

# Zur Kernwechselwirkung schneller $\mu$ -Mesonen

VON MARTIN DEUTSCHMANN

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforsch. 8a, 308—311 [1953]; eingegangen am 20. Februar 1953)

Mit einer Nebelkammer wird die Wechselwirkung energiereicher  $\mu$ -Mesonen mit Materie untersucht. Auf einer Strecke von 442 m Blei wird ein stark ionisierendes Teilchen (Proton oder  $\alpha$ -Teilchen) beobachtet, das vom Kerntreffer eines  $\mu$ -Mesons herrühren dürfte. Durchdringende Sekundärteilchen werden nicht gefunden; der Wirkungsquerschnitt für ihre Erzeugung ist in Meereshöhe kleiner als  $3,3 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2/\text{Nukleon}$ .

Über die Kernwechselwirkung schneller  $\mu$ -Mesonen weiß man heute noch nicht sehr gut Bescheid. Es ist zwar bekannt, daß diese Teilchen nicht die Quanten des Kernfeldes sind<sup>1</sup> und daher nicht so stark wie  $\pi$ -Mesonen mit Nukleonen reagieren, doch erwartet man, daß sie vermöge ihres Coulomb-Feldes eine schwache Kraftwirkung auf Nukleonen ausüben können. Erstmalig nachgewiesen wurde diese Wechselwirkung durch George und Evans<sup>2</sup>: Die Autoren haben in verschiedenen Tiefen unter Grund Photoplatten exponiert und Sterne vom Typ 1p gefunden, d. h. Sterne, die von einem geladenen relativistischen Teilchen der kosmischen Strahlung erzeugt werden und ein ebensolches Teilchen aufweisen, das nach dem Stoß den Kern wieder verläßt. Diese Tatsache und die sehr geringe Abnahme der Häufigkeit solcher Prozesse mit wachsender Tiefe unter Grund läßt darauf schließen, daß es sich um Kerntreffer schneller  $\mu$ -Mesonen handelt. Der Wirkungsquerschnitt (bezogen auf das gesamte Spektrum der  $\mu$ -Mesonen) beträgt nach George und Evans in Tiefen zwischen 20 und 60 m WÄQ (Wasseräquivalent) 4 bis  $5 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2/\text{Nukleon}$ . Bei einem Viertel der Sterne ist die Energieübertragung hoch genug, um neben den Verdampfungsteilchen auch relativistische Sekundäre ( $\pi$ -Mesonen) entstehen zu lassen, d. h. nach George und Evans ist der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung durchdringender Sekundärer  $\approx 1 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2/\text{Nukleon}$ .

Einen wesentlich höheren Wirkungsquerschnitt geben Braddick, Nash und Wolfendale<sup>3</sup> an: Sie beobachteten in 26 m WÄQ Tiefe in einer Wilson-Kammer Paare durchdringender Teilchen, die von einem Punkte oberhalb der Kammer ausgehen und einen engen Winkel miteinander einschließen. In der Annahme, daß die Paare jeweils von einem  $\mu$ -Meson erzeugt wurden, berechnen sie einen Wirkungsquerschnitt von  $5 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2/\text{Nukleon}$ . Die gleiche Größenordnung erhalten auch George und Trent<sup>4</sup>, die mit einer Zählrohrapparatur Schauer unter Grund gemessen haben, und die aus der räumlichen Struktur dieser Schauer schließen, daß es sich nicht um von  $\mu$ -Mesonen erzeugte weiche Schauer, sondern um solche handeln müsse, die mehr als ein durchdringendes Teilchen enthalten. Weitere Zählrohrmessungen von Amaldi und Mitarbb.<sup>5</sup> in 50 m WÄQ Tiefe und von Cocconi und Mitarbb.<sup>6</sup> in 1500 m WÄQ Tiefe ergeben andererseits Maximalwerte des Wirkungsquerschnittes, die zugunsten der Messung von George und Evans sprechen.

