

Experimentelle Untersuchung und theoretische Betrachtung der (n, α)- und (n,n α)-Reaktionen in den Szintillationskristallen KJ (Tl) und CsJ (Tl) für Neutronenenergien von 12,1 bis 21,5 MeV *

Von M. BORMANN

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut, I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg

(Z. Naturforsch. 17 a, 479—493 [1962]; eingegangen am 7. März 1962)

In der vorliegenden Arbeit wird über die Untersuchung der (n, α)- und (n,n α)-Reaktionen berichtet, die von Neutronen mit Energien zwischen 12,1 und 21,5 MeV in den Szintillationskristallen KJ (Tl) und CsJ (Tl) ausgelöst werden. Das angewandte Experimentierverfahren nutzt die Tatsache aus, daß mit Hilfe der genannten Kristalle eine Unterscheidung verschiedener einfallender Strahlungsarten erfolgen kann. Diese Möglichkeit wurde herangezogen, um die Energieverteilungen der α -Teilchen zu registrieren, die bei Beschuß der Kristalle mit Neutronen des angeführten Energiebereichs in den (n, α)- und (n,n α)-Reaktionen an den Elementen der Szintillatoren selbst emittiert werden. Zusätzlich erfolgte auch die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für diese Reaktionen als Funktion der Neutronenenergie.

Die Meßergebnisse wurden an Hand der statistischen Theorie der Kernreaktionen unter Verwendung verschiedener Niveaudichteansätze und Wirkungsquerschnitte für die Compoundkernbildung analysiert. Als Resultat ergibt sich, daß die (n, α)-Reaktion am Kalium als Verdampfungsprozeß gedeutet werden kann, während im Fall des Jods und Cäsiums neben den Verdampfungsanteilen wesentliche Beiträge aus direkten Wechselwirkungsprozessen auftreten. Von welcher Art diese direkten Prozesse möglicherweise sind, wird erörtert.

Eine große Zahl der bisher publizierten Untersuchungen über Kernreaktionen, die mit mittelschnellen Neutronen ausgelöst werden können, bestand in der Ermittlung von Wirkungsquerschnitten nach der Aktivierungsmethode. Es sind vorwiegend die (n,2n)-, (n,p)- und (n, α)-Prozesse an Targetelementen aus dem gesamten Massenbereich, die in dieser Hinsicht seit Jahren untersucht werden. Daneben aber hat in letzterer Zeit auch die Anwendung von Counterteleskopen sowie der Kernplattenmethode zur Registrierung der Energie- und Winkelverteilungen insbesondere von Protonen aus (n,p)-Reaktionen immer mehr an Umfang zugenommen. Alle diese Untersuchungen beschränkten sich bisher mit einigen wenigen Ausnahmen auf Neutronen der Energie von etwa 14 MeV, da diese über die DT-Reaktion in relativ einfacher Weise mit ausreichender Intensität erzeugt werden können.

Über Messungen der Energie- und Winkelverteilungen der in (n, α)-Reaktionen emittierten α -Teilchen wurde bisher nur für wenige leichtere Targetkerne berichtet, wobei die Registrierung der α -Teilchen ausschließlich mit Hilfe von Kernplatten erfolgte^{1,2}. Solche Untersuchungen sind im allgemeinen deshalb relativ schwierig, weil neben der zu

untersuchenden (n, α)-Reaktion stets auch die anderen möglichen Reaktionen wie (n,n'), (n,2n), (n,p) und (n,d) mit zum Teil weit größeren Ausbeuten auftreten und so zu dem experimentellen Problem führen, eine verhältnismäßig geringe Zahl von α -Teilchen in einem hohen Untergrund an γ -Strahlung, Protonen und Deuteronen zu registrieren. Mit zunehmender Masse des Targetkerns nimmt der Wirkungsquerschnitt für die (n, α)-Reaktion infolge des Einflusses der COULOMB-Barriere schnell ab, und das Verhältnis der Intensität der emittierten α -Teilchen zur Intensität der sonstigen Untergrundstrahlung wird immer ungünstiger. Daher ist die Untersuchung der (n, α)-Reaktion an schwereren Kernen meist kaum noch möglich.

Bei den Kernreaktionen mit mittelschnellen Neutronen werden die Voraussetzungen der statistischen Theorie der Kernreaktionen von WEISSKOPF und EWING³ erfüllt und es ist möglich, die Meßergebnisse der Untersuchung solcher Reaktionen mit den Voraussagen dieser Theorie zu vergleichen. Die Theorie, die auch den Namen Verdampfungsmodell trägt, beschreibt nach dem gegenwärtigen Stand ihrer Prüfung auch in ihrem Gültigkeitsbereich eine Kernreaktion nicht immer vollständig. Insbesondere

* Dissertation, Hamburg 1962. Auszugsweise vorgetragen auf der Tagung des Fachausschusses Kernphysik des Verb. Deutsch. Physikal. Ges., Bad Nauheim 1961.

¹ J. KUMABE, J. Phys. Soc. Japan 13, 325 [1958].

² W. PATZAK, Beitrag zur Physikertagung Wien 1961.

³ V. F. WEISSKOPF u. D. H. EWING, Phys. Rev. 57, 472 [1940].



bei schwereren Targetkernen haben auch direkte Wechselwirkungsprozesse, die nicht gemäß den Vorstellungen des Verdampfungsmodells über einen Compoundkern verlaufen, einen wesentlichen Anteil an den gesamten Reaktionsausbeuten.

In der vorliegenden Arbeit wird über eigene Untersuchungen der (n, α)- und (n,n α)-Reaktionen, die von Neutronen mit Energien zwischen 12,1 und 21,5 MeV in den Szintillationskristallen KJ(Tl) und CsJ(Tl) ausgelöst werden, berichtet. Die Wahl dieser Targetelemente bot sich durch die Tatsache an, daß mit Hilfe der genannten Kristalle eine Unterscheidung zwischen verschiedenen einfallenden Teilchensorten erfolgen kann. Dann ist es naheliegend, den Nachweiskristall gleichzeitig als Target zu benutzen, wodurch Bedingungen geschaffen werden, die auch die Untersuchung der genannten Reaktionen an den mittelschweren Kernen J^{127} und Cs^{133} trotz der hier schon kleinen Wirkungsquerschnitte noch ermöglichen.

Experimentelle Hilfsmittel

Infolge besonderer Szintillationseigenschaften ist es möglich, mit den Kristallen KJ(Tl) und CsJ(Tl) eine Unterscheidung zwischen verschiedenen kernphysikalischen Strahlungsarten zu treffen (pulse shape discrimination), d. h. es kann z. B. die Energieverteilung von eingestrahnten α -Teilchen registriert werden, auch wenn gleichzeitig ein Untergrund von Protonen und γ -Strahlung vorhanden ist. Die hierbei zu verwendenden instrumentellen Hilfsmittel und Meßverfahren sind bereits an anderen Stellen ausführlich beschrieben worden⁴⁻⁶. Es sei hier lediglich erwähnt, daß das bei Verwendung von KJ(Tl) einzig mögliche Meßverfahren zur Teilchentrennung, das in der Auswertung von einzeln aufgenommenen Impulsoszillogrammen besteht, unsicherer und wesentlich zeitraubender ist als die bei Benutzung von CsJ(Tl) anwendbare rein elektronische Meßmethode.

In den Untersuchungen wurden die Energieverteilungen der bei Neutronenbeschuß in den Kristallen emittierten α -Teilchen mit den Szintillatoren selbst ermittelt. Die α -Teilchen wurden so mit optimaler Nachweiswahrscheinlichkeit und der vollen Energie registriert. Ein Energieverlust im Target oder auf dem Weg vom Target zum Detektor tritt nicht auf, so daß für die Messungen dicke Kristalle benutzt werden konnten [KJ(Tl) von 25 mm ϕ und 20 mm Dicke, CsJ(Tl) von 25 mm ϕ und 25 mm Dicke]. Die Verwendung solch großer Targetsubstanzmengen aber ermöglichte dann auch, die

Ausmessung der nur noch mit geringen Ausbeuten auftretenden (n, α)- und (n,n α)-Reaktionen an den mittelschnellen Kernen J^{127} und Cs^{133} in vernünftigen Zeiten mit guter Statistik durchzuführen. Den genannten Vorteilen des angewendeten Experimentierverfahrens steht aber auch ein wesentlicher Nachteil gegenüber. Es ist mit dieser Methode nur möglich, die totalen über den vollen Raumwinkel integrierten Energieverteilungen der emittierten α -Teilchen zu registrieren. Die Ermittlung der Spektren für bestimmte Emissionswinkel oder die Registrierung von Winkelverteilungen läßt das Verfahren nicht zu. Informationen, die aus derartigen Meßresultaten folgen, konnten also für die in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen nicht erhalten werden.

Als Neutronenquelle diente die Reaktion $T(d,n)He^4$, die in dünnen Titan-Tritium-Targets mit 3 bzw. 4,5 MeV Deuteronen an den VAN DE GRAAFF-Beschleunigern des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg bzw. des Physikalischen Instituts der Universität Freiburg ausgelöst wurde. Infolge der starken Abhängigkeit der Neutronenenergie vom Beobachtungswinkel im Laborsystem konnten für die Untersuchungen Neutronen von 12,1 bis 21,5 MeV herangezogen werden. Die Unsicherheit in der Energie der Neutronen, bei der jeweils die Untersuchungen durchgeführt wurden, betrug maximal 200 keV.

Die Intensität der Neutronen unter den verschiedenen Beobachtungswinkeln (d. h. bei verschiedenen Energien) konnte mit einem entsprechend geeichten Long-counter absolut bestimmt werden. Die Eichung erfolgte mit Hilfe eines $Li^6(Eu)$ -Szintillationszählers unter Zugrundelegung des Wirkungsquerschnitts von $\sigma = 25,8 \text{ mb} \pm 6\%$ für die Reaktion $Li^6(n,\alpha)$ bei 14,1 MeV Neutronenenergie⁷ und unter Verwendung des bekannten relativen differentiellen Wirkungsquerschnitts der DT-Reaktion⁸. Es war somit auch die Möglichkeit gegeben, für die gemessenen Ausbeuten an α -Teilchen absolute Wirkungsquerschnitte zu ermitteln.

