

Teilchentrennung mit Szintillationszählern und Anwendung auf die Messung von Protonenspektren aus Reaktionen von Neutronen des Energiebereichs 12 bis 22 MeV mit den Kernen K^{39} , J^{127} und Cs^{133} *

Von R. LANGKAU

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

(Z. Naturforschg. 18 a, 914—926 [1963]; eingegangen am 19. Mai 1963)

Die folgende Arbeit befaßt sich mit der Anwendung spezieller Szintillationszählerv Verfahren zur Teilchendifferenzierung auf Untersuchungen über Kernreaktionen von Neutronen mit den Elementen K, J und Cs. Die Meßverfahren geben die Möglichkeit, mit guter Statistik die Spektren emittierter geladener Teilchen zu messen, auch wenn ein starker γ -Untergrund vorhanden ist. Gemessen wurden die Energieverteilungen von Protonen, die beim Beschuß der Szintillationskristalle CsJ(Tl) und KJ(Tl) mit Neutronen emittiert werden. Die Kristalle dienten also sowohl als Target als auch als Detektor. Die Energie der Neutronen, die mit Hilfe der $T(d,n)He^4$ -Reaktion bei Deuteronenenergien von 3 und 4,5 MeV erzeugt wurden, konnte durch entsprechende Wahl des Beobachtungswinkels zwischen 12 und 22 MeV variiert werden.

Außer den Energiespektren konnten auch die Wirkungsquerschnitte gemessen werden.

Eine genaue Betrachtung der Spektren weist darauf hin, daß die statistische Theorie der Kernreaktionen die Verhältnisse vermutlich nicht in allen Einzelheiten beschreiben kann und daß direkte Wechselwirkungsprozesse erheblich zum Wirkungsquerschnitt beitragen.

Seit es durch die Vervollkommenung der Beschleunigungsanlagen für Deuteronen und die Entwicklung geeigneter Tritium-Targets möglich wurde, mit Hilfe der DT-Reaktion Neutronen in genügender Intensität zu erzeugen, sind zahlreiche Untersuchungen an Kernreaktionen durchgeführt worden, die durch Neutronen aus dem Energiebereich um 14 MeV ausgelöst werden. Der überwiegende Teil der Untersuchungen beschränkt sich auf die Messung von Wirkungsquerschnitten mit der experimentell relativ einfachen Aktivierungsmethode. Messungen von Energiespektren und Winkelverteilungen der emittierten Teilchen sind seltener, da die experimentelle Durchführung derartiger Untersuchungen in vielen Fällen dadurch wesentlich erschwert wird, daß mehrere Arten von Kernreaktionen der eingestrahlten Neutronen mit den Targetelementen nebeneinander ablaufen. Dann nämlich muß die Apparatur, die die emittierten Teilchen registrieren soll, in der Lage sein, zwischen verschiedenen Teilchenarten, also z. B. α -Teilchen, Protonen und γ -Quanten zu unterscheiden, damit die speziell interessierende Teilchensorte aus dem vom Target kommenden Strahlungsgemisch abgetrennt werden kann. Wie dieser Schwierigkeit zu begegnen ist, hängt individuell von dem speziell vorliegenden Problem ab. Erfolgreiche Anwendung in dieser Hinsicht finden z. B. Zählerteleskope, wobei neben der

Energie der Teilchen auch deren spezifischer Energieverlust gemessen wird und diese beiden Größen dann zur Identifizierung der Teilchenart dienen.

Eine weitere Möglichkeit ist die Teilchendifferenzierung mit Szintillationszählern. Diese Meßmethode ist zwar in der Auflösung hinsichtlich der Teilchenart der mit Zählerteleskopen unterlegen, jedoch ist der dabei notwendige experimentelle Aufwand geringer und die Handhabung einfacher. Das Verfahren beruht darauf, daß der zeitliche Intensitätsverlauf des Szintillationslichtes und damit auch die Form des Ausgangsimpulses eines Szintillationszählers von der Teilchenart abhängen. Diese Abhängigkeit ist bei fast allen bisher untersuchten Szintillatoren beobachtet worden. Sie ist jedoch nur in weit weniger Fällen ausgeprägt genug, um eine praktische Trennung verschiedener Teilchenarten zu ermöglichen. Beispiele dafür sind unter den organischen Szintillatoren das Stilben und unter den anorganischen die Kristalle der Alkali-Jodide.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Untersuchungen, innerhalb derer mit Hilfe der Methode der Teilchendifferenzierung in Szintillationszählern die Energiespektren von Protonen gemessen wurden, die aus Kernreaktionen von Neutronen mit Energien zwischen 12 und 22 MeV an den Kernen Cs^{133} , J^{127} und K^{39} stammen. Als Targets und gleichzeitig zum Nachweis der emittierten Protonen dienten die Szintillationskristalle CsJ und KJ. Diese Versuchsfüh-

* Dissertation, Hamburg 1963.



rung gewährleistet eine optimale Nachweiswahrscheinlichkeit für die Reaktionsprodukte. Allerdings gestattet sie keinerlei Aussagen über deren Winkelverteilung.

Neben den Energiespektren konnten auch die Wirkungsquerschnitte für die untersuchten Reaktionen bestimmt werden.

Die Meßresultate werden nach Maßgabe der statistischen Theorie der Kernreaktionen (Verdampfungsmodell) analysiert. Diese Theorie, die sich auf die bereits 1936 von N. BOHR formulierte Hypothese vom Compoundkern stützt, gestattet eine Aufteilung der gesamten Protonenausbeute in die Anteile aus den energetisch möglichen (n,p)- und (n,np)-Reaktionen. Aussagen über den aus direkten Wechselwirkungsprozessen stammenden Protonenanteil, der sicher einen wesentlichen Prozentsatz der Gesamtausbeute darstellt, liefert die Theorie allerdings nicht. Dieser Anteil kann also lediglich aus der Differenz zwischen dem gemessenen und dem nach der Theorie berechneten Wirkungsquerschnitt abgeschätzt werden.

Experimentelle Methode

Allgemeines

Der zeitliche Intensitätsverlauf des Szintillationslichtes hängt, insbesondere bei den in diesem Zusammenhang interessierenden Alkali-Halogenid-Kristallen, in sehr komplexer Form von einer Vielzahl von Parametern ab, wie z. B. von der Temperatur, der Konzentration und Art der natürlich vorhandenen oder künstlich hinzugefügten Störstellen und der Art der anregenden Strahlung.

Diese letzte Abhängigkeit kann, wenn sie genügend stark ausgeprägt ist, dazu ausgenutzt werden, mit Hilfe eines Szintillationszählers verschiedene Teilchenarten voneinander zu trennen (Teilchendifferenzierung). Diese Möglichkeit war der Anlaß zu einer großen Zahl neuerer Untersuchungen über das Szintillationsverhalten organischer und anorganischer Kristalle. Die derzeitigen Kenntnisse über die Wechselwirkung von Strahlung mit Festkörpern und Flüssigkeiten sind jedoch noch zu unvollkommen, als daß man daraus Hinweise für die Herstellung eines Szintillators mit optimalen Teilchendifferenzierungseigenschaften entnehmen könnte.

Die im Hinblick auf die Anwendung zur Teilchendifferenzierung gemachten Szintillationsuntersuchungen bestehen fast ausschließlich aus Messungen von Ab-

klingkurven bei Einstrahlung von α -Teilchen, Protonen und γ -Quanten. Die Meßergebnisse zeigen eine große Mannigfaltigkeit von Kurvenformen. Diese lassen sich in den meisten Fällen durch wenige, z. B. zwei, exponentielle Komponenten oder einen hyperbolischen Verlauf, bzw. einem Gemisch derartiger Funktionen mit guter Näherung beschreiben. Es ist jedoch nicht möglich, aus dieser Tatsache eindeutige und detaillierte Rückschlüsse auf den Leuchtmechanismus zu ziehen, so daß ihr keine allzu große physikalische Bedeutung beigemessen werden kann.

Für die folgende Diskussion der Meßmethode genügt die vereinfachende Annahme, daß die Szintillationsintensität exponentiell mit einer mittleren Zeitkonstante τ abklingt. Im Rahmen dieser Näherung bestehen die Unterschiede im Szintillationsverlauf für verschiedene Teilchensorten im allgemeinen darin, daß bei anorganischen Szintillatoren τ mit wachsender Ionisierungsdichte der eingestrahnten Teilchen abnimmt. Organische Szintillatoren zeigen das umgekehrte Verhalten. Eine der bisher bekannten Ausnahmen bildet Tl-aktiviertes CsBr¹.

