

fangsglieder der 3-Schalenkerne, d. h. O_{16} , N_{16} usw. eine befriedigend genaue Näherung liefert. Das gleiche kann auch über die erlaubten β -Übergänge gesagt werden, obwohl hier zu erwähnen ist, daß das Endresultat infolge der starken Abhängigkeit der ft -Werte von den Übergangsmatrixelementen sehr empfindlich gegenüber kleinen Veränderungen der Zustandsfunktionen ist, so daß Genauigkeiten von ungefähr 5% in den ft -Werten (d. h. 0,5% in den $\log ft$ -Werten) nur bei Berücksichtigung höherer Näherungsfunktionen zu erwarten sind.

In der Zwischenzeit zeigten theoretische Berechnungen^{54, 55} für einige Kerne der Massenzahlen 17, 18 und 19 ebenfalls die Anwendbarkeit des M-J-Kopplungsschemas in diesem Bereich. Außerdem wurden weitere experimentelle Ergebnisse über die Energien und Übergänge in den hochangeregten Zuständen der 3-Schalenkerne verfügbar (ENDT und KLUYVER¹⁴). Vielleicht wird die Untersuchung eini-

ger der besser bekannten Kerne in diesem Bereich mehr Licht auf die Natur der Austauschkräfte werfen und außerdem den Gültigkeitsbereich der M-J-Kopplung erforschen. In Ermangelung besserer Methoden mögen wohl auch die erlaubten β -Übergänge zu dem schon aufgezeigten Ergebnis führen und nähere Kenntnis über die Natur der Übergangsmatrixelemente liefern.

Ich möchte hier Herrn Professor C. F. v. WEIZSÄCKER meine Dankbarkeit dafür ausdrücken, daß er mir die Arbeit am Institut ermöglichte, und ihm für sein Interesse am Fortschritten der Arbeit und für viele aufschlußreiche Diskussionen danken. Ebenso gilt mein bester Dank Herrn Dr. SCHULTEN für seine Freundlichkeit, mir viele wesentliche Einzelheiten seiner Theorie^{22, 23} auseinandergesetzt zu haben, sowie für weitere wertvolle Anregungen.

⁵⁴ M. G. REDLICH, Phys. Rev. **99**, 1421 u. 1427 [1955].

⁵⁵ J. P. ELLIOT u. B. H. FLOWERS, Proc. Roy. Soc., Lond. **1179**, 536 [1955].

Bemerkungen über die Kernstreuung von K^+ -Mesonen

Von N. N. BISWAS, M. CECCARELLI und N. SCHMITZ

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen
(Z. Naturforschg. **12 a**, 693—698 [1957]; eingegangen am 16. Juli 1957)

Es wird eine Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse über K^+ -Proton-Streuung und inelastische K^+ -Kern-Streuung in KerneulSIONen gegeben. Bei der Behandlung der inelastischen Streuung mit dem FERMI-Gas-Modell unabhängiger Nukleonen wurde die Reflexion und Brechung am Kernrand und das Auftreten von mehreren K-Nukleon-Stößen im Kern berücksichtigt. Während das „Unabhängige-Teilchen-Modell“ bei hohen Energien eine gute Übereinstimmung mit den Experimenten liefert, kann es bei niedrigen Energien nicht mehr angewandt werden.

In dieser Arbeit sollen weitere experimentelle Ergebnisse über die Kernstreuung von K^+ -Mesonen mitgeteilt und einige Schlüsse gezogen werden aus den gesamten bisher verfügbaren Daten über dieses Gebiet.

1. Das K^+ -Kern-Potential

Alle neuen Daten sprechen übereinstimmend dafür, daß K^+ -Mesonen an der Kernoberfläche eine ab-

stoßende Kraft erfahren. Dieses Ergebnis wurde gewonnen sowohl aus der Behandlung der elastischen Streuung mit dem optischen Kernmodell¹⁻⁴ als auch aus der Untersuchung der Energieverlustverteilung bei inelastischer Streuung⁵⁻¹⁰.

