

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 43 (1970)  
**Heft:** 3

**Artikel:** D(d, p)T-Reaktion mit polarisierten Deuteronen unterhalb 500 keV  
**Autor:** Jeltsch, K. / Huber, P. / Janett, A.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-114170>

### **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:** 16.01.2026

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

# D(*d, p*)T-Reaktion mit polarisierten Deuteronen unterhalb 500 keV

von **K. Jeltsch, P. Huber, A. Janett und H. R. Striebel**

Physikalisches Institut der Universität Basel

(23. XII. 69)

*Summary.* The angular distributions of the D(*d, p*)T-reaction at  $E_d = 150, 230$  and  $340$  keV mean energy have been measured with polarized incident deuterons. From these data the four independent components of the polarization efficiency  $D_1$ ,  $D_{33}$ ,  $D_{11}-D_{22}$  and  $D_{13}$  are calculated and fitted as functions of the emission angle by the adequate associated Legendre functions. The energy-dependence of the expansion coefficients is discussed, and it is shown that only below  $300$  keV the coefficients, except those due to quintet contributions, agree with theoretical predictions of Rook and Goldfarb.

The ratio of vector- and tensor-polarization in dependence of the probabilities of high-frequency-transitions are investigated.

## 1. Einleitung

Die D(*d, p*)T-Reaktion wird nach wie vor theoretisch und experimentell intensiv untersucht [1–10]. Seit der raschen Entwicklung der Quellen polarisierter Ionen werden in zunehmendem Masse auch Experimente mit polarisierten Deuteronen durchgeführt [6–10].

Petitjean u. a. [8] haben die Winkelverteilung der Protonen für polarisiert einfallende Deuteronen bei einer mittleren Reaktionsenergie von  $460$  keV gemessen und, ausgehend von einer theoretischen Betrachtung von Rook und Goldfarb [2], analysiert. Die Ergebnisse zeigen, dass die von diesen Autoren vorgeschlagenen Reaktionsbeiträge zur Erklärung der beobachteten Winkelverteilung nicht ausreichen. Neben den von Rook und Goldfarb berücksichtigten Bahndrehimpulsen ( $l = 0, 1, 2$  im Eingangskanal, wovon  $l_1 = 2$  nur in Interferenztermen mit  $l_2 = 0$ ;  $l' = 0, 1, 2$  im Ausgangskanal) müssen auch höhere ( $l_1 = l_2 = 2$ ,  $l' = 3$ ) herangezogen werden. Ausserdem treten auch Quintettbeiträge (Kanalspin im Eingang  $S = 2$ ) auf, die von Rook und Goldfarb aufgrund des Pauliprinzipis ausser acht gelassen wurden.

Beiduk, Pruett und Konopinski [1] wie auch Rook und Goldfarb nehmen an, dass die Energieabhängigkeit der Reaktionsmatrixelemente allein durch die Durchdringung der Coulomb- und Zentrifugalbarrieren gegeben ist. Demnach müssten Messungen bei kleinen Energien, wo die Beiträge von höheren Bahndrehimpulsen unwahrscheinlicher werden, mit den theoretischen Voraussagen besser als in [8] übereinstimmen. Um dies zu prüfen, führten wir die nachfolgend beschriebenen Messungen durch.

## 2. Theorie

### 2.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt der $D(d, p)T$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen

Für ein unpolarisiertes Target lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt einer Reaktion mit polarisierten Deuteronen wie folgt darstellen [11, 12]:

$$\begin{aligned} \sigma_{pol}(\vartheta, \varphi) = \sigma_0(\vartheta) & \left\{ 1 + \frac{3}{2} P_1 D_1(\vartheta) \sin \varphi + \frac{3}{2} P_2 D_2(\vartheta) \cos \varphi + \frac{3}{2} P_3 D_3(\vartheta) \right. \\ & + \frac{1}{2} P_{33} D_{33}(\vartheta) + \frac{1}{6} (P_{11} - P_{22}) (D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)) \cos 2\varphi \\ & \left. + \frac{2}{3} [P_{13} D_{13}(\vartheta) \cos \varphi + P_{23} D_{23}(\vartheta) \sin \varphi + P_{12} D_{12}(\vartheta) \sin 2\varphi] \right\}. \quad (1) \end{aligned}$$

Die hierin verwendeten Komponenten  $P_i$  und  $P_{ik}$  der Vektor- bzw. Tensorpolarisation der einfallenden Deuteronen und die Komponenten  $D_i$  und  $D_{ik}$  der zugehörigen Polarisationsempfindlichkeiten beziehen sich auf ein kartesisches Koordinatensystem, dessen  $x_3$ -Achse mit der Einfallsrichtung der Deuteronen zusammenfällt.  $\vartheta$  bezeichnet den Emissionswinkel im Schwerpunktsystem und  $\varphi$  den Winkel zwischen der  $(x_1, x_3)$ - und der Reaktionsebene (vgl. Fig. 3).  $\sigma_0(\vartheta)$  ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Deuteronen.

Wegen der Invarianz gegenüber Drehungen des Koordinatensystems um die  $x_3$ -Achse ergeben sich folgende wichtige Beziehungen [12]:

$$D_2(\vartheta) = -D_1(\vartheta); \quad 2 D_{12}(\vartheta) = D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta); \quad D_{23}(\vartheta) = D_{13}(\vartheta). \quad (2)$$

Aufgrund der Paritätserhaltung gilt ausserdem:

$$D_3(\vartheta) \equiv 0. \quad (3)$$

Somit genügt es, nur die vier unabhängigen Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit  $D_1(\vartheta)$ ,  $D_{33}(\vartheta)$ ,  $D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$  und  $D_{13}(\vartheta)$  zu betrachten.

Für  $\sigma_0(\vartheta)$  und die Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit liefert die Theorie von Goldfarb [11] nachfolgende Darstellungen durch Reihen zugeordneter Legendrefunktionen<sup>1)</sup>:

$$\sigma_0(\vartheta) = a_0^{(0)} + a_0^{(2)} L_{2,0}(\cos \vartheta) + a_0^{(4)} L_{4,0}(\cos \vartheta) + \dots \quad (4)$$

Gewöhnlich wird anstelle von  $\sigma_0(\vartheta)$  die auf  $4\pi$  normierte Winkelverteilung  $W_0(\vartheta)$  benützt:

$$W_0(\vartheta) = \frac{\sigma_0(\vartheta)}{a_0^{(0)}} = 1 + \frac{a_0^{(2)}}{a_0^{(0)}} L_{2,0}(\cos \vartheta) + \frac{a_0^{(4)}}{a_0^{(0)}} L_{4,0}(\cos \vartheta) + \dots \quad (5)$$

<sup>1)</sup> In der Notierung von Jahnke-Emde:  $L_{i,0}(\cos \vartheta) = P_i(\cos \vartheta)$ ;  $L_{i,k}(\cos \vartheta) = P_i^k(\cos \vartheta)$ .

Damit lauten die Entwicklungen der Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit:

$$\begin{aligned} D_1(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=1} a_1^{(n)} L_{n,1}(\cos \vartheta); & D_{33}(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=0} a_{33}^{(n)} L_{n,0}(\cos \vartheta); \\ D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=2} a_{11-22}^{(n)} L_{n,2}(\cos \vartheta); \\ D_{13}(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=1} a_{13}^{(n)} L_{n,1}(\cos \vartheta). \end{aligned} \quad (6)$$

Die Entwicklungskoeffizienten  $a^{(k)}$  sind mit den Reaktionsmatrixelementen  $R_n = \langle l'_n S'_n J_n | R | l_n S_n J_n \rangle$  ( $l$ : Bahndrehimpuls,  $S$ : Kanalspin,  $J$ : Gesamtdrehimpuls) und der reduzierten Wellenlänge  $\lambda$  der Relativbewegung im Eingangskanal in folgender Weise verbunden:

$$\begin{aligned} a_0^{(k)} &= \lambda^2 \sum_{n,m} A_0^{(knm)} \operatorname{Re}(R_n R_m^*); \\ a_1^{(k)} &= \frac{\lambda^2}{a_0^{(0)}} \sum_{n,m} A_1^{(knm)} \operatorname{Im}(R_n R_m^*); \\ a_{ij}^{(k)} &= \frac{\lambda^2}{a_0^{(0)}} \sum_{n,m} A_{ij}^{(knm)} \operatorname{Re}(R_n R_m^*), \quad i, j = \begin{cases} 33 \\ 11-22 \\ 13 \end{cases}. \end{aligned} \quad (7)$$

Die  $A^{(knm)}$  sind durch die Drehimpulse des Systems gegeben [13]. Aus Symmetriegründen kommen für die Reaktionsmatrixelemente nur gewisse Kombinationen von Drehimpulsen in Betracht. So verlangt die Symmetrie des Zweideuteronensystems eine Kombination von geraden/ungeraden Kanalspins mit geraden bzw. ungeraden Bahndrehimpulsen und die Erhaltung der Parität eine Kombination von geraden/ungeraden Bahndrehimpulsen im Eingangskanal mit geraden/ungeraden im Ausgangskanal.

