

deten sekundären Teilchenarten (Ionen, Dissoziationsprodukte) durch die Strömung schneller aus dem Bereich des Elektronenbündels weggeführt werden, als dies im ruhenden Gas durch Diffusion geschieht, so daß ihre Konzentration im ruhenden Gas höher wird. Daher wird jede Strahlung dieser sekundären Teilchenarten, sofern ihre Anregungsdichte mit der Konzentration dieser Teilchen wächst, im Bereich des Gasstrahls unterdrückt. Ein Beispiel hierfür: Bei der Anregung von CO im Elektronenbündel entstehen als Dissoziationsprodukte C-Atome. Diese rekombinieren unter Emission der C₂-„Hochdruckbanden“, so daß die Intensität dieser Banden mit der C-Konzentration stark anwächst. Abb. 12 zeigt nun eine solche Bande, aufgenommen in CO mit der Lage a des Spaltes. Man sieht, daß ihre Intensität im strömenden Gas praktisch verschwindet. Ein Gegenbeispiel: Bei der Anregung von O₂ im Elektronenbündel beobachtet man zahlreiche O⁺-Linien. Erzeugt man ein Spektrum mit der Spalt-

anordnung a, so stellt man fest, daß die O⁺-Linien im strömenden Gas sogar etwas stärker emittiert werden als im ruhenden Gas. Daraus folgt, daß diese O⁺-Linien nicht durch nachträgliche Anregung von zuerst gebildeten O⁺-Ionen oder O-Atomen angeregt werden, sondern daß sie direkt beim Zerfall von O₂-Molekülen in angeregte Ionen emittiert werden. Die Intensität dieser O⁺-Linien ist daher nur abhängig von der Dichte des O₂.

Aus diesen Beispielen geht hervor, daß die lokalisierte Anregung schnell strömender Gase geeignet ist, zur Klärung der einen oder anderen spektroskopischen Frage beizutragen, insbesondere solcher Fragen, bei denen es um den Anregungsprozeß selbst und um den Träger eines bestimmten Spektrums geht. Dies gibt uns den Anlaß, diese Arbeit Herrn Prof. H. Schüler zum 60. Geburtstag zu widmen.

Der Firma Osram und der Badischen Anilin- und Soda-fabrik danken wir für die Überlassung gereinigter Gase.

Absorptionsanalyse der sternauslösenden Komponenten der Ultrastrahlung

II. Kernprozesse in Kernspurplatten

Von E. RÖSSLE und E. SCHOPPER

Aus dem Hochspannungslaboratorium Hechingen,
Abt. des Max-Planck-Instituts für Physik der Stratosphäre

(Z. Naturforschg. 9a, 836—851 [1954]; eingegangen am 18. Juli 1954)

In früheren Untersuchungen über das Absorptionsverhalten der sternauslösenden Komponenten in Kohlenstoff-, Eisen- und Bleiabsorbern mit Kernspur-Emulsionen wurden Übergangseffekte mit ausgeprägten Maxima der Sternhäufigkeit beobachtet. Diese Ergebnisse wurden durch weitere Messungen in Eisen und Zinn und mit verschiedenen Absorberformen in Kohlenstoff ergänzt. Die beobachteten Übergangsmaxima werden durchweg von neutral-ausgelösten Sternen vom Typ O_n gebildet.

Ihre Deutung mit einfachen Mechanismen bekannter Teilchen stößt auf Schwierigkeiten: Für Nukleonen und energiereiche π -Mesonen werden die Übergangseffekte berechnet. Unter den der Rechnung zugrunde gelegten Voraussetzungen, die sich auf experimentelle Daten stützen, ergibt sich hinsichtlich der Maxima keine Übereinstimmung mit dem Experiment. Im Falle der Photonen ergibt eine Neuberechnung der Kaskade in Blei durch Kuhn¹⁰ keine zu einem Maximum führende Vermehrung sternerzeugungsfähiger Photonen. Einer Beteiligung von μ -Mesonen stehen experimentelle Argumente entgegen.

In einer früheren Mitteilung¹ haben wir über den Häufigkeitsverlauf der in photographischen Kernspur-Emulsionen registrierten Kernprozesse der Ultrastrahlung hinter Absorbern aus Kohlenstoff, Eisen und Blei berichtet. Die Beobachtungen

waren insofern unerwartet, als in Kohlenstoff, einem Absorber praktisch gleicher Ordnungszahl wie Luft, ein Übergangseffekt mit einem ausgeprägten Maximum auftrat, und in Blei außerdem ein zweites Maximum der Übergangskurve gefunden wurde. Eine versuchsweise durchgeführte Analyse der Übergangskurven zeigte die Schwierigkeit einer Deutung und die Notwendigkeit, umfangreichere experimentelle Daten zu gewinnen.

¹ E. Schopper, K. H. Höcker u. E. Rössle, Z. Naturforschg. 6a, 603 [1951] (im folgenden als I zitiert).



Wir haben die Untersuchungen mit photographischen Emulsionen in Gebirgshöhen fortgesetzt und zugleich auf weitere Absorber-Materialien und -Formen ausgedehnt. Gleichzeitig wurden Registrierungen der Kernprozesse in denselben Absorbern mit Szintillationszählern aufgenommen^{2,3}. Für die Fortführung der Messungen mit photographischen Emulsionen war ausschlaggebend, daß sie sehr detaillierte Informationen über die Kernprozesse liefern.

Die vorliegende Mitteilung bringt in ihrem ersten Teil die bisher gewonnenen experimentellen Daten der photographischen Messungen. In einem zweiten Teil wird das Verhalten der verschiedenen Komponenten der Ultrastrahlung, insbesondere der Nukleonen-Komponente, in Absorbern analysiert und ihre Beteiligung an den Übergangseffekten diskutiert.

mit vertikaler Plattenebene untereinander angeordnet. Im allgemeinen waren 2–3 solche „Belegungen“ in einem gemeinsamen geschlossenen Behälter untergebracht, in dem sie mit konstantem Feuchtegehalt gleichzeitig exponiert wurden.

Die in Abb. 1 im Schnitt ersichtliche meist verwendete Absorberform wurde unter dem Gesichtspunkt gewählt, daß für die auf die Absorberoberfläche einfallende Strahlung möglichst gleiche vertikale und laterale Absorberwege zur Achse bestehen. Diese Forderung ist nur näherungsweise für alle Tiefen gleichzeitig erfüllbar. Der jeweilig verwendete Absorber wurde seiner Gesamtfläche entsprechend und unter Annahme eines \cos^2 -Gesetzes für die Zenithabhängigkeit der einfallenden Strahlung ausgelegt¹. Der Kürze halber werde diese Absorberform im folgenden als „ \cos^2 -Absorber“ bezeichnet. Für jeden Absorber wurden mindestens zwei unabhängige Expositionen durchgeführt mit einer Dauer von 30–40 Tagen in 2950 m Höhe (Zugspitze).

Die Dicke der entwickelten Emulsionsschichten wurde kontrolliert, um Fehler durch eventuelle Dicke-

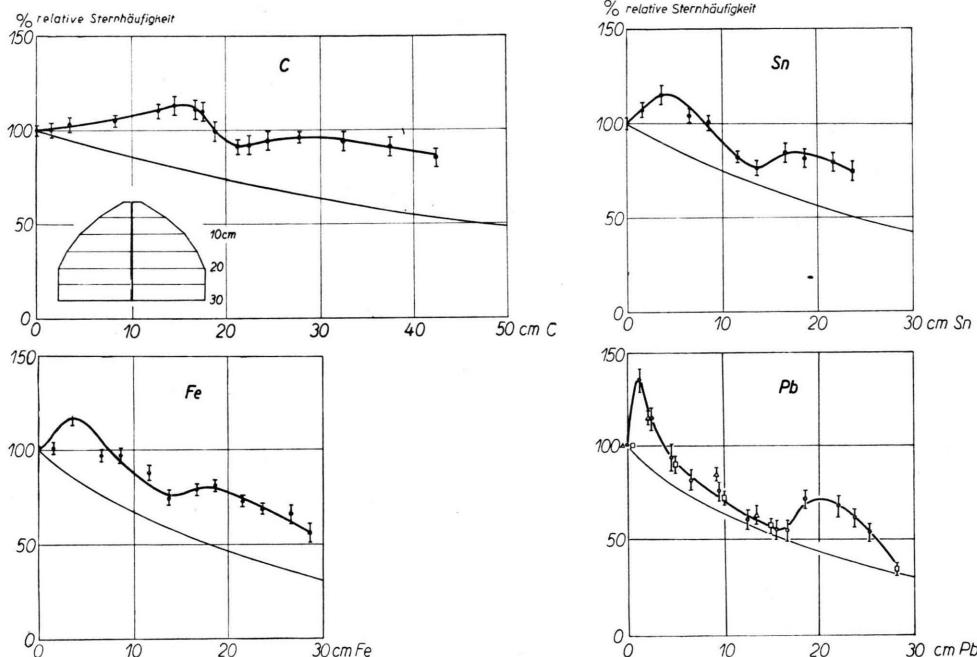


Abb. 1. Relative Sternhäufigkeit in C-, Fe-, Sn-Absorbern (≥ 3 Spuren). Pb-Absorber: ○ eigene Messungen (≥ 2 Spuren), △ Bernardini u. a.⁴, □ George u. a.⁵.

I. Meßergebnisse

1. Das experimentelle Vorgehen

Längs der vertikalen Achse eines rotationssymmetrischen kompakten Absorbers wurden Kernspurplatten (Ilford G 5 auf Glasträger, 500μ Emulsionsdicke)

schwankungen zu eliminieren, für die die Übereinstimmung der Einzelbelegungen innerhalb der statistischen Genauigkeit eine weitere Kontrolle bildet. Für die Entwicklung wurde der übliche Kalt-Warm-Zyklus nach Occhialini angewendet.

² G. Kuhn, Dissertation Stuttgart 1954.

³ G. Kuhn u. E. Schopper, Z. Naturforschg. **9a**, 851 [1954], nachstehend.

⁴ G. Bernardini, G. Cortini u. A. Manfredini, Nuovo Cim. **5**, 511 [1948]; Phys. Rev. **74**, 845 [1948].

⁵ E. P. George u. A. C. Jason, Proc. Phys. Soc. **62**, 243 [1949].

Die Klassifikation der in den Platten beobachteten Ereignisse erfolgte nach demselben Schema wie in (I): Jeder Stern wird als schematisches Faksimile registriert, das die Kennzeichnung des auslösenden Teilchens (neutral oder geladen) sowie der Spuren (schwarz, grau oder relativistisch) enthält. Die durch π -Einfang ausgelösten σ -Sterne sind gesondert registriert. Die Übergangseffekte der π -Mesonen werden in einer besonderen Arbeit¹⁸ getrennt behandelt.

