

Die Dichte der langsamen S wird

$$n = \frac{\gamma D_0 e^4 |I|^2 4 \pi \sqrt{\Delta E}}{3 E_p} \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Delta E}{E_p}} \right)$$

und die Sekundärstromdichte

$$j_s = \frac{\gamma D_0 e^4 |I|^2 \pi \Delta E}{2 \sqrt{8 m E_p}} \left[1 - 2 \frac{\chi}{\Delta E} \ln \frac{\Delta E}{\chi} - \left(\frac{\chi}{\Delta E} \right)^2 \right],$$

(χ = Elektronen-Affinität)

wenn man Geschwindigkeitsisotropie der inneren S voraussetzt. Für die mittlere Energie der langsamen S erhält man

$$\bar{E} = \frac{\Delta E}{5} \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Delta E}{E_p}} \right)$$

und durch Subtraktion der mittleren Energie der Kristallelektronen vor der Wechselwirkung ($-\Delta E$) die mittlere Anregungsenergie E_e . Für MgO ($\chi \approx 0,25$ eV, $\Delta E = 5,77$ eV) folgt dann beim Maximum ($E_{pm} = 1200$ eV, $\delta_m = 24$) $E_e = 7$ eV, $d_s = 2 \cdot 10^{-6}$ cm

$$\tau \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ sec.}$$

Für Metalle erhält man mit einem abgeschirmten Coulomb-Potential einen komplizierten Ausdruck für die Anregungsfunktion $S_i(E)$. Wir approximieren ihn durch

$$S(E) = \begin{cases} S_i(E_F) & \text{für } E_F \leq E \leq E_1, \\ S_{i=0}(E) & \text{für } E \geq E_1, \end{cases}$$

wobei E_1 durch $S_{i=0}(E_1) = S_i(E_F)$ definiert ist. Die Rechnung ergibt

³ O. HACHENBERG u. W. BRAUER, Fortschr. Phys. 1, 439 [1954].

* Nach noch unveröffentlichten Rechnungen von H. STOLZ werden die schnelleren S stärker abgebremst als hier an-

$$S_i(E_F) = C \frac{0,34}{E_F^2}, \quad (4)$$

$$S_{i=0}(E) = C \frac{1}{(E-E_F)^2} \quad (\text{s. Anm. } ^3),$$

wobei

$$C = \frac{e^4 k_F^3}{3 \pi E_p}$$

$$(E_F = (\hbar^2/2m) k_F^2 \text{ FERMI-Energie}).$$

Zur Berechnung der zugehörigen Verteilungsfunktion hätte man jetzt prinzipiell eine BOLTZMANN-Gleichung mit (4) als Quellfunktion zu lösen. Wir umgehen hier diese komplizierte Aufgabe und machen folgenden naheliegenden Ansatz für die Verteilungsfunktion der inneren S:

$$n_E(E) = \text{const} \cdot S(E) = \begin{cases} \frac{D}{(E_1-E_F)^2} & \text{für } E \leq E_1, \\ \frac{D}{(E-E_F)^2} & \text{für } E \geq E_1. \end{cases}$$

D ist eine zur Berechnung von τ unwichtige Konstante. Für Ag ($E_F = 5,5$ eV, $\chi = 10,2$ eV) folgt analog den Rechnungen für Isolatoren bei $E_{pm} = 800$ eV ($\delta_m = 1,5$)

$$\tau \approx 0,6 \cdot 10^{-15} \text{ sec}^*.$$

Diese Abschätzungen für τ liegen in denselben Größenordnungen wie die von VAN DER ZIEL¹ mit der ad hoc postulierten MAXWELL-Verteilung erhaltenen.

genommen wurde, so daß die Abschätzung für τ hier wahrscheinlich etwa eine Größenordnung zu klein ist.

