

# Über die Wirkungsquerschnitte einiger von 14 MeV-Neutronen in den Szintillationskristallen NaJ(Tl), KJ(Tl), CsJ(Tl) und Li<sup>6</sup>J(Eu) ausgelösten Kernreaktionen\*

VON M. BORMANN, H. JEREMIE \*\*, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT UND H. POLLEHN

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

(Z. Naturforschg. 15 a, 200—210 [1960]; eingegangen am 20. Januar 1960)

Beim Studium von Reaktionen, die in den Detektorkristallen selbst ausgelöst werden, hat man den Vorteil der relativ hohen Nachweiswahrscheinlichkeit. Dabei kann man sowohl eine im Kristall durch die Beschiebung mit Neutronen hervorgerufene Radioaktivität erfassen, als auch die Energieverteilung von Teilchenreaktionen ausmessen. Durch Aktivierung wurden bestimmt:

$$\begin{aligned}\sigma_{np}(I^{127}) &= 25 \pm 15 \text{ mb, relativ zu } \sigma_{n,2n}(I^{127}) = 1,2 \text{ b,} \\ \sigma_{np}(\text{Na}^{23}) &= 9 \pm 4 \text{ mb; } \sigma_{n\alpha}(\text{Na}^{23}) = 29 \pm 9 \text{ mb,} \\ \sigma_{n\alpha}(\text{K}^{41}) &= 12 \pm 5 \text{ mb.}\end{aligned}$$

Zählt man die durch die Tritium-Neutronen ausgelösten Prozesse noch in Koinzidenz mit den  $\alpha$ -Teilchen von  $D(T,\alpha)n$ , so kann man auch absolute Wirkungsquerschnitte messen; allerdings nur die Gesamtwirkungsquerschnitte aller im Kristall nebeneinander auftretenden Reaktionen.

Die Methode der gleichzeitigen Bestimmung der Impulsanstiegszeiten gestattet dann aber auch die Unterscheidung von Impulsen, die von  $\alpha$ -Teilchen, Protonen oder Elektronen herrühren. So wurden bestimmt:

$$\begin{aligned}\sigma_{np}(\text{Cs}^{133} + \text{J}^{127}) &= 34 \pm 5 \text{ mb,} \\ \sigma_{n,np}(\text{Cs}^{133} + \text{J}^{127}) &= 6 \pm 1 \text{ mb,} \\ \sigma_{np}(\text{K}^{39}) &= 354 \pm 54 \text{ mb,} \\ \sigma_{n\alpha}(\text{K}^{39}) &= 110 \pm 16 \text{ mb,} \\ \sigma_{n,np}(\text{K}^{39}) &= 186 \pm 28 \text{ mb.}\end{aligned}$$

Aus den Protonenenergieverteilungen konnten mittels der Statistischen Theorie die Kerntemperaturen für die (n,p)- und die (n,np)-Prozesse ermittelt werden.

Von den zahlreichen Kernreaktionen, die durch die 14 MeV-Neutronen einer  $D(T,\alpha)n$ -Neutronenquelle ausgelöst werden können, wurden in den letzten Jahren besonders diejenigen untersucht, die zur Emission geladener Teilchen führen, also die Reaktionen (n,p), (n, $\alpha$ ), (n,D) bzw. (n,np) und (npn). Die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen liegen im Bereich von 1 bis 100 mb. Es besteht aber zur Zeit noch wenig Klarheit über die Abhängigkeiten dieser Wirkungsquerschnitte von der Ordnungszahl oder dem Atomgewicht, z. Tl. weil noch zu wenig absolute Wirkungsquerschnitte gemessen worden sind, z. Tl. weil die Meßresultate noch mit zu großen Fehlern behaftet sind. Die Messungen absoluter Wirkungsquerschnitte sind erheblich verbessert worden durch die Einführung eines Verfahrens, bei dem das Neutron aus der obigen Reaktion in Koinzidenz mit dem gleichzeitig entstehenden  $\alpha$ -Teilchen gezählt wird<sup>1</sup>. Dieses Verfahren ist im Falle der obigen Reaktion durch den Nachweis des  $\alpha$ -Teilchens mit

einem Szintillationszähler [CsJ(Tl) oder auch ZnS als Szintillationssubstanz] recht einfach, während es bei den Neutronen aus der D,D-Reaktion wegen der geringen Reichweite der He<sup>3</sup>-Teilchen erheblich größere Schwierigkeiten bereitet<sup>2</sup>. Die bei den durch solche Neutronen ausgelösten Reaktionen entstehenden  $\gamma$ -Strahlen werden meist mit NaJ(Tl)-Kristallen ausgemessen. Wegen des beträchtlichen Wirkungsquerschnitts für (n,p) und ähnliche Reaktionen im Na und im J müssen dabei aber auch die Impulse der emittierten Protonen und  $\alpha$ -Teilchen, die bei solchen Reaktionen im NaJ-Kristall selbst auftreten, berücksichtigt werden; insbesondere, da diese nicht von vornherein von  $\gamma$ -Impulsen unterschieden werden können. Wir haben uns deswegen zum Ziel gesetzt, speziell die (n,p)- und (n, $\alpha$ )-Reaktionen zu studieren, die von den 14 MeV-Neutronen in den häufig verwendeten anorganischen Szintillationskristallen [NaJ(Tl), KJ(Tl), CsJ(Tl) und Li<sup>6</sup>J(Eu)] ausgelöst werden, wobei die auftretenden geladenen Reaktions-

\* Vorgetragen auf der Tagung des Verb. Deutsch. Physikal. Ges., Berlin 1959.

\*\* Jetzige Anschrift: Collège de France, Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire, Paris.

<sup>1</sup> V. VERBINSKI, T. HÜRLIMANN, W. STEPHENS u. W. WINHOLD, Phys. Rev. **108**, 779 [1958].

<sup>2</sup> G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, Diplomarbeit, Hamburg 1958; Kernphysikal. Rundberichte Nr. 27 [1958].



produkte in diesen Kristallen selbst registriert wurden. Es bestand also eine Anordnung, bei der das Target identisch ist mit dem Detektor (Abb. 1). Eine solche Anordnung hat gerade zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte z. B. von  $n,\alpha$ - oder  $n,p$ -Reaktionen besondere Vorteile, wie bei früheren Untersuchungen ähnlicher Art mit D,D-Neutronen bereits aufgezeigt wurde<sup>3,4</sup>. Man kann nämlich die

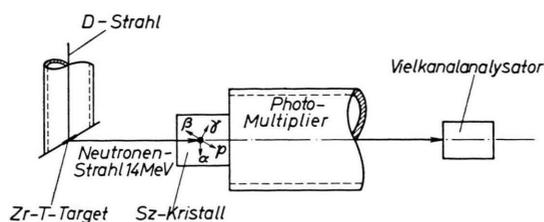


Abb. 1. Prinzipielle Anordnung Target = Detektor.

entstehenden geladenen Teilchen in dem gesamten Raumwinkel registrieren, und schließlich kann man hier auch noch Teilchen kleiner Energie mit erfassen, da sie ja hier keinen Energieverlust auf dem Wege zum Detektor erleiden. Störend wirkt sich aber vor allem bei den kleineren Energien zunächst die große Intensität an  $\gamma$ -Strahlung aus, auch bei den oben erwähnten Koinzidenzmessungen. Wie im einzelnen aber noch gezeigt werden wird, können diese Schwierigkeiten in einigen günstigen Fällen durch ein Impulsdiskriminierungsverfahren beseitigt werden, bei dem bei gleichzeitiger Beobachtung des Impulsanstiegs Impulse an sich gleicher Höhe nach ihrer Herkunft (Protonen-,  $\alpha$ -Teilchen oder  $\gamma$ -Impulse) zugeordnet werden können.

