

Atlas typischer Nebelkammerbilder

mit Einführung
in die Wilsonsche Methode

Von

Dozent Dr. W. Gentner Dr. H. Maier-Leibnitz

Professor Dr. W. Bothe

(Institut für Physik im Kaiser Wilhelm-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg)

Mit 18 Figuren und 125 Aufnahmen



Berlin
Verlag von Julius Springer
1940

ISBN 978-3-642-50441-9 ISBN 978-3-642-50750-2 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-642-50750-2

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung
in fremde Sprachen, vorbehalten.

Copyright 1940 by Julius Springer in Berlin.

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1940

Vorwort.

Die vorliegende Zusammenstellung typischer Wilsonkammeraufnahmen verfolgt einen mehrfachen Zweck. Dem Lernenden und dem Nichtphysiker mag sie vielleicht mehr sein als ein unterhaltendes Bilderbuch, nämlich ein anschaulicher Abriß der heutigen Physik der energiereichen Strahlen. Es gibt ja in diesem Gebiete kaum ein Problem, das nicht seinen Niederschlag in Wilsonaufnahmen gefunden hätte. Mit Rücksicht auf solche Leser sind die Erläuterungen zu den Bildern so gehalten, daß ein Mindestmaß an radiologischen Kenntnissen vorausgesetzt wird. Der nicht radiologisch spezialisierte Physiker wird aus der Sammlung zumindest einen Eindruck gewinnen von der Schönheit und großen Leistungsfähigkeit der Methode. Der Spezialist schließlich wird daraus entnehmen können, welche besonderen Fragenkomplexe der Wilsonmethode vorzugsweise zugänglich sind, und wo die natürlichen Grenzen der Methode liegen. Er findet in dem ersten Teil auch eine Übersicht über die vorliegenden technischen Erfahrungen über Bau- und Betriebsweisen der Wilsonkammer.

Bei der Zusammenstellung des Bilderteils standen wir vor der Frage, ob eine Vereinheitlichung der Bilder vorzunehmen sei, etwa nach gleichem Format oder gleichem Größenverhältnis zur Natur. Zu beidem haben wir uns nicht entschließen können. Bei der Mannigfaltigkeit der Probleme, die manchmal z. B. den Gesamtverlauf einer Strahlenbahn, dann wieder einen winzigen Teil davon betreffen, waren wir bemüht, jeweils die geeignetste Vergrößerung zu finden, um das wesentliche an dem Bilde klar hervortreten zu lassen. In fast allen Fällen (leider nicht durchweg) konnten Anhaltspunkte für die natürliche Größe, z. B. der Kammerdurchmesser, sowie sonstige wichtige Versuchsbedingungen angegeben werden. Grundsätzlich sind alle Bilder „weiß auf schwarz“ wiedergegeben, also so wie sie dem Auge in der Wilsonkammer erscheinen. Einige der Bilder mußten daher nach den Vorlagen erst umgekehrt werden.

Nur für ganz wenige der Bilder lagen fertige Druckstöcke vor, weitaus die meisten wurden nach Originalkopien der betreffenden Autoren hergestellt. Herrn Professor C. T. R. WILSON, Edinburgh, und den vielen anderen Kollegen aus den verschiedensten Ländern, welche ihr Interesse an diesem Büchlein bekundet haben, indem sie uns solche Kopien in überreicher Zahl zur Verfügung stellten, sei an dieser Stelle nochmals herzlich dafür gedankt. Ein Teil dieser Aufnahmen erscheint hier zum erstenmal im Druck.

Dem Verlag Julius Springer danken wir für sein bereitwilliges Eingehen auf unsere Wünsche.

Heidelberg, September 1939.

Die Verfasser.

Inhaltsverzeichnis.

Erster Teil.

Die WILSONSche Nebelkammer.

	Seite
I. Vorgeschichte der Wilsonkammer	4
II. Theoretische Grundlagen	6
III. Die Sichtbarmachung von Teilchenbahnen mit der Nebelkammer	8
IV. Weitere Entwicklung der Nebelkammertechnik	10
1. Das Expansionssystem	10
2. Sonderkonstruktionen für hohen und niederen Druck; „langsame“ und „kontinuierliche“ Kammern	13
3. Füllung der Kammer mit verschiedenen Gasen und Dämpfen	15
4. Das Innere der Kammer: Auskleidung; elektrisches Feld; Bedingungen zur Erzielung guter Bahnspuren	18
5. Magnetfelder	19
6. Beleuchtung der Kammer	23
7. Photographie	25
8. Ausmessung der Bahnen	27
9. Steuerung der einzelnen Vorgänge; Kammern mit Zählrohrkopplung	28
10. Besondere Gesichtspunkte bei der Untersuchung verschiedener Strahlenarten	32
Anhang: Allgemeines über Strahlenarten	36
Literaturverzeichnis	39

Zweiter Teil.

Nebelkammerbilder.

I. α -Strahlen	43
Reichweite S. 43. — δ -Strahlen S. 46. — Magnetische Ablenkung S. 47. — Rückstoßkerne S. 48. — Streuung S. 50. — Weitreichende α -Strahlen S. 52.	
II. β -Strahlen	53
Spezifische Ionisation S. 53. — Energie S. 56. — Einzelstreuung mit und ohne Energieverlust an Elektronen und Kernen S. 57. — Vielfachstreuung S. 59. — Bremsung und Rückdiffusion S. 60.	
III. Das Positron	61
IV. Röntgenstrahlen.	62
Absorption, Photo- und Rückstoßelektronen, charakteristische (Fluoreszenz-) Strahlung S. 62. — Augereffekt S. 70.	
V. γ -Strahlen	72
Rückstoß- und Paarelektronen, Energiemessung S. 72. — Elektronen und Paare innerer Umwandlung S. 76.	

	Seite
VI. Kernumwandlungen durch geladene Teilchen.	78
Umwandlungen durch α -Teilchen S. 78. — Umwandlungen durch Pro-	
tonen S. 81. — Umwandlungen durch Deuteronen S. 84.	
VII. Das Neutron	88
Rückstoßkerne S. 88. — Kernumwandlungen durch Neutronen S. 90.	
VIII. Die Spaltung des Urans	92
IX. Die künstliche Radioaktivität	93
Elektronen- und Positronenzerfall S. 93. — Elektroneneinfangprozesse	
S. 94. — Rückstoßkerne beim β -Zerfall (Neutrino) S. 96.	
X. Einzelne Ultrastrahlen	98
Durchgang durch Materie, Natur, spezifische Ionisation S. 98. —	
Sekundärelektronen S. 104.	
XI. Kaskadenschauer	106
Schauererzeugung durch geladene Teilchen und Photonen S. 106. —	
Sekundäre Schauer S. 110. — Der Kaskadenvorgang S. 115.	
XII. Teilchenarme Schauer	120
XIII. Luftschauer.	121
XIV. Explosionsschauer	122

Erster Teil.

Die WILSONSche Nebelkammer.

Einleitung.

Die außerordentliche Bedeutung, welche die C. T. R. WILSONsche Nebelkammermethode für die Entwicklung unserer physikalischen Kenntnisse hatte und noch heute hat, beruht auf einem grundlegenden Unterschied dieser Methode gegenüber allen sonst zur Untersuchung von Strahlen benutzten. Die übrigen Methoden liefern lediglich den Nachweis, daß ein Strahl oder eine gewisse Strahlenmenge ein gewisses *Volumen* oder eine gewisse *Fläche* durchquert hat; häufig muß dieses Volumen oder diese Fläche sogar aus Intensitätsgründen sehr groß gewählt werden. Die Nebelkammer dagegen legt mit großer Genauigkeit nicht nur einen *Punkt* einer Strahlenbahn fest, sondern sogar den räumlichen *Verlauf* der Bahn über eine erhebliche Strecke, und darüber hinaus alle *Begleiterscheinungen*, wie Ionisation, Sekundärstrahlen verschiedener Art und zeitliche Kopplung zwischen mehreren Strahlen. Als Konkurrenz kommt in dieser Beziehung höchstens die photographische Platte für einige sehr spezielle Fragen in Betracht. Es ist zuzugeben, daß der Wilsonmethode eine gewisse Schwerfälligkeit anhaftet, sofern man saubere und sichere Resultate erzielen will. Dies fällt aber wenig ins Gewicht, wenn z. B. durch wenige geglückte Aufnahmen Tatbestände unmittelbar anschaulich festgelegt werden, für welche nach anderen Methoden lange und vielfach undurchsichtige Versuchsreihen erforderlich wären. So ist die Wilsonmethode für weite Bereiche der Forschung schlechthin unentbehrlich. Das beste Beispiel hierfür ist die Entdeckung des Positrons.

Die WILSONsche Methode hat auch außerhalb der eigentlichen Strahlenphysik noch Anwendungsmöglichkeiten, wie die Untersuchung von elektrischen Entladungsvorgängen (RAETHER) u. ä. Diese sollen im folgenden unberücksichtigt bleiben.

I. Vorgeschichte der Wilsonkammer.

In seinem Nobelpreis-Vortrag hat C.T.R. WILSON selbst den Weg beschrieben, der ihn zur Sichtbarmachung der Bahnen schnell bewegter Teilchen führte. Er berichtet dort folgendes:

„Im September 1894 verbrachte ich einige Wochen in dem Observatorium, welches damals auf dem Gipfel des Ben Nevis, des höchsten der schottischen Berge stand. Die wundervollen optischen Erscheinungen, die sich zeigten, wenn die Sonne auf die Wolken in der Umgebung des Gipfels schien, und besonders die farbigen Ringe in der Umgebung der Sonne oder in der Umgebung des Schattens, der von dem Gipfel oder von dem Beobachter auf den Dunst oder die Wolken geworfen wurde, riefen in hohem Maße mein Interesse hervor und erregten in mir den Wunsch, sie in meinem Laboratorium nachzumachen.

Anfang 1895 machte ich einige Versuche zu diesem Zweck. Ich stellte Nebel durch Expansion von feuchter Luft nach der Methode von COULIER und AITKEN her. Gleich zu Anfang machte ich eine Beobachtung, welche mehr zu versprechen schien als die optische Erscheinung, die ich eigentlich studieren wollte. Feuchte Luft, die von AITKENS Staubteilchen befreit war und daher keinen Nebel bildete, auch wenn ein beträchtlicher Grad von Übersättigung durch Expansion hervorgerufen wurde, schien trotzdem einen Nebel zu geben, wenn die Expansion und damit die Übersättigung eine bestimmte Grenze überschritt. Es wurde deshalb ein quantitativer Expansionsapparat (Fig. 1) hergestellt, in welchem bestimmte Proben von feuchter Luft ohne Gefahr von Verunreinigung wiederholt plötzlich expandiert und die Zunahme des Volumens im voraus beliebig eingestellt werden konnte.

Es ergab sich ein definierter kritischer Wert für das Expansionsverhältnis ($v_2/v_1 = 1,25$), der angenähert der vierfachen Übersättigung entsprach. Feuchte Luft war dadurch von AITKENS Kernen befreit worden, daß man wiederholt Nebel bildete und die Tropfen sich niederschlagen ließ; unter diesen Versuchsbedingungen wurden nur Tropfen gebildet, wenn die Expansion die angegebene Grenze überschritt, dann aber konnte ein Regen von Tropfen beobachtet werden. Der Regen konnte beliebig oft von neuem erzeugt werden, ohne daß sich eine Verminderung der Zahl der Regentröpfchen zeigte. Die Kondensationskerne wurden also zweifellos in der Luft immer wieder nachgebildet. Im Mai 1895 wurde in der Camb. Phil. Soc. eine Notiz über diese Versuche vorgetragen.

Weitere Experimente mit einer verbesserten Apparatur, die schnellere Expansionen erlaubte, zeigten, daß es noch eine zweite kritische Expansion gab, die ungefähr der achtfachen Übersättigung des Dampfes entsprach. Bei Überschreitung dieser Expansion bildete sich in der staubfreien Luft ein dichter Nebel, und die Zahl der Tropfen im Nebel wuchs mit großer Geschwindigkeit bei wachsender Expansion und erzeugte vermöge der kleinen und einheitlichen Tröpfchengröße sehr schöne farbige Erscheinungen. Die Zahl der Tropfen für Expansionen zwischen den beiden Grenzen blieb klein; die dabei entstehende Kondensation glich mehr einem Regen als einem

Nebel. Die Ergebnisse in etlichen reinen Versuchsgasen waren nicht wesentlich verschieden, obgleich die Expansion für eine bestimmte Übersättigung natürlich verändert werden mußte.

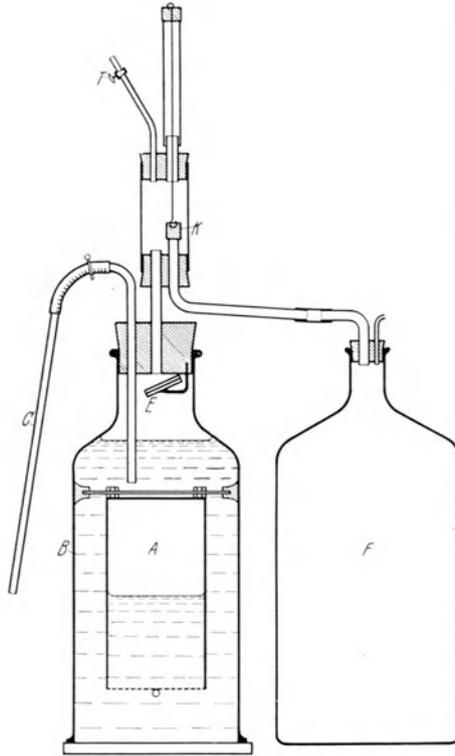


Fig. 1. WILSONs erste Anordnung.

A Expansionsraum, *C* Regulierung des Wasserstandes in *B*; durch Öffnung des Ventils *K* kann die Luft aus dem oberen Teil von *B* plötzlich in das evakuierte Gefäß *F* gesaugt werden. Das Nachkommen des Wassers wird durch das Schwimmerventil *E* verhindert. Durch Öffnen des Hahnes *T* wird wieder der Anfangszustand erreicht.

Die einfache Erklärung für die Bildung dichten Nebels bei Überschreitung der zweiten Übersättigungsgrenze ist die, daß hier eine Kondensation in Abwesenheit aller Kerne außer den Molekülen des Dampfes oder Gases stattfindet. Ich interessierte mich besonders für die regenähnliche Kondensation bei der Übersättigung zwischen den beiden Grenzen. Die Tatsache, daß die Zahl der Tröpfchen so begrenzt war und daß sie doch immer wieder nachgebildet wurden, zusammen mit der Tatsache, daß die erforderliche Übersättigung eine Abmessung vermuten ließ, die nicht wesentlich die molekularen Dimensionen überschritt, ließ uns annehmen, daß wir hier ein Mittel hatten, einzelne Moleküle oder Atome, die sich in diesem Augenblick in einem besonderen Zustand befanden, sichtbar und zählbar zu machen. *Konnten sie elektrisch geladene Atome oder Ionen sein?*¹.

Im Herbst 1895 trafen die Nachrichten über RÖNTGENs große Entdeckung ein. Zu Beginn des Jahres 1896 untersuchte J. J. THOMSON die Leitfähigkeit der Luft, die den neuen Strahlen ausgesetzt war, und ich hatte Gelegenheit, eine der damals

¹ Die überraschende Wirkung von Spitzenentladungen auf die Kondensation in einem Dampfstrahl war schon von H. v. HELMHOLTZ und RICHARZ den Ionen zugeschrieben worden.

gebräuchlichen, primitiven Röntgenröhren zu benutzen, die von Prof. THOMSONS Assistenten Mr. EVERETT im Cavendish-Laboratorium hergestellt war. Ich kann mich gut meiner Freude beim ersten Versuch erinnern. Ich fand, daß keine Tröpfchen in der den Röntgenstrahlen ausgesetzten Kammer gebildet wurden, wenn das Expansionsverhältnis kleiner als 1,25 war; dagegen trat ein dichter Nebel auf, der sich erst nach mehreren Minuten niederschlug, wenn die Expansion zwischen der Regen- und der Nebelgrenze lag. Röntgenstrahlen erzeugten also in großer Anzahl Kerne derselben Art, wie sie in kleiner Anzahl dauernd in der in der Nebelkammer eingeschlossenen Luft gebildet wurden.

Im März 1896 veröffentlichte ich eine kurze Notiz über diese Experimente.“

Nach der Darlegung der Experimente, die WILSON in den nächsten Jahren über die Ionisierung der Luft durch verschiedene Strahlenarten und über die Möglichkeit der Bestimmung der elektrischen Elementarladung angestellt hatte, kommt er auf die ersten Versuche zu sprechen, die ihn zur Sichtbarmachung von Teilchenbahnen führten.

„Gegen das Jahr 1910 begann ich mit einigen Versuchen zur Ausnützung der Kondensationsmethode.

Die Annahme über die korpuskulare Natur von α - und β -Strahlen war seit meinen ersten Versuchen in den letzten Jahren greifbarer geworden und ich hatte die Möglichkeit im Auge, daß die Spuren von ionisierenden Teilchen sichtbar gemacht und photographiert werden können durch Kondensation von Wasser an den erzeugten Ionen.

Es wurde viel Zeit darauf verwandt, eine gute Expansionsapparatur herzustellen und ein wirksames Mittel zur plötzlichen Beleuchtung der Nebeltröpfchen für die photographische Aufnahme zu finden. Im Frühjahr 1911 waren die Vorarbeiten immer noch unvollständig, aber ich wollte einmal versuchen, ob nicht doch eine Andeutung von Spuren mit unserer alten primitiven Apparatur sichtbar gemacht werden könnte. Der erste Versuch wurde mit Röntgenstrahlen unternommen, mit wenig Hoffnung auf Erfolg. Während die Kammer den Strahlen ausgesetzt war, machte ich eine Expansion, die zur Kondensation an den Ionen führen mußte. Zu meiner Freude sah ich die Nebelkammer voll von kleinen Strichen und Nebelfäden, also Spuren von Elektronen, die unter dem Einfluß der Strahlen ausgelöst waren. Ein mit Radium aktivierter Metallstreifen wurde dann in die Nebelkammer gebracht, und das wunderschöne Bild von Nebel entlang den Spuren von α -Teilchen wurde zum erstenmal gesehen. Die langen fadenähnlichen Spuren von schnellen β -Teilchen wurden ebenfalls beobachtet, als eine entsprechende Quelle in die Nähe der Nebelkammer gebracht wurde.

Einige unvollkommene Photographien konnten erhalten werden und wurden einer kurzen Veröffentlichung an die Royal Society im April 1911 beigefügt.“

II. Theoretische Grundlagen.

Bei der plötzlichen, adiabatischen Ausdehnung eines mit Dampf gesättigten Gases vom Anfangsvolumen v_1 auf das Endvolumen v_2 sinkt die absolute Temperatur des Gases von dem Anfangswert ϑ_1 auf

$$\vartheta_2 = \vartheta_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\kappa-1}$$

wo $\kappa = c_p/c_v$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen bedeutet. Die Übersättigung S , definiert als das Verhältnis

der Dichte des Dampfes nach der Expansion zu der Sättigungsdampfdichte bei der Temperatur ϑ_2 , ist

$$S = \frac{p_1}{p_2} \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^\kappa \quad (1)$$

($p_1, p_2 =$ Sättigungsdruck bei ϑ_1, ϑ_2).

Aus weitergehenden WILSONschen Versuchen folgt, daß sich Wasserdampf bei etwa 4,2facher Übersättigung an negative und bei etwa 6facher Übersättigung an positive Ionen anlagert. Das gilt für alle Gase. Zwar war bei Kohlendioxyd ein größeres Expansionsverhältnis nötig, das rührt aber nur von dem kleineren κ des dreiatomigen Gases her.

Zum Verständnis der Kondensation in übersättigten Dämpfen verhilft in erster Linie ein Gesetz, das 1871 von W. THOMSON (Lord KELVIN) abgeleitet wurde, und das so heißt: Eine konvexe Flüssigkeitsfläche (z. B. ein Flüssigkeitstropfen) ist mit einem größeren Sättigungsdampfdruck im Gleichgewicht als eine ebene Fläche, und zwar gilt:

$$\sigma R \vartheta \ln \frac{P}{p} = \frac{2\alpha}{r} \quad (2)$$

$\sigma =$ Dichte der Flüssigkeit, $R =$ Gaskonstante für die Masseneinheit, $\vartheta =$ absolute Temperatur, $p =$ Sättigungsdruck an der ebenen Oberfläche, $P =$ Sättigungsdruck an der Fläche vom Krümmungsradius r , $\alpha =$ Oberflächenspannung.

Setzt man in Formel (2) die beobachtete Mindestübersättigung für Regenbildung ein, so ergibt sich, daß z. B. negative Ionen Wassertröpfchen von etwa $8 \cdot 10^{-8}$ cm Radius äquivalent sind, und für die Grenze der Bildung dichten Nebels erhält man $6 \cdot 10^{-8}$ cm. Die Kerne des dichten Nebels entstehen (nach der Erklärung, die J. J. THOMSON gegeben hat) dadurch, daß durch zufälligen gleichzeitigen Zusammenstoß mehrerer Dampfmolekeln für einen Augenblick ein neutrales Tröpfchen der angegebenen Größe zustandekommt. Die statistische Wahrscheinlichkeit der Bildung solcher Tröpfchen sinkt mit ihrer Größe außerordentlich stark ab; so ist es verständlich, daß es eine einigermaßen scharfe Grenze für den Einsatz des dichten Nebels gibt.

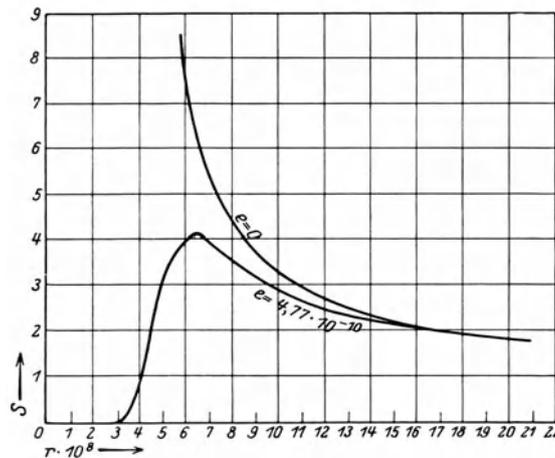


Fig. 2. Übersättigung $S = P/p$ als Funktion des Tröpfchenradius r mit und ohne Berücksichtigung der Ladung.

Daß für Ionen die Kondensation früher und bei einer scharfen Grenze der Übersättigung eintritt, hat J. J. THOMSON erklärt, indem er den Einfluß der

Ladung e auf den Sättigungsdampfdruck berechnete. Die W. THOMSONSche Formel erweitert sich dann zu:

$$\sigma R \vartheta \ln \frac{P}{p} = \frac{2\alpha}{r} - \frac{e^2}{8\pi r^4}. \quad (3)$$

Fig. 2 zeigt die Abhängigkeit des Sättigungsdrucks vom Radius nach den beiden Formeln, berechnet für Wasser bei Zimmertemperatur¹. Bei Berücksichtigung der Ladung ergibt sich ein Maximum bei etwa $r = 6,5 \cdot 10^{-8}$ cm, und für kleinere Radien geht der Sättigungsdruck sogar gegen Null. Ein Ion umgibt sich also schon vor der Expansion mit einem Wassertröpfchen von etwa $4 \cdot 10^{-8}$ cm Radius. Mit der Expansion wächst der Radius bis $6,5 \cdot 10^{-8}$ cm und vergrößert sich dann von selbst weiter bis zu sichtbarer Größe.

Mit Hilfe von Formel (1) und (3) kann man die erforderlichen Expansionsverhältnisse für alle Dämpfe und Gase berechnen, wenn man von den Gasen nur κ , von den Dämpfen außerdem die Dampfdruckkurve und die Oberflächenspannung kennt. Eine solche Berechnung sollte allerdings nur rohe Werte liefern, denn man weiß z. B. nicht, ob die Oberflächenspannung bei so kleinen Tröpfchen noch dieselbe ist wie bei großen Flächen; man kann auch auf diese Weise nicht erklären, warum für positive und negative Ionen ein verschiedenes Expansionsverhältnis existiert. Immerhin stimmen die berechneten und beobachteten Expansionsverhältnisse im allgemeinen recht gut überein¹, wie eine große Zahl von Messungen an organischen Dämpfen gezeigt haben, die nach WILSON von verschiedenen Seiten angestellt wurden.

III. Die Sichtbarmachung von Teilchenbahnen mit der Nebelkammer.

Im Jahre 1911 veröffentlichte WILSON die ersten Aufnahmen von α - und β -Bahnen mit einer improvisierten Kammer, und im folgenden Jahre beschrieb er eine neue Kammer und zeigte α - und β -Strahlaufnahmen, die den besten heutigen Aufnahmen kaum nachstehen.

WILSONS Anordnung, die in Fig. 3 gezeigt ist, weist schon alle wesentlichen Eigenschaften der späteren Kammern auf. Die eigentliche Kammer umschließt das Volumen A . Es wird nach unten durch einen gut passenden Kolben abgeschlossen. Das Volumen unter dem Kolben kann durch Aufreißen des Ventils B plötzlich mit dem evakuierten Volumen C verbunden werden. Durch den Druckunterschied senkt sich der Kolben sehr rasch, bis er unten auf eine Gummipatte aufstößt und dort angedrückt bleibt. Dabei schließt er zugleich das innere Volumen ab und verhindert ein Entweichen von Luft aus der Kammer A durch die Kolbensmierung. Das Expansionsverhältnis wird durch die Höhe des Kolbens vor der Expansion bestimmt und durch Einlassen von Luft bei F reguliert. Um ein Beschlagen der Wände zu verhindern, und um ein elektrisches Feld zur Beseitigung alter Ionen an die Kammer legen zu können, ist das ganze Innere mit Gelatine ausgekleidet. Der Kolben ist mit Tusche geschwärzt und mit feuchter Gelatine bedeckt. Die Beleuchtung der Kammer geschieht durch Entladung einiger Leydener Flaschen durch eine mit Quecksilberdampf gefüllte Quarzkapillare.

Die photographische Kamera stand meist senkrecht über der Kammer, während das Lichtbündel waagrecht durch die Kammer ging. In einigen Fällen wurde zur

¹ Siehe die Zusammenstellung von K. PRZIBRAM im Handbuch der Physik Bd. 22/1, S. 420. 1933. Dort sind auch weitere Erklärungsmöglichkeiten erwähnt, die hier nicht besprochen werden konnten.

Erzielung hellerer Tröpfchenbilder das unter kleinerem Winkel abgebeugte Licht ausgenützt. Dann stand die Kamera seitlich, während die Beleuchtung schräg von oben erfolgte.

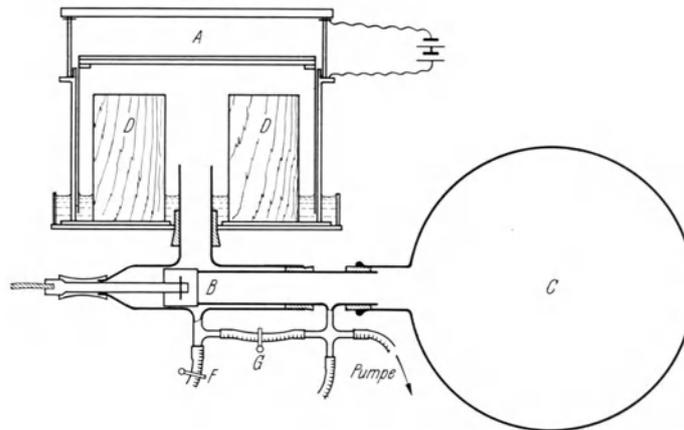


Fig. 3. WILSONs erste Kammer zur Beobachtung von Bahnen ionisierender Teilchen.

A ist der Expansionsraum; durch Öffnen des Ventils *B* wird der Raum unter dem Kolben mit dem evakuierten Gefäß *C* verbunden. Zur Dichtung drückt sich der Kolben nach der Expansion an eine Gummiplatte. Die Einstellung des Kolbens vor der Expansion geschieht durch die Hähne *F* und *G*. Der Holzzylinder *D* dient zur Verringerung des Luftvolumens. Mit der Batterie wird ein elektrisches Feld angelegt.

Das Aufreißen des Ventils *B* geschah mit Hilfe eines fallenden Gewichts. Durch den Ruck riß sich eine kleine Stahlkugel los, die an dem Gewicht hing, fiel zwischen den Kugeln einer Funkenstrecke durch und zündete so die Beleuchtung. Wenn Röntgenstrahlen untersucht werden sollten, konnte diese Kugel vorher eine zweite Funkenstrecke passieren, deren Entladung über eine Röntgenröhre ging.

Der zeitliche Ablauf einer Aufnahme gestaltete sich folgendermaßen: 1. Herstellung des übersättigten Zustands durch plötzliche Expansion; dieser Zustand war nach etwa $\frac{1}{50}$ sec erreicht; 2. Durchgang eines Röntgenstrahlblitzes durch die Kammer; 3. Kondensation von Wasserdampf an den Ionen; 4. Beleuchtung und Photographie der Nebelspuren. Die Zeitabstände zwischen den einzelnen Vorgängen mußten genau eingestellt werden. Ging das Röntgenstrahlbündel vor Beendigung der Expansion durch die Nebelkammer, so gab es verschwommene Doppelspuren, weil die Ionen Zeit hatten, im elektrischen Feld sich in positive und negative Kolonnen zu trennen. Um eine rasche Kondensation des Wasserdampfs zu erreichen, mußte die Expansion möglichst groß gemacht werden, denn bei kleineren Expansionsverhältnissen wird zwar schon Nebelbildung stattfinden, aber das Anwachsen geschieht so langsam, daß die leichten Ionen Zeit haben, auseinanderzudiffundieren, ehe sie photographiert werden können. Bei größerer Expansion werden die Tröpfchen gleich so schwer, daß keine wesentliche Diffusion mehr eintritt, man erhält also scharfe Bahnen. Die Photographie darf nicht zu spät erfolgen, weil sich sonst die Form der Bahnen durch Konvektionsströme in der Kammer verändert.

Wenn man mit kontinuierlichen Strahlenquellen arbeitet, z. B. mit α -Strahlen von einer radioaktiven Quelle, so wird man außer scharfen Bahnen auch alte verwaschene mit auf die Aufnahme bekommen. Auch kann es dabei vorkommen, daß ein früheres Teilchen einem etwas späteren den Wasserdampf wegnimmt, wodurch

Lücken und Verzerrungen in der zweiten Bahn entstehen. Schöne Beispiele für diese beiden Vorgänge zeigt die in Fig. 10 wiedergegebene Aufnahme von WILSON. Bei Strahlen, welche von einer punktförmigen Quelle innerhalb der Kammer ausgingen, hat sich WILSON folgendermaßen geholfen: Er stellte vor die Quelle eine Scheibe, die am Kolben befestigt war. Diese senkte sich mit dem Kolben und gab die Strahlenquelle erst am Ende der Expansion frei.

IV. Weitere Entwicklung der Nebelkammertechnik.

Nach den ersten Aufnahmen von WILSON dauerte es wieder etwa 10 Jahre, bis die Nebelkammer als Arbeitsinstrument der Strahlenphysik allgemeinere Anwendung fand. Seitdem sind eine große Anzahl von Konstruktionen für die verschiedensten Zwecke veröffentlicht worden. Sie halten sich fast alle an das von WILSON angegebene Prinzip und unterscheiden sich nur in der technischen Durchführung und in der Möglichkeit der Verwendung bei verschiedenen Versuchsbedingungen.

Im folgenden werden die hauptsächlichsten Erweiterungen und Verbesserungen der Methode in einzelnen Abschnitten besprochen.

1. Das Expansionssystem.

Die *Form* des Expansionsraums, die WILSON eingeführt hatte, der flache Zylinder, ist von den meisten Autoren beibehalten worden. Einige Autoren (LOCHER, WILLIAMS) haben einen tiefen Expansionsraum gewählt. Beim flachen Zylinder ist die Tiefenschärfe der photographischen Aufnahmen leichter erreichbar, auch werden die Bahnen wohl weniger durch Luftwirbel verzerrt. Bei sehr großen Abmessungen werden aus konstruktiven Gründen manchmal rechteckige Kammern bevorzugt, wie Fig. 6 zeigt (HERZOG 1935, LEPRINCE-RINGUET 1936, STREET und STEVENSON 1936; z. B. Bild 65 des 2. Teils, S. 118). Große Kammern haben eine Ausdehnung bis etwa 50 cm, der Durchschnitt ist 10—20 cm. Meistens wird die Kammer liegend verwendet. Manchmal, besonders bei Ultrastrahluntersuchungen ist es notwendig, die Kammer um 90° zu drehen, so daß ihre Ebene senkrecht steht. Dazu sind nur Kammern brauchbar, die keine größere Flüssigkeitsmenge enthalten.

Der Kolben und die Art der Expansion ist der Gegenstand der größten Änderungen gewesen. In Fig. 4 ist eine schematische Darstellung der hauptsächlichsten Kammertypen gegeben.

Prinzipiell am einfachsten ist die Anordnung von SHIMIZU (1921) und BLACKETT (1922) (Fig. 4a). Ein Kolben, der in einem Zylinder gleitet, wird mechanisch mit Hilfe eines Hebels und einer starken Feder bewegt. Die obere und untere Grenzstellung des Kolbens wird mit Hilfe von Anschlägen am Hebel eingestellt.

Dieser Kammertyp wurde entwickelt, um große Serien rasch aufeinanderfolgender Aufnahmen zu machen. SHIMIZU (1921) hatte sogar den Hebel mit einem Exzenter auf einer gleichmäßig umlaufenden Welle gekoppelt; er ersetzte also die plötzliche Expansion WILSONs durch eine allmähliche, die ebenso lang dauerte wie die nachfolgende Hebung des Kolbens. In dieser Form, die bis zu 130 Expansionen je Minute erlaubt, ist die Wilsonmethode besonders von der Wiener Schule als Zählmethode benutzt worden, indem die Kammer nur visuell beobachtet wurde (HOLOUBEK 1927, MATZNER 1934). Will man photographieren, so genügt oft eine Aufnahme auf mehrere Expansionen, da die Bahnen während vieler Expansionen

stehen bleiben. Neuerdings hat BRINKMANN (1939) den Grundgedanken der Shimizukammer wieder aufgegriffen und mit einer besonders konstruierten Kammer

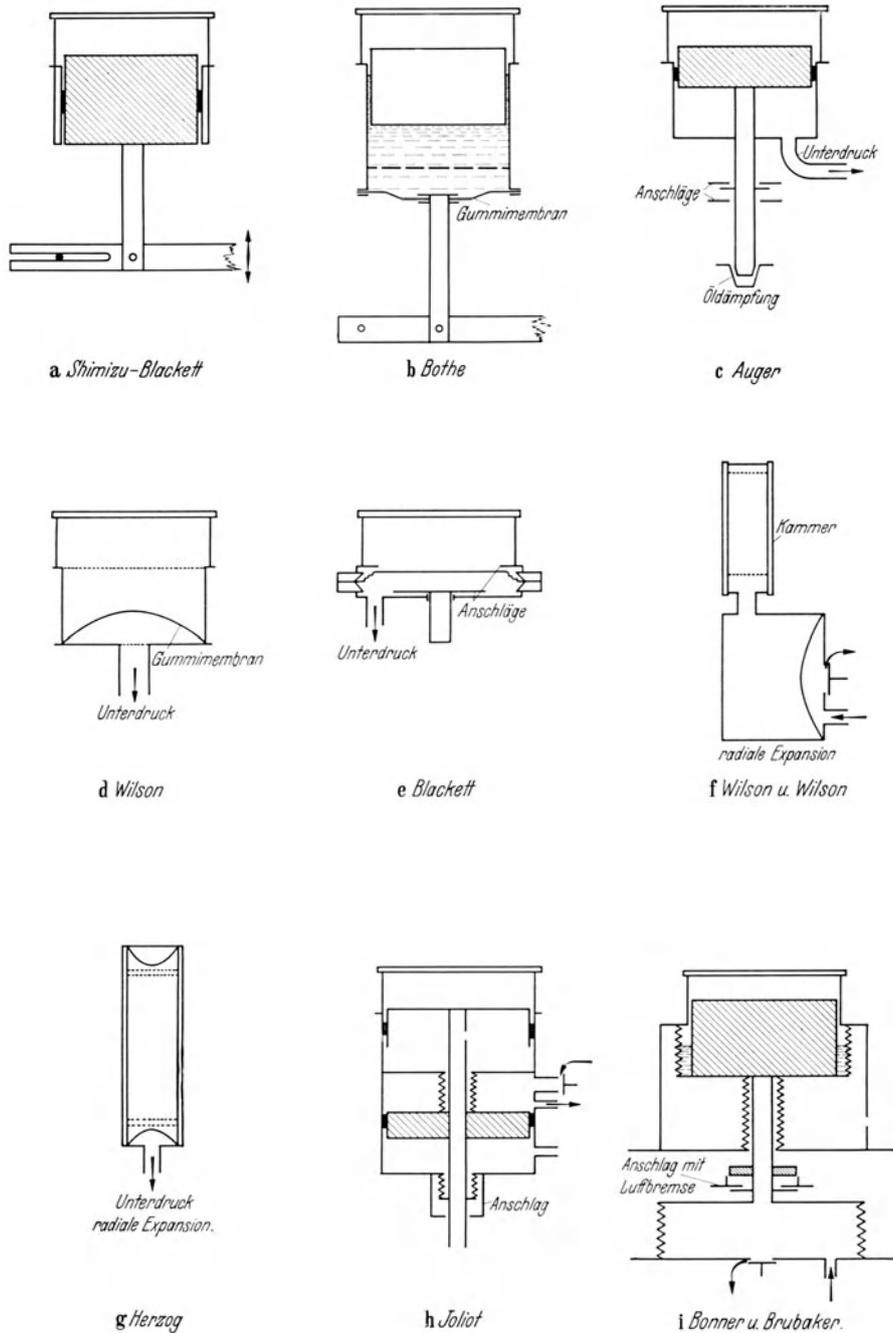


Fig. 4. Schematische Darstellung verschiedener Kammerkonstruktionen.

eine Geschwindigkeit von 3 Expansionen je Sekunde erreicht. BLACKETT verwendete jedoch eine rasche Expansion und erreichte damit deutlichere, besser definierte Bahnen. Mit dieser Anordnung nahm er 400 000 α -Strahlenbahnen auf.

Die Schwierigkeit dieser einfachen Konstruktion lag in der Dichtung des Kolbens. KAPITZA (1924) hat als erster diese Schwierigkeit umgangen, indem er einen schwimmenden Kolben verwendete und die Expansion unter Dehnung einer Gummidichtung ausführte. Nach demselben Prinzip arbeitet die Kammer von BOTHE, die in Fig. 4b dargestellt ist. Eine Lochscheibe in der Flüssigkeit dient zur Dämpfung etwaiger Schwingungen.

Bei größeren Kammern sind zur mechanischen Bewegung des Kolbens gegen den äußeren Druck große Federkräfte nötig. Bequemer ist es, den Kolben mit Hilfe von Unterdruck zu bewegen, wie dies schon WILSON getan hatte. Fig. 4c zeigt eine Kammer dieser Art von AUGER (1926). Zur Regulierung des Expansionsverhältnisses dienten verstellbare Anschläge. Um das Auftreten von Schwingungen beim Aufschlagen des schweren Kolbens zu vermeiden, führte AUGER eine Öldämpfung ein.

DAHL, HAFSTAD und TUVE (1933) haben zur Steuerung von Wilsonkammern Elektromagnete verwendet. Eine sinnreiche Kombination von mechanischen und magnetischen Kräften hat DEMPSTER (1934) angegeben: Eine Feder reißt den Kolben bei der Expansion herab; durch seine Masse fliegt er über die Gleichgewichtslage hinaus und gerät kurz vor dem Umkehrpunkt an zwei kleine Magnete, die ihn festhalten. So wird der harte Aufschlag des Kolbens vermieden.

1933 veröffentlichte WILSON eine neue Konstruktion (Fig. 4d), die alle drei eben erwähnten Schwierigkeiten (Kolbendichtung, Federkraft, Aufschlag des Kolbens) vermeidet¹. Der „Kolben“ besteht nur noch aus einer Gummimembran, die gleichzeitig die Dichtung besorgt. Die Expansion erfolgt durch plötzliches Evakuieren des unteren Raums. Dabei wird die vorher nach oben gewölbte Membran an den Kammerboden gedrückt, ohne daß Schwingungen entstehen können. Zur Beseitigung von Luftwirbeln in der Kammer dient ein feinmaschiges Drahtnetz.

BLACKETT hat 1934 diesen Typ weiterentwickelt (Fig. 4e). Er ersetzte den mittleren Teil der Gummimembran durch eine dünne und leichte Metallscheibe. (Später, 1936, hat er auch statt des Gummis eine gewellte Nickelmembran verwendet.) Die Bewegung des Kolbens kann so oben und unten durch Anschläge einstellbar begrenzt werden. Die Kammer kann sehr flach gehalten werden und ist daher für den Einbau zwischen den Polen eines Magnets sehr geeignet. Wegen des leichten Kolbens kann die Expansion sehr rasch erfolgen, was zum Beispiel bei zählrohrgesteuerten Aufnahmen wichtig ist (vgl. Abschn. 9).

Besonders große Kammern haben HERZOG (1935), LEPRINCE-RINGUET (1936) und STREET und STEVENSON (1936) für Ultrastrahluntersuchungen gebaut. Hier wird stets etwa die neue Form von WILSON bzw. von BLACKETT verwendet.

1935 hat WILSON ein System zur radialen Expansion angegeben, bei dem die Luft durch die siebartige Mantelfläche des Kammerzylinders abgesaugt wird (Fig. 4f). Die Beleuchtung erfolgt durch den Boden der Kammer; dies bringt den Vorteil größerer Lichtstärke. WILSON hat den Versuch gemacht, diese Kammer nach der Expansion fallen zu lassen und erst nach etwa $\frac{1}{5}$ sec die Bahnen zu photographieren. Beim Fallen sind die Tröpfchen kräftefrei gegenüber der Kammer, und es zeigte sich, daß die Bahnen in der fallenden Kammer sehr viel weniger verzerrt waren als wenn die Kammer stehen blieb. Es sollte so möglich sein, die

¹ Ein Vorläufer dieses Kammertyps (ohne Gummimembran) ist die Konstruktion von Bose (1922).

Kammer zwischen den Polschuhen eines starken Elektromagnets zu betätigen und die Bahnen außerhalb der Polschuhe zu photographieren. Doch ist diese Anwendung noch nicht gemacht worden.

HERZOG (1937) und TREY (1938) haben Varianten dieses Kammertyps veröffentlicht und ihn dazu benützt, die Bahnen in einem größeren Hörsaal zu projizieren. Man erhält dunkle Bahnen auf hellem Grund durch die Schattenwirkung der Wassertröpfchen. In Fig. 4g ist das Schema der Kammer von HERZOG gezeigt. BRINKMANN (1939) erreicht ebenfalls eine radiale Expansion, indem er in eine gewöhnliche Kammer zwischen Deckplatte und Kolben eine feste Kreisscheibe einsetzt, deren Durchmesser etwas kleiner ist als der der Kammer. Der Beobachtungsraum wird dann durch den Raum zwischen der Deckplatte und der Kreisscheibe gebildet. Beim Niedergehen der Kolben strömt die Luft aus diesem Raum radial über den Rand der Kreisscheibe ab.

2. Sonderkonstruktionen für hohen und niederen Druck; „langsame“ und „kontinuierliche“ Kammern.

Bei der Untersuchung von Teilchen besonders großer oder besonders kleiner Reichweite ist es oft wünschenswert, die Länge der Bahnen zu verkleinern oder zu vergrößern. Hierzu sind Kammern für erhöhten oder erniedrigten Gasdruck entwickelt worden. Nach der Theorie der Wilsonkammer (s. S. 6) ist ihr Funktionieren vom Druck des Füllgases weitgehend unabhängig und in der Tat sind es nur rein technische Erfordernisse, die eine etwas andere Konstruktion dieser Kammern bedingen.

Bei niederem Druck wirkt auf die Kammer der äußere Überdruck. Man wird daher durch den Kolben die Kammer nicht direkt gegen die Atmosphäre abschließen lassen, sondern ihn in einem ebenfalls evakuierten Raum führen. Die Bewegung des Kolbens kann dann mechanisch erfolgen (KLEMPERER 1927), wobei nur kleine Kräfte nötig sind. Man kann auch die Drucksteuerung verwenden, doch genügt bei sehr kleinen Drucken der Innendruck der Kammer nicht allein zur raschen Bewegung des Kolbens, man muß dann zwei besondere Druckgefäße verwenden.

Fig. 4h zeigt eine solche Form, die von JOLIOT (1934) stammt und sich an eine Konstruktion von PETROVÁ (1929) anlehnt. Bemerkenswert ist hier die Verwendung von federnden Metallschläuchen an Stelle der schwierigen Dichtungen mit Fett oder Packungen¹.

Die untere Grenze des Drucks liegt erst im Dampfdruck der die Tröpfchen liefernden Flüssigkeit. Doch tritt bei kleinen Drucken eine Schwierigkeit dadurch auf, daß der Wärmeaustausch der geringen Gasmenge mit den Kammerwänden sehr schnell erfolgt; außerdem diffundieren die Ionen sehr rasch, was zu unscharfen Bahnen führt.

Eine Kammer der Art von Fig. 4h ist im Prinzip ebensogut auch für inneren Überdruck geeignet. Bei Überdruckkammern werden die Kräfte, die zur Bewegung des Kolbens nötig sind, zu groß für mechanische Steuerung, man verwendet hier stets Drucksteuerung. Die erste Kammer für erheblichen Überdruck stammt von MOTT-SMITH (1934). Fig. 4i zeigt die Ausführungsform von BONNER und BRUBAKER (1935), die damit viele Messungen über Neutronenspektren ausgeführt haben.

¹ Die erste Unterdruckkammer stammt von BUMSTEAD (1916).

Wir bemerken hier die ausgiebige Verwendung von großen Metallfederkörpern, welche die bei hohen Drucken schwierige Dichtung ermöglichen. Die Benützung von Federkörpern für Wilsonkammern stammt von DAHL, HAFSTAD und TUVE (1933). Eine besondere Dichtung des Kolbens ist bei BONNER und BRUBAKER auf eine sinnreiche Weise unnötig gemacht. Das Volumen neben dem Kolben wird bei der Expansion auch ausgedehnt und durch geeignete Verkleinerung dieses Volumens mit Hilfe von Flüssigkeit ist erreicht, daß die Expansion in diesem Raum genau dieselbe ist wie in der eigentlichen Kammer.

KIPFER (1935) hat eine kleine Kammer von 2 cm Durchmesser für einen Überdruck von 100 at gebaut. Auch bei so hohen Drucken gelingt es noch leicht, Bahnen sichtbar zu machen.

Die meisten Überdruckkammern arbeiten bei 10—20 at. KURIE hat eine Universalkammer angegeben, die nach dem Prinzip von Fig. 4h arbeitet und von 2 cm Hg bis 20 at brauchbar sein soll.

„Langsame“ Kammern. Mit einer normalen Wilsonkammer werden bei jeder Expansion nur Bahnen von Teilchen erhalten, die innerhalb eines kleinen Zeitintervalls von $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{100}$ sec Dauer durch die Kammer hindurchgegangen sind. Deshalb ist die gesamte „Meßzeit“ auch einer großen Serie von Wilsonkammeraufnahmen nur klein. Man hat früh versucht, sie zu vergrößern. SHIMIZUs Kammer, die wir weiter oben erwähnten, ist das erste Beispiel dafür. Daß sie bald aufgegeben wurde, lag an dem Ziel der Messung. Es handelte sich nicht darum, eine große Meßzeit zu erreichen, sondern darum, möglichst viele Aufnahmen von α -Strahlenbahnen zu erhalten. BLACKETT erreichte aber ebensoviel wie SHIMIZU und bekam bessere Aufnahmen, indem er bei kurzer Expansionszeit die Intensität der α -Strahlung vergrößerte.

