

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 40 (1967)  
**Heft:** 4

**Artikel:** Die  $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen bei  $E_d = 460$  keV  
**Autor:** Paetz gen. Schieck, H. / Huber, P. / Petitjean, Cl.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113774>

### **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:** 01.02.2025

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

## D(*d*, *n*)<sup>3</sup>He-Reaktion mit polarisierten Deuteronen bei $\overline{E}_d = 460$ keV

von H. Paetz gen. Schieck, P. Huber, Cl. Petitjean, H. Rudin und H. R. Striebel

Physikalisches Institut der Universität Basel

(16. XII. 66)

*Abstract.* The Basel source of polarized deuterons has been improved by introducing suitable rf transitions in the atomic beam together with its ionization in a strong magnetic field of 500 G. Tensor polarization values up to  $\pm 0.70$  and a vector polarization of the deuteron beam up to  $-0.46$  have been obtained. A Wien filter allows to turn the alignment axis by spin precession into any desired direction and simultaneously analyzes the ions of the beam before acceleration. With this device the four independent components of the polarization efficiency of the D(*d*, *n*)<sup>3</sup>He reaction have been measured at a mean deuteron energy of  $E_d = 460$  keV. The results reveal some deviations from the theoretical predictions of ROOK and GOLDFARB. The angular dependence of the rather large vector component  $D(\vartheta)$  shows that triplet-singlet spin transitions take place with high probability. Such transitions are allowed within the assumptions of the Goldfarb theory, if an ( $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ ) force acts between the nucleons. Finally the results of the D(*d*, *n*)<sup>3</sup>He and the D(*d*, *p*)<sup>3</sup>H reactions are compared.

### 1. Einleitung

#### 1.1. Theorie der D(*d*, *n*)<sup>3</sup>He-Reaktion

Die vorangehende Arbeit [1] enthält neben den Resultaten einer Messung der Polarisationsempfindlichkeit der D(*d*, *p*)<sup>3</sup>H-Reaktion bei  $\overline{E}_d = 460$  keV eine Darstellung der Theorie der beiden (*d*, *d*)-Reaktionen, wie sie von BEIDUK, PRUETT und KONOPINSKI [2, 3] und ROOK und GOLDFARB [4] entwickelt wurde. Dabei wird ausführlich auf die einschränkenden Annahmen, die dieser Theorie zugrunde liegen, und auf die Bedeutung eingegangen, die polarisierte Deuteronen für die Untersuchung von Kernreaktionen besitzen.

Unter Annahme der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte lassen sich für die Spiegelbildreaktionen D(*d*, *p*)<sup>3</sup>H und D(*d*, *n*)<sup>3</sup>He sehr ähnliche Ergebnisse erwarten. Dies zeigen bereits die differentiellen Wirkungsquerschnitte für unpolarisiert einfallende Deuteronen [5, 6, 7], während für einen Vergleich der Polarisation der ausgehenden Nukleonen im betrachteten Energiegebiet  $E_d < 1$  MeV einerseits zu wenig experimentelles Material vorliegt (D(*d*, *p*)<sup>3</sup>H), andererseits gewisse Messungen sich zu widersprechen scheinen (D(*d*, *n*)<sup>3</sup>He) [8, 9].

Eventuell auftretende Unterschiede zwischen den beiden Reaktionen können nur durch den Einfluss der Coulombwechselwirkung zwischen Triton und Proton im Ausgangskanal erklärt werden, die in der Theorie von ROOK und GOLDFARB [4] nicht berücksichtigt wird. Ein solcher Einfluss ist nur durch Interferenz zwischen Kern- und Coulombwechselwirkung möglich.

Die Messung der Polarisationsempfindlichkeit der D(*d*, *n*)<sup>3</sup>He-Reaktion kann also neben einer Bestätigung der Theorie [4] diesen Einfluss der Coulombwechselwirkung durch Vergleich mit den Ergebnissen der D(*d*, *p*)<sup>3</sup>H-Reaktion nachweisen.

### 1.2. Koordinatensystem und Beschreibung der Polarisation

Zur Beschreibung der Reaktion und der Polarisation des Deuteronenstrahls am Reaktionsort dient das in [10] und in der Arbeit [1] definierte Koordinatensystem  $(x_1, x_2, x_3)$ , wobei die  $x_3$ -Achse mit der Flugrichtung  $\mathbf{k}_{D^+}$  der Deuteronen zusammenfällt. Die im Prinzip willkürliche Wahl der  $x_1$ -Richtung, welche das Koordinatensystem vollständig bestimmt, wird so getroffen, dass die Symmetrieachse  $\mathbf{s}$  des rotationssymmetrischen Polarisationszustandes stets in der  $(x_1, x_3)$ -Ebene liegt. Die Emissionsrichtung der Neutronen ist in diesem System durch  $\mathbf{k}_n(\vartheta, \varphi)$  gegeben, während die Richtung der Polarisationsachse durch  $\mathbf{s}$  ( $\alpha, \beta = 0$ ) beschrieben wird.

### 1.3. Inhalt und Gliederung der vorliegenden Arbeit

In der vorliegenden Arbeit wurde die Winkelabhängigkeit der vier unabhängigen Komponenten  $D(\vartheta)$ ,  $D_{33}(\vartheta)$ ,  $D_{13}(\vartheta)$  und  $D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$  der Polarisationsempfindlichkeit der D(*d*, *n*)<sup>3</sup>He-Reaktion bei einer mittleren Deuteronen-Energie von  $\overline{E}_d = 460$  keV bestimmt.

Abschnitt 2. befasst sich mit der experimentellen Anordnung, insbesondere mit der Beschreibung der an der Quelle polarisierter Deuteronen angebrachten Verbesserungen. Abschnitt 3. behandelt das Messverfahren, während Abschnitt 4. die Resultate der D(*d*, *n*)- und zum Vergleich auch der D(*d*, *p*)-Reaktion enthält. Im Abschnitt 5. werden die Messfehler diskutiert sowie die beiden Reaktionen untereinander und mit der Theorie [4] verglichen.

