

BERICHTE

Über die Entwicklung und Anwendung neuer Meßmethoden in der Mesonenforschung

In der nachfolgenden Arbeit ist die apparative Entwicklung der Mesonenforschung dargestellt, wie sie sich aus den amerikanischen und englischen Veröffentlichungen der letzten Jahre ergibt. Der Stoff ist nach folgenden Gesichtspunkten gegliedert:

- I. Meßmethoden: a) Zählrohre, b) Nebelkammer, c) photographische Platte, d) Cerenkov-Zähler. II. Auswertung der Meßergebnisse: a) Ionisierungswirkung der Teilchen, b) Absorption von Mesonen, c) Fehler in der Massenbestimmung durch Vielfachstreuung, d) Auswertung von Bahnen in photographischen Emulsionen.

In den letzten Jahren hat das allgemeine Interesse an der Erforschung der Natur und Eigenschaften der Mesonen einen solchen Umfang angenommen, daß eine Übersicht über den heutigen Stand der Forschung gerechtfertigt erscheint. Da als Mesonenquelle bisher nur die Höhenstrahlung zur Verfügung steht, werden zur Untersuchung der Mesonen im allgemeinen auch die aus der Höhenstrahlenforschung bekannten Geräte benutzt, wie Zählrohre und Wilsonsche Nebelkammern. Ionisationskammern kommen wegen ihrer relativen Unempfindlichkeit und integrierenden Eigenschaften für die Mesonenforschung seltener in Frage, da es hier meist auf die Beobachtung einzelner Teilchen ankommt.

I. Meßmethoden

a) Zählrohre

Die Eigenschaften von Zählrohren sind heute weitgehend geklärt und zuletzt von Craggs¹ sowie von Alder und Mitarbeitern² zusammenfassend behandelt worden. Insbesondere die Schweizer Arbeit zeigt eine überzeugende Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis und kommt in ihren Ergebnissen bezüglich der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung längs des Zähldrahtes zu demselben Resultat wie Wantuch³.

Man darf heute wohl annehmen, daß durch das einfallende Teilchen bei einem Argondruck im Zählrohr von 100 mm Hg 5 Ionenpaare pro cm Bahnlänge erzeugt werden. Ausgelöste Elektronen wandern auf den Zähldraht zu, der an einer hohen positiven Spannung liegt (1000 Volt), ionisieren weitere Gasmoleküle und führen so zur Bildung einer Elektronenlawine und zur Auslösung von Lichtquanten. Ein Zusatz von vielatomigen Dämpfen (Troost⁴) wie Äthylalkohol oder Xylol, die die Lichtquanten absorbieren, führt zu weiterer Elektronenabspaltung und Ionisierung und verhindert gleichzeitig die Auslösung von Photoelektronen aus der Kathode. Dieser Vorgang bleibt jedoch auf das Gebiet hoher Feldstärken be-

schränkt, so daß die entstehende Ionenwolke längs des Zähldrahtes weiterwandert, bis sie ihn schlauchartig umhüllt. Die positive Raumladung des Ionenschlauches setzt die Feldstärke am Draht so weit herab, daß die Entladung erlischt. Nach etwa 10^{-3} sec ist dann das Zählrohr für ein neues Teilchen bereit.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Ionenwolke wurde zu etwa $5 \cdot 10^6$ cm/sec gemessen^{2,3}. Sie wächst etwas mit zunehmender Zählrohrspannung und nimmt ab, wenn der Zusatz an Alkoholdampf vermehrt wird. Im Bereich zwischen 100 und 700 mm Hg Argondruck ist die Wirksamkeit des Zählrohres, d. h. die Zahl der auffallenden Teilchen zur Zahl der Zählrohr-Impulse, von Druck und Temperatur unabhängig. Der Alkoholdampf ist jedoch kritisch und soll 5 bis 30 mm Hg betragen. Sinkt die Temperatur so weit, daß der Alkoholdampf kondensiert, so wird das Zählrohr temperaturabhängig. Da die organischen Moleküle durch häufige Entladungen zersetzt werden, nimmt die Wirksamkeit des Zählrohres im Laufe des Betriebes ab, während der Druck gleichzeitig ansteigt. Bei Alkoholdampf beträgt die Lebensdauer eines Zählrohres 10^9 bis 10^{10} Entladungen, bei Methanol-Zusatz dagegen nur 10^7 bis 10^8 Entladungen.

Durch besondere Wahl und Dimensionierung der Baustoffe für das Zählrohr und eine eventuelle Aktivierung der Kathode sowie durch die Wahl der Gasfüllung (BF_3 anstatt Ar) können die Zählrohre so eingerichtet werden, daß sie auch auf neutrale Elementarteilchen, wie Neutronen, und Lichtquanten ansprechen. Aus Bor, das auch in Form fester Borsäure in das Zählrohr eingebracht werden kann, werden durch langsame Neutronen α -Teilchen nach der Reaktion $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ ausgelöst, die dann ihrerseits ionisierend wirken und das Zählrohr auslösen. Schnelle Neutronen können z. B. durch die Reaktion $\text{Ag}^{107}(n, \alpha)\text{Rh}^{104}$ nachgewiesen werden, bei der ein β -aktives Rhodium erzeugt wird.

Durch die räumliche Anordnung einer Anzahl von Zählrohren in Koinzidenzschaltung, nebeneinander und übereinander, evtl. unter Einschaltung von Absorbern in den Strahlengang, lassen sich „Teleskope“

¹ J. D. Craggs, Reports on Progress in Physics **9**, 137 [1942].

² F. Alder, E. Baldinger, P. Huber u. F. Metzger, Helv. physica Acta **20**, 74 [1947].

³ E. Wantuch, Physic. Rev. **71**, 646 [1947].

⁴ A. Trost, Z. Physik **105**, 399–408 [1937].

bauen, mit denen aus den einfallenden Mesonen bestimmte Richtungen ausgeblendet werden können. Eine wesentliche Erweiterung erfuhr diese Methode durch die Anwendung des Antikoinzidenzprinzips, das es gestattet, nur diejenigen ionisierenden Teilchen zu zählen, die die Koinzidenzgruppe des Teleskops durchsetzt haben, ohne gleichzeitig eines der Antikoinzidenz-Zählrohre auszulösen. Hierdurch sowie durch die Verwendung von drei und mehr Zählrohren in einem Teleskop wird insbesondere die Zahl der zufälligen Koinzidenzen durch Schauer oder Sekundärteilchen aus der umgebenden Materie herabgesetzt. Hohes Auflösungsvermögen der Verstärker bis zu 10^{-6} sec, Untersetzkerkreise, die z. B. nur jeden 8. Impuls zählen, besondere Verteiler- oder Wählersysteme, Kreise, die die ankommenden Zeichen auf gleiche Impulsform bringen, und einstellbare Verzögerungsglieder zwischen einzelnen Gliedern der Meßanordnung brachten weitere Fortschritte⁵. Wenn auch der apparative Aufwand derartiger Zählrohranordnungen sehr umfangreich ist, so gelingt es andererseits hierdurch, Mesonen bestimmter Richtungen und enger Energiebereiche fast ohne jeden störenden Hintergrund auszublenden und einzeln zu untersuchen. Durch Einschalten magnetisierter Eisenkörper in den Strahlengang, wie schon 1931 Rossi und Mott-Smith unabhängig voneinander vorschlugen, lassen sich die Mesonen auch nach ihrer Ladung trennen.

In Weiterentwicklung dieses Gedankens schlägt Harris⁶ vor, ein ausgeblendetes Bündel paralleler Mesonen von gleicher Energie und gleichem e/m durch eine magnetische Linse zu fokussieren. Der Wicklungsquerschnitt müßte hierzu bei einer Luftspule oder einer Spule mit massivem Eisenkern parabolisch sein, was praktisch manche Nachteile hat. Harris schlägt deshalb eine radiale Aufspaltung des Eisenkörpers in einzelne Keile mit trapezförmigem (Abb. 1a) oder rechteckigem (Abb. 1b) Querschnitt vor. Für Teilchen hoher Energie (E groß gegen Ruhenergie), die zur Fokussierung eine hohe Feldstärke benötigen, empfiehlt sich ein massiver Eisenkern. Für diese Teilchen ist der Energieverlust und die Streuung, die sie im Eisen erleiden, zu vernachlässigen. Bei geringen Teilchenenergien benötigt man zur Ablenkung entsprechend geringere magnetische Felder. Diese sind im Extremfall durch eine Luftspule zu erreichen. Für Zwischenenergien, wie sie meist vorkommen, schlägt Harris vor, die Spule nur etwa zur Hälfte mit Eisen zu füllen. Auch dann sollte sich eine Verstärkung der Mesonenintensität im Brennpunkt der Linse um einen Faktor 5000 erreichen lassen. Benutzt man zum Nachweis der Mesonen zwei oder drei Koinzidenzzähler, die von Antikoinzidenzzählern flankiert werden, so kann ein gewisser Kollimations-Effekt erreicht werden, indem alle Teilchen ausgesondert werden, die die Linse nicht durchsetzt haben.

Nimmt man an, daß die Teilchen durch die magne-

⁵ z. B. M. C o n v e r s i u. O. P i c c i o n i, Physic. Rev. **70**, 859 [1946].

