

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 40 (1967)

**Heft:** 1-2

**Artikel:** Die  ${}^6\text{Li}(d, \gamma){}^4\text{He}$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen

**Autor:** Bürgisser, H. / Baumgartner, E. / Benenson, R.E.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113762>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 25.01.2025

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

## Die ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen

von **H. Bürgisser, E. Baumgartner, R. E. Benenson, G. Michel,  
F. Seiler und H. R. Striebel**

Physikalisches Institut der Universität Basel

(12. X. 66)

*Abstract:* The sensitivity of the  ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ -reaction for deuteron vector and tensor polarization has been measured at 600 keV. The different orientations and the magnitude of the incident polarization used were concurrently monitored by the  $\text{T}(d, n){}^4\text{He}$ -reaction.

Both magnitude and angular dependence of the sensitivities show that the 23 MeV level in  ${}^8\text{Be}$  is a  $2^+$  state, predominantly formed by incident  $l=0$ . Deviations from pure  $S$ -wave-behaviour are consistent with an admixture of  $l=2$  channels leading to the same state.

### 1. Einleitung

Die  ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion wurde bisher mit unpolarisierten [1-8] und von PONDROM und DAUGHTRY [9] mit polarisierten Deuteronen studiert.

Insbesondere wurden im totalen Wirkungsquerschnitt bei 0,8 MeV und 3,8 MeV Deuteronenenergie breite Maxima gefunden und als Niveaux im  ${}^8\text{Be}$ -Zwischenkern gedeutet. Dem unteren Maximum entspricht ein  ${}^8\text{Be}$ -Niveau bei ca. 23 MeV Anregungsenergie mit Spin und Parität  $J^\pi = 0^+$  [2] oder  $J^\pi = 2^+$  [1, 3, 4], dem oberen ein Niveau bei ca. 25 MeV mit  $J^\pi = 2^+$  [1, 2, 3, 8] oder  $J^\pi = 0^+$  [8]. MANI et al. [3] schlagen zusätzlich ein Niveau bei ca. 24 MeV mit  $J^\pi = 0^+$  vor.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Winkelverteilung der  $\alpha$ -Teilchen mit 0,6 MeV Deuteronen in verschiedenen Polarisationszuständen gemessen. Sofern die Reaktion ausschliesslich über einen Zwischenkern mit  $J^\pi = 0^+$  verläuft, hat der Polarisationszustand der einfallenden Deuteronen keinen Einfluss auf die Winkelverteilung. Andernfalls hängt die Winkelverteilung von der Polarisation der Deuteronen ab. Diese Polarisationsempfindlichkeit wird bei unpolarisiertem Target durch vier unabhängige Parameter, welche alle in dieser Arbeit gemessen wurden, bestimmt.

### 2. Reaktionen zwischen polarisierten Deuteronen und unpolarisierten Kernen

#### 2.1 Polarisation des Deuteronenstrahles

Zur Beschreibung des Polarisationszustandes der Deuteronen dienen wie schon in früheren Arbeiten [10-13] die drei Komponenten  $P_i$  des Polarisationsvektors und die fünf Komponenten  $P_{ij} = P_{ji}$  des Polarisationsensors. Diese Komponenten sind in einem kartesischen Koordinatensystem durch die Erwartungswerte der Paulischen Spinoperatoren für  $s = 1$  wie folgt definiert [14]:

$$P_i = \frac{1}{\hbar} \langle s_i \rangle$$

$$P_{ij} = \frac{3}{2\hbar^2} (\langle s_i s_j \rangle + \langle s_j s_i \rangle) - 2 \delta_{ij} \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (1)$$

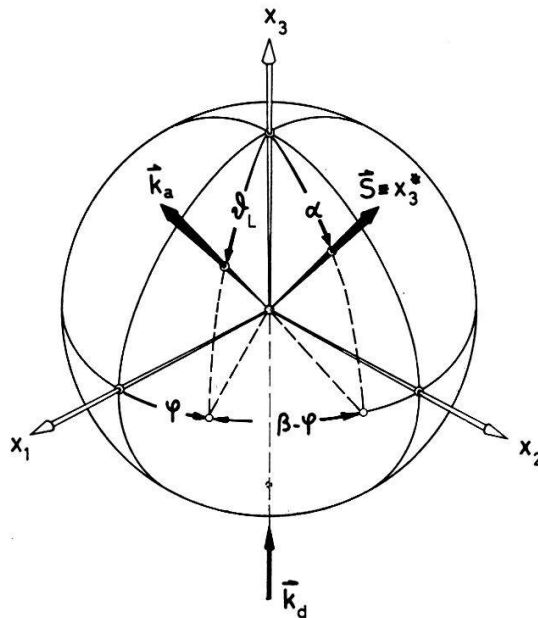
Der Polarisationszustand der Deuteronen aus der Basler Quelle ist rotationssymmetrisch bezüglich einer frei wählbaren Achse. In einem Koordinatensystem, dessen Achse  $x_3^*$  mit dieser Symmetrieachse zusammenfällt (vgl. Fig. 1), erhält man für die Vektorpolarisation  $P_i$  bzw. die Tensorpolarisation  $P_{ij}$  [10]

$$P = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ P_3^* \end{pmatrix}, \quad (P_{ij}) = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} P_{33}^* & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} P_{33}^* & 0 \\ 0 & 0 & +P_{33}^* \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Ferner gilt bei verschwindender Stärke des Magnetfeldes am Ionisierungsort nach [11] angenähert

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

Demnach ist der Polarisationszustand eindeutig durch drei Größen, nämlich durch die Komponenten  $P_{33}^*$  sowie durch die beiden unabhängigen Richtungscosinusse  $\cos\alpha$  und  $\cos\beta$  (vgl. Figur 1) der Symmetrieachse  $\mathbf{S}$  (Spinausrichtungsachse) im  $x_1, x_2, x_3$ -Koordinatensystem bestimmt.



