

geprägtes Maximum; da diese Größe den Verlauf der spezifischen Wärme bestimmt, hat auch letztere ein Maximum bei $\vartheta = 0,9$. Dann fällt sie bis zum paramagnetischen Curiepunkt (bei Nickel also über einen Bereich von 25°) stetig ab.

3. Die Berechnung des magnetokalorischen Effektes führt ebenfalls auf ein Maximum, dessen Lage jedoch noch davon abhängt, wie groß c_0 angenommen wird. c_0 ist der Wert der spezifischen Wärme, der bei unmagnetischem Nickel für diese Temperaturen in Rechnung zu stellen wäre. Der Ort des Maximums rückt mit wachsendem c_0 an den Wert 0,9 heran, ohne ihn jedoch zu unterschreiten. Für den wahrscheinlichen Wert

$c_0 \approx 0,12 \frac{\text{cal}}{\text{C} \cdot \text{g}}$ beträgt die Differenz schon weniger als $0,1^\circ$.

Somit wäre die Diskrepanz zwischen Anomalienpunkt und eigentlichem Curiepunkt Θ_p wenigstens qualitativ einfach zu verstehen. Als Übergangsgebiet gälte dann der Bereich, in dem W sich ändert. Ein geringfügiges Weitersteigen oberhalb Θ_p würde zwangsläufig die anfängliche Krümmung der paramagnetischen $(1/\chi, T)$ -Kurve erklären. Um mit den wirklichen Temperaturen in Einklang zu kommen, dürfte die Zunahme von W bei Nickel allerdings nicht mehr betragen als 2,6%.

Die Erzeugung intensiver Elektronenblitze

Von WERNER SCHAAFFS

Aus den Laboratorien der Siemens & Halske AG., Berlin-Siemensstadt

(Z. Naturforsch. 5a, 132–136 [1950]; eingegangen am 17. November 1949)

An eine Hochvakuumröhre mit zylindrischer Anode und spitzer kalter Kathode wird über eine Schaltfunkenstrecke ein geladener Kondensator gelegt. Während der Entladung tritt ein Teil der aus der Kathode herausgerissenen Elektronen als „Elektronenblitz“ durch die Anode in einen Untersuchungsraum oder durch ein Lenard-Fenster in die Luft aus. Diese Elektronenblitze können zur Behandlung verschiedener Probleme in ähnlicher Weise wie Röntgenblitze eingesetzt werden. Aus Ladungsmessungen und starken induktiven Wirkungen ergeben sich für die erzeugten Elektronenblitze mittlere Stromstärken von mehreren Ampere und Kurzzeitdauern unter 10^{-7} sec.

1. Aufgabenstellung

Der Versuch, mit Hilfe von Röntgenblitzen Funkenwellen in Gasen in ähnlicher Weise wie in Flüssigkeiten nachzuweisen, stößt aus verschiedenen Gründen auf erhebliche experimentelle Schwierigkeiten. Es wird daher die Anwendung von Elektronen, deren Absorption viel größer als die der Röntgenstrahlen ist, trotz der mit ihnen verbundenen (mit dem Gasdruck allerdings sich stark ändernden) Diffusion erwogen. Der Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung von Elektronenblitzen wird ferner noch durch folgende hiermit zusammenhängende Probleme nahegelegt.

Wenn man ein dünnes Drähtchen im Hochvakuum oder in verdünnten Gasen durch Stromdurchgang explosionsartig verdampft, so kann man diesen Vorgang und die Geschwindigkeits- und DichteVerteilung der verdampfenden Atome nicht nur mit Röntgenblitzen photographieren, sondern auch mit Elektronenblitzen zu beobachten versuchen.

Es ist ferner bekannt, daß an Atom- und Molekular-

strahlen Elektroneninterferenzen erzeugt werden können. Entsprechende Untersuchungen an Drahtexplosionen zur Erforschung ihrer Struktureigentümlichkeiten im Hochvakuum können nur mit Elektronenblitzen vorgenommen werden.

Wenn es gelingt, sehr starke Elektronenblitze zu erzeugen, muß es möglich sein, ihre kräftige Induktionswirkung für Untersuchungen des magnetischen Moments freier Elektronen auszunutzen.