Die Energieeichung der benutzten Kristalle erfolgte mit Hilfe der verschiedenen α -Teilchen-Gruppen eines ThB-Präparates und den α -Teilchen der Reaktion $Li^6(d,\alpha)He^4$. Gemäß den Messungen von QUINTON et al.⁹ wurden die Eichkurven nach höheren Energien hin geradlinig extrapoliert. Sie verlaufen oberhalb etwa 5 MeV parallel zu den entsprechenden Eichkurven für Protonen.

Durchführung der Messungen und Meßergebnisse

Untersuchungen an KJ

Es wurden die Energieverteilungen der α -Teilchen gemessen, die bei Beschuß von KJ mit Neutronen von 12,7; 15,2; 17,5 und 19,6 MeV emittiert wer-

⁴ M. BORMANN, H. JEREMIE, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT u. H. POLLEHN, Z. Naturforschg. **15 a**, 200 [1960].

⁵ M. BORMANN, R. LANGKAU, G. LINDSTRÖM, H. NEUERT u. J. WARCKE, Nukleonik **3**, 85 [1961].

⁶ R. LANGKAU, Veröffentlichung in Vorbereitung.

⁷ H. POLLEHN, Diplomarbeit Hamburg 1961.

⁸ S. J. BAME JR. u. J. E. PERRY JR., Bull. Amer. Phys. Soc. **II**, **11**, 93 [1956].

⁹ A. R. QUINTON, C. E. ANDERSON u. W. J. KNOX, Phys. Rev. **115**, 886 [1959].

den. Als Beispiel ist in Abb. 1 das erhaltene α -Spektrum für 17,5 MeV Neutronenenergie wiedergegeben. Die übrigen Energieverteilungen sind mit durchschnittlich gleicher Statistik ermittelt worden. Abb. 2

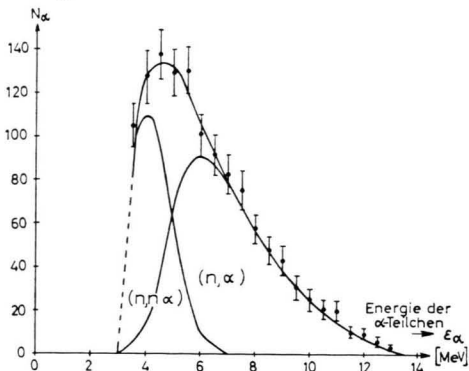


Abb. 1. Spektrum der α -Teilchen aus KJ bei Beschuss mit Neutronen der Energie $E_n = 17,5$ MeV.

zeigt alle Spektren gemeinsam in relativen Einheiten aufgetragen. Es gelang nicht, auch den Verlauf der Spektren unterhalb 4 MeV zu ermitteln, weil hier der γ - und Protonen-Untergrund bereits so intensiv ist, daß eine einwandfreie Unterscheidung der Teilchensorten mit der angewendeten Methode unmög-

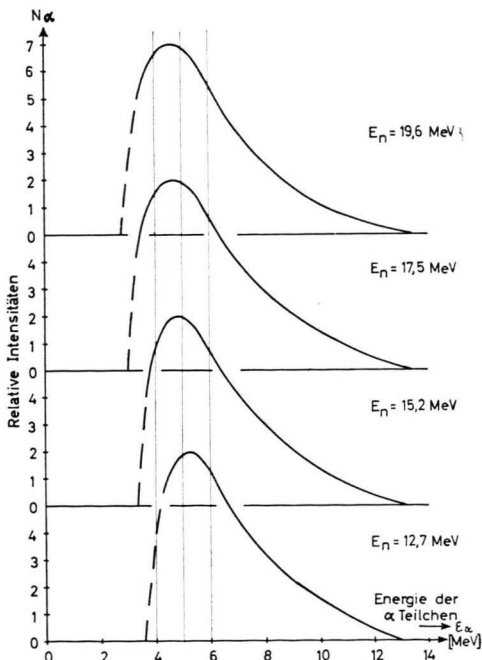


Abb. 2. Spektren der α -Teilchen aus KJ bei Beschuss mit Neutronen verschiedener Energie E_n .

lich wird. Da nach Igo¹⁰ die COULOMB-Barriere von Kalium für α -Teilchen etwa 6 MeV hoch ist, ist es aber auch sehr unwahrscheinlich, daß sich die Spektren unterhalb von etwa 3 MeV noch mit wesentlicher Intensität fortsetzen. Allein schon das Auftreten der großen Zahl von α -Teilchen mit Energien unterhalb 6 MeV ist sehr bemerkenswert. Als weiteres auffallendes Merkmal der gemessenen Verteilungen muß die geringe Abhängigkeit von der Neutronenenergie hervorgehoben werden. Das Maximum der Spektren verschiebt sich mit zunehmender Neutronenenergie nur geringfügig nach kleineren α -Energien, während der relative Verlauf der Verteilungen im Bereich höherer Energien fast identisch ist.

Ferner wurden auch die absoluten Wirkungsquerschnitte für die jeweiligen Ausbeuten an α -Teilchen bei den verschiedenen Neutronenenergien gemessen.

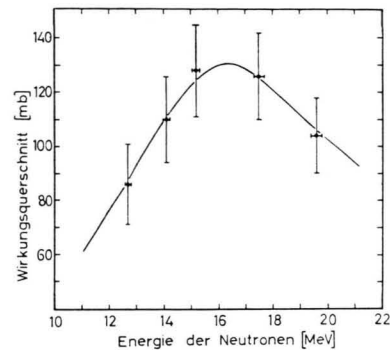


Abb. 3. Gesamtausbeute an α -Teilchen bei Beschuss von KJ mit Neutronen verschiedener Energie E_n .

In Abb. 3 sind diese Wirkungsquerschnitte als Funktion der Neutronenenergie aufgetragen. Der miteingetragene Wirkungsquerschnitt für 14,1 MeV-Neutronen entstammt einer früheren Arbeit des Autors⁴. Bei etwa 16 MeV Neutronenenergie zeigt der Wirkungsquerschnitt ein Maximum von etwa 130 mb.

Bei Beschuss von KJ mit Neutronen können α -Teilchen sowohl vom Kalium als auch vom Jod emittiert werden. Wie weiter unten jedoch mitgeteilt wird, beträgt der Wirkungsquerschnitt für die Ausbeute an α -Teilchen von J^{127} in dem hier betrachteten Energiebereich nur einige mb, während er für KJ von der Größenordnung 100 mb ist (vgl. Abb. 5). Das bedeutet, daß die gemessenen α -Spektren im wesentlichen dem Kalium zuzuschreiben sind. Es kann sogar weiter angenommen werden, daß diese Spektren vorwiegend vom Isotop K^{39} herrühren, denn obwohl das natürliche Isotopengemisch des Kaliums sowohl

¹⁰ G. Igo, Phys. Rev. **115**, 1665 [1959].

K^{39} als auch K^{41} enthält, ist K^{41} aber nur zu 6,55% vertreten. Außerdem beträgt nach PAUL und CLARKE (s. Anm. ¹¹) der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $K^{41}(n,\alpha)$ bei 14 MeV-Neutronen nur $31,4 \pm 11$ mb, so daß sich für diese Neutronenenergie K^{41} nur mit etwa 2 mb am gesamten (n,α) -Wirkungsquerschnitt des Elements Kalium beteiligt. Es ist unwahrscheinlich, daß der Beitrag von K^{41} bei den übrigen Neutronenenergien wesentlich größer ist.

Von K^{39} können bei Beschuß mit Neutronen des hier benutzten Energiebereichs α -Teilchen sowohl aus der Reaktion (n,α) als auch aus der Reaktion $(n,n\alpha)$ emittiert werden. Die Q -Werte für diese beiden Reaktionen betragen nach ¹² für K^{39} $Q_{n,\alpha} = 1,36$ MeV und $Q_{n,n\alpha} = -7,21$ MeV. Hieraus folgt, daß bei Vernachlässigung der auf den Restkern übertragenen kinetischen Energie die maximalen α -Energien in den einzelnen Spektren etwa $\varepsilon_{\alpha}^{\max} = E_n + 1,36$ MeV betragen können, wobei E_n die jeweilige Neutronenenergie bedeutet. In keinem der gemessenen α -Spektren treten α -Teilchen mit diesen maximal möglichen Energien auf.

Untersuchungen an CsJ

Der CsJ(Tl)-Kristall wurde mit Neutronen von 12,1; 14,1; 16,0; 18,0; 19,6 und 21,5 MeV beschossen. In Abb. 4 ist als Beispiel das α -Spektrum für eine Neutronenenergie von 16 MeV wiedergegeben. Abb. 5 zeigt alle Spektren gemeinsam in relativen Einheiten. Trotz der wesentlich geringeren Re-

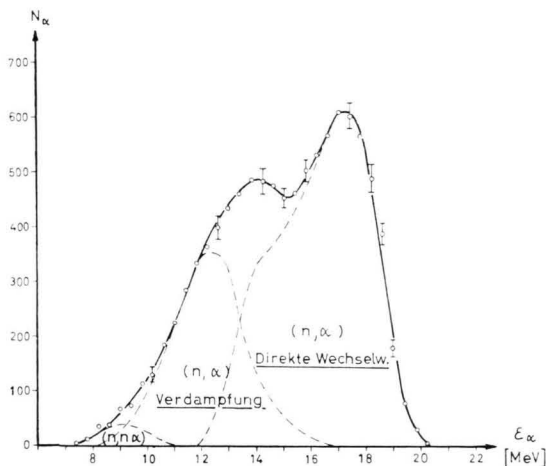


Abb. 4. Spektrum der α -Teilchen aus CsJ bei Beschuß mit Neutronen der Energie $E_n = 16,0$ MeV.

