographen erhielt. L. Inge und A. Walther geben für Steinsalz und Wechselspannung eine Festigkeit von 200 kV/cm an. Sie gaben dem Kristall die Form von Hohlzylindern

(Bild 26), die aus einem ganzen Einkristall gedrechselt wurden. Es ist klar, daß es sehr schwierig ist, eine derartige Bearbeitung sauber herzustellen. Außerdem haben sie als Elektrodenmaterial die Bohrungen innen mit Aluminium-Folie belegt und den Kristall nicht getrocknet, so daß auch dadurch Fehler in die Messung hineingekommen sein können. Inzwischen haben jene Autoren weitere Messungen an Steinsalz mitgeteilt und 500 bzw. 700 kV/cm angegeben. Hiermit nähern sich bereits unsere Ergebnisse.

W. Rogowski hat die Durchschlagsfeldstärke unter Berücksichtigung der inneren Spalten des Steinsalzes zu 1,3 Millionen Volt/cm geschätzt. Die Übereinstimmung muß als gut angesehen werden, zumal die Voraussetzung bei seiner Rechnung in Spaltlänge und Platzwechselarbeit nicht sicher sind.

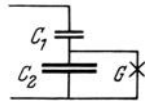
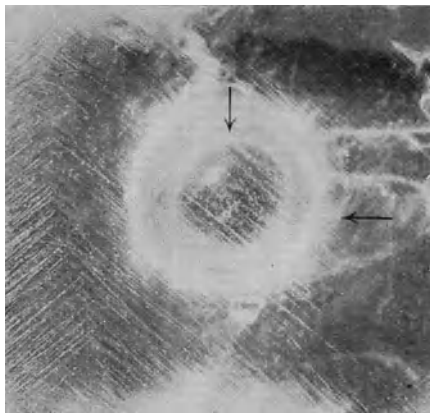


Bild 25.



Bild 26.

Der Charakter des Durchschlagsloches ist bei Stoßspannung ganz anders als bei Gleich- und Wechselspannung. Bild 27 zeigt die Photographie eines Durchschlages bei Gleichspannung, Bild 28 und 29 eines solchen bei Stoßspannung. Bei Stoßspannung macht das Durchschlagsloch den Eindruck einer mechanischen Zertrümmerung.

Bild 27. Durchschlagsloch bei Gleichspannung.  
3fach vergrößert.Bild 28. Durchschlagsloch bei Stoßspannung.  
1,5fach vergrößert.

Der Durchschlag erfolgt so heftig, obgleich bei kleineren Feldstärken als bei Gleichspannung, daß der Kristall in 4 vom Durchschlagsloch ausgehenden Kristallebenen gespalten wird. Vielfach werden große Stücke aus dem Kristall herausgerissen (Bild 28). Bei Gleich- und Wechselspannung ist das Durchschlagsloch so klein, in Bild 27 etwa  $\frac{1}{15}$  cm, daß man es mit bloßem Auge gar nicht wahrnehmen kann. Rechnen wir die auftretenden mechanischen Kräfte nach, so sehen wir, daß die mechanische Beanspruchung infolge der hohen Feldstärke schon recht erheblich ist. Die Maxwell'sche Spannung im homogenen Feld ist bekanntlich:

$$\frac{P}{F} = \frac{\epsilon}{8\pi} \cdot \frac{10^{-11}}{9} \cdot \mathcal{E}^2 \frac{\text{Joule}}{\text{cm}^3} = 4,51 \cdot 10^{-13} \cdot \epsilon \cdot \mathcal{E}^2 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}.$$

Bei Steinsalz mit  $\epsilon = 6$  und  $\mathcal{E} = 9,8 \cdot 10^5$  Volt/cm erhalten wir eine Beanspruchung von  $2,6 \text{ kg/cm}^2$ , während die zulässige Beanspruchung<sup>1</sup>  $\sim 60 \text{ kg/cm}^2$  beträgt.

<sup>1</sup> Landolt-Börnstein, 1912.

Es ist also höchst unwahrscheinlich, daß die Zerstrümmerung durch mechanische Kräfte entstehen kann, zumal da bei Gleichspannung die Durchbruchfeldstärke  $\sim 25\%$  höher liegt, und keine derartige Beanspruchung zu bemerken ist.

Färbung von Steinsalz.

Um die amikroskopische Lockerstruktur des Steinsalzes bei niedriger Temperatur sichtbar zu machen, färbt man Steinsalzkristalle mit kurzwelligstem Ultraviolett, Röntgen- oder Gammastrahlung<sup>1</sup> gelb. Nach Smekal<sup>1</sup> werden dabei in den Lockerstellen des Kristalls einzelnen Chlorionen ihre elektrische Ladung entrissen und zur Neutralisation benachbarter Natriumionen verwendet. Durch die Bestrahlung entstehen in dem submikroskopischen Spaltengefüge also Natriumatome, die die Gelbfärbung bedingen. Um den Einfluß der Bestrahlung auf die Festigkeit festzustellen, färbte ich eine größere Anzahl von Kristallen mit Röntgenstrahlen intensiv gelb. Es stellte sich heraus, daß dabei keine Änderung der Durchschlagfeldstärke eintrat. Die gefundenen Werte sind in den Kurven Bild 23 und 24 markiert. Sodann wurden einige Steinsalzstücke 100–200mal mit Stoßspannung nahe der Durchschlagspannung beansprucht und dann gefärbt. Eine Vermehrung der Lockerstellen, kenntlich durch intensivere Färbung, konnte nicht bemerkt werden. Offenbar war die Beanspruchungsdauer noch viel zu kurz.

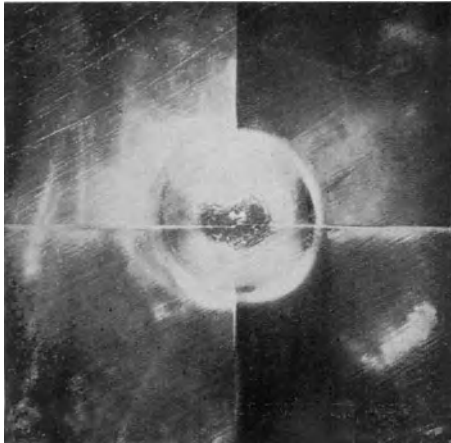


Bild 29. Durchschlagsloch bei Stoßspannung. 3fach vergrößert.

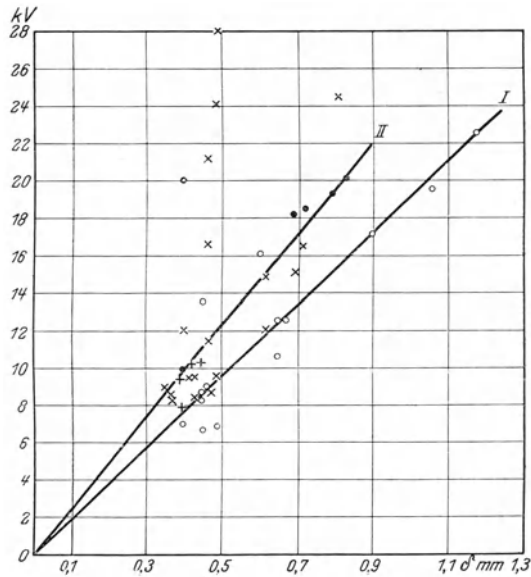


Bild 30. Durchschlag von Porzellan.

- Gleichspannung I
- × Stoßspannung 1
- „ 2
- + „ 3

Porzellan.

Bild 30 zeigt die Abhängigkeit der Schichtdicke von der Durchschlagspannung bei Stoß- und Gleichspannung. Die Streuung der Werte ist so groß (zum Teil bis 130%), daß eine Kurve durch die erhaltenen Werte nur schwer zu legen war. Eine derartige Streuung ist besonders bei dünnen Platten bei Porzellan leicht erklärlich. Der Grund dafür ist darin zu suchen, daß bei der Herstellungsweise des Porzellans Inhomogenitäten nicht zu vermeiden sind. Um nun bei der großen Streuung sicher zu gehen, daß die Stoßfestigkeit tatsächlich höher liegt als die Gleichspannungs-

<sup>1</sup> Smekal, Wiener Akad. Anzeiger 1926, S. 195, Arch. f. Elektrot. 18, 1927.

festigkeit, und um vor allen Dingen das Verhältnis der Festigkeit bei den drei Stoßspannungen zu bestimmen, wurden noch folgende Versuchsreihen gemacht. Es wurden mehrere Platten bis nahe der Durchschlagspannungen mit Stoßspannung I beansprucht und sodann mit Gleichspannung durchschlagen. Liegen die so erhaltenen Durchschlagspannungen bei normalen Festigkeitswerten, d. h. ist die Vorbeanspruchung der Platte ohne Einfluß auf die Festigkeit, so kann man sich durch Vergleich ein Bild von dem Verhältnis der beiden Festigkeitswerte machen. Tabelle 4 zeigt eine derartige Meßreihe.

Tabelle 4.

Nr.	Beanspruchungshöhe bei Stoßspannung kV/cm	Festigkeit bei Gleichspannung kV/cm	Die Stoßfestigkeit ist höher als die Gleichspannungs- festigkeit um mehr als %
1	206	196	4,9
2	211	182	18,6
3	211	193,5	8,1
4	194	141	27,5
5	211	147	30,2

Umgekehrt wurden jetzt Platten mit Gleichspannung beansprucht und dann mit Stoßspannung durchschlagen. Daraus ergab sich, daß die Stoßspannungsfestigkeit um weniger als 30–35% größer ist. Vergleicht man beide Resultate, so kann man annehmen, daß bei Stoßspannung die Festigkeit 25–30% höher liegt als bei Gleichspannung, was auch ungefähr mit den Werten aus Bild 32 übereinstimmt. In gleicher Weise erhielt ich, daß die Festigkeit von Stoßspannung I  $\sim 4\%$  höher liegt als von Stoßspannung II und ungefähr 6% höher liegt als von Stoß III.

Während bei Steinsalz die Stoßfestigkeit niedriger liegt als die Gleichspannungsfestigkeit, ist es bei Porzellan umgekehrt. Ein Grund dafür ist nicht ohne weiteres ersichtlich. Ein Ausbilden von Raumladungen bei Steinsalz, wie es von D. v. Seelen<sup>1</sup> durch Sondenmessungen nachgewiesen wurde, ist keine Erklärung dafür. Man müßte im Gegenteil erwarten, daß die Festigkeit bei Stoßspannung höher liegt als bei Gleichspannung, da sich bei Stoßspannungen Raumladungen nicht ausbilden können und infolgedessen die Spannungsaufteilung im Dielektrikum linear ist.

### b) Versuche bei hohen Temperaturen.

#### Steinsalz.

Der Durchschlag wurde in einem elektrischen Ofen ausgeführt. Die Temperatur wurde mit einem Thermoelement gemessen, das in unmittelbarer Nähe des Prüflings angebracht war. Der Temperaturgradient im Innern des Ofens war, wie durch Messung festgestellt wurde, sehr klein. Die Versuchsanordnung zeigt Bild 31. Als Elektrodenmaterial diente Graphit (a). Bei Stoßspannung wurde bei Steinsalz in die obere Elektrode ein leicht schmelzbares Metall gefüllt, während Porzellan versilbert wurde. Der Isolator *P* wurde zwischen zwei massiven Messingelektroden geklemmt, die mit ihrer großen Wärmekapazität und Leitfähigkeit die Temperatur an den Grenzflächen möglichst konstant halten sollte. Bekanntlich wird die Festigkeit beim Wärmedurchschlag erheblich von der Dauer der Beanspruchung beeinflusst. Aus diesem Grunde mußte die Beanspruchungsdauer experimentell festgestellt werden, die einer unendlich langen Beanspruchungsdauer genügend nahekommt. Bild 32 zeigt bei Gleichspannung die Festigkeit einer 0,2 mm dicken Steinsalzschiicht bei

<sup>1</sup> D. v. Seelen, l. c.

verschiedener Beanspruchungsdauer. Auf Grund dieser Kurve wurde eine Beanspruchungsdauer von 8 Minuten gewählt.

Bild 33 zeigt den Temperaturgang der Festigkeit von 0,2 mm Steinsalz bei Stoßspannung I und Gleichspannung. Wir sehen, daß die Festigkeitsabnahme mit der Temperatur bei Stoßspannung kleiner ist als bei Gleichspannung. Zur Kontrolle wurden noch Stoßdurchschläge mit dem Oszillographen gemacht. Die Werte sind in Bild 33 eingetragen.

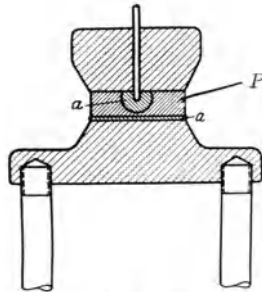


Bild 31.

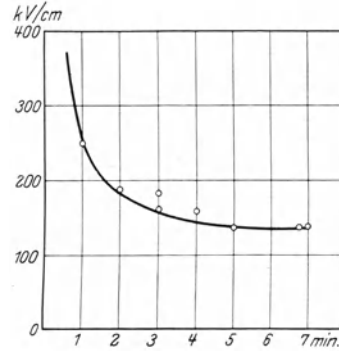


Bild 32. Durchschlag von Steinsalz von 0,2 mm Dicke bei 300° und verschiedener Beanspruchungsdauer.

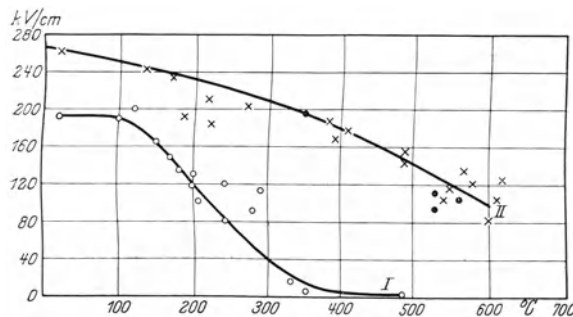


Bild 33. Wärmedurchschlag von 0,2 mm dicken Steinsalz bei Gleich- und Stoßspannung. I. Gleichspannung x, II. Stoßspannung I o, ● Oszillogramm.

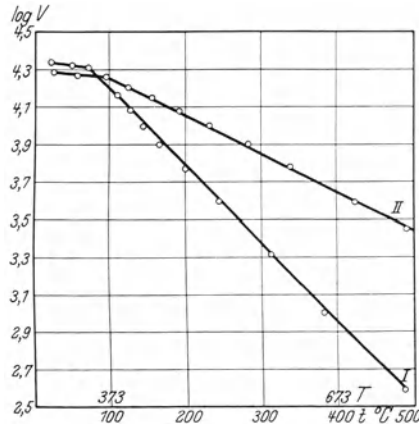


Bild 34. Abhängigkeit des Logarithmus der Durchschlagspannung von der Temperatur bei 0,2 mm dicken Steinsalz bei Gleich- und Stoßspannung. I. Gleichspannung, II. Stoßspannung I.

Nach L. Inge, N. Semenoff und A. Walther ist der Temperaturgang der Durchschlagspannung gegeben durch

$$\log V_m = -\frac{1}{2} a T + C.$$

Die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Temperatur ist gegeben durch

$$\log \rho = -a T + D.$$

Wenn die Wärmetheorie gilt, muß die Abhängigkeit des Logarithmus der Durchschlagspannung von der Temperatur eine Gerade sein, deren Neigung ( $\frac{1}{2} a$ ) die Hälfte

der Neigung der Widerstandsgeraden ( $a$ ) ist. Bild 34 zeigt, daß obige Forderung sowohl bei Gleichspannung als auch bei Stoßspannung von ungefähr  $100^0$  an erfüllt ist. Die Neigungen der beiden Geraden stimmen aber nicht überein. Die zweite Bedingung für den Wärmedurchschlag kann also nur in einem Falle erfüllt sein. Die Neigung der Widerstandsgeraden wird bei Steinsalz angegeben:

- von F. von Rautenfeld<sup>1</sup> . . . . .  $a = 0,0103$
- von Benrath und Wainoff<sup>2</sup> . . . . .  $a = 0,0102$

Aus Bild 34 findet man:

- für Gleichspannung . . . . .  $a = 0,0087$
- für Stoßspannung . . . . .  $a = 0,004$ .

Wir sehen, daß bei Gleichspannung der Faktor  $a$  eine Abweichung von 15% zeigt, während bei Stoßspannung die Abweichung 61,5% beträgt.

Porzellan.

Bild 35 zeigt den Temperaturgang bei Gleich- und Stoßspannung bei einer Dicke von 1,2 mm. Die Streuung der Werte ist hier wieder recht erheblich; die Ab-

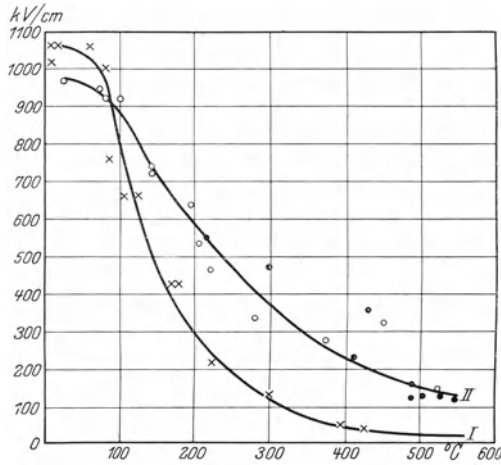


Bild 35. Wärmedurchschlag von 1,2 mm starken Porzellan bei Gleich- und Stoßspannung.  
I. Gleichspannung ○  
II. Stoßspannung I ×  
Stoßspannung oszillographisch ●

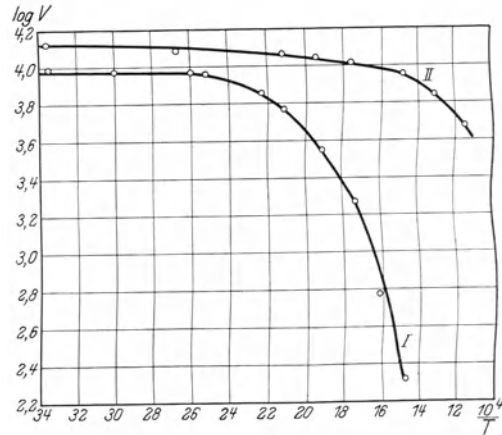


Bild 36. Abhängigkeit des reziproken Wertes der Durchschlagsspannung von der Temperatur bei 1,2 mm dicken Porzellan.  
I. Gleichspannung  
II. Stoßspannung I.

nahme der Festigkeit bei Stoßspannung mit der Temperatur ist sehr klein. Es wurden ebenfalls Kontrollmessungen mit dem Oszillographen gemacht und die erhaltenen Werte in Bild 37 eingetragen. Als Bedingung für den Wärmedurchschlag haben wir bei Porzellan, da Porzellan ein anderes Widerstandsgesetz befolgt, daß die Abhängigkeit des Logarithmus der Durchschlagsspannung von dem reziproken Wert der Temperatur geradlinig sein muß. Aus Bild 36 sehen wir, daß diese Bedingung nicht erfüllt ist.

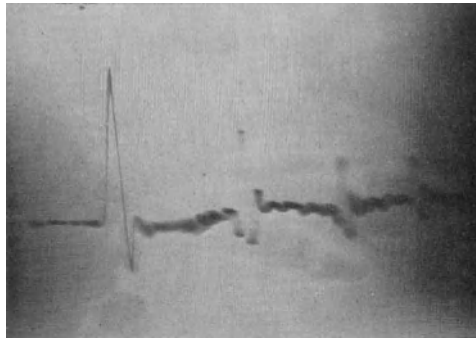
c) Oszillogramme von Durchschlägen.

Bild 37 zeigt das Oszillogramm eines Durchschlages von Steinsalz von 0,088 mm Dicke und normaler Temperatur. Der Durchschlag setzt nach  $\sim 2 \cdot 10^{-8}$  sec ein. Der Übergang von Isolator zu Leiter geht in  $\sim 3 \cdot 10^{-8}$  sec vor sich. Die Feldstärke

<sup>1</sup> F. v. Rautenfeld, Ann. d. Phys. 72, 617, 1923.

<sup>2</sup> Benrath und Wainoff, Zeitschr. f. Phys. Chemie 77, 257, 1911.

beträgt 955 kV/cm. Bei hohen Temperaturen zeigen die Oszillogramme, daß der Durchschlag bei Stoßbeanspruchung nur bei kleineren Feldstärken in denselben Zeiten vor sich geht. Ein Wärmedurchschlag, der erhebliche Zeit zur Ausbildung braucht, scheint also hier sehr unwahrscheinlich zu sein. Dagegen erhielt ich vielfach bei hohen Temperaturen und bei Beanspruchung mit unendlich langer Stoß-



0 2 4 6 8  $10 \cdot 10^{-7} \text{sec}$

Bild 37.

welle über das ganze Oszillogramm, also nach  $\sim 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ sec}$ , noch keinen Durchschlag. Der Prüfling jedoch hatte ein Loch, d. h. der Durchschlag ist erst später erfolgt.

### Zusammenfassung.

Um die experimentellen Unstimmigkeiten, die sich bei Durchschlagsversuchen in der Literatur vielfach finden, aufzuklären, wurden Versuche an demselben Isolationsmaterial bei verschiedenen bisher üblichen Versuchsanordnungen angestellt. Dabei stellte es sich heraus, daß je nach der Art der Versuchsanordnung große Abweichungen in den Festigkeitswerten auftreten. Eine einwandfreie Festigkeitsprüfung ist nur dann möglich, wenn man dem Prüfling eine solche geometrische Form gibt, daß jegliche Inhomogenitäten in der Feldverteilung vermieden werden. Durchschläge im Vakuum oder unter Druck auszuführen, ist nur bei sehr hohem Vakuum oder Druck möglich, da sich sonst Randentladungen und Raddurchschläge nicht vermeiden lassen. Die Festigkeit von Ölen und von Preßspan nimmt mit dem Drucke zu, während bei Glas, Glimmer und Steinsalz eine Festigkeitszunahme mit dem Druck nicht gemessen wurde.

Die Frage, in welchem Zusammenhang Leitfähigkeit und Festigkeit stehen, wurde an 11 verschiedenen Glassorten einer Prüfung unterzogen. Eine Klärung der Frage ist aus den experimentellen Ergebnissen nicht ersichtlich.

Zur weiteren Klärung der experimentellen Seite der Durchschlagserscheinungen wurden bei einwandfreien Versuchsanordnungen Festigkeitsprüfungen an Kristallsteinsalz, als homogenes Material, und an Porzellan als technisches Material angestellt. Dabei stellte sich heraus, daß die Festigkeit von Kristallsteinsalz in der Nähe von der von W. Rogowski errechneten liegt. Wie zu erwarten war, ist die Streuung der Meßwerte bei Porzellan infolge seiner Inhomogenität sehr groß, während sie bei Steinsalz in normalen Grenzen liegt. Die Stoßfestigkeit liegt bei Steinsalz etwas tiefer als die Gleichspannungsfestigkeit, während es bei Porzellan umgekehrt ist. Die Festigkeit bei Gleich- und Wechsellspannung liegen nahe beieinander. Die Festigkeit bei Steinsalz, Porzellan, Glas und Glimmer ist bis zu den gemessenen Dicken praktisch



konstant. Die Färbung von Steinsalz mit Röntgenstrahlen, wodurch in dem submikroskopischen Spaltangefüge Natriumatome entstehen, hat keinen Einfluß auf die Festigkeit.

Der Temperaturgang der Festigkeit ist bei Stoßspannung wesentlich anders als bei Gleichspannung. Die Gleichspannungsfestigkeit nimmt mit der Temperatur weit schneller ab als die Stoßfestigkeit. Bei Steinsalz entspricht die Form der Kurve des Temperaturganges den theoretischen Bedingungen für den Wärmedurchschlag bei Porzellan nicht.

Oszillographische Aufnahmen mit dem Kathodenstrahloszillographen zeigen, daß der Durchschlag bei Stoßbeanspruchung in sehr kurzen Zeiten in etwa  $3 \cdot 10^{-8}$  sec vor sich geht.

Herrn Professor Dr.-Ing. W. Rogowski, auf dessen Veranlassung ich die Arbeit ausgeführt habe, bin ich für seine bereitwillige Unterstützung und für seine vielfachen Anregungen zu großem Dank verpflichtet.

# Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen<sup>1</sup>.

Von

**Rolf Wideröe**, Berlin.

- I. Einleitung.
- II. Die Bewegungsgleichungen des Elektrons.
- III. Kinetische Spannungstransformation mit Potentialfeldern.
  1. Das Prinzip.
  2. Theorie der resultierenden Spannungen.
  3. Die experimentelle Untersuchung.
  4. Einzelheiten der Versuchsanordnung.
  5. Aussichten des Verfahrens.
- IV. Der Strahlentransformator.
  1. Das Prinzip.
  2. Die Grundgleichungen.
  3. Experimentelle Untersuchungen.
- V. Zusammenfassung.

## I. Einleitung.

Schwierigkeiten in der Beherrschung hoher Spannungen.

Bekanntlich liegen alle Schwierigkeiten bei der Herstellung hoher Spannungen in der Beherrschung der elektrostatischen Felder. Alle technischen Isoliermaterialien haben eine begrenzte Isolierfähigkeit, bei einer gewissen Feldstärke schlagen sie durch und werden leitend. Die Höhe der erzeugten Spannung wird deswegen hauptsächlich durch die stark zunehmenden Dimensionen der Isolierung begrenzt.

Es besteht nun aber die Möglichkeit, diese Grenze der erzeugten Spannungen wesentlich zu erhöhen, indem man elektrostatische Felder weitgehend vermeidet und die Hochtransformierung mit Hilfe schnellbewegten Elektronen und Ionen vornimmt.

Potentielle und kinetische Spannungen.

Wenn sich elektrische Ladungen durch ein elektrisches Feld bewegen, speichern sie einen Teil der Feldenergie als kinetische Energie auf. Für die kinetische Energie gilt das allgemeine Gesetz, daß sie immer mit der potentiellen Energie verknüpft ist, im Entstehen und im Verschwinden.

Entsprechend dieser Tatsache erscheint es deswegen auch zweckmäßig, von der Spannung einer bewegten Ladung zu reden. Die Ladung erhält dann (in Analogie zu den Energiebegriffen) diese kinetische Spannung, wenn sie durch eine entsprechende potentielle Spannung gefallen ist.

Zwei Wege der Spannungserzeugung.

Bei der Herstellung hoher potentieller Spannungen ist man hauptsächlich zwei Wege gegangen.

---

<sup>1</sup> Dissertation eingereicht am 29. 10. 1927 bei der Technischen Hochschule Aachen.

Bei den gewöhnlichen Transformatoren erzeugt ein elektrisches Wirbelfeld mit der Hochspannungswicklung ein elektrisches Potentialfeld. Da das elektrische Wirbelfeld sich bis ins Unendliche erstreckt, gestattet diese Methode theoretisch unbegrenzt hohe Spannungen zu erzeugen; die Spannungen werden nur durch Isolationsschwierigkeiten begrenzt.

Der zweite Weg zur Herstellung hoher Spannungen verwendet eine Serienschaltung von mehreren kleineren Spannungen. Bekannte Beispiele derartiger Spannungserzeugung sind die Stoßspannungs-Schaltungen von Marx und Töpler<sup>1</sup> (Schaltung mittels Funken), die Schenkel-Schaltung mittels Glühventilen<sup>2</sup> und die mechanischen Parallelserien-Schalter (Kondensator-Spannungserhöher von Rossing)<sup>3</sup>.

Bei diesem Verfahren wird die Energie dem Dielektrikum bei kleinerer Spannung zugeführt, als elektrostatische Feldenergie aufgespeichert und nach Umschaltung als hohe Spannung verwendet.

### Herstellung kinetischer Spannungen.

Für die Herstellung hoher kinetischer Spannungen können dieselben Methoden verwendet werden.

Bei einer Anordnung werden Elektronen zum Rotieren in einem elektrischen Wirbelfelde gezwungen, die Energie des Wirbelfeldes wird als kinetische Spannung der rotierenden Elektronen gewonnen.

Eine derartige Anordnung, die mit Elektronenstrahlen arbeitet, werden wir in folgendem (wegen der Analogie zum gewöhnlichen Transformator) als Strahlentransformator bezeichnen.

Nach der anderen Methode werden die Elektronen (oder die Ionen) nacheinander in mehreren Potentialfeldern beschleunigt. Sie speichern in jedem Feld die Spannung als kinetische Energie auf und erreichen in dieser Weise hohe kinetische Spannungen.

### Ziel.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es nun, zu untersuchen, inwiefern diese beiden Methoden für die Herstellung hoher kinetischer Spannungen anwendbar sind und welche Schwierigkeiten sich dabei ergeben.

## II. Die Bewegungsgleichungen des Elektrons.

### a) Spannung und Geschwindigkeit.

Für kleine Geschwindigkeiten der Elektronen und Ionen kann man die Änderung der Masse bei der Bewegung vernachlässigen. Die kinetische Energie der Ladung ist in diesem Falle:

$$W = e \cdot U = \frac{m v^2}{2},$$

woraus sich die beiden Bewegungsgleichungen ergeben:

$$\boxed{U_{\text{kin}} = \frac{m v^2}{e} \text{ und } v = \sqrt{\frac{2 U_{\text{kin}} \cdot e}{m}}.} \quad (1)$$

<sup>1</sup> E. Marx, ETZ S. 652, 1924 und M. Töpler, ETZ S. 1045, 1924.

<sup>2</sup> M. Schenkel, ETZ S. 333, 1919.

<sup>3</sup> B. L. Rossing, Trans. Leningrad Elektr. Res. Lab. Nr. 4, S. 77, 1926.

Für größere Geschwindigkeiten und Spannungen (etwa oberhalb 30 kV) muß noch die Massenänderung berücksichtigt werden. Nach der Relativitätstheorie ergibt sich für die kinetische Energie der Ladung<sup>1</sup>:

$$W = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = e \cdot U_{\text{kin}}, \quad (2)$$

wo:

$$c = \text{Lichtgeschwindigkeit} = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} = 1 \text{ Lim.}$$

$$\beta = \text{Geschwindigkeit der Ladung in Lim.}$$

Die genauen Bewegungsgleichungen ergeben sich daraus zu:

$$U = \varepsilon \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \sim \varepsilon \cdot \frac{\beta^2}{2} \quad (3)$$

$$v = c \frac{\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon}}{U + \varepsilon} \sim c \cdot \sqrt{\frac{2U}{\varepsilon}}. \quad (4)$$

Die Konstante  $\varepsilon = \frac{m_0 c^2}{e}$ , die „spezifische Massenenergie“, ist eine charakteristische Größe für die Dynamik elektrischer Ladungen. Für Elektronen ergeben die letzten Messungen<sup>2</sup>

$$\varepsilon = \frac{m_0 c^2}{e} = \frac{(3 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1})^2}{1,768 \text{ EME}} = 509 \text{ kV.}$$

Für ein einfach geladenes Ion mit dem Atomgewicht  $A$  ist:

$$\varepsilon_i = A \frac{1,768 \cdot 10^7}{9680} \cdot \varepsilon = A \cdot 933 \text{ MVolt}^3.$$

Wegen der großen Masse ( $\varepsilon$  groß) kann man bei Ionen für alle Fälle die angenäherten Formeln (1) verwenden.

Die Masse der Ladung bei der kinetischen Spannung  $U$  ist:

$$m = m_0 \frac{U + \varepsilon}{\varepsilon}. \quad (5)$$

### **$\beta$ ) Elektronen in veränderlichen elektrischen Feldern.**

Im folgenden können die zeitlichen Änderungen des elektrischen Feldes während des Durchlaufens der Elektronen nicht immer vernachlässigt werden.

Wir wollen deswegen die Gleichung der Elektronenbewegung in einem räumlich konstantem Felde, dessen Feldstärke sich nach der Funktion  $E(t)$  zeitlich ändert, ableiten. Für ein Wegelement ist:

$$dU = E \cdot ds,$$

mit der Gleichung (4) für die Geschwindigkeit ergibt sich:

$$dU = c \frac{\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon}}{U + \varepsilon} \cdot E dt.$$

Integriert:

$$\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon} = c \cdot \int E(t) dt + C. \quad (6)$$

Angenähert:

$$\sqrt{2U\varepsilon} = c \cdot \int E(t) dt + C. \quad (6a)$$

Die Randbedingungen ( $U_0$  und  $t_0$ ) bestimmen die Integrationskonstante  $C$ .

<sup>1</sup> Siehe z. B. A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. 8. Kapitel. — Braunschweig.

<sup>2</sup> F. Wolf, Ann. d. Physik, S. 849, 1927.

<sup>3</sup> 1 MVolt =  $10^6$  Volt.

### γ) Die Wirkungen der Gasmoleküle auf Elektronenstrahlen im Hochvakuum.

Bei schwachen beschleunigenden Feldern müssen die Elektronen, um hohe Spannungen zu erreichen, weite Strecken durchlaufen (siehe Abschnitt IV). Die Gasmoleküle können deswegen, selbst bei extremem Hochvakuum, noch bedeutende Wirkungen auf die Elektronenstrahlen ausüben.

Die mittlere freie Weglänge der Moleküle ist bei  $10^{-8}$  mm Hg (ein Druck, der sich mit einer Glasapparatur erreichen läßt) für verschiedene Gase:

Tabelle I.

Gas	H <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O
Mittlere freie Weglänge in km = $10^5$ cm	14,6	8,1	7,6	5,1	4,75

Druck:  $10^{-8}$  mm Hg =  $13 \cdot 10^{-5}$  Dyn cm<sup>-2</sup>

Temperatur:  $t = 25^{\circ}$  C =  $298^{\circ}$  K.

Die mittlere freie Weglänge der Elektronen ist nach Maxwell  $4 \cdot \sqrt{2}$  so groß; die gemessenen Elektronenweglängen scheinen etwas größer zu sein<sup>1</sup>, so daß man als ungefähren Wert:  $10^7$  cm für die freie Weglänge der Elektronen bei  $10^{-8}$  mm Hg annehmen kann. In dem elektrischen Wirbelfelde eines Transformators ist die Feldstärke von der Größenordnung  $0,1 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ . Wir würden also bereits bei der Gewinnung von  $10^6$  Volt = 1 MVolt in den Bereich der mittleren freien Weglängen kommen. Da aber die Wirkungen der Gasmoleküle auch sehr von der Spannung der Elektronen abhängig sind, hat die freie Weglänge nur einen orientierenden Wert für die Beurteilung dieser Gaswirkungen.

Eine genauere Untersuchung über die Wirkungen der Gasmoleküle auf beschleunigte Elektronen (wesentlich auf Grund der Arbeiten Lenards auf diesem Gebiete) haben nun folgende Ergebnisse gezeigt:

Die Gasmoleküle bewirken Absorption, Spannungsverlust und Ablenkungen der Elektronen aus der Bahnkurve. Bei den in Frage kommenden Werten von Feldstärke (etwa  $0,1 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ ) und maximal zu erreichender Spannung (etwa 10 MV) spielt nun die Absorption und der Spannungsverlust bei Drücken unterhalb  $10^{-6}$  mm Hg keine Rolle. Die Diffusion der Elektronen ist dagegen nicht zu vernachlässigen. Sie bedingt eine untere Grenze für die Anfangsspannung  $U_0$ . Diese Grenze würde in unserem Falle etwa zwischen 0,5 und 10 kV liegen.

Der Diffusion wegen sollte der Gasdruck nicht höher als  $10^{-7}$  mm Hg sein.

### III. Kinetische Spannungstransformation mit Potentialfeldern.

#### 1 Das Prinzip.

Wie bereits erwähnt, läßt sich in elektrischen Potentialfeldern das Prinzip der kinetischen Spannungstransformation verwenden. Die elektrischen Ladungen (in diesem Falle Ionen, s. später) durchlaufen dabei mehrere Potentialfelder und speichern in jedem Feld dessen Spannung als kinetische Energie auf.

Als erster hat G. Isnig eine derartige Anordnung zur Herstellung von Ionenstrahlen hoher Spannung vorgeschlagen<sup>2</sup>. Isnig will die elektrischen Felder mittels Wanderwellen herstellen. Diese Wanderwellen sollen so geführt werden, daß sie die

<sup>1</sup> Partzsch, Ann. d. Phys. 44, 556, 1914.

