

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

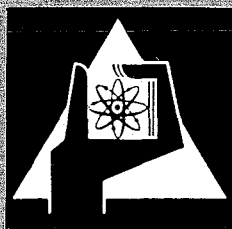
Juni 1971

KFK 1426

Zyklotron-Laboratorium

Untersuchung von Protonenschalen in Kernen
in der Nähe des 1 p-Schalenabschlusses
durch (d, ^3He)-Reaktionen

D. Hartwig



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M.B.H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juni 1971

KFK 1426

Zyklotron-Laboratorium

Untersuchung von Protonenschalen in Kernen in der Nähe
des 1p-Schalenabschlusses durch (d, ^3He)-Reaktionen *

D. Hartwig

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

* Dissertation, genehmigt von der Fakultät für Physik
der Universität Karlsruhe

Zusammenfassung

Es wurde die $(d, {}^3\text{He})$ -Reaktion an den angereicherten Isotopen ${}^{16}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$ und ${}^{15}\text{N}$ mit den 52 MeV-Deuteronen des Karlsruher Isochronzyklotrons untersucht. Durch Verwendung von Gastargets und einer speziellen Blendenanordnung gelang es, den Untergrund bis zu hohen Anregungsenergien klein zu halten. Deshalb konnte fast die ganze $1p$ - und sd -Stärke der Reaktion beobachtet werden, die sich auf verhältnismäßig wenige Niveaus verteilt.

Darüberhinaus wurden sehr schwache Übergänge zu allen bekannten Zuständen bis $E_x \approx 10$ MeV und zu vielen höher angeregten gefunden, deren strukturlose Winkelverteilungen auf komplizierte Reaktionsmechanismen deuten.

Für neun Zustände des ${}^{17}\text{N}$, die Zustände bei 8,32 MeV, 10,43 MeV (oder 10,45 MeV) und 11,35 MeV im ${}^{14}\text{C}$ sowie den Zustand bei 12,52 MeV im ${}^{14}\text{N}$ werden erstmals Spins und Paritäten angegeben. Abweichend von den Angaben in der Literatur wird für die Zustände 9,93 MeV und 10,70 MeV im ${}^{15}\text{N}$ $J^\pi = 3/2^{(-)}$ gefunden.

Der Grundzustandsübergang enthält in allen drei Reaktionen praktisch die gesamte $p_{1/2}$ -Stärke. Wesentlich stärker aufgespalten ist die $p_{3/2}$ -Stärke, sehr wahrscheinlich auch, im Gegensatz zur bisherigen Annahme, in ${}^{16}\text{O}(d, {}^3\text{He}){}^{15}\text{N}$. Im ${}^{15}\text{N}$ und ${}^{14}\text{C}$ sind die niedrigsten $p_{3/2}$ -Lochzustände von den $p_{1/2}$ -Zuständen durch Energielücken > 6 MeV getrennt. Die Protonenbesetzungszahl in $2s$ - und $1d_{5/2}$ -Zuständen ist im ${}^{15}\text{N}$ sehr klein und nimmt zum ${}^{18}\text{O}$ hin bis auf etwa 0,5 zu. Eine $1d_{3/2}$ -Stärke konnte bei keinem der Kerne nachgewiesen werden. Schalenmodellrechnungen beschreiben im allgemeinen den experimentellen Befund recht gut. Die $l=0$ -Stärke im ${}^{16}\text{O}$ und die $p_{3/2}$ -Aufspaltung im ${}^{14}\text{C}$ werden jedoch unterschätzt. Die Zustände negativer Parität im ${}^{17}\text{N}$ zeigen Rotationsstruktur und werden von Rechnungen ohne Rumpfanregung gut beschrieben.

Separationsenergien und Energieschwerpunkte der Protonenschalen werden für alle drei Targetkerne angegeben.

Zwischen den gemessenen und den nach der DWBA gerechneten Winkelverteilungen ergeben sich systematische Abweichungen, und zwar für die $p_{1/2}$ -Teilchen im Wirkungsquerschnitt und für die $l=0$ - und $l=2$ -Teilchen in der Form der Verteilung.

Abstract

The $(d, {}^3\text{He})$ -reactions on the enriched target nuclei ${}^{16}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$ and ${}^{15}\text{N}$ have been studied with the 52 MeV deuterons of the Karlsruhe Isochronous Cyclotron. By the use of gastargets and a special diaphragm-system it became possible to measure with a small background up to high excitation energies. Thus nearly the complete $1p$ - and sd -reaction strengths could be observed, which are fractionated in to a relatively small number of levels. Furthermore, very small transitions were found, leading to known states up to $E_x \approx 10$ MeV and to many still higher excited states. Their angular distributions show no structure and indicate complicated reaction mechanisms.

Spins and parities have been assigned for the first time to nine levels of ${}^{17}\text{N}$, to the states at 8.32 MeV, 10.43 MeV (or 10.45 MeV) and 11.35 MeV of ${}^{14}\text{C}$, as well as to the level at 12.52 MeV in ${}^{14}\text{N}$. In contradiction to quotations in the literature, the levels at 9.93 MeV and 10.70 MeV of ${}^{15}\text{N}$ have been assigned $J^\pi = 3/2^{(-)}$.

The transitions to the groundstates practically cover the total $p_{1/2}$ -strengths in the three reactions. The $p_{3/2}$ -strength is considerably more split up. In the case of ${}^{16}\text{O}(d, {}^3\text{He}){}^{15}\text{N}$ this is in contradiction to prevailing assumptions. In ${}^{15}\text{N}$ and ${}^{14}\text{C}$ the lowest $p_{3/2}$ -hole-states are separated from the $p_{1/2}$ -states by more than 6 MeV. The number of protons in $2s_{1/2}$ - and $1d_{5/2}$ -states is very small for ${}^{15}\text{N}$ and increases to about 0,5 for ${}^{18}\text{O}$. A $1d_{3/2}$ -strength has not been found for any of the investigated nuclei. In general the shell model calculations describe the experimental data very well. Only the $l=0$ -strength in ${}^{16}\text{O}$ and the $p_{3/2}$ -splitting in ${}^{14}\text{C}$ are to small. The negative parity states in ${}^{17}\text{N}$ show a rotational structure and are well described by calculations without core excitation.

For all three target nuclei the separation energies and the binding energies of the proton shells are indicated.

There are systematic deviations between the measured angular correlations and the DWBA-calculations especially for the $p_{1/2}$ -particles in the cross section and for the $l=0$ - and $l=2$ -particles in the shape of the distributions.

Inhalt

	Seite
I. Einleitung	2
II. Theoretische Grundlagen	4
III. Experimentelle Methoden	8
IV. Experimentelle Ergebnisse	
a) Die Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$	13
b) Die Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$	20
c) Die Reaktion $^{15}\text{N}(d, ^3\text{He})^{14}\text{C}$	25
d) Q-Wert- und j-Abhängigkeit der Winkelverteilungen	29
V. DWBA-Rechnungen und Spektroskopische Faktoren	30
VI. Diskussion	
a) Die Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$	36
b) Die Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$	42
c) Die Reaktion $^{15}\text{N}(d, ^3\text{He})^{14}\text{C}$	45
d) Separationsenergie und Schwerpunktsenergie der Protonenschalen	47
VII. Schlußbemerkungen	51
Literaturverzeichnis	52

I. Einleitung

Zur Untersuchung von Schalenstrukturen in Atomkernen haben sich Einteilchentransferreaktionen als gutes Mittel erwiesen. Aus den gemessenen Winkelverteilungen lassen sich mit Hilfe der DWBA (Distorted Wave Born Approximation)-Analyse Spektroskopische Stärken der beobachteten Zustände gewinnen.

Für Protonenpickup mit der $(d, {}^3\text{He})$ -Reaktion schienen die experimentellen Voraussetzungen am Karlsruher Isochronzyklotron, vor allem bei Verwendung von Gastargets, aus folgenden Gründen besonders günstig:

1. Die große Primärenergie der Deuteronen von 52 MeV erlaubte es, auch für Reaktionen mit stark negativem Q-Wert Protonenpickup bis zu hohen Anregungsenergien E_x der Endkerne zu beobachten.
2. Wegen der relativ guten Qualität des Deuteronenstrahls und der Kollimierung der Sekundärteilchen mit einem System aus Strahl- und Antistreublenden konnten nahezu untergrundfreie Spektren bis zu hohen E_x der Endkerne gemessen werden.
3. Die Reinheit von Gastargets erlaubte die Messung von Spektren ohne Fremddlinien.

Damit war es möglich, praktisch die gesamten direkten Spektroskopischen Stärken aus den 1p- und 2s-1d-Schalen zu bestimmen.

Diese Spektroskopischen Stärken benötigt man einmal als Gewichtungsfaktoren zur Berechnung der Separationsenergien und Energieschwerpunkte von Nukleonenschalen, zum anderen zur Verfeinerung des Schalenmodells.

Um die Verhältnisse in den Protonenschalen in der Nähe der abgeschlossenen 1p-Schale zu untersuchen, scheint die $(d, {}^3\text{He})$ -Reaktion an den Targetkernen ${}^{15}\text{N}$ (magische Neutronenschale), ${}^{16}\text{O}$ (magische Neutronen- und Protonenschale) und ${}^{18}\text{O}$ (magische Protonenschale) besonders interessant. Insbesondere lassen sich Rumpfanregungen und damit Abweichungen vom Schalenmodell einfach untersuchen.

Von Cohen und Kurath [Coh 67] sind Schalenmodellrechnungen mit allen Konfigurationen der $1p_{1/2}$ - und $1p_{3/2}$ -Zustände für Kerne bis zur Masse 15 durchgeführt worden. Es wird gezeigt werden, daß diese Rechnungen die experimentellen Ergebnisse am ^{15}N gut beschreiben. Schalenmodellrechnungen mit Mischungen aus $1p_{1/2}$ -, $1d_{5/2}$ - und $2s_{1/2}$ -Zuständen wurden von McGrory [MGr 70] für ^{19}F und ^{20}Ne sowie von Zuker et al. [Zuk 68, Zuk 69] für Kerne in der Nähe des $1p$ -Schalenabschlusses durchgeführt.

Berechnungen der Grundzustandswellenfunktion des ^{16}O mit ähnlichen Konfigurationsmischungen sind außerdem von Wong [Won 68] und Green [Gre 69] bekannt. Dagegen sind solche Rechnungen für ^{18}O von Margolis et al. [Mar 66], Freed und Ostrander [Fre 68] sowie Kaneström und Koren [Kan 69] unter Annahme eines inerten ^{16}O -Cores durchgeführt worden. Nur in der Rechnung von Zuker [Zuk 69] sind auch $1p_{1/2}$ -Anteile berücksichtigt. Da bereits gezeigt wurde [Hie 67], daß schon der angeblich gute Schalenmodellkern ^{16}O eine wesentliche Paar Anregung in die sd -Schale hat, ist zu erwarten, daß nur solche Schalenmodellrechnungen eine gute Gesamtbeschreibung der experimentellen Ergebnisse am ^{16}O und ^{18}O liefern werden, die Konfigurationsmischungen von $1p_{1/2}$ -, $2s_{1/2}$ - und $1d_{5/2}$ -Zuständen enthalten.

Separationsenergien sind bisher hauptsächlich mit $(p,2p)$ - und $(e,e'p)$ -Reaktionen bestimmt worden. Diese Experimente sind aber recht schwierig durchzuführen und z.T. auch wegen der geringen Energieauflösung ungenau. Wesentlich einfacher ist die Bestimmung der Separationsenergie für nicht zu tief gebundene Schalen mit der $(d,^3\text{He})$ -Reaktion. Die Ergebnisse beider Experimente sind im Prinzip in Übereinstimmung [Wag 70].

Die genaue Kenntnis der Separationsenergie der Protonen vom ^{16}O ist u.a. deshalb wichtig, weil nach einem Vorschlag von Wagner [Wag 68] die Berechnung der $1p$ -Separationsenergie der sd -Schalenkerne auf der vom ^{16}O basiert. Bisher nahm man an, daß der 6,32 MeV-Zustand im ^{15}N der reine $p_{3/2}$ -Lochzustand sei. Neuerdings wurde aber im analogen Neutronenpickup [Sne 69] noch $p_{3/2}$ -Stärke bei höheren E_x gefunden, so daß zweifelhaft ist, ob die bisher gültige Separationsenergie der $p_{3/2}$ -Protonen im ^{16}O richtig ist.

Die gemessenen Spektren und Winkelverteilungen sollten außerdem weitere Informationen über die Energieschemata und die Struktur der Endkerne liefern.

Vom Kern ^{15}N sind die Energien der Zustände bis $E_x \approx 20$ MeV und Spin und Parität der Niveaus bis $E_x \approx 9$ MeV recht gut bekannt ([Ajz 70] und dort zitierte Literatur). J^π der höher liegenden Niveaus sind z.T. recht unsicher bzw. unbekannt. $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ -Messungen sind schon verschiedentlich durchgeführt worden [Hie 67, Gai 68, Pur 69, Dou 69]. Dabei wurde allerdings nur das Spektrum bis $E_x = 6,32$ MeV beobachtet.

Die Energien der Zustände vom ^{17}N sind bis zu $E_x = 8,25$ MeV [Har 65] bekannt. Spins und Paritäten sind dagegen unbekannt. Diese Eigenschaften sind jedoch für die zu den ersten fünf Zuständen analogen Niveaus im ^{17}O und/oder ^{17}F (mindestens teilweise) bekannt ([Tem 67, VBr 68, Det 69] und dort zitierte Literatur). Protonenpickupmessungen am ^{18}O sind nicht bekannt geworden. Rechnungen über die Lage von Zuständen negativer Parität wurden z.B. von Margolis [Mar 66] durchgeführt. Dagegen gibt es keine Rechnungen über Spektroskopische Faktoren.

Vom Kern ^{14}C sind die Energien der Zustände bis $E_x = 10,45$ MeV und einige Niveaus zwischen 12 MeV und 13 MeV bekannt ([Ajz 70] und dort zitierte Literatur). Hinweise auf Zustände zwischen 10,7 MeV und 12 MeV kennt man von der $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, \alpha)^{14}\text{C}$ -Reaktion. Spin und Parität sind ebenfalls für die Niveaus bis 8,32 MeV bekannt. Für Zustände positiver Parität sind die Anregungsenergien und Spektroskopischen Faktoren von Cohen [Coh 67] berechnet worden. Experimentell bekannt ist nur der Spektroskopische Faktor des Grundzustandes aus der Reaktion $^{15}\text{N}(n, d)^{14}\text{C}$ [Fes 67].

II. Theoretische Grundlagen

Zur Analyse der gemessenen Winkelverteilungen wird die Methode der DWBA verwendet. Diese Methode ist in verschiedenen Arbeiten ausführlich behandelt worden [Gle 63, Tob 61, Sat 64]. Nach ihr schreibt sich die Übergangsamplitude für Transferreaktionen des Typs $A(a, b)B$:

$$T = \int d\mathbf{r}_a \cdot \int d\mathbf{r}_b \cdot \chi_b^{*(-)}(\mathbf{h}_b, \mathbf{r}_b) \cdot \langle Bb | V | Aa \rangle \cdot \chi_a^{(+)}(\mathbf{h}_a, \mathbf{r}_a) . \quad (1)$$

Dabei sind:

$\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b$ = die Relativkoordinaten zwischen den Teilchen a-A bzw. b-B,

$\mathbf{h}_a, \mathbf{h}_b$ = die Relativimpulse zwischen den Teilchen a-A bzw. b-B,

$\chi^{(+)}, \chi^{(-)}$ = die "gestörten" Wellenfunktionen im Ein- und Ausgangskanal, die die elastische Streuung beschreiben; (Die DWBA-Gl. (1) ist unter der Annahme abgeleitet, daß die elastische Streuung der weitaus überwiegende Prozeß beim Zusammenstoß zweier Nukleonen ist)

$\langle Bb | V | Aa \rangle$ = Kernmatrixelement, das hier vereinfacht in den Überlapp der Anfangs- und Endzustandswellenfunktionen und die Wechselwirkung zwischen dem einlaufenden und dem übertragenen Teilchen aufgespalten wird [Hie 67]:

$$\langle Bb | V | Aa \rangle \approx \langle B | A \rangle \langle b | V_{ax} | a \rangle .$$

Nach dem optischen Modell, das auch hier angewendet wird, wird die elastische Streuung durch ein komplexes Potential in Saxon-Woods-Form angesetzt:

$$U(r) = V_c - V_r (1 + e^x)^{-1} - i(W - 4W' \frac{d}{dx'}) (1 + e^{x'})^{-1} + V_{SO} \left(\frac{\hbar}{m_\pi \cdot c} \right)^2 \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (1 + e^x)^{-1} \cdot (\vec{l} \cdot \vec{\sigma}) , \quad (2)$$

wobei

$$x = (r - r_0 \cdot K(n, l, j) \cdot A^{1/3}) / a ,$$

$$x' = (r - r'_0 \cdot K'(n, l, j) \cdot A^{1/3}) / a' ,$$

V_c = Coulomb-Potential einer gleichförmig geladenen Kugel vom Radius $R_c = r_c \cdot A^{1/3}$,

V_r = Tiefe des reellen Potentials,

W, W' = Tiefe des imaginären Volumen- bzw. Oberflächenpotentials,

V_{SO} = Tiefe des reellen Spin-Bahn-Potentials,

r_0, r'_0, a, a' = Geometrieparameter für Real- bzw. Imaginärteile des Potentials,

m_π = Ruhemasse des π -Mesons.

$K(n, l, j)$ und $K'(n, l, j)$ sind Konstanten, die allgemein als 1 angenommen wurden. Wie jedoch von Kaschl [Kas 69] gezeigt wurde, führen in bestimmten Fällen schalenabhängige Faktoren $K(n, l, j) \neq 1$ zu einer besseren phänomenologischen Beschreibung der Winkelverteilungen (siehe in Kapitel V und VI).

Die Einteilchenwellenfunktion des übertragenen Nukleons kann in einem Saxon-Woods-Potential von der Form des Realteils von Gl. (2) berechnet werden.

Die zur Lösung führenden Annahmen werden in den Referenzen [Bas 66, Hie 67] ausführlich diskutiert.

Für die Analyse ergibt sich schließlich der wichtige Zusammenhang zwischen dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma(\theta)$ und dem berechneten DWBA-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{lj}(\theta) \sim |T_{lj}|^2$:

$$\sigma(\theta) = N \cdot \sum_{lj} C^2 \cdot S_{lj} \cdot \sigma_{lj}(\theta) \quad (3)$$

l und j sind Bahn- und Gesamtdrehimpulsübertrag, die den Auswahlregeln

$$|\tilde{J}_i - \tilde{J}_f| \leq j \leq \tilde{J}_i + \tilde{J}_f$$

und $(-)^l = \pi_i \cdot \pi_f$

gehörchen.

C ist ein Isospin-Clebsch-Gordon-Koeffizient und N ein konstanter Zahlenwert, der von inneren Wellenfunktionen des einlaufenden Teilchens a und des auslaufenden Teilchens b abhängt. Für die $(d, {}^3\text{He})$ -Reaktion wurde von Bassel [Bas 66] und Lim [Lim 69] N zu 2,95 bestimmt. Das Überlappintegral S_{lj} heißt Spektroskopischer Faktor und enthält die Information über die Kernstruktur. Für S gelten einfache Summenregeln. Speziell für die Protonenpickup-Reaktion gilt [Mac 60]:

$$\left(\sum_n C^2 \cdot S_n \right)_{lj} = \pi_{lj}, \quad (4)$$

d.h. die Summe der Spektroskopischen Faktoren über Übergänge mit gleichem Drehimpulsübertrag l, j ist gleich der Anzahl π_{lj} der in der betrachteten Schale vorhandenen Protonen.

π_{lj} und auch die Energie des zugehörigen reinen Lochzustandes $|A_{\alpha}(lj)^{-1}\rangle$ bzw. sein Energieschwerpunkt bei einer Aufspaltung auf mehrere Niveaus

$$\langle E_x \rangle_{lj}^- = \left(\sum_n c_n^2 \cdot S_n \cdot E_{xn} / \sum_n c_n^2 \cdot S_n \right)_{lj} \quad (5)$$

und die entsprechenden Energien und Spektroskopischen Faktoren können aufgrund von Modellen vorausgesagt und mit dem Experiment verglichen werden.

