

ERGEBNISSE DER EXAKTEN NATURWISSENSCHAFTEN

REDIGIERT IN GEMEINSCHAFT MIT
F. HUND

VON

FERDINAND TRENDELENBURG

NEUNZEHNTER BAND

MIT 159 ABBILDUNGEN



BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1940

ALLE RECHTE, INSBESONDERE DAS DER ÜBERSETZUNG
IN FREMDE SPRACHEN, VORBEHALTEN.
COPYRIGHT 1940 BY JULIUS SPRINGER IN BERLIN.
PRINTED IN GERMANY.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Schoenberg, Professor Dr. E. und Dr. H. Lambrecht, Breslau.	
Interstellare Materie	1
Gentner, Dr. W., Heidelberg.	
Die Erzeugung schneller Ionenstrahlen für Kernreaktionen . .	107
Mattauch, Professor Dr. J., Berlin-Dahlem.	
Massenspektrographie und ihre Anwendung auf Probleme der Atom- und Kernchemie	170
v. Borries, Dr.-Ing. B. und Dr.-Ing. E. Ruska, Berlin-Siemenstadt.	
Mikroskopie hoher Auflösung mit schnellen Elektronen	237
Inhalt der Bände I—XIX.	
I. Namenverzeichnis	323
II. Sachverzeichnis	327

Interstellare Materie.

Von E. SCHOENBERG und H. LAMBRECHT, Breslau.

Mit 24 Abbildungen.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Erster Teil: Die feste Materie des interstellaren Raumes (E. SCHOENBERG)	2
I. Die galaktische Absorptionsschicht	2
1. Die mittlere Absorption	2
2. Die Selektivität der Absorption	7
3. Die optische Dicke der Schicht	7
4. Die Dunkelwolken	8
II. Die Theorie der interstellaren Absorption	12
5. Die Dichte der interstellaren Materie	12
6. Spektralphotometrische Messungen.	23
7. Kritik der physikalischen Voraussetzungen	25
III. Über den Einfluß von Strahlungsdruck und Gravitation auf die Teilchen der interstellaren Materie	26
8. Die Auswahl der Teilchen	26
9. Der Einfluß der Absorption	30
IV. Die Helligkeit und Farbe der Reflexionsnebel	31
10. Sichtbarkeitsbedingungen	31
11. Die Beobachtungen der Verfärbung der Nebelmaterie	35
12. Die Theorie der Verfärbung der Nebelmaterie	36
V. Kosmogonische Fragen.	38
13. Über die Stabilität der Dunkelwolken	38
14. Über die Entstehung der festen Teilchen im interstellaren Raume	43
Literaturverzeichnis zum ersten Teil	53
Zweiter Teil: Die Emissionsnebel (H. LAMBRECHT)	55
VI. Einleitung	55
15. Überblick über die wichtigsten Beobachtungsergebnisse	55
VII. Die Ergebnisse der Untersuchungen des Linienspektrums	61
16. Die Identifizierung der Emissionslinien.	62
17. Die Mechanismen der Leuchtanregung	66
18. Die relative Häufigkeit der Elemente in den Nebeln	71
VIII. Die theoretische Analyse des Leuchtvorgangs bei einem stationären Wasserstoffnebel im Gleichgewichtszustand.	72
19. Die Umsetzung der Sternstrahlung in der Nebelhülle	72
20. Das BALMER-Dekrement	80
21. Die kontinuierliche Emission und die Deutung der Zusammen- hänge zwischen BALMER-Dekrement, Intensität der Haupt- nebellinien, Elektronen- und Zentralsternntemperatur	85
22. Der Strahlungstransport in der Nebelhülle	92

	Seite
IX. Einige numerische Anwendungen der theoretischen Ergebnisse.	
Zur Frage der Kosmogonie der planetarischen Nebel	96
23. Anwendungen der Theorie eines stationären Wasserstoffnebels	96
24. Expandierende Nebelhüllen	101
25. Zur Frage der Kosmogonie der planetarischen Nebel	103
Literaturverzeichnis zum zweiten Teil	105



Abb. 1. Milchstraße zwischen Cygnus und Carina nach dem Atlas der Milchstraße von E. SCHOENBERG und B. JUNG (verkleinert).

Erster Teil.

Die feste Materie des interstellaren Raumes.

I. Die galaktische Absorptionsschicht.

1. Die mittlere Absorption. Die äußerst komplizierte Struktur des Milchstraßenbandes (Abb. 1) fällt schon dem unbewaffneten Auge in sternklaren Nächten auf. Verwirrend erscheint sie bei der Betrachtung der Sternatlanten, die auch die dem Auge unsichtbaren schwächeren Sterne enthalten. Der erste Versuch, aus der sphärischen Projektion der Sternwelt ein räumliches Bild unseres Sternsystems aufzubauen, wurde von W. HERSCHEL unter der Voraussetzung unternommen, daß die Sterne im Durchschnitt in allen Entfernungen gleich dicht verteilt sind und daß ihre durchschnittliche absolute Helligkeit überall dieselbe ist, während die scheinbare nach dem quadratischen Gesetze abnehme, d. h., daß der interstellare Raum vollkommen leer sei. Die Kompliziertheit des Aufbaus war bei dieser Annahme überall reell; in scheinbar willkürlicher Weise grenzen sowohl seitlich als auch der Tiefe nach Sternleeren an Sterndichten, und nur *eine* große Gesetzmäßigkeit tritt in verschiedenen Teilen des Himmels eindeutig hervor: das starke Anwachsen der Anzahl der Sterne nach der Hauptebene des Milchstraßenbandes, dem galaktischen Äquator. Nimmt man an, daß die durchschnittliche Dichte eine Funktion des Abstands ist, so reduziert sich das Problem nach v. SEELIGER auf die Ermittlung

einer Dichtefunktion $D(r)$, wo r den Abstand von der Sonne bedeutet, aus der bekannten Integralgleichung für die Anzahl $A(m)$ der Sterne

der scheinbaren Helligkeit $m \pm 0,5$ im räumlichen Winkel ω

$$A(m) = \omega \int_0^{\infty} r^2 D(r) \varphi(M) dr. \quad (1)$$

Hier ist $\varphi(M) = \varphi(m + 5 - 5 \log r)$ die Verteilungsfunktion der absoluten Helligkeiten M , d. h. der prozentuelle Anteil der Sterne verschiedener Leuchtkraft. Derselbe wird, wie von W. HERSCHEL, so auch noch heute, als unabhängig von der Entfernung angenommen. Wenn man für $\varphi(M)$ eine GAUSSsche Verteilungsfunktion annimmt, deren Konstanten aus gut untersuchten Teilgebieten des Himmels bestimmt sind, so ist es möglich, die Gleichung (1) für alle Richtungen am Himmel in bezug auf die Dichtefunktion $D(r)$ aufzulösen. Bei Vernachlässigung der Feinstruktur in den Sternzahlen, d. h. bei Mittelung derselben über große Gebiete des Himmels, wo dann nur noch ihre Zunahme nach dem galaktischen Äquator hervortritt, ergibt sich auf diese Weise als schematische Figur der Milchstraße ein abgeplattetes linsenförmiges Gebilde, in dem die Sonne unweit des Zentrums liegt und dessen Hauptebene mit dem galaktischen Äquator zusammenfällt. Aber auch die Feinstruktur der Milchstraße könnte nach diesem Verfahren räumlich aufgelöst werden, wenn die Sternzahlen $A(m)$ für genügend kleine Gebiete bekannt wären. Das erhaltene räumliche Bild wäre aber ebensowenig richtig, wie es schon das schematische Bild der Figur der ganzen Milchstraße ist, weil die Beobachtungen den unzweideutigen Nachweis eines absorbierenden Mediums wechselnder Dichte innerhalb der Milchstraße geliefert haben und damit die Gleichung (1) nicht mehr verwendbar ist. Dieses Medium, stellenweise zu dichten Wolken zusammengeballt, verursacht viele jener Sternleeren, die das Bild der Milchstraße so strukturreich machen. Es beeinflußt aber auch in hohem Grade das Gesamtbild und die errechnete Ausdehnung unserer Sterneninsel. Ihr räumlicher Aufbau wird außerordentlich erschwert. Nimmt man eine Absorption (in Gr.-Kl.) $\varepsilon(r)$ des Lichts für die gegebene Richtung im Weltraume an, so gilt es jetzt die Integralgleichung

$$A(m - \varepsilon(r)) = \omega \int_0^{\infty} r^2 D(r) \varphi(M - \varepsilon(r)) dr \quad (2)$$

für die beobachteten Sternzahlen in bezug auf $D(r)$ aufzulösen, was ohne Kenntnis der Absorption unmöglich ist.

Man nimmt eine planparallel begrenzte Schicht gleicher Dichte parallel und symmetrisch zum galaktischen Äquator für das absorbierende Medium an, weil das auf Grund von Photographien vieler ferner Sternsysteme (Spiralnebel), die uns sozusagen von der Kante sichtbar sind, als gute Annäherung an die Wirklichkeit erscheint. Eine Zusammenstellung einiger solcher Photographien nach CURTISS gibt die Abb. 2. Bei dieser Annahme wird es möglich, die Gleichung (2) durch Proben zu lösen. Die Lichtwege in der Absorptionsschicht sind dann durch die Höhen z über der

Galaxis und die galaktischen Breiten β als $z \operatorname{cosec} \beta$, für extragalaktische Objekte durch $\frac{h}{2} \operatorname{cosec} \beta$ gegeben (s. hierzu Abb. 3). Die Absorptionen werden $\varepsilon(r) = k z \operatorname{cosec} \beta$ bzw. $\frac{kh}{2} \operatorname{cosec} \beta$, wo k der Absorptionskoeffizient je Kpc $= 3,08 \cdot 10^{21}$ cm

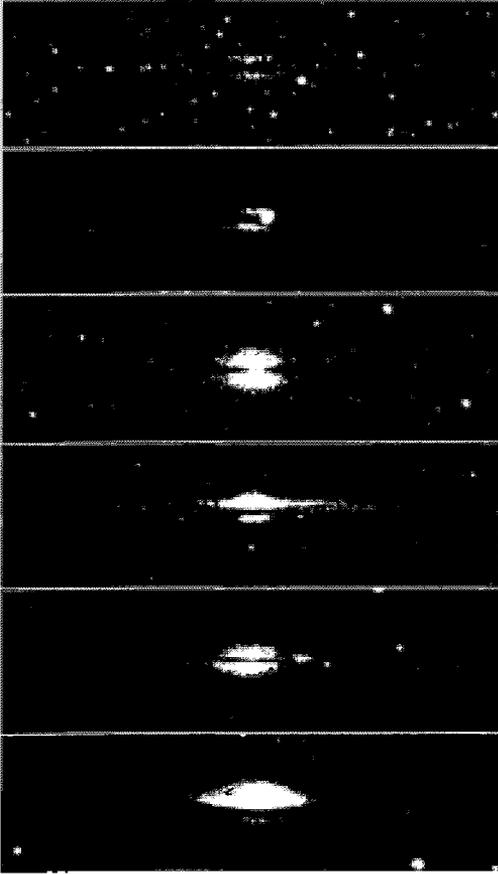


Abb. 2. Absorptionszonen in Spiralnebeln.
(Nach Aufnahmen von H. D. CURRISS.)

und kh die optische Tiefe der Schicht ist. Setzt man Gleichungen der Form (2) für verschiedene galaktische Breiten an, so ist es durch Proben möglich, sowohl die Dichtefunktion $D(r)$ als k bzw. kh zu bestimmen, wenn die Leuchtkraftfunktion $\varphi(M)$ genügend sicher bekannt ist.

Am deutlichsten tritt das Vorhandensein der Absorptionsschicht beim Studium der Verteilung außergalaktischer Objekte (Spiralnebel und kugelförmige Sternhaufen) am Himmel hervor. Bei ihrer Schwäche werden sie bei schrägem Einfall in die Schicht ($\operatorname{cosec} \beta$ groß) in derselben vollständig ausgelöscht, so daß eine Zone um den galaktischen Äquator entsteht, in der überhaupt keine Nebel gefunden werden (Zone of avoidance). Wir bringen hier eine Abbildung dieser Zone nach HUBBLE (1), in der die Anzahl der je Quadratgrad gezählten außergalaktischen

Nebel am ganzen Himmel abgebildet ist (Abb. 3). Die Begrenzung der Zone ist durchaus nicht regelmäßig, was seinen Grund in den lokalen, unregelmäßig verteilten Verdichtungen der interstellaren Materie hat. Die Anzahl und die Helligkeit der Nebel in verschiedenen galaktischen Breiten kann dazu benutzt werden, die optische Tiefe der Absorptionsschicht auf einfachere Weise als durch die Gleichung (2) zu berechnen, indem man die Dichtefunktion als konstant annimmt.

Bei extragalaktischen Objekten ist die Absorption $\varepsilon = \frac{kh}{2} \operatorname{cosec} \beta$

von der Entfernung unabhängig, was zur weiteren Vereinfachung des Problems beiträgt.

Bei den anderen Methoden, die sich alle auf Objekte unseres Sternsystems beziehen, die innerhalb der Absorptionsschicht liegen können, ist die Kenntnis der Entfernungen r erforderlich, damit der Lichtweg innerhalb derselben berechnet werden kann. Benutzt man, wie R. J. TRÜMPLER (2), die zu unserem Sternsystem gehörigen offenen Sternhaufen, so können deren Entfernungen aus der Helligkeit der in ihnen beobachteten Cepheiden und den Perioden ihrer Helligkeitsschwankung bestimmt

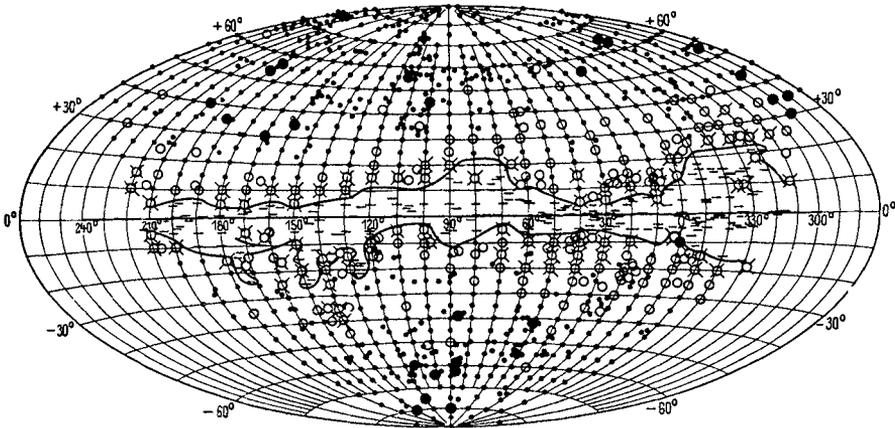


Abb. 3. Verteilung der außergalaktischen Nebel nach HUBBLE. Kleine Punkte bedeuten normale Nebelzahlen ($\log N = 1,63-2,22$); große Punkte bzw. offene Kreise bedeuten einen Überschuß ($\log N = 2,23-2,52$) bzw. ein Defizit an Nebeln ($\log N = 1,33-1,62$); sehr kleine Nebelzahlen sind durch offene Kreise mit einem Kreuz bezeichnet ($\log N < 1,33$). Eichfelder ohne Nebel sind durch einen Strich bezeichnet. [Aus *Astroph. J.* 79 (1934).]

werden. Wählt man einzelne δ Cephei-Sterne unseres Sternsystems für die Untersuchung, wie BOTTLINGER und SCHNELLER (3), so gilt für sie dasselbe. Die mittleren Entfernungen und absoluten Helligkeiten der B -Sterne sind ebenfalls genügend gut bekannt, um sie für eine statistische Bestimmung des Absorptionsbetrages zu verwenden. Bei der Kenntnis der absoluten Helligkeit M und der Entfernung errechnet sich die scheinbare Helligkeit m aus: $m = M - 5 + 5 \log r$. Ihre Abweichung von der beobachteten Helligkeit ergibt den Betrag der Absorption $k r$. Endlich können die Eigenbewegungen der Sterne, insbesondere der Anteil dieser Bewegungen, der von der galaktischen Rotation des Sternsystems abhängt, und der ein Maß für ihre Entfernung vom galaktischen Zentrum und damit auch von der Sonne ist, verwendet werden. So können die Absorptionen k für verschiedene Richtungen innerhalb der Absorptionsschicht und auch Mittelwerte abgeleitet werden, die in stellarstatistischen Arbeiten über den Aufbau des Sternsystems die Auflösung der Gleichung (2) ermöglichen.

Die Ergebnisse der sehr zahlreichen Untersuchungen dieser Art sind keineswegs in guter Übereinstimmung. Immerhin ist das Vorhandensein

Tabelle 1. Absorptionskoeffizienten der galaktischen Schicht.

Autor	Absorption je Kpc
TRÜMPLER (2): offene Haufen	$> 0^m 67$ phot.
BOTTLINGER, SCHNELLER (3): δ -Cep.-Sterne	$0^m 7$ phot.
VAN RHIJN (5): photom.-geom. Entf.	$0^m 5$ vis.
BOTTLINGER, SCHNELLER (3) offene Haufen	$0^m 67$ phot.
BRILL (6): photom.-geom. Entf.	$0^m 44$ vis.
v. D. KAMP, VISSOTSKY (7, 8): photom.-geom. Entf.	2^m 3^m vis.
JOY, VAN RHIJN (5): δ -Cep.-Sterne, gal. Rot.	$1^m 1$ phot.
VAN RHIJN (5): offene Haufen, gal. Rot.	$1^m 06$ phot.

einer Absorption von der Größenordnung 1^m je Kpc sichergestellt. Sie ist für die visuell wirksame Strahlung etwas kleiner als für die photographischen Helligkeiten. Nebenstehende kleine Tabelle enthält eine Zusammenstellung einiger sicherer Bestimmungen der Absorption nebst Angabe der Methode und einem Literaturhinweis. Sie ist der Monographie von W. BECKER (4) „Materie im interstellaren Raume“ entnommen.

Diese Feststellung hat für unsere Vorstellungen über den Bau der Milchstraße eine außerordentlich große Bedeutung. Sie hat zu dem heute gültigen Bilde der Ausdehnung der Milchstraße und der Lage der Sonne

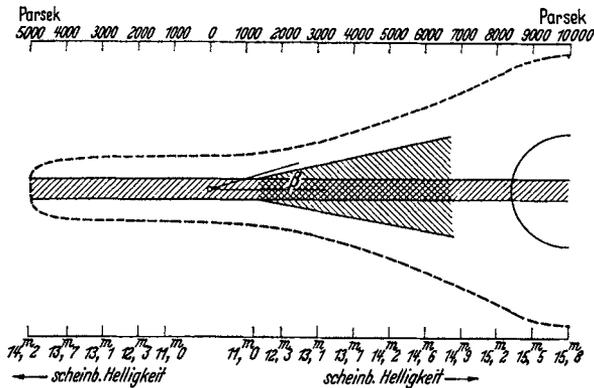


Abb. 4. Schematisches Bild der halben Milchstraße.

innerhalb derselben wesentlich beigetragen. Schematisch finden wir die eine Hälfte des Sternsystems in Abb. 4 dargestellt. Die Gesamtausdehnung des Sternsystems wird zu 30000 Parsek geschätzt, die Sonne befindet sich weit außerhalb (im Abstände von 10 Kpc) vom Zentrum, ziemlich in

der Mitte innerhalb der absorbierenden Schicht. Die punktierte Umgrenzung der Figur deutet die vermutliche äußerste Begrenzung des Systems an, der Kreis im Zentrum den Kern desselben, wie er auf Photographien gut entwickelter Spiralnebel (vgl. das 4. Bild von oben, in Abb. 2) immer deutlich hervortritt. Wir sehen oben die Entfernungen in Parsek, unten die entsprechenden mittleren scheinbaren Helligkeiten der Sterne aus diesen Entfernungen eingetragen. Diese sind ohne Rücksicht auf die Absorption berechnet; innerhalb der Absorptionsschicht, die gestrichelt eingezeichnet ist, müssen wir bei geringen Werten von β bedeutende Schwächungen von vielen Größenklassen erwarten, und das Zentrum des Systems können wir sogar auf Photographien, die Sterne der scheinbaren Helligkeit 18—20 enthalten, wahrscheinlich überhaupt nicht sehen, weil die Absorption auf dem Wege zu ihnen bis zu 10 Größenklassen ansteigt. Die Entfernung, aus der wir vermutlich überhaupt noch Sternenlicht vom Kern erhalten, ist durch den gestrichelten Konus angedeutet.

2. Die Selektivität der Absorption. Wie schon erwähnt, ist der Betrag der Absorption für die visuell wirksamen Strahlen geringer als für die photographischen. Mißt man die Absorption nach einer der oben erwähnten Methoden auf photographischen Aufnahmen gewöhnlicher Platten mit der effektiven Wellenlänge $440\text{ m}\mu$ und visuell, oder photographisch mit Gelbfilter für die Wellenlänge $550\text{ m}\mu$, so erweisen sich in den Absorptionsgebieten die beobachteten Objekte (Einzelsterne, Sternhaufen oder Nebel) verrötet. Der Farbindex, $FI = m_{\text{ph}} - m_{\text{vis}}$ weist einen positiven Farbbezef auf

$$FE = (FI)_{\text{beob}} - (FI)_{\text{norm}}$$

gegenüber seinem absorptionsfreien normalen Werte. Diese Farbenexzesse sind im allgemeinen leichter zu bestimmen als die Absolutwerte der Absorption, weil dazu nur relative Beobachtungen notwendig sind. Bei Anwendung anderer Beobachtungsmethoden oder anderer Filter erhält man die Absorptionsdifferenz je Kpc, die man auch als den selektiven Absorptionskoeffizienten bezeichnet, für andere Wellenlängen als die oben genannten. Doch ist es, wie wir in weiteren Teilen dieser Arbeit sehen werden, möglich, denselben auf die Absorptionsdifferenz zwischen 440 und $550\text{ m}\mu$ zu reduzieren. Die folgende Tabelle, die wir der Arbeit von W. BECKER (4) entnehmen, enthält eine Reihe der wichtigsten bisher bestimmten Werte der selektiven Absorption mit Angabe der benutzten Objekte und der Literaturquelle. Der Mittelwert $0^{\text{m}}30 \pm 0,04$ beträgt also etwa ein Drittel der totalen photographischen Absorption.

3. Die optische Dicke der galaktischen Absorptionsschicht. Die angeführten Werte beziehen sich auf 1 Kpc. Wie schon erwähnt, ist es sehr einfach, auch den Betrag der Absorption bei senkrechtem Durchgang durch die galaktische Absorptionsschicht zu finden, wenn man extragalaktische Objekte für die Untersuchung verwendet. Als sichersten Wert sieht man den aus der Untersuchung der Nebelzahlen von HUBBLE

Tabelle 2. Selektive Absorptionskoeffizienten je Kiloparsek.

Autor	Objekte	Wellenlänge	Selektiver Absorptionskoeffizient		
			beob.	red. auf $\frac{440}{550}$	
TRÜMPLER (2), ZUG (9)	23 off. Haufen	430/620	+ 0 ^m 36	+ 0 ^m 23	± 0 ^m 17
v. D. KAMP (10, 11)	schwache B- und A-Sterne	440/550	+ 0,35	+ 0,35	± 0,04
v. D. KAMP (10, 11)	hellere B- und A-Sterne	440/550	+ 0,27	+ 0,27	± 0,13
W. BECKER (12, 13)	helle B-Sterne	425/475	+ 0,095	+ 0,18	—
E. T. WILLIAMS (14)	helle B-Sterne	385/510	+ 0,38	+ 0,25	± 0,05
STEBBINS, HUFFER (15)	B-Sterne	426/477	+ 0,28	+ 0,48	—
RAIMOND JR. (16)	hellere Sterne	440/550	+ 0,50	+ 0,50	± 0,04
ELVEY, GLEISS- BERG (17)	helle B-Sterne	385/510	+ 0,49	+ 0,33	—
CH. WESTGATE (18)	helle B-Sterne	385/510	+ 0,34	+ 0,24	—
OEHMANN (19)	schwächere B-Sterne	391/441	+ 0,19	+ 0,29	—
			Mittel:	+ 0 ^m 30	± 0 ^m 04

folgenden von 0^m5 an. Die verschiedenen Bestimmungen dieser Größe, die wir hier nicht anführen wollen, schwanken zwischen 0^m3 und 1^m0. Die Frage, ob die Sonne sich südlich oder nördlich von der Zentralebene der galaktischen Schicht befindet oder genau in derselben, muß noch als unentschieden gelten. Über die wahre geometrische Höhe der Schicht läßt sich auch noch nichts aussagen, weil der Dichtegradient noch ganz unbekannt ist.

4. Die Dunkelwolken. Die interstellare Materie ist, wie schon erwähnt, so ungleichmäßig verteilt, daß ihre Verdichtungen, die sog. Dunkelwolken, auf den Photographien als Sternleeren mit scharfer Umgrenzung auffallen und ein besonderes Studium erfordern. Man kann sogar, wie W. BECKER (4) es in seiner Monographie „Materie im interstellaren Raume“ tut, die Frage aufwerfen, ob es überhaupt ein kontinuierliches Stratum dieser Materie gibt, oder ob vielmehr dieses in diskrete kulissenartig hintereinander angeordnete Dunkelwolken zerfällt. Das scheint aber aus dynamischen Gründen kaum diskutierbar zu sein. Natürlicher ist die Annahme von lokalen Verdichtungen des Stratums von oft sehr unregelmäßiger Form. Die Stabilität dieser Wolken in Abhängigkeit von ihrer Dichte und Gesamtmasse, das Problem ihrer Entstehung werden uns in späteren Kapiteln eingehend beschäftigen. Hier sollen nur kurz die Methoden der Bestimmung ihrer Entfernung und Ausdehnung besprochen werden.

Die Auffindung der Wolken erfolgt direkt nach dem Anblick von guten Photographien, auf denen sie als Sternleeren auffallen, wobei aber auch der Untergrund der Platte, der immer wesentlich heller ist als in der sternreichen Umgebung, eine Rolle spielt. Dieser Untergrund ist durch die nicht aufgelösten schwächsten Sterne bedingt und erscheint heller an Stellen des Himmels, in denen die vorgelagerte Wolke das Licht dieser nicht aufgelösten schwächsten Sterne auslöscht. Die Auswahl und die Anzahl der auffallenden Dunkelwolken ist deshalb in hohem Grade von der Lichtstärke und dem Auflösungsvermögen (Brennweite) der für die Aufnahme benutzten Optik abhängig. Man kann sagen, daß bisher nur ein kleiner Bruchteil derselben aufgefunden und ein noch kleinerer in bezug auf Entfernung und Ausdehnung untersucht worden ist. Die Bestimmung dieser Größen beruht auf Sternzählungen innerhalb der Wolke und in der Umgebung derselben, wobei angenommen wird, daß die Sternzahlen der Umgebung normal, d. h. von der Absorption unbeeinflusst sind. Man kann auch als normale Sternzahlen nicht diejenigen der direkten Umgebung, sondern wie v. D. PAHLEN (20) gewisse Durchschnittswerte der Sternzahlen für dieselbe galaktische Breite benutzen. Von den Methoden der Verwendung der Sternzahlen verschiedener Helligkeit $A(m)$ zur Bestimmung der Entfernung der Dunkelwolke wollen wir nur zwei besprechen.

PANNEKOEK (21) geht von der Integralgleichung (1) des absorptionsfreien Gebietes für die Sternzahlen aus. Für die Dunkelwolke, die sich im Abstände r_1 befinden möge, gilt diese Gleichung für die Sternzahlen $A(m)$ vor der Wolke, wenn man nur die obere Grenze des Integrals $= r_1$ setzt. Für die Sterne hinter der Wolke gilt dagegen

$$A(m - \varepsilon) = \omega \int_{r_1}^{\infty} r^2 D(r) \varphi(m + 5 - 5 \log r - \varepsilon) dr, \quad (3)$$

wo ε der Absorptionsbetrag ist. Die Tiefenausdehnung der Dunkelwolke ist dabei vernachlässigt. Die beobachteten Sternzahlen in einem Dunkelgebiet $A'(m)$ setzen sich dann zusammen aus beiden Summanden

$$A'(m) = \gamma_1 A(m) + \gamma_2 A(m - \varepsilon). \quad (4)$$

Die unbestimmten Koeffizienten γ_1 und γ_2 werden dazu benutzt, die unbekanntene Entfernung r_1 und den Absorptionsbetrag ε zu berechnen. Nachdem die Dichtefunktion $D(r)$ und die Leuchtkraftfunktion $\varphi(M)$ etwa durch eine spezielle Untersuchung der Umgebung der Dunkelwolke bestimmt worden sind, variiert man r_1 , und ε solange, bis die aus den Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{\omega \int_0^{r_1} r^2 D(r) \varphi(m + 5 - 5 \log r) dr}{A(m)}, \\ \gamma_2 &= \frac{\omega \int_{r_1}^{\infty} r^2 (D(r) \varphi(m + 5 - 5 \log r - \varepsilon) dr}{A(m - \varepsilon)} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

berechneten Werte von γ_1 und γ_2 der Gleichung (4) genügen.

Tabelle 3. Untersuchte Dunkelwolken nach einer Zusammenstellung von W. BECKER.

Gebiet	λ °	β °	Methode	Grenz- helligkeit	Entfernung pc	Absorption	Selektion	Weilenlänge μ
Taurus (31)	—	—	<i>m_{ph}</i>	18 ^m , 5	200	1 ^m	—	440
Taurus (32, 33)	140	-13	<i>m_{ph}</i>	17	< 250	2,5-4	—	440
Taurus (34)	—	—	<i>m, Sp</i>	9	250	—	—	—
Taurus (35)	—	—	<i>m, Sp</i>	9	100	—	—	—
S Mon (36)	170	+ 3	<i>m</i>	17	410-575	2,1	—	440
S Mon (37)	170	+ 3	<i>m_{ph}, m</i>	?	500-1000	1,5-2,0	+ 0 ^m , 14	440, 550
Orion (38)	175	-20	<i>m_{ph}</i>	13	300	1	—	440
η -Carinae (39)	254	0	<i>m, Sp, FI</i>	15,3	800	0,8	0,0	440, 550
Kohlensack (40)	272	0	<i>m_{ph}</i>	13	150	1	—	440
Kohlensack (40)	272	0	<i>m_{ph}</i>	13	150	1	—	440
Kohlensack (41)	272	0	<i>m_{ph}</i>	14,8	150	1	—	440
Oph. Ser (31)	—	—	<i>m_{ph}</i>	18	200	1	—	440
Oph. Ser (34)	—	—	<i>m, Sp</i>	9	200	—	—	—
Oph. Ser (35)	—	—	<i>m, Sp</i>	9	250	—	—	—
ρ -Ophiuchi (42)	320	+16	<i>m_{ph}</i>	15	110-300	2,8	—	440
θ -Ophiuchi (43)	329	+ 4	<i>m_{ph}</i>	15	100, 210-280	2,3-4	—	440
θ -Ophiuchi (44)	329	+ 4	<i>m, Sp</i>	12	250	2,0	—	440
ξ -Ophiuchi (45)	331	+ 8	<i>m_{ph}</i>	14,7	sehr gering	0,9	—	440
Sgr. Scu (24, 27, 28)	350	- 2	<i>m, Sp</i>	11	600	0,6	—	440
Scutum (46)	356	- 3	<i>m, Sp</i>	11	sehr gering	3	—	440
Sc. Area 110 (31)	359	+ 1	<i>m_{ph}</i>	17	180-265	3,3	—	440
R Cor austr (47)	327	-19	<i>m_{ph}</i>	17	sehr gering	3,5	—	440
Vul. Cyg (48)	39	- 4	<i>m_{ph}</i>	14	150	1,7-3,3	—	440
Cygnus (24, 27, 28)	43	- 3	<i>m, Sp, FI</i>	11	200, 500-700	2	—	440
Nordam. Neb. (49)	53	0	<i>m_{ph}</i>	16	600	1,5	+ 0,2	395, 440
Nordam. Neb. (50)	53	0	<i>m, FI</i>	14,2	210, 560	< 3	—	440
52 Cygni (22)	40	- 8	<i>m_{ph}</i>	17	75-200, 600-800	0,6 bzw. 2,6	+ 0,25	440, 550
Cepheus (51)	68	+ 2	<i>m_{ph}</i>	15,7	400-560	1	—	440

Cepheus (24, 27, 28)	68	2	<i>m</i> , <i>Sp</i> , <i>FI</i>	11	200—500	0,9	+ 0,07	395, 440
	68	2	<i>m</i> , <i>Sp</i> , <i>FI</i>	11	800	1,5	—	440
Cepheus (52)	67	3	<i>m</i> , <i>Sp</i> , <i>FI</i>	15	250—425	0,9	+ 0,35	440, 550
	67	3	<i>m</i> , <i>Sp</i> , <i>FI</i>	15	800—1150	1,1	+ 0,16	440, 550
Cepheus (52)	67	3	<i>m</i> , <i>Sp</i> , <i>FI</i>	12	150—250	0,5	+ 0,2	446, 636
Nordpol (54)	76	+ 20	<i>m^{ph}</i>	15,2	500	1,5	—	440
Nordpol (55)	92	+ 31	<i>m^{ph}</i>	17,7	200	0,5	—	440
Cassiopeia (24, 27)	98	— 1	<i>m</i> , <i>Sp</i>	11	ungewiß	?	—	440
	127	— 10	<i>m</i> , <i>Sp</i> , <i>FI</i>	13	260—380	0,4	+ 0,18	435, 550
ξ-Persei (56)	127	— 10	<i>m</i> , <i>Sp</i> , <i>FI</i>	13	1000	> 1,5	—	435
o-Persei (57)	128	— 18	<i>m^{ph}</i>	15	290—435	2,5	—	440
o-Persei (58)	128	— 18	<i>m^{ph}</i>	14,2	< 100, 340—690	1,4	—	440
Auriga (24, 27, 28)	136	— 4	<i>m</i> , <i>Sp</i> , <i>FI</i>	11	70—450	1,9	+ 0,21	395, 440

Bemerkungen: *m^{ph}* photographische, *m* photovisuelle Helligkeit, *Sp* Spektralklassifikation, *FI* Farbenindex. Als Wellenlängen sind, wenn vom Autor nicht anders angegeben wurde, die für photographische bzw. visuelle Helligkeiten üblichen gegeben. Die Beziehung zwischen mittlerer visueller Helligkeit und Entfernung wurde der Tabelle 8 in Groninger Publ. Nr. 45 entnommen. Die erforderliche Umrechnung der visuellen Helligkeiten in photographische geschah mit den Daten von SEARES in Astrophys. J. 61, 127, Formel 8 und 9. Die Entfernungsangaben weichen mitunter von denjenigen der Autoren ab.

Sehr viel angewandt ist eine einfache graphische Methode von M. WOLF (23), die allerdings die Streuung der absoluten Leuchtkräfte unberücksichtigt läßt, dafür aber eine, wenn auch sehr unsichere Vorstellung von der Tiefenausdehnung der Wolke vermittelt. Hier werden die Logarithmen der Sternzahlen nach der scheinbaren Größe in ein Diagramm eingetragen und ergeben für das Vergleichsfeld und für das Dunkelfeld 2 Kurven. Diese Kurven müssen bis zu derjenigen scheinbaren Größe zusammenfallen, bei der die Dunkelwolke beginnt. Von dann an werden die Sternzahlen des verdunkelten Gebietes kleiner sein als diejenigen des Vergleichsfeldes, und dieser Unterschied wird solange zunehmen, bis man in die Entfernung der hinteren Begrenzung der Wolke gelangt. Von hier an müssen die beiden Kurven parallel verlaufen, weil alle hinter der Wolke befindlichen Sterne um denselben Betrag geschwächt sind. Dieser Betrag der Gesamtab-sorption der Wolke kann deshalb als Abszissendifferenz für gleiche Sternzahlen aus dem Gebiete des parallelen Verlaufes der Kurve direkt entnommen werden. Als Beispiel führen wir das WOLF-Diagramm für das Dunkelgebiet bei

ϑ -Ophiuchi nach R. MÜLLER (23) an (Abb. 5). Hier sind aber nicht die Logarithmen der Sternzahlen einer bestimmten scheinbaren Helligkeit $A(m)$, sondern der Sternzahlen $N(m)$ aller Sterne bis zur Größe m eingetragen.

Bei dieser Methode sind den scheinbaren Helligkeiten bestimmte Entfernungen zugeordnet, in der Voraussetzung, daß die absoluten Helligkeiten der Sterne alle gleich sind. Bei dieser Annahme sind der Anfang und die Tiefe der Wolke aus dem Diagramm eindeutig abzulesen. Die wirklich vorhandene bedeutende Streuung der absoluten Helligkeiten der Sterne hat einen großen Einfluß auf den Verlauf der WOLFSchen Kurven, und die entnommene Tiefenausdehnung ist, wie MILLER (23)

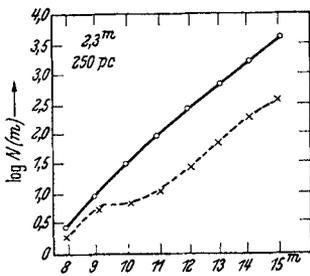


Abb. 5. WOLF-Diagramm für das Dunkelgebiet bei ϑ -Ophiuchi nach R. MÜLLER.

gezeigt hat, in Wirklichkeit illusorisch. Wesentlich sicherer wird die Anwendung der WOLFSchen Methode, wenn man die Sternzählungen nach Spektralklassen getrennt durchführt, und nur die frühen Spektraltypen, bei denen die Streuung der absoluten Helligkeit gering ist, für die Diagramme verwendet. C. SCHALÉN (24—30) benutzt bei Verwendung von Objektivgitteraufnahmen von Dunkelwolken gewisse, von den schwedischen Astronomen entdeckte spektrographische Merkmale der

absoluten Helligkeit der Sterne, wodurch ihre Entfernungen noch sicherer bestimmt werden. Wir übergangen die sehr große Zahl verschiedener Arbeiten, die sich mit der Kritik und der Vervollkommnung der beiden hier besprochenen Methoden der Entfernungs- und Tiefenbestimmung der Dunkelwolken beschäftigen. Das praktische Ergebnis der ganzen Dunkelwolkenforschung ist schon wegen des großen Arbeitsaufwandes, die das Studium einer einzelnen Wolke erfordert, aber auch wegen der theoretischen Schwierigkeit, ein so verwickeltes Phänomen durch einfache Voraussetzungen zu erfassen, nur gering. Wir bringen in Tabelle 3 ein Verzeichnis der untersuchten Dunkelwolken aus der Monographie von W. BECKER (4). Sie enthält Angaben über die benutzte Methode, die Entfernungen und Tiefen der Wolken, den Absorptionsbetrag und die Literaturquelle. Wir sehen, daß nur die nähere Umgebung der Sonne bis etwa 1000 Parsek bisher untersucht ist, nur wenige Wolken liegen weiter als 600 Parsek entfernt, doch auch von diesen näheren Wolken bilden die untersuchten wahrscheinlich nur einen geringen Bruchteil.

II. Die Theorie der interstellaren Absorption.

5. Die Dichte der interstellaren Materie. Für die Bestimmung des Aggregatzustandes der interstellaren Materie ist es notwendig, die Gesetze der Lichtschwächung des durchgehenden Lichtes (Extinktion) bei ver-

schiedenen Zuständen des Mediums für dieselbe Masse desselben aufzustellen und untereinander zu vergleichen. Eine obere Grenze für die gesamte Masse des interstellaren Stratum und auch der einzelnen Dunkelwolken läßt sich angeben, und diese obere Grenze, die aus dynamischen Betrachtungen folgt, ist dann für die Entscheidung über den Aggregatzustand von entscheidender Bedeutung.

KAPTEYN (59) untersuchte die pekuliären Geschwindigkeiten der Sterne senkrecht zur galaktischen Ebene und fand, daß die Beschleunigung, die ein Stern durch die Gesamtmasse der Sterne und der dunklen Materie erfährt, nicht größer sein könne als diejenige, die von 0,092 Sonnenmassen je pc^3 verursacht wird. Die Raumdichte der Sterne ist leider nicht genügend sicher bekannt. Dazu wäre die Kenntnis der Anzahl der absolut schwachen unsichtbaren Sterne notwendig. OORT fand auf Grund der Sternhäufigkeit bis zu den Sternen der absoluten Größe $M = 13,5$ eine Dichte von $0,038 \text{ } \odot/\text{pc}^3$. VAN MAANEN (60) machte eine Schätzung der Helligkeitsfunktion der Sterne bis zur abs. Gr. $M = 19$. Eine vorläufige Berechnung der Sterndichte ergab hieraus $0,066 \text{ } \odot/\text{pc}^3$. J. GREENSTEIN (62) hält den Wert von $0,04 \text{ } \odot/\text{pc}^3$ für den wahrscheinlichsten und findet damit $0,05 \text{ } \odot/\text{pc}^3$ oder $3,6 \cdot 10^{-24} \text{ g/cm}^3$ als obere Grenze der Dichte der interstellaren dunklen Materie. Diese Grenze ist aber noch zu hoch, denn die Dichte in den Dunkelwolken ist jedenfalls größer als im Stratum, und eine Dunkelwolke der Dichte 10^{-23} g/cm^3 und von 1 Kpc^3 Rauminhalt würde auf die umgebenden Sterne Gravitationswirkungen ausüben, wie sie in Wirklichkeit nicht beobachtet werden. Kleinere Wolken von dieser und noch größerer Dichte sind allerdings dynamisch möglich und auch in Wirklichkeit beobachtet.

Trotzdem ist die KAPTEYN-OORTSche Grenzdichte von größter Bedeutung für die weiteren Betrachtungen.

Die Extinktion durch Gase. Abgesehen von der reinen Absorption in Gasen, die sich in Absorptionslinien und -banden offenbart, haben wir es bei Gasen mit der Extinktion durch Streuung zu tun, und diese ist durch die RAYLEIGHsche Formel: Extinktion = $1 - e^{-\beta \lambda^{-4}}$ gegeben, wo

$$\beta = \frac{32}{3} \pi^3 \frac{(n-1)^2}{N} = \frac{32}{3} \pi^3 \frac{(n_0-1)^2}{N_0^2} N. \quad (6)$$

n ist der Brechungsexponent des Gases und N die Anzahl der Gasmoleküle je cm^3 . Dieselben Größen mit dem Index 0 beziehen sich auf die Normalbedingungen von Dichte und Temperatur unserer Atmosphäre an der Erdoberfläche. β entspricht der Extinktion für die Einheit des Lichtweges, d. h. 1 cm. Auf Grund der Gleichung

$$N = \frac{\delta}{\gamma},$$

wo δ die Dichte in g/cm^3 und γ das Molekulargewicht des Gases, kann man mit einem Werte von $\frac{(n_0-1)^2}{\gamma}$, den wir für 11 Gase im Mittel zu

$6 \cdot 10^{15}$ berechnet haben und mit $N_0 = 2,7 \cdot 10^{19}$ einen Durchschnittswert der Extinktion durch Gase berechnen. Wir finden für die Extinktion in Größenklassen: $\Delta m^{\text{Kpc}} = 2,5 \text{ Mod. } (\beta)^{\text{Kpc}} \lambda^{-4}$ und für $\lambda = 500 \text{ m}\mu$

$$\Delta m^{\text{Kpc}} = 1,4 \cdot 10^{18} \delta. \quad (7)$$

Hieraus ersieht man, daß die Streuung durch Gase den erforderlichen Betrag der Extinktion (der die Größenordnung von 1^m je Kpc hat) erst bei einer Dichte von 10^{-18} g/cm^3 erreicht.

Jetzt wollen wir diejenigen Ursachen der Absorption behandeln, die unabhängig von der Wellenlänge sind und deshalb keine Verfärbung des Sternlichtes hervorrufen.

Die Absorption durch Abdeckung. Bezeichnet d den Durchmesser eines Teilchens in cm, δ_f die Dichte in g/cm^3 , so findet man leicht für die Absorption durch Abdeckung (61, s. 65) auf dem Lichtwege von 1 Kpc die Formel

$$\Delta m_f^{\text{Kpc}} = \frac{5,0}{d} \delta_f 10^{21}. \quad (8)$$

Sie gilt für Teilchen mit $d > 10^{-4} \text{ cm}$, weil das die Grenze ist, bis zu der die sichtbare Strahlung keine Beugungserscheinungen und damit auch keine Verfärbung aufweist. Die Absorption ist also desto größer, je feiner die Materie aufgeteilt ist. Soll sie aber ohne Verfärbung erfolgen, so ist die Maximaldichte aus der Gleichung zu bestimmen

$$\delta_f \geq \frac{\Delta m_f^{\text{Kpc}}}{5} 10^{-25}. \quad (9)$$

Dabei ist Δm_f^{Kpc} von der Ordnung 1.

Hieraus ersieht man, daß die Absorption durch Abdeckung bei Dichten von 10^{-25} gm/cm^3 , die unterhalb der KAPTEYN-OORTSchen Grenze liegen, die beobachteten Absorptionsbeträge erklären kann. Da sie aber keine Verfärbung hervorruft, kann sie nicht die alleinige Ursache der Absorption sein.

Die Absorption durch freie Elektronen. Aus der Quantentheorie folgt für die Streuung durch Elektronen je gm Masse die Formel

$$k = \frac{8A \pi e^4}{3 m^2 c^4} \left(1 - 2 \frac{h \nu}{m c^2} \right),$$

in der $\frac{2 h \nu}{m c^2}$ von der Ordnung 10^{-5} ist, so daß ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge vernachlässigt werden kann. Aus ihr leitete EDDINGTON (63) die Gleichung ab

$$k = 6,57 \cdot 10^{-25} N_e,$$

wo N_e die Anzahl der Elektronen je gm ist. Bei vollständiger Ionisation, wenn also $3,01 \cdot 10^{23}$ Elektronen auf 1 gm Masse kommen, erhält man

hieraus in Größenklassen (61, s. 64)

$$(\Delta m)_{el} = 0,216$$

und für 1 Kpc, wenn man als Bruchteil der freien Elektronen im interstellaren Raume ein Zehntel aller vorhandenen annimmt, findet man (61, s. 65)

$$(\Delta m)_{el}^{Kpc} = 6,5 \cdot 10^{19} \delta_g. \quad (10)$$

Dichten von 10^{-20} wären somit erforderlich, um den beobachteten Betrag von Δm^{Kpc} zu erklären. Die Absorption durch freie Elektronen scheidet somit aus.

Die Extinktion durch feste Teilchen beugender Größe. Die beiden Annahmen, daß die Extinktion des Sternlichts entweder durch Abdeckung ohne Verfärbung oder proportional zu λ^{-4} durch Gase erfolgt, waren die naheliegendsten und sind deshalb an der Hand des Beobachtungsmaterials in erster Linie diskutiert worden. Hier sind zunächst die Arbeiten von E. SCHOENBERG (61) und von W. GLEISSBERG (64, 65, 66) zu nennen. SCHOENBERG setzte auch die Möglichkeit fester, total reflektierender Teilchen beugender Größe voraus, die bei Durchmessern $\frac{3}{2}\lambda > d > \frac{1}{2}\lambda$ nach der Beugungstheorie von G. MIE (68) für durchgehendes Licht eine schwächere Verfärbung als die RAYLEIGHSCHE hervorrufen können. C. SCHALÉN (67) hat als erster aus seinen sorgfältigen Beobachtungen der differentiellen Extinktion in Dunkelwolken die Hypothese *metallischer* Partikel beugender Größe diskutiert. Sie hat sich als außerordentlich fruchtbar erwiesen und eine größere Reihe von ähnlichen Untersuchungen angeregt. SCHOENBERG und JUNG (69) zeigten durch Reihenentwicklungen der strengen Ausdrücke von MIE, daß die Verfärbung bei kleinsten metallischen Partikeln proportional zu λ^{-1} erfolgen müsse, wie es die Beobachtungen von SCHALÉN erforderten. Es blieb aber noch unerwiesen, ob die beobachtete schwache Verfärbung nicht durch eine Mischung verschiedener Partikelgrößen, von denen ein Teil nur durch Abdeckung zur Absorption des Lichts beiträgt, bewirkt wird. Mit diesen Problemen beschäftigen sich die Arbeiten von E. SCHOENBERG und JUNG (70), von J. L. GREENSTEIN (62) und von C. SCHALÉN (71). Wir wollen diese Untersuchungen, die im wesentlichen zu demselben Ergebnis kommen, hier in den Grundzügen diskutieren. Dazu müssen wir auf die ihnen allen zugrunde liegenden Formeln von MIE zurückgreifen.

Die Extinktion je cm durch eine Wolke kugelförmiger metallischer Teilchen infolge von Absorption und Streuung ist, wenn N Teilchen je cm^3 kommen, durch die Formel gegeben

$$k = N \frac{\lambda^2}{2\pi} \operatorname{Im} \left[\sum_1^{\infty} (-1)^r (a_r - p_r) \right], \quad (11)$$

wo a_r und p_r BESSEL-RICCATISCHE Funktionen des komplexen Brechungs-exponenten der Teilchen $m = \bar{n} - i\bar{k}$ und der Größe $\alpha = \frac{\pi d}{\lambda}$ (d Durch-

messer des Partikels, λ die Wellenlänge des Lichts) sind. Für die Lichtschwächung infolge der Streuung allein gilt nach MIE die analoge Formel

$$k' = N \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_1^{\infty} \frac{|a_\nu|^2 + |\phi_\nu|^2}{2\nu + 1}. \quad (12)$$

Dieser Ausdruck muß definitionsgemäß als Summand in die Formel (6) eingehen und für $\bar{k} = 0$ sich aus ihr ergeben. Das ist bei dem komplizierten Aufbau der Funktionen a_ν und ϕ_ν nicht ohne weiteres ersichtlich, tritt aber in der Reihenentwicklung der Formel (6) nach den Potenzen von λ , die SCHOENBERG und JUNG (69 u. 70) gegeben haben, deutlich zutage, wobei es sich dann erweist, daß das Hauptglied der Formel (12) mit dem 3. Gliede der Reihe für die Formel (11) identisch ist. Diese Reihe kann man in der Form schreiben

$$k = \beta_1 \lambda^{-1} + \beta_3 \lambda^{-3} + \beta_4 \lambda^{-4} + \beta_5 \lambda^{-5} + \dots, \quad (13)$$

wo die Koeffizienten β Funktionen von m und d sind. Bei $\bar{k} = 0$, also reellem Brechungsindex, d. h. für nicht absorbierende Teilchen, verschwinden alle ungeraden Glieder der Reihe (13) und die übrigbleibenden stellen eine Reihenentwicklung der Formel für k' für reine Streuung dar. Die Reihen sind nur konvergent, wenn $\alpha = \frac{\pi d}{\lambda} < 1$. Für sehr kleine Teilchen ist die Konvergenz sehr gut, und man ersieht aus (13), daß die Absorption durch Streuung allein wesentlich kleiner sein muß als diejenige durch Streuung und Absorption. Für eine Abschätzung der Extinktion durch eine Wolke nicht absorbierender Teilchen bis zur Größe $d = \frac{1}{3} \lambda$ genügt das erste Glied der Reihenentwicklung für (12), d. h. das 3. Glied der Reihe (13). Dieses ist die RAYLEIGH-Streuung für feste Teilchen und nach MIE gleich

$$\left. \begin{aligned} \beta_4 \lambda^{-4} &= 2 \pi^3 C V \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \lambda^{-4} = 24 \pi^3 \frac{C^2}{N_f} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \lambda^{-4} \\ &= 4 \pi^4 C d^3 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \lambda^{-4}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

wo $C = N_f V$ ($V =$ Volumen eines Partikels) die Konzentration bedeutet. Sie wächst also mit der 3. Potenz des Durchmessers, soweit die oben genannte Grenze desselben nicht überschritten wird. Als Maximalbetrag für die Wellenlänge $\lambda = 500 \mu$, Partikelgrößen $d = 10^{-6}$ cm und einen Durchschnittswert von $m = 1,5$ findet man als Extinktion je Kpc

$$(\Delta m)^{\text{Kpc}} = 6,5 \cdot 10^{25} \delta_f, \quad (15)$$

d. h. die Streuung an kleinsten festen, nicht absorbierenden Teilchen erfordert Dichten des interstellaren Raumes, die unterhalb der KАРTEУN-OORTSchen Grenze liegen. Die Hypothese widerspricht aber dem von SCHALÉN festgestellten Verfärbungsgrad, denn sie erfolgt proportional zu λ^{-4} . Noch geringere Dichten erfordert die Annahme absorbierender Teilchen. Hier gelten die ersten Glieder der Reihenentwicklung (13), in

der das erste Glied allein nach einer Abschätzung von SCHOENBERG und JUNG (8) streng nur bis zu Durchmessern $d = 10^{-6}$ cm ausreicht. Für eine Abschätzung des Absorptionsbetrages kann man mit diesem Gliede bis zu Durchmessern von $d = 10^{-5}$ cm extrapolieren. Es hat nach MIE die Form

$$\beta_1 \lambda^{-1} = \frac{6 C \pi I m \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)}{\lambda}. \quad (16)$$

Im $\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)$ ist selbst eine Funktion der Wellenlänge, wie man aus der graphischen Darstellung dieser Funktion für verschiedene Metalle und Alkali von SCHOENBERG und JUNG (6g) entnehmen kann, und dasselbe gilt auch in Formel (14) für $\left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2$. Deshalb ist die Reihe (13) keine strenge Entwicklung nach den Potenzen von λ , und die Abhängigkeit von der Wellenlänge muß für jedes Element getrennt untersucht werden. Für die Berechnung der Größenordnung der Absorption nach (16) kann man entsprechend den genannten Kurven mit dem Durchschnittswert -1 rechnen und erhält dann für die Wellenlänge 500 μ als Absorption für 1 Kpc

$$(\Delta m_j)^{\text{Kpc}} = 3,9 \cdot 10^{26} \delta_j. \quad (17)$$

Wir erhalten also dynamisch zulässige Dichten und dazu ein Verfärbungsgesetz der Absorption, das nahezu den Beobachtungen entspricht.

Die Hypothese metallischer Partikel kann weiter verfolgt werden, wenn man die Reihe (13) für verschiedene Alkalien und Metalle, deren Auftreten im Weltall wahrscheinlich ist und für die die optischen Konstanten \bar{n} und \bar{k} bekannt sind, genau berechnet. Außerhalb der Gültigkeit der Reihe (13), d. h. für Partikel mit $d > 10^{-6}$ cm können die strengen Ausdrücke von MIE (6) mit den in seiner Arbeit gegebenen Hilfsmitteln berechnet werden. Die Absorption ist für jedes Metall verschieden und abhängig von $\alpha = \frac{\pi d}{\lambda}$, d. h. vom Durchmesser der Teilchen und der Wellenlänge, außerdem natürlich von der Gesamtmasse der Teilchen auf dem Lichtwege. SCHOENBERG und JUNG (6i) wählen zur Veranschaulichung ihrer Rechenergebnisse eine graphische Darstellung des Betrages der Absorption je Kpc für verschiedene Partikeldurchmesser bei konstanter Konzentration oder Gesamtmasse (Abb. 6). Die Selektivität ist dadurch veranschaulicht, daß die Kurven für 2 verschiedene Wellenlängen berechnet sind, die unter dem Symbol des Metalls links angegeben stehen. Der Raum zwischen ihnen ist einheitlich gestrichelt. Für Partikelgrößen $d > 10^{-6}$ sind die Daten von C. SCHALÉN (67, 71) benutzt. Diese reichen bis $d = 3 \cdot 10^{-5}$ cm. Die Absorptionskurven können von hier aus so gezogen werden, daß sie für alle Metalle allmählich in die Asymptote einmünden, welche die Absorption durch Abdeckung in Abhängigkeit vom Durchmesser der Teilchen darstellt. Die Kurven für die Alkalimetalle zeigen besonders große Schwankungen des

Absorptionsbetrages und auch der Selektivität. Die Maxima beider Größen liegen bei $d = 10^{-5}$ cm. Es treten aber mehrere Überschneidungen der für 2 Wellenlängen berechneten Kurven ein, so daß für bestimmte Durchmesser die Verfärbung verschwindet und für benachbarte sogar das

umgekehrte Vorzeichen, wenn auch in sehr geringem Betrage, annehmen kann. Hieraus schließen die Verfasser, daß, wenn auch der Schluß auf metallische Teilchen von der Größenordnung $d = 10^{-5}$ cm sehr wahrscheinlich ist, über Zusammensetzung der Wolken aus diesem oder jenem Metall und über das Mischungsverhältnis der verschiedenen Metalle aus der Selektivität der Absorption ein Schluß niemals möglich sein wird. Die Unsicherheit wird noch verstärkt durch die Unkenntnis der Frequenz der einzelnen Partikelgrößen, die das Ergebnis auch wesentlich beeinflussen kann. Doch kann für die Beimischung gröberer, nicht verfärbender Teilchen ein Grenzwert abgeleitet werden. Durch Integration über die Kurven der Absorption für gleiche Konzentration innerhalb und außer-

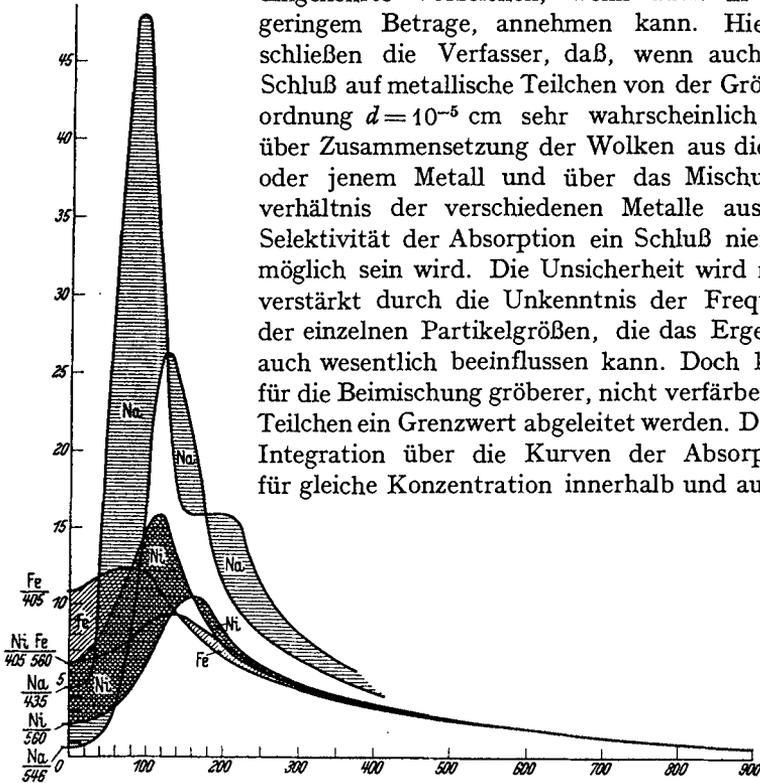


Abb. 6. Die Abszissen sind Partikeldurchmesser d in $m\mu = 10^{-7}$ cm; die Ordinaten — die Absorptionsbeträge Δm für 1 Kpc $= 3,08 \times 10^{21}$ cm und eine Konzentration der Partikel $C = NV = 10^{-24}$. Gestrichelt sind die Flächen zwischen den Absorptionskurven desselben Metalls für 2 Wellenlängen, deren Werte unter den Bezeichnungen Fe, Ni, Na links von der Ordinatenachse stehen. Das Gebiet der Beugung des Lichts, in dem die Absorption für 2 Wellenlängen verschieden ist und die gestrichelten Flächen eine merkbare Höhe aufweisen, ist für die schweren Metalle (Fe, Ni) bei $d = 300 m\mu$ zu Ende, für Na bei etwas größeren Durchmessern. Alle Kurven münden in der Hyperbel der Abdeckungsabsorption, die durch die Gleichung

$$\Delta m_a^{Kpc} = \frac{0,5}{d} \text{ bestimmt ist. [Aus Bd. IV der „Mitteil. der Sternwarte Breslau“ (1937).]}$$

halb des Gebiets der Verfärbung für 2 verschiedene Wellenlängen kommen die Verfasser zum Ergebnis, daß man die Gesamtmasse der feinsten Teilchen von $d = 10^{-7}$ bis 10^{-5} cm größer annehmen muß als die der größeren, die keine oder nur geringe Verfärbung hervorrufen. Die oben formulierten Sätze können nicht dadurch erschüttert werden, daß ihre Voraussetzung einer kugelförmigen Begrenzung der Teilchen in der Natur sicher nicht streng erfüllt sein wird. P. WELLMANN (72) untersucht nach der Methode von MIE den Einfluß der Beugung auf unend-

lich dünne zylindrische Teilchen und findet Abweichungen von dem λ^{-1} -Gesetz. Dieses gilt für sehr kleine Kügelchen nach MIE auch nur dann, wenn der Koeffizient β_1 in (13), oder die in ihm enthaltenen optischen Konstanten, keine Abhängigkeit von der Wellenlänge aufweist. Abgesehen davon, daß die Kugelform eine mindestens ebenso gute Annäherung an die Wirklichkeit darstellen wird, wie ein unendlich dünner zylindrischer Faden, sind die von WELLMANN gefundenen Abweichungen aber nicht von grundsätzlicher Bedeutung für das Problem. Das Vorherrschen kleiner metallischer Teilchen ist insofern sehr bemerkenswert, als es diejenigen Teilchengrößen sind, die von allen möglichen die größte Gesamtabsorption und größte Selektivität aufweisen. Das wird durch die Kurven in Abb. 6 veranschaulicht. Auch der Strahlungsdruck der im Weltall vorherrschenden Sternstrahlung hat sein Maximum in diesem Gebiete der Teilchengrößen. SCHOENBERG und JUNG sehen darin den Grund der Ansammlung dieser Teilchen in sternfernen Räumen, während die nähere Umgebung der Sterne von ihnen frei sein müßte. Sie finden übrigens keinen kontinuierlichen Übergang von den feinsten Teilchen des interstellaren Raumes zu den gröberen Meteoriten, die die Erdoberfläche treffen. B. JUNG fand in einer am Schluß dieser Arbeit zu erörternden Theorie auch die Ursache für das Vorherrschen der feinsten Teilchen in der photoelektrischen Ionisation der Materie des Weltraums.

In etwas anderer Art behandelt J. GREENSTEIN (62) dasselbe Problem. Sie verdient wegen seiner Wichtigkeit eine gesonderte Besprechung, wenn auch die Ergebnisse im wesentlichen dieselben sind. GREENSTEIN führt als Maß der Absorption einen Wirkungsfaktor (Efficiency-Factor) $Q(a)$ ein, wo $a = d/2$ der Radius der Kugel ist. Er bedeutet das Verhältnis der wahren Absorption $k_\lambda(a)$ zur Absorption durch Abdeckung

$$Q(a) = \frac{k_\lambda(a)}{N\pi a^2} \quad (18)$$

und wird aus vorhandenen Daten über $k_\lambda(a)$, oder auch neu für verschiedene Brechungsexponenten und verschiedene Partikelgrößen nach der MIESCHEN Formel berechnet. Dabei erstreckt sich die Rechnung bis zu Werten von $\alpha = \frac{\pi d}{\lambda}$, die zwischen 6 und 15 liegen, was Partikeldurchmessern entspricht, die ein Mehrfaches der Wellenlänge ausmachen. Hier ist die MIESCHE Theorie nicht mehr anwendbar. Die Absorption ist immer noch größer als diejenige durch Abdeckung allein, indem der Querschnitt des Teilchens noch um den Beugungsring vergrößert ist. Man kann in diesem Falle für den Wirkungsfaktor $Q(a)$ schreiben

$$Q(a) = 1 + \frac{2f(\lambda, m)}{a}, \quad (19)$$

wo $f(\lambda, m)$ ein Maß für die lineare Ausdehnung des Beugungsringes ist. Bei $\alpha = 10$ ist der Radius des Teilchens durch die Beugung etwa verdoppelt, so daß $Q(a)$ nahezu 2 ist; es nimmt dann asymptotisch bis 1 ab.

GREENSTEIN hat bei der Berechnung der Absorption durch Teilchen mit $\alpha > 10$ der Funktion $f(\lambda, m)$ nach Abschätzungen von OTTO STRUVE Rechnung getragen. In der Abb. 7 sind nur die streng berechneten Werte von $\log Q(\alpha)$ eingetragen; sie gelten für dielektrische Kugeln, d. h. für reelle Brechungsindices m , deren Werte in der Zeichnung eingetragen sind; der Verlauf der Kurven ist für die 3 sehr verschiedenen m -Werte ein ähnlicher, mit steilem Anstieg und einigen Schwankungen in der Nähe des Maximalwertes, der bei 0,3 bis 0,6 liegt. Wir haben uns die Kurven als allmählich zum 0-Werte abfallend zu denken.

Die Wirkungsfaktoren für absorbierende Teilchen sind für Eisen und Nickel für 3 Wellenlängen berechnet und in 2 Tafeln wiedergegeben.

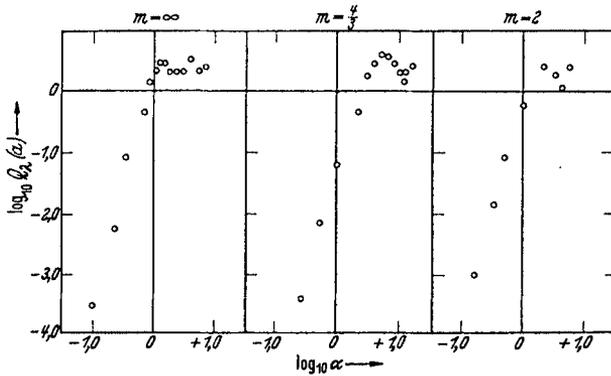


Abb. 7. Wirkungsfaktoren für dielektrische Kugeln nach J. GREENSTEIN. (Nach Harv. Coll. Observ. Circular 422.)

Doch enthalten diese Berechnungen nichts Neues gegenüber denen von SCHALÉN, SCHOENBERG und JUNG. Wichtig sind die Tafeln, in denen die Beträge der photographischen Gesamtabsorption $k_{pg}(a)$ für gegebene Partikelradien zusammengestellt sind. Sie gelten für 1 g je cm^3 und ergeben die photographische Absorption pro Kpc nach der Formel

$$(\Delta m_{pg})^{\text{Kpc}} = 3,36 \cdot 10^{21} k_{pg}(a) \delta(a), \quad (20)$$

wo $\delta(a)$ die Raumdichte ist. Mit einem Sternchen (Tabelle 4) sind diejenigen Partikelgrößen versehen, bei denen selektive Absorption auftritt. Da der beobachtete Betrag von der Größenordnung 1 ist, kommen als wesentliche Bestandteile des interstellaren Raumes nur diejenigen Elemente der Tabelle in Frage, bei denen $\log k(a)$ positive Werte > 3 erreicht und die dazu mit einem Stern versehen sind.

Diese Tabelle sagt noch nichts über den Betrag der Verfärbung aus. Man kann aus ihr zunächst nur soviel entnehmen, daß der Betrag der photographischen Absorption sowohl durch totalreflektierende als metallische kleine Teilchen erklärt werden könnte, ohne zu große Raumdichte zu erfordern.

Der Einfluß verschiedener Partikelgrößen wird von GREENSTEIN in der Weise untersucht, daß er den effektiven Absorptionskoeffizienten

$$\bar{K}_\lambda(a_i) = \sum \rho(a_i) k_\lambda(a_i) = \sum_i \frac{4}{3} \pi a_i^3 s_i \psi(a_i) k_\lambda(a_i), \quad (21)$$

Tabelle 4. $\log k_{pg}(a)$.

$\log a$ cm	Für vollk. Refl. $m = \infty$ oder $m = -i\infty$	Für Wasserdampf $m = 4/3$	Für Silikate $m = 2,0$	Für Eisen $m = 1,28 - 1,37 i$	Für Nickel $m = 1,46 - 2,69 i$
-7,85	-3,15*	-3,75*	-3,75*	+4,58*	+4,16*
-7,35	-1,65*	-2,25*	-2,25*	4,58*	4,16*
-6,85	-0,15*	-0,75*	-0,75*	4,58*	4,16*
-6,35	+1,35*	+0,75*	+0,75*	4,58*	4,16*
-5,85	2,89*	2,25*	2,25*	4,62*	4,27*
-5,35	4,49	3,75*	3,72*	4,66*	4,57*
-4,85	4,59	4,55*	4,92*	4,33*	4,27*
-4,35	4,06	5,15*	4,18	3,75*	3,73*
-3,85	3,55	4,35*	3,55	3,15	3,15
-3,35	3,05	3,85	3,05	2,55	2,55
-2,85	2,55	3,35	2,55	2,05	2,05
-2,35	2,05	2,85	2,05	1,60	1,55
-1,85	1,45	2,25	1,45	1,00	0,95
-1,35	0,85	1,65	0,85	+0,40	+0,35
-0,85	+0,25	1,05	+0,25	-0,20	-0,25
-0,35	-0,25	0,55	-0,25	-0,70	-0,75
+0,15	-0,75	+0,05	-0,75	-1,20	-1,25
+0,65	-1,25	-0,45	-1,25	-1,70	-1,75

berechnet, wo $\rho(a_i)$ die Raumdichte in g/cm^3 , $\psi(a_i)$ die Verteilungsfunktion und s_i das spezifische Gewicht der Teilchen vom Radius a_i ist. Die Werte von s_i und m sind für die einzelnen Elemente, für welche die Summation nach (21) durchgeführt wird, in der Tabelle 5 zusammengestellt.

Tabelle 5.

Substanzen	Brechungsindex (m)	Spezifisches Gewicht (s)
Eis oder gefrorene Gase	4/3	0,5
Silikate oder dielektrische feste Körper .	2,00	3,0
Vollkommene Reflektoren oder schwarze Körper	∞ oder $-i\infty$	3,0
Eisen	1,28—1,37 i	7,9
Nickel	1,46—2,69 i	8,8

Über die Form von $\rho(a_i)$ mußte eine Annahme gemacht werden. GREENSTEIN setzt

$$\rho(a_i) = c \left(\frac{4}{3} \pi a_i^3 s_i\right)^{-\mu},$$

woraus

$$\log \rho(a_i) = -3\mu \log a_i + c \quad (22)$$

folgt, wo c eine Konstante ist.

Der Extinktionskoeffizient für die Partikelgröße a_i ist $\varrho(a_i) k_\lambda(a_i)$, wo $k_\lambda(a_i)$ aus der Tabelle 4 entnommen werden kann. Der effektive Extinktionskoeffizient $\bar{K}_\lambda(a_i)$ muß dann der Gleichung genügen

$$\log \bar{K}_\lambda(a_i) = -3\mu \log a_i + \log k_\lambda(a_i) + c', \quad (23)$$

wo c' eine andere Konstante ist. Für eine plausible Annahme über den Exponenten μ zieht GREENSTEIN die von H. A. WATSON (73) aus den Beobachtungen hyperbolischer Meteore abgeleiteten Häufigkeiten verschiedener Meteorgrößen hinzu. Nach WATSON wächst die Zahl der Meteore mit Helligkeiten zwischen -2^m bis $+9^m$, deren Halbmesser zwischen $a = 2,9 \cdot 10^{-1}$ und $6,6 \cdot 10^{-3}$ cm liegen, in der Weise, daß bei Verkleinerung der einzelnen Meteor Masse auf ein Zehntel ihre Anzahl mit einem Faktor steigt, der zwischen 12 und 25 liegt. Der wahrscheinlichste Wert desselben ist nach WATSON = 22. Mit diesem Faktor läßt sich leicht die Gleichung (22) auf die Form umrechnen

$$\log \varrho(a_i) = -1,026 \log a_i + c, \quad (24)$$

wonach μ etwa $\frac{1}{3}$ wäre, während bei konstanter Raumdichte aller Partikelgrößen, was dem Anwachsen der Meteorzahl mit a^{-3} entspricht, $\mu = 0$ sein müßte. GREENSTEIN berechnet $\bar{K}_\lambda(a_i)$ für die genannten Elemente bei verschiedenen Annahmen über den Wert des Exponenten μ für 2 Wellenlängen 4400 und 5500 Å, wo der erste Wert der totalen photographischen, der zweite der totalen photovisuellen Absorption entspricht. Außerdem gibt er den Wert des Quotienten des Farbexzesses E zur photographischen Absorption

$$\varepsilon = \frac{E}{A_{pg}} = \frac{A_{pg} - A_{pv}}{A_{pg}} = 1 - \frac{A_{pv}}{A_{pg}} = 1 - \frac{\bar{K}_{5500}}{\bar{K}_{4400}}.$$

Nach den bisherigen Beobachtungen der interstellaren Absorption müßte ε zwischen 0,2 und 0,5 liegen, während A_{pg} identisch mit $(\Delta m)_{pv}^{Kpc}$ und von der Größenordnung 1^m ist.

Es erweist sich, daß bei der Annahme $\mu = 0$ (gleiche Raumdichte aller Partikel) eine Übereinstimmung mit den Beobachtungen für A_{pg} und für ε nicht zu erreichen ist, beide Werte sind entschieden zu klein. Die Raumdichte der kleinen Teilchen muß also größer sein. Das Ergebnis der GREENSTEINschen Tabellen kann in einer Zusammenstellung

Tabelle 6. Effektive photographische Absorption und Farbexzeß.

3μ	A_{pg}			ε			$\varrho(a_i)$
	$m = 4/3$	$m = \infty$	Eisen	$m = 4/3$	$m = \infty$	Eisen	Raumdichte gm/cm ³
0,5	0 ^m 52	0 ^m 13	0 ^m 10	0 ^m 32	0 ^m 07	0 ^m 25	$2,1 \cdot 10^{-25}$
0,6	7,65	1,94	1,33	0,44	0,09	0,25	$2,2 \cdot 10^{-25}$
0,75	62,4	18,7	19,5	0,47	0,10	0,28	$2,5 \cdot 10^{-25}$
1,00	27,1	10,9	10,2	0,12	0,22	0,32	$5,3 \cdot 10^{-25}$
2,00	$9,8 \cdot 10^5$	$9,7 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^6$	0,27	0,46	0,33	$4,8 \cdot 10^{-20}$

veranschaulicht werden, die für 3 Brechungsindizes und verschiedene Werte des Exponenten μ die effektive photographische Absorption, sowie die Größe ε und die Raumdichte zusammenfaßt.

Aus dieser Tabelle schließt GREENSTEIN, daß der Wert von $\mu = 0,2$ der einzige ist, der für Eisenpartikel eine Übereinstimmung mit den Beobachtungen ergibt und dem WATSONSchen Frequenzgesetz nicht widerspricht; große Werte von μ führen zu enormen Beträgen für die photographische Absorption. Die Annahme $\mu = 0,2$ entspricht dem Werte 16 des erwähnten WATSONSchen Faktors, was als genügende Übereinstimmung angesehen wird. Selbstverständlich kann man statt mit Eisen auch mit Nickel eine Übereinstimmung erreichen. Bei Alkalimetallen würden die Zahlen allerdings beträchtlich abweichen. Im allgemeinen werden somit die Ergebnisse der Arbeit von SCHOENBERG und JUNG bestätigt, daß die Annahme von in ihrer Gesamtmasse überwiegenden feinsten metallischen Teilchen notwendig ist, um den Beobachtungen gerecht zu werden. Über das Mischungsverhältnis der Metalle oder die Beimischung anderer nichtmetallischer Teilchen kann nichts ausgesagt werden. Abweichend von SCHOENBERG und JUNG findet GREENSTEIN bei einer speziellen Annahme über die Verteilungsfunktion die Möglichkeit des kontinuierlichen Übergangs von den groben die Erde treffenden Meteoriten zu den Teilchen des interstellaren Raumes. Diese Diskrepanz erklärt sich aus der Verschiedenheit der zugrunde gelegten Meteorzahlen. Nach WATSON ist die Dichte der hyperbolischen Meteore zwischen 0,5 g und 0,002 g Masse zu $6,9 \cdot 10^{-26}$, nach HOFFMEISTER (74) dagegen von der Größenordnung 10^{-24} g/cm³ anzunehmen.

6. Spektralphotometrische Messungen der Extinktion. Weitere Prüfungsmöglichkeiten der Zusammensetzung der interstellaren Materie ergeben sich, wenn man die Extinktion k_λ für einen großen Bereich der Wellenlängen spektralphotometrisch bestimmt und damit den Verlauf der Extinktionskurve k_λ in einem größeren Bereiche festlegt. Die bisher besprochenen Arbeiten und auch die Theorie bezogen sich im wesentlichen auf 2 Wellenlängen, die photographische und die photovisuelle; aus den Grundformeln der MIESCHEN Theorie (6) und (7) bzw. (9) und (11) und den von SCHOENBERG und JUNG (8) gegebenen Tabellen und Kurven für den Verlauf der Funktionen

$$\left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \quad \text{und} \quad \operatorname{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)$$

mit λ ist aber ersichtlich, daß ein ziemlich unregelmäßiger Verlauf von $k_\lambda(a)$ zu erwarten ist. Die Untersuchungen von H. WILKENS (75) über die Verfärbung der Kugelhaufen im interstellaren Stratum und von STICKER (76) über die selektive Absorption in der Dunkelwolke des Cepheus, sind durch Farbfilter in 3 bzw. 2 effektiven Wellenlängen ausgeführt und bringen im allgemeinen nur eine Bestätigung der früheren Ergebnisse für 2 Wellenlängen. Sie könnten wegen der bei Anwendung

von Farbfiltern unvermeidlichen Verwischung des Verlaufes der Extinktion über den Bereich der Durchlässigkeit des Filters, Unregelmäßigkeiten der $k_\lambda(a)$ -Kurve nicht aufdecken.

Von den spektralphotometrischen Messungen ist eine größere Reihe aus den letzten Jahren zu nennen. Dazu gehören die Arbeiten von R. J. TRUMPLER (77), O. STRUVE, P. C. KEENAN und J. A. HYNEK (78), J. RUDNIK (79), J. HALL (80) und MELNIKOW (81). Besonders wertvoll sind die Untersuchungen von W. BAADE und R. MINKOWSKI (82) über den Verlauf der Verfärbung von Orionsternen und diejenigen von W. STROHMEIER (83) über die Absorptionskurven von B -Sternen. C. SCHALÉN unterwirft diese Kurven einer sorgfältigen Analyse und versucht sie theoretisch darzustellen. Hierbei rechnet er für eins der Elemente Fe, Ni, Zn, Cu und Wellenlängen von 395 bis 668 $m\mu$ die Verfärbungsfunktion und kombiniert sie mit verschiedenen Verteilungsgesetzen der Partikelgrößen, um die Absorptionskurven für verschiedene Partikelgrößen von 60—160 $m\mu$ zu konstruieren. Es ist ziemlich gleichgültig, ob man nur eine bestimmte Partikelgröße d_0 oder eine GAUSSSCHE Verteilungskurve um das Maximum bei d_0 und einer Streuung σ von 30 $m\mu$ nach der Formel

$$\varphi(d) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2\sigma^2}(d-d_0)^2} \quad (25)$$

zugrunde legt; hier ist $\varphi(d) \delta d$ der Bruchteil der Teilchen zwischen den Grenzen $d \pm \frac{1}{2} \delta d$ und

$$N \varphi(d) \delta d$$

ihre Anzahl zwischen denselben Grenzen, N die Gesamtzahl aller Teilchen pro cm^3 . Die Kurven der k_λ haben einen ähnlichen, im wesentlichen durch die Veränderlichkeit der optischen Konstanten bedingten und bei Zn und Cu sehr unregelmäßigen Verlauf.

Dann wird die Verteilungsfunktion

$$\varphi(d) = A d^{-3}, \quad (26)$$

die gleicher Konzentration der Teilchen verschiedener Größe entspricht, untersucht und zuletzt die Verteilungsfunktion

$$\varphi(d) = \text{konst.}, \quad (27)$$

bei der alle Teilchengrößen gleich zahlreich sind. Mit keiner dieser Hypothesen lassen sich die beobachteten k_λ darstellen, aber bei der Hypothese 1 und 2 immer noch am besten. Darauf macht C. SCHALÉN die Hypothese, die 5 genannten Elemente treten in Mischung auf und untersucht bei den 3 ersten Annahmen über die Verteilungsfunktion verschiedene resultierende Absorptionskurven. Hier ist der Prozentsatz der Beimischungen natürlich ganz willkürlich. Bei geeigneter Wahl derselben lassen sich alle beobachteten Kurven recht genau darstellen. Diese

Kurven sind schon bei den einzelnen Orionsternen, obgleich sie von demselben Nebel verursacht sind, sehr verschieden; sie unterscheiden sich teilweise von den k_λ -Kurven der B-Sterne; es besteht keine Möglichkeit, alle durch dasselbe Element, dieselbe Partikelgröße oder dieselbe Mischung zu erklären, dagegen ist es immer möglich, mit Teilchen von der Größe $d = 70-160 \mu\mu$ mit Mischungen aus 2—4 Elementen entweder mit einer bestimmten Partikelgröße, oder auch mit einer Normalkurve mit einer kleinen Streuung, den Beobachtungen voll zu genügen. Kleine Beimischungen von Zink und sicher in noch höherem Maße von Alkalimetallen, was aber von SCHALÉN nicht geprüft worden ist, aber aus der Betrachtung unserer Figur (Abb. 6) deutlich hervorgeht, ändern die Absorptionskurve in bedeutendem Maße. Einige von C. SCHALÉN zur Darstellung der BAADESchen Beobachtungen berechneten Kurven werden in Abb. 8 hier wiedergegeben. Die großen Kreuze bedeuten die berechneten Werte, die Punkte die Beobachtungen. Man sieht aus ihnen, daß eine angenäherte Darstellung der Beobachtungen bei verschiedenen Hypothesen möglich ist.

Auch diese sehr sorgfältige Arbeit hat somit die Schlüsse über die Zusammensetzung der absorbierenden Wolken nur bestätigt.

7. Kritik der physikalischen Voraussetzungen der Theorie.

Die Grundlage aller bisherigen Betrachtungen über die Absorption und ihre Selektivität war die MIESCHE Theorie der Beugung an kleinen Kügelchen. Die Untersuchungen von GANS (84) über die Beugung an ellipsoidischen Teilchen haben gezeigt, daß Ellipsoide im allgemeinen eine schwächere

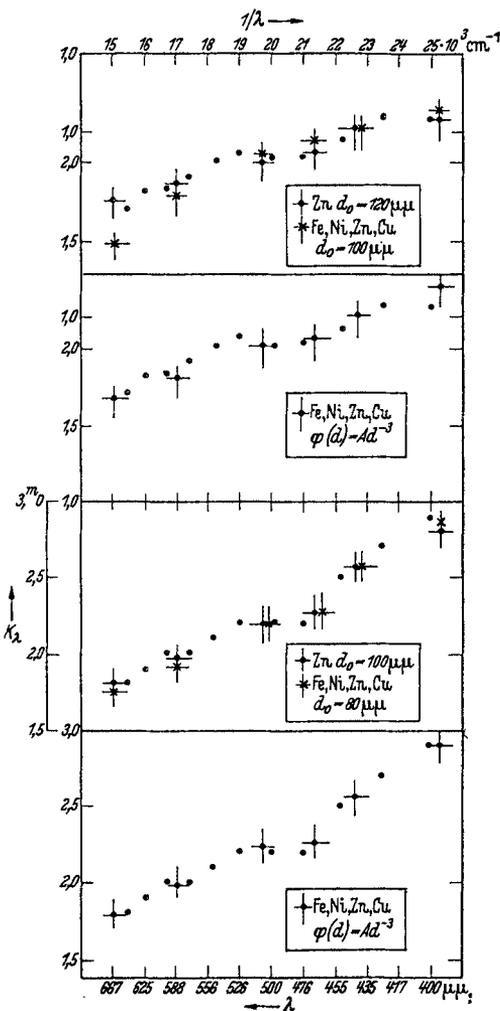


Abb. 8. Extinktionskoeffizienten k_λ nach C. SCHALÉN (72) für Wolken metallischer Partikel. Die Kreuze bedeuten berechnete Werte, die Punkte Beobachtungen von BAADE und MINKOWSKI (86) an Orionsternen: in den Figuren 1 und 2 von oben bei θ (A) und θ (D) Ori., in 3 und 4 bei H.D. 37061.

selektive Absorption und Depolarisation des zerstreuten Lichts hervorrufen. Andererseits haben die experimentellen Untersuchungen kolloidaler Suspensionen kleiner metallischer Teilchen eine vollkommene Übereinstimmung mit der MIESCHEN Theorie ergeben (85).

Die Anwendung der optischen Konstanten von Metallen, wie sie im Laboratorium an größeren Stücken derselben gefunden worden sind, auf die interstellaren kleinsten Teilchen könnte auch Veranlassung zur Kritik geben. LAUCH (86) fand, daß in sehr dünnen Filmen von der Dicke $2 \cdot 10^{-6}$ cm eine Änderung der optischen Konstanten in dem Sinne festzustellen ist, daß der Brechungsindex größer und der Absorptionsindex wesentlich kleiner wird als bei größeren Stücken der Metalle. Die Schichten waren durch Kathodenzerstäubung des Metalls erhalten. Es ist möglich, daß die für die Partikel mit $d = 10^{-6}$ angewandten optischen Konstanten deshalb unsicher sind.

Die Gleichgewichtstemperatur der festen Teilchen als schwarze Körper berechnet sich zu 3° K. Hier tritt der Zustand der Superleitfähigkeit für viele Metalle ein, bei der das Reflexionsvermögen stark zunimmt und das Absorptionsvermögen wächst. Bei der Unsicherheit, die heute noch über diese kritische Temperatur für die einzelnen Metalle herrscht, bei dem Mangel an Beobachtungen der optischen Konstanten im Zustande der Superleitfähigkeit und der Unkenntnis der wahren Temperatur der Teilchen im interstellaren Raume ist es heute noch unmöglich, den Einfluß dieses Faktors abzuschätzen.

III. Über den Einfluß von Strahlungsdruck und Gravitation auf die Teilchen der interstellaren Materie.

8. Die Auswahl der Teilchen. Wir haben schon erwähnt, daß die im Weltraum vorherrschende Teilchengröße dem Strahlungsdruck unterliegen muß. Diese Kraft überwiegt oft die Gravitation um ein Vielfaches. Sie muß deshalb für die Zusammensetzung der interstellaren Materie in ihren Anhäufungen zu dunklen Wolken und Nebeln von wesentlicher Bedeutung sein. Die ersten Arbeiten über diese Frage stammen von B. GERASIMOVIČ (87), sowie von SCHOENBERG und JUNG (88). Sie sind vollkommen unabhängig voneinander, was von den Verfassern der ein halbes Jahr späteren Arbeit, die das Problem in seiner ganzen Allgemeinheit erstmalig erfaßt haben, auch betont wird¹. Wir wollen das Problem im wesentlichen auf Grund der zweiten der genannten und von zwei späteren über sie hinausgehenden Arbeiten von J. M. GREENSTEIN (62) und C. SCHALÉN (20) behandeln. Bekanntlich haben K. SCHWARZSCHILD (91) und DEBYE (92) nachgewiesen, daß der Strahlungsdruck auf kleine Teilchen seinen Maximalwert bei Teilchen vom

¹ Diese Bemerkung ist durch die gegenteilige Behauptung von Herrn GERASIMOVIČ veranlaßt.

Durchmesser $d \sim \frac{1}{3} \lambda$ erreicht. Die Behandlung des Problems ist bei beiden Autoren ganz ähnlich und resultiert in der Ableitung einer Funktion

$$V_{\lambda}(\alpha) = \frac{D(E)}{\pi d^2 E}, \quad (28)$$

wo D den Strahlungsdruck und E die totale auf die Flächeneinheit einfallende Energie bedeuten. Diese Funktion strebt bei wachsendem $\alpha = \pi d/\lambda$ asymptotisch dem Werte 1 zu und hat ihr Maximum bei d etwa gleich $\frac{1}{3} \lambda$, wo sie für total reflektierende Teilchen den Wert von 2,5 erreicht. Für kleinere Werte von α fällt sie bis auf Null ab. Bis zum Werte $\alpha = 0,8$ wird $V_{\lambda}(\alpha)$ für total reflektierende Teilchen durch folgende Entwicklung von DEBYE sehr genau dargestellt

$$V_{\lambda}(\alpha) = \frac{14}{3} \alpha^4 \left(1 + \frac{1}{21} \alpha^2 - \frac{1409}{8820} \alpha^4 - \dots \right). \quad (29)$$

Im allgemeinen Falle metallischer Partikel kann sie nach der Formel

$$V_{\lambda}(\alpha) = 4 \alpha I m \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \quad (30)$$

berechnet werden, wo die Werte von $I m \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)$ von SCHOENBERG und JUNG (70), soweit sie bekannt sind, für verschiedene Substanzen nach Wellenlängen geordnet in Tabellen gegeben sind. Die genannten Autoren beschränken sich bei ihren numerischen Berechnungen des Strahlungsdruckes auf den Fall vollkommener Reflektoren, GREENSTEIN und C. SCHALÉN (27) erstrecken die Rechnungen auch auf den Fall metallischer Partikel. Der Strahlungsdruck für metallische Teilchen kann für bestimmte Werte von α wesentlich größer werden als für vollkommene Reflektoren, was man schon aus obigen den Formeln ersehen kann, denn $I m \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)$ ist von der Ordnung 1. SCHOENBERG und JUNG finden, daß in der näheren Umgebung unserer Sonne bis zu einem Abstände von 15 Parasek, für die die Absolutheelligkeiten und Massen der Sterne genügend gut bekannt sind, auch diejenigen Teilchen, die eine Verfärbung hervorrufen können, durch die Gravitation festgehalten werden. In anderen Teilen der Milchstraße können die Verhältnisse wesentlich anders liegen, je nach dem, ob in ihnen Ansammlungen von Sternen von frühem Spektraltypus und großer Leuchtkraft vorhanden sind. Die von den Autoren hierfür berechneten Tabellen sind insofern unvollständig, als bei dem wesentlichen Bestandteil der Materie, den metallischen Teilchen, der Strahlungsdruck in seinem Maximalwert größere Werte erreichen kann als für total reflektierende Teilchen. Die Berechnung des totalen Strahlungsdruckes geschieht nach der Formel

$$D = \frac{\pi d^2}{4} \int_0^{\infty} V(\alpha) E_{\lambda} d\lambda. \quad (31)$$

Tabelle 7. D/S nach SCHALÉN.

Sp	d	10^{-4} cm		$5 \cdot 10^{-4}$ cm		$2 \cdot 10^{-3}$ cm		10^{-2} cm		$5 \cdot 10^{-2}$ cm		10^{-1} cm	
		Abs.	Ref.	Abs.	Ref.	Abs.	Ref.	Abs.	Ref.	Abs.	Ref.	Abs.	Ref.
B_2	$s = 7,8$	18	—	38	40	124	125	275	290	422	362	503	60
	$s = 1,0$	141	—	299	312	974	975	2148	2262	3298	2826	3927	465
B_5	$s = 7,8$	9	—	19	20	61	63	139	139	184	126	220	25
	$s = 1,0$	70	—	152	156	476	491	1089	1089	1434	983	1714	196
A_0	$s = 7,8$	3,6	—	8,2	8,5	28	29	52	52	60	35	71	7,0
	$s = 1,0$	28	—	64	66	218	226	406	406	468	273	556	55
F	$s = 7,8$	0,48	—	1,2	1,3	3,4	3,6	5,3	4,5	5,6	1,8	5,7	0,57
	$s = 1,0$	3,7	—	9,2	10,1	27	28	41	35	44	14	44	4,4
dG_0	$s = 7,8$	0,16	—	0,074	0,074	1,2	1,3	1,5	1,0	1,7	0,29	1,9	0,16
	$s = 1,0$	1,2	—	3,6	3,6	9,7	10	12	7,8	13	2,2	15	1,3
dK_0	$s = 7,8$	0,12	0,13	0,29	0,31	0,64	0,60	0,70	0,29	0,76	0,10	0,86	0,08
	$s = 1,0$	0,97	1,03	2,3	2,4	5,0	4,7	5,5	2,3	5,9	0,78	6,7	0,59
gK_0	$s = 7,8$	2,2	2,4	5,2	5,4	9,9	8,5	10	3,4	11	1,5	13	1,1
	$s = 1,0$	17	19	42	42	77	66	81	27	84	12	98	8,4

Sie muß deshalb für Sterne verschiedenen Spektraltypus' getrennt ausgeführt werden, wobei für E_λ die PLANCKSche Kurve mit verschiedenen, den Spektraltypen zukommenden effektiven Temperaturen zugrunde gelegt wird. Die Schwerkraft an der Oberfläche, in Einheiten derjenigen an der Sonnenoberfläche, findet sich aus

$$S = \frac{\pi d^3}{6} s g, \quad (32)$$

wo

$$g = G_O \frac{M}{M_O} \left(\frac{R_O}{R} \right)^2.$$

Die Massen der Sterne M werden aus dem EDDINGTONSchen Massenleuchtkraftgesetz, die Radien R aus der mittleren absoluten Leuchtkraft der Sterne von verschiedenem Spektraltypus entnommen. Wir führen in Tabelle 7 das Ergebnis solcher Rechnungen von C. SCHALÉN (90) für das Verhältnis von Druck zur Schwerkraft D/S an. Sie enthält diese Zahlen getrennt für metallische (Abs.) und total reflektierende Teilchen (Ref.), für verschiedene Spektraltypen, außerdem bei den K -Sternen für Zwerge und Riesen getrennt. Die zwei aufeinanderfolgenden Zeilen beziehen sich auf zwei verschiedene

spezifische Gewichte s der Teilchen. Die Tabelle lehrt, daß die leichten Teilchen von allen Sternen mit Ausnahme der K -Zwerge fortgestoßen werden. Bei den schwereren Teilchen geschieht dasselbe auch noch mit Ausnahme der G -Zwerge. Für die Riesensterne ist der Strahlungsdruck immer überwiegend gegenüber der Schwerkraft und für metallische Teilchen meist größer als für total reflektierende. SCHALÉN berechnet für eine durchschnittliche Relativgeschwindigkeit von Teilchen zum Stern von 5 km/sec und eine Durchschnittsmasse der B - und A -Sterne, die maximalen Abstände der gegenseitigen Annäherung und findet für B -Sterne die Größenordnung von 1—10 Parasek, für die A_0 -Sterne einen 100mal kleineren Wert. Die B - und A -Sterne müssen deshalb einen bedeutenden Einfluß auf die Verteilung der feinsten Teilchen der interstellaren Materie haben, besonders, wenn sie in größeren Ansammlungen auftreten. C. SCHALÉN untersucht die Verteilung dieser Sterne in der Auriga-Taurus-Wolke, in der Dunkelwolke bei ϑ -Ophiuchi und im Kohlensack. Er findet, daß im allgemeinen die B -Sterne in den Dunkelgebieten in geringerer Anzahl vorkommen als in ihrer Umgebung, dasselbe, wenn auch weniger ausgesprochen, bei den A -Sternen, daß dagegen die F -, G - und K -Sterne eine gleichmäßige Verteilung innerhalb und außerhalb der Dunkelgebiete zeigen. Ähnliche statistische Zusammenstellungen für andere Dunkelgebiete finden wir bei vielen anderen Autoren. Sie sollen hier nicht im einzelnen angeführt werden, weil sie bisher, schon wegen der Unvollständigkeit solcher Statistiken, der Unsicherheit über die Ausdehnung der Dunkelwolken und die Entfernung der Sterne noch keinen sehr überzeugenden Eindruck erwecken.

Von großem Interesse ist die Frage, wie die Gesamtheit der Sterne unserer Milchstraße in verschiedenen Teilen derselben die feine Materie des interstellaren Stratum beeinflusst. GREENSTEIN (62) untersucht das Verhältnis D/S innerhalb der Milchstraße unter Verwendung der mittleren Helligkeitsfunktion von VAN RHIJN und SCHWASSMANN (93), aus der man die Anzahl der Sterne von gegebener absoluter Helligkeit und jeden Spektraltypus entnehmen kann. Wenn N_i -Sterne pro pc^3 vom Typus i mit dem Radius R_i/R_\odot und von der Masse M_i/M_\odot vorhanden sind, dann ist die Gesamtemission \bar{E}_λ in $\text{erg/sec} \cdot \text{pc}^3$ in der Wellenlänge λ

$$\bar{E}_\lambda = 4\pi R_\odot^2 \sum_i \left(\frac{R_i}{R_\odot}\right)^2 N_i E_\lambda(T_i). \quad (33)$$

Für $E_\lambda(T_i)$ wird die Strahlung des schwarzen Körpers bei der Temperatur T_i angenommen. Die totale Masse in Sonnenmassen pro pc^3 ist

$$\bar{M} = \sum_i N_i \frac{M_i}{M_\odot}. \quad (34)$$

Für \bar{M} wurde der Wert $0,03 M_\odot/\text{pc}^3$ angesetzt. Die für die Berechnung von \bar{E} notwendigen Daten über die Radien, Massen und Temperaturen

der Sterne verschiedener Spektraltypen wurden den Tafeln von PILOWSKI (94) entnommen. Mit diesen Daten wurde folgende Tabelle 8 der Gesamtstrahlung der Sterne berechnet.

Der Verlauf dieser Zahlen unterscheidet sich sehr stark von dem eines schwarzen Strahlers. Sein Gradient entspricht bei 10000 Å einem

Tabelle 8. Gesamtemission der Sterne nach GREENSTEIN.

λ in Å	$\log \bar{E}_\lambda$	λ in Å	$\log \bar{E}_\lambda$
250	-24,10	6000	-18,95
500	-20,99	7000	-18,97
1000	-19,56	8000	-18,99
2000	-19,02	9000	-19,08
3000	-18,98	10000	-19,14
4000	-18,92	15000	-19,53
5000	-18,93	20000	-19,85

schwarzen Körper von 3500° K, dagegen bei $\lambda=750$ Å einer Temperatur von 20000° K. Er ist aber, wie der Autor bemerkt, im fernen Ultraviolett sehr unsicher. In jedem Falle konnte mit Hilfe der Tabelle der effektive Strahlungsdruck berechnet und in Beziehung zur Schwerkraft gesetzt werden. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in folgender Tabelle zusammengestellt. Sie bezieht sich auf diejenigen Brechungs-

indizes der Teilchen, für die DEBYE die Werte von D/S gegeben hat, denen dann plausible Werte des spezifischen Gewichts s zugeordnet sind.

Tabelle 9. D/S für die effektive Strahlungsenergie innerhalb der Milchstraße nach GREENSTEIN.

Brechungsindex m	1,1	1,5	2,0	∞	1,57 (1— i)
Dichte s	0,5	2,0	3,0	3,0	5,0
Teilchenradius a					
10^{-7} cm	$4 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	9,1
$5 \cdot 10^{-7}$ cm	$5 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	8,9
10^{-6} cm	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	1,1	9,0
$5 \cdot 10^{-6}$ cm	2,0	1,8	3,8	8,5	8,4
10^{-5} cm	2,2	2,6	5,1	8,9	6,0
$5 \cdot 10^{-5}$ cm	1,0	1,6	1,7	1,8	1,1
10^{-4} cm	$5,2 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$4,0 \cdot 10^{-1}$	$7,2 \cdot 10^{-1}$	$4,3 \cdot 10^{-1}$

Für den wahrscheinlicheren Wert von $M=0,092 M_\odot/\text{pc}^3$ müssen die Zahlen dieser Tabelle mit 0,326 multipliziert werden. Wir sehen aus ihr, daß bei reellem m nur für einen kleinen Bruchteil von Partikeldurchmessern, der Strahlungsdruck die Schwere überwiegt. Es bestätigt sich auch, daß diejenigen Teilchen, die die stärkste selektive Absorption hervorrufen, von einem „mittleren“ Stern der Milchstraße fortgestoßen werden, sich somit in sternfernen Räumen sammeln müssen.

9. Der Einfluß der Absorption. Wenn keine Absorption des Lichts in der Milchstraße vorhanden wäre, so würde ein Teilchen sowohl durch die Strahlung als durch die Masse des entfernten Kerns unserer Milchstraße beeinflusst werden, wobei beide Kräfte im selben Verhältnis mit der Entfernung abnehmen würden. In Wirklichkeit wird der Strahlungsdruck stark durch die Absorption vermindert und nimmt schnell ab.

Die Verhältnisse werden deshalb in verschiedenen Teilen der Milchstraße sehr verschieden sein. In der Sonnenumgebung ist die Helligkeit des Milchstraßenzentrums infolge der Absorption nicht so stark überwiegend, daß man nicht mit einer gleich starken Einstrahlung aus allen Richtungen der Milchstraße rechnen könnte. Unter Verwendung der VAN RHIJNSchen Sternzahlen bis zur scheinbaren Größe m , (N_m), die als Funktion der galaktischen Länge und Breite gegeben sind, berechnet GREENSTEIN die Flächenhelligkeit der Milchstraße je Quadratgrad in Einheiten eines Sterns nullter Größe, wobei über gleiche Breiten nördlich und südlich gemittelt wurde; so erhielt er die Werte von $I_{\beta\lambda} \cos^2 \beta$, die die projizierte Helligkeit der Milchstraße in der Richtung parallel zur Galaxis darstellen und die einen Druck in der Richtung ($\lambda - 180^\circ$) ausüben. Er fand, daß der Strahlungsfluß in der Umgebung der Sonne dargestellt werden kann durch die Strahlung von $29\frac{1}{2}$ Sternen der Helligkeit 0_{pg}^m und daß er nach $\lambda = 105^\circ$, $\beta = +5^\circ$ gerichtet ist. Die starke Absorption im galaktischen Zentrum ist die Ursache einer so schwachen Strahlung und ihrer Drehung um 50° in Länge von der Richtung nach dem Antizentrum. Diese geringe Strahlung wird durch die Anziehung des Zentrums bei weitem überwogen. Bei einer Annahme seiner Masse zu $1,3 \cdot 10^{11} M_\odot$, der Länge $\lambda = 335^\circ$ und einer Entfernung von 10000 pc findet man

$$(D/S)_{gal} = 7,8 \cdot 10^{-3} (D/S)_{Tab.} \quad (35)$$

Bei Abwesenheit der Absorption würde man wahrscheinlich einen effektiven Strahlungsdruck finden, der den Zahlen der Tabelle 9 entspricht. Wir sehen, daß die Absorption diesen Wert auf weniger als 1% reduziert. Da keine der Zahlen der Tabelle 9 die Zahl 10 übersteigt, so können wir erwarten, daß alle Partikelgrößen in unserem Teile der Milchstraße vorkommen können und ihre Bahn im wesentlichen unter dem Einfluß der Gravitation beschreiben.

IV. Die Helligkeit und Farbe der Reflexionsnebel.

10. Sichtbarkeitsbedingungen. Ebenso wie die das interstellare Medium durchdringende Sternstrahlung, so kann auch die reflektierte Strahlung der Sterne die Zusammensetzung der Dunkelwolken verraten. Die Schwierigkeiten sind hier aber insofern weit größer, als die reflektierte Strahlung bei der geringen Dichte des Mediums äußerst schwach, und ein spektroskopisches Studium derselben nur in den seltensten Fällen möglich ist. E. SCHOENBERG (95) gibt in seiner Arbeit „Über neblige Sterne“ die Formeln für die Helligkeit des interstellaren Mediums in 1 Parsek Entfernung vom Stern in Abhängigkeit von dessen Helligkeit und von der Dichte des Mediums bei verschiedenen Annahmen über die Zusammensetzung desselben. Diese Annahmen sind: gasförmiges Medium, Zusammensetzung aus größeren festen Teilchen und aus festen Partikeln beugender Größe. Die Helligkeit m_n ist, wenn

die Konzentration oder Raumdichte durch C und die absoluten Helligkeiten des Sterns und der Sonne durch M_* und M_\odot bezeichnet werden, für Gase

$$-0,4 m_n = 0,4 (M_\odot - M_*) + 12,45 + \log C. \quad (36)$$

Damit der Nebel auf dem Himmelsgrunde, der schon an sich in mond-freien klaren Nächten eine Helligkeit von 4^m je Quadratgrad besitzt, gut sichtbar sein soll, muß er selbst mindestens eine Helligkeit von $5,5^m$ besitzen, was einer meßbaren Aufhellung des Himmelsgrundes von $0,25^m$ entspricht. Dann folgt für die Konzentration des Gases:

$$-\log C = 14,7 + 0,4 (M_\odot - M_*). \quad (36^*)$$

Ist der Stern 10 Gr.-Kl. heller als die Sonne ($M_* = -5^m$), so ist immer noch eine Konzentration $10^{-18,7} \text{ cm}^{-3}$ notwendig, damit die Gaswolke in 1 pc Entfernung durch RAYLEIGH-Streuung sichtbar wird. (Die Helligkeit ist für $\lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ und für Luft berechnet.)

Für eine Wolke aus größeren, festen Teilchen erhält man entsprechend der Gleichung (36*), bei einer Albedo der Teilchen $A = 0,3$,

$$-\log C = 16,1 + 0,4 (M_\odot - M_*) - \log d, \quad (36^{**})$$

wo d den Durchmesser des Teilchens bedeutet. Für einen Stern derselben Helligkeit wie oben erhält man als Bedingung der Sichtbarkeit der Wolke bei Partikelgrößen von 10^{-4} cm die Raumdichte $C = 10^{-24} \text{ cm}^{-3}$.

Für Wolken aus kleineren Teilchen beugender Größe wendet der Verfasser das erste Glied der Streuungsformel der MIESCHEN Theorie an, dessen Gültigkeit sich höchstens bis zu Partikeln mit $d = 10^{-5} \text{ cm}$ erstreckt und nur bis zu $d = 10^{-6}$ noch streng ist. Die entsprechende Formel für die Konzentration eines gerade noch sichtbaren Nebels mit Teilchen $d = 10^{-5} \text{ cm}$, bei denen diese Helligkeit ihr Maximum erreicht und die nach den Ergebnissen des vorigen Kapitels im Weltraum die vorherrschenden sind, ist

$$-\log C = 20,8 + 0,4 (M_\odot - M_*). \quad (36^{***})$$

Die erforderliche Konzentration ist hier 10^{-25} cm^{-3} , also noch um eine Zehnerpotenz geringer als für die kleinsten größeren Teilchen von $d = 10^{-4} \text{ cm}$. Bei Eisenpartikeln ist die entsprechende Dichte $\delta = 10^{-24} \text{ gm/cm}^3$.

Das interstellare Stratum, dessen Dichte bei 10^{-26} gm/cm^3 liegt, müßte deshalb durch die hellsten Sterne von der abs. Gr.-Kl. -6 an merkbar erleuchtet sein; bei den Dunkelwolken genügen helle Sterne oder Ansammlungen von ihnen von der Gesamtlichtstärke -5^m , um diese sonst nur durch Absorption und Sternleeren auffälligen Gebilde sichtbar zu machen. O. STRUVE (96) konnte auch den experimentellen Nachweis dafür erbringen, daß die Flächenhelligkeit vieler scheinbar sehr dunkler Dunkelwolken nur durch den Kontrast so groß erscheint, in Wirklichkeit aber größer ist als die Helligkeit des dunklen Himmels außerhalb der

Milchstraße. Er gab auch als erster die richtige Erklärung dieser zusätzlichen Helligkeit der Dunkelwolken aus ihrer Erleuchtung durch die umgebenden oder in sie eingebetteten Sterne. Der Helligkeitszuwachs ist von der Größe $0,1-0,2^m$ und dabei bei vielen auffälligen kleinen Dunkelwolken deutlich vom Zentrum derselben nach den Rändern anwachsend, sodaß sich ein dunkler Kern und ein heller Saum ergibt. In diesen Fällen rührt die Beleuchtung von allen Sternen der Umgebung der Wolke her.

Die Theorie der Beleuchtung kosmischer Staubmassen durch Sterne ohne Rücksicht auf die Verfärbung, d. h. für gröbere Meteore, hat als erster H. v. SEELIGER (97, 98) behandelt. Diese Theorie, deren Entstehung 50 Jahre zurückliegt, hat nur für die Erklärung der Helligkeit des Zodiaklichtes und des Saturnringes Anwendung gefunden, weil über die Helligkeit anderer kosmischer Staubwolken zu jener Zeit keine Beobachtungsdaten vorlagen. SEELIGER behandelt 3 typische Fälle der Erleuchtung der Staubwolken je nach der gegenseitigen Lage des Sterns und der Wolke.

1. Der Stern ist in die Wolke eingebettet, wie in dem zu Anfang dieses Kapitels behandelten Falle.

2. Er liegt im Vordergrund der Wolke, die als planparallel begrenzte Scheibe angenommen wird.

3. Er liegt hinter derselben, bei derselben Voraussetzung über ihre Form.

Es gilt die Helligkeit des Nebels in Einheiten der Sternhelligkeit, die im 1. und 3. Falle durch die Absorption geschwächt ist, in verschiedenen Abständen vom Stern zu berechnen. Wir brauchen uns bei der Lösung dieser Probleme nach SEELIGER nicht aufzuhalten, weil sie schon im Handbuch für Astrophysik (99) wiedergegeben sind. Die Formeln (36*), (36**) und (36***) dieses Kapitels geben uns die Grundlage für die Beurteilung der Beobachtungsmöglichkeiten erleuchteter Dunkelwolken, denn die Größenordnung der Helligkeit bleibt in den Fällen 2 und 3 dieselbe wie in dem behandelten Falle 1.

Die Erleuchtung von Gasnebeln durch RAYLEIGH-Streuung brauchen wir nicht zu berücksichtigen, weil die erforderlichen Dichten des Gases bei den Dimensionen der Dunkelwolken dynamisch unmöglich sind. Fassen wir aber Staubmassen ins Auge, so entsteht die Frage, ob die Beobachtungen der Helligkeit und Farbe der Nebel mit kontinuierlichem Spektrum über die chemische Natur der Teilchen, über die Partikelgröße und über die Raumdichte der Wolke Aufklärung bringen können. Der Prüfung dieser Frage sind zwei theoretische Arbeiten von L. G. HENYEV (100) über die Beleuchtung der Reflexionsnebel und von L. G. HENYEV und J. L. GREENSTEIN (101) gewidmet. Die erste Arbeit ist eine Erweiterung der SEELIGERSCHEN Theorie der Beleuchtung von Reflexionsnebeln, wobei die Effekte 2. und höherer Ordnung berücksichtigt werden.

HENYEV zeigt, daß, wenn man die gegenseitige Zustrahlung des reflektierten Lichts durch die Teilchen berücksichtigen will, das Problem auf eine ganz ähnliche Integralgleichung zurückgeführt werden kann wie diejenige der Streuung des Lichts in Gasen und daß ihre Auflösung nach der Methode von EDDINGTON auf die Auflösung einer Reihe von Differentialgleichungen zurückgeführt wird, die es erlauben, die Beleuchtungsbeiträge verschiedener Ordnung nacheinander zu berechnen. Praktisch konnte nur die Zustrahlung 2. Ordnung ausgerechnet werden, aber auch sie erwies sich bis auf einen Fall als bedeutungslos. Die Voraussetzungen der Rechnung: planparallele Begrenzung des Nebels, gleiche Dichte desselben und die Gültigkeit einer bestimmten Phasenfunktion für das einzelne Partikel sind so weit von der Wirklichkeit entfernt, daß den Ergebnissen nur in einzelnen Fällen ein qualitativer Charakter zugeschrieben werden kann. Die Phasenfunktion $\Phi(\alpha)$ gibt das Verhältnis der bei verschiedenen Phasenwinkel α von den Teilchen reflektierten Lichtmenge zur einfallenden. Sie ist unter der Annahme, daß die Durchmesser der Teilchen über der Beugungsgröße liegen, d. h. Schatten werfen, bei der Berechnung des Gliedes 1. Ordnung nach LAMBERT angenommen,

$$\Phi(\alpha) = \frac{2}{3\pi^2} [\sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha] ,$$

bei der Ausrechnung der 2. Ordnung in der noch einfacheren, die Integration erleichternden Form von EULER

$$\Phi(\alpha) = \frac{1 + \cos \alpha}{4\pi} .$$

Für die Albedo der Teilchen wird die sphärische Albedo $\gamma = \oint \Phi d\omega$ benutzt. Beide Phasenfunktionen genügen der Bedingung, daß $\Phi(\pi) = 0$ ist, d. h., daß kein Licht in der Richtung des einfallenden Strahles fällt. Die Helligkeit 2. Ordnung ist proportional γ^2 und deshalb nur für stark reflektierende Teilchen von Bedeutung.

Die von HENYEV berechneten Kurven der Helligkeitsverteilung auf einem beleuchteten Nebel zeigen einige charakteristische Eigenschaften, die dazu dienen können, über die Lage des Sterns vor, innerhalb oder außerhalb des Nebels eine Entscheidung zu treffen und auch über die Neigung der Frontfläche des Nebels gegen die Gesichtslinie einen wahrscheinlichen Schluß zu ziehen. Da die Voraussetzungen der Theorie in bezug auf die gleichmäßige Dichte und die Phasenfunktion nicht zutreffen, sind nicht einmal diese Schlüsse in allen Fällen als bündig zu betrachten. Die meisten Reflexionsnebel sind gegenüber dem auffallenden Sternlicht verfärbt, d. h. sie enthalten Partikel von beugender Größe und haben daher sicher eine von der LAMBERTSchen und EULERSchen stark abweichende Phasenfunktion. Ein Anblick der Abb. 9 der Nebel im Scorpius und Ophiuchus zeigt deutlich, daß die dunkle Materie, die sich auf dem größten Teil des Bildes durch Sternleeren offenbart

und in der Umgebung heller Sterne erleuchtet ist, die größten Ungleichmäßigkeiten der Dichte und der Begrenzung aufweist.

Aus Betrachtungen über den Verlauf der Helligkeit des Nebels in der Umgebung des Sterns schließt HENYEV, daß beim Nebel um σ -Scorpii der Stern im Nebel eingebettet, bei 22-Scorpii der Stern vor dem Nebel liegt. Bei ϱ -Ophiuchi ist dasselbe wahrscheinlich, bei $CD-24^{\circ} 12684$

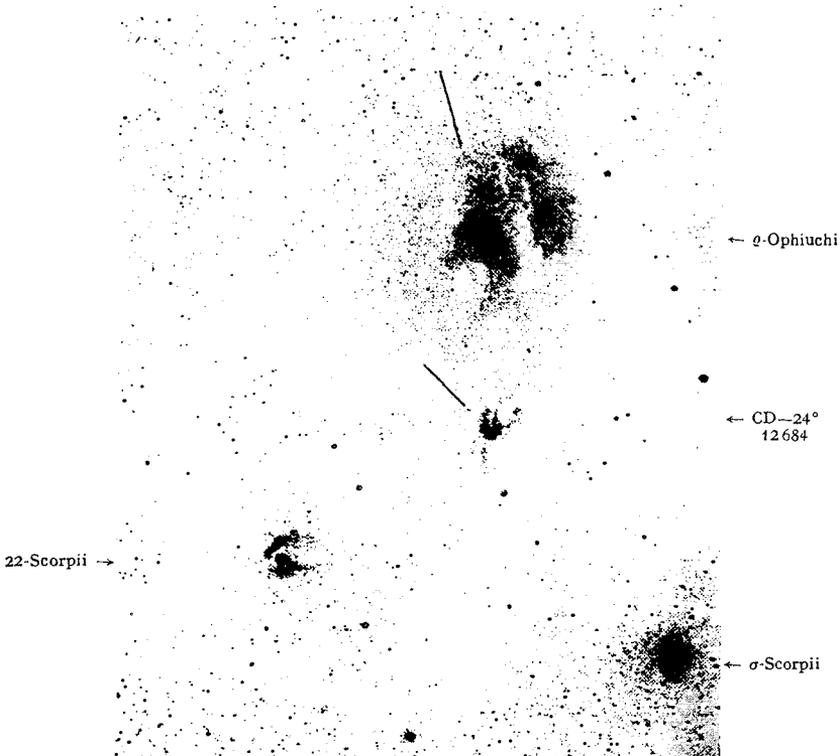


Abb. 9. Nebel im Scorpius und Ophiuchus nach dem Atlas of Selected Regions of the Milky Way von E. E. BARNARD.

muß der Stern als innerhalb des Nebels eingebettet angenommen werden. Ein Kriterium für die Beurteilung dieser geometrischen Verhältnisse ist natürlich die Helligkeit und Farbe des erleuchtenden Sterns, der, wenn er innerhalb oder hinter dem Nebel liegt, eine Absorption und Verfärbung aufweisen wird, letzteres wenn die Teilchen des Nebels von beugender Größe sind.

11. Die Beobachtungen über die Verfärbungen der Nebelmaterie. Die Frage nach der Verfärbung der Nebelmaterie ist von großer Bedeutung, weil wir aus unseren früheren Überlegungen über den Strahlungsdruck und die Gravitation in der Umgebung der Fixsterne erwarten

könnten, daß die feineren Teilchen aus der Umgebung der absolut hellen Sterne durch den Strahlungsdruck entfernt sein müssen und daher dieselbe aus gröberen Teilchen zusammengesetzt ist. Doch ist keine strenge Bestätigung dieser generellen Behauptung zu erwarten, weil bei geringeren Leuchtkräften und schwereren Teilchen der Strahlungsdruck sogar bei Partikelgrößen $d = 10^{-5}$ cm nicht ausreicht, dieselben fortzustoßen, um so weniger für kleinere verfärbende Teilchen, für die er wieder geringer wird. G. SCHAJN (102) fand, daß die von SEARES und HUBBLE (103) entdeckten großen Farbenexzesse der in Nebel eingehüllten Sterne für die selektive Absorption innerhalb der Wolke und damit auch für eine Verfärbung des Nebellichts sprechen. O. C. COLLINS (104) untersuchte die Helligkeiten von 18 Nebeln mit kontinuierlichen Spektren im photographischen Lichte und durch ein Rotfilter auf panchromatischen Platten und fand, daß sie im allgemeinen blauer sind als die beleuchtenden Sterne. Als wahrscheinlichsten Wert dieser Farbdifferenz fand J. L. GREENSTEIN (105) $-0^m,24 \pm 0,08$. Dieser Wert ist als Farbexzeß im üblichen Sinne zu verstehen. Eine Reihe anderer Arbeiten, die von O. STRUVE ausgehen und vom ihm und seinen Mitarbeitern ausgeführt sind, behandeln dieselbe Frage (106, 107, 108, 109) und kommen bei verschiedenen Nebeln zu verschiedenen Ergebnissen. Die Nebelmaterie, in der die Plejaden eingebettet sind, ist etwas blauer als der beleuchtende Stern Maia. Bei dem Nebel NGC 7023 sind die helleren Teile etwas röter als der Stern. Der von STRUVE entdeckte große Nebel nördlich von Antares entspricht in seiner Farbe genau dem roten Riesenstern. Alle diese Ergebnisse sind nicht sehr sicher, weil sie stark von dem angenommenen Farbindes des nächtlichen Himmels abhängen, von dem sich die Nebel nur schwach abheben. Farbe und Helligkeit des nächtlichen Himmels sind aber als veränderliche Größen anzusehen und für die einzelnen Aufnahmen nicht sicher bekannt.

12. Die Theorie der Verfärbung der Nebelmaterie. Für eine nach RAYLEIGH streuende Gasmasse hat E. SCHOENBERG (110) die Grundzüge einer Theorie der Verfärbung gegeben. Die in die Gasmasse von außen eintretende Strahlung wird an der Eintrittsstelle am stärksten verfärbt, beim Eindringen der Strahlung verlieren die Strahlen ihren kurzwelligen Anteil am stärksten, werden deshalb immer röter; das Medium, dessen Farbe von dem zerstreuten Anteil der durchdringenden Strahlung herührt und immer blauer ist als der durchdringende Strahl am Orte der Streuung, wird deshalb selbst immer röter gefärbt sein, je weiter es von der Eintrittsstelle entfernt ist. So wird allmählich eine Entfernung erreicht, in der das zerstreute Licht des Mediums dieselbe Wellenlänge maximaler Intensität erreicht, wie die Lichtquelle. Die einfachen Beziehungen zwischen den Wellenlängen maximaler Intensität der einfallenden und der zerstreuten Strahlen und dem Lichtwege hier anzuführen wäre überflüssig, weil der Idealfall reiner RAYLEIGH-Streuung in der Astronomie nirgends verwirklicht ist. Die Theorie wird nur als Vor-

läuferin der von L. G. HENYEV und J. L. GREENSTEIN (101) ausgearbeiteten strengen Theorie der Beleuchtung der Reflexionsnebel erwähnt. In dieser Arbeit wird die Auflösung der Integralgleichung des Strahlungstransports nach der Methode der EDDINGTONSchen Approximation für 3 Fälle durchgeführt: einer planparallelen Begrenzung des Nebels, der vor oder hinter dem erleuchtenden Sterne gelegen ist und einer sphärischen Begrenzung eines homogenen Nebels mit dem Stern im Zentrum. Dabei ist die Annahme über die Phasenfunktion hier von geringerer Bedeutung, weil es sich ausschließlich um die Berechnung des logarithmischen Helligkeitsgradienten mit der Wellenlänge handelt. Schreibt man diesen in der Form

$$\frac{\partial \log I}{\partial \log \lambda} = \frac{\partial \log I}{\partial \log \tau} \frac{d \log \tau}{d \log \lambda} = \frac{\partial \log I}{\partial \log \tau} \frac{d \log k}{d \log \lambda}, \quad (37)$$

wo I die Intensität, τ die optische Dicke des Nebels und k den Absorptionskoeffizienten bedeuten, so ist

$$k \propto \frac{1}{\lambda^n} \quad (38)$$

und

$$\frac{\partial \log I}{\partial \log \lambda} = -n \frac{\partial \log I}{\partial \log \tau}. \quad (39)$$

Da die Absorption entsprechend $n=1$ selektiv ist, so ergibt sich, daß der Nebel an der beleuchteten Seite blauer sein müsste als der Stern um

$$-0,24 \frac{\partial \log I}{\partial \log \tau}, \quad (40)$$

wobei $\frac{\partial \log I}{\partial \log \tau}$ an der Grenze $=1$ ist und mit der optischen Dicke τ bis auf 0 abnimmt. Das entspricht dem oben besprochenen Sättigungseffekt. Der Verlauf des Farbfaktors $\frac{\partial \log I}{\partial \log \tau}$ ist natürlich abhängig von der Albedo der Teilchen und auch von der Phasenfunktion, Größen, über die zunächst nichts bekannt ist. Die Autoren berechnen denselben für die Albedo $=1$ und einige Formen der Phasenfunktion. Wenn Aufnahmen des Nebels durch mehrere Filter verglichen werden können, so kann der beobachtete Helligkeitsabfall mit der optischen Tiefe in verschiedenen Farben im Vergleich mit den berechneten Farbfaktoren die Entscheidung über die Lage des Sterns zum Nebel und auch die Gültigkeit des λ^{-1} -Gesetzes bringen. Da derartige Untersuchungen noch nicht vorliegen, beschränken wir uns hier mit diesem kurzen Hinweis auf die Theorie, ohne eine Darlegung derselben. Der Anblick guter Aufnahmen von Reflexionsnebeln zeigt eine so große Unregelmäßigkeit in der Dichteverteilung der Nebelmaterie, daß in den theoretisch behandelten Modellen kaum eine Annäherung an die Wirklichkeit gesehen werden kann und die Anwendungen der Theorie keine Aussicht haben, eine größere Bedeutung zu gewinnen.

Als Illustration werden zwei Aufnahmen aus dem Atlas der Milchstraße von SCHOENBERG und JUNG des Sternbildes Scorpius (Abb. 10) gebracht, die einen Teil der ausgedehnten Dunkelwolke darstellen, die von den hellen Sternen dieses Sternbildes erleuchtet ist. Wir sehen um den hellsten roten Riesenstern Antares eine erleuchtete Wolke, die auf der Gelbaufnahme besonders hell und ausgedehnt ist, somit eine dem roten Stern entsprechende Färbung hat. Auf der Blauaufnahme sind wiederum die Nebel um die blauen *B*-Sterne sehr auffallend, die auf der Gelbaufnahme verschwunden sind.

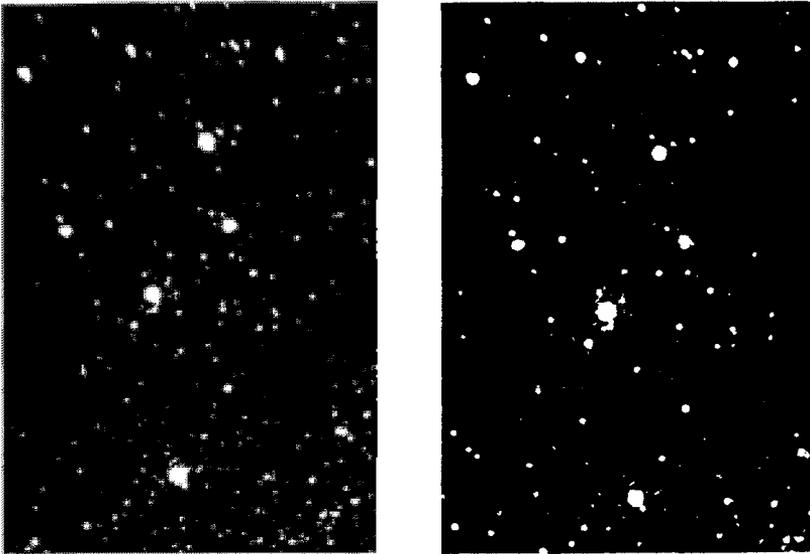


Abb. 10. Aufnahmen des Sternbildes Scorpius in Blau und Rot (rechts) aus dem Atlas der Milchstraße von E. SCHOENBERG und B. JUNG. Der hellste Stern der Rotaufnahme ist Antares.

V. Kosmogonische Fragen.

13. **Über die Stabilität der Dunkelwolken.** Nachdem die Dunkelwolken als Verdichtungen der interstellaren Materie erkannt worden sind, über deren Ausdehnung, Dichte und Zusammensetzung genügende Daten vorliegen, erhebt sich die Frage ihrer kosmogonischen Bedeutung und ihrer Stabilität. H. KLAUDER (111) untersuchte die Lebensdauer der Dunkelwolken unter dem Einfluß derjenigen Kräfte, denen sie in unserem Sternsystem unterliegen müssen: der Eigenanziehung, des Strahlungsdruckes und derjenigen scherenden Kräfte, denen die Wolken bei ihren gewaltigen Ausdehnungen infolge der Rotation um das Zentrum des Sternsystems unterliegen.

Bezeichnet man durch G das galaktische Zentrum, durch C das Zentrum der Wolke, durch S ein Partikel und $GC = a$, $CS = \rho$; weiter die Koordinaten von C in bezug auf G mit x, y, z ; die von S in bezug

auf G mit X, Y, Z , in bezug auf C mit ξ, η, ζ , wobei die ξ -Achse mit GC zusammenfällt und die η -Achse senkrecht dazu in der Richtung der galaktischen Rotation gerichtet ist, endlich durch U die resultierende Eigenanziehung der Wolke, so sind die Gleichungen der relativen Bewegung von S um C

$$\left. \begin{aligned} \xi'' - 2n\eta' + \alpha\xi + \frac{\xi}{\varrho}U &= 0, \\ \eta'' + 2n\xi' + \frac{\eta}{\varrho}U &= 0, \\ \zeta'' + n'^2\zeta + \frac{\zeta}{\varrho}U &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

wo n die Rotationsgeschwindigkeit um G ist, so daß

$$x = a \cos nt, \quad y = -a \sin nt. \quad (42)$$

Hier ist

$$n = \sqrt{\frac{f_1(a)}{a}}, \quad n' = \sqrt{\frac{f_2(a)}{a}},$$

wobei $f_1(a)$ und $f_2(a) \frac{z}{a}$ die Kraftkomponenten sind, die vom gesamten Milchstraßensystem auf die Masseneinheit parallel und senkrecht zur galaktischen Ebene ausgeübt werden. Durch α ist bezeichnet:

$$\alpha = \frac{df_1(a)}{da} - \frac{f_1(a)}{a}.$$

Die Eigenanziehung U setzt sich zusammen aus der Schwereanziehung U_g und dem Strahlungsdruck U_s außerhalb und innerhalb der Wolke $U = U_g + U_s$. Bei der Ableitung der Gleichung (41) ist vorausgesetzt, daß ϱ und z klein sind gegen a . Sie gelten also nur für größere Entfernungen vom galaktischen Zentrum.

Das *Stabilitätskriterium* ergibt sich aus den ersten zwei Gleichungen (41), wenn man den üblichen Ansatz

$$\xi = A e^{st}, \quad \eta = B e^{st}$$

macht und fordert, daß s imaginär ist, denn dann sind die relativen Bahnen der Teilchen innerhalb der Dunkelwolke periodisch. Andernfalls wachsen ξ und η unbeschränkt mit der Zeit t , und die Wolke muß sich auflösen. Die beiden Fälle treten ein, je nachdem

$$\alpha + \frac{U}{\varrho} \geq 0 \quad (43)$$

ist, und die Wolke beginnt instabil zu werden, wenn

$$\alpha + \frac{U}{\varrho} = 0. \quad (44)$$

Für die Stabilität senkrecht zur Milchstraße ergibt die dritte Gleichung (41) die Bedingung

$$n'^2 + \frac{U}{\varrho} > 0. \quad (45)$$

Für die Auswertung von $U = U_g + U_s$ muß ein Modell einer typischen Dunkelwolke zugrunde gelegt werden. Aus 15 bekannten Dunkelwolken bildet H. KALUDER folgendes Modell:

Gesamtabsorption $1^m - 2^m$, Durchmesser $2\varrho_0 = 10$ Parsec. Für die Abschätzung der Dichte aus der Absorption rechnet KLAUDER nur mit der Absorption durch Abdeckung. Mit Partikelgrößen vom Durchmesser $d = 10^{-4}$ cm und einem spezifischen Gewicht $s = 7,8$ des Eisens kommt er so auf den Durchschnittswert der Dichte

$$\bar{\delta} = 3,2 \cdot 10^{-23} \text{ g/cm}^3.$$

Dieser Wert ist als etwas zu hoch anzusprechen; wie wir jetzt wissen, ist der Hauptbestandteil der Partikel vom Durchmesser 10^{-5} cm, daher die Absorption selektiv und mehr als um eine Zehnerpotenz effektiver, die Dichte ebensoviel kleiner.

Die Gravitation U_g kann mit dieser Durchschnittsdichte bei kugelförmiger Begrenzung der Wolke aus

$$U_g = \frac{4}{3} \pi G \bar{\delta} \varrho_0$$

berechnet werden.

Außerhalb der Wolke nimmt U_g/ϱ immer ab, was zur Folge hat, daß in einer bestimmten Entfernung $\varrho > \varrho_0$ $\alpha + \frac{U}{\varrho} = 0$ wird. Teilchen, die diese Entfernung erreichen, werden der Wolke verlorengehen, da ihre Bahnen nicht mehr periodisch sind. Das ist die Stabilitätsbedingung infolge der Gravitation allein. Hier ist also die mittlere Dichte entscheidend für die Stabilität. Die Wirkung der thermischen Bewegung der Teilchen ist noch besonders zu berücksichtigen.

Bei der Berechnung des Strahlungsdruckes U_s nimmt KLAUDER nach VAN RHIJN (112) die Strahlung der Sterne in der Umgebung der Sonne gleich derjenigen von 1500 Sternen erster Größe an. Nach den Messungen von PETTIT und NICHOLSON (113) ist die Strahlung eines Sterns erster Größe zu

$$10^{-11} \frac{\text{cal}}{\text{min} \cdot \text{cm}^2} = 0,7 \cdot 10^{-5} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}.$$

anzusetzen und die aus dem Raumwinkel 2π , also einseitig auf ein Teilchen einfallende Strahlung zu

$$2\pi I_a = \frac{1}{2} 1500 \cdot 0,7 \cdot 10^{-5} \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}.$$

Der Strahlungsdruck wird dann

$$P = \frac{2\pi I_a}{c}, \quad (46)$$

wo I_a sich auf die Sonnenumgebung bezieht und zu seiner Bestimmung die Berechnung der gesamten vom Himmelsraum einfallenden Strahlung mit Rücksicht auf die Absorption erfordert. Diese Integration wird für den Innenraum der Wolke und für den Außenraum getrennt durchgeführt, wobei aber die Helligkeit des ganzen Himmels als gleichmäßig

angenommen, d. h. das Milchstraßenphänomen vernachlässigt wird. Der interstellaren Absorption wird durch einen mittleren Absorptionskoeffizienten Rechnung getragen. Das Ergebnis ist, daß für die oben definierte typische Wolke der Strahlungsdruck überwiegend von der von außen kommenden Strahlung herrührt und deshalb durchweg *nach innen* gerichtet ist. Die folgende Abbildung veranschaulicht den Verlauf des Strahlungsdruckes innerhalb und außerhalb der Wolke und außerdem denjenigen der Eigenanziehung durch Gravitation. Als Einheit ist der Oberflächenwert von U_s bzw. U_g angenommen. Eine Umkehrung des Druckgradienten wäre nur möglich, wenn die im Inneren der Wolke erzeugte Energie um 1—2 Zehnerpotenzen größer wäre, wenn z. B. einige Überriesen von frühem Spektraltypus in der Wolke eingebettet wären. Auffallend ist, daß der Verlauf des Strahlungsdruckes dem der Eigenanziehung sehr ähnlich ist. Daher

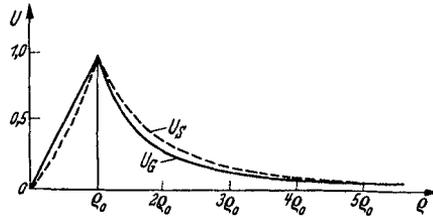


Abb. 11. Verlauf der Eigenanziehung und des Strahlungsdruckes in einer Dunkelwolke und ihrer Umgebung nach KLAUDER.

wird in erster Annäherung bei konstanter Dichte $\frac{U_g}{\rho}$ im Inneren ebenso wie $\frac{U_s}{\rho} = \frac{4}{3} \pi G \delta$ eine Konstante sein, deren Wert sich einfach aus dem Oberflächenwerte berechnen läßt. Folgende Tabelle von KLAUDER enthält die Ergebnisse seiner Rechnung für eine Reihe von Modellen der Dunkelwolken. In der vorletzten Spalte stehen die für die Stabilität entscheidenden Werte von $\alpha + \frac{U}{\rho}$, die bei stabilen Gebilden positiv sein müssen.

Tabelle 10. Numerische Auswertung des Stabilitätskriteriums nach KLAUDER.

d cm	ρ_0 pc	Gesamt- absorpt.	Δm	$\delta \cdot 10^{23}$ g · cm ⁻³	$U_0/\rho \cdot 10^{30}$ sec ⁻²	$U_s/\rho \cdot 10^{30}$ sec ⁻²	$U/\rho \cdot 10^{30}$ sec ⁻²	$(\alpha + U/\rho) \cdot$ 10^{30} sec ⁻²	$\bar{c} \cdot 10^4$ cm · sec ⁻¹
10 ⁻⁴	5	1 ^m 08	0 ^m 216	5,6	15,8	3	18,8	+ 17,1	0,52
10 ⁻⁴	10	1,08	0,108	2,8	7,8	1,5	9,3	+ 7,6	0,73
10 ⁻⁴	50	1,08	0,0216	0,56	1,6	0,3	1,9	+ 0,16	1,6
10 ⁻⁴	100	1,08	0,0108	0,28	0,8	0,16	0,96	— 0,78	2,3
10 ⁻⁴	10	0,54	0,054	1,4	4	1,1	5,1	+ 3,4	0,54
10 ⁻⁴	100	0,54	0,0054	0,14	0,4	0,11	0,51	— 1,23	1,8
10 ⁻⁵	5	1,08	0,216	0,28	0,8	60	60,8	+ 59,1	0,9
10 ⁻⁵	10	1,08	0,108	0,14	0,4	30	30,4	+ 28,7	1,3
10 ⁻⁵	50	1,08	0,0216	0,028	0,08	6	6,08	+ 4,34	3
10 ⁻⁵	100	1,08	0,0108	0,014	0,04	3,25	3,29	+ 1,55	4,3
10 ⁻⁵	10	0,54	0,054	0,072	0,24	2,1	2,34	+ 0,6	0,36
10 ⁻⁵	100	0,54	0,0054	0,0072	0,024	0,21	0,234	— 1,5	1,2

Den Einfluß der scherenden Kräfte kann man bei Vernachlässigung der Eigenanziehung aus der Differenz der Rotationsgeschwindigkeit

infolge verschiedener Anziehung zum galaktischen Zentrum der inneren und äußeren Teile der Wolke abschätzen. Die inneren Teile derselben rotieren schneller, wodurch die Wolke auseinandergezogen wird. KLAUDER findet, daß ihr Volumen sich auf das 10fache vergrößert und die Dichte auf ein Zehntel abnimmt in einer Zeit, die näherungsweise durch $t' = 10 \frac{1}{n}$ bestimmt ist, bei einer Rotationsgeschwindigkeit $n = 0,87 \cdot 10^{-15} \text{ sec}^{-1}$ folgt für die Lebensdauer einer Wolke etwa 10^{16} sec , oder $3 \cdot 10^8$ Jahre.

Stärker als die Scherung beeinflussen die regellosen Eigenbewegungen der Teilchen den Auflösungsprozeß der Wolken. Bei der Annahme einer MAXWELLSchen Verteilung der Geschwindigkeiten findet KLAUDER, daß der Diffusionsprozeß die Dichte der Wolke auf ein Zehntel ihres Wertes in Zeiten herabsetzt, die in folgender Abhängigkeit von ihrer mittleren Geschwindigkeit \bar{c} stehen.

Tabelle 11. Lebensdauer verschiedener Wolkenmodelle bei verschiedener Geschwindigkeit.

\bar{c}	$5 \cdot 10^3 \text{ cm sec}^{-1}$	10^4	$5 \cdot 10^4$	10^5	$5 \cdot 10^6$	10^6
10 pc	$1,3 \cdot 10^{16} \text{ sec}$	$6,4 \cdot 10^{15}$	$1,3 \cdot 10^{15}$	$6,4 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{14}$	$0,64 \cdot 10^{14}$
25 pc	$3,2 \cdot 10^{16} \text{ sec}$	$1,6 \cdot 10^{15}$	$3,2 \cdot 10^{15}$	$1,6 \cdot 10^{15}$	$3,2 \cdot 10^{14}$	$1,6 \cdot 10^{14}$
60 pc	$6,5 \cdot 10^{16} \text{ sec}$	$3,2 \cdot 10^{16}$	$6,5 \cdot 10^{15}$	$3,2 \cdot 10^{15}$	$6,5 \cdot 10^{14}$	$3,2 \cdot 10^{14}$
100 pc	$1,3 \cdot 10^{17} \text{ sec}$	$6,4 \cdot 10^{16}$	$1,3 \cdot 10^{16}$	$6,4 \cdot 10^{15}$	$1,3 \cdot 10^{15}$	$6,4 \cdot 10^{14}$

Bei der Berechnung der mittleren Geschwindigkeit \bar{c} der regellosen Bewegung der Teilchen in bezug auf den Schwerpunkt der Wolke unter dem Einfluß der Schwere und des Strahlungsdrucks wendet KLAUDER den CLAUSIUSschen Virialsatz an, wobei für den Strahlungsdruck ein ähnlicher Verlauf des unbekanntes Potentials angenommen wird wie für die Schwere, wie das aus der angeführten numerischen Berechnung (Abb. 11) für die angeführten Wolkenmodelle erwiesen war. Die Ergebnisse der Berechnung stehen in der letzten Spalte der Tabelle 10. Vergleicht man die dort stehenden Zahlen für \bar{c} mit der Tabelle 11, so findet man, daß die Lebensdauer der Wolken zwischen 10^{14} und 10^{16} sec liegen muß, wobei 10^{14} als untere Grenze anzusehen ist. Auch bei dieser Abschätzung ist die Eigenanziehung der Wolke vernachlässigt.

Eine strenge Berechnung der Auflösungszeit einer Wolke bei Berücksichtigung der Eigenanziehung kann durch die Integrale der Gleichungen (41) herbeigeführt werden. Sie ändert die Ergebnisse der obigen Näherungslösungen (Lebensdauer 10^{15} sec) nicht. Die Auflösung „stabiler“ Wolken, für die $\alpha + U/\rho > 0$, in Folge der Massendiffusion kann berechnet werden, wenn man die Entweichungsgeschwindigkeit kennt und die Häufigkeit, mit der sie unter den Teilchen der Wolke zu erwarten ist. Hier kann man kaum einigermaßen zuverlässige Aussagen machen; dazu kommt noch die Unsicherheit über den Betrag der aus dem interstellaren

Medium durch die Wolke in der Entwicklungszeit aufgenommenen Teilchen, der den Massenverlust durch Diffusion teilweise kompensiert. KLAUDER schätzt aber, daß die Lebensdauer der „stabilen“ Wolken jedenfalls bedeutend größer ist als die der „instabilen“ Wolken.

