

Die Reaktion $^{14}\text{N}(d,)^{12}\text{C}$ bei Deuteronenenergien von 2,3 bis 5,8 MeV

Autor(en): **Boehle, K. / Leifson, J. / Meyer, V.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **40 (1967)**

Heft 8

PDF erstellt am: **13.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113804>

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.

Die Reaktion $^{14}\text{N}(d, \alpha)^{12}\text{C}$ bei Deuteronenenergien von 2,3 bis 5,8 MeV

von K. Boehle, J. Leifson, V. Meyer und H. H. Müller

Physikinstitut der Universität Zürich

(18. VII. 67)

Abstract. Angular distributions for the reactions $^{14}\text{N}(d, \alpha_0)^{12}\text{C}$ and $^{14}\text{N}(d, \alpha_1)^{12}\text{C}^*$ have been measured at 19 energies between $E_d = 2.3$ and 5.8 MeV. Excitation curves were obtained between 2 and 3.7 MeV at $\vartheta_{\text{Lab}} = 90^\circ$ for elastically scattered deuterons, three α -particle groups and for seven proton groups leading to excited states of ^{15}N . Absolute cross sections are given and compared with results of other laboratories.

Einleitung

Die Reaktion $^{14}\text{N}(d, \alpha)^{12}\text{C}$ ist in den letzten Jahren mehrfach untersucht worden, sowohl im Hinblick auf den hochangeregten Zwischenkern ^{16}O wie auch auf den Reaktionsmechanismus. Messungen unterhalb von etwa 3 MeV [1] ergaben Asymmetrien der Winkelverteilungen um 90° , die überlappenden Zwischenkernzuständen von verschiedener Parität oder aber einer direkten Wechselwirkung zugeschrieben wurden. Dagegen waren Winkelverteilungen bei 4 MeV und 7,2 MeV [2] beinahe symmetrisch, was die Autoren auf Zwischenkernbildung schliessen liess. Oberhalb von 8 MeV [3] zeigten alle Messungen einen starken Anteil von direkter Wechselwirkung. Es schien uns nützlich, das Gebiet oberhalb von etwa 3 MeV in kleineren Energieschritten zu untersuchen, da nur die Energieabhängigkeit der Winkelverteilungen wirklich Aussagen über den Reaktionsmechanismus zulässt.

In der vorliegenden Arbeit wurden Winkelverteilungen der zwei energiereichsten α -Gruppen zwischen 15° und 160° bei 19 verschiedenen Energien gemessen zwischen 2,3 und 5,8 MeV. Die zwei α -Gruppen stammen aus dem Übergang in Zustände des ^{12}C -Kerns bei 0 MeV (0^+) und 4,4 MeV (2^+).

Ausserdem wurden zwischen 2 und 3,7 MeV absolute Anregungskurven gemessen bei $\vartheta_{\text{Lab}} = 90^\circ$ und zwar für drei α -Gruppen α_0 , α_1 und α_2 und für sieben Protonengruppen p_0 , p_{1+2} , p_3 , p_4 , p_5 , p_6 , p_7 .

Messmethode und Apparatur

Die Deuteronen gelangen aus dem 5,5-MeV-Van-de-Graaff-Beschleuniger durch einen 90° -Ablenkmagneten in das Blendensystem und die Streukammer.

