

Über eine neue Ionenquelle

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Hohen Philosophischen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

vorgelegt von

Hans Heil

Kiel 1941

Erster Berichtstatter: Professor Dr. Hans Kopfermann

Zweiter Berichtstatter: Professor Dr. Albrecht Unsöld

Tag der mündlichen Prüfung: 28. 3. 1941

Zum Druck genehmigt: Kiel, den 28. 3. 1941

Schmieder, Dekan

Sonderabdruck
aus der „Zeitschrift für Physik“ 120, 212, 1943.
Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH

ISBN 978-3-662-28070-6

ISBN 978-3-662-29578-6 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-662-29578-6

Über eine neue Ionenquelle.

Von **Hans Heil** in Kiel (z. Z. im Felde)*).

Mit 12 Textabbildungen. (Eingegangen am 17. Juli 1942.)

Es wird eine Ionenquelle beschrieben, bei der die Ionen durch Beschießen eines Molekularstrahles bzw. eines Gasstromes bei niedrigem Druck mit Elektronen erzeugt werden. Dabei ist das Bestreben, einen möglichst großen Teil der Elektronen zu ionisierenden Stößen zu führen. Zu diesem Zweck wird jedes Elektron vielfach durch den Molekularstrahl hin- und hergeführt, wobei zum Zusammenhalten der Elektronen ein Magnetfeld entlang der Elektronenbahnen verwendet wird. Auf diese Weise läßt sich in einem nahezu feldfreien Raum eine hohe Elektronendichte aufrechterhalten, ohne daß größere Ströme zur Anode abfließen. — Es werden Überlegungen über die zweckmäßige Dimensionierung und Anordnung der Elektroden angestellt und der Aufbau und die Herstellung der zu den Messungen verwendeten Röhre eingehend beschrieben. — Die Messungen an Quecksilber- und Wasserstoffionen ergeben Stromstärken von 1 bis 2 mA mit Strahlquerschnitten von weniger als 1 cm². Die dazu erforderlichen Elektronenströme betragen 1 bis 5 mA. Die Elektronenausnutzung geht bis zu 80 %. Um den Einfluß von Magnetfeldstärke und Elektronengeschwindigkeit zu untersuchen, werden Oszillogramme der beiden Ströme über der Elektronenspannung bei verschiedenen Magnetfeldern aufgenommen.

I. Einleitung.

Für verschiedene Zwecke der kernphysikalischen Forschung braucht man starke Ionenquellen, insbesondere für Hochspannungsanlagen zur künstlichen Atomumwandlung. Hierzu ist die gebräuchlichste Ionenquelle das *Kanalstrahlrohr*, wie es in neuzeitlicher Ausführung beispielsweise von C. Hailer¹⁾ für hohe Ionenausbeuten beschrieben worden ist. Daneben haben zahlreiche Autoren²⁾ in jüngerer Zeit versucht, aus dem *Niedervoltbogen* stärkere Ionenströme herauszuziehen. Da bei solchen Hochspannungsanlagen das mit Ionen zu beschießende Objekt sich am geeignetsten auf Erdpotential und folglich die Ionenquelle auf hohem positiven Potential befindet, ist es, abgesehen von der Frage nach großer Intensität, erstrebenswert, mit geringem elektrischen und apparativen Aufwand auszukommen.

Nun brauchen die beiden genannten Arten von Ionenquellen, gemessen an den erzielten Ionenströmen, eine recht erhebliche elektrische Leistung.

*) D 11.

¹⁾ C. Hailer, Veröff. a. d. Siemens-Konzern 17, H. 3, 115, 1938. — ²⁾ E. S. Lamar u. O. Luhr, Phys. Rev. 46, 87, 1934; M. A. Tuve, O. Dahl u. L. R. Hafstad, ebenda 48, 241, 1935; W. H. Zinn, ebenda 52, 655, 1937; E. S. Lamar, W. W. Buechner u. H. T. Compton, ebenda 51, 936, 1937; I. S. Allan, Rev. Sc. Instr. 9, 160, 1938; G. Timoshenko, ebenda 9, 187, 1938; I. A. Getting, J. B. Fisk u. H. G. Vogt, Phys. Rev. 56, 1098, 1939.

So sind in der Kanalstrahlentladung von Hailer bei 510 Watt Leistung 1000 μA Ionenstromstärke und im Niedervoltbogen von Getting, Fisk und Vogt bei 25 bis 170 Watt im Bogen 250 μA Ionenstromstärke gemessen worden.

Bei der Versorgung des Cyclotrons mit Ionen besteht die übliche Ionenquelle aus einem durch einen geheizten Wolframfaden erzeugten Elektronenstrahl, der im Mittelpunkt zwischen den beiden Duanten hindurchläuft und dabei in dem die Cyclotronkammer füllenden Gas Ionen erzeugt¹⁾. Der Gasdruck beträgt 10^{-3} bis 10^{-4} mm Hg. Gewöhnlich werden Ionenströme von 1 bis 10 μA erhalten. Mit dem großen Cyclotron in Berkeley sind Ionenströme von etwa 100 μA durch Steigerung der Größe und Emission des Glühfadens erreicht worden bei einer Heizleistung bis zu 1000 Watt²⁾. Livingston, Holloway und Baker³⁾ verwenden auch hier eine Kapillarbogen-Ionenquelle mit 300 Watt Leistung und 480 μA Totalionenstrom.

In der lichtstarken Massenspektroskopie, wo man getrennte Isotope in wägbaren Mengen gewinnen möchte, wurden bisher Alkaliglühkathoden als Ionenquelle verwendet⁴⁾, die aber nur auf eine beschränkte Zahl von Elementen angewendet werden können.

Im folgenden wird eine Ionenquelle beschrieben, die fast universell anwendbar ist und bei günstigster Ausbeute an ionisierenden Stößen mit 1 Watt Leistung bis zu 1000 μA Ionenstrom ohne großen apparativen Aufwand zu liefern imstande ist.