Der Wert des entsprechenden Potentials ist wahrscheinlich $15 \div 20$ MeV. Bisher sind keine Anzeichen dafür vorhanden, daß das Potential sich mit der Energie ändert.

¹ G. COSTA u. G. PATERGNANI, Nuovo Cim. **5**, 448 [1957].

² D. F. DAVIS, Phys. Rev. **106**, 816 [1957].

³ N. SCHMITZ, im Druck.

⁴ G. IGO, D. G. RAVENHALL u. P. TIEMANN, berichtet auf der 7. Rochester-Konferenz 1957.

⁵ N. N. BISWAS, L. CECCARELLI-FABBRICHESI, M. CECCARELLI, K. GOTTSSTEIN, N. C. VARSHNEYA u. P. WALOSCHEK, Nuovo Cim. **5**, 123 [1957].

⁶ G. COCCONI, G. PUPPI, G. QUARENIG u. A. STANGHELLINI, Nuovo Cim. **5**, 172 [1957].

⁷ M. BALDO-CEOGLI, M. CRESTI, N. DALLAPORTA, M. GRILLI, L. GUERRIERO, M. MERLIN, G. A. SALANDIN u. G. ZAGO, Nuovo Cim. **5**, 402 [1957].

⁸ B. BHOWMIK, D. EVANS, S. NILSSON, D. J. PROWSE, F. ANDERSON, D. KEEFE, A. KERNAN u. J. LOSTY, im Druck.

⁹ P. MITTELSTAEDT, Nuovo Cim. **5**, 1480 [1957].

¹⁰ J. E. LANNUTI, W. CHUPP, G. GOLDHABER, S. GOLDHABER, G. PUPPI u. G. QUARENIG, berichtet auf der 7. Rochester-Konferenz 1957.



2. Streuung an freien Protonen

Aus ungefähr 50 Ereignissen in Kernemulsionen hat sich ergeben, daß der totale Wirkungsquerschnitt für Streuung an freien Protonen bis ungefähr 200 MeV im wesentlichen energieunabhängig ist und den Wert $15,2 \pm 2,4$ mb hat (siehe Abb. 1, Anm. ¹¹).

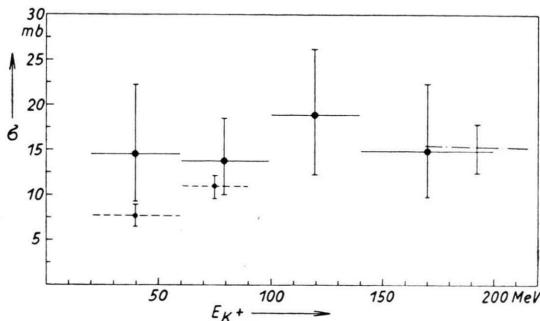


Abb. 1. Wirkungsquerschnitt für Streuung von K^+ -Mesonen an Protonen als Funktion der Energie. — Kernemulsionsdaten; - - - Blasenkammerdaten ¹²; - · - · - Zählrohrdaten ¹³.

Durch die Interferenz zwischen den Streuamplituden zu der abstoßenden COULOMB- und Kernkraft sollte ein Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei niedrigen Energien eintreten, wenn die Streuamplitude zur Kernkraft konstant bleibt; jedoch entgeht dieser Effekt der Beobachtung wegen der geringen Anzahl der Ereignisse, und weil sich der kleinste Winkel, bei dem ein Ereignis noch als K^+ -Proton-Streuung erkannt werden kann, mit der Energie ändert. Experimente mit einer Blasenkammer ¹² und mit Zählrohren ¹³ stimmen im selben Energiebereich mit dem Ergebnis aus Kernemulsionen überein.