Auch das bekannte Verfahren der Bestimmung von Neutronen-Wirkungsquerschnitten aus der Intensität einer entstehenden Radioaktivität der Restkerne ist hier leicht anwendbar. Wieder treten die oben genannten Vorteile des Verfahrens ( $4\pi$ -Geometrie und in diesem Falle gute Nachweiswahrscheinlichkeit der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung) voll auf. Da hier die  $J^{126}$ -Aktivität aus der Reaktion  $J^{127}(n,2n)$  für 14 MeV-Neutronen gut bekannt und wegen des hohen Wirkungsquerschnitts von hoher Intensität und bei einer Halbwertszeit von  $T = 13,1$  d bequem auszumessen ist, konnten die anfallenden Radioaktivitäten bei allen Kristallen leicht an die  $J^{127}(n,2n)$ -Aktivität angeschlossen werden.

## 1. Bestimmung von Wirkungsquerschnitten aus Aktivierungsmessungen

Bei diesen Messungen wurden die zu aktivierenden Kristalle jeweils bestimmte Zeiten der 14 MeV-Neutronenstrahlung ausgesetzt. Die Zeitdauer der Bestrahlung richtete sich nach der Halbwertszeit der erwarteten Aktivität. Bei kurzen Halbwertszeiten wurde bis zur Sättigung aktiviert; bei langen Halbwertszeiten [z. B. bei  $J^{127}(n,2n)J^{126}$  mit  $T = 13,1$  d] wurde nur eine relativ kurze Zeit aktiviert, so daß die Aktivität noch proportional der Bestrahlungsdauer war. Die Konstanz der Neutronenintensität wurde dadurch überprüft, daß die Intensität an  $\alpha$ -Teilchen aus  $D(T,\alpha)n$  laufend kontrolliert wurde. Obwohl aus der gemessenen Intensität an  $\alpha$ -Teilchen und dem bekannten Raumwinkel, unter dem der betrachtete Kristall den Neutronen ausgesetzt war, durchaus eine Absolutbestimmung der Reaktionsquerschnitte möglich ist, wurden hier die Meßresultate angeschlossen an die Messung der in allen hier untersuchten Kristallen auftretenden  $J^{127}(n,2n)$ -Aktivität.

### a) Bestimmung der $J^{126}$ -Aktivität

Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion wurde dabei zu  $\sigma = 1,2$  b angenommen. Das Zerfallsschema von  $J^{126}$  ist gut bekannt<sup>5</sup>. Es zerfällt zu 55% durch Elektroneneinfang (EC). Das entstehende Loch in der K-Schale wird entweder durch Aussendung eines RÖNTGEN-Quants oder eines Auger-Elektrons aufgefüllt. In beiden Fällen entsteht z. B. im NaJ-Kristall ein Impuls gleicher Größe, der einer Energie von 28 keV entspricht. Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieses Prozesses beträgt somit 100%. Sofern die EC-Prozesse zum Grundzustand führen (24% aller Zerfälle), treten demnach im Spektrum die Impulse mit einer Energie von 28 keV hervor (Abb. 2). Abb. 2 zeigt speziell den Bereich um 28 keV im Spektrum des  $J^{126} \rightarrow Te^{126}$ . Das Spektrum zieht sich dann noch bis zu etwa 1 MeV mit relativ geringen Intensitäten hin.

Zerfällt der Kern mit EC über ein angeregtes Niveau unter Aussendung eines  $\gamma$ -Quants, dann kann sich u. U. zu dem K-Impuls noch die Energie des  $\gamma$ -Quants addieren. 31% der Zerfallsprozesse erfolgen durch EC über einen Anregungszustand von

<sup>3</sup> G. LINDSTRÖM u. H. NEUERT, Z. Naturforschg. **13 a**, 826 [1958].

<sup>4</sup> M. J. SCOTT u. R. SEGEL, Phys. Rev. **102**, 1557 [1956].

<sup>5</sup> D. STROMINGER, J. HOLLANDER u. G. T. SEABORG, Table of Isotopes, Rev. Mod. Phys. **30**, 585 [1958].

$\text{Te}^{126}$  von 0,66 MeV. In der Tat wurde im gesamten Zerfallsspektrum des  $\text{J}^{126}$  eine starke  $\gamma$ -Linie aus dem Photoeffekt bei etwa 685 keV gefunden. Ist nun  $x$  die Nachweiswahrscheinlichkeit der 660 keV-Strahlung im NaJ-Kristall selbst, dann erhält man prozentual  $N_K$  Impulse im Spektrum mit der Energie 28 keV, wobei wegen des Zerfallsschemas

$$N_K = 0,24 + 0,31(1-x).$$

$N_p = 45\%$  aller Impulse des gesamten Zerfallsspektrums entstammen dem  $\beta$ -Zerfall des  $\text{J}^{126}$ . Aus dem gemessenen Spektrum kann man also das Verhältnis

$$\frac{N_p + N_\gamma}{N_K} = \frac{0,45 + 0,31x}{0,24 + 0,31(1-x)} \quad \text{ermitteln.}$$

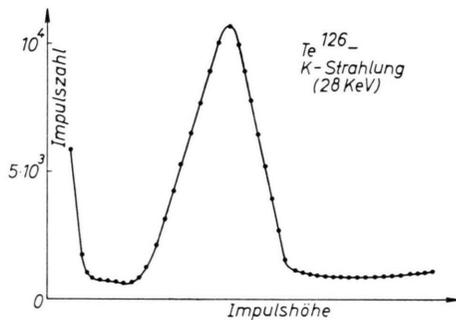


Abb. 2. K-Strahlung im Spektrum von  $\text{Te}^{126}$ .

Es wurde für einen Kristall  $20 \text{ mm} \times 25 \text{ mm} \phi$  zu 1,6 und für einen Kristall  $25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm} \phi$  zu 1,7 bestimmt. Daraus findet man einerseits das Ansprechvermögen eines NaJ-Kristalls für 660 keV  $\gamma$ -Strahlung aus einer inneren (praktisch gleichmäßig verteilten) Aktivität zu 58% für den etwas größeren und zu 54% für den kleineren NaJ-Kristall. Damit ist auch die relative Anzahl  $N_K$  an 28 keV-Impulsen bekannt, aus der sich wieder die gesamte  $\text{J}^{126}$ -Aktivität berechnen läßt.

#### b) $\text{J}^{127}(n,p)\text{Te}^{127}$

Neben der starken Aktivität an  $\text{J}^{126}$  wurde eine schwache Aktivität mit  $T = 9 \text{ h}$  beobachtet. Sie gestattete eine ungefähre Bestimmung des Wirkungsquerschnitts von  $\text{J}^{127}(n,p)\text{Te}^{127}$  zu  $25 \pm 15 \text{ mb}$ . Dieser Wirkungsquerschnitt wurde später auf andere Art und Weise noch genauer bestimmt.

#### c) Aktivierung von $\text{NaJ}(\text{Tl})$ , $\text{Na}^{23}(\text{np})\text{Ne}^{23}$ und $\text{Na}^{23}(\text{n}\alpha)\text{F}^{20}$

Bei der Aktivierung von NaJ-Kristallen treten diese beiden Aktivitäten mit  $T(\text{Ne}^{23}) = 40 \text{ sec}$  und

$T(\text{F}^{20}) = 12 \text{ sec}$  auf. Abb. 3 zeigt den gemessenen Aktivitätsabfall nach Abzug des Untergrundes. Für diese Messung wurde die Ansprechschwelle der Registriergeräte auf 2,5 MeV eingestellt und der dadurch nicht mitgezählte Anteil bei beiden Spektren rechnerisch ermittelt und berücksichtigt. Dadurch ergaben sich die folgenden Wirkungsquerschnitte; die

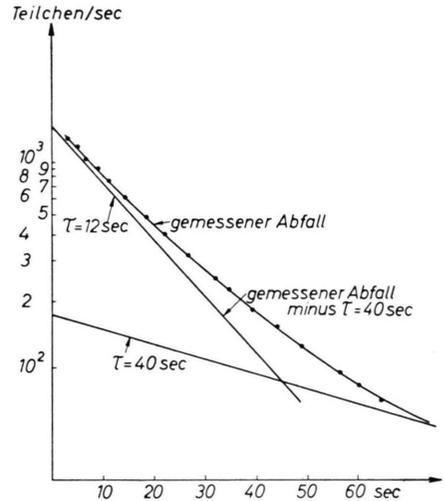


Abb. 3. Abklingen der kurzlebigen Aktivitäten in einem NaJ-Kristall.

angegebenen Fehler rühren in der Hauptsache von statistischen Intensitätsschwankungen bei verschiedenen Meßreihen her.

$$\sigma \text{Na}^{23}(\text{np})\text{Ne}^{23} = 9 \pm 4 \text{ mb},$$

$$\sigma \text{Na}^{23}(\text{n}\alpha)\text{F}^{20} = 29 \pm 9 \text{ mb} \quad \text{und} \quad \frac{\sigma(\text{n},\alpha)}{\sigma(\text{np})} = 3,3 \pm 0,8,$$

von PAUL und CLARKE<sup>6</sup> wurden für  $\text{Na}^{23}(\text{np})\text{Ne}^{23}$  34 mb gemessen.