Nun gibt es aber Fälle, wo die Intensität nicht vergrößert werden kann, z. B. bei der kosmischen Ultrastrahlung oder bei seltenen Kernprozessen. Hier ist eine Vergrößerung der wirksamen Zeitdauer erwünscht. Man kann sie auf die einfachste Weise erreichen, indem man die ganze Expansion langsamer ablaufen läßt. Man muß dann nur das Expansionsverhältnis etwas vergrößern, um der Erwärmung des Kammerinnern durch Wärmeleitung und Einstrahlung zu begegnen. So hat wohl als erster ORBÁN (1931) eine Empfindlichkeitszeit von 1 sec erreicht. Vorteilhafter ist es aber, nur das Ende der Expansion langsam verlaufen zu lassen, also erst rasch den übersättigten Zustand herzustellen und dann langsam weiter zu expandieren, um die Empfindlichkeit der Kammer aufrecht zu erhalten. Das hat BEARDEN (1935) zuerst erreicht durch Verwendung einer gedämpften Expansion. Etwa gleichzeitig hat FRISCH eine sehr einfache Kammer angegeben, wo bei der Expansion Luft erst rasch in eine Flasche gesaugt wird und dann langsam über einen engen Hahn eine zweite füllt. Mit dieser Anordnung kann man erreichen, daß bis zu 7 sec lang immer neue Bahnen auftreten; allerdings sind dann die Bahnen nicht mehr richtig scharf. Für Meßzwecke muß man sich mit 1—2 sec begnügen. Bei der langsamen Kammer genügt es nicht mehr, nur eine photographische Aufnahme bei jeder Expansion zu machen. MAIER-LEIBNITZ hat daher eine Kinokamera verwendet, mit der etwa 5 Aufnahmen bei jeder Expansion gemacht werden. So werden die während der Expansion entstehenden Bahnen genügend rasch erfaßt.

„Kontinuierliche“ Kammern. Die Frage liegt nahe, ob es nicht möglich ist, eine Nebelkammer dauernd empfindlich zu machen. Natürlich darf man dann keine Expansion verwenden. REGENER (1929) hat einen ersten Versuch in dieser Richtung

gemacht. Er ließ α -Teilchen durch einen gleichmäßigen Strom von kleinen, suspendierten Öltröpfchen durchgehen. Die gebildeten Ionen lagerten sich an Tröpfchen an. Die geladenen Tröpfchen konnten in fast ungestörter Anordnung aus dem Strom durch ein homogenes elektrisches Feld entfernt und dann photographiert werden.

Andere Autoren haben versucht, das Prinzip der Übersättigung beizubehalten und diese ohne Expansion zu erreichen. LANGSDORF (1936 und 1937) läßt Wasserdampf von einer warmen nach einer kalten Fläche diffundieren. In der Mitte entsteht ein dauernd übersättigtes Gebiet, in dem die Bahnen von durchgehenden Teilchen sichtbar werden. VOLLRATH (1936) erreicht dasselbe, indem er die Dämpfe von Wasser und konzentrierter Salzsäure gegeneinander diffundieren läßt. In der Mitte entsteht ein Gebiet, in dem beide Dämpfe übersättigt sind.

Es scheint, daß die beiden letzten Verfahren funktionieren, daß also das Problem der kontinuierlichen Kammer im Prinzip gelöst ist. Schwierigkeiten entstehen allein durch die Bahnspuren der Teilchen selbst, die nachgewiesen werden sollen. Alte Bahnen verschwinden nämlich nur dadurch, daß die gebildeten Tröpfchen allmählich nach unten fallen. So entsteht ein dauernder Regen von Tröpfchen, der die Beobachtung und vor allem das Photographieren neuer Bahnen erschwert. Die größte bei einer kontinuierlichen Kammer erträgliche Häufigkeit von Bahnen liegt nur ganz wenig über der Häufigkeit der kosmischen Ultrastrahlung und der stets vorhandenen radioaktiven Strahlungen. Eine zweite Schwierigkeit besteht darin, daß durch die Entstehung der Tröpfchen eine lokale Erwärmung auftritt. Diese führt zu Luftströmungen und so zur Verzerrung neu auftretender Bahnen. Diese Schwierigkeiten scheinen so prinzipieller Natur zu sein, daß die kontinuierliche Wilsonkammer keinerlei Vorteile gegenüber der diskontinuierlichen bieten dürfte.

3. Füllung der Kammer mit verschiedenen Gasen und Dämpfen.

Oft ist es wünschenswert, die Kammer mit anderen Gasen als mit Luft zu füllen, und auch die Verwendung anderer Dämpfe zur Nebelbildung hat sich eingebürgert. In Tabelle 1 ist daher eine kurze Zusammenstellung über die hier wichtigen Eigenschaften der Gase und Dämpfe gegeben, die bei Wilsonkammeruntersuchungen verwendet worden sind.

Das Verhältnis der spezifischen Wärmen $\kappa = c_p/c_v$ bestimmt nach Gleichung (1) das Expansionsverhältnis mit. Die danach zu erwartende Abhängigkeit des Expansionsverhältnisses von dem Wert für κ hat sich experimentell gut bestätigt (MEITNER 1928). Im allgemeinen werden die Dämpfe höhermolekular sein und daher ein kleineres κ besitzen als die Gase, insbesondere die Edelgase; erstere erhöhen also das nötige Expansionsverhältnis, während letztere es erniedrigen. So fand PHILIPP (1929) für das Gemisch Luft-Tetrachlorkohlenstoffdampf das hohe Expansionsverhältnis von 1,89. Ein Luft-Wasserdampf-Gemisch erfordert dagegen ein Expansionsverhältnis von 1,32, und Argon mit Wasserdampf nur 1,19. Es ist daher bei Dämpfen mit kleinem κ günstiger, diese mit einem Edelgas zu mischen, um das unbequem hohe Expansionsverhältnis herabzudrücken. Manchmal ist es auch erwünscht, bei verschiedenen Drucken in der Kammer mit demselben Expansionsverhältnis arbeiten zu können. Das kann man dadurch erreichen, daß man ein Gas-Dampf-Gemisch wählt, in dem beide Teile möglichst gleiche κ -Werte besitzen, z. B. Kohlendioxyd mit Wasserdampf.

Tabelle 1. Eigenschaften einiger Gase und Dämpfe.

Gas bzw. Dampf	Formel	$\alpha = c_p/c_v$	Sättigungs- dampf- druck bei 20° C, mm Hg	Elek- tronen- zahl je Molekel	Mole- kulares Streu- vermögen vgl. mit Luft	Mole- kulares Brems- vermögen für α -Strahlen vgl. mit Luft	Literatur
Helium	He	1,659	—	2	0,22	0,18	
Neon	Ne	1,67	—	10	0,96	0,62	
Argon	A	1,67	—	18	1,70	0,97	
Krypton	Kr	1,67	—	36	3,35	1,46	
Xenon	Xe	1,67	—	54	5,00	1,88	
Wasserstoff	H ₂	1,408	—	2	0,18	0,20	
Deuterium	D ₂	1,4	—	2	0,18	0,20	
Stickstoff	N ₂	1,405	—	14	0,97	0,99	
Luft		1,401	—		1,00	1,00	
Sauerstoff	O ₂	1,400	—	16	1,10	1,07	
Methan	CH ₄	1,31	—	10	0,65	0,86	
Propan	C ₃ H ₈	1,15	—	26	1,10	2,18	
Azetylen	C ₂ H ₂	1,23	—	14	0,86	1,12	
Kohlendioxyd . . .	CO ₂	1,30	—	22	1,25	1,53	
Wasser	H ₂ O	1,27	17,5	10	0,80	0,74	
Methylalkohol . . .	CH ₄ O	1,703	96	18	1,01	1,4	
Äthylalkohol	C ₂ H ₆ O	1,13	44	26	1,19	2,1	
Propylalkohol . . .	C ₃ H ₈ O	1,27	15,2	34	1,34	2,7	LOCHER (1936)
Bortrifluorid	BF ₃	—	—	32	1,59	2,1	ROAF (1935)
Bortrichlorid	BCl ₃	—	807	56	2,82	3,1	PHILIPP (1929)
Borsaures Methyl . .	B(CH ₃ O) ₃	—	105	56	1,81	4,3	BOWER, BRETSCHER u. GILBERT (1938)
Tetrafluor- kohlenstoff	CF ₄	1,17	—	42	1,84	2,8	FEATHER (1933)
Tetrachlor- kohlenstoff	CCl ₄	1,13	90	74	3,26	4,1	PHILIPP (1929)
Schwefelkohlenstoff	CS ₂	1,20	296	38	2,22	2,1	
Methyljodid	CH ₃ J	1,29	331	62	4,95	2,6	SIMONS u. ZUBER (1937)
Quecksilber- dimethyl	C ₂ H ₆ Hg	—	36,5 (bei 18,5°)	98	7,44	3,7	BARBER u. CHAMPION (1938)

Mischungen von Alkohol mit Wasser erfordern ein kleineres Expansionsverhältnis als die beiden reinen Dämpfe. Das Minimum liegt etwa bei gleichen Teilen Alkohol und Wasser. An Methylalkohol + Wasser haben FROEMKE, BLOOMQUIST und ANDERSON (1933) ausführliche Messungen gemacht. Die meisten Wilsonkammeruntersuchungen werden heute mit Alkohol-Wassergemischen angestellt. Neben dem kleinen Expansionsverhältnis hat man noch den Vorteil, daß die entstehenden Tröpfchen größer sind und daher leichter photographiert werden können.

In Tabelle 1 ist weiter die Zahl der Elektronen je Molekel angegeben. Ihr sind die spezifische Ionisation und der Energieverlust von Elektronenstrahlen angenähert proportional.

Die Spalte: „Molekulares Streuvermögen“ enthält das Verhältnis der Größe

$$\sqrt{\sum n_i Z_i (Z_i + 1)}$$

des Gases oder Dampfes zu derselben Größe bei Luft (n_i = Zahl der Atomkerne der Ladung Z_i). Es ist ein Maß für die Vielfachstreuung von Elektronen bei Atmosphärendruck¹. Die Vielfachstreuung stört häufig bei Energiemessungen im Magnetfeld (z. B. Bild 14 des 2. Teils, S. 59). Sie ist der Wurzel aus dem Gasdruck proportional.

Schließlich folgt eine Spalte: „Molekulares Bremsvermögen für α -Strahlen“. Hier ist das Verhältnis der Reichweite von α -Teilchen in Luft zu der Reichweite in dem Gas angegeben. Zur Berechnung sind die Angaben von RAUSCH v. TRAUBENBERG, MANO und von LIVINGSTON und BETHE verwendet worden. Das Bremsvermögen hängt auch etwas von der Reichweite der α -Strahlen ab. Die Tabelle gilt für Po- α -Strahlen. Bei der genauen Messung von α -Strahlreichweiten in der Wilsonkammer beschränkt man sich meist nicht auf eine Berechnung des Bremsvermögens, sondern führt eine Eichung mit Polonium durch. Für Protonen gelten etwa dieselben relativen Bremsvermögen wie für α -Teilchen (s. LIVINGSTON und BETHE).

Luft wird heute noch meist als Kammergas verwendet, wenn keine speziellen Forderungen gestellt werden. Bei Stickstoff ist nach CHAMPION (1932) die Einstellung des Expansionsverhältnisses ungewöhnlich empfindlich, es ist daher gut, etwas Sauerstoff zuzusetzen. Bei reinem Sauerstoff treten leicht Tröpfchenwolken auf, wohl wegen der großen chemischen Aktivität.

Für Energiemessungen von β -Strahlen unter 1 eMV wird sehr häufig Wasserstoff verwendet wegen des geringen Streuvermögens dieses Gases. Eine gewisse Schwierigkeit bietet dabei die geringe Zahl der Tröpfchen und besonders bei langsamer Expansion die große Wärmeleitung und die starke Diffusion der Ionen. Sehr oft wird zum Wasserstoff ein anderes Gas, z. B. Argon, gemischt.

Sehr bequeme Gase sind Methan und Propan. Hier stört höchstens das relativ hohe erforderliche Expansionsverhältnis. Propan gibt sehr deutliche Elektronenbahnen (große Ionenzahl); dabei ist das Streuvermögen von Propan kaum größer als das von Luft. Auch ist die Verzerrung der Bahnen durch Turbulenz geringer als in Luft.

Die hochatomigen Gase sind zumeist wegen der hohen Kernladung zur Untersuchung der Paarbildung durch harte γ -Strahlung und der Einzelstreuung schneller Elektronen verwendet worden (z. B. Bild 13 des 2. Teils, S. 58).

CCl_4 wurde von PHILIPP (1929) verwandt mit dem Ziel, eine Kammerfüllung ohne Wasserstoff- oder Heliumatome zu haben, was für Neutronenexperimente nützlich sein kann.

Zur Untersuchung von radioaktiven Strahlen in der Wilsonkammer sind diese verschiedentlich in der Gasform in die Kammer gebracht worden (z. B. Bild 5 des 2. Teils, S. 49). Schon WILSON untersuchte Radiumemanation. RICHARDSON und LEIGH-SMITH (1937) haben RaD als Bleitetramethyl untersucht. CRANE und HALPERN (1938) haben radioaktives Chlor als Dichloräthylen und radioaktiven Phosphor als Phosphorwasserstoff aus im Cyclotron bestrahlten Substanzen gewonnen und in die Kammer gebracht.

¹ BOTHE, W.: Handbuch der Physik, Bd. 22/2, S. 19. 1933.

4. Das Innere der Kammer: Auskleidung; elektrisches Feld; Bedingungen zur Erzielung guter Bahnsuren.

Bei der Ausbildung des Kammerinnern sind folgende Erfordernisse zu beachten:

a) **Vermeidung von Verzerrung der Bahnen.** Der Expansionsraum muß so gestaltet werden, daß Luftwirbel vermieden werden. Blenden und Folien müssen sorgfältig so gestellt werden, daß sie in der Richtung der Luftbewegung bei der Expansion liegen.

b) **Entfernung alter Ionen,** die von Teilchen herrühren, welche längere Zeit vor der Expansion durch die Kammer gegangen sind. Zu diesem Zweck dient das elektrische Feld, das meistens zwischen der Deckplatte und dem Kolben der Kammer aufrechterhalten wird, gelegentlich auch zwischen einem axial gespannten Draht und den Kammerwänden. Als Elektrodenmaterial wird Gelatine verwendet, neuerdings auch Cellophan oder einfach Drähte oder Metallfolien am Rande der Deckplatte. STREET und STEVENSON verwenden einen aufgestrichenen Ring aus kolloidalem Graphit.

WILSON wandte Feldstärken von etwa 10 V/cm an und ließ das Feld während der ganzen Expansion angeschaltet. Später bevorzugte man meist stärkere Felder (Größenordnung 100 V/cm), weil man damit eine raschere Entfernung alter Ionen erreicht, also alte Bahnen nur aus einem kleineren Zeitintervall vor der Expansion erfaßt. Dann muß man aber, um volle Schärfe für neu auftretende Bahnen zu erreichen, das Feld während der Expansion abschalten.

Besonders wichtig ist die Stärke des elektrischen Feldes bei Aufnahmen mit Zählrohrkopplung (BLACKETT 1933; s. Abschnitt 9 dieses Kapitels). Hier bleibt nämlich zwangsläufig das Feld mindestens bis zum Durchgang des Strahls eingeschaltet. Jedoch ist z. B. bei einer Feldstärke von 3 V/cm die Geschwindigkeit der Ionen in Normalluft nur etwa 5 cm/sec. Da die Dauer der Expansion nur $\frac{1}{150}$ sec ist, treten mit diesem Feld noch keine Doppelbahnen auf.

Manchmal (z. B. WILSON 1912, CORSON und BRODE, CRANE und HALPERN) ist es erwünscht, die einzelnen Ionen einer Bahn auszuzählen. Zu diesem Zweck kann man absichtlich die Ionen erst eine gewisse Zeit ohne elektrisches Feld diffundieren lassen, ehe die Expansion beginnt (z. B. Bild 10 und 52 des 2. Teils, S. 54 und 102). Die Breite des Bandes, innerhalb dessen etwa 90% aller Ionen einer Bahn nach der Zeit t liegen, ist (BLACKETT 1934)

$$x = 4,7 \sqrt{Dt} ,$$

wo D die Diffusionskonstante ist (für Luft unter Normalbedingungen $D = 0,034$ cm²/sec). Es genügen also Verzögerungszeiten von der Größenordnung einer Sekunde. Die ersten Aufnahmen von in Tröpfchen aufgelösten β -Bahnen hat WILSON schon 1912 veröffentlicht.

c) **Vermeidung von Streulicht.** Der Kolben der Kammer wird stets geschwärzt. WILSON verwendete mit Tusche geschwärzte feuchte Gelatine. Die Gelatine war zugleich Träger der dampfbildenden Flüssigkeit. Ein Nachteil der Gelatine ist, daß sie zur Schimmelbildung neigt, die auch durch Zusatz von Borsäure, Kupfersulfat od. dgl. nicht ganz unterdrückt werden kann. Später wurden viele andere Mittel verwendet: Geschwärztes photographisches Papier (z. B. KLARMANN); Bedeckung des Kolbens mit einer schwarzgefärbten Flüssigkeit (ORBÁN sowie SIMONS und ZUBER

verwenden Anilinschwarz in Alkohol); kolloidaler Graphit (JOLIOT und ZLOTOWSKI); Samt, der sehr gut schwärzt (z. B. HERZOG), aber manchmal Nebel gibt; schwarze Emaillierung des Kolbens (BLACKETT 1934). Ein schwarzer Mattlack, der in der Kammer mit Alkohol nicht stört, ist nach STREET und STEVENSON schwarzes Apiezonwachs und Lampenruß in Petroläther.

d) Vorkehrungen gegen das Beschlagen der Deckplatte. Hierzu dienen Gelatine oder Cellophan, wenn man es nicht vorzieht, von Zeit zu Zeit die Deckplatte ein wenig zu erwärmen oder die Bodenfläche zu kühlen. Während des Betriebes dürfen keine wesentlichen Temperaturunterschiede in der Kammer herrschen.

e) Sonstige Vorsichtsmaßnahmen. Außer den erwähnten Bedingungen beachten die meisten Autoren noch eine Anzahl von Vorschriften, über deren Notwendigkeit nicht immer eine bestimmte Aussage gemacht werden kann, die aber zur Beseitigung auftretender Schwierigkeiten oft nützlich sind. Deshalb sollen wenigstens einige davon hier erwähnt werden.

STREET und STEVENSON glauben, daß Elektrolyse von Alkohol zu Wolken führt und isolieren deshalb die spannungsführenden Teile sorgfältig. Ferner sollen Wandladungen am Glas zu Bahnverzerrungen führen. BLACKETT glaubt, daß durch Sprühentladungen von Härchen u. dgl. ein elektrischer Wind entstehen kann. Andere Autoren geben an, daß man nicht zweierlei Metalle in der Wilsonkammer haben soll. BLACKETT (1934) gibt an, daß Aluminium schädlich ist; er emailliert deshalb seinen Aluminiumkolben. LOCHER (1936) führt einen besonderen „Alkoholvergaser“ ein, weil er glaubt, daß zuviel Flüssigkeit zu Allgemeinnebel und schlechten Bahnen führt. Nebel kann auch entstehen durch Photoeffekt des Beleuchtungslichtes im Gas und an den Wänden der Kammer. Die Dämpfe von Alkoholen sind nach LOCHER von diesem Nachteil frei, ebenso der zur Schwärzung verwendete kolloidale Graphit. Wachs-Kollophoniumkitt und vor allem Siegellack werden von Alkohol stark angegriffen. Pizein ist recht beständig. ORBÁN verwendet Syndetikon zum Schutz der Kittflächen. Vakuumfett wirkt nicht schädlich. Zur Dichtung von gleitenden Teilen sind schwere Maschinenöle oder Vaseline geeignet. Wasserglas kann zum Ankleben von Folien u. dgl. verwendet werden. Gummi, der ja sehr häufig verwendet wird, wird von Alkohol schwach angegriffen. Besser ist synthetischer Gummi.

Wichtig ist die Beeinträchtigung der Spurbildung durch vorhergehende Expansionen. Bei Bahnaufnahmen von schweren Teilchen ist diese Störung nicht groß, man kann in Abständen von wenigen Sekunden Aufnahmen machen. BLACKETT gibt als untere Grenze 25 sec an. Aber bei β -Teilchen muß der Abstand der Expansionen mindestens etwa 1 min betragen, damit der Wärmeausgleich vollkommen ist. Er hängt auch stark vom Gas ab. KLARMANN mußte z. B. bei Xe nach jeder Aufnahme 5 min warten. Viele Autoren schalten zwischen die Expansionen langsame Zwischenexpansionen ein, um Nebelkerne zu beseitigen, die durch das elektrische Feld allein nicht verschwinden (BLACKETT 1929 b).

5. Magnetfelder.

Geladene Teilchen beschreiben in einem zu ihrer Bahn senkrechten Magnetfeld Kreisbahnen. Laufen die Teilchen schräg zur Richtung des Magnetfeldes, so wirkt auf sie nur die Normalkomponente des Magnetfeldes. Kennt man die Ladung

des Teilchens, so kann man aus dem Krümmungsradius ϱ und der Feldstärke H auf ihren Impuls, und aus dem Sinn der Ablenkung auf das Vorzeichen ihrer Ladung schließen. Aus dem Impuls ergibt sich dann bei bekannter Ruhemasse M die Geschwindigkeit und die Energie der Teilchen. Drückt man $H\varrho$ in Gauß·cm, die kinetische Energie E der Teilchen in Elektronvolt aus, so gilt folgende Beziehung:

$$H\varrho = \frac{1}{300} \frac{\varepsilon}{e} \sqrt{E^2 + 2EE_0}.$$

Darin ist ε die Elementarladung, e die Ladung des Teilchens und $E_0 = 5,65 \cdot 10^{32} \cdot M$ die Ruhenergie des Teilchens, in eV ausgedrückt. Für α -Teilchen ist $E_0 = 3,73 \cdot 10^9$ eV, für Protonen ist $E_0 = 9,39 \cdot 10^8$ eV und für β -Teilchen $E_0 = 5,11 \cdot 10^5$ eV.

Diese Beziehungen gelten für α -Strahlen und Protonen zunächst nur im Vakuum streng. Denn beim Durchgang durch die Materie erleiden diese Teilchen durch Einfangen von Elektronen Umladungen, so daß die Ladung im Mittel kleiner ist. Diese Umladungen machen sich aber erst deutlich bemerkbar, wenn das Teilchen langsam, also am Ende seiner Reichweite ist (vgl. Bild 4 des 2. Teils, S. 47). Bei großen Geschwindigkeiten können die Umladungen vernachlässigt werden.

Handelt es sich um β -Strahlen, die von radioaktiven Quellen ausgehen oder durch γ -Strahlen ausgelöst sind, so genügen im allgemeinen für eine gut meßbare Krümmung Felder bis 2000 Gauß. Für jede Geschwindigkeit gibt es einen optimalen Bereich der Feldstärke, denn die Bahn darf einerseits nicht zu einem zu kleinen Kreis aufgerollt sein und andererseits muß die Krümmung genügend groß sein, um mit Sicherheit meßbar zu sein. Man wählt daher die Felder so aus, daß der Krümmungsradius in der Größenordnung des halben Kammerradius liegt. Treten gleichzeitig sehr verschieden schnelle β -Strahlen auf, so müssen Aufnahmen mit veränderter Feldstärke gemacht werden.

Für α -Strahlen und schnelle Protonen aus Kernreaktionen müssen wegen der großen Masse wesentlich stärkere Felder zur sichtbaren Ablenkung aufgewandt werden. Je nach dem Kammerradius liegen hier die erforderlichen Werte zwischen 15000 und 40000 Gauß. Ebenso werden zur Ablenkung der sehr energiereichen Strahlen aus der kosmischen Ultrastrahlung Magnetfelder benutzt, die bis 20000 Gauß reichen. Selbst in diesen Feldern sind die meisten Ultrastrahlen nur sehr schwach gekrümmt.

Zur Vereinfachung der Auswertung ist es wünschenswert, daß das Magnetfeld innerhalb der Kammer möglichst homogen ist. Dies wird im allgemeinen durch zwei Helmholtzspulen erreicht, die sich ungefähr im Abstand ihres Radius gegenüberstehen. Die Homogenität kann noch durch konische Wicklungen verbessert werden. Der Zwischenraum zwischen den Spulen dient dann der Beleuchtung der Nebelspuren.

Die Herstellung von Feldern bis zu 2000 Gauß ist ohne technische Schwierigkeiten möglich, solange das Feld nur kurzzeitig für die Aufnahme eingeschaltet zu werden braucht. Die Erwärmung ist dann noch nicht wesentlich, da zwischen den einzelnen Aufnahmen sowieso eine längere Zeitspanne liegen muß. Bei höheren Feldern muß aber bald für eine wirksame Kühlung gesorgt werden, da ja die Erwärmung mit dem Quadrat der Stromstärke ansteigt. Durch Eisenkapselung der Spulen kann man bei guter Homogenität für diese relativ schwachen Felder einen Gewinn bis zu 50% erreichen, wie z. B. ZUBER gezeigt hat.

Geht man zu sehr hohen Magnetfeldern für die Ablenkung von α -Strahlen oder Protonen über, so ist bei Verwendung von eisenfreien Spulen eine außerordentliche

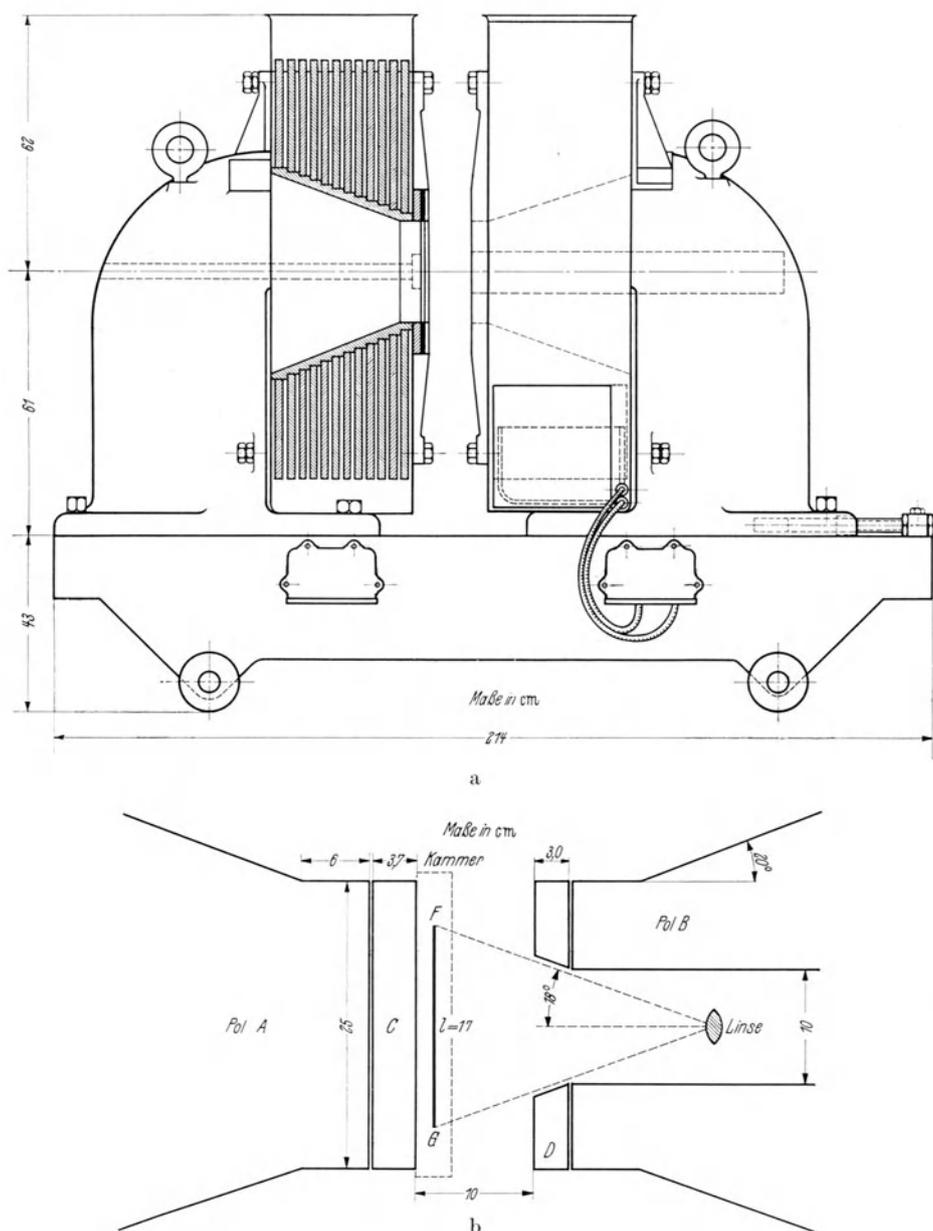


Fig. 5. Konstruktion des Elektromagnets von BLACKETT.

a Gesamtansicht. b Anordnung der Kammer und des optischen Systems zwischen den beiden Polschuhen A und B. Die Kammer ist auf die Stahlscheibe C montiert, D ist ein zusätzlicher Stahlring, der nur bei der photographischen Abbildung der Bildebene FG durch die Bohrung im Pol B Anwendung findet. Bei der seitlichen Photographie mit Hilfe eines geneigten Spiegels wird der Ring D entfernt und die Bohrung geschlossen.

Gleichstromleistung notwendig. Mit extrem kurzzeitigen Magnetisierungsströmen bis zu 4000 A aus einer speziellen Akkumulatorenbatterie ist es KAPITZA zuerst

gelingen, gekrümmte α -Strahlen in einer kleinen Wilsonkammer von knapp 4 cm Durchmesser zu photographieren (Bild 4 des 2. Teils, S. 47). Die zwei Spulen hatten einen inneren Radius von 2,25 cm und einen äußeren Radius von 4,31 cm. Die Höhe beider Spulen betrug 4,8 cm mit einem Spalt von 0,5 cm. Er erzielte

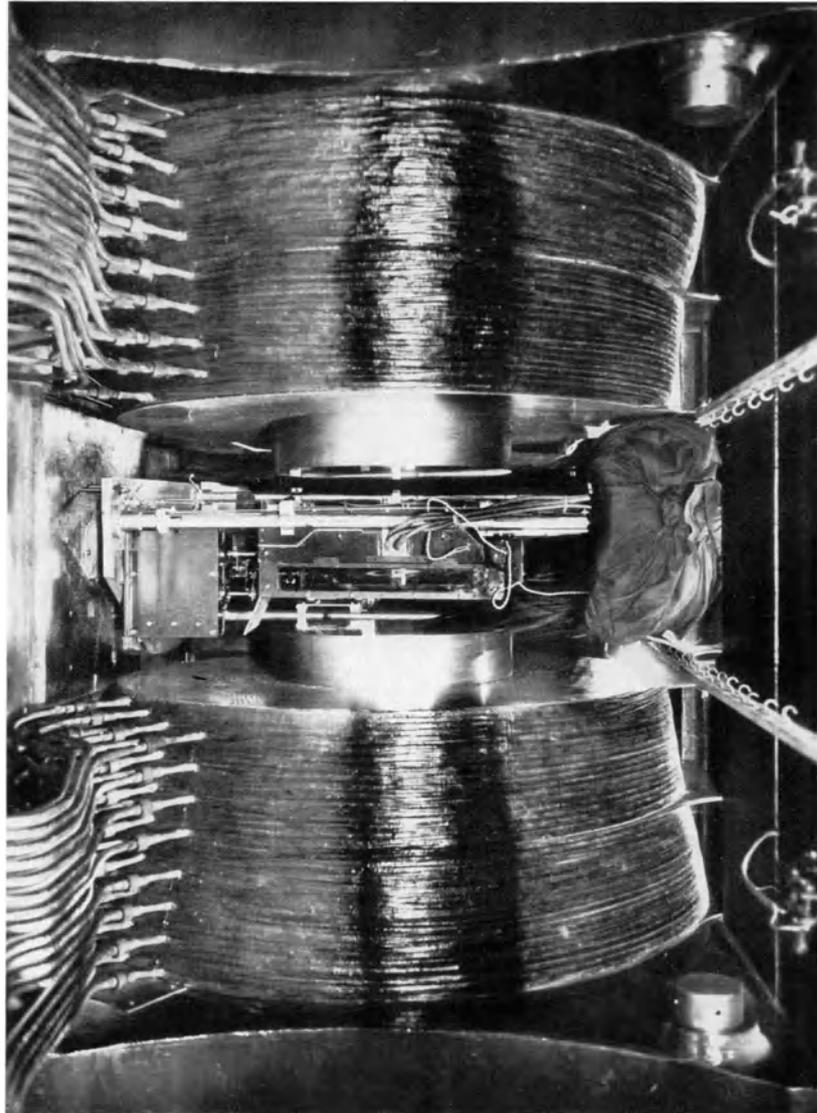


Fig. 6. Die Kammer von LEPRINCE-RINGUET zwischen den Polschuhen des Bellevue-Magnets der Akademie in Paris. Der Durchmesser der Polschuhe beträgt 65 cm, das Feld bis zu 13000 Gauß.

damit Feldstärken von 40000 bis 45000 Gauß während einer Zeitdauer von $\frac{1}{500}$ sec. Mit den großen Generatoren der Akademie in Paris, die sonst dem Betrieb des großen Bellevue-Magnets dienen, haben JOLIOT und ZLOTOWSKI 1938 ein kleineres Magnetfeld von 16000 Gauß, aber für einen entsprechend größeren Kammerdurchmesser von 12 cm hergestellt und damit die Krümmungsradien von Protonen und Deuteronen aus Kernreaktionen gemessen (Bild 32 des 2. Teils, S. 80). Die Stromstärke in den Spulen betrug 8000 A bei einer Gesamtleistung von 1600 kW. Die zwei Spulen (je 20 cm hoch, innerer Durchmesser 20 cm, äußerer Durchmesser 70 cm) sind aus

Vierkantkupfer mit Bohrung gewickelt. Durch die Bohrung wird das Kühlwasser mit 10 atü gedrückt. Das Magnetfeld wurde nur für Sekunden eingeschaltet, jedoch soll es möglich sein, den Betrieb über längere Zeit ohne wesentliche Erwärmung aufrechtzuerhalten.

Zur Messung energiereicher Teilchen aus der kosmischen Ultrastrahlung hat KUNZE zuerst bei einem Kammerdurchmesser von 16,4 cm eine Feldstärke von 18000 Gauß mit Hilfe einer Leistung von 500 kW hergestellt. Diese große Leistung erreichte er durch direkten Anschluß an die großen Gleichrichter eines städtischen Elektrizitätswerkes, die während der Nachtstunden frei waren. Diese Spule besaß allerdings keine Kühlung und konnte so ohne längere Pause nur für wenige Aufnahmen gebraucht werden.

Die Bewältigung so hoher Leistungen wird noch schwieriger, wenn man starke Magnetfelder über einen langen Zeitabschnitt benötigt, wie es bei den zählrohrgesteuerten Wilsonkammern für Ultrastrahlen nach BLACKETT der Fall ist (vgl. Abschnitt 9, S. 31). Hier löst das Teilchen, dessen Bahn photographiert werden soll, erst selbst den Mechanismus aus. Das Magnetfeld muß also dauernd eingeschaltet sein, bis das zufällig auftretende Teilchen kommt. Für diesen Fall sind sowohl ANDERSON als auch BLACKETT zum Eisenkernmagnet übergegangen. ANDERSON benutzte schwere wassergekühlte Kupferspulen und einen verhältnismäßig leichten Eisenkern. Mit einer Leistung von 440 kW erzeugte er ein Feld von 15000 Gauß bei einem Kammerdurchmesser von 16,5 cm. Die Photographie geschah durch eine Öffnung in dem einen Polschuh.

BLACKETT (1936) konstruierte dann einen Magnet mit einem schweren Eisenkern und veränderlichem Luftspalt (Fig. 5). Das Gewicht des Eisens betrug 8 t und das der Kupferspulen 3 t. Der Leistungsbedarf war nur 25 kW, und er konnte somit Luftkühlung anwenden. Damit erzielte er bei einer Bahnlänge von 22 cm ein Feld von 12000 Gauß in einem Luftspalt von 15 cm Weite. Die druckgesteuerte Kammer besaß ein besonders flaches Expansionssystem. Die Bahnen wurden durch eine Öffnung im Polstück oder mit einem Spiegel von der Seite her photographiert.

Der große Magnet der Akademie in Paris ist von LEPRINCE-RINGUET (Fig. 6) und ebenso von AUGER und EHRENFEST für Wilsonkammeraufnahmen benutzt worden. LEPRINCE-RINGUET konnte damit in einem Magnetfeld von 12000 bis 13000 Gauß bei einer Kammerlänge von 55 cm arbeiten.

6. Beleuchtung der Kammer.

Die weitaus gebräuchlichste Form der Beleuchtung ist die durch die zylindrischen Seitenwände der Kammer hindurch, wobei der Boden und die Deckplatte im Schatten bleiben und daher kein störendes Streulicht geben können (Ausnahmen siehe z. B. Fig. 8c und d). Hierbei hat die Beleuchtung zwei wesentliche Forderungen zu erfüllen: Sie muß genügend intensiv sein, und das Lichtbündel muß zum mindesten in Richtung der Kammertiefe scharf begrenzt sein, damit kein Halbschatten auf den Kolben und die Deckplatte fällt. Um solche Lichtbündel mit sphärischen oder Zylinderlinsen oder auch Hohlspiegeln herzustellen, benötigt man nach geometrisch-optischen Gesetzen Lichtquellen von möglichst großer *Flächenhelligkeit*.

WILSONs Lichtquelle war eine Quarzkapillare, die bei erhöhter Temperatur mit Quecksilberdampf von Atmosphärendruck gefüllt war und durch die eine starke

Batterie von Leydener Flaschen entladen wurde. Diese Lichtquelle hat später breite Anwendung gefunden, besonders zur Untersuchung von α -Strahlen. Man hat statt Quarz, der rasch rissig wird, besser Hartglas verwendet und statt der Leydener Flaschen die Sekundärseite eines Transformators (z. B. 3000 V) momentan kurzgeschlossen. Fig. 7 zeigt eine offene Ausführungsform einer solchen Kapillare. Die Kapillaren sind in Längen bis zu 50 cm verwendet worden (HERZOG 1934). BEARDEN (1935) hat verschiedene andere Füllungen für die Kapillaren versucht; es zeigte sich, daß die größte mögliche Lichtausbeute bei allen etwa gleich war. LOCHER verwendet eine einfache Funkenentladung zwischen Kalzium und Magnesium.

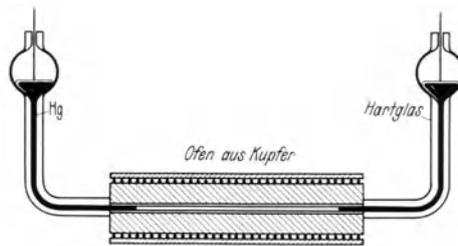


Fig. 7. Offene Quecksilberdampflampe.

Das Licht von Bogenlampen wird sehr häufig verwendet, weil es relativ leicht ist, bei kleiner Fläche die nötige Lichtstärke zu erreichen. Sie werden während der Expansion und Photographie stark überlastet und brennen dann mit Stromstärken von 40 bis 300 A. Ein Nachteil ist die Verunreinigung der Kondensorlinsen durch Spratzen.

Auch explodierende Wolframdrähte sind verwendet worden. Die nötige Lichtstärke für Bahnen schwerer Teilchen wird leicht erreicht, z. B. mit 0,1 mm Wolfram und Entladung einer Kapazität von 0,1 μ F bei 35 kV (KIRCHNER).

LEPRINCE-RINGUET und LOCHER haben die Verbrennung von Aluminiumfolien in Sauerstoffatmosphäre benützt („Vakublitz“). Die Lichtstärke und die kurze Dauer des Leuchtens sind sehr günstig, nur ist die Anwendung ebenso wie bei den explodierenden Drähten für größere Aufnahmeserien nicht bequem.

Heute wird sehr oft mit einfachen Glühlampen beleuchtet. Manche Autoren nehmen z. B. zwei 2000-W-Lampen (TRUEBLOOD und LOUGHRIDGE 1938). Meistens aber werden schwache Lampen (etwa 100 W) mit leichten Drähten verwendet und kurzzeitig ($1/15$ bis $1/4$ sec) mit der doppelten Nennspannung überlastet. Die Lebensdauer der Lampen liegt etwa bei 1000 Aufnahmen. Es scheint günstig zu sein, sie vorher mit kleiner Spannung brennen zu lassen. Meist werden zwei bis vier solcher Lampen verwendet.

Mit Hilfe von Hohlspiegeln, Kondensoren oder Zylinderlinsen wird ein möglichst paralleles Lichtbündel hergestellt. An Stelle von Zylinderlinsen sind auch mit Wasser oder Benzin gefüllte Glasrohre brauchbar. Zur Vermeidung von Streulicht muß der Strahlengang gut ausgeblendet werden. Das ist um so vollkommener möglich, je kleiner die Dimensionen der Lichtquelle sind.

Um bei kontinuierlichen Lichtquellen Störungen in der Kammer durch die starke Wärmeeinstrahlung zu vermeiden, wird das Licht, außer für die Aufnahmen selbst, durch einen Verschuß von der Kammer abgehalten.

7. Photographie.

a) Die Anordnung der Kamera ist im Laufe der Zeit vielfach geändert worden, um verschiedenen Anforderungen gerecht zu werden. Fig. 8 gibt eine schematische Zusammenstellung der hauptsächlichsten Anordnungen. WILSON (1912) hat

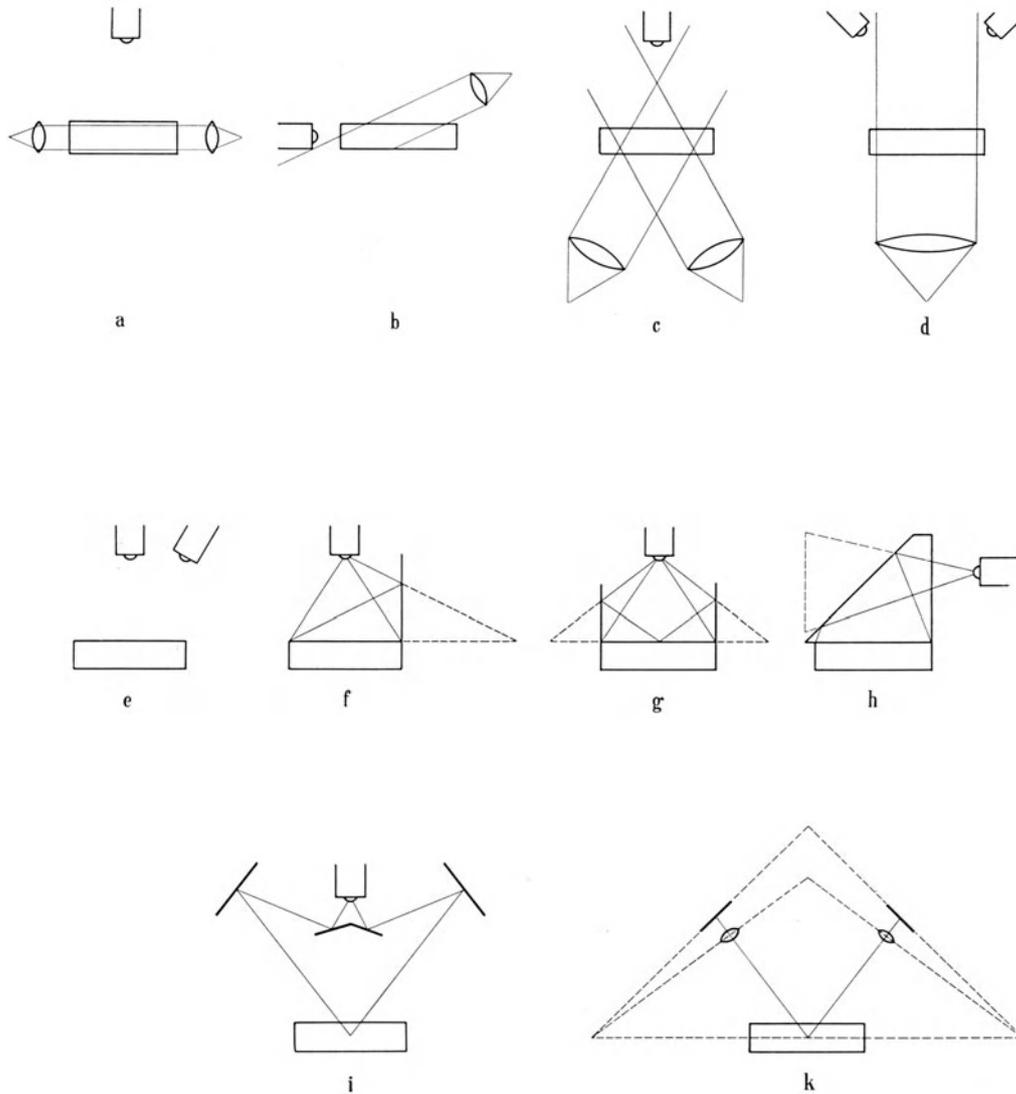


Fig. 8. Schematische Darstellung verschiedener Anordnungen des Beleuchtungssystems und der photographischen Kamera.

in seinen ersten Arbeiten für die Aufnahme von α -Strahlen die Aufstellung nach Fig. 8a verwendet. Diese wird heute fast immer angewandt, wenn keine stereoskopischen Bilder verlangt werden. Für die Aufnahme von β -Bahnen reichte damals die Lichtstärke nicht aus; daher photographierte WILSON hier schräg gegen das Beleuchtungslicht (Fig. 8b). Die Lichtstreuung der die Bahnen bildenden Wassertröpfchen ist nämlich in der Vorwärtsrichtung stärker als senkrecht zum

Lichtstrahl (nach Messungen von WEBB ist die Intensität bei 20° etwa 100mal größer als bei 90°). Fig. 8c und d zeigt noch zwei spätere Anordnungen, die diesen Vorteil ausnützen, die erste von WILSON (1935), die zweite, mit stereoskopischer Aufnahme der Bilder, von LOCHER (1936). Der Nachteil der schrägen Beleuchtung ist, daß an die optische Reinheit der durchstrahlten Glasflächen große Anforderungen gestellt werden; jedes beleuchtete Stäubchen gibt einen Fleck auf der Aufnahme. Deshalb zieht man es meist vor, die Stärke der Beleuchtung zu erhöhen und senkrecht zum Strahl zu fotografieren.

WILSON selbst hat als erster stereoskopische Aufnahmen im Jahre 1913 gemacht (s. Nobelvortrag). Fig. 8e zeigt eine typische Anordnung, die für Aufnahmen im Magnetfeld geeignet ist. Es ist hier wünschenswert, die eine Aufnahme in Richtung der magnetischen Kraftlinien zu machen, weil dann die Bahnen als Kreise abgebildet werden. Mit Hilfe von Spiegeln kann man beide Bilder auf demselben Film aufnehmen. Fig. 8f—h zeigt drei gebräuchliche Anordnungen. In Fig. 8f liegt das Spiegelbild neben der Kammer in derselben Ebene. Bei Fig. 8g ist je eine Hälfte der Kammer zu beiden Seiten abgebildet; das hat den Vorteil, daß die optische Achse mitten durch die Kammer geht und so die geringsten Anforderungen an die Abbildungsgüte des Objektivs bei größeren Winkeln gestellt werden. Fig. 8h ist fast gleich wie 8g (h ist gegenüber g um 90° gedreht), nur sind durch Hinzufügen eines unter 45° geneigten Spiegels zwei Winkelspiegel entstanden. Diese Anordnung kommt in Frage, wenn über der Kammer wenig Platz ist, z. B. im Felde eines starken Elektromagnets.

Bei allen diesen Anordnungen wurde der Winkel zwischen den Aufnahmerichtungen relativ klein gehalten, von der Größenordnung 20° . Bei solchen Winkeln ist eine räumliche Betrachtung der Bilder im Stereoskop möglich, gegebenenfalls nach Spiegelung des einen Bildes.

Bei Untersuchungen, wo es darauf ankommt, Winkel im Raum mit möglicher Genauigkeit zu messen, ist es gut, den Winkel zwischen den Aufnahmerichtungen möglichst nahe 90° zu wählen. SHIMIZU hat zu diesem Zweck das in Fig. 8i gezeigte System von 4 Spiegeln verwendet. BLACKETT wählte bei seinen ausgedehnten Messungen an α -Strahlen zunächst einfach zwei unter 45° zur Vertikalen geneigte Kameras. Dabei kann aber nur ein kleiner Teil der Kammer scharf abgebildet werden, da die Ebenen der größten Bildschärfe ebenfalls unter 45° durch die Kammer gehen. Wenn man eine gleichmäßig scharfe Abbildung der Kammerfläche erreichen will, muß man folgende Bedingung erfüllen. Die Objektebene, die Linsenebene und die Bildebene müssen sich in einer Linie schneiden. Auf dieser Grundlage hat BLACKETT (1929) die Anordnung der Fig. 8k gebaut. Um die trigonometrische Auswertung der Bahnen nicht zu kompliziert zu machen, ist es nötig, daß die beiden Bildebenen senkrecht zueinander stehen. Ferner wird verlangt, daß die optische Achse der Objektive durch die Kammermitte gehen soll. Der Winkel der beiden Aufnahmerichtungen ist dann festgelegt und wird etwas weniger als 90° . Zur Vereinfachung der Auswertung ist es ferner gut, wenn der Winkelbereich der Abbildung klein ist. BLACKETT verwendet deshalb Objektive mit verhältnismäßig großer Brennweite (10 cm) in großem Abstand.

