



Die „Sammlung Vieweg“ hat sich die Aufgabe gestellt, Wissens- und Forschungsgebiete, Theorien, chemisch-technische Verfahren usw., die im Stadium der Entwicklung stehen, durch zusammenfassende Behandlung unter Beifügung der wichtigsten Literaturangaben weiteren Kreisen bekanntzumachen und ihren **augenblicklichen Entwicklungsstand zu beleuchten**. Sie will dadurch die Orientierung erleichtern und die Richtung zu zeigen suchen, welche die weitere Forschung einzuschlagen hat.

Als Herausgeber der einzelnen Gebiete, auf welche sich die Sammlung Vieweg zunächst erstreckt, sind tätig, und zwar für:

- Physik** (theoretische und praktische, und mathematische Probleme):
Herr Oberregierungsrat Dr. **Hermann Ebert**, Physikalisch - Technische Reichsanstalt, Charlottenburg;
- Chemie** (Allgemeine, Organische und Anorganische Chemie, Physikal. Chemie, Elektrochemie, Technische Chemie, Chemie in ihrer Anwendung auf Künste und Gewerbe, Photochemie, Metallurgie, Bergbau):
Herr Prof. Dr. **Hans-Joachim Schumacher**, Institut für Physikalische Chemie der Universität, Frankfurt/Main;
- Technik** (Wasser-, Straßen- und Brückenbau, Maschinen- und Elektrotechnik, Schiffsbau, mechanische, physikalische und wirtschaftliche Probleme der Technik):
Herr Prof. Dr. **A. Leonhard**, Technische Hochschule Stuttgart.

Neuere und neueste Hefte der „Sammlung Vieweg“

- Heft 31. Dr. Heinrich Faßbender: *Die technischen Grundlagen der Elektromedizin*. Mit 77 Abbildungen. *R.M.* 3,60.
- Heft 32/33. Prof. Rudolf Richter: *Elektrische Maschinen mit Wicklungen aus Aluminium, Zink und Eisen*. Mit 51 Abbildungen. *R.M.* 5,40.
- Heft 34. Obering. Carl Beckmann: *Haus- und Geschäfts-Telephonanlagen*. Mit 78 Abbildungen. *R.M.* 2,70.
- Heft 35. Dr. Aloys Müller: *Theorie der Gezeitenkräfte*. Mit 17 Abb. *R.M.* 2,70.
- Heft 36. Prof. Dr. W. Kummer: *Die Wahl der Stromart für größere elektrische Bahnen*. Mit 7 Abbildungen. *R.M.* 2,25.
- Heft 37. Dr. Reinhold Rieke: *Die Arbeitsmethoden der Silikatchemie*. 2. Aufl. Mit 4 Abbildungen. *R.M.* 3,15.
- Heft 39/40. Dr. Richard Grammel: *Die hydrodynamischen Grundlagen des Fluges*. Mit 83 Abbildungen. Vergriffen.
- Heft 41/42. Ingenieur Georg Duffing: *Erzwungene Schwingungen bei veränderlicher Eigenfrequenz und ihre technische Bedeutung*. Mit 23 Abb. *R.M.* 4,25.
- Heft 43. Dr. Robert Schwarz: *Feuerfeste und hochfeuerfeste Stoffe*. 2. vermehrte Auflage. Mit 10 Abbildungen. *R.M.* 1,80.
- Heft 44. Dr. Iwan Döry: *Einphasenbahnmotoren*. Mit 75 Abbildungen. *R.M.* 2,70.
- Heft 45. Prof. Dr. K. Fajans: *Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen*. Durchgesehener Abdruck der 4. Auflage. Mit 11 Abbildungen und 14 Tabellen. *R.M.* 4,50.
- Heft 46. Dr. Bruno Alexander-Katz: *Quarzglas und Quarzgut*. Mit 43 Abb. *R.M.* 2,25.
- Heft 47. Prof. Dr. G. Berndt: *Radioaktive Leuchtfarben*. Mit 28 Abbildungen im Text und auf einer Lichtdrucktafel. *R.M.* 3,60.
- Heft 48. Dr. R. Fürth: *Schwankungerscheinungen in der Physik*. Mit 5 Abb. *R.M.* 3,15.

Fortsetzung siehe 3. und 4. Umschlagseite.

Erzeugung von Atom- und Ionenstrahlen

Von

Dr. Hans Bomke

Berlin-Charlottenburg



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

1939

**Herausgeber dieses Heftes:
Oberregierungsrat Dr. Hermann Ebert**

ISBN 978-3-663-03367-7 ISBN 978-3-663-04556-4 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-663-04556-4

Alle Rechte vorbehalten

Vorwort

Obwohl die Methoden der Atom- und Ionenstrahlphysik heute zu den wichtigsten Hilfsmitteln gehören, die der modernen Experimentalphysik zur Erforschung des Baus der Atome und der Atomkerne zur Verfügung stehen, haben doch in den zusammenfassenden Darstellungen der Ergebnisse und Methoden der gegenwärtigen Atom- und Kernforschung die Verfahren der Erzeugung von Atom- und Ionenstrahlen weniger Raum gefunden. In den allgemeiner verständlich gehaltenen Werken vor allem fehlten Beschreibungen der Einrichtungen und Verfahren zur Erzeugung der Materiestrahlen fast ganz. Dabei ist gerade das Gebiet der Atom- und Ionenstrahlerzeugung nicht nur versuchstechnisch interessant, sondern auch physikalisch sehr reizvoll und birgt auch heute noch eine Fülle von physikalischen Problemen. Es zeigt sich auf diesem Gebiet wieder die allgemeine Erscheinung, daß Theorie und Experiment, technisches Hilfsmittel und wissenschaftliche Erkenntnis stets auf das engste miteinander verbunden sind, so daß jeder Fortschritt in der einen Richtung sofort neue Ergebnisse auf den anderen Gebieten nach sich zieht. Die Methoden der Herstellung von intensiven Atom- und Ionenstrahlen wurden so ermöglicht durch die vorangegangene Erforschung der Eigenschaften der elektrischen Gasentladungen, der Wirkungen von elektrischen und magnetischen Feldern auf geladene und ungeladene Teilchen, des Verhaltens von Gasen bei vermindertem Druck und vieler ähnlicher Erscheinungen. Die großen Erfolge der heutigen Atom- und Kernphysik wiederum, die in den letzten Jahren erzielt werden konnten, wären in vielen Fällen nicht möglich gewesen, wenn nicht die gut entwickelten Methoden der Atom- und Ionenstrahlphysik zur Verfügung gestanden hätten. Andererseits aber haben auch die erhöhten Anforderungen, die so in den letzten Jahren an die Experimentiertechnik gestellt wurden, ebenfalls anregend auf

die Weiterentwicklung der Versuchstechnik gewirkt und zu neuen Verfahren und Methoden geführt, die heute über ihr ursprüngliches Anwendungsgebiet hinaus von großer Bedeutung geworden sind. Zur Zeit ist auf dem Gebiet der Atom- und Ionenstrahlerzeugung ein gewisser technischer und methodischer Abschluß erreicht, während andererseits die Anwendungsmöglichkeiten sich noch in steigendem Maße erweitern. So erscheint der gegenwärtige Augenblick nicht ungünstig für eine kurze Übersicht über die Methode zur Erzeugung von Materiestrahlen gewählt. Es mag daher die Hoffnung ausgesprochen sein, daß durch dieses Büchlein das Erreichte weiter bekannt wird und damit vielleicht auch ein kleiner Beitrag geliefert werden kann für die weitere Entwicklung.

Berlin-Charlottenburg, im August 1939.

Hans Bomke.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vorwort	III
Einleitung	1
I. Ionenstrahlen	
a) Ionenquellen	
1. Ionen aus Glimmentladungen (Kanalstrahlen)	8
2. Ionenerzeugung durch Elektronenstoß	28
3. Ionenerzeugung mittels Funkenentladung	40
4. Ionen aus festen Oberflächen	41
5. Ionenerzeugung mittels Langmuireffekt	50
b) Beschleunigung von Ionen	
1. Einfache Nachbeschleunigung	53
2. Kaskadenrohrmethode	61
3. Erzeugung von hohen Ionenbeschleunigungen ohne Anwendung von extrem hohen Spannungen	73
4. Methoden zur Erzeugung höchster Spannungen	87
5. Massenspektrographen	94
II. Atomstrahlen	
a) Erzeugung von Atomstrahlen	
1. Thermische Erzeugung	109
2. Atomstrahlen aus Gasentladungen	115
3. Atomstrahlerzeugung durch Neutralisation von Ionenstrahlen	118
b) Geschwindigkeitshomogenisierung von Atomstrahlen	
1. Mechanische Geschwindigkeitsmonochromatoren	121
2. Magnetische Geschwindigkeitshomogenisierung	125
3. Homogenisierung durch Beugung an Kristallflächen	127
4. Atomstrahlmonochromatisierung durch Umladung	129

c) Nachweis von Atomstrahlen	Seite
1. Unmittelbare Strahlaufzeichnung	129
2. Messung der Wärmewirkung von Materiestrahlen	133
3. Nachweis von Atomstrahlen durch Druckmessung . . .	134
4. Atomstrahlmessungen mit Hilfe des Langmuir-Taylor- effektes	136
5. Intensitätsmessung durch Sekundärelektronenauslösung .	138
6. Intensitätsmessungen mittels Radiometer	139
Literaturverzeichnis	140
Bildquellenangabe	142
Namen- und Sachregister	143

Einleitung

Der Begriff der Strahlung hat sich historisch aus den Untersuchungen der Optik, zuerst der geometrischen, später der Wellenoptik, entwickelt. Nachdem im vorigen Jahrhundert die Undulationstheorie, später im besonderen die Maxwellsche elektromagnetische Lichttheorie allgemein anerkannt worden war, war es daher eine bemerkenswerte Feststellung, als 1859 von J. Plücker und eingehender 1869 von W. Hittorf gefunden wurde, daß unter geeigneten experimentellen Bedingungen, wie sie etwa bei elektrischen Entladungen im Vakuum vorliegen, die Materie eine Reihe von strahlungsartigen Eigenschaften annehmen kann. Es handelte sich bei diesen ersten Versuchen zunächst um die Kathodenstrahlen, von denen man bald (Crookes, Goldstein) erkannte, daß sie aus negativ geladenen materiellen Teilchen bestehen, die mit sehr hoher Geschwindigkeit von der Kathode ausgeschleudert werden und die sich im Vakuum, bei Fehlen äußerer elektrischer oder magnetischer Felder, geradlinig ausbreiten. Geeignet kombinierte Messungen der Ablenkung der Kathodenstrahlen in elektrischen und magnetischen Feldern ergaben die Möglichkeit, Geschwindigkeit und spezifische Ladung e/m der Teilchen zu messen (Kaufmann, J. J. Thomson, Wiechert). Dabei ergab sich bekanntlich, daß die Kathodenstrahlteilchen nicht aus den normalen Atomen der Materie bestehen, sondern eine neue Art von Teilchen sind, nämlich Atome der negativen Elektrizität oder, wie man sie seitdem allgemein nennt Elektronen. Die Ladung eines Elektrons beträgt bekanntlich $4,80 \cdot 10^{-10}$ elst. Einh., seine Masse $9,0 \cdot 10^{-22}$ g, den 1835. Teil der Masse des leichtesten chemischen Elementes, des Wasserstoffatoms. 1886 wurde ferner von E. Goldstein, ebenfalls beim Durchgang von elektrischen Entladungen durch ein stark evakuiertes Gefäß, eine andere, den Kathodenstrahlen in mancher Hinsicht ähnliche Strahlung entdeckt, die sich jedoch nicht von der Kathode fort, sondern auf dieselbe zu bewegt. Durch einen einfachen Kunstgriff konnte Goldstein diese Strahlen von den Kathodenstrahlen abtrennen und ungestört von den Vorgängen im Entladungsrohr beobachten, indem er eine feine

Bohrung in der Kathode anbrachte, durch welche die aus diesem Grunde Kanalstrahlen genannten Strahlen in den störungsfreien Raum hinter der Kathode treten können. Nachgewiesen werden die Kanalstrahlen, ähnlich wie Kathodenstrahlen, durch die beim Auftreffen auf geeignete feste Körper hervorgerufene Fluoreszenz, durch die Lichtanregung der von den Strahlen getroffenen Gasmoleküle im Entladungsrohr, durch die kinetische Energie der Teilchen, die beim Auftreffen auf feste Körper eine Erwärmung derselben bewirkt, durch die elektrische Ladung der Strahlpartikel usw. Die elektrische und magnetische Analyse der Kanalstrahlteilchen (W. Wien, J. J. Thomson) ergab, daß die Kanalstrahlen aus den im allgemeinen positiv geladenen Atomen der im Entladungsrohr befindlichen Gasart bestehen. Im näheren zeigt sich allerdings, daß, wie wir später genauer sehen werden, die Kanalstrahlen ziemlich komplex zusammengesetzt sind. Neben einer meist allerdings überwiegenden Zahl von einfach und mehrfach positiv geladenen Atomen und Molekülen kommen auch neutrale sowie, in sehr geringer Anzahl, auch negativ geladene Atome im Kanalstrahl vor. Obwohl die positiven Kanalstrahlteilchen bei allen Kanalstrahluntersuchungen die weitaus wichtigere Rolle spielten und auch heute bei allen Anwendungen der Kanalstrahlen praktisch allein von Bedeutung sind — J. J. Thomson und andere englische Autoren bezeichneten daher die Kanalstrahlen allgemein als positive rays —, ist die Ladung der Teilchen bei der Definition des Begriffs der Materiestrahlen ohne Bedeutung. Man versteht vielmehr unter Materiestrahlung allgemein einen Strom von, meist mit großer Geschwindigkeit, gebündelt und, im Vakuum, praktisch geradlinig fliegenden materiellen Teilchen, die neutral oder geladen sein können. Infolge des großen Massenunterschiedes, der zwischen Kathoden- oder Elektronenstrahlen und den aus normalen chemischen Atomen und Molekülen bestehenden Materiestrahlen besteht, hat es sich im Laufe der Entwicklung als zweckmäßig erwiesen, die Elektronenstrahlung als ein besonderes Spezialgebiet zu behandeln. Man bezeichnet daher heute als Materiestrahlen im besonderen nur die aus normalen Atomen oder Molekülen bestehenden Strahlungen, wobei sich die zweckmäßige Unterteilung aus dem Ladungszustand der Teilchen ergibt. Wir unterscheiden so im besonderen positive und negative Ionenstrahlen einerseits, Neutralteilchen- oder Atomstrahlung andererseits. Naturgemäß kann man noch eine weitere Unterteilung dadurch einführen, daß man unterscheidet, ob die Strahlteilchen als einfache Atome oder

als mehratomige Moleküle vorliegen. Wir werden jedoch auf diese weitere Unterteilung hier verzichten und im folgenden unter Ionenstrahlung alle geladenen atomaren oder molekularen Strahlen, unter Atomstrahlung alle neutralen Materiestralen verstehen, da ein grundsätzlicher Unterschied in der Wirkung und den Eigenschaften ein- und mehratomiger Strahlpartikel nicht besteht. Neben der Kanalstrahlmethode sind naturgemäß heute noch zahlreiche andere Methoden zur Erzeugung von Ionenstrahlen bekannt, auf die wir, ebenso wie auf die Kanalstrahlmethode, im weiteren genauer eingehen werden. Die zahlreichen Anwendungen, die die Ionenstrahlen in der Experimentalphysik gefunden haben und in noch immer steigendem Maße weiter finden, hier aufzuzählen, ist unmöglich, da auch eine knappe Behandlung aller Eigenschaften und Anwendungsmöglichkeiten der Ionenstrahlen bereits den Umfang eines kleinen Buches annimmt. Wir erwähnen hier nur, daß die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Ionenstrahlung und Materie ebenso wie die entsprechenden Untersuchungen an Elektronenstrahlen die wichtigsten Beiträge für die Entwicklung der modernen Vorstellungen der Atomphysik geliefert haben, wie beispielsweise die Untersuchungen über die Absorption und Streuung von Ionenstrahlen in Gasen und festen Körpern, die Untersuchungen über die Energieübertragung beim Stoß von Ionenstrahlen auf andere Atome und Moleküle, die Erscheinungen der Ionisation, der Umladung und der Anregung von Gasatomen durch Ionenstoß, die photographischen und chemischen Wirkungen, die Fluoreszenzauslösung und die Emission von Sekundärelektronen beim Auftreffen der Strahlen auf feste Körper usw. Von den Untersuchungen über die Lichtemission von Kanal- und Ionenstrahlen erwähnen wir im besonderen die Arbeiten von W. Wien, der an Kanalstrahlen die Dauer des Elementaraktes der Lichtemission messen und ferner, mittels sehr schneller Kanalstrahlen, die durch ein starkes Magnetfeld hindurchgeschossen wurden, eine wichtige elektrodynamische Konsequenz der Relativitätstheorie prüfen konnte, die Arbeiten von J. Stark, der den Doppler-Effekt des von Kanalstrahlen emittierten Lichtes sowie, mittels der klassischen Stark'schen Kanalstrahlmethode, das Analogon zum Zeeman-Effekt, die Aufspaltung von Spektrallinien durch hohe elektrische Felder (Stark-Effekt) auffand, schließlich den erst im vorigen Jahr (Ives) gelungenen experimentellen Nachweis des transversalen Doppler-Effektes, einer auf der relativistischen Massenveränderlichkeit beruhenden Erscheinung. Von den zahlreichen Anwendungen,

die die Ionenstrahlen als experimentelles Hilfsmittel in der modernen Physik finden, nennen wir nur die beiden allerwichtigsten, die Anwendung hochbeschleunigter Ionen zur Anregung und Zertrümmerung von Atomkernen, und die massenspektroskopische Analyse der Ionenstrahlen mittels elektrischer und magnetischer Ablenkfelder, die eine außerordentlich genaue Massenbestimmung der in dem Strahl vorhandenen Teilchen ermöglicht. Mittels des Massenspektrographen gelang so bekanntlich (J. J. Thomson, F. W. Aston) der Nachweis, daß im allgemeinen die chemischen Elemente Mischungen verschiedener, chemisch gleichartiger, aber im Atomgewicht unterschiedlicher Atome, der sogenannten Isotope, sind. Es konnte so festgestellt werden, daß die Atomgewichte der Isotope in erster Annäherung ganzzahlig sind, eine wichtige Stütze für die Anschauungen über den Aufbau der Atomkerne. Die in den letzten Jahren erzielte sehr hohe massenspektroskopische Meßgenauigkeit ermöglicht aber auch, die geringen Abweichungen der Isotopengewichte von der Ganzzahligkeit, die sogenannten Packungsdefekte, genau zu bestimmen, die das unmittelbare Maß sind für die Stabilität der verschiedenen Atomkerne und für die Energie, die bei der Umwandlung einer Atomart in eine andere aufgebracht werden muß. Das aktuellste Anwendungsgebiet der Ionenstrahlen ist naturgemäß die Atomkernphysik selbst. 1932 hatten Cockroft und Walton erstmalig mittels künstlich hochbeschleunigter Ionenstrahlen Atomkernumwandlungen hervorrufen können, nachdem schon 1919 Rutherford mittels der energiereichen natürlichen α -Strahlen des Radium C die Möglichkeit der Elementumwandlung nachgewiesen hatte. Heute ist die Zahl der durch Atomkernbeschießung hervorrufbaren Kernreaktionen bereits so groß, daß ihre Systematik ähnlich umfangreich zu werden beginnt wie die der Chemie. Diese großen Fortschritte der Kernphysik in den letzten Jahren wurden vor allem dadurch möglich, daß die mittels künstlicher Ionenbeschleunigung bei höchsten Spannungen erzielbaren Strahlintensitäten die Intensität der aus natürlich radioaktiven Strahlenquellen herstellbaren um viele Größenordnungen übertreffen, so daß jetzt auch Reaktionen untersucht werden können, bei denen wegen zu geringer Umwandlungsausbeute mit den schwachen natürlich-radioaktiven Strahlenquellen keine Ergebnisse erzielt werden konnten. Die heute mittels der modernen Höchstbeschleunigungsanlagen bei Spannungen von mehreren MV (Mega-, d. s. eine Millionen Volt) künstlich herstellbaren Ionenstrahlintensitäten kommen in ihrer Wirkung auf Atomkerne den natür-

lichen α - und γ -Strahlen von einigen hundert Kilogramm Radium gleich. Nur infolge dieses gewaltigen Intensitätsgewinns war so beispielsweise auch der Nachweis möglich, daß Atomkernumwandlungen, wenn auch mit verschwindend kleiner Ausbeute, bereits bei Energien stattfinden können, die ein bis zwei Größenordnungen unter dem nach der klassischen Theorie zu erwartenden Energiebetrag liegen. Die ersten Arbeiten über aus neutralen Atomen und Molekülen bestehende Strahlen waren weniger in die Augen fallend als die Untersuchungen an Kanal- und Ionenstrahlen. Es liegt dies daran, daß man einen solchen Atomstrahl bereits unter sehr einfachen, fast trivial erscheinenden Versuchsbedingungen beobachten kann und daß ferner zunächst keine Möglichkeit zu bestehen schien, an solchen Strahlen irgendwelche grundlegenden und für die moderne Physik wichtigen Versuche ausführen zu können. Einmal waren die Methoden zum Nachweis von Atomstrahlen noch sehr unempfindlich, sodann aber fehlte ja den Atomstrahlteilchen die elektrische Ladung, die es ermöglichte, die Ionenstrahlen beliebig zu beschleunigen, in elektrischen und magnetischen Feldern abzulenken und so näher zu analysieren. So war es verständlich, daß die ersten Untersuchungen an Atomstrahlen, die Versuche von Dunoyer sowie von M. und B. Knudsen, sich nur mit den verhältnismäßig speziellen und weniger beachteten Fragen der Gasströmung bei niedrigem Druck und im weiteren der experimentellen Prüfung gewisser Voraussetzungen der kinetischen Gastheorie beschäftigten. Durch die Experimente wurden jedoch die Voraussetzungen geschaffen, die es 1920 O. Stern und W. Gerlach ermöglichten, die Atomstrahlmethode zu einem wichtigen Hilfsmittel der modernen Physik zu erheben, welches an Bedeutung den Ionenstrahlen nicht viel nachsteht. Dieser Fortschritt wurde ermöglicht durch die Feststellung von Stern und Gerlach, daß auch neutrale Atome und Moleküle beim Passieren elektrischer oder magnetischer Felder meßbar abgelenkt werden können, wenn nur die benutzten Ablenkkfelder sehr stark inhomogen sind. Bereits in ihren ersten Arbeiten konnten Gerlach und Stern den Nachweis des magnetischen Momentes freier Atome sowie insbesondere den Nachweis der Richtungsquantelung, d. h. der räumlich gequantelten Einstellung dieser Atommomente in bezug auf ein äußeres Feld, erbringen und so ein außerordentlich wichtiges Problem der theoretischen Physik experimentell angreifen. Nach diesen ersten großen Erfolgen haben sich in der Folge auch zahlreiche andere Forscher den Atomstrahlunter-

suchungen zugewandt, so daß in wenigen Jahren eine Versuchstechnik geschaffen wurde, deren Meß- und Nachweismethoden zu den empfindlichsten und genauesten der Physik gehören. So gibt es heute Verfahren, von allen gewünschten Substanzen sowohl langsamste wie schnellste Atomstrahlen von homogener Geschwindigkeit herzustellen und mit einer Genauigkeit nachzuweisen, die an die berühmte spektroskopische Empfindlichkeit herankommt. Dem hohen Stande dieser Versuchstechnik entsprechend sind daher auch die Ergebnisse der Atomstrahlforschung bereits sehr zahlreich. Wir nennen hier nur einige der wichtigsten. Vor allem sind naturgemäß die von Stern und Gerlach eingeleiteten Untersuchungen über die Größe der atomaren magnetischen Momente an vielen Stellen, vor allem auch von Stern selbst und seiner Schule, mit größtem Erfolg fortgesetzt worden. Ferner sind mittels der Atomstrahlmethode, indem an Stelle eines inhomogenen Magnetfeldes ein sehr stark inhomogenes elektrisches Feld verwendet wurde, auch die elektrischen Momente, die viele Atome und Moleküle aufweisen, gemessen worden, für aus einfachen Atomen bestehende Strahlen von Meissner, Scheffers und Stark, für molekulare Atomstrahlen von Estermann, Frisch, Stern und Wrede. Sehr wichtig ist in den letzten Jahren die Atomstrahlmethode ferner zur Bestimmung des mechanischen Drehimpulses und des magnetischen Momentes der Atomkerne geworden (Rabi, Kellogg, Stern). Die Atomstrahlmethode ist hier besonders wichtig, weil sie gerade in den Fällen genaue Messungen des magnetischen Kernmomentes zuläßt, in denen die sonst meist angewandte optische Methode der Hyperfeinstrukturuntersuchung versagt. Zahlreich sind die weiteren atomphysikalischen, die thermodynamischen und die physikalisch-chemischen Fragestellungen, zu deren Lösung man die Atomstrahlmethoden verwenden kann. Die thermische Geschwindigkeit von Gasmolekülen kann mittels der Methoden der Atomstrahlphysik unmittelbar gemessen, das Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilungsgesetz sowie weitere Annahmen der kinetischen Gastheorie nachgeprüft, die Beugung der langsam bewegten Atomen zugeordneten de Broglieschen Materiewellen an Kristallgittern kann verifiziert (Stern, Estermann, Frisch), Dissoziationswärmen und Dissoziationsgrade können bestimmt werden usw. Auch für die Isotopenforschung ist die Atomstrahlmethode bereits mit Vorteil verwandt worden. Für andere Anwendungen der Atomstrahlmethode ist es von Bedeutung, daß im Atomstrahl die Atome unter völlig definierten Versuchsbedingungen und frei von äußeren

Störungen untersucht werden können. Dies ermöglicht auch solche Effekte zu beobachten, die wegen ihrer sehr geringen Größe unter normalen Versuchsbedingungen durch äußere Störungen vollkommen überdeckt werden. Hierher gehört beispielsweise der Nachweis des Strahlungsrückstoßes an freien, Licht absorbierenden oder emittierenden Atomen (Frisch). Ein Licht emittierender Atomstrahl, der senkrecht zur Strahlrichtung beobachtet wird, hat in dieser Richtung keine Bewegungskomponente und demzufolge keinen Doppler-Effekt des von ihm ausgestrahlten Lichtes. Die Spektrallinien einer solchen Lichtquelle sind daher sehr viel schärfer als die einer normalen Lichtquelle, bei welcher die Linien stets eine der Temperatur der leuchtenden Atome entsprechende Doppler-Verbreiterung zeigen. Verschiedene wichtige Untersuchungen über Feinstruktur und Linienform von Spektrallinien (Jackson, Kuhn, Minkowski) sowie sehr genaue Festlegungen von spektroskopischen Standardwellenlängen (K. W. Meissner) konnten auf diese Weise ausgeführt werden. Bereits aus diesem sehr gedrängten Überblick über die hauptsächlichsten Anwendungsgebiete der Atom- und Ionenstrahlen geht die außerordentliche Bedeutung dieser beiden modernen experimentellen Methoden für die gegenwärtige Physik deutlich hervor. In den nachfolgenden Kapiteln, in denen wir im näheren die Verfahren zur Erzeugung von Atom- und Ionenstrahlen für die verschiedenen Anwendungszwecke kennenlernen, werden wir sehen, daß bei allen schon erzielten großen Erfolgen doch manche der Verfahren noch weiter in der Entwicklung und zum Teil noch kaum benutzt sind, so daß sicher anzunehmen ist, daß zu den hier angeführten Erfolgen der Atom- und Ionenstrahlphysik in wenigen Jahren weitere große Erfolge hinzugekommen sein werden.

I. Ionenstrahlen

a) Ionenquellen

1. Ionen aus Glimmentladungen (Kanalstrahlen). Die älteste Methode der Ionenerzeugung, die Kanalstrahlmethode, ist auch heute noch ein wichtiges und viel verwendetes Verfahren zur Erzeugung von mittelschnellen und schnellen Ionenstrahlen. Ein zur Erzeugung von Kanalstrahlen dienendes Kanalstrahlrohr ist im wesentlichen ein Gasentladungsrohr, in dem bei bestimmtem Gasdruck und dementsprechender Entladungsspannung eine Art Glimmentladung aufrechterhalten wird. Durch geeignete Formgebung des Entladungsrohres, vor allem durch Anbringung einer nicht zu weiten Öffnung, des Kanals, in der Kathode des Entladungsrohres wird erreicht, daß ein Teil der in der Entladung entstehenden, auf die Kathode zu fliegenden positiven Ionen aus dem Entladungsraum in den hinter der Kathode gelegenen feldfreien Raum gelangt und dort weiter untersucht werden kann. Die Kanalstrahlentladung als eine besondere Art der Glimmentladung gehört damit zu der Gruppe der raumladungsbeschwerten Entladungen, zu der außer den verschiedenen Formen der Glimmentladung vor allem auch die Bogenentladung zählt. Bei dieser Gruppe von Gasentladungen wird das elektrische Feld zwischen den Elektroden nicht nur (wie bei den raumladungsfreien Townsend-Entladungen) durch die auf den Elektroden sitzenden Oberflächenladungen bestimmt, sondern vielmehr sehr wesentlich durch die in der Entladungsbahn befindlichen Raumladungen der Ladungsträger beeinflusst, die sich in bestimmten Gebieten der Entladungsbahn anhäufen. Innerhalb der raumladungsbeschwerten Entladungsformen ergibt sich eine weitere Einteilung aus der Betrachtung der Vorgänge an der Kathode. Erhitzt sich die Kathode im Betrieb so stark, daß sie als Glühelktronenquelle wirkt, so erhält man die bekannte Bogenentladung. Im anderen Falle, bei Glimmentladung, bleibt die Kathode kalt (wenigstens unter einer zur thermischen Elektronenemission ausreichenden Temperatur), so daß hier die Entladungsträger lediglich durch Elektronen- und Ionenstoß im Gasraum und an den Elektroden gebildet werden können. Die wesentlichen Teile

einer gewöhnlichen Glimmentladung erkennt man leicht bei Betrachtung einer bei mäßigem Druck in einem zylindrischen Gefäß stattfindenden Glimmentladung. Unmittelbar vor der Kathode liegt die erste Kathodenschicht, die als diffuse dünne Lichthaut auf der Kathode aufliegt, an diese anschließend ein als Hittorf-Crookescher Dunkelraum bezeichnetes nichtleuchtendes Gebiet, danach, mit ziemlich scharfer Grenze an den Hittorf-Crookeschen Dunkelraum anschließend, das nach der Anodenseite zu allmählich verblassende negative Glimmlicht. Hinter diesem negativen Glimmlicht folgt ein zweites lichtloses Gebiet, der Faradaysche Dunkelraum, an den sich schließlich wieder ein stark leuchtendes und sich bis zur Anode erstreckendes Gebiet, das man als positive Säule bezeichnet, anschließt. Unter Umständen kann vor der Anode noch ein sogenannter anodischer Dunkelraum liegen, wobei dann die Anode selbst wieder von einem „anodischen Glimmlicht“ bedeckt ist. Es zeigt sich jedoch, daß zur Aufrechterhaltung einer Glimmentladung nicht sämtliche der aufgeführten Teile der Glimmentladung vorhanden sein müssen, sondern daß man beispielsweise leicht, durch genügende Verkleinerung des Elektrodenabstandes oder auch durch Erniedrigung des Gasdruckes, das Gebiet der positiven Säule ganz zum Verschwinden bringen kann. Ebenso können durch geeignete Maßnahmen auch verschiedene andere Glimmentladungsteile vollkommen unterdrückt werden, ohne daß der Charakter der Glimmentladung verloren geht. Notwendig für das Bestehen der Glimmentladungsform erweist sich nur das Vorhandensein der ersten Kathodenschicht, des Hittorf-Crookeschen Dunkelraumes sowie wenigstens eines Teiles des negativen Glimmlichtes. Diesen Zustand der Glimmentladung beobachtet man, wenn man in einem mit zwei flachen, einander gegenüberstehenden, scheibenförmigen Elektroden versehenen zylindrischen Entladungsgefäß den Gasdruck allmählich erniedrigt und die zur Aufrechterhaltung der Entladung notwendige Spannung entsprechend erhöht. Man findet dann, daß der Hittorf-Crookesche Dunkelraum, der bei einem Gasdruck von 1 Torr eine Länge von etwa 10 mm aufweist, sich umgekehrt proportional dem Gasdruck vergrößert, wobei das negative Glimmlicht auf die Anode zu wandert und dabei mehr und mehr diffus wird. Wenn bei genügend niedrigem Gasdruck schließlich dieses negative Glimmlicht die Anode erreicht hat, ist es fast völlig verblaßt und kaum noch zu beobachten. Die erste Kathodenschicht, die bei höherem Gasdruck die gesamte Kathodenfläche gleichmäßig als dünne, eng aufliegende

Schicht bedeckt hatte, hat sich jetzt auf die Kathodenmitte zusammengezogen und zugleich in der Achsenrichtung des Entladungsgefäßes auf eine Strecke von mehreren Zentimetern nach der Anode zu ausgedehnt. Diese Zusammenschnürung und strahlenförmige Bündelung der ersten Kathodenschicht, die bei dem für die Erzeugung von Kanalstrahlen benutzten niedrigen Gasdruck und der entsprechend hohen Entladungsspannung von 5 bis 10 kV sehr ausgeprägt ist, bezeichnet man in der Kanalstrahlphysik sehr treffend als Pinsel.

Um den Kanalstrahl zu erhalten, ist es nur notwendig, in der Kathode an der Auftreffstelle des Pinsels, d. h. in der Kathodenmitte, eine nicht zu weite Bohrung anzubringen, durch welche die in der Entladung hochbeschleunigten Ionen hindurchfliegen können, um so hinter der Kathode den Kanalstrahl zu bilden. Die für den Vorgang der Kanalstrahlentladung so wichtige Pinselbildung ist bereits seit den grundlegenden Arbeiten von W. Wien bekannt und seitdem oftmals untersucht worden, doch konnte ihr Wesen erst durch sehr systematische Untersuchungen zur Frage der Gasentladungen bei hohen Spannungen, die in den letzten Jahren im Hinblick auf die Entwicklung von für die Zwecke der Atomkernphysik benötigten hochleistungsfähigen Ionenquellen angestellt wurden, befriedigend geklärt werden. Auch die früheren Untersuchungen über die Kanalstrahlentladung hatten bereits ein sehr umfangreiches empirisches Material, insbesondere über die Abhängigkeit der Kanalstrahlintensität von den Betriebsbedingungen und der geometrischen Anordnung des Entladungsrohres, ergeben, doch waren derartige Angaben der undurchsichtigen Versuchsbedingungen wegen meist schwer miteinander vergleichbar und oft im völligen Widerspruch zueinander. Immerhin zeigten sich gewisse empirische Gesetzmäßigkeiten bei allen derartigen Untersuchungen als qualitativ gültig. Variiert man den Gasdruck in einem Intervall von 1 bis 10^{-2} Torr, so zeigt sich für alle in Frage kommenden Gase, wie Wasserstoff, Helium, Argon, Sauerstoff und Stickstoff, qualitativ dieselbe Erscheinung, nämlich ein angenähert hyperbolischer Anstieg der Intensität des hinter der Kathode gemessenen Kanalstrahls mit abnehmendem Gasdruck. Bis zu einem Entladungsdruck von etwa 0,3 Torr herab ist die Kathode gleichmäßig von der ersten Kathodenschicht bedeckt, bei niedrigerem Druck beginnt die Ausbildung des Pinsels. Bezüglich der Abhängigkeit der Kanalstrahlintensität von der Stromstärke im Entladungsrohr geben die Autoren meist für das

hier in Rede stehende Druckgebiet angenähert lineare Proportionalität an, jedoch ist dies nur bei Einhaltung gewisser Versuchsbedingungen zutreffend. Lineare Proportionalität besteht weiter zwischen Kanalstrahlintensität und Kanalquerschnitt, sofern der Kanaldurchmesser geringer ist als der Querschnitt des Pinsels. Wird bei sehr niedrigem Gasdruck und entsprechend hoher Entladungsspannung gearbeitet, so daß der Pinsel kleiner als die Bohrung des Kanals wird, so werden die eben genannten Zusammenhänge sehr kompliziert und vor allem stark von den Versuchsbedingungen abhängig. Nach Versuchen von Aston sowie Gerthsen, die von anderen Forschern bestätigt wurden, ergibt sich bei einer Entladungsspannung von 30 kV und einer Entladungsstromstärke von 1 mA für Wasserstoffkanalstrahlen, daß die Kanalstrahlintensität ungefähr mit der vierten Potenz des Kanaldurchmessers und umgekehrt proportional mit der Länge des Kanals zunimmt, falls der Kanaldurchmesser einige Millimeter beträgt. Besonders wichtig bei Verwendung von Betriebsspannungen von 20 kV und mehr ist, daß der dann sehr scharf und schmal ausgebildete Pinsel auch tatsächlich auf die Kanalbohrung trifft, weshalb neuerdings von verschiedenen Autoren Kanalstrahlröhren mit von außen während des Betriebes nachzentrierbarer Kathode konstruiert worden sind. Solche Versuche ergaben insbesondere, daß es zur Erzielung eines intensiven Kanalstrahles am vorteilhaftesten ist, im Entladungsrohr den Gasdruck gering und die Betriebsspannung hoch zu machen (am besten ein Gasdruck von nur etwa 10^{-3} Torr), da bei höherem Druck mit steigender Betriebsspannung der Gesamtstrom viel stärker zunimmt als die Kanalstrahlintensität, während bei niedrigem Gasdruck Gesamtstrom- und Kanalstrahlanstieg vergleichbar werden. Sehr genau sind die Zusammenhänge zwischen Kanalstrahlausbeute und Betriebsbedingungen neuerdings von Seemann und Orban sowie vor allem von Hailer untersucht worden, wobei vor allem die Arbeiten von Hailer sehr wesentlich zur weiteren Aufklärung der Erscheinungen in der Kanalstrahlentladung beitragen. Die Erzeugung von Ladungsträgern in einer Glimmentladung kann grundsätzlich auf dreifache Weise vor sich gehen, nämlich in der Form, daß 1. im Gasraum durch Elektronenstoß aus neutralen Gasmolekülen Ionen erzeugt werden, 2. die Ionen durch den Stoß von positiven Ionen auf neutrale Gasatome erzeugt werden, 3. die auf die Kathode auftreffenden positiven Ionen dort Sekundärelektronen auslösen. Nach dem Vorgang von Townsend, von dem die grundlegende Theorie der Gasentladungen stammt, bezeichnet

man mit α die mittlere Zahl der von einem Elektron auf einem Wege von 1 cm im Gasraum erzeugten Ionenpaare, entsprechend mit β die im Mittel von einem positiven Ion auf 1 cm Wegstrecke erzeugte Anzahl Ionenpaare, und mit γ die mittlere Zahl der je auf die Kathode auftreffendes positives Ion gebildeten Sekundärelektronen. Beim Stoß eines Elektrons auf ein Atom wird die gesamte kinetische Energie des Elektrons für die Anregung bzw. Ionisation des Atoms verfügbar, dagegen beim Ionenstoß nur ein sehr geringer Bruchteil der kinetischen Energie des Ions, z. B. bei der Ionisation durch Protonenstoß nur etwa der 450. Teil der Protonenenergie. Da infolgedessen die Einsatzspannungen für die Ionisation durch Ionenstoß um zwei bis drei Größenordnungen höher liegen als für die Ionisation durch Elektronenstoß, werden im allgemeinen in einer Glimmentladung die β -Prozesse überhaupt nicht auftreten. Da zur Aufrechterhaltung jeder selbständigen Gasentladung jeder von der einen zur anderen Elektrode gelangende Ladungsträger unter Einbeziehung aller Zwischenprozesse und Zwischenverluste auf seinem Wege gerade wieder einen neuen gleichwertigen Ladungsträger erzeugen muß, im Falle der einfachen Glimmentladung also wegen des Fehlens von β -Prozessen jedes Elektron im Gasraum durch Stoß soviel positive Ionen erzeugen muß, wie im Mittel an der Kathode zur Erzeugung eines Sekundärelektrons benötigt werden, so ergibt sich für die Glimmentladung die bekannte Stabilitätsbedingung

$$\alpha \cdot d = \ln(1 + 1/\gamma),$$

in der d die Entfernung zwischen Kathode und Anode, α und γ die oben definierten Maßzahlen für die Ionisation durch Elektronenstoß im Gasraum und für die Auslösung von Sekundärelektronen an der Kathode bedeuten. Unter der Annahme, daß auch bei der Kanalstrahlentladung bei Spannungen von mehreren kV dieser für die Glimmentladung bei niedrigen Spannungen bestens bestätigte Mechanismus gültig bleibt, haben verschiedene Forscher, in der letzten Zeit vor allem Seemann und Orban, eine Theorie der Kanalstrahlentladung mit ihren verschiedenen besonderen Eigenschaften, wie vor allem der Pinselbildung, zu geben versucht. Obwohl auf Grund der Gedankengänge und Untersuchungen dieser Forscher sehr brauchbare und leistungsfähige Kanalstrahlrohrtypen entwickelt werden konnten, scheint es doch nicht angängig, bei dem im Kanalstrahlrohr benutzten hohen Entladungsspannungen die Ionisation durch Ionenstoß, d. h. die β -Prozesse, völlig außer acht zu

lassen, wie durch neuere Untersuchungen, die vor allem von Hailer durchgeführt wurden, einwandfrei gezeigt werden konnte. Wäre nämlich der Ionisationsmechanismus im Gasraum bei der Kanalstrahlentladung im wesentlichen nur durch Elektronenstöße bedingt, dann müßte jede Erhöhung der Elektronenemission der Kathode (etwa durch Verwendung einer Glühkathode) und ebenso jede Verlängerung des wirksamen Elektronenweges im Gase (etwa durch Aufwickeln der Elektronenbahnen zu Spiralbahnen mittels eines Magnetfeldes) zu einer Erhöhung der Kanalstrahlausbeute führen, was jedoch nach den Hailerschen Versuchen keineswegs der Fall ist. Es zeigt sich vielmehr deutlich, daß der Ionenstrahl des Kanalstrahlpinsels seine Entstehung einem von der Sekundärelektronenemission der Kathode gänzlich unabhängigen Vorgang verdankt. Man erkennt dies am besten aus dem in der Abb. 1 wiedergegebenen Versuch Hailers, bei welchem die Kathode nicht, wie sonst üblich, senkrecht zur Rohrachse und parallel zur Anodenoberfläche, sondern gegen dieselbe um 45° geneigt war. Man beobachtet dann die aus der Abbildung ersichtliche Form des Pinsels, der in der Achse des Entladungsrohres entsteht, aber bei Annäherung an die Kathode entsprechend dem durch die schräge Kathode bedingten Abbiegen

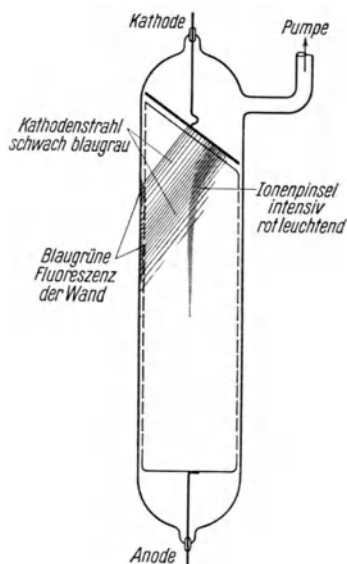


Abb. 1. Entladungsrohr mit geneigter Kathode zum Nachweis der Unabhängigkeit der Pinselbildung im Kanalstrahl von den Vorgängen an der Kathode

des elektrischen Feldes seitlich abweicht und völlig exzentrisch auf die Kathode auftrifft. Auf dem Wege des Pinsels zur Kathode entstehen durch Umladung auch zahlreiche schnelle Neutralteilchen, die naturgemäß nach der Neutralisation dem Felde nicht mehr folgen und daher geradlinig auf die Kathode weiterfliegen. Diese Teilchen lösen auf der Kathode auf einem größeren Gebiet Sekundärelektronen aus, die von der Kathode als Kathodenstrahlen emittiert werden und durch die Glasfluoreszenz an der der Kathode gegen-

überliegenden Rohrwandung leicht nachgewiesen werden können. Wie man deutlich sieht, legen die an der Kathode durch Ionen- und Atomstoß erzeugten sekundären Elektronen einen ganz anderen Weg zurück als die positiven Ionen, der von dem Kanalstrahlpinsel völlig unabhängig ist, und können daher auf keinen Fall für die Entstehung des Ionenpinsels verantwortlich sein. Auch verschiedene andere Tatsachen, beispielsweise der Umstand, daß Kanalstrahlentladungen bei höheren Spannungen, im Gegensatz zur gewöhnlichen Glimmentladung bei niedrigeren Spannungen, keine fallende,

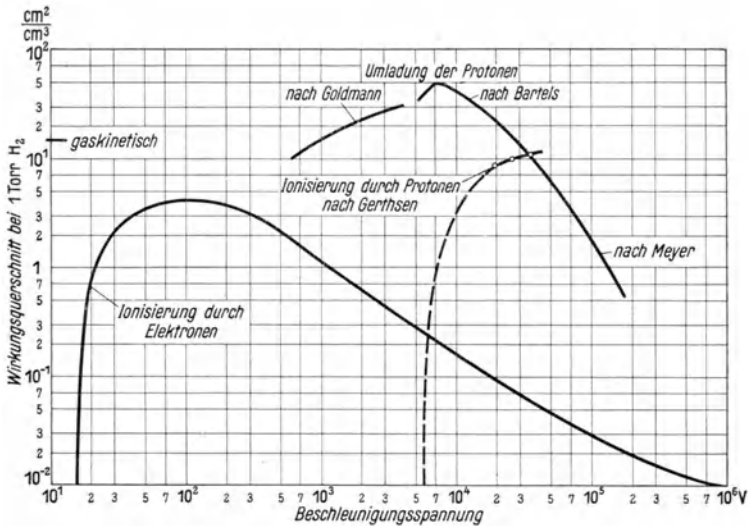


Abb. 2. Wirkungsquerschnitte von Wasserstoffmolekülen gegenüber Protonen und Elektronen

sondern eine steigende Charakteristik aufweisen, deuten darauf hin, daß der Entladungsmechanismus in der für niedrigen Gasdruck und hohe Entladungsspannungen charakteristischen Kanalstrahlentladung in einem wichtigen Punkte von der einfachen Glimmentladung abweicht. Die Hailerschen Versuche haben bewiesen, daß in der Kanalstrahlentladung die Ionen in der Hauptsache nicht erst durch γ -Prozeß an der Kathode, sondern vielmehr durch einen in der einfachen Glimmentladung bei niedrigeren Spannungen nicht vorkommenden anderen Prozeß im Gasraum erzeugt werden. Es liegt also nahe, mit Hailer hierfür den schon eingangs erwähnten β -Prozeß

verantwortlich zu machen, zumal die genauere Diskussion der Verhältnisse beim Ionenstoß zeigt, daß bei den in Kanalstrahlröhren bei niedrigem Gasdruck benutzten Entladungsspannungen die kinetische Energie der Ionen völlig ausreichend ist, um durch Ionenstoß reichlich Elektronen zu bilden. Man erkennt dies auch deutlich aus der Abb. 2, in der für molekularen Wasserstoff der Verlauf der Ionisationswirkungsquerschnitte für Elektronen- und für Protonenstoß dargestellt ist (der außerdem in der Abbildung enthaltene Verlauf des Umladequerschnittes von Protonen möge hier nicht betrachtet werden).

Wie man sieht, hat die Ionisierungsfunktion für Elektronenstoß ein Maximum bei etwa 100 Volt und nimmt bei höheren Spannungen erheblich ab, während die Ionisation durch Protonenstoß erst bei Spannungen von etwa 5 kV einsetzt, um dann aber mit weiterem Spannungsanstieg steil anzusteigen (das Maximum der Ionisierungskurve bei Protonenstoß wird erst bei Protonenenergien von etwa 300 kV erreicht). Wenn man also eine Kanalstrahlröhre, wie üblich, mit einer Entladungsspannung von 8 bis 10 kV betreibt, so wird wegen der statistischen Schwankungen der freien Weglängen ein erheblicher Teil der Ionen Spannungsunterschiede von mehr als 5 bis 6 kV durchlaufen können und damit, wie aus der Kurvendarstellung ersichtlich, bereits eine in die Größenordnung der Ionisation durch Elektronenstoß (bei derselben Spannung) fallende Ionisationsausbeute ergeben. Der Wert der hier berichteten neuen Erkenntnisse besteht nicht nur darin, daß dadurch die Frage der Kanalstrahlentladung in den wesentlichen Zügen geklärt erscheint, sondern vor allem auch darin, daß sich so neue wichtige Gesichtspunkte für die Konstruktion von hochleistungsfähigen Kanalstrahlröhren ergeben, wie wir weiter unten noch sehen werden. Die Frage der vorteilhaftesten Formgebung von Kanalstrahlröhren war schon frühzeitig von verschiedenen Forschern (W. Wien, J. J. Thomson, Aston) untersucht worden, jedoch ergab sich, solange man nur verhältnismäßig sehr kleine Entladungsstromstärken und auch nicht zu hohe Entladungsspannungen (etwa 10 bis 15 kV) anwandte, daß die besondere Form und Art der Rohrkonstruktion nur von geringem Einfluß auf die erzielbare Kanalstrahlausbeute war. Zwei Formen, die für Spannungen von 10 bis 20 kV sehr gut brauchbar sind und bei Entladungsströmen von einigen mA Dauerbetrieb vertragen, werden bis heute viel benutzt. Wenn man, wie vor allem für die Zwecke der Kernphysik, sehr viel größere Ionenstrahlintensitäten

verlangt, so muß man andere Formen anwenden, auf die wir anschließend zu sprechen kommen werden. Bei der einen Konstruktionsform des normalen Kanalstrahlrohres, wie wir es hier zunächst behandeln wollen, besteht der Körper des zweckmäßig zylindrisch gestalteten Entladungsgefäßes aus einem isolierenden Material wie Glas, Quarz oder Porzellan. Röhrentypen dieser Art sind meist für optische und massenspektroskopische Untersuchungen an mittelschnellen Kanalstrahlen benutzt worden. Als typisches Beispiel ist in der Abb. 3 die von Gerthsen bei zahlreichen Untersuchungen über den Ionenstoß benutzte Form wiedergegeben. Das Entladungsröhr hat einen zylindrischen Hartglasrohrkörper von etwa 50 cm Länge und 5 cm Durchmesser. Die Anode a ist hier als kurzer, in einem seitlichen Ansatz sitzender Wolframstab ausgebildet, doch ist

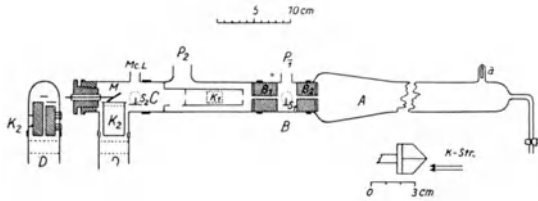


Abb. 3. Wiensches Kanalstrahlrohr mit Gastrennvorrichtung (nach Gerthsen)

ihre Form und Anordnung bei dem hier in Rede stehenden Rohrtyp innerhalb weiter Grenzen unwesentlich. Die Kathode besteht, im Hinblick auf die bei diesem Metall sehr geringe Kathodenzerstäubung, aus einem Aluminiumblock von 2 bis 3 cm Durchmesser und etwa 1,5 cm Höhe, durch den koaxial der Kanal geführt ist, der einen Durchmesser von 1,5 bis 2 mm besitzt. Etwa 1 cm von der Hinterwand dieses Kathodenblocks entfernt befindet sich ein zweiter, gleich großer Aluminiumblock mit einem zweiten, eventuell etwas größeren Kanal. Beide Metallblöcke sind leitend miteinander verbunden, so daß der Kanalstrahl nach Eintritt in den ersten Kanal sich ständig in einem feldfreien Raum bewegt. Das Gas wird in das Entladungsgefäß durch ein gegenüber der Kathode angebrachtes Ansatzrohr eingelassen, welches über eine enge Kapillare zu einem mit Gas von geeignetem Druck gefüllten Vorratsgefäß führt. Aus dem Entladungsraum strömt das Gas durch den ersten Kanal hindurch in den zwischen den beiden Kathodenblöcken B_1 und B_2 befindlichen Raum und wird dort mittels der Pumpe P_1 abgepumpt. Der

Kanalstrahl gelangt dann nach Passieren des zweiten Kanals in das eigentliche Untersuchungsgefäß C , welches mittels der starken Pumpe P_2 , die unabhängig von P_1 arbeitet, hoch evakuiert werden kann. Diese vielfach benutzte Anordnung, welche die beiden alten Wienschen Verfahren der Durchströmmethode und der Gastrennmethode vereinigt, hat den für viele Untersuchungen an Kanalstrahlen sehr wichtigen Vorteil vor einfacheren Anordnungen mit nur einem Kanal, daß man das Vakuum im Untersuchungsraum völlig unabhängig von dem im Kanalstrahlrohr benötigten Entladungsdruck einstellen kann. Beispielsweise kann man so im Untersuchungsraum bestes Vakuum erzielen (für die Untersuchung des Abklingleuchtens oder für die Nachbeschleunigung der Kanalstrahlen mit sehr hohen Spannungen), oder man kann auch in den Untersuchungsraum ein anderes Gas einfüllen wie in den Entladungsraum, ohne daß die beiden Gasarten sich mischen können (z. B. bei Untersuchungen der Lichtanregung durch Kanalstrahlen). Kanalstrahlröhren von der beschriebenen Art können bei Entladungsstromstärken von nicht mehr als etwa 1 mA bis zu Entladungsspannungen von max. 35 kV im langstündigen Betrieb benutzt werden, ohne daß besondere Kühlvorrichtungen an den Elektroden nötig wären. Gegebenenfalls muß man allerdings schon das Entladungsrohr von außen durch Anblasen mit einem kräftigen Luftstrom kühlen. Bei höheren Stromstärken und Entladungsspannungen ist auf jeden Fall die Verwendung einer Wasserkühlung der Elektroden, zumindest der Kathode, notwendig. Frerichs und der Verfasser verwendeten so bei einer Reihe von Arbeiten über die Lichtemission von Kanalstrahlen ein derartiges leistungsfähiges Kanalstrahlrohr, daß aus einem etwa 70 cm langen Quarzrohr von 4 cm Innendurchmesser und 5 mm Wandstärke bestand. Die Kathode des Rohres bestand aus einem Messingblock, der durch ein eingebautes Rohrsystem mit Wasser gekühlt wurde. Der Messingblock ist als konischer Schliff ausgebildet und wird in der an diesem Ende ebenfalls konisch geschliffenen Quarzröhre mit Pizein verkittet. Die Kittstelle und die ihr benachbarten Rohrteile werden im Betrieb von außen von Kühlwasser umspült. Auf der in das Entladungsrohr hineinragenden Stirnseite des Messingblocks ist, als eigentliche Kathode, ein etwa 5 mm starkes Aluminiumblech aufgelegt. Als Anode wird zweckmäßig eine dünne Tantal- oder Molybdänblechscheibe verwendet, die mittels dünner Wolframdrähte an der in das Quarzrohr eingekitteten Anodendurchführung befestigt ist.