In Tabelle 1 sind zu den Entwicklungskoeffizienten mit  $l \leq 2$  und  $l' \leq 3$  alle Produkte von Reaktionsmatrixelementen angegeben, die einen Beitrag zum entsprechenden Entwicklungskoeffizienten leisten können. Das Produkt zweier Matrixelemente wird dabei wie folgt durch die beteiligten Bahndrehimpulse symbolisiert [4]:

$$R_n R_m^* = \langle l'_n S'_n J_n | R | l_n S_n J_n \rangle \langle l'_m S'_m J_m | R | l_m S_m J_m \rangle^* \rightarrow (l_n l'_n l_m l'_m). \quad (8)$$

Produkte mit denselben Bahndrehimpulsen sind nur einmal aufgenommen, da sie nach der Vorstellung von Rook und Goldfarb [2] bis auf einen konstanten Faktor dieselbe Energieabhängigkeit aufweisen. Einzig Beiträge von Quintettzuständen im Eingangskanal werden gesondert angeführt und durch Kursivziffern gekennzeichnet. Durch runde Klammern hervorgehoben sind diejenigen Kombinationen von Matrixelementen, die von Rook und Goldfarb [2] vorgeschlagen wurden (Bahndrehimpulse im Eingang:  $l_1 = 0, 1, 2$ , wovon  $l_1 = 2$  nur in Interferenztermen mit  $l_2 = 0$ ; Bahndrehimpulse im Ausgang:  $l' = 0, 1, 2$ ; keine Quintettbeiträge). Sie erklären das Auftreten der Koeffizienten  $a_0^{(0)}, a_0^{(2)}, a_1^{(1)}, a_1^{(2)}, a_{33}^{(0)}, a_{33}^{(2)}, a_{11-22}^{(2)}$  und  $a_{13}^{(2)}$ , nicht aber dasjenige der von Petitjean u. a. [8] zusätzlich gefundenen Koeffizienten  $(a_0^{(4)}, a_{33}^{(1)}, a_{33}^{(3)}, a_{33}^{(4)},$

$a_{13}^{(1)}$ ,  $a_{13}^{(3)}$ ,  $a_{13}^{(4)}$ ,  $a_{13}^{(5)}$ ,  $a_{11-22}^{(3)}$  und  $a_{11-22}^{(4)}$ . Diese können aber z. T. durch Hinzunahme der von Rook und Goldfarb nicht aufgenommenen Quintettbeiträge (eckige Klammern) gedeutet werden.  $a_0^{(4)}$  ist auf Beiträge von reinen  $d$ -Wellen zurückzuführen, während  $a_{13}^{(5)}$  nur durch auslaufende  $f$ -Wellen erklärt werden kann.

Tabelle 1

Bahndrehimpulskombinationen  $(l_n l'_n l_m l'_m)$ , die zu den Entwicklungskoeffizienten einen Beitrag leisten können

$a_0^{(0)}$	$a_0^{(2)}$	$a_0^{(4)}$	$a_1^{(1)}$	$a_1^{(2)}$	$a_1^{(3)}$	$a_1^{(4)}$
(0000)	(1111)	2222	(0011)	(1111)	1320	2222
[0202]	1113	2222	[0211]	1113	1122	
(1111)	1313		0213	[0220]	1322	
1313	[0220]		1120	[0222]	1122	
2222	(0022)		1122	2022	1322	
2020	2222		1322	2222		
2222	[0222]		1122			
	2022		1322			
	2222					

$a_{33}^{(0)}$	$a_{33}^{(1)}$	$a_{33}^{(2)}$	$a_{33}^{(3)}$	$a_{33}^{(4)}$	$a_{33}^{(5)}$
	13	11-22	11-22	11-22	11-22
		13	13	13	13
(1111)	[0211]	[0002]	[0211]	1113	1322
1313	0213	[0202]	0213	1313	
[0020]	1120	(1111)	1320	[0222]	
[0222]	1122	1113	1122	2222	
2020	1322	1313	1322		
2222		[0220]			
		[0222]			
		2022			
		2222			
		[0022]			

Grundsätzlich lässt sich folgendes aus Tabelle 1 herauslesen: Bei sehr tiefen Energien, bei denen im Eingangskanal nur  $s$ -Wellen auftreten, können nur die Koeffizienten  $a_0^{(0)}$ ,  $a_{33,11-22,13}^{(2)}$  ungleich Null sein. Die Reaktion ist daher bei diesen Energien unempfindlich auf Vektorpolarisation. Ferner sind die Komponenten  $D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$  und  $D_{33}(\vartheta)$  symmetrisch und  $D_{13}(\vartheta)$  antisymmetrisch bezüglich  $90^\circ$ .

Mit zunehmender Einfallenergie werden auch  $p$ -Wellen zur Reaktion beitragen. Somit können auch die Koeffizienten  $a_0^{(2)}$ ,  $a_1^{(1),(2)}$ ,  $a_{33}^{(0)}$ ,  $a_{33,11-22,13}^{(1),(3),(4)}$  erscheinen, wovon die  $a_{ij}^{(4)}$  nur bei auslaufenden  $f$ -Wellen.

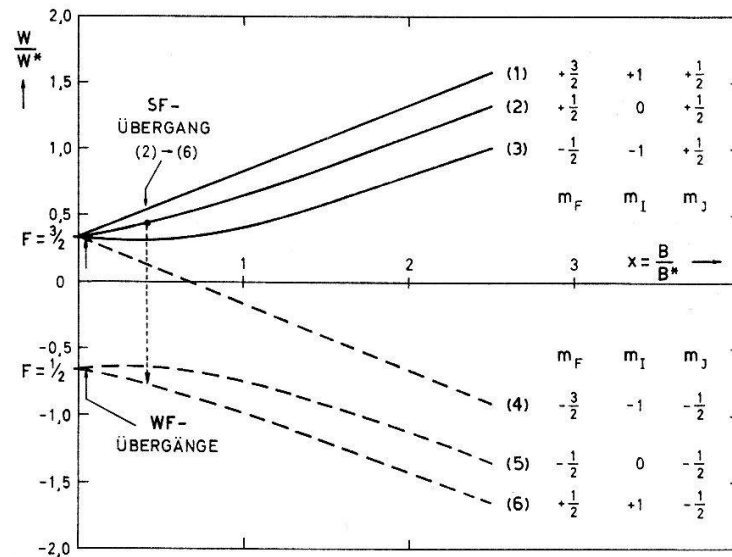
Kommen mit weiter steigender Energie auch  $d$ -Wellen hinzu, so lassen sich die  $a_{ij}^{(4)}$  auch ohne  $f$ -Wellen verstehen. Ferner können nun auch die übrigen Koeffizienten  $a_0^{(4)}$ ,  $a_1^{(3),(4)}$  und  $a_{33,11-22,13}^{(5)}$  von Null verschieden werden, doch ist ihr Auftreten wie auch das der übrigen Koeffizienten nicht zwingend, da ihr Wert durch die Summenbildung (7) über positive und negative Terme, infolge kleiner Koeffizienten  $A^{(knm)}$  oder kleiner Durchdringungsfaktoren durchaus verschwindend klein sein kann.

Alle ungerade indizierten  $a_{33,11-22,13}$  sind auf Quintettbeiträge zurückzuführen. Da der Kanalspin im Ausgangskanal maximal gleich 1 sein kann, sind alle Quintettübergänge mit einem Spinflip verbunden.