Der Ausdruck

$$E_{slj} = \langle E_x \rangle_{lj}^- - E_0 \quad (6)$$

heißt Separationsenergie. Er ist definiert als Differenz der Energie des hypothetischen reinen Lochzustandes und der Bindungsenergie des Targets.

Definiert man für die Strippingreaktion am gleichen Target einen der Gl. (5) entsprechenden Energieschwerpunkt des Teilchenzustandes $|A_{\alpha}(lj)^{+1}\rangle$ zu

$$\langle E_x \rangle_{lj}^+ = \left(\sum_n \frac{2J_f+1}{2J_i+1} c_n^2 S_n \cdot E_{xn} / \sum_n \frac{2J_f+1}{2J_i+1} c_n^2 S_n \right)_{lj} \quad (7)$$

(zur Unterscheidung von Pickup und Stripping stehen die Indizes - und +), so erhält man den von Bansal und French [Ban 65] behandelten Energieschwerpunkt der jeweiligen Protonenschale nlj :

$$\langle E_c \rangle_{lj} = (\langle E_x \rangle_{lj}^+ - E_0) \frac{\bar{\pi}_j}{2j+1} - (\langle E_x \rangle_{lj}^- - E_0) \frac{\pi_j}{2j+1} \quad (8)$$

Dabei sind:

- E_0 = Bindungsenergie des Targetkerns,
- $\pi_j, \bar{\pi}_j$ = Anzahl der Teilchen bzw. Löcher in der Protonenschale nlj ,
- J_i, J_f = Spin des Anfangs- bzw. Endzustandes.

Weiteres über Energieschwerpunkt und Separationsenergie siehe [Wag 70] und dort zitierte Literatur.

III. Experimentelle Methoden

Zur Durchführung der Untersuchungen wurde der externe Deuteronenstrahl des Karlsruher Isochronzyklotrons verwendet. Die Strahlführung erkennt man in Abb. 1. Der aus dem Zyklotron

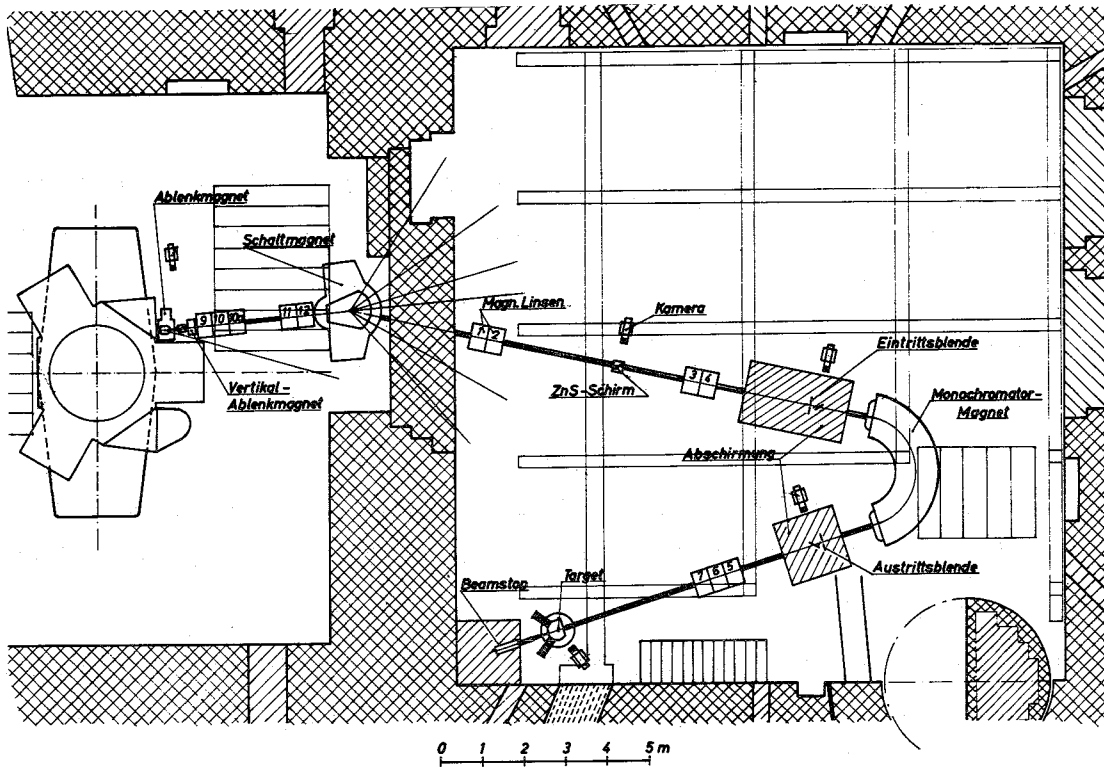


Abb. 1: Die Strahlführung zum Bestrahlungsplatz mit hoher Impulsauflösung am Karlsruher Zyklotron

austretende Strahl wird von 2 Horizontal- und einem Vertikalablenkmagneten in die Experimentierhalle geleitet. Mit Hilfe eines Quadrupoldoublets (Linsen 9 und 10) etwa 1,50 m hinter dem Extraktionsflansch wird der Strahl nahezu parallel gemacht und mit einem weiteren Doublet (Linsen 3 und 4) auf den Schlitz der Eingangsblende eines Monochromatormagneten fokussiert. Ein drittes Doublet (Linsen 1 und 2) zwischen den beiden erstgenannten dient zur Korrektur des natürlich nicht ideal parallelen Strahls. Der Monochromatormagnet ist doppel fokussierend und bildet den Schlitz der Eingangsblende symmetrisch auf eine

Austrittsblende ab. Mit einem Quadrupoltripllett wird nun wieder die Austrittsblendenöffnung auf das Target abgebildet. Bei Blendenöffnungen von 2 mm am Ein- und Austritt des Monochromatormagneten erhält man bei 52 MeV Deuteronen im Idealfall eine Energiebreite von 50 keV auf dem Target. Die Gesamttransmission des Systems vom Ausgang der Maschine bis zum Target betrug je nach Einstellung des Zyklotrons zwischen 4% und 8%. Der Strahlstrom auf dem Target betrug zwischen 50 nA und 300 nA. Der Strahlfleck auf dem Target war etwa 2 mm breit und 3 mm hoch.

Den Aufbau der Streukammer erkennt man in Abb. 2. Die Kammer

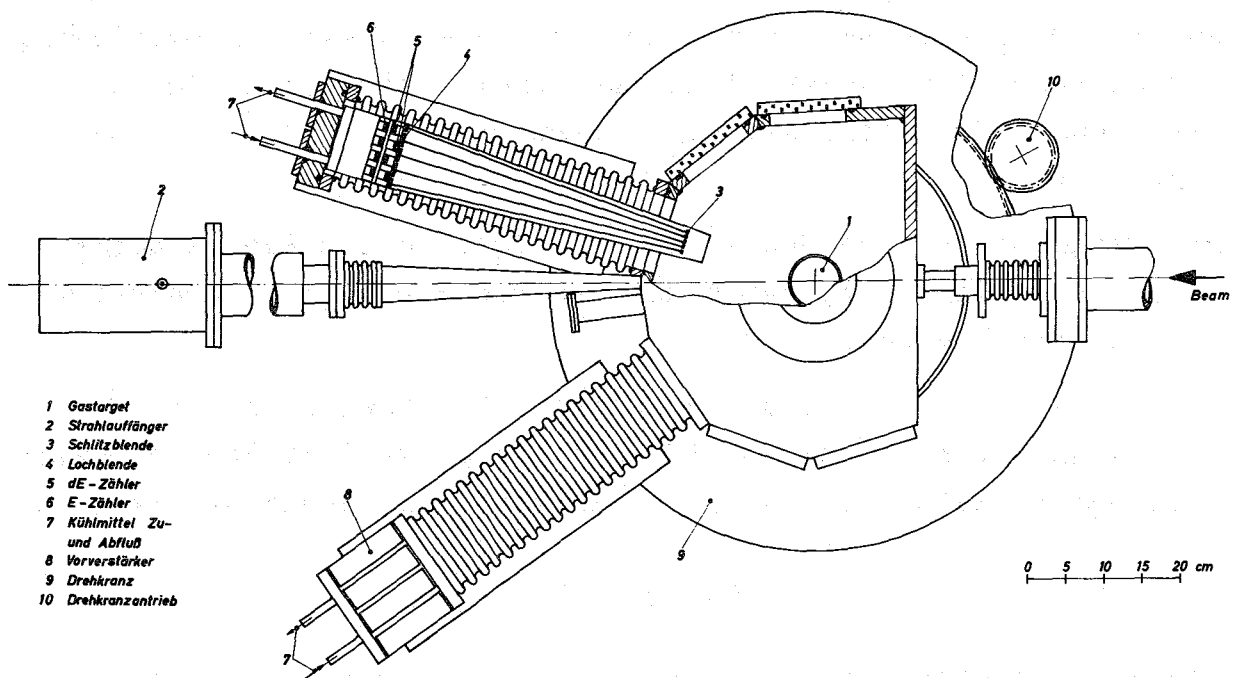


Abb. 2: Aufbau der Streukammer (schematisch)

selbst ist ein unregelmäßiges Vieleck, an dessen Seiten ca. 50 cm lange Federbälge angeschlossen werden können. Am anderen Ende der Federbälge sitzen auf gekühlten Zählerbänken je vier Zählerteleskope in Winkelabständen von 2° .

Zu allen Messungen wurde ein Gastarget (1) benützt⁺), das aus

⁺) Die Ziffern (1), (2), ... beziehen sich auf die Bezeichnungen in Abb. 2.

einer flachen Dose von ca. 2 cm Höhe und 6 cm Durchmesser besteht. In der Reaktionsebene hat es Fenster, die mit Havar-Folie ($2,2 \text{ mg/cm}^2$) abgeschlossen sind.

Die Sekundärteilchen, die von der Havar-Folie praktisch nicht gestört werden, werden durch die Schlitzblenden (3) von 2 mm Breite und die Kreisblenden (4) von 1,5 mm Radius kollimiert und passieren die ΔE -Zähler (5). In den E-Zählern (6) werden die in dieser Arbeit interessierenden ^3He -Teilchen vollständig gestoppt.

Die Teleskope bestehen aus je 2 Si-Grenzschichtzählern der Firma ORTEC mit Dicken zwischen 200μ und 400μ für die ΔE -Zähler zur Messung der spezifischen Ionisation der Reaktionsprodukte und Sperrschichtdicken von 2 mm für die E-Zähler zur Bestimmung der Energie. Die Zähler sitzen an einem Kupferblock, der von einer Kühlflüssigkeit mit einer Temperatur von -30°C durchflossen ist.

Die Strommessung der Deuteronen erfolgte in dem Faradaybecher (2), der so lang ist, daß Fehlmessungen durch Sekundärelektronen vermieden werden.

Die Teilchenunterscheidung erfolgte unter Ausnutzung der Betheschen Formel [Bet 30] für den Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie. Danach ist in erster Näherung das Produkt

$$\Delta E \cdot E \sim M \cdot Z^2$$

(Energiedifferenz mal Energie ist prop. zu Teilchenmasse mal Quadrat der Teilchenladung) im nichtrelativistischen Fall eine von E unabhängige charakteristische Größe. Die elektronische Realisierung ist aus dem Blockschaltbild Abb. 3 zu ersehen. Die erzielte Auflösung war im wesentlichen durch die Elektronik bestimmt und betrug ca. 100 keV.

Bei Messungen mit einem Gastarget, das vom Zähler nicht in seiner ganzen Länge gesehen wird, gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{n} \cdot \frac{Z \cdot e_0}{Q} \cdot \frac{\sin \theta}{G} \cdot 10^{27} \left[\frac{\text{mb}}{\text{sterad}} \right]$$

mit:

- N = Zahl der Detektorimpulse des betrachteten Übergangs
- n = Zahl der Targetkerne pro cm^2
- $Z \cdot e_0$ = Ladung eines Geschößteilchens
- Q = Gesamtladung der Geschößteilchen
- G = ein Geometriefaktor, der von der Blendenanordnung abhängig ist:

$$G = \frac{2\pi \cdot a^2 \cdot b}{R_0 \cdot h} \cdot (1 + \Delta)$$

- 2b = Breite der vorderen Schlitzblende
- a = Radius der Kreisblende vor dem Detektor
- R_0 = Abstand Kammermitte - Detektor
- h = Abstand Schlitzblende - Kreisblende
- Δ steht hier stellvertretend für Korrekturglieder nach Silverstein [Sil 59], die die endliche Ausdehnung des Deuteronenstrahls und der Blendenbreiten berücksichtigen. Die Geometrie ist so ausgelegt, daß $\Delta < 0,01$ und deshalb gegen 1 zu vernachlässigen ist.

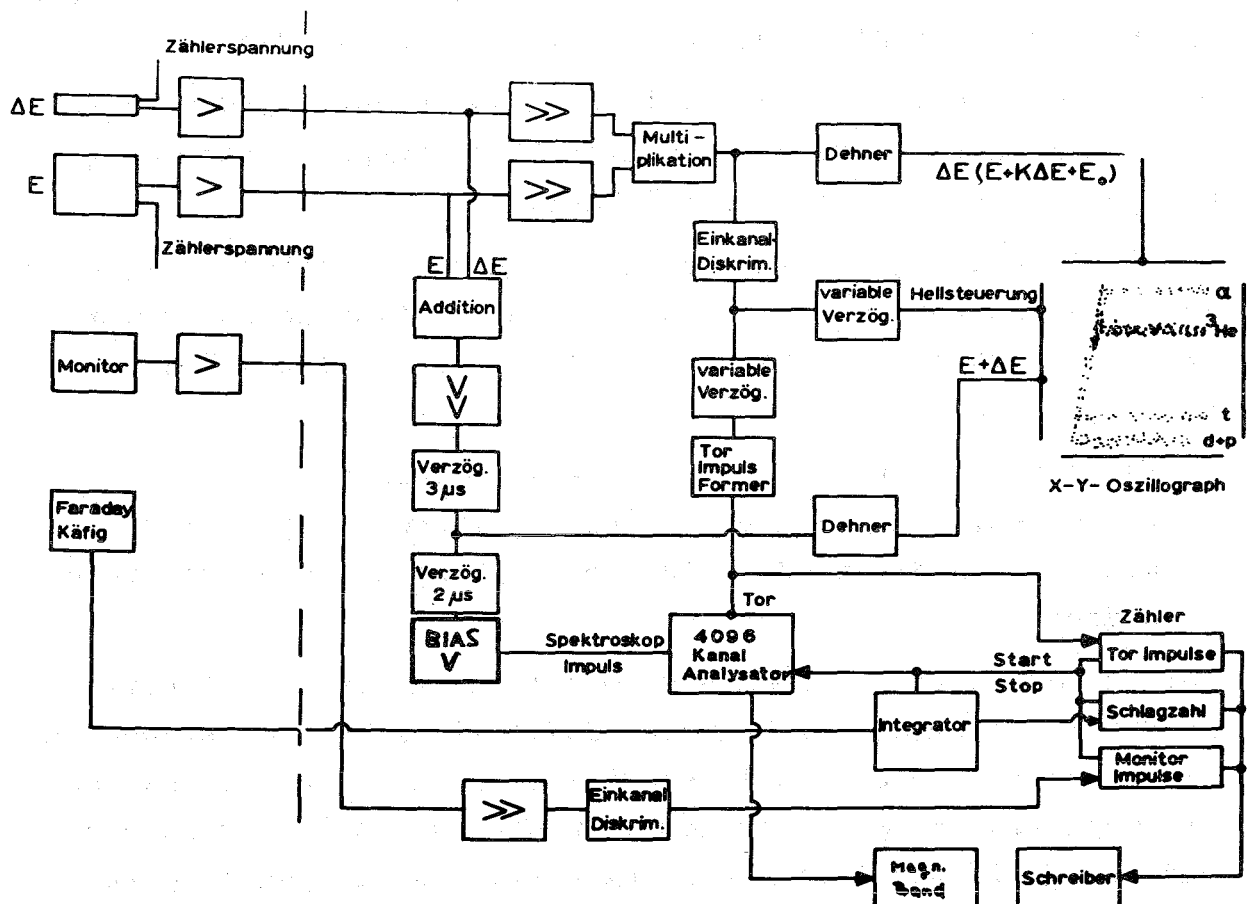


Abb. 3: Blockschaltbild der Elektronik (Die hier für ein Zählerteleskop gezeichnete Elektronik ist im Experiment 4-fach vorhanden. Der 4096 Kanal-Analysator ist in 4×10^4 Bereiche unterteilt).

Typische Spektren der Reaktion zeigen Abb. 4, 9 und 13. Sie wurden mit Hilfe eines Auswerteprogramms an der Rechenanlage des Max-Planck-Institutes in Heidelberg bearbeitet. Das Programm stellt die Spektren stückweise als Überlagerung eines linearen Untergrundes und Parabeln einheitlicher Sperrung dar. Man erhält so, auch bei nur teilweise aufgelösten Multipletts, Inhalte und Lage der Linien mit mittleren quadratischen Fehlern. Mögliche Fehler sind bei 50 keV/Kanal etwa 25-50 keV.

In einigen Fällen wurden zur Ergänzung der Rechnung Spektrums-
teile mit Hand ausgewertet.

Beim Experiment war der Zusammenhang zwischen E_{Lab} und den Kanaladressen praktisch linear. Die E_x der bekannten Niveaus wurden bezüglich der Kinematik korrigiert, was bei der Eichung der Kanaladressen in E_x berücksichtigt wurde. Die Energieabhängigkeit der Vorabsorption (z.B. in der Havar-Folie) ist klein und brauchte deshalb nicht berücksichtigt zu werden.

Die in den Tabellen 1, 3 und 4 angegebenen Anregungsenergien sind gemittelte Werte aus den Einzelbestimmungen, die dazugehörigen Fehler die mittleren Fehler.

Die Fehlerbalken, die bei den Wirkungsquerschnitten (Abb. 5 usw.) eingezeichnet wurden, sind nur aus den statistischen Fehlern der Linieninhalte gewonnen. Sie können in folgenden Fällen größer werden:

1. bei schwachen Linien über starkem Untergrund ;
2. durch Fehler der Winkelbestimmung, insbesondere bei den Winkeln, in deren Nähe sich der Wirkungsquerschnitt stark ändert.

Der Fehler durch die Blendengeometrie kann bis zu 3 % betragen. Durch die Strommessung kann ebenfalls ein Fehler entstehen, und zwar derart, daß ein Teil des Strahls nicht durch die kleine Austrittsöffnung der Streukammer in den Faradaybecher gelangt und vom geeichten Integrator registriert wird. Fehler durch Unbestimmtheit der Targetdicke - eine Hauptfehlerquelle bei Feststofftargets - kommen nicht in Betracht, da sich Druck und Temperatur mit größerer Genauigkeit als 0,5 % bestimmen lassen.

Der gesamte Fehler bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte sollte deshalb für gut aufgelöste Linien mit kleinem Untergrund, das gilt sicherlich bis zu einem $E_x \leq 8$ MeV, nicht größer als 10 % sein.

In den ungünstigsten Fällen muß mit Fehlern bis zu 30 % gerechnet werden, die sich sowohl auf die Form der Winkelverteilung als auch auf den Absolutwert des Wirkungsquerschnitts auswirken. Im allgemeinen sollte die tatsächliche Verteilung jedoch innerhalb des durch die Fehlerbalken markierten Funktionsbandes verlaufen.

Als Targetgase wurden in allen 3 Fällen hochangereicherte Isotope verwendet.⁺⁾ Der Druck des Meßgases betrug 150 - 300 Torr. Er wurde mit einem Quecksilbermanometer überwacht und war während einer Meßreihe konstant. Für die Auswertung der ^{16}O -Ergebnisse wurden zusätzlich Messungen verwendet, die später an einem $^{30}\text{SiO}_2$ -Feststofftarget mit besserer Auflösung gemacht wurden und deshalb eine bessere Energiebestimmung ermöglichten.