Was die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem angeht, so liefern die Daten aus Kernemulsionen eine ungefähr isotrope Verteilung (siehe Abb. 2) und stehen damit offensichtlich im Widerspruch zu den Ergebnissen aus Experimenten mit der Propan-Blasenkammer in Michigan, nach denen der Wirkungsquerschnitt ein starkes Maximum um 90° haben würde. Da dieses letztere Experiment aus 32 Ereignissen besteht und daher in der statistischen Genauigkeit ebenfalls begrenzt ist und da außerdem von den Autoren ein systematischer Fehler in der Entdeckung von Streuungen um kleine Winkel zu-

gegeben wird, darf diese Diskrepanz im Augenblick nicht zu ernst genommen werden.

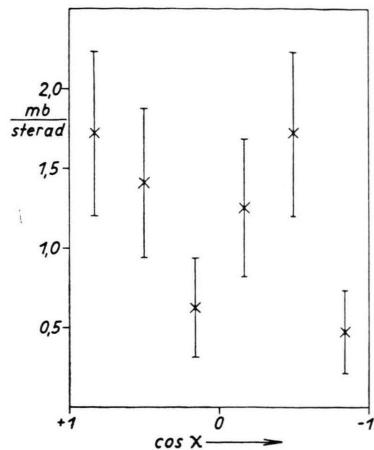


Abb. 2. Winkelverteilung für K^+ -Proton-Streuung im Schwerpunktsystem.

In den meisten bisher erschienenen Arbeiten über Messungen in Kernemulsionen wurde angenommen, daß bei der K^+ -Proton-Streuung (Streuung im isobarischen Spinzustand $T=1$) die Amplitude der s-Welle die Amplituden der anderen Partialwellen überwiegt, eine Folgerung, die gewonnen wurde aus der ziemlich flachen Winkelverteilung und der Energieunabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts, die zu erwarten ist für das asymptotische Verhalten der s-Welle, wenn die Energie gegen Null geht.

3. Inelastische Streuung und Ladungsaustausch an zusammengesetzten Kernen

Die Untersuchung der Wirkungsquerschnitte für diese beiden Kernprozesse kann Aufschluß geben über das Verhältnis der Wechselwirkungsamplituden in den beiden isobarischen Spinzuständen. Aus der Annahme, daß der Anteil des Zustandes $T=0$ gegen den Anteil des Zustandes $T=1$ vernachlässigt werden kann, folgt bekanntlich, daß das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen

- a) $K^+ + p \rightarrow K^+ + p$,
 - b) $K^+ + n \rightarrow K^+ + n$
 - c) $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$
- und

¹² D. I. MEYER, M. L. PERL u. D. A. GLASER, im Druck.

¹³ L. T. KERTH, T. F. KYCIA u. L. VAN ROSSUM, 7. Rochester-Konferenz 1957.

¹¹ Die Abb. 1 und 2 wurden hergestellt aus einer Zusammenfassung von Werten durch die Berkeley-Gruppe. Siehe Bericht von L. ALVAREZ auf der 7. Rochester-Konferenz 1957.

$\sigma_a : \sigma_b : \sigma_c = 4 : 1 : 1$ sein sollte und daß bei Wechselwirkung mit zusammengesetzten Kernen für das Verhältnis von inelastischer Streuung zu Ladungsaustausch ungefähr der Wert $(\sigma_a + \sigma_b) : \sigma_c = 5 : 1$ zu erwarten ist. Jedoch kann dieser Wert $5 : 1$ auch durch andere geeignete Werte für das Verhältnis der Streuamplituden in den beiden isobarischen Spinzuständen zustande kommen, so daß aus einem experimentellen Wert von $5 : 1$ nicht notwendig folgt, daß die Wechselwirkung im Zustand $T = 0$ vernachlässigt werden kann.