#### d) Aktivierung von $\text{KJ}(\text{Tl})$ ; $\text{K}^{41}(\text{n}\alpha)\text{Cl}^{38}$

Für Aktivierungsmessungen am  $\text{KJ}(\text{Tl})$  kommen die Prozesse  $\text{K}^{41}(\text{np})\text{A}^{41}$ ,  $\text{K}^{41}(\text{n}\alpha)\text{Cl}^{38}$  und  $\text{K}^{39}(\text{n},2\text{n})\text{K}^{38}$  in Frage. Wegen der geringen Energie der  $\beta$ -Strahlen aus  $\text{A}^{41}$  und des beträchtlichen Untergrundes aus der  $\text{K}^{40}$ -Strahlung ist die  $\text{K}^{41}(\text{np})\text{A}^{41}$ -Aktivität nur schwer meßbar. Bei der Ausmessung des zeitlichen Abklingens ließ sich praktisch nur die  $\text{K}^{41}(\text{n}\alpha)\text{Cl}^{38}$ -Aktivität ( $T = 38 \text{ min}$ ), die wegen der hohen  $\gamma$ - und  $\beta$ -Energien bequem vom Untergrund abgetrennt werden kann, nachweisen. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion wurde zu  $12 \pm 5 \text{ mb}$  bestimmt. PAUL und CLARKE fanden seinerzeit 31 mb<sup>6</sup>.

<sup>6</sup> E. B. PAUL u. R. L. CLARKE, *Canad. J. Phys.* **31**, 267 [1953].

**2. Bestimmung von Wirkungsquerschnitten aus den Spektren der emittierten geladenen Teilchen**

Die verwendete Apparatur zur Ausmessung der in den genannten Kristallen bei der Bestrahlung mit Neutronen direkt auftretenden Impulsspektren, ohne Koinzidenz oder in Koinzidenz mit den  $\alpha$ -Teilchen aus  $D(T,\alpha)n$ , ist schon bei früheren Untersuchungen ähnlicher Art mit D,D-Neutronen verwendet worden<sup>3</sup>. Sie ist im wesentlichen aus der Abb. 4 ersicht-

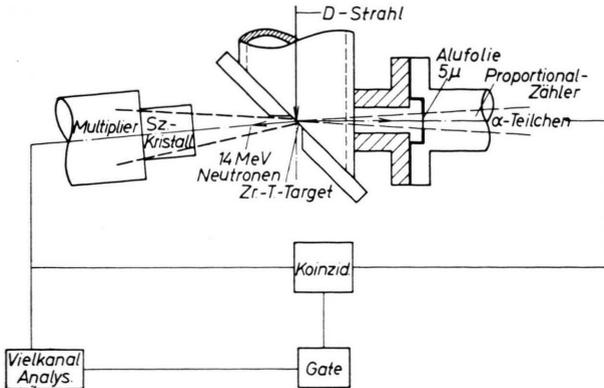


Abb. 4. n- $\alpha$ -Koinzidenzapparatur.

lich. Bei einer Deuteronenenergie von  $E_0 = 150$  keV hatten die unter  $90^\circ$  wegfliegenden Neutronen eine Energie von 14,1 MeV. Die Spektren wurden mit einem Sunvic-Vielkanalanalysator aufgezeichnet.

*a) Energieeichung der Kristalle*

Die Eichung der Energieskala für die erwarteten Protonen- und  $\alpha$ -Teilchenspektren wurde jeweils so vorgenommen, daß Protonen bekannter Energie [die Protonen der  $D(D,H^3)p$ - und der  $Li^6(d,p)Li^7$ -Reaktion] und ebenso  $\alpha$ -Teilchen [Po- $\alpha$ -Teilchen sowie  $\alpha$ -Teilchen der Reaktionen  $Li^7(p,\alpha)\alpha$  und  $Li^6(d,\alpha)\alpha$ ] durch ein dünnes Fenster auf die Kristalle eingeschossen wurden. Die Protonen- und  $\alpha$ -Teilchen-Energien wurden dann noch durch Zwischenschalten von Absorberfolien variiert. Dabei muß natürlich angenommen werden, daß Impulshöhe und Auflösungsvermögen hierbei praktisch die gleichen sind wie für Protonen und  $\alpha$ -Teilchen, die im Kristallinnern ausgelöst werden. Die dadurch entstehende Unsicherheit dürfte aber nicht groß sein; es wurde z. B. bei CsJ für das Verhältnis der Impulshöhen von  $\alpha$ -Teilchen und Protonen fast der gleiche Werte wie seinerzeit von BASHKIN u. Mitarb.<sup>7</sup> gefunden. Auch bei früheren Untersuchungen mit D,D-Neutronen wurde kein Unterschied in den Impulshöhen zwischen den von außen eingeschossenen und den im Kristallinnern ausgelösten Teilchen

<sup>7</sup> S. BASHKIN, R. CARLSON, R. DOUGLAS u. J. JACOBS, Phys. Rev. **104**, 434 [1958].

gefunden. Die Energieeichung hinsichtlich der  $\gamma$ -Strahlung erfolgte in der üblichen Weise.

*b) Gesamtimpulsspektren ohne Koinzidenz*

Die Aufnahme der gesamten Impulsspektren ohne Koinzidenz der Neutronen mit den  $\alpha$ -Teilchen vermag naturgemäß wenig Aufschluß auf Einzelprozesse zu geben, da hier die Streu- $\gamma$ -Strahlung und alle durch gestreute Neutronen ausgelösten Reaktionen zum Spektrum beitragen. Die Spektren, die bei größeren Kristallen von  $20\text{ mm} \times 25\text{ mm } \phi$  im allgemeinen Verlauf eine stetige Abnahme der Impulshäufigkeiten mit der Impulshöhe ergaben, ließen aber doch schon erkennen, daß der Wirkungsquerschnitt für Teilchenreaktionen bei KJ(Tl), d. h. also beim K relativ zu den anderen in den Kristallen vorhandenen Elementen um mehr als 10-mal größer sein muß.

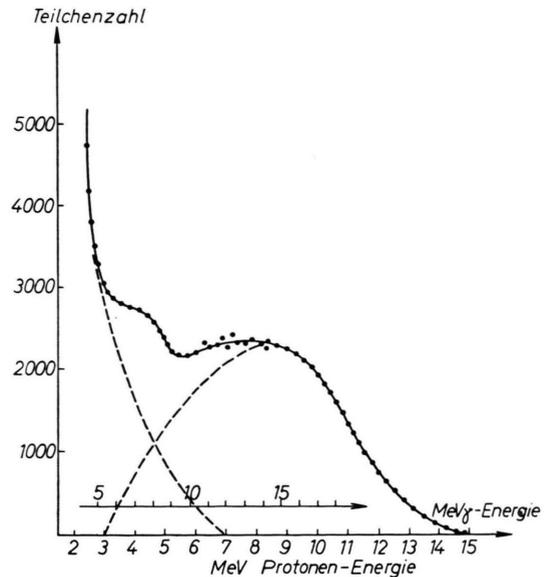


Abb. 5. Impulsspektrum bei Bestrahlung von CsJ 1 mm dick, 10 mm  $\phi$  mit 14 MeV-Neutronen; ohne Koinzidenz.

