

Dabei folgen die rechten Seiten dieser Gleichungen aus (4) durch Einsetzen von (1). Die letzte Gleichung liefert unmittelbar:  $z_3 = 1 - L^*$ . In der vorletzten Gleichung legen wir  $\delta z_0$  durch  $\delta z_0 = -z_3^2 \alpha_n^*$  fest und erhalten wegen  $S^c = (k - i z_0)^{-1}$  sofort  $z_2 = 1 + \beta_m^*$ . Schließlich könnte man in der ersten Gleichung noch  $\delta z^2$  durch  $\delta z^2 = -z_3^2 \alpha_m^*$  festlegen, aber der sich ergebende Ausdruck  $z_1 = 1 + (k^2 + z^2) D^v(k) \beta_m^*$  ist nicht konstant, da  $D^v$ , nicht  $D^c = (k^2 + z^2)^{-1}$ , hier auftritt. Damit ist also gezeigt, daß die Annahme der Renormierungs gl. (4) zu Widersprüchen führt.

Der hiermit geführte Beweis der Unmöglichkeit einer Renormierung beruht nur auf dem transzentalen Charakter der Funktion  $D^v(k)$ . Da in der Theorie des geladenen Mesonenfeldes dieselbe Funktion auftritt, gilt dieses Resultat auch für sie. Es ist sogar zu vermuten, daß bei jedem Versuch einer „künstlichen Renormierung“ einer nichtrenormierbaren Theorie ein solches Verhalten auftritt und damit eine wirkliche Renormierung nicht möglich ist.

Auf eine andere, mit dem Auftreten solcher transzenter Funktionen zusammenhängende Schwie-

rigkeit hat Feldman<sup>7</sup> hingewiesen: Mit ihr kommen neue (komplexe) Pole und damit neue Divergenzen in die Theorie hinein. Sie lassen sich nur durch eine sehr künstliche Wahl des Integrationsweges umgehen. Schließlich hat Lehmann<sup>8</sup> gezeigt, daß die *exakten* Ausbreitungsfunktionen  $D'$  und  $S'$  sich für  $k^2 \rightarrow \infty$  genau so verhalten wie die  $D^c$ -und  $S^c$ -Funktionen selbst. Demnach scheint das hier zugrunde liegende Näherungsverfahren zur Berechnung der exakten Ausbreitungsfunktionen für eine Beschreibung des asymptotischen Verhaltens ungeeignet zu sein.

Der Sinn und die Berechtigung des Streichens der Divergenzen bleibt damit im Falle des hier behandelten pseudoskalaren Feldes in pseudovektorieller Kopplung durchaus unklar. Es ist sehr fraglich, ob das hier angewandte Subtraktionsverfahren vor anderen irgendwie ausgezeichnet ist. Deshalb ist es auch fraglich, ob man den konvergenten Teil der Theorie als Beschreibung der in der Natur auftretenden Erscheinungen betrachten darf.

Herrn Prof. Dr. B. Kockel möchte ich an dieser Stelle für sein förderndes Interesse an meiner Arbeit danken.

Dr. H. Lehmann verdanke ich auch den Hinweis auf diese Seite des Problems und auf die beiden vorstehend zitierten Arbeiten.

## Das Energiespektrum der Protonen in der Höhenstrahlung auf Seehöhe

Von H. FILTHUTH\*

Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität Heidelberg

(Z. Naturforsch. **10a**, 219—229 [1955]; eingegangen am 22. Dezember 1954)

Mit einem Proportionalzählrohr-Teleskop konnte die vertikal einfallende Protonenkomponente 150 m über Seehöhe zwischen 18 MeV und 350 MeV analysiert werden. Die Energie der Protonen wurde aus ihrer Reichweite bestimmt. Das ermittelte differentielle Energiespektrum hat ein Maximum zwischen 80 MeV und 100 MeV und fällt nach höheren Energien rasch ab. Für den vertikalen Fluß der Protonen zwischen 18 MeV und 350 MeV erhält man  $0,56 \cdot 10^{-4} / \text{cm}^2 \text{ sec steradian}$ .

Die Primärteilchen der Höhenstrahlung versetzen beim Eindringen in die Atmosphäre ihre Energie hauptsächlich in Zusammenstößen mit den Atomkernen der Luft. Ihre Energie verteilt sich dabei auf die bei diesen Kernprozessen emittierten Protonen, Neutronen,  $\pi$ -Mesonen und Kernbruchstücke, die, wenn sie energiereich ge-

nug sind, ihrerseits wieder Kernumwandlungen erzeugen, so daß die auf Seehöhe beobachteten Protonen überwiegend sekundären Ursprungs sind.

Mylroi und Wilson<sup>1</sup> untersuchten mit einem magnetischen Spektrographen das Impulsspektrum der Protonen auf Seehöhe. Sie fanden, daß ungefähr 1% der auf Seehöhe vertikal einfallenden

\* jetzt CERN, Genf, Schweiz.

<sup>1</sup> M. G. Mylroi u. J. G. Wilson, Proc. Phys. Soc., Lond. **64**, 404 [1951].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

ionisierenden Strahlung aus Protonen mit Energien von mehr als 500 MeV besteht. Aus ihren Messungen, sowie aus denen von Alikhanian<sup>2</sup> und Anderson<sup>3</sup>, die die Protonenkomponente in 3400 m und 10000 m Höhe untersuchten, ergibt sich, daß zwischen 10000 m und Seehöhe die Protonenhäufigkeit exponentiell mit der Höhe abnimmt, wobei die Absorptionslänge 140 g/cm<sup>2</sup> Luft beträgt. Conversi<sup>4</sup> erhielt aus seinen Messungen mit einer Zählrohrapparatur ebenfalls in diesen drei Höhenlagen für die in 5 cm Blei steckenbleibenden Teilchen — er nimmt an, daß es Protonen sind — eine exponentielle Abnahme mit 150 g/cm<sup>2</sup> Absorptionslänge in Luft.

Die Form des Impulsspektrums oberhalb 1000 MeV/c scheint offenbar unabhängig zu sein von der atmosphärischen Tiefe, bei der es beobachtet wird. Die von Anderson<sup>3</sup>, Mylroi und Wilson<sup>1</sup> in 10000 m und auf Seehöhe gemessenen differentiellen Spektren lassen sich oberhalb 1000 MeV/c durch eine Potenzfunktion mit dem gleichen Exponenten  $\gamma = -2,8$  beschreiben.

Bei Untersuchungen an Protonen auf Seehöhe treten hauptsächlich zwei Schwierigkeiten auf:

1. Die Protonenzahl ist sehr gering, die integrale Intensität beträgt etwa 1% der gesamten ionisierenden Teilchen-Strahlung, so daß sich die Messungen über lange Zeiten erstrecken, was hohe Anforderungen an die zeitliche Konstanz der Meßanordnung stellt.

2. Man muß die wenigen Protonen aus der großen Zahl Mesonen und Elektronen isolieren, die besonders im energiearmen Bereich stören.

In der vorliegenden Arbeit werden Versuche mit einem Proportionalzählrohr-Teleskop beschrieben. Mit Hilfe dieser Anordnung ließen sich die Protonen auf Grund des Zusammenhangs zwischen spezifischer Ionisation und Restreichweite von den übrigen Höhenstrahlteilchen unterscheiden. Die Apparatur sprach nur auf Protonen einer bestimmten Energie an, die durch Änderung der Absorberdicken innerhalb des Teleskops variiert werden konnte. Es gelang, das differentielle Energiespektrum zwischen 18 MeV und 350 MeV auszumessen. Dies ist gerade der Energiebereich, der mit den magnetischen Spektrographen nicht mehr unter-

sucht wurde. Die Messungen von Mylroi und Wilson beginnen bei einer Protonenenergie von 200 MeV.