Die stabileren Wolken sind kleinere und dichtere Gebilde von 10 bis 50 Parsek Durchmesser, in denen auch die Zusammenstöße der Teilchen häufiger sind und in denen die bei den Zusammenstößen verschwindende kinetische Energie die Geschwindigkeiten ausgleicht, so daß der Prozentsatz der Teilchen, die die Entweichungsgeschwindigkeit erreichen, herabgesetzt wird. Solche Gebilde müssen praktisch vollkommene Stabilität erreichen. Die Grenze dieser vollkommenen Stabilität liegt bei 20—30 Parsek, einer Absorption von 1^m und Dichten von 10^{-24} bis 10^{-25} gm/cm³. Die Gesamtmasse solcher Wolken wäre 10^{35} bis 10^{36} gm. Doch ist wahrscheinlich bei der Berechnung der Dichte aus der Absorption allein durch Abdeckung diese, und damit die Gesamtmasse, um eine Zehnerpotenz zu hoch angesetzt. Die kleinsten und dichtesten Wolken, die auch die stabilsten sein müssen, hätten dann Massen von der Größenordnung der Sterne.

14. Über die Entstehung der festen Partikel im interstellaren Raume. Auf Grund der Betrachtungen des ersten Kapitels dürfen wir es als erwiesen ansehen, daß die interstellare Materie im Wesentlichen aus festen Teilchen beugender Größe besteht. Nach einer Untersuchung über die Farbe außergalaktischer Nebel von EIGENSON (114) bei verschiedenen Neigungswinkeln ihrer Hauptebene zu Gesichtslinie ergab sich, daß auch die anderen Sternsysteme des Weltalls dunkle absorbierende Materie enthalten, und daß diese eine ganz ähnliche Gesamtabsorption und Verfärbung des Sternlichts aufweist wie unsere Milchstraße. Wir müssen daraus schließen, daß auch in ihnen die feinen festen Teilchen vorherrschen, und haben damit eine Tatsache von größter kosmogonischer Bedeutung, deren Ursache eine Aufklärung erfordert.

Hypothese von B. JUNG (115). Den Ausgangspunkt von B. JUNGS Betrachtungen ist eine Hypothese von B. LINDBLAD (116), nach der die Kondensation des interstellaren Gases an kleinsten festen Kernen durch den großen Temperaturunterschied dieser Kerne und des viel heißeren Gases beschleunigt wird. Die festen Kerne müßten im Strahlungsgleichgewicht eine Temperatur von etwa 3° K haben, während dem Gas etwa 10000° K zugeschrieben werden müssen. Nun hat LANGMUIR experimentell nachgewiesen, daß ein großer Temperaturunterschied zwischen dem festen Metall und dem umgebenden Gas die Kondensation der Gasmoleküle sehr begünstigt, so daß die festen Teilchen dann relativ schnell wachsen. LINDBLAD findet, daß die Wachstumsdauer bis zur Größe von $80 \text{ m}\mu$ etwa 10^9 Jahre betragen müßte, was der kurzen Zeitskala im Alter der Welt entspricht. Diese Hypothese wird von B. JUNG einer Kritik unterworfen. Ihre Gültigkeit setzt voraus, daß zwischen dem festen Metall und dem Gase keine elektrostatischen Kräfte wirksam

sind. Das ist aber sicher der Fall, denn das Gas ist ionisiert und die festen Teilchen unterliegen der Aufladung durch den photoelektrischen Effekt. Unter dem Einfluß der hochfrequenten Strahlen der Sterne werden Elektronen von den Teilchen losgerissen, wodurch sich das Metall positiv auflädt. Da auch die Ionen des Gases positiv geladen sind, ist ihre Vereinigung mit dem Metall erschwert, das Anwachsen geht langsamer vonstatten. Um diesen Einfluß zu berechnen, muß man den Ionisationsgrad der Gase und das Aufladungspotential der festen Materie kennen. Diese Größen hängen aber von der Temperatur und Dichte des Gases und von der Beschaffenheit der wirksamen Strahlung ab. JUNG berechnet sie für Eisen, als das im Weltall wahrscheinlich häufigste Metall. Das Aufladungspotential des festen Eisens beträgt 4 eV. Das bedeutet: wenn Eisen hochfrequenter Strahlung ausgesetzt ist, so verliert es so lange Elektronen, bis zwischen dem Verlust derselben und dem Zugang freier Elektronen, deren Zusammenstoß bei positiver Aufladung des Eisens begünstigt vor sich geht, ein Gleichgewicht hergestellt ist. Dieses tritt bei der Aufladung auf 4 eV ein. Die Photoionisation selbst erfordert eine bestimmte Mindestfrequenz (ν) der auffallenden Strahlung, damit die Loslösungsarbeit (A) geleistet werden kann.

Es wird die Voraussetzung gemacht, daß jedes Quant von der Frequenz $> \nu$ ionisierend wirkt, d. h. das Reflexionsvermögen des Metalls wird vernachlässigt. Nach EDDINGTON kann die gesamte Strahlungsintensität im freien Weltraume derjenigen von 2000 Sternen 1. Größe gleichgesetzt werden. Aus dieser Strahlungsdichte ergibt sich eine effektive Temperatur von $3,18$ K. Qualitativ entspricht diese Strahlung einer viel höheren Temperatur T . Wir haben es also mit einer Temperaturstrahlung T zu tun, die aber gegenüber der durch das PLANCKSche Gesetz definierten Gleichgewichtsstrahlung im Verhältnis

$$W = \left(\frac{3 \cdot 18}{T}\right)^4 \quad (47)$$

verdünnt ist. Die Strahlungsdichte in der Frequenz ν ist deshalb

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{W}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (48)$$

und die Zahl der Lichtquanten in der Volumeinheit

$$N_\nu = \frac{\rho_\nu}{h\nu} = \frac{8\pi \nu^2}{c^3} \frac{W}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (49)$$

Aber nur die Quanten $\nu > \nu_0$ wirken ionisierend. Dem Auftreffen eines Lichtquants entspricht die Loslösung eines Elektrons. Die Zahl der Quanten in der Volumeinheit mit $\nu > \nu_0$ ist

$$N = \int_{\nu_0}^{\infty} N_\nu d\nu = \frac{8\pi}{c^3} W \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (50)$$

Die Frequenz ν_0 berechnet sich aus der für die Loslösung eines Elektrons notwendigen Arbeitsleistung A nach der Formel $\nu_0 = 2,43 \cdot 10^{14} A$, da 1 eV der Energie eines Lichtquants mit der Frequenz $\nu = 2,43 \cdot 10^{14}$ entspricht. Hier ist $A = V + P$, wenn P das Aufladungspotential von Eisen (4 eV) und V die Aufladung des Metalls in Volt ist.

Die Werte von $\log N$ sind in dem ersten Teile der folgenden Tabelle 12 gegeben. Im Gleichgewichtszustande werden ebenso viel Elektronen losgelöst als sich wieder mit dem Metall vereinigen, darum muß mit Rücksicht auf die gegenüber den Quanten geringere Geschwindigkeit der Elektronen v zwischen deren Zahl N_{el} und der Zahl der wirksamen Lichtquanten die Beziehung bestehen,

$$N = N_{el} \frac{v}{c} \left(\frac{r'}{r}\right)^2 = N', \quad (51)$$

wo noch durch den Faktor $(r'/r)^2$ der elektrostatischen Anziehung zwischen den Eisenteilchen und den Elektronen Rechnung getragen ist. r' ist der wirksame Radius des Teilchens, r der wahre, d. h. ein geladenes Teilchen vom Radius r fängt genau so viel Elektronen auf, wie ein ungeladenes vom Radius r' . Um den Faktor $(r'/r)^2$ zu berechnen, betrachten wir die

Abb. 12a, in der die hyperbolische Bahn des Elektrons um das Teilchen F dargestellt ist. AB ist die ungestörte Bahn des Elektrons längs der Asymptote, r' deren Abstand von F . Eine leichte Überlegung zeigt, daß

$$\left(\frac{r'}{r}\right)^2 = \frac{1+e}{1-e}, \quad (52)$$

wo e die Exzentrizität. Im Zweikörperproblem besteht zwischen e , der Flächenkonstanten h und der Energiekonstanten c die Beziehung

$$e = \sqrt{1 + \frac{h^2 c}{k^4 (1+m)^2}}. \quad (53)$$

Nach entsprechender Umdeutung der in die Gleichung eingehenden Größen verwandelt sich diese Gleichung in unserem Falle in folgende:

$$e = \sqrt{1 + \frac{v^4}{\Phi^2} \left(\frac{m_{el}}{\epsilon}\right)^2 \left(\frac{r'}{r}\right)^2}, \quad (53a)$$

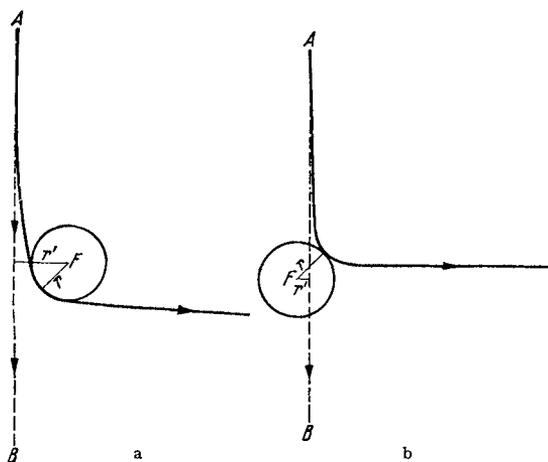


Abb. 12 a und b. Bahnkurven von Elektronen und Ionen unter dem Einfluß der positiven Ladung des Teilchens F nach B. JUNG.

wo m_{el}/ε das Verhältnis der Masse des Elektrons zu seiner Ladung und Φ das Potential an der Oberfläche des Teilchens in c.g.s.-Einheiten ist. Durch Einsetzen des Wertes $(r'/r)^2$ würden wir hieraus eine Gleichung 3. Grades in e erhalten. Statt dessen ist es vorteilhafter, e aus (53a) und (52) zu eliminieren, um eine lineare Gleichung für $(r'/r)^2$ zu erhalten:

$$\left(\frac{r'}{r}\right)^2 = x = 1 + \frac{2\Phi}{v^2 \frac{m_{el}}{\varepsilon}}$$

Hier geht die Teilchengröße selbst nicht mehr ein, so daß das schließlich erreichte Potential Φ unabhängig von der Partikelgröße ist.

Die Gleichung (51) kann dazu dienen, N' zu berechnen. Das ist im zweiten Teile unserer Tabelle für verschiedene Temperaturen des interstellaren Gases, von der die Elektronengeschwindigkeit v nach der Formel

$$\frac{1}{2} m_{el} v^2 = \frac{3}{2} k T, \quad (54)$$

wo k die BOLTZMANNsche Konstante ist, abhängt, und für verschiedene Werte des Potentials geschehen. Da für den Gleichgewichtszustand

Tabelle 12. $\log N$ und $\log N'$ für verschiedene Temperaturen und Aufladungspotentiale.

v_0	Φ	$\log N$				$\log N'$			
		4000	6000	10000	15000	4000	6000	10000	15000
$1,0 \cdot 10^{15}$	0,11	6,99	7,59	8,41	8,65	3,72	3,79	3,87	3,95
1,2	0,94	6,10	7,08	8,12	8,50	4,08	4,07	4,07	4,09
1,4	1,76	5,19	6,51	7,82	9,32	4,28	4,24	4,20	4,20
1,6	2,58	4,27	5,92	7,50	8,14	4,41	4,36	4,31	4,29
1,8	3,40	3,32	5,33	7,18	7,94	4,51	4,45	4,39	4,36
2,0	4,23	2,33	4,73	6,85	7,74	4,60	4,53	4,46	4,42
2,2	5,05		4,18	6,51	7,54	4,66	4,60	4,52	4,48
2,4	5,87		3,54	6,16	7,33	4,72	4,65	4,58	4,52
2,6	6,70		2,87	5,81	7,11	4,78	4,70	4,62	4,57
2,8	7,52			5,46	6,90	4,82	4,75	4,66	4,61
3,0	8,34			5,06	6,67	4,87	4,79	4,70	4,64
3,2	9,16			4,74	6,45	4,90	4,83	4,74	4,68
3,4	9,99			4,37	6,22	4,94	4,86	4,77	4,71
3,6	10,81			3,99	5,99	4,97	4,89	4,80	4,74
3,8	11,63			3,62	5,76	5,00	4,92	4,83	4,76
4,0	12,45			3,18	5,52	5,03	4,95	4,86	4,79
4,2	13,28			2,80	5,30	5,06	4,98	4,88	4,81
4,4	14,10			5,05	5,08	5,00	4,91	4,84	
4,4	14,10				5,05	5,08	5,00	4,91	4,84
4,6	14,92				4,80	5,11	5,03	4,93	4,86
4,8	15,74				4,55	5,13	5,05	4,95	4,88
5,0	16,57				4,30	5,15	5,07	4,97	4,90
5,2	17,39				4,03	5,17	5,09	4,99	4,92
5,4	18,21				3,78	5,19	5,11	5,01	4,94
5,6	19,05				3,43	5,21	5,13	5,03	4,95
5,8	19,86				3,17	5,23	5,14	5,04	4,97
6,0	20,68				2,91	5,24	5,16	5,06	4,99

$N = N'$, so kann die Tabelle dazu benutzt werden, um für die gleiche Temperatur das Aufladungspotential des Gleichgewichtszustandes zu entnehmen. Man findet z. B. für 10000° 9,16 V.

Man kann die Zahlen der Tabelle auch noch dazu verwenden, ein lehrreiches Diagramm zu zeichnen, in dem als Abszissen das Aufladungspotential, als Ordinaten die Größen N' bzw. N eingetragen sind. Die fallenden Kurven geben N für verschiedene Temperaturen der Sternstrahlung, die steigenden N' für die gleiche Temperatur von 10000° , aber verschiedene Gasdichten, die aus der Zahl der Elektronen N_{el} berechnet sind, indem auf ein Elektron ein Ion vom Atomgewicht 20, d. h. $3,32 \cdot 10^{-23}$ g gerechnet wurde. Die Kurven gelten auch näherungsweise für die anderen Temperaturen; man kann so aus dem Diagramm das Aufladungspotential des Gleichgewichtszustandes auch für andere Gasdichten durch Aufsuchung des Schnittpunktes und die Entnahme von $\log \Phi$ bestimmen. Für die Dichte des interstellaren Gases = 10^{-26} g/cm³ und die Temperatur 10000° K finden wir etwa $\Phi = 10$ V.

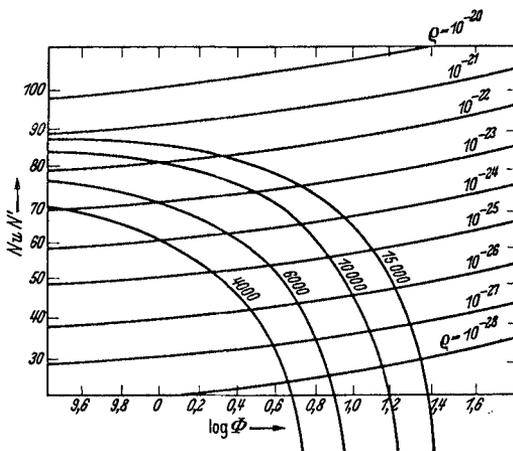


Abb. 13. Diagramm zur Bestimmung des Ionisationspotentials von festem Eisen nach B. JUNG.

Es erhebt sich nun die Frage, ob bei so hoher Aufladung Zusammenstöße von Ionen und fester Materie überhaupt noch möglich sind. Bei einer gaskinetischen Temperatur von 10000° ist ein Teilchen mit der Elementarladung (d. h. $4,77 \cdot 10^{-10}$ c.g.s.) in der Lage, eine Potentialschwelle von nur 1,27 V zu überwinden. Auf Grund der MAXWELLSchen Geschwindigkeitsverteilung kommen allerdings alle möglichen Geschwindigkeiten vor, die größeren aber selten. Die Zahl der Ionen, die ein festes Teilchen erreichen, wird also um so geringer sein, je tiefer die Temperatur und je höher die Aufladung ist. Zu berücksichtigen ist auch noch, daß der wirksame Querschnitt der Partikel durch Abstoßung verkleinert wird. Die Abb. 12b veranschaulicht die Verhältnisse bei der Abstoßung. Der wirksame Radius r' ist hier kleiner als der wahre r , denn das längs der Asymptote AB ankommende Ion würde das Partikel ohne Aufladung noch treffen, während es infolge der Abstoßung auf der Hyperbel noch davonfliegen kann. Man findet leicht, daß

$$\left(\frac{r'}{r}\right)^2 = \frac{e-1}{e+1} \tag{55}$$

und ganz ähnlich wie oben die beiden Gleichungen

$$e = \sqrt{1 + \frac{v^4}{\Phi^2} \left(\frac{m_{\text{ion}}}{\varepsilon} \right)^2 \frac{r'^2}{r^2}} \quad (56)$$

$$\frac{r'^2}{r^2} = x = 1 - \frac{2\Phi}{v^2 \frac{m_{\text{ion}}}{\varepsilon}}. \quad (57)$$

Ist γ die Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der wahrscheinlichsten, dann ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Ion eine Geschwindigkeit oberhalb γ besitzt

$$w = \frac{\int_{\gamma}^{\infty} \gamma^2 e^{1-\gamma^2} d\gamma}{\int_0^{\infty} \gamma^2 e^{1-\gamma^2} d\gamma}. \quad (58)$$

Die Zahl der Zusammenstöße zwischen den festen Teilchen und den Ionen ist also um den Faktor w herabgesetzt.

Zur Berechnung der Mindestgeschwindigkeit γ verfährt man in folgender Weise. Wenn man in der Gleichung (57) $(r'/r)^2 = 0$ setzt, so erhält man aus ihrer Auflösung diejenige Geschwindigkeit, bei der das Partikel

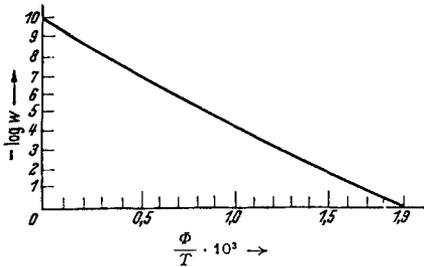
nur getroffen wird, wenn das Ion auf sein Zentrum gerichtet ist. Darum ist

$$v = \sqrt{\frac{2\Phi}{\frac{m_{\text{ion}}}{\varepsilon}}} \quad (59)$$

die Mindestgeschwindigkeit, bei der Zusammenstöße noch möglich sind. Nach der Definition ist dann

$$\gamma = \frac{v}{\sqrt{\frac{3kT}{m_{\text{ion}}}}} = \sqrt{\frac{2\Phi\varepsilon}{3kT}} \quad (60)$$

Abb. 14. Diagramm zur Entnahme der Wahrscheinlichkeit w mit dem Werte $\frac{\Phi}{T} \cdot 10^3$ nach B. JUNG.



Damit ist die Möglichkeit gegeben, den Faktor w aus (58) für verschiedene Werte von Φ/T durch numerische Integration zu berechnen. Das Ergebnis ist in Abb. 14 dargestellt, deren Abszissen $\frac{\Phi}{T} \cdot 10^3$ und deren Ordinaten $-\log w$ darstellten. Man kann aber das gewählte Argument Φ/T auch aufspalten, indem man die Temperaturen variiert und aus Abb. 13 die Dichten entnimmt, die demselben Φ/T entsprechen. So ergibt sich Tabelle 13 für $-\log w$ bei verschiedenen Temperaturen und Dichten. Bei den Verhältnissen, wie sie in unserem Sternsystem normal sind, erhalten wir für w Werte von 10^{-5} bis 10^{-6} . Dieses w gilt aber unter der Voraussetzung, daß die gesamte gasförmige Materie einfach ionisiert ist. Für neutrales Gas ist die Rechnung natürlich überflüssig, da dann die Teilchen

ungestört anwachsen können. Die Bildung derselben geht also immer dann bedeutend schneller vor sich, wenn ein nicht verschwindender Prozentsatz neutralen Gases vorhanden ist.

Andererseits wird der Wachstumsprozeß noch mehr verlangsammt, wenn das Gas doppelt ionisiert ist. Der Vorgang spielt sich genau so ab, als ob das Gas einfach ionisiert und die feste Materie doppelt so hoch aufgeladen wäre. Ein Blick auf die Abb. 14 zeigt, daß der Wachstumsprozeß dann praktisch unterbleibt.

Tabelle 13. —log w für verschiedene Temperaturen und Dichten.

$T \backslash \rho$	4000°	6000°	10000°	15000°
10^{-22}	10	10	9,32	9,14
10^{-23}	10	9,00	8,24	7,97
10^{-24}	8,50	7,90	7,07	6,80
10^{-25}	7,45	6,84	6,02	5,68
10^{-26}	6,38	5,73	4,91	4,54
10^{-27}	5,35	4,53	3,85	3,50
10^{-28}	4,50	3,70	2,88	2,59

Der Ionisationsgrad für Eisen wurde auf Grund der SAHASchen Theorie für verschiedene Gasdrucke und Temperaturen berechnet. Das Ergebnis steht in der Tabelle 14, wo die eingeklammerten Zahlen den

Tabelle 14. Ionisationsgrad des Eisens.

$T \backslash \rho$	4000°	6000°	10000°	15000°
10^{-22}	0,16	0,955	0,99963 (0,10)	0,99954 (0,94)
10^{-23}	0,42	0,9955	0,999963 (0,46)	(0,994)
10^{-24}	0,79	0,99955	(0,984)	(0,9994)
10^{-25}	0,967	0,999955	(0,9984)	(0,99994)
10^{-26}	0,9967	(0,011)	(0,99984)	(1)
10^{-27}	0,99967	(0,095)	(0,999984)	(1)
10^{-28}	0,999967	(0,443)	(1)	(1)

Prozentsatz der doppelt ionisierten, die anderen den der einfach ionisierten Eisenatome wiedergeben. Aus dieser Tabelle kann man entnehmen, daß bei niedrigen Temperaturen die Bildung von fester Materie bedeutend schneller vor sich geht, als aus Tabelle 13 zu ersehen ist. Bei hohen Temperaturen ist es umgekehrt. Für die im Sternsystem als normal angesehenen Verhältnisse ($T = 10000^\circ$, $\rho = 10^{-26} \text{ g/cm}^3$) ist fast das ganze Eisengas doppelt ionisiert und der Faktor w noch 100mal vergrößert, sodaß das Anwachsen des Eisens etwa 10mal langsamer vor sich geht als bei neutralem Eisen. Es findet praktisch gar kein Wachstum statt. Bei schwächerer Ionisation, die durch die neuerdings entdeckten ruhenden Linien des neutralen Kalziums für den Weltraum wahrscheinlich gemacht ist, wird der Faktor w natürlich kleiner ausfallen. Bei den anderen Metallen liegen die Verhältnisse übrigens ganz ähnlich. Die Abtrennungsenergie ist sogar meist kleiner und die Aufladung dementsprechend größer. Der Wachstumsprozeß muß also noch langsamer vor sich gehen. Ganz anders liegen die Verhältnisse bei größeren Gasdichten. Schon bei 10^{-22} g/cm^3

ist die Aufladung der festen, und zum Teil auch der Ionisationsgrad der gasförmigen Materie so gering, daß eine Verzögerung des Prozesses kaum noch in Erscheinung tritt und man praktisch streng nach der LINDBLADschen Theorie rechnen kann. Während LINDBLAD bei einer Dichte von 10^{-26} g/cm³ für das Anwachsen der Teilchen bis zur Masse von 10^{-15} g einen Zeitraum von 10^9 Jahren erhält, verkürzt sich bei der Dichte von 10^{-22} diese Zeitspanne auf 10^5 Jahre. Bei noch größeren Dichten tritt die Kondensation nach kosmischen Maßen so gut wie augenblicklich ein. In der Tat scheint es solche Kondensationen, allerdings auf eng begrenzten Gebieten in der Milchstraße, in kleinen Dunkelwolken zu geben. In diesen muß demnach alles Gas längst kondensiert sein, wenn die Dunkelwolke nicht einem intensiven Strahlungsfeld (z. B. einer Ansammlung von *B*-Sternen) ausgesetzt ist. Für solche Fälle, wo die Strahlung intensiver ist, als hier angenommen war, braucht nur die Dichte um den entsprechenden Faktor reduziert zu werden, um photoelektrische Aufladung und Ionisation zu bestimmen, d. h., man braucht nur mit entsprechend verkleinerter Gasdichte in die Tabellen einzugehen. Nimmt Gas- und Strahlungsdichte im gleichen Verhältnis ab oder zu, so ändert sich nichts. Es ist auch denkbar, daß in ein und derselben Wolke (z. B. im Orionnebel) in verschiedenen Gegenden gasförmige oder feste Materie vorherrscht, je nachdem, ob heiße Sterne in der Nähe sind oder nicht. Die anregenden Sterne halten die Wolke dann gleichzeitig durchsichtig und unsichtbar, weil feste Materie bedeutend stärker absorbiert und stärker lichtstreuend wirkt. Ein Beispiel eines solchen Nebels ist derjenige um η -Carinae. Die nähere Umgebung dieses Sterns ist ein Gasnebel, dessen Dichte B. J. Bok (117) aus seinem Anregungsleuchten zu 10^{-22} g/cm³ bestimmt hat. In der weiteren Umgebung des Sterns entdeckte Bok Dunkelwolken, die sich durch Sternarmut offenbaren und die nach einer Hypothese von E. Schoenberg (95) nur nach dem novaartigen Aufleuchten von η -Carinae durch reflektiertes Licht für kurze Zeit sichtbar wurden. Der Stern erreichte damals eine absolute Helligkeit von -11^m . Schoenberg berechnet, daß die Dichte der festen Teilchen dieser Dunkelwolken mindestens 10^{-23} g/cm⁻³ sein muß, wenn ihre große Helligkeit während des Leuchtens erklärt werden soll. Voraussichtlich haben wir es hier mit demselben sehr ausgedehnten Nebel zu tun, von dem nur die nähere Umgebung (bis zu 10 pc Abstand) durch die hochfrequente Strahlung von η -Carinae im gasförmigen Zustande erhalten bleibt, während in größerer Entfernung die Strahlungsdichte zu gering war, um den Kondensationsprozeß zu verhindern. Andere Beispiele von Nebeln dieser Art (zum Teil gasförmig, zum Teil aus festen Partikeln bestehend) sind von O. Struve und seinen Mitarbeitern in den letzten Jahren entdeckt und beschrieben worden und werden in dem zweiten Teil dieser Arbeit von Dr. Lambrecht besprochen werden.

Die Tatsache, daß das absorbierende Stratum in unserem Sternsystem vorwiegend aus feinsten Partikeln beugender Größe besteht, wird nach

B. JUNG vielleicht einmal interessante kosmogonische Konsequenzen haben. Die Bildung der festen Materie hat vermutlich zu einer Zeit stattgefunden, in der die mittlere Dichte größer und die Strahlung der Sterne weniger intensiv war als heute. Freilich hängt die schließlich erreichte Größe der Teilchen ja nicht nur von der Entwicklungszeit, sondern auch von der Anzahl der ursprünglich vorhandenen Kondensationskerne ab. Je mehr davon vorhanden waren, desto schneller war das Gas verbraucht und desto kleiner mußten die Metallpartikeln ausfallen. Es ist daher möglich, daß es in unserem Sternsystem eine obere Grenze für die Durchmesser der so gebildeten Partikel gibt und daß kein kontinuierlicher Übergang von diesen zu den größeren Meteoriten, deren Ursprung ein anderer ist, vorhanden ist.

Die Theorie von B. JUNG bietet bisher die einzige Erklärung für das Vorherrschen der feinsten festen Teilchen im Weltraum. Daß es von der Teilchengröße 10^{-7} cm zu den größeren Meteoriten einen kontinuierlichen Übergang gibt, wie ihn J. GREENSTEIN postuliert, kann man durchaus noch anzweifeln. In jedem Falle bietet die Entstehungsgeschichte der größeren Meteorite von 1 g Gewicht, wie sie unter den Sternschnuppen vorherrschen, bis zu den ganz großen Meteoriten von vielen Tonnen erhebliche Schwierigkeiten.

AXEL CORLIN behandelt in einer neueren Arbeit die verschiedenen Entstehungsmöglichkeiten der größeren Meteorite und deren Ansammlungen, der Kometen. Die hyperbolische oder nahezu hyperbolische Geschwindigkeit derselben läßt als ihren Ursprung nur den interstellaren Raum zu, wenn man von der Bildung in der Umgebung anderer Sterne absieht. Die Hypothese eines durch eine Explosion geborstenen Planeten innerhalb unseres oder eines fremden Sonnensystems wird wegen der erforderlichen Häufigkeit solcher Katastrophen verworfen. Vulkanische Auswürfe aus dem Innern von erkalteten Planeten verlangen sehr große Anfangsgeschwindigkeiten zur Überwindung der Schwerkraft des Planeten und der Anziehungskraft des Zentralgestirns, damit das Auswurfsprodukt in den interstellaren Raum entweichen kann. Solche Geschwindigkeiten von mehreren Zehnerkilometern in einer Sekunde sind geologisch nicht zu erklären.

Es bleibt deshalb nur die Möglichkeit einer Bildung der Meteorite in kosmischen Zeiträumen durch Zusammenstöße und Sammlung der interstellaren Materie um Anziehungszentren, oder die Planetesimalhypothese von MOULTON und CHAMBERLAIN. Die Zusammenstöße müssen durch gegenseitige Anziehung begünstigt sein, in keinem Falle aber darf die gegenseitige Abstoßung der Teilchen sie behindern, wenn das Alter der Meteorite nicht größer herauskommen soll als das heute angenommene Alter des Weltalls von 10^9 bzw. 10^{12} Jahren. In der Theorie von B. JUNG haben wir in der photoelektrischen Aufladung und der daraus folgenden elektrostatischen Abstoßung ein Hindernis für das unbegrenzte Anwachsen der Teilchen und damit eine zureichende Erklärung für das

Vorherrschen der kleinsten Teilchen. A. CORLIN macht noch auf eine andere Quelle positiver Aufladung der festen Teilchen aufmerksam, die durch die Ultrastrahlung des interstellaren Raumes ausgelösten HOFFMANNschen Stöße, deren Häufigkeit er aus irdischen Experimenten berechnet. Ein Meteor von 1 cm Radius erleidet im Durchschnitt alle 133 Stunden einen HOFFMANNschen Stoß und damit einen Elektronenverlust, d. h. eine positive Aufladung. Diese wird durch Zusammenstöße mit den freien Elektronen des Raumes in etwa 37 Stunden wieder neutralisiert, sodaß es die größere Zeit neutral bleibt. In dieser Zwischenzeit ist nach CORLIN das Wachstum der Teilchen ungehindert. Sehr kleine Teilchen werden so selten von den HOFFMANN-Stößen getroffen, daß sie praktisch niemals eine Ladung hätten, wenn man von der photoelektrischen Ionisation absehen würde. Größere Meteore dagegen sind infolge der HOFFMANN-Stöße dauernd positiv geladen. CORLIN sieht in der Größe der Chondren der Steinmeteorite (die die Feinstruktur derselben ausmachen) eine Bestätigung seiner Hypothese des ungehinderten Anwachsens der Teilchen bis zu der Grenzgröße von 5 cm. Geladene Partikel können nach CORLIN ungeladene durch elektrostatische Wirkung anziehen und so zu größeren Körpern zusammenwachsen. Aus der Masse der Elementarteile (Chondren) und derjenigen der größeren Meteore oder ihrer Ansammlungen in der Form von Kometen könne man auf die Entwicklungszeit (die Zeitskala des Weltalls) schließen, wenn man ihre elektrostatische Anziehung proportional zu $m^{2/3}$ annimmt.

Bei dem jetzigen Zustande des interstellaren Raumes gilt für diese Spekulationen, ebenso wie für die einfachere LINDBLADSche Theorie der Einwand, daß eine elektrostatische Anziehung weder zwischen festen Teilchen und Gas noch für feste Teilchen untereinander möglich ist, da beide Bestandteile positiv geladen sind. Die Aufladung durch HOFFMANN-Stöße bei den festen Teilchen wirkt in derselben Richtung wie die Photoionisation. Verlegt man aber die Bildung der Meteore in eine so entlegene Zeit, in der die Strahlungs- und die Gasdichte des interstellaren Raumes ganz wesentlich andere waren, so ist es natürlich unmöglich, mit einem konstanten Massenzuwachs das Alter der Welt zu bestimmen.

Außerdem bleibt das Zusammenschmelzen elementarer fester Teile der Steinmeteoriten infolge von Zusammenstößen zu größeren Massen ein Rätsel. Ebenso unverständlich bleibt bei dem jetzigen Zustande des Weltalls die Bildung der mächtigen homogenen Massen von Nickeleisen in den großen Eisenmeteoriten, denn Zusammenstöße fester Massen müssen zu einer Zertrümmerung und nicht zum Wachstum derselben führen.

Die Hypothese von JUNG gibt eine plausible Erklärung für das Vorherrschen feinsten Teilchen im Weltraum und zwingt uns gleichzeitig, die Entstehung der größeren Bestandteile der interstellaren Materie in weit zurückliegende Stadien der Entwicklung des Weltalls zu verlegen, in denen die Dichte desselben eine wesentlich größere und die Strahlung weniger intensiv war. Darin berührt sie sich mit der Expansionstheorie der Welt.

Literaturverzeichnis.

1. HUBBLE, E.: *Astrophys. J.* **79**, 1 (1934).
2. TRÜMLER, R. J.: *Lick Obs. Bull.* **1930**, 420.
3. BOTTLINGER, K. F. u. H. SCHNELLER: *Z. Astrophysik* **1**, 339 (1930).
4. BECKER, W.: *Fortschr. Astronomie* **1**, 44 (1938).
5. RHIJN, P. J. VON: *Publ. Kapteyn Astron. Groningen Labor.* **1936**, Nr 47.
6. BRILL, A.: *Z. Astrophysik* **5**, 288 (1932).
7. KAMP, P. VAN DEN and A. N. VISSOTSKY: *Wash. Nat. Acad. Proc.* **21**, 419 (1935).
8. — — *Astron. J.* **46**, 25 (1937).
9. ZUG, R. S.: *Lick Obs. Bull.* **1935**, 454.
10. KAMP, P. V. DEN: *Astron. J.* **40**, 145 (1930).
11. — *Astron. J.* **42**, 97 (1932).
12. BECKER, W.: *Z. Astrophysik* **5**, 101 (1932).
13. — *Veröff. Babelsberg* **10**, Nr 3 u. 6 (1933/34).
14. WILLIAMS, E. T. R.: *Astrophys. J.* **75**, 386 (1932).
15. STEBBINS, J. and C. M. HUFFER: *Wash. Nat. Acad. Proc.* **19**, 597 (1933).
16. RAIMOND, I. J.: *Publ. Kapteyn Astron. Labor. Groningen* **1934**, Nr 46.
17. GLEISSBERG, W.: *Astron. Nachr.* **246**, 329 (1932) u. *Veröff. Breslau* Nr 6.
18. WESTGATE, C.: *Astrophys. J.* **78**, 65 (1933).
19. ÖHMANN, Y.: *Medd. Uppsala* **1930**, Nr 48.
20. PAHLEN, E. V. D.: *Astron. Nachr.* **238**, 269 (1930).
21. PANNEKOEK, A.: *Proc. Kon. Akad. Amsterdam* **23**, 5 (1921).
22. WOLF, M.: *Astron. Nachr.* **219**, 109 (1923).
23. MÜLLER, R.: *Z. Astrophys.* **3**, 261 (1931).
24. SCHALÉN, C.: *Medd. Uppsala* **1928**, Nr 37.
25. — *Astr. Nachr.* **226**, 249 (1929).
26. — *Medd. Uppsala* **1930**, Nr 50.
27. — *Medd. Uppsala* **1932**, Nr 55.
28. — *Medd. Uppsala* **1934**, Nr 58.
29. — *Medd. Uppsala* **1935**, Nr 61.
30. — *Medd. Uppsala* **1936**, Nr 64.
31. MÜLLER, H.: *Z. Astrophys.* **2**, 254 (1931).
32. KLÜBER, H. V.: *Z. Astrophys.* **6**, 174 (1937).
33. — *Z. Astrophys.* **13**, 174 (1937).
34. SHAPLEY, H.: *Harv. College Observatory Circ.* **240** (1922).
35. MALMQUIST, K. G. u. L. HUFNAGEL: *Veröff. Stockholm* **11**, Nr 9 (1933).
36. WOLF, M.: *Probl. Astron. SEELIGER-Festschr.* S. 312. Berlin 1924.
37. ANDREWS, L. B.: *Publ. A.A.S.* **7**, 211 (1933).
38. ASKLÖF, S.: *Medd. Uppsala* **1930**, Nr 51.
39. BOK, B. J.: *Harv. Repr.* **77** (1932).
40. UNSÖLD, A.: *Harv. Bull.* **870**, 13 (1929).
41. MÜLLER, R.: *Z. Astrophysik* **8**, 66 (1933).
42. — *Z. Astrophysik* **3**, 369 (1931).
43. — *Z. Astrophysik* **3**, 261 (1931).
44. WALLENQUIST, A.: *Medd. Uppsala* **1937**, Nr 71.
45. MÜLLER, R.: *Z. Astrophysik* **4**, 365 (1932).
46. WOLF, M.: *Astron. Nachr.* **229**, 1 (1926).
47. GAPOSCHIN, S. et J. GREENSTEIN: *Harv. Bull.* **904**, 8 (1934).
48. BALANOWSKI, I. u. V. HASE: *Pulkovo Bull.* **14**, 2 (1935).
49. WOLF, M.: *Astron. Nachr.* **223**, 89 (1924).
50. MÜLLER, H. u. L. HUFNAGEL: *Z. Astrophysik* **9**, 331 (1933).
51. STRUVE, O.: *Astrophys. J.* **65**, 163 (1927) = MWC. 331.
52. BERG, M. V.: *Pulkovo Bull.* **15**, 2 (1936).

53. STICKER, B.: Veröff. Sternwarte Bonn. **1937**, H. 30.
54. SLOCUM, L. T. and B. W. SITTERLY: Harv. Bull. **905**, 14 (1937).
55. SHAPLEY, H. and R. JONES: Harv. Bull. **905**, 14 (1937).
56. LEHMANN-BALANOWSKAJA, I. N.: Poulkovo Bull. **14**, 1 (1935).
57. SHAJN, P. TH.: Poulkovo Circ. **11**, 1 (1934).
58. REIMER, I. P.: Mitt. Wien **4** (1935).
59. KAPTEYN: Astrophys. J. **55**, 302 (1922).
60. MAANEN, VAN: Astrophys. J. **85**, 26 (1937).
61. SCHOENBERG, E.: Mitt. Univ.-Sternwarte Breslau **4**, 65 (1937).
62. GREENSTEIN, J. L.: Harv. College Observatory Circ. **422** (1937).
63. EDDINGTON, A.: Der innere Aufbau der Sterne, S. 100. Berlin 1928.
64. GLEISSBERG: Astron. Nachr. **246**, 239—340 (1932).
65. — Astron. Nachr. **248**, 317—323 (1933).
66. — Astron. Nachr. **249**, 373—378 (1933).
67. SCHALÉN, C.: Medd. Uppsala **1934**, Nr 58.
68. MIE, G.: Ann. Physik 4. Folge **25**, 377 (1908).
69. SCHOENBERG u. JUNG: Astron. Nachr. **253**, 261 (1934).
70. — — Mitt. Breslau **4**, 61 (1937).
71. SCHALÉN, C.: Uppsala Astron. Obs. Ann. **1**, Nr 2 (1939).
72. WELLMANN, P.: Z. Astrophysik **14**, 195 (1937).
73. WATSON, Harv. Ann. **105**, Nr 32 (1937).
74. HOFMEISTER: Astr. Abh. Erg.-Hefte z. d. Astron. Nachr. **4**, Nr 5 (1922).
75. WILKENS, H.: Mitt. Univ.-Sternw. Breslau **4**, 1 (1937).
76. STICKER, B.: Veröff. Univ.-Sternwarte Bonn **30** (1937).
77. TRUMPLER, R. J.: Publ. astron. Soc. Pacific **42**, 267 (1930).
78. STRUVE, O., P. C. KEENAN and J. A. HYNK: Astrophys. J. **79**, 1 (1934).
79. RUDNICK, J.: Astrophys. J. **83**, 394 (1936).
80. HALL, I.: Astrophys. J. **85**, 145 (1937).
81. MELNIKOV, O. A.: Poulkovo Circ. **21** (1937).
82. BAADE, W. and R. MINKOWSKI: Astrophys. J. **86**, 123 (1937).
83. STROHMEIER, W.: Z. Astrophysik **17**, 83 (1939).
84. GANS: Ann. Physik **62**, 331 (1921).
85. WOLFSOHN: Handbuch der Physik, Bd. 20, S. 316. 1928.
86. LAUCH: Ann. Physik **74**, 55 (1924).
87. GERASIMOVIĆ, B.: Z. Astrophysik **4**, 265 (1932).
88. SCHOENBERG, E. u. B. JUNG: Astron. Nachr. **247**, 413 (1933).
89. GREENSTEIN: Astrophys. J. **85**, 242 (1937).
90. SCHALÉN, C.: Z. Astrophysik **17**, 260 (1938).
91. SCHWARZSCHILD, K.: Sitzgsber. München **31**, 293 (1902).
92. DEBYE: Ann. Physik (4) **30**, 57 (1909).
93. RHIJN, VAN u. SCHWASSMANN: Z. Astrophys. **10**, 161 (1935).
94. PILOWSKI: Astron. Nachr. **261**, 18 (1936).
95. SCHOENBERG, E.: Astron. Nachr. **263**, 417 (1937).
96. STRUVE, O.: Astrophys. J. **85**, 194 (1937).
97. SEELIGER, H. v.: Abh. d. Bayer. Akad. **16**, 405 (1887); **18**, 1 (1893).
98. — — Sitzgsber. Akad. München 3 (1901).
99. SCHOENBERG, E.: Theoretische Photometrie. Handbuch der Astrophysik, Bd. 2, S. 130. 1929.
100. HENYEV, L. G.: Astrophys. J. **85**, 107 (1937).
101. GREENSTEIN: Astrophys. J. **88**, 580 (1938).
102. SCHAJN, G.: Z. Astrophysik **8**, 168 (1934).
103. SEARES and HUBBLE: Astrophys. J. **52**, 8 (1920).
104. COLLINS, O. C.: Astrophys. J. **86**, 529 (1937).
105. GREENSTEIN: Astrophys. J. **87**, 581 (1938).

106. STRUVE, O. and C. T. ELVEY: *Astrophys. J.* **83**, Nr 2 (März 1936).
107. — — and F. D. ROACH: *Astrophys. J.* **84**, Nr 2 (Sept. 1936).
108. — — and H. STORY: *Astrophys. J.* **84**, Nr 2 (Sept. 1936).
109. KEENAN, PH.: *Astrophys. J.* **84**, Nr 5 (Dez. 1936).
110. SCHOENBERG, E.: *Mitt. Univ.-Sternwarte Breslau* **3** (1932).
111. KLAUDER, M.: *Astron. Nachr.* **262**, 233 (1937).
112. RHIJN, VAN: *Publ. Kapteyn Astron. Labor. Groningen* **31** (1921).
113. PETTIT and NICHOLSON: *Astrophys. J.* **68**, 279 (1928).
114. EIGENSON, M. S.: *Z. Astrophysik* **12**, 213 (1936).
115. JUNG, B.: *Astron. Nachr.* **263**, 426 (1937).
116. LINDBLAD, B.: *Nature (Lond.)* **35**, 133 (1935).
117. BOK, B. J.: *Harv. Repr.* **77** (1932).
118. CORLIN, A.: *Z. Astrophysik* **15**, 239 (1938).

Zweiter Teil.

Die Emissionsnebel.

VI. Einleitung.

15. Überblick über die wichtigsten neueren Beobachtungsergebnisse. Schon lange Zeit vor der Entdeckung des Vorhandenseins dunkler interstellarer Materie hatte man in der Erscheinung der leuchtenden Nebel einen deutlichen Beweis dafür, daß die Materie im Weltenraum nicht nur in Form der Fixsterne, der Planeten und der übrigen Körper des Sonnensystems auftritt, sondern daß sie auch in mehr oder weniger scharf abgegrenzten und ausgedehnten Bezirken zwischen den Sternen vorhanden ist. So bildet in gewissem Sinne die Erforschung der leuchtenden Nebel den ältesten Zweig des sonst noch verhältnismäßig jungen Forschungsgebietes der interstellaren Materie. Ein Bericht über dieses Kapitel der Astrophysik wäre daher ohne Einbeziehung der in den Emissionsnebeln verwirklichten Erscheinungsform der interstellaren Massen unvollständig.

Wenn wir uns in den folgenden Kapiteln nunmehr etwas eingehender mit den bei der Erforschung der Emissionsnebel auftretenden Problemen auseinandersetzen wollen, so müssen wir uns im Hinblick auf den nur begrenzt zur Verfügung stehenden Raum und auf die Fülle der bis heute erhaltenen Forschungsergebnisse in der Darstellung einige Beschränkungen auferlegen, die um so gerechtfertigter sein dürften, als in den „Ergebnissen der exakten Naturwissenschaften“ bereits vor 12 Jahren ein umfassender Bericht von F. BECKER und W. GROTRIAN über die galaktischen Nebel erschienen ist (1). Insbesondere hinsichtlich der Beobachtungsergebnisse, die wir hier nur in Form eines ganz kurzen zusammenfassenden Überblicks bringen wollen, sei der Leser auf das Studium dieses Aufsatzes verwiesen, seit dessen Erscheinen durch die Beobachtung nur wenig grundsätzlich Neues zutage gefördert worden ist.

Wesentlich anders dagegen steht es mit den theoretischen Erkenntnissen auf dem Gebiet der Emissionsnebel. Hier lagen vor 12 Jahren gerade die ersten Arbeiten von ZANSTRA (2) vor und die Untersuchungen BOWENS (3) über den Ursprung der Nebellinien, während die in die Einzelheiten gehenden theoretischen Untersuchungen über die Mechanismen der Leuchtanregung, die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie in den Nebeln, über den Strahlungstransport in der Nebelhülle und eine Anzahl anderer mit den Emissionsnebeln verbundener Fragen erst innerhalb des letzten Jahrzehnts durchgeführt worden sind. Es dürfte daher berechtigt sein, wenn wir bei unseren Betrachtungen diesmal das Hauptgewicht auf die Darstellung der Theorie legen, und zwar desjenigen Teiles der Theorie, der eine unmittelbare Anwendung auf die Beobachtungsergebnisse gestattet. Das bedeutet, daß beispielsweise die ausführlichen Untersuchungen von AMBARZUMIAM (4), CHANDRASEKHAR (5), HAGIHARA (6) u. a. nur insoweit gebracht werden, als sie für uns im Zusammenhang mit den Beobachtungen von Interesse sind. Durch diese begrenzte Auswahl soll natürlich in keiner Weise der große Wert der genannten theoretischen Arbeiten für die Erkenntnis der physikalischen Vorgänge in den Emissionsnebeln herabgesetzt werden, ebensowenig wie der der anderen Untersuchungen, deren Besprechung in dem vorliegenden Bericht aus den bereits genannten Gründen keinen Platz finden kann.

Die folgenden Zeilen stellen also keine Monographie der Emissionsnebel dar, sondern es werden in ihnen nur diejenigen Fragen besprochen, die in enger Beziehung zum Beobachtungsbefund stehen und die nach Ansicht des Verfassers daher auch für den mehr physikalisch orientierten Leser von Interesse sind. Infolgedessen stellt auch der am Schluß gebrachte Schriftennachweis kein vollständiges Literaturverzeichnis dar.

Zunächst wollen wir einen kurzen Überblick über die wichtigsten neueren Beobachtungsergebnisse geben.

1. Erscheinungsformen und Klassifikation der galaktischen Nebel.

Unter den galaktischen Nebeln sind zwei große Hauptgruppen zu unterscheiden, die *diffusen* und die *planctarischen* Nebel. Unter diesen zeichnen sich die planetarischen Nebel durch eine ausgeprägte Struktur aus, die den Nebeln ein meist ringförmiges, scheibenförmiges, elliptisches oder auch sternartiges Aussehen verleiht. Eine Einteilung der planetarischen Nebel in Untergruppen A bis G je nach dem Aussehen wurde von CURTIS (7) vorgenommen. Die *diffusen* Nebel sind nach dem spektralen Befund in zwei große Gruppen einzuordnen, nämlich in die Nebel mit Emissionsspektrum und in die mit einem kontinuierlichen Spektrum. Bei den letztgenannten Objekten handelt es sich um Reflexionsnebel, die bereits im ersten Teil dieses Berichtes von E. SCHOENBERG besprochen wurden. Wir wollen uns hier nur mit den Emissionsnebeln beschäftigen, zu denen also die planetarischen Nebel und die diffusen mit Emissionsspektrum gehören.

2. Die Quelle des Leuchtens der Emissionsnebel ist nach den Ergebnissen der Untersuchungen von HUBBLE (8) eindeutig jeweils ein Stern (oder auch mehrere Sterne) extrem frühen Spektraltyps. Bei den Zentralsternen der planetarischen Nebel handelt es sich in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle um WOLF-RAYET- und O-Sterne, bei den diffusen Nebeln um O- oder B₀-Sterne. Nach den Untersuchungen von ZANSTRA (9) besteht zwischen der Differenz $d = m_* - m_n$ aus scheinbarer Stern- und Nebelhelligkeit und der absoluten Helligkeit M_* des Zentralsternes eine Beziehung von der Form

$$M_* = M_0 + 0,7 d,$$

wo M_0 eine Konstante ist. Diese Beziehung kann durch die Theorie des Nebelleuchtens eine zwanglose Erklärung finden.

3. Entfernungen, räumliche Verteilung und Dimensionen der Emissionsnebel wurden in einer großen Zahl von Arbeiten bestimmt, unter denen die wichtigsten die von ZANSTRA (9), BERMAN (10) und von B. VORONTOV-VELYAMINOV (11) sind. Nach BERMAN kann man die Nebel in 5 große Entfernungsgruppen einteilen, die die folgenden Entfernungsbereiche einschließen:

Gruppe 1	500— 1300 Parsek
2	1300— 3100
3	3100— 6000
4	6000—12000
5	>12000

(1 Parsek = 3,26 Lichtjahre = $3,08 \cdot 10^{18}$ cm). Wie man sieht, gehören die planetarischen Nebel mit zu den entferntesten Objekten des Milchstraßensystems. Die genannten Autoren geben in den zitierten Arbeiten außerdem ausführliche Listen der individuellen Entfernungen, Stern- und Nebelhelligkeiten sowie Zentralsterntemperaturen, letztere abgeleitet auf Grund der ZANSTRASCHEN Formeln. Die Radien der planetarischen Nebel liegen nach ZANSTRA zwischen rund 1500 und 135000 astronomischen Einheiten. Was schließlich noch die Verteilung der Nebel anbetrifft, so zeigt sich eine Konzentration der Objekte gegen die Milchstraße, die bei den diffusen Nebeln ausgeprägter ist als bei den planetarischen. Die Verteilung der planetarischen Nebel senkrecht zur Milchstraßenebene ist in der nachstehenden Abb. 15 (nach VORONTOV-VELYAMINOV) wiedergegeben. Die Konzentration gegen die Milchstraße ist ohne weiteres ersichtlich, wenn auch einige Nebel in relativ großen Entfernungen vom galaktischen Äquator auftreten. Die räumliche Dichte der planetarischen Nebel ist extrem niedrig und nimmt rapide mit wachsender Entfernung von der Sonne ab. Auf weitere Einzelheiten in der Verteilung der Nebel kann hier nicht eingegangen werden. Es sei nur noch erwähnt, daß das gesamte „System der planetarischen Nebel“ in roher Annäherung Ellipsoidform besitzt. Sein Durchmesser beträgt nach BERMAN 28000 Parsek, seine Dicke 3000 Parsek. Die Sonne befindet sich in diesem System an einer Stelle, die ungefähr $\frac{2}{3}$ des Radius vom Zentrum entfernt ist.

4. *Die Spektren der Emissionsnebel.* Das charakteristischste Merkmal der Spektren ist das Auftreten der Emissionslinien, unter denen die BALMER-Serie des Wasserstoffs und die beiden Emissionslinien bei 5007 und 4959 — die Hauptnebellinien N_1 und N_2 — meist die bei weitem

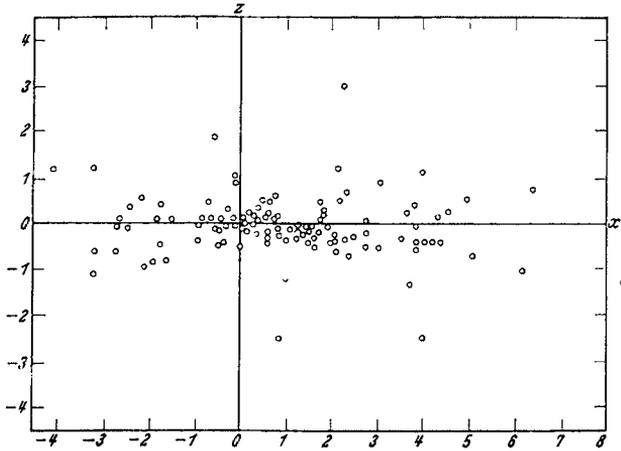


Abb. 15. Verteilung der planetarischen Nebel senkrecht zur Milchstraßenebene. [Nach VORONTSOV-VELYAMINOV (11).]

intensivsten sind. Hinsichtlich der Einzelheiten in den Linienintensitäten und der Klassifizierung der Linien sei auf die ausführliche Tabelle 15 im nächsten Kapitel hingewiesen, die, abgesehen von den wenigen bisher

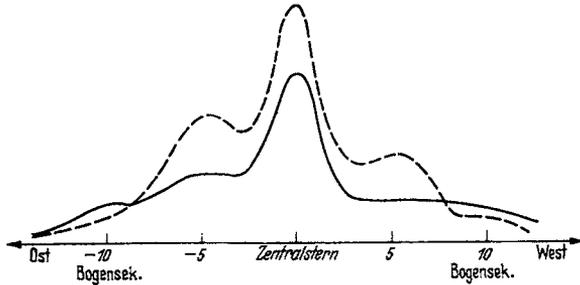


Abb. 16. Helligkeit des visuellen Kontinuums und des BALMER-Kontinuums als Funktion des Abstandes vom Zentralstern. NGC 7662. [Nach PAGE (12).]

nicht identifizierten Linien, sämtliche Emissionslinien enthält. Außer der Linienemission tritt in den Spektren meist noch das an die Grenze der BALMER-Serie anschließende BALMER-Kontinuum auf und ein erst vor einigen Jahren von PAGE (12) und STÖY (13) eingehender untersuchtes visuelles Kontinuum. Die Intensitätsverteilung längs eines Querschnitts des Nebels NGC 7662 für die beiden Kontinua ist nach PAGE in Abb. 16 wiedergegeben, in der die ausgezogene Kurve dem visuellen Kontinuum bei der Wellenlänge 4416, die gestrichelte Kurve dem BALMER-

Kontinuum bei 3580 entspricht. Durch die Beobachtungen von GREENSTEIN und HENYEV (14) an einer Reihe von diffusen Nebeln mit dem Nebelspektrographen der McDONALD-Sternwarte wurde nachgewiesen, daß die angenommene scharfe Trennung dieser Objekte in solche mit Emissionsspektrum und solche mit kontinuierlichem Spektrum nicht verwirklicht ist, sondern daß vielmehr viele Nebel einen aus Emissions- und kontinuierlichem Spektrum zusammengesetzten Spektraltyp besitzen. Diese Tatsache ist z. B. beim Orionnebel schon seit längerem bekannt. (Für diesen erhielten die genannten Autoren aus der Intensität des BALMER-Kontinuums eine Elektronentemperatur von 5000° .) Das Leuchten einer Reihe von diffusen Nebeln muß demzufolge als aus Anregungs- und Reflexionsleuchten zusammengesetzt angesehen werden.

Die *monochromatischen Nebelbilder*, d. h. die Bilder der Nebel im Lichte einzelner Emissionslinien, zeigen, daß das Nebelleuchten für die verschiedenen Elemente und damit auch diese selbst sehr verschiedene Ausdehnung besitzen. Die theoretische Deutung dieser Erscheinung auf Grund der Verschiedenheit der Ionisierungspotentiale wurde in qualitativ befriedigender Weise von BOWEN (3) gegeben. Da diese Frage bereits ausführlich von BECKER und GROTRIAN (1) behandelt wurde, werden wir hier nicht näher darauf eingehen.

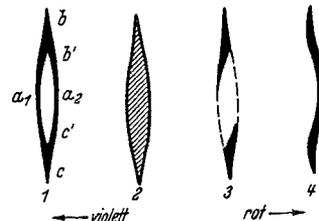


Abb. 17. Schematische Darstellung der Linienaufspaltung. [Nach ZANSTRA (9).]

Bei einer Reihe von planetarischen Nebeln wurde von CAMPBELL und MOORE (15) an den *Spektrallinien ein Aufspaltungsphänomen* beobachtet, das nach den Untersuchungen ZANSTRAS (9, 49) als verursacht durch eine *Expansion* der Nebelhülle angesehen werden muß. In Abb. 17 sind einige Typen dieser Linienaufspaltung schematisch reproduziert. Der Typ 1 entspricht einer expandierenden Kugelschale geringer Dicke, deren innerer Durchmesser $b'c'$ ist, der Typ 2 dem bei einer expandierenden Kugelschale großer Dicke auftretenden Ineinanderfließen beider Komponenten der Linie. Beim Typ 3 fehlen zwei einander gegenüberliegende Teile der Nebelhülle, bei 4 fehlt nur der vordere Teil.

O. STRUVE und C. T. ELVEY entdeckten vor einigen Jahren, daß ausgedehnte Gebiete innerhalb der Milchstraße von Wasserstoffemissionsnebeln durchsetzt sind (16). Die nähere Untersuchung dieser Emissionsgebiete mit dem Nebelspektrographen der McDONALD-Sternwarte zeigte dann (17), daß man sie nach der Größe des Verhältnisses der Intensität der verbotenen Nebellinie des O II bei 3727 zur Intensität der H_α -Linie in zwei Gruppen einteilen kann, deren eine relativ starke O II-Intensität, also einen großen Wert des Verhältnisses $O II/H_\alpha$ aufweist, die andere dagegen große H_α -Intensität. Die erstere Gruppe von Emissionen liegt hauptsächlich in den Sternbildern Monoceros und Canis major, die zweite Gruppe — also die der eigentlichen Wasserstoff-

emissionen — in den Milchstraßengebieten im Cygnus, Cepheus, Sagittarius und Scorpius. Die lineare Ausdehnung dieser Wasserstoffemissionen beträgt schätzungsweise 200 bis 300 Parsek. Durch die beiden Abb. 18 und 19, die den Arbeiten von STRUVE und ELVEY entnommen sind, soll

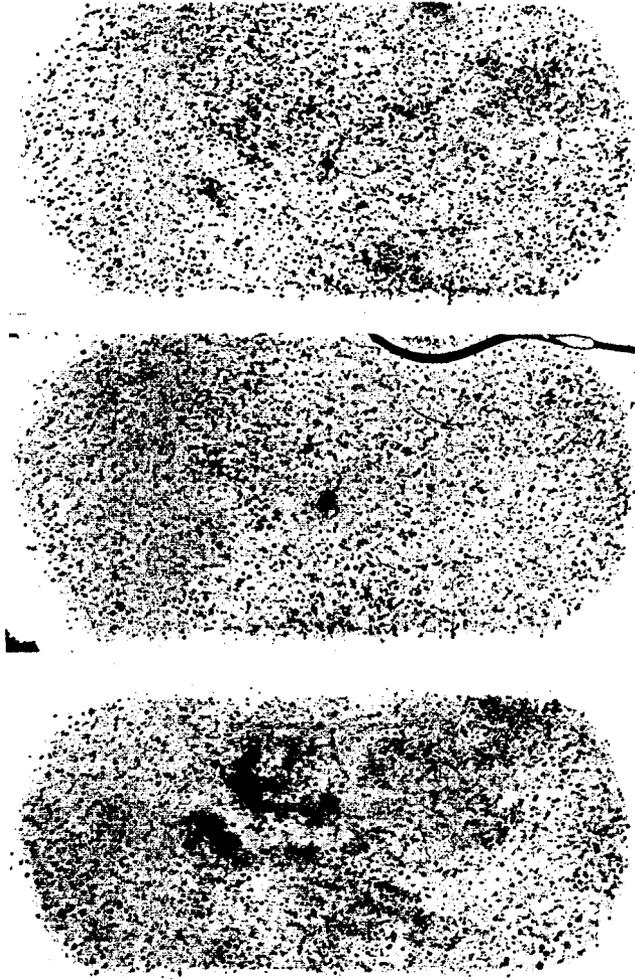


Abb. 18. Aufnahmen der Umgebung von γ -Cygni in blauem und gelbem Licht und im Licht der H_{α} -Linie.
(Aus *Astrophys. J.* 86, 94.)

dem Leser ein Eindruck von dem Aussehen und dem Spektrum der Emissionsgebiete übermittelt werden. Die Abb. 18 enthält zuerst Reproduktionen von Aufnahmen der Umgebung von γ -Cygni in blauem bzw. gelbem Licht, auf denen nichts von einem Nebel zu bemerken ist, und zuletzt eine Aufnahme mit einer „ H_{α} -Emulsion“, auf der das Nebel-

gebiet stark hervortritt. In der Abb. 19 ist das Spektrum zweier Emissionsgebiete im Cygnus (a) und Cepheus (b) sowie ein Vergleichsspektrum und das Spektrum des Dämmerungshimmels (c) reproduziert. Das Leuchten dieser Emissionen ist natürlich, ebenso wie das der anderen Emissionsnebel, ein Anregungsleuchten. Wir werden auf die theoretische Deutung im letzten Kapitel noch kurz zurückkommen.

Zum Schluß sei noch in diesem Zusammenhang auf die unschätzbare Pionierarbeit hingewiesen, die auf dem Gebiete der Nebelforschung durch

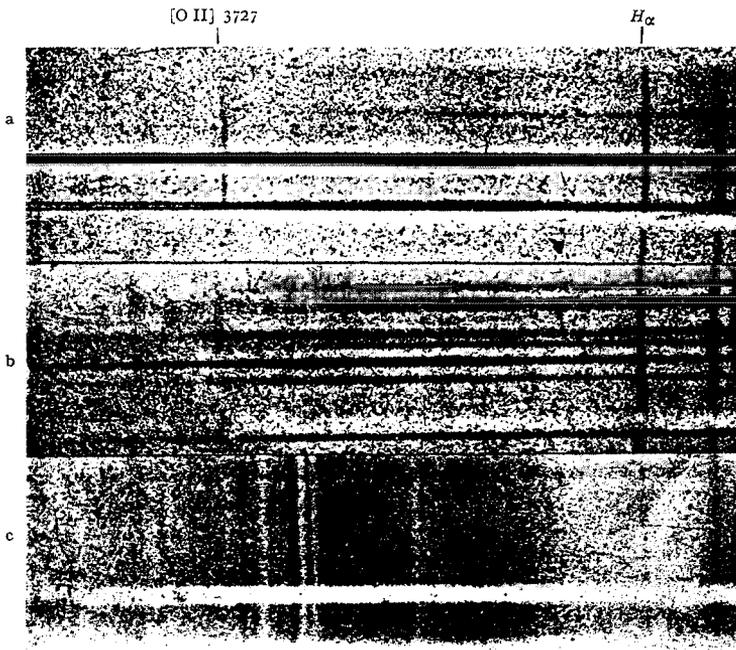


Abb. 19. (Aus *Astrophys. J.* 88, 365.)

die Lick-Sternwarte geleistet wurde (CAMPBELL und MOORE, CURTIS, WRIGHT). Die Ergebnisse dieser ausgedehnten Beobachtungsarbeiten sind vor allem in Lick Publ. Bd. 13 enthalten und bilden die Grundlage für fast alle theoretischen Untersuchungen über die Emissionsnebel.

Auf weitere Beobachtungsergebnisse, die in diesem Kapitel nicht gebracht wurden, wird im Verlaufe der folgenden Betrachtungen über die theoretischen Untersuchungen und ihre Anwendungen auf die Beobachtung noch eingegangen werden.

VII. Die Ergebnisse der Untersuchungen des Linienspektrums.

Im folgenden wollen wir uns mit den Arbeiten beschäftigen, die die Deutung der an den Nebeln und ihren Spektren beobachteten Erscheinungen zur Aufgabe haben. Dabei werden wir eine ganze rohe

Aufteilung des gesamten Gebietes vornehmen, ohne allerdings vermeiden zu können, daß gelegentlich auf Dinge vorgegriffen wird, die ausführlich erst in einem späteren Abschnitt behandelt werden. Das ist bei der engen Verflechtung der physikalischen Grundlagen des Nebelphänomens unvermeidlich. Wir beginnen mit der Identifizierung der Nebellinien, wobei wir zunächst ganz kurz auf die ZANSTRASche Theorie des Nebelleuchtens eingehen müssen, die dann mit allen ihren Konsequenzen eingehend in den folgenden Abschnitten besprochen werden wird.

16. Die Identifizierung der Emissionslinien. Ein wirkliches Verständnis der in den Gasnebeln ablaufenden physikalischen Vorgänge und eine prinzipiell einwandfreie Zuordnung der Emissionslinien war naturgemäß erst nach der Entdeckung desjenigen Mechanismus möglich, der für das Leuchten der Nebel verantwortlich ist. Wie die in Abschnitt 15 kurz erwähnten Ergebnisse der Untersuchungen HUBBLES beweisen, kommen als Quelle des Leuchtens der Emissionslinien jeweils ein oder mehrere extrem heiße Sterne frühen Spektraltyps (WOLF-RAYET-Sterne, O- bis B₀-Sterne) in Frage. Durch diese Feststellung sind alle Auffassungen, die das Nebelleuchten als eine thermische Eigenstrahlung der Nebelmaterie ansehen, hinfällig, und es bleibt nur noch das Anregungsleuchten übrig. Die Atome der Nebelhülle werden durch die energiereiche Strahlung der in ihr oder in ihrer Nähe befindlichen Sterne zum Leuchten angeregt. Anfangs glaubte man, daß es sich hierbei um einen reinen Fluoreszenzvorgang handelt, d. h. um Linienabsorption durch die Atome und nachfolgende Reemission in anderen Wellenlängen als der ursprünglich absorbierten Strahlung, also um einen Vorgang der Art: Absorption $1 \rightarrow 3$, Emission $3 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 1$. Wegen der außerordentlich hohen Verdünnung der Sternstrahlung im Nebel, durch die die Strahlungsdichte um einen Faktor von der Größenordnung 10^{-16} niedriger ist als die Hohlraumstrahlung an der Sternoberfläche, ist jedoch die Ausbeute bei der reinen Fluoreszenz zu gering, als daß dadurch die beobachteten monochromatischen und integralen Nebelhelligkeiten erklärt werden könnten. ZANSTRA (18) und MENZEL (19) schlugen daher unabhängig voneinander vor, das Nebelleuchten als verursacht durch photoelektrische Ionisation der Atome der Nebelhülle durch die ultravioletten Lichtquanten der Sternstrahlung und nachfolgende Rekombination der freien Elektronen mit den Ionen anzusehen. Wie sich weiter unten noch zeigen wird, konnten mit der Annahme dieses Mechanismus die Eigentümlichkeiten der Nebelspektren wenigstens in großen Zügen gut erklärt werden, wenn auch in den Einzelheiten noch mancherlei Widersprüche auftreten. Da ferner für die Anregung der hellen Nebellinien 5007 und 4959, die bei Übergängen von metastabilen Niveaus des O III-Ions ausgestrahlt werden (5007: $^3P_2 \rightarrow ^1D$; 4959: $^3P_1 \rightarrow ^1D$), eine abnorm hohe Temperatur des Zentralsterns erforderlich ist, wenn man auch hierfür die Ionisations-Rekombinationsprozesse annehmen will, führte BOWEN (3) zur Deutung des Leuchtens dieser Linien einen zweiten Mechanismus

ein, nämlich den der Stoßanregung: die O III-Ionen werden durch den Stoß der bei der Photoionisation befreiten „primären“ Elektronen zum Leuchten angeregt. Auch hierauf werden wir, ebenso wie auf die Methode zur Bestimmung der Zentralsterntemperatur, weiter unten noch ausführlicher zu sprechen kommen.

Tabelle 15.

Element	Wellenlänge Beob.	Intensität	Übergang	Anregungsmechanismus
H I	3704	—	$2^2S, P \rightarrow 16^2S, P, D$	I
	3712	—	2 — 15	I
	3722	—	2 — 14	I
	3734	—	2 — 13	I
	3750	5	2 — 12	I
	3771	8	2 — 11	I
	3798	10	2 — 10	I
	3835,5	14	2 — 9	I
	3888,96	15	2 — 8	I
	3970,08	40	2 — 7	I
	4101,74	60	2 — 6	I
	4340,46 (He II)	70	2 — 5	I
	4861,32	60	2 — 4	I
6562,79	60	2 — 3	I	
He I	3188	—	$2s^3S \rightarrow 4p^3P$	I
	3704	—	$2p^3P \rightarrow 7d^3D$	I
	3820	1	$2p^3P \rightarrow 6d^3D$	I
	3888,96	15	$2s^3S \rightarrow 3p^3P$	I
	3964,8	2	$2s^1S \rightarrow 4p^1P$	I
	4009	1	$2p^1P \rightarrow 7d^1D$	I
	4026,2	10	$2p^3P \rightarrow 5d^3D$	I
	4120,6	1	$2p^3P \rightarrow 5s^3S$	I
	4144,0	1	$2p^1P \rightarrow 6d^1D$	I
	4388,0	2	$2p^1P \rightarrow 5d^1D$	I
	4471,54	20	$2p^3P \rightarrow 4d^3D$	I
	4712,6	5	$2p^3P \rightarrow 4s^3S$	I
	4922,2	2	$2p^1P \rightarrow 4d^1D$	I
	5017	2	$2s^1S \rightarrow 3p^1P$	I
	5875,7	20	$2p^3P \rightarrow 3d^3D$	I
	6677	1	$2p^1P \rightarrow 3d^1D$	I
7065	2	$2p^3P \rightarrow 3s^3S$	I	
He II	3203,1	—	$3^2S, P, D \rightarrow 5^2S, P, D, F$	I
	4026,2	10	$4^2S, P, D, F \rightarrow 13^2S, P, D, F$	I
	4200	1	4 — 11	I
	4541,4	2	4 — 9	I
	4685,76	90	$3^2S, P, D \rightarrow 4^2S, P, D, F$	I
	5411,3	4	$4^2S, P, D, F \rightarrow 7^2S, P, D, F, G$	I
C II	4267,1	2	$3d^2D \rightarrow 4f^2F$	I
C III } (O II) }	4649,2	2	$3s^3S \rightarrow 3p^3P$	I

Tabelle 15. (Fortsetzung.)

Element	Wellenlänge Beob.	Intensität	Übergang	Anregungs- mechanis- mus
N I	5198,9	2	$ ^4S - ^2D_{1\frac{1}{2}}$	IV
			$ ^4S - ^2D_{2\frac{1}{2}}$	IV
N II	5754,8	2	$^1D - ^1S$	IV
	6548,1	10	$^3P_1 - ^1D$	IV
	6583,6	30	$^3P_2 - ^1D$	IV
N III	4097,3	10 (Lab)	$3s^2S - 3p^2P_{1\frac{1}{2}}$	III
	4101,7+ (H _β)	9 (Lab)	$3s^2S - 3p^2P_{1\frac{1}{2}}$	III
	4634,1	8 (Lab)	$3p^2P_{\frac{1}{2}} - 3d^2D_{1\frac{1}{2}}$	III
	4640,9	10 (Lab)	$3p^2P_{1\frac{1}{2}} - 3d^2D_{2\frac{1}{2}}$	III
O I	5577,350	—	$^1D - ^1S$	IV
	6302	5	$^3P_2 - ^1D$	IV
	6364	2	$^3P_1 - ^1D$	IV
O II	3726,16	8	$^4S - ^2D_{1\frac{1}{2}}$	IV
	3728,91	4	$^4S - ^2D_{2\frac{1}{2}}$	IV
	4416	1	$3s^2P - 3p^2D$	I
	4649,2	2	$3s^4P_{2\frac{1}{2}} - 3p^4D_{3\frac{1}{2}}$	I
	7319,9	3	$^2D_{2\frac{1}{2}} - ^2P_{1\frac{1}{2}}$	IV
	7330,4	2	$^2D_{1\frac{1}{2}} - ^2P_{1\frac{1}{2}}$	IV
O III	3025	5 (Lab)	$3s^3P_1 - 3p^3P_2$	III
	3047	8 (Lab)	$3s^3P_2 - 3p^3P_2$	III
	3118	5 (Lab)	$3p^3S - 3d^3P_1$	III
	3133,0	6 (Lab)	$3p^3S - 3d^3P_2$	III
	3299	3 (Lab)	$3s^3P_0 - 3p^3S$	III
	3312,1	5 (Lab)	$3s^3P_1 - 3p^3S$	III
	3340,9	6 (Lab)	$3s^3P_2 - 3p^3S$	III
	3428,5	3 (Lab)	$3p^3P_1 - 3d^3P_2$	III
	3444,1	5 (Lab)	$3p^3P_2 - 3d^3P_2$	III
	3759	9 (Lab)	$3s^3P_2 - 3p^3D_3$	III
	4363,21	80	$^1D - ^1S$	IV
	4931,3	1	$^3P_0 - ^1D$	IV
4958,91	200	$^3P_1 - ^1D$	IV	
5006,84	800	$^3P_2 - ^1D$	IV	
Ne III	3342	—	$^1D - ^1S$	IV
	3868,74	70	$^3P_2 - ^1D$	IV
	3967,51	70	$^3P_1 - ^1D$	IV
Ne IV	4725,5?	4	$^2D_{1\frac{1}{2}} - ^2P_{\frac{1}{2}}$	IV
Ne V	3345,8	8	$^3P_1 - ^1D$	IV
	3425,8	20	$^3P_2 - ^1D$	IV
S II	4068,62	6	$^4S - ^2P_{1\frac{1}{2}}$	IV
	4076,22	3	$^4S - ^2P_{\frac{1}{2}}$	IV
	6716	—	$^4S - ^2D_{3\frac{1}{2}}$	IV
	6730	1	$^4S - ^2D_{1\frac{1}{2}}$	IV
Cl III	5517	—	$^4S - ^2D_{2\frac{1}{2}}$	IV
	5537	—	$^4S - ^2D_{1\frac{1}{2}}$	IV
A III	7135,6?	5	$^3P_2 - ^1D$	IV

Tabelle 15. (Fortsetzung.)

Element	Wellenlänge Reob.	Intensität	Übergang	Anregungs- mechanis- mus
A IV	4711,4?	—	$^4S - ^2D_{2\frac{1}{2}}$	IV
	4740,2?	5	$^4S - ^2D_{1\frac{1}{2}}$	IV
A V	6313?	2	$^3P_1 - ^1D$	IV
K IV	6101	—	$^3P_2 - ^1D$	IV
K V	4163,7	2	$^4S - ^2D_{1\frac{1}{2}}$	IV
K VI	5605	0?	$^3P_1 - ^1D$	IV
	6232,5	1	$^3P_2 - ^1D$	IV
Ca II	3935	—	$4s\ ^2S - 4p\ ^2P_{1\frac{1}{2}}$	I
Ca V	5308,6	2	$^3P_2 - ^1D$	IV
	6085	—	$^3P_1 - ^1D$	IV
Fe VI	5146,2	1	$^4F_{3\frac{1}{2}} - ^2G_{3\frac{1}{2}}$	IV
	5176,6	1	$^4F_{4\frac{1}{2}} - ^2G_{4\frac{1}{2}}$	IV
	5335,0	1	$^4F_{1\frac{1}{2}} - ^4P_{1\frac{1}{2}}$	IV
	5424,1	0	$^4F_{2\frac{1}{2}} - ^4P_{1\frac{1}{2}}$	IV
	5677,0	1	$^4F_{3\frac{1}{2}} - ^4P_{2\frac{1}{2}}$ $^4F_{4\frac{1}{2}} - ^4P_{2\frac{1}{2}}$	IV
Fe V	4134,7	0?	$^3D_3 - ^3P_1$	IV
	4179,1	1	$^5D_4 - ^3H_5$	IV
			$^3D_1 - ^3P_0$	IV
	4227,7	2	$^3D_4 - ^3H_4$ $^3D_2 - ^3P_0$	IV

Durch die ZANSTRASche Theorie war die physikalische Grundlage geschaffen, von der aus das Problem der Entstehung der Nebellinien und ihrer Identifizierung in Angriff genommen werden konnte. Unsere jetzt bereits sehr weit reichenden Kenntnisse auf diesem Gebiet verdanken wir in erster Linie den Arbeiten von J. S. BOWEN (3, 20, 21). Wir geben zunächst in der obigen Tabelle eine Liste der Linien, deren Identifizierung bisher gelungen ist. Die Linien sind nach den Ursprungselementen geordnet (1. Spalte), in der zweiten Spalte ist die beobachtete Wellenlänge, in der dritten die beobachtete Intensität nach den WRIGHTschen Listen (22, 24) und nach der von BOWEN und WYSE (54), in der vierten die Klassifikation der betreffenden Linie gegeben. Die letzte Spalte enthält schließlich in Form der Ziffern I—IV Hinweise auf die Art des vermutlichen Anregungsmechanismus. Auf die Bedeutung der Ziffern wird gleich noch eingegangen werden. Vorerst jedoch noch einige Bemerkungen zu unserer Tabelle: Ein großer Teil in der ihr enthaltenen Linien ist bereits zur Zeit des Erscheinens des Aufsatzes von BECKER und GROTRIAN identifiziert gewesen. Vor allem handelt es sich hierbei um die durch die Prozesse I und IV angeregten Linien. Die seitdem neu identifizierten Emissionen sind ausschließlich bei verbotenen

Übergängen ausgestrahlt. Dazu kommt noch eine Anzahl neu entdeckter Linie des N I, O I, O II, O III, Ne III, C III, S II, K V, K VI, Ca V, Fe IV und Fe V, deren Ursprung ebenfalls auf Übergänge von metastabilen Niveaus aus zurückzuführen ist, und einige Emissionen des N III und O III, die durch den Mechanismus III angeregt sind. Bei einem Teil der Linien ist die Identifizierung allerdings noch nicht absolut sichergestellt. So kann beispielsweise nach BOYCE, PAYNE und MENZEL (55) die Linie 3342 auch einem erlaubten Übergang des O III ($3s\ ^3P_2 - 3p\ ^3S\ 3340,9$) und nicht dem Ne III zugeschrieben werden. Dieselben Autoren ordnen die Linie 4571,5 einem verbotenen Übergang des S III zu — eine Identifizierung, die jedoch von BOWEN nicht bestätigt wird und daher in unserer Tabelle auch nicht aufgenommen wurde. Wenn auch bei diesen und einigen anderen Emissionen die Zuordnung noch zweifelhaft ist, so kann man doch zusammenfassend feststellen, daß es gelungen ist, die Identifizierung der zahlreichen in den Nebelspektren auftretenden Emissionslinien fast vollständig durchzuführen. Dasselbe gilt, wie wir gleich sehen werden, für die Anregungsmechanismen. Es bleiben lediglich die folgenden relativ wenigen Linien ihrem Ursprung nach ungeklärt: 3840,2, 4064, 4353, 4571,5, 4658,2, 5655, 5737, 7009, 7138 und 7325 Å.

17. Die Mechanismen der Leuchtanregung. Die Prozesse I—IV, deren Entdeckung und Untersuchung vor allem auf ZANSTRA (18, 23) und BOWEN (3, 20, 21) zurückgeht, laufen im einzelnen folgendermaßen ab: Die Atome der Nebelhüllen werden durch die ultravioletten Bestandteile der Strahlung des Zentralsternes photoelektrisch ionisiert. Für die Ionisation des H z. B. kommen dabei alle Wellenlängen jenseits der Grenze der LYMAN-Serie (912 Å) in Frage, für die des He I alle Wellenlängen kleiner als 504 Å und für die des He II alle kürzeren als 228 Å. Die beobachteten Spektren dieser in den Nebeln neben O am stärksten vertretenen Elementen werden dann bei der Rekombination der freien Elektronen mit den Ionen ausgestrahlt. [Mechanismus I, Rekombinationsleuchten, ZANSTRA (2).] So wird beispielsweise bei der Rekombination mit einem He III-Ion das Elektron im allgemeinen in einer der äußeren Bahnen eingefangen und fällt dann kaskadenartig auf das Grundniveau. Dabei werden zunächst die beobachteten He II-Emissionen ausgestrahlt, also die Linien 4026, 4200, 4340 (fällt sehr nahe mit H_γ , 4340,46 Å zusammen), 4541,4, 5411,3. Dasselbe gilt für die Entstehung der BALMER-Serie. Die extrem intensive Linie 4685,76 (Intensität in NGC 7027 gleich 90) des He II verdankt ihre große Helligkeit wahrscheinlich dem Zusammenwirken zweier Prozesse, worauf wir gleich noch zurückkommen werden. Der letzte Übergang des eingefangenen Elektrons endet auf dem Grundniveau und hat die Emission einer der im extremen Ultraviolett liegenden Linien 304, 256, 243 Å usw. zur Folge, je nachdem, ob er von der $2p$ -, $3p$ - oder $4p$ -Bahn aus erfolgt. Da diese Wellenlängen unterhalb der für die Ionisation der H- und He I-Atome erforder-

lichen Grenzwellenlänge liegen, können sie ihrerseits wiederum diese Atome ionisieren. (Prozeß IIa; Ionisation durch die Sekundärstrahlung.) Außerdem kann aber durch die Strahlung in diesen Wellenlängen eine *Anregung* der He II-Ionen — um beim Beispiel des Helium zu bleiben — erfolgen. Das absorbierte Quant wird dann entweder in derselben Wellenlänge reemittiert, oder aber es werden, wenn das Ion auf ein höheres als auf das $2p$ -Niveau angeregt ist, erst eine oder mehrere sichtbare Linien des He II-Spektrums und dann Ultraviolettlinien emittiert. Es läuft so eine Reihe von Absorptions- und Emissionsvorgängen ab, durch die schließlich alle Ultraviolettquanten in die Linie 304 A und in beobachtbare Linien des He II umgewandelt werden, und die wesentlich zur Intensität der He II-Emissionen beitragen können. (Prozeß IIb: Anregung durch die Sekundärstrahlung.)

Weitgehend ähnlich dem soeben beschriebenen Anregungsvorgang ist ein von BOWEN anlässlich der durch WRIGHT erfolgten Entdeckung einer Reihe im Ultraviolett liegenden Linien postulierter Mechanismus (21). WRIGHT (24) gelang es nämlich, mit dem CROSSLEY-Reflektor, dessen Spiegel an Stelle der vorher üblichen Versilberung aluminisiert worden waren und dadurch eine weiter in das Ultraviolett reichende Beobachtung ermöglichten, einige zwischen 3100 und 3450 A liegenden Linien zu entdecken, die als zum O III, He II und Ne V gehörend identifiziert wurden. Unter diesen sind in diesem Zusammenhang besonders folgende Emissionen des O III wichtig: 3133, 3299, 3312, 3340,9, 3428,5, 3444,1 A. Wie aus den in Abb. 20 gegebenen Niveauschemata (nach BOWEN) hervorgeht, fällt die Resonanzlinie 303,780 A des He II eng zusammen mit der beim Übergang $s^2 p^2 {}^3P_2 - s^2 p 3d^3 P_2$ ausgestrahlten Linie 303,799 A des O III. Das O III-Ion kann also durch Absorption der ohne Zweifel sehr intensiven He II-Resonanzlinie in den $s^2 p 3d^3 P_2$ -Zustand gehoben werden. Das Elektron wird dann entweder direkt unter Ausstrahlung der Linie bei 304 A auf das $s^2 p^2 {}^3P_2$ -Niveau zurückfallen, wobei natürlich das reemittierte Quant nicht verlorengelht, sondern im Verlaufe einiger Absorptionen in beobachtbare Strahlung und in Ultraviolettstrahlung umgewandelt wird. Oder aber das absorbierte 304 A-Quant wird gleich nach der ersten Absorption umgewandelt, und zwar sind, wie man aus dem Niveauschema des O III sieht, vom $3d^3 P_2$ -Niveau jeweils zwei Übergänge nacheinander mit der Emission je einer im sichtbaren Spektrum liegenden Linie des O III möglich, denen dann der Übergang auf das $s^2 p^2 {}^3P$ -Niveau unter Ausstrahlung der Linie 374,436 A im Ultraviolett folgt. Ganz allgemein haben wir es also bei diesem Vorgang ebenfalls mit einer Anregung durch die Sekundärstrahlung zu tun. Die O III-Ionen werden dabei wegen des zufälligen engen Zusammenfallens der O III-Linie 303,799 A mit der beim Übergang von der $2p$ -Bahn auf die Grundbahn ausgestrahlten Resonanzlinie des He II auf das $s^2 p 3d^3 P_2$ -Niveau angeregt, von wo aus sie dann entweder kaskadenartig unter Ausstrahlung zweier im Sichtbaren liegenden Linien und

einer Ultraviolettmission auf die $2p^3$ -Bahn zurückfallen, oder das Elektron kehrt direkt auf diese Bahn zurück und das 304 A-Quant wird erst nach einem oder mehreren Absorptions- und Emissionsprozessen in der beschriebenen Weise umgewandelt. Das in Abb. 20 ebenfalls gegebene Niveauschema des N III zeigt, daß eine ähnliche Koinzidenz zwischen den Emissionen des O III bei 374 A und der dem Übergang $s^2 p^2 P_{1/2} - s^2 3d^2 D_{21/2}$ entsprechenden Linie des N III besteht, so daß die N III-Ionen durch Absorption des 374 A-Quants ihrerseits wiederum angeregt und unter Aussendung einer Fluoreszenzstrahlung auf das Ausgangsniveau zurückkehren können. (Prozeß III: Anregung durch die Sekundärstrahlung.)

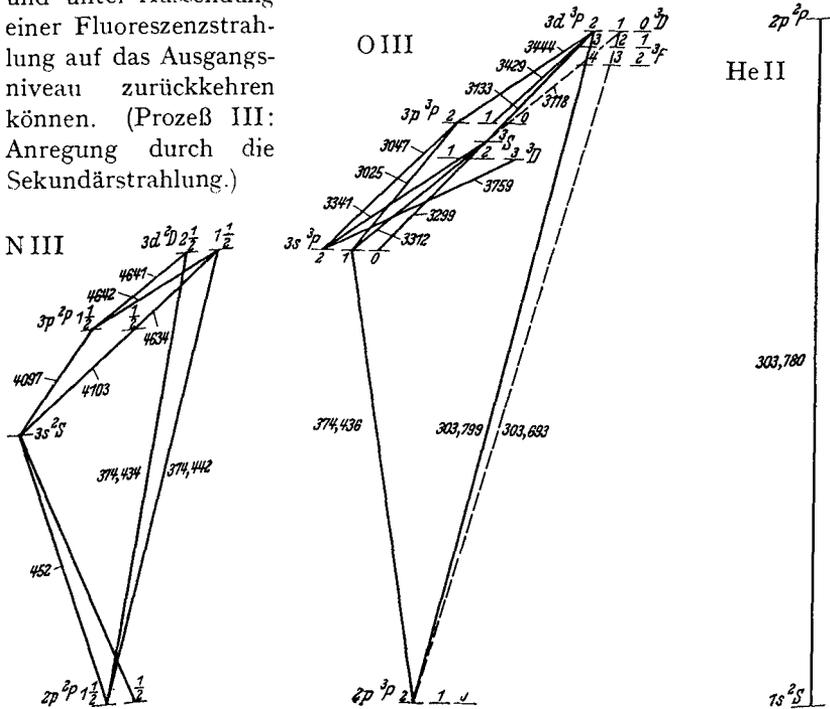


Abb. 20. Niveauschemata des N III, O III und He II. [Nach BOWER (20)].

Daß dieser Mechanismus bei der Emission der *erlaubten* Linien des O III und N III die Hauptrolle spielt, folgt überzeugend aus der Tatsache, daß die auf diese Weise angeregten O III-Linien, abgesehen von sehr schwachen Ausnahmen, die einzigen erlaubten sind, die in den Nebeln auftreten, ganz im Gegensatz zu den Ergebnissen der Laboratoriumsbeobachtungen, bei denen gerade die durch den Prozeß III nicht erzeugten und in den Nebelspektren fehlenden erlaubten Linien die intensivsten sind. (Siehe hierzu Abb. 21a). Dasselbe gilt für die erlaubten N III-Linien. Ferner besitzen die monochromatischen Nebelbilder im Lichte einer der erlaubten O III- oder N III-Linien nahezu gleiche Ausdehnung wie die im Lichte einer der He II-Linien, was bei Gültigkeit des Prozesses III

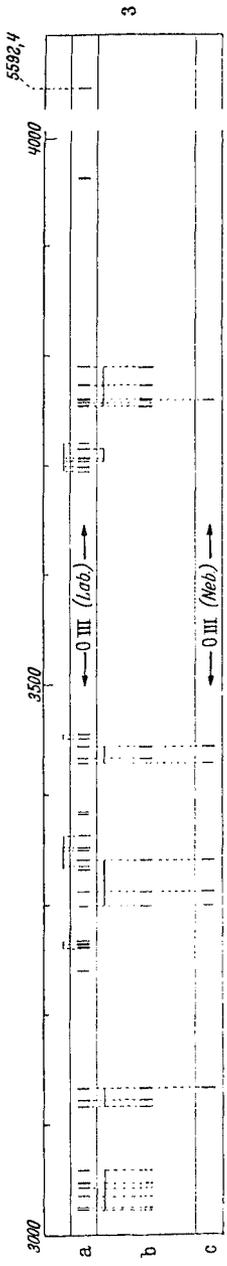


Abb. 21a. Vergleich des ultravioletten O III-Spektrums eines planetarischen Nebels mit dem Laborspektrum. [Nach Warkur (24).]

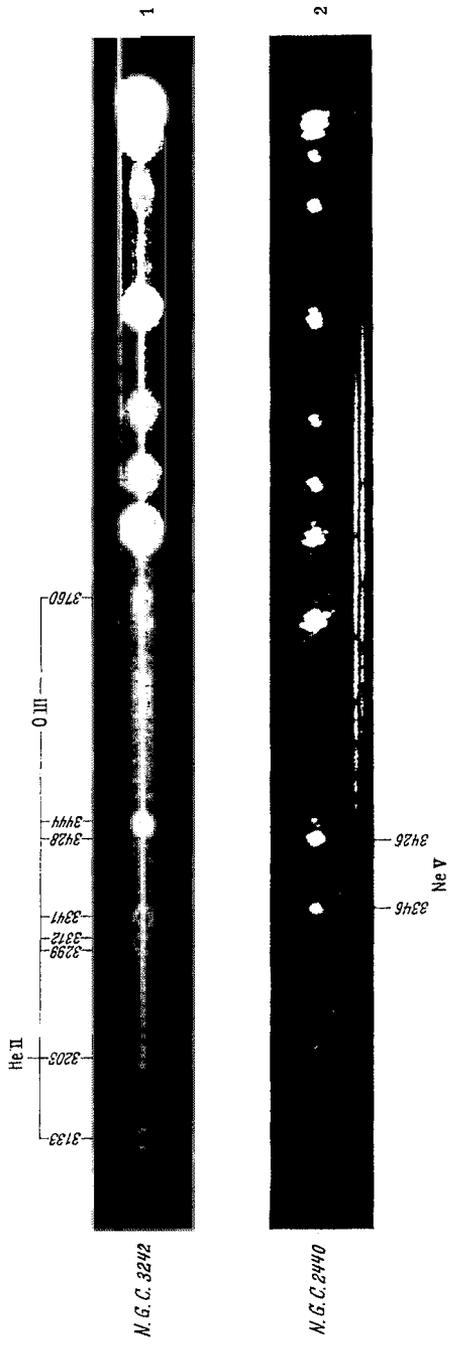


Abb. 21b. Monochromatische Nebelbilder von NGC 3242 und NGC 2440. [Nach Aufnahmen von Warkur (24).]

ja auch der Fall sein muß. Dies geht besonders schön aus den in Abb. 21 b wiedergegebenen monochromatischen Nebelbildern (nach WRIGHT) hervor. Auch die Intensitäten dieser Linien variieren von Nebel zu Nebel in ähnlicher Weise wie die He II-Intensitäten, während für die verbotenen O III-Emissionen diese Zusammenhänge nicht bestehen.

Schließlich bleibt noch der Anregungsmechanismus der zahlreichen verbotenen Nebellinien zu untersuchen. Im Gegensatz zu den erlaubten Linien, deren Anregungspotentiale zwischen rund 10 und 55 eV liegen, sind die Anregungspotentiale der verbotenen Emissionen relativ niedrig und betragen 1,83—5,33 eV. Die in vielen Nebeln am intensivsten auftretenden beiden verbotenen O III-Linien 4959 und 5007 Å besitzen ein Anregungspotential von nur 2,50 eV. Daraus erhellt, daß die Anregungsmechanismen der erlaubten und der verbotenen Linien nicht die gleichen sein können. Eine sehr ergiebige Energiequelle ist nun ohne Zweifel durch die kinetische Energie der bei der photoelektrischen Ionisation der H-, He I- und He II-Atome durch die primäre Sternstrahlung und durch die Sekundärstrahlung bei 304,374 Å usw. befreiten Elektronen gegeben. Nach der zuerst von BOWEN geäußerten Auffassung wird die Energie dieser freien Elektronen fast vollständig zur Stoßanregung der O III-Ionen auf die metastabilen Niveaus verbraucht, bevor sie sich mit den Protonen und He-Ionen wieder vereinigen. Wegen der relativ niedrigen Anregungspotentiale aller verbotenen Nebellinien erlaubt die Annahme des Mechanismus der Stoßanregung eine einwandfreie Deutung ihrer beobachteten Intensitäten, zumal da ferner die Anregungspotentiale der erlaubten Linien zu hoch liegen, als daß diese durch Stoß mit Elektronen unterhalb meist 10 eV angeregt werden können. Wir haben also als Mechanismus IV, der *ausschließlich* zur Emission der zahlreichen *verbotenen* Linien Anlaß gibt, den der Stoßanregung. Abschließend stellen wir die in den Nebelhüllen ablaufenden Anregungsmechanismen noch einmal zusammen.

Anregungsmechanismus I. Photoelektrische Ionisation durch die Sternstrahlung und nachfolgendes Rekombinationsleuchten.

Anregungsmechanismus II. a) Photoelektrische Ionisation durch die bei Mechanismus I frei werdende ultraviolette Sekundärstrahlung und nachfolgendes Rekombinationsleuchten.

b) Anregung durch die Sekundärstrahlung.

Anregungsmechanismus III. Anregung der O III-Ionen durch die Resonanzstrahlung des He II bei 304 Å und nachfolgendes Fluoreszenzleuchten; Anregung der N III-Ionen durch die bei 374 Å liegende und bei der Rückkehr auf das $2p\ ^3P$ -Niveau ausgestrahlte Linie des O III.

Anregungsmechanismus IV. Anregung aller verbotenen Nebellinien durch Stoß der durch die Mechanismen I und IIa befreiten Elektronen.

Die bereits weiter oben erwähnte Linie 4686 Å des He II, die in vielen Nebeln in abnorm hoher Intensität auftritt, wird nach der Ansicht von

BOWEN (20) wahrscheinlich durch die intensive Resonanzlinie 1216 Å des H angeregt. Damit diese Anregung möglich ist, müssen die H- und He II-Atome eine Relativgeschwindigkeit von 120 km/sec besitzen. Das Ausgangsniveau der 4686-Emission ist die $4p\ ^2P$ -Bahn, auf die das Atom durch Absorption der Linie des H bei 1216 Å vom $2s\ ^2S$ -Zustand aus gehoben wird. Das letztgenannte Niveau ist wahrscheinlich metastabil; die hohe Intensität der He II-Resonanzstrahlung 304 Å gibt Anlaß dazu, daß eine größere Zahl von Atomen sich in diesem Zustand befinden.

18. Die Häufigkeit der Elemente in den Nebeln. Welche Schlüsse lassen sich nun auf Grund dieser Überlegungen über die Anregungsmechanismen auf die chemische Zusammensetzung der Nebel und auf die relative Häufigkeit der Elemente in ihnen ziehen? Zunächst einmal ist zu bemerken, daß sich in dieser Richtung exakte quantitative Aussagen noch nicht machen lassen. Das liegt zum Teil daran, daß die quantentheoretischen Grundlagen noch recht lückenhaft sind und daß insbesondere unsere Kenntnis der Übergangswahrscheinlichkeiten und der ultravioletten Absorptionskoeffizienten sehr spärlich ist. Zum anderen Teil liegt es aber auch daran, daß wir über die Nebel selbst, über ihre Dichten, über die Geschwindigkeiten der Nebelmaterie und über die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Nebel bisher verhältnismäßig wenig wissen. Man ist daher gezwungen, sich auf ganz allgemeine Aussagen zu beschränken und auf zahlenmäßige Angaben hinsichtlich der relativen Häufigkeit der Elemente in den Nebeln zu verzichten. Wie sofort aus der Tatsache ersichtlich ist, daß in den Nebeln die verschiedensten Anregungsmechanismen eine Rolle spielen, kann man nun nicht so vorgehen, daß man etwa aus dem Vergleich der Linienintensitäten Schlüsse auf die Häufigkeit der verschiedenen Atomarten zieht. Daß dieses Verfahren zu falschen Ergebnissen führen muß, sieht man ohne weiteres daran, daß z. B. für die Emission der verbotenen Nebellinien wegen der Metastabilität der Ausgangsniveaus und der damit verbundenen Anhäufung der betreffenden Atome auf diesem Niveau eine nur relativ geringe Häufigkeit des Elementes erforderlich ist und daß hierfür als Anregungsmechanismen Energiequellen in Frage kommen, die ohne Einfluß auf die H- und He-Atome sind. Dasselbe gilt für die durch den Mechanismus III erzeugten erlaubten Linien des O III und N III. Ganz allgemein lassen sich daher folgende Aussagen machen: Unter den durch die Ionisations-Rekombinationsmechanismen I und II angeregten Linien, zu deren Emission eine relativ große Häufigkeit der betreffenden Atomarten notwendig ist, gibt es nur 4, die nicht den Atomen oder Ionen des H, He I und He II zugeordnet werden können. Diese 4 Linien treten entweder nur in einem Nebel (3935 und 4416 Å) oder in 4 (4267 Å) bzw. in 2 Nebeln (4649 Å) auf. Ihre Identifizierung ist außerdem sehr unsicher, zumal da alle 4 Linien nur sehr schwach sind. Abgesehen von den durch den Prozeß III angeregten Emissionen fehlen also die erlaubten Linien aller schwereren Elemente. *H und He dürften demnach diejenigen*

Atomarten sein, die in den Emissionsnebeln am häufigsten vertreten sind. Die übrigen Linien entsprechen verbotenen Übergängen und können daher von Atomen ausgestrahlt werden, die relativ zu H und He nur in sehr geringer Zahl vorhanden sind. Das sieht man auch schon aus der Tatsache, daß zwar die verbotenen Linien 4959 und 5007 Å des O III in vielen Nebeln am intensivsten sind, daß aber die durch die Mechanismen I und II erzeugten erlaubten Linien dieses Elementes vollkommen fehlen. Dasselbe gilt für alle übrigen Elemente, über deren relative Häufigkeit untereinander — *nicht* im Vergleich zu H und He — sich auf Grund ihrer Linienintensitäten folgendes ergibt: Das häufigste Element dürfte O oder möglicherweise C sein, denen in großem Abstand N, Ne, S und A folgen.

Wie man sieht, herrscht auch in den Emissionsnebeln, ebenso wie überhaupt in den meisten kosmischen Objekten, Wasserstoff weitaus vor. An zweiter Stelle steht Helium, dem dann mit einer im Vergleich dazu sehr geringen Häufigkeit Sauerstoff und einige andere schwere Elemente folgen. Auffallend ist, daß in den Nebeln eine Bevorzugung der Nichtmetalle vorhanden zu sein scheint. So dürften beispielsweise Na, K, Ca und Fe nur in relativ geringen Mengen vertreten sein.

VIII. Die theoretische Analyse des Leuchtvorganges bei einem stationären Wasserstoffnebel im Gleichgewichtszustand.

Da auf Grund der obigen Betrachtungen Wasserstoff das bei weitem häufigste Element in den Emissionsnebeln sein dürfte, erscheint es berechtigt, bei der weiteren Untersuchung des Leuchtvorganges das Problem dahingehend zu vereinfachen, daß man sich zunächst auf das Modell eines nur aus Wasserstoff bestehenden Nebels beschränkt und für diese weit ausgedehnte, den Zentralstern umgebende Wasserstoffhülle die Umsetzung der Zentralsternstrahlung betrachtet. Dabei darf allerdings nicht übersehen werden, daß dieses Nebelmodell in einigen Punkten erheblich von der Wirklichkeit abweicht. Die Abweichungen bestehen im wesentlichen darin, daß zunächst einmal die Anwesenheit anderer Elemente außer Wasserstoff vernachlässigt wird. Insbesondere wird unberücksichtigt gelassen, daß die verbotenen Nebellinien ihre Entstehung der Stoßanregung der durch die Sternstrahlung befreiten Photoelektronen verdanken, die infolgedessen nur mit sehr geringer Geschwindigkeit rekombinieren werden. Ferner wird in erster Näherung angenommen, daß die Nebel dynamisch stationäre Gebilde sind, während, wie wir in Abschnitt 15 gesehen haben, die Nebelmaterie in Wirklichkeit sich ausdehnt. Im Verlaufe unserer Betrachtungen wird sich zeigen, wie weit es möglich ist, diese Vernachlässigungen noch nachträglich rückgängig zu machen und welchen Einfluß sie auf die Ergebnisse haben.

19. Die Umsetzung der Sternstrahlung in der Nebelhülle. Wir nehmen also zunächst mit ZANSTRA einen reinen Wasserstoffnebel an.

In diesem spielt sich die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie in großen Zügen folgendermaßen ab: Ein großer Prozentsatz der vorhandenen Wasserstoffatome ist durch die Sternstrahlung ionisiert. Der verbleibende Rest neutraler Atome befindet sich wegen der geringen Strahlungsdichte und wegen der kurzen Lebensdauer eines angeregten Wasserstoffatoms im Grundzustand. Es genügt also, wenn man lediglich die Ionisationen vom Grundzustand aus betrachtet, für die die Strahlung jenseits der Grenze der LYMAN-Serie, mit Wellenlängen unterhalb 912 Å in Frage kommt. Als zweiten Prozeß haben wir die Wiedervereinigung der Photoelektronen mit den Protonen und als dritten die unelastischen Zusammenstöße zwischen Photoelektronen und den Ionen eines „fremden“ Gases, die zur Anregung der verbotenen Nebellinien führen. Den letzteren Vorgang haben wir der Vollständigkeit halber gleich an dieser Stelle mit einbezogen, werden ihn aber zunächst nicht berücksichtigen. Im ganzen soll sich der Nebel in einem stationären Zustand befinden, d. h. es sollen durch die photoelektrischen Ionisationen ebenso viele Photoelektronen erzeugt wie durch die Rekombinationen vernichtet werden. Eine weitere Zusatzannahme besteht darin, daß die Wasserstoffdichte im Nebel so hoch sein muß, daß sämtliche Ultraviolettquanten (worunter wir im folgenden stets die Quanten mit Wellenlängen kürzer als 912 Å verstehen) der Sternstrahlung absorbiert werden. Mit anderen Worten: die optische Dichte soll für Strahlung jenseits der Grenze der LYMAN-Serie groß sein. Abgesehen davon, daß wir zunächst die Anwesenheit anderer Elemente außer Wasserstoff unberücksichtigt lassen, entspricht dieses Nebelmodell demjenigen, das ZANSTRA seinen ersten Untersuchungen über die Temperatur der Zentralsterne der planetarischen Nebel zugrunde gelegt hat (23). In einer solchen Nebelhülle wird die ultraviolette Sternstrahlung — d. h. nach der obigen Festsetzung die Strahlung, deren Wellenlänge kürzer als 912 Å ist — für die Ionisation der im Grundzustand befindlichen Wasserstoffatome verbraucht. Verfolgen wir das Schicksal eines solchen Ultraviolettquants einmal etwas näher: Bei dem Ionisationsprozeß wird die Energie des Quants aufgeteilt in Ionisationsenergie und kinetische Energie des freien Elektrons. Dieses vereinigt sich dann nach einer gewissen Zeit wieder mit einem Proton, wobei es mehrere Möglichkeiten gibt: Einmal kann die Rekombination direkt auf dem zweiten Niveau erfolgen. Dabei wird das BALMER-Kontinuum ausgestrahlt und, beim Übergang auf das Grundniveau, ein L_x -Quant ($L_x = \text{LYMAN-}\alpha$ -Linie). Das BALMER-Quant wird mit großer Wahrscheinlichkeit wegen der geringen Zahl der Atome im angeregten Zustand den Nebel ungehindert verlassen, das L_x -Quant dagegen wird von einem der neutralen Atome im Grundzustand absorbiert und reemittiert werden. Nachdem es mehrere solche Streuungsprozesse durchgemacht hat, wird es ebenfalls einmal den Weg aus dem Nebel heraus finden. Das Ergebnis des gesamten Vorgangs ist also ein BALMER-Quant + einem L_x -Quant. Andererseits

aber kann die Wiedervereinigung auch auf einem höheren Niveau als dem zweiten erfolgen, beispielsweise auf dem dritten. Dann wird zunächst ein Quant des PASCHEN-Kontinuum emittiert, und das Elektron hat zwei Möglichkeiten, auf das Grundniveau zurückzukehren, nämlich einmal auf dem direkten Weg $3 \rightarrow 1$, wobei ein L_β -Quant emittiert wird, oder auf dem Weg $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, wobei die H_α - und die L_α -Linie ausgestrahlt werden. Wegen der hohen optischen Tiefe für die LYMAN-Strahlung wird das im ersten Falle emittierte L_β -Quant rasch wieder von einem neutralen Atom absorbiert und entweder wieder unverändert emittiert oder durch den Übergang $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ in ein H_α - und ein L_α -Quant verwandelt. Da die freie Weglänge eines LYMAN-Quants im Nebel sehr klein im Vergleich zu den Nebeldimensionen ist, wird das nicht umgewandelte L_β -Quant zahlreichen Absorptionsprozessen unterliegen, in deren Verlauf es mit sehr großer Wahrscheinlichkeit in H_α - und L_α -Strahlung zerlegt wird. Das Ergebnis auch dieses Prozesses ist also die Erzeugung eines BALMER-Quants und eines L_α -Quants. Schließlich bleibt als letzte Möglichkeit noch übrig, daß das Elektron nach der Ionisation direkt auf das Grundniveau rekombiniert. Dabei wird natürlich die ultraviolette Sternstrahlung nur gestreut, d. h. über alle Richtungen verteilt, aber in derselben Wellenlänge unverändert reemittiert. In jedem Fall wird also die direkte ultraviolette Sternstrahlung entweder gestreut, oder sie wird umgewandelt in ein BALMER-Quant und ein L_α -Quant, *und zwar wird jedes Ultraviolettquant in ein und nur ein BALMER-Quant verwandelt.* Diese letzte Bedingung ist der Ausdruck für die wichtige Festsetzung, daß die Zahl der je sec von der Sternoberfläche emittierten Ultraviolettquanten gleich der Zahl der je sec vom Nebel emittierten BALMER-Quanten ist. Das Strahlungsfeld im Nebel kann demnach in drei Kategorien eingeteilt werden: 1. Das Feld der ultravioletten Streustrahlung. 2. Das L_α -Strahlungsfeld. 3. Das Feld der BALMER-Strahlung. Zu bemerken ist beiläufig noch, daß wir bei den soeben durchgeführten Betrachtungen die Zwischenstadien, in denen das absorbierte Quant als ein L_β -, L_γ - usw. Quant in Erscheinung tritt, unberücksichtigt gelassen haben, da diese LYMAN-Linienstrahlung schließlich doch in BALMER- und L_α -Strahlung umgesetzt wird, und, wie wir sahen, die BALMER-Quanten den Nebel ungehindert verlassen können, die L_α -Quanten aber lediglich gestreut werden. Immer also wird der Wasserstoffnebel ausschließlich L_α -Quanten, sichtbare (BALMER-)Quanten und Ultraviolettquanten ausstrahlen. Damit die Bedingung: Zahl der Ultraviolettquanten/sec = Zahl der vom Nebel ausgestrahlten BALMER-Quanten/sec erfüllt ist, muß schließlich auch die diffuse Ultraviolettstrahlung in derselben Weise wie die direkte Sternstrahlung im Nebel umgesetzt werden.

Es ist nun leicht ersichtlich, daß man zur Untersuchung der Helligkeitsverteilung im Nebel und bei der dafür erforderlichen Aufstellung der Gleichungen des Strahlungstransportes sich entweder auf die beiden ultravioletten Strahlungsfelder (L_α -Strahlung und überlagerte Ultra-

violett-Streustrahlung) oder auf die BALMER-Strahlung beschränken kann. Wegen der direkten und anschaulichen Anwendungsmöglichkeit der Ergebnisse auf die Beobachtungen wollen wir uns hier zunächst ausführlich mit der BALMER-Emission beschäftigen und werden dann später die sich auf das ultraviolette Strahlungsfeld beziehenden Untersuchungen etwas kürzer streifen. Wir bezeichnen mit N_I die Zahl der Ionisationen je cm^3 je sec, mit N_R die Zahl der Rekombinationen je cm^3 je sec. Bei Gültigkeit der Gleichgewichtsbedingung muß dann

$$N_I = N_R$$

sein. Da die Zahl der Photoionisationen proportional der Anzahl der in der Volumeneinheit vorhandenen neutralen Atome x_0 im Grundzustand, die Zahl der Rekombinationen proportional dem Produkt $x_1 x_e$ der Protonen und Elektronen je Volumeneinheit ist, liefert die explizite Darstellung der Gleichgewichtsbedingung den Ionisationsgrad und gestattet ferner, bei bekannter optischer Tiefe die monochromatischen Nebelhelligkeiten als Funktion der Nebeldichte und der Zentralstern-temperatur zu berechnen. Es ist also unter Voraussetzung der Kenntnis der in die Gleichung eingehenden atomaren Konstanten möglich, aus den durch die Beobachtung gegebenen Daten bezüglich Flächenhelligkeit und Zentralstern-temperatur, bei plausiblen Annahmen über die optische Tiefe¹, die Nebeldichte und den Ionisationsgrad der Nebelmaterie zu bestimmen. Derartige Rechnungen wurden erstmalig von ROSSELAND (25) durchgeführt, später in Anwendung auf den η -Carinae-Nebel von B. J. Bok (26) und kürzlich in allgemeiner Form von H. LAMBRECHT (27) in einer erst zum Teil erschienenen Arbeit. Bei der Berechnung der Zahl der Rekombinationen gehen wir nach dem Vorbild von CILLIÉ folgendermaßen vor (28):

Wie anfangs erwähnt, vernachlässigen wir zunächst die unelastischen Zusammenstöße der Photoelektronen mit fremden Ionen, die zur Anregung der verbotenen Nebellinien führen. Die Geschwindigkeitsverteilung der Photoelektronen wird dann eine MAXWELLSche sein und der Bruchteil der Elektronen je Einheitsvolumen mit Geschwindigkeiten zwischen v und $v + dv$ ist gegeben durch

$$4\pi \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{1}{2} m v^2 / k T_e} v^2 dv, \quad (1)$$

wo m die Elektronenmasse, k die BOLTZMANNsche Konstante und T_e die Elektronentemperatur bedeuten. Bezeichnet man ferner mit $\psi_n(v)$ die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines Lichtquants im Frequenzintervall dv durch ein Atom im n -ten Quantenzustand, mit $2\pi F_n(v)$

¹ Die optische Tiefe für Licht der Frequenz ν ist in der üblichen Weise durch $\tau_\nu = \int_0^s a_\nu x_0 ds$ definiert. (a_ν = Absorptionskoeffizient; s = geometrische Tiefe; x_0 = Zahl der neutralen Atome im cm^3).

die Wahrscheinlichkeit für den Einfang eines Elektrons im Geschwindigkeitsintervall v bis $v + dv$ durch ein Proton auf die n -te Quantenbahn, so bestehen nach MILNE (29) zwischen dem atomaren Absorptionskoeffizienten a_ν und diesen beiden Größen folgende Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} \psi_n(v) &= \frac{(2\pi mc)^2}{(h\nu)^3} \cdot \frac{q}{q_n} v^2 F_n(v) \\ a_\nu &= \frac{\psi_n(v) h\nu}{4\pi} = \pi \left(\frac{mc}{h\nu}\right)^2 \cdot \frac{q}{q_n} v^2 F_n(v), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

in denen h die PLANCKSche Konstante, c die Lichtgeschwindigkeit, q und q_n die statistischen Gewichte des Ions und Atoms im n -ten Quantenzustand sind. Bei Wasserstoff ist $q=2$, $q_n=2n^2$. Mit Hilfe dieser Beziehungen und der MAXWELLSchen Gleichung ergibt sich dann, wie wir im einzelnen nicht ausführen wollen, folgender Ausdruck für die Zahl der Rekombinationen je cm^3 je sec

$$N_{n,\nu} = 8\pi^2 x_1 x_e \left(\frac{m}{2\pi k T_e}\right)^{3/2} e^{-\frac{1}{2} m v^2/kT} F_n(v) v^3 dv. \quad (3)$$

Die bei jeder dieser Rekombinationen frei werdende Strahlungsenergie $h\nu$ ist gleich der bei der Ionisation verbrauchten Energie, die sich nach der bekannten Fundamentalgleichung der photoelektrischen Ionisation zusammensetzt aus der Ionisationsenergie χ_n und der zusätzlichen kinetischen Energie des Photoelektrons:

$$E = h\nu = \chi_n + \frac{1}{2} m v^2.$$

Zusammen mit den Beziehungen (2) erhält man dann aus der Gleichung (3) mit Hilfe der Ionisationsgleichung für die Gesamtzahl der Vereinigungen auf das n -te Niveau je cm^3 je sec

$$N_n = x_1 x_e \frac{8\pi}{(2\pi)^{3/2}} \left(\frac{m}{k T_e}\right)^{3/2} \cdot \frac{h^3 v^3}{m^3 c^2} n^2 a_\nu e^{\chi_n/kT} E_i(\chi_n/kT_e), \quad (4)$$

nachdem unter Einführung von ν als neue Integrationsvariable über alle Frequenzen bzw. Geschwindigkeiten integriert worden ist. Für den Integrallogarithmus ist dabei zur Abkürzung die Bezeichnung $E_i(\chi_n/kT_e)$ eingeführt worden. Der in Gleichung (4) auftretende atomare Absorptionskoeffizient ist gegeben durch

$$a_\nu = \frac{A}{n^5 v^3},$$

wo A sich lediglich aus atomaren Konstanten zusammensetzt und durch

$$A = \frac{2^6 \pi^4 z^4 m e^{10}}{3 \sqrt{3} c h^6}$$

(z = Kernladungszahl, e = Elektronenladung)

bestimmt ist [s. z. B. GAUNT (30)]. Setzt man dies in (4) ein und schreibt noch zur Abkürzung für die Einfangfunktion

$$\mathcal{M}(n, T_e) = \frac{1}{T_e^{3/2}} \cdot \frac{1}{n^3} e^{\chi_n/kT_e} E_i(\chi_n/kT_e)$$

dann erhält man endgültig für die Gesamtzahl der Rekombinationen je cm^3 je sec auf das n -te Niveau:

$$N_n = x_1 x_e \cdot \frac{8\pi}{(2\pi)^{3/2}} \left(\frac{m}{h}\right)^{3/2} \frac{h^3}{m^3 c^2} \cdot M(n, T_e). \quad (5)$$

Die Bestimmung der Zahl der Rekombinationen je Volumeneinheit und je sec läuft also auf eine Berechnung der Einfangfunktion hinaus, deren Wert für *alle* Niveaus einfach durch Summation der einzelnen $M(n, T_e)$ gegeben ist: $M(T_e) = \sum_{n=1}^{\infty} M(n, T_e)$ = proportional der Gesamtzahl der Wieder-

vereinigungen in der Volumen- und Zeiteinheit. Für die Niveaus $n=1$ bis $n=10$ und für eine Reihe von Zentralsterntemperaturen von 50000 bis 2000° wurde die Einfangfunktion unter anderen von H. LAMB-RECHT (27) berechnet. Die Ergebnisse geben wir in der nebenstehenden kleinen Tabelle 16 für 3 Temperaturen auszugswise wieder. (T_0 =Zentralsterntemperatur.)

Tabelle 16. $M(n, T_e)$.

$n \backslash T_0$	40000	20000	2000
1	$4,01 \cdot 10^{-8}$	$5,45 \cdot 10^{-8}$	$17,07 \cdot 10^{-8}$
2	1,61	2,34	8,46
3	0,85	1,30	5,34
4	0,52	0,82	3,83
5	0,34	0,56	2,92
6	0,24	0,39	2,30
7	0,17	0,29	1,86
8	0,13	0,22	1,54
9	0,10	0,19	1,34
10	0,08	0,15	1,20
$M(T_e)$	$8,05 \cdot 10^{-8}$	$11,71 \cdot 10^{-8}$	$45,86 \cdot 10^{-8}$

Aus den Zahlen der Tabelle sind zwei charakteristische Eigenschaften der Einfangfunktion ersichtlich: Die gesamte Einfangwahrscheinlichkeit wächst mit abnehmender Temperatur, und der prozentuale Anteil an den Besetzungszahlen nimmt für die niedrigen Niveaus mit abnehmender Temperatur ab, für die hohen Niveaus dagegen zu. Das bedeutet nichts anderes, als daß zunächst die schnelleren Elektronen seltener eingefangen werden als die langsamen und daß ferner jene häufiger auf tiefen Niveaus, die Elektronen mit relativ niedrigen Geschwindigkeiten dagegen häufiger auf hohen Niveaus rekombinieren, was auch rein anschaulich ohne weiteres verständlich ist. Man sollte demnach vermuten, daß beispielsweise das Intensitätsverhältnis der BALMER-Linien — das ja von den Besetzungszahlen der Ausgangsniveaus abhängt — einen merklichen Gang mit der Temperatur zeigen muß. Tatsächlich ist das, wie wir gleich noch sehen werden, jedoch nicht der Fall. Dagegen wirkt sich diese Eigenschaft der Einfangfunktion in anderer Beziehung aus. Wir haben in der Tabelle die Gesamteinfangwahrscheinlichkeit durch Summation der $M_n(T_e)$ über alle n von $n=1$ bis $n=10$ berechnet, also die höheren Niveaus vernachlässigt. Da diese bei der Vereinigung mit relativ langsam bewegten Elektronen, also bei abnehmender Temperatur, immer stärker besetzt werden, ist der durch diese Vernachlässigung gemachte

Fehler für niedrige Temperaturen größer als für hohe. Er beträgt für $T_0 = 50000^\circ$ nur und 2%, für $T_0 = 25000^\circ$ etwa 3% und bei $T_0 = 2000^\circ$ bereits 15%. Die letztgenannte Temperatur kommt allerdings für die Emissionsnebel nicht in Frage. Zu erwähnen ist noch, daß CILLIÉ die Gesamteinfangwahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung der Niveaus bis $n = 14$ berechnet hat (31).

Mit der Gleichung (5) haben wir die rechte Seite unserer Gleichgewichtsbedingung, die die Zahl der Rekombinationen je Volumeneinheit und je sec bestimmt, hingeschrieben. Es sind, bevor wir zur Berechnung der linken Seite übergehen, nur noch einige Worte zur Bestimmung der Elektronentemperatur zu sagen. Für diese wurde in den Arbeiten von CILLIÉ, BOK, LAMBRECHT u. a. ein für den ganzen Nebel gültiger Näherungswert angenommen, der nach EDDINGTON (32) dadurch bestimmt ist, daß die mittlere kinetische Energie der durch die Ionisation befreiten Elektronen gegeben ist durch:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T_e = h \bar{\nu} - h \nu_0,$$

wo $\bar{\nu}$ den Mittelwert der von den Wasserstoffatomen während eines Absorptionsvorganges absorbierten Frequenzen und ν_0 die Frequenz der Ionisierungsgrenze bedeuten. Setzt man den Wert für das mittlere absorbierte Quant $h \bar{\nu}$ ein, so ergibt sich

$$\frac{3}{2} k T_e = h \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{u_\nu}{\nu^3} d\nu \Big| \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{u_\nu}{\nu^2} d\nu - h \nu_0$$

(u_ν = Strahlungsdichte in der Frequenz ν).

Von EDDINGTON wird folgende Näherungslösung gegeben:

$$T_e = \frac{2}{3} T_0 \left(1 - \frac{k T_0}{h \nu_0} \right),$$

die in den Arbeiten von BOK und LAMBRECHT zugrunde gelegt wurde. Nun stellt der auf diese Weise ermittelte Wert tatsächlich nur einen Näherungswert dar, dessen Verwendung in den zitierten Arbeiten, die einen möglichst weitgehenden Anschluß der Theorie an die verhältnismäßig unsicheren Beobachtungsergebnisse anstreben, zwar gerechtfertigt ist, der aber für feinere theoretische Untersuchungen nicht einfach übernommen werden kann. Vor allem wird sicher die Elektronentemperatur nicht im ganzen Nebel konstant, sondern eine Funktion des Abstandes vom leuchtanregenden Stern sein. Wir werden auf diese Frage noch weiter unten zu sprechen kommen.

Die Bestimmung der Zahl der Photoionisationen ist ohne grundsätzliche Schwierigkeiten möglich. Sie ist einfach gegeben durch Integration der Anzahl der im Frequenzintervall $d\nu$ je cm^3 und je sec absorbierten Lichtquanten über alle Frequenzen von der Ionisierungsgrenze ν_0 bis ∞ . Diese Anzahl wiederum hängt ab von der Zahl der in der Volumeneinheit vorhandenen neutralen Atome x_0 , die sich nach Voraussetzung alle im

Grundzustand befinden sollen, vom Wert des atomaren Absorptionskoeffizienten für gebundenfreie Übergänge a_ν und von der Zahl der Lichtquanten, die sich je sec in der Volumeneinheit befinden, die durch $u_\nu \cdot c/h\nu \cdot d\nu$ gegeben ist, wenn die Strahlungsdichte in der Frequenz ν mit u_ν bezeichnet wird. Diese ist durch das PLANCKSche Gesetz gegeben, so daß also vorausgesetzt wird, daß der leuchtanregende Stern wie ein schwarzer Strahler strahlt. Die Zahl der Photoionisationen in der unmittelbaren Nähe der Sternoberfläche ergibt sich demnach zu:

$$N_I = x_0 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{a_\nu u_\nu \cdot c}{h\nu} \cdot d\nu.$$

In der Entfernung r von der Sternoberfläche ist die Strahlungsdichte um einen Faktor W , den Verdünnungsfaktor, herabgesetzt, der im allgemeinen Fall definiert werden kann als das Verhältnis der Strahlungsdichte $u_\nu(r) d\nu$ im Frequenzintervall ν bis $\nu + d\nu$ in dem in der Entfernung r vom Zentralstern befindlichen Nebelgebiet zur Dichte $u_\nu(0)$ der Gleichgewichtsstrahlung derselben Temperatur und Frequenz:

$$W_\nu = \frac{u_\nu(r)}{u_\nu(0)}.$$

Die Strahlungsdichte in der Entfernung r beträgt, wenn ω den räumlichen Winkel bedeutet, unter dem der Stern vom Nebel aus erscheint,

$$u_\nu'(r) = \frac{\omega}{4\pi} u_\nu(0) e^{-\tau_\nu}.$$

Wir sehen aus diesen beiden Gleichungen, daß der für die Untersuchungen sehr wichtige Verdünnungsfaktor wegen der Frequenzabhängigkeit des in τ_ν eingehenden Absorptionskoeffizienten in seiner allgemeinsten Form von der Frequenz abhängt. Für einen ersten Vergleich der Theorie mit den Beobachtungen reicht es jedoch aus, wenn wir einen frequenzunabhängigen Verdünnungsfaktor einführen, der lediglich durch die geometrischen Bedingungen, d. h. durch die Entfernung vom Zentralstern bestimmt ist:

$$W = \frac{\pi R^2}{4\pi r^2},$$

wo R der Sternradius ist. Der Wert des Verdünnungsfaktors liegt zwischen rund 10^{-15} und 10^{-18} , je nachdem, welche Dimensionen für den Zentralstern und welche Entfernungen von ihm angenommen werden. Nach Einsetzen der PLANCKSchen Strahlungsdichte und des Wertes $a_\nu = \frac{A}{\nu^3 n^5}$ für den Absorptionskoeffizienten erhalten wir dann endlich für die Zahl der Photoionisationen je cm^3 je sec:

$$N_I = x_0 \frac{8\pi AW}{c^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{1}{\nu} \frac{d\nu}{e^{h\nu/kT_0} - 1}.$$

Das Integral kann in eine Reihe entwickelt werden, wobei es für die Frequenzen jenseits der Grenze der LYMAN-Serie und für die hier in

Frage kommenden Temperaturen wegen $h\nu/kT_0 \gg 1$ zulässig ist, nach den ersten beiden Gliedern abzubrechen:

$$N_I = x_0 \frac{8\pi A W k T_0}{c^2 h \nu_0} \cdot \frac{1}{e^{h\nu_0/kT_0}} \left(1 - \frac{kT_0}{h\nu_0}\right). \quad (6)$$

Indem man schließlich diesen Ausdruck und die Gleichung (5) für die Anzahl der Rekombinationen gleichsetzt, erhält man für das Ionisationsverhältnis, d. h. für das Verhältnis des Produktes $x_1 x_e$ aus der Anzahl der Protonen und Elektronen zu den neutralen Atomen x_0 :

$$\frac{x_1 x_e}{x_0} = W \cdot C \cdot \frac{k T_0}{h \nu_0} \cdot e^{-\frac{h\nu_0}{kT_0}} \left(1 - \frac{k T_0}{h \nu_0}\right) \cdot \frac{1}{M(T_e)}, \quad (7)$$

mit

$$C = \frac{(2\pi m k)^{3/2}}{h^3} = 2,436 \cdot 10^{15}.$$

20. Das BALMER-Dekrement. Nunmehr kann zur Berechnung der relativen und absoluten BALMER-Intensitäten bei einem reinen Rekombinationsleuchten übergegangen werden. Die Intensitäten der BALMER-Linien hängen ab von der Stärke der Besetzung ihrer Ausgangsniveaus und von den Übergangswahrscheinlichkeiten, die selbstverständlich atomare Konstanten sind. Die Besetzungszahlen sind ausschließlich durch die Zahl der Rekombinationen gegeben, und zwar wird hierbei ebenfalls ein Gleichgewichtszustand angenommen, derart, daß der Zahl der Übergänge auf ein bestimmtes Ausgangsniveau n_0 durch direkten Elektroneneinfang oder von höheren Bahnen aus gleichviel Übergänge je cm^3 und je sec von n_0 zu allen tieferen Niveaus n entsprechen sollen. Wir nehmen also an, daß neben der Rekombination alle übrigen Anregungsmechanismen — vor allem Linienabsorption — für die Emission der BALMER-Linien ohne Bedeutung sind. Wie weit diese Annahme berechtigt ist, wird sich gleich noch zeigen. Die Übergänge von n_0 zu allen tieferen Niveaus bezeichnen wir mit $\sum_{n=1}^{n_0-1} N_{nn_0}$. Diese müssen also nach Voraussetzung

ausgeglichen werden erstens durch die Übergänge vom Kontinuum auf n_0 , d. h. durch die direkt auf n_0 rekombinierenden Elektronen, und zweitens durch die Übergänge von höheren Niveaus auf n_0 , wobei die Besetzung der höheren Niveaus ebenfalls durch Elektroneneinfang zustande kommen muß. Zur Berechnung des ersten Summanden dieser Gleichgewichtsbedingung können wir unsere Gleichung (5) benutzen:

$$S_1 = x_1 x_e A B M(n_0 T_e), \quad (8)$$

wobei wir die konstanten Faktoren in B zusammengefaßt haben, so daß

$$A B = D = \frac{2^9 \pi^5 e^{10} z^4}{m^{1/2} c^3 h^3 3 \sqrt{3}} \cdot (2\pi k)^{-3/2} = 3,224 \cdot 10^{-6}.$$

($z = \text{Kernladungszahl.}$)

Der zweite Summand — die Zahl der Übergänge von höheren Niveaus m — entspricht der Zahl der Rekombinationen auf die über n_0 liegenden Bahnen m multipliziert mit den relativen Übergangswahrscheinlichkeiten $A_{n_0, m}/A_m$, wobei

$$A_m = \sum_{n=1}^{m-1} A_{n, m}$$

die Gesamtübergangswahrscheinlichkeit von einem der über n_0 liegenden Niveaus zu allen tieferen bedeutet¹. Wir erhalten somit

$$S_2 = x_1 x_e A \cdot B \sum_{m=n_0+1}^{\infty} \left[M(m, T_e) \frac{A_{n_0, m}}{A_m} \right], \quad (9)$$

und schließlich für die Zahl der Übergänge von n_0 zu allen tieferen (je cm^3 je sec):

$$\sum_{n=1}^{n_0-1} N_{n, n_0} = S_1 + S_2 = x_1 x_e \cdot D \left[M(n_0, T_e) + \sum_{m=n_0+1}^{\infty} \left[M(m, T_e) \frac{A_{n_0, m}}{A_m} \right] \right]. \quad (10)$$

Von diesen sind die Übergänge zum zweiten Niveau mit der Emission einer BALMER-Linie verbunden. Um diese zu erhalten, müssen wir die Gleichung noch mit den relativen Übergangswahrscheinlichkeiten:

$$A_{2, n_0}/A_n, \quad \text{wo} \quad A_n = \sum_{n=1}^{n_0-1} A_{n, n_0}$$

multiplizieren. Indem wir schließlich noch den Faktor $h \nu_{2, n_0}$ (ν_{2, n_0} = Frequenz der in Frage kommenden BALMER-Linie) einführen, ergibt sich für die je sec im cm^3 der Nebelmaterie in einer der BALMER-Linien ausgestrahlte Energie:

$$\left. \begin{aligned} E_{2, n_0} &= h \nu_{2, n_0} \frac{A_{2, n_0}}{A_n} \cdot \sum_{n=1}^{n_0-1} N_{n, n_0} = (S_1 + S_2) \frac{A_{2, n_0}}{A_n} h \nu_{2, n_0} \\ &= x_1 x_e h \nu_{2, n_0} \frac{A_{2, n_0}}{A_n} \cdot D \left[M(n_0, T_e) + \sum_{m=n_0+1}^{\infty} \left[M(m, T_e) \frac{A_{n_0, m}}{A_m} \right] \right] \\ &= x_1 x_e h \nu_{2, n_0} D f(T). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Diese Gleichung ermöglicht es, eine der wichtigsten durch die Beobachtung gegebenen Größen, das BALMER-Dekrement, zu berechnen und damit nachzuprüfen, ob und wie weit die bei der Aufstellung unseres Nebelmodells gemachten Voraussetzungen und Vernachlässigungen der Wirklichkeit entsprechen. Auf eine dieser Voraussetzungen müssen wir gleich noch eingehen. Wir haben mit ZANSTRA angenommen, daß jedes Quant der ultravioletten Sternstrahlung im Nebel in ein BALMER- und ein L_α -Quant umgesetzt wird, daß also im Nebel ein L_α -Strahlungsfeld erzeugt wird, dem wir bis jetzt bei der Ableitung der obigen Gleichung

¹ Betreffs der Übergangswahrscheinlichkeiten siehe z. B. MENZEL und PEKERIS (33).

noch nicht Rechnung getragen haben. Die Berücksichtigung dieser Strahlung und der sekundären ultravioletten Nebelstrahlung geschieht am einfachsten dadurch, daß man in Gleichung (11) die Summation erst bei $n=2$ beginnt, d. h., daß man die Übergänge zum Grundniveau gleich Null setzt. Dadurch ist ausgedrückt, daß alle Übergänge zum Grundniveau — vom Kontinuum und von höheren Niveaus aus — sofort durch die entgegengesetzten Absorptionsübergänge ausbalanciert werden (Hypothese II). Wir haben damit den eingangs entwickelten Vorstellungen über die Umsetzung der Sternstrahlung im Nebel Rechnung getragen. Endlich führen wir noch zum Vergleich als Hypothese I die Annahme ein, daß der Nebel nicht nur für die BALMER-Strahlung, sondern für alle in ihm erzeugte Strahlung — also auch für die LYMAN-Linienstrahlung und die beim Übergang vom Kontinuum auf das Grundniveau frei werdende Ultraviolettstrahlung jenseits ν_0 — vollkommen durchsichtig ist —, eine Annahme, die, wie man sich bereits rein anschaulich überlegen kann, sicher nicht realisiert ist.

Um den Anschluß an die Beobachtungen zu erhalten, benutzen wir die BALMER-Intensitäten, wie sie von BERMAN für eine Anzahl planetarischer Nebel unter Berücksichtigung der selektiven interstellaren Absorption erhalten wurden (34). Da das BALMER-Dekrement deutlich von den Intensitäten der Hauptnebellinien 5007 und 4959 abhängt — was bei dem Anregungsmechanismus dieser Linien auch ohne weiteres verständlich ist —, ist es notwendig, die beobachteten BALMER-Intensitäten nur solcher Nebel heranzuziehen, in deren Spektren die Hauptnebellinien nur relativ schwach vertreten sind, bei denen also anzunehmen ist, daß die Geschwindigkeitsverteilung der freien Elektronen noch die vorausgesetzte MAXWELLSche ist. Diese Bedingung ist am besten bei den 17 Objekten der Gruppe III der BERMANSchen Liste erfüllt. Die Mittelwerte der BALMER-Intensitäten sind in der folgenden Tabelle [nach LAMBRECHT (27)] unter Beob. angeführt. Sie entsprechen nach BERMAN einer mittleren Zentralsterntemperatur T_0 von 40000° . Außerdem sind in der Tabelle die theoretischen Relativintensitäten der BALMER-Linien nach den beiden Hypothesen und unter $B-R$ die Differenzen gegen die beobachteten Intensitäten (BERMAN) angeführt. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung zwischen Hypothese II und der Beobachtung

Tabelle 17.

T_0	40000°		20000°		2000°		Beob.	$B-R$ (40000°)	
	I	II	I	II	I	II		I	II
H_α	1,99	2,71	1,94	2,64	1,75	2,38	2,77	+0,78	+0,06
H_β	1	1	1	1	1	1	1,00	0	0
H_γ	0,56	0,49	0,58	0,51	0,64	0,56	0,50	—0,06	+0,01
H_δ	0,35	0,28	0,36	0,29	0,44	0,35	0,26	—0,09	—0,02
H_ϵ	0,22	0,17	0,24	0,18	0,32	0,24	0,18	—0,04	+0,01

praktisch vollkommen. Die Hypothese I dagegen dürfte in den Nebeln nicht realisiert sein, wie aus den vor allem bei H_{α} erheblichen Differenzen $B-R$ geschlossen werden muß.

Endlich ist noch in der folgenden Abb. 22 das BALMER-Dekrement für die obigen drei Temperaturen graphisch aufgetragen. Interessant und wichtig daran ist vor allem die Tatsache, daß, wie man sofort sieht, das BALMER-Dekrement nur sehr schwach — praktisch überhaupt nicht — von der Temperatur abhängt. Auf Grund dieser Eigenschaft sind gerade die relativen Intensitäten der BALMER-Linien vorzüglich dazu geeignet, die Ergebnisse der Theorie an den Beobachtungen nachzuprüfen, denn die stets mit mehr oder weniger großer Unsicherheit behaftete Zentralstern-temperatur bzw. die Elektron-temperatur spielt dabei nur eine untergeordnete Rolle.

Fassen wir noch einmal kurz zusammen, welche Voraussetzungen wir bei der Aufstellung der Gleichung (11) für die BALMER-Intensitäten gemacht haben. Aus der guten Übereinstimmung der theoretischen Ergebnisse mit den Beobachtungen dürfen wir schließen, daß diese Voraussetzungen auch bei einem Teil der Nebel erfüllt sind, nämlich

bei denen, die in ihren Spektren die Emissionen der Hauptnebellinien nur relativ lichtschwach zeigen. Wir sind von der Annahme ausgegangen, daß die Nebelhülle nur aus Wasserstoff besteht, dessen neutralen Atome sich im Grundzustand befinden sollen, so daß für die Ionisation nur die Frequenzen jenseits der Grenze der LYMAN-Serie maßgebend sind. Dies schließt die weitere Annahme in sich ein, daß Linienabsorption und Stoßanregung als Anregungsmechanismen für die Wasserstoffatome nicht in Frage kommen, was wegen der hohen Strahlungsverdünnung im Nebel auch plausibel erscheint. Als einziger Mechanismus, der zur Emission der BALMER-Linien und des BALMER-Kontinuums führt, tritt die Rekombination der Photoelektronen mit den Protonen auf. Wie dieser Prozeß sich im einzelnen abspielt, haben wir bereits ausführlich betrachtet. Er führt dazu, daß für jedes Ultraviolettquant der Sternstrahlung ein BALMER-Quant und ein L_{α} -Quant in der Nebelhülle erzeugt wird, deren optische Tiefe für die Strahlung jenseits der LYMAN-Grenze groß ist, während sie für die von ihr emittierte visuelle

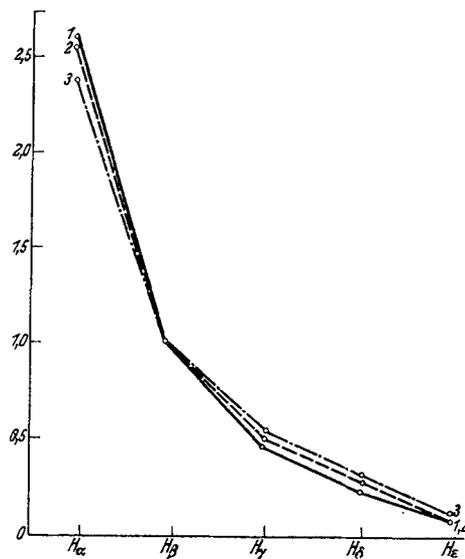


Abb. 22. Das BALMER-Dekrement für 3 Temperaturen.

Eigenstrahlung so gut wie vollständig durchsichtig ist. Diese Eigenschaften wurden bei der numerischen Auswertung der abgeleiteten Gleichungen als Hypothese II berücksichtigt. Wie ein Vergleich mit den wegen selektiver interstellarer Absorption korrigierten Beobachtungsdaten BERMANs zeigt, findet das Nebelleuchten im Lichte der Wasserstofflinien durch die Annahme des reinen Rekombinationsleuchtens unter den obigen Voraussetzungen eine quantitativ und qualitativ befriedigende Erklärung.

Die hier wiedergegebene Methode zur Berechnung der BALMER-Intensitäten wurde in grundsätzlich ähnlicher Weise vor allem von PLASKETT (35), CARROLL (36), CILLIÉ (28, 31) und LAMBRECHT (27) angewandt, wenn auch die Untersuchungen der genannten Autoren in den Einzelheiten voneinander abweichen. Vor allem besteht zwischen der Auffassung PLASKETTS und der von CARROLL ein nicht zu übersehender Unterschied, der seinerzeit CARROLL dazu veranlaßt hat, die PLASKETTSche Methode abzulehnen, der aber andererseits, wie von J. G. BAKER, L. H. ALLER und D. H. MENZEL in einer ihrer Arbeiten über die physikalischen Vorgänge in den Gasnebeln hervorgehoben wurde (37), doch nicht so tiefgreifend ist, als daß beide Methoden nicht zu denselben Endergebnissen führen könnten. Der Unterschied besteht vor allem darin, daß PLASKETT die Zahl der Übergänge auf ein bestimmtes Niveau berechnet und dann das weitere Schicksal der Elektronen von diesem Niveau aus untersucht, CARROLL dagegen die auch von uns bevorzugte Gleichgewichtsbedingung einführt, indem er die Zahl der Übergänge auf ein bestimmtes Niveau gleich den Übergängen von diesem Niveau setzt. In den letzten Jahren haben ferner BAKER, ALLER und MENZEL zum Teil gemeinsam, zum Teil einzeln eine Reihe von theoretischen Untersuchungen über die Emissionsnebel veröffentlicht, von denen vor allem die drei ersten im Zusammenhang mit unseren Betrachtungen über das BALMER-Dekrement von Interesse sind (38). Ihre Behandlung des vorliegenden Problems unterscheidet sich von der unseren im wesentlichen nur dadurch, daß in der Gleichgewichtsbedingung auch die Anregung durch Linienabsorption berücksichtigt wird und daß ferner in den Gleichungen ein Faktor b_n für jeden Quantenzustand n eingeführt wird, der durch das Verhältnis der wirklichen Besetzung eines Niveaus zu der bei thermodynamischem Gleichgewicht gegeben ist, durch den also die Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht in Rechnung gestellt wird. Ein Atom im n -ten Quantenzustand kann demnach folgenden Übergängen unterliegen: 1. Den spontanen Übergängen zu niedrigeren Niveaus $n' = \sum_{n'=1}^{n-1} N_{nn'}$; 2. Übergängen durch Absorption zu höheren Niveaus $n'' = \sum_{n''=n+1}^{\infty} N_{nn''}$; 3. Übergängen zum Kontinuum $k = \int_{\nu_n}^{\infty} N_{nk} d\nu$. Im Gleichgewichtszustand muß diesen Übergängen die-

selbe Zahl auf das n -te Niveau entsprechen. Es ergibt sich auf diese Weise eine unendliche Zahl von Gleichungen — eine für jedes Niveau —, deren ausführliche numerische Auswertung zu Ergebnissen für das BALMER-Dekrement führt, die den oben von uns erhaltenen, wie nicht anders zu erwarten, sehr ähnlich sind. Insbesondere erhalten die Autoren ebenfalls, daß die von uns mit der Hypothese I gemachten Voraussetzungen in den Nebeln nicht erfüllt sein können. Wie ferner aus der guten Übereinstimmung der Resultate mit den von uns angegebenen geschlossen werden kann, ist es berechtigt, die Übergänge durch Strahlungsabsorption zu vernachlässigen. Schließlich ist noch ein Ergebnis der Autoren von besonderer Bedeutung. Es zeigt sich nämlich, daß der Faktor b_n immer annähernd gleich 1 ist, d. h., daß überraschenderweise *die Bedingungen in den Nebeln weitestgehend dem thermodynamischen Gleichgewicht angeglichen sind*. Wir haben somit folgende Hauptergebnisse unserer Betrachtungen über das BALMER-Dekrement.