II. Planung der Arbeit.

Im Gegensatz zu den bisher genannten beruht die nachfolgend beschriebene Ionenquelle auf dem Prinzip, einen Elektronenstrahl mit einem getrennt davon erzeugten Molekularstrahl zu kreuzen und die entstehenden Ionen mittels eines elektrischen Feldes aus dem Ionisationsraum herauszuziehen. Eine solche Anordnung wird man vernünftigerweise so wählen, daß Elektronen- und Molekularstrahl entweder parallel oder senkrecht zueinander laufen. Obwohl im ersten Falle der Gasstrom sicherlich besser ausgenutzt wird, so zeigte sich, wie Vorversuche ergeben haben, daß schon bei relativ niedrigen Molekularstrahldichten Entladungen zünden, wenn man, wie das in der endgültigen Anordnung gemacht wird, ein elektronenbündelndes Magnetfeld benutzt. Deshalb erschien der zweite Fall, bei dem

¹⁾ M. C. Henderson u. M. G. White, Rev. Sc. Instr. 9, 25, 1938. —

²⁾ J. R. Dunning u. H. L. Anderson, Rev. Sc. Instr. 8, 158, 1937. — ³⁾ M. St. Livingston, M. G. Holloway u. C. P. Baker, Rev. Sc. Instr. 10, 63, 1939.

— ⁴⁾ W. Walcher, ZS. f. Phys. 108, 376, 1938.

Elektronen- und Molekularstrahl sich senkrecht durchsetzen, als der günstigere.

Die Ionen zieht man entweder in Molekularstrahlrichtung oder senkrecht zu ihr und der Elektronenstrahlrichtung heraus, je nachdem, ob es wichtig erscheint oder nicht, Molekular- und Ionenstrahl zu trennen. Um Geschwindigkeitsstreuungen in der Fortpflanzungsrichtung der Moleküle klein zu halten, muß man den Ionisierungsraum möglichst feldfrei machen. Indem man so das energieliefernde Feld vermeidet, tritt man gleichzeitig der Bildung eines Gasentladungsplasmas, das sich bei höheren Stromdichten einstellen muß, entgegen.

Aus diesen Überlegungen heraus wurde eine Anordnung gewählt, wie sie in Fig. 1 skizziert ist, d. h. Elektronen- und Molekularstrahl durchkreuzen sich senkrecht; die Ionen werden in der Flugrichtung herausgezogen.

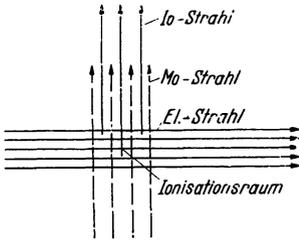


Fig. 1. Schematische Skizze der Anordnung von Elektronen-, Molekular- und Ionenstrom.

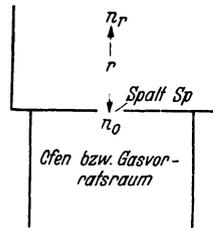


Fig. 2. Zur Berechnung der Teilchendichte im Molekularstrom.

Um zu sehen, welche Gesichtspunkte bei der Anordnung von Molekular- und Elektronenstrahl zweckmäßigerweise zu beachten sind, soll zuerst überschlagen werden, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, daß einerseits ein Elektron ein Ion erzeugt und andererseits ein Molekül auf seinem Weg durch den Elektronenstrahl ionisiert wird. Dafür sind die beiden Verhältnisse maßgeblich: Ionenstromstärke zu Elektronenstromstärke und Ionenstromstärke zu Gasstromstärke. Wenn man den Ionen- und den Elektronenstrom bzw. mit I_J und I_E (gemessen im Ampere) und den Molekülstrom mit I_M (ebenfalls in Ampere gemessen, so als ob jedes Molekül eine elektrische Elementarladung trüge) bezeichnet, so lassen sich die folgenden Wirkungsgrade definieren:

$$\alpha_E = \frac{I_J}{I_E} = \text{Wirkungsgrad bezüglich Elektronen,} \quad (1)$$

$$\alpha_M = \frac{I_J}{I_M} = \text{Wirkungsgrad bezüglich Molekülen.} \quad (2)$$

Will man Aussagen über diese Wirkungsgrade machen, so muß man die Teilchendichte im Molekularstrahl abschätzen. Bezeichnet man mit n_0 die Zahl der Moleküle/cm³ im „Ofen“, der durch den Spalt Sp vom Ionisationsraum abgetrennt ist (Fig. 2), so beträgt die Zahl n_r der Moleküle/cm³ im Abstände r über der Mitte des Spaltes:

$$n_r \approx \frac{n_0 b}{4 \pi r} \frac{l}{\sqrt{r^2 + l^2/4}} \text{ [Teilchen/cm}^3\text{]}, \quad (3)$$

wenn b und l Breite und Länge des Spaltes bedeuten und $b \ll l$ gewählt wird ¹⁾. Für den Fall, daß auch noch $r \ll l$ ist, was bei der verwendeten Ionenquelle recht gut verwirklicht wird, gilt dann:

$$n_r \approx \frac{n_0 b}{2 \pi r} \text{ [Teilchen/cm}^3\text{]}. \quad (4)$$

Die Teilchendichte im Molekularstrahl ist also nach (3) und (4) unabhängig von der mittleren Molekularstrahlgeschwindigkeit $\bar{v} \sim \sqrt{\frac{T}{M}}$, was auch verständlich erscheint, da in demselben Maße, in dem die Gesamtströmung größer wird, die Dichte infolge der größeren Geschwindigkeit abnimmt.

Um einen sauberen Molekularstrahl zu erhalten, wird im allgemeinen gefordert, daß die freie Weglänge λ im Ofen nicht wesentlich kleiner werden darf als die Breite b des Ofenspaltes. Das bedeutet, da dann $b \leq \lambda \sim \frac{5 \cdot 10^{13}}{n_0}$ wird, daß Teilchendichte im Ofen und Spaltbreite so zueinander abgestimmt werden müssen, daß

$$n_0 b \leq 5 \cdot 10^{13} \quad (5)$$

bleibt.

Mit Hilfe der Teilchendichte (4) läßt sich der Wirkungsgrad α_E angeben. Bezeichnet man die differentiale Ionisation, d. i. die Zahl der von einem Elektron in einem Gas vom Druck von 1 mm Hg und 0° C auf 1 cm Weg erzeugten Ionen, mit s , so gilt

$$I_J = I_E s \frac{n}{n^*} l \text{ [Amp.]}, \quad (6)$$

(l = wirksamer Weg der Elektronen, $n^* = 3,6 \cdot 10^{16}$ = Teilchendichte bei 0° C und 1 mm Hg.)

