

# Beitrag zur Dynamik der Glimmentladungen

---

Von der  
Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich  
zur Erlangung der  
Würde eines Doktors der technischen Wissenschaften  
genehmigte

## Promotionsarbeit

vorgelegt von

**WALTER DRUEY**

Dipl. El.-Ing. E. T. H.  
aus Faoug (Waadt)

Referent: Herr Prof. Dr. F. Tank  
Korreferent: Herr Prof. Dr. F. Fischer

---

BASEL  
Buchdruckerei Emil Birkhäuser & Cie., A. G.  
1936

---

Sonderabdruck aus *Helvetica Physica Acta*, IX. Jahrgang, Nr. 9, 1936  
und X. Jahrgang, Nr. 1, 1937.

**MEINEN ELTERN**

Leer - Vide - Empty

# Beitrag zur Dynamik der Glimmentladungen

von Walter Druuey, E. T. H., Zürich.

## ERSTER TEIL.

### I. Einleitung.

Der Dynamik der Gasentladungen ist wegen ihrer technischen und physikalischen Bedeutung schon früh grosses Interesse entgegengebracht worden. Die Zahl der Veröffentlichungen ist deshalb ausserordentlich gross. Zusammenfassungen mit Literaturhinweisen finden sich z. B. im Handbuch für Experimentalphysik<sup>12)</sup>, bei SEELIGER<sup>21)</sup> und bei von ENGEL und STEENBECK<sup>4)</sup>).

Mit der Dynamik der Glimmentladung speziell befassen sich in neuerer Zeit die Arbeiten von G. VALLE<sup>23)</sup>, H. GAWEHN<sup>7)</sup>, H. GAWEHN und G. VALLE<sup>8)</sup>, G. VALLE und B. ROSSI<sup>30)</sup> und andere, in denen hauptsächlich die intermittierende Entladung untersucht wird.

Während es bei der stationären Glimmentladung bereits weitgehend gelungen ist, die Erscheinungen mit Hilfe der Elementarprozesse zu erklären und in einigen Fällen auch angenähert quantitativ zu berechnen, scheitern die dahinzielenden Versuche bei der nicht stationären Entladung an der Kompliziertheit des mathematischen Ausdrucks, der eine Folge des verwickelten physikalischen Geschehens ist. In den bisherigen Veröffentlichungen finden sich aus diesem Grunde keine eingehenden ionentheoretische Betrachtungen.

Eine Ausnahme bildet der Fall der Zündung, deren zeitlicher Verlauf experimentell und auch theoretisch besonders gründlich untersucht worden ist. Die theoretische Behandlung erfordert die Berücksichtigung des Einflusses der Raumladung und führt zu Resultaten, die mit den Experimenten im Einklang stehen<sup>22) 4) 17)</sup>.

Es erscheint ausgeschlossen, die Gesamtheit aller dynamischen Vorgänge in Gasentladungen, oder auch nur in der Glimmentladung, durch einen einzigen expliziten oder impliziten mathematischen Ausdruck zu erfassen, also etwa die Raum-Zeit-Funk-

---

\*) Die Zahlen beziehen sich auf die Literaturzusammenstellung am Ende der Arbeit.

tion der Ionendichte, der Feldstärke usw. anzugeben. In der vorliegenden Arbeit wird der Versuch unternommen, räumliche und zeitliche Teilprozesse abzugrenzen, die mehr oder weniger für sich allein und spezialisiert betrachtet werden können, also eine gewisse Selbständigkeit haben, sich daneben aber gegenseitig beeinflussen können.

Die Betrachtungen stützen sich auf Messungen über die Entstehung einer Glimm- (Gl-) Entladung aus einer Vorentladung (Townsend- (T-) oder Gl-Entladung). Dabei wird der zeitliche Verlauf des Stromes gemessen, wenn in einem Entladekreis, bestehend aus einer Entladungsröhre mit den unvermeidlichen Elektrodenkapazitäten und einem ohmschen Vorschaltwiderstand, zu der für die Vorentladung benötigten Spannung  $U_0$  eine Zusatzspannung  $U_R$  zugeschaltet wird.

Der Vorgang selbst muss für die Messung mehrere Male wiederholt werden (s. die Ausführungen S. 15). Die Frage nach der nötigen Reproduzierbarkeit des Stromverlaufes bei der Zündung wurde bereits durch die Messungen von F. TANK und K. GRAF<sup>24)</sup> und M. STEENBECK<sup>22)</sup> in positivem Sinne beantwortet. Meine Messungen bestätigen dieses Resultat auch für Fälle, wo der Stromverlauf kompliziertere Form hat, vorausgesetzt, dass eine hinreichende Konstanz sowohl im Gasentladungsrohr (Reinheit) wie auch im elektrischen Teil des Entladungskreises gewahrt wird.

## II. Die Versuchsanordnung.

### A. Das Gasentladungsrohr.

In Übereinstimmung mit andern Autoren erwies es sich als notwendig, einen hohen Grad von Reinheit anzustreben, wenn die Vorgänge in der Gasentladung reproduzierbar sein sollten. Einige Vorversuche, die durchgeführt wurden ohne besondere Reinigung des Entladegefäßes und der Elektroden, ergaben die Unmöglichkeit, systematische Messungen vorzunehmen. Als wichtigster Punkt bei den vorliegenden Messungen schien mir der einwandfreie Zustand der Kathodenoberfläche zu sein.

Die Entladestrecke (Fig. 1) war ähnlich derjenigen gebaut, wie sie Steenbeck zu seinen Messungen über die Zündung der Gl-Entladung<sup>22)</sup> verwendet hat. Die Elektroden waren aus Reinnickel gedreht und hatten Rogowskiprofil<sup>15)</sup>. Sie besaßen 4 cm Durchmesser und waren so berechnet, dass ihre Oberfläche bei einem Elektrodenabstand von 1,5 cm zur Äquipotentialfläche  $\psi = 120^\circ$  (s. u. <sup>15)</sup>) des elektrostatischen Feldes wurden. Das

Profil ging am Rande mit genügender Abrundung in die Rückseite der Elektrode über. Die eine Elektrode konnte an einem, an der Halterung angeschraubten Eisenklotz von aussen mittels eines Magneten verschoben werden.

Die Vorderfläche der Elektroden wurde mit Bimsstein geschliffen und dann zur Entfernung von Bimssteinrückständen kurz in verdünnte Salzsäure getaucht. Zur gründlichen Reinigung befand sich das Entladungsrohr während einiger Tage in einem Heizkasten bei  $400^{\circ}\text{C}$ , wobei der Gasdruck kleiner als  $10^{-6}\text{ mm Hg}$  war. Schliesslich wurden die Elektroden mit Wirbelstrom während ca. 10 Minuten auf helle Rotglut erhitzt.

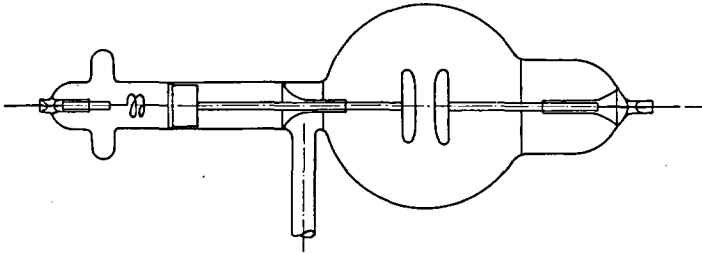


Fig. 1. Entladungsrohr.

Es ist anzunehmen, dass dadurch nur die oberste Metallschicht entgast wurde. Das Verfahren wurde deshalb von Zeit zu Zeit wiederholt, besonders wenn sich Störungen in der Zündspannung einstellten, die von nachdiffundierenden Gasmolekülen verursacht sein konnten.

Zwischen dem Entladungsgefäss und dem ersten fettgedichteten Hahn befand sich eine Falle zum Ausfrieren von Quecksilber- und Fettdämpfen, die teils mit flüssiger Luft, teils mit Kohlensäure gekühlt wurde. Am Entladungsrohr hatte es keinerlei Kittstelle.

Als Gase dienten spektralreines Argon und Helium, die aus Glasbehältern mit Glasfadenverschluss entnommen wurden, ferner Wasserstoff und Stickstoff aus gewöhnlichen Stahlbomben. Die Gase wurden keiner weiteren Reinigung unterzogen.

Das kugelige Entladungsgefäss hatte etwa 11 cm Durchmesser. Irgendwelche Störungen, die auf Wandladungen hätten zurückgeführt werden können, wurden nie beobachtet. Hingegen möchte ich auf einen Umstand hinweisen, der mir für die Reinheit von Elektroden und Gas wichtig zu sein scheint. Wenn nämlich versucht wurde, die Elektroden mittels Kathodenzerstäubung zu reinigen, und Gasdruck und Stromstärke dabei so gewählt waren, dass angenommen werden musste, eine grosse Zahl von Ionen treffe

die Glaswände, so verlor nach einiger Zeit der Entladung die Kathode ihren metallischen Glanz und überzog sich mit einer schwärzlichen Schicht. Es machte sich auch eine Trübung der Glasoberfläche bemerkbar. Die Zünd- und die normale Kathodenfallspannung sanken gleichzeitig beträchtlich. Die Schicht auf den Elektroden war auch durch Ausglühen nicht mehr zu entfernen. Dieses Verhalten lässt sich vielleicht so erklären, dass durch den Aufprall der Ionen aus dem Glas Bestandteile in den Entladungsraum und auf die Elektroden geraten. Der Effekt war besonders auffallend, wenn der Gasdruck so niedrig war, dass das Leuchten des Gases bis an die Gefässwände reichte.

## B. Messmethode und Schaltung.

### 1. Prinzipschema, Strommessung.

Zur Bestimmung einer zeitveränderlichen Grösse stehen im wesentlichen zwei Methoden zur Verfügung. Entweder wird der Verlauf der Grösse durch einen Oszillographen kontinuierlich, wenn notwendig und möglich unter mehrmaliger Wiederholung, aufgezeichnet, oder er wird Punkt für Punkt durch Wiederholung des Vorganges bestimmt. In der vorliegenden Arbeit wurde die zweite Methode angewendet. Eine vergleichende Betrachtung mit der ersten findet sich auf S. 15.

Als Instrument zur Festlegung eines einstellbaren Zeitabschnittes vom Augenblick des Einsatzes der Entladung bis zur Messung des Stromwertes diente ein Helmholtzsches Pendel. Die prinzipielle Schaltanordnung zeigt Fig. 2. Die Vorspannung  $U_0$  dient zur Aufrechterhaltung der Vorentladung. Wenn das Pendel den Schalter  $S_1$  öffnet, schaltet das Elektronenröhrenrelais eine Zusatzspannung in den Kreis des Entladungsrohres. Im Augenblick des Öffnens des Schalters  $S_2$  liegt am Elektrometer (EM) die Spannung  $u_1 = i_1 \cdot R_1$ . Unter Berücksichtigung der Kapazität  $C_1$  des EM berechnet sich der Strom  $i$  zu:

$$i = \frac{u_1}{R_1} + C_1 \frac{du_1}{dt}.$$

Die Kapazität des Quadrantenelektrometers zusammen mit den abgeschirmten Zuleitungen vom Widerstand  $R_1$  an betrug  $C_1 = 120 \mu\mu\text{F}$ . Da  $du_1/dt$  an den interessierenden Stellen des Stromverlaufes bei der Gasentladung Werte von höchstens 1600 V/sec erreichte, war  $C_1 \cdot du_1/dt$  immer kleiner als 0,2  $\mu\text{A}$ . Diese Korrektur wurde vernachlässigt. Das ist auch deshalb



gerechtfertigt, weil sie neben anderen, unvermeidlichen Ungenauigkeiten keine Rolle spielt.

Da die zu messenden Vorgänge in der Zeit von einigen  $10^{-4}$  sec abgeklungen sind, konnte zur Bestimmung von  $u_1$  der ballistische Ausschlag des EM verwendet werden, wodurch einerseits keine Zeit verloren ging durch das Abwarten des Ruheausschlages, andererseits Fehler infolge der nicht vollkommenen Isolation des EM vermieden wurden. Der Isolationswiderstand betrug unter Einschluss der abgeschirmten Leitung bis zum Pendelschalter je nach Luftfeuchtigkeit 1 bis  $4 \cdot 10^{13}$  Ohm. Zur ballistischen Eichung des EM wurde die Schaltung Fig. 3 verwendet.  $S_1$  und  $S_2$  sind wieder die Schalter des Helmholtzschen Pendels. Sie waren auf eine Zeitdifferenz von ca.  $\frac{1}{1000}$  sec eingestellt. Die Empfindlichkeit

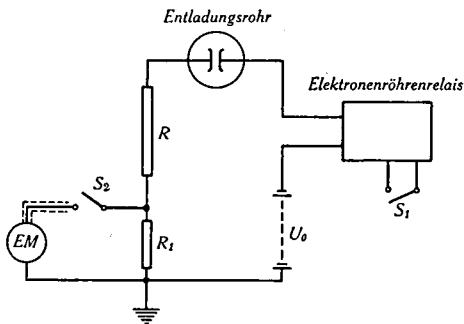


Fig. 2. Prinzipschaltung.

Schaltung zur ballistischen Eichung des Elektrometers.

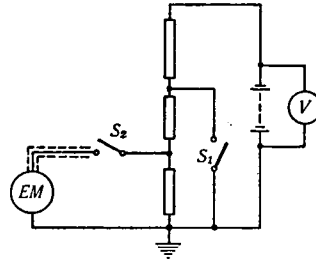


Fig. 3.

des EM bei einer Nadelspannung von 80 V schwankte je nach Ausschlag zwischen 5,92 und 6,52 mV/Skt (1 Skt = 1 cm) bei 4 m Lichtzeigerlänge.

Durch entsprechende Wahl von  $R_1$  kann man sich dem Betrag der Stromstärke in weiten Grenzen anpassen. Es ist jedoch zu beachten, dass  $R_1$  viel kleiner als  $R$  sein muss, damit der Einfluss der Kapazität des EM auf die Vorgänge im Entladungskreis vernachlässigt werden darf.  $R$  und  $R_1$  müssen so kapazitäts- und induktionsarm als möglich sein. Nach einigen Misserfolgen mit drahtgewickelten Widerständen wurden Massewiderstände „Givrite“ verwendet.

Fig. 4 stellt das vollständige Schaltungsschema der Messanordnung dar. Weggelassen wurden nur die Vorrichtungen, die ein bequemes Umschalten zur Messung der Zündspannung gestatteten.

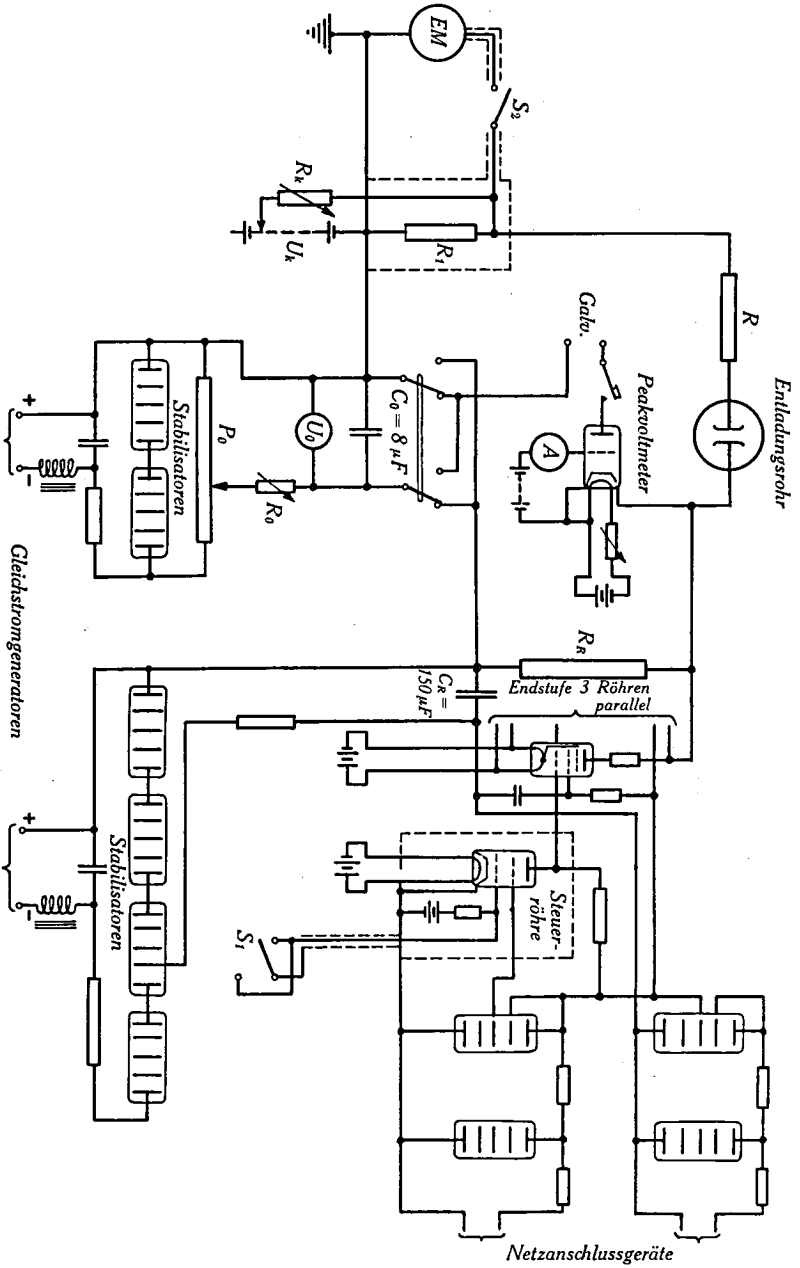


Fig. 4. Schaltungsschema.

## 2. Das Elektronenröhrenrelais.

Eine gewisse Schwierigkeit bereitete der Umstand, dass es beim Helmholtzschen Pendel nur möglich ist, zwei Schalter mit einer genau einstellbaren Zeitdifferenz zu öffnen, nicht aber zu schliessen. Durch das Öffnen des ersten Schalters ist jedoch innert kürzester Frist eine Zusatzspannung einzuschalten. Die in den früheren Arbeiten von F. TANK und K. GRAF<sup>24)</sup>, F. TANK und L. ACKERMANN<sup>25)</sup> verwendete Schaltung, bei der durch das Betätigen des Schalters der Kurzschluss eines Teils eines Potentiometers aufgehoben wird, ist für grössere Spannungen nicht geeignet, weil entweder der innere Widerstand der Anordnung oder der abzuschaltende Kurzschlussstrom zu gross wird. Es wurde deshalb ein Elektronenröhrenrelais gebaut, wie es im rechten Teil der Fig. 4 dargestellt ist. Seine Arbeitsweise ist folgende: Solange  $S_1$  geschlossen ist, hat das Steuergitter der Steueröhre das Potential deren Kathode, so dass ein gewisser Anodenstrom fliesst. Dieser erzeugt im Anodenwiderstand des Steuerrohres einen Spannungsabfall, der die Gitter der Endstufe negativ vorspannt. Es fliesst dort kein Anodenstrom. Wird nun  $S_1$  geöffnet, so lädt die Gitterbatterie des Steuerrohres dessen Gitter so stark negativ auf, dass der Anodenstrom gesperrt wird. Damit verschwindet die Gittervorspannung an der Endstufe, und der nun einsetzende Anodenstrom erzeugt am Widerstand  $R_R$  die Zusatzspannung.

Für das richtige Arbeiten des Relais sind vier Punkte von besonderer Bedeutung.

a) Der Widerstand  $R_R$  soll so klein als möglich gehalten werden, weil er als innerer Widerstand der Spannungsquelle wirkt, deren Spannung also damit von der Belastung abhängig wird. Das bedingt einen möglichst hohen Anodenstrom der Endstufe. Es wurden drei parallel geschaltete Pentoden Philips B 443 verwendet. Es zeigte sich, dass die Verwendung von drei parallel geschalteten Röhren in bezug auf die Konstanz des Stromstosses günstiger ist, als eine einzige Röhre entsprechend grösseren Ausmasses. Der Anodenstrom der Endstufe betrug je nach Heiz- und Anodenspannung 0,11 bis 0,13 A. Beim unteren Wert wird mit einem Widerstand von 1360  $\Omega$  eine Zusatzspannung von 150 V erzielt. Der maximal auftretende Gasentladungsstrom beträgt dabei rund 3 mA, in den allermeisten Fällen jedoch nur 0,3 mA. Daraus ergibt sich ein Spannungsabfall am Relais von ca. 4 bzw. 0,4 V, ein Wert, der für die Messungen nicht von Bedeutung ist.

b) Die Schaltzeit des Relais muss kurz sein. Das erfordert kleine Zeitkonstanten in den verschiedenen Kreisen; kleine Wider-

stände und kleine Kapazitäten. Auch aus diesem Grunde ist  $R_R$  klein zu halten. Ebenfalls muss der Widerstand im Anodenkreis des Steuerrohres klein sein. Dadurch vermindert sich aber der Verstärkungsfaktor dieser Stufe, so dass man hier den richtigen Kompromiss treffen muss. Die Kapazitäten sind im wesentlichen durch die Röhren gegeben. Man ist gezwungen, Schirmgitterröhren zu verwenden, weil sonst die Rückwirkung der Anode auf den Gitterkreis durch die Gitter-Anodenkapazität dessen Zeitkonstante zu stark erhöhen würde. Aus dem gleichen Grunde war es auch notwendig, den Gitterkreis der Steuerröhre vollständig abzuschirmen.

c) Der Strom, den der Schalter  $S_1$  zu unterbrechen hat, soll einige mA nicht überschreiten. Es hat sich nämlich gezeigt, dass andernfalls, offenbar infolge der Unregelmässigkeiten im winzigen Abreissfunken, Streuungen in der zwischen den Schaltern eingestellten Zeitdifferenz auftreten, die die Streuungen infolge mechanischer Unzuverlässigkeiten übertreffen. Diese Forderung erheischt einen grossen Widerstand in Serie mit der Gittervorspannungsbatterie, was mit den Ausführungen unter b) in Widerspruch steht. Auch hier ist demnach eine Zwischenlösung zu finden.

d) Um die Reproduzierbarkeit des Ablaufes der Gasentladung sicherzustellen, ist eine genügende Konstanz des Zusatzspannungstosses notwendig. Es musste daher auf konstante Speisespannungen geachtet werden. Die Röhren wurden mittelst Akkumulatoren geheizt, während die Anoden- und Schirmgitterspannungen aus Spannungsquellen entnommen wurden, die mit Hilfe von Glimmstrecken-Entladungsröhren stabilisiert waren. Da ferner die Endröhren durch den grossen Anodenstrom eine thermische Veränderung erleiden, wurde dafür gesorgt, dass der Strom nach kurzer Zeit wieder unterbrochen wird, indem der Arm des Schalters  $S_1$  nach etwa einer Vierteldrehung das Gitter wieder mit der Kathode verbindet. Die Zeit, die so zwischen Öffnen und Schliessen verstreicht, beträgt rund  $\frac{1}{100}$  sec.

Abgesehen davon, dass die Zusatzspannung ihren Endwert so rasch als möglich erreichen soll, muss sie von diesem Moment an genügend lange konstant bleiben. Die benutzten Stabilisatorröhren ertragen aber die Belastung durch den Anodenstromstoss nicht. Die innerhalb der Spannungsabnahme liegenden Glimmstrecken löschen, und es tritt ein grosser Spannungsabfall auf. Es ist daher ein ausreichender Ausgleichskondensator ( $C_R$ ) notwendig. Bezeichnen wir mit  $\Delta U$  den Spannungsabfall, der an

$C_R$  auftritt, wenn der Anodenstrom  $I_a$  während  $\Delta t$  sec fließt, so ist

$$C_R \cdot \Delta U = I_a \cdot \Delta t \quad \Delta t = \frac{C_R \cdot \Delta U}{I_a}.$$

Mit  $\Delta U = 1$  V,  $I_a = 0,13$  A,  $C_R = 150 \cdot 10^{-6}$  F wird  $\Delta t = 1,15 \cdot 10^{-3}$  sec. Die Endstufe hat einen inneren Widerstand von ca.  $15000 \Omega$ , so dass bei  $U_R = 150$  V ( $R_R = 1150 \Omega$ ) die Zusatzspannung in  $1/1000$  sec nicht einmal um  $1/10$  V fällt.