1. Die relativen Intensitäten der BALMER-Linien lassen sich unter der Annahme eines reinen Wiedervereinigungsleuchtens darstellen.

2. Das BALMER-Dekrement ist praktisch unabhängig von der Temperatur.

3. Das BALMER-Dekrement ist stark abhängig von der Art der Anregung. Es kann daher dazu benutzt werden, um eine Entscheidung über den in den Nebeln realisierten Anregungsmechanismus zu fällen. So zeigt sich beispielsweise, daß der in der Hypothese I angenommene Prozeß nicht den wirklichen Verhältnissen entspricht.

4. Wie von PLASKETT (35) erstmalig beobachtet wurde, besteht ein Zusammenhang zwischen der Steilheit des BALMER-Dekrements und den Intensitäten der Hauptnebellinien, insofern als mit zunehmender Linienintensität auch die Steilheit des BALMER-Dekrements wächst.

21. Die kontinuierliche Emission und die Deutung der Zusammenhänge zwischen BALMER-Dekrement, Intensität der Hauptnebellinien, Elektronen- und Zentralsterntemperatur. Nachdem es gelungen ist, auf der Grundlage eines reinen Rekombinationsleuchtens das theoretische mit dem beobachteten BALMER-Dekrement in Übereinstimmung zu bringen, sollte man annehmen, daß dies auch bezüglich der Intensität des BALMER-Kontinuums ohne große Schwierigkeiten gelingen müßte, da ja a priori nicht einzusehen ist, warum dabei wesentlich andere Effekte mitspielen sollten als bei der Entstehung der BALMER-Linienemission. Tatsächlich jedoch treten die eigentlichen Schwierigkeiten in der Deutung des Nebelleuchtens gerade dann auf, wenn man sich mit der kontinuierlichen Emission der Nebel beschäftigt. Diese Schwierigkeiten sind auch bis heute nicht überwunden, und man kann nur vermuten, durch welche Einflüsse infolge exakt noch nicht erfaßter Vorgänge sie bedingt sind.

Wenn die BALMER-Linien ihre Entstehung fast ausschließlich der Wiedervereinigung der Photoelektronen mit den Ionen verdanken, so ist anzunehmen, daß auch das BALMER-Kontinuum durch denselben Mechanismus erzeugt wird (s. hierzu die im Kap. I angeführten Beobachtungen von PAGE und STÖY). Es würde dann bei der Rekombination auf das zweite Niveau emittiert werden, d. h. bei frei-gebundenen (hyperbolisch-elliptischen) Übergängen. In seiner Untersuchung über das theoretische Einfangspektrum des Wasserstoffes hat CILLIÉ die Gleichung auch für diese Übergänge aufgestellt (31), deren Ableitung sich von der oben gegebenen der Gleichung für die Intensitäten der BALMER-Linien grundsätzlich in nichts unterscheidet, so daß wir sie hier nicht noch einmal zu wiederholen brauchen. Im Frequenzintervall $d\nu$ des BALMER-Kontinuums wird je sec und je cm^3 folgender Energiebetrag emittiert:

$$x_1 x_e \frac{2^6 \pi^5}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^{10}}{m^2 c^3 h^2} \left(\frac{m}{h T_e} \right)^{3/2} e^{\chi(2 - h\nu)/k T_e} d\nu. \quad (12)$$

Faßt man die konstanten Faktoren zusammen und schreibt die Gleichung je Wellenzahl, so ergibt sich für die Intensität der kontinuierlichen Emission an der Grenze der BALMER-Serie:

$$Ba_c = [23,902] \frac{x_1 x_e}{T_e^{3/2}}. \quad (13)$$

Und für das Verhältnis der Intensität der BALMER-Linien zu der des BALMER-Kontinuums erhält CILLIÉ:

$$\frac{E_n}{Ba_c} = [22,098] \frac{x_0}{x_e x_1} A_{n,2} h \nu_{n,2} T_e^{3/2}. \quad (14)$$

Diese Größe ist wesentlich stärker von der Temperatur abhängig als das BALMER-Dekrement selbst und wurde von CILLIÉ für 5 Temperaturwerte von 1000—5000° berechnet. Wie der Vergleich mit den Beobachtungen von PAGE für eine Elektronentemperatur von 2000° zeigt, kommt das theoretische Verhältnis E_n/Ba_c rund 100mal kleiner als beobachtet heraus, was nach Ansicht von CILLIÉ in erster Linie auf eine Diskrepanz zwischen dem theoretischen und beobachteten BALMER-Dekrement zurückzuführen ist. Die Ursache dafür läßt sich nur vermuten und ist vielleicht in der durch die hohe L_α -Strahlungsdichte und die Metastabilität des 2S-Niveaus bedingten Selbstumkehr der Linien zu suchen. Dadurch wird die Konzentration der Atome in den tiefen Niveaus relativ zu den äußeren Niveaus erhöht und das BALMER-Dekrement wird steiler. Es ist allerdings schwer zu sagen, ob dieser Effekt zur Deutung der Diskrepanz ausreicht, zumal da sich noch einige andere erhebliche Differenzen zwischen Theorie und Beobachtung herausgestellt haben, die wir hier noch kurz streifen wollen. Nimmt man in dem Verhältnis E_n/Ba_c nur die Intensitäten der Linien in der Nähe der Seriegrenze, etwa von $n=20$ an (CILLIÉ), so findet man, daß es weder durch die Elektronentemperatur noch durch den Grad der Selbstumkehr wesentlich beeinflußt ist. Auch hier wieder ist die Übereinstimmung

mit den Beobachtungen PAGEs denkbar schlecht, so daß die Vermutung nicht von der Hand gewiesen werden kann, daß die Hauptschuld daran nicht in einem Versagen der Theorie zu suchen ist — die ja, wie wir oben sahen, das BALMER-Dekrement in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen zumindest für einige Nebel zu berechnen gestattet —, sondern in der Beobachtungs- und Reduktionsmethode, die von PAGE angewandt wurde. Wir kommen damit zu einer kurzen Diskussion der bereits im ersten Kapitel erwähnten Ergebnisse PAGEs über das kontinuierliche Spektrum einiger planetarischer Nebel (12). Das Kontinuum dieser Nebel setzt sich aus zwei Bestandteilen zusammen: aus dem BALMER-Kontinuum und einem „visuellen“ kontinuierlichen Untergrund zwischen 3927 und 4800, dessen Intensität in diesem Gebiet nahezu konstant und von der Größenordnung des BALMER-Kontinuums ist, und das sich diesem überlagert. Eine methodisch einwandfreie Trennung der beiden Kontinua ist außerordentlich schwierig, so daß es durchaus möglich wäre, daß die von PAGE erhaltenen Werte für das BALMER-Kontinuum wegen des kontinuierlichen Untergrundes sozusagen überkorrigiert sind und somit keinen Vergleich mit der Theorie gestatten. Für diese Auffassung spricht ferner das von BERMAN erhaltene Ergebnis hinsichtlich des BALMER-Dekrements bei Berücksichtigung der interstellaren selektiven Absorption (34). BERMAN erhält nämlich eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung, unter Zugrundelegung der von PAGE abgeleiteten Elektronentemperaturen. Nur für die Nebelgruppe, die in ihren Spektren die Hauptnebellinien in großer Intensität zeigt (Gruppe 1), ist das Resultat unbefriedigend. Nun ist aber die Intensität der Hauptnebellinien — die ja durch Stoß der Photoelektronen angeregt werden sollen — ein Maß für die Zentralstern-temperatur. Sie nimmt mit wachsender Temperatur zu. Gleichzeitig jedoch wächst auch der Grad der Selbstumkehr, durch die das BALMER-Dekrement steiler wird, mit der Temperatur des Zentralsternes. Diese Effekte wirken sich also so aus, daß bei großen „Nebulium“-intensitäten auch die Selbstumkehr der BALMER-Linien groß ist, wodurch das theoretische BALMER-Dekrement dem beobachteten angeglichen wird, während man bei den Nebeln mit normalen oder geringen Intensitäten der Hauptnebellinien die Selbstumkehr nicht zu berücksichtigen braucht. In jedem Fall dürfte aber die im vorigen Abschnitt entwickelte Vorstellung von dem Anregungsmechanismus der BALMER-Linien (Rekombinationsleuchten) richtig sein und die Diskrepanz zwischen dem beobachteten und berechneten Verhältnis E_n/Ba_c höchstwahrscheinlich ihre Ursache in der obenerwähnten Überlagerung der beiden Kontinua, in der Schwierigkeit ihrer Trennung und zum Teil in der Vernachlässigung der Selbstumkehr für die ersten Glieder der BALMER-Serie haben.

Dies wird noch durch die Schlußfolgerungen bekräftigt, zu denen man kommt, wenn man den beobachteten Zusammenhang zwischen Elektronentemperatur, Zentralstern-temperatur und BALMER-Dekrement

einerseits, den Temperaturen und den Intensitäten der Hauptnebellinien andererseits etwas näher betrachtet. Die Elektronentemperaturen wurden von PAGE unter Zugrundelegung der obigen Gleichung für das BALMER-Kontinuum aus der beobachteten Intensitätsverteilung in diesem berechnet und kommen, wie man aus der folgenden kleinen Tabelle 18

Tabelle 18. Linienintensitäten und Temperaturen in 4 planetarischen Nebeln.

T_e	NGC 7027	NGC 7662	NGC 6572	IC 4593
	700 bis 1600	1200 bis 4000	2700 bis 4500	2200 bis 11000
H_α	58	—	—	—
H_β	10,0	10,0	10,0	10,0
H_γ	3,7	4,1	5,8	5,6
H_δ	1,2	1,9	3,4	2,6
N_2	42	32	26	14,4
T_0	50000°	40000°	35000°	24000°

(nach PAGE) ersieht, überraschend niedrig heraus. In der untenstehenden Abb. 23 ist außerdem nach PAGE die Intensitätsverteilung im BALMER-Kontinuum für den westlichen und den den östlichen Teil von NGC 7662 wiedergegeben, sowie das theoretische BALMER-Kontinuum mit den zugehörigen T_e als gestrichelte Kurve.

Die Tabelle ist in vieler Beziehung aufschlußreich. Zunächst zeigt sie, daß das beobachtete BALMER-Dekrement von der Elektronentemperatur abhängt. Es wird mit abnehmender Elektronentemperatur steiler. Ferner nimmt die Intensität der Nebellinie N_2 (4959 Å) mit abnehmender

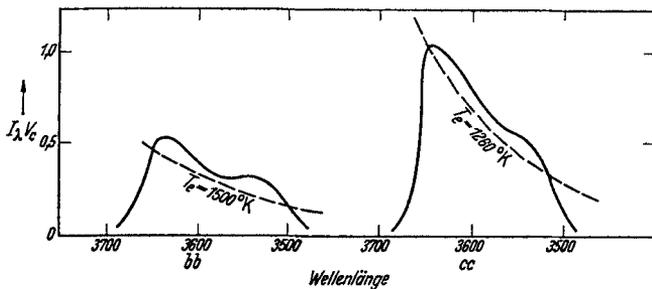


Abb. 23. Intensitätsverteilung im BALMER-Kontinuum für den westlichen (bb) und den östlichen Teil (cc) von NGC 7662. [Nach PAGE (12).]

Elektronentemperatur zu, während die Elektronentemperatur selbst um so niedriger ist, je höher die Temperatur T_0 des Zentralsternes ist. Diese eigenartigen Zusammenhänge lassen sich verstehen, wenn man sich überlegt, welche Wirkung der Anregungsmechanismus der Hauptnebellinien auf die Temperatur der freien Elektronen hat und in welcher Richtung sich eine Selbstumkehr der BALMER-Linien auswirken muß. Wie bereits oben erwähnt, muß bei der Annahme der Stoßanregung die Intensität der Hauptnebellinien ein Maß für die Zentralsterntemperatur sein. Je höher diese ist, desto größer ist auch die kinetische Energie der Photoelektronen vor dem Stoß. Umgekehrt muß bei großer

Intensität von N_2 mehr Energie dem Elektronengas für die Stoßanregung entzogen sein als bei niedriger Intensität. Das Elektronengas wird dann also stärker abgekühlt, und seine Temperatur muß um so niedriger sein, je höher die Zentralsterntemperatur und die Nebellinienintensitäten sind. Dies entspricht genau dem Zusammenhang zwischen den von PAGE aus dem BALMER-Kontinuum berechneten Elektronentemperaturen und den zugehörigen Zentralsterntemperaturen. Was nun die Temperaturabhängigkeit des BALMER-Dekrements anbetrifft, so finden wir hierin eine Bestätigung der oben im Zusammenhang mit den Ergebnissen BERMANs gegebenen Deutung durch Selbstumkehr der BALMER-Linien. Der Grad der Selbstumkehr nämlich ist abhängig von der L_α -Strahlungsdichte, die natürlich mit der Temperatur der anregenden Strahlung wächst. Je höher die Zentralsterntemperatur, desto größer also der Grad der Selbstumkehr der BALMER-Linien und um so steiler das BALMER-Dekrement. Wegen des entgegengesetzten Verlaufes von Zentralsterntemperatur und Elektronentemperatur bedeutet das, daß die Steilheit des BALMER-Dekrements mit abnehmendem T_e wachsen muß. Dies ist gleichbedeutend mit der unter 4. in der kurzen Zusammenfassung am Ende des vorigen Abschnittes erwähnte Erscheinung, daß nach den Beobachtungen PLASKETTS Steilheit des BALMER-Dekrements und Intensität von N_2 miteinander gekoppelt sind.

Bei der Betrachtung des Verlaufs der Intensitätskurven der Abb. 23 fällt ein schwaches sekundäres Maximum bei etwa 3530 auf, für das eine Erklärung schwer zu finden ist. Wie PAGE angibt, liegt dieser „Buckel“ wahrscheinlich innerhalb der Beobachtungsfehler. Wenn dies nicht der Fall ist, so könnte er nur dadurch zustande kommen, daß entweder die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen bei $2 \cdot 10^7$ cm/sec (entsprechend $\lambda = 3530$ im BALMER-Kontinuum) ein scharfes Maximum aufweist, oder aber, daß der Absorptionskoeffizient einen anderen Verlauf mit der Frequenz zeigt als angenommen. Der letztere Fall kann mit großer Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden. Was dagegen die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen anbetrifft, so wäre es denkbar, daß sie infolge der die Anregung der Nebellinien verursachenden Stöße zweiter Art keine MAXWELLSche mehr ist. Eine größenordnungsmäßige Abschätzung zeigt zwar, daß die Abweichung von der MAXWELLSchen Verteilung nur unerheblich sein kann und jedenfalls nicht zur Entstehung des sekundären Maximums Anlaß geben kann, jedoch dürfte wohl trotzdem das Auftreten dieses Maximums zumindest unsere Aufmerksamkeit darauf lenken, daß es bei Anwesenheit unelastischer Stöße zwischen den Photoelektronen und den Ionen nicht mehr zulässig ist, mit der idealen MAXWELLSchen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen zu rechnen.

Wesentlich schwieriger als die Deutung des BALMER-Kontinuums gestaltet sich die des von PAGE und STÖY beobachteten visuellen Kontinuums. Eine einwandfreie Erklärung für das Auftreten dieses

kontinuierlichen Spektrums ist bis heute noch nicht gelungen, obgleich sich dafür eine ganze Anzahl Entstehungsursachen angeben läßt, die wir im folgenden kurz aufzählen und diskutieren wollen:

1. Wiedervereinigung der Elektronen mit den Protonen auf dem Grundniveau der PASCHEN-Serie ($n=3$). Dabei wird das Kontinuum an der Grenze der PASCHEN-Serie emittiert.

2. Frei-freie (hyperbolisch-hyperbolische) Übergänge der Photoelektronen. Das betreffende Elektron ändert dann im Felde eines Ions die Richtung und die Geschwindigkeit seiner Bewegung. Die Intensität der dabei emittierten kontinuierlichen Strahlung ist proportional dem Quadrat der Ladung des Ions, unter dessen Einfluß sich das Elektron bewegt. Die Intensitätsverteilung im Kontinuum hängt ab von der Dichte und der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen und der Elektronen. Da in den Nebeln neben den Protonen auch höher geladene Ionen vorhanden sind, könnte dieses bei den frei-freien Übergängen ausgestrahlte Kontinuum merkbar zur Gesamtintensität beitragen. Die Prozesse 1. und 2. wurden erstmalig von FINKELNBURG zur Deutung des kontinuierlichen Spektrums der planetarischen Nebel herangezogen (39).

3. Wiedervereinigung der Elektronen mit den He^+ -Ionen auf das 5. Niveau. Wie sich abschätzen läßt, liefert dieser Prozeß selbst dann, wenn die Häufigkeit der He-Ionen gleich der des Wasserstoff ist, bei 2000° Elektronentemperatur eine Intensität von nur $1/20$ der des BALMER-Kontinuums bei 3650, während nach den Beobachtungen die Intensitäten der beiden Kontinua annähernd gleich sind.

4. Wiedervereinigung der Photoelektronen mit höher geladenen Ionen. Hierbei ist die Intensität der kontinuierlichen Emission proportional der 4. Potenz der Ionenladung. Bei einer Häufigkeit der Ionen von $1/100$ H erhält man ungefähr dieselbe Intensität wie beim Prozeß 3.

5. Streuung des Lichts des Zentralsterns an Staubpartikeln. Dieser Vorgang wird von PAGE als der einzige in Frage kommende Mechanismus für die Entstehung des kontinuierlichen Spektrums angesehen. Als Hauptargument für seine Auffassung führt er die Tatsache an, daß das Helligkeitsverhältnis des Kontinuums zum Spektrum des Zentralsterns unabhängig von der Wellenlänge ist. Unter der Annahme, daß die Staubmaterie den Stern symmetrisch umgibt, berechnet PAGE aus der beobachteten Intensität des gestreuten Lichts, daß in den Nebeln NGC 7027 und 7662 der Zentralstern um 2,4 Größenklassen geschwächt ist und daß sich allgemein das Auftreten der kontinuierlichen Emission in der beobachteten Stärke durch Streuung an kosmischen Staub erklären läßt. Es muß jedoch betont werden, daß sich diese Hypothese nicht aufrecht erhalten läßt, und zwar aus folgenden Gründen, auf die ZANSTRA (40) hingewiesen hat: Wie bereits in dem Abschnitt über die Beobachtungsergebnisse ausgeführt, zeigen viele der planetarischen Nebel an ihren Emissionslinien Aufspaltungsphänomene, die am besten als

durch eine Expansion der Nebelhülle entstanden gedeutet werden können. Wenn nun der Spalt des Spektrographen während der Aufnahme durch das Zentrum des Nebels gelegt ist, so rührt der nach dem roten Ende verschobene Teil einer Emissionslinie von den rückwärtigen Nebelgebieten her, die sich infolge der Expansion von uns entfernen, die violette Komponente der Linie von den vorderen Nebelgebieten. Wir sehen also einmal im Lichte der betreffenden Linie durch den ganzen Nebel hindurch und müßten daher die rote Linienkomponente im Vergleich zur blauen infolge der durch die Staubmaterie verursachten Absorption merklich geschwächt beobachten. Vor allem müßte dies dann der Fall sein, wenn die Absorption des Lichtes des Zentralsterns bereits über 2 Größenklassen beträgt, wie es sich mit der Annahme der Streuungshypothese von PAGE ergibt. ZANSTRA weist nun nach, daß an drei der vier von PAGE untersuchten Nebeln eine deutliche Linienaufspaltung infolge Expansion zu beobachten ist und daß in 2 Fällen (NGC 7027 und NGC 7662) die rote Komponente etwas *heller* als die violette ist, und in einem Fall (NGC 6572) beide Komponenten gleichhell sind. Darüber hinaus zeigt sich an 6 weiteren planetarischen Nebeln ebenfalls, daß entweder die rote Komponente die hellere ist oder beide gleichhell sind. Dieses Ergebnis steht in so krassem Gegensatz zu demjenigen, das man beim Vorhandensein kosmischen Staubes in den Nebeln in den von PAGE postulierten Mengen zu erwarten hätte, daß man die Hypothese der Streuung an Staubpartikeln als Erklärung für die Entstehung des visuellen kontinuierlichen Spektrums nicht aufrecht erhalten kann. Es bleiben somit als Erklärungsmöglichkeiten die vier ersten übrig, über die sich zur Zeit nur soviel aussagen läßt, daß jeder einzelne Mechanismus für sich bestimmt nicht ausreicht, um die kontinuierliche Emission in der beobachteten Stärke zu erzeugen, daß diese aber durch das Zusammenwirken aller 4 Prozesse zustande kommen kann. Über diese allgemeinen Aussagen hinausgehende exakte Berechnungen sind bisher noch nicht angestellt worden.

Zum Schluß wollen wir die in diesem Abschnitt erhaltenen Hauptergebnisse wiederum kurz zusammenfassen:

1. Das an einigen planetarischen Nebeln beobachtete kontinuierliche Spektrum (PAGE, STOY) setzt sich zusammen aus dem BALMER-Kontinuum und einem zwischen λ 3927 und 4800 liegenden visuellen Kontinuum von annähernd konstanter Intensität in diesem Wellenlängenbereich. Die Intensitäten beider Kontinua sind von derselben Größenordnung.

2. Das BALMER-Kontinuum muß gedeutet werden als entstanden durch Rekombination der Photoelektronen mit den Protonen auf $n = 2$.

3. Die Temperatur des Elektronengases kann mit Hilfe der Gleichung (12) berechnet werden. Sie ergibt sich sehr niedrig und ist ein Maß für diejenige Geschwindigkeit der Photoelektronen, die sie besitzen, *nachdem* sie einen großen Teil ihrer kinetischen Energie zur Stoßanregung

fremder Ionen verbraucht haben. Je größer die Intensitäten der auf diese Weise angeregten Nebellinien sind, desto geringer muß also die aus dem BALMER-Kontinuum abgeleitete Elektronentemperatur T_e , desto höher andererseits die Temperatur T_0 des Zentralsternes sein.

4. Da mit zunehmender Temperatur des Zentralsternes der Einfluß der Selbstumkehr der unteren Glieder der BALMER-Serie auf die Steilheit des BALMER-Dekrements wächst, muß auch dieses von T_0 abhängen.

5. Dies führt zu den aus der Tabelle 18 ersichtlichen Zusammenhängen zwischen Nebellinienintensitäten, BALMER-Dekrement, Elektronen- und Zentralsternentemperatur. Insbesondere ist dadurch die tiefere Ursache für den von PLASKETT entdeckten Zusammenhang zwischen Steilheit des BALMER-Dekrements und N_2 -Intensität gefunden.

6. Eine zahlenmäßige, exakte theoretische Deutung des visuellen Kontinuums ist bisher nicht erfolgt. Als Ursache für dessen Entstehung kommen 4 atomare Prozesse (Rekombinationen und frei-freie Übergänge) in Frage, *nicht* aber, wie von PAGE vorgeschlagen wurde, Streuung des Sternenlichts an Staubpartikeln der Nebelhülle.

22. Der Strahlungstransport in der Nebelhülle. In diesem Abschnitt wollen wir nunmehr kurz darauf eingehen, auf welche Weise die primäre Sternstrahlung auf ihrem Weg durch den Nebel umgesetzt wird. Im Hinblick darauf, daß die Ableitung der Transportgleichungen umfangreiche Rechnungen erfordert, die auf dem für diesen Bericht zur Verfügung stehenden Raum nicht gebracht werden können, werden wir uns dabei im wesentlichen auf einige allgemeine Betrachtungen beschränken und die Endgleichungen ohne Ableitung hinschreiben.

Wir haben bereits in den vorhergehenden Abschnitten gelegentlich das Schicksal der Sternstrahlung in der Nebelhülle etwas näher verfolgt. Wir sahen dabei, daß die ultraviolette Sternstrahlung nach ihrer Absorption im Nebel entweder als „diffuse“ Ultraviolettstrahlung bei Rekombinationen auf das Grundniveau, oder nach einer Reihe von Absorptions- und Emissionsprozessen als BALMER- und L_α -Quanten in Erscheinung tritt. Abgesehen von der BALMER-Strahlung haben wir es somit im Nebel einmal mit dem Feld der Ultraviolettquanten, das aus der direkten und diffusen Strahlung besteht, und mit dem Feld der L_α -Quanten zu tun. Für beide Strahlungssorten ist die Transportgleichung aufzustellen. Dies ist vor allem von AMBARZUMIAM (4) und CHANDRASEKHAR (5) durchgeführt worden, und zwar auf der Grundlage einer von MILNE (41) angegebenen Methode, mit deren Hilfe das bei einem planetarischen Nebel vorliegende sphärische Problem auf ein ebenes reduziert werden kann. AMBARZUMIAM gab als erster eine vollständige Lösung für das Strahlungsgleichgewicht in einem stationären Nebel unter Benutzung der aus der Theorie der Sternatmosphären bekannten SCHWARZSCHILD-SCHUSTERSCHEN Näherung und dehnte die Rechnungen später noch auf das Problem einer expandierenden Nebelhülle aus, deren

Teile alle dieselbe nach außen gerichtete Radialgeschwindigkeit relativ zum Zentralstern haben (42). CHANDRASEKHAR gab in seiner Untersuchung eine bessere Annäherung an die wirklichen Verhältnisse, indem er die Intensität der Strahlung als richtungsabhängig annahm. Die von diesen beiden Autoren gefundenen Lösungen für das ultraviolette Strahlungsfeld und das Feld der L_α -Quanten wollen wir hier übergehen und statt dessen nur zwei der Hauptergebnisse von AMBARZUMIAM hervorheben, die von besonderer Bedeutung für die uns in erster Linie interessierende Anwendungsmöglichkeit der Theorie auf die Beobachtungen sind. Infolge der fast vollständigen Umwandlung der ultravioletten Sternstrahlung in L_α -Quanten, nimmt die L_α -Strahlungsdichte im Nebel sehr große Werte an. AMBARZUMIAM führt eine rohe Abschätzung der Größenordnung dieser Strahlungsdichte durch und kommt zu dem Ergebnis, daß in einem den Zentralstern kugelsymmetrisch umgebenden Nebel die Dichte der L_α -Strahlung rund 48000mal größer ist als die der gesamten vom Stern ausgestrahlten verdünnten Ultraviolettstrahlung. Diese Tatsache hat weitgehende Konsequenzen für die Dynamik der Nebelhülle, da nämlich jetzt der von der L_α -Strahlung ausgeübte Strahlungsdruck eine wesentliche Rolle spielen muß. Wir werden auf diese Frage im nächsten Kapitel noch näher eingehen. Eine weitere Konsequenz der hohen L_α -Strahlungsdichte ist die, daß sich eine beträchtliche Zahl von Wasserstoffatomen im angeregten Zustand, auf dem zweiten ($2P$ -) Niveau befinden muß. In einer Kugelschale des Nebels, deren optische Tiefe gleich 2 ist sind je cm^2 $2 \cdot 10^{13}$ Wasserstoffatome im $2P$ -Zustand. Das Verhältnis der angeregten zu den nicht angeregten Atomen beträgt $n_2/n_1 = 5 \cdot 10^{-5}$. Infolgedessen ist der Nebel *nicht*, wie ursprünglich vorausgesetzt, für die Strahlung der ersten Glieder der BALMER-Serie durchsichtig, sondern besitzt im Lichte dieser Wellenlänge eine merkliche optische Tiefe, die den Wert 1 erreichen kann. Wir haben bereits im vorigen Abschnitt gesehen, wie sich diese Tatsache zusammen mit der durch die Metastabilität der $2S$ -Niveaus verursachten Anhäufung der Atome im zweiten Anregungszustand als Selbstumkehr der ersten BALMER-Linien auf den Gradienten des BALMER-Dekrements auswirkt.

Es ist daher nicht ohne weiteres möglich, die monochromatische Helligkeitsverteilung längs eines Nebelradius im Lichte der H_α - oder H_β -Linie zu berechnen, wohl aber kann dies für die höheren Glieder der BALMERSerie geschehen. AMBARZUMIAM gibt dafür eine einfache Gleichung an, die wir hier auch hinschreiben wollen. Bezeichnet man mit $B(\tau')$ die Ergiebigkeit der Nebelmaterie für die betreffende BALMER-Linie in der optischen Tiefe τ' , mit Θ die Winkelentfernung des untersuchten Nebelgebietes vom Zentralstern, so ist die Helligkeitsverteilung im Lichte der BALMER-Linie gegeben durch:

$$I(0, \Theta) = C_1 \int_0^{\tau'_0} B(\tau') \sec \Theta \, d\tau',$$

wo C_1 eine Konstante ist. Wegen der praktisch vollkommenen Durchsichtigkeit des Nebels für das BALMER-Licht fällt der sonst wegen Absorption noch auftretende Exponentialfaktor fort. Integration der Formel liefert:

$$I(0, \Theta) = C_2 \sec \Theta \quad C_2 = \text{konst.},$$

d. h. die BALMER-Helligkeit wächst mit der Entfernung vom Stern. Da für große Θ wegen der dann nicht mehr zu vernachlässigenden Krümmung der betreffenden Nebelschichten die Intensität wieder abnimmt, erhält man einen Ring maximaler Helligkeit, der den Zentralstern symmetrisch umgibt. Da ferner die obige Gleichung auf der Voraussetzung der Gültigkeit der Reduzierung des sphärischen auf ein ebenes Problem beruht, kann sie nicht mehr auf solche Fälle angewandt werden, bei denen beispielsweise die lineare Dicke der Nebelschale von derselben Größenordnung wie der Radius des Ringes maximaler Helligkeit ist. Damit erklärt sich vielleicht das Versagen der Gleichung bei der Anwendung auf einige der von BERMAN beobachteten Nebel, bei denen die monochromatische Helligkeit sehr rasch mit wachsendem Θ abnimmt.

Die Gleichungen des Strahlungstransportes für einen aus Wasserstoff bestehenden Nebel wurden ferner noch von BAKER, ALLER und MENZEL in einigen ihrer Arbeiten über die Physik der Gasnebel aufgestellt und unter anderem im Hinblick auf die Variation der Elektronentemperatur innerhalb eines Nebels ausgewertet (44). Ihre Ergebnisse unterscheiden sich in einem Punkt wesentlich von denen von AMBARZUMIAN und CHANDRASEKHAR, indem sie nämlich nicht das Kontinuum als ganzes behandeln oder es in eine *begrenzte* Zahl diskreter Zustände aufteilen, sondern die Differentialgleichungen für jedes Element des Kontinuums getrennt aufstellen. Sie erhalten folgende Differentialgleichungen für den Strahlungstransport bei den verschiedenen möglichen Arten von Strahlungsübergängen:

Gebunden-gebundene Übergänge:

$$\cos \Theta \frac{dI_\nu}{dx} = -\frac{x_1 x_e}{4\pi\sigma} \cdot \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} \cdot \frac{g}{n^3} e^{X_{n'}} \times \left. \begin{aligned} & \times \left\{ [b_{n'} - b_n e^{-h\nu/kT_e}] I_\nu - b_n \sigma e^{-h\nu/kT_e} \right\} \frac{2hRZ^2}{n^3} \cdot \frac{1}{\Delta\nu_{n'}} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Gebunden-freie Übergänge:

$$\cos \Theta \frac{dI_\nu}{dx} = -\frac{x_1 x_e}{4\pi\sigma} \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} \sum_{n_{\min}}^{\infty} \frac{g}{n^3} e^{X_{n'}} \left\{ [b_{n'} - e^{-h\nu/kT_e}] I_\nu - \sigma e^{-h\nu/kT_e} \right\} \quad (16)$$

Frei-freie Übergänge:

$$\cos \Theta \frac{dI_\nu}{dx} = -\frac{x_1 x_e}{4\pi\sigma} \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} \frac{hT_e}{2hRZ^2} \bar{g} \left\{ [1 - e^{-h\nu/kT_e}] I_\nu - 1 \right\} \quad (17)$$

Abgesehen von den Symbolen, deren Bedeutung sich von selbst versteht, oder die bereits definiert wurden, bedeuten dabei: n' eines der *unter* n liegenden Niveaus; n'_{\min} der kleinste Wert von n' , der die Beziehung $\frac{RZ^2}{n'^2} \leq \nu$ erfüllt; $\sigma = 2 h \nu^3/c^2$; $X_n = h R Z^2/n^2 K T_e = \frac{1,5703 \cdot 10^5}{n^2 T_e}$, b_n und b_n die bereits weiter oben erwähnten Größen, die die Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht für die betreffenden Niveaus angeben (Verhältnis der wirklichen Besetzung eines Niveaus zu der bei thermodynamischen Gleichgewicht), g der KRAMERS-GAUNT-Faktor, $\frac{1}{\Delta \nu_n n'}$, die effektive Halbbreite des Absorptionskoeffizienten innerhalb der Linienfrequenz und $K = \frac{h^3}{(2\pi m \hbar)^{3/2}} \cdot \frac{8\pi^2 e^2 R^2}{m c^3} \frac{2^4}{3\sqrt{3}\pi} = 6,987 \cdot 10^{-33}$.

Zur Bestimmung der Variation der Elektronentemperatur im Nebel ist außerdem die Transportgleichung für das LYMAN-Kontinuum erforderlich. Auch hierbei wird die Gleichung wiederum für jedes Element des Kontinuums, d. h. für jede einzelne Frequenz hingeschrieben, da sonst der funktionale Zusammenhang zwischen Elektronentemperatur und Entfernung des untersuchten Nebelgebietes vom Zentralstern nicht exakt erfaßt werden kann. Bezeichnet man mit $W_{i,k}$ den Verdünnungsfaktor, mit p_ν den Bruchteil der auf das Grundniveau eingefangenen ν -Elektronen, und sind $\lambda_\nu^2 = 3(1-p_\nu)$, $\gamma = \frac{h\nu}{k T_0}$ ($T_0 =$

Zentralstern Temperatur), $G_{T_e} = b_1 e^{X_1} \int_{\gamma_1}^{\infty} W_{i,k} \frac{d\gamma}{\gamma(e^\gamma - 1)}$, so ergibt sich folgende Differentialgleichung für die Intensitätsänderung der diffusen Ultraviolettstrahlung I_ν mit der optischen Tiefe in Einheiten der direkten Sternstrahlung, die auf die innere Begrenzungsfläche des Nebels fällt:

$$\frac{d^2 I_\nu}{d\tau_\nu^2} = \lambda_\nu^2 I_\nu - 3 p_\nu e^{-\tau_\nu} - 3 R_\nu. \tag{18}$$

Durch die Größe R_ν ist hierbei dem Ineinandergreifen der einzelnen Kontinuumelemente Rechnung getragen. Es ist

$$R_\nu = \frac{(e^{h\nu/k T_0} - 1)}{G_{T_e}} e^{-h(\nu-\nu_1)/k T_e} \int_{\gamma_1}^{\infty} (I_\nu + e^{-\tau_\nu}) \frac{d\gamma}{\gamma(e^\gamma - 1)} - p_\nu (I_\nu + e^{-\tau_\nu}). \tag{18a}$$

Die abgeleiteten Gleichungen wenden die Autoren schließlich noch auf ein Nebelmodell an, das aus einem Zentralstern der Temperatur 80000° besteht, der von einer Nebel-Kugelschale umgeben ist, deren optische Tiefe an der Grenze der LYMAN-Serie 3,0 beträgt. Von den numerischen Ergebnissen wollen wir hier diejenigen, die sich auf die Elektronentemperatur beziehen, zum Schluß noch kurz hervorheben. Es zeigt sich allgemein, daß die Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten über das ganze Elektronengas infolge von Zusammenstößen und frei-freien Übergängen von nicht zu vernachlässigendem Einfluß auf das Strahlungsfeld

ist. Ferner ergibt sich folgender interessanter Zusammenhang zwischen der optischen Tiefe τ_{ν_1} an der Grenze der LYMAN-Serie und der Elektronentemperatur:

τ_{ν_1}	0	1	2	3
T_e	59000°	61000°	64000°	76000°

Die Elektronentemperatur nimmt also von Innen nach Außen zu. Der Wert von 59000° an der inneren Grenzfläche entspricht etwa der Elektronentemperatur für einen optisch dünnen Nebel. An der äußeren Grenzfläche — bei $\tau_{\nu_1} = 3$ — dagegen ist die Elektronentemperatur von der Größenordnung der Zentralsterntemperatur.

IX. Einige numerische Anwendungen der Theorie.

Zur Frage der Kosmogonie der planetarischen Nebel.

Als Abschluß unserer Betrachtungen über die Emissionsnebel wollen wir in diesem Kapitel einige numerische Beispiele zusammenstellen, die sich mit Hilfe der in den vorhergehenden Abschnitten besprochenen theoretischen Ergebnisse berechnen lassen. Da auf die Anwendungsmöglichkeiten der Theorie in diesem Bericht das Hauptgewicht gelegt wurde und diese infolgedessen bereits in den einzelnen Abschnitten zum Teil behandelt wurden, können wir uns hier verhältnismäßig kurz fassen. Zum Schluß dieses Kapitels werden dann noch einige Hinweise auf die auch heute noch wenig geklärte kosmogonische Stellung der leuchtenden Nebel, insbesondere der planetarischen Nebel gegeben werden.

23. Anwendung der Theorie eines stationären Wasserstoffnebels.

Durch die Theorie werden folgende durch den physikalischen Zustand eines Nebels festgelegte oder ihn bestimmende Größen miteinander in Beziehung gesetzt: Monochromatische und integrierte Flächenhelligkeit, Nebeldichte, Ionisationsgrad, Elektronen- und Zentralsterntemperatur. Davon ist direkt beobachtbar nur die Flächen- bzw. die Gesamthelligkeit im Lichte einer der Emissionslinien oder im integrierten Licht. Wie aus Gleichung (11) ersichtlich, lassen sich auf Grund der beobachteten BALMER-Intensitäten Aussagen über Nebeldichten und Ionisationsgrade nur dann machen, wenn, abgesehen von einer genauen Kenntnis des Anregungsmechanismus dieser Linien, die Elektronen- bzw. die Zentralsterntemperatur bekannt ist.

a) *Die Bestimmung der Zentralsterntemperaturen.* Die Temperatur der Zentralsterne der planetarischen Nebel wurde erstmalig von ZANSTRA (23) bestimmt, und zwar unter Zugrundelegung der von ihm begründeten Theorie aus dem Verhältnis A_ν der in einem monochromatischen Nebelbild ausgestrahlten Energie zur Energie der Zentralsterntstrahlung je Frequenzeinheit in derselben Frequenz. Dabei wurde angenommen, daß die optische Tiefe des Nebels für die Ultraviolettstrahlung groß ist,

so daß sie vollkommen in der Nebelhülle umgesetzt wird. Ferner wurden die bei der Rekombination ebenfalls ausgestrahlten BALMER- und LYMAN-Kontinua in erster Näherung vernachlässigt. Dann kann die Anzahl der vom Stern ausgestrahlten Ultraviolettquanten gleich der Anzahl der BALMER-Quanten gesetzt werden, die je Zeiteinheit vom Nebel in sämtlichen Linien der BALMER-Serie emittiert werden. Unter der Voraussetzung, daß die Zentralsterne wie schwarze Strahler strahlen, ist die erstere Anzahl gleichbedeutend mit der durch das PLANCKsche Gesetz gegebenen und von der Sterntemperatur abhängigen Strahlungsdichte jenseits der Grenze der LYMAN-Serie. Wie eine einfache Überlegung zeigt, die wir hier übergehen können, ist es daher möglich, aus der Beobachtungsgröße A_v , die Zentralsterntemperatur zu bestimmen. ZANSTRA gibt folgende Formel zur Temperaturbestimmung aus dem Mechanismus der Wiedervereinigung an:

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx = \sum \frac{x^3}{e^x - 1} A_v; \quad x = h\nu/kT_0.$$

Wenn man ferner für die Erzeugung der Hauptnebellinien den Mechanismus der Stoßanregung durch die Photoelektronen verantwortlich macht, so kann die Temperatur des Zentralsterns auch aus den Intensitäten dieser Linien ermittelt werden (s. hierzu die Ausführungen in Kap. VIII, 21). Da von dem Zentralstern N_{ul} Ultraviolettquanten je sec ausgestrahlt werden, von denen nach Voraussetzung jedes ein Wasserstoffatom vom Grundniveau aus ionisiert (Ionisierungsenergie $h\nu_0$), und da die gesamte vom Zentralstern ausgesandte ultraviolette Strahlungsenergie durch E_{ul} gegeben sein soll, bestimmt sich die überschüssige (kinetische) Energie der Photoelektronen aus der Differenz aus E_{ul} und der für die Ionisation verbrauchten Energie $h\nu_0 \cdot N_{ul}$. Diese Energie soll vollständig zur Anregung der Hauptnebellinien verwendet werden, deren Intensität L_p also durch

$$E_{ul} - h\nu_0 N_{ul} = \sum L_p$$

bestimmt ist. E_{ul} und N_{ul} sind wiederum berechenbare Größen, so daß man folgende Formel zur Temperaturbestimmung aus dem Mechanismus des Elektronenstoßes erhält

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx - x_0 \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx = \sum \frac{x^4}{e^x - 1} A_v,$$

wobei sich jetzt A_v auf die Hauptnebellinien bezieht.

Auf grundsätzlich dieselbe Weise kann man eine Formel ableiten, die die Temperaturbestimmung aus der Differenz $m_* - m_n$ von Stern- und Nebelhelligkeit ermöglicht. Hierbei wurde von ZANSTRA vorausgesetzt, daß wegen der großen Helligkeit der beiden Hauptnebellinien die visuelle oder photographische Helligkeit des Nebels proportional

der Gesamtintensität von $N_1 + N_2$ ist. Man erhält dann folgenden Zusammenhang zwischen Helligkeitsunterschied $d = m_* - m_n$ und Temperatur [ZANSTRA (23), Tabelle 6].

$T/1000^\circ$	25	30	35	40	45	50	55	60	70	80	90	100	120	150
d	0,1	1,4	2,4	3,1	3,8	4,3	4,8	5,2	5,9	6,5	7,0	7,4	8,1	8,9

Das durch die kleine Tabelle umfaßte Temperaturintervall entspricht ungefähr den Beobachtungen, die für die Differenzen d Werte liefern, die zwischen 8,6 (NGC 6445) und 0,6 (NGC 7008), entsprechend $T_0 = 140000^\circ$ bzw. 28000° , liegen. Die Genauigkeit der auf diese Weise bestimmten Temperaturwerte ist nicht sehr groß. Sie beträgt bis 40000° ungefähr $\pm 1000^\circ$, bis 100000° etwa $\pm 5000^\circ$. Immerhin dürften die Temperaturen der Größenordnung nach richtig sein, wie vor allem die recht gute Übereinstimmung der Ergebnisse aus den beiden voneinander unabhängigen Methoden (Rekombination und Stoßanregung) zeigt. Auf der Grundlage der ZANSTRASCHEN Theorie wurden Zentralsterntemperaturen in erster Linie noch von AMBARZUMIAM (45), BERMAN (46) und STOKY (47) abgeleitet. Der letztgenannte Autor wandte dabei eine Methode an, die die Temperaturbestimmung aus dem Nebelspektrum allein ermöglicht, und die zu Temperaturwerten führt, die erheblich unter den ZANSTRASCHEN liegen. Inwieweit diese Differenz darauf zurückzuführen ist, daß die bei den verschiedenen Methoden gemachten Voraussetzungen in Wirklichkeit nicht erfüllt sind, kann erst mit einiger Sicherheit entschieden werden, wenn ein umfangreicheres und genaueres Beobachtungsmaterial als zur Zeit vorliegt.

Über die Bestimmung der *Elektronentemperatur* aus dem BALMER-Kontinuum und über den Zusammenhang zwischen Elektronentemperatur, Intensitäten der Hauptnebellinien und BALMER-Intensitäten wurde bereits in Kap. VIII, 21, und über die Variation der Elektronentemperatur mit der Entfernung vom Zentralstern in Kap. VIII, 22 einiges berichtet, so daß hier nicht nochmals darauf eingegangen zu werden braucht.

b) *Die Dichte in den Nebeln und ihr Zusammenhang mit der Zentralsterntemperatur und der Flächenhelligkeit.* Bei einer Reihe theoretischer Untersuchungen wurden als Nebenergebnis Abschätzungen der in den Nebeln herrschenden Dichten erhalten. Eine obere Grenze für die Dichte läßt sich bereits auf Grund der Tatsache angeben, daß in den Spektren der Nebel die verbotenen Linien auftreten, zu deren Emission es erforderlich ist, daß die Atome während der Verweilzeit auf den metastabilen Niveaus ungestört bleiben. Man erhält dann, daß die Dichte von der Größenordnung 10^{-18} g/cm³ sein muß. Daß dieser Wert jedoch viel zu hoch ist, zeigt ein Vergleich mit den Ergebnissen exakterer Bestimmungen, wie sie vor allem von BOK in seiner Arbeit über den η -Carinae-Nebel (26) und von LAMBRECHT (27) durchgeführt wurden. Betrachten wir dazu noch einmal die in den Abschnitten 19 und 20 abgeleiteten beiden

Gleichungen (7) und (11), so sehen wir, daß es unter bestimmten Annahmen möglich ist, die Dichte eines Wasserstoffnebels aus den Intensitäten der BALMER-Linien zu bestimmen, denn diese hängen ab von den Produkten $x_1 x_e$, die ihrerseits wieder durch die Ionisationsgleichung (7) in Beziehung zur Zentralsterntemperatur stehen und die Anzahl x_0 der neutralen Atome im Grundzustand in der Volumeneinheit festlegen. Durch x_0 schließlich ist die optische Tiefe $\tau_\nu = \int_0^s a_\nu x_0 ds$ definiert. Hierzu ist noch zu bemerken, daß die Anwendung der beiden Gleichungen nur dann möglich ist, wenn die optische Tiefe nicht zu hohe Werte annimmt, denn bei großen optischen Tiefen ist wegen der großen Anzahl der absorptionsfähigen Atome entweder die ultraviolette Strahlungsdichte bereits so gering, daß durch sie das Nebelleuchten nicht mehr angeregt werden kann, oder aber es muß zumindest der Abnahme der Strahlungsdichte infolge Absorption Rechnung getragen werden, d. h. es muß berücksichtigt werden, daß der Verdünnungsfaktor dann nicht nur von den geometrischen Bedingungen abhängt, sondern daß er auch ein Absorptionsglied $e^{-\tau}$ enthält. Insofern ist also der Anwendungsbereich unserer Gleichungen beschränkt und sie dürfen nur als erste Näherungen angesehen werden. Man muß daher zur Kontrolle der optischen Tiefe bei den Rechnungen stets die Ionisationsgleichung heranziehen und in diese mit den aus der Gleichung (11) bestimmten $x_1 x_e$ eingehen. Zunächst einmal sieht man, wenn man den Verlauf des Ionisationsverhältnisses $x_1 x_e/x_0$ mit der Temperatur betrachtet, daß es ab etwa 20000° rapide abnimmt, d. h., daß unterhalb dieser Temperatur der Ionisationsgrad so gering wird, daß einerseits zur Erzeugung eines beobachtbaren Rekombinationsleuchtens zu wenig Photoelektronen und Protonen vorhanden sind, andererseits die Dichte der neutralen Atome so groß wird, daß die ultraviolette Sternstrahlung bereits in geringen Abständen vom Zentralstern fast vollständig absorbiert ist.

Für ein Nebelmodell von 1 Parsek Durchmesser hat H. LAMBRECHT Beziehungen zwischen den Nebeldichten Zentralsterntemperaturen, Flächenhelligkeiten (im Abstand 0,5 Parseks vom Zentralstern) und optische Tiefen ausführlich berechnet und durch zwei Diagramme veranschaulicht, die es gestatten, aus der beobachteten Flächenhelligkeit Näherungswerte der Dichte und der optischen Tiefe abzuleiten. Der Zusammenhang zwischen Dichte, optischer Tiefe, Zentralsterntemperatur und Flächenhelligkeit F' je Quadratbogenminute in Größenklassen ist im einzelnen aus der folgenden kleinen Tabelle ersichtlich, die einen Auszug für drei Temperaturen aus der von LAMBRECHT berechneten ausführlicheren Tabelle darstellt. Erwähnt sei noch, daß die Werte unter der ziemlich willkürlichen Voraussetzung Gültigkeit haben, daß die Intensität des integrierten Nebellichts gleich der 10fachen Intensität der H_β -Emission ist. Die Werte der Tabelle können jedoch leicht für jedes andere Intensitätsverhältnis $x = \text{integrierte Intensität}/H_\beta\text{-Intensität}$ umgerechnet

werden. Man braucht nur die optischen Tiefen mit $10/x$, die Dichten mit $(10/x)^{\frac{1}{2}}$ zu multiplizieren, um den Anschluß an die beobachteten Intensitätsverhältnisse x zu erhalten. Der Anwendungsbereich der Tabelle ist also in keiner Weise auf den Spezialfall $x=10$ beschränkt, sondern erstreckt sich praktisch auf alle beobachtbaren Fälle, die durch Interpolation oder Benutzung der beiden Diagramme (zit. S. 65) erfaßt werden (s. hierzu LAMBRECHT, zit. S. 67/68).

T_0	50000	30000	20000	
ρ	$1,87 \cdot 10^{-22}$	$1,60 \cdot 10^{-22}$	$1,40 \cdot 10^{-22}$	$F' = 14,7^m$
$\tau_{\nu 0}$	0,0082	0,090	3,051	
ρ	$3,72 \cdot 10^{-22}$	$3,19 \cdot 10^{-22}$	$2,79 \cdot 10^{-22}$	$F' = 13,2$
$\tau_{\nu 0}$	0,033	0,36	12,15	
ρ	$8,12 \cdot 10^{-22}$	$6,98 \cdot 10^{-22}$	$6,10 \cdot 10^{-22}$	$F' = 11,5$
$\tau_{\nu 0}$	0,16	1,72	58,17	
ρ	$2,04 \cdot 10^{-21}$	$1,75 \cdot 10^{-21}$		$F' = 9,5$
$\tau_{\nu 0}$	0,983	10,79		
ρ	$5,13 \cdot 10^{-21}$	$4,40 \cdot 10^{-21}$		$F' = 7,5$
$\tau_{\nu 0}$	6,224	68,32		
ρ	$1,29 \cdot 10^{-20}$			$F' = 5,5$
$\tau_{\nu 0}$	39,23			
ρ	$3,32 \cdot 10^{-20}$			$F' = 3,5$
$\tau_{\nu 0}$	248			

Wie man sieht, liegen die Nebeldichten zwischen rund 10^{-22} und 10^{-20} g/cm³. Große Flächenhelligkeiten erfordern, wie nicht anders zu erwarten ist, hohe Zentralsterntemperaturen und auch größere Dichten. So ist für $F' = 3,5^m$ je Quadratbogenminute selbst bei der Zentralstern-temperatur von 50000° die Dichte bereits so hoch, daß bei dem Verhältnis $x=10$ die optische Tiefe in der Entfernung von 0,5 Parseks vom Zentralstern über 200 beträgt. Da dann natürlich ein beobachtbares Leuchten nicht mehr angeregt werden kann, ist zur Erzeugung eines so hellen Nebelleuchtens die Anwesenheit eines extrem heißen Zentralsterns von schätzungsweise 100000° erforderlich. Erwähnt sei beiläufig noch, daß die hier angegebenen optischen Tiefen obere Grenzwerte darstellen, denn sie beziehen sich auf das Licht der Grenzfrequenz der LYMAN-Serie, und der in τ_{ν} eingehende Absorptionskoeffizient variiert mit $1/\nu^3$. Ferner kann die optische Tiefe noch wegen des möglichen Unterschiedes des beobachteten Verhältnisses x gegenüber dem hier zugrunde gelegten beträchtlich kleiner sein als in der Tabelle angegeben. Im Hinblick auf diese beiden Tatsachen erscheint die Erstreckung der Tabelle auf optische Tiefen bis zu 248 gerechtfertigt. Schließlich sei noch das Ergebnis BOKS für die Dichte in dem η -Carinae-Nebel genannt. Er erhielt $2 \cdot 10^{-22}$ g/cm³, unter der Voraussetzung, daß das Nebelleuchten von einem Zentralstern der Temperatur 30000° angeregt wird.

Die Frage nach dem physikalischen Zustand und der Dichte eines aus Wasserstoff bestehenden Gases, das durch die ultraviolette Strahlung

eines oder mehrerer Sterne frühen Spektraltyps zum Leuchten angeregt wird, wurde von B. STRÖMGREN im Hinblick auf die Entdeckung ausgedehnter Gebiete mit Wasserstoffemission innerhalb der Milchstraße durch STRUVE und ELVEY (16, 17) ausführlich erörtert (48). Die Behandlungsweise des Problems unterscheidet sich dabei grundsätzlich nicht von den Methoden, wie wir sie eingehend bereits besprochen haben. STRÖMGREN untersucht den Einfluß von folgenden vier Anregungsmechanismen auf die Intensität der „interstellaren“ Wasserstoffemissionen:

- a) Wiedervereinigung auf eines der BALMER-Niveaus.
- b) Wiedervereinigung auf ein höheres Niveau und nachfolgender Übergang auf das in Frage kommende BALMER-Niveau.
- c) LYMAN-Linienabsorption vom Grundzustand auf das in Frage kommende Niveau oder auf höhere Niveaus mit nachfolgendem Übergang auf das BALMER-Niveau.
- d) BALMER-Linienabsorption vom zweiten Niveau aus, entsprechend c).
- e) Anregung durch Elektronenstoß.

Es ergibt sich, daß die Mechanismen d) und e) keine merkliche Rolle spielen können, so daß nur die drei ersten Mechanismen berücksichtigt zu werden brauchen — ein Ergebnis, das in Übereinstimmung mit dem von uns in Kap. VIII, 19 und VIII, 20 erhaltenen steht. Unter Benutzung einer von ihm an anderer Stelle abgeleiteten Ionisationsgleichung, sowie der den in Frage kommenden Anregungsmechanismen entsprechenden Ionisationsgleichungen, kommt STRÖMGREN zu folgenden Hauptergebnissen: Die interstellare BALMER-Emission ist an Gebiete gebunden, die einzelne *O*-Sterne oder Haufen von *O*-Sternen enthalten. Diese Emissionsgebiete sind sehr scharf abgegrenzt, da von einer bestimmten Entfernung von den anregenden Sternen an die Zahl der absorptionsfähigen neutralen Atome und damit die Absorption des ultravioletten Sternenlichts rapide anwächst, der Ionisationsgrad daher rasch abnimmt. Ihre Ausdehnung beträgt rund 200 Parseks, in Übereinstimmung mit den Beobachtungsergebnissen von STRUVE und ELVEY. Die Dichte des interstellaren Wasserstoffgases ist von der Größenordnung 3 Atome je cm^3 .

24. Expandierende Nebelhüllen. Bis jetzt haben wir uns bei der Untersuchung der Emissionsnebel nur mit dem Fall beschäftigt, daß die Nebelmaterie nicht in Bewegung ist. Wie schon in dem einleitenden Kapitel betont, ist jedoch an einer großen Anzahl von Nebeln eine Aufspaltung der Emissionslinien zu beobachten, die als verursacht durch Expansion der Nebelhülle gedeutet werden muß. Bereits auf Grund einfacher dynamischer Überlegungen muß man zu dem Schluß kommen, daß eine relativ zu dem Zentralstern ruhende Nebelhülle kein stabiles Gebilde sein kann, sondern, daß sie zur Erhaltung des Gleichgewichts rotieren muß. Da der Typ der Linienaufspaltung gegen eine Rotation und zugunsten der Annahme der Expansion der Nebelhüllen spricht,

befinden sich die Nebel also nicht im Gleichgewichtszustand. Aus dieser Feststellung ergeben sich mehrere wichtige Konsequenzen, nicht nur hinsichtlich der Dynamik der planetarischen und Emissionsnebel, sondern vor allem auch in bezug auf den Strahlungstransport und die Umsetzung der Sternstrahlung innerhalb der Nebelmaterie. Der hier zur Verfügung stehende Raum erlaubt es leider nicht, auf diese Konsequenzen, deren ausführliche Untersuchung mit umfangreichen Rechnungen verbunden ist, bis in alle Einzelheiten einzugehen. Wir müssen uns auf die Wiedergabe einiger der wichtigsten Ergebnisse beschränken und verweisen den Leser für ein eingehenderes Studium auf die Arbeiten von ZANSTRA (49), dem wir den größten Teil der Erkenntnisse auch auf diesem Forschungszweig der Physik der Emissionsnebel verdanken. Die Hauptergebnisse seien der Kürze und besseren Übersicht halber in folgenden Punkten zusammengefaßt:

1. Bezüglich der Art der Expansion konnte ZANSTRA auf Grund einer statistischen Betrachtung feststellen, daß die Nebelhüllen sich nicht mit einer für alle Teile des Nebels gleichen Expansionsgeschwindigkeit ausdehnen, da sonst im Gegensatz zu den Beobachtungen alle Nebelradien und alle Expansionsgeschwindigkeiten gleich wahrscheinlich sein müßten. Innerhalb der expandierenden Nebelhülle ist vielmehr ein bestimmter Geschwindigkeitsbereich vertreten. In Einheiten des Radius r_n ist dann die Anzahl der planetarischen Nebel umgekehrt proportional $r_n^{4/3}$, d. h. große Nebel sind selten. Die Zahl der Nebel je Einheit der Expansionsgeschwindigkeit v_e ist ferner umgekehrt proportional $v_e^{2/3}$, d. h. hohe Expansionsgeschwindigkeiten treten selten auf.

2. Wie AMBARZUMIAM gezeigt hat (4), ist die L_α -Strahlungsdichte im Nebel extrem hoch (s. hierzu Kap. VIII, 22). Der von dieser L_α -Strahlung auf die Atome der Nebelhülle ausgeübte Strahlungsdruck ist für einen stationären Nebel durch

$$dP_s = \frac{h\nu_\alpha}{c} d\sigma \cdot \pi F$$

gegeben, wobei πF den Strahlungsstrom in L_α -Quanten je cm^2 je sec, σ die optische Tiefe für L_α -Strahlung bedeutet. *Dieser Strahlungsdruck kann als die Hauptursache für das Expansionsphänomen angesehen werden.*

3. Infolge der durch die Expansion verursachten Dopplerverschiebung wird der L_α -Strahlungsdruck und die Strahlungsdichte beträchtlich herabgesetzt.

4. Das Problem des Strahlungsgleichgewichts in einem expandierenden Nebel wurde von ZANSTRA zunächst für den Fall behandelt, daß die Expansionsgeschwindigkeit proportional der optischen Tiefe ist. Unter der Voraussetzung, daß die thermische (MAXWELLSche) Geschwindigkeit der Atome klein im Vergleich zur Expansionsgeschwindigkeit ist, ergibt sich dann die unter 3. angeführte starke Reduzierung des L_α -Strahlungsdrucks. Bezeichnet man die der thermischen Geschwindigkeit entsprechende thermische Linienbreite mit w und mit v_e die „mechanische“

Geschwindigkeit der leuchtenden Nebelmaterie, so gilt nämlich daß bei Expansion der Strahlungsdruck nur $\frac{1}{3} \left(\frac{w}{v_L} \right)^2$ des Wertes in einem stationären Nebel besitzt.

5. Für einen mit v_L expandierenden Nebel, dessen Radius 10000 astron. Einheiten beträgt und dessen Zentralstern eine Temperatur von 40000° besitzt, ist die durch den Strahlungsdruck ausgeübte Beschleunigung von der Größenordnung $\frac{1}{3} \frac{w}{v_L} \frac{4,56}{v_L}$ in km je sec je Jahr.

6. Für den allgemeinen Fall einer Expansion, deren Geschwindigkeit v irgendeine beliebige Funktion der optischen Tiefe τ ist, wurden von ZANSTRA ebenfalls Gleichungen für den Strahlungsdruck abgeleitet und unter dem Gesichtspunkt der Anwendung auf die Dynamik von beobachteten Emissionsnebeln in leicht auswertbare, vereinfachte Form gebracht.

7. Die Anwendung der theoretischen Ergebnisse auf den im Beispiel des Orionnebels realisierten Fall eines Emissionsnebels, für den umfangreiche Beobachtungsdaten hinsichtlich Helligkeit und Dimensionen [HOPMANN (50)], Struktur der Emissionslinien [BAADE, GOOS, KOCH und MINKOWSKI (51)], sowie Parallaxe [TRUMPLER (52)] vorliegen, führt zu folgenden Resultaten: Für den leuchtanregenden Stern wird eine Temperatur von 30000° abs. und ein Radius vom 10fachen Sonnenradius angenommen. In einer mittleren Entfernung der Nebelmaterie von diesem von $6 \cdot 10^{17}$ cm beträgt der ultraviolette Strahlungsstrom $1,58 \cdot 10^{11}$ Quanten je cm^2 je sec und die Konzentration der Wasserstoffatome (neutrale Atome und Ionen) 1120 Atome je cm^3 . Das Verhältnis der thermischen Linienbreite w zur mechanischen Linienbreite v , die der auf die Wirkung des L_α -Strahlungsdrucks zurückzuführenden Geschwindigkeit der Atome entspricht, ist $w/v = 0,1$. Damit ergibt sich schließlich für die H_β -Linie die theoretische Linienbreite zu 30 km/sec, während die beobachtete Linienbreite nach BAADE, GOOS, KOCH und MINKOWSKI von der Größenordnung 25 km/sec ist. Innerhalb der durch Theorie und Beobachtung bedingten Fehlerquellen besteht also praktisch vollkommene Übereinstimmung zwischen dem theoretischen Ergebnis und der Beobachtung. Es ist dadurch nachgewiesen, daß allgemein die Verbreiterung der Emissionslinien ihre Ursache in der unter der Wirkung des L_α -Strahlungsdrucks entstandenen Bewegung der Nebelmaterie bzw. der Nebelatome hat, dergegenüber die thermische Bewegung keine Rolle spielt. Insbesondere hat die Vorstellung ihre Bestätigung gefunden, nach der der L_α -Strahlungsdruck in einem stationären Nebel eine Art explosiver Expansion hervorrufen muß, die nach den Beobachtungen nicht realisiert sein kann und erst dadurch auf das beobachtete Maß herabgesetzt wird, daß infolge der Dopplerverschiebung die Expansion selbst eine starke Verminderung des L_α -Strahlungsdrucks bewirkt.

25. Zur Frage der Kosmogonie der planetarischen Nebel. Zum Schluß wollen wir uns noch kurz mit der Frage auseinandersetzen, welche

Stellung die planetarischen Nebel innerhalb der allgemeinen kosmischen Entwicklung einnehmen. Die Kosmogonie dieser Klasse von Emissionsnebeln stellt ein Problem dar, zu dessen Lösung bis heute nur mehr oder weniger hypothetische Ansätze vorliegen, und das noch in keiner Weise geklärt ist. Es hat daher wenig Sinn, auf diese Hypothesen im einzelnen einzugehen. Stattdessen soll die nach dem jetzigen Stande der Forschung am plausibelsten erscheinende Vorstellung über Entstehung und Entwicklung der planetarischen Nebel kurz wiedergegeben werden.

Die diffusen Nebel mit Emissionsspektrum kann man als Verdichtungen innerhalb des allgemeinen interstellaren Gases auffassen. Für diese Auffassung spricht vor allem die Tatsache des Vorhandenseins ausgebreiteter Wasserstoffemissionen in der Milchstraße (STRUVE und ELVEY), welches Element ja das bei weitem häufigste auch in den Emissionsnebeln ist. Bei den planetarischen Nebeln ist wegen der relativen Seltenheit ihres Auftretens und wegen ihrer ausgeprägten Struktur diese Anschauung nicht mehr anwendbar. Nun besteht zwischen den Spektren der Zentralsterne der planetarischen Nebel und denen der WOLF-RAYET-Sterne eine enge Verwandtschaft, aus der man vielfach auf dieselbe Stellung dieser beiden Klassen von Fixsternen innerhalb der Entwicklungsreihe geschlossen hat. Da die WOLF-RAYET-Sterne sehr hohe Massen besitzen (rund 10—80fache Sonnenmasse), die bereits nahe der oberen Stabilitätsgrenze für die Masse eines Sternes liegen, wäre es auf Grund dieser Analogie denkbar, daß die planetarischen Nebel ihre Entstehung einer Überschreitung der oberen Stabilitätsgrenze bei den Zentralsternen verdanken. Die dabei ausgeschiedene Masse umgibt den Zentralstern dann in der beobachteten Weise. Wenn auch zugunsten dieser Hypothese die Tatsache der beobachteten Expansion der Nebelhüllen spricht, so ist damit ein anderes sicheres Ergebnis unvereinbar, wonach die Zentralsterne in der Mehrzahl weiße Zwergsterne sind, deren Durchmesser einige Hundertstel des Sonnendurchmessers betragen. Am einleuchtendsten erscheint heute die von einer Reihe von Forschern vertretene Anschauung, nach der die planetarischen Nebel Endprodukte von Novaausbrüchen sind. Auch die Neuen Sterne nämlich sind wahrscheinlich sowohl vor als auch nach ihrem Aufleuchten weiße Zwergsterne. Überdies weisen sie im Spätstadium ihrer Entwicklung den planetarischen Nebeln ähnliche spektrale Eigentümlichkeiten auf. Zur Prüfung dieser Hypothese wurde unlängst von WHIPPLE (53) eine sehr aufschlußreiche kleine Untersuchung durchgeführt. Er berechnet auf Grund der Messungen von CAMPBELL und MOORE (15) die maximalen Expansionsgeschwindigkeiten der Nebelhüllen, die nach seinen Berechnungen zwischen rund 5 und 100 km/sec liegen, und daraus mit Hilfe der gemessenen scheinbaren Durchmesser [CURTIS (7), VORONTSOV-VELYAMINOV (11)] und der Entfernungen [BERMAN (10)] für 24 planetarische Nebel das Alter, d. h. den Zeitraum, der seit dem Augenblick des Ausscheidens der Nebelmaterie aus dem Zentralstern vergangen sein muß. Das Ergebnis ist in der

untenstehenden Abb. 24 wiedergegeben, aus der man unter anderem sieht, daß das mittlere Alter eines planetarischen Nebels nur 15000 Jahr beträgt. Die gesamte Lebensdauer — worunter der Zeitraum zu verstehen ist, während dessen der Nebel für uns beobachtbar ist — umfaßt etwa 30000 Jahre. Aus diesen Zahlen folgt unter der Voraussetzung eines stationären Entwicklungszustandes (es entstehen ebensoviel Nebel wie vergehen), daß alle 200 Jahre ein planetarischer Nebel entsteht. Setzt man diese Zahl im Vergleich zu der Zahl der innerhalb der Milchstraße aufleuchtenden Novae, so ergibt sich, daß unter 1000 Neuen Sternen durchschnittlich nur einer die Entwicklung eines planetarischen Nebels zur Folge haben kann. Da außerdem die Geschwindigkeiten der abgestoßenen Nebelmassen bei den Novaausbrüchen in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle weit über den Expansionsgeschwindigkeiten der

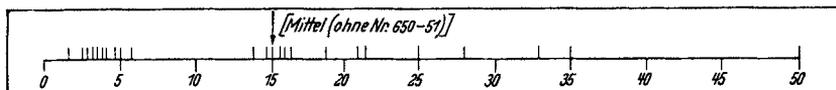


Abb. 24. Verteilung des Alters der planetarischen Nebel. Einheit: 1000 Jahre. [Nach WHIPPLE (53).]

planetarischen Nebel liegen — bei der Nova Herculis ergaben sich beispielsweise aus den Linienverschiebungen Geschwindigkeiten von zeitweise über 1000 km/sec —, kann als Entstehungsursache für die Nebel nur eine ganz bestimmte, seltene Klasse von Neuen Sternen in Frage kommen, wenn man die Novahypothese überhaupt aufrecht erhalten will. Dieser Novatyp müßte sich vor allem dadurch auszeichnen, daß die Entweichungsgeschwindigkeiten der Materie an der Sternoberfläche so niedrig sind, daß sie den an den Nebelhüllen der planetarischen Nebel beobachteten und durch den L_{α} -Strahlungsdruck verursachten Expansionsgeschwindigkeiten entsprechen. Auch diese Deutung ist allerdings noch nicht sehr befriedigend, und wir können daher bereits aus diesen wenigen kurzen Bemerkungen, mit denen wir unsere Betrachtungen über die Emissionsnebel abschließen wollen, sehen, daß auch das Problem der Kosmogonie dieser Himmelsobjekte, ebenso wie viele andere im Zusammenhang mit den leuchtenden Nebeln auftretende Fragen, noch für lange Zeit Gegenstand der astronomischen Forschung bleiben wird.

Literaturverzeichnis.

1. BECKER u. GROTRIAN: Erg. exakt. Naturwiss. 7, 8 (1928).
2. ZANSTRA: Astrophys. J. 65, 50 (1927).
3. BOWEN: Astrophys. J. 67, 1 (1928); Publ. astron. Soc. Pacific. 39, 295 (1927).
4. AMBARZUMJAN: Monthly Not. R.A.S. 93, 50 (1932).
5. CHANDRASEKHAR: Z. Astrophysik 9, 266 (1935).
6. HAGIHARA: Jap. J. Astron. Geophys. 25, 1 (1937).
7. CURTIS: Lick Publ. 13, III (1918).
8. HUBBLE: Astrophys. J. 56, 432 (1922).

9. ZANSTRA: *Z. Astrophysik* **2**, 329 (1931).
10. BERMAN: *Lick Obs. Bull.* **18**, Nr 486 (1937).
11. VORONTSOV-VELYAMINOV: *Z. Astrophysik* **8**, 195 (1934); *Russ. Astr. J.* **11**, 40 (1934).
12. PAGE: *Monthly Not. R.A.S.* **96**, 604 (1936).
13. STOY: *Publ. astron. Soc. Pacific.* **51**, 235 (1939).
14. GREENSTEIN and HENYEV: *Astrophys. J.* **86**, 620 (1937); **87**, 79 (1938) **89**, 653 (1939).
15. CAMPBELL and MOORE: *Lick. Publ.* **13**, 77 (1918).
16. STRUVE: *Astrophys. J.* **84**, 219 (1936); **86**, 94 (1937).
17. — and ELVEY: *Astrophys. J.* **88**, 364 (1938); **89**, 119 (1939); **89**, 517 (1939); **90**, 301 (1939).
18. ZANSTRA: *Astrophys. J.* **65**, 50 (1927).
19. MENZEL: *Publ. astron. Soc. Pacific* **38**, 295 (1926).
20. BOWEN: *Astrophys. J.* **81**, 1 (1935).
21. — *Publ. astron. Soc. Pacific* **46**, 146 (1934).
22. WRIGHT: *Lick Publ.* **13**, VI (1918).
23. ZANSTRA: *Publ. Dom. Astroph. Obs.* **4**, Nr 15 (1931); *Z. Astrophysik* **2**, 1 (1931).
24. WRIGHT: *Publ. astron. Soc. Pacific* **46**, 142 (1934); *Lick Obs. Bull.* **17**, Nr. 459 (1934).
25. ROSSELAND: *Astrophysik*, S. 230, 1931.
26. BOK: *Harv. Reprint* **77** (1932).
27. LAMBRECHT: *Astron. Nachr.* **268**, 49 (1939).
28. CILLIÉ: *Monthly Not. R.A.S.* **92**, 820 (1932).
29. MILNE: *Phil. Mag.* **47**, 209, 1932; *Monthly Not. R. A. S.* **85**, 750 (1925).
20. GAUNT: *Proc. Roy. Soc. Lond.* **126**, 654 (1930).
31. CILLIÉ: *Monthly Not. R.A.S.* **96**, 771 (1936).
32. EDDINGTON: *Der. innere Aufbau der Sterne*, S. 473.
33. MENZEL and PEKERIS: *Monthly Not. R.A.S.* **96**, 77 (1935).
34. BERMAN: *Monthly Not. R.A.S.* **96**, 890 (1936).
35. PLASKETT: *Harv. Circ.* **1928**, 335.
36. CARROLL: *Monthly Not. R.A.S.* **90**, 588 (1930).
37. MENZEL, ALLER and BAKER: *Astrophys. J.* **88**, 313 (1938).
38. — *Astrophys. J.* **85**, 330 (1937); MENZEL and BAKER: *Astrophys. J.* **86**, 70 (1937); **88**, 52 (1938).
39. FINKELNBURG: *Astrophys. J.* **80**, 313 (1934).
40. ZANSTRA: *Observ.* **59**, 314 (1936).
41. MILNE: *Z. Astrophysik* **1**, 105 (1930).
42. AMBARZUMIAM: *Pulk. Bull.* **13**, 3, Nr 114 (1933).
43. BERMAN: *Lick Obs. Bull.* **15**, 86 (1930).
44. ALLER, BAKER and MENZEL: *Astrophys. J.* **89**, 587 (1939); **90**, 271, 601 (1939).
45. AMBARZUMIAM: *Pulk. Obs. Circ.* Nr 4 (1932).
46. BERMAN: *Lick Obs. Bull.* **15**, 86 (1930).
47. STOY: *Monthly Not. R.A.S.* **93**, 588 (1933).
48. STRÖMGREN, B.: *Astrophys. J.* **89**, 526 (1939).
49. ZANSTRA: *Monthly Not. R.A.S.* **93**, 130 (1933); **95**, 84 (1935); **97**, 37 (1937).
50. HOPMANN: *Veröff. Leipzig* **42**, Heft 4 (1934).
51. BAADE, GOOS, KOCH u. MINKOWSKI: *Z. Astrophysik* **6**, 355 (1933).
52. TRUMPLER: *Publ. astron. Soc. Pacific* **43**, 255 (1931).
53. WHIPPLE: *Harv. Bull.* **908**, 17 (1938).
54. BOWEN and WYSE: *Publ. astron. Soc. Pacific* **50**, 348 (1938).
55. BOYCE, PAYNE and MENZEL: *Publ. astron. Soc. Pacific* **46**, 213 (1934).

Die Erzeugung schneller Ionenstrahlen für Kernreaktionen.

Von W. GENTNER, Heidelberg.

Mit 56 Abbildungen.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
I. Einleitung	107
II. Erzeugung der Hochspannung	108
1. Elektrostatischer Generator	108
2. Kaskadengenerator	118
3. Andere Verfahren	121
4. Messung der Hochspannung	123
III. Röhrenkonstruktion	125
5. Ionenquellen	125
6. Beschleunigungssystem	131
7. Vollständige Anlagen	137
IV. Zyklotron	143
8. Prinzip des Verfahrens	143
9. Fokussierungsbedingungen	147
10. Magnet	150
11. Beschleunigungskammer	153
12. Sender	159
13. Vollständige Anlagen	162
Literaturverzeichnis	167

I. Einleitung.

Als COCKROFT und WALTON im Jahre 1932 von der ersten erfolgreichen Kernumwandlung mit künstlich beschleunigten Wasserstoffkanalstrahlen berichten konnten, waren bereits in verschiedenen Laboratorien, besonders in Amerika, seit längerer Zeit Versuche im Gange, Kanalstrahlen hoher Geschwindigkeit für die Kernumwandlung zu erzeugen. Die Vorarbeiten waren sogar schon so weit gediehen, daß seit dieser Zeit keine grundlegend neuen Apparaturen mehr geschaffen wurden. So ist es verständlich, daß die Umwandlung der Elemente mit künstlichen Ionenstrahlen sofort an vielen Orten aufgenommen und verfolgt werden konnte, nachdem die ersten Versuche ergeben hatten, daß bereits Beschleunigungsspannungen von einigen hundert Kilovolt wider Erwarten in vielen Fällen ausreichend sind. Seit dieser Zeit hat die Technik der Erzeugung schneller Ionenstrahlen eine stürmische Entwicklung erfahren, und es stehen heute verschiedene bewährte Wege offen, Ionenstrahlen bis zu einigen Millionen Volt zu beschleunigen. Mit Hilfe des Zyklotrons von LAWRENCE ist es sogar in neuester Zeit gelungen, Deuteronenstrahlen von 16 eMV und α -Strahlen von 32 eMV mit beträchtlicher Intensität herzustellen.

Zwei Prinzipien haben sich im wesentlichen zur Erzielung dieser hohen Ionengeschwindigkeiten durchgesetzt. Das erste ist die weitere Ausarbeitung des bekannten WIENSCHEN Nachbeschleunigungsverfahrens, das eine hohe Gleichspannung zur Voraussetzung hat, das zweite die mehrfache Beschleunigung der Teilchen mit verhältnismäßig niedriger Wechselfspannung im magnetischen Resonanzbeschleuniger nach LAWRENCE, kurz Zyklotron genannt. Jedes dieser beiden Verfahren hat entsprechend seiner Leistungsfähigkeit seinen bestimmten Aufgabenkreis in der experimentellen Kernphysik erhalten. So haben die Hochspannungsanlagen mit Beschleunigungsröhre besondere Erfolge bei der Ausmessung von Anregungsfunktionen und Wärmetönungen von Kernreaktionen im Gebiet der niederen und mittleren Spannungen aufzuweisen. Das Zyklotron dagegen hat mit seiner hohen Teilchengeschwindigkeit besonders viel zur Kenntnis der künstlich radioaktiven Stoffe beigetragen, und es stellt auch die weitaus stärkste Neutronenquelle dar.

Neben diesen beiden Hauptverfahren sind bis heute keine Wege zur Erzielung schneller Ionenstrahlen bekannt geworden, die eine größere Bedeutung erlangt hätten. Auch haben sich für die Erzeugung der Hochspannung zur direkten Beschleunigung der Ionen im wesentlichen bis jetzt nur zwei Verfahren durchgesetzt. Diese sind der Kaskadengenerator, der eine anfänglich niedere Wechselfspannung mit Hilfe von Ventilen und Kondensatoren vervielfacht und gleichrichtet, und der elektrostatische Generator, der eine technische Ausführung der altbekannten Elektrysiermaschine darstellt. Neben diesen beiden Verfahren gibt es natürlich noch eine ganze Reihe anderer Wege hochgespannte Gleichspannung zu erzeugen. Da diese aber für die experimentelle Kernphysik bisher nur wenig Anwendung gefunden haben, so sollen sie hier nicht näher erörtert werden. Näheres hierüber findet sich außerdem in dem neuen Buch von BOUWERS (10) und ähnlichen Werken anderer Autoren über Hochspannungstechnik.

II. Erzeugung der Hochspannung.

1. Der elektrostatische Generator. Das erste Modell eines elektrostatischen Generators nach dem Bandprinzip wurde von VAN DE GRAAFF 1931 (27) vorgeführt. Seit dieser Zeit wird dieser Generator vielfach kurz „VAN DE GRAAFF-Generator“ genannt. Seine Arbeitsweise ist keineswegs neuartig. Sie stellt nur die technische Ausarbeitung der schon aus alter Zeit bekannten Influenzmaschine dar. Es ist aber das besondere Verdienst von VAN DE GRAAFF, die ausgezeichnete Eignung dieses Generators für die kernphysikalische Forschung erkannt und seine technische Durchbildung geschaffen zu haben. Die Arbeitsweise dieses Generators ist in einer späteren Mitteilung von VAN DE GRAAFF, COMPTON und VAN ATTA (28) ausführlich erörtert worden. Ihr entnehmen wir die Abb. 1, die das Prinzip erläutert. Ein isolierendes Band befördert auf mecha-

nischem Wege elektrische Ladung in das Innere einer möglichst großen Kugel, wo die Ladung in dem feldfreien Raum durch Spitzenwirkung abgenommen und der Hochspannungselektrode zugeführt wird. Führt man die auf dem ankommenden Band befindliche Ladung nicht direkt der Kugel zu, sondern benutzt sie vorher noch zur Umladung des zurücklaufenden Bandes, so erreicht man die doppelte Stromstärke. Außerdem läuft die Maschine dann, wenn anfangs die Polarität einmal festgelegt ist mit Selbsterregung. Den Vorgang der Umladung selbst kann man leichter verstehen, wenn man sich klar macht, daß zwischen dem hinauf- und herunterlaufenden Bandteil eine Spannungsdifferenz herrscht, die sich aus dem Abstand zwischen den Bändern und der Ladungsdichte ergibt. Hierdurch wird die Saug- und Aufsprühspannung bedingt.

Stromstärke. Die Stromstärke einer solchen Maschine ist beschränkt durch die maximale Ladung, die ein isolierendes Band je cm^2 tragen kann. Der theoretische Wert hierfür beträgt bei einer angenommenen Durchbruchfeldstärke von 30 kV/cm gegen Luft

$$2,65 \cdot 10^{-9} \text{ Coul/cm}^2$$

auf einer Seite des Bandes. Bei voller Beladung des Bandes ist die Stromstärke des Generators also nur abhängig von der Breite und Geschwindigkeit des Bandes.

Praktisch erreicht man 60—70% dieses theoretischen Wertes. Aus eigenen Messungen, die in guter Übereinstimmung mit den Angaben anderer Autoren stehen, geht hervor, daß die Stromstärke I im praktischen Betrieb mit der Bandbreite b (cm) und der Geschwindigkeit v (cm/sec) bei *Umladung* des Bandes durch folgende Beziehung verknüpft ist:

$$I \sim 3,5 \cdot b^2 \cdot v \cdot 10^{-9} \text{ A.}$$

Diese Stromstärke kann man als Kurzschlußstromstärke des Generators bezeichnen. Die bei voller Spannung zur Verfügung stehende Stromstärke ist kleiner und hängt von den jeweiligen Sprüh- und Isolationsverlusten ab. Da man Bandgeschwindigkeiten bis zu 2500 cm/sec noch leicht verwirklichen kann, so liefert ein Band mit einer Breite von 1 m bei dieser Geschwindigkeit eine Stromstärke von $0,875 \text{ mA}$. Durch Parallelschalten verschiedener Bänder ist in vielen Fällen bereits eine wesentlich höhere Stromstärke erzielt worden. Der große Generator, den VAN DE GRAAFF und seine Mitarbeiter (3) gebaut haben (vgl. Abb. 24), liefert z. B. mit drei parallelen Bändern $2,1 \text{ mA}$.

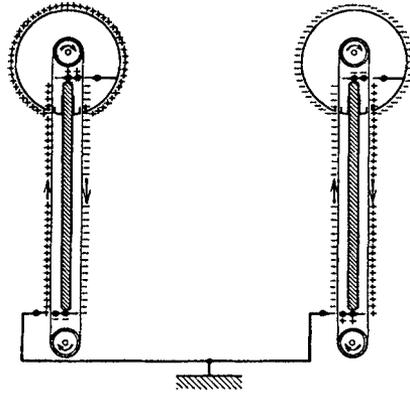


Abb. 1. Schema des Bandgenerators nach VAN DE GRAAFF mit Umladung des Bandes.

Maximalspannung. Die maximale Spannung des Bandgenerators ist theoretisch durch die Durchbruchfeldstärke der Oberfläche der Hochspannungselektrode bedingt. Die maximale Spannung sollte somit dem Radius der Kugel proportional sein und bei einer angenommenen Durchbruchfeldstärke von 25 kV gegen Luft für eine Kugel von 1 m Radius 2,5 Millionen Volt betragen. Praktische Versuche haben jedoch ergeben, daß diese Maximalspannung besonders bei großen Kugelradien nicht erreicht werden kann. Die experimentellen Ergebnisse sind in der Abb. 2

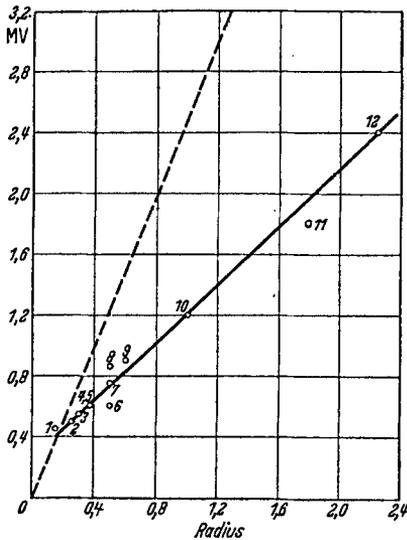


Abb. 2. Die Maximalspannung des Bandgenerators in Abhängigkeit vom Krümmungsradius der Hochspannungselektrode. Gestrichelte Kurve theoretischer Verlauf für eine Durchbruchfeldstärke von 25 kV. 1. TRUMP, MERRIL und SAFFORD. 2. KOSSEL. 3. BOTHE und GENTNER (1). 4, 5. PARKINSON, HERB, BERNET und MCKIBBEN und GETTING, FISK und VOCT. 6. TUVE, HAFSTAD und DAHL (1). 7. NEUBERT. 8. BAUMHAUER und KUNZE. 9. BOTHE und GENTNER (2). 10. TUVE, HAFSTAD und DAHL (2). 11. COLLINS und WALDMAN. 12. VAN ATTA, NORTHRUPP, VAN ATTA und VAN DE GRAAFF.

zusammengestellt. Hierbei ist als Maximalspannung, soweit es möglich war, diejenige Spannung angegeben, bei der noch ohne größere Schwankungen praktisch gemessen werden konnte. Kurzzeitige höhere Spannungsangaben, die immer auftreten, sind also möglichst ausgeschaltet. Man sieht, daß diese erreichten Spannungen bei größeren Radien beträchtlich hinter der theoretischen Erwartung zurückbleiben. Dies ist wohl in der Hauptsache auf die großen Sprühverluste bei den hohen Spannungen an den unvermeidlichen Öffnungen der Hochspannungselektrode zurückzuführen. Die praktischen Werte lassen sich ganz gut durch eine Gerade wiedergeben, und man kann zur ungefähren Orientierung der Maximalspannung eines elektrostatischen Generators bei gegebenem Radius (R) in Meter die Maximalspannung MV in Mega-Volt durch die einfache Beziehung

$$MV = R + 0,25 \quad \text{für } R > 0,15 \text{ m}$$

finden. TUVE, HAFSTAD und DAHL (76) geben an, daß nach ihren Untersuchungen die erreichbare Spannung ungefähr 550 kV pro Meter Durchmesser beträgt. Diese Angabe ist sicherlich für größere Durchmesser richtig, sie wird aber den kleineren Durchmessern nicht gerecht.

Bandmaterial. Eingehende Versuche sind über das bestgeeignete Bandmaterial und die Aufsprühvorrichtungen ausgeführt worden. In Amerika verwendet man jetzt allgemein gummierten Baumwollstoff, der bei den großen Anlagen aus einem festen Gewebe mit dicker Gummischicht besteht und dort als endloses Band fabrikmäßig bezogen werden kann. Gute Erfolge haben wir selbst mit Bändern aus einem Spezial-

ölleinen gehabt. Nähere Angaben über verschiedene Materialien finden sich auch bei BAUMHAUER und KUNZE (5), die Bänder aus „Astralon“ empfehlen.

Aufsprühvorrichtung. Zum Aufsprühen der Ladung auf die Bänder dienen feine Drähte von ungefähr 0,2 mm Dicke z. B. aus nichtrostendem Stahl. Wegen ihrer größeren mechanischen Stabilität werden jetzt gern Reihen von Grammophonnadeln benützt, die einen Abstand von rund 1 cm gegeneinander haben. Der Abstand zwischen Draht bzw. Nadelspitze und Band wird meist ungefähr zu 10 cm gewählt. Die Aufsprühspannung beträgt dann rund 10 kV. Diese Bedingungen entsprechen ungefähr dem größten Abstand zwischen Band und Nadelspitzen, bei dem die Umladung noch sicher funktioniert. Ausführlicheres hierüber ist bei NEUBERT (56) und KOSSEL (42) zu finden. Die Anordnung der Aufsprühkämme wird jetzt meistens so ausgeführt, wie es auf Abb. 3 zu sehen ist. Die Walze muß in diesem Fall nur gegen das Gehäuse für rund 20 kV isoliert sein, was sich bei der oberen Walze leicht durch Verlängerung des Stützisolators in das Innere der Hochspannungselektrode erreichen läßt. An der unteren Walze verzichtet man oft auf den Abnehmekamm und sprüht nur mit einem Kamm, der der Walze gegenübersteht, auf. Dieser Kamm wird dauernd mit einer kleinen Gleichspannungsquelle von 10 bis 20 kV auf negativer bzw. positiver Spannung gehalten, wie es auf der nächsten Abb. 4 zu sehen ist. Durch diese Anordnung geht natürlich die Selbsterregung verloren. Man gewinnt aber zwei Vorteile. Denn die Hochspannung läßt sich jetzt durch Anlegen der Aufsprühspannung schnell ein- und ausschalten, während die Bänder weiterlaufen. Zweitens kann man durch Veränderung der Aufsprühspannung die Beladung des Bandes variieren und somit den Strom verändern, ohne die Tourenzahl der Walze zu regulieren. Diese Möglichkeit hat für die automatische Konstanthaltung der Hochspannung Bedeutung erlangt, wie weiter unten beschrieben ist.

Walzen. Das Material der Walzen muß möglichst hart sein, damit die Bänder nicht metallisiert werden und nicht ihren Isolationswert verlieren. Besonders günstig sind Walzen aus nichtrostendem Stahl oder eine gute Verchromung. Es können natürlich auch Walzen aus Isolierstoff verwendet werden, nur muß dann die Aufsprühvorrichtung anders angeordnet werden, etwa wie in dem Schema der Abb. 1.

Feuchtigkeit. Wie bei jeder elektrostatischen Maschine, hat die Feuchtigkeit der Luft einen Einfluß auf die Beladung des Bandes und seinen Isolationswert. Bei großer Feuchtigkeit der Luft ist es daher

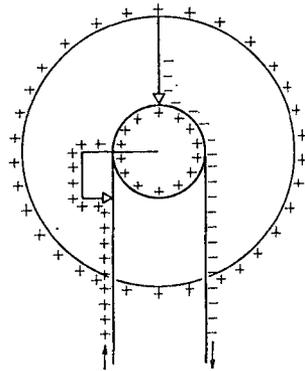


Abb. 3. Schema der Umladevorrichtung in der Hochspannungselektrode.

immer von Vorteil, das Band in einem abgeschlossenen Raume laufen zu lassen, den man entweder z. B. mit Kieselsäuregel trocken hält oder dauernd etwas heizt. Durch die Heizung der Luft im Innern der Isolations säule wird gleichzeitig der Isolationswert der Säule selbst gesteigert, da sich dann auf ihr kein Wasser niederschlagen kann. Dieses Verfahren ist von besonderer Bedeutung für Anlagen in offenen Hallen. Durch den Abschluß des Bandes vermeidet man auch die starke Verstaubung.

Spannungsregulierung. Die Regulierung der Hochspannung erfolgt beim elektrostatischen Generator mit einem geerdetem Rechen, der der Hochspannungselektrode mehr oder weniger genähert werden kann (vgl. Abb. 4).

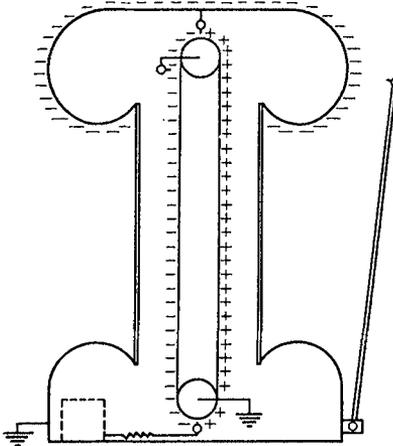


Abb. 4. Bandgenerator von TRUMP, MERRIL und SAFFORD. Gesamthöhe 1,2 m, Kurzschlußstrom $210 \mu\text{A}$, maximale Spannung 500 kV.

Man sprüht also einen Teil des herauftransportierten Stromes nach dem Rechen hin ab, und zwar um so mehr, je niedriger die Spannung sein soll. Durch diese Sprühstrecke tritt gleichzeitig eine Stabilisierung der Spannung ein, so daß die Hochspannung mit dieser Methode auf jedem beliebigen Wert sehr genau konstant gehalten werden kann. TUVE, HAFSTAD und DAHL (76) haben die maximalen Schwankungen ihrer Hochspannungsanlage (Kugeldurchmesser 2 m, vgl. Abb. 26) unterhalb 1 MV zu $\pm 1,5\%$ mit Widerstand und Oszillograph bestimmt.

Bei einer bestimmten Stellung des Rechens läßt sich eine weitere Feinregulierung durch Veränderung der Aufsprühspannung und der damit verbundenen Beladung des Bandes bewirken. Diese Möglichkeit wird bei einer automatischen Konstanthaltung der Spannung ausgenutzt, die von MCKIBBEN (58) angegeben ist und die sich offenbar sehr gut bewährt hat. Hierbei wird der Koronastrom zu dem Rechen über einen Verstärker zur Regulierung der Aussprühspannung herangezogen. Fällt die Spannung etwas ab, so sinkt ebenfalls der Koronastrom, und dies bewirkt eine etwas größere Beladung des Bandes, so daß die Spannung wieder ihren früheren Wert erreicht. Durch diese automatische Kopplung zwischen Koronastrom und Bandbeladung kann die Spannung auf 0,5% konstant gehalten werden.

Beispiele von Generatoren. Die Abb. 4 zeigt das Schema eines kleinen VAN DE GRAAFF-Generators, der von TRUMP, MERRIL und SAFFORD (74) gebaut wurde. Seine Gesamthöhe beträgt nur rund 1,2 m und der kleinste Krümmungsradius der Elektrode 15 cm. Er liefert einen Kurzschlußstrom von $210 \mu\text{A}$. Die Spannung soll bei 500 kV noch gute Konstanz aufweisen. Die verhältnismäßig große Leistung dieses kleinen

Generators ist auf die bekannte günstige Formgebung der Hochspannungselektrode und des geerdeten Teils zurückzuführen. Durch das Einziehen der hochspannungführenden Teile in der Nähe des Isolationsmaterials wird die Feldstärke an diesen gefährlichen Stellen wesentlich herabgesetzt und das vorzeitige Sprühen und die Bildung von Gleitfunken an diesem Ort vermieden.

Durch enges Ineinanderlaufen verschiedener Bänder, die gegeneinander bewegt werden, ist es GETTING, FISK und VOGT (26) gelungen, die Ladungsdichte der inneren Bänder um 30 bis 50% zu steigern (Abb. 5). Die Erhöhung der Ladungsdichte auf den inneren Bändern kommt dadurch zustande, daß bei ihnen die Feldlinien nach beiden Seiten verlaufen, während bei dem einfachen Band die Feldlinien nur nach einer Seite auf das rücklaufende Band hin gerichtet sind. Durch die Verteilung der Feldlinien nach beiden Seiten wird die Feldstärke verringert und die Ladung auf dem Band kann erhöht werden. Der notwendige Abstand der Bänder voneinander und die Randstörungen verringern allerdings den nach der obigen vereinfachten Darstellung zu erwartenden Effekt von 100%iger Ladungssteigerung. Bei der Anordnung von GETTING, FISK und VOGT hatte das mittlere Band einen Abstand von 1,25 cm von den beiden anderen Bändern mit entgegengesetzter Ladung und das innere Band nach der anderen Seite einen Abstand von 7,5 cm. Der Durchmesser der Hochspannungselektrode beträgt 75 cm. Die Maximalspannung wurde zu rund 600 kV bei Belastung mit einer Ionenröhre bestimmt.

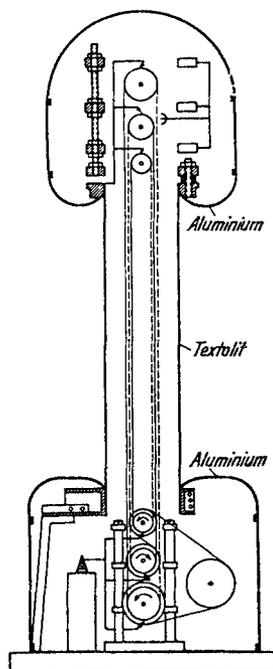


Abb. 5. Generator von GETTING, FISK und VOGT mit drei ineinanderlaufenden Bändern. Gesamthöhe 2,5 m. Kurzschlußstromstärke 330 μ A, maximale Spannung 600 kV.

Wirkungsgrad. Die Arbeit, die geleistet werden muß, um die elektrische Ladung in die geladene Hochspannungselektrode einzuführen, macht sich in der erhöhten Leistungsaufnahme des Antriebsmotors gegenüber

Tabelle 1. Kurzschlußströme der einzelnen Bänder des Generators von GETTING, FISK und VOGT.

Radius der Walzen cm	Bandgeschwindigkeit cm/sec	Breite der Bänder cm	Kurzschlußstrom μ A	Verhältnis des gemessenen Stromes zum theoretischen Maximalwert für ein einzelnes Band
12,5	2800	22	215	0,74
10	2750	24,8	372	1,24
7,5	2780	24,8	278	0,97

dem Kurzschlußversuch deutlich bemerkbar. Bei nicht zu großer Geschwindigkeit des Bandes und leichtem Bandmaterial beträgt der Wirkungsgrad rund 50%. Aus der erhöhten Leistungsaufnahme des Antriebsmotors läßt sich bei bekanntem Stromtransport eine Abschätzung der erreichten Spannung durchführen.

Druckgeneratoren. Von VAN DE GRAAFF sind auch bald Versuche unternommen worden, den elektrostatischen Generator im Hochvakuum zu betreiben und auf diese Weise wesentlich höhere Spannungen zu erreichen. Die experimentellen Schwierigkeiten eines derartigen Generators konnten jedoch bis jetzt noch nicht überwunden werden. Dagegen ist der Bandgenerator unter Druck bereits zu hoher Vollkommenheit entwickelt worden und hat sich in vielen Fällen ausgezeichnet bewährt. Eingehende Untersuchungen an Druckgeneratoren sind besonders von HERB, PARKINSON und KERST (35) in Madison (Wisconsin) ausgeführt worden, die mit diesem Generator außerordentlich genaue Messungen von Resonanzstufen bei Kernreaktionen durchgeführt haben. Außerdem sind von TRUMP und VAN DE GRAAFF Röntgenröhren mit Druckgeneratoren gebaut worden, die in jahrelangem Betrieb in Kliniken sehr gute Dienste geleistet haben. Gestützt auf diese Erfahrungen sind jetzt in Amerika zwei Großanlagen gebaut worden, die bis zu 5 Millionen Volt gegen Erde liefern sollen. Die eine Anlage ist von TUVE und seinen Mitarbeitern in Washington (vgl. Abb. 31 und 32) errichtet worden, die andere steht im Forschungslaboratorium der Westinghouse Comp. in Pittsburgh (Abb. 33 und 34).

Durch die Betreibung des elektrostatischen Generators in einem Druckkessel wird die Durchbruchfeldstärke gegen Luft erhöht. Damit steigt die Spannung an der Hochspannungselektrode und ebenfalls die Ladungsdichte auf dem Band, so daß von dem Band auch ein größerer Strom transportiert wird. Die Änderung der Maximalspannung des Bandgenerators bei Erhöhung des Luftdrucks wurde von HERB und BERNET für positive Spannung an ihrer Anlage mit Ionenröhre (Abb. 29 und 30) und von TRUMP und VAN DE GRAAFF für negative Spannung an ihrer Anlage mit Röntgenröhre gemessen. Die Ergebnisse dieser beiden Meßreihen sind in Abb. 6 wiedergegeben. Für die beiden ziemlich verschiedenen Konstruktionen und Größenverhältnisse ergeben sich ähnliche Spannungserhöhungsfaktoren. Bei kleinen Drucken weicht der Verlauf deutlich von der Linearität ab. Es ist nicht geklärt, worauf dieser Verlauf zurückzuführen ist.

Alle Druckgeneratoren besitzen eine Potentialsteuerung zwischen Hochspannungselektrode und Erde, wie sie zuerst von HERB und Mitarbeitern (35) angegeben wurde. Diese Potentialsteuerung besteht aus einer großen Zahl von Ringen, deren Durchmesser die Größe der Hochspannungselektrode erreichen kann. (Abb. 8 und 29). Zwischen den einzelnen Ringen befinden sich regelbare Sprühstrecken (negative Spitze gegen positive Platte nach HERB) oder feste Widerstände (400 M Ω bei

TRUMP und VAN DE GRAAFF), die eine gleichmäßige Potentialverteilung sichern. Auf diese Weise wird die notwendige Unterbrechung der Hochspannungselektrode an der Eintrittsstelle des Bandes und der Röhre unschädlich gemacht. Die Hochspannungselektrode kann dann, wenn zwei Öffnungen für Röhre und Band nötig sind, als Zylinder ausgebildet werden (Abb. 29). Dieses Ringsystem ist eine gute Annäherung an den Idealfall einer glatten Oberfläche mit gleichmäßig abfallendem Potential.

Es ist bekannt, daß verschiedene Gase eine höhere Durchschlagsfestigkeit als Luft besitzen. Besonders ausgeprägt ist diese Erscheinung bei einigen Dämpfen wie Tetrachlorkohlenstoff CCl_4 oder Dichlordifluormethan CCl_2F_2 . Da die Spannungsbegrenzung des statischen Generators hauptsächlich

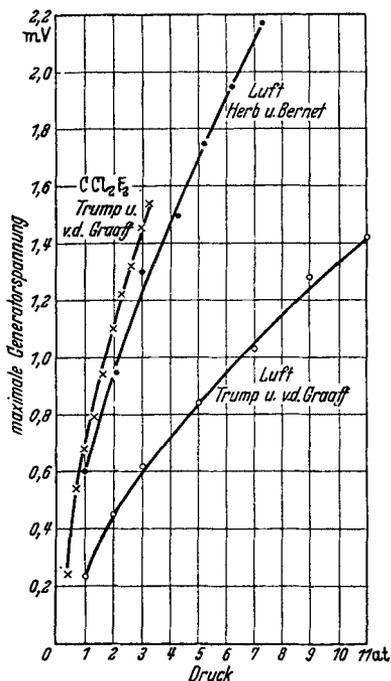


Abb. 6. Maximale Generatorspannung in Luft und Dichlordifluormethan in Abhängigkeit vom Druck. Messung von HERB und BERNET mit Generator Abb. 29. Messung von TRUMP und VAN DE GRAAFF mit Generator Abb. 8.

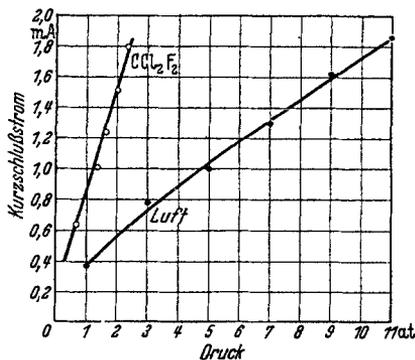


Abb. 7. Kurzschlußstromstärke in Luft und Dichlordifluormethan in Abhängigkeit vom Druck. Messung von TRUMP und VAN DE GRAAFF mit Generator Abb. 8.

durch Koronaverluste bedingt ist, beobachteten JOLIOT, FELDENKRAIS und LAZARD (39) eine Erhöhung ihrer Generatorspannung um das Doppelte, wenn der Zimmerluft Tetrachlorkohlenstoffdampf beigemischt wurde. Eingehende Untersuchungen dieses Effektes wurden von RODINE und HERB (62) und im Anschluß daran von HUDSON, HOISINGTON und ROYT (36) ausgeführt. Es zeigte sich, daß schon kleine Beimischungen von CCl_4 oder CCl_2F_2 die Durchschlagsfestigkeit stark erhöhen. Reines CCl_2F_2 zeigte die dreifache Durchschlagsfestigkeit gegenüber Luft. Ganz ähnliche Werte erhielten auch TRUMP und VAN DE GRAAFF mit ihrem Generator in reiner CCl_2F_2 -Atmosphäre. Ihre Ergebnisse sind auch in Abb. 6 mit angegeben. Allerdings wird CCl_4 , das eine noch höhere Festigkeit als CCl_2F_2 besitzt, durch die Sprühercheinungen

zersetzt und bewirkt eine starke Korrosion an den Metallen (BOUWERS). Wahrscheinlich greift es auch das Isolationsmaterial in höherer Konzentration stark an und ruft eine erhöhte Leitfähigkeit hervor [PARKINSON, HERB, BERNET, MCKIBBEN (58)]. Mit reinem CCl_2F_2 wurden von TRUMP und VAN DE GRAAFF auch nach längerem Funken keine Störungen in ihrer Apparatur beobachtet.

Die Erhöhung des Kurzschlußstroms unter Druck in Luft und in CCl_2F_2 -Atmosphäre wird in Abb. 7 nach Messungen von TRUMP und VAN DE GRAAFF erläutert. Die erhöhte Ladungsdichte auf dem Band kann aber nur in vollem Maß ausgenützt werden, wenn besondere Vorkehrungen getroffen sind. Es hat sich nämlich gezeigt, daß das Band bei hohen Drucken bzw. großer Ladungsdichte in erhöhtem Maß zu Gleitfunken neigt und so eine vorzeitige Strombegrenzung hervorruft, die auch die erreichbare Spannung beeinträchtigt. Diese Erscheinungen wurden von TRUMP und VAN DE GRAAFF geklärt, und von diesen ist auch eine Abhilfe gefunden worden. Infolge der Ladung des Bandes existiert zwischen dem Ringsystem zur Potentialsteuerung und dem Band ein elektrisches Feld. Da der Abstand zwischen den Metallringen und dem Band am Rand klein, in der Mitte dagegen groß ist, so entstehen auf dem gleichmäßig beladenen Band erhebliche Spannungsdifferenzen. Außerdem treten zwischen den hinauf- und herunterlaufenden Teilen des Bandes Spannungsdifferenzen auf, die besonders groß sein können, wenn die Ladungsverteilung auf dem Band nicht ganz gleichmäßig ist, was bei höherem Druck leicht vorkommt. Es können auf dem Band in gleicher Höheschätzungsweise Spannungsdifferenzen von mehreren hundert Kilovolt auftreten, wenn man die erhöhte Ladungsdichte unter Druck berücksichtigt. Diese Spannungsdifferenzen rufen Gleitentladungen hervor, die die Störungen des Ladungstransports veranlassen. Die Vermeidung dieser Störungen geschieht durch Querverbindungsrohre zwischen den Ringen, die in gleichem Abstand der Oberfläche des Bandes gegenüberstehen (Abstand ungefähr 6 mm) (Abb. 8 und 9). Eine derartige Feldsteuerung sorgt ebenfalls für eine gleichmäßige Spannungsverteilung in der Längsrichtung des Bandes und vermeidet auch Entladungen in dieser Richtung. Weiterhin wird auch die in kleinem Abstand eingebaute Röntgenröhre von dem Feld des Bandes abgeschirmt. Ohne diese Einrichtung ist es besonders bei einem eng zusammengebauten Generator nicht möglich, den vergrößerten Stromtransport bei erhöhtem Druck auszunützen und ein störungsfreies Arbeiten zu erzielen. Der beschriebene Generator von TRUMP und VAN DE GRAAFF liefert bei einer Spannung von 1250 kV einen Röhrenstrom von über 1 mA.

Über derartige Störungen durch Gleitfunken auf dem Band bei erhöhtem Druck wurde auch von anderer Seite berichtet. Sie konnten dort nur durch Verringerung der Aufsprühspannung am geerdeten Ende des Generators, d. h. durch eine Verringerung der Ladungsdichte auf dem Band vermieden werden.

In der schon erwähnten Arbeit von NEUBERT (56) und KOSSEL (42) ist außerdem ein Generator beschrieben, bei dem nur die Bänder zur Erhöhung des Stromtransports unter Druck laufen.

Staubgenerator. In Frankreich ist in den letzten Jahren von PAUTHENIER ein elektrostatischer Generator entwickelt worden, bei dem der

Stromtransport durch geladene Staubteilchen in einem starken Luftstrom bewirkt wird [PAUTHENIER und MORAND (59), MORAND und RESKIN (54)]. Es wurden damit Spannungen über 1 MV und Ströme bis $100 \mu\text{A}$ erreicht. Als Ladungsträger dient feine Flugasche, die in Isolationsrohren zwischen Hochspannungselektrode und Erde zirkuliert. Die Beladung und Entladung des Staubes geschieht in einer größeren Zahl von wabenförmigen Kammern,

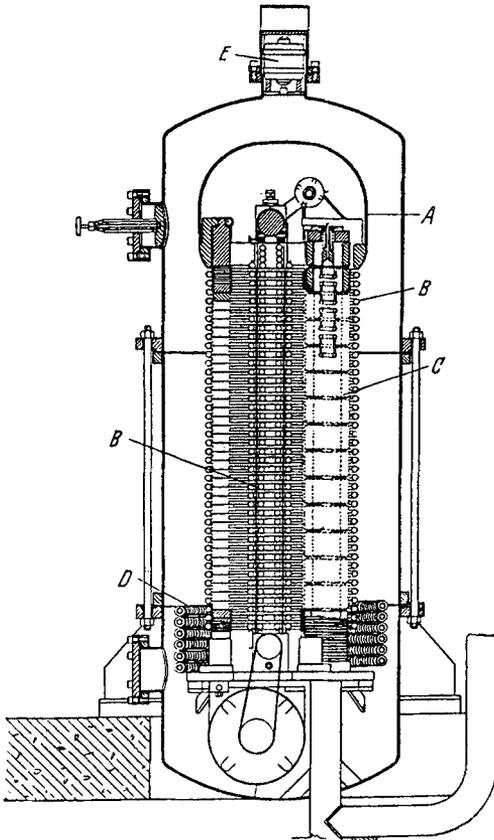


Abb. 8.

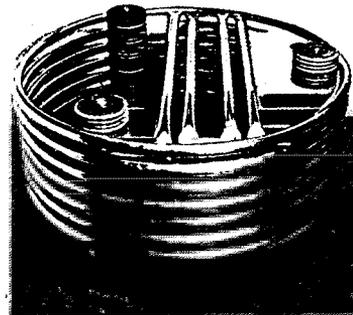


Abb. 9.

Abb. 8. Druckgenerator von TRUMP und VAN DE GRAAFF mit eingebauter Röntgenröhre. Gesamthöhe 2,5 m. Betriebsspannung 1250 kV bei einem Röntgenröhrenstrom von 1 mA (vgl. Abb. 6 und 7). A Hochspannungselektrode, B Potentialsteuerungsringe, C Röntgenröhre, D Kühlschlangen, E Rotationsvoltmeter.

Abb. 9. Potentialsteuerungsringe im Druckgenerator von TRUMP und VAN DE GRAAFF der Abb. 8.

die in das Röhrensystem eingebaut sind. Die erreichbare Hochspannung ist ebenso wie beim Bandgenerator durch den Radius der Hochspannungselektrode bedingt. Die Geschwindigkeit des Luftstroms läßt sich immer so groß wählen, daß die COULOMBSche Abstoßung praktisch keine Begrenzung der Spannung ergibt. Gelingt es, den Strom des Staubgenerators mit einfachen Mitteln noch weiter zu steigern, so könnte er gegenüber dem Bandgenerator gewisse Vorteile mit sich bringen.

Da die Vorgänge bei der Belastung des Kaskadengenerators von BOUWERS und KUNTKE (9) eingehend erörtert wurden, sollen hier nur die Ergebnisse dieser Betrachtungen besprochen werden. Bei Belastung tritt eine gewisse Spannungserniedrigung und eine Welligkeit auf. Da die unteren Kondensatoren mehr zur Welligkeit und zur Spannungserniedrigung beitragen, so verringert man die Kapazitäten von unten nach oben. Allerdings ergibt sich für die beiden Fälle (Welligkeit, Spannungserniedrigung) eine verschiedene, beste Staffelung der Kondensatoren, so daß man eine Kompromißlösung anstreben muß. Verdoppelt man die Kapazität des ersten Kondensators, der sowieso nur die halbe Spannung zu halten hat, so ergibt sich für die Spannungserniedrigung die einfache Beziehung

$$\Delta U = \frac{2}{3} n^3 \frac{i}{fC} \quad \text{für } n \geq 3.$$

Darin ist i der Strom, f die Frequenz des Wechselstroms, n die Zahl der Stufen des Generators und C die Kapazität unter der Annahme, daß alle Kapazitäten gleich sind mit Ausnahme der ersten. Man sieht an dieser Gleichung, daß man die Zahl der Stufen nicht beliebig groß machen kann, da dann der Wert ΔU zu stark zunimmt. Ist die Stufenzahl durch die maximale Sperrspannung der Ventile bedingt (s. weiter unten) so kann man den Spannungsabfall nur durch die Frequenz und die Größe der Kondensatoren beeinflussen. Da man die Kondensatoren aus wirtschaftlichen Gründen nicht zu groß machen möchte, so benutzt man bei den Kaskadengeneratoren meist eine höhere Frequenz des Wechselstroms, die zwischen 200 und 500 Hz liegt. Die Frequenz kann man auch nicht beliebig steigern, da sonst die induktiven Spannungen und kapazitiven Ströme leicht zu Störungen Anlaß geben. In Abb. 11 ist ein neunstufiger Generator der Philips-Werke, Eindhoven zu sehen, der 2 MV gegen Erde liefert. Die Ventile sind umstellbar, so daß positive oder negative Spannung gegen Erde geliefert werden kann. Vier an den Kondensatoren aufgebaute Säulen tragen die oberste Hochspannungselektrode. Diese bewirkt durch ihre breite Ausladung eine starke Feldstärkenverminderung, an den darunter liegenden Teilen, die daher einen kleinen Krümmungsradius besitzen können. Im Vordergrund steht ein ölgefüllter Widerstand zur Spannungsmessung (2000 M Ω). Der Generator enthält 18 Gleichrichterröhren für 225 kV Sperrspannung und Kapazitäten von 0,09 μ F, abnehmend nach oben bis 0,01 μ F. Die Wechselspannung liefert ein Transformator mit 120 kV Scheitelspannung. Die Primärspannung bei 200 Hz wird von einem Motorgenerator geliefert, der die stufenlose Regulierung der Primärspannung gestattet. Aus den angegebenen Kapazitätswerten errechnet sich ein Spannungsabfall von rund 40 kV/mA und eine Welligkeit der Gesamtspannung von 5 kV/mA.

Eine wichtige Rolle spielen beim Kaskadengenerator noch die Eigenschaften der Ventilröhren. Sie sollen eine große Stromdurchlässigkeit, kleinen Spannungsabfall und hohe Sperrspannung besitzen. Die ersten

beiden Bedingungen werden von dem mit Hg-Dampf gefüllten Ventilen der Philips-Werke sehr gut erfüllt. Ihre Sperrspannung beträgt allerdings bis jetzt nur 225 kV, ihr Sättigungsstrom aber rund 1 A. Die kleine Heizleistung der Oxydkathoden von nur 8 W erlaubt aber außerdem eine interessante Lösung der Heizung durch Hochfrequenz, wie sie von

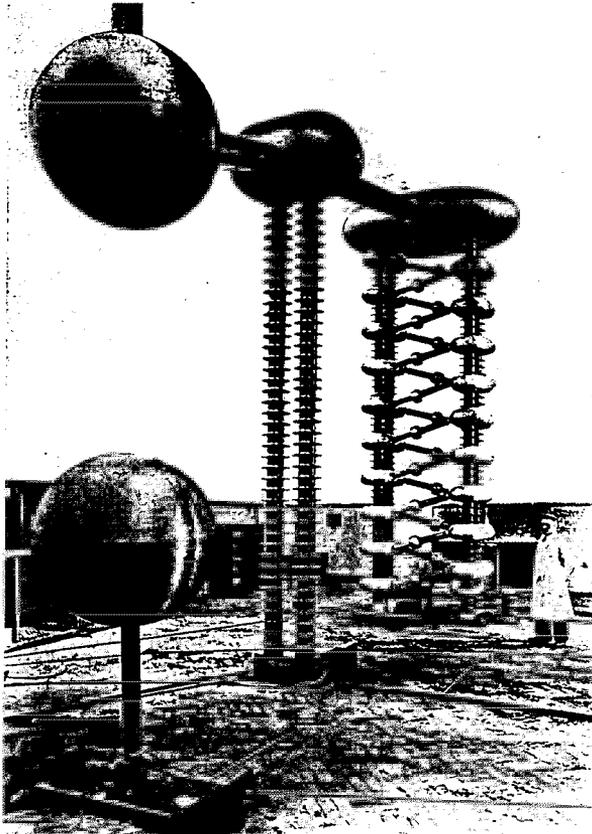


Abb. 11. Kaskadengenerator der Philips-Werke für 2 MV und 5 mA. Gesamthöhe 6,25 m. Im Vordergrund Meßfunkenstrecke und Meßwiderstand.

BOUWERS (8) zuerst angegeben wurde. Das Schema der Hochfrequenzheizung ist in Abb. 12 wiedergegeben. Der Hauptgedanke der Hochfrequenzheizung besteht darin, daß — unabhängig von der hohen Gleichspannung — die in Reihe geschalteten Kondensatoren einen Hochfrequenzstrom führen, der unter Zwischenschaltung kleiner Transformatoren zur Ventilheizung herangezogen wird. Dieser Hochfrequenzkreis ist durch eine stärkere Linie in der Abb. 12 hervorgehoben. Er wird von einem Röhrengenerator von 250 W mit fester Frequenz von 500 kHz gespeist.

Als weiteres Beispiel eines Kaskadengenerators soll die in Abb. 13 wiedergegebene Anlage der Siemens-Werke für das MAX PLANCK-Institut in Berlin-Dahlem kurz besprochen werden. Diese Anlage liefert nach MEHLHORN (53) mit nur 4 Stufen eine Maximalspannung von 1500 kV. Die kleinere Stufenzahl ist durch die Verwendung von Glühventilröhren mit einer Sperrspannung von 400 kV bei 100 mA Sättigungsstrom erreicht. Die Heizung der Ventilröhren geschieht hier durch kleine Dynamomaschinen, die durch isolierende Wellen angetrieben werden.

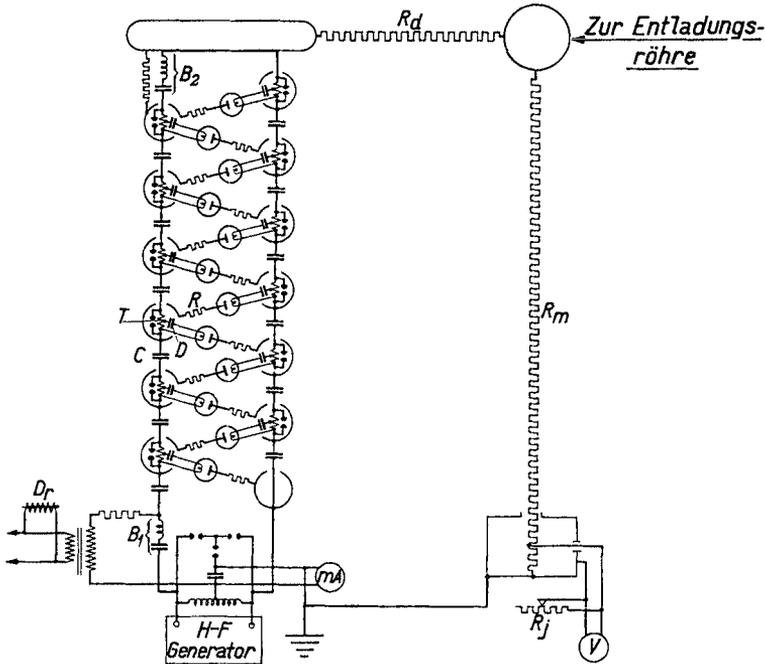


Abb. 12. Schaltung des Kaskadengenerators mit Hochfrequenzheizung der Ventile.

Diese Wellen laufen im inneren Hohlraum der Kondensatoren, die auch hier als Stützen dienen. Der verwendete Wechselstrom hat eine Frequenz von 500 Hz.

Die bekannte Anordnung von COCKROFT und WALTON benutzte selbstgebaute Glühventile, die senkrecht übereinander angeordnet waren. Auf diese Weise konnten sie mit einer gemeinsamen Öldiffusionspumpe dauernd auf Hochvakuum gehalten werden. Die Heizung der Ventile erfolgte durch Akkumulatoren.

3. Andere Verfahren. Schon frühzeitig sind von BRASCH und LANGE Versuche ausgeführt worden, kurzzeitige Spannungstöße für die künstliche Kernumwandlung heranzuziehen. Nach ersten Versuchen, mit Hilfe atmosphärischer Entladungen hohe Spannungstöße zu erzeugen, wurden Versuche mit einem Stoßgenerator nach MARX unternommen. Es zeigte

sich, daß es mit Entladungsröhren, die schichtenweise aus Metall und Isolierstoff aufgebaut sind, möglich ist, mit Spannungen bis 2 MV zu arbeiten. An einer gleichgebauten Apparatur konnten JOLIOT, LAZARD und SABEL (38) Versuche über die Ausbeute an Radiostickstoff (${}^7\text{N}^{13}$) bei der Beschießung von Kohlenstoff mit Deuteronen machen. Aus diesen Versuchen ersieht man, daß derartige Anlagen keinen großen Wirkungsgrad besitzen, wie man auch erwarten muß. Die kurzzeitigen Entladungen

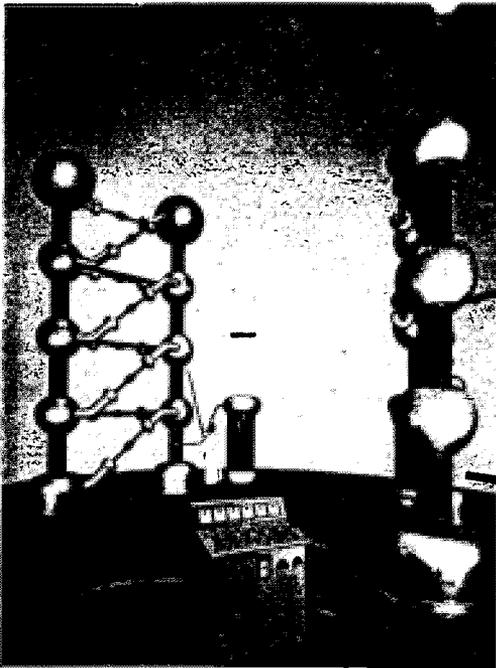


Abb. 13. Ansicht der beiden Kaskadengeneratoren der Siemens-Werke für je 1,5 MV im MAX-PLANCK-Institut, Berlin-Dahlem. Die beiden Generatoren liefern gegeneinander eine Spannung von 3 eMV. Die oberen Kugeln haben einen Durchmesser von 1,5 m, die Gesamthöhe der Anlage beträgt rund 7 m.

des Stoßgenerators sind immer gefolgt von längeren Pausen, die zur Wiederaufladung notwendig sind. Die zur Verfügung stehenden Ströme können bei der kurzzeitigen Entladung bei weitem nicht ausgenützt werden, da man keinen so intensiven Ionen- oder Elektronenstrahl erzeugen und zusammenhalten kann.

Es sind auch einige Anlagen gebaut worden, die als Hochspannungsquelle reine Wechselspannung aus Transformatoren benutzen. Man verzichtet hierbei bewußt auf Homogenität des Ionenstrahls und hat den Vorteil einer sehr einfachen und betriebssicheren Hochspannungsquelle. CRANE und LAURITSEN (18), die eine derartige Anlage zuerst errichtet haben, weisen dar-

auf hin, daß hohe kapazitive Ströme, die bei hohen Spannungen in der Gesamtanlage auftreten, nicht zu vermeiden sind. Dadurch wird bei Spannungen über 1 MV die wirtschaftliche Grenze schon überschritten. Außerdem ist die mittlere Geschwindigkeit der Ionen offenbar wesentlich geringer als die Maximalspannung des Transformators. Längere Versuche von BREIT, TUVE, HAFSTAD und DAHL mit Teslatransformatoren sind von diesen später zugunsten des VAN DE GRAEFF-Generators abgebrochen worden. KOSSEL und Mitarbeiter haben ungedämpfte Schwingungen innerhalb eines Vakuumbehälters zur Erzeugung von Röntgenstrahlen herangezogen. Ebenso hat SLOAN mit einem starken Röhrensender von 70 kW eine Röntgenanlage für 1 MV gebaut. Die Nutzleistung derartiger Anlagen ist aber gering.

Für das physikalische Institut in Kopenhagen ist von der Firma Koch und Sterzel eine Gleichspannungsanlage für 1 MV geliefert worden, die 12 mA liefern kann. Die Schaltung besteht aus mehreren in Serie geschalteten Transformatoren, die je einen Spannungsverdoppelungskreis nach GREINACHER mit 2 Ventilen und 2 Kondensatoren speisen. Außerdem besteht noch die Möglichkeit, mit einem Kondensator für 1 MV einen Spannungsstoß von 2 MV zu erzeugen.

4. Messung der Hochspannung. Die Funkenstrecke ist seit langem der gebräuchlichste Weg zur Messung der Hochspannung. Die Messung sehr hoher Spannungen mit der Kugelfunkenstrecke setzt jedoch eine ganze Reihe von Vorsichtsmaßnahmen voraus, die bereits einen großen Aufwand erfordern. Bei sehr hoher Gleichspannung treten auch bei genügend großen Kugeln anomale Überschläge auf (BOUWERS und KUNTKE), die in der Gegend von 1 MV eine genaue Bestimmung der Spannung auf diesem Wege unmöglich machen. Da für die kernphysikalischen Aufgaben eine dauernde, genaue Kontrolle der Hochspannung wünschenswert ist, so hat die Funkenstrecke kaum Anwendung gefunden, und man hat sich bald nach anderen Wegen umgesehen. Die elektrostatischen Meßinstrumente, die in verschiedenen Ausführungsformen im Handel sind, reichen meist nur bis zu Spannungen von einigen hundert kV und nehmen bei diesen Spannungen auch schon sehr große Abmessungen ein. Ein sehr einfaches Voltmeter, das sich in vielen Fällen sehr gut bewährt hat, ist das Rotationsvoltmeter von KIRKPATRICK (40, 41). Sein schematischer Aufbau ist in Abb. 14 wiedergegeben. Ein geschlitzter Metallzylinder wird im elektrischen Feld der Hochspannung mit konstanter Tourenzahl gedreht. Da jeder Halbzylinder gegenüber der Hochspannungselektrode eine bestimmte Kapazität C besitzt, die bei der Drehung zwischen 0 und C schwankt, kann an den Wendepolen ein Strom I abgenommen werden von der Größe

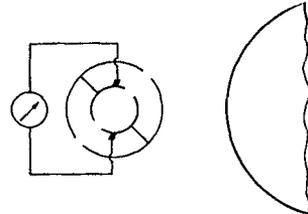


Abb. 14. Schema der Arbeitsweise des Rotationsvoltmeters.

$$I = \sqrt{2} C V n,$$

worin V den Wert der Hochspannung bedeutet und n die Tourenzahl. Der abgenommene Strom, der bei genügender Länge des Zylinders mit einem Mikroamperemeter gemessen werden kann, ist also der Spannung direkt proportional. Das Instrument muß allerdings geeicht werden, da eine Absoluteichung zu schwierig erscheint. Aber diese Eichung kann in dem Bereich der niederen Hochspannung geschehen, wo heute eine Reihe von guten elektrostatischen Meßinstrumenten zur Verfügung steht. Außerdem bietet die Kernphysik mit verschiedenen Resonanzprozessen ein ausgezeichnetes Mittel, Spannungseichungen sehr genau durchzuführen. So nimmt die γ -Strahlung bei der Beschießung von Li

mit Protonen bei einer Spannung von 440 kV an Intensität außerordentlich zu. Besonders geeignet ist auch die γ -Strahlung bei der Beschießung von Fluor mit Protonen. Hier treten sehr scharfe Resonanzen auf, die von HERB und Mitarbeiter (58) sehr genau ausgemessen wurden. Die Prüfung der Proportionalität der Instrumente ist weiterhin möglich durch den Nachweis einer derartigen Resonanzstelle mit den H_1 - und H_2 -Ionen, da die Resonanzstelle mit den H_2 -Ionen bei genau der doppelten Spannung auftreten muß.

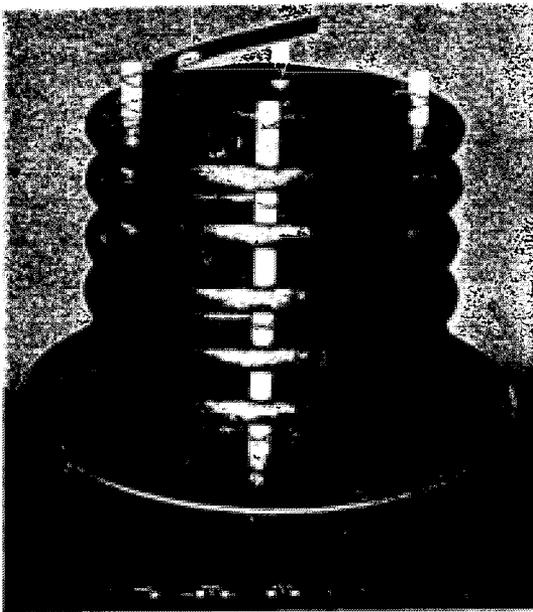


Abb. 15. Aufbau des Hochohmwiderstandes zur Messung der Hochspannung von TUVE, HAFSTAD und DAHL.

VAN DE GRAAFF). Derartige Voltmeter sind an den Anlagen zu sehen, die in Abb. 8 und 24 wiedergegeben sind.

Es ist noch wichtig darauf hinzuweisen, daß die Rotationsvoltmeter an einer solchen Stelle gegenüber der Hochspannungselektrode anzubringen sind, wo keine Sprühentladungen auftreten und möglichst auch keine Isolatoren in der Nähe sind, die sich unbestimmt aufladen können. Sowohl die Sprühentladungen als auch die Isolatoren können Feldverzerrungen hervorrufen, die die Angaben der Voltmeter fälschen.

Eine absolute Messung der Hochspannung ist mit einem Hochohmwiderstand möglich. Derartige Widerstände, die natürlich vollkommen sprühsicher gebaut sein müssen, sind neuerdings oft mit gutem Erfolg zur Anwendung gekommen. TUVE, HAFSTAD und DAHL (76) haben einen derartigen Hochohmwiderstand aus tausend $10\text{-M}\Omega$ -Widerständen angefertigt. Sein Aufbau ist aus Abb. 15 zu ersehen. Der ganze Widerstand befindet sich in einer Hartpapierröhre (Abb. 26), die zur Prüfung

Das Rotationsvoltmeter ist auch in der Form abgeändert worden, daß vor zwei oder mehreren festen Kreis-sektoren zwei oder mehrere bewegliche Kreis-sektoren rotieren. Die auf diese Weise hervorgerufene Kapazitätsänderung der festen Sektoren gegenüber der Hochspannungselektrode ruft einen Wechselstrom hervor, der direkt über einen Verstärker gemessen oder nach Gleichrichtung mit einem Mikroampere-meter abgelesen werden kann (TRUMP, SAFFORD,

der Koronafreiheit immer mit CCl_4 -Dampf versetzt werden konnte. Nach der Eichung des Widerstandes wurde die Spannung mit Hilfe des Stroms gemessen. BOUWERS und KUNTKE (9) haben einen Hochohmwiderstand konstruiert (Abb. 11), der vollständig in Öl eingebettet ist. Das Öl wird außerdem dauernd in Zirkulation gehalten, damit keine Temperaturunterschiede auftreten können. Die Spannung wird hier durch Spannungsteilung am unteren Teil des Widerstandes mit einem elektrostatischen Präzisionsinstrument abgelesen. Hiermit ergibt sich eine Absolutbestimmung ohne Widerstandseichung, wenn die Gewähr vorhanden ist, daß alle Teilwiderstände den gleichen Wert besitzen.

Eine Messung der Hochspannung läßt sich auch durch die Reichweite der beschleunigten Teilchen in Luft durchführen oder durch die Bahnkrümmung in einem bekannten magnetischen Feld.

III. Röhrenkonstruktionen.

5. Ionenquellen. Zur Beschleunigung der Ionen findet fast ausschließlich das WIENSche Nachbeschleunigungsverfahren Anwendung. Hier ist der Entstehungsraum der Ionen (Ionenquelle) von dem Beschleunigungsraum durch einen dünnen Kanal getrennt, der für die notwendige Druckdifferenz in den beiden Räumen sorgt. Die Ionenquelle ist von Anfang an ein Gegenstand vielseitiger Vorschläge und Untersuchungen gewesen. Trotzdem kann man nicht sagen, daß die Aufgabe einer allen Forderungen genügende Ionenquelle heute schon gelöst wäre. Die Forderungen, die man an eine ideale Ionenquelle stellen muß, sind folgende: 1. Große Ionenströme bei kleinem Gasverbrauch; 2. geringer Energieaufwand, also gute Ausbeute; 3. großer Anteil der Atomionen im Strahl; 4. homogene Geschwindigkeit der austretenden Ionen.

Die heute in Gebrauch befindlichen Ionenquellen kann man in zwei Typen aufteilen. Der erste Typ benutzt zur Erzeugung eines intensiven Ionenstrahls eine Kanalstrahlröhre, die zweite einen Niedervoltbogen. Für beide Typen sind die Angaben in der Literatur über Ausbeute und Zusammensetzung des Ionenstrahls oft widersprechend. Dies hängt zunächst damit zusammen, daß die Form der Entladung in starkem Maß von der geometrischen Anordnung des Entladungsraumes abhängig ist und weiterhin noch eine Reihe von Einflüssen wie Reinheit des Gases, Wasserdampfzusätze, Zustand der Oberfläche des Entladungsraumes u. a. eine Rolle spielen, die noch nicht genügend geklärt ist. So ist es nur möglich, eine Reihe von experimentellen Befunden aufzuzählen, ohne die oft zutage tretenden Widersprüche ganz aufklären zu können.

Die Kanalstrahlröhre als Ionenquelle wird heute meist ganz in Metall ausgeführt, wie sie zuerst von OLIPHANT und RUTHERFORD (57) angegeben wurde. Einen ähnlichen Aufbau zeigt auch schon die von LUKANOW und SCHÜTZE (52) angewandte Kanalstrahlröhre für ihren Massenspektrograph. Diese Ionenquelle besteht aus zwei ineinander geschobenen

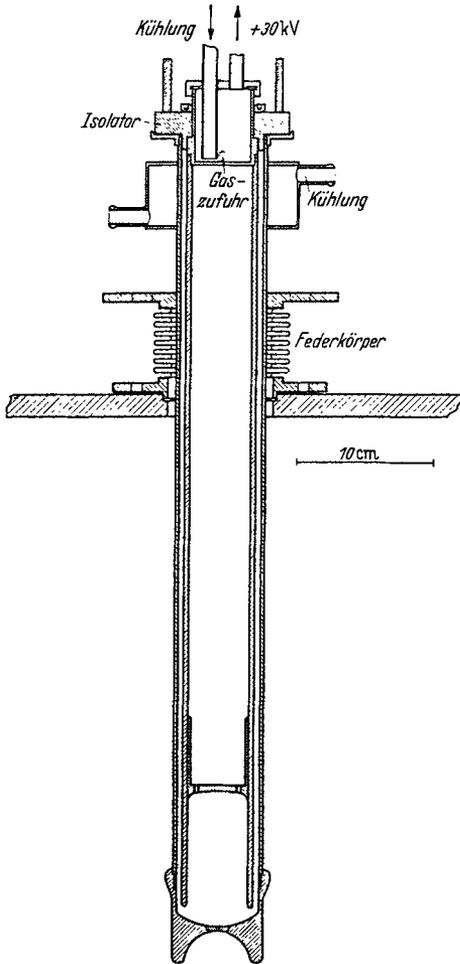


Abb. 16. Ionenquelle von BOTHE und GENTNER. Betriebsbedingungen 30 kV, 3 mA, austretender Ionenstrahl 100 μ A.

Ausgezeichnet bewährt hat sich an vielen Stellen das Ventil nach FOWLER (25), das einfach aus einem zusammengeplatteten Neusilberrohr besteht. Durch Biegen dieses Rohres kann die Gaszufuhr in sicherer und reproduzierbarer Form geregelt werden. Oft wird auch die Gaszufuhr mit der elektrischen Heizung eines Palladiumrohres eingestellt.

Die Größe des Kanals wird so gewählt, daß der notwendige Druck (10^{-1} bis 10^{-2} mm Hg) in der Ionenquelle ohne zu großen Gasverbrauch

sich keine Entladung in diesem Raum ausbilden kann (Abstand ~ 4 mm, vgl. Abb. 16). Bei diesen Ionenquellen ist es von besonderer Bedeutung, daß die beiden Rohre sehr gut gegeneinander zentriert sind, da sich im Betrieb in der Mitte ein enges Entladungsbündel ausbildet und die Ausbeute somit in starkem Maß von der Stellung des Kanals abhängig ist. Aus diesem Grunde sind diese Ionenquellen oft so konstruiert worden, daß die beiden Rohre gegeneinander verstellt werden können, damit man während des Betriebes, die Stellung mit der größten Ausbeute aufsuchen kann [BALDINGER, HUBER und STAUB (4), REDDEMANN (61)]. Die angelegte Spannung beträgt zwischen 10 und 60 kV. Mit zunehmender Spannung steigt die Ausbeute steil an, da sich das Entladungsbündel enger zusammenschnürt und so ein größerer Teil des Ionenstrom durch den Kanal austreten kann.

Die Veränderung der Stromstärke erfolgt in einfacher Weise durch die Regulierung der Gaszufuhr mit einem Nadelventil.

aufrechterhalten wird und andererseits das durchströmende Gas in der Nachbeschleunigungsröhre genügend schnell abgesaugt werden kann. Der Strömungswiderstand derartiger Kanäle ist ungefähr der dritten Potenz des Radius umgekehrt proportional. Nähere Angaben darüber finden sich bei CLAUSING (14).

Der Entladungsraum wird nach der Anodenseite hin oft durch einen Deckel verschlossen, der nach SEEMANN und ORBAN (66) eine verstärkte Ionisation durch reflektierte Elektronen herbeiführen soll. Diese Wirkung wird von HAILER (30) bestritten, der darauf hinweist, daß der Entladungsraum mindestens eine Längenausdehnung von rund 20 cm bei 20 kV besitzen soll. Größere Längen haben keinerlei Einfluß auf die Ausbeute, während bei zu kleinem Entladungsraum die Ausbeute absinkt.