Kreuzt also der Elektronenstrahl den Molekularstrahl im Abstand r vom Spalt, so ist unter Zuhilfenahme von (4):

$$I_J \approx I_E s \frac{n_0 b l}{n^* 2 \pi r} \text{ [Amp.]}. \quad (7)$$

¹⁾ Die Formel (3), die sich gaskinetisch leicht ableiten läßt, gilt natürlich nicht mehr bei $r = 0$. Die Teilchendichte n_r variiert sehr wenig, wenn der Aufpunkt unter Beibehaltung des Abstandes r über den Spalt wandert.

und es wird:

$$\alpha_E = \frac{I_J}{I_E} \approx s \frac{n_0}{n^*} \frac{bl}{2\pi r}. \quad (8)$$

Bei Berücksichtigung von (5) erhält man im besonderen:

$$\alpha_E \leq 2 \cdot 10^{-4} s \frac{l}{r}. \quad (8a)$$

Aus (8) liest man ab, daß der Wirkungsgrad der Elektronen α_E groß wird, wenn man l groß und r klein macht. Die gewünschte Anordnung ist daher so zu gestalten, daß man einen *langen* Ofenspalt wählt und *unmittelbar* über ihn den *enggebündelten* Elektronenstrahl in der Längsrichtung des Spaltes führt (s. Fig. 3).

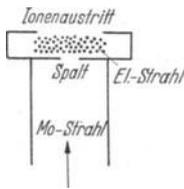


Fig. 3. Die Anode (schematisch) mit Gaszuleitungsrohr, Spalt und Ionsationsraum. Der Elektronenstrom verläuft senkrecht zur Zeichenebene.

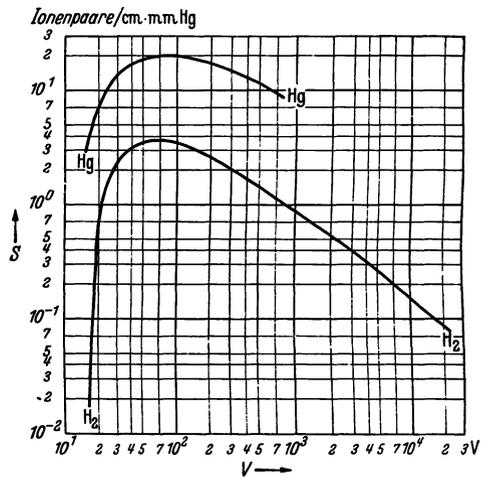


Fig. 4. Differentielle Ionisierung s von Hg und H₂, nach A. v. Engel und M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen I (Berlin 1932), S. 35.

Die differentielle Ionisation s , die von der Elektronengeschwindigkeit und von der Art der Molekeln abhängt, hat, wie man aus Fig. 4 ersieht, in der als Beispiel für kleines s Wasserstoff, für großes s Quecksilber gewählt ist, selbst bei günstigsten Elektronengeschwindigkeiten einen Wert, der die Zahl 10 kaum überschreitet. Da l , der wirksame Elektronenweg im Molekularstrahl, bei normaler Anordnung zweckmäßigerweise nicht mehr als 1 bis 2 cm lang gemacht werden kann und r , der Abstand des Elektronenstrahles vom Spalt, gemäß (3) mindestens die Größe der Spaltbreite b haben muß, so darf man im besten Falle mit einem α_E von einigen Promille rechnen. Dabei ist zu beachten, daß der so abgeschätzte Wirkungsgrad nur für Elektronen gilt, die dicht über den Spalt laufen, d. h. daß dem tatsächlich wirksamen Elektronenstrom nur ein verhältnismäßig kleiner Querschnitt zur Verfügung steht. Um beispielsweise einen Ionenstrom von 100 μA zu

erhalten, wäre ein Elektronenstrom J_E von 50 mA (entsprechend $\alpha_E = 20/100$) erforderlich. Diesem Strom stünde in einer praktischen Anordnung ein Querschnitt von etwa $2 \times 6 \text{ mm}^2$ zur Verfügung, so daß eine Elektronenstromdichte von rund 420 mA/cm^2 zu erzeugen wäre.

Um die *Ausnutzung des Molekülstromes* α_M zu diskutieren, muß man den Teilchenstrom durch den Spalt berechnen. Die Zahl Z der Teilchen, die pro sec durch den Spalt treten, ist:

$$Z = n_0 b l \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}} \text{ [Teilchen/sec]} \quad (R = \text{Gaskonstante}) \quad (9)$$

und es wird:

$$I_M = Ze \approx 6 \cdot 10^{-16} n_0 b l \sqrt{\frac{T}{M}} \text{ [Amp.]} \quad (10)$$

(e = Elementarladung, gemessen in Coulomb).

α_M wird dann unter Berücksichtigung von (7):

$$\alpha_M = \frac{I_M}{I_E} \approx 7 \cdot 10^{-3} I_E \frac{s}{r} \sqrt{\frac{M}{T}}. \quad (11)$$

α_M ist umgekehrt proportional zur mittleren Molekulargeschwindigkeit $\bar{v} \sim \sqrt{\frac{T}{M}}$, was auch verständlich erscheint, wenn man bedenkt, daß der Gasstrom mit sinkendem v kleiner wird, während die für die Ionisation maßgebende Dichte die gleiche bleibt. Aus diesem Grunde ist die Ausnutzung eines Wasserstoffstrahles etwa zehnmal kleiner als die eines entsprechenden Hg-Strahles.

Die experimentell verfügbare Größe zur Verbesserung der Gasausnutzung α_M ist der Strom I_E . Dabei kommt es, wie bereits bei der Diskussion von α_E erwähnt, wieder darauf an, hohe Elektronenstromdichten zu erzielen, da der für den Strom verfügbare günstige Querschnitt gering ist. Bei den üblichen Emissionsdichten von Glühkathoden im Betrage von etwa 500 mA/cm^2 und einem Strahlquerschnitt von $2 \times 6 \text{ mm}^2$, wie er nachfolgend verwendet wird, erhält man für einen Hg-Atomstrahl größenordnungsmäßig ein α_M von 1%.