Der Öffnungswinkel der Apparatur erfaßte pro Minute hundert geladene Teilchen, davon waren 75% Mesonen. Je nach dem eingestellten Energiebereich registrierte die Anordnung achtundzwanzig Protonen pro Tag bis zwei Protonen pro Tag. Die Lichtstärke des Proportionalzählrohr-Teleskops war wesentlich günstiger als die der magnetischen Spektrographen. Die Apparatur von Mylroi und Wilson wurde von 0,4 Höhenstrahlteilchen pro Minute durchsetzt.

## 1. Apparatur

Zum Nachweis der Protonen und zu ihrer Unterscheidung von anderen Teilchen dienten zwei übereinander gelegte Proportionalzählrohre, mit denen der Ionisationsverlust an zwei Stellen der Bahn des Protons gemessen wurde. Das Prinzip, ein Proton zu identifizieren, wird an Hand der Abb. 1 klar. Hier ist die spezifische Ionisation eines Protons und  $\mu$ -Mesons als Funktion des Abstandes vom Reichweitenende aufgetragen. Wenn ein Proton

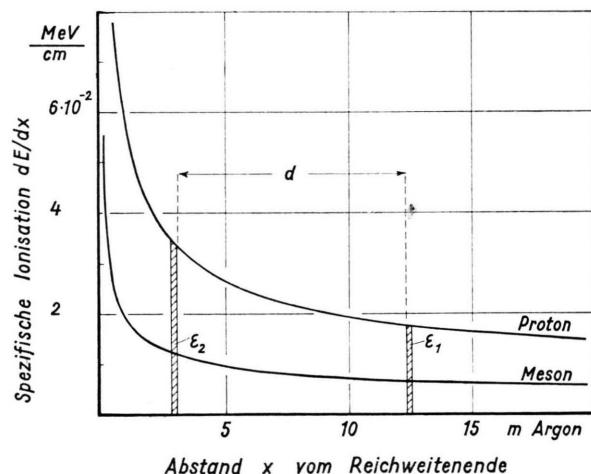


Abb. 1. Die spezifische Ionisation  $dE/dx$  in Argon als Funktion des Abstandes  $x$  vom Reichweitenende. Ein Teilchen, das die beiden Proportionalzählrohre der in Abb. 3 skizzierten Apparatur durchsetzt, verliert im Zählrohr P 1 die Energie  $\epsilon_1$  und im Zählrohr P 2 die Energie  $\epsilon_2$ . Zwischen den beiden Zählvolumina befindet sich die Materialschicht  $d$  (Zählrohrwandungen).

<sup>2</sup> A. Alikhanian, A. Alikhanov u. A. Weissenberg, J. Exp. Theor. Phys., U. S. S. R. 18, No. 8, 673 [1948].

<sup>3</sup> R. V. Adams, C. D. Anderson, P. E. Lloyd,

R. R. Rau u. R. C. Saxena, Rev. Mod. Phys. 20, 334 [1948].

<sup>4</sup> M. Conversi, Phys. Rev. 79, 749 [1950].

beide Zähler durchsetzt, so mißt man im oberen z. B. einen Energieverlust  $\varepsilon_1$ . Damit liegt auch der Energieverlust  $\varepsilon_2$  im unteren Zählrohr fest, denn von 1 nach 2 hat das Proton die vorgegebene Materialschicht  $d$  zwischen den beiden Zählvolumina durchlaufen. Man erkennt sofort, daß sich nach dieser Methode Protonen von  $\mu$ -Mesonen unterscheiden lassen, wenn man den Energieverlust dicht genug am Bahnende mißt. Allerdings ist nach Landau<sup>5</sup> und Symon<sup>6</sup> eine beträchtliche Schwankung der Energieverluste um ihre Mittelwerte zu erwarten. Mesonen und Protonen können aber trotzdem einwandfrei unterschieden werden, wie die unten beschriebenen Versuche zeigen. Für jede Teilchenart erhält man einen charakteristischen Zusammenhang zwischen  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$ , der für Protonen und  $\mu$ -Mesonen in Abb. 2 dargestellt ist.

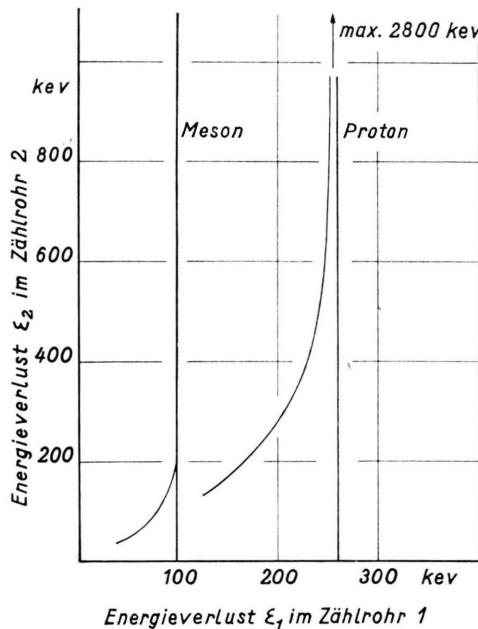


Abb. 2. Die mittleren Energieverluste  $\varepsilon_2$  eines Protons bzw.  $\mu$ -Mesons im unteren Proportionalzählrohr P 2 als Funktion ihres mittleren Energieverlustes  $\varepsilon_1$  im oberen Zählrohr P 1 (s. Abb. 3). Die Zählvolumina sind durch 2 mm Messing getrennt.

Für Protonen, die im unteren Zählrohr P 2 mehr als 300 keV Energie verlieren, ändert sich der Energieverlust im oberen Zählrohr P 1 kaum noch und erreicht schließlich den Wert, der sich für Protonen von 2 mm Messing Reichweite (Material-

schicht  $d$  zwischen beiden Zählvolumina) ergibt. Das entsprechende sieht man bei den  $\mu$ -Mesonen, da sich jedoch ihre spezifische Ionisation bis kurz vor das Bahnende praktisch nicht ändert, erreicht  $\varepsilon_1$  bereits einen konstanten Wert für  $\varepsilon_2$  größer als 200 keV.

○○○○○ A

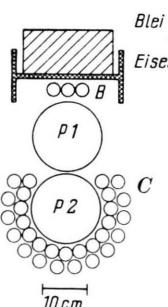


Abb. 3. Die Zählrohranordnung zum Nachweis der Protonen. Zur Unterscheidung der Protonen von anderen Teilchen dienen die beiden Proportionalzährlöhre P 1, P 2, mit denen die Ionisation eines Teilchens, das ein und nur ein Zählrohr der Lage A, eins und nur eins der Lage B und die beiden Proportionalzähler durchsetzt, aber kein Zählrohr C zum Ansprechen bringt, an zwei Stellen seiner Bahn gemessen wird.