IV. Experimentelle Ergebnisse

a) Die Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$

Ein typisches Spektrum der Reaktion zeigt Abb. 4. Es ist bemerkenswert, daß auch über den gezeigten Bereich hinaus bis $E_x \approx 30$ MeV kein nennenswerter Untergrund im Spektrum vorhanden ist.

Auf eine leichte Verunreinigung des Targetgases mit etwa 1 % ^{14}N deutet die schwache Linie in Abb. 4 im Kanal 880. Sie entspricht dem stärksten Übergang in der Reaktion $^{14}\text{N}(d, ^3\text{He})^{13}\text{C}$ zum 7,5 MeV-Niveau des ^{13}C [Hin 68a]. Die ebenfalls sehr starke Linie des 11,9 MeV-Niveaus von ^{13}C wandert über die Gruppe 4 bei Vorwärts- zur Gruppe 5 bei Rückwärtswinkeln. Die maximale Verfälschung in den gemessenen Winkelverteilungen dieser beiden Gruppen be-

^{+) Auf Targetverunreinigungen, deren Linien in den Spektren gefunden wurden, wird im einzelnen bei den jeweiligen Meßergebnissen (Kap. IV) eingegangen.}

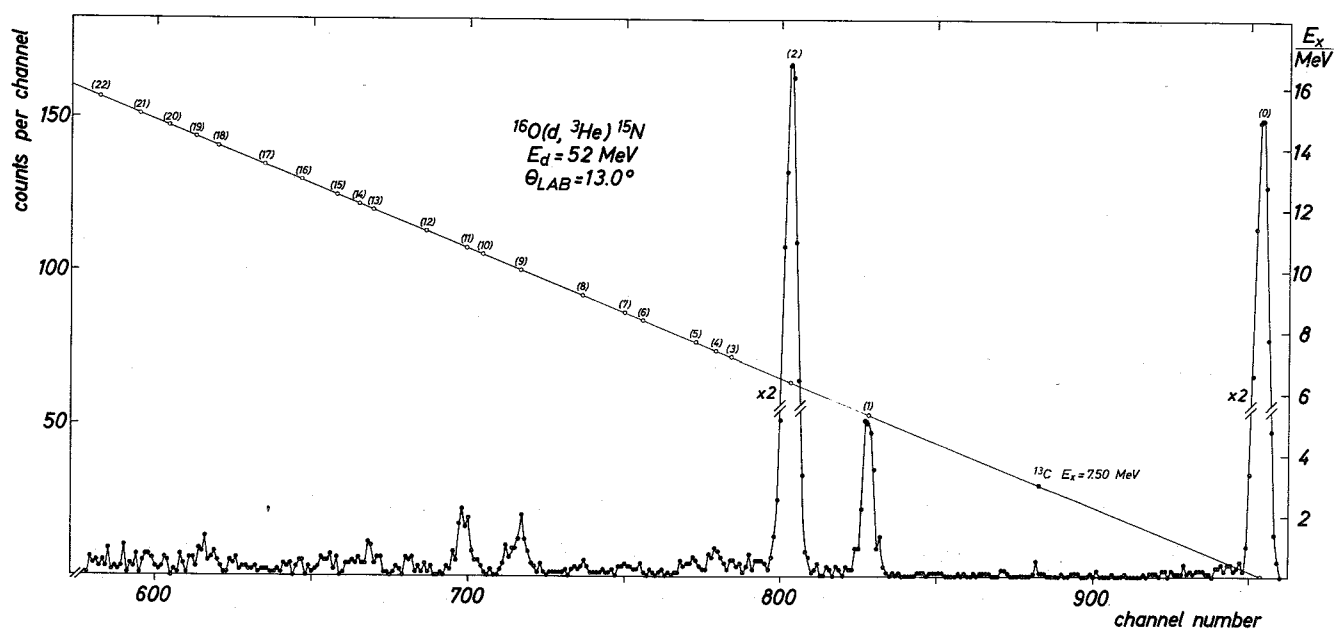


Abb 4: Typisches Spektrum der Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$

trägt durch die Verunreinigung etwa 10 %. Sonst sind keine Fremdlinien nachzuweisen.

Praktisch die gesamte beobachtete Zählrate bis etwa 15 MeV kann Übergängen zu Niveaus im ^{15}N zugeordnet werden. Zwischen den einzelnen Linien, die allerdings zum Teil nicht aufgelöste Multipletts sind, fällt die Zählrate oftmals auf Null.

Um möglichst alle, evtl. auch sehr schwache direkte Übergänge zu finden, wurden 23 Energiegruppen bis zu einer Anregungsenergie $E_x = 15,1$ MeV ausgewertet. Die gefundenen Energiewerte, Drehimpulsüberträge und Spektroskopische Faktoren sind in Tabelle 1 zusammengestellt und mit den Literaturwerten des Endkerns verglichen.

Das Spektrum wird von 5 starken Übergängen, die praktisch die gesamte beobachtbare Stärke enthalten, beherrscht. Die Winkelverteilungen dieser Übergänge sind in Abb. 5 zusammengestellt und mit DWBA-Rechnungen verglichen. Im Grundzustand ist offensichtlich die gesamte p1/2-Stärke enthalten. Die p3/2-Stärke wird durch den Spektroskopischen Faktor von 3,32 für den Übergang bei 6,32 MeV auch nahezu ausgeschöpft.

Die Gruppe 1 beinhaltet, nicht aufgelöst, die bekannten Niveaus bei 5,27 MeV mit $J^\pi=5/2^+$ und bei 5,30 MeV mit $J^\pi=1/2^+$. Um die gemessene Winkelverteilung zu beschreiben, wurde einmal eine Überlagerung der entsprechenden DWBA-Kurven und zum anderen eine Überlagerung der experimentellen $l=0$ - und $l=2$ -Kurven aus den unten beschriebenen Messungen am ^{18}O -Target versucht. Beide Fälle sind in Abb. 6 aufgezeichnet und liefern stark unterschiedliche Wirkungsquerschnitte und damit auch sehr unterschiedliche Spektroskopische Faktoren, insbesondere für den $l=0$ -Anteil. In Tab. 2 sind sie im einzelnen zusammengestellt.

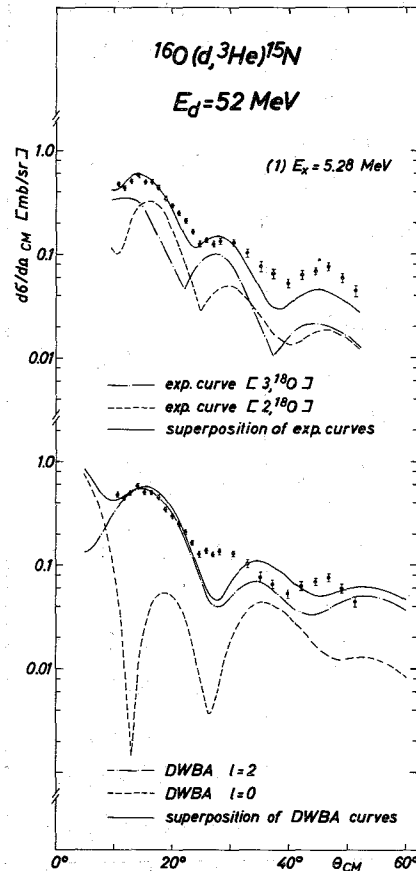
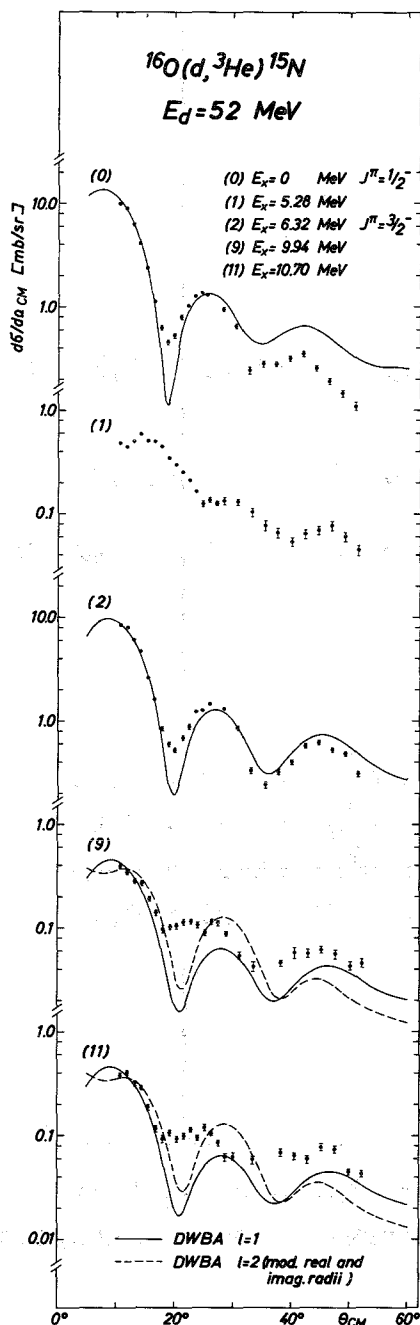


Abb. 6: Winkelverteilungen des nicht aufgelösten Dubletts bei 5,28 MeV der Reaktion $^{16}\text{O}(d,^3\text{He})^{15}\text{N}$ zerlegt mit gemessenen Verteilungen aus der Reaktion $^{18}\text{O}(d,^3\text{He})^{17}\text{N}$ und DWBA-Vorhersagen

Abb. 5: Die Winkelverteilungen der starken Übergänge der Reaktion $^{16}\text{O}(d,^3\text{He})^{15}\text{N}$

Tabelle 1: Ergebnisse der Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$

Gruppe Nr.	E_x MeV a)	E_x MeV b)	J^π a)	n, l, j angenommen b)	C^2S b)
0	0	0	$1/2^-$	1p1/2	2,18
1	{ 5,271 5,299 }	$5,28 \pm 0,03$	{ $5/2^+$ $1/2^+$ }	1d5/2 2s1/2	$0,16 \pm 0,04$ c) $0,10 \pm 0,07$ c)
2	6,323	6,32	$3/2^-$	1p3/2	3,32
3	7,155	$7,16 \pm 0,05$	$5/2^+$		
4	7,301	$7,33 \pm 0,05$	$3/2^+$		
5	7,566	$7,57 \pm 0,05$	$7/2^+$		
6	8,313	$8,33 \pm 0,07$	$1/2^+$		
7	8,576	$8,58 \pm 0,07$	$3/2^+$		
8	{ 9,053 9,152 9,155 9,225 }	$9,14 \pm 0,08$	{ $1/2^+$ $3/2^-$ (5/2) $\leq 5/2$ }		
9	{ 9,762 9,829 9,929 10,070 }	$9,94 \pm 0,05$	$5/2^-$ $7/2$ $(1/2, 3/2)_d^+$ $3/2^+$	1p3/2 1d3/2	0,26 0,59
10	{ 10,451 10,536 }	$10,50 \pm 0,05$	$3/2+7/2$ $5/2^{(+)}$	(1d5/2)	($\leq 0,06$)
11	{ 10,700 10,800 }	$10,70 \pm 0,05$	$3/2^+$ d) $3/2^{(-)}$	1p3/2 1d3/2	0,27 0,61
12	11,24	$11,27 \pm 0,08$	$1/2^-$		
13		$11,95 \pm 0,07$			
14		$12,14 \pm 0,07$			
15		$12,46 \pm 0,10$			
16		$13,02 \pm 0,10$			
17		$13,50 \pm 0,13$			
18		$14,06 \pm 0,08$			
19		$14,34 \pm 0,13$			
20		$14,64 \pm 0,10$			
21		$15,10 \pm 0,10$			
22		$15,65 \pm 0,10$			
				$\Sigma C^2S(p1/2) = 2,18$ $\Sigma C^2S(p3/2) = 3,85$ e) $\Sigma C^2S(d5/2) = 0,16$ $\Sigma C^2S(2s1/2) = 0,10$	

a) Werte aus [Ajz 70]. Da die bekannten Niveaus oberhalb 11,24 MeV sehr dicht liegen, wurden hier keine Literaturwerte mehr angegeben.

b) diese Arbeit

c) siehe Tabelle 7 und Kapitel V

d) durch diese Arbeit in Frage gestellt

e) unter der Annahme von 1p3/2 für die Gruppen 9 und 11

Tabelle 2: Abhängigkeit der Spektroskopischen Faktoren des 5,27 MeV- und 5,30 MeV-Dubletts im ^{15}N von der Zerlegungsart

Energie	J^π	C^2S a)	C^2S b)
5,27 MeV	$5/2^+$	0,18	0,28
5,30 MeV	$1/2^+$	0,19	0,03

- a) Zerlegung nach gemessenen $l=0$ - und $l=2$ -Verteilungen aus $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$ (siehe auch Tabelle 6 und 7)
 b) Zerlegung nach DWBA-Vorhersagen

Die l -Werte und damit die Parität der starken Übergänge der Gruppen 9 bei 9,94 MeV und 11 bei 10,70 MeV können aus der Form der Winkelverteilung nicht eindeutig bestimmt werden. Dies liegt teilweise daran, daß in beiden Fällen Beiträge von Nachbarniveaus beigemischt sind. In Abb. 7 ist ein Ausschnitt eines mit besserer

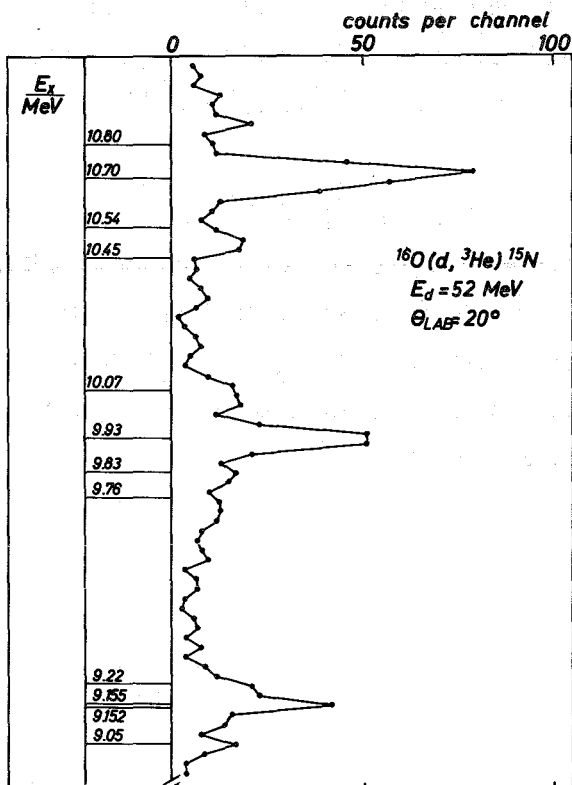


Abb. 7:
 Ausschnitt aus einem Spektrum der Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ ($^{30}\text{SiO}_2$ -Target)

Auflösung gemessenen Spektrums an einem Feststofftarget $^{30}\text{SiO}_2$ aufgezeichnet. Man erkennt deutlich, daß in Gruppe 9 neben dem dominierenden direkten Übergang bei 9,93 MeV auch Zählraten der Niveaus 9,76 MeV, 9,83 MeV und 10,07 MeV und in Gruppe 11 neben dem direkten Übergang bei 10,70 MeV auch eine gewisse Zählrate des Niveaus 10,80 MeV enthalten sind. In der Abb. 5 sind bei beiden Gruppen die DWBA-Vorhersagen mit $l=1; j=3/2$ und $l=2; j=3/2$ (letztere mit modifizierten reellen und imaginären Radien) eingezeichnet. Die abgeleiteten spektroskopischen Faktoren ergeben für beide Gruppen zusammen bei Annahme von $l=1$ maximal 0,52 und bei Annahme von $l=2$ maximal 1,20. Obwohl in der Literatur für beide Zustände, 9,93 MeV und 10,70 MeV, positive Parität angegeben wird, scheint nicht zuletzt wegen der unglaublich großen $d_{3/2}$ -Stärke $l=1$ und damit negative Parität wahrscheinlicher (siehe Kapitel VI).

In Abb. 8 sind alle gemessenen schwachen Verteilungen aufgezeichnet. Allerdings konnten außer den oben beschriebenen 5 starken Gruppen keine weiteren direkten Übergänge nachgewiesen werden. Allenfalls die Winkelverteilung der Gruppe 10 bei 10,5 MeV ähnelt der experimentellen $l=2$ -Verteilung der Gruppe 3 aus der Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$. Der abgeleitete spektroskopische Faktor ist $\leq 0,06$. Bis $E_x = 11$ MeV fallen die Verteilungen von kleinen zu großen Winkeln etwas ab, über 11 MeV sind sie strukturlos flach. Beides deutet auf einen komplizierten Reaktionsmechanismus hin, z.B. Mehrstufenprozesse, wie sie in $^{12}\text{C}(d, ^3\text{He})^{11}\text{B}$ [Hin 68a] beobachtet wurden.

Auf der Suche nach Protonenpickup aus der $1s_{1/2}$ -Schale, der bei Anregungsenergien um 20 - 35 MeV erwartet wird [Spa 70, Rio 69], wurde die Zählrate aus den relativ untergrundfreien Spektren über den eben beschriebenen Bereich hinaus bis $E_x = 30$ MeV in Energiegruppen aufgeteilt und systematisch untersucht. Es konnte jedoch kein $l=0$ -Übergang nachgewiesen werden.