a) Winkelverteilungen

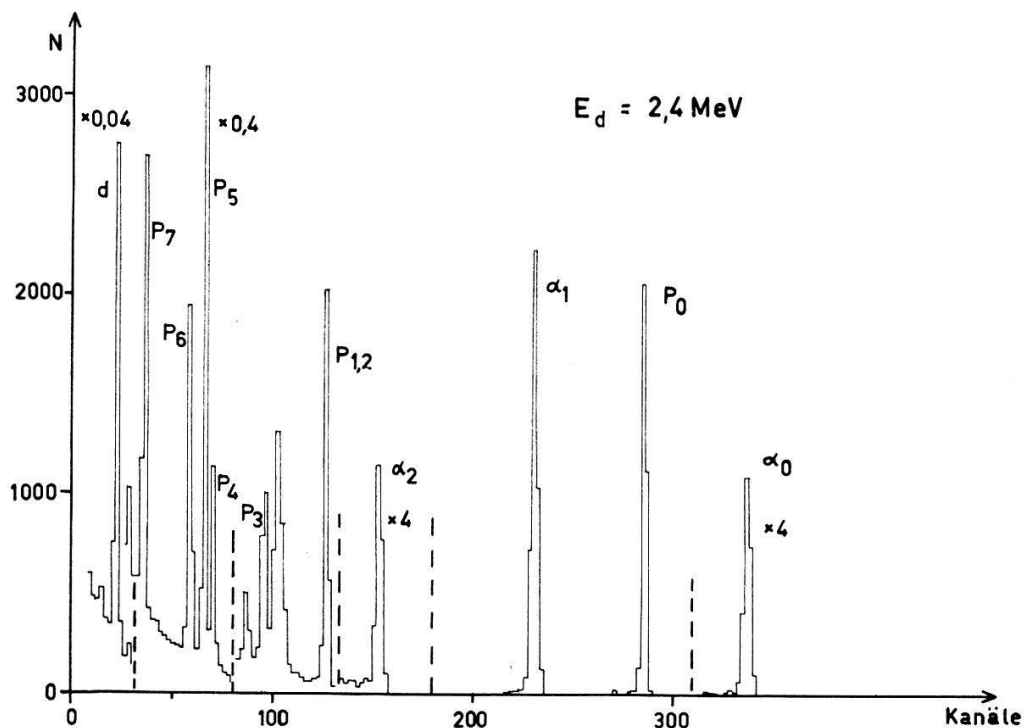
Winkelverteilungen wurden gemessen mit der Streukammer von PFEIFER [4], die zur Aufnahme von Festkörperdetektoren etwas abgeändert worden war. Als

Target wurde auf dünne ($\sim 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) selbsttragende Kohlenstofffolien Adenin ($\text{C}_5\text{H}_5\text{N}_5$) in einer Schichtdicke von $70\text{--}150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ aufgedampft. Bei einem Deuteronenstrom von etwa $0,3 \mu\text{A}$ verringerte sich die Targetdicke im Laufe von Stunden, sei es durch Wegschmelzen oder Verdampfen des Adenins. Mit diesem Target wurden daher nur Zählraten relativ zu einem unter 45° festen Monitorzähler gemessen. Die Energieauflösung der Deuteronen betrug $12\text{--}25 \text{ keV}$, die Winkelauflösung des beweglichen Zählers war 5° .

Die Sperrschichtdicken der im Eigenbau hergestellten Au-Si-Zähler reichten nicht aus zum Abbremsen aller anfallenden Teilchengruppen. Mit Hilfe der angelegten Spannung wurde daher die Sperrschichtdicke so gewählt, dass die energiereichste α_0 -Gruppe ganz abgebremst wurde, die Protonen und Deuteronen aber weniger Energie an den Zähler abgaben als die α_2 -Gruppe. Da dies nicht in allen Spektren gelang, traten im α_2 -Anteil so grosse Fehler auf, dass auf die Auswertung dieses Reaktionskanals verzichtet wurde.

b) Anregungsfunktionen

Wegen der bereits erwähnten Schwierigkeiten wurde für die Messung der Absolutquerschnitte und Anregungskurven ein Gastarget benützt, welches durch eine Ni-Folie ($42 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) vom Vakuumsystem getrennt war. Der Faradaybecher war durch eine dickere ($500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) Folie abgeschlossen gegen das Gasvolumen und war evakuiert. Der Druck in der Streukammer wurde mit einem Ölmanometer (Octoil) gemessen. Er betrug ca. 8 mm Hg . Die Temperatur zeigte ein Hg-Thermometer an, das mit der Kammerwand in Kontakt stand.



Figur 1

Teilchenspektrum von der Reaktion $^{14}\text{N} + d$ bei $E_d = 2,4 \text{ MeV}$, $\vartheta_{\text{Lab}} = 90^\circ$.