## 2.2 Polarisierung und Hochfrequenzübergangswahrscheinlichkeit

### 2.2.1 Arbeitsprinzip der Quelle polarisierter Deuteronen

Die Arbeitsweise der von uns verwendeten Quelle polarisierter Deuteronen beruht auf der Methode der adiabatischen Übergänge nach Abragam und Winter [14, 15]. Dabei werden mittels Einstrahlung hochfrequenter Magnetfelder Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur des Deuteriums induziert (vgl. Fig. 1). Zu unterscheiden sind Übergänge in einem «starken» Magnetfeld (SF-Übergänge), einem «schwachen» Feld (WF-Übergänge) und kombinierte in einem starken und danach einem schwachen Feld (SWF-Übergänge) [16]. Schwach heisst in diesem Zusammenhang ein Feld, wenn die Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinniveaus noch als äquidistant angesehen werden kann.



Figur 1

Hyperfeinstruktur der Energie des Deuteriums als Funktion der normierten Feldstärke  $x = B/B^*$  und Hochfrequenzübergänge.  $W^* = h \times \nu^*$  ( $\nu^* = 327,4$  MHz) ist die Energiedifferenz der Hyperfeinniveaus, welche durch das magnetische Feld des Kerns am Orte des Elektrons  $B^* = h \nu^* / 2 \mu_{Bohr} = 117$  G verursacht wird.  $F$ ,  $I$  und  $J$  bezeichnen die Spinquantenzahlen des Atoms, des Kerns bzw. der Elektronenhülle und  $m_F$ ,  $m_I$  und  $m_J$  die entsprechenden magnetischen Quantenzahlen.

### 2.2.2 Darstellung der Übergangswahrscheinlichkeit der Schwachfeldübergänge

Für die im schwachen Feld angenähert äquidistante Niveaufaufspaltung eines Spin- $F$ -Teilchens lässt sich die Wahrscheinlichkeit  $R_{m_F m'_F}$  des Überganges von  $|F, m_F\rangle$  nach  $|F, m'_F\rangle$  infolge eines zeitlich veränderlichen Magnetfeldes durch die Übergangswahrscheinlichkeit  $r$  eines fiktiven Spin- $1/2$ -Teilchens mit demselben gyromagnetischen Verhältnis wie das Spin- $F$ -Teilchen ausdrücken. Die betreffende Darstellung geht auf Majorana [17] zurück und lautet:

$$R_{m_F m'_F} = (F - m_F)! (F + m_F)! (F - m'_F)! (F + m'_F)! r^{2F} \times \left[ \sum_n (-1)^n \left( \frac{1-r}{r} \right)^{\frac{m_F + m'_F}{2} + n} \times \frac{1}{(F - m_F - n)! (F - m'_F - n)! (m_F + m'_F + n)! n!} \right]^2 = R_{m'_F m_F}. \quad (9)$$

Summiert wird über alle  $n$ , für die kein Faktor negativ wird.



Tabelle 2 enthält eine Zusammenstellung der Wahrscheinlichkeiten für Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus des Deuteriums im schwachen Feld als Funktion der Übergangswahrscheinlichkeit  $r$  eines fiktiven Spin-1/2-Teilchens.

Tabelle 2

Wahrscheinlichkeiten für Schwachfeldübergänge als Funktion der Übergangswahrscheinlichkeit  $r$  eines fiktiven Spin-1/2-Teilchens

Übergang	$m_F$	$m'_F$	$R_{m_F m'_F} = R_{m'_F m_F}$
(1)–(1)	3/2	3/2	$(1 - r)^3$
(1)–(2)	3/2	1/2	$3 r (1 - r)^2$
(1)–(3)	3/2	–1/2	$3 r^2 (1 - r)$
(1)–(4)	3/2	–3/2	$r^3$
(2)–(2)	1/2	1/2	$(1 - r) (3 r - 1)^2$
(2)–(3)	1/2	–1/2	$r (3 r - 2)^2$
(2)–(4)	1/2	–3/2	$3 r^2 (1 - r)$
(3)–(3)	–1/2	–1/2	$(1 - r) (3 r - 1)^2$
(3)–(4)	–1/2	–3/2	$3 r (1 - r)^2$
(4)–(4)	–3/2	–3/2	$(1 - r)^3$
(5)–(5)	–1/2	–1/2	$1 - r$
(5)–(6)	–1/2	1/2	$r$
(6)–(6)	1/2	1/2	$1 - r$

### 2.2.3 Beschreibung der Polarisierung und deren Abhängigkeit von den Hochfrequenzübergangswahrscheinlichkeiten

Der Polarisationszustand wird gleich wie bei Petitjean u. a. [8] beschrieben:

$$\begin{aligned}
 P_1 &= P_3^* L_{1,1}(\cos \alpha) ; & P_{33} &= P_{33}^* L_{2,0}(\cos \alpha) ; \\
 P_{11} - P_{22} &= \frac{1}{2} P_{33}^* L_{2,2}(\cos \alpha) ; & P_{13} &= \frac{1}{2} P_{33}^* L_{2,1}(\cos \alpha) .
 \end{aligned} \tag{10}$$

Dabei bezeichnet  $\alpha$  den Winkel zwischen der Achse des rotationssymmetrischen Polarisationszustandes und der Flugrichtung der Deuteronen (vgl. Fig. 3). Die übrigen Polarisationskomponenten sind wegen der speziellen Wahl des Koordinatensystems (s. 3.2) identisch gleich Null.

$P_3^*$  und  $P_{33}^*$  sind gegeben durch die Besetzungszahlen  $N_+$ ,  $N_0$  und  $N_-$ , die zu den Kernspinprojektionen auf die Symmetrieachse  $m_I = +1, 0$  und  $-1$  gehören. Mit der Normierung

$$N_+ + N_0 + N_- = 1 \tag{11}$$

gilt [18]:

$$P_3^* = N_+ - N_- ; \quad P_{33}^* = 1 - 3 N_0 . \tag{12}$$

Tabelle 3 enthält in Kolonne 2 die relative Besetzung der Zeeman-Niveaus nach Durchtritt des Atomstrahls durch das separierende Feld des Quadrupolmagneten [16].

Die Niveaus (1)–(3) und (4)–(6) sind, ideale Trennung vorausgesetzt, je unter sich gleich besetzt. Ein kleiner Unterschied in der Besetzung infolge verschiedener akzeptierter Raumwinkel fällt für die vorliegende Betrachtung nicht ins Gewicht. Um einer unvollständigen Separation im Quadrupolmagneten, vor allem aber einem molekularen Strahluntergrund Rechnung zu tragen, wird der Strahl zunächst aus einem vollkommen separierten (Beitrag  $n$ ) und einem unseparierten Anteil (Beitrag  $u/6$ ) zusammengesetzt. Nach einem SF-Übergang von (2) nach (6) ergibt sich bei einer Übergangswahrscheinlichkeit  $s$  eine Besetzung wie sie Kolonne 3 präsentiert. Ein anschliessender WF-Übergang mit der Wahrscheinlichkeit  $r$  liefert nach Tabelle 2 die in Kolonne 4 angegebenen Werte.

Tabelle 3

Besetzung der Niveaus (Niv) (1)–(6) nach dem Quadrupolfeld (QF), nach einem SF-Übergang von (2) nach (6) und nach einem SWF-Übergang

Niv	QF	SF (2)–(6)	SF (2)–(6) + WF = SWF
(1)	$n + u/6$	$n + u/6$	$n(1 - r^3 - 3rs(1 - r)^2) + u/6 = n_1$
(2)	$n + u/6$	$n(1 - s) + u/6$	$n(3r^2(r - 1) + 1 + s(9r^3 - 15r^2 + 7r - 1)) + u/6 = n_2$
(3)	$n + u/6$	$n + u/6$	$n(1 - 3r(1 - r)^2 - sr(3r - 2)^2) + u/6 = n_3$
(4)	$u/6$	$u/6$	$n(r(r^2 - 3r + 3) - 3sr^2(1 - r)) + u/6 = n_4$
(5)	$u/6$	$u/6$	$nsr + u/6 = n_5$
(6)	$u/6$	$ns + u/6$	$ns(1 - r) + u/6 = n_6$

Ein einmal vorhandener unpolarisierter Strahluntergrund ( $u$ ) kann durch HF-Übergänge nicht verkleinert werden; wohl aber kann er sich durch nichtadiabatische Übergänge oder Stösse mit Restgasatomen auf Kosten des polarisierten Strahlanteiles vergrössern. Die Besetzungszahlen  $u/6$  sind daher stets so zu verstehen, dass sie den jeweiligen unpolarisierten Strahluntergrund wiedergeben.

