

Totale Wirkungsquerschnitte der Elemente N, Na, Al und Si für Neutronen von 1,9-3,8 MeV

Autor(en): **Meier, R. / Ricamo, R. / Scherrer, P.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **26 (1953)**

Heft V

PDF erstellt am: **09.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112423>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Totale Wirkungsquerschnitte der Elemente N, Na, Al und Si für Neutronen von 1,9–3,8 MeV

von R. Meier, R. Ricamo, P. Scherrer und W. Zünti
Physikalisches Institut der ETH., Zürich.

(11. VI. 53.)

Summary: Total neutron cross sections of the elements N, Na, Al, and Si have been measured by means of transmission experiments in the range 1,9 to 3,8 MeV. Monoenergetic neutrons are obtained from the D—D reaction in a thin heavy-ice target with a spread in energy between 20 and 50 KeV. Many new excited levels of N¹⁵, Na²⁴, Al²⁸ and Si²⁹ are found. A level in N¹⁵, excited with 2,25 MeV neutrons, has been analysed and is proposed to be a $J = 1/2$, odd parity state.

1. Einleitung.

Der totale Wirkungsquerschnitt von Sauerstoff wurde in einer früheren Arbeit von RICAMO und ZÜNTI¹⁾ aus einer Differenzmessung zwischen BeO und Be gewonnen. Die Verwendung dieses Metalls als chemisches Bindemittel für den Sauerstoff war damals nicht zum vornherein gegeben. So sind ähnliche Transmissionsexperimente mit SiO₂ von FREIER et al.²⁾ gemacht worden. Ein Element ist um so besser geeignet, je mehr Sauerstoff es zu binden vermag und je glatter und strukturloser der Verlauf seines Wirkungsquerschnittes im untersuchten Energieintervall ist.

Die zweite, kernphysikalische Bedingung liess sich an Hand der tabellierten Daten nicht entscheiden, so dass sich eigene Versuche aufdrängten. Die Ergebnisse zeigten in Al und Si eine dichte Folge von Resonanzen. Dagegen verlief der Wirkungsquerschnitt von Be genügend glatt; dieses Metall eignet sich daher am besten. Die Transmissionsexperimente an Al und Si wurden später weitergeführt, obwohl eine Analyse nach der Kerndispersionstheorie aussichtslos ist, weil keine isolierten Resonanzen mehr auftreten. Aus der Lage der Maxima können indessen die hochangeregten Energieniveaus des Zwischenkernes festgestellt werden. Es schien uns von Interesse, den Verlauf der Wirkungsquerschnitte möglichst fein aufzulösen, um damit die Systematik der Kernspektren³⁾ zu bereichern und zu verbessern.

Ein anderer Teil der Messungen umfasst den totalen Wirkungsquerschnitt von Stickstoff. In einer früheren Arbeit von BOLLMANN

und ZÜNTI⁴⁾ wurden in demselben Energieintervall die Reaktionen $N^{14}(n, \alpha)$ und $N^{14}(n, p)$ untersucht. Messungen der $N^{14}(n, \alpha, p)$ -Reaktionen von STETTER und BOTHE⁵⁾, der $B^{11}(\alpha, n)$ -Reaktion von MAURER⁶⁾, FÜNFER⁷⁾ und WALKER⁸⁾, und der $C^{14}(p, n)$ -Reaktion von SHOUPP, JENNINGS und SUN⁹⁾ geben ebenfalls Aufschluss über den Zwischenkern N^{15} .

Als Absorber verwenden wir sowohl flüssigen Stickstoff als auch NaN_3 . Aus diesem Grunde wurde auch Na in die Messungen aufgenommen. Seinem Verhalten nach gehört es zu den mittelschweren Kernen, wie Al und Si.

2. Apparatur und Messmethode.

Apparatur und Messmethode sind in einer früheren Arbeit¹⁾ ausführlich beschrieben worden. Hier sollen nur einige seither vorgenommene Änderungen erwähnt werden.

Grösste Aufmerksamkeit haben wir weiterhin dem Auflösungsvermögen der Neutronenenergie geschenkt. Durch Verbesserung des Deuteronenspektrums und der geometrischen Verhältnisse konnte in zwei Schritten nochmals eine leichte Steigerung erzielt werden.

Durch den Einbau einer Hochfrequenz-Ionenquelle*) in die Beschleunigungsanlage (Tensator) erreichten wir einen nahezu monochromatischen Deuteronenstrahl. Seine Energieunschärfe wird nun lediglich von den Spannungsschwankungen des Beschleunigers verursacht, die zirka 5 KV betragen. In der früheren, Oliphantschen Ionenquelle konnte eine Breite von 15 KV nur dank eines Blenden-systems nach magnetischer Ablenkung um 45° erreicht werden. Von einer beträchtlichen Intensitätseinbusse abgesehen, war dabei vor allem die Bildung von sekundären Neutronenquellen an beschossenen Blenden schädlich.