2. Ergebnisse

a) In Abb. 1 sind die in \cos^2 -Absorbern für verschiedene Materialien gemessenen Sternhäufigkeiten als Funktion der Absorbertiefe in cm aufgetragen. Die Meßwerte sind auf die Häufigkeit 100% in der Absorbertiefe null (Nullwert) normiert. Die Absoluthäufigkeit dieses Wertes beträgt auf der Zugspitze in 2950 m Höhe über NN ungefähr 720 cm^{-2} für Sterne mit ≥ 3 Spuren:

$$Z_{2950} = 12,6 \pm 0,2 \text{ Sterne} \cdot \text{cm}^{-3} \text{ d}^{-1}.$$

Die in Abb. 1 unter den gemessenen Übergangskurven eingezeichneten Bezugslinien entsprechen einer exponentiellen Absorption mit der für große Absorbertiefen ermittelten Absorptionslänge der nuklearen Komponente mit den α^{-1} -Werten:

| | C | Fe | Sn | Pb |
|----------------------------------|-----|-----|-----|-----|
| $\alpha^{-1} [\text{g cm}^{-2}]$ | 120 | 200 | 250 | 310 |

Der in (I) berichtete Übergangseffekt in Kohlenstoff wird durch die neuen Messungen bestätigt. Das Maximum liegt aber in dem neuerdings ver-

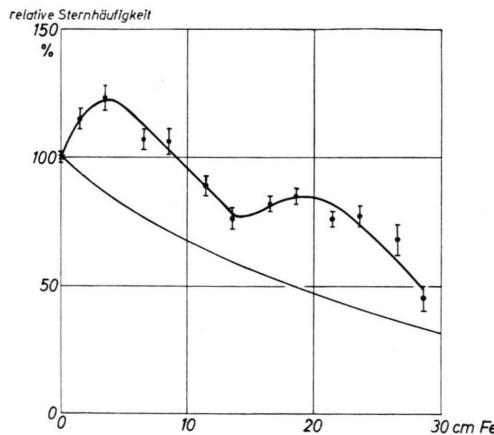


Abb. 2. Relative Häufigkeit der 0_n -Sterne im Eisen-Absorber.

wendeten, besser angepaßten \cos^2 -Absorber bei 16 cm Absorbertiefe, mit einer Einsattelung, an die sich ein erneuter Anstieg anschließt. Für den letzteren läßt sich aus den vorliegenden Meßpunk-

ten die Lage eines zweiten Maximums nicht festlegen.

Das in Blei gefundene zweite Maximum bei 20 cm Absorbertiefe tritt auch im Eisen- und Zinn-Absorber in nahezu derselben Tiefe auf; geringen Unterschieden ihrer Lage in den verschiedenen Absorbern kann im Hinblick auf die statistische Genauigkeit und die Absorbergeometrie kein Gewicht beigemessen werden. Die Kurve für Blei ist aus (I), Abb. 2 übernommen und enthält auch Meßpunkte anderer Autoren.

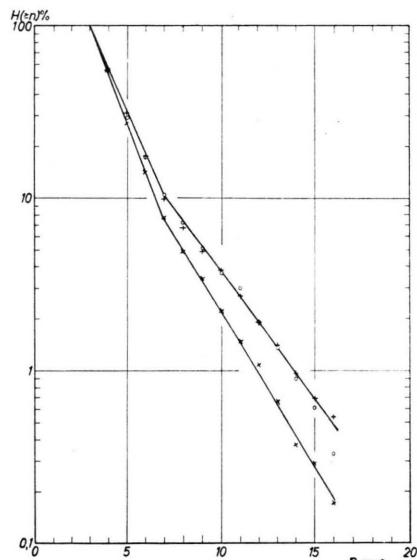


Abb. 3. Teilchenzahlspektrum für 0_n -Sterne in verschiedenen Tiefen des Fe-Absorbers.
○ für 0 und 10—15 cm, + für 0—10 cm, × für 15—25 cm.

Das in Blei beobachtete erste Maximum bei 1—2 cm Absorbertiefe tritt in Eisen und Zinn bei 4—5 cm Tiefe auf. Da in den letzteren Absorbern nur Sterne mit ≥ 3 Spuren berücksichtigt wurden, sind die Überhöhungen der ersten Maxima geringer als beim ersten Pb-Maximum.

b) Die Maxima werden durch neutralausgelöste 0_n -Sterne gebildet. Als Beispiel ist in Abb. 2 die Häufigkeit der 0_n -Sterne im Eisen-Absorber wiedergegeben, in der die Maxima deutlich stärker als in Abb. 1 ausgeprägt sind. Im Gegensatz dazu zeigen die Kurven der Abb. 16 und 17, die die Häufigkeit der geladen-ausgelösten ($\geq 0_p$) und der energiereichen, neutral-ausgelösten ($\geq 1_n$) Sterne darstellen, kein Übergangsmaximum.

c) Die Beteiligung teilchenarmer Sterne an den Maxima geht auch aus dem Teilchenzahlspektrum (Sterngrößendiagramm) der Abb. 7 in (I) hervor,

die die Sterngrößenverteilung — in Kodak NT 4 Emulsionen beobachtet — für alle Sterntypen an den Stellen der Maxima wiedergibt. Beschränkt man sich auf die Sterngrößenverteilung der 0_n -Sterne allein, so unterscheiden sie sich nicht wesentlich in verschiedenen Absorbertiefen (Abb. 3). Die Verteilung zeigt den charakteristischen Knick bei der Teilchenzahl $n = 7$. In den verschiedenen Absorbermaterialien (Abb. 4 und 5) treten keine wesentlichen Unterschiede für die jeweiligen Sterntypen auf.

d) Es liegt nahe, das Auftreten der Maxima mit geometrischen Einflüssen des Absorbers in Verbindung zu bringen.

Wir haben zunächst experimentell diesen Einfluß durch Variation der Absorberform mit Kohlenstoff-Absorbern studiert, in denen nur eine Dichteänderung und praktisch keine Änderung der Ordnungszahl gegenüber Luft auftritt.

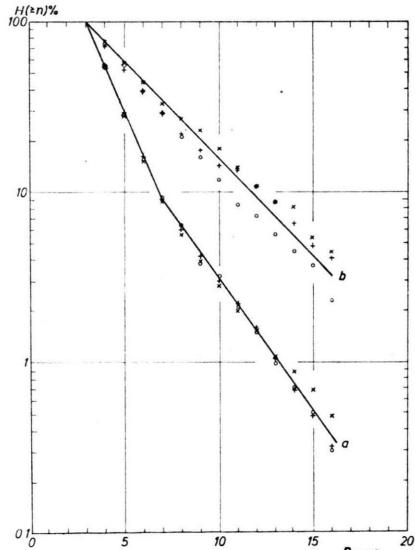


Abb. 4. Teilchenzahlspektren neutral-ausgelöster Sterne als Mittel über den Gesamtabsorber.
a) 0_n -Sterne, b) $\geq 1n$ -Sterne, ○ C; + Fe; × Sn.

Es wurde beispielsweise der auf 30 cm Tiefe ausgelegte und angepaßte \cos^2 -Absorber auf eine Tiefe von 45 cm erweitert. In diesem letzteren Absorber läßt sich die Bedingung möglichst gleicher vertikaler und lateraler Absorberwege für Tiefen > 15 cm in Annäherung erfüllen. Auch in diesem Absorber tritt der Abfall des ersten Maximums hinter 16 cm auf (Abb. 6), und zwar schließen sich die Meßpunkte bei 17 cm Tiefe auch im Absolutwert innerhalb der statistischen Grenzen genau an. Der

Abfall ist also nicht durch die Begrenzung des 30 cm-Absorbers bedingt. In Übereinstimmung damit tritt auch im letzteren der Wiederanstieg hinter 20 cm Tiefe auf.

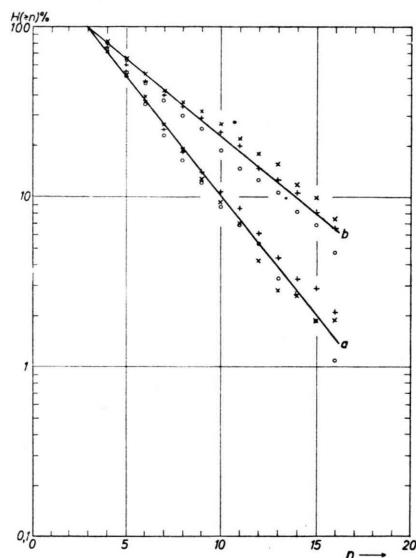


Abb. 5. Teilchenzahlspektren geladen-ausgelöster Sterne als Mittel über den Gesamtabsorber.
a) 0_p -Sterne, b) $\geq 1_p$ -Sterne, ○ C; + Fe; × Sn.

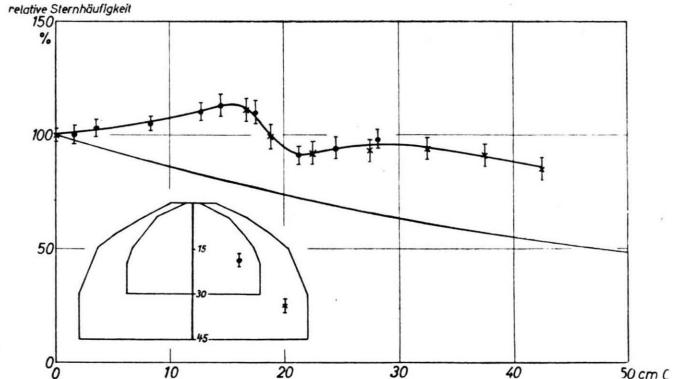


Abb. 6. Einfluß der Absorberform. Variation der Absorbertiefe bei Kohlenstoff- \cos^2 -Absorbern.

Das im \cos^2 -Absorber gemessene erste Maximum läßt sich auf das im ebenen Absorber (Abb. 7a) beobachtete durch Transformation der effektiven Absorberweglängen für eine \cos^2 -Verteilung der einfallenden Strahlung überführen (Abb. 7b). Dementsprechend ist auch die Bezugslinie mit transformiert. Der im \cos^2 -Absorber gemessene Wiederanstieg erscheint auch im ebenen Absorber, ist aber statistisch nicht ausreichend gesichert, um

ein Maximum festzulegen, das bei 22 cm angedeutet ist.