Im Felde  $B \gg 117 \text{ G}$  ( $x \gg 1$ ) ergeben sich nach einem SF (2)–(6) + WF-Übergang folgende Beiträge zu den Besetzungszahlen  $N_+$ ,  $N_0$  und  $N_-$  (vgl. auch Fig. 1):

$$N_+ = n_1 + n_6; \quad N_0 = n_2 + n_5; \quad N_- = n_3 + n_4. \quad (13)$$

Wegen der Normierungsbedingung (11) muss gelten:

$$N_+ + N_0 + N_- = \sum_{i=1}^6 n_i = 3n + u = 1 \quad \text{und} \quad n = \frac{1}{3}(1 - u). \quad (14)$$

Somit wird nach (12) mit (13) und Tabelle 3 folgende Abhängigkeit der Polarisation von den Hochfrequenzübergangswahrscheinlichkeiten  $r$  und  $s$  gegeben (SWF (2)–(6);  $x \gg 1$ ):

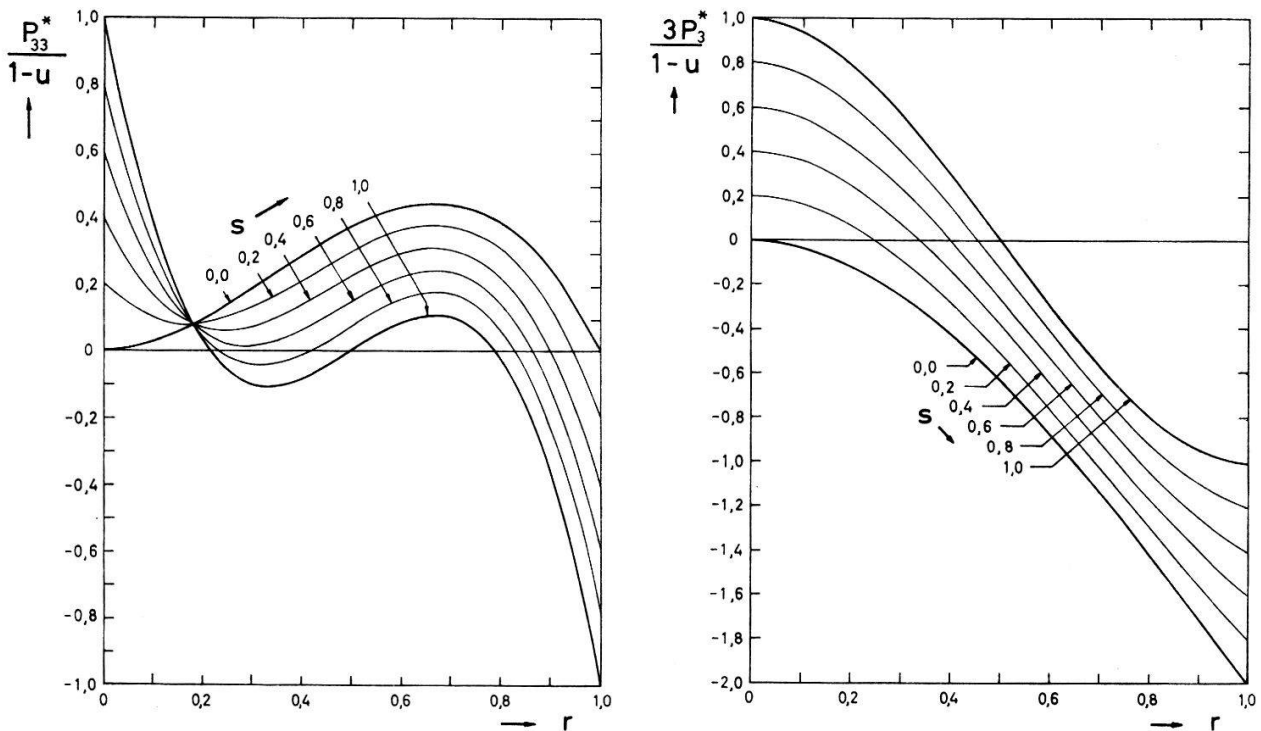
$$P_{33}^* = (1 - u)[3r^2(1 - r) + s(-9r^3 + 15r^2 - 8r + 1)] \quad (15)$$

$$P_3^* = \frac{1}{3}(1 - u)[r^2(r - 3) + s(3r^3 - 3r^2 + 1)]. \quad (16)$$

$u$  berücksichtigt den unpolarisierten Strahluntergrund.



In Figur 2 sind die Beziehungen (15) und (16) graphisch dargestellt.



Figur 2

Tensorpolarisation  $P_{33}^*$  und Vektorpolarisation  $P_3^*$  in Funktion der Hochfrequenzübergangswahrscheinlichkeiten  $r$  (WF) und  $s$  (SF (2)–(6)).

### 3. Experimentelle Anordnung

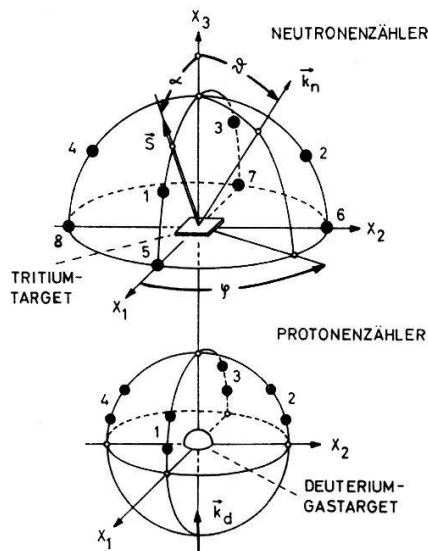
#### 3.1 Quelle polarisierter Deuteronen

Sämtliche Messungen wurden an der in früheren Arbeiten [18, 19, 20, 16] beschriebenen, nun leicht abgeänderten Quelle polarisierter Deuteronen vorgenommen. Der von Paetz u. a. [16] verwendete Ionisator mit einem zum Atomstrahl transversalen Feld von 500 G wurde durch einen Ionisator mit longitudinalem Feld von 1 kG ersetzt. Einzelheiten über den neuen Ionisatortyp finden sich in [21]. Infolge des grösseren Ionisierungsvolumens konnte die Stromstärke der Deuteronen, die auf das Target (Fläche: 50 mm<sup>2</sup>) auffallen, um einen Faktor 2–3 auf rund 25 nA erhöht werden.

#### 3.2 Koordinatensystem und Zähleranordnung

Die Strahlpolarisation und die Polarisationsempfindlichkeit beschreiben wir in einem kartesischen Koordinatensystem, dessen  $x_3$ -Achse parallel zum  $D^+$ -Strahl verläuft und dessen  $(x_1, x_3)$ -Ebene die Symmetrieachse des Polarisationszustandes enthält. Aus Figur 3 ersieht man die Bezeichnung der Winkel und Zähler, wie sie im folgenden gebraucht wird.

Die Winkelverteilung der Protonen aus der  $D(d, p)T$ -Reaktion wurde mittels acht Zählkristallen (ORTEC, Silizium-Halbleiterzähler SCET 100–300) gemessen, die im Abstand von 10 cm um ein  $D_2$ -Gastarget montiert waren. Je vier Dioden waren unter demselben variierbaren Emissionswinkel  $\vartheta$  auf die Azimutwinkel  $\varphi = 0, 90, 180$



Figur 3  
Koordinatensystem und Anordnung der Zähler und Targets.

und  $270^\circ$  verteilt. Um die Tritonen und  $^3\text{He}$ -Ionen aus den  $(d, D)$ -Reaktionen von den Zählern fernzuhalten, waren diese mit einer Aluminiumfolie von  $4,4 \text{ mg cm}^{-2}$  abgedeckt. Die Diskriminierung der Zähler war so gewählt, dass nur Protonen oberhalb 1 MeV gezählt wurden. Zählodioden und Gastarget befanden sich im Vakuum.

Die Deuteronenpolarisation bestimmten wir mit derselben Anordnung von Zählern und Target wie Petitjean u. a. [8] mit der  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion als Analysator.