Seit der Verwendung der neuen Ionenquelle kann der Ionenstrahl auf wenige mm^2 fokussiert werden; daher war eine Verbesserung der Geometrie des Neutronenstreuexperimentes möglich. Eine Grenze wird durch die Belastbarkeit der Target und die erwünschte Neutronenintensität gegeben. Bei 10 Watt/ cm^2 fällt im Laufe einer Stunde die Neutronenausbeute einer dünnen, mit flüssiger Luft gekühlten D_2O -Eistarget von 40 KV Dicke auf die Hälfte ab. Diese Belastung wird bei $15 \mu A$ Deuteronenstrom und einer Targetfläche von $1 cm^2$ erreicht. Um diese Fläche gleichmässig zu bedecken, wird der Strahl etwas defokussiert und mittels eines magnetischen Wechselfeldes von 50 Hz leicht hin- und hergeschwenkt. Der Detektor wurde der ver-

*) Eine Beschreibung dieser Ionenquelle wird demnächst in der HPA erscheinen.

kleinerten Neutronenquelle angepasst. Der kreiszylindrische Anthracenkristall hat nun 1 cm^2 Querschnitt und eine Länge von 3 cm.

Dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_t liegt als eigentliche Messgrösse der Transmissionskoeffizient T zugrunde. Der Zusammenhang

$$T = e^{-\sigma_t n t}$$

n Zahl der Kerne pro cm^3 t Länge des Absorbers

ist gültig für „gute Geometrie“.

Bedeutet n_0 , n_1 , resp. n_2 die auf den Monitor normierten Stosszahlen im Detektor ohne, mit unbekanntem resp. mit bekanntem Absorber, so gilt:

$$T = 1 - (1 - R) \frac{n_0 - n_1}{n_0 - n_2}.$$

R ist die Transmission des bekannten, starken Absorbers ($R \ll 1$). Jeder Transmissionswert basiert somit auf 3 Stosszahlen n_0 , n_1 und n_2 , die zeitlich nacheinander in einer 2–3 min dauernden Sequenz (1 0 2 1) bestimmt wurden. Zur Beschleunigung der Messungen beschränkten wir uns darauf, jeden dritten bis fünften Punkt absolut zu messen. In den Zwischenpunkten bestimmten wir lediglich n_1 , die Stosszahl mit unbekanntem Absorber, zweimal, während n_0 und n_2 durch graphische Interpolation gefunden wurden. Diese 2 Kurven n_0 und n_2 in Funktion der Energie sind ja unabhängig vom Absorber, sie sind lediglich leicht mit der Targetdicke und der Einstellung der Hochspannungsanlage verknüpft, verlaufen aber jedenfalls glatt.

3. Ergebnisse.

Von jedem der untersuchten Elemente geben wir hier den Verlauf seines Wirkungsquerschnittes, eine Tabelle mit den Niveaux des hochangeregten Zwischenkernes und Dimensionsangaben über die benutzten Streukörper an. Eine Kurve für den Wirkungsquerschnitt besteht aus zirka 100 Messpunkten, die im Mittel 20 KeV auseinander liegen. Die ausgezogene Kurve verbindet die Mittelwerte der an diesen Punkten gemessenen WQ; unsichere Niveaux sind in den Tabellen eingeklammert. Die Fehlergrenzen der Energie betragen bis zu 3 MeV weniger als 30 KeV, oberhalb weniger als 50 KeV. Über die Fehler im WQ lassen sich keine genauen Angaben machen, da ein Grossteil der Resonanzen schmalere sind als die Breite unseres Neutronenspektrums. Für den mittleren Verlauf kann ein Wert von $\pm 3\%$ angenommen werden.

a) Stickstoff (Fig. 1).

Die Messungen an Stickstoff wurden zunächst mit Streukörpern aus Melamin (Bruttoformel $C_3H_6N_6$) begonnen. Die Ergebnisse waren ungenau, da der Stickstoff am Totalwirkungsquerschnitt der Verbindung nur zu 35% beteiligt ist. Höheren Stickstoffgehalt weisen die Azide der leichten Alkalimetalle auf, ihre Behandlung bietet aber