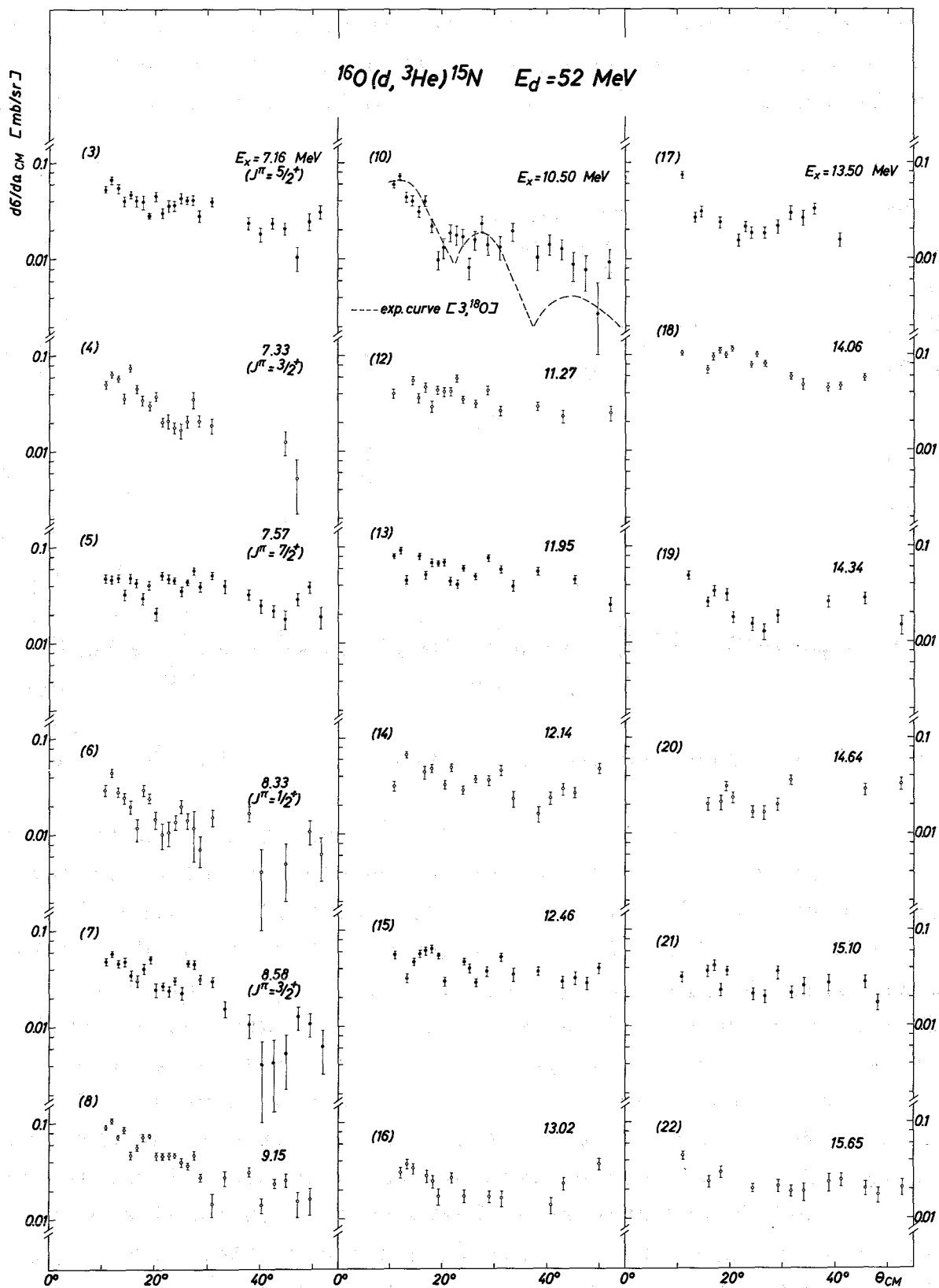


Abb. 8: Winkelverteilungen der schwachen Übergänge der Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ (eingetragene Quantenzahlen sind Literaturwerte).

b) Die Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$

Ein typisches Spektrum der Reaktion zeigt Abb. 9. Auch bei dieser Messung war kaum Untergrund vorhanden. Eine Verunreinigung des Targetgases mit ^{16}O konnte mit dem im Spektrum beobachteten

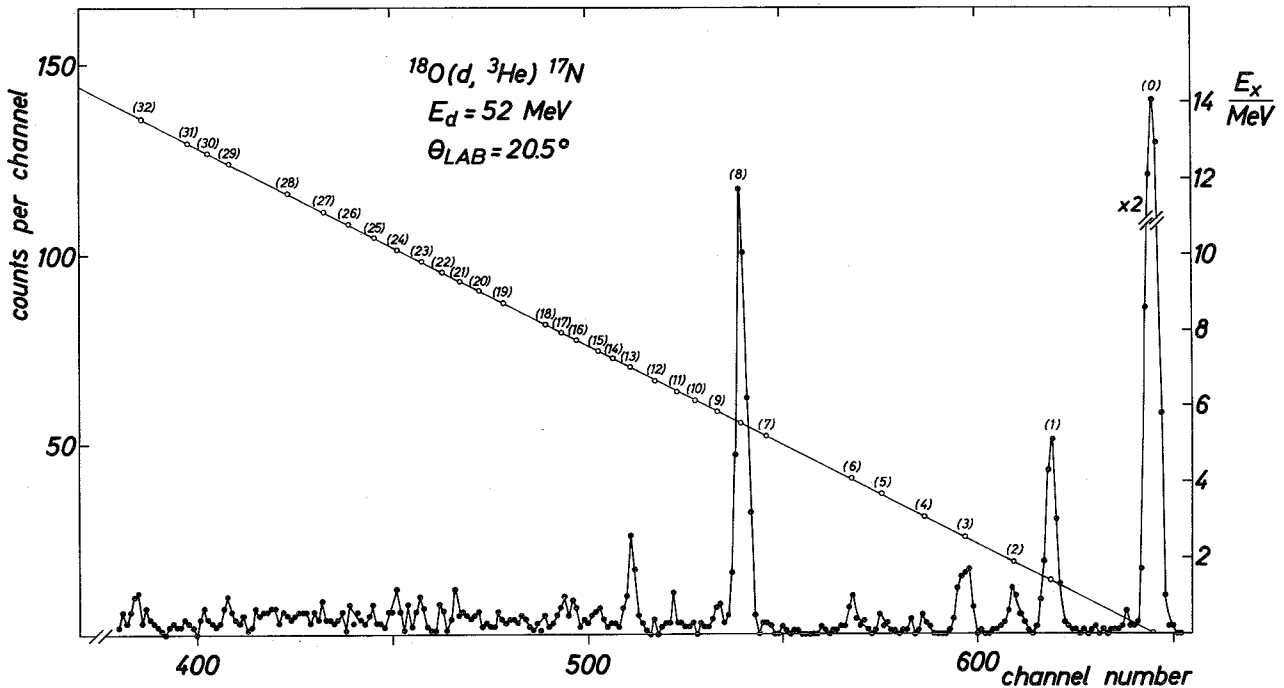


Abb. 9: Typisches Spektrum der Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$

Grundzustand der Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ zu etwa 2 % abgeschätzt werden. Störend war, daß im gemessenen Winkelbereich die starken Linien von ^{15}N bei $E_x = 5,28$ MeV und $6,32$ MeV über die Gruppen 1 bzw. 3 der Reaktion wanderten. Deshalb wurde die Zählrate dieser Gruppen vor der Weiterbearbeitung korrigiert. Störungen durch eine Verunreinigung mit ^{14}N konnten ausgeschlossen werden. Sonst konnte praktisch die gesamte Zählrate bis $E_x = 8$ MeV bekannten Niveaus im ^{17}N zugeordnet werden. Es wurden 33 Gruppen von z.T. unaufgelösten Multipletts bis zur Anregungsenergie $E_x = 13,57$ MeV untersucht. Die gefundenen Energien, Drehimpulse und Spektroskopischen Faktoren sind in Tabelle 3 zusammengestellt und mit dem bis $8,25$ MeV bekannten Termschema des Endkerns [Har 65] verglichen. Von den bekannten Niveaus wurden alle bis auf die beiden Niveaus bei $4,22$ MeV und $4,47$ MeV in den Spektren gefunden. Im Falle der Gruppen 2 ($1,85$ MeV und $1,91$ MeV) und 4 ($3,13$ MeV und $3,21$ MeV) konnte nicht ent-

Tabelle 3: Ergebnisse der Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$

Gruppe Nr.	$\frac{E_x}{\text{MeV}}$ a)	$\frac{E_x}{\text{MeV}}$ b)	J^π b)	n, l, j angenommen b)	$\sigma^2 S$ b)
0	0	0	$1/2^-$ d)	1p1/2	2.36
1	1.37	1.37 ± 0.03	$3/2^-$ d)	1p3/2	0.56
2	{1.85} {1.91}	1.87 ± 0.03	$1/2^+$	2s1/2	0.21 ± 0.11 c)
3	2.54	2.54 ± 0.03	$5/2^+$ {3/2 ⁺ }	1d5/2	0.32 ± 0.04 c)
4	{3.13} {3.21}	3.18 ± 0.04	$1/2^-, 3/2^-$	1p3/2	0.05
5	3.65	3.63 ± 0.08	$1/2^-, 3/2^-$	1p3/2	0.03
6	4.01 4.22 4.47	4.02 ± 0.06			
7	5.21	5.19 ± 0.06			
8	5.53	5.53	$3/2^-, (1/2^-)$	1p3/2	2.37
9	5.83	5.83 ± 0.05		(1p3/2)	(<0.15)
10	6.07	6.08 ± 0.05		(1p3/2)	(<0.05)
11	6.25	6.26 ± 0.05			
12	{6.45} {6.61}	6.56 ± 0.10			
13	6.99	7.00 ± 0.05	$3/2^-, (1/2^-)$	1p3/2	0.38
14	7.26	7.28 ± 0.07			
15	7.51	7.50 ± 0.06			
16	7.79	7.76 ± 0.06			
17	8.00	8.02 ± 0.08			
18	8.25	8.22 ± 0.07			
19		8.76 ± 0.10		(1d5/2)	(<0.13)
20		9.00 ± 0.07		(1d5/2)	(<0.14)
21		9.24 ± 0.06			
22		9.58 ± 0.09			
23		9.86 ± 0.03	$1/2^-, 3/2^-$	1p3/2	0.24
24		10.20 ± 0.08		(1d5/2)	(<0.28)
25		10.50 ± 0.09			
26		10.79 ± 0.09			
27		11.13 ± 0.09			
28		11.60 ± 0.04			
29		12.35 ± 0.10			
30		12.63 ± 0.07			
31		13.01 ± 0.10			
32		13.57 ± 0.09			

a) Werte aus [Har 65]

b) diese Arbeit

c) siehe Tabelle 7 und Kapitel V

d) J^π -Wert aus j-Effekt der Winkelverteilungen und aus den bekannten Eigenschaften analoger Niveaus [Tem 67, VBr 68]

schieden werden, zu welchen Niveaus des Endkerns die beobachteten Übergänge führen.

Fast die gesamte $l=1$ -Stärke ist in 4 starken Übergängen mit recht deutlicher Struktur enthalten. In Abb. 10 sind die $l=1$ -Verteilungen zusammengestellt. Eingezeichnet sind die Meßpunkte

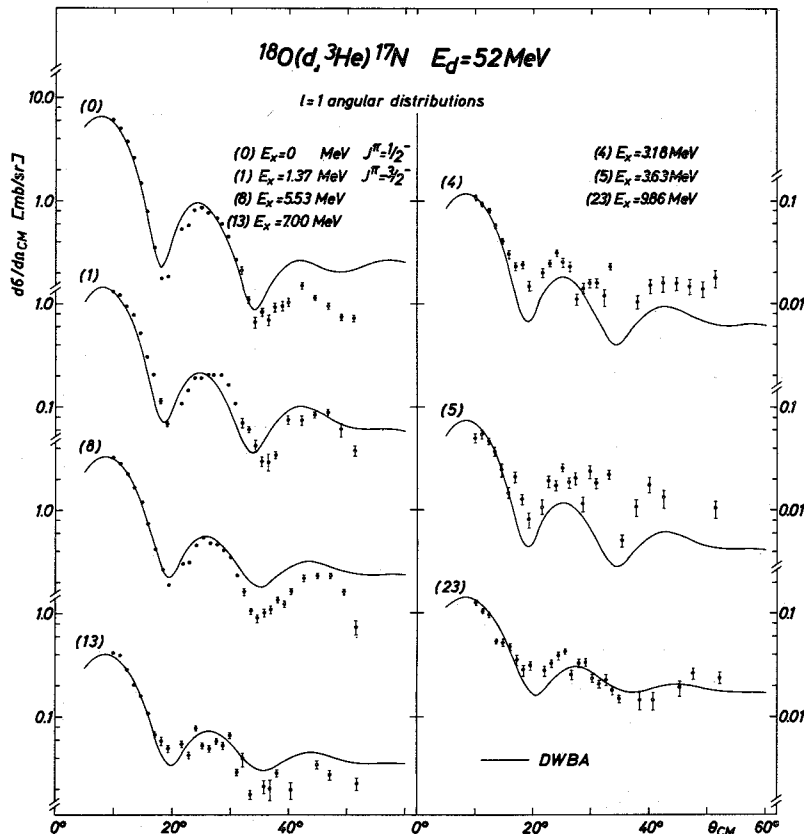


Abb. 10: $l=1$ -Winkelverteilungen der Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$

und die DWBA-Vorhersagen. Da die Spins und Paritäten der den Gruppen 0 und 1 isobarisch analogen Zustände bekannt sind, nehmen wir $1/2^-$ bzw. $3/2^-$ für sie an. Das ist in Übereinstimmung mit dem typischen Unterschied in den Winkelverteilungen infolge des j -Effekts. Damit ergeben die Winkelverteilungen, daß praktisch die gesamte $p_{1/2}$ -Stärke in der Gruppe 0 (Übergang zum Grundzustand) und die $p_{3/2}$ -Stärke in den Gruppen 1, 8 und 13 enthalten ist. Eine geringe Spektroskopische Stärke (0,3) ist auch noch in den schwachen Übergängen der Gruppen 4, 5 und 23 enthalten. Die Verteilungen dieser Gruppen zeigen zwar deutlich einen

l=1-Charakter, der j-Übertrag ist jedoch nicht festzustellen. Ob den Gruppen 9 und 10 in Abb. 12 ebenfalls l=1-Verteilungen zuzuschreiben sind, kann nicht sicher festgestellt werden.

Aus einem Vergleich mit F- und Ne-Targetkernen [Kas 70a] ergibt sich, daß die Verteilung der Gruppe 2 in Abb. 11 ausgeprägten l=0-Charakter hat. Daraus folgt, daß entweder das 1,85 MeV-Niveau oder das 1,91 MeV-Niveau $J^\pi=1/2^+$ besitzt. Eine Beimischung

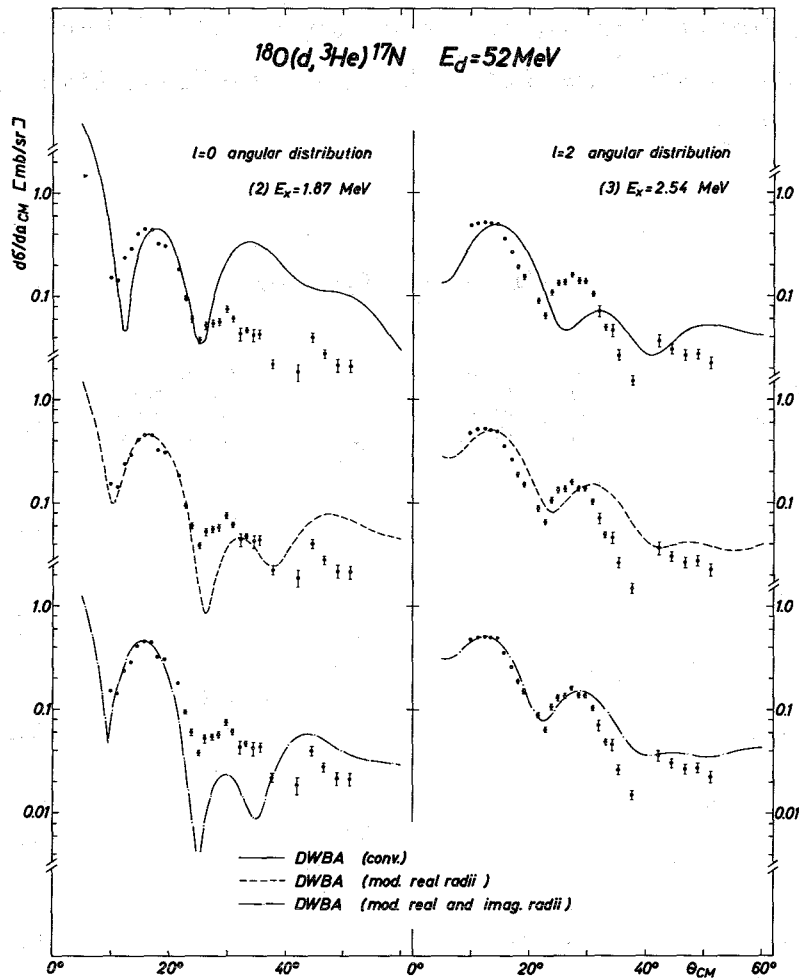


Abb. 11: Vergleich der experimentellen l=0- und l=2-Winkelverteilungen der Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$ mit DWBA-Rechnungen ohne und mit Radiusmodifizierung nach [Kas 69]

vom anderen Niveau ist klein - in Übereinstimmung mit einem dort vermuteten $5/2^-$ -Niveau (siehe Diskussion).

Die ebenfalls in Abb. 11 gezeichnete Verteilung der Gruppe 3 bei 2,54 MeV besitzt einen ausgeprägten l=2- und wahrscheinlich j=5/2-Charakter. Weder die l=0-Verteilung der Gruppe 2 noch die

l=2-Verteilung der Gruppe 3 wird durch die konventionelle DWBA-Vorhersage phasenrichtig beschrieben. In den Kapiteln V und VI wird auf dieses Problem wieder eingegangen.

Weitere direkte Übergänge sind nicht mit Sicherheit nachzuweisen. In Abb. 12 sind jedoch noch einige schwach strukturierte Winkelverteilungen gezeichnet. Schwache l=2-Beiträge scheinen in den Gruppen bei 8,76 MeV, 9,00 MeV und 10,20 MeV möglich. Die Form der Verteilungen der Gruppen 6 und 16 ähneln den Verteilungen, die beim ^{20}Ne für l=3- und l=4-Übergänge gefunden wurden [Kas 70a].

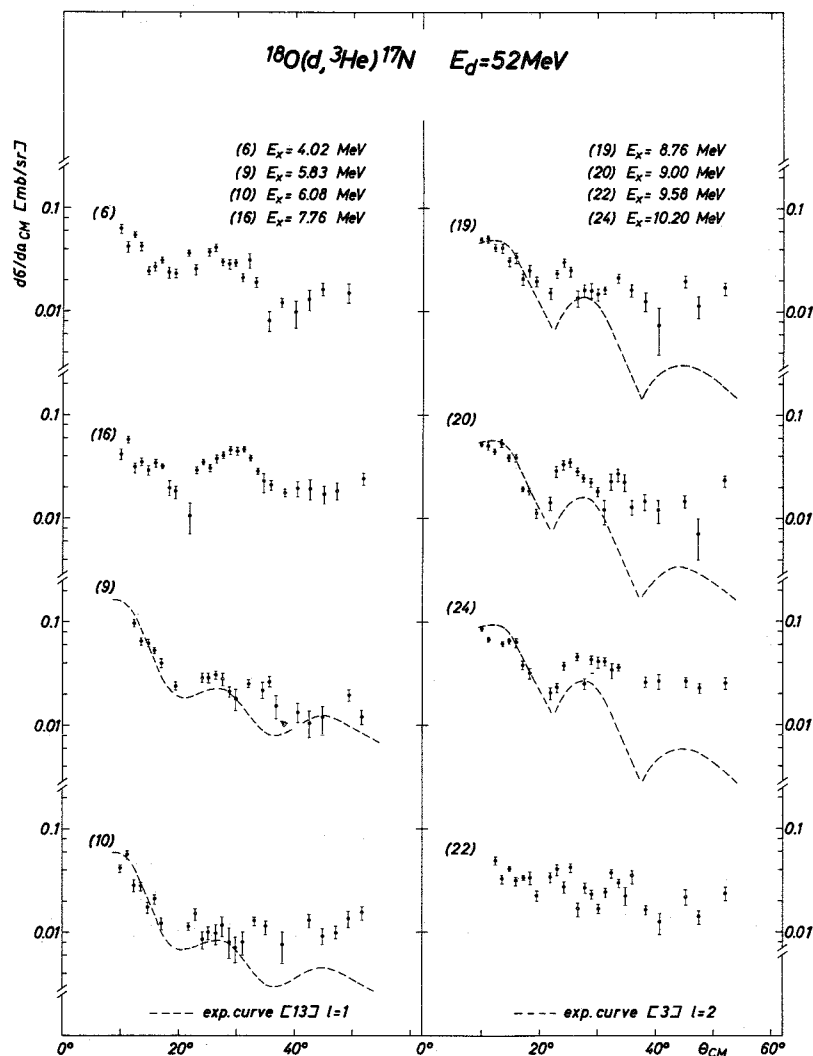


Abb. 12: Einige schwach strukturierte Winkelverteilungen der Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$ mit unbekanntem Reaktionsmechanismus (eingetragene Quantenzahlen sind Literaturwerte).