Die in Abb. 3 skizzierte Zählrohrapparatur steuert eine Elektronik, welche  $\varepsilon_2$  in Abhängigkeit von  $\varepsilon_1$  aufschreibt. Das interessierende Teilchen durchläuft beide Proportionalzährlöhre. Die resultierenden Impulse, die dem jeweiligen Energieverlust proportional sind, werden nach entsprechender Verstärkung für 100  $\mu$  sec auf ihrer maximalen Höhe festgehalten und den Horizontal- und Vertikalplatten einer Kathodenstrahlröhre (5 CP 1) zugeführt. Die Röhre wird erst 10  $\mu$  sec nach Einsatz der Proportionalzährlöhr-Impulse von dem Koinzidenzsignal der Zählrohranlage für 20  $\mu$  sec aufgehellt. Es erscheint ein Lichtblitz auf dem Schirm mit den Koordinaten  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ , der photographiert wird. Das Resultat einer solchen Registrierung zeigt Abb. 4. Hier sind  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  genau so aufgetragen wie in der Abb. 2. Die Koordinatenachsen wurden erhalten, indem man die Einzelimpulse der Proportionalzährlöhre dem einen oder anderen Plattenpaar zuführte und gleichzeitig mit den Einzelimpulsen die Aufhellung steuerte. Man erkennt schon auf dieser einen Aufnahme eine Häufung der Lichtpunkte um  $\varepsilon_1 = 200$  keV und ein Vergleich mit den gerechneten Verteilungen (Abb. 2) zeigt, daß dies für Protonen zu erwarten ist. Der Aufhellungs impuls kam von einer Vierfach-Koinzidenz zwischen den Zählrohren A, B (Auslösezähler) und den beiden Proportionalzährlöhren. Das Koinzi-

<sup>5</sup> L. D. Landau, J. Phys. U. S. S. R. 8, 201 [1944].

<sup>6</sup> K. R. Symon, Harvard University, Thesis (1948); siehe dazu B. Rossi, High Energy Particles, S. 32.

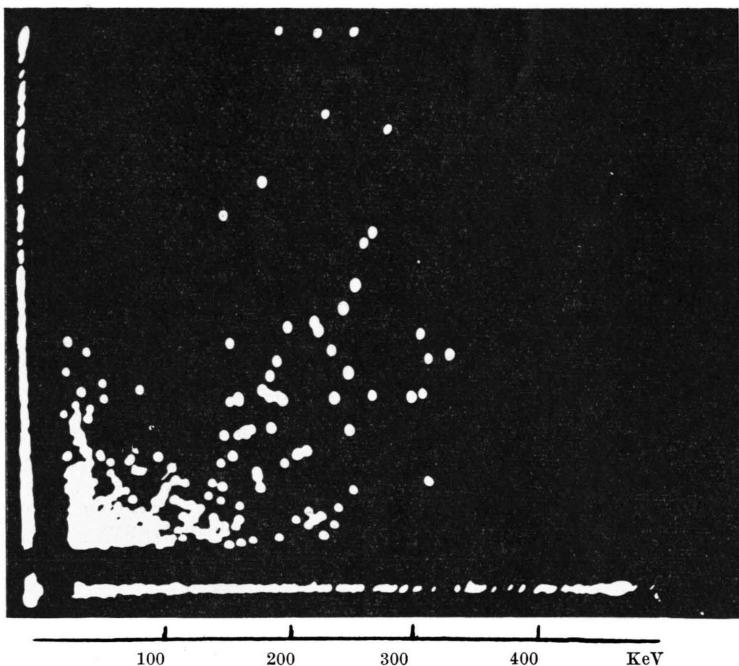


Abb. 4. 24 Stunden vor der Kathodenstrahlröhre exponierter Film. Auf der Abszisse ist der Energieverlust  $\epsilon_1$  eines Teilchens im oberen Proportionalzählrohr P 1 aufgetragen, auf der Ordinate sein Energieverlust  $\epsilon_2$  im unteren Zählrohr P 2. Der Aufhellimpuls kam von einer Vierfachkoinzidenz zwischen den Zählrohren A, B und den beiden Proportionalzählern. Dabei waren die Zählrohre C in Antikoinzidenz geschaltet.

denzsignal erschien nur für solche Teilchen, die ein und nur ein Zählrohr der Lage A, eins und nur eins der Lage B und die beiden Proportionalzählrohre durchsetzten, aber kein Zählrohr C zum Ansprechen brachten. Früher durchgeführte Versuche zeigten<sup>7</sup>, daß ca. 7% der  $\mu$ -Mesonen, welche die Apparatur durchsetzten, in den Messingwänden der Proportionalzählrohre Sekundärelektronen auslösten und damit eine starke Ionisation im Zählgas erzeugten. Von diesem  $\mu$ -Mesonen-Untergrund würden sich die wenigen Protonen überhaupt nicht abheben. Durch die Antikoinzidenzzähler C waren die  $\mu$ -Mesonen bis auf 0,5% eliminiert. Mit der Antikoinzidenzschaltung wurden also nur Einzelteilchen erfaßt, deren Bahnende im unteren Proportionalzählrohr P 2 bzw. in den Messingwandungen der Zählrohre P 2 und C lag.

Der elektronische Teil der Apparatur ist in Abb. 5 schematisch aufgezeichnet. Die Impulse der Zählrohre

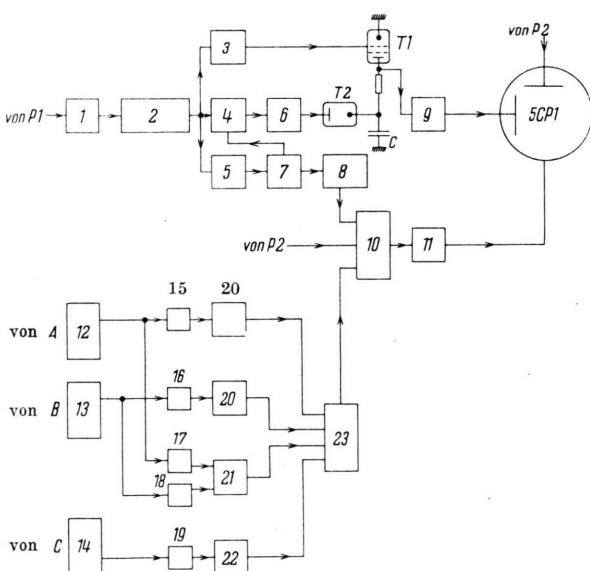


Abb. 5. Blockschema des elektronischen Teiles der Apparatur.

1, 2	Verstärker	23	Mischstufe I
3, 5, 7, 11	Multivibrator	12, 13, 14	Koinzidenzstufe
4	Sperre	15, 16, 17	
6, 9	Kathodenfolger	18, 19	Diskriminator
8	Impulsformer	20, 20	Koinzidenzkanal
10	Mischstufe II	21, 22	Antikoinzidenzkanal

<sup>7</sup> H. Filthuth, Univ. Göttingen, Diplomarbeit 1951.

\* W. C. Elmore u. M. Sands, Electronics S. 166, McGraw-Hill, New York.

Vertikalplatten des Kathodenstrahlrohrs erschien dann ein Rechtecksignal von  $100 \mu\text{ sec}$  Dauer und der Höhe der Proportionalzählrohr-Impulse. Der  $20 \mu\text{ sec}$  lange Aufhellimpuls war gegen den Einsatz der Proportionalzählersignale  $10 \mu\text{ sec}$  verzögert.

Geeicht wurden die Proportionalzählrohre mit der Röntgen - Fluoreszenzstrahlung von Zinn ( $\text{Sn-K}_\alpha = 25,3 \text{ keV}$ ) und Messing ( $\text{Cu-K}_\alpha = 8,06 \text{ keV}$ ,  $\text{Zn-K}_\alpha = 8,62 \text{ keV}$ ). Die Röntgenstrahlung einer Siemens-Röntgenkugel traf auf eine Zinnfolie, deren Fluoreszenzstrahlung durch ein Glimmerfenster in das Zählrohrinnere gelangte. Gleichzeitig erhielt man aber auch von den Zählrohrwänden die Kupfer- und Zink-K-Strahlung, angeregt durch die K-Strahlung des Zinn. Abb. 6 zeigt eine Aufnahme der Linien Cu-K, Zn-K und Sn-K (Cu-K und Zn-K sind nicht getrennt). Die Impulse des zu eichenden Proportionalzählrohrs waren einem der Plattenpaare der Kathodenstrahlröhre zugeführt. Die Aufhellung wurde ebenfalls von den Proportionalzählrohr-Impulsen gesteuert. Gleichzeitig lagen am anderen Plattenpaar ca.  $100 \text{ V}$  Wechselspannung,  $50 \text{ Hz}$ .