Wenn man die existierenden Diskrepanzen nicht auf Meßfehler zurückführen will, könnte man die Annahme machen, daß die von Braddick et al. beobachteten durchdringenden Teilchen in einem Prozeß erzeugt werden, der ohne wesentliche Energieabgabe an den Kern vor sich geht und deshalb in der Photoplatte nicht als Stern registriert wird, was allerdings nach unserem heutigen Bild

<sup>1</sup> M. Conversi, E. Pancini u. O. Piccioni, Physic. Rev. 71, 209 [1947]; E. Fermi, E. Teller u. V. Weißkopf, Physic. Rev. 71, 314 [1947].

<sup>2</sup> E. P. George u. J. Evans, Proc. physic. Soc., Sect. A 63, 1248 [1950], Sect. A 64, 193 [1951]; E. P. George in „Progress in Cosmic Ray Physics“ North Holland Publishing Company, Amsterdam 1952.

<sup>3</sup> H. J. J. Braddick, W. F. Nash u. A. W. Wolfendale, Philos. Mag. 42, 1277 [1951]; H. J. J. Braddick u. G. S. Hensby, Nature [London] 144, 1012

[1939]; B. Leontic u. A. W. Wolfendale, Philos. Mag. 43, 1335 [1952].

<sup>4</sup> E. P. George u. P. T. Trent, Proc. physic. Soc., Sect. A 64, 1134 [1951]; E. P. George u. P. T. Trent, Nature [London] 164, 838 [1949].

<sup>5</sup> E. Amaldi, C. Castagnoli, A. Gigli u. S. Sciumi, Nuovo Cimento 9, 969 [1952].

<sup>6</sup> P. H. Barrett, L. M. Bollinger, G. Cocconi, Y. Eisenberg u. K. Greisen, Rev. mod. Physics 24, 133 [1952].



von der Entstehung durchdringender Teilchen nicht verständlich ist. Zur Klärung der Frage erscheint es daher zweckmäßig, weitere Messungen anzustellen unter Verwendung von Apparaturen, die sowohl den Entstehungsort als auch die Wechselwirkung der von Braddick beobachteten Paare näher zu studieren gestatten. Wir haben hierzu eine große Nebelkammer verwendet in einer Anordnung, die im folgenden beschrieben werden soll.

### Experiment

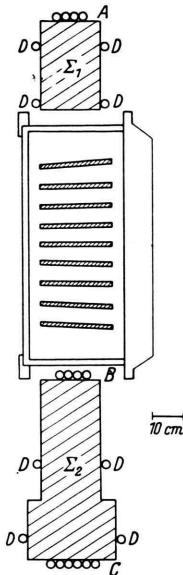


Abb. 1.

Die in Abb. 1 skizzierte Nebelkammer enthält 9 Bleiplatten (7 Pl. zu 1,5 und 2 Platten zu 2 cm Dicke); der gegenseitige Abstand der Platten beträgt 5 cm, so daß alle Teilchenspuren gut sichtbar sind. Ausgelöst wird die Kammer durch Dreifachkoinzidenzen der Zählrohre ABC (wobei in jeder Lage nur ein Rohr anzusprechen braucht). Da die Messung im Institutsgebäude und nicht unter Grund stattfand, und da nach George und Evans in Meereshöhe die 1p-Sterne zu gleichen Teilen von  $\mu$ -Mesonen wie von Protonen erzeugt werden, war eine Abschirmung gegen die Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung erforderlich. Diesem Zweck dient eine 30 cm dicke Bleischicht  $\Sigma_1$  über der Kammer und eine 60 cm dicke Bleischicht  $\Sigma_2$  darunter, d. h. nur ionisierende Teilchen, die insgesamt 104,5 cm Blei durchdringen, gelangen zur Aufnahme.