Alle übrigen Winkelverteilungen sind uncharakteristisch und strukturlos. Sie ähneln den auch im ^{16}O gefundenen Verteilungen. In Abb. 12 ist die Gruppe 22 bei 9,58 MeV stellvertretend für die restlichen 16 gemessenen Gruppen eingezeichnet.

c) Die Reaktion $^{15}\text{N}(d, ^3\text{He})^{14}\text{C}$

Abb. 13 zeigt ein typisches Spektrum dieser Reaktion. Der Untergrund ist auch hier sehr klein, und so konnten 30 Gruppen, z.T. aus nicht aufgelösten Multipletts bestehend, bis zu einer Anregungsenergie $E_x = 18,83$ MeV beobachtet werden. Es konnte abgeschätzt werden, daß die Verunreinigung des Targetgases mit ^{14}N etwa 1 % und mit ^{16}O weniger als 0,5 % betrug. Im Spektrum der

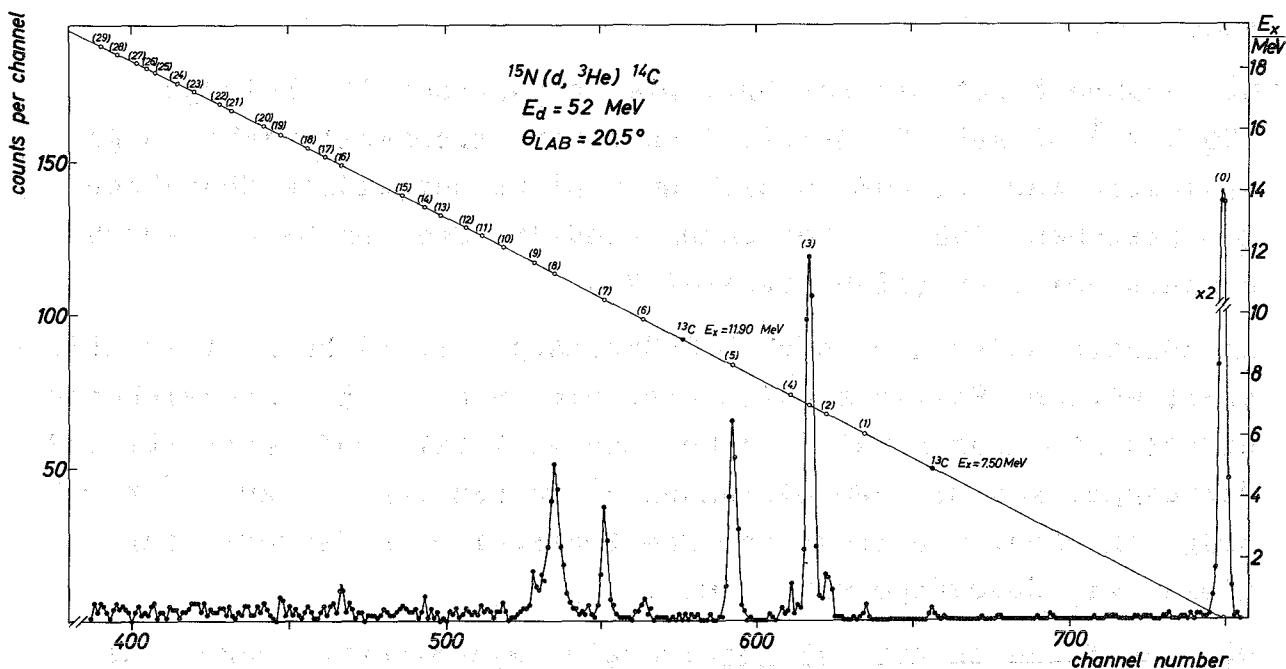


Abb. 13: Typisches Spektrum der Reaktion $^{15}\text{N}(d, ^3\text{He})^{14}\text{C}$

Abb. 13 sind die sehr starken Linien der Übergänge zu ^{13}C bei 7,5 MeV und 11,9 MeV nachweisbar. Sie liegen aber immer in Regionen, in denen keine Linien vom ^{14}C erwartet werden. Die übrigen Linien der Reaktionen $^{14}\text{N}(d, ^3\text{He})^{13}\text{C}$ und $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ liegen unter der Nachweisgrenze bzw. fallen in die sehr starken Gruppen 3 und 5 der Reaktion, wo sie weniger als 0,5 % der Zählraten ausmachen und deshalb nicht stören.

In Tabelle 4 sind alle gefundenen Energieniveaus, Quantenzahlen und Spektroskopischen Faktoren mit den bekannten Werten des Endkerns verglichen.

Das Spektrum wird von 5 starken Linien beherrscht, die alle als $l=1$ -Übergänge identifiziert wurden. Auch hier erscheint die gesamte meßbare $p_{1/2}$ -Stärke im Grundzustand, während die $p_{3/2}$ -Stärke auf 4 starke Übergänge aufgespalten ist. In Abb. 14 sind die beobachteten Übergänge zusammengestellt. Bei der Gruppe 7 läßt sich aus der Form der j -Übertrag nicht ermitteln, da diese Gruppe aus der Überlagerung von zwei Linien besteht, nämlich der Niveaus bei 10,43 MeV und 10,45 MeV. Zu welchem Niveau der $l=1$ -Übergang führt, läßt sich aus dem Experiment nicht eindeutig bestimmen. Die Beimischung vom anderen Niveau scheint jedoch klein zu sein, da die Form der Verteilung nur wenig von $l=1$ abweicht.

Die Gruppe 8 ist verbreitert. Die Halbwertsbreite beträgt $150 \text{ keV} \pm 50 \text{ keV}$. Prinzipiell kann vom Experiment nicht ausgeschlossen werden, daß es sich um 2 nicht aufgelöste Übergänge mit gleichen Winkelverteilungen handelt. Das erscheint jedoch unwahrscheinlich (siehe Kapitel VI).

Es konnten weder $l=0$ - noch $l=2$ -Übergänge mit Sicherheit identifiziert werden. Möglicherweise sind die in Abb. 15 eingezeichneten Winkelverteilungen bei 6,73 MeV und 7,34 MeV Kandidaten für $l=2$ -Übergänge, was mit den bekannten J^π -Werten von 3^- bzw. 2^- verträglich wäre. Die Summe der Spektroskopischen Faktoren für diese zwei Übergänge wäre $< 0,2$.

Die ebenfalls in Abb. 15 gezeichneten Winkelverteilungen bei 6,12 MeV, 9,78 MeV, 11,67 MeV, 12,08 MeV und 14,81 MeV sind fast strukturlos und für keinen Übergang charakteristisch. Sie sind mit ihrem nach größeren Winkeln leicht abfallenden Charakter typisch für die anderen 18 gemessenen, aber nicht gezeichneten Verteilungen.

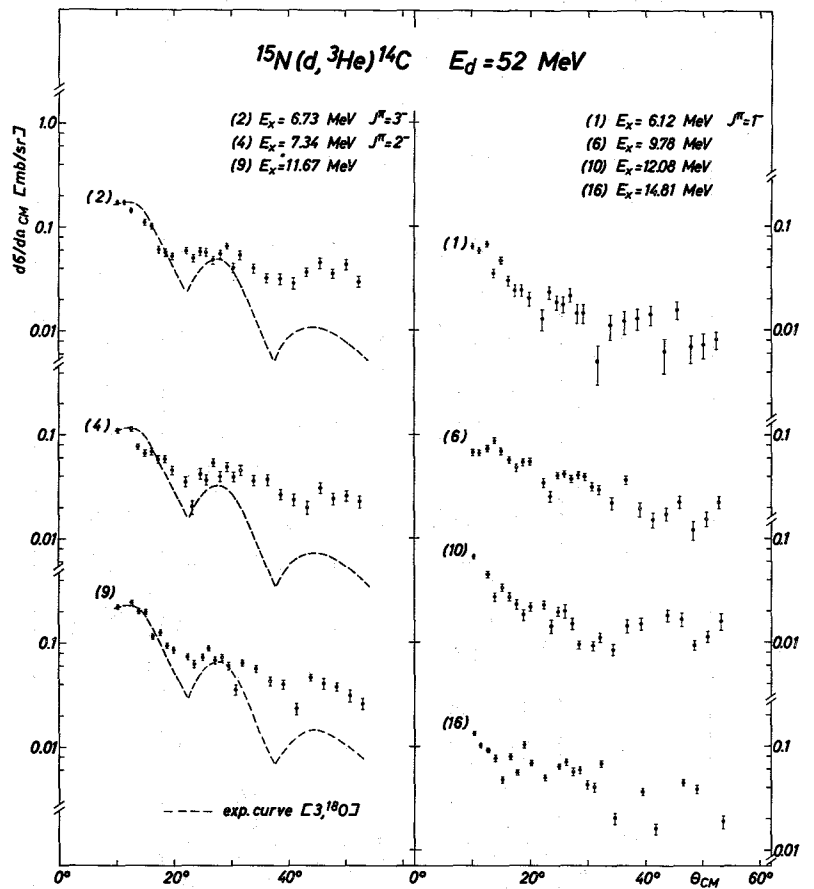
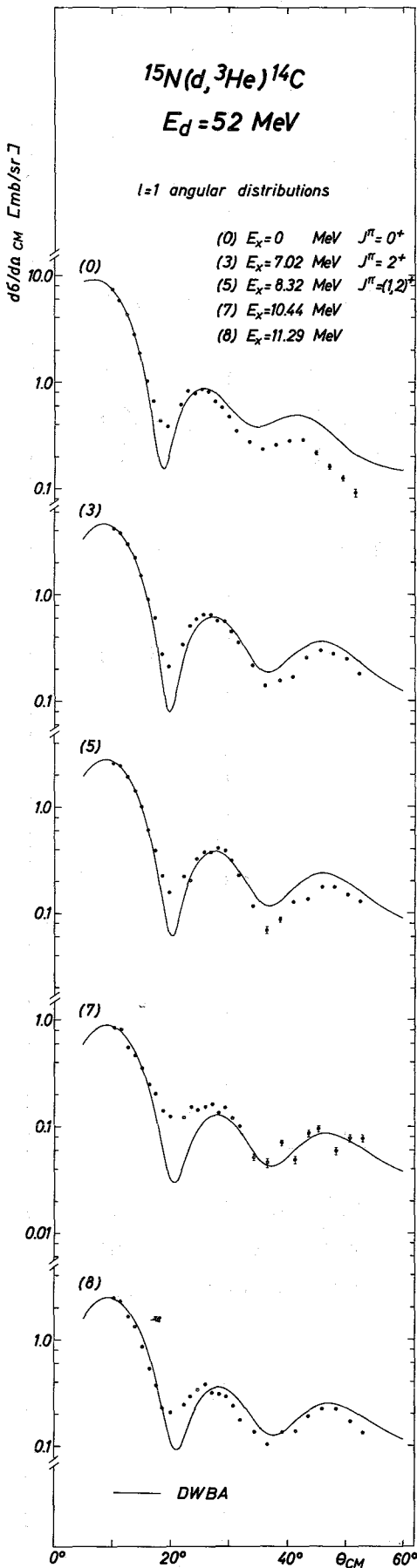


Abb. 15: Einige schwach strukturierte Winkelverteilungen der Reaktion $^{15}\text{N}(d, ^3\text{He})^{14}\text{C}$ mit unbekanntem Reaktionsmechanismus (eingetragene Quantenzahlen sind Literaturwerte).

Abb. 14: Die $l=1$ -Winkelverteilungen der Reaktion $^{15}\text{N}(d, ^3\text{He})^{14}\text{C}$

Tabelle 4: Ergebnisse der Reaktion $^{15}\text{N}(d, ^3\text{He})^{14}\text{C}$

Gruppe Nr.	E_x MeV a)	E_x MeV b)	J^π a)	1 b)	n, l, j ange- nommen b)	C^2S b)
0	0	0	0^+	1	1p1/2	1,10
1	6,093	$6,12 \pm 0,04$	1^-			
	6,589		0^+			
2	6,728	$6,73 \pm 0,04$	3^-		(1d5/2)	(<0,14)
	6,901		0^-			
3	7,012	$7,02 \pm 0,03$	2^+	1	1p3/2	1,13
4	7,341	$7,34 \pm 0,04$	2^-		(1d5/2)	(<0,05)
5	8,318	8,32	$(1,2)^+$	1	1p3/2	0,86
6	9,801	$9,78 \pm 0,04$	(1)			
7	$\left\{ \begin{array}{l} 10,433 \\ 10,453 \end{array} \right\}$	$10,44 \pm 0,03$	$\left\{ \begin{array}{l} (2) \\ \geq 1 \end{array} \right\}$	1	1p3/2	0,39
	10,74					
8	11,35	$11,29 \pm 0,04$		1	1p3/2	1,23
9	11,66	$11,67 \pm 0,05$				
10	11,9	$12,08 \pm 0,10$				
11	12,601	$12,60 \pm 0,08$				
12	$\left\{ \begin{array}{l} 12,854 \\ 12,958 \end{array} \right\}$	$12,91 \pm 0,08$				
13		$13,29 \pm 0,09$				
14		$13,58 \pm 0,05$				
15		$13,93 \pm 0,08$				
16		$14,81 \pm 0,08$				
17		$15,23 \pm 0,09$				
18		$15,45 \pm 0,08$				
19		$15,90 \pm 0,07$				
20		$16,19 \pm 0,07$				
21		$16,58 \pm 0,08$				
22		$16,84 \pm 0,07$				
23		$17,23 \pm 0,09$				
24		$17,49 \pm 0,09$				
25		$17,83 \pm 0,07$				
26		$18,01 \pm 0,07$				
27		$18,23 \pm 0,09$				
28		$18,52 \pm 0,08$				
29		$18,83 \pm 0,07$				

$$\begin{aligned} \Sigma C^2S(p1/2) &= 1,1 \\ \Sigma C^2S(p3/2) &= 3,61 \\ \Sigma C^2S(d5/2) &< 0,19 \end{aligned}$$

a) Werte von [Ajz 70]

b) Diese Arbeit

d) Q-Wert- und j-Abhängigkeit der Winkelverteilungen

Die Form der gemessenen Winkelverteilungen für einen bestimmten Drehimpulsübertrag ist praktisch unabhängig vom Q-Wert des Zustandes. Beispiele dafür sind die $l=1$ -Übergänge der Targetkerne ^{18}O in Abb. 10 und ^{15}N in Abb. 14. Dagegen zeigen die nach der DWBA berechneten Verteilungen Abweichungen, die umso größer werden, je größer die Differenz der Q-Werte zwischen den zu vergleichenden Übergängen wird. Als Beispiel sind in Abb. 16 für die Zustände 1 und 8 des Targetkerns ^{18}O die Quotienten der gemessenen und der gerechneten Verteilungen, mit willkürlichen Faktoren multipliziert, logarithmisch aufgetragen. Man erkennt, daß die Q-Wert-Abhängigkeit von den DWBA-Rechnungen wesentlich überschätzt wird.

Anders verhält sich die Änderung der Winkelverteilungen bei gleichem l -, aber verschiedenen j -Werten. Hier ergibt das Ex-

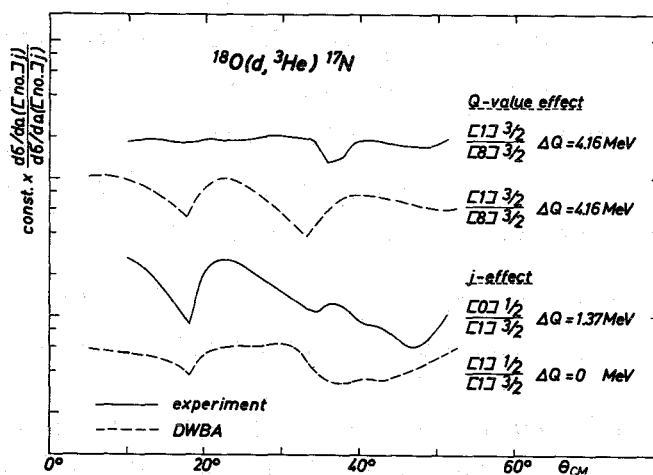


Abb. 16: Q-Wert- und j-Abhängigkeit von $l=1$ -Übergängen der Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$ in Experiment (durchgezogene Kurve) und DWBA-Rechnung (gestrichelte Kurve). Jede Kurve ist das Verhältnis von zwei Winkelverteilungen in einer logarithmischen Skala mit einem willkürlichen Faktor multipliziert. $[No]$, j bedeutet die Nummer des entsprechenden Übergangs und den Wert des übertragenen oder in der Rechnung angenommenen Drehimpulses j .

periment deutlich verschiedene Winkelverteilungen, deren charakteristische Unterschiede durch DWBA-Rechnungen zwar qualitativ richtig, jedoch längst nicht im vollen Ausmaß beschrieben werden. Dies wird in Abb. 16 am Beispiel der Übergänge zu den ersten beiden Niveaus im ^{17}N gezeigt. Die DWBA-Rechnung ist dabei bei gleichem Q-Wert durchgeführt.

V. DWBA-Rechnungen und Spektroskopische Faktoren

Die theoretischen Winkelverteilungen wurden mit dem DWBA-Programm Julie auf der Rechenmaschine IBM 360/75 des Instituts für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg errechnet.

Die nach Kapitel II für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes verwendeten Potentiale für den Ein- und Austrittskanal sowie für den gebundenen Zustand des übertragenen Teilchens sind in Tabelle 5 zusammengestellt. Beide Sätze der Deuteronenparameter sind von Hinterberger et al. [Hin 68] aus elastischer Streuung am ^{16}O bestimmt worden. Sie wurden auch für die Rechnungen mit ^{18}O und ^{15}N verwendet. Die ^3He -Parameter sind durch elastische Streuung an den in der Tabelle angegebenen Kernen bei den ebenfalls angegebenen Energien bestimmt worden.

Das Potential des übertragenen Protons wird so angepaßt, daß man die experimentell beobachtete Abtrennarbeit als Eigenwert erhält.

Alle Rechnungen wurden unter der Annahme von lokaler Wechselwirkung verschwindender Reichweite gemacht. Rechnungen mit den beiden verschiedenen Parametersätzen für den Eingangskanal ergaben bei allen drei Targetkernen jeweils nur unwesentliche Unterschiede in der Form der Winkelverteilungen, dagegen verschieden große Wirkungsquerschnitte; und zwar sind diese je nach l- und j-Wert bei den Rechnungen mit Satz 2 zwischen 5 % und 20 % größer. Da die Spektroskopische p_{1/2}-Stärke und das Verhältnis der p_{1/2}- zur p_{3/2}-Stärke mit Satz 2 etwas besser die Erwartungen erfüllt, wurden alle endgültigen Rechnungen mit diesem Satz durchgeführt.

Tabelle 5: Parametersätze für die DWBA-Rechnungen

Zitat	Satz	Elastische Streupartner	Energie MeV	V_r MeV	W MeV	r_o fm	r_c fm	a fm	V_{SO} MeV	r'_o fm	a'_o fm	$4W'$ MeV
		Gebundener Zustand		a)	-	1,25	1,3	0,65	($\lambda=25$)	-	-	-
[Hin 68]	1	$d+^{16}O$	52	68,1	0	1,25	1,3	0,693	6	1,25	0,75	48,8
[Hin 68]	2	$d+^{16}O$	52	85,0	0	1,05	1,3	0,810	6	1,28	0,75	37,2
[Hie 67]	A	$^3He+^{14}N$	29	169	32,1	1,14	1,4	0,675	0	1,82	0,566	0
[Hie 67]	B	$^3He+^{16}O$	29	190	11,2	1,14	1,4	0,675	0	2,17	0,426	0
[Duh 68]	C	$^3He+^{24}Mg$	35	192	21,0	1,0	1,4	0,76	0	1,6	0,91	0
[Duh 68]	D	$^3He+^{24}Mg$	35	151,5	29,6	1,2	1,4	0,66	0	1,3	1,11	0

a) Angepaßt, um die Abtrennarbeit zu reproduzieren

Die Form der $l=1$ -Winkelverteilungen der Targets ^{16}O und ^{15}N wurden von den angegebenen vier ^3He -Parametersätzen nur vom Satz A gut beschrieben. Dagegen war der Wirkungsquerschnitt praktisch unabhängig von der Parameterwahl. Beim Targetkern ^{18}O wurden die $l=1$ -Verteilungen vom Satz B am besten beschrieben. Die $l=0$ - und $l=2$ -Verteilungen werden von den Sätzen A,B,C und D mit gleicher Phasenlage vorausgesagt. Sie beschreiben aber nicht die Meßwerte. Aus Konsistenzgründen wurden zur Auswertung auch sie mit Satz B gerechnet.

Im Bestreben, eine gute Beschreibung der Winkelverteilung und vernünftige spektroskopische Faktoren zu erhalten, wurde nach dem Vorbild anderer Autoren [Pre 70, Sne 69, Hie 67] versuchsweise ein innerer Cutoff eingeführt. Dabei zeigte es sich, daß je nach Größe des Abschneideradius sich sowohl die Formen der Winkelverteilungen als auch die Größen der Wirkungsquerschnitte ändern, letztere noch abhängig vom l - und j -Wert. In Abb. 17 ist die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der ersten Maxima vom inneren Abschneideradius für verschiedene Unterschalen dargestellt.