### 3.3 $D_2$ -Gastarget und mittlere Reaktionsenergien

Die  $D(d, p)T$ -Reaktion erfolgte in dem schon von Petitjean u. a. [8] verwendeten  $D_2$ -Gastarget. In Tabelle 4 sind die zu den jeweiligen Deuteroneneinschussenergien gehörigen Energieverluste angegeben, welche die  $D^+$ -Ionen in der  $0,635 \mu$  dicken Eintrittsfolie aus Nickel erlitten. Kolonne 3 enthält die einem  $D_2$ -Gasdruck von 400 Torr bei  $25^\circ\text{C}$  entsprechenden Targetdicken, während Kolonne 4 die mittleren Reaktionsenergien wiedergibt.

Tabelle 4  
Energieverhältnisse im  $D_2$ -Gastarget

Einschussenergie der Deuteronen (keV)	Energie- verlust im Ni (keV)	$D_2$ -Targetdicke (keV)	mittlere Reaktionsenergie (keV)
550	139	170	340
450	138	210	230
350	130	220	150

## 4. Messverfahren

Das Messverfahren haben in den wesentlichen Teilen bereits Petitjean u. a. [8] beschrieben. Einzig die Bestimmung der Vektorpolarisation weicht von der früheren Methode ab und beruht nun auf der Messung der Wahrscheinlichkeit für die Hochfrequenzübergänge.

Da die  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion für Energien unterhalb 300 keV unempfindlich auf Vektorpolarisation ist, musste diese aus dem Arbeitsprinzip der Quelle berechnet werden. Nach (15) und (16) ist dazu die Kenntnis der Übergangswahrscheinlichkeiten  $r$  und  $s$  notwendig.

Beachtet man, dass

- a) für SF-Übergänge  $s \neq 0$  und  $r = 0$ ,
- b) für SWF-Übergänge  $s \neq 0$  und  $r \neq 0$  und
- c) für WF-Übergänge  $s = 0$  und  $r \neq 0$

sein muss, so erhält man mit der Annahme  $u(\text{SF}) = u(\text{SWF})$  nach (15) und (16) folgende Beziehungen:

$$\frac{P_{33}^*(\text{SF})}{P_{33}^*(\text{SWF})} = A = \frac{s}{3r^2(1-r) + s(-9r^3 + 15r^2 - 8r + 1)} \quad (17)$$

$$\frac{P_3^*(\text{SF})}{P_3^*(\text{SWF})} = B = \frac{s}{r^2(r-3) + s(3r^3 - 3r^2 + 1)}. \quad (18)$$

Die Elimination von  $s$  aus (17) und (18) führt auf die Gleichung:

$$\begin{aligned} -24 \cdot A \cdot B \cdot r^3 + 44 \cdot A \cdot B \cdot r^2 \\ + (3 \cdot A + B - 28 \cdot A \cdot B) r + 6 \cdot A \cdot B - 3(A + B) = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Mit bekanntem  $r$  ist nach (17) oder (18) auch  $s$  berechenbar.

Die Grössen  $A$  und  $B$  lassen sich aus den Messdaten nach (10) wie folgt ermitteln:

$$\begin{aligned} A = \frac{P_{33}^*(\text{SF})}{P_{33}^*(\text{SWF})} = \frac{1}{p_1 + p_2 + p_3} \left[ p_1 \frac{P_{11} - P_{22}(\text{SF})}{P_{11} - P_{22}(\text{SWF})} \right. \\ \left. + p_2 \frac{P_{33}(\text{SF})}{P_{33}(\text{SWF})} + p_3 \frac{P_{13}(\text{SF})}{P_{13}(\text{SWF})} \right], \end{aligned} \quad (20)$$

worin die  $p_i$  die Gewichte der zugehörigen Quotienten darstellen.

Bezeichnet  $Z_i$  das Verhältnis der Protonenstosszahlen des  $i$ -ten Zählers bei polarisiert bzw. unpolarisiert einfallendem Deuteronenstrahl, so lässt sich folgende Beziehung zwischen Zählverhältnissen und der Vektorpolarisation angeben [8]:

$$Z_2 - Z_4 = 3 P_1 D_1(\vartheta). \quad (21)$$

Die Polarisationsempfindlichkeit ist unabhängig vom Polarisationszustand. Somit ergibt sich  $B$  nach (10) und (21) zu:

$$B = \frac{P_3^*(\text{SF})}{P_3^*(\text{SWF})} = \frac{P_1(\text{SF})}{P_1(\text{SWF})} = \frac{Z_2(\text{SF}) - Z_4(\text{SF})}{Z_2(\text{SWF}) - Z_4(\text{SWF})}. \quad (22)$$

Da angenommen wurde, dass die Übergangswahrscheinlichkeiten über die ganze Messdauer konstant seien, wurden  $A$  und  $B$  als Mittelwerte aus allen Messungen bestimmt und daraus  $r$  und  $s$  berechnet.

Den Zusammenhang zwischen der Vektor- und Tensorpolarisation liefern Gleichungen (15) und (16). Nach einigen Umformungen ergeben sich mit der Annahme  $u(\text{SF}) = u(\text{SWF}) = u(\text{WF})$  folgende Relationen (SWF (2)–(6);  $x \gg 1$ ):

$$P_3^*(\text{SF}) = \frac{1}{3} P_{33}^*(\text{SF}) \quad (23)$$

$$P_3^*(\text{SWF}) = \frac{1}{3} P_{33}^*(\text{SWF}) \frac{r^2(r-3) + s(3r^3 - 3r^2 + 1)}{3r^2(1-r) + s(-9r^3 + 15r^2 - 8r + 1)} \quad (24)$$

$$P_3^*(\text{WF}) = \frac{1}{2} \left[ \frac{r^2(r-3)}{s} P_3^*(\text{SF}) + \frac{r^2(r-3)}{r^2(r-3) + s(3r^3 - 3r^2 + 1)} P_3^*(\text{SWF}) \right] \quad (25)$$

Die  $P_{33}^*$  können nach Gleichung (10) durch die Mittelwerte der gemessenen Tensorkomponenten ersetzt werden. Nach denselben Beziehungen erhält man aus  $P_3^*$  auch die Komponente  $P_1$ .

## 5. Messergebnisse

### 5.1 Hochfrequenzübergangswahrscheinlichkeiten

Die nach Abschnitt 4 berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

Tabelle 5

Experimentell bestimmte Wahrscheinlichkeiten für den SF-Übergang (2)–(6) und die WF-Übergänge

SF-Übergang (2)–(6)	$s = 0,760$
WF-Übergänge	$r = 0,993$

### 5.2 Deuteronenpolarisation

Mit einer Neutronenstossrate von im Mittel  $40000 \text{ min}^{-1}$  liessen sich die Polarisationskomponenten bis auf eine statistische Unsicherheit von 1% bestimmen. Ein Untergrund von rund 1/2% wurde jeweils von den Neutronenstossraten abgezogen. Tabelle 6 enthält die bei den verschiedenen Hochfrequenzübergängen erreichten mittleren Polarisationswerte für  $P_3^*$  und  $P_{33}^*$ . Die Vektorpolarisation wurde nach Gleichungen (23)–(25) mit Hilfe der Übergangswahrscheinlichkeiten aus der Tensorpolarisation berechnet. In Klammern beigefügt sind die maximal erreichbaren Werte einer idealen Quelle mit 100%-igen Übergängen und untergrundfreiem Strahl ( $u = 0$ ). Nach (15) lässt sich daraus ein mittlerer unpolarisierter Strahlanteil von 34% angeben.

Im Verlaufe der Messungen während 8 bis 10 Stunden sank die Polarisation um bis zu 10%. Man konnte dies auf eine Zunahme des Deuteriumgehaltes im Ionisierungsraum zurückführen.