¹¹ E. B. PAUL u. R. L. CLARKE, Canad. J. Phys. **31**, 267 [1953].

aktionsausbeute konnten die α -Spektren von CsJ mit besserer Statistik registriert werden als die von KJ. Der wesentliche Grund hierfür ist die schon

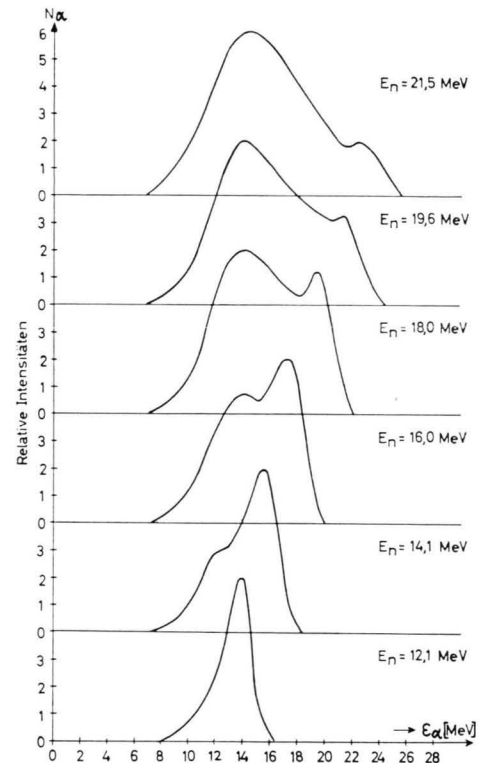


Abb. 5. Spektren der α -Teilchen aus CsJ bei Beschuß mit Neutronen verschiedener Energie E_n .

oben erwähnte Tatsache, daß die hier bei der Untersuchung von CsJ verwendete Meßapparatur eine bedeutend größere Zählrate zu verarbeiten erlaubt, als dies in gleicher Zeit mit dem für KJ zur Verfügung stehenden Verfahren der Fall ist. Die gemessenen α -Spektren für CsJ unterscheiden sich wesentlich von denen für KJ. Die Spektren zeigen eine Grobstruktur, die sich mit der Neutronenenergie verändert. Bei hohen α -Energien erscheint eine verhältnismäßig scharfe Verteilung, deren Intensität relativ zum jeweiligen Gesamtspektrum mit zunehmender Neutronenenergie abnimmt. Dagegen wächst mit zunehmender Einschußenergie eine verhältnismäßig breite Verteilung bei mittleren α -Energien an, die schließlich das gesamte Spektrum beherrscht. Der Einfluß der COULOMB-Barriere läßt die Spektren schon bei etwa 7 MeV enden, jedoch liegt hier kein scharfer Abfall, sondern ein allmähliches Auslaufen vor.

¹² V. I. ASHBY u. H. C. CATRON, UCRL-5419.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die Ausbeute an α -Teilchen als Funktion der Neutronenenergie ist in Abb. 6 wiedergegeben. Der Wirkungsquerschnitt steigt monoton an von 1,1 mb bei 12,1 MeV Neutronenenergie auf 17,2 mb bei 21,5 MeV.

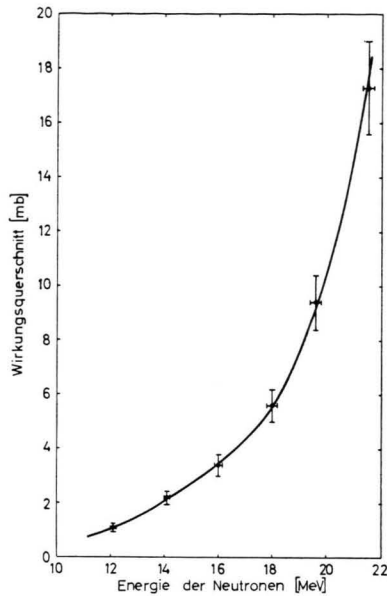


Abb. 6. Gesamtausbeute an α -Teilchen bei Beschuß von KJ mit Neutronen verschiedener Energie E_n .

Die Verwendung von CsJ als Target wirft nun die Frage auf, wie sich der Einfluß der beiden Elemente Jod und Cäsium auf die für CsJ gemessenen α -Spektren und Reaktionsausbeuten auswirkt. Mit Sicherheit kann nicht wie im Fall des KJ der Reaktionsanteil eines Elements gegenüber dem des anderen vernachlässigt werden. Aus mehreren Gründen ist vielmehr zu erwarten, daß die Meßresultate zu gleichen Anteilen von J_{53}^{127} und Cs_{55}^{133} herrühren. Die hier betrachteten Reaktionen von mittelschnellen Neutronen mit mittelschweren Kernen sollten im wesentlichen nur von der Massenzahl der Targetkerne und den Q -Werten der Reaktionen abhängen. Speziellere, von Kern zu Kern variierende Eigenschaften dagegen werden keine Rolle spielen, weil bei den vorliegenden Neutronenenergien die Zwischen- und Restkerne im allgemeinen im Kontinuum angeregt sind und in diesem Fall innerhalb eines gewissen Massenbereiches keine bedeutenden, die verschiedenen Kerne besonders charakterisierenden Merkmale auftreten. Diese Tatsache läßt erwarten, daß sich die beiden in ihren Massenzahlen nur un-

wesentlich verschiedenen Isotope J_{53}^{127} und Cs_{55}^{133} auch hinsichtlich der zur Diskussion stehenden Neutronenreaktionen gleich verhalten. Diese Vermutung erhält eine weitere Stütze, wenn man die Q -Werte für die beiden zur Emission von α -Teilchen führenden Neutronenreaktionen (n, α) und (n,n α) für Jod und Cäsium vergleicht. Wie Tab. 1 zeigt (Q -Werte nach Anm. ¹²⁾), bestehen auch in dieser Hinsicht keine bedeutenden Unterschiede zwischen beiden Kernen.

Targetkern	$Q_{n,\alpha}$ in MeV	$Q_{n,n\alpha}$ in MeV
J_{53}^{127}	4,29	-2,05
Cs_{55}^{133}	4,20	-2,23

Tab. 1.

Es erscheint daher berechtigt, im folgenden die Meßergebnisse von CsJ so zu erörtern, als wenn nur J^{127} als Targetelement vorhanden gewesen wäre. Dann ergibt sich, daß die gemäß der Beziehung $\epsilon_a^{\max} = E_n + Q_n$ möglichen maximalen α -Energien in den einzelnen Spektren auch tatsächlich auftreten, ganz im Gegensatz zu den Energieverteilungen von K^{39} . In Abb. 7 sind schließlich die α -Spektren von

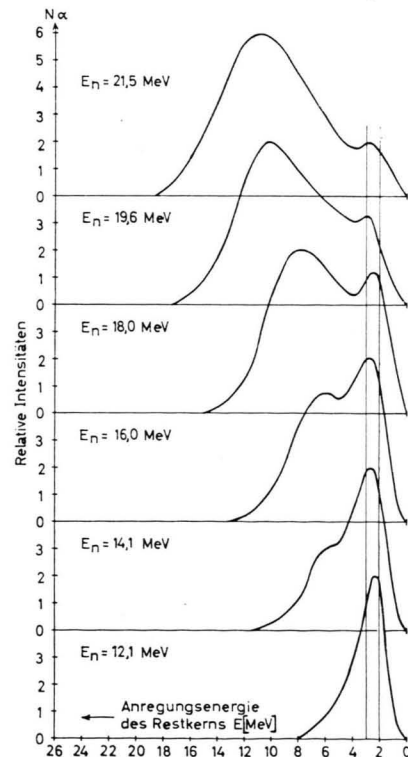


Abb. 7. Verteilung der α -Teilchen aus CsJ als Funktion der Anregungsenergie E des Restkerns bei verschiedenen Neutronenenergien E_n .

CsJ in relativen Einheiten über einer Energieskala aufgetragen, die die Anregungsenergie

$$E = E_n + Q_{n,\alpha} - \varepsilon_\alpha$$

des Restkerns wiedergibt. Es zeigt sich dann, daß die in allen Spektren jeweils bei hohen α -Energien auftretende Gruppe ihr Maximum bei etwa der gleichen Anregungsenergie des Restkerns erreicht.

Diskussion

Theoretische Grundlagen

Die Meßresultate sollen nun im folgenden zunächst an Hand des Verdampfungsmodells von WEISSKOPF und EWING³ analysiert werden. Diese Theorie der Kernreaktionen basiert auf der Annahme von BOHR, daß eine Kernreaktion über zwei voneinander unabhängige Stufen verläuft. Die erste Stufe besteht in der Bildung eines Compoundkerns aus einfallenden Teilchen und Targetkern, wobei sich eine statistische Gleichverteilung der Anregungsenergie des Compoundkerns auf alle seine Nukleonen einstellt. In der zweiten Stufe erfolgt der Zerfall des Zwischenkerns, und zwar unabhängig davon, auf welche Weise er gebildet wurde. Das Verdampfungsmodell macht dann speziell über diesen Zerfall die Annahme, daß er nach statistischen Methoden behandelt werden kann. Das Energiespektrum der in einer Reaktion $X(n,\alpha)Y$ emittierten α -Teilchen ist in dieser Theorie gegeben zu („Verdampfungsspektrum“)

$$N_\alpha(\varepsilon_\alpha) = \text{const} \cdot \varepsilon_\alpha \sigma_C(\varepsilon_\alpha) \omega(E). \quad (1)$$

Hierin ist $N_\alpha(\varepsilon_\alpha)$ die Zahl der α -Teilchen, die mit einer Energie zwischen ε_α und $\varepsilon_\alpha + d\varepsilon_\alpha$ emittiert werden. $\sigma_C(\varepsilon_\alpha)$ ist der Wirkungsquerschnitt für die inverse Reaktion der Bildung des Compoundkerns C aus dem mit der Energie E angeregten Restkern Y und dem mit der Energie ε_α emittierten α -Teilchen. Dabei besteht bei Vernachlässigung der kinetischen Energie des Restkerns der Zusammenhang

$$E = E_n + Q_{n,\alpha} - \varepsilon_\alpha$$

mit der Neutroneneinschußenergie E_n und der Wärmetönung $Q_{n\alpha}$ für die Reaktion $X(n,\alpha)Y$. Die Größe $\omega(E)$ schließlich bezeichnet die Niveaudichte des Restkerns Y bei der Anregungsenergie E . Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $X(n,\alpha)Y$ bei

der Neutronenenergie E_n wird von der statistischen Theorie vorausgesagt zu

$$\sigma(n, \alpha) = \sigma_C(E_n) \cdot F_\alpha / \sum_i F_i. \quad (2)$$

$\sigma_C(E_n)$ ist dabei der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundkerns C aus dem mit der Energie E_n einfallenden Neutron und dem Targetkern X. F_α ist die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall des Compoundkerns unter Emission eines α -Teilchens und $\sum_i F_i$ die Summe der Wahrscheinlichkeiten für alle möglichen Zerfälle des Compoundkerns überhaupt. Diese Größen F_i sind allgemein von der Form

$$F_i = \text{const} \cdot m_i \int_0^{\varepsilon_i^{\max}} \varepsilon_i \sigma_C(\varepsilon_i) \omega(E_i) d\varepsilon_i, \quad (3)$$

wobei die Konstante vor dem Integral für Teilchen mit dem Spin $1/2$ (Protonen, Neutronen) um den Faktor 2 größer ist als für Teilchen mit dem Spin 0 (α -Teilchen).