Den Anteil der  $\gamma$ -Strahlung zum Spektrum kann man durch Verwendung dünner Kristalle sehr herabsetzen, so daß die Form des Spektrums überwiegend durch die Energieverteilung der geladenen Teilchen bestimmt wird. Diesen Fall zeigt Abb. 5 charakteristisch für den CsJ(Tl)-Kristall. Nimmt man den Abfall des Anteils an  $\gamma$ -Strahlung wie angegeben etwa exponentiell an, so läßt sich das Spektrum in einer in der Abb. 5 eingezeichneten Weise aufteilen. Wie später noch gezeigt wird, entspricht diese Aufteilung recht gut den wahren Verhältnissen.

## c) Gesamtimpulsspektren in Koinzidenz

Solche Spektren werden bei kleinen Energien überwiegend die aus unelastischer Streuung der Neutronen entstehende  $\gamma$ -Strahlung aufzeigen, während bei größeren Impulshöhen die bei den Kernreaktionen entstehenden geladenen Teilchen auftreten werden. Es wurden hier zunächst die Spektren des KJ und des CsJ untersucht.

Das Koinzidenzspektrum bei einem CsJ-Kristall ergab gegenüber der Abb. 5 keine wesentlichen Veränderungen. Aus den bekannten Raumwinkeln für die Zählung der (D,T)- $\alpha$ -Teilchen konnte die Zahl der in den entsprechenden Raumwinkeln emittierten Neutronen, und aus der Zahl der insgesamt dabei im Spektrum gezählten geladenen Teilchen der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Dabei sind als Kernreaktionen mit Emission geladener Teilchen die in Tab. 1 aufgeführten Reaktionen zu erwarten.

Reaktion	Q-Wert (MeV)	Reaktion	Q-Wert (MeV)
$J^{127}(n,p\gamma)Te^{127}$	-0,02	$Cs^{133}(n,p\gamma)Xe^{133}$	+0,36
$J^{127}(n,np)Te^{126}$	-6,47	$Cs^{133}(n,np)Xe^{132}$	-6,47
$J^{127}(n,pn)Te^{126}$	-6,47	$Cs^{133}(n,pn)Xe^{132}$	-6,47
$J^{127}(n,d\gamma)Te^{126}$	-4,24	$Cs^{133}(n,d\gamma)Xe^{132}$	-3,78
$J^{127}(n,\alpha,\gamma)Sb^{124}$	+4,36	$Cs^{133}(n,\alpha\gamma)J^{130}$	+4,19
$J^{127}(n,\alpha n)Sb^{123}$	-2,03	$Cs^{133}(n,\alpha n)J^{129}$	-2,27
$J^{127}(n,\alpha z)Sb^{123}$	-2,03	$Cs^{133}(n,\alpha z)J^{129}$	-2,27

Tab. 1. Mögliche Kernreaktionen bei CsJ mit 14 MeV-Neutronen.

Aus den Q-Werten der Tab. 1 und bei Berücksichtigung der Rückstoßenergie der Restkerne sind bei Verwendung von 14,1 MeV-Neutronen die maximalen Energien:

$$E_p^{\max} = 14,4 \text{ MeV}, \quad E_d^{\max} = 10,2 \text{ MeV}, \\ E_a^{\max} = 18,4 \text{ MeV}.$$

Wegen der hier schon recht hohen COULOMB-Barriere für  $\alpha$ -Teilchen wird man erwarten können, daß der Anteil an (n, $\alpha$ ) verhältnismäßig gering ist. Dies ging auch aus den noch zu besprechenden Messungen hervor. Aus der Zahl der gemessenen (D,T)- $\alpha$ -Teilchen geht nun hervor, daß dem gesamten Impulsspektrum ein Wirkungsquerschnitt von 120 mb zuzuordnen ist<sup>8</sup>, wenn man nur Impulse berücksichtigt, die einer  $\gamma$ -Energie  $> 3$  MeV (bzw. einer Protonenenergie von  $E_p > 2,6$  MeV) entsprechen. Es ist also

$$\sigma_{CsJ}(n,n\gamma) + \sigma_{CsJ}^*(n,p) = 120 \text{ mb}, \quad \text{wobei} \\ (E_\gamma > 3 \text{ MeV}) (E_p > 2,6 \text{ MeV})$$

$$\sigma_{CsJ}^*(n,p) \equiv \sigma_{CsJ}(n,p\gamma) + \sigma_{CsJ}(n,np) + \sigma_{CsJ}(n,pn) \\ + \sigma_{CsJ}(n,d) \text{ ist.}$$

Eine recht genaue Aufteilung dieses Wirkungsquerschnitts in die Anteile für  $\sigma(n,n\gamma)$  und  $\sigma^*(np)$  konnte nur mit Hilfe der bei den CsJ-Kristallen besonders ausgeprägten Erscheinungen der Impulsdiskriminierung vorgenommen werden, über die bereits früher berichtet wurde<sup>9</sup>. Es wurde dabei ausgenutzt, daß die Zeit, die ein im CsJ(Tl)-Kristall ausgelöster Szintillationsimpuls braucht, um bis zu seinem Maximum anzusteigen, von der Teilchensorte, besser der spezifischen Ionisation der Teilchen im Kristall, abhängt. In einer früheren Arbeit<sup>9</sup> ist eine elektronische Apparatur zur Teilchendifferenzierung beschrieben worden, die nun hier angewandt worden ist<sup>10</sup>. Der benutzte Kristall war 25 mm  $\times$  25 mm  $\phi$  groß. Es wurde mit genügend geringer Neutronenintensität gearbeitet, so daß in der elektronischen Apparatur keine Impulsüberlagerungen auftreten konnten. Auf dem Oszillographenleuchtschirm trat für jeden Impuls ein Leuchtpunkt auf. Die Leuchtpunkte lagen auf zwei verschiedenen Geraden. Es



Abb. 6. Impulsdiskriminierung bei CsJ; obere Punktreihe  $\gamma$ -Impulse, untere Punktreihe Protonen.

wurden 100 solcher Leuchtschirmbilder, wie sie in Abb. 6 zu sehen sind, fotografiert und nach erneuter Energieeichung des Kristalls und unter Berücksichtigung der Vertikalempfindlichkeit der Oszillographenröhre ausgewertet. Die Ordinaten geben hierbei die Energien wieder. Dabei konnten die hier gefundenen Energieeichwerte gemäß der überein-

<sup>8</sup> H. JEREMIE, Diplomarbeit, Hamburg 1959.

<sup>9</sup> M. BORMANN, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT u. H. POLLEHN, Z. Naturforschg. **14 a**, 681 [1959].

<sup>10</sup> M. BORMANN, Diplomarbeit, Hamburg 1960.

stimmenden Ergebnisse verschiedener Autoren<sup>11, 12</sup> linear nach höheren Energien hin extrapoliert werden.

Das Ergebnis der Auswertung dieser Oszillogramme hinsichtlich Energie und Häufigkeit für Protonen und für die  $\gamma$ -Strahlen zeigen die Abb. 7 und 8. Es treten also  $\gamma$ -Strahlen bis 10 MeV und Protonen bis 14,5 MeV auf. Das Verhältnis der Flächen des

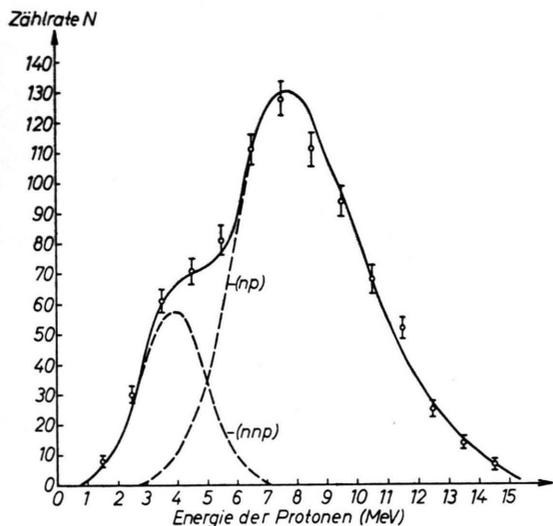


Abb. 7. Energiespektrum der Protonen (evtl. einschließlich Deuteronen) der Reaktion von 14 MeV-Neutronen mit CsJ.