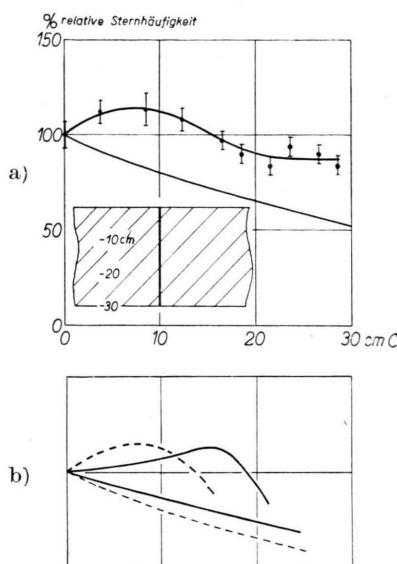


Abb. 7. Einfluß der Absorberform. a) ebener C-Absorber; b) Transformation des 1. Maximums in C im \cos^2 -Absorber (—) auf den ebenen Absorber (---).

Unsere Beobachtungen im ebenen Absorber lassen sich aber vergleichen mit den mit derselben Geometrie mit Szintillationszählern gefundenen Übergangskurven von Kuhn², die Maxima bei 8 cm und 22 cm Tiefe ergaben. In guter Übereinstimmung damit finden Weiß⁶, Pfotzer und Weiß^{6a} hinter einem ebenen Kohlenstoff-Absorber Maxima der Neutronenproduktion bei 9 cm und andeutungsweise bei 22 cm Tiefe. Die Messungen von Kuhn² in ebenen Absorbern und \cos^2 -Absorbern von Eisen und Blei zeigen analoge Verschie-

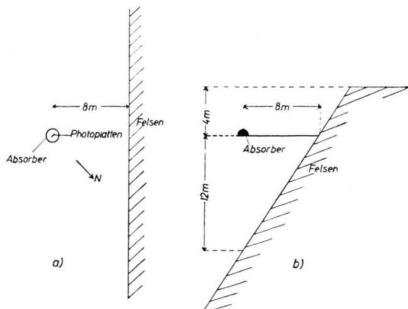


Abb. 8. Lageskizze der Absorber bei der Exposition in der Meßbaracke. a) Horizontalschnitt; b) Vertikalschnitt.

⁶ H. M. Weiß, Dissertation Stuttgart 1954.

bungen auch der zweiten Maxima, wie wir sie im Kohlenstoff-Absorber beobachten.

e) Ein weiterer Einfluß auf die Übergangskurven könnte durch die Umgebung der Absorber bedingt sein. Üblicherweise wurden die Absorber zur Exposition in einer Meßbaracke mit einer dünnen Holzdecke von ca. 5 g cm^{-2} Masse aufgestellt. Die Lageskizze zeigt Abb. 8.

Wir müssen die Möglichkeit einer Einstreuung aus dem benachbarten Felsen erwägen. Wir haben dazu vergleichsweise mit 2 geometrisch identischen Fe-Absorbern von 15 cm Tiefe gleichzeitige Expositionen durchgeführt. Im einen Fall war der Absorber in der Meßbaracke aufgestellt, wobei zur Erhöhung eines eventuellen Dacheinflusses der Absorber mit 8 cm Kohlenstoff in 60 cm Abstand überschichtet war. Der andere Absorber befand sich auf dem Antennendach der Dezimeterstation des Zugspitzobservatoriums, dessen Lageskizze Abb. 9 zeigt.

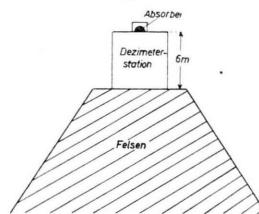


Abb. 9. Lageskizze des Fe-Absorbers auf dem Antennendach der Dezimeterstation.

Ohne näher auf den quantitativen Unterschied der drei Übergangskurven der Abb. 10 einzugehen, der sich zwangsläufig der jeweils über dem Absorber befindlichen Materieschicht verstehen läßt, kann dem Versuch entnommen werden, daß eine Einstreuung aus dem Felsen am Auftreten

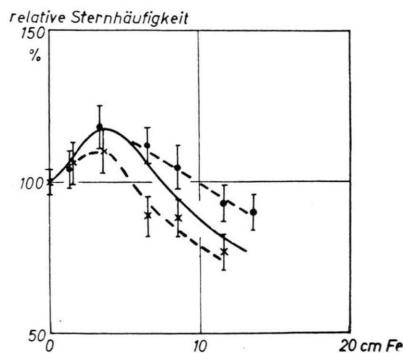


Abb. 10. Einfluß der Absorber-Umgebung: Exposition zweier identischer Fe-Absorber (0—15 cm). (-·-) auf Antennendach, (-·-) in Meßbaracke, überschichtet, (—) in Meßbaracke, übliche Exposition aus Abb. 1.

^{6a} G. Pfotzer u. H. M. Weiß, Naturwiss. 41, 107 [1954].

des ersten Maximums nicht grundsätzlich beteiligt ist.

II. Analyse der Meßergebnisse

Als Ergebnis unserer Messungen finden wir die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Maxima der Übergangskurven der Sternhäufigkeit in Gebirgshöhen, in die auch Ergebnisse anderer Autoren aufgenommen sind.

| Absorbermaterial | 1. Maximum [cm] | 2. Maximum [cm] | Autor |
|---------------------------------------|-----------------|--------------------|--|
| Kohlenstoff cos ² -Abs. | 16 | > 25 | Rössle, Schopper Photoplatte |
| ebener Abs. | 9 | 22 (angedeutet) | Rössle, Schopper Photoplatte |
| ebener Abs. | 9 | 22 | G. Kuhn, Schopper ^{2,3} Szint. Zähler |
| Al | 2 | | Malaspina u. a. ⁷ Belliboni u. a. ⁸ |
| Fe cos ² -Abs. | 4,5 | 20 | Rössle, Schopper Photoplatte |
| cos ² -Abs. | | 22 | G. Kuhn, Schopper ^{2,3} |
| ebener Abs. | | 18 | Szint. Zähler G. Kuhn, Schopper ^{2,3} Szint. Zähler |
| Sn cos ² -Abs. | 4—5 | 20 | Rössle, Schopper Photoplatte |
| Pb | 2 | | Bernardini u. a. ⁴ |
| cos ² -Abs. | 1 | | Malaspina u. a. ⁷ |
| cos ² -Abs. | 0,5 | | Belliboni u. a. ⁸ |
| ebener Abs. | 1—2 | 20 | Schopper u. a. ^{1,9} |
| | | 18 | G. Kuhn, Schopper ^{2,3} |
| | | 16 | Szint. Zähler G. Kuhn, Schopper ^{2,3} Szint. Zähler |

Tab. 1. Übergangsmaxima der Sternhäufigkeit in verschiedenen Absorbern in Gebirgshöhen.

Mit dieser Einordnung der Maxima soll kein genetischer Zusammenhang ausgedrückt werden.

Eine Analyse der Übergangsmaxima muß nun zunächst von den Kernwechselwirkungen der bekannten Komponenten der kosmischen Strahlung ausgehen. Dafür kommen bekanntermaßen in Betracht: 1. Photonen; 2. Nukleonen einschließlich der energiereichen π -Mesonen, 3. μ -Mesonen.

1. Photonen

Die Lage und Form der ersten Maxima, vor allem der steile Abfall in Pb, Sn und Fe, veranlaßte uns in unserer früheren Arbeit (I), sie einer Auslösung durch Kernwechselwirkung der Photonen zuzuschreiben. Die seinerzeit von Höcker auf Grund der Kaskadentheorie durchgeföhrten

Rechnungen wurden von H. Kuhn¹⁰ wiederholt und erweitert. Danach scheint es jedoch nicht mehr möglich, diese Deutung aufrechtzuerhalten. Die Schwierigkeit liegt darin, daß für die Lösung eines Sternes mit ≥ 2 Spuren eine Mindestenergie $E_{\text{Phot.}} \geq 50$ MeV gefordert werden muß; sie ist für Sterne mit ≥ 3 Spuren, die unseren Messungen — mit Ausnahme des Pb — zugrunde liegen, sogar zu niedrig. Andererseits erfolgt die Vermehrung der Photonenkaskade beim Übergang von Luft in einen Absorber höherer Ordnungszahl im wesentlichen durch diejenigen Photonen, die in den Energiebereich $E_j < 100$ MeV fallen, unterhalb der kritischen Energie E_j in Luft. Für diese Photonen ergibt die Rechnung von H. Kuhn bei dem für Gebirgshöhen verwendeten Energiespektrum keine ausreichende Vermehrung innerhalb der Kaskade.

Im übrigen wird natürlich der Übergangseffekt in Kohlenstoff durch diesen Mechanismus nicht erfaßt, der an eine Änderung der Ordnungszahl gebunden ist.

2. Nukleonen und energiereiche π -Mesonen

Es soll nun die Komponente der Nukleonen und energiereichen π -Mesonen, die erfahrungsgemäß den Hauptanteil an der Sternauslösung hat, in bezug auf ihre Beteiligung an den Maxima diskutiert werden.

Ein Übergangseffekt der Nukleonen kann auf Grund einer von der Ordnungszahl des Absorbers abhängigen Sekundären-Produktion und der damit verbundenen Störung des Gleichgewichtes bei Übergängen auftreten. Ein damit nicht deutbarer Übergangseffekt Luft-Kohlenstoff könnte von der Instabilität der π -Mesonen als Dichte-Effekt mit einer Verschiebung des Verhältnisses von Zerfalls- zu Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeit erwartet werden. Eine direkte Beteiligung der π -Mesonen an der Sternauslösung in den Maxima läßt sich sofort ausschließen auf Grund der Beobachtung, daß die Maxima durch neutral-ausgelöste Sterne gebildet werden.

Wir unterteilen nun die Nukleonen in 3 Energiegruppen, nämlich

$$E > 500 \text{ MeV}; \quad 50 < E < 500 \text{ MeV}; \quad E < 50 \text{ MeV},$$

⁷ L. Malaspina, M. Merlin, O. Pierucci u. A. Rostagni, Nuovo Cim. 7, 145 [1950].

⁸ G. Belliboni, L. Fabrichesi, L. de Marco u. M. Merlin, Nuovo Cim. 8, 574 [1951].

⁹ E. Schopper, K. H. Höcker u. G. Kuhn, Phys. Rev. 82, 445 [1951].

¹⁰ H. Kuhn, Diplomarbeit Stuttgart 1954.

ungefähr entsprechend der Aufspaltung, die man bezüglich der Korndichte von Protonen in der Emulsion vornehmen kann, bei der man

$$\begin{array}{ll} \text{„relativistische Spuren“ mit } & g < 1,5 \text{ } g_{\min} \\ \text{„graue Spuren“} & 1,5 \text{ } g_{\min} < g < 5 \text{ } g_{\min} \\ \text{„schwarze Spuren“} & 5 \text{ } g_{\min} < g \end{array}$$

unterscheidet.