Eine besondere Anodenkühlung ist im allgemeinen nicht notwendig, da dieselbe sich ohne Schaden bis zur Rot- oder Gelbglut erhitzen kann und dann die Strahlungskühlung völlig ausreichend ist. Gegebenenfalls muß man dabei, um ein Erweichen dieser Kittstelle zu verhindern, dieselbe von außen durch einen Luftstrom oder durch eine kleine (isoliert anzubringende) Wasserkühlung schwach kühlen. Der beschriebene Röhrentyp arbeitet sehr kontinuierlich und sicher und kann bis zu etwa 35 bis 40 kV im Dauerbetrieb bei Strömen bis

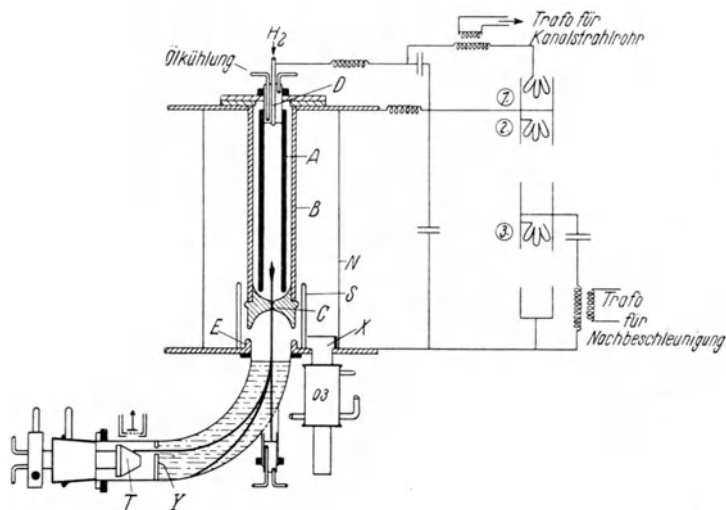


Abb. 4. Ganzmetallkanalstrahlrohr nach Rutherford-Oliphant

zu 10 mA verwendet werden. Eine in der Konstruktion völlig abweichende und dabei sehr leistungsfähige Kanalstrahlquelle haben vor einigen Jahren (1934) Oliphant und Rutherford als Ionenquelle für Atomzertrümmerungsanlagen entwickelt. Die Konstruktion, die in der Folge mit nur geringfügigen Abwandlungen in zahlreichen Laboratorien verwendet worden ist, ist in der Abb. 4 dargestellt. Es handelt sich, wie man erkennt, um ein sogenanntes Ganzmetallrohr, d. h. um ein Entladungsrohr, das soweit wie möglich aus Metallteilen besteht und dessen der Entladung ausgesetzte Innenräume insbesondere vollkommen aus Metall bestehen. Die Kathode des Rohres besteht aus dem Stahlzylinder *B*, der bei einem

Durchmesser von 12 cm eine Länge von 1 m hat, und trägt an ihrem unteren Ende den mit der Kanalbohrung C versehenen, in der Abbildung schraffiert gezeichneten Stahlblock. Auch die Anode A besteht aus einem Stahlzylinder, der konzentrisch in den Kathodenzylinder B hineinhängt, derart, daß zwischen den beiden Zylinderwänden ein freier Zwischenraum von 4 mm bleibt. Oben ist der Anodenzylinder mittels eines durch einen zirkulierenden Ölstrom gekühlten Metallblocks abgeschlossen, an dem auch die Gaszuleitung D angebracht ist. Der kathodische Zylinder ist mit seinem oberen Rande an einer starken Metallplatte befestigt, die als Abschluß auf dem weiten Glaszylinder N aufliegt. Der Anodenzylinder wird unter Zwischenlegung eines isolierenden Glasringes, der auf der kathodischen Metallplatte aufliegt, in den Kathodenzylinder eingehängt. Die weiteren, im unteren Teil der Abbildung sichtbaren Teile der Apparatur brauchen hier nicht beachtet werden, da sie nicht zu dem eigentlichen Kanalstrahlrohr gehören, sondern, wie wir später noch ausführen werden, zur Nachbeschleunigung und zur magnetischen Monochromatisierung der aus dem Kanal C austretenden Kanalstrahlteilchen dienen. Die Anlage wird mit Hilfe einer starken, an der Pumpleitung X sitzenden Öldiffusionspumpe evakuiert. Wesentlich für die Wirkungsweise dieses ganzmetallischen Entladungsrohrtyps ist, daß der Abstand zwischen der Außenseite des Anodenzylinders und der Innenwandung des kathodischen Zylinders nicht mehr als etwa 4 mm beträgt, also klein ist im Vergleich zu der freien Gasweglänge bei den benutzten Entladungsdrücken. Es kann sich somit an diesen Stellen keine Entladung ausbilden, sondern vielmehr nur zwischen dem Innern des Anodenzylinders und dem der Anodenöffnung unten gegenüberstehenden Kathodenstück, welches die Kanalbohrung C trägt. Da die Entladung somit nur in einem Raum erfolgen kann, der vollkommen von Metallwänden umschlossen ist, werden hier alle Störungsmöglichkeiten vermieden, die bei Verwendung isolierender Wände im Entladungsraum sich aus Wandaufladungen, Leitendwerden des Glases infolge Kathodenzerstäubung der Elektroden usw. ergeben können. Ein weiterer Vorteil des Ganzmetallrohres ist die sehr große Belastbarkeit, die möglich ist, weil einmal bei dieser Konstruktion die Kathode wie die Anode leicht sehr wirksam gekühlt werden können, andererseits wegen der großen Länge des Anodenzylinders die Oberflächenbelastung der Anode auch bei stärkerer Leistung nicht hoch ist. Ein gewisser Nachteil dieser wie überhaupt aller,

größere Metallmassen enthaltenden Entladungsrohre ist die ziemlich erhebliche Gasabgabe der Metallteile in der ersten Zeit des Betriebes. Ferner treten, vor allem bei hohen Betriebsspannungen, an den Stellen, an welchen Anode und Kathode zwecks Verhinderung unerwünschter Entladungen eng benachbart sein müssen, wegen der dort herrschenden hohen elektrischen Felder leicht autoelektronische Entladungen auf, vor allem, wenn die wirksame Feldstärke an diesen Stellen durch an der Metalloberfläche oft vorhandene feine Spitzen noch vergrößert wird. Das beschriebene Rutherford-Oliphant-sche Ganzmetallrohr kann bei Betriebsspannungen von 20 bis 30 kV leicht bis zu 100 mA belastet werden. Bei einem Entladungsstrom von 20 mA beträgt die mittels eines Faraday-Käfigs durch die transportierte elektrische Ladung gemessene Kanalstrahlintensität etwa 1 mA. Ganzmetallrohre sind in den letzten Jahren ihrer hohen Belastbarkeit wegen für die verschiedensten Zwecke benutzt worden, vor allem in Atomzertrümmerungsanlagen, aber auch für massenspektroskopische und optische Untersuchungen.

Über die günstigste Formgebung der Kathode und insbesondere des Kanals sind bis in die letzten Jahre von den verschiedenen Forschern zum Teil recht unterschiedliche Angaben veröffentlicht worden. Die eine Gruppe der Forscher bevorzugt mehr eine Anordnung, bei der die Kathode zapfenförmig in den Entladungsraum hineinragt, während andere Forscher, wie etwa Rutherford und Oliphant, eine konkave Kathodenform für günstiger halten.

Die günstige Wirkung der Kathodenform auf die Kanalstrahl-ausbeute ist zweifellos durch ionenoptische Fokussierungseffekte bedingt, doch ist die rechnerische Behandlung der Erscheinungen infolge der Schwierigkeit der Bestimmung des Feldverlaufs vor der Kathode kaum möglich, so daß es zweckmäßiger ist, die günstigste Kathoden- und Kanalprofilierung bei jeder neuen Röhrenkonstruktion empirisch festzustellen, statt unsichere theoretische Erörterungen darüber anzustellen. Es sei hier nur noch kurz auf eine sehr leistungsfähige Neukonstruktion von Hailer hingewiesen, bei welcher mit gutem Erfolg von ionenoptischen Überlegungen Gebrauch gemacht werden konnte. Es wird hierbei ein ganzmetallisches Entladungsrohr des Rutherford-Oliphantschen Typs benutzt, jedoch ist der Anodenzyylinder durch eine besondere Formgebung zu einer die Ionen auf den Kanal fokussierenden elektrischen Linse ausgestaltet worden. Dies ist möglich, da nach den oben bereits behandelten Feststellungen Hailers die Entstehung des Ionenpinsels unabhängig

von den Vorgängen an der Kathode ist und der Pinsel daher nicht auf die Kathode auftreffen muß, sondern restlos durch den Kanal aus der Entladung herausgeführt werden kann, ohne daß die Entladung erlischt. Die notwendige Strahlfokussierung wird nach Hailer durch eine Art elektrostatischer Linse bewirkt.

Man kann hierzu etwa zwischen Anodenzylinder und Kathode einen kurzen, in bezug auf die Anode auf höherer positiver Spannung befindlichen Hilfszylinder anbringen, so daß die Potentialflächen vor der Kathode stärker gekrümmt werden und auf den Ionenpinsel fokussierend einwirken. Einen sehr ähnlichen Feldverlauf kann man aber auch ohne Anwendung einer besonderen Hilfselektrode erhalten, wenn man die untere Öffnung des Anodenzylinders durch Anbringen einer Blende zweckmäßig einschnürt. Die praktische Ausführung dieser konstruktiven Idee zeigt die Abb. 5.

Der den Kanal tragende Kathodenteil besteht aus Molybdän, da

bei den großen angewandten Entladungsstromstärken der Rand des Kanals durch den auftreffenden Ionenpinsel bis zur Weißglut erhitzt wurde. Außerdem müssen naturgemäß auch Anode wie Kathode gut wassergekühlt werden. Bei dieser Hailerschen Anordnung ist es besonders wichtig, daß die Öffnung der Anodenblende sich genau konzentrisch über dem Kanal befindet, da andernfalls der Ionen-

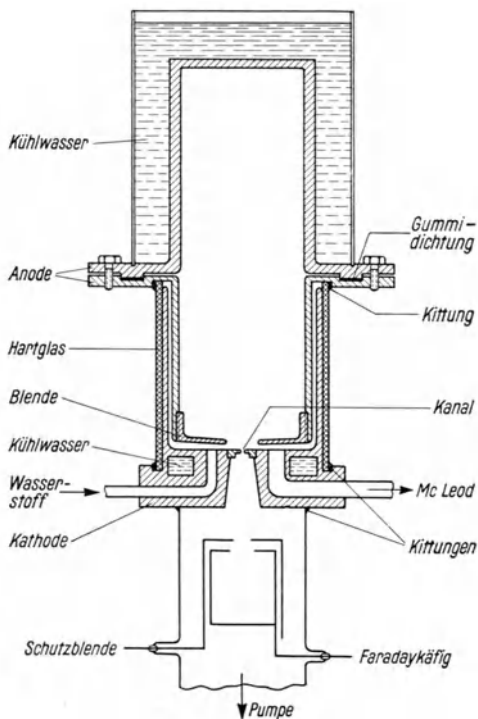


Abb. 5.
Hailersches Hochleistungsrohr mit Anodenblende

pinsel nicht auf den Kanal, sondern neben demselben auf die Kathode auftrifft. Die für verschiedene Entladungsspannungen gemessene Abhängigkeit des Kanalstrahlstromes von dem Entladungsstrom im Rohr zeigt die Abb. 6, in der zum Vergleich auch die Ausbeutekurve eines bis auf die fehlende Anodenblende völlig gleichartigen Rohres eingetragen ist.

Man ersieht aus diesen Kurven, daß sowohl mit wie ohne die fokussierende Anodenblende die Kanalstrahlausbeute bei gegebener Entladungsspannung mit steigender Entladungsstromstärke zunimmt,

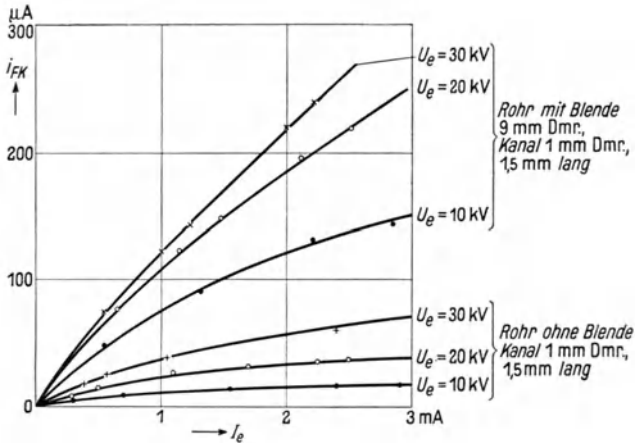


Abb. 6. Abhängigkeit der Kanalstrahlausbeute verschiedener Rohrtypen von Entladungsstromstärke und Entladungsspannung

daß aber mit wachsender Stromstärke die Ausbeutekurven immer flacher verlaufen. Dies liegt daran, daß mit zunehmender Stromstärke im Entladungsrohr der Ionenpinsel sich mehr und mehr verbreitert, ohne daß die Stromdichte in ihm merklich zunimmt, so daß dann, vor allem bei dem Entladungsrohr ohne fokussierende Anodenblende, ein immer größerer Teil des Pinsels nicht mehr auf den Kanal, sondern auf die massive Kathode auftrifft. Der günstigste Abstand zwischen Kathoden- und Blendenfläche betrug etwa 2 mm, der Blendendurchmesser bei den verschiedenen Versuchen 9, 13 und 17 mm. Die Kanalstrahlausbeute läßt sich durch Verwendung der fokussierenden Blenden, wie man aus den Kurven der Abb. 11 ersieht, recht erheblich steigern, doch steht der allgemeinen Verwendung

des Hailerschen Verfahrens insofern ein gewisser Nachteil entgegen, als sich gezeigt hat, daß die mit Anodenblenden versehenen Rohre, infolge der durch die Blende bedingten Einengung der Entladungsbahn, einen wesentlich höheren Entladungswiderstand besitzen als die gleichgebauten blendenlosen Rohre. Die Blendenrohre erfordern daher zu ihrem Betrieb bei gleicher Spannung und gleicher Stromstärke einen wesentlich höheren Gasdruck im Entladungsgefäß, was, wenn der Kanalstrahl in einem Hochvakuumraum mit hoher Spannung nachbeschleunigt werden soll, sehr störend werden kann. Man muß in diesem Falle, um trotz des höheren Gasdrucks im Kanalstrahlentladungsraum im Nachbeschleunigungsraum das benötigte Hochvakuum aufrechterhalten zu können, einen Kanal mit entsprechend erhöhtem Gasströmungswiderstand verwenden, wodurch aber die erzielbare Kanalstrahl Ausbeute wieder herabgesetzt wird. Hierzu mag bemerkt werden, daß sowohl theoretische Überlegungen wie praktische Erfahrungen gezeigt haben, daß es im Hinblick auf eine optimale Kanalstrahl Ausbeute vorteilhafter ist, den gewünschten Strömungswiderstand durch Verwendung eines Kanals von möglichst kleinem Durchmesser und dafür geringer Länge statt umgekehrt durch einen längeren Kanal von größerem Durchmesser zu erzeugen. In längeren und dafür entsprechend weiteren Kanälen nämlich erfährt der Kanalstrahl, vermutlich durch Umladungen im Innern des auf verhältnismäßig hohem Gasdruck befindlichen Kanals, eine erhebliche Schwächung. Hailer erhielt so bei einem diesbezüglichen Versuch mit einem Kanalstrahlrohr mit 13 mm weiter Anodenblende, das bei 20 kV mit einer Stromstärke von 2,5 mA betrieben wurde, bei Verwendung eines Kanals von 2 mm Durchmesser und 5 mm Länge eine Kanalstrahl Ausbeute von etwa 170 μA , dagegen bei Verwendung eines Kanals von ebenfalls 2 mm Durchmesser, aber 22 mm Länge (dieser Kanal hatte den dreifachen Gasströmungswiderstand wie der erste Kanal) unter denselben Betriebsbedingungen nur eine Kanalstrahl Ausbeute von 40 μA . Wurde stattdessen aber ein Kanal von 0,8 mm Durchmesser und nur 0,4 mm Länge benutzt, der denselben Strömungswiderstand hatte wie der Kanal von 2 mm Durchmesser und 22 mm Länge, so ergab sich die hohe Ausbeute von 130 μA . Bei Benutzung eines Rohres schließlich, das eine Anodenblende von 13 mm Durchmesser, einen Kanal von 1,7 mm Länge und 1,3 mm Durchmesser besaß, wurde bei einer angelegten Spannung von 30 kV und einer Entladungsstromstärke von 28 mA (der Druck im Entladungsraum betrug dabei, wegen der Erhöhung des Ent-

Tabelle I.

	Rohr ohne Anodenblende (Bouwers, Heyn, Kuntke)	Rohr mit Blende (Hailer)
Ionenausbeute	620 μ A	620 μ A
Entladungsspannung	50 kV	30 kV
Entladungsstrom	40 mA	8,6 mA
Elektrische Leistung am Entladungsrohr	2 kW	0,26 kW

ladungswiderstandes durch die Anodenblende $1,8 \cdot 10^{-1}$ Torr) eine Kanalstrahlintensität von etwa 1,5 mA gemessen. Zur weiteren Erläuterung der mit diesem sowie mit anderen (nicht mit Anodenblende versehenen) Ganzmetallkanalstrahlrohren erzielbaren Leistungen seien in der obenstehenden Tabelle I die wichtigsten Betriebsdaten für ein Rutherford-Oliphantsches Rohr (nach Bouwers, Kuntke und Heyn) sowie für ein Rohr mit Anodenblende (Hailer) zusammengestellt. Die Kanalstrahlröhren erzeugen und beschleunigen zugleich die Ionen in einem einzigen Arbeitsgang. Jedoch verwendet man, falls, wie vor allem für die Zwecke der Atomkernuntersuchung, sehr schnelle Ionenstrahlen hergestellt werden sollen, im allgemeinen am Kanalstrahlrohr nur eine mäßig hohe Spannung und beschleunigt dann die so erzeugten Ionen mit einer der in einem späteren Kapitel noch ausführlicher zu beschreibenden Anordnungen nach, da, neben anderen Schwierigkeiten, es energetisch sehr ungünstig wäre, das Kanalstrahlrohr selbst mit der extrem hohen Spannung zu betreiben (wegen des geringen Wirkungsgrades der Kanalstrahlröhren, der zwischen etwa 2 und 8 % liegt). Es mag jedoch in diesem Zusammenhang erwähnt sein, daß Kanalstrahlröhren auch unmittelbar mit sehr hohen Spannungen betrieben werden können, falls besondere experimentelle Gründe dies einmal zweckmäßig erscheinen lassen sollten. So sind mit großen Quarzkanalstrahlrohren von ähnlicher Bauart, wie wir sie oben kurz beschrieben haben, von Gerschläuer unmittelbar, ohne Nachbeschleunigung, intensive Heliumkanalstrahlen von 120 kV Energie erzeugt worden, Van Atta, Van de Graaff und Barton betrieben eine Entladungsröhre bei etwa 300 kV (Gasdruck $4 \cdot 10^{-4}$ Torr) und Brasch und Lange erzeugten in einem besonders gebauten Entladungsrohr, das allerdings nur mit Stoßspannung betrieben werden konnte, Ionenstrahlen bei Spannungen bis zu 2,4 MV.

Nachdem wir bisher vor allem die Frage der technischen Erzeugung von Kanalstrahlen behandelt haben, müssen wir nun, bevor wir diesen Abschnitt beschließen, auch noch auf die Frage nach der Zusammensetzung eines Kanalstrahles aus den verschiedenen Teilchenarten, wie Atom- und Molekülonen sowie neutralen Teilchen, eingehen. Die komplexe Zusammensetzung der Kanalstrahlen ist bereits seit langem bekannt, ebenso wie man seit langem weiß, daß die Zusammensetzung des Strahles je nach der Gasart, in der man die Entladung brennen läßt, und je nach den besonderen Betriebsbedingungen in starkem Maße schwanken kann.

Einen qualitativen Überblick über die bei Entladungen in verschiedenen Gasen zu beobachtenden Ionenarten gibt zunächst die nachstehende Tabelle II.

Tabelle II. Zusammensetzung der Kanalstrahlen verschiedener Gase

Gasart	Beobachtete Ionenarten
Wasserstoff	H^+ , H^- , H_2^+ , (H_3^-) , H_3^+
Sauerstoff	O^+ , O^- , O_2^+ , O_2^- , O_3^+ , O^{++}
Stickstoff	N^+ , N^- , N_2^+ , N_2^- , N_3^+ , N^{++} , N^{+++}
Kohlenstoff (aus C-Verbindungen)	C^+ , C^- , C_2^+ , C_2^- , C_3^+ , C_3^- , C_4^- , C^{++}
Chlor	Cl^+ , Cl^-
Jod	J^+
Quecksilber	Hg^+ bis Hg^{8+}
Helium	He^+ , (He^-) , (He^{++})
Neon	Ne^+ , Ne^{++}
Argon	Ar^+ , Ar^{++} , Ar^{+++}
Krypton	Kr^+ , Kr^{++} , Kr^{+++} , Kr^{++++}
aus CN	CN^+ , CN^-
aus CO und CO_2	CO^+ , CO_2^+
aus CH_4	CH_4^+ , CH_3^+ , CH_2^+ , CH^+

Aus der Betrachtung dieser Zusammenstellung ersieht man, daß es grundsätzlich möglich ist, von jeder Substanz, die als Gas vorliegt, Kanalstrahlen zu erzeugen, in denen neben durch Umladung entstandenen neutralen Teilchen die verschiedensten Atom- und Molekülonen enthalten sein können. Die untersten Ionisationsstufen, einfach positive Atom- und Molekülonen, überwiegen in allen Fällen an Intensität bei weitem. Mehr als zweifach geladene Ionen kommen in größerer Intensität in Kanalstrahlen nur ausnahmsweise vor. Dem entspricht, daß man zwei- und mehrfach geladene Ionen in Kanal-

strahlen wohl massenspektroskopisch untersucht (was wegen der großen Empfindlichkeit der Nachweismethoden leicht möglich ist), daß es aber nicht gelingt, nach der Kanalstrahlmethode intensivere Strahlen mehrfach geladener Ionen, etwa um sie nachzubeschleunigen und für Atomzertrümmerungsversuche zu verwenden, zu erzeugen (dies wäre bei manchen Untersuchungen von Vorteil, da ein mehrfach ionisiertes Ion eine entsprechend seinem Ionisationsgrad größere Energie beim Durchlaufen eines Potentialfeldes aufnimmt als ein nur einfach ionisiertes Atom). Sehr gering ist auch der Anteil negativ geladener Ionen, die man manchmal neben positiven Ionen im Kanalstrahl findet. Am besten untersucht sind die Verhältnisse zur Zeit am Wasserstoff, da die Erzeugung sehr intensiver und schneller Protonen- und Deuteronenstrahlen für die Zwecke der Atomkernuntersuchungen von grundlegender Bedeutung geworden ist. Nach dem eben Ausgeführten wird man, da Wasserstoff ein zweiatomiges Gas ist, im Wasserstoffkanalstrahl neben durch Umladung entstandenen schnellen neutralen Atomen und Molekülen vor allem positive Atom- und Molekülionen zu erwarten haben. Da außerdem, wie bereits erwähnt, die Teilchen eines Kanalstrahles nicht eine einheitliche, durch die an das Kanalstrahlrohr angelegte Spannung wohldefinierte Energie besitzen, sondern ein ziemlich breites Energiespektrum mit einer oberen Grenze von etwa 80 % der angelegten Rohrspannung aufweisen, pflegt man bei den modernen Atomkernuntersuchungen die Kanalstrahlen mittels einer geeigneten magnetischen Ablenkanordnung nach Geschwindigkeit, Ladung und Masse der Teilchen zu zerlegen und blendet aus diesem „Spektrum“ alle Teilchen bis auf die für die Untersuchung gewünschte nach Ladung, Masse und Geschwindigkeit einheitliche Ionenart aus. Es ist klar, daß hierdurch die Intensität des für die Untersuchung zur Verfügung stehenden Strahles außerordentlich herabgesetzt wird, so daß man versuchen muß, die Bildung der nicht erwünschten Ionenarten, im allgemeinen der Molekülionen, nach Möglichkeit zu unterdrücken. Zahlreiche Versuche haben ergeben, daß das Verhältnis von Atom- zu Molekülionen sowohl von der Bauart des verwendeten Kanalstrahlrohres als auch von den besonderen Betriebsbedingungen abhängig ist. Besonders der Reinheitsgrad des verwendeten Gases sowie der Entgasungszustand der Elektroden des Rohres ist sehr wichtig, während solche Faktoren wie Entladestrom und Entladespannung keine so erhebliche Rolle spielen. Die Verhältnisse sind trotz des großen bereits vorliegenden Versuchsmaterials noch recht unüber-

sichtlich, doch ergibt sich allgemein, daß bei der Ionenerzeugung im Kanalstrahlrohr der Anteil von Atom- und Molekülonen von der gleichen Größenordnung ist. Cockroft und Walton erhielten so, bei Benutzung eines nichtmetallischen Entladungsrohres, in einem Kanalstrahl von $5 \mu\text{A}$ Intensität ein Ausbeuteverhältnis der Atom- zu den Molekülonen von etwa 50 : 50. Rutherford und Oliphant und ebenso Bouwers, Kuntke und Heyn, die mit Ganzmetallröhren arbeiteten, geben an, daß nach Inbetriebnahme eines Rohres der Kanalstrahl zunächst fast keine Protonen, sondern fast ausschließlich H_3^+ -Ionen enthält, und daß erst nach längerem Brennen, nachdem die Elektroden durch die Entladung genügend heiß und dadurch entgast (vor allem von Fettdämpfen gereinigt) worden sind, der Kanalstrahl eine gute Protonenintensität ergibt. Im allgemeinen überwiegt jedoch auch dann noch die Intensität der Molekülonen. Unter sehr sauberen Bedingungen erhalten Bothe und Gentner aus einem Rutherford-Oliphant-Rohr etwa 65% Protonen. Keine Störungen durch starke Molekülonenbildung findet man naturgemäß bei den Edelgasen, die als einatomige Gase nur Atomionen ergeben. Es zeigt sich aber auch hier ein merkwürdiger Einfluß der im Gas und an den Elektroden vorhandenen Verunreinigungen auf die Intensität des erhaltenen Kanalstrahles. Wir erwähnen hier nur die bekannte, schon auf Wien zurückgehende Beobachtung, daß Edelgaskanalstrahlen, vor allem Heliumstrahlen, sehr merklich an Intensität gewinnen, wenn man der Entladung etwas Sauerstoff beimischt. Für massenspektroskopische Zwecke, wo es nicht so sehr auf größte Strahlintensität ankommt, ist es von Wichtigkeit, daß vielfach auch von nichtgasförmigen Substanzen Kanalstrahlen erzeugt werden können, wenn man diese Stoffe in Form von leichtflüchtigen Verbindungen, wie etwa metallorganischen Verbindungen, in die Kanalstrahlröhre einbringt. Es lassen sich beispielsweise Bor- kanalstrahlen aus Borfluorid, Schwefelkanalstrahlen aus Schwefeldioxyd, Bromstrahlen aus Methylbromid, Phosphor- und Arsenstrahlen aus Phosphor- bzw. Arsenwasserstoff, Tellur- und Selenstrahlen aus Tellur- bzw. Selenhydrid herstellen, um nur einige mit Erfolg ausgeführte Fälle zu nennen. Ferner ist seit langem bekannt, daß viele feste Substanzen, vor allem zahlreiche Metallsalze, brauchbare Kanalstrahlen geben, wenn man die betreffenden Stoffe auf die Anode des mit einem neutralen Gas, etwa einem Edelgas oder Stickstoff, betriebenen Kanalstrahlrohres aufstreicht. Zweckmäßig verwendet man dann eine aus dünnem Metallblech (etwa Molybdän) in

Form eines an der einen Stirnseite offenen Hohlzylinders hergestellte Anode, in die eine größere Menge der zu untersuchenden Substanz eingefüllt wird, wobei man zur Vergrößerung der Leitfähigkeit oft eine Mischung des Metallsalzes mit Graphit benutzt. In einem solchen Rohr brennt dann zunächst eine normale Stickstoffentladung, bis die Anode dadurch zum Glühen erhitzt ist und dann, wie erstmalig von Gehrcke und Reichenheim gefunden wurde, Metallionen zu emittieren beginnt. Diese kurze Erwähnung der von ihren Entdeckern als „Anodenstrahlmethode“ bezeichneten Anordnung mag hier genügen, da wir später den ihr zugrundeliegenden Vorgang der thermischen Ionenauslösung an festen Oberflächen in anderem Zusammenhang eingehender behandeln wollen.

2. Ionenerzeugung durch Elektronenstoß. Die Ionisierung durch Elektronenstoß ist ebenso wie die Kanalstrahlmethode ein wichtiges Verfahren zur Erzeugung von Ionenstrahlen. Entsprechend der unterschiedlichen Art, wie die durch Stoß ionisierenden Elektronen erzeugt werden, kann man verschiedene Typen unter den auf der Elektronenstoßwirkung beruhenden Ionenquellen unterscheiden. Man kann so beispielsweise die Elektronen mit Hilfe einer Glühkathode erzeugen, kann hierzu aber auch eine geeignete Gasentladung, etwa einen Lichtbogen, benutzen. Weitere technische Unterschiede in der Bauart solcher Ionenquellen ergeben sich daraus, daß die zu ionisierende Substanz ein einfaches Gas sein kann oder eine feste Substanz, die dann erst thermisch in den Gaszustand überführt werden muß. Das Verfahren, die Elektronen mittels einer Glühkathode zu erzeugen und nach entsprechender Beschleunigung in einem elektrischen Felde zur Ionisation von Gasen zu verwenden, ist seit den bekannten grundlegenden Versuchen von Franck und Hertz über die Gesetzmäßigkeiten des Elektronenstoßes oft zur Erzeugung von positiven Gasionen benutzt worden. Ein sehr wichtiger Vorteil des Verfahrens ist seine große Einfachheit und die völlige Übersichtlichkeit aller Versuchsbedingungen, ein Nachteil dagegen besteht darin, daß der Gasdruck im Elektronenstoßraum ziemlich niedrig sein muß, so daß die Ionenausbeute nicht groß ist und man zur Erzielung größerer Ionenströme sehr starke Elektronenströme benötigt. Eine solche Anordnung, wie man sie etwa als Ionenquelle für die massenspektroskopische Untersuchung von organischen Dämpfen benutzen kann, sei im folgenden kurz skizziert. In einem Raum A befindet sich eine leistungsfähige Glüh-

kathode, von der aus die Elektronen gegen eine diesen Raum abschließende Elektrode beschleunigt werden. Durch einen engen Spalt in dieser Elektrode gelangt ein Teil der beschleunigten Elektronen in den Raum *B*, der das zu ionisierende Gas enthält. Die Elektronen durchlaufen diesen Gasraum unter Erzeugung von zahlreichen Gasionen und werden dann in einem Faraday-Käfig aufgefangen und unschädlich gemacht. Die längs der Bahn des Elektronenstrahles im Raum *B* erzeugten Gasionen werden mittels eines schwachen elektrischen Transversalfeldes, das durch Anlegen einer Spannung von etwa 2 Volt an zwei längs der Elektronenbahn verlaufende Elektroden erzeugt wird, aus dem Elektronenstrahl seitlich herausgezogen. Das genannte schwache Transversalfeld ergibt keine merkliche Ablenkung des Elektronenstrahles, genügt aber vollkommen zur Herausziehung der Ionen, die nur thermische Geschwindigkeit haben, da sie bei der Stoßionisation praktisch keine kinetische Energie aufnehmen können. Durch einen in der negativen Elektrode des Transversalfeldes angebrachten Schlitz gelangt sodann ein Teil der aus dem Elektronenstrahl herausgezogenen Ionen in einen dritten Raum *C*, in welchem die Ionen auf die gewünschte Endgeschwindigkeit beschleunigt und sodann untersucht werden können. Es ist allgemein bekannt, daß die Leistungsfähigkeit von Glühkathoden selbst durch sehr geringe Mengen von manchen Gasen stark herabgesetzt wird. Aus diesem Grunde und ferner, weil sonst auch, vor allem bei komplizierteren (organischen) Gasen, an der glühenden Kathodenoberfläche neue unerwünschte Stoffe (Zersetzungsprodukte) gebildet werden können, deren Ionen für die Untersuchung unerwünscht sind, ist es notwendig, daß der Druck in dem die Glühkathode enthaltenden Raum möglichst niedrig gehalten wird, was die Verwendung eines engen Spaltes zwischen diesem und dem das zu ionisierende Gas enthaltenden Raum *B* sowie die Verwendung einer starken Hochvakuumpumpe am Glühkathodenraum notwendig macht. Der große grundsätzliche Vorteil, den alle auf der Elektronenstoßmethode beruhenden Ionenquellen vor dem Kanalstrahlverfahren haben, ist vor allem darin zu erblicken, daß die Ionen, wie wir schon oben erwähnten, nach ihrer Erzeugung zunächst nur die thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle besitzen. Daraus ergibt sich einmal die Möglichkeit der Erzeugung langsamster Ionenstrahlen, sodann aber die noch wichtigere andere Möglichkeit, den so erzeugten langsamen Ionen durch Nachbeschleunigung im Hochvakuum eine praktisch einheitliche Energie zu er-

teilen. Sehr bekannt geworden ist die Methode der Ionenerzeugung durch den Stoß glühelektrisch erzeugter Elektronen vor allem durch ihre Verwendung in dem Lawrenceschen Cyclotron, auf das wir an späterer Stelle noch eingehend zu sprechen kommen werden. Bei dem Cyclotron muß aus anderen Gründen der Gasdruck besonders niedrig sein, nur etwa 10^{-4} Torr, so daß, da bei diesem Druck die Ionisierungsausbeute bereits sehr gering ist, zur Erzeugung von brauchbaren Ionenstromintensitäten sehr hohe Elektronenströme verwendet werden müssen. Infolge der bei derartig hohen Elektronendichten auftretenden Raumladungswirkungen findet man dann, daß die Ionenstromausbeute weniger als linear proportional mit der Elektronenstromstärke ansteigt, während bei niedrigeren Elektronenstromdichten, wie man sie sonst im allgemeinen bei der Ionenerzeugung durch Elektronenstoß verwendet, naturgemäß eine einfache Proportionalität zwischen Elektronenintensität und Ionenausbeute bestehen muß. Eine allerdings bei ziemlich hohem Gasdruck arbeitende leistungsfähige Wasserstoffionenquelle, die von ihrem Erfinder als „Ionendüse“ bezeichnet wird und die in ihrer Konstruktion bereits zu den heute vielfach als Ionenquellen benutzten Niedervoltbögen überleitet, wurde von Goldmann beschrieben. Diese Ionendüse besteht im wesentlichen aus einem metallischen Kanal, in welchen von der einen Seite her mittels Glühkathode erzeugte und auf etwa 25 bis 100 Volt beschleunigte Elektronen hineingeschossen werden. Der zu ionisierende Wasserstoff wird auf der Glühkathodenseite einströmen gelassen, während auf der anderen Seite der Düse abgepumpt wird, so daß das Gas in Richtung des Elektronenstrahles durch den Düsenkanal strömt. Eine besondere Saugspannung zum Herausziehen der Ionen aus der Düse zu verwenden ist nicht notwendig, da bereits durch einfache Diffusion genügend Ionen aus dem Kanal herausgelangen und dort untersucht bzw. nachbeschleunigt werden können. Die Ionendüse hatte bei den Versuchen einen rechteckigen Querschnitt von $4 \cdot 0,5 \text{ mm}^2$ bei einer Düsenlänge von 4 mm. Bei Verwendung einer starken Diffusionspumpe (z. B. Leybold K, Pumpstutzendurchmesser 7 cm) kann man an der genannten Düse ein Druckgefälle von $1/500$ aufrechterhalten. An Stelle von Gasen können naturgemäß in allen nach der Elektronenstoßmethode arbeitenden Verfahren auch solche festen Substanzen verwendet werden, die durch geeignete Hilfseinrichtungen in ausreichendem Maße verdampft werden können. Eine solche Anordnung benutzte beispielsweise bei seinen bekannten massen-

spektroskopischen Untersuchungen am Magnesium und am Lithium seinerzeit Dempster. Das zu verdampfende Metall befand sich in einem durch eine äußere Heizwicklung elektrisch auf Rotglut erhitzbaren zylindrischen Eisenöfchen von 6 mm Länge und 3 mm Durchmesser. Direkt über der Ofenöffnung war die Glühkathode angeordnet, ein dünner, mit Erdalkalioxyd bedeckter Platindraht, von dem aus die Elektronen mit einer Beschleunigungsspannung von 30 bis 160 Volt in den Ofen hineingeschossen wurden. Über dem Glühkathodendraht befand sich eine mit einem Blendenschlitz versehene, gegenüber dem Ofen und der Glühkathode auf negativer Spannung befindliche größere Elektrodenwand, durch deren Öffnung die Ionen in den anschließenden Nachbeschleunigungsraum gelangten. Nur in der technischen Ausführung etwas abweichend ist eine neuere Anordnung von Bleakney, die der Erzeugung und anschließenden massenspektroskopischen Untersuchung von Berylliumionen dient. Das zu untersuchende Metall befindet sich hier in einem kleinen elektrisch geheizten Tantalzylinder, in den ein mittels Glühkathode erzeugter Elektronenstrahl ebenfalls seitlich hineingeschossen wird (Beschleunigungsspannung etwa 45 Volt). Die dadurch erzeugten Be-Ionen werden durch ein schwaches elektrisches Transversalfeld aus dem Strahl gezogen. Wichtig erscheint die Tatsache, daß mittels der Elektronenstoßmethode bei Anwendung genügend energiereicher Elektronen auch doppelt oder mehrfach geladene Ionen in guter Ausbeute erzeugt werden können. Man beobachtet so beispielsweise, daß neben einfachen Mg^+ -Ionen auch Mg^{++} -Ionen in merklicher Intensität gebildet werden, wenn die Elektronen mit einer Energie von mehr als etwa 30 Volt in den Magnesiumdampf hineingeschossen werden (die erste Ionisationsspannung des Mg-Atoms beträgt nämlich 7,75 Volt, die zweite Ionisierungsspannung 22 Volt, so daß in Übereinstimmung mit der genannten Beobachtung 29,75 Volt zur Erzeugung eines Mg^{++} -Ions benötigt werden). Zur Erzeugung von sehr intensiven Protonen- und Deuteronenstrahlen, wie man sie vor allem für die Zwecke der Atomkernuntersuchungen benötigt, werden sehr häufig auch die schon oben kurz erwähnten sogenannten Niedervoltbögen benutzt, deren Wirkungsweise ebenfalls auf einer Ionisation durch Elektronenstoß beruht. Die erste Voraussetzung für die Entwicklung dieser neuartigen Ionenquellen und überhaupt für das Verständnis der Vorgänge in der Niedervoltbogenentladung schufen die bekannten Untersuchungen Langmuirs über das Lichtbogenplasma, jenen äußerst hoch ionisierten Gasraum zwischen den

Elektroden eines Lichtbogens. Langmuir stellte unter anderem bereits fest, daß mittels einer seitlich angeordneten und mit einer Durchbohrung versehenen Hilfselektrode bei Anlegen negativer Saugspannung an dieselbe ein recht erheblicher positiver Ionenstrom aus bei niedriger Spannung und hohem Druck brennenden Lichtbögen herausgezogen werden kann. Allerdings ergaben die näheren Untersuchungen dieser Erscheinung zunächst, daß die so aus Niedervoltbögen herausziehbaren Ionenströme überwiegend aus Molekülionen bestanden, was diese neuen Ionenquellen für die Zwecke der modernen Kernphysik zunächst weniger geeignet erscheinen ließ. Im allgemeinen kann man rechnen, daß der aus einem Niedervoltbogen herausziehbare Wasserstoffionenstrahl zu etwa 10 % aus Protonen, im übrigen aus zwei- und dreiatomigen Molekülionen besteht. Da jedoch andererseits die Niedervoltbogenquellen leicht die Erzeugung sehr starker Ionenströme gestatten, sind diese Ionenquellen, in Verbindung mit einer Einrichtung zur magnetischen Trennung von Atom- und Molekülionen, doch trotz der nicht großen Ausbeute an Atomionen recht geeignet zur Herstellung von intensiven Protonen- und Deuteronenstrahlen. Ein Vorteil gegenüber der Kanalstrahlmethode liegt schon darin, daß wegen der niedrigen Brennspannung eines Niedervoltbogens der Energiebedarf einer solchen Ionenquelle nur sehr gering ist (in der Größenordnung von etwa 100 Watt). Unsere Kenntnisse von den Vorgängen im Niedervoltbogen und insbesondere von den Faktoren, die die Ionenausbeute in den Niedervoltbogenquellen bedingen, ähneln sehr dem, was wir über die entsprechenden Vorgänge im Kanalstrahlrohr wissen. Auch hier gehen die Ansichten und die Versuchsergebnisse der verschiedenen Forscher bisher teilweise noch recht erheblich auseinander, obwohl schon zahlreiche systematische Untersuchungen vorliegen und die grundsätzlichen Vorgänge bekannt sind. Wir werden daher hier, ähnlich wie wir es bei Behandlung der Kanalstrahlröhren getan haben, wieder eine Reihe von gut durchentwickelten Typen der Niedervoltbogenquelle besprechen und an denselben die allgemeinen Gesichtspunkte darzulegen versuchen. Van Voorhis, Kuper und Harnwell benutzen so einen Niedervoltbogen, dessen Anode ein ölkühlter Kupferzylinder von etwa 8 cm Länge und 5 cm Durchmesser, dessen Kathode ein koaxial in dem Zylinder gespannter Glühdraht ist. Die beiden Seitenöffnungen des Anodenzylinders sind durch gegen ihn isolierte Metallscheiben verschlossen, die auf einer in bezug auf die Glühkathode schwach negativen Spannung

gehalten werden. Der Wasserstoffdruck im Bogenraum beträgt $5 \cdot 10^{-3}$ Torr. Da dieser Druck für eine Niedervoltbogenentladung bereits ziemlich niedrig ist, brennt die Bogenentladung in einem koaxialen Magnetfeld von etwa 400 Gauß, welches mittels einer direkt im Vakuum auf den Anodenzyylinder aufgewickelten Spule aus emailliertem Cu-Draht erzeugt wird (Stromstärke der Magnetspule etwa 7 A). Durch dieses Magnetfeld werden die zwischen Kathode und Anode verlaufenden Elektronenbahnen in bekannter Weise zu Cycloiden aufgewickelt, so daß die Elektronenweglänge und damit die Zahl der ionisierenden Stöße der Elektronen im Gas erhöht und so der niedrige Gasdruck ausgeglichen wird. Bei dem genannten Druck kann so bei einer Bogenspannung von nur 35 Volt ein Bogenstrom von 1 A erhalten werden. Das Herausziehen der Ionen aus der Entladung geschieht durch ein in der einen seitlichen Abschlußplatte des Bogenraumes angebrachtes Loch von etwa 4 mm Durchmesser. Bei einer Bogenstromstärke von 0,2 A beträgt die herausziehbare Ionenstromstärke bereits etwa 1 mA, wovon etwa 5 bis 10 % Protonen, der Rest Molekülonen sind. Wichtige Verbesserungen, durch die man u. U. die Ausbeute des Niedervoltbogens an Atomionen sehr heraufsetzen kann, ergaben sich aus den Untersuchungen von Lamar und Luhr. Diese Forscher arbeiteten mit einer Anordnung, bei der die in bezug auf die Bogenkathode negative Hilfselektrode, welche das Herausziehen der Ionen aus dem Bogenplasma besorgt, eine sehr wesentlich größere Oberfläche hat als die Bogenelektroden. Die Mehrzahl der im Bogen gebildeten positiven Ionen wird dann, durch das elektrische Feld der Hilfselektrode auf eine verhältnismäßig hohe kinetische Energie beschleunigt, beim Aufprallen auf die Hilfselektrode sich dort neutralisieren und als schnelles neutrales Teilchen in den Gasraum zurückfliegen, insbesondere, wenn der Akkommodationskoeffizient der Hilfselektrodenoberfläche für Atom- und Ionenstrahlen gering ist. Infolge der so im Gasraum vorhandenen zahlreichen schnellen Teilchen kommt es dann zu einer starken Aufheizung des Gases und, als Folge der hohen Gastemperatur, zu einer starken thermischen Dissoziation der Wasserstoffmoleküle in freie Atome. Durch die Stöße der Lichtbogenelektronen werden also in dieser stark dissoziierten Gasatmosphäre vor allem Atomionen, Protonen, gebildet werden müssen, wie es die Ergebnisse von Lamar und Luhr an ihrer nach diesen Gesichtspunkten gebauten Ionenquelle auch bestätigen. Die von ihnen benutzte Anordnung ist im näheren aus der Abb. 7 ersichtlich.

Die Glühkathode ist als flache Wolframdrahtspirale ausgebildet, die mit einem mit Barium-Strontiumoxydpaste bedeckten Nickeldraht verdreht ist. Die Anode befindet sich, wie man aus der Abbildung sieht, hier hinter der Glühkathode, was für das Arbeiten der Anordnung jedoch unwesentlich ist. Der Gasdruck ist sehr hoch, etwa 0,2 bis 0,6 Torr. Die den Bogenentladungsraum fast allseitig umgebende zylindrische Hilfselektrode besteht aus Nickelblech und hat bei einer Länge von 4 cm einen Durchmesser von 3 cm. Die negative Vorspannung der Hilfselektrode muß bei den Versuchen so hoch gewählt

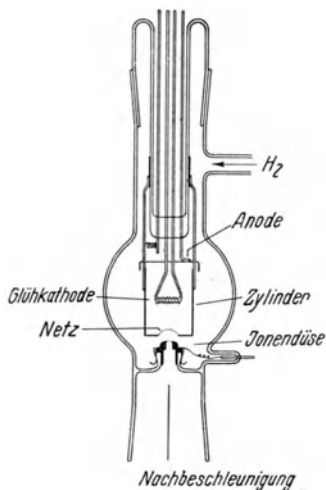


Abb. 7. Niedervoltbogen nach Lamar und Luhr

werden, daß keine Primärelektronen von der Glühkathode an die Hilfselektrode gelangen können. Der Austritt der Ionen geschieht durch ein starkmaschiges, halbkugelförmig geformtes Nickeldrahtnetz von 1 cm Durchmesser, welches die untere Seitenöffnung des Hilfselektrodenzylinders abschließt. Durch das Netz wird vor allem eine günstige Feldverteilung und damit eine Fokussierung der austretenden positiven Ionen auf die unter ihm angeordnete vierte Elektrode, die Ionendüse (ion gun) erzielt. Die aus Aluminium hergestellte Ionendüse ist gasdicht in die den Nachbeschleunigungsraum von der Ionenquelle trennende Wand eingesetzt, so daß ein Einströmen von Gas aus der Ionenquelle in den auf möglichst hohem Vakuum gehaltenen Nachbeschleunigungsraum nur durch

den engen und langen Düsenkanal erfolgen kann. Derselbe hatte, falls Hochvakuum im Nachbeschleunigungsraum verlangt wurde, bei einer Länge von 4 mm einen Durchmesser von 0,3 mm. Bei anderen Versuchen wurde ein Düsenkanal von 4 mm Durchmesser benutzt, wobei es zur Erzielung einer gleichmäßigen Feldverteilung über den gesamten Düsenquerschnitt vorteilhaft war, die Düsenöffnung mit sehr feinmaschigem Drahtnetz zu überspannen. Bei einer Heizleistung der Glühkathode von 25 Watt und einer Bogenspannung von 25 bis 50 Volt betrug der Bogenstrom etwa 1 A. Zur Hilfselektrode floß dann ein Gesamtionenstrom von 0,2 bis 0,3 A.

Wichtig ist dabei, daß die Vorspannung der Hilfselektrode richtig eingestellt ist. Der für die Protonenausbeute optimale Wert liegt bei etwa -60 Volt. Die Protonenausbeute beträgt dann bis zu 98% des Ionenstromes. Bei höherer negativer Hilfszylindervorspannung wird derselbe durch den Ionenaufprall zu stark erhitzt, so daß eine an der Oberfläche haftende Gashaut zerstört wird, die zur Verhinderung einer Wiedervereinigung der im Gasraum gebildeten Atome zu Molekülen beim Auftreffen auf die feste Oberfläche notwendig ist, so daß dann naturgemäß die Protonenausbeute wieder absinken muß. Die an der Ionendüse liegende negative Vorspannung betrug bei den beschriebenen Versuchen etwa 300 Volt, doch war die Größe dieser Spannung weniger wichtig, da bereits bei 100 Volt Düsen-spannung die maximal aus der Düse herausziehbare Ionenintensität erreicht war. Die Ionen- und Protonenausbeute erwies sich in dem Druckgebiet von $0,2$ bis $0,4$ Torr als druckunabhängig, bei höherem Bodendruck zeigte sich ein Ionenstromanstieg, bei Drucken unter $0,2$ Torr ein sehr starker Intensitätsabfall (diese letztere Erscheinung liegt naturgemäß daran, daß dann die freie Weglänge der an der Hilfselektrode reflektierten schnellen Neutralteilchen zu groß geworden ist, um innerhalb des Bogenraumes noch eine starke Gas-aufheizung ergeben zu können). Zur Ergänzung der technischen Daten sei noch erwähnt, daß die Ionenstromdichte in der Ionendüse bei den genannten Betriebsbedingungen etwa 8 mA/cm^2 beträgt und daß im Nachbeschleunigungsraum bei Verwendung der größeren Ionendüse ein Protonenstrom von $0,5 \text{ mA}$ erzielt wurde. Der Druckunterschied zwischen Nachbeschleunigungsraum und Bogenraum betrug bei Verwendung einer Diffusionspumpe von 10 Liter/sec Saugleistung $1/10$, wenn die genannte größere Düse von 4 mm Durchmesser verwendet wurde. Man erkennt aus dem Gesagten den Hauptnachteil der Lamar-Luhrschen Ionenquelle, den unvermeidlich hohen Gasdruck im Bogenraum, der die Anwendung einer engen Düse zum Nachbeschleunigungsraum und vor allem sehr leistungsfähiger Hochvakuumpumpen notwendig macht. Störend ist auch der sich daraus ergebende hohe Gasverbrauch dieser Ionenquelle, der vor allem bei Verwendung von schwerem Wasserstoff sehr unangenehm ins Gewicht fällt. Immerhin sind verschiedene Anlagen zur Erzeugung von höchstbeschleunigten Protonen und Deuteronen mit ähnlichen Niedervoltbogenionenquellen ausgerüstet worden. Tuve, Hafstad und Dahl benutzten so bei ihren bekannten Versuchen über künstliche Kernumwandlung eine solche Niedervolt-

bogenanlage, bei der die Ionendüse einen Kanal von 26 bis 48 mm Länge und 1,6 bis 2,5 mm Durchmesser aufweist. Bei einer Düsenvorspannung von 4500 Volt und einem Bogenstrom von nur 0,7 A können Ionenströme bis zu 6 mA im Nachbeschleunigungsraum erhalten werden. Eine etwas andere Anlage verwenden in ihrer Höchstspannungsanlage Crane, Lauritsen, Soltan, Delsasso und A. W. Fowler. Die Ionenquelle ist in der Abb. 8 so ausführlich dargestellt, daß eine nähere Beschreibung sich erübrigt.