Als Detektor stand ein im Eigenbau hergestellter Li-Drift-Si-Zähler zur Verfügung mit einer Sperrschichtdicke von ca. 1 mm, so dass sämtliche Teilchen ganz abgebremst wurden (Figur 1). Er war im Gasvolumen beweglich montiert, wobei sein Raumwinkel durch zwei Kreisblenden definiert war. Der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet sich nach der Formel

$$\sigma_{CM}(\vartheta) = \frac{Y \sin^3 \vartheta_{\text{Lab}}}{N n G \sin^2 \vartheta_{CM}} \cos(\vartheta_{\text{Lab}} - \vartheta_{CM})$$

wo Y = Ausbeute

N = Zahl der einfallenden Teilchen

n = Zahl der Targetkerne/cm³

G = Geometriefaktor.

Der Faktor G wurde für unseren Fall berechnet nach SILVERSTEIN [5] und HERRING [6]. Die effektive Targetdicke betrug etwa 10 keV für 2-MeV-Deuteronen, die Energieauflösung infolge Stragglings in der Ni-Folie und im Gas war ca. 3 keV.

Zur Kontrolle der Apparatur wurden Protonen von 1,8 MeV an Argon gestreut. Bei den Messwinkeln von 30°, 50° und 90° stimmte der gemessene Absolutquerschnitt innerhalb des Fehlers mit dem Rutherfordquerschnitt überein. Der Messfehler setzte sich zusammen vor allem aus Beiträgen von der Stromintegration, der Gasdruckmessung und von der Geometrie, die infolge der Verbreiterung des Strahls beim Durchgang durch Eintrittsfenster und Gas kompliziert war. Er betrug 8% bei $\vartheta_{\text{Lab}} = 30^\circ$ und 4% bei $\vartheta_{\text{Lab}} = 50^\circ$ und 90° . Für die Energieeichung benützten wir den Schwellenwert der Reaktion $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ bei 1880 keV.

Resultate

Die gemessenen Winkelverteilungen sind dargestellt in Figur 2 und 3. Die Kurven sind Funktionen der Form

$$W(\vartheta) = A_0 \left[1 + \sum_1^{l_{\max}} a_l P_l(\cos \vartheta) \right],$$

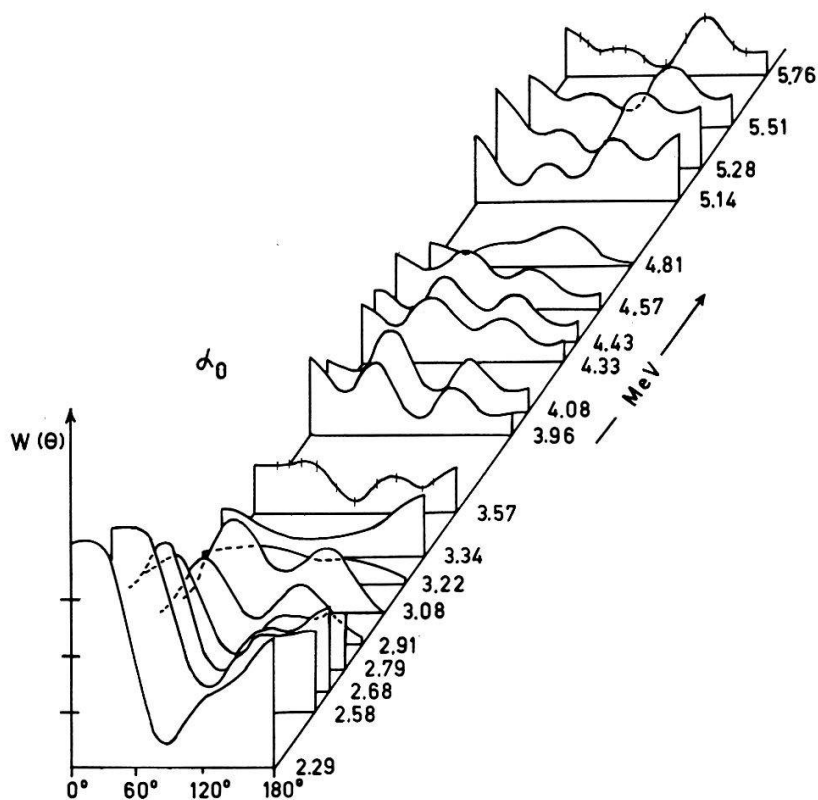
welche den experimentellen Daten angepasst wurden. Typische Fehler sind bei einigen Kurven eingezeichnet.