Figur 1

Koordinatensystem zur Beschreibung der Polarisation der einfallenden Deuteronen und der  ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$  sowie der  $T(d, n){}^4\text{He}$ -Reaktion.  $\mathbf{S}$  ist die Ausrichtungsachse des Deuteronenspins.

Da sich der Vektor  $\mathbf{P}$  und der Tensor  $P_{ij}$  bei Drehung des Koordinatensystemes wie die Komponenten eines Vektors bzw. eines kartesischen Tensors transformieren, ergeben sich die Polarisationskomponenten für ein beliebiges Koordinatensystem sofort aus  $P_{33}^*$ ,  $\alpha$  und  $\beta$ . Die expliziten Gleichungen sind bei TRÄCHSLIN et al. [12] angegeben.

Das zur Beschreibung der Reaktion verwendete kartesische Koordinatensystem ist in Fig. 1 dargestellt. Seine  $x_3$ -Achse liegt parallel zur Flugrichtung der Deuteronen, während die  $x_1$ - bzw.  $x_2$ -Achse beliebig zu legen sind. Die Winkel  $\vartheta$  und  $\varphi$  beschreiben die Richtung  $\mathbf{k}_a$  des ausfallenden Teilchens.

Die Bestimmung der Parameter  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $P_{33}^*$  wird in Kapitel (2.4) und (4) besprochen.

## 2.2 Differentieller Reaktionsquerschnitt für polarisierte Deuteronen

Der differentielle Reaktionsquerschnitt  $\sigma_{\text{pol}}(\vartheta, \varphi)$  für polarisierte Deuteronen und beliebige unpolarisierte Targetkerne lässt sich nach GOLDFARB [14] wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{pol}}(\vartheta, \varphi) = \sigma_0(\vartheta) \left\{ 1 + \frac{3}{2} \sum_i P_i P_i^a + \frac{1}{2} P_{33} P_{33}^a \right. \\ \left. + \frac{2}{3} (P_{13} P_{13}^a + P_{12} P_{12}^a + P_{23} P_{23}^a) \right. \\ \left. + \frac{1}{6} (P_{11} - P_{22}) (P_{11}^a - P_{22}^a) \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Dabei bezeichnet  $\sigma_0(\vartheta)$  den differentiellen Querschnitt für unpolarisierte Deuteronen,  $P_i$  und  $P_{ij}$  die auf das  $x_1, x_2, x_3$ -Koordinatensystem bezogenen Komponenten der Vektor- und Tensorpolarisation des Deuteronenstrahles.  $P_i^a$  und  $P_{ij}^a$  sind die von  $\vartheta$  und  $\varphi$  abhängigen Empfindlichkeiten der Reaktion auf Vektor- und Tensorpolarisation und somit Funktionen der Reaktionsmatrixelemente [14]. Die  $\varphi$ -Abhängigkeit dieser Größen lässt sich nach [14, 15] abspalten und man erhält [13]

$$\begin{aligned} P_{11}^a(\vartheta, \varphi) - P_{22}^a(\vartheta, \varphi) &= (D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)) \cos 2\varphi \\ P_{12}^a(\vartheta, \varphi) &= D_{12}(\vartheta) \sin 2\varphi \\ P_{13}^a(\vartheta, \varphi) &= D_{13}(\vartheta) \cos \varphi \\ P_{23}^a(\vartheta, \varphi) &= D_{23}(\vartheta) \sin \varphi \\ P_{33}^a(\vartheta, \varphi) &= D_{33}(\vartheta) \\ P_1^a(\vartheta, \varphi) &= D_1(\vartheta) \sin \varphi \\ P_2^a(\vartheta, \varphi) &= D_2(\vartheta) \cos \varphi \\ P_3^a(\vartheta, \varphi) &= D_3(\vartheta) \end{aligned} \quad (5)$$

mit den Beziehungen

$$\begin{aligned} D_1(\vartheta) &= -D_2(\vartheta) \\ D_{23}(\vartheta) &= D_{13}(\vartheta) \\ D_{12}(\vartheta) &= D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta). \end{aligned} \quad (6)$$

Wegen der Erhaltung der Parität gilt zusätzlich

$$D_3(\vartheta) = 0. \quad (7)$$

Die Gleichungen (6) und (7) verringern die Zahl der voneinander unabhängigen Empfindlichkeiten auf die folgenden vier:

$$D_2(\vartheta), D_{13}(\vartheta), D_{33}(\vartheta) \text{ und } D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta).$$

### 2.3 Die ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen

Wenn die  ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion ausschliesslich über einen Zwischenkern mit  $J^\pi = 0^+$  verlief, so wären alle Empfindlichkeiten  $D_2$  und  $D_{ij}$  null. Handelt es sich um eine S-Wellen-Reaktion über ein  $2^+$  Niveau, so ergibt sich<sup>1)</sup>

$$\begin{aligned} D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta) &= -\frac{1}{2} L_{22}(\cos\vartheta) \\ D_{13}(\vartheta) &= -\frac{1}{2} L_{21}(\cos\vartheta) \\ D_{33}(\vartheta) &= -L_{20}(\cos\vartheta) \\ D_2(\vartheta) &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Soweit die  $\text{T}(d,n){}^4\text{He}$ -Reaktion über eine S-Welle im Eingangs- und eine  $d$ -Welle im Ausgangskanal verläuft, sind ihre Empfindlichkeiten dieselben wie in (8).