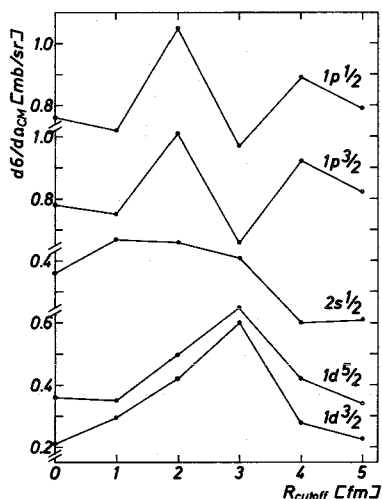


Abb. 17: Abhängigkeit der DWBA-Wirkungsquerschnitte im ersten beobachtbaren Maximum vom Cutoff-Radius, gerechnet für verschiedene Übergänge der $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$ -Reaktion.

Eine Verbesserung ergibt sich für die $p_{1/2}$ -Zustände sowohl in der Form der Winkelverteilung als auch in der Größe des erwarteten spektroskopischen Faktors, allerdings erst nach Einführung eines 4 fm großen Abschneideradius. Bei allen anderen l - und j -Werten gibt es, insbesondere bei demselben Abschneideradius, keine Verbesserung, sondern im Gegenteil eine Verschlechterung in der Form der vorhergesagten Winkelverteilung. Deshalb wurde

in den endgültigen Rechnungen auf einen inneren Cutoff verzichtet.

Die Winkelverteilungen der ^3He nach Protonenpickup aus der, in den untersuchten Targetkernen in erster Näherung nicht besetzten, sd-Schale werden von der bisher beschriebenen Form der DWBA-Rechnung nicht wiedergegeben. Die beim Targetkern ^{18}O gemessenen $l=0$ - und $l=2$ -Verteilungen zeigen Abweichungen in der von Kaschl [Kas 69] gefundenen Art; sie stellen jedoch die bisher krassen Beispiele dafür dar. Um eine brauchbare Anpassung zu erhalten, wurden zuerst alle reellen Radien der Potentiale mit den von Kaschl angegebenen Faktoren, und zwar

$$\begin{aligned} \text{mit } K(2s1/2) &= \left(\frac{32}{A}\right)^{1/3}, \\ K(1d5/2) &= \left(\frac{28}{A}\right)^{1/3} \text{ und} \\ K(1d3/2) &= \left(\frac{40}{A}\right)^{1/3} \text{ multipliziert.} \end{aligned}$$

Dabei zeigt sich, daß die am Target ^{18}O gemessene $l=0$ -Winkelverteilung recht gut vorhergesagt wird. Die Vorhersage für die $l=2$ -Verteilung wird zwar besser, ist aber noch recht unbefriedigend. Erst wenn zusätzlich auch die imaginären Radien mit dem gleichen Faktor multipliziert werden, erhält man auch für die $l=2$ -Verteilung eine brauchbare Vorhersage. In Abb. 11 sind die einzelnen Schritte der Anpassung eingezeichnet.

Die eben beschriebene Erfahrung wurde auch auf die Verteilung der Gruppen 9 und 11 des Targets ^{16}O angewendet. In der Abb. 5 sind die Meßpunkte dieser Gruppen neben den DWBA-Vorhersagen für $l=1$; $j=3/2$ mit nicht modifizierten Radien und auch die für $l=2$, $j=3/2$ mit reell und imaginär modifizierten Radien eingezeichnet (siehe Kapitel VI). Beide Vorhersagen ähneln sich aber in der Form sehr stark, so daß keine Aussage zum übertragenen l -Wert möglich ist.

Mit der Radienmodifizierung ändern sich auch die vorhergesagten Einteilchen-Wirkungsquerschnitte, und zwar bei jeder Unterschale anders. In Tabelle 6 sind für die Gruppen 2 und 3 des Targets ^{18}O und die Gruppe 1 des Targets ^{16}O die mit verschiedenen Radiensätzen errechneten und die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte für die ersten Maxima zusammengestellt. Außerdem

Tabelle 6: Vergleich der Wirkungsquerschnitte in den ersten Maxima und Spektroskopische Faktoren der l=0- und l=2-Übergänge der Reaktionen $^{16,18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15,17}\text{N}$

		1	2	3	4	5	6	7	8	
		σ_{max} [mb/sterad]				$\frac{c^2s}{c^2s}$		c^2s		
		^{18}O		^{16}O		^{16}O	^{18}O	^{18}O	^{16}O	
		0°	$\sim 17^\circ$	0°	$\sim 17^\circ$	0°	$\sim 17^\circ$	$\sim 17^\circ$	$\sim 17^\circ$	
		0°	$\sim 17^\circ$	0°	$\sim 17^\circ$	0°	$\sim 17^\circ$	$\sim 17^\circ$	$\sim 17^\circ$	
l=0	Experiment	-	0,45	-	0,32	-	-	-	-	
	DWBA	nicht mod.	9,8	0,48	14,0	0,58	0,50	0,59	0,32	0,19
		reell mod.	10,2	1,40	15,4	1,15	0,47	0,82	0,11	0,09
			$\sim 12^\circ$		$\sim 12^\circ$		$\sim 12^\circ$	$\sim 12^\circ$	$\sim 12^\circ$	
l=2	Experiment		0,47		0,34		-	-	-	
	DWBA	nicht mod.		0,43		0,66		0,47	0,36	0,18
		reell mod.		0,56		0,90		0,45	0,28	0,13

a) Vorausgesetzt wurde hier, daß für die gemessenen Winkelverteilungen gilt:

$$\frac{\sigma_{^{16}\text{O}}(17^\circ)}{\sigma_{^{18}\text{O}}(17^\circ)} = \frac{\sigma_{^{16}\text{O}}(0^\circ)}{\sigma_{^{18}\text{O}}(0^\circ)}$$

sind in dieser Tabelle die Verhältnisse der Spektroskopischen Faktoren angegeben. Es zeigt sich, daß das Verhältnis der Spektroskopischen Faktoren für die l=2-Übergänge praktisch unabhängig von der Radienmodifizierung ist. Für die l=0-Übergänge gilt die Unabhängigkeit nur dann, wenn man die DWBA-Wirkungsquerschnitte vom Maximum bei 0° für die Rechnung verwendet. Rechnet man dagegen mit den Wirkungsquerschnitten des zweiten Maximums, das im allgemeinen an die Meßwerte angepaßt wird, weil das erste nicht beobachtet werden kann, so ergeben sich erhebliche Differenzen. Die Höhen dieser Maxima zeigen unterschiedliche Abhängigkeit von den reellen Radien. Dieses Verhalten wird auch bei den Rechnungen für andere Kerne beobachtet [Kas 70]. Die Bestimmung eines absoluten Spektroskopischen Faktors für

die $l=0$ -Übergänge wird also recht problematisch. Dagegen kann man aus den Verhältnissen der Einteilchenwirkungsquerschnitte ziemlich genau die Verhältnisse der Spektroskopischen Faktoren für einander entsprechende Übergänge angeben.

Tabelle 7: Spektroskopische Ergebnisse der $l=0$ - und $l=2$ -Übergänge der Reaktionen $^{16,18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15,17}\text{N}$

	1 $\frac{c^2 S_{16\text{O}}}{c^2 S_{18\text{O}}}$ a)	2 $c^2 S_{18\text{O}}$ c)	3 $c^2 S_{16\text{O}}$ d)
$l=0$	$0,49 \pm 0,05$ b)	$0,21 \pm 0,11$	$0,10 \pm 0,07$
$l=2$	$0,46 \pm 0,05$	$0,32 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,04$

- a) Die angegebenen Fehler berücksichtigen die Ungenauigkeit der gemessenen Wirkungsquerschnitte.
- b) Gewonnen aus dem Vergleich bei 0° (Tabelle 6, Spalte 5).
- c) Mittel aus Bestimmung mit Rechnungen mit nicht mod. und reell mod. Radien.
- d) Gewonnen aus Spalte 1 und 2 (verträglich mit Spalte 8 der Tabelle 6).

In Tabelle 7 sind die sich endgültig ergebenden Spektroskopischen Faktoren für $l=0$ und $l=2$ zusammengestellt. Sie wurden auf folgende Weise gewonnen:

Die Werte für ^{18}O sind die Mittelwerte der mit DWBA-Rechnungen ohne Modifizierung und mit Modifizierung der reellen Radien gewonnenen Werte. Die Werte für ^{16}O sind durch Multiplikation der Werte vom ^{18}O mit dem Verhältnis der Spektroskopischen Faktoren (Spalte 1, Tabelle 7) abgeleitet worden. Die angegebenen Unsicherheiten sollten alle Fehler von Experiment und Rechnung berücksichtigen.

VI. Diskussion

a) Die Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$

In Tabelle 8 sind die Spektroskopischen Faktoren der bekannten Protonenpickup-Messungen mit den Ergebnissen dieser Arbeit und den theoretischen Werten von Zuker zusammengestellt. Außerdem wurden zum Vergleich Ergebnisse der Neutronenpickup-Reaktion $^{16}\text{O}(p,d)^{15}\text{O}$ von Snelgrove und Kashy [Sne 69] mit aufgenommen.

Tabelle 8: Spektroskopische Faktoren C^2S der Reaktionen $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ und $^{16}\text{O}(p,d)^{15}\text{O}$ nach verschiedenen Autoren

$\frac{E_x^{15}\text{O}}{\text{MeV}}$	$\frac{E_x^{15}\text{N}}{\text{MeV}}$		[Pur 69] a)	[Hie 67] a)	[Dou 69] a)	diese Arbeit _{a)}	[Zuk 70] a)	[Sne 69] b)
0	0	1p1/2	2,1	2,3	2,5	2,18	1,60	1,8
5,24	5,27	1d5/2	0,36	0,31	0,05...0,1	0,16 \pm 0,04	0,35	0,11
5,20	5,30	2s1/2		0,038	0,007..0,02	0,10 \pm 0,07	0,04	0,02
6,18	6,32	1p3/2		3,64	3,60	3,32		2,6
9,60	9,93	1p3/2				0,26		0,18
10,46	10,70	1p3/2				0,27		0,28
E_d bzw. E_p /MeV			20	34,4	82	52	theor.	45,3

a) nach der Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$

b) nach der Reaktion $^{16}\text{O}(p,d)^{15}\text{O}$

Die p1/2-Stärke ist mit 2,18 merklich größer als der nach dem Schalenmodell zu erwartende Wert 2; sie ist aber in Übereinstimmung mit allen in Tabelle 8 angegebenen p1/2-Stärken aus (d, ^3He)-Messungen. Auch bei den (d, ^3He)-Messungen an den Targets ^{15}N und ^{18}O , aber auch bei anderen Targets, z.B. den Ne- [Kas 70a] und den Mg-Isotopen [Krä 71], wird die p1/2-Stärke durch die DWBA (lokal, Nullreichweitennäherung) überschätzt. Da demnach diese Überschätzung ein systematischer Fehler der DWBA zu sein scheint, wird in der weiteren Diskussion als p1/2-Stärke am Target ^{16}O immer die Differenz zwischen dem erwarteten Wert 2 und der gemessenen sd-Stärke verwendet, also $2 - (0,16 + 0,10) = 1,74$.

Die $p_{3/2}$ -Stärke ist hauptsächlich im Übergang zum Niveau 6,32 MeV und dazu mit hoher Wahrscheinlichkeit in den beiden stärksten Übergängen über $E_x = 7$ MeV zu den Niveaus 9,93 MeV und 10,70 MeV enthalten. In der Literatur [Ajz 70] wird für die beiden letztgenannten Niveaus allerdings positive Parität, nämlich $(1/2, 3/2)^+$ bzw. $3/2^+$, angegeben. Wie schon diskutiert (Kapitel V), erlaubt die DWBA-Analyse hier keine Bestimmung des l -Übertrags, obwohl beide Übergänge sicherlich direkt sind. Es werden aber in der analogen Neutronenpickup-Reaktion von Snelgrove und Kashy [Sne 69] in diesem Energiebereich als stärkste Übergänge zwei $l=1$ -Übergänge gefunden, und zwar zu den Zuständen bei 9,60 MeV und 10,46 MeV im ^{15}O . Das Spektrum dieser Reaktion ist bis auf Einzelheiten identisch mit dem Spektrum der $(d, ^3\text{He})$ -Reaktion (vergl. Fig. 2 in [Sne 69] mit Abb. 4). Spin und Parität des 9,60 MeV-Zustands im ^{15}O sind eindeutig zu $3/2^-$ bestimmt worden [Lam 67]. Da die 9,93 MeV- und 10,70 MeV-Niveaus im ^{15}N offensichtlich analog zu den 9,60 MeV- und 10,46 MeV-Niveaus im ^{15}O sind, besteht die Vermutung, daß im ^{15}N die Parität der beiden Zustände bisher falsch angegeben wurde.

Spin und Parität des 9,93 MeV-Niveaus im ^{15}N wurden von Warburton et al. [War 65, War 66] im wesentlichen aufgrund von Winkelkorrelationsmessungen der Reaktion $^{13}\text{C}(^3\text{He}, p\gamma)$ angegeben. Warburton et al. finden für den Grundzustandsübergang des 9,93 MeV-Niveaus $E1$ -Charakter, können aber $E2$ nicht vollkommen ausschließen, so daß also neben $1/2^+$ oder $3/2^+$ auch $3/2^-$ oder $5/2^-$ möglich ist. Zusammen mit unserer Messung folgt also $3/2^{(-)}$.

Die $J^\pi = 3/2^+$ -Bestimmung für das Niveau 10,70 MeV im ^{15}N stammt hauptsächlich von Hebbard [Heb 59] aus elastischer Protonenstreuung am ^{14}C . Diese Messung erscheint jedoch für dieses Niveau in Bezug auf die Parität nicht sehr zuverlässig. Tatsächlich ergab eine frühere Bestimmung von Bartholomew [Bar 55] $J^\pi = 3/2^-$, so daß auch hier mit unseren Ergebnissen $3/2^{(-)}$ folgt. Beide Übergänge sind somit - wenn $l=1$ - dann sicher $1p_{3/2}$ -Übergänge.

Für einen $l=1$ -Charakter dieser Übergänge sprechen außer der diskutierten experimentellen Evidenz noch folgende Argumente:

1. Ein Spin $3/2^-$ für das 9,93 MeV-Niveau im ^{15}N bestätigt und ergänzt die von Lambert et al. [Lam 67] vorgeschlagene Zuordnung analoger Niveaus im ^{15}N und ^{15}O , so daß jetzt alle Niveaus zwischen 9,48 MeV und 9,66 MeV im ^{15}O einen analogen Partner in der Niveaugruppe zwischen 9,76 MeV und 10,07 MeV im ^{15}N finden (vgl. Abb. 18).
2. Die mit der $1p3/2$ -Annahme errechneten Spektroskopischen Stärken sind sehr gut verträglich mit den in der Neutronenpickup-Reaktion gefundenen (siehe Tabelle 8).
3. Eine Spektroskopische $d3/2$ -Stärke wäre dagegen unglaublich groß (siehe Tabelle 1).
4. Die Spektroskopische Summe der $p3/2$ -Stärke ($\Sigma C^2S=3,85$) käme dann dem nach dem Schalenmodell erwarteten Wert von 4 sehr nahe.
5. $l=1$ -Stärke dieser Größe bei $E_x \approx 10$ MeV wird theoretisch verstanden.

Shukla und Brown [Shu 68] haben nämlich gezeigt, daß deformierte ($2p-3h$)-Komponenten in den Zuständen negativer Parität des ^{15}N beigemischt sind (10 % im Grundzustand). Man erwartet dann in der Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ bei $E_x \approx 10$ MeV einen $p3/2$ -Übergang etwa der beobachteten Stärke und etwa 1 MeV niedriger einen sehr viel schwächeren $p1/2$ -Übergang mit $C^2S \approx 0,01$. Kandidaten für ein $1/2^-$ -Niveau sind die Zustände bei $E_x=9,155$ MeV und $9,23$ MeV⁺ im ^{15}N . Infolge der großen Niveaudichte (Gruppe 8) ist es in unserem Experiment unmöglich, einen so schwachen Übergang zu erkennen.

Auch Manakos [Man 68] erhält in seinem Modell (Kopplung von $1p$ -Löchern an Rotationszustände des ^{16}O) in diesem Energiebereich Zustände negativer Parität und sagt für ein $3/2^-$ -Niveau bei etwa $E_x=9,25$ MeV eine Stärke von $C^2S = 0,13$ voraus.

Die Zerlegung des Dubletts bei 5,28 MeV ist in Abb. 6 auf zwei Arten vorgenommen worden. Wir geben der Zerlegung nach den ex-

⁺) Nach Lie et al. [Lie 70] sollte das 9,23 MeV-Niveau im ^{15}N $J^\pi = 1/2^-$ haben.

perimentellen Verteilungen aus folgenden Gründen den Vorzug:

1. Vom ^{18}O wissen wir, daß die DWBA-Vorhersagen für $l=0$ und $l=2$ die Verteilungen nur schlecht wiedergeben.
2. Die gemessenen Verteilungen unterscheiden sich kaum bei benachbarten Targetkernen und sind nur wenig vom Q-Wert abhängig [Kas 69]. Außerdem sind die Unterschiede im Q-Wert hier nur gering.

Obwohl das Verhältnis der Spektroskopischen Stärken zwischen ^{16}O -und ^{18}O -Targets recht genau angegeben werden kann (siehe Tabelle 6), ist wegen der bereits diskutierten Unsicherheit in der Anpassung der DWBA-Kurven auch der von uns angegebene Absolutwert, insbesondere für die $l=0$ -Stärke, recht unsicher. Trotzdem zeigt sich, daß die $l=0$ -Stärke merklich größer und die $l=2$ -Stärke kleiner wird als bei anderen ($d, ^3\text{He}$)-Experimenten, bei denen das Dublett nur nach DWBA-Rechnungen zerlegt wurde (siehe Tabelle 8). Hiebert testet die Gültigkeit seiner DWBA-Zerlegung an $l=0$ -und $l=2$ -Übergängen der Reaktion $^{19}\text{F}(d, ^3\text{He})^{18}\text{O}$. Der Test erscheint jedoch fragwürdig, da nur 5 Punkte gemessen wurden. Kaschl et al. [Kas 69, Kas 70a] erhielten z.B. für die entsprechenden Übergänge der Reaktion $^{19}\text{F}(d, ^3\text{He})^{18}\text{O}$ mit nicht modifizierter DWBA-Rechnung keine Anpassung der DWBA-Kurven an die Meßpunkte. Die von uns ebenfalls versuchsweise vorgenommene Zerlegung des Dubletts nach DWBA-Rechnung (mit den gleichen ^3He -Parametern wie bei Hiebert) brachte die gleichen Spektroskopischen Faktoren (Tabelle 2) und die gleichen charakteristischen

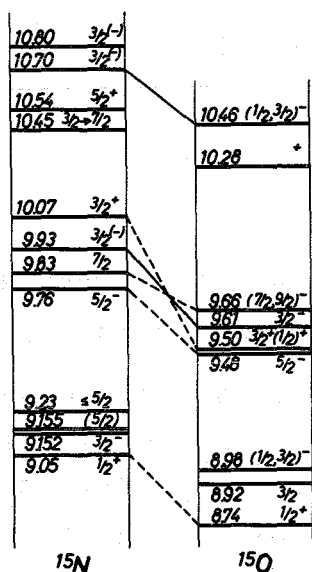


Abb. 18: Analoge Zustände im ^{15}N und ^{15}O für $E_x > 8,7$ MeV nach [Ajz 70] mit Ergänzungen und Berichtigungen nach [Lam 67, Sne 69] und dieser Arbeit.

Abweichungen der Summenkurve von den Meßpunkten (Abb. 6 unten), wie sie auch Hiebert gefunden hat.

Auch Doubre [Dou 69] zerlegt das Dublett nach DWBA-Rechnungen und erhält ein ähnliches Verhältnis zwischen $l=0$ und $l=2$ wie Hiebert.

Purser [Pur 69] gelingt es zwar, das Dublett zu trennen, aber wegen seiner geringen Primärenergie sind die Spektroskopischen Faktoren recht unsicher. Für den Übergang zum $1/2^+$ -Niveau findet er nicht einmal einen direkten Reaktionsmechanismus, was bei der geringen Energie der ${}^3\text{He}$ -Teilchen von ca. 4 MeV verständlich wird.