Die bisherigen Daten über inelastische Streuung und Ladungsaustausch, die alle an Kernemulsionen gewonnen wurden, liefern übereinstimmend einen totalen Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung, der wesentlich kleiner als der geometrische Querschnitt ist und der mit der Energie anwächst. Eine Diskrepanz besteht zwischen verschiedenen Messungen bei Energien von ungefähr 50 MeV und darunter, wie Abb. 3 zeigt. Jedoch ist zu bedenken,

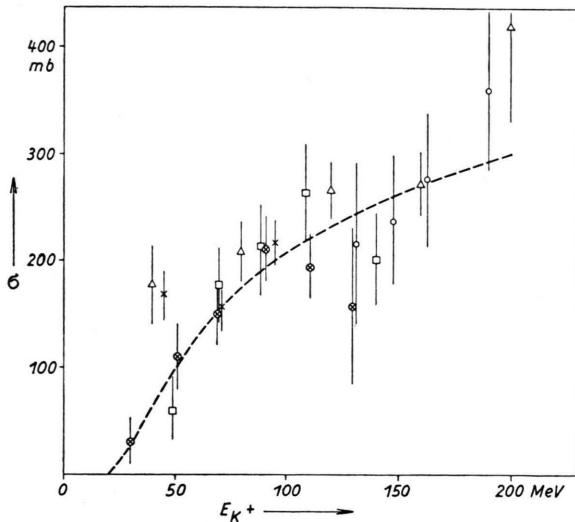


Abb. 3. Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung von K^+ -Mesonen an zusammengesetzten Kernen als Funktion der Energie. \triangle Berkeley-Bologna; \bullet Bristol-Dublin; \circ Brookhaven; \times Göttingen; \square Padua.

daß bei niedrigen Energien der Energieverlust bei inelastischen Stößen im Mittel sehr klein ist, nämlich ungefähr $20 \div 30\%$, so daß die Trennung zwischen elastischen und inelastischen Streuungen schwierig wird und empfindlich von den Kriterien abhängt, nach denen die Trennung durchgeführt wurde. In unseren Experimenten wurden die elastischen Ereignisse eliminiert durch Symmetrierung der experimentellen Energieverlustverteilung um die Energie,

die auf einen elastisch angestoßenen Rückstoßkern übertragen wird. Andere Autoren haben statt dessen als inelastisch alle Ereignisse angesehen, bei denen der Energieverlust außerhalb der Fehlergrenzen der Messungen liegt; jedoch wird bei diesem Verfahren die Zahl der inelastischen Stöße wahrscheinlich unterschätzt.

Wir haben versucht, die experimentell gefundene Energie- und Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts durch die Annahme zu verstehen, daß inelastische Streuung auf Stöße mit einzelnen unabhängigen Nukleonen im Kern beruht. Der elementare Wirkungsquerschnitt für Protonen wurde als isotrop und energieunabhängig angesehen und für ihn der Wert 15 mb benutzt. Weiter wurde angenommen, daß der Wirkungsquerschnitt für Neutronen nur auf Wechselwirkung im Zustand $T = 1$ beruht; er ist dann gleich der Hälfte des Wirkungsquerschnitts für Protonen nach Subtraktion des Anteils der COULOMB-Streuung. Der Einfluß sowohl des PAULI-Prinzips in einem entarteten FERMI-Gas als auch der klassischen Reflexion durch das COULOMB- und Kern-Potential, durch den der inelastische Streuquerschnitt bei kleinen Energien verringert wird, wurde bei den Berechnungen berücksichtigt.

Die sich für $V_{\text{Kern}} = +15$ MeV ergebende Kurve ist in Abb. 3 dargestellt, sie paßt in einem großen Energieintervall ziemlich gut zu den experimentellen Punkten. Die schlechte Übereinstimmung bei niedrigen Energien beruht wahrscheinlich darauf, daß das Modell voneinander unabhängiger Teilchen nicht mehr angebracht ist, wenn die vom K^+ -Meson übertragene Energie nicht mehr groß gegen die Bindungsenergie der Nukleonen ist. Bei hohen Energien tritt möglicherweise ein Anwachsen des elementaren K^+ -Nukleon-Wirkungsquerschnitts ein, das in den Berechnungen nicht berücksichtigt wurde.