### 2.4 Bestimmung der Empfindlichkeiten $D_2$ und $D_{ij}$ aus dem Experiment

Für den differentiellen Reaktionsquerschnitt erhält man aus Gleichung (4) mit (5), (6) und (7) sowie mit den durch  $P_{33}^*$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  ausgedrückten Komponenten der Deuteronenpolarisation

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{pol}}(\vartheta, \varphi) = \sigma_0(\vartheta) \left\{ 1 - \frac{3}{2} D_2(\vartheta) P_{33}^* (\sin\alpha \sin\beta \cos\varphi - \sin\alpha \cos\beta \sin\varphi) \right. \\ + \frac{1}{4} D_{33}(\vartheta) P_{33}^* (3 \cos^2\alpha - 1) \\ + \frac{1}{2} D_{13}(\vartheta) P_{33}^* (\sin 2\alpha \cos\beta \cos\varphi + \sin 2\alpha \sin\beta \sin\varphi) \\ + \frac{1}{2} D_{12}(\vartheta) P_{33}^* \sin^2\alpha \sin 2\beta \sin 2\varphi \\ \left. + \frac{1}{4} [D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)] P_{33}^* \sin^2\alpha \cos 2\beta \cos 2\varphi \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Zur Messung der in Gleichung (9) auftretenden Polarisationsparametern  $P_{33}^*$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  diene die  $\text{T}(d,n){}^4\text{He}$ -Reaktion, deren Winkelverteilung unterhalb 300 KeV Deuteronenenergie nach Gleichung (4) und (8) durch

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{pol}}(\vartheta, \varphi) = \sigma_0 \left\{ 1 - P_{33}^* [3 \cos^2\vartheta \cos^2\alpha + 3 \sin^2\vartheta \sin^2\alpha \cos^2(\varphi - \beta) \right. \\ \left. + 6 \cos\vartheta \sin\alpha \cos\alpha \sin\vartheta \cos(\varphi - \beta) - 1] \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

gegeben ist [12].

Die Grössen  $D_2$  und  $D_{ij}$  können durch Messung der Winkelverteilungen bei verschiedenen Strahlpolarisationen ermittelt werden. Dazu wurde bei mehreren Reaktionswinkeln  $\vartheta$  und den beiden Azimutwinkeln  $\varphi = 0$  bzw.  $\varphi = 180^\circ$  das Ver-

<sup>1)</sup> Die Funktionen  $L_{nm}$  sind zugeordnete Kugelfunktionen erster Art ( $P_n^m$  in JAHNKE-EMDE [19]).

hältnis der Reaktionsquerschnitte für polarisiert und unpolarisiert einfallende Deuteronen gemessen:

$$n_L(\vartheta, \alpha, \beta) = \frac{\sigma_{\text{pol}}(\vartheta, \varphi = 0, \alpha, \beta)}{\sigma_0(\vartheta)}$$

bzw.

$$n_R(\vartheta, \alpha, \beta) = \frac{\sigma_{\text{pol}}(\vartheta, \varphi = \pi, \alpha, \beta)}{\sigma_0(\vartheta)}.$$

Aus drei Messungen mit den Polarisationsparametern

$$(\alpha, \beta) = (0^\circ, -)$$

$$(\alpha, \beta) = (54,7^\circ, 180^\circ)$$

$$(\alpha, \beta) = (90^\circ, 90^\circ)$$

lassen sich dann nach Gleichung (9) alle Empfindlichkeiten berechnen:

$$D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta) = 4 \frac{S(\vartheta, 54,7^\circ, 180^\circ) - 1}{P_{33}^* \sin^2(54,7^\circ)} \quad (11)$$

$$D_{13}(\vartheta) = -2 \frac{U(\vartheta, 54,7^\circ, 180^\circ)}{P_{33}^* \sin 109,4^\circ} \quad (12)$$

$$D_{33}(\vartheta) = 2 \frac{S(\vartheta, 0^\circ) - 1}{P_{33}^*} \quad (13)$$

$$D_2(\vartheta) = -\frac{2}{3} \frac{U(\vartheta, 90^\circ, 90^\circ)}{P_{33}^*} \quad (14)$$

mit

$$S(\vartheta, \alpha, \beta) = \frac{1}{2} (n_L(\vartheta, \alpha, \beta) + n_R(\vartheta, \alpha, \beta))$$

$$U(\vartheta, \alpha, \beta) = \frac{1}{2} (n_L(\vartheta, \alpha, \beta) - n_R(\vartheta, \alpha, \beta)). \quad (15)$$

### 3. Apparatur

#### 3.1 Allgemeine Beschreibung

Zur Herstellung des polarisierten Deuteronenstrahles wurde die Basler Quelle [10, 11, 12, 13] benutzt. Von der sich auf Erdpotential befindenden Quelle trat der  $D^+$ -Strahl nach Beschleunigung auf 600 KeV und nach magnetischer Analyse durch eine 8-mm-Kreisblende in die Streukammer, wie in Figur 2 dargestellt ist.

Die  $\alpha$ -Teilchen aus dem  ${}^6\text{Li}$ -Target wurden von vier Zählodien registriert. Der Deuteronenstrahl fiel nach dem Durchtritt durch das Li-Target und deren Trägerfolie auf ein Tritiumtarget. Der Nachweis der Neutronen aus der als Polarisationsmonitor dienenden  $T(d, n){}^4\text{He}$ -Reaktion erfolgte mit sechs Neutronenzählern.