<sup>2</sup> G. Isnig, Ark. f. Math. Astron. och Physik 18, Nr. 30, Heft 4, S. 45, 1925.

Beschleunigungselektroden zur selben Zeit wie die Ionen erreichen. Die Ausführung dieses Gedankens dürfte große Schwierigkeiten bereiten (z. B. die Vermeidung von Reflexionen und unerwünschte Koppelungen der Wanderwellen); irgendwelche Ergebnisse sind bis jetzt nicht veröffentlicht worden.

In Bild 1 ist eine günstigere Anordnung der Transformation gezeigt.

Die elektrischen Felder werden mittels der Wechselspannung  $U_b$  über vier Beschleunigungstrecken I—IV erzeugt (die Zahl der Strecken ist im Prinzip natürlich nicht beschränkt). Die Ionenstrahlen erreichen die erste Beschleunigungstrecke mit der Anfangsspannung  $u_0$ . Während einer halben Periode werden die Ionen in I

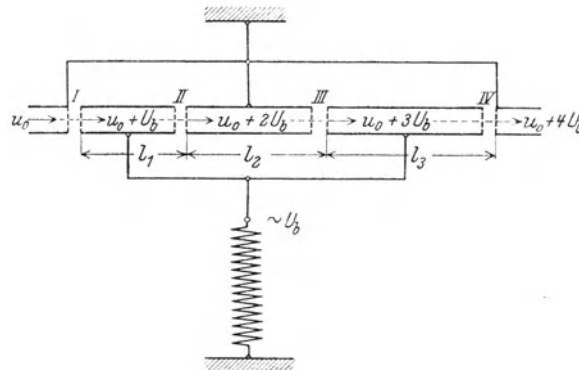


Bild 1. Prinzip der Spannungstransformation mit Potentialfeldern.

und III beschleunigt, in II und IV werden sie gebremst. Wird nun der Abstand  $l$  zweier Beschleunigungstrecken so gewählt, daß die Ionen diesen Weg in einer halben Periode zurücklegen, so werden sie in allen Strecken mit der Spannung  $U_b$  beschleunigt werden.

Zwischen zwei Beschleunigungstrecken sind die Ionen (im Innern eines Zylinders) vor jeder elektrostatischen Beeinflussung geschützt. Während dieser Zeit werden die Ionen und der Zylinder von dem Potential  $-U_b$  auf den Potential  $+U_b$  gehoben; die resultierende kinetische Energie der Ionen wird also der Wechselstromquelle als erhöhter Aufladestrom entzogen.

Man sieht jetzt auch, warum für derartige Anordnungen Ionen gewählt worden sind. Je langsamer die elektrischen Ladungen sich bei der betreffenden Spannung bewegen ( $\epsilon$  groß), um so kleiner werden die Abstände  $l$  und die Frequenzen der Wechselspannung  $U_b$ . Die Transformation mittels Elektronenstrahlen würde Frequenzen von etwa  $10^8 \text{ sec}^{-1}$  und große Abmessungen der Beschleunigungsgrößen ( $\sim 1 \text{ m}$ ) erfordern. Die Ionen haben bei derselben Spannung eine 100—1000mal kleinere Geschwindigkeit und bieten deswegen keine derartigen technischen Schwierigkeiten.

## 2. Theorie der resultierenden kinetischen Spannungen.

### a) Die Grundgleichung.

Wir werden in folgendem, um einen Überblick über die auftretenden Erscheinungen zu erhalten, die einfachste Anordnung mit 2 Beschleunigungstrecken untersuchen. Das Hinzufügen weiterer Beschleunigungstrecken bietet nichts prinzipiell Neues, die Untersuchungsmethoden bleiben die gleichen.

Für die Geschwindigkeit zwischen den beiden Strecken gilt die angenäherte Formel (5)

$$v = \frac{c}{\sqrt{\frac{e}{2}}} \sqrt{u_0 + U_b}$$

$u_0$  = Anfangsspannung,

$U_b$  = Maximalwert der Beschleunigungsspannung.

Für die Wellenlänge  $\lambda$  der Wechsellspannung ergibt sich somit die Bedingung:

$$t = \frac{l}{v} = \frac{l}{\frac{c}{\sqrt{\frac{\epsilon}{2}} \sqrt{u_0 + U_b}}} = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{c},$$

daraus folgt:

$$\lambda = l \cdot \sqrt{\frac{2 \epsilon}{u_0 + U_b}}, \quad (7)$$

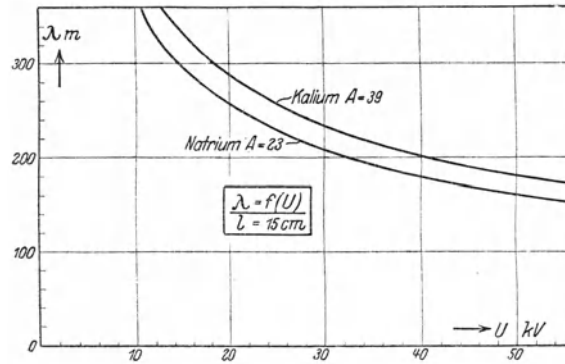


Bild 2. Wellenlänge in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung.

Bild 2 zeigt die Wellenlänge in Abhängigkeit der Spannung  $U = u_0 + U_b$  für Natrium und Kalium-Ionen bei einem festen Abstand  $l = 15$  cm der beiden Beschleunigungsstrecken.

### β) Die Spannung-Zeitkurven.

In den meisten Fällen wird die Wechsellspannung  $U_b$  wohl eine sinusförmige Kurvenform haben (eine rechteckige Kurvenform wäre in diesem Falle natürlich am günstigsten). Viele Ionen werden deswegen nicht mit der maximalen Spannung beschleunigt, die dadurch entstehenden Erscheinungen sollen in folgendem näher untersucht werden.

Für die gesamte kinetische Spannung der Ionen erhalten wir:

$$u = u_0 + u_1 + u_2 = u_0 + U_b \sin \omega t_1 - U_b \sin \omega \left( t_1 + \frac{l}{c \sqrt{\frac{2(u_0 + U_b \sin \omega t_1)}{\epsilon}}} \right).$$

Wir führen die Bedingung (7) ein und erhalten:

$$u = u_0 + U_b \sin \omega t_1 - U_b \sin \omega \left( t_1 + \pi \sqrt{\frac{1 + \mu}{\mu + \sin \omega t_1}} \right), \quad (8)$$

wobei

$$\mu = \frac{u_0}{U_b} \text{ ist.}$$

Das letzte Glied gibt die Spannung an, welche die Ionen, die zur Zeit  $t_1$  die erste Strecke durchlaufen, in der zweiten Strecke erhalten. Um die resultierende Spannung-Zeit Kurve zu finden, ist aber die Betrachtung von der zweiten Beschleunigungsstrecke aus günstiger. Aus Gleichung (8) können wir berechnen, zu welcher Zeit  $t_2$  die Ionen (welche zur Zeit  $t_1$  die erste Strecke passieren) die zweite Strecke erreichen. Es ist:

$$t_2 = t_1 + \frac{\pi}{\omega} \left( 1 + \sqrt{\frac{1 + \mu}{\mu + \sin \omega t_1}} \right). \quad (8a)$$

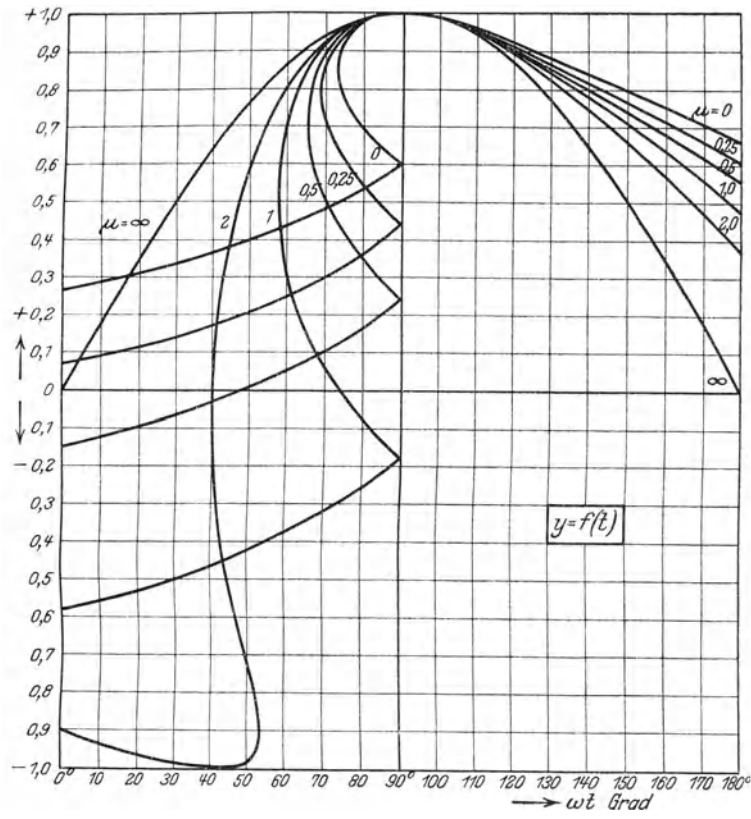


Bild 3.  $y = f(t)$ . Spannung-Zeitkurve vor der zweiten Beschleunigungsstrecke

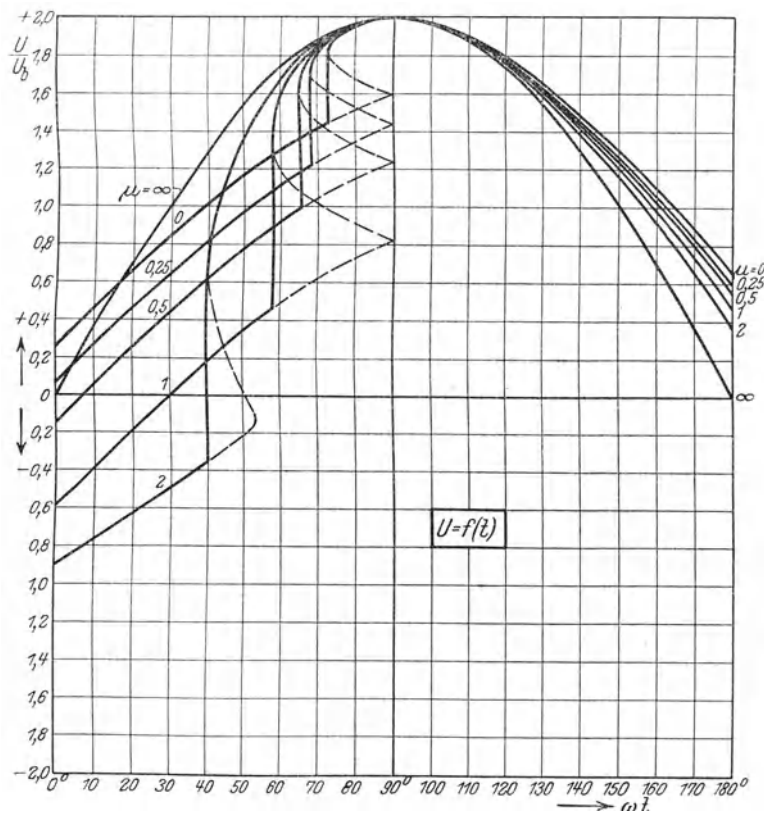


Bild 4. Resultierende Spannung-Zeitkurve unmittelbar hinter der zweiten Beschleunigungsstrecke.



Die Spannung dieser Ionen (von Strecke I) ist bekannt, wir kennen somit die Spannung-Zeitkurve  $u_1 = f(t_2)$  kurz vor der zweiten Beschleunigungstrecke (wir sehen hier von der Anfangsspannung  $u_0$  ab).

Bild 3 zeigt diese Funktion,  $y = \frac{u_1}{U_b} = f(\omega t)$ , für verschiedene Werte von  $\mu$ .

Mit steigendem  $\omega t$  wächst die Spannung allmählich an, bis wir einen Punkt erreichen, wo plötzlich auch Ionen höherer Spannung erscheinen. Von diesem Punkt bis  $\omega t = 90^\circ$  ist der Ionenstrahl inhomogen und enthält Ionen mit drei verschiedenen Spannungen; von diesen interessieren hauptsächlich die Ionen höchster Spannung.

Die resultierende  $U(t)$ -Kurve, unmittelbar hinter der zweiten Beschleunigungstrecke, ist in Bild 4 gezeigt; diese Kurve wird sich natürlich ändern, wenn wir die Strahlen an anderer Stelle betrachten.

### $\gamma$ ) Die Verhältnisse in der Beschleunigungstrecke.

Die bisherigen Betrachtungen gelten alle unter der Annahme unendlich kurzer Beschleunigungstrecken. Wir wollen die Zulässigkeit dieser Annahme prüfen und die zu erwartenden Änderungen untersuchen.

Die Ionen durchlaufen in der Beschleunigungstrecke ein zeitlich variables elektrisches Feld. Die kinetische Spannung läßt sich dann (weil  $\varepsilon$  groß) mittels der vereinfachten Gleichung (6a) berechnen:

$$\sqrt{2u\varepsilon} - \sqrt{2u_0\varepsilon} = c \int_t^{t+T} E(t) dt,$$

daraus ergibt sich:

$$u = \frac{\varepsilon}{2} \left[ v_0 + \int_t^{t+T} E(t) dt \right]^2, \quad (9)$$

Um die Zeit  $T$  für das Durchlaufen der Beschleunigungstrecke zu finden, müssen wir den Weg des Ions als Funktion der Zeit berechnen. Nach Gleichung (1) ist:

$$v = \frac{c}{\varepsilon} \sqrt{2u\varepsilon} = \frac{c^2}{\varepsilon} \int_t^{t+T} E(t) dt + v_0$$

und:

$$s = \int_0^T v dt = \frac{c^2}{\varepsilon} \int_0^T \left[ \int_t^{t+T} E(t) dt \right] dt + v_0 T \quad (10)$$

Falls wir eine sinusförmige Wechselfeldspannung  $U_b$  voraussetzen und für  $\sin \omega T$  und  $\cos \omega T$  die ersten Glieder der Reihenentwicklungen einsetzen ( $\omega T < 10^\circ$ ), erhalten wir für  $T$  die angenäherte Bestimmungsgleichung:

$$s = v_0 T + \frac{c^2}{\varepsilon} \frac{E_m \sin \omega t}{2} \cdot T^2 + \frac{c^2}{\varepsilon} \underbrace{\frac{E_m \cdot \omega [2 T^3 \cos \omega t - \omega T^4 \cdot \sin \omega t]}{12}}_{\Delta s}, \quad (11)$$

Das letzte Glied  $\Delta s$  der Gleichung ist im allgemeinen sehr klein, es bestimmt die Abweichung durch die Änderung der Spannung während der Beschleunigung der Ionen. Um einen Überblick über die Abweichungen in der Zeit  $T$  zu erhalten, wurde diese Zeit für einen besonderen Fall errechnet. Es waren:

Länge der Beschleunigungstrecke:  $s = 0,5$  cm.

Maximale Feldstärke:  $E_m = 40 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ,  $U_b = 20$  kV,  $u_0 = 10$  kV,  $v_0 = 2,23 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ ,

$\omega = 6,5 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ ,  $\omega T = 7,6^\circ$  bis  $6,0^\circ$ ,  $\varepsilon = 3,62 \cdot 10^{10}$  V (Kalium).

Die prozentualen Änderungen der Zeit  $T$  sind in der Tabelle 2 aufgetragen, die Durchlaufzeit wird durch die Spannungsänderung um einen sehr kleinen Wert verlängert. Für die erreichte kinetische Spannung ergibt sich:

$$u_{kin} = \frac{\epsilon}{2} \left[ v_0 + \frac{c}{\epsilon} \int_t^{t+T} E_m \sin \omega t dt \right]^2 = \frac{\epsilon}{2} \left[ v_0 + \frac{c \cdot E_m}{\epsilon \cdot \omega} \cdot \sin \omega \frac{T}{2} \cdot \sin \omega \left( t + \frac{T}{2} \right) \right]^2. \quad (12)$$

Für den relativen Spannungsverlust (d. h. Verlust gemessen an der Spannung, bei der die Ionen die Beschleunigungstrecke verlassen) ergibt sich somit zu:

$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{u_{pot} - u_{kin}}{u_{pot}} = \frac{U_b \sin \omega (t + T) - \frac{\epsilon}{2} \left[ v_0 + \frac{c \cdot E_m}{\epsilon \omega} \sin \omega \frac{T}{2} \cdot \sin \omega \left( t + \frac{T}{2} \right) \right]^2}{U_b \sin \omega (t + T)}. \quad (13)$$

Führen wir die Werte des vorherigen Beispiels ein, erhalten wir die in Tabelle 2 angegebenen prozentualen Werte der Spannungsverminderung. Bei Phasenwinkeln bis etwa  $30^\circ$  ist die Verminderung beträchtlich, bei Annäherung an die maximale Spannung (und dies Gebiet interessiert besonders) wird die Spannungsverminderung vernachlässigbar klein.

Tabelle 2.

$\omega t = 10^\circ$	$20^\circ$	$30^\circ$	$40^\circ$	$50^\circ$	$60^\circ$	$70^\circ$	$80^\circ$	$90^\circ$
$100 \cdot \frac{\Delta T}{T} = 1,04$	0,707	0,508	0,352	0,251	0,177	0,106	0,025	0
$100 \cdot \frac{\Delta u}{u} = 20,6$	10,6	7,0	4,8	2,8	1,90	1,40	0,60	-0,15

Wollen wir schließlich noch die erhöhte Geschwindigkeit in der zweiten Beschleunigungstrecke berücksichtigen, so müssen wir in der Bedingung (7) die Länge  $l$  zwischen den Beschleunigungstrecken etwas korrigieren. Falls wir das bereits erwähnte Beispiel zugrunde legen, ergibt sich (wie man leicht aus der mittleren Geschwindigkeit in der zweiten Strecke berechnen kann) eine Verkürzung der Länge  $l$  um 0,64 mm. Diese Änderung beträgt rund  $1/2\%$  und ist also vernachlässigbar klein.

### 3. Die experimentelle Untersuchung.

Die experimentellen Untersuchungen sollten vor allem die Richtigkeit des Prinzips beweisen und die Schwierigkeiten des Verfahrens näher klarlegen. Aus

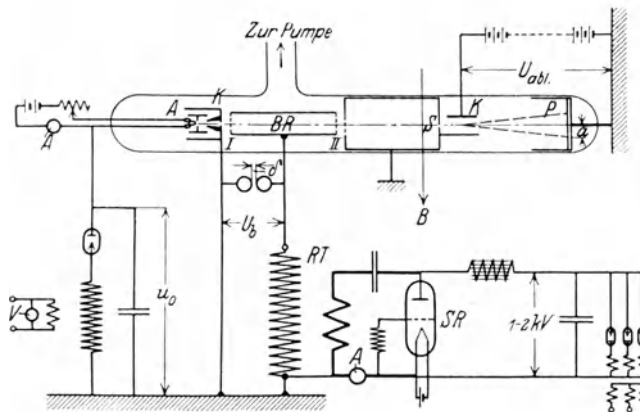


Bild 5. Die verwendete Schaltung.

diesen Gründen wurde die einfachste Anordnung mit zwei Beschleunigungstrecken untersucht. Die Beschleunigungsspannung wurde auch relativ niedrig gewählt und betrug in den meisten Fällen etwa  $20 \text{ kV}_{\text{max}}$ .

Bild 5 zeigt eine schematische Ansicht der verwendeten Apparatur, Bild 6 eine photographische Aufnahme der Versuchsröhre. Die Ionen werden von der Glüh-anode  $A$  in Hochvakuum erzeugt; sie werden mit der Anfangsspannung  $u_0$  beschleunigt und verlassen die Kathode  $K$ . Der Ionenstrahl durchläuft die Beschleunigungstrecke I,

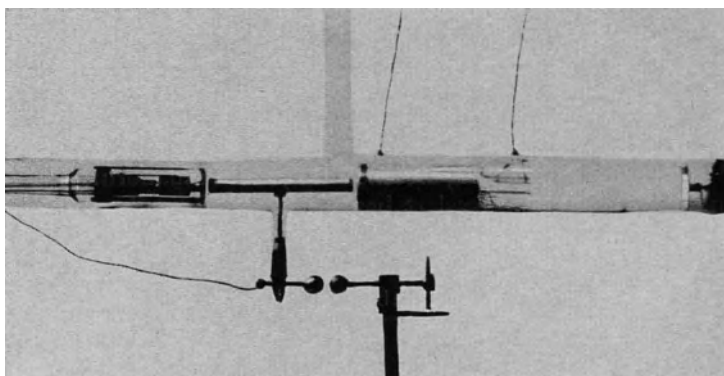


Bild 6. Die Versuchsröhre.

das Beschleunigungsrohr  $BR$  und die Strecke II, passiert dann eine elektrostatisch geschützte Strecke und wird mittels des Spaltes  $S$  auf einen etwa  $0,1 \text{ mm}$  breiten Strich ausgeblendet. In dem Kondensator  $K$  werden die Strahlen elektrostatisch abgelenkt und gelangen schließlich auf die photographische Platte  $P$ . Aus der Ablenkung  $a$  der Strahlen läßt sich die Spannung der Ionenstrahlen berechnen.

#### 4. Einzelheiten der Versuchsanordnung.

##### a) Die Herstellung der Ionenstrahlen.

Die weitaus größten Schwierigkeiten bei den Versuchen bereitete die Herstellung der Ionenstrahlen. Da die ganze Apparatur sich in Hochvakuum befinden muß, erscheint die Verwendung einer Glüh-anode am günstigsten. Es wurde zuerst versucht, Ionenstrahlen nach der Methode von Gehrke und Reichenheim<sup>1</sup> herzustellen. Dieser Weg wurde aber wegen der vielen Schwierigkeiten<sup>2</sup>, an der diese Methode krankt, verlassen.

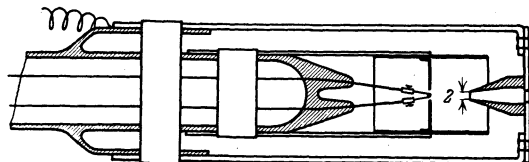
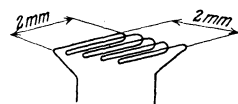


Bild 7. a) Der Elektrodensatz.



b) Der Glühdraht.

Brauchbare Ergebnisse wurden erst mit dem von Kunsmann<sup>3</sup> angegebenen Ionisator erreicht. Möglichst reines Eisenoxyd  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  wurde mit  $1\%$   $\text{KNO}_3$  und  $0,5\%$

<sup>1</sup> Gehrke und Reichenheim, Verhdlg. d. Deutsch. Phys. Ges., Bd. 8, S. 559, 1906; Bd. 9, S. 76, 200, 376, 1907, Bd. 10, S. 217, 1908.

<sup>2</sup> Aston, Isotope, Braunschweig, S. 90, 1923.

<sup>3</sup> Kunsmann, Science 62, S. 269, 1925. — Larson u. Richardson, I. of Ind. Chemie, Bd. 17, S. 971, 1925.

$Mg_2O_3$  gemischt und im Vakuum geschmolzen. Der Ionisator wurde als feines Pulver mittels Paraffin auf die Platinanode aufgekittet und schließlich durch Glühen in einer Leuchtgasatmosphäre reduziert.

Für die Erzeugungselektroden erwies sich die in Bild 7 gezeigte Konstruktion als sehr günstig. Der Elektrodensatz gestattete es, Spannungen bis  $40\text{ kV}_{\max}$  zwischen Anode und Kathode anzulegen. Als Material für die Elektroden wurde Molybdän und Aluminium (für einige nicht warm werdende Teile) gewählt. Der Platinglühdraht war als ein doppeltes Gitter ausgebildet und wurde ganz mit dem Ionisator ausgefüllt.

Die Ionenstrahlen hatten eine Divergenz von etwa  $1:50$ , die Stromstärke variierte mit dem Heizstrom der Anode und betrug (bei Rotglut) etwa  $0,05\text{--}0,15$  Milliamp. Um die Natur der Ionenstrahlen festzustellen, wurden Vorversuche (ohne Beschleunigungsspannung  $U_b$ ) ausgeführt, wobei die elektrische Ablenkung durch eine magnetische ersetzt war. Es zeigte sich, daß die Strahlen nur positive Kalium- und Natriumionen enthielten<sup>1</sup>. Das Verhältnis der beiden Ionenarten war nicht konstant; in vielen Fällen erschienen nur die Kaliumionen<sup>2</sup>. Die Lebensdauer des Ionisators betrug bei der relativ starken Emission nur etwa  $5\text{--}10$  Stunden (im Gegensatz zu anderen Erfahrungen<sup>3</sup>). Dies dürfte wohl daher rühren, daß während dieser Zeit der Hauptteil der im Ionisator vorhandenen Ionen emittiert wurde.

Die Anfangsspannung  $u_0$  wurde in üblicher Weise durch Gleichrichtung einer Wechselspannung hergestellt; die Spannung wurde primärseitig gemessen.

Das Vakuum der Röhre wurde mit einem Ionisationsvakuummeter<sup>4</sup> gemessen; eine konstante Ionenemission war nur bei gutem Vakuum ( $10^{-6}$  bis  $10^{-7}$  mm Hg) zu erreichen. Bei guter Entgasung und Kühlung mit flüssiger Luft der Röhre wurde ein Vakuum von etwa  $10^{-7}$  mm Hg erreicht. Während des Betriebs stieg der Druck in der Röhre auf rund  $4 \cdot 10^{-7}$  mm Hg.

#### β) Die Beschleunigungsspannung.

Das Verfahren bietet den großen Vorteil, daß man die Beschleunigungsspannung mittels eisenloser Resonanztransformatoren (Teslatransformatoren) herstellen kann. Im vorliegenden Fall erwies es sich am günstigsten, den Schwingungskreis der Senderröhre direkt als Transformator auszubilden. Die Spannung  $U_b$  ließ sich leicht durch Änderung der Anodenspannung und Heizung der Senderröhre regulieren. Die Spannung wurde hauptsächlich durch die Leistung der Röhre (Telefunken RS 21 IV) und die dielektrischen Verluste im Resonanztransformator begrenzt.

Für die Messung der Beschleunigungsspannung erwies sich eine Kugelfunkenstrecke am günstigsten. Der Kugeldurchmesser war  $2\text{ cm}$  (um die Kapazität möglichst klein zu halten), die Funkenstrecke wurde mit Gleichspannungen geeicht<sup>5</sup>. Bestrahlung der Funkenstrecke mit einer Quecksilber-Quarzlampe übte keinen nachweisbaren Einfluß auf die Messungen aus. Die Kurvenform der Beschleunigungsspannung wurde mit einer Western Electric-Röhre<sup>6</sup> oszillographiert; sie erwies sich als sehr genau sinusförmig.

#### γ) Die Messung der kinetischen Spannung

geschah durch elektrostatische Ablenkung. In Bild 8 ist eine derartige Ablenkung gezeigt worden; als Bahnkurve ergibt sich eine Parabeltangente, die Ablenkung  $a$  wird:

<sup>1</sup> Die Ablenkung genügte nicht, um die Kaliumisotope  $A = 39$  und  $41$  voneinander zu trennen.

<sup>2</sup> Die Natriumionen rühren wahrscheinlich von Verunreinigungen des Ionisators her. Vielleicht stammen sie von dem Magnesittiegel des Schmelzofens.

<sup>3</sup> Kunsmann, Phys. Rev., Bd. 27, S. 739, 1926.

<sup>4</sup> S. Dushmann u. C. G. Found, Phys. Rev., Bd. 17, S. 7, 1921 und Bd. 23, S. 734, 1924.

<sup>5</sup> Die Werte fallen ganz mit den von Schumann angegebenen zusammen. Schumann, Berlin 1923, Elektrische Durchbruchfeldstärke der Gase. S. 10, Tabelle II und S. 21.

<sup>6</sup> Johnson, J. O. S. A., Bd. 6, S. 701, 1922.

$$a = l_2 \cdot \frac{v_t}{v_l} = \frac{l_2}{v_t} \cdot \frac{e \cdot E_{abl}}{m_t} \frac{l_1}{v_l} = l_1 l_2 \cdot E_{abl} \frac{U + \varepsilon}{U^2 + 2 U \varepsilon} \quad (14)$$

und für Ionenstrahlen ( $\varepsilon \gg U$ ):

$$a = l_1 l_2 \cdot E_{abl} \frac{1}{2U} = C \frac{E_{abl}}{U}. \quad (14a)$$

Wir ersehen daraus, daß die elektrostatische Ablenkung unabhängig von der Ionenmasse ist und nur von der Spannung  $U$  (und der Ablenkspannung) abhängt. Eine Präzisionsmessung der Spannung  $U$  wurde bei den Versuchen nicht erstrebt und war auch mit der einfachen Apparatur kaum möglich. Als hauptsächlichste

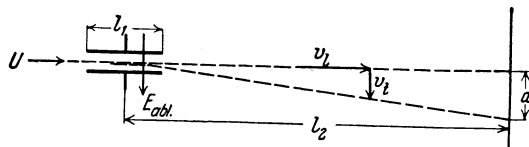


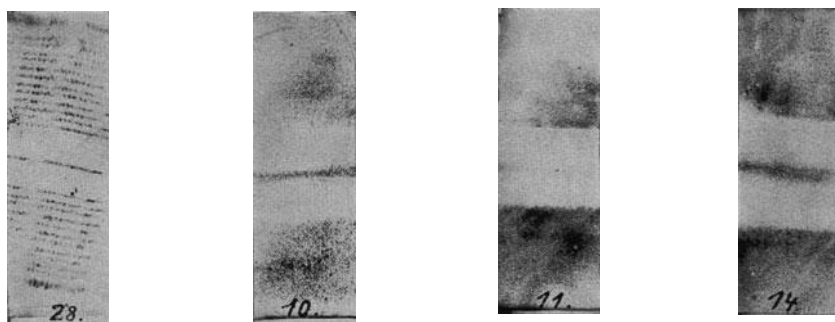
Bild 8. Elektrostatische Ablenkung.

Fehlerquelle kommen kleine Richtungsänderungen der Ionenstrahlen (durch Änderungen der Emission verursacht) in Verbindung mit kleinen Inhomogenitäten der beiden Beschleunigungsfelder in Betracht. Durch Vergrößerung des Abstandes zwischen dem Spalt und den Beschleunigungstrecken konnten die eben genannten Fehler (Unschärfe und Änderung der Null-Lage) beseitigt werden. Die Genauigkeit betrug bei den Spannungsmessungen 4–5%, bei der Eichung des Ablenkkondensators erreichte die Genauigkeit 1–2%.

Zur Erhöhung der Empfindlichkeit wurden die photographischen Platten mit Kalziumwolframat bestreut; sie wurden durch einen magnetisch betätigten Verschluss vor Außenlicht geschützt. Ein starkes Magnetfeld  $B$  sorgte dafür, daß keine Elektronen durch den Spalt gelangen konnten. Die Belichtungszeit lag zwischen 10 sec und 3 min.

#### δ) Die Versuchsergebnisse.

Da die Streufelder des Ablenkkondensators schwer zu berechnen waren, wurde die Ablenkkonstante  $C$  in Gleichung (14a) durch Eichungen mit bekannten Span-



a) Eichung,      b)  $\lambda = 290$  m,  $\Sigma U = 42,5$  kV,      c)  $\lambda = 290$  m,  $\Sigma U = 51,9$  kV,      d)  $\lambda = 235$  m,  $\Sigma U = 56,0$  kV.

Bild 9. Aufnahmen bei verschiedenen Spannungen und Wellenlängen.

nungen bestimmt. Bild 9a zeigt eine Eichplatte. Um Fehlerquellen möglichst zu verkleinern, wurden die Strahlen abwechselnd nach beiden Richtungen abgelenkt. Als Mittelwert von etwa 20 Messungen ergab sich eine Ablenkkonstante von:

$$C = (50,8 \pm 0,4) \text{ cm.}$$

Die Versuche mit Beschleunigungsspannungen zeigten sofort, daß die Ionen die erwartete doppelte kinetische Spannung erhielten.

Um die berechneten Spannungen nachzuprüfen, wurde die Wellenlänge der Spannung  $U_b$  geändert; die Abweichungen von dem durch die Bedingung (7) gegebenen Wert betragen bis zu 30%. Die dadurch gegebene Änderung der erreichten Spannung ist in Bild 10 gezeigt, wo auch die gemessenen Werte eingezeichnet sind. Die ausgezogene Kurve stellt die theoretisch zu erwartende Änderung des Spannungswirkungsgrades  $\eta_U = \frac{\Sigma U - u_0}{2 U_b}$  dar. Die Kurve wurde gefunden, indem die in Bild 3 gezeigte  $U(t)$ -Kurve (für  $\mu = 0,4 - 0,6$ ) zu phasenverschobenen Sinuskurven addiert wurde. Die maximalen Werte der entstehenden Kurven ergeben dann die in Bild 10 eingezeichnete Kurve.

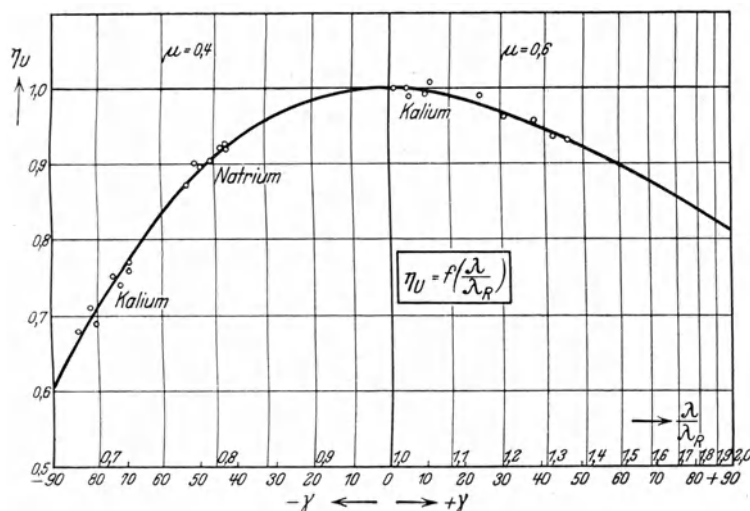


Bild 10. Vergleich der gemessenen mit den berechneten Werten für den Spannungswirkungsgrad bei verschiedenen Wellenlängen.

Wie man aus Bild 10 ersieht, bestätigen die aus den Aufnahmen ausgemessenen Werte in jeder Hinsicht die berechnete Kurve. Die Abweichungen von den berechneten Werten liegen alle innerhalb der Genauigkeitsgrenze.

Die Linien der Kalium- und Natriumionen ließen sich nur bei den Messungen mit  $\lambda = 175$  m voneinander trennen. In allen übrigen Fällen muß der Abstand der Linien nur 0,1–0,2 mm betragen, was für eine Trennung nicht genügt. In Bild 9 b–d sind Aufnahmen bei verschiedenen Wellenlängen wiedergegeben.

Die experimentellen Untersuchungen haben gezeigt, daß der Spannungswirkungsgrad sich wenig mit der Wellenlänge ändert. Da aber die Intensität (mitgeführte Ladung) der Strahlen bei einer zu kleinen Wellenlänge stark abnimmt, empfiehlt es sich, die Wellenlänge nach der Bedingung (7) zu wählen.

### 5. Aussichten des Verfahrens.

Die Anwendungen des Verfahrens hängen eng mit der Herstellungsmöglichkeit der Ionenstrahlen zusammen. Mit den heute bekannten Verfahren dürfte es kaum möglich sein, den Emissionstrom höher als auf 1–10 Milliamp. zu steigern. Unter diesen Umständen kommt das Verfahren als technische Hochspannungsquelle für Gleichspannungen kaum in Frage (sehr nachteilig ist auch die kurze Lebensdauer des Ionisators).

Ionenstrahlen hoher Spannung beanspruchen aber an sich ein hohes physikalisches Interesse, und aus diesem Grunde dürfte das entwickelte Verfahren nicht ohne Wert sein.