Die mit Thallium aktivierten Alkali-Halogenid-Kristalle zeigen alle, soweit sie bisher daraufhin untersucht worden sind, eine Abhängigkeit des Szintillationsverlaufs von der Teilchensorte. Daraus ist jedoch nicht zu folgern, daß sie auch alle zur praktischen Teilchendifferenzierung geeignet sind. In vielen Fällen macht die zu geringe Lichtausbeute eine Anwendbarkeit unmöglich. Während nämlich der Szintillationsverlauf auch bei kleiner Lichtausbeute mit geeigneten Meßmethoden durch Mittelung über eine große Zahl von Einzelimpulsen mit guter Genauigkeit bestimmt werden kann, erfordert die Methode der Teilchendifferenzierung die Messung der Abklingzeit für jeden einzelnen Impuls. Das ist jedoch bei kleiner Lichtausbeute nur ungenau möglich, da dann die geringe Anzahl von Photoelektronen pro Impuls eine starke Welligkeit des Ausgangsimpulses verursacht.

Aus der Gruppe der Alkali-Halogenid-Kristalle haben bisher die Szintillatoren CsJ (Tl), KJ (Tl), NaJ (Tl), RbJ (Tl) und CsBr (Tl) praktische Verwendung bei der Teilchendifferenzierung gefunden^{1, 2 u. a.}. Dabei war es in einigen Fällen zunächst nötig, die Szintillationseigenschaften in ihrer Abhängigkeit von Temperatur und Tl-Gehalt zu untersuchen, um die günstigsten Arbeitsbedingungen zu ermitteln.

Elektronische Methode

Es gibt heute bereits eine große Anzahl erprobter elektronischer Meßanordnungen, mit denen der unterschiedliche Szintillationsverlauf für verschiedene Teilchensorten zur praktischen Teilchendifferenzierung ausgenutzt werden kann. Einige zusammenfassende Artikel vermitteln einen Überblick über dieses Gebiet^{3-5 u. a.}.

¹ D. KLINGER, R. LANGKAU u. H. WALTER, Nucl. Inst. Meth., im Druck.

² P. G. BIZETTI, A. M. BIZETTI-SONA u. M. BOCCIOLINI, Nucl. Phys. **36**, 38 [1962].

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

⁴ R. B. OWEN, IRE-Transactions, **NS-9**, Nr. 3, 285 [1962].

⁵ M. FORTÉ, A. KONSTA u. C. MARANZANA, Contribution NE/59 to the "Conf. on Nucl. Electronics", Belgrad 1961.

Das hier insbesondere beim CsJ angewandte Meßverfahren wurde ebenfalls bereits an anderer Stelle ausführlich behandelt³. Es besteht in folgendem: Der Szintillationsimpuls wird an zwei verschiedenen Ausgangselektroden des Photomultipliers, einmal an einer gegen die mittlere Szintillationsdauer $\bar{\tau}$ kleinen, und zum anderen an einer gegen $\bar{\tau}$ großen Zeitkonstante abgenommen. Der erste Impuls hat dann einen zeitlichen Verlauf, der etwa dem der Szintillation selbst entspricht. Sein Maximum i_{\max} ist ein Maß für die Lichtintensität am Anfang. Der zweite Impuls ergibt sich durch Integration des auf die Ausgangselektrode treffenden Stromimpulses an deren großer Zeitkonstante. Sein Maximum U_{\max} ist ein Maß für das gesamte, pro Szintillation emittierte Licht. Diese beiden Impulse erhalten in Impulsdehnern eine Rechteckform einstellbarer Länge und werden dann auf die Ablenkplattenpaare eines X-Y-Oszillographen gegeben. Bei entsprechender Helltastung des Kathodenstrahls erscheint dann jede Szintillation als Leuchtpunkt mit den Koordinaten (i_{\max}, U_{\max}) auf dem Oszillographenschirm. Für ein festes τ liegen diese Leuchtpunkte annähernd auf einer Geraden, deren Steigung von τ bestimmt wird. Treten durch Einstrahlung mehrerer Teilchenarten verschiedene Abklingzeiten $\bar{\tau}$ auf, dann beobachtet man auf dem Schirm entsprechend viele Leuchtpunktgeraden unterschiedlicher Steigung. Die Aufspaltung zwischen den verschiedenen Geraden kann dadurch noch vergrößert werden, daß nicht i_{\max} , sondern die mit Hilfe eines Differenzverstärkers gewonnene Größe $i_{\max} - k U_{\max}$ mit U_{\max} verglichen wird. Insbesondere kann durch geeignete Wahl von k die Apparatur so eingestellt werden, daß für ein festes τ die obige Differenz stets Null ist³. Die so auf dem Oszillographenschirm dargestellte Teilchendiskriminierung wird mit einem lichtempfindlichen Element (Photozelle, Multiplier) abgetastet, dessen Ausgangsimpuls zum Öffnen des Gates in einem Vielkanalanalysator dient. Durch Anbringen einer geeignet zugeschnittenen Maske vor dem Leuchtschirm kann erreicht werden, daß das Abtastelement nur die zu einer bestimmten Teilchensorte gehörenden Leuchtpunkte „sieht“. Der Vielkanalanalysator registriert dann also nur die interessierende Teilchenart, z. B. Protonen.

Photographische Methode

Beim KJ(Tl) sind die Unterschiede im Szintillationsverlauf für verschiedene Teilchenarten unter normalen Bedingungen, d. h. bei der üblichen Tl-Konzentration von 0,1 Mol-Proz. und bei Zimmertemperatur, zu gering, um eine quantitative Trennung mit einem elektronischen Verfahren zu gewährleisten. Aus diesem Grunde wurde der wesentlichste Teil der Messungen am KJ mit einem photographischen Verfahren durchgeführt³. Es nutzt die Tatsache aus, daß die zeitliche Lage T_{\max} (Anstiegszeit) des Ausgangsimpulses eines Szintillationszählers außer von der Arbeitszeitkonstanten RC auch von der Abklingzeit τ , d. h. in diesem Zusammenhang von der eingestrahelten Teilchenart abhängig ist. Dazu werden die an einer geeigneten Zeitkonstante abgegriffenen Impulse vom Schirm eines Oszillographen photo-

graphiert und anschließend sowohl nach ihrer Höhe U_{\max} als auch nach T_{\max} sortiert. Die Impulshöhe ergibt über die Energieeichung des Kristalls die Teilchenenergie, die Zeit T_{\max} die Teilchenart. Abb. 1 zeigt die Abhängigkeit der Zeit T_{\max} von der Zeitkonstante RC für drei verschiedene Abklingzeiten (Teilchenarten). Als optimale Zeitkonstante für die Anwendung der Me-

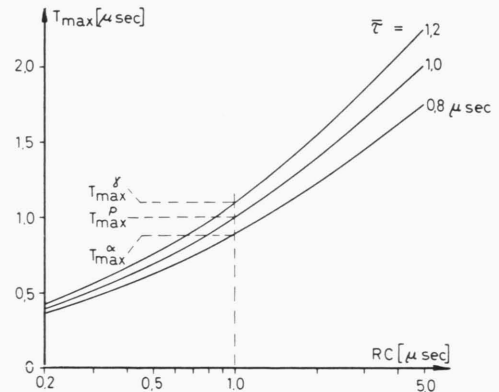


Abb. 1. Die zeitliche Lage des Impulsmaximums als Funktion der Arbeitszeitkonstanten.

thode erweist sich ein in der Größenordnung der vorkommenden Abklingzeiten liegender Wert. Vergrößert man RC wesentlich über $\bar{\tau}$ hinaus, dann zeigt der Impuls in der Nähe des Maximums einen zunehmend flachen Verlauf, so daß T_{\max} immer ungenauer festgelegt werden kann. Verkleinert man RC unter die Abklingzeit $\bar{\tau}$, dann macht die sich dem Impulsverlauf überlagernde Welligkeit infolge der steigenden zeitlichen Auflösung der Anordnung eine ausreichend genaue Bestimmung von T_{\max} unmöglich. Abb. 2 zeigt ein Beispiel einer Verteilung der Anstiegszeiten T_{\max} für ein beliebig herausgegriffenes Impulshöhenintervall. Die Aufteilung

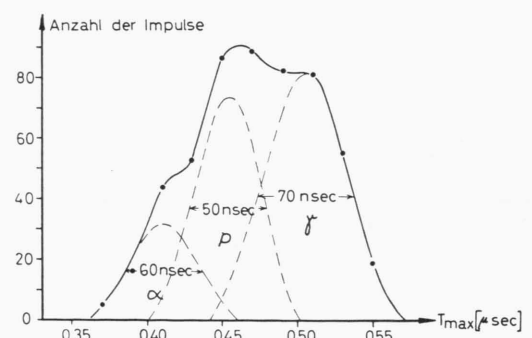


Abb. 2. Beispiel eines Anstiegszeitspektrums.

solcher Anstiegszeitspektren in die zu den einzelnen Teilchensorten (α -Teilchen, Protonen, γ -Quanten) gehörenden Komponenten erfolgt auf graphischem Wege. Die dazu erforderliche Form der zu einer einzigen Teilchenart gehörenden T_{\max} -Verteilung (zeitliche Lage und Halbwertsbreite) muß vorher durch getrennte Be-

strahlung des Zählers mit α -Teilchen, Protonen und γ -Quanten ermittelt werden. Die Genauigkeit, mit der aus einem solchen T_{\max} -Spektrum die Anteile der verschiedenen Teilchenarten bestimmt werden können, beträgt etwa 10%. Die auf diese Weise für jedes Impulshöhenintervall ermittelten Anteile ergeben bei Auftragung gegen die Impulshöhe (Energie) die gesuchten Impulshöhen-(Energie)-Spektren.