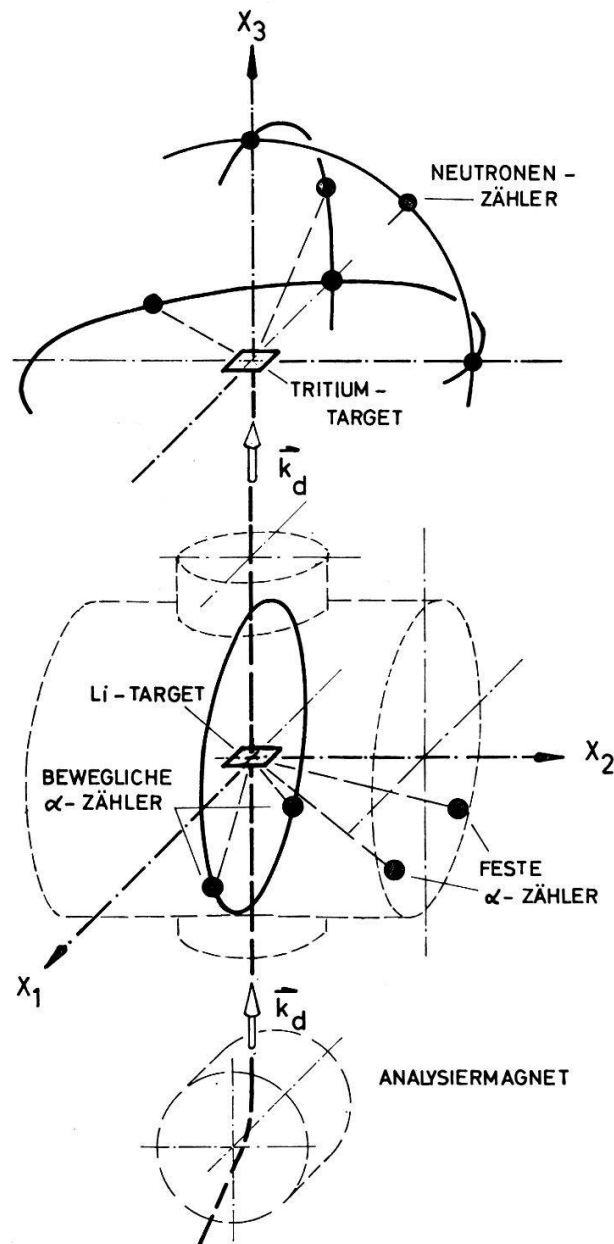
#### 3.2 Target und Detektoren für die ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion

Zur Herstellung des Targets wurde  ${}^6\text{Li}$  von 96% Reinheit auf eine Ni-Folie von  $0,6 \text{ mg/cm}^2$  aufgedampft. Die Dicke der Li-Schichte konnte nach dem Einbau in die Kammer mit Hilfe des Energieverlustes von  ${}^{210}\text{Po}$ - $\alpha$ -Teilchen bestimmt werden. Im Mittel entsprachen die Schichtdicken einer Belegung von ca.  $0,3 \text{ mg/cm}^2$ .

Als Zähler der  $\alpha$ -Teilchen dienten vier Siliziumdioden mit einem Auflösungsvermögen von ca.  $40 \text{ keV}^2$ .

<sup>2)</sup> Teils Ortec Typ SBEI, teils Eigenbau ähnlicher Konstruktion.

Zwei davon liessen sich unabhängig voneinander in der  $(x_1, x_3)$ -Ebene ( $\varphi = 0^\circ$  und  $180^\circ$ ) bewegen, während die beiden anderen symmetrisch zur  $(x_2, x_3)$ -Ebene unter den Winkeln  $\vartheta = 111^\circ$  und  $\varphi = 131^\circ$  bzw.  $\varphi = 49^\circ$  fest montiert waren. Die Winkelauflösung  $\Delta\vartheta$  der beweglichen Zähler betrug ca.  $4^\circ$ , die der festen ca.  $3^\circ$ .



Figur 2

Schematische Darstellung der Messanordnung.

Die in den Dioden entstehenden Impulse gelangten durch einen Verstärker mit variabler Verstärkung und durch einen Diskriminator mit festem Ansprechpegel über die mit einer 10:1 Untersetzstufe versehene Signalübertragungseinrichtung [12] zu den Untersetzern auf Erdpotential. Der Diskriminatorpegel war so eingestellt, dass nur  $\alpha$ -Teilchen mit Energien oberhalb 9 MeV gezählt wurden. Damit liessen sich insbesondere  $\alpha$ -Teilchen aus der  ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}$ -Reaktion von ca. 7 MeV und die Protonen aus der  ${}^6\text{Li}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion von ca. 4 MeV Energie eindeutig ausschliessen.

### 3.3 Polarisationsmonitor

Als Polarisationsmonitor diente die  $\text{T}(d, n){}^4\text{He}$ -Reaktion. Die auf das Tritiumtarget auftreffenden Deuteronen hatten infolge des Energieverlustes im  ${}^6\text{Li}$ -Target und der Trägerfolie eine mittlere Energie von ca. 300 keV. Die mittlere Reaktionsenergie im dicken Tritiumtarget lag etwa bei 150 keV.

Somit kann nach TRÄCHSLIN [12] diese Reaktion mit reiner S-Welle im Eingangskanal und dem Zwischenkernspin  $3/2^+$  beschrieben werden (Gleichung (10)).

