

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 9 (1936)
Heft: IX

Artikel: Beitrag zur Dynamik der Glimmentladungen. Erster Teil
Autor: Druey, Walter
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110659>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 15.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Beitrag zur Dynamik der Glimmentladungen

von Walter Druey, E. T. H., Zürich.

(27. X. 36.)

ERSTER THEIL.

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 Experimentalphysik¹²⁾, bei SEELIGER²¹⁾ und bei von ENGEL und STEENBECK⁴⁾*)).

Mit der Dynamik der Glimmentladung speziell befassen sich in neuerer Zeit die Arbeiten von G. VALLE²⁹⁾, H. GAWEHN⁷⁾, H. GAWEHN und G. VALLE⁸⁾, G. VALLE und B. ROSSI³⁰⁾ 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 stehen²²⁾⁴⁾¹⁷⁾.

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. 717). Die Frage nach der nötigen Reproduzierbarkeit des Stromverlaufes bei der Zündung wurde bereits durch die Messungen von F. TANK und K. GRAF²⁴⁾ und M. STEENBECK²²⁾ 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-Entladung²²⁾ verwendet hat. Die Elektroden waren aus Reinickel gedreht und hatten Rogowskiprofil¹⁵⁾. 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. ¹⁵⁾) 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°C , wobei der Gasdruck kleiner als 10^{-6} mm Hg war. Schliesslich wurden die Elektroden mit Wirbelstrom während ca. 10 Minuten auf helle Rotglut erhitzt.

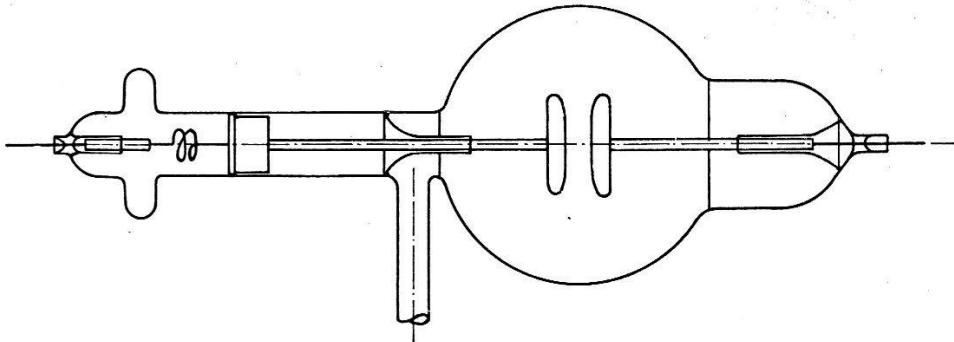


Fig. 1. Entladungsrohr.

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. 717.

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. $1/1000$ sec eingestellt. Die Empfindlichkeit

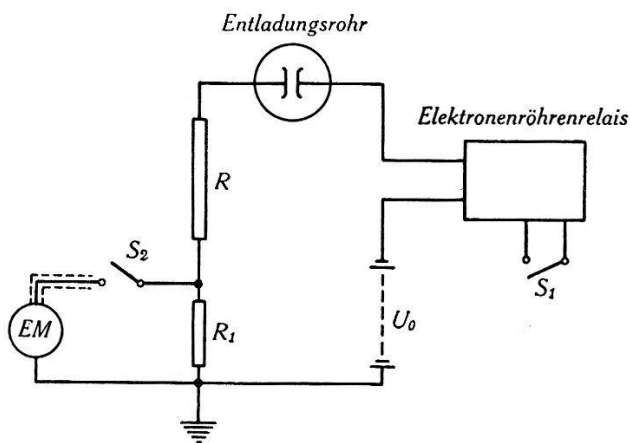


Fig. 2. Prinzipschaltung.

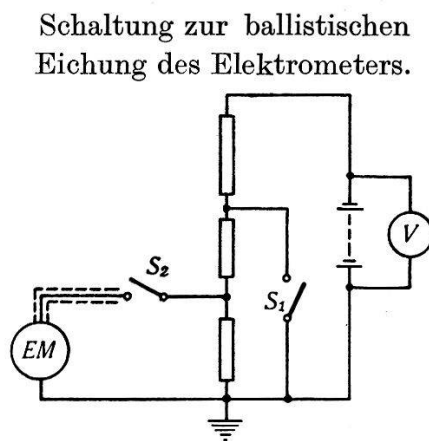


Fig. 3.

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.

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. GRAF²⁴⁾, F. TANK und L. ACKERMANN²⁵⁾ 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 Steuerröhre 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 Penthoden 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 Ω 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 Zusatzspannungsschosses 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 ΔU den Spannungsabfall, der an

C_R auftritt, wenn der Anodenstrom I_a während Δt 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 Ω , so dass bei $U_R = 150$ V ($R_R = 1150$ Ω) die Zusatzspannung innert $1/1000$ 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 μ F, was wegen der Kleinheit des Entladungsstromes vollauf 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 Ω 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.

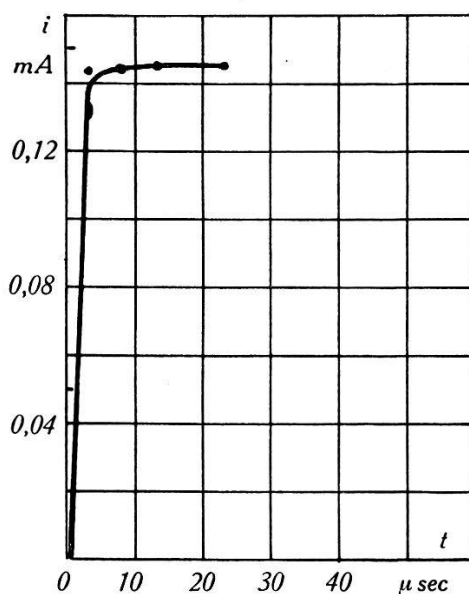


Fig. 5. Relaisschaltkurve.

Die Schaltzeit bis zum Erreichen von 98% des Stromendwertes beträgt 4 bis 5 μsec .

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.

Andere 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 ± 3 bis

4 μ sec betragen (s. hierüber auch W. FUCHS⁵⁾). 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 Entladungsrohres wegen der verwendeten grossen Vorschaltwiderstände ohnehin bedeutend (s. S. 721).

C. Helmholtzsches Pendel und Kathodenstrahloszillograph. Vergleich der beiden Messmethoden.

Eine Anzahl Autoren^{22) 29) 7)} u. a. bedienen sich zur Aufzeichnung des Strom- oder Spannungsverlaufes bei einer Gl-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 Ω , 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. STEENBECK²²⁾ 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^{24) 25)} 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 715

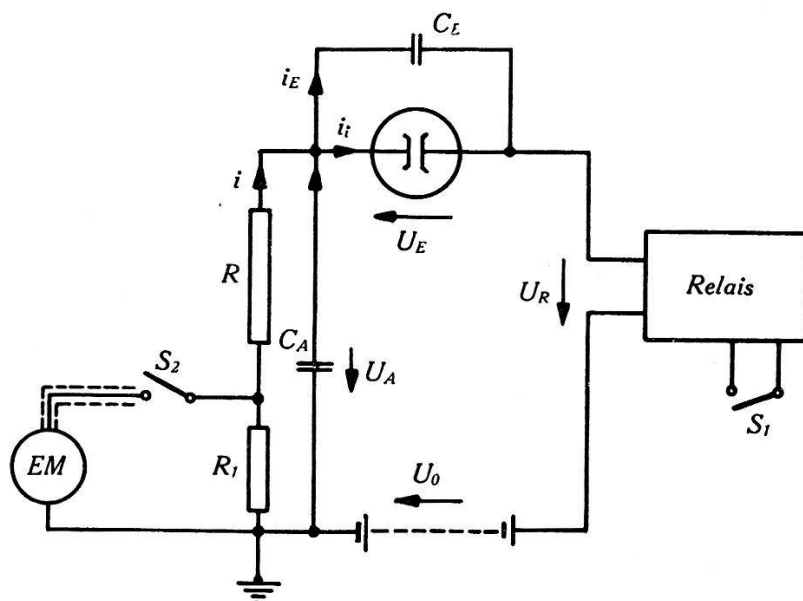


Fig. 6.