Die erzeugten Spannungen werden hauptsächlich durch zwei Bedingungen begrenzt. Erstens begrenzt die Güte des Vakuums die verwendbare Spannung  $U_b$ ; zweitens begrenzt die Kapazität der Beschleunigungsröhren und die Dimensionen der Apparatur die Zahl der Beschleunigungstrecken. Aus dem letzten Grunde ist es vorteilhaft, möglichst schwere Ionen zu verwenden. Cäsiumionen ( $\varepsilon = 125 \cdot 10^{10}$  Volt) dürften in dieser Hinsicht günstig sein. Geht man dabei von einer Beschleunigungsspannung von  $U_b = 170 \text{ kV}_{\text{max}}$  aus, würde man mit 5 Beschleunigungsröhren eine Spannung von rund 1 MVolt erzeugen können. Die ganze Apparatur würde bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 175 \text{ m}$  etwa 1,20 m lang werden. Mit noch schwereren Ionen (wie Thorium  $\varepsilon = 213 \cdot 10^{10}$  Volt) würde man unter ähnlichen Bedingungen Spannungen von etwa 2 MVolt erreichen können.

#### IV. Der Strahlentransformator.

##### 1. Das Prinzip.

In Bild 11 ist die Wirkungsweise des Strahlentransformators schematisch gezeigt. Die Primärwicklung  $W_1$  treibt einen Wechselfluß  $\Phi$  durch den Eisenkern des Transformators. Als Sekundärwicklung dient die Hochvakuumröhre  $R$ . Der Elektronenstrahl wird mittels der Glühkathode  $K$  erzeugt und in die Kreisröhre  $R$  geführt.

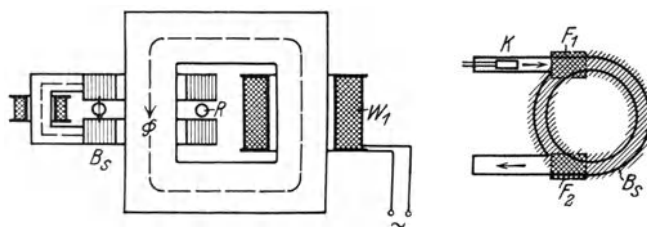


Bild 11. Wirkungsweise des Strahlentransformators.

Für die Steuerung der Elektronen in der Transformatorröhre könnte man elektrostatische oder magnetische Felder verwenden. Eine überschlägige Berechnung zeigt jedoch, daß die Steuerung hoher Spannungen elektrostatische Felder von der Größenordnung  $1 \frac{\text{MVolt}}{\text{cm}}$  erfordern würden.

Da die entsprechende magnetische Steuerung leichter herstellbar ist (die Feldstärken liegen in der Größenordnung 5000 Gauß), wird in folgendem nur diese Art der Steuerung untersucht.

Die Elektronen rotieren in dem elektrischen Wirbelfelde des Wechselflusses  $\Phi$ , bis sie die gewünschte kinetische Spannung erreicht haben. Die Zentrifugalkraft, die bei der Rotation entsteht, wird durch das Steuerfeld  $B_s$  aufgehoben; die beiden angedeuteten Felder  $F_1$  und  $F_2$  sorgen für die Einführung und die Ablenkung der Elektronen aus der Kreisbahn.

Bei der folgenden Untersuchung des Strahlentransformators werden wir zunächst die erreichbare Spannung der Elektronen untersuchen. Wir werden dann die wichtigste konstruktive Bedingung des Transformators, die richtige Ausbildung des Steuerfeldes  $B_s$ , bestimmen.

##### 2. Die Grundgleichungen.

###### a) Die Spannung.

Wir nehmen in folgendem an, daß der Wechselfluß  $\Phi$  sich gleichmäßig über eine Kreisfläche verteilt. Der Wechselfluß bildet dann ein symmetrisches elektrisches

Wirbelfeld, dessen Kraftlinien konzentrische Kreise sind, aus. Da die Feldstärke räumlich konstant ist, können wir die Gleichung (6) verwenden:

$$\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon} = c \int E(t) dt + C.$$

Bewegt sich ein Elektron auf einer Kreisbahn mit dem Radius  $r$ , wird die Feldstärke (positiv gerechnet):

$$E(t) = \frac{1}{2\pi r} \cdot \frac{d\Phi}{dt},$$

woraus:

$$\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon} = \frac{c}{2\pi r} \cdot \Phi + C. \quad (15)$$

Wir führen die Randbedingungen ein, daß die Spannung von  $U_0$  auf  $U$ , der Fluß von  $\Phi_0$  auf  $\Phi$  anwachsen soll, und erhalten:

$$\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon} - \sqrt{U_0^2 + 2U_0\varepsilon} = \frac{c}{2\pi r} (\Phi - \Phi_0). \quad (15a)$$

Mit Rücksicht auf einfache Steuerung der Elektronen wählen wir die Anfangswerte  $U_0$  und  $\Phi_0$ , so daß sie der folgenden Gleichung genügen:

$$\sqrt{U_0^2 + 2U_0\varepsilon} = \frac{c}{2\pi r} \cdot \Phi_0. \quad (16)$$

Für die Spannung  $U$  der Elektronen ergibt sich dann:

$$\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon} = \frac{c}{2\pi r} \cdot \Phi,$$

woraus:

$$U = \sqrt{\left(\frac{c}{2\pi r}\right)^2 \Phi^2 - \varepsilon^2} - \varepsilon. \quad (17)$$

Die Spannung  $U$  ist in diesem Falle unabhängig von den Anfangswerten, entspricht also einer Transformation von  $U_0 = \Phi_0 = 0$  aus. Um die erreichbare Spannung abschätzen zu können, wollen wir annehmen, daß die Fläche des Wechselflusses den  $\xi$  ten Teil der von dem Elektronenstrom begrenzten Fläche ausfüllt ( $\xi =$  Eisenfüllfaktor). Wir erhalten dann:

$$\frac{c}{2\pi r} \cdot \Phi = \frac{c}{2\pi r} \cdot \xi \cdot \pi r^2 B = \frac{c \cdot \xi \cdot B}{2} \cdot r = U_i.$$

Die eingeführte Größe  $U_i$  entspricht der erreichbaren Spannung für den Idealfall, daß die Elektronen keine Masse hätten ( $\varepsilon = 0$ ) und dauernd mit nahezu Lichtgeschwindigkeit  $v = c =$  konstant laufen würden. Für die erreichte maximale Spannung ergibt sich also:

$$U = \sqrt{U_i^2 + \varepsilon^2} - \varepsilon \sim U_i - \varepsilon \quad (\text{für } U_i \gg \varepsilon), \quad (18)$$

wo

$$U_i = 1,5 \cdot \xi \cdot r \frac{B_{\max}}{10000} \frac{\text{M Volt}}{\text{Gauß} \cdot \text{cm}}. \quad (18a)$$

Aus Gleichung (18) geht hervor, daß man bei einem Eisenfüllfaktor  $\xi = 0,5$  und einer maximalen Induktion von  $B = 15000$  Gauß bereits mit einem Röhrenradius von etwa 9 cm die Spannung 10 Millionen Volt herstellen kann.

Die Berechnungen lassen es also möglich erscheinen, daß man mit dem Strahlentransformator sehr hohe Spannungen erreichen kann. Aus diesem Grunde erschien es berechtigt, das Prinzip des Transformators und dessen Schwierigkeiten genauer zu untersuchen.

### $\beta$ ) Das Steuerfeld.

Auf eine bewegte Ladung wirkt in einem magnetischen Felde die elektrodynamische Kraft:

$$P = e \cdot v \cdot B$$



Die radial wirkende Beschleunigungskraft der rotierenden Elektronen ist:

$$P_b = b \cdot m = \frac{v^2}{r} \cdot m.$$

Das magnetische Steuerfeld wird dann durch die Gleichung bestimmt:

$$e \cdot v \cdot B_s = \frac{v^2}{r} \cdot m,$$

$$B_s = \frac{v}{e \cdot r} m = \frac{1}{e r} \frac{c \sqrt{U^2 + 2 U \epsilon}}{U + \epsilon} \cdot \frac{m_0 (U + \epsilon)}{e} = \frac{1}{c \cdot r} \sqrt{U^2 + 2 U \epsilon}. \quad (19)$$

Um die Beziehung zwischen dem Steuerfeld und dem induzierenden Feld zu untersuchen, führen wir in der letzten Gleichung den Wert der Spannung nach Gleichung (15a) ein:

$$B_s = \frac{\xi}{2} (B - B_0) + \frac{1}{c \cdot r} \sqrt{U_0^2 + 2 U_0 \epsilon}. \quad (20)$$

Wir ersehen aus dieser Gleichung, daß, wenn die vorhin erwähnte Bedingung (16) erfüllt ist (und nur dann), das Steuerfeld dem induzierenden Felde proportional wird:

$$B_s = \frac{\xi}{2} \cdot B. \quad (21)$$

Man überzeugt sich auch leicht davon, daß die beiden Felder dieselbe Richtung haben müssen. Wir erhalten also das wichtigste Ergebnis:

Steuerfeld und induzierendes Feld sind proportional und phasengleich und können deswegen mittels derselben Erregung und demselben Wechselfluß  $\Phi$  erzeugt werden.

Das Ergebnis führt zu einer wesentlichen Vereinfachung der Konstruktion des Transformators.

Es ist zweckmäßig, auch den induzierenden Fluß über einen Luftspalt  $\delta_i$  zu führen; man hat dann die beiden Luftspalte so zu dimensionieren, daß

$$\delta_s = \frac{2}{\xi} \delta_i. \quad (22)$$

Da die Induktion innerhalb des Elektronenkreises niemals ganz konstant wird ist für  $\delta_i$  in obiger Gleichung der mittlere induzierende Luftspalt einzusetzen.

### 3. Experimentelle Untersuchungen.

#### $\alpha$ ) Die Versuchsanordnung.

Die experimentellen Untersuchungen sollten in erster Linie die Frage klären, ob es überhaupt möglich sei, Elektronen mittels magnetischer Felder mehrmals auf einer Kreisbahn herum zu führen. Falls sich dies als möglich erweisen sollte, wäre die Beschleunigung in Wirbelfeldern zu untersuchen. Um diese Untersuchungen zu ermöglichen, wurde ein Strahlentransformator möglichst einfacher Konstruktion entworfen; die Bilder 12 und 13 zeigen schematische Ansichten dieses Transformators. Die gesamten Anordnungen lassen sich in folgende Konstruktionseinzelheiten zergliedern:

Die Glühkathodenröhre.

Die Anordnung der Pole.

Der Aufbau des Transformators.

Die Glühkathodenröhre wurde in enger Anlehnung an den von Rogowski und Grösser entwickelten Glühkathodenzillographen<sup>1</sup> gebaut. Ein Wolframglühdraht emittiert Elektronen, die das elektrische Feld Kathode-Anode durchlaufen und in die kreisförmige Transformatorröhre  $R$  gelangen. Mittels der beiden Spulenkreuze  $SI$  und  $SII$  (die horizontalen Spulen sind nicht eingezeichnet) werden Erdfelder und Transformatorstrefelder kompensiert. Der Elektronenstrahl läßt sich mit diesen Spulen beliebig über den Röhrenquerschnitt bewegen.

<sup>1</sup> W. Rogowski und W. Grösser, Arch. f. Elektrot., Bd. XV, S. 377, 1925.

Die Konzentrierungspule  $KS$  sammelt die Strahlen vor der Kreisröhre, der Sammelpunkt ließ sich (durch Änderung des Spulenstromes) bis etwa 10 cm in die Kreisröhre hineinverlegen.

Der Zutritt zur Kreisröhre ließ sich durch den mittels eines Fettschliffs bestätigten Verschlusses  $V$  sperren; die Vorderseite der Verschlußplatte war mit Leuchtmaße ( $Zn S_2$ ) bestrichen. Um den Strahlengang besser verfolgen zu können, wurden die Glaswände der Kreisröhre auch mit einer dünnen Schicht von Zinksulfid bestäubt. Die gesamte Glasapparatur lag dauernd an einer mit festem  $CO_2$  gekühlten Diffusionspumpe, das Vakuum erreichte in allen Fällen  $10^{-6}$  mm Hg.

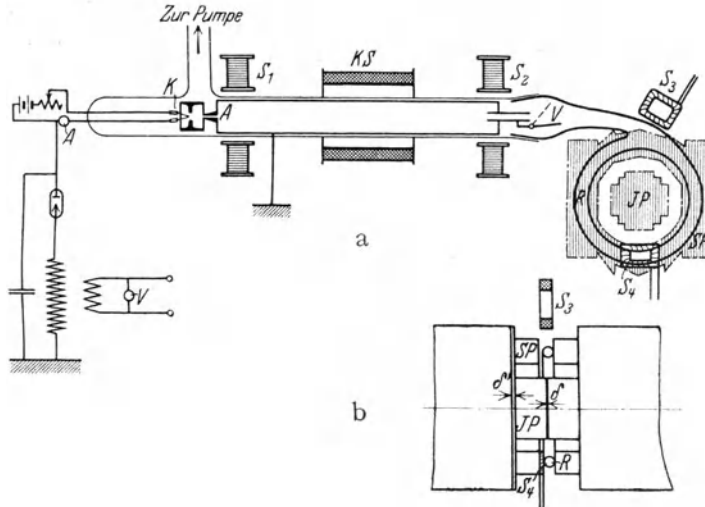


Bild 12. Anordnung der Glühkathodenröhren und der Transformatorpole.

Bei der relativ großen Länge der Röhre wurden die Strahlen oft durch Fremdfelder gestört, bevor sie zur Kreisröhre gelangten. Bei weiteren Versuchen dürfte es sich deswegen empfehlen, die in Bild 7 gezeigte Elektrodenform zu verwenden. Diese Elektroden lassen sich auch ganz in der Nähe der Kreisröhre anbringen.

Die Anordnung der Pole aus Bild 12a und b zu erkennen; die Pole sollen den induzierenden Fluß und die Steuerinduktion in richtiger Stärke ausbilden. Um rasche Flußänderungen zu ermöglichen, wurden die Pole aus 0,2 mm dicken Transformatorblechen zusammengebaut, der Umriß ließ sich der Kreisform gut anpassen. Die beiden Luftspalte  $\delta$  und  $\delta'$  dienen dazu, das Verhältnis der beiden Induktionen  $B_i$  und  $B_s$  zueinander einzustellen. Eine Änderung der Luftspalte bewirkt große Änderungen von  $B_i$ , während sich die Steuerinduktion wenig ändert.

Um das richtige Verhältnis der beiden Induktionen ( $\frac{B_{im}}{B_s} = 2$ ) zu erhalten, wurden zwei Prüfspulen zwischen die Pole gelegt und diese mit 50 Per Wechselstrom erregt. Die eine Prüfspule diente zur Ausmessung des gesamten von der Kreisröhre umfaßten induzierenden Flusses, während eine kleine Prüfspule das Steuerfeld durch die Kreisröhre ausmaß. Die (sehr kleinen) Wechselspannungen der beiden Spulen wurden mittels induktionsfreier Widerstände abgeglichen und aus dem Verhältnis  $\frac{B_{im}}{B_s}$  berechnet. Als Nullinstrument diente ein Vibrationsgalvanometer.

Der Eisenfüllfaktor war bei der vorliegenden Ausführung  $\xi = 0,43$ .

Die Magnetisierungskurve des Transformators wurde ballistisch gemessen, eine Induktion  $B_{i \max} = 14000$  Gauss war noch leicht erreichbar. Da der mittlere Radius der Kreisröhre  $r = 7,25$  cm war, würde dies einer Spannungserhöhung entsprechen auf:

$$U = [1,5 \cdot 0,43 \cdot 7,25 \cdot 1,4] - \varepsilon = 6,0 \text{ MVolt.}$$

### Aufbau des Transformators.

Der magnetische Kreis des Transformators wurde aus dem Kern eines 200 kV A, 3-Phasentransformators gebildet<sup>1</sup>. Das lose Joch wurde zwischen zwei Kernen abgetrennt, dazwischen wurden die Transformatorpole einmontiert.

Die Primärwicklung bestand aus 16 Spulen, 1 mm Durchmesser Kupferdraht zu je 480 Windungen. Die Spulen wurden zur Erzielung einer möglichst schnellen Flußänderung parallel geschaltet. Die Zeitkonstante betrug etwa  $T = 0,2$  sec.

Da bei den Versuchen nur erstrebt wurde, die Beschleunigung der Elektronen festzustellen, wurde die Primärwicklung auf eine Gleichspannung geschaltet.

Der Fluß im Eisen des Transformators steigt, dann nach einer  $1 - e^{-x}$ -Kurve, und wir erhalten eine einmalige Transformation. Nach etwa der Zeit  $\frac{T}{2}$  wurde die

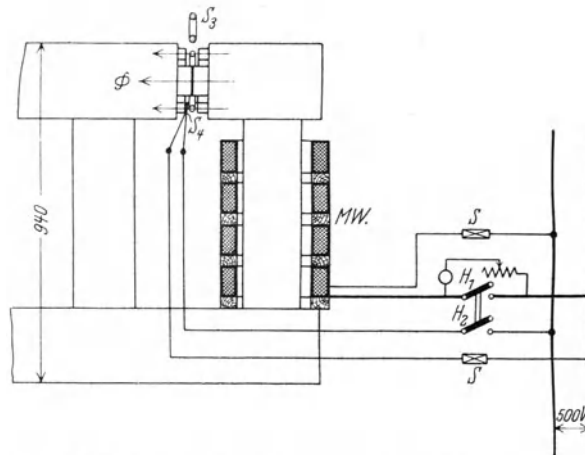


Bild 13. Die Versuchsschaltung des Transformators.

Flachspule IV (die eine recht kleine Zeitkonstante besaß) eingeschaltet. Diese Spule schleudert alle Elektronen, die sich noch in der Röhre bewegen (und diese müssen in diesem Fall wegen des starken Steuerfeldes eine hohe Spannung besitzen) gegen die Röhrenwand, wo sie sich durch Leuchterscheinungen bemerkbar machen werden.

Die verwendete Schaltung geht aus Bild 13 hervor. Der Anfangsfluß  $\Phi_0$  wird mittels des Widerstandes  $R$  einreguliert. Der Schalter  $H_1$  schließt diesen Widerstand kurz und legt die Magnetisierungswicklung direkt an ein 500-Volt-Netz. Der Schalter  $H_2$  (der die Flachspule einschaltet) war mit dem ersten Schalter mechanisch so verbunden, daß die beiden Schaltungen mit etwa 0,1 sec Zwischenzeit erfolgten. Die entstehenden Ströme wurden mit den Sicherungen  $S$  abgeschaltet.

### β) Die Ergebnisse.

Bei den Versuchen wurden zunächst die Kathodenstrahlen auf dem Verschlußschirm gesammelt und auf ein Maximum eingestellt. War eine genügende Konstanz der Strahlen erreicht, wurde der Verschluß geöffnet, so daß die Strahlen in die Kreisröhre gelangten. Das Anfangsfeld  $B_{s0}$  wurde dann so einreguliert, daß die Strahlen möglichst der Kreisbahn der Röhre folgten.

Als erste Erscheinung zeigte sich dabei, daß die gesamte Kreisröhre sich auf eine recht konstante Gegenspannung auflädt. Bei den Versuchen war die Anodenspannung meistens 30 kV, die Gegenspannung betrug etwa 10 kV. Hat die Röhre diese Gegenspannung erreicht, fließen ebenso viele Elektronen aus der Kreisröhre

<sup>1</sup> Einphasenkern mit losem Joch standen nicht zur Verfügung. Der Eisenkern wurde von den Städtischen E.-W. Aachen bereitwilligst für die Versuche zur Verfügung gestellt.

heraus (hauptsächlich als Gleitentladungen den Glaswänden entlang), wie mittels der Strahlen hineinbefördert werden. Die Gegenspannung setzte die aus der Kathodenspannung berechneten Werte der Anfangsfeldstärke sehr herab, bringt aber sonst keine großen Nachteile.

Die weiteren Erfahrungen betrafen das Verhalten der auf den Glaswänden der Röhre sich befindenden Elektronen. Es bestand die Hoffnung, daß diese Elektronen sich wie ein elektrostatisches Gitter (siehe später) verhalten würden<sup>1</sup>, das andere Elektronen von den Glaswänden abdrängen könnte. Dies scheint aber nicht der Fall zu sein; die Aufladungen an den Wänden waren ungleichmäßig und übten nicht die erwarteten Wirkungen aus.

Es erwies sich als sehr schwierig, die Elektronen in der richtigen Kreisbahn zu führen. Erst mittels der Spule *S III* und einer geeigneten Formgebung der Röhre gelang es, die Strahlen etwa  $1\frac{1}{2}$  mal in der Kreisröhre herumzuführen. Es schien aber nicht möglich, die Strahlen dauernd in der Kreisbahn zu halten, kurz nach einem Umlauf fielen die Strahlen meist auf die Wände. Aus diesem Grunde war es auch erklärlich, warum die Beschleunigungsversuche keine Ergebnisse zeigten. Der Transformator wurde mehrere Male erregt, es wurden aber keine Elektronen höherer Spannungen beobachtet.

#### γ) Stabilisierung der Elektronenbahnen.

Obwohl die Ergebnisse der Untersuchungen negativ ausfielen, haben sie doch gewisse Erfahrungen gebracht, die Richtlinien für weitere Untersuchungen geben können.

Die Hauptschwierigkeit des Transformators liegt darin, die Elektronen dauernd auf der Kreisbahn zu erhalten. Die Bahnkurven der Elektronen werden sehr leicht durch inhomogene Magnetfelder und zusätzliche Felder der Wandladungen gestört. Es muß deswegen eine Anordnung geschaffen werden, welche die Elektronen nach der Röhrenmitte hindrängt, die also stabilisierend auf die Bahnkurve wirkt.

Es scheint nun aber sehr schwierig, eine derartige Anordnung zu finden. Die gewöhnliche Gaskonzentrierung der üblichen Braunschen Röhren ist wegen der großen Absorptionsverluste bei Niedervakuum nicht verwendbar.

Weitere Anordnungen mit achsenparallelen Elektroden oder Stromleitern (Gitter innerhalb oder außerhalb der Röhre) bieten auch keine Möglichkeiten einer Stabilisierung. Ein Gitter wird wohl in gewissen Bereichen die Elektronen von den Wänden abstoßen, dafür werden aber die Elektronen in anderen Bereichen gegen die Wände getrieben (das Linienintegral  $\int_s K_s ds$  ist über dem Röhrenumfang gleich Null). Es läßt sich leicht zeigen, daß elektrostatische und elektrodynamische Gitter in diesem Falle vollständig ähnlich wirken.

Ein axiales Magnetfeld (Konzentrierungspule) würde wohl die Elektronen zu einer Spiralbahn innerhalb der Röhre zwingen. Diese Spiralbahn würde aber bei jeder Störung gegen die Wände getrieben werden.

Die einzige Möglichkeit einer Stabilisierung scheint eine Elektrode in der Röhrenachse in Verbindung mit einem axialen Magnetfeld zu sein. Die Innenelektrode würde die übrige Spiralbahn gegen Abtreiben sichern, während das Magnetfeld die Elektronen von der Innenelektrode weghalten würde.

Ob in dieser Weise eine Stabilisierung möglich ist, muß noch untersucht werden. Jedenfalls sollten alle weiteren Untersuchungen über Strahlentransformatoren dem Stabilisierungsproblem gewidmet sein. Erst wenn eine Stabilisierung erreicht ist, wird die Beschleunigung von Elektronen in elektrischen Wirbelfeldern möglich sein.

<sup>1</sup> M. Wellauer, Arch. f. Elektrot., Bd. 16, S. 13, 1926.

### V. Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit werden die Möglichkeiten untersucht, mittels kinetischer Spannungen (schnell bewegter Elektronen und Ionen) hohe Spannungen zu erzeugen. In Analogie zu den gewöhnlichen Transformatoren und den Parallel-Serien-Schaltungen ergeben sich dabei zwei Verfahren: die Beschleunigung in Wirbelfeldern und in Potentialfeldern.

Die Beschleunigung in Wirbelfeldern würde sehr hohe Spannungen erzeugen können. Das Verfahren scheitert daran, daß die Möglichkeiten fehlen, die Elektronen auf einer Kreisbahn zu binden. Die Lösung dieser Frage scheint zur Zeit große Schwierigkeiten zu bereiten.

Die Beschleunigung in Potentialfeldern wurde bei mittleren Spannungen (20 bis 50 kV) untersucht. Die theoretischen Überlegungen wurden vollständig durch die Untersuchungen bestätigt. Das Verfahren gestattet Spannungen von etwa 2 Millionen Volt herzustellen.

Da die Leistung zur Zeit klein ist, wird das Verfahren hauptsächlich für physikalische Untersuchungen in Frage kommen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Rogowski bin ich für bereitwillige Unterstützung bei dieser Arbeit und für vielfache Anregungen aufrichtigen Dank schuldig.

---

# Der elektrische Durchschlag.

Von

**W. Rogowski.**

## I.

Zur Zeit wird in Physik und Technik dem elektrischen Durchschlag ein gewisses Interesse entgegengebracht.

Den Physiker bewegt die Frage, ob der Durchschlag heute bereits als zwingende Folge bekannter Naturerkenntnis verstanden werden kann.

Der Ingenieur hat immer wieder seine Hochspannungserzeugnisse nach Durchschlag und Übersschlag zu beurteilen und bei der physikalischen Ungeklärtheit beider bleibt in seinem Urteil ein schmerzlicher Rest von Unsicherheit zurück.

Vor einigen Jahren schien wenigstens für Gase in der Townsendschen Theorie<sup>1</sup> eine befriedigende Erklärung geglückt zu sein. Sie bewährte sich bei diesen Stoffen in qualitativer und quantitativer Hinsicht ausgezeichnet. Erst als sie die außerordentlich kurzen Zeiten, in denen sich der Durchschlag ausbilden kann, erklären sollte, wurde der Glaube an sie erschüttert. Den Versuchen nach soll nach Anlegen der statischen Durchschlagspannung der Durchschlag in  $10^{-6}$  bis  $10^{-7}$  sec erfolgen können<sup>2</sup>. Nun sieht die Townsendsche Theorie das Wesen des Durchschlags darin, daß Elektronen- und Ionenlawinen im Funkenraum hin und her wandern und sich gegenseitig nach und nach zu immer gewaltigerer Stärke emportreiben. Als ich daran ging, das Anstiegtempo zu berechnen<sup>3</sup>, hoffte ich der Townsendschen Theorie zu einem neuen Triumph verhelfen zu können. Leider ergab sich ihr völliges Versagen. Die Rechnung erforderte eine Integration der Townsendschen Differentialgleichungen der Ionenströmung für den nichtstationären Fall. Sie bot erhebliche Schwierigkeiten, und dies ist wohl auch der Grund, daß man sie nicht bereits früher in Angriff genommen hat. Glücklicherweise genügte schon eine Näherungslösung für kleine Zeiten, um Theorie und Experiment miteinander vergleichen zu können. Setzt man Luft von Atmosphärendruck, 1 cm Länge der Funkenbahn und die statische Durchschlagspannung von rund 30000 Volt voraus, so ergab die Rechnung, daß in Zeiten von  $10^{-5}$  sec bestimmt kein Durchschlag zustande kommt. Die gegenseitige Lawinensteigerung geht nach der Townsendschen Theorie so langsam vor sich, daß in  $10^{-5}$  sec der erste (reine) Elektronenstrom (Größenordnung etwa  $10^{-6}$  Amp.-qcm) nur verdoppelt wird. Um Ströme von der Größe eines Ampere zu erhalten, muß man vielleicht  $10^{-4}$  sec, vermutlich sogar länger warten. Die Beobachtungen ergeben aber den Durchbruch bereits nach  $10^{-6}$  bis  $10^{-7}$  sec. Somit war ein Fehlen von zwei bis drei Zehnerpotenzen festzustellen.

Als ich diese Betrachtungen 1926 mitteilte, konnte man noch einwenden, die Versuche seien vielleicht nicht stichhaltig. Die momentane Spannung an der Funkenstrecke war berechnet und nicht direkt gemessen worden. Inzwischen habe ich mit meinen Mitarbeitern den Kathodenszillographen soweit durchgebildet<sup>4</sup>, daß die entscheidende Phase des Durchschlags mit allen Eigentümlichkeiten vor das leibliche Auge gebracht und festgehalten werden konnte. In Gemeinschaft mit den Herren

<sup>1</sup> Townsend, Ionisation der Luft. Handbuch der Radiologie I, herausgegeben von Marx; Schumann, Durchbruchfeldstücke von Gasen. Springer 1923; Seeliger, Gasentladungen. Ambrosius Barth, Leipzig 1927.

<sup>2</sup> Zusammenstellung bei Rogowski, Arch. f. Elektrot. Bd. 16, S. 496, 1926.

<sup>3</sup> Rogowski, a. a. O.

<sup>4</sup> Rogowski, Flegler und Tamm, Arch. f. Elektrot. Bd. 18, S. 513, 1927.

Flegler und Tamm wurde der Nachweis erbracht<sup>1</sup>, daß bei statischer Durchschlags-  
spannung tatsächlich nach etwa  $10^{-7}$  sec Ströme von der Größenordnung eines Amperes  
verbunden mit rapidem Spannungszusammenbruch entstehen können. Bei etwa  
30% Überspannung schrumpft diese Zeitspanne auf etwa  $10^{-8}$  sec zusammen. Bild 1  
zeigt eines unserer Oszillogramme. Diese Versuche haben die aufgedeckte Unstimmig-  
keit eher verstärkt als gemildert.

In den Vergleich zwischen Theorie und Experiment geht als fundamentale  
Größe die Geschwindigkeit der Elektronen- und die der positiven Ionenlawine ein<sup>2</sup>.  
Bei der Integration der Townsendschen Gleichungen für den stationären Fall fallen  
diese Geschwindigkeiten völlig heraus. Erst beim nichtstationären Fall erhalten

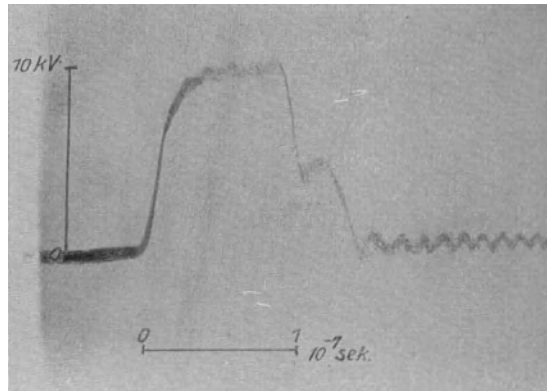


Bild 1. Kathodenoszillogramm. Durchschlag einer Plattenfunkenstrecke. Statische Durchschlags-  
spannung. Abszisse Zeit. Ordinate Spannung. Außerordentlich rasche Zeitablenkung.  
1 mm der Abszisse gleich  $5 \cdot 10^{-9}$  sec.

sie für die Townsendsche Theorie Bedeutung. Sie bestimmen hier das Lawinen-  
anstiegstempo grundlegend und werden so zum Prüfstein der Theorie. Die Geschwin-  
digkeiten hängen bei Elektronen bzw. Ionen nun von der freien Weglänge ab, und  
wir wissen aus den Versuchen der letzten Jahre, daß diese ihre Absonderlichkeiten  
haben können<sup>3</sup>. Die Rechnung kann daher unter diesen Umständen nur rohe Nähe-  
rungswerte für die Lawinengeschwindigkeiten geben. Diese Unsicherheit kann in-  
dessen unser Ergebnis nicht umstoßen. Das rührt daher, daß wir uns beim Durch-  
schlag im Gebiet hoher Feldstärken befinden. Die Molekularbewegung bleibt bei  
den einzelnen Freiflügen von Ionen und Elektronen hinter der durch das elektrische  
Feld erhaltenen Geschwindigkeit zurück. In diesem Falle hängt die Lawinengeschwin-  
digkeit nur von der Wurzel aus der freien Weglänge ab<sup>4</sup>. Wollen wir um drei Zehner-  
potenzen höhere Geschwindigkeiten erhalten, müßten wir um sechs Zehnerpotenzen  
höhere Weglängen voraussetzen. Niemand wird diese gewaltsame Annahme machen  
wollen.

Die genauere Durchsicht unserer Oszillogramme hat noch andere Schwierig-  
keiten für die Theorie aufgedeckt. In Bild 1 sieht man deutlich, daß der Übergang  
vom Isolator in den Leiter in weniger als  $10^{-8}$  sec vor sich geht. Dieser scharfe Ein-  
satz deutet nicht auf Wirkung positiver Ionen hin, wenn diese den ganzen Funken-  
raum durchheilen müssen.

<sup>1</sup> Rogowski, Flegler und Tamm. Arch. f. Elektrot. Bd. 18, S. 479; Tamm, Arch. f.  
Elektrot. Bd. 19, S. 235, 1928; Rogowski, Arch. f. Elektrot. Bd. 20, S. 99, 1928.

<sup>2</sup> Rogowski, Arch. f. Elektrot. Bd. 16, S. 496.

<sup>3</sup> Ramsauer, Ann. d. Phys. Bd. 64, S. 513, 1921; Brüche, Ann. d. Phys. Bd. 81, S. 566,  
1926; Bd. 83, S. 1065, 1927; Dempster, Phil Mag. (7) Bd. 3, S. 115, 1927.

<sup>4</sup> Hertz, Verhdl. d. Dtsch. Phys. Gesellschaft. S. 284.

Unmittelbar ( $10^{-6}$  bis  $10^{-7}$  sec) nach dem Durchschlag durchsetzen beträchtliche Elektrizitätsmengen den Funkenraum. Wie eine einfache Überschlagsrechnung lehrt, können sie hunderte Male größer sein als die ursprünglichen Elektrizitätsmengen auf den Elektroden<sup>1</sup>. Nehmen wir an, daß die wandernden Elektrizitätsmengen Elektronen sind, die im Gasraum durch Stoßionisation frei werden, dann müßten die entsprechenden positiven Ionen in dieser kurzen Zeitspanne wegen ihrer geringen Beweglichkeit eine gewaltige Raumladung bilden. Die entstehenden Feldverzerrungen müßten gleichbleibende Werte von Strom und Spannung für eine gewisse Zeit verhindern. Nun beobachten wir aber in vielen unserer Oszillographenaufnahmen, daß mit dem Durchschlag die Spannungssenkung ein gewisses Maß erreicht und daß alsdann Strom und Restspannung eine geraume Zeit konstant bleiben. Dies spricht nicht dafür, daß unmittelbar nach Eintritt des Durchschlags Stoßionisierung in der ganzen Funkenbahn erfolgt. Es scheint vielmehr so, als ob der eigentliche Ionisierungsherd in unmittelbarer Nähe der Kathode liegt. Für Atmosphärendruck hatte ich aus den Geschwindigkeiten der Ionen auf eine Schicht von rund  $\frac{1}{100}$  mm geschlossen<sup>2</sup>.

Diese auf rein elektrischer Grundlage gewonnenen Ergebnisse erhalten neuerdings eine überraschende Bestätigung und Ergänzung durch eine optische Untersuchung, die ich vor kurzem mit Herrn Tamm durchgeführt habe. Wir haben eine Funkenstrecke Stoßspannungen ausgesetzt und das erhaltene Funkenbild photographiert. Das gleiche ist bereits früher von anderen getan worden<sup>3</sup>, ohne daß wesentliche Folgerungen für den Durchschlag erzielt werden konnten. Daß wir einen Schritt weiter kamen, liegt daran, daß wir mit ganz kurzen Stößen von rund  $10^{-7}$  sec und mit niedrigem Druck begannen. In solchen Fällen ist zwar ein Funke im allgemeinen zu lichtschwach, um eine nennenswerte Spur auf der Platte photographisch zu hinterlassen. Wir haben daher die Bilder vieler Durchschläge, zum Teil bis zu hundert, aufeinandergehäuft. Man erhält eine Leuchterscheinung, die den ganzen Funkenraum einnimmt und an eine Glimmentladung erinnert<sup>4</sup>. Auf der Kathode liegt ein heller Saum. Dann folgt ein deutlich ausgesprochener Dunkelraum. Trotz der Überlagerung vieler Bilder heben sich seine Begrenzungen scharf ab! Dem Dunkelraum folgt eine helle Leuchtschicht, die sich bis zur Anode in gleichmäßiger Helligkeit erstreckt. Soweit der experimentelle Befund.