Zur Bestimmung des Polarisationszustandes der Deuteronen wurden in einer Entfernung von ca. 30 cm vom Target sechs Neutronenzähler [12] in folgenden festen Positionen aufgestellt:

$$\begin{array}{ll} \vartheta = 0^\circ & \\ \vartheta = 45^\circ & \varphi = 90^\circ \\ \vartheta = 90^\circ & \varphi = 90^\circ \\ \vartheta = 45^\circ & \varphi = 180^\circ \\ \vartheta = 90^\circ & \varphi = 180^\circ \\ \vartheta = 90^\circ & \varphi = 225^\circ \end{array}$$

### 4. Messverfahren

Die Verhältnisse  $\sigma_{\text{pol}}/\sigma_0$  in der Gleichung (9) lassen sich bis auf einen Faktor aus den gemessenen, auf den Untergrund korrigierten Stosszahlen  $N^{\text{pol}}$  und  $N^0$  der beiden in der  $(x_1, x_3)$ -Ebene beweglichen Zählrohren bestimmen:

$$\begin{aligned} N^{\text{pol}} &= I^{\text{pol}} a b \sigma_{\text{pol}} \\ N^0 &= I^0 a b \sigma_0. \end{aligned}$$

$a$  berücksichtigt den Raumwinkel des Zählers,

$b$  die Eigenschaften des Targets.

$I^{\text{pol}}$ ,  $I^0$  sind die Anzahlen der auf das Target einfallenden Deuteronen bei polarisiertem bzw. unpolarisiertem Strahl.

Somit wird

$$\frac{N^{\text{pol}}}{N^0} = \frac{I^{\text{pol}} \sigma_{\text{pol}}}{I^0 \sigma_0} = q \frac{\sigma_{\text{pol}}}{\sigma_0} = q n. \quad (16)$$

Wie sich schon bei früheren Arbeiten an der Quelle gezeigt hat, ist eine direkte Bestimmung des Ladungsverhältnisses  $q$  durch Messen des Targetstromes nicht möglich. Neben  $D^+$  ist im polarisierten und unpolarisierten Strahl ein verschieden grosser Anteil  $H_2^+$  vorhanden, der sich nicht separieren lässt. Um das Ladungsverhältnis  $q$  eliminieren zu können, müsste ein zusätzlicher Zähler als Ladungsmonitor an einem Ort aufgestellt werden, wo der differentielle Reaktionsquerschnitt nicht durch die Polarisation der einfallenden Deuteronen beeinflusst wird, so dass  $\sigma_m^{\text{pol}} = \sigma_m^0$  gilt.

Nach Gleichung (16) wäre dann  $N_m^{\text{pol}}/N_m^0 = q$ .

Wir haben nun in der Streukammer zwei zusätzliche Zählrohren unter den Winkeln  $\vartheta = 111^\circ$ ,  $\varphi = 49^\circ$  und  $131^\circ$  fest eingebaut. Diese Winkel sind so gewählt, dass



der durch eine reine S-Wellen-Reaktion abgeschätzte Einfluss der Polarisierung auf den differentiellen Querschnitt möglichst klein ist. Für die beiden Ladungsmonitore sind die Verhältnisse zwischen den Querschnitten für unpolarisierte und polarisierte Deuteronen  $n_{m,L}$  bzw.  $n_{m,R}$  nur um eine kleine Grösse  $\varepsilon_L$  bzw.  $\varepsilon_R$  von 1 verschieden.

Zur Berechnung der Empfindlichkeiten müssen dann in den Gleichungen (11) bis (15) an Stelle der Grössen  $S$  und  $U$  die aus der Messung bestimmten Werte  $S_{ex}$  und  $U_{ex}$  eingesetzt werden.

$$\begin{aligned} S_{ex} &= \frac{n_L + n_R}{n_{mL} + n_{mR}} = \frac{n_L + n_R}{2 + \varepsilon} \\ U_{ex} &= \frac{n_L - n_R}{n_{mL} + n_{mR}} = \frac{n_L - n_R}{2 + \varepsilon} \end{aligned} \quad (17)$$

mit  $\varepsilon = \varepsilon_L + \varepsilon_R$ .

Der Wert von  $\varepsilon$  wurde bei jedem Polarisationszustand der Deuteronen durch ein iteratives Verfahren ermittelt.

Zur Bestimmung der Verhältnisse  $N^{\text{pol}}/N^0$  wurde abwechselungsweise mit polarisiertem und unpolarisiertem Deuteronenstrahl je 4 min gemessen. Dazwischen erfolgte jeweils während 2 min eine Messung ohne Atomstrahl zur Festlegung des Untergrundes. Die Zählraten betragen ca. 12000 Imp./min mit polarisiertem oder unpolarisiertem Strahl und ca. 750 Imp./min für die Untergrundmessung.

Mit der gleichzeitig ablaufenden  $T(d,n)^4\text{He}$ -Reaktion erfolgte die Bestimmung der effektiven Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  der Spinausrichtungsachse sowie der Tensorkomponente  $P_{33}^*$  des Deuteronenstrahles.

Aus den Stosszahlen  $N_k^{\text{pol}}$  und  $N_k^0$  der sechs Neutronenzähler unter den Winkeln  $(\vartheta_k, \varphi_k)$  wurden die Verhältnisse

$$W_k = \frac{N_k^{\text{pol}}}{N_k^0} \frac{N_1^0}{N_1^{\text{pol}}} = \frac{\sigma_k^{\text{pol}}}{\sigma_k^0} \frac{\sigma_1^0}{\sigma_1^{\text{pol}}} \quad k = 1, \dots, 6$$

gebildet.

Die zu bestimmenden Parameter  $P_{33}^*$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  der Gleichung (10) wurden mittels der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate den sechs Grössen  $W_k$  angepasst.