### 3. Die Vorspannung.

Die Vorspannung  $U_0$  wird ebenfalls einem stabilisierten Gleichspannungsgenerator entnommen. Zur Grobregulierung der Spannung dient das Potentiometer  $P_0$ , zur Feinregulierung der Widerstand  $R_0$  in Serie mit einem Drehspulvoltmeter.  $C_0$  beträgt  $8 \mu F$ , was wegen der Kleinheit des Entladungsstromes vollaus genügt.

### 4. Messung der Zusatzspannung.

Die Höhe des Zusatzspannungsschosses kann mittelst eines Peakvoltmeters gemessen werden. Für diese Messung wird  $U_0$  als Kompensationsspannung im Anodenkreis des Peakvoltmeters eingeschaltet. Ein Umschalter gestattet ein einfaches Übergehen zu dieser Messung.

Es ist möglich, die Zusatzspannung auch bei 500 V auf einige Zehntel Volt genau zu messen und konstant zu halten. Zur Kontrolle der Kompensationsspannung  $U_0$  dient dann noch eine Vergleichsbrücke mit einem Normalelement. Diese Konstanz war jedoch für die vorliegenden Messungen im allgemeinen nicht erforderlich.

### 5. Kompensationseinrichtung.

Die Batterie  $U_k$  und der Widerstand  $R_k$  von maximal  $0,5 M \Omega$  gestatten, den Strom der Vorentladung zu kompensieren und diesen gleichzeitig durch Messung des Kompensationsstromes zu bestimmen.

### 6. Abschirmungen.

Der Widerstand  $R_1$  und die Zuleitungen zum Pendelschalter  $S_2$  und von diesem zum EM mussten abgeschirmt werden, teils zum elektrostatischen Schutz, aber auch zum Schutz gegen sonst im Kreise Widerstand-Pendelschalter-EM vom Stromstoß des Relais induzierte Spannungen. Bei einem Teil der Messungen befand sich auch der Widerstand  $R$  im Abschirmkasten und die Zuleitung

zum Gasentladungsrohr ging durch ein geerdetes Metallrohr. Dies erwies sich jedoch als unnötig, ja als unerwünscht, wegen der Vergrößerung der Kapazität der einen Elektrode gegen Erde. Die letztere Abschirmung wurde deshalb dann entfernt und  $R$  unmittelbar neben dem Entladungsrohr aufgestellt, gleichzeitig möglichst entfernt von geerdeten Metallteilen. Die erwähnte Kapazität, die von wesentlicher Bedeutung für die zu schildernden Vorgänge ist, wurde damit auf ein Minimum reduziert.

### 7. Die Relaisschaltkurve.

Der Stromanstieg beim Betätigen des Relais wurde direkt mit der Schaltung Fig. 4 gemessen, indem lediglich die Entladungsröhre kurzgeschlossen wurde. Fig. 5 zeigt die Schaltkurve, wobei  $R = 1,03 \text{ M}\Omega$  und  $U_R = 153 \text{ V}$  betrug.

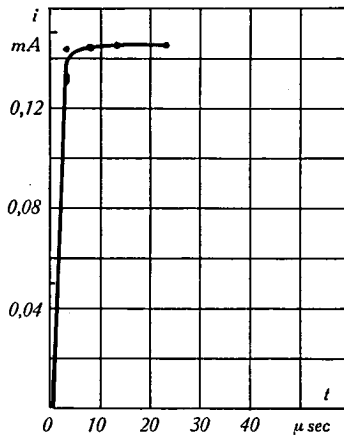


Fig. 5. Relaisschaltkurve.

Die Schaltzeit bis zum Erreichen von 98% des Stromendwertes beträgt 4 bis 5  $\mu\text{sec}$ .

Die Schaltkurve des Relais beweist, dass die Messanordnung einwandfrei ist, und die bei den Vorgängen in der Gasentladung auftretenden Strombuckel und Schwingungen nicht durch sie bedingt sind.

Anderere Messungen solcher Schaltkurven, bei denen bei unveränderter Einstellung der Schalter insbesondere am steilen Anstieg eine grosse Zahl von Punkten aufgenommen wurden, liessen erkennen, dass die Streuungen in der Reproduzierbarkeit der Schaltkurve, die grösstenteils vom Helmholtzschen Pendel selbst herrührten, im Maximum und seltenen Fällen  $\pm 3$  bis

4  $\mu$  sec betragen (s. hierüber auch W. FUCHS<sup>5)</sup>). Diese Streuungen bedingen die Grenze des Auflösungsvermögens, das man mit diesem Verfahren erreicht. Aus diesem Grunde hat es auch keinen grossen Zweck, die Schaltzeit des Relais noch wesentlich zu verkürzen, was an sich durchaus möglich wäre. Zudem ist die Zeitkonstante des Aufladevorganges der Elektrodenkapazität des Entladungsröhres wegen der verwendeten grossen Vorschaltwiderstände ohnehin bedeutend (s. S. 19).

### C. Helmholtzsesches Pendel und Kathodenstrahloszillograph. Vergleich der beiden Messmethoden.

Eine Anzahl Autoren<sup>22) 29) 7)</sup> u. a. bedienen sich zur Aufzeichnung des Strom- oder Spannungsverlaufes bei einer GI-Entladung des Kathodenstrahloszillographen. Wegen der niedrigen Spannungen kommt in unserem Fall nur ein Rohr mit kleiner Beschleunigungsspannung und Glühkathode in Frage. Soll der Vorgang in einmaligem Schreiben aufgezeichnet werden, so ist zur Erzielung einer hinreichenden Schwärzung auf der photographischen Schicht jedoch eine minimale Anodenspannung notwendig. Würde in Fig. 20 der erste Strombuckel etwa 5 cm hoch geschrieben, so betrüge die Maximalgeschwindigkeit des Strahles im ersten abfallenden Teil der Stromkurve ca. 2 km/sec. Eine genügende Schwärzung lässt sich dabei mit einem handelsüblichen Rohr vielleicht gerade noch erreichen, doch ist die Empfindlichkeit für die Strahlablenkung infolge der hohen Beschleunigungsspannung nur von der Grössenordnung 0,1 mm/V. Für den ersten, 5 cm hohen Stromanstieg wäre eine Ablenkspannung von 500 V erforderlich. Diese Spannung steht am Entladekreis nicht zur Verfügung. Im Falle der Fig. 20 betrug der Vorschaltwiderstand 1,08 M $\Omega$ , der Spannungsabfall bei der Stromspitze also 260 V. Um den Entladungsvorgang nicht zu beeinflussen, darf man aber die Ablenkplatte nicht direkt an die Elektrode anschliessen. Verwenden wir als Messspannung die Spannung an einem Fünftel des Widerstandes, also rund 50 V, so brauchen wir einen Verstärker mit zehnfacher Verstärkung. Ein solcher Verstärker ist in bezug auf den Verstärkungsfaktor auch für so rasch verlaufende Vorgänge noch zu bauen, Schwierigkeiten bietet aber die verzerrungsfreie Abgabe von 500 V. Es sind grosse und teure Röhren, ferner Stromquellen hoher Spannung notwendig.

Verwendet man an der Kathodenstrahlröhre, um grössere Empfindlichkeit zu erhalten, eine kleinere Anodenspannung, so ist man gezwungen, den Vorgang mehrmals zu wiederholen.

Zur Erreichung des synchronen Ablaufes braucht man einen entsprechend gebauten Schalter, der gestattet, die Zusatzspannung im Entladekreis, die Zeitablenkung und die Anodenspannung des Oszillographen zur richtigen Zeit ein- bzw. auszuschalten. Nach Abschalten der Zusatzspannung stellt sich in vielen Fällen der Zustand der Vorentladung nicht von selbst wieder ein, so dass auch der Entladungskreis kurzzeitig unterbrochen werden muss. Wegen der genauen Reproduzierbarkeit der Zeitabstände, in denen die einzelnen Schaltungen auszuführen sind, sind grosse Schaltgeschwindigkeiten erforderlich. Besonders die Bewältigung hoher Spannungen macht dabei Schwierigkeiten. STEENBECK<sup>22)</sup> benutzte als Schalter einen umgebauten Quecksilberturbinenunterbrecher. Ob in unserem Falle, wo die Spannungen niedriger sind, besonders wenn auch hier vom Elektronenröhrenrelais Gebrauch gemacht wird, ein einfacherer mechanischer Schalter genügen würde, kann nur der Versuch entscheiden. Der Verstärker ist infolge der grösseren Empfindlichkeit des Oszillographen nun leicht zu bauen, ja er ist möglicherweise überhaupt zu umgehen.

Vergleichen wir zwischen den beiden möglichen Messmethoden, so ist folgendes zu sagen:

Bei Verwendung des Helmholtzschen Pendels ist die Schaltung im wesentlichen sehr einfach. Der einzige komplizierende Bestandteil bildet das Relais, das aber bei der andern Methode, sofern es gestattet, einen einfacheren Schalter zu verwenden, ebenfalls notwendig wäre. Arbeitet man mit der Braunschen Röhre, so ist der erwähnte Schalter erforderlich, ferner unter Umständen ein Verstärker. Gelingt es, die Zeitstreuungen des Schalters kleiner zu halten als die des Pendels, so erreicht man mit dem Kathodenstrahloszillographen ein feineres Auflösungsvermögen der Strom-Zeitkurve. Ob dies möglich ist, kann nur die Erfahrung lehren.

Ein unzweifelhafter Vorteil des Braunschen Rohres besteht darin, dass man auf dem Leuchtschirm sofort das Messresultat beurteilen kann, während man für eine Messung mit dem Pendel je nach der Kompliziertheit der Kurve eine halbe bis drei Stunden braucht.

Im vorliegenden Falle war das Helmholtzsche Pendel bereits vorhanden, und frühere Messungen<sup>24) 25)</sup> hatten ergeben, dass eine genügende Reproduzierbarkeit damit möglich ist. Es lag daher nahe, diese Methode zu benutzen.



## D. Die Elektrodenkapazitäten.

Die Elektrodenkapazitäten spielen trotz ihrer Kleinheit wegen des meist hohen Vorschaltwiderstandes bei den vorliegenden Messungen eine ausschlaggebende Rolle. Es ist darum notwendig, dass darüber einiges gesagt wird. In Fig. 6 sind die Kapazitäten  $C_A$  und  $C_E$ , die den Entladungsmechanismus beeinflussen, eingezeichnet.  $C_E$  ist die reine gegenseitige Kapazität der Elektroden (ohne den Anteil herrührend von den Erdkapazitäten),  $C_A$  die Kapazität der Anode mit der Leitung nach dem Vorschaltwiderstand  $R$  zur Erde.  $C_E$  ist vom Elektrodenabstand  $d$  abhängig (2 bis 3  $\mu\mu\text{F}$ ),  $C_A$  beträgt 10  $\mu\mu\text{F}$ . Vor der Entfernung der Seite 13

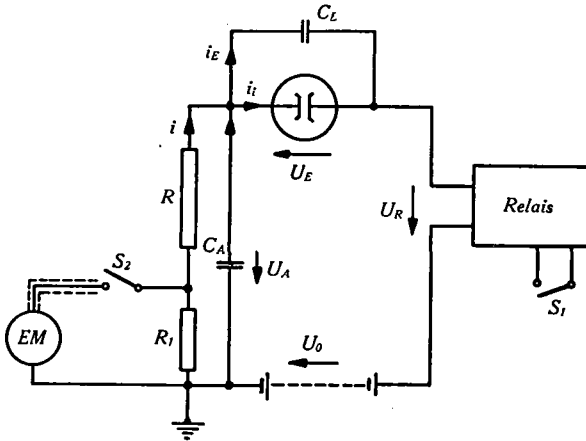


Fig. 6.

erwähnten Abschirmungen war  $C_A$  bedeutend grösser und betrug ca. 65  $\mu\mu\text{F}$ . Mit der letzteren Anordnung wurden die meisten Messungen in Argon ausgeführt.

Die Kapazitäten  $C_A$  und  $C_E$  spielen in zweierlei Hinsicht eine Rolle. Sie beeinflussen den Ablauf des Entladungsvorganges insofern, als die Ladung, die sich auf ihnen befindet, sich am Ionenstrom beteiligt. Daneben beeinflussen sie aber noch den Spannungsanstieg an den Elektroden beim Einschalten der Zusatzspannung. Wir wollen zunächst diesen Spannungsanstieg näher betrachten.

### 1. Anstieg der Elektrodenspannung beim Einschalten der Zusatzspannung.

Für die Spannungszunahme am Relais spielt auch die Kapazität der Kathode und der zugehörigen Leitungen einschliesslich das Peakvoltmeter eine Rolle. Da der innere Widerstand des

Relais jedoch nur ca.  $10^3 \Omega$  beträgt und diese Kapazität einige  $10^{-11} F$  nicht überschreitet, ist die entsprechende Zeitkonstante kleiner als  $10^{-7}$  sec. Wenn wir zudem die gemessene Schaltkurve des Relais (Fig. 5) zugrunde legen, so ist die Wirkung dieser Kapazität, sogar noch vergrößert um die Anodenkapazität  $C_A$ , bereits inbegriffen. Die Relaisspannung können wir durch die Funktion  $u_R = U_R (1 - e^{-t/\tau})$  darstellen. Nach ungefähr  $t = 5 \cdot 10^{-6}$  sec ist  $u_R/U_R$  auf 0,98 angestiegen (s. S. 14), und wir erhalten demnach als Zeitkonstante  $\tau = 1,3 \cdot 10^{-6}$  sec.

Unter der Annahme, dass während des Aufladevorgangs kein Ionenstrom durch die Gasstrecke fließt, können wir nach Fig. 6 schreiben:

$$i \cdot R = u_R - u_E. \quad (1)$$

$$i_E = i + i_A. \quad (2)$$

Es ist

$$i_E = C_E \frac{du_E}{dt} \quad \text{und} \quad i_A = C_A \frac{du_A}{dt}.$$

Da ferner

$$i \cdot R = u_A, \quad \text{ist} \quad i_A = C_A \cdot R \frac{di}{dt}.$$

Damit wird Gleichung (2):

$$C_E \frac{du_E}{dt} = i + R \cdot C_A \frac{di}{dt}. \quad (2a)$$

Rechnen wir aus Gleichung (1)  $i$  und  $di/dt$  aus, so erhalten wir schliesslich als Differentialgleichung für  $u_E$ :

$$R(C_A + C_E) \frac{du_E}{dt} + u_E = u_R + RC_A \frac{du_R}{dt}. \quad (3)$$

Die Lösung dieser Gleichung lautet unter Verwendung der Anfangsbedingung  $t = 0, u_E = 0$ :

$$\begin{aligned} \frac{u_E}{U_R} = & \left( 1 - \frac{1 - \frac{RC_A}{\tau}}{1 - \frac{R(C_A + C_E)}{\tau}} \varepsilon^{-t/\tau} \right) \\ & - \left( 1 - \frac{1 - \frac{RC_A}{\tau}}{1 - \frac{R(C_A + C_E)}{\tau}} \right) \varepsilon^{-t/R(C_A + C_E)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Die Lösung sei mit den folgenden, für die Messungen häufig verwendeten Daten numerisch ausgewertet.

$$R = 1,08 \cdot 10^6 \Omega, C_A = 10^{-11} \text{ F}, C_E = 2 \cdot 10^{-12} \text{ F},$$

$$\tau = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ sec}, R \cdot (C_A + C_E) = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ sec}.$$

Dann lautet Gleichung (4) numerisch:

$$\frac{u_E}{U_R} = (1 - 0,81 e^{-10^6 t/1,3}) - 0,188 e^{-10^6 t/1,3}. \quad (5)$$

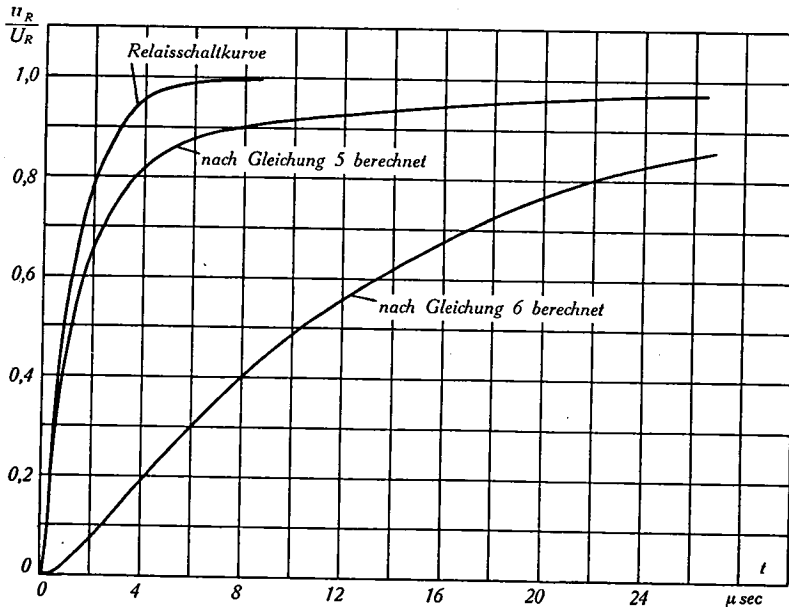


Fig. 7. Spannungsanstieg an den Elektroden beim Schalten des Relais.

In Fig. 7 ist der Verlauf von  $u_E/U_R$  neben der Relaisschaltkurve aufgetragen. Die Spannung  $u_E$  steigt anfangs fast so rasch an wie  $u_R$ , dank der Reihenschaltung von  $C_E$  und  $C_A$  und dem Umstand, dass  $C_E < C_A$ . Zum Schluss wächst sie aber wegen der grossen Zeitkonstanten  $R(C_A + C_E)$  nur noch langsam.

Würde man die Schaltung so aufbauen, dass die Anode des Entladungsrohres geerdet wäre und der Vorschaltwiderstand sich zwischen Kathode und Relais befände, so erhielte man einen bedeutend langsameren Anstieg der Spannung. In diesem Fall

liegen nämlich  $C_A$  und  $C_E$  parallel, und die Lösung für  $u_E/U_R$  lautet:

$$\frac{u_E}{U_R} = \left(1 - \frac{1}{1 - \frac{RC}{\tau}} \varepsilon^{-t/\tau}\right) - \left(1 - \frac{1}{1 - \frac{RC}{\tau}}\right) \varepsilon^{-t/RC}. \quad (6)$$

Diese Kurve ist ebenfalls in Fig. 7 eingetragen. Wie wir später sehen werden, würden bei einem solchen Spannungsanstieg an den Elektroden die zu beschreibenden Vorgänge keinen so typischen Verlauf nehmen.

## 2. Berechnung des Ionenstroms.

Unter Ionenstrom  $i_i$  wollen wir denjenigen Strom durch die Entladestrecke verstehen, der durch die Bewegung der Elektrizitätsträger entsteht. Legen wir einen Schnitt senkrecht zur Stromrichtung, z. B. an der Kathodenoberfläche, so lässt sich  $i_i$  folgendermassen berechnen.

Es sei  $n_{i_0}$  die Dichte der positiven Ionen und  $v_{i_0}$  ihre gerichtete Geschwindigkeit an der Kathodenoberfläche,  $n_{e_0}$  und  $v_{e_0}$  die entsprechenden Werte für die Elektronen. Dann ist die Stromdichte des Konvektionsstromes  $j_{k_0} = e(n_{i_0} \cdot v_{i_0} + n_{e_0} \cdot v_{e_0})$ , oder, wegen  $n_{e_0} \cdot v_{e_0} = \gamma \cdot n_{i_0} \cdot v_{i_0}$ ,  $j_{k_0} = e \cdot n_{i_0} \cdot v_{i_0} \cdot (1 + \gamma)$ . Wenn wir mit  $E_0$  die Feldstärke an der Kathodenoberfläche bezeichnen, so ist die Dichte des Verschiebungsstromes  $j_v = \frac{1}{4\pi} dE_0/dt$ . Von dieser Stromdichte ist aber der Anteil des Kapazitätsstromes, der auch bei Abwesenheit der Ionen die Entladestrecke durchsetzt, abzuziehen. Wenn  $E_0'$  den Feldstärkebeitrag des Kondensatorfeldes im Vakuum bedeutet, so ist  $j_v' = \frac{1}{4\pi} dE_0'/dt$ . Somit wird die Ionenstromdichte:

$$j_i = e n_{i_0} \cdot v_{i_0} (1 + \gamma) + \frac{1}{4\pi} \frac{dE_0}{dt} - \frac{1}{4\pi} \frac{dE_0'}{dt}.$$

Der totale Ionenstrom ermittelt sich durch Integration über die Kathodenfläche  $F$  zu:

$$i_i = \int_F \left[ e n_{i_0} v_{i_0} (1 + \gamma) + \frac{1}{4\pi} \frac{dE_0}{dt} \right] dF - \frac{1}{4\pi} \int_F \frac{dE_0'}{dt} dF.$$

Das letzte Integral ist nichts anderes als der Verschiebungsstrom

durch die Elektrodenkapazität im Vakuum, so dass wir schreiben können:

$$i_i = \int_F \left[ e n_{i_0} v_{i_0} (1 + \gamma) + \frac{1}{4\pi} \frac{dE_0}{dt} \right] dF - C \frac{du_E}{dt}. \quad (7)$$

Wenn  $u_R = \text{konstant} = U_R$  ist, sind die beiden Kapazitäten  $C_A$  und  $C_E$  für Veränderungen des Ionenstroms als parallel geschaltet zu betrachten. Für  $C$  in der Gleichung (7) können wir also  $C_A + C_E$  setzen. Durch die Messung des Stromes  $i$ , der den Widerstand  $R$  durchfließt, messen wir nichts anderes als den Wert des Integrals im Ausdruck (7). Um den Ionenstrom zu erhalten, haben wir also zu rechnen:

$$i_i = i - C \cdot du_E/dt.$$

Da  $u_E = U_0 + U_R - R \cdot i$  ist, und also  $du_E/dt = -R \cdot di/dt$ , erhalten wir schliesslich:

$$i_i = i + R \cdot C \cdot di/dt. \quad (8)$$

Es ist ein Zeichen für den bedeutenden Einfluss der Elektrodenkapazitäten, dass diese Korrektur in einem Teil der Messungen sehr grosse Werte annimmt, so dass man eigentlich gar nicht von „Korrektur“ sprechen sollte. Aus der Formel (8) ist ersichtlich, dass nicht der Wert von  $C$  allein, sondern das Produkt  $R \cdot C$  für die „Korrektur“ massgebend ist. Das Vorhandensein der Kapazität  $C$  beeinflusst den Entladungsvorgang um so mehr, je rascher seine Änderungen im Vergleich zur Zeit  $R \cdot C$  sind.

Im Einschaltmoment, solange  $u_R$  seinen Endwert noch nicht erreicht hat, kommt zur Berechnung von  $i_i$  noch ein weiteres Korrektionsglied hinzu. Die Durchrechnung ergibt:

$$i_i = i + R \cdot C \cdot di/dt - C_E \cdot du_R/dt.$$

Das letzte Glied ist nicht gross (bei  $U_R = 100$  V und  $C_E = 2 \mu\text{F}$  beträgt es im Zeitmoment  $t = 0,54 \cdot 10^{-4}$  A) und klingt rascher ab, als die Spannung an den Elektroden ansteigt. Diese Korrektur spielt deshalb nur während der ersten paar  $\mu\text{sec}$  eine Rolle, während welcher Zeit am Entladungsrohr noch kein definierter Zustand vorhanden ist. Daneben ist auch die Strommessung in diesem Intervall wegen des meist ausserordentlich raschen Anstieges sehr ungenau. Von der Anbringung dieses Korrektionsgliedes wurde deshalb überall abgesehen.