Die Nukleonen der 1. energiereichen Gruppe verlassen den Kern zusammen mit den bei Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen innerhalb des Kerns erzeugten π -Mesonen. Wegen der hohen Energie der emittierten Teilchen ist eine Unterscheidung derselben nur durch genaue Streumessungen möglich. Nach Messungen der Bristol-Gruppe¹¹ sind in Stratosphärenhöhen 80% der Schauerteilchen π -Mesonen, die restlichen 20% sind im wesentlichen Protonen mit einem geringen Anteil von Deuteronen und Tritonen.

Die Nukleonen des mittleren Energiebereichs sind die sog. Anstoßnukleonen. Sie werden durch das einfallende Nukleon durch Stoß aus dem Kernverband herausgeschlagen. Diese Nukleonen haben also ihren Ursprung in der Nukleonen-Kaskade, die sich innerhalb des Kerns beim Durchgang eines energiereichen Teilchens ausbildet. Während bei den Schauerteilchen die Richtung des Primärteilchens bei der Emission stark bevorzugt wird, tritt bei dieser mittleren Nukleonengruppe mit fallender Energie die Bevorzugung der Primärrichtung immer mehr zurück. Auf diese Winkelverteilung wird wegen des Einflusses auf die Lage eines Übergangseffektes noch näher einzugehen sein.

Die energiearme 3. Nukleonengruppe entspringt dem Verdampfungsprozeß des Kerns, der sich an die Emission energiereicher Nukleonen und Mesonen anschließt, nachdem sich die Restenergie gleichmäßig auf alle Nukleonen des Kerns verteilt hat. Dieser Mechanismus wird durch die Verdampfungstheorie in guter Übereinstimmung mit dem Experiment beschrieben. Die Emission der Teilchen erfolgt dabei nahezu isotrop. Für unsere Betrachtungen ist diese energiearme Gruppe ohne Belang, da als untere Grenze für die Sternerzeugung eine Energie von 50 MeV zu fordern ist.

¹¹ R. H. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Heitler, D. T. King u. C. F. Powell, Phil. Mag. **40**, 862 [1949]; U. Camerini, T. Coor, J. H. Davies, P. H. Fowler, W. O. Lock, H. Muirhead u. N. Tobin, Phil. Mag. **40**, 1073 [1949]; P. H. Fowler, Phil.

Auch die energiereiche 1. Gruppe scheidet als direkte Erzeugende der Maxima aus, da die energiereichen, sowohl geladen- wie neutral-ausgelösten Sterne an den von 0_n -Sternen gebildeten Maxima nicht beteiligt sind (vgl. Abb. 16 und 17).

Es bleiben also für eine Beteiligung an den Maxima nur noch Nukleonen mittlerer Energie zu diskutieren übrig, und zwar im wesentlichen die Neutronen dieses Bereiches.

Da die Daten der emittierten Neutronen, wie Energiespektrum, Winkelverteilung, Multiplizität nicht auf direktem Wege zu gewinnen sind, werden wir sie von Protonen des entsprechenden Energiebereiches unter der Annahme der Gleichberechtigung von Protonen und Neutronen übernehmen. Die Multiplizität ist dabei entsprechend dem Verhältnis Neutronen zu Protonen des Kerns zu modifizieren. Die Annahme der Gleichberechtigung von Protonen und Neutronen ist gerechtfertigt, da die Energien, die uns hier interessieren, die Bindungsenergie der Nukleonen im Kern weit übersteigen.

Die Berechnung eines Übergangseffektes läßt sich in zwei Teile gliedern: Einerseits die Bestimmung der Lage des Maximums und andererseits die Berechnung der Höhe desselben. Die Lage hängt im wesentlichen von der Form des Absorbers und der Winkelverteilung der Sekundären relativ zur Primärrichtung sowie der primären Winkelverteilung ab. Die Höhe des Maximums wird durch die Multiplizität der Sekundären-Produktion bestimmt. Beide Einflüsse sind aber nicht scharf zu trennen. Die Abhängigkeit der Lage von der Form des Absorbers wird später diskutiert.

a) Berechnung der Winkelverteilung der Sekundären

Zunächst beschränken wir uns auf den ebenen ausgedehnten Absorber und untersuchen den Einfluß der Winkelverteilung der Sekundären näher.

Im allgemeinen ist nur die Winkelverteilung der Sekundären relativ zur Primärrichtung bekannt. Es interessiert für die folgenden Rechnungen aber die Winkelverteilung der Sekundären gegenüber der Vertikalen. Die beiden Verteilungen sind wegen der Winkelverteilung der Primären verschieden. Die uns interessierende Verteilung, die wir als

Mag. **41**, 169 [1949]; U. Camerini, J. H. Davies, P. H. Fowler, C. Franzinetti, H. Muirhead, W. O. Lock, D. H. Perkins u. G. Yekutieli, Phil. Mag. **42**, 1241 [1951].

effektive Winkelverteilung bezeichnen wollen, kann aus den genannten Verteilungen berechnet werden.

Es ist

$$H(\vartheta) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta_1=0}^{\pi/2} h(\varepsilon) \cdot I(\vartheta_1) d\vartheta_1 d\varphi, \quad (1)$$

wenn $h(\varepsilon)$ die Verteilung der Sek. rel. zur Primärrichtung, $I(\vartheta_1)$ die Verteilung der Prim. rel. zur Vertikalen bedeutet.

Dabei ist angenommen, daß beide Verteilungen in bezug auf den Azimutwinkel φ isotrop sind. Die Winkel ϑ , ϑ_1 , φ , ε sind durch geometrische Beziehungen verknüpft.

Für die Winkelverteilung der Primären-Intensität wurde angenommen:

$$I(\vartheta_1) d\vartheta_1 = K \cos^2 \vartheta_1 \sin \vartheta_1 d\vartheta_1. \quad (2)$$

Die von der Bristol-Gruppe¹¹ gemessene Winkelverteilung von Schauerteilchen zur Primärrichtung läßt sich näherungsweise darstellen durch die Funktion:

$$h_s(\varepsilon) = \quad (3)$$

$$\begin{cases} 900 \cos^6 \varepsilon \sin^2 \varepsilon + 40 \cos^4 \varepsilon + 10 & \text{für } 0 \leq \varepsilon \leq 90^\circ, \\ 10 & \text{für } 90^\circ \leq \varepsilon \leq 180^\circ. \end{cases}$$

Die Schauerteilchen werden nach dieser Verteilung zu 88% unter einem Winkel $\varepsilon < 90^\circ$ und zu 12% isotrop nach rückwärts emittiert.

Geht man mit diesem Ansatz in Gl. (1) ein und führt die Integration für alle Einfallsrichtungen aus, so erhält man für die effektive Winkelverteilung von Schauerteilchen eine Funktion, die sich annähern läßt durch

$$H_s(\vartheta) = \quad (4)$$

$$\begin{cases} 71 \cos^2 \vartheta + 150 \cos^5 \vartheta \sin \vartheta + 15 & \text{für } 0 \leq \vartheta \leq 90^\circ, \\ 15 & \text{für } 90^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ. \end{cases}$$

Bei dieser effektiven Verteilung werden 85% der Schauerteilchen in den unteren Halbraum emittiert.

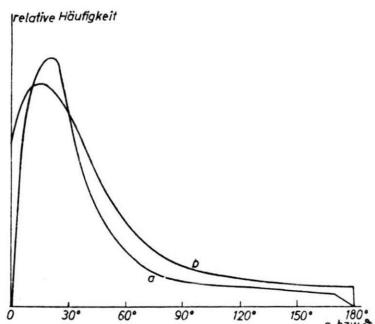


Abb. 11. Winkelverteilung der Schauerteilchen: a) gemessene Verteilung relativ zum Primärteilchen, b) gerechnete Verteilung relativ zur Vertikalen.

tiert. Das Maximum der Emission liegt bei einem Zenithwinkel von 20° (Abb. 11).

Die entsprechende Rechnung wurde für die Winkelverteilung der grauen Spuren des Energieintervall $60 < E < 130$ MeV durchgeführt, die ebenfalls von der Bristol-Gruppe¹¹ gemessen wurde. Der Energiebereich der grauen Spuren wurde in 3 Gruppen aufgeteilt, nämlich

$$\begin{aligned} 60 < E < 130 \text{ MeV}, \quad 130 < E < 280 \text{ MeV}, \\ 280 < E < 500 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

In Abb. 12 sind diese Verteilungen, auf gleiche Gesamtteilchenzahl normiert, dargestellt. Man er sieht daraus die Energieabhängigkeit der Winkelverteilung und die Bevorzugung der Vorwärtsrichtung, wenn diese auch nicht mehr so stark ausgeprägt ist wie bei den Schauerteilchen. Sie ist aber noch weit von isotroper Verteilung entfernt.

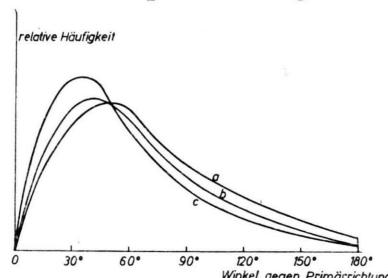


Abb. 12. Winkelverteilung der grauen Spuren nach Messungen der Bristol-Gruppe: a) für $60 < E < 130$ MeV-Teilchen, b) für $130 < E < 280$ MeV-Teilchen, c) für $280 < E < 500$ MeV-Teilchen.

Die Winkelverteilung des Bereiches $60 < E < 130$ MeV wurde nun angenähert durch die Funktion

$$h_g(\varepsilon) = \begin{cases} 100 \cos \varepsilon \sin^2 \varepsilon + 15 & \text{für } 0 \leq \varepsilon \leq 90^\circ, \\ 15 & \text{für } 90^\circ \leq \varepsilon \leq 180^\circ. \end{cases} \quad (5)$$

In den Winkelbereich $0 < \varepsilon < 90^\circ$ werden 72% der Nukleonen emittiert.

Geht man mit Gl. (5) in Gl. (1) ein, so ergibt sich für die Nukleonen dieses Energieintervall eine effektive Winkelverteilung, die dargestellt werden kann durch:

$$H_g(\vartheta) = \begin{cases} 41 & \text{für } 0 \leq \vartheta \leq 90^\circ, \\ 16 \sin^2 \vartheta + 16 & \text{für } 90^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ, \end{cases} \quad (6)$$

d. h. die Emission in den unteren Halbraum kann man näherungsweise als isotrop ansehen, die Emission in den oberen Halbraum dagegen nicht. Diese Winkelverteilung wird weiterhin sämtlichen Teilchen des Energiebereiches $50 < E < 500$ MeV zugrunde gelegt.