Inwieweit mit dieser Anordnung Protonen als auslösende Teilchen unterdrückt werden, läßt sich folgendermaßen abschätzen: die Absorptionslänge der Nukleonenkomponente beträgt in Blei etwa 30 cm<sup>7</sup>; damit wird die Zahl der Protonen in 104,5 cm Blei auf etwa 3% reduziert, während die Zahl der  $\mu$ -Mesonen nach dem bekannten Reichweitespektrum<sup>8</sup> nur auf 35% absinkt. Der Anteil der Protonen läßt sich noch weiter herabsetzen, wenn etwaige Wechselwirkungsprozesse (durchdringende Schauer) im Bleiabsorber ausgeschlossen werden können und man statt mit der Absorptionslänge mit der Stoßlänge<sup>7</sup> von nur 15 cm Blei rechnen kann, was in unserem Fall einer Reduktion der Protonenzahl auf weniger als 1% gleichkommt. Nun haben durchdringende Schauer, die im Blei  $\Sigma_1$  entstehen, eine hohe Chance, in der Kammer beobachtet zu werden. Um sie noch sicherer erkennbar

zu machen — vor allem wenn sie sich in  $\Sigma_2$  ausbreiten, haben wir während eines Teils der Aufnahmen die Zählrohre D verwendet, von denen jedes mit einem eigenen Glimmlämpchen in Verbindung steht, das in der üblichen Weise aufleuchtet und photographiert wird, wenn das betreffende Zählrohr gleichzeitig mit einer Koinzidenz ABC anspricht. Wie erwartet, haben die Aufnahmen ergeben, daß die Rohre D nur auf leicht zu erkennende schräg einfallende Schauer (meist Luftschauder) ansprechen und beim Durchgang einzelner Teilchen nicht getroffen werden, so daß wir sicher sind, daß in unserer Anordnung nur  $\mu$ -Mesonen die Kammer auslösen.

Wie Abb. 1 zeigt, ist die Breite des durch die Zählrohrgeometrie zugelassenen  $\mu$ -Mesonenbündels gering gegen die Kammtiefe (desgleichen gegen die nicht gezeichnete Kammerbreite). So ist dafür gesorgt, daß alle Sekundärteilchen, die unter einem Winkel von weniger als 40° gegen die Bahn des  $\mu$ -Mesons emittiert werden, im beleuchteten Kammerteil (20 cm tief) bleiben, auch wenn sie eine der folgenden Bleiplatten durchdringen; im angegebenen Winkelbereich ist also die Durchdringungsfähigkeit der Teilchen immer feststellbar. Die Grenze von 40° ist ausreichend, denn die von Braddick angegebenen Winkel sind sämtlich kleiner als 20°. Sekundärteilchen der  $\mu$ -Mesonen haben wir nur gezählt, wenn sie in der Kammer in den obersten 8 Platten entstanden; die neunte Platte diente dazu, das Durchdringungsvermögen der Sekundärteilchen aus den darüberliegenden Platten zu prüfen. Als Kriterium für ein durchdringendes Teilchen haben wir gefordert, daß es mindestens eine Platte ohne Multiplikation durchsetzt und dabei, wenn es Minimumionisation aufweist, um weniger als 10° abgelenkt wird.

### Ergebnis

Es wurden 3537 Bahnspuren von  $\mu$ -Mesonen untersucht, was einer gesamten in den obersten 8 Platten der Kammer verfolgten Bahnlänge von 442 m Blei entspricht. Bei einem Wirkungsquerschnitt von  $5 \cdot 10^{-29}$  cm<sup>2</sup>/Nukleon wären auf dieser Strecke 15 Entstehungsprozesse durchdringender Teilchen zu erwarten gewesen. Neben sehr vielen Sekundärelektronen haben wir als Besonderheit nur auf einer Aufnahme ein stark ionisierendes Sekundärteilchen (Verdampfungsproton oder  $\alpha$ -Teilchen) gefunden, das unter einem Winkel von ca. 140° gegen die Bahn des  $\mu$ -Mesons aus einer Bleiplatte austritt und nach 6,5 cm Weg in der darüberliegenden Platte verschwindet. Die Spur weist zwei  $\delta$ -Strahlen von ca. 5 und 10 mm Länge auf und röhrt deshalb sicher nicht von einem  $\alpha$ -Teilchen radioaktiven Ursprungs her. Zur Zeit der Aufnahme waren die Zählrohre D in Betrieb und haben nicht angesprochen. Die Beobachtung dieses einen schwe-

<sup>7</sup> Siehe z. B. W. Heisenberg, „Vorträge über kosmische Strahlung“, 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg 1953.