Die Werte von  $P_{33}^*$  lagen zwischen  $-0,20$  und  $-0,25$ . Die statistische Unsicherheit für  $P_{33}^*$  betrug etwa 4%, diejenige der Winkelbestimmung ca.  $2^\circ$ .

Eine Depolarisation des Strahles durch das Li-Target und die als Targetträger dienende Nickelfolie war nicht zu erwarten [16] und konnte auch in speziell durchgeführten Messungen innerhalb der Fehlergrenzen nicht beobachtet werden.

## 5. Ergebnisse

Die nachfolgende Tabelle I enthält die aus den Gleichungen (11) bis (15) und (17) berechneten Empfindlichkeiten auf Vektor- und Tensorpolarisation als Funktionen des Winkels  $\vartheta$  im Schwerpunktsystem.

Die Fehlerschranken ergaben sich aus den Schwankungsbreiten der Grössen  $S_{ex}$  und  $U_{ex}$  (Gleichung (17)) sowie aus den statistischen Unsicherheiten von  $P_{33}^*$ ,  $\alpha$  und  $\beta$ .

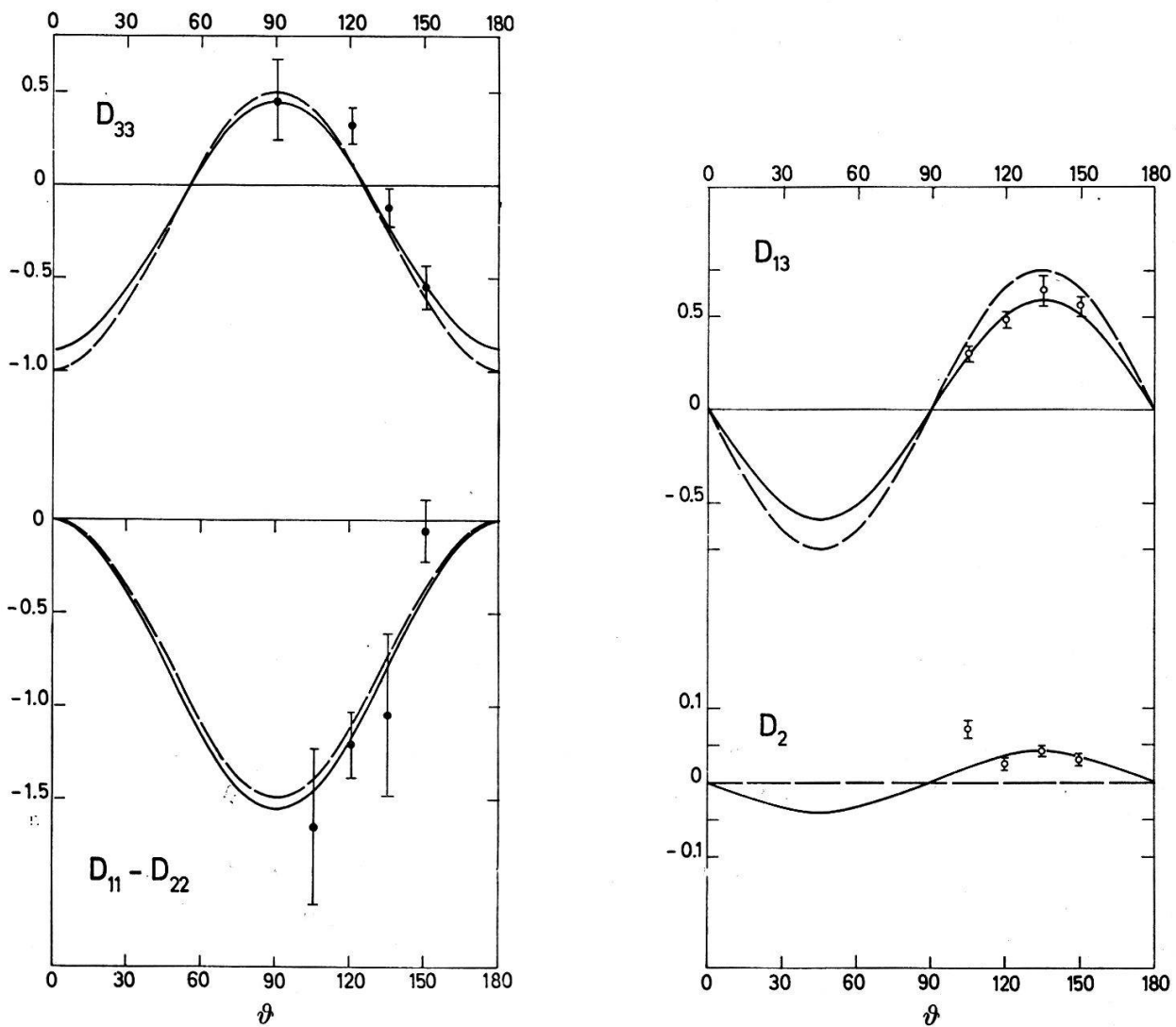
In Figur 3 und 4 sind die Empfindlichkeiten  $D_{ij}(\vartheta)$  und  $D_2(\vartheta)$  dargestellt. Die gestrichelten Kurven geben den Verlauf dieser Funktionen für eine reine S-Wellenresonanz mit  $J^\pi = 2^+$  wieder (Gleichungen (8)).