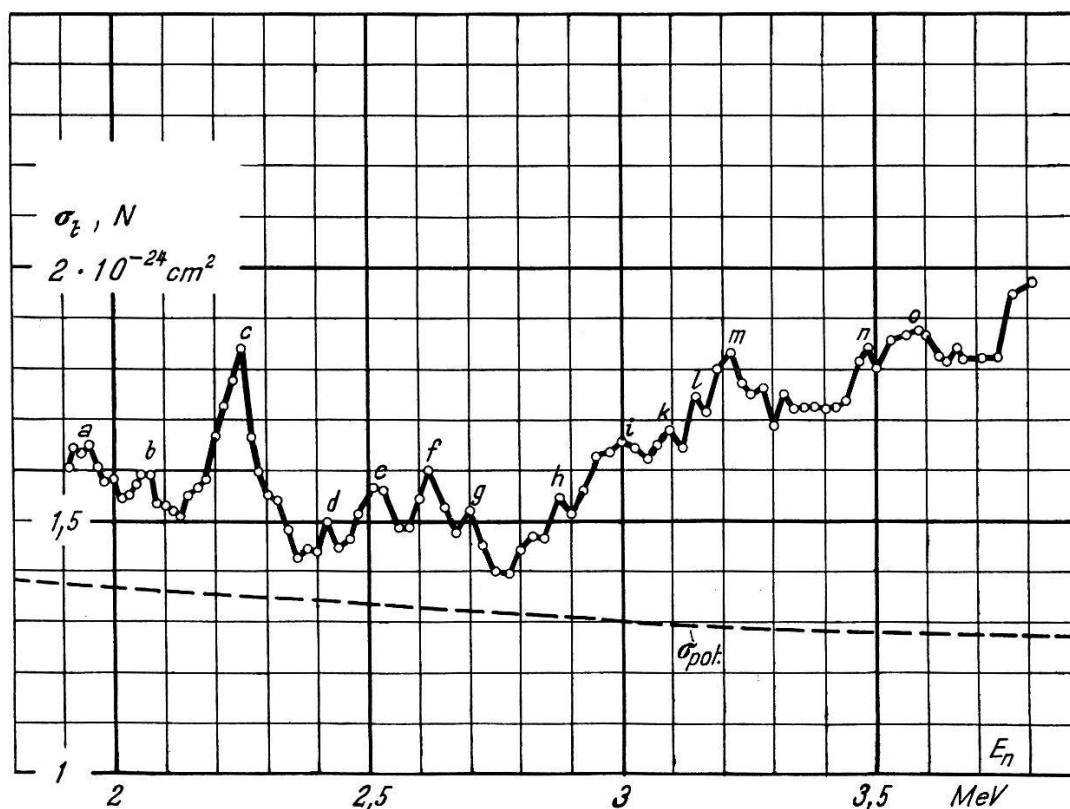


Fig. 1.

Totaler Wirkungsquerschnitt für Stickstoff.

Tabelle 1.

Energieniveaux in N^{15} , aus dem totalen Wirkungsquerschnitt von Stickstoff für schnelle Neutronen bestimmt.

Res.	E_n MeV	E^* MeV	Res.	E_n MeV	E^* MeV
a	1,93	10,834 + 1,80	h	2,88	10,834 + 2,69
b	2,06	1,92	i	3,00	2,80
c	2,25	2,10	k	3,10	2,89
d	2,42	2,26	l	3,15	2,94
e	2,51	2,34	m	3,22	3,00
f	2,62	2,44	n	3,48	3,25
g	2,70	2,52	o	3,57	3,33

Termschemata aller veröffentlichten Messungen, die auf hochangeregte Zustände des N^{15} -Kernes zwischen 12,5 und 14,5 MeV führen, gegenübergestellt. Alle Messungen wurden auf die neuesten Q-Werte bezogen¹¹⁾¹²⁾. Das Niveau von 12,93 MeV, das mit 2,25 MeV Neutronen angeregt wird, tritt bei sämtlichen Autoren klar hervor. (Eine Analyse dieses Niveaus wird in der Diskussion am Schluss der Arbeit durchgeführt.) Im übrigen Gebiet ist das experimentelle Material, welches zum Vergleich mit unseren Resultaten zur Verfügung steht, ungenügend.

b) *Natrium* (Fig. 3).

Zur Herstellung der Streukörper wurde das Natriummetall unter Vakuum bei einer Temperatur von 100° C in ein Stahlrohr von 0,1 mm Wandstärke gegossen und luftdicht verschlossen. Das pulverförmige Natriumazid NaN_3 wurde in eine dünnwandige Aluminiumhülse eingefüllt.

Im vorliegenden Intervall existieren bisher keine anderen zusammenhängenden Messungen.

Tabelle 2.

Daten der zu den Transmissionsmessungen von Natrium und Natriumazid verwendeten Streukörper.

Streuer	t mm	g/cm^2	10^{24} Kerne/ cm^2
Na 1	117	10,63	0,279
1+2	195	18,14	0,475
NaN_3 1	90	10,7	0,099 Na
			0,297 N
1+2	155	17,45	0,162 Na
			0,485 N

c) *Aluminium* (Fig. 4).

Der Streukörper wurde aus kommerziellem Aluminium von 99,9% Reinheit gedreht. Die Messungen wurden mit einem 70 mm langen Stück, einer Flächendichte von 18,95 g/cm^2 entsprechend einer Kernzahl/ cm^2 von $0,424 \cdot 10^{24}$ ausgeführt.

Im Verlauf des Wirkungsquerschnittes folgt auf mehrere scharfe Spitzen in der Umgebung von 2 MeV eine breite Resonanz bei 2,6 MeV, die schon von verschiedenen Autoren angegeben worden ist^{13) 14) 15)}. Mit unserem verbesserten Auflösungsvermögen lässt sich diese aber nochmals in zwei deutlich getrennte Maxima zer-