<sup>8</sup> B. Rossi, Rev. mod. Physics **20**, 537 [1948].

ren Sekundärteilchens<sup>9</sup> in unserer Meßreihe paßt durchaus zu dem von George und Evans angegebenen Wirkungsquerschnitt von  $4 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2/\text{Nukleon}$  für die Auslösung von Kernverdampfungen, denn die Wahrscheinlichkeit, daß ein Verdampfungs teilchen aus einer der Bleiplatten heraustritt, ist gar nicht so klein. Unter der Annahme, daß die von  $\mu$ -Mesonen erzeugten Sterne ähnliche Energien aufweisen wie die von der Nukleonenkomponente erzeugten, läßt sich nach den Messungen von Brown und Mc Kay<sup>10</sup> abschätzen, daß in unserem Fall jeder zweite bis dritte Verdampfungsprozeß registriert werden kann.

Spuren, die sich eindeutig einem durchdringenden Sekundärteilchen zuordnen ließen, haben wir auf keiner Aufnahme gefunden. Die große Zahl der Sekundärelektronen und die endliche Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron eine der Bleiplatten durchdringt (bzw. ein Folgeteilchen hervorruft, das in ungefährer Bahnfortsetzung weiterfliegt) bedingt allerdings einige zunächst unsichere Fälle, die im folgenden erwähnt werden sollen: Wir haben 5 Sekundärteilchen beobachtet, die offensichtlich eine Platte ohne Multiplikation durchdringen und dabei um weniger als  $10^\circ$  abgelenkt werden; sie bleiben aber in der darauffolgenden Platte stecken und haben zuvor immer Minimums-Ionisation. Zwei weitere solche Teilchen geraten, nachdem sie eine Platte durchquert haben, in den unbeleuchteten Kammer teil; der Ablenkwinkel in der Platte ist jedoch in beiden Fällen größer als  $60^\circ$ . Ferner ist an die Möglichkeit zu denken, daß durchdringende Teilchen in Prozessen entstehen, die zur Auslösung von Elektronenschauern Anlaß geben. Wir haben deshalb alle von den  $\mu$ -Mesonen in der Kammer erzeugten Schauer (35 Ereignisse, die sich durch mehr als eine Platte ausbreiten) sorgfältig nach Spuren durchdringender Teilchen abgesucht, aber keine gefunden. Nur in zwei Fällen, wo der Schauer in der 8. Platte entsteht und unter der 9. sich fortsetzt, ist nach Lage der Spuren je ein durchdringendes Teilchen nicht ohne weiteres auszuschließen. Da aber nach dem Bild der übrigen Schauer die entsprechende Spurenkombination<sup>11</sup> nicht ungewöhnlich ist, brauchen wir auch die beiden letzten Fälle

<sup>9</sup> Eine weitere Nebelkammeraufnahme eines solchen Prozesses, die an diesem Institut von Herrn U. Pfeiffer gemacht wurde, ist in dem unter Nr. 7 zitierten Buch von W. Heisenberg abgebildet.

<sup>10</sup> W. W. Brown u. A. S. Mc Kay, Physic. Rev. **77**, 342 [1950].

nicht als Anzeichen für die Existenz durchdringender Sekundärteilchen zu werten.