KURIE (1932) hat gezeigt, daß man die Bedingungen BLACKETTS auch mit der Anordnung von SHIMIZU (Fig. 8i) erfüllen kann, also nur mit einer Kamera. Man muß dann allerdings den Film in der Mitte unter einem kleinen Winkel knicken.

b) Optische Gesichtspunkte. Aus Gründen der Lichtstärke sind meistens Objektive großer Öffnung nötig (etwa 1 : 3,5). Dabei ist die Frage der Tiefenschärfe wichtig. Ein Objektpunkt, der im kleinen Abstand t von der scharf abgebildeten Objektebene liegt, erzeugt in der Bildebene einen Kreis vom Durchmesser

$$d = \frac{D}{f} \frac{t}{n(n+1)},$$

wo D den Durchmesser, f die Brennweite des Objektivs und n ($n > 1$) die Verkleinerung bedeutet. Die Tiefenschärfe ist also bei vorgegebener Verkleinerung und relativer Objektivöffnung unabhängig von der Brennweite. Die Tiefenschärfe wächst mit der Verkleinerung, daher empfiehlt es sich, die Verkleinerung nicht zu schwach zu wählen. Die durch das Korn der photographischen Schicht bedingte Unschärfe beträgt etwa 0,02 mm. Dadurch ist die Verkleinerung begrenzt.

Zur Beurteilung der *Lichtstärke* darf man nicht die Grundsätze der Flächenphotographie verwenden. Bei der Photographie von Lichtpunkten (z. B. aufgelöste β -Strahlbahnen) ist die Lichtstärke proportional der Größe

$$I = \left(\frac{D}{f}\right)^2 \frac{1}{(n+1)^2},$$

während für Linien (z. B. α -Bahnen)

$$I' = \left(\frac{D}{f}\right)^2 \frac{n}{(n+1)^2}$$

gilt. Bei vorgegebenem Öffnungswinkel des Objektivs wächst also die Tiefenschärfe, während die Lichtstärke abnimmt, wenn man zu stärkerer Verkleinerung übergeht.

In bezug auf verzerrungsfreie Abbildung werden hohe Anforderungen an die Objektive gestellt, ganz besonders, wenn es sich um die Messung sehr geringer Bahnkrümmungen handelt.

c) Zeitpunkt und Dauer der Belichtung. Um möglichst verzerrungsfreie Bilder von Bahnen zu erhalten, muß die Photographie sehr bald nach der Entstehung der Bahnen erfolgen und sehr kurz dauern. MEITNER und FREITAG z. B. beginnen die Belichtung schon kurze Zeit vor dem Entstehen der Bahnen und belichten nur $\frac{1}{20}$ sec. Meist kann man etwas länger belichten ($\frac{1}{15}$ bis $\frac{1}{10}$ sec) und kann warten, bis die Tröpfchen größer geworden sind. Der günstigste Zeitpunkt wird meist durch Probieren gefunden. Die Grenze liegt in dem Auftreten von Wirbeln in der Kammer durch Wärmeleitung und in dem Absinken der Tröpfchen im Schwerfeld, das mit einer Geschwindigkeit von etwa 0,5 cm/sec erfolgt. Bei α -Bahnen entstehen so viele Tröpfchen, daß durch die plötzliche Erwärmung Wirbel entstehen. Die Photographie muß also hier besonders rasch erfolgen.

8. Ausmessung der Bahnen.

a) Reichweiten von α -Strahlen, Protonen und anderen Kernen. Genaue Messungen von α -Strahlreichweiten in der Wilsonkammer hat zuerst I. CURIE gemacht, später besonders MEITNER und FREITAG. Man benutzt meist α -Strahlen, welche ungefähr in der Ebene der Kammer liegen. Die Auswertung besteht also nur in der Ausmessung des photographischen Bildes, entweder unter dem Meßmikroskop oder durch Projektion, ferner in der Bestimmung des Abbildungsmaßstabes und des Bremsvermögens des Kammergases im Augenblick des Entstehens der Bahnen.

b) Bei der **Bestimmung der Krümmung von Elektronenbahnen** kann man eine räumliche Auswertung der Aufnahmen ebenfalls dadurch umgehen, daß man den

beleuchteten Teil der Kammer flach macht und nur solche Bahnen ausmißt, deren Länge beweist, daß sie nur einen kleinen Winkel mit der Horizontale bilden. Die Krümmungen werden am einfachsten durch Anlegen von Kreisen an die projizierten Bahnen gemessen. Mit dieser einfachen Auswertungsmethode sind große Untersuchungen über die Verteilung von β -Energien erst möglich geworden. SKOBELZYN, der die ersten systematischen Untersuchungen auf diesem Gebiet gemacht hat, wertete die stereoskopisch photographierten Bahnen nach den drei räumlichen Koordinaten mit Hilfe eines Zeißschen Stereokomparators aus. Die heute gebräuchlichste Methode zur räumlichen Ausmessung von Bahnen besteht darin, daß man die Bilder aus den Kameras zurückprojiziert und die stereoskopischen Bilder auf einem räumlich beweglichen Schirm zur Deckung bringt. Oft genügt es auch, die Bahnen stereoskopisch zu betrachten. Die Genauigkeit der Krümmungsmessung von β -Bahnen nach einem dieser Verfahren ist im allgemeinen nicht größer als 5 bis 10 %.

c) Zur Messung veränderlicher Krümmungen haben KAPITZA, JOLIOT und ZLOTOWSKI und SIMONS und ZUBER Methoden angegeben. KAPITZA mißt die Winkel aufeinanderfolgender Tangenten an die Bahn eines gekrümmten α -Strahls, JOLIOT und ZLOTOWSKI bei Protonen die Winkel zwischen Sehnen mit Hilfe eines Dreipunktmikrometers. SIMONS und ZUBER messen unregelmäßige Elektronenbahnen mit einem besonders konstruierten Meßmikroskop.

d) Die Messung sehr schwacher Krümmungen ist bei Ultrastrahlen nötig. Die gewöhnliche Methode besteht in der Messung der Koordinaten unter dem Meßmikroskop. Für extrem kleine Krümmungen hat BLACKETT (1937) eine „optische Nullmethode“ eingeführt. Sie besteht darin, daß die auf einen Schirm projizierten Bahnen sehr schräg in Richtung des Strahls betrachtet werden. Dann kann man ihre Krümmung sehr gut beurteilen. Durch Drehung eines eingeschalteten achromatischen Prismas wird nun die Krümmung verändert, bis sie verschwindet. Die nötige Drehung des Prismas ist ein Maß für die Krümmung. Auf diese Weise können Krümmungen von 0 bis 3 m^{-1} mit einer Genauigkeit von $0,02 \text{ m}^{-1}$ gemessen werden.

e) Die genaue Messung der Winkel zwischen geraden Bahnen hat BLACKETT auf das Höchste entwickelt. Er hat die genaue Theorie der Ausmessung der mit zwei zueinander senkrechten Kameras gewonnenen Bilder gegeben. Die Projektionen der Winkel und Längen werden unter dem Mikroskop gemessen. Die räumlichen Winkel können daraus mit einer Genauigkeit bis zu $10'$ berechnet werden. Die Aufnahmen BLACKETTS sind so scharf, daß eine α -Strahlbahn eine Breite von nur $0,03 \text{ mm}$ auf dem Film hat. Selbst in ungünstigen Fällen bleibt der Fehler unter 1° . Bei geringeren Anforderungen an die Genauigkeit (etwa 2°) kann die trigonometrische Berechnung mit Hilfe einer Meßkugel vereinfacht werden (BLACKETT 1923). Genauigkeiten von einigen Graden werden auch mit der üblichen Methode der Rückprojektion erreicht (vgl. b).

9. Steuerung der einzelnen Vorgänge; Kammern mit Zählrohrkopplung.

Die Einzelvorgänge zur Aufnahme von Nebelspuren werden im allgemeinen zeitlich folgendermaßen geordnet: 1. Einschalten des Magnetfeldes, 2. Abschalten des elektrischen Feldes in der Kammer, 3. Expansion, 4. Öffnen der Strahlenquelle, 5. Beleuchtung und Aufnahme, 6. Abschalten des Magnetfeldes und Rückführung

zum Ausgangszustand. Die Zeitabstände zwischen den Einzelvorgängen sind nicht für jeden Fall dieselben, oft überlappen sie sich, und ebenso muß manchmal die Reihenfolge geändert werden, wenn besondere Versuchsbedingungen es fordern.

Wie schon zu Anfang erwähnt, hat WILSON zunächst ohne Vorgang 1 und 2 gearbeitet. Die richtige zeitliche Folge der Vorgänge 3, 4, 5 wurde durch eine fallende Metallkugel besorgt, die nach dem Öffnen des Expansionsventils nacheinander den Kontakt der Röntgenröhre und der Beleuchtung schloß. Bei Benutzung von α -Strahlquellen wurde die Öffnung der Strahlenquelle kurz vor Beendigung der Expansion durch eine am Kolben befestigte Blende freigegeben.

KAPITZA hat dann bei der Aufnahme von α -Bahnen in starken Magnetfeldern besondere Vorsorge für die exakte Steuerung der Einzelvorgänge treffen müssen, da ja sein Magnetfeld nur für $1/500$ sec zur Verfügung stand. Die Expansionszeit betrug $1/40$ sec. Der Eintritt der Strahlen erfolgte $1/1000$ sec vor Beendigung der Expansion. In diesem Moment hatte das Magnetfeld seinen Höchstwert erreicht und blieb während der Bestrahlungszeit von $1/500$ sec konstant. Die Steuerung dieser Vorgänge erfolgte mechanisch mit verstellbaren Hebelarmen. Die Öffnungszeit der α -Strahlenquelle und der zeitliche Verlauf des Magnetfeldes wurden über elektrische Kontakte mit einem Oszillographen photographisch registriert. So konnte nachträglich die zeitliche Koinzidenz der α -Strahlen und des Magnetfeldes kontrolliert werden. In ähnlicher Weise hat AUGER mit Hilfe von verstellbaren Hebelarmen das Einschalten seiner Röntgenröhre und der Beleuchtung besorgt.

Die vollautomatische Nebelkammer hat BLACKETT (1929b) beim Aufsuchen der seltenen Atomzertrümmerungsvorgänge mit α -Strahlen eingeführt. Bei ihr werden die Einzelvorgänge periodisch wiederholt. Besonders für große Aufnahmeserien bringt dies den Vorteil mit sich, daß man nur das Arbeiten der Apparatur zu überwachen hat und so sein ganzes Augenmerk auf das feine Nachregulieren, z. B. des Expansionsverhältnisses richten kann. Die Steuerung erfolgt hier durch die Rotation einer Nockenwelle. Die Nockenwelle besitzt geeignet geformte Ansätze, welche sowohl die Hauptexpansion bewirken als auch die schwache Zwischenexpansion zur Reinigung der Kammer von ungeladenen Kondensationskernen. Die Welle wird mit einem Motor, z. B. über ein Schneckengetriebe gedreht, die Tourenzahl kann verändert werden. Die normale Umlaufzeit beträgt 17 sec. Die Bewegung der α -Strahlenblende und das Einschalten der Lichtquelle bzw. die Auslösung des Kameraverschlusses geschieht ebenfalls durch die Welle über einen Hebel. Wenn dieser Hebel freigegeben wird, führt er durch Federkraft eine Bewegung aus, die durch einen Öldruckkolben verzögert wird. Die Geschwindigkeit kann geregelt werden, indem man den Ausströmungswiderstand des Öls unter dem Kolben verändert. Dies geschieht mittels einer Stellschraube, die in den Ausströmungskanal hineinragt. Erreicht der Hebel eine bestimmte Stellung, so öffnet er über einen Drahtauslöser die α -Strahlenquelle. In einer zweiten Hebelstellung wird die α -Strahlenquelle wieder geschlossen. Diese beiden Stellungen können für sich durch Stellschrauben verändert werden. Die Zeitabstände zwischen der Expansion, dem Öffnen und Schließen der α -Strahlenquelle können auf diese Weise fein und sicher geregelt werden.

Bei anderen Konstruktionen werden die Vorgänge durch Pendelbewegungen oder, wie z. B. bei SKOBELZYN, mit Hilfe der ATWOODSchen Fallmaschine über verstellbare Kontakte gesteuert. Sehr häufig befinden sich auch an der Nockenwelle,

die die Expansion auslöst, eine Reihe von verstellbaren Ansätzen, die über elektrische Relais die verschiedenen Vorgänge magnetisch einschalten. Es besteht kein prinzipieller Unterschied zwischen der Steuerung von Druckventilen zur Expansion und

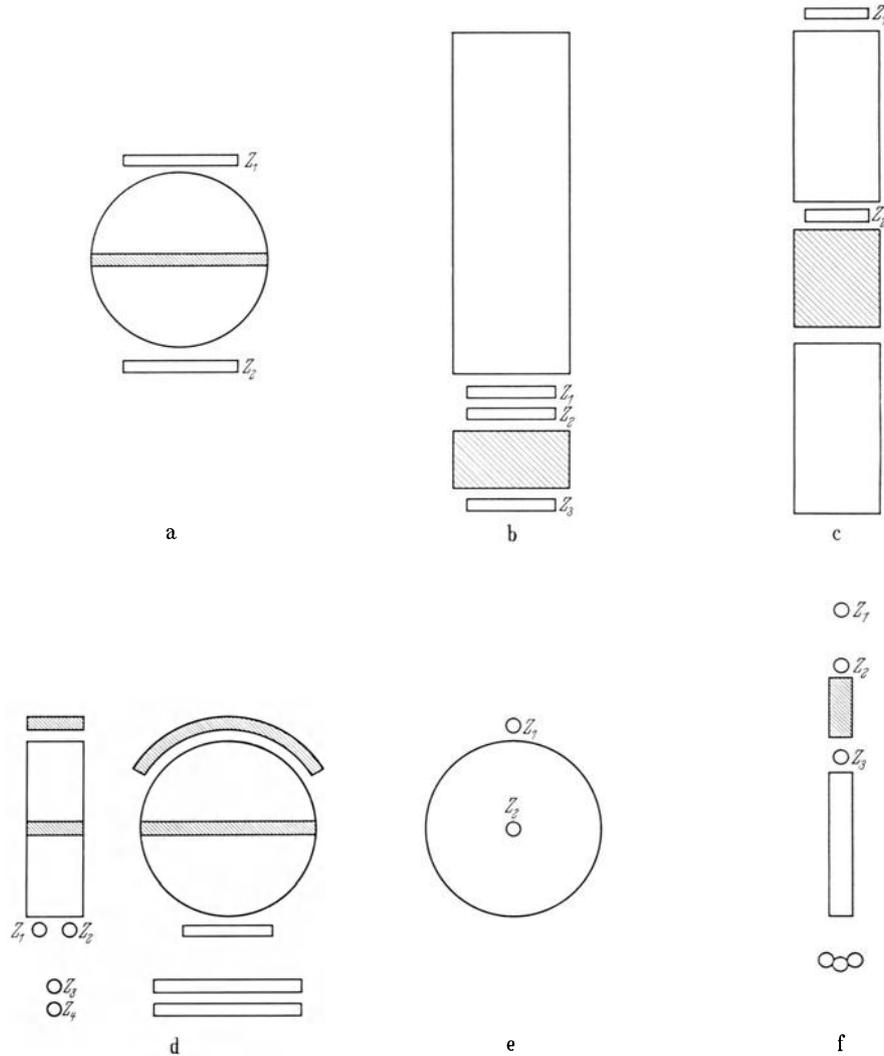


Fig. 9. Verschiedene Anordnungen der Steuerzählrohre für die Beobachtung von Ultrastrahlen.

Die Schraffuren bezeichnen Absorber oder Sekundärstrahler.

a Erste Anordnung von BLACKETT mit 2 Zählrohren in Koinzidenzschaltung. b Aussonderung der durchdringenden Strahlung mit einem Pb-Filter von 7 cm zwischen 3 Steuerzählrohren (LEPRINCE-RINGUET). c Beobachtung des durchdringenden Anteils vor und nach dem Durchgang durch 15 cm Pb in zwei getrennten, aber zugleich gesteuerten Kammern (AUGER). d Anordnung von 4 Zählrohren in Koinzidenzschaltung unterhalb der Kammer zur Untersuchung der Ultraschauer, die sowohl durch ionisierende als auch nichtionisierende Strahlung ausgelöst wurden (AUGER und EHRENFEST). e Anordnung zur Erfassung des Reichweitenendes mit einem Zählrohr in der Mitte der Kammer (ANDERSON und NEDDERMEYER). f Anordnung zur Beobachtung des Reichweitenendes (STREET und STEVENSON). Die 3 Zählrohre Z_1 , Z_2 , Z_3 sind in Koinzidenz geschaltet. Eine Expansion wird aber nur ausgelöst, wenn in den oberen eine Koinzidenz auftritt und gleichzeitig in *keinem* der unteren ein Teilchen registriert wird.

der Steuerung von direkt mechanisch bewegten Kolben mit Hilfe von Federkräften. In beiden Fällen findet die Nockenwelle Anwendung.

Zur Beobachtung der Ultrastrahlungsteilchen hat wiederum BLACKETT (1934) eine ganz neue Steuerung, nämlich die zählrohrgekoppelte Nebelkammer eingeführt. Diese Neukonstruktion entstand aus dem Bedürfnis, die nur sehr spärliche Ausbeute an Aufnahmen mit scharfen Ultrastrahlbahnen zu erhöhen. Die neue Anordnung besteht darin, daß man über und unter der Kammer zwei oder mehr Geiger-Müller-Zählrohre in Koinzidenzschaltung anbringt (Fig. 9). Die Zählrohre sind so aufgestellt, daß jedes durch eine Koinzidenz angezeigte Teilchen auch durch die Wilsonkammer gegangen sein muß. Sobald eine Koinzidenz registriert wird, wird automatisch sofort eine Expansion eingeleitet und so die Bahn als Nebelspur festgehalten. Damit erhält man praktisch auf jeder Aufnahme zumindest eine Bahnspur. Die zeitliche Folge der Einzelvorgänge für eine Nebelkammeraufnahme nach dieser Methode ist stark verändert. Das Magnetfeld muß zunächst einmal dauernd eingeschaltet sein. Zuerst kommt der Strahl, dann folgt die Expansion mit anschließender Beleuchtung und Aufnahme. Bei dieser zählrohrgekoppelten Wilsonkammer ist es von besonderer Wichtigkeit, daß der Zeitabstand zwischen Teilchendurchgang und Ende der Expansion so klein wie nur möglich gehalten wird, damit die leichten Ionen vor ihrer Beschwerung durch Wassertröpfchen keine Zeit finden, wesentlich auseinander zu diffundieren. Bei BLACKETT wird, wie auch bei allen späteren Konstruktionen, die Expansion magnetisch durch den Strom eines Thyratrons ausgelöst, das durch den Koinzidenzstoß gezündet wird. Zur Erreichung eines möglichst kleinen Zeitabstandes zwischen Teilchendurchgang und Einleitung der Expansion muß der elektrische Teil möglichst trägheitslos sein, d. h. der Schaltmagnet muß kleine Induktion und einen kleinen Hub besitzen. Die Dauer der Expansion selbst wird durch Verwendung eines leichten Kolbens und durch eine große Öffnung des Druckventils verringert. Auf diese Weise erreicht BLACKETT einen Zeitabstand von nur 0,010 sec zwischen Teilchendurchgang und Ende der Expansion.

Da die Wilsonkammer bei Ultrastrahlaufnahmen vertikal steht, muß spätestens $\frac{1}{4}$ sec nach der Expansion photographiert werden; sonst macht sich das Fallen der Tröpfchen bemerkbar. Andererseits stellen sich aber Turbulenzerscheinungen durch Wärmeaustausch schon früher ein, so daß mit der Photographie nicht so lange gewartet werden darf.

Die zeitliche Folge der Einzelvorgänge kann man vollkommen elektrisch mit verschiedenen Thyratrons steuern, wie es z. B. JONES (1937) angegeben hat. Jeder Vorgang ist dann mit dem Zünden eines eigenen Thyratrons verknüpft. Die Zeitabstände zwischen den Zündvorgängen werden durch Veränderung von Kapazitäten im Gitterkreis variiert. Diese Methode soll sehr zuverlässig arbeiten und kann auch für die zuerst besprochene Methode der automatischen Steuerung ohne Zählrohrkopplung Anwendung finden.

NEDDERMEYER und ANDERSON haben zur Untersuchung von Teilchen aus der Ultrastrahlung am Ende ihrer Bahn ein Zählrohr in der Mitte der Nebelkammer eingebaut (Fig. 9e; Bild 50a des 2. Teils, S. 101). Bei großen Absorberdicken sind auch zwei gleichzeitig gesteuerte Kammern zur Anwendung gekommen (Fig. 9c; Bild 49 des 2. Teils, S. 99).

10. Besondere Gesichtspunkte bei der Untersuchung verschiedener Strahlenarten.

In diesem Abschnitt sollen ergänzend einige versuchstechnische Punkte besprochen werden, die bei den speziellen Anwendungen der Wilsonkammer eine Rolle spielen.

a) α -Strahlen. Bei Untersuchungen mit α -Strahlen ist meistens die Intensität der verfügbaren Strahlung recht groß. Man kann daher eine starke Ausblendung vornehmen, so daß die Strahlen alle nahezu in derselben Ebene liegen (z. B. Bild 1 des 2. Teils, S. 43), und man braucht nur ein sehr kurzes Zeitintervall bei der Expansion zu erfassen, so daß die Bahnen alle sehr scharf werden. Wegen der großen Dichte der Bahnen treten auch keine Beleuchtungsschwierigkeiten auf. Man braucht auch mit der Photographie nicht unbedingt zu warten, bis die Abscheidung der Tröpfchen ihr Maximum erreicht hat. Die Strahlenquelle kann in der Kammer angeordnet werden (WILSON 1911) oder neben der Kammer mit einem dünnen Eintrittsfenster. Die Fernhaltung des Strahls vor der Expansion erfolgt durch eine Blende, die mit dem Kolben verbunden ist (WILSON 1912) oder durch ein besonderes Hebelsystem gesteuert wird (z. B. BLACKETT 1929).

KAPITZA gibt wegen der kurzen Dauer seines Magnetfeldes die Quelle nur für etwa $\frac{1}{500}$ sec frei. Um seltene, durch α -Strahlen ausgelöste Ereignisse zu untersuchen, will man bei jeder Aufnahme möglichst viel α -Strahlen erfassen. Die obere Grenze ist dadurch gegeben, daß bei zunehmender Zahl mehr und mehr Strahlen sich überdecken. Es gibt ein Maximum von nichtüberdeckten Strahlen, das dem Verhältnis aus der Breite des α -Strahlbündels und der Breite der einzelnen α -Strahlbahn proportional ist (BLACKETT 1929).

b) Künstliche Ionenstrahlen. Bei der Untersuchung der Wirkungen künstlicher Ionenstrahlen (Kernumwandlungen u. ä.) verzichtet man meistens darauf, den Ionenstrahl selbst in die Kammer zu bringen und läßt nur die entstehenden Teilchen in die Kammer eintreten. Nach dem Vorschlag von HOLOUBEK, KIRCHNER und DEE (1927) baut man einen Drahtkäfig in die Kammer ein, der mit sehr dünnen Folien gasdicht bedeckt ist (meist Glimmer oder Zelluloid; die dünnsten verwendeten Glimmerfenster absorbieren nicht mehr als 3 mm Luft). Der Strahl tritt in diesen Käfig ein, und die Zertrümmerungsprodukte gelangen durch die Fenster in die Kammer (Bild 33ff. des 2. Teils, S. 81). Durch eine magnetisch bewegte Blende kann der Strahl gesteuert werden, so daß er nur am Ende der Expansion wirksam ist. Man kann auch die Ergiebigkeit der Ionenquelle kurz vor der Expansion verstärken und so momentan die Intensität steigern (CRANE, DELSASSO, FOWLER, LAURITSEN 1935). DEE und GILBERT haben zur Untersuchung von Kerntrümmern gelegentlich auch den primären Strahl in die Kammer geführt (vgl. 2. Teil, Bild 34a, S. 83 und 36b, S. 85).

c) β -Strahlen. Die Bahnen von β -Strahlen sind wegen der geringen Ionisation nicht so zusammenhängend wie die von α -Strahlen; innerhalb der Bahn wechseln Ionenhäufungen („Nester“) mit Stellen sehr geringer Ionendichte; es ist daher wesentlich schwieriger, saubere Bahnen von Elektronen als von schweren Teilchen zu erhalten. Auch ist der Verlauf der β -Bahnen unregelmäßiger wegen der stärkeren Streuung an den Gasmolekeln. Man kann deshalb nicht so viele Strahlen bei jeder

Expansion untersuchen wie bei den α -Strahlen. Mit Hilfe von magnetischen Elektronenlinsen (STAUB, Bild 11 b des 2. Teils, S. 56; DAVIES und O'CEALLEIGH) oder einfach mit dem magnetischen Feld der Kammer (z. B. TURIN und CRANE) kann man bis zu einem gewissen Grad bestimmte Elektronenenergien vor dem Eintritt in die Kammer ausblenden. Da dann die Elektronenbahnen vor der Kammer gekrümmt sind, kann man gleichzeitig in die gerade Verbindung zwischen Strahlenquelle und Wilsonkammer Bleiabsorber bringen, um so die meistens störende γ -Strahlung abzuhalten.

Zur Untersuchung der β -Spektren radioaktiver Körper werden die auf dünne Bleche niedergeschlagenen Strahler direkt in die Kammer gebracht. Man kann auch die β -Strahlen durch ein dünnwandiges, axiales Rohr (Bild 14 a des 2. Teils, S. 59) oder durch ein seitliches Fenster eintreten lassen. Bei langsamen Elektronen wird die Absorption der Elektronen in kleinsten Schichten und die Rückstreuung von der Unterlage sehr stark. Man verwendet dann sehr leichte Präparatsträger (Blattgold, Cellophan, Seidenfäden u. ä., vgl. 2. Teil, Bild 29, S. 77) oder untersucht den Strahler in Gasform (RICHARDSON und LEIGH-SMITH).

d) Röntgenstrahlen. Die Intensität der von Röntgenstrahlen in der Kammer ausgelösten Elektronen ist stets reichlich für Wilsonkammeruntersuchungen. Sie werden daher immer stark ausgeblendet und nur für einen kurzen Augenblick am Ende der Expansion zugelassen. WILSON schickt nur einen sehr kurzen Spannungstoß durch die Röntgenröhre. Eine andere Methode besteht darin, einen Bleiverschluß für kurze Zeit zu öffnen. Dieser Bleiverschluß ist bei der Konstruktion von AUGER auf einer Feder befestigt, deren anderes Ende mit dem Kolben verbunden ist. Bewegt sich der Kolben ruckartig nach unten, so wird der Bleiklotz mitgezogen; beim Aufschlag des Kolbens drückt er die Feder zusammen und gibt bei seiner tiefsten Stellung für einen Augenblick das Röntgenstrahlbündel frei.

e) γ -Strahlen. Bei der Verwendung intensiver γ -Strahlquellen wird die Quelle mit einem starken Bleipanzern umgeben und der direkte Strahl nur durch einen Kanal in die Kammer eingelassen. Sonst würden zu viele Sekundärelektronen von den Kammerwänden ausgehen und die Messung stören. Man muß jedoch darauf achten, daß die an den Wänden des Kanals gestreute γ -Strahlung zu Fehlern führen kann. Die Sekundärelektronen bzw. Elektronenpaare, deren Energiespektrum zur Ermittlung der γ -Energien dient, läßt man im Gas oder in dünnen, in der Kammer ausgespannten Folien entstehen (Bild 24 ff. des 2. Teils, S. 72). So vermeidet man, daß Elektronen mitgemessen werden, die beim Durchgang durch Materie verlangsamt sind. Je nach der gewünschten Ordnungszahl werden z. B. Zelluloid, Kohlenstoff, Glimmer oder Blei verwendet. Ein besonders schwaches γ -Spektrum hat MAIER-LEIBNITZ gemessen, indem er die Strahlenquelle und den Sekundärstrahler in solcher Form in die Mitte der Kammer brachte, daß beide zusammen nur eine dünne Schicht bildeten.

f) Ultrastrahlung. Bei Untersuchungen über Ultrastrahlung ist es günstig, die Kammerebene senkrecht zu stellen, da in dieser Richtung die Intensität am größten ist. Wegen der Seltenheit der Ultrastrahlereignisse macht man meistens zählrohrgesteuerte Aufnahmen (s. Abschnitt 9, S. 28). Ungesteuerte Aufnahmen werden heute manchmal verwendet, weil sie alle Ereignisse der Ultrastrahlung gleichmäßig ohne Auslese wiedergeben. Dafür sind große und „langsame“ Kammern günstig, wenn auch letztere weniger scharfe Bilder geben.

Bei Messungen über den Energieverlust und die Sekundärwirkung der Ultrastrahlung werden starke Absorberplatten (bis 3 cm Blei) in die Kammer gebracht. In ihrer Nähe werden die Bahnen leicht etwas verzerrt, und durch Wärmeleitung entsteht eine Zone, in der keine Kondensation auftritt. Durch sorgfältige Aufstellung der Platten und sehr rasche Expansion können beide Störungen vermieden werden, wie z. B. die Aufnahmen von BLACKETT und Mitarbeitern zeigen (Bild 48 des 2. Teils, S. 99). AUGER und EHRENFEST konnten noch größere Absorber verwenden, indem sie zwei getrennte, gleichzeitig betätigte Kammern übereinanderstellten, mit dem Absorber dazwischen (Bild 49 des 2. Teils, S. 99). Man kann auch mehrere Absorberplatten (bis zu drei) in die Kammer bringen (Bild 61 ff. des 2. Teils, S. 115).

Erläuterung zu Fig. 10.

Dem Kammergas war bei dieser Aufnahme eine Spur Thoriumemanation beigemischt. Diese zerfällt unter Aussendung eines α -Teilchens in Thorium A, das mit einer Halbwertzeit von nur 0,16 sec wieder einen α -Zerfall erleidet. Auf dem Bild sind rechts und links zwei verwaschene Nebelspuren B und B' zu sehen. Diese stammen von einem α -Strahl, der ungefähr $\frac{1}{30}$ sec vor der Expansion in Richtung $A-A$ durch die Kammer gegangen ist. Unter der Einwirkung einer elektrischen Spannung von 100 V zwischen Boden und Deckel der Kammer sind die positiven (B) und die negativen (B') Ionen in zwei getrennten Kolonnen soweit gewandert, bis sich in der Stellung B und B' infolge des Übersättigungszustandes nach der Expansion an ihnen Wassertröpfchen gebildet haben. Hierdurch sind aus den zunächst leicht beweglichen Ionen schwer bewegliche geworden. Weiterhin ist auf dem Bild ein α -Strahl in Richtung C zu sehen, der aus dem Zerfall eines Atoms der Thoriumemanation in der oberen Mitte der Kammer stammt. Der entstandene Th A-Kern sandte dann kurz darauf einen α -Strahl in Richtung D aus. Diese beiden α -Strahlen sind *nach* der Expansion durch die Kammer gegangen. Ihre Ionen sind daher durch die Bildung von Wassertröpfchen sofort fixiert worden und haben ein scharfes Bild der Bahnen gegeben. Nur an zwei Stellen weist der zweite α -Strahl in Richtung D eine Störung auf, nämlich am Anfang und oberhalb der Mitte des abgebildeten Bahnstückes. An diesen beiden Stellen haben die Ionen keinen Wasserdampf vorgefunden, da der Wasserdampf von den älteren α -Bahnen C bzw. B aufgezehrt war. Die leichten Ionen sind daher unter der Einwirkung des elektrischen Feldes aus diesen beiden Zonen herausgewandert und haben erst am Rand der wasserdampfarmen Zonen Wassertröpfchen gebildet. So sind die beiden verwaschenen Zweige am Anfang der Bahn D auf die negativen und positiven Ionenkolonnen zurückzuführen. In der Mitte der Bahn haben nur die negativen Ionen in nächster Umgebung Wasserdampf vorgefunden und eine V-förmige Wolke gebildet. Die positiven Ionen sind dagegen in die Wolke B gewandert und haben keine Spur hinterlassen.

Die Spur $E-E$ ist die Bahn eines schnellen Elektrons. Man erkennt deutlich die wesentlich geringere Ionisationsdichte.

Aufnahme: WILSON, C. T. R.: Proc. Cambr. Phil. Soc. **21**, 405 (1923).

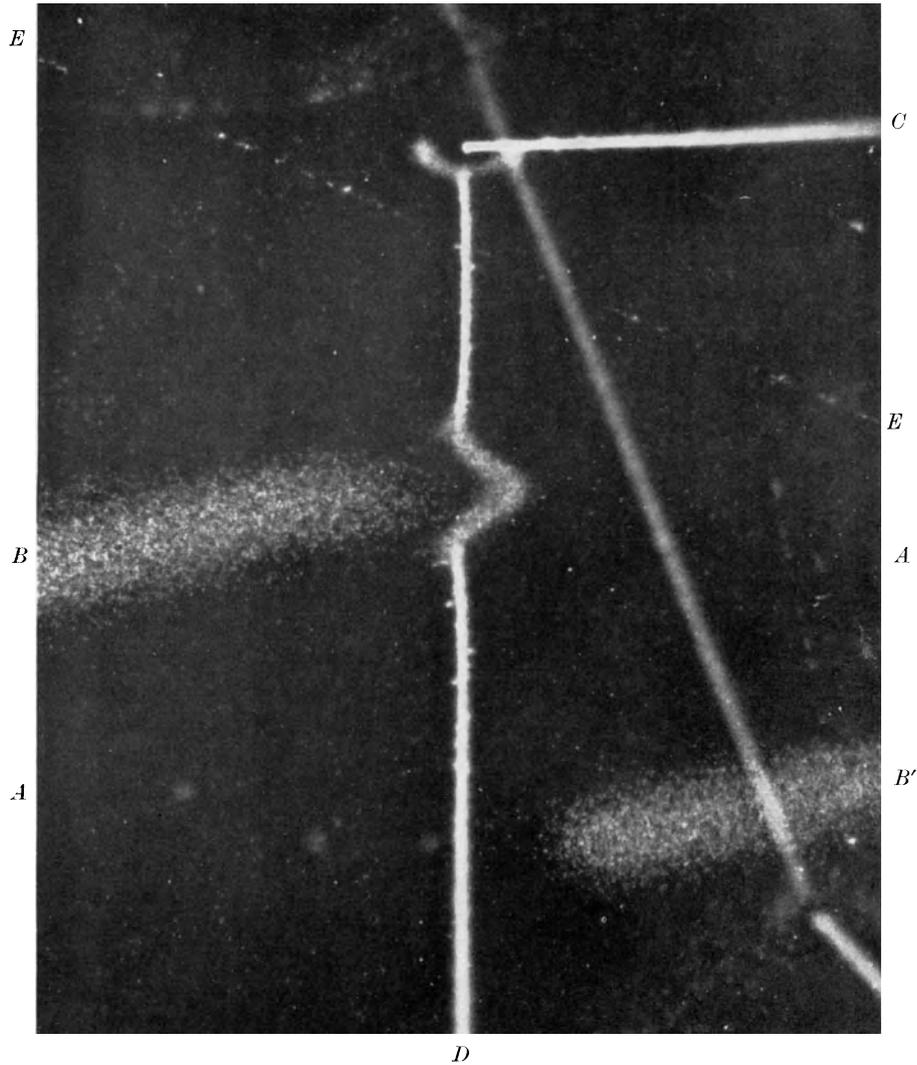


Fig. 10. Störungen an α -Bahnen.
Vergrößerung 7,2.
Erläuterung nebenstehend; vgl. auch S. 9f.

Anhang.

Allgemeines über Strahlenarten.

1. Energiemaße. Strahlenenergien werden heute fast allgemein in „Elektron-Volt“ (eV) angegeben. 1 eV ist die kinetische Energie, welche ein Teilchen mit

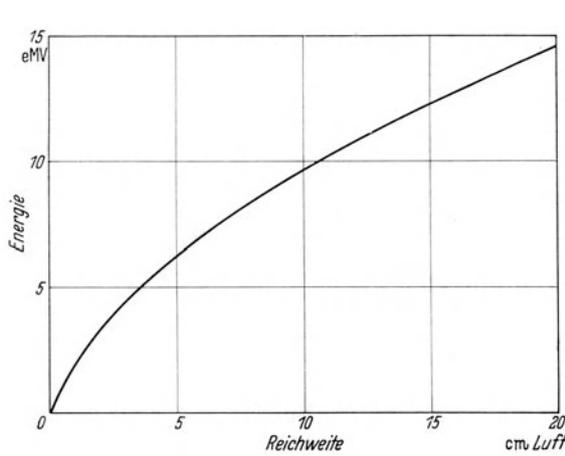


Fig. 11. Energie und Reichweite von α -Strahlen.

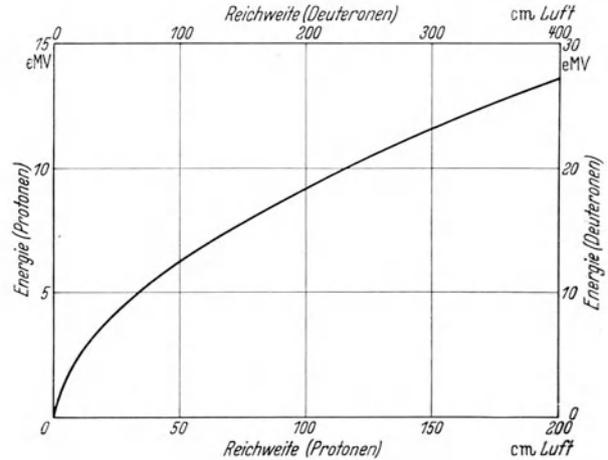


Fig. 12. Energie und Reichweite von Protonen und Deuteronen.

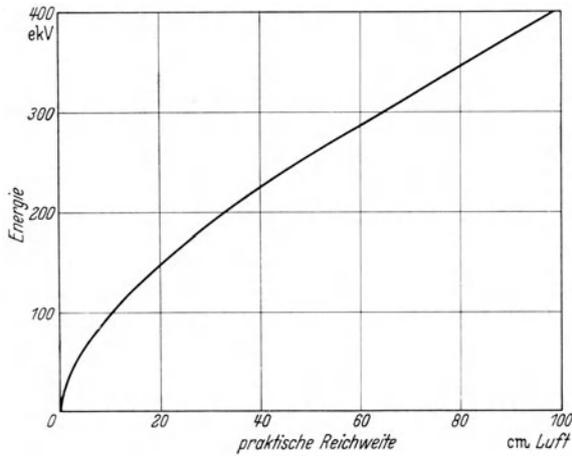


Fig. 13. Energie und praktische Reichweite von Elektronen.

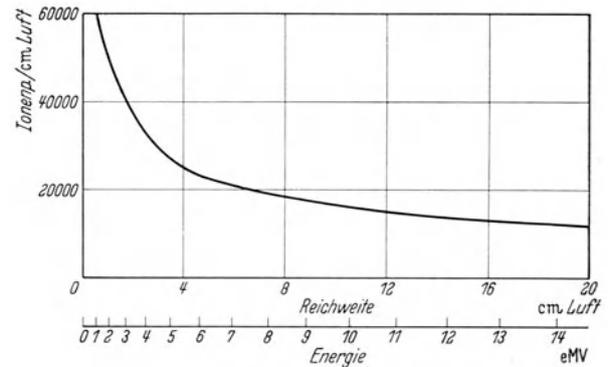


Fig. 14. Spezifisches Ionisierungsvermögen von α -Strahlen.

einer Elementarladung ($4,8 \cdot 10^{-16}$ ESE), z. B. ein Elektron gewinnt, indem es die Potentialdifferenz 1 V frei durchfällt.

1 eV = $1,60 \cdot 10^{-12}$ Erg; 1 Erg = $6,25 \cdot 10^{11}$ eV; 10^3 eV = 1 ekV; 10^6 eV = 1 eMV.

2. Einteilung der Strahlenarten. Man pflegt zu unterscheiden zwischen ionisierenden und nichtionisierenden Strahlen. Diese Bezeichnungen sind nicht ganz genau zu nehmen, denn ein nichtionisierender Strahl im strengen Sinne würde überhaupt keine Wechselwirkung mit Materie eingehen, also prinzipiell nicht nachweisbar sein.

Die „ionisierenden“ Strahlen geben ihre Energie im wesentlichen in sehr kleinen Bruchteilen (durchschnittlich 30 bis 35 eV) an Elektronen der durchquerten Materie ab; sie bilden also eine Kette von Ionenpaaren längs ihrer Bahn. Hierzu gehören:

1. Das negative und das positive Elektron (Positron); beide sind einfach geladen und haben die Masse $9,03 \cdot 10^{-28}$ g.

2. Das negative und das positive Mesotron (auch Meson genannt); diese sind ebenfalls einfach geladen, haben aber etwa 100—200fache Elektronenmasse.

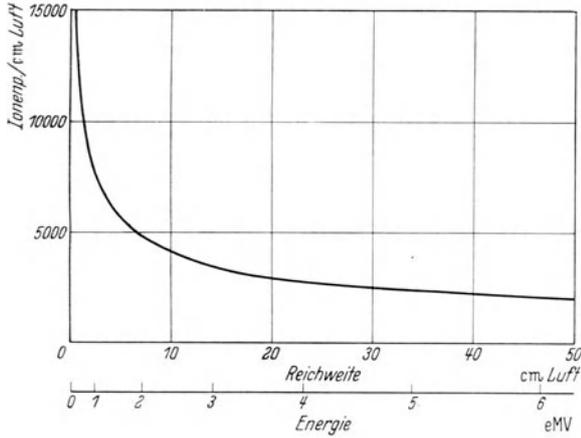


Fig. 15. Spezifisches Ionisierungsvermögen von Protonen.

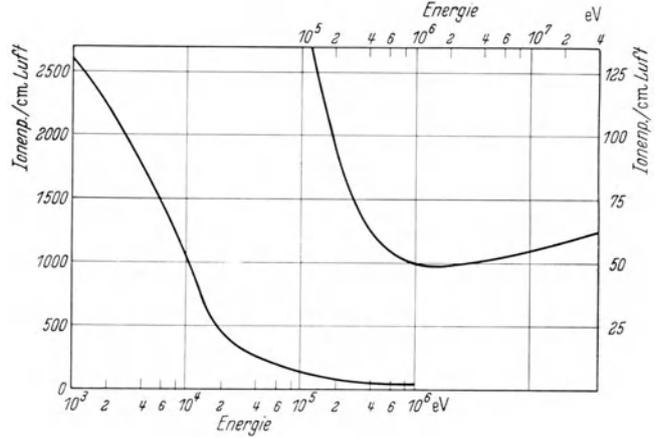


Fig. 16. Spezifisches Ionisierungsvermögen von Elektronen.

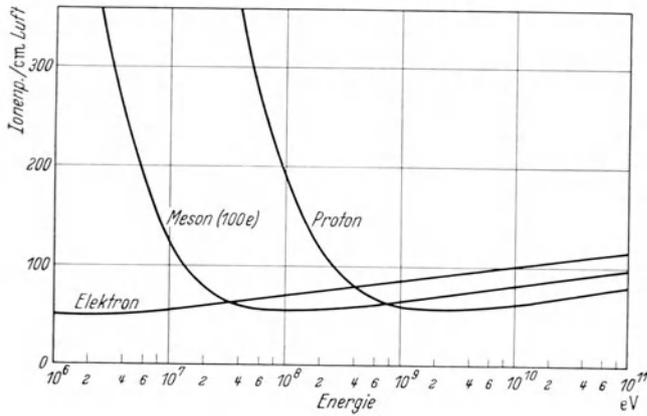


Fig. 17. Spezifisches Ionisierungsvermögen sehr energiereicher Teilchen (theoretisch).

Fig. 18. Wirkungsquerschnitte des Bleiatoms für γ -Strahlen in Abhängigkeit von der Quantenenergie.

Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts = τ_{at} , des Comptoneffekts = σ_{at} , der Paarbildung = κ_{at} ; Gesamtwirkungsquerschnitt = $\mu_{at} = \tau_{at} + \sigma_{at} + \kappa_{at}$.

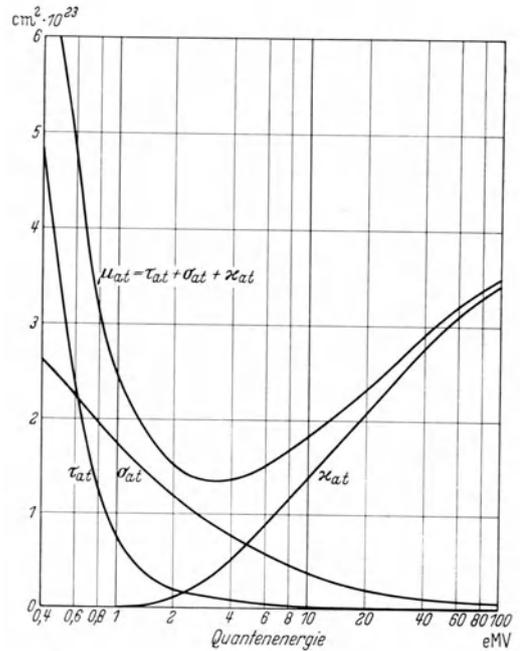


Fig. 18.

3. Das Proton (Kern des leichten Wasserstoffatoms) ist einfach positiv geladen und hat 1840fache Elektronenmasse = $1,66 \cdot 10^{-24}$ g.

4. Das Deuteron (Kern des schweren Wasserstoffatoms) ist einfach positiv geladen und hat rund die doppelte Protonenmasse = $3,32 \cdot 10^{-24}$ g.

5. Das α -Teilchen (Heliumkern) ist doppelt positiv geladen und hat rund die 4fache Protonenmasse = $6,61 \cdot 10^{-24}$ g.

6. Alle schwereren Ionen mit wechselnder Ladung (Kanalstrahlen, Rückstoßstrahlen).

Die „nichtionisierenden“ Strahlen sind sämtlich elektrisch neutral. Sie übertragen bei jedem elementaren Wechselwirkungsprozeß mit Materie im allgemeinen einen wesentlichen Teil ihrer Gesamtenergie, bisweilen ihre ganze Energie auf materielle Teilchen, die als ionisierende Strahlen nachgewiesen werden können, sofern der auslösende Strahl genügend Energie besitzt. Zu den nichtionisierenden Strahlen gehören:

7. Das Photon (Licht-, Röntgen- oder γ -Quant). Die Prozesse, durch welche energiereiche Photonen nachgewiesen werden, sind:

a) Der Photoeffekt, bei welchem praktisch die ganze Energie $h\nu$ auf ein gebundenes Elektron übertragen wird; der Photoeffekt nimmt mit wachsender Quantenenergie rasch ab und spielt bei einigen eMV kaum noch eine Rolle.

b) Der Comptoneffekt besteht in einem elastischen Zusammenstoß des Photons mit einem freien oder gebundenen Elektron; je nach dem Streuwinkel wird ein geringerer oder größerer Bruchteil der Quantenenergie auf das Elektron übertragen; bei einigen eMV überwiegt der Comptoneffekt weit den Photoeffekt, nimmt aber mit weiter wachsender Quantenenergie ebenfalls ab.

c) Die Paarbildung oder Materialisation besteht in der Neubildung eines positiven und negativen Elektrons im elektrischen Felde eines Atomkerns; die beiden Teilchen erhalten die gesamte Quantenenergie, vermindert um die Bildungsenergie der Teilchen, welche 1,02 eMV beträgt. Oberhalb der Einsatzgrenze $h\nu = 1,02$ eMV steigt die Paarbildung an und ist bei sehr hohen Quantenenergien der weit überwiegende Prozeß, namentlich in schweren Elementen.

8. Das Neutron ist ein neutraler Kern vom Atomgewicht 1,0090 und wird nachgewiesen durch die ionisierenden Rückstoßkerne, welche es beim elastischen Stoß mit anderen Atomen erzeugt, oder durch Kernumwandlungen, welche es hervorruft.

9. Das Neutrino soll ein neutrales leichtes Teilchen sein, auf dessen Existenz auf indirektem Wege geschlossen wurde; es soll den β -Zerfall begleiten.

10. Das neutrale Mesotron (gelegentlich „Neutretto“ genannt) ist noch hypothetischer; es wird zur Deutung gewisser Ultrastrahlerscheinungen herangezogen.

