

auf. Der so entstehende Ausdruck ist invariant gegenüber der obigen Ersetzung.

Die im Falle der π -Mesonen-Erzeugung zusätzlich auftretenden Symmetrieeigenschaften werden bei Benutzung des Formalismus von BOGOLJUBOW automatisch berücksichtigt. Die T -Matrix des Prozesses genügt den Bedingungen (25), (26) und (27). Benutzt man diese Ausdrücke bei der Ableitung der Unitaritätsbedingung für die T -Matrix in völlig symmetrischer Weise, so nimmt sie die Form (18) an.

CHEW-Low-Gleichungen für den Prozeß $\pi + N \rightarrow \pi' + \pi'' + N'$ wurden bereits von einigen Autoren⁸⁻¹² ohne besondere Untersuchung des mathematischen Verhaltens der benutzten Funktionen aufgestellt (und z. Tl. auch in der Ein-Mesonen-Näherung ausgewertet).

Unsere Untersuchungen, die das analytische Verhalten der Funktionen berücksichtigen, unterscheiden sich u. a. in den folgenden Punkten von diesen Arbeiten:

1. Durch die Benutzung der Dispersionsbeziehung

⁸ S. BARSHAY, Phys. Rev. **103**, 1102 [1956].

⁹ J. FRANKLIN, Phys. Rev. **105**, 1101 [1957].

¹⁰ L. RODBERG, Phys. Rev. **106**, 1090 [1957].

zur Gewinnung von (24) ist auch beim hermiteschen Teil der Amplitude der Energiesatz stets erfüllt.

2. Die Beziehung (24) gilt nur, falls $T_{\beta\alpha}$ für $E \rightarrow \infty$ wie $1/E$ oder stärker abnimmt. Verhält sich $T_{\beta\alpha}$ für hohe Energien z. B. proportional E (wie aus den Experimenten folgt), so muß man eine dieser Annahme entsprechende Dispersionsbeziehung benutzen, wobei zur Beseitigung des dabei auftretenden Polynoms ersten Grades das von den Dispersionsbeziehungen für die elastische Streuung bekannte Abzugsverfahren durchgeführt werden muß. Bei Benutzung eines Abschneidefaktors $v(|q|)$ – und der damit verbundenen Näherung – kann man aber stets ein Verhalten $1/E$ annehmen, so daß man in diesem Falle mit der einfachsten Annahme auskommen kann.

Die Autoren danken Herrn Prof. BOGOLJUBOW für das stete Interesse an der Durchführung dieser Arbeit. Dr. LOGUNOW und Dr. TAWXELIDSE möchten wir unseren Dank für zahlreiche ausführliche Diskussionen zum Ausdruck bringen. Einer der Autoren (W. Z.) dankt ferner Dr. KASCHLUHN für wertvolle Gespräche.

¹¹ R. OMNES, Nuovo Cim. **5**, 983 [1957].

¹² R. OMNES, Nuovo Cim. **6**, 780 [1957].

Die $(\beta\gamma)$ -zirkulare Polarisationskorrelation von Sc⁴⁶

Von W. JÜNGST und H. SCHOPPER

Aus dem Physikalischen Institut, Erlangen, jetzt Institut für Kernphysik, Mainz
(Z. Naturforschg. **13 a**, 505–507 [1958]; eingegangen am 23. Juni 1958)

The $(\beta\gamma)$ circular polarization correlation for the mixed β -transition of Sc⁴⁶ was measured as a function of electron energy. An asymmetry coefficient $A = +0.24 \pm 0.04$ was found which is somewhat lower than that given by other authors. Thus no conclusion about time reversal invariance can be drawn. However, the ratio of matrix elements and their relative phase was determined.