Der Wirkungsquerschnitt der (γ , p)-Reaktionen bei Mn, Cu und Sb

Von W. LOHMANN *

Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforschg. 13 a, 701—703 [1958]; eingegangen am 7. Juli 1958)

In den letzten Jahren sind bei mehreren Elementen die (γ , p)-Reaktionen untersucht worden. Die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen sind von Interesse für die Prüfung theoretischer Ansätze über die Kernstruktur, insbesondere über die Frage, ob die statistische Theorie der Kerne¹ die experimentellen Befunde befriedigend erklären kann. Die vorliegenden Experimente haben wir ausgeführt, um für einige mittlere Kerne (Mn, Cu, Sb) den Wirkungsquerschnitt der (γ , p)-Reaktion sowie die Energie- und Winkelverteilung zu bestimmen.

* Jetzt: Radiologisches Institut der Universität Freiburg i. Br.

¹ Über die verschiedenen Theorien zur Deutung des Kernphotoeffektes siehe Anm. ³.

Die zur Bestrahlung der genannten Elemente benutzte γ -Strahlung² wurde durch den Prozeß Li(p, γ) hergestellt; sie enthält Energien von 17,6 und 14,8 MeV, von denen im wesentlichen die härtere bei schweren Elementen wirksam sein wird. Die γ -Strahlen wurden durch Beschuß eines dicken Lithium-Metall-Targets mit einem magnetisch abgelenkten Protonenstrahl von 770 keV und einer Intensität von 40 μ A erzeugt. Durch die magnetische Ablenkung wurden die Li+d-Neutronen vermieden. Der Auffängerstrom wurde laufend registriert und konstant gehalten. Die γ -Intensität kontrollierten wir dauernd während eines Versuches mittels eines Szintillationszählers. Der Li-Auffänger war in einem Mipolamrohr angebracht, welches im wesentlichen aus C und H besteht. Da nur die Targethalterung aus Aluminium bestand, konnten Neutronen durch (γ , n)-Prozesse in der direkten Umgebung der Kernphotoplatten größtenteils vermieden werden.

Für den Nachweis der Photoprotonen benutzten wir

² Herrn Prof. Dr. E. SCHOPPER und seinen Mitarbeitern danke ich für die Durchführung der Bestrahlungen am Kaskadengenerator in Hechingen.



Element	$\sigma(\gamma, p)_{\text{exp}}$ (mb)	$\sigma(\gamma, n)_{\text{exp}}$ (mb)	$\left(\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}\right)_{\text{exp}}$	$\frac{F_p}{F_n} = \left(\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}\right)_{\text{theor.}}$	B_n (MeV)	B_p (MeV)
Mn ₂₅	$5,1 \pm 1$	40	0,13	0,22	10	8,1
Cu ₂₉	$8,5 \pm 2$	63	0,14	0,22	10,2	6,5
Sb ₅₁	$1,7 \pm 1$	200	$8,5 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	9,1	6,2

Tab. 1.

Iford C2-Kernphotoplatten mit einer Schichtdicke von 300 μ . Direkt auf der Emulsionsschicht wurden die zu untersuchenden Elemente in dünner Schicht angebracht (Kupfer als Folie von 17,9 mg/cm², Mangan und Antimon als Aufdampfschicht auf eine Graphitplatte von 21,9 bzw. 18 mg/cm²). Darüber befand sich eine Schicht von 2 mm Graphit, um die Protonen, die in der Umgebung entstanden, also nicht von den entsprechenden Folien herrührten, zu eliminieren. Zur Bestimmung des Nulleffektes war auf jeder Meßplatte ein Abschnitt, der nur von der Graphitplatte bedeckt war. Diese Plattenpackungen wurden um den Li-Auffänger konzentrisch so angeordnet, daß die γ -Strahlen streifend auf die Kernphotoplatten einfielen.