Um nun mit Hilfe der angegebenen Beziehungen quantitative Voraussagen der Theorie berechnen zu können, müssen quantitative Angaben über die σ_C -Werte und die Kernniveaudichte zur Verfügung stehen. Es wurden in dieser Arbeit sowohl die nach der Kontinuumsstheorie berechneten σ_C -Werte herangezogen, die bei BLATT und WEISSKOPF¹³ tabelliert sind, als auch die im optischen Modell von IGO¹⁰ für α -Teilchen und von LINDNER¹⁴ für Protonen und Neutronen bestimmten Werte benutzt. Die nach den verschiedenen Methoden berechneten Wirkungsquerschnitte für die Compoundkernbildung beziehen sich alle auf Kerne im Grundzustand. In den Beziehungen der statistischen Theorie aber werden zum Teil σ_C -Werte verlangt, die für Kerne im angeregten Zustand gelten. Nach LANE und PARKER¹⁵ jedoch ist eine wesentliche Abhängigkeit von σ_C vom Anregungszustand des Kerns erst bei Anregungsenergien größer als etwa 50 MeV zu erwarten.

Da die Dichte der Kernniveaus für Anregungsenergien oberhalb einiger MeV schnell mit der Energie anwächst und eine experimentelle Ermittlung der Dichte der Zustände unmöglich wird, ist man auf theoretische Betrachtungen angewiesen. Die heute in der Literatur vorwiegend benutzten Ansätze für die Niveaudichte der Kerne beruhen auf den bereits

¹³ I. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, *Theoretical Nuclear Physics*, J. Wiley & Sons, New York 1952.

¹⁴ A. L. LINDNER, Dissertation, Frankfurt a. M. 1962 und priv. Mitteilungen.

¹⁵ A. M. LANE u. K. PARKER, *Nucl. Phys.* **16**, 690 [1960].

1936 von BETHE¹⁶ im FERMI-Gas-Modell nach den Methoden der statistischen Mechanik durchgeführten Berechnungen (vgl. auch ERICSON¹⁷). Ein solcher Niveaudichteansatz ist

$$\omega(E) = C E^{-5/4} \exp(2 \sqrt{aE}). \quad (4)$$

Betrachtet man nur Zustände mit einem bestimmten Drehmoment j , wobei aber zwischen den beiden dann noch möglichen Paritäten nicht unterschieden werden soll, so ist die hierfür im FERMI-Gas-Modell folgende Niveaudichte in guter Näherung gegeben zu

$$\omega(E, j) = C_j E^{-2} \exp(2 \sqrt{aE}). \quad (5)$$

Der Koeffizient a in Gl. (4) und (5) ist von der Kernmassenzahl A abhängig und von der Größenordnung $a = A/10$. Auch der Koeffizient C ist massenabhängig, seine absolute Größe ist im vorliegenden Fall jedoch unbedeutend, weil bei der folgenden Analyse der Meßergebnisse nur die relative Energieabhängigkeit der Niveaudichte wesentlich eingeht. Der Exponentialfaktor in Gl. (4) und (5) dominiert oberhalb einiger MeV Anregungsenergie stark gegenüber den anderen energieabhängigen Faktoren. Sehr oft wird daher in der Literatur als Niveaudichte auch nur die Näherung

$$\omega(E) = C \exp(2 \sqrt{aE}) \quad (6)$$

benutzt. Schließlich lassen sich die genannten Niveaudichten in jeweils begrenzten Bereichen der Anregungsenergie auch näherungsweise durch die Form

$$\omega(E) = C \exp(E/\Theta) \quad (7)$$

mit einem konstanten Parameter Θ wiedergeben. Dabei ist der jeweilige Energiebereich, in dem eine solche Näherung mit bestimmter Genauigkeit möglich ist, für die Niveaudichtebeziehung nach Gl. (5) stets um einige MeV größer als für die übrigen oben aufgeführten Niveaudichten.

Es ist allgemein üblich, den Ausdruck

$$\tau = \{d[\ln \omega(E)]/dE\}^{-1} \quad (8)$$

als Kerntemperatur zu bezeichnen. Nach Gl. (8) ergeben sich für die Niveaudichten Gl. (4), (5) und (6) bestimmte Energieabhängigkeiten für τ , für Gl. (7) dagegen ist $\tau = \Theta$, d. h. konstant. Gl. (7) wird daher auch als „Niveaudichte mit konstanter Kerntemperatur“ bezeichnet.

Um nun zu prüfen, ob eine registrierte Energieverteilung $N(\varepsilon)$ die Form eines Verdampfungsspektrums besitzt, kann mit Hilfe von Gl. (1) aus dem gemessenen Spektrum der relative Verlauf von $\omega(E)$ ermittelt und mit den oben aufgeführten theoretischen Niveaudichteansätzen verglichen werden. Je nachdem, mit welcher dieser Niveaudichten der Vergleich erfolgen soll, bildet man aus dem gemessenen Spektrum $N(\varepsilon)$ zweckmäßigerweise die folgenden Ausdrücke:

$$\text{bei } \omega(E) = C \exp(2 \sqrt{aE})$$

$$L_1 \equiv \ln\{N(\varepsilon)/(\varepsilon \sigma_C)\},$$

$$\text{bei } \omega(E) = C \exp(E/\Theta)$$

$$L_1 \equiv \ln\{N(\varepsilon)/(\varepsilon \sigma_C)\},$$

$$\text{bei } \omega(E) = C E^{-5/4} \exp(2 \sqrt{aE})$$

$$L_2 \equiv \ln\{N(\varepsilon) E^{5/4}/(\varepsilon \sigma_C)\},$$

$$\text{bei } \omega(E, j) = C_j E^{-2} \exp(2 \sqrt{aE})$$

$$L_j \equiv \ln\{N(\varepsilon) E^2/(\varepsilon \sigma_C)\}.$$

Nach Gl. (1) sind diese L -Werte dann bis auf eine additive Konstante gleich $2 \sqrt{aE}$ bzw. E/Θ . Trägt man also L_1 , L_2 und L_j als Funktion von \sqrt{E} und außerdem auch L_1 als Funktion von E auf (im folgenden wird diese Darstellung der Spektren als *log. plot* bezeichnet), so sollte wenigstens eine dieser Darstellungen eine Gerade ergeben, wenn unter den zugrunde gelegten Niveaudichten eine dem wirklichen Sachverhalt entspricht und das gemessene Spektrum $N(\varepsilon)$ tatsächlich ein Verdampfungsspektrum ist. Aus dem Anstieg dieser Geraden läßt sich dann a bzw. Θ bestimmen. Liegen wie in dieser Arbeit für verschiedene Einschußenergien ermittelte Spektren vor, so sollte ein bestimmter *log. plot* bei allen Spektren zu Geraden führen, die untereinander parallel verlaufen, d. h. alle den gleichen Koeffizienten a bzw. die gleiche Kerntemperatur Θ liefern.

Analyse der α -Spektren von CsJ

Entsprechend der weiter oben begründeten Annahme, daß sich J¹²⁷ und Cs¹³³ hinsichtlich der in dieser Arbeit zur Diskussion stehenden Reaktionen als nahezu identisch angesehen werden können, wird im folgenden nur J¹²⁷ als Targetelement zugrunde gelegt. Die Analyse der α -Spektren von CsJ wurde zunächst unter Verwendung der σ_C -Werte nach der

¹⁶ H. BETHE, Phys. Rev. **50**, 332 [1936]; Rev. Mod. Phys. **9**, 69 [1937].

¹⁷ T. ERICSON, Phil. Mag., Suppl. **9**, 452 [1960].

Kontinuumstheorie durchgeführt. Als Beispiele zeigen die Abb. 8 und 9 die *log. plots* $L_1 = f(\sqrt{E})$ und $L_1 = f(E)$. Die übrigen Darstellungen $L_2 = f(\sqrt{E})$ und $L_j = f(\sqrt{E})$ ergeben qualitativ das gleiche Bild. Man erhält für jedes Spektrum einen Energiebereich, in dem die Meßpunkte auf einer Geraden liegen, und im Gebiet höherer und niedriger Energien weichen die Meßpunkte systematisch von dieser Geraden ab. Die Geraden der einzelnen Spektren verlaufen nicht parallel zueinander und liefern a -Werte bzw. Kerntemperaturen Θ , die teilweise stark von entsprechenden Werten in der Literatur abweichen. Es ist also nicht möglich, aus diesen *log. plots* weitere Aussagen darüber zu gewinnen, welche Reaktions-

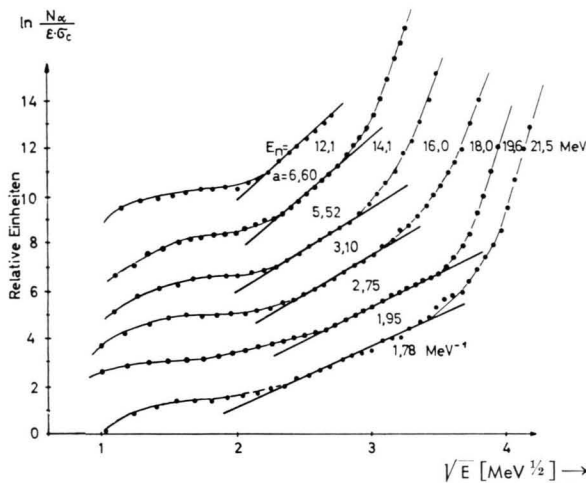


Abb. 8. α -Spektren von CsJ in der Darstellung $L_1 = f(\sqrt{E})$, σ_C nach der Kontinuumstheorie.

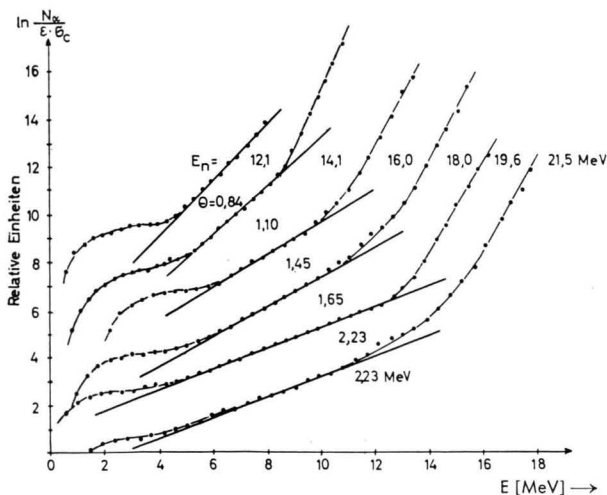


Abb. 9. α -Spektren von CsJ in der Darstellung $L_1 = f(E)$, σ_C nach der Kontinuumstheorie.

mechanismen den gemessenen Spektren zugrunde liegen.