Für die α_0 -Gruppe ergab bis zu 3,2 MeV $l_{\max} = 5$ gute Anpassung an die Messresultate, während oberhalb dieser Energie Terme mit $l = 6$ eingeschlossen werden mussten. Für die α_1 -Gruppe waren nur die a -Werte bis $l = 3$ wesentlich von Null verschieden. Die Koeffizienten a_l sind in Figur 4 und 5 aufgetragen gegen die Deuteronenenergie.

Zur Bestimmung des integralen Querschnittes

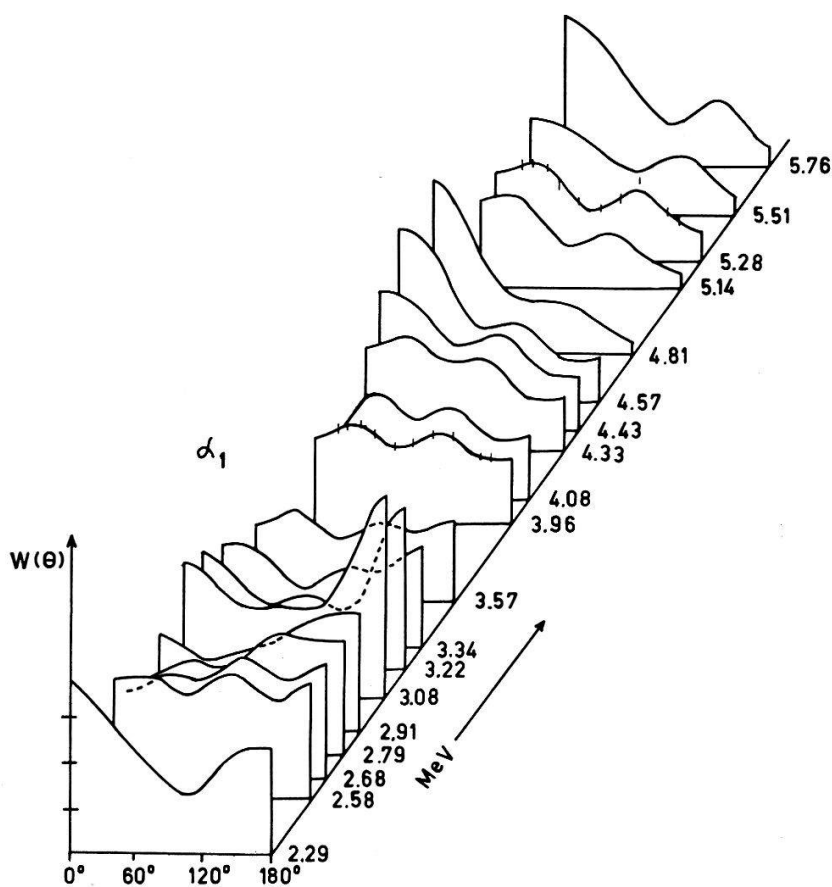
$$\sigma(E) = 2 \pi \int W(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta$$

waren unsere Targets infolge ihrer im Lauf der Bestrahlung abnehmenden Dicke nicht geeignet.