Die Berechnung der effektiven Winkelverteilung bringt nun den Vorteil, daß wir uns bei der Berechnung der Übergangseffekte in ebenen, ausgedehnten Absorbern auf vertikalen Einfall der Primären beschränken können, da sie den Einfluß des Schrägeinfalles der Primären auf die Verteilung der Sekundären berücksichtigt. Der Einfluß des Schrägeinfalles der Primären im Zusammenhang mit der Absorberbegrenzung wird weiter unten diskutiert.

Für die Berechnung der Lage und des Verlaufs von Übergangseffekten in ebenen Absorbern wollen wir also durchweg folgende Voraussetzungen zugrunde legen: Vertikaler Einfall der primären Strahlung; Schwächung der Primären nur durch Prozesse, die zur Erzeugung von Sekundären führen. Ferner sollen die Absorptionskoeffizienten der Primären und Sekundären gleich sein. Unter primärer Strahlung sei die gesamte auf den Absorber einfallende Strahlung der interessierenden Teilchensorte verstanden, gleichgültig ob sie zur Erzeugung von Sekundären fähig ist oder nicht. Die Sekundären umfassen dann dementsprechend diejenigen Teilchen, welche von diesen Primären innerhalb des Absorbers erzeugt wurden.

b) Übergangseffekt bei Richtungserhaltung der Sekundären

Unter der Voraussetzung des vertikalen Laufes der Primären und Sekundären ergibt sich für den Fluß der Sekundären als Funktion der Absorbertiefe

$$n_{\text{sek}}(x) = \int_{\xi=0}^x J_0 e^{-a\xi} r a d\xi \cdot e^{-a(x-\xi)}; \quad (7)$$

dabei bedeuten J_0 Fluß der Primären an der Absorberoberfläche, r Multiplizität der Sekundärenproduktion, a Absorptionskoeffizient.

Die Integration liefert

$$n_{\text{sek}}(x) = J_0 r a x e^{-ax} \quad \text{bzw. mit } ax = \zeta, \quad (8)$$

$$n_{\text{sek}}(\zeta) = J_0 r \zeta e^{-\zeta}. \quad (9)$$

Der Übergang zu ζ bedeutet die Einführung der individuellen Längeneinheit der Absorptions- oder Stoßlänge, je nachdem was unter a^{-1} verstanden werden soll. Eine Aussage in ζ ist also von Ordnungszahl und Dichte des Absorbermaterials unabhängig, solange nicht andere Faktoren eine solche Abhängigkeit bedingen.

Unter den obigen Voraussetzungen ist es nicht möglich, die Primären von den Sekundären zu unterscheiden, d. h. es wird der gesamte Fluß ge-

messen, der sich aus Primären und Sekundären zusammensetzt:

$$\begin{aligned} n(x) &= J_0 e^{-ax} (1 + r a x), \\ n(\zeta) &= J_0 e^{-\zeta} (1 + r \zeta). \end{aligned} \quad (10)$$

Für das Maximum ergeben sich die Werte

$$x_{\max} = \frac{v-1}{a v}, \quad n(x_{\max}) = J_0 v e^{\frac{v-1}{v}}. \quad (11)$$

In Abb. 13 ist die Gl. (10) mit der Multiplizität r als Parameter dargestellt. Der einfallende Fluß ist dabei auf 100 normiert.

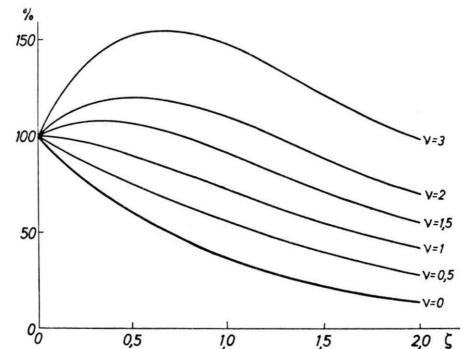


Abb. 13. Übergangseffekt bei Richtungserhaltung der Sekundären (Parameter Multiplizität r).

Dieselbe Funktion ergibt sich für einen kugelförmigen Absorber mit allseitigem Einfall der Primären und Kollimation der Sekundären in Primärrichtung für die Registrierung des Flusses im „Kugelmittelpunkt“.

c) Übergangseffekt bei isotroper Winkelverteilung der Sekundären

Für den unendlich ausgedehnten ebenen Absorber der Höhe h lautet der Ansatz für den Fluß von Sekundären an der Stelle x mit den aus der Skizze in Abb. 14 hervorgehenden Bezeichnungen

$$n_{\text{sek}}(x) = \int_{\xi=0}^h \int_{r=0}^{\infty} J_0 e^{-a\xi} r a d\xi \cdot 2\pi r dr \cdot \Delta\Omega \cdot e^{-a\vartheta} \cos\vartheta. \quad (12)$$

Der Fluß der Sekundären ist jeweils auf die Flächeneinheit bezogen. Dieser Fluß erzeugt eine Sternhäufigkeit

$$\begin{aligned} Z(x) &= \int_{\xi=0}^h \int_{r=0}^{\infty} J_0 e^{-a\xi} r a d\xi 2\pi r dr \\ &\quad \cdot \Delta\Omega e^{-a\vartheta} \cos\vartheta \cdot N\sigma \frac{d}{\cos\vartheta} \end{aligned} \quad (13)$$

bezogen auf die Flächeneinheit der Emulsion mit der Dicke d und der Zahl N der Kerne/cm³ mit einem Wirkungsquerschnitt σ für Sternerzeugung.

Wir setzen im folgenden die Konstante $N\sigma d = 1$ und rechnen mit der Größe

$$n'_{\text{sek}}(x) = J_0 v a \cdot 2\pi \int_{\xi=0}^{\hbar} \int_{r=0}^{\infty} e^{-a\xi} e^{-a\varrho} \cdot \Delta\Omega \cdot r dr d\xi, \quad (14)$$

die der Sternhäufigkeit proportional ist.

Nach einer Transformation für ξ ergibt sich:

$$\begin{aligned} n'_{\text{sek}}(x) &= \frac{J_0 v a}{2} e^{-ax} \left\{ \int_{\eta=0}^x \int_{\varrho=\eta}^{\infty} e^{a\eta} \frac{e^{-a\varrho}}{\varrho} d\varrho d\eta + \int_{\eta'=0}^{\hbar-x} \int_{\varrho=\eta'}^{\infty} e^{-a\eta'} \frac{e^{-a\varrho}}{\varrho} d\varrho d\eta' \right\}, \\ n'_{\text{sek}}(\zeta) &= \frac{J_0 v}{2} e^{-\zeta} \left\{ \int_0^{\zeta} e^{\lambda} [-\text{Ei}(-\lambda)] d\lambda + \int_0^{\omega-\zeta} e^{-\lambda'} [-\text{Ei}(-\lambda')] d\lambda' \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$n'_{\text{sek}}(\zeta) = \frac{J_0 v}{2} \cdot F(\zeta, \omega) \quad \text{mit } \omega = ah. \quad (18)$$

Die Integrale wurden graphisch gelöst. Die Funktion $F(\zeta, \omega)$ ist in Abb. 14 aufgezeichnet. Infolge der Rückstreuung von Sekundären ergibt sich auch eine Abhängigkeit von der Gesamttiefe des Absorbers.

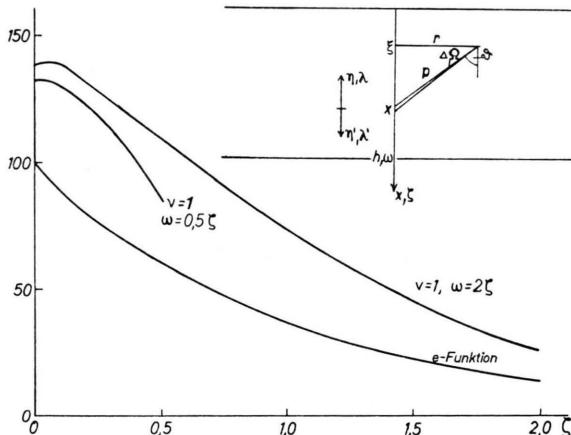


Abb. 14. Übergangseffekt bei isotroper Winkelverteilung der Sekundären in ebenen unendlich ausgedehnten Absorbern verschiedener Höhe.

Mit den beiden durchgerechneten Winkelverteilungen der Sekundären: Kollimation in Richtung der Primären einerseits und isotroper Verteilung andererseits, sind alle möglichen Verteilungen eingegrenzt.

d) Übergangseffekt bei beliebiger Winkelverteilung der Sekundären

Bei beliebiger Winkelverteilung $H(\vartheta)$ der Sekundären ist im Ansatz der Integrand noch durch diese zu erweitern:

$$\text{Mit der Näherung } \Delta\Omega = \frac{1}{4\pi\varrho^2}, \quad (15)$$

die für nicht zu kleine Abstände der Quelle vom Nachweisinstrument gilt, wird daraus:

$$n'_{\text{sek}}(x) = \frac{J_0 v a}{2} \int_{\xi=0}^{\hbar} \int_{r=0}^{\infty} e^{-a\xi} \frac{e^{-a\varrho}}{\varrho^2} r dr d\xi. \quad (16)$$

$$\begin{aligned} n'_{\text{sek}}(x) &= \frac{J_0 v a}{2} \int_{\xi=0}^{\hbar} \int_{r=0}^{\infty} e^{-a\xi} \frac{e^{-a\varrho}}{\varrho^2} r dr d\xi, \\ &\quad \text{wobei } \approx \text{ der Normierungsfaktor der Winkelverteilung ist.} \end{aligned} \quad (19)$$

$$n'_{\text{sek}}(x) = \frac{J_0 v a}{2} \approx \int_{\xi=0}^{\hbar} \int_{r=0}^{\infty} e^{-a\xi} \frac{e^{-a\varrho}}{\varrho^2} H(\vartheta) r dr d\xi,$$

wobei \approx der Normierungsfaktor der Winkelverteilung ist.

Mit diesem Ansatz wurden die Übergangseffekte unter Verwendung der effektiven Winkelverteilung der Schauerteilchen Gl. (4) und der grauen Spuren Gl. (6) berechnet.