LEE und YANG¹ wiesen schon in ihrer ersten grundlegenden Arbeit darauf hin, daß infolge der Nichterhaltung der Parität beim β -Zerfall eine dem β -Zerfall folgende γ -Strahlung im allgemeinen zirkular polarisiert ist. Dies konnte erstmalig experimentell an den reinen GT-Übergängen von Co⁶⁰ und Na²² nachgewiesen werden², und spätere Messungen³ lieferten einen guten Hinweis dafür, daß die Paritätsverletzung maximal ist. Weitere Aussagen über die Art der β -Wechselwirkung und über Kern-

matrixelemente kann man aus der Untersuchung von gemischten β -Übergängen erhalten. In diesem Falle gilt für erlaubte β -Übergänge für die Winkelkorrelation die Beziehung

$$W(\Theta, \tau) = 1 + A \tau(v/c) \cos \Theta \quad (1)$$

($\tau = +1$ bzw. -1 für Quanten mit Spin parallel bzw. antiparallel zur Flugrichtung, v und c Geschwindigkeit der β -Teilchen und des Lichtes, Θ Winkel zwischen Emissionsrichtung des β -Teilchens und des

¹ T. D. LEE u. C. N. YANG, Phys. Rev. **104**, 254 [1956].

² H. SCHOPPER, Phil. Mag. **2**, 710 [1957].

³ H. APPEL, H. SCHOPPER u. S. D. BLOOM, Phys. Rev. **109**, 2211 [1958].



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

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

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

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

Quants). Für die Asymmetriekonstante A erhält man durch einfache Umformung des von ALDER und Mitarb.⁴ angegebenen Ausdrucks

$$A = \frac{F_1(L J_{ff} J_f)}{\sqrt{3}} \frac{\lambda G z^2 - 2 z I}{1+z^2}. \quad (2)$$

Für den β - und anschließenden γ -Übergang sei die Spinfolge $J_i - J_f - J_{ff}$. L ist die Multipolordnung des γ -Überganges. F_1 sind Koeffizienten, die nur von der Art des γ -Überganges abhängen und tabelliert vorliegen⁴. λ hängt von der Spinänderung des β -Überganges ab:

$$\lambda = \begin{cases} -\sqrt{J_f/(J_f+1)} & \text{für } \Delta J = -1, \\ \sqrt{1/J_f(J_f+1)} & \text{für } \Delta J = 0, \\ \sqrt{(J_f+1)/J_f} & \text{für } \Delta J = +1. \end{cases}$$

G und I sind universelle Naturkonstanten, die von der Art der β -Wechselwirkung abhängen und sich mit Hilfe der von PAULI eingeführten Invarianten⁵ in folgender Weise schreiben lassen:

$$G = \frac{L_{TT} - L_{AA}}{K_{TT} + K_{AA}}, \quad I = \frac{\Re(L_{ST} - L_{VA})}{K_{TT} + K_{AA}} \cdot \sqrt{R}$$

mit $R = (K_{TT} + K_{AA})/(K_{SS} + K_{VV})$. G enthält nur Kopplungskonstanten der GT-Wechselwirkung und es gilt $G = \pm 1$ bei maximaler Paritätsverletzung. Die Experimente an reinen GT-Übergängen ergaben $G \approx -1$. I ist ein Interferenzterm, der nur dann von Null verschieden ist, wenn entweder die S- und T- oder V- und A-Wechselwirkung gleichzeitig realisiert sind. Der maximale Wert $I = \pm 1$ wird erreicht, wenn die Kopplungskonstanten reell sind, d. h. wenn die Invarianz gegenüber Zeitumkehr erfüllt ist.

z ist definiert durch die Beziehung

$$z^2 = R |M_{GT}|^2 / |M_F|^2,$$

wo M_{GT} und M_F die Übergangsmatrixelemente sind.

Trägt man A als Funktion von $z^2/(1+z^2)$ auf, dann erhält man eine Ellipse (Abb. 2). Eine Schwierigkeit bei der Deutung von Meßergebnissen besteht darin, daß sowohl I als auch z unbekannt sind. Nur in wenigen Sonderfällen, wie z. B. beim Neutron, läßt sich das Mischungsverhältnis z^2 theoretisch abschätzen, so daß man aus einer Messung von A Aussagen über I erhalten kann.