Snelgrove und Kashy [Sne 69] haben beim Neutronenpickup das analoge Dublett mit Flugzeitmethoden in einem kleinen Winkelbereich getrennt. Die von ihnen gefundene $l=2$ -Stärke ist in Übereinstimmung mit unseren Werten, dagegen ist die $l=0$ -Stärke ebenfalls merklich kleiner, was aber wegen der Anpassung im Minimum der Verteilung (nur da ist das Dublett getrennt worden) kein allzu großes Gewicht besitzt.

Im folgenden wird versucht, aus den Spektroskopischen Ergebnissen eine Wellenfunktion für den Grundzustand vom ${}^{16}\text{O}$ herzuleiten. Es ist bekannt, daß im ${}^{16}\text{O}$ -Grundzustand deformierte $2p-2h$ - und $4p-4h$ -Komponenten vorhanden sind, wobei wohl die $2p-2h$ -Komponenten überwiegen [Zuk 68, Zuk 69, Gre 69, Ell 70]. Aus Einteilchentransfer erhält man darüber aber keine Information. Deshalb soll hier ein Ansatz mit einer reinen Paaranregung gemacht werden:

$$\begin{aligned} \psi({}^{16}\text{O}_{g.s.}) = & \alpha [p^4] + \beta [p^2]_{J=0;T=1} [s^2]_{0,1} + \hat{\beta} [p^2]_{1,0} [s^2]_{1,0} + \\ & + \gamma [p^2]_{0,1} [d^2]_{0,1} + \hat{\gamma} [p^2]_{1,0} [d^2]_{1,0} \end{aligned} \quad (9)$$

(Dabei ist ein inertes ${}^{12}\text{C}$ -Core angenommen. Die verwendeten Symbole bedeuten: $p \hat{=} 1p_{1/2^-}$, $s \hat{=} 2s_{1/2^-}$ und $d \hat{=} 1d_{5/2^-}$ -Teilchen)

Die Struktur der Endzustände positiver Parität im ${}^{15}\text{N}$ und ${}^{15}\text{O}$ ist bekannt aus Strippingexperimenten am ${}^{14}\text{C}$ [Law 67, Bea 69] und ${}^{14}\text{N}$ [Alf 69, Bea 69, Boh 68, Mub 67, Phi 69, Por 69, Rit 70]. Im Stripping am Target ${}^{14}\text{C}$ ($J=0, T=1$) führt die sd -Stärke fast ausschließlich zu den $1/2^+$ - und $5/2^+$ -Zuständen bei 5,3 MeV

(Gruppe 1) und so gut wie nicht zu den $1/2^+$ - und $5/2^+$ -Zuständen bei $E_x \approx 7-8$ MeV (Gruppe 2). Stripping am Target $^{14}\text{N}(J=1, T=0)$ liefert genau das umgekehrte. Daraus folgt: die Zustände der Gruppe 1 haben die Struktur $[p^2_{01}] [(sd)^1]$, die Zustände der Gruppe 2: $[p^2_{10}] [(sd)^1]$.

Da in $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})$ und $^{16}\text{O}(p, d)$ [Sne 69] nur die Zustände der Gruppe 1 und nicht die der Gruppe 2 bevölkert werden, folgt daraus, daß die Komponenten $\hat{\beta}$ und $\hat{\gamma}$ sehr klein sind. Sie können deshalb im obigen Ansatz gleich 0 gesetzt werden.

Man kann die verbleibenden Koeffizienten α , β , γ aus den Spektroskopischen Faktoren ohne Kenntnis der Wellenfunktion der Endzustände ausrechnen, wenn man Symmetrie in Bezug auf Protonen und Neutronen annimmt. Der erste Term in der Gleichung 9 enthält dann im Mittel zwei $1p1/2$ -Protonen, die beiden folgenden jeweils ein $1p1/2$ - und ein $2s1/2$ - bzw. $1d5/2$ -Proton. Damit ergibt sich für die Summen der Spektroskopischen Stärken:

$$\begin{aligned} \Sigma C^2 S(1p1/2) &= 2\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 \\ \Sigma C^2 S(2s1/2) &= \beta^2 \\ \Sigma C^2 S(1d5/2) &= \gamma^2 . \end{aligned}$$

Die Ergebnisse werden in Tabelle 9 mit solchen aus der Literatur verglichen. Ihre Genauigkeit hängt wesentlich davon ab, ob die Vernachlässigung der $4p-4h$ -Terme in der Targetwellenfunktion für die beobachteten Übergänge sinnvoll ist. Das dürfte nach Rechnungen [Lie 70, Zuk 68] für den $l=2$ -Übergang der Fall sein. Für den $l=0$ -Übergang ist es jedoch weniger gut gesichert, da der Endzustand zu einem wesentlichen Teil $3p-4h$ -Stärke enthält [Lie 70].

Tabelle 9: Grundzustandswellenfunktion für ^{16}O

	a)	b)	BGK _{c)}	BGN _{c)}	d)	e)
$ \alpha $	0,83	0,82	0,88	0,88	0,71	0,81
$ \beta $	0,32	0,20	0,18	0,38	<0,28	<0,20
$ \gamma $	0,40	0,54	0,44	0,29	0,58	0,50

- a) Diese Arbeit ohne Annahmen über die Endzustandswellenfunktionen
- b) nach [Pur 69]
- c) nach [Gre 69]
- d) nach [Zuk 68]
- e) nach [Zuk 69]

Die von uns errechneten α , β , γ sind verträglich mit den anderen in Tabelle 9 angegebenen Werten. Allerdings zeigt sich auch hier, daß vielfach die $2s_{1/2}$ -Stärke unterschätzt wird. Eine Entscheidung zugunsten einer theoretischen Vorhersage läßt sich aber aus unseren Werten nicht ableiten.

b) Die Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$

Die von Margolis et al. [Mar 66] mit einem einfachen $2p-1h$ -Modell durchgeführten Rechnungen geben die energetische Lage und die Anzahl der beobachteten Zustände negativer Parität im ^{17}N recht gut wieder. In Abb. 19 sind die von uns gefundenen $l=1$ -Übergänge mit Spektroskopischen Faktoren neben den von Margolis et al. mit Inoue-Gillet-Kräften berechneten $1/2^-$ - und $3/2^-$ -Zuständen im ^{17}N aufgezeichnet. Leider liegen keine gerechneten Spektroskopischen Faktoren vor, doch kann man mit den von Margolis et al. angegebenen Wellenfunktionen die Spektroskopischen Faktoren der beiden angegebenen $p_{1/2}$ -Zustände im ^{17}N abschätzen.

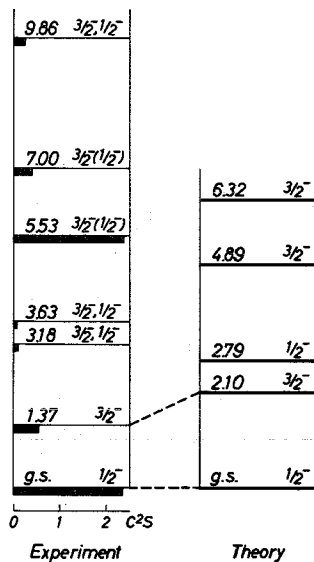


Abb. 19: Energetische Lage der experimentell gefundenen $l=1$ -Übergänge der Reaktion $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$ mit Spektroskopischen Faktoren, verglichen mit theoretischen Werten von [Mar 66], gerechnet mit Inoue-Gillet-Kraft.

Die Grundzustandswellenfunktion für ^{18}O kann man in folgender Form ansetzen:

$$\psi(^{18}\text{O}_{\text{g.s.}}) = \alpha [v d^2] + \beta [v s^2] + \gamma [\pi p^{-2}]_0 + [v (sd)^2]_0 + [\pi (sd)^2]_0 \text{ und andere.} \quad (10)$$

Die Symbole bedeuten: $v \hat{=}$ Neutronen, $\pi \hat{=}$ Protonen.

Nach Margolis et al. ist $\gamma \approx 0$ und $\alpha^2 + \beta^2 = 0,93$. Entsprechend ist die Wellenfunktion für den Grundzustand vom ^{17}N in der Form

$$\psi(^{17}\text{N})_{1/2^-}^{\text{I}} = A \left[\nu_{\text{d}^2} \right]_{0^+} \left[\pi_{\text{p}^{-1}} \right] + B \left[\nu_{\text{s}^2} \right]_{0^+} \left[\pi_{\text{p}^{-1}} \right] \quad (11)$$

mit $A^2 + B^2 = 0,89$ eine gute Näherung. Normiert man $A^2 + B^2$ auf 1, so kann man sofort die Wellenfunktion eines zweiten $1/2^-$ -Zustandes angeben:

$$\psi(^{17}\text{N})_{1/2^-}^{\text{II}} = B \left[\nu_{\text{d}^2} \right]_{0^+} \left[\pi_{\text{p}^{-1}} \right] - A \left[\nu_{\text{s}^2} \right]_{0^+} \left[\pi_{\text{p}^{-1}} \right]. \quad (11a)$$

Nimmt man die mit Inoue-Gillet-Kräften gerechneten Koeffizienten aus [Mar 66] und normiert A und B

$$A = 0,861, \quad B = 0,508$$

$$\alpha = 0,862, \quad \beta = 0,429, \quad \text{so erhält man}$$

ein $\text{C}^2\text{S}^{\text{I}}$ für den Übergang zum Grundzustand von 1,84 und ein $\text{C}^2\text{S}^{\text{II}}$ für den Übergang zum zweiten $1/2^-$ -Zustand von 0,009.

Es wird also in Übereinstimmung mit dem Experiment nur ein starker $p_{1/2}$ -Übergang vorhergesagt: der zum Grundzustand. Nach der energetischen Lage der experimentellen und theoretischen Niveaus und den beobachteten Spektroskopischen Faktoren (Abb. 19) könnte bei 3,18 MeV und/oder 3,63 MeV der zweite sehr schwache $p_{1/2}$ -Übergang sein. Allerdings besteht auch die Möglichkeit, daß die geringe Stärke in unserem Experiment nicht beobachtet wurde.

Die gemessene Aufspaltung der $p_{3/2^-}$ -Stärke auf in wesentlichen 3 Übergänge entspricht ebenfalls recht gut der theoretisch angegebenen.

Als niedrigste Zustände mit höherem Spin werden von Margolis et al. ein $5/2^-$ -bei $E_x = 2,06$ MeV und ein $9/2^-$ -Niveau bei 3,55 MeV vorhergesagt. Diese Zustände lassen sich versuchsweise den einzigen noch freien niedrigliegenden Niveaus des ^{17}N zuordnen (Tab. 3). Sofern man die Existenz noch unbeobachteter Zustände ausschließt, führt das zwanglos zu einer plausiblen Ergänzung des Niveauschemas: $5/2^-$ für den 1,91 (oder 1,85) MeV-Zustand, $9/2^-$ für den 3,13 (oder 3,21) MeV-Zustand. In der Tat findet Van Bree [VBr 68] für den zum ersteren Niveau analogen Zustand im ^{17}F in der Reaktion $^{16}\text{O} + \text{p} = ^{17}\text{F}^*$ den Spin $(5/2, 7/2)^-$.

Zusammen mit den $1/2^-$ (g.s.)- und $3/2^-$ (1,37 MeV)-Niveaus scheinen diese Zustände eine $K^\pi = 1/2^-$ -Rotationsbande aufzubauen, ähnlich wie sie in (d, ^3He)-Experimenten an Ne- und Mg-Isotopen bevölkert werden [Wag 68, Kas 70a, Krä 71]. Daraus schließen wir, daß auch ^{17}N als deformierter Kern anzusehen ist.

Die Summe der Spektroskopischen Stärken zu Zuständen positiver Parität im ^{17}N ist ein Maß für die Teilchen-Loch-Anregung im Target ^{18}O . Mit der Annahme einer Anregung in der Form

$$\gamma [\pi p^{-2}] [\nu(sd)^2] [\pi(sd)^2] \quad (\text{siehe Gl. 10})$$

(p steht hier sowohl für $p_{1/2}$ - als auch für $p_{3/2}$ -Teilchen)

haben Benson und Flowers [Ben 69] sowie Ellis und Engeland [Ell 70] gute Beschreibungen für Energieniveaus, γ -Übergänge usw. erhalten. Deshalb kommen auch hier hauptsächlich solche Terme zur Beschreibung von Coreanregungen in Betracht. Das doppelte Amplitudenquadrat $2\gamma^2$ ist dann die Summe der gesamten sd-Protonenstärke. Mit den Wellenfunktionen von Benson und Flowers erhält man $\Sigma C^2 S_{(sd)} = 0,19$ und mit denen von Ellis und Engeland $\Sigma C^2 S_{(sd)} = 0,18$. Selbst bei Berücksichtigung der diskutierten großen Fehler ist die experimentell bestimmte Spektroskopische sd-Stärke mindestens doppelt so groß. Das bedeutet, daß entweder die theoretisch angegebenen γ 's zu klein sind, oder daß noch Konfigurationen, deren Formen nicht in der Grundzustandswellenfunktion vom ^{18}O (Gl. 10) angegeben werden, wesentlich zur Stärke beitragen.

Löcher in der $1p_{1/2}$ -Schale vom ^{18}O wurden direkt erstmals von Erskine et al. [Ers 65] nachgewiesen. Schmidt und Duhm [Sch 70] sowie Green et al. [Gre 70] fanden zusätzlich mit der $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ -Reaktion Löcher in der $p_{3/2}$ -Schale (ungefähr 0,4 der $p_{1/2}$ -Stärke). Dies zeigt, wie wichtig es ist, auch $p_{3/2}$ beim obigen Ansatz mitzunehmen. Die bei unserer Pickup-Reaktion gefundene $l=0$ - und $l=2$ -Stärke stimmt im Rahmen der erwarteten Genauigkeit mit der gefundenen Strippingstärke überein (siehe auch Tabelle 10).

Wie beim ^{16}O -Target wird auch hier die p1/2-Stärke durch die DWBA überschätzt. Wegen der wesentlich größeren absoluten Genauigkeit der kleinen Stärken wird der weiter unten benötigte Besetzungszustand der p1/2-Schale unter Berücksichtigung der Summenregel von der sehr viel kleineren Strippingstärke abgeleitet, die Besetzung der sd-Schale entsprechend von der kleineren Pickupstärke (siehe Tabelle 10).

Wie schon diskutiert, läßt sich das Verhältnis der Spektroskopischen Faktoren der sd-Stärke zwischen ^{16}O und ^{18}O wesentlich genauer bestimmen als die Absolutwerte. Bemerkenswert ist das Ergebnis, daß sowohl die l=0- als auch die l=2-Stärke im ^{18}O doppelt so groß sind wie im ^{16}O .

Die von Détraz und Duhm [Det 69] beobachteten niedrig gelegenen T=3/2-Zustände im ^{17}O stimmen, soweit vergleichbar, mit unseren Ergebnissen überein.

c) Die Reaktion $^{15}\text{N}(d, ^3\text{He})^{14}\text{C}$

Da Protonenpickup am ^{15}N kaum [Fes 67] gemessen wurde, bieten sich zum Vergleich die Ergebnisse der analogen Neutronenpickup-Reaktion an, die verschiedentlich gemessen wurde [Hol 69, Sne 69a, Boh 70]. Snelgrove und Kashy [Sne 69a] haben viele T=1-Zustände im ^{14}N in der Reaktion $^{15}\text{N}(p,d)^{14}\text{N}$ beobachtet. In Abb. 20 sind die Energiewerte und Spektroskopischen Faktoren der l=1-Übergänge zu T=1-Zuständen in beiden Kernen neben den theoretischen Vorhersagen von Cohen und Kurath [Coh 67] aufgetragen.

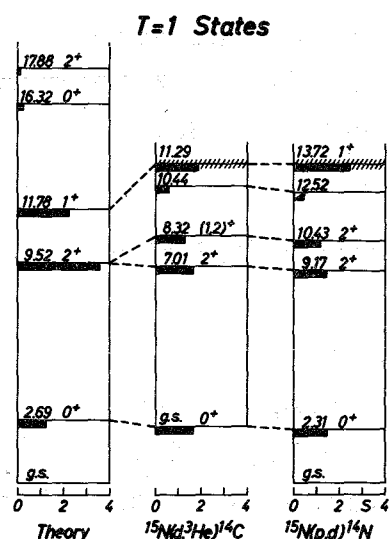


Abb. 20: Theoretische und experimentelle Spektroskopische Daten für l=1-Übergänge, die vom ^{15}N zu T=1-Zuständen in Kernen der Masse 14 führen ([Coh 67, Sne 69a] und diese Arbeit).

Zum Niveau 12,52 MeV im ^{14}N wird von Snelgrove und Kashy mit Vorbehalt ein $l=1$ -Übergang angegeben. Aus der energetischen Lage und der Intensität der Linie erkennt man, daß dieses Niveau analog zum 10,44 MeV-Zustand im ^{14}C ist, zu dem wir einen sicheren $l=1$ -Übergang finden. Damit wird die Vermutung von Snelgrove gesichert. Außerdem gelingt es uns, aus den von ihm angegebenen Daten einen Spektroskopischen Faktor abzuschätzen, der in Abb. 20 mit eingezeichnet wurde. Als Quantenzahlen ergeben sich für das 12,52 MeV-Niveau im ^{14}N also - wie für das 10,44 MeV-Niveau im ^{14}C - $J^\pi = (0,1,2)^+$, $T=1$.

Auch die stark verbreiterte Linie bei 11,29 MeV im ^{14}C findet sich an analoger Stelle im ^{14}N -Spektrum. Im ^{14}N wurde sie aber bereits als ein Übergang zu einem $T=1$, $J = 1^+$ -Zustand [Ajz 70, Ful 67] mit einer Halbwertsbreite von 250 keV [Dag 61] bestimmt. Wir schließen daraus, daß beide analog sind und also auch im ^{14}C für den verbreiterten Zustand $J^\pi = 1^+$ gilt. Die in Kapitel IV noch zugelassene Möglichkeit, daß es sich bei ^{14}C um ein nicht aufgelöstes Dublett handelt, schließen wir damit aus.

Analogie besteht auch zwischen den Niveaus 8,32 MeV im ^{14}C und 10,43 MeV im ^{14}N . Da letzteres $J^\pi = 2^+$ hat, gilt dies auch für das Niveau im ^{14}C (Literatur: $(1,2)^+$).

Wie man in Abb. 20 ebenfalls erkennt, ist die Übereinstimmung der Spektroskopischen Faktoren der Experimente untereinander recht befriedigend. Aber auch die Schalenmodellrechnungen von Cohen und Kurath [Coh 67] beschreiben hier die Experimente gut. Die experimentell beobachtete $p_{3/2}$ -Stärke ist allerdings stärker aufgespalten als vorhergesagt. Der von Cohen angegebene $p_{1/2}$ -Übergang zum 0^+ -Niveau bei $E_x \approx 13$ MeV wurde nicht beobachtet. Weitere $p_{1/2}$ -Übergänge zu 1^+ -Niveaus sind nach dem Pauli-Prinzip verboten.

Die beobachtete $1p$ -Stärke schöpft die nach dem Schalenmodell erwartete nahezu aus.

Direkte $l=0$ - und $l=2$ -Stärke konnte nicht nachgewiesen werden. Allenfalls könnte die schwache Struktur der Gruppen 2 und 4 (Übergänge zu den Niveaus bei 6,73 MeV (3^-) und 7,34 MeV (2^-)) auf direkte $d_{5/2}$ -Beiträge mit $\Sigma C^2 S < 0,2$ hinweisen. Wahrscheinlich

ist die tatsächliche Stärke aber wesentlich geringer. Dieses Ergebnis ist im Schalenmodell leicht verständlich:

1. Paaranregungen der Form $[(sd)^2]_{10}$ sind im ^{16}O g.s. vernachlässigbar klein (siehe Diskussion ^{16}O) und dürften deshalb auch hier keine Rolle spielen.
2. $[(sd)^2]_{01}$ -Komponenten sind protonenarm.

