

Absolute Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^{39}(n, p) A^{39}$ und $K^{39}(n, \alpha) Cl^{36}$ mit 2.6 MeV-Neutronen

Von G. LINDSTRÖM und H. NEUERT

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut Hamburg
(Z. Naturforsch. 13 a, 826—829 [1958]; eingegangen am 31. Juli 1958)

Unter Verwendung einer verbesserten $n\text{-He}^3$ -Koinzidenzapparatur wurden bei einer Neutronenenergie von 2,59 MeV die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^{39}(n, p) A^{39}$ zu $45 \text{ mbarn} \pm 10\%$ und $K^{39}(n, \alpha) Cl^{36}$ zu $36 \text{ mbarn} \pm 10\%$ bestimmt. Ein Vergleich mit den aus der Kontinuumstheorie näherungsweise berechneten Wirkungsquerschnitten würde als effektive Kernradien für den A^{39} -Kern $R = 3,65 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ und für den Cl^{36} -Kern $R = 7,27 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ liefern.

1. Apparatur

Als Neutronenquelle wird die D,D-Reaktion benutzt. Die Deuteronen aus einer HF-Ionenquelle wurden dabei auf ca. 100 keV beschleunigt und auf einen Brennfleck von etwa 5 mm \varnothing fokussiert. Die Target ist eine okkludierte Al-D-Target.

Die auf den Raumwinkel 4π bezogene Totalintensität betrug bei den Messungen meist 10^6 Neutronen/sec.

Die Zahl der aus der DD-Target in einen bestimmten Raumwinkel hinein emittierten Neutronen wird durch Anwendung der zuerst von HUBER¹ beschriebenen $n\text{-He}^3$ -Koinzidenzmethode gemessen². Abb. 1 zeigt die DD-Target-Kammer und den Aufbau der Koinzidenzapparatur. Zum Nachweis der He^3 -Rückstoßteilchen wird hier ein Proportionalzähler verwendet, der mit einer $0,7 \mu$ dicken Glimmerfolie abgeschlossen ist und so eine einwandfreie Diskriminierung der He^3 -Teilchen gegen

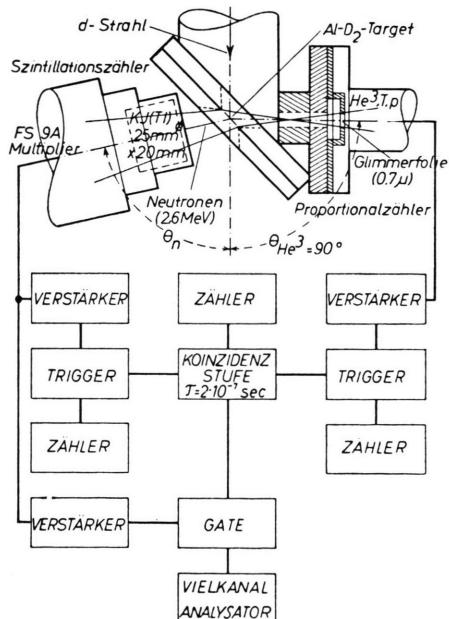


Abb. 1. $n\text{-He}^3$ -Koinzidenzapparatur.

die gleichfalls auftretenden Protonen und Tritonen gestattet. Die mit Neutronen zu bestrahlende Substanz, hier stets ein KJ(Tl)-Kristall, wird so aufgebaut, daß der zu dem He^3 -Raumwinkel gehörige „koinzidenzfähige“ Neutronenraumwinkel ganz im Innern des Kristalls verläuft. Der endliche Raumwinkel bedingt eine