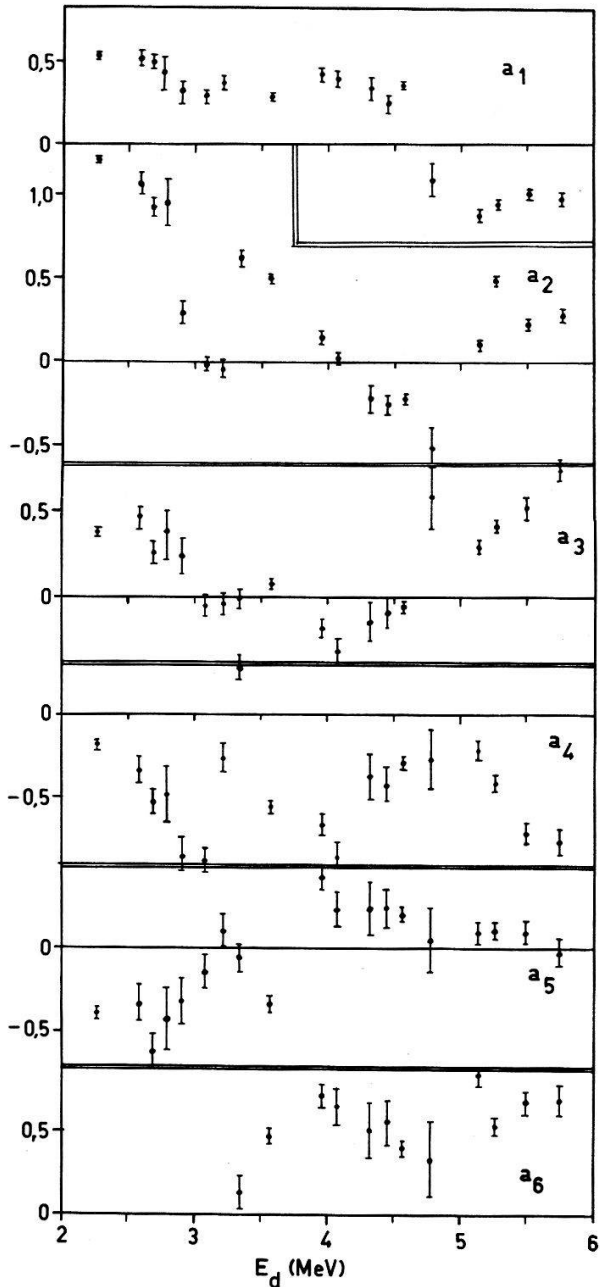
Figur 2

Winkelverteilungen der Reaktion $^{14}\text{N}(d, \alpha_0)^{12}\text{C}$, willkürliche Einheiten.



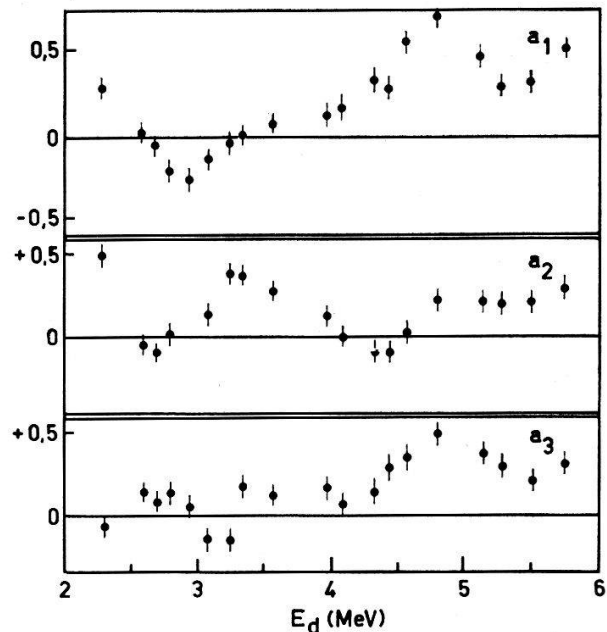
Figur 3

Winkelverteilungen der Reaktion $^{14}\text{N}(d, \alpha_1)^{12}\text{C}^*$, willkürliche Einheiten.



Figur 4

Legendrekoefizienten der Winkelverteilungen der Reaktion $^{14}\text{N}(d, \alpha_0)^{12}\text{C}$.