Eine im wesentlichen befriedigende Übereinstimmung mit den Punkten in Abb. 3 kann auch erhalten werden, wenn man annimmt, daß der Wirkungsquerschnitt für Neutronen etwas größer ist als die Hälfte des Wirkungsquerschnitts für Protonen; man muß in diesem Falle auch für das Kernpotential einen etwas höheren Wert annehmen, der aber noch mit den experimentellen Ergebnissen zu vereinbaren ist. Es wird dann allerdings schwierig, allein aus der Untersuchung des Wirkungsquerschnitts für inelastische Streuung mit Sicherheit zu schließen, daß die Wechselwirkungsamplitude im Zustand $T = 0$ vernachlässigt werden kann. Die experimentellen Er-

gebnisse über Ladungsaustausch der K-Mesonen mit Kernen scheinen anzudeuten, daß das Verhältnis von Streuung zu Ladungsaustausch unterhalb 90 MeV ungefähr 10 und oberhalb dieser Energie ungefähr 5 ist. Dieser letztere Wert würde zu dem für Wechselwirkung im Zustand $T=1$ zu erwartenden Wert passen. Die oben erwähnten Vorhersagen mit Hilfe des isobarischen Spins gelten natürlich nur dann, wenn an der Wechselwirkung ein einzelnes Nukleon teilnimmt; diese Annahme ist jedoch möglicherweise bei kleinen Energien nicht mehr richtig.

4. Winkelverteilung für inelastische Streuung an zusammengesetzten Kernen

Verschiedene Autoren haben versucht, über die Gestalt des differentiellen Wirkungsquerschnitts von Nukleonen Auskunft zu erhalten aus der experimentellen Winkelverteilung für K-Mesonen-Streuung an zusammengesetzten Kernen⁵⁻⁸. Man wollte erstens zu den sehr wenigen Streuereignissen an Wasserstoff weiteres Material über Streuung an Protonen hinzufügen und zweitens eventuell Auskunft gewinnen über den Wirkungsquerschnitt von Neutronen.

Alle Autoren kamen zu dem Ergebnis, daß die Winkelverteilung für Streuung an Kernen im Laborsystem nicht stark genug zu kleinen Winkeln hin anstieg, um mit einem im Schwerpunktssystem isotropen elementaren Wirkungsquerschnitt erklärt werden zu können. Dieses Resultat wurde gewonnen, indem man die inelastische Streuung an einem Kern als Ergebnis der Streuungen an den Nukleonen eines FERMI-Gases ansah. Die Bewegung der getroffenen Nukleonen wurde entweder durch analytische Berechnungen⁷⁻⁹ oder durch Anwendung der Monte-Carlo-Methode⁵⁻⁶ berücksichtigt; die Ergebnisse dieser beiden Berechnungsmethoden stimmten sehr gut untereinander überein.

Da die Streuung im Zustand $T=1$, wie oben erwähnt, im allgemeinen als isotrop angesehen werden kann, wurde die Rückwärtsstreuung an Kernen versuchsweise einer Zumischung des isobarischen Spin-zustandes $T=0$ zugeschrieben. Wir haben einige weitere Berechnungen der Winkelverteilung bei verschiedenen Energien durchgeführt und haben zusätzlich zwei Korrekturen angebracht, die bisher vernachlässigt worden sind.

