

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 44 (1971)  
**Heft:** 5

**Artikel:** Die  $T(d,n)^4\text{He}$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen bei Energien oberhalb der 107-keV-Resonanz  
**Autor:** Grunder, H. / Gleyvod, R. / Lietz, G.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-114303>

### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 17.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Die $T(\vec{d}, n)^4\text{He}$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen bei Energien oberhalb der 107-keV-Resonanz

von H. Grunder, R. Gleyvod, G. Lietz, G. Morgan, H. Rudin, F. Seiler und  
A. Stricker

Physikalisches Institut der Universität Basel

(20. II. 71)

*Abstract.* A source of polarized deuterons, producing a  $0.2\ \mu\text{A}$  beam characterized by  $P_{33} = .60$  and located on the high potential terminal of a 1-MeV cascade generator is described. The analyzing power of the  $T(d, n)^4\text{He}$  reaction for deuteron tensor and vector polarization at energies of 0.2, 0.6, 0.8 and 1 MeV has been measured. Fits to the data using Legendre polynomials were employed in conjunction with an analysis in terms of the reaction-matrix in order to obtain information about the elements contributing to the reaction. At energies above the 107 keV  $3/2^+$ -resonance the  $s$ -wave element with  $J^\pi = 1/2^+$  as well as  $p$ -wave elements become significant.

## 1. Einleitung

Für Experimente mit polarisierten Deuteronen stand uns bisher ein Energiebereich bis 600 keV zur Verfügung. Um Messungen zu höheren Energien fortsetzen zu können, haben wir unseren 1 MeV-Kaskadenbeschleuniger mit einer Quelle polarisierter Deuteronen ausgerüstet. Die eingebaute Ionenquelle ist von dem in [1] ausführlich beschriebenen Typ; jedoch ist sie mit einem Starkfeldionisator nach Glavish [2] ausgestattet worden.

Eine Quelle polarisierter Ionen weist 20–30 zu steuernde Komponenten auf und beansprucht selbst bei kompakter Bauweise einen Raum von etwa zwei Kubikmetern. Trotzdem haben wir die Ionenquelle auf der Hochspannungsseite des Beschleunigers untergebracht, um nicht auf die Vorteile verzichten zu müssen, die ein Target auf Erdpotential bietet.

Im folgenden wird die Arbeitsweise der Quelle polarisierter Deuteronen in Verbindung mit dem Beschleuniger erläutert. In einem weiteren Teil werden Messungen der Polarisationsempfindlichkeiten der  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion beschrieben und die Messresultate diskutiert.

Die  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion mit einem  $Q$ -Wert von 17,56 MeV ist vor allem als Quelle schneller Neutronen bekannt. Ferner dient sie bei Einfallsenergien unterhalb 200 keV vorzüglich als Analysator für die Tensorpolarisation von Deuteronen, d. h. in einem Energiegebiet, wo praktisch nur  $s$ -Wellen zur  $3/2^+$ -Resonanz bei 107 keV führen [3]. Oberhalb 200 keV zeigt der differentielle Wirkungsquerschnitt mit un-

polarisierten Deuteronen eine nachweisbare Anisotropie, was auf eine Beimischung höherer Partialwellen hinweist. Trächslin et al. [4] haben die Winkelverteilung der Neutronen mit polarisierten einfallenden Deuteronen zwischen 360 keV und 580 keV gemessen und den Einfluss höherer Partialwellen auf die Polarisationsempfindlichkeiten deutlich erkennen können. Der Reaktionsmechanismus um 500 keV Deuteronenenergie unter Berücksichtigung der Messungen von Trächslin et al. wurde von Goldfarb und Huq [5, 6] theoretisch behandelt. Die hier beschriebenen Experimente schliessen an diejenigen von Trächslin an, indem der Einfluss der Deuteronenpolarisation auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei 0,2; 0,6; 0,8 und 1,0 MeV untersucht wurde.

## 2. Die Quelle polarisierter Deuteronen

### 2.1. Betrieb der Quelle auf Hochspannung

Die für den Betrieb der Quelle erforderliche elektrische Leistung von 10 kVA wird mechanisch über eine isolierende Welle vom Motor direkt auf den Generator übertragen. Zur Vermeidung untolerierbarer Biegeschwingungen verlangten wir nicht nur eine präzise Herstellung und grosses Flächenträgheitsmoment der Welle, sondern unterteilten diese in zwei gleiche, unabhängig gelagerte Stücke von 1,70 m Länge. Drei elastische Kupplungen dienen zur Dämpfung der durch die Drehmomentübertragung entstehenden Torsionsschwingungen. Um einen kompakten Generator zu erhalten, wählten wir eine 3-Phasen-Sternschaltung bei einer Tourenzahl von 1500 pro Minute. Auf Hochspannung stehen drei Phasen mit je 220 V und 3,3 kVA zur Verfügung. Die gleichmässige Belastung aller drei Phasen ist eine notwendige Voraussetzung für schwingungsarmen Betrieb. Die Spannung des Generators wird auf  $\pm 1$  V genau reguliert.

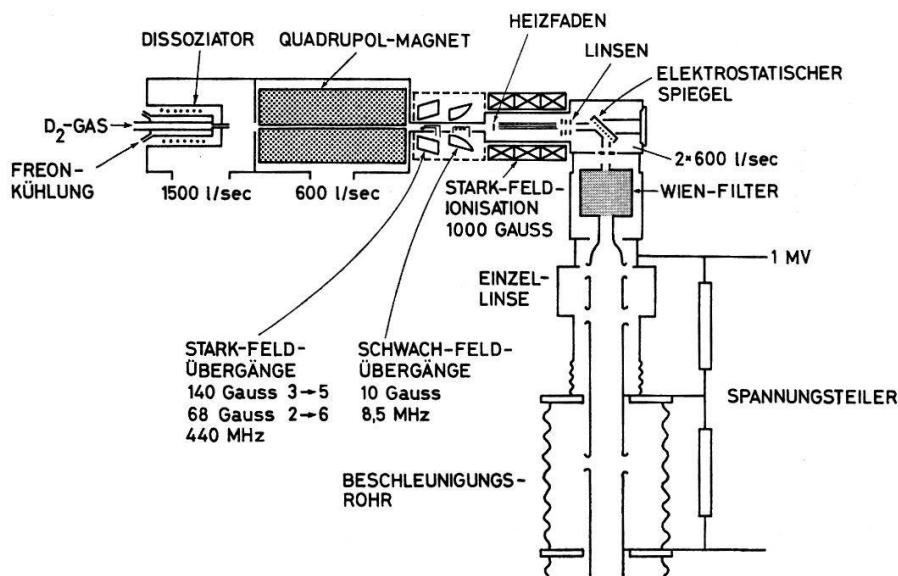
Die Öldiffusionspumpen, das Gasentladungsrohr des Dissoziators und das Solenoid des Ionisators werden durch einen Freon TF-Kreislauf<sup>1)</sup> gekühlt, wobei sich der Wärmeaustauscher auf Erdpotential befindet. Freon TF ist nicht brennbar, hat einen Siedepunkt von 47,6°C (NTP) und bei 30°C eine spezifische Wärme von 0,218 cal/g Grad. Seine elektrische Leitfähigkeit hängt vom Grad der Verunreinigung ab und bedarf einer periodischen Überwachung. Die ferngesteuerten Komponenten der Quelle werden mittels Lichtimpulsen und Photowiderständen über Relaiskontakte geschaltet. Die Rückmeldung erfolgt über ein Instrumentenbrett auf Hochspannung, das sowohl Signallampen als auch Messinstrumente enthält und von einer Televisionskamera auf Erdpotential beobachtet wird.