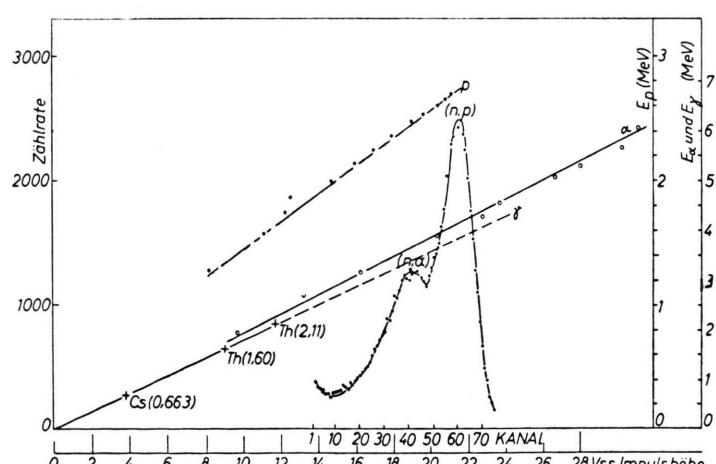


Abb. 2. $K^{39}(n, \alpha)$ -Impulsspektrum und p, α, γ -Eichung des KJ(Tl)-Kristalls (25 mm \varnothing \times 20 mm).

¹ P. HUBER et al., Z. Naturforsch. 11 a, 607 [1956].

² G. LINDSTRÖM, Kernphysikal. Rundberichte Nr. 27 [1958].

Verbreiterung der Neutronenenergie um ± 50 keV. Dann kann aus der Zahl der registrierten He^3 -Impulse, die gleich der Zahl der koinzidenzfähigen Neutronen ist, und der Zahl der Koinzidenzimpulse nach der Formel

$$N_{\text{Koinz.}} = N_{He^3} \cdot N_{\text{Target-Kerne}} / cm^2 \cdot \sigma \text{ in } cm^2$$

der absolute Neutronenwirkungsquerschnitt in einfacher und sicherer Weise bestimmt werden.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

2. Messung der Wirkungsquerschnitte von $K^{39}(n, p)A^{39}$ und $K^{39}(n, \alpha)Cl^{36}$

Die Reaktionen $K^{39}(n, p)A^{39}$ und $K^{39}(n, \alpha)Cl^{36}$ wurden von SCOTT und SEGEL³ bei Beschuß eines dünnen KJ(Tl)-Kristalls mit Neutronen verschiedener Energie erstmalig beobachtet. Die absoluten Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen konnten dabei aber nicht bestimmt werden und sind auch bisher nicht bekannt. Wie Abb. 1 zeigt, durchsetzen die koinzidenzfähigen Neutronen den KJ(Tl)-Kristall (25 mm $\phi \times 20$ mm) vollständig. Die im Kristall entstehenden Protonen und α -Teilchen der oben genannten Reaktionen werden im Kristall selbst registriert. Das mit einem Vielkanalanalysator aufgenommene Szintillationsimpulsspektrum zeigt Abb. 2 und 3 ohne und mit Anwendung der Koinzidenzmethode. Deutlich erscheinen in Abb. 3 zwei gut getrennte Impulsgruppen.

Daß es sich hierbei um Reaktionen am Kalium handelt, wurde durch Austausch des KJ(Tl)-Kristalls gegen einen gleichgroßen NaJ(Tl)-Kristall festgestellt, in dem entsprechende Impulsgruppen nicht auftraten.

Außer an dem im natürlichen Kalium mit 93,2% vorhandenen Isotop K^{39} wäre eine Reaktion an dem mit 6,8% auftretenden K^{41} möglich. Die auf Grund des Q -Wertes an K^{39} und K^{41} möglichen Reaktionen sind in Tab. 1 aufgeführt.