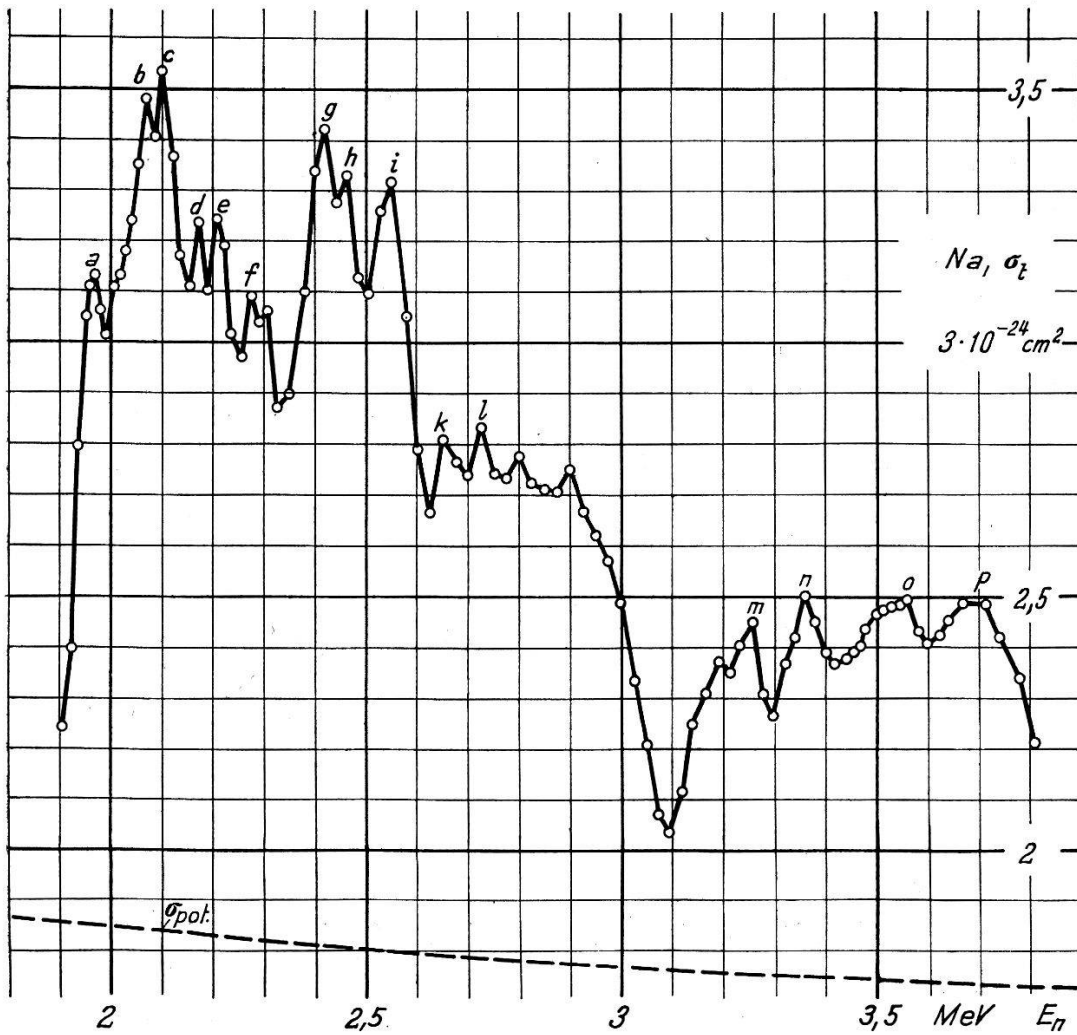


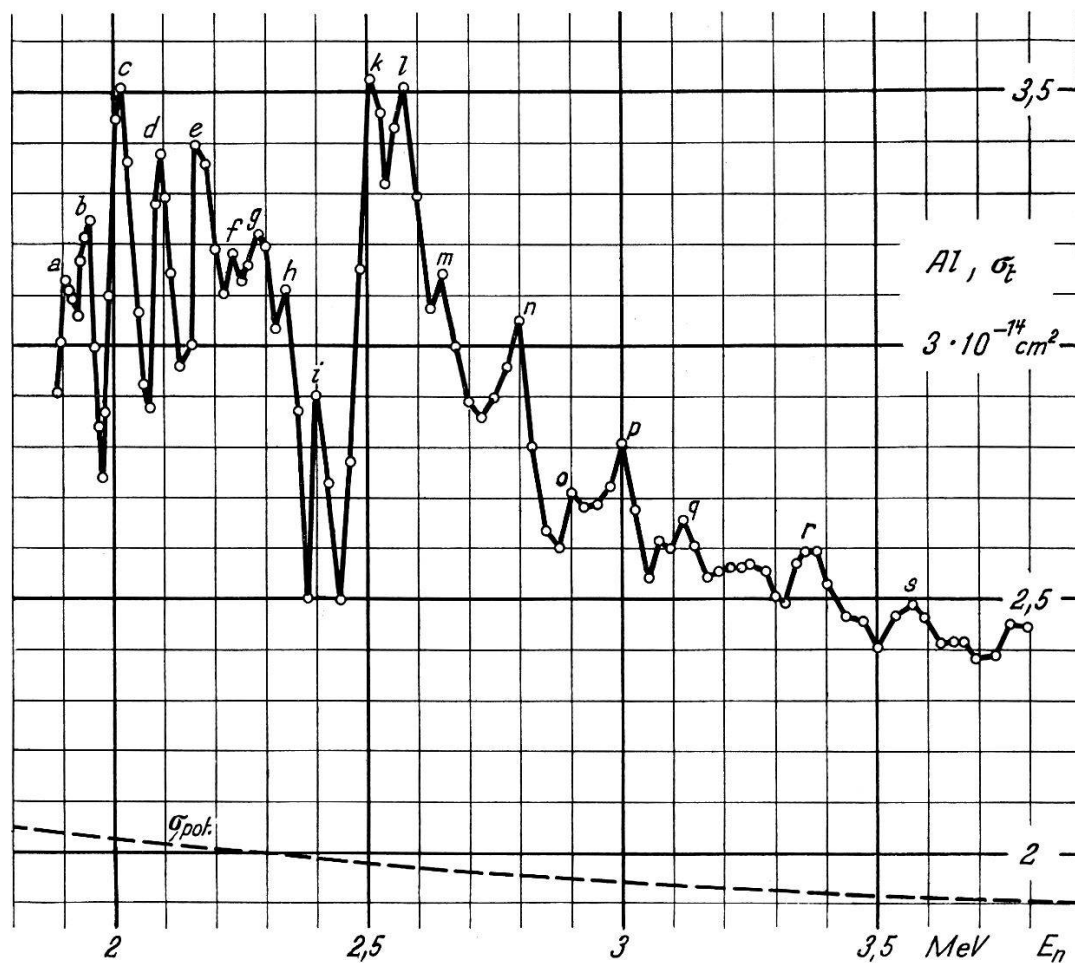
Fig. 3.
Totaler Wirkungsquerschnitt für Natrium.