Der eigentliche Ionenstrom wurde für einen Teil der Messungen berechnet. Überall, wo er für das Verständnis des Resultates nicht notwendig ist, wurde er jedoch weggelassen, und nur die Kurve für den gemessenen Strom  $i$  aufgetragen.

### III. Versuchsergebnisse.

#### A. Vorbemerkung.

In den folgenden Tabellen und Figuren sind eine Anzahl Versuchsergebnisse nach gewissen Gesichtspunkten geordnet zusammengestellt. Die Untersuchungen wurden besonders bei hohen Werten des Produktes  $R \cdot C$  vorgenommen, wobei  $C$  jedoch meist keine grösseren Werte aufweist, als etwa bei der gewöhnlichen Ausführung der Schaltung auftreten. In den Edelgasen Argon und Helium trat auch beim höchsten verwendeten Vorschaltwiderstand von  $1,08 \text{ M}\Omega$  noch keine intermittierende Entladung ein, während sie sich in Wasserstoff und Stickstoff schon bei niedrigerem Wert von  $R$  einstellte.

Es zeigt sich, dass auch bei den kleinen nicht zu umgehenden Elektrodenkapazitäten der Verlauf des Entladungsvorganges noch entscheidend von der Grösse des Produktes  $C \cdot R$  beeinflusst sein kann. Massgebend ist dabei neben dem Verhältnis von Aufladegeschwindigkeit der Elektroden zur Geschwindigkeit der Ionenstromveränderung die Ladungsmenge, die nötig ist, um eine gewisse Veränderung in der Entladestrecke hervorzubringen. Wir werden im theoretischen Teil dieser Arbeit ausführlich darauf zu sprechen kommen.

Man könnte das Verhalten der Entladung in Abhängigkeit vom Vorschaltwiderstand durch folgendes Bild charakterisieren. Die Spannungsquelle mit dem Widerstand einerseits, und das Gasentladungsrohr mit den zugehörigen Kapazitäten andererseits stellen gewissermassen zwei Systeme dar, die nach Massgabe der Grösse von  $R \cdot C$  miteinander gekoppelt sind. Ein kleiner Wert von  $R \cdot C$  bedeutet eine enge Kopplung, indem der Ionenstrom immer beinahe identisch ist mit dem Strom aus der Spannungsquelle. Bei grossem  $R \cdot C$  hingegen ist die Kopplung schwach, dem System Entladungsrohr plus Kapazität ist eine grössere Selbständigkeit belassen. Ionenstrom und Strom aus der Batterie können gänzlich voneinander verschieden sein. Es ist möglich, dass ein gemeinsamer Gleichgewichtszustand erreicht wird, bei einer Störung dieses Gleichgewichts macht sich jedoch die Unabhängigkeit der beiden Systeme in der Erschwerung zur Rückkehr zur (eventuell neuen) Stabilitätslage geltend.

#### B. Untersuchungen in Argon.

##### 1. Der Überstromeffekt.

In den Fig. 8 bis 11 sind eine Reihe Messungen wiedergegeben, die den zeitlichen Verlauf des Aufbaues der Gl-Entladung dar-

stellen, wenn man von einer bereits brennenden Gl-Entladung ausgeht, und den Anfangsstrom immer mehr verkleinert. Bei der letzten Messung schliesslich war der Ausgangszustand eine T-Entladung. In Tabelle 1 sind die Daten für diese Versuchsserie zusammengestellt. Der Druck betrug in allen diesen Messungen

Tabelle 1.

	$d$ cm	$R$ $\Omega$	$U_R$ V	$I_0$ mA
Fig. 8 .	(a)	212 000	77	0,50
	(b)	212 000	77	0,20
	(c)	212 000	77	0,10
Fig. 9 .	(a)	212 000	77	0,50
	(b)	212 000	77	0,20
	(c)	212 000	77	0,10
Fig. 10 .	(a)	1 080 000	153	0,20
	(b)	1 080 000	153	0,10
	(c)	1 080 000	153	0,045
Fig. 11 . . .	0,44	1 080 000	153	0,002

6,55 mm Hg. Die Kapazität der Anode gegen Erde war  $65 \mu\mu\text{F}$ , die totale Kapazität  $C$  also ca.  $68 \mu\mu\text{F}$ .  $I_0$  ist die Stromstärke der Vorentladung.

Zu den Messungen der Fig. 8 und 9 sei gleich bemerkt, dass sie den Einfluss des Elektrodenabstandes  $d$  zeigen. Während die erste Stromspitze beim grösseren  $d$  ziemlich unverändert geblieben ist, tritt nun nach deren Abklingen ein nochmaliges Sinken des Stromes ein. Dieses zweite Fallen des Stromes ist für grössere Elektrodenabstände typisch und wird uns weiter unten noch beschäftigen.

Bei allen Kurven steigt der Strom  $i$  anfangs ausserordentlich steil an und erreicht nach wenigen  $\mu\text{sec}$  ein erstes Maximum. Je nach den Umständen ist der weitere Verlauf monoton abfallend oder die Kurve von  $i$  in Funktion der Zeit weist eine abklingende Schwingung auf.

Aus den Fig. 9 bis 11 ist ersichtlich, dass die erste Stromspitze mit abnehmendem *Ausgangsstrom* und sonst unveränderten Bedingungen immer ausgeprägter wird. Besonders deutlich zeigen die Fig. 10 und 11, welchen Einfluss die Vorentladung auf die Entstehung der Gl-Entladung hat. Je kleiner der Anfangsstrom, um so mehr tritt das erste Maximum und der anschliessende Schwingungszug in Erscheinung.

Der Einfluss des *Vorschaltwiderstandes* und der *Relaisspannung*  $U_R$  ist aus diesen Kurven nicht ohne weiteres zu entnehmen, weil beide gleichzeitig geändert wurden. Einige der Messungen, die in Tabelle 2 zusammengestellt sind, können uns weitere Aufschlüsse geben. Die zu vergleichenden Kurven beziehen sich alle auf einen Ausgangsstrom von 0,20 mA.

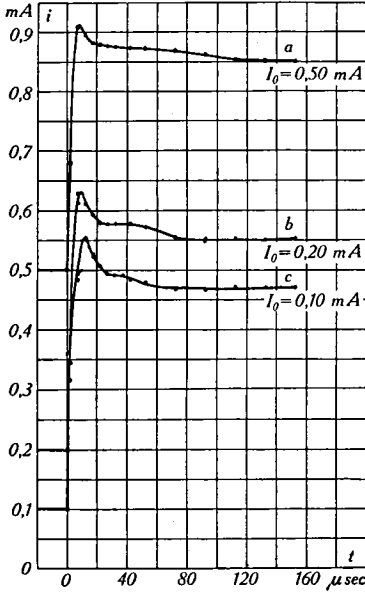


Fig. 8. Argon.

$p = 6,55 \text{ mm Hg}$   $C = 68 \mu\mu\text{F}$   
 $d = 0,57 \text{ cm}$   $R = 212\,000 \Omega$   $U_R = 77 \text{ V}$ .

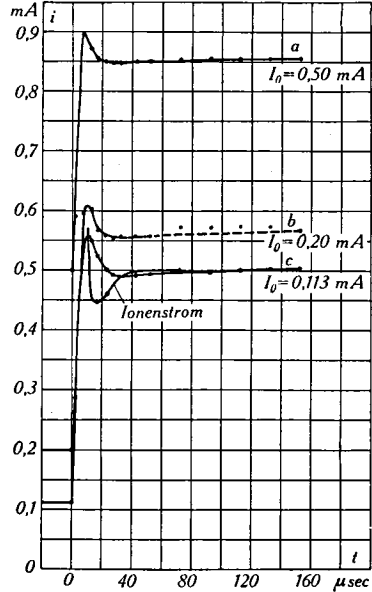


Fig. 9. Argon.

$p = 6,55 \text{ mm Hg}$   $C = 68 \mu\mu\text{F}$   
 $d = 0,44 \text{ cm}$   $R = 212\,000 \Omega$   $U_R = 77 \text{ V}$ .

Zunächst entnehmen wir aus Fig. 13, dass unter den dort angegebenen Verhältnissen das Maximum durch Erhöhung der Zusatzspannung ausgeprägter wird.

Ferner sehen wir aus den Kurven Fig. 13(a) und Fig. 14(d), dass unter sonst gleichen Daten beim Verringern des Widerstandes das Maximum verschwindet. Es ist nicht ganz sicher, ob es beim Vergrössern der Spannung (Fig. 14(e)) auch bei diesem Widerstand wieder auftritt. Fig. 12 zeigt ebenfalls, dass bei einem kleinen Vorschaltwiderstand die erste Stromspitze fehlt und zwar unabhängig vom Elektrodenabstand.

Vom *Elektrodenabstand* ist das erste Strommaximum scheinbar auch etwas abhängig, wie ein Vergleich der Kurven Fig. 9(b) und Fig. 13(a) lehrt. Bei grösserem  $d$  ist es in bezug auf den nachfolgenden konstanten Stromwert ein wenig niedriger.



Wir können deshalb auch die Messungen Fig. 10(a) und Fig. 13(b) nicht genau miteinander vergleichen. Immerhin lässt sich mit Sicherheit feststellen, dass, unter den dort mitgeteilten Verhältnissen, zwar die absolute Höhe des Maximums über dem konstanten Stromwert (vor dem zweiten Absinken) beim kleinen Vorschaltwiderstand grösser ist, beim grösseren Widerstand aber

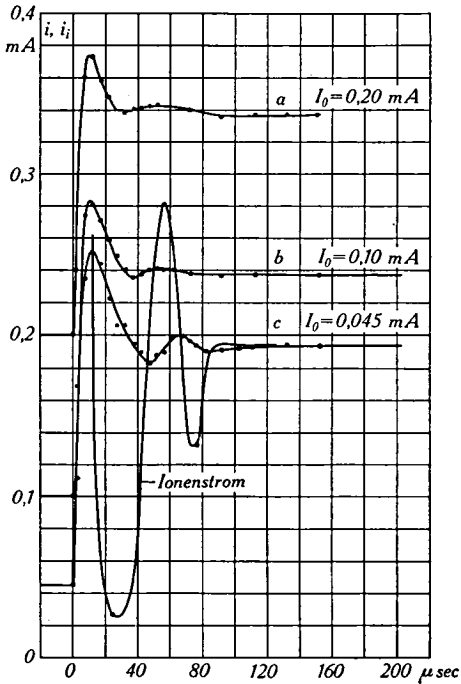


Fig. 10. Argon.

$p = 6,55 \text{ mmHg}$   $C = 68 \text{ } \mu\text{F}$   
 $d = 0,57 \text{ cm}$   $R = 1080000 \text{ } \Omega$   $U_R = 153 \text{ V}$ .

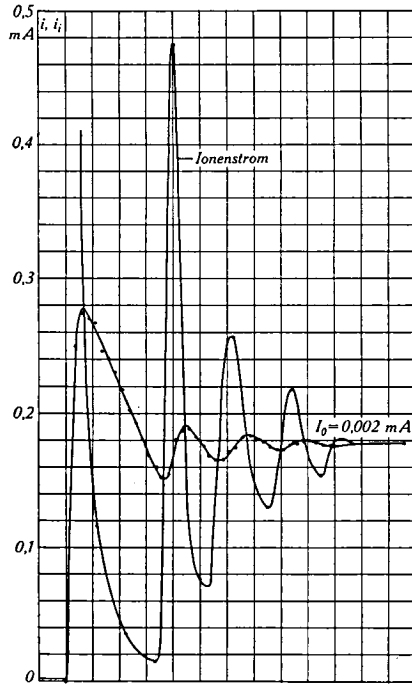


Fig. 11. Argon.

$p = 6,55 \text{ mmHg}$   $C = 68 \text{ } \mu\text{F}$   
 $d = 0,44 \text{ cm}$   $R = 1080000 \text{ } \Omega$   $U_R = 153 \text{ V}$ .

die relative Höhe in bezug auf die vorhandene Stromzunahme überwiegt.

Für die Kurven Fig. 9(c), Fig. 10(c), Fig. 11 und Fig. 12(d) ist die Korrektur nach Gleichung (8) durchgeführt worden. Man sieht daraus, dass die Abweichungen des Ionenstromes vom gemessenen Strom  $i$  bei hohen Vorwiderständen enorm sind. Es ist bei der Ungenauigkeit, mit der die Kurven aus den Messpunkten gezeichnet werden können, natürlich nicht möglich, den Verlauf des Ionenstromes sehr genau zu bestimmen. Insbesondere sind die bei kleinen Stromstärken liegenden Minima nur relativ unexakt berechenbar. Charakteristisch ist das besonders

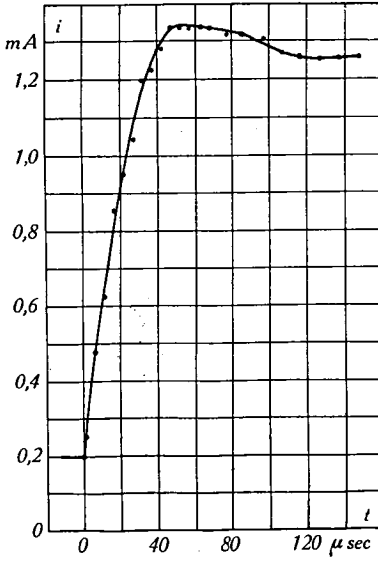
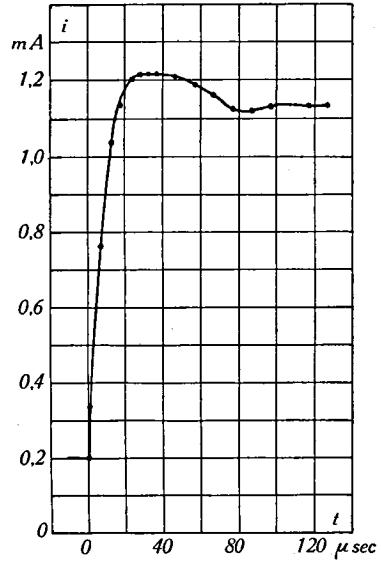
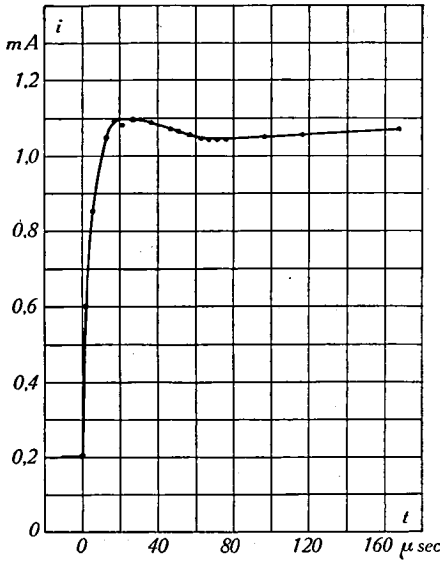
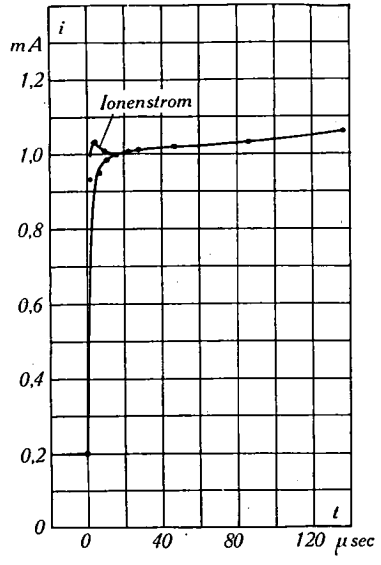
a)  $d = 1,61$  cm.b)  $d = 1,30$  cm.c)  $d = 0,85$  cm.d)  $d = 0,50$  cm.

Fig. 12. Argon.

$$p = 7,2 \text{ mmHg} \quad C = 68 \mu\mu\text{F}$$

$$R = 62000 \Omega \quad U_R = 52 \text{ V} \quad I_0 = 0,20 \text{ mA}$$

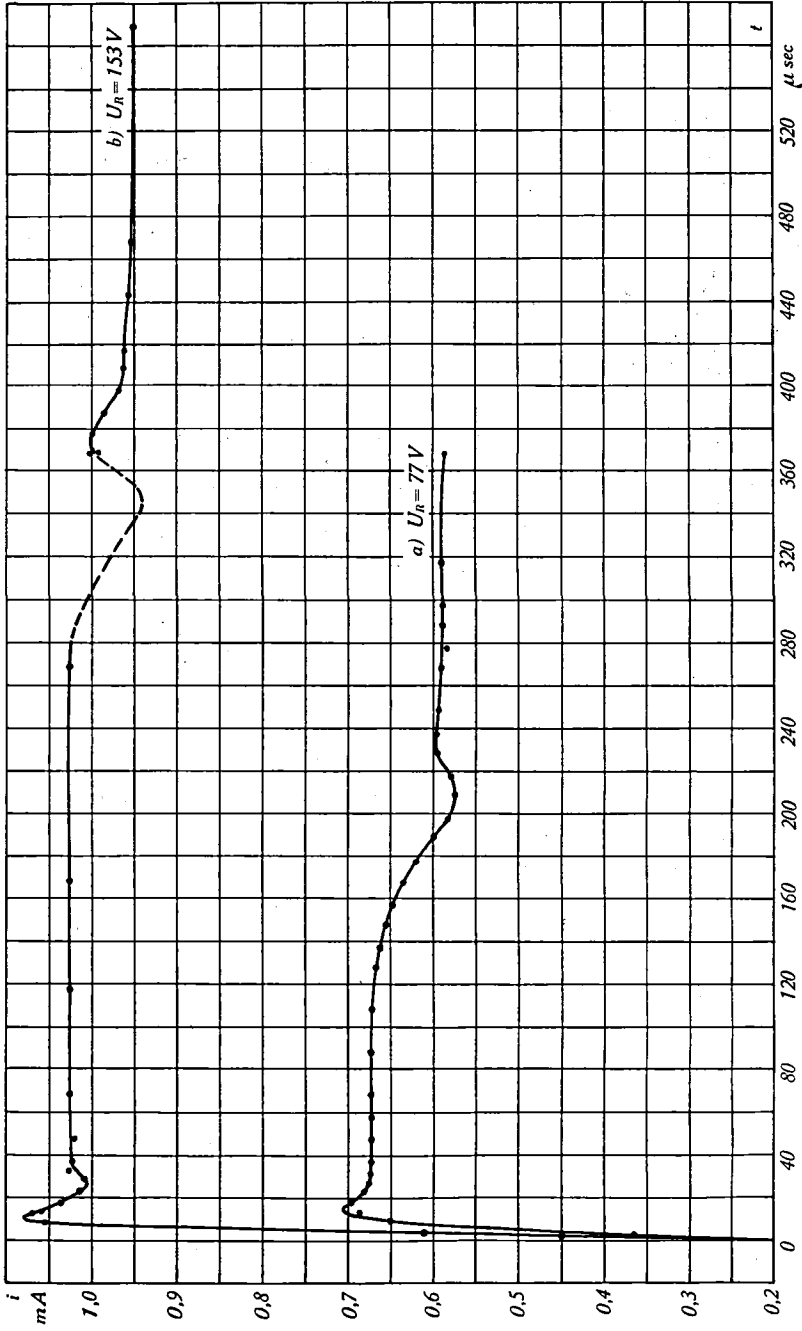


Fig. 13. Argon.  $p = 7,2\ \text{mmHg}$   $C = 68\ \mu\mu\text{F}$   $d = 1,30\ \text{cm}$   $R = 212000\ \Omega$   $I_0 = 0,20\ \text{mA}$ .

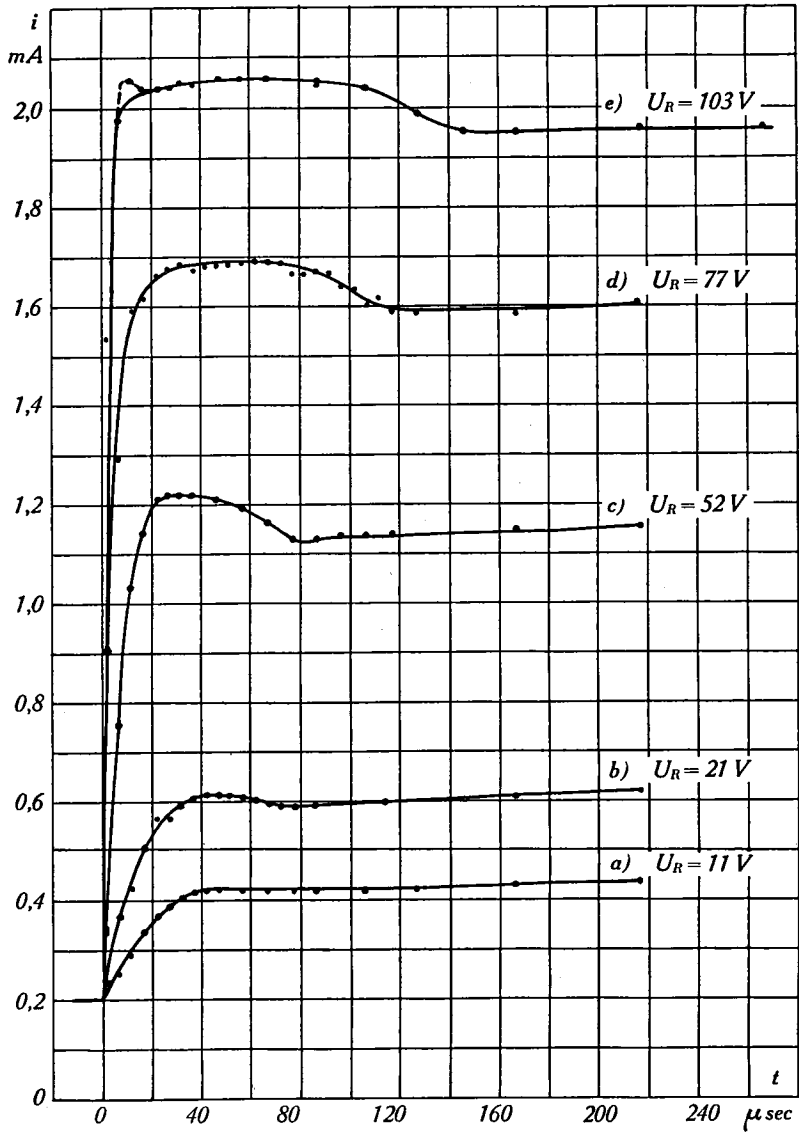


Fig. 14. Argon.

$p = 7,2\text{ mm Hg}$      $C = 68\ \mu\mu\text{F}$   
 $d = 1,30\text{ cm}$      $R = 62000\ \Omega$      $I_0 = 0,20\text{ mA}$ .

in der ersten Phase des Verlaufes sehr rasche Ansteigen des Ionenstromes zu einer hohen Spitze und der dann folgende, mehr exponentielle Abfall.

In Fig. 12(d), wo der Strom  $i$  gleichförmig ansteigt, verläuft der Ionenstrom immer noch über ein Maximum. Aus Fig. 14 kann man entnehmen, dass, abgesehen vom dort auftretenden Strombuckel, auch die Spitze im Ionenstrom bei kleiner Zusatzspannung noch nicht vorhanden ist, denn der Anstieg von  $i$  ist von Anfang an nicht steil.