Auch für eine sehr kurzzeitige und doch intensive Anregung von Leuchtstoffen kommen Elektronenblitze in Frage.

Schließlich legt eine große Intensität der Elektronenblitze ihre Verwendung für spezielle elektronenoptische Probleme nahe und dürfte sich zur Erzielung höchster Schreibgeschwindigkeiten in Elektronenstrahl-Oszillographen bei der Untersuchung einmaliger äußerst kurzzeitiger Vorgänge verwenden lassen.

Aus diesen Erwägungen heraus wurden die nachstehend beschriebenen Versuche zur Erzeugung von Elektronenblitzen angestellt.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

2. Die Elektronenblitzröhre

Wir betrachten zunächst eine einfache Hochvakuum-Röntgenblitzröhre ohne Zündelektrode nach dem Schema der Abb. 1¹. Die Röhre RB, durch die Diffusions-Luftpumpe P auf Hochvakuum gehalten, trägt in einem Isolator J (gerippter Porzellankörper) die Anodenstange A mit der Wolframspitze und die als Hohlkegel ausgebildete Kathode K mit dem Strahleneintrittsfenster Ö. Wird der Kondensator C über den Widerstand W aus einer Hochspannungsquelle bei geschlossener Funkenstrecke F langsam aufgeladen, so setzt in der Röhre keine Entladung ein. Legt man dagegen den schon fertig aufgeladenen Kondensator C durch Hineinstoßen einer Schalt-

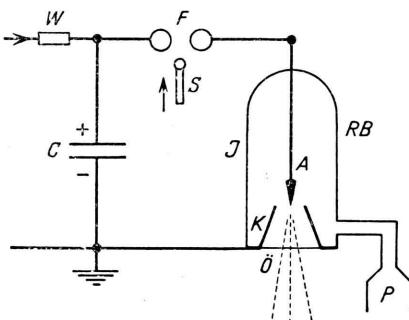


Abb. 1. Schema einer Röntgenblitzröhre ohne Zündelektrode.

stange S in die Funkenstrecke F plötzlich an die Röntgenblitzröhre an, so tritt eine Entladung und demzufolge ein Röntgenblitz auf. Auf den Mechanismus dieser Entladung sei hier nicht weiter eingegangen. Die mittlere Stromstärke i_m in der Röntgenblitzröhre ist

$$i_m = C \Delta U / \Delta t$$

und gibt beispielsweise bei $C = 0,02 \mu\text{F}$, einer Spannungsänderung am Kondensator von $\Delta U = 75 \text{ kV}$ und einer Gesamtentladungsdauer $\Delta t = 10^{-6} \text{ sec}$ den Wert $i_m = 1500 \text{ A}$.

Setzt man wenigstens die Hälfte dieses Wertes als reinen Elektronenstrom an, so liegt es nahe, im Sinne der eingangs skizzierten Problemstellungen zu versuchen, wenigstens einen kleinen Bruchteil dieser Elektronen in Stärke von einigen Ampere aus dem Entladungsraum herauszuziehen und nicht durch die Erwärmung der Anode und die Auslösung der Röntgenstrahlung verbrauchen zu lassen. Daß man dabei

mit erheblich kleineren Stromstärken zu rechnen hat, als sie sonst in den Röntgenblitzröhren aufzutreten pflegen, ist verständlich, da die Entladungslawine in der Röhre durch dauernden Elektronenentzug erheblich geschwächt wird und überdies der größte Teil des gesamten Elektronenstromes auf die langsamen, nicht interessierenden Elektronen entfällt.

Aus der Röntgenblitzröhre nach Abb. 1 wurde durch Umkehrung und zweckentsprechende Ausbildung der Elektroden die Elektronenblitzröhre EB der Abb. 2 entwickelt. Sie besteht aus einer Gläsröhre G, die die Entladung zu beobachten gestattet; ihre Enden sind unter Zwischenlage von Gummiringen d durch die Grundplatten der Kathode und Anode abgeschlossen. Die Kathode K ist als längliche Spitze aus Eisen, die Anode A als kurzer, zugespitzter Hohlzylinder aus Messing von 4 mm lichter Weite ausgebildet. Der Abstand zwischen Kathode K und Anode A beträgt 5 mm. Der Anodenzyylinder setzt sich in dem Tubus T fort. V ist das Zuleitungsrohr zum Hochvakuum.