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. 716), 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 :

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

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

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

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

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

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

Dann lautet Gleichung (4) numerisch:

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

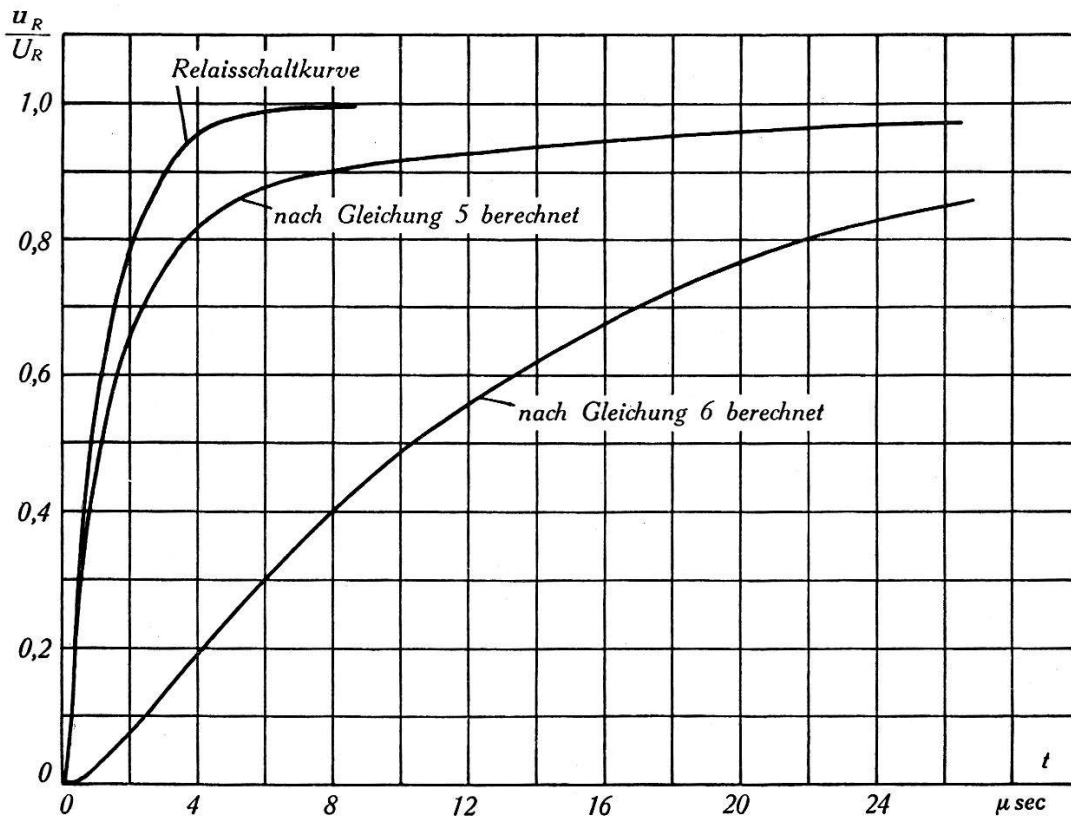


Fig. 7. Spannungsanstieg an den Elektroden beim Schalten des Relais.

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 $C_E = 2 \mu\mu\text{F}$ beträgt es im Zeitmoment $t = 0$ $1,54 \cdot 10^{-4}$ A) und klingt rascher ab, als die Spannung an den Elektroden ansteigt. Diese Korrektur spielt deshalb nur während der ersten paar μsec 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 Ω	U_R V	I_0 mA
Fig. 8 .	(a)	0,57	212 000	77	0,50
	(b)	0,57	212 000	77	0,20
	(c)	0,57	212 000	77	0,10
Fig. 9 .	(a)	0,44	212 000	77	0,50
	(b)	0,44	212 000	77	0,20
	(c)	0,44	212 000	77	0,10
Fig. 10 .	(a)	0,44	1 080 000	153	0,20
	(b)	0,44	1 080 000	153	0,10
	(c)	0,44	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 μsec 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.

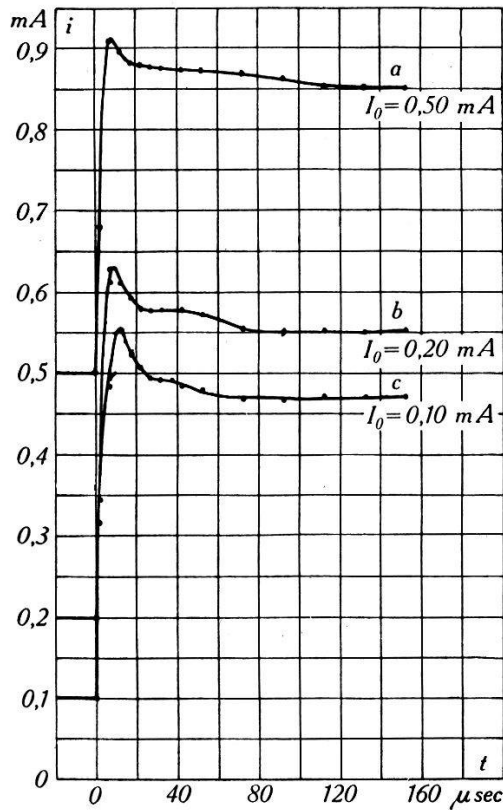


Fig. 8. Argon.

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

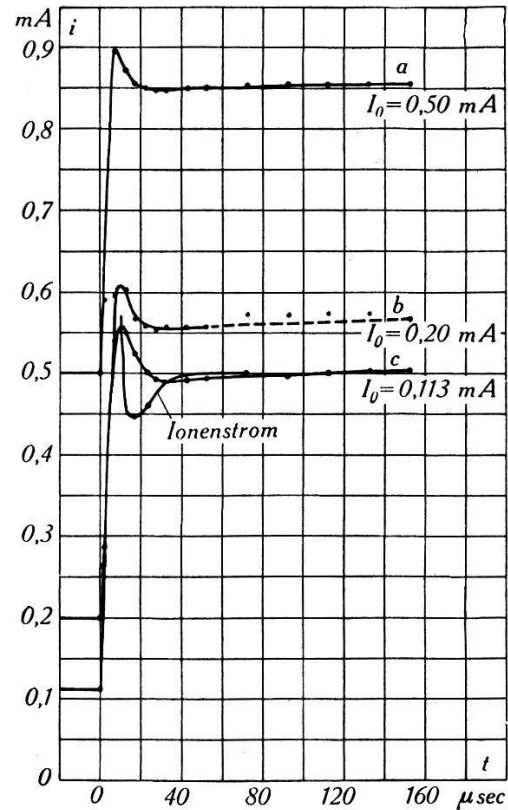


Fig. 9. Argon.