Die  $1 \text{ m}$  langen Zählrohre hatten einen Innendurchmesser von  $14,8 \text{ cm}$ , der Zähldraht war ein  $0,5 \text{ mm}$  dicker Stahldraht. Um auch noch Protonen von  $15 \text{ MeV}$  damit zu erfassen, waren aus den  $1 \text{ mm}$  starken Messingwandungen der Rohre Fenster von  $9 \text{ cm} \times 85 \text{ cm}$  ausgeschnitten. Ein Teilchen, das beide Zähler durchsetzte, hatte dann drei Fenster zu durchlaufen, zwei im oberen und eins im unteren Zählrohr. Auf die Fenster war  $0,08 \text{ mm}$  starke Messingfolie mit Araldit Typ I dicht aufgeklebt. Da sich die Zählrohre natürlich nicht evakuieren ließen, wurden sie zunächst zwei Tage lang mit Wasserstoff gespült (ca.  $1000 \text{ 1 H}_2$  pro Zählrohr) und — nachdem der Wasserstoff mit Argon herausgedrückt war — mit der endgültigen Füllung von  $75 \text{ cm Hg}$  Argon und  $4 \text{ cm Hg}$  Kohlendioxid versehen. Die Betriebsspannung der Zähler betrug  $4000 \text{ Volt}$ , das entsprach etwa einer Gasmultiplikation von  $150$ .

## 2. Meßergebnisse

### a) Messungen an Protonen mit Energien über $50 \text{ MeV}$

Bei den folgenden Untersuchungen befand sich über der Apparatur lediglich ein  $2 \text{ mm}$  starkes

Eisendach. Hierdurch erreichte man, daß die Anordnung praktisch nur Protonen aus der Luft registrierte. Um die Energie der Protonen zu messen, wurden verschiedene starke Bleischichten zwischen die Zähler A und B gebracht (s. Abb. 3). Damit ein Proton in das untere Proportionalzählrohr gelangt, muß es das Material zwischen den Zählrohren A und dem Proportionalzählrohr durchsetzen. Das sind  $5 \text{ mm}$  Messing, die Bleischicht, die sich zwischen A und B befindet und ein  $1 \text{ cm}$  starker Eisenträger, auf dem das Blei liegt. Bezeichnen wir die Dicke dieses Materials mit  $x$ , so registriert also die

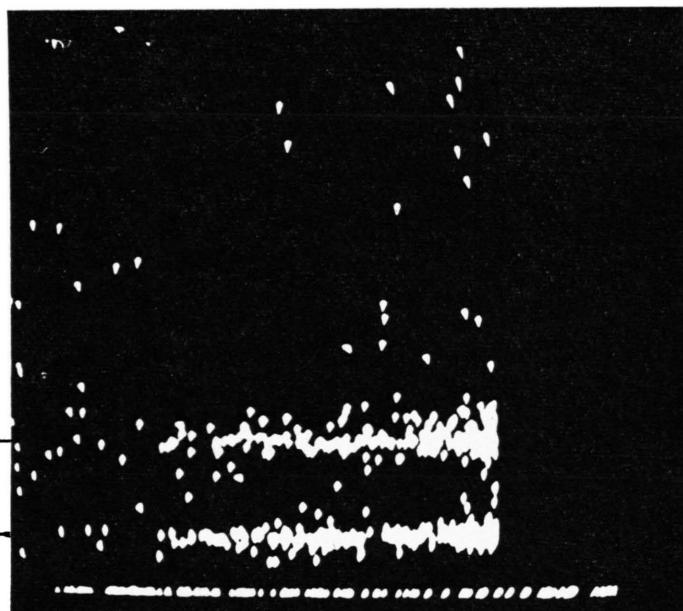


Abb. 6. Aufnahme der Kupfer-, Zink- und Zinn-K-Linie zur Eichung der Proportionalzählrohre. Die Impulse eines Proportionalzählrohrs waren einem der Plattenpaare der Kathodenstrahlröhre zugeführt. Am anderen Plattenpaar lagen  $50 \text{ Hz}$  Wechselspannung.

Apparatur nur Protonen, die bei Eintritt in die Zähler A eine Reichweite zwischen  $x$  und  $x + \Delta x$  hatten, woraus sich das Energiespektrum ableiten läßt. Dabei ist  $\Delta x$  durch die im unteren Zähler verlangte Mindest-Impulsgroße festgelegt, wie im Abschnitt 3 näher ausgeführt wird.

In Tab. 1 sind die Meßergebnisse zusammengestellt. Für die verschiedenen Materialschichten zwischen den Zählrohren A und B wurde die Protonenenergie der von Aron<sup>8</sup> angegebenen Energie-Reichweite-Beziehung für Protonen entnommen.

<sup>8</sup> W. A. Aron, AEC-Bericht, UCRL 1325 (1951).

1	2	3	4	5	6	7	8
Materialschicht	Energie der Protonen (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	min	Koinzidenzen	Untergrund	Protonen	Protonen min
2,6 mm Messing	39,5—50,5	11	9 342	226	22	204	$(2,2 \pm 0,15) \cdot 10^{-2}$
5 mm Messing	57—66	8,6	10 997	218	8	210	$(1,91 \pm 0,13) \cdot 10^{-2}$
2,6 mm Messing + 1 cm Eisen	95—101	6,1	11 196	131	14	117	$(1,05 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$
5 mm Messing + 1 cm Eisen	105—111	5,7	8 716	126	11	115	$(1,32 \pm 0,13) \cdot 10^{-2}$
5 mm Messing + 1 cm Eisen + 2,5 cm Blei	180	3,9	16 152	117	13	104	$(0,64 \pm 0,06) \cdot 10^{-2}$
5 mm * Messing + 1 cm Eisen + 5 cm Blei	250	3,3	11 627	62,5	14	48,5	$(0,42 \pm 0,06) \cdot 10^{-2}$
5 mm Messing + 1 cm Eisen + 10 cm Blei	350	2,7	10 231	20,5	1,2	19	$(0,19 \pm 0,04) \cdot 10^{-2}$

\* Bei dieser Messung wurde eine Multivibrator-Antikoinzidenzstufe für die Zählrohre C benutzt, die eine erhebliche Totzeit hatte. Daher liegt hier der Untergrund höher als bei den übrigen Messungen. Er führt zum größten Teil her von  $\mu$ -Mesonen mit einem Sekundärelektron, die in der Totzeit der Antikoinzidenzstufe die Apparatur durchsetzen.

Tab. 1. 1: Materialschicht zwischen den Zählvolumina der Zählrohre A und P 2; 2: Energie der Protonen bei Eintritt in das Zählgas der Zähler A; 3: Energiebereich der erfaßten Protonen (s. dazu Abschn. 3); 4: Meßdauer; 5: Zahl der registrierten 4-fach Koinzidenzen zwischen A, B und den beiden Proportionalzählrohren P 1, P 2. Die Zähler C waren dabei in Antikoinzidenz geschaltet; 6: Elektronenuntergrund; 7: Registrierte Protonenzahl; 8: Zahl der Protonen pro Minute.

Bei der Spalte Koinzidenzen sind nur Teilchen berücksichtigt, die ein und nur ein Zählrohr der Lage A, eins und nur eins der Lage B und die beiden Proportionalzähler durchsetzten, aber nicht die Zähler C zum Ansprechen brachten, mit der Einschränkung, daß der Energieverlust im unteren Proportionalzählrohr größer als 300 keV war und der Energieverlust im oberen Proportionalzählrohr oberhalb 150 keV lag.