Die Ergebnisse sind in Abb. 15 dargestellt, und zwar als Beispiel für eine Multiplizität der Sekundärenproduktion $v=1$, bei Normierung des ein-

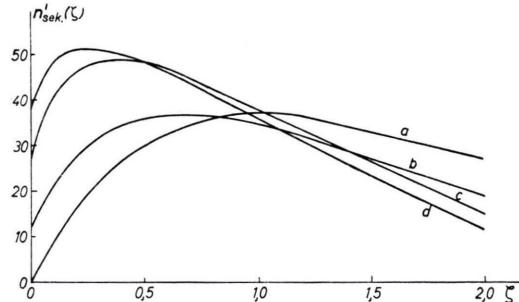


Abb. 15. Übergangskurven für verschiedene Winkelverteilungen der Sekundären in ebenen ausgedehnten Absorbern: a) Richtungserhaltung der Sekundären, b) Winkelverteilung der Schauerteilchen, c) Winkelverteilung der grauen Spuren, d) isotrope Winkelverteilung.

fallenden Flusses auf $J_0 = 100$. Man erkennt die Abhängigkeit der Lage des Maximums eines Übergangseffektes von der Winkelverteilung, mit der die Sekundären bei ihrem Erzeugungsprozeß emittiert werden.

e) Übergangseffekt geladen-ausgelöster Sterne

Ein Stern wird in unserer Terminologie als geladen-ausgelöst bezeichnet, wenn von seinem Zentrum eine Spur mit einer Korndichte $g < 1,5 g_{\min}$ in den oberen Halbraum führt. Durch diese Kennzeichnung können Sterne dieses Typs von der Gesamtzahl separiert werden.

Als Erzeugende dieser Sterne kommen praktisch nur Protonen und geladene π -Mesonen in Frage. Es ist ja bekannt, daß π -Mesonen ungefähr mit dem gleichen Wirkungsquerschnitt wie die Nukleonen — ungefähr dem geometrischen — Sterne im Fluge erzeugen. Die Chance der π -Mesonen, vor dem Zerfall in Luft eine Kernwechselwirkung auszulösen, ist aber sehr klein, da der mittlere Lebensweg in Luft wesentlich kleiner ist als die mittlere freie Weglänge für Kernstöße. Erst bei sehr hohen Energien (> 15 GeV) werden diese Größen vergleichbar.

Bei den in Luft exponierten Platten werden die geladen-ausgelösten Sterne also vorwiegend den Protonen zuzuschreiben sein. In dichter Materie dagegen ist die Wahrscheinlichkeit einer Kernwechselwirkung der π -Mesonen wesentlich größer, und ihr Beitrag sicher nicht zu vernachlässigen, da ein Teil der Schauerteilchen π -Mesonen sind. Nur solche Schauerteilchen können ja, entsprechend unserer obigen Definition, einen geladen-ausgelösten Stern erzeugen.

Für die Berechnung des Übergangseffektes dieses Sterntyps ist die Winkelverteilung der Schauerteilchen heranzuziehen. Die Multiplizität der Erzeugung von Schauerteilchen, bezogen auf die Gesamtsternzahl, läßt sich aus dem differentiellen Schauergrößendiagramm, d. h. der Häufigkeit der Sterne als Funktion der Zahl der geladenen Schauerteilchen, bestimmen. Die mittlere Multiplizität ist gleich dem Produkt aus Zahl der Schauerteilchen n_s und der zugehörigen Häufigkeit $h(n_s)$ bezogen auf die Gesamtzahl der Sterne:

$$\bar{n}_s = \frac{\sum n_s \cdot h(n_s)}{\sum h(n_s)}.$$

Aus den Messungen in 3000 m Höhe folgt der Wert

$$\bar{n}_s = 0,21.$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den entsprechenden Werten anderer Autoren (Bristol¹¹ 0,25; Teucher¹² 0,20). Er gilt zunächst

¹² M. Teucher, Z. Naturforschg. 8a, 127 [1953].

für die photographische Emulsion. Seine Abhängigkeit vom Atomgewicht ist nicht genügend genau bekannt. Er entspricht deshalb am besten den Verhältnissen in Fe und Sn, deren Ordnungszahl sich um die effektive Ordnungszahl der photographischen Emulsion gruppieren.

Die Multiplizität $\bar{n}_s = 0,21$ enthält auch die Erzeugung der in Luft infolge ihrer Instabilität für Sternauslösung unwirksamen π -Mesonen. In Luft kommen dafür nur die Protonen in Frage. Die π -Mesonen werden zwar erzeugt, für die Sternproduktion in Luft ist jedoch ihre „effektive“ Multiplizität $\cong 0$, als Produkt der Multiplizität ihrer Erzeugung und ihrer relativen Wahrscheinlichkeit, Sterne auszulösen. Im Absorber ist letztere dieselbe wie für Nukleonen und wird gleich 1 gesetzt. Die effektive Multiplizität im Absorber ist daher $\bar{n}_s = 0,21$. Dieses Verhältnis der effektiven Multiplizitäten in Luft und fester Materie bedeutet einen durch die Instabilität des π -Mesons hervorgerufenen Übergangseffekt infolge Dichteänderung.

Die Multiplizität $\bar{n}_s = 0,21$ bezieht sich nun auf die Gesamtsternzahl, da die Schauerteilchen von neutralen wie geladenen Primären erzeugt werden. Bezogen auf geladen-ausgelöste Sterne allein ist sie zu modifizieren: In den Platten, die in Luft an der Spitze des Absorbers exponiert waren, beträgt der Anteil der geladen-ausgelösten Sterne 20% der Gesamtsternhäufigkeit. Die Multiplizität erhöht sich somit für die geladen-ausgelösten Sterne allein um den Faktor 5, so daß in den Übergangseffekt im Absorber mit der Multiplizität

$$\bar{n}'_s = 5 \cdot 0,21 \approx 1$$

einzuhalten ist. Weiter ist noch zu berücksichtigen, daß wir Schauerteilchen nur dann als Erzeugende eines Sternes ansehen, wenn sie aus dem oberen Halbraum kommen. Der geringe Anteil der isotrop in den oberen Halbraum gestreuten Schauerteilchen trägt also nichts zu dieser Sterngruppe bei und wurde bei der Berechnung des Übergangseffektes weggelassen.

Wie oben schon erwähnt, ist der Wirkungsquerschnitt dieser Schauerteilchen für Sternherzeugung ungefähr gleich dem geometrischen Wirkungsquerschnitt. Die individuelle Einheit ζ ist also in diesem Falle mit der mittleren Kernstoßlänge gleichzusetzen. Die experimentellen Meßpunkte sind, um einen Vergleich mit der Berechnung zu ermöglichen, über Einheiten der Kernstoßlänge als

Abszisse aufgetragen. Abb. 16 zeigt den berechneten Übergangseffekt im Vergleich mit den Ergebnissen eigener und fremder Messungen [Barford u. a.¹³; Rosser u. a.¹⁴], der im Hinblick auf die Unsicherheiten der zugrunde gelegten Annahmen befriedigend ist.

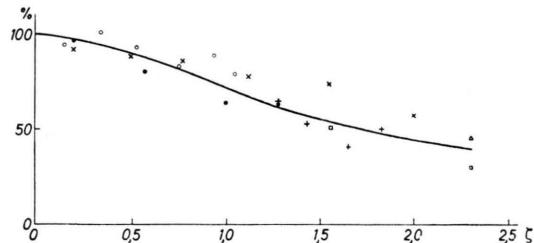


Abb. 16. Übergangseffekt geladen-ausgelöster Sterne. Gerechnete Kurve: —; experimentelle Werte: ○ C; × Fe; ○ Sn; + Pb; □ Pb¹³; △ Pb¹⁴.

Da dieser Übergangseffekt im wesentlichen durch π -Mesonen verursacht wird, tritt er auch in Kohlenstoff auf.

f) Übergangseffekt energiereicher, neutral-ausgelöster Sterne

Die energiereichen, neutral-ausgelösten Sterne lassen sich ebenfalls von der Gesamtsternhäufigkeit separieren, wenn man darunter Sterne versteht, die mindestens 1 Schauerteilchen enthalten ($\geq 1_n$ -Sterne). Diese Sterngruppe wird im wesentlichen von energiereichen Neutronen erzeugt. Neutralen π -Mesonen scheiden wegen ihrer extrem kurzen Lebenszeit ($\sim 10^{-14}$ sec) aus. Wir wollen annehmen, daß die Mindestenergie für die Erzeugung eines Sterns dieser Gruppe 500 MeV beträgt.

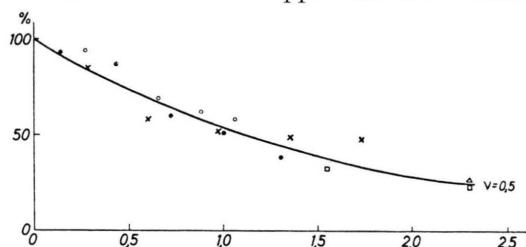


Abb. 17. Übergangseffekt der energiereichen neutral-ausgelösten ($\geq 1_n$)-Sterne. Gerechnete Kurve: —; experimentelle Werte: ○ C; × Fe; ○ Sn; □ Pb¹³; △ Pb¹⁴.

Dann können wir für diese Neutronen die gleiche Winkelverteilung zugrunde legen, wie für die Schauerteilchen. Die Multiplizität ihrer Erzeugung

läßt sich durch Vergleich mit den entsprechenden Protonen abschätzen: Unter den geladenen Schauerteilchen, für die wir eine mittlere Multiplizität $\bar{\nu}_s = 0,2$ gefunden haben, sind in Stratosphärenhöhen etwa 20% Protonen. Wir erhalten dafür eine Multiplizität $\bar{\nu}_{p,s} = 0,04 = \bar{\nu}_{n,s}$. An der Gesamtsternhäufigkeit sind die von diesen Neutronen erzeugten Sterne mit 7–10% beteiligt, so daß bei Bezug auf diesen Sterntyp allein eine Multiplizität von

$$\bar{\nu}'_{n,s} \approx 0,5$$

resultiert. In Gebirgshöhen mag der Anteil der Protonen an den Schauerteilchen im Vergleich zu den π -Mesonen größer sein. Daraus würde sich dann auch für die Neutronen eine höhere Multiplizität ergeben. Die für die Rechnung verwendete Multiplizität $\bar{\nu}_{n,s} = 0,5$ ist aber mit den Messungen gut verträglich (Abb. 17).

Auch hier tragen die aus dem unteren Halbraum kommenden Neutronen nicht wesentlich zu den betrachteten Sternen bei, da dann die Schauerteilchen mit großer Wahrscheinlichkeit in den oberen Halbraum emittiert werden, und wir solche Sterne einem geladenen Teilchen zuschreiben.