Die beiden entscheidenden Forderungen zum Bau einer intensiven Ionenquelle dieser Art sind also:

1. langer ionisierender Weg l des Einzelelektrons zur besseren Ausnutzung des *Elektronenstromes* (α_E);

2. hohe *Elektronenstromdichte* zur besseren Ausnutzung des *Molekülstromes* (α_M).

Beide Forderungen können dadurch sehr gut erfüllt werden, daß man die Elektronen durch den Molekularstrahl hin- und herpendeln läßt und sie

durch ein magnetisches Führungsfeld zusammenhält. Auf diese Weise wurden mit der nachfolgend beschriebenen Anordnung mittlere Weglängen l eines Elektrons bis zu 5 m und Stromdichten bis zu 5 Amp./cm² erreicht.

III. Die magnetische Führung und die Pendelung der Elektronen.

Auf ein Elektron, das entlang einer magnetischen Kraftlinie fliegt, übt das Magnetfeld keine Kraft aus. Hat das Elektron zusätzlich eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld, so führt es im ganzen eine Spiralbewegung aus, die in Richtung des Magnetfeldes fortschreitet. Der Radius der Kreisbewegung senkrecht zur Fortbewegung in Abhängigkeit von der Größe der seitlichen Komponente und der Magnetfeldstärke ist in Tabelle 1 wiedergegeben. Man sieht aus den Radien, die in Millimetern angegeben sind, daß sich Elektronenstrahlen mit Querschnittdimensionen von einigen Millimetern, wie sie für die geplante Anordnung verlangt werden müssen, mit Magnetfeldern H von 500 bis 2000 Gauß bequem führen lassen.

Tabelle 1. Radien der Kreisbahnen von Elektronen verschiedener Voltgeschwindigkeit im Magnetfeld, in mm angegeben.

H (Gauß)	20	40	60	80	100 Volt
500	0,30	0,43	0,53	0,61	0,68
1000	0,15	0,22	0,26	0,30	0,34
1500	0,10	0,14	0,18	0,20	0,23
2000	0,08	0,11	0,13	0,15	0,17

Das Pendeln der Elektronen wird durch eine Elektronenanordnung erreicht, wie sie in Fig. 5 skizziert ist: Zwei Glühkathoden, je mit einem Kathodenschirm versehen, stehen symmetrisch zu beiden Seiten eines Anodenkästchens, bei welchem die den Kathoden zugekehrten Seiten offen sind. Durch Anlegen einer Beschleunigungsspannung zwischen Kathoden und Anodenkasten entsteht längs des Elektronenstrahles ein Potential, das den in Fig. 5 (ausgezeichnet) angegebenen Verlauf hat.

Das magnetische Führungsfeld H verläuft so, wie es in Fig. 5 eingezeichnet ist.

Die Elektronen treten von den Kathoden aus in die Potentialmulde, durchlaufen (vom Magnetfeld H auf Spiralbahnen gezwungen) den — wenn man von der Elektronenraumladung absieht — elektrisch feldfreien Raum im Anodenkasten und kehren bei der gegenüberliegenden Kathode wieder um usw. Diese pendelnden Elektronen werden nun so lange von den beiden

Kathoden nachgeliefert, bis die vor der Kathode umkehrenden Elektronen eine so hohe Raumladung bilden, daß an der Kathodenoberfläche kein elektrisches Feld mehr herrscht (Potentialverlauf in der Fig. 5 gestrichelt gezeichnet). Die in dem Anodenraum herrschende Elektronenstromdichte

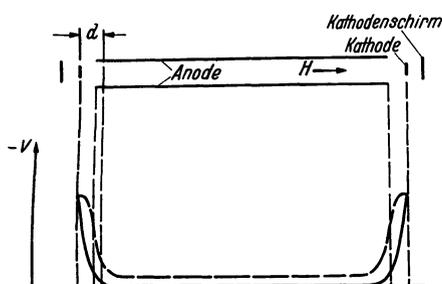


Fig. 5. Anode (Ionisationsraum) und Kathode mit dem zur Pendelung der Elektronen verwendeten Potentialverlauf entlang einer Mittellinie. Der durch die Elektronenraumladung veränderte Potentialverlauf ist gestrichelt eingezeichnet. d gibt den für die Berechnung der Stromdichte anzunehmenden Anoden-Kathodenabstand an [Gleichung (12)].

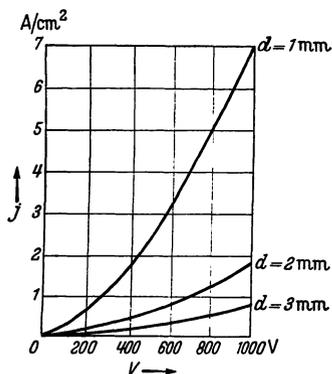


Fig. 6. Raumladebegrenzte Elektronenstromdichte in Abhängigkeit von der Anodenspannung für die Anodenabstände 1, 2 und 3 mm. Gleichung (12).

(dem absoluten Betrage nach, wie sie für die Ionisation maßgebend ist) entspricht also der raumladebegrenzten Stromdichte j in einer Diode mit ebenen Elektroden:

$$j = 2,3 \cdot 10^{-6} V^{3/2} : d^2 \text{ [Amp./cm}^2\text{]} \quad (12)$$

(V = Anodenspannung in Volt, d = Anodenabstand von der Kathode in cm).

In Fig. 5 ist die zur Berechnung von j einzusetzende Größe d eingezeichnet. Fig. 6 gibt nach (12) für verschiedene Abstände d einen Begriff von der Größe der Stromdichten j als Funktion der Anodenspannung V .