## 2. Das nachträgliche Sinken des Stromes.

Die in Tabelle 2 zusammengestellten Versuchsreihen sollen in erster Linie zeigen, unter welchen Umständen das zweite Absinken des Stromes, das schon in Fig. 8 festgestellt wurde, auftritt. Die entsprechenden Kurven sind in den Fig. 12 bis 16 aufgetragen.  $C_A$  beträgt wiederum  $65 \mu\mu\text{F}$ , während der Druck etwas grösser ist als vorhin und  $7,2 \text{ mm}$  misst.

Tabelle 2.

	$d$ cm	$R$ $\Omega$	$U_R$ V	$I_0$ mA	
Fig. 12 .	(a)	1,61	62 000	52	0,20
	(b)	1,30	62 000	52	0,20
	(c)	0,85	62 000	52	0,20
	(d)	0,50	62 000	52	0,20
Fig. 13 .	(a)	1,30	212 000	77	0,20
	(b)	1,30	212 000	153	0,20
Fig. 14 .	(a)	1,30	62 000	11	0,20
	(b)	1,30	62 000	21	0,20
	(c)	1,30	62 000	52	0,20
	(d)	1,30	62 000	77	0,20
	(e)	1,30	62 000	103	0,20
Fig. 15 .	(a)	1,30	62 000	21	0,20
	(b)	1,30	62 000	21	1,00
	(c)	1,30	62 000	21	1,40
	(d)	1,30	62 000	21	1,80

Die Erscheinung ist andersartig, als die bisher beschriebene, wie sich auch aus den Kurven augenscheinlich ergibt. Die Stromänderungen sind nicht so schroff, und es treten keine scharfen Spitzen auf, der Effekt ist vielmehr als ein sanftes Abfallen des Stromes um einen bestimmten Betrag aufzufassen, das auftreten

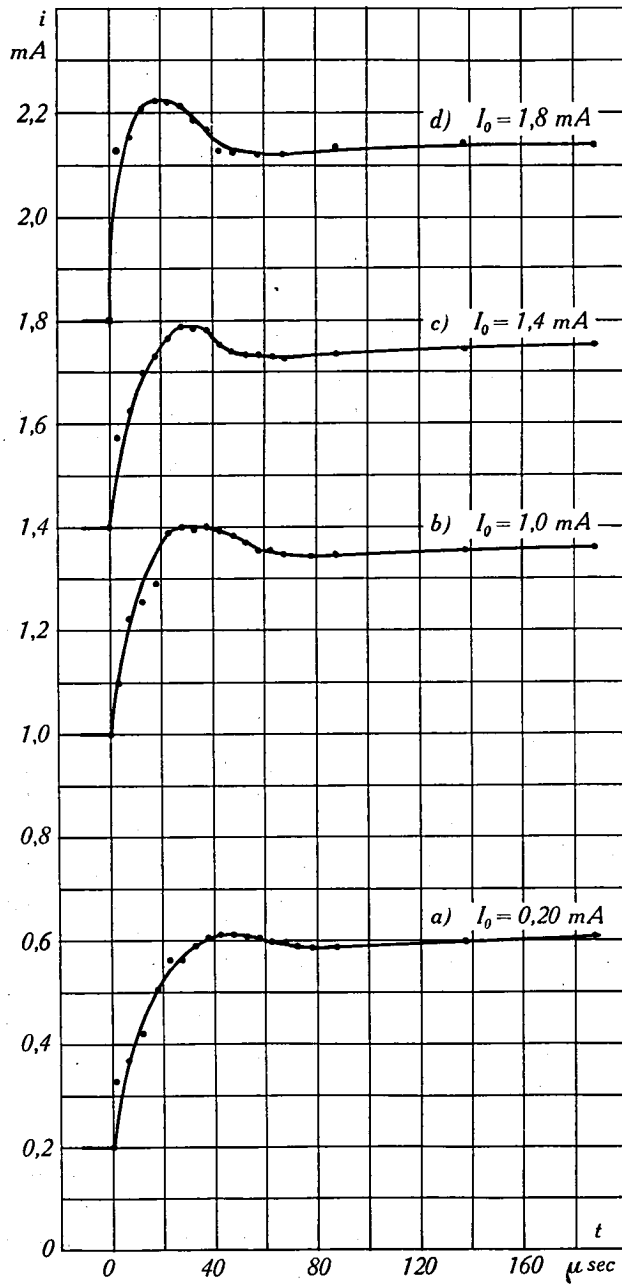


Fig. 15. Argon.

$p = 7,2 \text{ mmHg}$   $C = 68 \mu\mu\text{F}$   $d = 1,30 \text{ cm}$   $R = 62000 \Omega$   $U_R = 21 \text{ V}$ .

kann, nachdem der Strom scheinbar bereits einen stationären Wert erreicht hatte.

*Elektrodenabstand.* Die Kurven der Fig. 12 zeigen das Auftreten des Effektes mit der Erhöhung des Elektrodenabstandes\*). Infolge des Fehlens der ersten Spitze verläuft hier der Strom bei grösserem  $d$  über einen runden Buckel, der oben ziemlich breit und flach sein kann. Der Einfluss von  $d$  auf diese Erscheinung lässt sich ebenfalls beim Vergleich der in diesem Zusammenhang bereits erwähnten Fig. 8(b) und 9(b), zu denen nun noch Fig. 13(a) hinzugefügt werden kann, feststellen.

*Zusatzspannung.* Schon in Fig. 13(a) mag merkwürdig erscheinen, wie lange Zeit der Strom nach dem Abklingen der ersten Spitze konstant bleibt. Noch mehr tritt das aber in Erscheinung, wenn die Relaisspannung grösser gewählt wird (Fig. 13(b)). Das Absinken des Stromes ist zeitlich noch weiter hinausgeschoben, und der Strom bleibt bis dahin fast vollkommen unveränderlich. Die Höhe des Abfalles ist für beide Zusatzspannungen dieselbe. Beim hohen Widerstand von  $212000 \Omega$ , der bei den Messungen der Fig. 19 dem Entladungsrohr vorgeschaltet war, entsteht beim Sinken des Stromes bereits eine Gleichgewichtsstörung, die sich in einem abklingenden Schwingungsvorgang äussert.

Fig. 14 zeigt bei kleinerem Vorschaltwiderstand, aber demselben Elektrodenabstand von 1,30 cm nochmals die Abhängigkeit des Stromabfalles von der Relaisspannung. Er ist bei der kleinsten Zusatzspannung noch nicht vorhanden und wächst mit zunehmender Spannung zunächst bis zu einem bestimmten Betrag. Wird die Spannung noch weiter gesteigert, so geht der Buckel der Kurve in die Breite, und es entsteht der flache Teil.

*Ausgangsstrom.* In Fig. 18 ist schliesslich noch das Verhalten des zweiten Stromabfalles gezeigt, wenn bei gleicher Zusatzspannung der Ausgangsstrom verändert wird. Bei  $U_R = 21 \text{ V}$  und schwacher Vorentladung ist der Buckel noch kaum vorhanden. Je grösser aber der Anfangsstrom ist, um so mehr tritt er in Erscheinung. Wegen der kleinen Spannung ist er aber nicht sehr breit.

---

\*) In Fig. 12 ist der stationäre Endwert des Stromes um so kleiner, je kleiner der Elektrodenabstand ist, obwohl Widerstand und Zusatzspannung für alle vier Kurven dieselben sind. Das rührt daher, dass die für die schwache Vorentladung notwendige Spannung mit dem Elektrodenabstand stark zunimmt, während die Brennspannung bei einem Strom von etwa 1 mA von  $d$  bedeutend weniger abhängig ist.

Die ionentheoretische Erklärung dieses Verhaltens wird auf S. 47 gegeben.

## 3. Zusammenfassung.

Wir können aus den in den Figuren 8 bis 15 graphisch dargestellten Messergebnissen folgende Tatsachen herauschälen.

Es treten beim Anwachsen einer Gl-Entladung aus einer schwächeren Gl-Entladung bzw. aus einer T-Entladung zwei Effekte auf; eine erste Stromspitze, die eventuell von einem gedämpften Schwingungszug gefolgt ist (Effekt A), und ein davon unabhängiges, zweites Sinken des Stromes (Effekt B). Der Effekt A tritt bei genügend hoher Zusatzspannung und hohem Vorschalt-

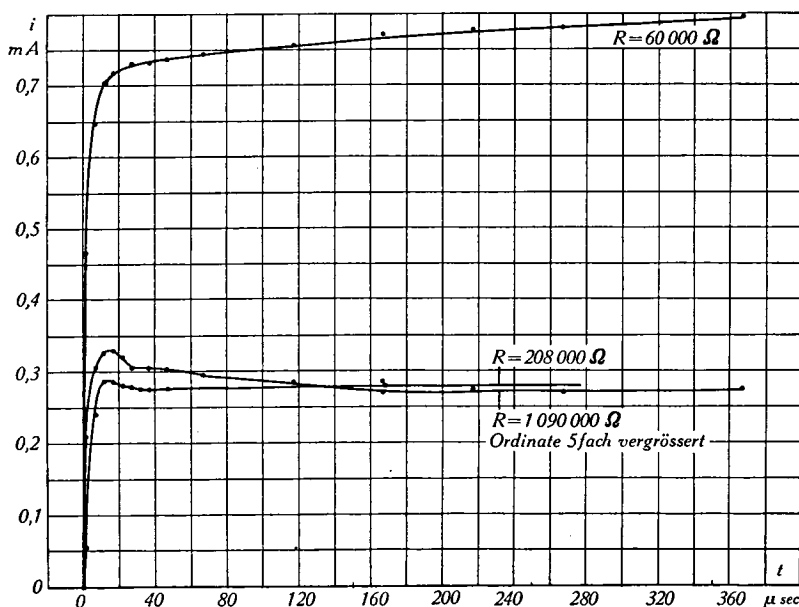


Fig. 16. Argon.

$p = 2,85 \text{ mmHg}$   $C = 68 \mu\mu\text{F}$   $d = 1,0 \text{ cm}$   $U_R = 62 \text{ V}$   $I_0 = 0,28 \text{ mA}$ .

widerstand auf. Er ist um so ausgeprägter, je kleiner der Ausgangsstrom war, und erreicht ein Maximum, wenn der Entladungsaufbau von einer T-Entladung ausging. Der Elektrodenabstand scheint, soweit die Ausgangsentladung dabei zu realisieren ist, nicht von massgebendem Einfluss zu sein.

Der Effekt B dagegen tritt nur bei genügend grossem Elektrodenabstand auf. Bei kleiner Zusatzspannung und kleinem Ausgangsstrom ist er noch nicht vorhanden, sondern erscheint erst bei Vergrößerung sowohl der Spannung als auch des Anfangsstromes. Der Betrag, um den der Strom sinkt, überschreitet jedoch mit wachsender Relaisspannung eine gewisse Grenze nicht. Ist



diese erreicht, und wird die Spannung noch weiter gesteigert, so wird das Abfallen des Stromes zeitlich verzögert, wobei der Strom bis dahin konstant bleibt.

Die Effekte A und B können beide beim selben Aufbauvorgang vorkommen.

#### 4. Messungen bei kleineren Drucken.

Wie die Fig. 16 und 17 zeigen, sind die oben beschriebenen charakteristischen Effekte auch bei einem Gasdruck von 2,86 mm Hg vorhanden. Bei diesen Messungen war der Ausgangsstrom 0,28 mA und die Relaisspannung 62 V. Elektrodenabstand und Vorschaltwiderstand variierten. Die erste Stromspitze tritt bei beiden Elektrodenabständen wiederum ziemlich unverändert auf

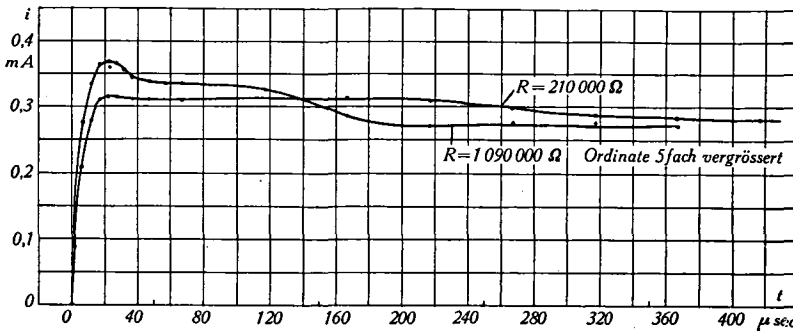


Fig. 17. Argon.

$$p = 2,85 \text{ mmHg} \quad C = 68 \text{ } \mu\mu\text{F} \quad d = 2,0 \text{ cm} \quad U_R = 62 \text{ V} \quad I_0 = 0,28 \text{ mA.}$$

und ist beim grösseren Widerstand relativ höher. Bei kleinem  $R$  verschwindet sie ganz. Das zweite Absinken des Stromes stellt sich nur beim grösseren Elektrodenabstand ein.

Fig. 18 zeigt den Stromanstieg bei einer behinderten Entladung ( $p = 1,68 \text{ mm Hg}$ ,  $d = 0,5 \text{ cm}$ ), ausgehend von  $I_0 = 0,20 \text{ mA}$ . Auffallend ist, wie langsam der Strom seinem stationären Endwert zustrebt.

#### 5. Verkleinerung der Elektrodenkapazität.

Nach dem Umbau der Schaltung, wodurch  $C = C_A + C_E$  auf  $10 \text{ } \mu\mu\text{F}$  gesenkt werden konnte, wurde noch die in Fig. 19 wiedergegebene Messung ausgeführt. Der Gasdruck betrug wie in früheren Messungen  $6,55 \text{ mm Hg}$ . Da von einer T-Entladung ausgegangen wurde und der Vorschaltwiderstand  $1,03 \text{ M}\Omega$  betrug, kann Fig. 19 mit Fig. 11 verglichen werden. Man sieht, dass die Spitze des Stromes  $i$  beidemal ungefähr gleich hoch ist, doch

sinkt bei kleinem  $C$  der Strom darauf viel rascher, und der Schwingungszug ist sofort abgeklungen. Das Minimum des Ionenstromes ist lange nicht mehr so tief, und dieser fällt schon nach einem weiteren Maximum gleichförmig auf seinen stationären Endwert.

Die Schwingungsdauer ist in Fig. 19 (sofern man hier noch von Schwingung sprechen kann) kleiner als in Fig. 11, und zwar sichtbar auf Kosten des Abschnittes, während welchem der Strom  $i$

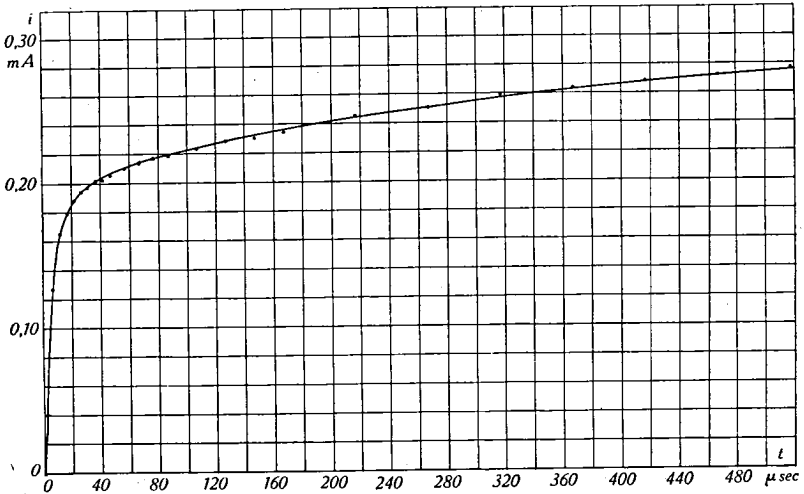


Fig. 18. Argon.

$$p = 1,68 \text{ mmHg} \quad C = 68 \text{ } \mu\mu\text{F} \\ d = 0,50 \text{ cm} \quad R = 60000 \text{ } \Omega \quad U_R = 21 \text{ V} \quad I_0 = 0,20 \text{ mA.}$$

sinkt. Da in diesem Intervall der Ionenstrom kleiner ist als  $i$ , wird die Elektrodenkapazität geladen (genauer  $C_E$  geladen und  $C_A$  entladen). Der Strom  $i$  muss um so rascher sinken, je kleiner die Elektrodenkapazität ist und auf je niedrigere Werte der Ionenstrom gefallen ist.

### C. Helium.

In Helium war es nicht möglich, eine GI-Entladung *zwischen* den Elektroden zu stabilisieren. Die Entladung zündete zwar in der Mitte, bewegte sich dann aber immer an den Rand der Elektroden hinaus, wo sie zeitweilig ruhig brannte, oft aber auch, dem Rand der Elektroden folgend, kreiste. Es konnte deshalb nur der Aufbau der GI-Entladung aus der T-Entladung verfolgt werden. Um diese zu stabilisieren musste der Vorschaltwiderstand gross (1,08 M $\Omega$ ) sein.

Fig. 20 zeigt den Verlauf des Stromes  $i$  und den daraus berechneten Ionenstrom. Es betragen dabei:  $p = 11,3$  mm Hg,  $d = 0,6$  cm,  $U_R = 153$  V,  $C = 12,5 \mu\mu\text{F}$ . Die eingezeichneten Punkte sind alles Einzelmessungen. In der Ordinate betrachtet streuen sie infolge der raschen Stromänderungen ziemlich stark. Die eingezeichnete Kurve dürfte aber trotzdem den Charakter

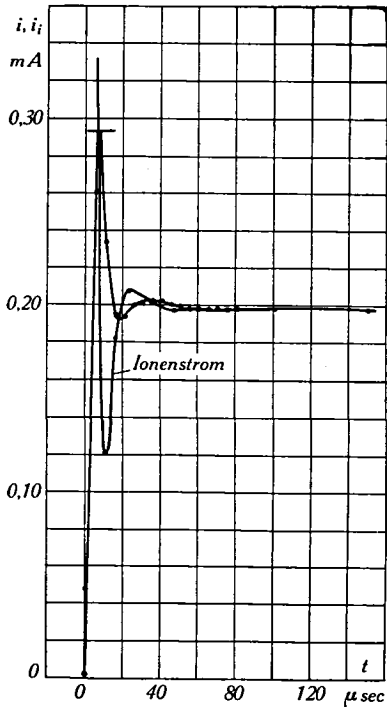


Fig. 19. Argon.

$p = 6,55$  mmHg  $C = 10 \mu\mu\text{F}$   
 $d = 0,44$  cm  $R = 1030000 \Omega$   
 $U_R = 153$  V  $I_0 = 0,002$  mA.

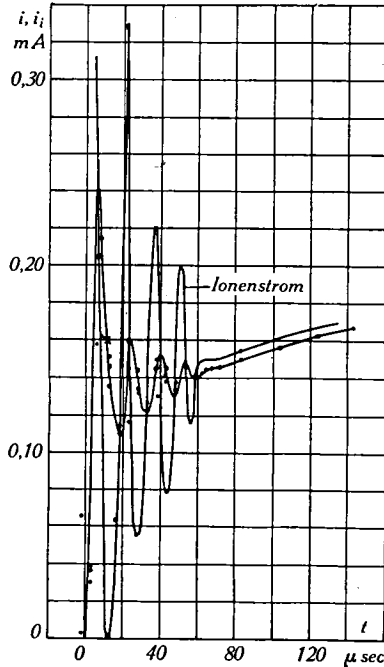


Fig. 20. Helium.

$p = 11,3$  mmHg  $C = 12,5 \mu\mu\text{F}$   
 $d = 0,60$  cm  $R = 1080000 \Omega$   
 $U_R = 153$  V  $U_0 = 215$  V  $I_0 = 0,002$  mA.

richtig wiedergeben. Die Bestimmung des Ionenstromes ist natürlich auch entsprechend ungenau.

In bezug auf den Vorschaltwiderstand und die Elektrodenkapazität ist diese Kurve mit der von Fig. 19 in Argon zu vergleichen, wobei auffällt, dass in Helium der der ersten Stromspitze folgende Schwingungszug erst nach 3 bis 4 Perioden abgeklungen ist. In Helium wird der Ionenstrom im ersten Minimum praktisch null. Ausserdem bleibt in Argon der Strom nach Beendigung der Schwingung konstant, während er in Helium noch gleichförmig einem Endwert zustrebt.

Der Entladungsverlauf war innert einiger Wochen nicht so leicht reproduzierbar wie in Argon. Unverändert blieben zwar die Schwingungsdauer und die Zahl der Ausschläge, sowie Höhe und Lage der Minima, die Differenz zwischen aufeinanderfolgendem Minimum und Maximum variierte aber im Verhältnis von fast 1 zu 2. Es scheint, dass die Maxima auf Verunreinigungen sehr

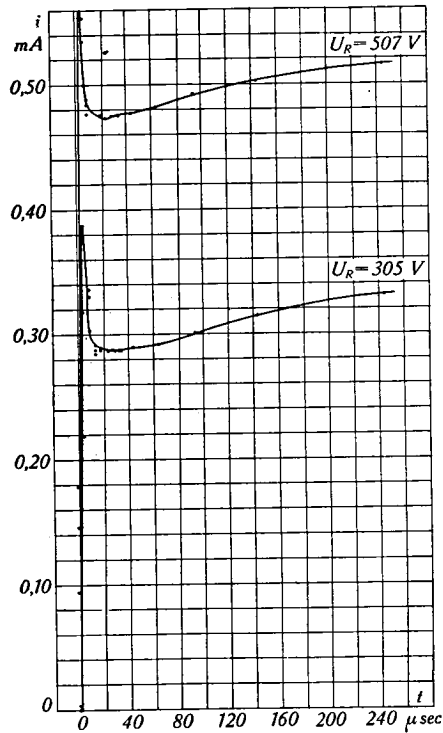


Fig. 21. Helium.

$$p = 11,3 \text{ mmHg} \quad C = 12,5 \text{ } \mu\mu\text{F}$$

$$d = 0,60 \text{ cm} \quad R = 1080000 \text{ } \Omega \quad U_0 = 215 \text{ V} \quad I_0 = 0,002 \text{ mA.}$$

empfindlich sind, und mit zunehmender Verschmutzung an Höhe abnehmen.

Die Abhängigkeit des Stromverlaufes vom Elektrodenabstand ist klein. Bei einer Zunahme des Abstandes von 0,4 auf 0,8 cm waren die Veränderungen kaum so gross, dass man sie von den Ungenauigkeiten der Messung unterscheiden konnte.

Die Wirkung einer Kapazität parallel zu  $C_A$  bzw.  $C_E$  wird durch die Fig. 22 und 23 veranschaulicht. In Fig. 22 wurde ein

Kondensator von  $12,5 \mu\mu\text{F}$  das eine Mal  $C_A$ , das andere Mal  $C_E$  parallel geschaltet. Bei der Messung der Fig. 23 befinden sich  $31 \mu\mu\text{F}$   $C_E$  parallel, die totale Kapazität  $C$  beträgt also dort  $43,5 \mu\mu\text{F}$ . Nach den Ausführungen im Abschnitt über die Elektrodenkapazitäten (Gleichung (4), S. 18) wird durch die Vergrößerung von  $C_E$  die Anstiegsgeschwindigkeit der Elektrodenspannung vermindert, während umgekehrt bei Vergrößerung von  $C_A$  an den Elektroden rascher ein hoher Wert der Überspannung erreicht wird. In Fig. 22 unterscheiden sich denn auch die Kurven

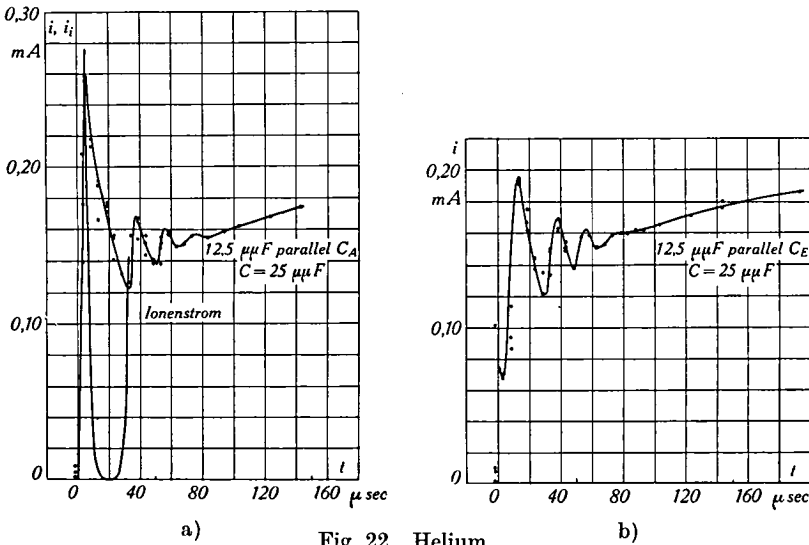


Fig. 22. Helium.

$$p = 11,3 \text{ mmHg} \quad C = 25 \mu\mu\text{F}$$

$$d = 0,60 \text{ cm} \quad R = 1080000 \Omega \quad U_R = 153 \text{ V} \quad I_0 = 0,002 \text{ mA.}$$

besonders in ihrem anfänglichen Verlauf. Bei (b) ist deutlich der zuerst grosse, rasch verschwindende Kapazitätsstrom, der vom Anlegen der Zusatzspannung herrührt (s. bei<sup>25</sup> und <sup>22</sup>), zu erkennen. Bei (a) ist er kleiner und ist vom steil ansteigenden  $i$  nicht zu trennen. Gegenüber der Kurve (a) ist die erste Spitze bei (b) niedriger, im weiteren Verlauf sind die beiden Kurven nicht stark verschieden.