### 2.2. Starkfeldionisator und Ionenoptik

Figur 1 zeigt eine schematische Darstellung der Quelle polarisierter Deuteronen und den Anfang des Beschleunigungsrohres des 1-MV-Kaskadenbeschleunigers. Nach der Dissoziation der Deuteriummoleküle und Kollimierung eines Atomstrahles werden die Zeemankomponenten der Hyperfeinstruktur mit der elektronischen magnetischen Quantenzahl  $m_j = -1/2$  in einem magnetischen Quadrupolfeld aus dem Strahl ent-

<sup>1)</sup> Von Du Pont hergestellt.

fernt. Der nun polarisierte Atomstrahl durchläuft ein Gebiet, in welchem adiabatisch HF-Übergänge induziert werden [7], und gelangt anschliessend in den Ionisator. Dieser entspricht in seinen wesentlichen Teilen der von Collins und Glavish [2] beschriebenen Anordnung. Das homogene Magnetfeld des in Figur 2 dargestellten Ionisators beträgt 1 kG und wird durch ein Solenoid erzeugt. Ein geradliniger Heizfaden aus Wolframdraht von 0,3 mm Durchmesser ist senkrecht zur Solenoidachse durch den Atomstrahl gespannt; er wird mit 8 A Stromstärke geheizt und emittiert in Richtung des Gitters, das gegenüber der Kathode das Potential  $U_0 = 500$  V besitzt, etwa 15 mA Elektronenstrom. Parallel zum Magnetfeld liegende Wolframdrähte von 0,2 mm Durchmesser erzeugen eine zylindrische, das Ionisationsvolumen umschliessende Äquipotentialfläche mit dem Potential  $U_0$ .

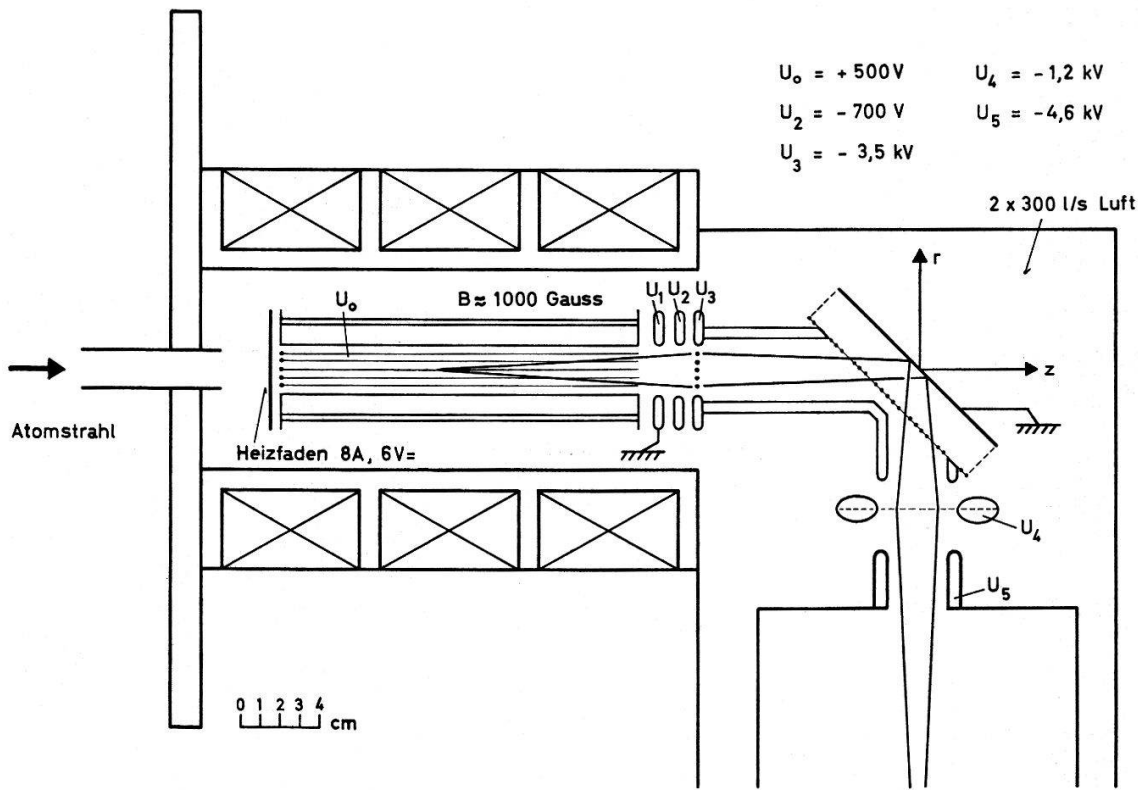


Figur 1  
Schema der Quelle  
polarisierter  
Deuteronen und der  
Strahlextraktion.

Die vom Heizfaden emittierten Elektronen bewegen sich entlang den magnetischen Feldlinien, werden von einem auf dem Potential  $U_3 = -3,5$  kV liegenden Gitter reflektiert und pendeln mehrere Male hin und her. Die radialen Raumladungskräfte haben zusammen mit dem magnetischen Führungsfeld zur Folge, dass die Elektronen in der zur Strahlachse senkrechten Ebene zusätzlich eine kreisförmige Driftbewegung ausführen und in dieser Weise das ganze Ionisierungsvolumen auffüllen. Experimentell hat sich gezeigt, dass der Wirkungsgrad des Ionisators, also der Quotient aus Ionenausbeute und Atomstrahlintensität, mit  $U_0$  ansteigt und auch bei 500 V noch kein Maximum erreicht. Um elektrische Durchschläge zu vermeiden, wurde  $U_0 = 500$  V im Dauerbetrieb nicht überschritten.

Das Gitter  $U_3$  bildet mit den Lochblenden  $U_1$  und  $U_2$  eine Linse, die den aus dem Ionisierungsgebiet extrahierten Ionenstrahl auf einen elektrostatischen Spiegel fokussiert. Das Eingangsgitter des Spiegels besitzt ebenfalls das Potential  $U_3$ , während seine Rückseite geerdet ist. Der Strahlfleck auf dem Spiegel wird durch die Einzellinse  $U_4$  in die Mitte des Wienfilters  $U_5$  abgebildet. Die Potentiale  $U_0$ ,  $U_1$ ,  $U_2$  und  $U_3$  entziehen sich infolge der Raumladungseffekte im Ionisierungsgebiet einer einfachen Berechnung. Die in Figur 2 angegebenen numerischen Werte wurden daher

experimentell festgelegt. Sie ergeben in einem für Experimente brauchbaren Phasenraum  $(r, dr/dz)$  maximale und auf Potentialschwankungen wenig empfindliche Strahlintensität.



Figur 2  
Ionisator und elektrostatischer Spiegel.

Die Atomstrahlintensität bei technologisch vergleichbaren Quellen wird im wesentlichen durch die Pumpleistung im Dissoziatortank gegeben. Bei unserer kompakten Bauweise erreicht diese etwa  $10^{15}$  Deuteriumatome pro Sekunde [8].

Die Strahlgüte, also die auf 1 eV Ionenenergie normierte Intensität im zweidimensionalen Phasenraum  $(r, dr/dz)$  wurde am Ort des Spiegels ermittelt. Die Messung ergab, dass 1/3 des Strahles oder  $0,2\text{ }\mu\text{A}$  in einem spezifischen Phasenraum von  $10\text{ cm rad (eV)}^{1/2}$  liegt, was einer Ionisationswahrscheinlichkeit von  $10^{-3}$  entspricht.

Zwei mit thermoelektrischen Baffles versehene Öldiffusionspumpen erzeugen bei einer Pumpleistung für Luft von je 300 l/s am Ionisatortank ein Vakuum von 1 bis  $2 \cdot 10^{-6}$  Torr. Die Temperaturdifferenz zwischen Peltier-Baffles und Kühlmittel beträgt  $-25^\circ\text{C}$ .

Das bereits von Schieck et al. [1] verwendete Wienfilter kann um seine Längsachse gedreht werden. Es scheidet einerseits unerwünschte Ionen verschiedener spezifischer Ladung aus und gestattet andererseits, die Richtung der Symmetrieachse des Polarisationszustandes in einen gewünschten Winkel relativ zur Strahlachse zu drehen. Dies bedeutet eine entsprechende Änderung der Polarisationskomponenten am Reaktionsort.

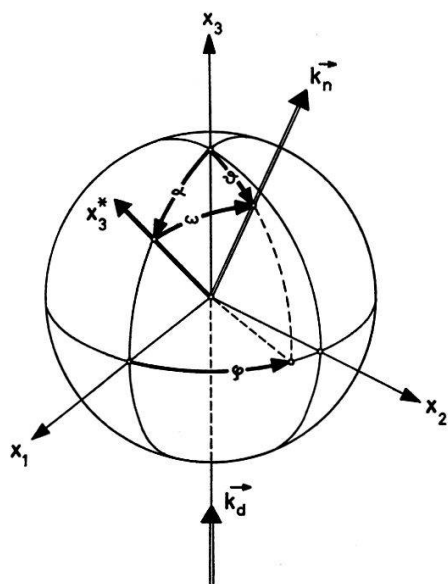
Der aus dem Wienfilter austretende Strahl wird durch eine Einzellinse an die ionenoptischen Eigenschaften des Beschleunigungsrohres angepasst (siehe Fig. 1).