Als Beispiel einer derartigen Ionenquelle sei zunächst die Kanalstrahlröhre beschrieben, die wir seit mehreren Jahren mit gutem Erfolg in Benutzung haben (Abb.16). Sie besteht aus zwei Eisenrohren, die einen Abstand von 4 mm gegeneinander besitzen. Das äußere Rohr ist unten durch einen Al-Kopf verschlossen, der einen Kanal von 3 mm Länge und 1 mm Durchmesser trägt. Die Isolation zwischen den beiden Rohren wird am

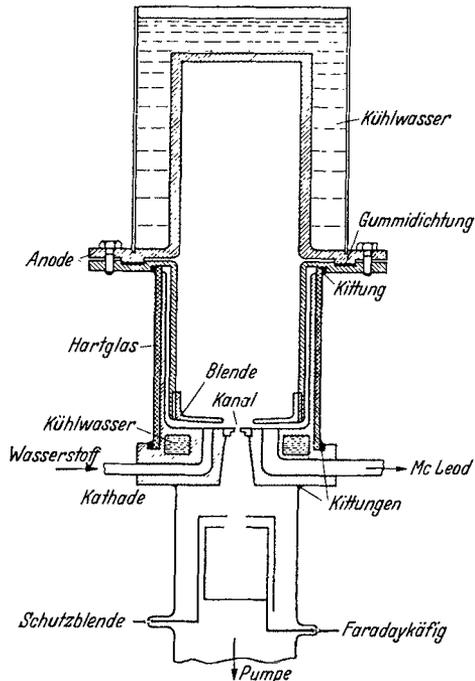


Abb. 17. Ionenquelle von HAILER mit Blende zur Ionenkonzentration.

oberen Ende durch einen Duranglasring besorgt. An dieser Stelle treten oft gewisse Schwierigkeiten auf, da sich leicht kleine Bogenentladungen ausbilden, die die Isolation zerstören. Durch genaues Arbeiten dieses Teiles und saubere Vernicklung oder Verchromung lassen sich diese Störungen aber vermeiden. Die Kühlung der Ionenquelle geschieht durch Preßluft. Bei einer Spannung von 30 kV und einer Entladungsstromstärke von 3 bis 4 mA liefert diese Kanalstrahlröhre Ionenströme bis 100 μ A. Der Gasverbrauch beträgt rund 0,1 l (760 mm Hg) pro Stunde. Als Kanalstrahlröhre für wesentlich höhere Ionenströme hat sich die Ionenquelle nach BOUWERS, HEYN und KUNTKE (11) offenbar gut bewährt. Ihr Aufbau ist im wesentlichen derselbe. Die einzelnen Teile bestehen aus Chrom-Nickel-Stahl. Die beiden

Stahlrohre werden einfach durch einen angeschmolzenen Glasring voneinander isoliert. Die Ausbeute der Ionenquelle ist aus dem Diagramm der Abb. 18 zu ersehen. Eine Verbesserung der Ausbeute hat HAILER (Abb. 17)

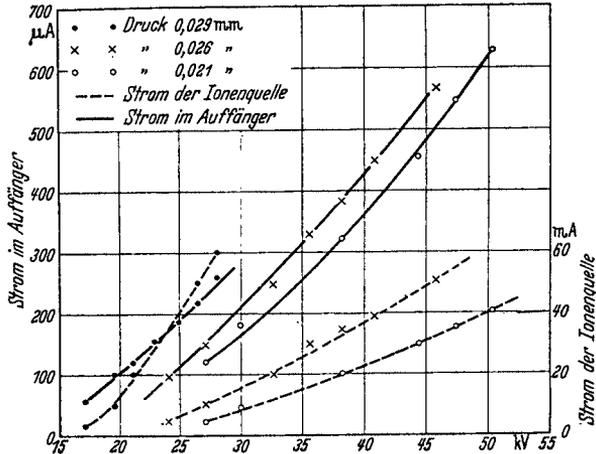


Abb. 18. Ausbeutekurve für die Ionenquelle nach BOUWERS, HEYN und KUNTKE in Abhängigkeit von der angelegten Spannung.

durch den Einbau einer Blende erreicht, wodurch das Entladungsbündel noch enger zusammengeschnürt wird. Ein Beispiel seiner Ausbeuteangaben ist in der nächsten Abb. 19 wiedergegeben. Allerdings ist

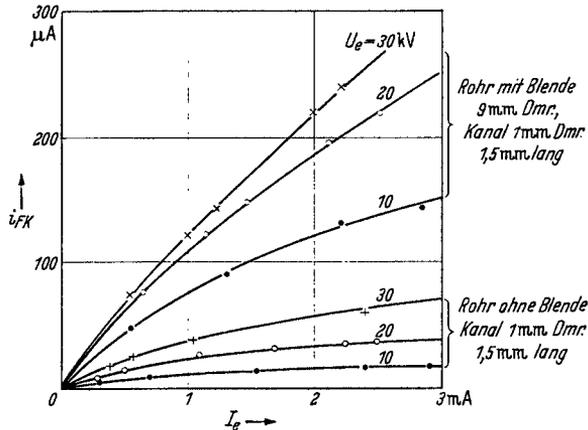


Abb. 19. Ausbeutekurve für die Ionenquelle von HAILER der Abb. 17.

die Frage noch nicht geklärt, ob diese Blende auch bei einem engen Entladungsraum noch Vorteile mit sich bringt.

Nach den Untersuchungen von SCHÜTZE (64) entstehen in der Entladung primär fast ausschließlich H_2 -Ionen. Die gewünschten Atomionen entstehen erst durch Zerfall der Molekülonen bei Gasstößen und Um-

ladung. Zur Erzielung eines großen Anteils der Protonen im austretenden Strahl soll es dahergünstiger sein, einen längeren weiten Kanal zu benützen, da die Molekülionen, die erst kurz vor der Kathode gebildet werden, auf dem längeren Weg unter erhöhtem Druck mehr Gelegenheit besitzen in Atomionen zu zerfallen. So findet SCHÜTZE, daß für die HAILERSchen Ionenquellen bei steigender Entladungsstromstärke, also mit steigendem Druck der Anteil der Protonen von 1,4% auf 25% ansteigt. BOUWERS, HEYN und KUNTKE (11) finden für ihre Ionenquelle einen Anteil von 35% der Protonen. In dem untersuchten Bereich (Abb. 18) hatten die veränderten Entladungsbedingungen keinen wesentlichen Einfluß auf die Strahlzusammensetzung. An unserer eigenen Ionenquelle, die allerdings mit kleineren Strömen arbeitet, haben wir aus Messungen an Resonanzstellen von Kernreaktionen geschlossen, daß der Anteil der Protonen im Strahl ungefähr doppelt so groß ist, wie der Anteil der Molekülionen. Außerdem haben wir festgestellt, daß bei Einbau einer HAILERSchen Blende zwar die Ausbeute zunimmt, dafür aber der Anteil der Molekülionen im Strahl so stark anwächst, daß die Blende keinerlei Vorteil mit sich bringt. Inwieweit man allerdings diese Beobachtung verallgemeinern darf, kann bis jetzt nicht gesagt werden. Es ist möglich, daß bei größeren Stromstärken die Verhältnisse wesentlich günstiger für die HAILERSche Blende werden.

Die Geschwindigkeit des austretenden Ionenstrahls ist keineswegs einheitlich. Die mittlere Geschwindigkeit beträgt 40—60% der angelegten Spannung. Bei Verwendung der Blende beobachteten wir eine deutliche Zunahme der mittleren Geschwindigkeit. Über die Entstehung verschiedener diskreter Geschwindigkeitsgruppen ist von SCHÜTZE berichtet worden.

Im ganzen gesehen bietet die Kanalstrahlröhre eine zuverlässige und einfach zu handhabende Ionenquelle, die Ströme bis über 1 mA liefern kann. Sie besitzt den Nachteil der inhomogenen Geschwindigkeit der Ionen. Man ist daher genötigt z. B. bei der Ausmessung von Resonanzstellen von Kernreaktionen entweder die Spannung an der Ionenquelle stark herabzusetzen oder eine magnetische Geschwindigkeitsausblendung vorzunehmen, die ebenfalls einen starken Intensitätsverlust mit sich bringt (vgl. Ende Ziffer 6).

Mit gutem Erfolg sind an vielen Anlagen Ionenquellen benutzt worden, bei denen die Ionen aus einem Kapillarbogen herausgezogen werden. Über diese Art von Ionenquellen ist besonders von LAMAR u. a. (44) gearbeitet worden. Eine derartige Ionenquelle ist schematisch in der nächsten Abb. 20 zu sehen. Mit Hilfe einer Oxydkathode großer Emission wird in der Kapillare eine Bogenentladung großer Stromstärke (0,2 bis 2 A), bei einer Betriebsspannung von rund 50 V aufrechterhalten. Aus dem Plasma treten durch Diffusion mit dem Gasstrom und durch Herausziehen mit einem elektrischen Feld die Ionen in ein elektrisches Linsensystem, in dem sie zu einem Strahl zusammengebündelt werden.

Der Raum der Bogenentladung ist entweder aus Hartglas, Quarz oder Metall gebildet. Ein großer Nachteil dieser Ionenquellen war bisher,

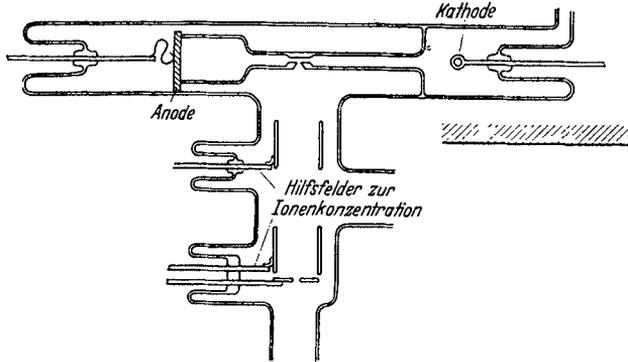


Abb. 20. Ionenquelle mit Niedervoltbogen nach LAMAR, BUECHNER und COMPTON. Durchmesser der Hartglaskapillare 3,5 mm. Mit einer Stromstärke von 0,2 A wird mit einem Loch von 0,5 mm ein Ionenstrom von 60 μ A erzielt. Mit feuchtem Wasserstoff ist der Protonenanteil bis zu 80%.

daß der austretende Ionenstrahl zum überwiegenden Teil (80—90%) aus Molekülionen bestand. Neuerdings wird aber berichtet, daß es gelungen ist, mit Hartglaskapillaren und Wasserdampfzusatz [LAMAR,

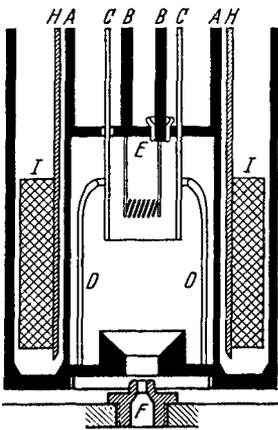


Abb. 21. Ionenquelle mit Niedervoltbogen und Magnetfeld nach WEISS und WESTMEYER. *A* gekühltes Kupferrohr, *B* Zuleitung zur Oxydkathode, *C* Quarzrohr, *D* Glashaube, *E* Kupferteller, *F* Austrittsdüse (2 mm), *H* Messingrohr, *I* Magnetspule für 500 Gauß, Bogenstrom max. 2 A bei 30—60V; Ionenstrom max. 250 μ A.

BUECHNER, COMPTON (44)] den Anteil der Atomionen bis auf 60—90% zu steigern. Gute Ausbeute an Atomionen (50%) liefern auch Metallkapillaren mit dünnem Glasüberzug [GETTING, FISK und VOGT (26)], die eine gute Wärmeableitung ermöglichen. Ebenso soll die Behandlung der Oberfläche von Metallkapillaren mit Phosphorsäure (BUECHNER) den Atomionenanteil auf 90% steigern. Da es heute auch gelingt Oxydkathoden großer Lebensdauer herzustellen, so werden diese Ionenquellen wohl noch eine größere Verbreitung finden. Sie bieten für manche Messungen den großen Vorteil, daß die austretenden Ionen praktisch gleiche Geschwindigkeit besitzen.

Eine Ionenquelle mit Oxydkathode und Magnetfeld zur Konzentration des Ionenstrahls und zur Herabsetzung der Bogenspannung, ist von WEISS und WESTMEYER (77) beschrieben worden (Abb. 21). Diese Ionenquelle besitzt den Vorteil, daß die Herabsetzung der Bogenspannung eine Schonung der Oxydkathode zur

Folge hat, und die Ionen ohne Anwendung elektrischer Hilfsfelder in die Beschleunigungsröhre gelangen. Sie liefert Ionenströme bis 250 μ A. Der Atomionenanteil wird auf 30% geschätzt. Eine starke Ionenquelle mit

Metallkapillarbogen, die Ionenströme bis 4 mA liefert, ist von ZINN (84) beschrieben worden. Sie ähnelt einer älteren Konstruktion von TUVE, HAFSTAD und DAHL.

Mit der Erzeugung positiver Ionen und der Entfernung der gebildeten Ionen aus dem Ionisationsbereich haben sich SMITH und SCOTT (70) in einer theoretischen Arbeit beschäftigt. Auf Grund ihrer Ergebnisse hat SCOTT (70) eine Ionenquelle gebaut, bei der ein intensiver Elektronenstrahl ein begrenztes Gasvolumen trifft. Ionenstrahlen bis 4 mA konnten so erzielt werden. Durch geeignete Wahl der Elektronengeschwindigkeit und des Gasdrucks wird, wie SCOTT berichtet, der Atomionenanteil bis auf 80% gesteigert. Bei der Benutzung von Helium erreicht man einen Anteil der He^{++} -Ionen bis zu 5%. In einer neuerdings beschriebenen Ionenquelle von FINKELSTEIN (24) werden riesige Ionenströme bis zu 150 mA dadurch erreicht, daß die Elektronen in einem Gasvolumen oszillieren und so eine besonders starke Ionisierung hervorrufen. Mit diesen letzteren Ionenquellen liegen allerdings noch keine Erfahrungen in Beschleunigungsrohren hoher Spannung vor.

Die Speisung der Ionenquelle erfolgt meist über eine Dynamo, die durch eine isolierende Welle oder Riemen angetrieben wird. Bei manchen Bandgeneratoren ist auch das Band selbst gleichzeitig zum Antrieb der Dynamo herangezogen worden.

6. Beschleunigungssystem. Nachdem die Ionen ihre Quelle verlassen haben ist es die Aufgabe der Nachbeschleunigungsrohre ihnen die notwendige Geschwindigkeit zu geben und den Ionenstrahl zu einem engen Bündel zusammenzuschnüren. Die Fokussierung des Ionenstrahls in der Röhre kommt dadurch zustande, daß jede Beschleunigungsstufe, die aus zwei gegenüberstehenden Zylinderelektroden besteht, ein System einer elektrischen Sammellinse bildet. Da aber der Ionenstrahl beim Durchgang durch die Beschleunigungsstufe seine Geschwindigkeit vergrößert, so ist die Wirkung der Sammellinse größer als die der anschließenden Zerstreuungslinse.

Die Ionenoptik in Beschleunigungsrohren ist theoretisch von HANSEN und WEBSTER (31) behandelt worden. Im Zusammenhang mit dieser Arbeit haben KIRKPATRIK und BECKERLEY (41) den Verlauf des elektrischen Feldes für verschiedene Abstände und Durchmesser der Beschleunigungszyylinder experimentell ausgemessen. Für einen kleinen Öffnungswinkel des Ionenbündels ist hiernach die Brennweite f von der Größenordnung $1/\gamma^2$ multipliziert mit dem Durchmesser der Linse. Hierbei ist $\gamma = \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1}$ und V_1 die kinetische Energie der Teilchen vor der Linse und V_2 die kinetische Energie hinter der Linse. Außerdem nimmt die Brennweite mit größerem Abstand der Zylinderelektroden etwas zu. Nimmt man den praktisch häufigen Fall, daß sich zwei Zylinderelektroden nahe gegenüber stehen und der Radius R klein gegen ihre Länge ist, so ist die Brennweite

$$f = 0,764 \left(\frac{\varepsilon + 2}{\varepsilon + 1} \right)^2 \frac{R}{\gamma^2} .$$

Darin ist ε die Energie des Teilchens in der Mitte der Linse, ausgedrückt in der Einheit $m_0 c^2$, jedoch ohne seine Ruheenergie.

Diese Formel ist von ALLEN und WILLIAMS (2) experimentell an einer 5-stufigen Röhre nachgeprüft worden. Sie fanden, daß sich die Ergebnisse

besser durch die empirische Beziehung

$$f = \frac{2,8 R}{(1 + 2\gamma^4) \cdot \gamma^2}$$

wiedergeben lassen¹⁾.

Bei höheren Spannungen wählt man meist eine mehrstufige Beschleunigung, wobei eine Stufe nicht mehr als 500 kV Spannungsdifferenz aufweisen soll, da sonst kalte Elektronenentladungen auftreten können. Eine Aufteilung der Beschleunigungsröhre in sehr viele Stufen (75 kV je Stufe bei TUVE, HAFSTAD und DAHL, Abb. 26) hat den Vorteil, daß die Röhre beim erstmaligen Einschalten schneller entgast ist. Dafür hat sie aber den Nachteil der sehr vielen Vakuumdichtungen. Gerade bei der Verwendung großer Ionenströme und der Ionenquelle nach OLIPHANT (57) ist es notwendig

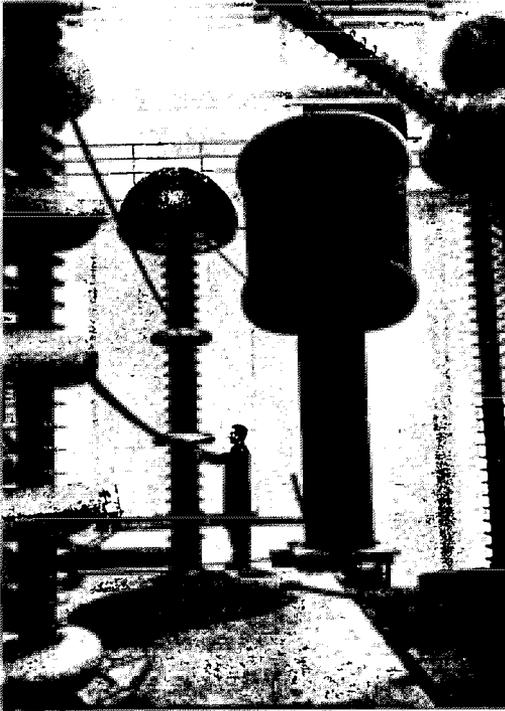


Abb. 22. Beschleunigungsröhre im Cavendish Laboratorium von OLIPHANT, DEE und BURCHAN für 1,2 MV. Die Röhre besteht aus drei Porzellanzylindern von je 1,2 m Länge und 30 cm Durchmesser. Die Beschleunigung der Ionen geschieht in drei Stufen, bei einer Stromstärke von 300 μ A abgelenkten Deuteronenstrom. Rechts von der Röhre befindet sich das Hochspannungsaggregat zum Betrieb der Ionenquelle (60 kV).

an der ersten Beschleunigungsstufe eine möglichst große Spannungsdifferenz zu haben, um die schnellen Kanalstrahlen zu einem engen Bündel zusammenzuziehen, so daß in diesem Fall eine Röhre mit wenigen Beschleunigungsstufen vorzuziehen ist. So hat die Röhre für 1,2 MV im Cavendish Laboratorium (Abb. 22) nur 3 Beschleunigungsstufen, ebenso die Röhre im hiesigen Institut (Abb. 27). Die Ionenquelle muß dann auf einem möglichst langen Federkörper ruhen, um

¹⁾ Anmerkung bei der Korrektur. In einer inzwischen erschienenen Arbeit von WELLS, HAXBY, STEPHENS u. SHOUPP [Phys. Rev. 58, 162, (1940)] werden die Fokussierungsbedingungen in der großen Röhre des Westinghouse-Druckgenerators (Abb. 33 und 34) eingehend erörtert und die experimentellen Erfahrungen mitgeteilt.

die beste Fokussierung durch Abstandsveränderung in der ersten Beschleunigungsstufe auffinden zu können. Außerdem ist es von Vorteil, den ersten Beschleunigungszylinder nachträglich im Betrieb von außen justieren zu können, um den Strahl genau in die Mitte zu bringen. Die Potentialsteuerung der einzelnen Beschleunigungsstufen erfolgt entweder direkt durch den Generator (Abb. 22) oder durch Sprühentladung entlang der Röhre. Für die Messung von Anregungsfunktionen ist es außerdem wichtig, eine gleichmäßige Fokussierung des Ionenstrahls in einem großen Spannungsbereich zu gewährleisten. Bei langen Röhren muß man dann im Fall von kleinen Beschleunigungsspannungen den ersten Stufen bereits die volle Hochspannung erteilen.

Als Material für die Röhre wurde früher meist Glas verwendet. Bald aber ist man zu Porzellan übergegangen, das eine größere mechanische und elektrische Festigkeit besitzt. Durch die äußeren Wülste an den Porzellankörpern lassen sich auch die Außenüberschläge und Gleitfunken vermeiden. Gute Erfahrungen sind auch mit Kunststoffen gemacht worden, z. B. liefert Philips Teile aus „Philit“ mit Durchmessern von 18 und 28 cm, die zusammengeschraubt werden können.

Durch das Auftreffen der Ionen an den Wandungen der Beschleunigungszylinder entstehen Sekundärelektronen, die in entgegengesetzter Richtung beschleunigt werden und eine starke Röntgenstrahlung verursachen. Zur Verringerung dieses Sekundärelektronenstroms, der auch eine zusätzliche Beanspruchung der Anlage zur Folge hat, werden die unteren Enden der Beschleunigungszylinder oft mit Blenden versehen, worauf schon COCKROFT und WALTON hingewiesen haben.

Da es Schwierigkeiten mit sich bringt, einen intensiven Ionenstrahl auf größere Länge zusammenzuhalten, haben STEPHENS und LAURITSEN (71) zuerst eine Röhre gebaut, bei der die einzelnen Beschleunigungsstufen ineinandergeschachtelt sind, so daß der Ionenweg erheblich verkürzt wird (Abb. 23).

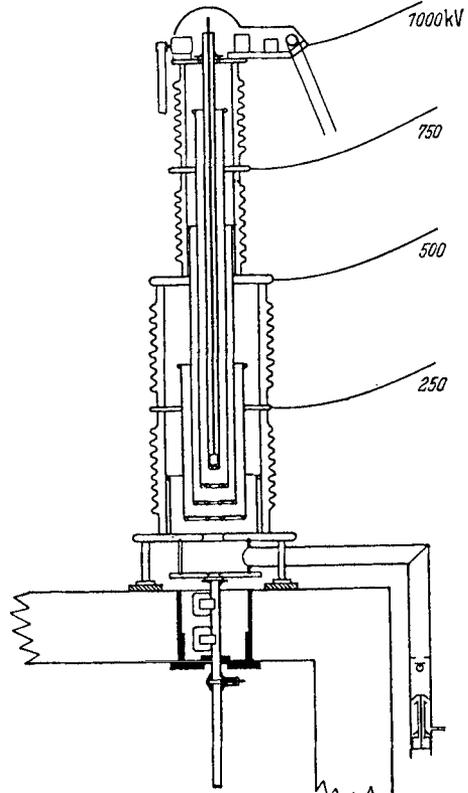


Abb. 23. Röhrenkonstruktion von STEPHENS und LAURITSEN mit kurzer Beschleunigungsstrecke für die Ionen.

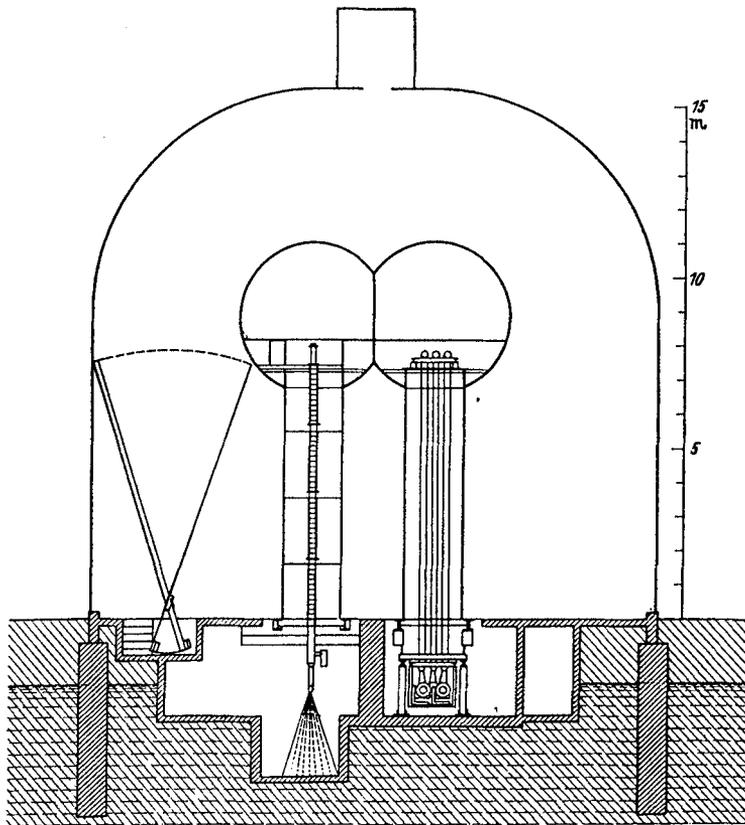


Abb. 24. Schema der Anlage in Cambridge (Mass.) von VAN DE GRAEFF und Mitarbeiter. Kugeldurchmesser 4,5 m. Maximale Spannung 2,4 MV, max. Strom des Generators 2,1 mA. Links befindet sich der Rechen zur Spannungsregulierung, in dem oberen Kasten das Rotationsvoltmeter.

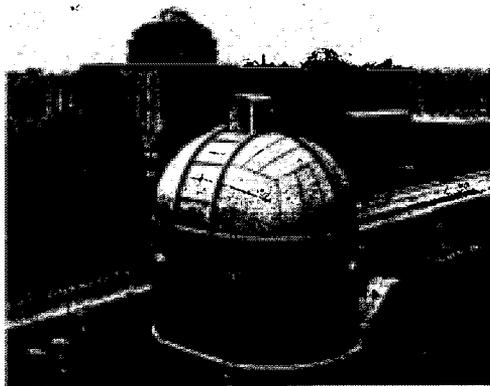


Abb. 25. Äußere Ansicht der Hochspannungshalle von Abb. 24. Die Halle ist aus Stahlblechen aufgebaut; die Eisenträger befinden sich außen, so daß innen eine glatte Oberfläche zustande kommt.

Die lichte Weite der Beschleunigungsröhre muß so gewählt sein, daß sie als Pumpleitung keinen erheblichen Widerstand besitzt. Man benutzt daher oft Durchmesser von 20 bis 40 cm. Als Pumpen dienen jetzt fast ausschließlich Öldiffusionspumpen mit großer Sauggeschwindigkeit. Das Vakuum in der Röhre soll möglichst in der Nähe von 10^{-5} mm Hg gehalten werden, da sonst bei langen Röhren schon Umladungen der Ionen an Gasmolekülen auftreten. Am unteren Ende der Röhre befindet



Abb. 26. Bandgenerator von TUVE, HAFSTAD und DAHL mit Entladungsröhre für 1,2 MV bei einem Kugeldurchmesser von 2 m. In dem linken Rohr auf dem Gestell befindet sich der Hochohmwiderstand zur Spannungsmessung.

sich meist ein seitliches Fenster, durch das man die Fokussierung des Ionenstrahls auf einer drehbaren Quarzplatte beobachten kann. Die anschließende Bestrahlungskammer wird immer mit einer Vakuumschleuse gegen die Röhre gebaut, damit man die Bestrahlungssubstanz im Betrieb leicht auswechseln kann. Als Verschuß dient entweder ein drehbarer Hahn mit genügend großer Bohrung oder ein seitlich einschiebbarer Konus, der einen Federkörper als Vakuumdichtung trägt. Bei großer Energie des Ionenstrahls muß für eine ausreichende Kühlung des Brennflecks Sorge getragen werden; auch darf der Brennfleck nicht zu klein sein, da er sonst die Bestrahlungssubstanz durchsticht. Man wählt meist

Brennflecke von einigen Millimeter Ausdehnung. Der Austritt von Sekundärelektronen aus der Bestrahlungskammer wird durch Anlegen eines kleinen Gegenfeldes von rund 100 V oder durch ein senkrecht zum Strahl gerichtetes Magnetfeld verhindert.

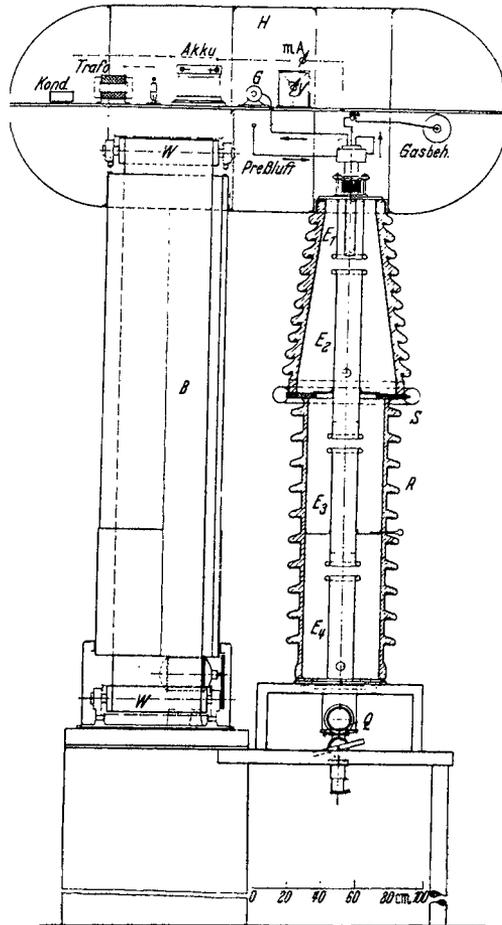


Abb. 27. Schema der Anlage von BOTHE und GENTNER. Durchmesser der Hochspannungselektrode 1,2 m. Maximale Spannung 950 kV. *W* Walzen; *B* Band; *R* Röhre; *E*₁, *E*₂, *E*₃, *E*₄ Beschleunigungselektroden; *S* Schliffe zur Justierung der Elektrode *E*₂ von außen; *Q* bewegliche Quarzplatte.

Vor dem Eintritt in die Bestrahlungskammer wird der Strahl in vielen Fällen noch einer magnetischen Analyse unterworfen, um die Atomionen von den Molekülionen zu trennen. Durch Ablenken des Strahls um 90° in einem starken Magnetfeld und Ausblendung mit einem dünnen Schlitz von 0,5 mm haben BURCHAM und DEVONS (13) auch eine Homogenisierung der Geschwindigkeit auf 0,6% d. h. rund 4 kV bei 0,7 eMV erreicht. Diese strenge Homogenisierung der Geschwindigkeit ist zur Ausmessung von Resonanzstellen von Wichtigkeit.

7. Vollständige Anlagen. Im folgenden sind eine Reihe von Konstruktionen und Bildern zusammengestellt, die einen Überblick über den Aufbau von größeren Anlagen mit ihrem Zubehör geben sollen. Abb. 24 und 25 zeigt die große Anlage von VAN DE GRAAFF und Mitarbeitern, die früher in einer offenen Halle stand. Die beiden Kugeln waren früher als getrennte Generatoren für entgegengesetzte Spannung gebaut und das Entladungsrohr lag waagrecht zwischen den beiden Kugeln. Diese

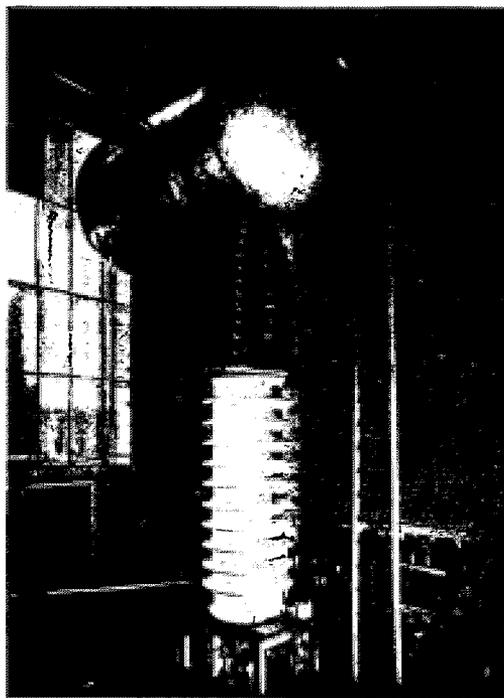


Abb. 28. Ansicht der Anlage von BOTHE und GENTNER. Gesamthöhe 6 m. Raumabmessungen 5,5 · 6,0 m, Höhe 3 m.

Anordnung hat sich aber nicht bewährt und jetzt enthält die eine Säule im Innern die Entladungsröhre. Die Röhre ist aus vielen Einzelstücken zusammengesetzt und besitzt eine Potentialsteuerung durch Sprühstrecken. Die Röhre ist an ihrem oberen und unteren Ende an eine Hochvakuumpumpe angeschlossen.

Das nächste Bild (Abb. 26) zeigt den Generator von TUVE, HAFSTAD und DAHL, der einen Durchmesser von 2 m besitzt. Das Band läuft hier frei durch die Hochspannungselektrode nach beiden Seiten zur Wand. Auf diese Weise ist nach unten der Platz für die Röhre gewonnen. Durch die freilaufenden Bänder ist die Anlage allerdings bei großer Feuchtigkeit im Sommer nicht benutzbar. Die gewöhnliche Ladestromstärke beträgt 0,5 mA bei einem Ionenstrom bis 25 μ A.

Die Anlage des hiesigen Kaiser-Wilhelm-Instituts (Abb. 27 und 28) ist den Raumverhältnissen entsprechend möglichst gedrängt aufgebaut. Der kleinste Abstand gegen die Wand beträgt nur 1,6 m. Bei Spannungen von 1 MV treten bei längerem Betrieb zeitweilig Überschläge gegen die

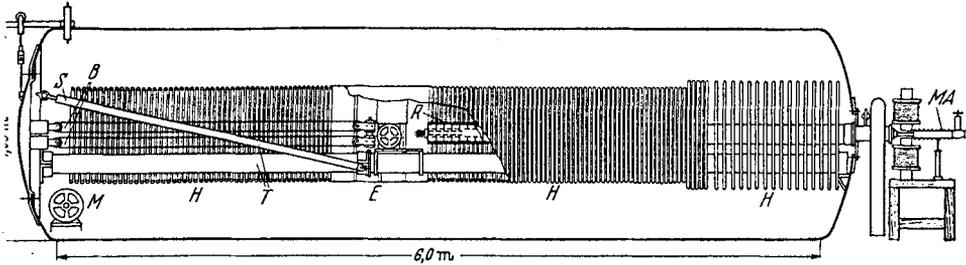


Abb. 29. Schema des Druckgenerators nach PARKINSON, HERB, BERNET und MCKIBBEN. Max. Spannung 2,4 MV (vgl. Abb. 6). *E* zylinderförmige Hochspannungselektrode; *H* Aluminiumringe zur Potentialsteuerung *T*, *S* Träger aus Hartpapier; *B* Bänder zum Ladungstransport 33 cm breit; *M* Antriebsmotor; *R* Beschleunigungsröhre; *MA* Magnetische Analyse des Ionenstrahls.

Wand auf, die wohl eine ähnliche Ursache, wie die von BOUWERS und KUNTKE beobachteten anomalen Überschläge haben dürften. Das Band läuft in einer rechteckigen Hartpapiersäule, die aus normalen Platten

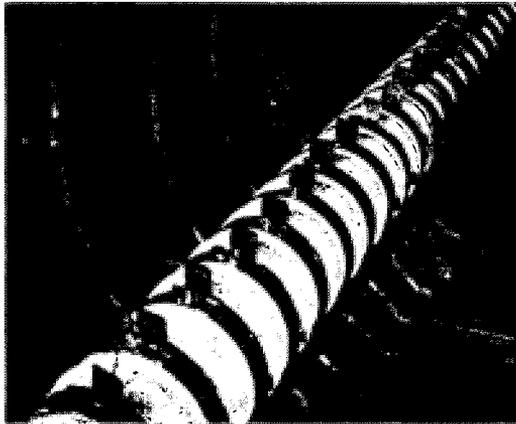


Abb. 30. Ansicht der Beschleunigungsröhre von Abb. 29. Jeder Teil der Röhre trägt oben ein kleines Plättchen gegen das vom nächsten Teil eine Nadel gerichtet ist zur Aufrechterhaltung eines kontinuierlichen Sprühstroms. Rechts unten ist ein Glasrohr zu sehen, das die Nadeln für eine weitere parallele Sprühstrecke trägt, deren Abstände während des Betriebes reguliert werden können, um für jede Spannung die beste Fokussierung des Ionenstrahls zu erzielen.

und Hartpapierschrauben aufgebaut ist. Der konstruktive Zusammenbau von Röhre und Generator wurde an dieser Anlage zum ersten Male ausgeführt und hat sich sehr gut bewährt. Die Potentialsteuerung erfolgt auch hier durch Sprühstrecken. Zur Regulierung der Ionenquelle während des Betriebs dienen Seidenschnüre (Angelschnur), die sich schon früher an anderen Anlagen bewährt haben.

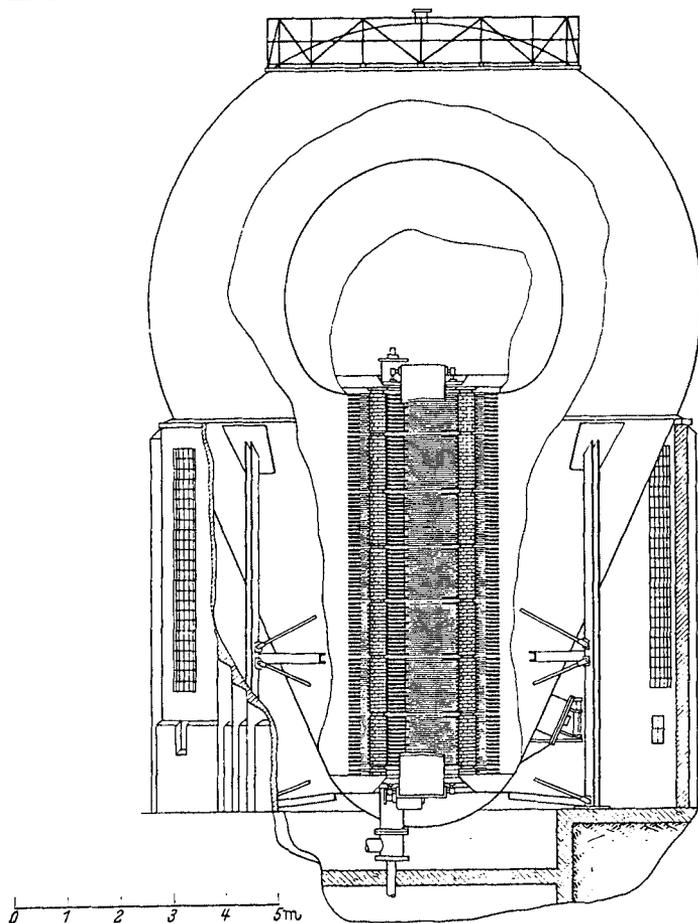


Abb. 31. Konstruktionskizze des Druckgenerators in Washington von TUVE und Mitarbeiter. Diese Anlage soll bis zu einer Spannung von rund 5 MV reichen. Die Breite des Tanks beträgt 11 m, die Höhe 16,5 m, der maximale Druck 4,2 at. Die 5 m-Kugel wird von einer starken Eisen-Porzellan-Konstruktion getragen. Die ganze Konstruktion einschließlich Röhre und Band ist ebenfalls von einem Ringsystem umgeben, das regelbare Sprühstrecken zur Einstellung der gewünschten Potentialverteilung trägt.

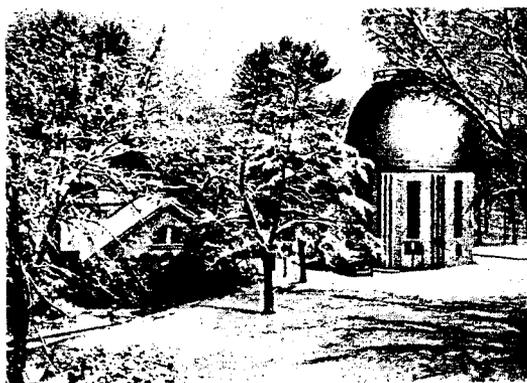


Abb. 32. Äußere Ansicht des Druckgenerators von Abb. 31. Links befindet sich das Laboratorium mit dem älteren Bandgenerator der Abb. 26. Beide Gebäude sind unterirdisch miteinander verbunden.

Der Druckgenerator von HERB und Mitarbeiter (Abb. 29 und 30), der schon früher erwähnt wurde, zeigt eine waagrechte Konstruktion. Die Hochspannungselektrode besteht nur aus einem Zylinder, dem sich nach beiden Seiten ein Ringsystem zur Potentialsteuerung anschließt. Die

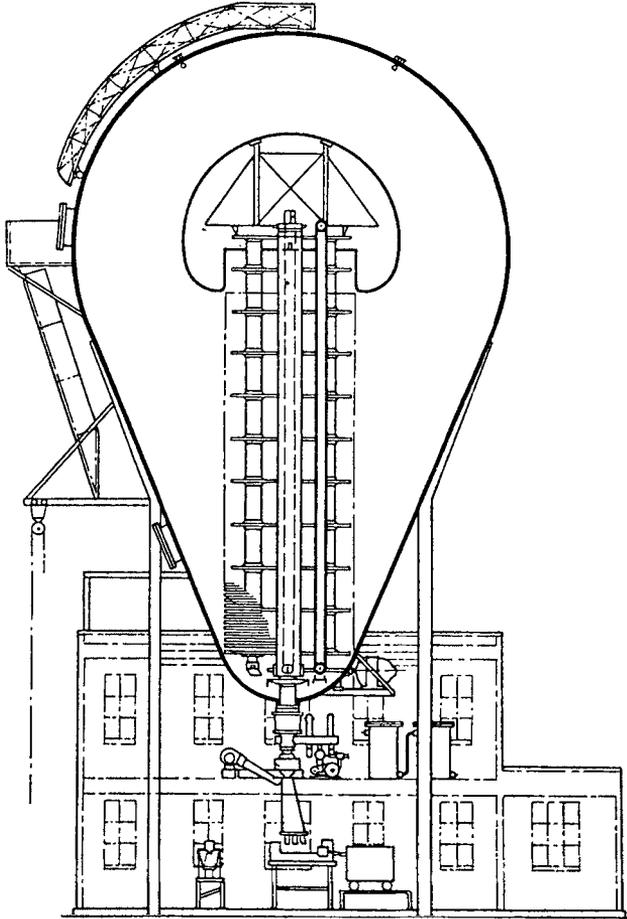


Abb. 33. Konstruktion des Druckgenerators des Forschungslaboratoriums der Westinghouse. Der Aufbau ist ähnlich wie der in Washington. Die Breite des Tanks beträgt 9 m, die Höhe 14 m und der maximale Druck 8,4 at. Trotz der etwas kleineren Dimensionen sollte die Maximalspannung infolge des größeren Drucks etwas höher als 5 MV liegen. Vorläufig ist die Spannung durch Entladungen längs der Bänder auf 3,7 MV begrenzt.

Röhre ist aus einer großen Anzahl einzelner Porzellankörper zusammengekittet. Röhre und Generator sind fahrbar montiert, so daß sie aus dem Tank leicht herausgezogen werden können.

Der neue Druckgenerator von TUVE und Mitarbeiter (Abb. 31 und 32) ist im vergangenen Jahr fertiggestellt worden. In seiner Konstruktion ist möglichst alles brennbare Isolationsmaterial vermieden. Der erhöhte

Luftdruck bringt nämlich eine außerordentlich erhöhte Brandgefahr mit, worauf schon HERB und Mitarbeiter hingewiesen haben. Im Innern des Tanks befindet sich eine Heizeinrichtung, um die starke Abkühlung beim schnellen Druckabblasen, die ein Sprödwerden des Kitts verursacht, zu verhindern. Die Röhre ist aus vielen kurzen Porzellanzyklindern zusammengekittet und ist mechanisch nicht mit dem übrigen Hochspannungsaufbau verbunden. Sie ruht auf einem dicken Gummipolster,

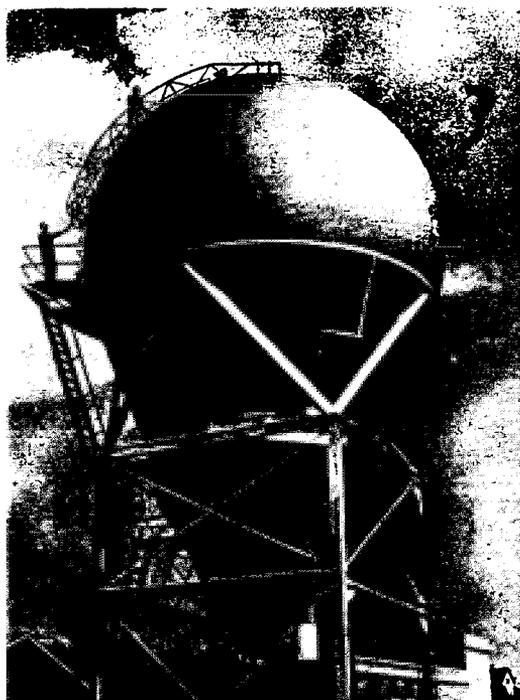


Abb. 34. Ansicht des Druckgenerators des Forschungslaboratoriums der Westinghouse in Pittsburgh (Abb. 33).

um sie vor den Vibrationen durch den Bandumlauf zu schützen. Die Füllung des Tanks auf vollen Druck über einen Kompressor mit Lufttrocknungsanlage nimmt 24 Stunden in Anspruch.

Mit dem ähnlich gebauten Druckgenerator der Westinghouse (Abb. 33 und 34) ist man nach der ersten Mitteilung von WELLS, HAXBY, SHOUPP und STEPHENS bis zu Spannungen von 3,7 MV gekommen¹. Die Spannungsbegrenzung ist durch Überschläge entlang dem Band bedingt. Bei der Spannung von 3,7 MV beträgt der Druck 5,6 at. Für Messungen erzielt man eine Spannungskonstanz bis 3 MV von 0,5%. Die Genauigkeit der Spannungsmessung ist 0,2%.

¹ *Anmerkung bei der Korrektur.* Inzwischen ist eine ausführliche Mitteilung erschienen [Phys. Rev. 58, 162 (1940)].

Eine sehr leistungsfähige Anlage ist mit einem Kaskadengenerator im Cavendish-Laboratorium errichtet worden (Abb. 35). Bei einer Spannung bis zu 1,2 MV liefert sie Ionenströme von einigen hundert μA , die auf einen Brennfleck von einigen Millimetern Ausdehnung fokussiert sind. Die Dämpfungswiderstände zwischen Röhre und Generator bestehen aus Gummischläuchen, die mit Wasser gefüllt sind.

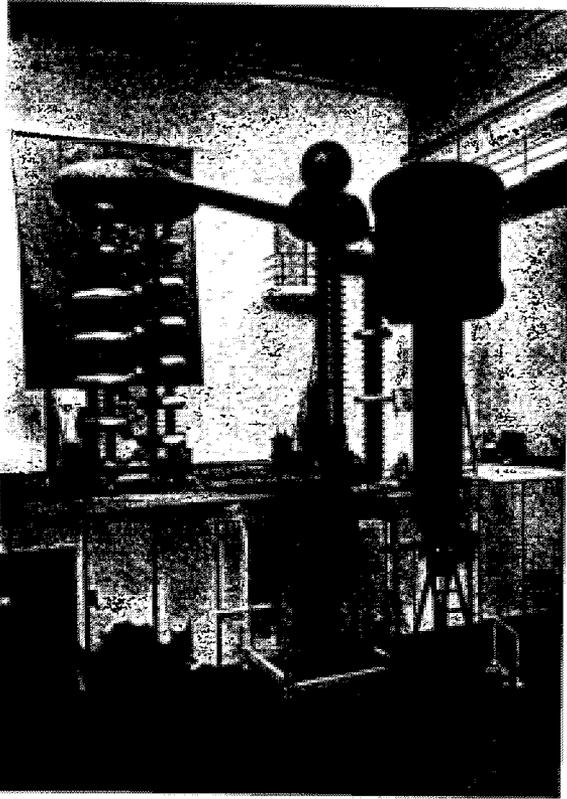


Abb. 35. Ansicht der 1,2 MV Anlage im Cavendish-Laboratorium; links der Kaskadengenerator mit Papierschirm zur Vermeidung von anomalen Überschlügen; rechts anschließend Meßwiderstand, Beschleunigungs-
röhre und isolierte 60 kV Anlage zum Betrieb der Ionenquelle. Der gesamte Raum, der noch die neugebaute
2 MV-Anlage beherbergt, hat eine Länge von 25 m, eine Breite von 13 m und eine Höhe von 15 m.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Erzeugung der Hochspannung mit dem Bandgenerator gegenüber dem Kaskadengenerator sicherlich den Vorteil der größeren Billigkeit besitzt. Der Bandgenerator kann meist in jeder Institutswerkstatt ohne erhebliche Materialkosten gebaut werden. Auch hat sich für genaue Ausmessungen von Resonanzstellen in Kernprozessen, die eine besonders gute Spannungs Konstanz erfordern, der Bandgenerator ausgezeichnet bewährt. Demgegenüber besitzt der Kaskadengenerator eine wesentlich größere Leistungsfähigkeit in der Stromstärke. Die weitaus größten Ionenströme sind auch mit ihm erzielt worden.

Als Übersicht über die Leistungsfähigkeit von Hochspannungsanlagen verschiedener Bauart werden in der folgenden Tabelle die wesentlichen Daten einer Reihe von Anlagen angegeben, die sich im Betrieb bereits bewährt haben und über die in der Literatur eingehender berichtet wurde. Diese Zusammenstellung soll neben einem allgemeinen Überblick auch eine Erleichterung für die Auffindung von Literaturstellen beim Bau einer ähnlichen Anlage bieten.

Tabelle 2. Verzeichnis vollständiger Hochspannungsanlagen.

Verfasser	Maximale Spannung	Art der Spannungserzeugung bzw. Schaltung	Stromstärke des beobachteten Ionenstroms	Bemerkungen
	MV		μ A	
COCKROFT u. WALTON	0,8	Kaskadengenerator	10	Magn. abgelenkter Ionenstrom Abb. 22. u. 35
COCKROFT, OLIPHANT, DEE u. BURCHAM	1,2	„	300	
OLIPHANT, RUTHERFORD	0,2	Greinacher	bis 1000	Abb. 26
TUVE, HAFSTAD, DAHL	1,2	Bandgenerator	20	Abb. 27 u. 28
BOTHE, GENTNER	0,95	„	40	Abb. 5
GETTING, FISK, VOGT	0,6	„	130	Abb. 5
PARKINSON, HERB, BERNET, MCKIBBEN	2,4	Bandgenerator unter Druck	20	Abb. 29 u. 30
WELLS, HAXBY, SHOUPP STEPHENS	3,7	Desgl.	—	Abb. 33 u. 34
BALDINGER, HUBER, STAUB	0,13	Greinacher	150	Brennfleck auf Hochspannung
DÖPEL	0,13	„	—	
REDDEMANN	0,2	„	150	Strom je nach Spannung Ionenquelle Abb. 21
SLACK, EHRKE	0,2	„	280	
HAWORTH, KING, ZAHN, HEYDENBURG	0,3	„	12—100	
WEISS, WESTMEYER	0,15	„	150	Brennfleck auf Hochspannung Röhre Abb. 23
BOUWERS, HEYN und BOUWERS, HEYN, KUNTKE	0,6 0,3	Kaskadengenerator „	400 1000	
CRANE, LAURITSEN, SOLTAN	0,9	Transform. in Serie	30	Röhre Abb. 23
CRANE	1,9	„ „ „	250	

IV. Das Zyklotron¹.

8. Prinzip des Verfahrens. Der vorhergehende Teil des Berichts hat deutlich vor Augen geführt, daß die Schwierigkeiten bei dem Versuch, Teilchen mit immer höherer Spannung zu beschleunigen, sehr schnell anwachsen. Vorläufig liegt die Grenze bei 3—4 Millionen Volt, und auch bei diesen Spannungen nehmen die notwendigen Anlagen schon beträchtliche Dimensionen an. Man hat daher öfters nach Wegen gesucht, eine

¹ Herrn Prof. LAWRENCE und seinen Mitarbeitern, besonders Dr. COOKSEY bin ich für viele Auskünfte über das Zyklotron während meines Aufenthaltes in Berkley, den die HELMHOLTZ-Gesellschaft dankenswerterweise ermöglichte, sehr zu Dank verpflichtet, ebenso für die Überlassung einer Reihe von Lichtbildern, die hier zum Teil veröffentlicht sind.

verhältnismäßig niedere Spannung mehrere Male zur Beschleunigung desselben Teilchens heranzuziehen. Eine stufenweise Beschleunigung von geladenen Atomen mit hochfrequenter Spannung wurde zuerst von WIDERÖE (79) ausgeführt und später von SLOAN und LAWRENCE (46) weiter ausgebildet. Die von SLOAN und LAWRENCE benutzte Beschleunigungsröhre besteht aus einer großen Zahl von zylindrischen Elektroden. Diese sind in der Weise an einen Hochfrequenzgenerator angeschlossen, daß die hindurchfliegenden Ionen jedes Mal, wenn sie von einer Elektrode zur andern wechseln, eine Spannung vorfinden, die sie weiter beschleunigt. Da die Teilchen auf ihrem Weg durch die Röhre immer schneller werden, so müssen die Elektroden in Richtung des Ionenweges an Länge zunehmen, damit die Teilchen im Takt bleiben. Die Rechnung zeigt nun, daß eine derartige Anlage nur für schwere Teilchen und auch dann nur bis zu einer bestimmten Grenze praktisch durchführbar ist. Mit einer verbesserten Anordnung hat später SLOAN (68) auf diesem Weg Hg-Ionen in 36 Stufen auf 2,85 eMV beschleunigt. Der Ionenstrom betrug 10^{-8} A.

Nach diesen Vorarbeiten hat LAWRENCE ein wesentlich eleganteres Verfahren angegeben, das von außerordentlichem Erfolg gekrönt war. Dieser Apparat wird der magnetische Resonanzbeschleuniger oder kurz Zyklotron genannt. Seine Arbeitsweise hat LAWRENCE zum ersten Mal gelegentlich einer Tagung 1930 erklärt und über erste Versuche in dieser Richtung gemeinsam mit EDLEFSON (45) berichtet. Das Prinzip des Zyklotrons beruht auf dem Satz von LARMOR, daß die Winkelgeschwindigkeit eines geladenen Teilchens im Magnetfeld unabhängig von seiner Geschwindigkeit ist. Dieser Satz hat allerdings nur Gültigkeit, solange die Massenveränderung zu vernachlässigen ist. In diesem Falle ist die Umlaufzeit t eines Teilchens von der Ladung e und der Masse m in einem Magnetfeld H durch die einfache Beziehung gegeben

$$t = \frac{2\pi m c}{H e}.$$

Die Umlaufzeit ist also für ein gegebenes Teilchen nur von der Größe des Magnetfeldes abhängig.

Läßt man die Teilchen innerhalb von zwei halbkreisförmigen Dosenhälften rotieren, an die eine geeignete Wechselspannung angelegt wird, so kann man es erreichen, daß die Teilchen im Takt der Wechselspannung umlaufen und so jedesmal, wenn sie von einer Dosenhälfte zu anderen wechseln ein beschleunigendes elektrisches Feld vorfinden. Es besteht also dann eine Resonanz zwischen dem elektrischen Wechselfeld und der Umlaufzeit des Teilchens. In diesem Fall muß die Wellenlänge λ der elektrischen Schwingung an den beiden Dosenhälften

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

sein. Daraus leitet sich die einfache Resonanzbeziehung

$$H \lambda = k$$

ab. Drückt man darin die Feldstärke in Kilogauß und die Wellenlänge in Meter aus, so ist für Deuteronen $k = 389$, denselben Wert hat k für doppelt ionisierte α -Teilchen, und für Protonen ist $k = 194$.

Ein ionisiertes Teilchen, das im Takt der Wechselfeldspannung umläuft, wird daher, wie Abb. 36 veranschaulicht, eine spiralförmige Bahn beschreiben und bei jedem Wechsel von der einen Dosenhälfte zur anderen seine Energie um den Betrag der herrschenden Spannung vermehren, bis es an den Rand der Dosen gelangt. Die Endenergie ist also unabhängig von der Höhe der Wechselfeldspannung. Diese beeinflusst nur die Anzahl der Umläufe. Für Elektronen ist das Verfahren allerdings nicht geeignet, da hier die Massenveränderung schon zu früh einsetzt.

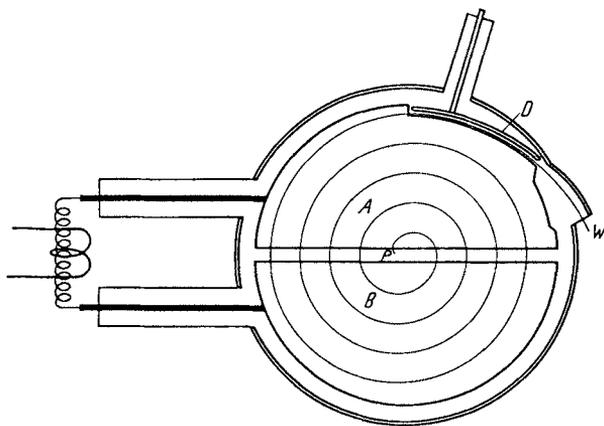


Abb. 36. Schema des Zyklotronprinzips. Die beiden D-Elektroden sind an einen Kurzwellensender gekoppelt. Das Magnetfeld steht senkrecht auf der Papierebene. Im Punkt P wird das Gas ionisiert. Die entstehenden Ionen rotieren auf immer größer werdenden Halbkreisen im Takt der Wechselfeldspannung. Die Ablenkplatte D zieht die Ionen mit Hilfe eines elektrischen Feldes nach dem Fenster W , wo sie in die Bestrahlungskammer gelangen.

Aus dem Vorhergesagten ersieht man, daß die Endenergie der Teilchen nur von der Größe der Apparatur und von der Feldstärke des Magnetfeldes bzw. der Wellenlänge des Wechselfeldes abhängt. Ist R der Radius der größtmöglichen Bahn (in cm ausgedrückt) und λ die Wellenlänge (in m ausgedrückt) so ist die Energie E eines Teilchens

$$E = C \frac{R^2}{\lambda^2}.$$

Die Energie E ergibt sich in eMV, wenn für Protonen $C = 1,83$ für Deuteronen $C = 3,66$ und für α -Teilchen $C = 7,32$ gesetzt wird. Da die Feldstärke der Wellenlänge umgekehrt proportional sein muß, so wächst die Energie der Teilchen wie das Quadrat des Bahnradius und das Quadrat der Feldstärke.

Praktisch sieht ein Zyklotron so aus, daß sich zwischen den Polschuhen eines Magnets eine flache, kreisförmige Kammer befindet, in der von Isolatoren getragen die beiden D-förmigen Elektroden schweben.

Diese erhalten ihre Spannung von einem Kurzwellensender. Die ganze Kammer ist evakuiert und durch ein Ventil wird Wasserstoff oder Helium bis zu einem Druck von rund 10^{-4} mm Hg eingelassen. In der Mitte der Kammer wird das Gas durch Elektronenbeschießung ionisiert. Besteht nun zwischen dem Magnetfeld und der Frequenz des Wechselfeldes die Resonanzbeziehung, so fangen die Ionen an, ihre immer größer werdenden Bahnen zu beschreiben. Bevor sie aber den Kammerrand

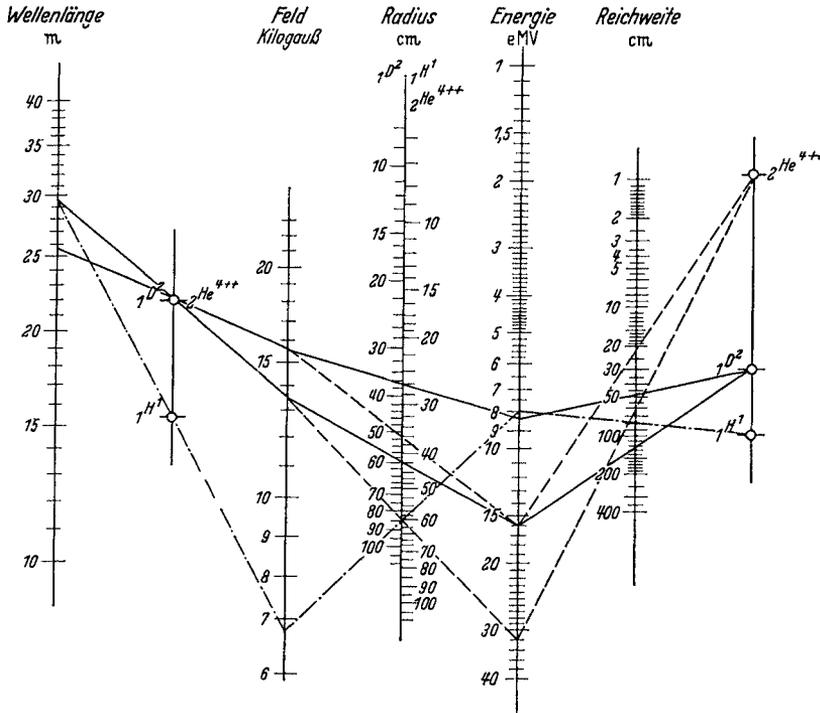


Abb. 37. Nomogramm des Zyklotrons zur Bestimmung der Teilchenenergie aus den Betriebsdaten nach L. ALVAREZ. Eine erste Gerade durch den Punkt für Deuteronen und α -Teilchen, bzw. für Protonen, ergibt das Feld und die Wellenlänge der Resonanzbedingung, eine zweite Gerade durch den Radius der D-Elektroden die Energie der Teilchen und eine dritte Gerade die ungefähre Reichweite der Teilchen in Luft. Die eingetragenen Geraden zeigen die Verhältnisse an den beiden Zyklotronen in Berkeley.

erreichen, werden sie durch ein elektrisches Hilfsfeld (vgl. schematische Abb. 36) in einen Kanal abgelenkt, der zur Bestrahlungskammer führt.

Da nun die D-Elektroden eine bestimmte Kapazität besitzen, die sich aus Konstruktionsgründen nicht beliebig klein machen läßt, so ist der Frequenz des Wechselfeldes eine praktische Grenze gesetzt. Damit ist auch die Größe des Magnetfeldes bestimmt, das sich seinerseits aus ökonomischen und konstruktiven Gründen ebenfalls nicht beliebig hoch wählen läßt. Im allgemeinen arbeitet man mit elektrischen Schwingungen zwischen 15 und 30 m Wellenlänge, da sich hierfür noch Sender von guter Betriebssicherheit und genügender Leistung bauen lassen. Mit der Feld-

stärke geht man nicht über 20000 Gauß. Zur Erhöhung der Teilchenenergie muß man somit den Bahnradius erhöhen d. h. die Beschleunigungskammer und den Poldurchmesser des Magnets vergrößern. Die Entwicklung zu größeren Kammerradien ist in der Tabelle am Schluß und in dem Zyklotronnomogramm der Abb. 37 zu erkennen, das die Daten der zwei Zyklotronen angibt, die LAWRENCE mit seinen Mitarbeitern gebaut hat.

9. Fokussierungsbedingungen. Liegt an den D-Elektroden z. B. eine Spannung von 50 kV, so benötigt ein Teilchen 100 volle Umläufe, um eine Energie von 10 eMV zu erhalten. Auf dieser langen Strecke müssen die Teilchen stets nahe der Mittelebene der D-Elektroden gehalten werden.

Das ist aber nur möglich, wenn auf den Strahl dauernd eine fokussierende Kraft einwirkt. Bereits in einer der ersten Mitteilungen haben LAWRENCE und LIVINGSTON darauf hingewiesen, daß diese fokussierende Wirkung sowohl von dem elektrischen Feld als auch von dem gegen den Rand abfallenden Magnetfeld ausgeübt wird. Das elektrische Feld übt ebenso wie in den Beschleunigungsröhren für Hochspannung eine fokussierende Wirkung aus, da sich die Geschwindigkeit beim Durchgang durch das elektrische Feld vergrößert. Dieser Vorgang ist schematisch in Abb. 38 gezeigt. Ebenso wirkt sich ein nach außen etwas abfallendes Magnetfeld

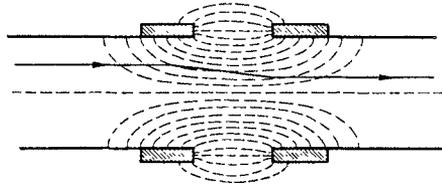


Abb. 38. Fokussierende Wirkung des elektrischen Feldes. Die gestrichelten Linien zeigen den Verlauf des elektrischen Feldes in dem Beschleunigungsraum zwischen den beiden D-Elektroden. Die Ionenbahn (Pfeilrichtung) wird nach der Mittelebene verlegt, da sich die Geschwindigkeit der Ionen beim Durchgang durch das elektrische Feld vergrößert.

fokussierend auf den Strahl aus, da die Kraftlinien nach dem Rand des Magnetfeldes hin etwas durchgebogen sind (Abb. 39). Dadurch wird auf die Teilchen eine Kraft ausgeübt, die eine Komponente in Richtung auf die Mittelebene hat.

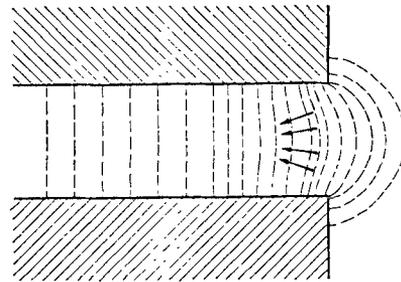


Abb. 39. Fokussierende Wirkung des Magnetfeldes. Die gestrichelten Linien zeigen den Verlauf der magnetischen Feldlinien am Rand des Magnetfeldes. Die Krümmung der Feldlinien bedingt eine Zusammendrängung des Strahlenbündels in der Mittelebene.

Die fokussierende Wirkung des elektrischen und magnetischen Feldes ist später gleichzeitig von WILSON (80) und ROSE (63) unabhängig voneinander eingehend behandelt worden. WILSON hat neben rein theoretischen Überlegungen auch experimentelle Messungen über die Breite des Ionenstrahls für verschiedene Abstände von der Mitte ausgeführt. In Wirklichkeit ist die fokussierende Wirkung des elektrischen Feldes wesentlich komplizierter als oben dargelegt wurde, da sich das elektrische

Feld während des Durchgangs eines Teilchens verändert, und außerdem die Teilchen nicht von einem Punkt, sondern von einer größeren Zone herkommen. WILSON kommt nach Ausmessung des elektrischen Feldes zwischen 2 D-Elektroden zu dem Schluß, daß das elektrische Feld anfangs auf die Ionen sogar eine leichte Entfokussierung ausübt. Erst mit zunehmender Geschwindigkeit macht sich eine zunehmende Fokussierung bemerkbar, die aber dann bei noch größerer Geschwindigkeit rasch abnimmt. Die elektrostatische Fokussierung würde also allein ein ganz diffuses Bündel liefern. Ungefähr in der Mitte zwischen Zentrum und

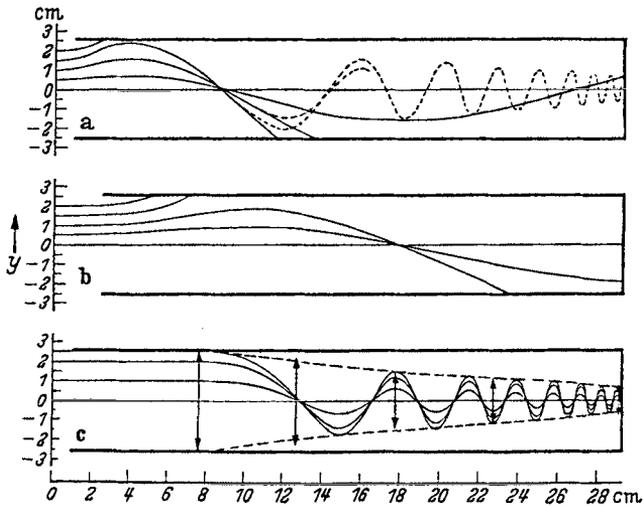


Abb. 40. Die vertikale Bewegung der Ionen innerhalb der D-Elektroden nach WILSON (80). Die dicken Umrandungen bezeichnen den Schnitt durch die D-Elektroden. Der untere Maßstab gibt den horizontalen Abstand von der Mitte nach außen, der seitliche den vertikalen von der Mittelebene. Die Kurven sind die Schnittpunkte der kreisenden Ionen auf ihrer Spiralbahn. Für a ist $d/h = 0,4$, für b ist $d/h = 1$. In beiden Fällen zeigen die ausgezogenen Kurven die Wirkung des elektrostatischen Feldes allein, die gestrichelten Linien die kombinierte Wirkung von elektrischem und magnetischem Feld. Im Fall c ist nur die Wirkung des Magnetfeldes berücksichtigt. Die gestrichelten Linien geben die theoretische Begrenzung des Bündels, die Pfeile die experimentelle festgestellte Ausdehnung des Bündels.

D-Elektrodenrand setzt aber die fokussierende Wirkung des Magnetfeldes ein, die sehr bald die Oberhand gewinnt und bei den größeren Energien ganz allein ausschlaggebend wird. Seine theoretischen Ergebnisse vergleicht WILSON mit Messungen an dem kleineren Zyklotron in Berkeley. Das magnetische Feld ist hier wie üblich in der Mitte etwas verstärkt. Der Abfall des magnetischen Feldes ist nach außen hin so gewählt, daß ein Maximum des Stromes im austretenden Strahl erreicht wurde. Näheres siehe Ziffer 10.

Die Hauptergebnisse der Messungen und Rechnungen von WILSON sind in Abb. 40 gezeigt. Hier sind verschiedene D-Elektroden schematisch im Schnitt zu sehen, so daß man die vertikale Bewegung der Teilchen verfolgen kann. Die Kurven sind so erhalten, daß für jeden Umlauf

des Teilchens die jeweils größte Abweichung von der Mittelebene eingetragen ist. Alle diese Punkte sind durch eine Kurve miteinander verbunden. Um die Verhältnisse der elektrischen Fokussierung bei Änderung des Abstandes zwischen den D-Elektroden zu erläutern, ist außerdem der elektrische Fokussierungsverlauf für zwei verschiedene Verhältnisse zwischen der Höhe der D-Elektroden (h) und dem Abstand zwischen den beiden D-Elektroden (d) eingezeichnet. Die ausgezogenen Linien zeigen in den beiden Fällen a und b für $d/h = 0,4$ und $d/h = 1$ den Verlauf der elektrischen Fokussierung allein. Die gestrichelte Kurve in a gibt den Verlauf für die gemeinsame Wirkung von elektrischem und magnetischem Feld wieder. In c ist schließlich nur die fokussierende Wirkung des Magnetfeldes berücksichtigt, die ja für den Endverlauf allein maßgebend ist. Die Pfeile darin bedeuten die experimentell mit Sonden festgestellte Breite des Strahlenbündels. Für die Berechnung ist in allen Fällen angenommen, daß die Spannung zwischen den D-Elektroden 90 kV beträgt.

Die Kurven der Abb. 40 veranschaulichen somit den schraubenförmigen Weg, den die einzelnen Teilchen bei ihrem Umlauf ausführen, und es lassen sich daraus einige wichtige Schlüsse auf den zweckmäßigen Bau der D-Elektroden ziehen. Zur Erzielung eines möglichst hohen Stromes muß die Höhe der D-Elektroden möglichst groß und der Abstand zwischen ihnen möglichst klein sein. Denn im Fall a wird ein größerer Anteil der ursprünglichen Ionen fokussiert als im Fall b . Zweitens können die D-Elektroden nach außen hin verjüngt werden, da der Strahl hier stärker gebündelt ist. Durch diese Verjüngung ist es möglich, die Kapazität des Systems zu verringern. Eine weitere Kapazitätsverringern kann dadurch erreicht werden, daß der Abstand der D-Elektroden nur in der Mitte klein gewählt und nach außen hin vergrößert wird, da die elektrische Fokussierung hier doch keine Rolle mehr spielt.

In seiner schon erwähnten Arbeit ist ROSE auf rein theoretischem Weg zu ähnlichen Schlußfolgerungen bezüglich der elektrischen und magnetischen Fokussierung gekommen. Schon etwas früher hatten BETHE und ROSE (6) darauf hingewiesen, daß bei weiterer Erhöhung der Ionengeschwindigkeit im Zyklotron eine ernste Schwierigkeit auftritt. Zur Erreichung einer fokussierenden Wirkung muß das Magnetfeld nach außen abnehmen, andererseits wird aber wegen der Massenzunahme bei großen Energien eine Erhöhung des Magnetfeldes nach außen hin erforderlich, damit die Resonanzbeziehung erfüllt bleibt und die Teilchen nicht in ein verzögerndes elektrisches Feld geraten. Nach BETHE und ROSE muß daher ein Kompromiß geschlossen werden, der ein Magnetfeld vorschreibt, das in der Mitte 0,9% höher als das Resonanzfeld ist und nach außen hin unter den Wert des Resonanzfeldes absinkt. Die Ionen sollen also anfangs der elektrischen Spannung etwas vorausseilen, in der Mitte richtig in Resonanz sein und am Ende nacheilen. Mit einem solchen optimalen Feld berechnete ROSE, daß die Grenze des Zyklotrons für Protonen bei 13,9 eMV, für Deuteronen

bei 19,7 eMV und für α -Teilchen bei 39,4 eMV liegen sollte. Für größere Energien sollte es nicht möglich sein, ein Zyklotron zu bauen, das einen Teilchenstrom von genügender Intensität liefert.

Nun hat aber THOMAS (72) in einer späteren Arbeit beweisen können, daß das Ergebnis der Rechnungen von BETHE und ROSE keine allgemeine Gültigkeit besitzt. Führt man nämlich ein Magnetfeld ein, das seine Feldstärke mit dem Azimut ändert, so ergibt sich eine zusätzlich fokussierende Wirkung. Ist die Größe der Änderung des Magnetfeldes mit dem Azimut von der Größenordnung v/c , so erhält man eine so starke Fokussierung, daß auch die entfokussierende Wirkung eines nach

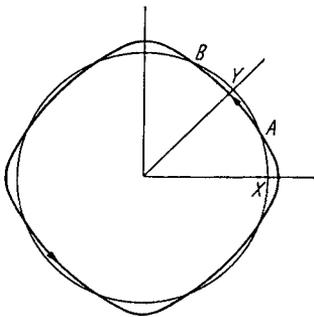


Abb. 41. Die periodische Bahn eines Ions in einem Magnetfeld, das eine Feldstärkenänderung mit dem Azimut nach THOMAS besitzt. In dem Gebiet A tritt eine Verminderung der Feldstärke, in dem Gebiet B eine Erhöhung ein. Die Pfeilrichtung gilt für ein Magnetfeld, das senkrecht auf der Papierebene steht und nach oben gerichtet ist.

außen wegen der Massenzunahme leicht ansteigenden Feldes kompensiert wird. Den horizontalen Verlauf der Teilchen in einem solchen Fokussierungsfeld nach THOMAS erläutert Abb. 41. Die Ionen laufen jetzt nicht mehr auf Halbkreisen von konstantem Radius. In dem stärkeren Feldteil ist die Bahnkrümmung stärker als in dem schwächeren. Sowohl beim Übergang des Teilchens in den stärkeren Feldteil als auch beim Übergang in den schwächeren tritt eine fokussierende Kraft auf, die in Richtung der Mittelebene wirkt.

In einer weiteren Arbeit über die kombinierte Wirkung des elektrischen und magnetischen Feldes kommt THOMAS zu dem Schluß, daß man stabile in sich geschlossene Bahnen erhält, wenn sich das Magnetfeld

mit der Periode $\pi/2$ ändert. Auch kann mit 4fachen statt mit doppelten Elektroden gearbeitet werden. In einer kurzen Notiz gibt SCHIFF (65) außerdem an, daß auch bei einer Feldänderung mit der Periode $2\pi/3$ stabile Bahnen entstehen. Ebenso sind mit 3 Beschleunigungselektroden für Drehstrom stabile Bahnen zu erreichen.

10. Der Magnet. Der Aufbau des Magnets für das Zyklotron zeigt heute meist die rechteckige Form eines Doppeljochmagnets. Zur Erreichung des geforderten Feldes von rund 18000 Gauß, bei einer Ausdehnung bis zu 1,5 m kann man sich zwar Formen ausdenken, die günstigere Bedingungen des äußeren Eisenschlusses besitzen und infolgedessen geringere Eisenmengen benötigen. Es hat sich aber gezeigt, daß es für den Bau der Beschleunigungskammer wichtig ist, etwas Platz außerhalb des Feldes zur Unterbringung verschiedener Hilfseinrichtungen zu besitzen, und so hat sich ziemlich allgemein die rechteckige Form des Jochs mit den auseinandergeschobenen Erregerspulen durchgesetzt.

Bei dem anfänglichen Bau von Zyklotronen war es üblich, zunächst ein kleines Modell des gewünschten Magnets zu konstruieren und an

ihm das Streufeld und die Sättigung des Eisens an verschiedenen Orten zu studieren. Inzwischen sind aber so viele brauchbare Typen beschrieben worden, daß diese Vorarbeiten nicht mehr notwendig erscheinen und die Eisenmenge und ihre Anordnung daraus entnommen werden kann. Beim Bau der Erregerspulen ist natürlich zu berücksichtigen, daß, je mehr Kupfer in ihm untergebracht werden kann, desto geringer sich die Betriebskosten stellen. Man muß daher die einmaligen Anschaffungskosten des Eisens und Kupfers gegen die späteren Betriebskosten abwägen. Beim Betrieb der Erregerspulen kommt man nicht ohne eine kräftige Kühlung aus. In vielen Fällen wird zur Kühlung Öl verwendet, das zwischen den Kupferbändern zirkuliert. Das Öl wird dann durch einen Rücklaufkühler geschickt, der selbst mit Wasser gekühlt wird. Eine gute Kühlung mit Raumersparnis erhält man auch mit Vierkantkupfer, das in der Mitte ein Loch besitzt, durch das Wasser gepreßt wird.

Die Homogenität des Feldes soll an kreissymmetrischen Punkten nicht schlechter als 0,1% sein. Abweichungen von 0,3% können bereits den Ionenstrom ganz erheblich schwächen. Die Parallelität der Polschuhe soll ebenfalls nach LAWRENCE und LIVINGSTONE auf 0,2% genau sein. Zur Erreichung dieser Genauigkeit müssen schon die mechanischen Kräfte, die durch die Anziehung der Polschuhe entstehen und eine Verbiegung des Jochs hervorgerufen können, berücksichtigt werden. Andererseits muß besonders an das Material der Polendstücke die Forderung größter Homogenität gestellt werden. Die Polendstücke werden daher oft aus Schmiedeeisen hergestellt.

Der neue Magnet für das 1,5 m-Zyklotron von LAWRENCE und Mitarbeiter besitzt einige interessante Neuerungen in seinem konstruktiven Aufbau (vgl. Abb. 54 und 55). Man hat nämlich das viereckige Joch des Magnets nicht aus 4 einzelnen Stahlstücken zusammengesetzt, wie dies bis jetzt oft üblich war. Um die Anschaffungskosten möglichst niedrig zu halten, hat man vielmehr die 4 Jochteile aus einzelnen Normalstahlplatten von 5 cm Dicke aufgebaut. Diese Stahlplatten sind mit langen Bolzen zusammengehalten und nach ihrer Ausrichtung außen verschweißt, so daß sich auch bei den großen magnetischen Kräften keine Bewegung der Stahlplatten gegeneinander einstellt. Der Magnet wurde bis auf die untere Polfläche vollständig fertig aufgebaut und in Betrieb genommen, um etwaige Bewegungen infolge der magnetischen Kräfte zu beobachten. Dann erst stellte man durch Messungen die genauen Abstände zwischen den Polflächen an einer großen Reihe von Punkten fest und fertigte das untere Polstück in der Weise an, daß die maximalen Abweichungen an kreissymmetrischen Orten nicht größer als 0,035 mm waren.

Die Form der Polendstücke, die meist konisch verlaufen, hat auf den Verlauf des Feldes gegen den Rand einen gewissen Einfluß. Für die günstigste Form hat BETHE eine Formel angegeben, die von HENDERSON und WHITE (34) bei dem Bau ihres Zyklotron-Magnets in Princeton berücksichtigt wurde. In dieser Arbeit ist eine Reihe von Angaben

über Versuche mit verschiedenen Profilen der Polschuhe zu finden. Die Formel von BETHE ist auch zur Formgebung an Polandstücken von HOWE und WALERSTEIN (37) am PURDUE-Zyklotron benutzt worden. Die beste Form, die HENDERSON angibt, ist in Abb. 42 zu sehen. In der Arbeit von HOWE und WALERSTEIN wurden auch die Kräfte des Streufeldes auf die Erregerspulen berechnet und gefunden, daß die obere Erregerspule mit einer Kraft, die oft ihr eigenes Gewicht übertrifft, nach oben gedrückt wird.

Eine typische Konstruktion eines derartigen Magnets ist in Abb. 42 der Arbeit von ALLEN, SAMSON und FRANKLIN (1) entnommen, die das BARTHOL-Zyklotron des Franklin-Instituts in Philadelphia beschreibt. Die Konstruktion dieses Zyklotron lehnt sich eng an die Pläne von

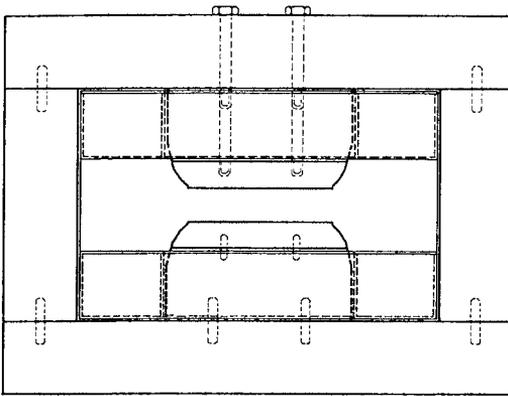


Abb. 42. Die Konstruktion des Magnets von ALLEN, SAMSON und FRANKLIN (1) mit den Erregerspulen. Die Länge des Magnets beträgt 3,35 m, die Höhe 2,5 m und die Breite 1,22 m.

LAWRENCE und Mitarbeiter an. Das Material des Magnets besteht aus gegossenem Armco-Eisen. Die Polandstücke sind auswechselbar konstruiert. Die Erregerspulen wurden selbst hergestellt. Ein Feld von 16000 Gauß wird mit 12 kW erreicht. Die Kreissymmetrie des Feldes wurde mit dem Strom einer kleinen Spule kontrolliert, deren Drehung ein Synchronmotor besorgte.

Wie schon in dem vorhergehenden Abschnitt hervorgehoben wurde, ist es zur Erzielung eines großen Ionenstroms wichtig, eine starke magnetische Fokussierung des Ionenstrahls zu erreichen. Zu diesem Zweck muß das Magnetfeld von innen nach außen etwas abfallen. Die günstigste Form des magnetischen Feldes wird immer empirisch während des Betriebes aufgesucht. Bei der Konstruktion läßt man zwischen dem Polandstück und dem Boden bzw. Deckel der Beschleunigungskammer, die auch aus Eisen hergestellt sind, einen Spalt von 5 mm frei. In diesem Spalt können während des Betriebes dünne Bleche (shims) eingeschoben werden, mit denen man das Feld in der Mitte heben kann. Unter dauernder Kontrolle des Ionenstroms sucht man das Optimum des Feldverlaufs auf. LAWRENCE und LIVINGSTON verwandten Shims in Form eines Ausrufezeichens, die mit dem breiten Ende nach der Mitte hin geschoben wurden. Andere weisen darauf hin, daß ein pyramidenförmiger Aufbau von Kreisplatten oder eine kreisförmige Platte in der Mitte mit Blechstreifen nach außen die besten Ergebnisse liefern. Als Beispiel sei die Anordnung der Shims von ALLEN, SAMSON und FRANKLIN wieder-

gegeben (Abb. 43). Man hat hier den Eindruck, daß die Fokussierung des Ionenstrahls sowohl durch den Abfall des Feldes nach außen, als auch durch den leichten Wechsel des Feldes nach THOMAS hervorgerufen wird. Allerdings liegt bis jetzt kein Bericht über die experimentellen Erfahrungen mit der Fokussierung nach THOMAS vor. Der Verlauf des Magnetfeldes mit und ohne Korrektion ist in der nächsten Abb. 44 veranschaulicht. Es sei noch darauf hingewiesen, daß man neuerdings innerhalb der Beschleunigungskammer manchmal einen Eisenring in der Nähe des äußeren Randes anbringt. Dieser Ring hat den Zweck den schnellen Abfall des Feldes am Rand etwas zu verzögern, so daß man einen etwas größeren Ionenradius ausnützen kann.

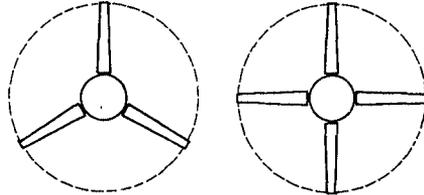


Abb. 43. Anordnung der Shims bei ALLEN, SAMPSON und FRANKLIN. Links die oberen und rechts die unteren Shims.

Neben der Fokussierung des Strahls haben die Shims noch eine andere Aufgabe, auf die von LAWRENCE und COOKSEY hingewiesen wird. Man muß durch die Verschiebung der Shims nämlich dafür sorgen, daß das Zentrum der Ionenspirale an der richtigen Stelle liegt und nicht an andere Orte wandert.

Die Aufrechterhaltung der Resonanzbedingungen während des Betriebes erfordert eine dauernde Konstanzhaltung der Feldstärke. Dazu wird Strom und Spannung bzw. nur der Strom der Erregerspulen oft mit einem automatischen Regler gesteuert. Derartige Regler sind von GILBERT

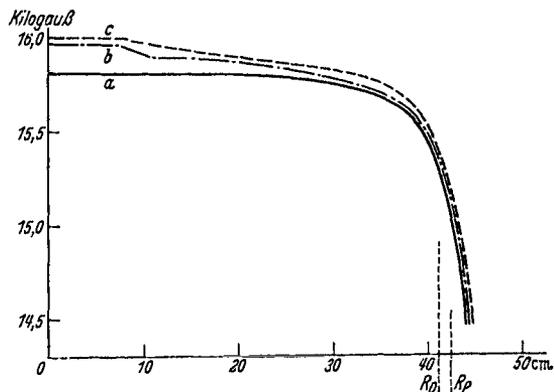


Abb. 44. Magnetischer Feldverlauf mit und ohne Shims nach ALLEN, SAMPSON und FRANKLIN. R_D = maximaler Radius der D-Elektroden, R_p = Radius der Polendstücke, *a* ohne Shims, *b* nur mit den mittleren Kreisplatten, *c* mit allen Shims (Abb. 43).

(29), HENDERSON und WHITE (34), DANFORTH (20) und PERRY (60) angegeben worden. Sie müssen eine Feinregulierung des Feldes auf einige Hundertstel Prozent gestatten. An manchen Stellen ist man auch mit einem Synchronmotor-Generator und Handregulierung ausgekommen.

11. Beschleunigungskammer. Die Wand der Beschleunigungskammer wird am besten aus gezogenem Messing oder Kupfer hergestellt, da gegossenes Material nie vakuumdicht ist, wenn es nicht unter Vakuum gut verzinkt wird. Der Deckel und der Boden bestehen aus Eisenplatten, die genügend stark sein müssen, damit sie der Luftdruck nicht durchbiegt.

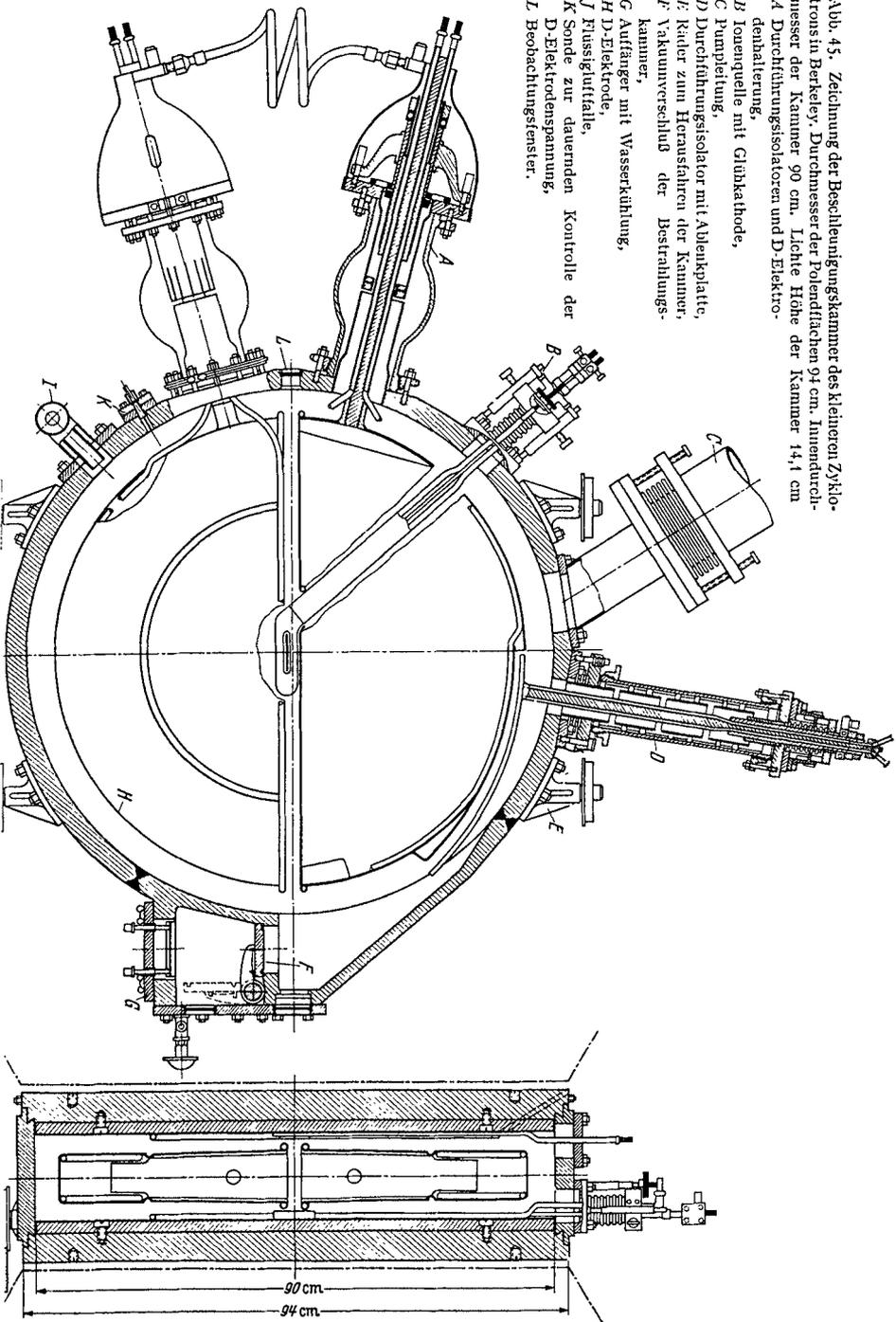


Abb. 45. Zeichnung der Beschleunigungskammer des kleineren Zyklotrons in Berkeley. Durchmesser der Polendflächen 94 cm. Innendurchmesser der Kammer 90 cm. Lichte Höhe der Kammer 14,1 cm.
 A Durchführungsisolatoren und D-Elektrodenhalterung,
 B Ionenguelle mit Glühkathode,
 C Pumpleitung,
 D Durchführungsisolator mit Ableitplatte,
 E Räder zum Herausfahren der Kammer,
 F Vakuumverschluß der Bestrahlungskammer,
 G Auffänger mit Wasserkühlung,
 H D-Elektrode,
 J Flüssigfalle,
 K Sonde zur dauernden Kontrolle der D-Elektrodenspannung,
 L Beobachtungsfenster.

Die lichte Höhe der Kammer wird meist zwischen 10 und 15 cm gewählt. Je höher man die Kammer bauen kann, desto höher können auch die D-Elektroden sein, wodurch der Ionenstrom erhöht wird.

Eine Konstruktionszeichnung der Beschleunigungskammer von LAWRENCE und COOKSEY für einen maximalen Ionenradius von 38 cm ist in Abb. 45 gezeigt. Nach dieser Konstruktion haben sich die meisten anderen Zyklotronkonstruktoren gerichtet, so daß sie hier ausführlicher besprochen sei. Die D-Elektroden sind aus gedrücktem Kupferblech hergestellt. Als Halterung dient ein Gerüst aus Kupferrohren, durch welche das Kühlwasser fließt. Das ganze D-Elektrodensystem muß möglichst leicht gebaut sein, da ja die D-Elektroden außen von den Glasisolatoren getragen werden müssen. Auf Grund der

besprochenen Arbeit von WILSON können die D-Elektroden nach außen stärker verjüngt werden, als es bei dieser älteren Konstruktion der Fall ist. Der Deckel und der Boden der Beschleunigungskammer sind ebenfalls mit wassergekühlten Blechen ausgerüstet, denn auch dort fließen beträchtliche kapazitive Ströme. Die Dichtung zwischen Kammerwand und Boden bzw. Deckel besorgt ein Gummi-

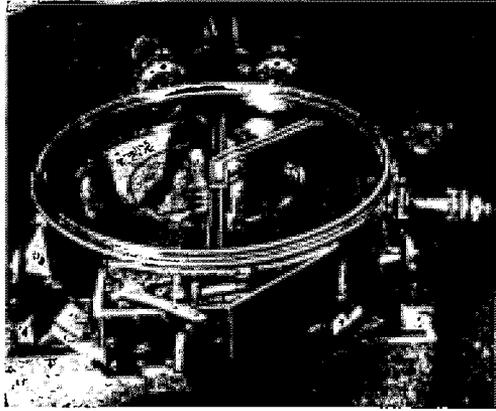


Abb. 46. Lichtbild der Beschleunigungskammer des kleineren Zyklotrons in Berkeley mit abgenommenem Deckel.

ring, so daß die Kammer immer leicht auseinandergenommen werden kann. Das Vakuum in der Kammer wird durch eine Öldiffusionspumpe mit einer Sauggeschwindigkeit von 100 l pro Sekunde erzeugt. Zum Niederschlag von Dämpfen ist auch noch eine Flüssigluffalle und in der Pumpleitung eine Falle mit Trockeneis vorhanden. In der Vakuumleitung muß sich außerdem noch eine Drosselung der Pumpgeschwindigkeit befinden, um das richtige Vakuum bei nicht zu großem Gasverbrauch einstellen zu können.

Zur Ionisierung der Atome wird ein Glühdraht verwendet, der am Boden der Kammer ruht und einen Elektronenstrahl in Richtung der magnetischen Kraftlinien aussendet. Diese Kathode kann von außen über einen Federkörper zentriert werden. Die Heizung dieses Glühdrahts geschieht mit Hochfrequenz von 200 kHz. Dadurch wird eine längere Lebensdauer als bei Gleichstromheizung erreicht. Von DUNNING und ANDERSON (23) ist eine Anlage für diese Hochfrequenzheizung näher beschrieben worden.

Die Bildung der Ionen durch Elektronenstoß zwischen den D-Elektroden ist von WILSON (82) näher untersucht worden. Bei 600 V

Beschleunigungsspannung und einer Emission von rund 15 mA tritt eine Sättigung der Ionisation ein, die durch Lage und Abschirmung der Kathode bedingt ist. Die entstehende Ionisation ist nach den Messungen von WILSON wesentlich größer, als man theoretisch erwarten sollte. Sie wird durch ein Pendeln der Elektronen in Richtung der magnetischen Kraftlinien zwischen den D-Elektroden erklärt. Das Pendeln kommt durch die Änderung der D-Elektrodenspannung während des Durchflugs derjenigen Elektronen zustande, die gerade in richtiger Phase sind. In der Mittelebene der D-Elektroden sind diese Elektronen am langsamsten und erzeugen dort die stärkste Ionisation. Die erhöhte Ionisation in der Mittelebene kann auch mit dem Auge durch die beiden vorhandenen Glasfenster beobachtet werden.

Von LIVINGSTON, HOLOWAY und BAKER ist neuerdings eine Kapillarionenquelle mit Niedervoltbogen beschrieben worden, die im Zyklotron

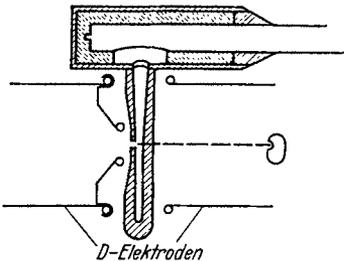


Abb. 47. Kapillarionenquelle für das Zyklotron (ALLEN, SAMPSON und FRANKLIN).

einen größeren Ionenstrom erlauben soll. Eine derartige Ionenquelle ist in Abb. 47 schematisch gezeigt. Sie ist inzwischen an verschiedenen Stellen mit gutem Erfolg benutzt worden [ALLEN, SAMPSON und FRANKLIN (1), HENDERSON, KING, RISSER und YEARIAN (33), McMILLAN und SALISBURY (55)]. Durch Verwendung der Kapillarionenquelle konnten LIVINGSTON und Mitarbeiter den Protonenstrom des CORNELL-Zyklotrons von $5 \mu\text{A}$ auf $70 \mu\text{A}$ steigern. Als Vorzüge dieser Ionenquelle werden angeführt: Große Intensität des Ionenstroms und punktförmige Quelle; dadurch entstehen weniger nicht konzentrierte und vagabundierende Ionenströme. Außerdem läßt sich die Ablenkung für den engen Strahl einfacher gestalten, und das Vakuum in der Beschleunigungskammer kann jetzt höher sein, so daß weniger leicht Entladungen auftreten können.

Erreichen die Ionen den größten Radius, so werden sie mit Hilfe einer Ablenkplatte durch ein elektrisches Feld nach außen abgelenkt. Sie gelangen dadurch in die Bestrahlungskammer, die durch ein dünnes Fenster von dem Innenraum getrennt werden kann. Die Ablenkplatte erhält eine feste Spannung von 50—100 kV. Sie muß ölgekühlt sein, und die ganze Umgebung am Eingang zum Ablenkanal ist mit Molybdänblech überzogen, da ein beträchtlicher Teil des Ionenstroms hier auftrifft und starke Erwärmungen hervorruft. Der Abstand der Ablenkplatte wächst in Richtung der Ionenbahn, so daß das elektrische Feld, das sich aus der oszillierenden D-Elektrodenspannung und der konstanten Spannung an der Ablenkplatte zusammensetzt, konstant bleibt. Der Eintritt der Hochfrequenz in die Gleichspannungsleitung wird durch einen Kondensator zwischen Ablenkplatte und Kammerwand verhindert. Bei der neuen Konstruktion von LAWRENCE und Mitarbeiter ist die

Ablenkplatte innerhalb der einen D-Elektrode angeordnet und die Zuführung der Ablenkspannung erfolgt durch die D-Elektrodenhalterung am Ende der Resonanzlinie mit einem Hochspannungskabel. In diesem Fall braucht kein Schutz gegen Hochfrequenz eingebaut zu werden.

Die bereits besprochenen Untersuchungen von WILSON über die Fokussierung des Ionenstrahls hatten eine alte Vermutung bestätigt, daß nämlich durch die Ablenkplatte nur ein geringer Teil des kreisenden Ionenstroms herausgeholt und nutzbar gemacht werden kann. WILSON und KAMEN (81) haben daher Sonden konstruiert (Abb. 48), die seitlich

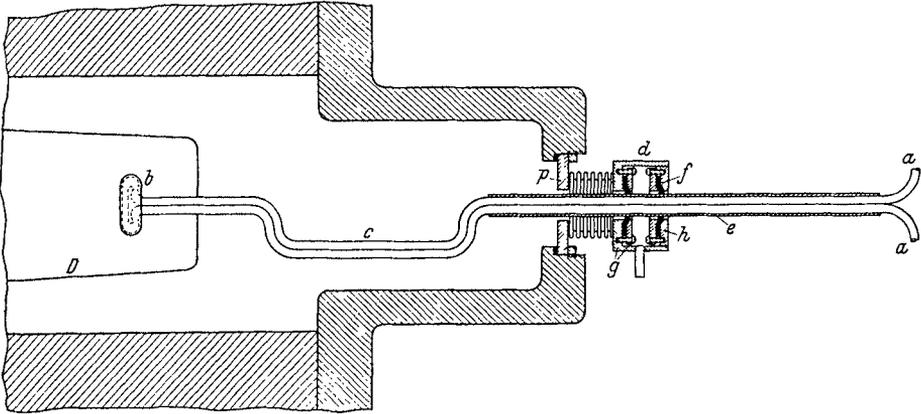


Abb. 48. Innere Sonde zum Abfangen vagabundierender Ionenströme nach WILSON und KAMEN. Die abgebildete Sonde (a, b, c) wird an der Seite der Bestrahlungskammer eingeschoben; sie hat daher eine Ausbuchtung (c), um den direkten Strahl, der zum Brennfleck führt, nicht abzublenden; bei b treffen die Ionen auf. Die Sonde ist in ein Messingrohr e eingelötet, das in der doppelten Gummidichtung d, f, g, h vakuumdicht gleiten kann. Bei p ist die Stelle des in Abb. 45 eingezeichneten Beobachtungsfensters. D zeigt die Lage der D-Elektrode.

durch die beiden Beobachtungsfenster zwischen die D-Elektroden geschoben werden können. Mit diesen Sonden können Ionenströme bis zum 10-fachen Wert des abgelenkten Strahls abgefangen werden, ohne die Intensität des austretenden Strahls wesentlich zu schwächen. Zur Messung dieses Ionenstroms an den Sonden wird die Erwärmung des Kühlwassers gemessen, da man die Energie der auftreffenden Ionen aus dem Radius der Ionenbahn abschätzen kann. Diese Sonden werden zur Herstellung langlebiger radioaktiver Stoffe herangezogen und haben dafür eine außerordentliche Bedeutung errungen.

Die Bestrahlungskammer ist mit einer Vakuumschleuse versehen, damit die bestrahlte Substanz ausgewechselt werden kann, ohne das Vakuum in der Bestrahlungskammer zu stören. Die große Energie von rund 1 kW (9,5 eMV, 100 μ A), die im Brennfleck des Berkeley-Zyklotrons vernichtet werden muß, hat eine spezielle Konstruktion und Technik am Brennfleck notwendig gemacht. Sie ist von KURIE (43) neuerdings ausführlich beschrieben worden. Die Bestrahlungskammer bleibt dauernd mit einem dünnen Al-Fenster (0,025 mm) verschlossen, das

durch ein Gitter gehalten wird. Die Bestrahlungskammer selbst wird mit He oder H_2 von einigen cm Druck gefüllt. Dieser Gasdruck ist notwendig zur Kühlung des Fensters und des Brennflecks, der außerdem eine Wasserkühlung besitzt.

Die Verbindung der D-Elektroden mit dem Sender geschieht über Isolatoren aus einem Spezialglas, das einen verhältnismäßig niedrigen dielektrischen Verlust aufweist. Durch die Befestigung der D-Elektroden über eine Kupfermembran am äußeren Ende des Isolators ist eine Justier-

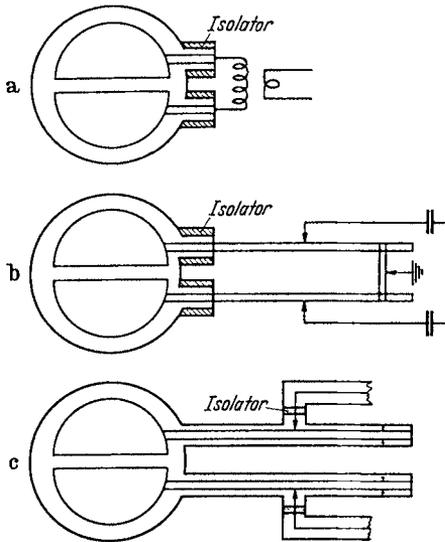


Abb. 49. Drei Ankopplungsmöglichkeiten des D-Elektrodenkreises an den Sender. a induktive Kopplung; b Ausbildung des D-Elektrodenkreises als Schwingungssystem mit $\lambda/4$, kapazitive Kopplung an den Sender über konzentrische Leitungen mit dem Vorteil geringerer Impedanz des Systems; c D-Elektrodenkreis mit konzentrischen Leitungen als Schwingungssystem mit $\lambda/4$, Vermeidung der großen Durchführungsisolatoren und Herabsetzung des Strahlungsverlustes.

möglichkeit gegeben. Im Innern tragen die Isolatoren metallische Schutzrohre, die eine gleichmäßige Potentialverteilung gewährleisten und Wandladungen verhindern. Das starke Hochfrequenzfeld erhitzt die Isolatoren trotzdem noch so stark, daß sie dauernd mit einem kräftigen Luftstrom gekühlt werden müssen. Die Konstruktion der Durchführungsisolatoren ist eines der schwierigsten Probleme beim Bau der Beschleunigungskammer, da sie eine hochfrequente Hochspannung aushalten müssen und auch mechanisch stark beansprucht werden. Man hat daher neuerdings diese Isolatoren dadurch vermieden, daß man die ganze D-Elektrodenhalterung so lang ausgeführt hat, daß sie als konzentrische Leitung mit $\lambda/4$ schwingen kann. Diese Schaltungsart ist in Abb. 49

schematisch dargestellt und mit den früheren Schaltungen verglichen. Diese neue Konstruktionsart ist zuerst von DUNNING und Mitarbeiter an dem Columbia-Zyklotron ausprobiert worden und hat sich jetzt für das neue Zyklotron in Berkeley gut bewährt. Sie bietet auch in elektrischer Hinsicht Vorteile, die im nächsten Abschnitt erörtert werden. Die beiden D-Elektroden bilden mit den Halterungen gemeinsam eine Art LECHER-System. Die Ankopplung an den Sender kann jetzt in einem Punkt geschehen, der nur auf eine wesentlich geringere Spannung als die D-Elektrodenspannung kommt. Die konzentrischen Leitungen müssen natürlich als kräftige Stützen ausgebaut werden, da sie ja die D-Elektroden frei schwebend halten sollen. Ihre einzige Befestigung erhalten sie am geerdeten Ende, wo sie in einem Kardangelenk

sitzen müssen, damit die D-Elektroden justiert werden können. Diese Konstruktion muß außerdem hochvakuumdicht sein. Dadurch können sich für die D-Halterung sehr große Dimensionen ergeben, wie das z. B. bei dem neuen Zyklotron in Berkeley der Fall ist (vgl. Abb. 54).

12. Der Sender. Die Resonanzbedingung des Zyklotrons, die aus dem Nomogramm auf Abb. 37 abzulesen ist, erfordert für den Betrieb mit Deuteronen und α -Strahlen im allgemeinen einen Sender von einer Wellenlänge zwischen 20 und 30 m. Beim Betrieb mit Protonen geht man mit der Wellenlänge oft bis auf 15 m herunter, damit man die noch leicht erreichbaren Feldstärken bis 15000 Gauß auszunützen vermag. Allerdings kann man bei der Wahl einer derartig kurzen Wellenlänge nicht mit einem großen Ionenstrom rechnen, da man damit nur schwer eine genügend hohe D-Elektrodenspannung erreicht. Denn die Erzeugung eines starken Ionenstroms von 10 bis 100 μA hat zur Voraussetzung, daß die Spannung an den D-Elektroden zwischen 50 und 100 kV liegt. Diese hohen Spannungen können nur mit einem starken Sender, dessen Leistung zwischen 30 und 70 kW liegt, erreicht werden. Wie schon früher ausgeführt, vermindert die hohe Spannung an den D-Elektroden die Zahl der Umläufe der Ionen, und dies wirkt sich in stärkstem Maß auf den Ionenstrom aus. Aus Messungen an dem Berkeley-Zyklotron geht hervor, daß erst bei einer Senderleistung von 30 kW ein merklicher Ionenstrom zu fließen beginnt. Dieser nimmt dann mit steigender Leistung rasch zu und erreicht bei 60 kW Gleichstromleistung rund 100 μA . Nach den heutigen Erfahrungen ist aber ein leistungsfähiger Sender nur oberhalb der 22 m-Grenze sicher zu betreiben. Liegen daher keine zwingenden Gründe vor, wie das z. B. beim Protonenbetrieb der Fall sein kann, so wird man immer versuchen, mit der Wellenlänge in die Nähe von 30 m zu kommen.

In den meisten Fällen wird heute ein selbsterregter Sender in Gegentaktschaltung benutzt. LAWRENCE und Mitarbeiter haben längere Zeit einen quartzgesteuerten Sender mit einem mehrstufigen Verstärker benutzt. Sie sind aber wieder zu dem selbsterregten Sender in Gegentaktschaltung zurückgekehrt, da er besser für den Zyklotronbetrieb geeignet erscheint. Der selbsterregte Sender hat zudem den Vorteil, daß er verhältnismäßig einfach ist und leicht zusammengebaut werden kann, wenn auch große Erfahrung dazu gehört, ihn für einen sicheren Betrieb einzustellen. Die Schwierigkeiten, die bei einem solchen Kurzwellensender überwunden werden müssen, sind hauptsächlich durch das Auftreten wilder Schwingungen bedingt. Ein möglichst symmetrischer Aufbau und die Vermeidung bzw. Verkürzung aller Verbindungsleitungen ist eine wesentliche Forderung beim Bau eines derartigen Senders.

Da beim anfänglichen Einstellen des selbsterregten Senders leicht die Glühfäden der großen Senderöhren zerstört werden können, so werden diese oft auseinandernehmbar konstruiert. Die Röhren liegen dann dauernd an der Pumpe, was aber kaum als Nachteil gewertet werden kann. Die Konstruktion derartiger Senderöhren ist von SLOAN, THORNTON und

JENKINS (69) eingehend beschrieben worden. Die Röhren besitzen Gummidichtungen nach außen, und sowohl die Anode als auch das Gitter sind mit einer kräftigen Wasserkühlung versehen.

Von größter Bedeutung ist es natürlich, daß der Hochfrequenzwiderstand in den Schwingungskreisen niedrig gehalten wird. Denn der Verschiebungsstrom in den D-Elektroden mit einer Kapazität von ungefähr 100 cm je Elektrode beträgt in diesem Frequenzbereich bereits mehrere

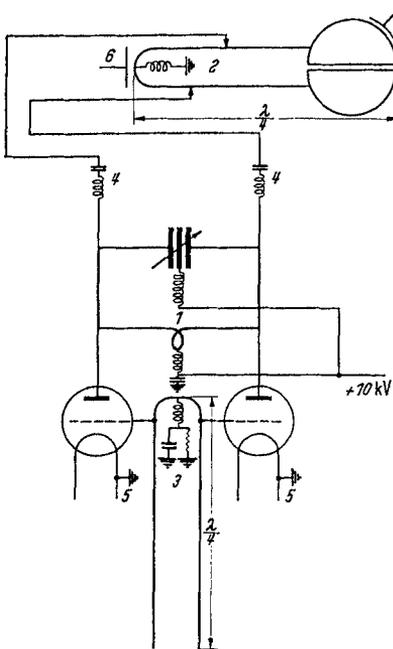


Abb. 50. Schaltschema des selbsterregten Senders mit Gegentaktschaltung am Zyklotron in Berkeley. 1 Anodenkreis, 2 D-Elektrodenkreis, 3 Gitterkreis, 4 Kopplung zwischen Anoden- und D-Elektrodenkreis, 5 Heizung der Senderröhren, 6 bewegliche Platte zur Veränderung der Wellenlänge.

hundert Ampere. Zur Verringerung des Hochfrequenzwiderstandes hat man jetzt meist die Spulen, die als Induktivitäten und zur induktiven Kopplung benutzt wurden, durch konzentrische Leitungen oder offene LECHER-Systeme mit großem Querschnitt ersetzt (vgl. Abb. 49). Man benutzt diese konzentrischen Leitungen sowohl im Schwingkreis der D-Elektroden, als auch im Gitter- und Anodenkreis. Sie werden im Gitter- und D-Elektrodenkreis so eingestellt, daß sie als LECHER-System mit $\lambda/4$ schwingen. Ebenso werden für die Ankopplung des Senders an den D-Elektrodenkreis konzentrische Leitungen wegen ihrer geringeren Impedanz bevorzugt. Gegenüber dem offenen Schwingkreis (Abb. 49b) hat der als konzentrische Leitung voll ausgebildete Schwingkreis (Abb. 49c) den Vorteil, daß Strahlungsverluste kaum auftreten und die dielektrischen Verluste im Isolator herab-

gesetzt werden können. Allerdings ist auch darauf hinzuweisen, daß der gute Kontakt der konzentrischen Zuleitungen und der Kurzschlußbrücken im Vakuum gewisse Schwierigkeiten bereitet, da diese Teile zur Einstellung beweglich angeordnet sein müssen. Auf die Vorteile der Verwendung konzentrischer Leitungen ist zuerst von DUNNING und ANDERSON (23) hingewiesen worden.

Als Beispiel ist in Abb. 50 schematisch die Schaltung des Senders angegeben, der sich in Berkeley bei dem kleineren Zyklotron sehr gut bewährt hat. Eine große Reihe der laufenden Zyklotronen besitzt eine ganz ähnliche Schaltung. Der Anodenschwingkreis (1) besitzt einen veränderlichen Luftkondensator, der durch Einführung des Zwischenpotentials gegen Überspannungen gesichert ist. Die zugeführte Anoden-

spannung beträgt 10 kV, der Anodenstrom zwischen 3 und 6,5 A. Der Anodenstrom wird einem Dreiphasengleichrichter mit Quecksilberdampfventilen entnommen. Der Sender wird so eingestellt, daß der Anodenkreis nur dann die gesamte Schwingungsenergie übernimmt, wenn im D-Elektrodenkreis (2) infolge von Entladungen ein Kurzschluß auftritt. Im Normalbetrieb finden sich 20—30% der Anodenleistung im D-Elektrodenkreis wieder. Der D-Elektrodenkreis selbst schwingt mit $\lambda/4$. Sein eines Endes ist geerdet, um Aufladungen zu verhindern. An dieser Stille tritt auch das Kühlwasser ein und aus. In der Nähe des geerdeten Endes befindet sich außerdem eine bewegliche Platte (6), die mehr oder weniger dem LECHER-System genähert werden kann. Damit kann in gewissen Grenzen die Wellenlänge verändert und so dauernd die Resonanzbedingung während des Betriebes aufrecht erhalten werden. Bei dem kleineren Zyklotron in Berkeley ist der D-Elektrodenkreis nach dem Schema b der Abb. 49 aufgebaut, bei dem neuen großen Zyklotron dagegen nach Schema c der Abb. 49.

Die Ankopplung des Anodenkreises an den D-Elektrodenkreis geschieht mit einer Übertragungsleitung (4), die in diesem Fall auf $\lambda/2$ abgestimmt ist. Die eingeschalteten Kapazitäten (0,004 μ F) sind mit Glimmer für 12 kV isoliert. An dem großen Zyklotron werden an dieser Stelle jetzt Vakuumkondensatoren verwandt. An Stelle der abgestimmten Verbindungsleitungen sind an anderen Orten nicht abgestimmte Leitungen mit kapazitiver Kopplung benutzt worden. Die Kapazitäten sorgen dann gleichzeitig dafür, daß die Anodenspannung von 10 kV nicht in den D-Elektrodenkreis kommt. Außerdem ist die Ankopplung an den D-Elektrodenkreis in dem Schaltschema nicht ganz symmetrisch eingezeichnet, da die eine Elektrode infolge der Ablenkplatte eine etwas größere Kapazität besitzt.

Der Gitterkreis besteht ebenfalls aus einem LECHER-System, das auf $\lambda/4$ abgestimmt ist. Der Gitterstrom in dem Ableitwiderstand (3000 Ω) beträgt 1,3 A bei einem Anodenstrom von 6,5 A. Die Kupferrohre dieses Kreises haben einen Durchmesser von 7,5 cm. Es ist besonders wichtig, daß die Verbindung zwischen dem Gitterkreis und dem Röhrenanschluß elektrisch sehr kurz ist.

Die beiden großen Senderöhren sind, wie schon erwähnt, nach den Plänen von SLOAN, THORNTON und JENKINS (69) angefertigt. Das eine Ende des Glühdrahtes ist geerdet (5). Hier ist besonders auf die gute Abschirmung der Stromzuführung für die Heizung zu achten. Da der äußere Metallmantel gleichzeitig die Anode bildet, sind die Öldiffusionspumpen über eine Glasleitung als Isolation angeschlossen.

Zum erstmaligen Einstellen des Senders dienen im wesentlichen 3 Veränderliche: 1. die Kapazität im Anodenkreis, 2. die Länge des Gitterkreises, und 3. der Abstand der Platte im D-Elektrodenkreis. An Stelle dieser Platte kann auch ein beweglicher Kurzschlußbügel zwischen den beiden Kupferrohren treten. Die richtige Einstellung des Senders

wird mit der in der Seitenwand der Beschleunigungskammer eingebauten Hochfrequenzsonde kontrolliert. Der Verschiebungsstrom dieser Sonde ist ein direktes Maß für die Höhe der D-Elektrodenspannung. Auch während des Betriebes wird dieser Verschiebungsstrom, den man zur bequemen Messung zunächst gleichrichtet, dauernd am Schalttisch überwacht. Die D-Elektrodenspannung beträgt in Berkeley mit dem besprochenen Sender rund 100 kV. Einzelheiten über die Messung der D-Elektrodenspannung sind bei WHITMER (83) zu finden.

Eine ähnliche Schaltung für den Sender des Zyklotrons ist in der Arbeit von ALLEN, SAMPSON und FRANKLIN (1) besprochen, in der noch verschiedene interessante Einzelheiten angegeben sind. HENDERSON und Mitarbeiter (33) haben mit fabrikmäßigen abgeschmolzenen Röhren für eine Anodenleistung von 25 kW eine D-Elektrodenspannung von 50 kV erreicht. Aus Messungen über die Erwärmung des Kühlwassers im D-Elektrodenkreis konnten sie feststellen, daß dort eine Energie von 7 kW vernichtet wird. Auch an anderen Stellen sind mit gutem Erfolg abgeschmolzene Röhren in Betrieb genommen worden, jedoch überstieg die Leistung dieser Sender kaum 25 kW.

13. Vollständige Anlage. Ein betriebsfähiges Zyklotron besitzt neben den drei erwähnten Hauptteilen noch eine ganze Reihe notwendiger Nebenapparaturen, die jetzt kurz aufgezählt seien. Zunächst wird im allgemeinen eine große Reihe von Sicherheitsvorrichtungen eingebaut, die die einzelnen Teile vor der Zerstörung schützen sollen. So werden alle Kühlleitungen über Relais geführt, die beim Nachlassen des Wasserdruckes den betreffenden Stromkreis ausschalten. Ebenso werden an den selbstgebauten Senderröhren Entladungsstrecken in die Pumpleitung eingebaut, die den Heizstrom über ein Relais ausschalten, sobald das Vakuum in der Röhre nachläßt. Sehr wichtig ist es, während des Betriebes dauernd das Vakuum in der Beschleunigungskammer kontrollieren zu können. Hierzu dienen Ionisationsmanometer, bei denen der Strom der positiven Ionen in einer an dasselbe Vakuum angeschlossenen Dreielektrodenröhre gemessen wird oder z. B. das Philips-Manometer, das mit einer Entladung im Magnetfeld arbeitet. Weiterhin muß die Magnetwicklung vor Überspannungen geschützt werden, die bei einer plötzlichen Unterbrechung der Stromzuleitung infolge der hohen Induktivität auftreten können. Im BARTHOL-Zyklotron ist parallel zur Magnetwicklung z. B. eine Funkenstrecke aus zwei Messungsplatten eingeschaltet, die durch ein dünnes Paraffinpapier voneinander getrennt sind. Dieses Paraffinpapier schlägt bereits bei einer Spannung von 200 V durch.

Bei größeren Anlagen ist der Verbrauch an Kühlwasser schon beträchtlich, denn neben dem Magnet sind die Beschleunigungskammer, die Senderöhren und die Pumpe dauernd zu kühlen. Man baut daher gerne Rückkühlanlagen ein, die sich besonders bezahlt machen, wenn das Leitungswasser stark kalkhaltig ist, da sonst die dünnen Kühlleitungen bald zuwachsen.

Eine wichtige Rolle spielt die Frage der Stromversorgung. Eine größere Anlage verbraucht an Leistung insgesamt 100—150 kW. Es muß also die Zufuhr einer derartigen Leistung im Laboratorium gesichert sein. Dann muß das gesamte Netz des übrigen Laboratoriums vor der Hochfrequenz geschützt werden. Der sicherste Schutz hierfür wird durch ein Umformeraggregat geboten, andernfalls sind starke Drosseln in die Primärleitungen einzubauen.

Bei größeren Zyklotronanlagen muß dem Strahlenschutz des Bedienungspersonals genügend Beachtung geschenkt werden, denn die ent-

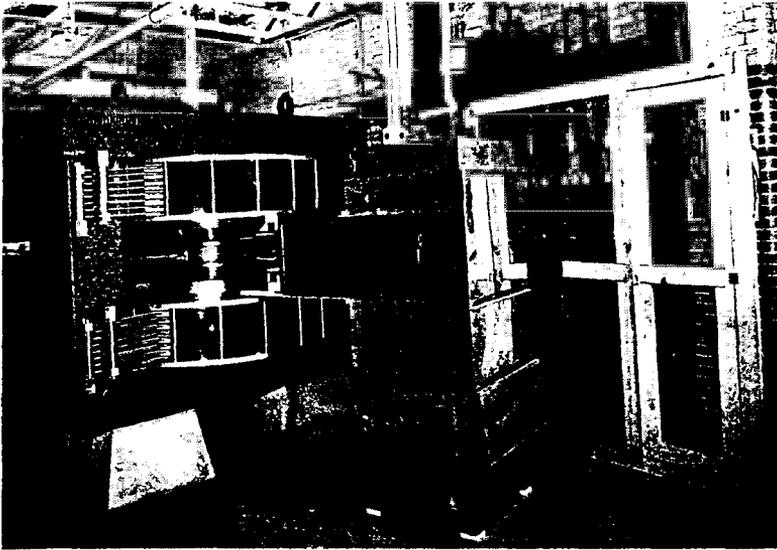


Abb. 51. Das Zyklotron in Rochester mit der ersten kleineren Beschleunigungskammer. Rechts vor dem Magnet steht der Schutzkasten des Senders, der mit handelsüblichen Röhren arbeitet, dahinter ist die Gleichrichteranlage für die Anodenspannung zu sehen. Der konische Verlauf der Polendstücke wurde später durch einen zusätzlichen Ring in eine durchgehend zylindrische Form umgewandelt und die Beschleunigungskammer entsprechend vergrößert (DU BRIDGE, BARNES, BUCK, STRAIN).

stehenden schnellen Neutronen und γ -Strahlen sind von solcher Intensität, daß man in der Nähe der Beschleunigungskammer bereits in wenigen Minuten eine Strahlenschädigung erleiden kann. Eine erste Forderung ist daher, daß der Schalttisch möglichst weit vom Zyklotron entfernt ist. Zweitens umgibt man das Zyklotron mit Wassertanks, um die schnellen Neutronen abzubremesen. Dieser Wasserschutz braucht nur in Richtung auf den Schalttisch aufgebaut zu werden, wenn das Zyklotron unterirdisch aufgestellt wird und so ein allseitiger Erdschutz vorhanden ist. Von DANCOFF (19) ist berechnet worden, daß ein Wassertank von 1,5 m Dicke einen Neutronenstrahl von 10 eMV um den Faktor 10^{-5} in seiner Intensität herabsetzt. Dieselbe Wasserdicke absorbiert aber nur den 10^{-3} ten Teil derjenigen γ -Strahlung, die gleichzeitig durch den Einfang der Neutronen im Wasser entsteht. Bei einem Zyklotron in

vollem Betrieb muß daher an allen in der Nähe liegenden Arbeitsplätzen die Strahlungsintensität kontrolliert werden. Es können dabei dieselben Methoden und Apparate benutzt werden, wie sie bei den Röntgenstrahlen Anwendung finden, natürlich unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Neutronen nur über Rückstoßkerne ionisieren.

Als Beispiele für den Gesamtaufbau von Zyklotronanlagen sind in diesem Abschnitt einige Bilder von Apparaturen gezeigt, die sich bereits im Betrieb gut bewährt haben. Das Rochester-Zyklotron (Abb. 51) lieferte in seiner ersten Ausführung Protonen von 4,1 eMV. Nach seiner Vergrößerung konnte die Protonenenergie auf 6,5 eMV erhöht werden.

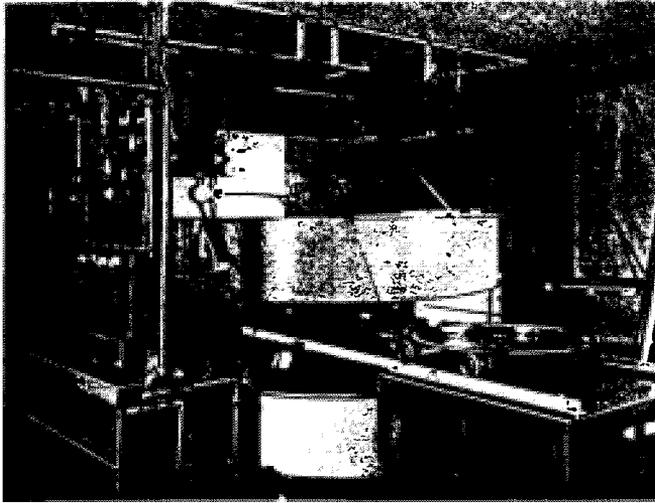


Abb. 52. Das BARTHOL-Zyklotron mit herausgefahrener Beschleunigungskammer. Der Deckel der Kammer ist mit einem Flaschenzug hochgehoben (ALLEN, SAMPSON, FRANKLIN).

Von dem BARTHOL-Zyklotron (Abb. 52) sind bereits einige Einzelkonstruktionen früher näher erläutert worden. Es liefert Deuteronen von 10,2 eMV. Das PURDUE-Zyklotron (Abb. 53) ist bis jetzt fast ausschließlich mit α -Strahlen betrieben worden, da kein genügender Wasserschutz gegen Neutronen vorhanden war und so der Betrieb mit Deuteronen für die Bedienungspersonen zu gefährlich erschien.

Die letzten 3 Abb. 54, 55 und 56 zeigen Aufnahmen des neuen Zyklotrons in Berkeley von LAWRENCE und Mitarbeiter (49), das einen Poldurchmesser von 1,5 m besitzt. Diesem Zyklotron sind alle Erfahrungen, die man im Lauf der Zeit in Berkeley gesammelt hat, zugute gekommen. Es liefert mit Deuteronen von 16 eMV und α -Teilchen von 32 eMV die höchste bis jetzt erreichte Teilchenenergie. Diese Anlage soll hauptsächlich der Herstellung starker künstlich radioaktiver Präparate für die Verwendung in der Medizin dienen. Ebenso sollen mit den intensiven Neutronenstrahlen weitere Versuche

über ihre biologische Wirkung angestellt werden. Schon mit dem kleineren Zyklotron in Berkeley sind seit langem Arbeiten in dieser

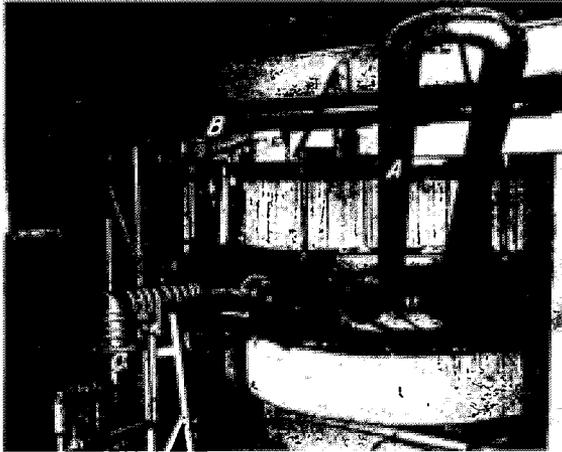


Abb. 53. Die Hochfrequenzseite des PURDUE-Zyklotrons. *A* ist der *D*-Elektrodenkreis, der mit $\lambda/4$ schwingt (Schaltung nach Abb. 48b); *B* die Kühlleitung und *C* die Hochvakuumpumpe (HENDERSON, KING, RISSER, YEARIAN und HOWE).

Richtung ausgeführt worden. So ist es z. B. mit den seitlich eingeführten Sonden (Abb. 48) gelungen, in einer nur eintägigen Bestrahlung Prä-

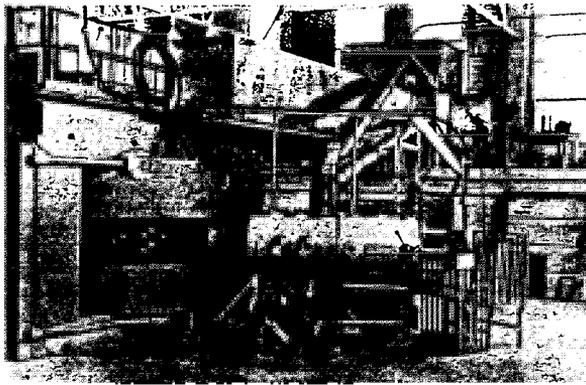


Abb. 54. Ansicht des neuen 1,5 m-Zyklotrons in Berkeley bei seiner ersten Inbetriebsetzung. Links der Magnet mit Beschleunigungskammer; im Vordergrund die Tanks mit der *D*-Elektrodenhalterung (Schaltung nach Abb. 48c). Oben im Hintergrund befindet sich der Sender, der mit den konzentrischen Leitungen in den großen Kupferrohren an den *D*-Elektrodenkreis gekoppelt ist. Der Blechkasten, der sich von dem Senderaum aus nach links vorn erstreckt, enthält das LECHER-System des Gitterkreises. Durch das schwarze Kabel wird die Hochspannung für die Ablenkplatte zugeführt.

paratstärken von 10 m Curie Radiophosphor ($_{15}\text{P}^{32}$) zu erzielen, das eine Halbwertszeit von 14 Tage besitzt. Präparate dieser Art sind bereits mit Erfolg als therapeutische Mittel in der Medizin angewandt worden.

Von Radionatrium (${}_{12}\text{Na}^{24}$) können leicht Präparate hergestellt werden, die eine Aktivität von der Größenordnung 1 Curie besitzen.

Während man im letzten Jahre dieses neue große Zyklotron in Berkeley in Betrieb genommen hat, arbeitet man jetzt dort schon an einer



Abb. 55. Die andere Seite des neuen Zyklotrons in Berkeley mit Strahlenaustritt und Bestrahlungskammer. Der schwarze Tank auf dem Magnet enthält die Hochspannungsanlage für die Ablenkspannung. Links oben ist wieder der Raum für den Sender, der Anfang der konzentrischen Verbindungsleitungen und der Blechkasten mit dem Gitterkreis zu sehen.

noch größeren Anlage. Diese neue Anlage soll Teilchen von 100 eMV liefern. Der Magnet dazu wird einen Poldurchmesser von 4,7 m erhalten

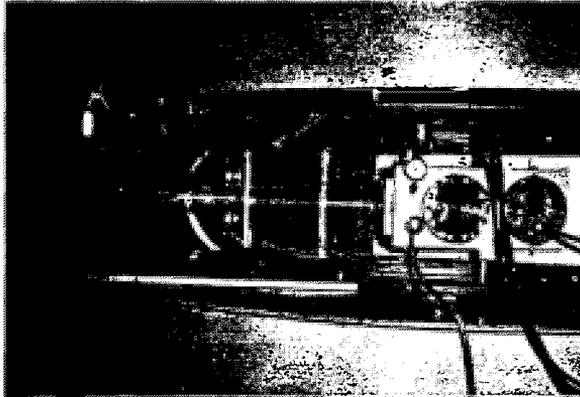


Abb. 56. Photographie des Deuteronenbündels bei seinem Austritt aus der Bestrahlungskammer des neuen Zyklotrons in Berkeley. Die Reichweite des Strahls beträgt bei einer Energie von 16 eMV rund 1,5 m in Luft.

und das Gewicht des Magneten soll 4900 Tonnen betragen. LAWRENCE und seine Mitarbeiter vertreten auf Grund ihrer Erfahrung die Ansicht, daß diesem neuen gigantischen Zyklotron keine prinzipiellen Schwierigkeiten entgegenstehen werden.

Am Schluß dieses Abschnittes ist in einer Tabelle eine Reihe von Zyklotrone mit ihren Betriebsdaten zusammengestellt. Es handelt sich

hierbei um eine Auswahl, die in der Literatur leicht zugänglich ist. In Wirklichkeit laufen wesentlich mehr Anlagen in Amerika und einige auch in Europa und Japan. In Deutschland ist bisher noch kein Zyklotron in Betrieb genommen worden.

Tabelle 3. Verzeichnis einiger Zyklotrons mit den Betriebsdaten.
d Deuteronen, p Protonen, α α -Strahlen.

Verfasser	Maximaler Ionenradius (cm)	Feldstärke (kGauß)	Wellenlänge des Senders (m)	Energie der Ionen (eMV)	Stromstärke (μ A)	Bemerkungen
LAWRENCE, LIVINGSTON	25	18	22	5 H ₂	0,1	
LAWRENCE, COOKSEY	28	18	22	6 d	50	
LAWRENCE, COOKSEY	28	18	22	12 α	0,1	Beschl.-Kammer Abb. 45 und 46 Sender Abb. 50
	38	15,5	25,5	8,5 d	100	
LAWRENCE, COOKSEY	38	15,5	25,5	17 α	2	Abb. 54, 55 u. 56
	60	13,5	29,5	16 d	100	
LAWRENCE u. Mitarb.	60	13,5	29,5	32 α	—	Mit Glühkathode Mit Kapillarbogen
	60	6,75	29,5	8 p	—	
	60	11,2	29,5	24 He ³	—	
	16	13	15	2,1 p	5	
LIVINGSTON	16	13	15	2,1 p	5	
HENDERSON, WHITE	31	13,5	29	9,1 α	70	Mit Glühkathode Mit Kapillarbogen
					bis 0,2	
DU BRIDGE, BARNES, BUCK, STRAIN (Rochester)	21,5	14	14	4,2 p	3	Abb. 51
	29	12,5	15,5	6,5 p	—	
ALLEN, SAMPSON, FRANKLIN (BARTHOL)	41	16	25	10,2 d	10	Mit Glühkathode Mit Kapillarbogen Abb. 52
					30—50	
HENDERSON, KING u. a. (PURDUE)	41	13,5	29	16,5 α	0,03	Mit Kapillarbogen Abb. 53
				8 d	~ 3	
NISHINA, YASAKI	27	12,8	30	3 d	20—50	
WATANABE	27	12,8	30	3 d	20—50	
RUKAVICHNIKOW	25,6	8	25	2,1 p	10 ⁻³	
DUNNING u. Mitarb.	40	9	21	7 p	—	

Literaturverzeichnis.

1. ALLEN, A. J., M. B. SAMPSON and R. G. FRANKLIN: J. Franklin Inst. **228**, 543 (1939).
2. ALLEN, J. S. and J. H. WILLIAMS: Physic. Rev. **53**, 928 (1938).
3. ATTA, L. C. VAN, D. L. NORTHRUP, C. M. VAN ATTA and R. J. VAN DE GRAAFF: Physic. Rev. **49**, 761, 865 (1936).
4. BALDINGER, E., P. HUBER u. H. STAUB: Helvet. physica Acta **10**, 254 (1937).
5. BAUMHAUER, W. u. P. KUNZE: Z. Physik **114**, 197 (1939).
6. BETHE, H. H. and M. E. ROSE: Physic. Rev. **52**, 1254 (1937).
7. BOTHE, W. u. W. GENTNER: Z. Physik **104**, 685 (1937); **112**, 45 (1939).
8. BOUWERS, A.: Radiology **22**, 163 (1934).
9. — u. A. KUNTKE: Z. techn. Physik **18**, 209 (1937).

10. BOUWERS, A.: Elektrische Hochspannungen. Berlin: Julius Springer 1939.
11. — F. A. HEYN and A. KUNTKE: *Physica* **4**, 2, 153 (1937).
12. BRASCH, A. u. F. LANGE: *Z. Physik* **70**, 10 (1931); **13**, 460 (1932).
13. BURCHAM, W. E. and S. DEVONS: *Proc. roy. Soc. Lond.* **173**, 555 (1939).
14. CLAUSING, P.: *Ann. Physik* (5) **12**, 961 (1932).
15. COCKROFT, J. D. and E. T. S. WALTON: *Proc. roy. Soc. Lond.* **136**, 619 (1932).
16. — Congrès du Palais de la Decouverte. Paris 1937.
17. COLLINS, G. B., B. WALDMAN and E. GUTH: *Physic. Rev.* **56**, 876 (1939).
18. CRANE, H. R., C. C. LAURITSEN and SOLTAN: *Physic. Rev.* **45**, 507 (1934); **52**, 11 (1937).
19. DANCOFF, S. M.: *Physic. Rev.* **57**, 251 (1940).
20. DANFORTH, W. E.: *Rev. sci. Instr.* **10**, 211 (1939).
21. DÖPEL, R.: *Z. Physik* **91**, 796 (1934).
22. DU BRIDGE, L. A., S. W. BARNES, J. H. BUCK and C. V. STRAIN: *Physic. Rev.* **53**, 446 (1938).
23. DUNNING, I. R. and H. L. ANDERSON: *Rev. sci. Instr.* **8**, 158 (1937) u. *Physic. Rev.* **53**, 334 (1938).
24. FINKELSTEIN, A. TH.: *Rev. sci. Instr.* **11**, 94 (1940).
25. FOWLER, R. D.: *Rev. sci. Instr.* **6**, 26 (1935).
26. GETTING, J. A., J. B. FISK and H. G. VOGT: *Physic. Rev.* **56**, 1098 (1939).
27. GRAAFF, R. J. VAN DE: *Physic. Rev.* **38**, 1919 (1931).
28. — K. T. COMPTON and L. C. VAN ATTA: *Physic. Rev.* **43**, 149 (1933).
29. GILBERT, P. W.: *Proc. Inst. Radio Engrs. (N. Y.)* **24**, 1939 (1936).
30. HAILER, C.: *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.* **17**, 115 (1938).
31. HANSEN, W. W. and D. L. WEBSTER: *Rev. sci. Instr.* **7**, 17 (1936).
32. HAWORTH, L. J., L. D. P. KING, C. T. ZAHN and N. P. HEYDENBURG: *Rev. sci. Instr.* **8**, 486 (1937).
33. HENDERSON, W. J., L. D. P. KING, J. R. RISSER, H. J. YEARIAN and J. D. HOWE: *J. Franklin Inst.* **228**, 563 (1939).
34. HENDERSON, M. C. and M. G. WHITE: *Rev. sci. Instr.* **9**, 19 (1938).
35. HERB, R. G., D. B. PARKINSON and D. W. KERST: *Rev. sci. Instr.* **6**, 261 (1935) u. *Physic. Rev.* **51**, 75 (1937).
36. HUDSON, C. M., L. E. HOISINGTON and L. E. ROY: *Physic. Rev.* **52**, 664 (1937).
37. HOWE, J. D. and I. WALTERSTEIN: *Rev. sci. Instr.* **9**, 53 (1938).
38. JOLIOT, F., A. LAZARD et P. SAVEL: *C. r. Acad. Sci. Paris* **201**, 826 (1935).
39. — M. FELDENKRAIS et A. LAZARD: *C. r. Acad. Sci. Paris* **202**, 291 (1936).
40. KIRKPATRICK, P.: *Rev. sci. Instr.* **3**, 430 (1932).
41. — u. J. B. BECKERLEY: *Rev. sci. Instr.* **7**, 24 (1936).
42. KOSSEL, W.: *Z. Physik* **111**, 264 (1938).
43. KURIE, F. N. D.: *Rev. sci. Instr.* **10**, 199 (1939).
44. LAMAR, E. S., BUECHNER and K. T. COMPTON: *Physic. Rev.* **51**, 936 (1937).
45. LAWRENCE, E. O. and N. E. EDLEFSON: *Science (N. Y.)* **72**, 376 (1930).
46. — and D. H. SLOAN: *Proc. nat. Acad. Sci. U.S.A.* **17**, 64 (1931) u. *Physic. Rev.* **38**, 2021 (1931).
47. — and M. S. LIVINGSTON: *Physic. Rev.* **40**, 19 (1932); **45**, 608 (1934).
48. and D. COOKSEY: *Physic. Rev.* **50**, 1131 (1936).
49. — ALVAREZ, BROBECK, COOKSEY, CORSON, McMILLAN, SALISBURY and THORNTON: *Physic. Rev.* **56**, 124 (1939).
50. LIVINGSTON, M. S.: *Rev. sci. Instr.* **7**, 55 (1936).
51. — M. G. HOLOWAY and C. P. BAKER: *Rev. sci. Instr.* **10**, 63 (1939).
52. LUKANOW, H. u. W. SCHÜTZE: *Z. Physik* **82**, 610 (1933).
53. MEHLHORN, H.: *Siemens-Z.* **18**, 417 (1938).