Tabelle 6  
Experimentelle Werte der Deuteronenpolarisation

Übergänge	$P_{33}^*$	$P_3^*$
SF (2)–(6)	0,50 (+ 1)	0,17 (+ 1/3)
SWF	– 0,47 (– 1)	– 0,27 (– 1/3)
WF	<0,01 (0)	– 0,44 (– 2/3)

### 5.3 Polarisationsempfindlichkeit der $D(d, p)T$ -Reaktion

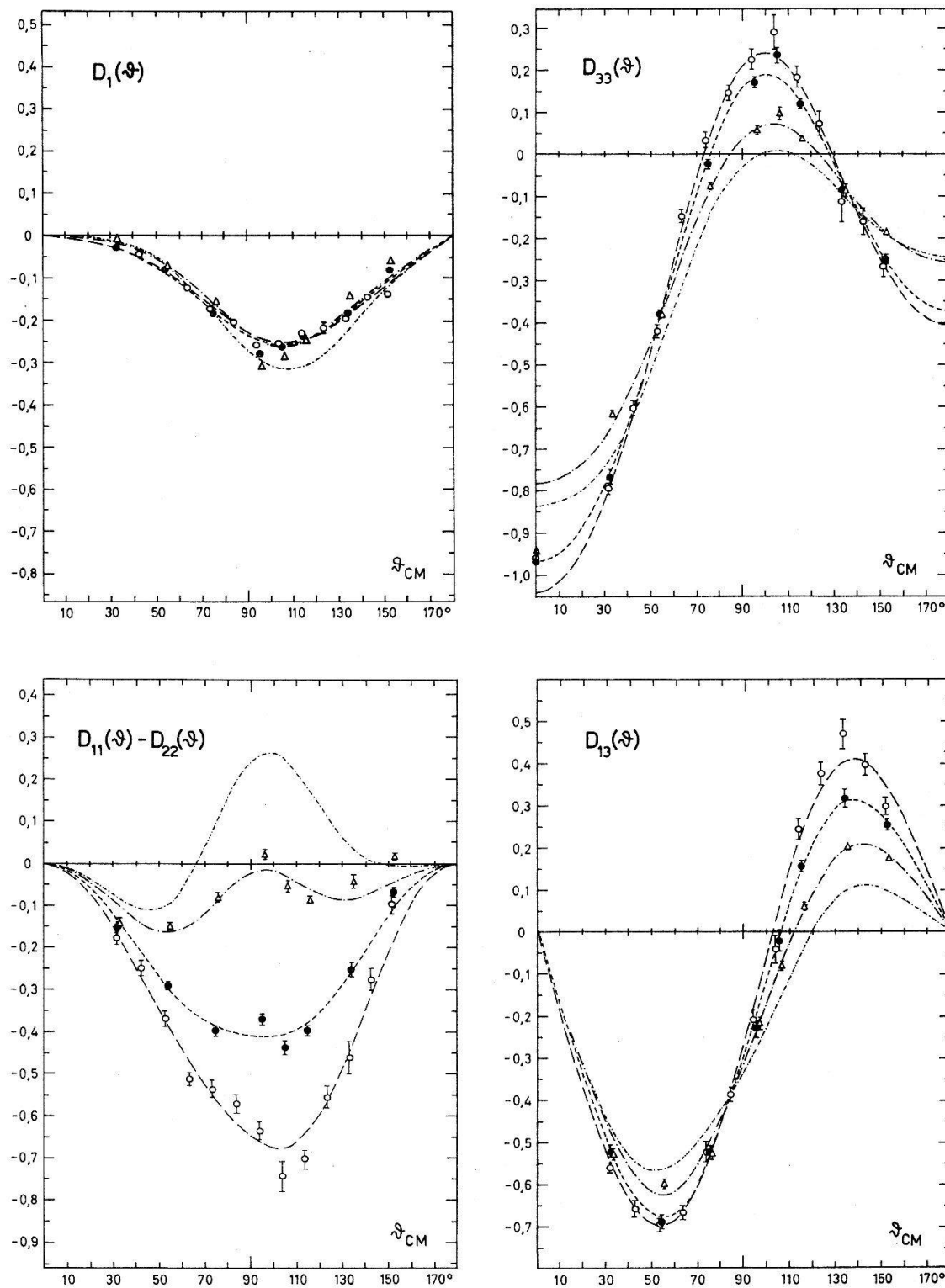
Tabelle 7 zeigt die bei den drei mittleren Energien 150, 230 und 340 keV ( $\pm 20$  keV) experimentell bestimmten Werte der Polarisationsempfindlichkeit in Abhängigkeit des Emissionswinkels  $\vartheta$  im Schwerpunktsystem. Die angeführten Fehler berücksichtigen nur die statistische Unsicherheit, die durch die Messung der Strahlpolarisation,

Tabelle 7  
Polarisationsempfindlichkeiten der  $D(d, p)T$ -Reaktion. Die eingeklammerten Werte (0) sind aus Symmetriegründen 0 zu setzen

$E_d$ (keV)	$\vartheta_{CM}$	$D_1$	$D_{33}$	$D_{11}-D_{22}$	$D_{13}$
150	0,0	(0)	– 0,964 $\pm$ 0,079	(0)	(0)
	32,2	0,029 $\pm$ 0,003	– 0,800 0,013	– 0,177 $\pm$ 0,012	– 0,562 $\pm$ 0,012
	42,9	0,045 0,005	– 0,606 0,017	– 0,251 0,019	– 0,660 0,018
	53,4	0,080 0,005	– 0,421 0,017	– 0,369 0,019	– 0,693 0,015
	63,8	0,122 0,004	– 0,152 0,014	– 0,514 0,016	– 0,666 0,016
	74,2	0,170 0,006	0,030 0,018	– 0,539 0,021	– 0,524 0,020
	84,4	0,203 0,006	0,143 0,018	– 0,572 0,022	– 0,387 0,016
	94,4	0,259 0,006	0,222 0,025	– 0,639 0,021	– 0,209 0,020
	104,4	0,253 0,010	0,287 0,043	– 0,745 0,035	– 0,042 0,033
	114,2	0,229 0,007	0,180 0,024	– 0,703 0,022	0,244 0,024
	123,8	0,217 0,007	0,069 0,026	– 0,558 0,025	0,375 0,027
	133,4	0,194 0,011	– 0,116 0,048	– 0,461 0,039	0,471 0,035
	142,9	0,144 0,008	– 0,162 0,030	– 0,277 0,027	0,397 0,025
	152,2	0,138 0,006	– 0,268 0,022	– 0,099 0,020	0,299 0,020
230	0,0	(0)	– 0,971 0,023	(0)	(0)
	32,7	0,029 0,005	– 0,768 0,018	– 0,148 0,012	– 0,522 0,013
	54,2	0,081 0,005	– 0,382 0,011	– 0,291 0,010	– 0,690 0,017
	75,1	0,183 0,006	– 0,024 0,013	– 0,397 0,013	– 0,522 0,015
	95,5	0,279 0,007	0,173 0,014	– 0,370 0,014	– 0,227 0,022
	105,4	0,264 0,008	0,236 0,017	– 0,436 0,017	– 0,020 0,023
	115,1	0,244 0,005	0,117 0,011	– 0,396 0,011	0,158 0,013
	134,2	0,181 0,008	– 0,085 0,017	– 0,252 0,016	0,317 0,022
	152,7	0,082 0,006	– 0,250 0,013	– 0,066 0,012	0,255 0,013
340	0,0	(0)	– 0,946 0,039	(0)	(0)
	33,3	0,006 0,004	– 0,620 0,010	– 0,144 0,010	– 0,530 0,014
	55,1	0,069 0,004	– 0,385 0,010	– 0,153 0,009	– 0,600 0,010
	76,2	0,150 0,005	– 0,079 0,010	– 0,083 0,011	– 0,529 0,017
	96,6	0,310 0,006	0,056 0,012	0,022 0,011	– 0,219 0,013
	106,5	0,282 0,005	0,097 0,014	– 0,056 0,012	– 0,081 0,010
	116,2	0,243 0,004	0,034 0,008	– 0,090 0,009	0,057 0,010
	135,1	0,140 0,007	– 0,090 0,014	– 0,042 0,014	0,201 0,009
	153,3	0,058 0,005	– 0,188 0,010	0,017 0,010	0,174 0,010

vor allem aber durch die Protonenstosszahlen bedingt sind. Die Stossraten der Protonen lagen in der Grössenordnung einige  $100 \text{ min}^{-1}$ .