Die früher von anderen Autoren aufgenommenen Funkenbilder zeigen demgegenüber helle Kanäle, die unserem Bild fehlen. Dies liegt daran, daß bei den früheren Aufnahmen die Stoßzeiten „lang“ gewählt waren. Als wir die Stoßzeiten etwa auf  $100 \cdot 10^{-7}$  sec heraufsetzten, konnten wir auch sofort die leuchtenden Kanäle auf unseren Platten nachweisen. Steigerten wir die Stoßzeiten nach und nach, so gelang es uns auch, die Übergänge sichtbar zu machen. Die Ausbildung der Kanäle beginnt mit leuchtenden kleinen Fußpunkten auf der Anode. Aus diesen wachsen leuchtende Fahnen nach der Kathode hin heraus, die sich schließlich zum leuchtenden Kanal entwickeln. Hiernach gehört offensichtlich der Kanal einer sekundären Phase des Durchschlags an und soll hier unerörtert bleiben. Kehren wir daher zu der eben beschriebenen ersten Phase, der Glimmentladung, zurück. Sie beweist, daß der Kathode und ihrer unmittelbaren Nachbarschaft eine besondere Bedeutung für den Durchschlag zukommt. Genau dasselbe folgerten wir eben aus den elektrischen Beobachtungen. Die Sonderstellung der Kathode kann nunmehr als völlig gesichert gelten. Die Zone des Ionisierungsherd, die wir oben mit  $\frac{1}{100}$  mm bei Atmosphärendruck angaben, stimmt wenigstens der Größenordnung nach mit den Aus-

<sup>1</sup> Rogowski, Arch. f. Elektrot. Bd. 20, S. 103.

<sup>2</sup> Rogowski, a. a. O. S. 106.

<sup>3</sup> Z. B. Torock Journal of the A. I. E. E. 1928, 127.

<sup>4</sup> Rogowski und Tamm, Arch. f. Elektrot. Bd. 20, S. 625. Dasselbst findet sich eine große Anzahl weiterer Bilder.



maßen der kathodischen Entladungsteile überein, wofür sich bei 10 mm Druck etwa 1 mm ergibt. Denn daß die in Bild 2 gezeigten kathodischen Teile der Entladung mit dem Druck etwa proportional zusammenschrumpfen, haben besondere Messungen als richtig erwiesen (Bild 3).

Es wird allgemein angenommen, daß das Durchschlagsphänomen allmählich in die Glimmentladung übergeht. Daß aber charakteristische Entladungsformen der Glimmentladung unmittelbar mit dem Durchschlag entstehen und sich in  $10^{-7}$  sec mit voller Deutlichkeit ausbilden, haben erst die obenerwähnten Untersuchungen ergeben. Bekanntlich gehört zu den charakteristischen Leuchterscheinungen der Glimmentladung eine charakteristische Verteilung der Feldstärken. Die Vermutung ist daher nicht von der Hand zu weisen, daß sich eine solche charakteristische Feldverteilung ebenfalls in rund  $10^{-7}$  sec ausbildet. Genau zu dem gleichen Schluß führen

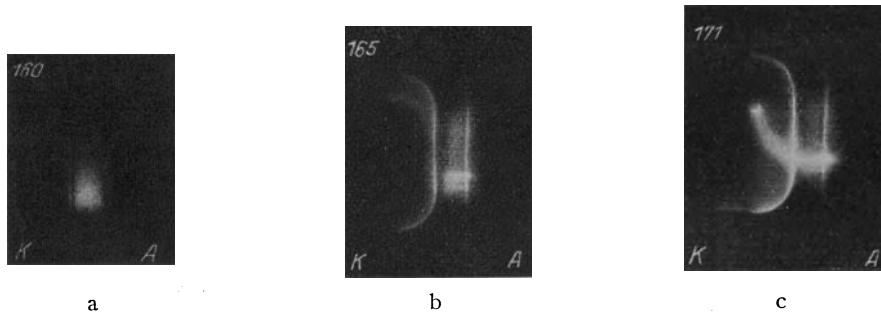


Bild 2. Stoßspannung und Funkenbilder, Druck 42 mm Hg, Plattenabstand 3 mm.

- a) Dauer der Stoßspannung  $1 \cdot 10^{-7}$  sec. 50 Einzelentladungen.  
 b) Dauer der Stoßspannung  $32 \cdot 10^{-7}$  sec. Einzelentladung.  
 c) Dauer der Stoßspannung  $100 \cdot 10^{-7}$  sec. Einzelentladung.

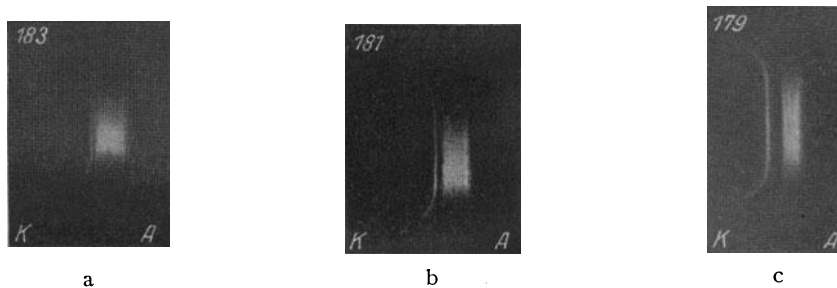


Bild 3. Stoßspannungen und Funkenbilder. Je 100 Durchschläge. Dauer der Stoßspannung  $2 \cdot 10^{-7}$  sec.

- a) Druck von 47 mm Hg.    b) Druck von 23 mm Hg.    c) Druck von 9,5 mm Hg.

auch die oszillographischen Aufnahmen. Denn diese zeigen ein Absinken der Spannung und gleichzeitige Vermehrung des Stromes. Beides wird erst durch starke Feldverzerrungen verständlich. Durchschlag und Aufbau der Glimmentladung scheinen daher ein und dasselbe Phänomen zu sein. Die Kürze der hierzu benötigten Zeit läßt mit Sicherheit den Schluß zu, daß dieser Aufbau nicht auf Townsendsche Weise vor sich geht. Wir sehen, daß sich bei dem jetzigen Stande des Problems die Frage nach der zeitlichen Ausbildung der Glimmentladung bei niedrigem Druck aufdrängt, damit wir eindeutig die oben beobachteten Lichterscheinungen den bekannten optischen Merkmalen der stationären Glimmentladung zuordnen können. Solche Messungen sind zur Zeit im Elektrotechnischen Institut Aachen im Gange.

Will man unser photographisches Funkbild mit der Townsendschen Theorie in Beziehung bringen, so ist zu bedenken, daß diese lediglich von Ionisierungen spricht

und sich über Lichtanregung ausschweigt. Die Annahme ist aber wohl nicht abwegig, daß wir an Orten stärkerer Ionisierungen auch eine stärkere Lichtanregung zu erwarten haben. Läßt man dies gelten, so sollte nach Townsend das Leuchten des Gases von der Kathode nach der Anode hin wachsen. Der mit scharfen Rändern in Bild 2 und 3 hineingelagerte Dunkelraum, das gleichmäßig starke Leuchten des übrigen Funkenraumes können als sichtbarer Beweis gelten, daß hier keine Townsendschen Lawinen den Entladungsraum durchheilen.

Bei dieser Häufung von Schwierigkeiten wird man Townsends Durchschlagstheorie<sup>1</sup> wenigstens in der bisher vorgelegten Fassung nicht mehr aufrechterhalten wollen. Auch andere Erklärungsweisen, Varianten der Townsendschen haben nicht völlig befriedigen können, neue bessere sind nicht gekommen<sup>2</sup>. Wir stehen daher heute dem plötzlichen Auftreten großer Ströme bei Gasen ohne befriedigende Erklärung gegenüber.

## II.

Wenden wir uns nun dem Durchschlag fester Stoffe zu. Hier gaben Arbeiten von K. W. Wagner, Güntherschulze, Steinmetz, Hayden und Liljenblad<sup>3</sup> der Forschung einen kräftigen Impuls. Der Durchschlag wird als Folge der Erwärmung aufgefaßt, die die Leitfähigkeit der Isolierstoffe erhöht. Strom, Stromwärme, Leitfähigkeit steigern sich gegenseitig hoch und bei gegebener Wärmeabfuhr kommt von einer gewissen Spannung an der Anstieg nicht mehr zur Ruhe.

Ursprünglich wollte man jeden Durchschlag so aufgefaßt wissen. Demgegenüber gelang mir der Nachweis<sup>4</sup>, daß der „Wärmedurchschlag“ obiger Forscher nur einen Teil der gesamten Erfahrungen treffen konnte. Bei Stoßspannungen scheidet er ganz aus. Der Wärme fehlt hier die nötige Zeit, eine Wirkung hervorzubringen. Aber auch bei Dauerspannungen fehlt in vielen Fällen der für den „Wärmedurchschlag“ charakteristische Abfall der Durchschlagsspannung mit wachsender Temperatur. Es bleibt daher für ihn nur das Gebiet genügend hoher Temperatur, großer Verluste und hinreichender Dicke übrig. Ich vervollständigte die von obigen Forschern gegebene Vorstellung, indem ich nicht nur der Wärme, sondern auch dem elektrischen Feld einen direkten Zerstörungseffekt zuschrieb. Wärme- und rein elektrischer Durchschlag stellen zwei Grenzfälle dar, zwischen denen sich das Gebiet des wärmeelektrischen Durchschlages dazwischen schiebt, in dem Wärme und elektrisches Feld im Verein den Isolierstoff ruinieren.

In experimenteller Hinsicht haben die russischen Forscher Inge, Semenoff und Walther<sup>5</sup> das Problem weitgehend gefördert. Durch Messungen an Steinsalz bei hohen Temperaturen haben sie eine geradezu verblüffende Übereinstimmung mit den Folgerungen des Wärmedurchschlages festgestellt, wenn man die von mir für homogenes Material gegebene Lösung für den Vergleich zugrunde legt. Nach und nach arbeitete die experimentelle Forschung immer klarer die Eigenschaften

<sup>1</sup> Sie ergab sich für Townsend als eine Extrapolation seiner Ionisierungsströme, deren Theorie für Spannungen weit unter der Durchschlagsspannung unberührt von diesen Schwierigkeiten bleibt. Ob das verstärkte Anwachsen dieses dunklen Vorstroms durch Ionisierung positiver Ionen zu erklären ist, muß heute bezweifelt werden. Es mehren sich die Stimmen, die auch hier Vorgänge an der Kathode verantwortlich machen wollen.

<sup>2</sup> Ich verweise auch auf den interessanten und wertvollen Versuch Slepian's (Electrical World, 1928, S. 761), den Durchschlag durch Ionisierung bei hohen Temperaturen zu erklären. So dankenswert diese Betrachtungen auch sind, so stehen ihre Ergebnisse offensichtlich mit obigen Bildern im Widerspruch, denn auch die Temperaturionisierung würde wachsende Leuchtintensitäten mit Annäherung an die Anode zur Folge haben. Gerade hiervon ist nichts in den Bildern 2 und 3 zu sehen.

<sup>3</sup> Wagner, Journ. of Ann. Inst. of El. Ing. 1922, S. 1034; Steinmetz und Hayden, Electrical World 80, 868, 1923; Güntherschulze, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 1922, S. 92; Liljenblad, Teknisk Tidskrift 1916, H. 9.

<sup>4</sup> Rogowski, Arch. f. Elektrot. Bd. 13, S. 153.

<sup>5</sup> Inge, Semenoff und Walther, Arch. f. Elektrot. Bd. 17, S. 451.

des Wärmedurchschlages heraus. Gleichzeitig wies sie aber auch nach, daß er nur einem begrenzten Gebiet von Temperaturen, Verlusten und Dicken angehört, und daß die rein elektrische oder wärmeelektrische Auffassung eine unumgängliche Ergänzung bildet. Aber wie soll man sich nun die Zerstörung eines Isolators durch ein elektrisches Feld vorstellen? Genau wie bei Gasen werden wir zu der Frage geführt: woher stammen die plötzlich auftretenden großen Stromstärken, die den Durchschlag ausmachen?

Ich versuchte dieser Frage näher zu kommen, indem ich ihr für einen isolierenden Ionenkristall (Steinsalz) nachging<sup>3</sup>. Wir denken uns ihn als zwei ineinandergestellte Gitter, ein positives Natrium- und ein negatives Chlorgitter. Der Zusammenhalt beider wird nach Born durch Coulombsche Kräfte gegeben. Daß beide Gitter nicht ineinanderstürzen, wird durch besondere Abstoßungskräfte, die durch ein außerordentliches Ansteigen bei kurzen Entfernungen charakterisiert sind (umgekehrt proportional mit der zehnten Potenz des Abstandes), gewährleistet. Es lockte ja geradezu, diesen Idealkristall in ein homogenes Feld zu stellen und nach der Feldstärke zu fragen, bei welcher er auseinanderplatzt. Für die einfache Steinsalzmolekel ließ sich die Frage ohne weiteres beantworten, und es ergaben sich rund 100 Millionen Volt/cm. Die Rechnung am Kristall bot recht beträchtliche Schwierigkeiten. Es mußten Glieder vierter Ordnung in der potentiellen Energie beibehalten werden. Dies ergab namentlich bei den Coulombschen Beiträgen langwierige Ausdrücke. Die Hoffnung, niedrigere Werte als bei der Steinsalzmolekel herauszubekommen, erwies sich indessen als trügerisch. Es blieb, selbst bei Anbringung von gewissen Korrekturen, immer noch bei der Größenordnung von 100 Millionen Volt/cm. Demgegenüber stand der einzige damals beobachtete Wert von 200 000 Volt/cm in argem Mißverhältnis.

Dennoch war der beschrittene Weg nicht einfach zu verwerfen.

Bereits bei der Niederschrift meiner Rechnungen konnte ich zeigen, daß genau dieselbe Unstimmigkeit bei der Zerreißfestigkeit vorliegt. Hier hatte unter genau denselben Voraussetzungen Zwicky unter Debyes<sup>1</sup> Leitung einen Wert gefunden, der etwa 500mal höher lag als der beobachtete. Trotzdem ist auch diese Rechnung für die Entwicklung des ihr zugehörigen Forschungsgebietes von besonderer Bedeutung gewesen. Der Versuch kam nach und zeigte, daß sich unter gewissen Umständen 10mal so hohe Festigkeiten wie die „normalen“ erreichen ließen. Im Ausnahmefall glückte es Jofféscher Experimentierkunst, sogar recht nahe an den theoretischen Wert heranzukommen<sup>1</sup>. Unter diesen Umständen konnte die auf gleicher Grundlage gefundene Durchschlagsfeldstärke trotz ihres hohen Wertes immer noch auf ein gewisses Interesse der Fachgenossen hoffen.

Sodann konnte ich mich auf ältere Versuche Joffés berufen, der bei Untersuchung der Leitfähigkeit von isolierenden Kristallen in sehr dünnen Schichten schon vor Jahren Feldstärken bis zu rund 200 Millionen Volt/cm nachgewiesen hatte<sup>2</sup>.

Kürzlich ist es wieder Joffé gewesen<sup>3</sup>, der bei der Durchschlagsfestigkeit ganz dünner Schichten ( $10^{-4}$  cm) die hohen Werte meiner Rechnung fand.

Läßt man die experimentellen Befunde als gesichert gelten, so läßt sich nicht mehr von der Hand weisen, daß in besonderen Ausnahmefällen der Durchschlag ähnlich in dem von mir untersuchten Idealfall in einer Auseinanderreißung des Kristall-(Molekular-)Verbandes erfolgen kann.

<sup>1</sup> Rogowski, Zeitschr. f. technische Physik, 1925, S. 197, Arch. f. Elektrot. Bd. 18, S. 123, 1927.

<sup>2</sup> Zwicky, Phys. Zeitschr. Bd. 24, S. 131, 1923.

<sup>3</sup> Joffé, Zeitschr. f. Phys. Bd. 22, S. 286, 1924.

<sup>4</sup> Joffé, Ann. d. Phys. Bd. 72, S. 461, 1923.

<sup>5</sup> Joffé, Phys. Zeitschr. S. 911, 1927.

Freilich für größere Dicken des Isolierstoffes, die auf wesentlich niedrigere Werte der Durchschlagfestigkeit führen, muß ein anderer Vorgang dem molekularen Zerreißvorgang zuvorkommen. Und die Bloßlegung desselben bildet den eigentlichen Gegenstand der heutigen Durchschlagforschung.

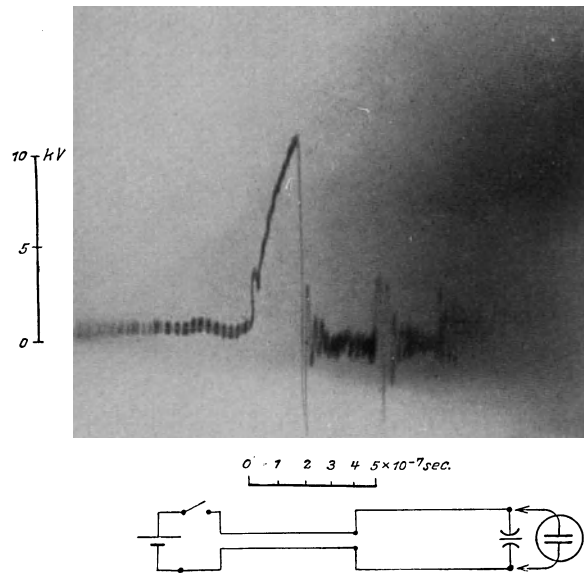


Bild 4. Durchschlag von Glimmer. Dicke 0,035 mm. Kathodenzillogramm.

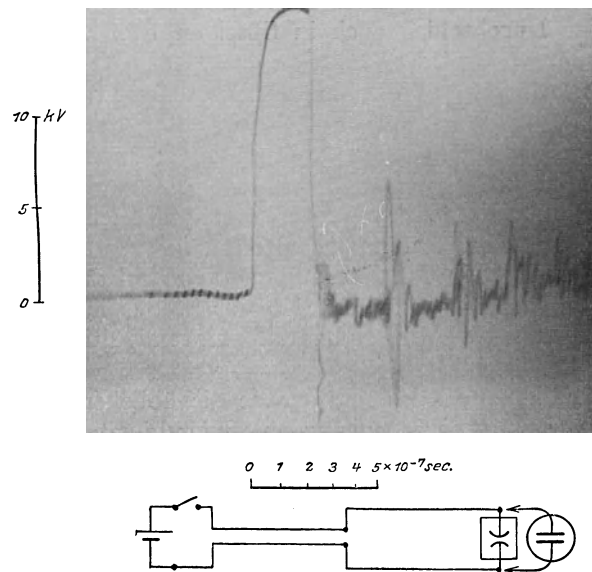


Bild 5. Durchschlag einer Ölstrecke. Dicke 0,15 mm. Kathodenzillogramm.

Indessen sind wir zur Zeit durchaus nicht sicher, daß wir bei unseren Versuchen gerade diejenigen Werte messen, die dem Isolierstoff und dem elektrischen Feld eigentümlich sind. Die Verminderung der „Randwirkung“ an den Elektroden und Beseitigung der dort vorhandenen erhöhten Feldstärken hat zweifellos die gemessenen Durchschlagswerte in die Höhe gerückt. Während früher 0,2 Millionen Volt/cm für Steinsalz angegeben wurden, liest man zur Zeit bereits von 0,7 und sogar 1,5 Millionen Volt/cm. Messungen von Güllner, die ich anregte, ergaben 1,2 Millionen

Volt/cm. Aber selbst bei völliger Aufhebung der Randwirkung bleibt die Schicht Metallelektrode-Isolierstoff immer noch ein unsicheres Element der Versuchsanordnung. Es ist durchaus nicht ausgeschlossen, daß die Gasbeladung des Metalls der Elektrode oder die nicht zu vermeidende Luftschicht zwischen Elektrode und Isolator Einfluß auf die gemessene Durchschlagspannung hat.

Nach Joffé<sup>1</sup> schiebt sich bei nicht zu dünnen und nicht zu dicken Schichten ein Gebiet herein, in dem die Stoßionisierung das Wesen des Durchschlags ausmachen soll. Gestützt wird diese Annahme durch weitere Versuche Joffés, die ein Anwachsen der Leitfähigkeit mit der Dicke ergeben. Bei aller Bewunderung dieser Versuche wird man sich den theoretischen Betrachtungen nicht ohne weiteres anschließen können. Joffé meint, bei einer bestimmten Stromstärke, die durch die Ionisierung hervorgerufen wird, setze der Durchschlag ein. Dieser Vorstellung fehlt die markante Instabilität, die in der Townsendschen, in der Wagnerschen und der von mir gegebenen Vorstellungsweise wenigstens in qualitativer Hinsicht eine gewisse Nachbildung des Durchschlagphänomens bildet. Auch kann man bekanntlich im Gebiet des rein elektrischen Durchschlags bei den üblichen Dicken durch Temperatursteigerung leicht den tausendfachen Strom beim Durchschlagsbeginn hervorrufen, ohne daß die Durchschlagspannung wesentliche Änderungen erfährt. Hier scheint der Durchschlag völlig, im Gegensatz zu Joffé, ganz unabhängig vom Strom zu sein.

Auch der plötzliche Einsatz des Durchschlags bei festen Stoffen, wie ihn das Oszillogramm 4 zeigt, spricht nicht gerade für eine den ganzen Isolator durchsetzende Elektronen- oder Ionenlawine, die doch Zeit für ihre Entstehung benötigen und beim Absinken der Spannung in ihrem Entwicklungstempo nachlassen würde. Dabei ist dem Glimmer in Oszillogramm 4 eine Durchschlagfeldstärke von 3 Millionen Volt/cm aufgedrückt worden, die durchaus noch als statisch angesehen werden kann<sup>2</sup>.

Ich füge noch Bild 5 bei, das den Durchschlag einer dünnen Ölschicht zeigt und nachweist, daß der Durchschlag auch in flüssigen Isolierstoffen in erstaunlich kurzer Zeit (Größenordnung  $10^{-8}$  sec) vor sich geht.

Wir kommen nun wieder auf die eingangs gestellte Frage zurück, ob heute bereits der Durchschlag als zwingende Folge bekannter Naturerscheinungen verstanden werden kann. Bei reinem Wärmedurchschlag können wir heute die Frage mit ja beantworten. Hier liegt bereits ein erdrückendes Beweismaterial durch den Versuch vor, so daß wir über diese Art von Durchschlag hinreichend unterrichtet sind.

Sodann scheint es sich bei festen Isolierstoffen in sehr dünnen Schichten bei hohen Feldstärken von der Größe von 100 Millionen Volt/cm tatsächlich um ein Zerreißen des Molekularverbandes zu handeln. Hier steht uns indessen noch nicht so reichliches Versuchsmaterial zur Verfügung, daß wir endgültig das Urteil als abgeschlossen gelten lassen können.

In allen übrigen Fällen, und das sind gerade die üblichen, kann von einer befriedigenden Erklärung nicht gesprochen werden. Hier bildet die Plötzlichkeit, mit der große Stromstärken entstehen und sich bei kleiner Spannung aufrechterhalten können, die eigentliche Schwierigkeit für die Erklärung. So bleibt zur Zeit auch bei festen Isolierstoffen trotz gewisser nicht abzuleugnender Erfolge das eigentliche Wesen des Durchschlags immer noch in Dunkel gehüllt.

<sup>1</sup> Joffé. a. a. O. vgl. auch N. Semenov u. A. Walther, Die physikalischen Grundlagen der elektrischen Festigkeitslehre, Springer 1928, S. 149.

<sup>2</sup> Da sich im Stoßdurchschlag allein die rein elektrische Seite des Durchschlags offenbart, habe ich Herrn Güllner veranlaßt, die Temperaturabhängigkeit desselben experimentell festzustellen. Eigentümlicherweise ergab sich bei Steinsalz ein rapider Abfall oberhalb etwa 250° C. Er ergab sich zwar nicht so stark wie der Abfall bei Dauerspannung, aber steht ihm nicht viel nach. Bei Porzellan war dagegen bei wachsender Temperatur ein wesentlich langsames Absinken des Stoßdurchschlags als des Dauerdurchschlags festzustellen.

# Über Polarisationsspannungen in Glas, Glimmer und Gips.

Von

G. Güllner.

A. Walther und K. Sinjelnikoff haben vor einiger Zeit<sup>1</sup> über Messungen von Gegenspannungen an technischen Isoliermaterialien berichtet. Sie benutzen zwei Methoden, um Polarisationsspannungen zu messen, von denen die zweite Methode die wichtigste ist.

Bei dieser registrieren K. Sinjelnikoff und A. Walther den Strom, der durch den Isolator kurz nach dem Einschalten fließt, photographisch und benutzen dazu das Fadenelektrometer von Lutz, das den Spannungsabfall an einem hochohmigen mit dem Isolator in Reihe geschalteten Widerstande mißt. Auf diese Art erhielten sie an verschiedenen Arten von Glimmer und Glas, paraffiniertes Öl, sowie eine Mischung von Wachs und Kolophonium Stromkurven, wie sie Bild 1 zeigt.

Deutet man die Kurven, wie K. Sinjelnikoff und A. Walther, so stellt sich am Prüfling eine Gegenspannung in Bruchteilen von einer Sekunde ein; in der angegebenen Kurve hat sich die Gegenspannung schon nach  $\frac{1}{10}$  Sekunde praktisch

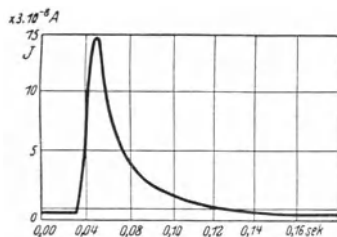


Bild 1.

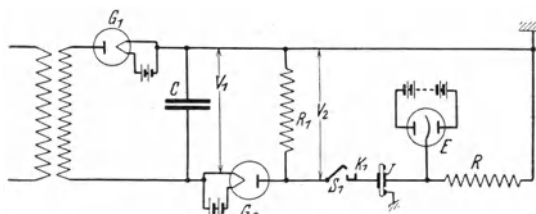


Bild 2.

ganz ausgebildet. Dieses Resultat kommt immerhin überraschend nach Messungen von Joffe<sup>3</sup> an Kalkspat und Quarz, von D. v. Seelen<sup>4</sup> an Steinsalz und von H. Schiller<sup>5</sup> an verschiedenen Sorten von Glas, die finden, daß sich die Gegenspannungen in Zeiten von Minuten und Stunden einstellen. Es schien erwünscht, diese Messungen zu wiederholen, da die Schnelligkeit der Einstellung der Gegenspannung einmal von großer Bedeutung für die Erklärung der dielektrischen Anomalien, der dielektrischen Verluste und der Leitfähigkeitszunahme mit steigender Feldstärke ist, und andererseits auch für das Wesen der elektrischen Festigkeit von Wichtigkeit ist. Zu diesem Zwecke wurde zu dem Wulffschen Einfadenelektrometer eine Registriereinrichtung gebaut. An Stelle des Fensters auf der Rückseite des Elektrometers wurde eine Planconvexlinse angebracht und mit einer Bogenlampe beleuchtet. Das Lichtbündel, das durch das Mikroskop des Elektrometers gelangt, wurde sodann mit einer Zylinderlinse auf einen Spalt zusammengezogen, hinter dem eine Trommel mit lichtempfindlichem Papier rotiert. Während das Papier geschwärzt wird, biebt die Stelle, wo sich der Faden gerade befindet, hell. Der Verschluß am Spalt ist so konstruiert, daß der Spalt nur während einer einzigen Umdrehung der Trommel freigegeben ist.

Die Schaltanordnung zeigt Bild 2. Um eine möglichst kleine Welligkeit zu erhalten, wurde die Gleichspannung mit zwei Ventilen in der angegebenen Anordnung

<sup>1</sup> K. Sinjelnikoff und A. Walther, Zeitschr. f. Phys., Bd. 40, S. 786.

<sup>2</sup> H. Schiller, Zeitschr. f. Phys., Bd. 42, S. 250.

<sup>3</sup> Joffe, Ann. d. Phys., Bd. 72, S. 461.

<sup>4</sup> D. v. Seelen, Zeitschr. f. Phys., 1924, S. 137.

<sup>5</sup> H. Schiller, Ann. d. Phys., Bd. 74, S. 105.

erzeugt. Die Heizung des Glühventils 2 muß so eingestellt werden, daß die Spannung  $V_2$  an dem Widerstande  $R_1$ , die durch den Emissionsstrom der Röhre 2 und durch die Größe des Widerstandes  $R_1$  bedingt ist, unter der Welligkeit der Spannung  $V_1$  liegt (vgl. Bild 3). Auf diese Art konnte eine gute gleichmäßige Gleichspannung erzielt werden.

$S_1$  ist ein Quecksilberschalter, der in ungefähr einhundertstel Sekunde einschalten kann. Der Schalter ist so eingerichtet, daß erst unmittelbar vor dem Ein-

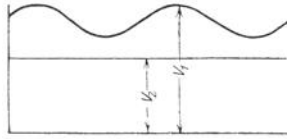


Bild 3.

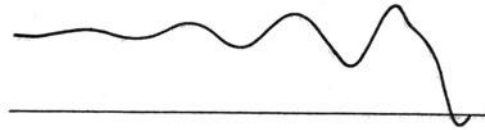


Bild 4. Oszillatorische Einstellung des Elektrometerfadens.

schalten der Spannung der Kontakt  $K_1$  von Erde getrennt wird. Damit wurden schädliche Aufladungen des Prüflings verhindert. Der Isolator  $\mathcal{F}$  hat die bekannten Schutzringelektroden aus Silber.  $R$  ist ein Drahtwiderstand von  $5 \cdot 10^6$  Ohm, an dem das Elektrometer das Potential gegen Erde mißt.

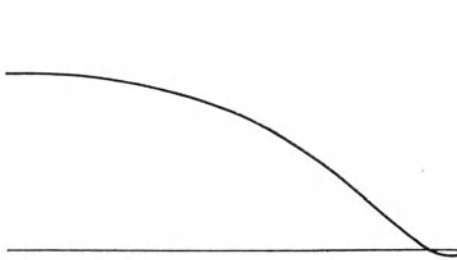


Bild 5. Aperiodische Einstellung des Elektrometerfadens.

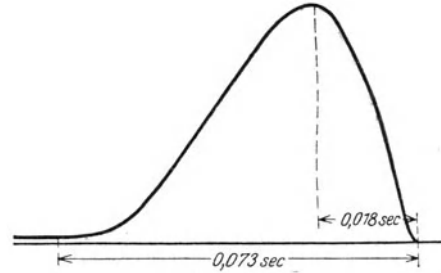


Bild 6.

Um überhaupt mit dem Elektrometer schnelle Stromschwankungen (Spannungsschwankungen) registrieren zu können, ist es nötig, daß man dem Faden eine solche mechanische Spannung erteilt, daß die Einstellung aperiodisch erfolgt<sup>1</sup>. Um dies zu kontrollieren, wurde die Spannung einer Batterie durch den Quecksilberschalter plötzlich auf den Faden geschaltet. Bild 4 zeigt eine oszillatorische Einstellung, Bild 5 eine aperiodische Einstellung des Fadens<sup>2</sup>.

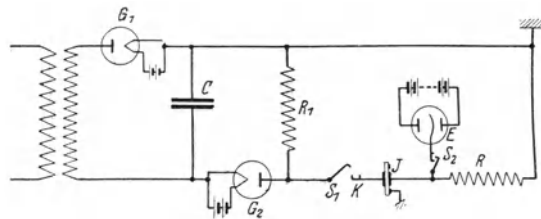


Bild 7. Schaltanordnung zur Messung von Gegenspannungen. Es kommt zu Schaltung Bild 2 noch der Schalter  $S_2$  hinzu.

Die eigentlichen Messungen wurden so vorgenommen, daß zugleich mit dem Öffnen des Verschlusses der Registriereinrichtung der Schalter  $S_1$  eingeschaltet wurde. Es wurden Glasplatten von 0,2 und 0,3 mm Stärke und  $0,95 \text{ cm}^2$  Elektrodenoberfläche untersucht. Die Spannung betrug 1000–4000 Volt. Bild 6 zeigt, daß man

<sup>1</sup> Wulff, Phys. Zeitschr., Bd. 15, 1924, S. 215 u. 611.

<sup>2</sup> Da sich die Oszillogramme schlecht direkt wiedergeben lassen, wurden sie durchgepaust und so wiedergegeben.

tatsächlich denselben Stromverlauf erhält, wie er von K. Sinjelnikoff und A. Walther angegeben wurde. Der Strom ist nach 0,073 sec auf seinen Endwert abgeklungen. Deutet man die Kurve wie K. Sinjelnikoff und A. Walther, so hätte sich die Polarisationsspannung also in dieser Zeit vollständig eingestellt. Da nun bei einer Kapazität der Glasplatte von ungefähr 30 cm, einem Widerstand von  $5 \cdot 10^6$  Ohm und bei einer Spannung von 4000 Volt der kapazitive Aufladestrom nach einhundertstel Sekunde nur noch

$$0,8 \cdot 10^{-3} \cdot e^{-\frac{1}{RC}} = \sim 10^{-30} \text{ Amp.}$$

beträgt, während der Leitfähigkeitstrom in der Größenordnung von  $50 \cdot 10^{-9}$  Amp. ist, war anzunehmen, daß der Stromabfall nicht durch den kapazitiven Ladestrom bedingt war. Um aber ganz sicher zu gehen, wurde an Stelle des Isolators ein gleichgroßer Luftkondensator geschaltet; dabei zeigte sich, daß wir hierbei genau denselben Stromverlauf erhalten, wie bei dem Isolator, und daß bei Vergrößerung der

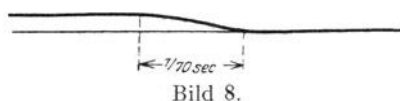


Bild 8.

Kapazität des Luftkondensators die Stromspitze größer und länger wurde, während bei Verkleinerung der Kapazität die Stromspitze kleiner und kürzer wurde. Damit scheint es erwiesen, daß das Absinken des Stromes wenigstens in unserem Oszillogramm nicht auf sich ausbildende Gegenspannung zurückzuführen ist. Der Faden des Elektrometers wird rein ballistisch durch den kapazitiven Einschaltstrom herausgeworfen. Denn nach eintausendstel Sekunde beträgt der kapazitive Aufladestrom

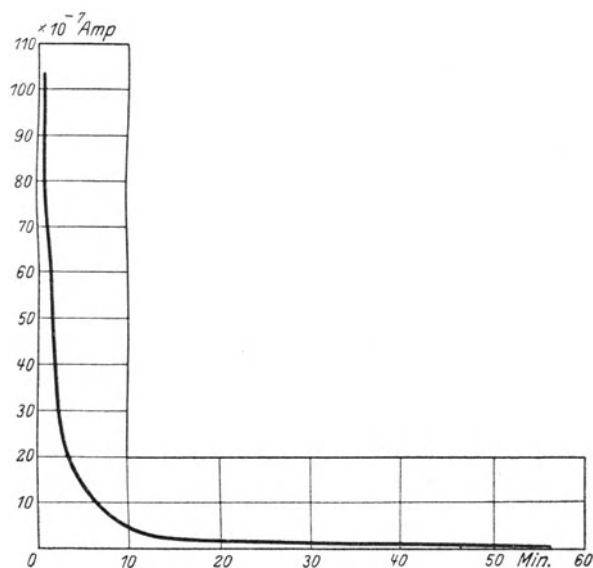


Bild 9.

nur noch  $1,2 \cdot 10^{-6}$  Amp. Es blieb damit aber nicht ausgeschlossen, daß trotzdem noch Polarisationsspannungen auftreten. Um dies zu prüfen, wurde der Versuch in etwas abgeänderter Form wiederholt. Die neue Schaltanordnung zeigt Bild 7. Die Anordnung ist die gleiche wie in Bild 2, nur daß das Elektrometer noch durch einen Quecksilberschalter  $S_2$  eingeschaltet werden konnte. Die Schalter  $S_1$  und  $S_2$  wurden so eingestellt, daß erst Schalter  $S_1$  und nach eindreihundertstel Sekunde Schalter  $S_2$  eingeschaltet wurde. Dadurch wurde erreicht, daß, wenn das Elektrometer eingeschaltet wurde, der kapazitive Aufladestrom schon praktisch abgeklungen war.