Keines der beiden oben erläuterten Verfahren gestattete eine eindeutige Trennung von Protonen und Deuteronen. Die gemessenen „Protonenspektren“ enthalten also auch Deuteronenbeimischungen aus (n,d)-Reaktionen.

Neutronenquelle und Eichung der Kristalle

Die Neutronen für die hier zu beschreibenden Experimente wurden mit der Reaktion $T(d,n)He^4$ erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion durchläuft ein Maximum von 5 barn bei 110 keV Deuteronenenergie und sinkt dann auf etwa 90 mb bei 5 MeV ab. Auf Grund dieses Verlaufs und des hohen Q -Wertes von 17,59 MeV ist es möglich, bereits mit niederenergetischen Deuteronen, die sich ohne besonders großen experimentellen Aufwand erzeugen lassen, ergiebige Quellen für mittelschnelle Neutronen (~ 14 MeV) aufzubauen.

Zur Variation der Neutronenenergie wurde deren Winkelabhängigkeit im Laborsystem bei Verwendung dünner Tritium-Targets ausgenutzt. Dazu wurden die Szintillationskristalle CsJ(Tl) und KJ(Tl), in denen die (n,p)-Reaktionen stattfinden und nachgewiesen werden sollten, unter verschiedenen Beobachtungswinkeln zum Deuteronenstrahl angeordnet. Verwandt wurden Deuteronen der Energien 3 und 4,5 MeV, die mit den VAN DE GRAAFF-Beschleunigern des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg und des Physikalischen Instituts der Universität Freiburg erzeugt wurden. Der ausnutzbare Energiebereich der Neutronen erstreckte sich dabei von 12,1 bis 21,5 MeV⁶.

Als Monitor für die Neutronenintensität während der Messungen diente ein Long-Counter, der unter einem Beobachtungswinkel von 90° in einem festen Abstand aufgestellt war. Um Aussagen über die absolute Größe des Neutronenflusses machen zu können, wurde der Long-Counter mit einem $Li^6(Eu)$ -Szintillationsspektrometer geeicht. Dabei wurde der Wirkungsquerschnitt von $25,8 \text{ mb} \pm 6\%$ für die Reaktion $Li^6(n,\alpha)T$ bei der Neutronenenergie von 14,1 MeV⁷ und der bekannte Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die $T(d,n)He^4$ -Reaktion⁸ bei den entsprechenden Deuteronenenergien zugrunde gelegt.

Die Genauigkeit der hier benutzten Neutronenenergien ergibt sich für die ungünstigen Annahmen, daß die Energie des Deuteronenstrahls auf $\pm 0,1$ MeV und der Beobachtungswinkel auf $\pm 1^\circ$ genau sind, zu $\pm 0,2$ MeV. Der Abstand der Kristalle vom Neutronentarget war so gewählt, daß der Öffnungswinkel 2° betrug.

Die Energieeichung der Kristalle wurde mit den Protonengruppen der Reaktion $B(d,p)$ durchgeführt. Als Target wurde dabei Borkarbid (B_4C) verwandt, in welchem das Bor im natürlichen Isotopengemisch vorlag. In Übereinstimmung mit zahlreichen anderen Untersuchungen ergab sich ein in guter Näherung linearer Zusammenhang zwischen Impulshöhe am Ausgang des Szintillationszählers und Protonenenergie. Um von der speziell gewählten Einstellung der elektronischen Apparatur (Hochspannung am Multiplier, Verstärkung usw.) unabhängig zu sein, wurden alle gemessenen Impulshöhen auf diejenigen bezogen, die durch 3,5 MeV- α -Teilchen erzeugt wurden. Diese α -Teilchen stammten von einem Po- α -Präparat, das in stets reproduzierbarer Geometrie vor dem Zähler angebracht werden konnte. Die aus der Reaktion $B(d,p)$ für die Eichung maximal zur Verfügung stehende Protonenenergie betrug etwa 8,5 MeV. Da die Protonen aus den hier untersuchten (n,p)-Reaktionen Energien bis zu etwa 22 MeV haben konnten, wurde die Eichung bis zu diesem Wert geradlinig extrapoliert.

Die benutzten Szintillationskristalle hatten die Abmessungen

25 mm ϕ \times 25 mm Höhe (CsJ)
und 25 mm ϕ \times 20 mm Höhe (KJ).

Meßresultate

Protonenspektren aus der Reaktion der Neutronen mit CsJ

Die zwischen Neutronen aus dem hier zur Verfügung stehenden Energiegebiet und den Elementen Cs und J des CsJ-Kristalls zu erwartenden Kernreaktionen, bei denen als geladene Teilchen Protonen (oder Deuteronen) emittiert werden, sind in der folgenden Tab. 1 zusammengestellt.

	Cs	Q -Wert (MeV)	J	Q -Wert (MeV)
a)	$Cs^{133}(n,p,\gamma)Xe^{133}$	0,36	$J^{127}(n,p,\gamma)Te^{127}$	-0,02
b)	$Cs^{133}(n,p,n)Xe^{132}$	-6,47	$J^{127}(n,p,n)Te^{126}$	-6,47
c)	$Cs^{133}(n,n,p)Xe^{132}$	-6,47	$J^{127}(n,n,p)Te^{126}$	-6,47
d)	$Cs^{133}(n,d)Xe^{132}$	-3,78	$J^{127}(n,d)Te^{126}$	-4,24

Tab. 1.

Die (n,p γ)-Reaktion ist die üblicherweise als (n,p)-Reaktion bezeichnete. Die obige Schreibweise soll nur andeuten, daß die Anregungsenergie des nach der Emission des Protons zurückbleibenden Folgekerns im Gegensatz zur (n,pn)-Reaktion durch γ -Strahlung erfolgt. Die Protonen aus den Reaktionen a), b) und c) lassen sich mit den hier benutz-

⁶ L. BLUMENBURG u. S. J. SCHLESINGER, AECU-3118.

⁷ H. POLLEHN, Diplomarbeit, Hamburg 1961.

⁸ N. JARMIE u. J. D. SEAGRAVE, LA-2014.

ten Meßverfahren nicht voneinander trennen. Zwischen der (n,np) - und der (n,pn) -Reaktion besteht der prinzipielle Unterschied, daß die Protonen von verschiedenen Zwischenkernen emittiert werden. Auf Grund dieser Tatsache läßt sich der Anteil der (n,np) -Reaktion aus der in einem folgenden Abschnitt mit Hilfe der statistischen Theorie der Kernreaktionen durchzuführenden Analyse der Spektren abschätzen, da in dieser Theorie das Energiespektrum der emittierten Teilchen ausschließlich durch Art und Zustand des Zwischenkerns bestimmt wird. Das bedeutet wiederum, daß sich die Reaktionen a) und b) im Rahmen dieser Theorie prinzipiell nicht unterscheiden lassen, da in beiden Fällen die Emission der Protonen vom gleichen Zwischenkern erfolgt. Um die Reaktion a) von den Reaktionen b) und c) zu trennen, müßte man die Protonenspektren in Koinzidenz mit ebenfalls emittierten Neutronen messen.

Die eingestrahnten Neutronen hatten Energien von 12,1, 14,1, 16,0, 18,0, 19,6 und 21,5 MeV. Abb. 3 zeigt als Beispiel eines Meßergebnisses das Protonenspektrum für $E_n = 21,5$ MeV. Die eingezeichnete Aufteilung in drei verschiedene Anteile bezieht sich auf die noch folgende theoretische Analyse. In Abb. 4 sind alle gemessenen Spektren zusammengestellt.

Die breiten Verteilungen zeigen als gemeinsames Merkmal einen Absatz auf der niederenergetischen Flanke und eine im wesentlichen aus zwei Absätzen bestehende Grobstruktur auf dem hochenergetischen Teil, deren Lage bezüglich der Anregungsenergie des Folgekerns von der Neutronenenergie unabhängig zu sein scheint.