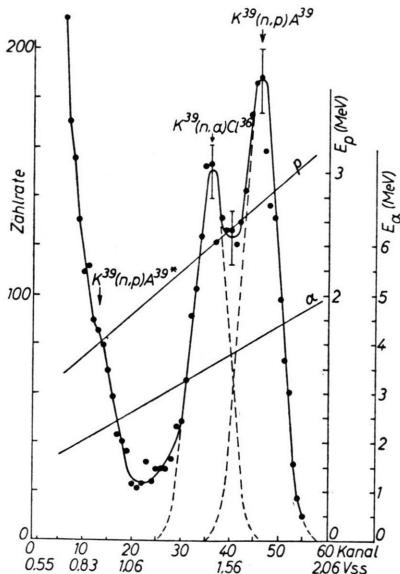


Abb. 3. $K^{39}(n, \alpha)$ -Impulsspektrum in Koinzidenz.

Reaktion	Q [MeV]	E [MeV]
$K^{39}(n, p)A^{39}$	+ 0,20	2,73
$K^{41}(n, p)A^{41}$	- 1,80	0,78
$K^{39}(n, \alpha)Cl^{36}$	+ 1,36	3,56
$K^{41}(n, \alpha)Cl^{38}$	- 0,09	2,27
$K^{39}(n, p)A^{39*}$	- 1,04	1,52
$K^{39}(n, \alpha)Cl^{36*}$	+ 0,58	2,86

Tab. 1.

Dabei beziehen sich die beiden letztgenannten Reaktionen auf den Übergang zum ersten angeregten Niveau von A^{39} und Cl^{36} . E ist die Energie der Protonen bzw. α -Teilchen im Laborsystem.

Der Kristall wurde nun außerdem mit Protonen [aus der $D(d, p)T$ -Reaktion] und α -Teilchen [der $Li^7(p, \alpha)\alpha$ -Reaktion] verschiedener Energie (durch Zwischenschaltung von Absorberfolien) geeicht. Beispiele solcher Eichmessungen zeigt Abb. 4. Die Eichkurven sind ebenfalls in Abb. 2 und Abb. 3 eingezeichnet und ergeben die eingetragene Zuordnung der Impulsgruppen zu den Reaktionen $K^{39}(n, \alpha)Cl^{36}$ und $K^{39}(n, p)A^{39}$. Durch Auszählen der n , p - und α -Impulse wurden mit der gleichzeitig registrierten He^3 -Zählrate, wie in Abschnitt 2 beschrieben, folgende Wirkungsquerschnitte erhalten:

$$\sigma(n, \alpha) = 36 \text{ mbarn} \pm 10\% \quad \text{bei } E_n = 2,59 \text{ MeV} .$$

$$\sigma(n, p) = 45 \text{ mbarn} \pm 10\%$$

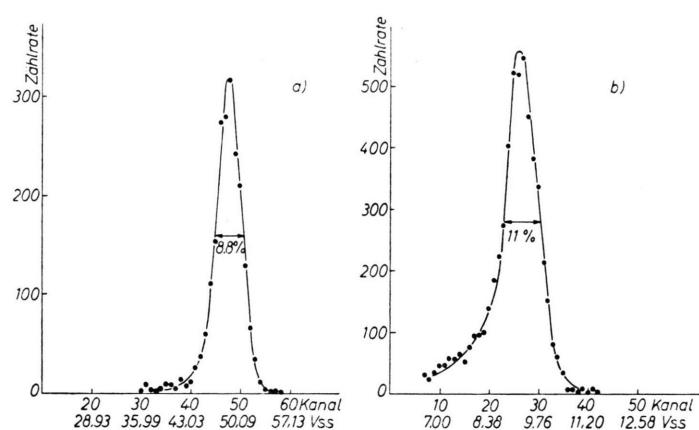


Abb. 4. a) α -Impulsgruppe ($E_\alpha = 6,0$ MeV) im KJ(Tl)-Kristall.
b) p -Impulsgruppe ($E_p = 2,1$ MeV) im KJ(Tl)-Kristall.

³ M. J. SCOTT u. R. E. SEGEL, Phys. Rev. **102**, 1557 [1956].