Nunmehr wurde die gleiche Analyse unter Verwendung der im optischen Modell von Igo¹⁰ berechneten σ_C -Werte durchgeführt. Die *log. plots* zeigen auch wieder Energiebereiche, in denen die Spektren geradlinig verlaufen, jedoch liefern diese Geraden

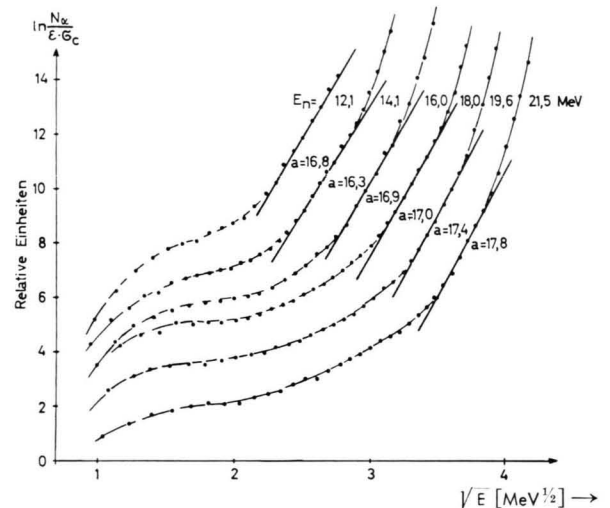


Abb. 10. α -Spektren von CsJ in der Darstellung $L_1 = f(\sqrt{E})$, σ_C nach dem optischen Modell. $\bar{a} = (17,0 \pm 1,2) \text{ MeV}^{-1}$.

jetzt vernünftige a -Werte. Abb. 10 zeigt die Darstellung $L_1 = f(\sqrt{E})$, man erhält einen mittleren a -Wert von $\bar{a} = (17,0 \pm 1,2) \text{ MeV}^{-1}$. Darüber hinaus aber verlaufen die Geraden in den *log. plots* $L_j = f(\sqrt{E})$ und $L_1 = f(E)$ sogar parallel, wie aus den Abb. 11 und 12 zu entnehmen ist. Es ergibt sich hier ein gemeinsamer a -Wert von $a_j = (21,4 \pm 2,1) \text{ MeV}^{-1}$ bzw. eine Kerntemperatur von

$$\Theta_{n,\alpha} = (0,77 \pm 0,05) \text{ MeV}.$$

Nach wie vor weichen aber auch jetzt die Spektren in den *log. plots* im Bereich hoher und niedriger Energien von den jeweiligen Geraden ab.

Das aus dieser Analyse erhaltene Ergebnis erlaubt nun folgende Deutung der bei CsJ gemessenen α -Spektren. Jedes der Spektren setzt sich aus drei Beiträgen zusammen. Im Bereich mittlerer α -Energien tritt jeweils der von Verdampfungsprozessen gemäß der (n,α) -Reaktion herrührende Anteil auf. Diesen Verdampfungspektren liegt die vom Drehimpuls j abhängige Niveaudichte nach Gl. (5) zugrunde und sie äußern sich im *log. plot* $L_j = f(\sqrt{E})$ durch das Auftreten der parallelen Geraden. Daß auch im *log.*

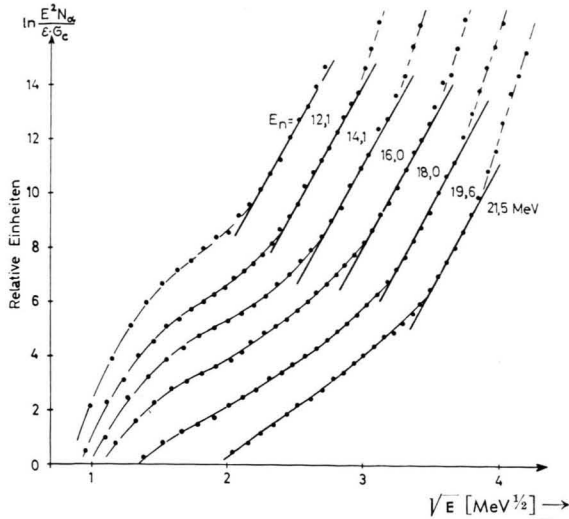


Abb. 11. α -Spektren von CsJ in der Darstellung $L_1=f(\sqrt{E})$, σ_C nach dem optischen Modell. $\alpha=(21,4 \pm 2,1) \text{ MeV}^{-1}$.

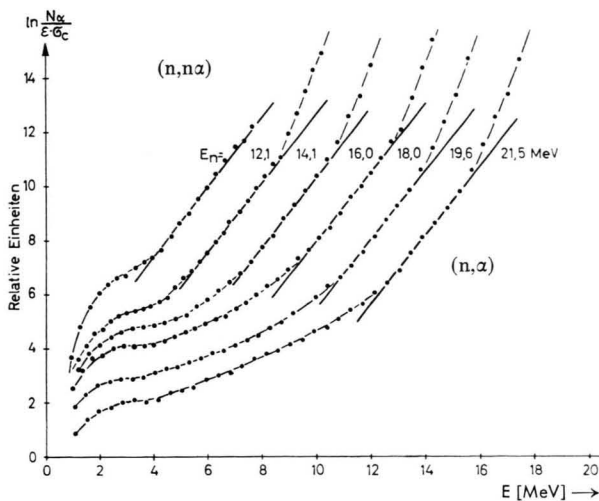


Abb. 12. α -Spektren von CsJ in der Darstellung $L_1=f(E)$, σ_C nach dem optischen Modell. $\Theta_{n,n\alpha}=(0,35 \pm 0,05) \text{ MeV}$, $\Theta_{n,\alpha}=(0,77 \pm 0,05) \text{ MeV}$.

plot $L_1=f(E)$ parallele Geraden erscheinen, läßt sich durch die oben schon erwähnte Tatsache erklären, daß die Niveaudichte mit konstanter Kerntemperatur nach Gl. (7) in einem relativ großen Energiebereich eine gute Näherung der Niveaudichte nach Gl. (5) darstellt. Als zweiter Anteil in den α -Spektren überlagern sich den Verdampfungsspektren im Bereich niedriger α -Energien die Beiträge aus der (n,n α)-Reaktion. Diese Beiträge laufen in der Darstellung $L_1=f(E)$ von Abb. 12 in eine zweite Schar von parallelen Geraden aus, aus deren

Anstieg eine „Kerntemperatur“ von $\Theta_{n,n\alpha}=0,35 \text{ MeV}$ folgt. Dieses Ergebnis besagt, daß auch die α -Teilspektren aus der (n,n α)-Reaktion in guter Näherung durch eine Beziehung der Form

$$N_\alpha(\epsilon_\alpha) = \text{const } \epsilon_\alpha \sigma_C(\epsilon_\alpha) \exp(E/\Theta_{n,n\alpha})$$

dargestellt werden können. Für den verbleibenden Teil der Spektren im hochenergetischen Bereich schließlich muß ein anderer Reaktionsmechanismus als der der Verdampfung verantwortlich sein. Entsprechend der Diskussion ähnlicher Sachverhalte in der Literatur wird dieser Anteil direkten Wechselwirkungsprozessen zugeschrieben, die weiter unten noch näher erörtert werden sollen. Die zu den Geraden in Abb. 11 gehörenden Verdampfungsspektren wurden mit Hilfe von Gl. (1) berechnet, wodurch dann eine quantitative Aufteilung der Spektren in die einzelnen oben genannten Beiträge vorgenommen werden konnte (vgl. Abb. 4). Es ist zu bemerken, daß das Maximum der ermittelten Neutronenspektren für die verschiedenen Neutronenenergien bei nahezu gleicher Energie der α -Teilchen verbleibt.

Aus den Wirkungsquerschnitten für die gesamte Ausbeute an α -Teilchen bei den verschiedenen Einschußenergien (Abb. 6) lassen sich die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Anteile der Spektren ermitteln. Die so erhaltenen Anregungsfunktionen zeigt Abb. 13.

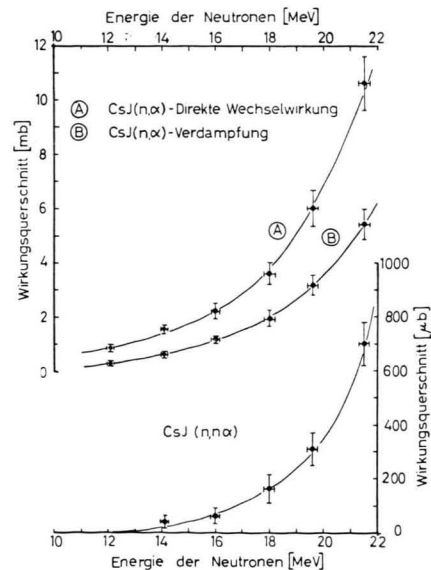


Abb. 13. Anregungsfunktionen für die Reaktionen CsJ(n,α) und CsJ(n,nα).

Analyse der α -Spektren von KJ

Die Analyse der α -Spektren von KJ erfolgte in der gleichen Weise, wie es soeben für die Spektren von CsJ beschrieben worden ist. Hierbei wurden auch die σ_C -Werte von Igo¹⁰ verwendet. Das Ergebnis dieser Analyse ist qualitativ das gleiche, wie es sich oben für die Spektren von CsJ ergeben hat. Die *log. plots* $L_1 = f(\sqrt{E})$ und $L_2 = f(\sqrt{E})$ ergeben Geraden, die noch nicht ganz parallel zueinander verlaufen. Abb. 14 zeigt als Beispiel die Darstellung $L_1 = f(\sqrt{E})$. Man erhält hier als mittleren a -Wert

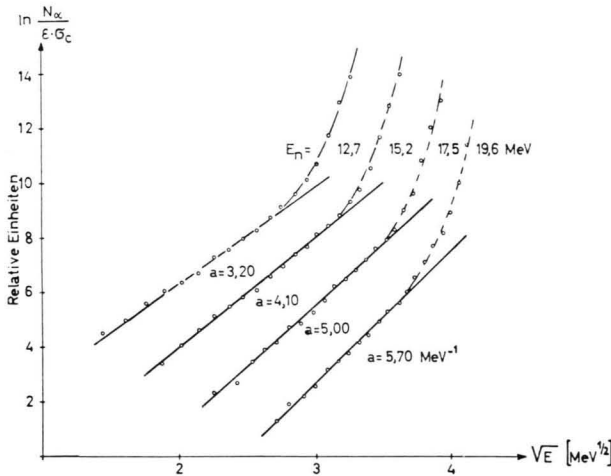


Abb. 14. α -Spektren von KJ in der Darstellung $L_1 = f(\sqrt{E})$, σ_C nach dem optischen Modell.