Tabelle 3.

Energieniveaux von Na²⁴, aus dem totalen Wirkungsquerschnitt von Natrium für schnelle Neutronen bestimmt.

Res.	E_n MeV	E^* MeV	Res.	E_n MeV	E^* MeV
a	1,97	6,96 + 1,89	i	2,55	6,96 + 2,45
(b)	(2,07)	1,98	k	2,65	2,54
c	2,10	2,01	l	2,73	2,62
d	2,17	2,08	m	3,26	3,12
e	2,21	2,12	n	3,36	3,22
f	2,29	2,19	o	3,54	3,39
g	2,42	2,32	p	3,68	3,53
(h)	(2,46)	2,36			

legen. Ein zweites, von ALLEN¹⁴⁾ bei 2,9 MeV angegebenes Niveau von 200 KeV Breite konnten wir nicht bestätigen.



Ordinateneinheit 10^{-24} cm^2 statt 10^{-14} .

Fig. 4.

Totaler Wirkungsquerschnitt für Aluminium.

Tabelle 4.

Energieniveaus von Al^{27} , aus dem totalen Wirkungsquerschnitt von Aluminium für schnelle Neutronen bestimmt.

Res.	E_n MeV	E^* MeV	Res.	E_n MeV	E^* MeV
a	1,90	$7,722 + 1,83$	k	2,51	$7,722 + 2,41$
b	1,95	1,88	l	2,57	2,48
c	2,015	1,94	m	2,65	2,56
d	2,095	2,02	n	2,80	2,70
e	2,17	2,09	o	2,90	2,80
f	2,23	2,15	p	3,00	2,89
g	2,29	2,21	q	3,12	3,01
h	2,34	2,26	r	3,37	3,25
i	2,40	2,31	s	3,57	3,44

d) *Silizium* (Fig. 5).

Vier Streukörper verschiedener Länge wurden aus einem genügend homogenen Siliziumstück gebohrt*).

Tabelle 5.

Daten der zu den Transmissionsmessungen in Silizium benützten Streukörper.

Streuer	t mm	g/cm^2	10^{24} Kerne/cm ²
1	89,3	20,82	0,447
2	70,4	16,25	0,349
1+3	139,2	32,27	0,695
1+4	117,3	27,27	0,586

Die Reinheit des Materials**) betrug 99,1%. An Beimischungen konnten 0,3% Fe + 0,55% Al und Cr analysiert werden. Für diese Verunreinigungen wurden keine Korrekturen angebracht. Über Silizium liegen im gleichen Energieintervall Messungen der Minnesota-Gruppe²⁾ vor. Sie zeigen infolge des Spektrums von 200 KeV nur einen glatten Verlauf. Dieselbe Gruppe hat im Intervall 0,6–1,9 MeV Messungen mit Li-p-Neutronen durchgeführt, welche an unser Energiegebiet grenzen.

Tabelle 6.

Energieniveaux von Si²⁸, aus dem totalen Wirkungsquerschnitt von Silizium für schnelle Neutronen bestimmt.

Res.	E_n MeV	E^* MeV	Res.	E_n MeV	E^* MeV
a	$\leq 1,84$	8,472 + 1,78	i	2,50	8,472 + 2,42
b	1,93	1,87	k	2,57	2,48
c	1,97	1,90	l	2,62	2,53
d	2,11	2,04	m	2,86	2,76
e	2,18	2,10	n	3,05	2,95
f	2,23	2,15	o	3,12	3,01
g	2,30	2,22	p	3,41	3,29
h	2,38	2,30	q	(3,7)	(3,55)

*) Der Firma Lonza danken wir für die Überlassung von reinem Si.