In Figur 4 sind die Werte der Polarisationsempfindlichkeit graphisch dargestellt. Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen durch Reihen zugeordneter Legendre-



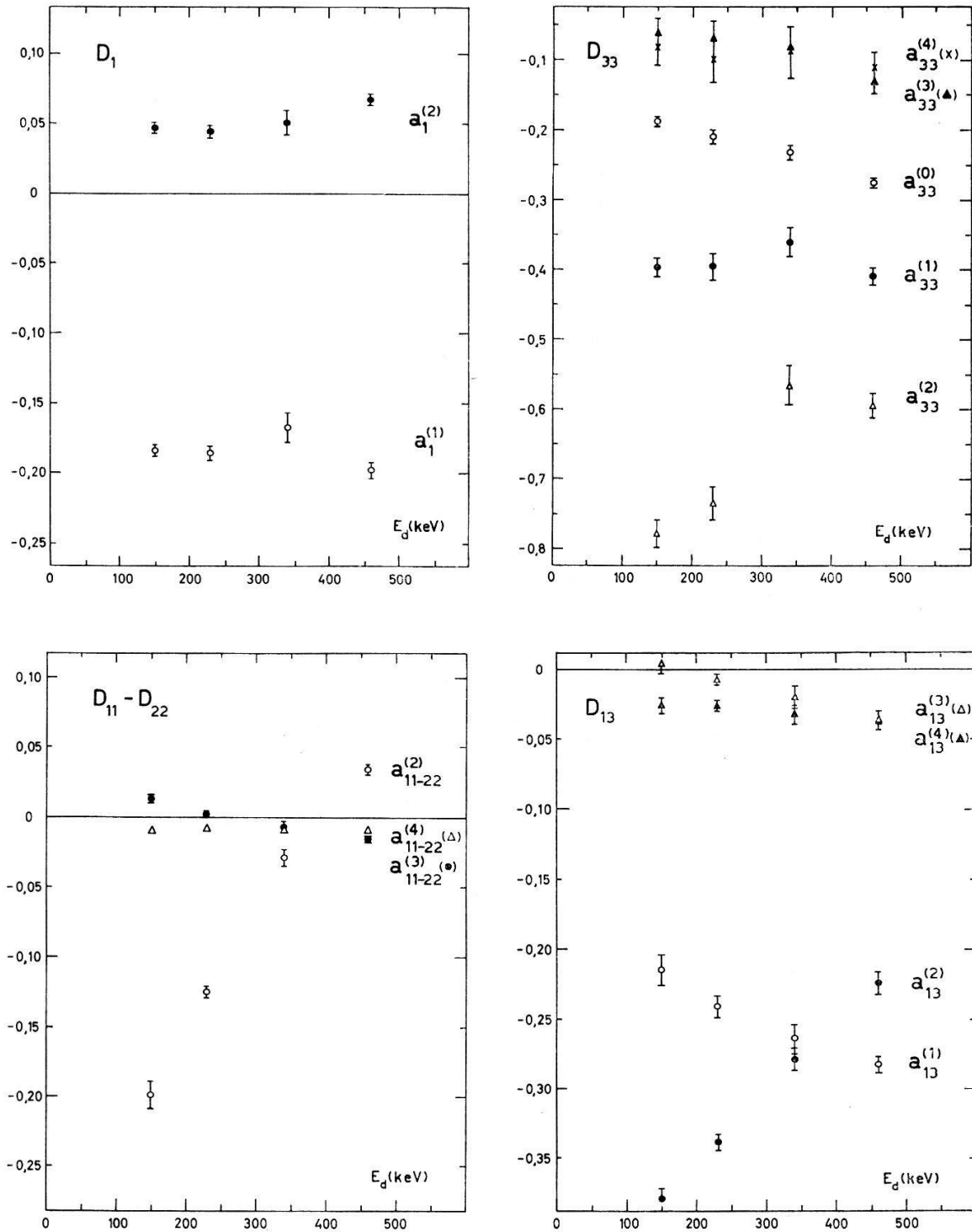
Figur 4

Polarisationsempfindlichkeit der D(d, p)T-Reaktion in Funktion des Emissionswinkels (Schwerpunktsystem) und der mittleren Reaktionsenergie (Laborsystem).  $E_d = 150 \text{ keV}$  ○ — —;  $230 \text{ keV}$  ● — — —;  $340 \text{ keV}$  ▲ — · — ·;  $460 \text{ keV}$  △ · · · ·. Winkelunsicherheit:  $\pm 2^\circ$ .



funktionen, wie sie aus (6) hervorgehen. Die Entwicklung wurde nach derjenigen Ordnung abgebrochen, mit welcher das  $\chi^2$  sprunghaft einen kleineren Wert annahm und dann annähernd konstant blieb. Die Koeffizienten  $a_0^{(2)}/a_0^{(0)}$  und  $a_0^{(4)}/a_0^{(0)}$  wurden der Arbeit von Wenzel und Whaling [22] entnommen.

Die Polarisationsempfindlichkeit sowie die Werte der Entwicklungskoeffizienten bei 460 keV entstammen der mehrfach erwähnten Arbeit von Petitjean u. a. [8].



Figur 5

Entwicklungskoeffizienten der Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit der  $D(d,p)T$ -Reaktion in Funktion der mittleren Reaktionsenergie im Laborsystem.

Tabelle 8 enthält eine Zusammenstellung der Entwicklungskoeffizienten und Figur 5 deren graphische Darstellung.

Tabelle 8

Entwicklungskoeffizienten des normierten differentiellen Wirkungsquerschnittes  $a_0^{(i)}/a_0^{(0)}$  und der Polarisationsempfindlichkeiten  $a^{(i)}$  der D(d, p)T-Reaktion

$E_d$ (keV)		150	230	340	460
$W_0$	$a_0^{(i)}/a_0^{(0)}$ $2=i$	0,41 $\pm$ 0,02	0,50 $\pm$ 0,02	0,59 $\pm$ 0,02	0,66 $\pm$ 0,02
	4	0,04 0,01	0,06 0,01	0,10 0,01	0,16 0,01
$D_1$	$a_1^{(i)}$ 1	-0,184 0,004	-0,185 0,005	-0,167 0,011	-0,198 0,006
	2	0,047 0,003	0,044 0,004	0,051 0,009	0,067 0,004
$D_{33}$	$a_{33}^{(i)}$ 0	-0,188 0,007	-0,210 0,009	-0,233 0,010	-0,277 0,006
	1	-0,398 0,014	-0,396 0,020	-0,362 0,022	-0,408 0,014
	2	-0,780 0,020	-0,737 0,025	-0,567 0,029	-0,597 0,018
	3	-0,063 0,021	-0,071 0,027	-0,083 0,030	-0,133 0,018
	4	-0,083 0,026	-0,100 0,032	-0,087 0,039	-0,110 0,021
$D_{11}-D_{22}$	$a_{11-22}^{(i)}$ 2	-0,199 0,010	-0,125 0,004	-0,029 0,006	0,034 0,003
	3	0,013 0,003	0,002 0,002	-0,007 0,004	-0,015 0,002
	4	-0,010 0,002	-0,008 0,002	-0,009 0,003	-0,010 0,001
$D_{13}$	$a_{13}^{(i)}$ 1	-0,215 0,011	-0,241 0,008	-0,263 0,011	-0,283 0,009
	2	-0,380 0,008	-0,339 0,006	-0,279 0,008	-0,225 0,008
	3	0,004 0,007	-0,008 0,005	-0,021 0,008	-0,037 0,007
	4	-0,026 0,006	-0,027 0,004	-0,033 0,007	-0,038 0,006
	5				(-0,009 0,006)

## 6. Diskussion

### 6.1 Messfehler und Vergleich mit anderen Messungen

1. Die bei den Polarisationsempfindlichkeiten angegebenen Fehler berücksichtigen nur die statistische Unsicherheit der Zählraten. Der tatsächliche Fehler ist infolge experimenteller Schwankungen, insbesondere Schwankungen der Strahlintensität, etwas grösser. Dies ist auch aus der relativ grossen Streuung der Messpunkte um die Anpassungskurven ersichtlich.

2. Die Empfindlichkeit auf Vektorpolarisation bei 460 keV [8] dürfte dem Betrage nach etwas zu gross sein, denn die dort berechneten Werte der Vektorpolarisation beruhen auf der Annahme 100%iger Hochfrequenzübergänge. Für kleinere Übergangswahrscheinlichkeiten jedoch werden die Beträge der Vektorpolarisation  $P_1(\text{SWF})$  und  $P_1(\text{WF})$  grösser und damit  $D_1$  kleiner.

3. Wie die Darstellungen der Entwicklungskoeffizienten zeigen, gehen die Werte bei 340 keV stetig in die von Petitjean u. a. [8] gefundenen bei 460 keV über.