$\gamma$ -Spektrums für  $E_\gamma \geq 3$  MeV und des Protonenspektrums für  $E_p \geq 2,6$  MeV ergab sich dabei zu  $2,05 \pm 10\%$ . Mit dem obigen Gesamtwirkungsquerschnitt von 120 mb erhält man:

$$\sigma_{CsJ}^*(n,p) = 39 \pm 6 \text{ mb.}$$

für  $E_p \geq 2,6$  MeV

Wie man sieht, reicht das Spektrum der Protonen noch bis zu geringeren Protonenenergien. Wird dieser Anteil noch mitberücksichtigt, ergibt sich

$$\sigma_{CsJ}^*(np) = 40 \pm 6 \text{ mb.}$$

(Der hier angegebene Fehler ist überwiegend nur der statistische Fehler.)

In diesem Wirkungsquerschnitt ist auch der Anteil der Reaktion (n,d) enthalten, falls diese hier auftreten sollte, da die Diskriminierungsmethode in der hier verwendeten Form eine Unterscheidung von Protonen- und Deuteronenimpulsen nicht ermöglicht.

Im KJ(Tl) sind außer den vom Jod stammenden Reaktionen vor allem die des  $K^{39}$  zu erwarten (siehe

Tab. 2), das mit 93,45% am Isotopengemisch des Kaliums beteiligt ist. Der Wirkungsquerschnitt von  $K^{41}(n,\alpha)$  ist oben bereits zu 12 mb angegeben worden, so daß bei einem Isotopenanteil des  $K^{41}$  von 6,55% eine effektive Aktivität von weniger als 1 mb

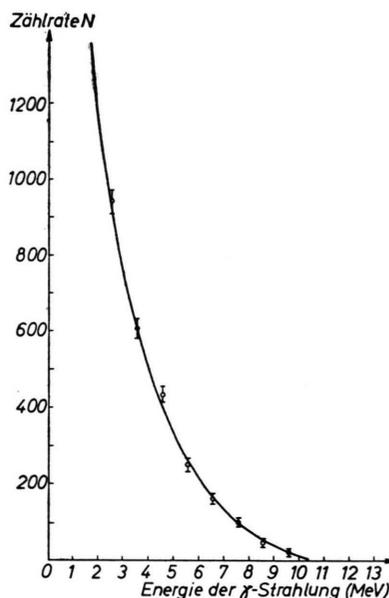


Abb. 8. Spektrum der bei der Reaktion von 14 MeV-Neutronen mit CsJ auftretenden  $\gamma$ -Strahlen.

auftritt, die hier nicht mehr nachgewiesen werden kann. Nach PAUL und CLARKE<sup>6</sup> hat  $K^{41}(np)$  einen Wirkungsquerschnitt von 81 mb, so daß diese Reaktionen hier ebenfalls gegenüber den Reaktionen vom  $K^{39}$  nicht mehr merklich sind.

Reaktion	Q-Wert (MeV)
$K^{39}(n,p\gamma)A^{39}$	+0,22
$K^{39}(nnp)A^{38}$	-6,41
$K^{39}(nnpn)A^{38}$	-6,41
$K^{39}(n,d,\gamma)A^{38}$	-4,19
$K^{39}(n,\alpha,\gamma)Cl^{36}$	+1,36
$K^{39}(nna)Cl^{35}$	-7,21
$K^{39}(n\alpha n)Cl^{35}$	-7,21

Tab. 2. Mögliche Kernreaktionen bei Bestrahlung von  $K^{39}$  mit 14 MeV-Neutronen.

Es können also offenbar neben Protonen durchaus auch Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen als Reaktionsprodukte auftreten mit  $E_p^{max} = 14,1$  MeV,  $E_d^{max} = 9,6$  MeV und  $E_\alpha^{max} = 18,2$  MeV. Es wurde zunächst mit

<sup>11</sup> A. GALONSKY, C. H. JOHNSON u. C. D. MOAK, Rev. Sci. Instrum. **27**, 58 [1956].

<sup>12</sup> M. L. HALBERT, Phys. Rev. **107**, 647 [1957].

einem  $20 \text{ mm} \times 25 \text{ mm} \phi$ -KJ(Tl)-Kristall die Impulshöhenverteilung in Koinzidenz aufgenommen (Abb. 9), die sich zunächst einmal grob in ein Spektrum geladener Teilchen und ein  $\gamma$ -Spektrum zerlegen läßt; als Energie-Abszisse wurde dabei für beide Fälle die Energie für  $\gamma$ -Strahlen beibehalten. Aus

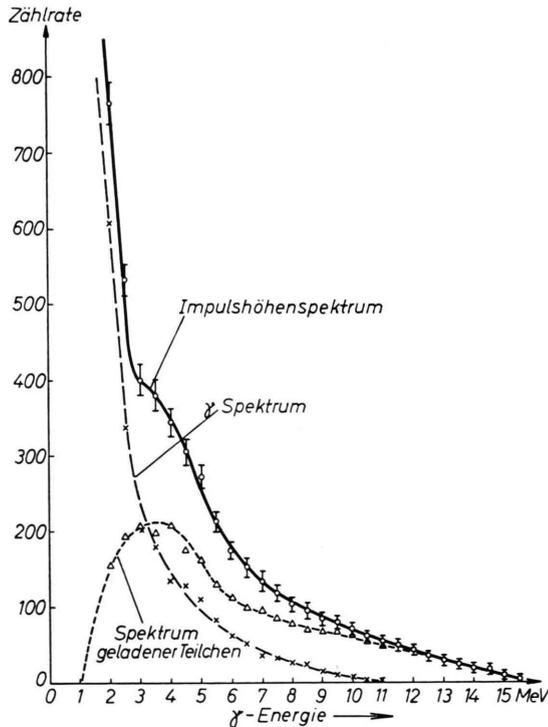


Abb. 9. Impulshöhenspektrum der Reaktion von 14 MeV-Neutronen mit KJ.

den Koinzidenzmessungen ergab sich als Wirkungsquerschnitt für das Spektrum aller geladenen Teilchen  $650 \pm 50 \text{ mb}$ <sup>8</sup>. Zwar ist, wie früher gezeigt wurde, die Impulsdiskriminierung bei den Impulsen im KJ nicht so ausgeprägt wie beim CsJ, so daß das bei CsJ angewandte elektronische Verfahren hier nicht mehr brauchbar war, doch gelang auch hier noch eine Aufteilung des Gesamtspektrums nach Teilchensorten<sup>10</sup>. Es wurden hierzu die mit einem Multiplier FS 9-A bei  $82 \text{ k}\Omega$  Arbeitswiderstand an der Anode erhaltenen Impulse auf einen Tektronix-Oszillographen der Type 517 A gegeben und eine große Anzahl von Einzelimpulsen (500 Bilder mit 5000 Einzelimpulsen) photographiert. Abb. 10 zeigt einige  $\alpha$ -, p- oder  $\gamma$ -Impulse. Man erkennt deutlich die verschiedenen Anstiegszeiten bis zum Maximum. Es mußte nun die Vielzahl an Einzelimpulsen nach

Anstiegszeit und nach Impulshöhe sortiert werden. Ein Beispiel einer Aufteilung zeigt Abb. 11, in der Impulse einer gewissen, aber immer der gleichen Impulshöhe (noch zugelassene Unterschiedlichkeit in

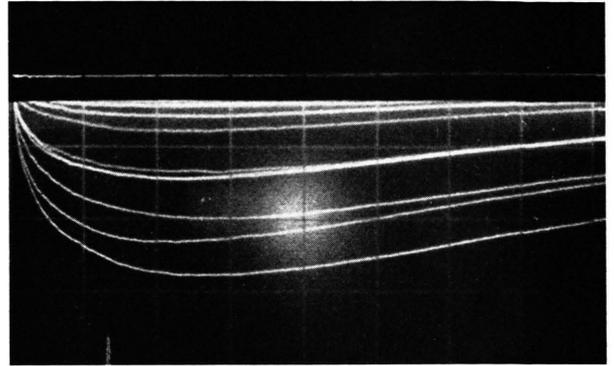


Abb. 10. Vergleich von  $\alpha$ -Teilchen-, Protonen- und  $\gamma$ -Impulsen in einem KJ-Kristall.