3. Ionisierungsvermögen und Reichweite ionisierender Strahlen. Das „spezifische“ oder „differentiale Ionisierungsvermögen“ eines bewegten Teilchens ist die Zahl der Ionenpaare, welche es auf 1 cm seiner Bahn in Luft von 15° C und 760 mm Hg erzeugt. Die Reichweite ist die Strecke, welche das Teilchen in Luft von 15° C und 760 mm Hg bis zu seiner völligen Abbremsung durchläuft. Die Kenntnis dieser Größen ist für die Deutung von Wilsonaufnahmen wichtig; umgekehrt können sie auch aus solchen Aufnahmen ermittelt werden. Fig. 11 bis 17 sollen eine Orientierung geben über die Zusammenhänge zwischen Energie, Ionisierungsvermögen und Reichweite der wichtigsten Strahlenarten, so weit sie für Wilsonversuche von Interesse sind. Als Reichweite gilt für die schweren Teilchen die „mittlere“ Reichweite, für das Elektron die „praktische“ Reichweite; Näheres hierüber ist in den bekannten Handbüchern zu finden¹.

4. Absorption von Photonen. In Fig. 18 ist der Verlauf der „Wirkungsquerschnitte“ des Bleiatoms für die drei Absorptionsprozesse der Photonen in Abhängigkeit von der Quantenenergie wiedergegeben. Man kann daraus für eine bestimmte Quantenenergie die relative Häufigkeit der drei Prozesse ablesen.

¹ Zum Beispiel Handbuch der Physik, Bd. 22/2.

Literaturverzeichnis.

- ANDERSON, CARL D.: Phys. Rev. **44**, 406 (1933).
— R. A. MILLIKAN, SETH NEDDERMEYER u. WILLIAM PICKERING: Phys. Rev. **45**, 352 (1934).
ANDRÉN, L.: Ann. Phys., Lpz. **52**, 1 (1917).
AUGER, P.: Ann. Phys., Paris **6**, 183 (1926).
BARBER, A. u. F. C. CHAMPION: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **168**, 159 (1938).
BLACKETT, P. M. S.: Proc. roy. Soc. Lond. (A) **102**, 294 (1922).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **103**, 62 (1923).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **107**, 349 (1925).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **123**, 613 (1929a).
— J. sci. Instrum. **6**, 184 (1929b).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **146**, 281 (1934).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **154**, 564 (1936).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **159**, 1 (1937).
— u. D. S. LEES: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **136**, 325, 338 (1932).
BEARDEN, J. A.: J. sci. Instrum. **6**, 256 (1935).
BOSE, D.: Z. Phys. **12**, 207 (1922).
BOWER, J. C., E. BRETSCHER u. C. W. GILBERT: Proc. Cambr. phil. Soc. **34**, 290 (1938).
BRINKMANN, A.: Physica, Haag **6**, 519 (1939).
BRUBAKER, W. M. u. T. W. BONNER: Rev. sci. Instrum. **6**, 143 (1935).
BUMSTEAD, H. A.: Phys. Rev. **8**, 715 (1916).
CHAMPION, F. C.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **134**, 672 (1932).
CORSON, D. R. u. R. B. BRODE: Phys. Rev. **53**, 773 (1938).
CRANE, H. R.: J. sci. Instrum. **8**, 440 (1937).
— L. A. DELSASSO, W. A. FOWLER u. C. C. LAURITSEN: Phys. Rev. **48**, 125 (1935).
— u. J. HALPERN: Phys. Rev. **53**, 789 (1938).
CURIE, I.: J. Phys. Radium (6) **6**, 170 (1923).
DAHL, O., L. R. HAFSTAD u. M. A. TUVE: Rev. sci. Instrum. **4**, 373 (1933).
DAVIES, W. T. u. C. O'CEALLEIGH: Proc. Cambr. phil. Soc. **33**, 540 (1937).
DEE, P. I.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **116**, 664 (1927).
DEMPSTER, A. J.: Rev. sci. Instrum. **5**, 158 (1934).
EATON, W. W.: Phys. Rev. **48**, 921 (1935).
EHRENFEST, P.: C. R. Acad. Sci., Paris **207**, 573 (1938); **206**, 428 (1938).
FEATHER, N.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **141**, 194 (1933).
FRISCH, O. R.: Naturwiss. **23**, 166 (1935).
FROEMKE, J. A., C. R. BLOOMQUIST u. E. X. ANDERSON: Z. phys. Chem. Abt. A **166**, 305 (1933).
HERZOG, G.: J. sci. Instrum. **12**, 153 (1935).
— Helv. phys. Acta **10**, 68 (1937).
HOLOUBEK, R.: Z. Phys. **42**, 704 (1927).
JOLIOT, F.: J. Phys. Radium (7) **5**, 216 (1934).
— u. I. ZLOTOWSKI: J. Phys. Radium (7) **9**, 393 (1938).
JONES, C. C.: Rev. sci. Instrum. **8**, 319 (1937).
KAPITZA, P. L.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **105**, 691 (1924).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **106**, 602 (1924).
KIPFER, P.: Nature, Lond. **135**, 431 (1935).
KIRCHNER, F.: Phys. Z. **34**, 777 (1933).

- KLARMANN, H. u. W. BOTHE: Z. Phys. **101**, 489 (1936).
KLEMPERER, O.: Z. Phys. **45**, 225 (1927).
KUNZE, P.: Z. Phys. **80**, 559 (1933).
KURIE, F. N. D.: Rev. sci. Instrum. **3**, 655 (1932).
— Phys. Rev. **53**, 215 (1938).
LANGSDORF, A.: Phys. Rev. **49**, 422 (1936).
— Phys. Rev. **51**, 1026 (1937).
LEPRINCE-RINGUET, L.: Ann. Phys., Paris **7**, 5 (1936).
LIVINGSTON, M. S. u. H. A. BETHE: Rev. Mod. Physics **9**, 245 (1937).
LOCHER, G. L.: Rev. sci. Instrum. **7**, 471 (1936).
MANO, G.: Ann. Phys., Paris **1**, 407 (1934).
MAIER-LEIBNITZ, H.: Z. Phys. **112**, 569 (1939).
MATZNER, E.: Wien. Ber. **143**, 479 (1934).
MEITNER, L.: Z. phys. Chem. Abt. A **139**, 717 (1928).
— u. K. FREITAG: Z. Phys. **37**, 481 (1926).
— u. K. PHILIPP: Z. Phys. **87**, 484 (1934).
MOTT-SMITH, L. M.: Rev. sci. Instrum. **5**, 346 (1934).
NEDDERMEYER, S. H. u. C. D. ANDERSON: Phys. Rev. **54**, 88 (1938).
NISHINA, Y., M. TAKEUCHI u. T. ICHINIGA: Phys. Rev. **52**, 1198 (1937).
ORBÁN, G.: Wien. Ber. **140**, 101 (1931).
PETROVÁ, J.: Z. Phys. **55**, 621 (1929).
PHILIPP, K.: Z. Phys. **53**, 100 (1929).
PRZIBRAM, K.: Jb. Rad. u. Elektr. **8**, 285 (1911); s. auch Handbuch der Physik, Bd. 22/1, S. 418. 1933.
RICHARDSON, H. O. W.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **133**, 367 (1931).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **147**, 442 (1934).
— u. A. LEIGH-SMITH: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **160**, 454 (1937).
REGENER, E.: Festschrift Techn. Hochsch. Stuttgart 1929, S. 331.
ROAF, O.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **153**, 568 (1935).
SHIMIZU, T.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **99**, 425, 432 (1921).
SIMONS, L. u. K. ZUBER: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **159**, 383 (1937).
SKOBELZYN, D.: Z. Phys. **43**, 354 (1927).
STAUB, H.: Helv. phys. Acta **9**, 306 (1936).
STREET, J. C. u. E. C. STEVENSON: Rev. sci. Instrum. **7**, 347 (1936).
THOMSON, W.: Phil. Mag. **42**, 448 (1871).
TREY, E.: Phys. Z. **39**, 343 (1938).
TRUEBLOOD, H. C. u. D. H. LOUGHRIDGE: Phys. Rev. **54**, 545 (1938).
TURIN, J. J. u. H. R. CRANE: Phys. Rev. **52**, 610 (1937).
VOLLRATH, R. E.: Rev. sci. Instrum. **7**, 409 (1936).
WEBB, C. G.: Phil. Mag. **19**, 917 (1935).
WILSON, C. T. R.: Proc. Cambr. phil. Soc., Mai 1895.
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **59**, 338 (1896).
— Phil. Trans. roy. Soc., Lond. (A) **189**, 265 (1897).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **61**, 240 (1897).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **64**, 127 (1899).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **65**, 289 (1899).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **85**, 285 (1911).
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **87**, 277 (1912).
— Les Prix Nobel en 1927. Stockholm 1928.
— Proc. roy. Soc., Lond. (A) **142**, 88 (1933).
— u. J. G. WILSON: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **148**, 523 (1935).

Zweiter Teil.

Nebelkammerbilder.

I. α -Strahlen.

Reichweite, δ -Strahlen, magnetische Ablenkung, Rückstoßkerne, Streuung, weitreichende α -Strahlen.

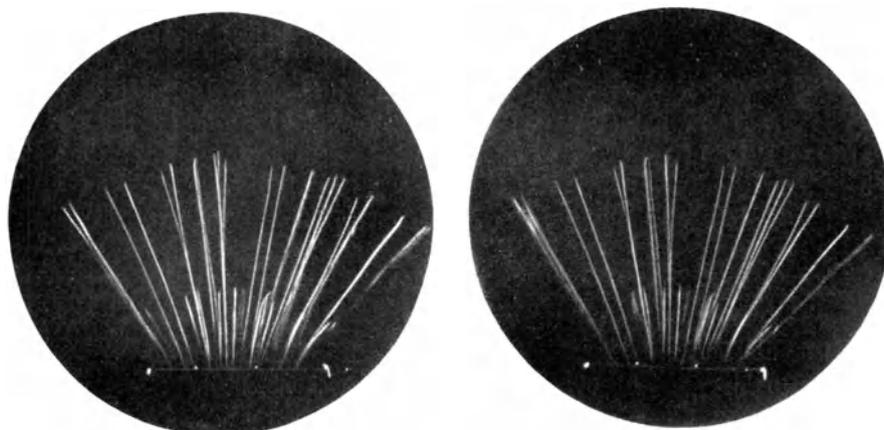


Bild 1. α -Strahlen von einer natürlich radioaktiven Quelle.
Stereoskopisches Bild.

Auf einer Nickelfolie ist Th C elektrolytisch niedergeschlagen. Durch eine schmale Blende, die am Ende der Expansion kurz geöffnet wird, treten die α -Strahlen von Th C und seinem Folgeprodukt Th C' in den beleuchteten Kammerraum, der mit Luft von Atmosphärendruck gefüllt ist. Es zeigen sich zwei gut definierte Gruppen von α -Strahlen, deren Reichweiten für die zwei radioaktiven Elemente charakteristisch sind. Die Reichweite der α -Strahlen entsteht durch allmähliche Abbremsung an den Elektronenhüllen der Luftmolekeln. Da die Zahl der Zusammenstöße und die Größe des Energieverlustes bei jedem Stoß nicht immer gleich sind, so ergibt sich eine statistische Schwankung der Reichweite, obwohl die Anfangsenergie der α -Strahlen sehr genau gleich ist. Die Reichweitenschwankung ist auf dem Bilde deutlich zu erkennen. Sie ist auch mit Hilfe solcher Aufnahmen näher untersucht worden¹. Die mittlere Reichweite der hier wiedergegebenen Bahnen von Th C und Th C' beträgt in Luft (760 mm Hg, 15° C) 4,71 cm bzw. 8,53 cm.

Aufnahme: MEITNER, L. u. K. FREITAG: Z. Phys. **37**, 481 (1926).

CURIE, I.: Thèse. Paris 1925. — MEITNER, L. u. K. FREITAG: Z. Phys. **37**, 481 (1926).

Die Bilder 2a und b gehören zu den ersten Aufnahmen von C. T. R. WILSON aus dem Jahre 1912. Die Strahlenquelle bestand aus einem mit etwas Radium bedeckten Draht, der sich in der Kammer befand. Es wurden die vom Draht ausgehenden α -Strahlen der Radiumreihe beobachtet. Nach einiger Zeit traten auch α -Strahlen auf, die ihren Ursprung im Gas selbst hatten und von der neugebildeten Emanation stammten. Bild 2a zeigt die vollständige Bahn eines im Gas entstandenen α -Strahles der Emanation. Die Energie dieser α -Strahlen beträgt 5,49 eMV bei einer mittleren Reichweite von 4,04 cm in Luft. Die Nebelspur läßt den Verlauf der Ionisationsdichte längs der Bahn erkennen. Sie nimmt bis kurz vor dem Reichweitenende zu, da bei abnehmender Geschwindigkeit die Dauer der Einwirkung auf die Elektronen der Luftmolekeln zunimmt. Kurz vor dem Ende der Reichweite tritt ein Abfall der Ionisationsdichte auf, der auf Umladungserscheinungen zurückzuführen ist (besonders deutlich auf Bild 2b). Während nämlich ein schnelles α -Teilchen ein doppelt ionisiertes He-Atom darstellt, hat ein langsames α -Teilchen die Fähigkeit, ein oder zwei Elektronen kurzzeitig einzufangen und damit einen Teil seines Weges als einfach geladenes oder neutrales Atom zurückzulegen. Andeutungsweise erkennt man im Anfang der Bahn einige δ -Strahlen (vgl. Bild 3). Der Anfang der Bahn ist durch einen helleren Punkt gekennzeichnet, der die kurze Bahn des Rückstoßkernes wiedergibt (vgl. Bild 5).

Das etwas stärker vergrößerte Bild 2b zeigt eine Erscheinung deutlicher, die schon auf dem Bild 2a zu sehen war. Das α -Teilchen wird nahe dem Ende seiner Reichweite an zwei Stellen aus seiner geradlinigen Bahn abgelenkt. Während die Ionisation auf Wechselwirkungen mit den Elektronen der Luftmolekeln zurückzuführen ist, stellen diese Ablenkungen direkte Stöße mit den Kernen der Atome dar. Bei dem zweiten Stoß bekommt der getroffene Kern eine solche Geschwindigkeit, daß eine deutliche spornartige Nebelspur zu sehen ist. Extremfälle dieser Erscheinung zeigen die Bilder 6 und 7. Die Tatsache, daß ein α -Strahl eine nahezu geradlinige Bahn aufweist, und nur selten durch Zusammenstöße stärker abgelenkt wird, hatte RUTHERFORD zu seinem bekannten Atommodell geführt.

Aufnahme: C. T. R. WILSON: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 87, 277 (1912).

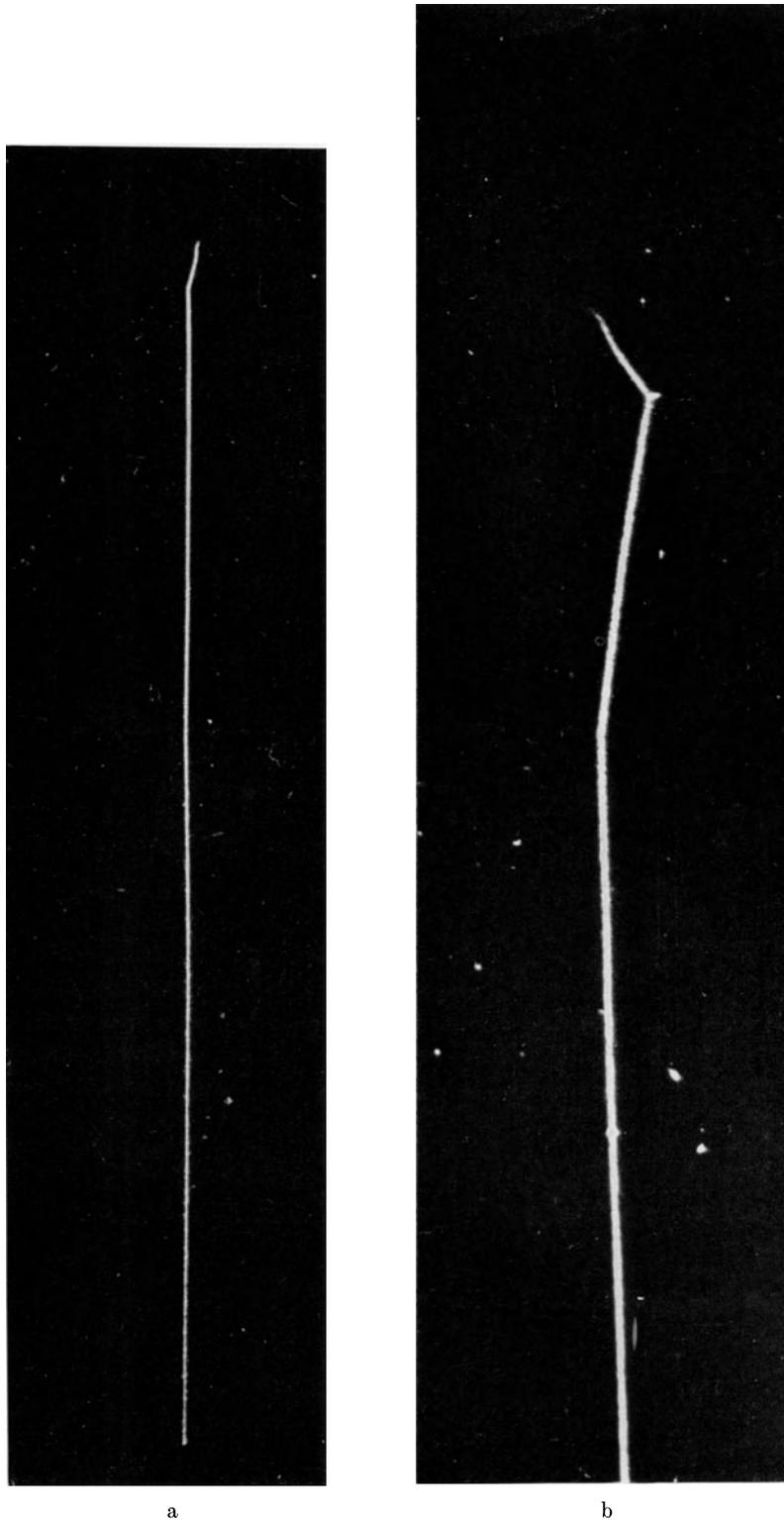


Bild 2.

a Vollständige Bahn eines α -Strahles der Radiumemanation; Vergrößerung 2,9; Luft 540 mm Hg.
b Ende einer α -Strahlbahn mit zwei Einzelablenkungen („Kernstreuung“); Vergrößerung 8,1; Luft 550 mm Hg. Die Bahnen laufen von unten nach oben.

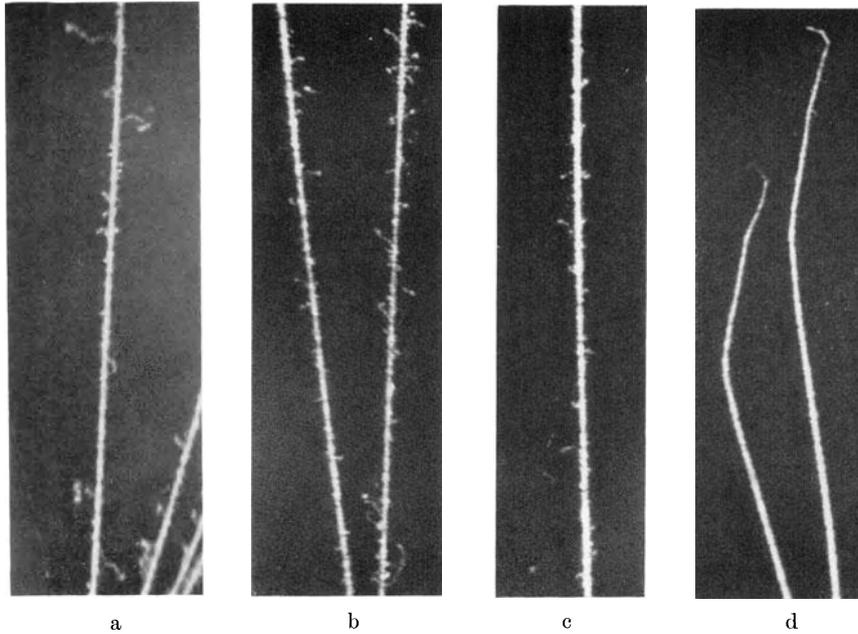


Bild 3. α -Strahlbahnen unter vermindertem Druck.

Energie der α -Strahlen: a 7,7 eMV, b 5,3 eMV, c 2,6 eMV, d Ende der Reichweite. Die Höhe der Bilder entspricht bei a 0,43 cm Luft (15° , 760 mm Hg), bei b, c und d 0,155 cm Luft (15° , 760 mm Hg).
Natürliche Größe.

Die bei der Ionisation durch α -Strahlen freigemachten Elektronen erhalten manchmal eine solche Geschwindigkeit, daß man sie in der Wilsonkammer bei vermindertem Druck als selbständige Bahnen beobachten kann. Man bezeichnet diese Elektronen als δ -Strahlen. Ihre Geschwindigkeit kann höchstens doppelt so groß wie die der α -Teilchen sein. Die Bilder zeigen deutlich, daß die Maximalreichweite der δ -Strahlen mit der α -Energie abnimmt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß Bild 3a mit einem wesentlich dichteren Kammergas aufgenommen wurde als die übrigen. Am Ende der Reichweite (d) sind keine δ -Strahlen mehr nachweisbar. Die starke Zunahme der Kernstreuung am Ende der Reichweite ist hier besonders gut zu sehen.

Aufnahme: ALPER, T.: Z. Phys. **76**, 172 (1932).

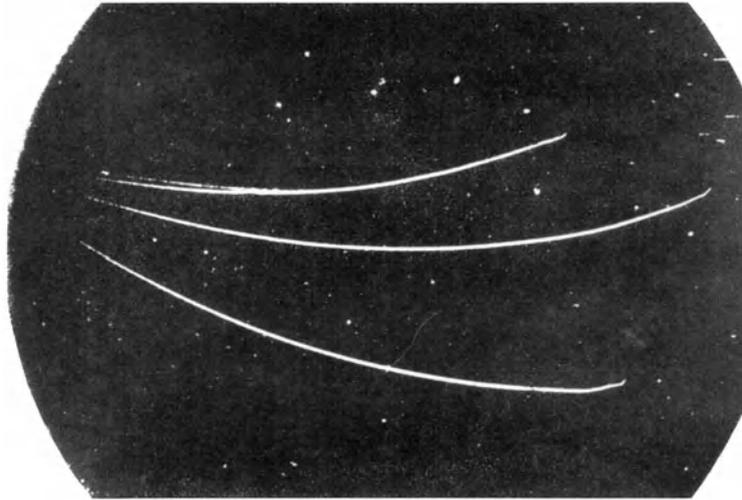


Bild 4. α -Strahlen im Magnetfeld.

Polonium- α -Strahlen in Luft (etwa 540 mm Hg). Magnetfeld: 43000 Gauß, Vergrößerung etwa 2,5.
Die Bahnen laufen von links nach rechts.

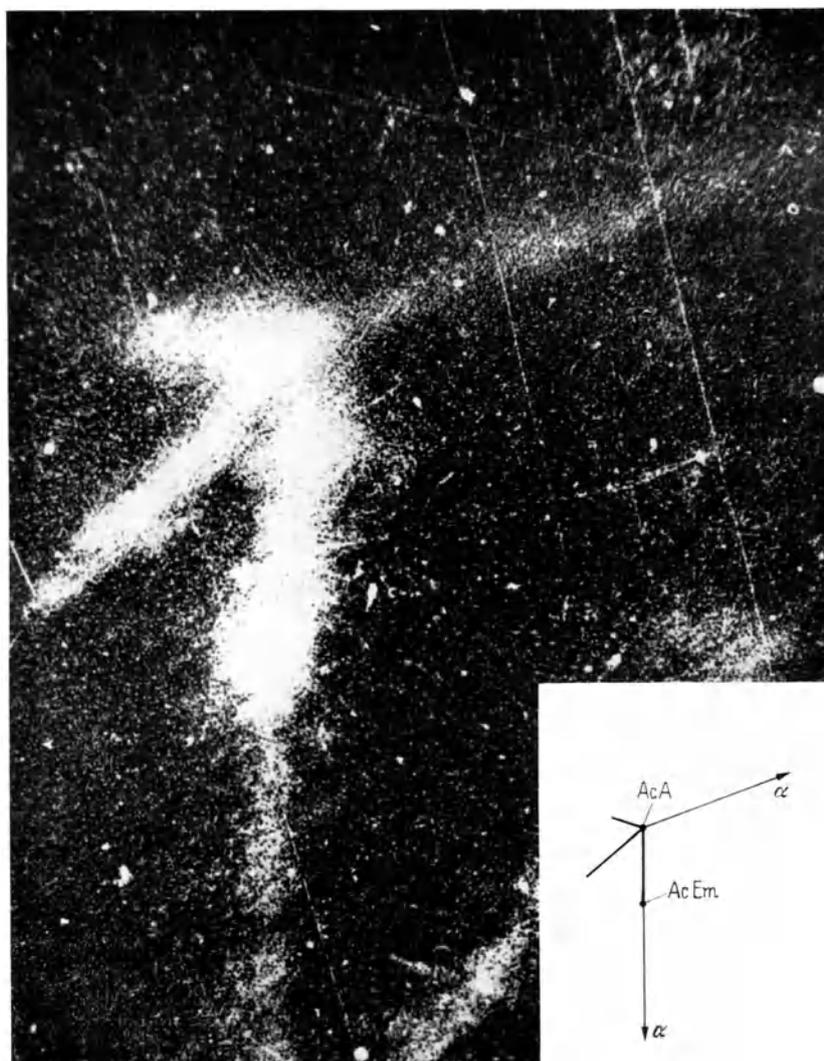
Mit seinem starken Magnetfeld (vgl. 1. Teil, S. 20ff.) hat KAPITZA als erster gekrümmte α -Strahlbahnen in einer kleinen Wilsonkammer photographiert. Mit abnehmender Geschwindigkeit der α -Strahlen sollte die Krümmung stetig zunehmen. Für die gleiche Entfernung vom Reichweitenende sollte die Krümmung für alle α -Strahlen die gleiche sein. Auf dem Bilde ist beides nicht genau erfüllt. Der Verlauf der Bahn ist bei jedem α -Strahl etwas verschieden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die α -Strahlen an Atomkernen neben den selteneren großen Ablenkungen viele kleine erfahren, die sich zu einer unregelmäßigen „natürlichen“ Krümmung zusammensetzen und so die durch das Magnetfeld gegebene Krümmung verfälschen. Ferner erscheint vor dem Ende der Reichweite ein Maximum der Krümmung, das nach KAPITZAs Messungen bei 3 mm Restreichweite liegt. Dieses Maximum ist durch die Umladungen zu erklären. Die Krümmung ist dem Quotienten: Ladung durch Geschwindigkeit (e/v) proportional. Durch Umladungen verringert sich die mittlere Ladung nach dem Ende der Reichweite zu und so nimmt die Krümmung trotz abnehmender Geschwindigkeit wieder ab. Dasselbe gilt für die spezifische Ionsiation (Bild 2 und 3d).

Aufnahme: KAPITZA, P.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 106, 602 (1924).

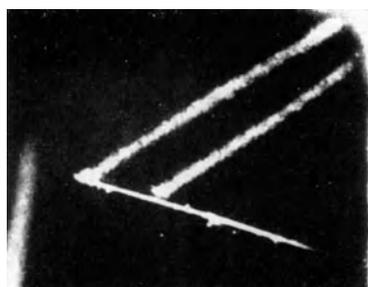
Die Emanation des Actiniums zerfällt unter Aussendung eines α -Strahles von 6,5 eMV in Actinium A, das sehr schnell (Halbwertszeit $2 \cdot 10^{-3}$ sec) wieder unter Aussendung eines α -Strahles von 7,4 eMV in Actinium B weiter zerfällt. Durch den Rückstoß der α -Strahlen erhalten die Kerne Ac A und Ac B eine Geschwindigkeit von 3,36 bzw. $3,57 \cdot 10^7$ cm/sec, die sie befähigt, eine Strecke von etwa $\frac{1}{10}$ mm Normalluft zu durchdringen. Mit Hilfe einer Wilsonkammer für sehr niedrigen Druck (vgl. 1. Teil, Fig. 4h, S. 11) kann man die Bahnen der Rückstoßkerne sichtbar machen, wie im Bild 5a gezeigt wird. Die α -Bahnen sind bei diesem niedrigen Druck (1 cm Hg) schon fast vollständig in einzelne Ionen aufgelöst. Die Rückstoßkerne zeigen eine wesentlich stärkere Ionisation, entsprechend ihrer kleinen Geschwindigkeit und großen Ladung. Beim Zerfall der Ac Em fliegt im Bild das α -Teilchen nach unten, der entstehende Ac A-Kern nach oben. Sein Zerfall führt zur Aussendung eines α -Teilchens nach rechts, und der Rückstoßkern Ac B stößt am Anfang seiner Bahn mit einem Atom des Kammergases zusammen, die Rückstoßbahn erscheint daher verzweigt.

Die Rückstoßkerne können nach Durchlaufen ihrer Bahn in geladenem oder ungeladenem Zustand zurückbleiben. DEE hat diese Frage untersucht, indem er an die mit Ac Em gefüllte Kammer ein elektrisches Feld (35 V/cm) quer zur Aufnahme richtung anlegte. Bild 5b und c zeigen zwei Aufnahmen des konsekutiven Zerfalls von Ac Em und Ac A, bei denen der Zerfall von Ac A gerade im empfindlichen Zeitpunkt der Expansion erfolgte. Der zugehörige Emanationskern zerfiel etwas früher, und durch das elektrische Feld wurden die Ionenpaare der α -Strahlbahn in eine positive und eine negative Kolonne getrennt. In Bild 5b war der Ac A-Kern positiv geladen, er wanderte also mit der positiven Ionenkolonne, bis er zerfiel. In Bild 5c dagegen geht der α -Strahl von Ac A von der Mitte zwischen den beiden Kolonnen aus, der Rückstoßkern war also ungeladen. DEE fand in seiner Messung, daß 84 % der Rückstoßkerne von Ac A positiv geladen waren. Die Beweglichkeit war in den meisten Fällen gleich der der anderen Ionen.

Aufnahmen: a) JOLIOT, F.: J. Phys. Radium 5, 219 (1934). b) und c) DEE, P. I.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 116, 664 (1927).



a



b



c

Bild 5. α -Rückstoß.

a Zerfall von Ac Em und Ac A bei vermindertem Druck (1 cm Hg). b und c Dasselbe bei höherem Druck (27 cm Hg) unter Anwendung eines elektrischen Feldes von 35 V/cm; b positiv geladener Rückstoßkern, Vergrößerung 1,6; c ungeladener Rückstoßkern, Vergrößerung 3,5. Die beiden parallelen Bahnen sind jeweils die getrennten Ionenkolonnen von Ac Em, die dritte Bahn gehört zum Ac A.

Nebelkammerbilder.

Die Einzelstreuung, d. h. der Zusammenstoß eines schnellen α -Teilchens mit anderen Atomkernen, wovon schon Bild 2b ein Beispiel zeigt, erfolgt meist nach den Gesetzen des elastischen Stoßes. Die Winkel zwischen den Strahlrichtungen (Φ , Θ) und die Geschwindigkeiten vor und nach dem Stoß stehen in einem festen Zusammenhang, der durch das Massenverhältnis der beiden Kerne und durch die Erhaltung von Energie und Impuls gegeben ist. BLACKETT hat in großen Serien von Wilsonaufnahmen die Streuung von α -Teilchen in verschiedenen Gasen untersucht. Eine große Anzahl von Aufnahmen war notwendig, da bei größerer Strahlgeschwindigkeit die Streuung unter großem Winkel ziemlich selten ist. Er verwendete zur Aufnahme zwei Kameras, deren Aufnahmerichtungen unter einem Winkel von etwa 90° zueinander geneigt waren (vgl. 1. Teil, Fig. 8k, S. 25). Vermöge dieser Anordnung und der ungewöhnlichen Schärfe seiner Aufnahmen konnte er diese sehr genau auswerten. Es ergab sich, daß der Energie- und Impulssatz bei diesen Stößen immer erfüllt war. Bild 6a und b zeigen die Streuung von schnellen α -Teilchen (~ 7 cm Anfangsreichweite) an einem Wasserstoff- und einem Heliumkern. Bei der Streuung eines α -Teilchens an einem Wasserstoffkern (Proton) kann die Ablenkung des α -Teilchens höchstens $14,5^\circ$ betragen, bei der Streuung an Helium höchstens 90° . Beim Helium ist die Summe der beiden Ablenkungswinkel immer 90° wegen der gleichen Masse des stoßenden und gestoßenen Kerns. Aus den Bildern ergibt sich mit den angegebenen Winkeln ein Massenverhältnis von 1:3,96 (Bild 6a) und 1:0,981 (Bild 6b). Das theoretische Verhältnis ist 1:3,97 bzw. 1:1.

Bild 7a zeigt die Streuung an einem schwereren Kern. Man sieht, daß größere Ablenkwinkel auftreten. In diesem Fall hat das α -Teilchen einen nahezu zentralen Stoß an einem Stickstoffkern erlitten und ist stark nach rückwärts gestreut worden, während der Stickstoffkern den größeren Teil der Energie aufnahm. Solche Aufnahmen haben BLACKETT und andere verwendet, um die Beziehung zwischen Energie und Reichweite für Kerne verschiedener Ordnungszahlen aufzustellen. Im Bild 7b kommt der Ionisationsunterschied zwischen α -Teilchen und Proton besonders deutlich zum Ausdruck. Die geringere Ionisation des Protons rührt von der kleineren Kernladung und größeren Geschwindigkeit her und hat zur Folge, daß die Reichweite von Protonen größer ist als die von α -Teilchen gleicher Energie (vgl. 1. Teil, Fig. 11, 12, 14 und 15, S. 36).

Aufnahmen: Bild 6a und b: BLACKETT, P. M. S.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **107**, 349 (1925). Bild 7a: BLACKETT, P. M. S. u. D. S. LEE: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **134**, 658 (1931). Bild 7b: BLACKETT, P. M. S.: Unveröffentlicht.

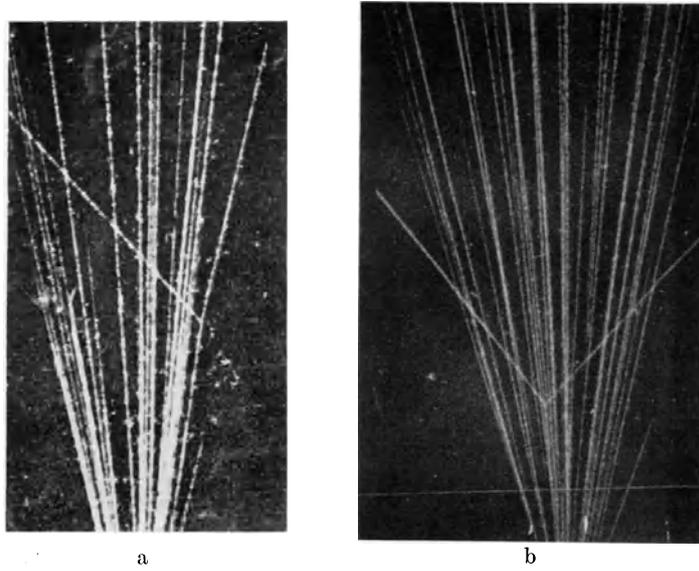
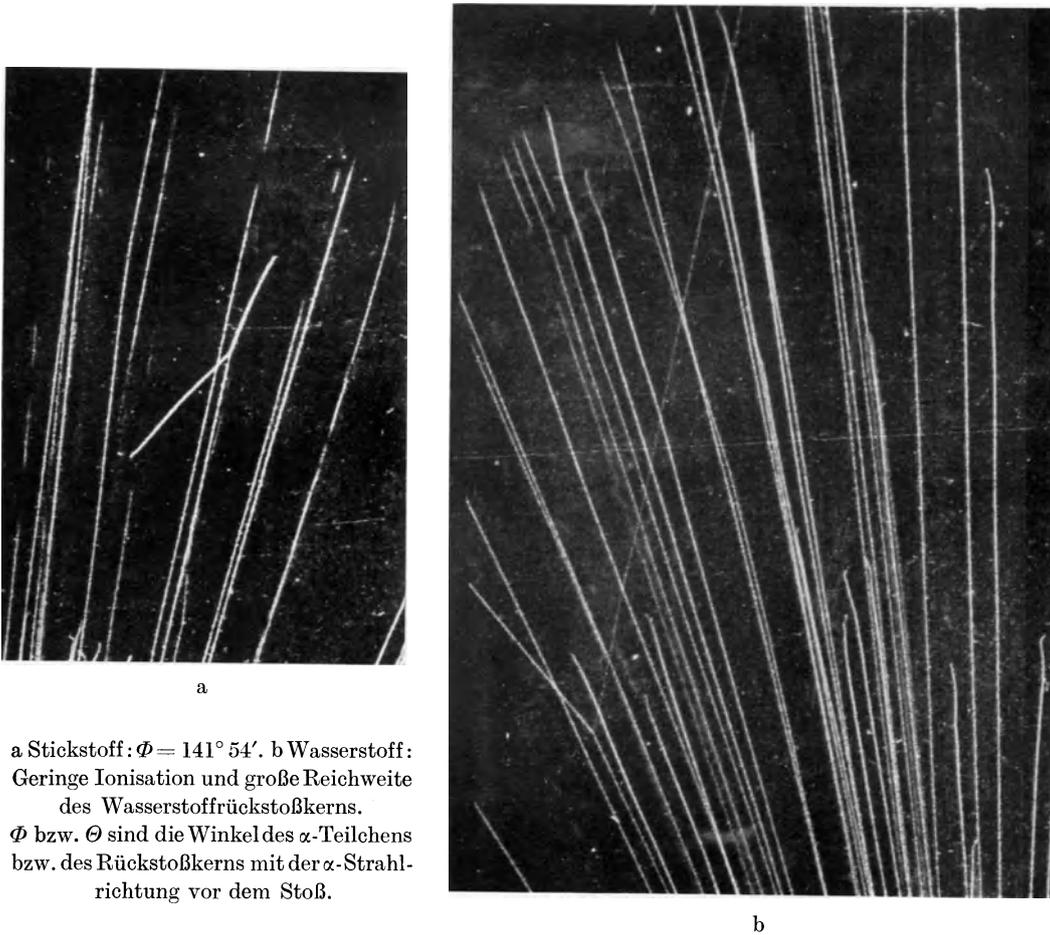


Bild 6. Streuung von α -Teilchen an Wasserstoff und Helium.
a Wasserstoff: $\Phi = 8^\circ 27'$, $\Theta = 68^\circ 0'$. b Helium: $\Phi = 38^\circ 34'$, $\Theta = 50^\circ 53'$.



a Stickstoff: $\Phi = 141^\circ 54'$. b Wasserstoff:
Geringe Ionisation und große Reichweite
des Wasserstoffrückstoßkerns.
 Φ bzw. Θ sind die Winkel des α -Teilchens
bzw. des Rückstoßkerns mit der α -Strahl-
richtung vor dem Stoß.

Bild 7. Streuung von α -Teilchen an Stickstoff und Wasserstoff.

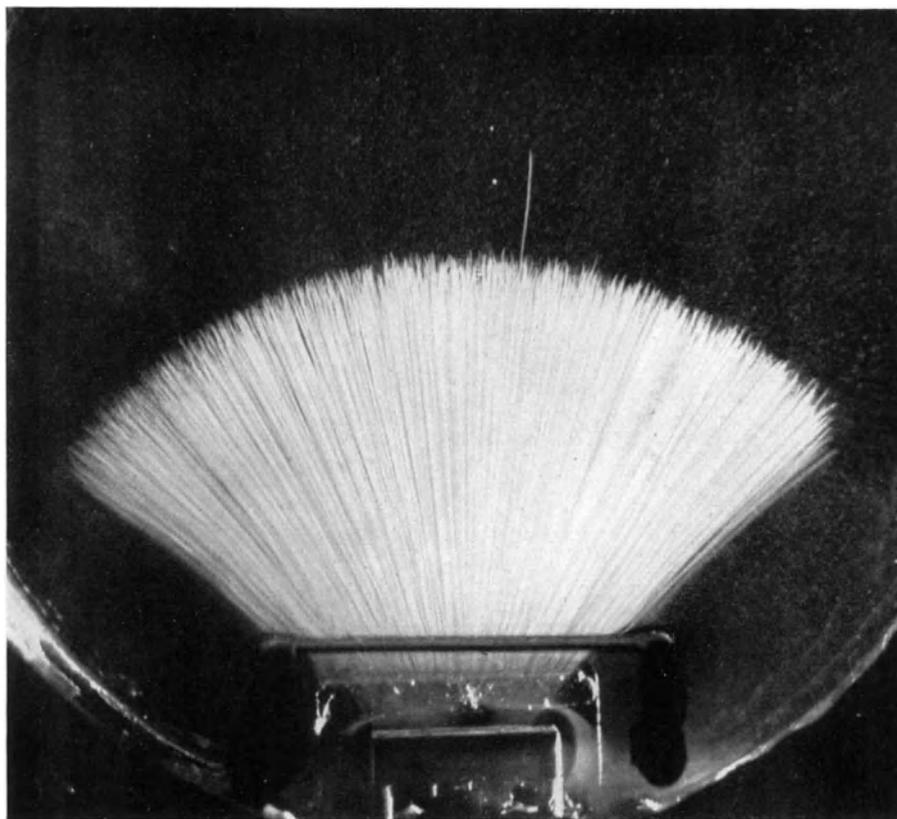


Bild 8. Weitreichender α -Strahl von Ra C'.
Etwa natürliche Größe.

Ra C' entsteht durch β -Zerfall von Ra C und zerfällt sehr rasch mit einer Halbwertszeit von der Größenordnung 10^{-6} sec unter Aussendung von α -Strahlen in Ra D. Die Reichweite dieser α -Strahlen beträgt 6,9 cm Luft. Außerdem fand aber RUTHERFORD, daß 35 000 mal seltener α -Strahlen von wesentlich größerer Reichweite ausgesandt werden. Das Bild zeigt, neben sehr vielen normalen α -Strahlen, einen derartigen Strahl großer Reichweite; solche wurden zuerst von MEITNER, FREITAG und PHILIPP in der Wilsonkammer photographiert. Entsprechende α -Gruppen sind auch bei Th C' gefunden worden, das eine noch kürzere Halbwertszeit hat. Ihre Erklärung ist nach GAMOW folgende: Beim β -Zerfall von Ra C entsteht häufig nicht der Grundzustand von Ra C', sondern ein angeregter Zustand mit höherer Energie, der im allgemeinen sehr rasch durch γ -Strahlung in den Grundzustand übergeht. Bei den sehr kurzlebigen α -Strahlern Ra C' und Th C' besteht aber eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß noch vor dem γ -Übergang der α -Zerfall stattfindet. Dann erhält das α -Teilchen außer der normalen Zerfallsenergie noch die Anregungsenergie dazu. Die α -Gruppen langer Reichweite sind ein wichtiges Mittel zur Erforschung der Energie und Lebensdauer von angeregten Zuständen in Atomkernen geworden.

Aufnahme: PHILIPP, K.: Naturwiss. 14, 1203 (1926).

II. β -Strahlen.

Spezifische Ionisation, Energie, Einzelstreuung mit und ohne Energieverlust an Elektronen und Kernen, Vielfachstreuung, Bremsung.

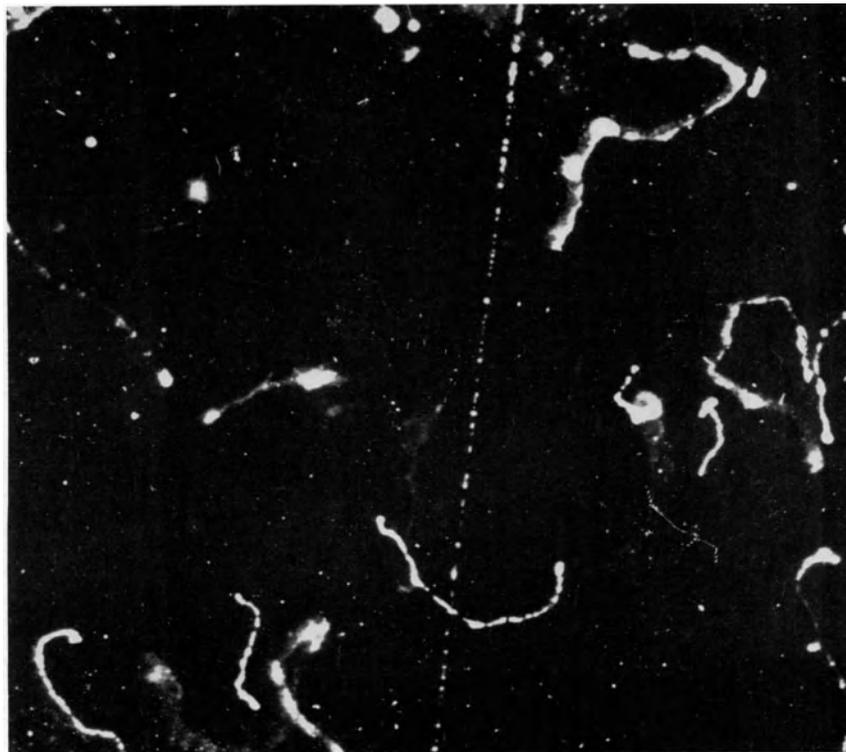


Bild 9. Langsame und schnelle Elektronen.
Luft von 550 mm Hg; Vergrößerung 4.

Die Geschwindigkeit der Elektronen ist infolge ihrer kleinen Masse sehr viel größer als die von α -Teilchen gleicher Energie. Daher ist das Ionisierungsvermögen von Elektronen klein gegen das der α -Strahlen. Bei 1 eMV erzeugt ein α -Teilchen etwa 60000 Ionenpaare/cm, ein Elektron nur etwa 50/cm (s. 1. Teil, Fig. 14 und 16, S. 36f.). Da der Energieverlust je Ionenpaar für alle Teilchen und Geschwindigkeiten annähernd gleich ist (etwa 32 bis 35 eV), ist die Reichweite eines Elektrons sehr viel größer als die eines α -Teilchens derselben Energie. Ein α -Strahl von 1 eMV hat eine Reichweite von 0,55 cm, ein Elektron dieser Energie würde über 3 m weit reichen (s. 1. Teil, Fig. 11 und 13, S. 36). Ein Elektron von 20 ekV hat noch eine Reichweite von fast 1 cm. Eine weitere Folge der kleinen Masse ist, daß Elektronen leichter abgelenkt werden als schwere Teilchen. Nur schnelle β -Strahlen haben in Luft gerade Bahnen, bei langsamen wird die Bahn durch „Vielfachstreuung“ unregelmäßig gekrümmt. Das Bild zeigt langsame Elektronen, die durch Röntgenstrahlen im Gas ausgelöst sind, dazu ein schnelles Elektron. Die Ionisation ist bei den kurzen, gekrümmten Bahnen stärker als bei der langen, geradlinigen, wie wegen des Geschwindigkeitsunterschiedes erwartet werden muß. Aus der Tatsache, daß ein Elektron viele Atome nacheinander durchdringen kann, hat LENARD zuerst geschlossen, daß die Bausteine des Atoms nur einen sehr kleinen Teil des Atomvolumens erfüllen.

Aufnahme: WILSON, C. T. R.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 104, 192 (1923).

Das bei einem Ionisationsakt freigemachte Elektron lagert sich gewöhnlich sehr rasch an eine neutrale Molekel an und bildet ein negatives Molekelion, das mit dem positiven Restion zusammen ein Ionenpaar darstellt.

Wenn man nach dem Durchgang eines β -Strahles den gebildeten Ionen Zeit läßt, ohne elektrisches Feld auseinanderzudiffundieren, ehe die Expansion stattfindet, so erreicht man, daß jedes Ion als getrenntes Tröpfchen erscheint. Auf dem Bilde sieht man, daß die Tröpfchen regellos längs der Bahn verteilt sind, wie man aus statistischen Gründen erwarten muß. Man sieht aber auch, daß es Häufungen von Ionen gibt, die nicht statistisch erklärt werden können. Sie rühren daher, daß die von den durchgehenden β -Strahlen ausgelösten Elektronen verschiedene Geschwindigkeiten haben. Ein Teil von ihnen ist wieder imstande, selbst zu ionisieren. So entstehen die Ionenhäufungen (Nester). Dies zeigt sehr deutlich Bild 10a, das die aufgelösten Bahnen schneller Elektronen wiedergibt. Ungefähr in der Mitte des Bildes ist an einer Stelle eine dichte Nebelbildung zu sehen, die auf ein ausgelöstes Sekundärelektron zurückzuführen ist. Dieses hat selbst eine größere Anzahl von Ionenpaaren gebildet. Bild 10b ist eine stärker vergrößerte Elektronenbahn. Man erkennt deutlich die einzelnen Ionenpaare, die in größerer Zahl als zwei Tröpfchen mit ähnlichem Abstand auftreten. Daneben sind auch Ionenhäufungen oder „Nester“ zu sehen. Bei noch größerer Sekundärenergie gehen die Nester in „ δ -Strahlen“ und „Verzweigungen“ über (Bild 12).