Nach der Entwicklung der Kernphotoplatten wurde für alle Spuren, die aus dem untersuchten Element in die Emulsionsschicht eintraten und einen Tiefenwinkel (Winkel zwischen Spur und der Plattenebene) bis zu ca. 75° aufwiesen, die horizontale und die vertikale Projektion in der Emulsion gemessen. Mit Hilfe des Schrumpfungsfaktors konnte die wahre Länge der in der Emulsion registrierten Spur und der wahre Tiefenwinkel β bestimmt werden. Zu der wahren Länge in der Emulsion wurde die mittlere in der Folie selbst durchlaufene Strecke hinzuaddiert. Der hierdurch eingehende Fehler ist wegen der geringen Foliendicke klein. Des weiteren wurde noch der Azimutwinkel α bestimmt (Winkel zwischen der Projektion der Protonenspur auf die Plattenebene und der Richtung des einfallenden γ -Quants).

Für die Wirkungsquerschnitte ergeben sich aus den Zahlen der gemessenen Protonenspuren folgende Werte:

$$\sigma_{\text{Mn}}(\gamma, p) = (5,1 \pm 1) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2,$$

$$\sigma_{\text{Cu}}(\gamma, p) = (8,5 \pm 2) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2,$$

$$\sigma_{\text{Sb}}(\gamma, p) = (1,7 \pm 1) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2.$$

Der Wirkungsquerschnitt des Antimon ist beträchtlich größer als man nach der statistischen Theorie³ erwarten sollte. Alle drei Werte stimmen größenordnungsmäßig mit den bisher gemessenen Wirkungsquerschnitten benachbarter Elemente überein. Auf Grund der verschiedenen Fehlermöglichkeiten schätzen wir, daß die von uns gemessenen Wirkungsquerschnitte auf ca. 30% genau sind. Während für Mangan und Antimon keine

Meßergebnisse von anderer Seite vorliegen, ist ein Vergleich des Cu-Wirkungsquerschnittes mit bisherigen Messungen möglich. Leider variieren diese über einen ziemlich großen Bereich. So hat z. B. CHASTEL⁴ zwei Werte angegeben, die sehr voneinander abweichen: $1 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ und $6,6 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$. Während der HOFFMANNsche Wert⁵ von $5,7 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ noch verhältnismäßig gut mit unserem Ergebnis übereinstimmt, ist der von DLOUHY⁶ gemessene Cu-Wert schon eine Größenordnung größer ($7 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$).

Einen besseren Vergleich mit der Theorie liefern die Verhältnisse $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ (s. z. B. BLATT und WEISSKOPF⁷). Die in Tab. 1 aufgeführten Werte für $\sigma(\gamma, n)$ von Antimon und Mangan wurden den Messungen von McDANIEL und Mitarb.⁸ entnommen, der Wert für Kupfer den Messungen von HARTLEY und Mitarb.⁹. Die sich so ergebenden Werte für das Verhältnis stehen in der 3. Spalte von Tab. 1. In der 5. Spalte sind die theoretischen Werte für dieses Verhältnis angegeben, wie sie sich aus der statistischen Theorie ergeben. Die bei der Berechnung benutzten Werte für die Bindungsenergien des letzten Protons bzw. Neutrons sind in den beiden letzten Spalten angeführt. Bei den leichten Elementen Mangan und Kupfer ist das theoretische Verhältnis größer als das experimentelle. Dasselbe Verhalten haben auch andere Autoren für $Z < 40$ und $B_n > B_p$ gefunden. Bei Antimon möchten wir die Tatsache, daß das experimentelle Verhältnis wesentlich größer als das nach der statistischen Theorie berechnete ist, auf das bei schweren Elementen immer wesentlicher werdende Auftreten von direkten Prozessen zurückführen.

Einen eindeutigen Hinweis dafür, daß die statistische Theorie zur Beschreibung nicht ausreicht, ergibt sich aus den gemessenen Reichweiteverteilungen. Hier zeigen unsere Messungen bei allen drei untersuchten Elementen, daß wesentlich mehr energiereiche Protonen vorhanden sind als man nach der statistischen Theorie erwarten sollte. Nach dem Vorgange von JENSEN³ und COURANT³ wird man das auf das Auftreten direkter Prozesse zurückführen.