Er beträgt nach eindreihundertstel Sekunde ungefähr  $8 \cdot 10^{-12}$  Amp. Die Einstellung der Schalter auf die gewünschte Schaltdifferenz geschah oszillographisch. Ein Oszillogramm mit einer Schaltdifferenz der Schalter  $S_1$  und  $S_2$  von  $\frac{1}{300}$  sec zeigt Bild 8. Das Oszillogramm zeigt, daß sich der Strom rein aperiodisch nach einer Zeit von  $\frac{1}{300} + \frac{1}{70} =$  ungefähr  $\frac{1}{60}$  Sekunde auf seinen stationären Endwert eingestellt hat, während bei gleichzeitigem Einschalten des Elektrometers mit der Spannung die maximale Stromspitze bei  $\sim \frac{1}{55}$  Sekunde lag. Während der ganzen Umdrehung der Trommel und auch später blieb der Strom auf seinem Wert konstant, es wurde also kein Ausbilden von Gegenspannungen bemerkt. Wenn sich überhaupt Gegenspannungen im Isolator ausbilden würden, so müßten diese sich nach eindreihundertstel Sekunde schon ganz eingestellt haben. Auf diese Art wurden 11 Glasarten, verschiedenster Zusammensetzung, die die Firma Osram stiftete, und Madraglimmer untersucht. Es wurde bei keiner dieser Materialien eine Ausbildung von Polarisationsspannungen bemerkt.

Schließlich wurden noch Versuche an Gips unternommen. Hierbei zeigte sich eine bedeutende Polarisationsspannung, die sich aber sehr langsam ausbildete (Bild 9). In etwa 30–40 Minuten sank der Strom bis auf einen geringen Bruchteil seines Anfangswertes ab.

Die Versuche zeigen also, daß sich bei den gemessenen Dielektrika (11 Glasarten und Glimmer) keine Art von Polarisationsspannung einstellt. Wohl findet bei Gips ein langsames Ausbilden einer Gegenspannung statt, wie es auch anderseitig gemessen wurde. Jedoch ist eine sich schnell einstellende Polarisationsspannung, wie es von K. Sinjelnikoff und A. Walther angegeben wird, nicht gemessen worden. Es scheint daher erwiesen, daß das Auftreten von Gegenspannungen irgendeiner Art nicht die Regel ist, sondern in der Art des Dielektrikum bedingt ist.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Rogowski, der die Anregung zu dieser Untersuchung gab und mir in jeder Weise seinen Rat zuteil werden ließ, spreche ich an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank aus.

---

# Messung von Ausschaltüberspannungen mit dem Kathodenoszillographen.

Von

G. Baust.

## I. Ziel der Arbeit.

Die starke Beanspruchung der Isolation der Maschinen- und Apparatewicklungen beim Abschalten mußte schon früh die Aufmerksamkeit auf die elektrischen Vorgänge gelenkt haben, die sich bei dieser Schalthandlung abspielen. Zunächst erklärte man sich das Auftreten von Überspannungen auf folgende Weise: Man setzte voraus, daß die Schalterbewegung unendlich schnell erfolgt. Im Schaltmoment verschwindet die magnetische Energie des Stromkreises und setzt sich in elektrische Energie um. Für den Fall des mit Induktivität und Kapazität behafteten Stromkreises wird  $\frac{1}{2} L \mathcal{I}^2 = \frac{1}{2} C_S U^2$ , wo  $C_S$  die Eigenkapazität des Stromkreises,  $L$  die Selbstinduktion,  $\mathcal{I}$  den Strom,  $U$  die Spannung bedeutet.  $C_S$  ist klein,  $U$  kann zu ganz beträchtlichen Werten ansteigen.

Dieser Ansatz konnte für die Praxis keine Bedeutung erlangen, da das Abschalten niemals in unendlich kurzer Zeit erfolgen kann und daher stets von einem Lichtbogen zwischen den Schalterelektroden begleitet wird, der für die entstehenden Überspannungen von ausschlaggebender Bedeutung ist. Er hatte somit nur Wert, indem er eine obere Grenze festlegt. Rüdénberg<sup>1</sup> hat eine tiefgehende Theorie entwickelt. Er setzt voraus, daß das Schaltmesser mit einer so großen Geschwindigkeit in seine Endstellung bewegt wird, daß die Zeit, die diese Bewegung einnimmt, gegen die Zeit des Lichtbogenvorganges vernachlässigt werden kann. Der Ausschaltvorgang vollzieht sich also in Rüdénbergs Betrachtungsweise an den ruhenden Schalterkontakten. Im ersten Moment liegt am Schalter die dem Arbeitsstrom und der Schalteröffnung entsprechende Lichtbogenspannung. Die Spannung am Schalter springt daher im ersten Moment auf diesen Wert, dann läuft sie unter Einfluß der Überschußspannung

$$\Delta u = L \frac{di}{dt} = (U_N - R \cdot i) - u_B \quad (1)$$

der Charakteristik entlang, bis die Löschspannung erreicht ist. In Gleichung (1) ist mit  $u_B$  die Bogenspannung, mit  $U_N$  die Netzspannung bezeichnet. Der prinzipielle Spannungsverlauf  $u = f(t)$  ist in Bild 1 eingezeichnet. Die Löschspannung ist nur

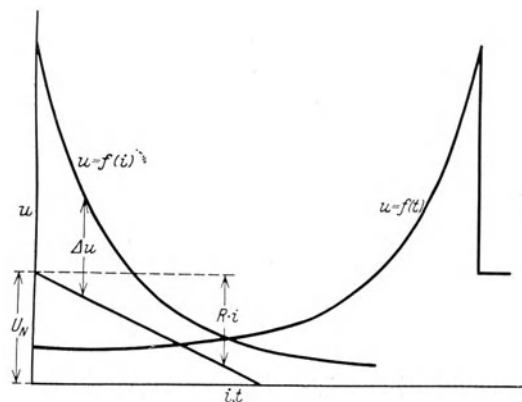


Bild 1. Theoretischer Verlauf der Ausschaltüberspannungen, abgeleitet aus der Lichtbogencharakteristik.

<sup>1</sup> Rüdénberg, Elektrische Schaltvorgänge, S. 182 ff. Auflage 1925.

abhängig vom Elektrodenmaterial und dem Abstand der beiden Elektroden. Die Ausschaltüberspannung kann daher nur von diesen letzteren beiden Faktoren beeinflußt werden. Größe des Widerstandes und der Induktivität des Stromkreises üben, was auf den ersten Blick höchst absonderlich erscheint, keinerlei Einfluß auf sie aus. Es ist daher nützlich, Theorie und Experiment miteinander zu vergleichen, was im folgenden geschehen soll.

## II. Die Versuchsanordnung.

Zur Aufzeichnung des Spannungsverlaufes wurde der im Elektrotechnischen Institut zu Aachen entwickelte Kathodenszillograph<sup>1</sup> mit einigen kleinen Abänderungen verwendet. Das Wesentliche hiervon bestand darin, daß das Glasentladungsröhr bis zur Anode durch ein Aluminiumröhr ersetzt wurde und daß die Anode selbst aus diesem Röhr bestand.

Da zur Untersuchung der Ausschaltüberspannungen die Oszillogramme quantitativ ausgewertet werden mußten, wurden öftere Eichungen der Apparatur vorgenommen. Zu diesem Zweck wurden mit 50 periodigem Wechselstrom von bekannter Spannungsamplitude Striche geschrieben, die ausgemessen wurden. Um Fehler in der Auswertung der Oszillogramme nach Möglichkeit zu vermeiden, wurde untersucht, inwieweit sich die Größe der Ablenkung zufolge der unvermeidlichen kleinen, momentanen Änderungen des Vakuums im Entladungsröhr und der Spannungsschwankung an der Primärseite des Hochspannungstransformators, mit dem die Anodenspannung der Röhre erzeugt wurde, änderte. Die Unterschiede in den Größen der Ablenkung des Strahles waren innerhalb der Grenze von  $\pm 2,5\%$ , in denen diese Abweichungen in Betracht kamen, mit genügender Genauigkeit den Änderungen der Primärspannung des Transformators direkt proportional. Die Beeinflussung der Ablenkgrößen durch das Vakuum des Entladungsröhres machte sich innerhalb der Grenzen des Arbeitsvakuums — es wurde durchgehend mit sehr hartem Vakuum gearbeitet — nicht bemerkbar. Primärspannung und der dem Vakuum des Entladungsröhres entsprechende Anodenstrom der Röhre wurden dauernd beobachtet. Das Luftenlaßventil der als Hauptpumpe verwendeten Gaedeschen Diffusionspumpe konnte zur Einstellung eines bestimmten Anodenstromes durch einen Fortschaltmechanismus fein reguliert werden.

## III. Messungen.

### a) Schalter.

Der Schalter, mit dem die Messungen vorgenommen wurden, mußte entsprechend den Rüdtenbergschen Annahmen der Bedingung genügen, daß sein beweglicher Kontakt zur Ruhe gekommen ist, bevor der Lichtbogen abreißt, d. h. der eigentliche Ausschaltvorgang beendet ist. Es war dann erreicht, daß die Voraussetzungen der Theorie im letzten Teile des Vorganges erfüllt waren. Ein einpoliger Siemens & Halske-Schalter 25 Amp., 500 Volt mit Messingkontakten wurde zweckentsprechend umgebaut. Bild 2 zeigt die Konstruktion. Der Handgriff des Schalters wird in senkrechter Lage festgehalten, der Schaltmesser wird durch den Hebel 1 in der eingeschalteten Stellung festgehalten. Nach Herunterziehen dieses Hebels bewegt sich der Schaltmesser unter dem Zug der kräftigen Stahlfeder 2. Die Begrenzung der Schaltöffnung geschieht durch einen Stift 3, der zum Auffangen des harten Schlages mit Gummi überzogen wurde. Der Begrenzungsstift ist durch zwei Löcher in den Eisenblechen 4 hindurchgesteckt, die auf jeder Seite des Schalters angebracht sind<sup>2</sup>. Die Schalterkontakte wurden zu jeder Messung poliert und sorgfältig von jeder anderweitigen Verschmutzung gereinigt.

<sup>1</sup> Rogowski, Flegler, Tamm, Arch. f. Elektrot., Bd. 18, S. 513, 1927.

<sup>2</sup> Das vordere Blech ist in der Zeichnung weggelassen.

Die zeitliche Verknüpfung von Zeit und Schwingungsablenkung geschah auf mechanischem Wege. Die konstruktive Ausführung ist in Bild 2a wiedergegeben. Durch den Hebel 1 wird die Bewegung der Welle 2 von der des Schaltmessers abhängig gemacht. Die Grobeinstellung zur Schließung des Kontaktes: Stift 6 — Hg wurde durch die Schraube 5 vorgenommen, die Feineinstellung durch den Stift 6 selbst, der zu diesem Zwecke Gewinde trug. Der Hebel 4 wurde durch den Anschlag 7 in seiner Endstellung gehalten, während der Schalter und mit ihm das Hebelstück 8 sich weiter bewegen konnten, bis der Schalter an den Begrenzungstift anschlug.

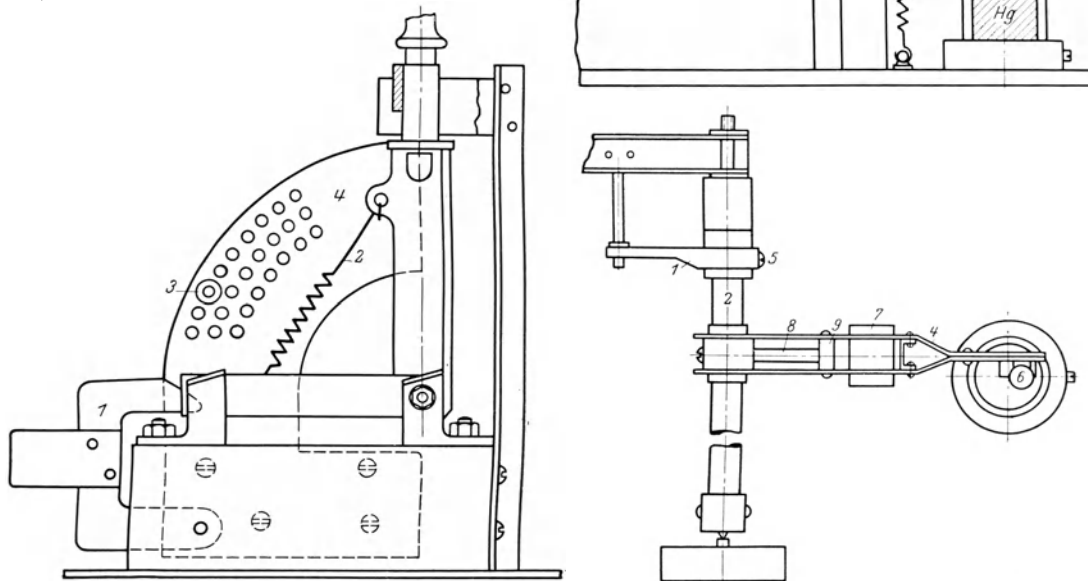


Bild 2. Konstruktive Durchbildung des Versuchsschalters.

Bild 2a. Konstruktion zur zeitlichen Verknüpfung von Zeit- und Schwingungsablenkung.

Als Vorversuch mußte nachgemessen werden, inwieweit die Voraussetzungen der Theorie von diesem Schalter erfüllt waren. Zu diesem Zwecke wurde der Begrenzungstift 3 in Bild 2 mit einem Geflecht aus Kupferdraht überzogen, das mit dem festen Schalterkontakt verbunden war. Schlug nun das Schaltmesser gegen den Begrenzungstift an, so wurde der eben geöffnete Stromkreis wieder geschlossen, die Spannung am Schalter bricht zusammen. Es konnte hierdurch die Zeit gemessen werden, die der Schalter braucht, um in seine Ruhestellung zu gelangen. Diese Schaltung ist in dem Schema der Versuchsschaltung, Bild 3, durch die gestrichelten Linien angedeutet. Bild 4 und 5 geben die dabei erhaltenen Oszillogramme zusammen mit gewöhnlichen Ausschaltkurven wieder. In beiden Bildern erreicht der Schalter nach  $4,8 \times 10^{-3}$  sec seine Ruhestellung. Im ersten Bilde brennt der Lichtbogen noch, nachdem der Schalterkontakt zur Ruhe gekommen ist. Der Ausschaltvorgang ist erst nach weiteren  $1,34 \times 10^{-3}$  sec beendet. Im zweiten Bilde sind die Voraussetzungen der Rüdberg'schen Theorie nicht mehr erfüllt. Der Ausschaltvorgang ist schon  $6,5 \times 10^{-4}$  sec früher zu

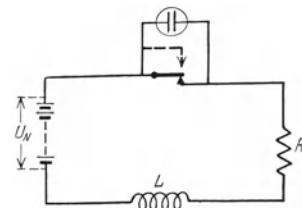


Bild 3. Schaltschema des Versuchskreises.

Ende, als der Schalter seine Ruhestellung erreicht. Die in beiden Oszillogrammen wiedergegebenen Ausschaltkurven weichen in ihrer Form insofern von der theoretischen Kurve ab, als der Spannungsprung am Anfang des Ausschaltvorganges in-

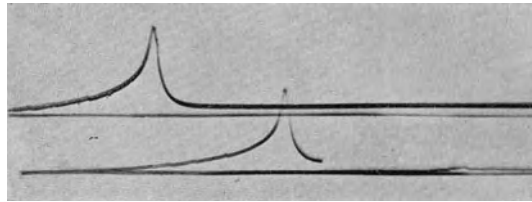


Bild 4. Spannungsanstieg an den Klemmen eines einpoligen S & H-Schalters 25 Amp., 500 Volt· $\mathcal{F} = 9$  Amp.,  $U_N = 110$  Volt,  $F = 0,97$  H,  $l = 50$  mm. Spannungsmaßstab: 1 mm = 90 Volt, Zeitmaßstab: 1 mm =  $1,34 \cdot 10^{-4}$  sec.

Die Bedeutung der unteren Kurven geht aus dem Text hervor.

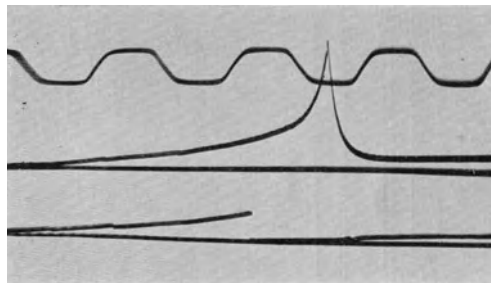


Bild 5. Dasselbe wie Bild 4.  $\mathcal{F} = 2,5$  Amp.,  $L = 1,36$  Henry,  $U_N = 110$  Volt. Spannungsmaßstab: 1 mm = 90 Volt, Zeitmaßstab: 1 mm =  $1,32 \cdot 10^{-4}$  sec.

folge der endlichen Geschwindigkeit des Schaltermessers fehlt. Der Schalter bewegt sich bis zum Erreichen der Ruhestellung auf einer mittleren Charakteristik, danach brennt der Lichtbogen auf der Charakteristik, für die die theoretischen Betrachtungen gelten.

## b) Meßergebnisse.

### 1. Meßreihe.

Zunächst wurde das Verhalten des Schalters bei konstant gehaltenem Strom, konstanter Schaltöffnung und veränderlicher Induktivität untersucht. Die dabei

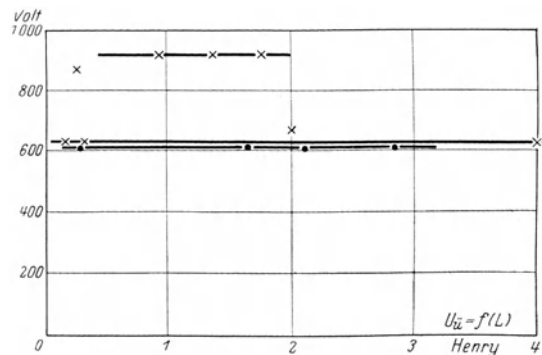


Bild 6. Ausschaltüberspannung in Abhängigkeit von der Induktivität des Stromkreises.

gefundenen Ergebnisse gibt Bild 6 wieder. Die dort eingezeichneten Werte sind besonders für höhere Induktivitäten Mittelwerte aus mehreren Messungen.

## Kurve I.

Messing gegen Messing.

$U_N = 220$  Volt,  $\mathcal{I} = 9$  Amp.,  $l = 32$  mm, wobei mit  $l$  die Schaltöffnung bezeichnet ist, gemessen von der Mitte des festen bis zum vorderen Ende des beweglichen Kontaktes.  $U_{\ddot{u}} = 910$  Volt.

## Kurve II.

Messing gegen Messing.  $\mathcal{I} = 2,6$  Amp.,  $U_N = 110$  Volt,  $l = 5$  mm.  $U_{\ddot{u}} = 630$  Volt.

## Kurve III.

Kupfer gegen Kupfer.  $\mathcal{I} = 5$  Amp.,  $U_N = 110$  Volt,  $l = 20$  mm. Diese Werte liegen 20% tiefer als bei Messing gegen Messing.  $U_{\ddot{u}} = 610$  Volt.

## 2. Meßreihe.

Es wurden die Überspannungen  $U_{\ddot{u}}$  als Funktion der Schaltöffnung  $l$  gemessen. Bei konstanter Induktivität und dem Strom als Parameter. Die Meßergebnisse sind in Bild 7 zu Kurven vereinigt.

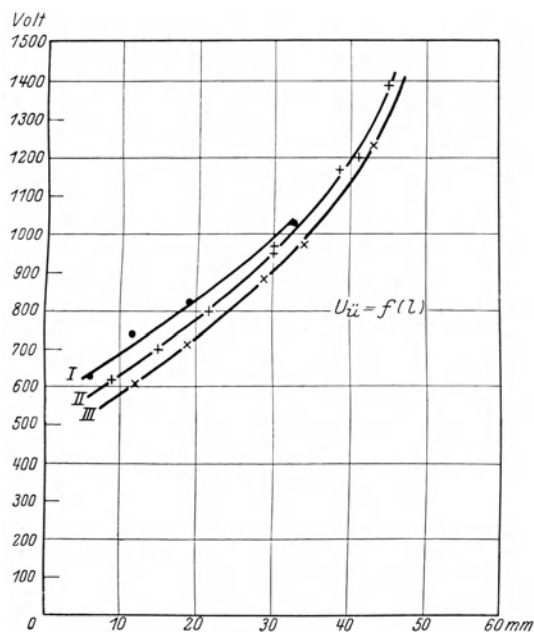


Bild 7. Abhängigkeit der Ausschaltüberspannungen von der Öffnungsweite des Schalters.

Zusammenfassend ist aus den Kurven der Bilder 6 und 7 das folgende zu entnehmen: Die Höhe der Schaltüberspannungen  $U_{\ddot{u}}$  werden von der Größe der Induktivität in voller Übereinstimmung mit der Rüdénbergschen Theorie in keiner Weise beeinflusst. Die Größe der abgeschalteten Spannung übt keinen Einfluß auf die Höhe der Überspannungen aus. Der in Kurve I, Bild 6, gemessene Überspannungswert stimmt mit dem bei  $U_N = 110$  Volt und sonst gleichen Verhältnissen gemessenen des Bildes 8 überein.

Weiterhin zeigt der Vergleich der Kurven II und III, daß mit abnehmender Stromstärke die Überspannungen zunehmen. Bei einer Verminderung der Stromstärke von 9 auf 5 Amp. nehmen die Ausschaltspannungen bei kleinen Schaltöffnungen

um 13% (1 = 10 mm), bei großen Schaltöffnungen um 6,6% (1 = 42,5 mm) zu. Diese Abweichungen liegen weit oberhalb der Streuung der einzelnen Meßwerte. Um diese Erscheinung zu erklären, soll zunächst betrachtet werden, wie die Ausschaltzeit sich verhält, falls der Arbeitsstrom verkleinert wird. Sie errechnet sich nach Rüdenberg aus der Gleichung:

$$L = \frac{di}{dt} + u_B + R \cdot i = U_N, \tag{2}$$

$$t = \int L \frac{di}{\Delta u}. \tag{3}$$

Wird nun der Strom durch Vergrößerung des Widerstandes  $R$  (Bild 3) herunterreguliert, so wird die Neigung der Widerstandsgeraden (Bild 1) eine größere. Der für

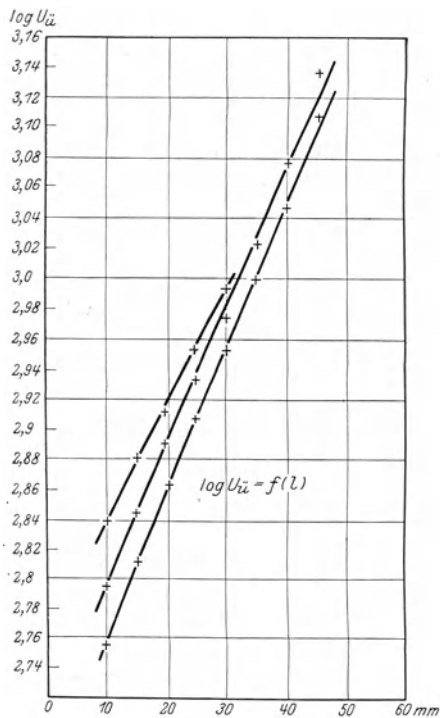


Bild 8.  
Der Logarithmus der Überspannung  
als Funktion der Schaltöffnung.

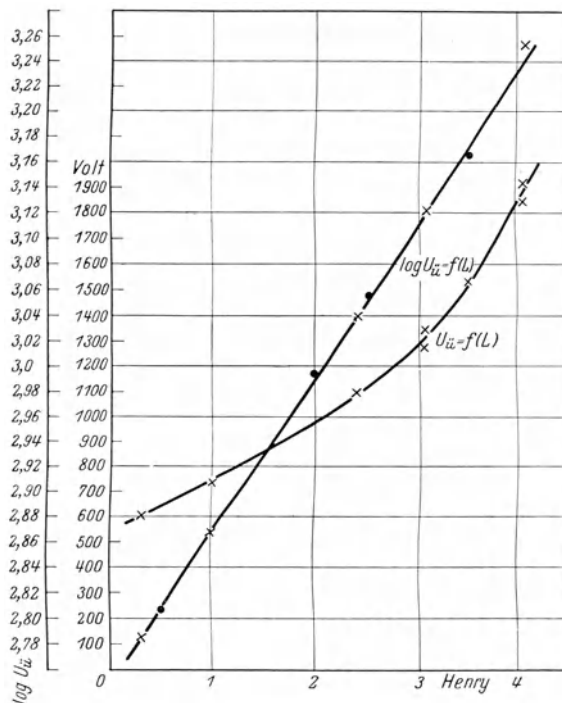


Bild 9. Die Überspannungen und deren Logarithmen  
als Funktion der Induktivität des Stromkreises im  
praktisch vorkommenden Falle des Ausschaltens.

die Ausschaltzeit maßgebende reziproke Wert der Überschußspannung  $\Delta u$  ist schon zu Beginn des Ausschaltens kleiner und behält während des ganzen Ausschaltvorganges kleinere Werte bei. Erst am Ende des Ausschaltvorganges hat  $1/\Delta u$  für alle Stromwerte dieselbe Größe. Es wird also mit abnehmendem Strom die Ausschaltzeit abnehmen, die Zeit, während der die Kontakte erwärmt werden, wird verkürzt. Hinzu kommt noch, daß die Schaltarbeit, die sich ja vor allem in Wärme an den Schaltkontakten umsetzt, bei kleinerem Strom geringer geworden ist. Die bei Metallelektroden überwiegend thermische Elektronenemission<sup>1</sup> an der Kathode des Lichtbogens nimmt ab. Die Lichtbogen­spannung für gleiche Momentanwerte des Stromes und hauptsächlich die Lös­chspannung muß ansteigen.

In Bild 8 ist der Logarithmus der Meßwerte von Bild 7 als Funktion der Schaltöffnung aufgetragen. Die Punkte liegen besonders für kleine Schaltöffnungen sehr gut auf einer Geraden.

<sup>1</sup> Compton, Journ. A. J. E. E. XLVI, S. 1192.

Im praktischen Falle wird der eigentliche Ausschaltvorgang fast stets zu Ende sein, bevor der bewegliche Schalterkontakt zur Ruhe gekommen ist. Experimentell wurden diese Verhältnisse untersucht für eine Stromstärke von 2,5 Amp. und eine mittlere Schaltgeschwindigkeit von 100 cm/sec. Während somit bei raschem Schalten (ruhender Schalter) die Überspannung unabhängig von der Induktivität ist, erweist sie sich beim bewegten Schalter etwas abhängig von der Induktivität. Die Ergebnisse zeigt Bild 9. Auch die hier gefundene Kurve gehorcht einem Exponentialgesetz, wie die Auftragung von  $\log U_{\bar{u}} = F(L)$  beweist.

#### IV. Untersuchung von selbsttätigen Überstromschaltern mit Blasmagneten.

Untersucht wurden 2 Typen: ein Voigt & Haeffner und ein AEG-Kleinautomat. Die Anordnung der Kontakte im Blaufeld ist im Prinzip in Bild 10 für den AEG-Schalter und in Bild 11 für den Voigt & Haeffner-Schalter wiedergegeben.

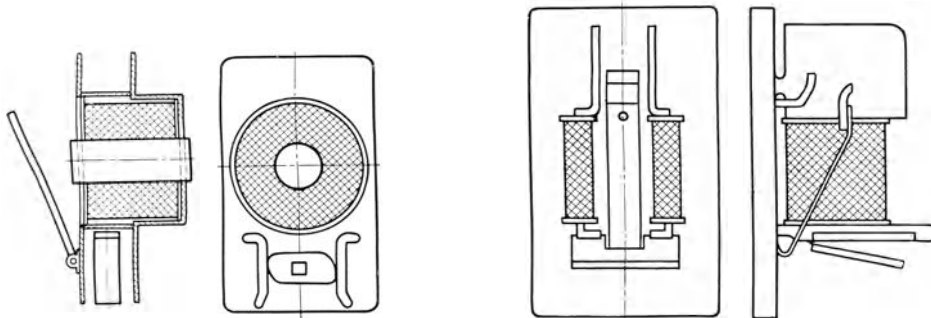


Bild 10. Prinzipielle Anordnung der Kontakte im Blaufeld beim AEG-Kleinautomaten. Bild 11. Dasselbe wie Bild 10 beim Voigt u. Haeffner-Kleinautomaten.

Die beiden Schalter unterscheiden sich im wesentlichen durch die Größe ihres Blaufeldes: das des AEG-Schalters ist um ein Mehrfaches größer als das des Voigt & Haeffner-Schalters. Das Schaltbild zu den Untersuchungen zeigt Bild 12. Durch den Relaiskontakt  $n$  wird der Versuchskreis kurz geschlossen. Die Widerstände  $R_1$ ,  $R_2$  und  $R_3$ , sowie die Drossel  $D$  dienen dazu, die Einschaltung des Zeitkreises zeitlich gegen die des Versuchskreises zu verschieben, so daß die Spannungskurve des Ausschaltvorganges vollkommen auf dem Leuchtschirm erschien.

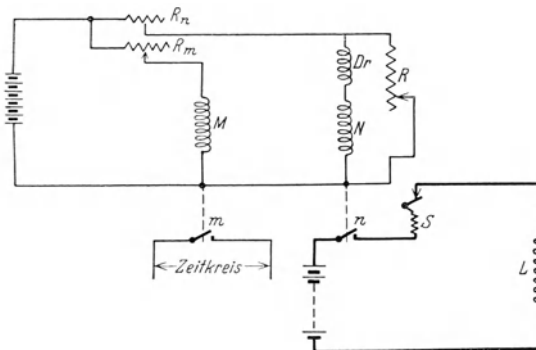


Bild 12. Schaltbild zu den Untersuchungen der selbsttätigen Ausschalter.

Vom Voigt & Haeffner-Überstromschalter wurden zwei Ausführungen untersucht, eine für 6 Amp., 250 Volt und eine für 10 Amp., 250 Volt. Bei dem 6 Amp.-Schalter bewegen sich die Überspannungen von einer Induktivität von  $L = 1,3$  Henry an in den Grenzen von 1000—1500 Volt. Die obere Grenze dieser Spannung wird



nur bei etwa einem Zehntel der sämtlichen Ausschaltversuche erreicht. Eine Vergrößerung der Induktivität über den obigen Wert hinaus hat keine Erhöhung der Ausschaltspannungen mehr zur Folge. Die Induktivität, bei der die Überspannungen einen konstanten Wert erreichen, ist diejenige, bei der die Ausschaltzeit so groß geworden ist, daß der Lichtbogen noch an den zur Ruhe gekommenen Schalterkontakten ansetzt und dort erst seine Löschespannung erreicht. Die Untersuchungen des 6 Amp.-Schalters bei 220 Volt und des 10 Amp.-Schalters bei 110 und 120 ergab keine Vergrößerung der Überspannungen. Die Grenzüberspannung wird bei dem letzteren Schalter schon bei kleinerer Induktivität erreicht. Die Ursache für die ziemlichen

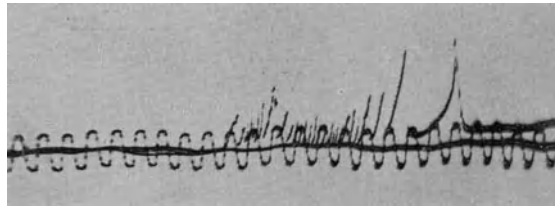


Bild 13. Spannungsverlauf beim Abschalten mit einem 6-Amp.-Voigt u. Haefner-Kleinautomaten.  
 $U_N = 220$  Volt,  $L = 1,8$  Henry.  
 Spannungsmaßstab: 1 mm = 90 Volt, Zeitmaßstab: 1 mm =  $5,5 \cdot 10^{-4}$  sec.

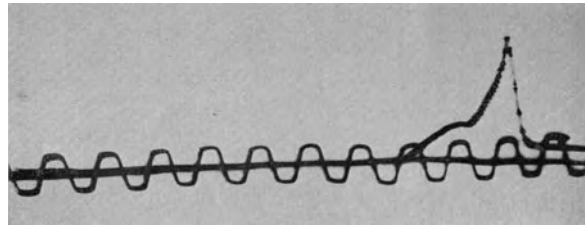


Bild 14. Spannungsverlauf beim Abschalten mit 6-Amp.-Voigt u. Häffner-Kleinautomaten.  
 $U_N = 110$  Volt.  $L = 2,0$  Henry.  
 Spannungsmaßstab: 1 mm = 90 Volt. Zeitmaßstab: 1 mm =  $3,18 \cdot 10^{-4}$  sec.

Schwankungen in der Höhe der Ausschaltspannung sind in der Art des Spannungsanstieges zu suchen. Stark flackernde Spannungsanstiege mit zahlreichen Neuzündungen (Bild 13), die besonders bei größerer Induktivität häufig auftreten, ergeben im allgemeinen niedrigere Überspannungen als solche mit glattem Spannungsanstieg (Bild 14). Bei flackerndem Spannungsanstieg wird der Ausschaltvorgang zeitlich stark verlängert, die Wärmekapazität des Schalters wird stärker aufgeladen; die Löschespannung dadurch herabgesetzt.

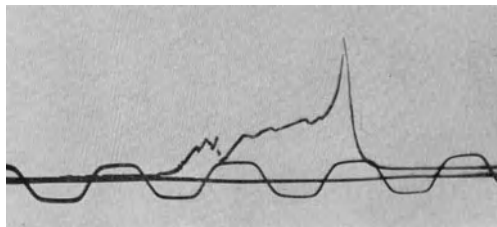


Bild 15. Spannungsverlauf beim Abschalten mit einem 6-Amp.-AEG.-Kleinautomat.  
 $U_N = 110$  Volt.  $L = 0,6$  Henry.  
 Spannungsmaßstab: 1 mm = 84,5 Volt. Zeitmaßstab: 1 mm =  $1,6 \cdot 10^{-4}$  sec.

Prinzipiell dieselben Ergebnisse liefert die Untersuchung des AEG-Kleinautomaten (6 Amp., 500 Volt). Bild 15 und 16 geben die Ausschaltkurven wieder. Hierbei erreicht die Grenzüberspannung einen höheren Wert. Sie liegt bei  $U_N = 110$  zwischen 1300 und 2400 Volt. Bei  $U_N = 220$  ergeben sich höhere Spannungsanstiege bis zu 2700 Volt. Die bei höheren Netzspannungen auftretenden Überspannungen liegen

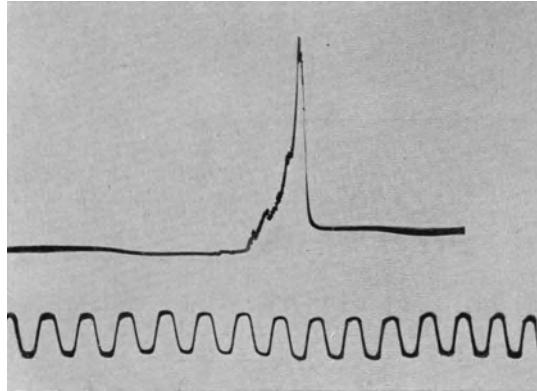


Bild 16. Spannungsverlauf beim Abschalten mit einem 6-Amp.-AEG-Kleinautomaten.  
 $U_N = 220$  Volt.  $L = 1,8$  Henry.  
 Spannungsmaßstab: 1 mm = 84,5 Volt. Zeitmaßstab: 1 mm =  $4,7 \cdot 10^{-4}$  sec.

etwas höher, da der Strom in der Zeit, die der Schalter zum Ansprechen benötigt, zu höheren Werten ansteigt und infolgedessen eine intensivere Blaswirkung ausübt.