Die erste Korrektur besteht darin, daß man die Brechung an der Kernoberfläche durch das absto-

ßende Potential mitberücksichtigt. Wie man aus Abb. 4 erkennt, ist für einen gegebenen Ort P der Streuung im Kern der gemessene Streuwinkel Θ verschieden vom Streuwinkel Θ' in der Kernmaterie,

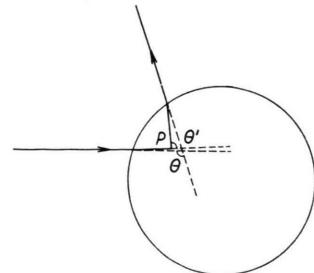


Abb. 4. Darstellung der Brechung des K^+ -Mesons an der Kernoberfläche.

der sich aus den oben erwähnten Berechnungen ergibt. Aus offensichtlichen Symmetriegründen wird eine in der Kernmaterie isotrope Verteilung der Streuungen auch außerhalb des Kerns isotrop bleiben, vorausgesetzt jedoch, daß die Orte P der Streuung homogen verteilt sind. Statt dessen kann man sehen, daß diese Orte in Wirklichkeit nicht einheitlich verteilt sind, einmal, weil die „Stromlinien“ des einfallenden K-Meson-Stromes infolge des COULOMB- und abstoßenden Kernpotentials auseinanderlaufen und dann, weil man die Abschwächung dieses Stromes während der Durchquerung der Kernmaterie nicht vernachlässigen darf. Das Verhältnis der Anzahl der Streuprozesse, die in der dem einfallenden Strom zugewandten Halbkugel des Kerns stattfinden, zur Gesamtzahl kann $2/3$ sein. Wegen dieser Asymmetrie wird eine innerhalb des Kerns isotrope Winkelverteilung in eine außerhalb des Kerns nach hinten ansteigende Verteilung umgeformt, und eine Verteilung, die innerhalb des Kerns nach vorne ansteigt, außerhalb des Kerns abgeflacht. Der auf diesem Effekt beruhende Überschuß $N_{\text{rückw.}} - N_{\text{vorw.}}/N_{\text{rückw.}} + N_{\text{vorw.}}$ der Streuungen nach hinten kann bei kleinen Energien, wo sich der Impuls relativ stark an der Kernoberfläche ändert, $\sim 15\%$ sein, während er bei hohen Energien praktisch zu vernachlässigen ist.

Ein weiterer Effekt, der in den bisherigen Arbeiten übersehen wurde, ist das Auftreten von zweifacher Streuung eines K^+ -Mesons an Nukleonen im Kern. Dieser Effekt darf keineswegs vernachlässigt werden; bei hohen Energien, wo Stöße nur selten durch das PAULI-Prinzip verboten sind, kann dop-

pelte Streuung in $\sim 30\%$ der Fälle auftreten¹⁴. Infolgedessen werden die Verteilungen, die unter der Annahme von Einzelstreuungen allein berechnet wurden, flacher. Das Auftreten von Doppelstreuungen vergrößert auch ein wenig den Wert des mittleren Energieverlustes; es ist darauf hinzuweisen, daß diese Tatsache die kleine Diskrepanz zwischen den Ergebnissen über die elastische Streuung, die ein leichtes Anwachsen des Kernpotentials mit der Energie anzeigen^{1, 8}, und den Ergebnissen über inelastische Streuung, für die das Potential offensichtlich abzunehmen schien^{7, 10}, vollkommen beseitigt.

In Abb. 5, 6 und 7 zeigen die ausgezogenen Kurven die Ergebnisse dieser neuen Berechnungen, die mit der Monte-Carlo-Methode durchgeführt wurden

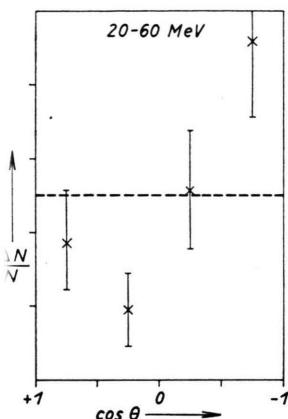


Abb. 5. Winkelverteilung für Streuung an zusammengesetzten Kernen $20 < E < 60$ MeV.