In Fig. 23 tritt bereits die sägeartige Form der Kurve von  $i$  zutage, wie sie von diskontinuierlichen Entladungen her bekannt ist. Sie lässt sich übrigens auch schon in Fig. 11 erkennen. Die Zahl der Schwingungsauslässe ist kleiner als im Fall der Fig. 20, und das erste Minimum des Ionenstromes reicht nicht mehr nach

Null. Man darf also nicht ohne weiteres behaupten, dass bei Vergrößerung der Elektrodenkapazität die Entladung zur Intermittenz neige.

Der Verlauf von  $i$  in Funktion der Zeit bei höheren Zusatzspannungen als bisher, jedoch wiederum für die normale Kapazität von  $C = 12,5 \mu\mu\text{F}$ , ist in Fig. 21 aufgetragen. Die Schwingung ist verschwunden und nur die erste Stromspitze übriggeblieben.

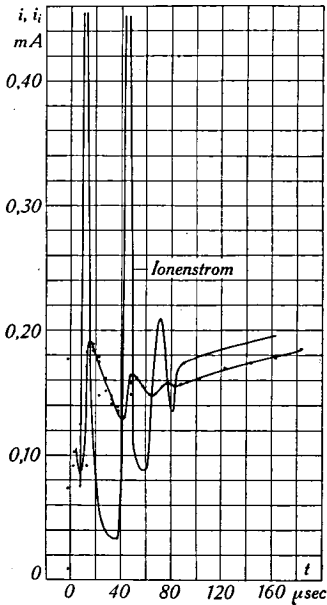


Fig. 23. Helium.

$p = 7,2 \text{ mmHg}$   $C = 43,5 \mu\mu\text{F}$  ( $31 \mu\mu\text{F}$  parallel  $C_E$ )  $d = 0,60 \text{ cm}$   $R = 1080000 \Omega$   
 $U_R = 153 \text{ V}$   $I_0 = 0,002 \text{ mA}$ .

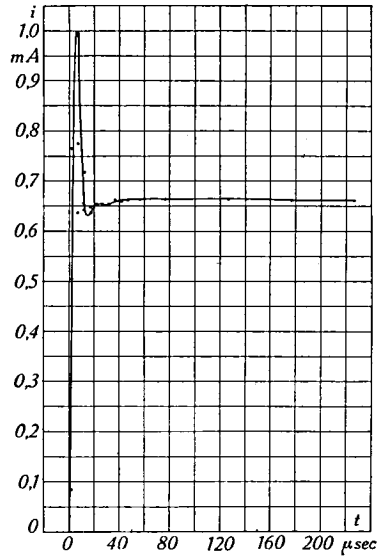


Fig. 24. Wasserstoff.

$p = 4,25 \text{ mmHg}$   $C = 12,5 \mu\mu\text{F}$   
 $d = 0,70 \text{ cm}$   $R = 400000 \Omega$   
 $U_R = 153 \text{ V}$   $I_0 = 0,002 \text{ mA}$ .

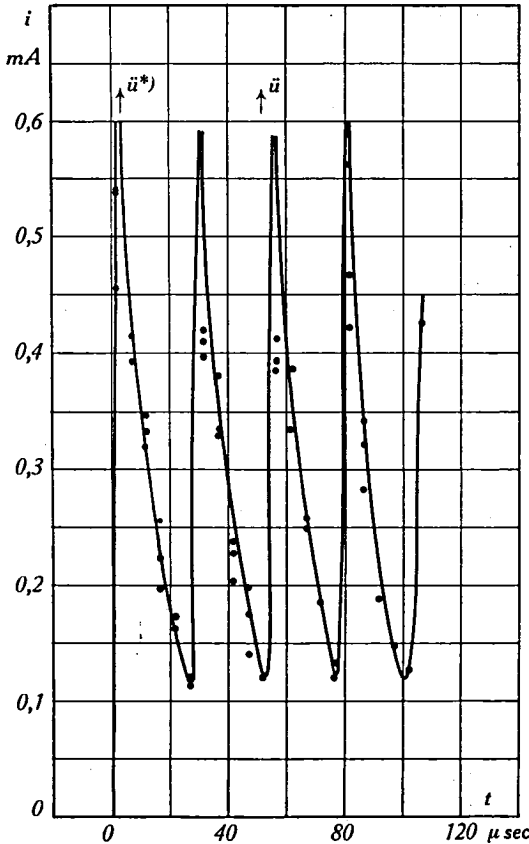
#### D. Wasserstoff und Stickstoff.

In diesen beiden Gasen, in denen der Entladungsaufbau ebenfalls ausgehend von einer T-Entladung untersucht wurde, entstand mit einem Vorschaltwiderstand von  $1,08 \text{ M}\Omega$  immer eine intermittierende Entladung.

*Wasserstoff.* Die T-Entladung konnte in Wasserstoff von  $p = 4,25 \text{ mmHg}$  bei  $d = 0,70 \text{ cm}$  auch noch mit einem Widerstand von  $400000 \Omega$  erhalten werden. Zuerst wurde der in Fig. 24 dargestellte Verlauf gemessen, der in einer kontinuierlichen Gl-Entladung endigte. Nachdem jedoch eine Gl-Entladung von

einigen Minuten Dauer im Rohr gebrannt hatte, entstand immer nur wieder eine diskontinuierliche Entladung.

Die intermittierende Entladung ist vom Abstand der Elektroden stark abhängig, wie aus den Fig. 25 und 26 zu entnehmen ist ( $R = 1,08 \text{ M}\Omega$ ,  $d = 1,04$  und  $0,70 \text{ cm}$ , sonst wie vorhin). Bei grösserem Abstand sind sowohl Amplitude wie auch



\*)  $\ddot{u}$  bedeutet, dass bei dieser Zeiteinstellung des Pendels ein EM-Ausschlag das Skalende ein wenig überschritten hat.  $i$  ist dann etwas grösser als  $0,6 \text{ mA}$ .

Fig. 25. Wasserstoff.

$p = 4,25 \text{ mm Hg}$   
 $C = 12,5 \mu\mu\text{F}$   
 $d = 1,04 \text{ cm}$   
 $R = 1080000 \Omega$   
 $U_R = 153 \text{ V}$   
 $U_0 = 450 \text{ V}$   
 $I_0 = 0,002 \text{ mA}$ .

Periodendauer der Kippschwingung grösser. Eine Messung bei noch kleinerem Abstand ( $0,48 \text{ cm}$ ) ergab mit Ausnahme des ersten Maximums noch kleinere Amplituden. Die Streuungen sind aber noch grösser als in Fig. 26, sodass der Verlauf von  $i$  nur andeutungsweise eingezeichnet werden kann.

Bemerkenswert an diesen Kurven sind die ausserordentlich spitzen Maxima, wie besonders aus Fig. 25 zu ersehen ist. Da  $U_0$   $450 \text{ V}$  und  $U_R$   $153 \text{ V}$  betragen, berechnet man, dass an diesen

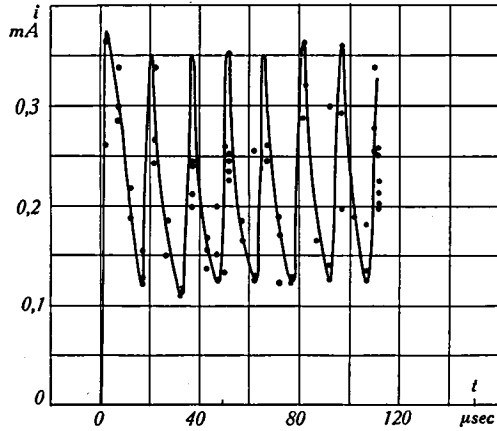


Fig. 26. Wasserstoff.

$$p = 4,25 \text{ mmHg} \quad C = 12,5 \text{ } \mu\mu\text{F}$$

$$d = 0,70 \text{ cm} \quad R = 1080000 \text{ } \Omega \quad U_R = 153 \text{ V} \quad U_0 = 385 \text{ V} \quad I_0 = 0,002 \text{ mA.}$$

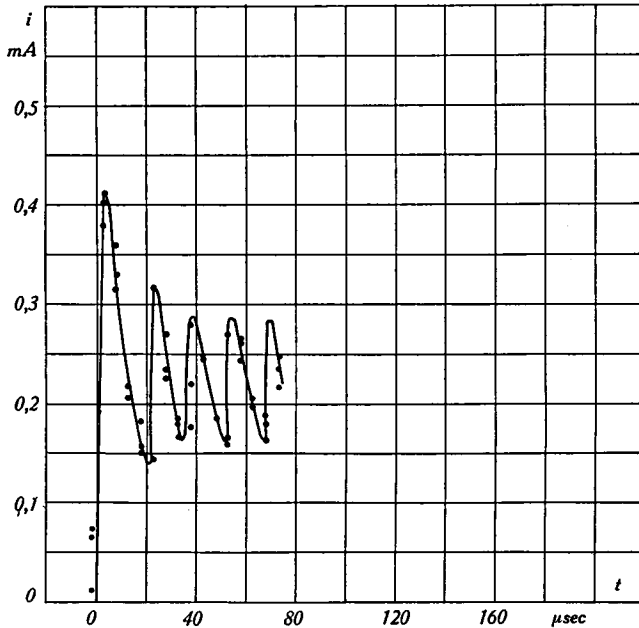


Fig. 27. Stickstoff.

$$p = 3,22 \text{ mmHg} \quad C = 12,5 \text{ } \mu\mu\text{F}$$

$$d = 0,53 \text{ cm} \quad R = 1080000 \text{ } \Omega \quad U_R = 153 \text{ V} \quad U_0 = 450 \text{ V} \quad I_0 = 0,002 \text{ mA.}$$



Stellen die Elektrodenspannung auf sehr kleine Werte herabsinkt\*), allerdings nur während ganz kurzer Zeit.

*Stickstoff.* Fig. 27 stellt eine Messung dar bei  $p = 3,22$  mm Hg,  $d = 0,53$  cm,  $R = 1,08$  M $\Omega$  und  $U_R = 153$  V. Die Vorentladung war auch hier eine T-Entladung. Der ersten und höchsten Stromspitze folgen die Zacken der intermittierenden Entladung. Die Reproduzierbarkeit scheint besser zu sein als in Wasserstoff, die Streuungen der einzelnen Messpunkte sind meist gering. Eine ganze Anzahl Punkte fallen überhaupt zusammen.

Man bemerkt, dass die hohen, in Wasserstoff erhaltenen Spitzen bei Stickstoff nicht vorhanden sind.

---

\*) Man erhält sogar negative Werte. Die Rechnung ist jedoch nicht genau genug, da bei dem hier offenbar ausserordentlich raschen Spannungszusammenbruch an den Elektroden auch die den hochohmigen Vorschaltwiderstand überbrückende Streukapazität berücksichtigt werden muss. Es lässt sich rechnerisch zeigen, dass diese Kapazität tatsächlich eine nicht zu vernachlässigende Korrektur für den Strom  $i$  notwendig macht, so dass der gemessene Strom nicht gleich dem Strom durch den Widerstand ist. Diese Wirkung einer den Widerstand überbrückenden Kapazität wurde auch experimentell nachgewiesen.

## ZWEITER TEIL.

### IV. Diskussion der Resultate.

#### A. Vorbemerkungen.

##### 1. Voraussetzungen für die ionentheoretischen Erörterungen.

Die ionentheoretischen Überlegungen, durch die im folgenden die mitgeteilten Versuchsergebnisse erklärt werden sollen, stützen sich auf die Townsendsche Theorie der Elektrizitätsleitung in Gasen, unter Berücksichtigung der Raumladung.

Für  $\alpha$  wurde in einer nicht auf besondere Genauigkeit abstellenden Rechnung der bekannte Ausdruck

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-\frac{Bp}{E}}$$

gesetzt, obwohl er den Ionisierungskoeffizienten in Edelgasen numerisch nicht gut wiedergibt. Die Ionisierung durch positive Ionen wurde als null angenommen.

Der Oberflächenionisierungskoeffizient  $\gamma$  wurde im allgemeinen als während der Entladungsveränderungen konstant bleibend vorausgesetzt. Eine Ausnahme bilden die Vorgänge im Helium und vielleicht auch im Wasserstoff. Über die Veränderlichkeit von  $\gamma$  an sorgfältig entgasten Elektroden unter dem Einfluss des Ionenbombardements in Gl-Entladungen scheint nichts Bestimmtes bekannt zu sein. Bei diesem Effekt handelt es sich vielleicht um eine Polarisierung der Kathode, wie sie von J. TAYLOR<sup>26) 27) 28)</sup>, BRAUNBEK<sup>1)</sup> u. a. beschrieben worden ist. Eine physikalische Erklärung steht aber noch aus, wie man über den Vorgang der Elektronenauslösung an Metalloberflächen durch Ionen und metastabile Atome ja überhaupt noch nicht im klaren ist.

Der numerische Wert von  $\gamma$  wurde aus dem Minimum der Durchschlagkurve und den Konstanten  $A$  und  $B$  des Ausdruckes für  $\alpha$  berechnet (s. auch KLEMPERER<sup>13)</sup>). Die Berechnung unter Benutzung von  $\alpha$  aus<sup>3)</sup>, Fig. 45 ergibt denselben Wert  $\gamma = 0,007$ .

Die zur Erklärung von Überströmen bei Versuchen von STEENBECK<sup>22)</sup>, durch GÜNTHERSCHULZE<sup>9)</sup> in Anrechnung gebrachte Gaserwärmung, spielt bei den vorliegenden Messungen wegen der viel zu kleinen Leistungen wohl keine Rolle.

Häufig wird vom Begriff des Ionisierungsanstieges  $\mu$  Gebrauch gemacht. Dieser erhält nur im Fall der stationären Gl-Entladung, oder einer Entladung, in welcher die Veränderungen innerhalb der Dauer eines Ionisierungsspieles (s. Fussnote S. 62) klein sind, eine anschauliche Deutung. Bei dynamischen Vorgängen ist  $\mu$  lediglich eine zweckmässige Rechnungsgrösse.

## 2. Die Townsend-Entladung.

Durch eine ganze Reihe von Messungen wird auch der Übergang von einer T-Entladung in die Gl-Entladung untersucht. Als T-Entladung oder Koronaentladung wird wie üblich eine im wesentlichen raumladungsfreie, selbständige Entladung zwischen den Elektroden bezeichnet. Der Strom  $I_0$  betrug bei allen Messungen etwa  $2 \mu\text{A}$ . Er wurde nicht genau bestimmt, weil Versuchsmessungen ergeben hatten, dass Schwankungen dieses Anfangsstromes innert weiter Grenzen ( $\pm 20\%$ ) auf den späteren Verlauf keinen merklichen Einfluss haben. Das ist aus im theoretischen Teil zu erläuternden Gründen ohne weiteres zu verstehen.

Die Leuchterscheinungen bei der T-Entladung zwischen ebenen Elektroden sind schon öfter beschrieben worden. Bei kleiner Stromdichte liegt vor der Anode wie ein Hauch eine schwach leuchtende Schicht. Man erkennt daran dass die Entladung sich zwischen den Elektroden so weit ausdehnt, als diese einigermaßen eben sind. Erst da, wo infolge der Krümmung der Elektroden die Länge der Feldstärkelinien Anode-Kathode grösser wird, hört das Leuchten auf. Bei grösserer Stromdichte bemerkt man deutlich, wie die Entladung in der Mitte zwischen den Elektroden am stärksten zunimmt; die vor der Anode liegende leuchtende Schicht beult sich dort aus. Stabilisiert man den ganzen Übergang zwischen Korona- und Gl-Entladung, so kann man die fortschreitende Entwicklung verfolgen. Die Ausbeulung wird immer dichter und rückt weiter gegen die Kathode vor. Sie bildet dort schliesslich das Glimmlicht, während bei zunehmendem Strom die Leuchtstärke im gegen die Anode liegenden Zwischenraum abnimmt und dort der Faradaysche Dunkelraum entsteht.

Die T-Entladung lässt sich bei konstantem Druck und gegebenem Vorschaltwiderstand nur bis zu einem begrenzten Elektrodenabstand stabilisieren. Es konnten deshalb auch keine

Messungen über die Entstehung der Gl-Entladung aus der T-Entladung bei grossen Elektrodenabständen vorgenommen werden. In Argon betrug der grösstmögliche Abstand für  $R = 1,08 \text{ M}\Omega$  und  $p = 6,55 \text{ mm Hg}$  etwa  $0,6 \text{ cm}$ . In Helium war bei demselben Vorwiderstand und  $p = 11,3 \text{ mm Hg}$  der grösste zulässige Abstand etwa  $0,8 \text{ cm}$ :

### 3. Trägerbeweglichkeiten.

Es ist im Hinblick auf später nützlich, sich über die Beweglichkeit der Ionen und Elektronen Rechenschaft zu geben. Die meisten Messungen in Argon und Helium wurden bei den oben angegebenen Drucken durchgeführt, mit denen deshalb in den folgenden Zahlenangaben gerechnet wurde.

Für kleine Feldstärken ist die Geschwindigkeit der Ionen der Feldstärke proportional. Der Proportionalitätsfaktor ist die Beweglichkeit. Bei höheren Feldstärken, bei denen entsprechend grössere Trägertemperaturen erreicht werden, ist es genauer, die Geschwindigkeit der Wurzel aus der Feldstärke proportional zu setzen. Nach <sup>3)</sup> (S. 184) erhält man für die Trägergeschwindigkeit den Ausdruck:

$$v = \frac{\sqrt[4]{2}}{\sqrt[3]{\pi}} \sqrt{\frac{e}{m_i}} \sqrt[4]{\kappa} \sqrt{\lambda_i} \sqrt{E}.$$

Hierin bedeuten:  $e$  die Ladung und  $m_i$  die Masse des Ions,  $\lambda_i$  dessen freie Weglänge und  $\kappa$  den pro Stoss an den Stosspartner abgegebenen Bruchteil der Bewegungsenergie, bezogen auf die Energie vor dem Stoss. Die Formel liefert auch für die Elektronen brauchbare Werte.

Für die Ionen wird  $\kappa = 0,5$  gesetzt, als Mittelwert bei Zusammenstössen von Kugeln gleicher Masse. Für die Elektronen ist der Wert unsicher. In <sup>3)</sup> (S. 187) wird für kleine Feldstärken in Argon  $\kappa = 2,78 \cdot 10^{-5}$  angegeben. In die obige Formel wurde in Anbetracht der grösseren Feldstärken der Wert  $10^{-4}$  eingesetzt. Da  $\kappa$  nur unter der vierten Wurzel vorkommt, ist der mögliche Fehler nicht sehr gross.

*Argon.* Man erhält so in Argon von  $6,55 \text{ mm Hg}$  Druck bei  $18^\circ \text{ C}$  ( $p_0 = 6,75 \text{ mm}$  bei  $0^\circ \text{ C}$ ) für die Geschwindigkeit  $v_e$  der Elektronen und  $v_i$  der positiven Ionen folgende Formeln:

$$\begin{aligned} v_e &= 27,5 \cdot 10^4 \sqrt{E} \text{ cm/sec} \\ v_i &= 42,5 \cdot 10^2 \sqrt{E} \text{ cm/sec,} \end{aligned}$$

in denen  $E$  in  $\text{V/cm}$  einzusetzen ist.

Bei der minimalen Durchschlagsspannung  $U_{\min} = 265$  V,  $(pd)_{\min} = 1,0$  mm · cm (nach eigenen Messungen) erhält man als Geschwindigkeit:

$$\begin{aligned} v_e &= 1,2 \cdot 10^7 \text{ cm/sec} \\ v_i &= 1,8 \cdot 10^5 \text{ cm/sec.} \end{aligned}$$

*Helium.* In Helium von  $p = 11,3$  mm Hg bei  $18^\circ$  C ( $p_0 = 11,63$  mm bei  $0^\circ$  C) erhält man entsprechend, wenn man für den Stossfaktor  $\alpha$  bei den Elektronen den Wert  $10^{-3}$  einsetzt:

$$\begin{aligned} v_e &= 62,5 \cdot 10^4 \sqrt{E} \text{ cm/sec} \\ v_i &= 17,5 \cdot 10^3 \sqrt{E} \text{ cm/sec.} \end{aligned}$$

Rechnen wir mit einem Minimum von  $U_{\min} = 210$  V und  $(pd)_{\min} = 4$  mm · cm, so erhalten wir:

$$\begin{aligned} v_e &= 1,5 \cdot 10^7 \text{ cm/sec} \\ v_i &= 4,3 \cdot 10^5 \text{ cm/sec.} \end{aligned}$$

## B. Der Effekt B. (Nachträgliches Sinken des Stromes.)

### 1. Ursache des Effektes.

Wir wollen in der theoretischen Betrachtung der Versuchsergebnisse die Erklärung dieses Effektes vorwegnehmen. Nach den in den Fig. 12 bis 17 zusammengestellten Messungen und nach Beobachtungen an der stationär brennenden Gl-Entladung, kann als sichergestellt gelten, dass die Ursache dieses spontanen Abfallens des Stromes in der Ausbildung des Anodenfalles zu suchen ist\*).

Es ist bekannt, dass der Anodenfall erst bei genügender Entfernung der Anode von der Kathode auftritt. Tatsächlich stellte sich der Effekt nur ein, wenn der Elektrodenabstand so gross war, dass nach Beendigung des Aufbauvorgangs ein anodisches Glimmlicht und damit ein Anodenfall vorhanden war. Da der Anodenfall eine bestimmte Grösse hat, lässt sich sofort verstehen, dass der Strom bei dessen Entstehen um einen vom Vorschaltwiderstand abhängigen, festen Betrag sinken muss. Der Stromabfall betrug nach Fig. 14 ungefähr 0,1 mA. Der Vorwiderstand hatte 62000  $\Omega$ , woraus sich ein Anodenfall von 6,2 V ergibt. Durch Annähern der Elektroden wurde etwa derselbe Wert gefunden. Aus Fig. 13 erhält man dagegen einen Anodenfall von ca. 15 V. Es ist nicht klar, warum er hier grösser ist als in den vorigen Messungen. Dem Vorwiderstand, der in diesem Fall

\*) PENNING<sup>14)</sup> beobachtete eine diskontinuierliche Entladung, die durch periodische Veränderungen der anodischen Gebilde hervorgerufen wurde.

212000  $\Omega$  betrug, dürfte das kaum zuzuschreiben sein. Eher ist es wahrscheinlich, dass der Anodenfall, der bekanntermassen stark von Verunreinigungen abhängig ist, in diesen späteren Messungen tatsächlich grösser war.

## 2. Die Glimmentladung bei kleinem Strom.

Bevor wir uns der qualitativen Deutung des Effektes  $B$  zuwenden, müssen wir uns über die Vorgänge im Gebiet zwischen Glimmlicht und Anode insbesondere bei kleinen Strömen eine Vorstellung machen können. Wegen der Theorie des Anodenfalles selbst verweise ich jedoch auf die Literatur\*).

Die kathodischen Entladungsteile bilden in der normalen Gl-Entladung bei genügender Ausdehnung des Glimmlichtes ein selbständiges Ganzes. Die Vorgänge, die sich im anschliessenden Raum bis zur Anode abspielen, sind lediglich durch die Notwendigkeit bedingt, dass die Elektronen, die das Glimmlicht verlassen, die Anode erreichen müssen; bzw. dass in diesem Gebiet die Stromkontinuität erhalten bleibt. Aus Versuchen von GÜNTHERSCHULZE und Mitarbeitern<sup>10)11)</sup> ergibt sich, dass in weiten Gefässen in Edelgasen für den Transport der Elektronen vom Glimmlichtende zur Anode unter Umständen gar kein elektrisches Feld notwendig ist, sondern dass die Diffusion allein genügt, um den Strom aufrecht zu erhalten<sup>31)</sup>. Das anodische Glimmlicht ist dabei vorhanden, dessen theoretische Begründung stösst aber auf Schwierigkeiten.

Bei den vorliegenden Messungen war der Elektrodenabstand meist bedeutend kleiner als in den erwähnten Arbeiten. Ein Grund zu andersartigem Verhalten besteht jedoch nicht. Es wurde denn auch beobachtet, dass bei grosser Ausdehnung des negativen Glimmlichtes der Potentialgradient im vollständig lichtlosen Gebiet zwischen negativem und anodischem Glimmlicht sehr klein war. Wurde jedoch die Stromstärke der Entladung verringert, so zeigte sich, dass das Glimmlicht, statt mit immer blasser werdendem bläulichen Licht in den Faradayschen Dunkelraum überzugehen, ein dunkelrot leuchtendes Ende erhielt, das schliesslich bis zur Anode reichte. Während beim weiteren Verkleinern des Stromes das Leuchten in diesem säulenförmigen Gebiet zunahm und kurzweiliger wurde, wurde das negative Glimmlicht immer diffuser und blasser. Unter Beachtung der nötigen Massnahmen konnte der auf S. 43 beschriebene Übergang zur T-Entladung beobachtet werden.

\*) Über die Ansätze zu einer Theorie des Anodenfalles s. in <sup>4)12)21)</sup>.

### 3. Die „Säule“ und deren Gradient.

Die oben erwähnte, bei grösserem Elektrodenabstand an das negative Glimmlicht anschliessende „Säule“ darf nicht als eigentliche positive Säule gewertet werden. Sie entsteht nämlich nicht aus der Notwendigkeit, eine hinreichende Leitfähigkeit für den Entladungsstrom zu schaffen, sondern hat vielmehr dem katholischen Teil der Entladung Ionen zuzuführen. Dies erklärt sich durch die Wirkung des Randes der Gl-Entladung. Die Ränder bei der normalen Gl-Entladung sind Gebiete unselbständiger Entladung, wo der Ionisationsanstieg kleiner als 1 ist, die aber unterhalten werden durch die aus dem Kern der Entladung infolge Querfeldstärke und Diffusion hinzuströmenden Ionen und Elektronen (s. hierüber in<sup>18)</sup>16<sup>6)</sup>). Im Innern muss also eine Überproduktion von Trägern stattfinden, d. h. der Ionisationsanstieg muss dort grösser als 1 sein. Das ist bei einer grösseren Brennspannung der Fall. Der Kern muss im Verhältnis zu seiner Querschnittsfläche um so mehr Träger abgeben, je kleiner er ist, deshalb steigt mit abnehmendem Strom die Brennspannung. Würde sich die Brennspannung jedoch nur auf Kosten der Potentialdifferenz im ursprünglichen Kathodenfallgebiet vergrössern, so wäre eine Vergrösserung der Raumladung im negativen Glimmlicht notwendig. Der Strom könnte so auch bei beliebig hohem Vorschaltwiderstand nicht unter einen gewissen Grenzwert verkleinert werden. Das Experiment zeigt aber, dass die Entladung weiter bestehen kann, und zwar so, dass ein Teil der Ionenbildung zum Ersatz der im eigentlichen Kathodenfallgebiet zu wenig erzeugten Ionen in den Raum hinter das Glimmlicht verlegt wird. Das äussert sich am Aussehen der Entladung auf die oben angedeutete Weise.

Der Übergang zur T-Entladung lässt sich zwanglos erklären. Wenn ein immer kleinerer Strom erzwungen wird, und das Glimmlicht wegen der Querwirkungen nicht unter eine gewisse Ausdehnung sinken kann, muss sich dessen Raumladung immer mehr vermindern. Das Kathodenfallgebiet büst mehr und mehr an Vorherrschaft ein, und die Ionenerzeugung verteilt sich gleichmässiger auf die ganze Elektrodenabstand. Da das Feld für die Ionisierung immer ungünstiger wird, steigt die Spannung dauernd. Schliesslich stellen sich die bekannten Verhältnisse der raumladungsfreien T-Entladung ein.

Nach der Leuchtstärke zu schliessen, scheint die „Säule“, ähnlich wie die eigentliche positive Säule, plasmaartigen Charakter zu haben. Es ist klar, dass ihr Gradient jedoch nicht aus der Brenn-

spannung bei verschiedenen Elektrodenabständen bestimmt werden kann, denn wegen ihrer Zugehörigkeit zu den kathodischen Teilen der Entladung ändert sich mit der Lage der Anode der ganze Entladungsaufbau.

Führt man den Versuch dennoch aus, so erhält man bei einem Entladungsstrom von 1,0 mA einen Zuwachs der Brennspannung von 5,5 V, wenn  $d$  von 1,3 auf 1,6 cm erhöht wird ( $p = 7,2$  mm), was einem Gradienten von etwa 18 V/cm entspräche. Bei einem Strom von 2,0 mA erhält man analog nur noch 12 V/cm. Wenn diese Zahlen aus dem oben erwähnten Grund auch nicht einwandfrei sind, so lässt sich immerhin vermuten, dass bei einem Strom von 0,2 mA der Gradient in der „Säule“ einige Zehner V/cm beträgt.

#### 4. Deutung des Effektes B.

Schalten wir in den Entladekreis plötzlich eine Zusatzspannung  $U_R$ , so überlagert sich der vorhandenen Feldstärkeverteilung im ersten Moment gleichmässig der Wert  $U_R/d$ . Überall, wo die Feldstärke klein war, tritt eine verhältnismässig starke Vermehrung der ionisierenden Stösse ein. Das gilt insbesondere für das Gebiet vor der Anode. Infolge der grösseren Beweglichkeit der Elektronen bilden die langsameren Ionen eine zusätzliche positive Raumladung, die die negative Raumladung, deren Folge der Anodenfall war, neutralisiert oder sogar übertrifft. Bei der Vergrösserung des gesamten Entladestromes, die vorwiegend durch die Querausdehnung der Entladung erfolgt, sinkt die Elektrodenspannung wieder. Zunächst fehlt aber der Anodenfall, so dass die Elektrodenspannung sich auf einen um diesen Betrag kleineren Wert einstellt, wobei der Strom entsprechend grösser ist. Dank der erhöhten Konzentration der positiven Ionen vor der Anode und dem Umstand, dass der Säulengradient bei der stromstärkeren Entladung an sich kleiner ist, hat die Feldstärke dort niedrigere Werte als vorher. Die Abwanderung der überschüssigen Ionen geht also langsam vor sich, während sich die Elektronen stauen. Das Steigen ihrer Konzentration wird aber durch eine damit verbundene erhöhte Diffusion gegen die Anode gebremst. Erst nach Überwindung dieses Zustandes stellt sich der Anodenfall wieder ein.

Das Ausmass, in welchem der Effekt B auftritt, ist natürlich von äusseren Umständen abhängig. Es ist erklärlich, dass es um so längere Zeit braucht, bis sich der Anodenfall wieder ausbildet, je grösser die Spannung war, die dem Entladekreis zugeschaltet wurde. Es sind zwei Gründe, dafür geltend zu machen. Erstens ist die Zahl der vor der Anode gebildeten Ionen wegen



der höheren Zusatzfeldstärke grösser, zweitens endet der Entladungsaufbau bei einer grösseren Gesamtstromstärke, bei der der Gradient vor der Anode kleiner ist. Beides hat zur Folge, dass anfänglich vor der Anode kein oder nur ein kleines Potentialgefälle vorhanden ist, wodurch die zudem noch grössere Ionenzahl mehr Zeit zum Verschwinden beansprucht (Fig. 14). Bei kleiner Zusatzspannung und kleinem Ausgangsstrom (Fig. 14(a) und (b)) kann es ein, dass der Anodenfall durch die sich nur in geringem Überschuss bildenden Ionen, die sich auch noch rascher fortbewegen können, überhaupt nicht oder kaum beeinflusst wird. Anders hingegen, wenn bei gleicher, kleiner Relaisspannung von einem grösseren Strom ausgegangen wird (Fig. 15). Beim Endzustand ist dann die Feldstärke vor der Anode so klein, dass der neue Entladungszustand sich ausgebildet hat, bevor der Anodenfall wieder entstehen konnte. Wie in Fig. 15 festzustellen ist, erreicht der Strom sein Maximum überdies umso rascher, je grösser der Ausgangsstrom war, ein Umstand, von dessen Ursache im nächsten Abschnitt die Rede sein wird.

### C. Der Effekt A. (Überstromeffekt.)

#### 1. Townsendentladung als Ausgang.

- a) Der Aufbauvorgang bei kapazitätsloser Entladestrecke.

Wir wollen zunächst den Aufbau der Entladung diskutieren, wenn der Ausgangszustand eine T-Entladung war. Die in Abschnitt b) durchgeführten Rechnungen stützen sich dabei auf die in den Fig. 11 und 19 dargestellten Messungen in Argon. Für beide sind gemeinsam: der Gasdruck von 6,55 mm Hg, der Elektrodenabstand  $d = 0,44$  cm, die Anfangsspannung  $U_0 = 295$  V, die Zusatzspannung  $U_R = 153$  V, der Anfangsstrom  $I_0 = 2 \mu\text{A}$  und (ungefähr) der Vorschaltwiderstand  $R = 1,08 \text{ M}\Omega$  (bei Fig. 19  $R = 1,03 \text{ M}\Omega$ ). Die beiden Messungen unterscheiden sich also nur hinsichtlich der Elektrodenkapazität, die in Fig. 11  $C = 68 \mu\mu\text{F}$  und in Fig. 19  $10 \mu\mu\text{F}$  betrug.

Schalten wir in den Entladekreis der T-Entladung plötzlich eine Überspannung ein, so nimmt im ganzen Gebiet zwischen den ebenen Teilen der Elektroden der Ionisationsanstieg Werte grösser als eins an. Da die T-Entladung sich über den ganzen „ebenen“ Zwischenraum innerhalb der Elektroden ausdehnt, ist auf dem ganzen Gebiet der notwendige Vorstrom vorhanden, so dass der Aufbau der Entladung unverzüglich einsetzen kann.

Der vergrösserte Ionenstrom hat ein Sinken der Elektroden-  
spannung zur Folge. Es ist nun eine Frage des Vorschaltwider-  
standes und der Elektrodenkapazitäten, wo der Aufbauvorgang  
zum Stillstand kommt. Aus den Fig. 11 und 19 entnehmen wir,  
dass im stationären Endzustand der Strom etwa 0,2 mA misst  
(in den beiden Fällen nicht ganz gleich). Die normale Stromdichte  
bei 1 mm Druck beträgt in Argon  $j = 0,16 \text{ mA/cm}^2$  (nach <sup>4</sup>),  
Tab. 5, S. 104). Am Ende nimmt also die Entladung eine Fläche  
von rund 0,03 cm<sup>2</sup> ein, während die T-Entladung einen Quer-  
schnitt von etwa 7 cm<sup>2</sup> ( $D \sim 3 \text{ cm}$ ) hatte. Angenommen, es  
wären überhaupt keine Elektrodenkapazitäten vorhanden, so  
müsste bei gleichmässig über den Querschnitt stattfindendem Aufbau  
dieser schon vor Erreichen der Brennspannung\*) zum Stillstand  
kommen, nämlich dann, wenn die Gesamtstromstärke der Ent-  
ladung gleich dem Speisestrom durch den Vorschaltwiderstand  
wäre. Der so erreichte Zustand ist aber nicht stabil, sondern der  
Aufbau geht an einzelnen Stellen auf Kosten von andern Partien  
weiter, bis sich auf einem gewissen Gebiet die normale Gl-Ent-  
ladung ausgebildet hat\*\*). Der Stromverlauf in Funktion der  
Zeit ist vollkommen aperiodisch.

Wir zeigen im nächsten Abschnitt, dass selbst die kleinen,  
unvermeidbaren Elektrodenkapazitäten den Aufbauvorgang wesent-  
lich beeinflussen.

## b) Der Aufbauvorgang bei Berücksichtigung der Kapazitäten.

*α) Vernachlässigung des Konvektionsstromes an der Kathode.*  
Es ist bekannt, dass die exakte Berechnung des Aufbauvorganges  
aus den Elementarprozessen auf Schwierigkeiten stösst, für deren  
Überwindung ein Zeitaufwand erforderlich ist, der sich im Hin-  
blick auf die nur lückenhaft bekannten Elementarprozesse nicht  
lohnt\*\*\*). Rechnungen auf Grund vereinfachender Annahmen  
findet man in <sup>4</sup>). Wir wollen mit Hilfe ähnlicher Vereinfachungen  
den Aufbauverlauf berechnen, wobei wir uns jedoch nur für das  
dabei auftretende Sinken der Elektrodenspannung interessieren,

\*) Unter Brennspannung ist die bei der stationär brennenden (unendlich  
ausgedehnten) Gl-Entladung an den Elektroden vorhandene Spannung ver-  
standen.

\*\*\*) Über die Frage der Querstabilität der normalen Gl-Entladung s. in  
<sup>21</sup>)<sup>4</sup>)<sup>19</sup>)<sup>6</sup>).

\*\*\*\*) Ein Versuch der graphischen Ermittlung des Durchschlages in Luft  
findet sich bei<sup>20</sup>).

bzw. für die Elektrodenspannung am Ende des Aufbauvorganges, und nicht für den zeitlichen Verlauf des Ionenstromes.

Zu Beginn herrscht zwischen den Elektroden ein homogenes Feld vom Betrag  $E = \frac{U_0 + U_R}{d}$ . Die durch Elektronenstoss gebildeten positiven Ionen haben nun zunächst eine Verteilung gemäss  $e^{ax}$ , wobei  $x$  der Abstand von der Kathode ist. Wir wollen jedoch annehmen, dass sich schliesslich eine gleichförmige Verteilung der Ionen einstellt. Es sollen aber keine Ionen den Entladungsraum an der Kathode verlassen. Vernachlässigen wir den Beitrag der Elektronen zur Raumladung, was infolge ihrer grossen Geschwindigkeit in guter Annäherung zulässig ist, so erhält die Feldstärke einen linear von der Kathode zur Anode abfallenden Verlauf.

Die Annahme der gleichmässigen Verteilung der Ionen ist einerseits gerade durch diese sich einstellende Feldverteilung gerechtfertigt, da dabei die Elektronen (genügend grosses  $p \cdot d$  vorausgesetzt, wie bei allen folgenden Rechnungen) in den der Anode näheren Gebieten trotz ihrer grösseren Zahl nur noch schwächer ionisieren; andererseits durch ein tatsächlich stattfindendes Wandern der Ionen zur Kathode.

Der erste Zeitabschnitt des Aufbauvorganges gehe nun bis zur Erreichung der Feldstärke Null an der Anode. Die dann vorhandene Raumladungsdichte sei  $q_1$  und die Elektrodenspannung sei auf  $U_1$  gesunken.

Im weiteren Verlauf (zweiter Zeitabschnitt) stauen sich wegen der kleinen Feldstärke vor der Anode auch die Elektronen. Teilweise gelangen sie noch zur Anode, während durch den Rest die positive Raumladung am Ende des Feldbereiches kompensiert wird. Näher an der Kathode steigt die positive Raumladung weiter. Wir schematisieren den Vorgang so, dass wir annehmen, die Entladung ziehe sich immer mehr gegen die Kathode zusammen, unter Beibehaltung des linearen Feldstärkeabfalles und also der in diesem Gebiete konstanten Raumladungsdichte, während sich vor der Anode ein feldfreies Gebiet ausbildet. Die Rechnung gestaltet sich nun einfach.

*Erster Zeitabschnitt.* Wenn eine Ladungsmenge  $e$  zwischen den Elektroden senkrecht zu ihnen um eine Strecke  $\Delta x$  verschoben wird, verschiebt sich durch einen Querschnitt des Aussenkreises der Entladungsstrecke eine Ladungsmenge

$$\Delta q = e \frac{\Delta x}{d}.$$

Da die positiven Ionen durch Abspaltung eines Elektrons von einem Gasatom gebildet werden, bewegt sich von jedem Ion ein Elektron zur Anode. Die Ladungsmenge, die durch den Aussenkreis geflossen ist, wenn die Raumladungsdichte den Wert  $\varrho$  erreicht hat, berechnet sich, unter Vernachlässigung des kleinen aus der Kathode ausgelösten Elektronenstromes, zu:

$$q = \frac{\varrho \cdot F \cdot d}{2}, \quad (9)$$

worin  $F$  den Querschnitt des Kanals bedeutet, innerhalb welchem der Aufbau stattfindet.

Diese ganze Ladungsmenge soll aus der Kapazität  $C$  geliefert werden, der Speisestrom  $i$  durch den Widerstand also null sein. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da der Ionenstrom, wie sich zeigen wird, auf einen vielfachen Betrag von  $i$  anwächst.

Ist beim Entladungsaufbau die Elektrodenspannung auf den Wert  $U$  gesunken, so ist die von der Kapazität  $C$  abgegebene Ladung

$$q = C [(U_0 + U_R) - U]. \quad (10)$$

Aus Gleichung (9) und (10) ergibt sich so

$$\varrho = \frac{2C}{Fd} [(U_0 + U_R) - U]. \quad (11)$$

Zur Bestimmung der Feldstärke haben wir die Poissonsche Gleichung

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi\varrho$$

(die Feldstärke ist in der Richtung von der Anode zur Kathode positiv gerechnet) zu integrieren. Man erhält unter Berücksichtigung der Bedingung

$$\int_0^d E \cdot dx = U, \\ E = \frac{U}{d} + 4\pi\varrho \left( \frac{d}{2} - x \right). \quad (12)$$

Soll die Feldstärke an der Anode null sein, so ergibt sich die Beziehung

$$0 = \frac{U_1}{d} - 4\pi\varrho_1 \frac{d}{2} \quad \varrho_1 = \frac{U_1}{2\pi d^2}. \quad (13)$$

Aus Gleichungen (11) und (13) wird

$$e_1 = \frac{2 C}{F \cdot d} \left( \frac{F}{F + 4 \pi C d} \right) (U_0 + U_R),$$

$$U_1 = \frac{U_0 + U_R}{1 + \frac{F'}{4 \pi C d}}.$$

$\frac{4 \pi d}{F} = C_F$  ist nichts anderes als die Kapazität des Kondensators, gebildet aus den beiden ebenen Stücken der Elektrodenoberflächen, die den Entladungskanal begrenzen. Führen wir zur Abkürzung  $\nu = C_F/C$  ein, so können wir schliesslich schreiben

$$e_1 = \frac{2 C}{F \cdot d} \frac{\nu}{1 + \nu} (U_0 + U_R) \tag{14}$$

$$U_1 = \frac{U_0 + U_R}{1 + \nu}. \tag{15}$$

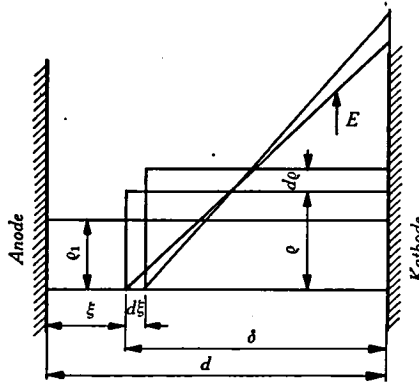


Fig. 28.

*Zweiter Zeitabschnitt.* Der zweite Zeitabschnitt des Aufbauvorganges wird durch Fig. 28 veranschaulicht. Wenn das Feld sich um  $\xi$  auf die Ausdehnung  $\delta$  zusammengezogen hat, muss entsprechend Gleichung (13) zwischen  $e$ ,  $\delta$  und  $U$  der Zusammenhang

$$e = \frac{U}{2 \pi \delta^2} = \frac{U}{2 \pi (d - \xi)^2} \tag{16}$$

bestehen. Eine Zusammenziehung des Feldes von  $\xi$  nach  $\xi + d\xi$  kommt durch die Verlagerung einer Elektronenladung  $(d - \xi) d\rho$  zustande, die teilweise bis zur Anode geht und teilweise die im

Abschnitt  $d\xi$  vorhandene positive Ladung  $\varrho d\xi$  kompensiert. Die im Aussenkreis verschobene Ladungsmenge wird also

$$dq = F \left\{ \varrho d\xi \frac{d-\xi}{2d} + [(d-\xi) d\varrho - \varrho d\xi] \frac{\xi+d}{2d} \right\}$$

$$dq = \frac{F}{d} \left\{ \frac{d^2 - \xi^2}{2} d\varrho - \varrho \xi d\xi \right\}. \quad (17)$$

Es ist wiederum:

$$dq = -C dU \quad (18)$$

Eliminiert man aus den Gleichungen (17) und (18)  $dq$  und setzt  $\varrho$  nach Gleichung (16) und

$$d\varrho = \frac{1}{2\pi(d-\xi)^2} dU + \frac{U d\xi}{\pi(d-\xi)^3} \quad (16a)$$

ein, so erhält man nach der Trennung der Variablen zwischen  $U$  und  $\xi$  die Differentialgleichung

$$\frac{dU}{U} = -\frac{2\nu}{1-\nu} \frac{d \cdot d\xi}{(d-\xi) \left( \frac{1+\nu}{1-\nu} d - \xi \right)}, \quad (19)$$

worin  $\nu$  dieselbe Abkürzung ist wie in den Gleichungen (14) und (15).

Durch Integration dieser Gleichung zwischen den Grenzen  $U_1$  und  $U$  bzw.  $\xi = 0$  und  $\xi$ , erhält man schliesslich  $U$  als Funktion von  $\delta = d - \xi$ :

$$\frac{U}{U_1} = \frac{1+\nu}{2\nu} \frac{1}{\frac{\delta}{a} + \frac{1-\nu}{2\nu}}. \quad (20)$$

$\beta$ ) *Begrenzung des Aufbauvorganges.* Der geschilderte Verlauf des Aufbauvorganges kann nur so lange vor sich gehen, als der Ionisierungsanstieg

$$\mu = \gamma \left( e^{\int_0^\delta \alpha dx} - 1 \right)$$

grösser als 1 ist. Bei abnehmendem  $\delta$  und  $U$  wird dieser Punkt schliesslich erreicht. Nun liefert die Stationaritätsbedingung

$$\mu = 1$$

einen Zusammenhang zwischen  $U$  und  $\delta$  dergestalt, dass die  $U - \delta$ -Ebene in zwei Gebiete geteilt wird mit einem Ionisierungs-

anstieg grösser bzw. kleiner als 1. Setzt man für  $\alpha/p$  den Ausdruck:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{Bp}{E}},$$

so lässt sich der Zusammenhang schreiben (s. in <sup>4</sup>)

$$\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) = A (p\delta)^2 \frac{B}{2U} S \left( \frac{2U}{B \cdot p\delta} \right), \quad (21)$$

wobei

$$S \left( \frac{2U}{B \cdot p\delta} \right) = \frac{2U}{B \cdot p\delta} \int_0^{\frac{2U}{B \cdot p\delta}} e^{-\frac{1}{y}} dy$$

ist und sich auf den Integrallogarithmus zurückführen lässt.

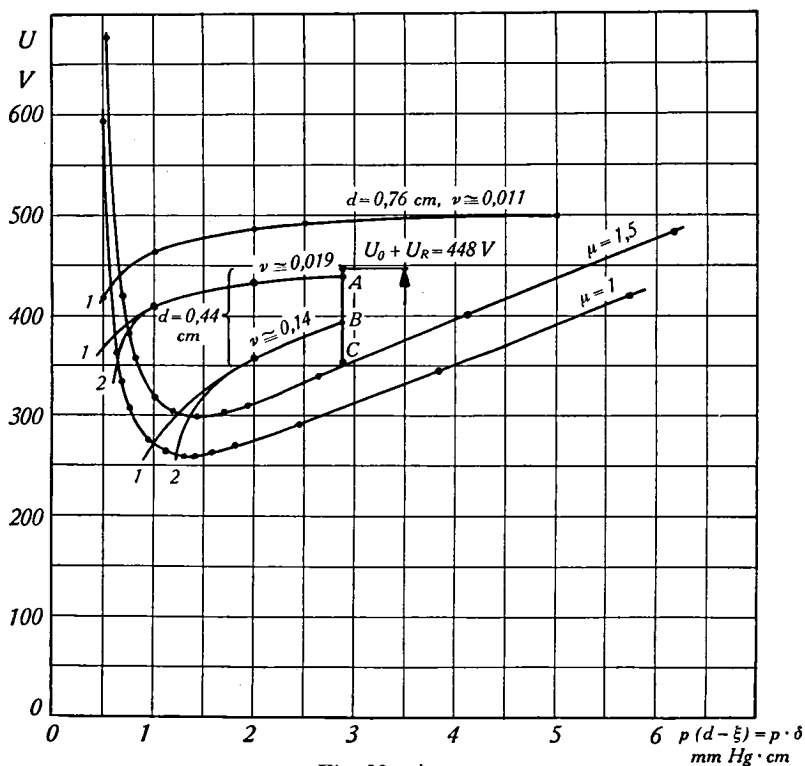


Fig. 29. Argon.

$p = 6,55 \text{ mmHg}$   $d = 0,44 \text{ cm}$

Kurven 1 ohne 2 mit Berücksichtigung des Ionenstromes an der Kathode.

In Fig. 29 ist die graphische Lösung der Gleichungen (20) und (21) für die beiden auf S. 49 erwähnten Fälle (s. dort auch die

Daten, aus denen sich  $\nu = 0,02$  bzw.  $0,14$  ergibt) dargestellt. Man sieht, wie bei  $p \cdot \delta = 2,88^*)$  die Elektrodenspannung zunächst von  $U_0 + U_R$  auf  $U_1$  hinuntergeht, um von dort dann mit  $p \cdot \delta$  weiter zu sinken. Der Aufbau endet im Schnittpunkt mit der Kurve  $\mu = 1$ . Da in beiden Fällen die Punkte auf dem linken aufsteigenden Teil der Kurve liegen, erhalten wir anomale Entladungen, für die die betreffenden Stromdichten (aus Fig. 58 in 4))  $65 \text{ mA/cm}^2$  bzw.  $17 \text{ mA/cm}^2$  betragen. Bei einer Entladefläche von  $7 \text{ cm}^2$  gibt dies Stromspitzen von  $455$  bzw.  $120 \text{ mA}$ .

$\gamma$ ) *Berücksichtigung des Konvektionsstromes an der Kathode.* Angesichts dieser grossen Ströme am Ende des Aufbauvorganges muss man sich fragen, ob der Konvektionsstrom nicht schon von Anfang an berücksichtigt werden muss. Dies kann unter Beibehaltung der in Fig. 28 veranschaulichten Schematisierung des Aufbauvorganges und unter Annahme unendlicher Geschwindigkeit der Elektronen folgendermassen geschehen:

Wir bezeichnen mit  $i_{k_0}$  den gesamten Konvektionsstrom an der Kathode. Er setzt sich zusammen aus dem Ionenstrom  $i_{k_0}^+$  und dem Elektronenstrom  $i_{k_0}^-$ ;  $i_{k_0}^- = i_{k_0}^+ + i_{k_0}^-$ . Da an der Kathode die Beziehung  $i_{k_0}^- = \gamma \cdot i_{k_0}^+$  gelten soll, ist:

$$i_{k_0}^+ = \frac{1}{1 + \gamma} i_{k_0}, \quad i_{k_0}^- = \frac{\gamma}{1 + \gamma} i_{k_0}.$$

Die in der Zeit  $dt$  in der Entladestrecke gebildete positive Ladung  $dq$  ist gegeben durch

$$dq = F d\varrho (d - \xi).$$

Sie ist nichts anderes als die Differenz zwischen der totalen durch Ionisierung entstandenen positiven Ladung

$$i_{k_0}^- \left( e^{\int_0^\delta \alpha dx} - 1 \right) dt = \frac{1}{1 + \gamma} i_{k_0} \left( e^{\int_0^\delta \alpha dx} - 1 \right) dt$$

und der in dieser Zeit nach der Kathode abgeströmten positiven Ladung

$$i_{k_0}^+ dt = \frac{1}{1 + \gamma} i_{k_0} dt,$$

also:

$$F d\varrho (d - \xi) = \frac{\gamma}{1 + \gamma} \left( e^{\int_0^\delta \alpha dx} - 1 \right) i_{k_0} dt - \frac{1}{1 + \gamma} i_{k_0} dt. \quad (22)$$

\*) Erster Zeitabschnitt:  $\delta = d$ .



Setzt man  $d\rho$  nach Gl. (16a) ein und benutzt für den Ionisierungsanstieg die Abkürzung  $\mu$ , so schreibt sich Gl. (22):

$$\frac{F \cdot dU}{2\pi(d-\xi)} + \frac{FU \cdot d\xi}{\pi(d-\xi)^2} = \frac{\mu-1}{1+\gamma} i_{k_0} dt. \quad (22a)$$

Nun ist, wenn zunächst nur der Konvektionsstrom berücksichtigt wird:

$$i_{k_0} = -C \frac{dU}{dt},$$

so dass aus Gleichung (22a) nach Umordnung der Glieder wird

$$\left( \frac{1+\gamma}{\mu-1} \frac{F}{2\pi C(d-\xi)} + 1 \right) \frac{dU}{U} = - \frac{1+\gamma}{\mu-1} \frac{F}{\pi C(d-\xi)^2} d\xi. \quad (22b)$$

Führen wir in Gleichung (22b) wiederum  $\nu$  ein und definieren noch

$$\frac{1+\gamma}{\mu-1} \nu = \nu' \quad (23)$$

so erhalten wir

$$\begin{aligned} \left( \frac{\nu' d}{d-\xi} + 1 \right) \frac{dU}{U} &= - \frac{2\nu' d}{(d-\xi)^2} d\xi, \\ \frac{dU}{U} &= - \frac{2\nu' d d\xi}{(d-\xi)(\nu' d + d - \xi)}. \end{aligned} \quad (24)$$

Kehren wir zur Variablen  $\delta$  zurück, so schreibt sich Gleichung (24)

$$\frac{dU}{U} = \frac{2\nu' d d\delta}{\delta(\nu' d + \delta)},$$

oder nach einer kleinen Umformung

$$\frac{dU}{d\delta} = 2 \frac{U}{\delta} \left( 1 - \frac{1}{\nu' \frac{d}{\delta} + 1} \right). \quad (25)$$

Diese Differentialgleichung lässt sich wegen der Abhängigkeit des Faktors  $\nu'$  von  $U$  und  $\delta$  ( $\mu = f(U, \delta)$ ) nicht integrieren. Die Kurve  $U = f(\delta)$  lässt sich aber graphisch konstruieren.

Zum Betrag von  $\frac{dU}{d\delta}$  nach Gleichung (25) ist noch der Beitrag infolge der Raumladungsverschiebung zu addieren. Gleichung (19) lässt sich schreiben

$$\frac{dU}{d\delta} = \frac{U}{\delta} \left( 1 - \frac{1}{\frac{2\nu}{1-\nu} \frac{d}{\delta} + 1} \right),$$

so dass wir schliesslich für die totale Spannungssenkung erhalten:

$$\frac{dU}{d\delta} = \frac{U}{\delta} \left( 3 - \frac{1}{\frac{2\nu}{1-\nu} \frac{d}{\delta} + 1} - \frac{2}{\nu' \frac{d}{\delta} + 1} \right). \quad (26)$$

Solange  $\mu$  gross,  $\nu'$  also viel kleiner als  $\nu$  ist, leistet der Konvektionsstrom keinen wesentlichen Beitrag zur Spannungssenkung. Je mehr sich  $\mu$  jedoch 1 nähert, um so grösser wird  $\nu'$ . Im Punkte A der Fig. 29 beträgt  $\mu$  rund 29, im Punkte B immer noch rund 7. Auf der Kurve  $\mu = 1,5$  ist  $\nu' \cong 2\nu$  ( $\nu \cong 0,007$ ), so dass die Steilheit der Spannungssenkung dort, unter der Annahme  $1 - \nu \cong 1$ , dreimal so gross ist wie ohne Berücksichtigung des Konvektionsstromes. Der grösstmögliche Wert von  $\frac{dU}{d\delta}$  beträgt  $3 \frac{U}{\delta}$ .

Die totale Spannungssenkung ist in Fig. 29 ebenfalls eingetragen. Aus den obigen Ausführungen ist zu erkennen, dass der Konvektionsstrom im ersten Zeitabschnitt vernachlässigt werden kann, so dass die Punkte A und B wiederum die Ausgangspunkte für den zweiten Zeitabschnitt darstellen. Es treten nun erheblich kleinere Werte der Spannung beim Schnittpunkt mit der Kurve  $\mu = 1$  und damit auch im Spitzenstrom auf. Trotzdem liegt aber das Maximum des Ionenstromes noch weit über der Speisestromstärke  $i$ .

Wir müssen die Elektrodenkapazität gar nicht mehr viel verkleinern, um ganz andere Verhältnisse zu erhalten. Wäre beispielsweise  $C$  nur 5 statt 10  $\mu\mu\text{F}$  ( $\nu = 0,28$ ), so würde im ersten Aufbauabschnitt die Spannung nach dem Punkte C fallen. Da  $\mu$  hier nur noch ca. 1,5 beträgt, ist der Beitrag des Konvektionsstromes zum Spannungsabfall schon so gross, dass die Berechnung der Ordinate des Punktes C nach Gleichung (15) nicht mehr genau genug ist. Sie ist tatsächlich kleiner. Man sieht, dass die Entladung sich nicht einmal mehr bis zum normalen Kathodenfall entwickelt. Die Frage, ob der Ionenstrom noch ein Maximum aufweist, könnte mit Zuverlässigkeit jedenfalls nur durch den Versuch beantwortet werden. Die kleine Kapazität von nur 5  $\mu\mu\text{F}$  kann aber vielleicht gar nicht mehr realisiert werden, denn  $C_E$  beträgt bereits 2 bis 3  $\mu\mu\text{F}$ .

Die Tatsache, dass anfangs die Spannung  $U$  ungefähr der Kurve ohne den Konvektionsstrom folgt, hat ihre Begründung darin, dass bei grossem Ionisationsanstieg der Aufbau der Entladung ausserordentlich rasch vor sich geht

$$\left( \mu = 10, e \int_0^{\delta} \alpha dx \cong 1400 \right).$$

Bis ein merklicher Konvektionsstrom fliesst, ist der ganze Raumladungsaufbau bereits vollzogen\*). Auf die Wirkung der Zusatzspannung kommen wir gleich zu sprechen.

c) *Der Stromverlauf.*

α) *Die erste Stromspitze.* Wir haben im Abschnitt 2 die Möglichkeit des Auftretens eines Maximums des Ionenstromes nachgewiesen und dabei bereits den Einfluss der Elektrodenkapazität gezeigt. Man folgert aus Fig. 29, dass bei Vergrösserung der Kapazität  $C$  die Stromspitze einem Grenzwert zustrebt, sofern nur ein Entladungsaufbau in achsialer Richtung erfolgt. Die bei grösserer Kapazität und hoher Zusatzspannung hinzukommende Querausbreitung der Entladung werden wir weiter unten erwähnen.

Das Auftreten des Strommaximums ist stark von der Zusatzspannung abhängig. Es ist ersichtlich, dass es bei deren Herabsetzung rasch abnimmt und schliesslich verschwindet, um so eher natürlich, je kleiner die Kapazität ist.

Der Einfluss des Elektrodenabstandes lässt sich ebenfalls übersehen. Vergrössern wir nämlich  $d$  bei gleicher Überspannung  $U_R$  ( $U_0$  ist zur Aufrechterhaltung der T-Entladung nun grösser), so wird nach Gleichung (26), da  $\mu$  sich nicht wesentlich ändert, infolge der Verkleinerung von  $\nu$   $dU/d\delta$  kleiner. Bei Vergrösserung des Elektrodenabstandes wird die Spitze also ausgeprägter\*\*). In Fig. 29 ist die Abhängigkeit der Elektrodenspannung  $U$  von  $\delta$  bei Vernachlässigung des Konvektionsstromes an der Kathode für  $d = 0,76$  cm eingetragen, wobei  $U_1$  etwa 500 V betrage. Der positive Konvektionsstrom hat hier erst recht erst beim Erreichen der untern Grenze von  $\delta$  ein rasches Sinken von  $U$  zur Folge. Bei Verkleinerung von  $d$  tritt das Umgekehrte ein. Im Gebiet der beschränkten Entladung ist  $\mu$  trotz derselben Überspannung nur noch wenig grösser als 1. Die Elektrodenspannung nimmt dann, besonders infolge des Konvektionsstromes während des langsamen Entladungsaufbaues, ab. Der Aufbau bleibt unter Umständen schon im ersten Zeitabschnitt stecken, und es kann nicht zu einer Stromspitze kommen.

Der Vorschaltwiderstand hat keinen Einfluss auf die Stromspitze, solange er so gross ist, dass der Speisestrom  $i$  viel kleiner bleibt, als das durch die Entladung der Elektrodenkapazität hervorgebrachte Strommaximum.

\*) Vgl. v. ENGEL und STEENBECK<sup>4</sup>): „Raumladungskippen“.

\*\*\*) Das gilt natürlich nur dann, wenn die Ausgangsbedingungen (T-Entladung) erfüllbar sind.

Die erste Stromspitze wird durch den Umstand stark herabgesetzt, dass die Zusatzspannung nicht plötzlich an die Elektroden angelegt werden kann. Während nämlich die Elektrodenspannung noch ansteigt, hat sich bereits ein Konvektionsstrom ausgebildet, der seinerseits die Elektrodenkapazität entlädt. Die im Abschnitt b berechneten maximalen Stromstärken entsprechen deshalb der Wirklichkeit nicht. Man erkennt die Wichtigkeit des raschen Spannungsanstieges an den Elektroden, der auf den Seiten 17 ff. eingehend behandelt worden ist. Der oben erwähnte Einfluss der Vergrößerung der Elektrodenkapazität hat nur Gültigkeit, wenn die Vergrößerung zugunsten von  $C_A$  und nicht von  $C_E$  erfolgt. Dadurch wird der Spannungsanstieg an den Elektroden dem am Relais sogar noch näher gebracht.

Wie aus den Fig. 20 bis 27 zu entnehmen ist, tritt das Ionenstrommaximum ebenfalls in den andern untersuchten Gasen auf. Dies lässt sich analog wie für Argon theoretisch zeigen. Man hat lediglich für die Lösung der Gleichungen (21) und (26) die entsprechenden Werte einzusetzen.

*β) Der Stromverlauf nach dem Maximum.* Die grosse Stromstärke beim Maximum hat ein ausserordentlich rasches Sinken der Elektrodenspannung zur Folge. Würde der Strom beim Maximum beispielsweise 0,1 A betragen, so wäre mit einem  $C$  von  $50 \mu\text{F}$  die Spannung in  $5 \cdot 10^{-8}$  sec bereits um 100 V gesunken. Der Ionisationsanstieg wird damit rasch kleiner als 1 und es muss ein Abbau der Entladung eintreten.

Dieser Abbau ist viel weniger leicht zu verfolgen als der Aufbau. Beim Sinken der Spannung verkleinert sich die Feldstärke zwischen den Elektroden im ersten Augenblick überall gleichmässig um einen gewissen Betrag. Während im Kathodenfallgebiet diese Verkleinerung prozentual sehr wenig ausmacht, ist es sehr wohl möglich, dass im Raum zwischen Glimmlicht und Anode die Feldstärke null oder sogar negativ wird. Infolgedessen stauen sich die Elektronen plötzlich und kompensieren die positive Raumladung. Dadurch sinkt die Feldstärke vor der Kathode stark und mit ihr der Ionisationsanstieg und der Strom. Es lässt sich theoretisch nicht abschätzen, wie lange die grosse Stromstärke dauert und wie stark die Elektrodenspannung sinkt. Für den Fall der Fig. 25 (Wasserstoff) wurde bereits auf S. 41 erwähnt, dass sie bis gegen Null herabgehen kann.

Ist der Ionenstrom auf den Wert  $\frac{U_0 + U_R - U_{\min}}{R}$  gesunken, so beginnt die Elektrodenspannung erneut zu steigen, und erreicht nach einer Zeit, die von  $U_0 + U_R$ , vom Produkt  $R \cdot C$  und vom

weiteren Verhalten des Ionenstromes abhängig ist, wiederum einen hinreichend hohen Wert, damit der Ionisierungsanstieg grösser als 1 wird. Es bestehen nun für den Zustand der Entladungsstrecke im Moment, wo der Aufbau der Entladung wieder beginnt, im wesentlichen drei Möglichkeiten. Sie sind in der Literatur schon häufig diskutiert worden (Arbeiten von VALLE, GEFFCKEN, PENNING u. a.).

1. Die Elektrizitätsträger sind aus dem Entladungsraum restlos verschwunden. Die Entladung setzt an einem vom Zufall abhängigen Ort, unter Umständen mit einem statistisch schwankenden Zündverzug neu ein.

2. Es ist im Entladungskanal verteilt (über die ganze Fläche mehr oder weniger gleichförmig) noch eine Restionisierung vorhanden, deren Raumladungsdichte jedoch so klein ist, dass sie das Feld nicht mehr verzerrt. Dann beginnt die Zündung der Entladung bei der statischen Zündspannung.

3. Die (positive) Restionisierung ist so gross, dass sie einen wesentlichen Einfluss auf das Feld und damit auf die Zündspannung ausübt. Wirkt sie im Sinne einer Begünstigung der Ionisierung ( $p \cdot d$  gross genug), so ist die Zündspannung kleiner als der statische Wert.

In den Fällen 2 und 3 kann es sein, dass die Elektroden spannung vorübergehend höhere Werte annimmt, als für die statische Zündung, wie sie sich aus der Raumladungsverteilung ergibt, erforderlich wäre. Das hängt von den Geschwindigkeiten des einsetzenden Entladungsaufbaues und der Gleitspannung an den Elektroden ab.

Über den in Fig. 11 dargestellten Vorgang lässt sich folgendes sagen: Der Ionenstrom ist beim ersten Minimum grösser als Null. Es ist sicher noch eine feldverzerrende Restraumladung vorhanden. Tatsächlich stellt man beim ersten Minimum des Stromes  $i$  (Strom durch den Widerstand) eine Spannung von 286 V fest im Vergleich zu einer Anfangsspannung von  $U_0 = 295$  V. Da die Restionisation sich auf eine Fläche verteilt, die jedenfalls nicht viel kleiner ist als der Querschnitt des ursprünglichen Entladungskanals, verläuft der Ionenstrom erneut über eine Spitze. Sie ist nun aber hauptsächlich wegen der kleineren Spannung, von der aus die Zündung erfolgt, weniger hoch. Dementsprechend hat sie auch ein weniger tiefes Minimum der Elektroden spannung zur Folge. Es zeigt sich, dass auch das folgende Minimum des Ionenstromes höher liegt als das vorangegangene.

Die Vorgänge beim Zerfall der Entladung sind zu kompliziert, als dass es möglich wäre, diese Tatsache vorauszusagen. Man kann

sie sich aber durch die folgenden Überlegungen verständlich machen.

Das erste Spannungsminimum betrug etwa 140 V. Vernachlässigen wir die Wirkung der Feldverzerrung, so errechnet sich der Ionisierungsanstieg zu etwa 0,03. Beim zweiten Minimum, das 245 V beträgt, hat er ungefähr den Wert 0,5. Hier nimmt also der Strom pro Ionisierungsspiel\*) nur etwa auf die Hälfte ab. Rechnen wir als Dauer für ein Ionisierungsspiel die Zeit, die ein Ion braucht, um von der Anode zur Kathode zu gelangen, so erhalten wir unter Benutzung des Ausdrucks für die Ionengeschwindigkeit auf S. 44  $4,4 \mu\text{sec}$ . In Fig. 11 sind es 5 bis  $6 \mu\text{sec}$ . Der Hauptfehler dieser Rechnung liegt in der Vernachlässigung der Raumladung.

Da ferner das zweite Minimum 100 V höher liegt als das erste, hat die Elektrodenspannung bis zur Erreichung einer für die Zündung ausreichenden Spannung bedeutend weniger zu steigen. Trotz der geringeren Differenz zwischen Speise- und Ionenstrom dauert es deshalb weniger lang. In Fig. 11 ist das deutlich zu erkennen.

Die Zündung erfolgt wegen der grösseren Restraumladungen bei einer wiederum niedrigeren Spannung. Das folgende Maximum des Ionenstromes ist ebenfalls kleiner geworden. Elektroden- spannung und Ionenstrom gehen mehrere Male auf und ab, bis schliesslich die Zündspannung sich so stark der Brennspannung genähert hat, dass ein aperiodischer Übergang zur endgültigen Raumladungsverteilung stattfindet. Die Querschnittsfläche der Entladung nimmt dabei von Schwingung zu Schwingung ab, während sich ein Kern ausbildet, der sich in der Struktur mehr und mehr der normalen Gl-Entladung nähert.

Genau gleich wie für Argon lässt sich der Stromverlauf in Helium, Wasserstoff und Stickstoff erklären. Wir werden im besonderen in den nächsten Abschnitten noch auf die Messungen in diesen Gasen eingehen.

In Helium und auch schwach in Wasserstoff tritt eine Erscheinung auf, die mit Hilfe des vorliegenden experimentellen Materials nicht einwandfrei geklärt werden kann. Wie aus den Fig. 20 bis 23 zu erkennen ist, steigt nach Beendigung des Effektes A der Strom  $i$  noch gleichförmig an und erreicht erst nach einigen  $100 \mu\text{sec}$  (in den Figuren nicht mehr eingezeichnet) seinen End-

\*) Mit Ionisierungsspiel bezeichnet Rogowski<sup>16)</sup> den Kreislauf der Ionisierung, der ausgeht von einer Anzahl Elektronen die in einem Zeitpunkt die Kathode verlassen, und endet, wenn die von ihnen im Gasraum gebildeten Ionen alle wieder an der Kathode angekommen sind und neue Elektronen losgelöst haben.

wert. Auch die Minima der Schwingung liegen alle so tief, dass die ihr entsprechenden Elektrodenspannungen grösser sind, als die zur Aufrechterhaltung der anfänglichen T-Entladung nötigen Spannung  $U_0$ . Nach dem Abklingen des Effektes A ist die Elektrodenspannung gleich oder nur wenig kleiner als  $U_0$ . Dieselbe Beobachtung macht man bei Wasserstoff, doch ist das Phänomen viel weniger ausgeprägt. In Fig. 24 findet ein leichtes Steigen des Stromes  $i$  um 1 bis 2 Zehntel mA statt. In den Fig. 25 und 26 liegen die Minima von  $i$  sehr regelmässig auf Stromwerten, die einer um etwa 20 V höheren Spannung als  $U_0$  entsprechen.

In Argon und Stickstoff ist nichts derartiges zu finden.

Ich vermute, dass die Ursache dieses Phänomens in einer vorübergehenden Verkleinerung von  $\gamma$  infolge des Bombardements der Kathode durch schnelle Ionen während der kurzdauernden anomalen Kathodenfälle (Stromspitzen) zu suchen ist. Aus Zeitmangel konnten bis jetzt die auf die Klärung dieser Frage hienzielenden Versuche noch nicht unternommen werden.

$\gamma$ ) *Einfluss der Elektrodenkapazität.* Die Fig. 11 und 19 gestatten den Vergleich des Stromverlaufes in Argon bei verschiedener Elektrodenkapazität. An Hand der Fig. 29 wurde seinerzeit gezeigt, dass die Stromspitze bei kleinerer Kapazität weniger hoch wird. Das ist hier um so mehr der Fall, als die Verkleinerung von  $C$  auf Kosten von  $C_A$  geht (Entfernung der Abschirmungen). Trotz des niedrigeren Ionenstrommaximums ist das folgende Minimum der Elektrodenspannung ziemlich genau gleich geblieben. Das rührt offenbar daher, dass auch die zu entladende Kapazität kleiner ist. Das Minimum des Ionenstroms ist nicht mehr so tief, weil der Wiederanstieg der Elektronenspannung nun viel rascher erfolgt und dabei die Entladungsstrecke bei einer Raumladungsdichte gewissermassen überrascht, die ein Zünden bei einer Spannung ermöglicht, die nur wenig oberhalb der Brennspannung liegt.

Beim Zerfall der Entladung ist der Kern am wenigsten den Querkräften ausgesetzt, er kann sich also am längsten erhalten. Dort setzt dann auch am raschesten der Wiederaufbau ein. Je kleiner die Elektrodenkapazität ist, desto schneller kehrt die Spannung zurück, wobei der Kern noch so dicht ist, dass er schon bei minimem Überschreiten der Brennspannung den Hauptteil des Stromes führt, während bei derselben Spannung die äusseren Teile der Entladung noch im Abbau begriffen sind. So erfolgt fast sofort der Übergang zur Stationarität.

In Helium tritt schon bei ganz kleiner Elektrodenkapazität (12,5  $\mu\mu\text{F}$ ) eine abklingende Schwingung auf (Fig. 20). Das liegt

in erster Linie an der grösseren Beweglichkeit der leichteren Heliumionen und der damit verbundenen rascheren Entionisierung der Entladungsstrecke. Die Dauer des Ionisierungsspieles ist kürzer; wird also z. B. der Ionisierungsanstieg bei einer gewissen Spannung prozentual gleich viel unterschritten wie bei Argon, so muss der Strom in entsprechend weniger Zeit zusammengebrochen sein.

Fig. 22a zeigt die Wirkung der Verdoppelung der Elektrodenkapazität durch Vergrösserung von  $C_A$ . Gegenüber Fig. 20 ist der abfallende Teil von  $i$ , welcher der Aufladung der Elektrodenkapazität entspricht, zeitlich gedehnt, während die ansteigenden Kurvenstücke ungefähr gleich geblieben sind. Die Zahl der Schwingungszüge ist ebenfalls dieselbe. Eine genauere Diskussion ist wegen der überlagerten Veränderlichkeit von  $\gamma$  unmöglich.

Aus den Kurven der Fig. 22b und 23 sieht man, dass die Vergrösserung von  $C_E$  einen höheren Wert des ersten Minimums der Elektrodenspannung zur Folge hat, was dem weniger schroffen Entladungseinsatz zuzuschreiben ist.

Wir haben gesehen, dass bei Argon durch Vergrösserung der Elektrodenkapazität eine abklingende Kippschwingung entsteht. Bei Helium, Wasserstoff und Stickstoff ist es wahrscheinlich gar nicht möglich, die Kapazität so stark zu vermindern, dass keine Schwingung mehr auftritt\*). Vergrössern wir die Kapazität weiter, so kann es sein, dass in der Entladungspause die Entionisierung so weit geht, dass die Entladung nicht mehr mit einer wesentlichen Fläche gleichzeitig zünden kann. Dann tritt, vorausgesetzt die Kapazität sei nicht allzu gross, eine mehr oder weniger aperiodische, „direkte“ (nach G. VALLE<sup>29</sup>) Zündung ein. Bestand bei kleiner Kapazität eine intermittierende Entladung, so ist es also unter Umständen möglich, sie durch Vergrösserung von  $C$  zum Abreissen zu bringen. Bei den Fig. 20 und 22a stellen wir fest, dass durch die Vergrösserung der Kapazität sich die Anzahl der Schwingungszüge nicht vermehrt hat, und die Amplituden eher kleiner geworden sind. Messungen mit noch grösseren Kapazitäten wurden keine durchgeführt.

Vergrössert man schliesslich die Elektrodenkapazität so stark, dass sie eine bedeutende Querausbreitung der Entladung bewirkt, so stellt sich, Elektroden mit genügender Fläche vorausgesetzt, immer eine intermittierende Entladung ein.

---

\*) Selbstverständlich unter Voraussetzung des Vorschaltwiderstandes von 1,08 M $\Omega$ .



δ) *Einfluss der Zusatzspannung.* Ich habe bereits auf S. 59 erwähnt, dass ein Verkleinern der Relaisspannung schliesslich einen aperiodischen Zündungsverlauf zur Folge hat. Die abklingende Schwingung bleibt aber auch aus, wenn die Zusatzspannung stark vergrössert wird, wie aus Abb. 21 zu entnehmen ist. Wenn auch die Stromspitze noch weiter wächst, so muss die Kapazität jetzt um einen grösseren Betrag entladen werden. Die Folge ist ein etwa unverändertes Minimum der Elektroden-Spannung von ca. 110 V, wie in Fig. 20. Dank der höheren treibenden Spannung im Stromkreis der Entladungsröhre, wächst nun aber die Spannung rascher an, während die Entionisierung deshalb eher langsamer erfolgt. Die Restraumladung vermindert die für die nächste Zündung notwendige Spannung fast auf die Brennspannung.

ε) *Einfluss des Vorschaltwiderstandes.* Die Verkleinerung des Vorschaltwiderstandes hat eine analoge Wirkung wie die Vergrösserung der Zusatzspannung\*), denn beide bewirken eine Vergrösserung der Geschwindigkeit der Gleitspannung an den Elektroden. Fig. 24 zeigt für Wasserstoff, in welchem die T-Entladung noch mit einem Widerstand von 400000  $\Omega$  stabilisiert werden konnte, wie der Stromverlauf tatsächlich demjenigen für hohe Relaisspannungen sehr ähnlich ist.

Voraussetzung ist dabei, wie überhaupt für das Auftreten des Effektes A, dass sowohl die Vergrösserung von  $U_R$  wie die Verkleinerung von  $R$  nicht so weit geht, dass der Strom, der fliesst, im Moment, da an den Elektroden die Brennspannung vorhanden ist, wesentlich grösser ist als die maximale durch die Elektrodenkapazität verursachte Stromspitze.

ζ) *Intermittenz.* Das Erscheinen der abklingenden Schwingung ist an die Bedingung geknüpft, dass das Minimum des Ionenstromes von Schwingung zu Schwingung wächst, was gleichbedeutend ist mit einer immer kleineren Zündspannung. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so wird die Entladung intermittierend. Geht der Ionenstrom zwischen den Entladungsstössen nicht ganz auf null, so spricht man von einer Schwingung erster Art. Eine solche war vermutlich in Fig. 33 (Stickstoff) vorhanden. Das erste Spannungsmaximum entspricht nicht recht genau der Anfangsspannung  $U_0$  (450 V), während die späteren Maxima alle bei 430 V liegen. Das lässt darauf schliessen, dass diese bereits in einem von Raumladungen verzerrten Feld erfolgen. Es wäre

\*) Wobei jedoch, wie S. 59 erwähnt, die erste Stromspitze unverändert bleibt.

aber auch möglich, dass diese Erniedrigung des Maximums auf eine Vergrößerung von  $\gamma$  zurückgeht. Die Konstruktion des Ionenstromes, kann nicht genau genug erfolgen, um dies zu entscheiden.

Es fragt sich, warum in Wasserstoff und Stickstoff, im Gegensatz zu den beiden Edelgasen, die Intermittenz schon bei den kleinsten Elektrodenkapazitäten eintritt. Die Ursache ist wohl in der rascheren Entionisierung der Gasstrecke zu suchen. Auch bei Helium zeigte sich gegenüber Argon die grössere Neigung zu Schwingungen. Nun sind zwar die Wasserstoffionen noch etwas beweglicher als die Heliumionen, die des Stickstoffes haben aber ungefähr dieselbe Beweglichkeit wie die Argonionen. Die Entionisierung muss daher noch durch andere Vorgänge beschleunigt werden.

Eine bedeutende Rolle bei der Entionisierung spielt in den Molekülgasen die Rekombination, indem sich die Elektronen zunächst an die Gasmoleküle anlagern und negative Ionen bilden. Die Rekombinationswahrscheinlichkeit zwischen diesen und positiven Ionen steht einige Grössenordnungen über der von Elektronen und Ionen.

Die Fig. 25 und 26 geben ferner noch eine Bestätigung des nach den Ausführungen auf S. 59 zu erwartenden Einflusses des Elektrodenabstandes. Beim grösseren Abstand findet eine Entladung der Elektrodenkapazität bis ungefähr auf null statt.

## 2. Glimmentladung als Ausgang.

Ganz andere Verhältnisse als im vorigen Kapitel haben wir zu erwarten, wenn wir im Entladungskreis, in den wir die Zusatzspannung schalten, bereits eine schwache Gl-Entladung haben. Im Gegensatz zu vorhin ist nun die Fläche, innerhalb welcher ein spontaner Aufbau zu grösseren Strömen stattfinden kann, bedeutend kleiner. Im Sinn des Effektes A gesprochen, haben wir es gewissermassen mit dem Aufbau einer Entladung zu tun, deren Kern bereits vorhanden ist. Damit ist ausgedrückt, dass die für den Effekt A typischen Vorgänge, nämlich die hohen Maxima, welche der Ionenstrom im Vergleich zum mittleren Speisestrom auch bei kleinen Kapazitäten annehmen kann, und die eine Folge der Zündung auf grosser Fläche sind, hier nur noch in bescheidenem Masse auftreten können.

Der Entladungskanal, in welchem die Entladung mit anomalem Kathodenfall brennt, kann sich freilich bis zum Augenblick, wo die Brennspannung unterschritten wird, noch seitlich ausdehnen.

Wir werden aber gleich abschätzen, dass, falls die Kapazitäten nicht grösser sind, als die bisher verwendeten, die Querausdehnung klein bleibt.

Über den seitlichen Ausbreitungsvorgang bei der Gl-Entladung ist noch sehr wenig bekannt. Die Geschwindigkeit der seitlichen Ausbreitung wurde von STEENBECK<sup>23</sup>), (s. auch in<sup>4</sup>)) in Helium und Neon in Abhängigkeit von der Elektrodenspannung an konzentrischen Zylinderelektroden gemessen. Sie beträgt in beiden Gasen beim normalen Kathodenfall etwa 5 m/sec und nimmt mit steigendem Kathodenfall sehr grosse Werte an (bis über 1 km/sec). Für Argon gelten wahrscheinlich ähnliche Zahlen.

Setzen wir einmal eine Gl-Entladung mit kreisrunder kathodischer Ansatzfläche von  $r = 0,5$  cm Radius in Argon voraus, die einen anomalen Kathodenfall mit einer Stromdichte von  $j = 100$  mA/cm<sup>2</sup> besitze. Die Elektrodenkapazität betrage 100  $\mu\mu$ F. Diese Kapazität wird nun in  $1,3 \cdot 10^{-7}$  sec um 100 V entladen. Die Stromzunahme in dieser Zeit berechnet sich folgendermassen. Es ist

$$\frac{di}{dt} = 2 \pi r \frac{dr}{dt} j.$$

Setzen wir für  $dr/dt$  schätzungsweise  $10^5$  cm/sec ein, so erhalten wir

$$\frac{di}{dt} = 3,14 \cdot 10^7 \text{ mA/sec.}$$

$i$  vergrössert sich demnach in der Zeit, während welcher sich die Kapazität um 100 V entlädt, nur um rund 4 mA. Deshalb kann die Querausbreitung auch beim Aufbau der Entladung aus der T-Entladung vernachlässigt werden.

Fig. 10 (a) ist ein Beispiel für den Übergang einer schwächeren in eine stärkere Gl-Entladung. Verkleinern wir die Ausgangsstromstärke mehr und mehr (Fig. 10 (b), (c)), so kommen wir dem Aufbauverlauf aus der T-Entladung (Fig. 11) immer näher. Der Grund ist darin zu suchen, dass von einem Strom von 0,2 mA an abwärts bereits der Übergang in die T-Entladung stattfindet, verbunden mit einer entsprechenden Verbreiterung des Entladungskanals.

Bei der Steigerung der Anfangsstromstärke über 0,2 mA hinaus, würde bei der ersten Ionenstromspitze die Anomalie des Kathodenfalls immer geringer, so dass die Rückentwicklung zum normalen Kathodenfall schon wesentlich während des Abfallens der Elektrodenspannung erfolgt. Der Entstehung des Minimums

der Elektrodenspannung wirkt auch das grosse  $U_0$  entgegen, das notwendig ist, um die Ausgangsentladung aufrecht zu erhalten.

Der Verlauf des Aufbauvorganges bei kleinerem Vorschaltwiderstand und anderer Zusatzspannung erfordert keine weiteren Erklärungen mehr. Erwähnt mag nur noch werden, dass bei kleiner Relaisspannung und kleinem Widerstand die Steigerung des Ionenstromes aus der Kapazität kaum mehr ins Gewicht fällt und die Entladung, entsprechend der nur geringen Anomalie, langsam in die Breite wächst (Fig. 14(a), (b)).

Beim Aufbau einer behinderten Entladung, wie er in Fig. 18 dargestellt ist, kann der Effekt A naturgemäss kaum mehr auftreten, da die sich bildende Raumladung den Aufbau bremst (Verkleinerung von  $\mu$ ), und bei langsamem Steigen des Ionenstromes die Kapazität entladen wird (s. auch die Ausführungen in<sup>22)4)</sup>).

### V. Schlussfolgerungen.

Die vorliegenden Messungen umfassen nur einen kleinen Bereich in bezug auf die Wahl der Parameter, die für eine Gl-Entladung bestimmend sind, sowohl was den elektrischen Kreis, wie auch die Entladungsröhre selbst betrifft. Zusammen mit bereits bekanntem Tatsachenmaterial lassen sich daraus aber trotzdem für ein begrenztes Gebiet der Dynamik der Gasentladungen allgemein gültige Folgerungen ziehen.

Zunächst können wir bei zeitlichen Veränderungen in einer Gasentladung — es wird dabei in erster Linie an eine ebene oder quasiaebene Entladungsstrecke gedacht — zwischen zwei Extremfällen unterscheiden, nämlich solchen, in denen *nur* die achsialen, in der Richtung des Kathodenfalles, also senkrecht zur Kathode erfolgenden Vorgänge eine Rolle spielen, und solchen, bei welchen die Veränderungen in der Querrichtung zum Kathodenfall, die ihrerseits natürlich auch wieder eine örtliche achsiale Veränderung in sich schliessen, von ausschlaggebender Bedeutung sind.

Ebenso kann man unterscheiden zwischen Vorgängen, die sich allein in den kathodischen Teilen der Entladung abspielen, und denjenigen, bei welchen nur die anodischen Gebilde (positive Säule, anodisches Glimmlicht) Veränderungen erleiden.

Im konkreten Fall sind die einzelnen Vorgänge selten voneinander isoliert zu betrachten, sie treten im allgemeinen mehr oder weniger miteinander verkoppelt auf.

So lässt sich der Effekt A bei nicht zu grossem Elektrodenabstand, als zum kathodischen Teil der Entladung gehörend, für sich allein untersuchen, wobei noch die Querrichtung mehr oder

minder beteiligt sein kann. Bei grösserem Abstand ist der Effekt A ebenfalls vorhanden, nun aber verbunden mit den Vorgängen, die sich zwischen Glimmlicht und Anode abspielen. Der Effekt B kann streng genommen überhaupt nicht für sich allein betrachtet werden.

Im besonderen lassen sich für die Zündung im homogenen Feld, in gewissem Ausmasse aber auch im inhomogenen Felde, und die intermittierende Entladung einige Gesichtspunkte aufstellen.

Es sind prinzipiell zwei „Anfangsbedingungen“ für die Zündung einer Gl-Entladung denkbar. Sie erfolgt entweder von einem sehr engen Kanal aus, oder auf einer Fläche, welche im Vergleich zur Brennfläche, die die Entladung nach dem Ablauf der Zündung einnimmt, gross ist. Bei kleinen Kapazitäten ist für die beiden Fälle der Zündvorgang ein ganz anderer, bei sehr grossen Kapazitäten verschwindet der Unterschied.

Es gibt dementsprechend zwei verschiedene Typen der intermittierenden Gl-Entladung. Bei kleiner Kapazität und hohem Vorschaltwiderstand kann eine intermittierende Entladung auftreten, die ihre Ursache im Effekt A hat; die Wiederezündung erfolgt regelmässig auf einer grossen Fläche. Ihr Aussehen zeigt ein diffuses Glimmlicht, in gewissen Fällen auch eine deutliche Schichtung. Die Zahl der Intermittenzen pro Sekunde ist sehr gross (Wasserstoff, Fig. 26: 65000/sec).

Der andere Typus der intermittierenden Entladung stellt sich bei grosser Elektrodenkapazität ein. Er beruht darauf, dass von der Zündung in einem begrenzten Gebiet die Entladung sich bis zum Erreichen der Brennspannung stark in der Querrichtung verbreitert. Da die Spannung nun rasch weiter sinkt, womit der Ionisierungsanstieg kleiner als 1 wird, zieht sie sich nicht einfach wieder zusammen, sondern zerfällt als Ganzes, wobei immerhin die Randgebiete vorausgehen. Die Neuzündung erfolgt in einem oder eventuell mehreren kleinen Gebieten, von denen aus wiederum die Ausbreitung erfolgt. Die Zahl der Intermittenzen überschreitet einige Tausend pro Sekunde nicht.

Wir sehen, dass beim ersten Typus der Intermittenz sozusagen nur der achsiale Aufbau der Entladung ausschlaggebend ist, während beim zweiten die Querausbreitung die führende Rolle übernimmt.

In dieser Betrachtung erhalten z. B. die Versuche von VALLE<sup>29)</sup> in manchen Punkten eine neue Abklärung\*). Man hat jetzt sogar

\*) Ich verweise auf eine Bemerkung in einer früheren Veröffentlichung<sup>2)</sup>.

zwei verschiedene Arten der indirekten Zündung zu unterscheiden, entsprechend den Konstanten des Entladungskreises und den beiden möglichen Anfangsbedingungen.

Die vorliegende Arbeit entstand im physikalischen Institut an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich. Es ist mir eine Freude, Herrn Professor Dr. F. TANK für die Hilfe und sein dauerndes wohlwollendes Interesse am Fortgang der Arbeit herzlich zu danken.

Physikalisches Institut an der E.T.H., Zürich.

#### Literatur.

- 1) W. BRAUNBEK, Zeitschr. f. Phys. **36**, 582, 1926.
- 2) W. DRUEY, HPA. **7**, 633, 1934.
- 3) A. v. ENGEL und M. STEENBECK, Elektr. Gasentladungen I.
- 4) A. v. ENGEL und M. STEENBECK, Elektr. Gasentladungen II.
- 5) W. FUCKS, Arch. f. Elektrot. **23**, 590, 1929.
- 6) W. FUCKS, Zeitschr. f. Phys. **87**, 139, 1933.
- 7) H. GAWEHN, Ann. d. Phys. **20**, 601, 1934.
- 8) H. GAWEHN und G. VALLE, Naturw. **22**, 792, 1934.
- 9) A. GÜNTHERSCHULZE, Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 480, 1929.
- 10) A. GÜNTHERSCHULZE und H. SCHNITGER, Zeitschr. f. Phys. **77**, 333, 1932.
- 11) A. GÜNTHERSCHULZE und F. KELLER, Zeitschr. f. Phys. **77**, 703, 1932.
- 12) Handbuch der Experimentalphysik XIII, 3. Teil, 1929.
- 13) O. KLEMPERER, Zeitschr. f. Phys. **52**, 650, 1928.
- 14) F. M. PENNING, Phys. **5**, 217, 1925.
- 15) W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrot. **12**, 1, 1923.
- 16) W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrot. **25**, 551, 1931.
- 17) W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrot. **26**, 643, 1932.
- 18) W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrot. **27**, 523, 1933.
- 19) W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrot. **27**, 743, 1933.
- 20) J. J. SÄMMER, Zeitschr. f. Phys. **81**, 383, 1933.
- 21) R. SEELIGER, Physik der Gasentladungen, 1934.
- 22) M. STEENBECK, Wiss. Ver. a. d. Siemenskonzern **9**, 42, 1930.
- 23) M. STEENBECK, Arch. f. Elektrot. **26**, 306, 1932.
- 24) F. TANK und K. GRAF, HPA. **2**, 33, 1929.
- 25) F. TANK und L. ACKERMANN, HPA. **3**, 468, 1930.
- 26) J. TAYLOR, Proc. Roy. Soc. (A) **114**, 73, 1927.
- 27) J. TAYLOR, Phil. Mag. (7) **3**, 368, 1927.
- 28) J. TAYLOR, Phil. Mag. (7) **3**, 753, 1927.
- 29) G. VALLE, Ann. d. Phys. **13**, 732, 1932.
- 30) G. VALLE e B. ROSSI, Nuovo Cim. **11**, 708, 1934.
- 31) G. ZIMMERMANN, Zeitschr. f. Phys. **91**, 767, 1934.

## Lebenslauf.

---

Ich wurde am 25. März 1908 in Düsseldorf geboren. Wenige Wochen später siedelten meine Eltern nach Belgien über und 1911 nach Zürich. Sechsjährig kam ich für ein halbes Jahr in die Primarschule nach Avenches, um die französische Sprache zu erlernen, dann besuchte ich Primar- und Sekundarschule in Zürich. Nach der zweiten Klasse der Sekundarschule trat ich in die — damalige — Industrieschule ein, an der ich 1926 die Maturitätsprüfung bestand.

Nach siebensemestriger Studienzeit an der Abteilung für Maschinen- und Elektroingenieurwesen an der Eidgenössischen Technischen Hochschule diplomierte ich 1930 als Elektroingenieur. Die Ferien während des Studiums hatte ich zur Werkstattpraxis in der Maschinenfabrik Oerlikon benutzt.

Nach dem Studium war ich während zweieinhalb Jahren Assistent bei Herrn Prof. Dr. E. Meissner, wovon ein halbes Jahr gleichzeitig bei Herrn Prof. Dünner. In dieser Zeit habe ich die vorliegende Arbeit begonnen und mich ihr dann später eine Zeitlang ausschliesslich gewidmet. Von Oktober 1934 bis September 1935 arbeitete ich als Assistent bei Herrn Prof. Dr. F. Tank. Seit Mitte Oktober 1935 bin ich bei der Albiswerk Zürich A.-G. tätig.

---