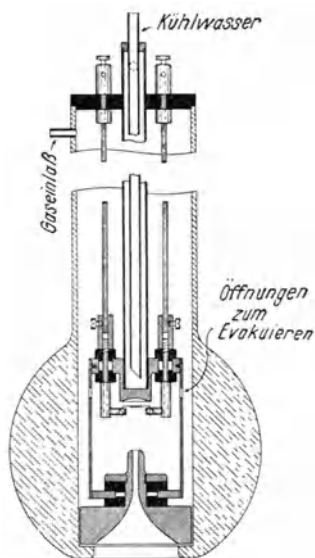


Abb. 8. Konstruktive Durchbildung einer Niedervoltbogenionenquelle

Die Ionenstrahl ausbeute ist von derselben Größenordnung wie bei den vorerwähnten Anordnungen. Nach den Feststellungen von Crane ist es für die Erzielung einer hohen Atomionenausbeute vorteilhaft, wenn die Wandungen des Bogenraumes soweit wie zugänglich nicht aus Metall, sondern aus Glas hergestellt werden. Dies ist in bester Übereinstimmung mit der bekannten Tatsache, daß feste Metalloberflächen die Bildung von Molekülen aus atomarem Wasserstoff katalytisch beschleunigen. Wir erwähnen schließlich noch eine andere Niedervoltbogenanordnung, die von R. D. Fowler und Gibson entwickelt wurde und die vor allem dadurch bemerkenswert erscheint, daß die Ionendüse auf sehr hoher negativer Vorspannung, maximal etwa 50 kV, gehalten wird. Der Bogenstrom beträgt bei einer Bogenspannung von 200 Volt etwa 10 A. Zwischen Anode

und Kathode des Bogens wird ein Kondensator von $0,2 \mu\text{F}$ gelegt, da andernfalls bei gewissen kritischen Werten von Bogenstrom und -spannung elektrische Schwingungen einsetzen. Für die Abhängigkeit des totalen Ionenstromes, d. h. des gesamten zur Hilfselektrode fließenden positiven Ionenstromes, von der Lichtbogenstromstärke finden Fowler und Gibson bei der von ihnen benutzten Anordnung die Beziehung

$$i = a \cdot I_I^b$$

erfüllt, in der i die Bogenstromstärke, I_I die totale Ionenstromstärke und b ein zwischen 1 und 1,5 liegender Exponent ist. Der totale Ionenstrom hängt demnach angenähert linear von der Bogenstromstärke ab, während der vor allem interessierende, aus der Ionendüse herausziehbare Teilbetrag I_D des Ionenstromes, der den eigentlichen Ionenstrahl darstellt, in komplizierterer Weise von der Vorspannung der Ionendüse und von der totalen Ionenstromstärke abhängig ist, wobei dieser Zusammenhang derart ist, daß für jede Ionendüsenvorspannung ein bestimmter Wert der totalen Ionenstromstärke und damit des Lichtbogenstromes existiert, für den die Intensität I_D des Ionenstrahles optimal ist.

Wir haben schon erwähnt, daß alle der bisher beschriebenen Niedervoltbogenquellen denselben großen Nachteil aufweisen, daß man zur Erzielung der gewünschten großen Ionenstrahlintensitäten große Düsenquerschnitte, zwischen 5 und 15 mm im Durchmesser, verwenden muß, und daß dann des hohen Gasdrucks in der Bogenkammer wegen außerordentlich starke Pumpanlagen zur Aufrechterhaltung des im Nachbeschleunigungsraum benötigten hohen Vakuums erforderlich sind. Diese Schwierigkeiten werden zum Teil vermieden bei der von Tuve, Hafstad, Dahl, Lamar, Samson und Compton ausgearbeiteten sogenannten Kapillarbogenquelle. Das Prinzip des Kapillarbogens erkennt man sofort aus der in Abb. 9 dargestellten Konstruktion von Tuve, Hafstad und Dahl.

Der Niedervoltbogen brennt zwischen der Oxydglühkathode C und der Stahlanode D im Innern des Stahlgefäßes A , welches in der aus der Abbildung ersichtlichen Weise zu einer Kapillare von 3,5 mm Durchmesser und 18 mm Länge verengt ist und so eine starke Einschnürung des Lichtbogens an dieser Stelle bewirkt. Die Kapillare trägt in der Mitte eine seitliche Bohrung E von 5 mm Durchmesser, durch welche die in der Bogenentladung gebildeten Ionen zu der Saugelektrode F gelangen, die eine als

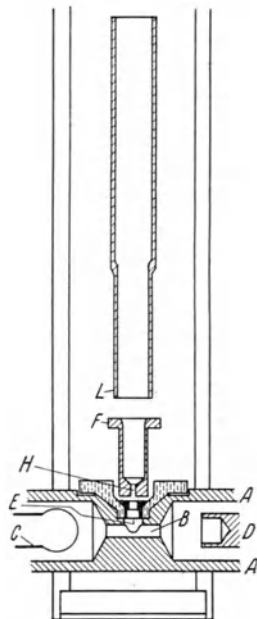


Abb. 9. Kapillarbogen nach Tuve, Hafstad und Dahl

Ionendüse wirkende Bohrung H von 4 mm Länge und 1 mm Durchmesser trägt. L ist noch eine weitere, schon im Hochvakuumraum befindliche Hilfelektrode, die als Ionenlinse fokussierend auf den zunächst noch ziemlich divergent aus der Öffnung der Ionendüse austretenden Ionenstrahl einwirkt und ihn soweit bündelt, daß keine zu großen Ionenverluste an den seitlichen Wänden der Nachbeschleunigungselektroden eintreten können. Vorteile des Kapillarbogens gegenüber den einfachen Niedervoltbögen sind der sehr geringe Energiebedarf des Kapillarbogens, der geringere Gasverbrauch, die Möglichkeit, leichter ein hohes Vakuum im Nachbeschleunigungsraum aufrechtzuerhalten, schließlich die bessere Bündelung und Fokussierung der mittels Kapillarbogen erzeugten Ionenstrahlen, ein Nachteil ist die gegenüber dem einfachen Niedervoltbogen bedeutend niedrigere Ausbeute des Ionenstrahles an Atomionen. Nachstehend noch einige nähere technische Daten des Tuve-Hafstad-Dahlschen Kapillarbogens. Die Glühkathode besteht aus einer mit Erdalkalioxydmasse bestrichenen Platindrahtschleife und benötigt etwa 60 bis 70 Watt Heizleistung. Die Lebensdauer der Oxydmasse beträgt bei täglichem mehrstündigem Betrieb etwa 1 Monat. Der Bogenstrom beträgt etwa 1 A bei 55 Volt Bogenspannung. Das Metallgehäuse A ist am besten isoliert und stellt sich dann von selbst auf ein gegenüber der geerdeten Glühkathode um 20 bis 30 Volt positives Schwebepotential ein. Die Zündung eines Kapillarbogens ist, wegen des durch die Einschnürung der Entladungsbahn bedingten höheren Bogenwiderstandes, etwas schwieriger als die eines gewöhnlichen Niedervoltbogens. Am besten benutzt man dazu einen kleinen Hochfrequenzapparat, den man an die Bogenkammer A anlegt. Man kann stattdessen aber auch die Bogenkammer A über einen Widerstand von etwa 1000 Ohm mit der Bogenanode D verbinden. Es zündet dann zunächst ein normaler Niedervoltbogen zwischen Glühkathode und Bogenkammer, wodurch dann weiter die Zündung des Kapillarbogens erfolgt. Diese letztere Methode der Zündung ist jedoch unzuweckmäßig, wenn man hohe Vorspannungen an der Saugelektrode verwenden will. Der Gasdruck, bei dem der Kapillarbogen brennt, ist merklich niedriger als der Zünddruck, doch entsteht daraus nur bei Verwendung von sehr reinem Wasserstoff eine ernsthaftige Zündschwierigkeit. Meist genügen sogar bereits die von der Glühkathode im Betrieb abgegebenen geringen Gasverunreinigungen, um auch bei Verwendung reinen Wasserstoffs leichte Zündung zu bewirken. Andererseits dürfen aber solche verunreinigenden Gase

nur in sehr geringen Spuren vorhanden sein, da sonst die Atomionenausbeute des Strahles stark nachläßt. Die an der Saugelektrode H liegende Spannung kann zwischen 100 und 4000 Volt variiert werden. Bei hoher Vorspannung ist es vorteilhaft, einen Vorschaltwiderstand von etwa 50000 Ohm einzuschalten, da andernfalls manchmal elektrische Schwingungen entstehen, die den Kapillarbogen ausblasen. Die Stärke des in den Nachbeschleunigungsraum austretenden Ionenstrahles kann durch Änderung der Saugelektroden-spannung leicht innerhalb weiter Grenzen reguliert werden. Es zeigt sich jedoch, ähnlich wie beim einfachen Niedervoltbogen, daß zu jedem Bogenstromwert eine bestimmte Saugelektroden-spannung gehört, für welche die erzielbare Ionenstrahlintensität ein Maximum ist. Einen Überblick über die Abhängigkeit der Ausbeute von Saugelektroden-spannung und Bogenstromstärke vermittelt die aus den Messungen von Tuve, Hafstad und Dahl entnommene Tabelle III. Die dort angegebene Ionenstrahlintensität bezieht sich auf die Summe von Protonen- und H_2^+ -Ionenintensität.

Tabelle III. Ionenstromausbeute im Kapillarbogen.

Bogenstrom A	Saugelektrodenvorspannung						Volt
	700	1000	1500	2000	4000	7000	
0,25	50	75	82	70	52	40	Totaler aus der Ionendüse aus- tretender Ionen- strom, in μA gemessen.
0,5	40	94	161	200	150	110	
1,0	19	50	157	290	450	410	
1,5	14	30	90	260	770	990	
2,0	12	22	58	170	750	1410	
2,5	—	—	—	—	710	1600	

Die Atomionenausbeute des Ionenstrahles betrug bei Verwendung von sehr reinem Wasserstoff zwischen 20 und 50 %. Im wesentlichen übereinstimmende Ergebnisse erzielten auch Lamar, Samson und K. T. Compton. Unter anderem fanden diese Forscher bei Versuchen mit Kapillaren von verschiedener Länge und Weite, daß für jede geometrische Anordnung ein optimaler Gasdruck existiert, bei welchem der Bogenfall ein Minimum ist. Ebenso zeigt sich, infolge der den Austritt der Ionen aus der Seitenöffnung der Kapillaren hemmenden Wirkung von Raumladungen, eine Abhängigkeit des aus der Kapillarenöffnung austretenden Gesamtionenstromes von der (in bezug auf die Bogenkathode negativen) Vorspannung des

Bogengefäßes *A*, dergestalt, daß bei einer bestimmten Vorspannung der austretende Ionenstrom ein Minimum ist. Bei einem Bogengasdruck von 0,1 Torr, einem Kapillarbogenstrom von 1,9 A und einer an der Saugelektrode liegenden Spannung von 10 kV betrug die Stromstärke des Ionenstrahles zwischen 4 und 5 mA, wenn die Seitenöffnung an der Kapillaren einen Durchmesser von 1,2 mm hatte. Die Zusammensetzung des Strahles ergab sich bei der Lamar-Compton-Samsonischen Anordnung zu etwa 10% Protonen, im übrigen zu zwei- und dreiatomigen Wasserstoffmolekülonen.

3. Ionenerzeugung mittels Funkenentladung. Da in der Spektroskopie seit langem Funkenentladungen zur lichtstarken Anregung der Spektren hochionisierter Atome benutzt werden, war es naheliegend, diese Funkenlichtquellen, insbesondere den Abreißfunken, den Hochvakuumfunken und den Hochfrequenzfunken, auf ihre Eignung als Ionenquelle, insbesondere für mehrfach geladene Ionen, zu untersuchen. Solche Untersuchungen sind in den letzten Jahren von Dempster, von Shen LinChen sowie einigen anderen Forschern ausgeführt worden. Die bisher erzielten Erfolge sind noch nicht erheblich, doch werden bei weiterer technischer Verbesserung wahrscheinlich recht gute Ergebnisse zu erzielen sein. Ungeeignet ist nach allen Erfahrungen ohne Zweifel der Abreißfunke, der mit niedriger Spannung betrieben wird und im wesentlichen aus einem im Vakuum arbeitenden mechanischen Unterbrecher besteht. Die aus solchen Funken herausziehbaren Ionenströme sind sehr gering und völlig inkonstant, zudem ist der Elektrodenabbrand sehr erheblich. Ebenfalls ungeeignet ist der mit Hochspannung betriebene Vakuumfunke (hot spark), den Millikan und Bowen mit so großem Erfolg zur spektroskopischen Untersuchung mehrfach ionisierter Atome benutzt hatten. Infolge des hohen Dampfdrucks in der Funkenbahn des hot spark gelingt es nicht, mittels einer äußeren Saugelektrode merkliche Ionenmengen aus der Entladung herauszuziehen. Erfolgversprechender dagegen ist der ebenfalls in der Spektroskopie viel benutzte Hochfrequenzfunke. Die Funkenstrecke befindet sich im Hochvakuum und wird mittels einer großen Teslaanlage betrieben. Die Ionen werden mittels einer Saugelektrode, die möglichst dicht an den Funken herangebracht und an eine negative Vorspannung von 20 kV gelegt wird, aus der Entladung herausgezogen und können hinter dem Spalt der Saugelektrode eventuell noch nachbeschleunigt werden. Ionen hochschmelzender Metalle werden erhalten, indem

die Elektroden der Funkenstrecke daraus hergestellt werden. Leicht schmelzende Metalle, Pulver, Mineralien usw. werden in etwa 1 mm weite und 5 mm lange Röhrrchen aus Nickelblech gepreßt. Bei Verwendung eines Parabelspektrographen werden Massenspektren bei großer Intensität in Belichtungszeiten von 1 bis 3 Minuten erhalten. Da die Ionenquelle völlig im Hochvakuum liegt (Druck auch im Funkenraum weniger als 10^{-5} Torr), wird der Ionenstrahl nicht durch Streuung am Restgas verbreitert, so daß sehr scharfe Strahlbilder erhalten werden können. Interessant erscheint übrigens, daß mittels der Hochfrequenzfunkenmethode von den chemisch einwertigen Elementen im allgemeinen nur einfach geladene Ionen erhalten wurden, während bei höherwertigen Elementen auch mehrfach geladene Ionen in guter Intensität auftraten. In keinem Fall konnten jedoch mehr als vierfach geladene Atome erhalten werden.

4. Ionen aus festen Oberflächen. Auf sehr verschiedene Art können von den Oberflächen fester Körper Ionen emittiert werden. Wir erwähnen zunächst einen schon lange bekannten, wenn auch heute praktisch nicht mehr wichtigen Effekt, der darin besteht, daß zahlreiche Metalle, vor allem Alkalimetalle, beim Beschießen mit Elektronen von einigen hundert eV schwache Protonenströme emittieren. Die Erscheinung, die vor allem von Ramsauer, Kollath, Lilienthal und Goldmann näher untersucht wurde, ist in allen Einzelheiten noch nicht geklärt. Vor allem weiß man nicht, in welcher Form der Wasserstoff im Alkalimetall gebunden ist. Sehr viel besser geeignet für die technische Erzeugung von Ionenstrahlen sind die verschiedenen thermischen Ionenquellen, sowohl was Intensität als auch was zeitliche Konstanz der emittierten Ionen anlangt. Diese auch theoretisch nicht uninteressanten Erscheinungen wollen wir hier etwas eingehender betrachten. Seit langem ist bekannt, daß Wolfram, Molybdän usw. neben der Elektronenemission auch eine schwache Emission von positiven Natrium- und Kaliumionen zeigen, die auf in diesen Metallen vorhandene geringfügige Alkaliverunreinigungen zurückzuführen ist. Ferner zeigen diese Metalle, wenn man sie sehr hoch, bis dicht unter ihren Schmelzpunkt erhitzt, auch eine, wenn auch sehr geringe Emission ihrer eigenen, einfach positiv geladenen Ionen. Die Intensität der so erzielbaren Ionenströme bleibt jedoch stets unter 10^{-7} bis 10^{-8} Amp./cm². Eine sehr viel bessere thermische Ionenemission erzielt man, wenn man die gewünschten Stoffe in Form von ein-

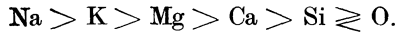
fachen Salzverbindungen verwendet. Ein Beispiel einer solchen thermischen Ionenemission stellen beispielweise die bereits erwähnten Anodenstrahlen von Gehrcke und Reichenheim dar. Es ist naturgemäß für den Emissionsvorgang ganz unwesentlich, ob das Salz unmittelbar oder, wie bei der Gehrcke-Reichenheimschen Anodenstrahlanordnung, durch die mittels einer Gasentladung erzeugten Elektronen erhitzt wird. Die unmittelbare Heizung einer solchen Salzelektrode hat naturgemäß den großen Vorzug, daß alle Teile der Ionenquelle im Hochvakuum liegen können und daß dann, bis auf die in vielen Fällen vernachlässigbare Maxwellstreuung der thermischen Energie der Ionen, dieselben eine völlig homogene Geschwindigkeit besitzen. Der Vorgang der Ionenemission fester Oberflächen muß naturgemäß viele Ähnlichkeiten mit dem Vorgang der thermischen Elektronenemission aufweisen, doch sind die Vorgänge bei der Ionenemission dadurch komplizierter, daß es sich bei allen praktisch allein verwendbaren thermischen Ionenquellen um sehr komplex zusammengesetzte Gebilde, wie Salze, Verbindungen oder Gemische mehrerer Stoffe handelt. Im allgemeinen ist die Arbeit, die aufgewendet werden muß, um aus einem Kristallgitter ein neutrales Teilchen zu verdampfen, kleiner als die entsprechende Arbeit zur Entfernung desselben Teilchens als geladenes Ion, so daß demzufolge die meisten festen Stoffe bei der Verdampfung nur neutrale Atome ergeben werden. Man wird dagegen erwarten können, daß eine merkliche thermische Ionenemission vorhanden ist, wenn in einem Kristallgitter eine Verunreinigung in Form von Ionen eingelagert ist, und in der Tat sind die meisten der brauchbaren thermischen Ionenquellen derartige Einlagerungssysteme. Man erkennt hieraus bereits den Hauptnachteil der üblichen thermischen Ionenquellen, ihre zeitliche Inkonstanz, die dadurch bedingt ist, daß nach anfänglich intensiver Ionenemission die im Gitter vorhandenen Fremdionen bald verbraucht sind, so daß dann die Intensität des Emissionsstromes schnell abnehmen muß. Die Vorgänge bei der thermischen Emission von Salzen und Salzgemischen sind vor allem von C. G. Schmidt und seinen Mitarbeitern eingehend untersucht worden, wobei gewisse allgemeine Regeln erhalten werden konnten. Bei niedrigerer Temperatur wird von dem erhitzten Salz zunächst diejenige Ionenart emittiert, die bei der Elektrolyse des geschmolzenen Salzes die größere Ionenbeweglichkeit besitzt. Mit steigender Temperatur nimmt die Ionenemission sehr stark, etwa exponentiell, zu, bei

höherer Temperatur wird dann auch die andere Ionenart emittiert. C. G. Schmidt deutet dies Verhalten durch die Annahme, daß viele Metallsalze im festen Zustand aus komplexen Molekülen bestehen, die bei erhöhter Temperatur teilweise dissoziiert sind in das im Restgitter leicht bewegliche Metallion und in einen größeren Ionenkomplex. Im Falle des CdJ_2 z. B. erfolgt diese Dissoziation in der Weise, daß neben dem Metallion Cd^+ das Komplexion $(\text{Cd}_{n-1}\text{J}_2)_n^-$ entsteht. Dieses negative Ion kann bei genügend hoher Temperatur noch weiter dissoziieren, wodurch dann auch die Emission von J^- -Ionen möglich wird. Wie weit diese Auffassung auch in anderen Fällen im einzelnen zutreffend ist, mag hier dahingestellt bleiben. Sicher ist jedenfalls, daß in jedem Falle der thermischen Ionenemission eines Salzes eine Auflockerung des Gitters vorausgehen muß. Bei den älteren Untersuchungen waren die aus erhitzten Salzen erhaltenen Ionenausbeuten recht gering, da man die Salze auf sehr dünnen Drähten niedergeschlagen benutzte und so die emittierende Oberfläche zu klein war. Bei Erhitzen auf einige hundert Celsiusgrad wurde selten mehr als etwa 10^{-14} A erreicht. Die Ströme sind zwar sehr viel stärker, wenn man bei höherer Temperatur arbeitet, doch ist mit der dann stärkeren Anfangsemission auch ein entsprechend schnellerer zeitlicher Abfall verbunden. Gleichzeitig sind bei erhöhter Emissionstemperatur die ausgesandten Ionen nicht mehr homogen, da dann neben den positiven auch die negativen Bestandteile der Salze emittiert werden. Auch macht sich bei höherer Temperatur naturgemäß die beginnende Elektronenemission bereits stärker bemerkbar. Es ergibt sich daraus fast zwangsläufig, daß man zur Erzielung größerer Ionenintensitäten große emittierende Oberflächen verwenden muß. Eine zur Untersuchung von Salzen geeignete derartige Konstruktion hat beispielsweise Mentrup angegeben, bei welcher die das Salz tragende Oberfläche von etwa 3000 cm^2 bei Erhitzen auf 300 bis 400°C einen positiven Ionenstrom von, je nach der Art des verwendeten Salzes, 10^{-7} bis 10^{-8} A ergab, der, nach einer kurzen Formierungszeit von etwa 15 Minuten, während vieler Stunden praktisch konstant blieb. Die Trägeroberfläche für die Salze, TlCl , PbCl_2 , AgBr und LiCl , bestand aus einem sehr feinmaschigen Nickeldrahtnetz, auf welches der betreffende Salzniederschlag durch Eintauchen in die konzentrierte Salzlösung aufgebracht wurde. Außer PbCl_2 , das auch bei der niedrigen Temperatur von 300 bis 400°C intensiv Cl^- -Ionen emittierte, ergeben die aufgeführten Salze unter den genannten

Versuchsbedingungen lediglich einfach positive Ionen ihres Metalls. Besonders intensiv war die Emission bei Verwendung von LiCl, wo die Ionenintensität bis auf etwa 10^{-5} A gesteigert werden konnte. Der Hauptvorteil dieser Quellen ist die sehr große Einheitlichkeit der emittierten Ionen. Da jedoch die Abtrennung anderer Ionenarten heute bei den meisten Untersuchungen keine so sehr große Komplikation der Apparatur darstellt, benutzt man jetzt meist thermische Ionenquellen, die eine sehr viel größere Ionenausbeute ergeben, wenn auch der so erhaltene Ionenstrahl nicht homogen ist, sondern mehrere Ionenarten enthält. Insbesondere kann dann trotz großer Ionenstromstärke die Oberfläche der Ionenquelle klein gehalten werden, was für viele Anwendungen von Wichtigkeit ist. Eine sehr intensive, wenn auch sehr inhomogene Ionenemission zeigen so die verschiedenen Glasschmelzen, die zudem den Vorteil haben, daß man sie auf hohe Temperaturen erhitzen kann, ohne daß in ihnen irreversible Vorgänge stattfinden, die die Ionenemission ungünstig beeinflussen, wie dies bei vielen Salzen der Fall zu sein pflegt. Murawkim hat die Methode der hocherhitzten Glasschmelzen sehr genau untersucht und zu einem für massenspektrographische Untersuchungen sehr brauchbaren technischen Verfahren ausgebildet, das wir hier kurz beschreiben wollen. Die Glasschmelze liegt auf einer Unterlage aus einem elektrisch geheizten Platinblech von 0,01 mm Dicke, welches als sogenannte Siebelektrode ausgebildet ist, indem in seinem mittleren Teil zahlreiche feine Löcher, etwa 5 pro mm², angebracht sind. Die Siebelektrode ist an zwei zugleich der Heizstromzuführung dienenden Metallstäben waagrecht ausgespannt und trägt auf ihrer Oberseite die Glasschmelze. Wegen der Kleinheit der Sieblöcher kann die Glasschmelze, die bei glühender Platinfolie flüssig wird, nicht heruntertropfen, während die Ionen aus der Schmelze durch die Sieblöcher hindurch nach unten austreten und gegen die unter der Siebelektrode befindliche, den Eintrittspalt des Massenspektrographen tragende negative Elektrode beschleunigt werden. Murawkim hat auf diese Weise eine größere Anzahl von Glasarten, insbesondere Silikat- und Boratgläser, in dem Temperaturgebiet zwischen 900 und 1600°C auf ihre Ionenemission untersucht.

In fast allen Fällen herrscht eine starke Emission von Na⁺, K⁺, Mg⁺, Ca⁺ sowie Si⁺ und O⁻ vor. Die schweren Metalle werden nur in geringer und inkonstanter Intensität emittiert. In merklicher Intensität dagegen sind die Molekülonen Na₂⁺, Mg₂⁺, K₂⁺ und Si₂⁺

sowie auch doppelgeladene Ionen wie Si^{++} , Mg^{++} , O^{++} und Ca^{++} vorhanden. Für die Emissionsfähigkeit der verschiedenen Elemente ergibt sich, von links nach rechts abnehmend, die Reihenfolge



Weitaus am ergiebigsten als Quelle positiver Ionen erwies sich Jenaer Glas. Die genannten Beobachtungen werden bestätigt und ergänzt durch ähnliche Untersuchungen von Bondy und Vaniceck, die eine der Murawkimschen ähnliche Apparatur verwendeten. Auf Grund ihrer Versuche stellen diese Forscher folgende Gesetzmäßigkeiten für die Ionenemission von Glasschmelzen auf: 1. Alkali-haltige Glasschmelzen emittieren bei niedriger Versuchstemperatur zunächst vorwiegend das Element mit der kleinsten Ionisierungsarbeit; 2. mit steigender Temperatur der Glasschmelze erscheinen auch die anderen Alkaliionen nach Maßgabe ihrer Ionisierungsspannungen; 3. durch einen offensichtlich diffusionsartigen Vorgang tritt in der Oberfläche der Glasschmelze schnell eine Verarmung der Elemente mit höherer Ionisierungsspannung ein, so daß nach einer sehr kurzen Betriebszeit der Ionenquelle bereits nur noch die Ionen der Elemente mit kleiner Ionisierungsspannung emittiert werden. So erklärt sich, daß viele Forscher auch bei Verwendung von Gläsern, die sehr erhebliche Mengen von B, Si, Ca, Sr und Mn enthalten, nur die Emission von Alkaliionen feststellen konnten. Beispielsweise ergibt so eine durch Zusammenschmelzen von zwei Teilen KOH, ebensoviel NaOH, fünf Teilen LiOH und 15 Teilen SiO_2 hergestellte Glasschmelze bei genügend hoher Temperatur anfänglich eine gute Ionenemission aller drei Alkalimetalle, während nach kurzer Betriebszeit bereits nur noch K^+ -Ionen in hoher Intensität emittiert werden und die Li^+ - und Na^+ -Emission unmeßbar gering geworden ist. Dieses Beispiel zeigt besonders deutlich, wie wichtig die richtig gewählte Zusammensetzung einer Glasschmelze im Hinblick auf die intensive Emission einer gewünschten Ionenart ist. Man muß vor allem in der Schmelze solche Elemente, deren Ionisationsarbeiten unter der Ionisationsspannung des Elements liegen, von welchem ein intensiver Ionenstrahl erzeugt werden soll, streng vermeiden, beispielsweise also, wenn man Li^+ -Ionen erhalten will, kein Glas verwenden, das noch andere Alkalimetalle enthält, oder, wenn man Erdalkalitionen darstellen will, eine Schmelze, die völlig frei von Alkali ist. An Stelle der bisher genannten Glasflüsse kann man in vielen Fällen auch natürliche Mineralien oder solchen

entsprechende synthetisch hergestellte Verbindungen verwenden. Die leistungsfähigsten thermischen Ionenquellen dieser Art erhält man bei Verwendung geeigneter Mischungen solcher Stoffe, vor allem Alkalialuminiumsilikate. Ein eventuelles geringes zeitliches Nachlassen der Ionenintensität kann durch Erhöhung der Heizung leicht ausgeglichen werden. Zu beachten ist bei Verwendung thermischer Ionenquellen, daß bei den nicht mehr unerheblichen Ionenströmen Sättigung erst bei Vorspannungen von etwa 50 bis 100 Volt (unter Umständen auch erst bei noch höherer Vorspannung) erreicht wird. Li^+ -Ionenstrahlen von beträchtlicher Intensität lassen sich durch Erhitzen des Minerals Spodumen ($\text{Li}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 4 \text{SiO}_2$) erzeugen, ebenso K^+ -, Na^+ - und Cs^+ -Ionen aus den entsprechenden Mineralien Leucit, Jädeit und Pollucit. Mineralien oder künstliche Produkte, die eine ternäre Mischung darstellen, emittieren stets besser Ionen als binäre Gemische. Am besten scheint nach allen diesbezüglichen Erfahrungen ein Gemisch von einem Teil Li_2O , einem Teil Al_2O_3 und zwei Teilen SiO_2 zu sein, das bei derselben Temperatur mehr als die doppelte Intensität emittiert wie das Mineral Spodumen. Die mit Wasser angerührte Mischung wird als dünne Schicht auf die als Träger dienende Platinfolie aufgetragen, derart, daß etwa 0,25 g Substanz auf den cm^2 der Folie kommen. Die Mischung selbst stellt man am besten aus Li_2CO_3 , fein gepulvertem Quarz und $\text{Al}(\text{NO}_3)_3$ zusammen, schmilzt und pulvert nochmals. Bei einer Temperatur der Trägerfolie von 1100°C erhält man pro cm^2 emittierender Oberfläche einen Li^+ -Strom von etwa 1 mA, der während einer Stunde gut konstant bleibt, danach allerdings abnimmt. An Stelle der genannten Mischung kann auch mit demselben Erfolg das etwa dieselbe Zusammensetzung aufweisende natürliche Mineral β -Eucryptit verwendet werden. Eine sehr leistungsfähige K^+ -Quelle von ähnlicher Zusammensetzung gibt auch Maurer an. Er erhitzt eine auf eine Pt-Folie aufgetragene Mischung von drei Teilen K_2CO_3 , drei Teilen SiO_2 und einem Teil Al_2O_3 auf Rotglut und erhält bei Anwendung einer Saugspannung von 2 bis 3 kV einen K^+ -Strom von etwa 0,8 bis 1 mA/cm^2 , der etwa 60 Stunden lang zeitlich einigermaßen konstant war. Untersuchungen über die Ausbeute dieser und anderer thermischer Ionenquellen ergaben, daß man durch Erhitzen etwa 70 bis 90 % des in der Substanz vorhandenen Alkalis in Ionenform gewinnen kann, wobei, je nach der Temperatur, diese Ionenmenge schnell als intensiver oder langsam als schwächer, aber gut konstanter Ionenstrahl abgegeben werden kann. Die besten Ionenausbeuten,

die mittels thermischer Ionenquellen erzielt werden konnten, wurden jedoch mittels der von Kunsman und seinen Mitarbeitern entwickelten sogenannten Kunsmananoden erhalten. Diese Kunsmanquellen beanspruchen aus zwei Gründen ein besonderes Interesse, einmal im Hinblick auf den bei ihnen vorliegenden Emissionsvorgang, sodann auch deshalb, weil die Ionenemission dieser Quellen bereits bei 700 bis 800°C sehr intensiv ist. Bei allen Kunsmanmischungen handelt es sich um Mischungen von Eisenoxyden mit Alkalisalzen, wie etwa Magnetit (Eisenoxyd), dem etwa 1% Al_2O_3 sowie etwa 0,5% Alkali (etwa als Nitrat) zugesetzt wird. Gerade bei den Kunsmanschichten ist jedoch zur Erzielung einer hohen Ionenausbeute die richtige Vorbehandlung der Schichten sehr wichtig, wobei es insbesondere auf den geeigneten Gasbeladungszustand und den richtigen Reduktionsgrad in der Kunsmanmasse ankommt. Nach einer Kunsmannschen Originalvorschrift schmilzt man beispielsweise Fe_2O_3 -Pulver mit etwa 1% Al_2O_3 und 1 bis 3% Alkalisalz im Sauerstoffgebläse zusammen, pulvert die erstarrte Schmelze und trägt das mit Paraffinöl versetzte Pulver auf der aus etwa 0,01 mm starkem Platin bestehenden Trägerfolie auf. Das Paraffinöl wird durch schwaches Heizen im Vakuum wieder verdampft und sodann die Substanz durch einige Sekunden dauerndes Erhitzen auf helle Rotglut eingebrannt. Danach wird wieder neue Masse mit Paraffinöl aufgestrichen und der Prozeß wiederholt, solange, bis auf der Folie eine dicke Pastenschicht entstanden ist. Diese dicke Schicht wird jetzt bei Rotglut einige Stunden lang in einer Wasserstoffatmosphäre reduziert, wodurch eine lange zeitliche Konstanz der späteren Ionenemission erzielt wird. Ein Nachteil der nach diesen älteren Vorschriften hergestellten Kunsmanelektroden ist die erhebliche Gasabgabe der Elektroden während des Betriebes. Nach Nordmeyer läßt man daher jetzt meist das Paraffinölbindemittel ganz fort. Die Herstellung der Mischung, reinen synthetischen Eisenoxyds mit etwa 0,5% in Form von KCl zugefügtem Kalium sowie 3% als Al_2O_3 zugesetztem Aluminium, geschieht im elektrischen Lichtbogen, zwischen wassergekühlten Elektroden, bei einer Stromstärke von 500 A. Die so gut durchgeschmolzene Substanz wird vor der Verwendung noch bei 400°C im Wasserstoffstrom reduziert. Um eine größere Substanzmenge in der Ionenquelle verfügbar zu haben und zugleich eine bessere Kontrolle der Temperatur durchführen zu können, verwendet man am besten keine Trägerfolie, sondern einen mittels einer elektrischen Heizwicklung von außen erhitzten

Platintiegel (Nordmeyer). Bei einem Vakuum von 10^{-5} Torr kann so bei einer Betriebstemperatur von 700°C leicht ein während vieler hundert Stunden zeitlich völlig konstanter K^+ -Ionenstrom von 10^{-5} A aufrechterhalten werden (emittierende Oberfläche des Ionenofens 15 mm^2). Einen weiteren prinzipiellen Fortschritt stellt eine Anordnung von Lüder dar, bei welcher an Stelle von Eisenoxyd feinstes reines Eisenpulver als Trägermasse verwendet wird. Das Eisenpulver, das vor der Verwendung mittels Hochfrequenzheizung sehr gut entgast sein muß, wird im Hochvakuum durch hochfrequente Erhitzung auf eine Eisenplatte aufgesintert.

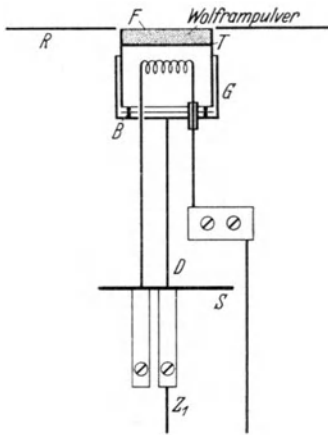


Abb. 10. Glühanode nach J. Koch

Auf diese Unterlage wird das gewünschte Alkali in Form seines Chlorides in dünner Schicht aufgestreut und dann im Vakuum wieder erhitzt, wobei die poröse Eisenschicht das schmelzende Alkalichlorid aufnimmt. Erhitzt man die so vorbereitete Platte jetzt im Hochvakuum auf Rotglut, so kann man, ohne Vakuumbeeinträchtigung durch Gasabgabe, bei einer Saugspannung von etwa 200 Volt einen viele Stunden sehr konstanten Alkaliionenstrom von mehr als 10^{-4} A entnehmen. Von J. Koch ist sodann an Stelle des Eisenpulvers reines metallisches Wolframpulver verwendet worden, was im Hinblick auf die bessere Entgasungsmöglichkeit noch vorteil-

hafter ist. Die sehr praktische Kochsche Anordnung ist in der Abb. 10 wiedergegeben.

Alle Teile der Ionenquelle, die beim Betrieb glühend werden, bestehen aus Molybdänblech. Die emittierende Masse wird in einer etwa 2 bis 2,5 mm dicken Schicht in den Tiegel T (Oberfläche 1 cm^2) hineingepreßt. Zwecks Vornahme der Formierung bzw. Erneuerung der Substanz kann dieser Topf aus seinem Halter leicht herausgenommen werden. Der Glühkörper G, der mittels des Molybdän Drahtes D gehalten wird, umschließt den Topf T von drei Seiten. Die Heizung erfolgt durch eine unter dem Glühkörper angebrachte aus 0,3 mm-W-Draht bestehende Glühwendel, die eine Heizleistung von etwa 100 Watt benötigt und den Glühkörper durch Strahlungs-

heizung erhitzt. Der in der Abbildung noch sichtbare Schutzring R dient nur zur Erzielung einer gleichmäßigen Verteilung des zur Nachbeschleunigung der emittierten Ionen benutzten elektrischen Feldes an der Anodenoberfläche. Das in den Tiegel T gepreßte reine Wolframpulver wird zunächst, ohne Zusatz eines Alkalisalzes, bei einer Temperatur von etwa 1300°C längere Zeit entgast. Die an dem Pulver haftenden Verunreinigungen und Gase gehen dabei zum Teil in ionisierter Form fort, so daß man diesen Ionenstrom als Maß für die fortschreitende Entgasung benutzen kann. Wenn nach etwa 6 bis 8 Stunden Glühen dieser Strom kleiner als 10^{-8} A (bei 1300°C) geworden ist, ist die Entgasung des W-Pulvers beendet. Nach Abkühlen und Hereinlassen von Luft wird der Topf T aus seinem Halter herausgenommen, das Wolframpulver herausgeklopft, in einer Reibschale aufgelockert und mit einigen Volumenprozent Alkalichlorid vermengt. Nachdem diese Mischung wieder in den Tiegel hineingedrückt ist, wird im Vakuum die Anodenheizung langsam auf 800°C gesteigert, wobei das überschüssige Alkalisalz schnell verdampft, nachdem die Oberfläche der W-Pulverteilchen sich mit einer monoatomaren metallischen Alkalischicht bedeckt hat. Das bei der Bildung dieser monoatomaren Alkalimetallschicht freiwerdende Chlor geht in Form eines flüchtigen Wolframchlorids fort. Die so vorbereitete Anode ist sofort verwendbar und leidet in ihren Emissionseigenschaften auch nicht, wenn sie, völlig erkaltet, längere Zeit an freier Luft steht. Nur wenn bei glühender Anode ein stärkerer Lufteinbruch in das Vakuumgefäß erfolgt, wird die Quelle durch Oxydation an der Wolframoberfläche sofort zerstört. Man kann dann aber die Quelle leicht wieder erneuern, indem man das W-Pulver, wie oben beschrieben, bei 1300°C wieder entgast, sodann wieder mit Alkalisalz mischt und neu bei 800°C formiert. Ionenströme von etwa 10^{-5} A/cm² können bei langstündiger Konstanz entnommen werden. Die Ionenausbeute einiger anderer thermischer Ionenquellen ist noch größer. Der Hauptvorteil der zuletzt beschriebenen Quellen ist eben der, daß trotz hohem Ionenstrom durch die Quelle keine merkliche Gasabgabe verursacht wird. Die hochleistungsfähigen Ionenquellen, die sich mit Hilfe von kunsmanartigen Substanzen herstellen lassen, sind in den letzten Jahren viel verwendet worden. Meist handelte es sich dabei um massenspektroskopische Untersuchungen, daneben um Arbeiten über Anregung und Ionisation durch Ionenstoß. Bekannt geworden sind die hier behandelten leistungsfähigen Ionenquellen vor allem dadurch,

daß sie, in Verbindung mit zweckentsprechend konstruierten Massenspektrographen, die makroskopische Reindarstellung von verschiedenen Alkaliisotopen gestattet haben (Symthe, Walcher, Koch). Für die Zwecke der Atomzertrümmerung dagegen kommen die thermischen Ionenquellen weniger in Frage, da sie zur Erzeugung von Wasserstoffionen nicht geeignet sind und andererseits die schwereren Atomarten, wie wir bereits an früherer Stelle kurz ausführten, besser als mehrfach ionisierte Atome beschleunigt werden sollten, falls man mit ihnen erfolgreich Kernumwandlungsprozesse untersuchen wollte. Gerade die Erzeugung von ausreichend intensiven Strahlen doppelt oder mehrfach geladener Ionen ist jedoch mittels thermischer Ionenquellen nicht gelungen. Über die Wirkungsweise der Kunsmanquellen und ähnlicher thermischer Anoden werden wir im folgenden Kapitel, anläßlich der Behandlung eines neuen Effektes, noch weiter zu reden haben. Hier sei abschließend nur noch erwähnt, daß man annehmen muß, daß die monoatomaren Alkalimetallschichten, aus denen die emittierten Ionen stammen, nur einen verhältnismäßig kleinen Teil der verfügbaren Oberfläche der Trägerschicht bedecken, nämlich nur etwa 1 % derselben. Nach den Untersuchungen von Langmuir und Taylor nämlich verdampft ein Teil der monoatomaren Schicht in Ionenform, ein Teil als Neutralteilchen, und das Verhältnis beider Verdampfungsmengen ist in ausgesprochenem Maße von dem Bedeckungsgrad der Trägersubstanz durch die monoatomare Alkalischiicht abhängig. Eine vollkommen mit einer monoatomaren Alkalihaut überzogene Wolframoberfläche emittiert fast ausschließlich neutrale Alkaliatome. Mit abnehmendem Bedeckungsgrad wird der Anteil an verdampfenden Ionen größer und bei einem Bedeckungsgrad von einigen Prozent überwiegt die Ionenemission sehr stark. Wesentlich für die gute Wirkungsweise und die lange Lebensdauer der kunsmanartigen Anoden ist demnach, daß durch die besondere Art der Formierung das meiste Alkali zunächst in tieferen Schichten gebunden wird, während an der Oberfläche nur der genannte geringe Bedeckungsgrad vorliegt, und daß im Betrieb dann durch Diffusionsprozesse dieser monoatomare Bedeckungszustand der Oberfläche aus dem Inneren der Schicht ergänzt wird.

5. Ionenerzeugung mittels Langmuireffekt. Im Jahre 1923 bereits hatten Langmuir und Kingdon gefunden, daß aus neutralen Atomen bestehender Caesiumdampf an einer glühenden Wolfram-

oberfläche ionisiert wird. Die nähere Untersuchung dieser als Langmuireffekt bekannten Erscheinung ergab, daß allgemein jedes auf eine auf etwa 1000°C erhitzte Metalloberfläche auftreffende neutrale Atom ionisiert wird, wenn seine Ionisierungsarbeit kleiner ist als die Elektronenaustrittsarbeit der heißen Metalloberfläche. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn Alkaliatome auf Wolfram auftreffen, wie es Langmuir und Kingdon bei ihrem ersten Versuch beobachteten. Theoretisch erklärt sich der Langmuireffekt leicht aus dem nach der Saha'schen Theorie sich zwischen Ionen, neutralen Atomen und Elektronen einstellenden Ionisationsgleichgewicht. Praktisch zeigen sehr schön die folgenden Versuche die im Langmuireffekt vorliegende Beziehung zwischen Ionisationsarbeit der zu ionisierenden Atome und Elektronenaustrittsarbeit der festen glühenden Substanz. Ein heißer Wolframdraht, dessen Elektronenaustrittsarbeit 4,55 Volt beträgt, ionisiert auftreffende Caesiumdampf-atome, da die Ionisationsarbeit des Caesiums nur 3,8 Volt ist. Ein mit einer monoatomaren Thoriumschicht bedeckter Wolframdraht dagegen hat eine Elektronenaustrittsarbeit von nur 2,66 Volt, es entstehen daher hier keine Caesiumionen. Umgekehrt gibt ein oberflächlich oxydierter W-Draht, dessen Austrittsarbeit sehr hoch liegt, noch in Kupferdampf Ionisation, obgleich die Ionisationsarbeit des Cu-Atoms 7,68 Volt beträgt. Im Hinblick auf die praktische Verwertung wurde der Langmuireffekt vor allem von Moon und Oliphant untersucht, die auf Grund ihrer Untersuchung eine auf dem Langmuireffekt beruhende Apparatur zur Ionenstrahlerzeugung konstruierten. Durch Erhitzen einer Menge von etwa 0,1 g Kalium auf etwa 80°C wurde in dem Raum, in dem sich der glühende Wolframdraht befand, ein Kaliumdampfdruck von etwa $3 \cdot 10^{-6}$ Torr hergestellt. Die aus 0,08 mm starkem Nickelblech bestehende Abschlußwand, die den Hochvakuumraum von diesem Dampfraum trennte und die einen Durchtrittsspalt von $8 \cdot 2 \text{ mm}^2$ Fläche besaß, war nur 1 mm von dem glühenden W-Draht entfernt. Außerdem lag zwischen diesem Nickelspalt und dem W-Draht eine Spannung von 20 bis 200 Volt. Der von dem W-Draht unter den genannten Versuchsbedingungen ausgehende Gesamtstrom von K^+ -Ionen betrug einige 10^{-6} A, der aus dem Spalt austretende Ionenstrahl 10^{-7} A. Zur Orientierung bezüglich der diesen Strom entsprechenden Substanzmenge mag erwähnt sein, daß man eine Ladung von etwa 2500 Coulomb transportiert, wenn man 1 g Kalium in Ionenform destilliert. Alkaliionenquellen nach Art der eben beschriebenen von Moon und Oliphant sind in den letzten Jahren

mehrfach für massenspektrographische Zwecke benutzt worden. Die leistungsfähigste Anordnung dieser Art wurde vor 3 Jahren von Keck und Loeb entwickelt. An Stelle eines glühenden Drahtes aus Wolfram wurde hier ein auf 1000°C geheiztes 2 cm langes und 2,5 mm breites Platinband von 0,02 mm Dicke benutzt, auf das ein in einem besonderen Atomstrahlöfen erzeugter intensiver Kaliumdampfstrom auftraf. Die so an der Pt-Oberfläche erzeugten K^+ -Ionen wurden mittels einer Saugspannung von 200 bis 300 Volt gegen eine Siebelektrode gezogen, hinter der sie noch nachbeschleunigt werden konnten. Der aus Kupfer bestehende Atomstrahlöfen wurde mit einer so großen Kaliummenge beschickt, daß ein tagelanger ununterbrochener Betrieb der Apparatur ohne Nachfüllen von Substanz möglich war. Bei einer Temperatur des Ofens von 330°C und den angegebenen apparativen Daten wurde hinter der Siebelektrode ein K^+ -Strom von $2 \cdot 10^{-4}\text{ A/cm}^2$ erhalten. 60% der Ionen des Strahles erwiesen sich nach anschließender Nachbeschleunigung des Strahles auf mehrere tausend Volt noch bis auf einen Betrag von ± 12 Volt geschwindigkeitshomogen. Bei Entnahme geringerer Ionenströme war die Strahlinhomogenität noch wesentlich geringer, beispielsweise bei $3 \cdot 10^{-5}\text{ A/cm}^2$ nur mehr ± 5 Volt. In Verbindung mit einem geeigneten Massenspektrographen wäre mittels dieser Ionenquelle leicht eine Trennung der Lithiumisotope Li^6 und Li^7 mit einer Tagesausbeute von 0,65 mg Li^6 (Li^6 ist das seltene Li-Isotop, dessen Häufigkeit nur etwa 8% beträgt), oder entsprechend eine Trennung der Kaliumisotope K^{39} und K^{41} mit einer täglichen K^{41} -Menge von 3,5 mg möglich (Häufigkeit des K^{41} -Isotops etwa 5%). Abschließend wollen wir darauf hinweisen, daß nach neueren Feststellungen (Brata und Powell: Tyndall) auch dem Emissionsmechanismus in typischen Kunsman-Quellen der Langmuir-Effekt zugrunde liegt. Die Versuche ergaben so u. a., daß bei den Kunsman-Anoden, wo nur etwa 1 bis 2% der wirksamen Oberfläche mit monoatomarem Alkali bedeckt ist und Ionenemission zeigt, diese wirksamen Stellen gerade solche Gebiete sind, an denen die Elektronenaustrittsarbeit des Unterlagsmaterials größer ist als die Ionisationsarbeit der Atome der monoatomaren Alkalischiicht.

b) Beschleunigung von Ionen

1. Einfache Nachbeschleunigung. Grundsätzlich ist es leicht möglich, mittels genügend hoher elektrischer Potentiale die mit einer der im vorigen Kapitel genannten Ionenquellen erzeugten Ionen bis zu jeder gewünschten Endgeschwindigkeit zu beschleunigen. Bei kleinen, mittleren und auch noch den normal hohen Spannungen ist dies in der Tat, wie allgemein bekannt ist, technisch leicht auszuführen. Die eigentlichen Schwierigkeiten, mit denen wir uns hier näher befassen wollen, beginnen vielmehr erst, wenn man dazu übergeht, Beschleunigungsspannungen von etwa 100 kV oder mehr anzuwenden, wie es vor allem für die Zwecke der Atomkernuntersuchungen notwendig ist. Die Schwierigkeiten, um die es sich dabei handelt, sind teils allgemein hochspannungstechnischer Natur, teils aber auch auf besondere Komplikationen zurückzuführen, die beim Anlegen sehr hoher Spannungen an Vakuumröhren auftreten. Jedoch sind diese Schwierigkeiten in den letzten Jahren, wie wir im weiteren sehen werden, praktisch weitgehend behoben.