54. MORAND, M. et A. RASKIN: Bull. roy. Soc. Sci. Liège **1938**, 178.
55. McMILLAN, E. and W. W. SALISBURY: Physic. Rev. **56**, 836 (1939).
56. NEUBERT, N.: Z. Physik. **110**, 334 (1938).
57. OLIPHANT, M. L. E. and Lord RUTHERFORD: Proc. roy. Soc. Lond. **141**, 259 (1933).
58. PARKINSON, R. G., R. G. HERB, E. I. BERNET and J. L. MCKIBBEN: Physic. Rev. **53**, 642 (1938).
59. PAUTHENIER, M. et M. MOREAU-HANOT: J. Physique et Radium **8**, 193 (1937).
60. PERRY, T.: Physic. Rev. **53**, 943 (1939).
61. REDDEMANN, H.: Z. Physik. **110**, 373 (1938).
62. RODINE, M. T. and R. G. HERB: Physic. Rev. **51**, 508 (1937).
63. ROSE, M. E.: Physic. Rev. **53**, 392 (1938).
64. SCHÜTZE, W.: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. **17**, 135 (1938).
65. SCHIFF, L. I.: Physic. Rev. **54**, 1114 (1938).
66. SEEMANN, H. u. P. ORBAN: Ann. Physik **23**, 137 (1935).
67. SLACK, C. M. and L. F. EHRKE: Rev. sci. Instr. **8**, 193 (1937).
68. SLOAN, D. H. and W. M. COATES: Physic. Rev. **46**, 539 (1934).
69. — R. L. THORNTON and F. A. JENKINS: Rev. sci. Instr. **6**, 75 (1935).
70. SMITH, L. P. and G. W. SCOTT: Physic. Rev. **55**, 946 u. 954 (1939).
71. STEPHENS, W. E. and C. C. LAURITSEN: Rev. sci. Instr. **9**, 51 (1938).
72. THOMAS, L. H.: Physic. Rev. **54**, 580, 588 (1938).
73. TRUMP, J. G. and R. J. VAN DE GRAAFF: Physic. Rev. **55**, 1160 (1939).
74. — F. H. MERRIL and F. J. SAFFORD: Rev. sci. Instr. **9**, 398 (1938).
75. — F. J. SAFFORD and R. J. VAN DE GRAAFF: Rev. sci. Instr. **11**, 54 (1940).
76. TUVE, M. A., L. R. HAFSTAD and O. DAHL: Physic. Rev. **48**, 315 (1935) u. Naturwiss. **24**, 624 (1936).
77. WEISS, C. u. H. WESTMEYER: Physik. Z. **40**, 461 (1939).
78. WELLS, W. H., R. O. HAXBY, W. E. SHOUPP and W. E. STEPHENS: Phys. Rev. **57**, 347 (1940).
79. WIDERÖE, R.: Arch. Elektrotechn. **21**, 387 (1928).
80. WILSON, R. R.: Physic. Rev. **53**, 408 (1938).
81. — and M. D. KAMEN: Physic. Rev. **54**, 1031 (1938).
82. — Physic. Rev. **56**, 459 (1939).
83. WHITMER, R. M.: Rev. sci. Instr. **10**, 165 (1939).
84. ZINN, W. H.: Physic. Rev. **52**, 655 (1937).

Massenspektrographie und ihre Anwendung auf Probleme der Atom- und Kernchemie.

Von J. MATTAUCH, Berlin-Dahlem.

Mit 25 Abbildungen.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
I. Einleitung	171
1. Kanalstrahlen	171
2. Ablenkung im magnetischen und elektrischen Feld	171
3. THOMSON'S Parabelmethode	173
II. Isotopie	173
4. Isotopenbegriff	173
5. ASTON'S Massenspektrograph	174
6. Ganzzahligkeitsregel und Atomkerne	174
7. Kernbausteine	176
8. Massenspektrographische Atomgewichtsbestimmung	177
III. Bindungsenergie der Atomkerne.	179
9. Trägheit der Energie; Massendefekt	179
10. Kernkräfte	181
11. Kernmodell und Packungsanteilkurve	183
IV. Fokussierungsmethoden	186
12. ASTON'S Geschwindigkeitsfokussierung	187
13. Richtungsfokussierung	190
V. Systematik der Kerne und Energietal	194
14. Stabile und instabile Kerne.	194
15. Der β -Zerfall	194
16. Isobare	195
17. Der K -Einfang	196
18. Regeln über das Auftreten von stabilen Isobaren und Isotopen	196
VI. Folgerungen der Isobarenregel	200
19. Vorhersage von Isotopen	200
20. In der Natur vorkommende instabile Isotope.	202
21. Die fehlenden Elemente Nr. 43 und Nr. 61	206
VII. Doppelfokussierung	206
22. Verallgemeinerung von Richtungsfokussierung und Geschwindigkeitsdispersion	207
23. Die doppelfokussierenden Massenspektrographen	215
24. Präzisionsbestimmung von Isotopengewichten	221
VIII. Weitere Anwendungen	228
25. Details im Energietal	228
26. Banden	232
Literaturverzeichnis	234

I. Einleitung.

Wie schon der Name andeutet, soll der Massenspektrograph zur Messung von Massen — und zwar handelt es sich um Atom- und Molekülmassen aus einem Strahl positiver Ionen — dienen, in ähnlicher Weise und womöglich mit derselben Genauigkeit, wie dies vom optischen Spektrographen für Lichtwellenlängen geleistet wird. An die Stelle der Prismen und Linsen treten dabei elektrische und magnetische Felder, unter deren Einfluß das Strahlenbündel in geeigneter Weise abgelenkt, zerlegt und eventuell auf eine photographische Platte fokussiert wird.

1. Kanalstrahlen. W. WIEN konnte als erster zeigen, daß auch die von GOLDSTEIN in Entladungsröhren bestimmter Form entdeckten Strahlen in genügend starken elektrischen und magnetischen Feldern ähnlich wie die Kathodenstrahlen abgelenkt werden können und wies nach, daß die Masse der Strahlteilchen etwa der der Atome des Gases gleichkommt, das als Träger der Entladung verwendet wird. Die alte Methode der Erzeugung, nach der die Strahlen die Bezeichnung „Kanalstrahlen“ erhalten haben, wird im Prinzip auch heute noch vielfach angewendet, da sie die einfachste zur Herstellung eines Strahles positiver Ionen darstellt. In einer Entladungsröhre wird durch eine Spannung von 20000 bis 40000 V zwischen den Elektroden bei einem Druck von etwa 0,01 mm Hg eine Gasentladung betrieben. Wegen der geringen Gasdichte erhalten die wenigen stets vorhandenen Ionen im Spannungsfälle bis zum nächsten Zusammenstoß mit neutralen Gasmolekülen jeweils genügend große Geschwindigkeit um neue Ionenpaare in ständig wachsender Zahl zu bilden, bis sich ein stationäres Gleichgewicht zwischen gebildeten und an die Elektroden abgeführten Ionen einstellt. Durch einen engen, runden oder schlitzförmigen „Kanal“ läßt man einen Teil der positiven Ionen in Form eines feinen Strahles in das eigentliche durch rasch wirkende Pumpen aufrechterhaltene Hochvakuum eintreten. Die dabei durch den Kanal ständig abgesaugte Gasmenge wird der Entladungsröhre durch eine Kapillare aus einem Vorratsgefäß zugeführt (WIENSche Durchströmungsmethode).

2. Ablenkung im magnetischen und elektrischen Feld. Die Ablenkung eines Strahles geladener Teilchen ist besonders einfach in einem homogenen Magnetfeld, wenn die Geschwindigkeitsrichtung der Strahlteilchen normal zur Feldrichtung steht. Die Bahnen der Teilchen sind dann einfache Kreise, da die Kraft normal zur Geschwindigkeit (und zur Feldstärke) gerichtet ist. Wir übersehen die Verhältnisse am besten, wenn wir das Kräftegleichgewicht (Zentrifugalkraft ist gleich LORENTZ-Kraft) anschreiben:

$$Mv^2/r_m = evH/c; \quad (1m)$$

dabei bedeuten M , v und e Masse, Geschwindigkeit und Ladung des Ions, das sich im Magnetfeld von der Stärke H auf der Kreisbahn vom Radius r_m bewegt. c ist der Umrechnungsfaktor vom elektrostatischen

auf das elektromagnetische Maßsystem — die Lichtgeschwindigkeit. Nach Zurücklegung eines Kreisbogens von der Länge $r_m \cdot \Phi_m$ soll das Feld abbrechen und das Teilchen in tangentialer Richtung weiterfliegen. Der Ablenkwinkel Φ_m zwischen der alten und neuen Richtung (s. Abb. 1 a) ist umgekehrt proportional r_m und nach (1m) gegeben durch:

$$1/r_m \text{ prop. } \Phi_m = A e/M v, \quad (2m)$$

wo A eine Proportionalitätskonstante bedeutet, die nur von der Länge des im Felde zurückgelegten Weges und der Feldstärke H , die wir beide als konstant ansehen wollen, abhängt.

In elektrischen Feldern sind die Bahnen geladener Teilchen meist keine so einfachen Kurven. Doch gibt es eine spezielle Feldanordnung, das radiale elektrische Feld, das am besten durch zwei entgegengesetzt

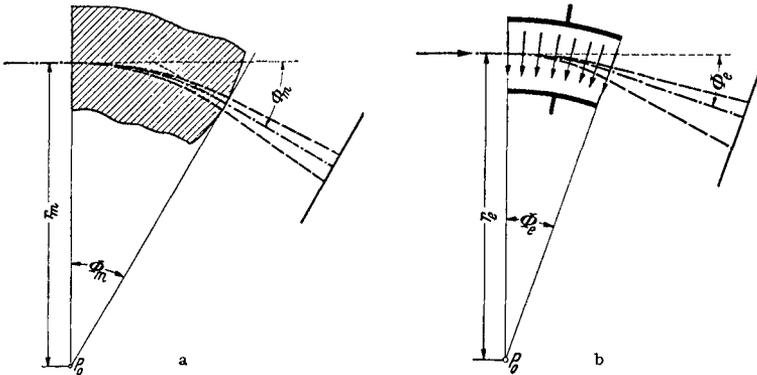


Abb. 1. Ablenkung von Kanalstrahlen im Magnetfeld (a) und im elektrischen Radialfeld (b).

aufgeladene Zylinderflächen realisiert wird, in dem ebenfalls bestimmte Teilchen sich auf einer Kreisbahn bewegen können. Die Richtung der Feldstärke E weist in diesem Felde überall gegen den Punkt P_0 (s. Abb. 1 b). Wenn die durch das Feld auf das geladene Teilchen wirkende Kraft (Ladung \times Feldstärke) überall senkrecht auf der Bahnrichtung steht und konstant ist, wenn also Masse und Geschwindigkeit der Teilchen so beschaffen sind, daß wieder die Fliehkraft gleich der Zentripetalkraft:

$$M v^2/r_e = e E \quad (1e)$$

ist, dann ist die Bahn dieser Teilchen im Zylinderkondensator ein Kreis vom Radius r_e . Andere Teilchen allerdings beschreiben kompliziertere Bahnen. Infolge der Art der Erzeugung der Kanalstrahlen ist aber für solche Ionen, die in derselben Entfernung von der Kathode in der Entladungsröhre entstehen, stets das Produkt $M v^2$ konstant, gleichgültig, welche Masse sie besitzen; denn sie haben ihre kinetische Energie ($1/2 M v^2$) nach Durchlaufung der gleichen Spannung erhalten. Wenn wir uns also auf Teilchen beschränken, die durch nahezu die gleiche Spannung beschleunigt wurden, und wenn wir außerdem den Ablenkwinkel Φ_e klein

der Tatsache, daß sich scharfe Parabeln ausbilden, schließen wir vielmehr, daß die Gewichte der einzelnen Atome scharfe, wohl definierte Werte besitzen. 2. Die Atome des Neons besitzen jedoch nicht das Gewicht 20,2, das dem chemischen Atomgewicht entspricht, sondern es gibt zwei Arten von Ne-Atomen; in dem in der Natur vorkommenden Ne besitzen etwa 90% der Atome das Gewicht 20,0, während die restlichen 10% das Gewicht 22,0 haben. Diese Atomarten, die sich zwar sehr wohl durch ihr Gewicht, chemisch aber gar nicht unterscheiden, bezeichnet man als Isotop, da man sie auf dem gleichen (*ἴσος*) Platz (*τόπος*) des periodischen Systems unterzubringen gezwungen ist. Später wurde ein noch recht seltenes Neon-Isotop vom Gewicht 21,0 entdeckt.

Die Aufnahmen der Abb. 2 wurden in einer von SCHÜTZE (59, 77)¹ gebauten, technisch sehr vervollkommenen Parabelapparat gemacht und außerdem wurde als hauptsächlichste Füllung des Entladungsröhres eine Neonprobe verwendet, in der nach dem HERTZschen Diffusionsverfahren das schwere Isotop stark angereichert war. Aus den THOMSONSchen Aufnahmen ließen sich die oben formulierten Schlüsse noch nicht so bindend ziehen. Der zwingende Nachweis der Isotopenzusammensetzung der gewöhnlichen stabilen Elemente gelang erst F. W. ASTON.

5. ASTONs Massenspektrograph. Die Parabelanordnung hat mehrere Nachteile. Sie verzettelt die Intensität längs einer längeren Kurve je nach der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen; da uns aber eine Geschwindigkeitsanalyse der Kanalstrahlen hier nicht weiter interessiert, würde es genügen, für jede Masse einen Punkt oder eine Linie zu haben, in der aber dafür die ganze oder ein Teil der Intensität konzentriert ist. Ferner ist die Ausmessung der Parabeln hinsichtlich ihrer Lage (Masse des Isotops) sowie ihrer Schwärzungsintensität (relative Beteiligung oder Häufigkeit des Isotops) recht unbequem; ein Apparat der die Linien ähnlich wie in einem optischen Spektrum erscheinen läßt (s. z. B. Abb. 3), wäre bei weitem wünschenswerter. Diese Anforderungen wurden von ASTON in seinem Massenspektrographen (4, 5, 9) erfüllt. Bevor wir aber auf die Beschreibung des Prinzips seiner Anordnung eingehen, wollen wir uns etwas näher mit seinen Ergebnissen befassen.

6. Ganzzahligkeitsregel und Atomkerne. Das Gebiet der Isotopenforschung wurde nun von ASTON (6) mit Hilfe seines Instrumentes, das, wie noch auszuführen sein wird, seiner Zeit weit voraus war, durch zwei Jahrzehnte praktisch allein erschlossen und souverän beherrscht. Er konnte für die größte Zahl der Elemente zeigen, daß es in den meisten Fällen beim selben Element mehrere (bis zu 10) verschiedene Atomarten — Isotope — gibt, die sich in der Masse unterscheiden. Seit ASTONs bekannter Ganzzahligkeitsregel wissen wir, daß die Isotopengewichte sehr genau ganze Zahlen sind, wenn man sie auf den 16. Teil

¹ Kursiv gedruckte Nummern in () beziehen sich auf das Literaturverzeichnis.

der Masse des häufigsten Sauerstoffisotops als Einheit bezieht. Während der Chemiker zur Kennzeichnung eines bestimmten Elementes nur eine einzige Zahl, nämlich die Ordnungszahl Z , braucht, ist für die Charakterisierung eines Atomkernes noch eine zweite Zahl, die Massenzahl A , notwendig; beide Zahlen werden als unterer und oberer Index dem chemischen Symbol vorangestellt, z. B. ${}_{15}^{37}\text{Cl}$ und ${}_{17}^{37}\text{Cl}$. Denn für den Kernphysiker

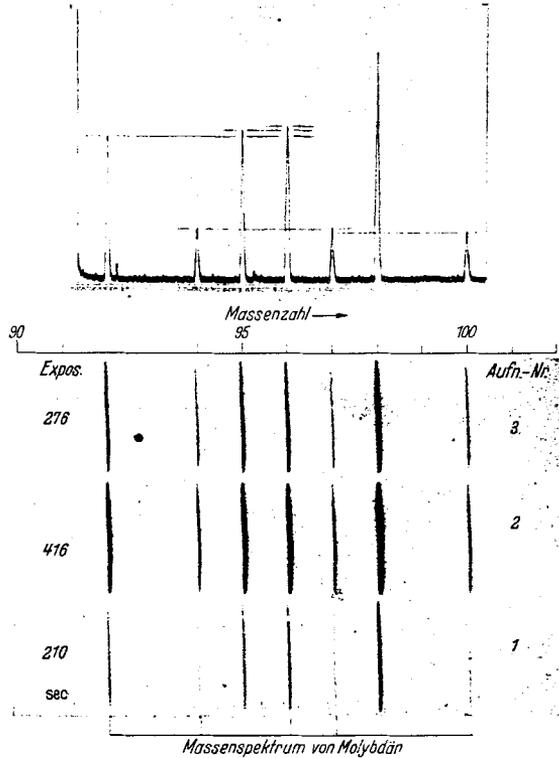


Abb. 3. Massenspektren und Photometerkurve von Molybdän nach J. MATTAUCH und H. LICHTBLAU (66). Füllgas der Entladungsröhre war Sauerstoff, die Kathode bestand zum Teil aus Mo-Blech.

stellen die einzelnen Atomkerne ebenso verschiedene Individuen dar, wie für den Chemiker die einzelnen Elemente. Auch wenn Atomkerne isotop sind (gleiches Z besitzen), unterscheiden sie sich außer durch die Masse in allen ihren Eigenschaften wie Kernspin, magnetisches Moment und Quadrupolmoment oder bei instabilen (radioaktiven) Kernen durch die Lebensdauer (Halbwertszeit) und die Art und Energie der ausgesandten Strahlen. Bei Kernumwandlungen sind ferner der Verlauf der Reaktion, die Reaktionswärme und die entstehenden Produkte verschieden; auch bei den Energiestufen angeregter Kerne ist für isotope Atomarten keinerlei Ähnlichkeit vorhanden.

7. Kernbausteine. Die Ganzzahligkeit der Einzelatomgewichte wird zusammen mit Beobachtungen über den Kernspin und die Kern-

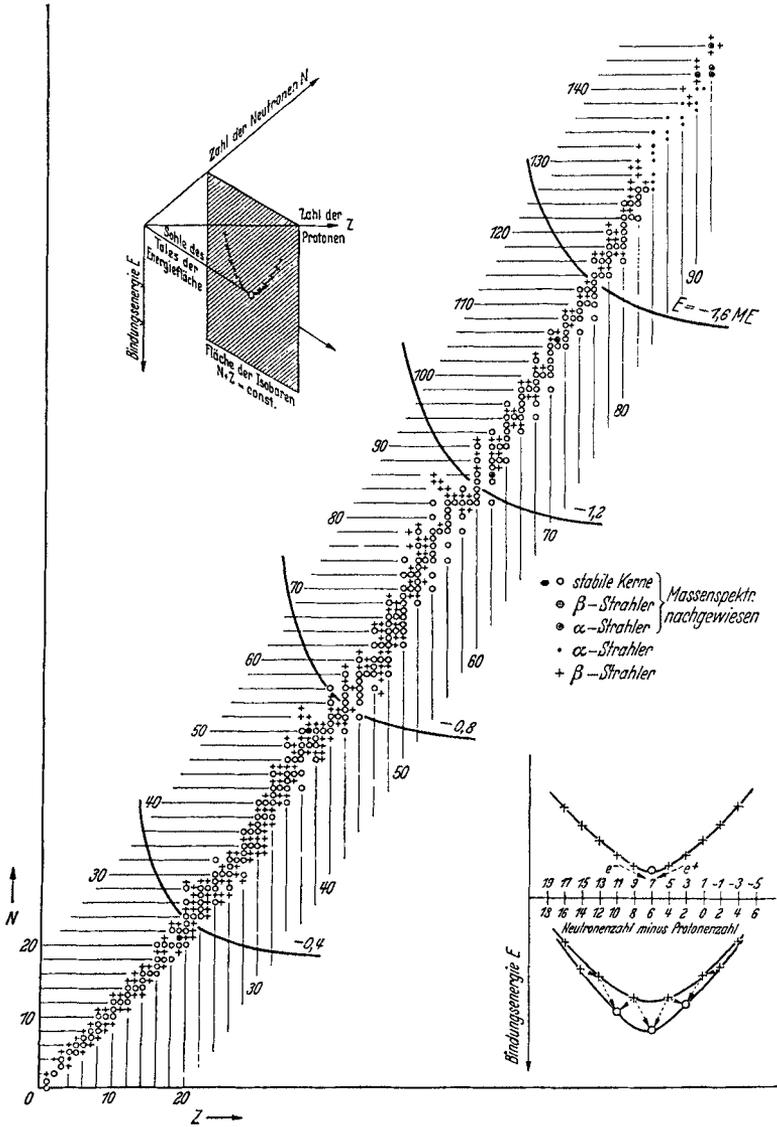


Abb. 4. Z-N-Diagramm, Energietal.

statistik nach HEISENBERG (1932) (44) am einfachsten durch die Annahme zweier Kernbausteine, nämlich des Protons und des Neutrons, beide von der Masse 1, erklärt. Das erstere — der einfachste Atomkern — trägt die positive Ladung 1 und stellt den Kern des leichten Wasser-

stoffisotops ${}^1_1\text{H}$ dar. Das letztere — ein elektrisch neutrales Teilchen — wurde 1932 von CHADWICK (21) bei Atomzertrümmerungsversuchen entdeckt. Die Anzahl der in einem Atomkern enthaltenen Protonen ist gleich der Kernladungszahl Z ; diese bestimmt allein bereits den Elementcharakter und nach ihr als Ordnungszahl ordnet man in der gewöhnlichen Chemie die Elemente im natürlichen System in einer Reihe an, die in geeigneter Weise in Perioden von 2, 8, 16 oder 32 Elementen eingeteilt wird. In der Kernchemie ist zur Festlegung des Atomkernes noch die Neutronenzahl $N = A - Z$ notwendig; z. B. enthalten die Kerne der oben genannten Cl-Isotopen beide je 17 Protonen und der erste 18, der zweite 20 Neutronen. Die Massenzahl A gibt also direkt die Anzahl ($Z + N$) der den Kern aufbauenden Teilchen an. Die Atomkerne bilden demnach eine zweidimensionale Mannigfaltigkeit; man braucht zu ihrer Darstellung zwei Koordinaten Z und N in einer Ebene (s. Abb. 4), in der die bisher bekannten Kerne einen mehr oder weniger breiten Streifen erfüllen. Zunächst verläuft dieser Streifen in der Winkelhalbierenden beider Achsen, d. h. die Kerne der leichten Elemente bis etwa Ca enthalten fast genau gleichviel Protonen wie Neutronen. Später erhalten die Neutronen langsam das Übergewicht. Im großen und ganzen wächst aber A mit Z gleichmäßig an. Deshalb konnte ja auch das periodische System durch Anordnung der Elemente nach dem Atomgewicht gefunden werden, während der Begriff der Ordnungszahl Z erst später eingeführt wurde.

8. Massenspektrographische Atomgewichtsbestimmung. Die massenspektrographische Bestimmung der ein Element zusammensetzenden Isotope nach ihren Massenzahlen und relativen Häufigkeiten, welche letztere durch Photometrierung bestimmt werden können (s. Abb. 3), gibt nach der Mischungsregel das chemische Atomgewicht, wenn man noch zwei geringfügige Korrekturen anbringt, auf die wir noch zu sprechen kommen. ASTON hat diese Methode der Atomgewichtsbestimmung zu einer Präzision entwickelt, die den chemischen Methoden nur wenig nachsteht. Sie hat den großen Vorteil, daß es meist gar nicht auf besonderen Reinheitsgrad des zu untersuchenden Elementes ankommt, da die homologen Elemente, deren Reste oft schwer abzutrennen sind, weit davon entfernte und daher nicht störende Massenspektren besitzen. Wie die Arbeiten von ASTON, HÖNIGSCHMID u. a. zeigen, haben in der Folge beide Arten der Atomgewichtsbestimmung aufeinander sehr befruchtend gewirkt und sich auf das schönste ergänzt. Dort, wo sich zunächst nicht Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen ergab, bestätigte oft eine Neubestimmung auf chemischem Wege den massenspektrographischen Befund, wie z. B. beim P, Se, Nb, Cs, Er, Ho, oder, wo die Chemiker nicht nachgaben, ließen neue massenspektrographische Untersuchungen mit besseren Mitteln neue, oft ganz unerwartete Isotope erkennen, oder eine Revidierung der relativen Häufigkeiten notwendig erscheinen, wie beim Te, Ba, Nd, Cp. Bei manchen Elementen, wie

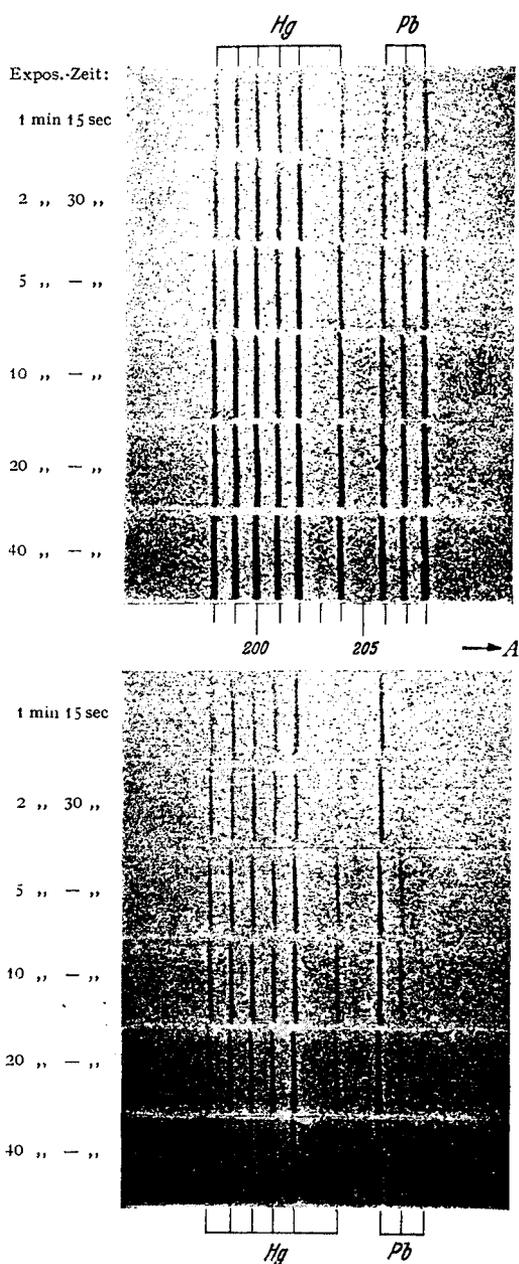


Abb. 5. Massenspektren von gewöhnlichem und von Uranblei nach J. MATTAUCH und V. HAUKE (66).

Kathodenfüllung oben: 0,050g gewöhnliches Bleichlorid, unten: 0,050 g Bleichlorid aus Katanga Curit (Präp. von O. HÖNIGSCHMID).

z. B. Sc, Tb, Tm, Au oder Ir, bei denen es noch keine einwandfreien chemischen Atomgewichtsbestimmungen gibt, wird man gut tun, sich gegebenenfalls der zuverlässigeren massenspektrographischen Werte zu bedienen; im Falle des Ir weicht dieser um fast eine Atomgewichtseinheit vom internationalen Wert ab (42).

Die Konstanz der Atomgewichte verlangt die im allgemeinen immer wieder bestätigt gefundene Tatsache, daß das Mischungsverhältnis der Isotope überall konstant ist. Besonders Interesse haben aber in der Regel solche Atomgewichtsbestimmungen dann, wenn es sich um teilweise oder vollständige Trennungen von Isotopen handelt, die entweder im Laboratorium durch künstliche Mittel oder aber von der Natur selbst vollzogen wurden. Das Letztere ist besonders dann der Fall, wenn die betreffende Probe eines Elementes erst nach dem Festwerden der Erdkruste durch radioaktive Umwandlung aus einem anderen Element entstanden ist. Das klassische Beispiel hierfür sind die verschiedenen Bleisorten. Während das gewöhnliche Blei mit dem Atomgewicht 207,2 ein Gemisch aus den Isotopen ^{206}Pb , ^{207}Pb und

^{208}Pb mit einer geringen Spur ^{204}Pb darstellt, haben die aus Thor- bzw. Uranmineralien gewonnenen Bleiprobe, die die Endprodukte der beiden radioaktiven Familien bilden, die Atomgewichte 206,0 bzw. 208,0, weil sie in der Hauptsache nur aus diesen Isotopen bestehen (s. Abb. 5). In solchen Fällen hat die massenspektrographische Methode den Vorzug, daß sie gleich auch die Verschiebung des Isotopenverhältnisses gibt.

Von den beiden oben erwähnten Korrekturen berücksichtigt die eine den Umstand, daß die beiden Methoden nicht genau die gleichen Standards benutzen. In der Massenspektrographie werden die Linien natürlich gegen eine bestimmte Linie ausgemessen, nämlich die des häufigsten Sauerstoffisotops. Neben dieser Atomart ^{16}O enthält aber Sauerstoff in sehr geringen Mengen zwei andere, ^{17}O und ^{18}O . In der Chemie wird nun bekanntlich der 16. Teil des Isotopengemisches Sauerstoff als Einheit der Atomgewichtsbestimmung verwendet. Die chemischen Atomgewichte erhält man demnach aus den physikalisch bestimmten Werten nach Division durch 1,000275 (80). Die zweite Korrektur trägt der Tatsache Rechnung, daß die Isotopengewichte von den ganzen Zahlen geringe Abweichungen zeigen, die aber mit Ausnahme der Isotope der fünf leichtesten Elemente unter 0,8‰ liegen. Gerade diese Abweichungen sind es aber, die für die Kernchemie ein ganz besonderes Interesse haben. Darauf gehen wir im folgenden des näheren ein.

III. Bindungsenergie der Atomkerne.

Der erste zusammengesetzte Kern ist das Deuteron, der Kern des schweren Wasserstoffisotops ^2_1H (oder ^2_1D), der aus einem Proton und einem Neutron besteht. Bei seiner Bildung und ebenso bei der Bildung aller weiteren Kerne muß Bindungsenergie frei geworden sein, genau so wie bei der Bildung exothermer chemischer Verbindungen; sonst würde der Kern in seine Bestandteile zerfallen oder explodieren, falls diese getrennt einen Zustand geringerer Energie darstellen würden. Natürlich müssen die Bindungsenergien der Atomkerne um vieles größer sein als die der chemischen Verbindungen, damit eben die „Elemente“ für die Mittel der gewöhnlichen Chemie als „unzerlegbar“ gelten können.

9. Trägheit der Energie; Massendefekt. Nach einem wichtigen Satz, der für die Form der strahlenden Energie zuerst von dem im Weltkrieg gefallenen Wiener Physiker HASENÖHRL ausgesprochen, dann von EINSTEIN auf alle Energieformen verallgemeinert wurde, und der die Krönung der speziellen Relativitätstheorie bildet, besitzt jede Energieform träge Masse. Bei jeder Verbindung muß also mit der Bindungsenergie E auch Masse verloren gehen; die Verbindung muß gegenüber den Bestandteilen einen Massenschwund, einen Massendefekt δM aufweisen, der um so größer ist, je größer die Bindungsenergie ist. Zum Beispiel muß ein Quantum Wasser leichter sein, als die zu seiner Bildung

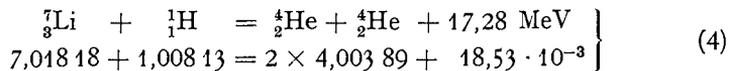
verwendete Wasserstoff- und Sauerstoffmenge. Der Proportionalitätsfaktor zwischen Energie und Masse ist aber ungeheuer groß; es soll

$$E = \delta M \cdot c^2 \quad (3)$$

sein. Den größten bei chemischen Umwandlungen auftretenden Energieumsätzen entsprechen demnach auf das Mol bezogen Massenänderungen von nur einigen tausendmillionstel Gramm, Beträge, die auch mit den feinsten Wagen nicht nachweisbar sind. Daher kommt es, daß auch heute noch LAVOISIERS Gesetz in der Atomchemie als unverletzt gelten kann.

Ganz anders steht es jedoch bei Atomumwandlungen (kernchemischen Prozessen). Hier sind die umgesetzten Energiemengen etwa eine Million mal größer und die massenspektrographischen Messungen so genau, daß die Massenänderungen deutlich meßbar werden. Da man hier nicht wie in der gewöhnlichen Chemie viele Trillionen, sondern stets Einzelprozesse beobachtet, bezieht man die umgesetzten Energiemengen (Reaktionswärmen) auch nicht auf das Mol, sondern auf die einzelnen beim Prozeß beteiligten Atome und wählt eine dafür besser geeignete Energieeinheit, das Elektronvolt (eV). Ein eV ist diejenige Energie, die ein mit einem elektrischen Elementarquantum geladenes Teilchen (Elektron, Proton, Deuteron) nach Durchlaufen einer Spannung von einem Volt erlangt. In diesem Maßstab sind die gewöhnlichen chemischen Reaktionswärmen fast durchwegs kleiner als 5 eV.

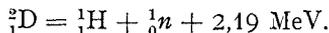
Als Beispiel einer kernchemischen Reaktion wählen wir die heute schon klassisch gewordene, die bei der Beschießung des Hauptisotops von Li mit schnellen Protonen auftritt. COCKROFT und WALTON (24) haben damit 1932 als erste nachgewiesen, daß man auch mit künstlich hergestellten Geschossen (in diesem Falle Wasserstoffionen, die in einer Kanalstrahlröhre erzeugt und nachher durch eine Spannung von mehreren hunderttausend Volt weiter beschleunigt worden waren) Kernumwandlungen hervorrufen könne, während bis dahin nach dem Vorgang von RUTHERFORD und CHADWICK ausschließlich die α -Teilchen der natürlichen radioaktiven Substanzen dafür verwendet worden waren. Es entstehen bei dem obigen Prozeß zwei Heliumkerne (α -Teilchen), die mit ungeheurer Geschwindigkeit auseinanderfliegen. Die Messung ihrer Energie (z. B. aus der Bestimmung ihrer Reichweite in Luft von Atmosphärendruck) ergibt nach Abzug der Energie der einfallenden Protonen sofort die bei dem Prozeß freiwerdende Reaktionswärme:



(1 MeV = 1 Million eV). Die Massen aller bei dieser Umwandlung auftretenden Atome sind nun auch durch massenspektrographische Messungen (von BAINBRIDGE) bekannt und in der zweiten Zeile eingesetzt. Man kann ohne weiteres die stets angegebenen Massen der neutralen Atome verwenden, da man auf beiden Seiten der Gleichung, wie man

aus den unteren Indices ersieht, stets gleich viel — in unserem Falle 4 — Elektronenmassen der Atomhüllen abzuziehen hätte, um die Kernmassen zu erhalten. Wie man sieht, sind die Massen der beiden He-Kerne um 18,53 tausendstel Masseneinheiten (TME) kleiner als die Summe der Massen des Protons und des ${}^7\text{Li}$ -Kerns. Die Umrechnung nach dem Äquivalenzgesetz (3) ergibt nun, daß $1 \text{ MeV} = 1,074 \text{ TME}$ (oder $1 \text{ TME} = 0,931 \text{ MeV}$) sein soll. Die bei der Umwandlung (4) gefundene Reaktionswärme entspricht also $17,28 \times 1,074 = 18,56 \text{ TME}$, in ausgezeichnete Übereinstimmung mit der gemessenen Massenänderung.

Die Messung der bei dieser und vielen anderen Kernumwandlungen auftretenden Reaktionswärmen sowie der damit verbundenen Massenänderungen haben das Äquivalenzgesetz zu einem in der Erfahrung fest verankerten Satz erhoben. Man kann nun mit Hilfe dieses Satzes aus den gemessenen Reaktionswärmen auch die Masse von solchen Kernen berechnen, die, wie die künstlich hergestellten radioaktiven Isotope, noch nicht direkt der massenspektrographischen Messung zugänglich sind, wenn nur, bis auf einen, alle übrigen bei einer Reaktion auftretenden Kerne der Masse nach bekannt sind. Insbesondere kann man die Bindungsenergie des Deuterons direkt messen und daraus die Masse des Neutrons berechnen. Das Deuteron zerfällt bei der Bestrahlung mit genügend harter γ -Strahlung in seine Bestandteile nach der Gleichung:



Unter der Bindungsenergie oder dem Massendefekt δM eines aus Z Protonen und N Neutronen zusammengesetzten Kerns versteht man demnach die Differenz aus dem errechneten Summengewicht $Z \cdot {}^1_1\text{H} + N \cdot {}^1_0\text{n}$ (wobei ${}^1_1\text{H} = 1,00813$ und ${}^1_0\text{n} = 1,00895$) und dem im Massenspektrographen tatsächlich gemessenen Isotopengewicht.

10. Kernkräfte. Das wichtigste Ergebnis der ASTONschen (5) Messungen ist nun, daß der Massendefekt δM im großen und ganzen proportional ist der Gesamtzahl der Teilchen im Kern, d. h. der Massenzahl $A = Z + N$. Mit anderen Worten, die Größe $\delta M/A$, der Anteil, den jedes Teilchen im Durchschnitt zur gesamten Bindungsenergie beiträgt, ist im wesentlichen für alle Kerne konstant. Das läßt sich bereits aus der früher erwähnten Tatsache vermuten, daß die Abweichungen der Massenzahlen von der Ganzzahligkeit mit Ausnahme der allerleichtesten Kerne unter 1 Promille liegen. Daraus ist zu schließen, daß die Massendifferenz zweier Kerne, die sich nur um ein Proton oder ein Neutron unterscheiden, im Mittel recht genau 1,000 sein wird. Der Massendefekt pro Teilchen $\delta M/A$ beträgt daher überall 8—9 TME oder rund 8 MeV, da die Masse des Protons oder des Neutrons um diesen Betrag größer ist als die Einheit.

Obwohl dieses Resultat auf den ersten Blick sehr einfach scheint, ist es doch sehr merkwürdig und aufschlußreich. Es läßt nämlich wichtige

Rückschlüsse auf die Art der Anziehungskräfte zu, die zwischen Protonen und Neutronen wirken und den Kern zusammenhalten. Wären diese Kernkräfte von der Art, mit der man es sonst in der Physik bei Kräften zwischen Massenpunkten zu tun hat, etwa von der Art der COULOMB-Kräfte, die zwischen den Elektronen der Atomhülle wirksam sind, dann müßte jedes Teilchen auf jedes andere eine Kraft ausüben, mit jedem anderen in Wechselwirkung stehen. Der Anteil $\delta M/A$, den jedes neue Teilchen zur gesamten Bindungsenergie infolge seiner Wechselwirkung mit jedem vorhandenen Teilchen liefert, wäre der Anzahl der Teilchen proportional; d. h. die gesamte Bindungsenergie E oder δM würde mit dem Quadrat der Teilchenzahl wachsen. Ja man würde erwarten, daß sie noch schneller ansteigt; denn mit zunehmender Teilchenzahl würde die Wechselwirkung zwischen den Teilchen zunehmen und sie näher aneinander rücken lassen, was zu einer Zunahme der Wechselwirkung jedes einzelnen Paares führen würde und damit die gesamte Bindungsenergie schneller als A^2 anwachsen ließe. Tatsächlich wächst auch die gesamte Bindungsenergie der Elektronen in der Atomhülle ungefähr wie die $\frac{7}{3}$ -Potenz der Zahl der Elektronen, d. h. schneller als Z^2 .

Das Verhalten der Kerne dagegen ist dem Verhalten einer Flüssigkeit, die viele Atome enthält, vergleichbar; auch hier ist die gesamte chemische Bindungsenergie der Anzahl der vorhandenen Atome merklich proportional. Das kommt von der geringen Reichweite der Kräfte, deren Stärke weit rascher als mit dem Quadrat der Entfernung abnimmt. Tritt jedes neu hinzukommende Teilchen immer nur mit seinen aller-nächsten Nachbarn in Wechselwirkung, so wird es verständlich, daß sein Beitrag zur gesamten Bindungsenergie unabhängig von der sonst noch vorhandenen Zahl der Teilchen im Flüssigkeitstropfen oder im Atomkern wird. Eine nähere Diskussion zeigt, daß die Kernkräfte am meisten demjenigen Typ von chemischen Kräften ähneln, den man als homöopolare Bindung bezeichnet und der am klarsten bei Elementen, z. B. Wasserstoff, in Erscheinung tritt. Zwischen zwei H-Atomen existiert eine starke Bindung. Das H_2 -Molekül zeigt jedoch keine Neigung ein drittes Atom anzulagern; wir sagen, es ist gesättigt. Auch die Kernkräfte zeigen einen ähnlichen Sättigungscharakter, den wir später noch näher diskutieren werden.

Die Anziehungskraft zwischen einem Neutron und einem Proton, die beide im Deuteron zusammenhält, können wir etwa der einfachsten chemischen Bindung eines neutralen H-Atoms und eines H^+ -Ions im H_2^+ -Ion vergleichen. Diese Kraft hat uns bekanntlich die Quantenmechanik verstehen gelehrt. Die Ladungswolke des einen Elektrons verdichtet sich einmal um den einen, dann um den anderen Wasserstoffkern oder, in der Sprache des älteren BOHRschen Bildes, das Elektron umkreist abwechselnd jeden der beiden Kerne. Es wird so jedes der beiden Teilchen abwechselnd H-Atom und H^+ -Ion; es sieht so aus, als ob beide Teilchen mit einer bestimmten Frequenz ihren Platz wechseln

oder gegeneinander ausgetauscht werden, wodurch nach der Quantenmechanik eine Anziehungskraft bewirkt wird, die danach auch Platzwechsel- oder Austauschkraft genannt wird. Ganz ähnlich ist es beim Proton und Neutron, wo durch den Austausch der Ladung ein periodischer „Platzwechsel“ bewirkt wird, durch den eine Anziehungskraft zwischen den beiden Teilchen hervorgerufen wird. Man bezeichnet solche vorübergehende, während sehr kurzer Zeiträume erfolgende Zustandsänderungen als virtuell. Experimente amerikanischer Forscher (17, 86) über die Streuung sehr energiereicher Wasserstoffkanalstrahlen an Protonen sowie die Tatsache, daß besonders die leichten Kerne gleichviel Neutronen wie Protonen enthalten, zwingen ferner zu der Annahme starker Anziehungskräfte auch zwischen den gleichartigen Teilchen Proton-Proton und Neutron-Neutron innerhalb der Kerne; und zwar müssen diese Kräfte von der gleichen Größe wie die zwischen Proton-Neutron wirkende sein. Für den „Platzwechsel“ muß hier der Austausch hypothetischer ungeladener Teilchen angenommen werden.

Daß wir uns mit der Bindungsenergie so eingehend beschäftigen, ist darin begründet, daß sie die einzige Größe darstellt, in der unsere Kenntnis der Kerne der der Atome überlegen ist. Auch die gesamte Bindungsenergie aller Elektronen eines Atoms ist eine durchaus wissenswerte Größe, kann aber nur durch Messung der aufeinanderfolgenden Ionisationspotentiale erfolgen, ein indirektes Verfahren, das besonders bei schweren Atomen recht schwierig durchzuführen ist. Die Ursache dafür, daß sich die Bindungsenergie der Kerne direkt in den Isotopengewichten zeigt, ist natürlich ihre ungeheure Größe, im Durchschnitt 8 MeV pro Teilchen, während sie für alle 92 Elektronen des Urans zusammen nur 0,3 MeV beträgt.

11. Kernmodell und Packungsanteilkurve. a) Packungsanteil. Wir wollen nun im folgenden zusehen, wie weit das Bild des Flüssigkeitströpfchens, das auf GAMOW (35) zurückgeht, die massenspektrographischen Messungen der Bindungsenergie richtig wiedergibt. Wir betrachten dazu am besten die anteilmäßige Bindungsenergie $\delta M/A$, die sehr empfindlich und für alle Kerne etwa mit derselben Genauigkeit meßbar ist. Die gemessenen Werte sind in Abb. 6 als kleine Kreise eingetragen. ASTON (5) hat als direkt im Massenspektrographen gemessene Größe einen mit $\delta M/A$ sehr verwandten Begriff, nämlich den Packungsanteil f eingeführt, indem er an Stelle des Massendefektes δM die Abweichung des Isotopengewichtes M von der Ganzzahligkeit also $M - A$ setzte. Ähnlich wie in der Chemie die Einführung des Sauerstoffs als Basis für die Atomgewichte hat das den großen Vorteil, daß die experimentellen Werte nicht immer nach den jeweils besten Werten der Protonen- und besonders der Neutronenmasse umgerechnet werden müssen. Der Packungsanteil ist definitionsgemäß für $^{16}\text{O} = 0$ und wird in 10^{-4} ME angegeben. Man erhält ihn mit einer für die Zwecke der Abb. 6 ausreichenden Genauigkeit, indem man das gestrichelte Achsen-

kreuz benutzt, in dem also die Abszisse durch den Punkt für ^{16}O geht¹. Der Packungsanteil f wird bald positiv, bald negativ, je nachdem ob das Isotopengewicht M größer oder kleiner ist als die benachbarte ganze Zahl A . Die Größe $\delta M/A$ hingegen ändert ihr Vorzeichen nicht und hat gegenüber f den Vorteil der besseren theoretischen Durchsichtigkeit, weshalb wir sie auch weiter beibehalten wollen.

b) Volumenenergie. Die in Abb. 6 eingetragenen Meßpunkte zeigen zunächst die schon mehrfach erwähnte Tatsache, daß die $\delta M/A$ -Werte fast über den ganzen Bereich mit Ausnahme der allerleichtesten Kerne recht konstant sind, d. h. daß die gesamte Bindungsenergie oder der Massendefekt δM proportional mit der Teilchenzahl A oder, was dasselbe ist, proportional mit dem Volumen unseres Tröpfchens, als das wir uns den Kern denken, wächst. Denken wir uns jedes Teilchen nach Art der dichtesten Kugelpackung von 12 anderen umgeben, mit denen es seinen nächsten Nachbarn es allein in Wechselwirkung steht; bezeichnen wir ferner mit U_0 den Beitrag, den die Wechselwirkung eines Teilchenpaares zur Volumenenergie liefert, m. a. W. die Energie pro Valenzstrich, dann können wir den Beitrag pro Teilchen zur Volumenenergie sofort angeben. Er ist $6U_0$; denn jeder Valenzstrich wird doppelt gezählt, weil ihm zwei Teilchen an seinen beiden Enden zugehören.

Der Zug der Meßpunkte in Abb. 6 zeigt aber zwei charakteristische Abweichungen von der Konstanz; einmal eine ziemlich rapide Verringerung der $\delta M/A$ -Werte für kleine Teilchenzahlen A im Kern und dann noch einmal eine geringe Abnahme für schwere Kerne. Es muß also zwei Effekte geben, die danach streben, die eben so einfach abgeleitete Volumenenergie zu verkleinern, so daß erstens für leichte und zweitens auch für schwere Kerne die gesamte Bindungsenergie verringert wird. Gerade diese beiden Effekte ergeben sich in zwangloser Weise aus dem Tröpfchenmodell.

c) Oberflächenenergie. Der erste Effekt ist völlig analog der Oberflächenspannung eines Flüssigkeitströpfchens. Die Atome an der Oberfläche eines Tropfens erfahren nicht die volle Anziehung wie die Atome im Inneren und tragen daher nicht ihren vollen Anteil zur Bindungsenergie bei. Bei jedem Teilchen an der Oberfläche des Kerns ist nur etwa die Hälfte der Valenzstriche abgesättigt, sein Beitrag zur gesamten Energie also nur etwa halb so groß wie bei einem Teilchen im Inneren. Die Oberflächenenergie wird demnach mit der Zahl der Teilchen an der Oberfläche des Kerns, d. h. mit der Größe der Oberfläche

¹ Es ist $M - A = Z \cdot {}^1\text{H} + N \cdot {}^1n - \delta M - A$; daher $f = \frac{M - A}{A} = \frac{Z}{A} {}^1\text{H} + \frac{N}{A} {}^1n - 1 - \frac{\delta M}{A}$. Da ungefähr gilt $Z \doteq N \doteq \frac{1}{2} A$, erhält man den Packungsanteil $f \doteq \frac{1}{2} ({}^1\text{H} + {}^1n) - 1 - \delta M/A$ besonders für nicht zu schwere Kerne mit genügender Genauigkeit, indem man die Bindungsenergie pro Teilchen vom Mittelwert der „Packungsanteile“ des Protons und Neutrons subtrahiert.

oder mit R^2 (R = Kernradius) oder schließlich mit $A^{2/3}$ wachsen, da wir das Volumen oder R^3 der Teilchenzahl A proportional setzen können. Bei der anteilmäßigen Bindungsenergie pro Teilchen $\delta M/A$ wird also der Beitrag $6U_0$ der Volumenergie pro Teilchen um einen Ausdruck von der Form $K_0 \cdot A^{2/3}/A = K_0 \cdot A^{-1/3}$, wo K_0 eine Proportionalitätskonstante bedeutet, zu verringern sein, so wie es die strichpunktierte Kurve in Abb. 6 anzeigt. Dieser Effekt verringert besonders bei leichten Kernen wegen des Funktionsverlaufes von $A^{-1/3}$ den Beitrag der Volumenergie sehr stark, hat aber auch bei schweren Kernen eine beachtliche Größe,

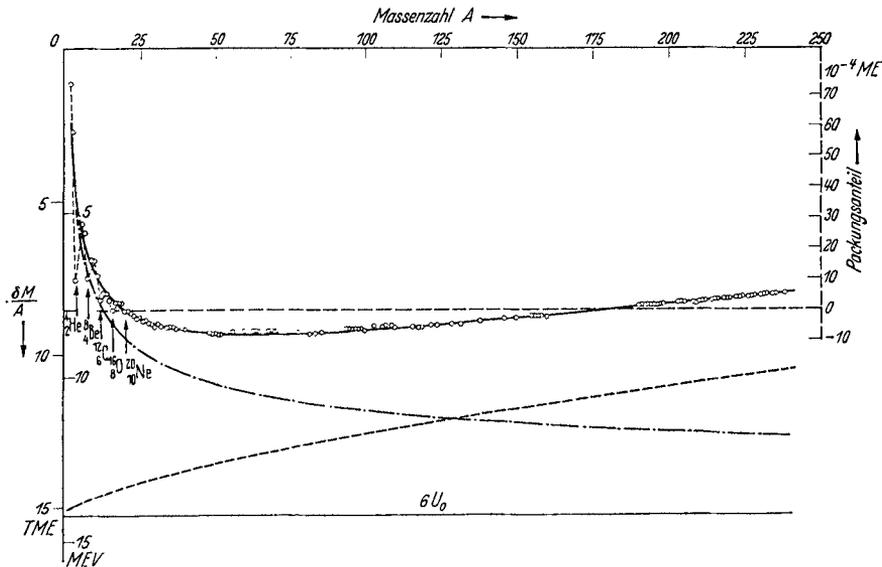


Abb. 6. Bindungsenergie bzw. Massendefekt pro Teilchen $\delta M/A$ in Abhängigkeit von der Teilchenzahl A . Veränderung der Volumenergie $6U_0$ durch die Oberflächenenergie (strichpunktierte Kurve) und durch die COULOMB-Energie (gestrichelte Kurve).

da man auch beim schwersten bekannten Kern dem ${}_{92}^{238}\text{U}$ die Gesamtzahl 238 der Teilchen nicht als sehr groß gegenüber der Teilchenzahl an der Oberfläche betrachten kann.

d) COULOMB-Energie. Der zweite Effekt kommt daher, daß mit zunehmender Zahl der Protonen die Abstoßung derselben infolge der COULOMB-Kraft trotz der sehr viel größeren spezifischen Kernkräfte eine merkbare Rolle spielt. Dadurch wird bei schweren Kernen der Verband der Teilchen in zunehmendem Maße gelockert und die Wechselwirkungsenergie pro Teilchenpaar infolge des etwas vergrößerten Abstandes verkleinert. Nehmen wir an, daß die Ladung der Z Protonen in einer Kugel vom Kernradius R gleichmäßig verteilt ist, dann beträgt die potentielle (COULOMB-) Energie dieser Kugel infolge ihrer Ladung nach einer bekannten Formel der Elektrostatik $\frac{3}{5} \cdot Z^2 e^2 / R$; sie wird also mit $A^2/A^{1/3} = A^{5/3}$ anwachsen, da, wie schon früher erwähnt, Z etwa gleich

$\frac{1}{2} A$ gesetzt werden kann. Um diesem Effekt Rechnung zu tragen, müssen wir demnach bei der anteilmäßigen Bindungsenergie von dem konstanten Beitrag $6U_0$ die Größe $K_C \cdot A^{2/3}$ abziehen, wo K_C eine neue Proportionalitätskonstante bedeutet. Wäre dieser Effekt neben der Volumenergie allein wirksam, so ergäbe sich die gestrichelte Kurve der Abb. 6; er gibt bei leichten Kernen praktisch nichts aus und steigt nach schweren Kernen mit einer nach unten gekrümmten Kurve an, da er mit einer kleineren als der ersten Potenz von A anwächst.

e) Kurve der Packungsanteile. Bei Berücksichtigung beider Effekte können wir also die anteilmäßige Bindungsenergie pro Teilchen schreiben:

$$\delta M/A = 6U_0 - K_0 \cdot A^{-1/3} - K_C \cdot A^{2/3}. \quad (5)$$

Zur Berechnung der drei unbekanntenen Konstanten U_0 , K_0 und K_C wurden die drei Gleichungen verwendet, die sich ergeben, wenn man die experimentellen Werte von $\delta M/A$ von drei Kernen, einem leichten (${}^{14}_7\text{N}$), einem mittelschweren (${}^{48}_{22}\text{Ti}$) und einem schweren (${}^{195}_{78}\text{Pt}$), in Gleichung (5) einsetzt. Für die genannten Kerne sind die Packungsanteile besonders gut bekannt, ihre Wahl ist aber sonst willkürlich. Es ergibt sich dann für (5) die voll ausgezogene Kurve der Abb. 6, die also der Rechnung gemäß durch die experimentellen Punkte bei $A = 14, 48$ und 195 gehen muß. Sie gibt aber auch die Lage der vielen anderen Meßpunkte überraschend gut wieder, ein Zeichen, daß unser recht rohes Modell vom Flüssigkeitströpfchen den tatsächlichen Verhältnissen im Atomkern sehr gut angepaßt ist. Man kann natürlich nicht erwarten, daß bereits die allerersten Kerne ein „Tröpfchen“ bilden, ihre Punkte also auf der Kurve liegen; auch feinere Einzelheiten, wie der zickzackförmige Verlauf, der die Kerne von gerader Massenzahl verbindet (in Abb. 6 punktiert) und der bewirkt, daß die Kerne ${}^4_2\text{He}$, ${}^8_4\text{Be}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$ und ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ unterhalb der Kurve zu liegen kommen, werden durch unser einfaches Bild nicht wiedergegeben. Wir kommen darauf noch später zurück.

Bereits bei seinen ersten Präzisionsmessungen im Jahre 1927 hat ASTON (5) das ganze Gebiet der bekannten Atomkerne durchmustert und den Verlauf der Packungsanteilkurve, wie ihn Abb. 6 zeigt, im großen und ganzen richtig angegeben. Sogar das Herausfallen der eben erwähnten Kerne, die Vielfache des α -Teilchens darstellen, hat ASTON bemerkt. Er hat damit die experimentelle Grundlage für unser heutiges Bild des Atomkerns geschaffen, und es ist an der Zeit, daß wir uns mit der Idee, die seinem Massenspektrographen zugrunde liegt, näher befassen.

IV. Fokussierungsmethoden.

ASTON (3) hat klar erkannt, daß die Überlegenheit der optischen Spektroskopie gegenüber der THOMSONSchen Kanalstrahlanalyse in der Verwendung von Linsen liegt, die den Eintrittspalt — und zwar durch die dispergierende Wirkung des Prismas für jede Wellenlänge getrennt —

abbilden; er hat auch lange vor Bekanntwerden der Elektronenoptik Feldformen angegeben, die wie Linsen wirken, die also Ionenstrahlen, die von einem Punkt vor dem Felde ausgehen, nachher wieder in einem Punkt vereinigen. ASTON hat aber bei seinem Massenspektrographen nicht diese, sondern eine andere, neuartige, den Verhältnissen bei den Kanalstrahlen durchaus angepaßte Art der Fokussierung angewandt.

12. ASTONs Geschwindigkeitsfokussierung. Wie wir bei der Besprechung der Parabelmethode sahen, enthält der Kanalstrahl neben der uns in der Massenspektrographie allein interessierenden Veränderlichen M noch eine zweite, nämlich die Geschwindigkeit v der Kanalstrahlteilchen; dadurch wurde bewirkt, daß die nach Passieren des Kanals für eine bestimmte Masse zur Verfügung stehende Intensität längs einer längeren Kurve ungenutzt verstreut wurde. Wenn es gelingt, diese in einem Punkt zusammenzudrängen, d. h. Strahlen verschiedener Geschwindigkeit zu fokussieren, dann wäre der eingangs gemachte Einwand gegen die Parabelmethode beseitigt. Das gelang ASTON durch geschickte Ausnutzung der Prismenwirkung der Ablenkkfelder in bezug auf die Geschwindigkeit v , die neben der damals noch nicht klar formulierten Linsenwirkung stets vorhanden ist.

a) Prismenwirkung der Ablenkkfelder. Betrachten wir Strahlen einer bestimmten Masse (und Ladung), dann sieht man aus Gleichung (2m) und (2e), daß auf einem Schirm hinter den Ablenkkfeldern (Abb. 1a und 1b) wie von einem Prisma ein Spektrum von Strahlen verschiedener Geschwindigkeit entworfen wird, und zwar im ersten Falle nach $1/v$, im zweiten nach $1/v^2$ geordnet. Magnetische und elektrische Felder verhalten sich also wie zwei Prismen verschiedener Dispersion, und man kann sie, wie in der Optik ein Prisma aus Kron- und eines aus Flintglas, zu einem „achromatischen“ Prismensatz zusammensetzen, bei dem trotz Ablenkung des Strahles die „Farb-“ d. h. die Geschwindigkeitszerlegung wieder rückgängig gemacht wird. Jedenfalls ist leicht einzusehen, daß man diese Geschwindigkeitsfokussierung für Strahlen einer bestimmten Masse erreichen kann, und es ist zu hoffen, daß sich eine Kurve, vielleicht sogar eine Gerade finden läßt, entlang welcher die Geschwindigkeitsfokussierung für jede der verschieden stark abgelenkten Massen gilt. Damit die beiden Geschwindigkeitsdispersionen sich aufheben, dürfen die Felder nicht mehr wie bei der Parabelanordnung so gestellt werden, daß die Ablenkungen aufeinander normal stehen, sondern diese müssen parallel, und zwar entgegengesetzt gerichtet sein, um sich gegenseitig aufheben zu können (s. Abb. 7); es müssen also die Feldrichtungen, die früher parallel zueinander waren, jetzt aufeinander normal stehen. Damit Geschwindigkeitsfokussierung eintritt, wird zwischen den Ablenkwinkeln und der Lage der photographischen Platte eine bestimmte Bedingung erfüllt sein müssen.

Man kann nicht erwarten, daß sich diese Fokussierung für beliebig große Geschwindigkeitsbereiche erreichen lassen wird; auch in der

Optik bei der Abbildung durch Linsen kann man diese niemals für Strahlenbündel von beliebig großem, sondern stets nur von kleinem Öffnungswinkel, der durch eine geeignete Blende begrenzt wird, erzielen. ASTON betrachtet daher Strahlen, deren Geschwindigkeit v von einer mittleren Geschwindigkeit v_0 nur um einen geringen Prozentsatz abweicht, für die also $v = v_0(1 + \beta)$, wo β eine kleine Größe ist. Für diese werden die Rechenregeln mit kleinen Größen angewandt, d. h. quadratische Glieder und solche höherer Ordnung weggelassen; z. B. wird $v^2 = v_0^2(1 + 2\beta)$ und $1/(1 + \beta) = 1 - \beta$. Zur Aufnahme der Blende B (s. Abb. 7), die den zu fokussierenden Geschwindigkeitsbereich begrenzt, werden die beiden Felder hintereinander gesetzt; und zwar muß das elektrische Feld zuerst passiert werden, da dann, infolge der Erzeugung der Strahlen, Ionen verschiedener Masse M durch die Blende gelangen können, wenn sie unter ähnlichen Bedingungen (nahezu am gleichen Ort in der Kanalstrahlröhre) gebildet wurden.

Der Ablenkwinkel im Magnetfeld wird, wenn β positiv ist, um den kleinen Betrag α_m verkleinert; aus (2m) erhalten wir dafür, indem wir v durch $v_0(1 + \beta)$ ersetzen:

$$\Phi_m - \alpha_m = A \cdot e/Mv_0 \cdot (1 - \beta) = \Phi_m - \Phi_m \cdot \beta,$$

somit für die Verkleinerung des Ablenkwinkels im Magnetfeld

$$\alpha_m = \Phi_m \cdot \beta. \quad (6m)$$

Wie erinnerlich gilt (2m) und damit (6m) nur dann für beliebige Werte von Φ_m , wenn die Begrenzung des Magnetfeldes so beschaffen ist, daß die Weglänge im Feld für alle Strahlen die gleiche ist.

Analog erhält man aus (2e) für die Ablenkung durch das elektrische Feld:

$$\Phi_e - \alpha_e = B \cdot e/Mv_0^2 \cdot (1 - 2\beta) = \Phi_e - 2\Phi_e \cdot \beta$$

und

$$\alpha_e = 2\Phi_e \cdot \beta. \quad (6e)$$

Ebenso wie (2e) gilt (6e) nur so lange, als der Ablenkwinkel Φ_e selbst klein ist, d. h. so lange man statt des Winkels auch den sin oder tg (oder umgekehrt) setzen kann.

b) Geschwindigkeitsfokussierungsbedingung. Um seine Bedingung für Geschwindigkeitsfokussierung abzuleiten, muß ASTON voraussetzen, daß beide Ablenkwinkel, also auch Φ_m , klein sind. Bezeichnen wir mit H_e und H_m die Zentren der beiden Felder, d. h. die Schnittpunkte der nach vorwärts und rückwärts verlängerten Bahntangenten, mit l ihre Entfernung und mit o die Entfernung des Wiedervereinigungspunktes F der Strahlen von H_m (s. Abb. 7), dann können wir bei kleinem Φ_e und Φ_m uns das ganze Schema der Anordnung in eine gerade Linie auseinander gezerzt denken; d. h. wir können für die Verbreiterung des Strahlenbündels an der Stelle F , die durch das elektrische Feld allein

bewirkt werden würde, $(l + \varrho) \cdot \alpha_e$ und für die durch das Magnetfeld $\varrho \cdot \alpha_m$ schreiben. Beide zusammen müssen sich aufheben, also entgegengesetzt gleich sein; wenn wir beachten, daß Φ_e und Φ_m bereits in umgekehrter Richtung zählen, erhalten wir somit ASTONs Geschwindigkeitsfokussierungsbedingung unter Benutzung von (6m) und (6e):

$$(l + \varrho) \cdot 2 \Phi_e \lambda = \varrho \cdot \Phi_m \lambda. \quad (7)$$

Wie es sein muß, läßt sich β kürzen, d. h. die Bedingung gilt für alle Geschwindigkeiten des betrachteten (ausgeblendeten) Intervalls. Aber auch für die verschiedenen Werte von M , das in der Gleichung (7) nicht explizite vorkommt, ist die Bedingung erfüllt. Das erkennt man, wenn man die mit der Masse variablen Größen ϱ und Φ_m auf eine Seite der Gleichung bringt:

$$\varrho (\Phi_m - 2 \Phi_e) = 2 l \Phi_e. \quad (8)$$

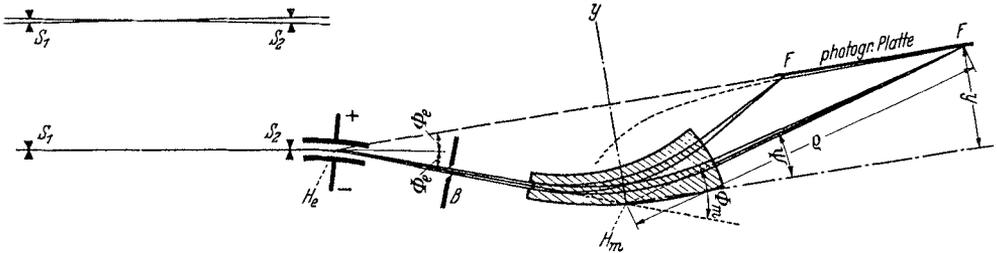


Abb. 7. ASTONs Anordnung, Geschwindigkeitsfokussierung.

Wir sehen zunächst, daß wir Φ_m größer machen müssen als $2 \Phi_e$, um reelle Wiedervereinigungspunkte F zu erhalten. Zählen wir den Ablenkswinkel im Magnetfeld erst von dieser Größe an, d. h. setzen wir $(\Phi_m - 2 \Phi_e) = \psi$, dann wird aus (8): $\varrho \cdot \psi = \text{const}$, denn l und Φ_e sind von der Masse unabhängige Apparaturkonstanten. Entlang dieser Kurve (einer hyperbolischen Spirale) liegen also die Wiedervereinigungspunkte $F \dots F$ für die verschiedenen Massen. Gemäß unserer Voraussetzung (Φ_e und Φ_m klein) gilt nur das Kurvenstück, für das ψ klein ist; es wurde in der Abb. 7 ausgezogen und der Rest punktiert gezeichnet. In dieser Näherung können wir aber, wie erwähnt, statt ψ auch $\sin \psi$ schreiben; dann gibt uns die linke Seite von Gleichung (8) $\varrho \cdot \sin \psi$ die Ordinate y der Punkte $F \dots F$ in dem strichpunktierten rechtwinkligen Koordinatensystem, in welchem die Abszissenachse mit $\psi = 0$ zusammen fällt. Der geometrische Ort der Wiedervereinigungspunkte, in den die photographische Platte zu legen ist, ist also durch die Gerade $y = \text{const}$, die parallel zur Abszissenachse verläuft, gegeben. Aus dem Werte der Konstanten — des Ordinatenabschnittes — $2 l \Phi_e$ ersieht man, daß sie in der Verlängerung (in der Abb. 7 gestrichelt) durch den Punkt H_e verläuft, gegen die Richtung des einfallenden Strahles um den gleichen Winkel Φ_e nach oben geneigt, um den die tatsächliche Ablenkung im elektrischen Felde nach unten erfolgt.

c) Optische Analogie. Während also die ASTONsche Feldanordnung gegenüber den Geschwindigkeiten der Strahlteilchen wie ein achromatischer Prismensatz wirkt, leistet sie gegenüber den Massen dasselbe, wie ein den Strahl zerlegendes Prisma. Da auf die Linsenwirkung der Felder verzichtet wurde, pflanzt sich die Strahlverbreiterung, die durch die Entfernung und Breite der Spalte S_1 und S_2 (in Abb. 7 vergrößert herausgezeichnet) gegeben ist, durch die ganze Apparatur fort. Die Linienbreite ist gegenüber der Strahlverbreiterung bei F noch um den Faktor $1/\sin \psi$ vergrößert, der wegen des notwendigerweise flachen Auftreffens der Strahlen auf die Platte, das unter dem kleinen Winkel ψ erfolgt, recht groß ist. Eine Verringerung der Linienbreite und damit eine weitere Verbesserung des Auflösungsvermögens sowie der Meßgenauigkeit kann ASTON nur durch Verlängerung der Spaltentfernung oder Verkleinerung der Spaltbreiten, somit nur unter Verzicht auf Intensität erreichen. Vergleichen wir den ASTONschen Apparat mit seinem optischen Vetter, so müssen wir einen Spektrographen heranziehen, wie man ihn noch manchmal in älteren Lehrbüchern abgebildet findet. Zwei enge, weit voneinander entfernte Spalte begrenzen einen feinen Lichtstrahl, der darauf ein Prisma passiert, in dem er zerlegt wird. Nur zu Demonstrationsversuchen wird heute noch ein ähnliches optisches Instrument verwendet, das Abbildung unter Verzicht auf Linsen liefert, nämlich die Lochkamera. Bei Beurteilung des ASTONschen Massenspektrographen halte man sich aber die Schwierigkeiten vor Augen, die sowohl durch die Verdoppelung der Strahlvariablen (M und v) gegenüber dem Licht, bei dem nur die Wellenlänge λ auftritt, als auch dadurch entstehen, daß der ganze Strahlenweg im Hochvakuum vor sich gehen muß. Wie ASTONs große Erfolge beweisen, war sein Massenspektrograph seiner Zeit lange voraus; denn seine Konzeption und Aufstellung (1919) erfolgte lange vor Entwicklung der Elektronen- (oder Ionen-) Optik. Erst durch konsequente Anwendung ihrer Gesetze unter Beibehaltung der Geschwindigkeitsfokussierung wird man hoffen können, einen wesentlichen Schritt in der Verbesserung der Methodik tun zu können.

13. Richtungsfokussierung. a) Im Magnetfeld. Etwa zur gleichen Zeit wie ASTON hat DEMPSTER (27) eine andere Art der Fokussierung verwendet, indem er seine Ionenstrahlen Halbkreise im Magnetfeld durchlaufen ließ. Die Methode war für Elektronen- und β -Strahlen schon früher von CLASSEN (22) und von DANYSZ (26) verwendet worden, ihre fokussierenden und damit intensitätssteigernden Eigenschaften wurden aber wohl erst von RUTHERFORD (74) richtig erkannt. Sie beruht auf der rein geometrischen Eigenschaft von Kreisen gleichen Halbmessers, sich nach 180° wieder nahezu im selben Punkt zu schneiden, wenn die Strahlen das Feld in einem Punkt O mit Richtungen betreten, die nicht zu sehr vom senkrechten Einfall abweichen (s. Abb. 8). Der Beweis dafür ist nach CARTAN (19) kurz folgender: Die Mittelpunkte einer Schar

von Kreisen gleichen Halbmessers r_m , die alle durch O gehen, müssen auf einem durch P_0 gehenden Stückchen eines Kreisbogens liegen, dessen Zentrum O ist. Dasselbe gilt für die Mittelpunkte einer Kreisschar, die sich in S schneiden sollen; ihre Mittelpunkte liegen auf einem entsprechenden Kreisbogenstückchen mit S als Zentrum. Sind die Bogenstückchen nicht zu lang — d. h. ist der Öffnungswinkel des einfallenden Strahlenbündels nicht zu groß — und berühren sie sich im Punkte P_0 — d. h. liegen OP_0S auf einer Geraden, wodurch die Ablenkung des Mittelstrahles 180° wird — dann sind sie kaum voneinander zu unterscheiden und wir können praktisch die zweite Kreisschar durch die erste ersetzen; m. a. W. nach 180° Ablenkung werden die Strahlen wieder vereinigt, und zwar unabhängig von ihrer Abweichung vom senkrechten Einfall, wenn dieser Winkel nur klein genug ist, daß man seinen \cos gleich 1 setzen (d. h. sein Quadrat oder höhere Potenzen vernachlässigen) kann.

Ganz ähnlich wie durch eine Linse wird hier ein Strahlenbündel von nicht zu großem Öffnungswinkel fokussiert, d. h. es wird der Eintrittsspalt nach Ablenkung

von 180° abgebildet. Damit Teilchen derselben Masse M aber Kreisbahnen von gleichem Halbmesser r_m zurücklegen, müssen sie die gleiche Geschwindigkeit v [vgl. Gleichung (2m)] haben; denn es findet hier keinerlei Geschwindigkeitsfokussierung statt, im Gegenteil, es ist, wie wir noch sehen werden, im Magnetfeld die Geschwindigkeitsdispersion gerade nach 180° am größten, d. h. zwei Strahlen mit um wenig voneinander verschiedener Geschwindigkeit sind gerade dann am weitesten voneinander entfernt. Man kann also nicht die Ionen einer Kanalstrahlröhre direkt verwenden; denn die einzelnen Massen würden ganze Geschwindigkeitsspektren bilden, die sich gegenseitig überlappen. Damit die Ionen einer Masse aber dieselbe Geschwindigkeit haben, genügt es, allen Ionen die gleiche kinetische Energie zu erteilen. Das erreicht DEMPSTER, indem er die Ionen ähnlich wie Glühelktronen aus einer heißen, festen Oberfläche austreten läßt oder, indem er den Dampf der zu untersuchenden Substanz durch Beschießung mit Elektronen an definierter Stelle ionisiert; sodann werden die Ionen durch eine konstante Spannung V beschleunigt, wodurch sie alle die gleiche kinetische Energie $\frac{1}{2} M v^2 = eV$ erhalten.

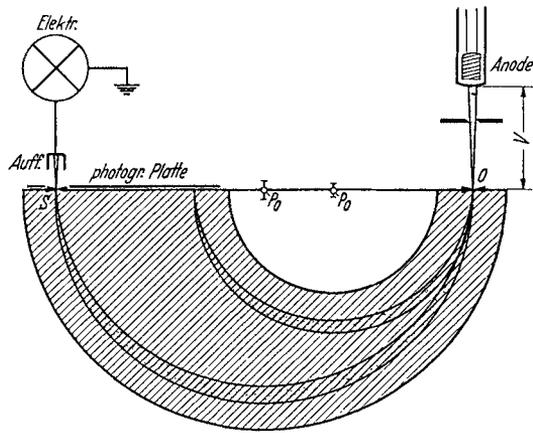


Abb. 8. Richtungsfokussierung nach DEMPSTER.

Auch die Richtungsfokussierung gilt für jede Masse getrennt. Zum Nachweis der Ionen kann man daher an die Begrenzung des Feldes eine photographische Platte legen, auf der von jeder Masse nach 180° der Eintrittspalt abgebildet wird. Meistens jedoch führt man die verschiedenen Ionen durch langsame Änderung einer der Feldstärken (entweder H oder V) am selben Austrittsspalt vorbei, worauf sie an einem mit einem Elektrometer verbundenen Auffänger ihre Ladung abgeben und gemessen werden können. Die Größe der Feldstärke dient dann als (relatives) Maß für die Masse, der im Elektrometer gemessene Strom für die Intensität. Die Methode wurde besonders von amerikanischen Forschern [NIER u. a. (18, 71, 75)] sehr verbessert, so daß sie heute die exakteste zur Messung der relativen Häufigkeit von Isotopen darstellt. Durch die direkte Messung des Ionenstroms vermeidet sie den Umweg über die Auswertung der Schwärzungsintensität der photographischen Platte. Die Erzeugung der Ionen findet dabei meist durch die Beschießung des Dampfes der zu untersuchenden Substanz mit einem nach seiner Lage und der Geschwindigkeit seiner Teilchen gut definierten Elektronenstrahl statt. In neuester Zeit sind kleine, handliche und zerlegbare Apparate dieser Gattung von amerikanischer Seite (16, 56) entwickelt worden; denn bei der steigenden Bedeutung der modernen Methoden der Isotopentrennung, besonders der von CLUSIUS und DICKEL (23) entwickelten, für Probleme der physikalischen Chemie und der Kernchemie ist der Gebrauch von Massenspektrometern auch für den Nichtspezialisten wichtig geworden.

In bezug auf die Messung der Massen erreichen diese Anordnungen jedoch bei weitem nicht die Genauigkeit und das Auflösungsvermögen einer Methode mit Geschwindigkeitsfokussierung, so daß Messungen von Packungsanteilen damit nicht möglich sind; mit der hierzu nötigen Genauigkeit läßt sich der Entstehungsort der Ionen doch nicht fixieren, so daß nicht alle die gleiche Spannung V durchfallen haben. Nur durch Einschaltung einer geeigneten Feldkombination vor das Magnetfeld, die von den Ionen einer Kanalstrahlröhre diejenigen einer bestimmten Lineargeschwindigkeit v_0 heraussiebt, konnte BAINBRIDGE (12) die Genauigkeit der ASTONschen Apparatur erreichen.

b) Im elektrischen Radialfeld. Wie HUGHES und ROJANSKI (53) gezeigt haben, lassen sich auch die komplizierten Bahnen des elektrischen Radialfeldes wieder vereinigen, wenn der Eintritt im selben Punkt am Beginn des Feldes erfolgt und die Richtungen nur wenig von der des Mittelstrahles abweichen. Die Wiedervereinigung erfolgt jetzt nicht nach Durchlaufung eines Winkels von $\pi = 180^\circ$, sondern wegen des vom Magnetfeld verschiedenen Kraftgesetzes nach $\pi/\sqrt{2} \doteq 127^\circ 17'$. Ebenso wie bei der Richtungsfokussierung im Magnetfeld ist auch hier vorausgesetzt, daß alle Teilchen die gleiche Geschwindigkeit haben. Ähnlich wie dort hat aber auch hier die Geschwindigkeitsdispersion gerade nach $\pi/\sqrt{2}$ ihren maximalen Wert. An Stelle eines Beweises dieser Tatsache

sei hier auf die Abb. 9b und 9c verwiesen. Diese geben zwei schön gelungene Demonstrationsaufnahmen wieder, die von H. VOGES (88) im Institut von Prof. KOSSEL mit je drei Elektronenstrahlen (sog. Fadenstrahlen) verschiedener Eintrittsrichtung und gleicher Geschwindigkeit

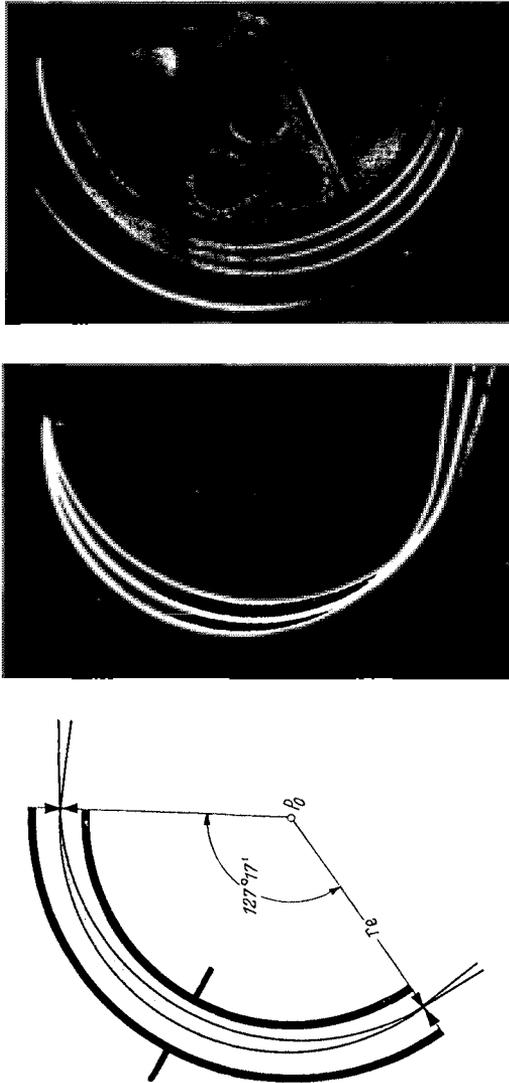


Abb. 9. Richtungsfokussierung und Geschwindigkeitsdispersion im elektrischen Radialfeld nach 127° 17'.
 a Schematisch, b und c Aufnahmen von Elektronenstrahlen, Fadenstrahlen von 138 eV nach H. Voges (88). Bei b betrat der innerste bzw. äußerste Strahl das Feld unter einem Winkel von + bzw. -7° ; bei (c) hatten die beiden Randstrahlen einen Energieunterschied von + bzw. -6 eV gegenüber dem mittleren Strahl.

bzw. verschiedener Geschwindigkeit und gleicher Eintrittsrichtung gemacht wurden. Sie zeigen deutlich, daß beste Richtungsfokussierung bzw. größte Geschwindigkeitsdispersion nicht nach Ablenkung der Strahlen um 180° , sondern etwa um 127° erreicht wird.

Genau so wie das magnetische läßt sich auch das radiale elektrische Feld bei Vorschaltung eines „Geschwindigkeitsfilters“ für massenspektrometrische Zwecke verwenden [SMYTHE und MATTAUCH (79, 80)]. Da aber die Anordnungen, die mit Aussiebung einer bestimmten Geschwindigkeit aus dem Kanalstrahl arbeiten, notwendigerweise sehr verschwenderisch mit der Intensität umgehen müssen, wenn sie für Präzisionsmessungen verwendet werden sollen, sind sie heute alle zugunsten von Apparaten mit Geschwindigkeitsfokussierung aufgegeben.

V. Systematik der Kerne und Energietal.

14. Stabile und instabile Kerne. Der massenspektrographischen Behandlung sind bisher nur die in der Natur vorkommenden Isotope zugänglich, vorausgesetzt, daß sie in dem vorliegenden Isotopengemisch mindestens in gerade noch wägbareren Mengen enthalten sind. So sind insgesamt 282 verschiedene Isotope im Massenspektrographen aufgefunden worden. In der überwiegenden Mehrheit sind diese Kerne stabil, d. h. sie zerfallen nicht von selbst unter Aussendung von α - oder β -Strahlen. Auch einige (gegenwärtig 8) der etwa 40 natürlichen radioaktiven Atomkerne sind massenspektrographisch nachweisbar, wenn nämlich ihre Halbwertszeit oder die ihrer Muttersubstanzen groß genug ist (vergleichbar mit dem Alter der festen Erdrinde), daß sie in der Natur in wägbareren Mengen vorkommen. Seit den Entdeckungen von CURIE-JOLIOT (25) und FERMI (32) im Jahre 1934 hat man aber gelernt, durch Kernumwandlungen künstlich radioaktive Atomarten zwar in unwägbareren Mengen aber heute bereits in beachtlicher Anzahl herzustellen; von jedem Element sind bereits ein oder mehrere künstlich erzeugte, instabile Isotope, im ganzen etwa 300, bekannt. Diese sind fast alle β -aktiv, d. h. sie zerfallen mit einer für jeden Kern charakteristischen Halbwertszeit unter Ausstrahlung von negativ geladenen Elektronen oder auch von Positronen; diese letzteren von ANDERSON (2) 1932 entdeckten Teilchen unterscheiden sich von den bekannten Elektronen nur durch das Vorzeichen der Ladung, das positiv ist, während die Größe der Ladung und Masse dieselbe ist.

15. Der β -Zerfall. Um die Lage der stabilen von der der instabilen Kerne im Z - N -Diagramm gegeneinander abgrenzen zu können, müssen wir uns etwas näher mit dem β -Zerfall beschäftigen. Man faßt diesen heute in Analogie zur Ausstrahlung von Licht oder von γ -Quanten auf. In der Elektronenhülle des Atoms soll ja das Lichtquant erst beim Übergang von einem stationären Zustand in den anderen im Moment seiner Ausstrahlung erzeugt werden, und ebenso sollen die γ -Quanten, welche im Gefolge vieler Kernprozesse auftreten, nach gewohnter Auffassung erst beim Quantensprung des Kerns entstehen. Nach den 1934 von FERMI (33, 57) entwickelten Vorstellungen soll auch das β -Teilchen erst beim Zerfallsakt gebildet werden. Nur stellt der die β -Emission

verursachende „Quantensprung“ eine Zustandsänderung des Kerns nicht nur in bezug auf Energie und eventuell Drehimpuls, sondern auch in bezug auf seine Ladung dar. Man kann sagen, daß sich bei dieser bleibenden Zustandsänderung des Kerns beim β^- -Zerfall ein Neutron in ein Proton, beim β^+ -Zerfall ein Proton in ein Neutron verwandelt hat; bei der Erklärung des Austauschcharakters der Kernkräfte sind wir bereits früher einer ähnlichen Zustandsänderung begegnet, die aber hier nur „virtuell“ (innerhalb sehr kurzer Zeiträume) erfolgen sollte. Beim β^- -Zerfall wird aus dem Ausgangskern von Z -Protonen und N -Neutronen permanent ein neuer Kern von $(Z + 1)$ Protonen und $(N - 1)$ Neutronen (β^- -Zerfall) bzw. $(Z - 1)$ Protonen und $(N + 1)$ Neutronen (β^+ -Zerfall). Auf jeden Fall entsteht ein Isotop des Nachbar-elementes, da sich Z um 1 ändert. Wichtig ist aber, daß sich die Gesamtzahl der Teilchen A nicht ändert, daß die Massenzahl erhalten bleibt. Kerne gleicher Massenzahl nennt man Isobare. Für unsere Überlegungen ist also der Begriff der „Isobare“ viel bedeutsamer als der nur die chemischen Eigenschaften charakterisierende der „Isotope“.

16. Isobare. Im Z - N -Diagramm (s. Abb. 4) liegen Isobare auf Geraden, die beide Achsen unter 45° schneiden. Natürlich haben die Isobare nicht identisch gleiches Gewicht — ein Zufall der beliebig unwahrscheinlich wäre — sondern unterscheiden sich um geringe Beträge; denn wegen ihres verschiedenen Proton-Neutronverhältnisses wird ihre Bindungsenergie und damit ihr Massendefekt δM verschieden sein. Der Kern mit dem niedrigsten Energieinhalt — mit der kleinsten Masse — ist der stabilste, in den sich benachbarte Isobare umwandeln müssen. Da im Moment des Zerfalls aber erst das β -Teilchen erschaffen werden muß, muß die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endkern¹ mindestens mc^2 (m Masse des Elektrons oder Positrons) oder die Massendifferenz der Kerne mindestens m (in Atomgewichtseinheiten 0,00055) betragen. Da wir aber, wie schon früher erwähnt, niemals mit den Gewichten der nackten Atomkernerechnen, sondern mit dem der neutralen Atome, die in ihrer Hülle ebenso viele Elektronen tragen, als ihre Kernladungszahl angibt, wollen wir für diese unsere Überlegung wiederholen. Beim β^- -Zerfall verläßt ein Elektron den Kern, der mit einer um 1 vermehrten Ladung zurückbleibt; zur Neutralisation muß das Atom demnach ein Elektron einfangen. Betrachten wir die neutralen Atome als ganzes, so geht bei diesem Prozeß das Gewicht des Elektrons nicht verloren. Ein Atom von der Ordnungszahl $(Z - 1)$ muß demnach auch bei beliebig kleiner Energiedifferenz in das Isobar von der Ordnungszahl Z durch β^- -Zerfall übergehen; anders ausgedrückt: Dieser Übergang muß auch dann stattfinden, wenn das Ausgangsatom $(Z - 1)$ um weniger als die Elektronenmasse schwerer ist als das Endatom Z . Anders beim

¹ Hier wie beim K -Einfang ist durchwegs die heute wohl wahrscheinlichste Annahme gemacht, daß die Ruhmasse des gleichzeitig ausgesandten Neutrino gleich 0 ist.

β^+ -Zerfall; hier verläßt ein Positron den Kern, wodurch sich die Kernladungszahl um 1 vermindert; es muß demnach ein Elektron der Hülle abgestoßen werden, damit das neu gebildete Atom neutral bleibt. Damit dieser Übergang stattfinden kann, muß also das Anfangsatom von der Ordnungszahl $(Z + 1)$ mindestens um $2m$ (Masse des ausgestrahlten Positrons + Masse des abgestoßenen Hüllenelektrons) schwerer sein als sein Nachbarisobar Z .

17. Der K -Einfang. Es sieht zunächst so aus, als könnten zwei benachbarte Isobare mit den Kernladungszahlen $(Z + 1)$ und Z trotz etwas verschiedenen Energieinhaltes stabil sein, wenn nur die gesamte Masse des ersten um weniger als $2m$ schwerer ist, als die des zweiten. Das ist aber nicht der Fall; bei gegebener Zahl A der Elementarteilchen müssen sich diese so lange ordnen und gegenseitig umwandeln, bis der Zustand tiefster Energie aufgefunden ist. Ist das erste Atom wegen zu geringer Gewichts Differenz nicht imstande, sich in das zweite in der Weise umzuwandeln, daß sein Kern ein Positron erzeugt und ausstrahlt und seine Hülle ein Elektron verliert, dann muß eben der Kern des Atoms $(Z + 1)$ eines seiner eigenen Hüllenelektronen verschlucken (inverser β -Prozeß). Auch dadurch wird die verlangte Verwandlung in den energieärmeren Kern Z durchgeführt; diesmal aber ohne daß der Kern die Energie für die Bildung eines Positrons aufbringen oder die Hülle eines ihrer Elektronen verlieren müßte. Lediglich die Energie für die Neuordnung der nunmehr Z Elektronen der Hülle muß aufgebracht werden, ein Betrag der klein ist gegenüber $2m c^2$. Der Einfang des Elektrons geschieht mit größter Wahrscheinlichkeit aus der dem Kern nächsten Elektronenschale, der K -Schale. Da bei dieser Umwandlung nicht wie beim β -Prozeß ein geladenes Teilchen (Elektron oder Positron) das Atom mit gewöhnlich hoher Energie verläßt, dessen Aufspürung mit WILSON-Kammer oder Zählrohr man seit langem gelernt hatte, gelang ihr recht schwieriger Nachweis verhältnismäßig spät. Lediglich ein Platz in der K -Schale wird frei, in den die Elektronen aus den höheren Schalen herunterpurzeln, d. h. das entstandene Atom mit der Ordnungszahl Z sendet seine charakteristische K -Röntgenstrahlung aus. 1937 wurde der K -Einfang, wie man diesen Umwandlungsprozeß heute nennt, bei einigen künstlich erzeugten radioaktiven Atomarten von ALVAREZ (1) aufgefunden und seither mehrfach beobachtet. Bereits 1935—1937 wurde das Einfangen von Hüllenelektronen durch den Atomkern von YUKAWA und SAKATA (91) theoretisch behandelt und die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieser Umwandlung berechnet. Der K -Einfang konkuriert demnach mit dem β^+ -Zerfall beim Übergang zweier benachbarter isobarer Atome und tritt besonders dann auf, wenn für den letzteren keine ausreichende Energie- und, was dasselbe ist, Massendifferenz zur Verfügung steht.

18. Regeln über das Auftreten von stabilen Isobaren und Isotopen.

a) Allgemeine Isobarenregel. Zusammenfassend können wir fol-

gende einfache Regel aussprechen: „*Es kann keine stabilen Isobare benachbarter Ordnungszahl geben*“ (60). Die Regel stellt nicht mehr und nicht weniger dar als die Anwendung des Energiesatzes auf den Übergang benachbarter Isobare. In einigen wenigen Fällen kann es freilich sein, daß dieser Übergang sehr schwer oder mit unseren heutigen Hilfsmitteln gar nicht zu beobachten ist, wenn nämlich die zur Verfügung stehende Energiedifferenz sogar noch kleiner ist als die Ablösearbeit des Elektrons aus der K -Schale, was bewirkt, daß der viel unwahrscheinlichere L -Einfang eintreten müßte, oder wenn mit dem Übergang gleichzeitig eine beträchtliche Spinänderung des Kerns verbunden ist, wodurch der Übergang „verboten“, d. h. die Halbwertszeit mit geologischen Zeiten vergleichbar oder noch größer wird.

Es könnte nach dem Gesagten so scheinen, als ob es überhaupt keine stabilen Isobare geben könne. Das ist durchaus nicht der Fall. Um das einzusehen denken wir uns die Bindungsenergie E (oder den Massendefekt δM) im Z - N -Diagramm als dritte Koordinate (nach unten) aufgetragen (s. Abb. 4b). In diesem räumlichen Koordinatensystem, das nun alle hier uns interessierenden Kerndaten enthält, liegen die Kerne auf einer Fläche — der Energiefläche. Die tiefsten Punkte dieser Fläche, die den stabilen Kernen entsprechen, liegen auf einer schief nach unten recht geradlinig verlaufenden Linie (s. Abb. 4b) entsprechend der Tatsache, daß die Bindungsenergie mit steigender Teilchenzahl A etwa linear zunimmt. Um uns ein Bild von der Gestalt der Energiefläche zu verschaffen, legen wir Schnitte, die die isobaren Atomarten enthalten.

b) Isobare ungerader Massenzahl. Wir betrachten zunächst den einfacheren Fall, daß $Z + N = A$ ungerade ist. Dabei kann also entweder Z gerade und N ungerade oder Z ungerade und N gerade sein. Da es sich hierbei um Kerne mit einem unpaaren Teilchen handelt — sei es Proton oder Neutron — und die Kernkräfte in beiden Teilchenarten symmetrisch sind, werden die Kerne mit ungeradem A auf einer einheitlichen Schnittkurve liegen, die in Abb. 4c in Aufsicht gesondert gezeichnet ist. Beim Fortschreiten entlang der Kurve ändert sich von einem Kern zum nächsten die Ordnungszahl Z (und ebenso N , aber im entgegengesetzten Sinn) um 1; der als Abszisse gewählte Elektronenüberschuß $N - Z$, der bei ungeradem A ebenfalls ungerade ist, ändert sich demnach um 2. Ein bestimmter Neutronenüberschuß wird zum Ausgleich der COULOMBSchen Abstoßungskräfte zwischen den Protonen am günstigsten sein; dieser Kern hat den kleinsten Energieinhalt, den größten Massendefekt und liegt am tiefsten. Zu beiden Seiten wird die Kurve — etwa in Parabelgestalt — ansteigen. Betrachten wir die Gesamtheit aller Isobarenschnitte für ungerades A , so sehen wir, daß die Energiefläche eine talförmige Mulde bildet, auf deren Boden der „Bach“ der stabilen Isotope „fließt“ und deren Hänge von instabilen Atomarten besetzt sind. Die letzteren sind natürlich bestrebt, durch einen β -Übergang oder K -Einfang in den energetisch tieferen Zustand, in die Talsohle, zu fallen. Wenn zur

Erreichung der Stabilität der Neutronenüberschuß vergrößert werden muß, d. h. wenn sich das Isotop am orographisch rechten Talhang befindet, dann wird dabei unter Umwandlung eines Protons in ein Neutron (die Zahl $N-Z$ wird um 2 vermehrt) ein Positron ausgestrahlt oder ein K -Elektron eingefangen; im umgekehrten Falle reorganisieren sich die Kernbausteine unter Bildung und Ausstrahlung eines negativen Elektrons (der Neutronenüberschuß wird um 2 vermindert). Es ist hier tatsächlich so: „*Es kann keine stabilen Isobare ungerader Massenzahl geben*“ (60).

c) Isobare gerader Massenzahl. Anders liegen die Dinge, wenn die Teilchenzahl A gerade ist. Auch hier gibt es wieder zwei Möglichkeiten, nämlich Z und N beide gerade oder beide ungerade, die man auch als doppelt gerade oder doppelt ungerade Kerne von den früher betrachteten einfach ungeraden Kernen unterscheidet. Diese beiden Möglichkeiten sind wohl voneinander unterschieden, da im ersten Falle nur abgeschlossene Zweierschalen, im letzten zwei unpaare Teilchen vorhanden sind. Die zugehörigen Isotopen auf den Isobarenflächen liegen daher auf zwei getrennten Kurven (s. Abb. 4d), d. h. die Energiefläche spaltet in zwei Blätter auf, wobei die Sohle für das Tal der doppelt geraden Kerne tiefer liegt. Ein Kern auf dem Hange eines dieser beiden Täler kann nicht in einen tiefer gelegenen Kern desselben Tales übergehen, denn dazu müßten zwei β -Teilchen im selben Moment ausgesandt werden — ein beliebig unwahrscheinlicher Vorgang. Übergänge können nur von dem Kern eines Tals in einen tiefer gelegenen Kern des anderen Tales stattfinden. Im unteren der beiden Talblätter sind demnach stabile Isobare möglich, wenn die beiden Blätter genügend weit voneinander getrennt sind. D. h. „*Stabile Isobare gibt es nur bei gerader Massenzahl, die Partner eines stabilen isobaren Paares (oder Tripels) gehören stets geraden Elementen an, deren Ordnungszahl sich um 2 unterscheidet*“. Unter den massenspektrographisch bekannten Isotopen gibt es im ganzen 55 solcher Paare und 4 Tripel. Sie beginnen mit ^{36}S , ^{36}A , von wo ab bis ^{204}Hg , ^{204}Pb von den geraden Massenzahlen im ganzen 59 mit Isobaren und nur 26 einfach besetzt sind. Es ist dann stets so, daß ein Kern, der in der Nähe der Sole des oberen Blattes liegt, sowohl links wie rechts unter sich einen stabilen Kern des unteren Blattes vorfindet. Er kann sich dann sowohl unter β^- - als auch unter β^+ -Zerfall (bzw. K -Einfang) umwandeln. Auch dieser duale Zerfall, der nur bei doppelt ungeraden Kernen möglich ist, wurde beobachtet (87).

d) Isotope gerader Massenzahl. Aus der Abb. 4d ersieht man, daß es im allgemeinen keine stabilen Kerne vom doppelt ungeraden Typ geben kann; das ist nur möglich, wenn ein solcher Kern in der Nähe des Minimums der oberen Kurve sitzt und die Hänge der Talblätter so steil sind, daß die benachbarten doppelt geraden Kerne, trotzdem sie der unteren Kurve angehören, höher zu liegen kommen. Das ist am Anfang in der Nähe des Ursprungs des Z - N -Diagramms tatsächlich der Fall; deshalb sind die 4 ersten doppelt ungeraden Kerne die einzigen stabilen dieser

Art. Die Verhältnisse werden hier denen bei ungerader Massenzahl ähnlich; es gibt am Anfang auch bei gerader Massenzahl keine stabilen Isobare. Anders ausgedrückt: „*Stabile Isotope gerader Massenzahl gibt es nur bei den geraden Elementen, mit Ausnahme der ersten 4 ungeraden Elemente, die ebenfalls stabile Isotope gerader Massenzahl besitzen, nämlich ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ und ${}^{14}_7\text{N}$.*“ Diese Regel zusammen mit der vorangegangenen über Isobare gerader Massenzahl ergibt eine starke Bevorzugung gerader Teilchenzahlen bei den stabilen Kernen. Sie sind in der Kernphysik auch als HARKINSSche Regeln bekannt, da HARKINS aufgefallen war, daß die geraden Elemente in der Natur häufiger vorkommen als die ungeraden. Diese Tatsache wurde besonders von GOLDSCHMID (36) auch bei den chemisch so verwandten seltenen Erden bestätigt gefunden.

e) Isotope ungerader Massenzahl. Um sich ein Bild vom Verlauf der Talsole mit wachsender Teilchenzahl A zu verschaffen, ist es am einfachsten, sich auf die Kerne ungerader Massenzahl zu beschränken, da, wie wir sahen, von diesen jeweils nur ein stabiler Vertreter vorhanden ist. Um von einem stabilen Kern ungerader Massenzahl zum nächsten zu gelangen, haben wir zwei Teilchen hinzuzufügen, entweder ein Neutronenpaar oder ein Proton-Neutron-Paar oder ein Protonenpaar. Im ersten Falle entsteht ein Isotop desselben Elementes, im zweiten eine Atomart des nächsthöheren Elementes, im dritten wird ein Element übersprungen. Im Anfang des Z - N -Diagrammes, wo Protonen- und Neutronenzahl im Kern sich die Waage halten, bis einschließlich ${}^{35}_{17}\text{Cl}$ geht das Fortschreiten in der zweiten Art vor sich; hier besitzen demnach alle Elemente ein (und nur ein) Isotop ungerader Massenzahl. Beim ${}^{35}_{17}\text{Cl}$ findet zum ersten Male zum Ausgleich der COULOMBSchen Abstoßungskräfte der Protonen der Einbau eines Neutronenpaares statt, der dann später noch oft jedoch niemals zweimal hintereinander vorkommt. Die betroffenen Elemente haben dann zwei Isotope ungerader Massenzahl. Der Einbau eines Protonenpaares passiert im ganzen nur viermal, und zwar so, daß die Elemente ${}_{18}\text{A}$, Nr. 43, ${}_{58}\text{Ce}$ und Nr. 61 übersprungen werden. Auf diese, wegen der Erhöhung der COULOMBSchen Abstoßung anomalen Windungen des Energietales hat besonders GAMOW hingewiesen. Irgendwelche noch ungeklärten „Absättigungserscheinungen“ müssen hier gerade diese neuen Proton-Neutron-Konstellationen begünstigen. Wenn wir die beiden unbekanntes und, wie wir sehen werden, in der Natur nicht in stabiler Form vorkommenden Elemente Nr. 43 und Nr. 61 beiseite lassen, können wir zusammenfassend sagen (64): „*Mit Ausnahme von A und Ce besitzt jedes Element 1 oder höchstens 2 (um 2 Masseneinheiten getrennte) Isotope ungerader Massenzahl.*“ Im letzteren Falle ist, wie wir als neue Erfahrungstatsache hinzufügen wollen, die relative Häufigkeit von gleicher Größenordnung (64). Zusammen mit der zweiten HARKINSSchen Regel können wir den obigen Satz spezialisieren zu einer schon lange von ASTON (6) ausgesprochenen Regel: „*Ungerade Elemente haben niemals mehr als 2 Isotope*“.

VI. Folgerungen der Isobarenregel.

19. Vorhersage von Isotopen. Als es 1934 gelang (60), empirisch aus der Gesamtheit der damals durch massenspektrographische Beobachtungen festgestellten Isotope die Regeln über das Auftreten von Isobaren benachbarter Ordnungs- bzw. ungerader Massenzahl¹ abzulesen, waren weder die theoretischen Grundlagen, soweit wie im obigen dargestellt, geklärt, noch das vorliegende experimentelle Material so eingehend gesichert wie heute. Da die Entdeckung der künstlichen Radioaktivität sowie die Aufstellung der Theorie des β -Zerfalls erst im selben Jahre, die Entwicklung der Theorie und die Entdeckung des K -Einfangs aber erst in den folgenden Jahren erfolgte, konnte die Ableitung der Regeln nicht deduktiv geschehen. Da es ferner damals 13 (im folgenden Jahre bereits 15) Ausnahmen zu diesen Regeln zu geben schien, mußten experimentelle Gründe gefunden werden, die wenigstens den größeren Teil dieser Ausnahmen als Fehlmessungen wahrscheinlich machten. Wie solche Fehlmessungen in der Massenspektrographie unterlaufen können, hatte kurz zuvor BAINBRIDGE (11) bei den Elementen Zn und Ge gezeigt. Diese waren von Aston in Form flüchtiger organischer Verbindungen dem Kanalstrahlrohr zugeführt worden; dabei hatten sich, wie sich nun herausstellte, Hydride gebildet, die jeweils um eine Masseneinheit höhere Isotope vortäuschten. Wie ein Blick auf die Abb. 10 zeigt, fielen durch die BAINBRIDGEsche Feststellung gerade solche Isotope weg, die den Isobarenregeln widersprochen hätten. Solche Widersprüche waren vor allem bei den mit Zn bzw. Ge homologen Elementen Cd und Hg bzw. Sn und Pb zu vermuten. In der Folgezeit wurden tatsächlich durch die sorgfältigen Untersuchungen von BAINBRIDGE und JORDAN (13), von DEMPSTER (28, 29) und von NIER (71, 72), die zum Teil eigens zur Prüfung der Isobarenregel unternommen worden waren, die bestehenden Ausnahmen bis auf 4, auf die wir noch zu sprechen kommen, beseitigt.

Ihren Wert hatten die Isobarenregeln ferner bei der Vorhersage unbekannter Isotope zu erweisen. Dazu wird man besonders bei den geraden Elementen einfach zu fordern haben, daß innerhalb vernünftiger Grenzen [Näheres darüber siehe in dem Bericht von JENSEN (54)] alle Isotope in der Natur auch wirklich vorkommen, soweit sie nicht wegen ihrer Instabilität durch diese Regel verboten sind. Bei den ungeraden Elementen ist die Anzahl der Isotope durch die ASTONsche Regel bereits stark begrenzt. Bei vielen Elementen wurden in der Zwischenzeit noch schwache Isotope aufgefunden, deren Existenz auf diese Weise gefordert worden war (s. in Abb. 10 bei den Elementen Fe, Ni, Sr). Es war nun nicht mehr zu verwundern, daß die vorher von JOHNSTON (55) auf Grund eines anderen Schemas vorher gesagten Isotope ⁷⁹Se und ⁸¹Se, die eine damals noch bestehende Unstimmigkeit zwischen dem massenspektrographischen

¹ Unter Voraussetzung der damals bereits bekannten ASTONschen Regel ist tatsächlich die erste der beiden obigen Regeln eine Folge der zweiten.

und dem chemischen Atomgewicht hätten aufklären können, von ASTON (6) trotz sorgfältiger Suche nicht gefunden werden konnten. Sie wären ja mit den Isotopen des benachbarten Br isobar. Wichtiger war die Vorhersage von Isotopen bei solchen Elementen, die wie Pd, Au, Pt sich bis dahin der Untersuchung hartnäckig entzogen hatten. Bei Gold, einem ungeraden Element, hatte man nach ASTON (6) auf Grund seiner Regel und wegen des Atomgewichtes 197,2 allgemein angenommen, daß es zu 90% aus ^{197}Au und zu 10% aus ^{199}Au bestünde, obwohl das letztere mit einem bekannten und sichergestellten Isotop des benachbarten Elementes Quecksilber isobar gewesen wäre. Nun war entgegen der Aussage des chemischen Atomgewichtes zu fordern, daß Gold ein Reinelement

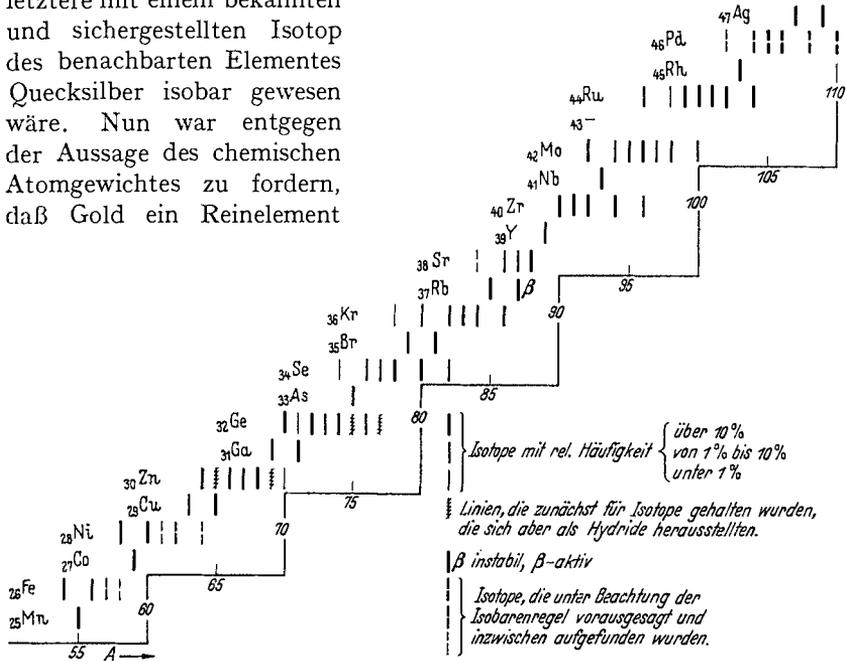


Abb. 10. Schematische Massenspektren von Mangan bis Silber.

von der Massenzahl 197 sei. Bereits im folgenden Jahre gelang es DEMPSTER (28) durch seine elegante Methode zur Erzeugung von Ionenstrahlen, bei der Ionen mittels eines starken elektrischen Feldes aus einer Hochfrequenzfunkenentladung herausgezogen werden, auch die letzten Elemente der massenspektrographischen Analyse zu unterwerfen. Wegen der vermeintlichen Beweiskraft der chemischen Atomgewichtsbestimmung wurde die ASTONSche Vermutung so allgemein geteilt, während die Isobarenregeln und ihre Folgerungen einstweilen noch unbeachtet blieben, daß man DEMPSTERs Note über das Gold deutlich das Erstaunen des Autors anmerkte, daß sich neben dem Hauptisotop ^{197}Au weder bei 199 noch bei einer anderen Massenzahl ein zweites Isotop finden ließ, trotzdem es hätte entdeckt werden müssen, wenn sein Anteil auch nur 0,01% betragen hätte. Beim Pd (s. Abb. 10)

sowie beim Pt sind nach dem DEMPSTERSchen Befund der Erwartung gemäß innerhalb bestimmter Grenzen alle „erlaubten“ Plätze und nur diese auch tatsächlich besetzt.

20. In der Natur vorkommende instabile Isotope. Im Zusammenhang mit den Isobarenregeln sind die in der Natur vorkommenden gegen β -Zerfall (und eventuell K -Einfang) instabilen Atomarten unterhalb Bi von besonderem Interesse. Bis zur Aufstellung der Regeln war nur von $_{19}\text{K}$ und $_{37}\text{Rb}$ bekannt, daß sie eine natürliche, schwache β -Aktivität zeigen.

a) Kalium. Von diesem gab es nach ASTON (6) zwei Isotope ^{39}K (93,4%) und ^{41}K (6,6%). Durch Anreicherung des schweren Isotops durch die Methode der freien Verdampfung, die durch chemische Atomgewichtsmessung kontrolliert wurde, glaubten v. HEVESY und LÖGSTRUP (48) gefunden zu haben, daß die Radioaktivität genau der Änderung in der Häufigkeit von ^{41}K folge, dem daher die β -Strahlung zugeschrieben wurde. Nach unseren Regeln war nicht einzusehen, warum dieses instabil sein solle, da es kein Isobar besitzt. Bald darauf entdeckte jedoch NIER (71) ein sehr seltenes Isotop ^{40}K von nur 0,012% Häufigkeit. Da dieses nicht nur mit dem Hauptisotop des nächsthöheren Nachbarelementes $_{20}\text{Ca}$ isobar ist, sondern außerdem einen doppelt ungeraden Kern darstellt, war man sich ziemlich einig, daß man diesem die β -Strahlung des Kaliums zuschreiben müsse. Diese Vermutung wurde nicht nur von v. HEVESY (49) durch exaktere Wiederholung seiner früheren Versuche bestätigt, sie erhielt auch einen sehr direkten Beweis durch SMYTHE und HEMMENDINGER (81), die die Isotope des K in einem eigens dafür konstruierten Massenspektrographen hoher Intensität trennen und mit einem eingebauten Zählrohr auf ihre Aktivität untersuchen konnten. Auch im Hauptisotop des nächst niedrigeren Nachbarelements $_{18}\text{A}$ besitzt ^{40}K ein Isobar. Zur Erklärung der ungewöhnlichen Häufigkeit von ^{40}A nimmt man nach v. WEIZSÄCKER (89) an, daß ^{40}K auch durch einen dual erfolgenden K -Einfang langer Halbwertszeit, der bisher noch nicht aufgefunden werden konnte, in das erstere übergehen könne.

b) Rubidium. Etwas anders lagen die Verhältnisse beim $_{37}\text{Rb}$. Auch hier hatten die massenspektrographischen Untersuchungen zwei Isotope ^{85}Rb (71,8%) und ^{87}Rb (27,2%) ergeben. Doch hatte das letztere beim nächsthöheren Nachbarelement $_{38}\text{Sr}$ (s. Abb. 10) ein zwar nicht häufiges (7%), aber völlig sicher gestelltes Isobar. Bei der Auffindung der Isobarenregel war es daher sofort klar, daß ^{87}Rb für die natürliche Radioaktivität des Rb verantwortlich sein müsse und nicht ^{85}Rb oder etwa ein seltenes noch nicht aufgefundenes Isotop, wie man zum Teil noch später in Analogie zum K vermutete. Für die Feststellung des radioaktiven Rb-Isotops, die somit zum experimentum crucis für die Regel wurde, interessierte sich Prof. HAHN (39). Mit seinen Mitarbeitern STRASSMANN und WALLING (83) wurden aus mehreren Kilogramm eines geologisch alten und rubidiumreichen Glimmers, der nur Spuren von Strontium enthielt, in mühevoller Arbeit, die etwa der Abtrennung des

Radiums aus Uranpechblende zu vergleichen ist, einige Milligramm Strontium abgeschieden; erschwerend war dabei noch, daß die Anreicherung des Sr nicht wie die des Ra mit den empfindlichen Hilfsmitteln für die Feststellung einer Radioaktivität verfolgt werden konnte. All dies geschah in der Hoffnung, daß dieses Sr wenigstens zu einem merklichen Teil im Laufe geologischer Zeiten aus dem im Glimmer enthaltenen Rb durch β -Zerfall entstanden sei und nicht etwa von außen beigemischt

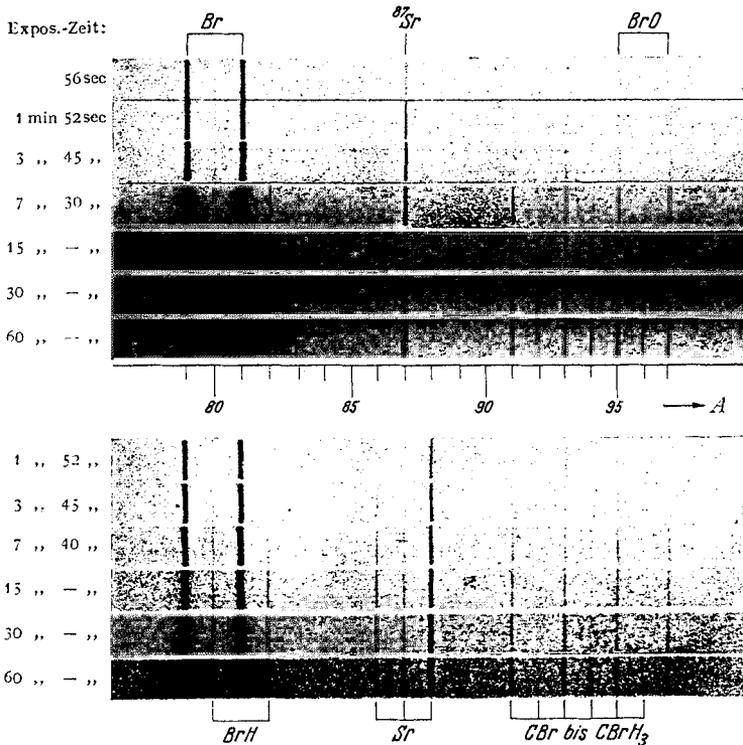


Abb. 11. Massenspektren des Strontiumbromids von HAHN, STRASSMANN und WALLING (oben) und von gewöhnlichem Strontiumbromid (unten); Füllgas der Entladungsröhre Sauerstoff. Aufnahme nach J. MATTAUCH (63).

worden war. So entstandenes Sr mußte mit dem β -aktiven Rb-Isotop isobar sein, da beim β -Zerfall kein schweres Teilchen den Kern verläßt. Es war also zu hoffen, daß das so präparierte Sr im Massenspektrographen das Isobar des aktiven Rb-Isotops in merklich höherem Prozentsatz enthalten werde als gewöhnliches Sr. Überraschenderweise zeigte der massenspektrographische Befund (63), (s. Abb. 11), daß das Sr von HAHN, STRASSMANN und WALLING zu mehr als 99,7% nur aus dem Isotop der Massenzahl 87 bestand. Selbst von dem Hauptisotop des gewöhnlichen Sr (^{88}Sr mit 82,6%) war auch bei sehr langen Expositionen keine Spur zu sehen. Demnach war praktisch das ganze vorliegende Sr

durch β -Zerfall aus dem Rb entstanden und für den letzteren der Vorhersage entsprechend das ^{87}Rb verantwortlich zu machen. Die unerwartete Isotopenreinheit des Materials war ein Geschenk der Natur, wie es ähnlich nur beim Blei bekannt war. Wie zu erwarten, hat es sich bei der Aufklärung spezieller kernphysikalischer Fragen, die durch HEYDEN und KOPFERMANN (50) und in jüngster Zeit durch REDDEMANN (73) erfolgten, als sehr nützlich erwiesen. In diesem speziellen Falle konnten z. B. HEYDEN und KOPFERMANN durch Untersuchung der Hyperfeinstruktur feststellen, daß zwischen ^{87}Rb und ^{87}Sr ein Unterschied im Kernspin von 3 Einheiten besteht, so daß die lange Lebensdauer des ersteren verständlich wird. Aus der bekannten Halbwertszeit des Rb, aus der Bestimmung des Rb/Sr-Verhältnisses in Glimmern aus Feldspaten und Graniten, sowie aus der im Massenspektrographen zu bestimmenden Menge des aus Rb entstandenen Sr sollte sich ferner, wie besonders HAHN und WALLING (40) hervorhoben, eine Methode der geologischen Altersbestimmung gründen lassen, die manche Mängel anderer Methoden vermeidet.

c) Cassiopeium. Ihren heuristischen Wert konnte die Isobarenregel bei der Entdeckung der β -Aktivität des $_{71}\text{Cp}$ erweisen. Dieses galt nach der ASTONschen Untersuchung (7) für ein Reinelement der Masse 175, bis GOLLNOW (37) aus der Untersuchung der Hyperfeinstruktur des Linienspektrums die Anwesenheit eines zweiten seltenen Isotops von etwa 2% Häufigkeit erschloß. Die Masse konnte GOLLNOW nicht angeben, vermutete jedoch nach der ASTONschen Regel entweder 173 oder 177. Eine neue Präzisionsbestimmung des chemischen Atomgewichtes durch HÖNIGSCHMID (52) machte den höheren Wert wahrscheinlich, doch ließ sich sein Wert nach der später erfolgten Neubestimmung der Packungsanteilkurve durch DEMPSTER (31) schlecht mit der von GOLLNOW geschätzten Häufigkeit in Einklang bringen. Nach der Isobarenregel mußte nun jedes neue Isotop des Cassiopeiums instabil sein, da es mit Ausnahme der Massenzahl 175 überall bei den Nachbarelementen $_{70}\text{Yb}$ und $_{72}\text{Hf}$ stabile Isobare hätte (64). Darum wurde von HEYDEN und WEFELMEIER (51) nach einer natürlichen β -Aktivität des Cp gesucht und diese tatsächlich gefunden. Die massenspektrographische Untersuchung (68) zeigte nun ganz unerwartet (s. Abb. 12) die Anwesenheit eines Isotops gerader Massenzahl, nämlich 176; eine genaue Bestimmung seiner relativen Häufigkeit ergab einen Wert (2,5%), der recht gut mit der GOLLNOWschen Schätzung übereinstimmte. Das daraus berechnete chemische Atomgewicht war bis auf die letzte Dezimale mit dem von HÖNIGSCHMID gefundenen Wert identisch. Ähnlich wie das ^{40}K ist auch das ^{176}Cp ein Kern vom doppelt ungeraden Typ; es besitzt ferner bei beiden Nachbarelementen bekannte stabile Isobare. Man geht daher wohl nicht fehl, wenn man die kurz vorher von HEYDEN und WEFELMEIER entdeckte natürliche Aktivität diesem Isotop zuschreibt. Wie LIBBY (58) nachwies, handelt es sich dabei um einen β^- -Zerfall (Umwandlung in

^{176}Hf). Auch hier wäre wieder eine seltener erfolgende duale Umwandlung in ^{176}Yb möglich.

d) Gegen K -Einfang instabile Isotope. Die schon früher erwähnten mit Sicherheit festgestellten 4 Ausnahmen der Isobarenregeln werden durch die Paare $^{113}_{49}\text{In}$ — $^{113}_{48}\text{Cd}$, $^{115}_{50}\text{Sn}$ — $^{115}_{49}\text{In}$, $^{123}_{52}\text{Te}$ — $^{123}_{51}\text{Sb}$ und $^{187}_{76}\text{Os}$ — $^{187}_{75}\text{Re}$ gebildet. Ist nun einer der beiden Kerne eines Paares instabil, so muß seine Lebensdauer sehr groß sein, damit er noch in meßbarer Menge auf der Erde vorkommt. Trotzdem wäre ein β -Zerfall, wie die Auffindung der Aktivitäten beim K , Rb und Cp zeigen, der Beobachtung kaum entgangen. Es wird wohl ein beträchtlicher Unterschied im Kernspin

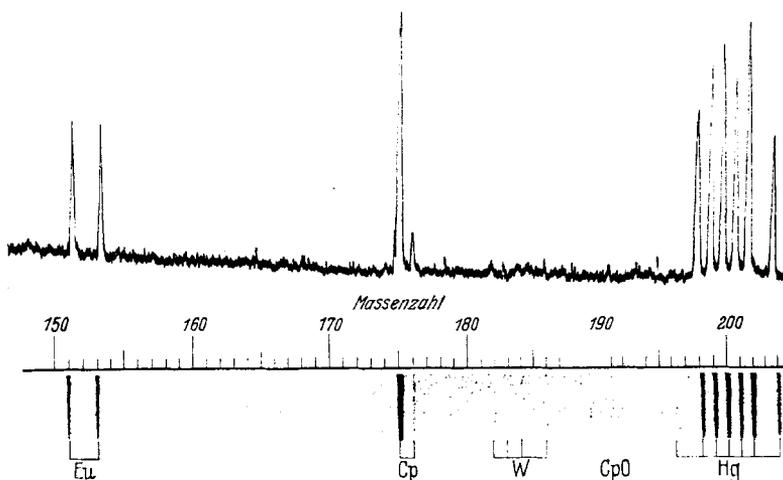


Abb. 12. Massenspektrum mit Photometerkurve von Cassiopeium nach J. MATTAUCH und H. LICHTBLAU (69). Kathodenfüllung: Cassiopeiumoxyd und Europiumoxalat; Füllgas Luft aus einer Vorratsflasche mit Hg-Manometer; Entladungsröhre aus Pyrexglas mit Anodienstift aus Wolfram; Spannung an der Röhre 20000 Volt; Entladungsstromstärke: 7 mA; Belichtungszeit: 30 min. auf Ilford Q_3 -Platte.

zwischen beiden Partnern eines jeden Paares anzunehmen sein, und ferner wird der Unterschied in den Isotopengewichten so klein sein, daß nur der bei so langer Halbwertszeit schwer beobachtbare K -Einfang eintreten kann. Dabei müßte sich jeweils der zuerst angeschriebene Partner in den zweiten verwandeln. Es ist nun merkwürdig, daß gerade ^{113}In , ^{115}Sn , ^{123}Te und ^{187}Os und nur diese durch ihre abnorm geringe relative Häufigkeit Ausnahmen zur Häufigkeitsregel der Isotope ungerader Massenzahl darstellen, die wir der Verallgemeinerung der ASTONschen Regel hinzugefügt hatten. Es sieht also so aus, als ob die genannten Isotope durch ihre Instabilität verarmt wären (64). Das veranlaßte SCHERRER und ZINGG (76, 92) nach der beim K -Einfang auftretenden Röntgenstrahlung des Folgeprodukts zu suchen. Trotz eingehender Untersuchung konnte jedoch eine solche nicht gefunden werden. Nach ihren Angaben muß die Halbwertszeit bei jedem der vier fraglichen Isotope größer als

10^{12} Jahre sein. SCHERRER und ZINGG machen es wahrscheinlich, daß wenigstens bei dreien der Paare ein Spinunterschied von 3 oder mehr Einheiten besteht, wie er zum theoretischen Verständnis so hoher Lebensdauern notwendig wäre. Auch wäre es möglich, daß der Massenunterschied nicht viel größer oder gar kleiner ist als das Äquivalent der Abtrennungsarbeit eines *K*-Elektrons; im letzteren Falle könnte dann nur der noch viel unwahrscheinlichere *L*-Einfang eintreten.

21. Die fehlenden Elemente Nr. 43 und Nr. 61. Eine Folgerung, die besonders für den Chemiker von Interesse ist, betrifft die beiden noch unbekannt Elemente Nr. 43 und Nr. 61. Sie haben zwar bereits mehrfach Namen wie Masurium, Illinium oder Florentium erhalten, je nach der Heimat der Forscher, die ihre Entdeckung in Anspruch nahmen, doch wurde ihre Auffindung niemals bestätigt, geschweige denn, das Atomgewicht gemessen. Es war daher bei der Auffindung der Isobarenregeln von Interesse, nachzusehen, welche Isotope diesen Elementen zugewiesen werden könnten. Wie aber ein Blick auf die Abb. 10 zeigt, sind die für Nr. 43 — und ganz das gleiche gilt für Nr. 61 — verfügbaren Plätze in einem weiten Bereich alle durch die Isotope der Nachbar-elemente bereits besetzt und demnach für stabile Atomarten von Nr. 43 und Nr. 61 verboten. Daraus ist der Schluß zu ziehen, daß diese Elemente falls sie jemals vorhanden waren, längst ausgestorben sind, oder höchstens in geringer Menge in der Form langlebiger instabiler Isotope vorkommen können. Eine natürliche Aktivität wurde aber in keinem Falle gefunden und die beiden Elemente haben daher bis heute als unentdeckt zu gelten. Man hat aber von den Nachbar-elementen ausgehend, durch Kernumwandlung künstliche radioaktive Isotope von ihnen hergestellt und mit ihrer Hilfe hat SEGRÈ (78) die chemischen Eigenschaften von Nr. 43 erforscht.

VII. Doppelfokussierung.

Aus dem bisher Gesagten dürfte klar geworden sein, daß eine detaillierte Kenntnis der Gestalt des Energietales und somit der Massendefekte der stabilen wie der instabilen Atomarten dringend erwünscht wäre für die Beantwortung vieler grundlegender Fragen der Kernphysik und -chemie, z. B. für die Berechnung der bei Kernumwandlungen zu erwartenden Energietönungen, für die Erforschung der Natur der spezifischen Kernkräfte und ihres eigenartigen Sättigungscharakters, für Fragen der β - und, wie wir noch sehen werden, auch der α -Labilität u. a. m. Das läuft auf eine massenspektrographische Messung der Isotopengewichte, vor allem ihrer Abweichung von der Ganzzahligkeit und somit der Packungsanteile der in der Natur vorkommenden Isotope hinaus, mit einer Genauigkeit, wie sie mit den bisher beschriebenen Mitteln nicht erreicht werden konnte; auch für die Berechnung der Massendefekte der künstlich hergestellten Atomarten mit Hilfe der gemessenen Reaktionswärmern bildet ja die Kenntnis dieser Werte für die stabilen Ausgangs-

produkte die notwendige Grundlage. Man kann nun hoffen, durch Vereinigung der beiden bereits beschriebenen Fokussierungsarten einen wesentlichen Schritt in der Methodik weiter zu kommen. Die Verwendung der Abbildung durch Linsen, d. h. der Richtungsfokussierung, die die optische Spektroskopie mit ihrer mustergültigen Präzision auszeichnet, kann sich bei der Massenspektrographie nur auswirken, wenn man sie mit der der Kanalstrahlanalyse so gut angepaßten Geschwindigkeitsfokussierung kombiniert.

22. Verallgemeinerung von Richtungsfokussierung und Geschwindigkeitsdispersion. Richtungsfokussierung und Geschwindigkeitsdispersion, m. a. W. Linsen- und Prismenwirkung, die, wie wir ausführten, beim Magnetfeld nur für $\tau = 180^\circ$, beim elektrischen Radialfeld nur für $\pi/\sqrt{2} = 127^\circ 17'$ bekannt waren, mußten dazu für beliebige Ablenkwinkel berechnet werden. Das wurde am allgemeinsten von HERZOG (46) durchgeführt, dessen Ergebnisse wir hier, soweit sie für uns von Belang sind, möglichst anschaulich ableiten bzw. wiedergeben wollen. Etwa gleichzeitig und unabhängig haben HENNEBERG (45) und STEPHENS (82) Teilfragen dieses Problems behandelt. CARTAN (19) versuchte dann die HERZOGschen Rechnungen auf Glieder zweiter Ordnung auszudehnen.

a) Linsenwirkung. $\alphaMagnetfeld. Wir betrachten zunächst (s. Abb. 13) ein Bündel paralleler Strahlen, das von links kommend in das Magnetfeld senkrecht zu dessen Begrenzung einfällt. Alle Teilchen sollen dieselbe Geschwindigkeit v_0 haben und legen daher im Felde, dessen Kraftlinien senkrecht zur Zeichenebene zu denken sind, Kreise vom gleichen Radius r_m zurück. Der Mittelpunkt für die Bahn des mittleren oder „Leit“-Strahles des Bündels (in Abb. 13 strichpunktirt) sei P_0 . Die Mittelpunkte der Kreisbahnen des oberen und unteren Begrenzungsstrahles (in Abb. 13 ausgezogen) liegen dann um die halbe Breite des Parallelstrahlenbündels oberhalb und unterhalb P_0 und alle übrigen auf dem Geradenstückchen dazwischen. Vorerst verfolgen wir diese Kreise, als ob sich das Magnetfeld über die ganze Zeichenebene erstrecken würde. Wir sehen, daß sie sich nach 90° fast in einem Punkte schneiden (fokussiert werden), wenn die Breite des einfallenden Parallelbündels nicht zu groß ist; nach weiteren 90° haben sie ihre maximalste Entfernung voneinander erlangt und würden, wenn das Feld hier abbräche, als paralleles Bündel von der ursprünglichen Breite wieder austreten; 90° später kommen sie wieder zusammen, was mit dem vorhergehenden rechten Winkel die bekannte Wiedervereinigung eines richtungsdivergenten Strahlenbündels nach 180° ergibt usw. Wir lassen nun das Magnetfeld (in der Abb. 13 schraffiert) nach einem beliebig gewählten Winkel Φ_m mit dem Scheitel P_0 entlang eines Halbmessers des Leitstrahles abbrechen. Die Bahnen werden hier im feldfreien Raum wieder Gerade, die tangential an die Kreisbahnen verlaufen. Ihren Schnittpunkt finden wir, indem wir die früher zu weit gezeichneten Kreise gleichsam auf die Geraden ausstrecken. Der Schnitt-$

punkt der Kreise rückt dann auf seiner Verbindungslinie mit P_0 nach außen zum Punkt F . Um das einzusehen, denken wir uns umgekehrt ein von F ausgehendes Bündel und die Feldbegrenzung in der Umgebung des Leitstrahles durch ein Stückchen Kreisbogen mit F als Zentrum ersetzt; da dieses die wirkliche Feldbegrenzung bei U tangiert, ist das praktisch (d. h. wenn wir Glieder zweiter Ordnung vernachlässigen) erlaubt. Die Mittelpunkte der zugehörigen Kreisschar liegen auf einem Kreisbogenstückchen um P_0 mit F als Zentrum, was man leicht erkennt, wenn man sich das Bündel durch Hin- und Herschwenken des Leitstrahles und des

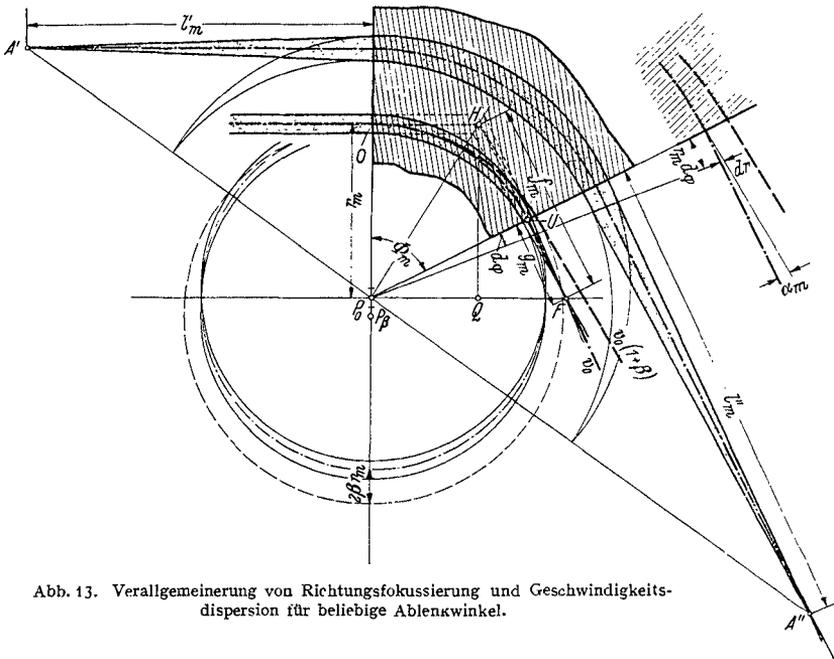


Abb. 13. Verallgemeinerung von Richtungsfokussierung und Geschwindigkeitsdispersion für beliebige Ablenkwinkel.

damit fest verbundenen Dreiecks $F P_0 U$ entstanden denkt. Ebenso wie in Abschnitt 13 schließen wir, daß wir dieses Bündel durch das ursprüngliche ersetzen können, wenn sich das Kreisbogenstückchen mit dem Geradenstückchen, das der geometrische Ort der Mittelpunkte des einfallenden Bündels ist, berührt; Wiedervereinigung tritt also (bis auf Glieder zweiter oder höherer Ordnung) ein, wenn $F P_0$ auf $P_0 O$ senkrecht steht.

Da im Punkte F das eintretende Parallelstrahlenbündel gesammelt wird, nennen wir ihn folgerichtig den Brennpunkt der magnetischen Linse. Seine Entfernung g_m von der Begrenzung des Feldes erhalten wir aus dem rechtwinkligen Dreieck $F U P_0$, dessen Katheten g_m und r_m sind; der Winkel bei F ist, da seine Schenkel auf denen vom Φ_m senkrecht stehen, diesem gleich. Es wird also:

$$g_m = r_m \cdot \text{ctg } \Phi_m. \quad (9m)$$

Noch deutlicher wird die Analogie mit der Linse, wenn wir von den wirklichen Bahnen im Magnetfeld absehen und uns die Geraden aus den beiden feldfreien Räumen nach vorwärts bzw. rückwärts verlängern, wie dies in Abb. 13 punktiert angedeutet ist. In diesem Ersatzbild wird der Leitstrahl bei H um den Winkel Φ_m nach unten geknickt; abgesehen von dieser zusätzlichen Wirkung des Magnetfeldes, beginnt aber von hier ab das Parallelbündel zu konvergieren, als ob sich bei H der Hauptpunkt einer Linse befände und wir es mit Lichtstrahlen zu tun hätten. Wir bezeichnen daher die Strecke \overline{HF} als die Brennweite f_m unserer magnetischen Linse. Aus dem rechtwinkligen Dreieck HQF , dessen Hypothenuse $\overline{HF} = f_m$ und dessen eine Kathete wieder gleich r_m ist, lesen wir, da wir den Winkel bei F , nämlich Φ_m , bereits kennen, sofort die Größe der Brennweite ab:

$$f_m = r_m / \sin \Phi_m. \quad (10m)$$

Von einem Punkt A' des Leitstrahles, der sich in der Entfernung l_m vom Beginn des Feldes befinde, lassen wir nun ein Strahlenbündel von nicht zu großer Öffnung ausgehen; es wird dann in einem Punkte A'' in der Entfernung l_m'' hinter dem Feld wieder nahezu vereinigt werden. Um die Abb. 13 nicht zu unübersichtlich werden zu lassen, wurde für den Leitstrahl dieses Bündels ein größerer Radius gewählt. Bevor wir auf die eigentliche Bildkonstruktion und die Berechnung von l_m'' eingehen, sei auf die folgende anschauliche Konstruktion der Lage des Wiedervereinigungspunktes A'' hingewiesen, der durch den Schnittpunkt des Leitstrahles mit der Geraden $A'P_0$ gegeben ist. Diese Konstruktion leuchtet ein, wenn wir wieder die Kreisbahnen nach beiden Seiten außerhalb des Feldes verlängert denken (in Abb. 13 schwächer gezeichnet). Nach der bekannten 180° -Fokussierung liegen die Schnittpunkte der Kreise auf der durch P_0 gehenden Geraden. Wir denken uns nun wieder die außerhalb des Feldes befindlichen Teile der Kreisbögen zu Geraden gestreckt, wodurch die Schnittpunkte auf der besagten Geraden nach A' bzw. A'' wandern. Denn lassen wir von A' bzw. von A'' Strahlenbündel ausgehen und ersetzen wir die Feldbegrenzungen durch tangierende Kreisbogenstückchen von den Radien l_m' bzw. l_m'' , dann sind die geometrischen Orte der Mittelpunkte der Kreisbahnen wieder Bogenstückchen, die durch P_0 gehen und ihre Zentren in A' bzw. A'' haben; berühren sich diese, d. h. liegen A' und A'' auf einer Geraden mit P_0 , dann findet Wiedervereinigung des von A' ausgehenden Bündels in A'' statt. So einfach verallgemeinert sich also, wie etwa gleichzeitig mit HERZOG (46) besonders STEPHENS (82) betonte, die so viel benutzte 180° Fokussierung für beliebige Ablenkwinkel Φ_m . Auch ASTON (3) hat übrigens diese spezielle Konstruktion bereits gekannt.

β) *Elektrisches Radialfeld.* Die Bahnen im elektrischen Radialfeld sind, wie schon früher bemerkt, keine genauen Kreise, außer der einen,

die der Gleichung (1e) genügt; d. h. nur der Leitstrahl des Bündels von der Geschwindigkeit v_0 beschreibt im Felde einen Kreis vom Radius r_e . Wir könnten aber unsere Überlegungen vom Magnetfeld auf den vorliegenden Fall übertragen, wenn es uns gelänge, durch eine Transformation der Variablen die Bahnen so zu deformieren, daß sie Kreise werden. Wir wissen bereits, daß das elektrische Feld nach einem Ablenkwinkel von $180^\circ/\sqrt{2}$ dieselbe Richtungsfokussierung liefert wie das Magnetfeld nach 180° . Wir vermuten also, daß die Bahnen Kreise werden, wenn wir in Abb. 9a den unteren Schenkel um den Punkt P_0 herunterklappen, bis er mit dem oberen eine Gerade bildet, d. h. wenn wir die Bahnen so zerren, daß auch hier die Ablenkung 180° wird. Wir hätten uns also ein Ersatzbild zu konstruieren, wo der gewählte Ablenkwinkel Φ_e mit $\sqrt{2}$ multipliziert erscheint. Die HERZOGSchen Rechnungen zeigen nun, daß diese Vermutung richtig ist, wenn wir gleichzeitig r_e um den Faktor $1/\sqrt{2}$ verkleinern. Das ist einleuchtend; denn es bedeutet, daß bei dieser Transformation das Produkt $r_e \cdot \Phi_e$, d. i. die Bahnlänge, unverändert bleiben soll. Wir erhalten in diesem Ersatzbild die Lage der Tangenten im Außenraum, die uns ja allein interessiert, richtig und brauchen sie nur an das wirkliche Feld (r_e, Φ_e) anzufügen. Wir können also unsere Formeln vom Magnetfeld sofort auf das elektrische Radialfeld übertragen, wenn wir überall statt $\Phi_m \rightarrow \sqrt{2} \Phi_e$ und statt $r_m \rightarrow r_e/\sqrt{2}$ schreiben. Wir erhalten so für den Abstand g_e des Brennpunktes vom Ende des Feldes und für die Brennweite f_e der elektrischen Linse vom beliebig gewählten Öffnungswinkel Φ_e :

$$g_e = \frac{r_e}{\sqrt{2}} \cdot \operatorname{ctg} \sqrt{2} \Phi_e \quad (9e)$$

und

$$f_e = \frac{r_e}{\sqrt{2} \cdot \sin \sqrt{2} \Phi_e} \quad (10e)$$

Um die Entfernung l'_e eines „Bildpunktes“ A'' vom Ende des Feldes zu finden, wenn der „Gegenstandspunkt“ A' in der Entfernung l'_e vom Beginn des Feldes gegeben ist, können wir in unserem Ersatzbild, das genau der Abb. 13 entspricht, ebenso wie früher verfahren. Diese geometrische Veranschaulichung der HERZOGSchen Theorie stammt im wesentlichen von CARTAN (19).

b) Bildkonstruktion. Da die folgenden Betrachtungen und Formeln für beide Felder in gleicher Weise gelten, sei der Index m (oder e) weggelassen. Um mit unserer magnetischen (oder elektrischen) Linse einen nicht notwendigerweise auf dem Leitstrahl liegenden Punkt P' in der Entfernung l' vom Beginn des Feldes „abzubilden“, lassen wir von ihm ein begrenztes Strahlenbündel ausgehen, das im „Bildpunkt“ P'' in der Entfernung l'' nach dem Felde wieder vereinigt wird. Dasselbe denken wir uns für jeden Punkt eines Gegenstandes, etwa eines Spektrographenspaltes von der Breite b' , wiederholt und erhalten ein

vergrößertes oder verkleinertes „Bild“ des Spaltes von der Größe b'' . Die Lage und Größe des Bildes (l'' und b'') können dann aus der Lage und Größe des Gegenstandes (l' und b') sowie den Linsendaten g und f aus den in der Optik üblichen Linsenformeln berechnet werden. Um das einzusehen, sei an die elementare Bildkonstruktion der Optik (Abb. 14) erinnert. Sie besagt bei gegebener Lage der Haupt- und Brennpunkte (H, F, F') einer Linse, die durch ihre Hauptebene MHN schematisiert sei, folgendes: Ein achsenparalleler Strahl $P'-M$ geht nachher durch den (rückwärtigen) Brennpunkt, ein durch den (vorderen) Brennpunkt gehender Strahl $P'-F$ tritt achsenparallel aus; ihr Schnittpunkt liefert den Bildpunkt P'' . Ferner geht ein durch den Hauptpunkt verlaufender Strahl $P'-H$ ungebrochen hindurch. Diese Konstruktion können wir unmittelbar auf unsere magnetischen (oder elektrischen) Linsen anwenden, wenn wir nur von dem „Knick“ bei H absehen. Die gegenseitige Lage

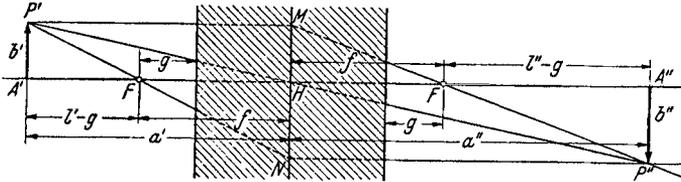


Abb. 14. Elementare Bildkonstruktion.

der Bahnen in den feldfreien Räumen zu den Leitstrahlen bleibt ja erhalten, wenn wir uns diese um den Punkt H um den Ablenkwinkel Φ_m (bzw. $\sqrt{2}\Phi_e$ im Ersatzbild des elektrischen Feldes) gedreht denken. Die Leitstrahlen des Bündels von der Geschwindigkeit v_0 , das sind die Tangenten an den Kreis mit dem Mittelpunkt P_0 und dem Radius r_m (bzw. $r_e/\sqrt{2}$) fallen dann in die Achse $A'-A''$ der Abb. 14. Die Verlängerungen der Tangenten, die nicht wirklichen Bahnen entsprechen, sind auch hier punktiert und der Raum, über den sich das Feld erstreckt, schraffiert.