Sc⁴⁶ ist insofern von besonderem Interesse, als die ersten Messungen⁶ einen Wert für A ergaben, der dem maximal möglichen sehr nahe kam. In einem solchen Falle wäre es möglich, eine Abschätzung für I zu erhalten, ohne daß z^2 bekannt zu sein braucht. Weitere Messungen^{7,8} ergaben etwas abweichende Werte, die allerdings innerhalb der noch recht großen Fehler konsistent sind (vgl. Tabelle). Es wurde daher versucht, die Meßgenauigkeit zu verbessern und insbesondere systematische Fehler möglichst auszuschalten. Außerdem bestand eine, wenn auch geringe Möglichkeit, daß es sich um einen verbotenen β -Übergang handelt. In diesem Falle wäre eine starke Abhängigkeit des Asymmetriekoeffizienten A von der Elektronenenergie zu erwarten. Es wurde daher versucht, auch die Energieabhängigkeit zu bestimmen.

Für die Messungen wurde eine früher beschriebene Apparatur benutzt^{2,3,9}. Die β -Teilchen wurden mit Hilfe eines Anthrazen-Kristalles nachgewiesen. Durch Verändern des (integralen) Diskriminatorniveaus wurden verschiedene mittlere v/c -Werte eingestellt. Das Ergebnis der Messungen ist in Abb. 1 dargestellt. Die Meßgenauigkeit reicht noch nicht aus, um die nach Gl. (1) zu erwartende lineare Abhängigkeit zu bestätigen, doch zeigen sich keine starken Abweichungen davon, wie sie bei einem verbotenen Übergang zu erwarten wären. Die durch die Meßpunkte gelegte Gerade ergibt den in der Tabelle

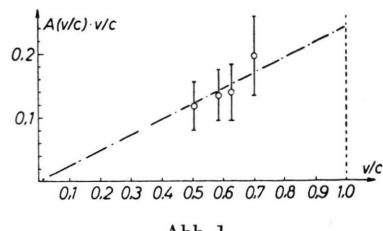


Abb. 1.

angegebenen Wert für A . Der angegebene Fehler ist der statistische. Auf Grund früherer Rechnungen¹⁰ läßt sich abschätzen, daß der systematische Fehler kleiner als etwa 6% ist. Der hier gefundene Wert stimmt sehr gut mit demjenigen von STEFFEN u. Mitarb.⁸ überein.

⁴ K. ALDER, B. STECH u. A. WINTHROP, Phys. Rev. **107**, 728 [1957].

⁵ W. PAULI, Nuovo Cim. **6**, 204 [1957].

⁶ F. BOEHM u. A. H. WAPSTRA, Phys. Rev. **107**, 1202 [1957].

⁷ A. LUNDBY, A. P. PATRO u. J. P. STROOT, Nuovo Cim. **7**, 891 [1958].

⁸ R. M. STEFFEN u. P. ALEXANDER, Proceedings of the Rehovoth Conference, Rehovoth 1958, Seite 435 und priv. Mitteilung.

⁹ H. APPEL u. H. SCHOPPER, Z. Phys. **149**, 103 [1957].

¹⁰ H. SCHOPPER, Nucl. Instrum. **3**, [1958], im Druck.

Zu jeder Energie wurden fünf Kurven $d\sigma/d\vartheta$ berechnet für $V_N = -10, 0, 10, 20$ MeV und für RUTHERFORD-Streuung an einer Punktladung (alle $\delta_l = 0$). Diese numerische Auswertung wurde mit der Göttinger elektronischen Rechenmaschine G 1 durchgeführt. Die Ergebnisse unserer Berechnungen bei den höheren Energien sind in guter Übereinstimmung mit den entsprechenden Kurven von COSTA und PATERGNANI².

2. Messungen in Kernemulsionen

Um die theoretischen Kurven mit den Experimenten vergleichen zu können, haben wir den differentiellen Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung von K^+ -Mesonen mit Primärenergien zwischen 20 MeV und 60 MeV in Kernemulsionen gemessen, die am Bevatron in Berkeley, USA., mit K^+ -Mesonen bestrahlt worden waren. Im Verlauf der Messungen verfolgten wir im betrachteten Energieintervall eine Spurlänge von 52 m und untersuchten 179 elastische Streuungen mit Streuwinkel $\vartheta > 12^\circ$. Auf die experimentellen Einzelheiten (Energie- und Winkelmessung, Korrekturen, Trennung der elastischen von den inelastischen Ereignissen, Bestimmung der verfolgten Spurlängen) und die Auswertung der Messungen (Berechnung der Wirkungsquerschnitte) soll hier nicht näher eingegangen, sondern auf die Arbeiten⁶⁻⁸ verwiesen werden.