Der Fokus im Wienfilter wird in das Beschleunigungsrohr projiziert, welches der Einzellinse folgt. Der grösste Querschnitt des Strahles liegt in der zweiten Zylinderlinse des Beschleunigungsrohres, wo er wegen des relativ niedrigen mittleren Feldes von 3,5 kV/cm (bei 1 MV) die ganze Linsenöffnung beansprucht. Dies wirkt sich nachteilig auf die Strahlgüte und damit auf die Intensität am Targetort aus.

### 3. Messungen an der $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion

#### 3.1. Beschreibung der Deuteronenpolarisation und Winkelverteilung der Neutronen

Das in Figur 3 dargestellte Koordinatensystem, in welchem die Polarisation des einfallenden Deuteronenstrahles und die Winkelverteilung der emittierten Neutronen beschrieben werden, wurde in früheren Arbeiten [1] bereits verwendet. Die Vektor- bzw. Tensorkomponenten  $P_i$  und  $P_{ij}$  der Deuteronen werden auf ein Koordinatensystem bezogen, dessen  $x_3$ -Achse mit der Flugrichtung  $k_d$  der Deuteronen zusammenfällt. Der Polarisationszustand der von der Quelle gelieferten Deuteronen besitzt Rotationssymmetrie, wobei die Symmetrieachse, die wir mit  $x_3^*$  bezeichnen wollen, am Ionisierungsort parallel zum dort herrschenden Magnetfeld liegt. Beim Durchlaufen des Wienfilters führen die Deuteronen eine Präzessionsbewegung aus, die zur Folge hat, dass die  $x_3^*$ -Achse am Orte des Targets mit der Flugrichtung  $x_3$  einen Winkel  $\alpha$  einschliesst, der von der Einstellung des um die Strahlachse drehbaren Wienfilters abhängt [1]. Die  $x_1$ -Achse unseres Koordinatensystems ist so gewählt, dass  $x_3^*$  jeweils in der von  $x_1$  und  $x_3$  aufgespannten Ebene liegt und somit die Komponenten  $P_2 = P_{12} = P_{23} = 0$  sind [4].



Figur 3  
Koordinatensystem zur Beschreibung von Strahlpolarisation und Reaktion.

Bezeichnen  $\vartheta$  und  $\varphi$  die Emissionsrichtung der Neutronen, so lässt sich nach Goldfarb [9] der differentielle Wirkungsquerschnitt für polarisierte einfallende Deuteronen folgendermassen schreiben:



$$\sigma_{pol}(\vartheta, \varphi) = \sigma_0(\vartheta) \left\{ 1 + \frac{3}{2} P_1 D_1(\vartheta) \sin \varphi + \frac{1}{2} P_{33} D_{33}(\vartheta) + \frac{1}{6} (P_{11} - P_{22}) [D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)] \cos 2\varphi + \frac{2}{3} P_{13} D_{13}(\vartheta) \cos \varphi \right\}. \quad (1)$$

Dabei bedeutet  $\sigma_0(\vartheta)$  den Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Deuteronen. Die Vektor- und Tensorpolarisationsempfindlichkeiten  $D_i$  bzw.  $D_{ij}$  sind Funktionen des Winkels  $\vartheta$  und der Energie. Sie sind Gegenstand der im folgenden beschriebenen Messungen an der  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion.

### 3.2. Anordnung der Neutronenzähler

Entsprechend Figur 4 werden die beschleunigten Deuteronen magnetisch um  $30^\circ$  abgelenkt und anschliessend durch ein magnetisches Quadrupolduplet auf das ca. 50 keV dicke Titan-Tritiumtarget fokussiert. Bei einer Energie von 1 MeV beträgt der Strom polarisierter Deuteronen durch eine Blende von 8 mm Durchmesser etwa  $4 \cdot 10^{-8}$  A. Als Neutronenzähler dienten Plastiksintillatoren Ne 102 auf RCA 6342 Photomultipliern, die in 25 cm Abstand vom Target montiert waren. Bei festem Emissionswinkel beobachten vier Zähler unter den Azimutwinkeln  $\varphi_1 = 0^\circ$ ,  $\varphi_2 = \pi/2$ ,  $\varphi_3 = \pi$  und  $\varphi_4 = 3\pi/2$ . Aus den Stossraten  $N_{pol}(\vartheta, \varphi_i)$  mit polarisiertem Deuteronenstrahl und  $N_{unpol}(\vartheta, \varphi_i)$  mit unpolarisiertem Strahl wird für jeden der vier Zähler das Verhältnis  $Z_i = N_{pol}(\vartheta, \varphi_i)/N_{unpol}(\vartheta, \varphi_i) = Q \cdot \sigma_{pol}(\vartheta, \varphi_i)/\sigma_{unpol}(\vartheta, \varphi_i)$  gebildet. Dabei bedeutet  $Q$  das Verhältnis der mit polarisiertem und unpolarisiertem Strahl akkumulierten Ladung. Durch sorgfältige Abschirmung des Ionisators gegenüber den HF-Sendern zur Erzeugung von Übergängen im Atomstrahl, kann der Polarisationszustand der Deuteronen ohne Beeinflussung der Strahlintensität verändert werden. Unter dieser Voraussetzung wird  $Q = 1$ , so dass sich die Polarisationsempfindlichkeiten bei bekannter Deuteronenpolarisation folgendermassen berechnen lassen:

$$\begin{aligned} D_1(\vartheta) &= (Z_2 - Z_4)/3 P_1 \\ D_{33}(\vartheta) &= (Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4 - 4)/2 P_{33} \\ D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta) &= (Z_1 + Z_3 - Z_2 - Z_4)/(2/3) (P_{11} - P_{22}) \\ D_{13}(\vartheta) &= (Z_1 - Z_3)/(4/3) P_{13}. \end{aligned} \quad (2)$$

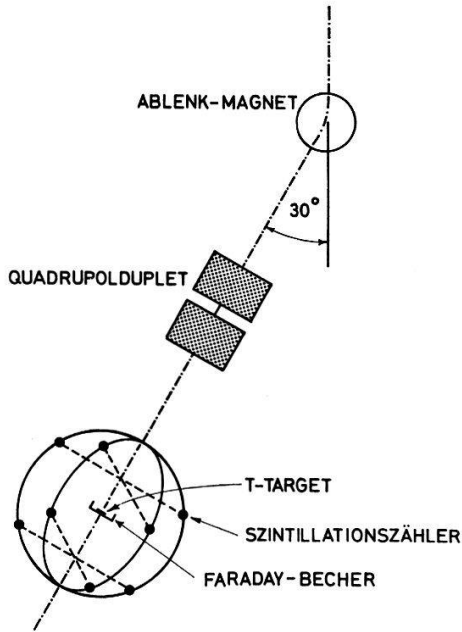
Es standen acht Neutronenzähler zur Verfügung, so dass die Polarisationsempfindlichkeiten simultan für zwei verschiedene Reaktionswinkel  $\vartheta$  gemessen werden konnten.

### 3.3. Polarisationsgrad der Deuteronen

Die Tensorpolarisation  $P_{33}^*$  der Deuteronen wurde bei einer Einfallenergie von 200 keV an Hand der Anisotropie der  $(d, T)$ -Neutronen [3] gemessen. Die verwendeten HF-Übergänge waren einerseits der in [1] mit SF bezeichnete Übergang zwischen den Hyperfeinkomponenten 3 und 5 und andererseits der Mehrquantenübergang (WF) im Zeemanngebiet der Hyperfeinstruktur. Die Anwendung beider Übergangstypen hintereinander wird mit dem Symbol SWF abgekürzt.

Unter der gut erfüllten Annahme, dass der Atomstrahl vor dem Eintritt in das HF-Gebiet aus drei gleich stark besetzten Hyperfeinkomponenten besteht [10], ergibt sich für den SF-Übergang die Beziehung

$$P_3^*(\text{SF}) = -\frac{1}{3} P_{33}^*(\text{SF}) . \quad (3)$$



Figur 4  
Schematische Darstellung der Messanordnung.