Wir bezeichnen noch Gegenstands- und Bildweite mit a' und a'' , d. h. wir setzen zur Abkürzung:

$$a' = f + l' - g \quad \text{und} \quad a'' = f + l'' - g \quad (11)$$

und beachten, daß wegen der Umkehrung des Bildes die Strecken $\overline{MH} = b'$ und $\overline{HN} = -b''$ sind. Dann ergibt die Betrachtung der beiden Paare ähnlicher Dreiecke FHN und $P'MN$, FHM und $P''NM$, die Beziehungen:

$$f/a' = -b''/(b' - b''), \quad f/a'' = b'/(b' - b''). \quad (12)$$

Ihre Addition liefert die erste Linsengleichung in der bekannten Form:

$$f/a' + f/a'' = 1 \quad \text{oder} \quad 1/a' + 1/a'' = 1/f, \quad (13)$$

aus der sich die Bildweite a'' ergibt. Ihre Division die zweite Linsengleichung (die „Lateralvergrößerung“):

$$-b''/b' = a''/a'. \quad (14)$$

In einer für uns bequemeren Form erhalten wir die Linsengleichungen aus den beiden Dreieckpaaren FHN und $FA'P'$, FHM und $FA''P''$:

$$-b''/b' = f/(l' - g), \quad -b''/b' = (l'' - g)/f \quad (14^*)$$

und daraus:

$$(l' - g)(l'' - g) = f^2; \quad (13^*)$$

denn wir haben l' statt a' gegeben und wünschen l'' statt a'' zu berechnen.

Für kleine Ablenkwinkel (und endlichen Krümmungsradius), wie sie der Theorie der ASTONschen Anordnung zugrunde liegen, wird die Brennweite sehr groß und die Linsenwirkung kann vernachlässigt werden. Für die Winkel, die ASTON für seine tatsächlich ausgeführten Apparaturen gewählt hat, wird sie jedoch bereits mehr oder weniger stark bemerkbar [s. HERZOG (46, 47)]. Wird Φ_m (bzw. $\sqrt{2}\Phi_e$) gleich 90° , so erkennt man aus den Gleichungen (9m) und (10m) bzw. (9e) und (10e), daß die Brennpunkte an die Begrenzung des Feldes heranrücken, $g=0$ und die Brennweite wird gleich dem Radius r_m (bzw. $r_e/\sqrt{2}$). Werden die Winkel noch größer, so rücken die Brennpunkte in die Felder hinein, g wird negativ. Für Φ_m (bzw. $\sqrt{2}\Phi_e$) gleich 180° wird die Brennweite wieder unendlich, die Brennpunkte rücken (aber in entgegengesetzter Richtung) ins Unendliche; das Verhältnis $g/f = -1$, $g = -f$. Die altbekannten Ablenkwinkel entsprechen demnach dem Fall der teleskopischen Abbildung.

Auf einen Unterschied gegenüber den gewöhnlichen sphärischen (von Kugelflächen begrenzten) Linsen der Optik wollen wir hier noch aufmerksam machen. Das Magnetfeld wie das elektrische Radialfeld besitzen je eine ausgezeichnete Achse, die normal zur Zeichenebene der Abb. 13 steht; im ersten Falle ist es die Richtung der Feldstärke, im zweiten die durch P_0 gehende Achse der beiden entgegengesetzt aufgeladenen Zylinderflächen. In allen zur Zeichenebene parallelen Ebenen ist der Strahlengang der gleiche und nicht wie bei den sphärischen Linsen rotationssymmetrisch um die Achse $A'-A''$; die Wirkung unserer Felder ist die von Linsen, die von Zylinderflächen begrenzt sind. Mit Zylinderlinsen kann man nur Spalte, die normal zur Zeichenebene stehen, abbilden; aber mehr ist für unsere Zwecke nicht nötig.

c) Prismenwirkung. α) *Magnetfeld*. Der „Knick“ im Strahlengang unseres Ersatzbildes (s. Abb. 13) hat zur Folge, daß das Magnetfeld außer der richtungsfokussierenden Wirkung ähnlich wie ein Prisma eine zerlegende (dispergierende) Wirkung auf den Strahl ausübt. Die Veränderliche im Strahl — beim Licht die Wellenlänge — nach der zerlegt wird, soll hier die Geschwindigkeit der Teilchen sein. Der einfallende Strahl soll nun außer den Teilchen mit der Geschwindigkeit v_0 auch solche mit einer benachbarten um den Bruchteil β größeren Geschwindigkeit $v_0(1 + \beta)$ enthalten. Das einfallende einfache Bündel wird durch das Feld in zwei Bündel zerlegt; um die Abb. 13 nicht zu überladen, ist vom zweiten nur der Leitstrahl (gestrichelt) eingezeichnet. Da nach Gleichung

(2m) die Radien der Kreisbahnen im Magnetfeld der Geschwindigkeit proportional sind, sind die des zweiten Bündels um $r_m \beta$ größer; der Mittelpunkt P_β des Leitstrahls liegt um diesen Betrag unterhalb P_0 . Wir verfolgen vorerst wieder die Kreise beider Leitstrahlen (von denen in Abb. 13 der eine strichpunktirt, der andere gestrichelt ist) über die Begrenzung des Feldes hinaus und bezeichnen mit r den Radiusvektor, d. h. die veränderliche Entfernung des größeren Kreises von P_0 (nicht etwa seinen Halbmesser). Wir sehen dann, daß die Entfernung beider Kreise voneinander — die Größe $r - r_m$ — gerade nach 180° ihren maximalsten Wert $2 r_m \beta$ erreicht, um nach weiteren 180° wieder 0 zu werden. Die Periode ist diesmal doppelt so groß wie die der einfachen Kreisfunktionen; die Größe $r - r_m$ wird also wie eine Kreisfunktion des halben Winkels wachsen und fallen; da sie ferner stets positiv ist, muß sie dem Quadrat einer solchen, und weil sie mit 0 beginnt und stets endlich bleibt, dem $\sin^2 \frac{\Phi_m}{2}$ proportional sein. An der Begrenzung des Feldes vom beliebig gewählten Öffnungswinkel Φ_m ist also:

$$r - r_m = 2 r_m \beta \cdot \sin^2 \frac{\Phi_m}{2} = r_m \beta (1 - \cos \Phi_m). \quad (15m)$$

Den Winkel zwischen den beiden aus dem Feld austretenden Leitstrahlen bezeichnen wir mit α_m ; ebenso wie bei der Ableitung der ASTON'schen Geschwindigkeitsfokussierung gibt er die Verkleinerung des Ablenkungswinkels des Strahles mit der größeren Geschwindigkeit an. Aus dem in Abb. 13 getrennt herausgezeichneten infinitesimalen Dreieck mit den Katheten dr und $r_m \cdot d\varphi$ erkennt man, daß man ihn durch Bildung von $1/r_m \cdot dr/d\varphi$ an der Stelle $\varphi = \Phi_m$ erhält. Es wird also:

$$\alpha_m = \beta \cdot \sin \Phi_m. \quad (16m)$$

Diese Gleichung gilt jetzt an Stelle der früheren Gleichung (6m), die unter der von ASTON gemachten Voraussetzung abgeleitet worden war, daß alle Strahlen im Felde Kreisbögen von der gleichen Länge zurücklegen, was bei der hier gewählten sektorförmigen Begrenzung nicht mehr für beliebige Ablenkungswinkel Φ_m gilt; wie zu erwarten, geht jedoch (16m) für kleine Φ_m in (6m) über.

Unter der Geschwindigkeitsdispersion (nach dem Felde) wollen wir die Entfernung der Durchstoßpunkte beider Leitstrahlen auf einem in der Bildentfernung l_m'' angebrachten Schirm verstehen. Wir bezeichnen sie, da sie β proportional ist, mit $\beta \cdot K_m''$ und erhalten sie aus Gleichungen (15m) und (16m) durch Bildung von $(r - r_m) + l_m'' \cdot \alpha_m$. Klammern wir noch $\sin \Phi_m$ heraus und ersetzen die in der Klammer stehenden Ausdrücke nach (9m) und (10m), so wird:

$$\left. \begin{aligned} \beta \cdot K_m'' &= \beta \cdot [r_m (1 - \cos \Phi_m) + l_m'' \cdot \sin \Phi_m] \\ &= \beta \sin \Phi_m \cdot (f_m - g_m + l_m''). \end{aligned} \right\} \quad (17m)$$

Die Geschwindigkeitsdispersion ist also gleich $a'' \cdot \alpha_m$; das hätten wir auch direkt aus der Abb. 13 ablesen können, wenn wir beachten, daß sich die rückwärts verlängerten Leitstrahlen im Hauptpunkt H schneiden.

Für die Zwecke der Geschwindigkeitsfokussierung interessiert uns noch die Größe $\beta \cdot K'_m$, die wir erhalten, indem wir in Gleichung (17m) l'_m statt l''_m schreiben:

$$\left. \begin{aligned} \beta \cdot K'_m &= \beta [r_m (1 - \cos \Phi_m) + l'_m \sin \Phi_m] \\ &= \beta \sin \Phi_m \cdot (f_m - g_m + l'_m). \end{aligned} \right\} \quad (18m)$$

Man kann diese Größe auch als Geschwindigkeitsdispersion *vor* dem Feld bezeichnen; sie gibt nämlich die Entfernung an, die zwei Gegenstandspunkte haben müssen, damit zwei von ihnen ausgehende Leitstrahlen benachbarter Geschwindigkeit durch das Feld zu einem Strahl vereinigt werden. Man sieht das sofort ein, wenn man sich — was nach einem allgemeinen Prinzip gestattet ist — die beiden Leitstrahlen in umgekehrter Richtung durchlaufen denkt. Gegenstands- und Bildraum vertauschen dabei ihre Rollen.

β) *Elektrisches Radialfeld.* Die Übertragung der Formeln auf das elektrische Radialfeld ist ebenso einfach wie bei der Linsenwirkung. Schon HUGHES und ROJANSKI (53) haben berechnet, daß die Entfernung der Bahnen zweier Teilchen mit den Geschwindigkeiten v_0 und $v_0(1 + \beta)$, die in das elektrische Feld senkrecht zu seiner Begrenzung und an derselben Stelle einfallen, nach einer Ablenkung von $180^\circ/\sqrt{2}$ ihren größten Wert erreicht (s. Abb. 9c); ganz entsprechend den Verhältnissen im Magnetfeld ist das Maximum hier $2 r_e \beta$. Da wir in unserem Ersatzbild r_e um $1/\sqrt{2}$ verkleinert haben, vermuten wir, daß wir nun β mit $\sqrt{2}$ multiplizieren müssen, damit das Produkt aus beiden sich nicht ändert, was auch die HERZOGSchen Rechnungen bestätigen. Es muß eben das Produkt aus Radiusvektor und Geschwindigkeit, d. i. die vom ersteren in der Zeiteinheit beschriebene Fläche bei unserer Transformation erhalten bleiben, da sich dann die Größe $2 r_e \beta$ nicht ändert. Dadurch oder durch eine Überlegung analog derjenigen, die zu Gleichung (15m) führte, erhalten wir für die Entfernung der beiden Leitstrahlen von der Geschwindigkeit v_0 und $v_0(1 + \beta)$ an der Begrenzung des elektrischen Radialfeldes von beliebig gewähltem Öffnungswinkel Φ_e :

$$r - r_e = 2 r_e \beta \cdot \sin^2 \frac{\sqrt{2} \Phi_e}{2} = r_e \beta (1 - \cos \sqrt{2} \Phi_e). \quad (15e)$$

Dieselbe Differentiation $1/r_e \cdot dr/d\varphi$ an der Stelle $\varphi = \Phi_e$ liefert den Winkel α_e zwischen den beiden aus dem Felde austretenden Leitstrahlen der Geschwindigkeit v_0 und $v_0(1 + \beta)$:

$$\alpha_e = \beta \sqrt{2} \cdot \sin \sqrt{2} \Phi_e. \quad (16e)$$

Auch diese Gleichung hätten wir durch Ersatz von β durch $\beta \sqrt{2}$ aus Gleichung (16m) erhalten können. Wie es sein muß, geht (16e) für

kleine Werte von Φ_e in die früher unter dieser Voraussetzung abgeleitete Gleichung (6e) über. Ganz so wie früher erhalten wir auch hier die Geschwindigkeitsdispersion in der Bildentfernung l_e'' nach dem Felde:

$$\left. \begin{aligned} \beta \cdot K_e'' &= \beta [\gamma_e (1 - \cos \sqrt{2} \Phi_e) + l_e'' \cdot \sqrt{2} \sin \sqrt{2} \Phi_e] \\ &= \beta \sqrt{2} \sin \sqrt{2} \Phi_e \cdot (f_e - g_e + l_e'') \end{aligned} \right\} \quad (17e)$$

23. Die doppelfokussierenden Massenspektrographen. a) Die Bedingung für Doppelfokussierung. Wir haben nun alle Daten beisammen, um Massenspektrographen zu konstruieren, die sowohl Richtungs- als auch Geschwindigkeitsfokussierung ergeben (61). Auch der Weg hierzu ist recht klar vorgezeichnet. Damit Richtungsfokussierung stattfindet, entwerfen wir mit dem elektrischen Feld in der Entfernung l_e'' hinter dem Felde ein Bild des Spektrographenspaltes, das seinerseits als Gegenstand für die Abbildung durch das Magnetfeld dient; dieses muß daher in der Entfernung l_m' vom Zwischenbild beginnen. Bezeichnen wir mit Δ die Distanz zwischen dem Ende des elektrischen und dem Beginn des magnetischen Feldes so muß also:

$$\Delta = l_e'' + l_m' \quad (19)$$

sein. Ferner muß infolge der doppelten Rolle des Zwischenbildes die Größe des von der elektrischen Linse entworfenen Bildes gleich der Gegenstandsgröße der magnetischen sein:

$$b_e'' = b_m'. \quad (20)$$

Damit Geschwindigkeitsfokussierung eintritt, muß an der Stelle des Zwischenbildes die durch das elektrische Feld erzeugte Geschwindigkeitsdispersion gleich der des magnetischen sein, aber für das letztere vor dem Felde gerechnet. Man sieht das sofort ein, wenn man sich die Strahlen zu beiden Seiten des Zwischenbildes in entgegengesetzter Richtung durchlaufen denkt: Zwei Leitstrahlen benachbarter Geschwindigkeit haben infolge der Prismenwirkung des elektrischen Feldes an der Stelle des Zwischenbildes die Entfernung $\beta \cdot K_e''$; da sie durch die Prismenwirkung des Magnetfeldes wieder vereinigt werden sollen, verfolgen wir sie von dem durch das Magnetfeld entworfenen Bilde entgegen dem wirklich durchlaufenen Sinne zurück bis zum Zwischenbild, wo sie die Entfernung $\beta \cdot K_m'$ voneinander haben. Damit wir sie hier aneinander fügen können, muß also:

$$K_e'' \cdot \beta = K_m' \cdot \beta \quad (21)$$

sein. Wie es sein muß, läßt sich β kürzen; es handelt sich also um eine echte Bedingung für die Fokussierung aller Geschwindigkeiten eines Intervalls. Leider ist die Bedingung im allgemeinen nicht wie die ASTONsche unabhängig von der Masse M . Denn stets ist im elektrischen Feld der Radius r_e des Leitstrahles von der Geschwindigkeit v_0 , die noch von dem nur diskreter Werte fähigen Parameter M abhängt, konstant.

Es wird nämlich für alle Massen durch die Blende, die an der Stelle des Zwischenbildes zu denken ist, nach (1e) der gleiche Bereich ihres Energiespektrums $Mv^2 = eEr_e$ ausgesiebt. Die Massenzerlegung findet erst im Magnetfeld statt, und wir finden durch Quadrieren von Gleichung (1 m) und Ersatz von Mv^2 durch eEr_e :

$$M = eH^2/c^2 E r_e \cdot r_m^2 = \text{const} \cdot r_m^2. \quad (22)$$

Da für eine gegebene Anordnung K_e'' konstant ist, K_m'' aber von r_m und damit von der Masse abhängt, ist die Bedingung (21) im allgemeinen nur für eine Masse zu erfüllen.

b) Ein Idealfall. Um den Zusammenhang zwischen den wirklich ausgeführten doppelfokussierenden Massenspektrographen besser zu

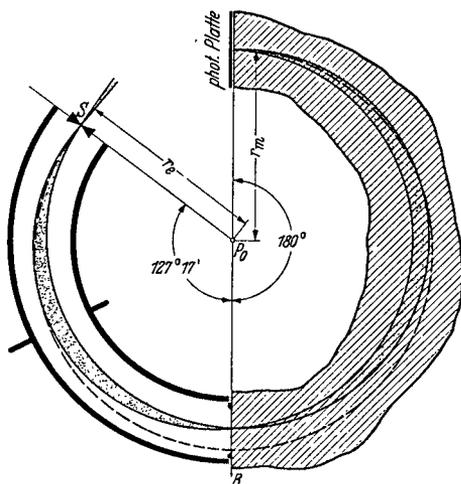


Abb. 15. Doppelfokussierung; ein Idealfall.

verstehen, ist es zweckmäßig, von einem gelegentlich von CARTAN (20) angegebenen Idealfall auszugehen, der in Abb. 15 dargestellt ist. Es sind hier die beiden Felder mit den altbekannten Winkeln für Richtungsfokussierung $\Phi_e = \pi/\sqrt{2} = 127^\circ 17'$ und $\Phi_m = \pi = 180^\circ$ an ihrer Begrenzung, wo auch das Zwischenbild entworfen wird, aneinander gefügt. Es ist also $\Delta = l_e' = l_m' = 0$. Der Spektrographenspalt S , von dem aus die Strahlen divergieren, sitzt am Beginn des elektrischen Feldes ($l_e = 0$); zwischen beiden

Feldern ist die Blende B zur Begrenzung des zu fokussierenden Geschwindigkeitsbereiches eingeschoben zu denken; das endgültige Bild wird am Rande des Magnetfeldes auf der photographischen Platte entworfen ($l_m'' = 0$). In Abb. 15 und ebenso in den Abb. 16, 17 und 18 ist außer einem Bündel von der Geschwindigkeit v_0 (ausgezogen) der Leitstrahl eines zweiten Bündels von der Geschwindigkeit $v_0(1 + \beta)$ (gestrichelt) eingezeichnet. Im Idealfall sind lediglich die beiden schon lange bekannten Geschwindigkeitsdispersionen $2r_e\beta$ und $2r_m\beta$ gleichzusetzen, um Doppelfokussierung zu erhalten; d. h. es muß:

$$r_e = r_m \quad (21 I)$$

sein. Natürlich hätte man diese Beziehung auch durch Spezialisierung der allgemeinen Bedingung (21) mit Hilfe von (17e) und (18m) durch Einsetzen der obigen Daten erhalten können. Sie ist nur für die durch Gleichung (22) bestimmte Masse erfüllt. Für die praktische Ausführung

hat der Idealfall auch den Nachteil, daß die beiden Feldbegrenzungen aneinander stoßen, wodurch keine Möglichkeit zur Abschirmung der Streufelder und zur Anbringung der Blende gegeben ist. Um die Felder auseinander zu rücken, kann für das eine der Ablenkungswinkel beibehalten und für das andere verkleinert werden.

c) Der Apparat von DEMPSTER. DEMPSTER bleibt bei seiner 1935 veröffentlichten Anordnung (28) bei der gewohnten Ablenkung von 180° im Magnetfeld und wählt einen kleineren Winkel für das elektrische Radialfeld (s. Abb. 16). In diesem Falle bleibt die Geschwindigkeitsdispersion vor dem Magnetfeld gleich $2 r_m \beta$ und $l'_m = l''_m = 0$; der

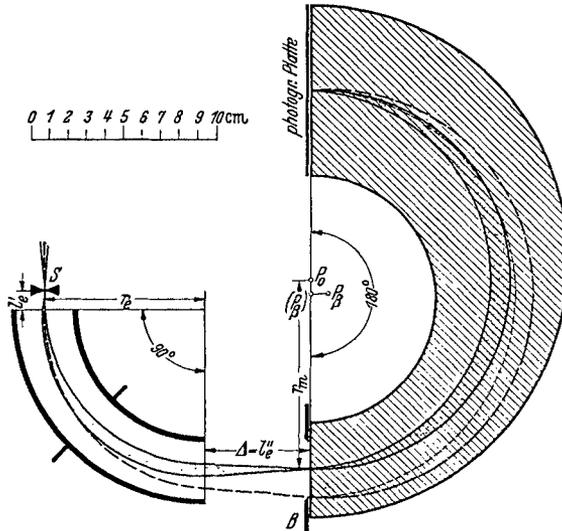


Abb. 16. Die Apparatur von DEMPSTER.

Abstand der beiden Felder muß $\Delta = l'_e''$ gewählt werden. Um diesen Betrag rückt sozusagen das elektrische Feld aus dem Idealfall nach links. Für DEMPSTER lautet also die Bedingung für Doppelfokussierung, wie man durch Einsetzen von Gleichung (17e) in (21) erkennt:

$$r_e (1 - \cos \sqrt{2} \Phi_e) + l'_e'' \sqrt{2} \sin \sqrt{2} \Phi_e = 2 r_m. \quad (21D)$$

Die speziellen Daten sind (28) $\Phi_e = \pi/2 = 90^\circ$, $r_e = 6,0 \cdot \sqrt{2} \text{ cm} = 8,5 \text{ cm}$ und $l'_e'' = 1 \text{ cm}$. Aus der Linsengleichung (13*) ergibt sich daraus mit Hilfe von Gleichungen (9e) und (10e) $l'_e'' = 5,7 \text{ cm}$ und aus (21D) $r_m = 10,0 \text{ cm}$. Nur für die nach Gleichung (22) diesem Radius entsprechende Masse gilt doppelte Fokussierung.

Wenn wir den Leitstrahl der Geschwindigkeit $v_0(1 + \beta)$, dessen Halbmesser im Magnetfeld $r_m(1 + \beta)$ ist, unserer Ableitung von Gleichung (21) gemäß vom Bildpunkt auf der Platte nach rückwärts konstruieren würden, so ergäbe sich der in Abb. 16 punktierte Kreis mit dem Mittelpunkt (P_β)

um $r_m \beta$ unterhalb P_0 . Er würde gegen den aus dem elektrischen Feld kommenden Leitstrahl um den Winkel α_e geknickt sein. Dieser Knick (sowie die bei den folgenden beiden Apparaturen auftretenden Abknickungen um α_m bzw. $\alpha_e + \alpha_m$) braucht uns aber nicht zu stören. Denn der punktierte und der ausgezogene Kreis haben an der Stelle des endgültigen Bildes einen Berührungspunkt zweiter Ordnung. Der wirklich durchlaufene Leitstrahl (in Abb. 16 gestrichelt), der beim Zwischenbild natürlich ohne Knick ansetzt und dessen Mittelpunkt P_β gegenüber (P_β) um den Betrag $r_m \cdot \alpha_e$ nach rechts verschoben ist, verschlechtert die Fokussierung daher nur um eine Größe zweiter Ordnung; solche Größen haben wir aber konsequent vernachlässigt.

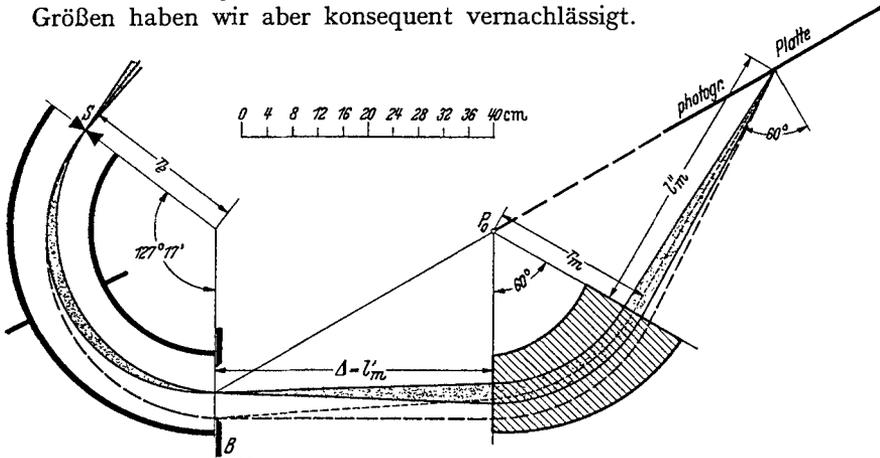


Abb. 17. Die Apparatur von BAINBRIDGE und JORDAN.

d) Der Apparat von BAINBRIDGE und JORDAN. Diese Autoren sind in ihrem 1936 publizierten Massenspektrographen (13) von dem seit HUGHES und ROJANSKI (53) bekannten Ablenkwinkel von $180^\circ/\sqrt{2}$ im elektrischen Radialfeld ausgegangen und haben den Ablenkwinkel im Magnetfeld verkleinert (s. Abb. 17). Vom Idealfall bleibt also die Geschwindigkeitsdispersion nach dem elektrischen Feld $2 r_e \beta$ und $l'_e = l''_e = 0$; die beiden Felder müssen um $\Delta = l'_m$ voneinander entfernt sein, um welche Strecke sozusagen das Magnetfeld aus dem Idealfall nach rechts rückt. Die Bedingung für Doppelfokussierung erhält man für den Apparat von BAINBRIDGE und JORDAN demnach, indem man (18m) in (21) einsetzt:

$$2r_e = r_m (1 - \cos \Phi_m) + l'_m \sin \Phi_m. \quad (21 B J)$$

Im speziellen wird $\Phi_m = \pi/3 = 60^\circ$ und $r_e = r_m = 25,4$ cm gewählt; aus (21BJ) und der Linsengleichung (13*) mit Hilfe von (9m) und (10m) erhält man daraus $l'_m = l''_m = r_m \cdot \sqrt{3} = 44,0$ cm. Die Platte geht in der Verlängerung durch den Punkt P_0 . Der Leitstrahl des Bündels von der Geschwindigkeit v_0 trifft also nicht mehr senkrecht, wie bei DEMPSTER, auf der Platte auf, sondern bildet mit der Plattennormalen den Winkel $\omega = 60^\circ$. Obwohl die Bedingung für Doppelfokussierung wieder nur für

eine Masse gilt, wird durch diese Plattenlage die unter den Umständen beste Fokussierung der benachbarten Massen sowie eine annähernd lineare Massenskala erreicht [wegen näherer theoretischer Einzelheiten hierüber, sowie über die Anordnungen von DEMPSTER und ASTON siehe HERZOG und HAUKE (47)].

e) Der Apparat von MATTAUCH und HERZOG. Wenn man die allgemeine Bedingung für Doppelfokussierung kennt, hat man natürlich keinen Grund, für eines der beiden Felder gerade den altbekannten Ablenkwinkel zu wählen und damit das Zwischenbild am Rande dieses

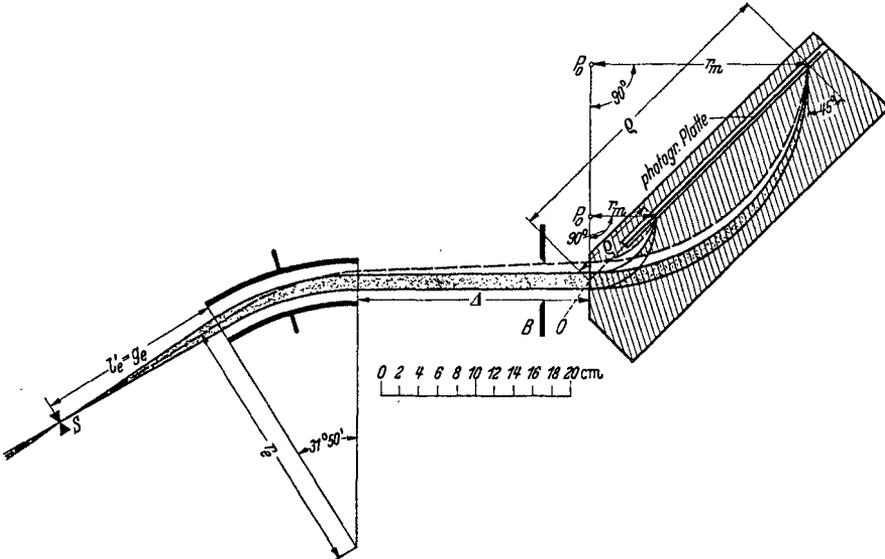


Abb. 18. Die Apparatur von MATTAUCH und HERZOG.

Feldes zu belassen. Wir haben daher bei der Ableitung der Bedingung (21) im Jahre 1934 (61) sofort nach einem Spezialfall gesucht, der sie von dem prinzipiellen Einwand der Gültigkeit für nur eine Masse befreit und in diesem Punkte der ASTONSchen Bedingung für einfache Geschwindigkeitsfokussierung ähnlicher macht. Rückt man die Felder nach beiden Seiten vom Zwischenbild weg, so sieht man, wenn man Gleichung (21) noch einmal mit Hilfe von (17e), (18m) sowie (19) anschreibt:

$$r_e (1 - \cos \sqrt{2} \Phi_e) + l''_e \sqrt{2} \sin \sqrt{2} \Phi_e = r_m (1 - \cos \Phi_m) + (\Delta - l''_e) \sin \Phi_m, \quad (21^*)$$

daß der Einfluß des lästigen Gliedes mit r_m um so kleiner wird, je größer l''_e (und damit auch l''_m) wird. Dividiert man Gleichung (21*) durch l''_e und geht zur Grenze für $l''_e \rightarrow \infty$ über, so erhält man durch diesen kleinen Kunstgriff die Bedingung für Doppelfokussierung unabhängig von r_m :

$$\sqrt{2} \cdot \sin \sqrt{2} \Phi_e = - \sin \Phi_m. \quad (21 \text{ MH})$$

Wir haben daher für den Bau unserer Apparatur diese Gleichung zugrunde gelegt.

Das Minuszeichen besagt, daß die beiden Winkel Φ_e und Φ_m entgegengesetztes Vorzeichen haben, daß also die Ablenkung in den beiden Feldern nicht mehr im gleichen Sinne, wie bei DEMPSTER und bei BAINBRIDGE und JORDAN, sondern in entgegengesetzter Richtung, wie bei ASTON, erfolgen muß (s. Abb. 18). Der Grenzübergang $l''_e \rightarrow \infty$ bedeutet, daß das Zwischenbild ins Unendliche rückt; der Spektrographenspalt muß also in den Brennpunkt der elektrischen Linse gesetzt werden, $l''_e = g_e$. Dasselbe gilt vice versa für das Magnetfeld, für das endgültige

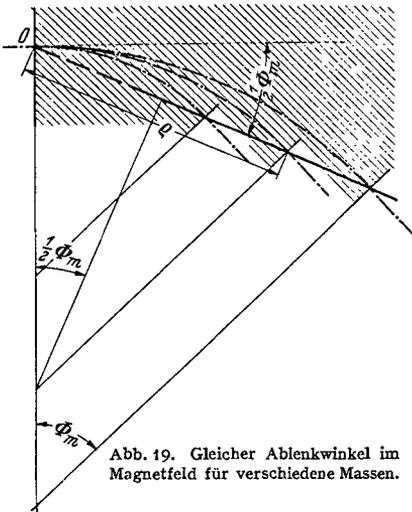


Abb. 19. Gleicher Ablenkwinkel im Magnetfeld für verschiedene Massen.

Bild in den Brennpunkt rückt, $l''_m = g_m$; denn die einfallenden Strahlen scheinen ja aus dem Unendlichen zu kommen. Die beiden Felder müssen dazu durchaus nicht ins Unendliche gerückt werden; denn der Strahlengang eines Bündels bestimmter Geschwindigkeit ist zwischen den Feldern parallel und Δ wird unbestimmt, wie man auch aus Gleichung (19) sieht, wenn man $l''_m \rightarrow -\infty$ setzt. Die Distanz der Felder sowie die Lage der Blende können also willkürlich gewählt werden. Grob ausgedrückt kann man sich unsere Anordnung aus dem Idealfall so entstanden denken, daß man beide Felder nach links und rechts ins Unendliche rückt und um den unendlichen Zylinder, zu der man sich die Zeichenebene gekrümmt denkt, herumzieht, bis beide wieder in der (willkürlichen) Entfernung Δ voneinander stehen; das Magnetfeld ist dabei gegenüber dem elektrischen um 180° um den Leitstrahl herumgeklappt worden.

Es mag zunächst so scheinen, als ob wir noch immer nicht von der Masse unabhängig wären, da nach (21 MH) Φ_m konstant sein muß. Doch zeigt schon die DEMPSTERSche Anordnung, daß man den gleichen Ablenkwinkel im Magnetfeld für alle Massen beibehalten kann. Das ist sogar, wie man aus Abb. 19 ersieht, immer der Fall, wenn man die Austrittspunkte der Leitstrahlen für die verschiedenen Massen in eine Gerade mit dem Eintrittspunkt des Leitstrahles von der Geschwindigkeit v_0 legt. Wir dürfen aber Φ_m nicht willkürlich vorgeben, da wir sonst in Widerspruch mit unserer Voraussetzung geraten, daß die Leitstrahlen der Geschwindigkeit v_0 auch senkrecht austreten; d. h. wir dürfen sie erst gar nicht aus dem Magnetfeld herauskommen lassen und müssen $l''_m = g_m = 0$ setzen. Jedenfalls müssen wir das tun, wenn wir im Rahmen der hier wiedergegebenen vereinfachten Darstellung (61) der Theorie

bleiben wollen, die zwar für die bisher ausgeführten Apparate genügt, die aber nichts über komplizierte Polschuhformen des Magnetfeldes beim Ein- oder Austritt der Strahlen enthält. Damit ist aber die Größe der Ablenkwinkel bei beiden Feldern festgelegt. Man erhält aus (9m), da r_m für endliche Masse nicht verschwinden kann, $\text{ctg } \Phi_m = 0$ und damit $\Phi_m = -\pi/2 = -90^\circ$. Nach (21 MH) wird dann $\sin \sqrt{2} \Phi_e = 1/\sqrt{2}$, $\sqrt{2} \Phi_e = \pi/4 = 45^\circ$ und $\Phi_e = \pi/4 \sqrt{2} = 31^\circ 50'$. Außer Δ kann nur r_e frei gewählt werden, das wir aus einem noch ersichtlichen Grunde so groß als möglich, nämlich $r_e = 28,0$ cm, gemacht haben. Deshalb muß der Spektrographenspalt S nach Gleichung (9e) in der Entfernung $l'_e = g_e = r_e/\sqrt{2} = 19,8$ cm vor dem Beginn des elektrischen Feldes angebracht werden.

Der Vergleich mit dem gewöhnlichen optischen Prismenspektrographen ist hier sehr naheliegend. Bei diesem steht der Spalt im Brennpunkt der Kollimatorlinse (hier des elektrischen Feldes), worauf das Licht durch das Prisma (hier durch das Magnetfeld) in seine Wellenlängen (hier seine Massen) zerlegt wird; die Spaltbilder der verschiedenen Wellenlängen werden durch ein auf unendlich eingestelltes Fernrohr (dessen Rolle hier ebenfalls das Magnetfeld übernimmt) betrachtet.

Für jede Masse wirkt das Magnetfeld trotz des gleichen Ablenkwinkels als eine neue Linse mit der neuen Brennweite $f_m = r_m$. Es ist ein großer Vorteil, daß die Bilder der verschiedenen Massen, die alle doppelt fokussiert sind, auf einer Geraden liegen, in die die Platte gelegt werden kann. Ihre Verlängerung muß, wie man sich aus Abb. 19 klar macht, durch den Eintrittspunkt des Leitstrahles von der Geschwindigkeit v_0 gehen und mit diesem den Winkel $\Phi_m/2 = 45^\circ$ einschließen. Unter dem gleichen Winkel $\omega = \pi/2 - \Phi_m/2 = 45^\circ$ wird die Platte von den Strahlen getroffen (s. Abb. 18). Führen wir noch die Größe

$$\varrho = 2r_m \sin \frac{\Phi_m}{2} = \sqrt{2} \cdot r_m \quad (23)$$

ein, die die Entfernung der Linie auf der Platte vom Strahleneintrittspunkt mißt, so reicht die Platte von $\varrho = 6,5$ cm bis $\varrho = 36,3$ cm.

25. Präzisionsbestimmung von Isotopengewichten. Die modernen Messungen von Isotopengewichten basieren auf der Messung der Massendifferenz sog. massenspektrographischer Dubletts. Man versteht darunter die engbenachbarten Linien zweier isobarer Atome oder Moleküle, die also bei derselben Massenzahl liegen, aber wegen ihrer etwas verschiedenen Packungsanteile einen geringen Massenunterschied besitzen. Zur Durchführung und Beurteilung der Messungen sind die Begriffe der Dispersion und der Auflösungskraft des Massenspektrographen sowie der Massenskala von Bedeutung, mit denen wir uns im folgenden beschäftigen wollen.

a) Dispersion. Unter der Massendispersion versteht man die Distanz D der beiden Punkte M_0 und M_γ (s. Abb. 20) unter der die Platte von den Leitstrahlen zweier benachbarter Massen M_0 und $M = M_0(1 + \gamma)$

getroffen wird. Der Begriff ist ganz ähnlich dem der Geschwindigkeitsdispersion, nur daß die dieser Größe entsprechende Strecke $\overline{M_0A}$ durch $\cos \omega$ zu dividieren ist, wenn ω der Winkel ist, den der Leitstrahl von der Masse M_0 mit der Plattennormalen bildet. Auch die Herleitung der Formel für die Massendispersion ist ganz analog der für die Geschwindigkeitsdispersion, nur daß jetzt der Radius im Magnetfeld für die Masse M nicht um $r_m \cdot \beta$, sondern um eine andere Größe gegenüber dem Radius r_m für M_0 vergrößert wird. Besteht der Massenspektrograph nur aus einem Magnetfeld, wie im alten DEMPSTERSchen Fall, so ist einfach γ statt β zu setzen, denn die Größen M und v gehen in die Gleichung (2m) in gleicher Weise ein. Die Vorschaltung des elektrischen Energiefilters

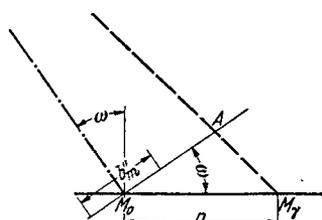


Abb. 20. Zur Berechnung der Massendispersion.

bewirkt aber, daß der Zusammenhang zwischen r_m und M nach Gleichung (22) geregelt wird. Durch logarithmische Differentiation folgt aus ihr, daß der Radius der um $\gamma = \Delta M/M = 2 \cdot \Delta r_m/r_m$ größeren Masse M um den Betrag $\Delta r_m = \frac{1}{2} \gamma r_m$ größer ist als der der Bahn mit M_0 . Wir haben daher in Gleichung (17m) β durch $\frac{1}{2} \gamma$ zu ersetzen und erhalten für die Massendispersion:

$$D = \frac{\gamma}{2 \cdot \cos \omega} [r_m (1 - \cos \Phi_m) + l'' \sin \Phi_m] = \frac{\gamma \cdot \sin \Phi_m}{2 \cos \omega} [f_m - g_m + l'']. \quad (24)$$

Wie man sieht, hängt die Größe der Dispersion lediglich von den Daten des Magnetfeldes ab. Gewöhnlich wird $D_{1\%}$ für 1% Massenunterschied angegeben; man erhält diese Größe aus (24) indem man $\gamma = 1/100$ setzt. Mit den Daten von DEMPSTER wird $D_{1\%} = 1/200 \cdot 2r_m \doteq 1$ mm, mit denen von BAINBRIDGE und JORDAN $D_{1\%} = 1/100 \cdot 2r_m \doteq 5$ mm, beides für die Stelle der Doppelfokussierung berechnet und in Übereinstimmung mit den Angaben der Autoren. In unserem Falle wird $D_{1\%} = \frac{1}{200/\sqrt{2}} \cdot r_m = \rho/200$ und wächst daher linear mit ρ entlang der Platte von etwa 0,3 bis 1,8 mm.

b) Auflösungskraft. Für die Güte des Apparates ist aber die Dispersion nicht die maßgebende Größe. Vergleichen wir den Spektrographen mit dem Mikroskop, so charakterisiert die Dispersion den ersteren ebenso wie die Vergrößerung das letztere. Ebenso wie eine Mikrophotographie können wir auch eine Spektralplatte beliebig nachvergrößern, ohne daß wir damit Einzelheiten, etwa zwei Linien eines engen Dubletts, die nicht getrennt waren, dadurch auflösen könnten. Es ist die Auflösungskraft, die bei beiden Apparaten die Güte mißt. In diesem Sinne spielt das Magnetfeld die Rolle des nachvergrößernden Okulars, das elektrische Feld, von dem, wie wir sehen werden, die Auflösungskraft allein abhängt, die Rolle des auflösenden Objektivs. Ähnlich dem $\lambda/d\lambda$ in der optischen Spektroskopie definieren wir als Auflösungskraft den-

jenigen Wert von $1/\gamma$, wofür wir jetzt M/dM schreiben wollen, für den (s. Abb. 20) die Strecke $\overline{M_0A} = D \cdot \cos \omega$ gleich ist der Bildbreite b'_m ; die Linien für die beiden Massen werden dann gerade noch getrennt sein. Aus Gleichung (24) erhält man dann für diesen Wert von $1/\gamma$, wenn unter Benutzung von (11) und der Linsengleichung (14) auf das Zwischenbild mit Hilfe von (18m) zurückgerechnet wird, $M/dM = -K'_m/2b'_m$. Nun ist aber nach der Bedingung für Doppelfokussierung bei diesen Apparaten $K'_m = K'_e$; ferner ist nach (20) das Zwischenbild gleichzeitig das Bild b_e des elektrischen Feldes. Wendet man also noch einmal unter Beachtung von (11) die Linsengleichung (14) an, um auf den Spektrographenspalt zurückzukommen, dessen Breite b'_e wir mit s bezeichnen wollen, dann erhält man nach Verwendung von (10e) für die Auflösungskraft schließlich:

$$M/dM = \frac{r_e}{2s} \left(1 + \frac{l'_e - g_e}{f_e} \right). \quad (25)$$

Die Auflösungskraft ist, wie zu erwarten, um so größer, je enger der Spalt ist; abgesehen davon, hängt sie aber nur von den Daten des elektrischen Feldes ab und ist insbesondere von der Masse unabhängig.

Wird die Schlitzweite in cm angegeben, so erhält man für die theoretische Auflösungskraft aus DEMPSTERS Daten $8,6/s$; bei BAINBRIDGE und JORDAN, wo $l'_e = 0$ und $f_e = -g_e$ ist, wird die Auflösungskraft gleich $r_e/s = 25,4/s$. Beides gilt natürlich nur für den Punkt der Doppelfokussierung. In unserem Fall, wo $l'_e = g_e$ ist, wird die Auflösungskraft gleich $r_e/2s = 14,0/s$. Sie ist entlang der ganzen Platte konstant, weshalb die Linienbreite proportional mit ϱ zunehmen muß, was auch experimentell beobachtet wird. Die theoretische Linienbreite $d\varrho$ findet man durch Differentiation von (23) $d\varrho = 2 \sin \frac{\Phi_m}{2} d r_m$, wenn man für $2d r_m$ nach Gleichung (22) $\frac{r_m}{M/dM}$ und hier den Wert der Auflösungskraft einsetzt; führt man wieder ϱ ein, so wird die Linienbreite beim Apparat von MATTAUCH und HERZOG:

$$d\varrho = s/r_e \cdot \varrho \quad (26)$$

Bei einer Schlitzweite von 0,01 mm entspricht das in der Mitte der Platte einer Linienbreite von etwa 0,008 mm, was auch mit der photometrischen Ausmessung der Linien übereinstimmt.

c) Massenskala; Dublettmessung. Bezeichnet man mit ϱ die auf der Platte auszumessende Entfernung einer der Masse M entsprechenden Linie von einem festen Punkt O , so nennt man den Zusammenhang zwischen M und ϱ , $M = f(\varrho)$, die Massenskala. Der Punkt O kann auch in der Verlängerung der Platte gedacht werden, wenn das die Betrachtungen vereinfacht; es ist dann lediglich die ausgemessene Entfernung der Linie von einem mitphotographierten Bezugspunkt B um die fixe Distanz $OB = \varrho_0$ zu vermehren, um ϱ zu erhalten. Die Massenskala ergibt

sich dann aus Gleichung (22), indem man r_m als Funktion von ϱ berechnet. Diese Funktion ist bei den Anordnungen von ASTON und von BAINBRIDGE und JORDAN recht kompliziert. [Näheres darüber siehe bei HERZOG und HAUKE (47).] Nur in den Fällen, wo die Verlängerung der Platte durch

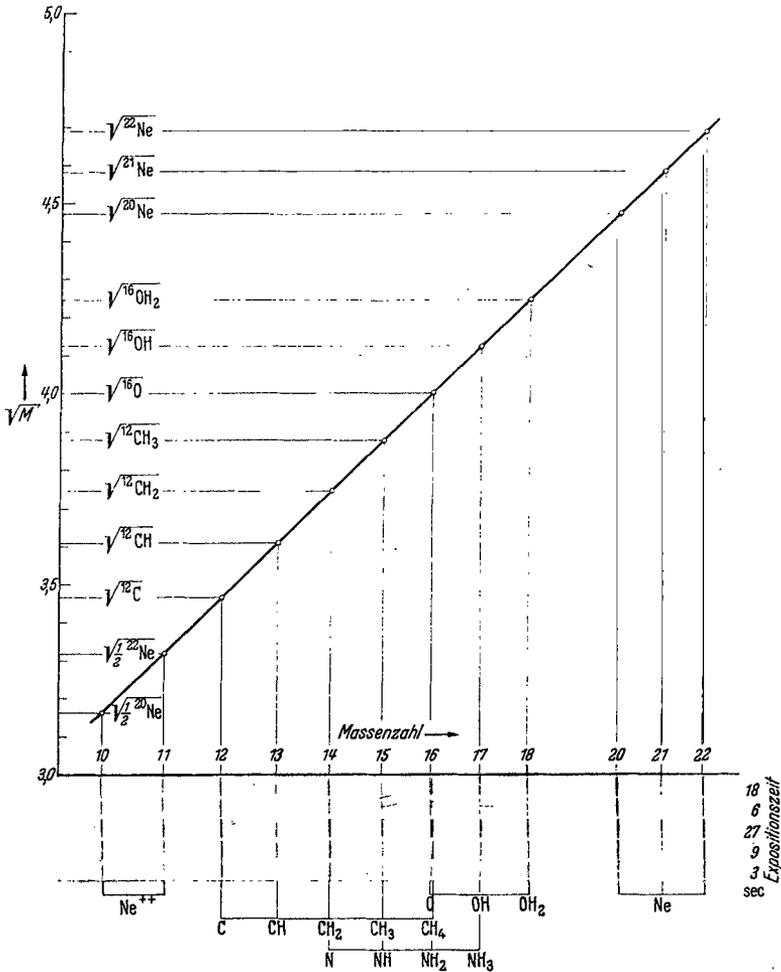


Abb. 21. Massenskala in der Anordnung von MATTAUCH und HERZOG. Füllgas der Entladungsröhre für die Aufnahme: Leichtgas, Luft und Neon, bei welchem $^{22}\text{Ne}:^{20}\text{Ne}$ von CLUSIUS und DICKEL (23) im Verhältnis 1:2,2 angereichert war.

den Eintrittspunkt des Leitstrahles von der Geschwindigkeit v_0 geht, ist, wenn man diesen Punkt zum festen Punkt O wählt, der Zusammenhang zwischen r_m und ϱ einfach. Er ist dann durch Gleichung (23) gegeben. Die Massenskala ist daher bei den Apparaturen von DEMPSTER und von MATTAUCH und HERZOG:

$$M = k \varrho^2; \quad (27)$$

und zwar ist im ersten Falle $k = e H^2 / 4 c^2 E r_e$ und im zweiten $k = e H^2 / 2 c^2 E r_e$. Wie genau bei uns diese Beziehung erfüllt ist, geht aus Abb. 21 hervor, in der als Abszisse die Kopie eines Teiles einer Platte benutzt wird und als Ordinate die Wurzel aus dem Isotopengewicht aufgetragen ist. Da hier entlang der ganzen Platte Doppelfokussierung gilt, ist der umspannte Massenbereich einer Aufnahme sehr groß, nämlich 1:20; er erfaßt z. B. alle zwischen ^{12}C und ^{238}U liegenden Massen.

Es wäre aber nicht möglich, mit Hilfe von (27) die Massenbestimmung mit der Genauigkeit durchzuführen, die heute für die Berechnung der Massendefekte verlangt wird. Abgesehen davon, daß man einen Massenspektrographen nicht so präzise bauen kann, daß Gleichung (27) streng gilt, könnte man nicht einmal die Längenmessung ϱ mit dieser Genauigkeit ausführen; das ist aber auch nicht notwendig. Man weiß bereits, daß die Isotopengewichte $M = A(1+f)$ sehr genau ganze Zahlen sind und die Packungsanteile f größenordnungsmäßig nur $1/100$ der Masse betragen. Wünscht man z. B. M mit einer Genauigkeit von 1:1 000 000 zu kennen, d. h. soll der Fehler von M nicht mehr als $0,001/100$ betragen, dann braucht man f nur mit einer Genauigkeit von etwa $1/100$ zu bestimmen, eine Messung, die schon eher im Bereich der Möglichkeit liegt. Die Packungsanteile bestimmt man nun mit Hilfe der Massendifferenz ΔM von Dubletts. Man nutzt dabei auch die Tatsache aus, daß zur selben Massenzahl A auch die Linien der Ionen von den Massenzahlen $2A, 3A \dots$ kommen, wenn diese 2fach, 3fach \dots ionisiert sind. Setzt man in die Konstante k der Gleichung (27) statt der Ionenladung e die Elektronenladung ein, dann bezeichnet M für die mehrfach geladenen Ionen $1/2, 1/3 \dots$ der Ionenmasse.

Haben die beiden Partner des Dubletts die Massen M_1, M_2 und die Packungsanteile f_1, f_2 , dann ist $\Delta M/A = (M_1 - M_2)/A = f_1 - f_2$. Man braucht auch nicht für die den Ionen fehlende Elektronenmasse zu korrigieren, um die Isotopengewichte der neutralen Atome oder Moleküle zu erhalten. Diese ergeben sich von selbst, wenn man für ein Atom nach ASTON für das neutrale ^{16}O -Atom, per def. $f=0$ setzt. Der reziproke Wert der Auflösungskraft ist demnach gleich der Differenz der Packungsanteile des engsten gerade noch getrennt erscheinenden Dubletts.

Um die Massendifferenz eines Dubletts aus dem tatsächlich gemessenen Linienabstand $\Delta \varrho$ zu erhalten, muß man die Dispersion kennen; es ist $\Delta M = \Delta \varrho / 100 D_{1\%}$. Man kann aber die Dispersion nicht mit der erforderlichen Genauigkeit aus den Apparaturkonstanten mit Hilfe von Gleichung (24) berechnen. Man muß vielmehr mit Hilfe von bekannten Massendifferenzen die Dispersion und ihre Veränderung mit ϱ durch Eichung ermitteln; ein schwieriges und umständliches Verfahren, das die bei Präzisionsversuchen unerläßliche Suche nach systematischen Fehlern sehr erschwert. Viel einfacher gestaltet sich die Messung mit Hilfe der Massenskala (27). Durch logarithmische Differentiation erhält man aus ihr:

$$\Delta M/M = 2 \cdot \Delta \varrho / \varrho, \quad (28)$$

wo M und q sich auf die Dublettmitte beziehen. Dieser Ausdruck ist aber bis auf $10/100$ gleich der Differenz der Packungsanteile, da M und A sich nur um diesen Betrag unterscheiden. In Gleichung (28) ist auch die die Feldstärken enthaltende Konstante k weggefallen, und man erhält die Differenz der Packungsanteile durch die Messung des Dublettabstandes q sowie der Entfernung der beiden Linien vom Bezugspunkt bei Kenntnis einer einzigen Apparaturkonstanten q_0 . Bei der Apparatur von MATTAUCH und HERZOG kann außerdem ein und dasselbe Dublett durch Änderung der Feldstärken in einem großen Bereich an verschiedenen Stellen der Platte aufgenommen werden und der durch (28) gegebene lineare Zusammenhang zwischen Δq und q überprüft werden, was die Suche nach systematischen Fehlern sehr erleichtert. Da örtliche Konstanz der Feldstärken auf $10/100$ im Massenspektrographen wohl nicht zu erreichen ist, wird man ferner zur Erlangung äußerster Präzision k als Funktion von q ansetzen, wodurch sich die rechte Seite von Gleichung (28) um $\Delta \ln k(q)$ vermehrt. Dieses Korrektionsglied ist dann durch Eichung zu ermitteln.

Man versucht weiterhin den experimentell gefundenen Wert für die Massendifferenz eines Dubletts dadurch zu überprüfen, daß man geeignete andere Dubletts bei anderen Massenzahlen aufnimmt, die zu ihm in Beziehung stehen. Als Beispiel sollen die in Abb. 22 in Mikrophotographie wiedergegebenen Dubletts bei den Massenzahlen 14, 16 und 28 dienen. Vom mittleren ist außerdem eine Mikrophotometerkurve reproduziert, um Intensitätsgleichheit und Linienform beurteilen zu können. Da dieses ein Triplet ist, erhält man 4 verschiedene Massendifferenzen. Als solche wurden [zusammen mit A. BÖNISCH (65)] in *TME* ermittelt (angegeben sind die aus den Messungen berechneten wahrscheinlichen Fehler): $(^{12}\text{C}^1\text{H}_2 - ^{14}\text{N}) = 12,581 \pm 0,023$, $(^{14}\text{N}^1\text{H}_2 - ^{16}\text{O}) = 23,780 \pm 0,032$, $(^{12}\text{C}^1\text{H}_4 - ^{16}\text{O}) = 36,406 \pm 0,040$ und $(^{14}\text{N}_2 - ^{12}\text{C}^{16}\text{O}) = 11,222 \pm 0,040$. Die dritte Massendifferenz sollte sich aber auch aus der Summe der beiden ersten ergeben, da sich das Gewicht von ^{14}N heraushebt und das der beiden H_2 -Molekeln zu H_4 addiert. Die Addition ergibt $(^{12}\text{C}^1\text{H}_4 - ^{16}\text{O}) = 36,361 \pm 0,040$, innerhalb der Fehlergrenzen in sehr guter Übereinstimmung mit dem direkt gemessenen Wert. Die vierte Massendifferenz sollte man wieder durch Bildung von $(^{12}\text{C}^1\text{H}_4 - ^{16}\text{O}) - 2 \cdot (^{12}\text{C}^1\text{H}_2 - ^{14}\text{N})$ erhalten, da dann das Gewicht von $^{12}\text{C}^1\text{H}_4$ herausfällt. Man errechnet leicht $(^{14}\text{N}_2 - ^{12}\text{C}^{16}\text{O}) = 11,245 \pm 0,061$, weit innerhalb der Fehlergrenzen in Übereinstimmung mit der direkten Messung. Auch bei diesen Überprüfungen zeigt sich die Bequemlichkeit unserer Apparatur, denn die drei Bilder von Abb. 22 sind derselben Aufnahme entnommen. Da das Verhältnis der Massenzahlen des ersten und letzten Dubletts gleich 1:2 ist, ist das nur möglich, wenn der Fokussierungsbereich nicht auf ein enges Gebiet der Platte beschränkt ist.

Ein Vergleich der theoretischen Wirkungsweise der drei ausgeführten doppelfokussierenden Massenspektrographen (1. DEMPSTER, 2. BAIN-

BRIDGE und JORDAN, 3. MATTAUCH und HERZOG), deren Daten natürlich stark von der Größe des zur Verfügung stehenden Elektromagneten und des elektrischen Feldes abhängen, mit dem Mikroskop ist vielleicht ganz interessant und anschaulich; er ergibt das folgende Bild. Bei den ersten beiden Apparaten ist das Gesichtsfeld klein, besonders klein beim zweiten. Das Bild ist bei beiden nur in einem engbegrenzten Raum in der Mitte scharf gezeichnet, doch ist die Auszeichnung gegen den Rand zu beim

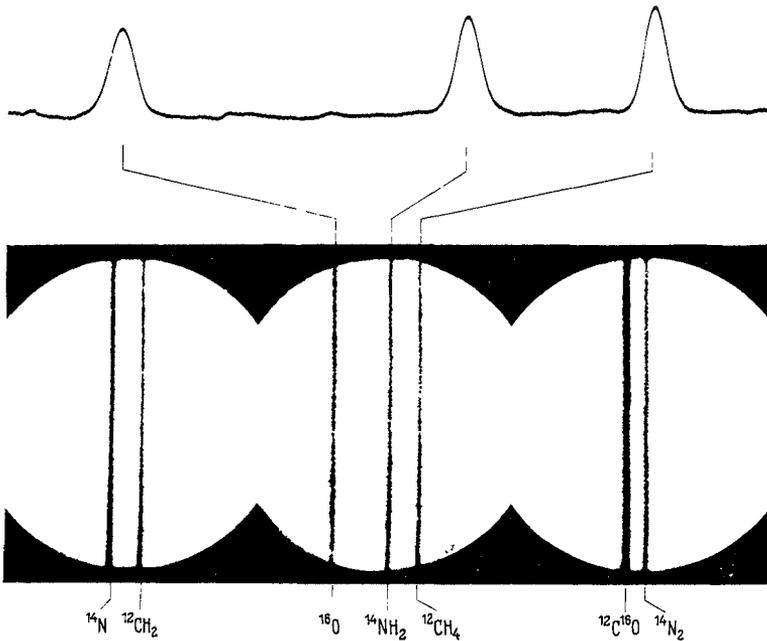


Abb. 22. Meßdubletts nach J. MATTAUCH und A. BÖNISCH (65).

Die Massendifferenzen stehen zum Teil miteinander in Beziehungen, die eine Überprüfung der Meßwerte gestatten.

zweiten bedeutend besser als beim ersten. Vergrößerung und Auflösungskraft, letztere für die Mitte des Bildes, sind beim ersten verhältnismäßig klein, beim zweiten sehr groß. Die auszumessende Stelle muß durch Verschiebung des Objektes (Änderung der elektrischen oder magnetischen Feldstärke) in die Mitte des Gesichtsfeldes gebracht werden. Der dritte Apparat gibt ein anderes Bild. Das Gesichtsfeld ist sehr groß, etwa 5 bis 15mal größer als bei den ersten beiden Anordnungen. Es ist überall gleichmäßig scharf ausgezeichnet. Die Vergrößerung ist klein, etwa wie beim ersten, und die Auflösungskraft liegt ungefähr in der Mitte zwischen der des ersten und des zweiten Apparates, ist aber für das ganze Gesichtsfeld konstant. Jede beliebige Stelle daraus kann nachvergrößert und ausgemessen werden.

VIII. Weitere Anwendungen.

25. Details im Energietal. In den letzten Jahren wurde auf Grund von Dublettmessungen die ganze Packungsanteilkurve neu vermessen. Ähnlich wie in der Chemie bei der Atomgewichtsbestimmung aus experimentellen Gründen die Atomgewichte von Silber und Chlor neben der des primären Standards Sauerstoff eine wichtige Rolle spielen, gibt es auch in der Massenspektrographie vor allem drei solcher Substandards. Es sind die Isotopengewichte von ^1H , ^2D und ^{12}C . Ihre Ausmessung mit Hilfe der drei Grunddubletts wurde zuerst von ASTON (8, 9) vorgenommen. Sie wurde mit größerer Genauigkeit von BAINBRIDGE und JORDAN (14) sowie von MATTAUCH und BÖNISCH (65) wiederholt [kritische Zusammenstellung des hierüber vorliegenden Materials sowie Literatur siehe bei (70)]. In diesen Arbeiten, die die bisher genauesten Isotopengewichtsbestimmungen enthalten, wurden auch einige andere leichte Isotope bis etwa Ne und außerdem ^{40}A gemessen. Darüber hinaus liegen für die leichten und mittelschweren Elemente bis etwa Kr und ferner für X Messungen von ASTON (9, 10) vor. Für das große Gebiet der schweren Kerne von Ti bis U verfügt man über ein umfangreiches Material, das sich im wesentlichen auf ^{48}Ti stützt, durch die Arbeiten von DEMPSTER (31) und GRAVES (38). Wegen einer einheitlichen Berechnung der Packungsanteile aus dem gesamten vorliegenden Material, bei der auch die Präzisionsmessungen von Kernreaktionsenergien verwendet wurden, und wegen der zugehörigen Literatur sei auf den Bericht von HAHN, FLÜGGE und MATTAUCH (42) verwiesen.

a) Absättigung. Diese Messungen lassen bereits einige Einzelheiten im Verlauf des Energietales erkennen. In Abb. 23 sind die Massendefekte der leichten Kerne bis ^{21}Ne eingetragen. Da diese Kerne keine stabilen Isobare besitzen, stellt der Linienzug den Verlauf des Talbodens dar. Die Masse des sehr seltenen ^3He sowie die der beiden instabilen Kerne ^5He und ^8Be sind aus den bekannten Reaktionswärmern Q_1 , Q_2 und Q_3 der Kernreaktionen: $^6_3\text{Li} + ^1_1\text{H} = ^3_2\text{He} + ^4_2\text{He} + Q_1$, $^7_3\text{Li} + ^2_1\text{D} = ^5_2\text{He} + ^4_2\text{He} + Q_2$ und $^{11}_5\text{B} + ^1_1\text{H} = ^8_4\text{Be} + ^4_2\text{He} + Q_3$ mit Hilfe der massenspektrographisch bekannten Massen der übrigen Kerne berechnet. Denkt man sich jeden Kern aus dem vorangehenden durch Einbau eines Neutrons oder Protons entstanden, so beachte man zunächst, daß der Zuwachs an Bindungsenergie bei der Bildung jedes Kernes mit gerader Teilchenzahl A größer ist, als der beim vorangehenden Kern mit ungerader Teilchenzahl $A-1$. Der Energiegewinn beim Einbau eines geraden Teilchens, dessen Wechselwirkung mit dem vorhergehenden ungeraden zum Teil abgesättigt wird, muß stets größer sein. Viel auffallender ist aber, daß erst nach jedem vierten Teilchen die Neigung des Linienzuges geringer wird; nach Einbau jedes zweiten Paares von Teilchen wird also die Neigung des Kernes zum Einbau eines neuen Teilchens geringer, die Absättigung ist besonders groß. Diese zwei Teilchenpaare bestehen (in

dem hier betrachteten Gebiet) stets aus zwei Protonen und zwei Neutronen, bilden also ein α -Teilchen. Nach der Bildung von ${}^4_2\text{He}$ ist die Absättigung so groß, daß der Kern gezwungen werden muß, das nächste Neutron aufzunehmen. ${}^5_2\text{He}$ ist daher nicht existenzfähig; wo dieser Kern bei Kernreaktionen gebildet wird, zerfällt er sofort wieder in ein Neutron und ein α -Teilchen. Diese besonders starke Absättigung beim α -Teilchen rührt vom PAULI-Prinzip her. Obwohl Elementarteilchen alle den Spin $1/2$ haben, kann er noch in bezug auf eine feste Achse $+1/2$ oder $-1/2$ sein. Man hat also vier verschiedene Teilchen, 2 Protonen und 2 Neutronen je mit antiparallelem Spin, die alle nach dem PAULI-Prinzip gerade in ein (das unterste) Energieniveau eingebaut

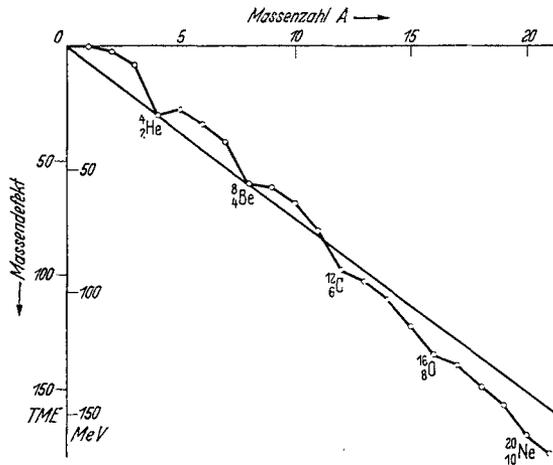


Abb. 23. Details im Energietal; Massendefekte der leichten Kerne.

werden können. Man kann sich also die Kernflüssigkeit auch aus Molekülen — den α -Teilchen — zusammengesetzt denken, weshalb die Aufstellung des Tröpfchenmodells durch GAMOW (35) schon vor der Entdeckung des Neutrons möglich war. Bei den schwereren Kernen werden diese Einzelheiten immer weniger stark ausgeprägt — man hat sich die „Moleküle“ stark dissoziiert zu denken — doch deuten die HARKINSschen Regeln darauf hin, daß die Auszeichnung der Zweierschalen erhalten bleibt.

Die Einzelheiten der Massendefektkurve zwischen ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{20}\text{Ne}$ gehen auch klar aus einer bei der Massenzahl 20 gelungenen massenspektrographischen Aufnahme (65) hervor, von der in Abb. 24 eine Mikrophotographie nebst dem zugehörigen Photometerdiagramm wiedergegeben ist. Die auftretenden Linien wurden durch die angegebenen Verbindungen oder Elemente hervorgerufen, die in recht verschiedenem Verhältnis in der Entladungsröhre gemischt waren und die mit Ausnahme von ${}^{40}\text{A}^{++}$ alle aus der gleichen Anzahl von Protonen und Neutronen, nämlich je 10,

zusammengesetzt sind. Nur ist bei den Verbindungen ein Teil derselben in Form von H- und D-Atomen im Molekularverband enthalten. Denken wir uns diese letzteren nacheinander vom ^{12}C -Kern eingefangen, so entsprechen die Linienabstände, die den Massendifferenzen proportional sind, direkt den Änderungen der Massendefekte; die molekularen Bin-

dungsenergien, die millionenmal kleiner sind als die Kernbindungsenergien, spielen hier keine Rolle. Von $^{12}_6\text{CD}_4$ ausgehend, sehen wir dann, daß der Einbau des ersten Deuterons, der zu $^{14}_7\text{ND}_3$ führt, weit weniger Energie frei werden läßt als der des zweiten, der das erste α -Teilchen abschließt und zur Linie $^{16}_8\text{OD}_2$ Anlaß gibt. Der Einbau der zwei Neutronen aus den D-Atomen des Molekularverbandes führt weiter zu $^{18}_8\text{OH}_2$. Hier müssen wir jedoch die allerdings kleine Bindungsenergie des Deuterons doppelt hinzufügen, um die Bindung des Neutronenpaares an den Kern zu erhalten. Wieder ist aber die Bindungsenergie des folgenden Protonenpaares, das das α -Teilchen abschließt und zur Linie $^{20}_{10}\text{Ne}$ führt, beträchtlich größer. Auch innerhalb der Paare können wir an den in der Mikrophotometerkurve noch merkbaren Linien für $^{15}_7\text{NHD}_2$ und $^{19}_9\text{FH}$

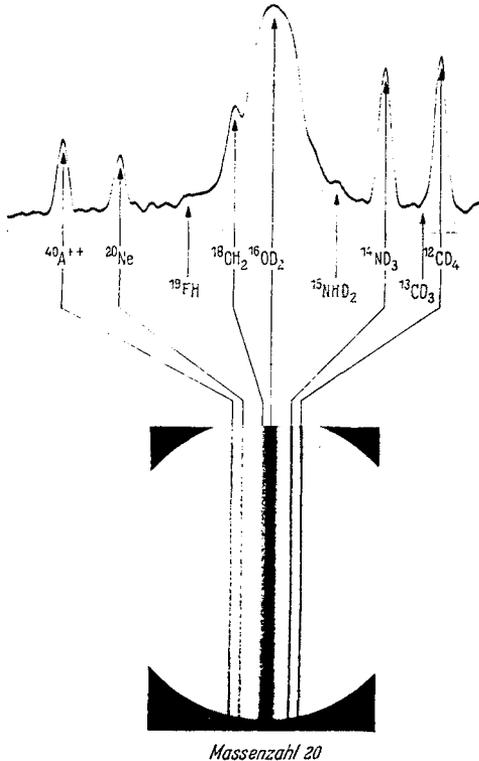


Abb. 24. Massenzahl 20 (und Photometerkurve) nach J. MATTAUCH (65).
Zur Veranschaulichung der Absättigung durch Bildung der Zweier- und Viererschalen.

verfolgen, daß der Kerneinbau des ersten Teilchens eines Paares stets weniger Energie freimacht als der des zweiten, das die Absättigung bewirkt.

b) α -Labilität. Zwischen den α -Teilchen müssen aber noch Anziehungskräfte nach Art der VAN DER WAALS-Kräfte in Flüssigkeiten herrschen, sonst würde der Kern zerfallen. Es muß also beim Einbau eines α -Teilchens ein Energiegewinn entstehen; die Neigung der Verbindungsgeraden von 2 der in Abb. 23 besonders bezeichneten Kerne, die alle Vielfache des α -Teilchens sind, muß demnach steiler sein als die eingezeichnete Gerade, die den Nullpunkt mit dem Massendefekt für ^4_2He

verbindet. Beim ${}^8_4\text{Be}$ ist das nicht der Fall; der Punkt für diesen Kern liegt (in der Abb. 23 kaum sichtbar) oberhalb dieser Geraden. Nach seiner Bildung zerfällt er daher sofort wieder in zwei α -Teilchen. Der Linienzug von Abb. 23 gibt somit eine Erklärung dafür, daß die Massenzahlen 5 und 8 — es sind die beiden einzigen — in der Natur nicht vertreten sind. Wie schon erwähnt, ergibt sich für den Massendefekt der schwereren Kerne eine ziemlich glatte Kurve. Überall ist ihre Neigung, wie es der Stabilität entspricht, mindestens ebenso steil wie die der Geraden von Abb. 23. Erst vom Blei, wo die natürlichen α -Strahlen beginnen, hat sie einen Knick und verläuft mit geringerer Neigung weiter. Überall wo das Isotopengewicht ${}^A_Z M$ größer ist als die Summe der Isotopengewichte von ${}^{A-4}_{Z-2} M + {}^4_2\text{He}$, wo also der getrennte Zustand von Restkern und α -Teilchen energetisch günstiger ist, wird eben — früher oder später — α -Zerfall stattfinden. Vom Samarium ist schon seit längerer Zeit bekannt, daß es α -aktiv ist. Durch Aufnahme seines Massenspektrums auf Photoplatten, die zum Nachweis von α -Strahlen geeignet waren, konnten WILKINS und DEMPSTER (90) zeigen, daß ${}^{148}_{62}\text{Sm}$ das α -aktive Isotop ist. Wird es einmal möglich sein, seinen Packungsanteil sowie den von ${}^{144}_{60}\text{Nd}$ mit der nötigen Genauigkeit zu messen, dann muß sich zeigen, daß die Verbindungsgerade der entsprechenden beiden Punkte im Massendefektdiagramm eine kleinere Neigung hat als die Gerade von Abb. 23.

c) Kernspaltung. Wie man durch den Vergleich der gestrichelten mit der strichpunktierten Kurve aus der Abb. 6 direkt abliest, gewinnt bei den schweren Kernen die COULOMB-Energie gegenüber der Oberflächenspannung immer mehr die Oberhand. Die erstere, die von den im Verhältnis zu den spezifischen Kernkräften geringen, zusätzlichen Abstoßungskräften der Protonen herrührt, ist bestrebt, die Kernflüssigkeit bei wachsender Teilchenzahl immer mehr auseinander zu treiben, während die letztere bemüht ist, sie in einer Gestalt mit der kleinsten Oberfläche — der Kugel — zusammenzuhalten. Es ist deshalb möglich, daß die schwersten Kerne eine bereits mehr oder weniger gestreckte Form aufweisen. Jedenfalls können sie bei verhältnismäßig geringem Anlaß, wie es die beim Einfang eines zusätzlichen Neutrons frei werdende Bindungsenergie ist, in zwei Teile gespalten werden. So erklärt sich — allerdings erst nach ihrer Entdeckung durch HAHN und STRASSMANN (41) — die Spaltung der schwersten Kerne in zwei mittelgroße Bruchstücke beim Beschießen mit Neutronen [Literatur siehe in dem Bericht von TURNER (85)]. Wenn man die chemische Natur (etwa Kr und Ba) und damit ungefähr die Massenzahlen der Bruchstücke kennt, kann man aus der ausgezogenen Kurve der Abb. 6, die für jede Massenzahl die Bindungsenergie pro Teilchen angibt, die bei der Spaltung frei werdende Energie abschätzen. Man hat nur die beiden Differenzen der Ordinaten des U-Kerns und der beiden Spaltprodukte mit ihren ungefähren Massenzahlen zu multiplizieren und die beiden Beträge zu summieren, um zu finden, daß die beiden Spaltprodukte um etwa 190 TME oder 180 MeV leichter sind, als der

U-Kern. Mit dieser Energie müssen die Spaltprodukte auseinanderfliegen, was auch ihre direkte Messung ergeben hat. Die hier frei werdende Energie ist somit 10—20mal größer als bei gewöhnlichen Kernumwandlungen.

Wohl am merkwürdigsten ist die Tatsache, daß die Spaltung nicht in zwei gleich große Bruchstücke erfolgt, vielmehr lassen sich deutlich zwei Gruppen um Kr-Sr und um X-Ba erkennen. Würde man die Packungsanteilkurve in allen Einzelheiten kennen, so ließe sich auch dafür unschwer der Grund angeben. FLÜGGE und v. DROSTE (34) meinen bereits in dem vorliegenden Beobachtungsmaterial über Packungsanteile einen Hinweis dahin zu erblicken, daß die Spaltung gerade in Elemente der obigen beiden Gruppen stattfindet.

Bei der Beantwortung der interessanten Frage, welches von den Uranisotopen bei der geringsten Veranlassung spaltet, hat die Massenspektrographie mitwirken können. NIER hat in seinem Apparat die U-Isotope getrennt, so daß die Vermutung, daß $^{235}_{92}\text{U}$ bereits bei der Beschießung mit langsamen Neutronen spaltet, bestätigt werden konnte. Dieses verhältnismäßig seltene U-Isotop enthält zum Unterschied von dem häufigen $^{238}_{92}\text{U}$ ein überzähliges Neutron. Daher wird durch das Einfangen eines weiteren Neutrons, das die Zweierschale abschließt, eine etwas über dem Durchschnitt liegende Energiemenge frei, die zur Spaltung ausreicht. Dagegen muß $^{238}_{92}\text{U}$ beim Einfang eines Neutrons eine neue Zweierschale beginnen; die dabei frei werdende Energie liegt unter dem Durchschnitt und seine Spaltung ist nur mit energiereichen Neutronen möglich.

26. Banden. Zum Schluß soll noch eine bisher wenig beachtete Anwendung der Massenspektrographie gestreift werden, die vielleicht für Fragen der physikalischen Chemie einige Bedeutung gewinnen kann. ASTON (6) hat beobachtet, daß manchmal, besonders bei schlechtem Vakuum oder bei langen Expositionszeiten, an zwei Stellen, nämlich bei den scheinbaren Massen $\frac{1}{2}$ und $5\frac{1}{4}$, verwaschene Flecke, die er Banden nannte, auftreten. Er konnte ihr Erscheinen durch die Dissoziation der im Strahl jeweils sehr intensiv vertretenen Molekülonen $\text{H}_2^+ \rightarrow \text{H}^+ + \text{H}$ und $\text{CO}^+ \rightarrow \text{C}^+ + \text{O}$ beim Zusammenstoß mit restlichen Gasmolekeln im Raum zwischen dem magnetischen Feld erklären. Wird nämlich die Bahn im elektrischen Felde ihrer ganzen Länge nach vom undissoziierten Molekülion, im Magnetfeld aber vom geladenen Dissoziationspartner durchflogen, so kommt dieser an eine definierte Stelle der Platte, die aber nicht seiner Masse entspricht. Diese muß vielmehr, wie man sich an Hand von Gleichung (22) mit Hilfe von (1m) und (1e) leicht überlegt, im Verhältnis zur Masse des undissoziierten Ions geteilt werden. Die Verwaschung erklärt sich aus einer geringen Richtungsänderung beim Zusammenstoß. ASTON meinte eine noch ungeklärte Verschiebung des Schwerpunktes der Banden nach schwereren Massen beobachtet zu haben, die aber BAINBRIDGE und JORDAN (15), die die zweite Bande

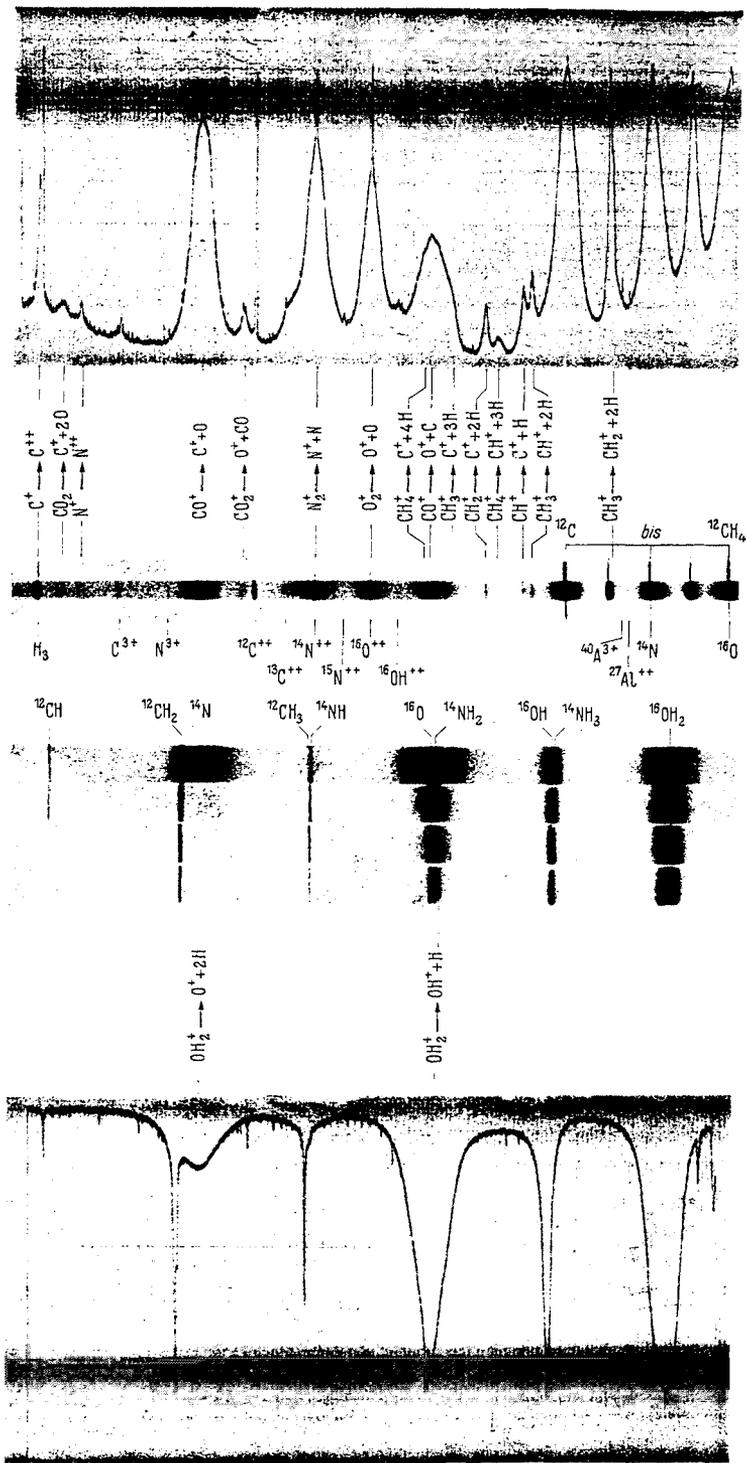


Abb. 25. Durch Dissoziation von Molekülionen entstandene Banden
 nach J. MATTAUCH und H. LICHLAU (68).

ebenfalls erhielten, nicht finden konnten. Wie wir durch Auffindung und Vermessung einer großen Anzahl weiterer Banden feststellen konnten, (68), erklärt sich die Verschiebung restlos aus einer ungenügenden Abschirmung des Streufeldes des Magneten. Wie man in Abb. 25 bei den Banden, die den Dissoziationen von N_2 und O_2 entsprechen, sieht, liegen die Schwerpunkte sehr genau bei den halben Massen der Atome; sie überdecken sich mit den Linien für $^{14}N^{++}$ und $^{16}O^{++}$. Wenn überhaupt, so war höchstens eine Verschiebung nach leichteren Massen festzustellen, die dem Betrage der Dissoziationsenergie entspricht. Daß diese hier fast in den Bereich des Meßbaren rückt, liegt daran, daß nicht etwa ihr Massenäquivalent sondern ihr Verhältnis zur kinetischen Energie der Strahlteilchen für die Massenverschiebung maßgebend ist.

Aus der Intensität und der Form der photometrischen Maxima lassen sich nun eine Reihe von Schlüssen ziehen. Wie zu erwarten, wird z. B. die Intensität um so geringer, je mehr Atome von einem Molekülion abgespaltet werden. Auch sind die Maxima, die solchen Prozessen entsprechen, bei denen außer dem geladenen Spaltprodukt mindestens zwei Atome abgespaltet werden, stets oben abgerundet (s. Abb. 25), im Gegensatz zur spitzen Form der anderen. Zu ihrer Entstehung sind eben mindestens zwei Stöße erforderlich, wodurch die aufgeprägte Verwaschung breiter wird. Daß die Dissoziation von CO^+ in der Regel so erfolgt, daß das Kohlenstoffatom die Ladung beibehält (die dem anderen Fall entsprechende Bande ist weit schwächer), dürfte hauptsächlich durch seine größere Ionisierungstendenz verursacht sein, wie schon ASTON vermutete. Die Intensität der primären Linien für OH_2 , CO und CO_2 muß sehr groß sein um die zugehörigen Dissoziationsbanden aufscheinen zu lassen. Bei den aliphatischen Verbindungen dagegen und ebenso bei BrH (dasselbe dürfte für JH zutreffen) genügt eine verhältnismäßig viel geringere Intensität der Primärlinien für die Beobachtung der zugehörigen Dissoziationsbanden; daraus ist auf eine außerordentliche hohe Zerfallstendenz dieser Verbindungen zu schließen. Denn manche Fluorverbindungen waren oft in viel stärkerem Maße zugegen, ohne auch nur eine Spur von Bandenbildung zu geben. Nicht immer ist aber die bei ungeladenen Molekeln gemessene Dissoziationsenergie für das bevorzugte Auftreten eines Zerfalls maßgebend; es erscheint z. B. noch erklärungsbedürftig, warum von uns die Dissoziation von $C_2H_3^+$ in $C_2^+ + H_2$ aber nicht in $CH^+ + CH$ beobachtet werden konnte, obwohl der Zerfall des Acetylens im ersteren Falle nach TATE und Mitarbeitern (84) mehr Energie erfordert.

Literaturverzeichnis.

1. ALVAREZ, L. W.: *Physic. Rev.* **52**, 134 (1937); **53**, 606 (1937); **54**, 486 (1938).
2. ANDERSON, C. D.: *Physic. Rev.* **41**, 405 (1932); **43**, 491 (1933).
3. ASTON, F. W.: *Phil. Mag.* **38**, 707 (1919).
4. — *Phil. Mag.* **39**, 449, 611 (1920).

5. ASTON, F. W.: Proc. roy. Soc. Lond. A **115**, 487 (1927).
6. — Mass-Spectra and Isotopes. London 1933.
7. — Proc. roy. Soc. Lond. A **146**, 46 (1934).
8. — Nature (Lond.) **135**, 541 (1935).
9. — Proc. roy. Soc. Lond. A **163**, 391 (1937).
10. — Nature (Lond.) **141**, 1096 (1938).
11. BAINBRIDGE, K. T.: Physic. Rev. **39**, 847 (1932); **43**, 1056 (1933).
12. — Physic. Rev. **43**, 103 (1933). — J. Franklin Inst. **215**, 509 (1933).
13. — and E. B. JORDAN: Physic. Rev. **50**, 282 (1936).
14. — — s. bei M. S. LIVINGSTON u. H. A. BETHE: Rev. Modern Physics **9**, 368f. (1937).
15. — — Physic. Rev. **51**, 595 (1937).
16. BLEAKNEY, W. B. and S. C. CUMMINGS: Physic. Rev. **57**, 1072 (1940).
17. BREIT, G., E. U. CONDON and R. D. PRESENT: Physic. Rev. **50**, 825 (1936).
18. BREWER, A. K.: and P. D. KUECK: Physic. Rev. **46**, 894 (1934). — J. amer. chem. Soc. **58**, 365 (1936).
19. CARTAN, L.: J. Physique et Radium **8**, 453 (1937).
20. — Spectrographie des masse. Paris 1937.
21. CHADWICK, J.: Proc. roy. Soc. Lond. A **136**, 705 (1932).
22. CLASSEN, J.: Jb. Hamburg. wiss. Anst. **25**, 1 (1907). — Physik. Z. **9**, 762 (1908).
23. CLUSIUS, K. u. J. DICKEL: Naturwiss. **26**, 546 (1938). — Z. physik. Chem. (B) **44**, 397 (1939).
24. COCKROFT, J. D.: and E. T. WALTON Proc. roy. Soc. Lond. **137**, 229 (1932).
25. CURIE, I. et F. JOLIOT: C. R. T. **198**, 254 (1934). — J. Physique et Radium **5**, 153 (1934).
26. DANYSZ, J.: Le Radium **10**, 4 (1913).
27. DEMPSTER, A. J.: Physic. Rev. **11**, 316 (1918).
28. — Proc. amer. philos. Soc. **75**, 755 (1935).
29. — Physic. Rev. **50**, 186 (1936).
30. — Physic. Rev. **51**, 67 (1937).
31. — Physic. Rev. **53**, 64, 898 (1938).
32. FERMI, E., E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, F. RASETTI and E. SEGRÈ: Proc. roy. Soc. Lond. A **146**, 483 (1934).
33. — Z. Physik. **88**, 161 (1934).
34. FLÜGGE, S. u. G. v. DROSTE: Z. physik. Chem. **42**, 274 (1939).
35. GAMOW, G.: Proc. roy. Soc. Lond. A **126**, 632 (1930).
36. GOLDSCHMID, V. M.: Geochemische Verteilungsgesetze, Bd. IX. Oslo: Videnskaps-Akademie 1938.
37. GOLLNOW, H.: Z. Physik. **103**, 443 (1936).
38. GRAVES, A. C.: Physic. Rev. **55**, 863 (1939).
39. HAHN, O., F. STRASSMANN u. E. WALLING: Naturwiss. **25**, 189 (1937).
40. — u. E. WALLING: Z. anorg. u. allg. Chem. **236**, 78 (1938).
41. — u. F. STRASSMANN: Naturwiss. **27**, 11, 89 (1939).
42. — S. FLÜGGE u. J. MATTAUCH: Ber. dtsh. chem. Ges. A **73**, 1 (1940). — Physik. Z. **41**, 1 (1940).
43. HARMSEN, H.: Z. Physik. **82**, 589 (1933).
44. HEISENBERG, W.: Z. Physik. **77**, 1 (1932); **78**, 156 (1932); **80**, 587 (1932).
45. HENNEBERG, W.: Ann. Physik. **19**, 335 (1934); **20**, 1 (1934).
46. HERZOG, R.: Z. Physik. **89**, 447 (1934); **97**, 596 (1935).
47. — u. V. HAUKE: Z. Physik **108**, 609 (1938).
48. HEVESY, G. v. u. M. LÖGSTRUP: Nature (Lond.) **120**, 838 (1927). — Z. anorg. u. allg. Chem. **171**, 1 (1928).
49. — Naturwiss. **35**, 583 (1935).

50. HEYDEN, M. u. H. KOPFERMANN: *Z. Physik.* **108**, 232 (1938).
51. — u. W. WEFELMEYER: *Naturwiss.* **26**, 612 (1938).
52. HÖNIGSCHMID, O.: *Naturwiss.* **25**, 748 (1937). — *Z. anorg. u. allg. Chem.* **240**, 284 (1939).
53. HUGHES, A. L. and V. ROJANSKI: *Physic. Rev.* **34**, 284 (1929).
54. JENSEN, H.: *Naturwiss.* **27**, 793 (1939).
55. JOHNSTON, H. L.: *J. amer. chem. Soc.* **53**, 2866 (1931); **54**, 824 (1932).
56. KINGDON, K. H. and H. C. POLLACK: *Physic. Rev.* **57**, 1072 (1940).
57. KONOPINSKI, E. J. and G. E. UHLENBECK: *Physic. Rev.* **48**, 7 (1935).
58. LIBBY, W. F.: *Physic. Rev.* **56**, 21 (1939).
59. LUKANOW, H. u. W. SCHÜTZE: *Z. Physik.* **82**, 610 (1933).
60. MATTAUCH, J.: *Physik. Z.* **35**, 617 (1934). — *Z. Physik* **91**, 361 (1934).
61. — u. R. HERZOG: *Z. Physik* **89**, 786 (1934).
62. — *Physic. Rev.* **50**, 617 (1936).
63. — *Naturwiss.* **25**, 189 (1937).
64. — *Naturwiss.* **25**, 738 (1937).
65. — *Physik. Z.* **39**, 892 (1938).
66. — u. V. HAUK: *Naturwiss.* **25**, 763 (1937).
67. — u. H. LICHTBLAU: *Z. physik. Chem. (B)* **42**, 288 (1939).
68. — — *Physik. Z.* **40**, 16 (1939).
69. — — *Z. Physik.* **111**, 514 (1939).
70. — *Physic. Rev.* **57**, 1155 (1940).
71. NIER, A. O.: *Physic. Rev.* **50**, 1041 (1936); **52**, 933 (1937); **53**, 282 (1938).
72. — *Physic. Rev.* **54**, 275 (1938).
73. REDDEMANN, H.: *Naturwiss.* **28**, 110 (1940).
74. RUTHERFORD, E. and H. ROBINSON: *Phil. Mag.* **26**, 717 (1913).
75. SAMPSON, M. B. and W. BLEARNEY: *Physic. Rev.* **50**, 456, 732 (1936).
76. SCHERRER, P. u. E. ZINGG: *Helvet. physica Acta* **12**, 283 (1939).
77. SCHÜTZE, W.: *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.* **16**, 89 (1937).
78. SEGRÈ, E.: *Nature (Lond.)* **143**, 460 (1939).
79. SMYTHE, W. R. and J. MATTAUCH: *Physic. Rev.* **40**, 429 (1932).
80. — *Physic. Rev.* **45**, 299 (1934).
81. — and A. HEMMENDINGER: *Physic. Rev.* **51**, 178 (1937).
82. STEPHENS, W. E.: *Physic. Rev.* **45**, 513 (1934).
83. STRASSMANN, F. u. E. WALLING: *Ber. dtsh. chem. Ges.* **71**, 1 (1938).
84. TATE, J. T., P. T. SMITH and L. VAUGHAN: *Physic. Rev.* **48**, 525 (1935).
85. TURNER, L. A.: *Rev. Modern. Physics* **12**, 1 (1940).
86. TUVE M. A., N. P. HEYDENBURG and L. R. HAFSTAD: *Physic. Rev.* **50**, 806 (1936).
87. VAN VOORHIS, S. N.: *Physic. Rev.* **50**, 895 (1936).
88. VOGES, H.: *Z. Physik.* **76**, 390 (1932).
89. WEIZSÄCKER, C. F. v.: *Physik. Z.* **38**, 623 (1927).
90. WILKINS, T. R. and A. J. DEMPSTER: *Physic. Rev.* **54**, 315 (1938).
91. YUKAWA, H. u. S. SAKATA: *Proc. phys. math. Soc. Jap.* **17**, 467 (1935); **18**, 128 (1936). — *Physic. Rev.* **51**, 677 (1937).
92. ZINGG, E.: *Helvet. physica Acta* **13**, 219 (1940).

Mikroskopie hoher Auflösung mit schnellen Elektronen.

Von **B. v. BORRIES** und **E. RUSKA**, Berlin-Siemensstadt¹.

Mit 54 Abbildungen.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Inhaltsverzeichnis	237
I. Entwicklungsgang und Haupttypen der Elektronenmikroskope	237
1. Emissionsmikroskopie	242
2. Durchstrahlungsmikroskopie	244
3. Rückstrahlungsmikroskopie	251
II. Eigenschaften der Abbildung mittels schneller Elektronen	253
1. Eigenschaften der Durchstrahlungsabbildung	253
2. Bildfehler und Auflösung	260
3. Eigenschaften der Rückstrahlungsabbildung	272
4. Energie- und Ladungsaufnahme der Objekte	276
III. Heutiger Stand der Geräte	278
1. Eigenschaften der verschiedenen Linsenarten	278
2. Allgemeine Eigenschaften der Geräte	279
3. Das Siemens-Übermikroskop	283
4. Weitere magnetische Geräte	293
5. Das elektrostatische Mikroskop der AEG	298
IV. Untersuchungstechnik	303
Literaturverzeichnis zum Teil I bis IV	313
V. Ergebnisse der Mikroskopie mit schnellen Elektronen (Verzeichnis der bis zum 1. 12. 1940 erschienenen deutschen Untersuchungen)	316

I. Entwicklungsgang und Haupttypen der Elektronenmikroskope.

Die Entwicklung der Elektronenmikroskopie baut auf den Anordnungen auf, mit denen man Elektronenstrahlen bündeln kann. Solche Sammelvorrichtungen sind bald nach der Erkenntnis vom Wesen der Elektronenstrahlen aufgefunden und schrittweise weiter entwickelt worden.

Nachdem schon 1869 HITTORF (70) eine schraubenförmige Bewegung der Glimmstrahlung unter der Einwirkung magnetischer Kräfte beobachtet hatte, berechnete 1881 RIECKE (111), daß Elektronen, die unter einem kleinen Winkel in ein zur Strahlrichtung annähernd paralleles Magnetfeld eintreten, in diesem Spiralbahnen durchlaufen und daß die Ganghöhe der Spiralen von der Größe des genannten Winkels unabhängig ist. Diesen Effekt benutzte 1898 WIECHERT (134), um Elektronenstrahlen über ein längeres Vakuumrohr hin zu bündeln, indem er eine lange Magnetspule über das ganze Rohr schob und mit dieser ein homogenes Feld

¹ Eingegangen am 8. 10. 1940.

erzeugte. Bei Arbeiten an der BRAUNschen Röhre fand 1905 RANKIN (107), daß eine Bündelung der Elektronen auch dann eintritt, wenn die Magnetspule kurz gegenüber dem Strahlweg ist, wenn also die Elektronen ein rotationssymmetrisches kurzes Magnetfeld durchfallen. Mit solchen kurzen Konzentrationsspulen ist dann an BRAUNschen Röhren sehr ausgiebig von zahlreichen Autoren gearbeitet worden. Diese alle benutzten bereits die Magnetspule, um Elektronenstrahlen, die von einer Strahlquelle ausgehen, wieder in einen Punkt zu sammeln.

Eine Bündelung von Elektronenstrahlen mittels elektrischer Felder ist 1906 nach dem Vorschlage von WEHNELT (133) durch Verwendung des sog. WEHNELT-Zylinders bei BRAUNschen Röhren vielfach angewendet und seit LILIENFELD (88) auch als bewußtes Mittel zur Beeinflussung von Elektronenstrahlgängen eingehender diskutiert worden. 1923 schlug DAUVILLIER (51) die Modulation des Kathodenstrahls einer BRAUNschen Röhre durch Steuerung der Spannung an dem WEHNELT-Zylinder vor und erzielte (69) mit dieser Anordnung 1925/26 einfache Fernsbilder.

Neben diesen experimentellen Voraussetzungen bedurfte es aber noch zweier Beiträge der theoretischen Physik, durch die zwei wichtige Analogien der Elektronenoptik zur Lichtoptik gezogen wurden, nachdem 1920 bereits LENARD (86) die Aufmerksamkeit darauf gerichtet hatte, „daß man mit Kathodenstrahlen im Vakuum ebenso saubere, sozusagen geometrisch-optische Versuche ausführen könne, wie mit Lichtstrahlen“. L. DE BROGLIE (40) stellte 1924 die These auf, daß jeder Korpuskularstrahlung ein Schwingungsvorgang zuzuordnen sei, dessen Wellenlänge gegeben ist durch

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

(h = PLANKSches Wirkungsquantum, m = Masse und v = Geschwindigkeit der Teilchen). Für Elektronenstrahlen einer Beschleunigungsspannung von etwa 50 kV ist diese DE-BROGLIE-Wellenlänge etwa 100000mal kleiner als die des sichtbaren Lichtes. Durch den Nachweis der Interferenz von Elektronenstrahlen ist die Wellennatur der Kathodenstrahlung dann später von DAVISSON und GERMER (53) auch experimentell bestätigt worden¹. Einen zweiten wichtigen Schritt tat BUSCH (49), als er 1926 mathematisch nachwies, daß in einem axialsymmetrischen, beliebig inhomogenen magnetischen und elektrischen Felde ein von einem Punkt der Symmetrieachse parallel zu ihr ausgehendes, genügend enges Kathodenstrahlbündel stets wieder in einem Punkte (Brennpunkte) vereinigt wird. Für den Spezialfall der magnetischen Konzentrierungsspule zeigte er 1927 (50), daß das rotationssymmetrische Feld auf die Elektronenbahnen wie eine Linse auf Lichtstrahlen wirkt, und gab die Brennweite f einer solchen Linse an zu

$$f = \frac{\text{const}}{\int \xi(z)^2 dz} \quad (1)$$

¹ *Anmerkung bei der Revision.* Es handelte sich hierbei um die der FRAUNHOFERSchen Lichtbeugung entsprechende Erscheinung. FRESNELSche Beugung von Elektronenstrahlen konnte vor kurzem durch BOERSCH [Naturwiss. 28, 709 (1940)] nachgewiesen werden.

($\mathfrak{E}_{(z)}$ = Feldstärke auf der optischen (z) Achse). Für den Spezialfall des elektrischen Feldes gab er an, daß es auf die Elektronenbahnen wirkt wie ein lichtoptisches Medium mit veränderlichem Brechungsindex. Weiterhin findet sich in dieser Arbeit bei der Erörterung des Begriffs der „Linsenhauptebene“ die Andeutung, daß die Optik der Kathodenstrahlen in Analogie zur elementaren geometrischen Optik erweitert werden könne.

Nachdem 1929 GEORGE (62) und 1930 v. ARDENNE (1) axialsymmetrische elektrostatische Felder als Hauptlinsen zur Konzentration des Strahls in BRAUNschen Röhren benutzt hatten, haben dann 1931 DAVISSON und CALBIK (52) zum ersten Male von Elektronenlinsen, die aus elektrischen Feldern bestehen, die Brennweite angegeben. Die heute in Durchstrahlungsmikroskopen benutzte elektrische Einzellinse ist 1929 von KNOLL (78) angegeben worden.

Bei Arbeiten, die der Verbesserung der Kathodenstrahloszillographen dienen sollten (Dr. M. KNOLL), prüfte E. RUSKA seit August 1928 im Rahmen einer Studienarbeit, die im Hochspannungsinstitut der Technischen Hochschule Berlin (Vorstand A. MATTHIAS) angefertigt wurde, die BUSCHschen Beziehungen nach und bestätigte an genaueren Vergrößerungsmessungen die Anschauung von der Elektronenlinse und die Gültigkeit der Linsengleichung:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad (2)$$

(a Dingweite, b Bildweite). Die Brennweite einer eisenlosen Spule wurde aus ihren Abmessungen, ihrer Durchflutung und der Elektronenspannung explizit berechnet. Weiter fand E. RUSKA, daß durch eine Eisenkapselung der Spule¹, die nur im Inneren einen schmalen Spalt offen ließ, bei gleicher Durchflutung eine Verkürzung der Brennweite erzielt wird, da bei gleicher Durchflutung ($I \cdot n$) mit dem höheren Maximalwert von $\mathfrak{E}_{(z)}$ das Integral $\int \mathfrak{E}_{(z)}^2 dz$ zunimmt². Die im August 1931 erschienene Veröffentlichung von E. RUSKA und KNOLL (122) enthält unter anderem die Wiedergabe einer Blendenabbildung im Maßstab 1:1,3 und eine Kurventafel, aus der hervorgeht, daß Blendenabbildungen in bis zu 8facher Vergrößerung gemessen wurden. Dabei ist angemerkt, daß bei hoher Blendenvergrößerung nur schwer die genaue Abbildung der Blende geprüft werden könne, da sich leicht das Bild der Kathode einstelle. Es wurden also bereits Bilder von kalten (Gasentladungs-)Kathoden in etwa 8facher Vergrößerung beobachtet.

¹ GÁBOR (61) hatte im gleichen Institut vorher bei einem Kathodenstrahloszillographen den Außenmantel und die Stirnseite der Konzentrierspule mit Eisen geschirmt, um das Magnetfeld zu verhindern, in die Ablenkplatten einzugreifen; die Brennweitenverkürzung hatte er dabei nicht beabsichtigt und auch nicht erkannt.

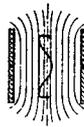
² Diese Arbeit wurde am 10. 5. 1929 der Fakultät vorgelegt, ein die oben genannten Ergebnisse enthaltender Auszug aus ihr wurde am 28. 4. 1931 als Abhandlung von E. RUSKA und KNOLL der Zeitschrift für Technische Physik eingereicht.

Über weitere inzwischen gemeinsam mit E. RUSKA durchgeführte Abbildungsversuche¹ mit elektrischen und magnetischen Linsen wurde am 4. 6. 1931 von KNOLL in einem Vortrag² berichtet. Es wurde das benutzte Elektronenmikroskop, mit dem unter anderem zweistufige reelle Vergrößerungen mit magnetischen Linsen erzeugt worden waren, beschrieben. Weiter wurde das vergrößerte Emissionsbild einer Elektronen-

1881 erkannte E. Riecke, daß ein schräg in ein homogenes Magnetfeld eintretender Elektronenstrahl darin eine Schraubenlinie beschreibt. 1898 benutzte E. Wiechert diesen Effekt zur Sammlung eines divergenten Bündels von Kathodenstrahlen

Fortschritt der Bauart

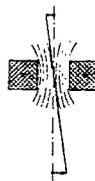
lange Spule
nach E. Wiechert
1898



optische Eigenschaften

ohne optische Brennweite,
die Spule bildet im Maßstab 1:1 ab

kurze Spule
nach R. Rankin
1905



kleinste Brennweite etwa gleich dem
mittleren Windungsdurchmesser

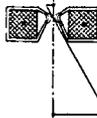
Im Jahre 1926 wies H. Busch nach, daß die konzentrierende Wirkung der Spulen auf die Elektronenstrahlen gleich ist der Wirkung von Linsen auf Lichtstrahlen

eisengekapselte Spule
nach E. Ruska
1931



kleinste Brennweite etwa gleich
dem Innendurchmesser

Polschuhspule
nach B. v. Borries und E. Ruska
1932



kleinste Brennweite etwa gleich
der Polschuhbohrung

Vom Jahre 1933 an wurde die Theorie der magnetischen Elektronenlinsen von W. Glaser, J. Picht und O. Scherzer weiter ausgebildet

Abb. 1. Die Entwicklung der Konzentrierungsspule zur magnetischen Linse des Übermikroskops. Daten der heute in hochauflösenden Mikroskopen benutzten Polschuhlinsen: Vorschlag: BORRIES, B. v. und E. RUSKA, DRP. 680 284 vom 17. 3. 1932; druckschriftliche Bekanntgabe, daß diese Anordnung Bilder liefern könne: KNOLL, M. und E. RUSKA: Z. Physik 78 (1932) 332; Experimentelle Erreichung hoher Vergrößerungen und Auflösungen: RUSKA, E.: Z. Physik 87 (1934) 580.

quelle (kalte Gasentladungskathode) und Bilder elektronendurchstrahlter Objekte (Drahtnetze) gezeigt. Die zugehörige, diese Bilder neben sonstigen

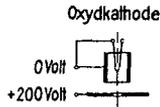
¹ Diese Untersuchungen waren erleichtert dadurch, daß bei der Entwicklung des Kathodenstrahloszillographen von dem Arbeitskreis dieses Laboratoriums eine für elektronenoptische Versuche besonders geeignete Bauweise von Metall-Vakuumapparaturen geschaffen und elektronenoptische Vorstellungen vielfach diskutiert worden waren. Vgl. dazu auch die Arbeiten KNOLL (77b), KNOLL, KNOBLAUCH und v. BORRIES (78a), KNOBLAUCH (77a) und v. BORRIES (17a).

² Der Vortrag fand im CRANZ-Kolloquium der Technischen Hochschule Berlin statt.

experimentellen und rechnerischen Ergebnissen enthaltende, ausführliche Arbeit (79) wurde am 10.9.31 bei den Annalen der Physik eingereicht und ist im Februar 1932 dort erschienen.

Immersionslinsen

Strahlerzeuger zur Herstellung eines scharfen Strahles nach Wehnelt 1908. 1915 schlug Lilienfeld in allgemeiner Form mehrere steigend positive Blenden zur Strahlkonzentrierung vor. 1923 schlug Dauvillier die Modulation des Kathodenstrahles mit gesteuertem Wehneltzylinder vor und erzielte 1925/26 damit Fernsehbilder.



Einzellinsen

1926/27 wies Busch mathematisch nach, daß in einem achsialsymmetrischen, sonst aber beliebig inhomogenen elektrostatischen Felde ein von einem Punkt der Achse ausgehendes, genügend enges Kathodenstrahlbündel stets wieder in einem zweiten Punkt der Achse vereinigt wird. Er gab an, daß das Feld auf die Elektronenbahn wirke wie ein lichtoptisches Medium mit veränderlichem Brechungsindex auf Lichtstrahlen.

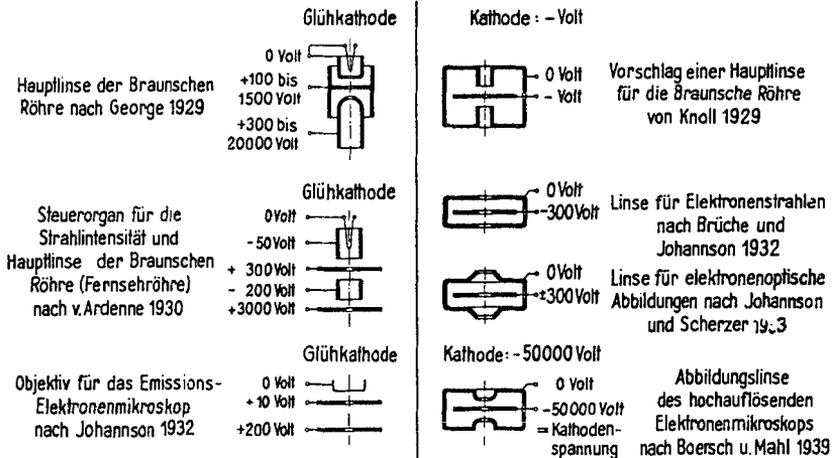


Abb. 2. Die Entwicklung der elektrischen Konzentrierungsvorrichtungen zur elektrischen Linse des Elektronenmikroskops.

Daten der heute in hochauflösenden Mikroskopen benutzten symmetrischen Einzellinse: Vorschlag: KNOLL, M.: DRP. 690 809 vom 10. 11. 1929; druckschriftliche Bekanntgabe, daß eine solche Anordnung Bilder liefern könne: BORRIES, B. v. und E. RUSKA: Z. Physik. 76 (1932) 653, Anm. 1; Experimentelle Erreichung optischer Wirkungen: BRÜCHE, E. (u. H. JOHANNSON): Z. Physik 78 (1932) 32; Experimentelle Erreichung von Abbildungen: JOHANNSON, H. u. O. SCHERZER: Z. Physik. 80 (1933) 183; Experimentelle Erreichung hoher Vergrößerungen und Auflösungen: MAHL, H.: Naturwiss. 27 (1939) 417.

In diesen beiden frühesten speziellen Abhandlungen über Brennweitenbestimmungen von Elektronenlinsen und über Abbildungsversuche mit Elektronenstrahlen zeichnen sich bereits zwei der wichtigen Arbeitsrichtungen der späteren Elektronenmikroskopie ab:

- a) Die Emissionsmikroskopie (Abbildung von Elektronenquellen).
- b) Die Durchstrahlungsmikroskopie (Untersuchung von mittels Elektronen durchstrahlten Objekten).

Bevor wir uns der Betrachtung der Untersuchungsverfahren und ihrer Entwicklung widmen, wollen wir jedoch noch kurz zusammenfassend den Werdegang der für diese Verfahren wichtigen Elektronenlinsen bis zum jetzigen Stand betrachten. In den Abb. 1 und 2 ist ihre historische Entwicklung dargestellt; in der Unterschrift ist der Werdegang der magnetischen Polschuhlinse und der elektrischen Einzellinse, die heute in hochauflösenden Mikroskopen allein verwendet werden, näher erläutert.

1. Die Emissionsmikroskopie. Abb. 3 zeigt den Strahlengang der Emissionsmikroskope im Vergleich zu den optischen Projektionseinrichtungen. Links ist das oben erwähnte, zweistufige magnetische Gerät

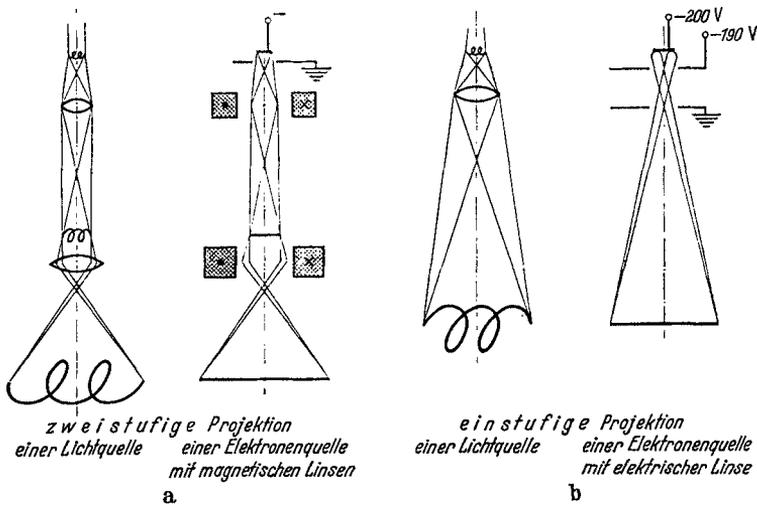


Abb. 3. Emissionsmikroskope: a zweistufiges magnetisches Emissionsmikroskop mit lichtoptischem Projektionsmikroskop. b Einstufiges elektrisches Emissionsmikroskop mit lichtoptischer Projektionseinrichtung.

dargestellt. Alle von einem Punkt der Strahlenquelle ausgehenden Strahlen werden durch die erste Linse in einen Bildpunkt des Zwischenbildes vereinigt, das dann anschließend weiter vergrößert wird. Mit diesem ersten Gerät wurde die Emissionsverteilung der Kathode einer Gasentladung abgebildet und untersucht, worüber am 4. 6. 31 in dem obengenannten Vortrag berichtet und am 10. 9. 31 die zugehörige Abhandlung (79) eingereicht wurde. Im November 1931 übergab BRÜCHE den Naturwissenschaften eine kurze Originalmitteilung (41) über elektronenoptische Arbeiten; er bezog sich dabei ausdrücklich auf die Arbeit (79) von KNOLL und E. RUSKA¹. BRÜCHE wies darauf hin, daß elektronen-

¹ Die Bezugnahme bei E. BRÜCHE [Naturwiss. 20, 49 (1932, Januar)] lautet: „Von Herrn Dr. KNOLL erfuhr ich, daß im Hochspannungslaboratorium der Technischen Hochschule Berlin Versuche über die vergrößerte Abbildung von kalten Kathoden, von Blenden und von Gittern mittels Elektronen durchgeführt worden sind. Eine Veröffentlichung darüber von den Herren KNOLL und RUSKA („Beitrag zur geometrischen Elektronenoptik“) sei bei den Ann. Physik in Druck“. Neuerdings hat E. BRÜCHE in einem Aufsatz: „10 Jahre Entwicklung“ [Jb. AEG-Forsch. 7, 3 (1940)] nach einem Hinweis auf seine

optische Versuche angestellt seien, wobei als praktisches Ziel die Emissionsabbildung von Oxydkathoden angegeben wurde. Er zeigte das erste Emissionsbild einer Oxydkathode, das mit einer erst Mai 1932 beschriebenen (46), in Abb. 3 rechts wiedergegebenen, rein elektrischen Anordnung* (Ausführung: JOHANNSON) aufgenommen war. Hier werden die von der Kathode ausgehenden Strahlen durch das vor der Kathode liegende, geeignet geformte, rotationssymmetrische elektrische Feld gleichzeitig beschleunigt und gebündelt, so daß auf dem Leuchtschirm die Emissionsverteilung der Kathode vergrößert wiedergegeben wird. Bald darauf wurde von KNOLL, HOUTERMANS und SCHULZE (81) eine Glühkathodenabbildung auch mit Magnetlinsen gezeigt.

In den Jahren 1932—1937 sind mit verschiedenen Formen des Emissionsmikroskops insbesondere im Forschungsinstitut der AEG eine Reihe von Arbeiten durchgeführt worden, die mit Hilfe dieser Abbildungsmethode Vorgänge auf den Kathoden elektrischer Geräte untersuchten. Im Wesen der Aufgabenstellung der Emissionsmikroskopie liegt es begründet, daß diese Arbeiten in der Hauptsache auf das elektronentechnische Gebiet beschränkt blieben. Über dieses Anwendungsgebiet hinaus hat das Verfahren jedoch auch einen Beitrag zur Metallographie geliefert; es gelingt nämlich, die Oberfläche von Metallen durch Über-

1930 veröffentlichten allgemeinen Betrachtungen (E. BRÜCHE in PETERSEN: Forschung und Technik, S. 28. Berlin: Julius Springer 1930) folgende Darstellung gegeben: „1932 zeigte sich dann, daß sich inzwischen zwei Stellen des Gebietes der Elektronenoptik angenommen hatten: Das AEG-Forschungsinstitut und das Hochspannungs-Laboratorium der Technischen Hochschule Berlin.“ Wie unsere obigen Ausführungen darlegen, zeigte sich jedoch schon Juni 1931 mit dem Vortrag KNOLLs und August 1931 mit dem Erscheinen der Arbeit von E. RUSKA und KNOLL (122), daß an der Technischen Hochschule Berlin Kathoden und Blenden vergrößert abgebildet und Linsenbrennweiten gemessen worden waren.

* Die ausschließlich zu Emissionsuntersuchungen dienende Anordnung ist von JOHANNSON 1931 gefunden worden und von BRÜCHE als „elektrisches Elektronenmikroskop“ bezeichnet¹⁻¹² bzw. als „elektrisches Elektronenmikroskop schlechthin“ definiert⁸ worden. Nachdem inzwischen Durchstrahlungsmikroskope entwickelt worden sind, die mit elektrischen Linsen anderer Bauart arbeiten, ist es zweckmäßiger (vgl. Fußnote * S. 249/50), für das von JOHANNSON angegebene Gerät den eindeutigen Ausdruck „elektrisches Emissionsmikroskop“ zu verwenden.

¹ BRÜCHE, E. u. H. JOHANNSON: Naturwiss. **20**, 356 (1932).

² BRÜCHE, E. u. H. JOHANNSON: Ann. Physik (5) **15**, 146, 166 (1932).

³ BRÜCHE, E. u. H. JOHANNSON: Physik. Z. **33**, 898, Taf. IX (1932).

⁴ BRÜCHE, E. u. H. JOHANNSON: Z. Physik **84**, 56 (1933).

⁵ BRÜCHE, E.: Z. Techn. Phys. **14**, 51 (1933).

⁶ BRÜCHE, E.: Jb. AEG-Forsch. **3**, 133 (1933).

⁷ BRÜCHE, E. u. H. JOHANNSON: Z. techn. Phys. **14**, 487, 488, Taf. V (1933).

⁸ BRÜCHE, E. u. O. SCHERZER: Geometrische Elektronenoptik, S. 215, 217. Berlin: Julius Springer 1934.

⁹ BRÜCHE, E. u. W. KNECHT: Z. Physik **92**, 462 (1934).

¹⁰ BRÜCHE, E.: Arch. Elektrotechn. **29**, 103 (1935).

¹¹ BRÜCHE, E.: Jb. AEG-Forsch. **4**, 26 (1936).

¹² BRÜCHE, E.: Jb. AEG-Forsch. **7**, 3, 4 (1940).

ziehen mit elektronenemittierenden Substanzen zu Elektronenquellen zu machen, die dann bei Glüh-temperatur oder als Photokathoden bei Lichteinfall abbildbar werden. Es zeigt sich, daß die Emission vom kristallinen Aufbau des Trägermetalls abhängig ist, so daß dieses vergrößert auf dem Leuchtschirm erscheint. Der besondere Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß man die Metalle unmittelbar bei Glüh-temperaturen beobachten kann, was im Lichtmikroskop nicht möglich ist, weil dort die ganze Oberfläche das gleiche Glühlicht aussendet. Man nutzt hier also die „Betrachtung in anderem Lichte“ aus. In-dessen hat sich bislang dieses Untersuchungsverfahren nicht in sehr umfangreichem Maße eingeführt, offenbar, weil man mit dem üblichen metallographischen Abschreck-, Anlaß-, Anschliff- und Ätzverfahren zu ähnlichen Aufschlüssen kommt und dabei den Vorteil hat, daß man beim Lichtmikroskop ein 10fach besseres Auflösungsvermögen erhält, als es bisher mit dem Emissionsmikroskop erreicht wurde. Da über das Gebiet der Emissionsmikroskopie in den Ergebnissen der exakten Natur-wissenschaften vor einigen Jahren von BRÜCHE und HENNEBERG (45) ausführlicher berichtet wurde und seitdem wesentliche neue Ergebnisse nicht hinzugekommen sind, wollen wir die Emissionsmikroskopie in den folgenden Betrachtungen nicht mehr ins Auge fassen, sondern uns der Mikroskopie hoher Auflösung zuwenden, die in der letzten Zeit rasch an Umfang zugenommen hat.

2. Die Durchstrahlungsmikroskopie. Das Wesentliche an dieser Art der Elektronenmikroskopie ist, daß die Objekte zum Zweck ihrer Abbildung keine Elektronen emittieren müssen, also ohne Beziehung zur Elektronen-physik sein können. Es sind also beliebige Objekte untersuchbar, wenn sie nur dünn genug sind, und im Vakuum sowie bei der Durchstrahlung mit Elektronen nicht flüchtig sind oder formentstellende Zerstörungen erleiden. 1932 erzielten KNOLL und E. RUSKA (80) mit ihrem inzwischen durch Ver-wendung eisengekapselter Spulen verbesserten ersten Elektronenmikro-skop 150fache Vergrößerungen von durchstrahlten Netzen. Dabei wurde die das Auflösungsvermögen eines Mikroskops bemessende Beziehung, wonach zwei benachbarte Punkte nur getrennt werden können, wenn ihr Abstand mindestens so groß ist wie die halbe Wellenlänge der abbildenden Strahlung, mit der DE-BROGLIESchen Vorstellung von der Wellennatur der Elektronenstrahlen und der BUSCHSchen Betrachtung der Konzentrier-spule als Elektronenlinse kombiniert. Es wurde ausgesprochen, daß es mit einem Elektronenmikroskop wegen der gegenüber dem Licht wesent-lich kürzeren Wellenlänge der Elektronenstrahlen theoretisch möglich sein könnte, das Auflösungsvermögen des Lichtmikroskops zu unterschreiten.

Einen ersten Schritt auf dem Wege zur praktischen Erprobung dieses neuen Weges bedeutete ein Vorschlag von v. BORRIES und E. RUSKA (23), die für die erwünschten hohen Vergrößerungen notwendigen sehr kleinen Brennweiten auch für schnelle Elektronen mittels Polschuhlin sen zu erreichen, sowie sonstige, für hochauflösende Elektronenmikroskope be-stimmte Angaben (22). Weiter stellten v. BORRIES und E. RUSKA sicher,

daß mit Elektronen nicht nur Konturen abgebildet werden können, was bei den Netzabbildungen der Fall gewesen war, sondern daß auch Elektronenstrahlen, die durch eine Metallfolie hindurchgegangen, also in Wechselwirkung mit Materie getreten sind, noch scharfe Abbildungen liefern (25). Auf Grund dieser Vorarbeiten baute der eine von uns [E. RUSKA (115)] im Hochspannungsinstitut Neubabelsberg der T.H. Berlin 1933 ein Durchstrahlungsmikroskop mit magnetischer Kondensorlinse und zwei Polschuhspulen als Abbildungslinsen, das im grundsätzlichen Strahlengang mit dem des lichtoptischen Projektionsmikroskops übereinstimmte und bis 14000-fache Vergrößerungen lieferte. Es gelang damals schon, das Auflösungsvermögen des Lichtmikroskops zu erreichen, wenn nicht zu unterschreiten. In einer weiteren Untersuchung wurden an diesem Gerät die optischen Eigenschaften der Polschuhspulen gemessen (116). Aus den mit diesem Mikroskop gewonnenen Erfahrungen wurden Richtlinien für die künftige Entwicklung aufgestellt. Nach dem Abschluß dieser Arbeiten konnten die Möglichkeiten der neuen Mikroskopie günstig beurteilt werden. So hieß es am Ausgang der ersten Mitteilung über die Erreichung hoher Auflösungen (114a): „Bei der großen grundsätzlichen Bedeutung des Elektronenmikroskops für die Übermikroskopie wäre sehr zu wünschen, daß sich neben dem Physiker heute auch schon der Mediziner und Biologe an den noch notwendigen Entwicklungsarbeiten beteiligen würden.“ Und kurz darauf bei der Beschreibung des Gerätes (115): „Das Elektronenmikroskop ist heute das einzige Forschungsinstrument, durch das auch noch von den feinsten Einzelheiten der Materie geometrisch getreue Bilder erhalten werden können, da die die geometrische Optik begrenzenden Beugungserscheinungen bei allen in Frage kommenden Elektronengeschwindigkeiten praktisch noch nicht in Erscheinung treten. Der Gewinn, der sich für die Forschung hieraus ergibt, ist so groß, daß die Aufwendung außergewöhnlicher Mittel für die noch notwendige Entwicklungsarbeit, wie auch für die einzelne Apparatur gerechtfertigt erscheint.“

Von hier ausgehend wäre eine systematische Entwicklung der Übermikroskopie schon im Jahre 1934 möglich gewesen. Indessen erhoben sich zunächst gegen die Möglichkeit, im sublichtmikroskopischen Bereich zu mikroskopieren, aus mehreren Richtungen erhebliche Einwände. Von seiten der am Mikroskopieren selbst interessierten Wissenschaftler wurden fast durchweg Zweifel an der Brauchbarkeit der Methode geäußert, da anfangs keineswegs feststand, ob nicht die Objekte im Vakuum und durch die Bestrahlung mit Elektronen weitgehend verändert würden. Groß war auch die Zurückhaltung der Optiker, zu deren Verständnis man sich vergegenwärtigen muß, daß seit mehr als 50 Jahren die Grenze der Mikroskopie als unverrückbar angesehen wurde. Es wurde endlich von maßgebender Seite auch die Ansicht vertreten, daß z. B. im lebenden Gewebe keine interessierenden feineren Strukturen vorhanden seien, als diejenigen, welche man auch mittels des Lichtmikroskops noch sehe. So mag es denn auch verständlich erscheinen, daß man damals selbst an einer mit systematischen elektronenoptischen Untersuchungen

beschäftigten Stelle die Arbeitsrichtung der Übermikroskopie durchstrahlter Objekte für wenig erfolgversprechend hielt. So äußerte E. BRÜCHE in seinem Buch über geometrische Elektronenoptik (47) nach der Diskussion der von E. RUSKA (115) erreichten hohen Auflösungen, daß es schwierig sein werde, Untersuchungsobjekte von geeigneter Feinheit zu finden und daß man den Vorteil der hohen Auflösung vorläufig noch nicht recht ausnutzen könne, da es an Objekten mangle, für die man diese hohen Vergrößerungen nützlich verwenden könne, und später (43), daß es scheine, als ob die weitere Verfolgung dieses Weges wenig Aussichten verspräche.

Demgegenüber wurde von v. BORRIES und E. RUSKA immer wieder die Auffassung betont, daß man brauchbare Ergebnisse erwarten dürfe, wenn überhaupt weiter gearbeitet würde (19, 26, 119). Die wenigen Autoren, die seit 1934 an dem ersten hochauflösenden Neubabelsberger Gerät mikroskopierten und es dabei schrittweise verbesserten, gewannen und festigten durch ihre Arbeiten gegenüber der oben beschriebenen Skepsis die Überzeugung, daß die Methode gute Aussichten biete; DRIEST und H. O. MÜLLER (55) und später KRAUSE (82, 83) untersuchten biologische Objekte und unterschritten mit Sicherheit die Auflösungsgrenze des Lichtmikroskops. In Brüssel baute MARTON (96, 97, 98, 101) ein weiteres magnetisches Durchstrahlungsmikroskop und konnte mit ihm zeigen, daß organische Zellen und Bakterien abbildbar sind; sublichtmikroskopische Auflösungen wurden dabei noch nicht erreicht. Auch MARTIN, WHELPTON und PARNUM (95) erzielten mit ihrem in England gebauten magnetischen Durchstrahlungsmikroskop damals keine sublichtmikroskopischen Auflösungen.

Ende 1936 entschloß sich die Siemens & Halske AG. auf Vorschlag der Verfasser, ein Laboratorium für die Entwicklung hochauflösender Elektronenmikroskope zu errichten. Damit konnte nach vierjährigem Stillstand der Bau hochauflösender Mikroskope in Deutschland wieder aufgenommen und ein neues, leistungsfähigeres Instrument (27) gebaut werden. Dieses noch als Versuchsgerät bezeichnete erste Siemens-Übermikroskop¹ wurde mit schnell wirkenden Vakuumschleusen für Objekt- und Plattenwechsel ausgerüstet und ermöglichte 30000fache Vergrößerungen bei einer Auflösung von 10 m μ .

¹ Für das mit magnetischen Linsen arbeitende Durchstrahlungsmikroskop, das erste verwendungsreife Gerät hoher Auflösung, wurde von uns der Name Übermikroskop aus den vorhandenen Möglichkeiten ausgewählt, um es von bereits bekannten Elektronenmikroskopen zu unterscheiden. Hieraus wurde (vgl. hierzu auch Fußnote S. 249/50) von E. BRÜCHE [Jb. AEG. Forsch. 7, 7 (1940)] der folgende Schluß gezogen:

„Die Leiter des Laboratoriums, v. BORRIES und RUSKA³⁷⁾, glaubten bei der Veröffentlichung des von ihnen in technische Form gebrachten magnetischen Übermikroskops sogar schon, die bis dahin übliche Definition des Übermikroskops dieser hypothetischen Unmöglichkeit eines elektrischen Übermikroskops anpassen zu sollen, indem sie erklärten: „Wir benutzen künftig für dasjenige magnetische Elektronenmikroskop, dessen Bilder größere Auflösungen als die des Lichtmikroskopes zeigen, das Wort Übermikroskop,

Während des Anlaufens dieser Arbeiten berichteten KRAUSE (84) sowie BEISCHER und KRAUSE (13) Ende 1937 über mit dem RUSKASchen Gerät erstmals gelungene Abbildungen von Kolloiden. Seit Anfang 1938 wurden mit dem Siemens-Übermikroskop in schneller Folge eine Reihe von Untersuchungen auf dem Gebiete der Medizin, Bakteriologie, Virusforschung, Staubtechnik, Technik der Steine und Erden und anderen Gebieten durchgeführt, die von H. RUSKA, H. O. MÜLLER, W. EITEL

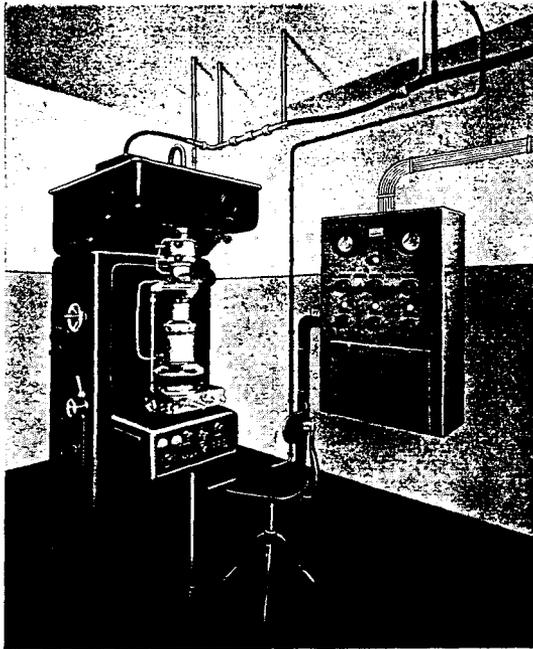


Abb. 4. Siemens-Übermikroskop nach E. RUSKA und B. v. BORRIES.

G. A. KAUSCHE und vielen anderen veröffentlicht wurden¹. Daneben wurde die Bildentstehung (28, 29, 30) von den Verfassern und die Präparationstechnik, für die schon gewisse Ansätze [E. RUSKA (115), MARTON (101), KRAUSE (84), BEISCHER und KRAUSE (13)] bestanden, von H. RUSKA (124) in systematischen Untersuchungen geklärt. Durch diese Arbeiten wurde die vorhandene Skepsis überwunden und gezeigt, daß das Übermikroskop Ergebnisse liefern kann, die mittels anderer Methoden nicht erzielbar sind.

Nach den Erfahrungen, die mit diesem Gerät gemacht wurden, wurde ein in der Handhabung weiter vereinfachtes Übermikroskop

um es von anderen, insbesondere von elektrischen Elektronenmikroskopen, zu unterscheiden“. Genauer heißt es in unserem Originaltext allerdings im letzten Satz statt „von elektrischen Elektronenmikroskopen“ „den elektrischen Elektronenmikroskopen“, womit (vgl. Fußnote S. 243) das elektrische Emissionsmikroskop in die Betrachtung gezogen war. [Die BRÜCHESche Anmerkung³⁷ zitierte die Arbeit (27)].

¹ Vgl. Teil V.

entwickelt und im Sommer 1939 veröffentlicht (31, 32), das insbesondere für Forschungsinstitute bestimmt ist und auch von Nichtelektronenoptikern bedient werden kann (vgl. Abb. 4). Noch im gleichen Jahre nahm auch die Lieferung solcher Geräte nach außerhalb ihren Anfang.

Nachdem mit den beschriebenen Arbeiten der Durchbruch des neuen Forschungsverfahrens erfolgt und damit die Möglichkeit, zu mikroskopieren, um den Faktor 40 über die dem Lichtmikroskop gezogene Grenze erweitert worden war, sind einige Varianten von Elektronenmikroskopen bekanntgeworden, die gleiche oder ähnliche Bilder mit

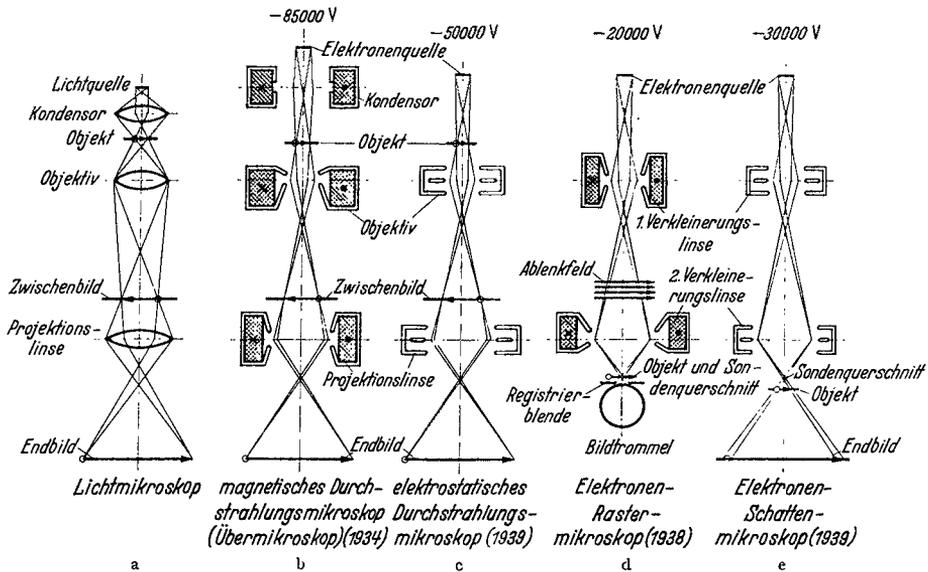


Abb. 5. Durchstrahlungsmikroskope.

anderen Linsen oder mit einer anderen oder ähnlichen Art des Strahlenganges erreichen. Ehe wir auf die Fragen der Bildentstehung und der Bildfehler eingehen, sollen kurz die Strahlengänge und Abbildungsprinzipien der bisher bekanntgewordenen Durchstrahlungsmikroskope erläutert werden (Abb. 5).

Der Strahlengang des *Durchstrahlungsmikroskops mit magnetischen Linsen* (Abb. 5b) entspricht grundsätzlich dem des Lichtmikroskops für photographische Aufnahme (Abb. 5a), jedoch wird das Objekt nur von einem sehr schmalen Elektronenstrahlbündel getroffen und abgebildet; hierdurch hat dieses Mikroskop — und in ähnlicher Weise auch die anderen Elektronenmikroskope — eine große Tiefenschärfe. Für das Objektiv und die Projektionslinse werden heute durchweg die von den Verfassern angegebenen Polschuhlinsen verwendet, während man im Kondensator meist mit einfacher Eisenkapselung auskommt. Da die Brennweite der Linsen durch Änderung der Spulendurchflutung geregelt und selbst bei 60 kV

Strahlspannung bis etwa zu 1 mm herab gesenkt werden kann, erreicht man hohe und über einen großen Bereich beliebig wählbare elektronenoptische Vergrößerungen (beim Siemens-Übermikroskop z. B. 4000 bis 40000), die der förderlichen Vergrößerung von z. Zt. 70000 bis 100000 nahekommen. Um eine Konstanz der Brennweite zu erreichen, muß, solange die Eisenteile der Linsen nicht gesättigt sind, der Faktor U/i^2 konstant gehalten werden. Praktisch hält man sowohl die Strahlspannung U als auch den Linsenstrom i konstant. Wenn die Polschuhe der Linsen gesättigt sind, braucht für eine bestimmte Brennweitenkonstanz der Spulenstrom weniger genau beruhigt zu sein als bei ungesättigtem Eisen. Die Grenzauflösung des magnetischen Durchstrahlungsmikroskops liegt im Augenblick bei 3 bis 2,5 μ , die höchste Strahlspannung bei 100 kV. Außer den bereits oben erwähnten Geräten sind einige weitere nach diesem bisher leistungsfähigsten Prinzip gebaute Elektronenmikroskope veröffentlicht worden, so von PREBUS und HILLIER (105, 48) (Kanada 1939), SIEGBAHN (132) (Schweden 1939) und in Deutschland 1940 von v. ARDENNE (8, 11) ein besonders für Versuche geeignetes Laboratoriumsgerät, von KINDER und PENDZICH (77) eine Versuchsausführung, bei der die magnetische Spannung zwischen den Linsenspalschuhen statt durch eine konzentrische Spule durch zwei — außen liegende Magnetjoche umschließende — Spulen erzeugt wird, wie dies 1937 von SCHERING (129) für die Sammelspule des Kathodenstrahloszillographen vorgeschlagen wurde, sowie 1940 von MARTON (102) (U.S.A.) ein für kommerzielle Zwecke bestimmtes Gerät der üblich gewordenen Spulenbauart. Nicht unerwähnt möge bleiben, daß es bei dem magnetischen Durchstrahlungsmikroskop auch möglich ist, die Magnetlinsen mit Permanentmagneten, also ohne besondere Spulenströme, zu erregen [v. BORRIES, E. RUSKA, KRUMM, H. O. MÜLLER (36)]. Auf diese Weise konnte bisher eine elektronenoptische Vergrößerung von etwa 8000 und eine Auflösung von 16 μ erzielt werden.

Bis auf das Fehlen einer besonderen Kondensorlinse stimmt der Strahlengang des 1939 von MAHL (89, 90, 94) gebauten *Durchstrahlungsmikroskops mit elektrostatischen Linsen** mit dem des Übermikroskops

* In den ersten Veröffentlichungen über das elektrostatische Gerät¹⁻⁷ ist mehrfach geäußert worden, das von den Verfassern geleitete Laboratorium habe die Meinung vertreten, daß es mit elektrostatischen Linsen nicht möglich sei, sublichtmikroskopische Auflösungen zu erzielen. So heißt es z. B. bei C. RAMSAUER⁵: „Andererseits war die Verwendung elektrostatischer Linsen für das Übermikroskop von anderer, sonst sehr erfolgreicher Seite als grundsätzlich unmöglich bezeichnet worden. Es gelang, diesen Aberglauben zu widerlegen und auf elektrostatischem Wege zu praktisch der gleichen Auflösung zu kommen, wie bei der bisherigen magnetischen Übermikroskopie.“

Demgegenüber ist unser Standpunkt folgender: H. O. MÜLLER hat in der ein Jahr vor dem Bekanntwerden des hochauflösenden elektrischen Durchstrahlungsmikroskops veröffentlichten Arbeit⁸, auf die sich diese Bemerkungen beziehen, ein Urteil über die Leistungsfähigkeit des bis dahin vielfach zu

überein (Abb. 5c). Für die Objektiv- und die Projektionslinse ist hier die spannungssymmetrische elektrostatische Linse von KNOLL (78) verwendet, die aus zwei kurzgeschlossenen Außenblenden und einer dagegen aufgeladenen, hier negativen Innenblende besteht. Damit die Brennweite, die nur vom Verhältnis der Linsenspannung zur Strahlspannung [E. RUSKA (113)] abhängt, von Schwankungen der zugeführten Hochspannung unabhängig wird, ist die Schaltung nach JOHANNSON und SCHERZER (74) so getroffen, daß die Innenblende mit der Kathode kurzgeschlossen ist. Andererseits entfällt hierdurch die Möglichkeit der Brennweitenänderung und damit unter anderem der freien Vergrößerungswahl. Das Gerät arbeitet mit einem festen elektronenoptischen Abbildungsmaßstab von ursprünglich 5000:1, neuerdings 9000:1. Die Bilder werden daher meist auf den förderlichen Abbildungsmaßstab nachvergrößert. Mit dem Gerät wurden bisher Massenpunkte im Abstand von $15\text{ m}\mu$ und Löcher im Abstand von $8\text{ m}\mu$ getrennt; die Strahlspannung, bei der mikroskopiert wird, beträgt 40 bis 50 kV.

Beim *Elektronen-Rastermikroskop* von v. ARDENNE (3, 4) (1938) wird die Elektronenquelle durch eine zweistufige Verkleinerung mit Polschuhlinen abgebildet, so daß eine äußerst feine Elektronensonde entsteht (Abb. 5d). Die Sonde wird in nebeneinander liegenden Zeilen (wie beim Fernsehbild) über das Objekt geführt. Je nach der Struktur des Objekts am Auftreffpunkt werden mehr oder weniger Elektronen durchgelassen, die dann nach einem Vorschlag von v. ARDENNE und v. BORRIES auf

Untersuchungen benutzten elektrischen Elektronenmikroskops abgegeben, wobei er diesen Ausdruck im Sinne der von BRÜCHE und JOHANNSON geschaffenen Nomenklatur (vgl. Fußnote *, S. 243) benutzte und demgemäß ein Emissionsmikroskop meinte; ein Urteil über die Eignung elektrostatischer Linsen für hochauflösende Durchstrahlungs-Elektronenmikroskope hat er hierdurch nicht gefällt. Die betreffende Textstelle des Berichts von H. O. MÜLLER soll hier wörtlich gebracht werden, weil sie nur in der siebenten der unten aufgeführten diesbezüglichen Stellen wörtlich und vollständig wiedergegeben war. Sie lautet: „Elektrostatische Linsen sollen hier nicht besprochen werden, da das mit dieser Linsenart arbeitende ‚elektrische Elektronenmikroskop‘ [2] aus prinzipiellen Gründen geometrisch keine getreuen Bilder herzustellen vermag, die über die Leistungen des Lichtmikroskops hinausgehen.“ Die Fußnote [2] nannte dabei die frühesten Arbeiten von BRÜCHE und von BRÜCHE und JOHANNSON über das Emissionsmikroskop und einen Bericht von HENNEBERG in der ETZ, welche die einschlägigen Erstveröffentlichungen über die Abbildung von Glühkathoden und das dazu benutzte elektrische Gerät überhaupt bzw. in der ETZ darstellen.