Tabelle I

$\vartheta$	$D_{33}(\vartheta)$	$D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$
90°	0.45 ± 0.23	
105°		-1.65 ± 0.42
120°	0.32 ± 0.11	-1.21 ± 0.18
135°	-0.12 ± 0.11	-1.05 ± 0.44
150°	-0.55 ± 0.12	-0.06 ± 0.17

	$D_{13}(\vartheta)$	$D_2(\vartheta)$
105°	0.300 ± 0.040	0.072 ± 0.016
120°	0.480 ± 0.031	0.027 ± 0.011
135°	0.640 ± 0.078	0.040 ± 0.011
150°	0.553 ± 0.044	0.031 ± 0.011



Figur 3 und 4

Empfindlichkeiten der  ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion auf Deuteronenpolarisation als Funktion des Winkels im Schwerpunktsystem bei einer mittleren Deuteronenenergie von 550 keV. Die gestrichelte Kurve entspricht dem Verlauf für eine S-Wellenreaktion über einen  $2^+$ -Zustand, die ausgezogene Kurve einer Anpassung mit einem Legendre-Polynom (Abschnitt 5).

Für  $D_{13}(\vartheta)$ ,  $D_{33}(\vartheta)$  und  $D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$  sind die ausgezogenen Linien die bei reiner S-Wellenresonanz auftretenden Legendre-Polynome (Gleichung (8)), jedoch mit den aus den Messpunkten ermittelten Koeffizienten:

$$D_{13}(\vartheta) = - (0.39 \pm 0.02) L_{21}(\cos\vartheta)$$

$$D_{33}(\vartheta) = - (0.89 \pm 0.20) L_{20}(\cos\vartheta)$$

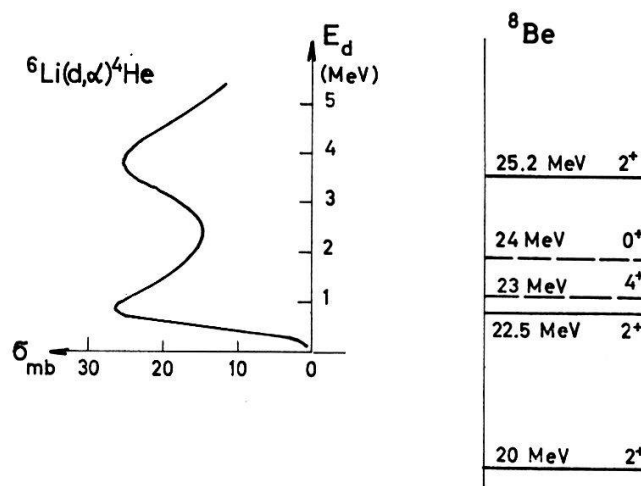
$$D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta) = - (0.52 \pm 0.08) L_{22}(\cos\vartheta) .$$

Bei  $D_2(\vartheta)$  wurde das Legendrepolynom  $L_{21}(\cos\vartheta)$  den Messpunkten angepasst:

$$D_2(\vartheta) = - (0.03 \pm 0.01) L_{21}(\cos\vartheta) .$$

## 6. Diskussion

Der uns interessierende Energiebereich im  ${}^8\text{Be}$ -Zwischenkern sowie der totale Wirkungsquerschnitt der  ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion sind in der Figur 5 dargestellt [17].



Figur 5

Totaler Wirkungsquerschnitt der  ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion und Niveauschema des  ${}^8\text{Be}$ -Kernes.

Dem Verlauf des totalen Querschnittes in Abhängigkeit der Deuteronenenergie liegen die Experimente von JERONYMO [1] und MANI [3] zu Grunde, angepasst an die Absolutheit von MEYER [2].

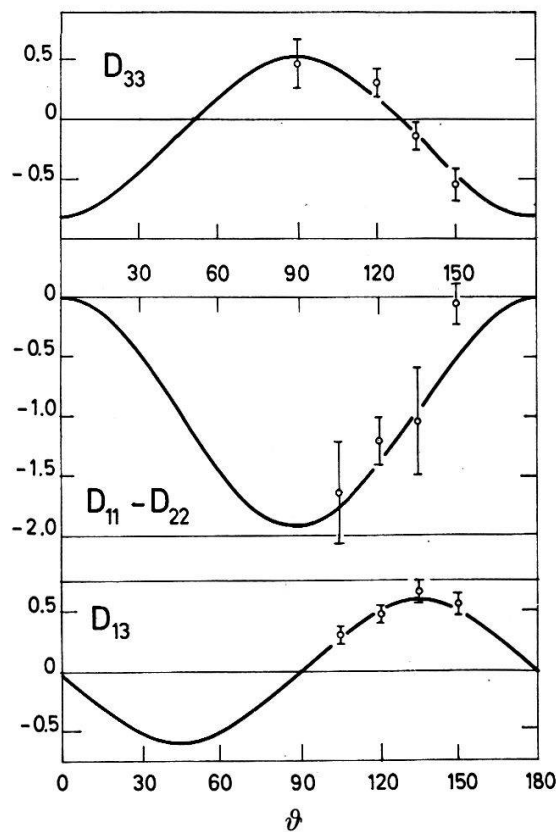
Ausserdem liegen Messungen [1, 3, 18] über die  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion, die ebenfalls über den Zwischenkern  ${}^8\text{Be}$  verläuft, vor. Dabei zeigte sich neben einem Niveau bei ca. 20 MeV mit  $J^\pi = 2^+$  auch dasjenige bei ca. 22.5 MeV mit  $J^\pi = 2^+$ . HAN und HEYDENBURG [18] schlagen überdies ein Niveau oberhalb 23 MeV mit  $J^\pi = 4^+$  vor.