Wird der auf 100 kV aufgeladene Kondensator C von $0,028 \mu\text{F}$ mittels der Schaltfunkenstrecke F über die Elektronenblitzröhre entladen, so folgen nur diejenigen von der Kathode K emittierten Elektronen dem punktiert eingezeichneten ursprünglichen Feldverlauf nicht, die in einem schmalen Kegel um die Mittelachse von Kathode und Anode liegen und eine gewisse Geschwindigkeit nicht unterschreiten. Sie entstammen dem Beginn der elektrischen Entladung, wo die Röhrenspannung noch verhältnismäßig groß ist, und haben daher eine kinetische Energie, die ihnen gestattet, dem Verlauf des elektrischen Feldes bei Entfernung von der Kathode nicht mehr zu folgen. Es ist daher zu erwarten, daß die Zeitspanne des so definierten Elektronenblitzes erheblich unter der Gesamtdauer der elektrischen Entladung liegt.

Der Tubus T kann durch eine Lochblende B abgeschlossen werden. Will man die Elektronenblitze in freie Luft oder in einen gasgefüllten Untersuchungsraum austreten lassen, so wird die Lochblende durch Aufkleben eines Lenard-Fensters verschlossen. Über den Tubus T wird eine magnetische Elektronenlinse M geschoben. Sie gestattet, die aus der Blende B austretende Elektronenzahl zu regeln. Im Falle des Maximums wird der größte Teil der schnellen Elektronen auf die Blende konzentriert, alle langsameren werden ausgeschaltet. Da durch Abnahme der Kondensatorspannung von C der Elektronenblitz eine kontinuierliche Folge verschieden schneller Elektronen enthält, kann mit Hilfe des

¹ s. a. W. Schaffers, Z. Naturforschg. **4a**, 463—472 [1949], Abb. 2; Z. angew. Physik **1**, 462—473 [1949], Abb. 4 und 5.

magnetischen Kondensors M und einer entsprechend feinen Lochblende B ein Elektronenblitzbündel eines engen Geschwindigkeitsbereiches und einer besonders kurzen Zeitdauer gewonnen werden. Die Schaltzeit der Funkenstrecke F geht in diese Zeitdauer des Elektronenblitzes nicht ein².

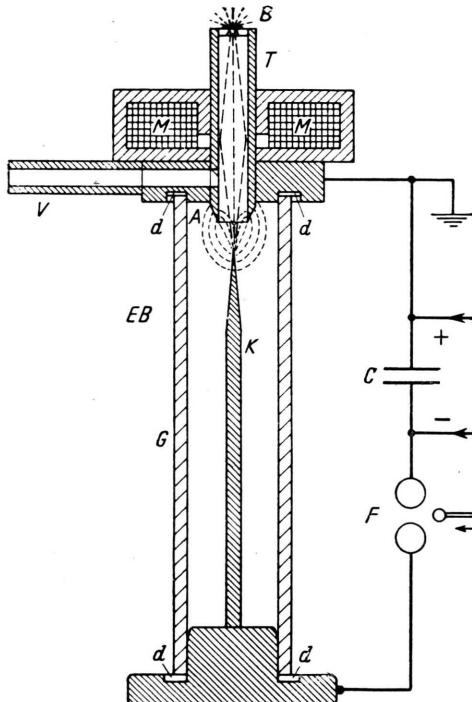


Abb. 2. Schema einer Elektronenblitzröhre mit magnetischem Kondensator.