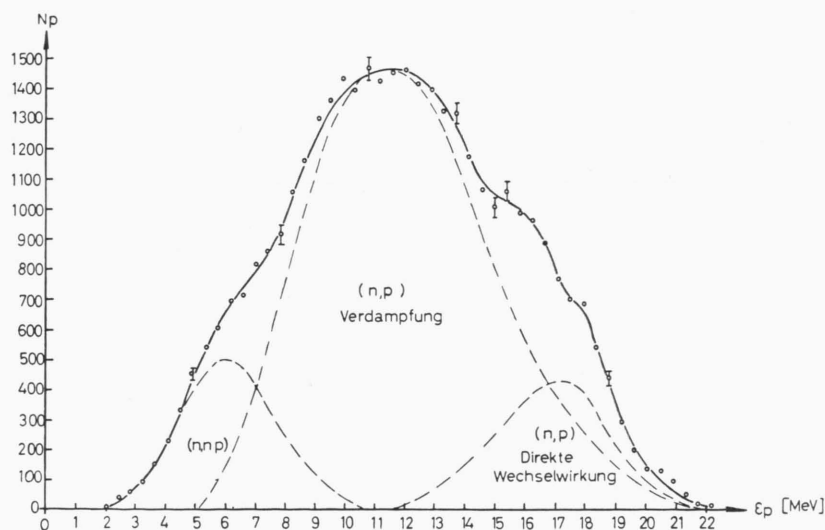


Abb. 3. Spektrum der Protonen aus der Reaktion $CsJ(n,p)$ mit 21,5 MeV-Neutronen.

Die registrierten Protonen stammen aus der Wechselwirkung der Neutronen mit zwei verschiedenen Elementen, nämlich Cäsium und Jod. Die spezielle

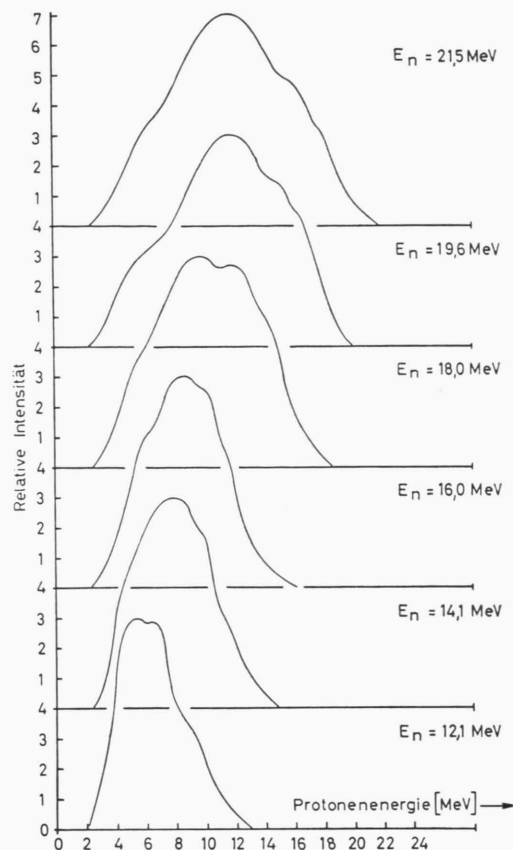


Abb. 4. Zusammenstellung der Protonenspektren aus der Reaktion von Neutronen der Energie E_n mit CsJ .

Art der hier gewählten Meßanordnung macht eine Zerlegung der Gesamtausbeute an Protonen in die beiden Anteile unmöglich. Für die folgenden Betrachtungen sei jedoch angenommen, daß sich die vom Cs und vom J herrührenden Protonenspektren und die entsprechenden Wirkungsquerschnitte nicht wesentlich voneinander unterscheiden. Diese Annahme scheint auf Grund der relativ geringen Unterschiede der beiden Kerne $_{55}\text{Cs}^{133}$ und $_{53}\text{J}^{127}$ hinsichtlich Kernladungs- und Massenzahl und der nur wenig verschiedenen Q -Werte für die entsprechenden Reaktionen gerechtfertigt zu sein. Sie wird weiterhin durch das experimentelle Ergebnis gestützt, daß der Wirkungsquerschnitt für die $(n,2n)$ -Reaktion mit diesen beiden Elementen im hier betrachteten Energieintervall fast den gleichen Verlauf zeigt⁹.

Die im Rahmen dieser Messungen für die Neutronenenergie von 14 MeV erhaltenen Resultate sind in Übereinstimmung mit denen anderer Autoren¹⁰⁻¹².

Protonenspektren aus der Reaktion der Neutronen mit KJ

Bei Bestrahlung von KJ mit Neutronen werden neben den bereits in Tab. 1 aufgeführten Reaktionen am Jod die folgenden Kernreaktionen wesentlich zu den gemessenen Protonen-(Deuteronen-)Spektren beitragen.

Reaktion	Q -Wert
$\text{K}^{39}(\text{n},\text{p}\gamma)\text{A}^{39}$	0,22 MeV
$\text{K}^{39}(\text{n},\text{p}\text{n})\text{A}^{38}$	-6,41 MeV
$\text{K}^{39}(\text{n},\text{n}\text{p})\text{A}^{38}$	-6,41 MeV
$\text{K}^{39}(\text{n},\text{d})\text{A}^{38}$	-4,19 MeV

Tab. 2.

Im natürlichen Isotopengemisch ist neben dem K^{39} das K^{41} mit 6,55% vertreten. Aus diesem Wert und dem für 14 MeV-Neutronen zu etwa 80 mb gemessenen (n,p) -Wirkungsquerschnitt für das K^{41} folgt¹³, daß sich der Einfluß des K^{41} mit ungefähr 6 mb an der gesamten Protonenausbeute bemerkbar machen wird. Dieser Anteil ist aber gegen den hier gemessenen (n,p) -Wirkungsquerschnitt am KJ, wie sich im folgenden zeigen wird, zu vernachlässigen.

Abb. 5 zeigt ein Beispiel eines gemessenen Spektrums für $E_n = 15,2$ MeV, Abb. 6 die Zusammenstellung aller Spektren. Die Neutronenenergien betragen 12,7, 15,2, 17,5 und 19,6 MeV. Die Auftei-

lung in Abb. 5 bezieht sich wiederum auf die noch folgende Analyse.

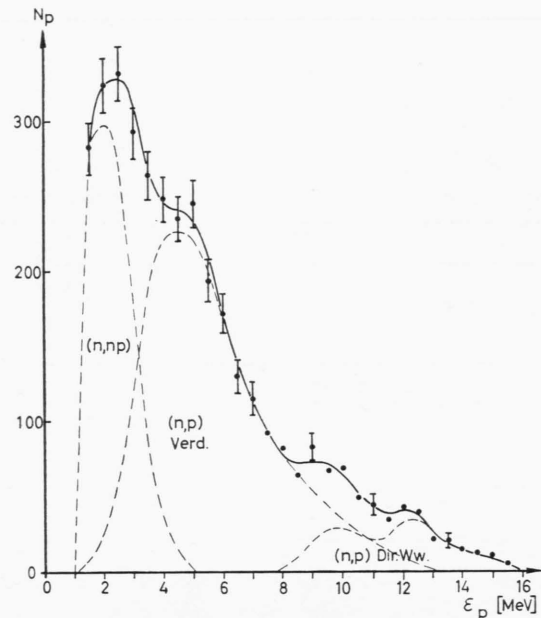


Abb. 5. Spektrum der Protonen aus der Reaktion KJ(n,p) mit 15,2 MeV-Neutronen.

Anders als bei den Messungen am CsJ, wo angenommen wurde, daß die Gesamtausbeute an Protonen zu gleichen Teilen vom Cäsium und vom Jod stammt, wird beim KJ der überwiegende Teil der Protonen von Kernreaktionen am Kalium herrühren. Das folgt aus einem Vergleich von (n,p) -Wirkungsquerschnitten an Kernen aus den Massenbereichen des Kaliums und Jods und wird durch die hier gemessenen Wirkungsquerschnitte am CsJ und KJ bestätigt. Im Rahmen der erreichten Meßgenauigkeit kann angenommen werden, daß die Protonen ausschließlich von Reaktionen am K^{39} stammen.

Um diese mit der photographischen Methode gewonnenen Meßergebnisse zu stützen, wurde die Möglichkeit für die Anwendbarkeit eines elektronischen Trennverfahrens beim KJ(Tl) durch Untersuchung des Szintillationsverhaltens in Abhängigkeit von der Temperatur und dem Tl-Gehalt genauer geprüft. Dabei ergab sich, daß bei genügend hoher Tl-Konzentration (~ 1 Mol-Proz.) und bei Erhöhung der Kristalltemperatur über die Zimmertemperatur

⁹ M. BORMANN, S. CIERJACKS, R. LANGKAU u. H. NEUERT, Z. Phys. **166**, 477 [1962].

¹⁰ M. BORMANN, H. JEREMIE, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT u. H. POLLEHN, Z. Naturforsch. **15a**, 200 [1960].

¹¹ G. M. MARCAZZAN, E. MENICHELLA SAETTA u. F. TONOLINI, Nuovo Cim. **20**, 903 [1961].

¹² W. R. DIXON, Nucl. Phys. **42**, 27 [1963].

¹³ E. B. PAUL u. R. L. CLARKE, Canad. J. Phys. **31**, 267 [1953].