## V. Untersuchung von Schmelzsicherungen.

Hierzu wurden zwei handelsübliche Typen untersucht, eine *S-H*-Sicherung, bei der der Schmelzdraht in einem Porzellankanal in Luft geführt ist und Diazed-Patronen, bei denen der Schmelzdraht in Sand eingebettet ist. Die Versuchsschaltung ist dieselbe wie Bild 14 mit dem Unterschiede, daß an die Stelle des automatischen Schalters *S* die Schmelzsicherung getreten war.

### 1. *S-H*-Sicherungen.

Es wurden 6 Amp.- und 10 Amp.-Sicherungen bei einer Netzspannung von 110 Volt untersucht. Die Resultate sind prinzipiell dieselben wie oben bei der letzten

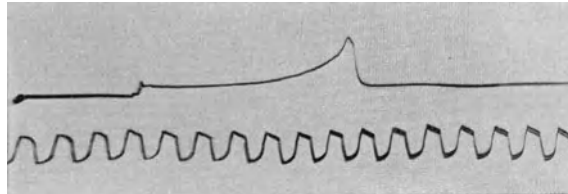


Bild 17. Spannungsverlauf beim Durchbrennen einer 6-Amp.-SH-Sicherung.  
 $U_N = 110$ .  $L = 0,8$  Henry.  
 Spannungsmaßstab: 1 mm = 84 Volt. Zeitmaßstab: 1 mm =  $4,3 \cdot 10^{-4}$  sec.

Untersuchung. Von einem bestimmten Induktivitätswert an bleiben die Überspannungen auch für zunehmende Induktivität konstant. Sie bewegen sich zwischen 1000 und 1100 Volt sowohl für die 6 Amp.- als auch für die 10 Amp.-Sicherungen. Bild 17 gibt die Ausschaltkurve wieder. Sie zeigt regelmäßig im Anfang einen kleinen

Spannungsprung, der mit dem Verdampfen des Schmelzdrahtes identisch ist. Die Zeit, die dieser Spannungsprung einnimmt, ist durchschnittlich  $4,10^{-4}$  sec. Das Durchbrennen von Kupferdrähten in freier Luft ergab dieselbe Zeit ( $3,8 \cdot 10^{-4}$ ). In Luft steigen die heißen Metaldämpfe rasch in die Höhe, während sie hier im Porzellankanal den Lichtbogen weiter aufrecht erhalten.

## 2. Diazed-Patronen.

Bild 18, 19, 20 geben den Spannungsverlauf beim Durchbrennen dieser Sicherungen wieder. Es treten durchweg zwei Spitzen auf, von denen die erste in nur wenigen

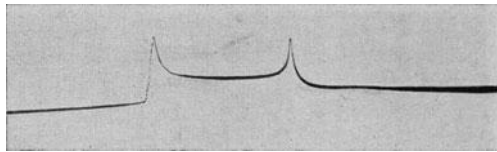


Bild 18. Spannungsverlauf beim Durchbrennen einer 6-Amp.-Diazed-Patrone.  
 $U_N = 110$  Volt.  $L = 0,08$  Henry.  
 Spannungsmaßstab: 1 mm = 84 Volt. Zeitmaßstab: 1 mm =  $2,7 \cdot 10^{-4}$  sec.

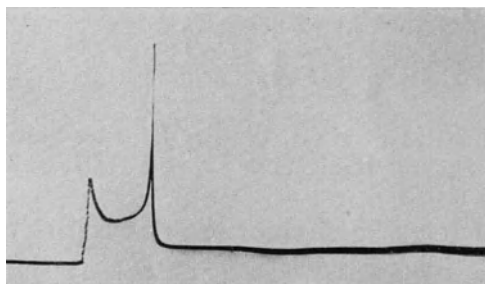


Bild 19. Dasselbe wie Bild 18. 6-Amp.-Diazed-Patrone.  
 $U_N = 110$  Volt.  $L = 2,32$  Henry.  
 Spannungsmaßstab: 1 mm = 84,5 Volt. Zeitmaßstab: 1 mm =  $5,1 \cdot 10^{-4}$  sec.

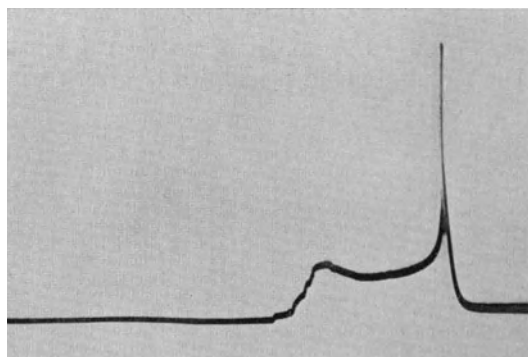


Bild 20. Dasselbe wie Bild 18. 6-Amp.-Diazed-Patrone.  
 $U_N = 220$  Volt.  $L = 1,3$  Henry.  
 Spannungsmaßstab: 1 mm = 79 Volt. Zeitmaßstab: 1 mm =  $2,5 \cdot 10^{-4}$  sec.

Fällen (Bild 20) nicht stark ausgeprägt ist. Die Vorgänge beim Durchbrennen einer solchen Patrone wurden aus einem mit dem Siemens-Blondel-Oszillographen aufgenommenen Strom-Spannungs-Oszillogramm (Bild 21 und 22) ermittelt. Besonders

das Spannungs-Oszillogramm in Bild 22 zeigt gegen Ende des Ausschaltvorganges Verzerrungen, da eine Schleife mit genügend hoher Eigenfrequenz nicht zur Verfügung stand (Eigenfrequenz der verwendeten Schleife 2700 Per/sec). Die Stromkurve zeigt diese Verzerrungen nur am Ende des Vorganges in geringem Maße, die Eigenfrequenz

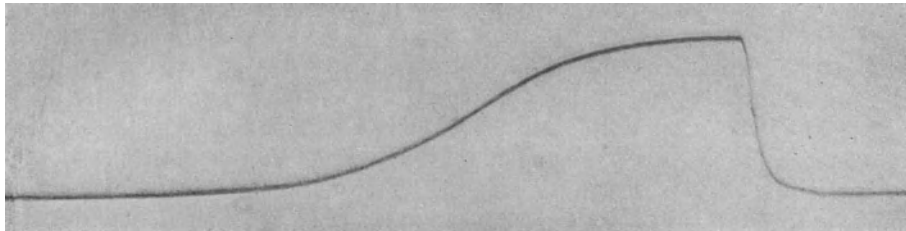


Bild 21. Stromanstieg beim Durchbrennen einer 6-Amp.-Diazed-Patrone.  
 $U_N = 110$  Volt.

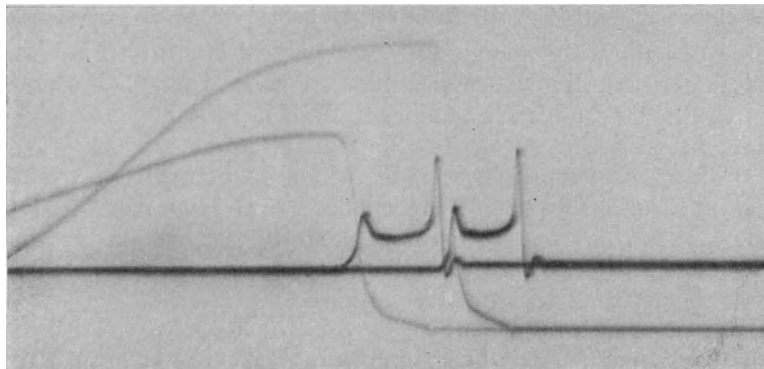


Bild 22. Strom- und Spannungsanstieg beim Durchbrennen einer 6-Amp.-Diazed-Patrone.  
 $U_N = 110$  Volt. Strommaßstab: 1 mm = 1,46 Amp.  
Spannungsmaßstab: 1 mm = 190 Volt. Zeitmaßstab: 1 mm =  $2,5 \cdot 10^{-4}$  sec.

der verwendeten Schleife war höher, sie betrug 10000 Per/sec. Bild 23 gibt die Strom-Spannungscharakteristik des Vorganges wieder. In Gebiet I und III liegt ein reiner Lichtbogenvorgang vor. Im Gebiet II besitzt die Charakteristik ein positives Stück.

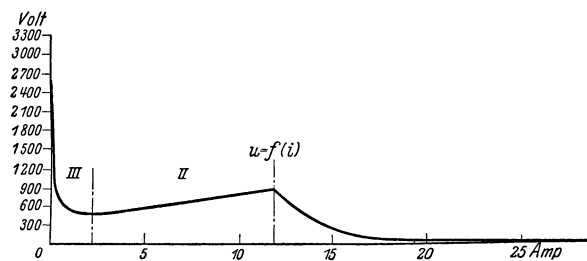


Bild 23. Strom-Spannungscharakteristik des Abschaltvorganges beim Durchbrennen der Diazedpatronen.

Beim Durchbrennen der Sicherung wird zunächst der Schmelzdraht, der in Sand eingebettet ist, während des ersten Lichtbogenvorganges verdampfen. Dieser Dampf schlägt sich an den kalten Körnern der Sandeinbettung nieder, metallisiert diese und stellt nochmals eine leitende Verbindung mit einem Widerstand von der Größenordnung

von 100 Ohm her. Diese metallische Brücke erwärmt sich wieder und wird durch einen zweiten Lichtbogenvorgang zerstört, dem bei der 6 Amp.-Patrone eine meist ziemlich hohe Spannungspitze entspricht.

Untersucht wurden 6, 10 und 15 Amp.-Patronen. Auch hier zeigt sich, daß von einer gewissen Induktivität an die Überspannungen konstante Werte beibehalten. Die Grenzinduktivität liegt bei 6 Amp.-Patronen zwischen 0,3 und 0,65 Henry. Bei 10 und 15 Amp.-Patronen treten schon von 0,15 Henry die Grenzüberspannungen auf. Die gemessenen Überspannungen liegen bei den 6 Amp.-Patronen bei 2600 Volt. In der ganzen Meßreihe wurde eine einzige Überspannung gemessen, die bedeutend höher lag, sie betrug 3300 Volt. Bei den 10 und 15 Amp.-Patronen liegen die Überspannungen tiefer. Die Grenzüberspannung war 1200 Volt im Mittel. Bemerkenswerte Abweichungen von diesen Werten zu höheren Spannungen wurden nicht gemessen. Der Unterschied dieser Grenzüberspannungen gegenüber denen der 6 Amp.-Patronen rührt daher, daß in den Patronen für höhere Stromstärke die Verdampfungs- und die Erwärmungsverhältnisse, besonders des umgebenden Sandes, durch Parallelführen mehrerer Drähte in der Patrone stark geändert sind.

### **Zusammenfassung.**

Es wurde die Schaltüberspannung in vorwiegend induktiven Kreisen gemessen, falls der eigentliche Schaltvorgang sich an den ruhenden Schalterkontakten vollzieht, ist die Größe der Induktivität ohne Einfluß auf die Höhe der Ausschaltspannung. Mit wachsender Öffnungsweite des Schalters nehmen die Überspannungen zu, sie folgen einem Exponentialgesetz, bleiben aber in mäßigen Grenzen. Sie erreichen bei einer Schaltöffnung von 45 mm höchstens 1400 Volt an einem Schalter mit Messingkontakten.

Reißt der Lichtbogen am bewegten Schalter ab, so nehmen die Überspannungen mit wachsender Induktivität etwas zu.

Die Untersuchung von selbsttätigen Ausschaltapparaten und Schmelzsicherungen ergab eine Zunahme der Überspannungen bis zu einem gewissen Induktivitätswert, oberhalb dessen die Überspannungen bei Vergrößerungen der Induktivität keinen höheren Wert mehr erreichen. Sie liegen bei den Diazedpatronen und dem AEG-Kleinautomaten am höchsten, erreichen bei beiden Höhen bis zu 2700 Volt.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden auf Veranlassung von Herrn Prof. Dr.-Ing. Rogowski durchgeführt, dem ich für seine zahlreichen Anregungen zu Dank verpflichtet bin. Auch der Gesellschaft von Freunden der Aachener Hochschule sei an dieser Stelle Dank gesagt für die Unterstützung der Arbeit.

---

# Spulen, Wanderwellen und Kathodenszillograph.

Von

H. Jacobs.

## 1. Ziel.

Das Verhalten, das Spulen gegenüber Wanderwellen zeigen, ist noch immer nicht befriedigend geklärt. Rogowski, Flegler, Tamm<sup>1</sup> haben vor kurzem einige besondere Schwebungs-(Resonanz)erscheinungen mit dem Kathodenszillographen aufgedeckt, die sich ergeben, wenn Wanderwellen (gedämpfter Wellenzug) auf eine Spule fallen. Sodann hat Rogowski<sup>2</sup> Spulen Sprungwellen (plötzlich einsetzende Spannungen) ausgesetzt, und in höchst einfacher Weise die sich dann ergebenden Spulenschwingungen mit dem gleichen Hilfsmittel aufgezeichnet und mit seiner bekannten Spulentheorie<sup>3</sup> verglichen. Die vorliegende Arbeit bringt weitere experimentelle Ergebnisse und will so unsere Kenntnisse vervollständigen.

## 2. Die untersuchten Spulen.

In der vorliegenden Arbeit werden, abgesehen von einer Reihe von Messungen an Transformatorensulen, nur einlagige Spulen untersucht.

Die zuerst untersuchte Spule war auf einem Hartpapierzylinder mit 3 mm Wandstärke aufgewickelt und hatte folgende Abmessungen:

Drahtlänge . . . . .	= 182 m
Windungszahl $w$ . . . . .	= 280
Spulendurchmesser . . . . .	= 270 mm
Spulenhöhe . . . . .	= 550 „
Drahtdurchmesser . . . . .	= 1,9 „ umspinnen, = 1,7 „ nackt.

Angezapft wurde die Spule nach je 20 Windungen. In genügender Unterteilung konnten hier die Spulenspannungen abgegriffen werden.

Im Laufe der Untersuchungen an verschiedenen Spulen stellte es sich als vorteilhaft heraus, durch weitere Unterteilung in Einzelspulen, Spulen beliebiger Windungszahlen aufbauen zu können.

Die Abmessungen dieser Spulengruppe waren folgende:

Windungszahl	Draht in m	Spulendurchmesser in mm	Unterteilt in	Drahtdurchmesser in mm	Spulenhöhe mm
700	480	218	14 Gruppen je 50 Windungen	0,9 (0,7)	693
300	205,5	218	6 „ „ 50 „	0,8 (0,55)	265
200	129	207	4 „ „ 50 „	0,8 (0,55)	172
50	32,2	207	1 Gruppe „ 50 „	0,8 (0,55)	42

Von der letzten Sorte von 50 Windungen wurden 12 Einzelspulen hergestellt. Die Gesamtwindungszahl einer Spule konnte durch Auf- bzw. Absetzen neuer Einzelspulen leicht verändert werden. Das nebenstehende Bild 1 zeigt diese Spulen. Man

<sup>1</sup> Rogowski, Flegler, Tamm, Arch. f. Elektrot., Bd. 18, S. 496.

<sup>2</sup> Rogowski, Arch. f. Elektrot., Bd. 20, S. 299.

<sup>3</sup> Rogowski, Arch. f. Elektrot., Bd. 7, S. 214.

sieht auch die Einzelspulen von je 50 Windungen. Die Unterteilung der Windungen in je 50 genügte, um die einzelnen Messungen genügend genau durchführen zu können.

Bei einer weiteren Spule war der Draht nicht direkt auf einem Hartpapierzylinder von 400 mm Durchmesser und 8 mm Wandstärke aufgewickelt, sondern auf 8 Glasröhren von etwa 20 mm Durchmesser, die auf dem Hartpapierzylinder regelmäßig verteilt und befestigt waren. Die fertige Wicklung lag an keiner Stelle auf dem Hart-



Bild 1. Spulen von 207 mm  $\varnothing$  mit verschiedenen Windungszahlen und Einzelspulen.

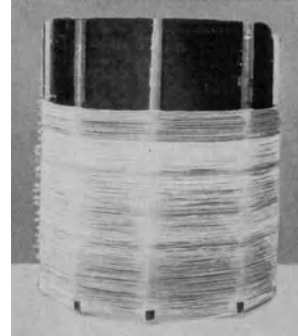


Bild 2. Spule von 445 mm  $\varnothing$ , 252 Windungen auf Glasröhren aufgewickelt.

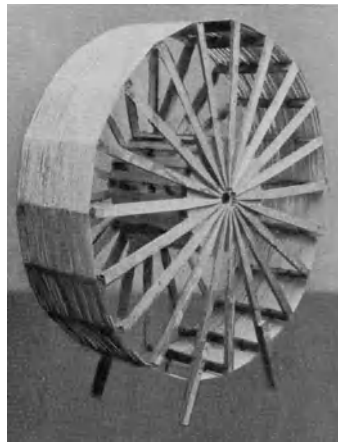


Bild 3. Spule von 1520 mm  $\varnothing$ , 295 Windungen. Die Wicklungen sind gegen das Holzgestell durch Glasstäbe isoliert.

papierzylinder auf. Aufgewickelt wurden 252 Windungen, entsprechend 260 m Kupferdraht von 1,5 (1,0) mm  $\varnothing$ . Bild 2 zeigt die Spule.

Das folgende Bild 3 gibt die Photographie einer Spule von 1520 mm  $\varnothing$  wieder. Der Spulenkörper besteht aus einem Holzgestell. Die Wicklung ist durch Glasstäbe gut gegen das Holz isoliert. Diese Spule erhielt zunächst nur 160 Windungen = 756 m Draht. Jede 10. Windung war angezapft. Nach Durchführung einer Untersuchung bei dieser Windungszahl wurde diese auf 295 = 1410 m Draht erhöht. Hierbei war auch jede 10. Windung angezapft. Die Spulenhöhe bei 295 Windungen betrug 490 mm, bei einem Drahtdurchmesser von 1,5 (1,25) mm. Bild 3 zeigt die Spule mit 295 Windungen.

Neben den beim Wickeln der Spulen vorgesehenen Anzapfungen war es im Bedarfsfalle leicht möglich, jeden gewünschten Wicklungspunkt anzuzapfen.

Außer den einlagigen Spulen wurde auch die Spannungsverteilung durch Sprungwellen an Transformatorspulen gemessen. Jede dieser Scheibenspulen besaß 162 Windungen, in 9 Lagen zu je 18 Windungen gewickelt. Gesamte Drahtlänge einer Spule 112 m, bei einem mittleren Windungsdurchmesser von 221 mm. Die Spulen waren für die Hochspannungswicklung eines Trafos für etwa 20 kV bestimmt. Die einzelnen Windungen waren nicht anzapfbar. Daher konnte nur immer die Spannung je Spule gemessen werden. Die Spulen wurden in liebenswürdiger Weise von den Deutschen Elektrizitätswerken vorm. Garbe, Lahmeyer & Co. zur Verfügung gestellt, der auch an dieser Stelle bester Dank ausgesprochen sei.

### 3. Versuchsanordnung.

Wie bereits bemerkt, ist das Ziel der vorliegenden Arbeit die Bestimmung der Spannungsverteilung an einlagigen Spulen, das Eindringen von Wellen mit steiler Stirn und die Umbildung der steilen Front.

Die Schaltung, in der alle Untersuchungen durchgeführt wurden, gibt Bild 4 wieder. Über ein Ventil  $V$  wurde durch einen Transformator und zwei Widerstände von je  $10^6$  Ohm (Silitstäbe) der als Gleichspannungsquelle dienende Kondensator  $C$

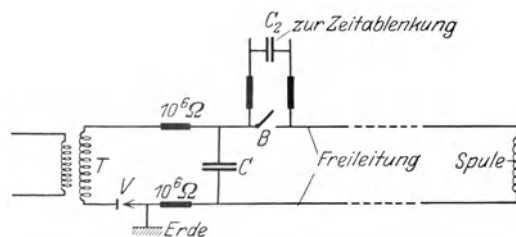


Bild 4. Grundsätzliche Schaltanordnung.

von  $0,75 \mu\text{Fd}$  aufgeladen. Die beiden Widerstände dienen zunächst zum Schutze des Transformators und Glühventils gegen Überlastung. Wie weitere Untersuchungen ergaben, bildeten sich durch die aus praktischen Gründen erfolgte Erdung des Ventils leicht in dem ganzen System Spule-Freileitung-Erde zusätzliche Schwingungen aus. Durch den Einbau der Widerstände konnten diese Schwingungen beseitigt werden.

Der Schalter bei  $B$  bestand aus einem Quecksilbernafp, in den ein Eisenstift schnell hineingestoßen wurde.

Die Freileitung war eine Doppelleitung aus 6 mm Rundkupfer. Aus Raum-mangel mußte sie auf dem Hofe in einer engen Schleife nahe an Gebäudemauern vorbeigeführt werden. Der Abstand der Freileitungsdrähte betrug 300 mm, die Höhe über dem Erdboden 2,5 m und die einfache Länge 90 m.

Die Gleichspannung des Kondensators  $C$  für die Auslösung der Wellen und Betätigung der Zeitablenkung betrug 3000 Volt.

Die Auslöseschaltung des Schalters  $B$  entspricht der im Arch. f. Elektrotechnik Bd. 18, S. 522 (Rogowski-Flegler-Tamm, Eine neue Bauart des Kathodenszillographen) gegebenen Beschreibung. Dort befindet sich auch ein genaues Schaltbild und eine Ansicht des Schalters.

Im Augenblick der Betätigung des Schalters  $B$  zog eine Spannungswelle in die Freileitung ein. War diese Freileitung am anderen Ende offen, so wurde die Spannung auf den doppelten Wert reflektiert. Mit doppelter Spannung läuft die Welle zum Schalter zurück usw. Die bekannte Rechteckschwingung entsteht. Legt man die Enden der Freileitung an die Ablenkplatten des Kathodenszillographen, so erhält man bei einmaliger Zeitablenkung die Rechteckschwingung Bild 5. Die



Frequenz dieser Schwingung ergibt sich bei der Länge unserer Freileitung von 90 m zu  $0,833 \cdot 10^6$  Per/sec. Die Sprungwelle nach Bild 6 erhält man durch Überbrückung des Freileitungsendes durch einen Ohmschen Widerstand von der Größe des Wellenwiderstandes der Freileitung.

Die Ohmschen Widerstände, wie sie auch zur Aufladung der Zeitkreiskondensatoren benutzt wurden, mußten praktisch induktionsfrei sein. Sie bestanden aus einem auf einer dünnen Glasröhre aufgewickelten 0,05 mm starken Manganindraht. Den an sie gestellten Forderungen erfüllten sie vollkommen.

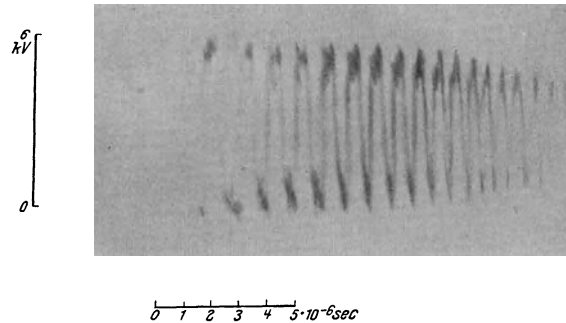


Bild 5. Einschalterschwingung (Wanderwelle) der am Ende offenen Freileitung von 90 m.

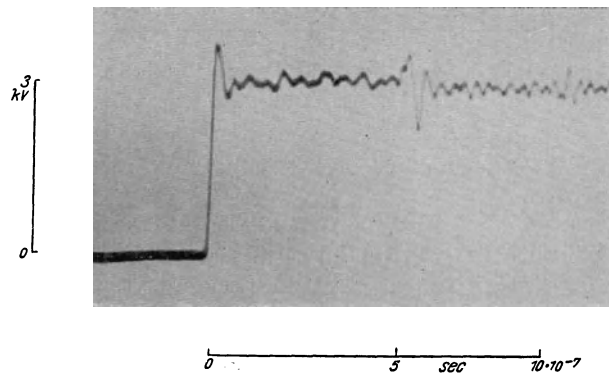


Bild 6. Sprungwelle. Das Ende der Freileitung ist mit einem Ohmschen Widerstande  $R = Z$  überbrückt.

Der benutzte Oszillograph entspricht der im Arch. f. Elektrotechnik Bd. 18, S. 514 von Rogowski-Flegler-Tamm angegebenen Bauart.

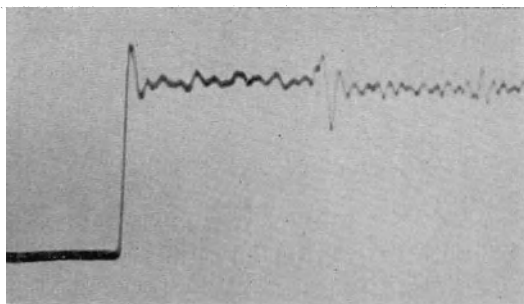
Der Kondensator  $C$ , Schaltung Bild 4, diente gleichzeitig auch als Spannungsquelle für die Zeitablenkung. Durch den Schalter  $B$  wurde sowohl Spannung an die Freileitung gelegt, als auch die Zeitablenkung betätigt. Die Änderung der Größe des Kondensators  $C_s$ , siehe Bild 4, oder der vorgeschalteten Widerstände ergab eine einfache Regelung der Zeitablenkungsgeschwindigkeit. Ein besonderes Augenmerk mußte auf die Aufladung der Zeitkreiskondensatoren gelegt werden, die den Zeitablenkplatten parallel liegen. Diese durfte nicht in Schwingungen vor sich gehen, da hierdurch ein unangenehmes Rückschreiben auftrat. In den meisten Fällen konnte eine aperiodische Aufladung erreicht werden. Zugleich mit der Zeitablenkung wurde auch die von Rogowski und Flegler zuerst angegebene Vorablenkung<sup>1</sup> eingeschaltet. Diese vermeidet eine Überstrahlung des Schwingungsanfanges.

<sup>1</sup> Rogowski, Flegler, Arch. f. Elektrot., Bd. 15, S. 299.

Die zeitliche Auswertung der Oszillogramme erfolgte durch die bekannte Frequenz der Rechteckschwingung.

#### 4. Bestimmung des Einflusses der Plattenkapazität.

Bevor an die eigentliche Untersuchung der Spulen herangegangen wurde, mußte festgestellt werden, ob durch die Kapazität der Ablenkplatten des Oszillographen, sie beträgt etwa 6—8 cm, nicht eine Beeinflussung des Schwingungszustandes der Spulen eintrat. Eine solche Prüfung ist bereits von Rogowski-Flegler-Tamm im Arch. f. Elektrotechnik Bd. 18, S. 479, beschrieben worden. Durch Parallelschalten von Kondensatoren zu den Schwingungsablenkplatten wurde deren Kapazität vergrößert. Schaltete man z. B. 20 cm parallel und verglich die jetzt erhaltene Rechteckwelle mit der ohne parallelgeschalteten Kondensator, so bildeten sich am Ende der wagerechten Balken Spitzen aus. Ein weiterer Einfluß wurde bei dieser schon ziemlich großen parallelgeschalteten Kapazität nicht festgestellt.



0 1 2  $3 \cdot 10^{-6} \text{sec}$

Bild 7. Rechteckschwingung und Spule von 1520 mm  $\varnothing$ . Spannung an der 60. bis 80. Windung.

Wenn nun auch die Hinzuschaltung der Kapazität bei der Rechteckwelle keinen großen Einfluß ausübte, so war es doch nicht zu übersehen, ob bei der geringen Spulenkapazität die Plattenkapazität die Messungen nicht verdarb.

Um dies genau festzustellen, wurden folgende Entkopplungsversuche gemacht.

Auf die Spule von 160 Windungen und 1520 mm  $\varnothing$  wurde die Rechteckschwingung der Freileitung geschaltet. Eine beliebige Spulengruppe, hier die von 60 bis 80 Windungen, wurde untersucht. Verband man die Anzapfungen mit den Ablenk-

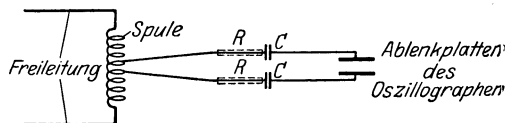
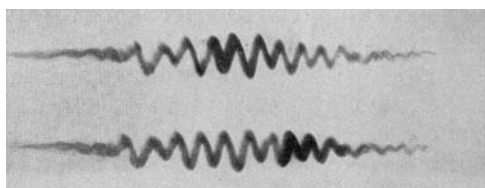


Bild 8. Schaltung zur Untersuchung des Einflusses der Kapazität der Ablenkplatten.

platten, so zeigt Bild 7 den aufgezeichneten Schwingungsvorgang. Jetzt wurde in die Zuleitungen zu den Ablenkplatten 2 Kondensatoren von je 5 cm, nach Schaltung Bild 8, eingebaut. Das folgende Bild 9 gibt jetzt den Spannungsverlauf wieder. (Zwei gleiche Aufnahmen übereinander.) Die Spannung ist auf rund den siebenten Teil abgesunken, die Frequenz und die Kurvenform hat sich aber nicht geändert. Um nun ganz sicher zu gehen, und um jeglichen Einfluß der Plattenkapazität auszuschalten, wurden in die Zuleitungen, in Bild 8 gestrichelt gezeichnet, noch Ohmscher Widerstand von insgesamt 50000 Ohm eingeschaltet. Wie Aufnahme Bild 10 zeigt, sinkt

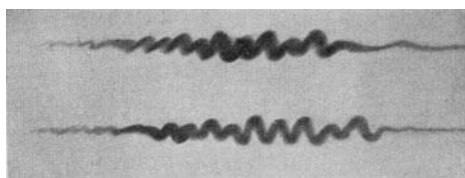
lediglich die Spannung auf rund die Hälfte des vorigen Wertes, die Frequenz aber und die Kurvenform ändert sich nicht.

Weitere Entkopplungsversuche, bei denen die eingeschaltete Kapazität 10 bzw. 20 cm betrug, ergaben ein entsprechendes Ergebnis. Die Plattenkapazität hat also auf den Schwingungsvorgang keinen merklichen Einfluß. Daher wurden bei den weiteren Messungen die Ablenkplatten sofort mit den Meßstellen verbunden.



0 1 2  $3 \cdot 10^{-6} \text{sec}$

Bild 9. Wie Bild 7. In die Zuleitungen zu den Ablenkplatten zwei Kondensatoren von je 5 cm nach Schaltung Bild 8 eingebaut.



0 1 2  $3 \cdot 10^{-6} \text{sec}$

Bild 10. Wie Bild 9. In die Zuleitung wurde noch Ohmscher Widerstand von 50000 Ohm hinzugeschaltet.

## 5. Untersuchungen mit der Sprungwelle.

### a) Einlagige Spulen.

Rogowski hat gezeigt, daß Sprungwellen beim Auftreffen auf Spulen bei dieser im wesentlichen die Grundwelle zweiter Art anregen. Hierdurch sind wir über den Verlauf der Einschalterschwingung namentlich für die ferneren Zeiten nach dem Auftreffen der Spannung gut unterrichtet. Ich habe die von Rogowski angegebenen Schwingungsbilder ebenfalls an den hier beschriebenen Spulen wiedergefunden. Unerledigt aber bleibt die Frage nach den Spannungen unmittelbar nach Einsetzen der Sprungwellen. Im folgenden werden hauptsächlich die Windungsspannungen an verschiedenen Windungsgruppen der Spule mitgeteilt.

Die erste der untersuchten einlagigen Spulen besaß 280 Windungen, 207 mm  $\varnothing$  und 182 m Draht. Die Spulenenden wurden an die Enden der Freileitung angeschlossen. Die Freileitung war mit einem Ohmschen Widerstand  $R = Z$  überbrückt. Wurde die Spannung an der gesamten Spule 0—280 Windungen aufgenommen, so ergab sich die Sprungwelle nach Bild 6.

Um die genaue Spannungsverteilung und die Umbildung der Front zu erhalten, wurden die Windungsspannungen von je 20 zu 20 Windungen aufgenommen. In Bild 11 sind die Auswertungen der Oszillogramme dieser Versuchsreihe aufgetragen, und zwar über den Windungszahlen die gemessenen Spannungen in Prozent der Klemmenspannung  $U_k$ , in diesem Falle die Höhe der Sprungwelle, für verschiedene Zeiten.

Als Nullpunkt der Zeitzählung gilt das Auftreffen der Wanderwelle bei der Spule. Kurve 1 zeigt die Spannungsverteilung nach  $8,65 \cdot 10^{-8}$  sec. Die größte Spannung, rund 20% der Klemmenspannung, erhalten die Anfangs- und Endwindungen. Dies entspricht einer Windungsspannung von 30 Volt. Wie weiter Kurve 2 zeigt, steigt das Spannungsmaximum nach  $1,3 \cdot 10^{-7}$  sec auf 23% der Klemmenspannung. Danach sinkt das Maximum aber schnell ab. Aus den Kurven geht alles Wesentliche hervor. Kurve 3 zeigt die Spannungsverteilung nach  $1,73 \cdot 10^{-7}$  sec, 5 nach  $3,47 \cdot 10^{-7}$  sec.

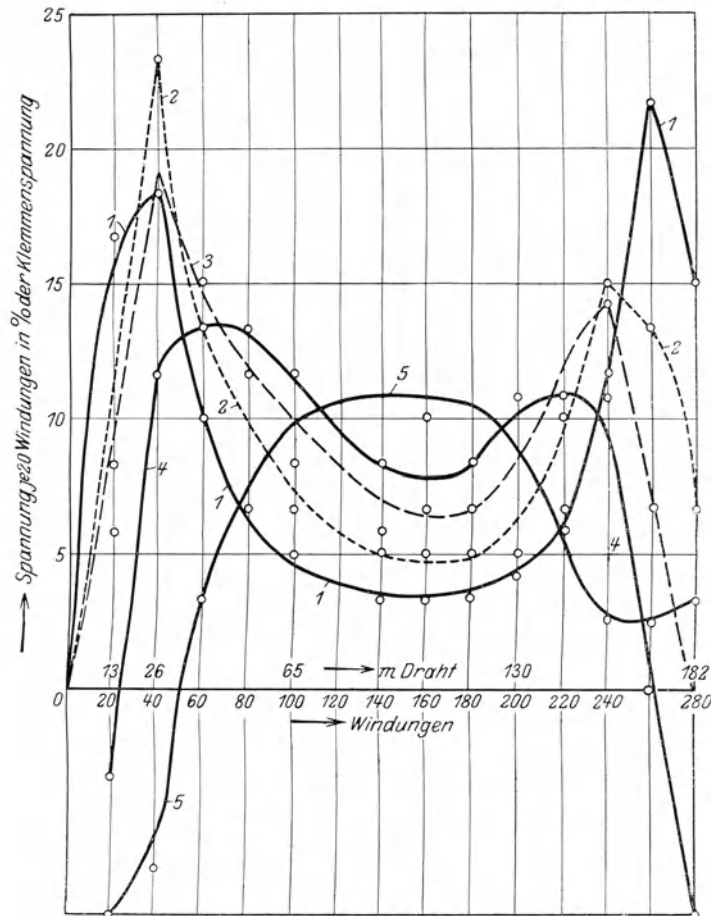


Bild 11. Spule 280 Windungen. 182 m Draht. 207 mm  $\varnothing$ .  
Spannungsverteilung in Abhängigkeit von der Zeit über die Spule bei Auftreffen einer Sprungwelle.

1. nach  $8,65 \cdot 10^{-8}$  sec
2. „  $1,3 \cdot 10^{-7}$  sec
3. „  $1,73 \cdot 10^{-7}$  sec
4. „  $2,17 \cdot 10^{-7}$  sec
5. „  $3,47 \cdot 10^{-7}$  sec.

Nach dieser Zeit hat sich die steile, durch die Sprungwelle im ersten Augenblick erzwungene Spannungsverteilung über die mittleren Windungen ausgeglichen. Von gefährlichen Spannungsspitzen kann nicht mehr die Rede sein.