## 2. Experimentelle Anordnung

### 2.1. Beschreibung der Anlage

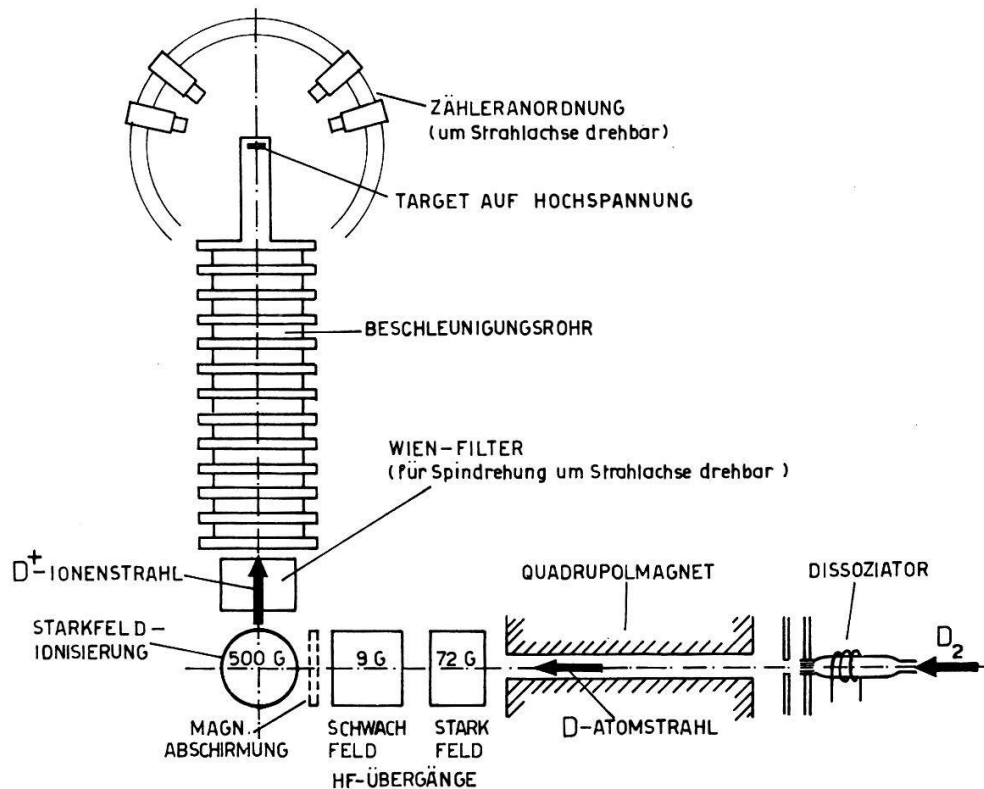
Figur 1 zeigt schematisch den Aufbau der experimentellen Anordnung.

Die bereits mehrfach [10, 11, 12] beschriebene Basler Quelle polarisierter Deuteronen erfuhr eine Reihe von Veränderungen und Verbesserungen. Durch Einführen von Hochfrequenz(HF)-Übergängen im Atomstrahl und Ionisierung in einem starken Magnetfeld konnte die Tensorpolarisation des Deuteronenstrahls verdreifacht und dessen Stromdichte auf dem Target vergrößert werden. Diese Massnahmen waren wegen der im Vergleich zur T(*d*, *n*)<sup>4</sup>He-Reaktion kleinen Ausbeute der D(*d*, *n*)<sup>3</sup>He-Reaktion von besonderer Wichtigkeit.

Die Komponenten mit den magnetischen Quantenzahlen des Elektronenspins  $m_J = +1/2$  und  $m_J = -1/2$  werden im starken inhomogenen Feld des Quadrupolmagneten separiert [11] (Figur 2). Der entlang der Achse fokussierte Teilstrahl, der überwiegend (ca. 99%) aus Atomen mit  $m_J = +1/2$  besteht, durchläuft zwei Gebiete, wo im starken bzw. anschliessenden schwachen Magnetfeld HF-Übergänge induziert werden können. Die Polarisation der Deuteronen nach der Ionisierung lässt sich dabei durch Be- bzw. Entvölkern gewisser Zeeman-Zustände der Hyperfeinstruktur (HFS) vergrössern und im Vorzeichen umkehren. Die so erreichten Werte der Kernpolarisation bleiben nur erhalten, wenn die Ionisierung der Atome im starken Magnetfeld stattfindet.

Sollen keine unerwünschten Übergänge zwischen den HFS-Komponenten vorkommen, so müssen die Strahlátome adiabatisch vom Feld des Quadrupolmagneten

in die HF-Übergangsfelder und ins Feld am Ionisierungsort übergehen [13]. Es hat sich gezeigt, dass die jeweiligen Streufelder sich zur Erfüllung dieser Bedingung genügend langsam ändern. Dabei spielt auch die verschiedene Richtung der einzelnen Felder keine Rolle, solange das Magnetfeld nirgends verschwindet. Das starke Ionisatorfeld  $B_K$  wird durch zwei Lagen dünnes Weissblech hinreichend vom Schwachfeld-Übergangsgebiet abgeschirmt.



Figur 1

Schema der experimentellen Anordnung

Nach Extraktion der Ionen senkrecht zu Atomstrahl und Ionisatorfeld durchlaufen diese ein elektrostatisches Linsensystem sowie ein Wienfilter und werden anschliessend auf eine Energie von maximal 620 keV beschleunigt. Das Target und die Zähler befinden sich auf der Hochspannungsseite der Maschine.

## 2.2. Die adiabatischen HF-Übergänge

Die Anwendung adiabatischer HF-Übergänge [14] zur Änderung des Polarisationszustandes von Atomstrahlen wurde von ABRAGAM und WINTER [15] vorgeschlagen und von THIRION und BEURTEY [16] zuerst experimentell realisiert. Die Theorie dieser Übergänge wurde für einen Strahl von Spin  $1/2$ -Teilchen mit dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma'$  und der Geschwindigkeit  $v$  entwickelt. Der Strahl soll ein Hochfrequenzgebiet der Länge  $l$  durchlaufen, über welches sich ein stationäres Magnetfeld  $B'$  linear von  $B'_0 + \Delta B'$  nach  $B'_0 - \Delta B'$  ändert. Im Ruhesystem der Strahlteilchen entspricht dies einem zeitlich variablen Feld  $B'(t)$  mit  $\dot{B}' = (2 \Delta B')v/l$ . In der Normalenebene zu  $B'$  rotiere der Vektor eines Magnetfeldes der Amplitude  $B'_1$  mit der Frequenz  $\omega_0 = \gamma' B'$ . Da sowohl klassisch als auch quantenmechanisch der Polarisations-

zustand eines Spin 1/2-Systems durch den Polarisationsvektor vollständig beschrieben wird, lassen sich die Bedingungen, unter denen ein Teilchen beim Durchlaufen des Hochfrequenzgebietes vom magnetischen Zustand  $| + 1/2 \rangle$  in den Zustand  $| - 1/2 \rangle$  übergeht, durch eine klassische Behandlung gewinnen. Es ergeben sich die

Adiabatenbedingung  $| \dot{B}' | \ll | \gamma' | B_1'^2$  (1)

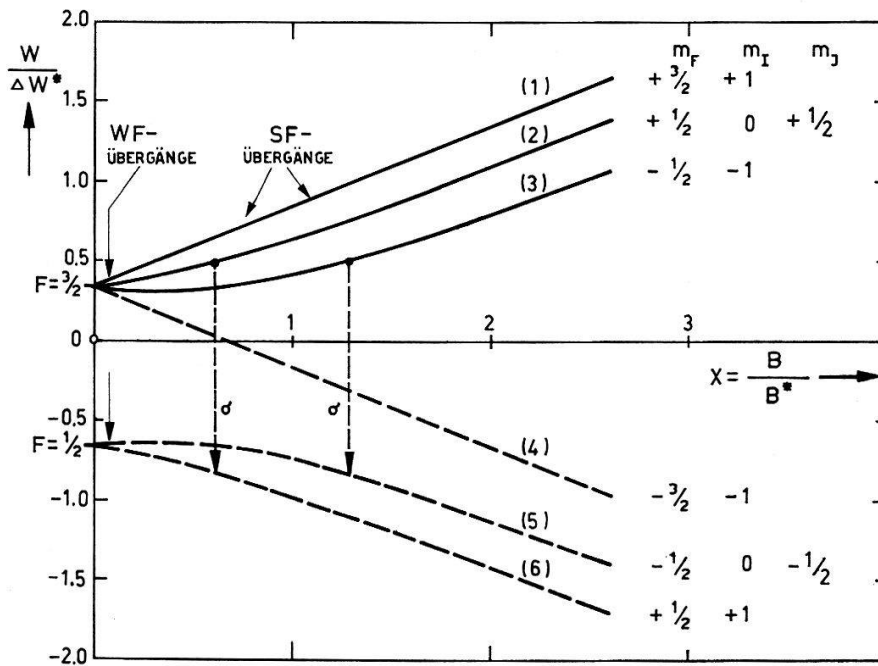
und die

Polarisationsbedingung  $\Delta B' \gg B_1'$ . (2)

Die Kriterien zur Induzierung adiabatischer Übergänge in Wasserstoffatomstrahlen lassen sich in guter Näherung auf den Fall von Spin 1/2-Teilchen zurückführen [15]. Dabei müssen wir grundsätzlich zwischen Übergängen, die in einem sehr schwachen Magnetfeld und solchen, die in einem starken Feld stattfinden, unterscheiden.