⁶ W. T. H a r r i s, Physic. Rev. **71**, 310 [1947].

tische Induktion B im Eisen ebenso beeinflusst werden wie in Luft, so läßt sich ein praktisches Beispiel durchrechnen. Zur Fokussierung von Teilchen einer magnetischen Steifheit von $H_Q = 1,4 \cdot 10^6$ (Mesonen von etwa $3 \cdot 10^8$ eV) mittels einer halb mit Eisen gefüllten Linse vom Öffnungsverhältnis $f:5$ werden, bei einem Spulen-Halbmesser von 3 m und einer Spulendicke von 0,5 m am äußeren Rand, 2800 Gauß benötigt. Hierbei ist angenommen, daß das Eisen eine Permeabilität von $\mu = 3000$ hat, so daß man die Permeabilität im Spuleninneren $= 2$ annehmen kann. Der Energieverbrauch eines solchen Toroids, der u. a. dem Kupfervolumen der Wicklung umgekehrt proportional ist, beträgt bei einlagiger Wicklung und einem Drahtquerschnitt von 6 cm^2 970 kW. Bei einem massiven Eisenkern würde er dagegen auf weniger als 1 kW sinken.

Da die Brennweite der Linse dem Impuls der Teilchen proportional ist, kann eine solche Anordnung

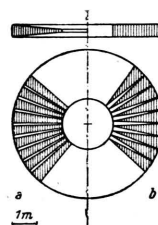


Abb. 1. Eisenkern-Spule zur Fokussierung von Mesonen.
Nach W. T. Harris.

auch als Spektrograph benutzt werden. Mißt man, etwa durch ein Zählrohr, die Intensität der einfallenden Strahlen als Funktion vom Linienabstand, so gewinnt man dadurch das Mesonenspektrum. Die Anordnung kann ferner auch dazu benutzt werden, alle geladenen Teilchen abzulenken, so daß sie nur von neutralen Teilchen geradlinig durchsetzt wird. Befindet sich in genügend weitem Abstand von der Linse ein Absorber, so werden durch die neutralen Teilchen in diesem geladene Teilchen ausgelöst, die dann ihrerseits durch eine zweite Linse auf eine Zählrohranordnung fokussiert werden können. Vorteilhaft wird eine solche Anordnung in einem Bohrloch in der Erde montiert, dessen Tiefe etwa das 50-fache des Durchmessers betragen soll. Es ist jedoch auch möglich, aus flachen Zähl-„Dosen“, die etwa den gleichen Querschnitt wie die Spule haben und ein Drahtgitter als Innenelektrode enthalten, über der Linse ein Teleskop aufzubauen, das — unterstützt von Antikoinzidenzzählern — ein paralleles Mesonenbündel ausblendet.

Bei diesen Betrachtungen wurde vorausgesetzt, daß die Teilchen im Eisen genau so beeinflusst werden wie in Luft. Überlegungen von v. Weizsäcker⁷ und Versuche von Rasetti⁸ deuten darauf hin, daß im Eisen nicht die Feldstärke (H), sondern die In-

⁷ C. F. v. Weizsäcker, Ann. Physik **17**, 869 [1933].

⁸ F. R a s e t t i, Physic. Rev. **66**, 1 [1944].

duktion (B) maßgebend ist. Rasetti magnetisierte einen Eisenkern von 9 cm Länge, der sich im Strahlengang eines Mesonen-Teleskops befand, und beobachtete, daß die Abnahme der Koinzidenzen beim Einschalten des Magnetfeldes genau seinen Berechnungen entsprach. Zu demselben Ergebnis führten Koinzidenzmessungen zwischen dem Teleskop und einem etwas außerhalb der Strahlenrichtung befindlichen Zählrohr. Während diese Versuche mit Mesonen durchgeführt worden sind, beschäftigen sich Wannier⁹ und Webster¹⁰ mit der Wechselwirkung zwischen Ferromagneten und Elektronen. Wannier berechnete die Kräfte auf Elektronen, die durch einen Ferromagneten geschossen werden, und fand sie erheblich kleiner, als sie sein sollten, wenn das mittlere Feld, das von den Elektronen durchsetzt wird, $= B$ wäre. Er glaubt, daß solche Elektronen die Magnetisierungselektronen umgehen oder elektrostatisch beiseite stoßen und dadurch die kräftigsten Felder vermeiden. Webster wendet die Gleichungen von Wannier an und kommt zu dem Ergebnis, daß die magnetischen Kräfte etwa je zur Hälfte auf die Magnetisierungs- und auf die Leitfähigkeitselektronen einwirken, so daß bei geringen Elektronengeschwindigkeiten nur etwa die Hälfte der magnetischen Induktion wirksam ist.

Ein ähnliches Gerät zum Nachweis ionisierender Teilchen ist der Funkenzähler, der sich vor einer Anordnung mit Geiger-Müller-Zählrohren vor allem durch einen erheblich einfacheren Aufbau auszeichnet. Wie Greinacher¹¹ kürzlich ausführte, ist ein solcher Funkenzähler besonders für Demonstrationzwecke gut geeignet.

b) Nebelkammer

Gegenüber solchen Zählrohranordnungen hat die Wilsonsche Nebelkammer den Vorzug, daß man die Bahn eines einzelnen ionisierenden Teilchens direkt verfolgen kann. Das einfallende Teilchen erzeugt längs seiner Bahn Ionenpaare, an denen sich der durch eine Expansion des Kammervolumens übersättigte Wasserdampf kondensieren kann. Im hellen Licht einer Dunkelfeld-Beleuchtung erscheinen dann die einzelnen Nebeltröpfchen zu einer Perlenschnur vereinigt, deren Dichte charakteristisch für die Geschwindigkeit und Ladung der erzeugenden Teilchen ist.

Wie Skolil¹² beobachtete, ist es vorteilhaft, die Bahnen durch Diffusion oder ein schwaches elektrisches Feld etwas auseinanderzuziehen und die Tröpfchendichte nur aus den positiven Ionen zu bestimmen. In Helium und Argon als Kammargas und einem Wasserdampf-Alkohol-Gemisch hatten bereits alle positiven Ionen Tröpfchen angelagert, während die negativen Ionen erst zu etwa 50% zur Kondensation geführt hatten.

Nebelkammern haben allerdings den Nachteil, daß

⁹ W. Wannier, *Physic. Rev.* **67**, 364 [1945].

¹⁰ D. L. Webster, *Physic. Rev.* **70**, 446 [1946].

¹¹ H. Greinacher, *Helv. physica Acta* **20**, 222 [1947].

sie nur während einer kurzen Zeit von etwa $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{5}$ sec empfindlich sind. Selbst durch eine verzögerte Expansion kommt man nur auf Zeiten bis zu etwa 1 sec, und dies auch nur auf Kosten der Bahnschärfe. Johnson, Shutt und Benedetti¹³ benutzten deshalb Kammern mit einem Innendruck bis zu 200 atm und erreichten bei einem Argonpartialdruck von 110 atm, mit *n*-Propylalkohol-Wasserdampf als Nebel, eine gegenüber einer Niederdruck-Kammer um den Faktor 10 größere sensitive Zeit. Durch den hohen Gasdruck erhöht sich die beobachtbare Bahnlänge bis auf $5 \cdot 10^6$ cm Luftäquivalent.

Aus zwei der beobachtbaren Größen, wie Reichweite (R), Ionisationsdichte (D) (Zahl der Tröpfchen pro Einheit der Bahnlänge) und dem Krümmungsradius der Spur in einem bekannten homogenen Magnetfeld lassen sich Energie und Masse des ionisierenden Teilchens bestimmen. Ein weiteres Hilfsmittel ist die Bestimmung der Richtung und der kinetischen Energie eines δ -Elektrons, das von dem ionisierenden Teilchen durch Stoß aus einem Atomverband herausgeschleudert wurde. Diese Energie kann man abschätzen mit Hilfe der Formeln (R in cm Luft):

$$E = 22,5 \sqrt{R} + 0,5 R \text{ [keV]},$$

$$E = 23,6 \sqrt{R} \text{ [keV]} \quad \text{für } E \leq 25 \text{ keV.}$$

Im einzelnen sind diese Zusammenhänge in einer kürzlich erschienenen Arbeit von Flammersfeld¹⁴ dargestellt.

Energie- und Impulssatz auf die Energie und den Winkel (Θ), den das Elektron mit der Fortpflanzungsrichtung des Mesons bildet, angewandt, ergeben eine Beziehung zwischen der kinetischen Energie des Primärteilchens und der des Elektrons und führten zu der Formel:

$$E = 2 mc^2 \frac{p^2 \cos^2 \Theta}{\{ [p^2 + (\mu c^2)^2]^{1/2} + mc^2 \}^2 - p^2 \cos^2 \Theta}.$$

Hierin bezeichnet μ die Masse eines Mesons, ausgedrückt in Elektronen-Ruhmassen, mc^2 die Ruhenergie des Elektrons und p den Impuls des Stößelektrons. Diese Methode ist vor allem bei Mesonen mit Geschwindigkeiten unter 10⁸ eV wertvoll. Bei höheren Geschwindigkeiten sind Mesonen nicht mehr von Elektronen zu unterscheiden. Die Häufigkeit, mit der solche Stoßprozesse auftreten, beträgt für schnelle Teilchen (β nahe $= 1$) etwa $6,8 \cdot 10^{-3}$ pro cm Bahnlänge und nimmt mit abnehmender Geschwindigkeit proportional $1/\beta^2$ zu ($\beta = v/c$), während die maximal übertragbare Energie wie $\beta^2/(1-\beta^2)$ abnimmt. Bei starken Spuren ($\beta < 0,1$ bei einfach geladenen Primärteilchen) ist die letztere so gering, daß keine Stößelektronen mehr nachweisbar sind.

Mesonenbahnen, die in der Kammer enden, sind meist an der besonders starken Zunahme der Ioni-

¹² L. L. Skolil, *Physic. Rev.* **68**, 103 [1945].