**) Wir danken Herrn POCHON für die quantitativen Analysen, die er für uns vorgenommen hat.

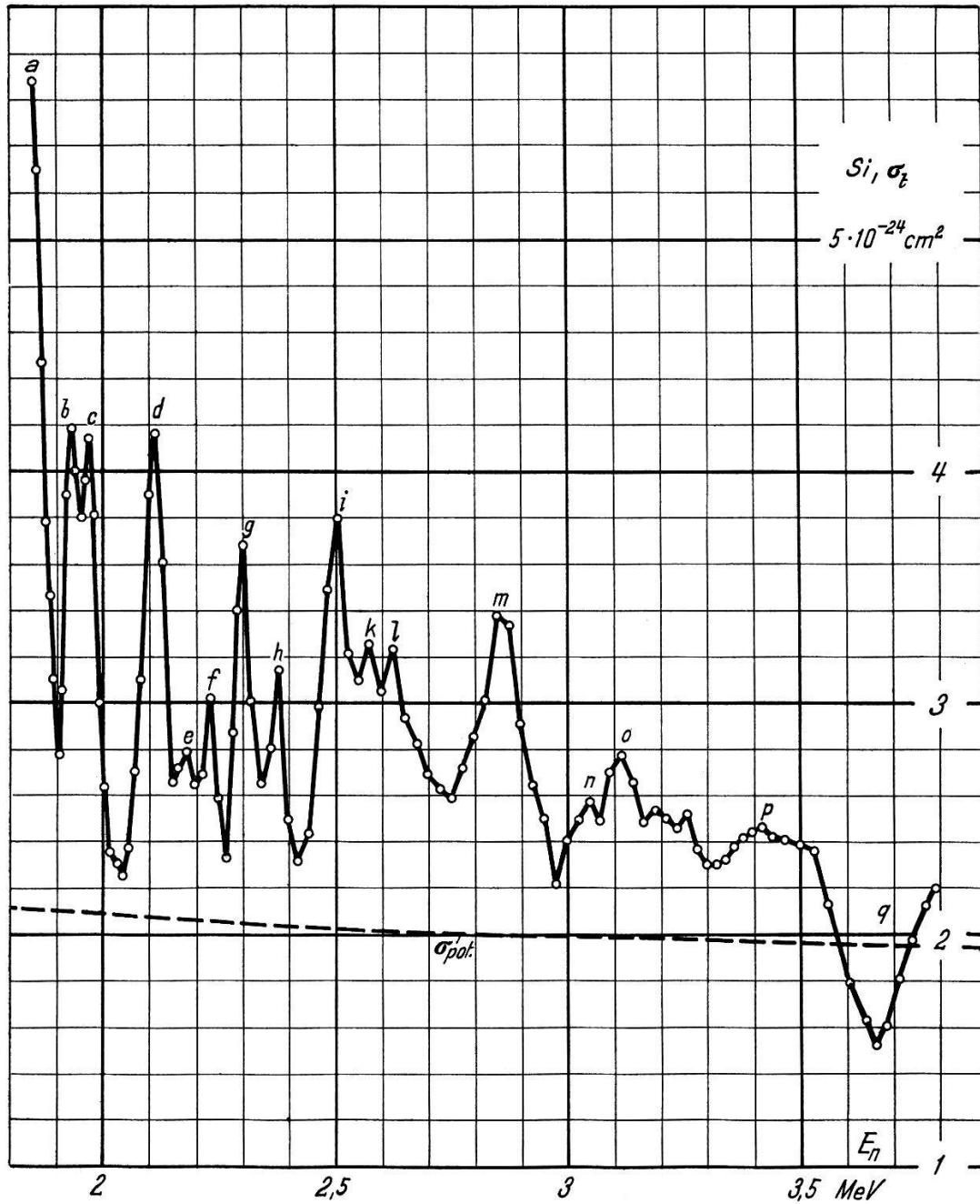


Fig. 5.

Totaler Wirkungsquerschnitt für Silizium.

4. Diskussion der Ergebnisse.

a) Potentialstreuung.

Bei allen untersuchten Elementen schwankt der totale WQ ungewein stark. Die Dichte der Resonanzstellen ist so gross, dass eine Analyse nach der Dispersionstheorie aussichtslos erscheint. Hingegen könnte man hoffen, dass an einigen Orten Lücken in der Verteilung der Niveaux auftreten, so dass man Aufschlüsse über die

Potentialstreuung erhielt. Wir haben deshalb versuchsweise in den Fig. 1, 3, 4, 5 den Verlauf der Potentialstreuung eingetragen, der sich theoretisch bei Annahme eines Kernradius von $1,5 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ cm ergibt. Beim Silizium scheint diese Wahl gerechtfertigt zu sein, ebenso beim Stickstoff im tiefen Energiegebiet. Das bei Silizium um $E_n = 3,7$ MeV auftretende Minimum wäre dann als Interferenzerscheinung zwischen Resonanz und Potentialstreuung für *S*- oder *P*-Wellen zu deuten.

Abweichungen in Richtung höheren Querschnittes, wie bei Al und Na, lassen sich einerseits auf das Fehlen dieser Lücken infolge grosser Niveaudichte zurückführen. Andererseits wirken auch ein grösserer Kernradius oder vielleicht das Auftreten von zusätzlichen Reaktionen, insbesondere inelastische Streuung, in dieser Richtung. Die letzte Annahme könnte insbesondere herangezogen werden zur Erklärung des Anstiegs des totalen WQ von N bei 2,7 MeV, denn erst oberhalb von 2,5 MeV ist inelastische Streuung in das erste angeregte Niveau von N^{14} bei 2,31 MeV möglich.

b) *Analyse der 2,25 MeV-Resonanz von Stickstoff.*

Unter den über 50 aus den totalen WQ bestimmten Niveaux der 4 untersuchten Elemente hat einzig jenes von 12,93 MeV in N^{15} einen halbwegs isolierten Charakter.

Wir haben eine theoretische Analyse dieses von 2,25 MeV-Neutronen angeregten Niveaus durchgeführt, mit dem Zweck, den totalen Drehimpuls *J* und die Parität π des angeregten Zustandes im Zwischenkern N^{15} bei 12,93 MeV zu bestimmen.