Aufnahmen: a) DEE, P. I.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **136**, 727 (1932). b) WILSON, C. T. R.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **104**, 192 (1923).

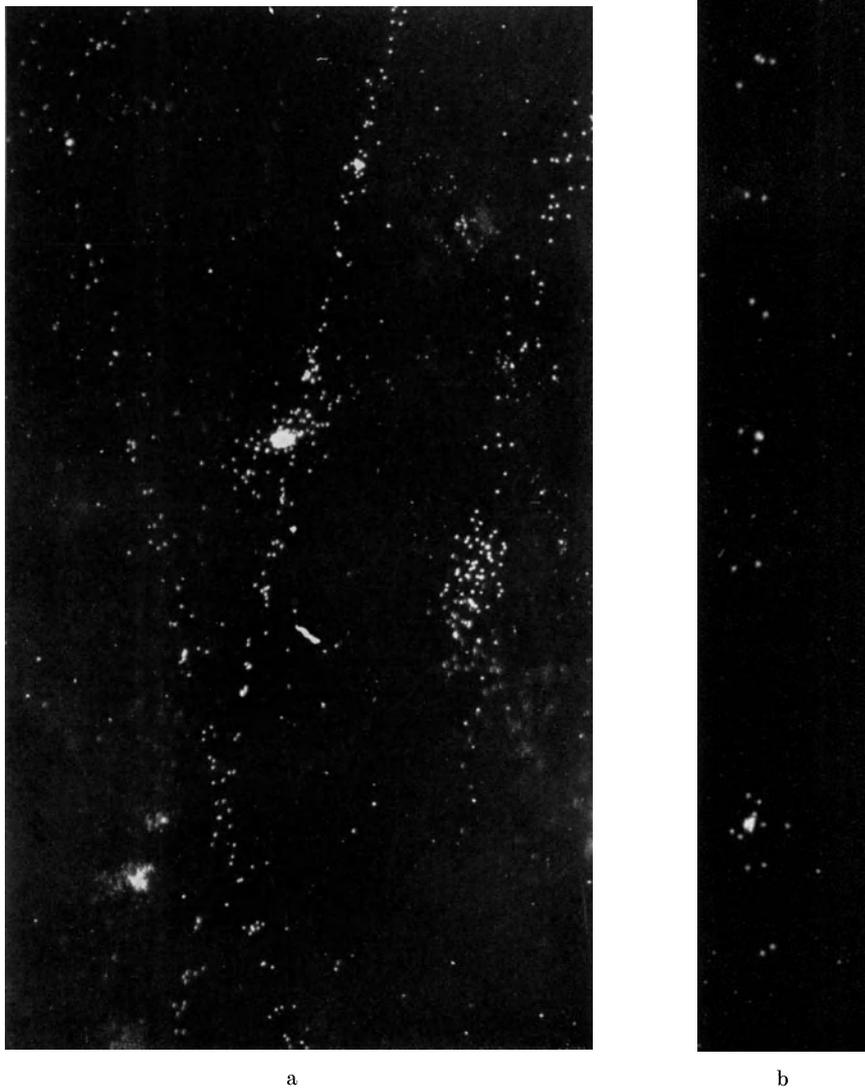


Bild 10. Aufgelöste β -Strahlbahnen mit freier Diffusion der Ionen.
a Druck etwa 400 mm Hg, Vergrößerung 4. b Druck 200 mm Hg, Vergrößerung 8.

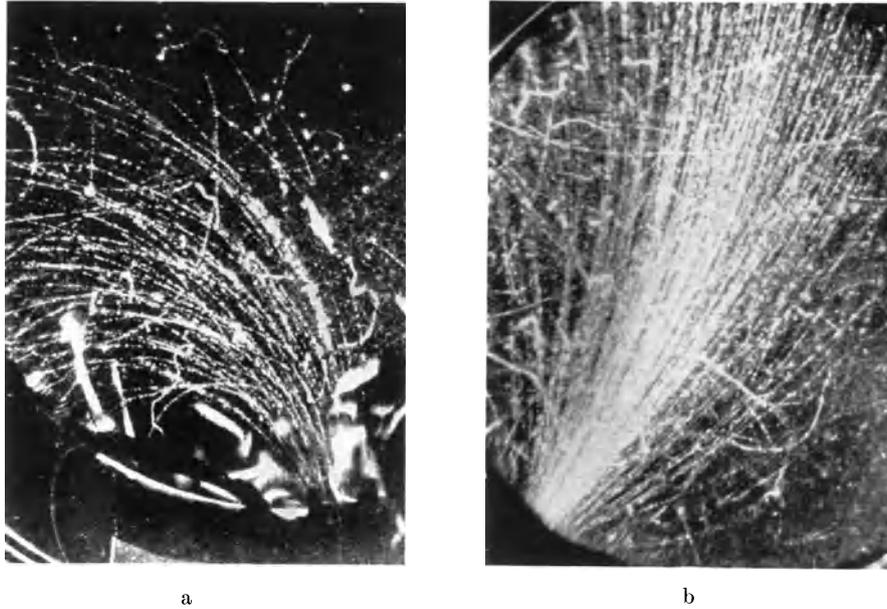


Bild 11. β -Strahlen von radioaktiven Quellen im Magnetfeld.
 a β -Spektrum von Ra E; Kammerdurchmesser 16 cm. b Homogenisierte β -Strahlen von Ra C;
 Kammerdurchmesser 14 cm; Magnetfeld 215 Gauß.

Während die α -Strahlspektren aus Gruppen von einheitlicher Energie bestehen, senden die radioaktiven β -Strahler Elektronen aus, deren Energie zwischen Null und einer Höchstenergie kontinuierlich verteilt ist. Die Verteilung der Elektronenenergien mißt man mit Hilfe der Bahnkrümmung im Magnetfeld (vgl. 1. Teil IV, 5). Bild 11a zeigt als Beispiel die β -Strahlen des Ra E, deren größte Energie 1,17 eMV beträgt; die Strahlen treten durch ein dünnes Fenster in die Wilsonkammer ein. Bild 11b dagegen zeigt β -Strahlen ziemlich einheitlicher Geschwindigkeit (etwa 1,3 eMV), die mit Hilfe einer magnetischen Linse aus dem ebenfalls kontinuierlichen Spektrum des Ra C ausgesiebt wurden.

Aufnahmen: a) LECOIN, M.: Veröffentlicht in Mme. P. CURIE, Radioactivité. Paris 1935. b) STAUB, H.: Helv. phys. Acta 9, 306 (1936).

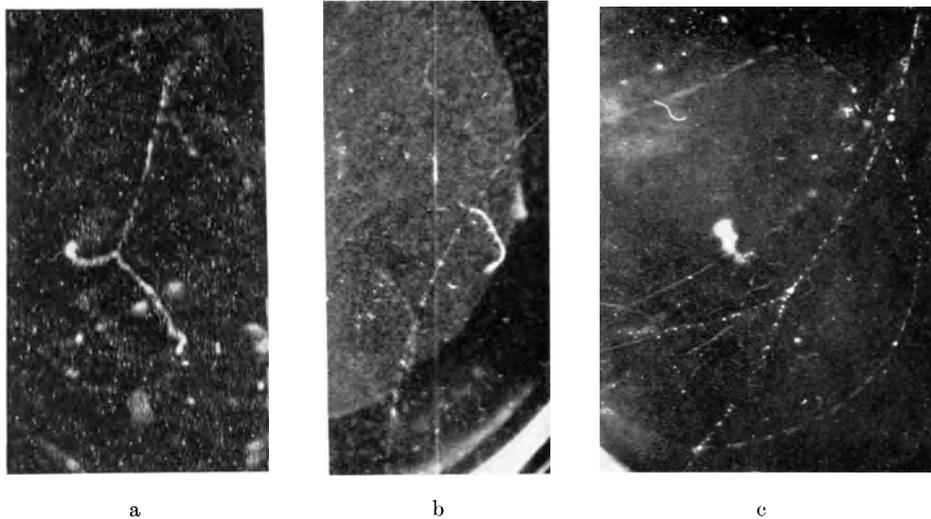


Bild 12. Stoß von β -Strahlen mit Elektronen.

a Stoß eines Elektrons von etwa 30 ekV (Verzweigung); ohne Magnetfeld; die beiden Elektronen enden in der Kammer; Vergrößerung 3. b δ -Strahl eines schnelleren β -Strahles; Magnetfeld 1600 Gauß; Vergrößerung 0,5. c Stoß eines schnellen β -Strahles (1,6 eMV); Verzweigung mit großer Energieübertragung ($\vartheta = 60^\circ$); Magnetfeld.

In seltenen Fällen erreichen die von β -Strahlen ausgelösten Sekundärelektronen so große Geschwindigkeiten, daß sie nicht nur „Nester“, wie in Bild 10, sondern eine eigene Bahn bilden. Bei Bild 12a haben nach dem Stoß die beiden Elektronen nicht allzu verschiedene Energie. Bei Bild 12b erzeugt ein verhältnismäßig schnelles β -Teilchen ein wesentlich langsames Sekundärelektron. Im ersten Falle wird das primäre Elektron stark abgelenkt, man spricht von einer Verzweigung oder Einzelstreuung eines Elektrons an einem Elektron. Im zweiten Falle wird das primäre Elektron nur sehr wenig abgelenkt, man spricht von einem δ -Strahl. In beiden Fällen ist der Winkel ϑ zwischen den beiden Bahnen nach dem Stoß 90° , wie dies aus der elementaren Stoßtheorie für zwei gleiche Massen folgt. Dies ändert sich erst, wenn die Geschwindigkeiten von der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit werden, so daß die Masse nicht mehr gleich der Ruhemasse ist. In einem solchen, sehr seltenen Fall wird der Winkel zwischen den Strahlen nach dem Stoß kleiner als 90° . Bild 12c zeigt ein Beispiel mit einem Winkel $\vartheta = 60^\circ$. — Vgl. auch Bild 22, S. 69.

Aufnahmen: a) BOTHE, W.: Z. Phys. **12**, 117 (1922). b) MAIER-LEIBNITZ, H.: Unveröffentlicht. c) JOLIOT, F.: Veröffentlicht in Mme. P. CURIE, Radioactivité. Paris 1935.

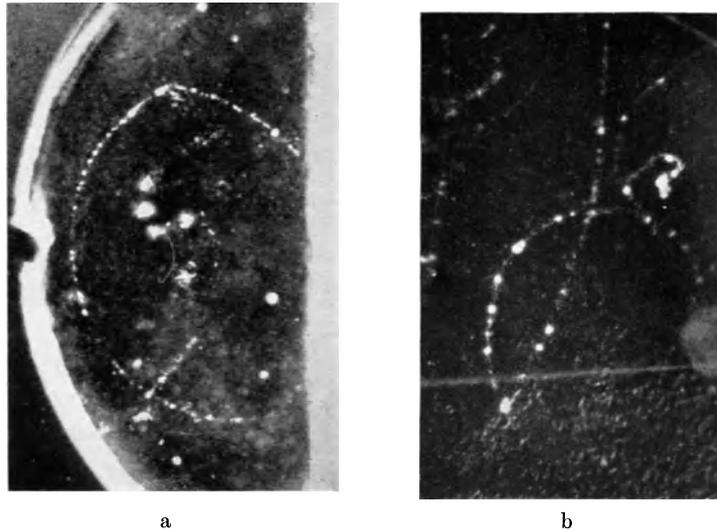


Bild 13. Kernstreuung von Elektronen im Magnetfeld.

a Fast elastische Streuung eines Positrons von 0,9 eMV in Argon; Energieverlust bei der Streuung 0,15 eMV; Magnetfeld 1400 Gauß; Kammerdurchmesser 11 cm. b Unelastische Streuung eines Elektrons von 2,5 eMV in Xenon; Energieverlust bei der Streuung 2,2 eMV; Magnetfeld 1300 Gauß; Vergrößerung 1,2.

Starke plötzliche Richtungsänderungen von Elektronen, bei denen kein Sekundärelektron auftritt, müssen als Einzelstreuung an einem Atomkern gedeutet werden. Wegen des großen Massenunterschiedes nimmt ein Atomkern beim Stoß mit einem Elektron nur sehr wenig Energie auf (anders als bei den α -Strahlen; Bild 6 und 7). Die Kernstreuung ist sehr viel häufiger bei schweren Elementen als bei leichten. So lange der Energieverlust beim Stoß nicht merklich ist, spricht man von elastischer Streuung. Daneben tritt, namentlich bei sehr großen β -Energien, die unelastische Streuung auf, bei der das Elektron einen Teil seiner Energie beim Stoß verliert (Bild 13b). Die verlorene Energie wird mindestens zum Teil durch Aussendung eines Lichtquants in Strahlungsenergie umgesetzt. Man spricht von Strahlungsverlust der β -Energie, die erzeugte Strahlung nennt man Bremsstrahlung (Röntgenröhre!). Der Strahlungsverlust steigt mit der Elektronenenergie und mit der Ordnungszahl; beim Durchgang eines Elektrons von 10 eMV durch Blei ist er schon etwa gleich dem Energieverlust durch Ionisation auf derselben Strecke.

Aufnahmen: LEPRINCE-RINGUET, L.: Ann. Phys., Paris 7, 5 (1936). b) KLARMANN, H. u. W. BOTHE: Z. Phys. 101, 489 (1936).

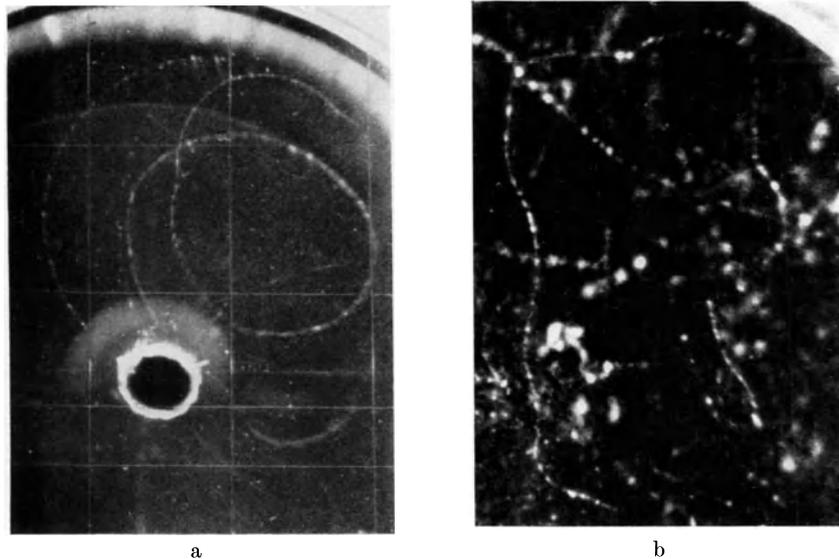


Bild 14. Vielfachstreuung von Elektronen im Magnetfeld.

a Kleine Ordnungszahl (Propan); Vergrößerung 0,5. b Große Ordnungszahl (Xenon);
Magnetfeld etwa 900 Gauß; Vergrößerung 1,8.

Außer den großen Einzelablenkungen bewirkt die Streuung viele kleine Richtungsänderungen, welche die Bahnen unregelmäßig verlaufen lassen. Diese „Vielfachstreuung“ wächst mit sinkender Geschwindigkeit der β -Strahlen und mit steigender Ordnungszahl. Bild 14a zeigt zwei Elektronenbahnen von etwas verschiedener Energie in Propan (C_3H_8). Das energiereichere Elektron erleidet keine merkbare Vielfachstreuung, das zweite dagegen wird besonders stark gestreut. Man erkennt, daß die Vielfachstreuung Schwierigkeiten bei der Messung der magnetischen Krümmung wenig energiereicher Elektronen verursacht. Als Gegenmittel verwendet man daher oft Wasserstoff als Kammerfüllung. Bild 14b ist in Xenon aufgenommen; die Vielfachstreuung ist hier so stark, daß die Bahnkrümmung des Elektrons im Magnetfeld überhaupt nicht mehr gemessen werden kann (vgl. die Tabelle im 1. Teil, S. 16).

Aufnahmen: a) MAIER-LEIBNITZ, H.: Unveröffentlicht. b) KLARMANN, H.: Unveröffentlicht.

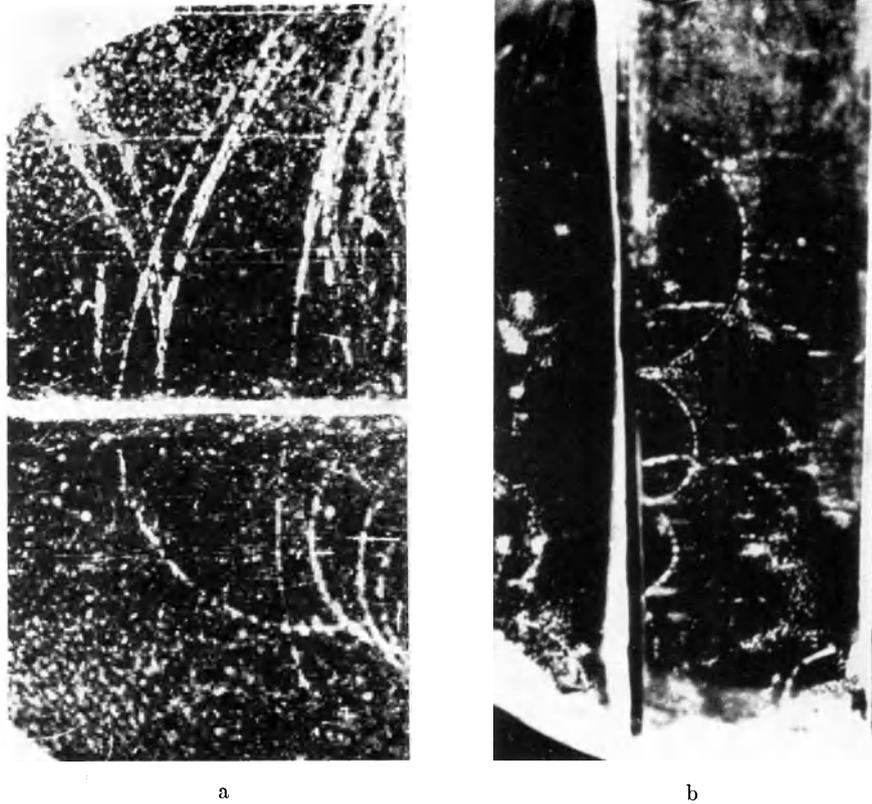


Bild 15. Durchgang von β -Strahlen durch Folien und Rückdiffusion;
die β -Strahlen kommen von oben; Magnetfeld.

a Folie von 0,5 mm Blei; Elektronen von 2—4 eMV. b Mehrfache Rückdiffusion eines Elektrons an einer 0,2 mm dicken Bleiplatte; Anfangsenergie des Elektrons 0,35 eMV; Magnetfeld 1400 Gauß; Kammerdurchmesser 11 cm.

Bild 15a zeigt die Erscheinungen, die beim Durchgang von β -Strahlen durch Folien auftreten. Zwei eng beieinander liegende Strahlen erleiden innerhalb der Folie solche Streuungen, daß sie nach rückwärts mit verminderter Energie wieder austreten (Rückdiffusion). Zwei weitere Elektronen gehen durch die Folie hindurch; das eine erleidet einen großen Energieverlust, wie die Zunahme der magnetischen Krümmung zeigt, während das zweite im wesentlichen nur abgelenkt wird. Der große Energieverlust ist wohl weniger auf Ionisation als auf einen Strahlungsprozeß zurückzuführen. Infolge der Vielfachstreuung innerhalb der Folie (Umwegfaktor) wird die rechnerische Erfassung des Energieverlustes beim Durchgang durch Folien erschwert. Bild 15b zeigt ein Elektron, daß 3mal an einer Bleiplatte in der Kammer rückdiffundiert (Guirlande), jedesmal mit deutlichem Energieverlust.

Aufnahmen: a) CRANE, H. R.: Unveröffentlicht. b) LEPRINCE-RINGUET, L.: Ann. Phys., Paris 7, 5 (1936).

III. Das Positron.

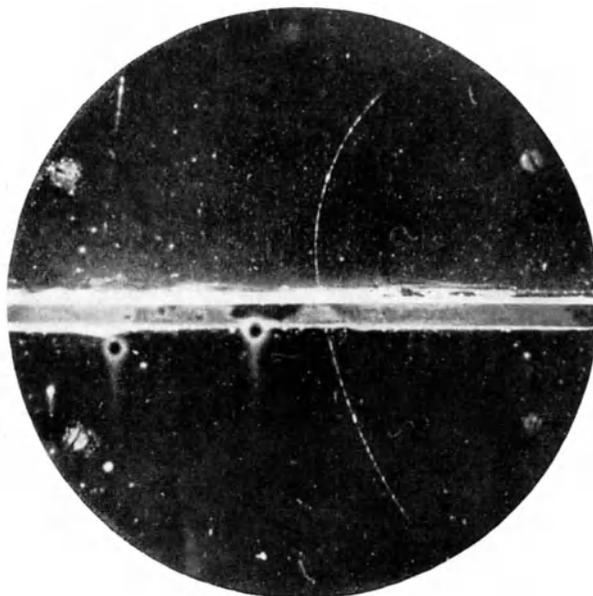


Bild 16. Das Positron.

Magnetfeld 15000 Gauß; Kammerdurchmesser 15 cm. Ein Positron von 63 eMV geht durch eine 6 mm dicke Bleiplatte und kommt mit 23 eMV heraus.

ANDERSON erhielt dieses Bild im Jahre 1933 bei Aufnahmen der Ultrastrahlung in einem starken Magnetfeld. Aus der Krümmung folgt, daß der Strahl oben kleinere Energie hat als unten. Das Teilchen muß also von unten nach oben durch die Kammer gegangen sein. Dann folgt aber aus dem Sinn der Krümmung, daß es positive Ladung trägt. In seiner Ionisierungsdichte und seinem Verhalten beim Durchgang durch die Folie, unterscheidet es sich nicht von einem Elektron. ANDERSON schloß aus diesem Bild auf die Existenz des positiven Elektrons oder „Positrons“.

In der Ultrastrahlung kommen Positronen etwa ebenso häufig vor wie gewöhnliche Elektronen (Bild 54ff., S. 106). Außerdem tritt das Positron beim Zerfall künstlich radioaktiver Atomkerne (Bild 45, S. 94) und bei der „Materialisation“ der γ -Strahlen (Bild 26, 27, 29, S. 74ff.) auf.

Aufnahme: ANDERSON, C. D.: Phys. Rev. **43**, 491 (1933).

IV. Röntgenstrahlen.

Absorption, Photo- und Rückstoßelektronen, charakteristische (Fluoreszenz-) Strahlung, Augereffekt.

Das Bild 17 zeigt den Durchgang eines eng ausgeblendeten, ungefilterten Röntgenstrahlenbündels durch die mit Luft gefüllte Kammer. In der Mitte der Kammer befindet sich ein Silberblech, das den größeren Teil der Strahlung absorbiert. Die Röntgenstrahlen lösen im Gas eine sehr große Zahl von Photoelektronen aus, die das scharf ausgeblendete Strahlenbündel verlassen. Vor dem Durchgang durch das Silberblech ist die Zahl der Photoelektronen so groß, daß die Bahnen nicht einzeln sichtbar sind. Um das Silberblech ist die Ionisation besonders groß, da hier die Röntgenstrahlen eine starke Absorption erfahren und daher entsprechend viel Photoelektronen auslösen. Außerdem sind außerhalb des Röntgenstrahlenbündels einzelne Elektronenbahnen sichtbar. Diese stammen im wesentlichen von der K- und L-Fluoreszenzstrahlung des Silberbleches, die nach der Absorption eines Röntgenquants in der K- bzw. L-Schale des Silbers emittiert wird und die Quantenenergie 22 bzw. 3 ekV besitzt.

Aufnahme: WILSON, C. T. R.: J. Phys. (5) 3, 529 (1913).

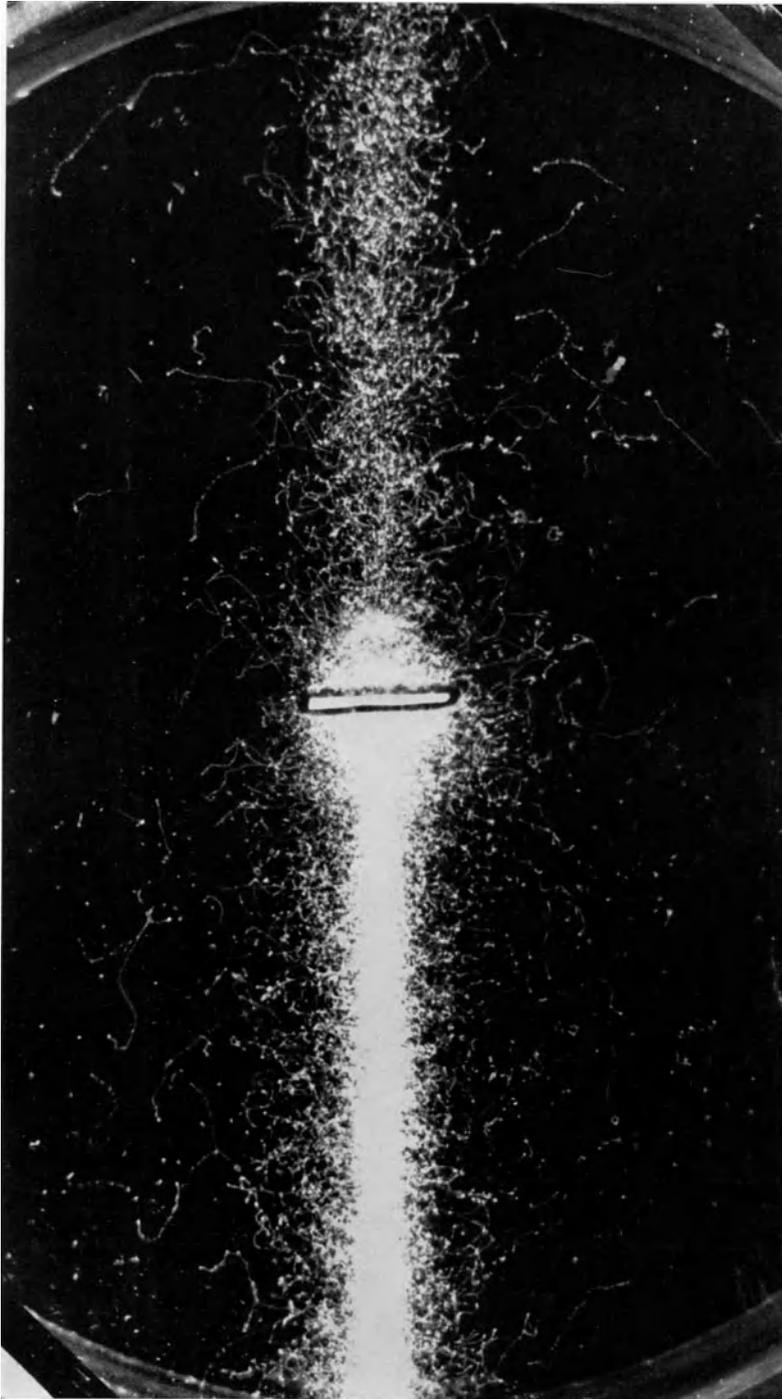


Bild 17. Durchgang eines weichen Röntgenstrahlenbündels durch eine Silberplatte.
Das Röntgenstrahlenbündel kommt von unten. Kammerdurchmesser 16,5 cm.

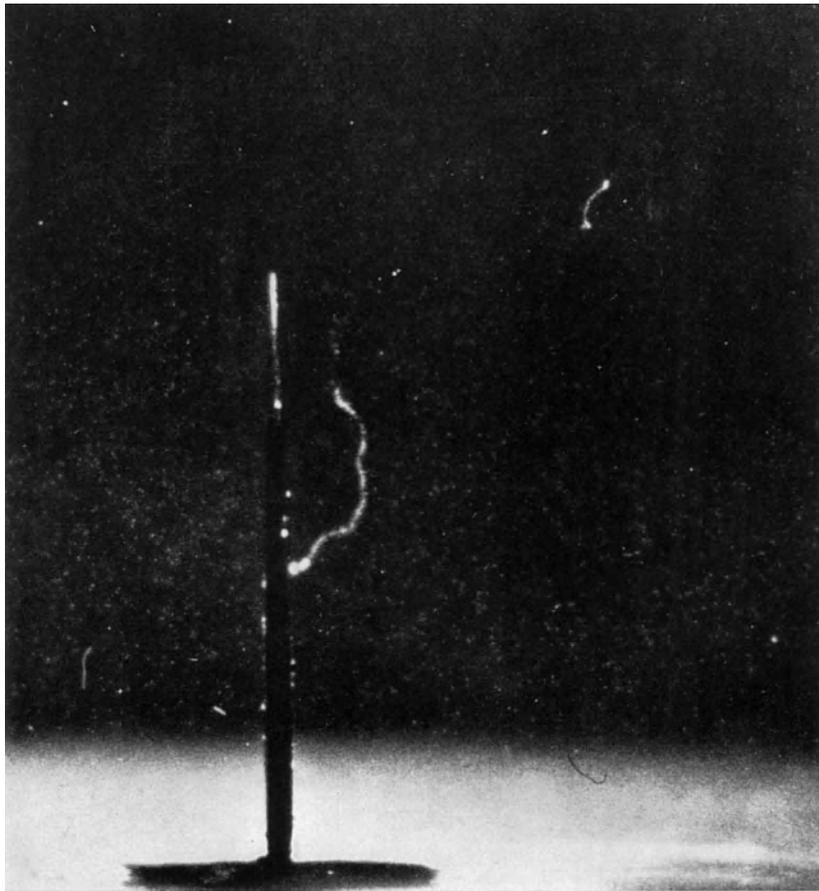


Bild 18. Photoelektron aus einer Kupferplatte mit Photoelektron der K-Strahlung von Cu.
Druck: 530 mm Hg; Vergrößerung 4,3.

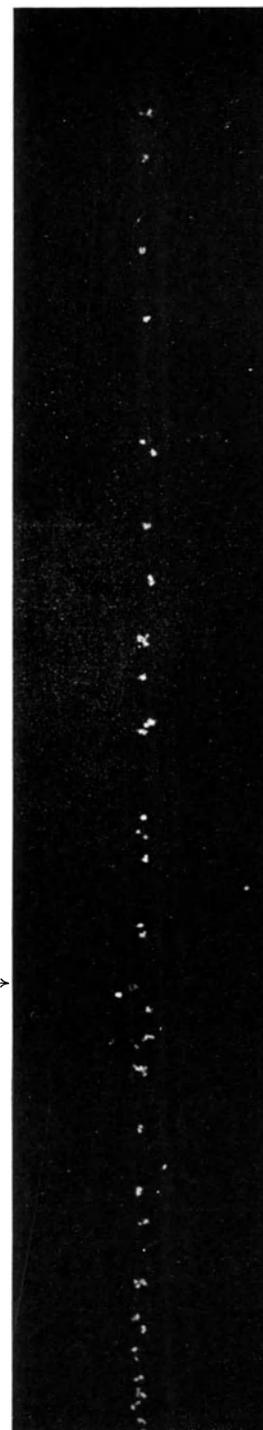
Die Aufnahme ist mit sehr kleiner Röntgenstrahlintensität gemacht. Durch Photoeffekt ist ein Elektron aus der K-Schale eines Cu-Atoms entfernt worden. Das bei der Auffüllung der K-Schale ausgesandte K-Fluoreszenzquant hat in einiger Entfernung von der Cu-Platte im Gasraum ein weiteres Elektron ausgelöst. Aus der Länge dieser Elektronenbahn (etwa 1,5 mm Luft von 760 mm Hg) kann man mit guter Näherung auf seine Energie schließen. Sie entspricht derjenigen der Cu K-Strahlung (8 ekV) und bestätigt so die obige Deutung.

Aufnahme: WILSON, C. T. R.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **104**, 1 (1923).

Bild 19. Absorption der Cu K-Strahlung in Argon.
 660 mm Hg, 15° C; die Strahlung kommt von unten;
 Vergrößerung 0,8.

Ein eng ausgeblendetes Bündel von monochromatischen Cu K-Strahlen tritt durch ein dünnes Fenster in die Kammer ein. Durch Photoeffekt werden in der K- und L-Schale des Argons Elektronen von rund 5 bzw. 8 ekV ausgelöst, die kurze Bahnen von weniger als 1 mm Länge beschreiben. Die damit verbundene Absorption der Röntgenstrahlen bewirkt, daß die Zahl der Photoelektronen längs dem Strahlengang nach einer Exponentialfunktion abnimmt. Die außerhalb des Strahlenbündels liegenden Punkte (durch Pfeile gekennzeichnet) stammen von der Absorption der ausgelösten K-Fluoreszenzstrahlung des Argons (3 ekV) in der Umgebung.

Aufnahme: WILLIAMS, E. J.: Unveröffentlicht.



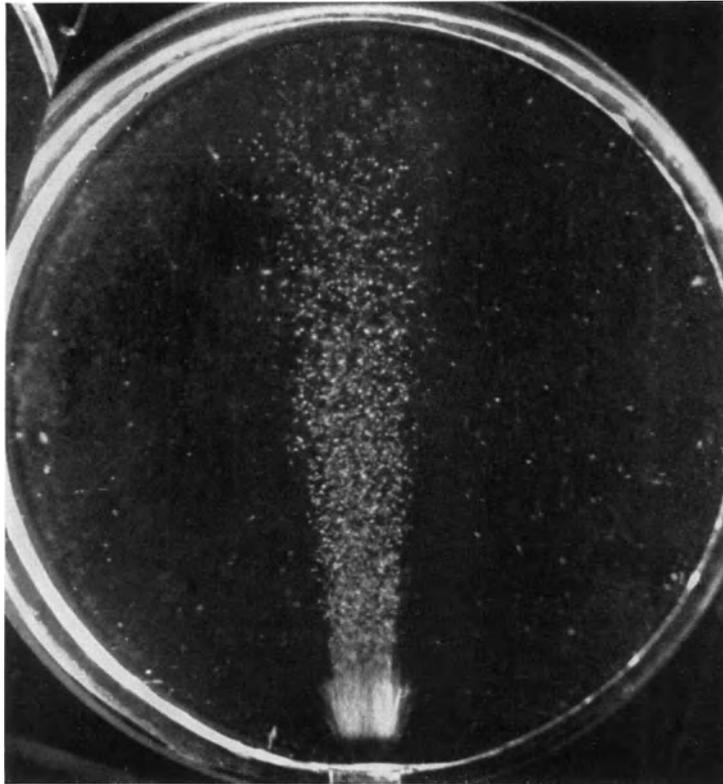


Abb. 20. K-Strahlung von Ca durch Protonenstoß.
Kammerdurchmesser 14 cm.

Mit schnellen Protonen aus einem Beschleunigungsrohr wurde Flußspat bestrahlt. Zwischen dem CaF_2 -Schirm und der Wilsonkammer befand sich ein Glimmerfenster von 0,025 mm Dicke. Bei der Abbremsung der Protonen im CaF_2 -Schirm entsteht die charakteristische Röntgenstrahlung von Ca und F. Während die F-Strahlung zu weich ist, um das Fenster zu durchdringen, tritt die Ca-Strahlung deren Quantenenergie 3,7 ekV beträgt, in die Kammer ein und wird unter Erzeugung von Photoelektronen in der mit Helium und Alkoholdampf gefüllten Kammer absorbiert. Die Abnahme der Zahl der Photoelektronen infolge der Absorption der CaK-Strahlen ist deutlich sichtbar. Nahe dem Fenster sind außerdem die in die Kammer gestreuten Protonen zu sehen.

Aufnahme: FOWLER, W. u. C. C. LAURITSEN: Unveröffentlicht.

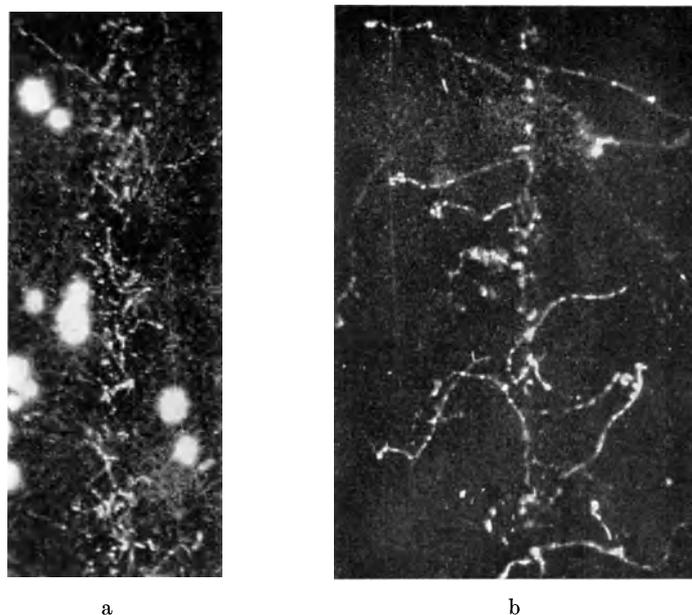


Bild 21. Rückstoßelektronen
in Wasserstoff (a) und Luft (b). Vergrößerung bei a 1,9, bei b 1,5.
Die Röntgenstrahlen kommen von unten.

Beim Durchgang eines verhältnismäßig harten, gefilterten Röntgenstrahlenbündels durch Luft hat WILSON bereits 1913 bemerkt, daß außer den langen Elektronenbahnen auch sehr kurze auftreten, die durch den Photoeffekt nicht gedeutet werden konnten. BOTHE hat 1923 auf die große Zahl dieser kurzen Elektronenbahnen im Wasserstoff hingewiesen und sie einem neuartigen Absorptionsphänomen zugeschrieben. Durch den etwa gleichzeitig entdeckten Comptoneffekt konnten diese Beobachtungen dann ihre Erklärung finden. In Bild 21 erzeugen harte Röntgenstrahlen neben den Photoelektronen sehr kurze Elektronenbahnen, die als Rückstoßelektronen des Comptoneffektes gedeutet werden müssen. Beim Comptoneffekt wird nämlich, im Gegensatz zum Photoeffekt, nur ein *Teil* der Quantenenergie auf das Elektron übertragen. Das Verhältnis der Zahl der Rückstoßelektronen zu den Photoelektronen ist in Wasserstoff wesentlich größer als in Luft. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Photoabsorption sehr stark mit der Ordnungszahl zunimmt (Z^4), während der Comptoneffekt durch die Zahl der schwach gebundenen Atomelektronen bestimmt, also höchstens proportional Z ist. Die wenigen Photoelektronen auf Bild 21a dürften überhaupt nicht vom Wasserstoff, sondern von einer Verunreinigung herrühren.

Aufnahmen: BOTHE, W.: Z. Phys. 16, 319 (1923).

Das Bild 22 zeigt besonders deutlich die zwei verschiedenen Arten der Röntgenstrahlenabsorption. Die langen Bahnen sind die Photoelektronen, die vorzugsweise unter einem Winkel von etwas weniger als 90° gegen den Röntgenstrahl ausgesandt werden. Die Abweichung von 90° ist umso größer, je größer die Quantenenergie $h\nu$. Die kurzen Bahnen sind Rückstoßelektronen aus dem Comptoneffekt. Man sieht gut aus der Verstärkung der Ionisation am Ende die Vorwärtsrichtung dieser Bahnen. Infolge des verminderten Drucks von 20 cm Hg wurden diese kurzen Bahnen deutlich sichtbar.

Die Bahnen der Photoelektronen sind in einzelne Tropfengruppen aufgelöst und lassen den Verlauf der primären Ionisation mit der Energie erkennen. Im unteren Teil des Bildes erfährt eine Elektronenbahn eine Verzweigung. Die Energie verteilt sich in diesem Fall ziemlich gleichmäßig auf beide Zweige, und beide enden mit einer starken Ionisationshäufung in der Kammer. Der längere Zweig erzeugt außerdem kurz vor seinem Ende einen δ -Strahl (vgl. Bild 12).

Aufnahme: WILSON, C. T. R.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **104**, 1 (1923).

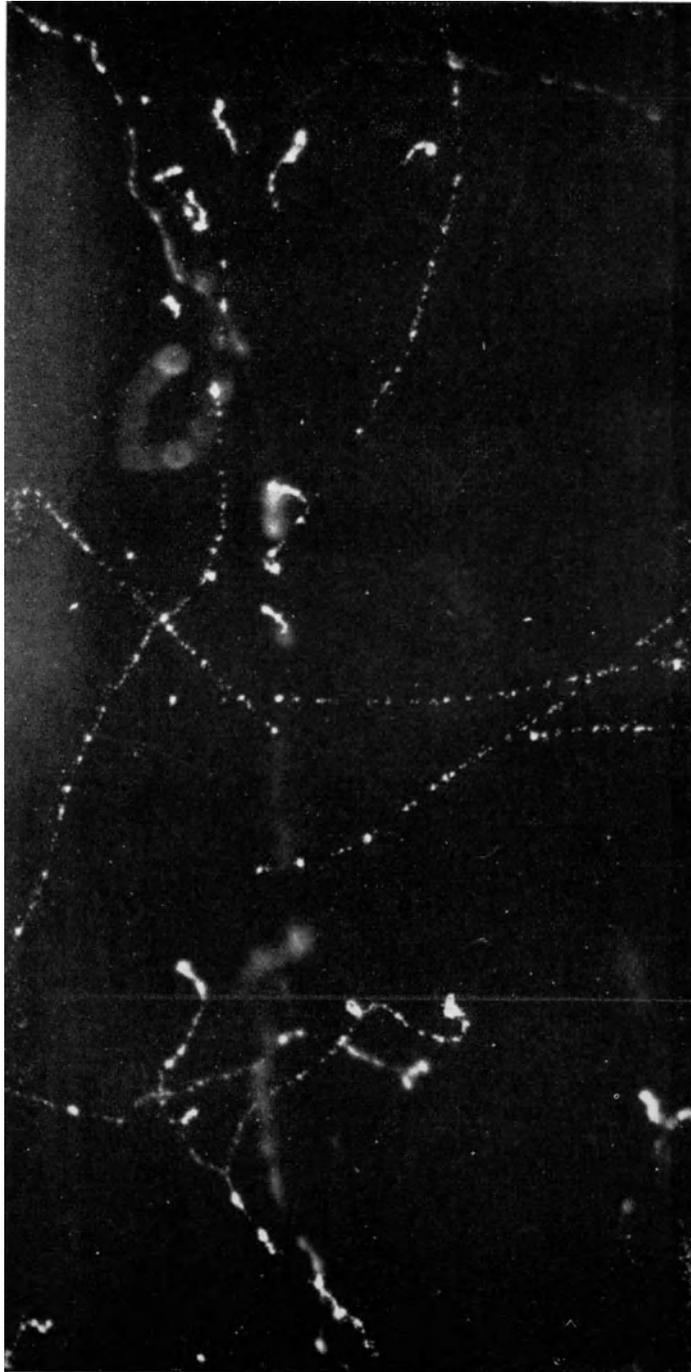


Bild 22. Photo- und Rückstoßelektronen von harten Röntgenstrahlen in Luft.
(Vergrößerung 3,8fach, 20 cm Hg, Spannung an der Röntgenröhre 45 kV max, Filterung 14 mm Al.)
Die Röntgenstrahlung kommt von unten.

Wenn die Energie der Röntgenstrahlung die K-Grenze des absorbierenden Elementes überschreitet, so findet die Absorption meist in der K-Schale statt. Das Photoelektron erhält in diesem Fall die Energie des Quants, verringert um die Ablöseenergie des K-Niveaus. Die im Atom zurückgebliebene Anregungsenergie kann zum größten Teil als K-Quant ausgesandt werden (s. Bild 19). Sie kann aber auch zur Auslösung eines zweiten Elektrons in einer höheren Schale desselben Atoms verbraucht werden. Dies ist bei Elementen kleinerer Ordnungszahl besonders häufig. AUGER hat diesen zusammengesetzten Photoeffekt an einer Reihe von Gasen verschiedener Ordnungszahlen untersucht. Er hat dazu die Edelgase verwandt. Diese wurden zur Verlängerung der Elektronenbahnen und zur Herabsetzung der Streuung mit viel Wasserstoff gemischt, der selbst keine merkliche Photoabsorption aufweist. Das leichteste Element, Neon (Bild 23a), zeigt am Ursprungsort der Photoelektronen eine Ionisationshäufung. Bei Argon ist die Energie der „Augerelektronen“ bereits rund 3 ekV und reicht zur Ausbildung einer kurzen Bahn (Bild 23b). Die Reichweite der Augerelektronen von Argon, die deutlich als dicke, kurze Bahnen am Anfang der Photoelektronen liegen, beträgt 1,3 mm in H_2 (500 mm Hg). Bei den schwereren Elementen wie Krypton und Xenon (Bild 23c und d) werden die Augerelektronen noch energiereicher; außerdem werden die Erscheinungen komplizierter, da sich die innere Umwandlung bei der schrittweisen Auffüllung der höheren Schalen L, M, wiederholen kann. So zeigt Bild 23c einen zusammengesetzten Photoeffekt mit vier Elektronenbahnen am Krypton. Auf dem folgenden Bild 23d hatte das Röntgenquant gerade etwas mehr Energie als das K-Niveau von Xenon (35 ekV). Die kurze Bahn nach unten ist das primäre Photoelektron. Die lange Bahn nach links ist das Augerelektron aus der inneren Umwandlung der K-Energie in der L-Schale. Es besitzt in diesem Falle wesentlich mehr Energie als das primäre Photoelektron. Die beiden restlichen kurzen Bahnen stammen aus weiteren Umwandlungen in höheren Schalen.

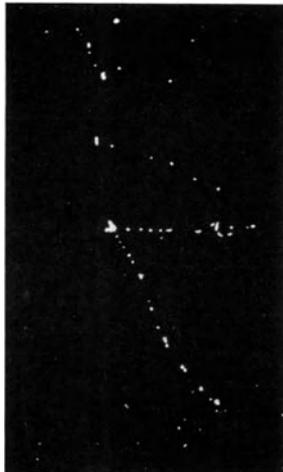
Aufnahmen: AUGER, P.: Ann. Phys., Paris 6, 183 (1926).



a



b



c



d

Bild 23. Augereffekt (zusammengesetzter Photoeffekt).

a Neon (30 kV max, 5 mm Al-Filter); b Argon (30 kV max, 5 mm Al-Filter); c Krypton (60 kV max, 1 mm Cu-Filter); d Xenon (40 kV max, 5 mm Al-Filter).

V. γ -Strahlen.

Rückstoß- und Paarelektronen, Energiemessung, Elektronen und Paare innerer Umwandlung.

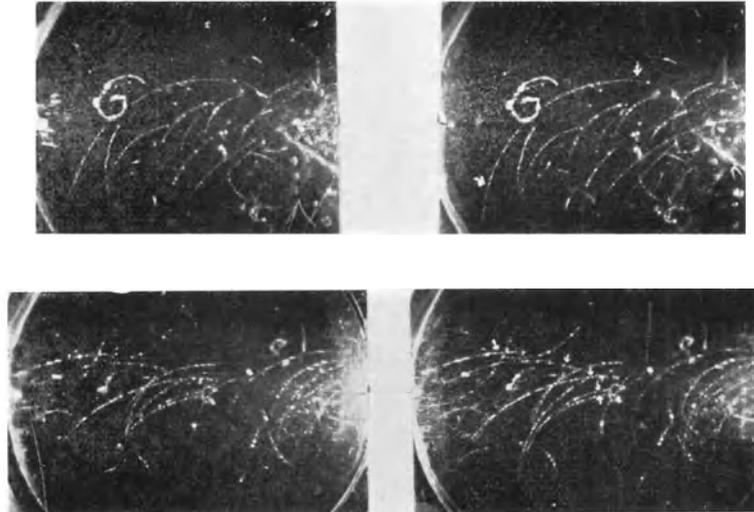


Bild 24. Rückstoßelektronen der γ -Strahlen von Ra B + C, im Gas der Wilsonkammer ausgelöst. Magnetfeld 1030 Gauß, Vergrößerung 3,1. Stereoskopische Aufnahmen.