Ionenstrahlen von mittlerer Energie und Geschwindigkeit können mittels der Kanalstrahlröhren in einem einzigen und einheitlichen Arbeitsgang hergestellt werden. Eine von der Erzeugung der Ionen räumlich getrennte Beschleunigung derselben muß man dagegen in allen Fällen anwenden, in denen die Ionen nach ihrer Erzeugung eine zu geringe und ihrer Richtung nach ungeordnete Geschwindigkeit besitzen. Dies wird vor allem bei den verschiedenen thermischen Methoden der Ionenerzeugung, bei der Ionenerzeugung durch Elektronenstoß und bei den Niedervoltbogenquellen der Fall sein. Aber auch bei Verwendung eines Kanalstrahlrohres ist in vielen Fällen die zusätzliche Verwendung einer von der Erzeugung und ersten Beschleunigung der Ionen im Kanalstrahlrohr getrennten „Nachbeschleunigung“ vorteilhaft. Einmal macht die Aufrechterhaltung einer Kanalstrahlentladung bei sehr hohen Spannungen gewisse, wenn auch nicht grundsätzliche Schwierigkeiten, sodann aber wird der elektrische Energieverbrauch und zugleich auch die durch Kühlung abzuführende Elektrodenerhitzung des Entladungsrohres um so geringer, je niedriger die Betriebsspannung gewählt wird, während die Nachbeschleunigung des schwachen Ionenstrahles auf höchste Spannungen naturgemäß nur einen ganz geringen Energieaufwand beansprucht. Das Prinzip der Nachbeschleunigung, das naturgemäß nicht auf die Kanalstrahlionenquelle beschränkt ist,

wurde erstmalig 1902 von W. Wien und dann auf Veranlassung Wiens von F. Hoffmann angewendet und wird jetzt bei der Erzeugung von höchstbeschleunigten Kanalstrahlen fast stets benutzt, wengleich seitdem naturgemäß manche technischen Verbesserungen hinzugekommen sind. Neben dem Vorteil des viel geringeren Energiebedarfs hat die Nachbeschleunigung den auch bei mittleren Beschleunigungsspannungen bereits wesentlichen Vorzug vor der einfachen Kanalstrahlanordnung, daß sie gestattet, die Nachbeschleunigungsspannung unabhängig von der Betriebsspannung des Kanalstrahlrohres und damit unabhängig von der Kanalstrahlintensität einzustellen, ähnlich, wie man beim Glühkathodenröntgenrohr unabhängig von der Rohrspannung durch Ändern der Kathodenheizung die Elektronenstromstärke regelt. Eine für viele Untersuchungen bei mittelhohen Spannungen sehr geeignete einfachere

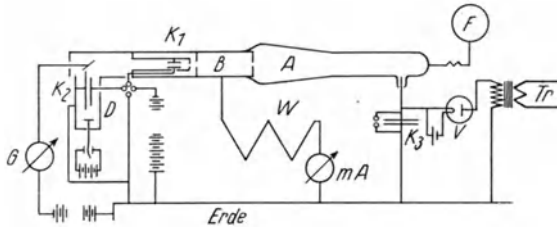


Abb. 11. Wien-Gerthsensche Nachbeschleunigungsanordnung

Kanalstrahlanlage mit Nachbeschleunigung geben wir wieder. Die näheren Einzelheiten ersieht man leicht aus der bereits an früherer Stelle gebrachten Abb. 3 sowie aus demaltungsschema der Abb. 11.

Aus dem Kanalstrahlrohr *A* gelangen die Kanalstrahlen durch den in der Kathode *B* befindlichen Kanal in den Nachbeschleunigungsraum *C*, wobei durch Verwendung eines geeignet dimensionierten Kanals und einer starken, den Raum *C* evakuierenden Diffusionspumpe dafür gesorgt wird, daß trotz des Betriebsdrucks von etwa $5 \cdot 10^{-2}$ Torr im Kanalstrahlrohr der Druck im Nachbeschleunigungsraum nicht mehr als 10^{-6} bis 10^{-5} Torr beträgt. Die Nachbeschleunigungselektrode ist als Hohlzylinder ausgebildet, so daß der Ionenstrahl durch sie hindurch auf den Auffänger *M* gelangen kann. Die im besonderen aus Abb. 11 ersichtliche, von Gerthsen benutzte elektrische Schaltung hat den Vorteil, daß man bei ihr

trotz getrennter Kanalstrahlentladung und Nachbeschleunigung mit einer einzigen Spannungsquelle auskommt und daher insbesondere auch nur ein Gleichrichteraggregat benötigt. Man erreicht dies, indem man die mittels des Transformators T_r erzeugte und in dem Ventilrohr V gleichgerichtete Hochspannung, deren Höhe der Summe von Kanalstrahlrohrspannung und Nachbeschleunigungsspannung entspricht, zwischen die Anode des Kanalstrahlrohres und die Nachbeschleunigungselektrode C legt, während man die Kathode des Kanalstrahlrohres mittels des regulierbaren Widerstandes W auf eine Zwischenspannung, die zur Erzielung des gewünschten Kanalstrahlstromes benötigte Entladespannung, einstellt. Der Widerstand W wird nach Gerthsen mittels einer in ein langes Glasrohr gefüllten Jodcadmiumlösung hergestellt und hat einen Wert von etwa 10^7 bis 10^8 Ohm. Die genaue Einstellung des Widerstandes erfolgt am besten durch Verändern der Eintauchtiefe der Elektroden. Als ungefähres Maß für die Leistungsfähigkeit einer solchen Anordnung mögen die folgenden Daten dienen: gleichgerichtete Transformatorspannung 100 kV, Entladungsspannung des Kanalstrahlrohres 30 kV, Entladungsstrom etwa 0,5 mA, nachbeschleunigter Kanalstrahlstrom auf dem Auffänger einige 10^{-6} A. Ein gewisser Nachteil der Gerthsen-Schaltung bleibt naturgemäß der, daß durch die Kopplung von Kanalstrahlspannung und Nachbeschleunigungsspannung gewisse Betriebsgrenzen festgelegt sind, so daß man, vor allem bei höheren Nachbeschleunigungsspannungen, zweckmäßig doch zwei getrennte Spannungsquellen verwenden wird. Eine nach modernen konstruktiven Gesichtspunkten gebaute Kanalstrahlnachbeschleunigungsanlage, die trotz 200 kV Beschleunigungsspannung die Gerthsen-schaltung benutzt, wurde vor kurzem von Wetterer beschrieben. Die Anlage, die zur Erzeugung von Neutronen aus dem Prozeß $D + D$ dient, benutzt zur Erzeugung des Kanalstrahles eine Ganzmetallröhre nach Rutherford-Oliphant. Im Nachbeschleunigungsraum befindet sich, zwischen der Kathode des Kanalstrahlrohres und der Nachbeschleunigungselektrode, noch eine als weiter Zylinder ausgebildete Hilfselektrode, die die Kathode weitgehend gegen die Nachbeschleunigungselektrode abschirmt und so Entladungsdurchbrüche im Nachbeschleunigungsraum verhindert (insbesondere auch Durchschläge von dort zur Pumpleitung). Die Hilfselektrode ist ohne jede Verbindung mit anderen Teilen der Apparatur und lädt sich im Betrieb auf eine mittlere Schwebespannung auf. An Stelle eines Flüssigkeitswiderstandes aus alkoholischer Jod-

cadmiumlösung verwendet man nach Wetterer zweckmäßiger eine Glühkathodenröntgenröhre, deren Widerstand man leicht durch Verändern der Kathodenheizung einstellen kann. Diese Anordnung hat vor Flüssigkeitswiderständen den Vorteil absoluter Konstanz und viel größerer Strombelastbarkeit. Ebenfalls im Hinblick auf die gewählte Betriebsform bemerkenswert und für gewisse Anwendungszwecke vorteilhaft ist eine von Kirchner und Neuert verschiedentlich benutzte Anlage. Kanalstrahlrohrspannung und Nachbeschleunigung sind hier getrennt, wobei zur Nachbeschleunigung in üblicher Weise gleichgerichteter Wechselstrom dient, während die Kanalstrahlentladung durch die stoßartige Entladung eines auf 50 kV aufgeladenen Kondensators von $0,02 \mu\text{F}$ erzeugt wird. Dieser intermittierende Betrieb kann naturgemäß nur in Verbindung mit einer Wilson-Kammeranlage verwendet werden, ist dann aber u. U. sehr vorteilhaft, da man dort den Kanalstrahl nur in der kurzen Zeit der Kammerexpansion benötigt und so bei Verwendung der Stoßentladungsmethode sehr viel höhere Entladungsströme anwenden kann als im Dauerbetrieb, ohne daß eine besondere Schwierigkeit für die Elektrodenkühlung entsteht. Zudem hat diese Methode in Verbindung mit Wilson-Aufnahmen den weiteren Vorteil, daß, da die zu untersuchenden Zertrümmerungen nur im Augenblick der Wilson-Aufnahme stattfinden, in der Kammer nicht die sonst sehr störenden Vorionisationen auftreten können. Eine andere, wegen ihrer Anordnung merkwürdige Kanalstrahlapparatur mit einstufiger Nachbeschleunigung auf etwa 250 kV beschreibt Döpel. Es wurde hier zur Spannungserzeugung ein Hochspannungsaggregat älterer Konstruktion benutzt, bei welchem nur die positive Leitung geerdet werden konnte. Es wurde daher hier, entgegen den üblichen Anordnungen, die Kathode des Kanalstrahlrohres geerdet, während die negative Nachbeschleunigungselektrode auf Hochspannung war. Um trotzdem mit den Beobachtungs- und Versuchsapparaturen möglichst dicht an die Röhre herangehen zu können, war der Beobachtungsstand, in dem sich der Beobachter nebst den Hilfseinrichtungen befand, als Faraday-Käfig ausgebildet und gegen die Erde so isoliert, daß er auf die Spannung der Nachbeschleunigungselektrode aufgeladen werden konnte. Am bekanntesten und wegen der in ihr erstmalig verwendeten verschiedenen technischen Neuerungen wichtigsten war jedoch zweifellos die von Cockroft und Walton in den Jahren von 1930 bis 1932 entwickelte Nachbeschleunigungsanlage, mit der diesen Forschern 1932 erstmalig eine Atom-

kernumwandlung mit Hilfe von künstlich hoch beschleunigten Teilchen gelang. Die nähere Konstruktion des Beschleunigungsrohres ist aus der Abb. 12 zu ersehen.

Die Betriebsspannung für das Kanalstrahlrohr und die Nachbeschleunigungsspannung werden in getrennten Anlagen erzeugt. Das Kanalstrahlrohr selbst ist ein aus Hartglas bestehendes Rohr des älteren Wien-Astonschen Typs und wird mit etwa 40 kV betrieben. Das Nachbeschleunigungsrohr, auf welches das Kanalstrahlrohr oben aufgesetzt ist, besteht aus zwei je etwa 1 m langen weiten Glaszylindern, die unter Zwischenschaltung der eine Zwischenelektrode *B* tragenden starken Eisenplatte *A* aufeinandergestellt sind. Die Nachbeschleunigungselektroden bestehen aus Metallröhren von 30 cm Durchmesser und sind an den Endflächen mit wulstförmigen Schutzringen versehen, um autoelektronische Entladungen zu verhindern. Im Innern der Elektroden *B* sind ferner an den Stellen *G* Metallblenden angebracht, die das Auftreffen von Ionen auf den Elektrodenrand und damit dort die Bildung von Sekundärelektronen verhindern. Diese Sekundärelektronen nämlich würden sonst, wenn sie aus den Beschleunigungselektroden heraus an die Glaszylinder gelangen könnten, dieselben leicht so stark aufladen können, daß ein Durchschlag erfolgte. Die unten aus dem Beschleunigungsrohr austretenden, auf 300 kV nachbeschleunigten Ionen durchlaufen dann noch ein transversales Magnetfeld, welches zur Aussonderung der gewünschten geschwindigkeitshomogenen Teilchenart dient, und treffen dann auf einen Auffänger, wo sie gemessen und weiter untersucht werden können. Die Nachbeschleunigungsspannung, die nach Zusammensetzen und Inbetriebnehmen der Anlage an die Nachbeschleunigungselektroden gelegt werden kann, kann zunächst nur ganz allmählich gesteigert werden, da alle Teile des Rohres noch stark gasbeladen sind und erst durch längeren Betrieb entgast werden müssen. Das erste „Trainieren“ eines solchen

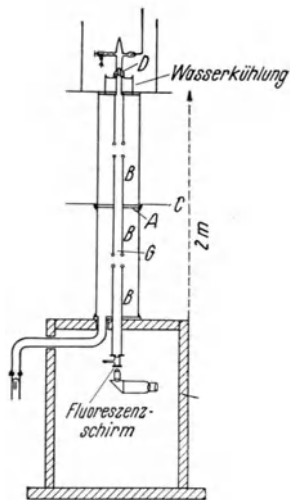


Abb. 12. Nachbeschleunigungsrohr von Cockroft und Walton

Höchstspannungsrohres dauert etwa 1 Tag. Später, wenn das Rohr schon entgast ist und auch während der Versuchspausen unter Vakuum gestanden hat, kann man nach spätestens einer halben Stunde bereits die volle Nachbeschleunigungsspannung, in der neueren Anlage von Cockroft und Walton 800 kV, an das Rohr anlegen. Die von Cockroft und Walton gewählte lange zylindrische Form der Nachbeschleunigungselektroden ist, wie wir im nächsten Abschnitt genauer sehen werden, von Wichtigkeit für die gute und möglichst verlustfreie Fokussierung des den Nachbeschleunigungsraum durchlaufenden Ionenstrahles. Da wir uns dort den verschiedenen für höchste Spannungen geeigneten Konstruktionen von Nachbeschleunigungsrohren zuwenden werden, wollen wir hier nicht weiter bei den Cockroft-Waltonschen Apparaturen verweilen, sondern jetzt noch einige andere, mit geringeren Nachbeschleunigungsspannungen arbeitenden Apparaturen behandeln. So besitzt beispielsweise die bereits in Abb. 4 dargestellte Anordnung von Rutherford und Oliphant eine einstufige Nachbeschleunigung von 200 kV. Der aus dem Kanal *C* austretende Ionenstrahl wird gegen die geerdete Zylinderelektrode *E* nachbeschleunigt. Dieselbe ist von einer Schutzelektrode *S* umgeben, die einerseits, ähnlich wie bei der Cockroft-Walton-Anlage, verhindern soll, daß Sekundärelektronen an das Glasrohr *N* gelangen können, andererseits auch die starken zwischen *C* und *E* herrschenden elektrischen Felder von dem Außenraum abschirmen soll. Der Ionenstrahl gelangt dann unmittelbar nach Passieren der Nachbeschleunigungselektrode *E* in ein transversales Magnetfeld von 18000 Gauß, durch welches der Strahl mit einem Krümmungsradius von 10 cm um 90° abgelenkt wird. Der Polschuhdurchmesser des Ablenkmagneten beträgt 4 cm, der Polschuhabstand 1 cm. Am Ende des Magnetfeldes ist die Blende *Y* angebracht, die eine Weite von $0,5 \cdot 1 \text{ cm}^2$ hat und aus dem Strahl die für die Untersuchung gewünschte homogene Ionenart aussondert, die dann am Auffänger *T* zur weiteren Untersuchung gelangt. Für das gute Arbeiten der Anlage wichtig ist auch die vor dem Pumpstutzen angebrachte Schutzelektrode *X*, die das Durchschlagen einer Hochspannungsentladung zu den Pumpen bei eventueller Vakuumverschlechterung wirksam verhindert. Die Evakuierung des Nachbeschleunigungsraumes auf das notwendige hohe Vakuum von etwa 10^{-5} Torr geschieht am besten mit Hilfe einer Öldiffusionspumpe, da selbst geringe Spuren von Quecksilber, wie sie sich bei Verwendung von Hg-Diffusionspumpen leicht im Vakuumraum

ansetzen können, das Zustandekommen von autoelektronischen Entladungen an den Stellen hoher Feldstärke sehr begünstigen. Von der Stelle *E* der Abbildung ab bis zum Auffänger *T* ist ferner das ganze Rohr außen von einem Bleimantel umgeben, der zugleich als elektrostatischer und als Strahlenschutz wirkt. Im Prinzip der Rutherford-Oliphantschen Anordnung gleichend, wenn auch in der äußeren Formgebung etwas abweichend, ist (neben zahlreichen anderen modernen Anlagen) beispielsweise auch die von Bouwers, Kuntke und Heyn zur Erzeugung von Neutronen aus der Reaktion $D + D$ benutzte Apparatur, die wir schon kurz anlässlich der Behandlung der ganzmetallischen Kanalstrahlröhren erwähnt hatten.

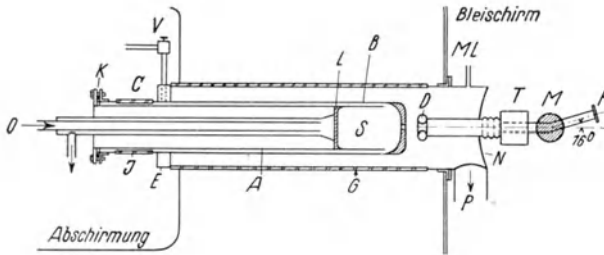


Abb. 13. Einstufiges Nachbeschleunigungsrohr hoher Leistungsfähigkeit nach Bouwers, Kuntke und Heyn

Die Anlage ist in der Abb. 13 dargestellt. Das ganzmetallische Entladungsgefäß besteht aus der Aluminiumröhre *S*, die vorn die eigentliche Kathode mit der Kanalbohrung trägt, sowie dem kupfernen Anodenzyklus *A*, dessen Kupferdeckel *L* durch einen zirkulierenden Ölstrom gekühlt wird. Anoden- wie Kathodenteile sind gut verchromt, da sich gezeigt hat, daß an Kupferoberflächen, wegen des höheren Dampfdrucks des Kupfers, beim Auftreten einer zufälligen Entladung leicht eine Lichtbogenentladung ansetzt. Die Isolation zwischen Anode und Kathode geschieht durch das Glasrohr *J*, das mit den Metallröhren vakuumdicht verschmolzen ist. Eine besondere Kühlung der Kanalstrahlelektrode *B* ist nicht notwendig, da bei der hier gewählten Bauart die Wärmeabgabe durch Strahlung bereits genügt. Bezüglich des verwendeten Kanals mag noch nachgetragen werden, daß derselbe bei einer Länge von 5 mm einen Durchmesser von 3 mm besaß. Um bei diesem weiten Kanal im Nachbeschleunigungsraum das notwendige hohe Vakuum von

10^{-5} Torr aufrechterhalten zu können, mußte man mit ziemlich niedrigem Gasdruck im Entladungsgefäß, mit nur etwa $2 \cdot 10^{-3}$ Torr, arbeiten und demzufolge das Kanalstrahlrohr mit hoher Spannung, etwa 50 kV, betreiben. Die Nachbeschleunigungsspannung von 300 kV liegt zwischen der Kanalstrahlkathode B und der Nachbeschleunigungselektrode D , die nur 5 cm von B entfernt ist und gegen das Entladungsrohr mittels des Glaszylinders G isoliert wird. Durch den Pumpstutzen P wird die gesamte Anordnung mittels einer starken Öldiffusionspumpe evakuiert. Der Ionenstrahl, der im Nachbeschleunigungsraum die hohlzylindrisch ausgebildete Nachbeschleunigungselektrode D durchlaufen hat, gelangt sodann nach Passieren der Elektronenfalle T in den Ablenkmagneten M , wo er nach einer Ablenkung (um 16°) und nach anschließender Ausblendung der gewünschten Ionenart auf den Auffänger F trifft. Wichtig für das gute Funktionieren dieser und überhaupt aller Höchstspannungsanlagen ist, daß an allen Isolierstellen eine möglichst gleichmäßige Feldverteilung herrscht. Im näheren werden wir diese sehr wichtige konstruktive Aufgabe, die auf verschiedene Art gelöst werden kann, in dem folgenden Abschnitt behandeln. Hier wollen wir nur auf die aus der Abbildung ersichtlichen, außen zu beiden Seiten des Isolierrohres G angebrachten Metallschirme (screens) verweisen, die hier die gewünschte gleichmäßige Feldverteilung längs der Außenseite des Glaszylinders G gewährleisten sollen. Zur Orientierung über die zur Zeit mit derartigen Anlagen erreichbare Leistung mag die Angabe dienen, daß Bouwers, Kuntke und Heyn mit der eben geschilderten Anlage ohne Schwierigkeiten einen aus Protonen und Wasserstoffmolekülen bestehenden, auf etwa 350 kV beschleunigten Ionenstrom von 1,5 mA erzeugen konnten und mit Erfolg zur Herstellung sehr intensiver Neutronen aus der Reaktion $D + D$ benutzten. Man erkennt die gewaltige Neutronenintensität, die sich so ohne zu große experimentelle Schwierigkeit mit verhältnismäßig bescheidenen technischen Mitteln erreichen läßt, leicht daraus, daß beispielsweise bei Beschießung einer schweren Wasserstoff enthaltenden festen Schicht, z. B. D_3PO_4 , mit einem auf etwa 140 kV beschleunigten Deuteronenstrahl von nur 150 μA die Neutronenausbeute bereits $14 \cdot 10^6$ Neutronen pro Sekunde beträgt, während demgegenüber eine Radon-Berylliumquelle von 1 Millicurie Intensität, wie man sie etwa bei Vorhandensein starker natürlicher Radiumpräparate herstellen kann, erst eine Neutronenausbeute von 10^4 je Sekunde ergibt.

2. Kaskadenrohrmethode. Wir haben im vorangegangenen Abschnitt kurz die Gründe auseinandergesetzt, die zur allgemeinen Anwendung der Nachbeschleunigungsmethode geführt haben. Es waren dies einmal allgemeine Schwierigkeiten, die die Aufrechterhaltung einer stabilen Gasentladung bei sehr hohen Spannungen weniger empfehlenswert erscheinen lassen, sodann auch die bereits behandelten energetischen Vorteile, die bei höheren Spannungen das Nachbeschleunigungsverfahren bietet. Aber neben diesen Gründen kommen noch weitere Erscheinungen hinzu, die es bei extrem hohen Spannungen notwendig machen, die hohe Spannung in zwei oder sogar mehr Spannungsstufen zu unterteilen. Es zeigt sich nämlich, daß es auch bei Anwendung des besten erzeugbaren Vakuums von weniger als 10^{-6} Torr nicht möglich ist, eine beliebig hohe Spannung an zwei in einem Vakuumrohr angeordnete benachbarte Elektroden anzulegen. Einmal tritt, falls bei zu hoher Spannung zwischen zwei benachbarten Elektroden die Feldstärke an der Oberfläche der negativ geladenen Elektrode die Größenordnung von 10^6 Volt/cm erreicht, und dies kann bei Vorhandensein scharfer Ränder oder submikroskopischer Spitzen an einer Metalloberfläche leicht der Fall sein, ohne daß die makroskopische Feldstärke mehr als etwa 10^5 Volt/cm beträgt, durch die Wirkung des hohen elektrischen Feldes ein Elektronendurchbruch des Vakuums auf (autoelektronische Entladung). Außerdem treten bei zu hohen Spannungen auf der Vakuumseite der Isolationsteile Gleitentladungen auf. Diese Gleitentladungen hatten schon früher bei den ersten Versuchen mit Röntgenröhren für mehr als etwa 300 kV eine sehr große Schwierigkeit dargestellt und konnten restlos erst vor wenigen Jahren überwunden werden, als im Zuge der von der Atomkernforschung geforderten Schaffung von intensiven Ionenstrahlen von höchster Geschwindigkeit das moderne Höchstspannungskaskadenrohr entwickelt worden war, das in seiner Konstruktion von den für niedrigere Spannungen gebräuchlichen Gasentladungs- und Beschleunigungsröhren ganz wesentlich verschieden ist. Schon die früheren Untersuchungen der Gleitfunkenvorgänge hatten ergeben, daß diese Entladungsart, im Gegensatz zu anderen Vakuumentladungen, praktisch vom Gasdruck unabhängig ist, dagegen sehr empfindlich beeinflusst wird von der Art und Beschaffenheit der Isolatorwandung. Es besteht, ähnlich wie man es für den Funkenübergang in einem Gasraum zwischen zwei Elektroden kennt, ein bestimmter Zusammenhang zwischen Gleitfunkenlänge und Elektrodenspannung, wobei man, wie

die Versuche weiter zeigen, unter Gleitfunkenlänge die Weglänge verstehen muß, die der Gleitfunke auf der Isolatorwandung bei dem Überschlag zurücklegt. Charakteristisch für den Gleitfunkenvorgang ist es, daß die Gleitfunkenlänge bei den in Frage kommenden höheren Spannungen von einigen hundert kV die Funkenschlagweite an freier Luft bei derselben Spannung sehr erheblich übertrifft, so daß sich daraus für Höchstspannung Mindestabstände der Elektroden (genauer Mindestlängen der Isolierwandungen zwischen den benachbarten Elektroden) ergeben, die praktisch schwer oder nicht verwirklicht werden können. Dazu kommt noch, daß es bei den sehr hohen, zwischen den Elektroden liegenden Spannungen immer schwieriger wird, eine annähernd gleichmäßige Feldverteilung längs der Isolationswandungen zu erzielen, jede ungleichmäßige Feldverteilung aber die Möglichkeit eines Durchschlags an der überlasteten Stelle nach sich zieht. Die praktischen Erfahrungen an Röntgenröhren und Gasentladungsröhren für höchste Spannungen haben ergeben, daß bis zu etwa 350 kV herauf bei technisch noch tragbaren Entladungsröhrlängen Gleitentladungen vermieden werden können. Diese praktische obere Grenze kann durch Verwendung von sehr gut gereinigten und entgasten Röhren zwar in besonderen Fällen noch weiter heraufgesetzt werden, doch sind im allgemeinen derartige Anordnungen nicht für einen dauernden und sicheren Betrieb geeignet. Im einzelnen werden diese hier nur summarisch genannten Eigenschaften der Gleitentladungen durch zahlreiche Untersuchungen bestätigt, von denen die Arbeiten von W. O. Schumann die wichtigsten sind. Im besonderen Hinblick auf die Frage der Konstruktion von Höchstspannungsröhren wurden diese Fragen letzthin von Neuert untersucht, der mit Glas- und Porzellanröhren von etwa 20 cm Innendurchmesser experimentierte und flache, an den Rohrwandungen anliegende Elektroden verwandte, deren Abstand im Entladungsröhr variiert werden konnte. Im Hinblick auf praktisch wichtige Fragen wurde von diesem Verfasser vor allem das Spannungsgebiet zwischen 100 und 200 kV bei einem Gasdruck von 10^{-4} bis 10^{-5} Torr untersucht. Bei 10^{-4} Torr beispielsweise beträgt unter den genannten Versuchsbedingungen bei einem Isolatorweg von 12 cm die Gleitspannung 147 kV. Die Gleitspannung, die übrigens bis auf einige Prozent genau reproduzierbar ist, steigt bei Vergrößerung des Elektrodenabstandes weniger als proportional dem Elektrodenabstand an. Um wieder ein anschauliches Beispiel zu geben, betrug bei einem Gleitweg von 6 cm auf der Isolierrohrwandung die benötigte Gleitfunken-

spannung etwa 100 kV, bei einem Gleitweg von 22 cm erst 180 kV. Dieses für die gewöhnlichen Gleitentladungen typische Verhalten, durch welches die bei höheren Spannungen normalerweise benötigten sehr großen Rohrlängen bedingt sind, muß nach den Feststellungen von Toepler, Schumann, Neuert u. a. auf eine langsame Ionen- oder Elektronenaufladung der Isolatorwandungen zurückgeführt werden und kann daher in gewissem Maße dadurch vermieden werden, daß man die Innenwand der Isolationsröhre mit einer sehr schwach leitenden Schicht überzieht, beispielsweise, indem man aus Graphit-Wasserglasmischung auf die Innenwandung eine die beiden Elektroden verbindende enge Spirale von einem Gesamt Widerstand von etwa 10^{10} Ohm aufträgt (Breite des Spiralbandes etwa 5 mm, Ganghöhe der Spirale etwa 3 mm), wie dies vielfach, etwa von Van de Graaff oder von Neuert, getan worden ist, oder, indem man die Innenwandung des Glasgefäßes mit dünner Cellophanfolie beklebt, die ebenfalls die gewünschte schwache Leitfähigkeit besitzt. Bemerkenswert ist, daß in der Tat, wenn so die Wandaufladungen praktisch verhindert werden, man einen streng linearen Anstieg der Gleitspannung mit der Isolierwandlänge erhält. Van de Graaff und Van Atta konnten so beispielsweise an ein Entladungsrohr von nur 53 cm Länge, das zur Ableitung der Wandladungen und zur Erzielung der gleichmäßigen Feldverteilung eine aus chinesischer Tusche hergestellte hochohmige Widerstandsspirale ($3 \cdot 10^{11}$ Ohm) von 3 mm Ganghöhe besaß, im Dauerbetrieb mehr als 300 kV anlegen, ohne daß Gleitentladungen auftraten. Einen grundsätzlich anderen Weg schlugen bei der Entwicklung ihres Höchstspannungsrohres 1929 Brasch und Lange ein. Die nähere Konstruktion dieses Entladungsrohres, das für uns hier vor allem deswegen von Wichtigkeit ist, weil es zu den späteren Kaskadenrohren überleitet, ist aus der Abb. 14 zu ersehen. Wie man daraus erkennt, besteht das Entladungsrohr aus einander abwechselnden, metallenen und isolierenden Scheibenringen. Dadurch wird erreicht, daß der Vakuumabstand zwischen zwei benachbarten Metallscheiben 3,5 mm beträgt, während der über die Oberfläche der dazwischenliegenden Isolierscheibe gehende Gleitweg 6 cm beträgt. Das Entladungsrohr besteht bei einer Gesamtlänge von 3,5 m aus etwa 200 solchen Scheibenringen, so daß der Gesamtgleitweg zwischen den Elektroden etwa 12 m beträgt. Außerdem wird durch die Unterteilung der Entladungsbahn durch voneinander isolierte Metallscheiben erreicht, daß sich dieselben auf definierte Zwischenpotentiale aufladen und

so eine angenähert gleichmäßige Spannungsverteilung längs des Entladungsrohres herstellen. Brasch und Lange haben zwar ihr Entladungsrohr bei den meisten ihrer Versuche nicht mit Gleichspannung, sondern mit Stoßspannung betrieben, wobei die Dauer der einzelnen Entladungsstöße nur jeweils in der Größenordnung von tausendstel Sekunden und weniger lag. Die im einzelnen bei ihrer Entladungsröhre vorliegenden Verhältnisse können daher nicht ohne weiteres auf andere Betriebsarten übertragen werden, doch sind gerade die auf die Gleitvorgänge sich beziehenden Beobachtungen

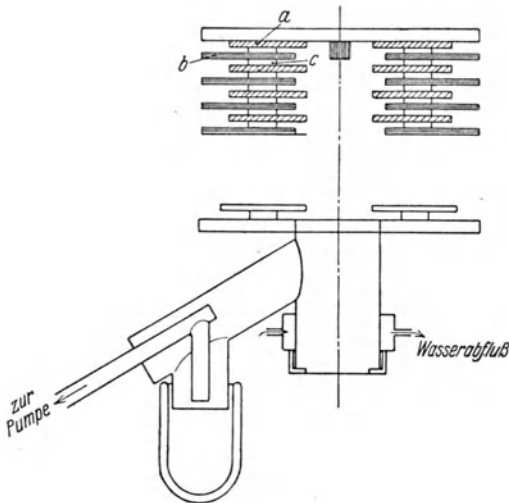


Abb. 14. Lamellenrohr nach Brasch und Lange

und Überlegungen Braschs und Langes von diesen Einschränkungen frei und allgemein gültig, da den Gleitentladungen ein Elektronenmechanismus zugrunde liegt, der, ohne merkliche Verzögerung ablaufend, bei Betrieb mit Stoß- und mit Gleichspannung derselbe bleibt. In der Tat ergaben auch verschiedene diesbezügliche Versuche, daß das Brasch-Lange-Rohr bis zu den höchsten praktisch in Frage kommenden Spannungen, es wurde seinerzeit bis 2,4 MV geprüft, absolut durchschlagssicher und betriebsfähig bleibt. Der Nachteil der interessantesten Konstruktion liegt vielmehr darin, daß infolge der Verwendung von Isolierscheiben aus organischem Material in dem Entladungsrohr kein sehr hohes Vakuum erzeugt werden kann

und insbesondere keine Entgasung des Rohres möglich ist. Es ist jedoch nur noch ein geringer Schritt weiter notwendig, um von dem Brasch-Lange-Rohr zu der modernen Höchstspannungskaskadenanlage zu kommen. Das zugrunde liegende Prinzip erscheint nach dem Vorhergesagten ohne weiteres verständlich. Zwischen die beiden

Elektroden, an denen die Höchstspannung liegt, hat man eine Anzahl von Zwischenelektroden einzuschalten, die auf geeignete Zwischenspannungen gelegt werden, derart, daß die zwischen zwei benachbarten Elektroden herrschende Spannungsdifferenz unter dem für das Auftreten von Gleitentladungen kritischen Wert bleibt. Praktisch wird man daher Spannungstufen von nicht mehr als maximal etwa 150 kV zwischen den einzelnen Kaskaden anwenden. Das moderne Kaskadenrohr dieser Bauart, das heute praktisch ausschließlich für Spannungen von mehr als 300 kV benutzt wird, wurde auf Grund der geschilderten Überlegungen von amerikanischen Forschern, vor allem von Crane, Lauritsen, Soltan und Bennett einerseits, von Tuve, Hafstad und Dahl andererseits entwickelt. Aus der interessanten Geschichte der Entwicklung dieser Höchstspannungsrohre wollen wir einige besonders schöne Beispiele herausgreifen, an denen wir die Überwindung der verschiedenen Schwierigkeiten Schritt für Schritt verfolgen können. Ein älteres Kaskadenrohr

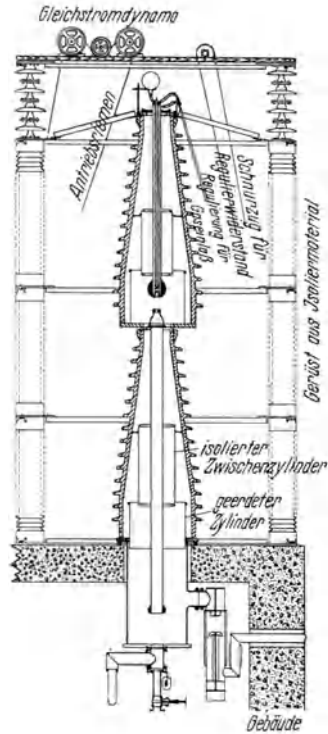


Abb. 15. Kaskadenrohr nach Crane, Lauritsen und Soltan

von Crane, Lauritsen und Soltan, dessen isolierender Vakuumkörper aus zwei aufeinandergestellten, je etwa 2 m langen konischen Porzellanröhren (technische Transformatordurchführungen) von etwa 3 cm Wandstärke bestand, ist in der Abb. 15 dargestellt.

Der Innendurchmesser beider Porzellanröhren betrug an der weitesten Stelle etwa 70 cm, an der engsten etwa 30 cm. Zwischen

der Anode, die als Niedervoltbogenionenquelle ausgebildet war, und der geerdeten Kathode befinden sich drei zylinderförmige Zwischenelektroden, von denen die mittlere auf der halben Röhrenspannung liegt, während die beiden anderen Zwischenelektroden frei bleiben und sich daher im Betrieb auf ein mittleres Schwebepotential aufladen. Die Röhre wurde mittels eines großen 1-MV-Transformators ohne Gleichrichtung des 50 periodigen Wechselstromes betrieben. Das Vakuum im Rohr betrug etwa $5 \cdot 10^{-4}$ Torr. Bei einem aus dem Niedervoltbogen austretenden Ionenstrom von $200 \mu\text{A}$ wurde am Auffänger nach Beschleunigung auf 1 MV ein Ionenstrahl von $30 \mu\text{A}$ gemessen. Erwähnt sein mag in diesem Zusammenhang, daß mit ähnlichen Anordnungen verschiedentlich auch Elektronenstrahlen von etwa 1 MV hergestellt worden sind, um so künstlich intensive γ -Strahlen zu erzeugen. Vollrath, Pole und Werner konnten so bei 1 MV Spannung einen auf die Antikathode auftreffenden Elektronenstrom von 4 mA im Dauerbetrieb aufrechterhalten. Diese Röhre verwendeten auch bei den extrem hohen Betriebsspannungen nur einige wenige Zwischenelektroden, so daß auf jedes Elektrodenpaar eine Spannungsdifferenz von etwa 250 kV entfiel. Dies war nur möglich dadurch, daß erstens das elektrisch sehr feste und sehr gleitendladungssichere Porzellan als Isolierwandmaterial verwendet wurde, daß zweitens die Rohrlänge und damit die Gleitweglänge sehr groß gemacht wurde. Tuve, Hafstad, Dahl und ihre Mitarbeiter gingen den anderen, oben schon angedeuteten Weg, indem sie Kaskadenröhren mit sehr vielen Zwischenelektroden und demgemäß nur geringen Spannungsdifferenzen zwischen benachbarten Elektroden verwendeten. Weiterhin verwenden Tuve, Hafstad und Dahl zum Betrieb ihrer Röhren nicht mehr, wie frühere Anlagen, hoch- oder niederfrequenten Wechselstrom oder mittels Gleichrichteranordnungen erzeugten mehr oder weniger pulsierenden Gleichstrom, sondern mittels des elektrostatischen Van de Graaff-Generators erzeugten völlig konstanten Gleichstrom. Diese Betriebsform in Verbindung mit dem betriebssicheren und leistungsfähigen Kaskadenrohr nach Tuve, Hafstad und Dahl ermöglichte erst die Ausführung zahlreicher grundlegender Untersuchungen an Zerstörungsvorgängen, wie die Ermittlung von Ausbeuten, die Feststellung von Resonanzniveaus und ähnliches mehr, und wird daher seitdem in den meisten modernen Anlagen für Betriebsspannungen von mehr als 1 MV benutzt. Neben der Vermeidung der Gleitfunkengefahr, die, wie wir sahen, auch in Röhren mit wenigen Zwischen-

elektroden bereits in ausreichendem Maße behoben werden kann, hat jedoch die Tuve-Hafstad-Dahlsche Kaskadenröhre noch einen weiteren, für ihre praktische Verwendung ausschlaggebenden Vorteil, der sie grundsätzlich vor allen Konstruktionen mit wenigen Zwischenelektroden auszeichnet. Dies ist die durch die zahlreichen Kaskadenelektroden bewirkte günstige ionenoptische Wirkung, die eine sehr gute Fokussierung des durch die Beschleunigungselektroden hindurchfliegenden Ionenstrahls ergibt, so daß der Strahl auf dem Wege durch das Beschleunigungssystem nur eine verhältnismäßig geringfügige Schwächung erfährt.

Die Zahl der Kaskadenelektroden beträgt bei einer an das Rohr anzulegenden Spannung von 1,2 MV 23. Die Elektroden bestehen aus Stahlblechzylindern, die an in den Glasrohrkörper eingeschmolzenen, zugleich die elektrische Durchführung nach außen besorgenden Wolframdrähten gehalten sind. Außerhalb des Vakuumrohres ist jede Kaskadenelektrode von einer ebenfalls zylindrischen Elektrode umgeben, die jeweils mit der zugehörigen Innenelektrode durch die Wolframdurchführung verbunden ist. Die Kaskadenelektroden sind nicht direkt mit den spannungsführenden Teilen verbunden, sondern erhalten ihre Teilspannungen durch auf die Außenzylinder wirkende Koronasprühstrecken, die so eingestellt sind, daß längs der gesamten Entladungsröhre ein möglichst gleichmäßiger Spannungsabfall herrscht. Bei Verwendung eines Kapillarbogens als Ionenquelle werden bei 1,2 MV Beschleunigungsspannung leichte Ionenströme von 20 bis 30 μA am Auffänger erhalten, wobei der Durchmesser des Ionenfleckes auf dem Auffänger etwa 3 mm beträgt. Das Problem, wesentlich höhere Ionenströme auf dem Auffänger zu erhalten, ist im wesentlichen ein Fokussierungsproblem. Die Ionenoptik ist leider, im Gegensatz zur hochentwickelten Elektronenoptik, noch weniger durchgebildet, so daß die Richtlinien, nach denen man bei der Konstruktion von Kaskadenrohren vorgeht, bisher fast ausschließlich auf empirischen Ergebnissen beruhen. Vor allem interessiert naturgemäß die Frage, wie weit ein Ionenstrahl, der scharf gebündelt und parallel in das Kaskadensystem eintritt, auf seinem Wege bis zu dem Auffänger zusammengehalten werden kann. Aus allgemeinen elektrischen Gründen ergibt sich zunächst, daß jeder aus parallel zueinander fliegenden, elektrisch geladenen Teilchen bestehende Strahl, auch ohne die Wirkung äußerer Kräfte, auf seinem Wege eine Verbreiterung zeigen muß, wie dies vor allem von Watson, Zworykin, Borries und Mitarbeitern untersucht

worden ist. Es ergibt sich wegen der zwischen den geladenen Teilchen wirkenden elektrischen Abstoßung eine nach außen wirkende, den Strahlquerschnitt vergrößernde Kraft vom Betrage

$$m \cdot \frac{d^2 r}{dt^2} = 3 \cdot 10^9 \cdot 4,77 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{I}{r \cdot v},$$

wobei r der Strahlradius, v die Teilchengeschwindigkeit, m die Teilchenmasse und I die durch den Strahl repräsentierte Stromstärke ist. Andererseits wird durch die Bewegung der geladenen Teilchen ein elektromagnetisches Feld erzeugt, welches mit einer Kraft

$$m \cdot \frac{d^2 r}{dt^2} = 2 \cdot 10^{-1} \cdot 159 \cdot 10^{-20} \cdot \frac{I \cdot v}{r}$$

anziehend zwischen den Teilchen wirksam ist und so eine Strahlkontraktion bewirkt. Die beiden entgegengesetzten Kräfte sind einander gleich, wenn die Strahlteilchen sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Im allgemeinen Fall, wenn die Strahlteilchen eine der Potentialdifferenz V entsprechende Geschwindigkeit aufweisen, ergibt sich das Verhältnis von elektrischer, nach außen wirkender Kraft zur magnetischen, nach innen wirkenden Kraft zu

$$\frac{\text{Kraft}_{\text{elst.}}}{\text{Kraft}_{\text{magn.}}} = 2/g \cdot 10^{-20} \cdot V \cdot e/n,$$

woraus man ersieht, daß bei Unterlichtgeschwindigkeit der Teilchen stets die elektrostatische, strahlverbreiternde Wirkung überwiegt. Bei nicht zu großen Ionengeschwindigkeiten ist dieses Überwiegen so erheblich, daß man daneben den magnetischen Anteil vollkommen vernachlässigen kann. Für einen 20-kV-Protonenstrahl beispielsweise beträgt so die strahlkontrahierende Wirkung der magnetischen Kraft erst den $4,26 \cdot 10^5$ ten Teil der strahlverbreiternden elektrostatischen Wirkung. Bei alleiniger Berücksichtigung der elektrostatischen Strahlverbreiterung ergibt sich die Wegstrecke, auf der ein Ionenstrahl seinen Durchmesser verdoppelt hat, bzw. die entsprechende Wegstrecke, auf der sein Durchmesser verdreifacht und vervierfacht ist, zu

$$S_{(r=2a)} = 0,00188 \cdot A; S_{(r=3a)} = 0,00280 \cdot A; S_{(r=4a)} = 0,00358 \cdot A,$$

wobei $A = a \cdot V^{3/4} \cdot n^{1/4} \cdot M^{-1/4} \cdot I^{-1/2}$ zu setzen ist und S die Strahlweglänge, r der Strahlradius nach dieser Weglänge, a der Anfangsradius des Strahles, V die Voltenergie der Ionen, M ihr Molekular-

gewicht und n ihre Wertigkeit, I schließlich der Ionenstrom in A ist. Ein 20-kV-Protonenstrahl von 5 mA Intensität, der einen Anfangsradius von 3,75 mm haben soll, hat demnach seinen Durchmesser verdoppelt nach Durchlaufen einer Strecke von 16,8 cm, verdreifacht nach 24,9 cm und vervierfacht nach 31,9 cm. Im Kaskadenrohr liegen die Verhältnisse wegen des Hinzukommens der von den Elektroden herrührenden äußeren Kräfte komplizierter und eingehendere Rechnungen sind für diesen Fall bisher noch nicht durchgeführt worden. Experimentelle Untersuchungen, die vor allem von Tuve, Hafstad und Dahl ausgeführt wurden, ergaben jedoch, daß zur guten praktisch verlustfreien Fortleitung des Strahles durch das Kaskadenrohr vor allem eine möglichst gute Vorfokussierung des in das Kaskadenrohr eintretenden Ionenstrahls von Bedeutung ist. Wenn diese Bedingung erfüllt ist, dann gelangt bei Verwendung der einfachen zylindrischen Zwischenelektroden von Tuve, Hafstad und Dahl und bei nicht mehr als etwa 100 bis 120 kV Spannung zwischen den benachbarten Elektroden praktisch der ganze in das Kaskadenrohr eintretende Ionenstrom auf den Auffänger (wenigstens bei nicht zu großen Ionenströmen). Dieses günstige ionenoptische Verhalten der Kaskadenrohranordnung ist um so wichtiger und bemerkenswerter, als es andererseits bisher nicht gelungen ist, mittels einer einzigen elektrostatischen Linse und ohne Zuhilfenahme komplizierter Hilfsanordnungen Ionenstrahlen von mehr als maximal 10 μ A Intensität auf Entfernungen von mehr als 20 cm scharf zu fokussieren. Die im Kaskadenrohr so besonders günstigen Verhältnisse sind vermutlich dadurch bedingt, daß im Kaskadenrohr der Ionenstrahl bereits nach Passieren der ersten Kaskadenelektrode eine so hohe Geschwindigkeit und damit Steifigkeit erhalten hat, daß er in dem weiteren Bahnverlauf nicht mehr sehr stark durch äußere Felder beeinflußt wird. Man erkennt hieraus, wie wichtig es zwecks Erzielung einer guten Strahlausbeute am Auffänger ist, daß an der Saugelektrode der Ionenquelle, sowie an den ersten zwei oder drei Elektroden des Kaskadensystems optimale geometrische und elektrische Verhältnisse geschaffen sind. Die eigentliche Strahlfokussierung geschieht am besten mittels einer als langer Zylinder ausgebildeten Elektrode, die zwischen der Ionendüse des Niedervoltbogens und der ersten Kaskadenelektrode angebracht ist und auf einer Spannung von etwa 30 kV liegt, wobei der genaue Wert dieser Elektrodenspannung durch Beobachtung des Ionenfleckes auf dem Auffänger (möglichst große Schärfe desselben) fest-

gestellt werden muß. Ebenfalls wichtig ist, daß an der ersten Kaskadenelektrode die genau einzustellende optimale Spannung liegt, weshalb die an dieser Elektrode liegende Spannung über eine von den anderen Kaskadenelektroden unabhängige, gesondert regelbare Koronasprühstrecke eingestellt werden kann. Es ist ferner für das gute Arbeiten der Fokussierungselektroden günstig, wenn die ersten zwei oder drei Kaskadenelektroden einen im Vergleich zur Saug-elektrode der Ionenquelle möglichst großen Durchmesser aufweisen.

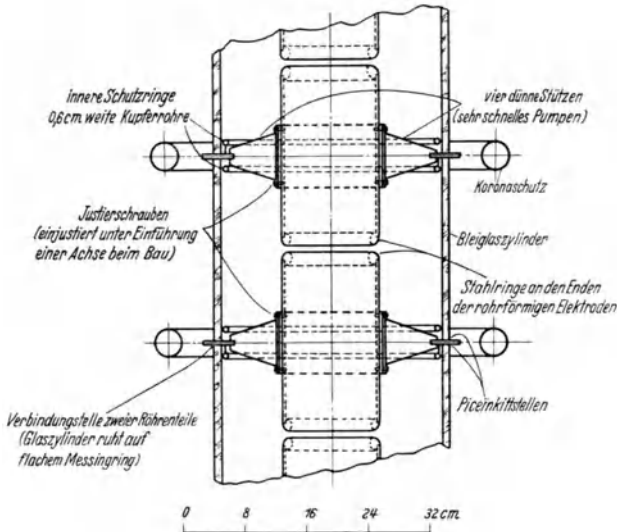


Abb. 16. Neuere Ausführung des Tuve-Hafstad-Dahlschen Kaskadenrohres

Dagegen sind Durchmesser und Länge der weiteren Kaskadenelektroden innerhalb weiter Grenzen nicht kritisch, so daß sie ohne Einfluß auf die Fokussierungseigenschaften der Anlage nach Bedarf variiert werden können. Infolge der offensichtlichen großen Vorteile des Tuve-Hafstad-Dahlschen Kaskadenrohrprinzips im Gebiet höchster Spannungen ist das Prinzip in den letzten Jahren vielerorts verwendet worden, wobei naturgemäß die einzelnen Konstruktionen in den technischen Einzelheiten oft voneinander etwas abweichen, ohne daß jedoch gegenüber den ersten Anlagen wesentlich neues hinzugekommen ist. Wir beschreiben im nachstehenden kurz eine neuere Konstruktion, die von Tuve, Hafstad und Dahl selbst

stammt, wobei wir besonders die von jenen Forschern als günstig erprobten Maße und Daten nennen wollen. Das Vakuumgefäß der aus der Abb. 16 ersichtlichen Röhre besteht aus aufeinandergestellten Bleiglaszylindern von je 32 cm Durchmesser und 24 cm Höhe. Die Vakuumdichtung geschieht hier durch Pizeinkittungen. Die Kaskadenelektroden sind wie üblich aus Stahlblech hergestellt und weisen bei einem Durchmesser von etwa 12 cm eine derartige Länge auf, daß der freie Abstand zwischen den Enden benachbarter Elektroden etwa 1 cm beträgt. Außen ist die Röhre wieder mit einem System von Schutzringen ausgestattet, wobei wieder jeweils eine Innenelektrode und der ihr zugehörige äußere Schutzring miteinander elektrisch verbunden sind. Die Schutzringe haben einen Durchmesser von etwa 40 cm bei einer Höhe von 4 cm. Wichtig ist vor allem die Anbringung von aus 6 mm weitem Kupferrohr bestehenden Schutzringen zu beiden Seiten der Kittstellen im Innern der Glaszylinder, da dort die metallischen Halter der Innenelektroden mit den Glaswandungen in Berührung kommen und dann, weil ein schmaler Vakuumzwischenraum (Dielektrizitätskonstante 1) zwischen dem Glas und dem Metall liegt (Glas und Metall haben sehr hohe Dielektrizitätskonstanten), leicht sehr hohe, zu einem Durchschlag führende Felder auftreten können. Die Spannungsbelastung des Rohres beträgt etwa 100 kV je 25 cm Glasrohrlänge. Die richtige Spannungsverteilung längs des Rohres stellt sich einfach dadurch ein, daß über die äußeren Schutzringe von der Hochspannungsseite des Rohres zur geerdeten Seite ein Koronastrom übergeht, der beispielsweise bei einer am Rohr liegenden Spannung von 1,2 MV etwa 150 μ A beträgt. Die äußeren Schutzringe schützen das Rohr ferner auch vor der zerstörenden Wirkung eventueller Überspannungen, da sie dann als Funkenstrecken von niedrigem Impulsverhältnis wirken. Solche Rohrüberlastungen, die auf diese Weise unschädlich gemacht werden, können beispielsweise leicht auftreten, wenn an einer Stelle des inneren Elektrodensystems ein Funken durchbruch oder eine Glimmentladung einsetzen sollte. In Ergänzung des bereits oben über die Maßnahmen zur Erzielung eines scharfen Ionenbrennfleckes auf dem Auffänger Gesagten muß noch darauf hingewiesen werden, daß die Beschleunigungszylinder bis auf einen Fehler von weniger als 0,2° genau parallel ausgerichtet sein müssen, und daß ferner ihre Achsen bis auf 0,3 mm genau mit der Röhrenachse zusammenfallen müssen. Die Verwendung von Bleiglas als Material für die Isolierwandungen hat zwei Vorteile.

Einmal besitzt Bleiglas eine gewisse, wenn auch sehr schwache Oberflächenleitfähigkeit, so daß sich die zwischen je zwei Kaskaden liegenden 120 kV gleichmäßig über die Glaszylinderlänge verteilen. Außerdem aber werden durch die Bleiglaszylinder (Bleiglas hat etwa 25 % Pb-Gehalt) im Innern des Rohres entstehende Streustrahlen wirksam abgeschirmt. Beispielsweise ergaben sich so bei Betrieb des in Rede stehenden Rohres mit 800 kV und einem Protonenstrom von 10 μ A am Auffänger in einer unabgeschirmt neben der Röhre aufgestellten Wilson-Kammer nur etwa drei Sekundärelektronenbahnen pro Expansion. Von den zahlreichen anderen, im Prinzip stets gleichartigen Kaskadenröhren erwähnen wir hier nur noch die interessante Anlage von Herb, Parkinson und Kerst, auf die wir später im Zusammenhang mit den Fragen der Erzeugung höchster Spannungen nochmals zurückkommen wollen. Um mit kleinem Raum auskommen zu können, sind hier alle hochspannungsführenden Teile, die Maschinen zur Erzeugung der Höchstspannung ebenso wie das als Tuve-Hafstad-Dahl-Rohr gebaute Beschleunigungsrohr nebst Ionenquelle usw., in das Innere eines unter erhöhtem Druck stehenden Tanks eingebaut, da bei höherem Druck die äußere Überschlagespannung ganz beträchtlich heraufgesetzt wird. Auf diese Weise kann mit einer Anlage, die in einem normalen Laboratoriumsraum untergebracht werden kann, ein Ionenstrahl von 2,7 MV erzeugt und untersucht werden. Das Kaskadenrohr muß naturgemäß, da es bei dieser Anordnung unter einem äußeren Überdruck von 5 bis 10 Atm steht, entsprechend stabil gebaut sein. Es besteht aus innen und außen gerippten Porzellanzyindern und enthält insgesamt 54 Kaskadenelektroden, die je eine Länge und einen Durchmesser von 7 cm besitzen. Zur richtigen Fokussierung des durch das Kaskadenrohr laufenden Ionenstrahls kann die an den ersten sechs Kaskadenelektroden liegende Spannung mittels veränderlicher Koronastrecken variiert werden. Außerdem geben die genannten Forscher an, daß ein wesentlich schärferer Brennfleck auf dem Auffänger erhalten wird, wenn bei sonst ungeänderten Verhältnissen die ersten sechs Elektroden des Rohres nur eine Länge von 3 cm statt 7 cm aufweisen. Die Gesamtlänge des Kaskadenrohres von Herb, Parkinson und Kerst betrug etwa 3 m. Die Ionenquelle, ein Niedervoltbogen, ist bereits in dem Abschnitt über Ionenquellen beschrieben worden. Der Ionenbrennfleck auf dem Auffänger hatte bei einer Beschleunigungsspannung von 2,2 MV einen Durchmesser von nur 3 mm.