$\bar{a} = (4.50 \pm 0.54) \text{ MeV}^{-1}$. Parallel hingegen verlaufen die Geraden in den Darstellungen $L_j = f(\sqrt{E})$ und $L_1 = f(E)$, wie aus den Abb. 15 und 16 zu sehen ist. Es ergeben sich hier ein a -Wert von $a_j = (7.50 \pm 0.60) \text{ MeV}^{-1}$ bzw. eine Kerntemperatur von $\Theta_{n,\alpha} = (1.40 \pm 0.07) \text{ MeV}$. Im Gegensatz zu den α -Spektren von CsJ verlaufen die Spektren von KJ in den *log. plots* jeweils bis zum hochenergetischen Ende geradlinig. Jedoch zeigt sich auch bei diesen Spektren ein Überschuß an α -Teilchen im niederenergetischen Bereich, der wieder $(n,n\alpha)$ -Reaktionen zugeschrieben wird. Diese überschüssigen Anteile laufen in Abb. 16 auch in parallele Geraden aus, die zu einer „Kerntemperatur“ $\Theta_{n,n\alpha} = (0.40 \pm 0.05) \text{ MeV}$ führen. Die α -Spektren von KJ setzen sich also aus (n,α) -Verdampfungsspektren und $(n,n\alpha)$ -Anteilen zusammen, direkte Wechselwirkungsanteile machen sich nicht bemerkbar. Den (n,α) -Verdampfungsspektren liegt wiederum die vom Drehimpuls j ab-

hängige Niveaudichte nach Gl. (5) zugrunde. Die den Geraden in Abb. 15 entsprechenden Verdampfungsspektren wurden nach Gl. (1) berechnet, sie haben auch hier ihr Maximum bei nahezu gleicher

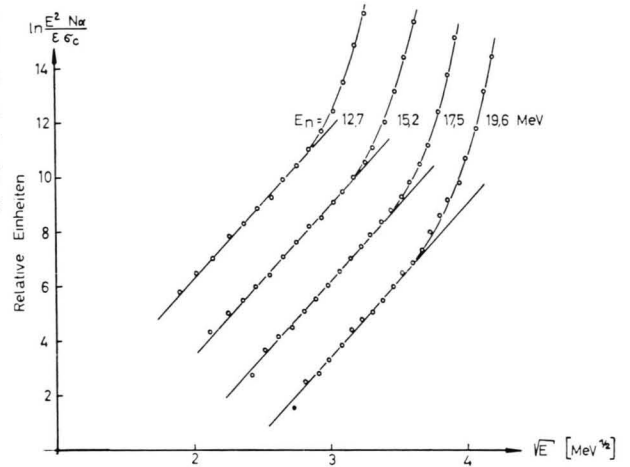


Abb. 15. α -Spektren von KJ in der Darstellung $L_1 = f(\sqrt{E})$, σ_C nach dem optischen Modell. $a = (7.50 \pm 0.40) \text{ MeV}^{-1}$.

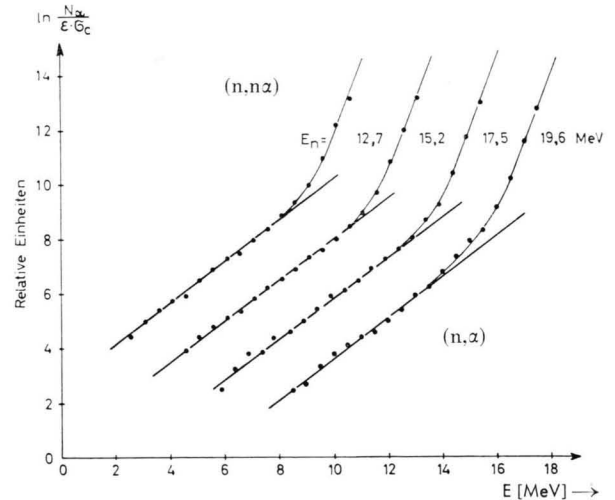


Abb. 16. α -Spektren von KJ in der Darstellung $L_1 = f(E)$, σ_C nach dem optischen Modell. $\Theta_{n,n\alpha} = (0.40 \pm 0.05) \text{ MeV}$, $\Theta_{n,\alpha} = (1.40 \pm 0.07) \text{ MeV}$.

α -Energie. Damit läßt sich wiederum jedes α -Spektrum in die Anteile aus den Reaktionen $(n,n\alpha)$ und (n,α) aufteilen (vgl. Abb. 1). Gemäß dieser Aufteilung der Spektren ist es dann ferner auch möglich, die Wirkungsquerschnitte für die gesamten Ausbeuten an α -Teilchen von Abb. 3 in die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Anteile aufzugliedern. Abb. 17 und 18 zeigen die so erhaltenen Anregungs-

funktionen. Der (n, α)-Anteil erreicht bei etwa 16 MeV Neutronenenergie ein Maximum von etwa 100 mb.

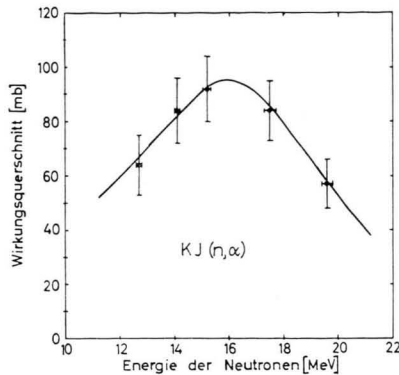


Abb. 17. Anregungsfunktion für die Reaktion KJ (n, α).

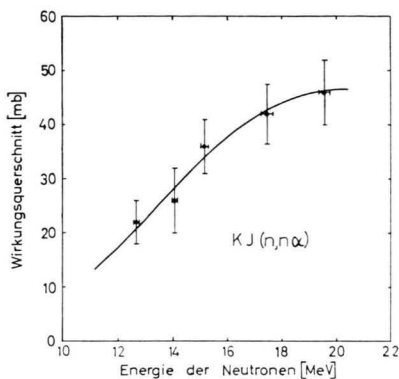


Abb. 18. Anregungsfunktion für die Reaktion KJ (n,n α).

Es sei hier abschließend bemerkt, daß die Analyse der α -Spektren von KJ unter Verwendung der σ_C -Werte nach der Kontinuums- theorie qualitativ zu den gleichen Ergebnissen führt, wie sie soeben bei Benutzung der σ_C -Werte nach dem optischen Modell von Igo erhalten worden sind (im Gegensatz zum entsprechenden Sachverhalt für die α -Spektren von CsJ). Die sich dann ergebenden quantitativen Werte für a bzw. Θ weichen jedoch im Mittel um etwa 20% von den oben ermittelten Werten ab.

Vergleich der Ergebnisse obiger Analyse mit entsprechenden Resultaten der Literatur

Das Resultat der beschriebenen Analyse der gemessenen α -Spektren aus der Reaktion von mittel-

schnellen Neutronen mit KJ und CsJ kann wegen des Fehlens gleichartiger Untersuchungen von Neutronenreaktionen nur mit entsprechenden Ergebnissen aus (p, α)-Untersuchungen verglichen werden. Besonders geeignet für einen derartigen Vergleich erscheinen die Experimente von FULMER und GOODMAN¹⁸ mit Protonen von 9,5 – 23 MeV. Diese Autoren registrieren die Energieverteilungen der α -Teilchen, die in (p, α)-Reaktionen unter 90° bei verschiedenen Protonenenergien emittiert werden. Durch die Wahl dieses Beobachtungswinkels wurden Beiträge aus direkten Wechselwirkungsprozessen nicht mehr erfaßt. Die so registrierten Spektren hat LANG¹⁹ an Hand der statistischen Theorie unter Verwendung der σ_C -Werte von Igo analysiert. Die Spektren erweisen sich gleichfalls als Verdampfungsspektren, für deren Emission auch die vom Drehimpuls j abhängige Niveaudichte nach Gl. (5) maßgebend ist. Dementsprechend liegen auch hier die Maxima der von einem bestimmten Targetkern emittierten α -Spektren für die verschiedenen Protonenenergien bei der gleichen Energie der α -Teilchen.

Im übrigen sind die in dieser Arbeit ermittelten a -Werte und Kerntemperaturen in guter Übereinstimmung mit den entsprechenden Angaben in der Literatur für den jeweils betrachteten Massenbereich (vgl. z. B. LANG²⁰ sowie ERBA et al.²¹).

Daß die Verdampfungsspektren der α -Teilchen aus den betrachteten (n, α)- und (p, α)-Reaktionen eher durch eine Niveaudichte der Form gemäß Gl. (5) als durch den Ansatz nach Gl. (4) bestimmt werden, besagt, daß in diesen Reaktionen im Restkern jeweils nicht alle Niveaus gleichwahrscheinlich sind, sondern solche mit bestimmten Drehimpulsen bevorzugt bevölkert werden. Ein solches Verhalten erscheint verständlich, wenn man beachtet, daß α -Teilchen der hier vorliegenden Energien einmal wegen des Fehlens eines Eigendrehimpulses und zum anderen wegen des Einflusses der Zentrifugalbarriere nur mit einigen wenigen bestimmten Drehimpulsen bevorzugt vom Compoundkern emittiert werden. Da aber im Compoundkern auch nur jeweils eine geringe Zahl von Drehimpulsen besonders häufig auftritt (wegen der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Compoundkernbildung vom Drehimpuls des einfallenden Teilchens), wird die Zahl der verschiedenen Drehimpulse, mit denen der Rest-

¹⁸ C. B. FULMER u. C. D. GOODMAN, Phys. Rev. **117**, 1339 [1960].

¹⁹ D. W. LANG, Phys. Rev. **123**, 265 [1961].

²⁰ D. W. LANG, Nucl. Phys. **26**, 434 [1961].