Die wirkliche Stromdichte ist noch größer, da erstens die Elektronen, welche eine seitliche Komponente besitzen, nicht mehr ganz zur bis Kathode kommen und zur Raumladebegrenzung nicht unmittelbar beitragen, und da zweitens die begrenzende Raumladung durch die gebildeten Ionen teilweise kompensiert wird. Die Elektronen, die nach zahlreichen¹⁾ Hin- und

¹⁾ Die mittlere Zahl der Hin- und Hergänge kann aus dem erreichten Ionisationseffekt abgeschätzt werden und ergibt sich unter den üblichen Versuchsbedingungen (200 Volt El.-Spannung, 2000 Gauß) zu 120; die Stromdichte beträgt dann 5,0 Amp./cm². Der einfache Elektronenstrom durch den Querschnitt von $2 \times 6 \text{ mm}^2$ müßte, um die gleiche Stromdichte zu haben, 600 mA betragen. Der Weg, den ein Elektron im Mittel zurücklegt, bis es an die Anode gelangt, mißt bei der benutzten Ionenquelle unter diesen Bedingungen etwa 5 m.

Hergängen auf die positive Elektrode gelangen, können von relativ kleinen Kathoden nachgeliefert werden. Dieser so entstehende Strom wird durch Steigerung des Magnetfeldes stark heruntergedrückt (s. Fig. 12, rechte Hälfte).

Einen störenden Einfluß auf die Elektronenführung hat jedoch das zum Herausziehen der Ionen erforderliche Feld, weil dadurch in dem Anodenraum die Elektronen auf Rollkurven seitlich abwandern und so diesen Strom erhöhen.

IV. Das Ziehfeld für die Ionen.

Die Gasmoleküle bewegen sich mit thermischen Geschwindigkeiten, d. h. bei Zimmertemperatur mit mittleren Energien von $\sim 0,03$ e-Volt, durch den Elektronenstrom. Die von den ionisierenden Elektronen maximal übertragenen kinetischen Energien sind bei Elektronen mit einigen hundert Volt Geschwindigkeit von derselben Größenordnung. Die so gebildeten, praktisch im ruhenden Zustand erzeugten Ionen¹⁾ müssen aus dem Ionisationsraum durch ein Feld herausgezogen werden.

Um über die erforderliche Größe dieses Ziehfeldes etwas sagen zu können, ist es nötig, sich zu überlegen, wie weit man mit der Ionenstromdichte gehen kann. Hierzu ist zu berücksichtigen, daß in einem Ionenstrahl bei derselben Voltgeschwindigkeit und Stromdichte wesentlich größere Raumladung herrscht als in dem entsprechenden Elektronenstrahl, da die Ionen infolge ihrer größeren Masse langsamer fliegen. So besteht in einem Protonenstrahl von kreisförmigem Querschnitt mit dem Radius 1 cm (Fig. 7), einer Stromdichte 1 mA/cm² und einer Geschwindigkeit von 1000 e-Volt entsprechend, zwischen Rand und Mitte infolge der Raumladung bereits ein Potentialunterschied von 65 Volt²⁾, der sich mit \sqrt{M} vergrößert, wenn man zu größeren Atomgewichten übergeht. Bei höheren Stromdichten werden die Schwierigkeiten, den Strahl zu fokussieren bzw. zusammenzuhalten, wohl zu erheblich. — Zweitens muß man sich die Frage stellen, wie weit man im Falle der Verwendung der Ionen in Hochspannungsanlagen die Stromdichte auf das zu bestrahlende Objekt steigern kann, ohne zu hohe Leistungsdichten zu bekommen. Bei einer relativ kleinen Nachbeschleunigung von 100 kV und bei 1 mA/cm² gehen bereits 100 Watt/cm² auf das Objekt, eine Leistungsdichte, die in der Röhrentechnik als höchstmögliche

¹⁾ Die abstoßenden Kräfte der Raumladung werden anschließend diskutiert.
²⁾ Die dem Auseinandertreiben durch die Raumladung entgegenwirkende Anziehung paralleler Stromfäden infolge ihrer Magnetfelder ist in diesem Falle ein wesentlich kleinerer Effekt.

gilt¹⁾. Aus diesen Gründen wird man Ionendichten von 1 mA/cm^2 nicht wesentlich überschreiten können.

Es sei nun angenommen, das Ziehfeld werde durch ein Gitter im Abstand d über der Ionenaustrittsöffnung erzeugt, und es sei keine Elektronenraumladung vorhanden. Dann sind die erforderlichen Spannungen durch

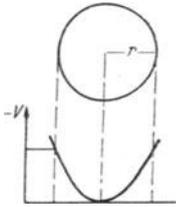


Fig. 7. Potentialverlauf in einer Raumladungsröhre, wie sie ein Protonenstrahl ($M = 1$) der Stromdichte 1 mA/cm^2 (j) und der Geschwindigkeit 1000 e-Volt (V') darstellt.

$$V = 2 \cdot 10^4 \cdot r^2 \cdot j. \quad \sqrt{M/V'} \text{ [Volt].}$$

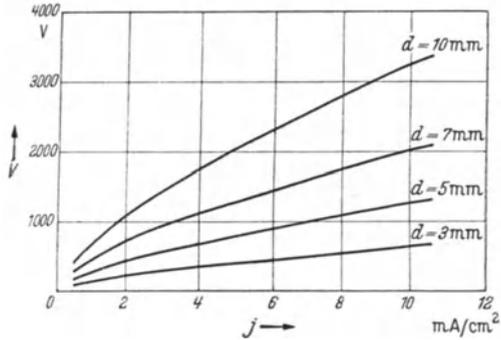


Fig. 8. Ionenziehspannungen für den Fall raumladebegrenzter Protonenströme in Abhängigkeit von der Stromdichte j und dem Gitterabstand d . Gleichung (13).

folgende, in Fig. 8 dargestellte Beziehung zwischen der raumladebegrenzten Stromdichte j in Amp./cm^2 , dem Gitterabstand d in cm und dem Molekulargewicht M gegeben:

$$V = 7 \cdot 10^4 j^{2/3} d^{4/3} M^{1/3} \text{ [Volt].} \quad (13)$$

Infolge der Elektronenraumladung sind diese Spannungen niedriger. Wenn man Energiestreuungen der Ionen in der Strahlrichtung vermeiden will, ist es wichtig, daß man diese Spannungen so niedrig macht, daß der Ionenstrom tatsächlich raumladebegrenzt bleibt, was die Gewähr gibt, daß die Feldstärke im Ionisationsraum minimal ist.