Abb. 7 zeigt drei der gemessenen Verteilungen: a) ohne Absorber, b) mit 1 cm Eisen und c) mit 1 cm Eisen + 10 cm Blei. Die Zahl der Teilchen, die mehr als 300 keV Energie im unteren Proportionalzählrohr verlieren, ist gegen ihren Energieverlust im oberen Proportionalzählrohr in Intervallen von 25 keV aufgetragen. Sämtliche Verteilungen haben ein ausgeprägtes Maximum zwischen 200 und 250 keV, genau an der für Protonen zu er-

wartenden Stelle (s. Abb. 2). Bei der Berechnung der Verteilung in Abb. 2 war angenommen, daß die Teilchen senkrecht von oben in die Proportionalzähler eintreten. Dafür sorgen die Geometrie der Zählrohranordnung und die Zenitwinkelabhängigkeit der Protonenintensität. In 3000 m Höhe fanden Miller et. al.<sup>9</sup> ein Intensitätsverhältnis von 3,2 für vertikal und unter 45° einfallende Protonen.

Die Breite der Maxima wird von der Zählrohrgeometrie beeinflußt. Die Proportionalzählrohre sind 1 m lange Zylinder. Um Protonen auszuschalten, die im oberen Proportionalzähler die Randgebiete durchlaufen, wurden die drei Zählrohre B dicht über das Proportionalzählrohr gelegt. Dieser Geometrieffekt ist aber klein gegenüber der statistischen Schwankung der Ionisation. Wenn ein geladenes Teilchen eine Materialschicht durchsetzt,

<sup>9</sup> C. E. Miller, J. E. Henderson, D. S. Potter, J. Todd, W. M. Sandstrom, G. R. Garrison, W. R.

Davis u. F. M. Charbonnier, Phys. Rev. **93**, 590 [1954].

so wird es abgebremst in vielen voneinander unabhängigen Einzelstößen mit den Elektronen des Materials. Die breite Verteilung ist auf solche Stöße zurückzuführen, bei denen das geladene Teilchen, hier das Proton, sehr viel kinetische Energie auf ein einziges Elektron überträgt. In unserem Fall sind das bei einem zentralen Stoß 60 keV.

Die Form der Energieverlustkurve ist also wesentlich bestimmt durch die statistische Schwankung des Energieverlustes im oberen Proportionalzählrohr. Für Protonen von 46 MeV ist die nach der Symonschen Theorie<sup>6</sup> errechnete Verteilung des Energieverlustes durch Ionisation in 22 mg/cm<sup>2</sup> Argon als ausgezogene Kurve in Abb. 7a eingezzeichnet. Sie ist auf den Flächeninhalt der gemessenen Verteilung normiert. Die gemessenen Verteilungen stammen ja von Protonen, deren Energieverlust im unteren Proportionalzählrohr größer

mit den für Protonen berechneten Daten übereinstimmen, kann man also sagen, daß mit der beschriebenen Apparatur die Protonen eindeutig ausgesiebt wurden. Schwerere Teilchen, z. B. Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen, können nur in ganz geringem Maße auftreten — für sie wären die Impulse im oberen Proportionalzählrohr erheblich größer —, da auch der Ausläufer nach hohen Energien noch unter die berechnete Protonenverteilung fällt. Deuteronen müßten ein Maximum bei 320 keV ergeben.

Unterhalb 100 keV steigt die Teilchenzahl bei allen gemessenen Verteilungen wieder an. Diese Impulse wurden von energiearmen Elektronen erzeugt, die in den Messingwänden der Antikoinzidenzzähler und des unteren Proportionalzählrohrs steckenblieben und daher keine Antikoinzidenz auslösten. Frühere Messungen<sup>7</sup> und Untersuchun-

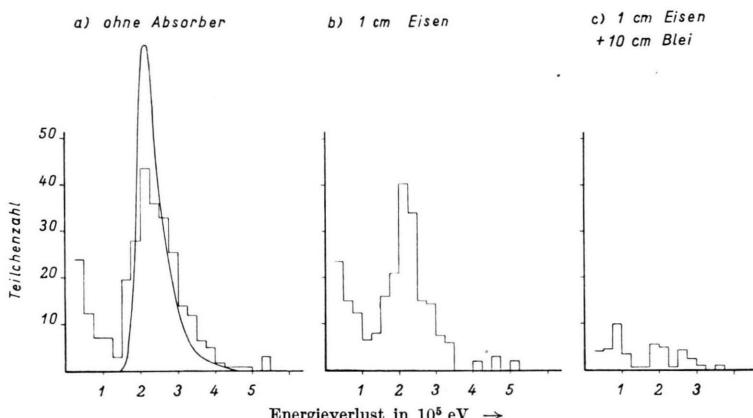


Abb. 7. Aus den Aufnahmen (s. Abb. 4) ermittelte differentielle Impulsgrößenverteilungen des oberen Proportionalzählers P 1 für verschiedene Absorber zwischen den Zählrohren A und B. Die Ordinate gibt die Zahl der Teilchen an, die mehr als 300 keV Energie im unteren Proportionalzählrohr P 2 verlieren, die Abszisse ihren Energieverlust im oberen Zählrohr P 1. Nur Teilchen, welche die geforderte Vierfachkoinzidenz zwischen den Zählrohren A, B, P 1, P 2 auslösten und keinen der Zähler C zum Ansprechen brachten, wurden registriert. Für jede der drei Verteilungen betrug die Meßzeit etwa 10 000 min (s. Tab. 1).

oder gleich 300 keV war, somit lag ihre Energie beim Eintritt in das Zählgas des oberen Zählrohrs zwischen 46 MeV und 34 MeV. Aus der Übereinstimmung beider Verteilungen darf man schließen, daß die Breite der gemessenen Protonen-, „Linie“ hauptsächlich durch die statistische Schwankung des Energieverlustes bestimmt wird. — Mit 31 MeV-Protonen von einem Zyklotron konnten Igo et al.<sup>10</sup> die Symonsche Theorie experimentell sehr gut bestätigen. Der Ionisationsverlust der Protonen wurde ebenso wie hier mit einem Proportionalzählrohr gemessen.

Nach den oben angestellten Überlegungen, daß Lage und Form der gemessenen Verteilung genau

gen von Heintze<sup>11</sup> zeigten, daß einzelne Elektronen in einem 1 m langen Zählrohr bis zu 500 keV Energieverlust erleiden können.

Ein Teil der Impulse in der Umgebung von 100 keV muß auch von negativen  $\mu$ -Mesonenenden stammen. Positive  $\mu$ -Mesonen, die in der Zählrohrapparatur zur Ruhe kommen, können nicht registriert werden, da sie radioaktiv zerfallen und das emittierte Positron in die Antikoinzidenzzähler läuft. Dagegen werden die negativen  $\mu$ -Mesonen von den Kupferkernen des Zählrohrmaterials eingefangen. Bei Kupfer ist die Einfangwahrscheinlichkeit schon vierzehnmal größer als die Zerfalls-wahrscheinlichkeit der Mesonen. Daher sollte nach

<sup>10</sup> G. J. Igo, D. D. Clark u. R. M. Eisberg, Phys. Rev. **89**, 879 [1953]; Rev. Sci. Instr. **25**, 450 [1954].