²¹ E. ERBA, U. FACCHINI u. SAETTA MENICHELLA, Priv. Mitteilungen und Nuovo Cim. **22**, 1237 [1961].

kern am häufigsten entsteht, ebenfalls nicht groß sein. Die Dichte der Niveaus mit einigen wenigen bestimmten Drehimpulsen aber sollte eine Energieabhängigkeit zeigen, für die eher die Beziehung nach Gl. (5) als nach Gl. (4) eine gute Näherung darstellt.

Vergleich der Anregungsfunktionen der Verdampfungsanteile mit den theoretischen Voraussagen

Es wurde nun untersucht, wie die für die (n, α) -Verdampfungsanteile erhaltenen Anregungsfunktionen mit den entsprechenden Voraussagen der statistischen Theorie übereinstimmen. Die Wirkungsquerschnitte wurden gemäß Gl. (2) nach der Beziehung

$$\sigma(n, \alpha) = \sigma_C(E_n) \cdot F_a / (F_n + F_p + F_a)$$

berechnet. Die Wahrscheinlichkeiten F_n , F_p und F_a für die Emission eines Neutrons, Protons bzw. α -Teilchens vom Compoundkern sind dabei nach Gl. (3) gegeben. Zu ihrer Berechnung ist es nötig, bestimmte Annahme über die zu verwendenden Niveaudichten und σ_C -Werte zu machen. Die Analyse der α -Spektren hatte als beste Niveaudichte die vom Drehimpuls j abhängige Form nach Gl. (5) ergeben. Es ist jedoch ungewiß, ob diese Niveaudichte auch für die Verdampfung von Neutronen und Protonen maßgebend ist. Andererseits trägt es wesentlich zur Vereinfachung der Berechnungen bei, wenn in allen Fällen ein und dieselbe Niveaudichte verwendet werden kann. Es wurde daher durchweg die Näherung $\omega(E) = C \exp(2\sqrt{aE})$ benutzt. Daneben wurde in einem zweiten Rechengang auch die den sog. Paarungseffekt berücksichtigende Form

$$\omega(E) = C \exp(2\sqrt{a(E - \delta)})$$

herangezogen (vgl. z. B. HURWITZ und BETHE²² sowie NEWTON²³), und zwar unter Verwendung der Paarungsenergien δ von CAMERON²⁴. Die a -Werte wurden als Parameter variiert, um zu ermitteln, mit welchen Werten die beste Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Anregungsfunktionen erzielt wird. Als σ_C -Werte sind bei den Berechnungen für CsJ die Angaben nach dem optischen Modell von IGO¹⁰ für α -Teilchen und von LINDNER¹⁴ für Protonen und Neutronen benutzt worden. Für KJ dagegen erfolgten die Berechnungen mit den σ_C -Wer-

ten nach der Kontinuumstheorie (BLATT und WEISSKOPF¹³, $r_0 = 1,3$ fermi für Protonen und Neutronen, $r_0 = 1,5$ fermi für α -Teilchen), da für Protonen bei Targetkernen mit $Z \leq 20$ die entsprechenden σ_C -Werte von LINDNER nach den Angaben dieses Autors selbst sehr unsicher sind und eine versuchsweise angestellte Berechnung mit diesen Werten auch völlig falsche Ergebnisse lieferte.

Mit der Annahme, daß die Reaktionsausbeuten für J¹²⁷ und Cs¹³³ gleich sind, wurden im Fall des CsJ die Berechnungen für die Reaktion J¹²⁷(n, α)Sb¹²⁴ durchgeführt und dann jeweils das Doppelte der berechneten Werte mit den entsprechenden experimentellen Werten von CsJ verglichen. Abb. 19 zeigt die

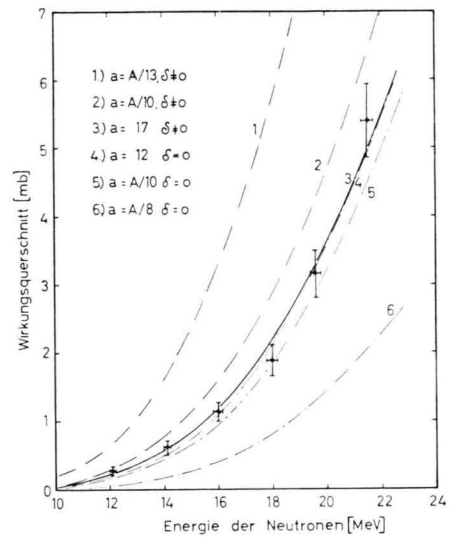


Abb. 19. Vergleich der experimentellen Anregungsfunktion für den Verdampfungsanteil der Reaktion CsJ(n, α) mit der statistischen Theorie.

so für verschiedene a -Werte für $\delta \neq 0$ und $\delta = 0$ erhaltenen theoretischen Anregungsfunktionen und die experimentellen Meßwerte. Die Übereinstimmung für $a = 17 \text{ MeV}^{-1}$ mit $\delta \neq 0$ ist sehr gut. Der gleiche a -Wert hatte sich auch als Mittelwert im $\log. \text{plot } L_1 = f(\sqrt{E})$ von Abb. 10 ergeben. Berücksichtigt man die Paarungsenergie nicht, so sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für $a = 17 \text{ MeV}^{-1}$ durchschnittlich um den Faktor 3 kleiner als die mit den δ -Werten berechneten. Erst durch die Wahl eines wesentlich kleineren unwahrscheinlicheren a -Wertes läßt sich dann wieder eine Übereinstimmung mit

²² H. HURWITZ JR. u. H. BETHE, Phys. Rev. **81**, 898 [1951].

²³ T. D. NEWTON, Canad. J. Phys. **34**, 804 [1956].

²⁴ A. G. W. CAMERON, Canad. J. Phys. **36**, 1040 [1958].

den Meßwerten erreichen (Anregungsfunktion 4 in Abb. 19). Man erhält also das Ergebnis, daß die Wirkungsquerschnitte für die oben ermittelten Verdampfungsanteile der α -Spektren von CsJ gut mit den theoretischen Voraussagen übereinstimmen, wenn als a -Wert der aus der Analyse der Spektren gefolgerte Wert verwendet und außerdem auch der Paarungseffekt in der Niveaudichte berücksichtigt wird. Gleichzeitig wird nochmals die schon mehrfach erwähnte Annahme bestätigt, daß J^{127} und Cs^{133} zu gleichen Teilen an den für CsJ registrierten Reaktionsausbeuten beteiligt sind, denn in den soeben gemachten Ausführungen ist jeweils das Doppelte der für J^{127} berechneten Wirkungsquerschnitte mit den experimentellen Meßwerten von CsJ verglichen worden.

Im Falle des KJ ergab sich keine befriedigende Übereinstimmung der berechneten Anregungsfunktionen für die (n, α)-Verdampfungsanteile mit den Meßergebnissen. Einmal wachsen die berechneten Wirkungsquerschnitte in dem hier betrachteten Energiebereich monoton mit der Neutronenenergie an, d. h. das experimentell gefundene Auftreten eines Maximums in der Anregungsfunktion (vgl. Abb. 18) wird nicht wiedergegeben. Ein Grund für diese Diskrepanz könnte darin bestehen, daß in den Berechnungen als Konkurrenzreaktionen für die (n, α)-Reaktion nur die (n,n')- und (n,p)-Reaktionen berücksichtigt worden sind. Es ist aber wahrscheinlich, daß bei der Reaktion von Neutronen der hier betrachteten Energie mit K^{39} auch noch andere Teilchenarten (Deuteronen, Tritonen, He^3 -Teilchen) emittiert werden können und daß entsprechend dem Anwachsen der Wirkungsquerschnitte für diese Reaktionen der Wirkungsquerschnitt für die (n, α)-Reaktion bei höheren Neutronenenergien wieder abnimmt. Daß z. B. (n,d)-Reaktionen an leichteren Kernen schon bei 14 MeV-Neutronen mit relativ hohen Ausbeuten auftreten, ist in den letzten Jahren mehrfach experimentell bestätigt worden (vgl. z. B. COLLI et al.²⁵). Ein Vergleich der hier berechneten und gemessenen Anregungsfunktionen für Kalium ist demnach nur unterhalb des beobachteten Maximums möglich. Hier aber ergibt sich, daß die unter Berücksichtigung des Paarungseffektes berechneten Wirkungsquerschnitte für zulässige a -Werte zwischen 3 und 5 MeV⁻¹ teilweise um mehr als das Doppelte höher liegen als

die entsprechenden experimentellen Wirkungsquerschnitte. Besser wird die Übereinstimmung, wenn $\delta = 0$ gesetzt wird. Dieses zeigt Abb. 20. Es sei hier nochmals bemerkt, daß die Berechnungen für Kalium aus den oben genannten Gründen nicht mit σ_C -Werten nach dem optischen Modell erfolgen konnten, sondern mit den Werten der Kontinuumsstheorie vorgenommen werden mußten. Dieses kann durchaus ein Grund für die Abweichungen sein, die zwischen den mit $\delta \neq 0$ berechneten Wirkungsquerschnitten und den Meßwerten auftreten. Schließlich können hier auch noch Schaleneffekte einen Einfluß haben, da K_{19}^{39} mit $N = 20$ eine magische Neutronenzahl besitzt.

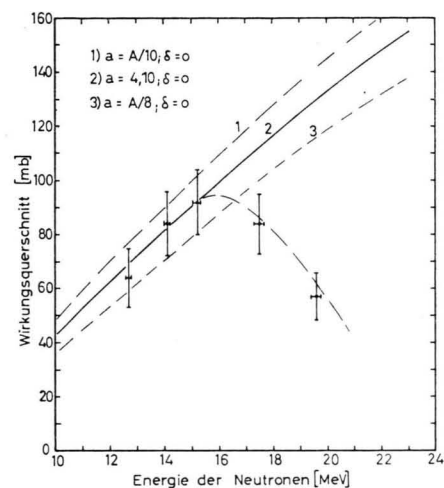


Abb. 20. Vergleich der experimentellen Anregungsfunktion für die Reaktion KJ (n, α) mit der statistischen Theorie.

Erörterung der Beiträge aus direkten Wechselwirkungsprozessen in den α -Spektren von CsJ

Es seien abschließend einige Erörterungen über die Teile der α -Spektren von CsJ angeschlossen, die jeweils im hochenergetischen Bereich nach Abzug der (n, α)-Verdampfungsspektren übrigbleiben (vgl. Abb. 6 bis 11). Diese Anteile sind oben als Beiträge aus direkten Wechselwirkungsmechanismen bezeichnet worden, entsprechend der allgemeinen Gepflogenheit in der Literatur, Reaktionen, die offensichtlich nicht nach den Vorstellungen der statistischen Theorie über einen Compoundkern verlaufen, direkten Wechselwirkungen zwischen einfallenden Teilchen und wenigen Nukleonen des Targetkerns zuzuschreiben.