Die Vektorkomponente  $P_3^*(\text{SF})$  kann somit aus dem gemessenen  $P_{33}^*(\text{SF})$  bestimmt werden. Falls sowohl die Absorptions- bzw. Emissionswahrscheinlichkeit eines Quants beim WF-Übergang als auch die Wahrscheinlichkeit des SF-Übergangs 100% beträgt, wird

$$P_3^*(\text{SWF}) = - P_3^*(\text{SF}) . \quad (4)$$

Wie aus Abschnitt 3.4 ersichtlich ist, zeigt die  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion zwischen 600 keV und 1 MeV Deuteronenenergie von Null verschiedene Analysatorvermögen  $D_1(\vartheta)$ . Durch Vergleich der gemessenen Produkte  $P_1(\text{SF}) \cdot D_1(\vartheta)$  mit  $P_1(\text{SWF}) \cdot D_1(\vartheta)$ , für alle Emissionswinkel  $\vartheta$  und alle Deuteronenenergien, wird die Beziehung (4) innerhalb der statistischen Fehler bestätigt.

Die während den Messungen an der  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion periodisch vorgenommenen Polarisationskontrollen bei 200 keV Deuteronenenergie ergaben  $P_{33}^* = \mp 0,600 \pm 0,016$ ; die beiden Vorzeichen gelten für SF- bzw. SWF-Übergänge. Die Abweichung vom theoretisch erreichbaren Wert  $P_{33}^* = \mp 1$  ist dem relativ hohen Untergrund unpolarisierter Deuteronen zuzuschreiben. Dieser relativ hohe Untergrund entsteht durch Diffusion von Deuterium aus dem Magnettank in den Ionisator. Anbringen einer zusätzlichen Diffusionspumpe zwischen HF-Übergangsgebiet und Ionisator sollte daher eine wesentliche Verbesserung des Polarisationsgrades mit sich bringen.

### 3.4. Das Messverfahren

Zur Ermittlung der Polarisationsempfindlichkeiten  $D_1(\vartheta)$ ,  $D_{33}(\vartheta)$ ,  $D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$  und  $D_{13}(\vartheta)$  der  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion sind die in Tabelle 1 aufgeführten Polarisations-



zustände des Deuteronenstrahles gewählt worden. Die Abhängigkeit der Polarisationskomponenten  $P_i$  und  $P_{ij}$  vom Winkel  $\alpha$  zwischen Quantisierungsachse und Strahlrichtung ist in [4] angegeben.

Tabelle 1  
Die verwendeten Polarisationszustände.

Pol. Zustand	$\alpha$	HF-Übergang	$P_{33}$	$P_{11}-P_{22}$	$P_{13}$	$P_1$
$A_1$	$0^\circ$	SF	-0,60	0	0	0
$A_2$		SWF	+0,60	0	0	0
$B_1$	$90^\circ$	SF	+0,30	-0,90	0	+0,20
$B_2$		SWF	-0,30	+0,90	0	-0,20
$B_3$		WF	0	0	0	-0,40
$C_1$	$54,7^\circ$	SF	0	-0,60	$-0,60/\sqrt{2}$	$+\sqrt{2/3} \cdot 0,20$
$C_2$		SWF	0	+0,60	$+0,60/\sqrt{2}$	$-\sqrt{2/3} \cdot 0,20$
$C_3$		WF	0	0	0	$-\sqrt{2/3} \cdot 0,40$
$D$	-	-	unpolarisiert			

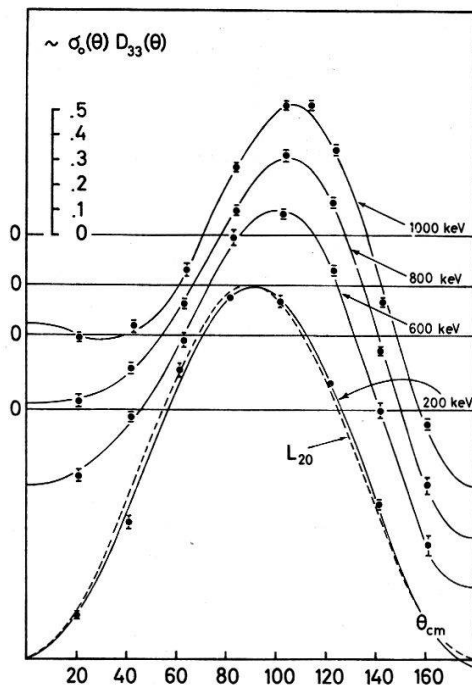
Ein typischer Messzyklus, z.B. für  $\alpha = 90^\circ$ , umfasst folgende Sequenz von Polarisationszuständen:  $B_1, D, B_2, D, B_3, D, B_2, D, B_1$ . Zur Überprüfung der Restgasverhältnisse im Ionisator, wurde nach jeweils vier solcher Messzyklen, bei geschlossenem  $D_2$ -Gaseinlass zum Dissoziator, der Neutronenuntergrund gemessen. Die Messungen für eine feste Deuteronenenergie  $E_D$  und einen festen Emissionswinkel  $\vartheta$  bestehen total aus 15 bis 20 solchen Messzyklen. Nach jeder neuen Einstellung des Winkels  $\vartheta$  wurde die Deuteronenpolarisation bei  $E_d = 200$  keV überprüft.

### 3.5. Messresultate

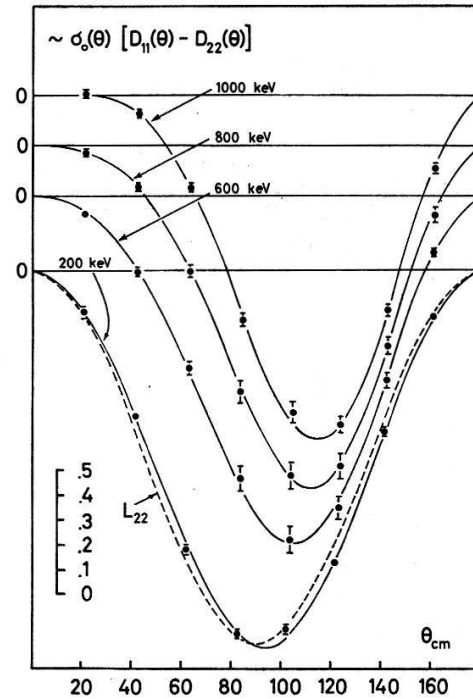
Die in Abschnitt 3.2 definierten Neutronenstosszahlverhältnisse  $Z_i(\vartheta, \varphi_i)$  wurden bei den Energien  $E_D = 0,2; 0,6; 0,8$  und  $1,0$  MeV für alle in Tabelle 1 angegebenen Polarisationszustände der Deuteronen gemessen. Daraus ergeben sich nach (2) die Analysatorvermögen  $D_i(E_D, \vartheta)$  und  $D_{ij}(E_D, \vartheta)$ . In den Figuren 5–8 sind die Messergebnisse dargestellt, wobei jeweils die Analysatorvermögen mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0(\vartheta)$  für unpolarisierte Deuteronen multipliziert sind. Dabei wurde  $\sigma_0(\vartheta)$  willkürlich auf  $\sigma_{tot}/4\pi = 1$  normiert. Die ausgezogenen Linien sind Entwicklungen nach Legendrepolyomen  $L_{n,m}(\cos\vartheta)$ , die nach der Methode der kleinsten Quadrate an die Messwerte angepasst wurden. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Deuteronen wurden für 0,6 und 0,8 MeV den Messungen von Bame und Perry [11] und für 1 MeV denjenigen von Paulsen und Liskien [12] entnommen. Zum Vergleich sind auch die Legendrepolyome  $L_{2,m}(\cos\vartheta)$ , welche die Empfindlichkeiten auf Tensorpolarisation bei einer ausschliesslich durch s-Wellen induzierten  $3/2^+$ -Resonanz beschreiben, gestrichelt eingezeichnet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{pol}(\vartheta, \varphi)$  der  $T(\vec{d}, n)^4\text{He}$ -Reaktion für polarisierte Deuteronen ist also bis auf eine Konstante bestimmt. Die Koeffizienten der Entwicklungen nach Legendrepolyomen sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2  
Entwicklungskoeffizienten.