¹³ T. H. Johnson, R. P. Shutt u. S. de Benedetti, *Physic. Rev.* **63**, 222 [1943].

¹⁴ A. Flammersfeld, *Z. Naturforschg.* **2a**, 370 [1947].

sationsdichte gegen das Bahnende von anderen Teilchen zu unterscheiden. Durch den Einbau von Absorbern in die Kammer hat man ein Mittel, um die Bahnen im Gesichtsfeld künstlich zu verlängern und weiterhin Elektronen von Mesonen zu unterscheiden. Elektronen werden schon nach Durchlaufen von weniger als 1 cm Blei mit großer Wahrscheinlichkeit strahlen, d. h. Kaskaden auslösen, während für Mesonen und energiearme Protonen, wie sie auf der Erdoberfläche vorkommen, die Wahrscheinlichkeit, Sekundärteilchen zu bilden, gering ist. Ein Teilchen, das zwei oder drei derartige Bleiplatten durchsetzt, ohne Sekundärteilchen zu erzeugen, ist bestimmt kein Elektron. Eine kräftige und zu beiden Seiten des Absorbers gleich starke Spur dürfte nur von Protonen herrühren, während eine starke Zunahme in der Tröpfchendichte der Bahn nach dem Durchlaufen einer Bleiplatte auf Mesonen oder Protonen schließen läßt.

Die Ionisationsdichte (D), deren absolute Größe etwas von den Versuchsbedingungen abhängt, nimmt mit zunehmender Geschwindigkeit der Teilchen zunächst stetig ab und erreicht bei einer bestimmten Geschwindigkeit, $\beta = v/c \cong 0,97$, einen Mindestwert. Dieser Mindestwert der Ionisationsdichte wird als Einheit genommen und beträgt etwa 40–50 Ionen/cm. Mit wachsender Geschwindigkeit nimmt D dann wieder zu und erreicht für Mesonen, nach Angaben von Hazen¹⁵, bei 10⁹ eV etwa den Wert 2. In diesem Bereich ist die Ionisationsdichte nicht mehr zur Unterscheidung zwischen Mesonen, Protonen und Elektronen geeignet.

c) Photographische Platte

Günstiger als bei der Nebelkammer liegen die Verhältnisse vielfach für die photographische Methode. Der apparative Aufwand ist erheblich geringer, die Platten sind dauernd aufnahmebereit, und bei genügend langer Exposition kann eine Platte u. U. Tausende von Nebelkammer-Aufnahmen ersetzen. Dabei entspricht die Meßgenauigkeit etwa der einer Zählrohranordnung. Den Firmen Ilford Ltd. und Kodak ist es gelungen, für diese Zwecke besonders feinkörnige Emulsionen zu schaffen, die bis zu 95% an Silberhalogeniden enthalten und in Schichtdicken von 50 bis zu 300 μ verwendet werden können. Auch von der Agfa ist eine Spezial-K-Platte entwickelt worden. Der Untergrundschleier kann durch besondere Entwickler, die erst in der Emulsion alkalisch werden, und durch geeignete Desensibilisatoren, wie sie aus der Photographie bekannt sind, beseitigt werden. Damit verschwinden zwar auch die Spuren von Elektronen; doch sind diese wegen der häufigen Streuung, der schwachen Ionisation und der geringen Masse der Elektronen vielfach doch nicht von Wert; dagegen treten die Bahnen der anderen Teilchen viel klarer hervor.

Zur Auswertung der Platte, in deren Emulsion die

Bahnen der ionisierenden Teilchen ähnlich erscheinen wie in einer Nebelkammer, wird die Länge der Bahn, d. h. die Reichweite (r) der Teilchen, und die Zahl der geschwärzten Silberkörnchen unter dem Mikroskop bestimmt. Da der Messung aber nur die Projektion der Bahn auf eine Ebene senkrecht zur Blickrichtung zugänglich ist, muß zur Berechnung der Reichweite auch die Neigung der Bahn in der Emulsion bestimmt werden. Infolge der geringen Tiefenschärfe des Mikroskops ist jedoch die Höhenlage eines geschwärzten Silberkornes leicht durch die zur Scharfeinstellung notwendige Höhenverschiebung zu messen.

d) Čerenkov-Zähler

Einen neuartigen Weg zum Nachweis schneller Mesonen oder Elektronen schlägt Getting¹⁶ vor, indem er die Čerenkov-Strahlung ausnutzt^{17, 18}. Durchsetzen geladene schnelle Teilchen feste oder flüssige Körper mit einer Geschwindigkeit v , die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit, also $v > c/n$, worin n den Brechungsindex des Mediums bezeichnet, so senden sie ein bläulich-weißes Licht aus, dessen Spektrum sich kontinuierlich vom Ultrarot bis zum Ultraviolett ausdehnt. Bedingt durch Interferenzen, wird das Licht hierbei nur unter einem bestimmten Winkel Θ zur Fortpflanzungsrichtung der Elektronen ausgestrahlt, wofür gilt:

$$\cos \Theta = c/vn.$$

Da der Brechungsindex n im ausgenutzten Spektralbereich praktisch konstant ist, hängt Θ merklich nur von v ab. Außerdem ist der Effekt durch die Ladung, nicht aber durch die Masse bedingt. Er ist auch von den physikalischen Eigenschaften des durchstrahlten Körpers, abgesehen von dessen optischen Eigenschaften, unabhängig. Über die Intensitätsverhältnisse kann man sich ein Bild machen, wenn man die Angaben von Collins und Reiling¹⁸ heranzieht, nach denen ein Elektron von 1,9 MeV in einem Wellenlängenbereich von 400 bis 670 m μ in Wasser etwa 40 Lichtquanten ausstrahlt, bis es zur Ruhe gebracht ist. Durch eine günstige Formgebung des Strahlers, wie sie z. B. in Abb. 2 für einen Körper aus dem Kunststoff *Lucit* ($n_D = 1,5$, $n_F - n_C = 0,008$) gezeigt wird, läßt sich der Effekt wesentlich verstärken. Durch Totalreflexion an den Wänden werden die längs der Teilchenbahn unter dem Winkel Θ ausgestrahlten Lichtquanten gesammelt und verlassen den Strahler schließlich als paralleles Bündel durch eine relativ schmale Öffnung, die durch eine Sammellinse auf der Kathode einer Photo-Vervielfacher-Röhre abgebildet wird.

Ein solches Gerät spricht nur auf Teilchen einer bestimmten Geschwindigkeit an. Ist β nahe = 1, das

¹⁵ W. Hazen, Physic. Rev. **70**, 789 [1946].

¹⁶ I. A. Getting, Physic. Rev. **71**, 123 [1947].

¹⁷ P. A. Čerenkov, Physic. Rev. **52**, 378 [1937]; C. R. [Doklady] Acad. Sci. URSS **8**, 451 [1934]; **14**, 105 [1937].

¹⁸ G. B. Collins u. V. G. Reiling, Physic. Rev. **54**, 499 [1938].

bedeutet Elektronen-Energien $\geq 1,5$ MeV, Mesonen-Energien ≥ 300 MeV oder Protonen-Energien ≥ 3000 MeV, so wird der Strahlungswinkel $\Theta = 48^\circ 10'$ und der halbe Öffnungswinkel des Körpers $\Phi = 24^\circ 5'$. In diesem Bereich sind Elektronen, Mesonen und Protonen nicht zu unterscheiden. Für kleinere Werte, z. B. $\beta = 0,730, 0,864$ oder $0,942$, ergibt sich Φ zu $12^\circ 2'$ bzw. $19^\circ 44'$ bzw. $22^\circ 30'$. Diesen Werten würden z. B. Mesonen-Energien (Mesonenmasse $= 200 m_e$) von 50, 100 bzw. 200 MeV entsprechen, während die entsprechenden Elektronen-Energien in der Höhenstrahlung nicht vorkommen.

Für den praktischen Aufbau sollte für den Strahler ein Material von niedriger Ordnungszahl (Z) verwendet werden, um die Abbremsung der Primärteilchen klein zu halten. (Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist proportional zu Z^2 .) Für Elektronen von 100 MeV beträgt der Verlust durch

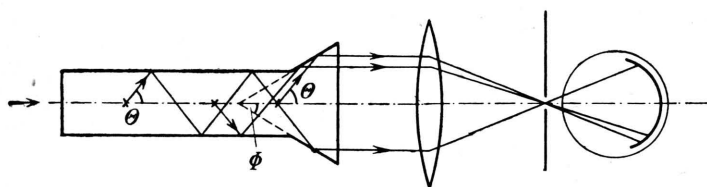


Abb. 2. Mesonnennachweis durch Čerenkov-Effekt. Versuchsanordnung nach I. A. Getting.

Čerenkov-Strahlung in dem Kunststoff *Lucit* etwa 1 keV pro cm Weg, während der Verlust durch andere Prozesse etwa 2 MeV ausmacht. Der Brechungsindex n soll groß sein, die Farbdispersion ($n_F - n_C$) jedoch klein. Das Material muß optisch homogen und besonders im UV gut lichtdurchlässig sein. *Lucit* und *Plexiglas* erscheinen daher geeignet, doch würden die Verhältnisse bei Lithiumfluorid z. B. noch günstiger liegen. Als Empfangsorgan wird eine Photo-Vervielfacher-Röhre mit nachfolgendem Verstärker vorgeschlagen. Erwartet man etwa 212 Photonen pro cm Weg, so erhält man bei einer Länge des Strahlers von 20 cm und einem Wirkungsgrad der Photo-Vervielfacher-Röhre von 1,2% am Ausgang der Röhre pro Teilchen einen Stromstoß von $8,2 \cdot 10^{-11}$ Coulomb in $8 \cdot 10^{-10}$ sec. Bei einer Gesamteingangskapazität des Verstärkers von 20 pF lassen sich am Ausgang des Verstärkers 0,4 Volt erreichen.