Direkte Prozesse, die von eingeschossenen Nukleonen hervorgerufen werden, können einmal darin be-

²⁵ L. COLLI, F. CVELBAR, S. MICHELETTI u. M. PIGNANELLI, NUOVO Cim. 14, 1220 [1959].

stehen, daß das einfallende Nukleon ein anderes Teilchen aus dem Target herausstößt und danach selbst wieder den Kern verläßt oder aber in ihm verbleibt. Dieses sind die sog. *knock-out*-Prozesse. Das eingeschossene Nukleon kann sich aber auch mit einem weiteren Teilchen des Kerns zu einem neuen Teilchen verbinden, das wieder den Kern verläßt. Hier liegen dann die sog. *pick-up*-Prozesse vor. Im Fall der betrachteten (n, α) -Reaktionen kann also ein α -Teilchen durch das einfallende Neutron direkt aus dem Targetkern herausgestoßen werden oder das Neutron verbindet sich mit einem He^3 -Teilchen zu einem α -Teilchen, das den Kern verläßt. Unwahrscheinlicher ist ein *pick-up*-Prozeß, in dem das einfallende Neutron nicht auf einen He^3 -Kern trifft, sondern auf seinem Weg durch den Targetkern zwei Protonen und ein weiteres Neutron einfängt und sich so ein α -Teilchen bildet.

Man kann nun aus den Ergebnissen der Analyse von Streuexperimenten im optischen Modell schließen, daß solche direkten Prozesse, die zur Emission von α -Teilchen führen, vorwiegend in einer relativ dünnen Schicht an der Kernoberfläche stattfinden müssen, da die mittlere freie Weglänge von α -Teilchen im Kern bei nicht allzu leichten Kernen stets kleiner als der Kernradius ist (vgl. z. B. IGO und THALER²⁶). Dann aber können solche direkten Oberflächenreaktionen nur mit merklichen Reaktionsausbeuten stattfinden, wenn an der Kernoberfläche α -Teilchen und He^3 -Kerne mit nicht verschwindender Wahrscheinlichkeit auftreten. Entsprechende Fragen sind in der Literatur verschiedentlich behandelt worden (vgl. z. B. WILKINSON²⁷, OSTROUNOV und FILOV²⁸ sowie HODGSON²⁹) und ein übereinstimmendes Ergebnis dieser Arbeiten ist tatsächlich, daß die Nukleonen an der Kernoberfläche zu einem großen Teil der Zeit Glieder von Nukleonengruppen (am häufigsten α -Teilchen) sein müssen, d. h. die Kernoberfläche Clusterstruktur besitzt. Somit ist es durchaus nicht unwahrscheinlich, daß (n, α) -Prozesse auch mit merklichen Ausbeuten über den *knock-out* bzw. *pick-up*-Mechanismus verlaufen.

Das Auftreten von direkten Prozessen kann häufig relativ leicht aus gemessenen Winkelverteilungen der emittierten Teilchen abgeleitet werden. Derartige Meßresultate konnten jedoch in der vorliegenden

Arbeit nicht erhalten werden. Es kann aber aus der Gestalt der hier zur Diskussion stehenden Teilspektren auf solche direkten Prozesse qualitativ geschlossen werden. Eine quantitative theoretische Voraussage über die Form der Energieverteilungen von Teilchen, die durch direkte Oberflächenreaktionen emittiert werden, ist für den vorliegenden Fall der Anregung einer größeren Zahl von Niveaus im Restkern nicht bekannt. Qualitativ jedoch erwartet man bei einem *pick-up*-Prozeß des Typs (n, α) infolge der dann vorliegenden Energieübertragung zwischen Neutron und α -Teilchen und des Einflusses der Niveaudichte des Restkerns (vgl. COHEN und RUBIN³⁰) als Energieverteilung der emittierten α -Teilchen ein Spektrum, das in der Nähe der jeweils maximal möglichen α -Energie ein relativ scharfes Maximum hat und in den Bereich niedriger α -Energien flach ausläuft. Der Restkern verbleibt also bevorzugt mit

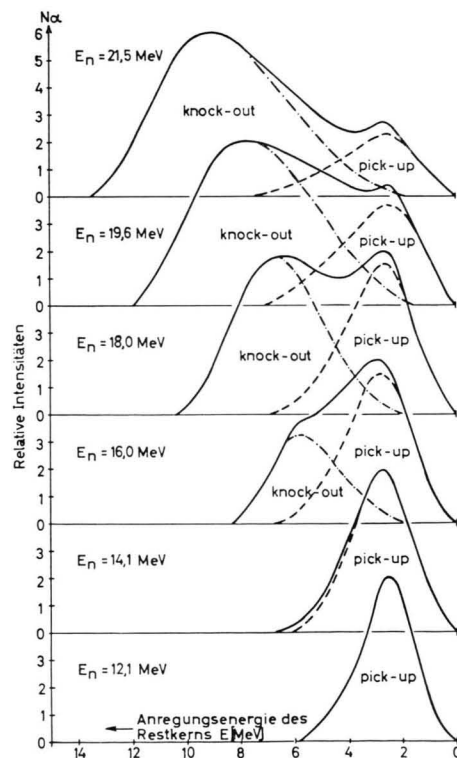


Abb. 21. Verteilung der α -Teilchen aus direkten Wechselwirkungsprozessen von Neutronen verschiedener Energie mit CsJ. Abszisse: Anregungsenergie E des Restkerns.

²⁶ G. IGO u. R. M. THALER, Phys. Rev. **106**, 126 [1957].

²⁷ D. H. WILKINSON, Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf., Manchester 1961.

²⁸ V. I. OSTROUNOV u. R. A. FILOV, J. Exp. Theor. Phys. USSR **10**, 459 [1960].

²⁹ P. E. HODGSON, Nucl. Phys. **8**, 1 [1958].

³⁰ B. L. COHEN u. G. RUBIN, Phys. Rev. **113**, 579 [1958].

niederer Anregungsenergie zurück. Als Energieverteilung der α -Teilchen aus einem *knock-out*-Prozeß dagegen sollte sich wegen der begrenzten und vom Stoßwinkel abhängigen Energieübertragung zwischen Neutron und α -Teilchen ein sehr breites Spektrum mit dem Maximum wesentlich unterhalb der maximal möglichen α -Energie ergeben. In Abb. 21 ist eine Aufteilung der verbleibenden α -Teilspektren vorgenommen worden, wie sie nach den soeben gemachten Ausführungen nahegelegt wird. Die *pick-up*-Anteile ergeben sich dabei zwanglos, weil sie sich in den Gesamtspektren bereits als hochenergetische relative Maxima hervorheben. Man erkennt, daß zu diesen *pick-up*-Spektren stets der gleiche Bereich der Anregungsenergie des Restkerns gehört. Die nach Abzug dieser Spektren in Abb. 21 verbleibenden Energieverteilungen haben dann schließlich das oben für *knock-out*-Spektren gefolgerte Aussehen.

Abb. 22 zeigt die Wirkungsquerschnitte für die in Abb. 21 ermittelten *pick-up*- und *knock-out*-Anteile als Funktion der Neutronenenergie. Die *knock-out*-Prozesse sind danach wesentlich wahrscheinlicher als die *pick-up*-Reaktionen. Dieses ist sicherlich darin begründet, daß He^3 -Kerne mit geringerer Wahrscheinlichkeit an der Kernoberfläche gebildet werden als α -Teilchen. Die Wirkungsquerschnitte zeigen im übrigen durchaus die für die beiden Reaktionstypen zu erwartenden Abhängigkeiten von der Neutronenenergie.

Es kann also aus den vorangegangenen Ausführungen geschlossen werden, daß bei (n, α)-Reaktionen an mittelschweren Kernen neben Verdampfungsprozessen auch direkte Oberflächenreaktionen wesentlich beteiligt sind. Bei leichteren Kernen, wie z. B. Kalium, machen sich diese Beiträge aus direkten Wechselwirkungen noch nicht bemerkbar, da hier die über einen Compoundkern verlaufenden Reak-

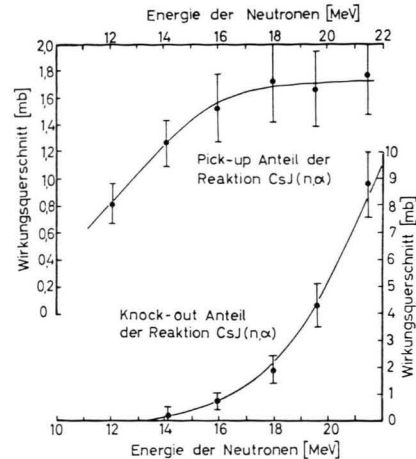


Abb. 22. Anregungsfunktionen der über direkte Wechselwirkungsprozesse verlaufenden Anteile der Reaktion $\text{CsJ}(n,\alpha)$.

tionsausbeuten wegen des bei diesen Kernen noch geringen Einflusses der COULOMB-Barriere wesentlich größer sind.

Meinen besonderen Dank möchte ich hiermit Herrn Professor Dr. H. NEUERT für das große Interesse an dieser Arbeit und für zahlreiche anregende Diskussionen aussprechen. Herrn Professor Dr. W. JENTSCHKE und Herrn Professor Dr. Th. SCHMIDT danke ich für die Erlaubnis zur Benutzung der VAN DE GRAAFF-Beschleuniger des II. Instituts für Experimentalphysik in Hamburg bzw. des Physikalischen Instituts in Freiburg. Ferner bin ich den VAN DE GRAAFF-Gruppen der beiden Institute und insbesondere den Herren Dr. S. SKORKA und Dr. R. SCHULZ für die mannigfaltigen Unterstützungen, die mir bei der Durchführung der Experimente zuteil wurden, zu Dank verpflichtet. Herrn Dipl.-Phys. R. LANGKAU möchte ich für die Mithilfe bei den Messungen und Herrn Professor Dr. G. SÜSSMANN sowie den Herren Dr. T. ERICSON, Dr. P. STICHEL und Dr. A. L. LINDNER für viele theoretische Diskussionen danken. Dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft danke ich für die Bereitstellung von Mitteln.