Die für das Auftreten des Spannungsmaximums an irgendeiner Windungsgruppe, z. B. der 40. bis 60. Windung benötigte Zeit, entspricht nach den vorliegenden Messungen der Laufzeit der Welle mit rund  $3 \cdot 10^5$  km/sec Geschwindigkeit über dem aufgewickelten Draht. War, wie bei der 40. bis 60. Windung, die aufgewickelte Drahtlänge 39 m, so traf das Maximum nach  $1,3 \cdot 10^{-7}$  sec ein. Allerdings wird auf sehr genaue Zeitmessung kein Anspruch gemacht.

## Spule mit 500 Windungen.

Der Durchmesser dieser Spule betrug 207 mm, die Drahtstärke 0,8 (0,55) mm. Angezapft war jede 50. Windung. Eine in die Spule eindringende Welle konnte nach je 32 m Laufweg betrachtet werden. In Bild 12 sind die Ergebnisse der Untersuchungen

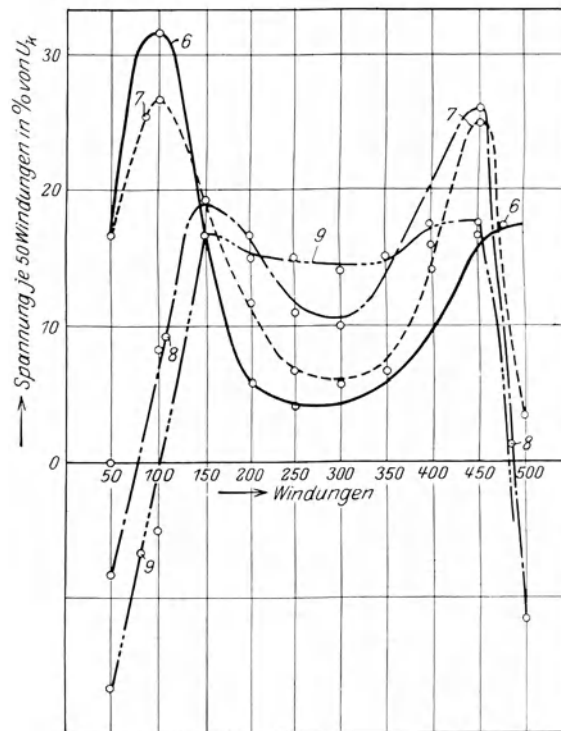
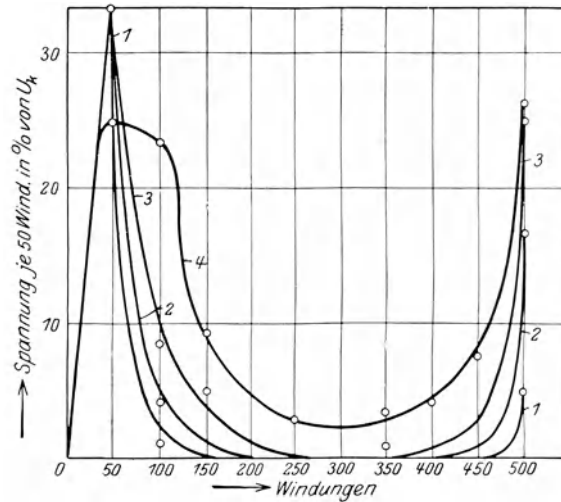


Bild 12.

Spule 500 Windungen,  
207 mm  $\varnothing$ .

Spannungsverteilung in Abhängigkeit von der Zeit über die Spule bei Auftreffen einer Sprungwelle.

1. nach  $2,5 \cdot 10^{-8}$  sec
2. „  $5,0 \cdot 10^{-8}$  sec
3. „  $7,5 \cdot 10^{-8}$  sec
4. „  $1,2 \cdot 10^{-7}$  sec
5. „  $2,0 \cdot 10^{-7}$  sec
6. „  $3,5 \cdot 10^{-7}$  sec
7. „  $5,0 \cdot 10^{-7}$  sec
8. „  $7,0 \cdot 10^{-7}$  sec
9. „  $9,0 \cdot 10^{-7}$  sec.

eingetragen. In den Zeiten, die die Kurven 1—3 darstellen, erreicht die Spannung ihren Höchstwert. Ungefähr zu dem Zeitpunkte 3, nach  $1,07 \cdot 10^{-7}$  sec, hat die Welle die ersten 50 Windungen durchlaufen. Der Spannungsanstieg über den ersten 50 Windungen ist dabei außerordentlich steil. Nach dieser Zeit, also etwa zur  $10^{-7}$  sec, sind die mittleren Windungsgruppen noch fast spannungslos. Etwas später als Kurve 5

darstellt, nach  $2,14 \cdot 10^{-7}$  sec, der Zeit etwa, die zum Durchlaufen der ersten 100 Windungen nötig ist, erhalten die mittleren Windungsgruppen etwa 30% der Klemmenspannung. Erst nach  $10^{-6}$  sec treten beachtliche Spannungen im Innern der Spule auf, im Mittel 15% der Klemmenspannung für je 50 Windungen.

Vorher haben wir die Beanspruchung der Eingangswindungen zu 25% der Klemmenspannung gefunden. Dies entspricht im vorliegenden Fall einer durchschnittlichen Spannung von 14 Volt je Windung. Eine gleichmäßige Spannungsverteilung ist aber über den Eingangswindungen außerordentlich unwahrscheinlich. Die folgende genaue Untersuchung soll über die Beanspruchung der Anfangswindungen Aufschluß geben.

Zu diesem Zwecke war von den ersten 50 Windungen jede 5. Windung angezapft. Das folgende Bild 13 zeigt die Ergebnisse. In Abhängigkeit von der Zeit ist die Spannung von je 5 Windungen in % der Klemmenspannung über den Windungen aufgetragen. Die ersten 5 Windungen erhalten nach  $1,07 \cdot 10^{-8}$  sec nach Eintreffen der Sprungwelle am Spulenanfang 23% der Klemmenspannung. In

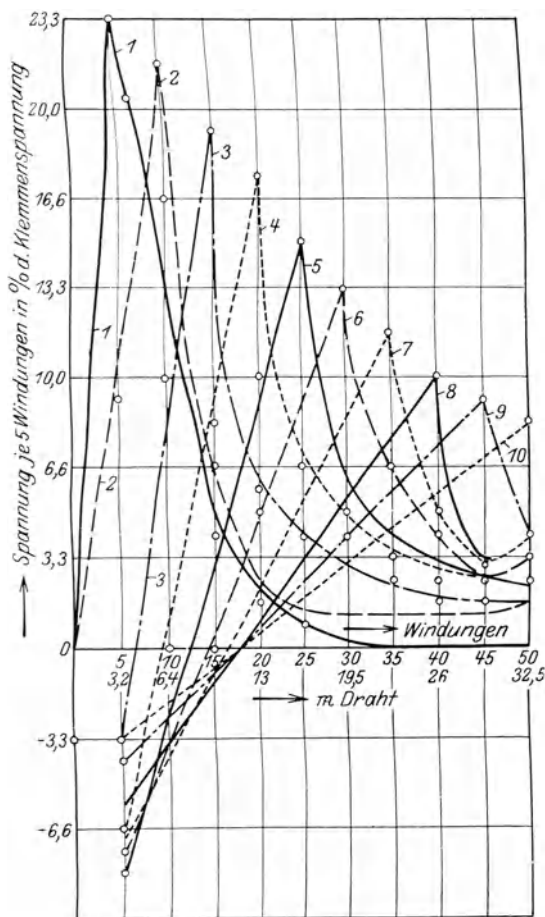


Bild 13. Spule 500 Windungen. 207 mm  $\varnothing$ . Spannungsverteilung in Abhängigkeit von der Zeit über die ersten 50 Windungen bei Auftreffen einer Sprungwelle.

1. nach  $1,07 \cdot 10^{-8}$  sec
2. „  $2,1 \cdot 10^{-8}$  sec
3. „  $3,15 \cdot 10^{-8}$  sec
4. „  $4,2 \cdot 10^{-8}$  sec
5. „  $5,25 \cdot 10^{-8}$  sec
6. „  $6,3 \cdot 10^{-8}$  sec
7. „  $7,35 \cdot 10^{-8}$  sec
8. „  $8,4 \cdot 10^{-8}$  sec
9. „  $9,45 \cdot 10^{-8}$  sec
10. „  $10,7 \cdot 10^{-8}$  sec.

derung der Eingangs- und dementsprechend haben den Hauptteil des Spannungstoßes

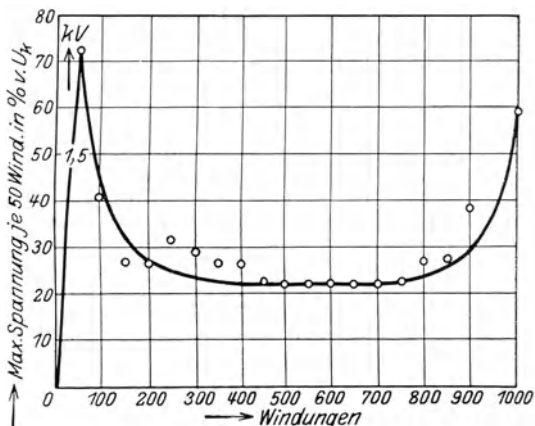


Bild 14. Spule 1000 Windungen, 207 mm  $\varnothing$ , 650 m Draht.

Maximale Spannung bei Auftreffen einer Sprungwelle.

diesem Augenblick ist von der 25. Windung ab die Spule noch spannungslos. Die Sprungwelle schiebt sich mit immer flacher werdender Stirn in die Wicklung. Die 45. bis 50. Windung erhält nach  $1,07 \cdot 10^{-7}$  sec etwa 10% der Klemmenspannung. Hier ist der Spannungsanstieg schon ziemlich flach. Mit großer Klarheit ergibt sich aus dieser Messung die Gefahr auch die der Ausgangswindungen. Diese

Spule mit 1000 Windungen und 207 mm Durchmesser.

Die Auswertung der Oszillogramme zeigt Bild 14. In diesem Bilde sind die Spannungen nicht in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen, sondern nur das bei jeder Windungsgruppe von 50 Windungen auftretende Spannungsmaximum. Die Eingangs- bzw. die Ausgangswindungen sind noch höher beansprucht als bei den bisher untersuchten Spulen. Man ersieht aus dem Bild 14 eine maximale Beanspruchung der ersten 50 Windungen, die 70% der Klemmenspannung beträgt. Von der 150. bis einschließlich zur 850. Windung bleibt die maximale Spannung auf einem fast konstanten Wert von 25% stehen. Berücksichtigt man aber die Untersuchung der Eingangswindungen der vorigen Spule nach Bild 13, wonach die ersten Windungen eine Spannung von 140 Volt je Windung aushalten müssen, so dürfte die größte Windungsspannung in diesem Falle  $15 \div 20\%$  der Klemmenspannung betragen.

Spule 252 Windungen und 445 mm Durchmesser.

Das folgende Bild 15 zeigt die auftretenden Windungsspannungen der Eingangswindungen von 10 zu 10 Windungen. Die Spannungsverteilung erreicht nach

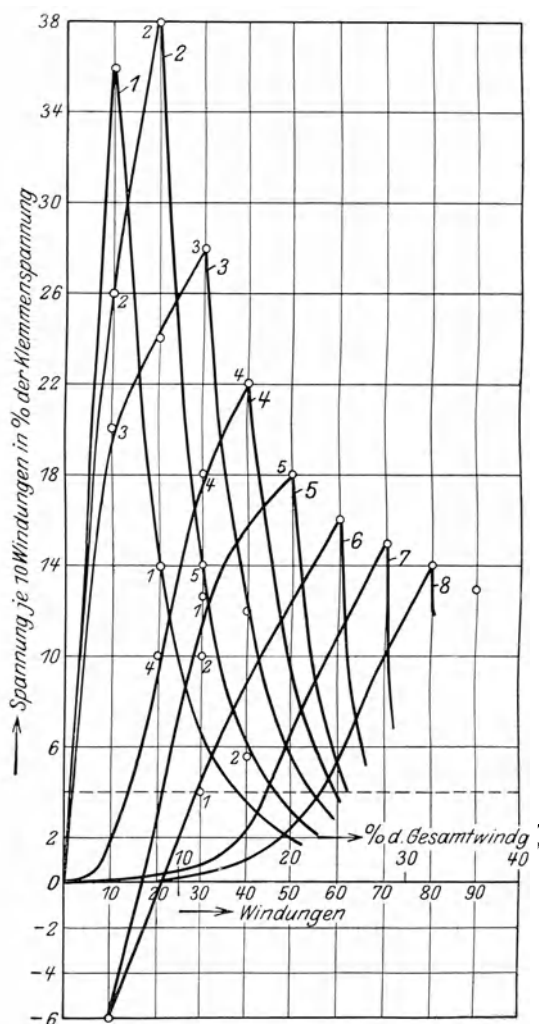


Bild 15.  
Spule 252 Windungen,  
445 mm  $\varnothing$ .  
Spannungsverteilung über  
die Eingangswindungen in  
Abhängigkeit von der Zeit  
bei Auftreffen einer  
Sprungwelle.

- |    |      |                      |      |
|----|------|----------------------|------|
| 1. | nach | $4,61 \cdot 10^{-8}$ | sec  |
| 2. | „    | $9,22 \cdot 10^{-8}$ | sec  |
| 3. | „    | $13,8 \cdot 10^{-8}$ | sec  |
| 4. | „    | $18,4 \cdot 10^{-8}$ | sec  |
| 5. | „    | $23,0 \cdot 10^{-8}$ | sec  |
| 6. | „    | $27,7 \cdot 10^{-8}$ | sec  |
| 7. | „    | $32,2 \cdot 10^{-8}$ | sec  |
| 8. | „    | $36,9 \cdot 10^{-8}$ | sec. |

$4,61 \cdot 10^{-8}$  sec bei den ersten 10 Windungen 36% der Klemmenspannung, Kurve 1. Nach  $9,22 \cdot 10^{-8}$  sec, Kurve 2 steigt die Spannung bis auf 38% an, um dann in den

folgenden Zeiten langsam, aber gleichmäßig zu sinken. Die maximalen Windungsspannungen liegen hier bei etwa 120 Volt.

Spule 295 Windungen und 1520 mm Durchmesser.

Die große Luftspule, Bild 3, zeigt bei Beanspruchung mit Sprungwellen gegenüber den anderen Spulen gewisse Unterschiede. Zunächst erhalten die Eingangs-

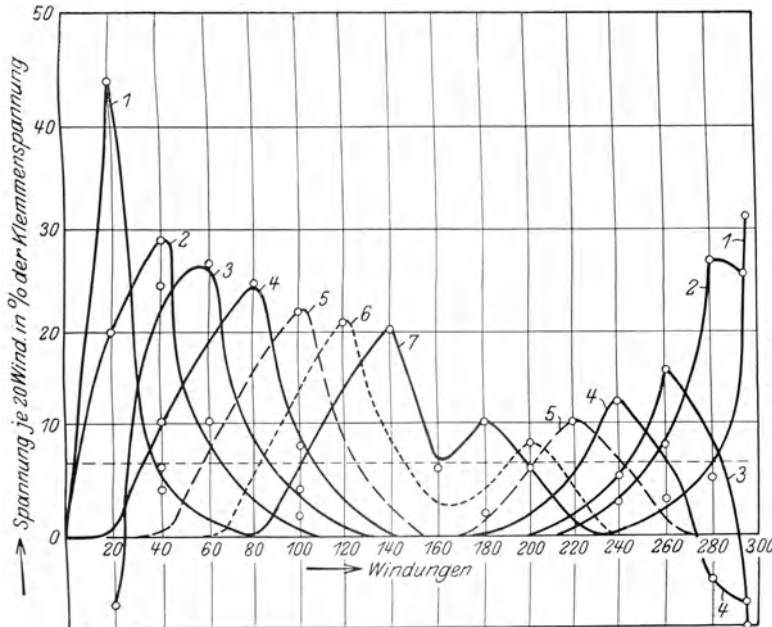


Bild 16.  
Spule 295 Windungen,  
1520 mm  $\varnothing$ ,  
1410 m Draht.  
Spannungsverteilung  
über die Spule in Ab-  
hängigkeit von der Zeit  
bei Auftreffen einer  
Sprungwelle.  
1. nach  $3,19 \cdot 10^{-7}$  sec  
2. "  $6,38 \cdot 10^{-7}$  sec  
3. "  $9,56 \cdot 10^{-7}$  sec  
4. "  $12,75 \cdot 10^{-7}$  sec  
5. "  $15,95 \cdot 10^{-7}$  sec  
6. "  $19,16 \cdot 10^{-7}$  sec.

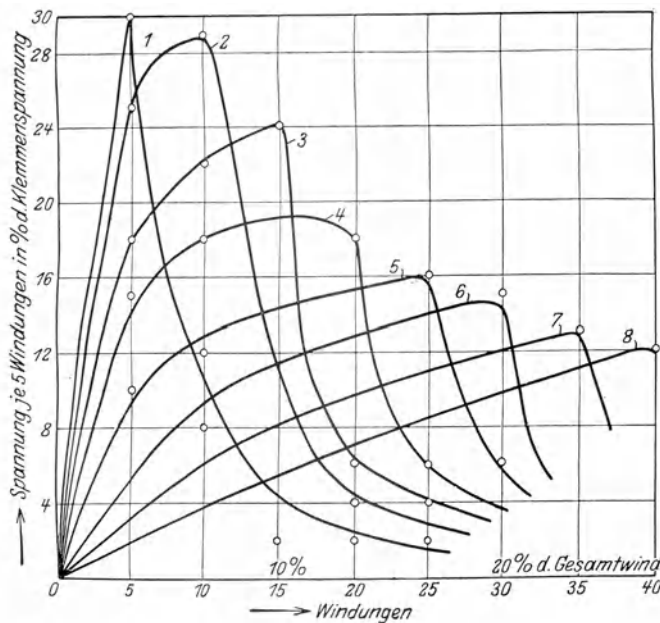


Bild 17.  
Spule 295 Windungen,  
1520 mm  $\varnothing$ .  
Spannungsverteilung  
über die Eingangs-  
windungen in Abhängig-  
keit von der Zeit bei Auf-  
treffen einer Sprungwelle.  
1. nach  $7,95 \cdot 10^{-7}$  sec  
2. "  $15,9 \cdot 10^{-7}$  sec  
3. "  $24,8 \cdot 10^{-7}$  sec  
4. "  $3,18 \cdot 10^{-6}$  sec  
5. "  $3,97 \cdot 10^{-6}$  sec  
6. "  $4,77 \cdot 10^{-6}$  sec  
7. "  $5,5 \cdot 10^{-6}$  sec  
8. "  $6,35 \cdot 10^{-6}$  sec.

windungen eine höhere Spannung (vgl. Bild 16). An den Windungen 0—20 liegt fast 45% der Klemmenspannung = 1350 Volt. Beachtenswert sind weiter die hohen Spannungen im Innern der Spule. Im Durchschnitt erhält jede Windungsgruppe von



20 Windungen 20% der Klemmenspannung. Bei den bisher untersuchten Spulen waren die inneren Windungen verhältnismäßig gering beansprucht, nur mit etwa 10 bis 15% der Klemmenspannung. Bei dieser großen Spule jedoch zieht die Sprungwelle mit hoher Spannung, wenn auch etwas abgeflacht, bis in die Mitte der Spule ein.

Untersucht man die Eingangswindungen, Bild 17, so findet man für die ersten 10 Windungen eine Spannung von 30% der Klemmenspannung. Die durchlaufenen Windungen bleiben unter hoher Spannung. Betrachtet man dagegen Bild 13, das Untersuchungsergebnisse an Eingangswindungen einer Spule von 207 mm  $\varnothing$  wiedergibt, so sieht man nur eine immer kleiner werdende Spannungsspitze in die Wicklung eindringen. Bei einer noch größeren Spule würden die inneren Windungen immer mehr von der Gesamtspannung beansprucht werden. Im extremen Falle, einer in großen Windungen geführten Freileitung, tritt ja auch tatsächlich überall die gesamte Spannung auf.

#### b) Transformatorenspulen und Sprungwelle.

Bei den im folgenden beschriebenen Versuchen wurden 10 Transformatorenspulen untersucht. Es handelte sich darum festzustellen, wie die Spannungsverteilung bei lose aufeinander geschichteten Spulen ist. Dann wurde der Abstand zwischen den Spulen verändert, weiterhin der Einfluß von Blechzylindern untersucht, die in die Spulen und um diese gelegt und jeweils an verschiedene Drähte angeschlossen wurden. Gemessen wurde in allen Fällen die beim ersten Anstieg maximal auftretende Spannung gegen den Spulenanfang.

#### Lose aufeinander geschichtete Spulen.

Bild 18 gibt die maximal auftretende Spannung gegen Spulenanfang in Prozent der Klemmenspannung wieder. Die gestrichelte Linie zeigt die Spannungsverteilung

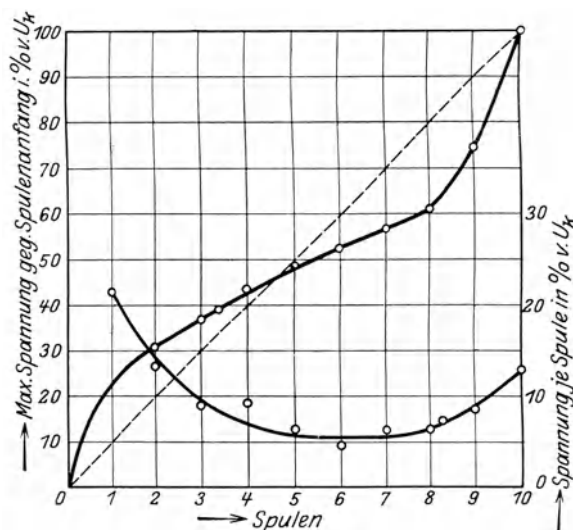


Bild 18. 10 Trafospulen, lose aufeinander geschichtet. Spannungsverteilung bei Auftreffen einer Sprungwelle.

bei Prüfung mit Gleichspannung in stationärem Zustand. Die erste Spule erhält etwas mehr als 20% der Klemmenspannung. Bei den folgenden Spulen sinkt die Spannung je Spule langsam ab, um von der 7. Spule ab wieder anzusteigen. Die untere Kurve in Bild 18 gibt die Windungspannung in Prozent der Klemmenspannung wieder.

Zwischen den einzelnen Spulen befindet sich ein Zwischenraum.

Um festzustellen, ob ein Abstand zwischen den einzelnen Spulen Einfluß auf die erste Spannungsverteilung habe, wurde der Abstand zwischen den Spulen geändert. Bis zu einem Abstand von je 4 cm wurde kein wesentlicher Einfluß festgestellt. Die Spannungsverteilung ergibt ungefähr die gleichen Werte wie bei den lose aufeinandergeschichteten Spulen (Bild 19).

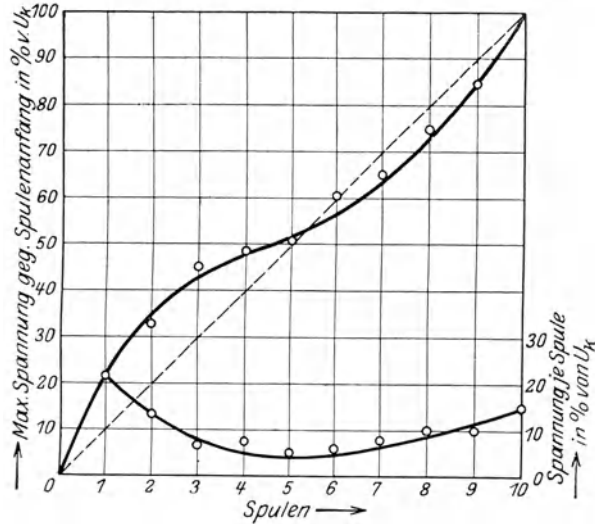


Bild 19. 10 Trafospulen, Abstand zwischen den Spulen 40 mm. Spannungsverteilung bei Auftreffen einer Sprungwelle.

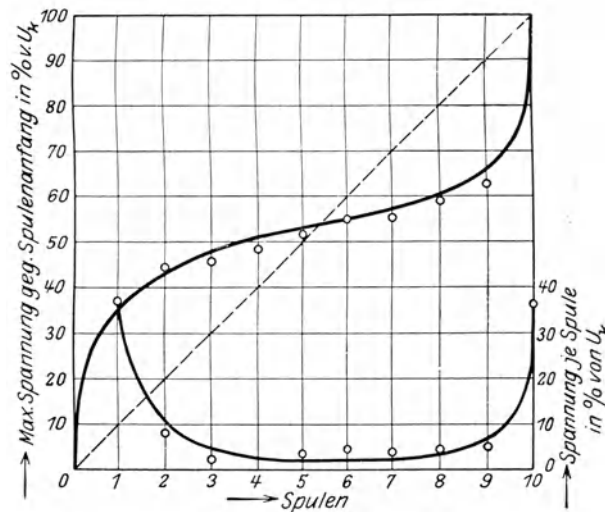


Bild 20. 10 Trafospulen, lose aufeinander geschichtet. Innen ein geerdeter Messingblechzylinder. Spannungsverteilung bei Auftreffen einer Sprungwelle.

Die bisher gemessenen Überspannungen nehmen nur Werte an, die etwa 10% höher sind als im stationären Betrieb. Im folgenden stoßen wir auf höhere Spannungen.

Ein Messingblechzylinder von  $\frac{1}{10}$  mm Stärke wurde in die Spulen hineingestellt. Bild 20 zeigt den Spannungsverlauf gegen Spulenanzfang. Die erste und letzte Spule erhält 36% der Klemmenspannung. Die mittleren Spulen sind fast nicht beansprucht, wie auch aus der unteren Kurve für die Windungsspannung hervorgeht. Dies ist ein

interessanter Fall der Versuchsreihe. Eine ähnliche Anordnung kommt in der Praxis oft vor. Innerhalb jeder Hochspannungswicklung eines Trafos befindet sich der geerdete Eisenkern bzw. die Niederspannungswicklung, die man gegenüber der Hochspannungswicklung als geerdet betrachten kann. Aus Bild 20 ersieht man die schweren

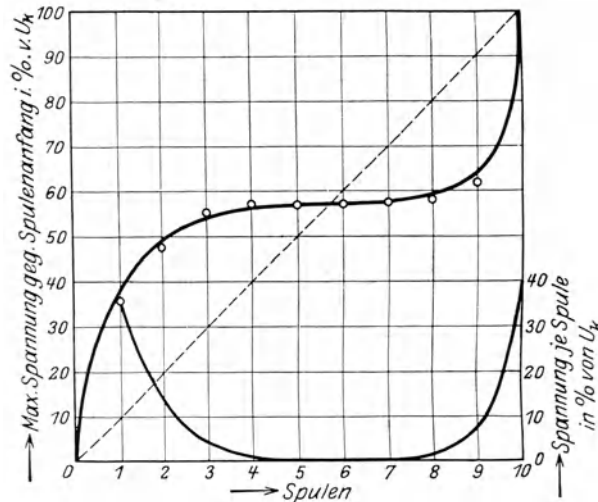


Bild 21. 10 Trafospulen, lose aufeinander geschichtet. Innen und außen ein geerdeter Messingblechzylinder. Spannungsverteilung bei Auftreffen einer Sprungwelle.

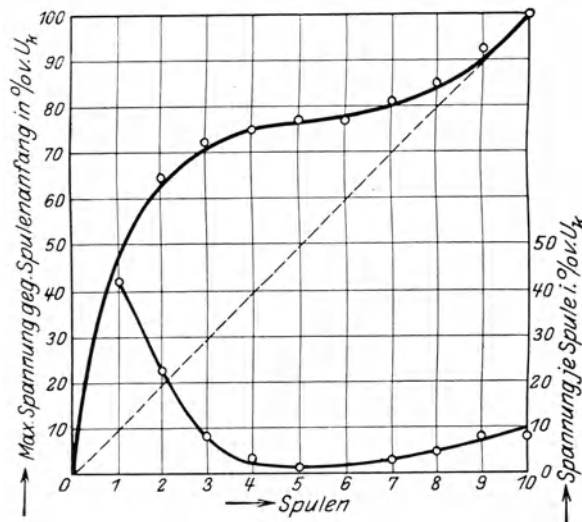


Bild 22. 10 Trafospulen. In den Spulen ein Messingblechzylinder. Dieser ist mit dem Ende der 10. Spule leitend verbunden. Spannungsverteilung bei Auftreffen einer Sprungwelle.

Gefahren, die Trafospulen drohen, wenn sie von steilen Spannungswellen getroffen werden.

Bringt man nun noch außen um die Spulen einen geerdeten Messingblechzylinder an, so findet man aus den in Bild 21 aufgetragenen Ergebnissen keine weitere Erhöhung der Spannungen. Bei dieser Anordnung, innen und außen ein geerdeter Blechzylinder, erreicht die Spannung der Spule bei der ersten und letzten Spule einen Wert von 38% der Klemmenspannung, während die Spannungen der inneren Spulen, immer bezogen auf den ersten maximalen Spannungsanstieg, fast Null sind.

Eine ganz unsymmetrische Spannungsverteilung und große Überspannung erhält man durch Einbringen eines Blechzylinders in die Spulen, der mit dem Ende der letzten Spule leitend verbunden wird. Bild 22 zeigt die auftretende Spannung. Die 1. Spule hat 42%, die 2. noch 23% und erst die dritte nur eine Spannung von 8% der Klemmenspannung auszuhalten.

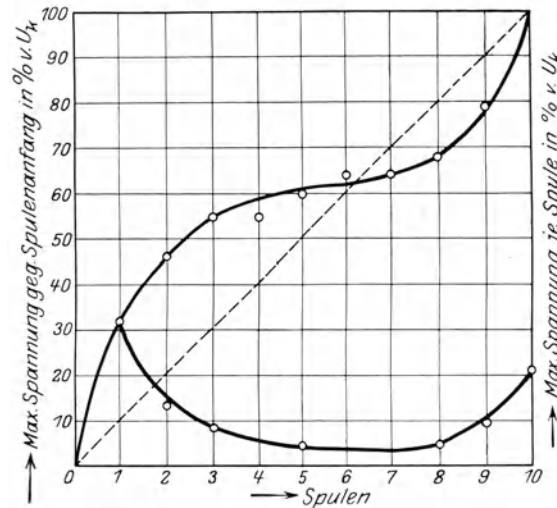


Bild 23. 10 Trafospulen. In den Spulen ein Messingblechzylinder, leitend mit dem Ende der letzten Spule, ein äußerer Messingblechzylinder mit dem Anfang der ersten Spule verbunden. Spannungsverteilung bei Auftreffen einer Sprungwelle.

Nicht ganz so schlimm wird die Beanspruchung bei folgender Anordnung. Innen und außen werden die Spulen mit einem Blechzylinder versehen. Der Außenzylinder wird mit dem Anfang der ersten Spule, der Innenzylinder mit dem Ende der zweiten Spule leitend verbunden. Bild 23 gibt eine Darstellung der gemessenen Spannungen. Auch hier treten erhebliche Überspannungen auf. Die erste Spule erhält den Hauptteil der Spannung, nämlich 32% der Klemmenspannung.

## 6. Rechteckwellen und einlagige Spulen.

Bekanntlich kann eine Spule als ein System von vielen Eigenschwingungen aufgefaßt werden. Es ist daher nützlich, in die Erinnerung zu rufen, wie eine gedämpfte Welle auf einen einzelnen Schwingungskreis einwirkt.

Ist Resonanz vorhanden, so kann die Schwingung im Schwingungskreise zuerst anschwellen, dann fällt sie nach Erreichung eines Maximums ab. Ist eine gewisse Verstimmung zwischen anregender und Eigenfrequenz vorhanden, so können Schwebungen entstehen, die erst an-, dann abschwelen.

Ist die Verstimmung groß, so ist eine allgemeine Aussage schwer zu machen. Es interferieren eben anregende und Eigenschwingungen. Ähnliche Verhältnisse sind zu erwarten, wenn Wanderwellen auf Spulen auftreffen. Nur hat man nicht eine einzige Resonanzfrequenz, sondern deren viele. Im allgemeinen muß ein recht verwickelter Schwingungsvorgang erwartet werden, der nur in einer Resonanzlage oder in der Nähe einfach deutbar zu werden verspricht.

Die Wanderwelle ist keine einfache gedämpfte Schwingung, sondern eine solche mit Überlagerung einer Sprungwelle. Dies kompliziert die Verhältnisse weiter.

Den ersten Anstieg und den ersten wagerechten Balken einer Rechteckwelle kann man als Anfang einer Sprungwelle betrachten. Untersucht man die Verhältnisse bei Einschalten von Rechteckschwingungen auf Spulen in Zeiten, die kürzer bzw.

höchstens so lang als die Zeit des ersten Anstiegs und des ersten wagerechten Balkens sind, so wird man gegenüber einer Untersuchung mit der Sprungwelle keinen Unterschied finden. Es wird sich nichts ändern, wenn wir in beiden Fällen gleich hohe Spannung voraussetzen.

In den folgenden Versuchen sollen daher diese Zeiten keine Rolle mehr spielen. Sie sind durch die Sprungwellenuntersuchungen erledigt. In Betracht kommen nur noch Zeiten, die ein Vielfaches der Dauer einer Rechteckschwingung sind.

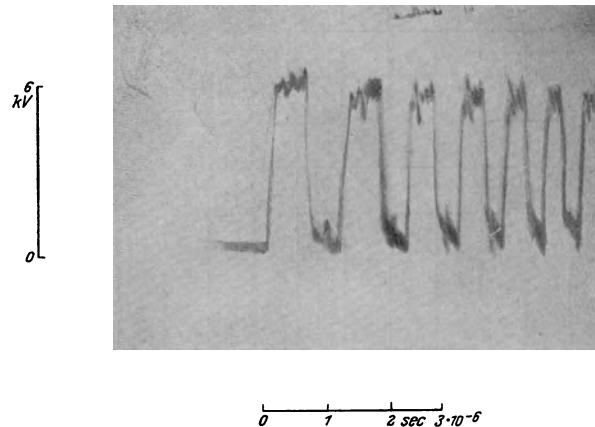


Bild 24a. Einschaltsschwingung der offenen Freileitung, gemessen am Leitungsende.

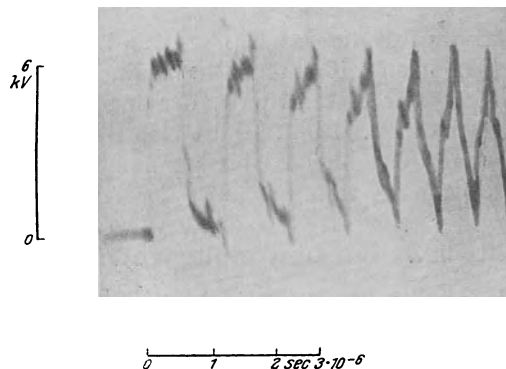


Bild 24b. Einschaltsschwingung der am Ende mit einer Spule überbrückten Freileitung. Spannung am Ende der Leitung.

Bei der Ausführung der Versuche wurde die Geschwindigkeit der Zeitablenkung verlangsamt. Der zu überblickende Zeitraum entsprach der Dauer von 10—15 Schwingungen der Rechteckwelle, in manchen Fällen mehr.

Die Frequenz der in Spulen durch die Rechteckschwingung angestoßenen Schwingung ist die der Rechteckschwingung.

Bei den Untersuchungen wurde die Hauptaufmerksamkeit auf Messung der Spulenspannung gelegt. In den graphischen Darstellungen ist über den Windungszahlen die maximal auftretende Spulenspannung aufgetragen, ohne Rücksicht, in welchem Zeitmomente die maximale Spannung auftritt.

Zur Erläuterung dieser, bei allen Spulen ähnlich verlaufenden Spannungen, sollen im folgenden zunächst einige Oszillogramme der Spannungen von je 50 Windungen der Spule mit 500 Windungen und 207 mm  $\varnothing$  gezeigt werden.

Die durch Einschalten einer am Ende offenen Freileitung entstehende Rechteckschwingung (Wanderwelle) gibt Bild 24a wieder. Wird die Freileitung nun durch die Spule am Ende überbrückt, so zeigt Bild 24b das jetzige Aussehen der Welle.