3. Diskussion der Wirkungsquerschnitte

Nach BLATT und WEISSKOPF⁴ gilt für eine Kernreaktion mit Eintrittskanal α , Austrittskanal β :

$$\sigma(\alpha, \beta) = \sigma_c(\alpha) \frac{k_\beta^2 \sigma_c(\beta)}{\sum_\gamma k_\gamma^2 \sigma_c(\gamma)}, \quad (1)$$

wobei σ_c jeweils der Wirkungsquerschnitt für Bildung des *Compound*-Kerns ist und im Nenner über alle möglichen Zerfallskanäle summiert wird. Zur weiteren Auswertung der Gl. (1) sind folgende Eigenschaften der Reaktionen $K^{39} + n \xrightarrow{\alpha} A^{39}$ zu berücksichtigen (siehe Abb. 5):

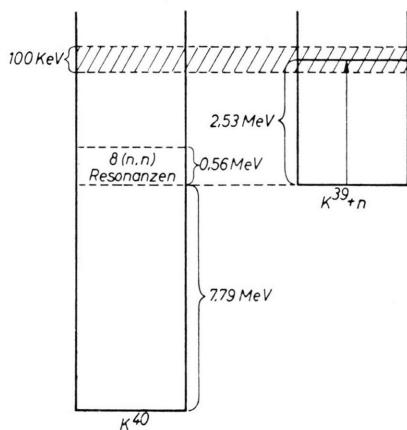


Abb. 5. Niveauschema der *Compound*-Kern-Bildung $K^{39} + n \rightarrow K^{40}$ (nach ENDT und KLUYVER⁵).

1. Das erste angeregte Niveau in K^{39} liegt bei 2,53 MeV, so daß die unelastische Streuung der $2,59 \text{ MeV} \pm 50 \text{ keV}$ -Neutronen ($2,53 \text{ MeV} \pm 50 \text{ keV}$ im Schwerpunktssystem) im Vergleich zum Gesamtquerschnitt noch nicht wahrscheinlich wird. Die offenen Austrittskanäle γ in Gl. (1) reduzieren sich damit praktisch auf den Zerfall durch den Eintrittskanal.

2. Für $E_n = 0$ ist der mittlere Niveauabstand im *Compound*-Kern K^{40} (Anregungsenergie $E_c = 7,79 \text{ MeV}$) etwa gleich $0,56 \text{ MeV}/8 = 70 \text{ keV}$, so daß dieser für $E_n = 2,59 \text{ MeV}$ kleiner als die Energiebreite des Neutronenstrahls (100 keV) ist. Danach darf man das Gebiet der Anregungsenergie des *Compound*-Zustandes als Energiekontinuum behandeln.

Aus 1. folgt mit Gl. (1)

$$\sigma(\alpha, \beta) = \frac{k_\beta^2}{k_\alpha^2} \sigma_c(\beta). \quad (2)$$

⁴ J. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theor. Nucl. Phys., Ch. VIII [1952].

Aus 2. folgt der für das Kontinuum gültige Ansatz:

$$\sigma_c(\beta) = \pi \lambda_\beta^2 \sum_l (2l+1) T_l(\beta), \quad (3)$$

wobei $T_l(\beta)$ der Transmissionskoeffizient des Teilchens durch den Kanal β mit Bahndrehimpuls l ist.

— Bezeichnet man jetzt mit n den Eintrittskanal, mit p, α die jeweiligen Austrittskanäle, wobei die Übergänge zu den Grundzuständen der Folgekerne gemeint sind, so ergibt sich für die gesuchten Wirkungsquerschnitte

$$\begin{aligned} \sigma(n, p) &= \pi \lambda_n^2 \sum_l (2l+1) T_l(p), \\ \sigma(n, \alpha) &= \pi \lambda_\alpha^2 \sum_l (2l+1) T_l(\alpha). \end{aligned} \quad (4)$$