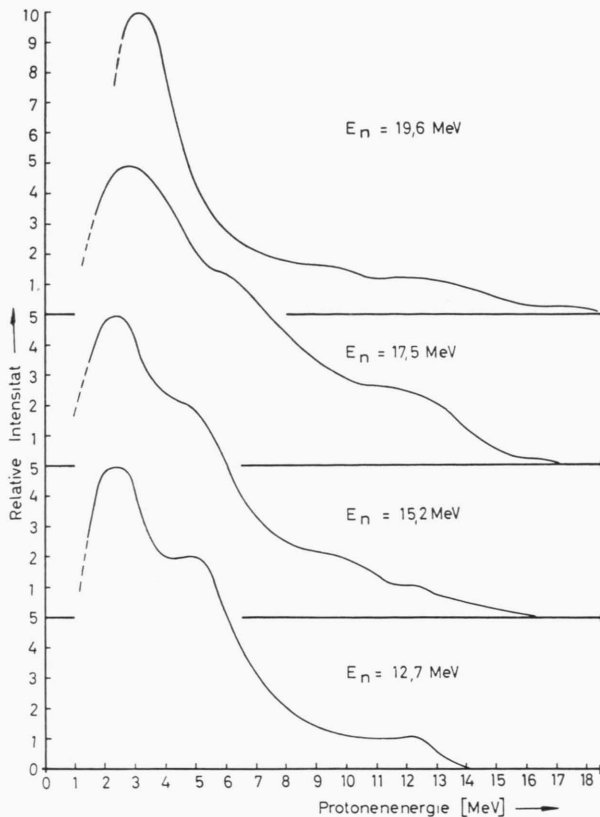


Abb. 6. Zusammenstellung der Protonenspektren aus der Reaktion von Neutronen der Energie E_n mit KJ.

hinaus ($\sim +100^\circ\text{C}$) die Unterschiede im zeitlichen Verlauf der Szintillation für verschiedene Teilchenarten so stark zunahmen, daß die Anwendung der oben beschriebenen elektronischen Methode möglich wurde¹⁴. Abb. 7 zeigt ein elektronisch registriertes Protonenspektrum für eine Neutronenenergie von 14,1 MeV. Die Form des Spektrums ist in guter Übereinstimmung mit denen der übrigen. Dem offensichtlichen Vorteil eines elektronischen Meßverfahrens stand in diesem Falle der Nachteil entgegen, den Kristall während der Bestrahlung mit Neutronen auf konstanter Temperatur halten zu müssen, da die beobachteten Szintillationseigenschaften eine empfindliche Temperaturabhängigkeit zeigten.

Wirkungsquerschnitte

Die für die Gesamtausbeute an Protonen gemessenen Wirkungsquerschnitte sind in den Abb. 8 und 9 in Abhängigkeit von der Neutronenenergie

dargestellt. Der KJ-Wert für $E_n = 14,1$ MeV ist einer anderen Messung entnommen worden¹⁰.

Diskussion der Meßergebnisse

Die statistische Theorie der Kernreaktionen

Der Ausgangspunkt für die von WEISSKOPF¹⁵ erstmalig quantitativ formulierte Theorie ist die BOHRsche Hypothese, nach der eine Kernreaktion $A(a,b)B$ in zwei klar getrennten Stufen abläuft:

- a) Bildung des Compoundkerns (Zwischenkerns) aus dem Targetkern und dem einfallenden Teilchen;
- b) Zerfall des Compoundkerns in den Folgekern und das emittierte Teilchen. Die spezielle Art des Zerfalls ist wohl abhängig vom Zustand des Compoundkerns, also von dessen Energie, Drehimpuls und Parität, dagegen unabhängig von dem Weg, auf dem der Compoundkern in seinen Zustand gebracht worden ist.

Auf Grund der Unabhängigkeit dieser beiden Stufen voneinander kann der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion in ein Produkt aufgespalten werden:

$$\sigma(a,b) = \sigma_C(a) \cdot G_C(b). \quad (1)$$

Darin ist $\sigma_C(a)$ der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundkerns C aus a und A und $G_C(b)$ die auf eins normierte Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Compoundkern in ein Teilchen b und den Folgekern B zerfällt. Betrachtet man die Emission eines Teilchens b im Zusammenhang mit allen anderen möglichen Zerfallsarten von C, dann bekommt $G_C(b)$ die Bedeutung eines Verzweungsverhältnisses, so daß man also auch schreiben kann:

$$G_C(b) = F_b / \sum_i F_i. \quad (2)$$

Dabei bedeuten die F_i die relativen Wahrscheinlichkeiten für den Zerfall von C unter Emission eines Teilchens i.

Unter Anwendung des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts, das bei Invarianz der betrachteten Wechselwirkung gegenüber Zeitumkehr gilt, lassen sich über die F_b und über das Energiespektrum $N_b(\varepsilon) d\varepsilon$ der emittierten Teilchen b nähere Aus-

¹⁴ R. LANGKAU, H. NEUERT u. H. WALTER, Z. Naturforsch. **17 a**, 441 [1962].

¹⁵ V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. **52**, 295 [1937].

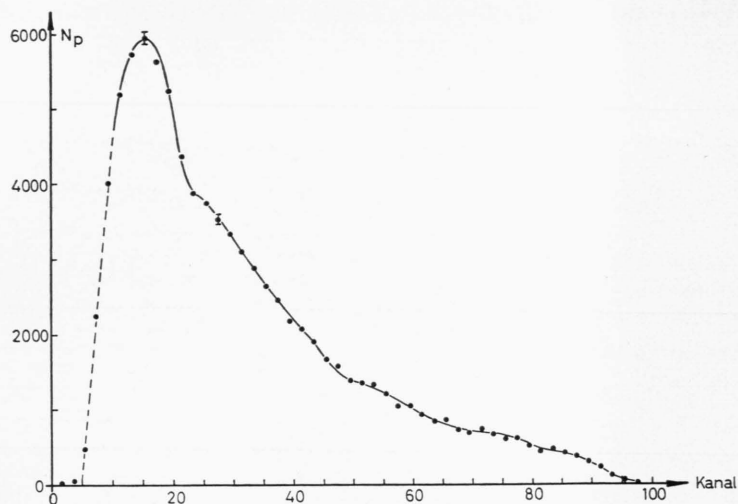


Abb. 7.

Abb. 7. Elektronisch registriertes Impulshöhenspektrum der Protonen aus der Reaktion von 14,1 MeV-Neutronen mit KJ.

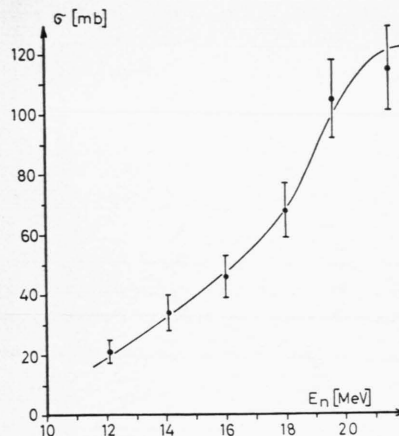


Abb. 8.

Abb. 8. Wirkungsquerschnitt für die Gesamtausbeute an Protonen aus der Reaktion von Neutronen der Energie E_n mit CsJ.

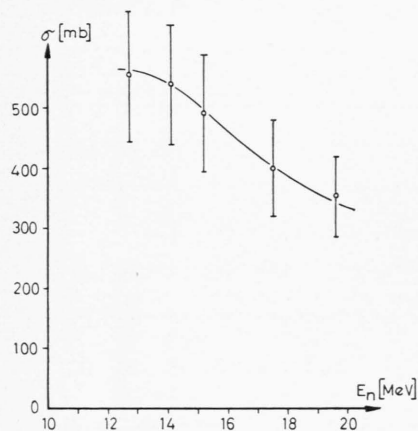


Abb. 9.

sagen machen. Die Theorie liefert dafür die Ausdrücke:

$$F_b = \text{const} \cdot m_b \int_0^{\varepsilon^{\max}} \varepsilon \sigma_{Cb}(\varepsilon) \omega_B(\varepsilon^{\max} - \varepsilon) d\varepsilon \quad (3)$$

$$\text{und } N_b(\varepsilon) d\varepsilon = \text{const} \cdot \varepsilon \cdot \sigma_{Cb}(\varepsilon) \omega_B(\varepsilon^{\max} - \varepsilon) d\varepsilon. \quad (4)$$

Dabei bedeuten ε die Energie des emittierten Teilchens, ε^{\max} dessen Maximalwert, $\omega_B(\varepsilon^{\max} - \varepsilon)$ die Niveaudichte des Folgekerns bei der Anregungsenergie $E = \varepsilon^{\max} - \varepsilon$, σ_{Cb} den Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundkerns C bei der inversen Reaktion zwischen dem emittierten Teilchen b mit der Energie ε und dem Folgekern B mit der Anregungsenergie E , m_b die Masse des Teilchens b

und $N_b(\varepsilon) d\varepsilon$ die relative Anzahl der in das Energieintervall $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$ emittierten Teilchen b.