3. Erzeugung von hohen Ionenbeschleunigungen ohne Anwendung von extrem hohen Spannungen. Nachdem wir in den beiden letzten Abschnitten eingehend die Verfahren zur Herstellung von mittels hoher elektrischer Spannung beschleunigten Ionenstrahlen betrachtet haben, sollen uns jetzt verschiedene andere, aber nicht minder wichtige Verfahren beschäftigen, die geeignet sind, höchste Ionenbeschleunigungen auch ohne Anwendung von extrem hohen elektrischen Spannungen zu liefern. Die beachtenswerten Erfolge, die hier in den letzten Jahren erzielt worden sind, übertreffen zum Teil sogar die der unmittelbar mit Höchstspannung arbeitenden Verfahren. Gerade zur Erzeugung von Ionenstrahlen allerhöchster Geschwindigkeit, wie man sie bei der Untersuchung von Kernreaktionen oft benötigt, sind die mittelbaren Verfahren der Ionenbeschleunigung den direkten Verfahren sogar überlegen und zum Teil nur allein noch anwendbar. Eine Methode zur indirekten Erzeugung hoher Iongeschwindigkeiten, die zwar zur Erzeugung sehr hoher

Iongeschwindigkeiten nicht geeignet ist, aber doch des ihr zugrunde liegenden Prinzips wegen von Interesse ist, wurde 1932 von Gerthsen in Deutschland sowie von Dempster in Amerika angegeben. Wir erläutern das Prinzip dieses Verfahrens kurz an Hand der Abb. 17.

Die aus dem Kathodenkanal des Kanalstrahlrohres K austretenden Ionen werden in dem zwischen der geerdeten Metallkammer U_I und der Kanalstrahlrohrkathode liegenden Felde E_1 nachbeschleunigt und treten dann durch eine enge Bohrung in der Seitenwand der Kammer U_I in dieselbe ein. In dieses Kammerinnere wird Wasserstoff eingeleitet dergestalt, daß bei entsprechender Dimensionierung der Kammeröffnungen in der Kammer ein Gasdruck von etwa $2 \cdot 10^{-2}$ Torr herrscht, während durch starkes Abpumpen am Nachbeschleunigungsraum in diesem Hochvakuum aufrechterhalten wird. Die in die Gaskammer eintretenden Ionen werden bei dem hohen Druck in der Kammer in erheblichem Maße durch Umladung neutralisiert. Die Länge der Gaskammer ist dabei so gewählt, daß Umladungsgleichgewicht zwischen geladenen und neutralen schnellen Teilchen erreicht wird. Der Teilchenstrahl, der aus der gegenüber

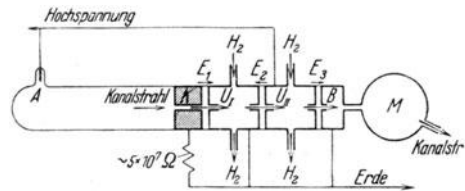


Abb. 17. Mehrfachbeschleunigung durch Umladung nach Gerthsen und Dempster

der Eintrittsöffnung liegenden Austrittsöffnung aus der Gaskammer heraustritt, besteht somit zu einem erheblichen Teil aus nicht geladenen Teilchen. In geringem Abstand hinter der ersten Gaskammer befindet sich eine gleiche Gaskammer U_{II} , die mit dem nichtgeerdeten Pol der Hochspannungsquelle verbunden ist. In dem auf Hochvakuum befindlichen Raum zwischen U_I und U_{II} herrscht somit ein im Absolutbetrage dem ersten Beschleunigungsfelde gleiches elektrisches Gegenfeld, durch welches die geladenen Teilchen des Strahles abgebremst und damit aus dem Strahl ausgeschieden werden, während die neutralen Strahlteilchen dieses Feld ungehindert durchfliegen und in die Gaskammer U_{II} eintreten können. In dieser Kammer stellt sich jetzt wieder Umladungsgleichgewicht ein, so daß der aus der Kammer U_{II} austretende Strahl neben neutralen Teilchen jetzt wieder in merklichem Maße Ionen enthält, wobei diese Ionen wegen der sehr geringen Energieverluste bei der doppelten Umladung praktisch noch die gesamte im Felde E_1 aufgenommene Energie besitzen. In dem Hochvakuumraum hinter der Kammer U_{II} befindet sich eine weitere, mit der ersten Nachbeschleunigungselektrode verbundene Elektrode, so daß die bereits im Felde E_1 beschleunigten Ionen des aus U_{II} austretenden Strahles im Felde E_3 nochmals um denselben Betrag beschleunigt werden wie im Felde E_1 . Die so auf die doppelte Energie der zur Verfügung stehenden Hochspannung beschleunigten Ionen werden dann mittels des Analysiermagneten M in der üblichen Weise zerlegt und am Auffänger A weiter untersucht. Grundsätzlich wäre es durch mehrfache Wiederholung des geschilderten Verfahrens möglich, mit einer gegebenen Hochspannung jede gewünschte hohe Endbeschleunigung der Ionen zu erzielen. Praktisch ist jedoch das Verfahren bereits nach einmaliger Energieverdoppelung erschöpft, da die Endintensität des Strahles wegen der notwendigen zweifachen Umladung dann bereits so gering geworden ist, daß eine weitere Wiederholung des Verfahrens nicht möglich wird. Hierzu kommt noch, daß bekanntlich der Umladungsquerschnitt bei sehr hohen Ionengeschwindigkeiten stark mit der Ionengeschwindigkeit abnimmt, so daß auch dadurch das Verfahren zur Erzeugung höchster Ionengeschwindigkeiten wenig geeignet erscheint. Die höchsten, mit dem Verfahren erzielbaren Ionenenergien betragen etwa 150 kV, wobei eine Ausgangsspannung von 75 kV zur Verfügung stehen muß. Die so erzeugbare Ionenstromstärke hat eine Intensität von etwa 10^{-8} A. Der Strahlweg in den Umladungskammern beträgt etwa je 3 cm bei einem Umladungs-

druck von 0,2 Torr. Sehr viel wichtiger für die Erzeugung hochbeschleunigter Ionenstrahlen durch Mehrfachbeschleunigung sind die auf der Verwendung von hochgespannten Hochfrequenzströmen beruhenden Verfahren geworden. Ein typisches und bereits sehr leistungsfähiges Hochfrequenzverfahren ist von E. O. Lawrence und Sloan nach einer Idee von Wideroe ausgearbeitet worden. Bereits bei den ersten Versuchen konnten diese Forscher nach ihrem Verfahren eine 21fache Vervielfachung der verwendeten Grundspannung von 10 kV erreichen und auf diese Weise Hg-Ionen von 210 kV erzeugen. Später wurden bei Verdreifachung der angewandten Grundspannung von etwa 80 kV sogar Hg⁺ Ionen von

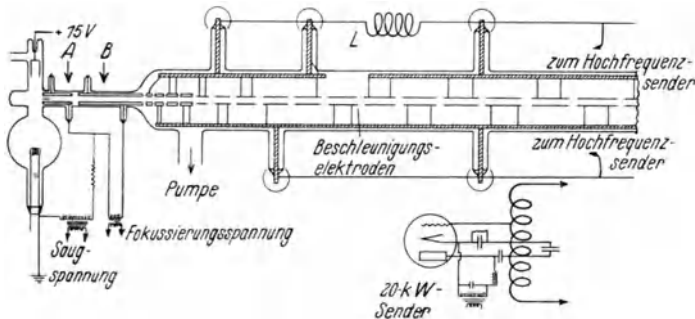


Abb. 18. Geradlinig-Vielfachbeschleuniger nach Lawrence und Sloan

2,8 MV erzeugt. Das Prinzip der Methode sei an Hand der die Versuchsanordnung von Lawrence und Sloan darstellenden Abb. 18 erläutert.

Die mittels einer Niedervoltbogenquelle erzeugten Hg⁺-Ionen gelangen nach Passieren der Ionendüse A und der Fokussierungselektrode B in das Beschleunigungsrohr, das, ähnlich wie ein Kaskadenrohr, aus einer größeren Anzahl von hintereinander angeordneten zylindrischen Elektroden aufgebaut ist. Diese Beschleunigungselektroden sind, wie aus der Abbildung ersichtlich, abwechselnd mit den beiden Enden der Spule eines Hochfrequenzgenerators verbunden, so daß an zwei benachbarten Elektroden stets entgegengesetzt gleiche Spannung liegt. Durch geeignete Wahl der an den Elektroden liegenden Hochfrequenzspannung wird nun erreicht, daß die in das Beschleunigungsrohr eintretenden Ionen zur Zurücklegung des Weges von einer zur nächsten Elektrode gerade die Zeit

einer halben Periode der Hochfrequenzschwingungen benötigen. Außerdem werden die Längen der Elektrodenzylinder so gewählt, daß die Ionen beim Durchlaufen aller Elektroden stets in Phase bleiben mit der Hochfrequenzschwingung. In diesem Falle werden die Ionen, die das Beschleunigungssystem ganz durchlaufen haben, die Endenergie

$$V_n = n \cdot V$$

besitzen, wenn V die Spannungsamplitude der Hochfrequenzschwingungen und n die Anzahl der Beschleunigungselektroden ist. Die zur Einhaltung der Phasenbedingung notwendigen Elektrodenlängen ergeben sich, wie man leicht erkennt, zu

$$s_x = s_1 \cdot \sqrt{x},$$

wenn s_1 die Länge der ersten Elektrode, s_x die Länge der x -ten Elektrode ist (die Beziehung gilt streng nicht für die Elektrodenlängen selbst, sondern für die Abstände von Elektrodenmitte zu Elektrodenmitte). Bei einer gegebenen Länge s_1 der ersten Elektrode und einer Frequenz ν des Hochfrequenzsenders ist zugleich auch die anzuwendende Hochfrequenzspannung V festgelegt gemäß der Beziehung

$$V = \frac{16 \cdot s_1^2}{v^2} \cdot \frac{e}{m}.$$

Eine neuere Anlage von Sloan und Coates (1934) verwendete 36 Beschleunigungselektroden von je 6 mm Innendurchmesser. Die Länge der ersten Elektrode betrug 1 cm, die Gesamtlänge des Beschleunigungsrohres etwa 1,90 m. Der Hochfrequenzsender arbeitete mit einer Wellenlänge von 30 m (Sendeleistung etwa 10 kW) und ergab am Elektrodensystem des Beschleunigungsrohres eine Spannungsamplitude von etwa 80 kV. Auf diese Weise wurden, wie schon oben erwähnt, Hg⁺-Ionenströme von etwa 10⁻⁷ A bei einer Ionenenergie von 2,85 MV hergestellt. Sehr wesentlich für das gute Arbeiten der Anlage ist, daß die einer gewählten Senderfrequenz entsprechende optimale Hochfrequenzspannung sehr genau innegehalten wird, da nur so eine gute Strahlintensität erzielbar ist. Beispielsweise beträgt die Ausbeute nur noch etwa 3% der Maximalausbeute, wenn die Elektrodenspannung nur um 1% von dem optimalen Wert abweicht. Der Hochfrequenzsender wird mit einer Anodenspannung von etwa 15 kV betrieben. Die benötigte Span-

nung von etwa 80 bis 90 kV wird an den freien Enden der als Hochfrequenztransformator wirkenden Senderspule abgenommen, wie aus der Abbildung ersichtlich ist. Die Regelung der Hochfrequenzspannung geschieht durch Änderung der Anodenspannung des Senders. Die Wideroe-Lawrence-Sloansche Methode des Geradlinigvielfachbeschleunigers ist bisher nur für Ionen von schweren Elementen angewendet worden, da dort die Voraussetzungen zur Anwendung dieser Methode besonders günstig liegen, doch ist die Verwendung der Methode auch bei wesentlich leichteren Ionen möglich. Leichtere Ionen fliegen ihrer geringeren Masse wegen in demselben Beschleunigungsfeld entsprechend der Beziehung

$$v_1 : v_2 = m_2 : m_1$$

schneller als schwere Ionen. Man müßte daher, um solche Ionen ebenso hoch zu beschleunigen wie schwere, entweder die Senderfrequenz erhöhen, oder aber längere Beschleunigungselektroden verwenden. Eine wesentliche Frequenzerhöhung ist bei den benötigten großen Senderenergien nicht möglich, dagegen können längere Beschleunigungssysteme als bisher verwendet werden. Eine ernsthafte Beschränkung entsteht dann dadurch, daß ein längeres Elektroden-system eine entsprechend größere Kapazität besitzt und deswegen die Schwingleistung des Senders vergrößert werden muß. Überschlagsmäßige Rechnungen ergeben, daß es mit den zur Verfügung stehenden technischen Mitteln noch durchführbar wäre, N_2^+ -Ionen, also einfach geladene Stickstoffmoleküle, die etwa dreimal so schnell fliegen wie Hg^+ -Ionen, bis auf 2 MV zu beschleunigen, wenn etwa 60 kW Senderleistung zur Verfügung stehen. Ähnlich könnten mit denselben Mitteln Li^+ -Ionen von 1,25 MV und H^+ - bzw. He^+ -Ionen von etwa 1 MV erzeugt werden. Diese leichten Ionen können aber sehr viel besser und bis zu sehr viel höheren Energien mit Hilfe des zweiten und wichtigeren Lawrenceschen Vielfachbeschleunigers, des Cyclotrons, erzeugt werden. Bevor wir auf dieses eingehen, mag noch ein anderes, dem Lawrence-Sloanschen Verfahren in gewisser Hinsicht ähnliches kurz erwähnt sein, welches statt mit Hochfrequenz mit Stoßspannung arbeitet. Diese von Beams und Snoddy ausgearbeitete Methode benutzt eine über ein Leitersystem laufende elektrische Wanderwelle, die durch die Entladung einer auf Hochspannung aufgeladenen großen Kapazität erzeugt wird. Die ähnlich wie bei Lawrence-Sloan gebauten Beschleunigungselektroden sind mit solchen Punkten der Wanderwellenleitung verbunden, daß die

Laufzeit der Wanderwelle auf der Leitung mit der Ionenlaufzeit im Elektrodensystem übereinstimmt, so daß das beschleunigende elektrische Feld sich gewissermaßen mit den Ionen mitbewegt. Bei Verwendung einer Ausgangsspannung von etwa 100 kV und 20 Beschleunigungselektroden konnten so Protonenstrahlen von 2 MV erzeugt werden.

Die weitaus wichtigste indirekte Beschleunigungsmethode ist jedoch die vom Lawrence, Edlefson und Livingston in den Jahren von 1930 bis 1932 ausgearbeitete Cyclotronmethode. Man ersieht die vor allem durch die Arbeiten von Lawrence und Livingston in wenigen Jahren geschaffenen Fortschritte am besten aus der kurzen historisch geordneten Aufführung ihrer wesentlichen Ergebnisse. Anfang 1931 konnten Lawrence und Livingston mittels einer Ausgangsspannung von 2 kV Wasserstoffmolekülionen von 80 kV erzeugen, am Ende desselben Jahres wurde bereits ein Protonenstrahl von 0,1 μ A Intensität und 500 kV Energie erhalten, im folgenden Jahre wurden erstmalig 1,2-MV-Protonen erzeugt, und heute, wenige Jahre später, können ohne Schwierigkeit Protonen und Heliumionen in Intensitäten von vielen μ A und von Energien, die alle natürlichen radioaktiven Umwandlungen weit übertreffen, hergestellt werden, so daß heute Kernreaktionen untersucht werden können, die mit den in der Natur zur Verfügung stehenden Strahlenquellen nie hätten entdeckt werden können. Um das wichtige Prinzip des Cyclotrons zu erläutern, müssen wir an das bekannte Verhalten von geladenen Teilchen in Magnetfeldern anknüpfen. Ein mit der Geschwindigkeit v in ein transversales Magnetfeld der Stärke H eintretendes Ion der spezifischen Ladung e/m beschreibt bekanntlich eine senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien liegende Kreisbahn. Da an jeder Stelle dieser Bahn die magnetische Ablenkkraft der Zentrifugalkraft entgegengesetzt gleich sein muß, erhält man die Beziehung

$$\frac{m \cdot v^2}{r} = \frac{e}{c} \cdot H \cdot v,$$

aus der sich weiter die Zeit t , die das Teilchen zum Durchlaufen eines halben Kreisumfangs benötigt, zu

$$t = \frac{\pi \cdot m \cdot c}{H \cdot e}$$

ergibt. Man sieht daraus, daß diese Umlaufszeit unabhängig vom Radius r der Kreisbahn und ebenso unabhängig von der Teilchen-

geschwindigkeit v ist. Dieser Umstand wird im Prinzip des Cyclotrons in sehr geschickter Weise benutzt, wie an Hand der schematischen Zeichnung eines Cyclotrons in Abb. 19 näher erläutert sei. An zwei, ähnlich wie die Kästen eines Quadrantelektrometers gebaute schachtelförmige Halbkreiselektroden A und B , die einander gegenüberstehen, wird eine geeignete Hochfrequenzspannung angelegt. Die gesamte Anordnung befindet sich in einem starken, zur Zeichenebene senkrecht stehenden Magnetfeld. Werden nun im Innern der Elektrodenschachteln, in der Nähe des Zentrums, etwa an der Stelle P , Ionen erzeugt, so werden dieselben gegen die in

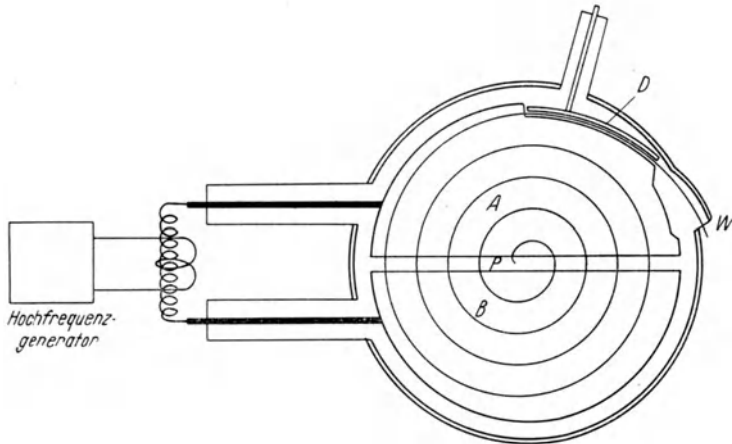


Abb. 19. Prinzip des Cyclotrons

diesem Augenblick gerade negative Halbkreiselektrode, etwa gegen A , beschleunigt werden, wobei sie aber infolge der Ablenkung durch das Magnetfeld eine Spiralbahn beschreiben werden, so daß sie nach einer sich aus der oben genannten Formel ergebenden Zeit t wieder aus der Elektrode A austreten müssen. Hat man nun die Frequenz der zwischen A und B liegenden Hochfrequenzspannung so gewählt, daß die eben betrachtete Ionenlaufzeit t gerade gleich der halben Schwingungsdauer der Hochfrequenzschwingungen ist, so treten die in der Elektrode A auf die Scheitelspannung der Hochfrequenzschwingung beschleunigten Ionen gerade in dem Augenblick in die Elektrode B ein, in dem diese Elektrode negativ wird. Die Ionen werden jetzt in B wieder beschleunigt, durchlaufen eine neue, größere

Spiralbahn, treten dann, wenn A negativ wird, wieder in die Elektrode A zurück, wo sie erneut beschleunigt werden, usw. Wegen der Unabhängigkeit der Umlaufzeit von der Teilchenenergie und dem Bahnradius der Teilchen bleiben die Teilchen stets mit der sie beschleunigenden Hochfrequenzspannung in Phase, so daß bei genügender Wiederholung der Umläufe jede gewünschte Endbeschleunigung der Ionen erreicht werden kann. Die Resonanzwellenlänge, die man nach dem Gesagten zur Vielfachbeschleunigung einer Ionenart von

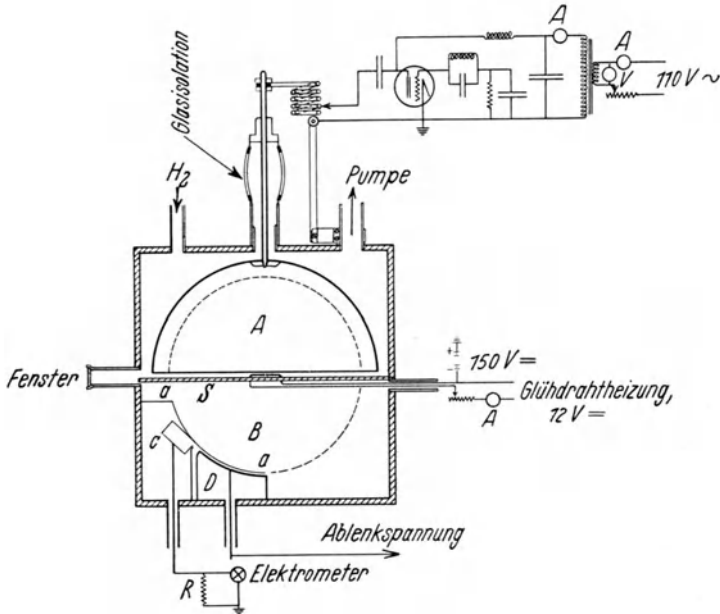


Abb. 20. Konstruktionsskizze des ersten Lawrence-Livingstonschen Cyclotrons

bestimmtem e/m -Wert bei Anwendung eines Magnetfeldes der Stärke H anwenden muß, ergibt sich zu

$$\lambda = \frac{2 \pi \cdot m c^2}{H \cdot e}.$$

Für Protonen und für ein Magnetfeld von 10000 Gauß ergibt sich eine Resonanzwellenlänge von 19,4 m. Da die Ionen bei jedem vollen Umlauf zweimal beschleunigt werden, besteht zwischen der

angewandten Hochfrequenzspannung, der Anzahl der Umläufe und der erreichten Endenergie der Teilchen die einfache Beziehung

$$V_n = 2 \cdot n \cdot V_0.$$

Ferner besteht zwischen der in Volt gemessenen Energie der Teilchen an einer beliebigen Stelle der Spiralbahn und dem zugehörigen Bahnradius die Beziehung

$$V = 150 \cdot \frac{H^2 \cdot r^2}{c^2} \cdot \frac{e}{m} = 300 \cdot \pi \cdot \frac{H \cdot r^2}{\lambda},$$

aus der man ersieht, daß unter der Voraussetzung, daß die Ionen tatsächlich diese Zahl von Umläufen in Resonanz mit den Hochfrequenzschwingungen zurücklegen können, die erzielbare Endenergie der Ionen unabhängig von der angewandten Hochfrequenzspannung nur von der Magnetfeldstärke und von dem Endradius der Spiralbahn, d. h. also dem Radius der Duantelektroden A und B abhängig ist. Mittels einer Hilfselektrode D , an der eine hohe Gleichspannung liegt, werden die im Cyclotron auf diese Weise hochbeschleunigten Ionen schließlich aus dem Cyclotron herausgezogen und treffen an der Stelle W auf den Auffänger bzw. auf ein dünnes Folienfenster, durch welches sie an die freie Atmosphäre austreten können. Die nähere technische Ausführung des Cyclotrons sei an Hand der Abb. 20 erläutert, die, nur unwesentlich schematisiert, die von Lawrence und Livingstone bei ihren berühmten ersten Versuchen benutzte Apparatur zeigt.

Als Vergleich sei ferner in der Abb. 21 die Konstruktionsskizze eines neueren Cyclotrons wiedergegeben. Man erkennt daraus deutlich, daß die seit der Konstruktion von Lawrence und Livingstone vom Jahre 1932 erzielten Fortschritte technischer, nicht grundsätzlicher Natur sind und die seitdem so bedeutend gesteigerte Leistungsfähigkeit des Cyclotrons vor allem durch die seitdem ermöglichte Verwendung von größeren Duantelektroden und größeren Magnetfeldern bedingt ist. Der für die Konstruktion des ersten Lawrence-Livingstonschen Cyclotrons zur Verfügung stehende Magnet hatte einen Polschuhdurchmesser von 35 cm bei einem Polschuhabstand von 4,5 cm. Daraus ergaben sich die Dimensionen der Cyclotronkammer und der Duantelektrode. Wie man nämlich aus der Abb. 20 sieht, benutzten Lawrence und Livingstone ursprünglich an Stelle von zwei sich gegenüberstehenden Duanten nur einen einzigen, gegen den das ganze metallische Gehäuse der

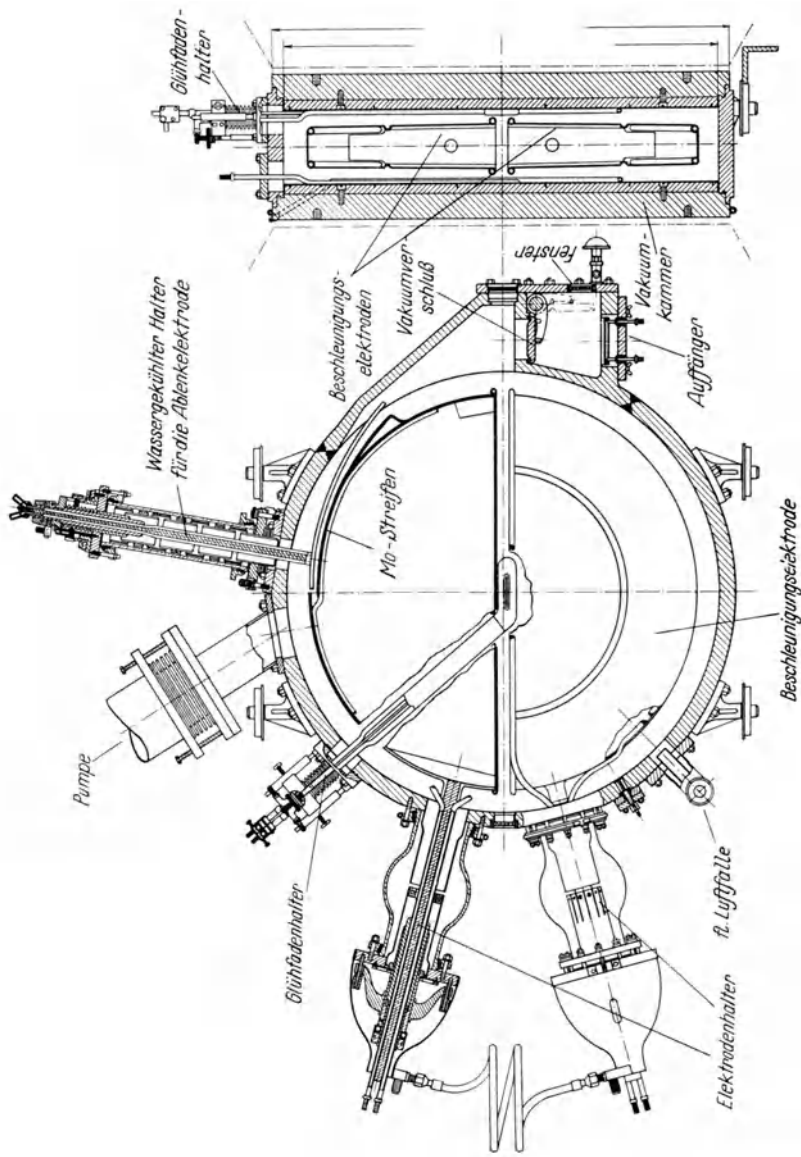


Abb. 21. Neues Lawrence-Cyclotron

Vakuumkammer als zweite Elektrode wirkte. In der Wirkung besteht zwischen einer solchen Anordnung und einer Anordnung mit zwei gleichen, einander gegenüberstehenden Duantelektroden kein Unterschied, nur erweist es sich, daß die Kapazität einer Anordnung mit zwei gleichartigen Duanten merklich kleiner ist als die der Anordnung mit nur einem Duanten. Dies ist der Grund, daß alle neueren Cyclotrons die aus Abb. 21 ersichtliche symmetrische Elektrodenanordnung besitzen. Die Dimensionen des hier in Rede stehenden Lawrence-Cyclotrons waren kurz folgende: Die Duantenelektrode *A*, die aus dünnem Messingblech bestand, hatte eine Innenhöhe von 1 cm und einen Durchmesser von 24 cm. Die Vakuumkammer, in der diese Elektrode an einer wassergekühlten, mittels Glasrohrdurchführung isolierten Metallstange befestigt war, war als aus dicken Messingplatten hergestellter viereckiger Kasten von den Dimensionen $2,6 \cdot 28,6 \cdot 28,6 \text{ cm}^3$ ausgeführt, wobei also der geringste Abstand zwischen Duantenelektrode und Kammerwand etwa 8 mm betrug. Die Ionenerzeugung erfolgte durch Hineinschießen eines Elektronenstrahls in die mit Wasserstoffgas von etwa $5 \cdot 10^{-4}$ Torr gefüllte Vakuumkammer. Zu diesem Zweck ist nahe dem Zentrum der Kammer, oberhalb der Duantenelektrode *A*, eine stark emittierende Glühkathode angebracht, von der aus ein 150-eV-Elektronenstrahl parallel den magnetischen Kraftlinien unmittelbar vor der Öffnung der Duantenelektrode durch die Kammer geschossen wird. Die so vor der Duantenöffnung durch Elektronenstoß erzeugten Wasserstoffionen, die zunächst nur thermische Energie besitzen, werden durch die an dem Duanten liegende hochfrequente Hochspannung in das Elektrodeninnere hineingezogen und beginnen so die oben geschilderte Spiralbahn zu durchlaufen, während die Elektronen des Glühdrahtes, ihrer 1835-mal geringeren Masse wegen, in dem Magnetfeld zu sehr kurzen Spiralbahnen gekrümmt werden und auf diese Weise nicht in das Elektrodeninnere gelangen und dort die Ionen stören können. Die Feldstärke der großen Cyclotronmagneten beträgt etwa 14000 Gauß. Der Energieverbrauch eines solchen Magneten, der bei dem genannten Polschuhdurchmesser von etwa 1 m ein Eisengewicht von etwa 70 Tonnen und ein Kupfergewicht von 10 Tonnen aufweist, beläuft sich auf etwa 30 kW. Zur Zeit ist in Berkeley im Lawrencischen Laboratorium ein neuer Magnet mit Polschuhen von 1,75 m Durchmesser im Bau, von dessen Fertigstellung man sich einen weiteren erheblichen Fortschritt in der Herstellung von höchstbeschleunigten Ionen verspricht.

Sehr wichtig ist die Homogenität des Magnetfeldes. Die Polschuhe müssen deswegen bis auf 0,2 % genau einander parallel sein. Weitere noch verbleibende Magnetfeldinhomogenitäten werden durch das Einführen von dünnen Eisenblechstreifen in den Zwischenraum zwischen Vakuumkammer und Magnetpolschuhen empirisch ausgeglichen. Allerdings zeigt sich, daß eine geringe Streuung des magnetischen Feldes gegen den Rand der Polschuhe, ebenso wie der aus der Form der Duantelektroden sich ergebende elektrische Feldverlauf, nötig ist zur Fokussierung des Ionenstrahls auf die Mittelebene der Kammer. Der aus der Apparatur herausziehbare Ionenstrom ändert sich so, ohne daß andere Betriebsdaten der Apparatur geändert werden, von 10^{-9} bis zu 10^{-5} A, wenn durch Einschieben der aus etwa 0,025 cm dickem Eisenblech bestehenden sektorförmigen Abstimmbleche die günstigste Feldverteilung hergestellt wird. Die Erzeugung der hochfrequenten Hochspannung geschieht, ähnlich wie bei dem Lawrence-Sloanschen Geradlinigvielfachbeschleuniger, mit Hilfe eines selbsterregenden Senders mit abgestimmtem Gitter- und Anodenkreis (Anlagen von Lawrence und Livingston), oder mit Hilfe eines fremdgesteuerten Senders, wobei allerdings die bisherigen Erfahrungen ergaben, daß entgegen den Erwartungen, die man auf fremdgesteuerte Sender wegen ihrer völlig konstanten Senderfrequenz gesetzt hatte, der Betrieb mit selbsterregten Sendern vorzuziehen ist. Da bei den heute üblichen Cyclotrons von etwa 60 bis 100 cm Kammerdurchmesser die Duantenkapazität etwa $C = 90 \mu\text{F}$ beträgt, ergibt sich die benötigte Blindleistung N_0 des Hochfrequenzsenders zu

$$N_0 = \frac{2\pi \cdot c}{\lambda} \cdot V_0 \cdot C = \sim 10^8 \text{ VA},$$

und, wenn man ein Dämpfungsdekrement von etwa 10^{-3} annimmt, die aufzubringende Wirkleistung zu etwa 40 bis 80 kW, wenn man mit einer Hochfrequenzspannung von etwa 30 bis 40 kV an den Duanten arbeitet. Das Herausziehen der hochbeschleunigten Ionen aus dem Cyclotron geschieht, wie schon erwähnt, mittels der Ablenkelektrode D (Abb. 19), die zugleich auch eventuelle langsamere gestreute Teilchen abhält. Der Radius dieser Ablenkelektrode ist etwa 12 % größer als der Bahnradius der austretenden Ionen, die angelegte Ablenkspannung beträgt, je nach der Ionenenergie, 50 bis 100 kV. Einige Spalte vor und hinter dieser Ablenkelektrode sorgen dafür, daß nur ein scharfdefinierter Strahl von Ionen einheit-

licher Art und Geschwindigkeit austreten kann. Wie außerordentlich scharf bei festgelegter Wellenlänge des Senders der hinter der Ablenkelektrode am Auffänger erhaltene Ionenstrom auf jede Abweichung des Magnetfeldes von dem Resonanzwert reagiert, erkennt man aus der in Abb. 22 wiedergegebenen Lawrenceschenschen Versuchskurve, in der, bei Wasserstofffüllung des Cyclotrons und einer Wellenlänge von 28,0 m, die am Auffänger erhaltenen Ionenströme als Funktion des Magnetfeldes aufgetragen sind.

Die beiden äußerst scharfen Maxima bei 6930 Gauß und bei 13860 Gauß entsprechen unter den vorliegenden Versuchsbedingungen

Protonen von 307000 Volt bzw. Wasserstoffmolekülonen von 614000 Volt, so daß man also grundsätzlich das Cyclotron auch als empfindlichen Massenspektrographen verwenden könnte. Insbesondere ist aus diesem Grunde im Cyclotron eine besondere Aussonderung der gewünschten Ionenart aus dem in der Ionenquelle erzeugten Ionengemisch nicht erforderlich, sondern wird vielmehr durch das Cyclotron automatisch bewirkt. Die Tendenz der Ent-

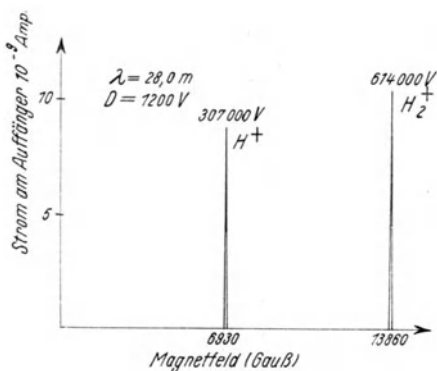


Abb. 22. Resonanzkurve eines Cyclotrons

wicklung geht naturgemäß dahin, sowohl möglichst hohe Endbeschleunigungen der Ionen als auch möglichst intensive Ionenstrahlen, und dies außerdem für möglichst viele verschiedene Ionenarten, zu erhalten. Aus der oben angegebenen Formel für die Endenergie der Ionen ersieht man, daß die Endenergie sowohl dem Quadrat des Elektrodenradius und damit des Magnetfeldradius als auch dem Quadrat der Magnetfeldintensität proportional ist, so daß man, um eine höhere Endenergie zu erhalten, eine oder beide dieser Größen erhöhen muß. Eine Steigerung der magnetischen Feldstärke über mehr als maximal etwa 14000 Gauß ist praktisch nicht durchführbar, da dann, wenigstens für die meist in Frage kommenden Protonen, die korrespondierende Resonanzwellenlänge kürzer als 14 m wird und zur Zeit Senderleistungen von 30 bis 80 kW, wie man

sie hier benötigt, für so kurze Wellenlängen noch nicht hergestellt werden können. Vergrößert man dagegen den Polschuhdurchmesser des Magneten, so treten keine grundsätzlichen Schwierigkeiten auf, wenngleich, wie aus den oben angegebenen Zahlen für Kupfer-, Eisen- und Strombedarf des neuen großen Cyclotronmagneten von 1,75 m Polschuhdurchmesser hervorgegangen sein dürfte, die Herstellung so großer und starker Elektromagnete auch bereits eine technisch nicht mehr ganz einfache Aufgabe darstellt. Immerhin sind, man erkennt daraus wohl am besten die außerordentliche Wichtigkeit, die das Cyclotron als Hilfsmittel der modernen Atomkernphysik besitzt, trotz der hohen Kosten, die die Errichtung einer Cyclotronanlage verursacht, und trotz der sehr erheblichen technischen Hilfseinrichtungen, die das Arbeiten mit dem Cyclotron bereits zu einer besonderen Wissenschaft gemacht haben, heute Cyclotrons in einer größeren Anzahl von physikalischen Laboratorien vorhanden, in Amerika so in Berkeley (Lawrence), Cornell, Princeton, Michigan, Illinois, Rochester, im Bartol-Institut, in anderen Ländern in Tokyo und in Leningrad. Im Bau bzw. für die nächste Zeit geplant sind ferner (1939) Cyclotronanlagen in Berkeley (das neue 1,75 m-Cyclotron von Lawrence), Yale, Harvard, Chicago, Columbia, Washington, Indiana, in Liverpool und in Cambridge (England), in Kopenhagen (Bohr), in Paris (Joliot) und in Heidelberg (Bothe). Sämtliche dieser Cyclotrons geben Protonen- und Deuteronenstrahlen von 2 bis 3 MV Energie bei einer Ionenintensität von einigen Mikroampere, einige sehr leistungsfähige Anlagen geben bei ähnlichen Endenergien bis zu etwa 100 μ A. Die relativistische Massenkorrektur, die im allgemeinen bei Ionenstrahlen vernachlässigt werden kann, macht sich bei den hohen mittels des Cyclotrons erreichbaren Ionengeschwindigkeiten bereits bemerkbar. Schließlich ist es dann nicht mehr möglich, die umlaufenden Ionen mit der Hochfrequenzschwingung in Phase zu halten, und es ergibt sich so bei sehr hohen Ionenenergien eine Grenze für die Anwendbarkeit des Cyclotronprinzips. Nach diesbezüglichen Rechnungen von Bethe und Rose sollten mit einer Intensität, die allerdings nur noch wenige Prozent der bei 1 MV verfügbaren ausmacht, Protonen von etwa 15 MV Energie, ebenso Deuteronen von 22 MV und doppelt geladene Heliumionen (künstliche α -Teilchen) von 42 MV erzeugbar sein. Nach neueren theoretischen Betrachtungen scheinen sogar diese prinzipiellen Grenzen bei Verwendung von zyklisch veränderlichen Magnetfeldern an Stelle konstanter Felder noch weiter hinauf-

zurück. Gegenwärtig (1939) erreicht Lawrence mit dem 1-m-Cyclotron in Berkeley bei einer Maximalintensität von 80 bis 100 μA eine Deuteronenenergie von 6 MV, Allen und Sampson mit dem Barton-Foundation-Cyclotron sogar 10,2 MV bei 5 μA Intensität. Auch die mittels des Cyclotrons erreichbare Strahlintensität scheint gewissen Beschränkungen zu unterliegen, die sich vor allem aus dem Auftreten von Raumladungen ergeben. Da die Raumladungsdichte außer von der Intensität des Ionenstrahls auch von der Anzahl der Ionenumläufe im Cyclotron abhängig ist, sollte man demnach, um eine möglichst hohe Strahlintensität zu erzielen, mit möglichst wenig Ionenumläufen und dafür mit möglichst hoher Duantenspannung arbeiten. Hier ist praktisch aber eine Grenze gesetzt durch die Unmöglichkeit, die bei höherer Duantenspannung benötigte höhere Senderenergie (die beispielsweise bei 100 kV Duantenspannung bereits etwa 1000 kW betragen müßte) technisch zu erzeugen. Aber auch hier scheint, ähnlich wie in der Frage der Grenze der erreichbaren Ionenenergie, grundsätzlich eine weitere Leistungssteigerung des Cyclotrons möglich, indem man nach einem Vorschlag von Moon und Harkins an Stelle des mit zwei Duantenelektroden ausgerüsteten gewöhnlichen Cyclotrons ein solches mit 2 n Sektorelektroden benutzt, welches mit n -phasiger Hochfrequenz betrieben wird. Bei Herabsetzung der Raumladungswirkungen auf den n -ten Teil und damit n -facher Heraufsetzung der zulässigen Ionenstromstärke wäre damit gleichzeitig die pro Umlauf erzielte Ionenbeschleunigung auf den 2 n -fachen Betrag einer gewöhnlichen Cyclotronanordnung gesteigert. Die Untersuchung und Verwendung des mittels des Cyclotrons erzeugten Ionenstrahls zur Anregung und Umwandlung von Atomkernen geschieht in der Weise, daß entweder die zu beschießende Substanz in das Innere des Vakuumgehäuses des Cyclotrons eingebracht wird, oder neuerdings auch oft in der Form, daß der höchstbeschleunigte Protonen- oder Deuteronenstrahl durch ein dünnes Folienfenster aus der Vakuumkammer des Cyclotrons austritt und dann an der freien Atmosphäre weiter untersucht werden kann.

4. Methoden zur Erzeugung höchster Spannungen. Eng verbunden mit dem Problem der Erzeugung höchstbeschleunigter Ionenstrahlen ist naturgemäß die Frage der technischen Erzeugung höchster elektrischer Spannungen. Allerdings waren schon vor Jahren, als in der eigentlichen Experimentalphysik das Bedürfnis nach extrem hohen Spannungen noch nicht bestand, vor allem für

die Zwecke der technischen Prüfung von Isolierstoffen und Hochspannungsisolatoren, technisch gut brauchbare Höchstspannungsanlagen entwickelt worden, die Spannungen von 1 bis 2 MV liefern konnten. Die so erfolgreiche Entwicklung der modernen Atomkernphysik brachte jedoch auch für die Höchstspannungstechnik in den letzten Jahren neue Anregungen, die zu bedeutenden Verbesserungen der bisherigen Verfahren und sogar zur Ausarbeitung ganz neuartiger Methoden führten, die für die hier in Rede stehenden Zwecke ganz besonders geeignet sind. Diese letzteren Verfahren sind, da erst seit kurzer Zeit bekannt, in den einschlägigen Darstellungen und Handbüchern der Hochspannungstechnik noch nicht zu finden, so daß wir sie hier, trotz der Kürze des zur Verfügung stehenden Raumes, wenigstens erwähnen wollen. Grundsätzlich stehen zur Erzeugung höchster Spannungen bekanntlich die folgenden Möglichkeiten zur Verfügung: 1. Transformation von niederfrequentem Wechselstrom, eventuell mit anschließender Gleichrichtung; 2. Transformation von hochfrequentem Wechselstrom; 3. direkte Erzeugung von hochgespanntem Gleichstrom mittels elektrostatischer Maschinen; 4. Spannungsvervielfachung durch Kunstschaltungen. Durch Transformation in einer Stufe kann, wie dies bereits früher von verschiedenen Firmen (z. B. AEG-Berlin) praktisch ausgeführt worden ist, niederfrequenter Wechselstrom bis zu Spannungen von etwa 1,5 MV erzeugt werden. Die konstruktiven Schwierigkeiten sind dann allerdings bereits nicht mehr unbedeutend. Vor allem aber sind die Gesteungskosten einer solchen Anlage so hoch, daß ihre Verwendung in physikalischen Laboratorien ausscheidet. Günstiger liegen die Verhältnisse bereits für das ebenfalls schon vor Jahren von Dessauer entwickelte Prinzip der Ausführung der Transformation in mehreren Stufen. Aber auch hier zeigt sich, daß bei etwa 1,5 bis 2 MV im Hinblick auf die noch tragbaren Kosten der Anlage die mögliche Grenze erreicht ist. Zudem haben solche Anlagen, die meist mit 50 periodigem Wechselstrom betrieben werden, grundsätzlich den Nachteil, keinen hochgespannten Gleichstrom zu liefern, da für Spannungen von mehr als etwa 300 kV brauchbare Gleichrichter nicht existieren. Gerade hochgespannter Gleichstrom ist aber für die Zwecke der Ionenbeschleunigung besonders geeignet. Eine Möglichkeit, hier weiterzukommen, geben die von Greinacher, Villard, Cockroft und Walton und anderen angegebenen Kunstschaltungen, durch die mittels Transformator und Gleichrichter in normaler Weise erzeugte Spannungen von etwa 250 bis 300 kV

verdoppelt oder vervielfacht werden können. Eine solche Schaltung, die bei Verwendung von sechs Glühventilen und sechs Kondensatoren eine Versechsfachung (und gleichzeitige Gleichrichtung) der von dem Transformator T gelieferten Spannung gibt, stellt die Abb. 23 dar.

Eine entsprechend aus n -Kondensatoren und n -Glühventilen aufgebaute Anordnung würde naturgemäß eine n -fach erhöhte Endspannung liefern. Wenn im besonderen $N = 2n$ die Anzahl der Verdoppelungsstufen, $N \cdot R$ der höchstspannungsseitige äußere Belastungswiderstand, C die Kapazität eines jeden der Kondensatoren und τ die Dauer einer Halbschwingung des Ausgangswechselstroms ist, so ergibt sich die prozentuale Spannungsschwankung des pulsierenden Gleichstroms im Höchstspannungskreis einer solchen Vervielfachungsanlage zu

$$\frac{\delta V}{V} = \frac{N + 1}{2} \cdot \frac{\tau}{C \cdot R}$$

Eine Anlage, welche bei Spannungsvervielfachung eine Endspannung von 800 kV liefern soll, würde, bei Verwendung von 0,001 μ F-Kondensatoren, bei einer Stromentnahme von 0,4 mA eine Spannungsschwankung von 1,5 % zeigen (bei $R = 10^9$ Ohm und $\tau = 10^{-2}$ sec). Anlagen dieser Art sind für den Betrieb von Ionenhöchstbeschleunigungs-

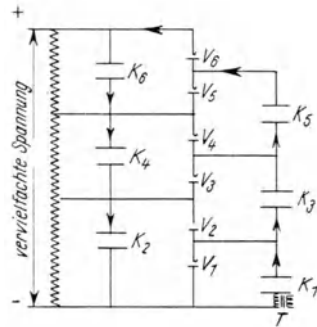


Abb. 23.
Greinacher-Cockroft-Waltonsche
Vervielfachungsschaltung

röhren in den letzten Jahren verschiedentlich gebaut worden, so z. B. in Cambridge (Cavendish-Laboratory), in dem Philipslaboratorium und im Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik in Dahlem. Allerdings ist auch der Gestehungspreis einer solchen Anlage bei einer Endspannung von etwa 1,5 MV noch derartig hoch, daß nur wenige Laboratorien sich zum Bau derselben entschließen werden. Sehr günstig haben sich hier für die Atomkernphysik die Fortschritte ausgewirkt, die seit 1932 in der Konstruktion elektrostatischer Generatoren für höchste Gleichspannungen gemacht werden konnten. Die Stromleistung dieser Maschinen ist naturgemäß im Vergleich zur Leistungsfähigkeit der anderen Höchstspannungsverfahren nur gering, ist aber für die hier in Rede stehenden Anwendungszwecke zur Ionenbeschleunigung völlig ausreichend. Entscheidend für die schnelle Einführung des neuen elektrostatischen Verfahrens wurden

die verhältnismäßig sehr große Billigkeit dieser Anlagen, ihre einfache technische Konstruktion sowie schließlich auch der Umstand, daß man mit ihrer Hilfe bis zu Spannungen von 2 bis 3 MV herauf einen völlig konstanten und in seiner Höhe jederzeit kontinuierlich regelbaren Gleichstrom erhält, wodurch zahlreiche kernphysikalische Untersuchungen, wie die genaue Ausmessung von Resonanzniveaus, die Messung von Umwandlungsausbeuten usw. erst ermöglicht wurden. Das den elektrostatischen Generatoren zugrundeliegende

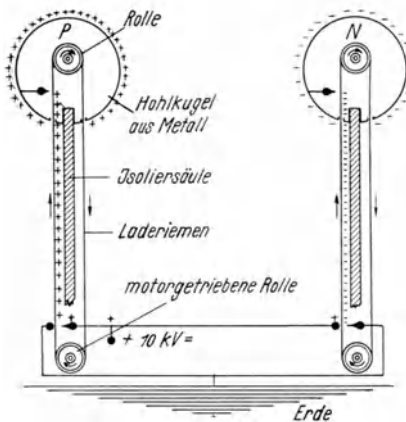


Abb. 24. Prinzip des Van De Graaff-Generators

Prinzip ist sehr einfach, ein elektrisch aufgeladener Körper wird in das Innere eines isoliert aufgestellten Metallgehäuses gebracht, gibt dort seine Ladung an das Metallgehäuse ab, wird wieder herausgeführt, wieder geladen, wieder in das Konduktorgehäuse hereingeführt, gibt seine Ladung wieder an dieses ab usw., so daß schließlich der Konduktor sich auf jede gewünschte Endspannung aufladen muß, sofern nur die Isolation ausreicht. Von den verschiedenen technischen Ausführungsmöglichkeiten hat sich die von Van

de Graaff eingeführte Konstruktion als die zweckmäßigste erwiesen, deren Prinzip wir aus der Abb. 24 ersehen.