Bei hohen Quantenenergien, wie sie die γ -Strahlen meist besitzen, erfolgt die Absorption bei leichten Elementen praktisch nur noch durch den Comptoneffekt. Selbst in den schweren Elementen spielt der Photoeffekt bei Quantenenergien über 2 eMV nur noch eine untergeordnete Rolle (vgl. 1. Teil, Fig. 18, S. 37). Aus der Energie eines Rückstoßelektrons und dem Winkel, den es mit der Richtung des γ -Strahles bildet, kann man die γ -Energie berechnen. SKOBELTZYN hat daraus eine Methode zur Ausmessung von γ -Spektren mit Hilfe der Wilsonkammer entwickelt. Ein paralleles Strahlenbündel tritt von rechts in die Kammer ein. Die γ -Strahlen erzeugen im Gas Rückstoßelektronen, deren Energie aus der Krümmung im Magnetfeld bestimmt wird. Ihre Richtung folgt aus der stereoskopischen Auswertung der Aufnahmen.

Aufnahme: SKOBELTZYN, D.: Z. Phys. 43, 354 (1927).

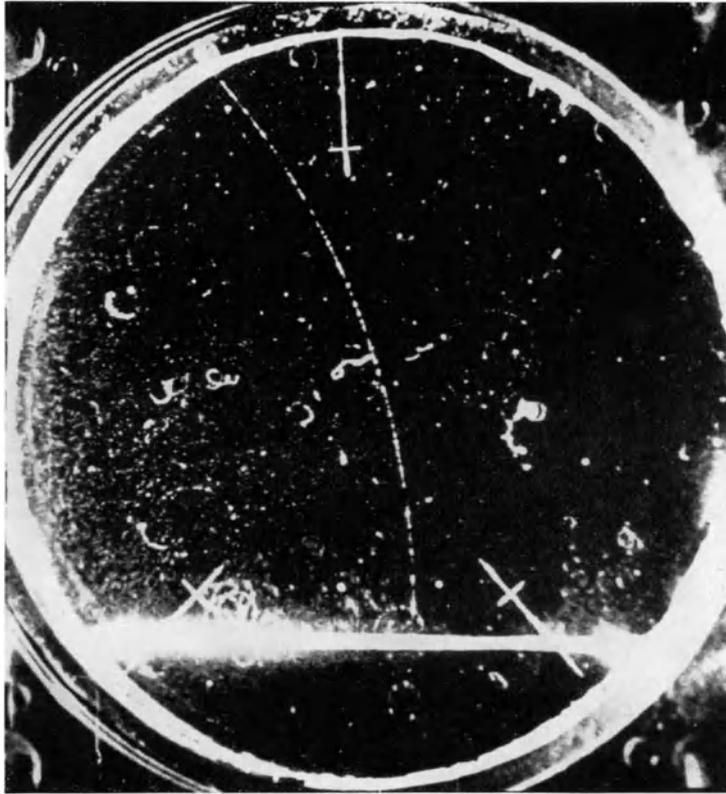


Bild 25. Rückstoßelektron von 11,7 eMV, ausgelöst in einer 0,33 mm starken Bleifolie.
Magnetfeld: Kammerdurchmesser 14 cm.

Bei der Ausmessung der γ -Spektren, die bei der künstlichen Umwandlung der Elemente entstehen, nimmt die Wilsonkammer eine bevorzugte Stellung ein. Man hat die SKOBELTZYNSCHE Methode (Bild 24) dahin abgewandelt, daß die Rückstoßelektronen nicht im Gas, sondern in einer dünnen, in der Kammer ausgespannten Folie erzeugt werden. Zur Vereinfachung der Auswertung werden nur solche Elektronen ausgemessen, die wenig von der Richtung des γ -Strahles abweichen. Bei kleineren γ -Energien kann auch noch der *Photoeffekt* an Bleifolien mit dieser Methode ausgenützt werden.

Aus festen Folien erhält man naturgemäß mehr Elektronen als aus dem Gas. Ein Nachteil ist aber, daß die Elektronen, so weit sie nicht sehr hohe Energie haben, schon in der Folie selbst eine beträchtliche Abbremsung erfahren können, wodurch das Spektrum verwaschen wird.

Aufnahme: FOWLER, W. A., E. R. GAERTNER u. C. C. LAURITSEN: Phys. Rev. **53**, 629 (1938).

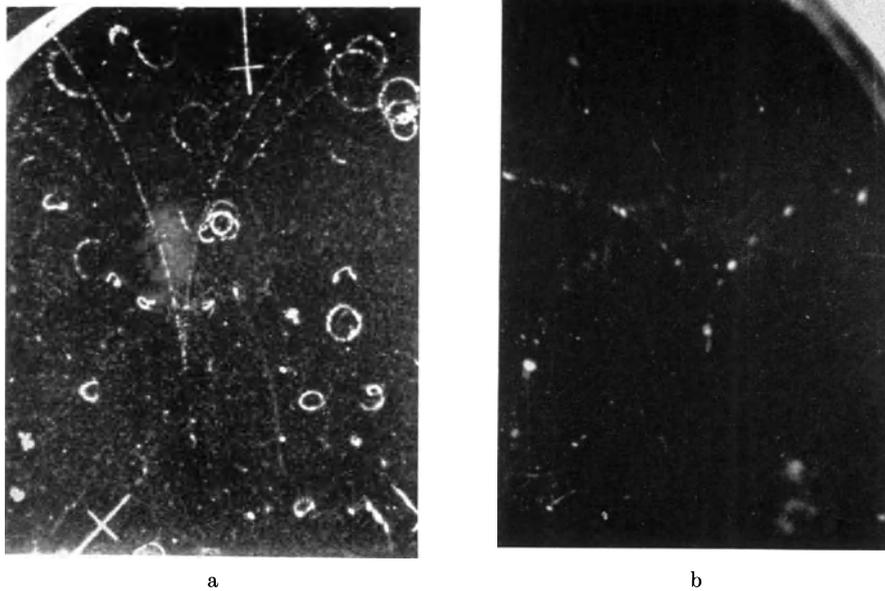


Bild 26. Bildung von Elektronenpaaren durch γ -Strahlen im Gas der Kammer. Die γ -Strahlung kommt von unten.

a Elektronenpaar in Luft; negatives Elektron (links) 9,5 eMV; positives Elektron 5,6 eMV; γ -Strahlung 16,1 eMV; viele langsame Elektronen; Magnetfeld 2500 Gauß; Kammerdurchmesser 14 cm. b Elektronenpaar in Xenon, ausgelöst von der Th C''- γ -Strahlung (2,64 eMV); Magnetfeld 1700 Gauß; Vergrößerung 1,4.

Wenn die Energie eines γ -Quants den Wert von 1,02 eMV übersteigt und damit größer wird als die Ruhenergie zweier Elektronen, ist es möglich, daß das γ -Quant sich in ein Elektronenpaar, ein negatives und ein positives Elektron, umwandelt. Diese „Materialisation“ des Lichtquants findet nur im Feld eines Kerns statt, weil sonst der Impulssatz nicht befriedigt werden kann. Die überschüssige Energie des Lichtquants wird den beiden Elektronen als kinetische Energie mitgeteilt. Durch diesen Prozeß entsteht eine zusätzliche Absorption der γ -Strahlen. Sie wächst mit der Energie der γ -Strahlung und außerdem mit der Ordnungszahl des absorbierenden Elementes (vgl. 1. Teil, Fig. 18, S. 37).

Der Nachweis der Entstehung von Elektronenpaaren ist ausschließlich mit der Wilsonkammer geführt worden. Zur Unterscheidung von starken Einzelstreuungen, die ein sehr ähnliches Aussehen der Bahnen bewirken (vgl. Bild 13), kann man drei Kriterien anführen, die ein Elektronenpaar erfüllen muß: 1. Der Entstehungsort muß im γ -Strahlenbündel liegen; 2. der Massenmittelpunkt der beiden Teilchen muß sich in Richtung der γ -Strahlen bewegen; 3. die Energiesumme der beiden Elektronen muß gleich der γ -Energie, vermindert um die Bildungsenergie (1,02 eMV) sein.

Aufnahmen: a) FOWLER, W. A., E. R. GAERTNER u. C. C. LAURITSEN: Phys. Rev. 53, 628 (1938). b) KLARMANN, H. u. W. BOTHE: Z. Phys. 101, 489 (1936).

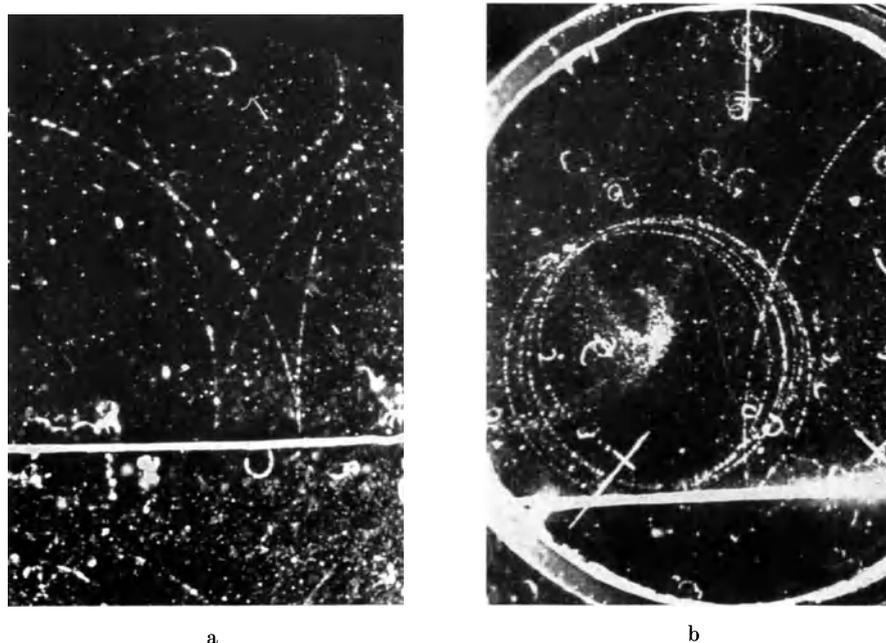


Bild 27. Bildung von Elektronenpaaren an einer Bleifolie von 0,33 mm Dicke; die γ -Strahlung kommt von unten.

a 2 Elektronenpaare von einer γ -Strahlung von 17,6 eMV; Magnetfeld 2500 Gauß. b Elektronenpaar; negatives Elektron 7,9 eMV, positives Elektron 1,9 eMV; γ -Strahlung 10,8 eMV; Magnetfeld 2500 Gauß; Kammerdurchmesser 14 cm.

Bei größeren γ -Energien und schweren Elementen überwiegt die Absorption durch Paarbildung gegenüber der Absorption durch den Comptoneffekt. Man kann hier die Paarbildung, ähnlich wie den Comptoneffekt (Bild 25) zur Ausmessung von Spektren heranziehen. Besonders bei den größten vorkommenden Energien (die bei den künstlichen Umwandlungen entstehenden γ -Spektren reichen bis 17 eMV) ist diese Methode einfacher und vorteilhafter. Bild 27a und b zeigen Paare aus der γ -Strahlung, die bei der Anlagerung von Protonen an Lithium bzw. Bor entsteht.

Aufnahmen: FOWLER, W. A. u. C. C. LAURITSEN: Unveröffentlicht. b) FOWLER, W. A., E. R. GAERTNER u. C. C. LAURITSEN: Phys. Rev. 53, 628 (1938).

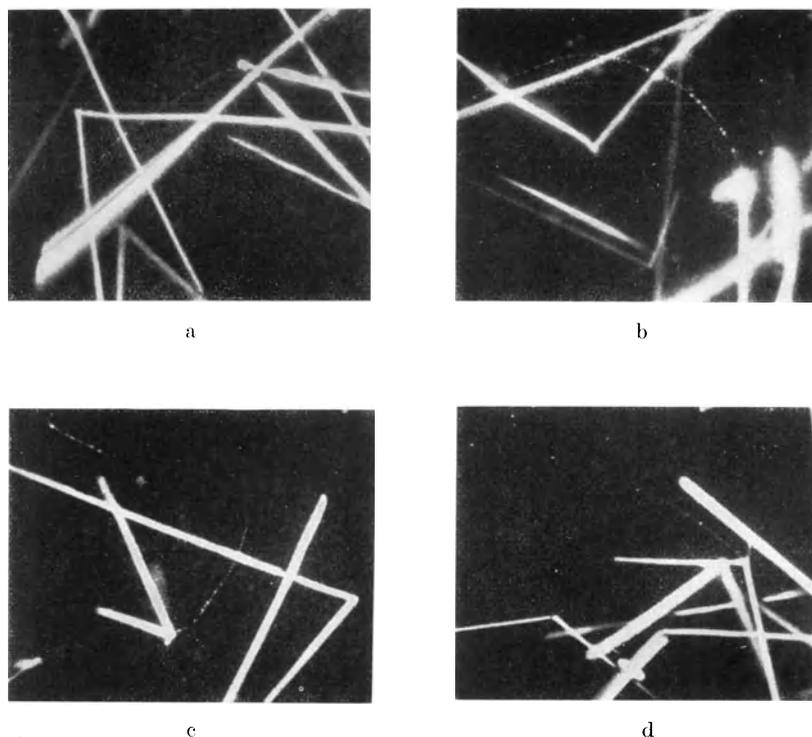


Bild 28. Elektronen aus innerer Umwandlung der γ -Strahlen von Ac Em.
Magnetfeld 380 Gauß; natürliche Größe.

Bei dem α -Zerfall von Ac Em in Ac A entstehen auch angeregte *Atomkerne*, welche γ -Strahlen aussenden. Bei schweren Kernen und nicht zu großer Anregungsenergie kommt etwas entsprechendes vor wie beim Augereffekt der *Eelektronenhülle*: Die Energie wird nicht als γ -Strahlung ausgestrahlt, sondern überträgt sich auf ein Elektron der Atomhülle. Dieses verläßt das Atom mit einer Energie, die gleich der Differenz zwischen der γ -Energie und der Bindungsenergie des Elektrons in seiner Schale ist. Man nennt diesen Vorgang innere Umwandlung der γ -Strahlen. Die Elektronen der inneren Umwandlung sind das wichtigste Mittel zur Messung der γ -Spektrien der α - und β -radioaktiven Elemente.

Auf dem Bild gehen, wegen der kurzen Halbwertszeit von Ac Em (vgl. Bild 5) und wegen des hohen Druckes, die α -Strahlen der Ac Em und des Ac A von einem Punkt aus. Daneben sind auf Bild a und b, vom selben Punkt ausgehend, Elektronen von mehreren hundert ekV zu sehen, die aus der inneren Umwandlung stammen. Auf Bild c und d erscheinen außerdem noch sehr kurze Elektronenbahnen. Dies sind Augerelektronen, die dadurch entstehen, daß nach der Aussendung des ersten Elektrons die *Atomhülle* angeregt bleibt und einen Augereffekt erleidet (vgl. Bild 23).

Aufnahme: BENNET, W. E.: Proc. Cambr. phil. Soc. 34, 282 (1938).



Bild 29. Elektronenpaar aus innerer Umwandlung eines γ -Strahles ($h\nu = 2,2$ eMV) von radioaktivem Arsen.

Magnetfeld 714 Gauß; Kammerdurchmesser 18 cm.

An die Stelle der inneren Umwandlung eines γ -Quants mit Aussendung eines Hüllenelektrons (Bild 28) kann auch die Bildung eines Elektronenpaares im aussendenden Atom treten, wenn die γ -Energie größer ist als 1,02 eMV. Dieser Effekt ist bei den natürlich radioaktiven Elementen sehr klein gegen die innere Umwandlung an Hüllenelektronen. Da jedoch diese Elektronenpaarbildung von der Ordnungszahl praktisch unabhängig ist, während der innere Photoeffekt mit sinkender Ordnungszahl abnimmt, so ist das Verhältnis zwischen Elektronen und Paaren aus innerer Umwandlung bei den leichten, künstlich radioaktiven Elementen zugunsten der Paarbildung verschoben.

Im Bild befindet sich ein sehr dünnes, zusammengerolltes Blättchen mit radioaktivem Arsen in der Mitte der Kammer. Zusammen mit einem primären Zerfallselektron (im Bild nach unten) tritt ein Elektronenpaar auf, das von der beim Zerfall frei werdenden γ -Energie stammt.

Aufnahme: HARTECK, P., F. KNAUER u. W. SCHÄFFER: Naturwiss. 25, 477 (1937).

VI. Kernumwandlungen durch geladene Teilchen (α -Teilchen, Protonen, Deuteronen).

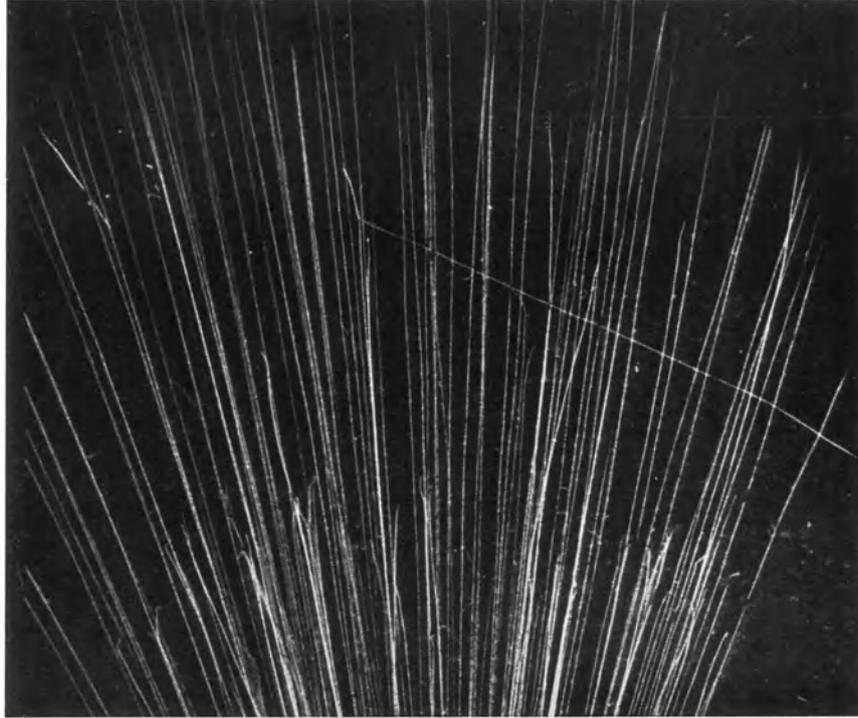
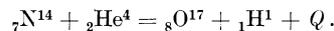


Bild 30. Umwandlung des Stickstoffs durch α -Strahlen.

Energie des α -Teilchens beim Stoß 3,9 eMV. Reichweite des Protons 3,5 cm, des Rückstoßkerns (O^{17}) 0,278 cm. Winkel des Protons bzw. des Rückstoßkerns mit der α -Strahlenrichtung 111,8 bzw. 13,2.
Die kürzeren α -Strahlen rühren von ThC, die längeren von ThC' her.

Bei Streuversuchen mit α -Strahlen hatte RUTHERFORD 1919 gefunden, daß mit Stickstoff als Streusubstanz in geringer Zahl auch schnelle Protonen auftraten, die nicht durch Wasserstoffverunreinigung erklärt werden konnten. RUTHERFORD hatte damit die erste künstliche Umwandlung eines Elementes entdeckt. BLACKETT hat 1925 solche Umwandlungen erstmals in der Wilsonkammer sichtbar gemacht. Er verwendete eine vollautomatische Kammer, mit der in kurzer Zeit viele Aufnahmen gemacht werden konnten. Auf 23 000 Aufnahmen, die 400 000 α -Bahnen zeigten, fanden sich 8 Umwandlungen von Stickstoffkernen. Auf allen diesen Aufnahmen zeigte sich, daß nach dem Stoß nur ein Proton und ein Rückstoßkern auftreten. Das α -Teilchen verschwindet, es wird im Kern eingefangen. Die Reaktionsgleichung lautet daher:



Die Summen von Ladung und Masse (unterer bzw. oberer Index) müssen auf beiden Seiten gleich sein. Q ist die Energietönung, d. h. die Differenz zwischen der kinetischen Energie der Atomtrümmer nach dem Stoß und der kinetischen Energie des stoßenden Teilchens.

Aufnahme: BLACKETT, P. M. S. u. D. S. LEES: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 136, 325 (1932).

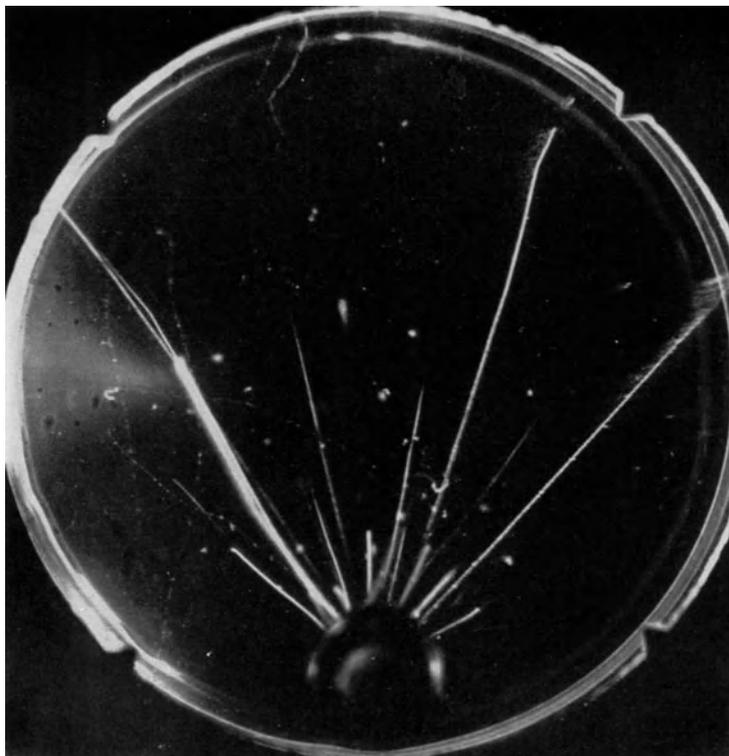
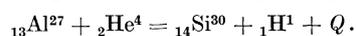


Bild 31. Umwandlung des Aluminiums durch α -Strahlen.
Reichweitegruppen der Protonen.

Aluminium kann nach folgender Gleichung umgewandelt werden:



Im obigen Bild sind die Protonen aus dieser Reaktion sichtbar gemacht, indem ein starkes Polonium- α -Präparat, mit einer Aluminiumfolie umgeben, in die Kammer gebracht wurde. Die Dicke der Folie ist so gewählt, daß die α -Strahlen sich in ihr totlaufen, während die Protonen aus ihr in die Kammer eintreten. Auf diese Weise ist es möglich, so starke α -Strahlenquellen zu verwenden, daß auf jeder Aufnahme mehrere Atomtrümmer erscheinen. Man erkennt das Auftreten von drei Reichweitegruppen der Protonen. Solche Gruppen können dadurch zustande kommen, daß die α -Teilchen bestimmter Energie bevorzugt eingefangen werden („Resonanz“, POSE 1930). Es ist aber auch möglich, daß die Energietönung verschiedene Werte annimmt; der Kern kann dann nach dem Wegfliegen des Protons in einem angeregten Zustand zurückbleiben. Die Differenzen der Energietönungen werden dann als γ -Strahlung ausgesandt, wie BOTHE und BECKER 1930 feststellten.

Aufnahme: MEITNER, L. u. M. DELBRÜCK: Der Aufbau der Atomkerne. Berlin: Julius Springer 1935.

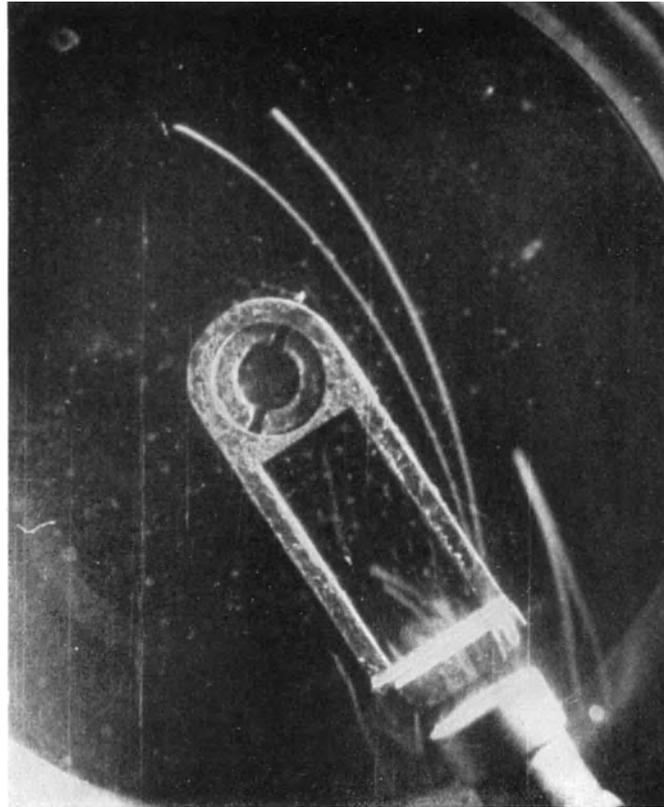
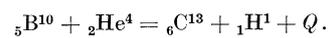


Bild 32. Protonen aus der Umwandlung des Bors durch α -Strahlen.
Magnetfeld 16000 Gauß; Kammerdurchmesser 12 cm.

Die hier gezeigte Umwandlung des Bors folgt der Gleichung:



Während man die Energie von Protonen meist aus ihrer Reichweite bestimmt, haben JOLIOT und ZLOTOWSKI die Protonen mit einem starken Magnetfeld abgelenkt und aus der Krümmung der Bahnen direkt auf die Energie geschlossen. Ein gewisser Vorteil dieser Methode liegt darin, daß man auf die Benutzung der Beziehung zwischen Energie und Reichweite verzichten kann. Ferner ist es grundsätzlich möglich, aus dem Verlauf der Krümmung längs der Bahn die Natur des Teilchens (α -Teilchen, Deuteron oder Proton) festzustellen.

Aufnahme: JOLIOT, F. u. J. ZLOTOWSKI: J. Phys. Radium **9**, 393 (1938).

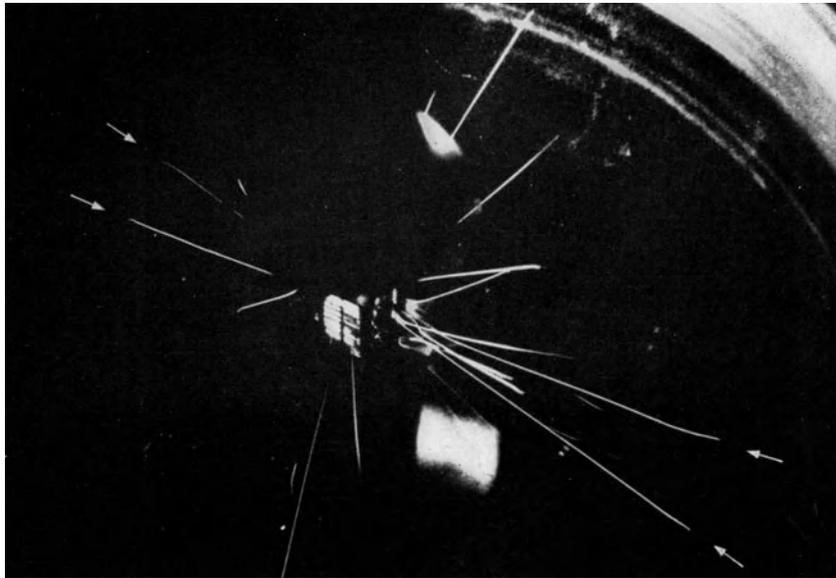
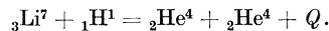


Bild 33. Umwandlung von Li^7 durch Protonen.
Vergrößerung 0,75.

Im Jahre 1932 gelang es COCKROFT und WALTON zum erstenmal, eine Kernumwandlung durch künstlich beschleunigte Ionen nachzuweisen¹. Sie ließen Protonen, die durch einige 100 kV beschleunigt waren, auf Lithium fallen und beobachteten eine große Menge von schnellen α -Teilchen. Die Reaktionsgleichung dieser Umwandlung lautet:

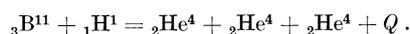


Die Energietönung Q dieses Prozesses ist stark positiv. Sie beträgt 17 eMV, die beiden entstehenden α -Teilchen fliegen daher mit einer Energie von 8,5 eMV in nahezu entgegengesetzter Richtung auseinander. Auf dem Bild 33 sind zwei Paare dieser α -Teilchen sichtbar gemacht. In der Mitte der Wilsonkammer befindet sich das Ende der Beschleunigungsröhre. Es ist mit dünnen Glimmerfenstern nach außen abgeschlossen. Die Protonen treffen auf einen dünnen, schräg aufgestellten Lithiumschirm und können durch die Glimmerfenster nach beiden Seiten austreten. Auf der einen Seite ist die Reichweite des α -Teilchens etwas kleiner, weil die α -Teilchen in dieser Richtung die Lithiumschicht durchdringen müssen. Bei den Einzelstrahlen ist der Partner im Fensterträger steckengeblieben.

Aufnahme: DEE, P. I. u. E. T. S. WALTON: Unveröffentlicht; vgl. Proc. roy. Soc., Lond. (A) **141**, 733 (1933).

¹ Die Verwendung künstlich beschleunigter Teilchen bringt den Vorteil mit sich, daß eine wesentlich größere Zahl von Geschossen zur Verfügung steht als bei der Verwendung von radioaktiven α -Quellen. 1 mg Radium sendet $3,7 \cdot 10^7$ α -Teilchen pro sec aus. Ein Protonenstrom von $1 \mu\text{A}$ dagegen entspricht $6,3 \cdot 10^{12}$ Teilchen pro sec.

Bei der Beschießung von Bor mit Protonen wurde keine einheitliche Reichweite der entstehenden α -Strahlen beobachtet, sondern ein Reichweitenkontinuum. Dies ist darauf zurückzuführen, daß drei α -Strahlen auftreten, auf die sich die Energie und der Impuls verschieden verteilen können. Die Reaktionsgleichung lautet:



Der direkte Beweis für das gleichzeitige Auftreten von drei α -Teilchen ist mit der Wilsonkammer geführt worden. Im Bild 34a trifft der Protonenstrahl auf einen dünnen Borschirm innerhalb der Kammer selbst. Der Schirm besteht aus einem dünnen Blättchen aus borhaltigem Glas und ist in der Aufnahme als dünner schwarzer Strich zu sehen. Der weiße Hof rührt von den primären Protonen her. Von den vier sichtbaren Bahnen gehören die drei durch Pfeile bezeichneten Bahnen zusammen, wie die Impulsbilanz erweist. Hier erhalten also zwei α -Teilchen wesentlich mehr Energie als das dritte.

Bei der Ausmessung der Reichweitenverteilung der α -Strahlen in der Wilsonkammer fand KIRCHNER, daß neben dem Kontinuum eine homogene Gruppe von energiereicheren α -Strahlen auftritt. Die Gruppe ist der Bildung des Be^8 -Kernes zuzuschreiben nach der Reaktionsgleichung:



Auf dem Bild 34b ist deutlich zu sehen, daß die langen α -Strahlen eine homogene Gruppe bilden und bei kleineren Reichweiten eine kontinuierliche Verteilung auftritt.

Aufnahmen: a) DEE, P. I. u. C. W. GILBERT: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 154, 279 (1936).
b) KIRCHNER, F.: Phys. Z. 34, 777 (1933).

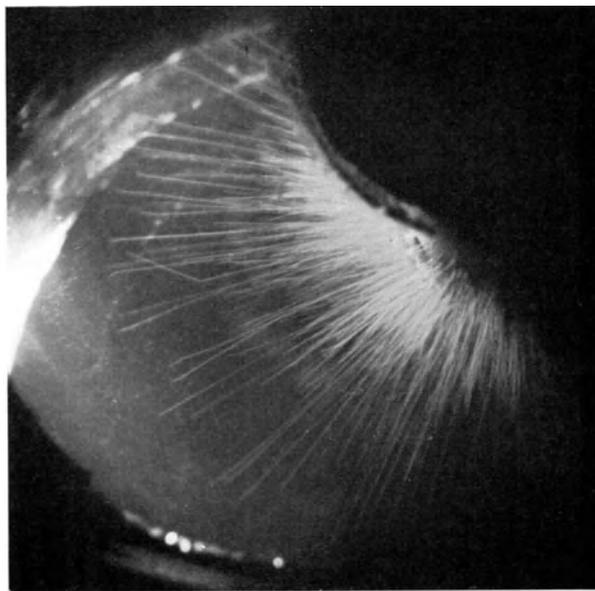
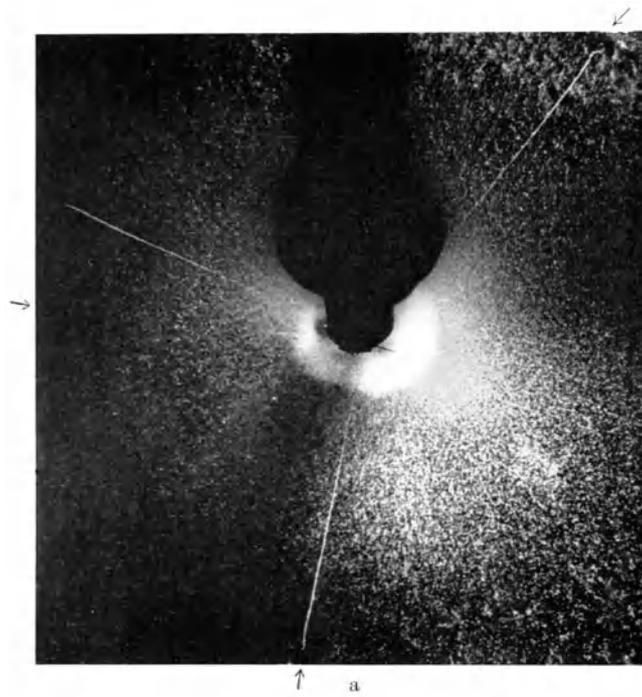


Bild 34. Umwandlung des Bors durch Protonen.
Kammerfüllung bei a: Helium-Luftgemisch, bei b: Luft.

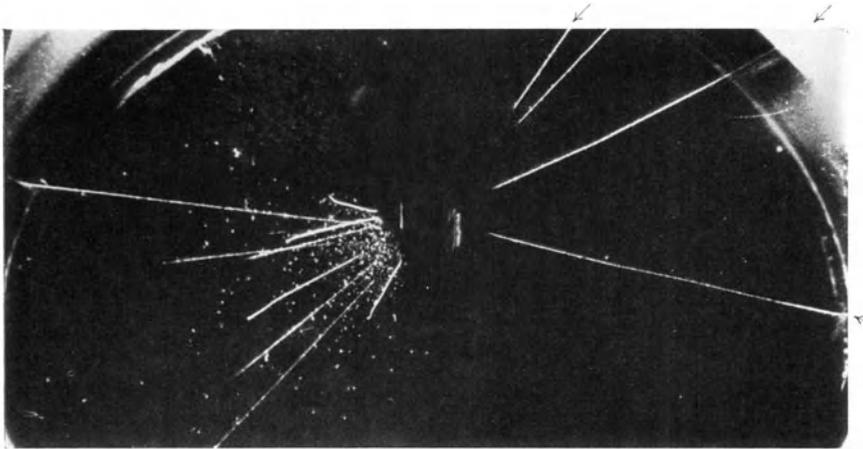


Bild 35. Umwandlung von Deuterium durch Deuteronen.
Kammerfüllung: Helium-Luftgemisch; Vergrößerung 0,75.

Nach der Entdeckung des schweren Wasserstoffisotops (Deuterium) zeigte sich, daß seine Ionen (Deuteronen) ein sehr wirksames Mittel zur Kernumwandlung darstellen. Bei der Beschießung von Deuterium mit Deuteronen beobachtete man zunächst zwei Gruppen von Teilchen mit einer Reichweite von 15 cm und 1,6 cm. Diese konnten der Reaktion



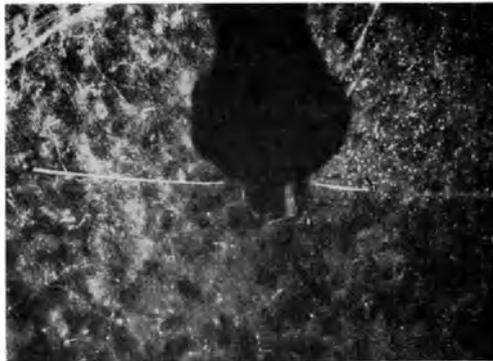
zugeschrieben werden. Auf Bild 35 sind drei solcher Paare zu erkennen (Pfeile!). Die schnellen Protonen fliegen bis zur Wand der Kammer, während die langsameren H^3 -Teilchen (Tritonen) in der Kammer selbst enden. Bei Bild 36a enden beide Teilchen einer derartigen Umwandlung in der Kammer. Das Proton (links) hat ein Glimmerfenster von 11,4 cm Luftäquivalent durchsetzt, während das Triton (rechts) durch ein Fenster von nur 0,67 cm Luftäquivalent ging.

OLIPHANT, HARTECK und RUTHERFORD entdeckten 1934, daß Deuterium, mit Deuteronen beschossen, eine sehr intensive Neutronenquelle ist. Die Neutronen (mit ${}_0n^1$ bezeichnet) entstehen durch den Prozeß



der etwa die gleiche Ausbeute hat wie der ersterwähnte. Die Energietönung Q beträgt 3,2 eMV. Die He^3 -Kerne, die senkrecht zum Primärstrahl laufen, erhalten nach dem Impulssatz eine Energie von 0,8 eMV und eine Reichweite von rund 0,4 cm. DEE und GILBERT ist es gelungen, diese kurze Reichweitengruppe mit der Wilsonkammer nachzuweisen, indem sie die Deuteronen in der Wilsonkammer selbst auf Deuteriumgas fallen ließen. Im Bild 36b tritt der Deuteronenstrahl von oben ein. Der weiße Hof stammt von den primären Deuteronen. Die langen Bahnen, die durch die Kammer gehen, stammen von den Protonen und Tritonen der Reaktion (1); die kurzen Bahnen, die eine homogene Gruppe bilden, sind die He^3 -Kerne aus Reaktion (2).

Aufnahmen: Bild 35 und 36a: DEE, P. I.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 148, 623 (1935) (35 unveröffentlicht). Bild 36b: DEE, P. I. u. C. W. GILBERT: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 149, 200 (1935).



a



b

Bild 36. Umwandlung von Deuterium durch Deuteronen.

a Helium-Luftgemisch; Vergrößerung 0,75.

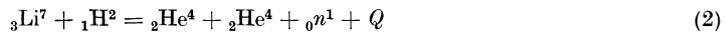
b Kammerfüllung: 50% Helium + 25% Deuterium + 25% Luft; Druck 400 mm Hg;
der Deuteronenstrahl tritt in die Kammer ein; Vergrößerung 1,5.

Bei der Beschießung von Lithium mit Deuteronen sind eine ganze Reihe von Kernreaktionen beobachtet worden. Auf Bild 37 ist die Reaktion



zu sehen. Die Energietönung ist hier ungewöhnlich hoch, sie beträgt 22 eMV. Die Reichweite der α -Strahlen ist 13,4 cm. Sie haben ein Glimmerfenster von 10 cm Luftäquivalent durchsetzt. Der Unterschied der Bahnlänge kommt daher, daß der eine α -Strahl noch den Lithiumschirm zu durchlaufen hatte. Der Winkel zwischen den beiden α -Strahlen ist etwas kleiner als 180° . Dies erklärt sich daraus, daß die Deuteronen einen nicht ganz zu vernachlässigenden Impuls haben, der sich auf die Umwandlungsprodukte überträgt.

Auf dem nächsten Bild 38 hat das Glimmerfenster ein kleineres Luftäquivalent von 5,1 cm. Es tritt ein Kontinuum von α -Strahlen auf, das der Reaktion



zuzuschreiben ist. Die Energietönung beträgt 14,6 eMV. Bei höheren Deuteronenenergien liefert diese Reaktion die größte Ausbeute an Neutronen. Diese Neutronen sind außerdem besonders energiereich (bis 13 eMV). Das mit Pfeilen bezeichnete Strahlenpaar in Bild 38 gehört wieder zu der Reaktion (1).

Aufnahmen: DEE, P. I. u. E. T. S. WALTON: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 141, 733 (1933) (38 unveröffentlicht).



Bild 37. Umwandlung von Li^6 durch Deuteronen.
Vergrößerung 0,75.

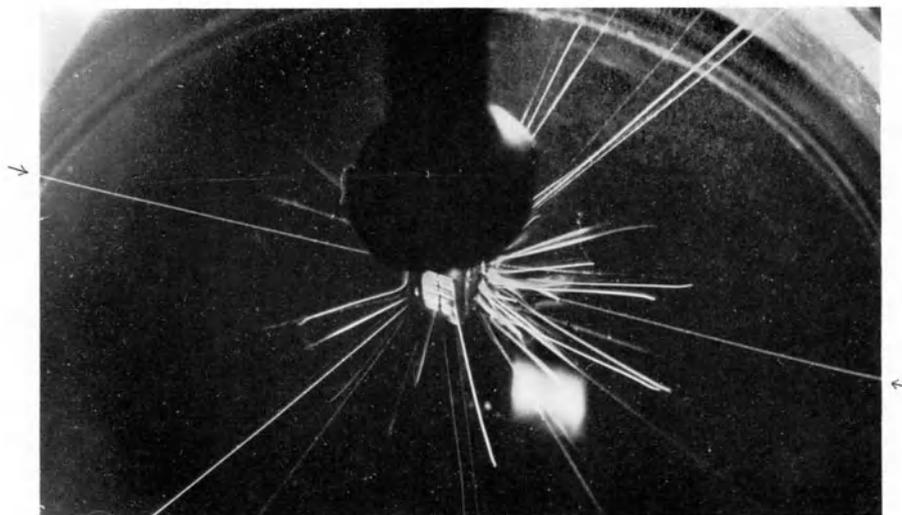


Bild 38. Umwandlung von Li^7 durch Deuteronen.
Vergrößerung 0,75.

VII. Das Neutron.

Rückstoßkerne und Kernumwandlungen.

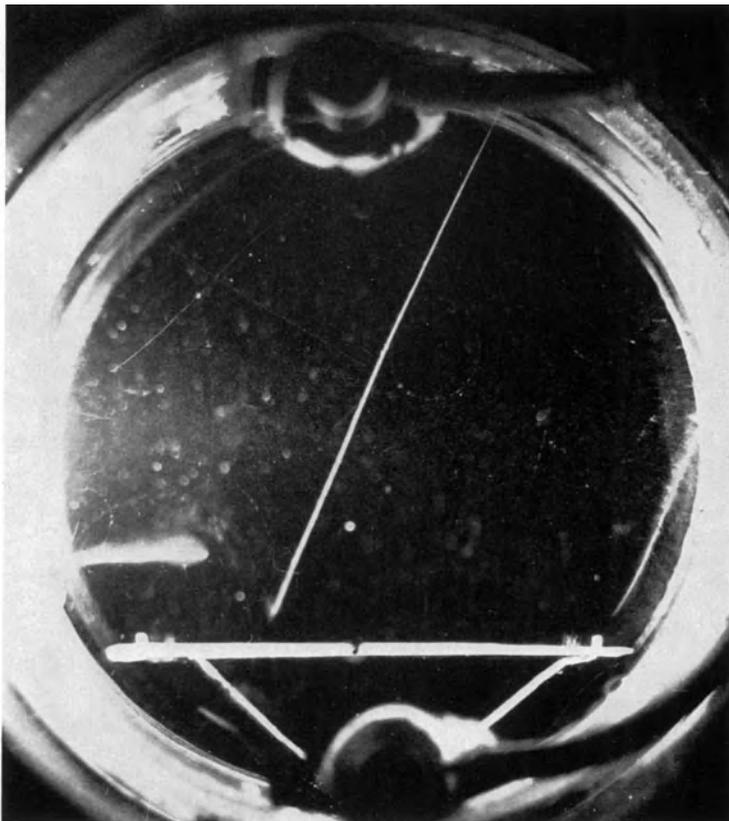
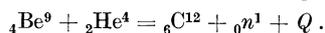


Bild 39. Rückstoßproton eines Neutrons.

Bei Untersuchungen an der von BOTHE und BECKER entdeckten γ -Strahlung, die bei der Beschießung von Beryllium und anderen Elementen mit α -Strahlen entsteht, fanden I. CURIE und F. JOLIOT, daß die Berylliumstrahlung Protonenstrahlen aus wasserstoffhaltigen Substanzen auszulösen vermag. CHADWICK gab dafür die Deutung: Außer den γ -Strahlen ist noch eine neue Teilchenart vom Atomgewicht 1 vorhanden, welche die beobachteten Protonen durch elastischen Stoß auslöst. Diese Teilchen tragen keine Ladung und können deshalb nicht selbst ionisieren; sie wurden „Neutronen“ genannt. Die Neutronen stammen aus der Umwandlung des Berylliums, die Reaktionsgleichung lautet:



Bei einem Teil der Umwandlungen bleibt der C^{12} -Kern in einem angeregten Zustand zurück, und so entsteht die γ -Strahlung.

Das Bild ist eine der ersten Aufnahmen von Rückstoßprotonen. Ein mit Beryllium umgebenes Poloniumpräparat befindet sich unter der Kammer. In der Kammer ist ein Paraffinschirm sichtbar. Ein Neutron aus dem Beryllium, das selbst keine Spur hinterläßt, löst im Paraffin durch Stoß ein Proton großer Reichweite aus. In der Nähe des Paraffinschirms ist die Bahn gestört.

Aufnahme: CURIE, I. u. F. JOLIOT: C. R. Acad. Sci., Paris 194, 867 (1932).



Bild 40. Rückstoßprotonen von D-D-Neutronen.

Kammerfüllung 60% Methan + 40% Argon; Druck 3,5 at; Kammerdurchmesser 25 cm.

Die Anwendung künstlich beschleunigter Ionen hat zur Auffindung zahlreicher intensiver Neutronenquellen geführt. Besonders geringe Energie braucht die schon erwähnte Reaktion (Bild 36 b)



welche Neutronen mit einer fast einheitlichen Energie von 2,4 eMV liefert. Die Intensität dieser Neutronen ist ein Vielfaches der mit radioaktiven α -Strahlen erreichbaren. Bei dem Bild befand sich die Neutronenquelle in der linken oberen Ecke. Die Kammer ist mit Methan und Argon gefüllt. Es werden eine große Anzahl von Rückstoßprotonen im Gas ausgelöst. Man erkennt, wie die Protonenreichweite abnimmt, wenn der Winkel gegen die Neutronenrichtung wächst, im Einklang mit den elementaren Stoßgesetzen. Aus solchen Aufnahmen kann man auf die Energie der Neutronen schließen. Die Neutronenspektren, die bei den wichtigsten Umwandlungen entstehen, sind mit Hilfe von Hochdruckkammern ausgemessen worden.

Aufnahme: DEE, P. I. u. C. W. GILBERT: Unveröffentlicht; vgl. Proc. roy. Soc., Lond. (A) **163**, 265 (1937).

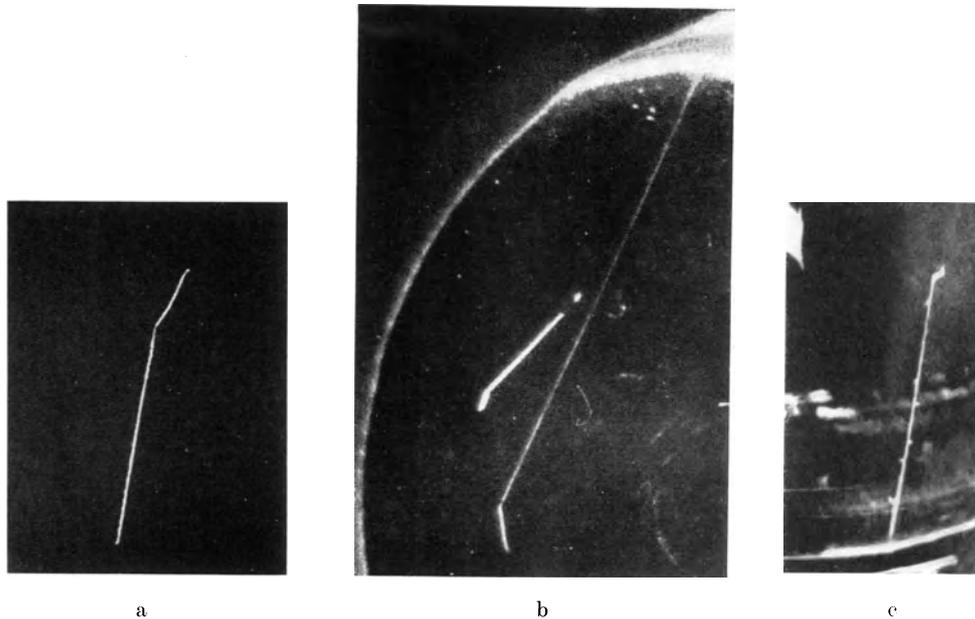


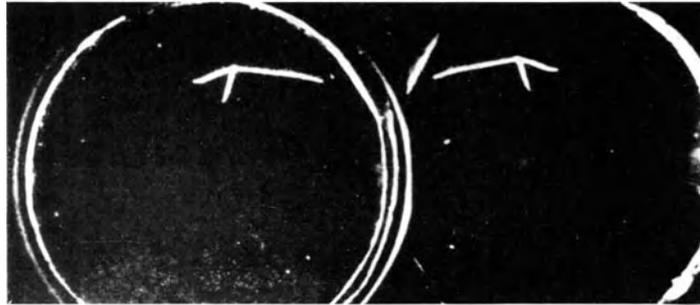
Bild 41. Umwandlung des Stickstoffs durch Neutronen.
Die Neutronen kommen von links.