2.2.1. *Übergänge im starken Magnetfeld*

Die Energieaufspaltung der Hyperfeinstruktur des D-Atoms ist in Figur 2 als Funktion des äusseren Magnetfeldes  $B$  dargestellt. Dabei wird nach BREIT und RABI [17, 18] die Energie  $W/\Delta W^*$  in Einheiten der Hyperfeinaufspaltung  $\Delta W^* = h\nu^*$  ( $\nu^* = 327,4$  MHz) und die magnetische Feldstärke  $x = B/B^*$  in Einheiten von  $B^* = h\nu^*/2 \mu_B = 117$  G angegeben.



Figur 2

HFS-Aufspaltung von Deuterium als Funktion der normierten Feldstärke  $x$  und HF-Übergänge.

Es soll durch ein mit der Frequenz  $\omega$  oszillierendes Magnetfeld der Amplitude  $B_1$  ein Übergang zwischen zwei Subzuständen  $| p \rangle$  und  $| q \rangle$  induziert werden. Wir bezeichnen in diesem Zusammenhang das stationäre Magnetfeld  $B$  als stark, wenn innerhalb des Intervalls  $(B_0 + \Delta B) > B > (B_0 - \Delta B)$  durch das oszillierende Feld  $B_1 \cos \omega t$  nicht gleichzeitig ein Übergang von  $| p \rangle$  bzw.  $| q \rangle$  nach einem dritten Zu-

stand erzeugt wird. Unter dieser Voraussetzung besitzt das System der Atome zwei Freiheitsgrade und kann formal durch ein System von Spin 1/2-Teilchen ersetzt werden. Dieses soll sich in einem Magnetfeld der Komponenten  $B'_x = 2 B'_1 \cos \omega t$ ,  $B'_y = 0$  und  $B'_z = B'_0$  befinden. Durch Gleichsetzen der Matrixelemente des Hamiltonoperators  $\mathcal{H}'$  des fiktiven Spin 1/2-Systems mit denjenigen des Operators  $\mathcal{H}$  des wirklichen Systems erhalten wir folgende Zuordnungen:

$$\gamma' B' = \frac{E_p - E_q}{\hbar} = \omega_{pq} \quad (3)$$

und

$$\gamma' B'_1 = V_{pq}/\hbar \quad (4)$$

mit

$$V_{pq} = \mathbf{B}_1 \langle p | g_J \mu_B \mathbf{J} + g_I \mu_K \mathbf{I} | q \rangle.$$

Die Grössen  $g_J \mu_B \mathbf{J}$  und  $g_I \mu_K \mathbf{I}$  sind die magnetischen Momente von Elektronenhülle und Kern. In der Nähe einer Resonanzfrequenz ist das oszillierende Feld  $2 B'_1 \cos \omega t$  einem mit der Amplitude  $B'_1$  rotierenden Feld äquivalent [19], so dass die Ungleichungen (1) und (2) auf das fiktive System anwendbar sind. Mit Hilfe von (3) und (4) folgen dann die gesuchten Bedingungen für das wirkliche System:

$$|\dot{\omega}_{pq}| \ll \frac{|V_{pq}|^2}{\hbar^2} \quad (5)$$

und

$$|\Delta \omega_{pq}| \gg \frac{|V_{pq}|}{\hbar}. \quad (6)$$

### 2.2.2. Übergänge im schwachen Magnetfeld

In einem schwachen Magnetfeld  $B$  werden die zum Totalspin  $\mathbf{F}$  eines Atoms gehörenden HFS-Niveaux in  $2F + 1$  Komponenten aufgespalten, die in erster Näherung äquidistant sind (lineare Zeeman-Aufspaltung). Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{m_F m_F'}$  von einem Zustand  $|F, m_F\rangle$  nach  $|F, m_F'\rangle$  infolge eines zeitlich veränderlichen Magnetfeldes  $B_1(t)$  geht auf MAJORANA [20] zurück. Der physikalische Inhalt der Majorana-Formel ist der, dass ein beliebiger Spin  $\mathbf{F}$  mit dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma$  durch ein System von  $2F$  Teilchen mit Spin 1/2 und demselben gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma$  dargestellt werden kann [21]. Auf diese Weise lässt sich die Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{m_F m_F'}$  auf die Umklappwahrscheinlichkeit eines demselben Magnetfeld  $B_1(t)$  ausgesetzten Spin 1/2-Teilchens zurückführen. Werden die Larmor-Frequenz  $\omega_L = \gamma \cdot B$  eingestrahlt und die Bedingungen (1) und (2) erfüllt, so kehren sämtliche magnetischen Quantenzahlen der Spin 1/2-Teilchen ihr Vorzeichen um. Daraus folgt, dass dann der Anfangszustand  $|F, m_F\rangle$  in den Endzustand  $|F, -m_F\rangle$  übergeht.

Für kleine  $B$  ist die Abweichung  $\varepsilon$  von einer linearen Niveau-Aufspaltung

$$\varepsilon \simeq 2 (\gamma B)^2 \frac{\hbar}{2 \pi \nu^*} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{2}{3} \cdot \mu_B / \hbar.$$

Damit die Energieniveaux als äquidistant betrachtet werden können, muss die Energieverschmierung durch das zu  $B$  transversale oszillierende HF-Feld  $B_1 \cos \omega_L t$  grösser sein als  $\varepsilon$ . Ausserdem ist darauf zu achten, dass die Feldänderung  $2 \Delta B$  längs des

HF-Gebietes nur so gross gehalten wird, dass  $B$  durchwegs positiv bleibt [22]. Für Übergänge im schwachen Magnetfeld sind also gleichzeitig folgende vier Bedingungen einzuhalten:

$$\text{Äquidistanzbedingung} \quad \gamma B_1 \gg 2 \frac{\gamma^2 B_0^2}{\pi \nu^*} \quad (7)$$

$$\text{Vorzeichenbedingung} \quad \Delta B < B_0 \quad (8)$$

$$\text{Adiabatenbedingung} \quad |\dot{B}| \ll |\gamma| \frac{B_1^2}{4} \quad (9)$$

$$\text{Polarisationsbedingung} \quad \frac{B_1}{2} \ll \Delta B. \quad (10)$$

### 2.2.3. Experimentelle Durchführung der HF-Übergänge

Ausgehend von einem  $D$ -Atomstrahl, der aus den Komponenten (1), (2) und (3) besteht, induzieren wir in einem starken Magnetfeld die  $\sigma$ -Übergänge ( $|\Delta F| = 1$ ;  $\Delta m_F = 0$ ) (3)  $\rightarrow$  (5) oder (2)  $\rightarrow$  (6) und lassen anschliessend den Strahl ein Übergangsbereich mit schwachem stationärem Feld durchlaufen, wo die Besetzungszahlen der Komponenten  $|F, m_F\rangle$  und  $|F, -m_F\rangle$  ausgetauscht werden können. Nach Ionisation in einem starken magnetischen Feld ergeben sich im Idealfall, d. h. für  $x \rightarrow \infty$  und eine Übergangswahrscheinlichkeit von 100% die in Tabelle 1 zusammengestellten Beiträge der Zeeman-Niveaux zum Polarisationszustand der Deuteronen. Der hier nicht betrachtete Übergang (3)  $\rightarrow$  (5) lässt sich analog behandeln.