Ein aus isolierendem Material, beispielsweise Seide, gummierter Baumwolle oder Papier bestehender Riemen läuft auf zwei Rollenlagern, von denen das eine im Innern einer großen, isoliert aufgestellten Metallkugel, das andere außerhalb derselben, in nicht zu geringer Entfernung von der Kugeloberfläche, angebracht ist. Nahe der äußeren, geerdeten Rolle ist eine mit einer Gleichspannungsquelle von etwa 10 kV verbundene Sprühelektrode angeordnet, die mittels vieler feiner Metallspitzen die Ladung auf die Riemenoberfläche aufsprüht. Durch einen Motor (etwa 1 PS) wird die Rolle in schnelle Rotation versetzt, so daß durch den umlaufenden Riemen die aufgesprühte Ladung in das Kugellinnere geschafft wird, wo sie mittels einer zweiten, mit feinen Spitzen versehenen Elektrode von der

Riemenoberfläche abgenommen und auf die Elektrodenkugel geleitet wird. Das Endpotential, auf das sich die Elektrodenkugel einstellt, wird nur durch die bei den hohen Spannungen einsetzenden Koronaverluste begrenzt (vorausgesetzt natürlich, daß der Antriebsmotor des Riemens genügend stark ist, um den geladenen Riemen gegen die elektrische Abstoßung der geladenen Kugel in das Kugellinnere zu transportieren). Praktisch handelt es sich also, wenn man eine hohe Endspannung erreichen will, darum, einmal die Koronaverluste nicht zu groß werden zu lassen, sodann der Kugel einen möglichst großen Ladestrom durch den Riemen zuzuführen. Da die Ladungsdichte auf dem Riemen, wegen des Durchbruchs der Luft bei einer Feldstärke von etwa 30 kV/cm, theoretisch nicht mehr als $2,65 \cdot 10^{-9}$ Coul/cm², praktisch sogar noch weniger, betragen kann, ergibt sich daraus die Notwendigkeit breiter und mit hoher Geschwindigkeit rotierender Laderiemen. Sehr wichtig für das gute Arbeiten der Van-de-Graaff-Generatoren ist ferner eine möglichst geringe Luftfeuchtigkeit im Versuchsraum. Man pflegt daher oft den Laderiemen mit einem aus Isoliermaterial bestehenden röhrenförmigen Gehäuse zu umgeben, in dessen Innerem die Luft mittels einer Heizvorrichtung erwärmt wird. Die Frage der zur Erzielung einer gewünschten Endspannung benötigten Generatorgröße ist von verschiedenen Forschern mit etwas voneinander abweichendem Resultat untersucht worden. Legt man, bei Annahme eines kugelförmigen Konduktorgehäuses, die normale Durchbruchfeldstärke der Luft von 30 kV/cm zugrunde, so müßte sich mit einer Elektrodenkugel von 2 m Durchmesser eine Endspannung von 3,5 MV erreichen lassen, während Tuve, Hafstad und Dahl mit einer solchen Anlage nur eine etwa 40 % unter diesem theoretischen Wert liegende Endspannung erzielten. Wir können hier nicht im näheren auf diese interessanten Fragen eingehen und erwähnen nur, daß neben anderem auch die Form der Hochspannungselektrode sowie der Abstand von den Wänden des Versuchsraumes von maßgeblicher Bedeutung ist. Naturgemäß kann man die mittels eines Van-de-Graaff-Generators erzielbare Spannung auf einfache Weise dadurch verdoppeln, daß man, wie dies in der Abb. 24 dargestellt ist, zwei entgegengesetzt gepolte Generatoren gegeneinanderschaltet. Man ist aber hiervon neuerdings wieder abgekommen, da dies naturgemäß die Unmöglichkeit einschließt, das Höchstspannungsentladungsrohr einseitig zu erden. Van-de-Graaff-Generatoren für Spannungen von etwa 500 bis 700 kV Endspannung sind bei sehr niedrigem Kosten-

aufwand leicht herstellbar und können ohne Mühe in normalen Laboratoriumsräumen verwendet werden. Ein kleiner fahrbarer Van-de-Graaff-Generator, den Bramhall entwickelte, besaß so eine Elektrodenkugel von 60 cm Durchmesser, die auf einer 1,20 m hohen Textolitsäule (Textolit ist ein Isoliermaterial aus Papier und Schellack) von 40 cm Durchmesser und 4 mm Wandstärke ruhte. Die Ladevorrichtung sowie der Antriebsmotor (1 PS) waren in dem Grundbrett angebracht. Die Ladung der Kugel geschah mittels zweier parallel liegender, je 25 cm breiter Riemen aus gummiertem Stoff, die mit einer Geschwindigkeit von etwa 20 m/sec umliefen. Der von einem kleinen 20 kV-Trafo-Gleichrichteraggregat gelieferte Ladestrom betrug etwa 0,5 mA. Bei einer normalen Luftfeuchtigkeit von nicht mehr als 70 % (relativ) wurden mit diesem Generator leicht 750 kV erreicht. Neuerdings werden an Stelle kugelförmiger Elektroden auch oft flachere, meist zylindrische Formen benutzt, die vor allem in nicht zu großen Räumen vorteilhafter zu sein scheinen. Die Erreichung von Spannungen von mehr als etwa 1,5 bis 2 MV mittels eines Van-de-Graaff-Generators üblicher Bauart macht jedoch begreiflicherweise die Errichtung einer großen Anlage in einem entsprechend großen Raume notwendig. Ein großer Generator für 2,5 MV, den Van de Graaff benutzt hat, verwendete beispielsweise eine Elektrodenkugel von 4 m Durchmesser und befand sich in einem Versuchsraum von $12 \times 12 \times 12 \text{ m}^3$ Größe. Da die großen Dimensionen des Generators bei diesen hohen Spannungen vor allem durch die begrenzte Durchschlagsfestigkeit der Luft bedingt sind, andererseits seit langem bekannt ist, daß diese Durchschlagsfestigkeit bei Überdruck sehr viel größer ist, war es naheliegend, den Höchstspannungsgenerator sowie die mit ihm in Verbindung stehenden Teile des Höchstspannungsrohres in einen unter hohem Druck stehenden Tank einzubauen. Auf diese Weise ist es in den letzten Jahren möglich geworden, völlig einwandfrei arbeitende Anlagen für mehr als 2,5 MV auf dem beschränkten Platz eines normalen Laboratoriumsraumes unterzubringen. Eine solche, kürzlich von Herb, Parkinson und Kerst zur Untersuchung von Atomkernreaktionen entwickelte sehr leistungsfähige Drucktankanlage zeigt die Abb. 25.

Der liegend angeordnete Drucktank besteht aus Stahl und hat bei einer Länge von 6 m einen Durchmesser von 1,80 m. Man erkennt auf der linken Seite der Abbildung den nach dem üblichen Konstruktionsprinzip gebauten Van-de-Graaff-Generator, rechts die als Kaskadenröhre entwickelte, etwa 3 m lange Beschleunigungsröhre.

Generator und Beschleunigungsrohre sind zur Gewährleistung einer gleichmäßigen äußeren Feldverteilung mit einem System von 90 cm weiten, voneinander isolierten metallischen Schutzringen umgeben, zwischen denen eine schwache Koronaentladung statthat. Der Überdruck im Tank beträgt etwa 7 at. Die dadurch erzielte Leistungssteigerung ersieht man am besten daraus, daß mit dem Generator bei Atmosphärendruck nur eine Endspannung von 500 kV erreicht werden kann, bei dem Arbeitsdruck von 7 at jedoch 2,5 MV. Letzthin haben verschiedene Forscher gefunden, daß durch den Zusatz geeigneter dampfförmiger Substanzen, wie Tetrachlorkohlenstoff (CCl_4) oder Freeon (CCl_2F_2), zu der Luft im Tank die Durchschlagsfestigkeit noch beträchtlich weiter heraufgesetzt werden

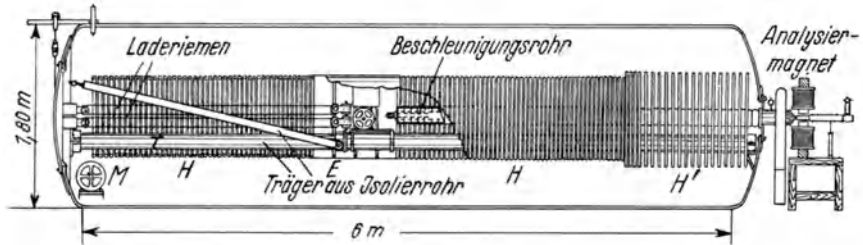


Abb. 25. Einbau des Van De Graaff-Generators und der Entladungsröhre in einen Drucktank zur Heraufsetzung der Durchschlagsfestigkeit (nach Herb, Kerst und Parkinson)

kann. Schließlich wollen wir ganz kurz auch noch auf die Möglichkeit der Erreichung höchster Spannungen mittels geeigneter Hochfrequenzverfahren (Teslatransformatoren) hinweisen. Bereits vor vielen Jahren sind so mit Teslaanordnungen, die mittels eines Funken senders betrieben wurden, Maximalspannungen von etwa 2 MV erreicht worden (Tuve, Breit und Dahl, Lauritsen, Crane und Bennett), wobei jedoch Senderleistungen von 50 kW und mehr erforderlich waren. Neuerdings (seit 1934) wurden diese Fragen nochmals eingehend von Sloan untersucht, der erkannte, daß man, um eine bessere Ausbeute zu erhalten, nicht, wie dies in den älteren Teslaanordnungen stets geschah, die Primär- und die Sekundärspule des Teslatransformators als getrennte, aufeinander abgestimmte Kreise benutzen darf, sondern beide zusammen als Ganzes mit einer einzigen Frequenz schwingend verwenden muß. Es wird dann möglich, bei sehr enger Kopplung die ganze in der Primär-

spule schwingende Energie auf die Sekundärspule zu übertragen, ohne daß eine Aufspaltung der ursprünglichen Schwingung in die zwei verschiedenen Kopplungsfrequenzen eintritt. Die Verwendung dieses Sloanschen Verfahrens scheint aber nach den neueren Erfahrungen weniger für die Höchstbeschleunigung von positiven Ionenstrahlen, als vielmehr für die Erzeugung von intensiven, höchstbeschleunigten Elektronenstrahlen in Frage zu kommen. Snell und Livingood erzeugten so mit einer solchen Anlage, die mit einem Röhrensender von 70 kW ($\lambda = 44$ m) betrieben wurde, durch ein Lenard-Fenster an die Atmosphäre austretende Elektronenstrahlen von 845 kV Energie, deren Intensität nach Passieren des Fensters noch mehr als 100 μ A betrug. Das Verfahren kann somit leicht für die Herstellung intensiver künstlicher β - und γ -Strahlen Bedeutung erlangen.

5. Massenspektrographen. In den vorangegangenen Kapiteln haben die allerdings für die moderne Atomkernphysik besonders wichtigen Verfahren der Erzeugung und der Beschleunigung von Ionenstrahlen stark im Vordergrund gestanden. Wir müssen daher jetzt abschließend noch die nicht minder wichtige Anwendung erwähnen, die die Ionenstrahlen in der modernen Massenspektroskopie finden. Grundlage aller wichtigeren massenspektroskopischen Verfahren ist bekanntlich die von uns schon in der Einleitung behandelte magnetische und elektrische Ablenkbarkeit der Ionenstrahlen, die es ermöglicht, aus der Kombination zweier derartiger Ablenkungsmessungen das jeweils für die verschiedenen Ionenarten charakteristische e/m -Verhältnis zu ermitteln. Die historisch älteste und in ihrer Wirkungsweise in gewissem Sinne allgemeinste massenspektrographische Anordnung stellt die 1913 von J. J. Thomson entwickelte sogenannte Parabelmethode dar, mittels welcher bekanntlich bereits damals durch die Entdeckung des Ne^{20} und des Ne^{22} der Nachweis der Isotopie eines nicht radioaktiven Elementes erbracht werden konnte. Das Prinzip dieser bekannten Anordnung ersehen wir aus der Abb. 26.

Aus der Ionenquelle, etwa einem Kanalstrahlrohr, tritt der scharf und eng ausgeblendete Ionenstrahl in den Raum zwischen den Ablenkelektroden, die zugleich auch als Polschuhe des Ablenkmagneten ausgebildet sind, so daß der Ionenstrahl ein an derselben Stelle befindliches und zueinander paralleles elektrisches und magnetisches Feld senkrecht zu den Kraftlinien passiert. Die durch das kombinierte

Feld bewirkte Strahlablenkung wird auf einer in einem größeren Abstand hinter den Ablenkefeldern angebrachten photographischen Platte aufgenommen. Die elektrische Ablenkung, die der Ionenstrahl in Richtung des elektrischen Feldes, senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung, erfährt, ergibt sich zu

$$y = \frac{e}{m} \cdot \frac{A}{v^2},$$

die magnetische Ablenkung, die senkrecht zur Strahlrichtung und senkrecht zur Feldrichtung erfolgt, zu

$$x = \frac{e}{m} \cdot \frac{B}{v},$$

wenn v die Ionengeschwindigkeit, A und B zwei nur von den geometrischen Dimensionen des Apparates und von der Stärke des

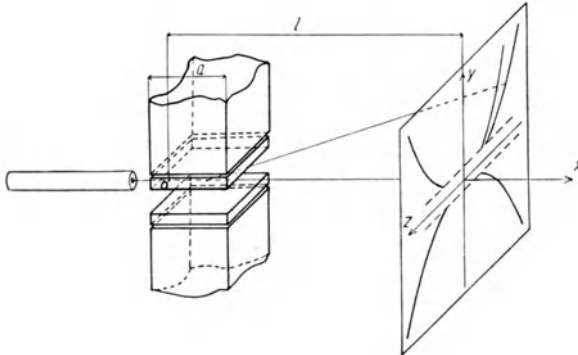


Abb. 26. Prinzip des Thomson'schen Parabelspektrographen

elektrischen Feldes E und des magnetischen Feldes H abhängige Größen sind. Setzt man in A und B diese Werte ein und ersetzt man ferner die Ionengeschwindigkeit durch die ihr entsprechende Beschleunigungsspannung U der Ionen, so erhält man für die Ablenkung die beiden Gleichungen

$$y = \frac{a \cdot l \cdot E}{2 U},$$

$$x = \frac{a \cdot l \cdot H}{\sqrt{2 U}} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}},$$

in denen a der Abstand der photographischen Platte von den Ablenkelektroden, l die Länge der Ablenkelektroden in der Strahlenrichtung ist. Wenn man aus den beiden Gleichungen die Ionen-
geschwindigkeit bzw. die Ionenbeschleunigungsspannung U eliminiert, so erhält man die Gleichung einer Parabel, deren Scheitel in dem als Koordinatenanfangspunkt dienenden Auftreffpunkt des unabgelenkten Strahls liegt. Teilchen desselben e/m -Wertes, aber verschiedener Geschwindigkeit bilden jeweils eine solche gesonderte Parabel. Das Projektionszentrum dieser Parabeln liegt im Mittelpunkt der ablenkenden Felder, es liegt also keine einer optischen Abbildung vergleichbare Strahlenfokussierung vor und der Abstand der photographischen Platte von den Elektroden der Ablenkfelder kann daher beliebig gewählt werden. Aus den Gleichungen ersieht man ferner, daß die Beziehung

$$z = \frac{B}{A} \cdot v \cdot y$$

besteht, daß also Ionen gleicher Geschwindigkeit, aber verschiedenen e/m -Wertes, auf durch den Koordinatenanfangspunkt gehenden Geraden liegen. Durch die elektrische Ablenkung wird, wie man sieht, ein Energiespektrum der Teilchen geliefert. Da nun die Maximalenergie der etwa in einem Kanalstrahlrohr erzeugten verschiedenen Teilchen identisch sein muß, folgt daraus, daß sämtliche Parabeln bei demselben Abszissenwert y_0 beginnen und in der Nähe dieses Wertes ein Intensitätsmaximum aufweisen müssen (es gilt dies aber naturgemäß nur bei Erzeugung der Ionen mittels eines Kanalstrahlrohres, in welchem die meisten Ionen in der Nähe des äußeren Glimmlichtrandes gebildet werden und somit einen erheblichen, wenn auch schwankenden Teil der Entladungsrohrspannung durchlaufen; würde man eine thermische Ionenquelle benutzen und die Ionen im Vakuum nachbeschleunigen, so würde man selbstverständlich wegen der jetzt einheitlichen Energie der verschiedenen Ionen nicht mehr Parabeln, sondern nur die der betreffenden Geschwindigkeit entsprechenden Punkte auf den Parabeln erhalten). Eine weitere Komplikation tritt ferner dadurch auf, daß die Ionen auf dem Wege zwischen Kanal und den Ablenkfeldern umgeladen werden können, wofür der Gasdruck im Massenspektrographen nicht genügend niedrig ist. Man erkennt diese Störung leicht an dem Auftreten von weiteren Intensitätsmaxima auf den Parabeln an den Abszissenwerten $2 y_0$ und $0,5 y_0$. Um die Parabeln genau ausmessen

und so die interessierenden e/m -Werte mit der gewünschten Genauigkeit bestimmen zu können, muß 1. der Gasdruck im Ablenk- und Beobachtungsraum sehr niedrig sein, auf keinen Fall höher als $5 \cdot 10^{-5}$ Torr (was einer freien Weglänge der Gasmoleküle von etwa 1 m entspricht), 2. muß der Ionenstrahl durch sehr enge Blenden zu einem möglichst engen und praktisch parallelen Bündel ausgeblendet sein. Daraus ergibt sich als schwerwiegender Nachteil, den der Parabelspektrograph vor den neueren fokussierenden Massenspektrographen hat, der sehr große Intensitätsverlust, der einmal durch die notwendige Benutzung eines sehr engen Strahlenbündels, sodann durch die Geschwindigkeitszerlegung dieses Strahles bedingt ist. Andererseits ist natürlich der Parabelspektrograph in den Fällen, wo man nicht eine sehr hohe Genauigkeit in der e/m -Bestimmung, aber gleichzeitig einen Überblick über das Energiespektrum der Ionen haben will, auch heute das gegebene Untersuchungsinstrument. Wir erwähnen hier von den verschiedenen moderneren diesbezüglichen Konstruktionen nur die von L u k a n o w und S c h ü t z e entwickelte Parabelspektrographenanordnung. Das Kanalstrahlrohr, ein Rutherford-Oliphantsches Ganzmetallrohr, wurde bei einer Spannung von 28 kV mit 5 mA betrieben. Der Kanal hatte eine Länge von etwa 2 cm bei einem Durchmesser von 0,008 bis 0,02 cm. 20 cm hinter dem Kanal war noch eine weitere als flache Scheibe ausgeführte Blende von 0,001 cm Lochdurchmesser angebracht. Der Raum zwischen diesen beiden Blenden wurde stark evakuiert, ebenso auch der Beobachtungsraum, so daß bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-2}$ Torr im Kanalstrahlrohr im Beobachtungsraum nur etwa 10^{-5} Torr Druck herrschte. Das Ein- und Ausführen der für die Aufnahmen benutzten gelatinearmen Photoplatten (Schumann-Platten) geschah mittels einer der heute oft verwendeten Plattenschleusen, ohne daß das Vakuum der Apparatur zerstört werden mußte, in einer Zeit von weniger als einer Minute. Den für die weitere Entwicklung der modernen Massenspektroskopie wichtigen Fortschritt brachten zunächst die Untersuchungen A s t o n s, die 1919 zur Konstruktion des geschwindigkeitsfokussierenden Massenspektrographen führten. Wenn man, wie es heute in der Elektronen- und Ionenoptik allgemein üblich ist, den optischen Parallelfall heranzieht, so entspricht der T h o m s o n s c h e Apparat einer Anordnung mit zwei gekreuzten Prismen, während der A s t o n s c h e Apparat genau dem aus zwei Prismen verschiedener Dispersion zusammengesetzten achromatischen Prisma der Optik entspricht. Durch diese Zusammenziehung der Thomson-Parabeln

auf enge Punkte ergibt sich ein sehr erheblicher Intensitätsgewinn, so daß jetzt ein viel engerer Spalt benutzt und eine entsprechend höhere Auflösung und Meßgenauigkeit in den Massenbestimmungen erzielt werden kann. Im näheren ersehen wir die Anordnung des elektrischen und magnetischen Feldes im Aston'schen Spektrographen aus der Abb. 27.

Durch die beiden Spaltblenden S_1 und S_2 wird der Ionenstrahl zunächst eng und parallel ausgeblendet und gelangt dann in den als elektrisches Radialfeld ausgebildeten Ablenkkondensator J . Nach Passieren dieses Ablenkfeldes und nach Hindurchtreten durch die weite Blende K gelangt der Ionenstrahl in das senkrecht zur Strahlrichtung und senkrecht zum elektrischen Felde stehende homogene

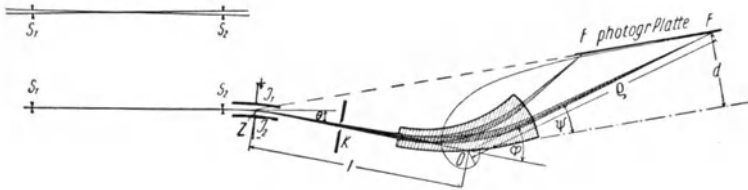


Abb. 27. Geschwindigkeitsfokussierender Massenspektrograph nach Aston

magnetische Ablenkfeld, welches eine solche Polung aufweist, daß es die Ionen in einer zur Ablenkung im elektrischen Felde entgegengesetzten Richtung ablenkt. Wie die genaue Durchrechnung ergibt, tritt dann für Teilchen verschiedener Energie eine, naturgemäß für die verschiedenen e/m -Werte an verschiedenen Stellen erfolgende Wiedervereinigung der Strahlen ein, wobei der geometrische Ort dieser Geschwindigkeitsfokussierung angenähert eine Gerade ist. Im besonderen muß dazu auch die Form der Polschuhbegrenzung so gewählt sein, daß der Ionenweg im Magnetfeld für alle Ablenkwinkel gleich lang wird. Aus der Forderung, daß die Strahlverbreiterung auf der Auffangplatte verschwinden muß, ergibt sich die Aston'sche Fokussierungsbedingung zu

$$dv/v \cdot [\varrho (\varphi - 2 \theta_0) - 2 l \theta_0] = 0,$$

wobei l der Abstand des Mittelpunktes des elektrischen Ablenkfeldes vom Mittelpunkt des magnetischen Feldes, θ_0 der Ablenkwinkel im elektrischen Felde, φ der Ablenkwinkel im magnetischen Felde, ϱ der Abstand des Ortes der Fokussierung vom Mittelpunkt des

Magnetfeldes und v die Teilchengeschwindigkeit ist. Die Gleichung des geometrischen Ortes der Geschwindigkeitsfokussierung lautet in Polarkoordinaten

$$\varrho \cdot \psi = 2 l \cdot \theta_0 = \text{const},$$

wenn man $\varrho - 2 \theta_0 = \psi$ setzt. Diese Gleichung stellt eine hyperbolische Spirale dar, deren Asymptote die im Abstand $2 l \theta_0$ parallel zur Polarachse verlaufende Astonsche Gerade ist. Wie man aus der Abb. 51 ersieht, in der die Fokussierungsspirale für das Stück von $\psi = 0$ bis $\psi = 2 \pi$ eingezeichnet ist, kann man in der Tat sehr gut in dem praktisch interessierenden Gebiet die Spirale durch eine Gerade approximieren. Durch den mittels der Astonschen Anordnung erzielbaren Gewinn an Meßgenauigkeit und Auflösungsvermögen wurde es erstmalig möglich, physikalische Atomgewichtsbestimmungen mit einer zur exakten Ermittlung von Packungsanteilen ausreichenden Genauigkeit auszuführen, die relativen Häufigkeiten von Isotopen zu messen, Isotope in wägbaren Mengen zu trennen und aufzufangen usw. Bereits bei der ersten Astonschen Apparatur betrug das Massentrennvermögen $\Delta M/M$ der Apparatur $1/100$, bei der zweiten, von Aston für seine bekannten Präzisionsmessungen benutzten Apparatur $1/600$. Die mit dieser letzteren Apparatur erzielbare Genauigkeit der Atomgewichtsbestimmung erreicht bereits die der besten chemischen Methoden, wobei im Gegensatz zu allen chemischen Verfahren nur der Bruchteil eines Milligramms der zu untersuchenden Substanz benötigt wird. Einen grundsätzlich völlig anderen Weg beschritt Dempster mit der Konstruktion seines bekannten magnetischen Kreismassenspektrographen, indem er auf die schon 1907 von Classen gefundene Erscheinung zurückgriff, daß ein Ionen- oder Elektronenstrahl, der schwach divergent in ein homogenes magnetisches Transversalfeld eintritt, nach Durchlaufen eines Kreisbogens von 180° wieder in einem Punkt fokussiert wird. Wegen dieser „Richtungsfokussierung“ im Dempster-Spektrographen ist es nicht notwendig, zur Erzielung der verlangten hohen Auflösung den Ionenstrahl so stark auszublenden wie im Parabelspektrographen oder im Astonschen geschwindigkeitsfokussierenden Apparat. Infolge dieses Intensitätsgewinns kann man somit ähnlich wie im Astonschen Apparat wieder einen sehr engen Spalt verwenden und so ein sehr hohes Auflösungsvermögen erzielen. Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieses richtungsfokussierenden Prinzips ist allerdings, daß die in den Spektrographen eintretenden

Ionen von Anfang an eine einheitliche Energie besitzen. Man verwendet daher den Dempster-Spektrographen vor allem in Verbindung mit den verschiedenen thermischen Ionenquellen, den Kunsman-Anoden usw. Es mögen die Ionen verschiedenen e/m -Wertes die einheitliche Beschleunigungsspannung V durchlaufen haben, dann gilt bekanntlich die Beziehung

$$\frac{e}{m} = \frac{H^2 \cdot r^2}{2 \cdot V},$$

wenn H das ablenkende Magnetfeld und r der Radius der von den Teilchen durchlaufenen Kreisbahn ist. Praktisch wird die e/m -Bestimmung mittels des Dempsterschen Apparates etwa in der Art ausgeführt,

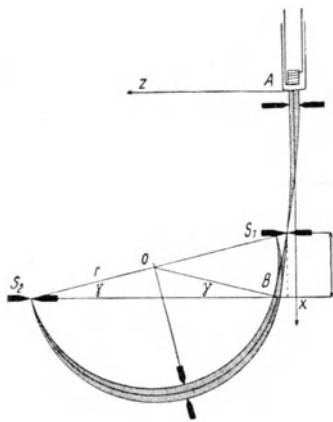


Abb. 28. Richtungsfokussierender Massenspektrograph von Dempster

daß man die um 180° abgelenkten Teilchen nach Passieren einer festen Blende in einen Auffänger treten läßt und, unter Konstantlassung der von den Teilchen durchlaufenen Kreisbahn, das Magnetfeld oder die die Teilchen beschleunigende Spannung V variiert und so der Reihe nach die verschiedenen e/m -Werten zugehörigen Ionenarten auf dem Auffänger mißt. Meist ist es dabei vorteilhafter, das Magnetfeld konstant zu halten und die Ionenbeschleunigungsspannung zu verändern, da die Messung einer elektrischen Spannung leichter mit der für die gewünschten e/m -Bestimmungen erforderlichen Genauigkeit durchgeführt werden kann als die Magnetfeldmessung. Nähere konstruktive Einzelheiten erkennt man aus der Abb. 28.

A ist die die Ionen liefernde Kunsman-Anode, S_1 der Eintrittspalt des Spektrographen. Zwischen A und S_1 liegt die Ionenbeschleunigungsspannung V . Das Magnetfeld der Stärke H beginnt an der Stelle B . Man sieht aus der Abbildung, daß der Eintrittspalt etwas gegen den Anfang des Ablenkfeldes versetzt ist. Dies ist aus folgendem Grunde notwendig. Der Ablenkmagnet hat naturgemäß ein gewisses Streufeld, welches die Ionen auch bereits auf der Strecke zwischen A und S_1 beeinflusst, so daß die Ionen bereits etwas

A ist die die Ionen liefernde Kunsman-Anode, S_1 der Eintrittspalt des Spektrographen. Zwischen A und S_1 liegt die Ionenbeschleunigungsspannung V . Das Magnetfeld der Stärke H beginnt an der Stelle B . Man sieht aus der Abbildung, daß der Eintrittspalt etwas gegen den Anfang des Ablenkfeldes versetzt ist. Dies ist aus folgendem Grunde notwendig. Der Ablenkmagnet hat naturgemäß ein gewisses Streufeld, welches die Ionen auch bereits auf der Strecke zwischen A und S_1 beeinflusst, so daß die Ionen bereits etwas

seitlich abgelenkt und verschoben auf der Linie B eintreffen werden und dadurch die Güte der Spaltabbildung leiden muß. Wie von Dempster erkannt wurde, kann dieser störende Effekt einfach dadurch kompensiert werden, daß der Spalt um den kleinen Betrag b vor das Magnetfeld und ferner auch um einen geringen Betrag seitlich versetzt wird. Die Verschiebung b , die aus der Beziehung

$$b = \frac{2}{H_0} \int_k^B H(x) \cdot dx$$

berechnet werden kann, ist bei den üblichen Ausführungsformen der Spektrographen von der Größenordnung von 1 mm, die seitliche Verschiebung ist so gering, daß man sie meist ganz vernachlässigen kann. Das Auflösungsvermögen eines magnetischen Kreismassenspektrographen ergibt sich (unter der Voraussetzung, daß die erzielte Richtungsfokussierung vollständig ist) zu

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{S}{r},$$

wenn r der Krümmungsradius der Kreisbahn und S die Breite der beiden als gleich groß angenommenen Spalte S_1 und S_2 ist. Eine gewisse Linienbreite und damit eine Begrenzung der mit dem Dempsterschen Apparat möglichen Auflösung ergibt sich übrigens auch daraus, daß die mittels einer thermischen Ionenquelle erzeugten und im Hochvakuum nachbeschleunigten Ionen nicht völlig homogen sind, sondern eine geringe, der thermischen Energie in der Ionenquelle entsprechende Energiebreite besitzen. Ebenso wie der Aston'sche Apparat ist auch der Dempstersche nicht nur zur genauen e/m -Bestimmung, sondern auch zur Untersuchung der relativen Häufigkeiten der Isotopen sehr geeignet und daher für Präzisionsmessungen in den vergangenen Jahren oft verwendet worden. Erst durch die in den allerletzten Jahren erfolgte Entwicklung der doppelt fokussierenden Apparate, auf die wir weiter unten noch zu sprechen kommen werden, konnte ein wesentlicher weiterer Fortschritt erzielt werden. Der magnetische Kreismassenspektrograph ist u. a. auch sehr geeignet zur makroskopischen Reindarstellung von Isotopen. Walcher konnte so mittels eines solchen Apparates in Verbindung mit einer geeigneten Glühnode von dem häufigeren Rubidiumisotop Rb^{85} eine Menge von einigen mg rein darstellen. Smythe, Rumbaugh und West, die eine ionenoptisch besonders günstig

durchkonstruierte Anlage benutzen, stellten von dem Kaliumisotop K^{39} größere Mengen bei einer Leistung von 1 mg/7 Std. her. Um mittels eines magnetischen Kreissmassenspektrographen auch Ionenstrahlen von nicht homogener Energie untersuchen zu können, sind von verschiedenen Autoren mit Erfolg sogenannte Geschwindigkeitsfilter verwandt worden, die zwischen die Ionenquelle und den Eintrittsspalt des Kreissmassenspektrographen eingeschaltet werden. Ein solches Geschwindigkeitsfilter, welches nur Ionen einer bestimmten Energie durchtreten läßt, erhält man nach dem Vorschlag von Wien beispielsweise, wenn man den Ionenstrahl gleichzeitig ein elektrisches und ein zum elektrischen Felde senkrecht magnetisches Feld passieren läßt, wobei die beiden gekreuzten Felder so gepolt

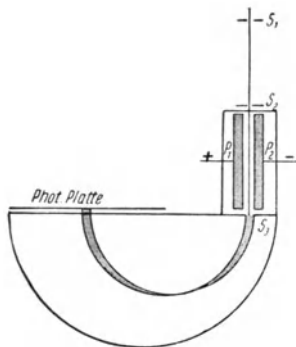


Abb. 29. Bainbridge-Spektrograph mit Wienschem Geschwindigkeitsfilter

sind, daß sie eine Teilchenablenkung nach entgegengesetzten Richtungen ergeben. Es muß dann zu jedem Werte des elektrischen und des magnetischen Feldes gerade eine Teilchengeschwindigkeit existieren, für die die beiden Ablenkungen sich aufheben. Blendet man somit durch einen hinter den gekreuzten Feldern angebrachten Spalt sämtliche Strahlen bis auf den unabgelenkten aus, so kann man, etwa durch Veränderung des elektrischen Ablenkfeldes, mittels des Filters alle gewünschten homogenen Geschwindigkeiten aussieben. Zwischen der in Volt gemessenen Energie der durch das Filter durchgehenden Teilchen und der Stärke des

elektrischen Feldes E und des magnetischen Feldes H besteht die einfache Beziehung

$$V = \frac{E^2}{2H^2} \cdot \frac{m}{e}.$$

Einen Präzisionspektrographen, der aus einem solchen Wienschen Geschwindigkeitsfilter und einem magnetischen Kreisspektrographen bestand und der die sehr hohe Massenauflösung von $1/100\,000$ ergab, benutzte Bainbridge bei seinen bekannten sehr genauen Atomgewichtsbestimmungen. Die schematische Konstruktionskizze seines Apparates, die wir nach den vorausgegangenen Darlegungen sofort verstehen, ist in der Abb. 29 dargestellt.

Der geschwindigkeitsinhomogene Ionenstrahl, der mittels einer Kanalstrahlröhre erzeugt wird, passiert zunächst die Vorblende S_1 , gelangt dann durch den Spalt S_2 in das Wiensche Filter und schließlich durch den Spalt S_3 in den Kreisspektrographen. P_1 und P_2 sind die Elektroden für das elektrische Ablenkkfeld. Das magnetische Feld für das Geschwindigkeitsfilter wird mittels zweier Zusatzpolschuhe erzeugt, die an den großen Magneten des Kreisspektrographen angesetzt sind. Die Aufnahme des Massenspektrums geschieht wie bei dem Aston-Apparat mittels photographischer Platte. Ein anderes Prinzip der Geschwindigkeitsmonochromatisierung, welches auf das bekannte Des Coudres-Wiechertsche Verfahren der Elektronengeschwindigkeitsbestimmung zurückgeht, wurde von Smythe und Mattauch in Verbindung mit einem richtungs-

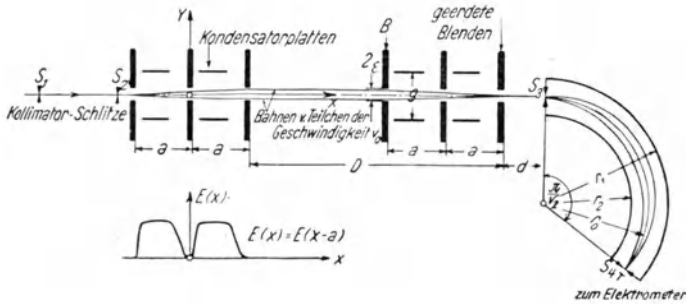


Abb. 30. Smythe-Mattauchscher Spektrograph mit Smytheschem Geschwindigkeitsfilter

fokussierenden Massenspektrographen verwendet. Das Prinzip der Anordnung machen wir uns aus der Abb. 30 klar.

Die mittels der beiden Spalten S_1 und S_2 zu einem parallelen Strahl ausgeblendeten Ionen passieren eine Reihe von parallel geschalteten elektrischen Transversalfeldern, die je eine Länge $2a$ besitzen und sich in den Abständen D aufeinander folgen (der in der Abbildung dargestellte Fall, daß die einzelnen Ablenkkfelder nochmals in je zwei Teile von der Länge a unterteilt sind, hat keine grundsätzliche Bedeutung und soll hier nicht erörtert werden). Wenn an den Ablenkelektroden eine für alle Elektrodenpaare phasen- und amplitudengleiche Hochfrequenzspannung der Frequenz ν liegt, dann können, wie leicht einzusehen ist, nur solche Ionen das Ablenk-

system unbeeinflusst passieren, deren Geschwindigkeit v durch die Beziehung

$$v = \frac{2a \cdot v}{n}$$

festgelegt ist, wobei n eine beliebige, aber ungerade ganze Zahl sein kann. Ebenso ist der Abstand D der aufeinanderfolgenden Ablenkondensatoren durch die Forderung

$$D = \frac{s \cdot a}{n}$$

festgelegt, wobei s ebenso wie oben n eine ganze ungerade Zahl sein muß. Bei der praktischen Verwirklichung dieses Geschwindigkeitsfilters durch Smythe und durch Mattauch wurde eine ablenkende Hochfrequenz von 120 m Wellenlänge benutzt, die mittels eines quartzgesteuerten Senders erzeugt wurde. Die Amplitude der an den Platten liegenden Hochfrequenzspannung betrug etwa 200 Volt. Außer der Grundschwingung von 120 m konnte auch die 2., 3., 4. und 6. Oberschwingung ($\lambda = 60, 40, 30$ und 20 m) verwendet werden, so daß man schnell von einer Ionengeschwindigkeit auf die andere übergehen konnte. Die Homogenität der nach dieser Methode erzeugten monochromatischen Ionenstrahlen beträgt etwa ein Promille. Zur anschließenden massenspektroskopischen Untersuchung der so homogenisierten Ionenstrahlen benutzen Smythe und Mattauch übrigens nicht den Dempsterschen magnetischen Kreissmassenspektrographen, sondern eine von Hughes und Rojansky angegebene richtungsfokussierende Methode der e/m -Analyse im elektrischen Radialfelde. Die Richtungsfokussierung im radialen elektrischen Felde unterscheidet sich von der im homogenen magnetischen Felde nur dadurch, daß hier die Wiedervereinigung der divergierenden Ionenstrahlen nicht nach Durchlaufen eines Bogens von 180° , sondern bereits nach 127° ($= \frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{2}$) erfolgt. An Stelle

der oben für den magnetischen Kreissmassenspektrographen angegebenen Beziehung zwischen spezifischer Ladung und Geschwindigkeit der Ionen einerseits, Krümmungsradius der Kreisbahn im Magnetfeld und Stärke des Magnetfeldes andererseits, gilt für den Hughes-Rojanskyschen radialelektrischen Kreisspektrographen eine analoge Beziehung

$$\frac{m \cdot v^2}{r} = \frac{e \cdot X}{\ln r_1 - \ln r_2},$$

in welcher v die Lineargeschwindigkeit, e/m die spezifische Ladung der Ionen, X die an dem das elektrische Radialfeld erzeugenden Zylinderkondensator liegende Spannung, r_1 und r_2 die Krümmungsradien der beiden Elektroden des Zylinderkondensators bedeuten. Gewisse Vorteile des beschriebenen Smythe-Mattauchschen Massenspektrographen vor anderen Konstruktionen waren die streng lineare Massenskala, die es ermöglichte, den Apparat mittels einer einzigen bekannten Masse zu eichen, ferner die Möglichkeit, durch Veränderung der Spannungsamplitude der Hochfrequenzschwingungen die erzielbare Auflösung leicht variieren zu können, und schließlich die Möglichkeit, durch einfaches Umschalten auf die verschiedenen Obertöne des Hochfrequenzsenders besonders leicht und mit großer Genauigkeit die Massen von Elementen vergleichen zu können, deren Atomgewichte sich umgekehrt wie die Quadrate einfacher Zahlen verhalten. Anbei mag übrigens erwähnt sein, daß mittels dieser Apparatur erstmalig der massenspektroskopische Nachweis des aus der Analyse des Bandenspektrums bereits früher erschlossenen seltenen Sauerstoffisotops O^{18} geführt werden konnte. Die verschiedenen Massenspektrographen, die wir bisher erörtert haben, lieferten stets entweder nur eine Geschwindigkeitsfokussierung oder eine Richtungsfokussierung. Es entstand naturgemäß in diesem Zusammenhang die Frage, ob es nicht möglich sei, beide Fokussierungsmöglichkeiten zu vereinigen. Untersuchungen in dieser Richtung wurden besonders dringlich im Hinblick auf die für die neueren atomkerntheoretischen Untersuchungen zu fordernde sehr hohe Genauigkeit der massenspektroskopischen Untersuchungen. Die in den letzten Jahren auf elektronenoptischer Grundlage durchgeführten theoretischen Betrachtungen verschiedener Autoren — wir erwähnen hier nur die wichtigen Arbeiten von Herzog, Mattauch, Henneberg —, ergaben in der Tat, daß unter gewissen Nebenbedingungen eine doppelte Fokussierung der Ionenstrahlen möglich ist. Die eingehendere Theorie zeigt, daß die Wirkung von elektrischen oder magnetischen Feldern auf Elektronen- und Ionenstrahlen in der optischen Analogie der kombinierten Wirkung eines Prismas und einer Linse entspricht. Insbesondere entspricht das homogene magnetische oder das radiale elektrische Feld der Kombination einer Zylinderlinse mit einem einfachen Prisma. In dem Dempsterschen magnetischen Kreissmassenspektrographen und ebenso in dem radialelektrischen Hughes-Rojanskyschen Kreisspektrographen wird nur von der Linsenwirkung des Feldes Gebrauch gemacht und die

gleichzeitige Prismenwirkung vernachlässigt, im Astonschen geschwindigkeitsfokussierenden Spektrographen wird die Linsenwirkung vernachlässigt und durch die Kombination von elektrischem Radialfeld und homogenem Magnetfeld ein achromatisches Prisma hergestellt. Versucht man, gleichzeitig beide Wirkungen auszunutzen und mittels der Kombination von radialem elektrischen und homogenem magnetischen Felde gleichzeitig eine Geschwindigkeits- und Richtungsfokussierung durchzuführen, so zeigt sich, daß dies im allgemeinen bei gegebener Stärke des elektrischen und des magnetischen Feldes nur für eine einzige Ionenart geschehen kann. Auch ist die Geschwindigkeitsfokussierung ohne weiteres nicht über einen größeren Geschwindigkeitsbereich möglich, so daß, etwa durch gleichzeitige Änderung der Beschleunigungsspannung der Ionen und der Ablenkspannung am elektrischen Radialfeld, sukzessiv die verschiedenen zu untersuchenden Ionenarten eingestellt werden müssen. Derartige Apparate, die aus einem elektrischen Radialfelde bestanden, das sich in einem homogenen magnetischen Transversalfelde befand, sind vor einigen Jahren von Dempster und Bartky sowie auf Vorschlag von Mattauch von Bondy und Popper entwickelt worden und lieferten bei denselben geometrischen Dimensionen und Feldstärken bereits ein wesentlich höheres Auflösungsvermögen als die älteren Kreismassenspektrographen. Dempster sowie Bainbridge und Jordan konnten ferner zeigen, daß unter bestimmten Umständen ein nach 127° fokussierendes elektrisches Radialfeld und ein anschließendes homogenes Magnetfeld von 120° Ablenkung zusammen eine gewisse Doppelfokussierung ergeben. Die Massenskala ist bei dieser Anordnung vollkommen linear und die Intensität so groß, daß eine Auflösung von $1/10000$ gut erreichbar ist. Eine Massendifferenz von 1% entsprach bei Bainbridge und Jordan beispielsweise einer Trennung von 5 mm auf der photographischen Platte. Allgemeiner und noch befriedigender konnte das Problem in den letzten Jahren von Mattauch und Herzog gelöst werden, die erkannt hatten, daß nur bei besonderer Formgebung der Polschuhflächen des Magneten für alle Ionenarten gleichzeitig eine vollständige Doppelfokussierung nach Richtung und Geschwindigkeit möglich ist. Die Begrenzung der Polschuhe ist im allgemeinen Fall eine sehr komplizierte Kurve, ebenso ist der Ort der Massensbilder auf der photographischen Platte im allgemeinen Fall keine Gerade. Es zeigt sich jedoch, daß einige Sonderfälle existieren, in denen die e/m -Abbildungen streng auf einer Geraden liegen und

gleichzeitig die Polschuhbegrenzung sehr einfach wird, wie man aus der in Abb. 31 wiedergegebenen schematischen Konstruktionsskizze dieses neuen doppeltfokussierenden Massenspektrographen von Mattauch ersieht.

K ist der Kanal des als Ionenquelle verwendeten Kanalstrahlrohres, S der eigentliche Eintrittsspalt des Spektrographen, der so angeordnet ist, daß er im Brennpunkt des elektrischen Radialfeldes liegt. Die richtungsdivergent in das elektrische Feld eintretenden Ionen verlassen, wenn l_e der Abstand des Eintrittsspalt S_1 vom Anfang des Radialfeldes sei und zwischen l_e und dem mittleren Radius a_1 der zylindrischen Elektroden die Beziehung $a_1 = \sqrt{2} \cdot l_e$ besteht, das elektrische Feld als parallele Strahlen. Der Ablenkwinkel Φ_e im Radialfeld muß $31^\circ 51'$ betragen. Die Ionen passieren

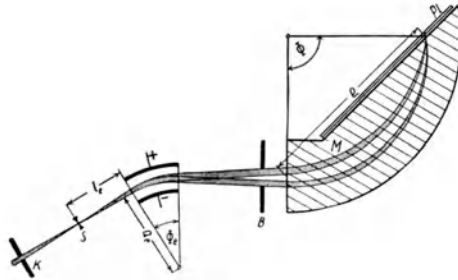


Abb. 31. Doppeltfokussierender Massenspektrograph nach Mattauch und Herzog

dann den weiten Spalt B und treten in das zum elektrischen Ablenkwinkel entgegengesetzte Ablenkung um 90° erfolgt. Der geometrische Ort für die verschiedenen Ionenmassen, die dann gleichzeitig nach Richtung und Geschwindigkeit fokussiert sind, ist unter diesen Bedingungen eine gegen den in das Magnetfeld eintretenden Mittelstrahl um 45° geneigte Gerade, auf welcher, unmittelbar an das Magnetfeld grenzend, die photographische Platte liegen muß. Der Linearabstand der Massenbilder von der Eintrittsstelle des genannten Mittelstrahles in das Magnetfeld ist der Wurzel aus den Massenwerten streng proportional. Sehr wichtig ist vor allem auch, daß, im Gegensatz etwa zum Astonschen Apparat, die Massenskala streng berechenbar ist. Wenn x der Linearabstand einer unbekannteren Massenlinie von einer Bezugslinie auf der photographischen

Platte, ferner ϱ der Abstand dieser Bezugslinie von dem Eintrittsort des Mittelstrahles in das Magnetfeld ist, so ergibt sich das Isotopen-gewicht der unbekanntnen Masse zu

$$M = k \cdot \varrho^2 = k (\varrho_e - x)^2.$$

Die mit dem Apparat erzielbare Massenauflösung ergibt sich zu

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{2 S}{a_1},$$

wo S die Breite des Eintrittspaltes und $a_1 = \sqrt{2} \cdot l_e$ der mittlere Radius der Zylinderelektroden des elektrischen Feldes ist. Man ersieht hieraus, daß die Auflösung dieses Spektrographen nur von den Daten des elektrischen, nicht aber von denen des magnetischen Feldes abhängig ist. Umgekehrt ist die Dispersion des Apparates, d. h. der Linearabstand zweier Massen auf der photographischen Platte, nicht vom elektrischen, sondern nur vom Magnetfeld abhängig und dem Radius ϱ der von den Ionen im Magnetfeld zurückgelegten Kreisbahn proportional. Mittels des hier geschilderten doppelt fokussierenden Apparates ist der Intensitätsgewinn gegenüber früheren Apparaten so beträchtlich, daß Massenbestimmungen mit einer Genauigkeit von $1/100000$ möglich sind, ohne daß damit die Leistungsgrenze des neuen Prinzips schon erschöpft zu sein scheint.

II. Atomstrahlen

a) Erzeugung von Atomstrahlen

1. **Thermische Erzeugung.** Wir wollen zunächst die folgende einfache Anordnung betrachten, an der wir alle für die thermische Erzeugung von Atom- oder Molekularstrahlen wichtigen allgemeinen Gesichtspunkte leicht studieren können. Ein großes geschlossenes Gefäß sei durch eine mit einem engen Spalt versehene Trennungswand in zwei Raumgebiete geteilt. In der einen Gefäßhälfte befinde sich ein Gas, während die andere Gefäßseite mittels einer Vakuumpumpe evakuiert werde. Durch den Verbindungsspalt werden dann mit einer sich aus Molekulargewicht und Temperatur der Gasart gemäß den Gesetzen der kinetischen Gastheorie ergebenden Geschwindigkeit Gasatome in das Vakuumgefäß hineinfliegen. Da diese Atome — wir wollen hier und im folgenden die Bezeichnung Gasatome in gleicher Weise für ein- und mehratomige Gasmoleküle gebrauchen — in dem evakuierten Raum nicht mit anderen Gasatomen zusammenstoßen können, und da wir weiter auch den Druck im Gasraum nicht so hoch wählen wollen, daß wegen zu dichter Aufeinanderfolge der mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung aus dem Spalt tretenden Teilchen Zusammenstöße zwischen den austretenden Atomen selbst möglich sind, so werden die Atome nach Eintritt in den Vakuumraum sich vollkommen geradlinig ausbreiten müssen. Bringt man außerdem im Vakuumraum in einem nicht zu geringen Abstand von dem Eintrittsspalt noch einen zweiten Spalt an, welcher aus dem durch den ersten Spalt tretenden sehr stark richtungsdivergenten Bündel ein eng begrenztes, praktisch paralleles Bündel ausblendet, so hat man damit einen Atomstrahl hergestellt, wie wir ihn im weiteren hier betrachten wollen. Wir bezeichnen im besonderen, wie sich dieses seit den Arbeiten von Stern und Gerlach allgemein eingebürgert hat, den ersten Spalt als Ofenspalt und den zweiten, der zur Ausblendung des scharfen Atomstrahles dient, als Abbildespalt. Die Anzahl n der Atome, die je Flächenelement des

Ofenspaltes unter dem Winkel φ in den Vakuum- oder, wie wir im folgenden sagen wollen, Beobachtungsraum eintreten, ergibt sich zu

$$n = \frac{N}{4\pi} \cdot \bar{u} \cdot \cos \varphi \cdot d\omega \cdot ds,$$

wenn N die Anzahl der Gasatome je Volumeneinheit im Innern des Ofenraumes, \bar{u} die mittlere Molekulargeschwindigkeit und $d\omega$ der Öffnungswinkel des Kegels ist, welcher die betrachteten Geschwindigkeitsrichtungen der aus dem Spalt tretenden Strahlen begrenzt. Diese wichtige Formel wird oft auch als „Kosinusetz der Molekularstrahlung“ bezeichnet. Nach Knudsen ergibt sich ferner bei einem nicht zu hohen Gasdruck im Ofen die Gesamtzahl der aus dem Spalt ausströmenden Gasatome zu

$$n = \frac{1}{m \cdot \bar{u}} \cdot \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \cdot (p_1 - p_2) \cdot ds,$$

wenn p_1 der Gasdruck im Ofenraum und p_2 der sehr viel niedrigere Druck im Beobachtungsraum ist. Unter Benutzung dieser Beziehung kann man das Kosinusetz auch in der Form

$$n_\varphi = \frac{1}{m \cdot \pi \cdot \bar{u}} \cdot \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \cdot (p_1 - p_2) \cos \varphi \cdot d\omega \cdot ds$$

schreiben, was für manche Zwecke geeigneter sein kann. Aus diesen Formeln ersehen wir bereits verschiedenes. Nämlich, die Intensität des aus dem Ofen austretenden Atomstrahles muß abhängen 1. von der Fläche des Ofenspaltes, 2. vom Gasdruck im Ofen (den geringen Druck im Beobachtungsraum können wir stets vernachlässigen), 3. vom Molekulargewicht und von der Temperatur des Gases im Ofen. Grundsätzlich wird es also stets möglich sein, bei Anwendung einer genügend hohen Ofentemperatur von einer gegebenen Substanz Atomstrahlen herzustellen. Im einzelnen wird sich naturgemäß die Versuchstechnik noch sehr unterscheiden, je nachdem, ob es sich um eine bei gewöhnlicher Temperatur bereits gasförmige Substanz oder um einen erst bei höheren oder höchsten Temperaturen verdampfenden Stoff handelt. Um einen Atomstrahl eines permanenten Gases zu erzeugen, benutzt man naturgemäß einen „Ofen“ von normaler Zimmertemperatur, in den das Versuchsgas, etwa mittels einer Kapillare, aus einem Vorratsgefäß unter dem erforderlichen Druck eingeleitet wird. Muß man zwecks Verdampfung einer bei

gewöhnlicher Temperatur flüssigen oder festen. Substanz einen mit einer Heizvorrichtung versehenen Ofen verwenden, so wird die Ofenkonstruktion je nach der erforderlichen Temperatur verschieden sein. Wir können hier naturgemäß nicht auf die vielen in der Literatur angegebenen Ofenformen eingehen, doch wollen wir einige charakteristische Ausführungsformen, die allgemeiner verwendet werden

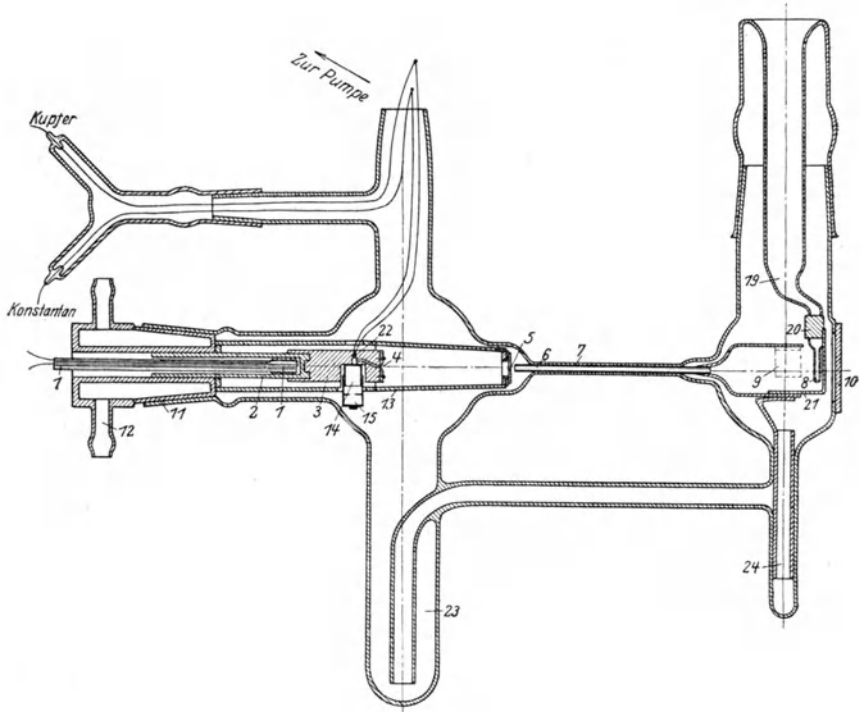


Abb. 32. Erzeugung von Alkaliatomstrahlen (nach Leu)

können, kurz beschreiben. In der Abb. 32 ist so eine von Leu im Sternschen Laboratorium zur Erzeugung von Alkaliatomstrahlen entwickelte Anordnung dargestellt.