Unter der Annahme, dass es sich um ein einfaches, isoliertes Niveau handle, wurden die Rechnungen nach der allgemeinen Theorie von BLATT und WEISSKOPF¹⁶⁾ (S. 438, 10. 32) durchgeführt. Die Formel für σ_{el} enthält Terme vom Typus

$$\left| \frac{i \Gamma_{l,J}}{(E - E_r) + i \Gamma/2} + A_l \right|^2 = |\bar{w} - \bar{u}_l|^2.$$

Setzen wir den Resonanzterm gleich \bar{w} , den Potentialterm gleich $-\bar{u}_l$, so lässt sich eine numerische Behandlung am einfachsten durchführen, wenn wir diese Grössen als Vektoren in einer komplexen Zahlenebene darstellen (Fig. 6). Darin beginnt \bar{u}_l im Nullpunkt und endet auf einem Kreis vom Radius 1 mit dem Zentrum $x=1, y=0$. Der Winkel δ_l zwischen \bar{u}_l und der negativen, imaginären Achse gibt die Phase der *l*-Potentialstreuung an. Analog beginnt der Vektor \bar{w} im Nullpunkt und endet auf dem Kreis C_w vom Radius $\varrho = \Gamma_{l,J}/\Gamma$ mit dem Zentrum in $x = \Gamma_{l,J}/\Gamma, y = 0$.

Wird die Neutronenenergie E_n in der Umgebung der Resonanz variiert, so bleibt \bar{u}_l nahezu konstant, während sich \bar{w} auf dem Kreis C_w stark verschiebt. Maximal- und Minimalwerte von $\bar{w} - \bar{u}_l$ werden angenommen, wenn die Verbindungslinie der Endpunkte von \bar{w} und \bar{u}_l durch das Zentrum des Kreises C_w geht. In Fig. 6 ist der Fall von $\bar{w} - \bar{u}_l = \max.$ für das Verhältnis $\Gamma_{l,J}/\Gamma = 0,8$ dargestellt. Für Phasen

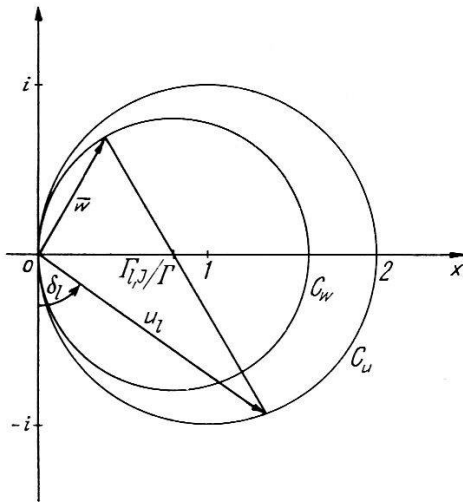


Fig. 6.

Darstellung des Resonanz- und des Potentialstreuungsterms als Vektoren \bar{w} und \bar{u} in der komplexen Zahlenebene.

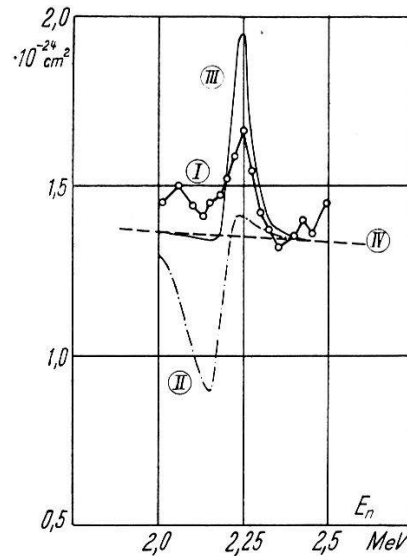


Fig. 7.

Resonanzstelle im elastischen Wirkungsquerschnitt von Stickstoff bei $E_n = 2,25$ MeV.

- I gemessener Verlauf von σ_{el} .
- II berechneter Verlauf für ein $3/2^+$ -Niveau.
- III berechneter Verlauf für ein $1/2^-$ -Niveau.
- IV ungestörte Potentialstreuung.

δ_l von ungefähr 90° wird das Minimum von $\bar{w} - \bar{u}_l$ für Neutronen, deren Energie E_n nahe der Resonanzenergie E_r liegt, angenommen. Der Verlauf des Wirkungsquerschnittes zeigt dann eine charakteristische Depression. Dieser Interferenzeffekt kann bei unserer Energie nur für $l = 0$ -Wellen eintreten. Ein analoges typisches Beispiel liegt im Falle des O^{16} bei $2,73$ MeV vor⁴⁾.

In der Berechnung von σ_{el} treten weiterhin die totale Breite Γ und jene für elastische Streuung Γ_{el} auf. Bezeichnet man mit $\Gamma_{\text{Reakt.}}$ die Breite für (n, p)- und (n, α)-Reaktionen, so gilt unter der Annahme, dass keine weiteren Prozesse existieren:

$$\Gamma = \Gamma_{el} + \Gamma_{\text{Reakt.}}$$

Die benötigten Reaktionsquerschnitte entnehmen wir früheren Messungen⁴⁾ und können damit das Verhältnis Γ_{el}/Γ zu $0,63$ abschätzen.