Tabelle 1

Beiträge der einzelnen Zeeman-Niveaux zum Polarisationszustand der Deuteronen.

Komponente Polarisationszustand	(1)		(2)		(3)		(4)		(5)		(6)	
	$P^*$	$P_{33}^*$	$P^*$	$P_{33}^*$	$P^*$	$P_{33}^*$	$P^*$	$P_{33}^*$	$P^*$	$P_{33}^*$	$P^*$	$P_{33}^*$
nach Quadrupolmagnet	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	0	0	0	0	0
nach SF-Übergang (2) $\rightarrow$ (6)	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	0	0	0	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$
nach WF-Übergängen	0	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	0	0	0
nach SF-Übergang (2) $\rightarrow$ (6) + WF-Übergängen	0	0	0	$-\frac{2}{3}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	$-\frac{2}{3}$	0	0

Der prinzipiell mögliche Wertebereich der Tensorkomponente  $P_{33}^*$  liegt zwischen  $-2$  und  $+1$ , d. h. es können die maximale positive und 50% der maximal möglichen negativen Tensorpolarisation erreicht werden. Die Wahl dieser Kombination von Übergängen gestattet, den Vektor- und Tensorkomponenten bei festem Betrag jede gewünschte Vorzeichenkombination zu geben. Ferner lässt sich der vom experimentellen Standpunkt aus wichtige Fall eines Strahles mit reiner Vektorpolarisation herstellen. Durch Ausschalten der HF-Übergangsfelder erhält man (für  $x \rightarrow \infty$ ) einen unpolarisierten Strahl, wobei die Qualität und Intensität des Strahles nicht geändert werden.

Die Übergangsmatrixelemente  $V_{35}$  und  $V_{26}$  sowie die entsprechenden Übergangsfrequenzen  $\nu_0(B_0)$  haben folgende explizite Form:

$$V_{(35)}^{(26)} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_B B_1 \left(1 \pm \frac{2}{3} x + x^2\right)^{-1/2}$$

und

$$\nu_0^{(26)} = \nu^* \left(1 \pm \frac{2}{3} x + x^2\right)^{1/2}.$$

Aus (5) und (6) ergeben sich mit der Beziehung  $\dot{B} \simeq (2 \Delta B) \bar{v}/l$ , wo  $\bar{v}$  die mittlere Geschwindigkeit eines Strahlatoms bedeutet, die adiabatische Bedingung

$$\Delta B \ll \frac{2}{9} \frac{l \mu_B}{\bar{v} \hbar} \left[ \left(1 \pm \frac{2}{3} x + x^2\right)^{1/2} \left(x \pm \frac{1}{3}\right) \right]^{-1} B_1^2 \quad (11)$$

und die Polarisationsbedingung

$$\Delta B \gg \frac{\sqrt{2}}{3} \left(x \pm \frac{1}{3}\right)^{-1} B_1. \quad (12)$$

Da es sich ausschliesslich um  $\sigma$ -Übergänge handelt, verwenden wir in beiden Fällen dieselbe HF-Anordnung mit fester Senderfrequenz  $\nu_0$  und mit der Schwingungsrichtung des magnetischen Wechselfeldes parallel zu  $B_0$ . Der gewünschte Übergang wird durch Einstellen der zu  $\nu_0$  gehörenden Resonanzfelder  $B_{26}(\nu_0)$  bzw.  $B_{35}(\nu_0)$  induziert. Von den in (11) enthaltenen Parametern ist die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}$  der Atome gegeben und beträgt  $\bar{v} \simeq 1,8 \cdot 10^5$  cm/s. Das HF-Feld erstreckt sich längs des Atomstrahls über eine Länge von  $l = 3$  cm. Die Bedingungen (11) und (12) können umso besser erfüllt werden, je grösser  $B_1$  und je kleiner  $x$  ist. Die obere Grenze der Amplitude  $B_1$  ist durch die Leistung des HF-Oszillators bestimmt. In unserem Fall beträgt diese 20 W und liefert bei einer Frequenz von 436 MHz eine Feldamplitude von  $B_1 \simeq 2$  G. Das stationäre Feld  $B_0$  muss mindestens so stark sein, dass trotz inhomogener Streufelder des nahen Quadrupolmagneten und der Elektronenkanone der verlangte Gradient  $2 \Delta B/l$  hergestellt werden kann. Dies ist für  $B_0 \geq 30$  G der Fall. Die gewählten Parameter sind in Tabelle 2 angegeben. Die beiden letzten Spalten enthalten die Zahlenwerte der Verhältnisse von rechter Seite zu linker Seite der Ungleichungen (11) und (12).

Tabelle 2

Parameter der Anordnung für die Erzeugung adiabatischer HF-Übergänge im starken Magnetfeld.

Übergang	Frequenz $\nu_0$ (MHz)	Amplitude $B_0$ (G)	$B_0$ (G)	$\Delta B$ (G)	Bedingung (11)	Bedingung (12)
(2) $\rightarrow$ (6)	436	2	72	3,6	28,8	0,28
(3) $\rightarrow$ (5)	436	2	150	7,5	13,8	0,13

Die für die Übergänge im schwachen magnetischen Feld gültigen Ungleichungen (7) und (9) lauten bei einer Länge des HF-Feldes von  $l = 4$  cm und mit dem numerischen Wert des gyromagnetischen Verhältnisses des D-Atoms  $\gamma = (2/3) (\mu_B/\hbar) = 5,9 \cdot 10^6$  (G  $\cdot$  s) $^{-1}$ :