Aus dem negativen Befund, daß wir auf einer Strecke von 442 m Blei keinen der gesuchten Prozesse finden, können wir folgern, daß der Wirkungsquerschnitt, mit dem  $\mu$ -Mesonen durchdringende Sekundäre auslösen, in Meereshöhe

$$\text{kleiner als } 3,3 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2/\text{Nukleon} \text{ ist.}$$

Nun haben Braddick et al. nicht auf Meeressniveau, sondern in einer Tiefe von 26 m WÄQ gemessen, und wir müssen uns fragen, ob nicht unter Berücksichtigung der mit der Tiefe zunehmenden mittleren Energie der  $\mu$ -Mesonen unsere Messung mit der ihren verträglich wäre. Um dies zu beantworten, machen wir in Anlehnung an George<sup>2</sup> die folgende Annahme über die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes: Nach der Weizsäcker-Williams-Methode läßt sich die elektromagnetische Wechselwirkung eines relativistischen  $\mu$ -Mesons mit einem ruhenden Nukleon beschreiben durch einen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(E, W) dW = k \log \frac{E}{W} \cdot \frac{dW}{W}, \quad (1)$$

worin  $E$  die kinetische Energie des  $\mu$ -Mesons und  $W$  die übertragene Energie ist, welche mit der Energie der das  $\mu$ -Meson begleitenden virtuellen Lichtquanten gleichzusetzen ist. Die Größe  $k$  enthält außer Konstanten als Faktor den Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt der Quanten. Über seine Energieabhängigkeit ist in dem uns interessierenden Bereich theoretisch wenig bekannt, doch sprechen Messungen an energiereichsten  $\mu$ -Mesonen dafür<sup>6</sup>, daß er, wenn überhaupt, nur sehr schwach mit der Energie  $E$  variiert, so daß wir  $k$  als Konstante betrachten können. Sekundärteilchen der Mindestenergie  $W_1$  (für Mesonen kinetische Energie + Ruhenergie) werden daher mit einem Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(E, W_1) = \frac{k}{2} \left( \log \frac{E}{W_1} \right)^2 \quad (2)$$

erzeugt. Zum Vergleich mit dem Experiment ist Gl. (2) über das Spektrum der  $\mu$ -Mesonen zu mitteln. Für letzteres setzen wir

$$f(E) dE = C_1 \frac{dE}{(E + c_2)^2}, \quad (3)$$

mit  $c_2 = 2,5$  GeV in Meereshöhe\* und erhalten

$$\sigma(W_1) = \frac{k}{2} \frac{\int_{E_1}^{\infty} \frac{\left(\log \frac{E}{W_1}\right)^2}{(E + c_2)^{2,5}} dE}{\int_{E_1}^{\infty} \frac{dE}{(E + c_2)^{2,5}}} \quad (4)$$

Die Größe  $W_1$ , die untere Integrationsgrenze  $E_1$  und der Zahlenwert von  $c_2$  hängen von den speziellen Versuchsbedingungen ab: Wir haben für unsere Anordnung (Abb. 1)  $E_1 = 0,9$  GeV gesetzt, entsprechend der Mindestenergie, die ein  $\mu$ -Meson in der Mitte der Kammer hat, wenn es die untersten Zählrohre C noch erreicht. Da die  $\mu$ -Mesonen in  $\Sigma_1$  und in der oberen Kammerhälfte schon 0,6 GeV verloren haben, lautet  $c_2 = 2,5 + 0,6 = 3,1$  GeV. Entsprechend gilt für eine Tiefe von 26 m WÄQ  $c_2 = 2,5 + 6,1 = 8,6$  GeV, da der Energieverlust des  $\mu$ -Mesons in 26 Metern Wasser 6,1 GeV beträgt<sup>11</sup>. Für  $E_1$  haben wir in 26 m Tiefe in Anbetracht der wechselnden Geometrie der Braddickschen Messung den runden Wert 1 GeV angesetzt.