Für quantitative Vergleiche zwischen den Voraussetzungen der Theorie und den Meßresultaten benötigt man also eine quantitative Kenntnis der Wirkungsquerschnitte σ_{Cb} und der Niveaudichte $\omega_B(E)$. σ_{Cb} -Werte für α -Teilchen, Protonen, Neutronen und γ -Quanten sind bereits vor einigen Jahren von BLATT und WEISSKOPF¹⁶ nach einer „Kontinuumstheorie“ genannten wellenmechanischen Methode für ein kastenförmiges Kernpotential berechnet worden. Daneben gibt es neuere Berechnungen für α -Teilchen, Protonen und Neutronen von IGO¹⁷ und LINDNER¹⁸, denen das realistischere optische Kernpotential zugrunde liegt.

¹⁶ J. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, J. Wiley, New York 1952.

¹⁷ G. IGO, Phys. Rev. **115**, 1665 [1959].

¹⁸ A. LINDNER, Z. Phys. **171**, 379 [1963].

Theoretische Betrachtungen über den Verlauf der Niveaudichte sind bereits 1936 von BETHE¹⁹ angestellt worden, wobei der Kern als FERMI-Gas aus Z Protonen und N Neutronen behandelt wurde. Alle neueren Überlegungen zu diesem Problem benutzen die dort formulierten Grundlagen. Diese Berechnungen ergeben:

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

Diese Dichteverteilung umfaßt alle Niveaus ohne Unterscheidung nach Spin und Parität. Für die Niveaus mit einem bestimmten Spin j ergibt sich nach dem FERMI-Gas-Modell mit guter Näherung die Verteilung:

$$\omega_j(E) = C_j E^{-2} \exp\{2\sqrt{aE}\}. \quad (6)$$

Eine bei der Analyse von Meßergebnissen häufig benutzte Näherung für die Niveaudichte erhält man aus (5) und (6), wenn man den sich im Vergleich zur Exponentialfunktion nur langsam mit E ändernden Koeffizienten als konstant betrachtet:

$$\omega(E) = C \exp\{2\sqrt{aE}\}. \quad (7)$$

Schließlich kann man für einen begrenzten Bereich der Anregungsenergie den Exponenten linear approximieren und bekommt dann die ebenfalls oft angewandte Näherung:

$$\omega(E) = C e^{E/\Theta} \text{ mit } \Theta = \text{const.} \quad (8)$$

Mit dieser Näherung (8) erhält die Energieverteilung (4) unter Vernachlässigung der Energieabhängigkeit des Compound-Wirkungsquerschnitts σ_{Cb} die Form des in der Thermodynamik bekannten Verdampfungsspektrums und Θ die Bedeutung einer Temperatur. In Anlehnung an diese Analogie definiert man allgemein als „Kerntemperatur“ die Größe

$$T(E) = \left[\frac{d \ln \omega(E)}{dE} \right]^{-1}.$$

Für die Näherung (8) gilt $T(E) = \Theta = \text{const.}$, und man bezeichnet deswegen (8) als „Niveaudichte mit konstanter Kerntemperatur“.

Analyse der Spektren

Zur Analyse der Spektren im Rahmen der statistischen Theorie wurde in der dafür üblichen Weise das Verhalten der Größe $L = N_p/\varepsilon_p \cdot \sigma_{\text{Cb}}$ in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E des Folgekerns

untersucht. L ist gemäß (4) der Niveaudichte des Folgekerns proportional. Eine Darstellung der gemessenen Protonenspektren in der Form $L = f(E)$ sollte also Aufschluß darüber geben, ob die Spektren die von der Theorie vorausgesagte Form besitzen (Verdampfungsspektren) und welcher der verschiedenen Ansätze (5) bis (8) die wirklich vorliegende Niveaudichte am besten beschreibt. Bei Verdampfungsspektren sollte es insbesondere möglich sein, die für verschiedene Neutronenenergien registrierten Protonenspektren in der Darstellung $L = f(E)$ durch geeignete Wahl der Proportionalitätskonstanten in Bereichen gleicher Anregungsenergie zur Deckung zu bringen.

Die Abb. 10 und 11 zeigen alle gemessenen Protonenspektren in der Auftragung $\ln(L) = f(E)$. Die dafür benutzten σ_{Cb} -Werte wurden dem Lehrbuch von BLATT und WEISSKOPF entnommen¹⁶. Dabei ist zu bemerken, daß diese Wirkungsquerschnitte für im Grundzustand befindliche Targetkerne berechnet worden sind. Die für die Analyse nach der statistischen Theorie benötigten σ_{Cb} -Werte beziehen sich jedoch auf Targetkerne, die sich bei der Anregungsenergie E befinden. Im vorliegenden Fall wird angenommen, daß dieser Umstand im hier vorkommenden Bereich der Anregungsenergien keinen Einfluß auf die Größe der Compound-Wirkungsquerschnitte hat. Diese Annahme wird durch Untersuchungen von LANE und PARKER gestützt²⁰.

Alle Kurvenverläufe lassen sich in einem mittleren Bereich der Anregungsenergie durch Geraden approximieren. Das würde bedeuten, daß sich in diesen Bereichen von E die Niveaudichte des Folgekerns durch den Ansatz (8) beschreiben ließe. Dabei ergibt sich jedoch der Widerspruch, daß die sich aus den Steigungen der Geraden ergebenden Kerntemperaturen Θ eine starke Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_n aufweisen.

In den Abb. 12 und 13 sind die Spektren in der Darstellung $\ln(L) = f(\sqrt{E})$ aufgetragen. Die Möglichkeit, auch diese Kurven in einem mittleren Bereich von E durch Geraden nähern zu können, spricht für eine Niveaudichte gemäß (7), aber auch hier zeigt sich eine den Voraussagen der Theorie widersprechende Abhängigkeit des Niveaudichteparameters a von E_n .

Qualitativ das gleiche Aussehen tragen die Spektren in den Darstellungen $\ln(E^2 L) = f(\sqrt{E})$ und

¹⁹ H. BETHE, Phys. Rev. **50**, 332 [1936].

²⁰ A. M. LANE u. K. PARKER, Nucl. Phys. **16**, 690 [1960].

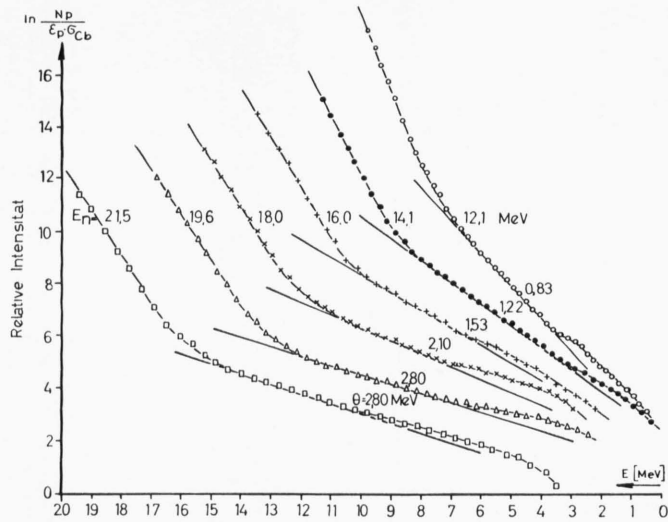


Abb. 10. CsJ(n,p) ; Vergleich der Protonen-Spektren mit der statistischen Theorie (σ_{cb} nach der Kontinuumstheorie; E =Anregungsenergie des Restkerns).

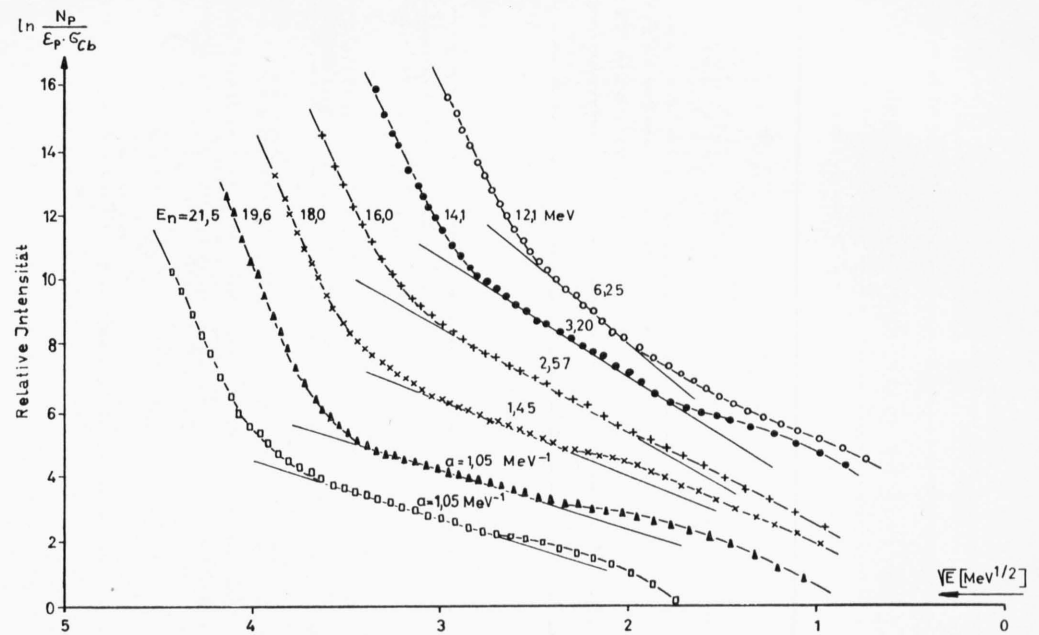


Abb. 12. CsJ(n,p) ; Vergleich der Protonen-Spektren mit der statistischen Theorie (σ_{cb} nach der Kontinuumstheorie; E =Anregungsenergie des Restkerns).