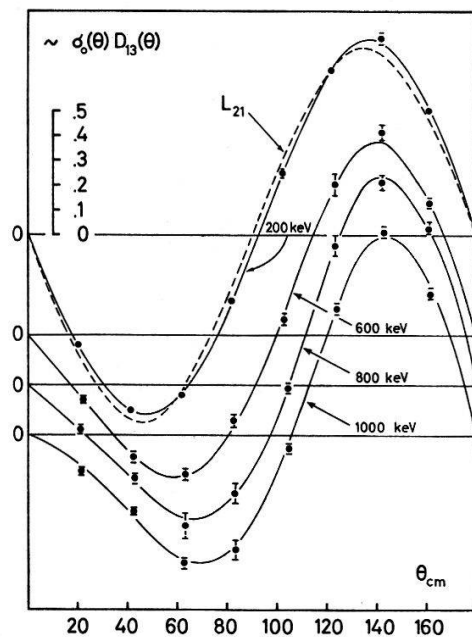
Polarisationsempfindlichkeit und $\sigma_0(\vartheta)$	Koeffizient $a_{ij}^{(k)}$	Energie MeV			
		0,2	0,6	0,8	1,0
$\sigma_0(\vartheta) \ 4 \ \pi/\sigma_{tot} = \sum_k a_0^{(k)} L_{k,0}(\cos\vartheta)$	$a_0^{(0)}$	—	1,000	1,000	1,000
	$a_0^{(1)}$	—	0,041 $\pm$ 0,020	0,073 $\pm$ 0,010	0,070 $\pm$ 0,010
	$a_0^{(2)}$	—	—0,028 $\pm$ 0,010	—0,049 $\pm$ 0,010	—0,035 $\pm$ 0,010
	$a_0^{(3)}$	—	—	—	—
$D_1(\vartheta) \ \sigma_0(\vartheta) \ 4 \ \pi/\sigma_{tot} = \sum_k a_1^{(k)} L_{k,1}(\cos\vartheta)$	$a_1^{(1)}$	—	—0,005 $\pm$ 0,003	—0,004 $\pm$ 0,005	—0,007 $\pm$ 0,005
	$a_1^{(2)}$	—	—0,020 $\pm$ 0,002	—0,028 $\pm$ 0,003	—0,039 $\pm$ 0,003
	$a_1^{(3)}$	—	0,001 $\pm$ 0,002	—0,000 $\pm$ 0,003	—0,002 $\pm$ 0,002
	$a_1^{(4)}$	—	—	—	—
$D_{33}(\vartheta) \ \sigma_0(\vartheta) \ 4 \ \pi/\sigma_{tot} = \sum_k a_{33}^{(k)} L_{k,0}(\cos\vartheta)$	$a_{33}^{(0)}$	—0,010 $\pm$ 0,009	0,023 $\pm$ 0,009	0,025 $\pm$ 0,009	0,017 $\pm$ 0,014
	$a_{33}^{(1)}$	—0,034 $\pm$ 0,014	—0,087 $\pm$ 0,013	—0,130 $\pm$ 0,015	—0,170 $\pm$ 0,024
	$a_{33}^{(2)}$	—1,010 $\pm$ 0,015	—0,869 $\pm$ 0,019	—0,794 $\pm$ 0,022	—0,748 $\pm$ 0,028
	$a_{33}^{(3)}$	0,046 $\pm$ 0,020	0,317 $\pm$ 0,021	0,445 $\pm$ 0,025	0,516 $\pm$ 0,037
	$a_{33}^{(4)}$	—	—	—0,028 $\pm$ 0,030	0,017 $\pm$ 0,042
	$a_{33}^{(5)}$	—	—	—	—
$D_{13}(\vartheta) \ \sigma_0(\vartheta) \ 4 \ \pi/\sigma_{tot} = \sum_k a_{13}^{(k)} L_{k,1}(\cos\vartheta)$	$a_{13}^{(1)}$	—0,019 $\pm$ 0,004	—0,069 $\pm$ 0,013	—0,101 $\pm$ 0,009	—0,114 $\pm$ 0,014
	$a_{13}^{(2)}$	—0,501 $\pm$ 0,003	—0,426 $\pm$ 0,008	—0,398 $\pm$ 0,006	—0,365 $\pm$ 0,008
	$a_{13}^{(3)}$	0,030 $\pm$ 0,002	0,108 $\pm$ 0,006	0,163 $\pm$ 0,004	0,174 $\pm$ 0,006
	$a_{13}^{(4)}$	—	—	—0,013 $\pm$ 0,003	—0,013 $\pm$ 0,005
$[D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)] \ \sigma_0(\vartheta) \ 4 \ \pi/\sigma_{tot} = \sum_k a_{11-22}^{(k)} L_{k,2}(\cos\vartheta)$	$a_{11-22}^{(2)}$	—0,503 $\pm$ 0,003	—0,433 $\pm$ 0,005	—0,393 $\pm$ 0,004	—0,370 $\pm$ 0,004
	$a_{11-22}^{(3)}$	0,013 $\pm$ 0,001	0,057 $\pm$ 0,002	0,081 $\pm$ 0,001	0,098 $\pm$ 0,002
	$a_{11-22}^{(4)}$	—	—	—0,004 $\pm$ 0,001	0,006 $\pm$ 0,001
	$a_{11-22}^{(5)}$	—	—	—	—



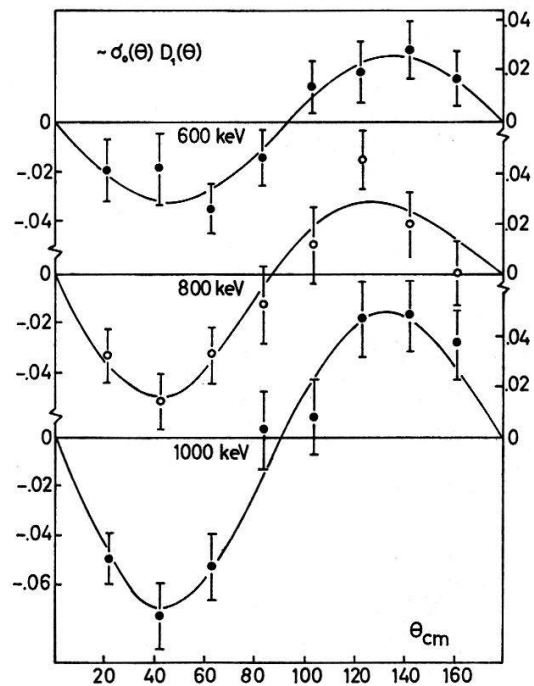
Figur 5



Figur 6



Figur 7



Figur 8

Figuren 5–8

Analysatorvermögen der  $T(\vec{d}, n)^4\text{He}$ -Reaktion für die Vektor- und Tensorkomponenten  $P_1$ ,  $P_{33}$ ,  $P_{13}$  und  $P_{11}-P_{22}$  der Deuteronenpolarisation. Die gestrichelt eingezeichneten Kurven entsprechen dem Verlauf für einen reinen  $3/2^+$ -Zustand, gebildet durch  $s$ -Wellen-Deuteronen. Die ausgezogenen Kurven sind Anpassungen mit den entsprechenden Legendre-Polynomen.

### 3.6. Diskussion der Fehler

Dank den HF-Übergängen kann grundsätzlich jede Empfindlichkeit  $D_{ij}(\vartheta)$  auf Tensorpolarisation mit zwei und jede Empfindlichkeit  $D_i(\vartheta)$  auf Vektorpolarisation mit drei verschiedenen Polarisationszuständen gemessen werden. Mit der Wahl der drei speziellen Stellungen der Symmetrieachse  $x_3^*$  ( $\alpha = 0^\circ; 54,7^\circ; 90^\circ$ ) erhält man zwei bis sechs unabhängige Werte für dieselbe Grösse.

Die Standardabweichung einer statistischen Verteilung vom gewogenen Mittel aller Messwerte ergibt den Fehler der Grössen  $D_i(\vartheta)$  und  $D_{ij}(\vartheta)$ . Die apparativen Schwankungen sind also voll berücksichtigt.

Zur Ausscheidung von Messungen sind die folgenden zwei Kriterien verwendet worden: Das Resultat eines Messzyklus wurde ausgeschieden, wenn die Abweichung vom gewogenen Mittel mehr als vier Standardabweichungen betrug oder in beiden Zählerquadrupeln gleichzeitig ein Messpunkt mit mehr als drei Standardabweichungen registriert wurde.

Die in den Figuren 5–8 aufgetragenen Grössen enthalten darüber hinaus die Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnittes unpolarisierter Deuteronen [11, 12]. Für viele Fehler war dieser Betrag massgebend.