Schließlich bleibt der Einfluß des Magnetfeldes auf die Ionenbahnen zu überlegen, der wegen der großen Massen wesentlich kleiner ist als bei Elektronen. Die Ionen durchlaufen einen Raum, in dem elektrisches und magnetisches Feld gekreuzt sind und bekommen dabei eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu beiden Feldern. Diese Komponente hängt von

¹⁾ Die Kühlung geschieht in solchen Fällen durch eine Kupferelektrode, die mit eingedrehten Rillen versehen ist und von Wasser unter hohem Druck durchflossen wird (vgl. W. Espe und M. Knoll, Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik, S. 73). Eine strahlungsgekühlte Wolframelektrode würde bei der angegebenen Leistungsdichte bereits eine Temperatur dicht bei der normalen Emissionstemperatur annehmen, nämlich 2000°C .

dem Verhältnis von H/E ab und ergibt bei der vorliegenden Dimensionierung der Felder (2 cm Polschuhradius, bis 3000 Volt/cm und 1000 Gauß) eine Ablenkung des besonders leicht ablenkbaren Protonenstrahles von 30° . Sie läßt sich klein halten, indem man die räumliche Ausdehnung des Magnetfeldes auf das Notwendigste beschränkt und indem man die elektrische Feldstärke groß macht. Diese Ablenkung ist nicht für alle Ionen gleich, da ihr Weg durch das Magnetfeld etwas verschieden lang ist; jedoch wird die dadurch verursachte Geschwindigkeitsstreuung innerhalb der Größenordnung der durch die anderen Effekte verursachten bleiben.

V. Aufbau der Ionenquelle.

Als zweckmäßig und einfach ergab sich nach verschiedenen Versuchen ein Aufbau, der aus Fig. 9 ersichtlich ist. Zur Montage der Elektroden

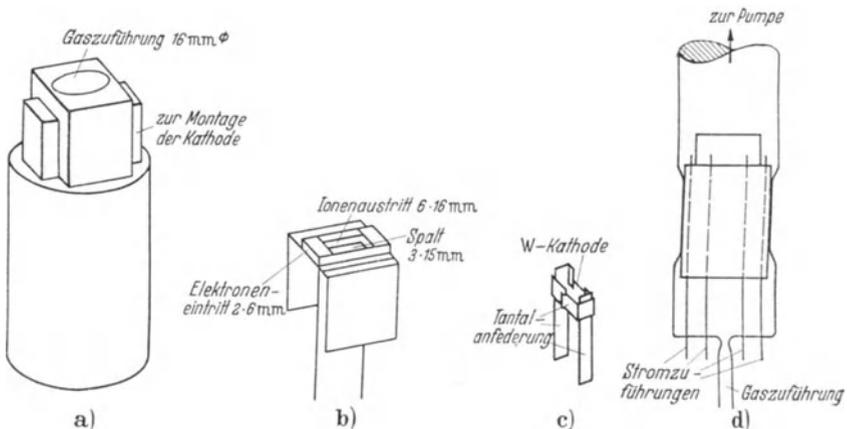


Fig. 9. Konstruktion und Herstellung der Versuchsröhre für Wasserstoff. a) Keramikstück aus Ergon, b) Anodenblech mit Gaszuführungszylinder, Spalt und Ionisationsraum aus Molybdänblech, c) Kathode, d) das in Glas eingeschmolzene System.

zur Zufuhr des Gases wird aus Ergon der Körper a) gedreht und gefräst. Er nimmt die aus Molybdänblech gebogene Elektrode b), die aufgesteckt wird, und über den beiden seitlich stehengebliebenen Klötzen je eine der Kathoden c) auf. Als Material werden pro Kathode je vier Wolframeinkristalldrähte verwendet, die wegen der bei der Heizung im Magnetfeld auftretenden Kräfte kräftig mit Tantalblech angefedert sind. Die Zuführungen zu den Elektroden laufen durch die Keramik nach unten zu einem Glasfuß, der zugleich einen Ansatz für die Gaszuleitung trägt. An diesen Glasfuß wird ein eng über den Erganzylinder passendes Glasrohr angeschmolzen und auf die Keramik eingesaugt (Fig. 9d). Der bei beiden Ver-

suchen verwendete Elektromagnet hatte Polschuhdurchmesser von 40 mm und gab bei 45 mm Polabstand pro 10 Watt Leistung in der Spule etwa 1000 Gauß (Sättigung über 6000 Gauß). Bei Verwendung mit Dauermagnetstählen lassen sich bei denselben Abmessungen des Feldes Stärken von 1200 Gauß ohne Schwierigkeit erreichen.

VI. Messungen an einem Hg-Atomstrahl.

Die ersten Messungen mit einem solchen Aufbau sind an einem Quecksilberatomstrahl gemacht. Zu diesem Zweck wurde das Rohr oberhalb der Keramik mit einem kleinen Gefäß zur Aufnahme flüssiger Luft versehen, sorgfältig ausgepumpt, ausgeheizt, mit etwas Quecksilber gefüllt und der Pumpstutzen abgezogen. Durch Bäder geeigneter Temperaturen um den unteren Teil der abgeschmolzenen Röhre konnte ein Hg-Atomstrahl der jeweils gewünschten Dichte durch den Spalt erzeugt werden, während die flüssige Luft in dem oberen Teil für gutes Vakuum sorgte. Zum Wegziehen der Ionen befand sich oberhalb der Anode in 5 mm Abstand ein Gitter und darüber in größerem Abstand eine Elektrode zur Neutralisierung der Ionen.