In der Näherung der Kontinuumstheorie erhält man für die Transmissionskoeffizienten (Durchdringungswahrscheinlichkeit durch COULOMB- und Zentrifugal-Barriere sowie durch den Potentialsprung an der Kernoberfläche)

$$T_l = \frac{4 K R s_l}{\Delta l^2 + (K R + s_l)^2}. \quad (5)$$

Die $s_l, \Delta l$ können nach der WKB-Methode (siehe BLATT und WEISSKOPF⁴) in ihrer Abhängigkeit vom Kernradius R berechnet werden. Das Ergebnis dieser Rechnungen findet man in Tab. 2 und 3.

Aus einer graphischen Interpolation erhält man das folgende Ergebnis: Die berechneten Wirkungsquerschnitte stimmen mit den gemessenen Werten von $\sigma(n, p) = 45 \text{ mbarn}$ und $\sigma(n, \alpha) = 36 \text{ mbarn}$ überein, wenn für die effektiven Kernradien gewählt wird:

$$\begin{aligned} R_{A^{39}} &= 3,65 \cdot 10^{-13} \text{ cm}, \text{ d. h. mit } R = r_0 A^{1/3}: \\ r_0 &= 1,08 \cdot 10^{-13} \text{ cm}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R_{Cl^{36}} &= 7,27 \cdot 10^{-13} \text{ cm}, \text{ d. h. mit } R = r_0 A^{1/3} + \varrho: \\ r_0 &= 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}, \quad \varrho = 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}. \end{aligned}$$

Auf Grund der nur in grober Näherung gültigen Kontinuumstheorie und der nicht sehr genauen WKB-Methode kann man nur erwarten, daß die so berechneten Wirkungsquerschnitte eine Abschätzung für die zu erwartenden Werte liefern. Abweichungen um den Faktor 2 sind sicher nicht auszuschließen. Deshalb ist dem nach dem üblichen Ansatz ($R = r_0 A^{1/3}; r_0 = 1,3 - 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$) hier zu $r_0 = 1,08 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ermittelten Radiusparameter von A^{39} physikalisch keine Bedeutung zuzumessen. (Für $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ergibt sich $\sigma(n, p)_{\text{theor.}} = 90 \text{ mbarn.}$).

Dagegen ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma(n, \alpha)$ wesentlich stärker von der Wahl des Radius abhängig,

$R_{A^{39}}$	$T_0(p)$	$T_1(p)$	$T_2(p)$	$T_3(p)$	$\sigma(n, p)$
$4,0 \cdot 10^{-13}$ cm	$1,02 \cdot 10^{-1}$	$3,51 \cdot 10^{-2}$	$4,32 \cdot 10^{-3}$	$2,33 \cdot 10^{-4}$	60,5 mbarn
$5,0 \cdot 10^{-13}$ cm	$1,80 \cdot 10^{-1}$	$8,11 \cdot 10^{-2}$	$1,51 \cdot 10^{-2}$	$1,29 \cdot 10^{-3}$	133 mbarn
$6,0 \cdot 10^{-13}$ cm	$2,61 \cdot 10^{-1}$	$1,48 \cdot 10^{-1}$	$3,82 \cdot 10^{-2}$	$4,81 \cdot 10^{-3}$	244 mbarn

Tab. 2.

$R_{Cl^{36}}$	$T_0(\alpha)$	$T_1(\alpha)$	$T_2(\alpha)$	$T_3(\alpha)$	$T_4(\alpha)$	$T_5(\alpha)$	$\sigma(n, \alpha)$
$5,5 \cdot 10^{-13}$ cm	$1,35 \cdot 10^{-3}$	$8,75 \cdot 10^{-4}$	$3,83 \cdot 10^{-4}$	$1,11 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,75 \cdot 10^{-6}$	1,81 mbarn
$7,5 \cdot 10^{-13}$ cm	$2,82 \cdot 10^{-2}$	$2,34 \cdot 10^{-2}$	$1,15 \cdot 10^{-2}$	$3,34 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$3,60 \cdot 10^{-4}$	50,5 mbarn
$8,5 \cdot 10^{-13}$ cm	$8,59 \cdot 10^{-2}$	$6,96 \cdot 10^{-2}$	$4,17 \cdot 10^{-2}$	$2,02 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$6,01 \cdot 10^{-3}$	212 mbarn