Die Integration des Zählers von Gl. (4) wurde graphisch ausgeführt. Es ergab sich für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte in 26 und in 0 m Tiefe

$$\frac{\sigma(W_1)_{26\text{ m}}}{\sigma(W_1)_0\text{ m}} = 1,43,$$

wenn der Betrag von  $W_1$  in beiden Tiefen gleich 0,25 GeV (entsprechend einer kinetischen Energie von 100 MeV für ein  $\pi$ -Meson) gesetzt wird, eine Annahme, die für die Braddicksche Messung, wo  $W_1$  von der Größe 1 GeV war, noch zu günstig ist. Wir sehen also, daß nach unseren Messungen und unter Voraussetzung einer elektromagnetischen Wechselwirkung der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung durchdringender Teilchen in 26 m WÄQ Tiefe sicher kleiner als  $5 \cdot 10^{-30}$  cm<sup>2</sup>/Nukleon sein muß<sup>12</sup>.

Um Aufschluß darüber zu gewinnen, ob Paare durchdringender Teilchen, die von einem Punkt (im

Blei  $\Sigma_1$ ) über unserer Kammer ausgehen, genetisch miteinander gekoppelt sind oder zufällig sich kreuzende Spuren darstellen, haben wir alle durchdringenden Teilchen gezählt, deren Spur innerhalb der Kammer die Spur des auslösenden  $\mu$ -Mesons im Abstande von weniger als 5 bis 10 mm (je nach Orientierung zur Blickrichtung) schneidet. Die Zahl dieser Spuren ist unerwartet groß: auf einer Strecke von 50 cm wird jede 60.  $\mu$ -Mesonenbahn einmal von der Spur eines gleichaltrigen durchdringenden Teilchens (gleichaltrig nach der Schärfe der Spur) geschnitten. Zählt man auch Spuren verschiedenen Alters, so entfällt auf jede 22.  $\mu$ -Mesonenbahn ein solcher Schnittpunkt. Diese Zahlen hängen natürlich von speziellen Bedingungen des Experiments ab und werden an anderen Orten — z. B. unter Grund — anders lauten; sie zeigen aber, daß Paare durchdringender Teilchen, die anscheinend von einem Punkt außerhalb der Kammer kommen, nicht an diesem Punkt entstanden sein müssen. Wir haben deshalb solche Ereignisse nicht mitgezählt, sondern uns auf Prozesse der  $\mu$ -Mesonen im sichtbaren Kammerbereich beschränkt. Wie Cocconi und Mitarbb.<sup>6</sup> zeigen konnten, reicht selbst das Kriterium der exakten Gleichzeitigkeit der Teilchen eines solchen Paars auch in sehr großen Tiefen unter Grund nicht aus, um aus dem Winkel auf den Entstehungsort zu schließen. Es existieren nämlich gleichzeitige  $\mu$ -Mesonen, die aus einem großen Luftschauder stammen, der zwar an sich am Beobachtungsort schon ausgestorben ist, aber als durchdringendste Komponente die  $\mu$ -Mesonen übrig ließ. Daher ist es durchaus möglich, daß die Bahnen solcher  $\mu$ -Mesonen sich zufällig kreuzen und Erscheinungen wie „durchdringende Paare“ oder „Schauer“ der in<sup>4</sup> genannten Eigenschaften hervorrufen.

Herr H. Hölzel half bei der Bedienung der Kammer und beim Entwickeln der Filme, wofür ich ihm bestens danke.

mit einer Messung von A. Lovati, A. Mura, C. Succi u. G. Tagliaferri, Nuovo Cimento **10**, 105 [1953], die während der Niederschrift dieser Arbeit publiziert wurde. Die Autoren haben in der gleichen Weise wie wir mit einer großen Nebelkammer, jedoch in 55 m WÄQ Tiefe, nach durchdringenden Sekundären der  $\mu$ -Mesonen gesucht und keine gefunden.

\* Mit diesem Spektrum lassen sich die Messungen von D. A. Glaser, B. Hamermesh u. G. Safonov, Physic. Rev. **80**, 625 [1950] gut approximieren.

<sup>11</sup> Energie-Reichweitebeziehungen nach H. A. Bethe, US Atomic Energy Commission BNL-T-7 (Juni 1949).

<sup>12</sup> Dieses Ergebnis ist in völliger Übereinstimmung