Einen vorläufigen Versuch zur praktischen Anwendung des Gedankens von Getting hat Dicke¹⁹ angestellt, indem er vor eine Anordnung nach Abb. 2 ein Zählrohr-Teleskop setzte. Während einer Versuchsdauer von 4500 h konnte er jedoch keine Koinzidenzen zwischen dem Teleskop und der Photozelle feststellen. In einer zweiten Versuchsreihe benutzte Dicke Elektronen, die in Gruppen von 1–5 Stück durch Röntgenstrahlen aus einem 20-MeV-Betatron in Blei erzeugt wurden. Diese Elektronen fielen auf

den *Lucit*-Körper auf, während das Betatron gleichzeitig durch ein Zählrohr kontrolliert wurde, und gaben einen deutlichen Effekt. Trägt man die Zahl der erhaltenen Impulse, deren Höhe größer ist als eine gewisse Mindesthöhe, als Funktion dieser Mindesthöhe auf — d. h. die Zahl der erhaltenen Impulse als Funktion der Zahl der eingestrahnten Elektronen —, so erhält man nach Abzug eines geringen Hintergrundes eine Kurve, die in guter Übereinstimmung mit der Energieverteilung von Elektronen ist, wie sie durch Bremsstrahlung in Blei von 3 mm Dicke erzeugt werden. Die Anwendbarkeit der Čerenkov-Strahlung für Zählzwecke scheint hiermit wenigstens prinzipiell erwiesen zu sein.

II. Auswertung

Zur Auswertung der Meßergebnisse, vor allem von Nebelkammer-Aufnahmen und Spuren in Photoemulsionen, ist es notwendig, daß man quantitative Beziehungen zwischen den beobachtbaren Größen — Reichweite, Ionisationsdichte, Krümmungsradius — und den Eigenschaften der ionisierenden Teilchen — Masse, Ladung, Energie — hat. Der allgemeine Sachverhalt wird durch die Arbeiten von Bethe²⁰ und Bloch²¹ wiedergegeben.

a) Ionisierungswirkung der Teilchen

Zur Bestimmung der spezifischen Ionisation, die durch ein einzelnes Meson beim Durchlaufen gleicher Weglängen in gleichen Zählrohren im Proportionalbereich hervorgerufen wird, wurden von Swann²² Untersuchungen durchgeführt. Bei Weglängen von 20 cm und einem Argon-Druck im Zählrohr von 400 mm Hg fand er zunächst unerwartet große Unterschiede in der Ionisierung. Eine Überlegung zeigt jedoch, daß dieser Befund bei den heutigen Anschauungen über den Ausbreitungsvorgang der Entladung nicht so verwunderlich ist. Die Anzahl der von dem einfallenden Meson erzeugten Sekundärteilchen mit Energien zwischen Q und $Q + dQ$ ist im Mittel $A \cdot dQ/Q^2$, worin A eine Konstante ist und die untere bzw. obere Grenze bei 10^1 bzw. 10^8 Volt angenommen werden sollen. Dann ergibt sich, daß die Hälfte der Gesamtionisation durch Sekundärteilchen mit Energien über 30000 Volt erzeugt wird. Derartige Ionisierungsprozesse energiereicher Teilchen treten auf einer Weglänge des Mesons von 20 cm aber noch so selten ein, daß die statistischen Schwankungen genügen, um größere Unterschiede im Ionisierungsvermögen der Mesonen zu erklären.

In einer weiteren Arbeit über das Ionisationsspektrum von Mesonen und Elektronen aus der Höhenstrahlung werteten Weisz und Swann²³ die mit Proportionalzählrohren an 800 Teilchen gemessene

¹⁹ R. H. Dicke, Physic. Rev. **71**, 737 [1947].

²⁰ H. A. Bethe, Ann. Physik **5**, 325 [1930] und Hdb. d. Physik XXIV, S. 1.

²¹ F. Bloch, Ann. Physik **16**, 285 [1933]; Z. Physik **81**, 363 [1933].

²² W. F. G. Swann, Physic. Rev. **69**, 690 [1946].

²³ P. B. Weisz u. W. F. G. Swann, Physic. Rev. **69**, 690 [1946].

spezifische Ionisation dieser Teilchen aus. Trägt man die spezifische Ionisation als Funktion der Häufigkeit ihres Auftretens auf, so erhält man eine Kurve mit zwei Maxima. Werden nun 11,5 cm Blei in den Strahlengang gebracht, so verschwindet das zweite, das höhere Maximum. Da Elektronen die Eigenschaft haben, in 11,5 cm Blei vollständig absorbiert zu werden, ist es naheliegend, die höhere Ionisation Elektronen zuzuordnen, das erste Maximum aber Mesonen. Vergleicht man die mittlere spezifische Ionisation, wie sie sich aus jedem der beiden Maxima ergibt, so zeigt sich, daß die mittlere Ionisation durch Mesonen nur 68% derjenigen durch Elektronen beträgt. Beide Maxima sind sehr breit, besonders dasjenige der Mesonenkomponente. Legt man die Energieverteilung zugrunde, wie sie aus Nebelkammer-Aufnahmen gewonnen wurde, und errechnet die spezifische Ionisation nach der Bethe-Bloch-Formel, so wäre ein erheblich geringerer Unterschied in der spezifischen Ionisation zwischen Mesonen und Elektronen zu erwarten. Auch sollten die Buckel nicht so breit sein. Doch gilt die Theorie für einen statistischen Mittelwert, zu dessen Bildung die Zahl der Beobachtungen nicht ausreicht.

b) Absorption von Mesonen

Wesentlich für die Auswertung von Nebelspuren ist auch eine richtige Beziehung zwischen Reichweite und Energie. Das Bremsvermögen des Kammorgases wird meist der Zahl der Elektronen im Atom proportional gesetzt. Nach Ausführungen von Hughes²⁴ trifft dies aber selbst bei sehr schnellen Teilchen nur mit einem Fehler von 10–20% zu. Bei diesen Teilchen ergibt sich z. B. auf Grund experimenteller Beobachtungen das Bremsvermögen von Argon zu dem 0,97-fachen desjenigen der Luft, während der Zahl der Elektronen das 1,25-fache entsprechen sollte. Daher ist die Energie aus Spuren in Argon meist erheblich überschätzt worden.

Der Energieverlust der beobachteten Teilchen erfolgt außer durch Ionisierung der Materie — wie bisher meist ausschließlich angenommen — auch durch Streuung. Mesonen liegen hierbei in ihrem Verhalten zwischen dem von Protonen und Elektronen. Protonen verlieren zunächst ihre Energie durch Ionisierung und zeigen erst gegen das Ende ihrer Bahn größere Streuung, während Elektronen sofort beim Auftreffen auf Materie stark gestreut werden. In schweren Körpern verhalten sich Mesonen eher wie Protonen, in Stoffen mit niedriger Ordnungszahl mehr wie Elektronen. Zur quantitativen Untersuchung der Abhängigkeit der Absorption langsamer Mesonen von der Ordnungszahl des Absorbers führte Koenig²⁵ eine Reihe von Untersuchungen mit Absorbern aus Blei, Aluminium und Wasser durch.

Durch Vereinigung eines Vierfach-Zählrohrteleskopes (A + B + C + D) mit einer Gruppe von Antikoinzidenz-Zählrohren (E + F), wie es in Abb. 3 schematisch dargestellt ist, konnte er die Zahl der im

Absorber steckengebliebenen Teilchen unmittelbar zählen. Die ebenfalls in der Antikoinzidenz-Schaltung liegenden Zählrohre E sollten die Zahl der zufälligen Koinzidenzen durch Schauer herabdrücken. Durch 14 cm Blei zwischen den Zählrohren des Teleskopes wurden die Elektronen bis auf 6%, wie sie mit der harten Komponente im Gleichgewicht sind, absorbiert, so daß der ausgeblendete Strahl zu 94% aus Mesonen bestehen sollte. Die restlichen 6% Elektronen sind jedoch überwiegend mit schnellen Mesonen verbunden, die auch die Antikoinzidenz-Gruppe F auslösen, so daß sie bei der Messung nicht stören. Der Einfluß der Streuung wurde empirisch durch Variation des Abstandes des Absorbers von der Zählrohrgruppe E bestimmt (Lage A und B). In zwei Versuchsanordnungen, I und II, wurden die Antikoinzidenz-Zählrohre F deshalb auch einmal 20 cm unter dem Teleskop angeordnet — wie in der Abb. 3 dargestellt — und einmal nur 10 cm, wodurch die Zahl der Untergrund-Koinzidenzen von 1,9 auf 0,0% absank.

Die Streuung verlängert den wirklichen Weg des Teilchens im Absorber. Um dies zu berücksichtigen, kann die Weglänge R nach Rossi und Greisen²⁶ für Impulse $p \leq 3 \mu c$, worin μ die Ruhmasse des Mesons bedeutet, berechnet werden zu:

Blei $D = 0,907 R$,
 Aluminium . $D = 0,986 R$,
 Eisen $D = 0,975 R$,
 Wasser $D = 1,00 R$.