Die Schwächung dieser Teilchen im Absorber erfolgt ebenfalls mit geometrischem Wirkungsquerschnitt; die experimentellen Meßpunkte sind daher wiederum über Einheiten der Kernstoßlänge als Abszisse aufgetragen. Die Multiplizität reicht für die Ausbildung eines Übergangsmaximums nicht aus. Der Abfall der Häufigkeit wird aber flacher, als nach dem Absorptionskoeffizienten bei geometrischem Wirkungsquerschnitt für die Sternherzeugung zu erwarten wäre. Er nähert sich dem Häufigkeitsverlauf der energiearmen Sterne, deren Absorptionslänge ungefähr die zweifache Stoßlänge beträgt.

g) Übergangseffekt von Nukleonen mittlerer Energie

Unseren Beobachtungen entsprechend, daß die Maxima durch 0_n -Sterne gebildet werden, sind als mögliche Erzeugende die Nukleonen aus dem Energiebereich $50 < E < 500$ MeV von besonderem Interesse. Für diese übernehmen wir die Winkelverteilung der Protonen desselben Energiebereiches. Der zugehörige Übergangseffekt der Sekundären im ausgedehnten ebenen Absorber ist in

¹³ N. C. Barford u. G. Davis, Proc. Roy. Soc., Lond. (A) **214**, 225 [1952].

¹⁴ W. G. V. Rosser u. M. W. Swift, Phil. Mag. **42**, 856 [1951].

Abb. 15 (Kurve c) enthalten. In Abb. 18 ist dieser Übergangseffekt für verschiedene Multiplizitäten einem exponentiellen Verlauf der primären, auf den Absorber einfallenden Strahlung überlagert. Ein markables Maximum erhält man bei einer Multiplizität von $\nu = 2$. Bei der Absorbertiefe Null sind dann aber rückgestreute Sekundäre mit einer Häufigkeit von 50% der einfallenden Primären zu erwarten. Dieser Beitrag müßte in Platten fehlen,

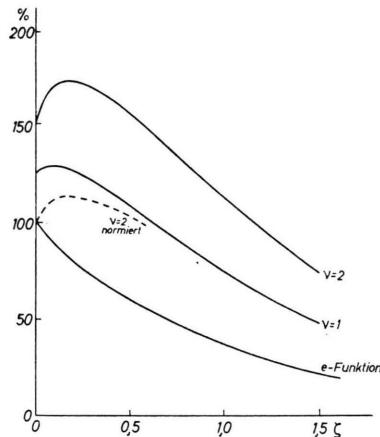


Abb. 18. Übergangseffekt für die Winkelverteilung von Nukleonen mittlerer Energie (ebener ausgedehnter Absorber) bei verschiedenen Multiplizitäten.

die in einem Abstand vom Absorber exponiert wurden, wenn dieser, wie bei unseren Messungen, begrenzt ist. Innerhalb der statistischen Genauigkeit zeigen unsere neuen diesbezüglichen Messungen keinen Unterschied. Bei Messungen von Mallaspina u. a.⁷ wurde eine Zunahme der Häufigkeit in der direkt auf dem Absorber exponierten Platte von 10% (Aluminium) bzw. 30% (Blei) beobachtet. Die Multiplizität $\nu = 2$ ist also aus diesem Grund zu hoch. Für den Vergleich mit dem Experiment ist die Kurve bei der Absorbertiefe 0 auf den Wert 100 zu normieren (gestrichelte Kurve).

Die Multiplizität der Erzeugung von Protonen dieses Energiebereiches kann andererseits aus der Abhängigkeit der Zahl grauer Spuren eines Sternes von der Zahl der schwarzen Spuren desselben in Verbindung mit dem Teilchenzahlspektrum gewonnen werden. Es ergibt sich nach Messungen der Bristol-Gruppe¹¹

$$\bar{\nu}_{p,g} = 0,9 .$$

Diese Multiplizität ist nun noch entsprechend dem Verhältnis Neutronen zu Protonen zu erhöhen. Für die photographische Emulsion beträgt dieses

Verhältnis ungefähr 1,1, so daß für die Neutronen mittlerer Energie eine Multiplizität von

$$\bar{\nu}_{n,g} = 1$$

resultiert.

Sterne, die von Protonen dieses mittleren Energierreichs ausgelöst werden, werden als neutralausgelöste Sterne registriert, da die Kordichte derselben größer als $1,5 g_{\min}$ ist. Zum großen Teil werden aber Protonen mit Energien < 500 MeV nicht mehr zur Sternauslösung beitragen können, da der Ionisationsverlust nicht vernachlässigbar ist und die Reichweite kleiner wird als die Kernstoflänge. Der Beitrag der Protonen zur Sternherzeugung in diesem Energiebereich läßt sich abschätzen:

Die Wahrscheinlichkeit eines Protons der Energie E , nach Abbremsung auf die Energie E_0 einen Stern erzeugt zu haben, ist

$$\bar{w} = 1 - e^{-a(R-R_0)}, \quad (20)$$

wenn R und R_0 die den Energien E bzw. E_0 zugehörigen Reichweiten sind. Unter Berücksichtigung des Energiespektrums und der Annahme $R_0 \ll R$ erhält man unter Heranziehung der Energie-Reichweitebeziehung

$$\bar{w} = \frac{\int_{R_0}^R (1 - e^{-aR}) R^{-1,25} dR}{\int_{R_0}^R R^{-1,25} dR} = 0,24 . \quad (21)$$

Die Multiplizität der Erzeugung von Protonen mittlerer Energie $\bar{\nu}_{p,g}$ ist mit diesem Faktor \bar{w} zu multiplizieren, um die effektive Multiplizität

$$\bar{\nu}_{p,g}^{\text{eff}} = 0,2$$

für Sternauslösung zu erhalten. Für die effektive Multiplizität aller Nukleonen mittlerer Energie ergibt sich dann:

$$\bar{\nu}_g^{\text{eff}} = 1,2 .$$

Mit dieser Multiplizität $\bar{\nu}_g^{\text{eff}} = 1,2$ sind die Übergangskurven b und c der Abb. 19 ausgehend von Gl. (19) berechnet, und zwar mit a^{-1} — gültig für Erzeugende und Sekundäre — entsprechend der Absorptionslänge in Kurve b, entsprechend der Stoßlänge in Kurve c. Sie sind für Eisen als Absorber angegeben, da seine Ordnungszahl der mittleren Ordnungszahl der Emulsion, aus der die Daten der grauen Spuren entnommen sind, unter den untersuchten Materialien am besten entspricht. Kurve a stellt die gemessene Übergangskurve der 0_n -Sterne in Eisen über der Bezugslinie nach

Abb. 2 dar. Beide Kurven (b und c) geben mit dieser Multiplizität die Höhe des Maximums nicht wieder, Kurve b liefert außerdem einen zu flachen Abfall. Es ist zu ergänzen, daß die berechneten Kurven (b, c) für einen ebenen, unendlich ausgedehnten Absorber gelten, während Kurve a im \cos^2 -Absorber gemessen ist. Der Einfluß der Absorberform wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

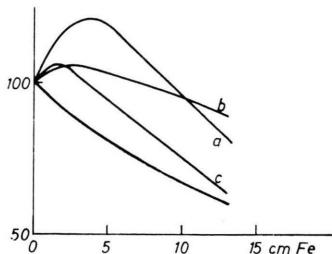


Abb. 19. Vergleich der berechneten Übergangseffekte von Nukleonen mittlerer Energie für die Multiplizität $\nu_g^{\text{eff}} = 1,2$ mit der Übergangskurve der 0_n -Sterne in Eisen: a) gemessene Übergangskurve der 0_n -St., b) gerechnete Übergangskurve für $a^{-1} = 26 \text{ cm}$, c) gerechnete Übergangskurve für $a^{-1} = 13 \text{ cm}$.

h) Einfluß der Absorberbegrenzung und Absorberform

Die bisherigen Rechnungen setzten einen unendlich ausgedehnten ebenen Absorber voraus. Außerdem wurde mit Vertikaleinfall der Primären gerechnet, und ihre Zenithwinkel-Verteilung durch Verwendung einer effektiven Winkelverteilung der Sekundären berücksichtigt. Streng gilt letztere nur für die Nullplatte. Mit wachsender Absorbertiefe wird in einem unendlich ausgedehnten ebenen Absorber die Winkelverteilung der Primären immer steiler, da bei schräger Inzidenz die Absorberweglänge mit dem Faktor $(\cos \vartheta)^{-1}$ wächst. Diese Aufrichtung ist für den Verlauf eines Übergangseffektes allerdings nicht wesentlich, da sie nur eine kleine Änderung der effektiven Winkelverteilung bewirkt, und zwar in dem Sinne,

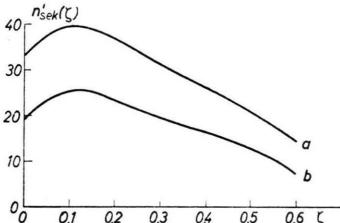


Abb. 20. Einfluß der seitlichen Begrenzung bei ebenen Absorbern der Höhe $ah = 0,6 \xi$ für Vertikaleinfall der Primären: a) unendlich ausgedehnter Absorber $aR = \infty$, b) für $aR = \frac{1}{3} \xi$.

dass diese steiler wird. Eine seitliche Begrenzung des ebenen Absorbers wirkt sich bei Vertikaleinfall der Primären folgendermaßen aus: Bei einem zylindrischen Absorber mit dem Radius R ist Gl. (14) in den Integrationsgrenzen zu modifizieren:

$$n'_{\text{sek}}(x) = \frac{J_0 \nu a}{2} \int_{\xi=0}^{\hbar} \int_{r=0}^R e^{-a\xi} \frac{e^{-a\varrho}}{\varrho^2} r dr d\xi. \quad (14a)$$

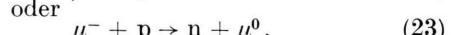
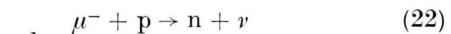
Die Integration dieser Gleichung wurde für die Ausdehnungen $aR = \frac{1}{3} \xi$ und $\omega = ah = 0,6 \xi$ ausgeführt. In Abb. 20 sind zum Vergleich die Ergebnisse für den unendlich ausgedehnten (a) und für den begrenzten ebenen Absorber (b) bei gleicher Höhe derselben wiedergegeben. Die Begrenzung hat demnach Einfluß auf die Höhe der Erzeugungskurve von Sekundären, ohne jedoch deren Verlauf wesentlich zu berühren.

Der bisher in der Rechnung verwendete Vertikaleinfall der Primären erfaßt jedoch nicht die auf seitliche Begrenzungen auftreffende Strahlung bei dem in Wirklichkeit vorliegenden Schrägeinfall. Diese seitliche Strahlung beeinflußt über die Winkelverteilung der Primären die zu verwendende effektive Winkelverteilung der Sekundären. In den bei unseren Messungen verwendeten Absorbertiefen ist dieser Einfluß jedoch noch gering. Andererseits wird der Verlauf der Primärintensität, d. h. der Quellstärke für die Sekundären, innerhalb des Absorbers verändert, da die seitlich eintretende Strahlung an der Absorberoberfläche ungeschwächt auftritt: die Flächen konstanter Quellstärke im Absorber sind nicht mehr eben. Mit diesem Einfluß beschäftigen sich derzeitige Messungen.