<sup>11</sup> J. Heintze, Univ. Heidelberg, Dissertation 1953.

dem von Sands<sup>12</sup> angegebenen differentiellen Reichweitenspektrum die Apparatur bei den oben beschriebenen Messungen  $1,5 \cdot 10^{-3}$   $\mu$ -Mesonenenden pro Minute erfassen. Die wenigen Mesonen werden bei dünnen Absorberschichten von dem Elektronenuntergrund völlig zugedeckt. Nach 10 cm Blei sind diese weichen Elektronen aber absorbiert. Die Messung mit 10 cm Blei zwischen A und B (s. Abb. 7) zeigt deutlich ein Maximum in der Verteilung zwischen 75 keV und 100 keV, was nach den berechneten Verteilungen in Abb. 2 den  $\mu$ -Mesonen zuzuordnen ist. Die Intensität der  $\mu$ -Mesonenenden paßt mit der von Sands gefundenen gut zusammen. Nach Abzug des Untergrundes (1,5 Teilchen) — über die Bestimmung des Untergrundes siehe weiter unten — erhält man siebzehn Teilchen in 10231 min, also  $1,7 \cdot 10^{-3}$ /min.

tersuchungen von Heintze<sup>11</sup> ist die Impulsgrößenverteilung schneller Elektronen oberhalb etwa 30 keV Impulsgröße praktisch nur durch die Zählrohrabmessungen bestimmt und unabhängig von der Elektronenenergie. 30 keV ist der Energieverlust eines schnellen Elektrons, welches das Zählrohr längs eines Durchmessers durchsetzt.

Auf diese Weise ergab sich die Form des Auslängers des Elektronenuntergrundes im Gebiet der Protonenimpulse. Dieser Untergrund betrug in der Regel 5% bis 10% der gemessenen Protonenzahl.

### b) Messungen an Protonen mit Energien unter 50 MeV

Mit den oben beschriebenen Fensterproportionalzählrohren konnte man Protonen bis 17 MeV herab nachweisen. Über beiden Proportionalzähl-

1	2	3	7	5	6	7	8
Materialschicht	Energie der Protonen (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	min	Koinzidenzen	Untergrund	Protonen	Protonen/min
0,54 mm Messing + 0,09 g/cm <sup>2</sup> Argon *	17,6—23	5,4	14 374	84	4	80	$(0,56 \pm 0,06) \cdot 10^{-2}$
	23—29,3 29,3—35,2	6,3 5,9	14 374 14 374	149 108	18 11	131 97	$(0,91 \pm 0,08) \cdot 10^{-2}$ $(0,67 \pm 0,07) \cdot 10^{-2}$

\* Bei den niederen Protonenenergien sind bei der Materialschicht zwischen den Zählvolumina der Zählrohre A und P 1 außer den Messingwandungen der Zählrohre die Luftsicht zwischen A und P 1 und die Gasfüllung von P 1 zu berücksichtigen, das sind 0,09 g/cm<sup>2</sup> Argonäquivalent.

Tab. 2.

Bei dünnen Absorbern macht sich ein Teil der energiearmen Elektronen als Untergrund in der Protonenverteilung bemerkbar. Diesen Untergrund könnte man durch Extrapolation der gemessenen Impulsgrößenverteilung der Elektronen im oberen Proportionalzählrohr nach höheren Energien (Impulsgrößen) bestimmen. Viel genauer ließ sich dieser jedoch durch direktes Ausmessen der Verteilungskurve angeben. Dazu wurde mit in Koinzidenz geschalteten Zählrohren C die Zahl der Teilchen bestimmt, die im unteren Proportionalzählrohr mehr als 300 keV Energie verlieren. Dann wurden keine Protonen mehr registriert — sie laufen ja nicht in die Zählrohre C —, sondern nur noch Elektronen und mit knock-on Elektronen begleitete schnelle  $\mu$ -Mesonen. Die Impulsverteilung dieser Elektronen und die interessierende Verteilung der Elektronen, die nicht mehr in die Zähler C eintreten, haben aber den gleichen Verlauf. Nach Un-

rohren befand sich jetzt nur eine Lage Auslösezähler A mit 0,3 mm Messing Wandstärke. An Stelle der Zählrohre B lagen zu beiden Seiten des ersten Fensters des oberen Proportionalzählers zwei Antikoinzidenzzählrohre, um die Randgebiete auszuschalten. Ein Teilchen hatte also nur noch 0,3 mm Messing der Zählrohre A, 40 cm Luft zwischen den Zählrohren A und P 1 und die drei Fenster der Proportionalzählrohre von je 0,08 mm Messing zu durchlaufen, das sind insgesamt 0,46 g/cm<sup>2</sup> Messing plus 0,05 g/cm<sup>2</sup> Luft, was der Reichweite von 17 MeV Protonen entspricht. Die Zählrohre A waren so angebracht, daß die Anordnung den gleichen Raumwinkel erfaßte wie die vorher verwendete Apparatur. Tab. 2 zeigt die Resultate.

### 3. Das differentielle Energiespektrum der Protonen

Aus den soeben beschriebenen Messungen läßt sich das differentielle Energiespektrum der Protonen ableiten. Die Protonenenergie bestimmt sich

<sup>12</sup> M. Sands, Phys. Rev. 77, 180 [1950].

aus der Materialschicht, welche die Protonen zwischen den Zählvolumina der Zähler A und P 2 durchsetzt haben, und aus dem Energieverlust im unteren Proportionalzährlrohr P 2.

Unter 2a) wurden bei den verschiedenen Materialschichten sämtliche Protonen registriert, die beim Eintritt in das Zährlrohr P 2 mehr als 300 keV an Energie verloren und damit eine Restreichweite von  $1,15 \text{ g/cm}^2$  bis  $0,0007 \text{ g/cm}^2$  Argon hatten. Diese Protonen hatten beim Eintritt in die Zähler A (s. Abb. 3) eine Reichweite zwischen  $x_0$  und  $x_0 + \Delta x$ , ( $\Delta x = 1,15 \text{ g/cm}^2$  Argon) bzw. lag ihre Energie zwischen  $E(x_0)$  und  $E(x_0 + \Delta x) = E(x_0) + \Delta E$ . Dabei ist  $x_0$  die Materialschicht zwischen den Zählrohren A und dem unteren Proportionalzährlrohr, das sind die Wandungen der Zählrohre, die Bleischicht zwischen A und B und der 1 cm starke Eisenträger, auf dem das Blei liegt. Die differentielle Protonenintensität, d. h. die Zahl der Protonen pro Energieintervall, erhält man aus der gemessenen Protonenhäufigkeit durch Division mit  $\Delta E$ . Dies ist erlaubt, da in dem Bereich  $\Delta E$  die Protonenhäufigkeit praktisch konstant ist. Wenn sich die spezifische Ionisation  $dE/dx$  von  $x_0$  nach  $x_0 + \Delta x$  nur sehr wenig ändert, was bei den Messungen oberhalb 50 MeV der Fall ist, so erhält man  $\Delta E$  aus

$$\Delta E \approx (dE/dx)_{E(x_0)} \cdot \Delta x.$$

Mit diesem Ausdruck wurde  $\Delta E$  für sämtliche Verteilungen oberhalb 50 MeV berechnet.

Für die Angabe der Absolutintensität der Protonen ist der genaue Wert von  $\Delta E$  und damit der von  $\Delta x$  maßgebend. Bei den Messungen oberhalb 50 MeV war  $\Delta x$  fest ( $1,15 \text{ g/cm}^2$  Argon) und ergab sich dadurch, daß nur Protonen gezählt wurden, deren Energieverlust im unteren Zährlrohr P 2 größer oder gleich 300 keV war. Zur Bestimmung von  $\Delta x$  war angenommen, daß 300 keV der Energieverlust von Protonen ist, die bei Eintritt in das Zählgas des unteren Proportionalzährlrohrs eine Energie von 28 MeV und damit eine Restreichweite von  $1,15 \text{ g/cm}^2$  Argon hatten. Nach den Ausführungen im Abschnitt 2a) über die statistische Schwankung der Ionisation können aber auch energiereichere Protonen 300 keV und mehr an Energie im Zährlrohr P 2 verlieren, so daß sich also  $\Delta x$  nicht scharf angeben läßt. Die Antikoinzidenzzährlrohre C sorgten aber dafür, daß  $\Delta x$  nicht größer als  $1,24 \text{ g/cm}^2$  Argon sein konnte, da Protonen mit Restreichweiten von mehr als  $1,24 \text{ g/cm}^2$  Ar-

gon in die Zähler C liefen. Damit beträgt die Unschärfe von  $\Delta x$  nur 10%. Die Form des gemessenen Protonenspektrums bleibt von einer ungenauen Angabe von  $\Delta x$  unbeeinflußt, da bei sämtlichen Messungen  $\Delta x$  festgehalten wurde. Nur die Absolutwerte könnten sich insgesamt nach unten entsprechend der Unschärfe von  $\Delta x$  und damit von  $\Delta E$  um höchstens 10% verschieben.