Das Hg-Rohr hatte einen Spalt von $2 \times 10 \text{ mm}^2$ und Kathoden, die maximal 1,5 mA Strom gaben. Damit wurden Ionenströme bis zu 1 mA gemessen, wobei der höchste Elektronenwirkungsgrad, der gemessen wurde, $\alpha_E = 80\%$ betrug. Bei 0,2 mA Elektronenstrom und 2000 Gauß Magnetfeldstärke wurde der Ionenstrom in Abhängigkeit von der Badtemperatur aufgenommen (Fig. 10). Der Anstieg des Ionenstromes ist zunächst annähernd linear und wird dann flacher. Der Grund dafür ist wohl der, daß entweder die gebildeten Ionen nicht alle weggezogen werden oder daß bei zu hohen Ziehspannungen die Pendelung der Elektronen zu stark gestört wird. Mit anwachsender Ziehspannung geht der Ionenstrom über ein flaches Maximum, das wieder so zu verstehen ist, daß bei höheren Spannungen das Ziehfeld tiefer in den Ionisationsraum eingreift und die wirksame Elektronenstromdichte erniedrigt. Die in Fig. 10 eingetragenen Meßpunkte beziehen sich jeweils auf dieses Maximum, das zwischen 90 und 400 Volt je nach der Größe des Ionenstromes lag.

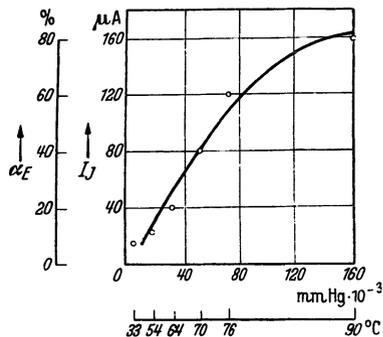


Fig. 10. Hg-Ionenstrom in Abhängigkeit von dem Hg-Dampfdruck bzw. der Badtemperatur gemessen bei 0,2 mA Elektronenstrom und 2000 Gauß Magnetfeldstärke.

VII. Messungen an einer Protonenquelle.

Bei Verwendungen eines Gases, das unter den gewählten Versuchsbedingungen nicht kondensierbar ist, wie etwa Wasserstoff, läßt sich bei der für die notwendige Strahlintensität erforderlichen Ofenspaltfläche ($\sim 0,5 \text{ mm}^2$) ein Molekularstrahl ohne extreme Pumpbedingungen nicht erzeugen. Die Sauggeschwindigkeit der verwendeten Leybold-Pumpe

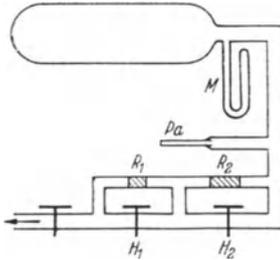


Fig. 11. Vorrichtung zur Versorgung der Röhre mit konstantem meßbarem Wasserstoffstrom. *M* Manometer, *Pa* Palladiumröhrchen, *R*₁ und *R*₂ Strömungswiderstände, *H* Hähne.

Modell E (20 Liter pro sec) reicht nämlich bei der betriebenen Anordnung nicht aus, um auch nur einen Druckunterschied zu beiden Seiten des Spaltes (s. Fig. 2) von einer halben Zehnerpotenz aufrechtzuerhalten¹⁾, während man für das Zustandekommen eines Molekularstrahles verlangen muß, daß die Gasdichte außerhalb des Strahles klein gegen die Dichte im Strahl ist. Man kann unter diesen Umständen also nicht mehr von einem Molekularstrahl, sondern nur von einer Gasströmung sprechen. Trotzdem sind, wie die

Versuche gezeigt haben, mit einer solchen Ionenquelle alle Vorteile verbunden, die am Hg-Atomstrahl beschrieben wurden, wenn man nur den Gasdruck niedrig genug hält ($\sim 10^{-4} \text{ mm Hg}$).

Bei den Messungen an *Wasserstoff* wurde am oberen Ende des Rohres mit einer Leybold-Pumpe Modell E gepumpt, während durch den Stutzen am Glasfuß der Wasserstoff einströmte (Fig. 9d). Die Wasserstoffversorgung ist in Fig. 11 dargestellt. Der durch das Palladiumrohr *Pa* eingeführte reine Wasserstoff füllt den darüberliegenden Vorratsbehälter. Aus diesem strömt er über die Strömungswiderstände *R*₁ und *R*₂ zur Apparatur. Die Strömungswiderstände können einzeln oder beide gleichzeitig durch die Hähne *H*₁ und *H*₂ kurzgeschlossen werden. Der Gesamtwasserstoffstrom wurde aus der Abnahme des Druckes im Ballon und aus dessen Volumen gemessen, so daß der Gasstrom durch eine Ablesung am Manometer *M* festgestellt und mit dem Ionenstrom verglichen werden konnte. Der Druck bei *M* nahm sehr langsam ab, so daß man über längere Zeit konstante Strömung erhielt.

Zunächst wurde, um den Einfluß des Magnetfeldes zu studieren, bei konstantem Gasstrom von 100 mA entsprechend einem Wasserstoffdruck an der Spaltöffnung von $2 \cdot 10^{-4} \text{ mm Hg}$ der Elektronenstrom und der

¹⁾ Siehe auch W. Walcher, ZS. f. Phys., im Druck.

Ionenstrom bei verschiedenen Spannungen der Kathode gegenüber der Anode aufgenommen (s. Fig. 12). Dies geschah oszillographisch bei einer