Die Deuteronenpolarisation, d.h. die Polarisationskomponente  $P_{33}^*$ , wurde jeweils mit einer statistischen Unsicherheit von 2% bestimmt, wobei die von Brown et al. [13] vorgeschlagene Reduktion von  $P_{33}^*$  infolge einer Beimischung des  $1/2^+$ -Zwischenkerns in der  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion nicht berücksichtigt wurde. Die Unsicherheit in den Winkeln  $\vartheta$ ,  $\varphi$  und  $\alpha$  liegt innerhalb  $2^\circ$ .

## 4. Interpretation der Messresultate und Diskussion

### 4.1. Ansatz zur Analyse

Bei der Beschreibung der Reaktion durch  $(l, s, J)$ -Matrixelemente [14, 15] kann bei Deuteronenenergien unterhalb 1 MeV wie in der Analyse von Goldfarb und Huq [5, 6] die Annahme gemacht werden, dass alle Elemente klein sind gegen das Resonanzelement  $\alpha_1 = (l' = 2; s' = 1/2; J^\pi = 3/2^+ | R | l = 0; s = 3/2; J^\pi = 3/2^+)$ . Deshalb brauchen nur Interferenzterme mit diesem Element berücksichtigt zu werden. Beschränkt man sich aus Gründen der Penetrabilität im Eingangskanal auf Partialwellen mit einem Bahndrehimpuls  $l < 3$ , so erhält man 13 mögliche Elemente  $\alpha_n$  (Tab. 3). Durch eine Kombination von Eigenschaften des  $n - \alpha$ -Systems im Ausgangskanal [16] und Penetrabilitätsbetrachtungen für den Eingangskanal, lässt sich die Anzahl der wesentlich beitragenden Elemente weiter reduzieren. Ein Matrixelement soll ausgeschieden werden, wenn

- die zugehörige Eindringwahrscheinlichkeit  $F_n \leq 0,05 F_1$  und die entsprechende Phase der  $(n, ^4\text{He})$ -Streuung  $\delta_n \leq 12^\circ$  ist, wobei  $F_1$  die Eindringwahrscheinlichkeit für das Resonanzelement im Eingangskanal ist, oder
- die Phase der  $(n, ^4\text{He})$ -Streuung  $\delta_n \leq 6^\circ$  wird, wie dies beim  $G_{5/2}$ -Zustand zu erwarten ist.

Bei 22.2 MeV sind die Phasen der  $(n, ^4\text{He})$ -Streuung, die dem  $D_{5/2^-}$  und  $F_{7/2^-}$ -Zustand entsprechen, nach Hoop und Barschall [16] kleiner als  $12^\circ$ . Die entsprechenden Matrixelemente können deshalb weggelassen werden.

Somit verbleiben noch 9 Elemente  $\alpha_n$ , die für  $n = 1, 2, 8, 10$  und 11 geraden und für  $n = 3, 4, 5$  und 6 ungeraden Bahndrehimpuls im Eingangskanal aufweisen. Zusätzlich zu den in der Analyse von Huq [6] betrachteten Beiträgen werden hier somit noch die Elemente  $\alpha_2$  und  $\alpha_{10}$  mit einbezogen.

Tabelle 3  
Reaktionsmatrizelemente mit  $l < 3$ .

Matrizelement	Eingangskanal		Zwischenkern	Ausgangskanal	
	Bahndrehimpuls	Kanalspin	Spin, Parität	Bahndrehimpuls	Kanalspin
$n$	$l_n$	$s_n$	$J_n^\pi$	$l'_n$	$s'_n$
1	0	3/2	3/2 <sup>+</sup>	2	1/2
2	0	1/2	1/2 <sup>+</sup>	0	1/2
3	1	1/2	1/2 <sup>-</sup>	1	1/2
4	1	1/2	3/2 <sup>-</sup>	1	1/2
5	1	3/2	1/2 <sup>-</sup>	1	1/2
6	1	3/2	3/2 <sup>-</sup>	1	1/2
7	1	3/2	5/2 <sup>-</sup>	3	1/2
8	2	1/2	3/2 <sup>+</sup>	2	1/2
9	2	1/2	5/2 <sup>+</sup>	2	1/2
10	2	3/2	1/2 <sup>+</sup>	0	1/2
11	2	3/2	3/2 <sup>+</sup>	2	1/2
12	2	3/2	5/2 <sup>+</sup>	2	1/2
13	2	3/2	7/2 <sup>+</sup>	4	1/2

Aus diesem Satz von Elementen können bei Normierung auf  $|\alpha_1|^2$  total 16 Grössen gewonnen werden, die  $\alpha_1$  enthalten:

$$M_n = \frac{\text{Re}(\alpha_1 \cdot \alpha_n^*)}{|\alpha_1|^2} \quad \text{und} \quad N_n = \frac{\text{Im}(\alpha_1 \cdot \alpha_n^*)}{|\alpha_1|^2}.$$

Die Koeffizienten  $a_{ij}^{(k)}$  der nach Legendrepolyomen  $L_{k,\kappa}(\cos\vartheta)$  analysierten Polarisationsempfindlichkeiten

$$D_1(\vartheta) = (K/\sigma_0(\vartheta)) \sum_k a_1^{(k)} L_{k,1}(\cos\vartheta)$$

$$D_{33}(\vartheta) = (K/\sigma_0(\vartheta)) \sum_k a_{33}^{(k)} L_{k,0}(\cos\vartheta)$$

$$D_{13}(\vartheta) = (K/\sigma_0(\vartheta)) \sum_k a_{13}^{(k)} L_{k,1}(\cos\vartheta)$$

$$D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta) = (K/\sigma_0(\vartheta)) \sum_k a_{11-22}^{(k)} L_{k,2}(\cos\vartheta)$$

mit  $\sigma_0(\vartheta) = K [1 + \sum_{k \geq 1} a_0^{(k)} \cdot L_{k,0}(\cos\vartheta)]$ ,  $K = a_0^{(0)} = \sigma_{tot}/4\pi$  können durch die je

8 Parameter  $M_n$  und  $N_n$  dargestellt werden [14, 15]. Die Entwicklung wurde mit Hilfe des Computer-Codes FATSO [17] berechnet und ist in Tabelle 4 zusammengefasst.

Aus der Beschränkung der Matrizelemente und dem Weglassen derjenigen Terme, die  $\alpha_1$  nicht enthalten, resultiert die Aussage, dass  $\sigma_0(\vartheta)$  und  $D_1(\vartheta) \cdot \sigma_0(\vartheta)$  nur Koeffizienten bis zum Rang  $k = 2$  und die Tensorempfindlichkeiten  $D_{ij}(\vartheta) \cdot \sigma_0(\vartheta)$  nur solche bis zum Rang  $k = 3$  enthalten sollen. Ferner lassen sich aus unseren Experimenten 12 Gleichungen für die 8 Grössen  $M_n$  und 2 Gleichungen für die 8 Grössen  $N_n$  gewinnen. Die letzteren sind somit einer einfachen Analyse nicht zugänglich. Die

Tabelle 4  
Entwicklungskoeffizienten  $a_{ij}^{(k)}$  als Funktion der Parameter  $M_n$  und  $N_n$ . (Die Beiträge auf einer Zeile sind zu summieren.)

$l_n$	0	1	2	3	4	5	6	8	10	11
$a_{ij}^{(n)}$	$n$									
$a_0^{(0)}$	1	*	*	*	*	*	*	*	*	*
$a_0^{(1)}$	*	*	*	*	*	$-\sqrt{2} M_5$	$+ 2/5 \sqrt{5} M_6$	*	*	*
$a_0^{(2)}$	*	*	*	*	*	*	*	*	$-\sqrt{2} M_{10}$	$- 2 M_{11}$
$a_1^{(1)}$	*	*	$1/3 N_3$	$- 1/3 N_4$	$- 5/6 \sqrt{2} N_5$	$+ 2/15 \sqrt{5} N_6$	*	*	*	*
$a_1^{(2)}$	*	*	*	*	*	*	*	$1/3 N_8$	$- 1/2 \sqrt{2} N_{10}$	$- 2/3 N_{11}$
$a_{33}^{(0)}$	*	*	*	*	*	*	*	$- 2 M_8$	*	$+ 2 M_{11}$
$a_{33}^{(1)}$	*	*	$- 2 M_3$	$- 2/5 M_4$	$+ \sqrt{2} M_5$	$+ 8/25 \sqrt{5} M_6$	*	*	*	*
$a_{33}^{(2)}$	$- 1$	$- 2 M_2$	*	*	*	*	*	$- 2 M_8$	$+ \sqrt{2} M_{10}$	*
$a_{33}^{(3)}$	*	*	*	$- 18/5 M_4$	*	*	$- 18/25 \sqrt{5} M_6$	*	*	*
$a_{13}^{(1)}$	*	*	$- 3/2 M_3$	$- 3/10 M_4$	$+ 3/4 \sqrt{2} M_5$	$+ 6/25 \sqrt{5} M_6$	*	*	*	*
$a_{13}^{(2)}$	$- 1/2$	$- M_2$	*	*	*	*	*	$- 1/2 M_8$	$+ \sqrt{2}/4 M_{10}$	*
$a_{13}^{(3)}$	*	*	*	$- 5/6 M_4$	*	*	$- 6/25 \sqrt{5} M_6$	*	*	*
$a_{11-22}^{(2)}$	$- 1/2$	$- M_2$	*	*	*	*	*	$+ M_8$	$- 1/2 \sqrt{2} M_{10}$	*
$a_{11-22}^{(3)}$	*	*	*	$- 6/10 M_4$	*	*	$3/25 \sqrt{5} M_6$	*	*	*