Für ein Niveau (J, π) lässt sich Γ_{el} nach Bahndrehimpulsen l zerlegen. Zum Beispiel hat man für $1/2^+$ oder $3/2^+$ -Niveaux $\Gamma_{el} = \Gamma_0 + \Gamma_2$. Wir benötigen aber nur die Verhältnisse der Γ zur totalen Breite: Γ_0/Γ ; Γ_2/Γ , die sich nach BLATT und WEISSKOPF¹⁶⁾ (S. 361, VIII, 5.8) unter Annahme konstanter reduzierter Breiten berechnen lassen.

$$\frac{\Gamma_0}{\Gamma} = \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma} \frac{\Gamma_0}{\Gamma_0 + \Gamma_2} \cong \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma} \frac{v_0}{v_0 + v_2} = 0,565$$

$$\frac{\Gamma_2}{\Gamma} = \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma} \frac{\Gamma_2}{\Gamma_0 + \Gamma_2} \cong \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma} \frac{v_2}{v_0 + v_2} = 0,065.$$

Für den Kernradius haben wir dabei $R = 3,62 \cdot 10^{-13}$ cm, entsprechend $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ cm, eingesetzt. Die Phasen der Potentialstreuung für $l = 0, 1, 2$ berechnen sich zu resp.

$$\delta_0 = -1,142 \quad \delta_1 = -0,46 \quad \delta_2 = -0,04.$$

Bei bekannten Phasen und Breiten $\Gamma_{l,J}$ lässt sich sodann σ_{el} in Funktion der Neutronenenergie angeben.

In Fig. 7 stellt Kurve I den gemessenen Verlauf von σ_{el} dar. Kurve IV gibt die berechnete Potentialstreuung wieder. Kurve II ist für ein $3/2^+$ -Niveau gerechnet. Davon unterscheidet sich ein $1/2^+$ -Zustand nur in der Tiefe der Depression, der qualitative Verlauf stimmt mit II überein. Schliesslich stellt Kurve III den für ein $1/2^-$ -Niveau berechneten Wirkungsquerschnitt dar. In Tabelle 7 sind die Maximalwerte des elastischen WQ für verschiedene Annahmen über den Zustand des Niveaus mit dem experimentell gefundenen Wert verglichen.

Tabelle 7.

Niveau von 12,93 MeV in N^{15} . Experimenteller Maximalwert des elastischen Wirkungsquerschnitts in 10^{-24} cm² und theoretische Werte für $\Gamma_{el}/\Gamma = 0,63$, bei verschiedenen Annahmen über den totalen Drehimpuls J und die Parität π .

J	$1/2^+$	$3/2^+$	$1/2^-$	$3/2^-$	$5/2^+$	exp.
$\sigma_{el}^{max.}$	1,37	1,41	1,95	2,79	3,37	1,66

Die Fälle gerader Parität und kleinen Gesamtdrehimpulses, $1/2^+$ und $3/2^+$ (Fig. 7, Kurve II), lassen sich auf Grund des Verlaufes $\sigma(E)$ ausschliessen, alle anderen ergeben Übereinstimmung in der Form, liefern aber am Maximum zu hohe Werte.

Ein Teil der Differenz kann dem endlichen Auflösungsvermögen der Apparatur zugeschrieben werden, ein anderer den verwendeten Reaktionsquerschnitten $\sigma(n, \alpha)$ und $\sigma(n, p)$, deren Absolutwerte

nicht sehr genau bekannt sind. Immerhin ist die Abhängigkeit der Maximalwerte von diesen Faktoren nicht gross; nimmt man also an, dass die verwendete Theorie den vorliegenden Fall richtig zu beschreiben vermag, so kommt nur ein $1/2^-$ -Niveau in Frage.

Es wäre interessant, durch Untersuchung der Winkelverteilung der Reaktionsprodukte der Reaktionen $N^{14}(n, n)$, $N^{14}(n, p)$, $N^{14}(n, \alpha)$, $C^{14}(p, n)$ oder $B^{11}(\alpha, n)$ Spin und Parität des Niveaus zu bestätigen.

Herrn Prof. E. BLEULER möchten wir für anregende Diskussionen danken.

Literatur.

- 1) R. RICAMO und W. ZÜNTI, HPA. **24**, 419 (1951).
 - 2) G. FREIER, M. FULK, E. E. LAMPI und J. H. WILLIAMS, Phys. Rev. **78**, 508 (1950).
 - 3) D. E. ALBURGER und E. M. HAFNER, Rev. Mod. Phys. **22**, 373 (1950).
 - 4) W. BOLLMANN und W. ZÜNTI, HPA. **24**, 517 (1951).
 - 5) W. STETTER und W. BOTHE, Z. Naturforsch. **6a**, 61 (1951).
 - 6) W. MAURER, Z. Physik **107**, 721 (1937).
 - 7) E. FÜNFER, Ann. Physik **32**, 313 (1938).
 - 8) R. L. WALKER, Phys. Rev. **76**, 244 (1949).
 - 9) W. E. SHOUPP, B. JENNINGS und K. H. SUN, Phys. Rev. **75**, 1 (1949).
 - 10) C. K. BOCKELMAN, D. W. MILLER, R. K. ADAIR und H. H. BARSHALL, Phys. Rev. **84**, 69 (1951).
 - 11) F. AJZENBERG und T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. **24**, 321 (1952).
 - 12) C. W. LI, Phys. Rev. **88**, 1038 (1952).
 - 13) M. R. MCPHAIL, Phys. Rev. **57**, 669 (1940).
 - 14) K. W. ALLEN, W. E. BURCHAM und D. H. WILKINSON, Proc. Roy. Soc. **192**, 114 (1947).
 - 15) G. H. STAFFORD, Proc. Phys. Soc. **64**, 388 (1951).
 - 16) J. M. BLATT, V. F. WEISSKOPF (1952), J. Wiley & Sons, New York.
-