3. Ladung, Stromstärke und Zeitdauer der Elektronenblitze

Führt man die Ladung Q eines Elektronenblitzes einem geladenen Kondensator der Kapazität C_e zu, so wird seine Spannung um den Betrag ΔV geändert und es gilt für die Stromstärke i_e

$$Q = \int_0^t i_e dt = C_e \Delta V. \quad (1)$$

Läßt man den Elektronenblitz durch eine Toroidspule treten, so wird in ihr eine Spannung E induziert, die gegeben ist durch

$$E = \mu_0 n F \frac{dH}{dt},$$

wenn wir unter μ_0 die Induktionskonstante, n die Anzahl der Toroidwindungen, F den Toroidquerschnitt und unter H die dem Elektronenblitzstrom i_e proportionale magnetische Feldstärke im Toroid verstehen. Setzen wir diese Feldstärke mit dem Biot-Savartschen Gesetz im Abstand r (mittlerer Toroidradius) zu

$$H = \frac{1}{2\pi r} i_e$$

an, so erhalten wir

$$E = \mu_0 n F \frac{1}{2\pi r} \frac{di_e}{dt}. \quad (2)$$

Da es uns nicht auf die Bestimmung der gesamten Elektronenblitzdauer ankommt, sondern nur auf die Ermittlung einer mittleren Dauer Δt , während der Elektronenblitz eine hinreichende mittlere Stromstärke Δi_e hat, so vereinfachen sich die Gleichungen (1) und (2) zu

$$\Delta i_e \Delta t = C_e \Delta V,$$

$$\Delta i_e / \Delta t = \frac{2\pi r}{\mu_0 n F} E.$$

Daraus ergibt sich die mittlere Stromstärke Δi_e der Elektronenblitze zu

$$\Delta i_e = \sqrt{\frac{2\pi r C_e}{\mu_0 n F} E \Delta V} \quad (3)$$

und die mittlere Kurzzeitdauer Δt zu

$$\Delta t = \sqrt{\frac{\mu_0 n F C_e}{2\pi r} \frac{\Delta V}{E}}. \quad (4)$$

Abb. 3 zeigt die Anordnung zur Ladungsmessung. Auf den Tubus T wird vermittels eines Gummistopfens St ein Glaskrüppelchen R mit dem eingekitteten Hohlzylinder Z gesteckt. Die aus dem Tubus nach Herausnahme der Blende B und nach günstiger Einstellung des Magnetfeldes austretenden Elektronenblitze fallen in den Zylinder Z und erniedrigen die Spannung des Kondensators C_e (Styroflex-Isolation, Kapazität C_e 7000 pF), dessen einer Pol über die Hülse H geerdet ist, momentan um einen Betrag ΔV , der dann nach Maßgabe der Zuleitungswiderstände wieder zurückgeht, wie es Abb. 4 zeigt. ΔV wird auf dem Schirm eines Braunschen Rohres beobachtet. Der Versuch zeigt, daß die von den Elektronenblitzen transportierte Ladung von Blitzschlag zu Blitzschlag sehr starken Schwankungen ausgesetzt ist. Eine Versuchsreihe von 20 Einzelmessungen ergab beispielsweise folgende Werte für ΔV : — (15, 20, 15, 15, 30, 35, 20, 1, 20, 40, 5, 20, 10, 20, 15, 15, 50, 20, 30, 10)

² s. a. E. Fünfer, Z. angew. Physik 2, 25—33 [1950].

Volt. Im Mittel ist also $\Delta V = -20$ Volt, und die mit einem Elektronenblitz transportierte Ladung $Q = C_e \Delta V = 7000 \cdot 10^{-12} \cdot 20$ Coul = $1,4 \cdot 10^{-7}$ Coul. Durch den Stromstoß, der den Kondensator C_e auflädt, wird in dem Kreise, der durch C_e , die Ablenkplatten der Braunschen Röhre und ihre beiden kurzen Zuleitungen gebildet wird, ein Selbstinduktions-Spannungsstoß induziert, der dem Entladungsvorgang, wie es Abb. 4 zeigt, zeitlich vorangeht, aber

sich Spannungsspitzen von $50 \text{ V} < E < 300 \text{ V}$. Der angegebene Höchstwert ist mit Hilfe des auf den Spannungsstoß folgenden sehr stark gedämpften Auschwingvorgangs der Spule von etwa 20 MHz, der aber als helles Band zu erkennen ist, geschätzt worden (Abb. 5).