Neutronen dringen wegen des Fehlens einer Ladung leicht in Atomkerne ein; deshalb sind Umwandlungen durch Neutronen besonders häufig. FEATHER fand gleich bei den ersten Untersuchungen über Neutronen in der Wilsonkammer Beispiele für die Umwandlung von Stickstoff. Es gibt hier zwei verschiedene Reaktionen, deren Gleichungen lauten:



Die Bilder 41a und b enthalten je ein Beispiel der ersten Umwandlung. Von dem Umwandlungspunkt geht ein langer α -Strahl und ein Rückstoßkern kurzer Reichweite aus. Die beiden Bahnen bilden einen Winkel miteinander, da sie den Vorwärtsimpuls des eingefangenen Neutrons mit sich führen. Auf Bild 41b ist außerdem noch eine Umwandlung mit einer sehr langen, dünnen Bahn zu sehen. Diese muß wahrscheinlich der zweiten Reaktion zugeschrieben werden, ebenso die auf Bild 41c gezeigte; letztere läßt δ -Strahlen an der Protonenbahn erkennen (vgl. Bild 3). Aus dem Winkel zwischen den Bahnen und aus den Reichweiten der Teilchen kann man bei solchen Aufnahmen, wenn auch nicht sehr genau, auf die Energie der eingefangenen Neutronen und auf die Energietönung des Prozesses schließen. Die zweite Reaktion tritt besonders leicht ein mit sog. „thermischen Neutronen“, d. h. Neutronen, deren Energie nur in der Größenordnung der gas-kinetischen Energien liegt (0,026 eV). In diesem Fall ist der Winkel 180° , so daß sie vielfach als eine einzige Bahn erscheinen.

Aufnahmen: a) FEATHER, N.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **136**, 709 (1932). b) CHADWICK, J., N. FEATHER u. DAVIES: Proc. Camb. phil. Soc. **30**, 357 (1934). c) KIRSCH, G. u. F. RIEDER: Wien. Ber. **144**, 383 (1935).



a



b

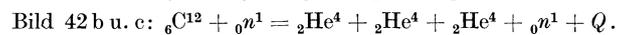
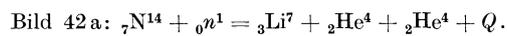


c

Bild 42. Umwandlung durch Neutronen mit Aussendung mehrerer Teilchen.

a Stickstoff (spiegelstereoskopisch); Kammerdurchmesser 9 cm. b und c Methan als Kammerfüllung.

Prozesse, bei denen nach Einfangen eines Neutrons mehrere Teilchen frei werden, konnten bisher nur in der Wilsonkammer aufgefunden werden. Die in den Bildern gezeigten „Sterne“ wurden folgenden Prozessen zugeordnet:



Aufnahmen: a) BONNER, T. W. u. W. M. BRUBAKER: Phys. Rev. **49**, 223 (1936).
b) und c) AOKI, H.: Proc. phys. math. Soc., Japan **20**, 755 (1938). (c unveröffentlicht.)

VIII. Die Spaltung des Urans.

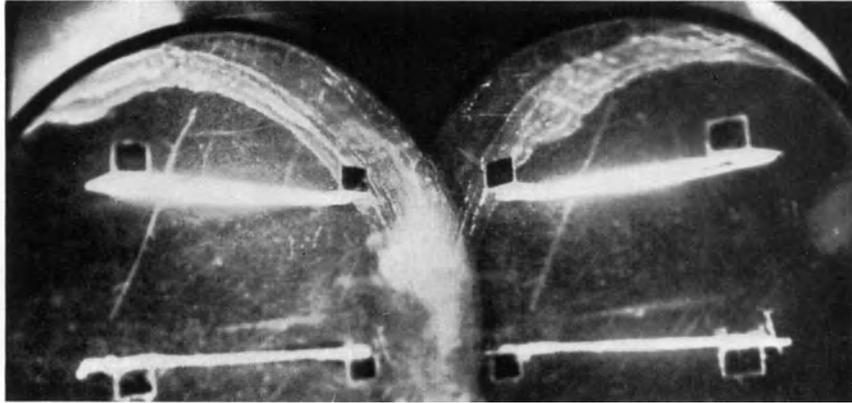


Bild 43. Spaltung des Urans durch Neutronen.
Stereoskopische Aufnahme; Kammerdurchmesser 18 cm.

Eine gänzlich neue Art von Kernumwandlung haben Ende 1938 HAHN und STRASSMANN entdeckt. Der Atomkern des Urans kann durch Einfangen eines Neutrons seine Stabilität in der Weise verlieren, daß er in zwei, nicht sehr verschieden schwere Bruchstücke zerplatzt, wobei die sehr große Energie von etwa 200 eMV frei wird. Sie erscheint zum größten Teil als kinetische Energie der beiden Bruchstücke. Diese erhalten dadurch trotz ihrer großen Masse und Ladung eine Reichweite bis zu etwa 2 cm in Luft. Im Bild sind in der Kammer dünne Uranschichten ausgespannt und der Einwirkung der Neutronen aus einem Cyclotron ausgesetzt worden. Man erkennt die Bahnen der beiden Uranbruchstücke, die von der Folie nach entgegengesetzten Richtungen ausgehen. Die durch die Neutronen und γ -Strahlen verursachte allgemeine Ionisation ist so stark, daß z. B. die α -Strahlen aus dem natürlichen radioaktiven Zerfall des Urans kaum noch sichtbar sind. Die Urantrümmer erscheinen trotzdem deutlich wegen ihres ungewöhnlich starken Ionisierungsvermögens. Die Zweige, die längs ihrer Bahnen erscheinen, sind Rückstoßkerne aus der Luft in der Kammer. Wegen der großen Kernladung ist die Wahrscheinlichkeit solcher Zusammenstöße mit Atomkernen stark erhöht. Die schweren Trümmer erleiden dabei wegen ihrer großen Masse selbst kaum eine Ablenkung.

Aufnahme: CORSON, D. R. u. R. L. THORNTON: Phys. Rev. 55, 509 (1939).

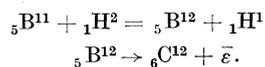
IX. Die künstliche Radioaktivität.

Elektronen- und Positronenzerfall, Elektroneneinfangprozesse,
Rückstoßkerne beim β -Zerfall (Neutrino).

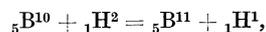


Bild 44. Elektronen aus einer künstlich radioaktiven Quelle (${}^5\text{B}^{12}$).
Magnetfeld; Kammerdurchmesser 15 cm.

Die Kernreaktionen führen häufig nicht zu stabilen Endprodukten, sondern zu neuen radioaktiven Kernen. Diese künstlich radioaktiven Kerne, die 1934 von CURIE und JOLIOT entdeckt wurden, zerfallen ebenso wie die natürlich radioaktiven Kerne unter Aussendung von Elektronen in meist stabile Kerne. Das Bild 44 zeigt die Elektronen vom radioaktiven ${}^5\text{B}^{12}$, das eine Halbwertszeit von 0,02 sec besitzt. Die Elektronen treten durch ein Fenster (links unten) in die Nebelkammer und werden durch ein Magnetfeld abgelenkt. Das radioaktive Bor wurde durch Beschießung von Bor mit Deuteronen erhalten. Die Reaktion lautet:



Neben den Elektronen ist noch ein schnelles Proton sichtbar, das durch seine stärkere Ionisation und den geradlinigen Verlauf deutlich zu erkennen ist. Dieses Proton stammt aus einer Kernreaktion mit dem anderen Borisotop



die zum stabilen B^{11} führt.

Aufnahme: BAYLEY, D. S. u. H. R. CRANE: Phys. Rev. 52, 604 (1937).

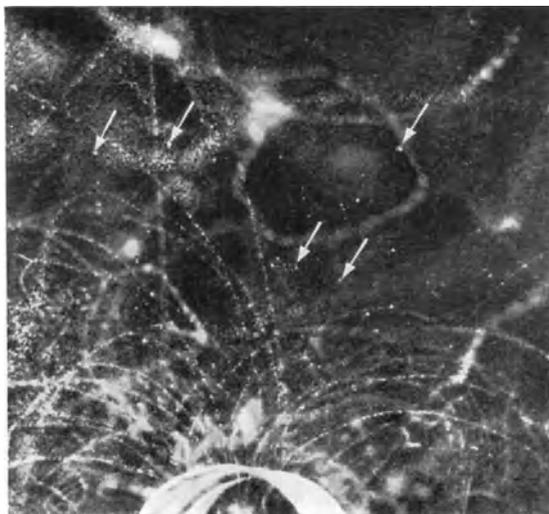


Bild 45. Die drei Arten des künstlichen radioaktiven Zerfalls.

Positronenzerfall des V^{48} , Elektronenzerfall des Ti^{51} und K-Strahlung (Pfeile!) aus Elektroneneinfangprozessen des V^{47} *. Das aktive Präparat war Titan, das mit sehr energiereichen Deuteronen bestrahlt worden war. Magnetfeld; Vergrößerung 0,37.

Neben dem aus der natürlichen Radioaktivität bekannten Elektronenzerfall kommt bei den künstlich radioaktiven Kernen auch der radioaktive Zerfall unter Positronenaussendung vor. Der Elektronenzerfall führt zu dem benachbarten Isobar höherer Ordnungszahl, der Positronenzerfall dagegen zu dem benachbarten Isobar niedriger Ordnungszahl. Da die Radioaktivität immer so gerichtet ist, daß der Kern sich in seiner Zusammensetzung dem Gebiet der stabilen Kerne nähert, so gehört im allgemeinen die Positronenaktivität jeweils den leichten, und die Elektronenaktivität den schweren Isotopen eines Elementes an. Die Positronenaktivität kann teilweise oder ganz durch „Elektroneneinfangprozesse“ ersetzt werden. In diesem Fall fängt sich der Kern, anstatt ein Positron auszusenden, ein negatives Elektron aus der Hülle ein, meist ein K-Elektron. Dieser Prozeß führt offenbar zu demselben benachbarten Isobar wie der Positronenzerfall. Die Elektroneneinfangprozesse sind experimentell dadurch nachzuweisen, daß bei dem Auffüllen der Elektronenschale die K-Strahlung des Nachbar-elementes mit niedriger Ordnungszahl auftritt. Da im vorliegenden Fall die Energie der K-Strahlung nur rund 5 eKV beträgt, so beschreiben die durch sie im Gas ausgelösten Photoelektronen nur sehr kurze Bahnen, die im Bild als Punkte sichtbar sind. Siehe auch Bild 46.

Aufnahme: WALKE, H., E. J. WILLIAMS u. G. R. EVANS: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **171**, 360 (1938).

* Die Masse 47 ist nicht ganz sicher.

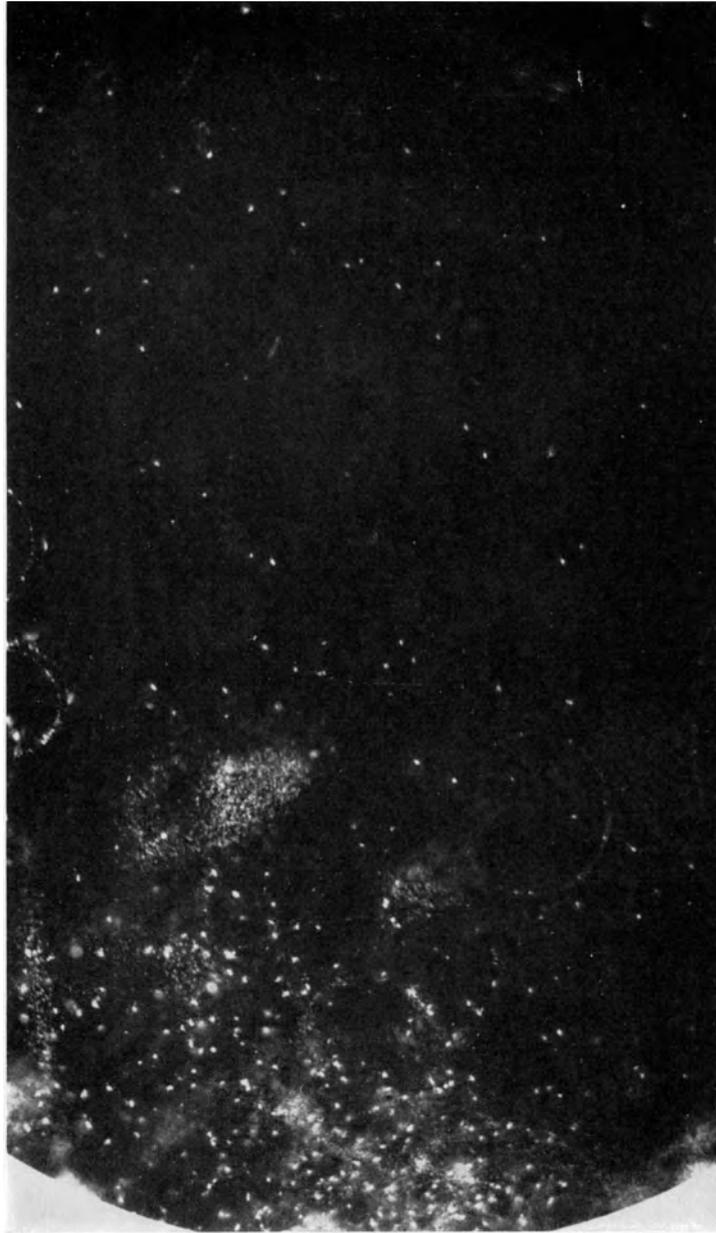


Bild 46. Titan-K-Strahlung aus radioaktiven Elektroneneinfangprozessen des Vanadiums (V^{47}).
Dasselbe Präparat wie Bild 45 nach 5 Monaten; V^{48} und Ti^{51} sind abgestorben.
Kammerdurchmesser 30 cm.

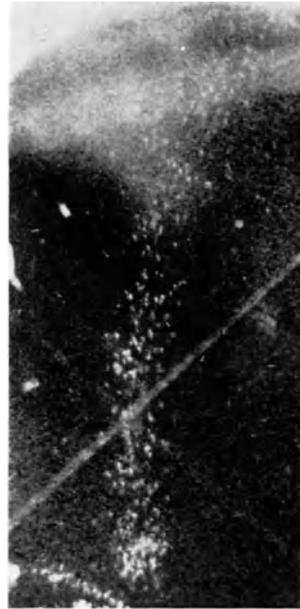
Das vermutliche V^{47} mit einer Halbwertszeit von rund 600 Tagen ist ein besonders interessanter Fall, weil es sich offenbar ausschließlich unter Elektroneneinfang umwandelt und auch keine γ -Strahlung bei der radioaktiven Umwandlung ausstrahlt, sondern allein Röntgenstrahlen. Bild 46 zeigt die kurzen Bahnen der Photoelektronen, welche die K-Strahlung des Umwandlungsprodukts (Titan) im Gas auslöst. Die Quelle befindet sich im Bild unten. Man erkennt deutlich die Verringerung der Zahl der Photoelektronenbahnen nach oben hin. Diese ist auf die starke Absorption der weichen K-Strahlung von Titan (rund 5 ekV) in der Luft zurückzuführen.

Aufnahme: WILLIAMS, E. J. u. E. PICKUP: Unveröffentlicht.

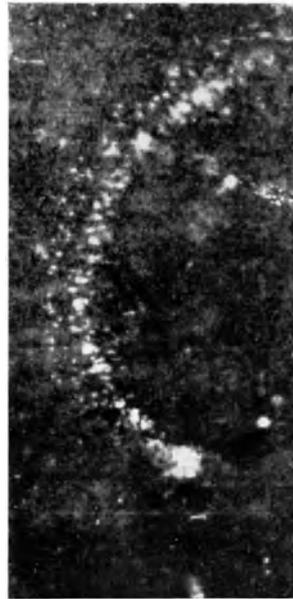
Beim β -Zerfall ist die Teilchenenergie nicht konstant, wie beim α -Zerfall, sondern bildet ein kontinuierliches Spektrum mit einer oberen Grenze (vgl. Bild 11a). Dies scheint zunächst mit dem Energiesatz unverträglich zu sein. Um diese Schwierigkeit zu beseitigen, stellten PAULI und FERMI die Hypothese auf, daß bei jedem β -Zerfall außer dem Elektron noch ein zweites, noch nicht beobachtetes, neutrales Teilchen ausgesandt wird; für dieses hat sich der Name „Neutrino“ eingebürgert (durch die Neutrinohypothese entfallen gleichzeitig gewisse Schwierigkeiten hinsichtlich des Kernspins). Die Energie des Neutrinos soll jeweils so bemessen sein, daß sie zusammen mit der Energie des Zerfallselektrons eine konstante Zerfallsenergie ergibt. Ein Elektron an der oberen Grenze des Kontinuums ist z. B. mit einem Neutrino der Energie Null verbunden, und umgekehrt. Der direkte Nachweis des Neutrinos ist bisher nicht gelungen; man nimmt an, daß seine Wechselwirkung mit der Materie außerordentlich schwach ist. Den indirekten Nachweis des Neutrinos haben CRANE und HALPERN mit der Wilsonkammer versucht, indem sie die Energie und damit den Impuls des Rückstoßes untersuchten, welchen der zerfallene Kern erfährt. Dieser Impuls sollte jeweils entgegengesetzt gleich dem des Zerfallselektrons sein, wenn kein anderes Teilchen ausgesandt wird. Die Rückstoßenergie wurde aus der Zahl der Nebeltröpfchen bestimmt, welche der Rückstoßkern bildet. Die Versuche wurden größtenteils mit radioaktivem Chlor ausgeführt, welches in die Wilsonkammer gebracht wurde. Die Zerfallsenergie ist hier verhältnismäßig hoch, nämlich rund 6 eMV. Einige Zehntelsekunden vor der Expansion wurde das elektrische Feld abgeschaltet. So erhält man aufgelöste β -Bahnen wie Bild 47a und b; am Anfang der Bahn erkennt man eine Häufung von Tröpfchen, die auf den Rückstoßkern zurückzuführen ist. Bei b ist das Elektron viel energieärmer als bei a, dennoch ist die Rückstoßenergie, gemessen an der Tröpfchenzahl, sicher bei b nicht kleiner als bei a. In der Tat ist sie bei b größer als dem Impuls des β -Teilchens entsprechen würde. Hieraus schließen CRANE und HALPERN auf die Existenz des Neutrinos, welches die Energie-Impulsbilanz wieder herstellt.

Bei weiteren Versuchen über die vom Rückstoßkern im Mittel aufgewandte Energie zur Bildung eines Ionenpaares stellte es sich heraus, daß der Rückstoßkern über den Weg der Dissoziation von Molekeln auch ungeladene Kondensationskerne schafft. Bild 47c zeigt ein solches Nest von Nebeltröpfchen, das aus ungeladenen Kondensationskernen bestehen muß, da das elektrische Feld nicht abgeschaltet war und dementsprechend von der Bahn des β -Teilchens nichts mehr zu sehen ist. Aus einer Reihe solcher Aufnahmen muß man schließen, daß mindestens die Hälfte der Nebeltröpfchen, die von einem Rückstoßkern gebildet werden, auf neutrale Kondensationskerne zurückzuführen sind. Die Erscheinung hängt offenbar mit der großen Masse und Ladung der Rückstoßkerne zusammen, denn sie tritt nicht auf bei α - und β -Teilchen, wohl aber bei der Ionisation durch ultraviolettes Licht, wie Bild 47d zeigt.

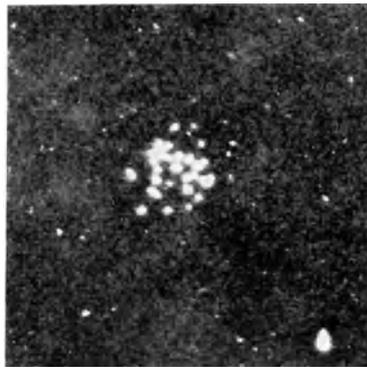
Aufnahmen: CRANE, H. R. u. J. HALPERN: Phys. Rev. 53, 789 (1938) (Bild 47b); 56, 232 (1939) (Bild 47c und d); Bild 47a unveröffentlicht.



a



b



c



d

Bild 47. Die Rückstoßenergie beim β -Zerfall; das Neutrino.

a und b aufgelöste Bahnen von Elektronen und Rückstoßkernen, im Magnetfeld bei Atmosphärendruck; Kammerdurchmesser 15 cm. c Nest aus ungeladenen Kondensationskernen. d Nebelbildung an ungeladenen Kondensationskernen, die durch ultraviolettes Licht erzeugt sind.

X. Einzelne Ultrastrahlen.

Durchgang durch Materie, Natur, spezifische Ionisation, Sekundärelektronen.

Mit Hilfe von Zählrohrkoinzidenzen haben BOTHE und KOLHÖRSTER zuerst nachgewiesen, daß in der kosmischen Ultrastrahlung geladene Teilchen auftreten, welche sehr großes Durchdringungsvermögen und eine Energie von der Größenordnung 10^9 eV besitzen. Bei der weiteren Erforschung der kosmischen Teilchenstrahlung arbeiteten die Zählrohrmethode und die Wilsonkammer Hand in Hand. KUNZE konnte mit einer Wilsonkammer in einem sehr starken Magnetfeld direkt zeigen, daß Teilchen mit Energien bis zu mehreren 10^9 eV auftreten. Bei der Seltenheit dieser Teilchen war es ein großer Fortschritt, als BLACKETT zum erstenmal die Wilsonkammer durch Zählrohrkoinzidenzen steuerte (vgl. 1. Teil IV 9, S. 31). In dieser Weise sind fast alle folgenden Bilder aufgenommen worden. Bild 48 zeigt zwei energiereiche Strahlen, welche eine Kupferplatte von 2 cm Dicke von oben durchdringen. Bei Bild 48a ist die Energie über der Platte $6,4 \cdot 10^8$ eV, der Energieverlust in der Platte $2,8 \cdot 10^8$ eV. Bei Bild 48b ist der einfallende Strahl wesentlich energieärmer und der relative Energieverlust viel größer. Die Aufnahme in Bild 49 wurde mit zwei übereinanderstehenden Wilsonkammern aufgenommen, zwischen welchen eine Schicht von 15 cm Blei angebracht war (vgl. 1. Teil, Fig. 9c, S. 30). Ein so hohes Durchdringungsvermögen ist für Elektronen nicht zu verstehen. Hierauf haben zuerst ANDERSON und NEDDERMEYER hingewiesen und den Schluß gezogen, daß in der Ultrastrahlung eine neue Teilchenart auftritt, deren Masse zwischen denen des Protons und des Elektrons liegt. Dieses Teilchen wird „Mesotron“ oder „Meson“ genannt. Aus Mesotronen besteht die sog. harte Komponente der Ultrastrahlung.

Aufnahmen: Bild 48a: BLACKETT, P. M. S. u. J. G. WILSON: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 160, 304 (1937). Bild 48b: WILSON, J. G.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 166, 482 (1938). Bild 49: EHRENFEST, P. (Paris): Unveröffentlicht.

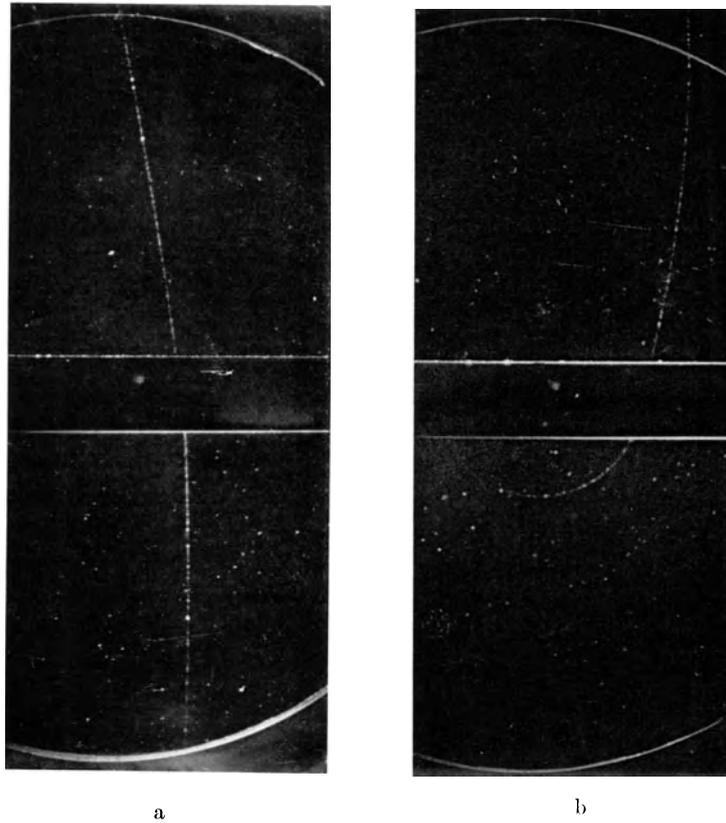
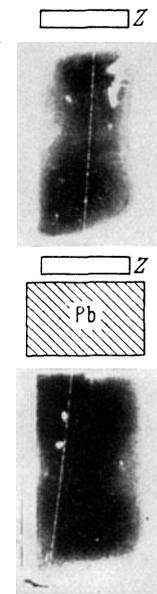


Bild 48. Durchgang von Ultrateilchen durch 2 cm Kupfer.
Magnetfeld 10000 Gauß; Kammerdurchmesser 24 cm.

Bild 49. Durchgang eines Ultrateilchens durch 15 cm Blei.
Die Bahn ist vor und nach dem Durchgang in zwei getrennten Kammern sichtbar. Magnetfeld 12000 Gauß. Die Lage der beiden Steuer-Zählrohre ist mit Z bezeichnet. Kammerdimensionen: 30 cm hoch, 18 cm breit, 4,5 cm tief.

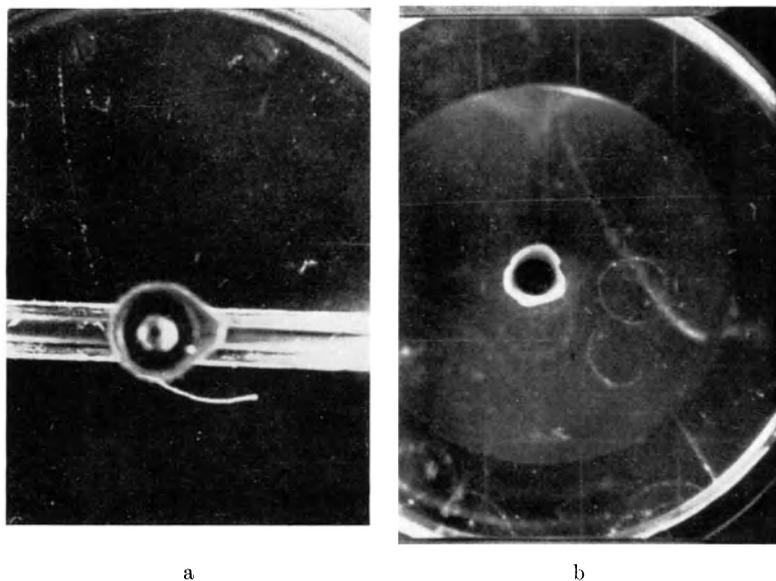


In Bild 50a (Anordnung s. 1. Teil, Fig. 9e, S. 30¹) dringt ein Teilchen von oben in die Wilsonkammer ein, durchsetzt die Glas- und Kupferwände eines Zählrohres, wobei es den größten Teil seiner Energie verliert, und läuft sich schließlich im Gasraum der Kammer tot. Die Dichte der Bahn ist wesentlich größer als die eines Elektrons von gleicher magnetischer Krümmung. Unterhalb des Zählrohres würde die Krümmung eine Reichweite von 3000 cm erwarten lassen, wenn das Teilchen ein Elektron wäre, und 0,02 cm, wenn es sich um ein Proton handelte. Die wirkliche Reichweite ist 1,5 cm. Hieraus, sowie aus dem Energieverlust in den Zählrohrwänden wurde auf ein (positives) Mesotron geschlossen mit einer Masse gleich dem 220fachen der Elektronenmasse. Die Bahn auf Bild 50b wurde ebenfalls als Mesotron gedeutet. Diese Aufnahme wurde mit einer „langsamen“ Wilsonkammer (1. Teil IV 2, S. 14) erhalten, und zwar in einem verhältnismäßig dichten Gas (Propan), so daß eine Reichweite von 17 cm Luftäquivalent beobachtet werden konnte. Auf dieser Länge ist die Zunahme der Ionendichte und der magnetischen Krümmung gegen das Reichweitenende hin schon deutlich zu erkennen. Aus der Reichweite und Krümmung berechnet sich eine Masse von rund 100 Elektronenmassen.

Wenn das Reichweitenende dieses Teilchens nicht zu erkennen ist, ist man auf die magnetische Krümmung und die Ionisation angewiesen, um die Natur des Teilchens zu ermitteln (1. Teil, Fig. 17, S. 37). Zu Bild 51a bemerkte schon KUNZE (1933), daß das linke Teilchen für ein Proton zu wenig und für ein Elektron zu stark ionisiert (das rechte Teilchen ist ein Elektron). Auf Bild 51b ist ebenfalls ein Mesotron und ein Elektron zu sehen. Das Mesotron hat geringere Krümmung, aber stärkere Ionisation als das Elektron. Aus Krümmung und Ionisation wurde auf 160 Elektronenmassen geschlossen.

Aufnahmen: Bild 50a: NEDDERMEYER, H. u. CARL D. ANDERSON: Phys. Rev. **54**, 88 (1938). Bild 50b: MAIER-LEIBNITZ, H.: Z. Phys. **112**, 569 (1939). Bild 51a: KUNZE, P.: Z. Phys. **83**, 1 (1933). Bild 51b: WILLIAMS, E. J. u. E. PICKUP: Nature, Lond. **141**, 684 (1938).

¹ Das Zählrohr in der Kammer liegt hier parallel zur Kammerebene, nicht senkrecht dazu wie in der schematischen Fig. 9e.

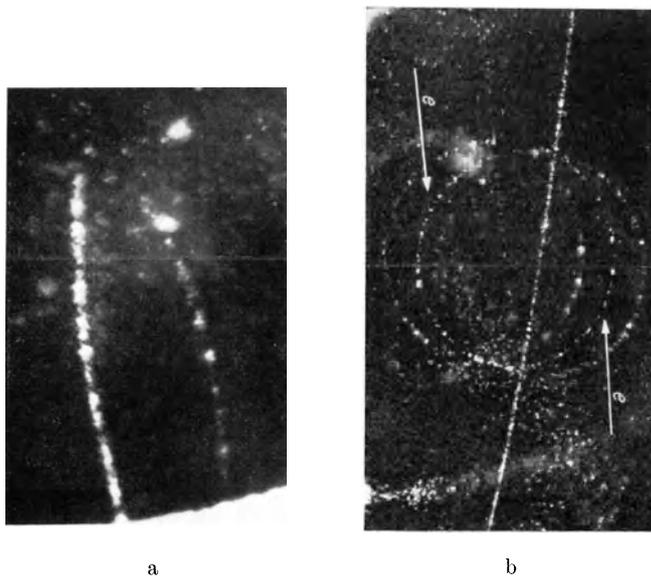


a

b

Bild 50. Zwei in der Kammer endigende Ultraeilchen, vermutlich Mesotronen.

a Magnetfeld 7900 Gauß; Kammerdurchmesser 14,5 cm; Gasfüllung $\frac{2}{3}$ Helium und $\frac{1}{3}$ Argon von 1 at. b Magnetfeld 1600 Gauß; Kammerdurchmesser 19,5 cm; Gasfüllung Propan (C_3H_8) von 1 at.



a

b

Bild 51. Zwei Teilchen, die wegen ihrer starken Ionisation als Mesotronen gedeutet wurden.

a Magnetfeld 18400 Gauß; Kammerdurchmesser 16,4 cm; Gasfüllung Luft 1 at. b Magnetfeld 2200 Gauß; Gasfüllung 50% Wasserstoff und 50% Luft von 1 at; die mit *e* bezeichnete Spur ist die Bahnspur eines Elektrons, die zum Vergleich der Ionisationsdichte nachträglich hineinkopiert wurde.

Um die spezifische Ionisation (Zahl der Ionenpaare je Zentimeter Luft) von schnellen Ultrateilchen zu bestimmen, läßt man einige Zehntelsekunden zwischen dem Durchgang des Teilchens und der Expansion verstreichen; der Durchgang wird durch eine Zählrohrkoinzidenz angezeigt. Während dieser Zeit diffundieren die erzeugten Ionen in der feldfreien Kammer auseinander, so daß sie einzeln als Tröpfchen zu erkennen sind. Durch Auszählen der Tröpfchen bei einer größeren Reihe von Bahnen erhält man die spezifische Ionisation in Abhängigkeit von der magnetischen Krümmung. Es zeigte sich, daß die Ionisation zuerst mit wachsender Energie rasch abnimmt, um oberhalb etwa $H_Q = 10\,000$ Gauß·cm wieder langsam anzusteigen (I. Teil, Fig. 16, S. 37). Dieser Verlauf, wie auch die Absolutwerte der spezifischen Ionisation sind in guter Übereinstimmung mit der quantenmechanischen Theorie der Ionisation durch Elektronen. Nur bei Bild 52c ist die Ionisation etwa 5,5mal zu stark. Dieses Teilchen muß also schwerer als ein Elektron sein und ist vermutlich ein Mesotron von etwa 250 Elektronenmassen.

Aufnahmen: CORSON, DALE R. u. ROBERT B. BRODE: Phys. Rev. **53**, 773 (1938).

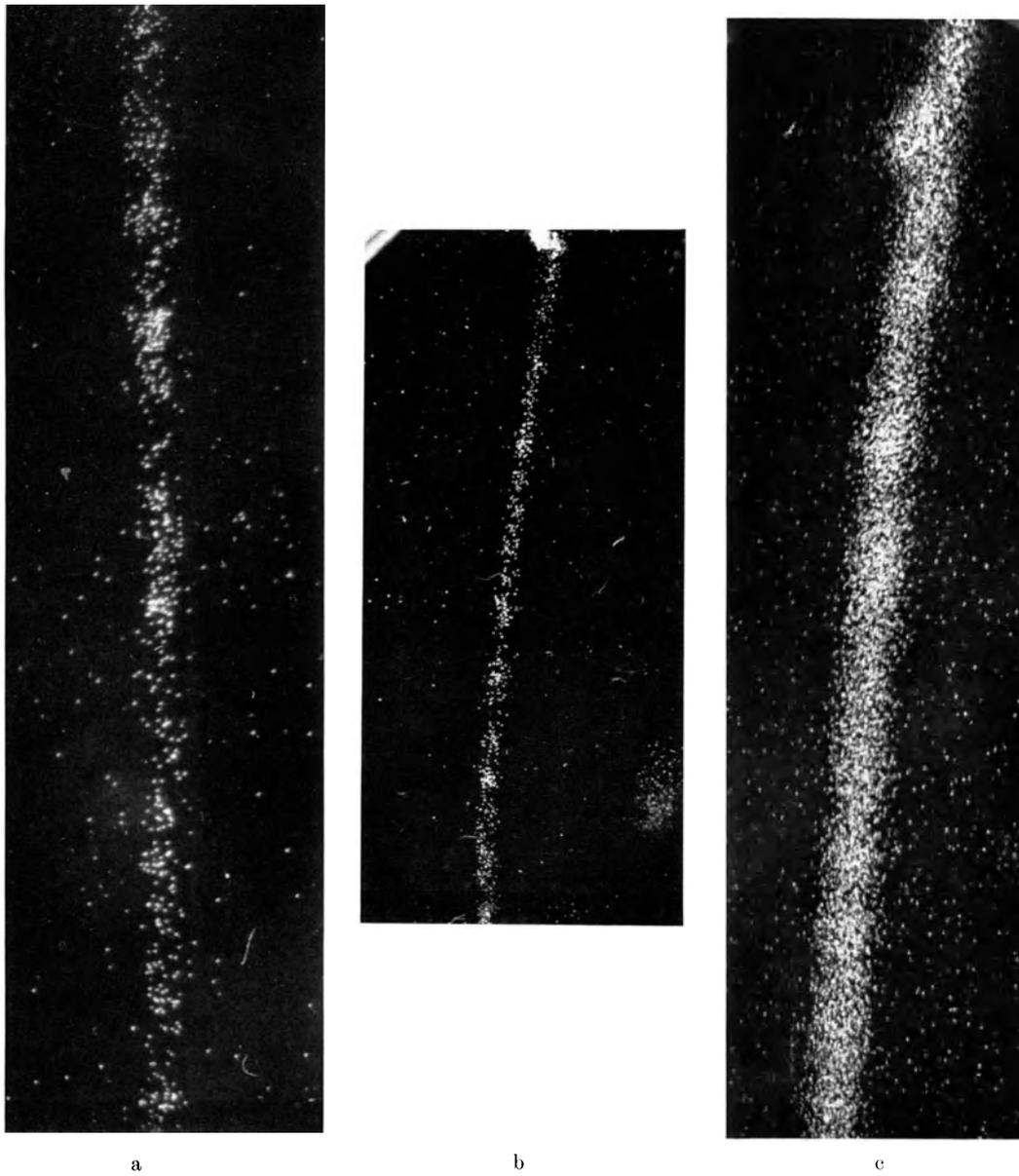


Bild 52. Aufgelöste Bahnen zur Bestimmung der spezifischen Ionisation.

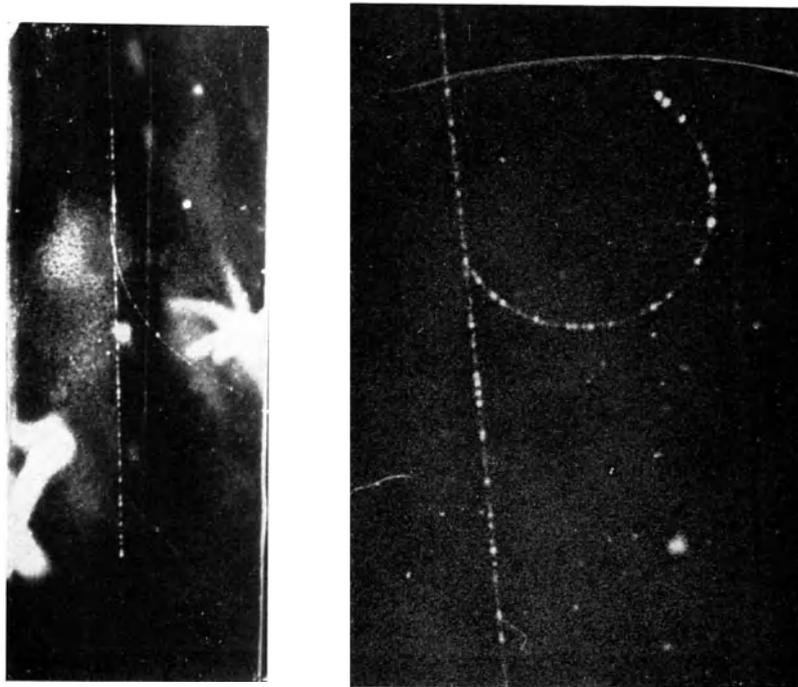
Magnetfeld 800 Gauß; Kammerfüllung 1,5 at Stickstoff.

a ist etwas vergrößert; b und c sind beide etwa natürliche Größe.

Die direkte Auslösung von Sekundärelektronen durch schnelle Ultrateilchen erfolgt in derselben Weise wie bei langsameren Primärelektronen (vgl. Bild 12). Wegen der größeren Primärenergie der Ultrateilchen kann jedoch das Sekundärelektron sehr hohe Energie erhalten, ohne daß das Primärteilchen in seiner Energie und Richtung wesentlich beeinflußt wird. In Bild 53a hat das Primärteilchen 10^{10} eV, das Sekundärteilchen $3,3 \cdot 10^7$ eV. Bild 53b zeigt ebenfalls ein Primärteilchen von etwa 10^{10} eV, welches ein sekundäres von $6 \cdot 10^6$ eV im Gas auslöst.

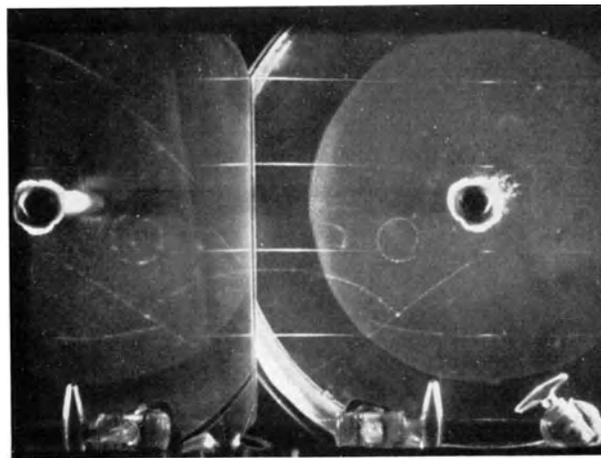
In Bild 53c ist das Sekundärteilchen ein *Positron* von etwa $4,5 \cdot 10^6$ eV. Eine Deutung kann für diesen Fall noch nicht gegeben werden.

Aufnahmen: a) LEPRINCE-RINGUET, LOUIS u. JEAN CRUSSARD: J. Phys. Radium 8, 207 (1937). b) WILSON, J. G.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) 166, 482 (1938). c) MAIER-LEIBNITZ, H.: Z. Phys. 112, 569 (1939).



a

b



c

Bild 53. Auslösung von Sekundärelektronen durch schnelle Ultrateilchen im Gas.

a Magnetfeld 13000 Gauß; Kammermaße 55 cm hoch und 15 cm breit. Der weiße Strich rechts neben der Bahnspur ist die Abbildung eines Drahtes zur Erzeugung des elektrischen Feldes. b Magnetfeld 10000 Gauß, natürliche Größe. c Magnetfeld 1600 Gauß; Kammerdurchmesser 19,5 cm. Spiegelstereoskopische Aufnahme.

XI. Kaskadenschauer.

Schauererzeugung durch geladene Teilchen und Photonen, sekundäre Schauer, der Kaskadenvorgang.

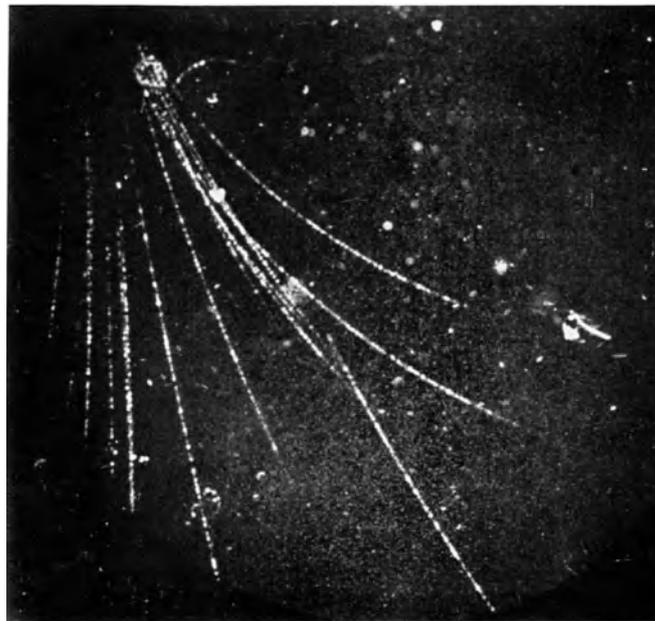
SKOBELZYN hat schon 1926 beobachtet, daß gelegentlich mehrere Ultrastrahlbahnen bei derselben Expansion auftreten. BLACKETT und OCCHIALINI erhielten dann 1933 mit einer zählrohrgesteuerten Wilsonkammer Aufnahmen wie Bild 54a und b. Man sieht typische „Garben“ oder „Schauer“, d. h. eine größere Zahl positiver und negativer Teilchen, welche unzweifelhaft in demselben Prozeß entstanden sind und aus engen räumlichen Bereichen stammen, z. B. aus dem Kupfer der Magnetspulen. Bild 54a zeigt 16 Teilchen, die zum größten Teil nicht merklich abgelenkt sind. Bild 54b wurde mit einem stärkeren Magnetfeld erhalten. Es enthält 19 Teilchen, davon konnten vermessen werden 7 positive (50, 140, 230, 600, 620, 700, $850 \cdot 10^6$ eV) und 8 negative (70, 80, 100, 110, 110, 190, 230, $900 \cdot 10^6$ eV). Die Gesamtenergie des Schauers beträgt ungefähr $5 \cdot 10^9$ eV. Positive und negative Schauerteilchen kommen etwa gleich häufig vor. Die Teilchen sind zweifellos positive und negative Elektronen.

Auf Bild 55 und 56 sieht man die Entstehung von Schauern in einer Metallplatte im Innern der Kammer. Die Schauer von Bild 55 werden durch ionisierende Strahlen ausgelöst, die von Bild 56 durch nichtionisierende Strahlen (γ -Strahlen), welche daher keine Spur hinterlassen.

Aufnahmen: Bild 54a: BLACKETT, P. M. S. u. G. P. S. OCCHIALINI: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **139**, 699 (1933). Bild 54b: BLACKETT, P. M. S.: Unveröffentlicht. Bild 55a und 56a: AUGER, P. u. P. EHRENFEST: J. Phys. Radium **8**, 204 (1937). Bild 55b und 56b: BRODE, R. B. u. M. A. STARR: Unveröffentlicht.

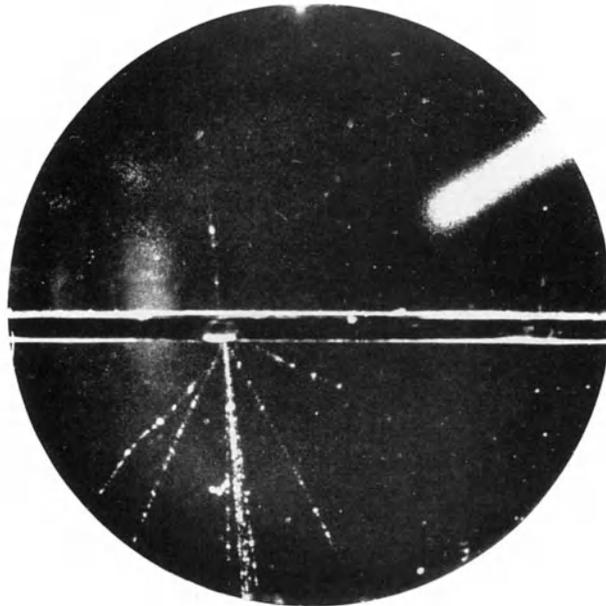


a

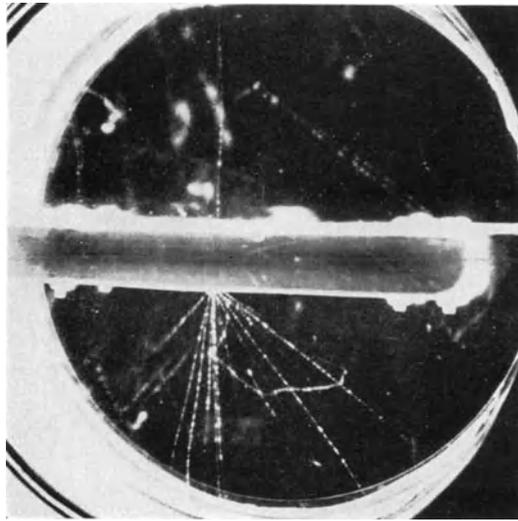


b

Bild 54. Schauer von Ultrastrahlen mit Ursprung in der Umgebung der Kammer.
a 3100 Gauß; Kammerdurchmesser 13 cm, Tiefe 3 cm. b 14000 Gauß.