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

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

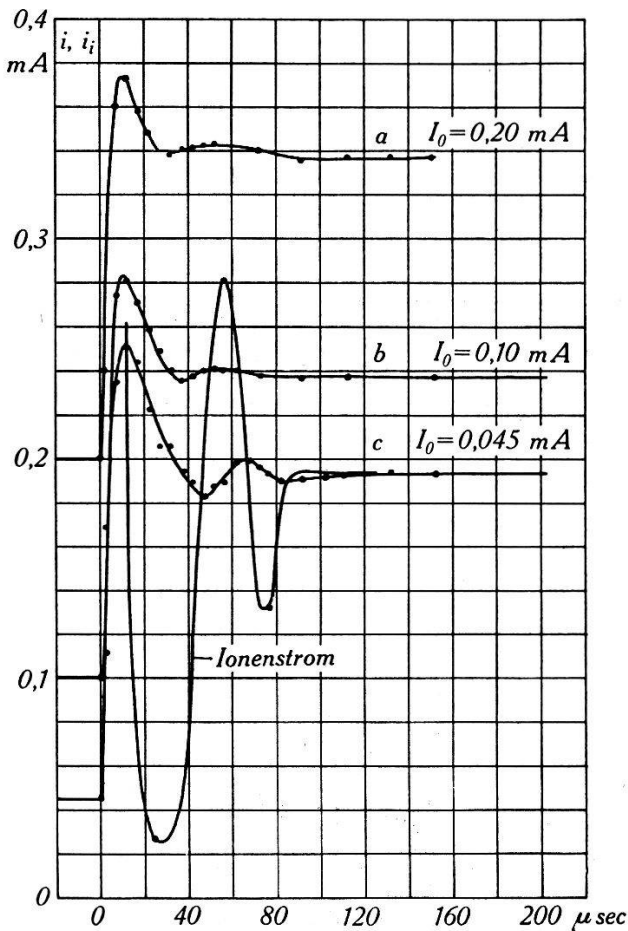


Fig. 10. Argon.

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

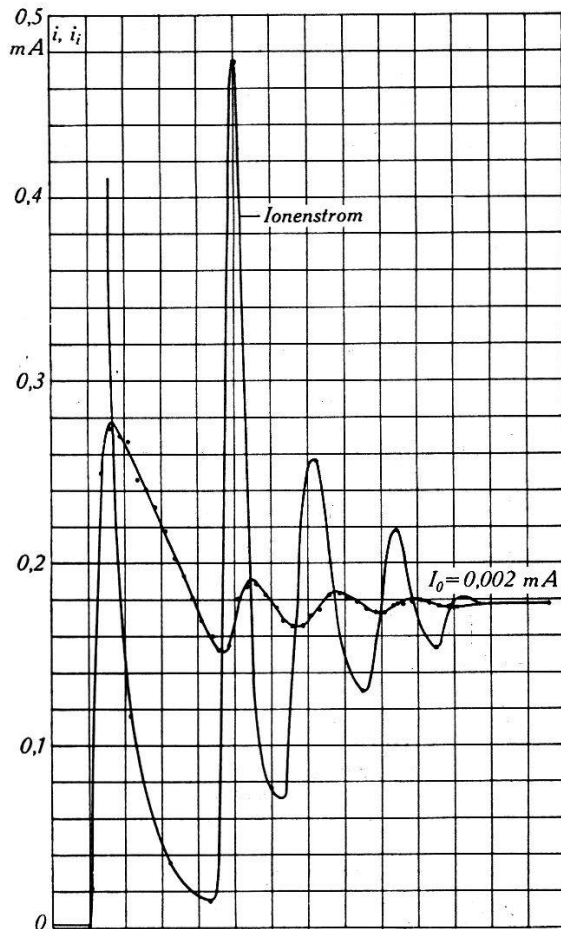


Fig. 11. Argon.

$p = 6,55 \text{ mmHg}$ $C = 68 \mu\mu\text{F}$

$d = 0,44 \text{ cm}$ $R = 1080000 \Omega$ $U_R = 153 \text{ V}$.