Setzen wir die mittleren Werte $\Delta V = -20 \text{ V}$ und $E = -150 \text{ V}$ in die Formeln (3) und (4) ein, so erhalten wir

$$\Delta i_e = 3 \text{ A} \quad \text{und} \quad \Delta t = 5 \cdot 10^{-8} \text{ sec.}$$

Bei Berücksichtigung der beobachteten Schwankungen der Meßwerte ergeben die Formeln (3) und (4)

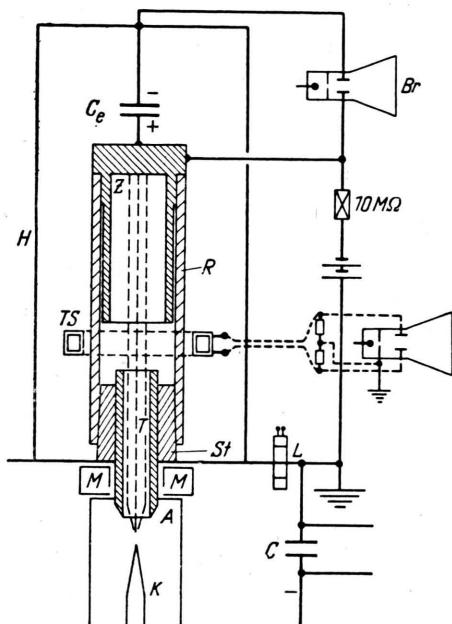


Abb. 3. Schema der Messung der Ladung der Elektronenblitze und ihrer Induktionswirkungen.

infolge seiner Kürze nur als — kaum wahrnehmbar — Strich erscheint.

Um die Induktionswirkung der Elektronenblitze zu messen, schiebt man über die Glasröhre R eine Toroidspule TS und schließt sie symmetrisch an die Ablenkplatten einer Braunschen Röhre an; diese Spule kann auch eine andere Lage, beispielsweise über dem Zylinder Z oder hinter dem Kondensator C_e einnehmen. Die von den Elektronenblitzen in der Toroidspule nach Formel (2) induzierten Spannungen E waren infolge ihrer Steilheit und äußerst kleinen Zeitdauer auch bei größter Strahlhelligkeit und niedriger Kippfrequenz des zur Beobachtung zur Verfügung stehenden Elektronenstrahl-Oszilloskopographen kaum zu erkennen. Bei einer Spule von $n = 75$ Wdg. (auf Trolitulkern), einem Windungsquerschnitt $F = 0,25 \text{ cm}^2$ und einem Radius $r = 1,25 \text{ cm}$ ergaben

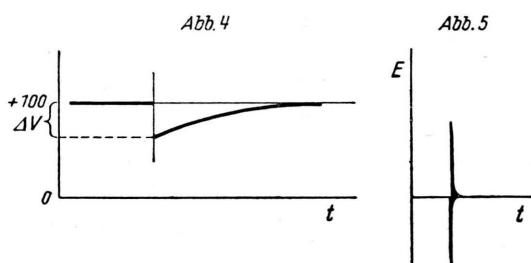


Abb. 4. Zur Ladungsmessung der Elektronenblitze.

Abb. 5. Zur Messung der Induktionswirkung der Elektronenblitze.

folgende Minimal- und Maximalwerte für Δi_e und Δt : $1 \text{ A} < \Delta i_e < 6 \text{ A}$,

$$4,5 \cdot 10^{-8} \text{ sec} < \Delta t < 5,5 \cdot 10^{-8} \text{ sec.}$$

Sie sind unter der Voraussetzung berechnet worden, daß es unwahrscheinlich ist, daß die Werte von ΔV und E sich nicht im gleichen Sinne ändern. Die strenge Messung eines einzelnen Elektronenblitzes erfordert die gleichzeitige Bestimmung von ΔV und E , am besten die gleichzeitige Bestimmung des Zeitverlaufs der elektrischen Ladung und der Induktionsspannung nach den Formeln (1) und (2) mit Hilfe eines Zweistrahl-Höchstspannungs-Elektronenstrahl-Oszilloskopographen. Ein solches Gerät stand nicht zur Verfügung, wäre aber notwendig, weil aus den angegebenen Daten folgt, daß der zeitliche Ablauf der Induktionsspannung E mit einer Geschwindigkeit von mehr als 500 km/sec geschrieben wird.