3. μ -Mesonen

Einer Diskussion ist noch die μ -Mesonen-Komponente zu unterwerfen. Die direkte Auslösung der Sterne der Maxima durch μ -Mesonen ist mit dem Argument auszuschließen, daß die Sterne im Maximum neutral ausgelöst sind; dazu kommt der sehr kleine Wirkungsquerschnitt der μ -Mesonen für Sternenerzeugung.

Die Maxima könnten also nur über einen Zwischenprozeß bzw. ein sekundäres Teilchen des μ -Mesons erzeugt werden. Ein solches ist z. B. das beim μ -Einfang emittierte Neutron. Für diesen Einfang wird die folgende Reaktionsgleichung angenommen:



wobei ν ein Neutrino und μ^0 ein hypothetisches neutrales Teilchen bezeichnet.

Gegen die Auslösung der Maxima durch diesen Mechanismus sind jedoch folgende Argumente anzuführen:

Die Einfangwahrscheinlichkeit als Funktion der Ordnungszahl ist von Wheeler¹⁵ berechnet worden. Demnach werden in C 10% und in Pb 90% der abgebremsten μ -Mesonen eingefangen. In Kohlenstoff ist dann bereits die Intensität der beim Einfang emittierten Neutronen ungefähr um den Faktor 50 zu klein, um die Sterne der Maxima zu erzeugen.

Die Energie der Neutronen, die diesem Absorptionsprozeß entspringen, liegt bei Einfang in Pb-Kernen nach Messungen von Grötzinger u. a.¹⁶ bei ungefähr 10 MeV. Diese Energie reicht für eine Sternenerzeugung nicht aus. Die Ruhenergie des μ -Mesons wird nur zu einem Teil dem Kern als Anregungsenergie zugeführt. Der überwiegende Teil wird durch ein anderes neutrales Teilchen weggeführt, das im primären Absorptionsprozeß gebildet wird.

An das Energiespektrum des μ -Mesons sind im Hinblick auf Lage und Form der Maxima folgende Bedingungen zu stellen: Die für die Neutronenproduktion in Frage kommenden μ -Mesonen können nicht der „harten“ Komponente angehören, für die ja eine Durchdringungsfähigkeit von 10–15 cm Pb gefordert wird. Sie müssen, um an der Stelle der von uns gemessenen Sternmaxima ein Maximum der Neutronen-Quellstärke zu erzeugen, eine der Lage der Maxima entsprechende Reichweite, d. h. für die ersten Maxima eine Energie von etwa 80 MeV, für die zweiten von rund 300 MeV besitzen. Die Form der Maxima, vor allem ihr steiler Abfall, bedingt zudem, daß die Energien von 80 MeV und 300 MeV im Energiespektrum der μ -Mesonen stark bevorzugt auftreten müssen. Die diesbezüglichen Messungen sind noch zu spärlich und widerspruchsvoll, um diese Frage entscheiden zu können.

Die Erzeugung solcher μ -Mesonen innerhalb des Absorbers aus den dort entstehenden energiearmen π -Mesonen reicht intensitätsmäßig nicht aus. Wir beziehen uns bei der Abschätzung auf den von Rössle untersuchten Verlauf der π -Mesonenenden in unseren Absorbern^{17,18}.

¹⁵ J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. **21**, 133 [1949].

¹⁶ G. Grötzinger, M. J. Berger u. G. W. Mc Clure, Phys. Rev. **81**, 969 [1951].

Die Quellverteilung der Neutronen, die beim Einfang monoenergetischer μ -Mesonen in den verschiedenen Absorberformen emittiert werden, ist von H. Kuhn¹⁹ berechnet worden. Man erhält ein ausgeprägtes Maximum dieser Quellverteilung bei einer Tiefe, die der Reichweite der angenommenen Energielinie entspricht. Wenn man diese Verteilung nun durch eine lokale Quelle annähert, so könnte man den steilen Abfall hinter den Maxima auf ein Abstandsgesetz von der Quelle in der Form e^{-ar}/r^2 zurückführen, wobei die Absorption praktisch zu vernachlässigen ist. Da die Abnahme nun rein geometrisch bedingt ist, müßte man erwarten, daß der Abfall, bezogen auf gleiche Quelldistanz, in allen Materialien der gleiche sein müßte. Das Experiment steht dazu, vor allem für die ersten Maxima, in Widerspruch.

Wie oben erwähnt, werden in Kohle nur 10% der abgebremsten μ -Mesonen eingefangen. Um die daraus entstehenden Intensitätsschwierigkeiten zu umgehen, ist von Höcker¹⁹ vorgeschlagen worden, für die Erzeugung der Maxima nicht das beim Einfang emittierte Neutron heranzuziehen, sondern das neutrale μ^0 -Teilchen, dessen Existenz allerdings hypothetisch ist. Dieses μ^0 -Teilchen soll dann nicht nur beim Einfang, sondern auch beim Zerfall des μ -Mesons entstehen, entsprechend dem Zerfalls-Schema:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \mu^0. \quad (24)$$

In Verbindung mit der Reaktionsgleichung (23) resultiert somit für jedes abgebremste positive und negative μ -Meson ein μ^0 -Teilchen.

Es bleiben bei dieser Annahme die Forderungen, die bezüglich Energiespektrum und Ursprung an die μ -Mesonen zu stellen sind, erhalten. Ebenso kann das über die Quellverteilung der Neutronen Gesagte auf die μ^0 -Teilchen übertragen werden.

Über die Energieverhältnisse beim Zerfall kann folgendes ausgesagt werden: Unter der Voraussetzung des Zerfalls in Ruhe stehen insgesamt 100 MeV, nämlich die Ruhenergie des μ -Mesons zur Verfügung. Das Energiespektrum der Zerfalls-Elektronen hat ein Maximum bei 35–40 MeV. Für die beiden neutralen Teilchen, Neutrino und μ^0 -Teilchen, stehen also im Mittel noch 60–70 MeV zur Verfügung. Die dem μ^0 -Teilchen zufallende Energie ist daher für die Erzeugung der Sterne im

¹⁷ E. Rössle, Dissertation Stuttgart 1954.

¹⁸ E. Rössle, erscheint demnächst.

¹⁹ K. H. Höcker, Phys. Verh. **5**, 67 [1954].

Maximum zu klein, deren mittlere Energie in der Größenordnung 100—200 MeV liegt.

III. Zusammenfassung

Im vorigen Abschnitt wurde untersucht, inwie weit bekannte Komponenten für die beobachteten Übergangsmaxima verantwortlich gemacht werden können. Einer eingehenden Behandlung wurde die Nukleonen-Komponente unterzogen, wobei wir uns vorwiegend auf das erste Maximum beschränkt haben. Danach ergibt sich folgendes Bild: Für die energiereichen neutral-ausgelösten ($\geq l_n$) Sterne und die geladen-ausgelösten ($\geq 0_p$) Sterne, die an den Maxima nicht beteiligt sind und die von der Gesamthäufigkeit separiert werden können, gibt die Rechnung die Übergangskurven richtig wieder. Die beobachteten Maxima der 0_n -Sterne liefert sie jedoch nicht.

Die für die Rechnung verwendeten Größen der Multiplizität und Winkelverteilung sind dabei dem Experiment entnommen. Als vereinfachende Annahmen enthält die Rechnung: Gleiche Absorption der primär Einfallenden und der Sekundären, und damit gleichen, im übrigen konstanten (z. B. energieunabhängigen) Wirkungsquerschnitt für Sternenerzeugung. Der Einfluß schräg auf die seitliche Absorberbegrenzung einfallender Strahlung

auf die Quellstärkeverteilung für die Sekundären im Absorber ist vernachlässigt.

Unsere Rechnung ist im übrigen in qualitativer Übereinstimmung mit früheren Rechnungen von Dallaporta u. a.²⁰, die im Zusammenhang mit der Deutung der von Bernardini u. a.⁴ gemessenen Übergangskurve in Pb angestellt wurden. Der von unserer Kurve bei geringen Absorbertiefen abweichende Verlauf (vgl. die Meßpunkte in Abb. 1) war mit der Rechnung von Dallaporta und einer Deutung durch Nukleonen verträglich.

Die zweiten Maxima sind einer Deutung noch weniger zugänglich. Ihre Existenz wird durch die Szintillationszählermessungen^{2,3} sowie durch Messungen von Hogrebe²¹ über die Neutronenproduktion in Blei bestätigt.

Die vorliegende Arbeit wurde durch sachliche und personelle Mittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft wesentlich gefördert. Für die kostenlose Überlassung von Graphit sind wir sehr zu Dank verpflichtet den Firmen Conradty, Nürnberg; Ringsdorff-Werke GmbH., Mehlem-Rhein; Schunk u. Ebe GmbH., Gießen, letzterer Firma noch besonders für die Herstellung von Sonderformen von Graphit-Absorbern, dank der freundlichen Beratung durch Herrn Dr. Hinrichs. Der Firma Wieland-Werke AG., Ulm, danken wir für die leihweise Überlassung von Zinn.

²⁰ N. Dallaporta, M. Merlin u. G. Puppi, Nuovo Cim. **7**, 99 [1950].

²¹ K. Hogrebe, Z. Naturforschg. **7a**, 772 [1952].

Absorptionsanalyse der sternauslösenden Komponenten der Ultrastrahlung

III. Szintillationszähler-Messungen

Von G. KUHN und E. SCHOPPER

Aus dem Hochspannungslaboratorium Hechingen,
Abt. des Max-Planck-Instituts für Physik der Stratosphäre
(Z. Naturforschg. **9a**, 851—855 [1954]; eingegangen am 5. August 1954)

Mit einer Szintillationszähler-Anordnung mit einem NaJ-Luminophor von 40 mm Durchmesser und 20 mm Höhe wurden Übergangskurven in festen Absorbern gemessen bei verschiedener Energiediskriminierung der ionisierenden Ereignisse im Luminophor.

Die Übergangskurven weisen in Blei-, Eisen- und Kohlenstoff-Absorbern jeweils zwei Maxima auf, wie sie für Kernprozesse mit photographischen Platten ebenfalls beobachtet wurden.

In einer vorangehenden Arbeit wurde über die Untersuchung der Übergangseffekte der sternauslösenden Komponenten der kosmischen Strahlung in festen Absorbern mit photographischen

Kernspur-Emulsionen berichtet¹. Zu ihrer Ergänzung haben wir — zunächst als Parallelmessungen — die elektronische Registrierung der Kernprozesse mit Szintillationszählern aufgenommen².

¹ E. Rössle u. E. Schopper, Z. Naturforschg. **9a**, 836 [1954], voranstehend.

² G. Kuhn, Dissertation Stuttgart 1954.