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

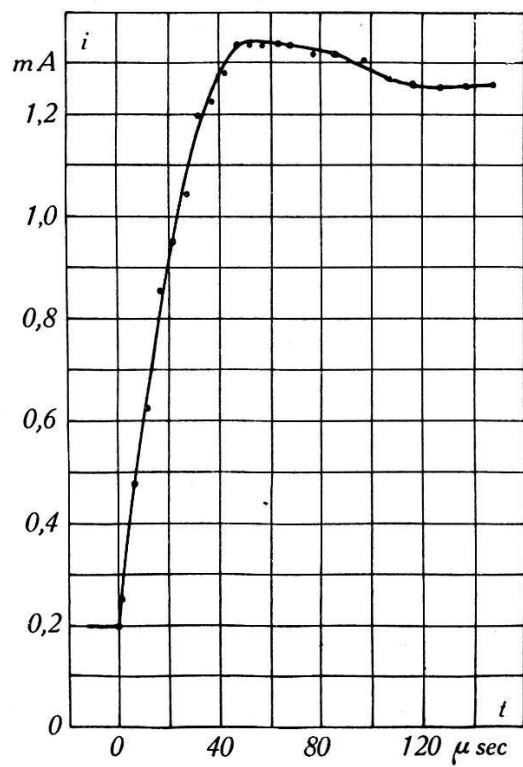
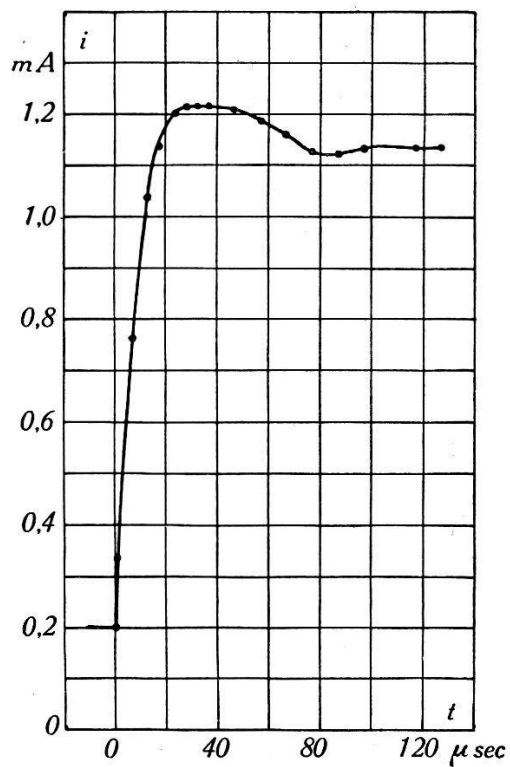
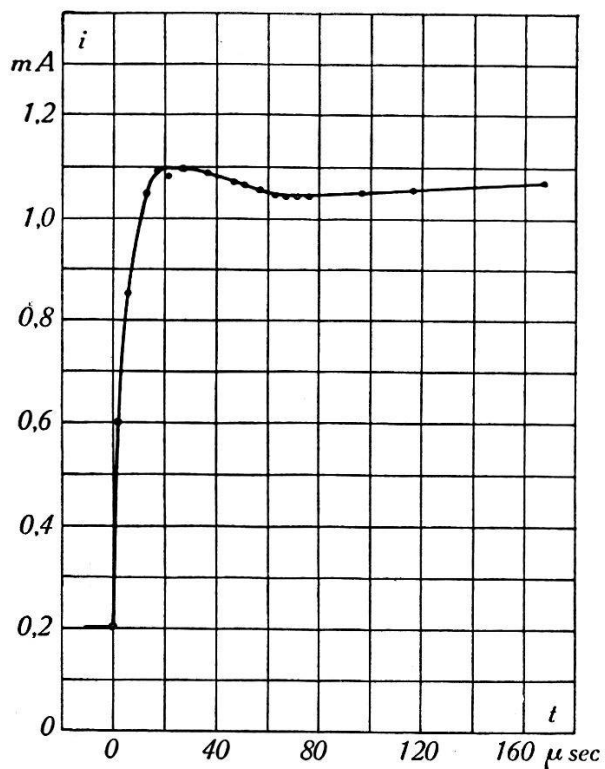
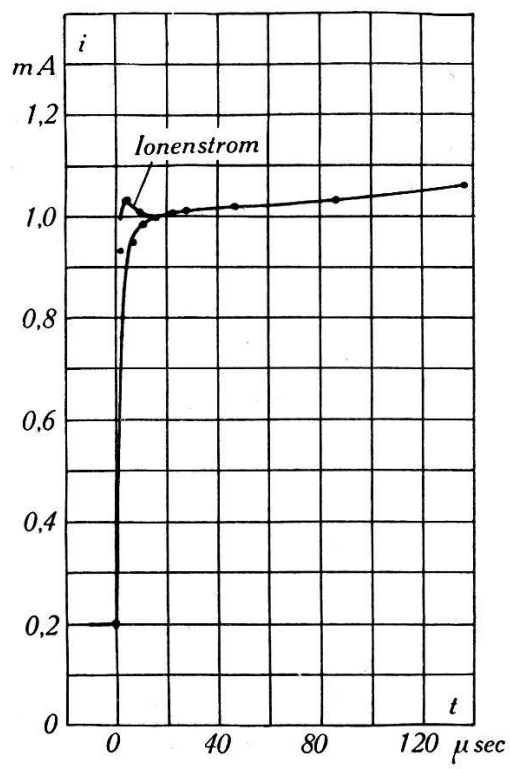
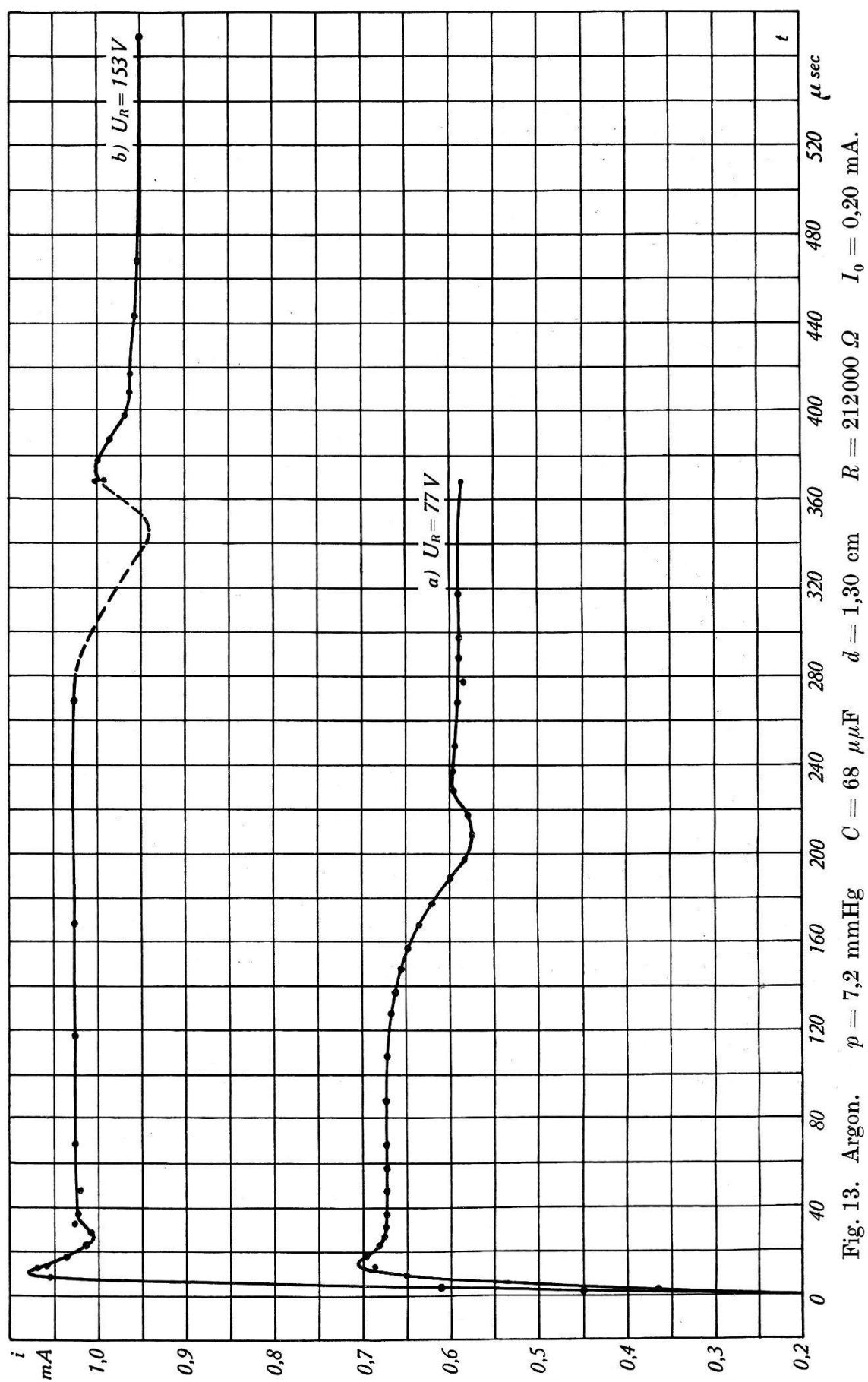
a) $d = 1,61$ cm.b) $d = 1,30$ cm.c) $d = 0,85$ cm.d) $d = 0,50$ cm.

Fig. 12. Argon.

$p = 7,2$ mmHg $C = 68$ $\mu\mu\text{F}$
 $R = 62000$ Ω $U_R = 52$ V $I_0 = 0,20$ mA