unter der Annahme, daß die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem isotrop und die Streuamplitude energieunabhängig ist. Die Punkte aus der Monte-Carlo-Rechnung wurden durch gerade Linien angepaßt, die statistischen Fehler dieser Berechnungen sind klein gegen die Fehler der experimentellen Punkte. Diese experimentellen Punkte sind eine Zusammenstellung der Ergebnisse aus den Berkeley-Bologna¹⁰-, Bristol-Dublin⁸- und Göttingen⁵-Experimenten, zu denen neue Ergebnisse der letzten Gruppe bei kleinen Energien hinzugefügt sind. Man sieht, daß für das niedrigste Energie-Intervall die experimentelle Winkelverteilung viel stärker nach hinten ansteigt als die berechnete; ein Effekt dieser Art kann auch noch bei mittleren Energien beobach-

¹⁴ K. A. BRUECKNER, R. SERBER u. K. M. WATSON, Phys. Rev. **84**, 258 [1951].

¹⁵ N. N. BISWAS, L. CECCARELLI-FABBRICHESI, M. CECCARELLI, K. GOTTSSTEIN, N. C. VARSHNEYA u. P. WALOSCHEK, Nuovo Cim. **4**, 1201 [1956].

tet werden, ist aber bei hohen Energien ganz verschwunden.

Da es schwierig ist, bei niedrigen Energien die Anwesenheit von Streuamplituden höherer Drehimpulse zu verstehen, die mit ansteigender Energie

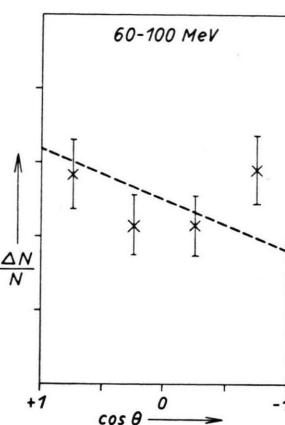


Abb. 6. Winkelverteilung für Streuung an zusammengesetzten Kernen $60 < E < 100$ MeV.

allmählich verschwinden, möchten wir dieses Ergebnis lieber durch eine im Schwerpunktsystem isotrope Winkelverteilung interpretieren, wobei die Rückwärtsstreuung als zusätzlicher Effekt auftritt

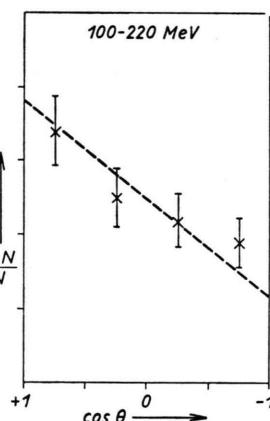


Abb. 7. Winkelverteilung für Streuung an zusammengesetzten Kernen $100 < E < 220$ MeV.

infolge davon, daß mit abnehmender Energie das „Unabhängige-Teilchen-Modell“ und damit die Art der benutzten Kinematik nach und nach ungültig wird¹⁵.

* $\eta_{s.s.}$ ist der Impuls im Schwerpunktsystem in Einheiten von $m_K c$. Die Konstante wurde mit dem oben gegebenen Wert des energieunabhängigen Wirkungsquerschnitts für K -Proton-Streuung berechnet. (Der Hinweis zu dieser Fußnote befindet sich auf S. 698.)

5. Folgerungen

Aus diesem Überblick geht hervor, daß die gesamten experimentellen Ergebnisse über K^+ -Meson-Kern-Streuung unterhalb 200 MeV, ausgenommen vielleicht die mit der Michigan-Blasenkammer gewonnenen Resultate, einfach erklärt werden können mit einer Phasenverschiebung δ_{10} für $T = 1$, $l = 0$,

die ungefähr den Wert *

$$\delta_{10} = -0,8 \eta_{s.s.}$$

hat, ohne daß der andere isobarische Spinzustand und höhere Drehimpulse eine wesentliche Rolle spielen.

Wir danken Herrn Prof. W. HEISENBERG für sein fortwährendes Interesse an unserer Arbeit.