Bei den Messungen unter 2b) ist die Materialschicht zwischen den Zählern A und P 2 festgehalten (0,54 mm Messing). Die Aufnahmen wurden aber jetzt außer nach  $\epsilon_1$  auch differentiell nach  $\epsilon_2$  ausgewertet. Und zwar wurden Protonen registriert, die im unteren Proportionalzährlrohr 300 bis 400 keV, 400—600 keV, 600 keV und mehr an Energie verloren. Man erfaßte so Protonen folgender drei Energiebereiche: 29,3—35,2 MeV; 23—29,3 MeV; 17,6—23 MeV. Die Unschärfe von  $\Delta E$  wurde aus der Breite der statistischen Verteilung des Energieverlustes  $\epsilon_2$  der Protonen<sup>6</sup> im Zährlrohr P 2 bestimmt. Die mit der Ungenauigkeit von  $\Delta E$  verbundene Ungenauigkeit der differentiellen Protonenintensität ist bei den Fehlergrenzen der drei Meßpunkte berücksichtigt.

Für die verschiedenen Absorberdicken wurden die Energie und die spezifische Ionisation der Protonen den Tabellen von Aron<sup>8</sup> entnommen. Die Intensität pro  $\text{cm}^2$  und steradian ergab sich unter Bezugnahme auf die von Greisen<sup>13</sup> gemessene Absolutintensität der harten Komponente hinter 15 cm Blei ( $0,82 \cdot 10^{-2}/\text{cm}^2 \text{ sec steradian}$ ). Mit 15 cm Blei zwischen den Zählrohren A und B betrug die Koinzidenzzahl zwischen A, B und den beiden Proportionalzährlrohren 75/min. Dabei war die

Energie der Protonen $E$ (MeV)	$\Delta E$ (MeV)	Protonen	
		min	* $\text{sec cm}^2 \text{ steradian MeV}$
17,6—23	5,4	$(0,56 \pm 0,06) \cdot 10^{-2}$	$(1,1 \pm 0,15) \cdot 10^{-7}$
23—29,3	6,3	$(0,91 \pm 0,08) \cdot 10^{-2}$	$(1,6 \pm 0,15) \cdot 10^{-7}$
29,3—35,2	5,9	$(0,67 \pm 0,07) \cdot 10^{-2}$	$(1,25 \pm 0,15) \cdot 10^{-7}$
39,5—50,5	11	$(2,2 \pm 0,15) \cdot 10^{-2}$	$(2,2 \pm 0,15) \cdot 10^{-7}$
57—66	8,6	$(1,91 \pm 0,13) \cdot 10^{-2}$	$(2,4 \pm 0,17) \cdot 10^{-7}$
95—101	6,1	$(1,05 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$	$(1,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$
105—111	5,7	$(1,32 \pm 0,13) \cdot 10^{-2}$	$(2,5 \pm 0,25) \cdot 10^{-7}$
180	3,9	$(0,64 \pm 0,06) \cdot 10^{-2}$	$(1,8 \pm 0,18) \cdot 10^{-7}$
250	3,3	$(0,42 \pm 0,06) \cdot 10^{-2}$	$(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$
350	2,7	$(0,19 \pm 0,04) \cdot 10^{-2}$	$(0,77 \pm 0,18) \cdot 10^{-7}$

\* Die Fehlergrenzen geben den statistischen Fehler an. Bei den drei Meßpunkten zwischen 17 und 35 MeV ist die Unschärfe des erfaßten Energieranges  $\Delta E$  in den Fehlergrenzen mit berücksichtigt.

Tab. 3.

<sup>13</sup> K. I. Greisen, Phys. Rev. **61**, 212 [1942], siehe dazu B. Rossi, Rev. Mod. Phys. **20**, 538 [1948].

Apparatur so eingestellt, daß sämtliche Impulse der Proportionalzählrohre erfaßt wurden.

In Tab. 3 sind die nach diesen Angaben berechneten differentiellen Protonenintensitäten zusammengestellt. Ein Beispiel erläutert noch einmal diese Berechnungen.

Die Messung mit 1 cm Eisen zwischen den Zählern A und B ergab:  $1,32 \cdot 10^{-2}$  Protonen pro min. Insgesamt hatten die registrierten Protonen die Schicht  $x_0 = 1$  cm Eisen + 5 mm Messing zu durchlaufen, das entspricht einem Argonäquivalent von  $11,85 \text{ g/cm}^2$ . Damit hatten sie beim Eintritt in die Zähler A eine Energie zwischen  $E(x_0) = 105 \text{ MeV}$  und

$$E(x_0) + \Delta E = 105 \text{ MeV} + 5,7 \text{ MeV}.$$

$$\Delta E = (dE/dx)_{105 \text{ MeV}} \cdot \Delta x = 5 \text{ MeV} \text{ cm}^2/\text{g} \\ \cdot 1,15 \text{ g/cm}^2 = 5,7 \text{ MeV}.$$

Man erhält also eine differentielle Protonenintensität:

$$\frac{1,32 \cdot 10^{-2}/\text{min} \cdot 0,82 \cdot 10^{-2}/\text{cm}^2 \text{ sec steradian}}{75/\text{min} \cdot 5,7 \text{ MeV}} \\ = 2,5 \cdot 10^{-7}/\text{cm}^2 \text{ sec steradian MeV}.$$

Im Hinblick auf zwei Effekte wären die gemessenen Protonenzahlen noch zu korrigieren:

1. Die Erzeugung sekundärer Protonen im Absorber.

2. Die Absorption der in die Apparatur eintretenden Protonen durch Kernwechselwirkung im Material zwischen den Zählern A und P 2.

Beide Effekte werden erst für Protonen von mehr als 250 MeV merkbar. Die erste Korrektur erniedrigt die bei 250 MeV und 350 MeV gemessenen Protonenhäufigkeiten um 10% bzw. 25%. Die zweite Korrektur erhöht die so erhaltenen Werte um 30% bzw. 60%, so daß man gegenüber den unkorrigierten Daten um etwa 20% höher liegende Werte der Protonenintensität erhält<sup>14</sup>. Da diese Korrektur im Bereich der Meßfehler liegt, wurde sie bei den Daten der Tab. 3 und bei dem in der Abb. 8 dargestellten differentiellen Energiespektrum der Protonen unterlassen.

#### 4. Diskussion

In Abb. 8 ist das hier erhaltene differentielle Energiespektrum der vertikal einfallenden Protonen von 18 MeV bis 350 MeV in doppelt loga-

rithmischem Maßstab aufgezeichnet. Bei 80 MeV hat das Spektrum ein Maximum, nach höheren Energien nimmt die Protonenzahl rasch ab. Für den vertikalen Fluß in dem hier untersuchten Energiebereich erhält man

$$0,56 \cdot 10^{-4}/\text{cm}^2 \text{ sec steradian}.$$

Mylroi und Wilson<sup>1</sup> fanden auf Seehöhe einen vertikalen Fluß von

$$0,55 \cdot 10^{-4}/\text{cm}^2 \text{ sec steradian}$$

für Protonen, deren Energie mehr als 500 MeV betrug. Die gesamten auf Seehöhe beobachteten Protonen verteilen sich also etwa in gleichem Verhältnis auf den Energiebereich 18 MeV bis 350 MeV und den Bereich oberhalb 350 MeV.