12 Gleichungen für die Realteile  $M_n$  hingegen zerfallen in ein System I von 6 Gleichungen für die 5 Grössen  $M_n$  mit geradem einfallendem Bahndrehimpuls in  $\alpha_n$  und ein System II von 6 Gleichungen für die 4 Parameter mit  $l = 1$  im Eingangskanal von  $\alpha_n$ . Zwischen den Gleichungen lassen sich die folgenden Linearrelationen herstellen:

$$\frac{3}{2} a_{33}^{(2)} + a_{11-22}^{(2)} - 4 a_{13}^{(2)} = 0, \quad (5)$$

$$4 a_{13}^{(1)} = 3 a_{33}^{(1)}, \quad (6)$$

$$a_{13}^{(3)} : a_{33}^{(3)} : a_{11-22}^{(3)} = 2 : 6 : 1. \quad (7)$$

Da die Relationen (6) und (7) zum System II gehören wird dieses unterbestimmt, System I hingegen bleibt auflösbar.

#### 4.2. Auswertung des Experimentes

Aus den Figuren 5–8 und Tabelle 2 ist ersichtlich, dass wohl der Hauptbeitrag zur Reaktion vom Resonanzelement  $\alpha_1$  stammt, dass aber schon bei 200 keV deutlich Beiträge von Elementen mit  $l = 1$  im Eingangskanal auftreten. Dies geht vor allem aus den Legendrepolynom-Koeffizienten vom Rang  $k = 1$  und 3 hervor (Tab. 4). Bei höheren Energien tragen zusätzlich  $d$ -Wellen zur Reaktion bei, da auch  $a_{33}^{(0)}$  deutlich von Null verschieden ist und in  $D_1(\vartheta) \cdot \sigma_0(\vartheta)$  nur der Koeffizient  $a_1^{(2)}$  auftritt, während die  $p$ -Wellen-Anteile sich dort offenbar wegheben.

Das zur Analyse benützte Modell ist mit den Experimenten in guter Übereinstimmung, da nur Entwicklungskoeffizienten bis zum geforderten Rang wesentlich eingehen und die Linearrelationen (6) und (7) im ganzen Energiebereich innerhalb des Fehlers und Relation (8) bei 800 keV und 1 MeV innerhalb des doppelten Fehlers erfüllt sind. Aus dem Gleichungssystem I lassen sich somit die Parameter  $M_2$ ,  $M_8$ ,  $M_{10}$  und  $M_{11}$  berechnen.

Tabelle 5  
Werte der Parameter  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_8$ ,  $M_{10}$ ,  $M_{11}$ .

	0,2 MeV	0,6 MeV	0,8 MeV	1,0 MeV
$M_1$	1,000	1,000	1,000	1,000
$M_2$	$0,001 \pm 0,005$	$-0,078 \pm 0,010$	$-0,113 \pm 0,006$	$-0,146 \pm 0,010$
$M_8$	$0,003 \pm 0,005$	$0,001 \pm 0,004$	$0,008 \pm 0,004$	$0,006 \pm 0,006$
$M_{10}$	$0,003 \pm 0,005$	$0,001 \pm 0,006$	$0,008 \pm 0,006$	$0,006 \pm 0,008$
$M_{11}$	$0,002 \pm 0,005$	$0,013 \pm 0,005$	$0,018 \pm 0,005$	$0,013 \pm 0,010$

Die Grössen  $M_8$  und  $M_{10}$  sind im ganzen Energiebereich mit dem Wert Null verträglich, während  $M_2$  und  $M_{11}$  deutlich von Null verschieden, jedoch immer noch klein gegen  $M_1 = 1$  sind. Da sich  $\alpha_1$  und  $\alpha_{11}$  einzig durch den Bahndrehimpuls im Eingangskanal unterscheiden, kann man das kleine Element  $M_{11}$  als Anhebung eines stark unterdrückten  $d$ -Wellenbeitrages durch die  $3/2^+$ -Resonanz deuten und die Elemente  $n = 8$  und 10 aus Penetrabilitätsbetrachtungen fallen lassen [17]. Dadurch wird das Gleichungssystem II nicht beeinflusst, im System I hingegen ergibt sich statt Gleichung (5) die Relation

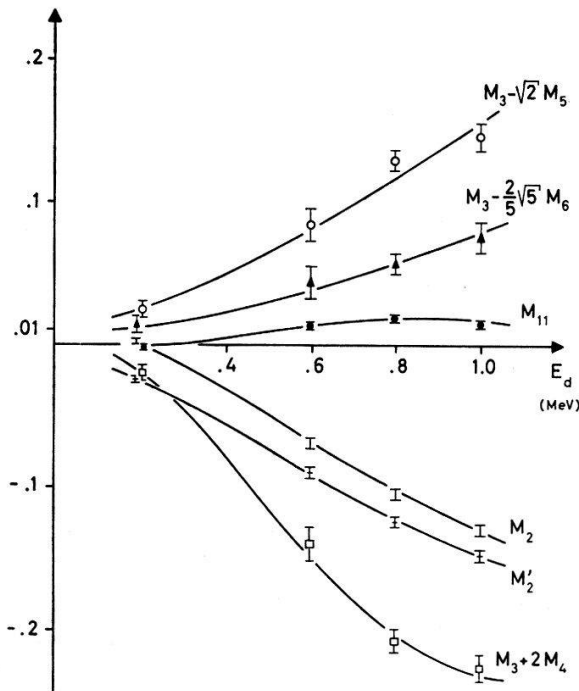
$$a_{33}^{(2)} = 2 a_{13}^{(2)} = 2 a_{11-22}^{(2)} \quad (8)$$

und neu

$$-a_0^{(2)} = a_{33}^{(0)}. \quad (9)$$

Beide Beziehungen sind experimentell erfüllt, jedoch wirken sich die Interpolation der Werte  $a_0^{(2)}$  aus Wirkungsquerschnitten  $\sigma_0(\vartheta)$  bei anderen Energien, sowie die Bestimmung von 4 Parametern aus 8 Datenpunkten von  $D_{33}(\vartheta)$  bei Gleichung (9) ungünstig auf die Fehlerschranken aus.

In diesem reduzierten Modell ergeben sich für  $M_2$  und  $M_{11}$  die in Tabelle 6 eingetragenen und in Figur 9 dargestellten Werte.



Figur 9  
Die Parameter  $M_i$  als Funktion der Deuteronenenergie. Eine Erklärung der Grösse  $M'_2$  wird in Abschnitt 4.3 gegeben.

Aus dem Gleichungssystem II für die Elemente mit  $p$ -Wellen im Eingangskanal können nur Linearkombinationen berechnet werden. Diese sind ebenfalls in Tabelle 6 und Figur 9 eingetragen. Da die Koeffizienten  $a_{33}^{(3)}$ ,  $a_{13}^{(3)}$  und  $a_{11-22}^{(3)}$ , die in unserem Modell nur von  $M_4$  und  $M_6$  abhängen, verschieden von Null sind, tragen  $p$ -Wellen-Amplituden mit  $J^\pi = 3/2^-$  wesentlich zur Reaktion bei (Tab. 4). Die Linearkombination von  $M_3$  und  $M_5$  (siehe Fig. 9) lässt erkennen, dass auch Amplituden mit  $J^\pi = 1/2^-$  ähnlich stark auftreten. Somit scheint es sich beim  $p$ -Wellen-Anteil um einen Beitrag von direkter Wechselwirkung zu handeln.