Tab. 1 zeigt die wahrscheinlichsten Werte für die Absorption langsamer Mesonen, wie sie aus der Arbeit von Koenig erhalten werden. In der Kolonne „Absorption“ ist die Absorption in % der einfallenden Strahlungs-Intensität aufgeführt, wie sie durch 10 g/cm² Substanz bewirkt wird, nur durch Abzug des Untergrundes korrigiert. „ $d(1\%)$ “ gibt die Schichtdicke in g/cm² an, die die einfallende Strahlung gerade um 1% schwächen würde. „ $d(1\%, \text{korr.})$ “ nennt die gleichen Werte, korrigiert für Strahlendivergenz (Faktor 0,98) und Vielfachstreuung, und unter „ $R(\text{theor.})$ “ ist die theoretische Reichweite von Mesonen mit $p = 1,257 \mu c$ angegeben. Der Impuls ist so gewählt, daß die zugehörige Reichweite in Fe exakt mit der Zahl der vorhergehenden Spalte übereinstimmt. Wie ein Vergleich lehrt, nimmt die Absorption in qualitativer Übereinstimmung mit der Theorie mit wachsender Ordnungszahl des Absorbers

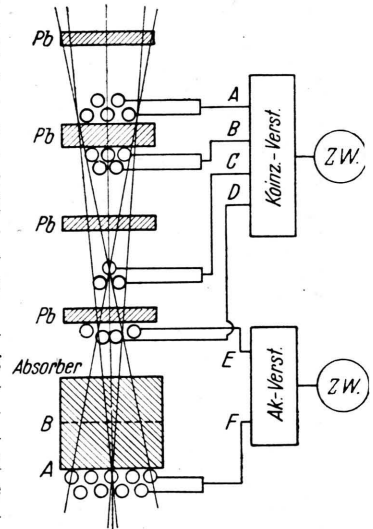


Abb. 3. Versuchsanordnung nach H. P. Koenig. Zur Untersuchung der Wirkung verschiedener Absorber.

²⁴ D. J. Hughes, Physic. Rev. **69**, 371 [1946].

²⁵ H. P. Koenig, Physic. Rev. **59**, 590 [1946].

²⁶ B. Rossi u. K. Greisen, Rev. mod. Physics **13**, 241 [1941].

Absorber	Dicke g/cm ²	Geom.Vers.- Anordnung	Absorption % · 10 g ⁻¹ cm ²	$\bar{d}$ (1%) Mittelw. g/cm ²	$\bar{d}$ (1%, kor.) g/cm ²	R (theor)
Blei	27,7	I A	0,34 ± 0,03	27,4	30,6 ± 1	33,5
	112,5	I A	0,381 ± 0,008			
	112,5	I B	0,435 ± 0,009			
Mittel, graphisch extrapoliert:			0,35 ± 0,15	23,1	24,1 ± 1	24,1
Eisen	112,5	II B	0,38 ± 0,01			
	80,2	I A	0,424 ± 0,008	21,5	22,4 ± 1	21
Aluminium	80,2	II B	0,44 ± 0,01			
	27,4	II B	0,465 ± 0,004	20,8	21,3 ± 1	17
Wasser	20,0	I A	0,48 ± 0,025			

Tab. 1. Absorption langsamer Mesonen in Blei, Eisen, Aluminium und Wasser.

ab, doch erfolgt diese Abnahme langsamer, als die Theorie erwarten läßt.

Die Abnahme der Absorption mit steigender Ordnungszahl ergibt sich in qualitativer Übereinstimmung mit dieser Arbeit auch aus einer Veröffentlichung von Fein²⁷, die sich auf Mesonen von 2 bis 4 · 10⁸ eV bezieht. Fein beobachtete die Zahl von Vierfach-Koinzidenzen eines Zählrohr-Teleskopes in Abhängigkeit von der Dicke von Blei- und Aluminiumblöcken, die zwischen das zweite und dritte Zählrohr des etwa 115 cm langen Teleskopes eingebracht werden konnten. Die Absorberdicken waren bei diesen Versuchen nach den Reichweitenkurven von Bethe und Bloch so abgeglichen, daß sie dasselbe Bremsvermögen haben sollten, wenn man den Bleiabsorber gegen den Aluminiumabsorber austauschte. Um Schwankungen in der Intensität der Höhenstrahlen zu eliminieren, wurden zwei gleichartige Teleskope gleichzeitig benutzt. Über den Teleskopen waren 11,7 cm Blei zur Absorption der Elektronen angeordnet, während zur Verminderung der zufälligen Koinzidenzen durch Schauer zwei Reihen von Antikoinzidenz-Zählrohren vorgesehen waren, die die Teleskope flankierten. Tab. 2 gibt eine Zusammenstellung seiner Meßresultate.

Fein findet, daß die Durchlässigkeit des Aluminiums für Mesonen, verglichen mit Blei, um 3 (6 bzw. 11) % höher liegt, als sie nach der Theorie von Bethe und Bloch sein sollte. Verglichen mit Koenig ist der Effekt bei Fein nicht so groß (vgl. die beiden letzten Spalten in Tab. 1).

Man sieht aus diesen beiden Arbeiten, daß der Schluß von der Reichweite eines Teilchens auf seine Energie nicht beliebig genau zu ziehen ist, so daß hierdurch in die Auswertung der Nebelkammerbilder und photographischen Platten eine u.U. zu beachtende Unsicherheit hineingetragen wird.

c) Fehler in der Massenbestimmung durch Vielfachstreuung

Eine wesentlich größere Fehlerquelle entsteht durch die Streuung der Mesonen. Wie Bethe²⁸ und

Hughes^{24, 29} gezeigt haben, kann die Streuung die durch ein Magnetfeld bestimmte Krümmung einer Teilchenbahn beträchtlich fälschen. Aufbauend auf Arbeiten von Williams³⁰, untersuchte Hughes²⁴ diese Verhältnisse näher. Bei der experimentellen Massenbestimmung werden meistens Teilchen herangezogen, deren Bahnen in der Kammer enden; wegen ihrer geringen kinetischen Energie unterliegen sie deshalb stark der Vielfachstreuung. Erstaunlich ist, daß die Streuung scheinbar zu einheitlich gekrümmten Bahnen führt. Dies liegt daran, daß das Magnetfeld auf die Bahnen ausgleichend im Sinne von Kreisbahnen wirkt, selbst wenn der Beitrag der Streuung von der gleichen Größenordnung ist wie der des Magnetfeldes.

Nach Williams hängt der durch Streuung vorgetauschte mittlere Krümmungsradius einer Mesonenbahn (q_s) mit dem durch ein Magnetfeld bewirkten (q) bei Versuchsbedingungen, wie sie bei der Nebelkammer von Hughes gegeben waren, zusammen durch die Formel

$$q_s = q \cdot 15,0 \cdot \beta.$$

Für $\beta = \beta_0 = 0,067$ wird also die durch Streuung vorgetauschte Krümmung bereits gleich der durch das Magnetfeld erzeugten. Zur Verbesserung der Versuchsbedingungen kann man davon ausgehen, daß

$$q_s/q \sim \beta, M^{1/2}, l^{1/2}, Z^{-1}, p^{-1/2} \text{ und } H.$$

Hierin bedeuten M die Masse des Teilchens, l die Bahnlänge, Z die Ordnungszahl des Kammergases und p den Druck. Für bestimmte Kammerverhältnisse ergibt sich ein optimaler Wert von Hq , für den die größte Genauigkeit in der Massenbestimmung erhalten wird. Bei einem Magnetfeld von 1165 Gauß und einem Argondruck von 800 mm Hg in der Kammer liegt dieser Wert bei einer Reichweite von 500 cm und einem Krümmungsradius von 125 cm. Die Messung der Ionisationsdichte ergibt etwas bessere Werte als die der Reichweite. Trotzdem läßt sich die Mesonenmasse aus Nebelkammer-Aufnahmen bestenfalls nur auf (+ 50, - 32) Elektronenmassen genau bestimmen. Helium als Kammergas²⁹ erniedrigt den

²⁷ E. Fein, Physic. Rev. **70**, 567 [1946].

²⁸ H. A. Bethe, Physic. Rev. **70**, 821 [1946].

²⁹ D. J. Hughes, Phys. Rev. **71**, 387 [1947].

³⁰ E. J. Williams, Physic. Rev. **58**, 292 [1946].

Absorberdicke cm		$E_{\min}$ 10 ³ eV	Zahl der Koinzidenzen pro Minute			Al: Pb
Al	Pb		ohne Abs.	Aluminium	Blei	
36,0	13,0	1,94	2,52 ± 0,03	2,21 ± 0,02	2,15 ± 0,02	1,03 ± 0,02
60,6	20,8	2,90	2,48 ± 0,02	2,11 ± 0,02	2,02 ± 0,02	1,06 ± 0,02
75,7	26,0	3,60	2,53 ± 0,03	2,14 ± 0,02	1,97 ± 0,02	1,11 ± 0,02

Tab. 2. Absorption langsamer Mesonen in Blei und Aluminium.

optimalen Krümmungsradius ϱ auf 65 cm und erhöht die Meßgenauigkeit etwa auf das Doppelte, wobei die größte Genauigkeit bei demselben Impuls des Teilchens erhalten wird. Ein stärkeres Magnetfeld sollte ebenfalls die Meßgenauigkeit erhöhen, doch hindert ein solches Magnetfeld andererseits Teilchen mit geringer Energie, d.h. mit kleinem Krümmungsradius, am Eintritt in das Gesichtsfeld. Praktisch wird hierdurch also nur bei gleicher Meßgenauigkeit die Beobachtung zu Teilchen mit höherer Energie verschoben, die zwar häufiger vorkommen, deren Reichweite bzw. Ionisationsdichte aber schwieriger zu bestimmen ist. Außerdem wächst durch den Einfluß der relativistischen Forderungen bei hohen Teilchengeschwindigkeiten der Fehler in der Massenbestimmung erheblich rascher als der von HQ durch Streuung. Anders würden die Verhältnisse nur liegen, wenn die Mesonen in der Kammer erzeugt werden.