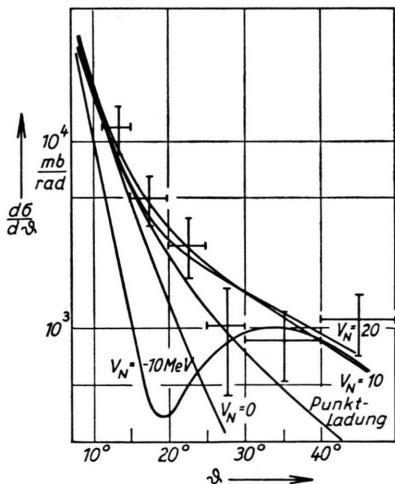


Abb. 1. $20 \text{ MeV} < E < 30 \text{ MeV}$.

Abb. 1-3. Theoretische und experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung in den folgenden Energieintervallen (s. Abb. 1-3).

3. Diskussion

Die Abb. 1-3 zeigen die experimentellen Punkte mit ihren Fehlerbereichen und die theoretischen Kurven für die drei Energieintervalle $20 \div 30 \text{ MeV}$,

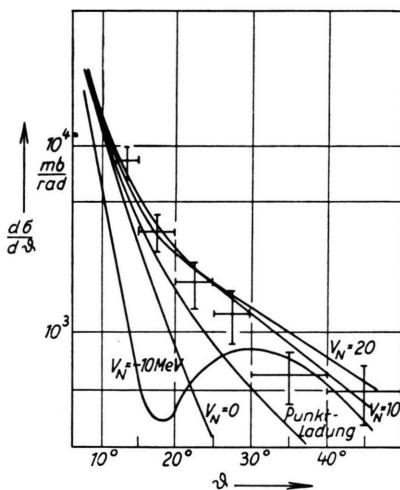


Abb. 2. $20 \text{ MeV} < E < 40 \text{ MeV}$.

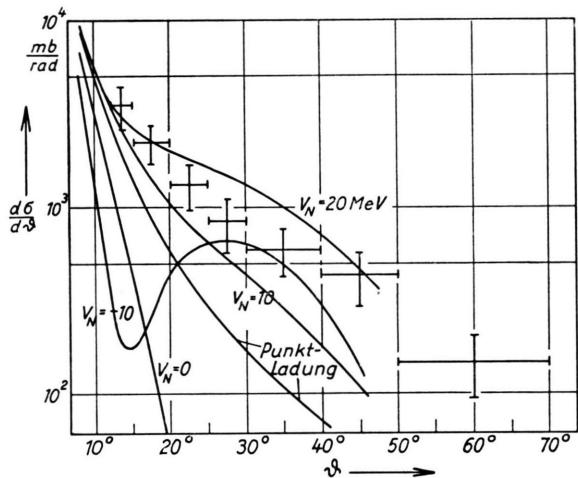


Abb. 3. $40 \text{ MeV} < E < 60 \text{ MeV}$.

$20 \div 40 \text{ MeV}$ und $40 \div 60 \text{ MeV}$ und für Streuwinkel $\vartheta < 45^\circ$. (Für den hier ziemlich uninteressanten Bereich größerer Winkel werden die theoretischen Kurven wegen der obigen Vereinfachungen zu ungenau; außerdem können die experimentellen Wirkungsquerschnitte wegen der geringen Anzahl der Streuereignisse mit großem Streuwinkel nur sehr ungenau

angegeben werden.) Die eingezeichneten Kurven wurden aus den Kurven für die bestimmten Energien als Mittel über alle Energien berechnet, wobei als Gewicht die auf die einzelnen Unterintervalle entfallenden Spurlängen der K^+ -Mesonen benutzt wurden.