$$B_1 \gg 11,5 \cdot 10^{-3} B_0^2 \quad (13)$$



und

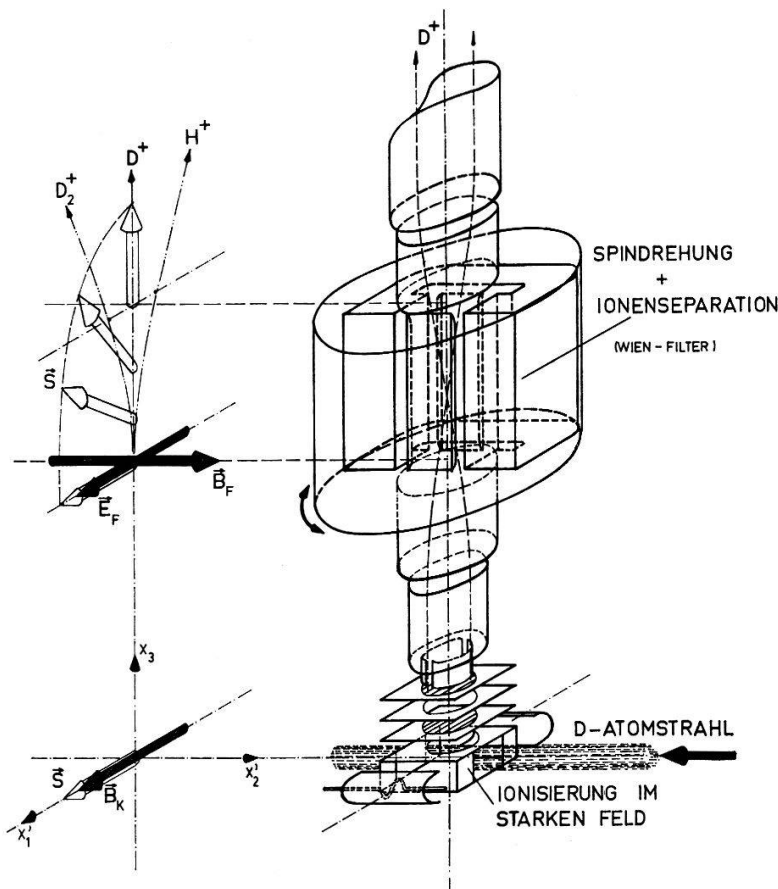
$$B_1^2 \geq 6,12 \cdot 10^{-2} \Delta B. \quad (14)$$

Durch die Wahl eines stationären Feldes  $B_0$  von 9 G, was einer Larmorfrequenz von  $\nu_L = 8,5$  MHz entspricht, konnten mit  $\Delta B = 4$  G und  $B_1 = 3$  G die Bedingungen (8), (10), (13) und (14) hinreichend erfüllt werden. Der experimentelle Aufbau zur Erzeugung der HF-Übergänge (in Verbindung mit einer anderen Ionisationsanordnung) ist in [23] dargestellt.

### 2.3. Ionisierung des Atomstrahls

Der Starkfeldionisator ist eine Neukonstruktion mit folgenden Merkmalen: Das starke Feld am Ionisierungsort von  $B_K = 500$  G in  $x'_1$ -Richtung, das zugleich zur Führung der Elektronen dient, steht senkrecht zum D-Atomstrahl ( $-x'_2$ -Richtung). Die erzeugten Ionen werden senkrecht zu diesen beiden Richtungen in  $x_3$ -Richtung extrahiert [24, 25]. Massgebend für die Wahl dieser Anordnung war der Gedanke grösstmöglicher Einfachheit, da man so ohne Umweg über magnetische oder elektrische Ablenkeinrichtungen einen Ionenstrahl in der gewünschten  $x_3$ -Richtung mit transversaler Vektorpolarisation und guter Energiehomogenität erhält. Figur 3 zeigt eine perspektivische Ansicht des Ionisators und des zur Massentrennung dienenden Wienfilters, das unter 2.5. näher beschrieben wird.

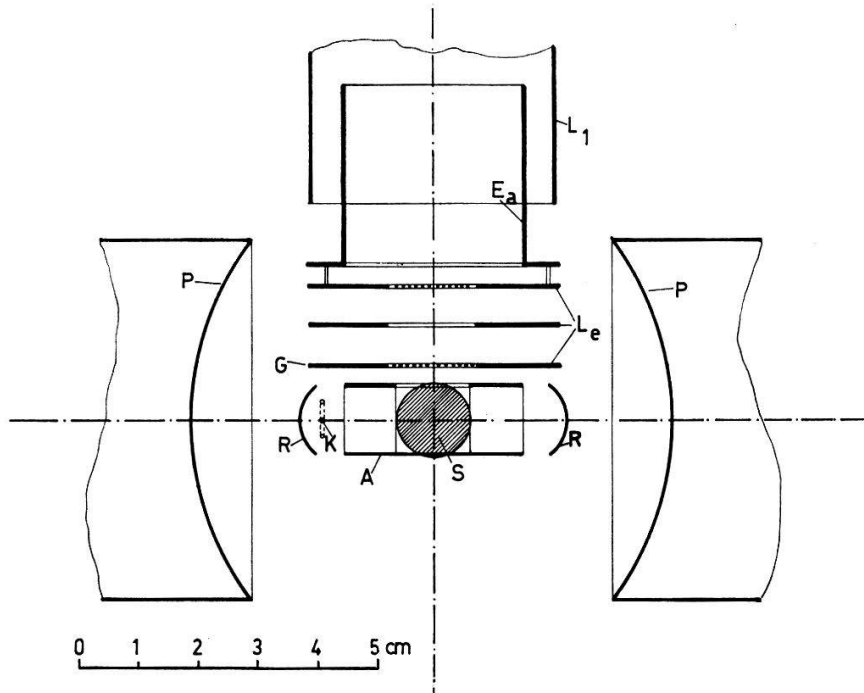
Das magnetische Feld  $B_K$  wird durch einen Elektromagneten erzeugt, dessen Spulen und Joch sich ausserhalb des Ionisatorgehäuses befinden, während die Pol-



Figur 3

Ansicht des Ionisators und des Wienfilters (nicht maßstabgetreu).

schuhe ins Vakuum hineinragen. Sie sind zu diesem Zweck vakuumdicht in Flansche aus rostfreiem Stahl eingeschraubt. Die Enden der Polschuhe sind kugelförmig mit einem Radius von 5 cm ausgedreht und gewährleisten trotz eines Polschuhabstandes von 6 cm ein hinreichend homogenes Feld am Ionisierungsort. Die Messung ergab Feldinhomogenitäten von höchstens 0,3% über den gesamten Ionisierungsbereich. Daher kann man erwarten, dass der Polarisationszustand des erzeugten Deuteronenstrahls sehr gut rotationssymmetrisch bezüglich der Richtung des Feldes  $B_K$  ist. Figur 4 zeigt einen maßstäblichen Schnitt durch den Ionisator in der  $(x'_1, x_3)$ -Ebene.



Figur 4

Schnitt durch den Ionisator

*A* Anode, *K* Kathode, *R* Reflektoren, *S* Strahlquerschnitt, *P* Polschuhe, *G* Extraktionsgitter, *L<sub>e</sub>* Einzellinse, *E<sub>a</sub>* Ablenkkfeld, *L<sub>1</sub>* Linse 1.

Als Anode dient ein quaderförmiges Kästchen aus Molybdänblech (Masse:  $30 \times 20 \times 12 \text{ mm}^3$ ), dessen zwei Schmalseiten für den Durchtritt der Elektronen offen sind. Die beiden anderen Schmalseiten besitzen Öffnungen zum Ein- und Austritt des Atomstrahls. Eine kreisförmige Öffnung von  $12 \text{ mm } \varnothing$  an der Oberseite erlaubt den Durchgriff des Gitterfeldes in das Innere des Kästchens und somit die Ionenextraktion. Die von einem Wolfram-Glühdraht *K*, der parallel zu einer Schmalseite *S*-förmig gespannt ist, ausgehenden Elektronen werden ins Innere der Anode beschleunigt und erreichen ihre Endgeschwindigkeit bereits nach etwa 5 mm Weglänge ganz in der Nähe der Anodenöffnung. Diese Geschwindigkeit ist durch das Anodenpotential von  $U_A = 800 \text{ V}$  gegenüber der auf Erdpotential liegenden Kathode, vermindert um die Raumladungsdepression, gegeben. Die Potentialerniedrigung durch die Elektronenraumladung beträgt nach einer sehr groben Abschätzung auf der Achse der Anode etwa 50 Volt. Im Ionisierungsgebiet, also in der Mitte des Kästchens, erniedrigt sich das Potential nochmals im Mittel um etwa 30 Volt durch das Ionenextraktionsfeld, wenn am Extraktionsgitter *G* eine Spannung von  $-300 \text{ Volt}$  gegenüber der Kathode angelegt wird.