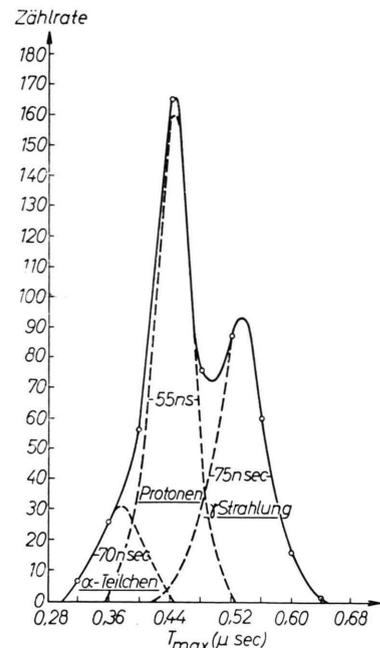


Abb. 11. Beispiel eines Impulsanstiegsspektrums für Impulse bestimmter Höhe bei Beschuß von KJ mit 14 MeV-Neutronen. Ergebnis der graphischen Aufteilung des Spektrums in Anteile verschiedener Teilchensorte:  $N_\gamma = 201$ ,  $N_p = 239$ ,  $N_\alpha = 54$ .

der Impulshöhe  $\Delta E = 0,5 \text{ MeV}$ ) dargestellt sind. Es ist zwanglos möglich, dieses Impulsanstiegsspektrum in mehrere Komponenten aufzuteilen. Man geht dabei – soweit möglich – zweckmäßig von der äußeren Flanke des Spektrums aus, die nur von einer Teilchensorte gebildet wird, und die man durch Ver-

gleich mit der Verteilung von Eichimpulsen ermitteln kann. (Nähere Einzelheiten sind in <sup>10</sup> enthalten.)

Die Unsicherheit im Aufteilen des Spektrums kann somit sehr herabgesetzt werden. Aus der Abb. 11 kann man auch entnehmen, daß offenbar auch ein beträchtlicher Anteil an  $\alpha$ -Teilchen im Spektrum enthalten ist. Nach den neueren Untersuchungen von COLLI u. Mitarb.<sup>13</sup> ist es recht wahrscheinlich, daß

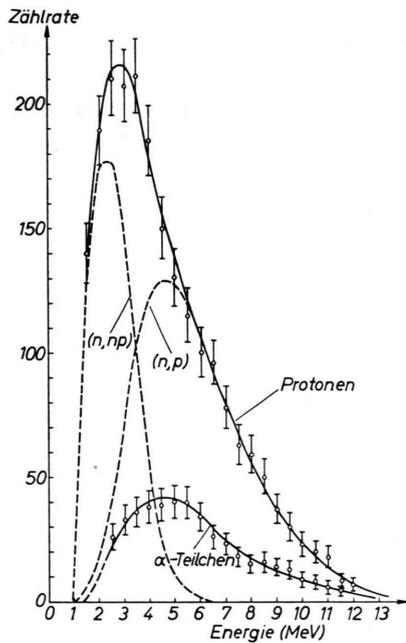


Abb. 12. Energiespektrum der Protonen- (einschl. Deutronen) und  $\alpha$ -Teilchen der Reaktion von 14 MeV-Neutronen mit KJ.

auch Deutronen als geladene Teilchen auftreten. Diese konnten hier wieder nicht separiert werden; sie sind vermutlich im Anteil der Protonen mit enthalten. Diese Aufteilung der Impulse von unter sich gleicher Höhe, aber verschiedenen Anstiegszeiten mußte nun für eine ganze Reihe von Impulshöhen durchgeführt werden. Dann wurden die so ermittelten Impulshäufigkeiten für die verschiedenen Teilchensorten wieder zu einem Spektrum zusammengefügt. Das so erhaltene Protonen- und das  $\alpha$ -Teilchenspektrum mit der nur für diese Teilchen jeweils geltenden Energieskala zeigt Abb. 12 mit den statistischen Fehlern. Die Maximalenergie der registrierten Protonen ist etwa 12 MeV, die der  $\alpha$ -Teilchen 11,5 MeV. Beide sind kleiner als sie nach den obigen Angaben zu erwarten waren.

<sup>13</sup> L. COLLI, F. CVELBAR, S. MICHELETTI u. M. PIGNANELLI, NUOVO Cim. 13, 868 [1959].

Faßt man wieder zusammen

$$\sigma_{KJ}^*(n,p) \equiv \sigma_{KJ}(np\gamma) + \sigma_{KJ}(nnp) + \sigma_{KJ}(n\alpha) + \sigma_{KJ}(nd)$$

und  $\sigma_{KJ}^*(n\alpha) \equiv \sigma_{KJ}(n\alpha\gamma) + \sigma_{KJ}(nn\alpha) + \sigma_{KJ}(n\alpha n)$  und entnimmt man dem aufgeteilten Spektrum (Verhältnis der Flächen)

$$\frac{\sigma_{KJ}^*(np)}{\sigma_{KJ}^*(n\alpha)} = 4,9 \pm 12\%, \text{ so erhält man wegen}$$

$$\sigma_{KJ}^*(np) + \sigma_{KJ}^*(n\alpha) = 650 \pm 50 \text{ mb für die Wirkungsquerschnitte:}$$

$$\sigma_{KJ}^*(np) = 540 \pm 80 \text{ mb,}$$

$$\sigma_{KJ}^*(n\alpha) = 110 \pm 16 \text{ mb.}$$

Da die Methode der Impulsdiskriminierung bei NaJ noch schwieriger ist, weil die Unterschiede in den Anstiegszeiten bei den uns zur Verfügung stehenden Kristallen noch etwas geringer sind als beim KJ, ist von der Analyse des Spektrums bei NaJ zunächst ab-

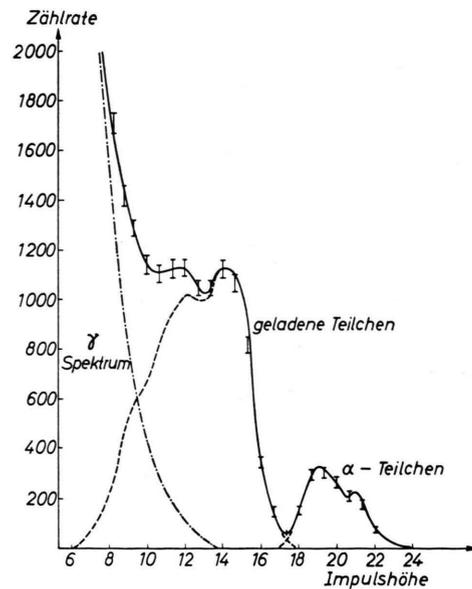


Abb. 13. Koinzidenzspektrum bei 14 MeV-Neutronen auf Li<sup>6</sup>J(Eu).  $\sigma_{Li^6(n,\alpha)T} = (25 \pm 2) \text{ mb}$ ,  $\sigma_{[Li^6(n,p)He^6 + Li^6(n,nd)He^4 + Li^6(n,d)He^{5*}]} = (175 \pm 30) \text{ mb}$ .

gesehen worden. Es zeigte sich, daß bei LiJ(Eu)-Kristallen praktisch keine Unterschiede im zeitlichen Verlauf der Impulse verschiedener Teilchensorten (hier nur Protonen bzw. Deutronen und  $\alpha$ -Teilchen) mehr auftreten. Das Impulsspektrum bei einem Li<sup>6</sup>J(Eu)-Kristall hatte die Form der Abb. 13. Die Teilchen hoher Energie müssen der Li<sup>6</sup>( $n\alpha$ )T-Reaktion zugeschrieben werden. Der niederenergetische Teil ist wohl den noch möglichen np- und nD-Reaktionen zuzuschreiben. Für alle zusammen ergibt sich ein