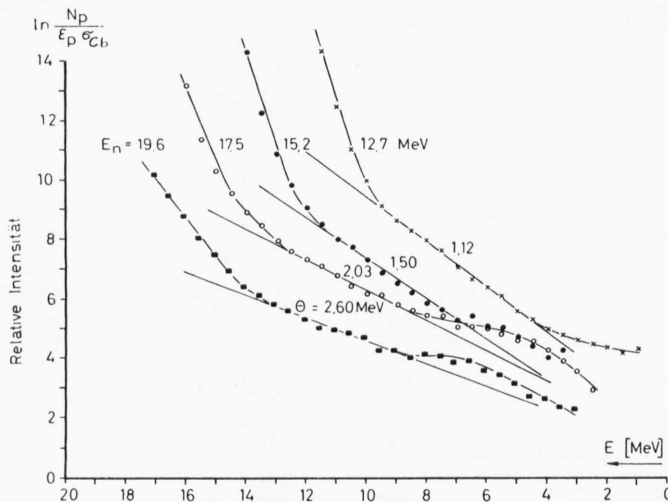


Abb. 11. KJ(n,p) ; Vergleich der Protonen-Spektren mit der statistischen Theorie (σ_{cb} nach der Kontinuumstheorie; E =Anregungsenergie des Restkerns).

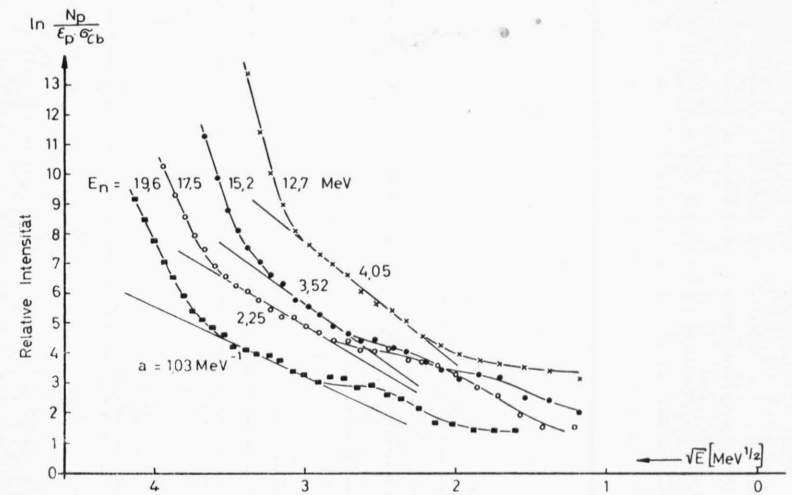


Abb. 13. KJ(n,p) ; Vergleich der Protonen-Spektren mit der statistischen Theorie (σ_{cb} nach der Kontinuumstheorie; E =Anregungsenergie des Restkerns).

$\ln(E^{5/4} L) = f(\sqrt{E})$ zur Prüfung auf die Anwendbarkeit der Niveaudichten gemäß (5) und (6).

Die ermittelten Niveaudichteparameter für die Ansätze (6), (7) und (8) sind in den Abb. 14 und 15 in Abhängigkeit von der Neutronenenergie dargestellt.

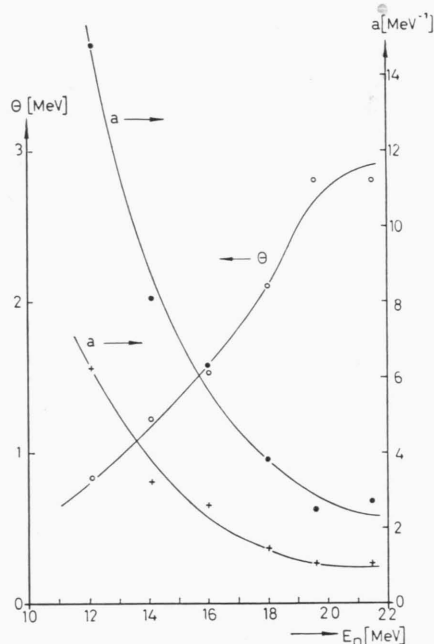


Abb. 14. CsJ(n,p); Abhängigkeit der Niveaudichteparameter von der Neutronenenergie. + $\omega(E) \sim \exp(2\sqrt{aE})$, \bullet $\omega(E) \sim E^{-2} \exp(2\sqrt{aE})$, \circ $\omega(E) \sim \exp(E/\Theta)$.

Auch nach dem optischen Modell berechnete σ_{Cb} -Werte, die bei der Analyse von α -Teilchen-Spektren aus (n, α)-Reaktionen an den hier untersuchten Kernen mit Erfolg angewandt werden konnten²¹, bringen im vorliegenden Fall keine Lösung der aufge-

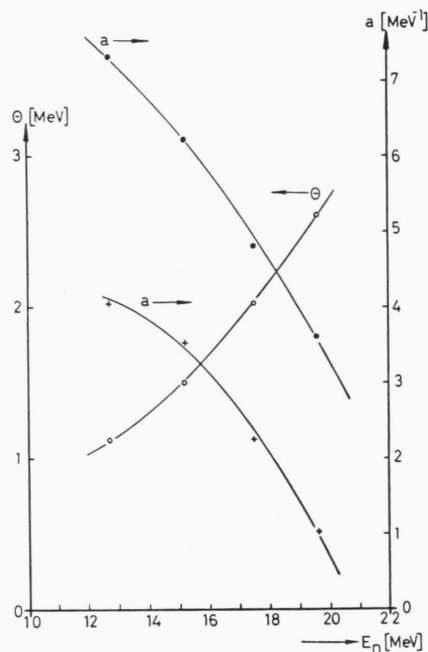


Abb. 15. KJ(n,p); Abhängigkeit der Niveaudichteparameter von der Neutronenenergie. + $\omega(E) \sim \exp(2\sqrt{aE})$, \bullet $\omega(E) \sim E^{-2} \exp(2\sqrt{aE})$, \circ $\omega(E) \sim \exp(E/\Theta)$.

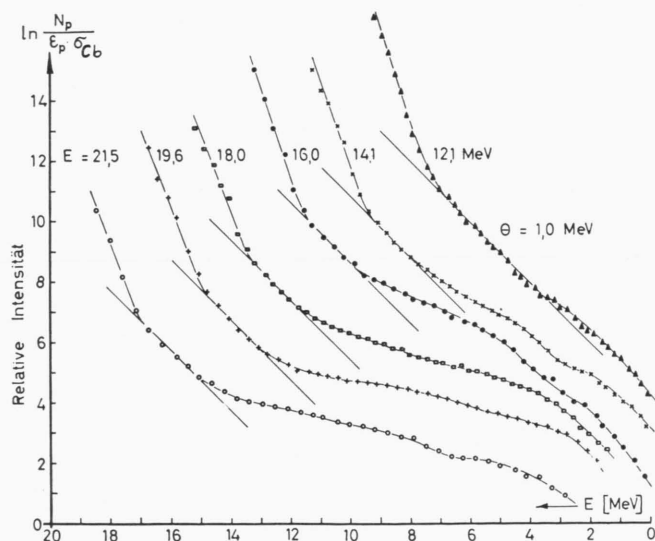


Abb. 16. CsJ(n,p); Vergleich der Protonen-Spektren mit der statistischen Theorie (σ_{Cb} nach dem optischen Modell, E = Anregungsenergie des Restkerns).

²¹ M. BORMANN, Z. Naturforschg. **17 a**, 479 [1962].

zeigten Diskrepanz zwischen experimentellem Ergebnis und theoretischer Voraussage. Abb. 16 zeigt als Beispiel die Auftragung $\ln(L) = f(E)$ mit σ_{Cb} -Werten nach LINDNER¹⁸ für die Protonenspektren aus der Messung am CsJ. Man erkennt, daß eine Approximation der Verteilungen durch Verdampfungsspektren mit vernünftigen Kerntemperaturen außer für das Spektrum mit $E_n = 12,1$ MeV nicht möglich ist. Überträgt man das Verdampfungsspektrum mit $\Theta = 1,0$ MeV auf die Spektren für höhere Neutronenenergien, dann sind die entsprechenden parallelen Geraden lediglich Tangenten an die gemessenen Verteilungen. Für den wesentlich leichteren Kern K³⁹ stehen zur Zeit noch keine nach dem optischen Modell berechnete σ_{Cb} -Werte zur Verfügung.