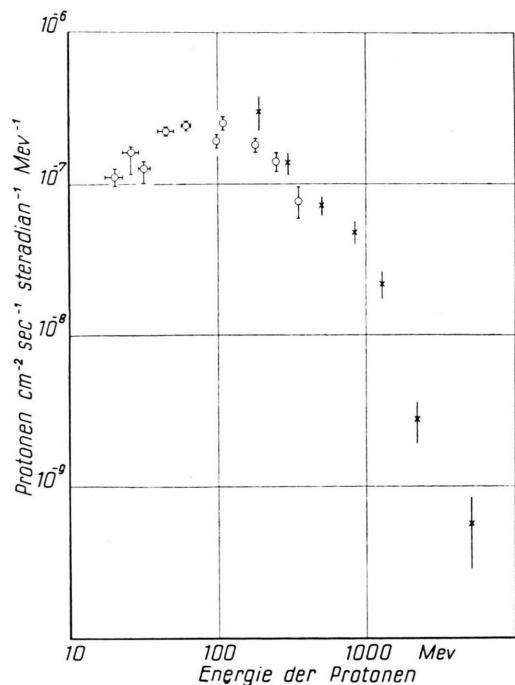


Abb. 8. Das differentielle Energiespektrum der Protonen. Außer den hier gefundenen Protonenintensitäten ( $\odot$ ) sind die mit einem magnetischen Spektrographen von Mylroi und Wilson<sup>1</sup> erhaltenen Ergebnisse ( $\times$ ) eingetragen. Die Energiebereiche  $\Delta E$ , auf die sich die Meßpunkte ( $\odot$ ) beziehen, sind oberhalb 100 MeV so klein, daß sie in der Zeichnung nicht dargestellt werden konnten.

Bei 200 MeV schließen sich an die hier gewonnenen Ergebnisse die mit magnetischer Ablenkung durchgeführten Messungen von Mylroi und Wilson<sup>1</sup> an. Das von diesen Autoren erhaltene Spektrum zwischen 200 MeV und 5000 MeV ist ebenfalls in die Abb. 8 eingetragen. Wie man sieht,

<sup>14</sup> Ausführliche Diskussion: H. Filthuth, Univ. Heidelberg, Dissertation 1953.

zeigen die mit diesen beiden doch recht verschiedenen Meßmethoden gewonnenen Resultate in dem sich überlappenden Energiebereich gute Übereinstimmung. Allerdings ist zu berücksichtigen, daß die hier gemessenen Werte bei 250 MeV und 350 MeV noch auf die beiden im Abschnitt 3 diskutierten Effekte zu korrigieren sind.

Unterhalb 200 MeV existiert außer den hier gefundenen Protonenintensitäten nur eine Messung von Rochester und Bound<sup>15</sup>, die sich auf acht bis zwölf mit einer Wilsonkammer-Anordnung identifizierte Protonen bezieht. York<sup>16</sup> hat aus dieser Angabe unter Berücksichtigung der Geometrie und des über der Wilsonkammer befindlichen Materials die Absolutintensität abgeschätzt und bekommt zwischen 61 und 83 MeV

$$(3,8 \pm 1,4) \cdot 10^{-7} / \text{cm}^2 \text{ sec steradian MeV.}$$

Dieser Wert liegt mit seiner beträchtlichen Ungenauigkeit noch in dem Bereich der hier gemessenen Protonenzahl  $2,4 \cdot 10^{-7} / \text{cm}^2 \text{ sec steradian MeV}$  zwischen 60 und 80 MeV. Außerdem bestimmte York<sup>16</sup> aus eigenen Untersuchungen und aus Wilsonkammer-Messungen von Merkle, Goldwasser und Brode<sup>17</sup> vier weitere Punkte des differentiellen Energiespektrums der Protonen zwischen 115 MeV und 350 MeV. Diese Werte weichen von den hier gefundenen etwa um einen Faktor 2 nach oben ab.

Die auf Seehöhe beobachteten Protonen sind fast sämtlich sekundären Ursprungs. Sie wurden in Kernprozessen in der Atmosphäre nicht weit vom Beobachtungsort erzeugt, etwa eine Stoßlänge darüber. Es liegt nun nahe, das beobachtete Energiespektrum abzuleiten aus dem Energiespektrum der bei solchen Kernprozessen emittierten Protonen. Mit diesem Gedanken hat Rossi<sup>18</sup> den

Verlauf des Spektrums der energiearmen Protonenkomponente ( $E < 1000 \text{ MeV}$ ) qualitativ angegeben. Für das erzeugende Spektrum, also die Zahl der pro Gramm und MeV emittierten sekundären Protonen mit der Energie  $E$  benutzt er die von Camerini et. al.<sup>19</sup> aus Photoplattenmessungen angegebenen Daten über die Energieverteilung der in „Sternen“ erzeugten Protonen. Bei Berücksichtigung des Ionisationsverlustes bekommt er einen ähnlichen Verlauf, wie er hier gemessen wurde, das Maximum liegt bei 100 MeV. Jedoch fällt die gemessene Energieverteilung zu beiden Seiten des Maximums steiler ab als die von Rossi<sup>18</sup> angegebene. Die genaue Lage des Maximums ist natürlich empfindlich abhängig von den Annahmen über das erzeugende Spektrum. Rossi bezieht sich dabei auf Kernprozesse an den Silber- und Bromkernen in der Photoplatte, während die hier registrierten Protonen aus Reaktionen der leichten Kerne Stickstoff und Sauerstoff stammen.

Whittemore und Shutt<sup>20</sup> erhielten in 3400 m Höhe zwischen 50 MeV und 370 MeV einen vertikalen Protonenfluß von  $9,6 \cdot 10^{-4} / \text{cm}^2 \text{ sec steradian}$ . Ein Vergleich dieser Intensität mit der hier in dieser Arbeit gemessenen integralen Intensität  $0,51 \cdot 10^{-4} / \text{cm}^2 \text{ sec steradian}$  (50—350 MeV) ergibt, daß die energiearme Protonenkomponente zwischen 3400 m und Seehöhe um den Faktor 19 abnimmt. Bei Annahme einer exponentiellen Absorption resultiert daraus eine Absorptionslänge von  $120 \text{ g/cm}^2$  Luft.

Herrn Professor Dr. O. Haxel möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und deren stete Förderung herzlich danken. Herrn Professor Dr. J. H. D. Jensen danke ich für wertvolle Ratschläge, Herrn Dr. J. Heintze für viele Diskussionen. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat die Arbeit in dankenswerter Weise unterstützt.

<sup>15</sup> G. D. Rochester u. M. Bound, Nature, Lond. **146**, 745 (1940).

<sup>16</sup> C. M. York, Proc. Phys. Soc., Lond. **65**, 558 [1952].

<sup>17</sup> T. C. Merkle, E. L. Goldwasser, R. B. Brode, Phys. Rev. **79**, 926 [1950]; E. L. Goldwasser, T. C. Merkle, Phys. Rev. **83**, 43 [1951].

<sup>18</sup> B. Rossi, High Energy Particles, S. 486, Prentice Hall, New York 1952.

<sup>19</sup> U. Camerini, P. H. Fowler, W. O. Lock u. H. Muirhead, Phil. Mag. **41**, 413 [1950].

<sup>20</sup> W. L. Whittemore u. R. P. Shutt, Phys. Rev. **86**, 940 [1952].