Bestätigt werden diese qualitativen Aussagen durch Zuker [Zuk 69], wonach sich der ^{15}N g.s. zu 97 % beschreiben läßt als

$$\psi(15)_{1/2^-} = 0,88 [p^3] + 0,44 [d^2]_{01} [p^1].$$

Daraus berechnet man:

$$\Sigma C^2 S_{1=2} = \pi_{d5/2} = 0,06$$

$$\Sigma C^2 S_{1=0} = \pi_{s1/2} \approx 0.$$

Somit ist der Kern ^{15}N bezüglich der Protonen ein sehr guter Schalenmodellkern.

d) Separationsenergie und Schwerpunktsenergie der Protonenschalen

Im folgenden wird versucht, aus den Ergebnissen dieser Arbeit und existierenden Strippingdaten Schwerpunktsenergien der Protonenschalen im ^{15}N , ^{16}O und ^{18}O zu berechnen. Dies geschieht unter der Voraussetzung, daß sich nicht etwa wesentliche Teile der Stärke, stark aufgespalten, bei hohen Anregungsenergien prinzipiell der Beobachtung entziehen. (Diskussion dieser Frage siehe Wagner [Wag 70]).

Die für die Auswertung der Gl. 8 benötigten Werte und die daraus errechneten Schwerpunktsenergien der einzelnen Schalen sind für die drei Targetkerne in Tabelle 10 zusammengestellt. In Abb. 21 sind die Schwerpunktsenergien eingezeichnet und die abgeschätzten Fehler angegeben. Außerdem ist in Abb. 21 noch die nach Gl. 6 definierte Separationsenergie - allerdings mit negativem Vorzeichen - für die Schalen eingezeichnet, die in den Targets in erster Näherung als voll angesehen werden.

Tabelle 10: Berechnung der Schwerpunktsenergien für ^{16}O , ^{18}O und ^{15}N

	Schale	Stripping			Pickup			Schwerpunktsenergie MeV
		$\frac{\langle E_x \rangle^+}{\text{MeV}}$	$\frac{\langle E_x \rangle^+ - E_0}{\text{MeV}}$	$\frac{\bar{\pi}_j}{2j+1}$	$\frac{\langle E_x \rangle^-}{\text{MeV}}$	$\frac{\langle E_x \rangle^- - E_0}{\text{MeV}}$ a)	$\frac{\pi_j}{2j+1}$	
^{16}O	1p3/2	-	-	-	6,96	19,09	1,00	-19,09
	1p1/2	$\geq 3,10$	$\geq 2,50$	0,13	0	12,13	0,87	$\geq -10,23$
	1d5/2	0	-0,60	0,97	5,27	17,40	0,03	- 1,10
	2s1/2	0,50	-0,10	0,95	5,30	17,43	0,05	- 0,97
^{18}O	1p3/2	$\geq 1,46$	$\geq -6,53$	0,03	5,28	21,22	0,97	$\geq -20,78$
	1p1/2	$\geq 0,11$	$\geq -7,88$	0,11	0	15,94	0,89	$\geq -15,05$
	1d5/2	$> 2,66$	$> -5,33$	0,95	2,54	18,48	0,05	$> - 5,99$
	2s1/2	$> 4,37$	$> -3,62$	0,90	1,87	17,81	0,10	$> - 5,04$
^{15}N	1p3/2	-	-	-	9,43	19,64	1,00	-19,64
	1p1/2	0,24	-11,88	0,50	0	10,21	0,50	-11,05

a) Die Werte in dieser Spalte sind die Separationsenergien.

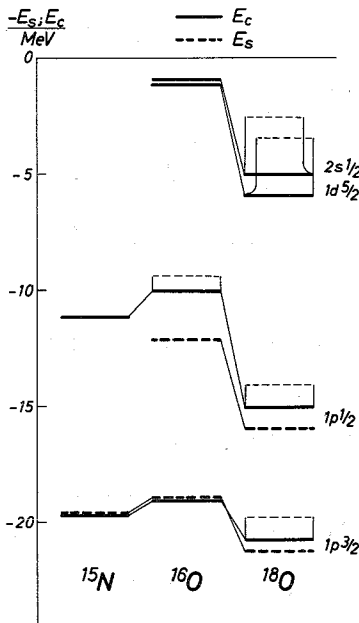


Abb. 21: Energieschwerpunkte (E_c) der Protonenschalen und negative Separationsenergien ($-E_s$) der Kerne ^{15}N , ^{16}O und ^{18}O . Die Separationsenergien sind nur für die in 1. Näherung abgeschlossenen Schalen angegeben. Abgeschätzte Unsicherheiten werden durch die Höhe der eingezeichneten Rechtecke angedeutet (siehe Text). Die Ursache für die Unterschiede zwischen E_c und $-E_s$ sind Rumpfanregungen.

Fehlermöglichkeiten ergeben sich aus der nicht vollständig beobachteten Strippingstärke und der relativen Normierung von Stripping- und Pickupstärke. Die in unserem Experiment beobachtete Pickupstärke sollte im wesentlichen vollständig sein. Deshalb besitzen die Werte, die sich hauptsächlich auf Strippingdaten stützen, den Charakter von unteren Grenzen, da nicht beobachtete Stärke bei höheren Anregungsenergien liegen dürfte und deshalb zu kleine Werte für die Energieschwerpunkte geliefert werden. Entsprechende Fehler bei der Pickup-Reaktion würden zu große Werte ergeben.

Zur Separationsenergie:

Die Werte der p_{1/2}-Schale sind weitgehend gesichert. Für $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})^{17}\text{N}$ wurde angenommen, daß l=1-Übergänge für $E_x > 1$ MeV p_{3/2}-Übergänge sind. Der Unterschied zwischen den Energien von ^{16}O und ^{18}O ist in der starken Isospinabhängigkeit der effektiven Teilchen-Loch-Wechselwirkung begründet und wird quantitativ verstanden [Wag 68, Bec 69].

Auch die Werte für die p_{3/2}-Schale sind weitgehend gesichert. Für ^{16}O sind die beiden Übergänge zu 9,93 MeV und 10,70 MeV mit berücksichtigt. Dadurch wird der Bezugspunkt für die Berechnung der p_{3/2}-Separationsenergie für Kerne der sd-Schale nach Wagner [Wag 68] um 640 keV angehoben.

Zur Schwerpunktsenergie:

Für die p_{3/2}-Schale: Im ^{15}N zeigt das Experiment $^{15}\text{N}(^3\text{He}, d)^{16}\text{O}$ [Ful 69, Boh 69], daß die p_{3/2}-Schale praktisch abgeschlossen ist ($\Sigma C^2 S(p_{3/2}) \approx 0,01$). Deshalb ist die Schwerpunktsenergie identisch mit der negativen Separationsenergie. Das entsprechende wird für ^{16}O angenommen, obwohl der experimentelle Nachweis dafür fehlt. Der Strippingterm ist aber wichtig für die p_{3/2}-Energie im ^{18}O . Er wurde aus dem Spektroskopischen Faktor von Schmidt und Duhm [Sch 70] hergeleitet.

Für die p_{1/2}-Schale: Stripping von p_{1/2}-Protonen am ^{16}O führt zu ungebundenen Zuständen im ^{17}F , weshalb dafür keine Spektroskopischen Ergebnisse vorliegen. Hier wird deshalb angenommen,

daß die gesamte $p_{1/2}$ -Strippingstärke der $l=0$ - und $l=2$ -Pickupstärke entspricht und im ersten $1/2^-$ -Niveau bei 3,1 MeV im ^{17}F konzentriert ist. Glücklicherweise ist die Schwerpunktsenergie nicht besonders empfindlich auf diese Annahme: führt die Stripingstärke zum zweiten $1/2^-$ -Niveau bei 6,04 MeV, so erhöht sich der Energieschwerpunkt um 300 keV. Die angegebene Energie ist so aber eine untere Grenze, obwohl sie 2 MeV über der negativen Separationsenergie liegt. Die Spin-Bahnaufspaltung beträgt damit im ^{16}O mindestens 9 MeV. Für ^{18}O nehmen wir an, daß die beim Pickup fehlende $p_{1/2}$ -Stärke ganz im ersten $l=1$ -Übergang der Reaktion $^{18}\text{O}(^3\text{He},d)^{19}\text{F}$ enthalten ist. Der angegebene Fehler berücksichtigt die möglichen etwaigen Übergänge zu T_2 . Für ^{15}N ist die $p_{1/2}$ -Strippingstärke in $^{15}\text{N}(^3\text{He},d)^{16}\text{O}$ -Experimenten gut gemessen [Ful 69, Boh 69]. Da in diesem Fall die Schwerpunktsenergie nur wenig empfindlich auf das relative Verhältnis von Striping- und Pickupstärke ist, sollte der angegebene Wert recht zuverlässig sein.

Für die $s_{1/2}$ - und $d_{5/2}$ -Schale: Allgemein werden die beiden gebundenen Zustände des ^{17}F als die reinen $1d_{5/2}$ - und $2s_{1/2}$ -Teilchenzustände angesehen und alle experimentelle Evidenz ist damit in Übereinstimmung [Tho 69, Lod 70, Bec 70]. Da die Pickupstärke klein ist, beeinflußt sie die Schwerpunktsenergie nur wenig. Zur Berechnung der Schwerpunktsenergie im ^{18}O wurden die Spektroskopischen Ergebnisse des Stripingexperiments von Schmidt und Duhm [Sch 70] herangezogen und auf $(1 - \pi_{sd}/2j+1)$ normiert. Da bei diesem Experiment die Spektroskopischen Summen die Schalenmodellerwartungen höchstens zu 70 % erfüllen, wird angenommen, daß weitere sd -Stärke bei höher angeregten Zuständen des ^{19}F unbeobachtet geblieben ist. Die angegebenen Schwerpunktsenergien stellen somit untere Grenzen dar.

VII. Schlußbemerkungen

Ein wesentliches Ergebnis dieser Arbeit beruht darauf, daß dank der hohen Primärenergie und der untergrundarmen Spektren bei den drei Targetkernen alle 1p- und sd-Übergänge bis weit über 10 MeV Anregungsenergie beobachtet werden konnten, soweit deren Stärke (C^2S) mindestens 0,1 beträgt. Damit war es möglich, recht präzise Aussagen über die Separationsenergie der Protonen und, soweit auch die entsprechenden Daten der Strippingreaktion vorlagen, auch über die Energieschwerpunkte der Protonenschalen zu machen. Die Spektroskopischen Ergebnisse beweisen die Existenz von Rumpfanregungen im ^{16}O und besonders im ^{18}O und erlauben den Test von Grundzustandswellenfunktionen der Targetkerne.

Als großes Hemmnis erwies sich ein teilweises Versagen der DWBA. So werden die $l=0$ - und $l=2$ -Verteilungen zu Niveaus im ^{15}N und ^{17}N nicht von der herkömmlichen Form der DWBA-Rechnungen beschrieben, sondern es mußten an den Radiusparametern z.T. erhebliche systematische Änderungen vorgenommen werden, um die Form der experimentellen Winkelverteilungen befriedigend zu beschreiben. Die Spektroskopischen Faktoren der sd-Stärke sind entsprechend unsicher.

Bemerkenswert ist die Beobachtung von starken $p_{3/2}$ -Übergängen zu Zuständen des ^{14}C in der Reaktion $^{15}\text{N}(d, ^3\text{He})^{14}\text{C}$, die bis zu 3 MeV über der Neutronenschwelle liegen und von denen einer eine deutliche Linienverbreiterung zeigt. Eine Messung der Linienbreite dieser Zustände mit einem hochauflösenden Spektrographen bei hoher Primärenergie ist deshalb wünschenswert. Vielleicht könnten darüberhinaus solche Messungen auch an den anderen Targetkernen eine Antwort auf die Frage geben, in welchem Maße Reaktionsstärke durch langreichweitige Korrelationen in den Anregungsbereich bis etwa 30 MeV gestreut ist.

Literaturverzeichnis

- Ajz 70 F. Ajzenberg-Séllove, Nucl. Phys. A152 (1970) 1
Alf 69 W.P. Alford und K.H. Purser, Nucl. Phys. A132 (1969) 86
Ban 65 R.K. Bansal und J.B. French, Phys. Lett. 19 (1965) 223
Bar 55 G.A. Bartholomew et al., Can.J.of Phys. 33 (1955) 441
Bas 66 R.H. Bassel, Phys. Rev. 149 (1966) 791
Bea 69 H. Beaumevielle et al., Nucl. Phys. A125 (1969) 568
Bec 69 G. Becker-Bender et al., Jahresber. MPI f. Kernphysik
Heidelberg, 1969
Bec 70 G. Becker-Bender, Dissertation Heidelberg 1970
Ben 69 H.G. Benson und B.H. Flowers, Nucl. Phys. A126 (1969)
305 u. 332
Bet 30 H.A. Bethe, Ann. d. Phys. 5 (1930) 325
Boh 68 W. Bohne et al., Nucl. Phys. A113 (1968) 97
Boh 69 W. Bohne et al., Nucl. Phys. A128 (1969) 537
Boh 70 W. Bohne et al., Nucl. Phys. A154 (1970) 105
Coh 67 S. Cohen und D. Kurath, Nucl. Phys. A101 (1967) 1
und Nucl. Phys. 73 (1965) 1
Dag 61 P. Dagley et al., Nucl. Phys. 24 (1961) 353
Det 69 C. Détraz und H.H. Duhm, Phys. Lett. 29B (1969) 29
Dou 69 H. Doubre et al., Phys. Lett. 29B (1969) 355
Duh 68 H.H. Duhm, Nucl. Phys. A118 (1968) 563
Ell 70 P.J. Ellis und T. Engeland, Nucl. Phys. A144 (1970) 161
Ers 65 J.R. Erskine et al., Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 915
Fes 67 P. Fessenden und D.R. Maxson, Phys. Rev. 158 (1967) 948
Fre 68 N. Freed und P. Ostrander, Nucl. Phys. A111 (1968) 63
Ful 67 H.W. Fulbright et al., Nucl. Phys. A94 (1967) 214
Ful 69 H.W. Fulbright et al., Phys. Rev. 184 (1969) 1068
Gai 68 M. Gaillard et al., Nucl. Phys. A119 (1968) 161
Gle 63 N.K. Glendenning, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 191
Gre 69 A.M. Green und M. Rho, Nucl. Phys. A130 (1969) 112
G.E. Brown und A.M. Green, Nucl. Phys. 75 (1966) 401
Gre 70 L.L. Green et al., Nucl. Phys. A142 (1970) 137
Har 65 V.P. Hart et al., Phys. Rev. 137 (1965) B17
Heb 59 D.F. Hebbard und D.N.F. Dunbar, Phys. Rev. 115 (1959) 624
Hie 67 J.C. Hiebert et al., Phys. Rev. 154 (1967) 898

- Hin 68 F. Hinterberger et al., Nucl. Phys. A111 (1968) 265
Hin 68a F. Hinterberger et al., Nucl. Phys. A106 (1968) 161
Hol 69 C.H. Holbrow et al., Phys. Rev. 183 (1969) 880
Kan 69 I. Kanestrøm und H. Koren, Nucl. Phys. A130 (1969) 527
Kas 69 G. Kaschl et al., Phys. Lett. 29B (1969) 167
Kas 70 G. Kaschl, private Mitteilung
Kas 70a G. Kaschl et al., Nucl. Phys. A155 (1970) 417
Krä 71 E. Krämer et al., wird veröffentlicht
Lam 67 M. Lambert und M. Durand, Phys. Lett. 24B (1967) 287
Law 67 B. Lawergren und I.V. Mitchell, Nucl. Phys. A98 (1967) 481
Lie 70 S. Lie et al., Nucl. Phys. A156 (1970) 449
Lim 69 T.K. Lim, Nucl. Phys. A129 (1969) 259
Lod 70 G. Lodin und L. Nilsson, Z.f. Phys. 233 (1970) 181
Mac 60 M.H. Macfarlane und J.B. French, Rev.of Mod.Phys.
32 (1960) 567
Man 68 P. Manakos, Z. f. Phys. 214 (1968) 57
und private Mitteilung
Mar 66 B. Margolis und N. de Takacsy, Can. Journ. of. Phys.
44 (1966) 1431
MGr 70 J.B. McGrory, Phys. Lett. 31B (1970) 339
Mub 67 S. Mubarakmand und B.E.F. Macefield, Nucl. Phys. A98
(1967) 82
Phi 69 G.W. Phillips und W.W. Jacobs, Phys. Rev. 184 (1969) 1052
Por 69 V.Gomes Porto et al., Nucl. Phys. A136 (1969) 385
Pre 70 B.M. Preedom et al., Phys. Rev. C1 (1970) 1132
Pur 69 K.H. Purser et al., Nucl. Phys. A132 (1969) 75
Rio 69 M. Riou und Ch. Ruhla, Progress in Nucl. Phys. Vol. II
(1969) 195
Rit 70 R.C. Ritter et al., Nucl. Phys. A140 (1970) 609
Sat 64 G.R. Satchler, Nucl. Phys. 55 (1964) 1
Sch 70 C. Schmidt und H.H. Duhm, Nucl. Phys. A155 (1970) 644
Shu 68 A.P. Shukla und G.E. Brown, Nucl. Phys. A112 (1968) 296
Sil 59 E.A. Silverstein, Nucl. Instr. 4 (1959) 53
Sne 69 J.L. Snelgrove und E. Kashy, Phys. Rev. 187 (1969) 1246
Sne 69a J.L. Snelgrove und E. Kashy, Phys. Rev. 187 (1969) 1259
Spa 70 D.A. Sparrow und W.J. Gerace, Nucl. Phys. A145 (1970) 289
Tem 67 G.M. Temmer, Proc. Int. Conf. Nucl. Struc. (Tokyo 1967) 299

- Tho 69 S.T. Thornton, Nucl. Phys. A137 (1969) 531
Tob 61 W. Tobocman, Theory of Direct Nuclear Reactions, Oxford 1961
VBr 68 R.G. Van Bree, New Brunswick, N.J. Rutgers-The State
Univ. Thesis 1968
Wag 68 G.J. Wagner, Phys. Lett. 26B (1968) 429
Wag 70 G.J. Wagner, Habilitationsschrift, Universität Heidelberg,
MPI H - 1970 - V8
War 65 E.K. Warburton et al., Phys. Rev. 140 (1965) B1202
War 66 E.K. Warburton und J.W. Olness, Phys. Rev. 147 (1966) 698
Won 68 S.S.M. Wong, Nucl. Phys. A120 (1968) 625
Zuk 68 A.P. Zuker et al., Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 39
Zuk 69 A.P. Zuker, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 983
Zuk 70 A.P. Zuker, private Mitteilung

Herrn Prof. Dr. U. Schmidt-Rohr danke ich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die Aufgabenstellung und sein stetes Interesse an dieser Arbeit.

Herrn Dr. G. Schatz danke ich dafür, daß er die Möglichkeiten schuf, diese Arbeit am Zyklotron des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchzuführen.

Herrn Prof. Dr. A. Citron und Herrn Prof. Dr. H. Brückmann danke ich für die Übernahme der weiteren Referate.

Allen Kollegen der Arbeitsgruppe vom Max-Planck-Institut in Heidelberg danke ich für die tatkräftige Unterstützung insbesondere bei der Durchführung der Experimente.

Mein besonderer Dank für wertvolle Anregungen und Diskussionen gilt Herrn Dr. G. Kaschl sowie Herrn Dr. G. Mairle und Herrn Dr. G.J. Wagner.

Ebenso gilt mein Dank allen Angehörigen des Zyklotron-Laboratoriums, die durch ihre Zusammenarbeit die Voraussetzungen zur Durchführung der Experimente geschaffen haben. Insbesondere danke ich auch Frl. Ch. Rämmer für die Hilfe bei der numerischen Auswertung und bei der Anfertigung der Zeichnungen sowie Frau E. Kirste für die äußere Gestaltung des Manuskriptes.

The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that every entry should be supported by a valid receipt or invoice. This not only helps in tracking expenses but also ensures compliance with tax regulations. The second part of the document provides a detailed breakdown of the company's financial performance over the last quarter. It includes a comparison of actual results against the budget and identifies areas where the company has exceeded expectations. The third part of the document outlines the company's strategic goals for the upcoming year. It focuses on increasing market share, improving operational efficiency, and investing in research and development. The final part of the document provides a summary of the key findings and recommendations. It suggests that the company should continue to focus on its core strengths while also exploring new opportunities for growth. Overall, the document provides a comprehensive overview of the company's financial and operational status and offers valuable insights into its future prospects.