Der Ofen besteht aus dem Kupferblock 2, der von außen mittels einer auf eine etwa 1 cm lange Quarzröhre gewickelten Heizspirale 1 (aus Pt-Draht) geheizt wird. Die eigentliche, die Substanz enthaltende

Ofenkammer ist der mit dem Kupferblock 2 verbundene Kupferbehälter 15, von dem das Alkalimetall über den Ofenvorraum 14 und die Bohrung 16 zu dem Ofenspalt 4 dampft. Der Wärmekontakt zwischen dem Ofenraum 14 und dem großen Kupferblock 2 ist absichtlich nicht sehr gut, so daß der Ofenspalt 4 und der Ofenvorraum 14 eine etwas höhere Temperatur aufweisen als der Ofen selbst. Hierdurch erreicht man, daß an dem Ofenspalt keine Kondensation von Metaldampf und damit keine Ofenverstopfung eintreten kann. Die Ofentemperatur wird mittels eines an dem Kupferblock 2 angebrachten Thermoelementes (Kupfer/Konstantan) laufend kontrolliert. Als Material für den Ofenspalt benutzt man zweckmäßig Phosphorbronze. Der gesamte Ofenblock sitzt, wie aus der Abbildung ersichtlich, mittels des Konstantanrohres auf dem wassergekühlten Messingschliff 11, welcher in das Vakuumgefäß eingesetzt wird. Auf diesem Messingschliff ist zugleich auch das Kupferrohr 13 aufgelötet, welches an seinem Ende den Abbildespalt 5 trägt. Zwecks besserer Evakuierung besitzt dieses Rohr zahlreiche weite Seitenlöcher, durch die es mit dem Hauptgefäß in Verbindung steht. Der Abstand zwischen Ofen- und Abbildespalt beträgt 6 cm, die Weite des Ofenspaltes 20 μ , die des Abbildespaltes 10 μ . Für gutes Arbeiten der Anlage sind ferner die durch flüssige Luft gekühlten Metallrohre 7 und 10 sehr wichtig, an welchen sich alle eventuell seitlich gestreuten Atome kondensieren können. Die Beschickung des Apparates mit Alkalimetall muß unter Anwendung gewisser Vorsichtsmaßnahmen geschehen, um die Bildung von Hydroxyd an der freien Metalloberfläche zu vermeiden. Man erreicht dies etwa in der Weise, daß man das Alkalimetall unter Xylol zu kleinen Kugeln zusammenschmilzt, die man unter Benzin in den Ofen einbringt. Bei Evakuieren der Anlage verdampft das Benzin schnell und man hat dann eine für die Erzeugung der Atomstrahlen sehr geeignete reine Alkalioberfläche. Gewisse Substanzen, wie vor allem Lithiumdampf, greifen Glas stark an. Atomstrahlapparaturen, die der Untersuchung solcher Stoffe dienen sollen, müssen daher in allen Teilen aus Metall hergestellt sein. Eine solche Anlage, die im wesentlichen der Leuschen Apparatur entspricht, wurde beispielsweise von Taylor entwickelt. Die Heizung des Ofens geschah dort bis zu Temperaturen von etwa 450° C durch die Wärmestrahlung einer neben dem Ofen im Vakuum angeordneten Heizspirale, während zur Erzielung höherer Ofentemperaturen zwischen den Ofenblock und diese Glühspirale Hochspannung gelegt wurde, so daß der Ofen

durch Elektronenbombardement erhitzt wurde. Zur Erzeugung eines intensiven Kaliumstrahles wurde eine Ofentemperatur von etwa 320°C benötigt, zur Erzielung von Lithiumstrahlen etwa 700°C . Die Kühlung der Apparatur geschah mittels wasserdurchflossener dünner Bleirohre, die außen um das metallene Vakuumgefäß gewickelt waren. Zur Evakuierung dienten zwei starke Diffusionspumpen, von denen die eine den Raum zwischen Ofen- und Abbildespalt, die andere den Beobachtungsraum hinter dem Abbildespalt auspumpte, so daß trotz der hohen Ofentemperaturen im Beobachtungsraum ein Druck von nur 10^{-6} Torr aufrechterhalten werden konnte. Schließlich seien auch noch die im Prinzip gleichartigen Anlagen von Meissner und Scheffers sowie von Rabi und Cohen genannt. Diese letztgenannten Autoren, die mit Hilfe ihrer Präzisionsapparatur den Kernspin von Natriumatomen maßen, verwendeten einen Ofenspalt von 0,013 mm Breite und einen Abbildespalt von 0,016 mm, der in 9 cm Abstand hinter dem Ofenspalt angeordnet war. Da die von diesen Forschern angewandte Nachweismethode, die auf dem Langmuir-Effekt beruht und von uns im weiteren noch behandelt werden wird, sehr empfindlich ist, wurden trotz der genannten engen Spalte bereits bei einer Ofentemperatur von 300°C ausreichend intensive Natriumatomstrahlen erhalten. Eine Ofenkonstruktion, die vor allem für sehr hoch siedende Substanzen geeignet ist, wurde von Klavunde und Phipps zwecks Herstellung von Eisenstrahlen entwickelt. Der Ofen ist hier als elektrischer Widerstandsofen ausgebildet und besteht aus einem Graphitzylinder, der innen mit einem aus Magnesiumoxydmasse hergestellten Einsatz versehen ist, in welchem sich die zu verdampfende Substanz befindet. Auch der Ofenspalt besteht aus MgO-Masse und ist direkt an dem genannten Ofeneinsatz befestigt. Zur Erzielung intensiver Eisenatomstrahlen muß die Ofentemperatur etwa 1400°C betragen. Die Lebensdauer des Ofeneinsatzes beträgt unter diesen Betriebsbedingungen etwa 40 Stunden. Diese kurzen Hinweise auf praktisch erprobte Ofenkonstruktionen mögen hier genügen. Wir bemerkten bereits oben, daß einerseits zur Erzielung großer Strahlintensität der Gasdruck im Ofen möglichst hoch sein muß, andererseits sich aber eine obere Druckgrenze daraus ergibt, daß die Strahl- atome nach Passieren des Ofenspaltes untereinander keine Zusammenstöße erleiden dürfen. Diese Verhältnisse sind vor allem durch die systematischen Untersuchungen von Stern und Knauer klargestellt worden. Während bei niedrigem Gasdruck im Ofen die

austretende Strahlintensität dem Ofendruck linear proportional ist, erfolgt der Anstieg bei zu hohem Ofendruck wesentlich weniger als proportional. Es liegt dies daran, daß dann die Strahlatome auch noch kurz nach Verlassen des Ofens Zusammenstöße erleiden, so daß es zu einer von Knauer und Stern als „Wolke“ bezeichneten Stauung des Strahles vor dem Ofenspalt kommt, die sich in Abweichungen vom Kosinusetz der Molekularstrahlung bemerkbar macht. Verwendet man, wie hier der Einfachheit halber angenommen sei, einen Spalt von kreisförmigem Querschnitt, so gilt, daß zwecks Vermeidung der Wolkenbildung die freie Weglänge der Gasatome im Ofen größer als der 1,5fache Durchmesser des Ofenspaltes sein muß. (Die freie Weglänge der Atome im Ofen erhält man aus der Formel

$$\lambda = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{R \cdot T}{p} \cdot \sqrt[3]{\frac{9d^2}{16 \cdot N \cdot M^2}},$$

in der R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur, d das spezifische Gewicht und M das Molekulargewicht der zu verdampfenden Substanz ist.)

Wir wollen im weiteren den Ofendruck so niedrig wählen, daß Wolkenbildung nicht eintritt, d. h. daß molekulare Strömung vorliegt. Die sekundlich aus dem Ofenspalt ausströmende Substanzmenge sei q . Dann ergibt sich die auf einer Oberfläche von 1 cm^2 im Abstände r hinter dem Ofenspalt niedergeschlagene Substanzmenge nach der Knudsen-Formel zu

$$J = \frac{q}{\pi \cdot r^2} \text{ (Mol/cm}^2 \cdot \text{sec)},$$

wobei für q die Beziehung

$$q = \frac{5,83 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{M/T}} \cdot p \cdot f \text{ (Mol/sec)}$$

gilt, in der f die Fläche des Ofenspaltes und p der Gasdruck im Ofen ist. Da somit die Größe q dem Produkt von Ofendruck und Spaltfläche proportional ist, erkennen wir, daß man bei Anwendung eines entsprechend verkleinerten Spaltes stets, auch bei höchstem Gasdruck im Ofen, die Voraussetzungen für molekulare Strömung realisieren kann, und daß dabei die Intensität der erhaltenen Atomstrahlung unverändert bleiben muß. Sei beispielsweise, um die Idee zu fixieren, der Ofenspalt $0,1 \text{ mm}$ breit, dann muß der Ofendruck

niedriger als 0,1 Torr sein, damit nicht die freie Weglänge des Gases im Ofen kleiner wird als der Spaltbreite entspricht. Wenn der genannte Spalt ferner eine Länge von 1 cm hat, ist die Spaltfläche $f = 10^{-2} \text{ mm}^2$. Nehmen wir Silber als zu verdampfende Substanz ($M = 108$) und arbeiten wir bei einer Ofentemperatur von 1000° C , so erhält eine 10 cm vor dem Ofenspalt aufgestellte Fläche von 1 cm^2 die Strahlintensität von $J = 4,95 \cdot 10^{-10} \text{ Mol/cm}^2 \cdot \text{sec}$, die nun auch bei Anwendung eines engeren Spaltes und einer entsprechend höheren Ofentemperatur konstant bleibt. Es wird jedoch vorteilhafter sein, auf jeden Fall bei möglichst hoher Temperatur und dafür möglichst engem Spalt zu arbeiten, da man dann bei gleicher Intensität viel schärfere Spaltbilder erhält und so beispielsweise bei der Untersuchung von magnetischen Strahlaufspaltungen mehr Komponenten erkennen bzw. kleinere Ablenkungen messen kann. Praktisch ist hier allerdings dadurch eine Grenze gesetzt, daß es nicht gelingt, Spalte von weniger als etwa 1 bis 2μ . Breite technisch herzustellen.

2. Atomstrahlen aus Gasentladungen. Bei der Erzeugung von Atomstrahlen aus Gasentladungen sind grundsätzlich zwei Fälle zu unterscheiden, nämlich solche Verfahren, bei denen die Atomstrahlen durch Umladung von positiven Ionen erzeugt werden, und ferner solche, die im besonderen nur der Erzeugung von aus einfachen Atomen bestehenden Strahlen der normalerweise zwei- oder mehratomigen Gase dienen. Mit dem Umladungsverfahren, welches in gleicher Weise auf ein- und mehratomige Strahlen angewendet werden kann, werden wir uns im folgenden Kapitel beschäftigen. Hier soll jetzt kurz das zweite Verfahren behandelt werden, welches seinem Wesen nach zu den vorher behandelten thermischen Verfahren gehört und von den Vorgängen in der Gasentladung nur insofern Gebrauch macht, als es sie zur Dissoziation der zwei- oder dreiatomigen Gase benutzt. Das Verfahren, am bekanntesten geworden durch seine Anwendung zur Herstellung von atomarem Wasserstoff, beruht auf der Entdeckung von Wood, daß in einer in Wasserstoff brennenden Gasentladung beträchtliche Mengen neutraler Wasserstoffatome vorhanden sind, die praktisch nur thermische Geschwindigkeiten aufweisen und mittels geeigneter Anordnungen leicht aus der Entladungsbahn herausgezogen werden können. Von Wood sowie von Bonhöffer sind hierfür geeignete Entladungsröhren angegeben worden. Eine solche im besonderen

zur Verwendung für Atomstrahluntersuchungen von Wrede entwickelte Apparatur zeigt die Abb. 33.

Man erkennt links die Einrichtungen zur Wasserstofferzeugung und in der Mitte das Woodsche Entladungsrohr E , welches aus Jenaer Glas hergestellt ist und bei einer lichten Rohrweite von 22 mm eine Länge von etwa 2 m aufweist. Aus Gründen der Raumersparnis ist das lange Entladungsrohr in zwei zueinander senkrechten Ebenen U-förmig umgebogen. Die Verwendung eines sehr langen und auch verhältnismäßig weiten Entladungsrohres ist nach den grundlegenden Untersuchungen von Wood und von Bonhöffer erforderlich zur Erzielung hoher Atomkonzentrationen in der Entladungsbahn, da

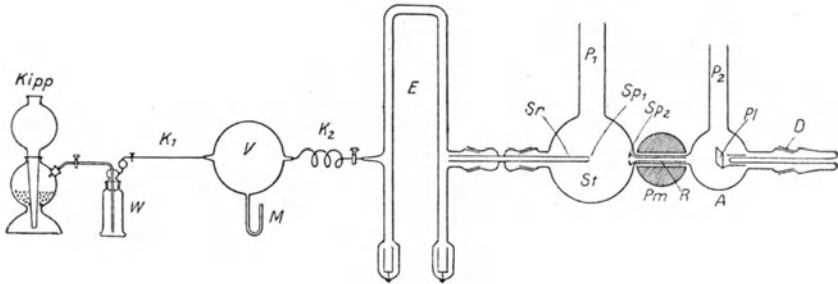


Abb. 33. Erzeugung von atomaren Wasserstoffstrahlen mittels des Woodschen Entladungsrohres (nach Wrede)

alle festen Wände, insbesondere aber Metalloberflächen, eine ausgesprochen katalytische Wirkung auf den Prozeß der Wiedervereinigung von atomarem zu molekularem Wasserstoff ausüben. Ferner ist es zur Herabsetzung der Rekombination der freien Atome auch zweckmäßig, nicht völlig reinen, sondern mit Wasserdampf gesättigten Wasserstoff zu verwenden. Die Elektroden des Woodschen Entladungsrohres sind am besten vorn offene Aluminiumblechzylinder von etwa 3 cm Durchmesser und etwa 5 bis 6 cm Länge für die Anode, etwa 12 cm Länge für die Kathode. Der Gasdruck im Entladungsrohr beträgt etwa 0,1 Torr, was etwa dem Widerstandsminimum des Entladungsrohres entspricht. Zum Betrieb des Woodschen Entladungsrohres verwendet man am besten Gleichspannung, die man etwa mittels einer Gleichstromhochspannungsmaschine erzeugt. Je nach dem gewählten Vorschaltwiderstand existieren bei demselben Gasdruck zwei verschiedene stabile Entladungsformen, von denen die

eine einer Spannung von etwa 3000 Volt und einem Entladestrom von etwa 0,03 A, die andere etwa 1100 Volt bei etwa 0,2 bis 0,3 A entspricht. Die letztgenannte Entladungsform ergibt eine sehr viel höhere Atomausbeute und muß daher durch passende Wahl von Betriebsspannung und Vorschaltwiderstand verwirklicht werden. Zur Überführung des atomaren Wasserstoffs vom Entladungsrohr in die eigentliche Atomstrahlapparatur ist etwa in der Mitte der Entladungsröhre ein gläsernes Ansatzrohr angebracht, welches an seinem Ende den zwecks Herabsetzung der Wiedervereinigung der Wasserstoffatome ebenfalls aus Glas hergestellten Ofenspalt trägt. Die Herstellung des feinen Glasspaltgeschieht etwa in der Weise, daß man ein geeignet dünnes Metallblech in ein Glasrohr einschmilzt und dann mittels Salpetersäure aus dem Glas herauslöst. Die Glaswandung mit dem so hergestellten Kanal wird dann noch so dünn wie möglich geschliffen. Gute gläserne Spalte von $0,05 \cdot 3 \text{ mm}^2$ Spaltfläche sind nach diesem Wredeschen Verfahren noch herstellbar. An die Vakuumeinrichtungen muß man bei dieser wie überhaupt bei allen Atomstrahlapparaturen, in welchen Atomstrahlen von permanenten Gasen benutzt werden, besonders hohe Anforderungen stellen, da hier nicht die aus dem Ofenspalt austretenden Atome an gekühlten Oberflächen kondensiert werden können. Beispielsweise strömt so bei der hier betrachteten Wredeschen Versuchsanordnung durch den Spalt von $0,15 \text{ mm}^2$ Fläche bei dem Gasdruck von 0,1 Torr im Wood-Rohr eine Gasmenge von $40 \text{ cm}^3/\text{sec}$ aus, die von den Vakuumpumpen bei Aufrechterhaltung eines ausreichenden Vakuums beseitigt werden muß. Der Abbildespalt, den man auf der rechten Seite der Abb. 33 erkennt, kann aus Metall hergestellt werden. Nicht wesentlich abweichend sind auch die Anlagen zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffstrahlen, die von Scheffers und Stark sowie von Phipps, Taylor oder Rabi, Kellogg und Zacharias verwendet worden sind. Rabi und seine Mitarbeiter verwendeten sogar eine 5 m lange Entladungsröhre. Die Länge des Seitenrohres, an dessen Ende der $4 \cdot 0,02 \text{ mm}^2$ große Glasspalt sitzt, beträgt 20 cm. Durch Verwendung einer sehr leistungsfähigen Pumpe zum Abpumpen des Raumes zwischen Ofen- und Abbildespalt kann trotz des Gasdrucks von 0,2 Torr im Entladungsrohr hinter dem Ofenspalt ein Vakuum von $3 \cdot 10^{-5}$ Torr aufrechterhalten werden. Hinter dem Ofenspalt verwendet Rabi noch einen Zwischenspalt von $7 \cdot 0,1 \text{ mm}^2$ Größe, hinter welchem nochmals stark abgepumpt wird, so daß jetzt der Druck nur mehr 10^{-6} Torr beträgt. Jetzt erst folgt der aus genau

einstellbaren Phosphorbronzeschneiden bestehende Abbildespalt, der bei einer Höhe von 2,4 mm eine Weite von 0,02 mm hat. Der Restdruck im Beobachtungsraum kann dann unter $5 \cdot 10^{-7}$ Torr (mittels Ionisationsmanometer gemessen) gehalten werden.

3. Atomstrahlerzeugung durch Neutralisation von Ionenstrahlen.

Auch die Umladungserscheinungen, die in einem durch eine Gasatmosphäre hindurchtretenden Ionenstrahl auftreten, sind zur Herstellung von Atomstrahlen geeignet. Wir erinnern an ein von Kallmann, Rosen und Lassareff aufgestelltes Resonanzprinzip der Umladung, welches besagt, daß die Umladungsausbeute besonders hoch wird, wenn die Neutralisationsenergie der Ionen mit der Ionisationsenergie der ruhenden neutralen Gasatome übereinstimmt, wenn man also einen Ionenstrahl durch das eigene Gas hindurchschießt. Für den hier in Rede stehenden Anwendungszweck ist es besonders wichtig, daß die Ionen bei der Umladung weder merklich aus ihrer ursprünglichen Bewegungsrichtung abgelenkt werden noch ihre anfängliche kinetische Energie einbüßen. Hieraus ergibt sich die Möglichkeit, mit Hilfe der Umladungsmethode bei Verwendung von Ionenstrahlen homogener Energie auf einfache Weise geschwindigkeitshomogene Atomstrahlen von innerhalb gewisser Grenzen beliebig einstellbarer Energie herstellen zu können. Eine Apparatur, mit der man solche monochromatischen Atomstrahlen von Geschwindigkeiten zwischen etwa 30 und 1000 Volt herstellen kann, muß nach dem Gesagten etwa folgendermaßen beschaffen sein. Mittels eines glühkathodisch erzeugten und entsprechend beschleunigten Elektronenstrahls werden in einer das gewünschte Gas enthaltenden Kammer Ionen erzeugt, die mittels einer Saugelektrode herausgezogen und in einem Hochvakuumraum auf die gewünschte Endgeschwindigkeit nachbeschleunigt werden. Dieser Ionenstrahl durchläuft zur weiteren Homogenisierung dann ein transversales Magnetfeld, aus welchem, durch Blenden ausgesiebt, nur die gewünschte monochromatische Ionenart austritt. Dieser Ionenstrahl durchläuft jetzt noch ein beliebig einstellbares elektrisches Gegenfeld, durch welches in einfachster Weise die gewünschte Ionengeschwindigkeit verändert werden kann, und wird dann, bevor er in den mit Gas von niedrigem Druck gefüllten Umladeraum gelangt, durch ein elektrisches Querfeld noch um ein kleines Stück seitlich verschoben. Hierdurch wird erreicht, daß etwaige Neutralteilchen, die, z. B. im magnetischen Ablenkraum, vor der Homogenisierung der Ionen entstanden sein

könnten, ausgeschieden werden. Nach Durchfliegen des Umladeräum, in welchem sich das Umladegleichgewicht zwischen Ionen und Neutralteilchen einstellt, läuft der Strahl durch ein zweites elektrisches Transversalfeld, welches die entstandenen Atomstrahlen unbeeinflußt läßt, die Ionen dagegen seitlich ablenkt und so aus dem Strahl entfernt. Selbstverständlich muß bei dieser Anlage die Vakuumanordnung so getroffen sein, daß der Gasdruck im Ionenerzeugungsraum, im Umladerraum und im Untersuchungsraum für die Atomstrahlen unabhängig voneinander auf den jeweils verlangten bzw. günstigsten Wert eingestellt werden kann. Erheblich einfacher wird die Apparatur, wenn man sich bei der Erzeugung der monochromatischen Atomstrahlen auf die einatomigen Edelgase beschränken will, da man dann auf die magnetische Vorzerlegung der Ionen verzichten kann. Eine derartige von Beek bei zahlreichen Untersuchungen über Anregung und Ionisation durch Atomstoß benutzte Anordnung ist in der Abb. 34 wiedergegeben.

Man erkennt auch hier die vier Stufen des Erzeugungsprozesses: 1. die Ionenerzeugung, 2. die Ionenhomogenisierung, 3. die Ionenumladung, 4. die Abtrennung der Ionen aus dem Atomstrahl. Der benötigte sehr intensive und konstante Edelgasionenstrahl wird mittels einer der in Kapitel Ia, 2 beschriebenen Goldmannschen Ionendüse ähnlichen Anordnung erzeugt. Edelgas strömt über eine Kapillare in den Raum *A*, von welchem aus es durch die 8 mm lange und 1,5 mm weite Blende 1 zur Pumpe gelangt. Am Glühdraht *G* erzeugte und mittels einer zwischen dem Glühdraht und der Blende 1

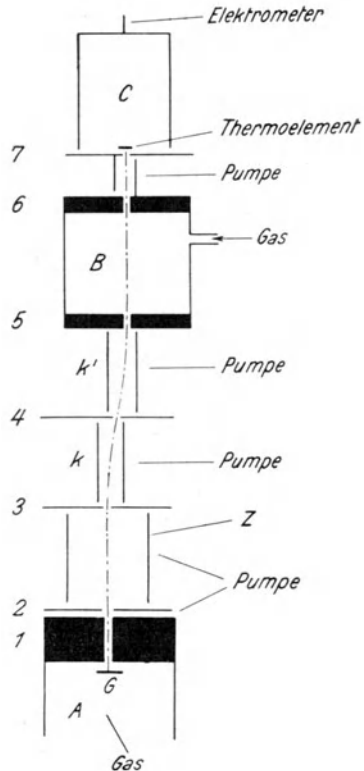


Abb. 34. Erzeugung geschwindigkeits-homogener Edelgasatomstrahlen durch Neutralisation von Ionenstrahlen (nach Beek).

liegenden Spannung beschleunigte Elektronen werden in das feldfreie Innere der Blende hineingeschossen und erzeugen dort Edelgasionen. Wenn die Voltgeschwindigkeit der Elektronen unterhalb des zweiten Ionisierungspotentials des verwendeten Edelgases liegt, so können dann aus der Blende außer einfach geladenen Edelgasionen und neutralen Atomen von thermischer Energie nur noch Elektronen austreten. Zwischen den Blenden 1 und 2 werden die Ionen mittels einer geeigneten Spannung beschleunigt, wobei zugleich die noch von dem Glühdraht stammenden Elektronen abgebremst und ausgeschieden werden. Da der Gasdruck zwischen 1 und 2 noch ziemlich hoch ist, erfolgt bereits hier eine gewisse Umladung, so daß der Ionenstrahl, der aus 2 austritt, von einer inhomogenen Neutralstrahlkomponente begleitet ist. Mittels des Zylinders *Z*, der auf einer gegen 2 und 3 positiven Spannung liegt, wird der Ionenstrahl soweit fokussiert, daß er für die weiteren Arbeitsgänge als scharfer und eng gebündelter Strahl zur Verfügung steht. Dieser Strahl tritt in den Doppelkondensator *kk'*, der aus zwei gleichartigen, aber gegeneinander um 3 mm seitlich versetzten Ablenkplatten besteht, die elektrisch entgegengesetzt gepolt sind. Durch die beiden in entgegengesetzten Richtungen wirkenden elektrischen Querfelder wird eine Parallelverschiebung des Ionenstrahls um 3 mm und auf diese Weise die Abscheidung der inhomogenen Neutralteilchen bewirkt. Die Blenden 3, 4 und 5, die vor, zwischen und hinter dem Doppelfeld angebracht sind, liegen auf demselben Potential wie die Blende 2. Durch die Parallelverschiebung des Ionenstrahls in dem Doppelfeld wird ferner auch erreicht, daß keine Licht- und Wärmestrahlung von dem Glühdraht *G* in den Versuchsraum gelangen und dort die mittels Thermosäule ausgeführten Messungen stören kann. Die verschiedenen Abteilungen zwischen den Blenden 2 und 5 werden mittels starker Diffusionspumpen auf gutem Hochvakuum gehalten. Bei der beschriebenen Anordnung ist man dann sicher, daß die durch Blende 5 in den Umladeraum eintretenden Edelgasionen eine völlig homogene, der zwischen den Blenden 1 und 2 liegenden Spannung entsprechende Geschwindigkeit besitzen und keine Neutralatomkomponente enthalten. Der für jedes Edelgas günstigste Druck im Umladeraum wird am einfachsten durch den Versuch selbst festgestellt. Er beträgt für Argon bei einem Umladeweg von 3 cm etwa 10^{-3} Torr. Die Blenden 5 und 6 sind des höheren Strömungswiderstandes wegen zweckmäßig als etwas längere Röhren auszuführen, da andernfalls zu starke Pumpen benötigt werden. Der aus dem

Umladeraum durch 6 austretende Strahl passiert sodann ein zwischen 6 und der Blende 7 liegendes elektrisches Gegenfeld, welches die Ionen ausscheidet. Außerdem wird zur Vervollständigung noch ein elektrisches Querfeld verwendet, welches zugleich auch die eventuell an der letzten Blende entstandenen Sekundärelektronen abhält. Mittels der beschriebenen oder ähnlicher Vorrichtungen können geschwindigkeitshomogene Edelgasatomstrahlen von etwa 10^{-9} bis 10^{-8} Ionen-Ampere-Äquivalent für beliebig wählbare Geschwindigkeiten zwischen 0 und etwa 10 kV bequem hergestellt werden.

b) Geschwindigkeitshomogenisierung von Atomstrahlen

1. **Mechanische Geschwindigkeitsmonochromatoren.** In einem Gase von der Temperatur T kommen neben der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit α , die sich zu

$$\alpha = \sqrt{\frac{2k \cdot T}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$$

ergibt, gemäß der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilungformel

$$\frac{dN}{N} = \frac{4}{\pi^{1/2}} \cdot \frac{v^2}{\alpha^3} \cdot e^{-v^2/\alpha^2} \cdot dv$$

auch alle anderen Teilchengeschwindigkeiten vor. Man verzichtet jedoch meist auf eine Strahlmonochromatisierung der thermisch erzeugten Atomstrahlen, da die Maxwell-Kurve beiderseits der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit schnell abfällt und der Anteil der Teilchen, die erheblich gegen diese wahrscheinlichste Geschwindigkeit abweichen, in vielen Fällen ohne weiteres vernachlässigt werden kann. Ferner ist es aus der Kenntnis der Maxwell-Kurve möglich, auf rechnerischem Wege viele der sich aus der Strahl-inhomogenität ergebenden Komplikationen wieder zu eliminieren. In manchen Fällen jedoch, etwa bei Untersuchung des magnetischen Momentes von Atomen, die im Stern-Gerlach-Versuch in mehr als zwei Komponenten aufspalten, müssen streng geschwindigkeitshomogene Atomstrahlen verwendet werden, damit die Aufspaltungslinien genügend scharf sind und in ihre Komponenten getrennt werden können. Die Geschwindigkeit der thermisch erzeugten Atomstrahlen ist verhältnismäßig gering, sie liegt in der Größenordnung eines Kilometers je Sekunde. Es war daher naheliegend, einen

nach dem Prinzip der Fizeauschen Zahnräder arbeitenden mechanischen Geschwindigkeitsmonochromator zu verwenden, wie dies von Stern, später auch von amerikanischen Forschern (Coster, Smyth, Compton, Eldridge), sowie neuerdings von Lammert mit Erfolg getan wurde. Die Theorie des Verfahrens ist sehr einfach. Auf einer gemeinsamen Achse seien in einem gewissen Abstand voneinander zwei Scheiben angebracht, von denen die eine einen radialen engen Spalt besitze. Vor dieser Scheibe sei, ebenfalls radial, ein fester Spalt aufgestellt, durch den der zu monochromatisierende Atomstrahl in den Apparat eintritt. Wenn die Scheiben mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotieren, dann werden Teilchen, die eine Geschwindigkeit v besitzen, da sie die Entfernung l zwischen den beiden Scheiben in der Zeit l/v zurücklegen, auf die zweite Scheibe an einer Stelle aufzutreffen, die gegen den Nullpunkt um den Winkel

$$\delta = \frac{\omega \cdot l}{v}$$

verschoben ist. Bringt man an dieser Stelle auf der zweiten Scheibe einen radialen Schlitz mit der Winkelbreite 2γ an, so können nur solche Moleküle das System der rotierenden Scheiben passieren, deren Geschwindigkeit zwischen den beiden Werten

$$v_1 = \frac{\omega \cdot l}{\delta - \gamma},$$

$$v_2 = \frac{\omega \cdot l}{\delta + \gamma}$$

liegt. Wenn also ein solcher mechanischer Geschwindigkeitsselektor nur den engen Geschwindigkeitsbereich $\Delta v = v_1 - v_2$ durchlassen soll, so müssen für den Versetzungswinkel δ des Spaltes auf der zweiten Scheibe und für die Tourenzahl n , mit der das System rotiert, die Beziehungen

$$n = \frac{\gamma}{\pi \cdot l} \cdot \frac{v_1 \cdot v_2}{v_1 - v_2}$$

und

$$\delta = \gamma \cdot \frac{v_1 + v_2}{v_1 - v_2}$$

innegehalten sein. Die Intensität N eines auf diese Weise monochromatisierten Strahles erhält man leicht aus der Ausgangsinten-

sität N_0 des thermisch erzeugten Strahles, wenn man bedenkt, daß dieser Strahl ja eine Maxwell-Verteilung besaß. Man erhält so, wenn T die Temperatur des Atomstrahlrofens, $\Delta v = v_1 - v_2$ das ausgesonderte Geschwindigkeitsgebiet, α die wahrscheinlichste Geschwindigkeit ist, für die Endintensität den Ausdruck

$$N = N_0 \left[e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} \cdot \left(1 + \frac{v^2}{\alpha^2} \right) \right]_{v_1}^{v_2}$$

Die praktische Ausführung des Verfahrens ersehen wir aus der Abb. 35, die eine von Estermann und Frisch und Stern vor einigen

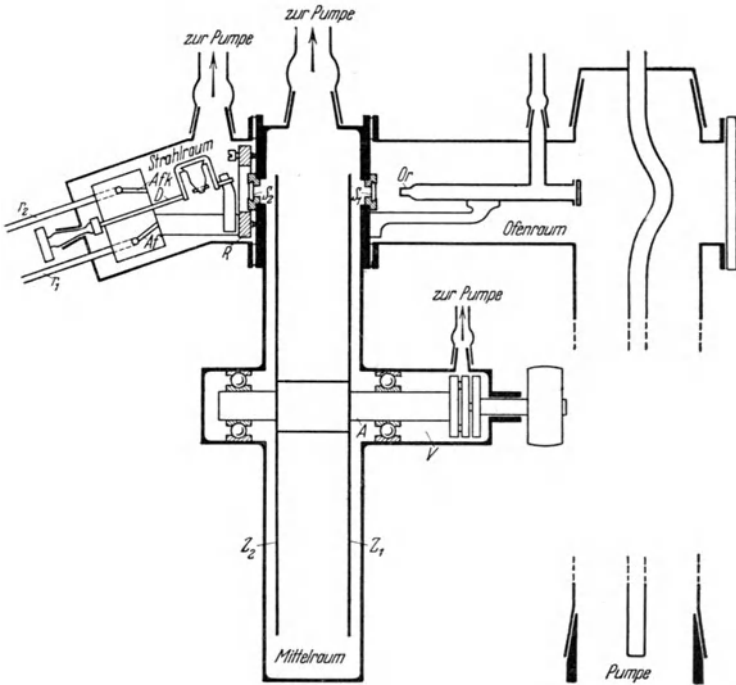


Abb. 35. Mechanischer Geschwindigkeitsmonochromator für Atomstrahlen

Jahren konstruierte sehr zweckmäßige Apparatur darstellt. Die beiden Zahnräder haben je einen Durchmesser von 19 cm und befinden sich in einem gegenseitigen Abstand von 3,1 cm. Jede der

beiden Scheiben besitzt am Rande 408 äquidistante radiale Schlitze von 5,5 mm Länge und 0,4 mm Breite. Die Achse der Scheiben läuft auf Kugellagern und wird über ein Kardangetriebe von einer zweiten Achse angetrieben, die über ein ölgedichtetes Scheibenlager aus dem vollständig aus Metall bestehenden Vakuumgehäuse herausgeführt ist, wo der Antrieb durch einen Elektromotor erfolgt. Das Vakuum in der Apparatur beträgt trotz Herausführung der rotierenden Welle 10^{-5} Torr. Eine in der technischen Ausführung von den genannten Verfahren ziemlich abweichende Methode der mechanischen Geschwindigkeitshomogenisierung von Atomstrahlen, die im Prinzip aber auf dasselbe herausläuft, wurde ferner von Tykocinski-Tykociner ausgearbeitet. Die Anordnung dieses Forschers besteht im wesentlichen aus zwei im gegenseitigen Abstand D angeordneten Spalten, die mit gleicher Frequenz und Amplitude, aber gegenphasig, senkrecht zur Atomstrahl- und zur Spaltrichtung mechanische Schwingungen ausführen. Die beiden Spalte sind zu diesem Zweck an dünnen Bändern aus Phosphorbronze aufgehängt, die, in für die beiden Spalte entgegengesetzter Richtung, von einem Wechselstrom der Frequenz ν durchflossen werden. Die Spalte nebst den stromdurchflossenen Aufhängebändern befinden sich in einem homogenen Magnetfeld, welches die Richtung des Atomstrahles hat, so daß infolgedessen die Spalte senkrecht zum Atomstrahl mit einer gewissen Amplitude a gegeneinander schwingen müssen. Wenn das Verhältnis von Spaltbreite zur Schwingungsamplitude a genügend klein ist, können nur solche Teilchen die beiden Spalte passieren, für deren Geschwindigkeit die Beziehung

$$v_m = 2 D \cdot \nu / m$$

gilt, in welcher m eine beliebige ganze Zahl ist. Der zur Erzeugung der Spaltschwingungen benötigte Wechselstrom, dessen Frequenz, je nach der gewünschten Geschwindigkeit, zwischen 2000 und 20000 variiert werden muß, wird am besten mittels eines Röhrensenders erzeugt. Würde man beispielsweise einen aus atomarem Wasserstoff Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung bestehenden Strahl, dessen wahrscheinlichste Geschwindigkeit 3600 m/sec beträgt, in den Apparat hineinschicken, dessen Spalte in einem Abstand von 20 cm gegeneinander angeordnet seien und mit einer Frequenz von 9000/sec schwingen sollen, so würden nach dem Gesagten Atome mit den Geschwindigkeiten $v_1 = 3600$ m/sec, $v_2 = 1800$ m/sec, $v_3 = 1200$ m pro sec, $v_4 = 900$ m/sec hindurchgelassen werden.

2. Magnetische Geschwindigkeitshomogenisierung. Auch die Ablenkung, die ein neutrales, aber mit einem magnetischen Moment behaftetes Teilchen in einem inhomogenen Magnetfeld erfährt, kann zur Herstellung von geschwindigkeitshomogenen Atomstrahlen benutzt werden. Wenn μ_x das magnetische Moment der Atome des Strahles in Richtung des inhomogenen Magnetfeldes, l_1 die Wegstrecke der Strahlen im Magnetfeld, l_2 die Wegstrecke der Strahlen in dem feldfreien Gebiet vom Ende des Magnetfeldes bis zu der Stelle, wo die Strahlablenkung gemessen werden soll, ferner $\frac{\partial H}{\partial x}$ die Inhomogenität des Magnetfeldes ist, dann ist die Ablenkung des Strahles senkrecht zu seiner ursprünglichen Richtung gegeben durch

$$s = \frac{\mu_x}{2m \cdot v^2} \cdot \frac{\partial H}{\partial x} \cdot (l_1^2 + 2l_1 \cdot l_2).$$

Man ersieht hieraus, daß Teilchen derselben Masse und desselben magnetischen Moments auf diese Weise zu einem Geschwindigkeitsspektrum auseinandergezogen werden, wobei die Ablenkung dem Quadrat der Teilchengeschwindigkeit umgekehrt proportional ist. Zur Herstellung der gewünschten monochromatischen Geschwindigkeit muß man dann nur mittels einer Blende dieselbe aus dem genannten Geschwindigkeitsspektrum ausblenden. Eine solche Anordnung zur Herstellung von sehr geschwindigkeitshomogenen Atomstrahlen, die von Rabi und Cohen zur Messung der äußerst geringen Atomstrahlaufspaltung durch den Kernspin benutzt wurde, ist in der Abb. 36 gestellt.

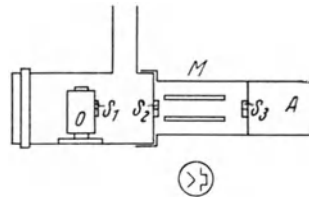


Abb. 36. Magnetische Geschwindigkeitshomogenisierung von Atomstrahlen nach Rabi und Cohen

Wir erkennen dort den Atomstrahlrofen O , den Ofenspalt S_1 und den Abbildespalt S_2 . Das benötigte inhomogene Magnetfeld wird nach Stern und Gerlach mittels der Furchen-Schneidenanordnung hergestellt, indem der eine Polschuh mit einer in der Strahlrichtung verlaufenden Furche von etwa 8 mm Breite versehen ist, während der andere Polschuh die Form einer scharfen Schneide hat und der Furche in einem Abstand von etwa 4 mm parallel gegenübersteht. Hinter diesem Ablenkmagnetfeld befindet sich der senkrecht zur

Strahlrichtung verschiebbare Spalt S_3 , durch welchen aus dem Geschwindigkeitsspektrum die gewünschte Geschwindigkeit ausgeblendet wird. Auf die anschließende Apparatur A , in der der geschwindigkeitshomogene Strahl zur Ermittlung des Kernmoments einer weiteren magnetischen Ablenkung unterzogen wird, wollen wir hier nicht eingehen. Der Abstand zwischen den beiden Spalten S_1 und S_2 beträgt bei der Anordnung von Rabi und Cohen 9 cm, der von S_2 bis S_3 10 cm. Die Spaltbreiten sind folgende: $S_1 = 0,013$ mm, $S_2 = 0,016$ mm, $S_3 = 0,035$ mm. Als Magnet wird ein großer Duboisscher Ringmagnet verwendet, dessen Polschuhe in Richtung des Atomstrahles eine Länge von 5 cm haben. Die anzuwendende magnetische Feldstärke hängt von dem Kopplungsgrad zwischen Kern- und Elektronenspin ab und muß so groß gewählt werden, daß diese Kopplung durch das äußere Feld vollständig aufgehoben ist, da nur in diesem Falle die $(2i + 1)$ Aufspaltungen eines jeden m_i -Wertes praktisch zusammenfallen. Für Natrium wird so beispielsweise eine Feldstärke von etwa 2000 Gauß benötigt. Man erhält in diesem Falle wegen der beiden Einstellmöglichkeiten $m_j = +1/2$ und $m_j = -1/2$ zwei nach entgegengesetzten Seiten liegende Geschwindigkeitsspektren, aus deren einem man mittels des Spaltes S_3 Teilchen von gleicher Geschwindigkeit und gleichem m_j -Wert ausblendet. Diese Teilchen unterscheiden sich dann aber, wie wir nur anbei bemerken wollen, noch in den $(2i + 1)$ verschiedenen, aber energetisch sehr dicht zusammenliegenden Kernspinniveaus, deren gegenseitiger Abstand von der Größenordnung von 10^{-4} bis 10^{-5} eV ist. Das Auflösungsvermögen, das man bei einer gegebenen Spaltweite mittels des magnetischen Geschwindigkeitsselektors erzielt, ist der Geschwindigkeit des ausgeblendeten Atomstrahles umgekehrt proportional. Es ergibt sich zu

$$\frac{dv}{v} = \frac{ds}{2s},$$

wenn die Strahlablenkung $s = \text{const.}/v^2$ ist. Mittels der hier beschriebenen Rabi-Cohenschen Apparatur wurde ein Auflösungsvermögen von etwa $1/10$ erzielt, wobei die Intensität des monochromatisierten Strahles auf etwa $1/300$ der Ausgangsintensität absank. Es ist naturgemäß ohne weiteres möglich, wesentlich größere Auflösungen zu erzielen, doch wird dann die verfügbare Intensität zu gering. Interessant ist es übrigens, daß es bei der geschilderten Apparatur zwecks Veränderung der eingestellten Geschwindigkeit

am zweckmäßigsten ist, bei unverändertem Spalt S_3 die Magnetfeldstärke zu variieren. Die Stellung des Spaltes wird nur verändert, wenn man zugleich das Auflösungsvermögen variieren will.

3. Homogenisierung durch Beugung an Kristallflächen. Seit der grundlegenden Entdeckung von L. de Broglie ist bekannt, daß man jedem bewegten materiellen Teilchen eine sogenannte Materiewelle

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot v}$$

zuordnen muß und daß Materiewellen an geeigneten Gittern in derselben Weise wie etwa Licht- oder Röntgenwellen gebeugt werden. Es muß demnach möglich sein, durch Beugung von Atomstrahlen an Kristalloberflächen monochromatische Strahlen zu erzeugen. In der Tat konnte 1932 von Stern und seinen Mitarbeitern Knauer und Estermann durch systematische Untersuchung der Reflexion von Wasserstoff- und Heliumatomstrahlen an NaCl- und LiCl-Kristalloberflächen der experimentelle Nachweis für die Richtigkeit dieser Annahmen geführt werden. Auf Grund dieser Ergebnisse wurde dann von Estermann, Frisch und Stern ein nach diesem neuartigen Prinzip arbeitender, praktisch verwertbarer Geschwindigkeitsmonochromator entwickelt. Der verwendete Kristall, ein nach dem Pohlschen Verfahren synthetisch hergestellter Lithiumfluoridkristall, ist so orientiert, daß der zu homogenisierende, thermisch erzeugte Atomstrahl mit seiner Einfallsebene die Kristalloberfläche in einer Würfeldiagonalen, d. h. in einer Hauptachse des aus gleichartigen Ionen bestehenden Würfelgitters, schneidet. Der einfallende Strahl möge den Winkel α_0 mit dieser Achse und den Winkel β_0 mit der zu jener Kristallachse senkrechten Richtung bilden. α und β seien die entsprechenden Winkel für den abgebeugten Strahl. Bei der hier zugrundegelegten Kristallorientierung ist im besonderen $\beta_0 = 90^\circ$ und α_0 der Einfallswinkel, so daß für den abgebeugten Strahl sich die Kreuzgittergleichungen

$$\cos \alpha = \cos \alpha_0 + h_1 \cdot \frac{\lambda}{d}$$

und

$$\cos \beta = \cos \beta_0 + h_2 \cdot \frac{\lambda}{d}$$

ergeben, in welchen d die Gitterkonstante des LiF-Kristalls bedeutet. Diejenigen Spektren, für die $h_1 = 0$ ist, liegen somit, da für sie $\cos \alpha$

$= \cos \alpha_0$ und $\alpha = \alpha_0$ ist, auf dem Kegel $\alpha = \alpha_0$ um die Hauptachse des Oberflächengitters. Dies ist auch noch der Fall, wenn der Kristall um diese Hauptachse gedreht wird (α und α_0 werden ja hierbei nicht geändert). Wenn $\beta_0 = 90^\circ$ ist und der Auffänger so gestellt wird, daß der direkt gespiegelte Strahl in ihn gelangt, so werden bei einer anschließenden Drehung des Kristalls um seine Hauptachse nacheinander alle auf dem Kegel $\alpha = \alpha_0$ liegenden abgebeugten Strahlen in den Auffänger gelangen müssen. Die für eine bestimmte Kristalldrehung, d. h. für einen bestimmten β_0 -Wert, in den Auffänger treffende de Broglie-Wellenlänge ergibt sich für die erste Gitterordnung ($h_2 = \pm 1$) zu

$$\lambda = |2 d \cdot \cos \beta|.$$

Ist also φ der Winkel, um den der Kristall aus der direkt spiegelnden Lage herausgedreht wurde, so ist danach

$$\lambda = 2 d \cdot |\sin \varphi|.$$

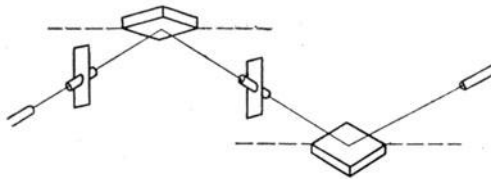


Abb. 37. Benetzung der Beugung der de Broglie-Wellen an Kristalloberflächen zur Geschwindigkeitsmonochromatisierung von Atomstrahlen (nach Estermann, Frisch und Stern)

Nach diesen Vorbemerkungen verstehen wir leicht die in Abb. 37 dargestellte Versuchsanordnung von Estermann, Frisch und Stern.

Da die Gitterkonstante des LiF gleich $2,84 \cdot 10^{-8}$ cm ist und da im besonderen der Winkel α_0 so gewählt war, daß $\text{tg } \alpha_0 = 1/3$, galt für die monochromatisierte de Broglie-Wellenlänge die Zahlenbeziehung

$$\lambda = |\sin \varphi| \cdot 1,80 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

Der in der Abbildung außerdem noch ersichtliche zweite Kristall gehört nicht mehr zu der Monochromatisiereinrichtung, sondern diente vielmehr zur Untersuchung des von dem ersten Kristall gelieferten homogenen Strahlbündels. Die Spalte vor und hinter dem Monochromatorkristall waren als kreisrunde Lochblenden von je 1,6 mm Durchmesser ausgebildet.

4. Atomstrahlmonochromatisierung durch Umladung. Dieses Verfahren, welches notwendigerweise stets mit einer Erzeugung der Atomstrahlen durch Ionenumladung verbunden ist, haben wir bereits in Abschnitt II a 3 in allen Einzelheiten besprochen, so daß sich hier ein weiteres Eingehen erübrigt. Wir wollen nur nochmals daran erinnern, daß die Methode der Erzeugung von monochromatischen Atomstrahlen durch Umladung von Ionenstrahlen besonders zur Herstellung von schnelleren Strahlen geeignet ist, während die anderen hier von uns behandelten Verfahren, das mechanische, das magnetische und das Kristallbeugungsverfahren, vor allem für langsame (thermische) Strahlen in Frage kommen.

c) Nachweis von Atomstrahlen

1. Unmittelbare Strahlaufzeichnung. Bei zahlreichen Anwendungen der Atomstrahlmethode kommt es weniger auf die Messung der Atomstrahlintensität, als vielmehr nur auf den qualitativen Nachweis der Strahlung und im besonderen auf die genaue Ortsbestimmung des Auftreffpunktes der Strahlung im Auffänger (Messung der magnetischen oder elektrischen Ablenkung) an. Vor allem, wenn es sich um leicht kondensierbare Substanzen handelt, wird man dann den Nachweis der Strahlung und die Bestimmung der Strahlablenkung in der Weise führen, daß man die Atomstrahlung auf einer geeigneten Auffangfläche, die eventuell entsprechend gekühlt wird, kondensiert und die Niederschlagsbildung beobachtet. Dieses Verfahren ist vor allem bei Metallen leicht anwendbar, die sich bereits auf einer einfachen, in den Strahlengang gebrachten Glasplatte niederschlagen lassen. In den ersten Jahren der Atomstrahlforschung ist dies Verfahren sehr häufig angewendet worden. Ob ein scharfes Bild des Strahles erhalten wird oder ob die Konturen des aufgefangenen Bildes verschwommen sind, hängt davon ab, ob alle auf die Auffangplatte auftreffenden Atome kondensiert werden, oder ob ein erheblicher Teil der Atome des Strahles an der Platte reflektiert wird und so wieder in den Gasraum zurückfliegt. Wie im einzelnen der Kondensationsvorgang verläuft, hängt in ziemlich komplizierter Weise von den jeweiligen Versuchsbedingungen ab, in erster Linie natürlich von dem Siedepunkt der Atomstrahlsubstanz und der Temperatur der Auffangplatte, daneben aber auch von der Art und der Oberflächenbeschaffenheit der Auffängersubstanz, von der Dichte des Atomstrahles, von der Größe der von dem Strahl getroffenen Auf-

fängerfläche usw. Bei genügend tiefer Temperatur der Auffängerplatte können naturgemäß unabhängig von der Art des Auffängers alle, selbst die niedrigsiedenden Stoffe quantitativ kondensiert werden. Im besonderen gilt, daß Substanzen, deren Siedepunkt oberhalb von etwa 1500° C liegt, unter allen vorkommenden Versuchsbedingungen auf Glasplatten von Zimmertemperatur kondensiert werden können, wie etwa Ag, Cu, Au, Sn, Fe und Ni. Stoffe, die zwischen 1300 und 1500° C sieden, etwa Bi, Sb, Pb oder Tl, erfordern bereits mit besonderer Kühlung versehene Auffangplatten. Ebenso muß man auch Mangan auf einer gekühlten Fläche auffangen, wenn der Niederschlag quantitativ sein soll. In allen genannten Fällen, vor allem aber bei allen leichter siedenden Stoffen, ist es am zweckmäßigsten, die Auffangplatte auf die Temperatur der flüssigen Luft abzukühlen. Wir geben in der Tabelle IV orientierend für einige Stoffe die Auffängertemperaturen (Glasplatte) an, bei welchen, nach den Messungen von Knudsen, keine Kondensation mehr erfolgte.

Tabelle IV.