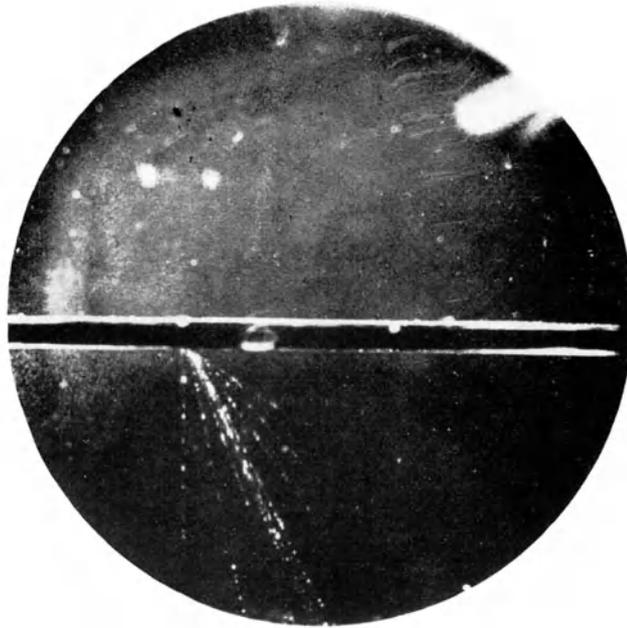


a

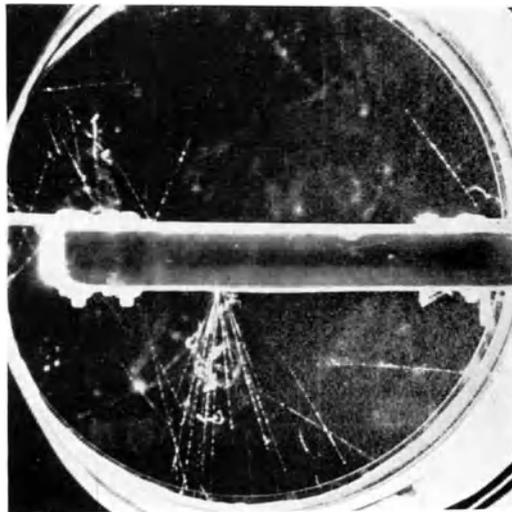


b

Bild 55. Schauer durch ionisierendes Teilchen ausgelöst; ohne Magnetfeld.
a Pt-Platte 0,5 cm dick; Kammerdurchmesser 14 cm, Tiefe 2,5 cm. b Pb-Platte 3 cm dick;
Kammerdurchmesser 30 cm, Tiefe 10 cm. Erläuterung S. 106.



a



b

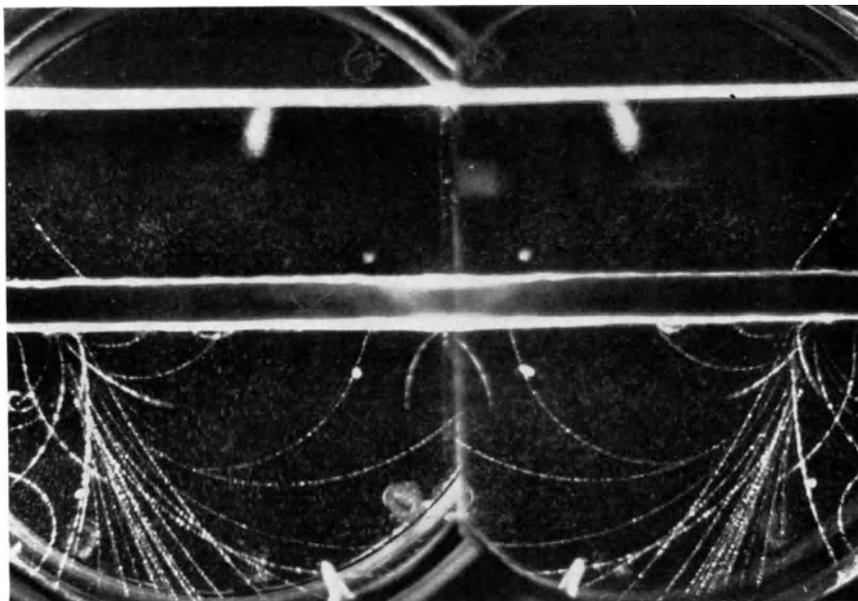
Bild 56. Schauer durch nichtionisierende Strahlen (Photonen) ausgelöst; ohne Magnetfeld.
a Pt-Platte 0,5 cm dick; Kammerdurchmesser 14 cm, Tiefe 2,5 cm. b Pb-Platte 3 cm dick;
Kammerdurchmesser 30 cm, Tiefe 10 cm. Erläuterung S. 106.

Von den 28 Teilchen auf Bild 57a, die in der 1 cm dicken Bleischicht entstehen, haben 25 wahrscheinlich gemeinsamen Ursprung; dieser Schauer ist durch ein Photon ausgelöst. Die übrigen drei Teilchen sind gleichzeitig ausgelöst, aber durch andere Photonen. Die Gesamtenergie ist $2,5 \cdot 10^9$ eV.

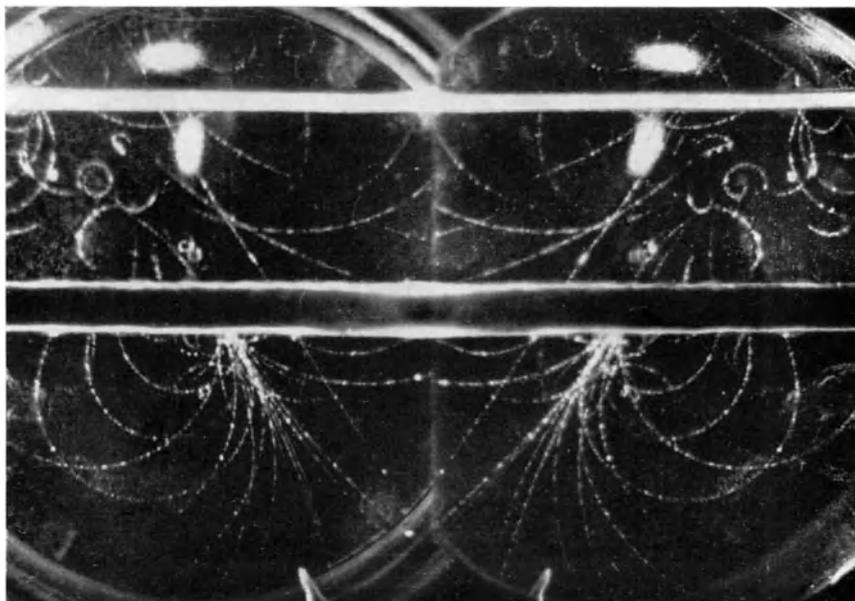
Auf Bild 57b erkennt man noch deutlicher, wie ein von außen in die Kammer eindringender Schauer neue Schauer in der Bleiplatte erzeugt. Von dem primären Schauer durchdringt ein schnelles Teilchen, ein Positron von $5,2 \cdot 10^8$ eV, die Bleiplatte. Der große Schauer unterhalb der Platte wird dagegen durch einen nicht-ionisierenden Strahl, ein Photon ausgelöst, dessen Richtung nur wenig von der des erwähnten Positrons abweicht; wahrscheinlich haben beide gemeinsamen Ursprung.

Bild 58 und 59 zeigen einige besonders anschauliche Fälle der Erzeugung sekundärer Schauer durch Strahlen eines primären Schauers. Auf Bild 58 erkennt man in den primären Schauern ein Zentralbündel mit besonders großer Teilchendichte. Hier nimmt der sekundäre Schauer seinen Ursprung, während die äußeren Teile des primären Schauers wirkungslos in der Platte stecken bleiben. Die Aufnahme 58b zeichnet sich noch dadurch aus, daß der sekundäre Schauer erst in den untersten Millimetern der 3 cm dicken Bleiplatte entsteht, daher können auch Teilchen fast streifend zur Platte austreten. Auf Bild 59a erkennt man, daß das dichte Zentralbündel des primären Schauers, welches vorzugsweise sekundäre Schauer erzeugt, aus besonders schwer ablenkbaren Teilchen besteht. Bei Bild 59b ist die Besonderheit, daß der primäre Schauer viele fast parallel verlaufende Teilchen enthält, welche 5 sekundäre Schauer erzeugen.

Aufnahmen: Bild 57a, b und 59a: ANDERSON, CARL D., R. A. MILLIKAN, SETH NEDDERMEYER u. WILLIAM PICKERING: Phys. Rev. 45, 352 (1934). Bild 58a: AUGER, P. u. P. EHRENFEST: J. Phys. Radium 8, 204 (1937). Bild 58b: STARR, MERLE A.: Phys. Rev. 53, 6 (1938). Bild 59b: BRODE, R. B. u. M. A. STARR: Unveröffentlicht.



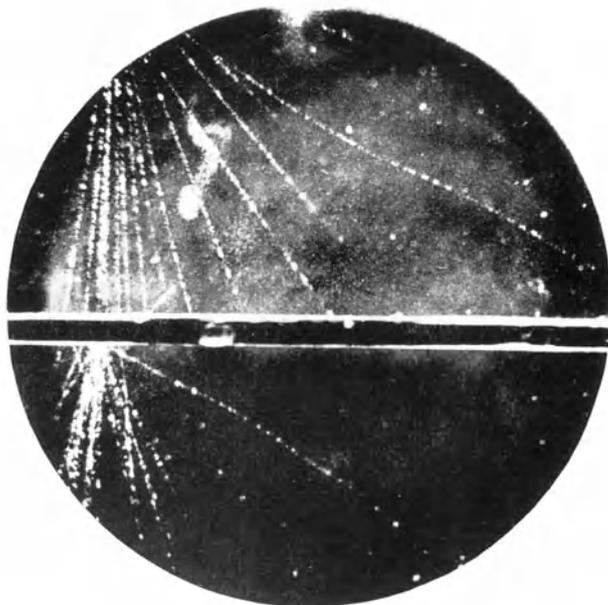
a



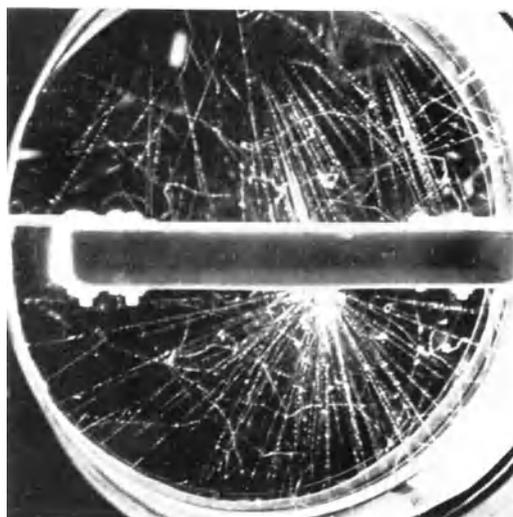
b

Bild 57. Ultrastrahlenschauer durch Photonen ausgelöst.

a und b Magnetfeld 17000 Gauß; Pb-Platte 1 cm dick; Kammerdurchmesser 14 cm, Tiefe 1,5 cm;
spiegelstereoskopische Bilder.



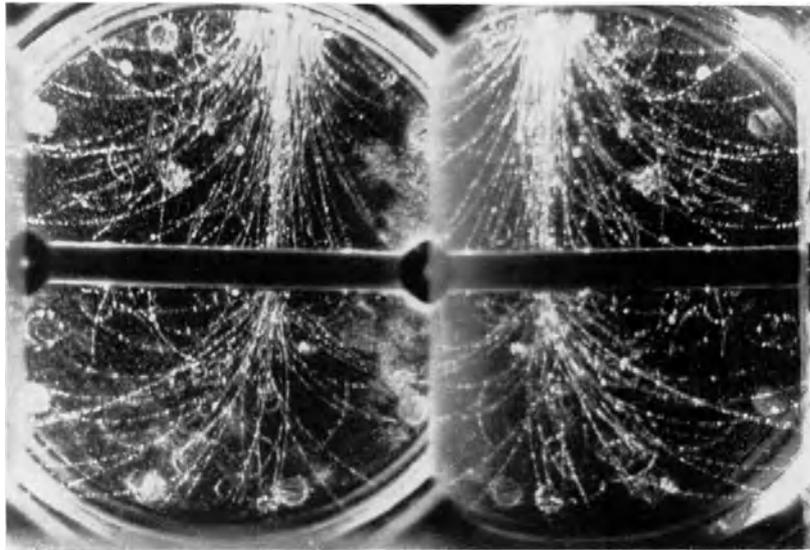
a



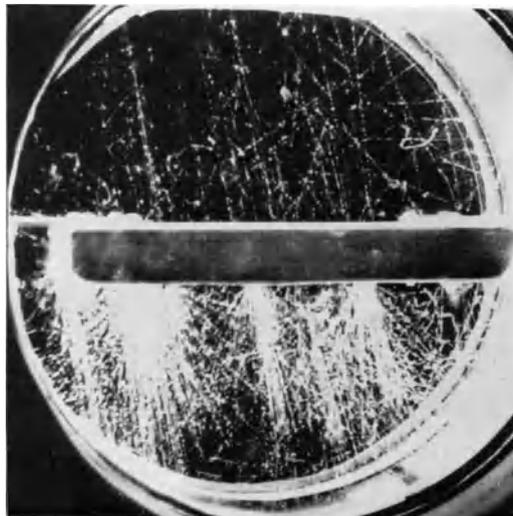
b

Bild 58. Sekundäre Schauer; ohne Magnetfeld.

a Pt-Platte 0,5 cm dick; Kammerdurchmesser 14 cm, Tiefe 2,5 cm. b Pb-Platte 3 cm dick;
Kammerdurchmesser 30 cm, Tiefe 10 cm. Erläuterung S. 110.



a



b

Bild 59. Sekundäre Schauer.

a Magnetfeld 7900 Gauß; Pt-Platte 1 cm dick; Kammerdurchmesser 16,5 cm, spiegelstereoskopisches Bild. b ohne Magnetfeld; Pb-Platte 3 cm dick; Kammerdurchmesser 30 cm, Tiefe 10 cm.

Erläuterung S. 110.

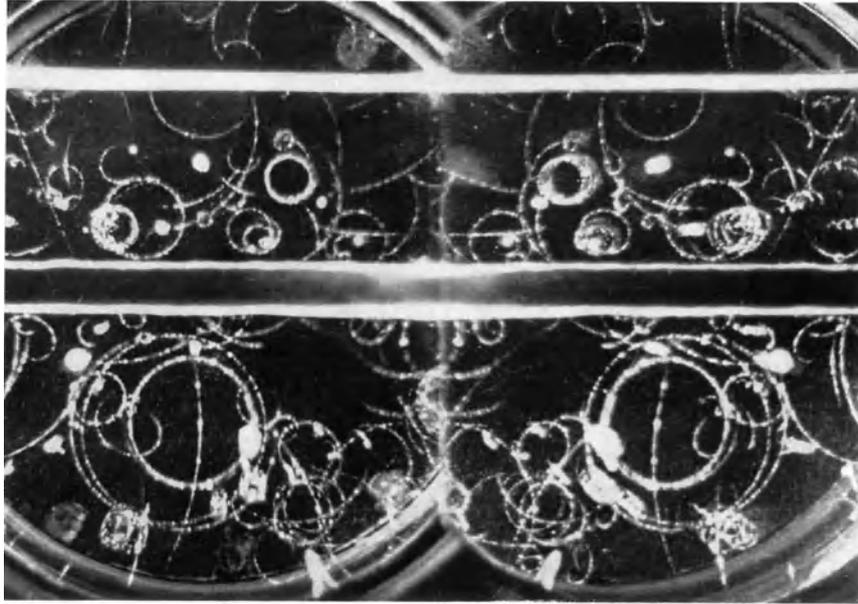


Bild 60. Photonenschauer.

Magnetfeld 17000 Gauß; Pb-Platte 1 cm dick; Kammerdurchmesser 14 cm, Tiefe 1,5 cm; spiegelstereoskopisches Bild.

Die Aufnahme Bild 60 erweckt den Eindruck, als ob die Kammer einer starken γ -Strahlung ausgesetzt gewesen wäre. Es handelt sich jedoch um eine Wirkung der Ultrastrahlung. Die rund 80 Teilchen, welche Energien zwischen 10^5 und 10^7 eV haben, entstehen an ganz verschiedenen Punkten; sie sind offenbar durch Photonen ausgelöst worden, welche einem außerhalb entstandenen Ultrastrahlenschauer angehören. Die Aufnahme zeigt besonders deutlich, daß Photonen als Bestandteile von Schauern eine große Rolle spielen.

Aufnahme: ANDERSON, CARL D., R. A. MILLIKAN, SETH NEDDERMEYER u. WILLIAM PICKERING: Phys. Rev. 45, 352 (1934).

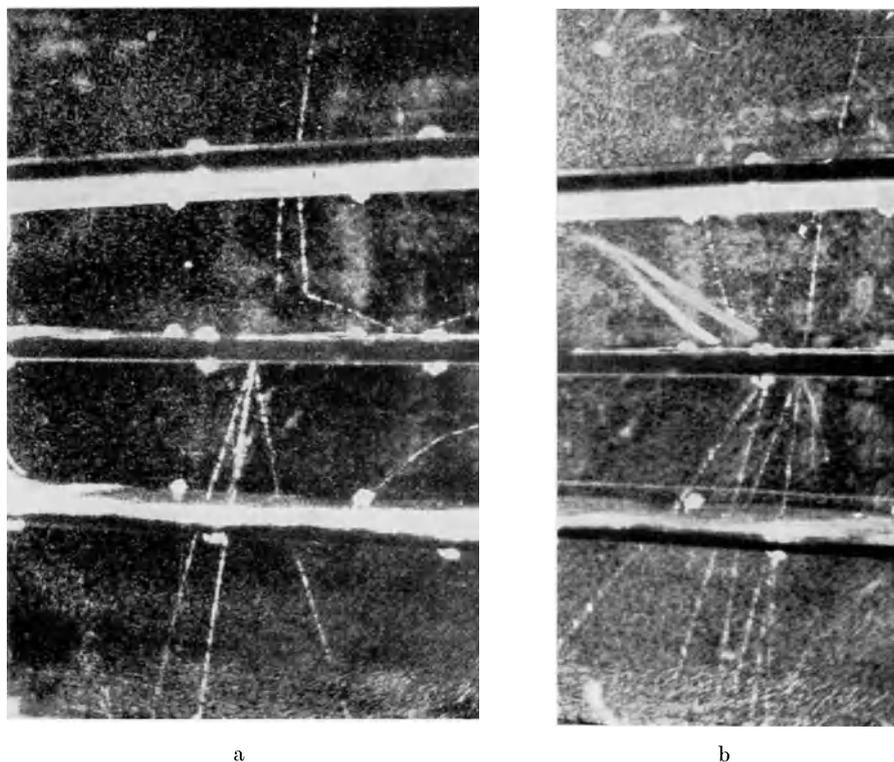


Bild 61. Kleine Kaskadenschauer; ohne Magnetfeld.

a und b Plattendicken: oben 0,63 cm; Mitte 0,63 cm, unten 0,07 cm Pb; Abstand zwischen den Platten je 6 cm; Kammerdimensionen: 35 cm hoch, 30 cm breit, 10 cm tief.

Um die Vorgänge bei der Entstehung der Schauer zu untersuchen, bringt man mehrere parallele, nicht zu dicke Metallplatten in die Kammer. FUSSELL, von dem die Bilder 61 bis 67 und 74 stammen, benutzte drei Bleiplatten der oben angegebenen Dicken. Die Bilder 61 lassen schon die Rolle erkennen, welche Photonen bei der Entwicklung eines Schauers spielen. Auf Bild 61a trifft ein ionisierendes Teilchen die oberste Platte und erzeugt dort u. a. ein nichtionisierendes Photon, welches seinerseits in der zweiten Platte einen Teilchenschauer auslöst. Bei Bild 61b entstehen in der ersten und zweiten Platte sowohl ionisierende Teilchen als auch Photonen, welche beide wieder Schauerteilchen in der nächsten Platte auslösen. Diese Vorgänge werden quantitativ beschrieben durch die Kaskadentheorie (Bild 62 bis 65).

Aufnahmen: FUSSELL, L. (Harvard University). Bild 61a veröffentlicht bei D. K. FROMAN u. J. C. STEARNS: Rev. Mod. Physics **10**, 133 (1938). Bild 61b unveröffentlicht.

Die Erscheinungen beim Durchgang schneller Elektronen durch Materie ändern sich von Grund auf, wenn man zu sehr hohen Energien kommt (z. B. $> 10^7$ eV in Blei). Hier wird die Teilchenenergie nicht mehr wesentlich durch Ionisation aufgezehrt, sondern die Bremsung durch Strahlung spielt die entscheidende Rolle. Dieser Vorgang, welcher der Entstehung der Brems-Röntgenstrahlung ganz analog, nur viel häufiger ist, bewirkt, daß das Durchdringungsvermögen der Elektronen auch bei noch so hoher Energie eine gewisse Grenze nicht überschreitet. So sollte z. B. ein schnelles Elektron in je 0,4 cm Blei die Hälfte seiner Energie durch Strahlungsbremsung verlieren. Hiermit scheint das verhältnismäßig große Durchdringungsvermögen der Schauer im Widerspruch zu stehen. Diese Schwierigkeit wird jedoch beseitigt durch die „Kaskadentheorie“ der Schauer (BHABHA-HEITLER, CARLSON-OPPENHEIMER). Hiernach entsteht ein Schauer auf folgende Weise: Ein Elektron erzeugt ein oder mehrere Bremsquanten. Jedes Bremsquant wird wieder absorbiert durch Bildung eines Elektronenpaares. Jedes dieser Elektronen erzeugt wieder Bremsquanten usw., bis die gesamte verfügbare Energie in Elektronen und Quanten kleiner Energie verzettelt ist, welche dann rasch absorbiert werden. Die Übereinstimmung zwischen dieser Theorie und dem Experiment ist so gut, wie man bei der Kompliziertheit dieser Vorgänge irgend erwarten kann.

Die beiden teilchenarmen Schauer von Bild 61 zeigen die wechselweise Umwandlung von Elektronen und Photonen schon sehr deutlich. Bei dem größeren Schauer von Bild 62 ist die Zunahme der Teilchenzahl mit der Dicke der Metallschicht noch deutlicher zu sehen. Bild 63 zeigt, wie ein Schauer auch durch ein Photon statt eines Elektrons eingeleitet werden kann. Gleichzeitig läßt dieses Bild erkennen, daß nach einer gewissen Schichtdicke die Teilchenzahl wieder abnimmt, weil viele Teilchen schon absorbiert sind und die verbleibenden sich nicht mehr multiplizieren. Dieses Endstadium eines Schauers zeigt auch Bild 64, wo der Ursprung des Schauers oberhalb der Bleiplatten liegt. In Bild 65 dringt ein Schauer, der aus fast parallelen Elektronen und Photonen besteht, von oben in die Kammer und löst Kaskadenprozesse in den Platten aus.

Aufnahmen: Bild 62, 63, 64, 65: FUSSELL, L. (Harvard University). Bild 62 und 64 veröffentlicht bei D. K. FROMAN u. J. C. STEARNS: Rev. Mod. Physics 10, 133 (1938). Bild 63 und 65 unveröffentlicht.

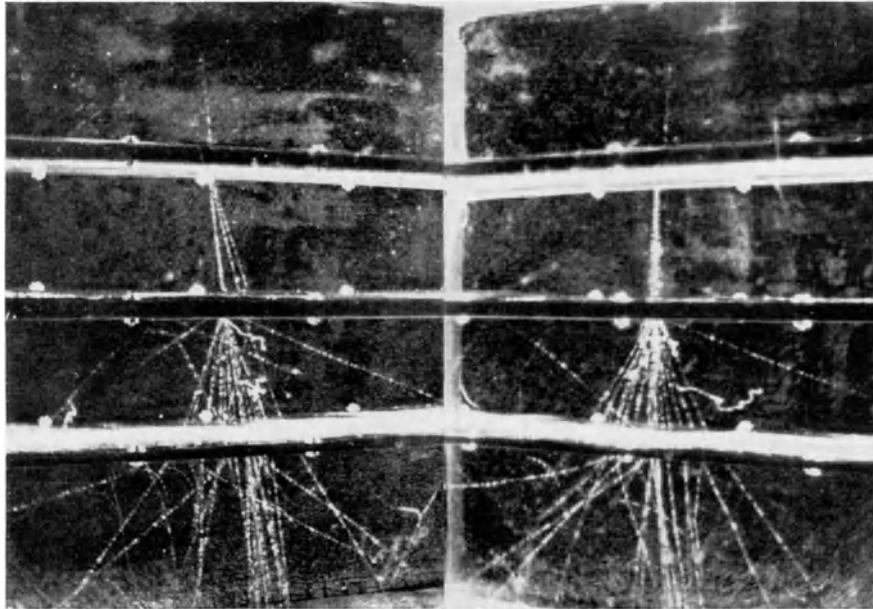


Bild 62. Entwicklung eines Kaskadenschauers aus einem geladenen Teilchen; ohne Magnetfeld.
Stereoskopische Aufnahme, Plattenanordnung wie Bild 61.

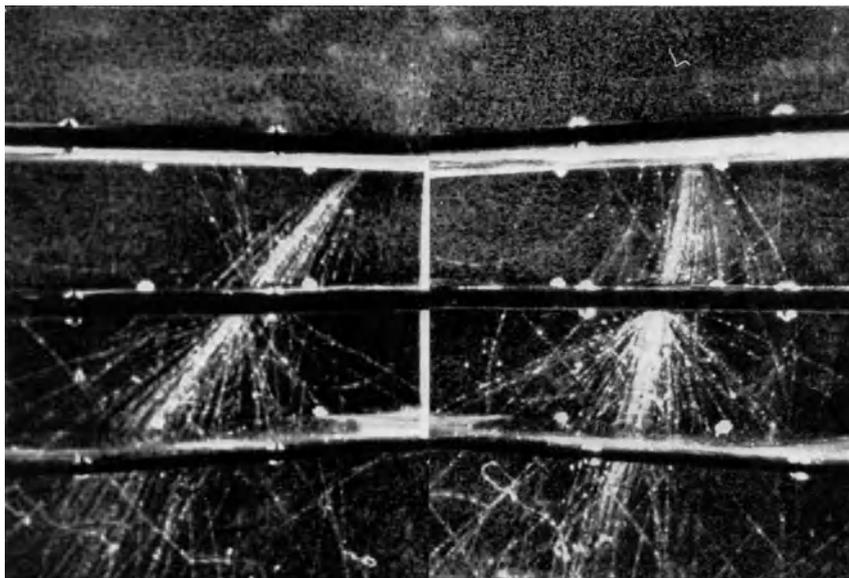


Bild 63. Entwicklung eines Kaskadenschauers aus einem Photon; ohne Magnetfeld.
Stereoskopische Aufnahme, Plattenanordnung wie Bild 61.

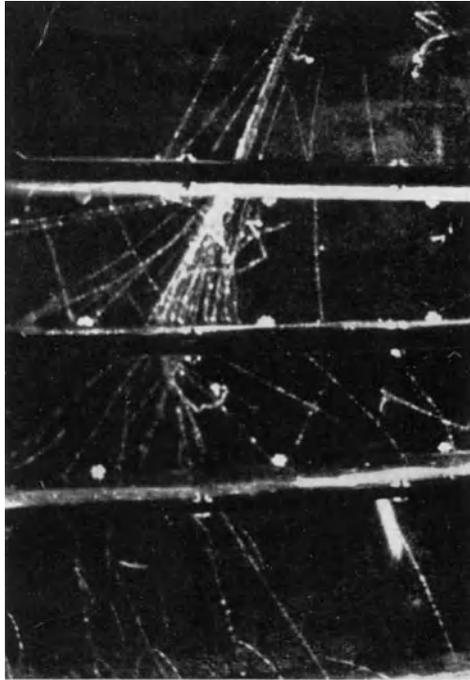


Bild 64. Endstadium eines Kaskadenschauers.
Plattenanordnung wie Bild 61. Erläuterung S. 116.

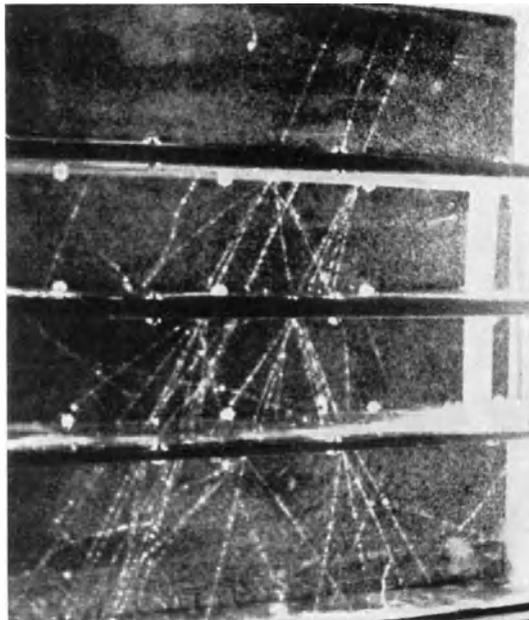


Bild 65. Entwicklung paralleler Kaskadenschauer.
Plattenanordnung wie Bild 61. Erläuterung S. 116.

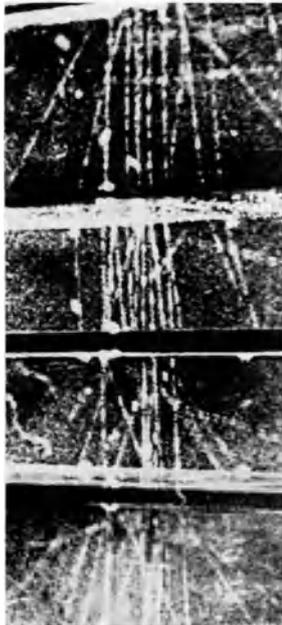


Bild 66.

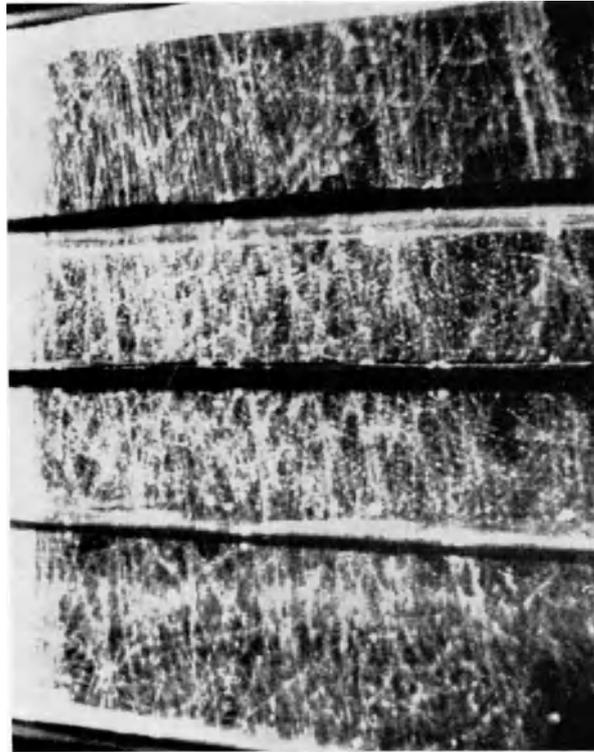


Bild 67.

Bild 66. Schauer aus einem 15 cm Pb-Filter oberhalb der Kammer.

Obere Platte 0,07 cm Pb, mittlere 0,63 cm Pb, untere 0,63 cm Pb; Abstand zwischen den Platten je 6 cm; ohne Magnetfeld.

Bild 67. Besonders teilchenreicher Schauer.

Obere Platte 0,63 cm Pb, mittlere 0,63 cm, untere 0,07 cm Pb; Abstand zwischen den Platten je 6 cm; ohne Magnetfeld.

Schauer kleiner Winkeldivergenz zeichnen sich durch besonders hohes Durchdringungsvermögen aus. Verschiedene Umstände lassen vermuten, daß sie Mesotronen enthalten (in Bild 66 mindestens drei nach FUSSELL). Bild 67 stellt sicher nur einen kleinen Ausschnitt aus einem außerordentlich teilchenreichen Schauer dar. Durch so große Schauer werden zum Teil die plötzlichen Ionisationsstöße erklärt, welche zuerst HOFFMANN in Ionisationskammern beobachtet hat. Eine weitere Ursache HOFFMANN'Scher Stöße sind die Explosionsschauer (Bild 70 bis 74).

Aufnahmen: FUSSELL, L. (Harvard University). Bild 66 unveröffentlicht, Bild 67 veröffentlicht bei D. K. FROMAN u. J. C. STEARNS: Rev. Mod. Physics 10, 133 (1938).

XII. Teilchenarme Schauer.

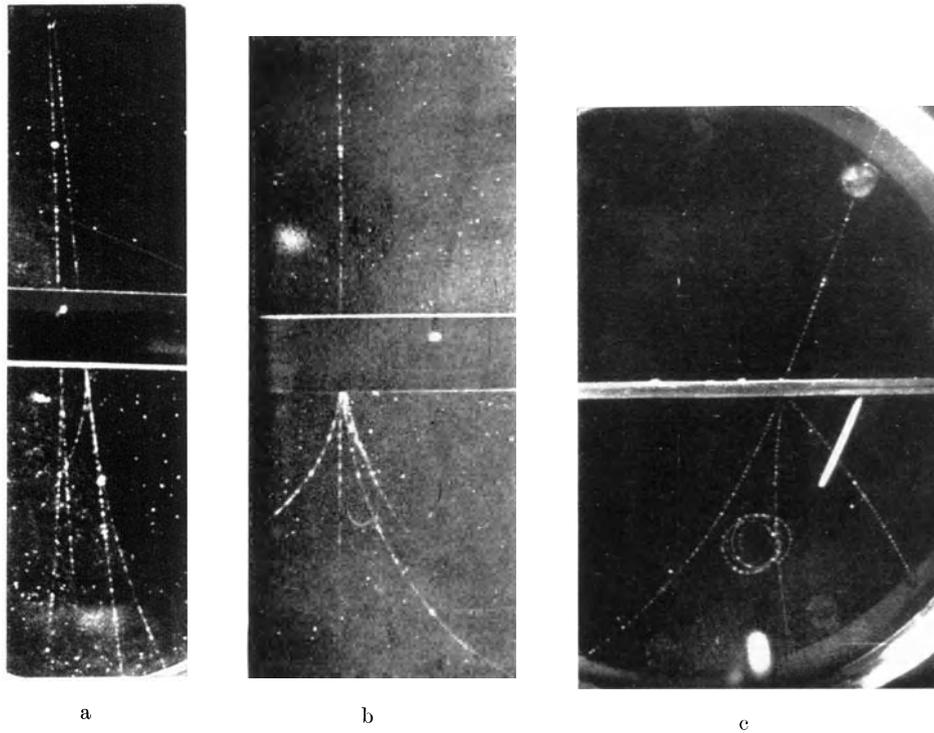


Bild 68. Teilchenarme Schauer.

a Magnetfeld 10000 Gauß; Cu-Platte 2 cm dick; Kammerdurchmesser 24 cm. b Dieselbe Anordnung wie a. c Magnetfeld 7900 Gauß; Pb-Platte 0,35 cm dick; Kammerdurchmesser 14,5 cm. Aufgenommen auf dem Pike's Peak (4300 m ü. d. M.).

Die Vervielfältigung der Ultrateilchen braucht nicht immer durch einen Kaskadenvorgang zu geschehen. Ein Elektron kann auch sekundäre durch direkten Stoß erzeugen (s. oben Bild 53). Ebenso kann ein Mesotron ein Sekundärelektron auslösen, welches dann einen Schauer einleitet (BHABHA). In diesen Fällen bleibt das auslösende Teilchen erhalten. In den Bildern 68a und b kann jeweils eine der Bahnen unterhalb der Platte als Fortsetzung der oberen Bahn gedeutet werden.

Aufnahmen: a) WILSON, J. G.: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **166**, 482 (1939). b) WILSON, J. G.: Nature, Lond. **142**, 73 (1938). c) ANDERSON, CARL D. u. SETH NEDDERMEYER: Phys. Rev. **50**, 236 (1936).

XIII. Luftschauer.

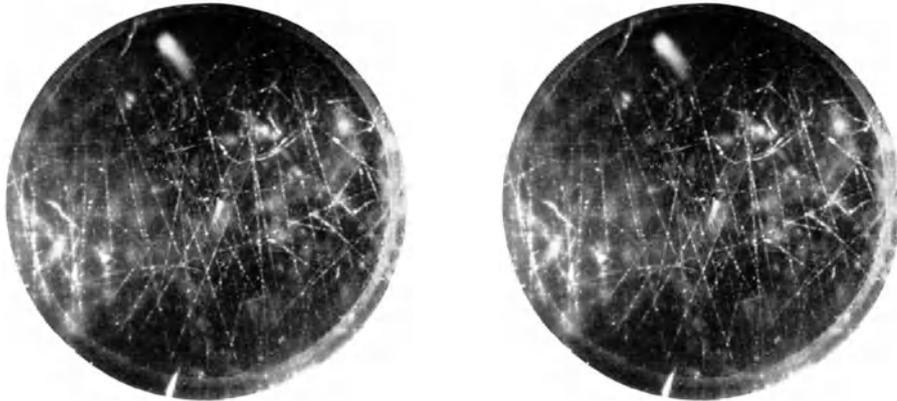


Bild 69. Luftschauer in zwei Kammern mit 5 m Abstand.

In der irdischen Atmosphäre entstehen Schauer von großem Durchdringungsvermögen. Dies wurde dadurch nachgewiesen, daß Zählrohre, die in beträchtlichem Abstand voneinander in freier Luft aufgestellt wurden, überraschend viele Koinzidenzen zeigten. AUGER erhielt noch bei 300 m Abstand eine meßbare Koinzidenzhäufigkeit. Diese Luftschauer müssen in beträchtlicher Höhe ihren Ursprung haben und viele 1000 Teilchen enthalten. Koppelt man die Zählrohre mit je einer Wilsonkammer, so erhält man bei einer Koinzidenz Bilder wie Bild 69; hier waren die beiden Kammern 5 m voneinander entfernt. Die Struktur der Luftschauer scheint recht verwickelt zu sein. Die Luftschauer sind auf Primärstrahlen zurückzuführen, deren Energie bis zu $> 10^{13}$ eV beträgt. Damit verliert jede Zerstrahlungshypothese über den Ursprung der Ultrastrahlen ihre Grundlage, denn selbst ein Urankern könnte bei vollständiger Umwandlung seiner Masse in Energie nur $2 \cdot 10^{11}$ eV liefern.

Aufnahmen: WILSON, J. G. u. A. C. B. LOVELL, Manchester: Unveröffentlicht.

XIV. Explosionsschauer.

Bei den Kaskadenschauern handelt es sich allein um Vorgänge außerhalb der Atomkerne; diese werden dabei nicht verändert. Sehr energiereiche Teilchen oder Photonen können aber auch Kernumwandlungen hervorrufen, wobei der Kern schwere Teilchen (Protonen, Neutronen, Mesotrone, vielleicht auch α -Teilchen) ausstößt. Auf Bild 70 erzeugt ein Ultrateilchen beim Durchgang durch eine Bleiplatte ein schweres Teilchen, nach der Dichte der Bahn zu schließen wahrscheinlich ein Proton. Auf den Bildern 71 sieht man je einen von oben kommenden Schauer; je eines der Schauerteilchen löst in der Bleiplatte mindestens zwei schwere Teilchen aus, von denen eines rückläufig ist. Alle Teilchenbahnen gehen sehr genau von einem Punkt der Primärbahn innerhalb der Platte aus; dies zeigt, daß sie in einem einzigen Prozeß und nicht durch eine Kaskade entstanden sind. Nach HEISENBERG spricht man von einem „Explosionsschauer“. Die Zahl der Teilchen bei einer solchen Kernexplosion kann beträchtlich sein, wie Bild 72 und 73 zeigen. Solche „Sterne“ wurden von BLAU und WAMBACHER auch in photographischen Schichten erhalten. Die starke Winkeldivergenz der Teilchen ist ein Kennzeichen der Explosionsschauer. In Bild 72 entsteht der Schauer außerhalb der beleuchteten Zone der Kammer, daher sind die Anfänge der Bahnen nicht zu sehen. Der Schauer 73 entspringt in der vorderen Glasplatte der Kammer. In Bild 72 und wahrscheinlich auch 74 enthält der Schauer außer den schweren auch leichte Teilchen. Die Theorie der Explosionsschauer (HEISENBERG) ist aus Mangel an experimentellem Material noch nicht sehr sicher. Explosionsschauer sind neben großen Kaskadenschauern eine Ursache der „HOFFMANNschen Stöße“ in Ionisationskammern.

Aufnahmen: Bild 70, 72, 73: BRODE, R. B. u. M. A. STARR: Phys. Rev. **53**, 3 (1938).
Bild 71: ANDERSON, CARL D. u. SETH NEDDERMEYER: Phys. Rev. **50**, 263 (1936). Bild 74:
FUSSELL, L. (Harvard University): Unveröffentlicht.

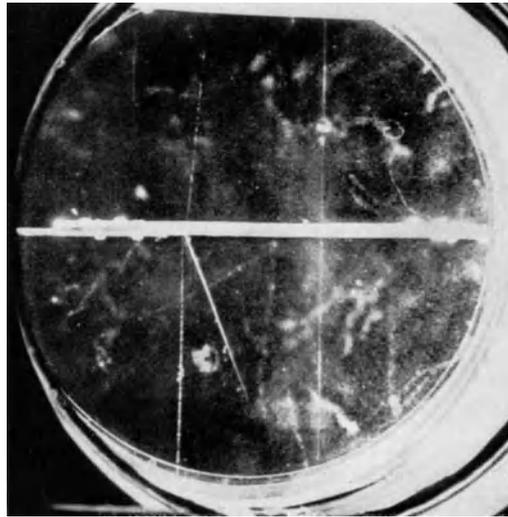
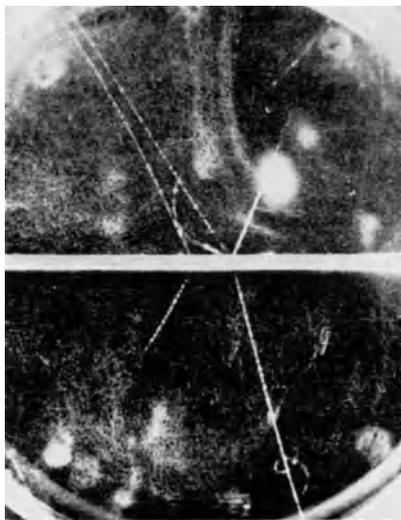
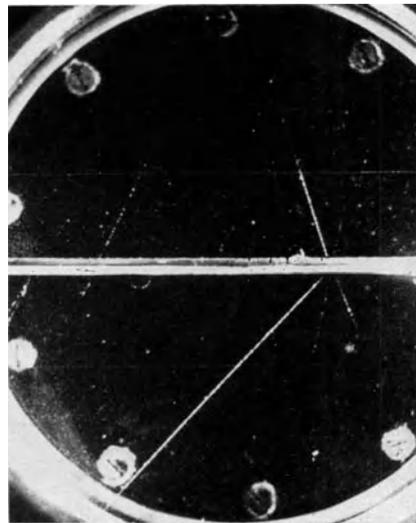


Bild 70. Auslösung eines einzelnen schweren Teilchens durch ein schnelles leichtes Teilchen in Blei.
Kammerdurchmesser 30 cm, Tiefe 10 cm.



a



b

Bild 71. Auslösung von schweren Teilchen durch Schauerteilchen.

a Auf 4300 m ü. d. M., Magnetfeld 7900 Gauß; Pb-Platte 0,35 cm dick; Kammerdurchmesser 14,5 cm.

b Magnetfeld 4500 Gauß; Pb-Platte 0,35 cm; Kammerdurchmesser 14,5 cm.

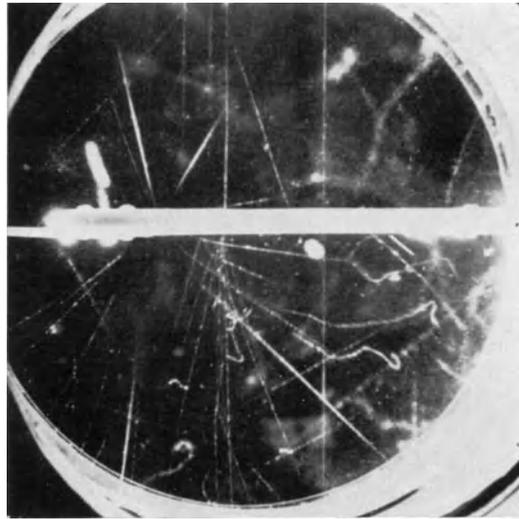


Bild 72. Explosionsschauer mit mindestens 4 schweren und 17 leichten Teilchen.
Entstehungsort: hinterer unbeleuchteter Teil der Pb-Platte. Kammerdurchmesser 30 cm, Tiefe 10 cm.
Erläuterung S. 122.

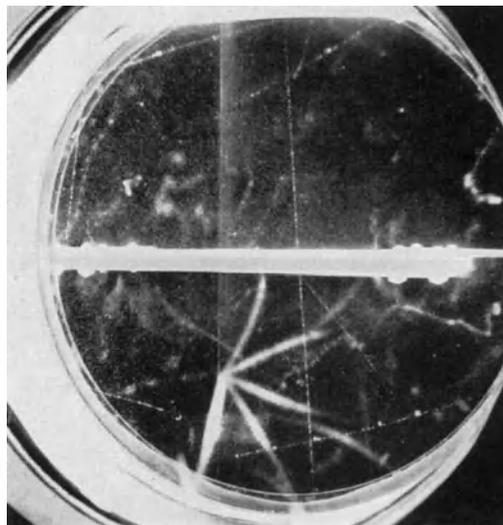


Bild 73. Explosionsschauer mit 5 schweren Teilchen.
Entstehungszeit: 1 sec vor der Expansion, Ort: vordere Glasplatte. Kammerdurchmesser 30 cm,
Tiefe 10 cm. Erläuterung S. 122.

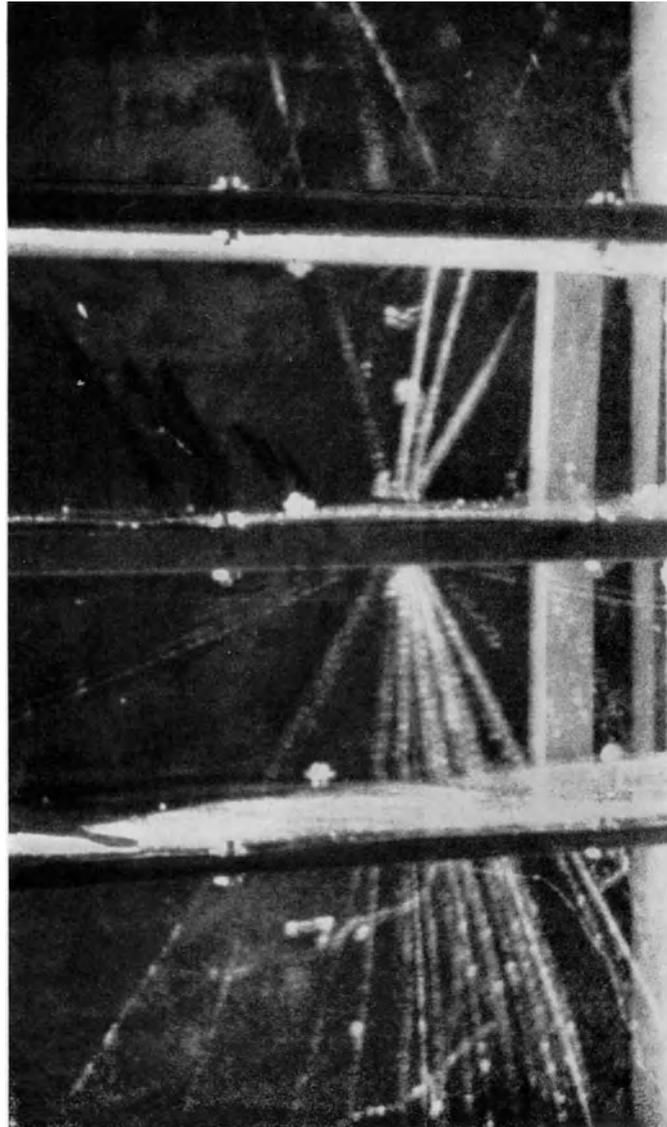


Bild 74. Explosionsschauer mit schweren und leichten Teilchen.
Obere Pb-Platte 0,63 cm, mittlere 0,63 cm, untere 0,07 cm; Abstand zwischen den Pb-Platten je 6 cm.
Erläuterung S. 122.