Die direkten Prozesse sollten sich auch in einer anisotropen Richtungsverteilung der ausgesandten Protonen bemerkbar machen, wie eine solche für Protonen-

³ P. JENSEN, Naturwiss. **35**, 190 [1948]. — E. D. COURANT, Phys. Rev. **82**, 703 [1951]. — V. F. WEISSKOPF u. D. H. EWING, Phys. Rev. **57**, 472 [1940]. — D. H. WILKINSON, Physica **22**, 1039 [1956].

⁴ R. CHASTEL, C. R. Acad. Sci., Paris **230**, 2020 [1950]; J. Phys. Radium **15**, 459 [1954].

⁵ L. HOFFMANN, Dissertation, Freiburg 1955, unveröffentlicht.

⁶ Z. DLOUHY, Czech. J. Phys. **5** (2), 193 [1955].

⁷ J. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley & Sons, Inc., New York 1952.

⁸ B. D. McDANIEL, R. L. WALKER u. M. B. STEARNS, Phys. Rev. **80**, 807 [1950].

⁹ W. H. HARTLEY, W. E. STEPHENS u. E. J. WINHOLD, Phys. Rev. **104**, 178 [1956].

¹⁰ P. R. BYERLY u. W. E. STEPHENS, Phys. Rev. **83**, 54 [1951].

¹¹ W. K. DAWSON, Canad. J. Phys. **34**, 1480 [1956].

energien größer als 10 MeV auch bereits von BYERLY und Mitarb.¹⁰ gemessen worden ist. DAWSON¹¹ konnte jedoch auch bei Messungen mit einer 70 MeV-Bremsstrahlung für Photoprotonen des Kupfers auch im Energiebereich von 8–15 MeV keine Anisotropie feststellen. Die Anisotropie sollte also bei unseren Energien noch klein sein. Unsere Messungen zeigen, daß sie jedenfalls kleiner als 5% ist.

Herrn Prof. Dr. TH. SCHMIDT möchte ich für die Unterstützung dieser Arbeit und ihm sowie Herrn Dr. L. HOFFMANN, Mainz, für viele Diskussionen danken. Ein Teil der benutzten Apparate stammt aus Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft. Die Arbeit wurde mir durch finanzielle Unterstützung des Ministeriums für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft ermöglicht.

BESPRECHUNGEN

Semiconductor Thermoelements and Thermoelectric Cooling. Von A. F. IOFFE (Director of the Institute for Semiconductors of the U.S.S.R. Academy of Sciences), Infosearch Ltd., London 1957, 184 Seiten, 83 Abb., Preis 42 s. \$ 6.00.

Das vorliegende Buch (im Vari-Type-Druck hergestellt) enthält die englische Übersetzung der zwei in Rußland erschienenen Bücher von A. F. IOFFE: „Halbleiter-Thermoelemente“ und „Thermoelektrische Kühlung“ (letzteres gemeinsam mit L. S. STILBANS, E. K. JORDANISCHWILI und T. S. STAWITZKAJA). Im ersten Teil werden nach einer kurzen historischen Einführung die physikalischen Grundlagen der thermoelektrischen Effekte behandelt. Es folgt eine eingehende Diskussion der zur Entwicklung thermoelektrischer Generatoren notwendigen energetischen Prinzipien und der Anforderungen, die an die zu verwendeten Halbleiter gestellt werden. Schließlich wird eine Übersicht über die Anwendungen der thermoelektrischen Erscheinungen gegeben. Gegenüber diesen mehr allgemeinen Ausführungen ist der zweite Teil des Buches speziell auf die Frage der thermoelektrischen Kühlung ausgerichtet. Hier wird die Theorie ausführlich entwickelt und die bisherigen experimentellen Untersuchungen an Halbleitern in Hinsicht auf deren technische Brauchbarkeit diskutiert.