Alle drei Abbildungen sprechen für die Annahme, daß auch bei kleinen Energien und speziell auch zwischen 20 MeV und 30 MeV die auf ein K^+ -Meson wirkende Kernkraft abstoßend ist. Außerdem sind die experimentellen Punkte mit einem

Wert $V_N \approx 15$ MeV verträglich. Berücksichtigt man also die Ergebnisse der früheren Arbeiten über die Streuung bei höheren Energien, so scheint das Kernpotential in dem großen Energiebereich zwischen 20 MeV und 160 MeV positiv und energieunabhängig zu sein mit einem Wert $V_N \approx 15$ MeV.

Herrn Professor Dr. W. HEISENBERG und den Herren Dr. M. CECCARELLI, Dr. K. GOTTSSTEIN und Dr. P. MITTELSTAEDT danke ich für ihr fortwährendes Interesse an dieser Arbeit und für wertvolle Diskussionen.

Über die direkte Erzeugung von Elektronenpaaren durch Elektronen

Von G. LÜTJENS

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen
(Z. Naturforsch. 13 a, 510—514 [1958]; eingegangen am 10. Mai 1958)

In Kernemulsionen wurde die Häufigkeit der direkten Erzeugung von Elektronenpaaren (sog. Dreiergabeln oder tridents) und das Energiespektrum der dabei entstehenden Elektronen gemessen. Als Primärteilchen dienten künstlich auf 800 ± 50 MeV beschleunigte Elektronen. Der aus den Messungen bestimmte totale und differentielle Wirkungsquerschnitt für die direkte Paarerzeugung wurde mit den Ergebnissen einer Theorie von BHABHA verglichen. Es zeigte sich, daß die Theorie die Messungen zufriedenstellend beschreibt.

Experiment

Mehrere Autoren^{1, 2, 3, 4} fanden bei der Untersuchung der Elektronenkomponente sehr energiereicher Teilchenschauer aus der kosmischen Strahlung eine Häufigkeit der direkten Paarerzeugung, die nur schwer mit den theoretisch erwarteten Werten in Einklang zu bringen war. Es schien deshalb von Interesse zu sein, an Hand einer etwas umfangreicherem Statistik die theoretischen Aussagen erneut zu prüfen.

Um Fehler in der Bestimmung der Primärenergie und bei der Identifizierung der Primärteilchen zu vermeiden, wurden als Primärteilchen künstlich beschleunigte Elektronen nahezu konstanter Energie verwendet. Zur Bestimmung der mittleren freien Weglänge und des Wirkungsquerschnittes für die

direkte Paarerzeugung wurden in Ilford G 5-Emulsionen insgesamt 63,2 m Elektronenspuren verfolgt und dabei 57 Elektronenpaare gefunden, die so nahe an der untersuchten Spur entstanden waren, daß eine direkte Paarbildung vermutet werden mußte. An den Sekundärspuren von 42 dieser Dreiergabeln konnte zur Ermittlung des differentiellen Wirkungsquerschnittes eine Messung der COULOMB-Vielfachstreuung vorgenommen werden. Die Energieverteilung der Sekundärteilchen ist in Tab. 1 wiedergegeben.

Theorie

Nach BHABHA⁵ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die direkte Paarbildung gegeben durch:

$$W(E_0, E_+, E_-) dE_+ dE_- = \frac{8}{\pi} \left(\frac{Z e^2}{137 m c^2} \right)^2 \frac{E_+^2 + E_-^2 + \frac{2}{3} E_+ E_-}{(E_+ + E_-)^4} \cdot \ln \frac{k E_+ E_-}{(E_+ + E_-) m c^2} \cdot \ln \frac{k' E_0}{E_+ + E_-} dE_+ dE_- . \quad (1)$$

¹ M. KOSHIBA u. M. F. KAPLON, Phys. Rev. 97, 193 [1955].

² M. KOSHIBA u. M. F. KAPLON, Phys. Rev. 100, 327 [1955].

³ E. LOHRMANN, Nuovo Cim. 3, 820 [1956].

⁴ E. LOHRMANN, Z. Naturforsch. 11 a, 561 [1956].

⁵ H. J. BHABHA, Proc. Roy. Soc., Lond. A 152, 559 [1935].