Den Zusammenhang zwischen den einzelnen beobachtbaren Größen hat Hughes in einem Nomogramm dargestellt (siehe Abb. 4), das eine Erweiterung der Arbeit von Corson und Brode³¹ darstellt. Von den Angaben von Livingstone und Bethe³² sowie von Rossi und Greisen²⁶ weichen die Werte des Nomogrammes teilweise um einige % ab. Doch liegen diese Differenzen innerhalb der allgemeinen Unsicherheit.

Das Nomogramm ist so gezeichnet, daß jede gerade Linie, die alle Leitern schneidet, zusammengehörige Werte der magnetischen Steifheit (HQ), Masse (M), Geschwindigkeit ($\beta = v/c$), Ionisationsdichte (D) und Reichweite (R in cm Luft) verbindet. Die Masse des Teilchens ist hierin in Elektronen-Ruhmassen ausgedrückt, und als Einheit der Ionisationsdichte ist das Minimum genommen, das für Teilchen hoher Geschwindigkeiten gefunden wird. Die an der linken Skala ferner angebrachte Teilung E_p nennt die kinetische Energie von Protonen in eV und nach Multiplikation mit $\frac{1}{4}$ auch die von α -Teilchen. Für Teilchen anderer Masse, aber gleicher Ladung wie Protonen, läßt sich E_{kin} errechnen nach der Formel:

$$E_{\text{kin}} = \frac{(HQ)^2}{11,3 K} \quad \text{für } HQ < 500 M$$

$$= \frac{(HQ)^2}{M[12,16 + 1,267 \cdot 10^{-11} \cdot (HQ)^2]}$$

für $500 M < HQ < 5000 M$.

³¹ D. R. Corson u. R. B. Brode, Physic. Rev. **53**, 776 [1938].

³² M. S. Livingstone u. H. A. Bethe, Rev. mod. Physics **9**, 245 [1937].

Außerdem gilt für Teilchen gleicher Geschwindigkeiten:

$$R_1/R_2 = M_1/M_2 = (HQ)_1/(HQ)_2 \quad \text{und} \quad R \sim \frac{(HQ)^n}{M^{n-1}}.$$

Die Zahl der Ionen pro cm Weg (I) ergibt sich aus:

$$I = \frac{A}{\beta^2} \left(\lg k + \lg \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} - \beta^2 \right).$$

Hierin sind A und k Konstanten; $k = 1,6 \cdot 10^6$ für Wasserstoff und $k = 2 \cdot 10^4$ für Stickstoff.

Das Nomogramm läßt sich auch auf α -Teilchen anwenden, doch müssen dann die Skalen entsprechend

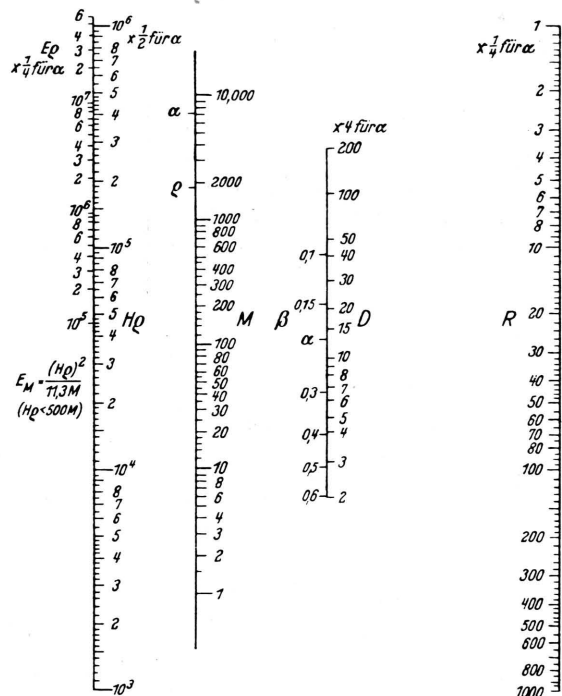


Abb. 4. Nomogramm für Bahnkrümmung im magnetischen Feld (HQ), Geschwindigkeit (β), Ionisationsdichte (D) und Reichweite (R) für Teilchen verschiedener Masse (M). Die Schnittpunkte jeder Geraden mit den vier Leitern stellen zusammengehörige Werte der obigen Größen dar (nach Hughes).

der höheren Ladung mit bestimmten Faktoren multipliziert werden. So ergibt sich dann: $D_\alpha = 4D$; $R_\alpha = 1/4 R$ und $(H\varrho)_\alpha = 1/2 (H\varrho)$.

Für höhere Energien kann man das Nomogramm aus Kurven, die von Powell³³ nach den Angaben von Wheeler und Ladenburg³⁴ berechnet wurden, ergänzen. Seine Ergebnisse sind in den Kurven der Abb. 5 und 6 zusammengefaßt, in die gleichzeitig noch

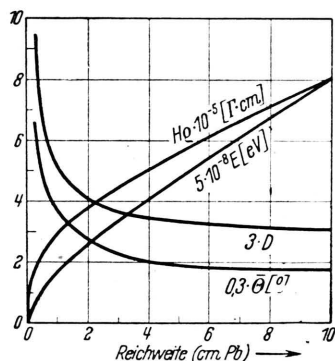


Abb. 5. Spez. Ionisation (D), mittlerer Streuwinkel (Θ), kin. Energie (E) und magnetische Steifheit ($H\varrho$) von Mesonen in Abhängigkeit von der Reichweite in Blei.

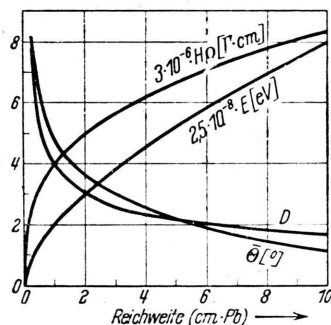


Abb. 6. Spez. Ionisation (D), mittlerer Streuwinkel (Θ), kin. Energie (E) und magnetische Steifheit ($H\varrho$) von Protonen in Abhängigkeit von der Reichweite in Blei.

die Größe des mittleren Streuwinkels (Θ) eingetragen ist, wie er in 1 cm Blei gefunden wird, bezogen auf die Reichweite des Teilchens nach Verlassen der Platte³⁵.

Auch Bethe²⁸ vergleicht, wie Hughes, die durch Streuung vorgetäuschte Bahnkrümmung mit der durch das Magnetfeld verursachten. Er gewinnt etwas andere Zahlenwerte als Hughes, da er für q eine abgeänderte Formel und Bestimmungsmethode benutzt. Die kritische Geschwindigkeit, unterhalb der die mittlere Bahnkrümmung mehr durch die

Gas	$H \cdot x^{1/2} \beta_0$	β_0	Entspr. Protonen-Energie, MeV
H ₂	25	0,008	0,03
He	35	0,011	0,06
Luft	176	0,056	1,45
Ne	175	0,055	1,4
Ar	310	0,098	4,5

Tab. 3. Kritische Geschwindigkeiten für einige Gase unter Normalbedingungen in einem Magnetfeld von 1000 Gauß bei einer Bahnlänge von 20 cm.

Gas 760 mm 0°	Protonen			Mesonen		
	$\beta = v/c$	Energie MeV	Reichw. cm	$\beta = v/c$	Energie MeV	Reichw. cm
H ₂	0,032	0,47	2,2	0,047	0,112	0,96
Luft	0,082	3,14	15,2	0,123	0,765	6,5
Ar	0,101	4,75	31	0,151	1,15	13,8

Tab. 4. Mindestenergie und Reichweite, um aus der Bahnkrümmung in einem Magnetfeld von 1000 Gauß die Masse des Teilchens zu bestimmen.

Streuung als durch das Magnetfeld bestimmt wird, ist — abgesehen von einem Faktor ≈ 1 —

$$\beta_0 = 16,5 \cdot \frac{Z}{H} \left(\frac{P}{x} \right)^{1/2}$$

In dieser Formel bezeichnet $2x$ die Bahnlänge in cm und P die Anzahl der Atome im Molekül, so daß für Luft $P = 2$ und für Argon $P = 1$ ist. Kann man beispielsweise eine Gesamtlänge der Bahn von $2x = 20$ cm beobachten und liegt die Kammer in einem Magnetfeld von $H = 1000$ Gauß, so gibt Tab. 3 einige von Bethe errechnete Werte für β_0 an und Tab. 4 die Mindestenergie, die notwendig ist, um überhaupt eine Aussage über die Mesonenmasse aus der Bahnkrümmung machen zu können.

Ein Vergleich der kritischen Geschwindigkeit in Argon, die nach Hughes $\beta_0 = 0,067$ ist, mit dem entsprechenden Wert von Bethe ($\beta_0 = 0,098$) zeigt — die allgemeinen Bedingungen sind ungefähr als gleich anzusehen —, daß nach Bethe die Geschwindigkeit eines Teilchens um etwa 20 % höher sein muß als nach den Überlegungen von Hughes, damit die Krümmung überwiegend durch das Magnetfeld bestimmt wird. In dieser Abweichung können wir ein Maß für die Genauigkeit sehen, mit der solche Abschätzungen überhaupt möglich sind, mit der also alle Folgerungen aus der Auswertung von Nebelkammer-Aufnahmen behaftet sind.

Außerdem muß man bei der Beurteilung von Nebelkammer-Aufnahmen bedenken, daß der Beobachter geneigt ist, Bahnen mit gleichmäßiger und starker Krümmung den Vorzug zu geben. So ist es nicht verwunderlich, daß ausgefallene Werte häufiger beob-

³³ W. M. Powell, Physic. Rev. **69**, 385 [1946].