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

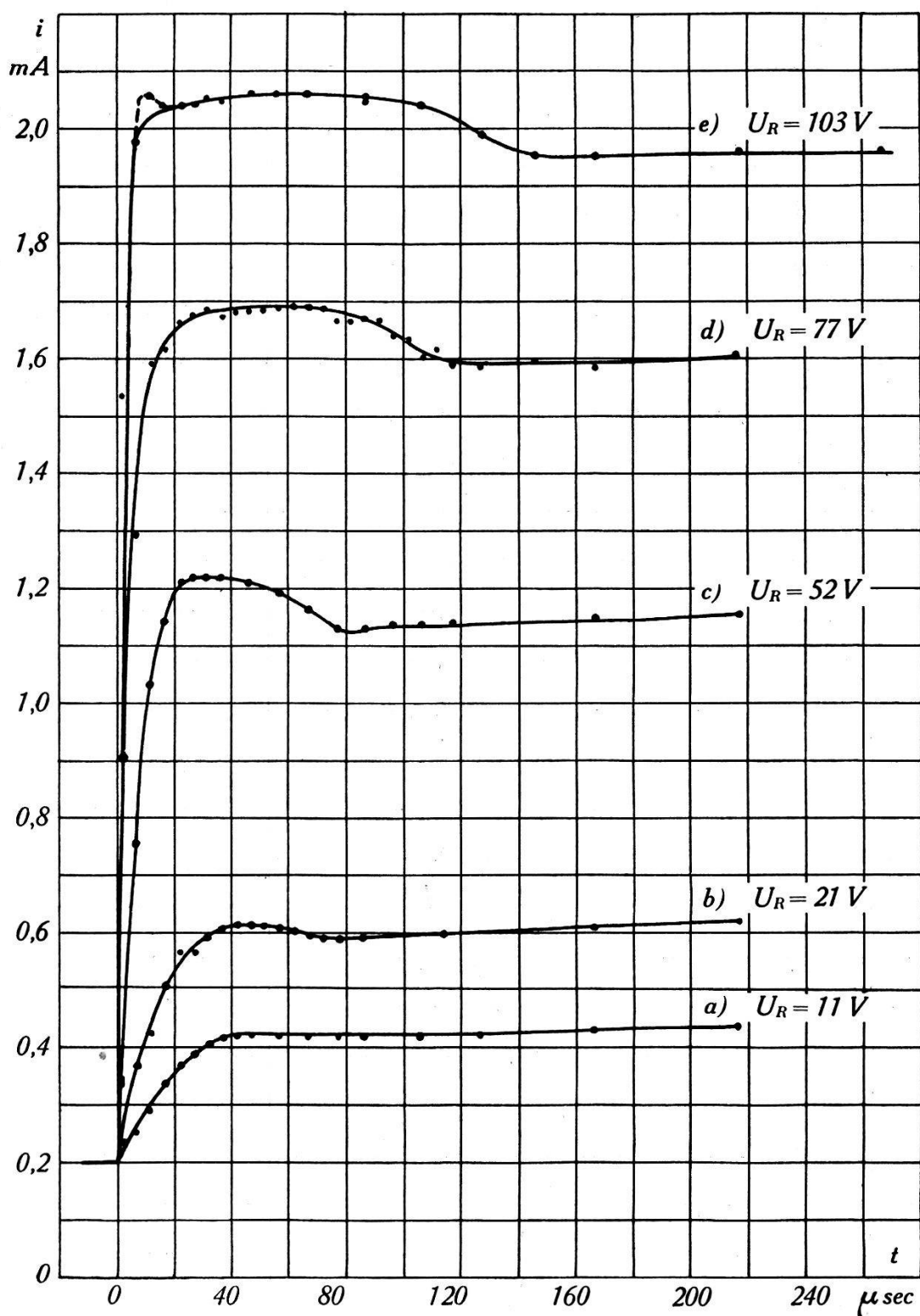


Fig. 14. Argon.

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

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 $65 \mu\mu F$, während der Druck etwas grösser ist als vorhin und $7,2 \text{ mm}$ misst.

Tabelle 2.

		d cm	R Ω	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

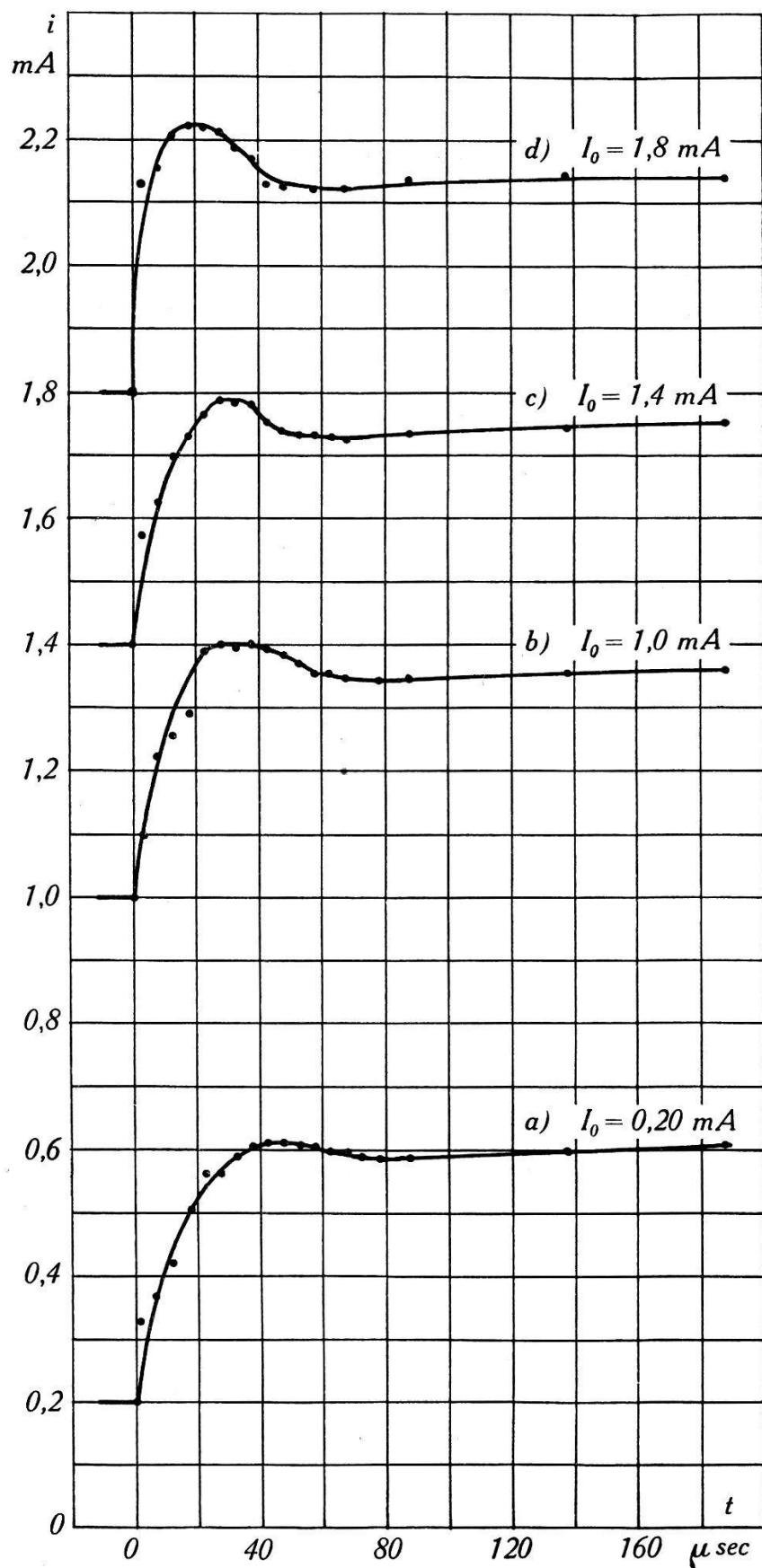


Fig. 15. Argon.

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

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. 8, des nächsten Heftes gegeben.

3. Zusammenfassung.

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

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-

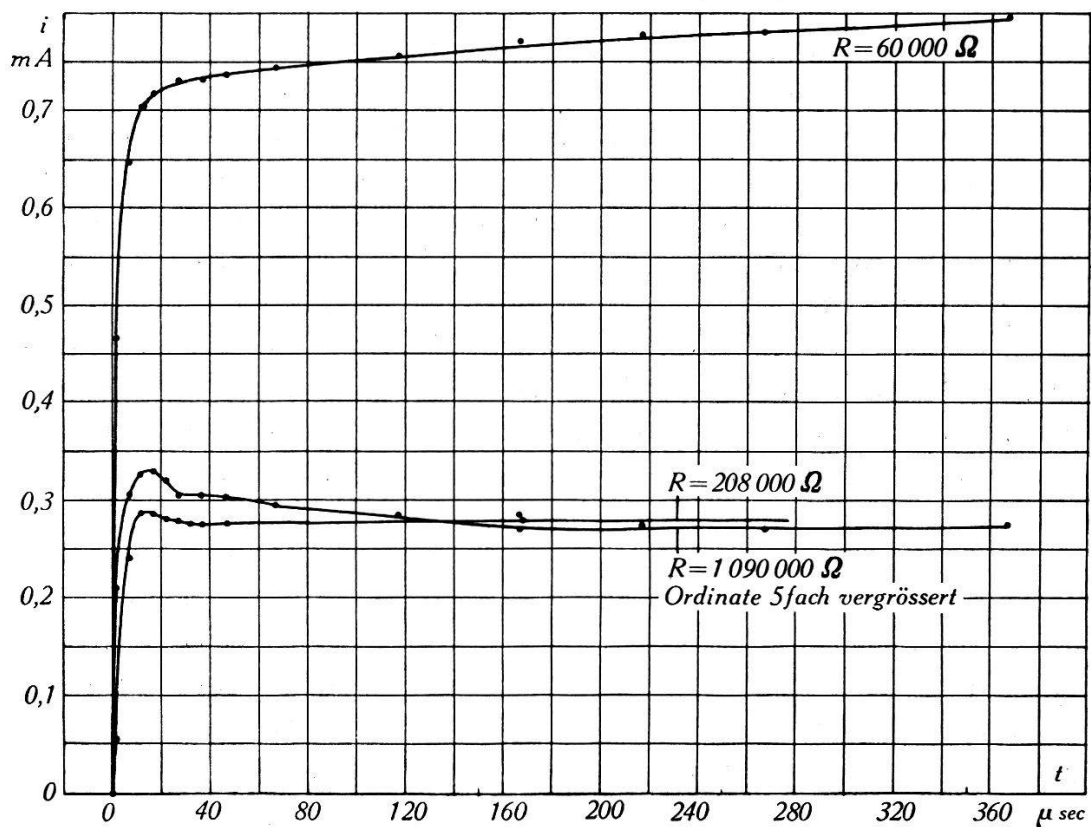


Fig. 16. Argon.