Bei allen Spektren bleibt nach Abzug des Verdampfungsanteils ein beträchtlicher Rest an niederenergetischen und hochenergetischen Protonen. Der Überschuß an niederenergetischen Protonen, der auch bei vielen anderen, ähnlichen Untersuchungen an verschiedenen Kernen beobachtet wurde, stammt nach einer Deutung von ALLAN²² aus der (n,np)-Reaktion, die auf Grund des einige MeV negativen Q -Wertes nur Protonen relativ niedriger Energie liefern kann. Dieser Protonenanteil läßt sich, wie es die Abb. 10, 11, 12, 13 und 16 zeigen, ebenfalls durch Geraden annähern. Die Ableitung einer Kerntemperatur oder eines Parameters a aus diesem Teil des Spektrums hat jedoch keinen zur (n,p)-Reaktion analogen Sinn, da die Protonen aus der (n,np)-Reaktion von einem Kern emittiert werden, der aus dem Compoundkern durch Emission eines Neutrons entstanden ist und somit verschiedene Anregungsenergien besitzen kann, so daß keine eindeutige Zuordnung zwischen der Energie des dann emittierten Protons und der Anregungsenergie des Folgekerns möglich ist. Der von groben Strukturen überlagerte Rest an hochenergetischen Protonen könnte direkten Kernreaktionsprozessen zugeschrieben werden. Im Rahmen der statistischen Theorie kann keine Aussage darüber gemacht werden. Die Aufteilung der als Beispiel von Meßergebnissen in den Abb. 3 und 5 dargestellten Protonenspektren wurde versuchsweise gemäß der Auftragung $\ln(E) = f(E)$ vorgenommen. Den (n,p)-Verdampfungsspektren entsprechen die Geraden der Abb. 10 und 11 bei den dazugehörigen Neutronenenergien.

Die Wirkungsquerschnitte für die so ermittelten Anteile der Gesamtausbeute an Protonen sind in den Abb. 17 und 18 aufgetragen. Die (n,p)-Werte für das KJ beziehen sich auf die Summe aus Verdampfungsspektrum und eventuellem Anteil aus direkten Wechselwirkungen. Eine getrennte Aufführung des Wirkungsquerschnitts für die Protonen aus direkter Wechselwirkung wurde nicht vorgenommen, da diese Anteile nur mit ungenügender Genauigkeit bestimmt werden konnten.

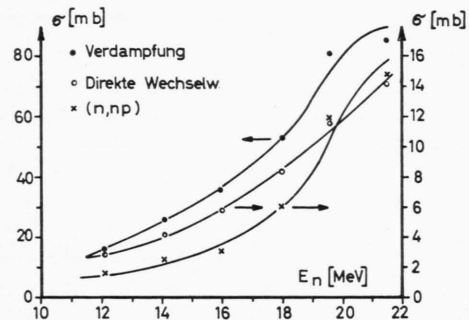


Abb. 17. Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Protonenanteile aus der Reaktion von Neutronen der Energie E_n mit CsJ.

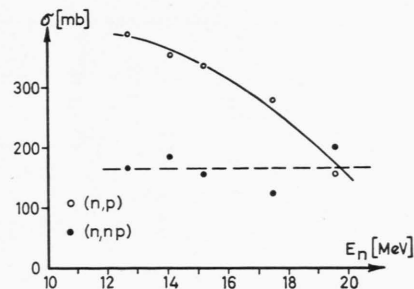


Abb. 18. Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Protonenanteile aus der Reaktion von Neutronen der Energie E_n mit KJ.

Die in der obigen Analyse der Meßresultate aufgezeigten Widersprüche zu den Erwartungen der statistischen Theorie, die in ähnlicher Form auch bei anderen Untersuchungen von Kernreaktionen, in denen Protonen emittiert werden, in Erscheinung getreten sind^{23, 24}, zwingen zu dem Schluß, daß die hier untersuchten (n,p)-Reaktionen nur zu einem Teil nach den der statistischen Theorie zugrunde liegenden Vorstellungen ablaufen. Die Analyse der

²² D. L. ALLAN, *Proc. Phys. Soc., Lond.* **70**, 195 [1957].

²³ N. O. LASSEN u. V. A. SIDOROV, *Nucl. Phys.* **19**, 579 [1960].

²⁴ P. C. GUGELOT, *Phys. Rev.* **93**, 425 [1954].

Spektren wird offenbar dadurch beträchtlich erschwert, daß die Protonenanteile aus der konkurrierenden (n,np)-Reaktion und aus direkten Wechselwirkungsprozessen das Verdampfungsspektrum im gesamten Bereich der vorkommenden Protonenenergien überdecken und damit eine Abtrennung des Verdampfungsanteils aus dem Studium der Funktion $L=f(E)$ unmöglich machen. Die Bezeichnung „direkt“ bedeutet in diesem Zusammenhang, daß das Teilchen emittiert wird, noch bevor sich ein Compoundkern im ursprünglichen Bohrschen Sinne mit auf alle Nukleonen statistisch verteilter Energie gebildet hat. Über den Mechanismus dieser direkten Kernreaktionen selbst ist heute noch wenig bekannt. Ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal zwischen direkten und Verdampfungs-Reaktionen ist die Winkelverteilung der emittierten Teilchen. Sie sollte im allgemeinen bei Verdampfungsreaktionen isotrop oder symmetrisch um 90° sein. Bei direkten Reak-

tionen dagegen sollte man eine ausgeprägte Bevorzugung der Vorwärtsrichtung beobachten. Bei der hier gewählten Meßmethode ist jedoch eine Aufnahme von Winkelverteilungen nicht möglich.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. NEUERT für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit.

Ferner danke ich Herrn Dr. M. BORMANN für seine tatkräftige Mithilfe bei den Messungen und für zahlreiche Hinweise zur Deutung der Meßergebnisse, den Herren Prof. Dr. JENTSCHKE und Dr. SKORKA vom II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg und Prof. Dr. SCHMIDT und Dr. SCHULZ vom Physikalischen Institut der Universität Freiburg für die Erlaubnis zur Benutzung der VAN DE GRAAFF-Beschleuniger, den Herren Prof. Dr. SÜSSMANN, Prof. Dr. ERICSON und Dr. LINDNER für viele theoretische Diskussionen und Herrn cand. rer. nat. H. WALTER für Hilfe und Hinweise bei den Szintillationsuntersuchungen.

Dem Bundesministerium für Wissenschaftliche Forschung und der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Bereitstellung von Mitteln.

Massenspektroskopische Festkörperuntersuchungen verbesserter Reproduzierbarkeit mit dem Gleichstrom-Abreißfunken im Vakuum zur Ionenerzeugung

Von K. D. SCHUY * und H. HINTENBERGER

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz
(Z. Naturforschg. **18 a**, 926—941 [1963]; eingegangen am 18. Mai 1963)

Mass spectra obtained with the disjunctive d.c.-spark in vacuum show considerable improvement in accuracy and reproducibility over the conventional r.f.-spark of the DEMPSTER type. Higher ion currents increase the speed of analysis. A number of mass spectra were produced with a spectroscopic steel standard. The methods of visual and photometric spectrum evaluation are discussed in detail, using two quantities defined as "element sensitivity" and "normalized ionization sensitivity". The former is a measure of how much more sensitive a given element can be photographically detected with the mass spectrograph than the main component of the sample (matrix element), while the latter indicates how much more sensitive multiply-charged ions of an element can be detected on the plate than singly-charged ions of the same element. Both element- and ionization sensitivities are reproducible to within approximately 20%. Furthermore, it is found, for most elements investigated, that the lines due to doubly-charged ions are more intense than those due to singly-charged ions and that the differences of element sensitivities of various elements decrease for ions of higher charge. The reproducibility of multiply-charged ions permits their use in the quantitative analysis of the sample.

In den letzten Jahren zeigte sich erhöhtes Interesse an der Anwendung massenspektroskopischer Methoden zur Untersuchung fester Körper. Dabei fand der bereits 1934 von DEMPSTER¹ zur Ionenerzeugung

eingeführte Hochfrequenzfunke im Vakuum häufig Verwendung. Der Hochfrequenzfunke kann wegen des breiten Energiespektrums der erzeugten Ionen²⁻⁴ nur in Verbindung mit einem doppelfokussierenden

* Dissertation D 77, Mainz.

¹ A. J. DEMPSTER, MDDC 370, U.S. Dept. of Commerce 1946; Nature, Lond. **135**, 542 [1935]; Proc. Amer. Phil. Soc. **75**, 755 [1935].

² SHENG-LIN CH'U, Phys. Rev. **50**, 212 [1936].

³ N. B. HANNAY, Rev. Sci. Instrum. **25**, 644 [1954]; A.S.T.M. Symposium on the Analysis of Solids by Mass Spectroscopy, Cincinnati, Ohio, May 1956.

⁴ N. B. HANNAY u. A. J. AHEARN, Anal. Chem. **26**, 1056 [1954].