Wirkungsquerschnitt von 175 mb, für  $(n\alpha)$  allein  $25 \pm 2$  mb im Vergleich zu 170 mb bzw.  $26 \pm 4$  mb nach Messungen von RIBE<sup>14</sup>. Da der  $\text{Li}^6\text{J}$ -Kristall bei unseren Versuchen als Neutronenmonitor verwendet wird, wurde eine Koinzidenzmessung auch unter Verwendung von 2,5 MeV-Neutronen gemacht (Abb. 14). Hier ist energetisch nur die  $\text{Li}^6(n\alpha)\text{T}$ -Reaktion

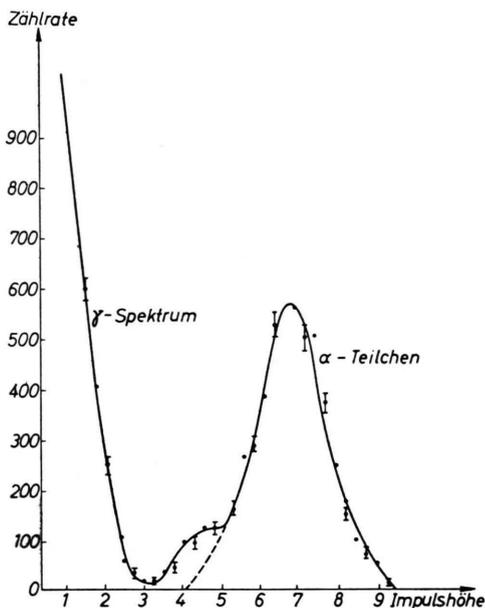


Abb. 14. Koinzidenzspektrum bei 2,5 MeV-Neutronen auf  $\text{Li}^6\text{J}(\text{Eu})$ .  $\sigma \text{Li}^6(n,\alpha)\text{T} = (190 \pm 15)$  mb.

möglich. Der Wirkungsquerschnitt wurde hier zu 190 mb bestimmt; RIBE<sup>14</sup> fand hierfür den Wert  $189 \pm 22$  mb, BONNER u. Mitarb.<sup>15</sup> 185 mb.

### 3. Betrachtung der Teilchenspektren nach der Statistischen Theorie

Nach der Statistischen Theorie, wie sie z. B. bei BLATT und WEISSKOPF<sup>16</sup> dargestellt ist, kann man für die hier zu betrachtenden Fälle für die entstehenden Teilchen eine Energieverteilung ähnlich einer MAXWELL-Verteilung erwarten; dabei ergibt sich für die Zahl  $N_b$  der emittierten Teilchen der Sorte b mit Energien zwischen  $\varepsilon$  und  $\varepsilon + d\varepsilon$  die folgende Be-

ziehung:

$$N_b(\varepsilon) d\varepsilon = \text{const} \cdot \varepsilon \sigma_{C,b}(\varepsilon) \omega(\varepsilon_{b \max} - \varepsilon) d\varepsilon.$$

Dabei ist  $\sigma_{C,b}$  der Wirkungsquerschnitt für die inverse Reaktion (ausgelöst durch ein Teilchen b) und  $\varepsilon_{b \max}$  die maximale Energie, mit der das Teilchen b emittiert werden kann.  $\varepsilon_{b \max} - \varepsilon = E$  ist dann die Anregungsenergie des Restkerns und  $\omega(E)$  die Niveaudichte des Restkerns. Da  $\varepsilon \cdot \sigma_{C,b}$  mit  $\varepsilon$  zunimmt, während  $\omega(\varepsilon_{b \max} - \varepsilon)$  mit wachsendem  $\varepsilon$  stark abnimmt, kann man für die obige Verteilung ein ausgeprägtes Maximum erwarten. Diese Verteilung läßt sich durch die Einführung einer Kerntemperatur  $\Theta(E)$  charakterisieren, die in Analogie zur Thermodynamik durch

$$\frac{1}{\Theta(E)} = \frac{d[\ln \omega(E)]}{dE} \quad \text{definiert wird.}$$

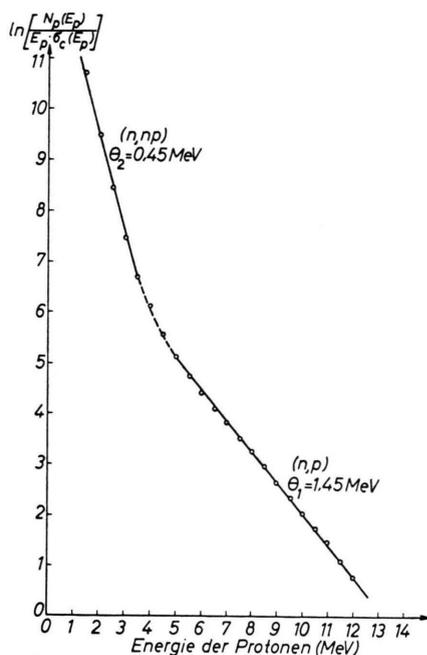


Abb. 15. Bestimmung von Kerntemperaturen nach der Statistischen Theorie aus dem Protonenspektrum des KJ.

Die Statistische Theorie verwendet unter Zugrundelegung eines FERMI-Gasmodells für  $\omega(E)$  die Beziehung  $\omega(E) = C \exp\{2\sqrt{aE}\}$  ( $C$  und  $a$  als Konstanten). Dann wird  $\Theta(E) = (E/a)^{1/2}$ . Es ist üblich, die Energieverteilungen nun so aufzutragen, daß als Abszisse die Teilchenenergien  $\varepsilon$  und als Ordinate der

<sup>14</sup> F. L. RIBE, Phys. Rev. **103**, 741 [1956].

<sup>15</sup> F. GABARD, R. H. DAVIS u. T. W. BONNER, Phys. Rev. **114**, 201 [1959].

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

Ausdruck  $\ln[N_b(\epsilon)/\epsilon \cdot \sigma_{C,b}(\epsilon)]$  auftritt. Die Art der Auftragung würde unter Zugrundelegung von  $\omega(E) = C \exp\{2\sqrt{aE}\}$  einen parabolischen Verlauf der Verteilung ergeben, wobei die Kerntemperatur von der Anregungsenergie  $E$  abhängig ist. Die entsprechende Auftragung der experimentell gefundenen Verteilung ergibt aber, bei Verwendung der für

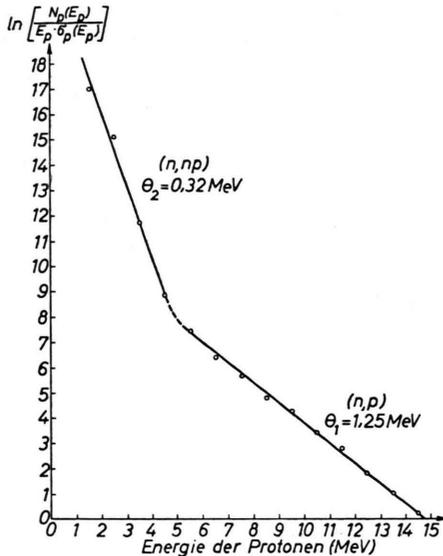


Abb. 16. Bestimmung von Kerntemperaturen nach der Statistischen Theorie aus dem Protonenspektrum des CsJ.