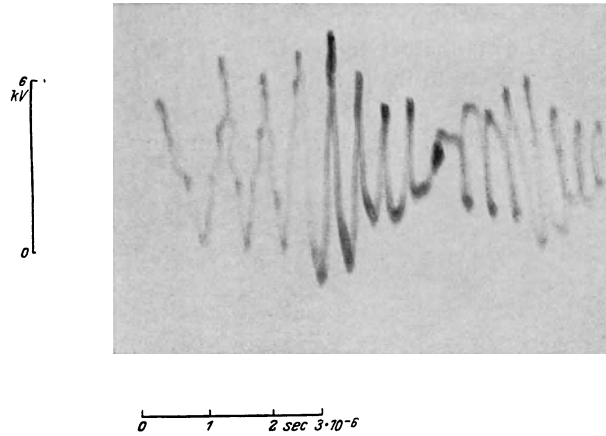


Bild 25. Spannung an den ersten 50 Windungen der Spule von 500 Windungen bei Auftreffen einer Rechteckwelle.

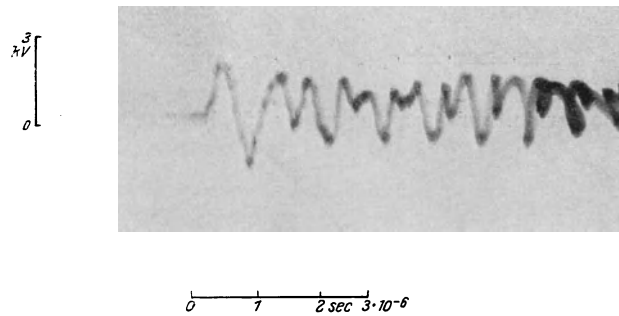


Bild 26. Wie vorhin, nur Spannung an der 50. bis 100. Windung.

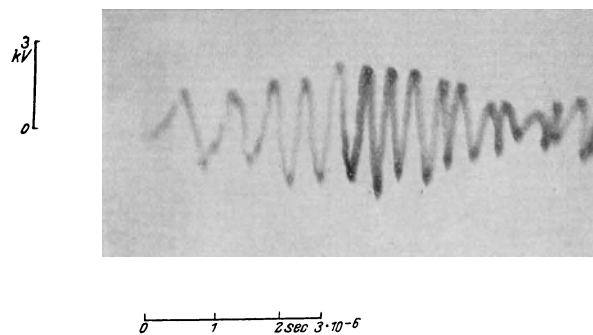


Bild 27. Wie vorhin, nur Spannung an der 100. bis 150. Windung.

Bemerkenswert ist ein schnellerer Übergang der Rechteckschwingung in die angenäherte Sinusform. Bild 25 gibt die Spulenspannung der ersten 50 Windungen wieder. Nach dem ersten steilen Anstieg, entsprechend der durch eine Sprungwelle hervorgerufenen Spannungsverteilung, schaukelt sich die Spannung hoch, sinkt dann fast bis auf Null und erreicht wieder ein Maximum usf. Das Maximum der Spannung der

zweiten Schwingung liegt etwas tiefer. Dies rührt von dem Absinken der Spannung der Rechteckschwingung her, die zu dieser Zeit auch schon etwas kleiner geworden ist. Der Kondensator  $C$  in Schaltung Bild 4 ist nicht so ergiebig, um die immerhin auftretenden Verluste zu decken.

Bei der nächsten Windungsgruppe von 50—100 Windungen ist die Spannung gering, wie Bild 26 zeigt. Die nächste Gruppe 100—150 Windungen, Bild 27, zeigt schon das Aufschaukeln der Spannung in Schwebungen, die in der Aufnahme der Spannung der 150. bis 200. Windung, Bild 28, noch größere Werte erreichen. Ebenso steigt in der 200. bis 250. Windung, Bild 29, die Spannung noch etwas an.

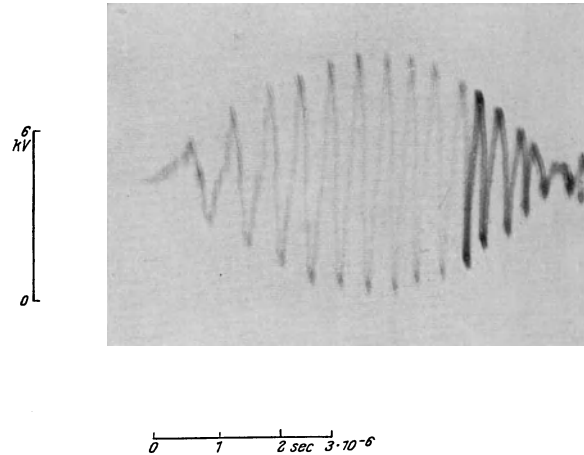


Bild 28. Wie vorhin, nur Spannung an der 150. bis 200. Windung.

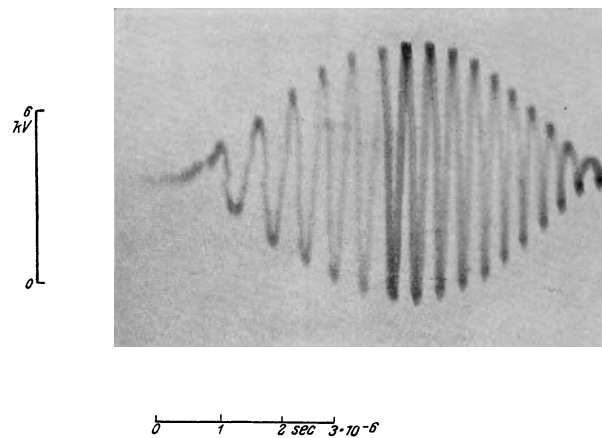


Bild 29. Wie vorhin, nur Spannung an der 200. bis 250. Windung.

Es sind dies dieselben Schwebungen, die Rogowski<sup>1</sup> theoretisch vorausgesagt, und die Rogowski, Flegler und Tamm<sup>2</sup> bereits experimentell nachgewiesen haben. Die weiteren Aufnahmen der folgenden Windungsgruppen entsprechen den Gezeigten. Die Windungsspannungen der einzelnen Gruppen liegen in diesem Falle symmetrisch zur Mitte.

Nach diesen allgemeinen Ausführungen können wir zur Besprechung der Untersuchungsergebnisse der einzelnen Spulen übergehen.

<sup>1</sup> Arch. f. Elektrot., Bd. 7, S. 240.

<sup>2</sup> Arch. f. Elektrot., Bd. 18, S. 496.

Zuerst wurde eine Spule mit 350 Windungen und 207 mm  $\varnothing$  untersucht. Bild 30 gibt die maximale Spannung je 50 Windungen in Prozent der Klemmenspannung, aufgetragen über der Windungszahl, wieder. Wie aus dem Bild ersichtlich, haben die ersten und letzten 50 Windungen fast das Doppelte der Klemmenspannung auszuhalten. Die mittleren Windungsgruppen erhalten etwa im Maximum 70% der Klemmenspannung.

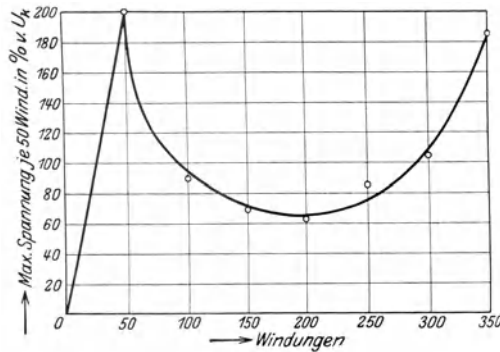


Bild 30. Spule 350 Windungen, 207 mm  $\varnothing$ .  
Maximal auftretende Spannung bei Rechteckschwingung.

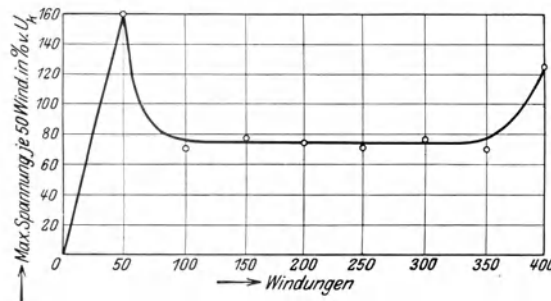


Bild 31. Spule 400 Windungen, 207 mm  $\varnothing$ .  
Maximal auftretende Spannung bei Rechteckschwingung.

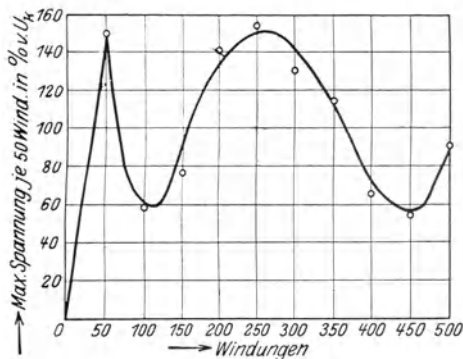


Bild 32. Spule 500 Windungen, 207 mm  $\varnothing$ .  
Maximal auftretende Spannung bei Rechteckschwingung.

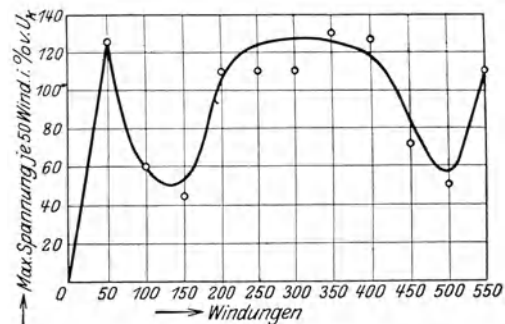


Bild 33. Spule 550 Windungen, 207 mm  $\varnothing$ ,  
360 m Draht. Maximal auftretende Spannung  
bei Beanspruchung durch Rechteckschwingung.

Die aufgewickelte Drahtlänge beträgt bei dieser Spule 226 m. Bei der folgenden Spule mit 400 Windungen ist die Länge des Drahtes 257 m. Aus dem Diagramm Bild 31 findet man am Anfang und Ende der Spule eine kleinere Spannung gegenüber Bild 30. Diese sinkt von 200% auf 160% der Klemmenspannung. Die Spannung an den mittleren Windungsgruppen ist dabei fast konstant. Noch deutlicher tritt das Absinken



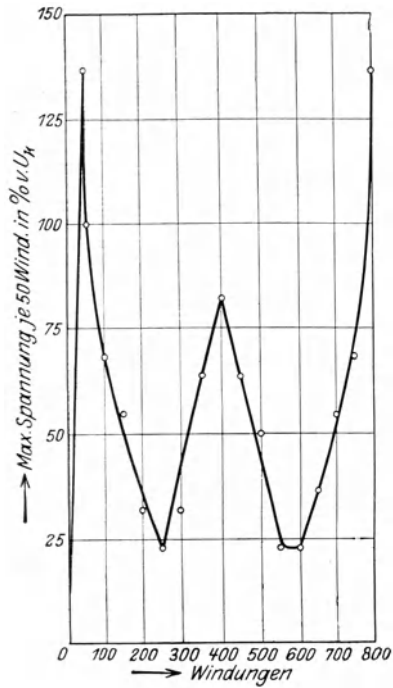


Bild 34. Spule 800 Windungen.  
Maximale Spannung bei Rechteckschwingung.

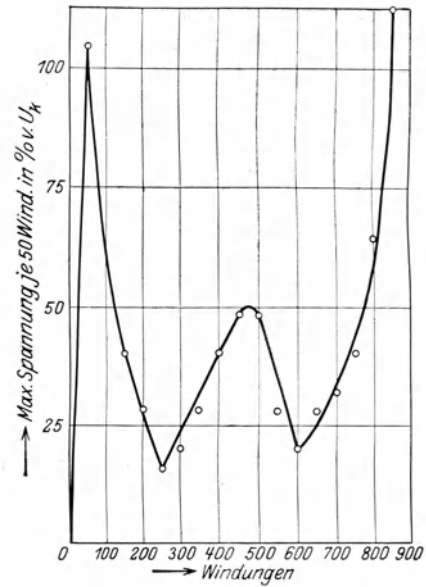


Bild 35. Spule 850 Windungen.

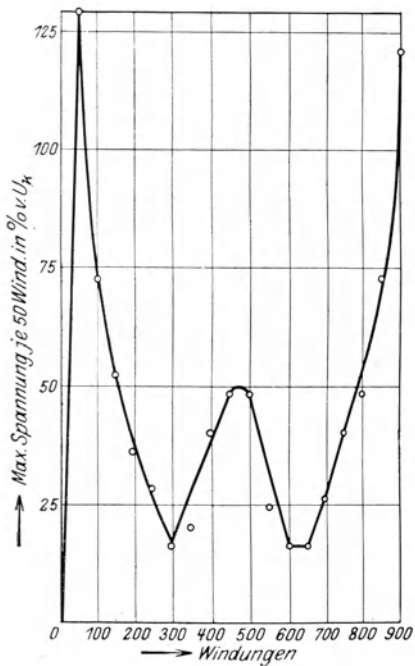


Bild 36. Spule 900 Windungen.  
Maximale Spannung bei Rechteckschwingung.

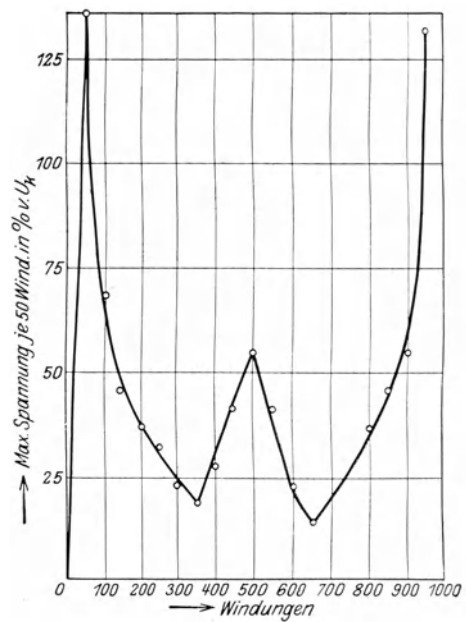


Bild 37. Spule 950 Windungen.

der Spannung an den Ein- und Ausgangswindungen, sowie das Ansteigen der Spannung in den mittleren Gruppen bei einer größeren Drahtlänge bei der Spule mit 500 Windungen hervor. Die Drahtlänge beträgt hier 326 m. Wie Bild 32 zeigt, sinkt

die Spannung der Anfangswindungen auf 150% der Klemmenspannung, unter gleichzeitigem Anwachsen der Spannung in den mittleren Windungsgruppen. Wir nähern uns einer Resonanzstelle der anstoßenden Schwingung, Frequenz  $0,833 \cdot 10^6 \text{ sec} = 360 \text{ m}$  Wellenlänge, mit der Spulenschwingung. Bei 360 m Drahtlänge dürfte man sich der Resonanz noch mehr nähern. Dies trifft auch tatsächlich zu. Bild 33 gibt die maximale Spulenspannung der Spule mit 550 Windungen und 360 m Draht wieder. Die Spannung der Eingangswindungen, ebenso die der Ausgangswindungen, ist gegenüber der 500. Spule um 30% gesunken, dafür haben aber die mittleren Windungsgruppen je eine Spannung von der gleichen Höhe wie die der Eingangswindungen auszuhalten, nämlich 120% der Klemmenspannung. Bei genauerer Abstimmung würde wohl noch eine höhere Spannung in den restlichen Gruppen auftreten.

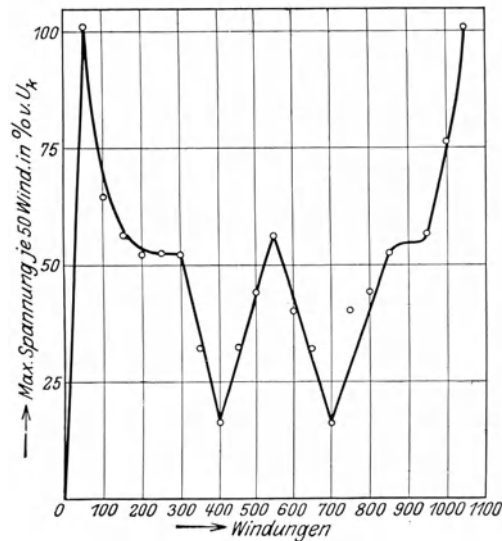
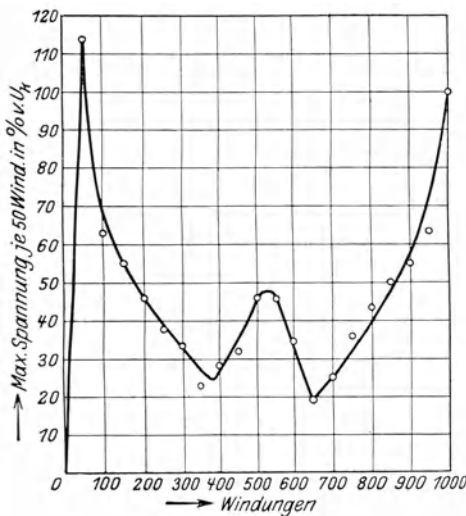


Bild 38. Spule 1000 Windungen, 650 m Draht. Bild 39. Spule 1050 Windungen, 682,5 m Draht. Maximale Spannung bei Rechteckschwingung.

Die Ergebnisse an vier Spulen mit den Windungen: 800 (Bild 34), 850 (Bild 35), 900 (Bild 36), 950 (Bild 37) und 1000 Windungen (Bild 38) unterscheiden sich kaum. Die ersten Windungsgruppen von 50 Windungen und ebenso die Ausgangswindungen erhalten je 120–130% der Klemmenspannung. Die mittelste Spulengruppe höchstens 40–50%. Sofern man sich nicht einer Resonanzstelle nähert, sind die Ein- und Ausgangswindungen am gefährdeten. Gegenüber den Spulen mit einer Drahtlänge unterhalb der ersten Resonanz, also die mit 350 und 400 Windungen, ist die Spannung der Eingangswindungen allerdings geringer. Die letztgenannten Spulen sind allerdings auch in den mittleren Windungen stärker gefährdet. Die durchschnittliche Spannung sämtlicher Spulengruppen ist dort höher als bei den Spulen von 800 bis 1000 Windungen.

Bei der Spule mit 1050 Windungen, Bild 39, liegen die höchsten Spannungswerte nicht über der Klemmspannung. Die Spannung der bisherigen Spulen sank nach dem ersten steilen Anstieg langsam, aber gleichmäßig ab. Jetzt bildet sich in dem absteigenden Ast eine Stufe fast konstanter Spannung bei der 2. bis 4. Spulengruppe zu je 50 Windungen aus. In den nächsten Windungsgruppen, der 7. und 8., sinkt die Spannung fast auf 10% der Klemmenspannung, steigt dann ungefähr in der Spulmitte bei der 11. Gruppe wieder auf 50% der Klemmenspannung, sinkt wieder ab und erreicht bei den Ausgangswindungen 100% der Klemmenspannung, und zwar über eine Stelle fast konstanter Spannung bei der 17., 18. und 19. Spulengruppe zu je 50 Windungen.

Noch deutlicher tritt ein ähnlicher Verlauf der Spannung an der Spule mit 1100 Windungen, 715 m Draht, zutage, s. Bild 40. Hier erreicht die maximale Spannung 100% der Klemmenspannung. Die Stellen konstanter Spannung an den Knickstellen der Kurve und in der Mitte haben sich sowohl verbreitert, als auch erhöht. Die Spannung erreicht im Durchschnitt 70% der Klemmenspannung.

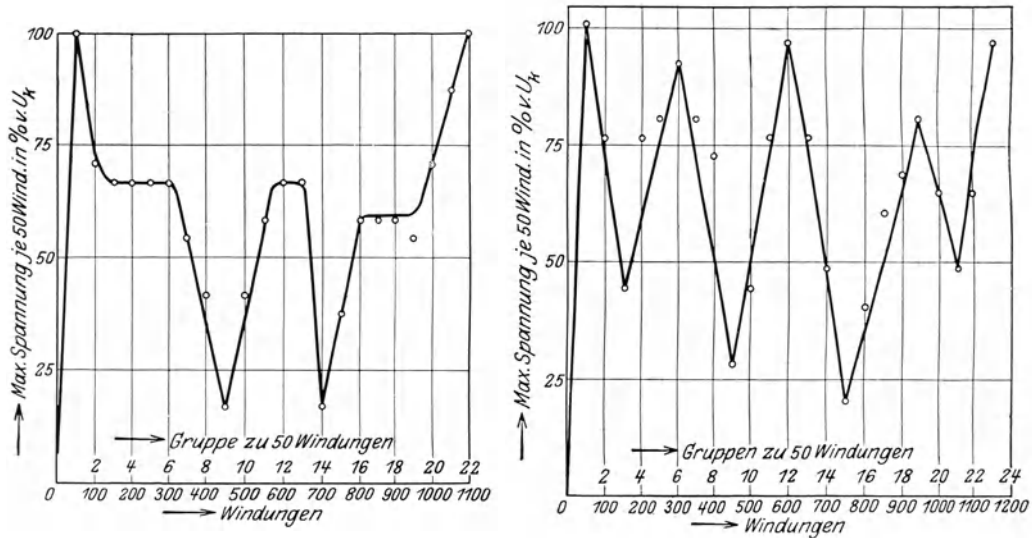


Bild 40. Spule 1100 Windungen, 715 m Draht. Bild 41. Spule 1150 Windungen, 747,5 m Draht.  
Maximale Spannung bei Rechteckschwingung.

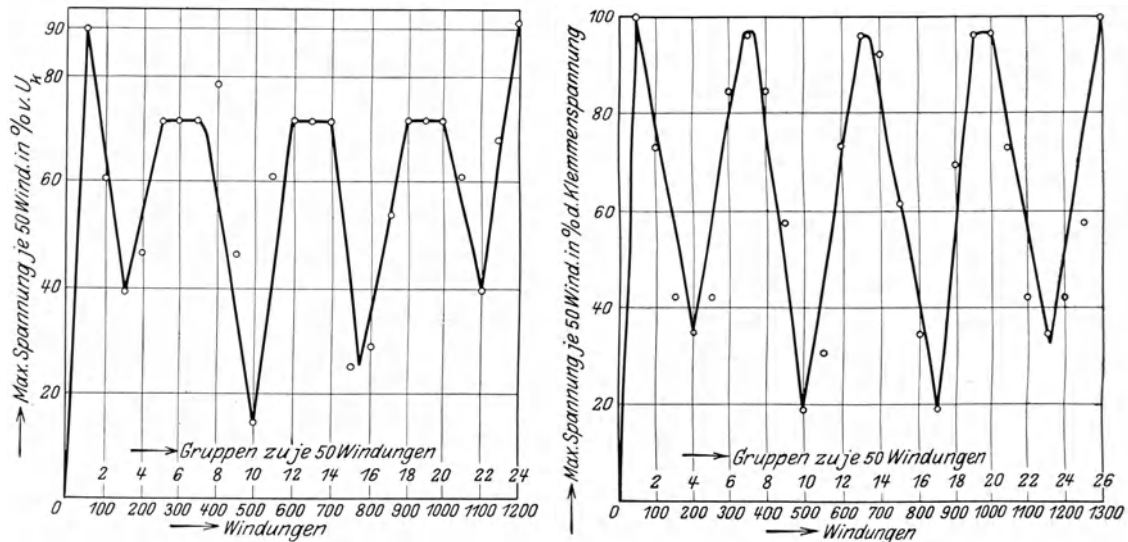


Bild 42. Spule 1200 Windungen, 780 m Draht. Bild 43. Spule 1300 Windungen, 845 m Draht.  
Maximale Spannung bei Rechteckschwingung.

Ganz anders aber wird der Verlauf der maximalen Spannung bei der Spule mit 1150 Windungen, 747 m Draht, Bild 41. Wir nähern uns wieder der Resonanz. In 5 Windungsgruppen erreicht die Spannung fast die Klemmenspannung, und zwar bei der 1., 6., 12., 19. und 23. Gruppe zu je 50 Windungen. Sieht man von den Ein- bzw. Ausgangswindungen ab, so bleibt die 6., 12. und 19. Gruppe über, bei denen die hohen Spannungen auftreten. Diese Punkte liegen rund 180 m Drahtlänge voneinander

entfernt. In Resonanz scheint die Spule noch nicht zu schwingen, sonst würden die Spannungsminima tiefer liegen, die hier 20 bzw. 15% der Klemmenspannung erreichen.

Bei der nächsten Spule mit 1200 Windungen, 780 m Draht, Bild 42, haben wir ein ähnliches Ergebnis. Die maximalen Spannungen der mittleren Windungsgruppen

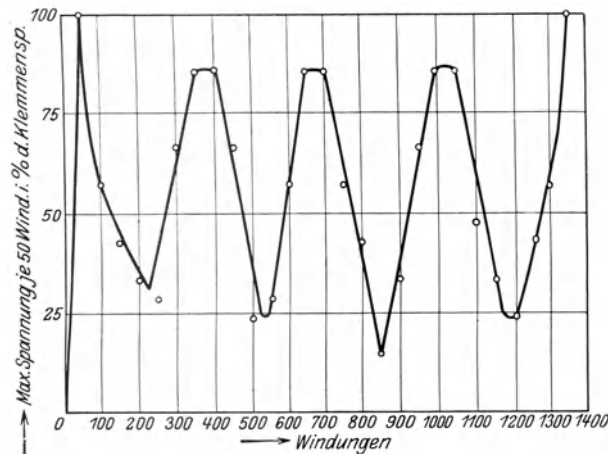


Bild 44. Spule 1350 Windungen, 878 m Draht.  
Maximale Spannung bei Rechteckschwingung.

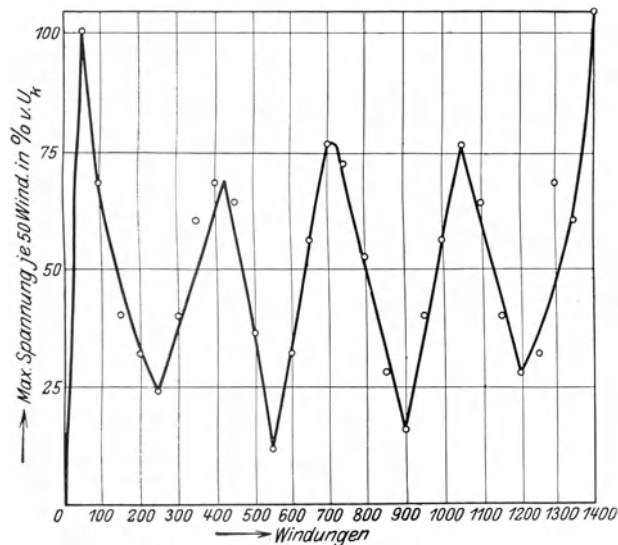


Bild 45. Spule 1400 Windungen, 910 m Draht.  
Maximale Spannung bei Rechteckschwingung.

sind hier jedoch wieder auf 75% der Klemmenspannung gesunken. An den Stellen, bei denen bei Spule 1150 die hohen Spitzen liegen, haben sich hier Stellen konstant hoher Spannung ausgebildet. In 9 Gruppen zu je 50 Windungen steigt die Spannung auf etwa 77% der Klemmenspannung.

Gehen wir weiter zur Spule mit 1300 Windungen, 845 m Draht, Bild 43, so finden wir wieder Resonanz. In 5 Spitzen erreicht die Spannung der einzelnen Gruppen Werte der Klemmenspannung. Bei Spule 1150, Bild 41, sind diese Punkte schon vorhanden, aber doch nicht so deutlich ausgeprägt. Die Spannungsmaxima liegen immer

über 2 Gruppen verteilt, die Spannungsminima viel tiefer als bisher. Interessant ist die Symmetrie der Spannungsmaxima zur Mitte der Spule.

Spule mit 1350 Windungen, 878 m Draht, Bild 44. Die Spannungsmaxima sind bereits abgesunken. Nur an den Eingangs- bzw. Ausgangswindungen bleibt die hohe Spannung bestehen.

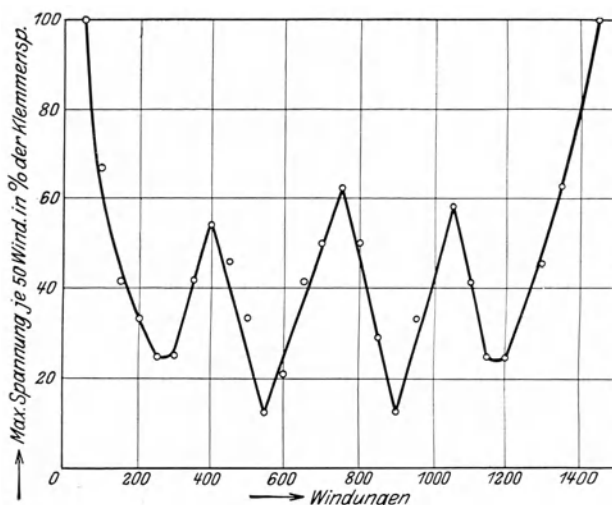


Bild 46. Spule 1450 Windungen, 942,5 m Draht. Maximale Spannung bei Rechteckschwingung.

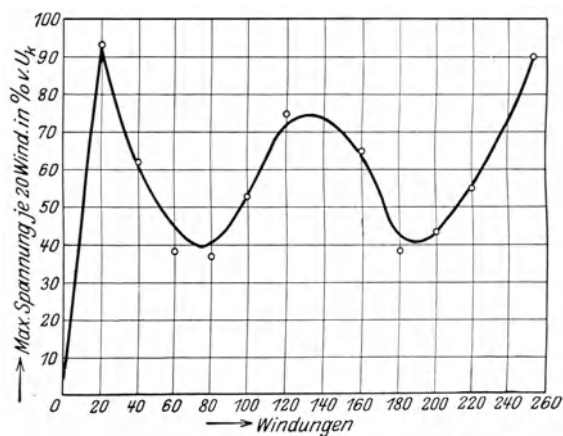


Bild 47. Spule 252 Windungen, 445 mm  $\varnothing$ , 360 m Draht. Maximale Spannung bei Rechteckschwingung.

Das gleiche gilt für die Spule mit 1400 Windungen und 910 m Draht, Bild 45. Hier sinken die Spannungspitzen bis auf fast 60% der Klemmenspannung. Die Ein- bzw. Ausgangswindungen müssen ebenso wie bei den anderen Spulen die ganze Klemmenspannung aushalten.

Als letzte dieser Spulenreihe mit 207 mm  $\varnothing$  wurde eine Spule mit 1450 Windungen, 942,5 m Draht, untersucht, Bild 46. Gegenüber den letzten Spulen ist kein grundsätzlicher Unterschied festzustellen. Die mittleren Windungsgruppen erhalten eine Spannung, die nur 50% der Klemmenspannung beträgt. Bei den Ein- bzw. Ausgangsgruppen zu je 50 Windungen ist die Spannung noch immer 100% der Klemmenspannung.

Hiermit ist die Untersuchung an dieser Spulenreihe beendet. Mit großer Deutlichkeit tritt die Gefahr zutage, die Spulen drohen, wenn sie von Rechteckschwingungen getroffen werden. In der Nähe der Resonanzstellen treten außerordentlich hohe Spannungen auf, die eine große Gefahr für die Wicklungen bedeuten.

Mit Rechteckschwingungen wurde weiter die Spule mit 252 Windungen und 445 mm  $\varnothing$  untersucht. Die aufgewickelte Drahtlänge betrug 360 m. Nach den bisherigen Untersuchungen konnte man ziemlich hohe Spannungen erwarten. Es ist diesmal die Spannung nicht an 50, sondern an 20 Windungen abgegriffen worden. Bild 47 zeigt das Ergebnis. Die 20 Eingangswindungen erhalten eine Spannung von rund 90% der Klemmenspannung. Die maximalen Spannungen sinken bis zur 80. Windung auf 40% der Klemmenspannung ab. Bei der 125. Windung ist die Spannung jedoch wieder auf 80% angewachsen. Die Spannungsverteilung ist auch hier symmetrisch zur Mitte. Im übrigen entspricht die Spannungsverteilung dem Bilde 33.

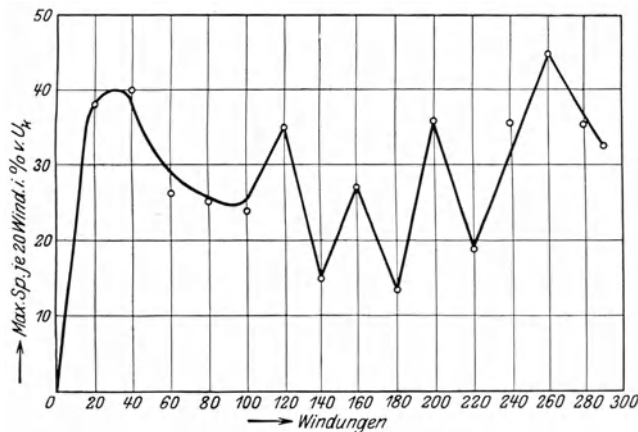


Bild 48. Spule 295 Windungen, 1520 mm  $\varnothing$ , 1410 m Draht.  
Maximale Spannung bei Auftreffen einer Rechteckschwingung.

Etwas andere Werte erhält man bei der großen Spule von 1520 mm  $\varnothing$  und 1410 m Draht. Die Ergebnisse der bisher untersuchten Spulen stimmen alle darin überein, daß an den Ein- bzw. Ausgangswindungen hohe Spannungen auftreten, die mindestens gleich der Klemmenspannung sind. Die inneren Windungen erhalten, abgesehen von den Resonanzfällen, geringere Spannung. Bei dieser Spule steigt die Spannung der 1. Windungsgruppe auf nur 40% der Klemmenspannung, sie bleibt also erheblich unter den bisher gefundenen Werten. Die Spannungen der inneren Windungen ergeben kein symmetrisches Bild zur Mitte, wie man es bei den übrigen Spulen feststellen konnte. Die Beanspruchung dieser Spule ist nicht groß. Ganz im Gegensatz fanden wir bei dieser Spule bei der Sprungwelle eine hohe Beanspruchung. Es ist allerdings bei Resonanz das Auftreten hoher Spannungen zu erwarten.

### 7. Zusammenfassung.

Die vorliegende Arbeit bringt eine Darstellung der Untersuchungsergebnisse an Spulen, die experimentell mit dem Kathodenoszillographen gefunden wurden. Bei den untersuchten Spulenabmessungen findet man bei Sprungwellen in allen Fällen eine hohe Beanspruchung der Ein- bzw. Ausgangswindungen. An den ersten fünf Windungen, rund 1% der Gesamtwindungen, sind Spannungen bis zu 40% der Sprungwellenspannung gemessen worden. Nach Durchlaufen einer Reihe von Windungen wird die steile Front merklich abgeflacht. Die Spannungsbeanspruchung der Windungen wird gleichzeitig geringer. Die inneren Windungen werden wenig beansprucht.

Bei den Spulen mit kleinem Durchmesser wird durch die bald nach Durchlaufen der ersten Windungen sich ausbildenden Schwingungen ein längeres Bestehen von hohen Spannungen verhindert. Die Spulen mit großem Durchmesser lassen schon mehr den Übergang zur Freileitung erkennen.

Ganz anders werden die auftretenden Spannungsverhältnisse bei gedämpften Rechteckschwingungen. An den Ein- bzw. Ausgangswindungen treten, abgesehen von der Spule mit großem Wicklungsdurchmesser, hohe Spannungen auf. Bei den inneren Windungen nur in den Fällen, in denen Resonanz auftritt. Dann allerdings steigt die Spannung auf sehr hohe Werte an.

Die Transformatorenspulen, die nur mit Sprungwellen untersucht wurden, verhalten sich ähnlich den Spulen mit kleinem Durchmesser. In die Spulen hereingestellte Blechzylinder bewirken ein außerordentlich hohes Ansteigen der Spannung in der ersten Spule.

Die vorliegenden Untersuchungen sind auf Veranlassung von Herrn Professor Rogowski durchgeführt, dem ich für viele Ratschläge zu Dank verpflichtet bin. Die Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft hat die Arbeit weitgehendst unterstützt. Auch ihr sei an dieser Stelle bester Dank ausgesprochen.

---