Bei unserer Deuteronenenergie von 0,6 MeV kann angenommen werden, dass der überwiegende Anteil der  $\alpha$ -Ausbeute aus dem 22.5-MeV-Niveau stammt. Nach Grösse und Winkelabhängigkeit zeigen die in der vorliegenden Arbeit gemessenen Empfindlichkeiten der Reaktion auf Tensorpolarisation, dass diesem Niveau der Spin  $J^\pi = 2^+$  zugeordnet werden muss.

Ein  $0^+$ -Zustand kann ausgeschlossen werden, da dieser verschwindende Polarisationsempfindlichkeit verursachen müsste. Für einen  $4^+$ -Zustand ist die Winkelverteilung für unpolarisierte Deuteronen zu wenig anisotrop, und die Empfindlichkeiten auf Tensorpolarisation wären wesentlich verschieden von den gemessenen.

Der Vergleich der Messungen mit den zu erwartenden Werten für einen reinen Zustand mit  $l = 0$  im Eingangskanal und  $J^\pi = 2^+$  zeigt speziell durch das Auftreten der Empfindlichkeit auf Vektorpolarisation und die zu kleinen Werte der Empfindlichkeit  $D_{13}$  auf Tensorpolarisation, dass noch weitere Kanäle zur Reaktion beitragen.

Eine detaillierte Bestimmung dieser interferierenden Kanäle ist wegen der Komplexität der Reaktion und den unseren Messungen anhaftenden Fehlern nicht möglich. Hingegen lässt sich zeigen, dass die Abweichung vom  $S$ -Wellenverhalten, insbesondere das Auftreten einer Empfindlichkeit für Vektorpolarisation, unter folgenden Annahmen erklärt werden können:



Figur 6

Wiedergabe der Empfindlichkeiten auf Tensorpolarisation nach den Annahmen von Abschnitt 6. Der entsprechende Verlauf der Empfindlichkeit auf Vektorpolarisation ist in Figur 4 eingezeichnet.

Die Reaktion verläuft bei 600 keV ausschliesslich über ein  $J^\pi = 2^+$  Niveau. Jedoch ist im Eingangskanal der  $S$ -Welle noch ein kleiner  $D$ -Wellenanteil (Kanalspin  $s = 0, 1, 2$ ) beigemischt.

Zur Berechnung der Kurven in Figur 6 wurden  $S$ -Wellen und  $D$ -Wellen, soweit sie mit den  $S$ -Wellen interferieren, verwendet. Dadurch erhält man zwei freie unabhängige Parameter zur Darstellung der Polarisationsempfindlichkeiten; der eine genügt zur Wiedergabe aller Tensorempfindlichkeiten (Figur 6) der andere stellt die Vektor-, empfindlichkeit  $D_2(\vartheta)$  befriedigend dar (Figur 4).

Die Durchführung dieser Arbeit wurde dank der finanziellen Unterstützung durch den Schweizerischen Nationalfond ermöglicht. Herrn Prof. Dr. P. Huber danken wir für sein dauerndes anregendes Interesse bestens.

### Literaturverzeichnis

- [1] J. M. F. JERONYMO, G. S. MANI, F. PICARD, and A. SADEGHI, *Nucl. Phys.* **38**, 11 (1962).
- [2] V. MEYER, W. PFEIFER, H. H. STAUB, *Helv. phys. Acta* **36**, 456 (1963).
- [3] R. M. FREEMAN and G. S. MANI, *Proc. Phys. Soc.* **85**, 267 (1965).
- [4] N. P. HEYDENBURG, C. M. HUDSON, D. R. INGLIS, and W. D. WHITEHEAD, *Phys. Rev.* **74**, 405 (1948).
- [5] W. WHALING and T. W. BONNER, *Phys. Rev.* **79**, 258 (1950).
- [6] F. HIRST, I. JOHNSTONE and M. J. POOLE, *Phil. Mag.* **45**, 762 (1954).
- [7] Y. P. ANTOUFIEV, M. M. EL-SHESHENI, H. R. SAAD, Z. A. SALEH, and P. V. SOROKIN, *Nucl. Phys.* **48**, 299 (1963).
- [8] P. PAUL and K. P. LIEB, *Nucl. Phys.* **53**, 465 (1964).
- [9] L. G. PONDROM and J. W. DAUGHTRY, *Proc. of the International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons 1960*, 201 (Birkhäuser, Basel 1961).
- [10] H. RUDIN, H. R. STRIEBEL, E. BAUMGARTNER, L. BROWN und P. HUBER, *Helv. phys. Acta* **34**, 58 (1961).
- [11] F. SEILER, E. BAUMGARTNER, W. HAEBERLI, P. HUBER und H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **35**, 385 (1962).
- [12] W. TRÄCHSLIN, H. BÜRGISSER, P. HUBER, G. MICHEL und H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **38**, 523 (1965).
- [13] G. MICHEL, R. E. BENENSON, H. BÜRGISSER, P. HUBER, W. A. SCHIER und H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **39**, 267 (1966).
- [14] L. J. B. GOLDFARB, *Nucl. Phys.* **7**, 622 (1958).
- [15] R. C. JOHNSON, *Nucl. Phys.* **35**, 654 (1962).
- [16] L. WOLFENSTEIN, *Phys. Rev.* **75**, 1664 (1949).
- [17] T. LAURITSEN and F. AJZENBERG-SELOVE, *Nucl. Phys.* **78**, 1 (1966).
- [18] I. G. HAN and N. P. HEYDENBURG, *Bull. Am. Soc.* **6**, 415 (1961).
- [19] E. JAHNKE, F. EMDE, *Funktionentafeln*, p. 110.