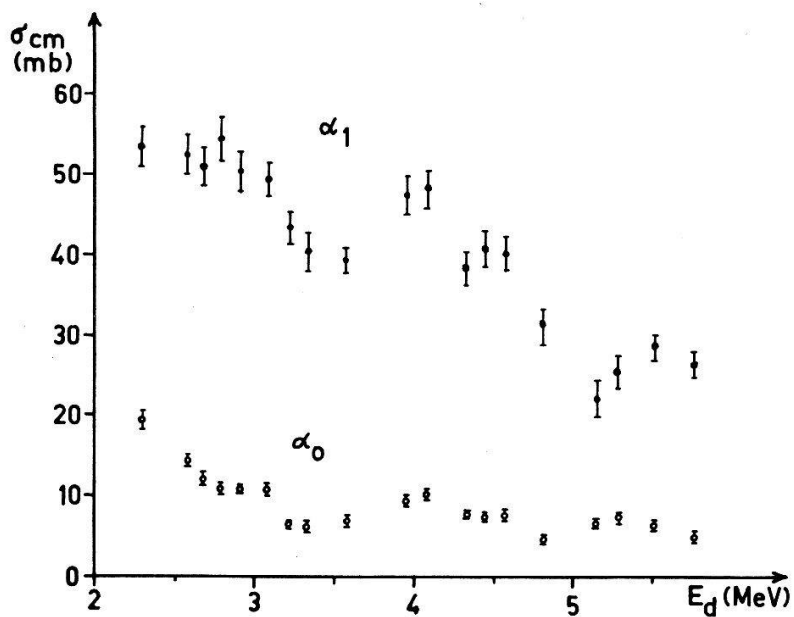


Figur 5

Legendrekoefizienten der Winkelverteilung der Reaktion $^{14}\text{N}(d, \alpha_1)^{12}\text{C}^*$.

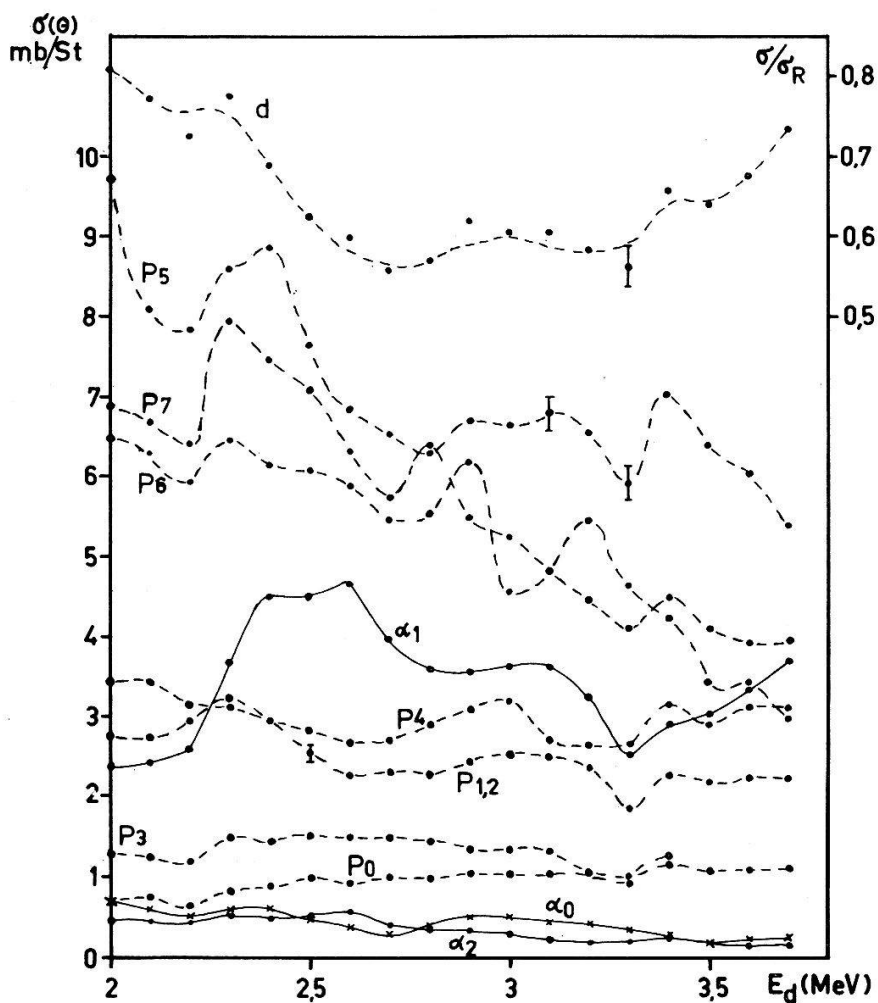
Hingegen ist die Anregungsfunktion für die Reaktionen $^{14}\text{N}(d, \alpha_0)$, (d, α_1) und (d, α_2) von CHAUDHRI [7] bei 90°_{Lab} zwischen 2 und 12 MeV gemessen worden. Wir haben unsere Winkelverteilungen auf seine Daten normiert und durch Integration über die gerechneten Kurven den integralen Querschnitt von Figur 6 erhalten.