Zur Theorie des heterogenen Piles

Teil I: Der ebene regulär geschichtete Pile

Von KURT MEETZ

Aus der Reaktorstation Karlsruhe *

(Z. Naturforsch. 12 a, 698—709 [1957]; eingegangen am 30. Juni 1957)

Zur Berechnung der kritischen Größe und der räumlichen Verteilung des thermischen Neutronenflusses in einem Pile hat man die Neutronenzahl pro Spaltung ν als tiefsten Eigenwert und die zugehörige Eigenfunktion zu bestimmen. Handelt es sich um einen heterogenen Pile, d. h. sind die Brennelemente in regelmäßigen Abstand im Moderator angeordnet, so benutzt man zur näherungsweisen Berechnung das Homogenisierungsverfahren oder die WIGNER—SEITZSche Zellenmethode. Im Falle eines ebenen, regulär geschichteten Piles kann das Problem exakt gelöst werden. Man erhält $(2N+1)$ Eigenfunktionen und Eigenwerte, wenn $2N+1$ die Anzahl der Brennelemente ist. Von dieser Lösung her wird die Genauigkeit des WIGNER—SEITZ- sowie des Homogenisierungs-Verfahrens untersucht. In einem zweiten Teil werden die exakten Lösungen dazu benutzt werden, Störstellenprobleme im ebenen, regulär geschichteten Pile zu behandeln, während ein dritter Teil die Übertragung der gewonnenen Ergebnisse auf den zweidimensionalen Fall bringen wird.

Die zentrale Aufgabe der Pile-Theorie ist die Berechnung der räumlichen Verteilung des Neutronenflusses Φ (Anzahl von Neutronen/cm² sec) und der kritischen Größe. Sie findet ihre mathematische Formulierung als Eigenwertproblem. Im Fall einer homogenen Verteilung des Brennstoffes im Moderator ist dieses Eigenwertproblem von allereinfachster Form und bedarf keiner Diskussion. Ist dagegen der Brennstoff in Form von Brennelementen heterogen im Moderator verteilt, so ist das Problem schwieriger. Da die Brennelemente im allgemeinen in Form eines regulären Gitters angeordnet sind, hat man zur Behandlung des Eigenwertproblems auf die aus der Gittertheorie der Metalle bekannte WIGNER—SEITZSche Zellenmethode für die SCHRÖDINGER-Gleichung mit periodischem Potential zurückgegriffen, die nichts anderes darstellt als eine Anwendung der FLOQUETSchen Theorie für Differentialgleichungen mit periodischen Koeffizienten. Die hier zugrunde gelegte Annahme, daß die Koeffizientenfunktionen

der Differentialgleichung für den thermischen Neutronenfluß in einem heterogenen Pile periodisch seien, trifft jedoch nur näherungsweise für zentrale, weit vom Rande entfernte Zonen im Brennelementgitter zu. Es besteht somit ein Bedürfnis nach einer genaueren mathematischen Analyse des Problems, zumal im Falle von Störstellen im Brennelementgitter die Theorie in der Nachbarschaft der Störstellen nicht anwendbar ist. Diese Aufgabe ist zuerst von GALANIN¹, FEINBERG² und Mitarbeitern behandelt worden. Sie haben sich allerdings auf eine vorwiegend numerische Behandlung von Brennelementgittern in einem unendlich ausgedehnten Moderator beschränkt, während wir sehen werden, daß sogar im Falle eines endlichen heterogenen Piles eine weitgehende analytische Behandlung möglich ist. Um die mathematische Struktur der Aufgabe kennenzulernen, wollen wir zunächst den ebenen regulär geschichteten Pile eingehend behandeln. In Teil II werden dann Störstellen in diesem Pile untersucht wer-

* Kernreaktor-Bau- und Betriebs-Gesellschaft m. b. H., Karlsruhe.

¹ A. D. GALANIN, Int. Conf. Atom. Energy, Genf 1955; A/Conf. 8/P/666; u. P/663.

² S. M. FEINBERG, Int. Conf. Atom. Energy, Genf 1955; A/Conf. 8/P/669.