$\sigma_{C,b}$  bei BLATT und WEISSKOPF angegebenen Werte, Kurven, wie sie für CsJ und KJ in Abb. 15 und 16 wiedergegeben sind. Wie in zahlreichen Fällen ähnlicher Art (vgl. z. B. ALLEN<sup>17</sup>, COLLI und Mitarb.<sup>18</sup>, MARCH und MORTON<sup>19</sup>), liegen die Meßpunkte auf Geraden. Dies erhält man aber nur, wenn für die Verteilung eine von  $E$  unabhängige Kerntemperatur maßgebend ist, d. h. die Verteilung ist von der Form  $\epsilon \exp\{-\epsilon/\theta\}$ .  $\theta$  läßt sich aus der Neigung der Geraden ermitteln. Wie aus den Abb. 15 und 16 ersichtlich ist, sind aber 2 Kerntemperaturen zur Beschreibung erforderlich. Nach dem Vorschlag von ALLEN wird die durch eine Gerade im Bereich höherer Energie beschriebene Verteilung den (n,p)-Reaktionen, die ebenfalls eine Gerade liefernde Verteilung bei kleineren Energien (n,np)-Reaktionen zugeschrieben. Nach den neueren Untersuchungen von COLLI und Mitarb.<sup>13</sup> können in der Verteilung der nnp-

Protonen auch noch Deuteronen aus gleichzeitig ablaufenden n,D-Reaktionen enthalten sein, über deren Anteil aus den hier vorliegenden Messungen nichts ausgesagt werden kann.

Aus der Analyse der Spektren der Abb. 15 und 16 ergibt sich also, daß jedes gemessene Spektrum aus mindestens 2 Teilspektren besteht, die verschiedenen Prozessen zugeschrieben werden müssen. Entsprechend kann man nun die oben angegebenen Gesamtwirkungsquerschnitte auf diese Prozesse aufteilen. Das Resultat dieser Aufteilungen ist in Tab. 3 enthalten. Dabei kann man davon ausgehen, daß die beim CsJ ermittelten Wirkungsquerschnitte zu gleichen Teilen dem Cs<sup>133</sup> und dem J<sup>127</sup> zugeschrieben werden können, da die  $Q$ -Werte für die betrachteten Reaktionen (siehe Tab. 1) für beide Kerne fast gleich sind und sich die Ordnungszahlen beider Kerne kaum unterscheiden. Beim KJ sind die Wirkungsquerschnitte des K<sup>39</sup> so stark überwiegend, daß die Beiträge von J<sup>127</sup> noch innerhalb der Fehlergrenzen liegen. Die in der Tabelle mit aufgeführten Kerntemperaturen liegen für die n,p-Reaktionen in Übereinstimmung mit den Werten bei ähnlichen Reaktionen um 1 MeV, für die n,np-Reaktionen um 0,4 MeV, weitgehend unabhängig von der Massenzahl.

	(n,p) mb	$\theta$ (n,p) MeV	(n,np) mb	$\theta$ (nnp) MeV
K <sup>39</sup>	354 ± 54	1,45	186 ± 28	0,45
J <sup>127</sup>	17 ± 3	1,25	3 ± 0,5	0,32
Cs <sup>127</sup>	17 ± 3	1,25	3 ± 0,5	0,32

Tab. 3. Wirkungsquerschnitte und Kerntemperatur.

Die in den Abb. 7 und 12 eingezeichneten Verteilungen der Protonen aus der (n,p)- und (n,np)-Reaktion sind nach der Statistischen Theorie berechnet, wobei als Niveaudichte  $\omega(E) \sim \exp\{+E/\theta\}$  mit den in Tab. 3 angegebenen Werten für  $\theta$  angesetzt worden ist.

Wie schon oben vermerkt, wurden beim KJ auch  $\alpha$ -Teilchen mit beträchtlicher Häufigkeit registriert. Die Aufteilung des Gesamteilchenspektrums führt hier zu einem Wirkungsquerschnitt für (n, $\alpha$ ) von  $110 \pm 16$  mb. Die Bestimmung einer Kerntemperatur führte hier aber bei Anwendung des obigen Verfahrens zu keiner besonders charakteristischen Kerntemperatur, wie aus der Abb. 17 für die Energie-

<sup>17</sup> D. L. ALLAN, Proc. Phys. Soc., Lond. **70**, 195 [1957].

<sup>18</sup> L. COLLI, U. FACCHINI, I. IORI, M. MARCAZZAN u. A. SONA, Nuovo Cim. **13**, 731 [1959].

<sup>19</sup> P. V. MARCH u. W. T. MORTON, Phil. Mag. **3**, 143 u. 577 [1958].

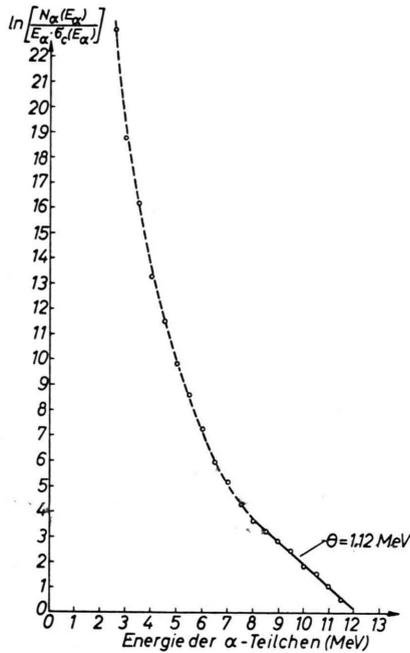


Abb. 17. Energieverteilung zur Kerntemperaturbestimmung nach der Statistischen Theorie aus dem Spektrum der  $\alpha$ -Teilchen von  $K^{39}(n, \alpha)$ .

verteilung der  $\alpha$ -Teilchen hervorgeht. Der Reaktionsmechanismus für diese  $n, \alpha$ -Prozesse ist weitgehend ungeklärt. Zu ähnlichen Schlüssen bei einigen anderen  $n, \alpha$ -Reaktionen ist auch KUMABE und Mitarb.<sup>20</sup> gekommen.

<sup>20</sup> J. KUMABE, E. TAKEKOSHI, H. OGATA, Y. TSUNEOKA u. S. ÖRI, Phys. Rev. **106**, 155 [1957].

<sup>21</sup> Neutron Cross Sections, UCRL-5351.

<sup>22</sup> R. F. COLEMAN, Proc. Phys. Soc., Lond. **73**, 215 [1959].

### Vergleich mit den Meßresultaten anderer Autoren

Für den Wirkungsquerschnitt der  $J^{127}(n, 2n)J^{126}$ -Reaktion, an den die hier durch Aktivierung gemessenen Wirkungsquerschnitte angeschlossen wurden, haben PAUL und CLARKE<sup>6</sup>  $1,12 \text{ b} \pm 35\%$ , COON, GRAVES und BARSHALL<sup>21</sup>  $1,3 \text{ b}$  erhalten. Es wurde daher hier der Wert  $1,2 \text{ b}$  angenommen. Beim  $Na^{23}(n, p)$  erhielten PAUL und CLARKE<sup>6</sup> aus Aktivierungsmessungen  $34 \text{ mb} \pm 45\%$  im Vergleich zu  $9 \pm 4 \text{ mb}$ , die hier gefunden wurden. Der Wirkungsquerschnitt für  $Na^{23}(n, \alpha)$  ist hier nach unserer Kenntnis zum ersten Male gemessen worden. Über die Wirkungsquerschnitte beim  $K^{39}$  und beim  $Cs^{133}$  liegen ebenfalls noch keine Messungen anderer Autoren vor. Der hier für  $K^{41}(n, \alpha)$  aus Aktivierungsmessungen bestimmte Wert von  $12 \pm 5 \text{ mb}$  ist wieder etwas kleiner als der früher von PAUL und CLARKE<sup>6</sup> gefundene Wert von  $31,4 \text{ mb} \pm 35\%$ . Beim Prozeß  $J^{127}(np)$  wurden hier sowohl durch die Aktivierungsmethode mit  $25 \pm 10 \text{ mb}$  als auch über die Teilchenregistrierung mit  $17 \pm 3 \text{ mb}$  erheblich kleinere Werte gefunden als seinerseits von PAUL und CLARKE mit  $231 \text{ mb} \pm 60\%$ . Die hier gefundenen Werte wurden aber durch eine neuere Messung von COLEMAN<sup>22</sup> mit  $11,7 \text{ mb} \pm 15\%$  innerhalb der Fehlergrenzen befriedigend bestätigt.

Dem Bundesministerium für Atomenergie und Wasserwirtschaft und der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Bereitstellung von Mitteln und Überlassung von Geräten für diese Untersuchungen.