Da CHAUDHRI ebenfalls mit festen Targets gearbeitet hat, hielten wir es für nötig, seine Messungen an einem Gastarget nachzuprüfen. Es ergab sich befriedigende Übereinstimmung mit seinem Energieverlauf. Unser Absolutwert für die Querschnitte ist jedoch um einen Faktor 1,8 kleiner als der von CHAUDHRI gegebene.



Figur 6

Integraler Wirkungsquerschnitt der Reaktionen $^{14}\text{N}(d, \alpha_0)^{12}\text{C}$ und $^{14}\text{N}(d, \alpha_1)^{12}\text{C}^*$.



Figur 7

Anregungsfunktion für verschiedene Produkte der Reaktion $^{14}\text{N} + d$ bei $\vartheta_{\text{Lab}} = 90^\circ$. Die eingezeichneten Kurven dienen der Übersichtlichkeit. Die rechte Skala gilt nur für die elastisch gestreuten Deuteronen und gibt das Verhältnis des Streuquerschnittes zum Rutherfordquerschnitt.

Aus unseren Messungen am Gastarget konnten Querschnitte und Anregungsfunktion (Figur 7) auch für Protonen der Reaktion $^{14}\text{N}(d, p_i)^{15}\text{N}$ und für elastisch gestreute Deuteronen bestimmt werden. Diese zusätzliche Information war nützlich, weil der Vergleich der Energieabhängigkeiten dieser verschiedenen Reaktionen weiteren Aufschluss geben kann über den Reaktionsmechanismus. Ausserdem diente sie auch zum Vergleich unserer Absolutquerschnitte mit denjenigen anderer Autoren, wie er in der Tabelle zusammengestellt ist.

Tabelle

| Energie (MeV) | Reaktionsprodukte | σ_{cm} (90° Lab) (mb/St) | Ref. | unsere Messung |
|---------------|-------------------|--|------|----------------------------|
| 2 | $(p_1 + p_2)$ | $2,85 \pm 0,2$ | [8] | $2,72 \pm 0,11$ |
| 2,4 | p_0 | $1,02 \pm 0,2$ | [9] | $0,87 \pm 0,04$ |
| | $p_1 + p_2$ | $3,5 \pm 0,65$ | [9] | $2,86 \pm 0,12$ |
| 2,1 | d | $(0,78 \pm 0,05) \sigma_R$ | [10] | $(0,77 \pm 0,03) \sigma_R$ |
| 3,2 | p_0 | $1,63 \pm 0,11$ | [11] | $1,07 \pm 0,05$ |

Diskussion

Aus den Figuren 2–5 geht hervor, dass die Winkelverteilungen beider α -Gruppen stark energieabhängig sind, wobei insbesondere die rasche Veränderung um 3,3 MeV auffällt. Es wurde daher Compoundkernbildung vermutet und die Anpassung mit Legendrepolyomen versucht. Der Verlauf der Legendrekoeffizienten und der Anregungsfunktion zeigt starke und relativ einfache Strukturen. Es darf daraus aber nicht geschlossen werden, dass im Compoundkern nur wenige Zustände angeregt werden. Eher ist diese Struktur zu deuten als statistische Überlagerung vieler Resonanzen (Ericson-Fluktuationen [12]). Für diese Annahme sprechen folgende experimentelle Tatsachen. Die Maxima der Anregungskurven liegen für die verschiedenen Reaktionsprodukte (Figur 7) und für verschiedene Winkel (siehe auch [7]) nicht immer bei den gleichen Energien, wie dies bei einfachen Resonanzen der Fall wäre. Die ungeraden Legendrekoeffizienten weisen ebenfalls auf Überlappung von mehreren Resonanzen hin. Die α_0 -Reaktion weist die stärkste Struktur auf in der Anregungsfunktion wie bei den Legendrekoeffizienten. Da diese Reaktion in einen O^+ -Zustand des ^{12}C -Kerns führt, können mit ihr nur Compoundzustände normaler Parität erreicht werden. Infolge der niedrigen Kanalspins ist die Zahl der Reaktionskanäle kleiner als in allen übrigen Reaktionen. Daher erwartet man für die α_0 -Reaktion grosse statistische Schwankungen, während solche in den anderen Reaktionen stärker ausgemittelt werden. Eine Zuordnung von Zuständen im ^{16}O -Kern war infolge dieser Effekte nicht möglich, hingegen wurde eine statistische Analyse der Daten versucht. Die Korrelationsfunktion