Die negativ geladenen Elektroden *R* reflektieren die Elektronen, die das Ionisierungsgebiet passiert haben, so dass sie dieses Gebiet mehrmals durchlaufen können. Der Vergleich des gemessenen Anodenstroms von  $I_A = 20\text{--}25$  mA mit dem raumladungsbegrenzten Emissionsstrom einer entsprechenden planparallelen Diodenanordnung liefert einen mittleren Pendelfaktor von ca. 6 bis 7 bei einem Magnetfeld von  $B_K = 500$  G. Durch dieses Feld werden die Elektronen auf Spiralbahnen von maximal 1,9 mm Spiralaradius entlang den parallelen Magnetfeldlinien geführt. Die elektrischen Felder, die in der Anodenmitte und in Kathodennähe diese Bewegung stören, und die Raumladungskräfte bewirken die Abwanderung eines Teils der Elektronen auf die Anode. Nur diesen Anteil an der Gesamtzahl der Elektronen, also etwa 25 mA, hat die Kathode nachzuliefern, um das Raumladungsgleichgewicht aufrechtzuerhalten.

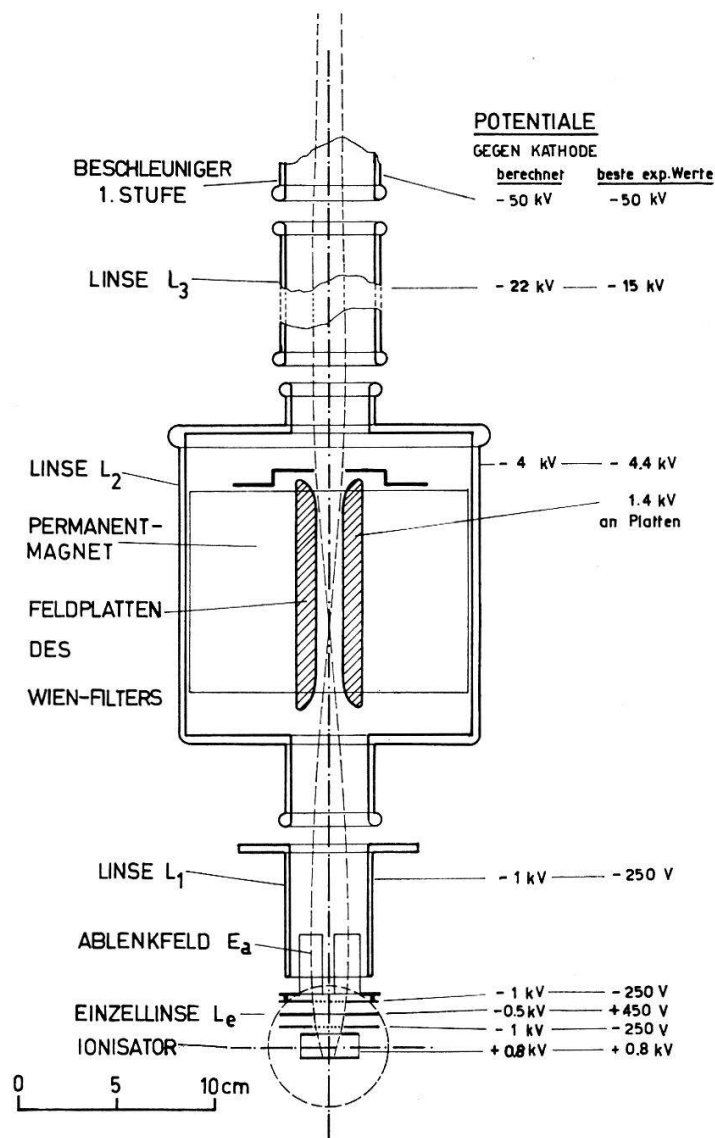
Die Ionen erfahren durch das elektrische Extraktionsfeld und das dazu gekreuzte Magnetfeld eine Ablenkung senkrecht zu beiden Feldrichtungen. Ihre Bahnen bilden bei den verwendeten Feldstärken angenähert den Anfang einer gewöhnlichen Zykloide und verlassen das Magnetfeld unter einem spitzen Winkel zur  $x_3$ -Richtung. Da die Extraktionsfeldstärke nur ungenau bekannt ist, lassen sich die Bahnen der Ionen nur näherungsweise konstruieren. Als Abschätzung erhält man einen mittleren Austrittswinkel der D<sup>+</sup>-Ionen am Polschuhrand von etwa 10°. Eine Messung der Strahlintensität am Ort des Wienfilters, d. h. im Überkreuzungspunkt des Strahls, mit einem Faradaybecher von 1,5 mm Öffnung ergab eine Verschiebung des Maximums des D<sup>+</sup>-Strahls gegen die  $x_3$ -Achse um 13 mm, woraus sich ein Austrittswinkel von etwa 6° berechnet. Die Neigung des Strahls liesse sich durch ein Verkanten des Ionisatorsystems um diesen Winkel kompensieren. In unserem Fall dient ein elektrostatisches Ablenkefeld  $E_a$  der Rücklenkung des Strahls gegen die  $x_3$ -Achse, wodurch sich experimentell leicht das Optimum der Einstellung finden lässt. Die Ablenkelektroden dieses Feldes sind als Halbzylinder ausgebildet, um möglichst wenig vom Strahl abzuschneiden.

Die Neigung der Ionenbahnen hängt von der spezifischen Ladung  $q/m$  ab. Daher treten verschiedene Ionen unter verschiedenen Winkeln aus der Elektronenkanone aus und werden an verschiedene Orte im Geschwindigkeitsfilter fokussiert. Messungen mit Luft, D<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> ergaben dort bereits gut getrennte Maxima, die bei 500 G um etwa deren Halbwertsbreite von 6 mm auseinander lagen. Eine solche Vorzerlegung des Strahls unterstützt die Wirkung des Wienfilters zur Abtrennung des D<sub>2</sub><sup>+</sup>- vom D<sup>+</sup>-Strahl.

Da die Ionen an verschiedenen Stellen des Ionisierungsvolumens entstehen, die wegen des Extraktionsfeldes auch Orte verschiedenen Potentials sind, zeigt der Ionenstrahl eine Energieunschärfe  $\Delta E = e \Delta U \approx 100$  eV im raumladungsfreien Fall. Man kann annehmen, dass durch die Elektronenraumladung diese Zahl im Mittel zu kleineren Werten hin modifiziert wird, wenn man von den Randgebieten in der Nähe des Anodengehäuses absieht. Die Energieunschärfe  $\Delta E$  bestimmt den chromatischen Fehler bei der Fokussierung des Ionenstrahls.