Um sicherzugehen, daß die Messung der Induktionsspannung E nicht durch die magnetische Wirkung der mindestens 2 Zehnerpotenzen höheren Entladungsströme in der Elektronenblitzröhre selbst verfälscht wird, tastet man zunächst das Feld außerhalb

der Glaskugel R mit dem Toroid TS ab, um festzustellen, wie schnell die Induktionswirkung abnimmt, und legt zum anderen das Toroid an der Stelle L um die vom Stromstoß der Röhre durchflossene Leitung und tastet dann ebenfalls dort die Umgebung mit der Toroidspule ab. In beiden Fällen nahm die Wirkung auf die Spule nach außen hin so schnell ab, daß eine Verfälschung der Messungen durch die Entladungen in der Röhre selbst ausgeschlossen erscheint.

4. Diffusion der Elektronenblitze. Schlußbemerkungen

Schiebt man an Stelle der Glaskugel R mit dem Zylinder Z in Abb. 3 eine Glaskugel mit einem Leuchtschirm senkrecht oder parallel zur Elektronenstrahlung über den Stopfen St, so gewinnt man an dem grellen Aufleuchten des Schirmes und seinem Nachleuchten einen unmittelbaren Eindruck über den Strahlverlauf und den Einfluß des magnetischen Kondensors, aber auch über die Strahlintensität und über die Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten. Diese Beobachtungen können auch bei Tageslicht vorgenommen werden.

Während im soeben genannten Falle die Wirkung der Elektronenblitze im Hochvakuum beobachtet wird, kann man sie auch in Luft austreten lassen, wenn man den Tubus T mit einer Blende B mit Lenard-Fenster verschließt, wie es Abb. 2 andeutet. Wir verschließen z. B. den Tubus mit einer Blende von 1 mm Öffnung und kleben darüber ein Lenard-Fenster aus einer mit Aluminium bedampften Glimmerfolie von 0,005 mm Dicke. Eine undurchsichtige Bedampfung ist notwendig, um das während der Entladung zwischen Kathode K und Anode A auftretende sichtbare Licht vom Beobachtungsraum jenseits des Fensters fernzuhalten. Ein Auftreten störender Röntgenstrahlen ließ sich bislang nicht nachweisen. Ordnet man über der Blende B in einer Spezialkassette einen beiderseits empfindlichen Röntgenfilm so an, daß die Achse des Tubus mit der Filmebene zusammenfällt, so erhält man nach dem Vorgang von Lenard ein übersichtliches schönes Bild der Diffusion eines einzelnen Elektronenblitzes in Luft. Bei einem Öffnungswinkel des von dem Kondensator auf die Blende konzentrierten Bündels schneller Elektronen von etwa 6° , einer mittleren Stromstärke des Elektronenblitzes vor dem Fenster von etwa 0,2 A und hinter dem Fenster von etwa 0,12 A ergab die Ausmessung des stark geschwärzten Films eine „Reichweite“ des Elektronenblitzes in Luft von 80 mm. Die Anfangsspannung des Kondensators C betrug dabei 100 kV, die Zeitdauer des Elektronenblitzes etwa $2 \cdot 10^{-8}$ sec.

Zum Schluß noch einige Bemerkungen: Intensive Röntgenblitze kommen offenbar nur durch Wechselwirkung kurzer starker Ströme von Elektronen und positiven Ionen des Anodenmetalls zustande. Aus den ersten haben wir in der vorliegenden Arbeit Elektronenblitze gebildet, um sie für die eingangs genannten speziellen Probleme einsetzen zu können; ihre induktiven und influenzierenden Wirkungen erfordern dabei besondere Beachtung. In gleicher Weise können wir aber auch durch zweckmäßige Gestaltung der Entladungsrohre an die Erzeugung von Blitzen schwerer Ionen denken. Beide können nach ihrem Durchtritt durch die Anode bzw. Kathode in bekannter Weise durch elektrische Linsensysteme beschleunigt und für die Untersuchung von Stoßprozessen eingesetzt werden.

Hrn. E. Kaergel habe ich für die Anfertigung einzelner Teile der Apparatur und Hrn. F. Grade für seine Hilfe bei der Durchführung der Versuche zu danken.