³⁴ J. A. Wheeler u. R. Ladenburg, Physic. Rev. **60**, 754 [1941].

³⁵ E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A, **169**, 548 [1939].

achtet werden, als der statistischen Häufigkeit entsprechen würde. Ein weiterer Grund hierfür ist auch, daß Kreisbahnen leichter zu erkennen sind als S-förmige.

Messungen in der Nebelkammer sollten nach den Betrachtungen von Hughes und Bethe in folgender Weise vorgenommen werden:

1. Messung der Bahnkrümmung und Auszählen der Tröpfchen für Spuren von Teilchen mit so großer Geschwindigkeit, daß die Krümmung durch Streuung vernachlässigt werden kann ($\beta \sim 0,5$).

2. Messung der Änderung der Bahnkrümmung nach Durchlaufen einer angemessenen dicken Platte (ein bis einige cm Pb). Die Dicke der Bleischicht ist dadurch bestimmt, daß der Energieverlust in der Platte so groß sein muß, daß sich merkliche Unterschiede in der Bahnkrümmung vor und nach Durchsetzen der Platte ergeben.

3. Messung der Durchdringung mehrerer hintereinander geschalteter dünner Platten zur Reichweitenbestimmung. Dieses Prinzip wurde z. B. von Klaiber, Luebke und Baldwin³⁶ zur Untersuchung der Sekundärteilchen, die von 100 MeV-Röntgenstrahlen erzeugt worden waren, verwendet. Sie schalteten 6 Aluminiumfolien von 0,01 bis 0,2 mm Dicke, logarithmisch zunehmend, in den Strahlengang und erbrachten u. a. den Beweis, daß unter den Sekundärteilchen keine Mesonen vorhanden waren. Durch einen derartigen Satz von Absorbern kann sowohl die Streuung in den Platten untersucht, wie auch die Energie in ein kleines Intervall eingeschlossen werden, wenn nämlich das Teilchen in einer der Platten steckengeblieben ist.

In allen Fällen sollte das Magnetfeld mindestens 3000 Gauß haben und als Kammergas ein leichtes Gas, wie Wasserstoff oder Helium, benutzt werden. Durch entsprechende technische Gestaltung und äußerste Temperaturkonstanz müssen alle Strömungen in der Kammer vermieden werden, da sie die Bahnform erheblich verzerren. In manchen Fällen ist es vorteilhaft, zwei Kammern übereinander anzuordnen und gleichzeitig, evtl. durch Zählrohre, auszulösen. In der oberen Kammer kann dann, mit Hilfe eines Magnetfeldes, die Bahnkrümmung und in der unteren Kammer, mit Hilfe von eingeschobenen Absorptionsplatten, etwa die Reichweite und mittlere Streuung gemessen werden. Bei der Untersuchung langsamer Mesonen ist zu beachten, daß eine Zählrohrsteuerung immer eine gewisse Auswahl unter den einfallenden Teilchen zugunsten schnellerer Teilchen und Schauer-elektronen trifft. Im gleichen Sinne wirkt ein starkes Magnetfeld. Für langsame Mesonen kann es deshalb günstiger sein, mit möglichst großen Kammern zu arbeiten, die willkürlich expandiert werden, um die wahre statistische Verteilung der Teilchen verschiedener Geschwindigkeiten und gleichzeitig genügend Spuren auf jeder Aufnahme zu erhalten.

Der Einfluß der Streuung von Mesonen macht sich natürlich auch bei den Messungen mit Zählrohrtele-

³⁶ G. S. Klaiber, E. A. Luebke u. G. C. Baldwin, Physic. Rev. **70**, 789 [1946].

kin. E 10^{-6} eV	α -Teilchen			Protonen		
	Bremsv.	Reichw. Ilford	Reichw. Agfa-K	Bremsv.	Reichw. Ilford	Reichw. Agfa-K
1,0	1594	2,5	1,7	—	10,3	15,5
1,5	1600	3,6	—	1700	26,5	—
2,0	1610	5,0	6,0	1820	42,5	44,6
3,0	1634	8,5	10,6	1900	79	90
4,0	1661	13,4	17,8	1937	132	144
5,0	1696	19,6	24,5	1963	188	206
6,0	1727	26,2	32,8	1979	252	288
7,0	1761	34,3	42,6	1995	328	376
8,0	1787	43,2	51,5	2010	408	482
9,0	1811	52,6	63,1	2025	504	575
10,0	1828	62,8	73	2037	600	725
11,0	1848	74,3	—	2046	702	—
12,0	—	—	—	2055	813	—
13,0	—	—	—	2065	927	—
14,0	—	—	—	2075	1055	—
15,0	—	—	—	2084	1185	—
20,0	—	—	222	—	—	2400

Tab. 5. Reichweite von α -Teilchen und Protonen gleicher Energie sowie Bremsvermögen photographischer Emulsionen.

skopen bemerkbar. Doch kann der Absorber auch in umgekehrter Richtung wirken, so daß schräg einfallende Teilchen, die eigentlich keine Koinzidenz auslösen würden, durch Streuung auch die unteren Zählrohre treffen. Eine für alle Geometrien gültige Abschätzung dieses Effektes kann natürlich nicht gegeben werden.

d) Auswertung von Bahnen in photographischen Emulsionen

Ähnliche Überlegungen, wie sie für Nebelkammern gelten, müssen auch bei der Auswertung von Teilchenspuren in photographischen Emulsionen angestellt werden. Aus Messungen von Lattes, Fowler und Cuer³⁷ an der „Nuclear Research“-Platte B1 der Ilford Ltd.³⁸ durch Beschießen mit α -Teilchen und Protonen bekannter Energie ist der Zusammenhang zwischen Reichweite der Teilchen (r) und Bremsvermögen der Emulsion (S) zu entnehmen und in Tab. 5 zusammengestellt. Aus der Definition des „Bremsvermögens“ (S) ergibt sich die Reichweite der Teilchen in Luft (R) zu $R = rS$, womit — bei bekannter Masse — dann auch die Energie des Teilchens gegeben ist. Unter Benutzung des Massenverhältnisses der Teilchen läßt sich aus Tab. 5 auch die Reichweite-Energie-Kurve für Mesonen ableiten, da für gleiche Geschwindigkeiten $r_1/r_2 = M_1/M_2$ ist. Da die atomare Zusammensetzung der zur Zeit verwendeten Emulsionen als etwa gleich anzunehmen ist, können diese Ergebnisse mit einiger Vorsicht auch auf

³⁷ C. M. G. Lattes, P. H. Fowler u. P. Cuer, Nature [London] **159**, 301 [1947].

³⁸ W. M. Powell, G. P. S. Occhialini, D. L. Livesey u. J. Chilton, J. Sci. Instruments **23**, 102 [1946].

Reichw. " μ	Me- sonen $\bar{\theta}^0$	Pro- tonen $\bar{\theta}^0$	Reichw. "	Me- sonen $\bar{\theta}^0$	Pro- tonen $\bar{\theta}^0$
1,12	—	30,0	30,0	8,20	3,20
1,78	—	20,0	40,0	6,96	2,79
3,75	29,2	13,4	60,0	5,57	2,19
5,0	23,5	11,6	80,0	4,69	1,83
10,0	18,2	7,5	100	4,20	1,52
15,0	12,67	5,57	120	3,81	1,39
20,0	10,68	4,46			

Tab. 6. Vielfachstreuung von Mesonen und Protonen gleicher Reichweite in photographischen Schichten von 10 μ Dicke.

andere Plattensorten übertragen werden. Um den Fehler abschätzen zu können, sind in Tab. 5 einige Werte von Schopper³⁹ aufgenommen, die an den älteren Agfa-K-Platten gewonnen sind.

Die Bestimmung der Masse kann an langsamen Teilchen durch Auszählung der geschwärzten Silberkörnchen erfolgen. Während die Zahl der geschwärzten Körnchen der Reichweite direkt proportional ist, nimmt die Zahl der Ionisationen pro Wegeinheit, die Korndichte, mit abnehmender Geschwindigkeit zu, wobei diese Zunahme der Korndichte für Mesonen erheblich rascher erfolgt als für Protonen. Bei gleicher Anfangsenergie ionisiert das jeweils schwerere Teilchen stärker. Da die Silberkörnchen aber nicht in gleichmäßigen Abständen längs des Weges verteilt sind, ist zwischen schweren Teilchen, wie Protonen und Deuteronen, allein aus der Korndichte eines kurzen Bahnstückes nur schwer zu unterscheiden.

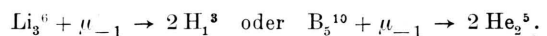
Ein Nachteil der bisherigen Platten ist, daß das latente Bild der Bahn bei tage- oder wochenlangem Liegen der Platte bis zur Entwicklung — wie es in der Höhenstrahlenforschung oft erforderlich ist, um genügend viele Bahnen zu erhalten — leicht verblaßt, wodurch die Teilchenenergien aus der Korndichte zu hoch herauskommen. Um trotzdem zuverlässige Werte zu erhalten, ist es nützlich, Bahnen von Protonen bekannter Energie aus dem gleichen Zeitintervall auszuzählen und die beobachteten Reichweiten und Korndichte-Verteilungen längs der Spuren zu mitteln. Hieraus läßt sich die zeitliche Veränderung der Korndichte abschätzen, die für Teilchen gleicher Ladung, aber anderer Masse erwartet werden muß. Aus der Reichweite-Energie-Kurve für Protonen und aus Spuren schneller Protonen kann man ferner eine Eichkurve gewinnen, die eine Beziehung zwischen der Korndichte der Spur und dem Energieverlust des Teilchens, das sie erzeugt hat, darstellt. Aus dieser Kurve und der Verteilung der Kör-

ner längs der Spur eines Mesons ergibt sich wiederum der gesamte Energieverlust des Teilchens. Die Masse erhält man dann aus dieser Energiebestimmung und der Reichweite. Wurde z. B. auf diese Weise aus mehreren alten Protonenspuren ein Eichwert für die betreffende Platte ermittelt, so erhielt man die Massen anderer, etwa gleichalteriger Protonen aus einem größeren Zeitraum mit einem Fehler von höchstens 30%.