#### 2.4. Ionenoptik

Das Schema der Ionenoptik mit dem Verlauf des D<sup>+</sup>-Strahls und den angelegten Spannungen ist in Figur 5 dargestellt.



Figur 5

Schema der Ionenoptik.

Die als Gitterlinse ausgebildete Einzellinse  $L_e$  fokussiert den extrahierten Ionenstrahl zusammen mit der Rohrlinse  $L_1L_2$  zu einem Überkreuzungspunkt etwa in der Mitte des Geschwindigkeitsfilters. Dort hat die engste Stelle des Filters einen Durchmesser von 12 mm; die gemessene Halbwertsbreite der Strahlintensität beträgt an dieser Stelle für die separierten Deuteronen etwa 6 mm. Hinter dem Filter und der Linse  $L_2L_3$  tritt der Strahl praktisch parallel in das Beschleunigungsrohr ein. Der Strahl ist so fokussiert, dass durch eine Blende vor dem Target von  $3 \times 5 \text{ mm}^2$  etwa  $1/3$  der gesamten Strahlintensität hindurchtritt.

### 2.5. Wienfilter und Drehung der Polarisationsachse

Das Wienfilter erfüllt zugleich zwei Funktionen. Es dient der Analyse des Ionenstrahls nach der spezifischen Ladung der Ionen und erlaubt eine Drehung der Symmetrieachse  $s$  der Polarisation.

Vorexperimente zeigten, dass die Selbsttargetbildung durch  $D_2^+$ -Ionen störende Asymmetrien bei der Messung der  $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion bewirkt. Daher kommt eine

Strahlanalyse nach der Beschleunigung nicht in Betracht. Ein Ablenkmagnet vor der Beschleunigung scheidet aus räumlichen Gründen aus. Dagegen ist hier ein Wienfilter besonders geeignet. Es besteht aus einem elektrischen Feld  $\mathbf{E}_F$  und einem dazu senkrechten magnetischen Feld  $\mathbf{B}_F$ , die beide vom Ionenstrahl senkrecht durchsetzt werden.

Ein Wienfilter ist «geradsichtig» für solche Ionen, die (im MKSQ-System) der Bedingung

$$v = \frac{|\mathbf{E}_F|}{|\mathbf{B}_F|} = \sqrt{\frac{2qU}{m}} \quad (15)$$

genügen, wo  $U$  die von den Ionen durchlaufene Potentialdifferenz und  $q/m$  ihre spezifische Ladung ist. Alle Teilchen mit anderem  $q/m$  werden seitlich ausgelenkt und durch eine Blende aus dem Strahl entfernt (Figur 3). Für eine von den Deuteronen durchlaufene Spannung  $U = 3,6 \cdot 10^3$  V und eine Magnetfeld von  $B_F = 0,22$  Vs/m<sup>2</sup> benötigt man ein elektrisches Feld von  $E_F = 1,29 \cdot 10^5$  V/m. Experimentell zeigt sich bei diesen Werten eine vollständige Trennung von D<sup>+</sup>-, HD<sup>+</sup>- und D<sub>2</sub><sup>+</sup>-Ionen, wobei jedoch H<sub>2</sub><sup>+</sup>- und D<sup>+</sup>-Ionen nicht getrennt werden können.

Um alle Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit einer Reaktion zu bestimmen, ist es vorteilhaft, die Symmetrieachse der Polarisation in mehrere verschiedene Richtungen einzustellen. Dazu wird die Larmorpräzession des Deuteronenspins um die Richtung des Feldes  $\mathbf{B}_F$  ausgenutzt. Diese Präzession lässt sich klassisch ableiten. Man erhält für die Larmorfrequenz des Deuterons:

$$\omega_L = \gamma |\mathbf{B}_F| \quad (16)$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis des Deuterons  $\gamma = 4,12 \cdot 10^3$  (G · s)<sup>-1</sup>.

Zur Beschreibung der Präzession der Polarisationsachse  $\mathbf{s}$  ist es zweckmässig, von einem raumfesten Koordinatensystem ( $x'_1, x'_2, x_3$ ) auszugehen, das mit Atomstrahl, Ionisatorfeld  $\mathbf{B}_K$  und Achse des Beschleunigungsrohres (Figur 3) verbunden ist. Die anfängliche Lage von  $\mathbf{s}$  ist in diesem System durch die Winkel  $\alpha' = \pi/2$  und  $\beta' = 0$  gegeben. Durchfliegen die Deuteronen das Magnetfeld  $B_F$  von der Länge  $L_{eff}$ , so bewegt sich die Achse  $\mathbf{s}$  im Ruhesystem der Teilchen auf dem Mantel eines Kegels, dessen halber Öffnungswinkel gleich dem Winkel  $\eta$  zwischen der Richtung von  $\mathbf{B}_F$  und der ursprünglichen Richtung der Achse  $\mathbf{s}$  parallel zum Ionisatorfeld  $\mathbf{B}_K$  ist. Die Achse präzessiert um einen Winkel  $\delta$ , der von der Geschwindigkeit  $v$ , mit der das Feld durchlaufen wird, und von der Länge  $L_{eff}$  des Feldes abhängt:

$$\delta = \omega_L \frac{L_{eff}}{v}. \quad (17)$$

Die neue Stellung der Symmetrieachse der Polarisation  $\mathbf{s}$ , nachdem die Deuteronen das Feld  $B_F$  verlassen haben, berechnet sich aus den Beziehungen:

$$\cos \alpha' = \sin \eta \cdot \sin \delta \quad (18)$$

und

$$\operatorname{tg} \beta' = \frac{\operatorname{tg} \eta (1 - \cos \delta)}{\operatorname{tg}^2 \eta \cdot \cos \delta + 1}. \quad (19)$$

Im allgemeinen verlässt also die Achse  $\mathbf{s}$  die ursprüngliche ( $x'_1, x_3$ )-Ebene. Da es nach [1] zweckmässig ist, diese Achse in eine Zählerebene zu legen, führt man das in Kapitel

1.2. genannte Koordinatensystem  $(x_1, x_2, x_3)$  ein, das aus dem System  $(x'_1, x'_2, x'_3)$  durch Drehung um den Winkel  $\beta'$  um die  $x_3$ -Achse hervorgeht und in welchem  $\mathbf{s}$  durch die Winkel  $\alpha = \alpha'$  und  $\beta = 0$  beschrieben wird. Aus diesem Grunde ist die Zähler- und Targetanordnung drehbar um die  $x_3$ -Achse montiert.

Will man die Achse  $\mathbf{s}$  auch in die  $x_3$ -Richtung einstellen, so muss nach Gleichung (18) der Präzessionswinkel  $\delta = \pi/2$  werden und ausserdem  $\mathbf{B}_F$  senkrecht auf  $\mathbf{B}_K$  stehen ( $\eta = \pi/2$ ). Mit Gleichung (17) ergibt sich für diesen Fall eine Beziehung zwischen dem Potential der Linse  $L_2$ , welches die Geschwindigkeit  $v$  bestimmt, und der effektiven Länge  $L_{eff}$  des Feldes:

$$U_{L_2} = \frac{2 m_D \cdot L_{eff}^2 \omega_L^2}{e \cdot \pi^2}. \quad (20)$$

Für eine durchlaufene Spannung  $U_{L_2} = -3,6 \cdot 10^3$  Volt und eine mittlere magnetische Feldstärke  $B_F = 0,22$  Vs/m<sup>2</sup> ergibt sich als notwendige effektive Länge des Feldes  $L_{eff} = 10,2$  cm. Der verwendete Permanentmagnet hat eine Länge von  $L = 10,0$  cm. Wegen der Randfelder muss das richtige Linsenpotential  $U_{L_2}$  für eine 90°-Präzession experimentell bestimmt werden. Nach diesem Potential richtet sich dann nach Gleichung (15) die elektrische Feldstärke  $\mathbf{E}_F$  des Wienfilters.