Ein Vergleich mit Messungen von Franz und Fick [10] bei 140 keV wird in Tabelle 9 dargelegt. Diese Autoren begnügen sich in ihrer Entwicklung mit den Termen nach Rook und Goldfarb zusätzlich mit den Quintettbeiträgen  $a_{33}^{(1)}$  und  $a_{13}^{(1)}$ . Ihre Koeffizienten sind verschieden von unsern definiert. Kolonne 5 enthält die Umrechnungsgleichungen. Kolonne 2 zeigt unsere Werte bei 150 keV in unserer Entwicklung, Kolonne 3 die Werte bei einer Entwicklung bis zum gleichen Grad wie

bei Franz und Fick und Kolonne 4 die umgerechneten Werte nach Franz und Fick bei 140 keV.

Alle Koeffizienten von Kolonne 3 und 4 stimmen innerhalb des einfachen Fehlers miteinander überein.

Tabelle 9

Vergleich unserer Entwicklungskoeffizienten bei 150 keV mit denen von Franz und Fick bei 140 keV

Koeffizient	Uns. Werte in uns. Entw. (150 keV)	Uns. Werte bei gl. Entw. wie Franz (150 keV)	Umgerechnete Werte nach Franz (140 keV)	Umrechnung
$a_{33}^{(0)}$	-0,188	-0,179		$a_{33}^{(0)} = 2 (B_7/B_0)$
$a_{33}^{(1)}$	-0,398	-0,376		$a_{33}^{(1)} = 2 (B_9/B_0)$
$a_{33}^{(2)}$	-0,780	-0,763	-0,84	$a_{33}^{(2)} = 2 (B_5'/B_0)$
$a_{11-22}^{(2)}$	-0,199	-0,197	-0,06	$a_{11-22}^{(2)} = 3 (B_5/B_0)$
$a_{13}^{(1)}$	-0,215	-0,210		$a_{13}^{(1)} = 3/2 (B_8/B_0)$
$a_{13}^{(2)}$	-0,380	-0,378	-0,33	$a_{13}^{(2)} = 3/2 (B_6/B_0)$
$a_1^{(1)}$	-0,184	-0,184	-0,10	$a_1^{(1)} = -2/3 (B_3/B_0)$
$a_1^{(2)}$	+0,047	+0,047	+0,11	$a_1^{(2)} = -2/3 (B_4/B_0)$

## 6.2 Vergleich der Entwicklungskoeffizienten bei verschiedenen Energien

Die Messungen zeigen folgende Eigenheiten:

Die in Tabelle 1 in derselben Rubrik zusammengefassten Entwicklungskoeffizienten zeigen eine ähnliche Variation mit der Energie. Besonders auffallend ist die Energieabhängigkeit der Koeffizienten  $a_{33}^{(2)}$ ,  $a_{11-22}^{(2)}$  und  $a_{13}^{(2)}$ , die nebst  $a_0^{(0)}$  als einzige durch einlaufende s-Wellen allein hervorgerufen werden können. Nach kleinen Energien hin werden sie stark negativ und dominieren bei 150 keV alle andern Koeffizienten. Dies hat einerseits die ausgeprägte Winkelabhängigkeit der Polarisationsempfindlichkeit und andererseits für  $D_{33}$  und  $D_{11} - D_{22}$  einen bezüglich  $90^\circ$  zunehmend symmetrischen, für  $D_{13}$  aber antisymmetrischen Verlauf zur Folge. Die höher indizierten Koeffizienten  $a^{(3)}$  und  $a^{(4)}$  sind alle relativ klein, doch mussten sie für eine befriedigende Anpassung an die gemessenen Polarisationsempfindlichkeiten herangezogen werden. Die  $a^{(4)}$  bleiben im betrachteten Energiebereich annähernd konstant, während die  $a^{(3)}$  gegen kleinere Energien hin schwach positiver werden. Nur wenig energieabhängig zeigen sich auch die Koeffizienten  $a_1^{(1)}$  und  $a_1^{(2)}$  der Vektorempfindlichkeit.

Durch die relativ grossen Koeffizienten  $a_{33}^{(1)}$  und  $a_{13}^{(1)}$  wird nach Tabelle 1 bei allen Energien das Auftreten von Quintettbeiträgen bestätigt.

Wie schon bei 460 keV mussten bei allen Energien zur Darstellung der Polarisationsempfindlichkeiten mehr Entwicklungskoeffizienten mitgenommen werden, als Rook und Goldfarb forderten (vgl. 2.1). Dies ist nach Tabelle 1 vor allem der Existenz von Quintettzuständen zuzuschreiben. Das erwartete Verschwinden der Koeffizienten  $a_{33,11-22,13}^{(4)}$ , entsprechend  $d$ -Wellen im Eingangs- oder  $f$ -Wellen im Ausgangskanal, bei tiefen Energien ist nicht eingetroffen. Nach Tabelle 1 dürften daher auch auslaufende  $f$ -Wellen an der Reaktion beteiligt sein, was wegen des hohen  $Q$ -Wertes von 4,033 MeV durchaus möglich ist.

Da die Koeffizienten  $a_{33,11-22,13}^{(3),(4)}$  unterhalb etwa 300 keV gegenüber den Koeffizienten  $a_{33,11-22,13}^{(0),(1),(2)}$  relativ klein sind, ist es berechtigt, in diesem Energiebereich die

Polarisationsempfindlichkeit durch die von Rook und Goldfarb geforderten Terme zusätzlich mit den von Quintettzuständen herrührenden Koeffizienten  $a_{33,13}^{(1)}$  darzustellen.

Wegen der Vielzahl der beteiligten Matrixelemente ist es anhand der Gleichungen (7) nicht möglich, diese zu bestimmen. Damit kann auch nicht nachgeprüft werden, ob die Energieabhängigkeit der Matrixelemente allein durch die Durchdringungsfaktoren der Coulomb- und Zentrifugalbarriere gegeben ist.

Für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit danken wir dem Schweizerischen Nationalfonds.

#### LITERATURVERZEICHNIS

- [1] F. M. BEIDUK, J. R. PRUETT und E. J. KONOPINSKI, Phys. Rev. 77, 622, 628 (1950).
- [2] J. R. ROOK und L. J. B. GOLDFARB, Nucl. Phys. 27, 79 (1961).
- [3] D. U. L. YU, Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) 36, 734 (1966).
- [4] L. J. B. GOLDFARB und H. E. REED, Phys. Lett. 27 B, 140 (1968).
- [5] D. FICK, Z. Phys. 221, 451 (1969).
- [6] H. RUDIN, L. BROWN und N. P. HEYDENBURG, Bull. Am. Phys. Soc. 8, 377 (1963).
- [7] H. A. CHRIST und L. BROWN, Nucl. Phys. 79, 473 (1966).
- [8] Cl. PETITJEAN, P. HUBER, H. PAETZ gen. SCHIECK, H. R. STRIEBEL, Helv. phys. Acta 40, 401 (1967).
- [9] F. A. GÜCKEL, H. W. FRANZ und D. FICK, Z. Phys. 214, 321 (1968).
- [10] H. W. FRANZ und D. FICK, Nucl. Phys. A 122, 591 (1968).
- [11] L. J. B. GOLDFARB, Nucl. Phys. 7, 622 (1958).
- [12] G. MICHEL, R. E. BENENSON, H. BÜRGISSER, P. HUBER, W. A. SCHIER und H. R. STRIEBEL, Helv. phys. Acta 39, 267 (1966).
- [13] A. HUG, Helv. phys. Acta 39, 507 (1966).
- [14] A. ABRAGAM und J. M. WINTER, Phys. Rev. Lett. 1, 375 (1958).
- [15] A. ABRAGAM und J. M. WINTER, Compt. rend. 255, 1099 (1962).
- [16] H. PAETZ gen. SCHIECK, Cl. PETITJEAN, H. R. STRIEBEL und P. HUBER, Helv. phys. Acta 40, 414 (1967).
- [17] E. MAJORANA, Nuovo Cim. 9, 43 (1932).
- [18] H. RUDIN, H. R. STRIEBEL, E. BAUMGARTNER, L. BROWN und P. HUBER, Helv. phys. Acta 34, 58 (1961).
- [19] F. SEILER, E. BAUMGARTNER, W. HAEBERLI, P. HUBER und H. R. STRIEBEL, Helv. phys. Acta 35, 385 (1962).
- [20] W. TRÄCHSLIN, H. BÜRGISSER, P. HUBER, G. MICHEL und H. R. STRIEBEL, Helv. phys. Acta 38, 523 (1965).
- [21] H. GRUNDER u. a. (erscheint demnächst in der Helv. phys. Acta).
- [22] W. A. WENZEL und W. WHALING, Phys. Rev. 88, 1149 (1952).