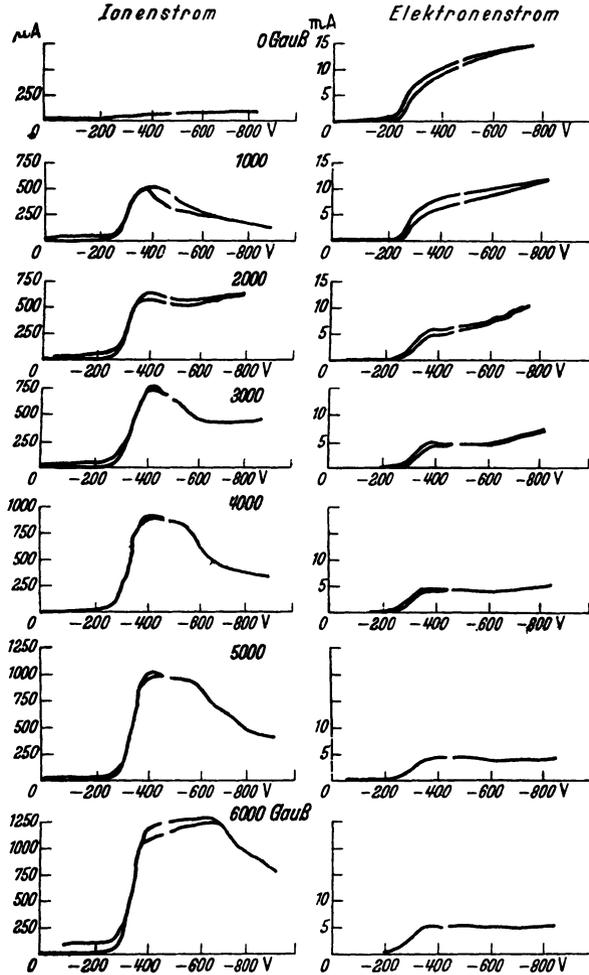


Fig. 12. Oszillogramme: Auf der Abszisse ist bei allen Kurven die Spannung der Anode (Ionisationsraum) gegen die Kathode aufgetragen. Die Ordinate gibt auf der linken Seite den zugehörigen Ionenstrom, auf der rechten Seite den zugehörigen Elektronenstrom. Die Magnetfeldstärke wird von oben nach unten von Kurvenpaar zu Kurvenpaar um 1000 Gauß gesteigert.

Frequenz von etwa 1000 Hertz, wobei sich die Kathodenspannung von + 100 bis - 600 Volt änderte¹⁾. Man sieht, wie erst von 1000 Gauß an der Ionenstrom größere Werte annimmt, die sich dann bis 6000 Gauß noch etwa

¹⁾ Durch kleine Phasenverschiebungen in den Kopplungsgliedern des Wechselstromverstärkers für die Ströme sind die Kurven etwas aufgespalten.

verdoppeln; gleichzeitig geht der Elektronenstrom immer mehr herunter bis auf 4 mA, da das stärker werdende Magnetfeld immer weniger Elektronen zur Anode abfließen läßt. Die Heizung der Kathoden blieb dabei konstant. Unter den besten Bedingungen ergab sich für $\alpha_E = 30\%$. α_M ist von der Größenordnung 1%. Die Kurven für den Ionenstrom zeigen auch deutlich das Ionisationsmaximum, das durch die gleichzeitig anwachsende Elektronenstromdichte stark zu höheren Spannungen verschoben ist. Die größten gemessenen Ionenströme betragen 2 mA.

Für den Fall der Verwendung einer solchen Ionenquelle in *Hochspannungsanlagen*, die im allgemeinen mit Protonen bzw. mit Deuteronen zu versorgen sind, ist es von Interesse zu wissen, wie groß die Protonenanteile im Ionenstrom sind. Massenspektroskopische Untersuchungen der Ionen, welche den Prozentsatz der erzeugten Protonen im Vergleich zu den Moleküllionen feststellen sollten, konnten aus äußeren Gründen nicht mehr gemacht werden. Man besitzt aber aus Messungen von Scott¹⁾ einen recht guten Anhalt über diese Anteile. Da bei der hier beschriebenen Anordnung Zusammenstöße von Wasserstoffmolekülen untereinander oder mit Ionen außerhalb des Spaltes infolge der niedrigen Moleküldichten sehr selten sind, entsprechen die Ionisationsbedingungen denen bei Scott für niedrige Drucke weitgehend. Danach ist ein Protonenanteil zu erwarten, der bei 50% liegt und mit der Elektronengeschwindigkeit anwächst.

Nach Abschluß der Untersuchungen wurde ein Bericht²⁾ über eine Arbeit von Finkelstein bekannt, die auf ganz ähnlichem Prinzip zu entsprechenden Ergebnissen führt. Es wird jedoch im Gegensatz zur vorliegenden Arbeit mit wesentlich größerem elektrischen Aufwand und dementsprechend geringerem Wirkungsgrad gearbeitet.

Die Untersuchungen wurden im Herbst 1939 begonnen und im Juni 1940 infolge Einberufung des Verfassers vorzeitig abgeschlossen.

Die kürzlich erschienene Arbeit „Über ein Ionenquellensystem mit Massenmonochromator für Neutronengeneratoren“ von M. v. Ardenne³⁾ in diesem Zusammenhang zu diskutieren, erübrigt sich, da sie ihrem wesentlichen Inhalt nach eine Beschreibung meiner Anordnung darstellt, nachdem ihrem Verfasser der Inhalt meiner Arbeit im Frühjahr 1941 mitgeteilt und das Manuskript meiner Arbeit Ende 1941 zur Verfügung gestellt wurde.

Für die Anregung zu dieser Arbeit und stetes Interesse bin ich Herrn Prof. Kopfermann und Herrn Dr. Walcher zu Dank verpflichtet.

¹⁾ G. W. Scott, Phys. Rev. **55**, 958, Tabelle 1, 1939. — ²⁾ H. Korsching, Phys. ZS. **42**, 78, 1941. — ³⁾ M. v. Ardenne, ebenda **43**, 91, 1942.

Lebenslauf

Geboren wurde ich, Hans Heil, als Sohn des Volksschullehrers Ernst Heil am 7. Februar 1915 zu Ludwigshafen in der Rheinpfalz. Ich bin deutscher Staatsangehörigkeit. Nach vierjährigem Besuch der Volksschule und neunjährigem Besuch des Realgymnasiums Ludwigshafen a/Rh. absolvierte ich dieses zu Ostern 1934. Einer halbjährigen Arbeitsdienstpflicht und zweijährigen Militärdienstpflicht genügte ich vor und während des Studiums.

An den Universitäten München, Berlin und Göttingen studierte ich je zwei Semester Physik und Mathematik. Meine akademischen Lehrer in Physik waren die Professoren Gerlach, Henning, Stuart, R. Becker und Joos, in Mathematik die Professoren Tietze, Klose, E. Schmidt und Herglotz. Im Herbst 1939 begann ich vorliegende Arbeit am Physikalischen Institut der Universität Kiel. Für Anregung und Förderung dieser Arbeit danke ich Herrn Prof. Kopfermann und Herrn Dr. Walcher. Sie wurde im Juni 1940 durch Einberufung unterbrochen und in einem dreimonatigen Urlaub im Frühjahr 1941 beendet.

Allen meinen akademischen Lehrern möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen.