

Messungen des Lawinenradius unter den obigen Bedingungen sind nicht bekannt. Die Diffusionstheorie liefert unter der Annahme einer mittleren Elektronenenergie von 5 eV : $r_D \approx 3,2 \cdot 10^{-2}$ cm. Vermutlich wird der Lawinenkopf bereits durch radiale Driftkomponenten oder andere Effekte aufgeweitet. Die aus der Kurve entnommenen α_0 Z-Werte 18,6 bzw. 16,7 stehen mit den von SCHLUMBOHM mitgeteilten^{9, 10} (18,6 und 16,5 im ersten Fall, 17,4 und 14,5 im zweiten Fall) in Übereinstimmung.

Abschließend sei noch eine allgemeine Bemerkung zur Lawinenstatistik erlaubt. Die Theorie enthält als wesentliche Voraussetzung, daß n_0 als einziger Parameter statistischen Schwankungen unterworfen ist. Ähnlich wie die Stoßionisation unterliegt auch die Diffusion einem Schwankungsgesetz, und auch hier sollte man, insbesondere infolge der starken Kor-

relation¹¹ in der Entwicklung der Lawine, Schwankungen von r_D erwarten, welche die Gln. (31), (32) modifizieren würden. Hierüber liegen bisher weder experimentelle noch theoretische Untersuchungen vor. Man darf jedoch aus der guten Übereinstimmung der vorliegenden Theorie mit der Erfahrung den Schluß ziehen, daß diese Schwankungen die Form des aus der Statistik ermittelten Aufbaugesetzes nicht wesentlich beeinflussen.

Der Autor ist den Herren Dipl.-Phys. L. FROMMHOLD und Dipl.-Phys. J. PFAUE für fruchtbare Diskussionen und kritische Durchsicht des Manuskriptes sowie Herrn Ing. S. KÖNIG für seine Hilfe bei den numerischen Rechnungen zu Dank verpflichtet.

¹⁰ H. SCHLUMBOHM, Z. Angew. Phys. **11**, 156 [1959].

¹¹ Zum Zeitpunkt jeder Stoßionisation befinden sich zwei Elektronen erzwungenermaßen im gleichen Volumenelement.

NOTIZEN

Zur Voraussage der Photoerzeugung von π^+ nach der Dispersionsmethode

Von K. DIETZ und G. HÖHLER

Institut für theoretische Physik der Universität München
(Z. Naturforsch. **14 a**, 994—996 [1959]; eingegangen am 24. August 1959)

Die Theorie der Photoerzeugung von CHEW et al.¹ benutzt relativistische Dispersionsrelationen, um die Photoamplituden durch die Phasen der π -N-Streuung, die Kopplungsstärke f^2 der Pion-Nukleon-Wechselwirkung und das magnetische Moment des Nukleons auszudrücken. Während bei der π^+ -Erzeugung am Proton das Hauptinteresse in letzter Zeit dem Einfluß des Retardierungsterms bei kleinen Winkeln galt, haben kürzlich verschiedene Autoren darauf hingewiesen, daß bei größeren Winkeln und Energien oberhalb von 260 MeV die experimentellen Wirkungsquerschnitte zum Teil erheblich kleiner sind als die Voraussagen²⁻⁴. In der vorliegenden Note wollen wir zeigen, daß ein wesentlicher Teil der Abweichungen mit der Wahl der einzusetzenden Streudaten zusammenhängt und daß es verfrüht wäre, von einer ernsthaften Diskrepanz zwischen den Voraussagen nach der Dispersionsmethode und den Experimenten zu sprechen.

In nullter Näherung kann man die Photoerzeugung von π^+ zwar aus dem Zusammenwirken eines über die

Bildung des Isobars verlaufenden Resonanzprozesses $\gamma + p \rightarrow I^+ \Rightarrow n + \pi^+$ und der störungstheoretisch berechneten direkten Erzeugung (Eichinvarianzterm + Retardierungsterm) verstehen, aber bei einem quantitativen Vergleich dürfen die kleinen Phasen nicht vernachlässigt werden².

Da sie noch nicht gut bekannt sind und auch die Energieabhängigkeit von α_{33} noch Unsicherheiten aufweist, haben LAZARUS et al. die *effective-range*-Formeln von CHEW et al.⁵ zugrunde gelegt und sich bei den s-Phasen mit der Streulänge begnügt. URETZKY et al. haben auch noch andere, z. Tl. willkürliche Annahmen über die kleinen Phasen gemacht, FRAZER hat sie ganz vernachlässigt.

Aus Abb. 1 kann man entnehmen, daß die von LAZARUS et al. benutzten α_{33} -Werte (gestrichelte Kurve) systematisch von den Ergebnissen der Phasenanalysen abweichen. Abb. 2 zeigt, daß von den kleinen p-Phasen nur α_{31} einigermaßen mit der *effective-range*-Näherung übereinstimmt, während α_{13} und α_{11} wesentlich andere Werte annehmen.

Es gibt auch kein gutes theoretisches Argument zugunsten der *effective-range*-Näherung in dem hier interessierenden Energiebereich⁶. CHEW et al.⁵ haben selbst darauf hingewiesen, daß ihre Aussagen über die kleinen Phasen recht unsicher sind. Wir haben daher bei der Voraussage für die π^+ -Erzeugung als Streudaten stets die Ergebnisse der Phasenanalysen eingesetzt und nach Möglichkeit den aus der Unsicherheit der Phasen folgenden Fehler angegeben.

¹ G. F. CHEW, M. L. GOLDBERGER, F. E. LOW u. Y. NAMBU, Phys. Rev. **106**, 1345 [1957].

² J. L. URETZKY, R. W. KENNEY, E. A. KNAPP u. V. PEREZ-MENDEZ, Phys. Rev. (Lett.) **1**, 12 [1958].

³ W. R. FRAZER, unveröffentlicht, UCRL 8621.

⁴ A. J. LAZARUS, W. K. H. PANOFKY u. F. R. TANGHERLINI, Phys. Rev. **113**, 1330 [1959].

⁵ G. F. CHEW, M. L. GOLDBERGER, F. E. LOW u. Y. NAMBU, Phys. Rev. **106**, 1335 [1957].

⁶ Vgl. auch die Diskussion bei DIETZ u. HÖHLER, Z. Phys., im Druck, und den dort abgebildeten CHEW-LOW-Plot.



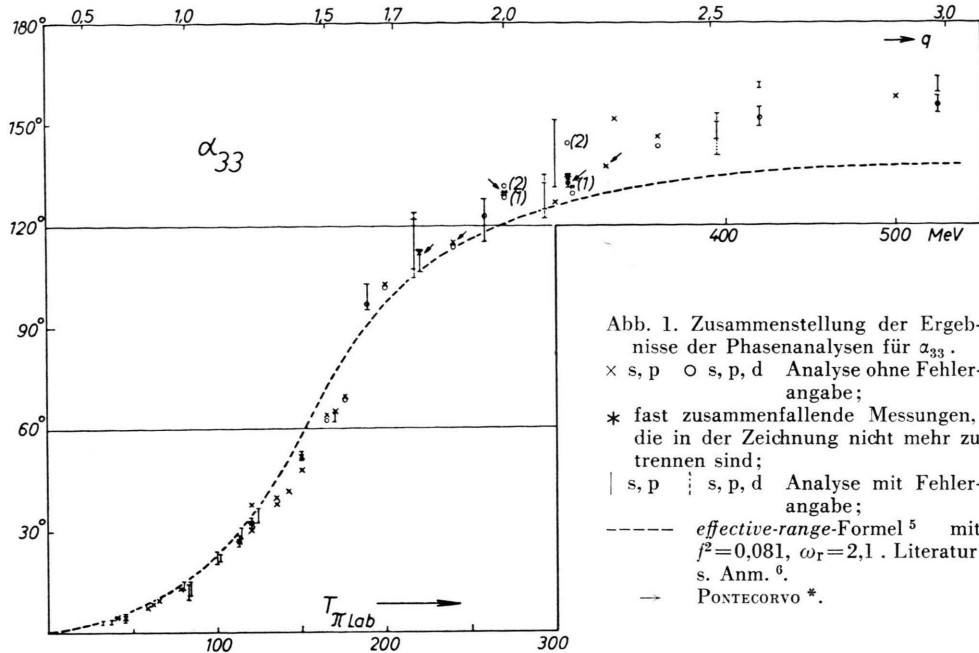


Abb. 1. Zusammenstellung der Ergebnisse der Phasenanalysen für α_{33} .

× s, p ○ s, p, d Analyse ohne Fehlerangabe;

* fast zusammenfallende Messungen, die in der Zeichnung nicht mehr zu trennen sind;

| s, p | s, p, d Analyse mit Fehlerangabe;

----- effective-range-Formel⁵ mit $f^2=0,081$, $\omega_r=2,1$. Literatur s. Anm.⁶.

→ PONTECORVO*.

* Anm. b. d. Korr.: Mit den von PONTECORVO auf der Konferenz in Kiew (Juli 1959) mitgeteilten Werten der Streuphasen liegt die Voraussage für beide Winkel oberhalb der Resonanz systematisch zu hoch. Bei der π^0 -Erzeugung⁹ tritt eine Abweichung in der gleichen Richtung erst bei 478 MeV auf.

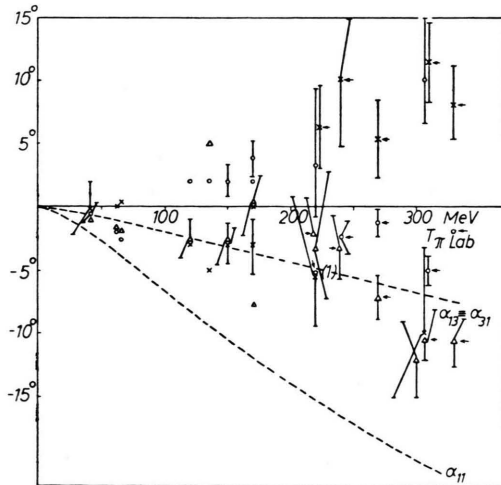


Abb. 2. Zusammenstellung der Ergebnisse der Phasenanalysen für die kleinen p-Phasen. × α_{11} , ○ α_{13} , △ α_{31} . ----- effective-range-Formeln nach⁵ mit $f^2=0,081$, $\omega_r=2,1$. Bei α_{31} wurde nur ein Teil der Ergebnisse eingezeichnet. Literatur s. Anm.⁶. → PONTECORVO.

f^2 beeinflusst bei LAZARUS et al. den Photoquerschnitt auf zweifache Weise, weil es nicht nur explizit auftritt, sondern über die effective-range-Formel auch noch α_{33} bestimmt. Bei uns tritt es nur in der ersten Funktion auf, so daß die Abhängigkeit der Kurvenform von f^2

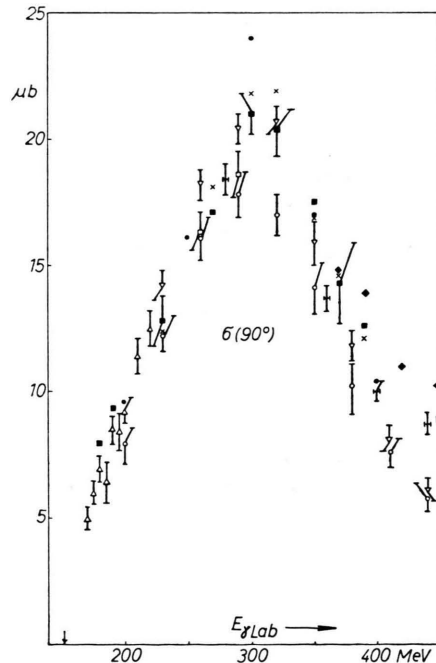


Abb. 3. Wirkungsquerschnitt für die Photoerzeugung von π^* bei 90° im Schwerpunktsystem. Messungen: △ BENEVENTANO et al., Nuovo Cim. 4, 323 [1956]. ▽ TOLLESTRUP et al., Phys. Rev. 99, 220 [1955], □ KNAPP et al.⁷, ○ WALKER et al., Phys. Rev. 99, 210 [1956], H HEINBERG et al.⁸. Vorhersage nach der Dispersionsmethode: ■ mit den experimentellen Werten aller Streuphasen, × mit $\alpha_{11}=\alpha_{13}=\alpha_{31}=0$. Der Unterschied soll den Einfluß der kleinen p-Phasen zeigen. ● Voraussage nach LAZARUS et al.⁴. ◆ Voraussage nach PONTECORVO.

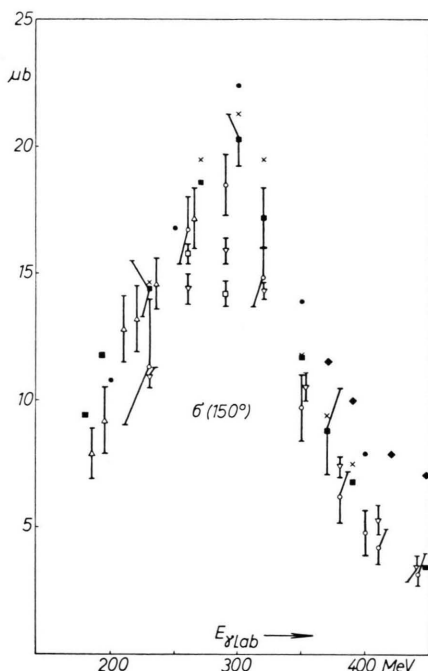


Abb. 4. Wirkungsquerschnitt für die Photoerzeugung von π^+ bei 150° im Schwerpunktsystem. Symbole wie in Abb. 3.

eine andere ist. Abb. 3 und Abb. 4 wurden mit $f^2 = 0,080$ berechnet.

Unsere Voraussage für $\sigma(90^\circ)$ folgt an der linken Flanke der Resonanz etwa dem experimentellen Verlauf, stimmt bei 300 MeV deutlich besser mit den Experimenten überein als bei LAZARUS et al. und liegt dann an der rechten Flanke systematisch zu hoch.

$\sigma(150^\circ)$ stimmt bei 230 MeV gut, am Maximum ist

⁷ E. A. KNAPP, R. W. KENNEY u. V. PEREZ-MENDEZ, Phys. Rev. **114**, 605 [1959].

⁸ M. HEINBERG, W. M. MCCLELLAND, F. TURKOT, W. M. WOOD-

es zwar mit den Messungen von WALKER et al. verträglich, die mit einem magnetischen Spektrometer gemacht worden sind, aber die mit Zählern ausgeführten Messungen von KNAPP et al.⁷ und von TOLLESTRUP et al. liegen wesentlich tiefer. Bei den letzteren fällt das nicht so sehr ins Gewicht, weil sie schon bei 230 und 260 MeV merklich kleinere Werte ergeben als die mit der Voraussage gut verträglichen Messungen anderer Autoren. An der rechten Flanke ist die Übereinstimmung deutlich besser als bei 90° und auch besser als nach LAZARUS et al.

Es ist zu beachten, daß wir bei der Auswertung einen derzeit nicht näher angebbaren s-Wellenterm $N^{(-)}$ weggelassen haben, der durchaus einen Beitrag liefern könnte. Ferner haben wir noch nicht das beste f^2 bestimmt.

Wenn man etwa aus den Messungen von HEINBERG et al.⁸ den Einfluß der zweiten Resonanz abschätzt, so sollte sie bei 150° bis 450 MeV keine große Rolle spielen. Dagegen reicht ihr Ausläufer bei 90° wahrscheinlich schon bis zur rechten Flanke der ersten Resonanz, er könnte für die oben genannte Abweichung verantwortlich sein. Bei noch kleineren Winkeln ist sogar in der Umgebung des ersten Maximums ein Beitrag der zweiten Resonanz zu vermuten.

Für die Eichung der γ -Intensität haben wir ebenso wie in einer früheren Arbeit⁹ die CALTECH-Werte zugrunde gelegt. Die Unsicherheit der Intensitätsbestimmung ist zweifellos für einen wesentlichen Teil der Streuung der Meßpunkte verantwortlich.

Diese Untersuchung wird fortgesetzt. Unter anderem soll eine f^2 -Bestimmung und eine Prüfung der Winkelabhängigkeit erfolgen.

Wir danken Herrn Dr. F. PENZLIN und Herrn Dipl.-Phys. A. MÜLLENSIEFEN für Diskussionen und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für eine finanzielle Unterstützung.

WARD, R. R. WILSON u. D. M. ZIPOY, Phys. Rev. **110**, 1211 [1958].

⁹ G. HÖHLER u. A. MÜLLENSIEFEN, Z. Phys. **157**, 30 [1959].

Das Tritium-Helium- und das Kalium-Argon-Alter des Meteoriten „Ramsdorf“

Von K. GOEBEL und P. SCHMIDLIN
CERN, Genève, SC-Division

und J. ZÄHRINGER

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

(Z. Naturforsch. **14 a**, 996–998 [1959]; eingeg. am 18. September 1959)

Der Meteorit Ramsdorf, gefallen am 26. Juli 1958, 18.30 Uhr MEZ ($51^\circ 31'$ nördliche Breite und $6^\circ 56'$ östl. Länge) ist ein Chondrit von inhomogener Struktur und weicher Substanz. Eine mineralogische Beschreibung des Meteoriten wurde von MOSEBACH¹ gegeben. Danach

¹ R. MOSEBACH, „Natur und Volk“, **88**, Heft 10 [1958].

umgibt eine silikatische, feinkörnige Grundmasse Chondren aus Olivin und Bronzit. Chondren und Grundmasse enthalten ca. 11,1% Nickeleisen. MOSEBACH bestimmt eine Porosität von ca. 15 Vol.%, was eine beträchtliche Aufsaugfähigkeit von Flüssigkeiten bedingt.

Die gesamte bisher gefundene Masse des Meteoriten (zwei größere Fundstücke) beträgt ca. 8 kg. Es handelt sich demnach um einen kleinen Meteoriten, der sich für Bestimmungen von Tritium und Edelgasen als Kernreaktionsprodukte der kosmischen Strahlung eignet. Wegen der sehr wahrscheinlich geringen Abschirmung durch das beim Flug durch die Atmosphäre verlorene Material können aus den Kernreaktionsprodukten Rückschlüsse auf die kosmische Strahlungsintensität außerhalb der Erde gezogen werden.

Das Tritium wurde durch Schmelzen der Meteoritenproben im Vakuum gewonnen, durch ein Palladium-