Das Erscheinen dieses Buches als eine der ersten Übersetzungen russischer physikalischer Literatur ist zu begrüßen. IOFFE hat schon frühzeitig die technische Bedeutung der thermoelektrischen Kühlung erkannt und die Arbeiten seines Institutes sind auf diesem Gebiet bahnbrechend gewesen. Diese Arbeiten werden naturgemäß besonders eingehend behandelt. Ein tieferes Eindringen in dieses reizvolle und wichtige Gebiet wird dem Leser jedoch wesentlich erschwert durch das fast völlige Fehlen von Literaturzitaten. So ist es als Einführung vielleicht weniger geeignet als Ergänzung für denjenigen, der sich bereits mit den thermoelektrischen Erscheinungen beschäftigt hat, aber keine Gelegenheit hatte, den russischen Beitrag auf diesem Gebiet gründlich zu studieren.

OTFRIED MADELUNG, Erlangen.

Quantum Mechanics. Von H. A. KRAMERS, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1957, XVI, 496 S. Preis 45.— hfl.

Dies ist eine im wesentlichen unveränderte englische Übersetzung der beiden wohlbekannten Artikel von

H. A. KRAMERS aus Band I des EUCKEN-WOLFSCHEN Hand- und Jahrbuchs der chemischen Physik aus dem Jahr 1938. Es erübrigt sich, etwas zum Lobe dieses so bekannten und vielbenutzten Lehrbuchs zu sagen oder eine ausführliche Inhaltsbesprechung zu geben. Der erste der beiden oben erwähnten Artikel, der der nicht-relativistischen Quantenmechanik ohne Berücksichtigung des Spins gewidmet ist, ist auch gesondert unter dem Titel „The Foundations of Quantum Mechanics“ erhältlich. Die englische Übersetzung und eine Ergänzung der Literaturhinweise ist von D. TER HAAR besorgt.

W. BINGEL, Duke University, Durham N.C.

Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics. Vol. IV, edited by J. G. WILSON and S. A. WOUTHUYSEN, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1958, 469 S. Preis hfl. 45.—.

In den Erscheinungsjahren der ersten zwei Bände „Progress in Cosmic Ray Physics“ war die Physik der neuen Elementarteilchen noch unbestrittene Domäne der Ultrastrahlungsforschung. Mit Abschluß des dritten Bandes hatte sich aber dieses Teilgebiet bereits zu einem eigenständigen Forschungszweig entwickelt, der von künstlichen Strahlungsquellen genährt wird. Erfreulicherweise reagierten aber die Herausgeber der anerkannt verdienstvollen Übersichten hierauf nur durch die Erweiterung des Titels. Das erste Kapitel des vorliegenden 4. Bandes „Some Theoretical Aspects of Strong Interactions of the New Particles“ (B. D. 'ESPAGNAT und J. PRENTKI) enthält eine klar aufgebaute kritische Darstellung der verschiedenen Versuche, das empirische Ordnungsschema (Erhaltung der Strangeness bzw. der Isofermionenzahl bei starken Wechselwirkungen) axiomatisch zu begründen. — Im folgenden Kapitel „The Properties and Production of K-Mesons“ (D. WALKER) werden die Parameter dieser Teilchen, die Gesetzmäßigkeit ihrer Erzeugung und die Mannigfaltigkeit der Zerfallsarten durch ein reichhaltiges Zahlenmaterial belegt, das nunmehr überwiegend eine Frucht rationeller Laboratoriumsmethoden darstellt. Der Abschnitt schließt mit dem Hinweis auf den höchst interessanten Aspekt, daß beim Θ^0 -Zerfall die von GELLMANN und PAIS schon früher vermutete Mischung der Teilchen- und Antiteilchenstruktur tatsächlich aufzutreten scheint. — Dem „Progress of Cosmic Ray Physics“ sind die