Da Kornzählung nur dann die größte Genauigkeit ergibt, wenn die Platte gleich nach der Belichtung entwickelt wird, kann man die Meßgenauigkeit noch durch Beobachtung der Ablenkung der Bahnen durch Vielfachstreuung verbessern. Langsame Mesonen unterscheiden sich neben einer schnelleren Zunahme der Korndichte gegen das Ende ihrer Bahn deutlich durch eine etwa 2—3-mal häufigere Coulomb-Streuung von Protonen. Der Krümmungsradius der Bahn, q_s , nimmt für eine gegebene Reichweite des Teilchens etwas stärker als $M^{1/2}$ zu. In Tab. 6 sind einige Werte für die Vielfachstreuung von Mesonen und Protonen zusammengestellt, wie sie von Perkins⁴⁰ nach der Formel von Williams³⁵ für photographische Emulsionen berechnet wurden und relativ gut mit der Beobachtung übereinstimmen. Eine verbesserte Berechnung von Einfach- und Mehrfachtrennung, die der Auswertung solcher Beobachtungen zugrunde gelegt werden sollte, hat G. Molière⁴¹ vorgenommen.

In der Tab. 6 ist mit $\bar{\theta}^0$ die mittlere Ablenkung durch Streuung in einer Schichtdicke von 10 μ bezeichnet. Da in Wirklichkeit nur die horizontale Projektion der Ablenkung entlang der Bahn gemessen werden kann, müssen die gemessenen Werte noch mit $\sqrt{2}$ multipliziert werden, um einen richtigen Durchschnittswert zu bekommen.

Bei der Untersuchung von Kernreaktionen mit Hilfe photographischer Emulsionen erwies es sich als sehr störend, daß die meisten Bahnen nicht in der Emulsion enden, so daß die Reichweite des ausgesandten Teilchens nicht ausgemessen werden kann. Es erscheint daher vorteilhaft, die Emulsion vor der Belichtung mit Atomen zu beladen, die durch den erwarteten Prozeß in gleiche Teilstücke zerfallen, auf die sich die Energie gleichmäßig verteilt. Dann würde das Ausmessen bereits einer Teilchenbahn zur Energiebestimmung genügen. Zur Beobachtung von Kernreaktionen mit Mesonen schlugen Occhialini und Powell⁴² deshalb vor, die Platten mit Li oder B zu beladen. Denkbare Reaktionen, die leicht zu beobachten wären, wären etwa:



Trotz mancher technischer Unvollkommenheit, die auch den modernen Photoplaten der Ilford Ltd. für die aktuellen Probleme in der Mesonenforschung noch anhaftet, sind sie anscheinend doch in der Lage, schwierige Punkte zu klären. So ist es Powell und seinen Mitarbeitern⁴³ gelungen, mit Hilfe von Photo-

⁴² G. B. S. Occhialini u. C. F. Powell, Nature [London] **159**, 186 [1947].

⁴³ G. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini u. C. F. Powell, Nature [London] **160**, 453 u. 486 [1947].

³⁹ E. M. Schopper u. E. Schopper, Physik. Z. **40**, 22 [1939].

⁴⁰ D. H. Perkins, Nature [London] **159**, 126 [1947].

⁴¹ G. Molière, Z. Naturforschg. **2a**, 133 [1947]. Vorträge über kosmische Strahlung, herausgegeben von W. Heisenberg, Berlin 1943.

platten die so lange offene Frage nach mehreren Mesonenmassen in dem Sinne sicher zu beantworten, daß es wenigstens zwei Mesonensorten der Masse um 260 und 200 gibt, die durch Zerfall ineinander übergehen. Damit hat die Photoplatte erneut ihre Leistungsfähigkeit unter Beweis gestellt.

Die Entwicklung der heutigen Meßtechnik geht offenbar zwei Wege, von denen der eine über immer umfangreicher werdende Apparaturen zu immer größerer Meßgenauigkeit bei der Beobachtung einzelner Prozesse führt, während der andere mit möglichst einfachen Mitteln eine Unmenge von Beobachtungsmaterial liefern kann. Die Schwierigkeit hierbei liegt in der sehr zeitraubenden Auswertung der Einzel-

beobachtungen. Andererseits ermöglicht der Einsatz photographischer Emulsionen einem großen Kreis interessierter Personen, sich an der Höhenstrahlenforschung zu beteiligen. In Zusammenarbeit mit den bereits bestehenden Forschungsstellen für Kernphysik und Höhenstrahlung würde sich hierdurch unser Bild von dem Verhalten der Elementarteilchen in vielen Punkten verbessern oder festigen lassen.

Zum Schluß möchte ich nicht versäumen, Hrn. Dr. K. H. Höcker auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank für verschiedene wertvolle Hinweise bei der Abfassung dieser Arbeit auszusprechen.

Fritz-Inger Callisen,
Physikal. Staatsinstitut Hamburg.

Zur Isotopenforschung

Einem kürzlich gehaltenen Vortrag von Prof. Harold C. Urey, Chicago, entnehmen wir folgendes:

Bei der Isotopentrennung durch chemischen Austausch lassen sich die Gleichgewichtskonstanten in vielen Fällen exakt berechnen, bei komplizierteren Molekülen, wie z. B. dem Carbonation, näherungsweise unter Benützung vereinfachter Modelle. Für den Austausch Chlorid—Perchlorat wird ein Unterschied von 9% in der Reaktionskonstante der beiden Chlorisotope vorhergesagt; die Reaktion ließ sich aber bisher nicht verwirklichen.

Urey will sich in Zukunft auch erdgeschichtlichen Problemen zuwenden. Durch Messung des Sauerstoffisotopen-Verhältnisses in den Carbonaten verschieden alter Gesteinsschichten können Rückschlüsse auf den vergangenen und zukünftigen Temperaturverlauf der

Erde gezogen werden. Dieses Verhältnis sollte nämlich bei Gesteinen, die seit ihrem Kohlensäure—Wasser-Austausch ruhig gelagert haben, hauptsächlich bestimmt sein durch die bei ihrer Entstehung herrschende Temperatur. Dergleichen Verschiebungen sind z. B. in voneinander verschiedenen Meteoriten aufgefunden worden. Die Temperaturabhängigkeit jenes Gleichgewichts ist experimentell bestimmt. Bei Gesteinen verschiedenen Alters und so verschiedener Entstehungstemperatur wird mit Unterschieden von 0,1% im Mischungsverhältnis O^{16}/O^{18} gerechnet. Ein neuer, in Chicago gebauter Massenspektrograph, der es gestattet, die beiden Vergleichsproben ohne Unterbrechung der Analyse wechselseitig in den Emissionsraum zu bringen, soll nach Schätzung von Nier noch Verschiebungen von 0,02% fassen. Roland Lindner.

IN MEMORIAM

Friedrich Nölke †

Am 16. Juni 1947 ist Professor Dr. Friedrich Nölke in Bremen kurz vor Vollendung seines 70. Lebensjahres einem Verkehrsunfall zum Opfer gefallen. Mit ihm ist eine Persönlichkeit dahingegangen, die auf dem Gebiet der wissenschaftlichen Kosmogonie und Geotektonik einen angesehenen Namen besaß, so daß sein Hinscheiden besonders in dem Augenblick, wo sich in der Kosmogonie völlig neuartige Gesichtspunkte abzuzeichnen beginnen, einen schmerzlichen Verlust bedeutet.

Friedrich Nölke wurde am 17. Juli 1877 zu Bremen geboren. Er studierte von 1899 bis 1902 in Marburg und Berlin Mathematik, Physik und Geographie, promovierte 1903 bei F. Schottky zum Dr. phil., wurde 1905 Studienrat und 1919 Professor in Bremen, wo er bis zu seiner Emeritierung im Herbst 1945 als Oberstudiendirektor wirkte.

Schon frühzeitig, als die Beschäftigung mit kosmogonischen Fragen auf mathematisch-physikalischen

Grundlagen noch ein besonderes Wagnis darstellte, wandte er dem Entwicklungsproblem des Planetensystems sein Interesse zu, indem er die zahlreichen zu seiner Erklärung ersonnenen Hypothesen einer strengen Kritik unterwarf und dabei rückhaltlos jene Schwächen aufzeigte, die ihm mit den Grundlagen der Mechanik und empirischen Astrophysik unvereinbar erschienen. Jahrzehnte hindurch war er auf diesem Gebiet der vorsichtige Warner und Rufer im Streite, so daß seinem wohlabgewogenen Urteil vieles anheimfiel, was äußerlich als gesicherter Bestand des Wissens gelten mochte. Indessen blieb ihm dabei aber doch die Möglichkeit, den Weg zu eigenen Anschauungen über den Gang des kosmischen Werdens zu finden. Und insofern glaubte er in der Nebularhypothese die einzige Grundlage zur Diskussion der Entwicklung des Planetensystems erkennen zu sollen, wenn auch in dem Sinne, daß eine Verfolgung des Entwicklungsganges erst von dem Moment an denk-