¹ MAHL, H.: Naturwiss. 27, 417 (1939).

² MAHL, H.: Z. techn. Phys. 20, 316 (1939).

³ BRÜCHE, E. u. E. HAAGEN: Naturwiss. 27, 809 (1939).

⁴ BRÜCHE, E.: TFT 29, 1 (1940).

⁵ RAMSAUER, C.: AEG-Mitt. 1940, 54.

⁶ RAMSAUER, C.: Jb. AEG-Forsch. 7, 1 (1940).

⁷ BRÜCHE, E.: Jb. AEG-Forsch. 7, 7 (1940).

⁸ MÜLLER, H. O.: ETZ 59, 1190 (1938).

einer unmittelbar hinter dem Objekt liegenden Photoschicht aufgefangen werden. Die Photoschicht wird ebenfalls in nebeneinanderliegenden Zeilen synchron zur Sonde gegen das Objekt bewegt, und die Vergrößerung ergibt sich aus dem Verhältnis von Schichtbewegung zu Sondenbewegung relativ zum Objekt. Bei diesem Gerät kann, im Gegensatz zu den sonstigen Elektronenmikroskopen, das Bild nicht subjektiv beobachtet werden. Die Hoffnung auf eine bessere Auflösung des Rastermikroskops, für die die Überlegung geltend gemacht wurde, daß hier die im Objekt auftretende Geschwindigkeitsstreuung der Elektronen die Auflösung nicht beeinträchtigt, da die Linsen mit ihren chromatischen Fehlern vor dem Objekt liegen, sowie die Hoffnung, daß auch Oberflächen mit hoher Auflösung abbildbar sein würden, konnte bisher nicht durch entsprechende Versuchsergebnisse bestätigt werden. Die gewonnenen Durchstrahlungsbilder zeigen eine deutliche Zeilenstruktur, so daß eine befriedigende Bildqualität noch nicht erreicht wurde. Die Auflösung des Geräts liegt bei 40–70 $m\mu$, die Vergrößerung bei 1500:1, so daß eine Nachvergrößerung stattfinden muß.

Wie beim Rastermikroskop wird beim *Elektronenschattenmikroskop* von BOERSCH (15, 16, 17) (1939) eine Elektronenquelle zweistufig verkleinert (Abb. 5e). Der entstehende feine Strahlquerschnitt wird nun als ruhende punktförmige Strahlenquelle benutzt, um vom Objekt ein echtes Schattenbild zu entwerfen. (In ähnlicher Weise werden Röntgendurchleuchtungsbilder mittels der punktförmigen Strahlenquelle auf der Antikathode einer Röntgenröhre erzeugt.) Die Vergrößerung des Schattenmikroskops wird um so höher, je näher das Objekt an den engsten Strahlquerschnitt gerückt wird. Das Instrument hat Bilder guter Qualität bei 1200facher Vergrößerung geliefert, erreicht jedoch bisher mit 25 $m\mu$ nicht die Auflösung der mit Linsen abbildenden Elektronenmikroskope und dürfte bei gleicher Auflösung und Verzeichnung nur sehr viel kleinere Bildfelder liefern als diese. Auch hier ist bisher eine Nachvergrößerung der gewonnenen Bilder notwendig.

3. Die Rückstrahlungsmikroskopie. Neben der Emissionsmikroskopie und der Durchstrahlungsmikroskopie, die beide schon sehr eingehend bearbeitet sind, liegen über die Abbildung von Oberflächen mittels reflektierter schneller Elektronenstrahlen erst wenige Arbeiten vor. E. RUSKA (114) stellte 1933 mit der in Abb. 6 dargestellten Anordnung die ersten Versuche über dieses Gebiet, das der lichteoptischen Auflichtmikroskopie entspricht, an und erzielte eine Auflösung von 20–30 μ . Entsprechende Versuche wurden von E. RUSKA und H. O. MÜLLER (123) neuerdings fortgesetzt, wobei die technischen Verfahren der Übermikroskopie benutzt wurden (Einschleusung von Objekt und Platte ins Vakuum; Glühkathoden zur Bestrahlung; besondere Kondensorlinse und zweistufige Abbildung). Es wurden bis jetzt 800fach elektronenoptisch vergrößerte Bilder von verschieden behandelten Metalloberflächen mit einem Auflösungsvermögen von bis zu 0,5 μ erzielt. Es ergab sich, daß das Relief der Oberfläche bei

verschiedener Behandlung durch den scharf gebündelten Strahl infolge der Schlagschattenwirkung gut wiedergegeben wurde. Insbesondere zeigen sich die Grenzen der verschieden tief abgeätzten Kristalle.

Mit einer Anordnung, deren Strahlengang schematisch in Abb. 7 dargestellt ist, erzielte kürzlich v. BORRIES (20) nach dem Bestrahlungsverfahren elektromagnetische Vergrößerungen bis 14000:1 und Auflösungen von 50 bzw. 25 $\mu\mu$ und unterschritt damit das Auflösungsvermögen des Ultraviolettmikroskops bei schiefer Beleuchtung. Bei dieser Methode wird das Objekt von einem fast streifenden Elektronenstrahl getroffen und in sehr schräger Projektion abgebildet. Der

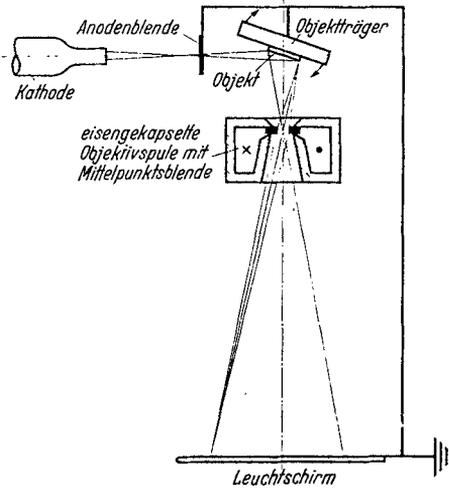


Abb. 6. Abbildung mittels schneller rückgestrahlter Elektronen. Einstufige Vergrößerung mit magnetischer Linse. Winkel zwischen bestrahlendem und abbildendem Strahlengang 90° .

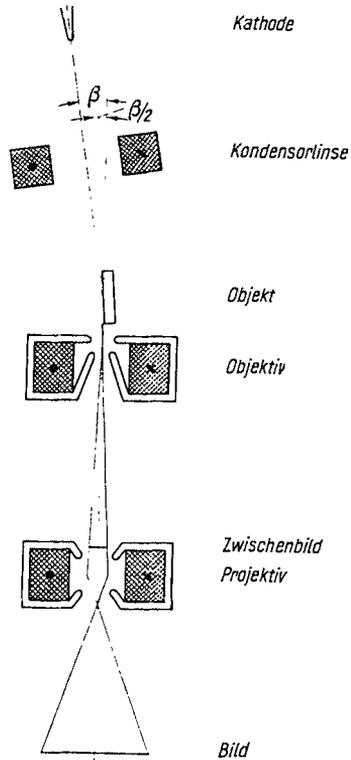


Abb. 7. Abbildung mittels schneller, rückgestrahlter Elektronen. Zweistufige Vergrößerung mit magnetischen Linsen. Winkel zwischen bestrahlendem und abbildendem Strahlengang 8° . Das Objekt wird streifend bestrahlt und in schräger Projektion abgebildet.

Vorteil dieses Abbildungsverfahrens liegt neben der gegenüber dem Lichtmikroskop höheren Auflösung darin, daß die infolge des nahezu parallelen und streifenden Einfalls der Elektronen in Erscheinung tretenden selbst sehr kleinen Erhebungen der Oberfläche bequem vermessen werden können. Man erhält beispielsweise plastische Bilder sowohl technischer Oberflächen, deren Güte auf diese Weise geprüft werden kann, als auch metallographisch geätzter Schlitze und gewinnt mit diesen anschauliche Vorstellungen über die Strukturen der untersuchten Werkstoffe. Demgegenüber scheint der Nachteil der in einer Richtung verkürzten Bildwiedergabe nicht schwer zu wiegen.

Der unmittelbaren Abbildung mittels schneller rückgestreuter Elektronen sind nach diesen Verfahren zugänglich leitende Oberflächen, insbesondere aus dem Gebiet der Metallographie. Ein Vorteil der Methode gegenüber der elektronenoptischen Emissionsbeobachtung liegt neben der erreichten besseren Auflösung in dem Umstand, daß sie grundsätzlich bei allen Temperaturen anwendbar ist und keine besondere Präparation verlangt, um die Oberflächen elektronenemittierend zu machen. Die Objekte können vielmehr nach dem üblichen metallographischen Verfahren geätzt und unmittelbar untersucht werden.

Die vorstehende Übersicht über die Entwicklung der Elektronenmikroskope zeigt, daß alle wesentlichen Schritte auf den verschiedenen Wegen der neuen Mikroskopie zuerst in Deutschland erfolgten, so daß wir mit Recht die Erarbeitung dieses Forschungsverfahrens als eine deutsche Leistung in Anspruch nehmen können. Auch der Einsatz der Elektronenmikroskopie für Forschungsarbeiten ist zuerst in Deutschland erfolgt und ausgebaut worden.

II. Eigenschaften der Abbildung mittels schneller Elektronen¹.

1. Eigenschaften der Durchstrahlungsabbildung. Der Strahlenverlauf des Durchstrahlungsmikroskops ist in Abb. 8 mit dem Beispiel der Verwendung eines Kondensors und magnetischer Linsen dargestellt. Das Objekt wird von Elektronen getroffen, die von dem aus Glühkathode, WEHNELT-Elektrode und Anode bestehenden Richtstrahler ausgehen und vom Kondensor mehr oder weniger gebündelt sind. Die Kondensorapertur α_K kann von einem Kleinstwert, der bei stromloser Kondensordrüse unter praktischen Verhältnissen etwa 10^{-4} beträgt, durch Steigerung der Kondensordurchflutung $I_K \cdot n_K$ stetig bis zu einem Größtwert von etwa $3 \cdot 10^{-3}$ gesteigert werden, der dann eintritt, wenn die Strahlquelle auf dem Objekt abgebildet wird. Bei größerem Strom sinkt die Kondensorapertur wieder. Mit α_K steigt die Stromdichte im Objekt und damit die Helligkeit des Bildes quadratisch an.

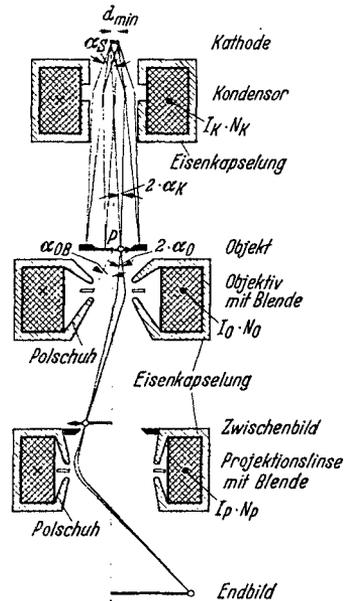


Abb. 8. Strahlenverlauf des Durchstrahlungsmikroskops mit magnetischen Linsen und Kondensor.

¹ Die Darstellung dieses Abschnitts folgt in wesentlichen Punkten unseren früheren Arbeiten (28, 29, 30, 35).

Verzichtet man auf eine besondere Kondensorlinse, so kann man in gewissen Grenzen eine Regelung der Bestrahlungsapertur α_K und der Stromdichte im Objekt durch Veränderung der Vorspannung der Steuerblende des Strahlerzeugers erreichen.

Die erwünschten hohen Vergrößerungen erfordern kurze Brennweiten der abbildenden Linsen und damit eine Annäherung des Objekts an das Objektiv. Wenn das Objekt dadurch in das anklingende Abbildungsfeld hineinkommt, treten zwei Besonderheiten des Strahlenganges auf:

1. Das vor dem Objekt liegende Feld vergrößert die Bestrahlungsapertur. Mit Annäherung des Objekts an die Feldmitte wird diese so groß, daß bei den bisherigen Werten der Kondensorapertur und der Linsenfehler eine gute Abbildung unmöglich wird. Diese Erscheinung beschränkte bei gegebener Feldform den erreichbaren Abbildungsmaßstab A_1 , selbst wenn die Brechkraft des Restfeldes zwischen Objekt und Bild zur Fokussierung noch ausreichte.

2. Durch das Objekt kann das abbildende Feld beeinflußt werden. Die meisten Objekte, darunter alle organischen, sind unmagnetisch und vermögen daher ein Magnetfeld nicht zu stören. Bei elektrischen Objekten ist dagegen eine solche Möglichkeit gegeben, da manche Objekte leitend sind und daher die Feldform beeinflussen. Vielleicht ist in diesem Effekt der Grund dafür zu suchen, daß man, obwohl es nach den Angaben v. ARDENNES (6) und MAHLs (94) gelungen ist, bei 50 kV Strahlspannung Brennweiten von 2—3 mm zu erzielen, doch im Objektiv praktisch mit 6,5 mm Brennweite arbeitet (93).

Nach der Durchstrahlung des Objektes tritt in der Ebene, in der das Objektiv das Bild der Strahlenquelle entwirft, das primäre Beugungsbild auf [v. BORRIES und E. RUSKA (25)]. Die Abbildung kommt durch diejenigen Strahlen zustande, die zum nullten und ersten Beugungsmaximum der aufzulösenden Einzelheiten gehören. Die Strahlen, die um einen größeren als den durch die Objektivblendenapertur α_{0B} gegebenen Winkel abgelenkt oder abgestreut sind, werden durch die Aperturblende des Objektivs von den bilderzeugenden Strahlen getrennt [E. RUSKA (115)]. Die Strahlen, die zwar noch durch die Objektivblende hindurchtreten, wenn diese größer ist, als zum Durchtritt des Kernstrahls von der Apertur α_K und des ersten Beugungsmaximums der noch aufgelösten Struktur notwendig wäre, aber zu Beugungsmaxima höherer Ordnungen gehören, gelangen zwar noch auf die Bildebene, werden aber infolge der Abbildungsfehler nicht an die ihnen zukommenden Bildpunkte fokussiert, sondern bilden einen diffusen Untergrund und setzen den Kontrast herab. Das Verhältnis der zur Abbildung beitragenden, unbeeinflußten und um sehr kleine Winkel abgelenkten Strahlenmenge zu der durch die verschiedenen Streuprozesse über größere Winkelbereiche abgelenkten Strahlenmenge gibt die Gradationskurve der Massendicke des Objekts.

Verwendet man zur Abbildung nicht Elektronen, die ohne Änderung ihrer Richtung in das Objektiv eintreten, sondern läßt nur abgelenkte

oder abgestreute Strahlen zu, so erhält man, wie in der Lichtoptik, Dunkelfeldbilder, wie von v. BORRIES (18, 26) schon früh vorgeschlagen und von BOERSCH (14) erstmalig für geringe Vergrößerungen verwirklicht wurde. Die Dunkelfeldbestrahlung erzielt man, wie beim Lichtmikroskop, entweder durch Einbringen von Kreiszonenblenden in den Kondensator oder meist durch das einfachere Schrägstellen des Kondensors. Nachdem schon 1938 mit einer Aufnahme von H. RUSKA (28) gezeigt worden war, daß hochvergrößerte Dunkelfeldbilder gewonnen werden können, erhielt F. SCHMIEDER 1939 eine bisher unveröffentlichte Aufnahme, die sublichtmikroskopische Auflösungen enthält (Abb. 9). Das Dunkelfeldbild zeigt da, wo überhaupt keine Masse im Strahlengang ist, d. h. an den Stellen, an denen kein Objektträgerfilm vorhanden ist, völlige Dunkelheit, weil an diesen Stellen keine Strahlen in die Objektivapertur abgestreut werden. Mit steigender Massendicke im Objekt steigt zunächst die Helligkeit im Bild an, weil Elektronen auch noch außerhalb der Kondensorapertur, also auch in das Objektiv abgestreut werden. Bei noch größerer Massendicke (vgl. die Überkreuzungsstellen der Farbkristalle) wird das Bild wieder dunkel, weil hier die gesamte Abstreung sich in einen so großen Winkelbereich verteilt, daß keine nennenswerte Intensität mehr in die kleine Objektivapertur kommt. — v. ARDENNE hat das Auflösungsvermögen der Dunkelfeldaufnahme durch energische Beschränkung der Objektivblendenapertur bis annähernd auf die Objektivapertur fast auf das Auflösungsvermögen von Hellfeldbildern steigern können (8).

Bei Hellfeld und großer Objektivblende ist die wirksame, von Strahlung wesentlicher Intensität beaufschlagte Objektivapertur α_0 gegeben durch die Kondensorapertur α_K vermehrt um den Beugungswinkel α_B erster Ordnung der noch aufzulösenden Strukturen vom Abstand d , da Beugungswinkel höherer Ordnung nicht berücksichtigt zu werden brauchen. Es gilt:

$$\alpha_B = \frac{\lambda}{d}, \quad (3)$$

$$\alpha_0 = \alpha_K + \alpha_B = \alpha_K + \frac{\lambda}{d}. \quad (4)$$



Abb. 9. Dunkelfeldaufnahme der Kristalle eines Apigmentfarbstoffes. Elektronenoptisch: 12000:1. Auflösungsvermögen $\delta < 50 \mu\mu$. Aufnahme Siemens: F. SCHMIEDER.

Während in den früheren Angaben über hochauflösende Durchstrahlungsmikroskope durchweg und neuerdings noch bei der Mehrzahl der Geräte die Objektivblendenapertur bei 10^{-1} bis 10^{-2} liegt, ist unter praktischen Verhältnissen sowohl die Kondensorapertur etwa 10^{-3} und wenig darüber als auch die Beugungsapertur etwa 10^{-3} , so daß, wie die Verfasser (28) zeigen konnten, die Abbildung praktisch zustande kommt durch Bündel, deren Apertur α_0 merklich kleiner ist als die lichte Apertur des Objektivs α_{0B} . Infolgedessen beaufschlagt das den Objektpunkt abbildende Bündel nur einen kleinen Teil des Objektivs, womit für die Abbildung auch nur die diesem kleinen Gebiet zukommenden Öffnungs-, Beugungs- und Asymmetriefehler sowie der chromatische Fehler in Betracht kommen.

Nachdem erkannt war, daß die Abbildung im Übermikroskop durch Bündel einer Apertur von nur etwa $1 \cdot 10^{-3}$ erzeugt wird, wurde bald der Vorschlag gemacht (33, 7, 30), eine reelle Blende geeigneter Größe und axialer Lage nicht nur zur Steuerung des Kontrastes wie bisher, sondern auch zur Festlegung einer geeigneten Objektivapertur und Linsenfehlerkorrektur einzusetzen. Dabei wird man die Blende so klein machen, daß der Öffnungsfehler oder, falls dieser kleiner als der chromatische Fehler sein sollte, der chromatische Fehler nur etwa ebenso groß wird wie der Beugungsfehler. Beim magnetischen Objektiv hat v. ARDENNE (8) diese Möglichkeit verwirklicht und damit gute Resultate erzielen können.

Beim Dunkelfeld ist die wirksame Objektivapertur mit der Objektivblendenapertur α_{0B} übereinstimmend, wenn diese nicht allzu groß ist und wenn es sich um amorphe Objekte handelt. Bei Abbildung von Kristallen kann es vorkommen, daß nur einzelne Beugungsreflexe, deren Apertur etwa gleich der Kondensorapertur ist, in das Objektiv eindringen. Dann ist wieder nur ein Teil der Objektivöffnung beaufschlagt und das Auflösungsvermögen der Dunkelfeldaufnahme wird besser sein, als nach der Größe von α_{0B} zu erwarten wäre.

Die Kleinheit der Objektivapertur ist der Grund für die große Tiefenschärfe des Elektronenmikroskops. Bezeichnet Δa die Dingweitenänderung, um die das Objekt gegen das Objektiv verschoben werden kann, ohne daß die Bilder zweier Objektpunkte vom Abstand d infolge ihrer Zerstreuungskreise ineinander verlaufen, so gilt für die Tiefenschärfe T

$$T = \frac{\Delta a}{d} = \frac{1}{\sin \alpha_0}. \quad (5)$$

Die Tiefenschärfe ist trotz der hohen Auflösung rund 500mal besser als bei der Grenzauflösung des Lichtmikroskops. Es verbietet sich hierdurch das beim Lichtmikroskop mögliche Verfahren, den räumlichen Aufbau eines durchstrahlten Objekts dadurch zu erfassen, daß man nacheinander in verschiedener Tiefe optische Schnitte legt. Andererseits aber ermöglicht die gute Tiefenschärfe stereoskopische Aufnahmen, die ein über einen großen Tiefenbereich scharfes räumliches Bild liefern. Man gewinnt nach einem älteren Vorschlag (117), wie v. ARDENNE erst-

malig zeigte (11, 10), die beiden stereoskopischen Teilbilder dadurch, daß man das Objekt zweimal in um einen geeigneten Stereowinkel von 5° bis 15° verschiedener Neigung zum Objektiv aufnimmt. Die stereoskopischen Bilder lassen sich, wie EITEL und GOTTHARDT (56) zeigten, durch stereophotogrammetrische Ausmessungen quantitativ auswerten, wobei die Tiefenbestimmungen mit dem vollen, in den Aufnahmen erhaltenen Auflösungsvermögen möglich sind. Vgl. Abb. 10.

Die Kontraste in den übermikroskopischen Bildern zeigen, daß eine Steuerung der Zahl der unbeeinfluß bzw. gestreut das Objekt verlassenden Elektronen im allgemeinen durch die verschiedene Massendicke

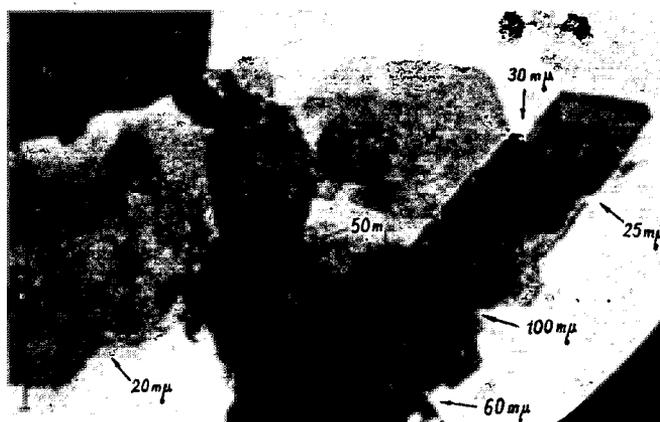


Abb. 10. III/456/40. Schnaittenbacher Kaolin. Elektronenoptisch 19000:1. Abbildung 32000:1. Stereophotogrammetrisch vermessene Aufnahme. Die eingetragenen Zahlen stellen die Tiefenabstände der Kanten verschiedener Kristalle dar. Nach EITEL und GOTTHARDT.

der Objektpunkte erfolgt. Dabei wird mit steigendem Wert der durchstrahlten Massendicke (Objektdichte γ [g/cm^3] \times Objektdicke x [mm]) der Bruchteil der Elektronen, der das Objekt mit der ursprünglichen Kondensorapertur wieder in Richtung auf und durch das Objektiv verläßt, kleiner, der gestreute Bruchteil also größer. Entsprechend sind die Bildpunkte von Stellen größerer Massendicke dunkler. Demnach ließe sich also eine Gradationskurve angeben, die den Zusammenhang zwischen durchstrahlter Massendicke des Objekts und der Differenz der Schwärzungen von Bildpunkt und Bild einer objektfreien Stelle der Objektebene angibt.

Die Gradationskurven sind für verschiedene Spannungen verschieden in dem Sinne, daß mit steigender Strahlspannung dickere Objektschichten mit gutem Auflösungsvermögen untersucht werden können. Andererseits sollten geringe Massenunterschiede bei insgesamt dünner Schicht besser bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten nachweisbar sein. Abb. 11 zeigt ein Präparat von Kaolinkristallen, die auf einer teils gerissenen, teils gefalteten Kollodiumfolie liegen, im Hellfeld und im Dunkelfeld jeweils



Abb. 11. Hellfeldbilder und Dunkelfeldbilder des gleichen Objekts bei Strahlenspannungen von 38 kV, 63 kV und 90 kV. a bis c: Hellfeld, d bis f: Dunkelfeld. Elektronenoptisch: 15000 bis 16000:1.

bei 38, 63 und 90 kV Strahlspannung aufgenommen (35). Bei den Hellfeldbildern drängt sich als erster Eindruck auf, daß die Gegenstände mit steigender Strahlspannung „durchsichtiger“ werden. Sie zeigen immer deutlicher Einzelheiten ihres inneren Aufbaues. Sehr auffällig ist weiter die Verbesserung der Bildqualität mit steigender Spannung. Die Gründe hierfür sollen weiter unten erörtert werden. Bei den Dunkelfeldbildern, deren Auflösungsvermögen infolge der, verglichen mit der Kondensorapertur von $\alpha_K = 0,001$ großen verwendeten Objektivblendenapertur $\alpha_0 = 0,01$ beträchtlich schlechter ist, als das der zugehörigen Hellfeldbilder, beobachten wir deutlich, daß für eine gegebene Spannung mit steigender Massendicke der Objektteile die Helligkeit der entsprechenden Bildteile zunächst ansteigt, um nach Überschreitung eines Höchstwertes bei einer bestimmten Massendicke der Objektteile wieder auf Null abzufallen. Die zum Höchstwert der Helligkeit gehörige Massendicke wächst erwartungsgemäß mit steigender Strahlspannung.

Der Verlauf der Elektronendichte im Bild (Helligkeit) mit der Massendicke bei verschiedener Strahlspannung ist in Abb. 12 qualitativ aufgezeichnet, wie man ihn etwa aus den Aufnahmen von Abb. 11 entnehmen kann. Es kann noch nicht sicher ent-

schieden werden, ob die Kurven in Abb. 12a (Hellfeld) zur Abszisse hin oder von ihr fort gekrümmt sind. Die absolute Höhe dieser Kurven ist dadurch gegeben, daß bei der Massendicke Null die Bildstromdichte gleich der Objektstromdichte geteilt durch das Quadrat des Abbildungsmaßstabs ist. Bei den Kurven in Abb. 12b (Dunkelfeld) ist die absolute Höhe des Maximums außer durch Objektstromdichte und Abbildungsmaßstab noch durch die Objektivblendenapertur, die Schiefheit des Strahlenganges und die besonderen Objekteigenschaften bestimmt.

Bei den bisherigen Erörterungen nahmen wir an, daß es sich bei der streuenden Objektsubstanz um nicht regelmäßig geordnete Atome oder Moleküle handelte. Bei der Abbildung von Kristallen können Besonderheiten auftreten. Die Aufnahmen der oberen Reihe von Abb. 13 zeigen, wie die gleichen Kristalle in aufeinanderfolgenden Aufnahmen, zwischen denen der Einfallswinkel des Strahls sich nur um etwa den Wert 10^{-3}

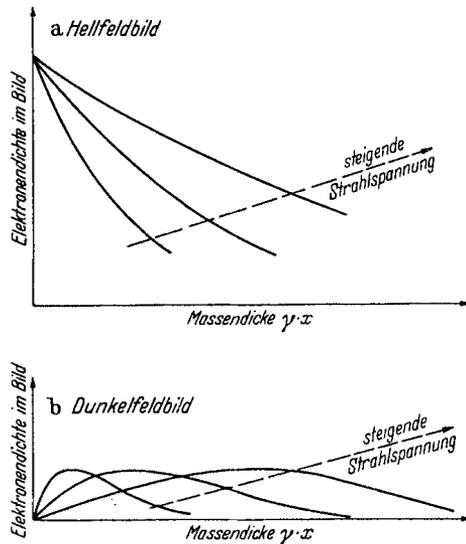


Abb. 12. Elektronendichte im übermikroskopischen Bild, abhängig von durchstrahlter Massendicke und Strahlspannung. (Qualitative Darstellung.)

geändert haben konnte, einmal hell und einmal dunkel erscheinen können [v. BORRIES und E. RUSKA (34)]. Dieser Effekt tritt über einen großen Bereich der Einfallswinkel auf, denn bei einer zugeordneten Stereoaufnahme, bei der das Objekt gegen die in der oberen Reihe von Abb. 13 festgehaltene Lage um 16° gegen die Strahlachse gekippt war, wurden nacheinander die in der unteren Reihe von Abb. 13 wiedergegebenen Bilder gewonnen, die untereinander sich ebenfalls nur durch eine Änderung des Einfallswinkels von etwa 10^{-3} unterscheiden können. Bei anderen Kristallen beobachtet man streifige Bilder [KAUSCHE (75)], z. B. im Dunkelfeld der Abb. 11 f an dem wenig unterhalb der Mitte liegenden Exemplar. Sowohl die Streifenbildung als die Auslöschung rühren von Elektroneninterferenzen am Raumgitter der Kristalle her.

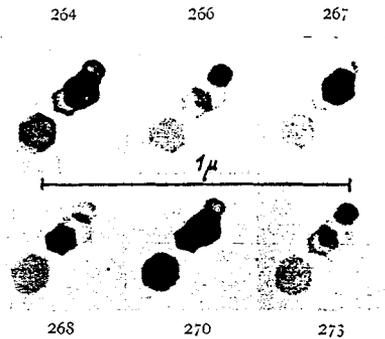


Abb. 13. III/264 bis 273/40. Chromrauch. Elektronenoptisch 19000:1. Abbildung 40000:1. Abweichung der Bildhelligkeit vom Massendickengesetz bei der Abbildung von Kristallen.

Bei dieser Sachlage ist es also bei dünnen kristallinen Objekten nicht ohne weiteres möglich, aus der Schwärzung der Photoschicht zuverlässige Rückschlüsse auf die Dicke der Teilchen zu ziehen.

2. Bildfehler und Auflösung. Die Einzelfehler, die die Bildschärfe des Durchstrahlungsmikroskops herabsetzen und damit die Auflösung begrenzen, sind schon in den frühesten Arbeiten über die Elektronenmikroskopie (KNOLL, E. RUSKA, v. BORRIES) erkannt und diskutiert worden. Es handelt sich um den Öffnungsfehler

(122 a, 79 a, 80 a, 25 a, 114 a, 115 a, 116 a), den Beugungsfehler (80 b, 115 b), den chromatischen Fehler (79 c, 25 c, 114 c) den Störfeldfehler (80 d,) den Raumladungsfehler (80 e) und den Fehler durch räumliche Elektronenstreuung (115 f). Theoretische Untersuchungen von GLASER (63, 64, 65) haben gezeigt, daß rotationssymmetrische elektrostatische und magnetische Linsen neben dem chromatischen Fehler sämtliche anderen auch bei Lichtlinsen auftretende Fehler aufweisen: Sphärische Aberration, Astigmatismus, Koma, Bildfeldwölbung und Verzeichnung. Dazu treten bei magnetischen Linsen, anisotroper Astigmatismus, anisotrope Koma und anisotrope Verzeichnung, die von GLASER (64) angegeben und neben anderen Fehlern von DIELS und WENDT (54) dargestellt wurden. Die Berechnung aller dieser Fehler ist von GLASER angegeben. Daneben liegen rechnerische Untersuchungen von SCHERZER (130, 131, 131 a), REBSCH und SCHNEIDER (108), GLASER (66, 67), REBSCH (109), PICHT (107 a) und RECKNAGEL (110) über die Größe des sphärischen Fehlers vor. v. ARDENNE (2) hat hauptsächlich im Hinblick auf praktische Bedürfnisse die das Auflösungsvermögen begrenzenden Fehler zusammenfassend diskutiert.

Da, wie oben dargelegt, die wirksame Apertur vielfach erst durch das Objekt selbst beeinflußt wird, müssen wir zur Berechnung der Größe der Fehler und zur Bestimmung des Auflösungsvermögens Annahmen über das Objekt machen. Wir wollen, wie ABBE, die Auflösung von ausgedehnten Strichgittern untersuchen. Für den Fall, daß die wirksame Objektivapertur nicht durch die Gleichung $\alpha_0 = \alpha_K + \alpha_B$, sondern durch eine entsprechend kleine Objektivblende festgelegt ist, vereinfacht sich die Rechnung insofern, als ein fester Wert von $\alpha_0 = \alpha_{0B}$ angesetzt werden kann.

Als Fehlergrößen sollen im folgenden für den Öffnungs-, Beugungs- und Farbfehler stets die im Objekt noch auflösbaren Abstände δ_D , δ_B und δ_C bezeichnet werden, welche sich ergeben, wenn jeweils nur einer der genannten Fehler bei der Abbildung vorhanden wäre. Wir setzen in der üblichen Weise diese noch auflösbaren Abstände beim Öffnungsfehler und chromatischen Fehler gleich der Hälfte der zugehörigen Fehlerscheibchendurchmesser, da man eine Auflösung noch erhält, wenn sich die einzelnen Fehlerscheibchen annähernd bis zu ihrer Mitte übereinander schieben, weil das Auge in einem solchen Schwärzungsgebilde noch Kontraste erkennen kann.

a) *Der Beugungsfehler.* Entsprechend der ABBESchen Theorie ergibt sich für das Übermikroskop bei den dort kleinen Aperturen

$$\delta_B = \frac{\lambda}{\alpha_0} \quad (6)$$

für die bei den übermikroskopischen Untersuchungen meist angewandte gerade Beleuchtung. Mit Gleichung (4) finden wir demnach

$$\delta_B = \frac{\lambda}{\alpha_K + \alpha_B}. \quad (7)$$

Bei Strichgittern gilt für den Winkel α_B , der sich auf das erste Beugungsmaximum bezieht, solange er klein ist,

$$\alpha_B = \frac{\lambda}{d}, \quad (8)$$

wobei d die Gitterkonstante des Objekts darstellt. Damit ergibt sich

$$\delta_B = \frac{\lambda}{\alpha_K + \frac{\lambda}{d}}. \quad (9)$$

b) *Der Öffnungsfehler.* Während man bei der Entwicklung lichtoptischer Mikroskopobjektive gelernt hat, den Öffnungsfehler, der in einer Änderung der Brennweite mit dem Öffnungswinkel besteht, zu vermeiden, sind bisher die Öffnungsfehler elektronenoptischer Mikroskopobjektive noch sehr hoch, so daß auch bei kleinen Strahlöffnungen durch ihn schon merkbare Unschärfen in den Bildern auftreten.

Zur Berechnung des Öffnungsfehlers müssen wir zwei verschiedene Fälle unterscheiden. In dem ersten Fall können wir annehmen, daß die

gesamte Objektivapertur α_0 von Strahlung wesentlicher Intensität erfüllt ist. Dies wird dann der Fall sein, wenn der Winkel α_K größer ist als der Winkel α_B , oder wenn es sich darum handelt, die Abstände weniger Punkte oder Striche zu trennen, die keine scharfen sondern verwaschene, die ganze Objektivapertur beaufschlagende Beugungsmaxima erzeugen. Wenn aber andererseits bei ausgedehnten Strichgittern der Winkel α_B groß ist gegenüber dem Winkel α_K , so werden wir nur in der Mitte der wirksamen Objektivöffnung einen mit Strahlung erfüllten Bereich der Apertur α_K haben und in den äußeren Bereichen der wirksamen Objektivapertur α_0 wiederum einen von Strahlung erfüllten Bereich mit der Apertur α_K . Der Abstand der Mitten beider Bereiche beträgt α_B . Den Öffnungsfehler für den ersten Fall wollen wir mit δ_δ , den für den zweiten Fall mit δ_δ^* bezeichnen. Es gilt:

$$\delta_\delta = C \cdot \alpha_0^3. \quad (10)$$

Für den Fall, daß die wirksame Objektivöffnung nur in der Mitte und am Rande beaufschlagt ist ($\alpha_K \ll \alpha_B$), ergibt sich nach einer hier fortgelassenen Rechnung

$$\delta_\delta^* = 8C \alpha_B^2 \alpha_K. \quad (11)$$

Wenn man aus übermikroskopischen Aufnahmen nach Gleichung (10) aus der Auflösung die Öffnungsfehler bestimmt, so kann man bei nicht vollständiger Symmetrie von Linse und Strahlengang andere mit der Objektivapertur α_0 wachsende Fehler, wie Astigmatismus und Koma, mitmessen, und erhält dann eine Konstante, die erheblich größer ist als die Konstante des rein sphärischen Fehlers¹. Dabei ist zu bedenken, daß nach GLASER (64) die Koma und die anisotrope Koma mit α_0^2 und linear mit dem Abstand y_0 des Objektpunkts von der Achse wachsen, während der Astigmatismus und der anisotrope Astigmatismus mit α_0 und y_0^2 zunehmen.

c) *Der chromatische Fehler.* Chromatische Fehler können beim Übermikroskop aus verschiedenen, voneinander unabhängigen Gründen auftreten. Diese Gründe sind periodische Schwankungen der den Strahl erzeugenden Spannung oder des das Abbildungsfeld erzeugenden Stroms bzw. der Linsenspannung, verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten der aus der Kathode thermisch ausgelösten Elektronen und schließlich die verschieden großen Geschwindigkeitsverluste der Elektronen im Objekt, die auch bei einheitlicher Geschwindigkeit des beleuchtenden Strahls zu verschiedenen Geschwindigkeiten im abbildenden Strahl führen. Während die Auswirkung der beiden ersten Erscheinungen durch geeignete technische Ausbildung des Übermikroskops auf eine unschädliche Höhe herabgedrückt werden kann, muß der durch Geschwindigkeitsstreuung im Objekt und durch die verschiedenen Austrittsgeschwindigkeiten hervorgerufene Fehler als unvermeidlich berücksichtigt werden.

¹ Dies ist vermutlich bei unseren früheren Messungen [Z. techn. Physik 20, 229 (1939)] der Fall gewesen.

Nach GLASER (68) ist der Farbfehler eines magnetischen Objektivs bei hoher Vergrößerung gegeben durch

$$\delta_C \leq \frac{\Delta U}{U_s} \cdot r_E. \quad (12)$$

Beim elektrostatischen Einzellinsenobjektiv gilt die Gleichung

$$\delta_C \leq 2 \frac{\Delta U}{U_s} \cdot r_B. \quad (13)$$

Hierin bedeutet ΔU den Energieverlust im Objekt oder die Spannungsschwankung oder die Schwankung der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen und r_B den größten Abstand, den eine den Achsenpunkt des Objekts und den Achsenpunkt des Bildes verbindende Elektronenbahn von der Achse erhalten kann¹. Will man beim elektromagnetischen Objektiv auch den Einfluß einer Schwankung des Linsenstromes erfassen, so dient dazu die Gleichung

$$\delta_C \leq \left(\frac{\Delta U}{U_s} - 2 \frac{\Delta H}{H} \right) r_B. \quad (14)$$

Da in dem für Mikroskopobjektive praktisch immer gegebenen Fall eines gegenüber der Brennweite langen Feldes stets

$$r_B < f \cdot \alpha_0$$

gilt, können wir Gleichung (12) auch schreiben

$$\delta_C \leq \frac{\Delta U}{U_s} \cdot f \cdot \alpha_0. \quad (15)$$

Entsprechendes gilt für Gleichung (13). Wir wollen im folgenden nur den chromatischen Fehler von Magnetlinsen betrachten und uns jeweils gegenwärtig halten, daß der Farbfehler bei der elektrostatischen Einzellinse doppelt so groß ist.

Bei Verwendung einer Wolframkathode beträgt die Halbwertsbreite der Austrittsgeschwindigkeiten etwa 0,2 V. Wir erhalten daher bei $U_s = 70$ kV, $f = 2$ mm und $\alpha_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ nur den geringen Wert von $\delta_C = 0,03$ μ . Bei kleineren Spannungen steigt $\Delta U/U_s$ umgekehrt proportional mit U_s an, doch wird dieser Gang gemildert dadurch, daß bei kleineren Spannungen mit gleichen magnetischen Materialien auch kleinere Brennweiten erreichbar sind; dabei fällt f_{\min} mit $\sqrt{U_s}$. Bei elektrostatischen Objektiven fällt wegen der Begrenzung der Brennweite durch \mathfrak{E}_{\max} (Feldemission!) f_{\min} mit U_s . Wir erkennen, daß in dem praktisch in Frage kommenden Spannungsbereich der durch die Geschwindigkeitsstreuung einer Wolframkathode hervorgerufene Farbfehler etwa bei 0,01—0,05 μ liegt. Bei der elektrostatischen Einzellinse ergibt sich dieser Fehler zunächst wegen Gleichung (13), dann aber auch wegen der zur Zeit etwa

¹ V. ARDENNE gibt in seinem Buch „Elektronen-Übermikroskopie“, Berlin: Julius Springer 1940, S. 48, 53 das Verhältnis des chromatischen Fehlers bei magnetischen und elektrischen Linsen umgekehrt an.

3mal größeren üblichen Objektiv-Brennweite für gleiches α_0 und U_s 6mal größer.

Der durch die Energieverluste im Objekt entstehende Farbfehler variiert ebenfalls erheblich mit der Strahlspannung. LENARD (39) hat die über den Geschwindigkeitsverlust bekannten Meßwerte zusammengestellt. Für die geringen Atomgewichte, wie sie bei einem großen Kreis der interessierenden Objekte vorhanden sind, gilt angenähert das Gesetz der Massenproportionalität, so daß die für Aluminium und Luft gemessenen Werte auf beliebige spezifische Gewichte umgerechnet werden können. Unter diesen Voraussetzungen gilt:

$$\frac{\Delta U}{U_s} = \frac{\varepsilon_0}{\gamma} \cdot \gamma \cdot x. \quad (16)$$

damit ergibt sich

$$\delta_C \leq \frac{\varepsilon_0}{\gamma} \cdot \gamma \cdot x \cdot f \cdot \alpha_0 = K \cdot \alpha_0. \quad (17)$$

Hierin ist ε_0/γ eine eindeutige Funktion der Strahlspannung U_s und in Abb. 14 über dieser aufgetragen: γ ist die Dichte des Objekts in g/cm^3 und x die Dicke in mm.

Wenn man berücksichtigt, daß die minimal erzielbare Brennweite f_{\min} wegen der Konstanz der maximal erreichbaren magnetischen Feldstärken proportional $U_s^{1/2}$, der Geschwindigkeitsverlust ε_0/γ nach Abb. 14 nahezu proportional $U_s^{-3/2}$ und die maximal durchstrahlbare Massendicke $(\gamma x)_{\max}$ nach den LENARDSchen Vorstellungen sowie nach eigenen überschläglichen Beobachtungen der Verfasser etwa proportional U_s^2 ist, so kann man über den Gang des Farbfehlers mit der Strahlspannung folgendes aussagen:

1. Bei gegebener Form des Abbildungsfeldes und festem Objekt-Abstand (konstante Brennweite) und konstanter Schichtdicke steigt der Farbfehler umgekehrt mit der Wurzel aus der Strahlspannung, wenn man diese ermäßigt.

2. Bei konstanter Schichtdicke und jeweils minimaler Brennweite sinkt der Farbfehler linear mit steigender Strahlspannung.

3. Die Maximalgröße des chromatischen Fehlers tritt jeweils in der bei einer bestimmten Strahlspannung noch eben durchstrahlbaren Schicht $(\gamma x)_{\max}$ auf und steigt bei jeweils minimaler Brennweite f_{\min} linear mit der Strahlspannung U_s .

4. Für beliebige Brennweiten und Spannungen kann der Farbfehler für Schichtdicken unterhalb $(\gamma x)_{\max}$ aus (17) und Abb. 14 berechnet werden. Auch hier sei betont, daß das Ergebnis dieser Rechnung sicher größer wird als der wirkliche chromatische Fehler. Erstens heißt es bereits in Gleichung (12), daß δ_C kleiner ist als $\frac{\Delta U}{U_s} \cdot r_B$. Zweitens ist $f \cdot \alpha_0$ unter praktischen Verhältnissen bis zu zweimal größer als r_B . Drittens gilt die Kurve $\varepsilon_0/\gamma = f(U_s)$ für alle die Objektschicht durchdringenden Elektronen, während die Abbildung nur durch die vorzugsweise wenig abgestreuten

Elektronen mit kleinerem Geschwindigkeitsverlust zustande kommt; dieser Einfluß ist zahlenmäßig vorerst unbekannt, aber sicher von merklichem Einfluß.

d) *Sonstige Abbildungsfehler.* Bildet man im Durchstrahlungsmikroskop nicht Achsenpunkte des Objekts, sondern infolge von mangelhaften Zentrierungen achsenferne Objektpunkte ab, so spielen auch die anderen,

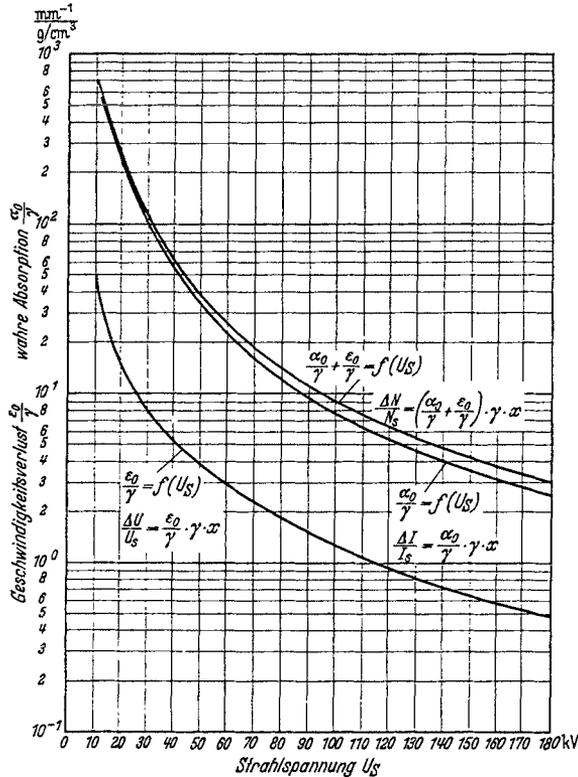


Abb. 14. Wahre Absorption α_0 und Geschwindigkeitsverlust ϵ_0 als Funktion der Strahlspannung U_s . Die Kurven sind durch Umrechnung nach dem Gesetz der Massenproportionalität gewonnen aus den für Aluminium geltenden LENARDSCHEN Werten, wie sie BOHNE (Handbuch der Physik, Bd. 22, S. 33. Berlin: Julius Springer 1933) mitgeteilt hat.

eine Unschärfe verursachenden Bildfehler, nämlich Astigmatismus und Koma, sowie beim magnetischen Objektiv außerdem anisotroper Astigmatismus und anisotrope Koma eine Rolle. Die Berechnung dieser Fehler ist von GLASER angegeben worden, jedoch liegen quantitative Auswertungen für bestimmte Feldformen unseres Wissens noch nicht vor. Daß diese Fehler bei experimentellen Untersuchungen unter Umständen den Einfluß des sphärischen Fehlers überdecken können, wurde oben schon erwähnt.

In den vorhergehenden Kapiteln war beim Öffnungs- und Beugungsfehler angenommen worden, daß die Objektivblende den Mittelbereich

der Linse frei lasse. Da bei Blenden vom Durchmesser 3—100 μ , wie sie heute praktisch verwendet werden, diese Zentrierung durchaus nicht immer von vorn herein gewährleistet, ja nur unter experimentellen Schwierigkeiten verwirklichtbar ist, treten sowohl beim Öffnungsfehler als beim Farbfehler nach Maßgabe der vorliegenden Dezentrierung höhere Werte aus. v. ARDENNE (12) hat auf die Wichtigkeit dieser Erscheinung besonders bei dem Farbfehler hingewiesen. In Anbetracht dessen, daß der Öffnungsfehler mit α_0^3 , der chromatische dagegen nur mit α_0 anwächst, glauben wir, daß ein exzentrischer Blendensitz, der ähnlich wie eine einseitige Vergrößerung von α_0 wirkt, besonders den sphärischen Fehler vergrößert.

Neben diesen aus der Optik bekannten Abbildungsfehlern spielen beim Elektronenmikroskop noch der Fehler durch räumliche Streuung der Elektronen im Objekt und der durch magnetische Störfelder hervorgerufene Fehler eine Rolle. Über den ersten Fehler liegen experimentelle, quantitative Ergebnisse nicht vor. Der Störfeldfehler äußert sich darin, daß ein Objektpunkt als Strich abgebildet wird, dessen auf das Objekt bezogene Länge δ_{S_1} der zum Strahl senkrechten, sich über den Raum von Objekt bis Zwischenbild erstreckenden Komponente der Feldstärkenänderung ΔH proportional ist. Es gilt:

$$\delta_{S_1} = 0,186 \cdot \frac{A_1 + 1}{\sqrt{U_s}} \cdot f^2 \cdot \Delta H. \quad (18)$$

Hierin ist A_1 der Abbildungsmaßstab der ersten Stufe und f die Brennweite des Objektivs. Es zeigt sich, daß der Störfeldfehler sehr stark von f abhängig ist, so daß auch in dieser Beziehung ein kleines f anzustreben ist. Der Einfluß, den das Störfeld zwischen Objekt und Objektiv hat, verhält sich zu dem Einfluß des Störfeldes zwischen Objektiv und Zwischenbild wie 1 zu A_1 , ist also bei praktischen Verhältnissen vernachlässigbar¹. Gibt man bei Wechselfeldern die Feldstärke als Effektivwert an, so ist in Gleichung (18) für ΔH das 2,8fache des Effektivwertes bzw. das 2fache des Scheitelwertes zu setzen.

Der Vollständigkeit halber sei der Fehler erwähnt, der durch die gegenseitige Abstoßung der Elektronen entstehen kann. Er bleibt jedoch wesentlich kleiner als die anderen Fehler und ist somit hier ohne Interesse.

Die oben behandelten Bildfehler erweisen sich als abhängig von der Objektivapertur α_0 . Man kann sie daher als Funktionen über diesem Winkel auftragen und bezüglich ihrer Größe miteinander vergleichen. Der Beugungsfehler wird in Abb. 15 für jede Strahlspannung durch eine Gerade dargestellt. Die Öffnungsfehlergeraden, die entsprechend der dritten Potenz von α_0 geneigt sind, sind für einen größeren Bereich von Fehlerkonstanten eingetragen ($C = 0,1 \text{ mm}$ bis $C = 1000 \text{ mm}$). Wenn die Auflösung nicht durch den reinen sphärischen Fehler, sondern durch Exzen-

¹ In v. ARDENNES Buch: Elektronen-Übermikroskopie, S. 55, findet sich die Angabe, daß beide Einflüsse gleich groß seien. Der Zahlenfaktor der dort für den Störfeldfehler angegebenen Gleichung ist dadurch bei großem Abbildungsmaßstab um den Faktor 2 zu groß.

trizitätsfehler oder durch Astigmatismus oder Koma bedingt ist, liegen die diesen Fehlern entsprechenden Geraden mit anderen Werten der Konstanten und anderer Neigung in etwa dem gleichen δ - α_0 -Gebiet.

Die Geraden für den Farbfehler sind für Parameter K eingetragen, die in dem nach Gleichung (17) in Frage kommenden Bereich liegen. Der Farbfehler spielt bei den bisher verwendeten Strahlspannungen (kleiner als 100 kV) gegenüber dem Öffnungsfehler nur dann eine Rolle, wenn in der Nähe der Grenzdicke gearbeitet wird. Erst bei großen Objekt-dicken und kleinen Öffnungsfehlerkonstanten (großem α_0) wird später

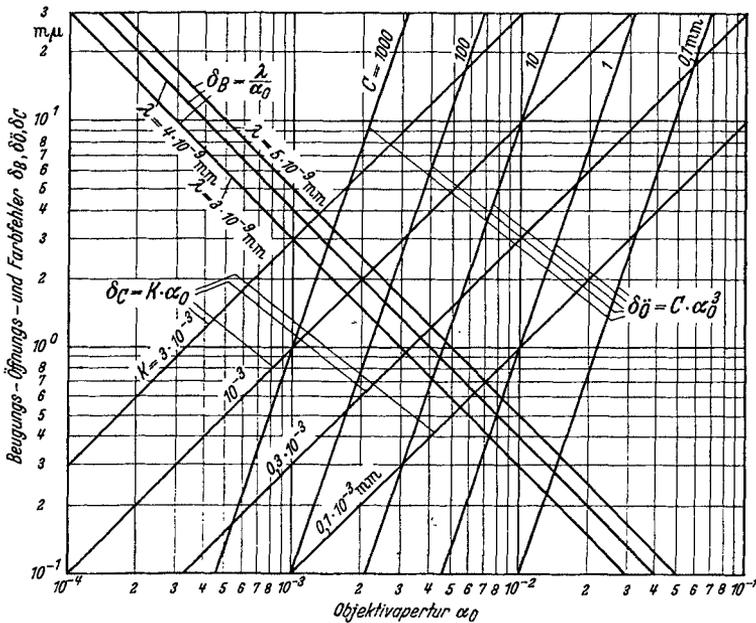


Abb. 15. Beugungs-, Öffnungs- und Farbfehler, abhängig von der Objektivapertur α_0 .

einmal vielleicht der Farbfehler für die Auflösung entscheidend sein, wenn er nicht aus den oben erörterten Gründen noch wesentlich kleiner ist als berechnet.

Der Beugungsfehler und die mit der Objektivapertur anwachsenden Bildfehler verhalten sich über α_0 gegenläufig. Man wird daher bei Objektivaperturen arbeiten, bei denen beide Fehler etwa in gleicher Größenordnung liegen.

Zur Berechnung des Auflösungsvermögens aus den beiden unvermeidlichen Fehlern δ_B und δ_D folgen wir einem Vorschlag der quadratischen Fehlersuperposition von v. ARDENNE (2), wobei wir uns bewußt sind, daß dieses Verfahren nicht streng gültig ist. Man wird mit diesem Verfahren (wie auch mit dem einfacheren der linearen Superposition) in den Gebieten, wo einer der beiden Fehler überwiegt, zu richtigen Ergebnissen

kommen, muß aber erwarten, daß in dem Gebiet, wo beide Einzelfehler annähernd gleich groß sind, zu der quadratischen Addition der Einzelfehler noch Glieder hinzutreten, die deren Produkte enthalten. Bei der Schwierigkeit einer mathematisch strengen Behandlung glauben wir, daß es wertvoll ist, auch diese nicht strenge Rechnung durchzuführen, da wir davon überzeugt sind, daß wir dabei nicht auf größenordnungsmäßige Abweichungen von den wirklichen Verhältnissen kommen. Wir setzen daher an

$$\delta = \sqrt{\delta_0^2 + \delta_B^2}. \quad (19)$$

Für den Fall, daß bei kleiner Objektivblende die wirksame Objektivapertur durch deren reelle Begrenzung gegeben ist, sind die Verhältnisse einfach zu übersehen. Nach Gleichung (19) ergibt sich das (sehr flache) Minimum von δ , wenn der Beugungsfehler das $\sqrt{3}$ -fache des Öffnungsfehlers beträgt. Es gilt:

$$\delta_{\min} = 1,32 \cdot \sqrt[4]{C \lambda^3} \quad (20)$$

bei

$$\alpha_0 = 0,872 \cdot \sqrt[4]{\frac{\lambda}{C}}. \quad (21)$$

Wenn es gelingt, eine Öffnungsfehlerkonstante von $C = 1,0$ mm zu verwirklichen und Asymmetriefehler auszuschließen, so müßte für $\lambda = 5 \cdot 10^{-9}$ mm ($U_s = 56,7$ kV) bei einem $\alpha_0 = 7,3 \cdot 10^{-3}$ ein Auflösungsvermögen $\delta = 0,78$ m μ erreichbar sein.

Schwieriger gestaltet sich die Berechnung, wenn die Objektivblendenapertur α_{0B} groß gegen $\alpha_K + \alpha_B$ ist. Für die Fälle, wo α_K groß ist gegenüber α_B ergibt sich dabei mit (10) und (9) aus (19)

$$\delta = \sqrt{\left[C \left(\alpha_K + \frac{\lambda}{\delta} \right)^3 \right]^2 + \left[\frac{\lambda}{\alpha_K + \lambda/\delta} \right]^2}. \quad (22)$$

Entsprechend finden wir für die Fälle, wo α_B groß ist gegen α_K

$$\delta^* = \sqrt{\left[8C \cdot \alpha_K \left(\frac{\lambda}{\delta} \right)^2 \right]^2 + \left[\frac{\lambda}{\alpha_K + \lambda/\delta} \right]^2}. \quad (23)$$

Diese beiden Gleichungen haben wir für $\lambda = 5 \cdot 10^{-9}$ mm und für 5 verschiedene Fehlerkonstanten C und verschiedene Kondensoraperturen α_K graphisch gelöst und in der Abb. 16 über α_K aufgetragen. Die Bilder zeigen damit den Verlauf des Auflösungsvermögens über den für das Mikroskopieren wichtigen Einflußgrößen.

In der Nähe von $\alpha_K = 0$ ist α_K jeweils klein gegen α_B . Hier gilt daher die Kurve nach Gleichung (23), welche für $C = 0$, $\delta = \lambda$ liefert. Für größere α_K ist α_K groß gegen α_B , und es gilt daher die Kurve nach Gleichung (22), die bei noch größeren α_K in die kubische Parabel Gleichung (10) übergeht. Wenn die Auflösung hier durch Asymmetriefehler bedingt ist, gehen die Kurven bei großen α_K über in entsprechend schwächer geneigte Gerade für α_K^2 oder α_K , für die dann entsprechend andere Konstanten gelten, die aber im gleichen α_K - δ -Gebiet liegen. Im mittleren Gebiet

schmiegen sich die Kurven beider Gleichungen (22) und (23) einander sehr weitgehend an, so daß mit einem mittleren Verlauf gerechnet werden kann.

Auch bei dieser Art der Bildentstehung wird die Auflösung unter sonst gleichen Verhältnissen mit sinkendem λ besser. Weiter zeigt sich, daß

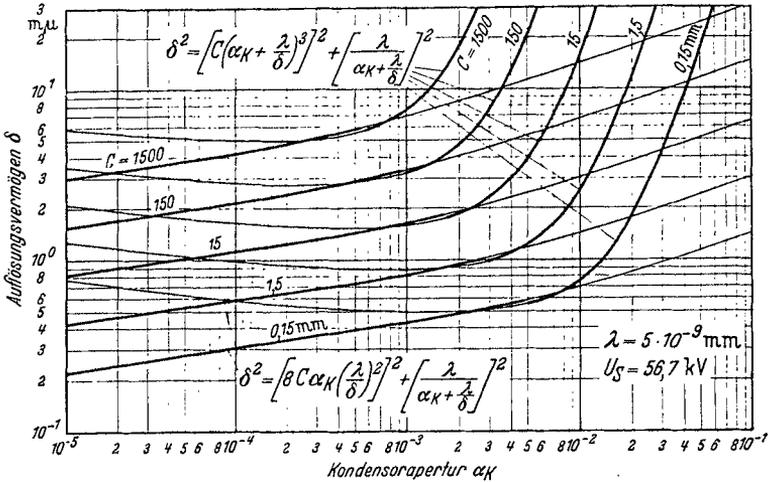


Abb. 16. Auflösungsvermögen δ abhängig von der Kondensorapertur α_K für $\lambda = 5 \cdot 10^{-9} mm$.

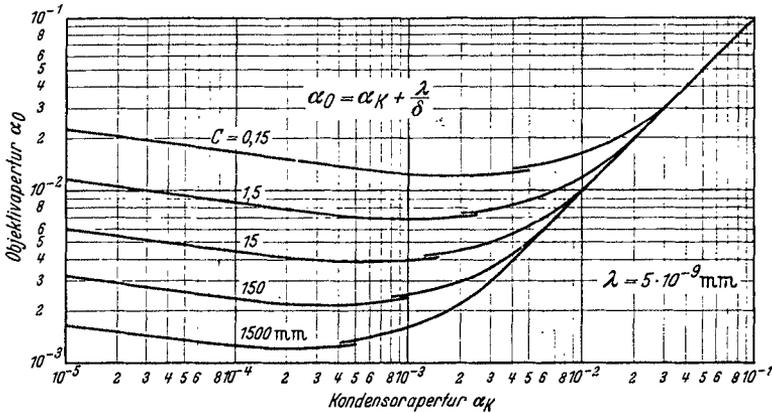


Abb. 17. Objektivapertur α_0 abhängig von der Kondensorapertur α_K für $\lambda = 5 \cdot 10^{-9} mm$.

besonders für große sphärische Fehlerkonstanten oder entsprechend große Unsymmetriefehler die Auflösung mit fallendem α_K rasch besser wird. Wir schließen daraus, daß für solche Verhältnisse ein Kondensor um so besser ist, je kleiner seine Apertur bei noch genügender Helligkeit ist, je größer also der Richtstrahlwert R der Elektronenstrahlquelle ist. Hier sehen wir wiederum einen entscheidenden praktischen Unterschied gegenüber dem Lichtmikroskop, da bei diesem die Kondensoren um so besser

sind, je größere Apertur sie haben. Je besser bei der Durchstrahlungs- und Rückstrahlungsmikroskopie die Linsen bezüglich der Öffnungsfehler werden, um so größer werden diejenigen Kondensoraperturen, von denen ab eine rasche Verschlechterung des Auflösungsvermögens beginnt. Für $C = 1,5$ mm und $U = 56,7$ kV ($\lambda = 5 \cdot 10^{-9}$ mm) würden wir, wenn die Unsymmetriefehler vermieden sind, ein Auflösungsvermögen von $\delta = 0,9 \mu$ erhalten, wenn wir $\alpha_K = 1,5 \cdot 10^{-3}$ wählen; eine weitere Verkleinerung von α_K würde keinen wesentlichen Gewinn bringen.

Abb. 17 zeigt, wie groß bei den in Abb. 16 dargestellten Verhältnissen die Objektivaperturen sind. Je kleiner die Öffnungsfehlerkonstante, je besser also die Linse ist, um so höhere Objektivaperturen werden benutzt.

Eine Vergrößerung der Geschwindigkeit der bestrahlenden Elektronen (Erhöhung der Strahlspannung) bringt aus verschiedenen Gründen eine Verbesserung des Auflösungsvermögens:

1. Die Wellenlänge der Elektronenstrahlen wird mit steigender Elektronengeschwindigkeit kleiner, wodurch sich die durch den Beugungsfehler gegebene Grenze im Sinne besserer Auflösung hinausschiebt (vgl. Abb. 15).

2. Der chromatische Fehler gemäß Gleichung (17) verringert sich bei festgehaltener Objektdicke bei höheren Strahlspannungen, da der relative Geschwindigkeitsverlust abnimmt. Solange die Öffnungsfehler der Objektiv groß sind, bedeutet die Verringerung des chromatischen Fehlers, daß die jetzige Auflösung auch für dickere Schichten (größeres γx) erhalten bleibt. Falls indessen eine Verkleinerung des Öffnungsfehlers gelingen sollte, läßt sich das dadurch gegebene bessere Auflösungsvermögen innerhalb eines genügend großen Objektdickenbereiches wirklich erst auswerten, da der chromatische Fehler dann noch kleiner bleibt als der kleiner gewordene Öffnungsfehler.

3. Die Verringerung der Energieaufnahme bei höheren Strahlspannungen erleichtert die genügend intensive Bestrahlung empfindlicher Objekte und damit die Scharfeinstellung, die ja eine praktisch notwendige Voraussetzung für die Erreichung der jeweils grundsätzlich möglichen Auflösung ist. Hierzu verhilft auch noch die ebenfalls bei höheren Spannungen bessere Lichtausbeute des Leuchtschirmes.

4. Schließlich steigt aber auch mit der Strahlspannung der Richtstrahlwert R durch Verringerung der Strahlapertur und des engsten Querschnitts, d. h. bei einer gegebenen Stromdichte auf dem Objekt wird die zugehörige Apertur α_K merklich kleiner, so daß wir ebenfalls eine höhere Auflösung erhalten.

Eine Verschlechterung des Auflösungsvermögens mit der Spannung kann dann zustande kommen, wenn bei magnetischen Objektiven durch eintretende Sättigung der Polschuhe und bei elektrischen Objektiven durch eintretende Feldemission die Möglichkeiten der Öffnungsfehlerkorrekturen und das Erreichen kleinerer Brennweiten erschwert werden. Das in dieser Arbeit nicht betrachtete Auflösungsvermögen für Massen-

unterschiede nach MARTON (100) (Tiefenaufklärungsvermögen) wird durch den Übergang zu höheren Spannungen nicht verbessert.

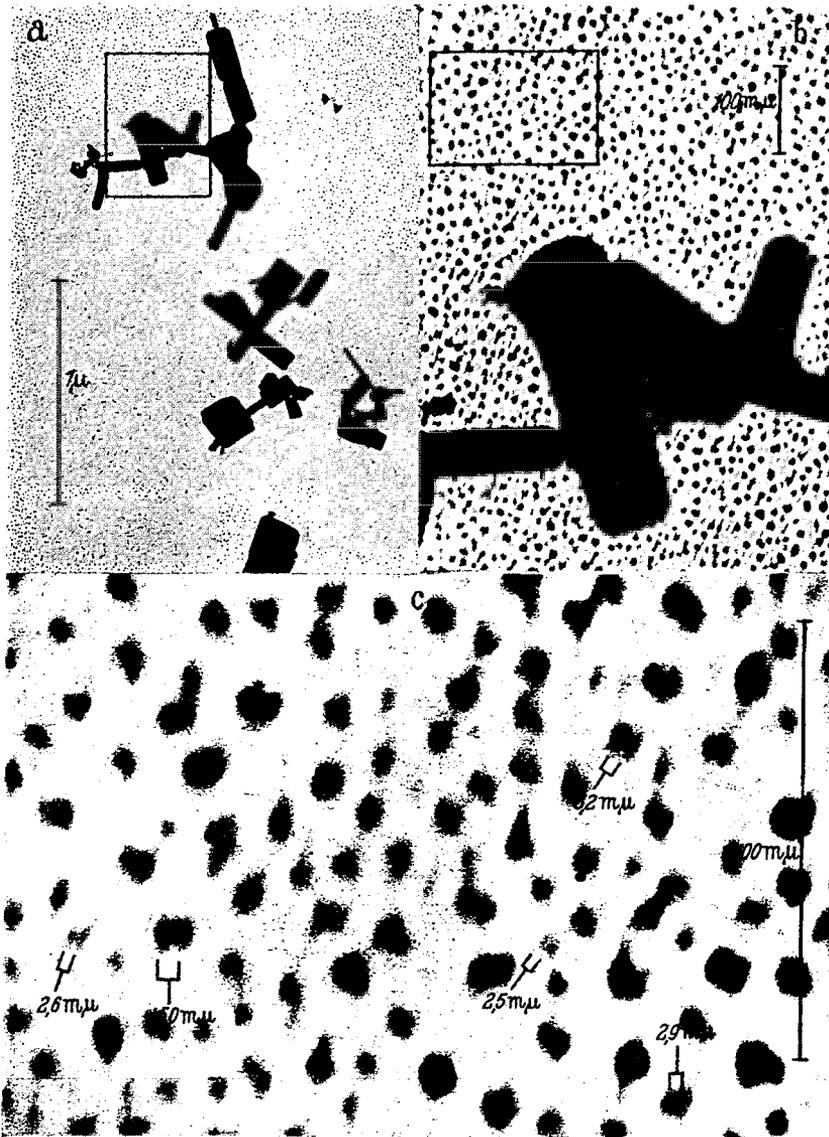


Abb. 18. Zinkweiß, mit Schwermetall bestäubt, elektronenoptisch: 29000:1, Abbildung: a 29000:1, b 115000:1, c 580000:1. Aufnahme Siemens: A. KIRSECK.

Einer wesentlichen Erhöhung der Spannungen stehen technische Schwierigkeiten (Verhinderung ungewollter Entladungen, Spannungsberuhigung) entgegen, so daß der erhöhte Aufwand hier eine Grenze setzt.

Insbesondere dürfte dies bei Mikroskopen mit elektrischen Linsen der Fall sein, wo die hohe Spannung außer am Elektronenstrahlrohr auch noch an den Linsen und damit auch in unmittelbarer Nähe des Objekts auftritt.

Abb. 18 zeigt aus einer elektronenoptisch im Maßstab 29000:1 gewonnenen Aufnahme vergrößerte Ausschnitte im Maßstab 115000:1 und 580000:1, die an zahlreichen Stellen deutlich eine Auflösung von $4\text{ m}\mu$ und an der gekennzeichneten Stelle auch zwei Massenteilchen im Abstand von $2,5\text{ m}\mu$ einwandfrei getrennt zeigen. v. ARDENNE (9) schließt aus einer von ihm publizierten Aufnahme auf eine Auflösung seines Gerätes von $3\text{ m}\mu$. MAHL (94) hat für das von ihm gebaute elektrostatische Gerät gezeigt, daß Löcher im Abstand von $8\text{ m}\mu$ getrennt werden.

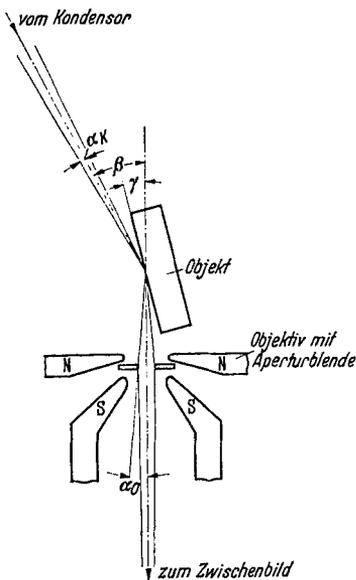


Abb. 19. Strahlengang der Abbildung von Oberflächen mittelsrückgestreuter schneller Elektronen.

3. Eigenschaften der Rückstrahlungsabbildung.

Abb. 19 zeigt den Strahlengang in der Umgebung des Objekts. Es liegen bislang Versuche vor mit zwei wesentlich verschiedenen Werten des Winkels β . In dem einen Falle wurde β mit 90° [RUSKA und H. O. MÜLLER (114, 123)], in dem anderen Falle mit 8° [v. BORRIES (20)] gewählt. Bei kleinem Winkel β haben die das Bild erzeugenden, vom Objekt in die Objektivöffnung abgestreuten Elektronen nur eine relativ geringe Änderung ihrer Richtung erfahren. Es ist zu erwarten, daß im Gebiet der Vielfachstreuung ihr mittlerer Geschwindigkeitsverlust kleiner ist als der solcher Elektronen, die um größere Winkel abgestreut sind, wie sie bei Anordnungen

mit größerem β zur Bilderzeugung verwendet werden. Bezüglich des chromatischen Fehlers dürfte ein kleines β also günstiger sein. Auch die Intensitätsverhältnisse liegen bei kleinem β günstiger als bei größeren Neigungswinkeln, so daß es möglich ist, bei noch ausreichender Lichtstärke eine kleinere Objektivapertur zu verwenden, die hier nicht durch die Kondensorapertur α_K , sondern ausschließlich durch die Objektivblendenapertur $\alpha_{0,B}$ bestimmt wird. Damit lassen sich Öffnungsfehler und chromatischer Fehler in engeren Grenzen halten. Ein Nachteil dieses Verfahrens liegt darin, daß das Objekt nicht in der gewohnten senkrechten Projektion, sondern in außerordentlicher Verkürzung abgebildet wird, so daß die entstehenden Bilder nicht ohne weiteres an lichtmikroskopische Aufnahmen angeschlossen werden können. Ein weiterer Einwand, daß jeweils nur ein Teil des Objektfeldes wegen des verschiedenen Abstandes zum Objektiv gleichzeitig scharf sein kann, wiegt wegen der großen

Tiefenschärfe der übermikroskopischen Abbildung nicht so schwer. Demgegenüber gewinnt man bei $\beta = 90^\circ$, wenn man auch γ ungefähr 90° wählt, Bilder, die über den ganzen Bereich scharf sind und die Oberfläche

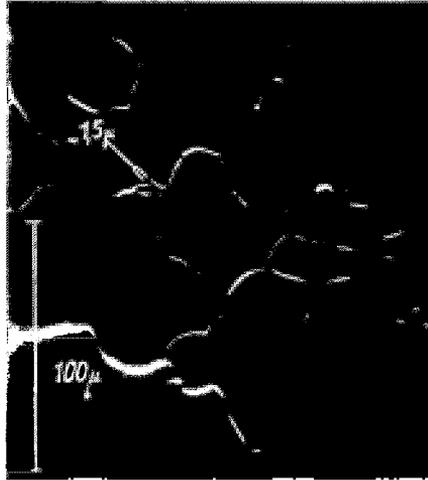


Abb. 20. Eisen geätzt; $\beta = 90^\circ$; $\gamma = 85^\circ$. Elektronenoptisch: 330:1. Nach E. RUSKA und H. O. MÜLLER

in senkrechter Projektion wiedergeben. Diese Bilder sind aber in Übereinstimmung mit den obigen Überlegungen lichtschwächer und weniger scharf.

Bei $\beta = 90^\circ$ gelang es [E. RUSKA und H. O. MÜLLER (123)], Oberflächenbilder metallischer Objekte in bis zu 1200facher Vergrößerung zu



Abb. 21. Woodmetall. $\beta = 90^\circ$; $\gamma = 85^\circ$. Elektronenoptisch: 1200:1, Abbildung 2400:1, Auflösungsvermögen: $0,5 \mu$. Aufnahme: H. O. MÜLLER.

beobachten und aufzunehmen. Es zeigte sich, daß das Relief der Oberflächen durch die Bestrahlung durch den scharf gebündelten Strahl und die dadurch hervorgerufenen Schlagschatten gut wiedergegeben wird. Bei metallographisch geätzten Metallschliffen konnten Korngrenzen beobachtet werden (Abb. 20). Es konnte, wie Abb. 21 zeigt, eine Auflösung von $0,5 \mu$ erzielt werden. Bezüglich des Auflösungsvermögens leistet

dieses Verfahren also bereits 6mal mehr als die Emissionsmikroskopie, wenn es auch die lichtmikroskopische Grenze noch nicht ganz erreicht.



2705/40

Abb. 22. Gußeisen (Perlit, Ferrit, Graphit) geätzt. $\beta = 8^\circ$; $\gamma = 4^\circ$. Elektronenoptisch: 7800:1, Abbildung: 10000:1. Nach v. BORRIES und RUTTMANN.

Bei den Untersuchungen mit $\beta = 8^\circ$ [v. BORRIES (20)], bei denen $\gamma = 4^\circ$ gewählt war, genügte die Lichtstärke, um 14000fach vergrößerte Bilder zu beobachten und aufzunehmen. Ein nach diesem Verfahren mit $\alpha_0 \approx 4 \cdot 10^{-3}$ und $\alpha_K = 3 \cdot 10^{-3}$ aufgenommenes Bild zeigt Abb. 22. Es vermittelt eine plastische Vorstellung der Oberflächenform. Dabei muß das Bild so wiedergegeben werden, daß der dem Objektiv nächste Teil des Objekts im Bild unten ist. Dreht man die Aufnahme um 180° , so erscheinen die Gebilde, die tatsächlich Erhebungen sind, als Vertiefungen und umgekehrt.

Der waagerechte Maßpfeil in Abb. 22 entspricht der angegebenen elektronenoptischen Vergrößerung, während für die senkrechte Richtung der angegebene

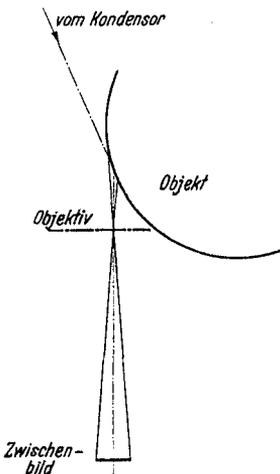


Abb. 23. Abbildung der Oberfläche einer geschliffenen Welle.



3024/40

Abb. 24. Gehärtete und geschliffene Stahlwelle von 2 mm Durchmesser. $\beta = 8^\circ$; $\gamma = 0-8^\circ$. Elektronenoptisch: 6300:1 nach v. BORRIES und JANZEN. Aufnahme: A. LEHMANN.

Abbildungsmaßstab zu multiplizieren ist mit dem Tangens des Winkels, den die Objektfläche mit der Objektivachse bildet. Im vorliegenden Fall ist er also bei $\gamma = 4^\circ$ um den Faktor 14,2 kleiner. Die Höhe der Erhebungen wird jedoch in praktisch unverkürztem Maßstab darge-

stellt. Wenn der Einfallswinkel und der Betrachtungswinkel je $\beta/2$ betragen, so ist die Höhe h der schattenwerfenden Erhebung gleich der Hälfte der Schattenbreite, solange die Flanken der Erhebung steiler als $\beta/2$ sind und dieses selbst sehr klein ist. Das Verfahren gestattet die Darstellung und Vermessung auch sehr kleiner Erhebungen, da durch die Bestrahlung mit außerordentlich kleiner Apertur $\alpha_K = 3 \cdot 10^{-3}$ unter sehr flachem Winkel ($\beta/2 = 0,07$) jede Erhebung einen merklichen Schlag-schatten verursacht. Die Empfindlichkeit dieses Untersuchungsverfahrens wird um so größer, je flacher der Einfallswinkel des bestrahlenden Bündels wird. Hierfür bildet das von einer zylindrischen Oberfläche in einer Anordnung gemäß Abb. 23) gewonnenen Oberflächenbild Abb. 24, welches

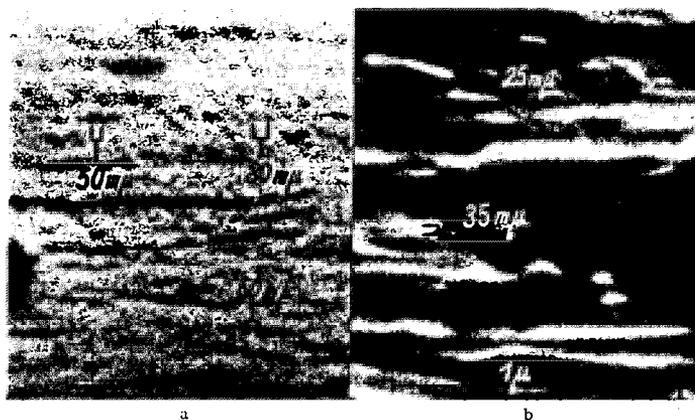


Abb. 25. Bestimmung des Auflösungsvermögens bei Schräg-Oberflächenabbildung.
a) 2462/40. Elektronenoptisch: 7400:1, Abbildung 28000:1. b) 2841/40. Elektronenoptisch: 5700:1, Abbildung: 37000:1. $\beta \approx 8^\circ$; $\gamma = 4^\circ$.

das Profil einer geschliffenen Stahlwelle von 2 mm Durchmesser darstellt, ein Beispiel. Bei diesem Bild durchläuft γ von oben nach unten alle Werte von 0 bis β .

Das Auflösungsvermögen kann, wie bei Durchstrahlungsbildern oder bei optischen Auflichtbildern, durch den Abstand zweier getrennt wiedergegebener Punkte nachgewiesen werden. Wegen der in der einen Richtung vorhandenen Verkürzung wären hierfür nur Punkte heranzuziehen, deren Entfernung vom Objektiv gleich groß ist. In Abb. 25a ist eine Aufnahme wiedergegeben, in der eine Strecke von 50μ aufgelöst ist. Damit ist das Auflösungsvermögen selbst des Ultraviolett-mikroskops unterschritten. Es hängt nun aber vom Zufall ab, ob ein Objekt in der verlangten Richtung zwei geeignet kleine Partikel gerade im Abstand des Auflösungsvermögens aufweist. Abb. 25b z. B. erscheint so scharf, daß noch geringere Abstände als 50μ aufgelöst sein würden, jedoch fehlen geeignete Einzelheiten. Dagegen enthält das Objekt Partikel in solchen Abständen, die an den gekennzeichneten Stellen in Abb. 25b in der 14fachen Verkürzung vom Objektiv unter dem gleichen Winkel erscheinen wie zwei Punkte

einheitlicher Objektiventfernung mit einem gegenseitigen Abstand von 25μ . Da für das Objektiv, solange α_0 klein gegen $\beta/2$ ist, der Strahlenverlauf nur von dem Winkel abhängig ist, unter dem die abzubildenden Gegenstände erscheinen, kann man schließen, daß das Objektiv der verwendeten Öffnung bei der vorliegenden Geschwindigkeitsstreuung noch in der Lage ist, zwei Punkte einheitlicher Objektiventfernung mit einem Abstand von 25μ getrennt darzustellen.

Ein sehr deutlicher Einfluß der Strahlspannung auf das Oberflächenbild konnte nicht gefunden werden. Auch dieses Ergebnis entspricht der Erwartung, da eine größere Durchdringungsfähigkeit der Elektronen hier im Gegensatz zur Durchstrahlungsmikroskopie keinen besonderen Vorteil bedeutet. Indessen bleibt auch hier bei der höheren Spannung der Vorteil der größeren Lichtstärke, so daß einer Verwendung allzu niedriger Strahlspannung schon dadurch eine Grenze gesetzt ist. Bisher wurden diese Untersuchungen meist mit einer Strahlspannung von 50 kV durchgeführt.

4. Energie- und Ladungsaufnahme der Objekte. Die gegenseitige Beeinflussung von Objekt und den einzelnen Elektronen ereignet sich bei durchstrahlten Objekten in der Zeit von 10^{-16} bis 10^{-15} sec. Von den das Objekt durchstrahlenden Elektronen bleiben einige im Objekt völlig stecken (Absorption), andere erleiden einen mehr oder weniger großen Geschwindigkeitsverlust. Diese Elektronen geben also ihre Bewegungsenergie ganz oder teilweise an das Objekt ab, wodurch dieses erwärmt wird. Die Wärmeaufnahme des Objektes durch Absorption der Elektronenstrahlen läßt sich nach den von LENARD (87) gegebenen Vorstellungen und quantitativen Angaben berechnen. Die in der Elektronenmikroskopie noch scharf abgebildeten Schichten sind kleiner als diejenige Dicke x_1 , innerhalb deren die auftreffenden Elektronen ihren parallelen Gang annähernd beibehalten, d. h. also nicht durch Diffusion wesentlich zerstreut werden. Damit gilt für den absorbierten Anteil ΔI und den auftreffenden Anteil I_s des Elektronenstromes:

$$\frac{\Delta I}{I_s} = 1 - e^{-\alpha_0 x}, \quad (24)$$

wobei α_0^* das wahre Absorptionsvermögen ist. Da bei $x < x_1$ der Wert $\Delta I/I_s$ immer klein ist gegen 1, kann man in Vereinfachung von (24) schreiben:

$$\frac{\Delta I}{I_s} = \alpha_0 \cdot x = \frac{dI/dx}{I_s} \cdot x, \quad (25)$$

α_0 kann man mit einer für die hier interessierende Genauigkeit ausreichenden Schärfe als dem spezifischen Gewicht γ der durchsetzten Schicht proportional ansehen. Die Größe α_0/γ ist eine Funktion der Voltgeschwindigkeit U_s der Elektronen und in Abb. 14 dargestellt.

* Diese von LENARD stammende Bezeichnung α_0 ist nicht zu verwechseln mit der am Anfang dieser Arbeit eingeführten Objektivapertur.

Neben der Absorption der Elektronen, bei der die absorbierten Stromanteile ihre gesamte Energie an das Objekt abgeben, tritt nun noch ein Geschwindigkeitsverlust ein, den die das Objekt durchsetzenden Elektronen in mehr oder weniger starkem Maße erleiden. Dabei bestimmt man zahlenmäßig den mittleren Geschwindigkeitsverlust ΔU nach den von LENARD gegebenen Vorstellungen [vgl. (39)] für dünne Schichten $x < x_1$ wie folgt:

$$\frac{\Delta U}{U_s} = \epsilon_0 \cdot x = \frac{dU/dx}{U_s} \cdot x. \quad (26)$$

Auch hier können wir bei Objekten kleinen Atomgewichts (z. B. organische Stoffe) in einer für unsere Zwecke ausreichenden Annäherung annehmen, daß der Geschwindigkeitsverlust der Dichte proportional ist. Der Geschwindigkeitsverlust ϵ_0/γ ist nur eine Funktion von U_s und eben falls in Abb. 14 dargestellt.

Will man die gesamte in Wärme umgesetzte Leistung ΔN berechnen, die in einem Objekt der Dichte γ und der Dicke x erzeugt wird, wenn ein Elektronenstrom I_s von der Strahlspannung U_s auftrifft, so gilt:

$$\Delta N = U_s \cdot \Delta I + I_s \cdot \Delta U. \quad (27)$$

Mit der Strahlleistung

$$N_s = U_s \cdot I_s \quad (28)$$

finden wir nach Einführung von (25), (26) und (28) in (27)

$$\Delta N = N_s \cdot \left(\frac{\alpha_0}{\gamma} + \frac{\epsilon_0}{\gamma} \right) \gamma \cdot x. \quad (29)$$

Die Summe $\left(\frac{\alpha_0}{\gamma} + \frac{\epsilon_0}{\gamma} \right)$ ist in Abb. 14 ebenfalls eingetragen, so daß es damit möglich ist, die aufgenommene Leistung zu bestimmen.

Die Annahme, daß bei den im Übermikroskop untersuchten Objekten die Dicke innerhalb der Parallelfalldicken x_1 liegt, ist gerechtfertigt, weil diese für einen mittleren Abstreuwinkel von 10° gilt, während die Objektivaperturen, wie wir oben sahen, 10^{-2} kaum überschreiten.

Als zulässige Belastung bei mäßig dick beschickten Kollodiumfolien von etwa $2 \cdot 10^{-5}$ mm Dicke fanden wir 1 mA/mm² bei 55 kV. Man kann ein dünnes Objekt mit größeren Stromdichten bestrahlen als ein dickes. Verwendet man sehr dicke Objekte, die alle Elektronen absorbieren, so kann man erhebliche Leistungsdichten in der Flächeneinheit der bestrahlten Körper erzeugen. Wir beobachteten beispielsweise Umkristallisation während der übermikroskopischen Betrachtung einer Rasierklingenschneide oder Schmelzen von Silberdrähten, also Temperaturen um 1000°C.

Bei den meist vorliegenden, nicht leitenden Objekten kann eine Aufladung durch die absorbierten Elektronen erfolgen. Da die absorbierten Elektronen nicht nur ihre ganze Energie, sondern auch ihre ganze Ladung an das Objekt abgeben, ist das Verhältnis der aufgenommenen zur durchgehenden Ladung ebenfalls $\frac{\Delta I}{I_s} = \alpha_0 \cdot x$. Um eine negative Aufladung

des Objektes gegen seine Umgebung und damit Bildstörungen zu verhindern, ist es daher nötig, daß die durchgehenden Elektronen im Objekt durch Sekundäremission denselben geringen Bruchteil $\alpha_0 x$ auslösen. Eine so geringe Sekundärausbeute der Größenordnung 10^{-2} bis 10^{-4} scheint immer vorhanden zu sein, so daß Bildstörungen, die auf eine Aufladung der Objekte schließen ließen, beim Durchstrahlungsmikroskop bisher kaum beobachtet wurden.

Die das Objekt haltenden Blenden und die Objektpatrone absorbieren natürlich fast alle auftreffenden Elektronen. Die Aufladung dieser Teile kann aber, da sie leitend sind, durch konstruktive Maßnahmen am Elektronenmikroskop vermieden werden, so daß auch dadurch eine Erschwerung des Mikroskopierens nicht eintritt. Ebenso ist es natürlich notwendig, diese Patronen in gutem Wärmekontakt mit den gekühlten Teilen des Gerätes zu halten.

Bei Oberflächenabbildung mittels rückgestreuter Elektronen muß man aus Intensitätsgründen die Objekte mit einer höheren Stromdichte als beim Durchstrahlungsverfahren belasten; zudem wird von der auftreffenden Strahlung ein sehr viel größerer Anteil im Objektiv absorbiert. Aus beiden Gründen spielen die Fragen der Erwärmung beim Rückstrahlungsverfahren eine größere Rolle als beim Durchstrahlungsverfahren. Eine besonders energische Objektkühlung ist daher notwendig. Die höhere Absorption bringt es gleichzeitig mit sich, daß Aufladungen möglich sind, die durch Sekundäremission an der Oberfläche nicht mehr kompensiert werden können. So war es bisher nicht möglich, die Oberfläche eines Glases abzubilden.

III. Heutiger Stand der Geräte.

1. **Eigenschaften der verschiedenen Linsenarten.** Bevor wir die wenigen Geräte näher beschreiben, deren praktische Brauchbarkeit bisher durch eine größere Zahl von speziellen übermikroskopischen Untersuchungen (vgl. Kapitel V) schon mehr oder weniger als bewiesen gelten kann, sollen die wichtigsten technischen und optischen Eigenschaften der verschiedenen magnetischen und elektrostatischen Linsentypen zusammengestellt werden (Tabelle 1). Die höchsten Auflösungen wurden danach bisher mit elektromagnetischen Linsen erzielt, das sind stromdurchflossene Spulen variabler Brennweite, während die elektrostatische Zweipollinse, die mit der Strahlspannung betrieben wird und eine feste, bisher größere Brennweite hat, die geringsten Anforderungen an die elektrische Durchbildung des Mikroskops stellt. Ebenfalls einen geringen Aufwand erfordert in dieser Hinsicht die permanentmagnetische Linse, bei der auf eine Regelbarkeit nicht verzichtet zu werden braucht. Der Strahlspannungsbereich, innerhalb dessen die Linsen brauchbar sind, ist bisher bei magnetischen Linsen doppelt so groß wie bei elektrostatischen Linsen. Schließlich ist darauf hinzuweisen,

daß bei den magnetischen Linsen für die im Augenblick erreichten Auflösungen die Strahlspannung auf 10^{-4} konstant gehalten werden muß, während bei der elektrischen Zweipollinse der notwendige Grad der Spannungskonstanz bei allerdings geringerer Auflösung nur 10^{-2} beträgt. Außerdem verbrauchen die elektromagnetischen Linsen im Gegensatz zu den magnetostatischen und den elektrostatischen Zweipollinsen zur Erregung eine gewisse Leistung*.

2. Allgemeine Eigenschaften der Geräte. Von den in Kapitel I,2 in ihrer grundsätzlichen Wirkungsweise beschriebenen verschiedenen Mikroskoparten zur Betrachtung elektronendurchstrahlter Objekte haben bisher nur einige der Geräte mit ruhendem Strahlengang und linsenmäßiger Vergrößerung der Objekte, d. h. also die dem Lichtmikroskop analogen Anordnungen praktische Bedeutung erlangt. Beim Rastermikroskop konnte bisher der Nachteil, daß das entstehende Bild nicht beobachtbar ist, durch keinerlei Vorteil in anderer Richtung (besseres Auflösungsvermögen, dickere Schichten) aufgewogen werden. Das Schattenmikroskop zeigt eine durch den Öffnungsfehler bedingte Bildverzeichnung, die den brauchbaren Mittelteil des Bildes um so mehr einschränkt, je höher das Auflösungsvermögen ist. Wenn man die mit anderen Geräten heute sicher erreichbare Auflösung von $5 \mu\mu$ fordert, würde das Bildfeld, innerhalb dessen sich der Maßstab im Verhältnis 1:2 ändert, bei den heutigen Öffnungsfehlerkonstanten nur noch 10 Bildpunkte von der Größe des Auflösungsvermögens enthalten. Der Durchmesser des so abgebildeten Dingfeldes würde also nur noch $15 \mu\mu$ betragen gegen mehrere μ bei den anderen Geräten. Beide Geräte sind zudem in ihrem technischen Aufwand nicht grundsätzlich einfacher, solange zur Herstellung der kleinen Elektronenquelle Linsen notwendig sind, da die Zahl der Linsen und die Notwendigkeit, Objekt und Photomaterial einzuschleusen, sowie die aufgewendete Spannungshöhe mit den anderen Geräten gleich ist. Sie sollen daher hier nicht weiter behandelt werden.

* Die häufig gemachten Vergleiche, in denen davon gesprochen wird, daß ein magnetisches Mikroskop eine besondere Gleichstromquelle mit erheblicher Leistung¹ benötige, oder davon, daß das elektrische Gerät praktisch leistungslos arbeite, da es den Strombedarf der magnetischen Linse vermeide² oder davon, daß beim magnetischen Gerät im Gegensatz zum elektrostatischen komplizierte und umfangreiche Glättungs- und Regelinrichtungen notwendig seien³, sind unzutreffend. Die zutreffenden Angaben⁴ zeigen, daß die Spulenleistung von etwa 150 W nur 10% der bei beiden Geräten aufzubringenden Gesamtleistung beträgt und daß die Glättung beim magnetischen Gerät mit der nur kleinen Kapazität von $0,087 \mu\text{F}$ erfolgt. (Die bisher für eine bestimmte Ausführungsform des elektrostatischen Geräts angegebene Glättungskapazität beträgt $1 \mu\text{F}$).

¹ RAMSAUER, C.: Jb. AEG-Forsch. **7**, 1 (1940).

² BRÜCHE, E. u. E. HAAGEN: Naturwiss. **27**, 809 (1939).

³ MAHL, H.: Metallwirtsch. **19**, 488 (1940). — JAKOB, A. u. H. MAHL: Arch. exper. Zellforsch. **24**, 91 (1940).

⁴ RUSKA, E.: ETZ **61**, 889 (1940).

Tabelle 1. Eigenschaften der Linsen hochauflösender Elektronenmikroskope.
 [Die eingeklammerten Werte () sind keine Versuchsergebnisse, sondern geschätzt.]

Eigenschaften, Grenzen und erreichte Werte	I. Magnetisch		II. Elektrisch	
	a) Elektromagnetisch	b) Permanentmagnetisch	a) 3-Polschaltung	b) 2-Polschaltung
Linseart	Variabel		Fest	
Die Brennweiten sind:	Abstand zwischen Objekt und Objektiv oder			
Die Scharfstellung des Bildes ist möglich durch Regelung von	Strahlstrom	Strahlspannung oder Magnetfluß	Strahlspannung Linse	—
Für die Erzeugung scharfer Bilder ist konstant zu halten [auf etwa]	Strahlspannung [10 ⁻⁴] und Spulenstrom	Magnetfluß [10 ⁻⁴]	Strahlspannung [10 ⁻²] Linse	—
Die Verringerung der Brennweite und damit die Erhöhung der im Gerät erreichbaren Vergrößerung ist begrenzt:	durch die Feldstärke in den Polschuhen (Sättigung)		durch die Feldstärke an den Linsen- elektroden (Feldemission)	
Die Arbeitsbrennweite beträgt zur Zeit im Objektiv bei 50 kV 100 kV Projektiv bei 50 kV 100 kV	2 mm 3 mm 1 mm 1,5 mm	7,3 (10) 2,7 (4)	6,5 mm (11 mm) 3 mm (5 mm)	
Die Erhöhung der Strahlspannung und damit der Bildhelligkeit und der Objektdicke ist begrenzt	durch die Spannungssicherheit des Strahlenerzeugers, bisher erreicht sind 100 kV		wie I, außerdem durch die Spannungssicherheit der Linse, bisher erreicht sind 50 kV	

Benötigte Leistung für Objektiv bei 50 kV 100 kV Projektiv bei 50 kV 100 kV	100 W 250 W 40 W 100 W	0 0 0 0	(10 W) (20 W) (10 W) (20 W)	0 0 0 0
Elektrischer Aufwand zum Betrieb der Linsen	Gleichstromquelle und Strom- regelung von 100 W aufwärts bei 60—200 V	kein Aufwand	Hochspannungs-Hochvakuumein- führung von 50 kV aufwärts und Hochspan- nungsteiler von 50 kV aufwärts (bei 0,1—1 mA)	
Sonstiger Aufwand zum Betrieb der Linsen	Zentrierung und Reinigung der Linsen — Wasserkühlung	—	Erneuerung der Hochglanzpolitur der Linsenelektroden —	
Öffnungsfehler: Seine Verringerung erhöht das Auflösungs- vermögen	Kann für ein physikalisch realisierbares Feld nicht streng zu Null gemacht werden Öffnungsfehlerkonstante C [siehe Gl. (10)] sinkt rasch mit fallender Brennweite beträgt heute etwa 2 mm	—	etwa 20 mm	
Chromatischer Fehler: Seine Verringerung erhöht das Auflösungs- vermögen	Kann nicht zu Null gemacht werden und beträgt unter sonst gleichen Verhältnissen die Hälfte des Wertes von II	—	das Doppelte des Wertes von I	
Zur Zeit sind Masspunkte getrennt im Ab- stand von:	2,5 $m\mu$	16 $m\mu$	Angaben fehlen	Massenpunkte 15 $m\mu$ Löcher 8 $m\mu$

Nach den Erfahrungen mit dem ersten hochauflösenden Elektronenmikroskop [E. RUSKA (115)] arbeiten heute praktisch alle Geräte mit drei magnetischen Linsen, die als Kondensator, Objektiv und Projektiv wirken. Eine Ausnahme hiervon macht lediglich das auf einen besonderen Kondensator verzichtende Mikroskop mit elektrostatischen Linsen von MAHL (90, 94). Über dieses Mikroskop sowie über das durch v. ARDENNE (11) gebaute magnetische Gerät sind seinerzeit sehr ausführliche Angaben gemacht worden, während über das früheste zu laufenden übermikroskopischen Untersuchungen brauchbare Gerät, das die Fortsetzung der Entwicklung zum ersten hochauflösenden Durchstrahlungsmikroskop darstellt, bisher nur kürzer berichtet wurde [v. BORRIES und E. RUSKA (27, 31, 32)]. Da diese Entwicklung in ihren einzelnen zeitlichen Abschnitten weitgehend das Vorbild für die späteren Konstruktionen von anderer Seite abgegeben hat, soll im folgenden von ihr ausgehend der heutige Stand dargestellt werden.

Die elektronenoptischen Versuchsanordnungen von KNOLL und E. RUSKA (79, 80), die als Vorläufer der modernen Geräte anzusprechen sind, zeigen bereits einige Bauprinzipien und besondere Eigenschaften, die sich so bewährt haben, daß sie auch bei allen späteren Konstruktionen verschiedener Entwicklungsstellen beibehalten worden sind. So findet im Gegensatz zu manchen Hochleistungsoszillographen und Elektronenbeugungsgeräten nur eine Hochvakuumpumpe Verwendung, die meist am Projektionstubus angesetzt ist und das Elektronenstrahlrohr über zu diesem Zweck vorgesehene Öffnungen in den Zwischenteilen auspumpt. Die Aufstellung der Mikroskope erfolgt heute durchweg senkrecht, so daß sich die einzelnen konstruktiven Einheiten, in die alle Mikroskope in nahezu gleicher Weise unterteilt sind, selbst tragen und Aufhänge- oder Stützvorrichtungen in Fortfall kommen. Lediglich MARTON hat vorübergehend sein Versuchsgerät (96) waagrecht aufgebaut, diesen Aufbau, der übrigens bei den Emissionsmikroskopen üblich ist, später jedoch wieder verlassen (98). Das Elektronenstrahlrohr liegt heute ebenfalls bei allen Geräten oben, der Endbildleuchtschirm unten, da hierbei sowohl die Hochspannung bequem über dem Kopf des Beobachters zugeführt werden kann als auch Leuchtschirme in natürlicher Weise von oben betrachtet werden können. Die früh eingeführte Beobachtung des Zwischenbildes auf einem zum Durchlaß des Endbildes durchbohrten Leuchtschirm (22, 115) findet meistens Anwendung (95, 90, 11, 102). Die für das Endbild oder das Zwischenbild vorgesehene Betrachtungsmöglichkeit für mehr als einen Beobachter (115) wird häufiger angewandt (31, 90, 77) und die als angenehm empfundene binokulare Betrachtung (27) benutzt (92, 102). Die Zahl der Abbildungsstufen, die schon bei den ersten elektronenmikroskopischen Versuchen zwei betrug (79), ist bisher ebenfalls trotz gelegentlicher Diskussion nirgends erhöht worden. Zur Beobachtung der Scharfstellung an verschiedenen Stellen des Strahlenganges werden vielfach zusätzliche Lichtmikroskope benutzt (27, 31, 32, 11).

Da mit Hilfe einer Eisenkapselung die Brennweite magnetischer Linsen herabgesetzt werden kann (122), sind Polschuhlinzen (23, 115) für elektronenmikroskopische Zwecke besonders geeignet und werden daher durchweg (96, 95, 2, 105, 11, 77, 102) verwendet; dabei sind meist die Polschuhe austauschbar in der Eisenkapselung der magnetischen Spule befestigt und schließen zwischen sich eine die Apertur beschränkende unmagnetische Blende ein.

Als Elektronenstrahlrohr wurden bei den früheren Versuchen zur Durchstrahlungsmikroskopie Gasentladungsröhre (79) verwendet, die jedoch schon beim ersten für die praktische Mikroskopie durchgeführten Entwurf (27) durch nach dem Dreielektrodenprinzip arbeitende Glühkathodenrohre ersetzt wurden. Entsprechend finden wir bei den älteren Geräten (115, 96, 95) ausschließlich Gasentladungsröhre vor, bei neueren Konstruktionen dagegen durchweg Glühkathodenrohre (31, 105, 90, 11, 77, 102). Die Spannung der Elektronenrohre betrug schon in den Anfängen der Durchstrahlungsmikroskopie etwa 70 kV und wurde seither langsam auf 80—100 kV (35) gesteigert. Beim Gerät mit elektrostatischen Linsen und an Kathodenpotential liegenden mittleren Linsenelektroden beträgt die Strahlspannung 40—50 kV, wofür als Grund die Schwierigkeit angegeben wird, hohe Spannungen auf kleine Strecken im Vakuum zu beherrschen (90).

Zur Herstellung der photographischen Aufnahmen wird das von HOCHHÄUSLER (71) anlässlich der Konstruktion eines Kathodenstrahloszillographen in die Vakuumtechnik eingeführte Schleusenverfahren angewandt. Die Ausführungen der verschiedenen inzwischen bekannt gewordenen Schleusen weichen von der damals angegebenen Anordnung zum Teil beträchtlich ab. Insbesondere wurde eine neuere Schleuse der Verfasser (118), wonach die photographischen Platten in einen durch zwei gummigedichtete Schleusentore von der Außenluft und vom Mikroskopraum abtrennbaren Schleusenraum gebracht und dort belichtet werden (31), bei den jüngsten Konstruktionen (11, 44, 102) übernommen. Eine Variante dieser Anordnung wurde auch als Schleuse für die Objekteinführung (44) angewendet.

Eine gewisse Uneinheitlichkeit besteht noch bezüglich der Baulänge L der Geräte, des im Gerät erzielten Abbildungsmaßstabes A und des Objektivblendendurchmessers d . Diese Werte betragen z. B. bei magnetischen Geräten 1. (31, 32) $L = 1,20$ m, $A = 40\,000:1$, $d = 0,05$ bis $0,025$ mm oder 2. (11) $L = 2,2$ m, $A = 125\,000:1$, $d = 0,025$ bis $0,003$ mm und bei dem elektrischen Gerät 3. (94) $L = 1,40$ m, $A = 9000:1$, $d = 0,1$ mm. Die wirksame Apertur, mit der die Objekte bestrahlt werden, dürfte jedoch wieder einheitlich bei etwa $0,001$ (28, 30) liegen. Die konstruktive Ausbildung der Zentriermöglichkeiten sowie der Objektschleusen ist ebenfalls bei den bekannt gewordenen Geräten verschieden.

3. Das Siemens-Übermikroskop (31, 32). Das Gesamtgerät (Abb. 26) zeigt einen geschlossenen Aufbau, bei dem sämtliche Zubehörteile, wie

die Vakuumanlage, die Bedienungsschalttafel und ein die auf Hochspannung befindlichen Schaltelemente und Stromquellen enthaltender Kasten in einem gemeinsamen Hohlständer organisch zusammengefaßt

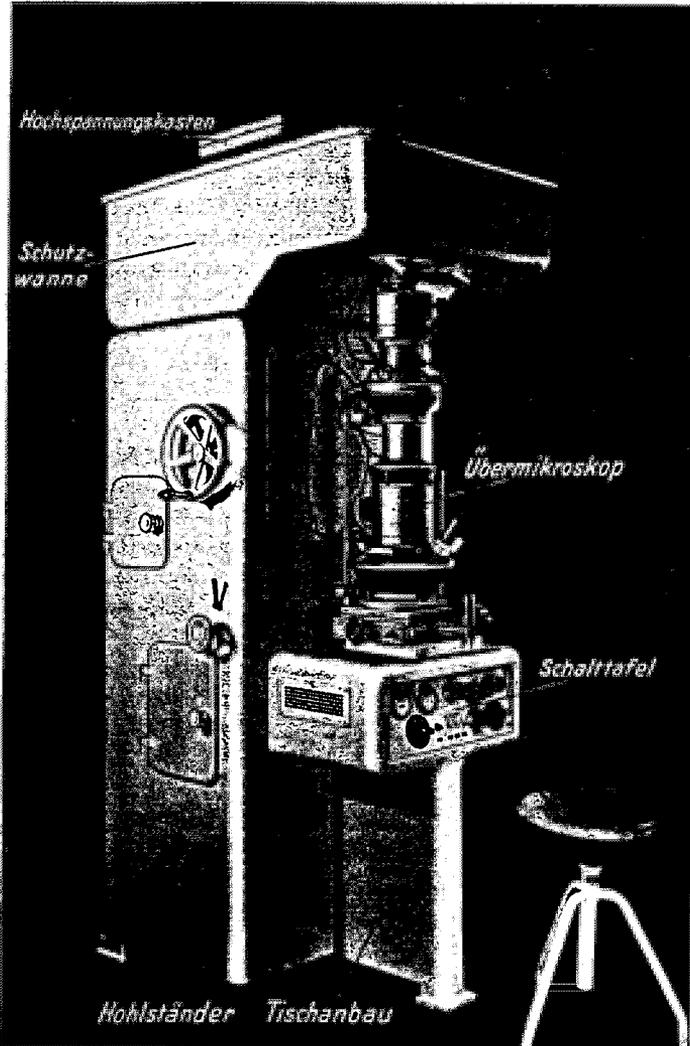


Abb. 26. Siemens-Übermikroskop nach E. RUSKA und B. v. BORRIES.

sind. Der früher verwendete besondere Schaltschrank fällt neuerdings fort, da die in ihm zusammengefaßten elektrischen Anlageteile jetzt im Gerät bzw. im Hochspannungsgleichrichter untergebracht sind. Der Aufbau ist ferner berührungssicher ausgeführt, was bei magnetischen Geräten dadurch erleichtert wird, daß die Hochspannung nur einmal (Kathode) in das Gerät eingeführt werden muß.

Die in der Elektronenoptik so bequeme Regelmöglichkeit der Linsenbrennweite wird für das Übermikroskop bei allen Linsen ausgenutzt. Durch den Drehwiderstand im Kondensorkreis wird die Bildhelligkeit geregelt, durch einen Grob- und Feinregelwiderstand im Objektivkreis wird das Objekt scharf eingestellt, und schließlich regelt der Widerstand im Projektiv die Vergrößerung der zweiten Stufe und damit die des Endbildes.

Die geringe Länge des Mikroskops (Strahlänge von Kathode bis Platte 0,85 m) erleichtert die Bedienung, da der Beobachter im Sitzen sämtliche während des Mikroskopierens notwendigen mechanischen und elektrischen Einstellungen und Schaltungen, sowie die Beobachtung des Zwischen- und Endbildes vornehmen kann. Weiterhin ist der Einblick in das Gerät außer von vorn auch von den beiden Seiten durch sitzende Beobachter ohne Beschränkung durch hochspannungsführende Leitungen oder durch sonstige Geräteteile möglich. Die drei Beobachter können das Zwischenbild in etwa 80- bis 160facher Vergrößerung über Prismen und das Endbild in etwa 4000- bis 40000facher Vergrößerung direkt und mit beiden Augen oder über ein vor das Beobachtungsfenster schwenkbare Einstellmikroskop¹ vierfacher Vergrößerung betrachten. Da die Auflösung des Gerätes zur Zeit mindestens $3 \mu\mu$ beträgt, wird der förderliche Abbildungsmaßstab von $100\,000:1$ schon im Gerät annähernd erreicht, so daß die interessierenden Bildeinzelheiten bei unmittelbarer Beobachtung genügend wahrgenommen werden können und meistens keine nachträgliche photographische Vergrößerung der aufgenommenen Bilder nötig ist.

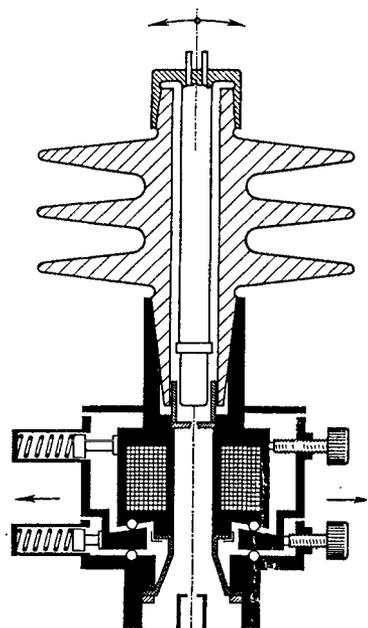


Abb. 27. Schnitt durch Elektronenstrahlrohr und Kondensator des Übermikroskops.

Das Strahlerzeugungsrohr (Abb. 27 und 28) hat die Aufgabe, einen zur mechanischen Rohrachse genau koaxialen Elektronenstrahl hoher Beschleunigungsspannung (85 kV) und sehr kleinen Stroms von gleichbleibender Stärke ($20\text{--}50 \mu\text{A}$, Konstanz $\approx 10^{-2}$) zu erzeugen. Es besteht aus einem mit Rippen versehenen durchbohrten Isolator mit konischen Innenschliffen an jedem Ende. Das anodenseitige Ende des Isolators befindet sich in einem feldfreien, ringförmigen Raum, der durch den Außenschliff des Anodenkörpers und den dazu konzentrischen Anoden-

¹ Hierfür war ursprünglich von H. O. MÜLLER eine Lupe vorgeschlagen worden.

zylinder gebildet wird. Der auf der Gegenseite des Isolators konisch befestigte Kathodenschaft enthält die Heizleitungen, die zu der als Stecker ausgebildeten Wolframdrahtkathode führen. Die über einen verstellbaren Zwischensockel auf dem Kathodenstecker befestigten Haarnadelkathoden werden bei der Herstellung unter Vakuum ausgeglüht und dann unter dem Lichtmikroskop zum Stecker genau zentriert. Bei der Auswechslung wird der Stecker durch die über den Kathodenschaft geschobene und durch eine Überwurfmutter gehaltene Steuerhülse zur Steuerbohrung zentriert, so daß der Strahl sich genau in der Achse des Beschleunigungssystems

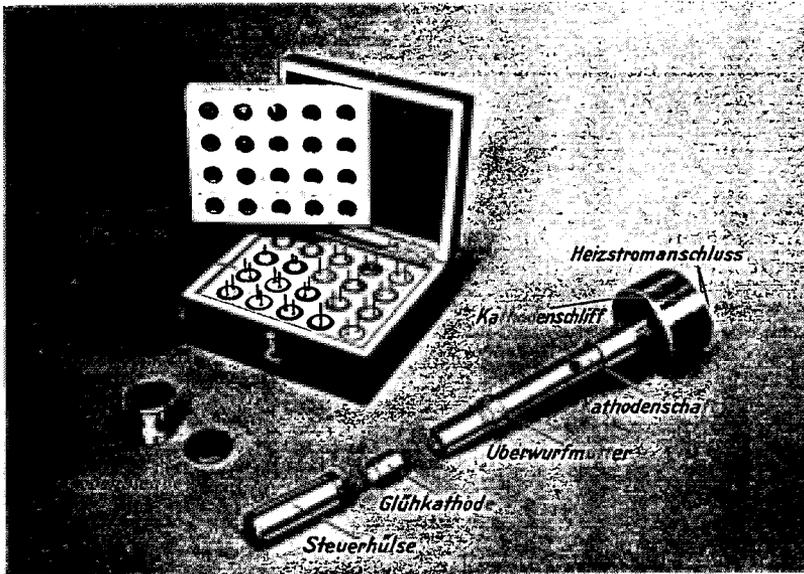


Abb. 28. Teile des Elektronenstrahlrohrs.

ausbildet und keine wesentliche Lagenänderung der Kathodenspitze durch die Betriebstemperatur eintritt. Steuerhülse, Anodenzylinder und Anodenblende können zur Reinigung und Politurerneuerung herausgenommen werden. Diese Reinigung ist bei magnetischen Geräten nur für das Strahlrohr durchzuführen. Das Elektronenstrahlrohr ist fest mit der Kondenserspule zusammengebaut. Der gesamte Bestrahlungsapparat (Abb. 27) kann jedoch jeweils nach zwei Koordinaten in der Ebene senkrecht zum Strahl verschoben und um das Objekt als Mittelpunkt geneigt werden, was durch zwei Einstellschraubenpaare bewirkt wird. Die Abdichtung des beweglichen Bestrahlungsteils gegen das Mikroskop erfolgt durch eine Gummimanschette, die an ihren beiden Enden mit den beiden anschließenden Geräteteilen durch Druckmuttern abgedichtet ist. Die Konstruktion gestattet in übersichtlicher Weise die genaue Ausrichtung des Strahls bei der Aufnahme von Hellfeld-

bildern sowie die Schrägstellung des Strahls zur Aufnahme von Dunkel-feldbildern.

Die Objektschleuse (Abb. 29) besteht aus einem den Strahl quer durchsetzenden, mit einer Querbohrung versehenen Schliffküken, dessen Bohrung als Schleusenraum dient und je nach der Kükenstellung mit der Gerätechse zusammenfällt (Betriebsstellung) oder quer dazu liegt und dann mit einer im Kükengehäuse befindlichen Einbringöffnung für das Objekt kommuniziert (Einschleusstellung) (117). Beim Schleusen wird das geringe Luftvolumen der Kükenbohrung unmittelbar in das Hochvakuum geschleust, welches nach wenigen Sekunden wieder hergestellt ist. Anschläge lassen beide Kükenstellungen schnell finden. Für den Objektträger wurde eine besondere durchbohrte Patrone ein-

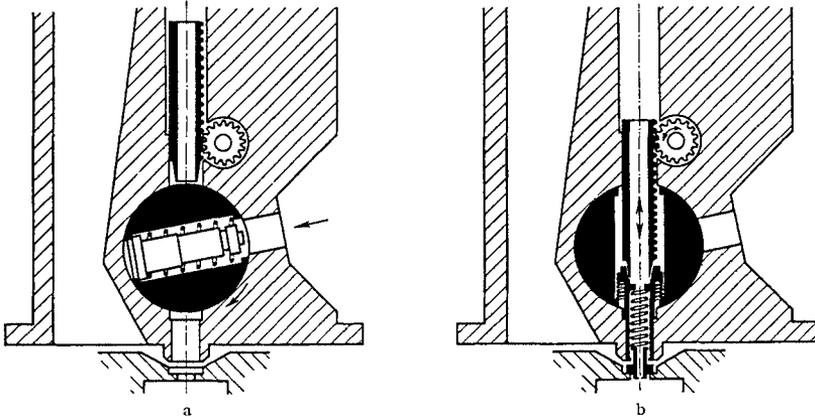


Abb. 29. Schnitt durch die Objektschleuse des Übermikroskops. a Einschleusstellung. b Betriebsstellung.

geführt, mittels der er bequem ein- und ausgeschleust werden kann. Eine feste Lage des Objekts gegenüber dem Objektiv und damit eine weitgehende Unempfindlichkeit der Bildlage auf dem Leuchtschirm gegenüber mechanischen Erschütterungen des Geräts wird neuerdings in einfacher Weise dadurch erreicht, daß die gegenüber der Patrone federnd und mit einem gewissen seitlichen Spiel befestigte Objektträgerfassung auf eine die Querverschiebung gestattende Gleitfläche des oberen Pol-schuhes gedrückt wird [vgl. auch S. 296 und v. ARDENNE (11)]. Das Objekt kann gegenüber dem Objektiv in zwei Koordinaten in der zur Strahlachse senkrechten Ebene verschoben werden. Die Bewegung wird durch zwei zu beiden Seiten des Gerätes angebrachte senkrechte Dreh-säulen über Kniehebel entgegen dem Druck von zwei Federn bewirkt. Das Absuchen des Objekts ist in bequemer Armhaltung möglich, da auch am unteren Ende der Säulen Handräder angebracht sind (vgl. Abb. 26). Die Abdichtung der Schleuse gegen das Objekt erfolgt über eine kreisförmige Flachgummidichtung, deren äußerer Rand gegen das Objektiv und deren innerer Rand gegen die Schleuse abgedichtet ist.

Bei der Plattenschleuse (Abb. 30a, b und c und Abb. 31) wurde von dem vielfach bisher üblichen Prinzip der Einschleusung durch konische Schlitze abgegangen. Es sind zwei flache mit Gummidichtungen versehene Schleusentore vorhanden, die wahlweise geöffnet und geschlossen werden können und von denen neben der Schleusenfunktion das äußere Tor zum Auswechseln der Kassette, das innere zum Öffnen und Schließen des Kassettendeckels dient. Die Platten vom Format $6\frac{1}{2} \times 9$ cm werden in geschlossenen Kassetten in einen aus dem äußeren Schleusentor heraus-

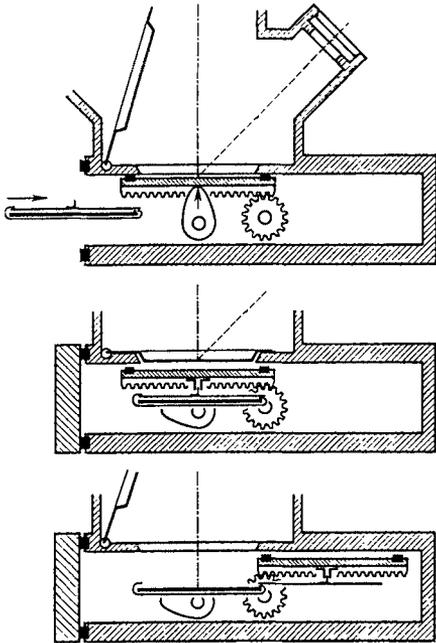


Abb. 30. Schema der Plattenschleuse des Übermikroskops.

ziehbarer Kassettenträger gelegt und werden zur Belichtung durch Zurseiteschieben des inneren Schleusentores mittels Drehschliffs (Ritzel am Schliff greifen in Zahnstangen am Schleusentor) geöffnet, wodurch man den darunterliegenden Kassettendeckel aufzieht. Die Exposition der Platte erfolgt durch Hochklappen eines über der Kassette liegenden Leuchtschirmes. Bevor man durch den Vakuumschalthahn Luft in die Schleuse einläßt, wird das innere Schleusentor mittels eines Drehschliffs über 2 Knebel nach oben gegen die Ränder der rechteckigen Aussparung für die Plattenexposition gepreßt. Das äußere Schleusentor wird nach Austausch der Kassette durch eine Spannbrücke mit einer zentralen Druckschraube zugeschraubt, worauf der Schleusenraum mittels des Schalthahnes erst von der Vorpumpe und — nach Entknebeln des dadurch von

der Dichtung abfallenden inneren Schleusentores — von der Diffusionspumpe evakuiert wird. Die Unterbrechung der Bildbeobachtung durch einen Plattenwechsel dauert nur 1 Minute.

Neben den beim Mikroskopieren laufend zu benutzenden Schleusen für Objekt und photographische Platte ist eine weitere Vorrichtung angebracht, die das bei einem Elektronenmikroskop gelegentlich notwendige Auswechseln von Blenden, Leuchtschirmen und Linsen zur Reinigung oder Erneuerung erleichtert. Ein vom Hohlstativ her mittels Handrades angetriebener, unterhalb der Objektivspule angreifender Arm hebt das Oberteil des Mikroskops an und erlaubt es zusammen mit Hochspannungskasten und Schutzwanne seitlich auszuschnwenken, ohne daß Objektschleuse und Elektronenstrahlrohr abgebaut zu werden brauchen. Im ausgeschwenkten Zustand ist das Objektiv von unten und das

Projektiv von oben zugänglich. Eine Auswechslung von Linsenspalschuhen dauert etwa 10 Minuten.

Das Gerät wird evakuiert mittels einer dreistufigen Hg-Diffusionspumpe mit rotierender Ölpumpe als Vorpumpe. Die metallische Pumpleitung enthält eine Hartglaskühlfalle und ein Federrohr und mündet in den Projektionstubus. Diese Anordnung ergibt geringe Schwingungsübertragung und vermeidet weitgehend ein Öffnen der Pumpleitung beim Auseinanderbau des Gerätes. Das Vakuum im Mikroskop wird an einer mittels Druckknopf einschaltbaren Glimmentladung in einem Prüfröhrchen aus Hartglas beobachtet, das auf die Kühlfalle aufgesetzt ist; das Vorkvakuum wird durch ein Hg-Manometer angezeigt.

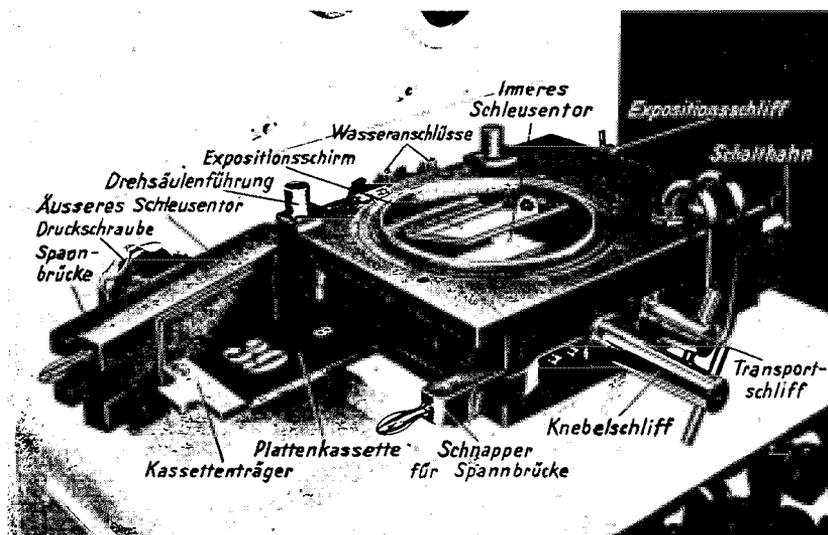


Abb. 31. Ansicht der Plattenschleuse

Die Beschleunigungsspannung wird von einem Hochspannungsgleichrichter geliefert, der vom Netz über einen aus zwei hintereinandergeschalteten Magnetreglern bestehenden Regelsatz und einen Stufentransformator gespeist wird und den Hochspannungstransformator und die beiden Ventile in einem gemeinsamen Ölgehäuse enthält. Die Glättung erfolgt mittels einer Siebkette von $0,087 \mu\text{F}$ Gesamtkapazität (120). Durch den Stufentrafo läßt sich die Gleichspannung zwischen 40 und 85 kV einstellen. Man kann daher sowohl bei hoher Spannung, die für die meisten Objekte günstig ist, als auch bei für bestimmte Objekte geeigneter niedrigerer Spannung arbeiten.

Die einzelnen Teillängen des insgesamt 850 mm langen elektronenoptischen Strahlenganges sind im Schema der Abb. 33 eingetragen. Danach beträgt die Entfernung Kathode—Objekt 260 mm, Objekt—Zwischenbildschirm 325 mm und Zwischenbildschirm—Platte 265 mm. Als Strahl-

quelle ist der kurz hinter der Kathodenspitze unter dem Einfluß der drehsymmetrischen Dreielektrodenanordnung: Kathode — dazu negative Steuerblende — Anode entstehende engste Strahlquerschnitt (Brennfleck) anzusehen. Der das wirksame Linsenfeld erzeugende Spalt in der Eisenkapselung der Kondensorspule ist zur Vermeidung unfreiwilliger Überlastung des Objektes von diesem fast dreimal so weit entfernt als von der Kathode, so daß auf dem Objekt höchstens der achte Teil der Stromdichte im Brennfleck vor der Kathode auftreten kann. Durch Verringerung der negativen Vorspannung der Steuerblende kann der Strahlstrom vom Wert 0 an vergrößert werden. Ein Strahlstrom von nur 20 bis 50 μA genügt bei der Empfindlichkeit der Leuchtschirme

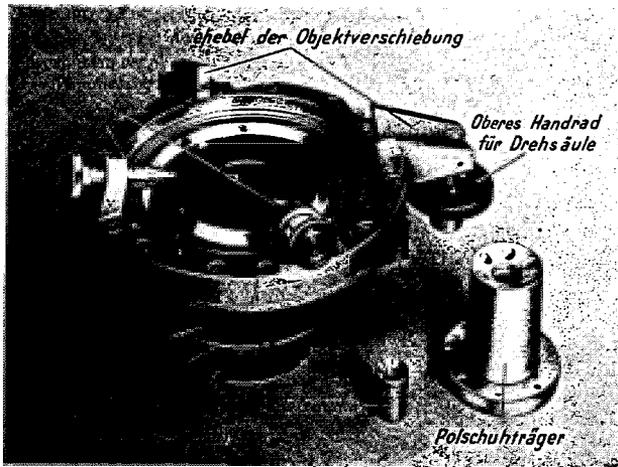


Abb. 32. Ansicht der Objektivspule des Übermikroskops.

selbst bei der größten etwa 40000fachen Vergrößerung, um im Endbild die zur Scharfstellung ausreichende Helligkeit zu erzielen.

Für die Objektträgerblenden (vgl. Abb. 44) sind zwei verschiedene Fassungen vorgesehen, die auf die Einschleuspatrone aufgeschraubt werden. Nach Einschleusen der Patrone wird diese durch einen Objekttrieb aus dem Schleusenköken heraus bewegt¹ und dabei die untenliegende, in Richtung der Patrone federnde Fassung auf die Gleitfläche des Objektivpolschuhes gedrückt. Die Anordnung der in die Objektivspule konisch eingesetzten Polschuhe und des Polschuhträgers zeigt Abb. 32. Zur scharfen Abbildung muß in der Objektivspule eine Brennweite von etwa 2 bzw. 4 mm eingestellt werden, so daß sich Abbildungsmaßstäbe erster Stufe von etwa 160:1 bzw. 80:1 ergeben. Eine Verminderung dieser Vergrößerungen läßt sich durch Umdrehen der Objektblenden in den Fassungen erreichen, so daß die Objekte auf der dem Objektiv abgewandten Blendenseite, d. h. um die Dicke der

¹ Nach einem Vorschlag von H. O. MÜLLER.

Objektblenden weiter vom Objektiv entfernt liegen. Die besonders störfeldanfällige Strecke zwischen Objekt und Zwischenbild ist durch einen aus mehreren konzentrischen Mu-Metallzylindern bestehenden Abschirm-einsatz besonders gut gegen magnetische Wechselfelder abgeschirmt. Die gesamte Strahllänge ist ohnehin durch das Eisengehäuse des Mikroskops abgeschirmt. Auf dem Zwischenbildschirm ist eine zentrale Öffnung zum Durchlaß des weiter vergrößerten Bildausschnittes sowie eine Millimeterteilung vorhanden, an welcher das in erster Stufe vergrößerte Bild der Objektblende gemessen werden kann, so daß sich daraus im Vergleich mit einer lichtmikroskopischen Messung des Objektblenden-durchmessers der Abbildungsmaßstab der ersten Stufe ergibt. Der zweite Abbildungsmaßstab kann aus dem Verhältnis der runden Bildbegrenzung auf der Platte zu der bekannten Größe der unter dem Zwischenbild-leuchtschirm liegenden Zwischenbildblende bestimmt werden. Der gesamte Abbildungsmaßstab errechnet sich dann aus dem Produkt der beiden Stufen. Da bei der neuen Konstruktion wieder wie bei der ursprünglichen (115) der Abstand zwischen Objekt und Objektiv nicht mehr in weiten Grenzen kontinuierlich einstellbar ist, sind für das Projektiv, um dennoch beliebige Endvergrößerungen zu erhalten, verschiedene Polschuheinsätze vorgesehen, die jeweils mit einem gewissen Brennweitenbereich betrieben werden. So ist z. B. ein Polschuheinsatz für $f=1,1$ bis $2,2$ mm, d. h. für einen Abbildungsmaßstab von etwa $240:1$ bis $120:1$, ein anderer für $f=1,5$ bis 5 mm, d. h. für einen solchen von etwa $180:1$ bis $50:1$ vorhanden. Die Variationsmöglichkeit der Endvergrößerung beträgt mit diesen beiden Projektivpolschuhen etwa $40000:1$ bis $20000:1$ und $28000:1$ bis $8000:1$ bzw. die Hälfte dieser Werte, falls im Objektiv die größere Brennweite benutzt wird.

Dunkelfeldaufnahmen werden in einfacher Weise dadurch erhalten, daß mittels der beiden unter 90° liegenden oberen Stellschrauben des Bestrahlungsapparates dieser um das Objekt als Mittelpunkt geneigt wird (vgl. Abb. 27).

Zur Gewinnung stereoskopischer Aufnahmen sind besondere Objekt-fassungen mit verschiedenen Stereowinkeln vorhanden, die in die normale Einschleuspatrone eingeschraubt werden. In diesen sitzt das Objekt um die gegen die Strahlachse schwach geneigte Achse drehbar so in der Patrone, daß der Objektmittelpunkt auf der Patronenachse liegt. Nach Herstellung einer Aufnahme wird das Objekt ausgeschleust, um 180° um seine geneigte Achse gedreht und so ein zweites Mal der gleiche Bildausschnitt aufgenommen [vgl. auch S. 293 und v. ARDENNE (10)].

Bereits früh wurde in einer Versuchsanordnung zur Mikroskopie elektronendurchstrahlter Objekte durch Ausschaltung der Linsenfelder das Beugungsbild des Objekts sichtbar gemacht [v. BORRIES und E. RUSKA (25)]. Von besonderem Interesse ist es häufig, Elektronenbeugungs-Diagramme durch übermikroskopische Gesamt- oder Teilbilder

aus dem beugenden Bereich der Probe zu ergänzen oder umgekehrt durch zusätzliche Aufnahme von Elektronenbeugungs-Diagrammen auch noch über die im mikroskopischen Bild aufgelösten Strukturen hinaus Aussagen zu erhalten [O'DANIEL u. RADZIEWSKI (104)]. Es ist im Übermikroskop möglich, sowohl Beugungsaufnahmen von dem Objekt zu machen, als auch diesen Bereich in geringerer elektronenoptischer Vergrößerung ganz abzubilden oder auch stärker vergrößerte Teilauf-

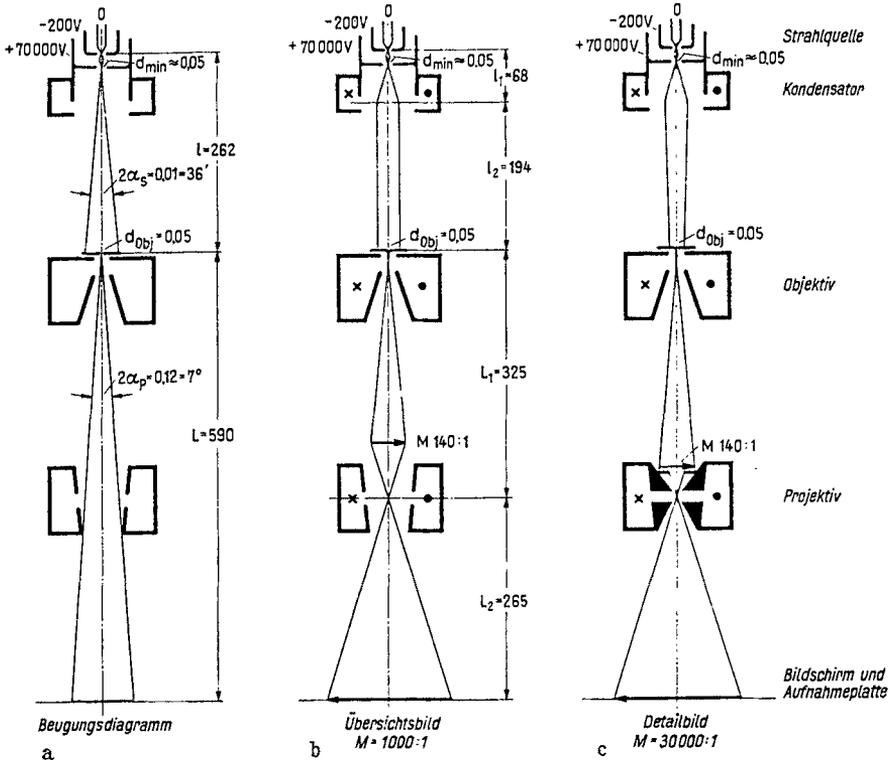


Abb. 33. Strahlengang im Übermikroskop bei a) Beugungs-, b) Übersicht-, c) Detailaufnahmen.

nahmen des Beugungsobjektes zu machen [E. RUSKA (121)]. Man geht dabei so vor (Abb. 33), daß man das Polschuhsystem aus der Projektions-spule entfernt, um einen genügend großen Winkelbereich für den abgebeugten Strahlenkegel freizumachen (Abb. 33 a). Die Spule hat dann nur noch eine Brennweite von einigen Zentimetern, so daß wegen ihrer geringen Vergrößerung nur ein 1000faches mikroskopisches Endbild entsteht, das gerade geeignet ist, um noch den ganzen Bereich der Objektblende (0,1 bis 0,05 mm Dmr.) auf der Platte wiederzugeben (Abb. 33 b). Der von dem gesamten Objekt ausgehende Beugungskegel erscheint nach Abschalten der Spulenströme auf dem Endbildschirm. Das Beugungsdiagramm ist entsprechend den hohen Anforderungen, die vom Be-

strahlungsapparat des Mikroskops erfüllt werden müssen, sehr gut. Die das Objekt treffende Apertur beträgt nur:

$$\alpha_a = \frac{0,05 + 0,05}{2 \cdot 260} = 2 \cdot 10^{-4},$$

da die Ausdehnung des Brennfleckes und der Objektblende je 0,05 mm, ihr Abstand voneinander 260 mm beträgt. Die Zeichenschärfe beträgt etwa 0,1 mm, d. i. besser als sich aus der Apertur α_a , der Länge L und der Objektblende ergibt. Es können bei Spannungen bis 85 kV Netzebenenabstände bis herunter zu 0,6 Å untersucht werden. Die Aufnahmen werden zweckmäßig durch Vergleich mit Eichobjekten (Gold, Kadmiumjodid) ausgewertet. Stark vergrößerte Teilaufnahmen der Beugungsobjekte können bei normaler Zusammensetzung des Mikroskops gemacht werden (Abb. 33 c).

Mit dem Übermikroskop können daher außer Hell- und Dunkelfeldaufnahmen Stereo- und Beugungsaufnahmen gemacht werden.

4. Weitere magnetische Geräte. Von diesen Geräten ist besonders das 1940 von v. ARDENNE (11) ausführlich beschriebene, als Universal-Elektronenmikroskop bezeichnete leistungsfähige Gerät bemerkenswert. Es baut auf dem Prinzip des Siemens-Übermikroskops auf, enthält aber einige davon unabhängige neue konstruktive Lösungen. Hervorgehoben sei besonders der andere Einbau der Linsen, die erhöhte Zentriermöglichkeit der Blenden und die Möglichkeit, Stereoaufnahmen ohne Ausschleusen des Objekts zu gewinnen. Das Elektronenstrahlrohr entspricht dem bereits besprochenen Dreielektrodenrohr des Siemens-Gerätes. Ebenso ist die Plattenschleuse nach dem von dort übernommenen Prinzip der unabhängig voneinander betätigbaren Schleusentore mit Gummidichtung gebaut und benutzt einen Leuchtschirm als Expositionsklappe, es werden jedoch statt einer Platte $6,5 \times 9$ zwei Platten $4,5 \times 6$ cm nebeneinander eingelegt, die außerdem so hin- und hergeschoben werden können, daß vier Teilbilder vom Format $3 \times 4,5$ cm aufgenommen werden.

Abb. 34 zeigt Schnitt und Abb. 35 Ansicht dieses Gerätes. Seine Gesamtlänge von 2,2 m wurde mit Rücksicht auf hohe elektronenoptische Vergrößerung sehr viel größer als bei anderen Konstruktionen gewählt, wobei die Länge der beiden Abbildungsstufen etwa 650 mm beträgt. Das Gerät zerfällt in die schon bekannten einzelnen axialen Teilstücke, die hier über Gummidichtungen miteinander verschraubt sind. Blendensysteme, Polschuhsysteme und Beobachtungsmikroskope werden seitlich in die zugehörigen Einheiten eingesetzt, um einen Abbau des Mikroskoprohrs bei der Herausnahme dieser Teile, sei es zum Wechsel oder Reinigen, zu vermeiden. Da diese Teile genau zur Mikroskopachse ausgerichtet werden müssen, sind sie mit besonderen Einrichtungen zur genauen Ausrichtung in der zur Mikroskopachse senkrechten Ebene versehen. Insbesondere können auf diese Weise Blenden unter Vakuum zentriert

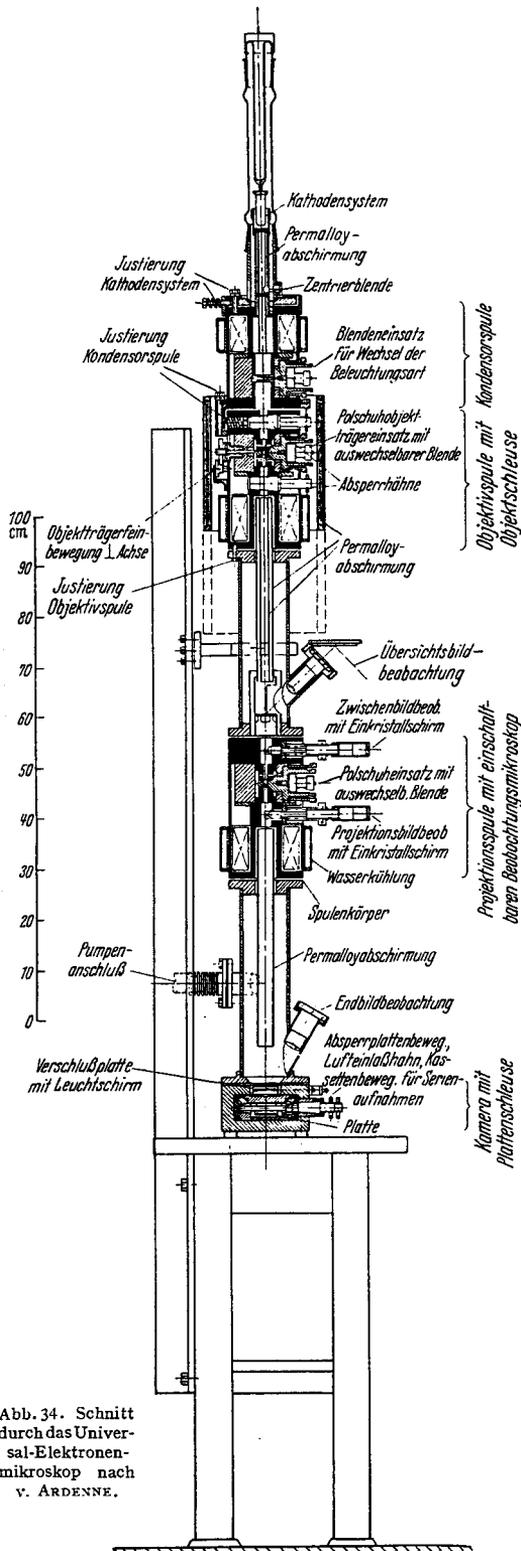


Abb. 34. Schnitt durch das Universal-Elektronenmikroskop nach V. ARDENNE.

werden, bzw. verschiedene Blenden unter Vakuum ausgetauscht werden.