Tab. 3.

so daß selbst unter Berücksichtigung der oben genannten Ungenauigkeiten in der Berechnung ein sich für $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ cm und $\varrho = 1,2 \cdot 10^{-13}$ cm ergebender effektiver Radius von $R = 5,5 \cdot 10^{-13}$ cm sehr unwahrscheinlich ist. Nach den hier vorliegenden Messungen kann es vielmehr als sicher gelten, daß im Fall der K³⁹(n, α)Cl³⁶-Reaktion der effektive Cl³⁶-Radius größer als der sich aus dem üblichen

Ansatz: $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ cm bis $1,5 \cdot 10^{-13}$ cm, $\varrho = 1,2 \cdot 10^{-13}$ cm ergebende Wert angesetzt werden muß.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Unterstützung dieser Untersuchungen. Herrn H. JEREMIE sind wir für seine Hilfe bei der Durchführung der Messungen zu Dank verpflichtet.

⁵ R. M. ENDT u. J. C. KLUYVER, Rev. Mod. Phys. **26**, 95 [1954].

Li⁷(p, γ)-Winkelverteilung bei der 441 keV-Resonanz und Spin-Bahn-Kopplung bei Be⁸

Von H. NEUERT und TH. RETZ-SCHMIDT

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut Hamburg
(Z. Naturforsch. **13 a**, 829—832 [1958]; eingegangen am 2. Juli 1958)

Untersuchungen der Winkelverteilung der Li⁷(p, γ)-Strahlung haben eine deutliche positive Anisotropie mit $\cos^2 \Theta$ von einigen Prozent ergeben. Aus der Messung an der 17,6 MeV-Strahlung allein folgt für die Bildung des Be⁸-Zwischenzustandes $1+$ aus den Kanalspins 2 und 1 ein Kanalspinverhältnis von etwa 4 : 1. Dies ist nur möglich, wenn es sich bei der Bildung dieses Be⁸-Zustandes um *intermediate coupling* handelt. Das a/K ergibt sich dabei nach den Berechnungen von FRENCH zu 2—3. zu 2—3.

Der Einfang eines Protons durch Li⁷ führt bei der Li⁷(p, γ)Be⁸-Reaktion zu einem hoch angeregten Be⁸-Kern mit einem sehr ausgeprägten Niveau bei 17,63 MeV, entsprechend einer Protonenenergie von 441 keV. Durch zahlreiche Untersuchungen ist dieses Niveau als $1+ (T=1)$ gesichert¹. Von diesem Ni-

veau führt eine M 1- γ -Strahlung (17,63 MeV) zum $0+$ -Grundzustand und eine E 2 + M 1-Strahlung (14,8 MeV) zum ersten angeregten Zustand ($2+$) des Be⁸. Das Verzweigungsverhältnis M1/(E2 + M1) ist im Resonanzbereich von STEARNS und McDANIEL² sowie von CAMPBELL³ eingehend studiert worden, es beträgt $1,7 \pm 0,2$. Über die 14,8 MeV-Strahlung ist nur bekannt, daß es sich um eine gemischte Strahlung handeln muß, das Mischungsverhältnis ist noch unsicher. Neben der aus dem genannten Resonanz-

¹ F. AJZENBURG u. T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. **27**, 77 [1955].

² M. B. STEARNS u. B. D. McDANIEL, Phys. Rev. **82**, 450 [1951].

³ J. G. CAMPBELL, Austr. J. Phys. **9**, 156 [1956].