Tabelle 6

Werte der Parameter  $M_n$  im reduzierten Modell ( $M_8 = M_{10} = 0$ ).

Parameter	0,2 MeV	0,6 MeV	0,8 MeV	1,0 MeV
$M_2$	$0,002 \pm 0,002$	$-0,069 \pm 0,004$	$-0,105 \pm 0,004$	$-0,130 \pm 0,004$
$M_{11}$	$-0,002 \pm 0,002$	$0,013 \pm 0,003$	$0,018 \pm 0,003$	$0,013 \pm 0,005$
$M_3 + 2 M_4$	$-0,020 \pm 0,005$	$-0,140 \pm 0,012$	$-0,207 \pm 0,009$	$-0,226 \pm 0,012$
$M_3 - 2 \sqrt{5}/5 M_6$	$0,014 \pm 0,006$	$0,043 \pm 0,011$	$0,056 \pm 0,007$	$0,075 \pm 0,010$
$M_3 - \sqrt{2} M_5$	$0,024 \pm 0,006$	$0,083 \pm 0,011$	$0,129 \pm 0,007$	$0,146 \pm 0,010$
$M'_2$ a)	$-0,024 \pm 0,002$	$-0,090 \pm 0,004$	$-0,124 \pm 0,004$	$-0,148 \pm 0,004$

a) Erklärung der Grösse  $M'_2$  siehe Abschnitt 4.3.

4.3. Die  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion als Analysator für Deuteronenpolarisation

Die  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion ist neben ihrer Spiegelreaktion  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  der wichtigste Analysator für Deuteronenpolarisation. Auskünfte über die Zuverlässigkeit der über den Mechanismus getroffenen Annahmen sind deshalb von speziellem Interesse.

Die bereits bei 200 keV deutlich auftretenden  $p$ -Wellen sind in zweifacher Hinsicht von Bedeutung. Einerseits können sie bei unsachgemässer Geometrie zu Fehleichungen führen, andererseits aber legen diese beträchtlichen Amplituden einer wahrscheinlich direkten Wechselwirkung den Schluss nahe, dass auch ein Beitrag von  $s$ -Wellen mit  $J^\pi = 1/2^+$  (Parameter  $M_2$ ) von ähnlicher Grössenordnung auftreten sollte. Brown et al. [13] sowie McIntyre und Haeberli [18] haben bei der Spiegelreaktion  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  einen solchen Beitrag diskutiert. Dieser würde, ohne einen Einfluss auf die Winkelabhängigkeit auszuüben, das Analysatorvermögen verändern. Unsere Messungen gestatten im interessierenden Energiegebiet von einigen hundert keV keine Aussage, da dieselbe Reaktion unterhalb von 200 keV als Analysator für die Strahlpolarisation diene. Läge dort ein kleiner Beitrag von  $\alpha_2$  vor, so müsste die gemessene Polarisation um den Faktor

$$\varrho = \frac{|\alpha_1|^2 + 1/2 |\alpha_2|^2}{|\alpha_1|^2 + 2 \cdot \text{Re}(\alpha_1 \cdot \alpha_2^*)} \cong \frac{1}{1 + 2 M_2}$$

und somit die Empfindlichkeit um den Faktor  $1/\varrho$  korrigiert werden. Die Linear-Relationen unseres Modells würden dabei erhalten bleiben, mit Ausnahme von Gleichung (10), die einen Koeffizienten des unpolarisierten Querschnittes  $\sigma_0(\vartheta)$  enthält. Die Unsicherheiten der vorliegenden Information sind aber zu gross, um eine Aussage zu gestatten. Hingegen fällt bei niederen Energien in Figur 9 die starke Unterdrückung von  $M_2$  gegenüber den  $p$ -Wellen-Parametern auf. Ein von eins verschiedener Wert von  $\varrho$  würde nun gerade einen solchen Effekt bewirken. Nimmt man bei 200 keV z.B. einen Wert von nur  $\varrho = 1,05$  an, so verändert sich vor allem die korrigierte Grösse  $M'_2$  bei kleinen Energien beträchtlich, da sie aus den Koeffizienten  $a_{ij}^{(2)}$  durch Differenzbildung mit  $M_1 = 1$  gewonnen wird (siehe Tab. 6 und Fig. 9). Die Energieabhängigkeit von  $M'_2$  erhält dadurch einen wesentlich plausibleren Verlauf. Eine zahlenmässige Aussage könnte durch eine Präzisionsmessung der Parameter in Gleichung (10) gewonnen werden, doch wäre diese Eichung stark modellabhängig und sehr aufwendig. Klarheit könnte die Verwendung eines anderen Analysators schaffen. Bei diesen Energien bietet sich die  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion an, die zwar mit derselben Problematik behaftet ist, jedoch bei Verwendung eines polarisierten  ${}^3\text{He}$ -Targets prinzipiell die Lösung dieser Frage gestattet [19]. Im Moment bleibt das Analysatorvermögen um etwa 5–10% unsicher.

Wir sind für die vielfältigen Anregungen und Unterstützungen der Herren Professoren P. Huber, E. Baumgartner und H. R. Striebel zu tiefem Dank verpflichtet. Ohne die aktive Mithilfe von Frau M. Seiler-Coster wäre die Analyse kaum zu bewältigen gewesen. Die Herren F. Abt und H. Weyeneth, zusammen mit ihren Mitarbeitern, haben diese Arbeit bereitwillig unterstützt. Herrn P. Brogle danken wir für seine ideenreiche Mitarbeit an der Konzeption und am Aufbau der Steuerungen. Für die Hilfe bei den Messungen schulden wir Herrn H. P. Nägele und Herrn R. Neff besten Dank. Der Nationalfonds unterstützte diese Arbeit finanziell.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] H. PAETZ gen. SCHIECK, P. HUBER, CL. PETITJEAN, H. RUDIN und H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **40**, 414 (1967).
- [2] H. F. GLAVISH, E. R. COLLINS, B. A. MACKINNON und I. J. WALKER, *Proc. of the 2nd Int. Symp. on Pol. Phen. of Nucleons*, Karlsruhe 1965 (Editors: P. Huber and H. Schopper), S. 85.
- [3] A. GALONSKY, H. B. WILLARD und T. A. WELTON, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 349 (1959).
- [4] W. TRÄCHSLIN, H. BÜRGISSER, P. HUBER, G. MICHEL und H.R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **38**, 523 (1965).
- [5] L. J. B. GOLDFARB und A. HUG, *Helv. phys. Acta* **38**, 541 (1965).
- [6] A. HUG, *Helv. phys. Acta* **39**, 507 (1966).
- [7] A. ABRAGAM und J. M. WINTER, *Compt. Rend.* **255**, 1099 (1962).
- [8] H. LEUENBERGER, *Intensitätsmessung an der Quelle polarisierter Teilchen* (Diplomarbeit).
- [9] L. J. B. GOLDFARB, *Nucl. Phys.* **12**, 657 (1959).
- [10] N. F. RAMSEY, *Molecular Beams* (Oxford, 1963).
- [11] S. J. BAME, JR. und J. E. PERRY, JR., *Phys. Rev.* **107**, 1616 (1957).
- [12] A. PAULSEN und H. LISKIEN, *Nucl. Phys.* **56**, 394 (1964).
- [13] L. BROWN, H. A. CHRIST und H. RUDIN, *Nucl. Phys.* **79**, 459 (1966).
- [14] S. DEVONS und L. J. B. GOLDFARB, *Handbuch der Physik*, Vol. 42, 362 (Springer-Verlag, Berlin 1957).
- [15] T. A. WELTON, *Fast Neutron Physics*, Vol. II, Kapitel V.F (Interscience, New York 1963).
- [16] B. HOOP, JR. und H. H. BARSCHALL, *Proc. of the 2nd Int. Symp. on Pol. Phen. of Nucleons*, Karlsruhe 1965 (Editors: P. Huber and H. Schopper), p. 463.
- [17] F. SEILER und E. BAUMGARTNER, *Nucl. Phys.* **A153**, 193 (1970).
- [18] L. C. MCINTYRE und W. HAEBERLI, *Nucl. Phys.* **A91**, 369 (1967).
- [19] CH. LEEMANN, H. BÜRGISSER, P. HUBER, H. PAETZ gen. SCHIECK und F. SEILER, *Helv. phys.* **44**, 141 (1971).