Zur Ausschleusung des Objekts wurde ein anderer Weg beschritten. Das Objekt kann in seinem Objektträger nur zusammen mit den Objektivpolschuhen aus dem Gerät herausgenommen werden. Um dabei nicht in das ganze Volumen des Mikroskops Luft einlassen zu müssen, sind oberhalb und unterhalb der Polschuhe zwei Drehschliffe mit Querbohrungen angebracht, die entweder den Strahlweg durch das ganze Gerät freigeben oder den Schleusenraum gegen den oberen und unteren Mikroskopraum abschließen, so daß er mit Luft gefüllt werden kann. Bei dieser Stellung der Schleusenschliffe wird der ganze Polschuheinsatz mit dem darin befestigten Verschiebetisch für das Objekt abgeschraubt und außerhalb des Mikroskops ein neuer Objektträger eingesetzt (Abb. 36). Durch einen Anschlag ist dafür gesorgt, daß das Polschuhsystem nach dem Wiedereinsetzen genau in die alte Lage kommt. Nach der Abdichtung des Schleusenraumes werden die beiden anschließenden Schliffe wieder geöffnet und so das Hochvakuum wieder hergestellt. Der Objektträger

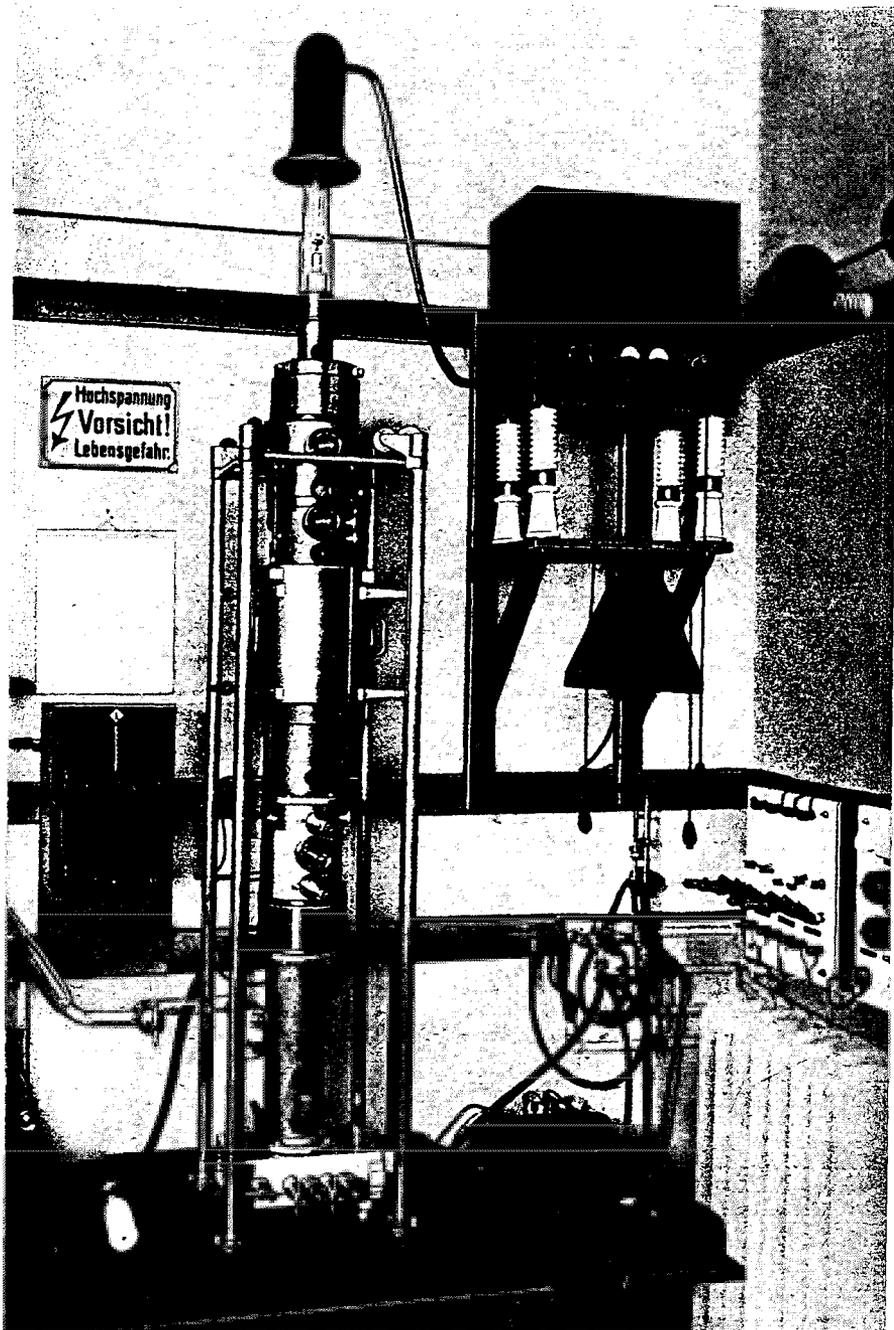


Abb. 35. Ansicht des Universal-Elektronenmikroskops nach v. ARDENNE.

wird in den objektseitigen Polschuh eingesetzt und mit einer Feder gegen eine senkrecht zur optischen Achse liegende Fläche des Polschuhes

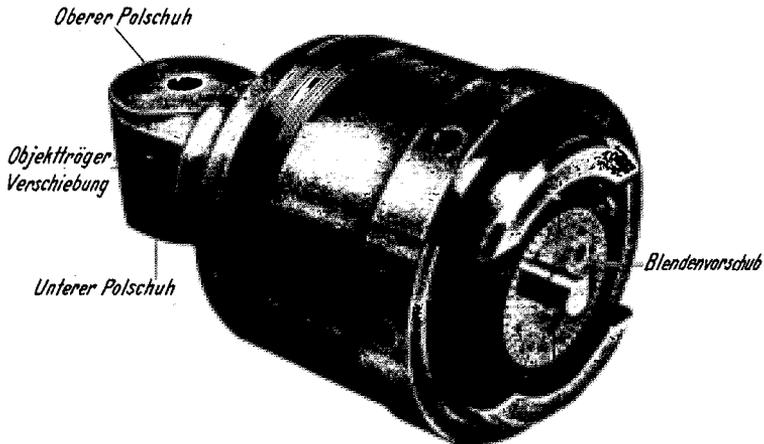


Abb. 36. Polschuhobjektträger-Einsatz des Universal-Elektronenmikroskops nach v. ARDENNE.

angedrückt (Abb. 37). Unter Überwindung der so entstehenden Reibungskräfte zwischen Objektträger und Polschuh wird der Objektträger durch Einstellorgane unter 120° (Zentriertischprinzip) quer verschoben. Diese

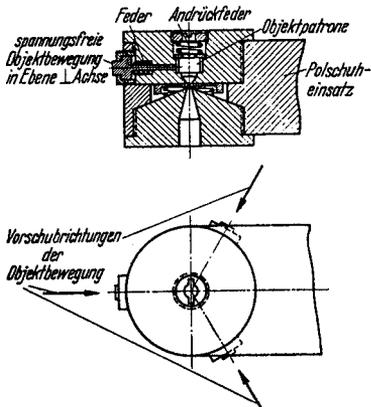


Abb. 37. Halterung und spannungsfreie Bewegung der Objektträgerblende im Linseneinsatz (nach v. ARDENNE).

Verschiebeart garantiert eine absolute Lagensicherheit des Objekts gegenüber dem Objektiv und bringt den Vorteil einer weitgehenden Unempfindlichkeit des Gerätes gegen mechanische Erschütterungen. Die Erschütterungsunempfindlichkeit ist hier allerdings mit einer längeren Zeit für den Objektwechsel erkauft. Eine Verbindung des „Rutschprinzips“ mit einer schnell wirkenden Objektschleuse wurde schon im Abschnitt III, 3 beschrieben.

Beim Universalmikroskop kann auch eine elektrische Linse der von KNOLL (78) angegebenen und beim elektrostatischen Mikroskop von MAHL (90, 94) auch zur hochauflösenden mikroskopischen Ab-

bildung benutzten Bauart seitlich eingesetzt werden. Es wurden bisher keine mit diesen Linsen im Universal-Elektronenmikroskop aufgenommenen Bilder gezeigt, sondern ausschließlich mit magnetischen Linsen erzeugte Bilder veröffentlicht. Bei den magnetischen Aufnahmen wurden

besonders enge Blenden, bis herab zu 3μ Dmr. benutzt. Durch sie soll der Öffnungs- und „Farb“fehler des Linsenfeldes möglichst herabgesetzt werden. Bei der bisher im Hellfeld mit diesen Blenden erreichten Auflösung von $3 m\mu$ gegenüber einer solchen von $2,5 m\mu$, die beim Siemens-Übermikroskop mit sehr viel weiteren Blenden erreicht wurde, läßt sich noch nicht übersehen, wieweit die mit so engen Blenden in Kauf genommene Erschwerung des Arbeitens (z. B. Reinigung der Blenden mittels Mikromanipulators) sich lohnt.

Für die Beobachtung der Bilder sind neben der unmittelbaren Betrachtung von Zwischen- und Endbild durch je ein Einblickfenster zwei Mikroskope mit im Vakuum liegenden Objektiven vorgesehen, mittels derer Zwischenbild und ein Querschnitt des Strahls im ersten Zehntel der zweiten Abbildungsstufe betrachtet werden. Bequem für diese letztere Beobachtung ist die große Tiefenschärfe des Elektronenmikroskops, die insbesondere in der zweiten Stufe so vollständig ist, daß alle Querschnitte des Strahls vom Endbild bis in die Nähe der Projektionslinse praktisch Bilder gleicher Schärfe ergeben. Die maßstäblich kleineren Bilder in der Nähe der Projektionsspule sind natürlich kleiner und entsprechend flächenheller. Betrachtet man ein solches Bild mit einem entsprechend vergrößernden Mikroskop hinreichender Apertur, d. h. ohne wesentlichen Lichtverlust, so wird die Beobachtung erleichtert, vorausgesetzt, daß der Bildschirm eine genügend hohe Auflösung besitzt, um die entsprechend der geringeren Vergrößerung kleineren Bildeinzelheiten noch wiederzugeben. v. ARDENNE (5a) verwendet als Leuchtschirm geschliffene Leucht-Einkristalle, deren Helligkeit allerdings noch beträchtlich hinter der Helligkeit der immerhin ebenfalls sehr feinkörnigen Leuchtschirme aus Kristallpulver zurückbleibt, so daß vorläufig noch der Wert dieser Betrachtung beschränkt erscheint.

Besondere Sorgfalt ist bei dem Gerät auf die Abschirmung magnetischer Störfelder, insbesondere sind dies Wechselfelder, gelegt worden. Außer der schon beim Siemens-Übermikroskop besprochenen verstärkten Abschirmung des Strahlbereiches zwischen Objektiv und Zwischenbild hält v. ARDENNE¹ für die Strecke zwischen Objekt und Objektiv die durch den Eisenmantel der Objektivspule gegebene doppelte Eisenabschirmung für nicht genügend und umgibt daher diesen Teil des Mikroskops noch besonders mit einer weiten, das ganze Mikroskop einschließenden Permalloybandabschirmung, die in einem durch vier Säulen gebildeten Aufzug vertikal verschoben werden kann.

Die weiteren, oben erwähnten (vgl. S. 249) im Ausland gebauten magnetischen Mikroskope sollen nicht so ausführlich behandelt werden, weil über ihre praktische Bedeutung noch kein Urteil gewonnen werden kann, da mit ihnen erzielte Forschungsergebnisse den Verfassern bisher nicht bekannt geworden sind. Zudem ist ihre optische Leistung wohl

¹ Vgl. hierzu die Anmerkung zu Gleichung (18), S. 266.

geringer, als die der beschriebenen deutschen magnetischen Geräte, während der technische Aufwand und die Anforderungen an das Arbeiten mit den Mikroskopen verhältnismäßig hoch sind.

Das Gerät von MARTIN, WHELPTON und PARNUM (95) ist mit einem Lichtmikroskop so kombiniert, daß das auf einer Drehscheibe befestigte

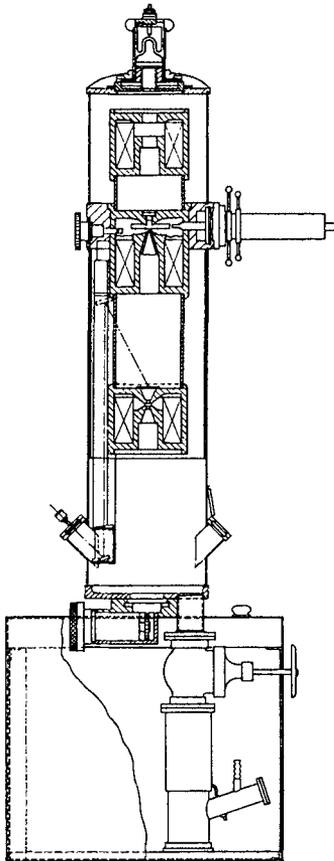


Abb. 38. Schnitt durch das magnetische Durchstrahlungsmikroskop nach MARTON, Radio Corporation Amerika.

Objekt von seiner Lage über dem magnetischen Objektiv über das Objektiv des Lichtmikroskops gebracht und im Vakuum auch lichtmikroskopisch betrachtet werden kann. Mit diesem Mikroskop wurden bei seiner Bekanntgabe keinerlei übermikroskopische Auflösungen erreicht, erst in einer späteren Buchveröffentlichung (103) finden sich bessere Aufnahmen bis zu 100 m μ Auflösung¹. Bemerkenswert ist, daß bei diesem Mikroskop sowie bei dem neuen Gerät von MARTON (102) (Abb. 38) die drei Spulenwicklungen im Vakuum angeordnet sind. Das Objekt wird bei MARTON wie bei v. ARDENNE (11) und bei BRÜCHE und GÖLZ (44) von der Seite in die Objektiv-einheit hineingeführt, wobei die Objektiv-polschuhe selbst im Gerät fest bleiben. Da das amerikanische Gerät für kommerzielle Zwecke bestimmt ist, wurde eine geschlossene technische Einheit angestrebt (vgl. Abb. 38); es besitzt im Gegensatz zu dem Gerät von PREBUS und HILLIER (105) Schleusen für Objekt und Platte. Von diesen Mikroskopen scheint das von PREBUS und HILLIER die beste optische Leistung zu haben (48). Über das Gerät von SIEGBAHN (132) ist uns eine technische Beschreibung nicht bekanntgeworden.

5. Das elektrostatische Mikroskop der AEG. Das 1939 von MAHL (90, 94) gebaute und beschriebene Durchstrahlungsmikroskop (Abb. 39)

¹ E. BRÜCHE hat kürzlich [Jb. AEG-Forsch. 7, 6 (1940), Sonderheft Übermikroskop] diese *englische* Anordnung, bei der neben der geringen Leistung besonders die Kompliziertheit bemerkenswert ist, als erste technische Form eines magnetischen Durchstrahlungsmikroskops bezeichnet. Demgegenüber möchten wir feststellen, daß mit den *in Deutschland* von den Verfassern gebauten, einfacheren und bequemer zu bedienenden Geräten (115, 27) erstens Bilder mit sublichtmikroskopischer Auflösung (55, 83) erhalten worden sind, bevor überhaupt das englische Gerät veröffentlicht

verdient als bisher einziges mit elektrostatischen Linsen [Praktische Erprobung ihrer optischen Wirksamkeit bei kleinen Spannungen: BRÜCHE-JOHANNSON (42)] arbeitendes hochauflösendes Gerät besondere Beachtung. Da bei diesem Mikroskop die gleiche Feldart zur Beschleunigung und zur Bündelung der Elektronen benutzt wird, und zudem die Linsen geometrisch so dimensioniert sind, daß zwischen den Linsenelektroden die gleiche Spannung wie zwischen Kathode und Anode des Strahlerzeugungsrohrs liegt [Abbildungsversuche: JOHANNSON und SCHERZER (74)], bleibt hier die Brennweite und damit die Scharfstellung auch bei variabler Spannung am Gesamtsystem erhalten, so daß man selbst an einen Wechselspannungsbetrieb denken könnte (Abb. 40).

Wenn demnach auch die elektrostatische Linse in allen Phasen einer angelegten Wechselspannung dieselbe Brennweite ergibt, so darf doch bei der hochauflösenden Abbildung durchstrahlter Objekte die Elektronengeschwindigkeit nicht stark vom Scheitelwert abweichen, weil sich

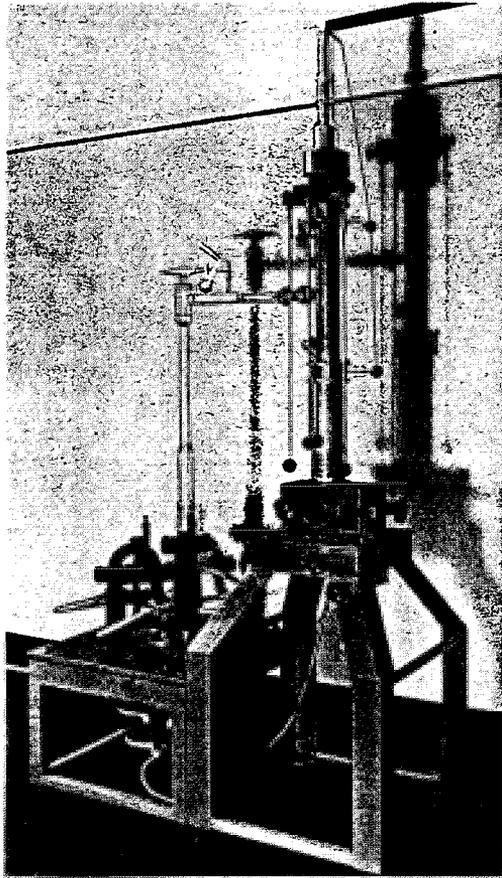


Abb. 39. Ansicht des elektrostatischen Elektronenmikroskops hoher Auflösung nach MAHL, AEG.

war (95) und zweitens mit den deutschen Instrumenten infolge ihrer technischen Vervollkommnung (27) zahlreiche Forschungsarbeiten im sublichtmikroskopischen Gebiet veröffentlicht werden konnten (vgl. Teil V), bevor mit dem englischen Mikroskop gewonnene sublichtmikroskopische Aufösungen bekanntgegeben worden waren (103). Hiernach ist wohl die 1940 erfolgte Hervorhebung der englischen Anordnung als erste technische Form eines Durchstrahlungsmikroskops sachlich nicht gerechtfertigt. Zwei Jahre vor Erscheinen der englischen Arbeit (95) hat E. BRÜCHE selbst das obenerwähnte (115), erste hochauflösende Gerät von 1933 als ein „gut durchkonstruiertes, technisches Instrument“ bezeichnet [Arch. Elektrotechn. 29, 104 (1935)].

sonst die durch Absorption und Geschwindigkeitsverlust der durchfallenden Elektronen entstehende Wärmeleistung im Objekt, sowie die Geschwindigkeitsstreuung hinter dem Objekt wesentlich erhöht, so daß einerseits das Objekt stärker erwärmt und andererseits, da die Elektronenlinsen chromatisch unkorrigiert sind, die Abbildung verschlechtert wird. Daneben begrenzen im Mikroskop vorhandene Fremdfelder die Abbildungsschärfe bei schwankender Elektronengeschwindigkeit. Will man daher ein hochauflösendes Mikroskop mit elektrostatischen Linsen mit Wechsel-

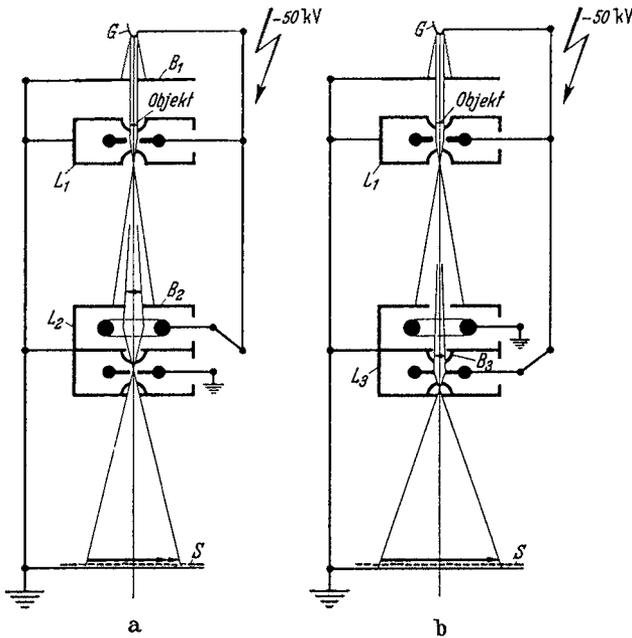


Abb. 40. Schaltung und Strahlengang des elektrostatischen Mikroskops. Nach MAHL.

spannung betreiben, so muß man den Elektronenstrahl — z. B. durch eine geeignet hohe negative Vorspannung an der Steuerblende — bis auf die Zeiten der Scheitelwerte der Strahlspannung sperren; dann aber sinkt die bei gleicher Schärfe der Bilder erreichbare Bildhelligkeit im selben Maß, wie die Bestrahlungszeit je Periode gegenüber der Periodendauer abnimmt. So gibt denn auch MAHL auf Grund sorgfältig ausgeführter Vergleichsversuche über die Bildgüte an, daß auch hier der Gleichspannungsbetrieb vorzuziehen und daß hierbei eine Glättung auf mindestens 10^{-2} zur Erreichung guter Bilder notwendig sei (94). Durch diese geringere Anforderung an die Spannungs Konstanz sowie durch die niedrigere begrenzte Strahlspannung vereinfacht sich die Hochspannungsanlage. Eine weitere Vereinfachung ergibt sich durch den Fortfall der besonderen Gleichstromquelle für die Spulenströme, deren Gesamt-

leistung bei gleichen Brennweiten und gleicher Strahlspannung allerdings weniger als 150 W beträgt.

Die wichtigste und wertvollste Leistung bei der Entwicklung dieses Geräts liegt darin, daß BOERSCH und MAHL die spannungssymmetrische Dreielektrodenlinse (78, 42), deren Eignung als Abbildungslinse die Verfasser schon früh grundsätzlich aussprachen (24) (vgl. Abb. 2), deren Benutzung zu Durchstrahlungsuntersuchungen bei hoher Spannung wir jedoch als schwieriger beurteilt hatten (25), bis zu noch ausreichend kleiner Brennweite bei hinreichend hoher Strahlspannung meisterten (Abb. 41). Die Hochspannungssicherheit wurde durch richtige Wahl des Elektrodenmaterials (Chromnickel) sowie durch sehr sauberes Polieren der sorgfältig abgerundeten Elektroden erzielt. Die Zentrierung und Isolierung der Mittelelektrode gegen die Außenelektroden erfolgt über einen sehr

genau gedrehten Hartgummiring. Nach Überwindung der Schwierigkeiten, die sich für die Beherrschung der hohen Feldstärken ergeben (90, 94) wird zur Zeit bei Strahlspannungen von 40—50 kV und bei einer Brennweite des Objektivs von 6,5 mm und des Projektivs von 3 mm mikro-

skopiert (93). Bisher konnten mit dem Gerät bei einer Aufnahme Massenpunkte im Abstand von $15 \text{ m}\mu$ (90) und auf einer anderen Löcher im Abstand von $8 \text{ m}\mu$ (94) getrennt werden. Die infolge der festen Linsenbrennweite feste Vergrößerung, deren Höhe durch die Spannungssicherheit der Linse begrenzt ist, betrug zunächst 5000, neuerdings 9000, liegt also unterhalb des etwa 30000:1 betragenden förderlichen Abbildungsmaßstabes, so daß die Bilder zur Auswertung meist nachvergrößert werden. Andererseits werden diese Abbildungsmaßstäbe als mit Rücksicht auf großes Gesichtsfeld und geringe Objektbelastung günstig bezeichnet. Daß bei der ebenfalls durch die Spannungssicherheit der Linse begrenzten zur Zeit 40—50 kV betragenden Spannung die Objektbelastung merklich größer ist als bei höheren Spannungen, sei hier der Vollständigkeit halber vermerkt. Um die durch die feste Brennweite gegebene Beschränkung auf einen Abbildungsmaßstab weniger fühlbar zu machen, ist man neuerdings (94) dazu übergegangen, das Prinzip der elektrischen Verlagerung der Linse, wie es in kontinuierlicher Form schon früh für die Abbildung mit magnetischen Linsen benutzt (79) und für die Objektivlinse im Sinne eines Revolvers angegeben (23, 115, 116) wurde, in alternativer Weise für die Projektionslinse zu verwenden (Abb. 40). Man gelangt so allerdings zu einer vierten Hochspannungseinführung in das Gerät.

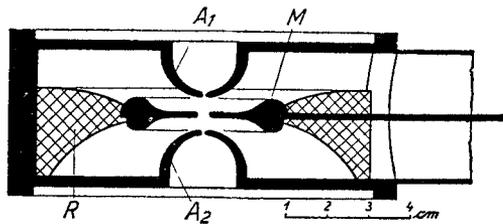


Abb. 41. Elektrostativische Hochspannungslinse nach BOERSCH und MAHL.

Die Gesamtlänge des auf einem Winkeleisengestell stehenden Mikroskops¹ liegt mit 1,40 m noch über der eines mit Kondensor arbeitenden magnetischen Geräts. Die Beobachtung der Bilder erfolgte ursprünglich durch je ein Fenster über dem Zwischen- und Endbild (90). Neuerdings (94) wurde die Zwischenbildbeobachtung aufgegeben, und dafür das

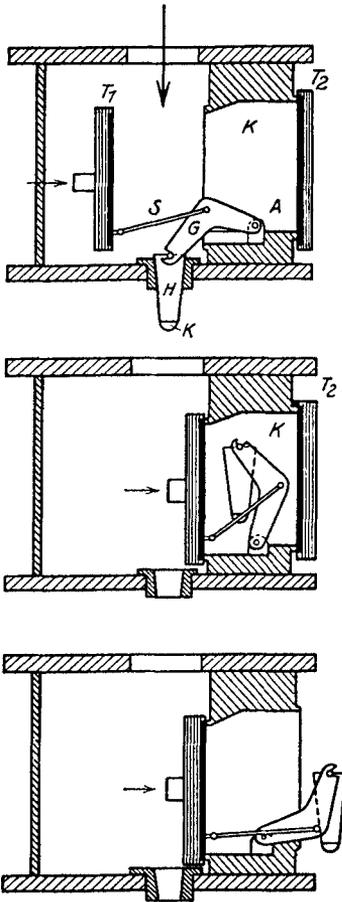


Abb. 42. Objektschleuse des elektrostatischen Mikroskops. Nach BRÜCHE und GÖLZ.

Doppelprojektiv eingeführt. Die erste Ausführung des Mikroskops besaß eine Objektschleuse, deren Konstruktion einen Fadenaufzug des Objekts [E. RUSKA (116)] mit der von ROGOWSKI (112) angegebenen Plattenschleuse verbindet. Eine Plattenschleuse war hier noch nicht vorhanden. Eine neuere, mehr technische Ausführung des Geräts enthält von BRÜCHE und GÖLZ (44) beschriebene Vakuumschleusen für Objekt und photographische Platten, die das Prinzip flacher gummigedichteter Schleusentore [v. BORRIES und E. RUSKA (118, 31)] verwenden. Auch die besondere Einschleuspatrone für den Objektträger [E. RUSKA (117, 26, 27)] und das Plattenformat von 6×9 cm finden Anwendung. Eigenartig an der Plattenschleuse ist die Aufstellung der Forderung, daß zwar ein größerer Plattenvorrat auf einmal eingesetzt werden soll, was ohne Schleusprinzip durch Lufteinlaß in das Gerät geschieht, daß aber jede Platte einzeln ausschleusbar sein muß. Die ausgeschleuste Platte muß, da sie nur in einem nicht lichtdichten Rahmen sitzt, in einer besonderen lichtdicht arbeitenden Auffangkassette aufgenommen werden. Die Wartezeit zwischen zwei Aufnahmen wird mit wenigen Minuten angegeben. Bei der Objektschleuse wird die Einschleuspatrone durch

einen Schwenkmechanismus aus dem Verschiebetisch herausgenommen und in eine seitlich oberhalb des Objektivs befindliche, nach dem Mikroskop-

¹ Gelegentlich eines Aufsatzes über die Entwicklungsgeschichte des Übermikroskops wurde gesagt [HENNEBERG, W.: Dtsch. Techn. 8, 436—442 (1940)], daß das hochauflösende elektrostatische Durchstrahlungsmikroskop nach MAHL aus dem elektrischen Emissionsmikroskop nach BRÜCHE und JOHANNSON entwickelt sei. Von diesem Mikroskop ist die Tatsache der Abbildung durch elektrische Felder übernommen. Die Linsen selbst stimmen mit der Linse des Emissionsmikroskops *nicht überein*, sondern entsprechen

inneren und nach der Außenluft durch flache Schleusentore abgedichtete Kammer geschwenkt, aus der sie entnommen werden kann (Abb. 42).

IV. Die Untersuchungstechnik¹.

Im Abschnitt über die übermikroskopische Abbildung wurde schon ausgeführt, daß man beim Durchstrahlungsmikroskop gutes Auflösungsvermögen und gute Kontraste nur bei der Abbildung sehr dünner Schichten erhält. Die Objekte dürfen daher nicht, wie bei der Lichtmikroskopie,

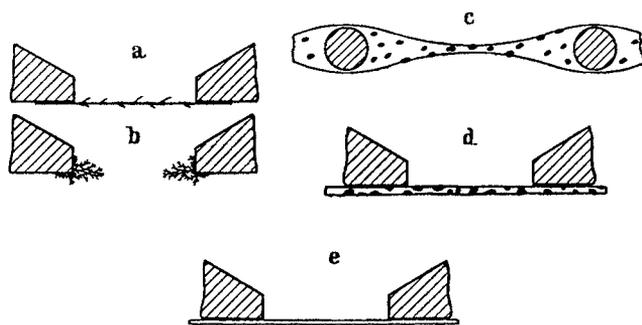


Abb. 43. Arten des übermikroskopischen Präparates. a Den Strahlengang frei überquerendes Objekt. b In den Strahlengang frei hineinragendes Objekt. c Zwischen den Drähten eines Netzes in Trägerhaut eingebettete Objekte. d Im Trägerfilm eingebettete Objekte. e Am Trägerfilm haftende Objekte.

Nach H. RUSKA.

auf Glasplatten liegen, sondern müssen entweder völlig freitragend in den Strahlengang gebracht oder auf einem Träger befestigt werden, dessen Dicke nicht groß gegen die Objektmassendicke ist.

Die grundsätzlich möglichen Arten der Objektbefestigung sind in Abb. 43 schematisch dargestellt. In Abb. 43 a überspannt das Objekt die ganze das Gesichtsfeld begrenzende Öffnung der Objektblende. Als Material für diese Objektblende verwendet man zweckmäßigerweise Edelmetalle (z. B. Gold-Platin) [E. RUSKA (115)], die man nach der Untersuchung durch Ausglühen oder Behandeln mit Säure oder dgl. leicht säubern und für ein anderes Objekt verwenden kann. Die in Abb. 43 a dargestellte Art der Objektbefestigung wurde beim Elektronenmikroskop

der von KNOLL angegebenen spannungssymmetrischen Form. Die folgenden, beim Emissionsmikroskop *nicht vorhandenen* Eigenschaften des Geräts von MAHL finden sich dagegen bei dem früher veröffentlichten Siemens-Übermikroskop und seinen Vorläufern: Die Durchstrahlung des Objekts, die Abbildung in zweistufiger Vergrößerung mit kleinen Aperturen, die Ausbildung einer besonderen Elektronenquelle als Dreielektrodensystem mit negativer Steuerblende, die Höhe der Strahlspannung, die Bauweise als Metallapparat und die senkrechte Aufstellung des Geräts, die Innenaufnahme, die Schleusung von Objekt und Platte, die Ausbildung der Objektträger und deren Befestigung an einer Objektpatrone, die Verschiebung des Objekts in allen drei Koordinaten, die Zwischenbildbeobachtung und nicht zuletzt die Präparationstechnik.

¹ Vgl. zu diesem Abschnitt die Arbeiten (124, 91, 128, 12, 20, 126).

von KNOLL und E. RUSKA (79) zuerst angewendet; die Genannten bildeten mit ihr Drahtnetze ab. Die ersten Objekte, bei denen nach dieser Befestigungsart durchstrahlte Materie abgebildet wurde, waren Metallfolien [v. BORRIES und E. RUSKA (25)]. Eine andere Art der Objekthalterung zeigt Abb. 43 b. Hier sitzt der zu untersuchende Gegenstand am Rande einer ebensolchen Objektblende. Für eine solche Befestigung bedarf es häufig keines besonderen Hilfsmittels, vielmehr genügt meist schon das natürliche Haftvermögen der Objekte. Eine der frühesten Anwendungen dieses Verfahrens finden wir bei DRIEST und H. O. MÜLLER (55), die damit Teile des Chitinpanzers von Fliegenbeinen untersuchten.

Während die bisher behandelten Verfahren die Abbildung freitragender Objekte zeigten, stellen die in Abb. 43 c—e gekennzeichneten Fälle Objekte dar, die in oder auf einem Träger gebettet untersucht werden sollen. Man kann hierbei einmal so vorgehen, daß man die zu untersuchenden Teilchen in einer mit einem filmbildenden Grundmaterial versehenen Aufschwemmung darstellt und in diese ein Netz eintaucht. Beim Eintrocknen ergibt sich dann eine dünne Haut, in die die Objekte eingelagert sind (Abb. 43 c). Dieses Verfahren ist von KRAUSE (84) zuerst verwendet worden; der Nachteil liegt darin, daß die entstehende Haut nicht überall gleich dünn ist. Dieser Mangel tritt bei dem folgenden Verfahren nicht auf. Hier wird das zu untersuchende Objekt in einem flüssigen Medium suspendiert und aus dieser Flüssigkeit ein Film erzeugt (Abb. 43 d). BEISCHER und KRAUSE (13) haben das Verfahren zuerst angewendet, indem sie die feuerflüssige Schmelze eines Rubinglases wie eine Seifenblase zu einer sehr dünnen Haut ausbliesen und Goldkolloide mit dem Übermikroskop in ihr sichtbar machten. Dieses Verfahren ist bisher auf sehr spezielle Fälle beschränkt geblieben.

Die beim Übermikroskop am weitesten häufigsten benutzte Art der Objektbefestigung ist die in Abb. 43 e dargestellte. Hier stellt man zunächst einen genügend dünnen Film her und läßt auf diesen die zu untersuchenden Objekte aus einer wäßrigen Aufschwemmung austrocknen oder aus der Luft absitzen. Nach diesem Verfahren hat beim Elektronenmikroskop zuerst MARTON (99) gearbeitet, indem er auf Zaponlackfilme aufgebraute Bakterien untersuchte.

Die Herstellung und Beschickung der Filme wird heute [H. RUSKA (124)] in folgender Weise durchgeführt: eine 1,5%ige Lösung von Kolloidum in Amylacetat oder eine entsprechend verdünnte Lösung von Agfa-Zaponlack Z 116 wird in einem kleinen Tropfen, den man an einem Glasstab vorsichtig ablaufen läßt, auf die Oberfläche von mit Amylacetat gesättigtem Wasser gebracht. In das Wasser werden die für die Befilmung bestimmten Objektblenden gelegt. Das Amylacetat dunstet nun ab, und das vorher gelöste Kolloidum bleibt in Form eines Filmes, dessen Dicke bis zu 10^{-5} mm heruntergehen kann, auf der Wasseroberfläche zurück. Wenn man das Wasser aus dem Gefäß abläßt, senkt sich der Film mit der Wasseroberfläche auf die in einem Trägerblech liegenden Objekt-

blenden, klebt auf der Blendenfläche fest und überspannt dabei das meist 0,1 mm Dmr. große Loch derselben. Nach dem Trocknen erhält man einen zusammenhängenden, genügend dünnen und dennoch festen Trägerfilm. Wichtig bei der Herstellung des Filmes ist die Vermeidung von Verunreinigungen. Es ist daher destilliertes Wasser zu verwenden und unter möglichst gutem Staubabschluß zu arbeiten.

Die zu untersuchenden Objekte, z. B. Kolloide oder Bakterien werden meist aus einer Aufschwemmung in Wasser mit einer Platinöse als Tropfen auf die Blende gebracht. Im Lichtmikroskop kann man den Eintrocknungsvorgang bei größeren Objekten verfolgen und, wenn die erwünschte Dichte der Belegung des Films mit Objekten erreicht zu sein scheint, den überflüssigen Rest des Tropfens von der Seite mit einem Fließpapier ablösen. Bei sehr kleinen Objekten ermittelt man aus der Erfahrung sehr bald die erforderliche Konzentration der Aufschwemmung. Gelegentlich wünscht man, Objekte in Äther, Alkohol oder anderen, den Film angreifenden Flüssigkeiten aufzuschwimmen, wenn sie sich z. B. in Wasser nicht dispergieren lassen. In diesem Fall kann man den Film gegen solche Flüssigkeiten dadurch beständig machen, daß man ihn vor der Beschickung leer in das Übermikroskop einschleust und mit Elektronen bestrahlt. Hierbei wird die Zellulose denaturiert und dadurch unlöslich [H. RUSKA (126)].

Bei der Untersuchung staubförmiger Objekte ist es auch möglich, die Teilchen unmittelbar aus dem zu untersuchenden Staub oder Rauch auf dem Film aufzufangen, zu kondensieren oder zu sublimieren. Hierbei kann man das zu untersuchende Gut mit dem Schwingtisch nach MELDAU aufstäuben.

Vielfach macht es Schwierigkeiten, die zu untersuchenden Materialien sowohl als Hydrosole als auch als Aerosole so weit zu dispergieren, daß die interessierenden Primärteilchen einzeln und ausmeßbar auf dem Film erscheinen. Zu den Objekten, die in dieser Richtung schwierig sind, weil sie sehr zu Aggregationen neigen, gehört z. B. Ruß. Hier wendet man Schüttelapparaturen, den Schwingtisch oder Ultraschall an. Außerdem kann man der Aufschwemmflüssigkeit Dispergiermittel beisetzen, jedoch ist darauf zu achten, daß diese keine bildstörenden Rückstände auf dem Film ergeben¹.

Die Objektblenden werden nach der Beschickung in eine Blendenfassung eingeschraubt (Abb. 44), die ihrerseits in der Objektpatrone befestigt wird; die Patrone wird dann in das Übermikroskop eingeschleust. Die von den Verfassern (115, 117, 27) eingeführte Anordnung zur Halterung und Handhabung der Objekte ist in Abb. 45 dargestellt. Die hier beschriebene Handhabung der Objektblenden hat sich so bewährt, daß sie sich allgemein durchgesetzt hat, wie z. B. im Vergleich mit den

¹ *Anmerkung bei der Revision.* Kürzlich [M. v. ARDENNE: Kolloid-Z. **93**, 158 (1940)] wurde mitgeteilt, daß es nützlich ist, die Objektblende während des Eintrocknens mit Hilfe eines Objektträgervibrators zu bewegen.

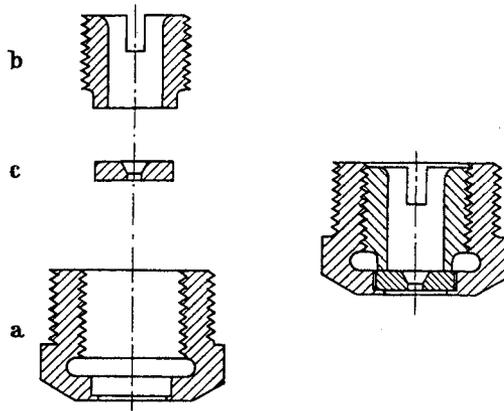


Abb. 44. Blendenfassung (a) mit Befestigungsschraube (b) und Objektblende (c). (Ausführung: Siemens.)

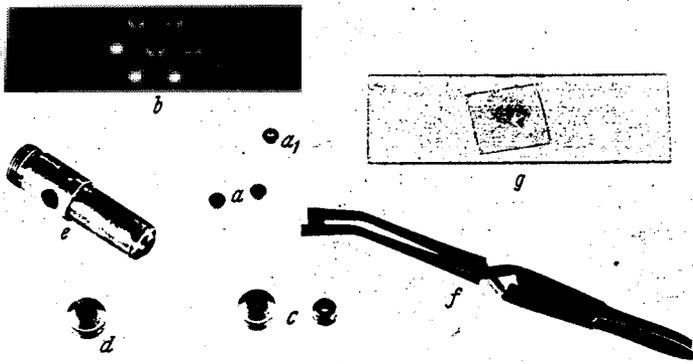


Abb. 45. Halterung und Handhabung der Objektblenden. a Objektblenden (a, von Strahlenfallseite gesehen). b Objektblenden auf Trägerblech (zur Filmherstellung, Beschickung und lichtmikroskopischen Untersuchung). c Blendenfassung mit Hohlsschraube zur Festhaltung der Objektblende. d Blendenfassung mit eingesetzter Objektblende. e Objektpatrone mit Blendenfassung. f Pinzette mit Objektblende. g Lichtmikroskopischer Objektträger mit Deckglas (als Vergleichsmaßstab). (Ausführung: Siemens.)

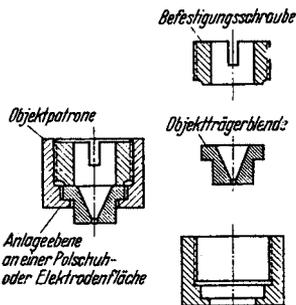


Abb. 46. Objekthalterung nach v. ARDENNE.

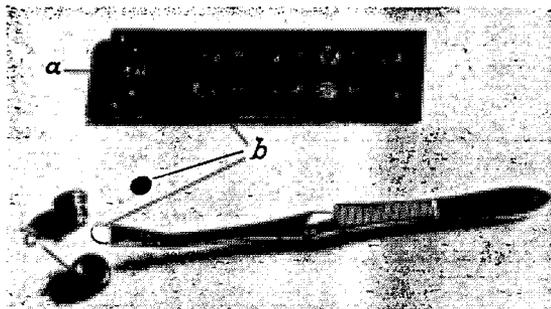


Abb. 47. Trägerblech (a) für Objektblende (b) und Objektblendenfassung (c). Objekthalterung. Nach MAHL.

Abb. 44 und 45 die Abb. 46 und 47 zeigen, die die beim elektrostatischen Elektronenmikroskop der AEG (93) und beim Universalelektronenmikroskop nach v. ARDENNE (11) benutzten Objektträger wiedergeben.

Nach dem bisher beschriebenen Verfahren sind der übermikroskopischen Untersuchung zugänglich alle die Objekte, die ohnehin klein sind, z. B. Bakterien, Virus-, Staub- und Rauchteilchen, feinste Bestandteile technischer Rohstoffe, wie Ruß, Latex, Ton, Zement, Farben, Makromoleküle. Die Teilchengröße ist dabei bestimmbar, solange sie über dem Auflösungsvermögen liegt, und zwar bei wachsenden Abmessungen mit steigender Genauigkeit. Die in praktisch vorliegenden Systemen meist uneinheitliche Teilchengröße läßt sich durch eine Größenverteilungskurve beschreiben, wie sie mit Hilfe des Übermikroskops erstmalig v. BORRIES und KAUSCHE (21) für kolloides Gold ermittelten. Dieselben zeigten weiter quantitativ, daß die Form der Teilchen nur erkannt werden kann, wenn die Abmessungen ein Vielfaches des Auflösungsvermögens betragen, und daß dieses Vielfache nur um so niedriger zu liegen braucht, je einfacher die Teilchenform ist.

Eine ganz besonders wichtige Rolle spielt häufig die Reindarstellung der Objekte, weil jede Verunreinigung, da es sich ebenfalls um Masseilchen handelt, mit abgebildet wird. Will man beispielsweise eine Virusart sichtbar machen, so muß man das Präparat von allem niedermolekularen Eiweiß sorgsam befreien [v. BORRIES, E. RUSKA und H. RUSKA (37)]. Die Forderungen, die an die Reinheit der Präparate gestellt werden, sind sehr viel höher als bei der Lichtmikroskopie; die Möglichkeit von Fehlschlüssen aus den Bildern dieser weitgehend gereinigten Präparate ist daher vielfach geringer. Für die Reindarstellung kommen die schon früher entwickelten mechanischen, physikalischen und chemischen Verfahren in Frage wie Filtration, Ultrafiltration, Zentrifugierung, Ultrazentrifugierung, Dialyse, Elektrodialyse, Elektrophorese und Fällungsverfahren. Hat man umgekehrt nicht die übermikroskopische Untersuchung als Ziel ins Auge gefaßt, sondern vielmehr die Reindarstellung eines Körpers, so gibt das übermikroskopische Bild die schärfste Kontrolle der Reinheit und kann daher zur Abwandlung und Verbesserung der Verfahren dienen. — Ähnlich liegt es mit der Aufgabe, aus einem natürlich vorliegenden Werkstoff, z. B. Ton, eine bestimmte, für die übermikroskopische Untersuchung geeignete Größensfraktion zu isolieren [EITEL, H. O. MÜLLER und RADZIEWSKI (57)]. Hierzu stehen die Verfahren der Schlämmanalyse, der Sedimentation und des Zentrifugierens zur Verfügung: In entsprechender Weise kann auch hier aus dem übermikroskopischen Bild eine Größenverteilungskurve gewonnen und damit der Fraktionierungsengang kontrolliert werden [EITEL und SCHUSTERIUS (59)].

Handelt es sich um die Abbildung größerer Teilchen, die in natürlichem Zustand zu dick sind, als daß sie durchstrahlt werden könnten, so führt vielfach eine Aufschließung zum Ziel. So werden beispielsweise

Blutplättchen nach WOLPERS und H. RUSKA (135) durchstrahlbar, wenn man sie ungenügend fixiert in Wasser bis zu einem gewissen Zustand

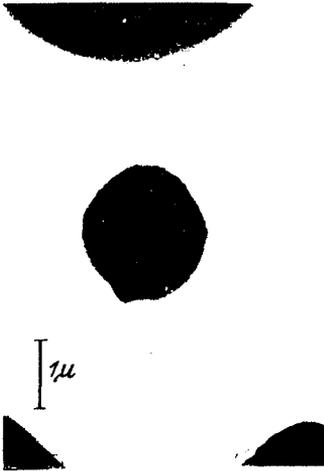


Abb. 48. Normales Blutplättchen. Sofortige starke Osmiumfixation. Kein gerinnungshemmender Zusatz. Scharfer, fortsatzfreier Rand. Keine Innenstruktur. Am oberen Bildrand Teil eines Erythrozyten. Elektronenoptisch: 9000:1. Nach WOLPERS und H. RUSKA.



Abb. 49. Aufgelockertes Blutplättchen. Citratblut mit ungenügender, sofortiger Osmiumfixation. Auflockerung des Protoplasmas durch Aqua dest. Protoplasma-gerüstfäden 25—30 μ breit. Granulationen von verschiedener Größe. Gleicher Spender wie bei Abb. 48. Elektronenoptisch 9000:1. Nach WOLPERS und H. RUSKA.

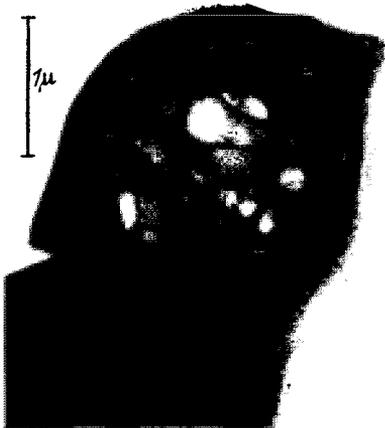


Abb. 50. Teilquerschnitt durch eine Zellwollfaser. Der Durchmesser des ganzen Zellwollfadens beträgt im Mittel 15 μ . Elektronenoptisch: 18000:1. Nach H. RUSKA.

quellen läßt (Abb. 48 und 49). Als anderes Mittel zur Verringerung der Massendicke kommen die Mikroveraschung und der fermentative Abbau (teilweise Verdauung) in Frage [H. RUSKA, v. BORRIES und E. RUSKA (127)]. Auch die Herauslösung bestimmter Teile des Objekts (z. B. Fette) durch chemisch differente Mittel führt manchmal zum Ziel [LEMBKE und H. RUSKA (85)].

Bei noch dickeren Objekten ist man, wie in der Lichtoptik, zunächst auf die Mikrotomtechnik angewiesen. Hier gelingt es, bis zu 0,5 μ dicke Schnitte zu gewinnen. Dieser Wert liegt selbst für die relativ wenig dichten organischen Stoffe noch zu hoch, als daß kompakte Körper dieser Dicke durchstrahlt werden könnten. In lockere Gefüge gewinnt man damit jedoch gute Einblicke, wofür als Beispiel die Untersuchung von

Faserstoffen genannt sei (Abb. 50), bei der mit dem Mikrotom Quer- und Längsschnitte der Fasern gewonnen wurden [H. RUSKA (125)]. Die Fasern wurden zu diesem Zweck in Paraffin eingebettet und geschnitten. Dann wurde das Paraffin ausgewaschen und die einzelnen Faserteilchen in der oben für kleine Objekte beschriebenen Technik auf dem Film aus der Flüssigkeit aufgetrocknet. Eine Möglichkeit, noch dünnere Schnitte zu erzielen, ist vielleicht mit dem Keilschnittmikrotom [V. ARDENNE (5)] gegeben, doch sind bisher keine übermikroskopischen Bilder so geschnittener Objekte bekannt geworden.

Eine Färbung der Objekte in dem aus der Lichtmikroskopie bekannten Sinne bietet bei der Übermikroskopie keinen Vorteil, da ja nicht die Farbe, sondern die Massendicke dargestellt wird. Wenn in einem Untersuchungsobjekt die vorhandenen Dicken- oder Dichtenunterschiede zur Erzeugung eines Kontrastes im übermikroskopischen Bild nicht genügen sollten, so ist schon früh [E. RUSKA (115)] vorgeschlagen worden, das Objekt mit Schwermetallsalzen zu imprägnieren, die von gewissen Strukturen des Objekts spezifisch angelagert werden. Auch können schwere Atome chemisch an die Objekte gebunden werden, z. B. Barium an Bentonit [EITEL und RADCZEWSKI (58)], Jodbenzoylrest an Glykogen [HUSEMANN und H. RUSKA (73)], um den Kontrast zu erhöhen. Bei dem geringen Massendurchdringungsvermögen selbst sehr schneller Elektronen dürfte dieser Weg seltener notwendig sein. Es besteht vielmehr häufig, wie oben erörtert, die entgegengesetzte Notwendigkeit, ein für die übermikroskopische Untersuchung zu dickes Objekt, wie z. B. die dünnsten, bisher bekannten Mikrotomschnitte, teilweise abzubauen, um auf diese Weise ein durchstrahlbares, kontrastreiches Objekt zu erhalten.

Für gewisse Substanzen bedeutet die Untersuchung im Übermikroskop einen Eingriff, der nicht ohne sichtbare Veränderungen vertragen wird. Durch Faltenbildungen in einem einreißenden Objektträgerfilm kann es zu Verformungen organischer Objekte, wie Bakterien, Tier- und Pflanzenvirus oder zu Knitterungen dünnster Kristallplättchen und dgl. kommen. Das Vakuum führt unter Umständen zu einer leichten Schrumpfung des Objekts. Schließlich wirkt der Elektronenstrahl selbst auf die Objekte erwärmend und unabhängig von der Wärmewirkung infolge Ionisierung auf lebende Gebilde abtötend. Die Wärmewirkung wird durch Steigerung der Bildhelligkeit erhöht, so daß es bei gewissen Substanzen möglich ist, Umkristallisationen [RADCZEWSKI, H. O. MÜLLER, EITEL (106)], und Verdampfung oder Sublimierung [H. RUSKA und FRÜHBRODT (128)] zu bewirken. Kennt man die Temperatur, bei welcher die untersuchten Substanzen im Vakuum flüchtig sind, so kann man aus der übermikroskopischen Beobachtung auf die im Objekt vorhandene Temperatur rückschließen. Spielen sich Veränderungen an sehr kleinen Partikeln ab, so ist es von beträchtlichem Vorteil, bei hohen Vergrößerungen direkt zu beobachten, weil bis zur ersten Aufnahme bereits Änderungen eingetreten sein können.

Während es einfach und mit großer Genauigkeit möglich ist, Teilchengrößen, deren Form, Struktur und Häufigkeitsverteilung zu bestimmen [v. BORRIES und KAUSCHE (21)], macht es die bisher notwendige Untersuchung im Vakuum schwierig, Reaktionsabläufe oder gar Lebensprozesse zu verfolgen. Man muß deshalb eine Reihe von Einzelbildern aus einem ablaufenden Vorgang herausgreifen und sich aus genügend großem Beobachtungsmaterial den Vorgang rekonstruieren. Außer der Beobachtung fortlaufender Veränderungen durch das Festhalten einzelner Zustandsbilder ist auch der Vergleich eines zu untersuchenden Systems vor und nach einmaligen, in ihrer Wirkung überblickbaren Eingriffen möglich. Es können damit sowohl Reaktionsabläufe [KAUSCHE und H. RUSKA (76)] als auch Struktureigentümlichkeiten geklärt werden, wenn die Objekte der Wirkung spezifisch wirkender Chemikalien ausgesetzt werden, die Teile der Struktur herauslösen oder verändern [LEMBKE und H. RUSKA (85)].

Die bisher beschriebenen präparativen Vorschriften bezogen sich durchweg auf die Auswahl und Vorbereitung solcher Objekte, die im Durchstrahlungsverfahren untersucht werden sollen. In jüngster Zeit sind aber auch Fortschritte erzielt worden in der elektronenmikroskopischen Abbildung von Oberflächen. Zunächst wurde dafür ein indirektes Verfahren [MAHL (91, 92)] entwickelt, das in ähnlicher Weise zur lichtmikroskopischen Untersuchung der Oberfläche von Kohle vielfach [HSIEH (72)] benutzt worden ist. Bei dieser Methode wird auf der zu untersuchenden Materialoberfläche eine möglichst gleichmäßig dicke Schicht erzeugt, die so dünn ist, daß sie nach dem Ablösen von der Unterlage im Durchstrahlungsmikroskop mit der üblichen Technik abgebildet werden kann. Im allgemeinen Fall überzieht man die zu untersuchende Oberfläche mit einer Zaponlackschicht, die man durch Aufgießen und Eintrocknenlassen einer stark verdünnten Lösung in geeigneter Schichtdicke (50 m μ) erzeugt. Die Ablösung der Schicht bewirkt man beispielsweise bei Aluminium durch die sog. Quecksilbermethode [EVANS (60)]. Die Oberfläche wird hierbei eingeritzt und dann der Einwirkung einer gesättigten Quecksilberchloridlösung ausgesetzt. Dabei scheidet sich an den eingeritzten Stellen metallisches Hg ab und greift unter der Zaponlack-schicht das Aluminium an, so daß diese frei wird. Etwa noch anhaftende Metallreste müssen durch chemische Behandlung entfernt werden. Die Zaponlackfolie wird dann auf einem üblichen Träger aufgefangen und im Durchstrahlungsmikroskop untersucht. Es zeigt sich, daß die Folie die Oberflächenform plastisch wiedergibt (Abb. 51). Eine gewisse Schwierigkeit liegt darin, daß so dünne Zaponlackfilme leicht zusammenknüllen, was sich im Bild als eine Änderung der Geometrie gegenüber der Originaloberfläche auswirken kann. Dagegen sind sie im Bereich des Auflösungsvermögens des Durchstrahlungsmikroskops strukturlos, so daß eine Verfälschung der Mikrostruktur der Oberfläche hierdurch nicht eintritt.

Bei der Untersuchung von Aluminiumoberflächen hat es sich nach MAHL besonders bewährt, die abzulösenden Filme aus Aluminiumoxyd

(durch anodische Oxydierung) herzustellen. Die Dicke dieser Schichten beträgt dabei etwa 20—50 μ , die Ablösung wird mit der oben be-



Abb. 51. Zaponlack-Abdruck von ungeätztem Aluminium. Bildwiedergabe 18000:1. Nach MAHL.



Abb. 52. Ätzstruktur von Aluminium mit Kristallkante. (Al-Oxyd-Abdruck.) Bildwiedergabe 7500:1. Nach MAHL.

schriebenen Quecksilbermethode durchgeführt. Solche Al-Oxydschichten sind steifer als Zaponlackfilme, so daß eine Verfälschung der Oberflächengeometrie nicht zu befürchten ist. Dagegen haben diese Schichten eine

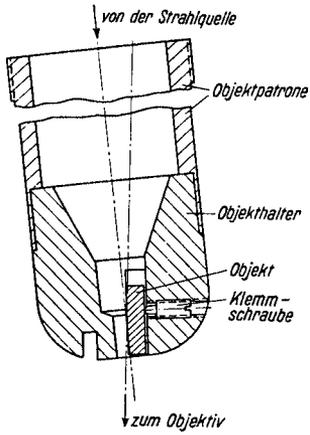
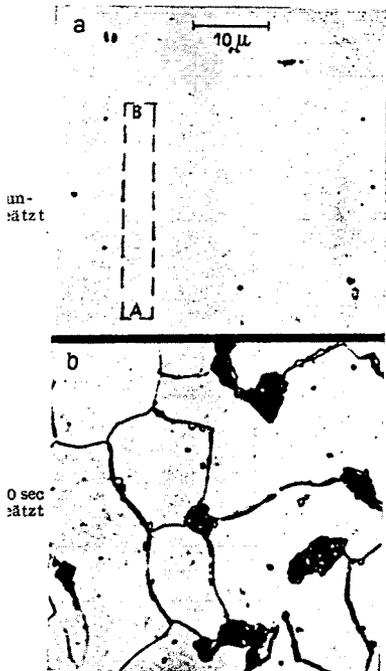
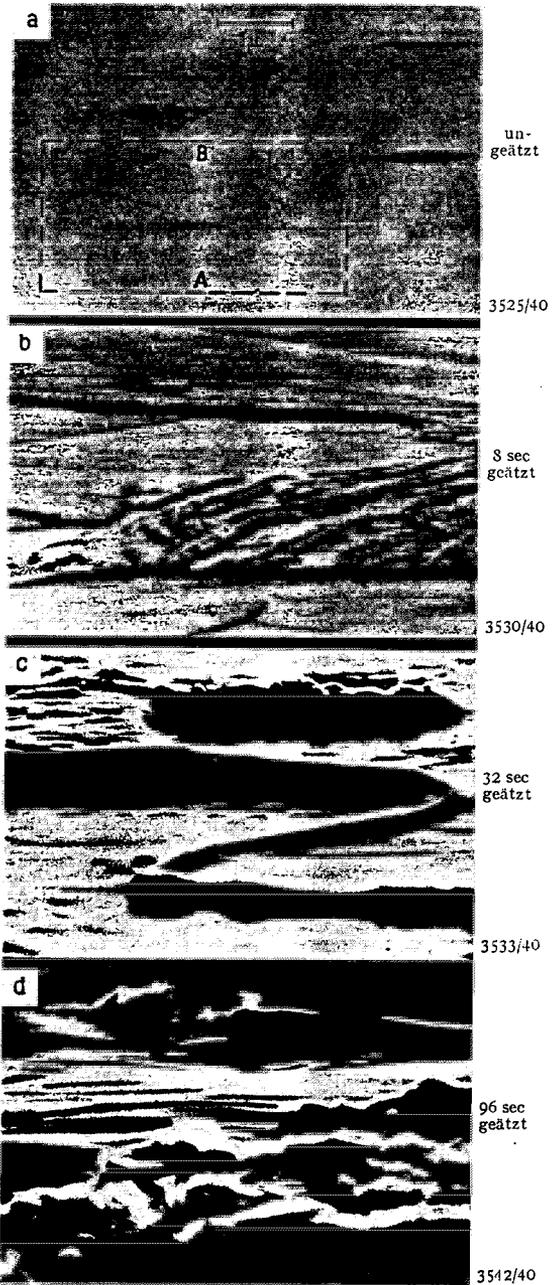


Abb. 53. Objekthalter für Abbildung von Metalloberflächen. Nach v. BORRIES und RUTTMANN.



A lichtoptisch: 1000:1.

B elektronenoptisch: 6800 bis 7300:1. Abbildung: 10000:1.

Abb. 54. Oberflächenbilder von Flußstahl mit 0,14% C, geätzt mit 1%iger alkoholischer Salpetersäure. Nach v. BORRIES und RUTTMANN.

körnige Struktur, die es bisher nicht gestattete, das volle Auflösungsvermögen des Durchstrahlungsmikroskops auszunützen. Es konnten aber bei mäßiger Vergrößerung sehr schöne, plastische Bilder erzielt werden, die Ätzstrukturen und Korngrenzen an Aluminium zeigen (Abb. 52).

Unmittelbare Bilder metallischer Oberflächen gewinnt man durch Abbildung mittels rückgestreuter schneller Elektronen [E. RUSKA (114), v. BORRIES (20)]. Man befestigt zu diesem Zwecke das Probestück in einer geeigneten Fassung gemäß Abb. 53, die an Stelle der Blendenfassung Abb. 45 c u. d an der Vorderseite der Einschleuspatrone Abb. 45 e angebracht wird. Handelt es sich nur um die Untersuchung der Oberflächenbeschaffenheit, z. B. der Bearbeitungsgüte eines Werkstücks, so sind weitere Vorbehandlungen nicht notwendig. Soll dagegen die Kristallstruktur des Metallobjekts dargestellt werden, so ist die Probe wie in der lichtoptischen Metallographie zu ätzen. An der in Abb. 54 dargestellten, zu einer lichtoptischen 1000fachen Aufnahme in Vergleich gesetzten Aufnahme [v. BORRIES und RUTTMANN (38)] erkennt man, daß für die übermikroskopische Untersuchung kürzere Ätzzeiten nützlich sind. Durch eine Variation der Ätzzeiten und Ätzmittel erhält man, wie in der Lichtoptik, umfassendere Einblicke in die Metallstruktur.

Literaturverzeichnis zu Teil I—IV.

1. ARDENNE, M. v.: *Fernsehen* **1**, 193 (1930).
2. — *Z. Physik* **108**, 338 (1938).
3. — *Z. Physik* **109**, 553 (1938).
4. — *Z. techn. Physik* **19**, 407 (1938).
5. — *Z. wiss. Mikroskopie* **56**, 8 (1939).
- 5a. — *Z. techn. Physik* **20**, 235 (1939).
6. — *Naturwiss.* **27**, 614 (1939).
7. — *Z. Physik* **113**, 257 (1939).
8. — *Naturwiss.* **28**, 113 (1940).
9. — *Z. physik. Chem. (A)* **187**, 1 (1940).
10. — *Naturwiss.* **28**, 248 (1940).
11. — *Z. Physik* **115**, 339 (1940).
12. — *Elektronenübermikroskopie*. Berlin: Julius Springer 1940.
13. BEISCHER, D. u. F. KRAUSE: *Naturwiss.* **25**, 825 (1937).
14. BOERSCH, H.: *Ann. Physik (5)* **26**, 631 (1936).
15. — *Naturwiss.* **27**, 418 (1939).
16. — *Z. techn. Physik* **20**, 346 (1939).
17. — *Jb. AEG-Forsch.* **7**, 34 (1940).
- 17a. BORRIES, B. v.: *Diss. T. H. Berlin* 1932.
18. — *DRP. a B* 169 582 vom 25. 4. 1935.
19. — *Vorträge aus dem Haus der Technik, Essen. Selbstverlag Haus der Technik, Essen, Nr 1*, 1935.
20. — *Z. Physik* **116**, 370 (1940).
21. — u. G. A. KAUSCHE: *Kolloid-Z.* **90**, 132 (1940).
22. — u. E. RUSKA: *DRP.* 679857 vom 17. 3. 1932.
23. — — *DRP.* 680284 vom 17. 3. 1932.
24. — — *Z. Physik* **76**, 649 (1932).
25. — — *Z. Physik* **83**, 187 (1933), a) auf S. 187 und 191, c) auf S. 187 und 188.

26. BORRIES, B. v. u. E. RUSKA: Z. VDI **79**, 519 (1935).
27. --- --- Wiss. Veröff. Siemens **17**, 99 (1938).
28. --- --- Z. techn. Physik **19**, 402 (1938).
29. --- --- Naturwiss. **27**, 281 (1939).
30. --- --- Z. techn. Physik **20**, 225 (1939).
31. --- --- Naturwiss. **27**, 577 (1939).
32. --- --- Z. wiss. Mikroskopie **56**, 317 (1939).
33. --- --- DRP. a S 136237 vom 9. 3. 1939.
34. --- --- Naturwiss. **28**, 366 (1940).
35. --- --- Z. Physik **116**, 249 (1940).
36. --- --- J. KRUMM u. H. O. MÜLLER: Naturwiss. **28**, 350 (1940).
37. --- --- u. H. RUSKA: Klin. Wschr. **17**, 921 (1938).
38. --- u. W. RUTTMANN: Wiss. Veröff. Siemens, We.kstoff-Sonderheft **1940**, S. 342.
39. Vgl. W. BOTHE: Handbuch der Physik, Bd. 22, S. 33. Berlin: Julius Springer 1933.
40. BROGLIE, L. DE: Thèses. Paris: Masson & Cie. 1924. — Ann. de Physique **3**, 22 (1925).
41. BRÜCHE, E.: Naturwiss. **20**, 49 (1933).
42. --- Z. Physik **78**, 26 (1932).
43. --- Arch. Elektrotechn. **29**, 106 (1935)
44. --- u. E. GÖLZ: Jb. AEG.-Forsch. **7**, 60 (1940).
45. --- u. W. HENNEBERG: Erg. exakt. Naturwiss. **15**, 365 (1936).
46. --- u. H. JOHANNSON: Naturwiss. **20**, 353 (1932).
47. --- u. O. SCHERZER: Geometrische Elektronenoptik, S. 272—273. Berlin: Julius Springer 1934.
48. BURTON, E. F., J. HILLIER and A. PREBUS: Physic. Rev. **56**, 1171 (1939).
49. BUSCH, H.: Ann. Physik **81**, 974 (1926).
50. --- Arch. Elektrotechn. **18**, 583 (1927).
51. DAUVILLIER, A.: Franz. Patent 592162 vom 29. 11. 1923.
52. DAVISSON, C. J. and C. J. CALBICK: Physic. Rev. **38**, 585 (1931).
53. --- and L. H. GERMER: Physic. Rev. **30**, 705 (1927).
54. DIELS, K. u. W. WENDT: Beiträge zur Elektronenoptik, S. 19. Leipzig Johann Ambrosius Barth 1937.
55. DRIEST, E. u. H. O. MÜLLER: Z. Mikroskopie **52**, 53 (1935).
56. EITEL, W. u. E. GOTTHARDT: Naturwiss. **28**, 367 (1940).
57. --- H. O. MÜLLER u. O. E. RADZIEWSKI: Ber. dtsch. keram. Ges. **20**, 165 (1939).
58. --- u. O. E. RADZIEWSKI: Naturwiss. **28**, 397 (1940).
59. --- u. C. SCHUSTERIUS: Naturwiss. **28**, 300 (1940).
60. EVANS, U. R.: Korrosion, Passivität und Oberflächenschutz von Metallen, S. 55. Berlin: Julius Springer 1939.
61. GÁBOR, D.: Forsch.-Heft 1 der Stud.-Ges. f. Höchstspannungsanlagen, Ver. Elektr. Werke Berlin 1927, S. 15.
62. GEORGE, R. H.: J. amer. Inst. electr. Engng. **48**, 534 (1929).
63. GLASER, W.: Ann. Physik **18**, 557 (1933).
64. --- Z. Physik **83**, 104 (1933).
65. --- Z. Physik **97**, 177 (1935).
66. --- Beiträge zur Elektronenoptik, S. 24. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1937.
67. --- Z. Physik **109**, 700 (1938).
68. --- Z. Physik **116**, 56 (1940).
69. HRECKE, R.: Elektrotechn. u. Masch.-Bau **5** (Radiotechnik), 94 (1928).
70. HITTORF, W.: Poggendorfs Ann. **136**, 1, 197 (1869).
71. HOCHHÄUSLER, P.: Elektrotechn. Z. **50**, 860 (1929); DRP. 442 465 v. 21. 11. 25.

72. HSIEH, C. Y.: Arb. Inst. Paläobotanik u. Petrographie der Bernsteine **2**, 35 (1930) (Preuß. geol. Landesanst.).
73. HUSEMANN, E. u. H. RUSKA: Naturwiss. **28**, 534 (1940).
74. JOHANNSSON, H. u. O. SCHERZER: Z. Physik **80**, 183 (1933).
75. KAUSCHE, G. A.: Biol. Zbl. **60**, 15 (1940).
76. — u. H. RUSKA: Kolloid-Z. **89**, 21 (1939).
77. KINDER, E. u. A. PENDZICH: Jb. AEG-Forsch. **7**, 23 (1940).
- 77a. KNOBLAUCH, H.: Diss. T. H. Berlin 1932.
- 77b. KNOLL, M.: Z. techn. Physik **10**, 294 (1929).
78. — DRP. 690 809 vom 10. 11. 1929.
- 78a. — H. KNOBLAUCH u. B. v. BORRIES: ETZ **51**, 966 (1930).
79. — u. E. RUSKA: Ann. Physik (5) **12**, 607, 641 (1932), a) auf S. 639, c) auf S. 638.
80. — — Z. Physik **78**, 318 (1932), a) auf S. 329, b) auf S. 328 und 329, d) auf S. 328, e) auf S. 327.
81. — F. G. HOUTERMANS u. E. SCHULZE: Z. Physik **78**, 340 (1932).
82. KRAUSE, F.: Z. Physik **102**, 417 (1936).
83. — Beiträge zur Elektronenoptik, S. 55. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1937.
84. — Naturwiss. **25**, 817 (1937).
85. LEMBKE, A. u. H. RUSKA: Klin. Wschr. **19**, 217 (1940).
86. LENARD, P.: Über Kathodenstrahlen, Nobelvortrag, 2. Aufl., S. 25. Berlin-Leipzig: de Gruyter & Co. 1920.
87. — Quantitatives über Kathodenstrahlen. Heidelberg: Karl Winter 1925.
88. LILIENFELD, J. E.: DRP. 373 834 vom 14. 12. 1915.
89. MAHL, H.: Naturwiss. **27**, 417 (1939).
90. — Z. techn. Physik **20**, 316 (1939).
91. — Z. techn. Physik **21**, 17 (1940).
92. — Metallwirtsch. **19**, 488 (1940).
93. — Kolloid-Z. **91**, 105 (1940).
94. — Jb. AEG-Forsch. **7**, 43 (1940).
95. MARTIN, L. C., R. V. WHELPTON and D. H. PARNUM: Rev. sci. Instr. **14**, 14 (1937).
96. MARTON, L.: Bull. Acad. Belg. Cl. d. Sci. **20**, 439 (1934).
97. — Bull. Acad. Belg. Cl. d. Sci. **21**, 553 (1935).
98. — Bull. Acad. Belg. Cl. d. Sci. **21**, 606 (1935).
99. — Bull. Acad. Belg. Cl. d. Sci. **22**, 1336 (1936).
100. — Physica **3**, 959 (1936).
101. — Bull. Acad. Belg. Cl. d. Sci. **23**, 672 (1937).
102. — Physic. Rev. **58**, 57 (1940).
103. MYERS, L. M.: Electron Optics. London: Chapman and Hall 1939.
104. O'DANIEL, H. u. O. E. RADZIEWSKI: Naturwiss. **28**, 628 (1940).
- 104a. PICHT, J.: Einführung in die Theorie der Elektronenoptik. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1939.
105. PREBUS, A. and J. HILLIER: Canad. J. Res. A **17**, 49 (1939).
106. RADZIEWSKI, O. E., H. O. MÜLLER u. W. EITEL: Zbl. Mineralogie A, **8** (1940).
107. RANKIN, R.: USA-Patent 838 273 vom 23. 8. 1905.
108. REBSCH, R. u. W. SCHNEIDER: Z. Physik **107**, 138 (1937).
109. — Ann. Physik **31**, 551 (1938).
110. RECKNAGEL, A.: Jb. AEG-Forsch. **7**, 15 (1940).
111. RIECKE, E.: Wiedemanns Ann. **13**, 191 (1881).
112. ROGOWSKI, W.: DRP. 520 513 vom 4. 2. 1928.
113. RUSKA, E.: Ann. Physik **12**, 650 (1932).
114. — Z. Physik **83**, 492 (1933), a) auf S. 494, 493 u. 495.

- 114a. RUSKA, E.: Forschgn. u. Fortschr. **10**, 8 (1934).
 115. — Z. Physik **87**, 580 (1934), a) auf S. 594, 598, 599, b) auf S. 598, f) auf S. 599.
 116. — Z. Physik **89**, 90 (1934), a) auf S. 91, 122f., c) auf S. 100.
 117. — DRP. 659 092 vom 12. 12. 1934.
 118. — DRP. Anmeldung R 92 158 vom 14. 12. 1934. Die Anordnung wurde zuerst beim Versuchsgerät des Siemens-Übermikroskops benutzt (vgl. 27).
 119. — Beiträge zur Elektronenoptik, S. 49. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1937.
 120. — Elektrotechn. Z. **61**, 889 (1940).
 121. — Wiss. Veröff. Siemens, Werkstoff-Sonderheft 1940, S. 372.
 122. — u. M. KNOLL: Z. techn. Physik **12**, 389, 448 (1931), a) auf S. 399.
 123. — u. H. O. MÜLLER: Z. Physik **116**, 366 (1940).
 124. RUSKA, H.: Naturwiss. **27**, 287 (1939).
 125. — Kolloid-Z. **92**, 276 (1940).
 126. — Aufsatz im Buch: Das Übermikroskop als Forschungsmittel. Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1941.
 127. — B. v. BORRIES u. E. RUSKA: Arch. ges. Virusforsch. **1**, 155 (1939).
 128. — u. E. FRÜHBRODT: Biologie **9**, 69 (1940).
 129. SCHERING: Von ihm selbst nicht veröffentlicht; siehe W. RASKE: Arch. Elektrotechn. **31**, 747 (1937).
 130. SCHERZER, O.: Z. Physik **80**, 193 (1933).
 131. — Z. Physik **101**, 23 (1936).
 131a. — Z. Physik **101**, 593 (1936).
 132. SIEGBAHN, M.: Von ihm selbst nicht veröffentlicht; vgl. Nordisk Familjeboks Monatskronika **1939**, Heft 8.
 133. WEHNELT, A.: Von ihm selbst nicht veröffentlicht, siehe WESTPHAL, W.: Verh. dtsch. physik. Ges. **10**, 405 (1908).
 134. WIECHERT, E.: Wiedemanns Ann. **69**, 737 (1899).
 135. WOLPERS, C. u. H. RUSKA: Klin. Wschr. **18**, 1111, 1117 (1939).

V. Ergebnisse der Mikroskopie mit schnellen Elektronen¹.

Die Übermikroskopie ist in den letzten Jahren in rasch steigendem Maße als Untersuchungsverfahren auf den verschiedensten Arbeitsgebieten angewendet worden, von denen insbesondere in der Medizin und Biologie die Bakteriologie und Virusforschung, in der Chemie das Gebiet der hochpolymeren Substanzen und der Kolloidchemie, sowie in der Technik die Untersuchung der Steine und Erden, sowie der Staube und Rauche und metallographischen Arbeiten genannt seien. Bei dem Umfang und der Verschiedenartigkeit der hier vorliegenden Ergebnisse kann nur durch ein Verzeichnis auf diese Arbeiten hingewiesen werden.

In vier Gruppen sind die Arbeiten aufgeführt, die bisher 1. an dem ältesten Elektronenmikroskop hoher Auflösung im Hochspannungsinstitut der Technischen Hochschule Berlin, 2. an den Siemens-Übermikroskopen, 3. an den elektrostatischen Elektronenmikroskopen hoher Auflösung der AEG. und 4. an dem Universalelektronenmikroskop des Laboratoriums M. v. ARDENNE ausgeführt wurden.

Hervorgehoben sei, daß mit den Mikroskopen der zweiten Gruppe bereits von einer größeren Anzahl von Nichtelektronenoptikern aus den verschiedensten Fachinstituten Aufnahmen gemacht und Arbeiten durch-

¹ Verzeichnis der bis 1. 12. 40 erschienenen deutschen Untersuchungen.

geführt wurden. Innerhalb jeder dieser Gruppen sind unter A solche Arbeiten über die Mikroskope und deren optische Wirkungsweise oder solche zusammenfassenden Arbeiten aufgeführt, die einzelne *neue* Anwendungsbeispiele enthalten, während unter B die Untersuchungen über spezielle Fragen zusammengefaßt sind.

1. Arbeiten aus dem Hochspannungsinstitut Neubabelsberg der Technischen Hochschule Berlin, z. T. gemeinsam mit dem Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie, Berlin-Dahlem.

A. Einzelergebnisse.

- 1934 1. RUSKA, E.: Über Fortschritte im Bau und in der Leistung des magnetischen Elektronenmikroskops. *Z. Physik* **87**, 580—602 (1934, Febr.), eingegangen 12. 12. 1933.
- 1935 2. BORRIES, B. v. u. E. RUSKA: Das Elektronenmikroskop und seine Anwendungen. *Z. VDI* **79**, 519—524 (1935, Mai).
- 1936 3. KRAUSE, F.: Elektronenoptische Aufnahmen von Diatomeen mit dem magnetischen Elektronenmikroskop. *Z. Physik* **102**, 417—422 (1936, Sept.), eingegangen 21. 8. 1936.
- 1937 4. KRAUSE, F.: Neuere Untersuchungen mit dem magnetischen Elektronenmikroskop, Beiträge zur Elektronenoptik, S. 55—61. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1937. Ein Teil der Bilder dieses Aufsatzes wurde von F. KRAUSE zu einem Vortrag E. RUSKAs vom 13. 9. 36 (Salzbrunn, Physikertagung) zur Verfügung gestellt und ist dort gezeigt worden.
5. KRAUSE, F.: Das magnetische Elektronenmikroskop und seine Anwendung in der Biologie. *Naturwiss.* **25**, 817—825 (1937, Dez.).
- 1938 6. KRAUSE, F.: Das magnetische Elektronenmikroskop und seine Anwendung in der Biologie, Kolloidchemie und Medizin. *Radio-logica* **3**, 122—145 (1938, Sept.).

B. Spezielle Untersuchungen.

- 1935 1. DRIEST, E. u. H. O. MÜLLER: Elektronenmikroskopische Aufnahmen (Elektronenmikrogramme) von Chitinobjekten. *Z. wiss. Mikroskopie* **52**, 53—57 (1935, Juli), eingegangen 16. 1. 1935.
- 1937 2. BEISCHER, D. u. F. KRAUSE: Das Elektronenmikroskop als Hilfsmittel der Kolloidforschung. *Naturwiss.* **25**, 825—829 (1937, Dez.).
- 1938 3. BEISCHER, D. u. F. KRAUSE: Das Elektronenmikroskop in der Kolloidchemie. *Angew. Chem.* **51**, 331—334 (1938, Juni), eingegangen 28. 4. 1938.
4. BEISCHER, D.: Bestimmung der Kristallitgröße in Metall- und Metalloxydrauchen aus Röntgen- und Elektronenbeugungsdiagrammen und aus Elektronenmikroskopbildern. *Z. Elektrochem.* **44**, 375—385 (1938, Juni), eingegangen 11. 5. 1938.

2. Arbeiten aus dem Laboratorium für Elektronenoptik bzw. für Übermikroskopie der Siemens & Halske AG. und aus folgenden Instituten:

1. I. Medizinische Universitätsklinik der Charité, Berlin,
2. Dienststelle für Virusforschung der Biologischen Reichsanstalt für Land- und Forstwirtschaft, Berlin-Dahlem,
3. Kaiser-Wilhelm Institut für Silikatforschung, Berlin-Dahlem,
4. Erbwissenschaftliches Forschungsinstitut des Reichsgesundheitsamtes, Berlin,

5. Wissenschaftliches Laboratorium der Auergesellschaft, Berlin,
6. Forschungsabteilung für makromolekulare Chemie des Chemischen Laboratoriums der Universität Freiburg i. Br.,
7. Bakteriologisches Institut der Preußischen Versuchs- und Forschungsanstalt für Milchwirtschaft, Kiel,
8. Institut für Textil- und Gerbereichemie der Technischen Hochschule Karlsruhe,
9. Ornithologische Abteilung des Zoologischen Museums der Universität Berlin,
10. Institut für Photogrammetrie an der Technischen Hochschule Berlin,
11. Abteilung für Elektrochemie der Siemens & Halske AG.,
12. Materialprüfungsanstalt der Siemens & Schuckert-Werke AG.

A. Einzelergebnisse.

- 1938**
1. BORRIES, B. v. u. E. RUSKA: Vorläufige Mitteilung über Fortschritte im Bau und in der Leistung des Übermikroskopes. *Wiss. Veröff. Siemens* **17**, 99—106 (1938, März), eingegangen 25. 2. 1938.
 2. BORRIES, B. v. u. E. RUSKA: Der Stand des Übermikroskopes. *Z. VDI* **82**, 937—941 (1938, Aug.).
 3. RUSKA, H.: Unsichtbares wird sichtbar. *Kosmos* **35**, 346—350 (1938, Okt.).
 4. BORRIES, B. v. u. E. RUSKA: Über die Bildentstehung im Übermikroskop. *Z. techn. Physik* **19**, 402—407 (1938, Nov.), eingegangen 1. 10. 1938. Vortrag Baden-Baden, Physikertagung vom 16. 9. 1938.
 5. BORRIES, B. v. u. E. RUSKA: Das Übermikroskop als Fortsetzung des Lichtmikroskops. *Verh. Ges. dtsh. Naturforsch. u. Ärzte* **95**. Verslg. Stuttgart vom 18.—21. Sept. **1938**, S. 72—77.
 6. MÜLLER, H. O.: Grundlagen und Entwicklung des Übermikroskopes. *Elektrotechn. Z.* **59**, 1189—1194 (1938, Nov.), Vortrag Berlin, VDE vom 14. 10. 1938.
- 1939**
7. RUSKA, H.: Übermikroskopische Darstellung organischer Struktur (vom Größenbereich der Zelle bis zum Ultra-Virus). *Arch. exper. Zellforsch.* **22**, 673—680 (1939), Vortrag Zürich, internat. Zellforsch. Kongreß vom 12. 8. 1938.
 8. RUSKA, H., B. v. BORRIES u. E. RUSKA: Die Bedeutung der Übermikroskopie für die Virusforschung. *Arch. f. d. ges. Virusforsch.* **1**, 155—169 (1939), eingegangen 4. 2. 1939.
 9. MÜLLER, H. O.: Das Übermikroskop in der Medizin. *Med. Klin.* **35**, 1041—1048 (1939, Aug.), eingegangen 22. 5. 1939.
 10. BORRIES, B. v. u. E. RUSKA: Aufbau und Leistung des Siemens-Übermikroskopes. *Z. wiss. Mikroskopie* **56**, 317—333 (1939, Okt.), eingegangen 27. 4. 1939.
 11. BORRIES, B. v. u. E. RUSKA: Ein Übermikroskop für Forschungsinstitute. *Naturwiss.* **27**, 577—582 (1939, Aug.), eingegangen 24. 6. 1939.
 12. RUSKA, H.: Übermikroskopische Bilder zu Strukturproblemen. *Verh. dtsh. zool. Ges.* **12**, Suppl., 295—302 (1939), Vortrag Rostock, Deutsche Zool. Ges. vom 2. 8. 1939.
- 1940**
13. RUSKA, H., u. E. FRÜHBRODT: Die Übermikroskopie als Untersuchungsverfahren. *Biologie* **9**, 69—75 (1940, März).
 14. RUSKA, H.: Untersuchungsverfahren und Ergebnisse der Übermikroskopie. *Nederl. Tijdschr. Natuurk.* **7**, 179 (1940), Vortrag Delft. *Ges. f. Biophys.* vom 3. 2. 1940.

15. BORRIES, B. v.: Sublichtmikroskopische Auflösungen bei der Abbildung von Oberflächen im Übermikroskop. *Z. Physik* **116**, 370 bis 378 (1940. Sept.), eingegangen 8. 8. 1940.
16. RUSKA, E.: Aufnahmen von Elektronenbeugungsdiagrammen im Übermikroskop. *Wiss. Veröff. Siemens, Werkstoffsonderheft 1940* (Nov.) S. 372—379, eingegangen 18. 9. 1940.

B. Spezielle Untersuchungen.

- 1938 1. BORRIES, B. v., E. RUSKA u. H. RUSKA: Übermikroskopische Bakterienaufnahmen. *Wiss. Veröff. Siemens* **17**, 107—111 (1938, März), eingegangen 25. 2. 1938.
2. BORRIES, B. v., E. RUSKA u. H. RUSKA: Bakterien und Virus in übermikroskopischer Aufnahme. *Klin. Wschr.* **17**, 921—925 (1938, Juli), eingegangen 13. 5. 1938.
- 1939 3. FRIESS, H. u. H. O. MÜLLER: Staube und Rauche im Übermikroskop. *Gasmasken* **11**, 1—9 (1939, Jan.).
4. EITEL, W., H. O. MÜLLER u. O. E. RADZEWski: Übermikroskopische Untersuchungen an Tonmineralien. *Ber. dtsch. keram. Ges.* **20**, 165—180 (1939, April), eingegangen 23. 2. 1939.
5. PIEKARSKI, G. u. H. RUSKA: Übermikroskopische Darstellung von Bakteriengeißeln. *Klin. Wschr.* **18**, 383—386 (1939, März), eingegangen 6. 3. 1939.
6. KAUSCHE, G. A., E. PFANKUCH u. H. RUSKA: Die Sichtbarmachung von pflanzlichem Virus im Übermikroskop. *Naturwiss.* **27**, 292—299 (1939, Mai), eingegangen 15. 3. 1939.
7. FRANK, F. u. H. RUSKA: Übermikroskopische Untersuchung der Blaustuktur der Vogelfeder. *Naturwiss.* **27**, 229—230 (1939, April), eingegangen 22. 3. 1939.
8. PIEKARSKI, G. u. H. RUSKA: Übermikroskopische Untersuchungen an Bakterien unter besonderer Berücksichtigung der sog. Nukleotide. *Arch. Mikrobiol.* **10**, 302—321 (1939), eingegangen 11. 5. 1939.
9. WOLPERS, C. u. H. RUSKA: Strukturuntersuchungen zur Blutgerinnung. *Klin. Wschr.* **18**, 1077—1081, 1111—1117 (1939, Aug.), Vortrag vom 14. 7. 1939.
10. KAUSCHE, G. A. u. H. RUSKA: Die Sichtbarmachung der Adsorption von Metallkolloiden an Eiweißkörper. I. Die Reaktion kolloides Gold — Tabakmosaikvirus. *Kolloid-Z.* **89**, 21—26 (1939, Okt.), eingegangen 25. 8. 1939.
11. KAUSCHE, G. A. u. H. RUSKA: Die Struktur der „kristallinen Aggregate“ des Tabakmosaikvirusproteins. *Biochem. Z.* **303**, 221—230 (1939), eingegangen 14. 9. 1939.
12. RADZEWski, O. E., H. O. MÜLLER u. W. EITEL: Zur Hydratation des Trikalziumsilikates. *Naturwiss.* **27**, 807 (1939, Nov.), eingegangen 13. 11. 1939.
13. RADZEWski, O. E., H. O. MÜLLER u. W. EITEL: Zur Hydratation des Trikalziumaluminats. *Naturwiss.* **27**, 837—838 (1939, Dez.), eingegangen 20. 11. 1939.
14. RADZEWski, O. E., H. O. MÜLLER u. W. EITEL: Übermikroskopische Untersuchung der Hydratation des Kalkes. *Zement* **28**, 693—697 (1939, Dez.), eingegangen 22. 11. 1939.
- 1940 15. RADZEWski, O. E., H. O. MÜLLER u. W. EITEL: Übermikroskopische Untersuchung der Erstausscheidung von Calciumkarbonat aus wäßriger Lösung. *Zbl. Mineralogie A* **8**—19 (1940), eingegangen 18. 10. 1939.

16. RUSKA, H.: Die Sichtbarmachung der bakteriophagen Lyse im Übermikroskop. *Naturwiss.* **28**, 45 (1940, Jan.), eingegangen 16. 12. 1939.
17. KAUSCHE, G. A. u. E. PFANKUCH: Isolierung und übermikroskopische Abbildung eines Bakteriophagen. *Naturwiss.* **28**, 46 (1940, Jan.), eingegangen 16. 12. 1939.
18. BORRIES, B. v. u. G. A. KAUSCHE: Übermikroskopische Bestimmung der Form und Größenverteilung von Gold-Kolloiden. *Kolloid-Z.* **90**, 132—141 (1940, Februar), eingegangen 17. 12. 1939.
19. LEMBKE, A., H. RUSKA u. J. CHRISTOPHERSEN: Vergleichende mikroskopische und übermikroskopische Beobachtungen an den Erregern der Tuberkulose. *Klin. Wschr.* **19**, 217—220 (1940, März), eingegangen 27. 12. 1939.
20. KAUSCHE, G. A.: Über den Mechanismus der Goldsolreaktion beim Protein des Tabakmosaik- und Kartoffel-X-Virus. *Biol. Zbl.* **60**, 179—200 (1940, März/April), eingegangen 16. 1. 1940.
21. KAUSCHE, G. A.: Ergebnisse und Probleme der experimentellen Virusforschung bei Pflanzen. *Ber. dtsh. bot. Ges.* **58**, 200—222 (1940, Mai), Vortrag Berlin, Dtsch. Bot. Ges. vom 23. 2. 1940, eingegangen 11. 5. 1940.
22. FRÜHBRODT, E. u. H. RUSKA: Untersuchungen an Bakterienstrukturen, unter besonderer Berücksichtigung der Bakterienmembran und der Kapsel. *Arch. Mikrobiol.* **11**, 137—154 (1940), eingegangen 18. 3. 1940.
23. EITEL, W. u. C. SCHUSTERIUS: Die Auswertung übermikroskopischer Bilder zur Bestimmung der Kornverteilung von Tonen. *Naturwiss.* **28**, 300—303 (1940, Mai), eingegangen 6. 4. 1940.
24. KAUSCHE, G. A.: Untersuchungen zum Problem der biologischen Charakterisierung phytopathogener Virusproteine. *Arch. f. d. ges. Virusforsch.* **1**, 362—372 (1940). Die Ergebnisse dieser Arbeit waren bestimmt für einen Vortrag in Edinburgh, Internat. Genet. Kongr. am 28. 8. 1939.
25. RUSKA, H. u. C. WOLPERS: Zur Struktur des Liquorfibrins. *Klin. Wschr.* **19**, 295 (1940, Juli), eingegangen 12. 4. 1940.
26. KAUSCHE, G. A. u. H. RUSKA: Über den Nachweis von Molekülen des Tabakmosaik-Virus in den Chloroplasten viruskranker Pflanzen. *Naturwiss.* **28**, 303 (1940, Mai), eingegangen 16. 4. 1940.
27. KAUSCHE, G. A. u. H. RUSKA: Zur Frage der Chloroplastenstruktur. *Naturwiss.* **28**, 303, 304 (1940, Mai), eingegangen 16. 4. 1940.
28. MELDAU, R.: Feinstäube in sublichtmikroskopischem Gebiet. *Z. VDI*, „Verfahrenstechnik“ **4**, 103—106 (1940, Sept.), eingegangen 18. 4. 1940.
29. HUSEMANN, E. u. H. RUSKA: Versuche zur Sichtbarmachung von Glykogenmolekülen. *J. prakt. Chem.* **156**, 1—10 (1940, Juli), eingegangen 14. 5. 1940.
30. EITEL, W. u. E. GOTTHARDT: Über die stereophotogrammetrische Dickenmessung kleinster Kristalle nach übermikroskopischen Aufnahmen. *Naturwiss.* **28**, 367 (1940, Juni), eingegangen 21. 5. 1940. *Disk.-Bem.* vom 16. 4. 1940.
31. EITEL, W. u. C. SCHUSTERIUS: Die Bestimmung wirksamer Oberflächen von Tonteilchen mit dem Übermikroskop. *Chemie der Erde* **13**, 322—335 (1940, Sept.), eingegangen 28. 5. 1940.
32. EITEL, W. u. O. E. RADZEWSKI: Zur Kennzeichnung des Tonminerals Montmorillonit im übermikroskopischen Bilde. *Naturwiss.* **28**, 397—399 (1940, Juni), eingegangen 28. 5. 1940.

33. HUSEMANN, E. u. H. RUSKA: Die Sichtbarmachung von Molekülen des p-Jodbenzoylglycogens. *Naturwiss.* **28**, 534 (1940, Aug.), eingegangen 24. 7. 1940.
34. MIDDEL, V. u. R. REICHMANN, unter Mitarbeit von G. A. KAUSCHE: Übermikroskopische Untersuchung der Struktur von Bentoniten. *Wiss. Veröff. Siemens, Werkstoffsonderheft 1940* (Nov.) S. 334—341, eingegangen 27. 7. 1940.
35. RUSKA, H.: Über Strukturen von Zellulosefasern. *Kolloid-Z.* **92**, 276—285 (1940, Sept.), eingegangen 15. 8. 1940.
36. ZAHN, H.: Versuche zur Übermikroskopie der Wolle. *Melliand Textilberichte* **21**, 505—508 (1940, Nov.), eingegangen 6. 9. 1940.
37. O'DANIEL, H. u. O. E. RADZEWski: Elektronen-Mikroskopie und -Beugung hochdisperser Mineralien an demselben Präparat. *Naturwiss.* **28**, 628—630 (1940, Sept.), eingegangen 7. 9. 1940.
38. BORRIES, B. v. u. W. RUTTMANN: Metallographische Untersuchungen mit dem Übermikroskop an Stahl, Gußeisen und Messing. *Wiss. Veröff. Siemens, Werkstoffsonderheft 1940* (Nov.) S. 342—362, eingegangen 11. 9. 1940.
39. KOCH, L. u. A. LEHMANN: Übermikroskopische Untersuchung von geglätteten Aluminiumoberflächen. *Wiss. Veröff. Siemens, Werkstoffsonderheft 1940* (Nov.) S. 363—371, eingegangen 18. 9. 1940.
40. RUSKA, H. u. M. KRETSCHMER: Übermikroskopische Untersuchungen über den Abbau von Zellulosefasern. *Kolloid-Z.* **92** 163—166 (1940, Nov.), eingegangen 3. 10. 1940.

3. Aus dem Forschungsinstitut der AEG, z. T. gemeinsam mit dem Institut für Infektionskrankheiten, Robert Koch, Berlin.

A. Einzelergebnisse.

- 1939 1. MAHL, H.: Über das elektrostatische Elektronenmikroskop hoher Auflösung. *Z. techn. Physik* **20**, 316, 317 (1939, Nov.), eingegangen 8. 9. 1939.
2. BRÜCHE, E. u. E. HAAGEN: Ein neues einfaches Übermikroskop und seine Anwendung in der Bakteriologie. *Naturwiss.* **27**, 809—811 (1939, Dez.), eingegangen 25. 9. 1939.
- 1940 3. MAHL, H.: Das elektrostatische Elektronenübermikroskop. *Jb. AEG-Forsch.* **7**, 43—54 (1940, Mai).
4. MAHL, H.: Über das elektrostatische Elektronen-Übermikroskop und einige Anwendungen in der Kolloid-Chemie. *Kolloid-Z.* **91**, 105—117 (1940, Mai), eingegangen 14. 4. 1940.

B. Spezielle Untersuchungen.

- 1940 1. MAHL, H.: Metallkundliche Untersuchungen mit dem elektrostatischen Übermikroskop. *Z. techn. Physik* **21**, 17, 18 (1940, Jan.), eingegangen 17. 11. 1939.
2. MAHL, H.: Anwendung des Übermikroskops in der Kolloidchemie und Metallurgie. *Jb. AEG-Forsch.* **7**, 67—76 (1940, Mai).
3. JAKOB, A. u. H. MAHL: Anwendung des Übermikroskops in der Bakteriologie, insbesondere für Versuche der Kapseldarstellung. *Jb. AEG-Forsch.* **7**, 77—87 (1940, Mai).
4. MAHL, H.: Ein plastisches Abdruckverfahren zur übermikroskopischen Untersuchung von Metalloberflächen. *Metallwirtsch.* **19**, 488—491 (1940, Juni), eingegangen 2. 6. 1940.

5. JAKOB, A. u. H. MAHL: Strukturdarstellung bei Bakterien, insbesondere die Kapseldarstellung bei Anaerobiern mit dem elektronenstatischen Elektronen-Übermikroskop. Arch. exper. Zellforsch. **24**, 87—104 (1940).
6. MAHL, H.: Orientierungsbestimmungen von Aluminiemeinkristallen auf übermikroskopischem Wege. Metallwirtsch. **19**, 1082—1085 (1940, Nov.) eingegangen 6. 10. 1940.

4. Aus dem Laboratorium M. v. ARDENNE und aus folgenden Instituten:

1. Kaiser-Wilhelm-Institut für Physikalische Chemie und Elektrochemie, Berlin-Dahlem,
2. Laboratorium für bauwissenschaftliche Technologie der Technischen Hochschule Berlin,
3. Chemisches Institut der Universität Rostock,
4. Kaiser-Wilhelm-Institut für Biologie, Berlin-Dahlem.

A. Einzelergebnisse.

- 1940
1. ARDENNE, M. v.: Ergebnisse einer neuen Elektronen-Übermikroskopanlage. Naturwiss. **28**, 113—127 (1940, Febr.).
 2. ARDENNE, M. v.: Über ein Universal-Elektronenmikroskop für Hellfeld-, Dunkelfeld- und Stereobetrieb. Z. Physik **115**, 339—368 (1940, April) eingegangen 9. 2. 1940.
 3. ARDENNE, M. v.: Stereo-Übermikroskopie mit dem Universal-Elektronenmikroskop. Naturwiss. **28**, 248—252 (1940, April), eingegangen 21. 2. 1940.

B. Spezielle Untersuchungen.

- 1940
1. ARDENNE, M. v. u. D. BEISCHER: Untersuchungen von Katalysatoren mit dem Universal-Elektronenmikroskop. Angew. Chem. **53**, 103—106 (1940, März) eingegangen 6. 2. 1940.
 2. ARDENNE, M. v. u. D. BEISCHER: Untersuchung des Feinbaues hochmolekularer Stoffe mit dem Universal-Elektronenmikroskop. I. Der Aufbau von β -Polyoxymethylenkristallen. Z. physik. Chem. **45**, 465—473 (1940, März) eingegangen 14. 2. 1940.
 3. ARDENNE, M. v. u. D. BEISCHER: Untersuchung des Feinbaues hochmolekularer Stoffe mit dem Universal-Elektronenmikroskop. II. Zur Morphologie von Kautschuk und Buna. Kautschuk **16**, 55—60 (1940, Mai), eingegangen 17. 4. 1940.
 4. ARDENNE, M. v.: Analyse des Feinbaus stark und sehr stark belichteter Bromsilberkörner mit dem Universal-Elektronenmikroskop. Z. angew. Photogr. **2**, 14—20 (1940).
 5. ARDENNE, M. v. u. D. BEISCHER: Untersuchung von Metalloxydrauchen mit dem Universal-Elektronenmikroskop. Z. Elektrochem. **46**, 270—277 (1940, April).
 6. ARDENNE, M. v., K. ENDELL und U. HOFMANN: Untersuchungen feinsten Fraktionen von Bentoniten und Tonböden mit dem Universal-Elektronenmikroskop. Ber. dtsh. keram. Ges. **21**, 209—227 (1940, Juni).
 7. ARDENNE, M. v.: Abbildung feinsten Einzelteilchen, insbesondere von Molekülen, mit dem Universal-Elektronenmikroskop. Z. physik. Chem. **187**, 1—12 (1940, Juli) eingegangen 28. 5. 1940.
 8. TRURNIT, H. u. H. FRIEDRICH FREKSA: Die elektronenmikroskopische Untersuchung des „Tomatenmosaikvirus Dahlem 1940“ Biol. Zbl. **60**, 546—556 (1940, Sept., Okt.).

Inhalt der Bände 1—19.

(1922—1940.)

I. Namenverzeichnis.

	Band	Seite
Angenheister, G., Bodenschwingungen	15	310—364
Auerbach, Friedrich, Die neuen Wandlungen der Theorie der elektrolytischen Dissoziation	1	228—255
Auwers, O. v., Ferromagnetismus	16	133—182
Backhaus, H., Nichtstationäre Schallvorgänge	16	237—294
Bartels, J., Die höchsten Atmosphärenschichten	7	114—157
— Geophysikalischer Nachweis von Veränderungen der Sonnenstrahlung	9	38—78
Becker, Fr., Über interstellare Massen und die Absorption des Sternlichtes im Weltraum	9	1—37
— Das lokale Sternsystem	11	1—30
— und W. Grotrian, Über die galaktischen Nebel und den Ursprung der Nebellinien	7	8—91
Benedicks, C., Jetziger Stand der grundlegenden Kenntnisse der Thermoelektrizität	8	25—68
Bjerrum, Niels, Die elektrischen Kräfte zwischen den Ionen und ihre Wirkungen	5	125—145
Blaton, J., s. unter A. Rubinowicz		
Bodenstein, Max, Chemische Kinetik	1	197—209
— Photochemie	1	210—227
Boegehold, H., Über die Entwicklung der Theorie der optischen Instrumente seit ABBE	8	69—146
Bonhoeffer, K. F., Über die Eigenschaften der freien Wasser- stoffatome	6	201—230
Born, Max, Chemische Bindung und Quantenmechanik	10	387—444
v. Borries, B. und E. Ruska, Mikroskopie hoher Auflösung mit schnellen Elektronen	19	237—322
Bothe, W., s. unter R. Fleischmann		
Bottlinger, K. F., Die Rotation der Milchstraße	11	31—63
Braunbek, W., Zustandsgleichung und Zustandsbegrenzung des festen Körpers	6	124—154
Brill, A. Die Strahlung der Sterne	3	1—37
Brodhun, E., Die Entwicklung der Photometrie in diesem Jahrhundert	6	231—278
Brüche, E., Freie Elektronen als Sonden des Baues der Molekeln — und W. Henneberg, Geometrische Elektronenoptik	8	185—228
ten Bruggencate, P., Die veränderlichen Sterne	10	1—83
v. Brunn, A., Der empirische Zeitbegriff	4	70—85
Cassel, H., Zur Kenntnis des adsorbierten Aggregatzustandes	6	104—123
Coehn, Alfred, Kontaktpotential	1	175—196
Czerny, M. und H. Röder, Fortschritte auf dem Gebiet der Ultrarottechnik	17	70—107

	Band	Seite
Dehlinger, Ulrich, Röntgenforschung in der Metallkunde.	10	325—386
Dieminger, W., Die Ionosphäre und ihr Einfluß auf die Ausbreitung elektrischer Wellen.	17	282—324
Eckart, G. und H. Plendl, Die Ausbreitung der ultrakurzen Wellen	17	325—366
Eirich, F. und H. Mark, Hochmolekulare Stoffe in Lösung	15	1—43
Estermann, I., Elektrische Dipolmomente von Molekülen	8	258—306
Eucken, A., Der NERNSTSche Wärmesatz	1	120—162
Euler, H. und W. Heisenberg, Theoretische Gesichtspunkte zur Deutung der kosmischen Strahlung	17	1—69
Falkenhagen, H., Struktur elektrolytischer Lösungen	14	130—200
Farkas, L., Über Para- und Orthowasserstoff	12	163—218
Finch, G. I. und H. Wilman, The Study of Surface Structure by Electron Diffraction	16	353—436
Fleischmann, R. und W. Bothe, Künstliche Kern- γ -Strahlen, Neutronen, Positronen	13	1—56
— — Künstliche Kernumwandlung	14	1—41
— — Langsame Neutronen	16	1—46
Franck, J., Neuere Erfahrungen über quantenhaften Energieaustausch bei Zusammenstoßen von Atomen und Molekülen	2	106—123
Frerichs, Rudolf, Das Wasserstoffisotop	13	257—309
Freundlich, Erwin, Die Energiequellen der Sterne	6	27—43
Freundlich, H., Die Orientierung von Molekülen an Grenzflächen	12	82—114
Frumkin, A., Die Elektrokapillarkurve	7	235—275
Geib, K. H., Atomreaktionen	15	44—105
Geiger, H., Die Sekundäreffekte der kosmischen Ultrastrahlung	14	42—78
Geiringer, Hilda und Willy Prager, Mechanik isotroper Körper im plastischen Zustand	13	310—363
Gentner, W., Die Erzeugung schneller Ionenstrahlen für Kernreaktionen	19	107—169
Gerlach, Walther, Magnetismus und Atombau	2	124—146
— Atomstrahlen	3	182—198
Grammel, R., Neuere Untersuchungen über kritische Zustände rasch umlaufender Wellen	1	92—119
Grottrian, W., s. unter F. Becker		
Gudden, B., Elektrizitätsleitung in kristallisierten Stoffen unter Ausschluß der Metalle	3	116—159
— Elektrische Leitfähigkeit elektronischer Halbleiter	13	223—256
Güntherschulze, A., Elektrische Ventile und Gleichrichter	3	277—315
Guth, E. und H. Mark, Die Viskosität von Lösungen, besonders von Lösungen hochmolekularer Stoffe	12	115—162
Halpern, O., s. unter Hans Thirring		
Hanle, W., Die magnetische Beeinflussung der Resonanzfluoreszenz	4	214—232
— und K. Larché, Die Lichtausbeute bei Stoßanregung	10	285—324
Heckmann, G., Die Gittertheorie der festen Körper	4	100—153
Heisenberg, W., s. unter H. Euler		
Henneberg, W., s. unter E. Brüche		
Henning, F., Wärmestrahlung	1	163—174
— Erzeugung und Messung tiefer Temperaturen	2	88—105
Hertz, Paul, Statistische Mechanik	1	60—91
Herzberg, Gerhard, Die Prädissoziation und verwandte Erscheinungen	10	207—284

	Band	Seite
Hess, R., Die Statistik der Leuchtkräfte der Sterne	3	38—54
Hettner, G., Neuere experimentelle und theoretische Untersuchungen über die Radiometerkräfte	7	209—234
Hiedemann, E., Ultraschall	14	201—263
v. Hippel, A., Der elektrische Durchschlag in Gasen und festen Isolatoren	14	79—129
Hofmann, U., Graphit und Graphitverbindungen	18	229—256
Hopmann, J., Die Bewegungen der Fixsterne	2	1—18
— Die Verteilung der absoluten Helligkeiten der Sterne von verschiedenem Spektraltypus	18	1—25
Houtermans, F. G., Neuere Arbeiten über Quantentheorie des Atomkerns	9	123—221
Hückel, E., Zur Theorie der Elektrolyse	3	199—276
Hund, F., Molekelbau	8	147—184
— Materie unter sehr hohen Drucken und Temperaturen	15	189—228
Jeffreys, Harold, The origin of the solar system	7	1—7
Johnsen, A., Fortschritte im Bereich der Kristallstruktur	1	270—297
Joos, Georg, Die sichtbaren und ultravioletten Spektren fester Körper	18	78—98
Jordan, P., Die Lichtquantenhypothese. Entwicklung und gegenwärtiger Stand	7	158—208
— Fortschritte der Theorie der Atomkerne	16	47—103
Kallmann, H. und H. Mark, Der Compton'sche Streuprozeß	5	267—325
— H. Schüler, Hyperfeinstruktur und Atomkern	11	134—175
Katz, J. R., Die Quellung I. Teil	3	316—404
— Die Quellung II. Teil	4	154—213
Kienle, Hans, Die astronomischen Prüfungen der allgemeinen Relativitätstheorie	3	55—66
— Das kontinuierliche Spektrum der Sterne	16	437—464
Kirchner, F., Elektroneninterferenzen und Röntgeninterferenzen	11	64—133
— Elementumwandlung durch schnelle Wasserstoffkerne	13	57—88
— Die atomaren Konstanten e , m und h	18	26—77
Kirsch, G., Atomzertrümmerung	5	165—191
Kneser, H. O., Der aktive Stickstoff	8	229—257
Kohl, K., Über ungedämpfte elektrische Ultrakurzwellen	9	275—341
Kohlrausch, K. W. F., Der experimentelle Beweis für den statistischen Charakter des radioaktiven Zerfallsgesetzes	5	192—212
Kohlschütter, Arnold, Spektroskopische Parallaxenforschung	12	1—35
Kopfermann, Hans, Die Bestimmung von Kernmomenten mit Hilfe der Molekularstrahlmethode	15	229—261
Kopff, A., Das Milchstraßensystem	2	50—81
— Probleme der fundamentalen Positionsastonomie	8	1—24
Kossel, W., Röntgeninterferenzen aus Gitterquellen	16	295—352
Kratzer, A., Stand der Theorie der Bandenspektren	1	315—334
Lambrecht, H., s. unter E. Schoenberg		
Lanczos, Cornel, Die neue Feldtheorie Einsteins	10	97—132
Landé, Alfred, Fortschritte beim ZEEMAN-Effekt	2	147—162
Larché, K., s. unter W. Hanle		
Laski, G., Ultrarotforschung	3	86—115
v. Laue, M., Röntgenstrahlenspektroskopie	1	256—269
— Die dynamische Theorie der Röntgenstrahlinterferenzen in neuer Form	10	133—158

	Band	Seite
Mark, H., s. unter H. Kallmann		
— s. unter F. Eirich		
— s. unter E. Guth		
— und F. Schossberger, Die Kristallstrukturbestimmung organischer Verbindungen	16	183—236
Masing, G. und M. Polanyi, Kaltreckung und Verfestigung	2	177—245
Matossi, F., Ergebnisse der Ultrarotforschung	17	108—163
Mattauch, J., Massenspektrographie und ihre Anwendung auf Probleme der Atom- und Kernchemie	19	170—236
Meissner, W., Supraleitfähigkeit	11	218—263
Meitner, Lise, Der Zusammenhang zwischen β - und γ -Strahlen	3	160—181
Meyermann, B., Die Schwankungen unseres Zeitmaßes	7	92—113
Minkowski, R. und H. Spöner, Über den Durchgang von Elektronen durch Atome	3	67—85
Müller, H., Dielektrische Verluste im Zusammenhang mit dem polaren Aufbau der Materie	17	164—228
Noddack, I. und W., Das Rhenium	6	333—373
Orthmann, W., Kritische Arbeiten zur elektrostatischen Theorie der starken Elektrolyte	6	155—200
Paneth, Fritz, Das periodische System der chemischen Elemente.	1	362—403
— Über das Element 72 (Hafnium)	2	163—176
Pease, F. G., Interferometer Methods in Astronomy	10	84—96
Peierls, R., Elektronentheorie der Metalle	11	264—322
Pietsch, Erich, Gasabsorption unter dem Einfluß der elektrischen Entladung — clean up — und verwandte Erscheinungen	5	213—266
Plendl, H., s. unter G. Eckart		
Polanyi, M., s. unter G. Masing		
Prager, R., Die Fortschritte der Astronomie im Jahre 1921	1	1—25
— Willy, s. unter Hilda Geiringer		
Prey, A., Die Theorie der Isostasie, ihre Entwicklung und ihre Ergebnisse	4	30—69
Pringsheim, Peter, Lichtelektrische Wirkung und Photolumineszenz	1	335—361
— Lichtelektrische Ionisierung von Gasen	5	146—164
Röder, H., s. unter M. Czerny		
Rompe, R. und M. Steenbeck, Der Plasmazustand der Gase	18	257—376
Rubinowicz, A. und J. Blaton, Die Quadrupolstrahlung.	11	176—217
Rupp, E., Experimentelle Untersuchungen zur Elektronenbeugung	9	79—122
Ruska, E., s. unter B. v. Borries		
Sack, H., Dipolmoment und Molekularstruktur	8	307—366
Scheibe, Adolf, Genaue Zeitmessung	15	262—309
Schiebold, E., Kristallstruktur der Silikate	11	352—434
— Kristallstruktur der Silikate, II. Teil	12	219—296
Schmidt, Hermann, Die Gesamtwärmestrahlung fester Körper	7	342—383
Schnauder, G., Entwicklung und Stand der Parallaxenforschung	2	19—49
Schoenberg, Erich, Über die Strahlung der Planeten	5	1—46
— E. und H. Lambrecht, Interstellare Materie	19	1—106
Schossberger, F. s. unter H. Mark		

	Band	Seite
Schüler, H., s. unter H. Kallmann		
Schulz, G. V., Kinetik der Polymerisationsprozesse	17	367—413
Schwab, Georg-Maria, Theoretische und experimentelle Fortschritte auf dem Gebiet der heterogenen Gasreaktionen	7	276—341
Seliger, Paul, Das photographische Meßverfahren — Photogrammetrie	5	47—95
— Das photographische Meßverfahren — Photogrammetrie, II. Teil	6	279—332
Siegbahn, M., Messung langer Röntgenwellen mit optischen Gittern	16	104—132
Simon, F., Fünfundzwanzig Jahre NERNSTScher Wärmesatz	9	222—274
Smekal, Adolf, Festigkeitseigenschaften spröder Körper	15	106—188
Sponer, H., Optische Bestimmung der Dissoziationswärme von Gasen	6	75—103
— s. unter R. Minkowski.		
Steenbeck, M. s. unter R. Rompe.		
Steinhaus, W., Über unsere Kenntnis von der Natur der ferromagnetischen Erscheinungen und von den magnetischen Eigenschaften der Stoffe	6	44—74
Steinke, E. G., Die kosmische Ultrastrahlung	13	89—147
Stracke, G., Die kleinen Planeten	4	1—29
Strömgren, B., Die Theorie des Sterninnern und die Entwicklung der Sterne	16	465—534
— Elis, Unsere Kenntnisse über die Bewegungsformen im Dreikörperproblem	4	233—242
Stuart, H. A., Kerr-Effekt, Lichtzerstreuung und Molekülbau	10	159—206
Suhrmann, R., Über den äußeren Photoeffekt an adsorbierten Schichten	13	148—222
Thirring, Hans, Die Relativitätstheorie	1	26—59
— Die Grundgedanken der neueren Quantentheorie. Erster Teil: Die Entwicklung bis 1926	7	384—431
— und O. Halpern, Die Grundgedanken der neueren Quantentheorie. Zweiter Teil: Die Weiterentwicklung seit 1926	8	367—508
Tomaschek, Rudolf, Die Messungen der zeitlichen Änderungen der Schwerkraft	12	36—81
Vegard, L., Die Deutung der Nordlichterscheinungen und die Struktur der Ionosphäre	17	229—281
Verleger, H., Neuere Stark Effekt-Forschungen	18	99—154
Vogt, E., Magnetismus der metallischen Elemente	11	323—351
— H., Der innere Aufbau und die Entwicklung der Sterne	6	1—26
Walcher, W., Isotopentrennung	18	155—228
Wanach, B., Die Polhöhenchwankungen	2	82—87
Wegener, Alfred, Ergebnisse der dynamischen Meteorologie	5	96—124
Wehnelt, A., Die Oxydkathoden und ihre praktischen Anwendungen	4	86—99
Wentzel, Gregor, Fortschritte der Atom- und Spektraltheorie	1	298—314

II. Sachverzeichnis.

Aggregatzustand, adsorbierter (H. Cassel)	6	104—123
Astronomie, Fortschritte im Jahre 1921 (R. Prager)	1	1—25
Atmosphärenschichten, höchste (J. Bartels)	7	114—157
Atom- und Spektraltheorie, Fortschritte (Gregor Wentzel)	1	298—314

	Band.	Seite
Atomare Konstanten (F. Kirchner)	18	26—77
Atombau und Magnetismus (W. Gerlach)	2	124—146
Atome, Durchgang von Elektronen (R. Minkowski und H. Sponer)	3	67—85
— und Moleküle, Quantenhafter Energieaustausch bei Zu- sammenstößen (J. Franck)	2	106—123
Atomkern, Neuere Arbeiten über Quantentheorie des (F. G. Houtermans)	9	123—221
— Hyperfeinstruktur und (H. Kallmann und H. Schüler)	11	134—175
— Fortschritte der Theorie (P. Jordan)	16	47—103
Atomreaktionen (K. H. Geib)	15	44—105
Atomstrahlen (W. Gerlach)	3	182—198
Atomzertrümmerung (G. Kirsch)	5	165—191
Bandenspektren, Stand der Theorie (R. Kratzer)	1	315—334
β - und γ -Strahlen, Zusammenhang (Lise Meitner)	3	160—181
Bodenschwingungen (G. Angenheister)	15	310—364
Chemische Bindung und Quantenmechanik (Max Born)	10	387—404
— Elemente, Periodisches System (Fritz Paneth)	1	362—403
— Kinetik (Max Bodenstein)	1	197—209
Comptonischer Streuprozeß (H. Kallmann und H. Mark)	5	267—325
Dielektrische Verluste im Zusammenhang mit dem polaren Aufbau der Materie (H. Müller)	17	164—228
Dipolmoment und Molekularstruktur (H. Sack)	8	307—366
Dipolmomente, elektrische, von Molekülen (I. Estermann)	8	258—306
Dissoziation, elektrolytische, neue Wandlungen der Theorie (F. Auerbach)	1	228—255
Dissoziationswärme von Gasen, optische Bestimmung (H. Sponer)	6	75—103
Dreikörperproblem, Bewegungsformen (Elis Strömgren)	4	233—242
Druck, Materie unter sehr hohen Drucken und Temperaturen (F. Hund)	15	189—228
Elektrizitätsleitung in kristallisierten Stoffen (Bernhard Gudden)	3	116—159
Elektrokapillarkurve (A. Frumkin)	7	235—275
Elektrolyse, Theorie (E. Hückel)	3	199—276
Elektrolyte, starke, Kritische Arbeiten zu ihrer elektrostatischen Theorie (W. Orthmann)	6	155—200
Elektrolytische Dissoziation, Neue Wandlungen der Theorie (F. Auerbach)	1	228—255
— Lösungen, Struktur (H. Falkenhagen)	14	130—200
Elektronen, Durchgang durch Atome (R. Minkowski und H. Sponer)	3	67—85
— freie, als Sonden des Baues der Molekeln (E. Brüche)	8	185—228
— Mikroskopie hoher Auflösung mit schnellen Elektronen (B. v. Borries und E. Ruska)	19	237—322
Elektronenbeugung, Experimentelle Untersuchungen (E. Rupp)	9	79—122
— The Study of Surface Structure by Electron Diffraction (G. I. Finch und H. Wilman)	16	353—436
Elektroneninterferenzen und Röntgeninterferenzen (F. Kirchner)	11	64—133
Elektronenoptik, geometrische (E. Brüche und W. Henne- berg)	15	365—421

	Band	Seite
Elektronentheorie der Metalle (R. Peierls)	11	264—322
Element 72 (Hafnium) (Fritz Paneth)	2	163—176
Elemente, chemische, Periodisches System (Fritz Paneth)	1	362—403
Elementumwandlung durch schnelle Wasserstoffkerne (F. Kirchner)	13	57—88
Entwicklung der Sterne und Theorie des Sterninnern (B. Strömgren)	16	465—534
Feldtheorie, Einsteins neue (Cornel Lanczos)	10	97—132
Ferromagnetische Erscheinungen und magnetische Eigen- schaften der Stoffe (W. Steinhaus)	6	44—74
Ferromagnetismus (O. v. Auwers)	16	133—182
Feste Körper, Spektren (G. Joos)	18	78—98
Fester Körper, Gittertheorie (G. Heckmann)	4	100—153
— Wärmestrahlung (Hermann Schmidt)	7	342—383
— Zustandsgleichung und -begrenzung (W. Braunbek)	6	124—154
Festigkeitseigenschaften spröder Körper (Adolf Smekal)	15	106—188
Fixsterne, Bewegungen (J. Hopmann)	2	1—18
γ -Strahlen, Kern-, künstliche (R. Fleischmann und W. Bothe)	13	1—56
Gasabsorption unter Einfluß elektrischer Entladung (Erich Pietsch)	5	213—266
Gasreaktionen, heterogene, theoretische und experimentelle Fortschritte (Georg-Maria Schwab)	7	276—341
Gitterquellen, Röntgeninterferenzen aus (W. Kossel)	16	295—352
Gittertheorie, Feste Körper (G. Heckmann)	4	100—153
Gleichrichter und Ventile, elektrische (Güntherschulze)	3	277—315
Graphit und Graphitverbindungen (U. Hofmann)	18	229—256
Grenzflächen, Orientierung von Molekülen (H. Freundlich)	12	82—114
Hafnium (Element 72) (Fritz Paneth)	2	163—176
Halbleiter, elektronischer, elektrische Leitfähigkeit (B. Gud- den)	13	223—256
Helligkeiten der Sterne von verschiedenem Spektraltypus (J. Hopmann)	18	1—25
Hochmolekulare Lösungen, Viskosität (E. Guth und H. Mark)	12	115—162
Hochmolekulare Stoffe in Lösung (F. Eirich und H. Mark)	15	1—43
Hyperfeinstruktur und Atomkern (H. Kallmann und H. Schüler)	11	134—175
Interferometer Methods in Astronomy (F. G. Pease)	10	84—96
Interstellare Massen und die Absorption des Sternlichtes im Weltraum (Fr. Becker)	9	1—37
— Materie (E. Schoenberg' und H. Lambrecht)	19	1—106
Ionen, Elektrische Kräfte und Wirkungen (Niels Bjerrum)	5	125—145
Ionisierung, lichtelektrische, von Gasen (Peter Pringsheim)	5	146—164
Ionenstrahlen, Erzeugung schneller Ionenstrahlen für Kern- reaktionen (W. Gentner)	19	107—169
Ionosphäre. Die Deutung der Nordlichterscheinungen und die Struktur der Ionosphäre (L. Vegard)	17	229—281
— Einfluß auf die Ausbreitung kurzer Wellen (W. Dieminger)	17	282—324
Isostasie, Theorie und Entwicklung ihrer Ergebnisse (A. Prey)	4	30—69
Isotopentrennung (W. Walcher)	18	155—228
Kaltreckung und Verfestigung (G. Masing und M. Polanyi)	2	177—245

	Band	Seite
Kern-γ-Strahlen, künstliche (R. Fleischmann und W. Bothe)	13	1—56
Kernmomente, Bestimmung mit Hilfe der Molekularstrahlmethode (Hans Kopfermann)	15	229—261
Kernumwandlung, Künstliche (R. Fleischmann und W. Bothe)	14	1—41
Kerr-Effekt, Lichtzerstreuung und Molekülbau (H. A. Stuart)	10	159—206
Kinetik der Polymerisationsprozesse (G. V. Schulz)	17	367—413
Konstanten, atomare (F. Kirchner)	18	26—77
Kontaktpotential (Alfred Coehn)	1	175—196
Kosmische Strahlung, Theoretische Gesichtspunkte zur Deutung (H. Euler und W. Heisenberg)	17	1—69
Kosmische Ultrastrahlung (E. G. Steinke)	13	89—147
— Die Sekundäreffekte (H. Geiger)	14	42—78
Kristallisierte Stoffe, Elektrizitätsleitung (Bernhard Gudden)	3	116—159
Kristallstruktur, Fortschritte (A. Johnsen)	1	270—297
— der Silikate (E. Schiebold)	11	352—434
— II. Teil (E. Schiebold)	12	219—296
Kristallstrukturbestimmung organischer Verbindungen (H. Mark und F. Schossberger)	16	183—236
Kurzwellen, Ultra-, ungedämpfte elektrische (K. Kohl)	9	275—341
Lichtausbeute bei Stoßanregung (W. Hanle und K. Larché)	10	285—324
Lichtelektrische Ionisierung der Gase (Peter Pringsheim)	5	146—164
— Wirkung und Photolumineszenz (Peter Pringsheim)	1	335—361
Lichtquantenhypothese, Entwicklung und gegenwärtiger Stand (P. Jordan)	7	158—208
Lichtzerstreuung und Molekülbau, Kerr-Effekt (H. A. Stuart)	10	159—206
Lösung, Hochmolekulare Stoffe in (F. Eirich und H. Mark)	15	1—43
Lösungen, besonders hochmolekulare, Viskosität (E. Guth und H. Mark)	12	115—162
— Struktur elektrolytischer (H. Falkenhagen)	14	130—200
Magnetische Eigenschaften und ferromagnetische Erscheinungen der Stoffe (W. Steinhaus)	6	44—74
Magnetismus und Atombau (W. Gerlach)	2	124—146
— der metallischen Elemente (E. Vogt)	11	323—351
Massenspektrographie und ihre Anwendung auf Probleme der Atom- und Kernchemie (J. Mattauch)	19	170—236
Materie, Interstellare (E. Schoenberg und H. Lambrecht)	19	1—106
— unter sehr hohen Drucken und Temperaturen (F. Hund)	15	189—228
Mechanik isotroper Körper im plastischen Zustand (Hilda Geiringer und Willy Prager)	13	310—363
— statistische (Paul Hertz)	1	60—91
Messung langer Röntgenwellen mit optischen Gittern (M. Siegbahn)	16	104—132
Metalle, Elektronentheorie (R. Peierls)	11	264—322
Metallische Elemente, Magnetismus (E. Vogt)	11	323—351
Metallkunde, Röntgenforschung in der (Ulrich Dehlinger)	10	325—386
Meteorologie, dynamische, Ergebnisse (Alfred Wegener)	5	96—124
Mikroskopie hoher Auflösung mit schnellen Elektronen (B. v. Borries und E. Ruska)	19	237—322
Milchstraße, Die Rotation der (K. F. Bottlinger)	11	31—63
Milchstraßensystem (A. Kopff)	2	50—81
Molekelbau (F. Hund)	8	147—184
— Freie Elektronen als Sonden (E. Brüche)	8	185—228

	Band	Seite
Molekularstrahlmethode, Zur Bestimmung von Kernmomenten (Hans Kopfermann)	15	229—261
Molekularstruktur und Dipolmoment (H. Sack)	8	307—366
Molekülbau und Lichtzerstreuung, Kerr-Effekt (H. A. Stuart)	10	159—206
Moleküle und Atome, Quantenhafter Energieaustausch bei Zusammenstößen (J. Franck)	2	106—123
— Elektrische Dipolmomente (I. Estermann)	8	258—306
— Orientierung an Grenzflächen (H. Freundlich)	12	82—114
Nebel, galaktische und Ursprung der Nebellinien (Fr. Becker und W. Grotrian)	7	8—91
Nernstscher Wärmesatz (A. Eucken)	1	120—162
— — fünfundzwanzig Jahre (F. Simon)	9	222—274
Neutronen (R. Fleischmann und W. Bothe)	13	1—56
— langsame (R. Fleischmann und W. Bothe)	16	1—46
Nichtstationäre Schallvorgänge (H. Backhaus)	16	237—294
Nordlichterscheinungen. Die Deutung der Nordlichterscheinungen und die Struktur der Ionosphäre (L. Vegard)	17	229—281
Oberflächenstruktur, The Study of Surface Structure by electron Diffraction (G. I. Finch und H. Wilman)	16	353—436
Optische Instrumente seit ABBE, ihre Theorie (H. Boegehold)	8	69—146
Organische Verbindungen, Kristallstrukturbestimmung (H. Mark und F. Schossberger)	16	183—236
Ortho- und Parawasserstoff (L. Farkas)	12	163—218
Oxydkathoden, Praktische Anwendungen (A. Wehnelt)	4	86—99
Parallaxenforschung, Entwicklung und Stand (G. Schnauder)	2	19—49
— spektroskopische (Arnold Kohlschütter)	12	1—35
Para- und Orthowasserstoff (L. Farkas)	12	163—218
Periodisches System, chemische Elemente (Fritz Paneth)	1	362—403
Photochemie (M. Bodenstein)	1	210—227
Photoeffekt, äußerer, an adsorbierten Schichten (R. Suhrmann)	13	148—222
Photographisches Meßverfahren (Paul Seliger)	5	47—95
— — II. Teil (Paul Seliger)	6	279—332
Photolumineszenz und lichtelektrische Wirkung (Peter Pringsheim)	1	335—361
Photometrie, ihre Entwicklung in diesem Jahrhundert (E. Brodhun)	6	231—278
Planeten, kleine (G. Stracke)	4	1—29
— Strahlung (Erich Schoenberg)	5	1—46
Plasmazustand der Gase (R. Rompe und M. Steenbeck)	18	257—376
Plastischer Zustand, Mechanik isotroper Körper im (Hilda Geiringer und Willy Prager)	13	310—363
Polarer Aufbau der Materie, Dielektrische Verluste im Zusammenhang mit (H. Müller)	17	164—228
Polhöfenschwankungen (B. Wanach)	2	82—87
Polymersitationsprozesse, Kinetik der (G. V. Schulz)	17	367—413
Positionsastronomie, fundamentale (A. Kopff)	8	1—24
Positronen (R. Fleischmann und W. Bothe)	13	1—56
Prädissoziation und verwandte Erscheinungen (G. Herzberg)	10	207—284
Quadrupolstrahlung (A. Rubinowicz und J. Blaton)	11	176—217
Quantenhafter Energieaustausch bei Zusammenstößen von Atomen und Molekülen (J. Franck)	2	106—123

	Band	Seite
Quantenhypothese, Licht-, Entwicklung und gegenwärtiger Stand (P. Jordan)	7	158—208
Quantenmechanik und chemische Bindung (Max Born)	10	387—444
Quantentheorie des Atomkerns, Neuere Arbeiten (F. G. Houtermans)	9	123—221
— Grundgedanken I. Teil (Hans Thirring)	7	384—431
— — II. Teil (O. Halpern und Hans Thirring)	8	367—508
Quellung, I. Teil (J. R. Katz)	3	316—404
— II. Teil (J. R. Katz)	4	154—213
Radioaktives Zerfallsgesetz, Experimenteller Beweis für statistischen Charakter (K. W. F. Kohlrausch)	5	192—212
Radiometerkräfte, Neuere experimentelle und theoretische Untersuchungen (G. Hettner)	7	209—234
Relativitätstheorie (Hans Thirring)	1	26—59
— allgemeine, Astronomische Prüfungen (Hans Kienle)	3	55—66
Resonanzfluoreszenz, Magnetische Beeinflussung (W. Hanle)	4	214—232
Rhenium (I. und W. Noddack)	6	333—373
Röntgenforschung in der Metallkunde (Ulrich Dehlinger)	10	325—386
Röntgeninterferenzen, Elektroneninterferenzen und (F. Kirchner)	11	64—133
— aus Gitterquellen (W. Kossel)	16	295—352
Röntgenstrahlenspektroskopie (M. v. Laue)	1	256—269
Röntgenstrahleninterferenzen, Die dynamische Theorie in neuer Form (M. v. Laue)	10	133—158
Röntgenwellen, Messung mit optischen Gittern (M. Siegbahn)	16	104—132
Schwerkraft, Messung der zeitlichen Änderungen (Rudolf Tomaschek)	12	36—81
Sekundäreffekte der kosmischen Ultrastrahlung (H. Geiger)	14	42—78
Silikate, Kristallstruktur (E. Schiebold)	11	352—434
— — II. Teil (E. Schiebold)	12	219—296
Solar system, The origin (H. Jeffreys)	7	1—7
Sonnenstrahlung, Veränderungen, geophysikalischer Nachweis (J. Bartels)	9	38—78
Spektral- und Atomtheorie (Gregor Wentzel)	1	298—314
Spektroskopische Parallaxenforschung (Arnold Kohlschütter)	12	1—35
Spektrn fester Körper (Georg Joos)	18	78—98
Spektrum, kontinuierliches der Sterne (H. Kienle)	16	437—464
Stark-Effekt-Forschungen (H. Verleger)	18	99—154
Sterne, absolute Helligkeiten der verschiedenen Spektraltypen (J. Hopmann)	18	1—25
— Energiequellen (E. Freundlich)	6	27—43
— Innerer Aufbau und Entwicklung (H. Vogt)	6	1—26
— kontinuierliches Spektrum der (H. Kienle)	16	437—464
— Statistik der Leuchtkräfte (R. Hess)	3	38—54
— Strahlung (A. Brill)	3	1—37
— veränderliche (P. ten Bruggencate)	10	1—83
Sterninneres, Theorie des Sterninnern und Entwicklung der Sterne (B. Strömgren)	16	465—534
Sternlicht, Absorption im Weltraum und interstellare Massen (Fr. Becker)	9	1—37
Sternsystem, lokales (Fr. Becker)	11	1—30
Stickstoff, aktiver (H. O. Kneser)	8	229—257

	Band	Seite
Stoßanregung, Lichtausbeute (W. Hanle und K. Larché)	10	285—324
Streuprozeß, Compton'scher (H. Kallmann und H. Mark)	5	267—325
Supraleitfähigkeit (W. Meissner)	11	218—263
Surface Structure, Study by Electron Diffraction (G. I. Finch und H. Wilman)	16	353—436
Temperatur, Materie unter sehr hohen Drucken und Temperaturen (F. Hund)	15	189—228
Temperaturen, tiefe, Erzeugung und Messung (F. Henning)	2	88—105
Thermoelektrizität, Jetziger Stand der grundlegenden Kenntnisse (C. Benedicks)	8	25—68
Ultrakurzwellen, ungedämpfte elektrische (K. Kohl)	9	275—341
— Ausbreitung (G. Eckart und H. Plendl)	17	325—366
Ultrarotforschung (G. Laski)	3	86—115
— Ergebnisse der (F. Matossi)	17	108—163
Ultrarottechnik, Fortschritte auf dem Gebiet der (M. Czerny und H. Röder)	17	70—107
Ultraschall (E. Hiedemann)	14	201—263
Ultrastrahlung, kosmische (E. G. Steinke)	13	89—147
— Die Sekundäreffekte der kosmischen (H. Geiger)	14	42—78
— Theoretische Gesichtspunkte zur Deutung der kosmischen Strahlung (H. Euler und W. Heisenberg)	17	1—69
Ventile und Gleichrichter, elektrische (Güntherschulze)	3	277—315
Veränderliche Sterne (P. ten Bruggencate)	10	1—83
Verfestigung und Kaltreckung (G. Masing und M. Polanyi)	2	177—245
Viskosität von Lösungen, besonders hochmolekularer (E. Guth und H. Mark)	12	115—162
Wärmesatz, NERNST'SCHER (A. Eucken)	1	120—162
— — fünfundzwanzig Jahre (F. Simon)	9	222—274
Wärmestrahlung (F. Henning)	1	163—174
— fester Körper (Hermann Schmidt)	7	342—383
Wasserstoff, Para-, Ortho- (L. Farkas)	12	163—218
Wasserstoffatome, freie, ihre Eigenschaften (K. F. Bonhoeffer)	6	201—230
Wasserstoffisotop (Rudolf Frerichs)	13	257—309
Wasserstoffkerne, schnelle, Elementumwandlung (F. Kirchner)	13	57—88
Wellen, Neuere Untersuchungen über kritische Zustände rasch umlaufender (R. Grammel)	1	92—119
— elektrische, Einfluß der Ionosphäre auf die Ausbreitung (W. Dieminger)	17	282—324
— Ultrakurze, Ausbreitung (G. Eckart und H. Plendl)	17	325—366
Zeemaneffekt, Fortschritte (A. Landé)	2	147—162
Zeitbegriff, empirischer (A. v. Brunn)	4	70—85
Zeitmaß, Schwankungen (B. Meyermann)	7	92—113
Zeitmessung, Genaue (Adolf Scheibe)	15	262—309
Zerfallsgesetz, radioaktives, Experimenteller Beweis für statistischen Charakter (K. W. F. Kohlrausch)	5	192—212
Zustandsgleichung und -begrenzung des festen Körpers (W. Braunbek)	6	124—154

Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz A.G., Würzburg

Zur Erforschung des Weltalls. Acht Vorträge über Probleme der Astronomie und Astrophysik von P. ten Bruggencate, E. F. Freundlich, W. Grotrian, H. Kienle, A. Kopff. Veranstaltet durch den Elektrotechnischen Verein e. V. zu Berlin in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule zu Berlin. Herausgegeben von **W. Grotrian**, Potsdam, und **A. Kopff**, Berlin. Mit 153 Abbildungen. X, 286 Seiten. 1934. RM 18.—

Inhalt: Die Bedeutung astrometrischer Methoden für die heutige Astronomie. — Die physikalischen Zustandsgrößen der Sterne. — Der innere Aufbau der Sterne. — Die Sonne. — Der Aufbau des Sternsystems. — Besondere Leuchtvorgänge im Weltraum. — Die Entwicklung der Sterne.

Der innere Aufbau der Sterne. Von **A. S. Eddington**, Plumian Professor der Astronomie an der Universität Cambridge. Nach Ergänzung der englischen Ausgabe durch Professor A. S. Eddington ins Deutsche übertragen von Dr. E. von der Pahlen, Astrophysikalisches Observatorium, Potsdam. Mit 5 Abbildungen. VIII, 514 Seiten. 1928. RM 25.20

Physik der Sternatmosphären mit besonderer Berücksichtigung der Sonne. Von Dr. **A. Unsöld**, Professor für theoretische Physik an der Universität Kiel. Mit 145 Figuren im Text. VIII, 500 Seiten. 1938. RM 63.—, gebunden RM 66.—

Galaktischer Atlas. Von Dr. **K. F. Bottlinger** †, weil. Professor und Observator an der Universitätssternwarte Berlin-Babelsberg. Nach dessen Tode fertiggestellt von cand. phil. **Irmgard Beck**. Mit einem Geleitwort von Professor Dr. Paul Guthnick. 8 Seiten Text, 2 einfache und 6 Doppeltafeln. 1937. In Mappe (25×35 cm) RM 15.—

Atlas typischer Nebelkammerbilder mit Einführung in die Wilsonsche Methode. Von Dozent Dr. **W. Gentner**, Dr. **H. Maler-Leibnitz**, Professor Dr. **W. Bothe** (Institut für Physik im Kaiser-Wilhelm-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg). Mit 18 Figuren und 125 Aufnahmen. V, 125 Seiten. 1940. RM 21.60, gebunden RM 25.80

Kernphysik. Vorträge, gehalten am Physikalischen Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich im Sommer 1936 (30. Juni bis 4. Juli) von P. Auger, G. Bernardini, W. Bothe, J. Clay, J. D. Cockcroft, J. R. Dunning, R. Fleischmann, S. Franchetti, H. Geiger, H. v. Halban jr., L. Meitner, M. L. E. Oliphant, P. Preiswerk, E. J. Williams. Herausgegeben von Dr. **E. Bretscher**. Mit 68 Abbildungen. IV, 141 Seiten. 1936. RM 12.—

Elektronen-Übermikroskopie. Physik, Technik. Ergebnisse. Von **Manfred von Ardenne**. Mit einem Titelbild, einer photographischen Tafel und 404 Abbildungen. XVI, 396 Seiten. 1940.

RM 54.—, gebunden RM 57.60

Übermikroskop. (Jahrbuch der AEG-Forschung. Herausgeber W. Petersen und C. Ramsauer. Redaktion H. Backe. Siebenter Band, erste Lieferung. März 1940. Sonderheft). Mit 172 Abbildungen und 4 Zahlentafeln im Text. II, 90 Seiten. 1940. RM 5.—

Inhaltsverzeichnis: Zur Entwicklung des Elektronen-Übermikroskops der AEG. (Untersuchungen und Entwicklungen aus dem Physikalischen Laboratorium des Forschungsinstitutes der AEG.) — Zur Einführung. Von C. Ramsauer. — 10 Jahre Entwicklung. Von E. Brüche. — Abbildungselemente: Das Zweipolssystem als Ziel rein elektrischer Abbildungsgeräte. Von E. Brüche. Über Fehler von Elektronenlinsen. Von A. Recknagel. Eine neue magnetische Linse kleiner Brennweite. Von E. Kinder und A. Pendzich. — Übermikroskopie: Das Problem der Bildentstehung. Von H. Boersch. Das Elektronen-Schattenmikroskop. Von H. Boersch. Das elektrostatische Elektronen-Übermikroskop. Von H. Mahl. Untersuchungen über die Spannungsfestigkeit der Elektrodenmetalle für die Linse des Übermikroskops. Von E. Götz. Einschleusung von Objekt und Platte. Von E. Brüche und E. Götz. — Anwendungen: Anwendung des Übermikroskops in der Kolloidchemie und Metallurgie. Von H. Mahl. Anwendung des Übermikroskops in der Bakteriologie, insbesondere für Versuche der Kapseldarstellung. Von Dr. med. A. Jakob und Dr.-Ing. H. Mahl. Die Bedeutung des Elektronenmikroskops für die experimentelle Virusforschung. Von Professor Dr. E. Haagen, Institut für Infektionskrankheiten „Robert Koch“, Berlin.

Geometrische Elektronenoptik. Grundlagen und Anwendungen. Von **E. Brüche** und **O. Scherzer**. Mit einem Titelbild und 403 Abbildungen. XII, 332 Seiten. 1934. RM 26.—

Das freie Elektron in Physik und Technik. Vorträge von Dr.-Ing. habil. **E. Brüche**, Berlin, Dr. **H. Ewest**, Berlin, Dozent Dr. **R. Frerichs**, Berlin, Professor Dr. **W. Gerlach**, München, Dr. **A. Glaser**, Berlin, Professor Dr. **W. Kossel**, Danzig, Professor Dr. **C. Ramsauer**, Berlin, Dr.-Ing. **H. Rothe**, Berlin, Professor Dr. **H. Rukop**, Berlin, Dr.-Ing. **E. Ruska**, Berlin, Professor Dr. **W. Schottky**, Berlin, Dr. **M. Steenbeck**, Berlin. Veranstaltet durch den Bezirk Berlin des Verbandes Deutscher Elektrotechniker — vormals Elektrotechnischer Verein e. V. — in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule Berlin. Herausgegeben von Professor Dr. **C. Ramsauer**, Berlin. Mit 223 Abbildungen. VII, 270 Seiten. 1940. RM 24.—, gebunden RM 25.50

Elektrische Höchstspannungen. Von Dr. **A. Bouwers** (Eindhoven). (Technische Physik in Einzeldarstellungen. Herausgegeben von **W. Meißner**-München und **G. Holst**-Eindhoven. Mit 239 Abbildungen. IX, 333 Seiten. 1939. RM 29.40, gebunden RM 31.20

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.