$$C(\varepsilon) = \frac{\langle \sigma(E) \sigma(E + \varepsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle^2} - 1$$

für die Reaktionen $^{14}\text{N}(d, \alpha_i)$ wurde berechnet und zwar aus den Daten von CHAUDHRI im Bereich von 3,4–12 MeV. Es ergab sich für die α_1 -Gruppe nahezu eine Lorentzkurve mit einer Kohärenzbreite Γ von ca. 500 keV und $C(\varepsilon = 0) = 0,24; 0,13; 0,17$ bei 90° ;

135°; 165°. Die α_0 - und α_2 -Gruppen zeigen dagegen auch für kleine ε keinen Lorentz-schen Verlauf.

Aus unserer Untersuchung schliessen wir, dass im betrachteten Energiebereich des ^{16}O -Kerns mit unsrer Reaktion Zustände angeregt werden, die sich überlappen. Für die Zustände normaler Parität allein (α_0 , α_2 -Gruppen) ist die Bedingung für statistische Analyse $\Gamma \gg D$ nicht erfüllt. Werden dagegen Zustände beider Paritäten angeregt, so scheint eine statistische Analyse möglich.

Da eine Analyse weder aufgrund einzelner Compoundzustände noch mit der Ericsonschen Fluktuationstheorie einfach zu interpretierende Resultate ergibt, halten wir es für unmöglich, aus den vorliegenden Daten den Anteil von direkter Wechselwirkung zu berechnen.

Wir danken Herrn Prof. H. H. STAUB für wertvolle Diskussionen und dem Schweizerischen Nationalfonds für finanzielle Unterstützung.

Literaturverzeichnis

- [1] B. SIÖGREN, Z. Sawa, Ark. Fys. 19, 417 (1961); D. L. BOOTH et al., Proc. Phys. Soc. 71, 325 (1958); N. KAWAI, J. Phys. Soc. Japan 15, 930 (1960); T. ISHIMATSU, J. Phys. Soc. Japan 16, 1529 (1961); H. EURINGER et al., Z. Naturforsch. 21a, 977 (1966).
- [2] W. A. SCHIER, C. P. BROWNE, Phys. Rev. 138, B857 (1965).
- [3] C. HU, J. Phys. Soc. Japan 15, 1741 (1960); T. YANABU, J. Phys. Soc. Japan 16, 2118 (1961); D. BODANSKY et al., Phys. Rev. Lett. 2, 101 (1959); G. E. FISHER, V. K. FISHER, Phys. Rev. 114, 533 (1959).
- [4] V. MEYER et al., Helv. phys. Acta 36, 465 (1963).
- [5] E. A. SILVERSTEIN, Nucl. Instr. Meth. 4, 53 (1959).
- [6] D. F. HERRING, K. W. JONES, Nucl. Instr. Meth. 30, 88 (1964).
- [7] M. A. CHAUDHRI, L. LASSEN, Congrès Int. de Phys. Nucl. Paris 1964 und CHAUDHRI, Dissertation, Heidelberg 1964.
- [8] V. M. ROUT, W. M. JONES, D. G. WATERS, Nucl. Phys. 34, 628 (1962).
- [9] W. M. JONES, D. G. WATERS, V. M. ROUT, Nucl. Phys. 26, 203 (1961).
- [10] R. F. SEILER, D. F. HERRING, K. W. JONES, Phys. Rev. 136, B994 (1964).
- [11] N. KAWAI, J. Phys. Soc. Japan 16, 157 (1961).
- [12] T. ERICSON, T. MAYER-KUCKUK, Ann. Rev. Nucl. Sci. 16, 183 (1966).