Atomstrahlsubstanz	Höchste Temperatur, bei der noch Niederschlagsbildung auf Glasplatten eintritt
Quecksilber	— 130 bis — 140° C
Zink	zwischen — 183 und — 78° C
Cadmium }	
Magnesium }	
Kupfer	zwischen 350 und 575° C
Silber	oberhalb von 575° C

Wir ersehen aus dieser kurzen Zusammenstellung, daß die diesbezüglichen Zahlen ziemlich schwanken können. Es liegt dies sicher an den schon obengenannten anderen Einflüssen der Versuchsbedingungen, die oft nur schwer genau zu erfassen sind. Wir erwähnten so schon, daß die Niederschlagsbildung auch von der Größe der bestrahlten Fläche und von der Strahldichte abhängig ist. Eine größere, von Atomstrahlen getroffene Fläche zeigt eine geringere Strahlreflexion und dementsprechend schnellere Niederschlagsbildung als eine kleinere Auffangfläche. Ebenso ist eine hohe Atomstrahldichte für die gute Niederschlagsbildung günstig. Man kann so oft beobachten, daß bei geringer Atomstrahldichte selbst bei längster Expositionszeit keine Niederschlagsbildung eintritt, während

dieselbe Strahlintensität, bei erhöhter Strahldichte in entsprechend kürzerer Zeit appliziert, einen gut erkennbaren Niederschlag ergibt. Auch chemische Wirkungen zwischen der Atomstrahlsubstanz und dem Auffängermaterial können von Einfluß sein. Das bekannte leichte Haften von Natriumatomstrahlen und anderen Alkalidämpfen auf Glasunterlagen erklärt sich beispielsweise so. Ebenso findet man, daß Na-Atomstrahlen auf Aluminium- und Zinkauffangflächen quantitativ haften bleiben, während sie unter denselben Versuchsbedingungen an Kupfer-, Nickel- und Eisenflächen fast völlig reflektiert werden. Quecksilberstrahlen, die, falls der Auffänger nicht stark gekühlt wird, von fast allen Substanzen reflektiert werden, haften bereits bei Zimmertemperatur sehr gut auf Goldoberflächen. Maßgebend für die mittels der Auffangmethoden erzielbare Nachweisempfindlichkeit ist vor allem auch die Frage nach der zum sicheren Nachweis notwendigen Dicke der Niederschlagsschichten. Nach diesbezüglichen Untersuchungen von Stern, Estermann sowie Vollmer kann eine gleichmäßig ausgebildete Metallschicht von etwa $5 \cdot 10^{-8}$ cm Dicke visuell noch wahrgenommen werden. Eine Schicht dieser Dicke entspricht, wenn man die Dicke einer monomolekularen Silberschicht zu $2,6 \cdot 10^{-8}$ cm annimmt, etwa zwei bis drei Atomlagen. Allerdings ist bei dieser Betrachtung zu bedenken, daß Niederschlagsschichten von solcher Dünne sich meist nicht gleichmäßig ausbilden werden und daß die genannten Zahlen nur einen mittleren Wert darstellen dürften. Extrem dünne, wegen dieser statistischen Dickenschwankungen zudem stark löcherige Schichten, die unterhalb der visuell nachweisbaren Grenze liegen, können jedoch unter Umständen mit Hilfe von Entwicklungsverfahren sichtbar gemacht werden. Nach den Beobachtungen von Knudsen und von Wood kondensieren nämlich die Atomstrahlen erheblich leichter, wenn bereits eine erste dünne Niederschlagsschicht auf dem Auffänger vorhanden ist. Hierauf beruht die von Langmuir angegebene Entwicklungsmethode mittels Cadmiumdampf. Es wird dabei die Auffangplatte, auf der sich die wegen zu geringer Dicke nicht sichtbare Niederschlagsschicht befindet, in einen Cadmiumatomstrahl von großem Strahlquerschnitt und geringer Strahldichte gebracht. Die Cd-Atome werden dann nur an den Stellen der aus Glas bestehenden Auffangplatte haften bleiben, an denen sich bereits der zu verstärkende unsichtbare Niederschlag befindet, so daß sich ein diesem unsichtbaren Niederschlagsbild vollkommen entsprechendes Cd-Bild von normaler Dicke bildet. Ein anderes, von Ester-

mann und Stern angegebenes Entwicklungsverfahren besteht darin, die Auffängerplatte nach der Exposition in ein 1- bis 2%iges Hydrochinonbad zu bringen, welchem als Schutzkolloid Dextrin oder Gummi arabicum zugesetzt ist. Bei Eintropfen von einigen Tropfen 1%iger AgNO_3 -Lösung scheidet sich dann nur an solchen Stellen der Auffängerplatte Silber ab, wo bereits ein dünner Metallniederschlag vorhanden war. Es gelingt so, fast alle vorkommenden Metalle, wie etwa Ag, Au, Cu, Sn, Mn, Bi, Pb und Tl, zu entwickeln und Niederschlagsschichten sichtbar zu machen, deren durchschnittliche Dicke nur etwa $\frac{1}{10}$ Atomlagen entspricht. Ein gewisser Nachteil aller Entwicklungsverfahren liegt allerdings darin, daß leicht die ursprünglich scharfe Form des Niederschlagsbildes verlorengeht. Wir möchten hier kurz auch noch die Methode erwähnen, die man zum Nachweis und zur Untersuchung von atomarem Wasserstoff mit Hilfe einer Auffängerplatte anwendet. Es wird hierbei die reduzierende Wirkung des H-Atomstrahles beim Auftreffen auf Metalloxyde benutzt und demzufolge eine Schicht von Wolframoxyd, Molybdänoxyd oder etwa auch Silbernitrat verwendet, die nach der Bestrahlung eine deutliche Farbänderung zeigt. WO_3 dürfte nach allgemeinen Feststellungen am empfindlichsten sein, hat aber den Nachteil geringer Kontraststärke und leichter Schleierbildung. MoO_3 hat diese letzteren Nachteile nicht, ist aber wesentlich weniger empfindlich. Die Empfindlichkeit von MoO_3 kann jedoch durch vorheriges Erwärmen bzw. Ausglühen heraufgesetzt werden. Empfehlenswert ist, nach Leu, eine mit Wasser angerührte MoO_3 -Masse, die man auf Glasplättchen aufträgt, trocknen läßt und dann sofort verwenden kann. Die auf einer solchen Schicht erzeugten Wasserstoffatomstrahlbilder sind auch an offener Luft mehrere Wochen lang haltbar. Die Bilder können durch nachträgliches Betupfen mit AgNO_3 -Lösung noch verstärkt werden, doch besteht dann leicht die Gefahr des Fleckigwerdens der Bilder. Verwendet man an Stelle von MoO_3 Wolframoxyd, WO_3 , welches durch die Wasserstoffatomstrahlen zu einem schwarzen Dioxyd reduziert wird, so wird das Bild an offener Luft sehr bald wieder oxydiert und dadurch zerstört. Es ergibt sich daraus, daß man bei Anwendung dieses Verfahrens das Atomstrahlbild möglichst sofort nach der Aufnahme ausmessen soll. Alle der genannten Metalloxyde müssen sorgfältig vor Quecksilberdämpfen geschützt werden, welche die Platten völlig verschleiern würden. Die hier kurz genannten verschiedenen Methoden der Niederschlagung und Fixierung von Atom-

strahlen auf Auffängerplatten werden im allgemeinen nur zur qualitativen Untersuchung des Strahles und zur Messung von Strahlablenkungen bzw. Strahlaufspaltungen verwendet. Es besteht jedoch grundsätzlich die Möglichkeit, diese Verfahren auch zur quantitativen Intensitätsmessung von Atomstrahlen zu verwenden, wobei man allerdings bedenken muß, daß in vielen dieser Fälle die niedergeschlagene Substanzmenge bzw. die Dicke der Niederschlagschicht nicht der Expositionszeit direkt proportional ist. Es hat sich aber gezeigt, daß mit guter Annäherung fast immer die Erscheinungszeit des sichtbaren Atomstrahlbildes, d. h. die Zeit, die vom Beginn der Exposition bis zum Erscheinen des Bildes verstreicht, der Strahlintensität umgekehrt proportional ist. Der Genauigkeitsgrad der auf diese Weise an Atomstrahlen durchgeführten Intensitätsmessungen ist bereits recht gut.

2. Messung der Wärmewirkung von Materiestrahlen. Zur Intensitätsmessung von Atom und auch von Ionenstrahlen kann, falls die Strahlenenergie nicht zu gering ist, auch die beim Auftreffen der Strahlen auf eine feste Oberfläche aus der kinetischen Energie der Teilchen entstehende Wärme benutzt werden, die man etwa mittels eines Thermoelements oder eines Bolometers messen kann. Bei monochromatischer Strahlung muß selbstverständlich diese Energie der Teilchenzahl einfach proportional sein. Bei geringer Strahlintensität und bei kleiner kinetischer Energie der Teilchen wird diese Energie allerdings sehr gering, so daß dann besonders empfindliche Thermoelemente in Verbindung mit höchstempfindlichen Galvanometern verwendet werden müssen. Eine derartige Anordnung, die von Beeck in Verbindung mit der von uns schon beschriebenen Apparatur zur Erzeugung von monochromatischen Atomstrahlen durch Ionenumladung benutzt wurde, verwendete ein Thermoelement, dessen Auffängerfläche aus einem 1,8 mm großen Scheibchen einer 5 μ starken Platinfolie bestand. Die Drähte der Thermoanordnung, zwei in Serie geschaltete Elemente der Kombination Bi + 3 % Sb und Bi + 10 % Sn, waren mittels Paraffintröpfchen auf die Rückseite des Platinscheibchens aufgeklebt. Die Thermo-spannung der genannten Kombination beträgt etwa 120 μ V/ $^{\circ}$ C. Die Länge der Elementdrähte betrug je 2 mm, die Drahtdicken waren so abgeglichen, daß die einzelnen Zweige alle gleichen Widerstand hatten. Das benutzte Galvanometer muß, zwecks Erzielung der maximalen Empfindlichkeit, einen dem Gesamtwiderstand des

Thermoelementes entsprechenden inneren Widerstand haben. Die hier beschriebene Anordnung hatte eine Empfindlichkeit von $3,8 \cdot 10^{-9}$ cal/sec und Galvanometerskalenteil. Etwa die gleiche Größenordnung der Empfindlichkeit läßt sich auch bei Verwendung von Bolometern an Stelle von Thermoelementen erzielen. Man stellt (nach Leimberger) ein sehr empfindliches Bolometer etwa in der Weise her, daß man einen Wollaston-Draht von 15μ Durchmesser zu einem Band von etwa 1μ Dicke und 30 bis 40μ Breite auswalzt. Bei allen derartigen mit Thermoelementen oder Bolometern ausgeführten Intensitätsmessungen von Materiestrahlen muß stets beachtet werden, daß die Empfindlichkeit dieser Instrumente, wenigstens bei nicht sehr niedrigem Druck, vom Gasdruck abhängig ist. Es muß daher für jeden Druck eine besondere Eichkurve aufgenommen werden. Erst bei Drucken unter etwa 10^{-3} bis 10^{-4} Torr kann diese Druckabhängigkeit vernachlässigt werden. Abschließend wollen wir noch eine Abwandlung der thermoelektrischen Methode erwähnen, die zu Intensitätsmessungen an atomaren Wasserstoffstrahlen geeignet ist. Während sonst die Erwärmung des Thermoelements oder des Bolometers auf Kosten der kinetischen Energie der auftreffenden Teilchen geschieht, findet, wenn ein Strahl von freien Wasserstoffatomen auf eine Metalloberfläche trifft, Rekombination der freien Atome zu molekularem Wasserstoff statt, wobei die sehr beträchtliche Wärmetönung dieses Prozesses frei wird. Die Empfindlichkeit dieser Methode ist daher bereits bei Anwendung von unempfindlichen Thermoelementen eine sehr große.

3. Nachweis von Atomstrahlen durch Druckmessung. Läßt man den aus einer erst bei sehr tiefer Temperatur kondensierenden Substanz bestehenden Atomstrahl durch einen engen Spalt in ein kleines abgeschlossenes Gefäß eintreten, so wird sich in diesem Auffänger ein gegenüber dem Außenraum erhöhter Gasdruck einstellen, der sich aus der Geometrie der Anordnung und aus der Intensität des Atomstrahles leicht berechnen läßt. Die mittels geeigneter Anordnung erzielbare Druckerhöhung ist so beträchtlich, daß man mittels eines an das kleine Auffängergefäß angeschlossenen empfindlichen Manometers den erhöhten Gasdruck und damit die Atomstrahlintensität leicht messen kann. Man benutzt zu dieser Druckmessung am einfachsten das bekannte Piranische Widerstandsmanometer. Die Methode, die vor allem von Knauer und Stern zu hoher Vollkommenheit ausgebildet wurde, ist um so empfindlicher, je niedriger das

Molekulargewicht der Atomstrahlsubstanz und je tiefer die Temperatur des Auffanggefäßes ist. Das Verfahren ist daher vor allem zur Untersuchung und Messung von H_2 - und He -Strahlen sehr geeignet, kann aber auch noch bei so schweren Gasen wie etwa Hg mit Vorteil verwendet werden. Ohne daß wir hier auf die von verschiedenen Forschern ausgearbeitete genaue Theorie dieser Methode (Ellett und Zabel, Th. Johnson) näher eingehen wollen, mag erwähnt sein, daß neben anderem auch die Form des Widerstandsmanometers bei Erzielung höchster Empfindlichkeit von Bedeutung ist. Diese Empfindlichkeit ist so der Wurzel aus der Drahtoberfläche und ferner direkt der Länge des Manometerdrahtes proportional. Ebenso existiert eine optimale Temperatur des Manometerdrahtes, die man rechnerisch leicht finden kann. Bei Anwendung aller Vorsichtsmaßnahmen können mit Hilfe des Pirani-Manometers in der Atomstrahlapparatur noch Druckänderungen von 10^{-9} Torr gut gemessen werden. Bei Atomstrahlen aus Stoffen von hohem Molekulargewicht ist es jedoch zweckmäßiger, zur Messung des Druckes in der Auffängerkammer ein nach dem Langmuir-Kingdonschen Prinzip arbeitendes Ionisationsmanometer zu verwenden. Auch diese Methode ist vor allem von Stern sowie von Estermann ausgearbeitet worden. Man benutzt dabei einen von einem Anodenzyylinder konzentrisch umgebenen Glühdraht und mißt den von dem Glühdraht zur Anode fließenden Elektronenstrom. Befindet sich in dem Raum zwischen Anodenzyylinder und Glühkathode ein geringer Gasrest, so werden diese Gasatome durch die von der Glühkathode zur Anode fliegenden Elektronen teilweise ionisiert, wobei die so gebildete positive Raumladung teilweise die Raumladung des Elektronenstroms kompensiert. Der bei einer gegebenen Vorspannung zum Anodenzyylinder fließende Elektronenstrom ist daher wesentlich größer, wenn etwas Gas in dem Raum vorhanden ist, als wenn in demselben absolutes Hochvakuum herrschen würde. Im besonderen ergibt sich nach Untersuchungen von Hull noch eine weitere Verstärkung dieser Wirkung, indem die Ionen fast sämtlich nicht unmittelbar auf den Glühdraht zu fliegen, sondern auf Spiralbahnen um denselben laufen, so daß die Dauer ihrer Wirksamkeit verlängert wird. Ein Gasdruck von 10^{-9} Torr kann nach dieser Methode noch gut gemessen werden. Ein Gasdruck von 10^{-8} Torr verursacht beispielsweise eine Anodenstromverstärkung um 0,15 mA, ein solcher von 10^{-6} Torr einen Elektronenstromanstieg von 2 auf 8 mA, wenn die zwischen Anodenzyylinder und Glühdraht liegende Spannung

20 Volt beträgt. Die Empfindlichkeit der Methode kann soweit gesteigert werden, daß beispielsweise der von einer auf -30°C gekühlten Quecksilberoberfläche ausgehende „Dampfstrahl“, der im Auffänger einen Druckanstieg um nur $4 \cdot 10^{-11}$ Torr bewirkt, noch meßbar ist (Estermann und Stern). Bei der praktischen Ausführung des Verfahrens benutzt man zweckmäßig einen aus etwa 0,2 mm starkem Nickelblech hergestellten Anodenzylinder von etwa 2 cm Länge und 2 cm Durchmesser, der durch zwei ebenfalls aus Nickelblech bestehende Seitendeckel verschlossen ist, so daß er zugleich den Gasauffänger darstellt. In den beiden Seitendeckeln ist je ein 2 mm weites Mittelloch, durch welches der Glühdraht, ein etwa 2,5 cm langer, 0,1 mm starker thoriertes Wolframdraht, hindurchgeführt ist. An dem einen Seitendeckel befindet sich, stark exzentrisch, die 2 mm² große Eintrittsöffnung für den Atomstrahl. Bei genaueren Messungen ist es zweckmäßig, zwei möglichst genau gleichartig gebaute derartige Manometer zu verwenden, die beide im Beobachtungsraum angebracht sind. Da nur das eine Manometer von dem Atomstrahl getroffen wird, können somit durch Gegen-einanderschaltung beider Manometer zufällige Schwankungen des Gasdrucks im Beobachtungsraum automatisch eliminiert werden. Man schaltet die beiden Heizdrähte parallel, aber so, daß die Heizstromstärke jedes der beiden Langmuir-Kingdon-Käfige getrennt geregelt werden kann. Die Anodenkreise werden ebenfalls parallel geschaltet, wobei in jeder Anodenleitung ein Widerstand von etwa 1000 Ohm liegt. Durch das Meßgalvanometer sind die beiden Anoden direkt miteinander verbunden. Man gleicht, bei abgeschaltetem Atomstrahl, zunächst durch Regulierung der Glühdrahtheizung die Anodenströme so ab, daß im Meßgalvanometer kein Strom fließt. Die Empfindlichkeit der Methode ist um so größer, je stärker die Elektronenemission des Glühdrahtes und je niedriger die am Anodenzylinder liegende Saugspannung ist (jedoch muß die Anodenspannung selbstverständlich stets höher sein als die Ionisationsenergie der Atome des Atomstrahles). Die höchste Empfindlichkeit wird erzielt bei Atomstrahlen von Substanzen mit niedriger Ionisationsspannung und hohem Atom- bzw. Molekulargewicht, also gerade dort, wo die Methode der Druckmessung mit dem Pirani-Manometer wenig empfindlich ist.

4. Atomstrahlungsmessungen mit Hilfe des Langmuir-Taylor-Effektes.
Anlässlich der Behandlung der Methoden der Ionenstrahlerzeugung haben wir bereits den Langmuir-Effekt besprochen, der darin besteht,

daß neutrale Atome, die auf eine glühende Metalloberfläche auf-
treffen, ionisiert werden, wenn ihre Ionisierungsarbeit kleiner ist
als die Elektronenaustrittsarbeit der glühenden Metalloberfläche.
Da es wegen der elektrischen Ladung der Ionen keine Schwierig-
keiten macht, sehr geringe Ionenstromintensitäten zu messen, war
es naheliegend, den Langmuir-Effekt zur Intensitätsmessung von
sehr schwachen Atomstrahlen zu benutzen, wie dies seit dem Vorgang
von Taylor (1929) des öfteren mit gutem Erfolg ausgeführt worden
ist. Die Methode, die eine sehr große Empfindlichkeit besitzt, be-
schränkt sich naturgemäß auf die Substanzen mit niedriger Ionisa-
tionsarbeit, d. h. in der Hauptsache auf die Alkalimetalle, ist dort
aber allen anderen Methoden an Genauigkeit und Empfindlichkeit
weit überlegen. Man benutzt bei der praktischen Anwendung des
Prinzips etwa einen aus Nickelblech bestehenden, negativ geladenen
Zylinder von 2 cm Durchmesser, in welchem ein 0,05 mm starker
Wolframdraht koaxial gespannt ist, der auf etwa 1000° C erhitzt wird.
Um die notwendige große Austrittsarbeit des Wolframdrahtes zu er-
zielen, darf man hier naturgemäß keinen thorierten Draht verwenden.
Gegebenenfalls ist es sogar notwendig, die Austrittsarbeit des Drahtes
durch Sauerstoffbeladung noch künstlich heraufzusetzen. Die nega-
tive Vorspannung des Zylinders beträgt, je nach der Geometrie der
Anordnung, etwa 15 bis 30 Volt. Die prozentuale Meßunsicherheit, die
mit dem Verfahren erzielt werden kann, beträgt für K-Atomstrahlen
etwa 1 Promille. Gegebenenfalls kann man den Ionenstrom mittels
eines empfindlichen Verstärkers, etwa mit Hilfe einer F-P-54-Röhre
(Gitterableitwiderstand etwa $5 \cdot 10^8$ Ohm) noch erhöhen. Eine
weitere Empfindlichkeitssteigerung ergibt sich dadurch, daß man
nach dem Vorgang von Rabi und Cohen bei nichtgeheiztem
Wolframdraht den Atomstrahl zunächst eine gewisse Zeit auf den
Draht auftreffen und sich auf demselben kondensieren läßt. Nach
einigen Minuten, wenn sich eine merkliche Substanzmenge auf der
Drahtoberfläche angesammelt hat, wird jetzt der Draht plötzlich
auf 1000° C erhitzt, wobei das aufgefangene Alkalimetall stoßartig
verdampft. Verstärkungsfaktoren von etwa 20 je Minute Nieder-
schlagszeit lassen sich auf diese Weise erzielen. Die Langmuir-
Taylorsche Methode ist vor allem auch sehr geeignet zur sehr
genauen Ausmessung der magnetischen Aufspaltung eines Alkali-
atomstrahles (z. B. Kernspinnmessungen durch Rabi und Cohen u. a.).
Man verwendet in diesem Falle einen sehr dünnen Wolframdraht
von nur etwa 0,02 mm Durchmesser und bewegt die ganze Meß-

anordnung, Wolframdraht nebst Elektrodenzylinder, mittels einer sehr genauen Schraubenspinde quer durch den Atomstrahl hindurch. Bei einer solchen Anordnung, die von Meissner und Scheffers verwendet wurde, betrug der Abstand zwischen den einzelnen Meßpunkten, durch die der Strahlquerschnitt abgetastet wurde, 0,01475 mm. 45 Meßpunkte, die etwa zur Feststellung des Strahlquerschnittes benötigt werden, können in der Zeit von etwa 2 Minuten aufgenommen werden. Es mag schließlich abschließend noch erwähnt sein, daß (Scheffers, 1934) mittels einer Langmuir-Taylor-Anordnung auch aus Alkalihalogeniden bestehende Strahlen gemessen werden können. Man muß dazu allerdings die Wolframdrahtoberfläche stark mit Sauerstoff beladen, damit die Austrittsarbeit des Drahtes genügend hoch liegt. Die Halogenidmoleküle bilden dann an der Drahtoberfläche Molekülionen, da die Ionisationsarbeit der Moleküle kleiner ist als die Elektronenaustrittsarbeit der so präparierten Wolframoberfläche, dagegen die Summe von Dissoziationsarbeit des Moleküls und Ionisationsarbeit des Alkaliatoms größer ist als diese Austrittsarbeit.

5. Intensitätsmessung durch Sekundärelektronenauslösung. Auch die Auslösung von Sekundärelektronen durch auf feste Metalloberflächen auftreffende mittelschnelle Atomstrahlen ist, vor allem früher, des öfteren zu Intensitätsmessungen verwendet worden. Durch zahlreiche Untersuchungen, wir wollen hier nur die Arbeiten von Kallmann, Rosen und Lasareff, von Jackson, Uytterhoven und Harrington erwähnen, ist festgestellt worden, daß neutrale und ebenso auch geladene Teilchen von einigen 30 bis 50 Volt an — genaue Angaben über die untere Grenze liegen wegen der Schwierigkeit der Versuche nicht vor — beim Auftreffen auf Metallflächen Sekundärelektronen auslösen, wobei die Elektronenausbeute stark von der Oberflächenbeschaffenheit der Metalloberfläche abhängt und zudem mit der Geschwindigkeit der auftreffenden Teilchen ansteigt. Argonatomstrahlen von etwa 400 Volt Geschwindigkeit, die auf Kupferblech auftreffen, geben einen Ausbeutefaktor von etwa 50 %, andere Atomarten geben geringere Ausbeuten, etwa 20 %. Die Ausbeuten sind jedoch sehr viel geringer, wenn sorgfältig ausgeglühte Metallbleche verwendet werden. Da sich die Empfindlichkeit des Verfahrens mit dem Gasbeladungszustand der Oberfläche oft in unkontrollierbarer Weise ändert, zudem die erreichbare Empfindlichkeit nur gering und das Verfahren nur für Atomstrahlen von min-

destens einigen hundert Volt kinetischer Energie bequem anwendbar ist, wird dieses Verfahren nur noch in seltenen Fällen benutzt.

6. Intensitätsmessungen mittels Radiometer. Der Vollständigkeit halber sei abschließend noch erwähnt, daß auch radiometrische Effekte verschiedentlich zur Messung der Intensität von Atomstrahlen herangezogen worden sind. Die auf diese Weise erzielbare Nachweisempfindlichkeit ist recht erheblich, wenngleich sie nicht an die etwa mit Hilfe der ionisationsmanometrischen oder der Langmuir-Taylorschen Methode leicht erzielbare heranreicht. Der Hauptnachteil der radiometrischen Verfahren ist vor allem die sehr große Störempfindlichkeit gegenüber mechanischen Erschütterungen, kleinsten Temperaturschwankungen usw. Hauptsächlich aus diesem Grunde wird die radiometrische Nachweismethode zur Intensitätsmessung von Atomstrahlen kaum in Frage kommen. Wir können daher auf die genauere Darstellung der Theorie der den Radiometern zugrundeliegenden Erscheinungen verzichten, um so mehr, als dies aus Raummangel hier nur in größter Kürze geschehen könnte. Es mag nur noch erwähnt sein, daß zu den experimentellen Schwierigkeiten, die mit der Verwendung eines Radiometers verbunden sind, noch grundsätzliche Unklarheiten über die Frage der Auswertung der Ausschläge des Instruments kommen. Die Intensitätsmessung mittels Radiometer ist nur solange völlig eindeutig, wie man sich auf den Intensitätsvergleich von geschwindigkeitshomogenen Atomstrahlen derselben Art beschränkt. Untersucht man inhomogene Strahlen, so muß man zur Auswertung bestimmte Annahmen über die Größe des beim Stoß der Strahlteilchen auf den Radiometerflügel übertragenen Momentes machen, die experimentell noch nicht geprüft werden konnten.

Literaturverzeichnis

a) Allgemeine Darstellungen des Gebietes der Atom- und Ionenstrahlphysik:

H. Mark, Teilchenstrahlen. Sammlung Götschen, Nr. 1083. Berlin, W. de Gruyter.

R. Ritschl, Neue Fortschritte in den Gebieten der Atom- und Ionenstrahlungsforschung. Phys. Ztschr. **38** (1937), 141.

b) Kanalstrahlen:

W. Wien, Kanalstrahlen. Wien-Harms, Handb. d. Exper.-Phys. Bd. 14, S. 433. Leipzig, Akadem. Verlags-Ges., 1927.

E. Röchardt, Der Durchgang von Kanalstrahlen durch Materie. Geiger-Scheel, Handb. d. Phys. Bd. 22, II, S. 75. Berlin, Jul. Springer, 1933.

c) Gasentladungen:

R. Seeliger, Einführung in die Physik der Gasentladungen. Leipzig, J. A. Barth, 1927.

d) Kernphysik:

F. Kirchner, Elementumwandlung durch schnelle Wasserstoffkerne. Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **13**, 57. Berlin, Jul. Springer, 1934.

R. Fleischmann u. W. Bothe, Künstliche Kernumwandlung. Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **14**, 1. Berlin, Jul. Springer, 1935.

e) Hochspannungstechnik:

A. Roth, Hochspannungstechnik. Berlin, Jul. Springer, 1927.

G. Hoffmann, Elektrostatik. Wien-Harms, Handb. d. Exper.-Phys. Bd. 10, S. 1. Leipzig, Akadem. Verlags-Ges., 1930.

W. O. Schumann, Hochspannungstechnik. Wien-Harms, Handb. d. Exper.-Phys. Bd. 10, S. 349.

M. A. Tuve, L. R. Hafstad u. O. Dahl, Die Gleichspannungstechnik für quantitative Untersuchungen zur Kernphysik. Naturwiss. **24** (1936), 625.

f) Massenspektroskopie:

F. W. Aston, *Mass Spectra and Isotops*. London, E. Arnold and Son, 1933.

J. Mattauch, *Methoden und Ergebnisse der Isotopenforschung*. Phys. Ztschr. **35** (1934) 567.

g) Atomstrahlen:

W. Gerlach, *Atomstrahlen*. *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* Bd. 3, S. 182. Berlin, Jul. Springer, 1924.

W. Gerlach, *Magnetismus und Atombau*. *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* Bd. 2, S. 124. Berlin, Jul. Springer, 1923.

H. Kopfermann, *Die Bestimmung von Kernmomenten mit Hilfe der Molekularstrahlmethode*. *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* Bd. 15, S. 229. Berlin, Jul. Springer, 1936.

Bildquellenangabe

- Abb. 1: C. Hailer, Wiss. Veröff. Siemens-Werke, XVII. Band, S. 122, (Abb. 8). (Berlin, Julius Springer, 1938.)
- Abb. 2: C. Hailer, ebenda, S. 121 (Abb. 7).
- Abb. 3: Ch. Gerthsen, Ann. d. Phys. **85**, 888, 1928 (Abb. 1 und 1b zusammen): (Johann Ambrosius Barth, Leipzig.)
- Abb. 4: M. L. E. Oliphant u. Lord Rutherford: Proc. Roy. Soc. London (A) **141**, 261, 1933 (Abb. 1).
- Abb. 5: C. Hailer, Wiss. Veröff. Siemens-Werke, XVII. Band, S. 127 (Abb. 17). (Berlin, Julius Springer, 1938.)
- Abb. 6: C. Hailer, ebenda, S. 128 (Abb. 18).
- Abb. 7: E. S. Lamar u. O. Luhr, Phys. Rev. **46**, 88, 1934 (Abb. 1).
- Abb. 8: H. R. Crane, C. C. Lauritsen u. A. Soltan, ebenda **45**, 509, 1934 (Abb. 4).
- Abb. 9: M. A. Tuve, O. Dahl u. L. R. Hafstad, ebenda **48**, 243, 1935 (Abb. 2).
- Abb. 10: J. Koch, ZS. f. Phys. **100**, 671, 1936 (Abb. 1). (Julius Springer, Berlin.)
- Abb. 11: Ch. Gerthsen, Ann. d. Phys. **85**, 888, 1928 (Abb. 2). (Johann Ambrosius Barth, Leipzig.)
- Abb. 12: J. D. Cockroft u. E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. London (A) **136**, 626, 1932 (Abb. 5).
- Abb. 13: A. Bouwers, A. Kuntke u. F. A. Hcyn, Physica **4**, 153, 1937 (Abb. 1).
- Abb. 14: A. Brasch u. F. Lange, ZS. f. Phys. **70**, 28, 1931 (Abb. 9). (Julius Springer, Berlin.)
- Abb. 15: H. R. Crane, C. C. Lauritsen u. A. Soltan, Phys. Rev. **45**, 508, 1934 (Abb. 2).
- Abb. 16: M. A. Tuve, O. Dahl u. L. R. Hafstad, Naturwissenschaften **24**, 628, 1936 (Abb. 2). (Julius Springer, Berlin.)
- Abb. 17: Ch. Gerthsen, ebenda **20**, 743, 1932 (Abb. 1). (Julius Springer, Berlin.)
- Abb. 18: D. H. Sloan u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **38**, 2023, 1931 (Abb. 1, unterer Teil).
- Abb. 19: F. N. D. Kurie, Journ. Appl. Phys. **9**, 693, 1938 (Abb. 2).
- Abb. 20: E. O. Lawrence u. M. S. Livingston, Phys. Rev. **40**, 26, 1932 (Abb. 2).
- Abb. 21: F. N. D. Kurie, Journ. Appl. Phys. **9**, 695, 1938 (Abb. 3).
- Abb. 22: E. O. Lawrence u. M. S. Livingston, Phys. Rev. **40**, 30, 1932 (Abb. 7).
- Abb. 23: J. D. Cockroft u. E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. London (A) **136**, 622, 1932 (Abb. 3a, linker Teil).
- Abb. 24: R. J. Van De Graaff, K. T. Compton u. L. C. Van Atta, Phys. Rev. **43**, 152, 1933 (Abb. 1).
- Abb. 25: R. G. Herb, D. B. Parkinson, E. J. Bernet u. J. L. Mc Kibben, ebenda **53**, 643, 1938 (Abb. 1).
- Abb. 26: J. Mattauch, Phys. ZS. **35**, 569, 1934 (Abb. 1). (S. Hirzel, Leipzig.)
- Abb. 27: J. Mattauch, ebenda, S. 571 (Abb. 13). (S. Hirzel, Leipzig.)
- Abb. 28: J. Mattauch, ebenda, S. 579 (Abb. 17). (S. Hirzel, Leipzig.)
- Abb. 29: J. Mattauch, ebenda, S. 584 (Abb. 18). (S. Hirzel, Leipzig.)
- Abb. 30: J. Mattauch, ebenda, S. 586 (Abb. 21). (S. Hirzel, Leipzig.)
- Abb. 31: J. Mattauch, ebenda, S. 589 (Abb. 23). (S. Hirzel, Leipzig.)
- Abb. 32: A. Leu, ZS. f. Phys. **41**, 552, 1927 (Abb. 1). (Julius Springer, Berlin.)
- Abb. 33: E. Wrede, ebenda **41**, 570, 1927 (Abb. 1). (Julius Springer, Berlin.)
- Abb. 34: O. Beeck, Ann. d. Phys. **19**, 123, 1934 (Abb. 1). (Johann Ambrosius Barth, Leipzig.)
- Abb. 35: I. Estermann, R. Frisch u. O. Stern, ZS. f. Phys. **73**, 358, 1932 (Abb. 11). (Julius Springer, Berlin.)
- Abb. 36: J. J. Rabi u. V. W. Gohen, Phys. Rev. **46**, 709, 1934 (Abb. 3).
- Abb. 37: I. Estermann, R. Frisch u. O. Stern, ZS. f. Phys. **73**, 350, 1932 (Abb. 1). (Julius Springer, Berlin.)

Namen- und Sachregister

- Abbildespalt 110.
Abreißfunke 40.
Alkaliatomstrahlen 111—113.
Allen 87.
Anodenblende 21.
Anodenstrahlen 28, 42.
Anodisches Glimmlicht 9.
Aston 4, 11, 15, 57, 97, 98, 99.
Astonscher Spektrograph 98, 99.
Atomarer Wasserstoff 115—118.
Atomkernumwandlungen 4.
Atomstrahlableitung im inhomogenen Magnetfeld 125.
Atomstrahlen 5, 109—139.
— aus Gasentladungen 115—118.
— von höher siedenden Stoffen 115.
Atomstrahlerzeugung durch Umladung 118—121.
Atomstrahlformeln 110, 114.
Atomstrahlhomogenisierung durch Beugung an Kristallen 127, 128.
Atomstrahlungsmessungen mittels Radiometer 139.
Auflösungsvermögen des Aston-spektrographen 99.
— — Dempsterspektrographen 101.
Aufzeichnung von Atomstrahlen 129—133.
Bainbridge 102, 106.
Bartky 106.
Barton 24.
Beams 77.
Beeck 119, 133.
Bennett 65, 93.
Beobachtungsstand im Faraday-Käfig 56.
Bethe 86.
Bohr 86.
Bolometer 134.
Bomke 17.
Bondy 45, 106.
Bonhöffer 115, 116.
Borries, v. 67.
Bothe 27, 86.
Bouwers 24, 27, 59, 60.
Bowen 40.
Bramhall 92.
Brasch 24, 63, 64.
Brata 52.
Breit 93.
Broglie, de 6, 127.
Classen 99.
Coates 76.
Cockroft 4, 27, 56, 57, 58, 88.
Cockroft-Walton-Nachbeschleunigungsrohr 57.
Cohen 113, 125, 126, 137.
Compton 37, 40, 122.
Coster 122.
Crane 36, 65, 93.
Crookes 1.
Cyclotron 78—87.
Cyclotronformeln 81.
Cyclotron, Ionenerzeugung im 30, 83.
Cyclotronmagnete 83.
Dahl 35, 37, 38, 39, 65, 66, 67, 69, 70, 91, 93.
Delsasso 36.
Dempster 31, 40, 73, 99, 106.
Dempster-Spektrograph 99—102.
Des Coudres 103.
Döpel 56.
Doppelt fokussierende Spektrographen 105—108.
Doppler-Effekt an Kanalstrahlen 3.

- Druckmessungen zur Intensitätsmessung von Atomstrahlen 134 bis 136.
- Drucktankhöchstspannungsanlage 72, 93.
- Dunkelraum 9.
- Dunoyer 5.
- Durchbruchfeldstärke der Luft 91.
- Durchströmungsmethode 17.
- Edlefson 78.
- Eldridge 122.
- Elektronenstoß 28—40.
- Elektrostatische Generatoren 90 bis 93.
- Ellett 135.
- Energiespektrum von Kanalstrahlen 26.
- Erste Kathodenschicht 9.
- Erzeugung höchster Spannungen 87—94.
- Estermann 6, 123, 127, 128, 131, 132, 135.
- Eucryptit 46.
- Faradayscher Dunkelraum 9.
- Fizeau-Methode zur Atomstrahlmonochromatisierung 122.
- Fokussierung von Ionenstrahlen 69.
- Fowler 36.
- Franck 28.
- Freie Weglänge von Gasatomen 114.
- Frerichs 17.
- Frisch 6, 7, 123, 128.
- Furchen-Schneidanordnung für Magnetschuhe 125.
- Ganzmetallkanalstrahlrohr 18, 19, 58.
- Gasentladungen 8.
- Gasströmungswiderstand 23.
- Gastrennmethode 17.
- Gehrcke 28, 42.
- Gentner 27.
- Geradlinig-Vielfachbeschleuniger von Lawrence-Sloan 75—77.
- Gerlach 5, 6, 109, 125.
- Gerschlauer 24.
- Gerthsen 11, 16, 54, 55, 73.
- Gerthsen-Schaltung 54.
- Geschwindigkeitsfilter 102, 103.
- Gibson 36.
- Glasspalt 117.
- Glimmentladung 9.
- Glimmlicht 9.
- Goldmann 30, 41, 119.
- Goldstein 1.
- Greinacher 88.
- Hafstad 35, 37, 38, 39, 65, 66, 67, 69, 70, 91.
- Hailer 11, 13, 14, 20, 21, 23, 24.
- Harkins 87.
- Harnwell 32.
- Harrington 138.
- Henneberg 105.
- Herb 72, 92, 93.
- Hertz 28.
- Herzog 105, 106.
- Heyn 24, 27, 59, 60.
- Hittorf 1.
- Hochfrequenzfunke 40, 41.
- Hochfrequenzsender für das Cyclotron 84.
- Höchstbeschleunigte Ionen ohne extrem hohe Spannungen 73 bis 87.
- Hoffmann 54.
- hot spark 40.
- Hughes 104.
- Hull 135.
- Ionenausbaute im Kapillarbogen 39.
- — Niedervoltbogen 32—36.
- Ionendüse 30, 119.
- Ionenemission von Gemischen 46.
- — Glasschmelzen 44.
- — Salzen 42, 43.
- Ionenquelle für das Cyclotron 30, 83.
- Ionisation durch Elektronenstoß 28—40.
- — Funkenentladung 40, 41.

- Ionisation durch Glühelctronen 28—31.
 — — Protonenstoß 12.
 Ionisationsmanometer 135.
 Ionisationsquerschnitt von Wasserstoff 15.
 Isotopenforschung 6.
 Ives 3.
 Jackson 7, 138.
 Johnson 135.
 Joliot 86.
 Jordan 106.
 Kallmann 118, 138.
 Kanalstrahlausbeute 10, 11, 22, 23, 24.
 Kanalstrahlen 2, 3, 4, 8—28.
 — aus nicht gasförmigen Substanzen 27.
 Kanalstrahlpinsel 10.
 Kanalstrahlrohre 16—21.
 Kanalstrahlrohr mit Anodenblende 21.
 Kanalstrahlzusammensetzung 25, 26.
 Kapillarbogen 37—40.
 Kaskadenrohrmethode 61—72.
 Kathodenform für Kanalstrahlrohre 20.
 Kathodenschicht 9.
 Kathodenstrahlen 1.
 Kaufmann 1.
 Keck 52.
 Kellogg 6, 117.
 Kernmomente 6.
 Kerst 72, 92, 93.
 Kingdon 50, 51, 135.
 Kirchner 56.
 Klabunde 113.
 Knauer 113, 114, 127, 134.
 Koch 48, 50.
 Kollath 41.
 Kondensation von Atomstrahlen 129—133.
 Kosinusetz der Molekularstrahlung 110.
 Kreuzgittergleichungen 127.
 Kuhn 7.
 Kunsman 47.
 Kunsman-Anoden 47.
 Kuntke 24, 27, 59, 60.
 Kuper 32.
 Ladung des Elektrons 1.
 Lamar 33, 34, 35, 37, 40.
 Lange 24, 63, 64.
 Langmuir 31, 32, 50, 51, 131, 135, 137.
 Langmuir-Effekt 50, 51, 52, 135.
 Lassareff 118, 138.
 Lauritsen 36, 65, 93.
 Lawrence 75, 77, 78, 81, 84, 86, 87.
 Leistungsfähigkeit von Cyclotronanlagen 86.
 Leu 111, 112.
 Leucit 46.
 Lilienthal 41.
 Livingood 94.
 Livingston 78, 81, 84.
 Loeb 52.
 Lüder 48.
 Luhr 33, 34, 35.
 Lukanow 97.
 Magnetische Ablenkung von Atomstrahlen 125.
 — Geschwindigkeitshomogenisierung von Atomstrahlen 125 bis 127.
 Magnetischer Kreisspektrograph von Dempster 99—102.
 Magnetisches Moment der Atome 5.
 Masse des Elektrons 1.
 — — Wasserstoffatoms 1.
 Massenspektroskopie 4, 94—108.
 Materiestrahlen (Definition) 2.
 Materiewellen 6, 127.
 Mattauch 103, 104, 105, 106.
 Mattauch-Herzogscher Spektrograph 107, 108.
 Maurer 46.
 Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung 121.

Mechanische Geschwindigkeitsmonochromatisierung von Atomstrahlen 121–124.
 Meissner, K. W. 7.
 —, W. 6, 113, 138.
 Mentrup 43.
 Millikan 40.
 Minkowski 7.
 Moon 51, 87.
 Murawkim 44.
 Nachbeschleunigung von Ionenstrahlen 53–60.
 Nachweis von Atomstrahlen durch Druckmessungen 134–136.
 — — — — Kondensation 129 bis 133.
 — — — — Langmuir-Effekt 136 bis 138.
 — — — — Sekundärelektronenemission 138, 139.
 — — Kanalstrahlen 2.
 — — Wasserstoffatomstrahlen 132.
 Negatives Glimmlicht 9.
 Neuert 56, 62, 63.
 Neutronenquellen 60.
 Niedervoltbogen 31–40.
 Nordmeyer 47, 48.
 Ofenspalt 110.
 Oliphant 18, 20, 24, 27, 51, 55, 58.
 Optische Parallelfälle zur Ionenoptik von Massenspektrographen 97.
 — Untersuchungen an Atomstrahlen 7.
 Orban 11, 12.
 Parabelspektrograph 94–97.
 Parkinson 72, 92, 93.
 Phipps 115, 117.
 Pinselbildung in der Kanalstrahlentladung 10, 13.
 Piranimanometer 134, 135.
 Plücker 1.
 Pole 66.
 Pollucit 46.

Popper 106.
 positive rays 2.
 Positive Säule 9.
 Powell 52.
 Präzisionsspektrograph von Bainbridge 102.
 Protonenemission von Alkalioberflächen 41.
 Quantitative Atomstrahlungsmessungen mittels der Niederschlagsmethode 133.
 Rabi 6, 113, 117, 125, 126, 137.
 Radialelektrischer Spektrograph 104.
 Radiometer 139.
 Ramsauer 41.
 Reichenheim 28, 42.
 Reindarstellung von Alkaliisotopen 50, 52, 101.
 Resonanzkurve des Cyclotrons 85.
 Resonanzprinzip der Umladung 118.
 Resonanzwellenlänge des Cyclotrons 80.
 Richtungsquantelung 5, 126.
 Röntgenrohr für höchste Spannungen 66, 94.
 Rojansky 104.
 Rose 86.
 Rosen 118, 138.
 Rumbaugh 101.
 Rutherford, Lord 4, 18, 20, 24, 27.
 Sampson 87.
 Samson 37, 40.
 Scheffers 6, 113, 117, 138.
 Schmidt 42, 43.
 Schütze 97.
 Schumann 62, 63.
 Schumann-Platten 97.
 Seemann 11, 12.
 Shen Lin Chen 40.
 Sichtbarkeit von Niederschlags-schichten 131.
 Sloan 75, 76, 77, 93, 94.
 Smyth 122.

- Smythe 50, 101, 103, 104.
 Smythe-Mattauch-Spektrograph
 103—105.
 Smythesches Filter 103.
 Snell 94.
 Snoddy 77.
 Soltan 36, 65.
 Spannungsvervielfachung nach
 Greinacher, Cockroft und Wal-
 ton 89.
 Spezifische Ladung der Kathoden-
 strahlen 1.
 Spodumen 46.
 Stabilitätsbedingung für Glimm-
 entladungen 12.
 Stark 3, 6, 117.
 Stark-Effekt 3.
 Stern 5, 6, 109, 113, 114, 122, 123,
 125, 127, 128, 131, 132, 134, 135.
 Stoßspannung 24, 64, 77, 78.
 — am Kanalstrahlrohr 56.
 Strahlungsrückstoß freier Atome 7.
 Taylor 50, 112, 117, 137.
 Tesla-Anlagen für Höchstspannung
 93.
 Theorie der Kanalstrahlentladung
 12.
 Thermische Erzeugung von Atom-
 strahlen 109—115.
 Thermische Ionenemission 41—50.
 Thermoelemente zum Nachweis
 von Atomstrahlen 133, 134.
 Thomson 1, 2, 4, 15, 94.
 Thomson-Spektrograph 94—97.
 Toepler 63.
 Townsend 11.
 Transversaler Doppler-Effekt 3.
 Tuve 35, 37, 38, 39, 63, 66, 67, 69,
 70, 91, 93.
 Tycocinski-Tycociner 124.
 Umladung 73, 74, 118—121.
 Umladungsapparatur zur Erzeu-
 gung von Edelgasatomstrahlen
 119.
 Uyterhoven 138.
 Vakuumfunke 40.
 Van Atta 24, 63.
 Van De Graaff 24, 63, 90, 91,
 92.
 Vaniceck 45.
 Van Voorhis 32.
 Verbreiterung von Ionenstrahlen
 68.
 Verhältnis von Atom- zu Molekül-
 ionen im Kanalstrahl 27.
 Verstärkung von Niederschlags-
 schichten 131, 132.
 Vielfachbeschleunigung durch Um-
 ladung 73, 74.
 Vielfachbeschleunigung mittels
 Wanderwellen 77.
 Villard 88.
 Vollmer 131.
 Vollrath 66.
 Wärmewirkung von Materiestrah-
 len 133, 134.
 Wahrscheinlichste Geschwindig-
 keit von Gasatomen 121.
 Walcher 50, 101.
 Walton 4, 27, 56, 57, 58, 88.
 Watson 67.
 Werner 66.
 West 101.
 Wetterer 55, 56.
 Wideroe 77.
 Wiechert 1, 103.
 Wien 2, 3, 10, 15, 16, 54, 57,
 102.
 Wiensches Filter 102.
 Wirkungsquerschnitt von Wasser-
 stoff 14.
 Wolkenbildung im Atomstrahl
 114.
 Wood 115, 116, 131.
 Wrede 6, 116, 117.
 Zabel 135.
 Zacharias 117.
 Zworykin 67.

Neuere und neueste Hefte der „Sammlung Vieweg“

- Heft 50. Prof. Dr. C. Dorno: *Klimatologie im Dienste der Medizin*. Mit 11 Abbildungen. *R.M.* 2,70.
- Heft 51. Prof. Dr. C. Isenkrahe: *Zur Elementaranalyse der Relativitätstheorie*. *R.M.* 4,—.
- Heft 52. Dr.-Ing. Max Moeller: *Das Ozon. Eine physikalisch-chemische Einzeldarstellung*. Mit 32 Textfiguren. *R.M.* 5,40.
- Heft 53. Dr. V. Geilen: *Mathematik und Baukunst als Grundlagen abendländischer Kultur. — Wiedergeburt der Mathematik aus dem Geiste Kants*. *R.M.* 2,70.
- Heft 54. Dr. H. Heinrich Franck: *Die Verwertung von synthetischen Fettsäureestern als Kunstspeisefette in wirtschaftlicher, physiologischer und technischer Beziehung*. Mit 3 Abbildungen. *R.M.* 2,90.
- Heft 55. Dr. Alfred Wegener: *Die Entstehung der Mondkrater*. Mit 9 Abbild. im Text und auf 3 Tafeln. *R.M.* 2,—.
- Heft 56. Niels Bohr: *Drei Aufsätze über Spektren und Atombau*. 2. Auflage. Mit 13 Abbildungen. *R.M.* 4,50.
- Heft 57. Prof. Dr. Hans Cloos: *Der Mechanismus tiefvulkanischer Vorgänge*. Mit 24 Zeichnungen und einer Karte. *R.M.* 3,60.
- Heft 58. Dr. Walther Gerlach: *Die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie*. 2. Auflage. Mit 43 Abbildungen. *R.M.* 3,35.
- Heft 59. Prof. Dr. E. Study: *Denken und Darstellung in Mathematik und Naturwissenschaften*. 2. verbesserte und erweiterte Auflage. Mit 10 Abbildungen. *R.M.* 3,35.
- Heft 60. Prof. Dr. techn. Milan Vidmar: *Theorie der Kreiselpumpe*. Mit 39 Abbildungen. *R.M.* 4,25.
- Heft 61. Reg.-Rat Dr. W. Meissner: *Entfernungs- und Höhenmessung in der Luftfahrt*. Mit 66 Abbildungen. *R.M.* 3,60.
- Heft 62. Dr. K. Siebel: *Die Elektrizität in Metallen*. *R.M.* 3,15.
- Heft 63. Dr.-Ing. M. Dolch: *Die rationelle Verwertung der niederwertigen Braunkohlen*. Mit 7 Abbildungen. *R.M.* 2,70.
- Heft 65. E. Study: *Mathematik und Physik*. Eine erkenntnistheoretische Untersuchung. *R.M.* 1,35.
- Heft 66. Dr. Walter Schallreuter: *Über Schwingungserscheinungen in Entladungsröhren*. Mit 14 Abbildungen. *R.M.* 1,35.
- Heft 67. Prof. Dr. Eberhard Buchwald: *Das Korrespondenzprinzip*. *R.M.* 4,90.
- Heft 68. Direktor Dr. Iwan Döry: *Die Schüttelerscheinungen elektrischer Lokomotiven mit Kurbelantrieb*. Mit 12 Abbildungen. *R.M.* 1,35.
- Heft 69. Prof. Dr.-Ing. Fritz Emde: *Sinusrelief und Tangensrelief in der Elektrotechnik*. Mit 18 Bildern. *R.M.* 4,—.
- Heft 70. Laurenz Bock: *Die Konstitution der Ultramarine*. Mit 3 Abb. *R.M.* 2,15.
- Heft 71. Dr. Ernst v. Angerer: *Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen*. 4. Auflage. Mit 50 Abbildungen. *R.M.* 9,80.
- Heft 72. Dr. Fritz Giese: *Das außerpersönliche Unbewußte. Theoretische Bemerkungen zum intuitiven Denken*. *R.M.* 3,15.
- Heft 73. Dr.-Ing. Karl Becker: *Die Röntgenstrahlen als Hilfsmittel für die chemische Forschung*. Mit 60 Abbildungen. *R.M.* 4,90.
- Heft 74. Dr. W. H. Creutzfeldt: *Korrosionsforschung vom Standpunkte der Metallkunde*. *R.M.* 1,80.
- Heft 75. Dr.-Ing. Karl Becker und Fritz Ebert: *Metallröntgenröhren (Wirkungsweise, Anlage, Betrieb)*. Mit 34 Abbildungen. *R.M.* 3,20.
- Heft 76. Geh. Bergrat Prof. Dr. Stavenhagen: *Der Wasserstoff*. Mit 39 Abb. *R.M.* 4,50.
- Heft 77. Dr. Hans Alterthum: *Wolfram. Fortschritte in der Herstellung und Anwendung in den letzten Jahren*. *R.M.* 4,—.
- Heft 78. Prof. Dr. Joseph Würschmidt: *Theorie des Entmagnetisierungsfaktors und der Scherung von Magnetisierungskurven*. Mit 31 Abbild. *R.M.* 5,40.
- Heft 79. Dr.-Ing. Hermann Mayer: *Das Wasserglas*. 2. Auflage. Mit 21 Abb. *R.M.* 7,20.
- Heft 80. Dr. Andreas Gyemant: *Grundzüge der Kolloidphysik vom Standpunkte des Gleichgewichts*. Mit 9 Abbildungen. *R.M.* 4,—.
- Heft 81. Dr. Franz Wolf: *Die schnellbewegten Elektronen*. Mit 26 Abb. *R.M.* 6,75.