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

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

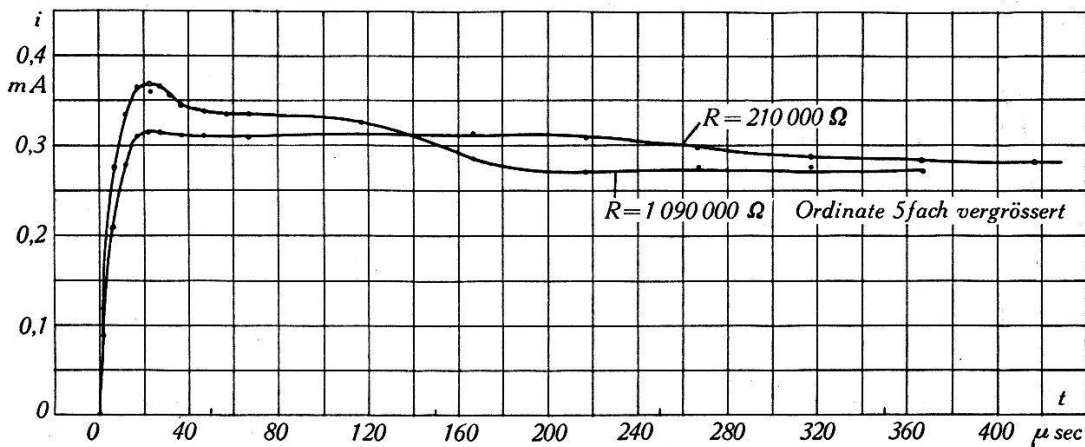


Fig. 17. Argon.

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

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

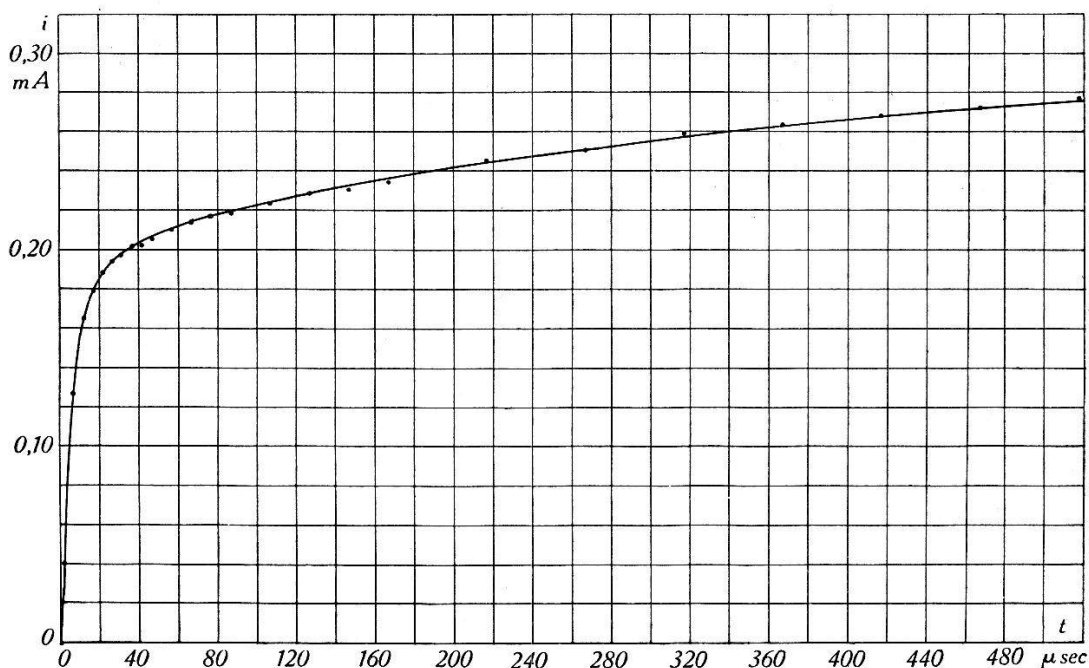


Fig. 18. Argon.

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

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 Gl-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 Gl-Entladung aus der T-Entladung verfolgt werden. Um diese zu stabilisieren musste der Vorschaltwiderstand gross (1,08 M Ω) 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

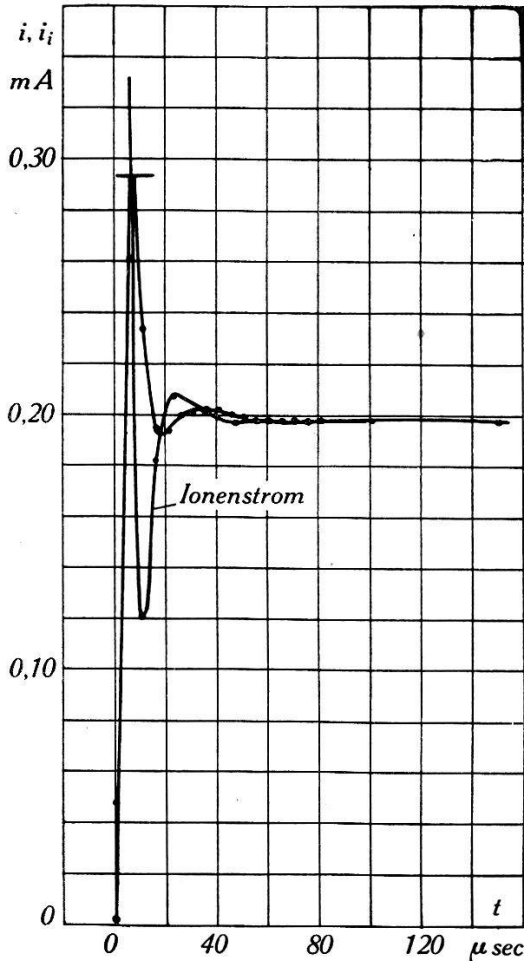


Fig. 19. Argon.

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

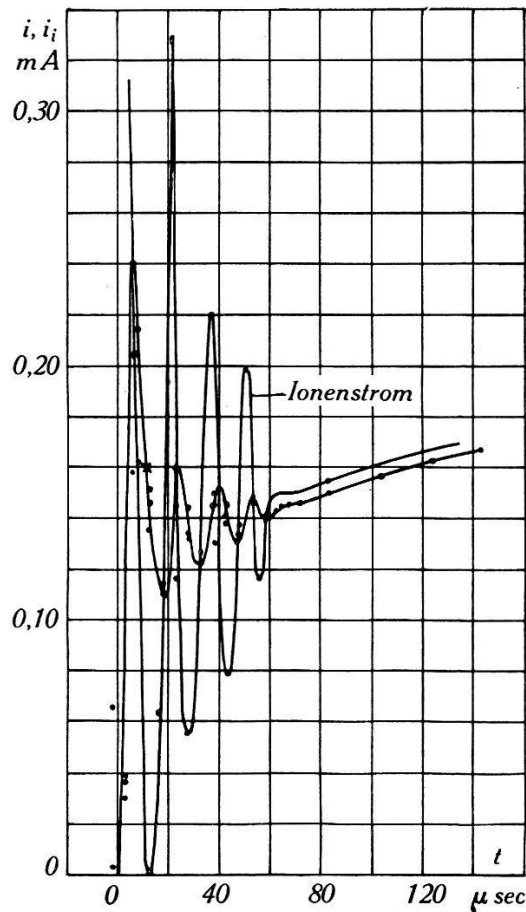


Fig. 20. Helium.

$p = 11,3$ mmHg $C = 12,5$ $\mu\mu\text{F}$
 $d = 0,60$ cm $R = 1080000$ Ω
 $U_R = 153$ 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

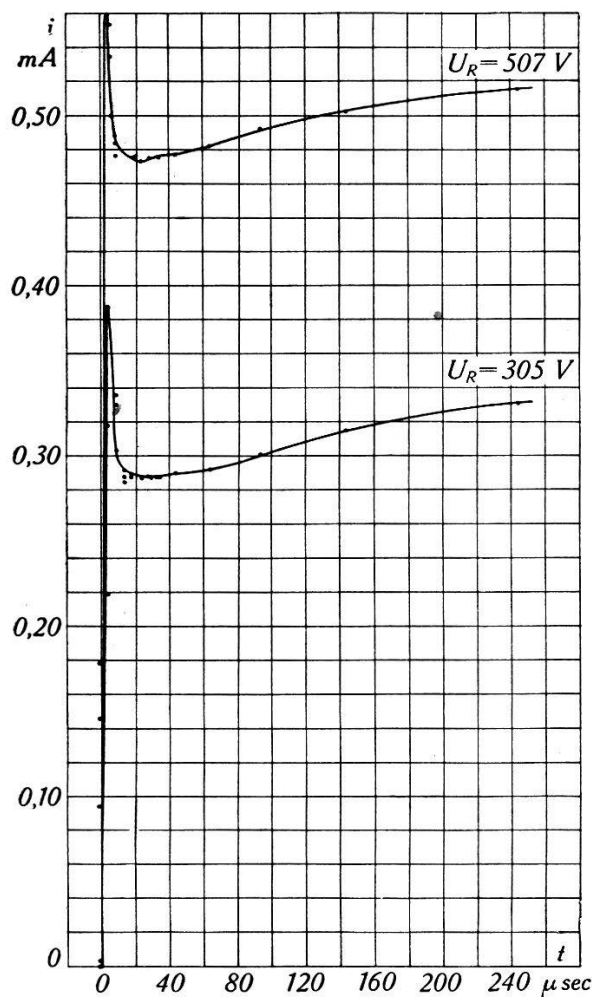


Fig. 21. Helium.

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

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. 720) 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

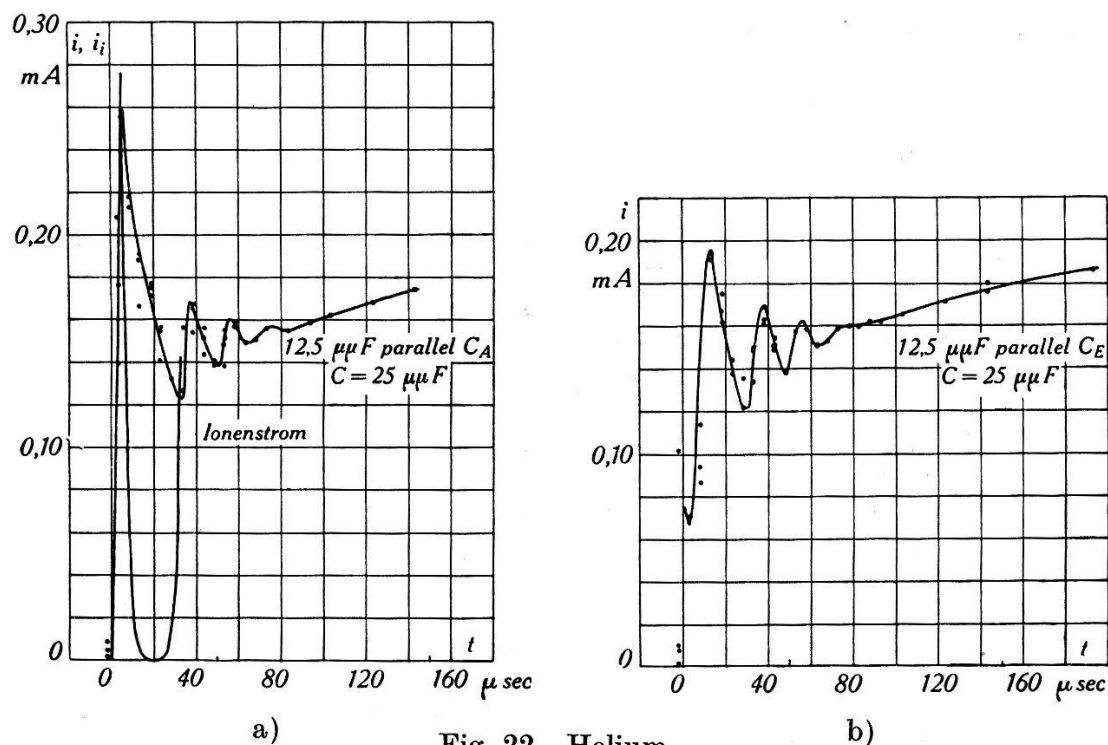


Fig. 22. Helium.

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

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

besonders in ihrem anfänglichen Verlauf. Bei (b) ist deutlich der zuerst grosse, rasch verschwindende Kapazitätsstrom, der vom Anlegen der Zusatzspannung herrührt (s. bei²⁵ und ²²), 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 Schwingungsausschläge 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 neigt.

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.

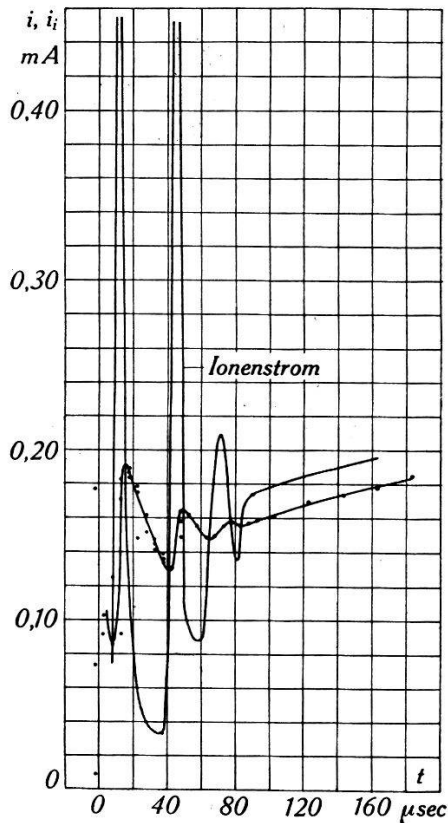


Fig. 23. Helium.

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

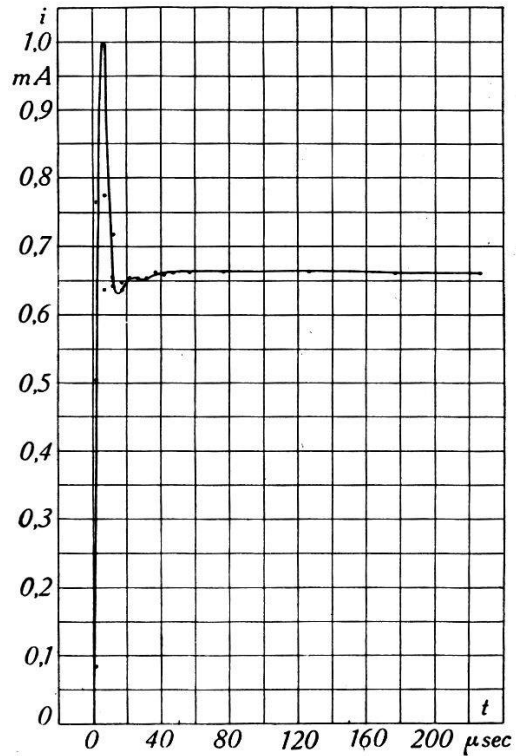


Fig. 24. Wasserstoff.

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

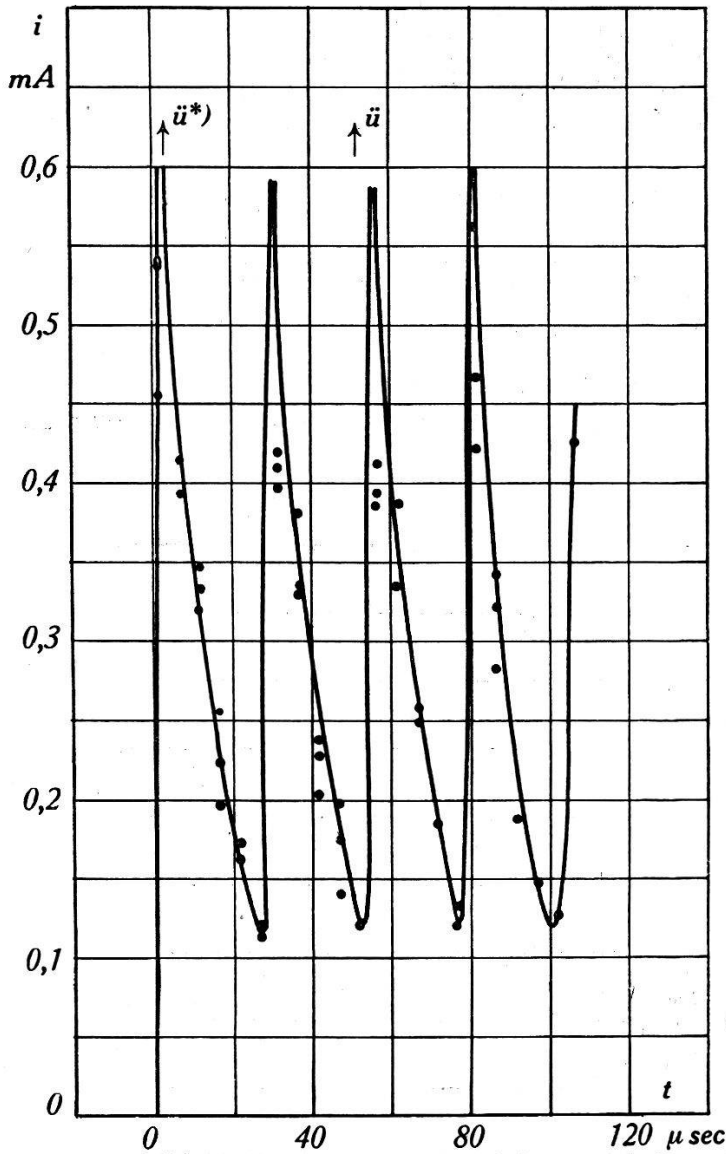
D. Wasserstoff und Stickstoff.

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 $p = 4,25 \text{ mm Hg}$ bei $d = 0,70 \text{ cm}$ auch noch mit einem Widerstand von 400000Ω 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 Skalenende ein wenig überschritten hat. i ist dann etwas grösser als $0,6 \text{ mA}$.

Fig. 25. Wasserstoff.

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

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 V und U_R 153 V betrugen, berechnet man, dass an diesen

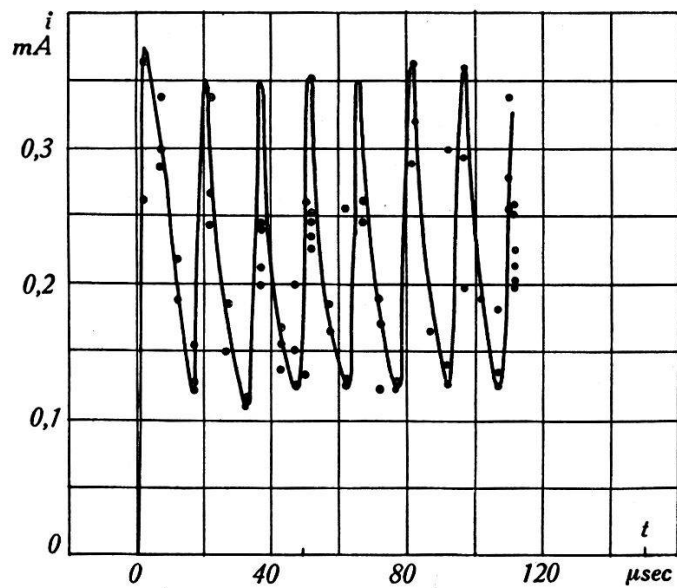


Fig. 26. Wasserstoff.

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

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

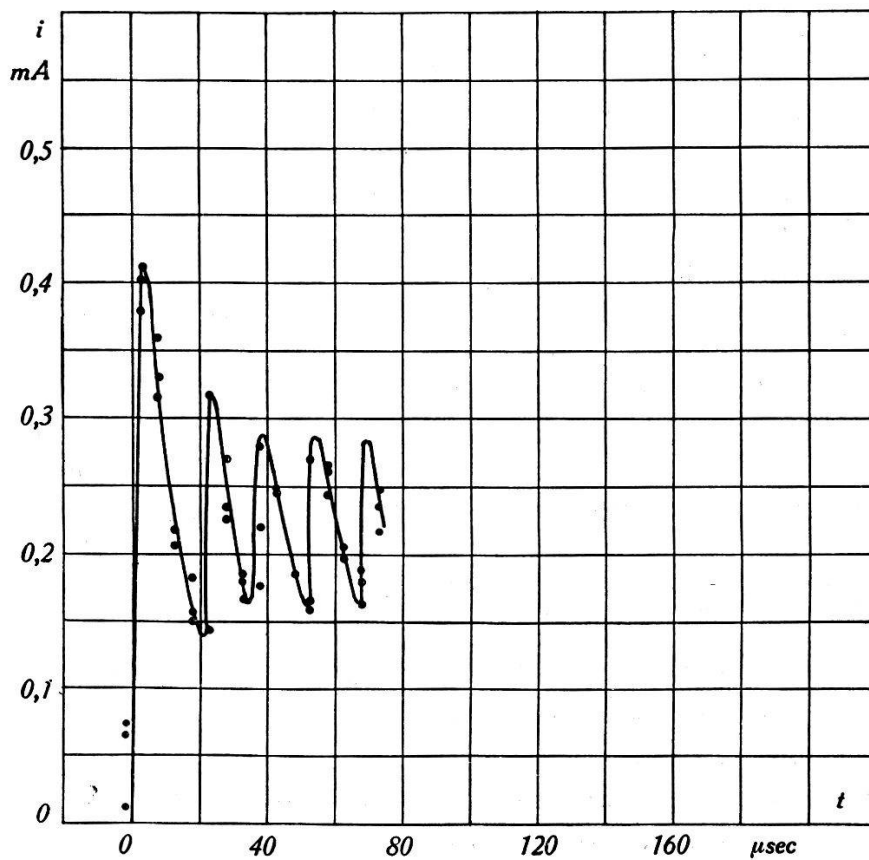


Fig. 27. Stickstoff.

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

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

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 Ω 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. (Fortsetzung folgt.)

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.

*) 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.

- 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.
-