Das von uns verwendete Filter ist innerhalb des Vakuum-Gehäuses um die  $x_3$ -Achse drehbar angeordnet. Durch Einstellen von Werten des Verdrehungswinkels  $\eta$  zwischen 0° und 90° kann man die Symmetrieachse der Polarisation unter beliebige Winkel  $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$  gegen die  $x_3$ -Achse einstellen. Für die 90°-Präzession vereinfachen sich die Gleichungen (18) und (19) zu

$$\alpha' = \pi/2 - \eta \quad (21)$$

und

$$\beta' = \eta. \quad (22)$$

Die wahre Lage der Symmetrieachse des Polarisationszustandes lässt sich mittels der  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion experimentell überprüfen [1, 10]. Neben der  $x_1$ - und der  $x_3$ -Richtung der Symmetrieachse ist besonders die Lage in der  $(x_1, x_2)$ -Ebene interessant, bei der die Achse mit der  $x_3$ -Richtung den Winkel  $\alpha = 54,7^\circ$  einschliesst. Dabei verschwindet nämlich die Tensorkomponente  $P_{33}$  der Polarisation im  $(x_1, x_2, x_3)$ -System gerade. Bei der Messung der  $D(d, n)^3\text{He}$ -Polarisationsempfindlichkeit wurden alle drei Stellungen der Polarisationsachse mit Erfolg verwendet.

## 2.6. Beschleuniger

Die aus dem Wienfilter austretenden  $D^+$  und  $H_2^+$ -Ionen werden durch die Linse  $L_2L_3$  und die Beschleunigungsstrecken auf das Target fokussiert. Der Beschleuniger ist ein Kaskadenbeschleuniger<sup>1)</sup> mit drei Stufen und einer Maximalenergie von 620 keV. Er wurde gegenüber [10] nicht verändert.

Der gemessene Targetstrom  $I$  der Deuteronen beträgt  $(7 \pm 3)$  nA. Der grosse Fehler dieser Angabe beruht auf der ungenauen Kenntnis des  $H_2^+$ -Anteils am Deuteronenstrahl. Eine Abschätzung des Strahlstromes aus einer gemessenen Neutronenstosszahl von  $350 \text{ s}^{-1}$  der  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion, gemessen mit einem Plastiksintillator, der mit dem dicken Ti-T(1:1)-Target einen Raumwinkel von  $3 \cdot 10^{-2}$  sterad

<sup>1)</sup> Geliefert von der Firma Haefely & Cie., Basel.

einschloss, ergibt  $I = 9$  nA. Dabei wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähleranordnung zu 10% angenommen. Der Diskriminatorpegel lag bei einer Protonen-Rückstossenergie von ca. 6,5 MeV.

### 2.7. Experimentell bestimmte Polarisation des Deuteronenstrahls

Die folgende Tabelle 3 gibt die experimentell mittels der T(*d*, *n*)<sup>4</sup>He-Reaktion bei  $E_d = 200$  keV (s. Kap. 3.3.) bestimmten Polarisationswerte des Deuteronenstrahls und zugleich die Möglichkeiten der Anordnung zur Auswahl verschiedener Vorzeichenkombinationen wieder. Daneben sind in Klammern die nach Tabelle 1 berechneten theoretischen Werte angegeben.

Tabelle 3  
Experimentelle und theoretische Polarisation des Deuteronenstrahls.

	Art des SF-Überganges			
	(2) → (6)		(3) → (5)	
	$P_{33}^*$	$P^*$	$P_{33}^*$	$P^*$
nur SF-Übergang	+0,70 (+1)	+0,23 (+1/3)	-0,70 (-1)	+0,23 (+1/3)
(SF+WF)-Übergang	-0,70 (-1)	-0,23 (-1/3)	+0,70 (+1)	-0,23 (-1/3)
nur WF-Übergang	0,00 (0)	-0,46 (-2/3)	0,00 (0)	-0,46 (-2/3)

Die Abweichungen der experimentellen von den theoretischen Werten haben vermutlich folgende Ursachen (vgl. [26]):

a) Ein Anteil von unpolarisiertem D-Gas vermindert die Polarisation des D<sup>+</sup>-Strahles. Dieser Anteil entsteht teilweise durch Spaltung der im Atomstrahl mitgeführten D<sub>2</sub>-Moleküle durch Elektronenstoss, teilweise durch thermische Dissoziation dieser Moleküle an den heißen Flächen des Ionisators. Er kann durch verbessertes Vakuum im Ionisierungsgebiet vermindert werden.

b) Die Übergangswahrscheinlichkeit der SF-Übergänge ist kleiner als 100%, vermutlich wegen zu kleiner Leistung des verwendeten Senders.

c) Die Ionisierung erfolgt nicht im unendlich starken Feld, sondern bei  $B_K = 500$  G. Dadurch lässt sich auch theoretisch nur ein maximales  $P_{33}^*$  von 0,976 erzielen.

d) Den Atomen mit  $m_J = +1/2$  ist ein kleiner Anteil ( $\sim 1\%$ ) von Atomen mit  $m_J = -1/2$  beigemischt, die wegen der endlichen Länge des Quadrupolmagneten nicht vollständig separiert werden.

Die WF-Übergänge erfolgen mit einer Wahrscheinlichkeit von nahezu 100%. Das folgt aus der Tatsache, dass sich für einen reinen WF-Übergang experimentell und in Übereinstimmung mit der Theorie ein  $P_{33}^*$  von Null innerhalb der Fehlergrenzen ergibt, sowie daraus, dass  $P_{33}^*$  beim Wechsel von SF- auf (SF+WF)-Übergänge sein Vorzeichen mit einer Genauigkeit von 3% des Wertes von  $P_{33}^*$  umkehrt.

## 3. Messverfahren

### 3.1. Bemerkungen zur Theorie

Nach GOLDFARB et al. [4, 27, 28] gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{pol}(\vartheta, \varphi)$  einer Reaktion mit polarisiert einfallenden Deuteronen und unpolarisiertem

Target:

$$\begin{aligned}
 \frac{\sigma_{pol}(\vartheta, \varphi)}{\sigma_0(\vartheta)} &= 1 + \frac{\sigma_2(\vartheta, \varphi)}{\sigma_0(\vartheta)} \\
 &= 1 - \frac{3}{2} P_1 D(\vartheta) \sin \varphi + \frac{1}{2} P_{33} D_{33}(\vartheta) \\
 &\quad + \frac{1}{6} (P_{11} - P_{22}) [D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)] \cos 2\varphi \\
 &\quad + \frac{2}{3} P_{13} D_{13}(\vartheta) \cos \varphi.
 \end{aligned} \tag{23}$$

Darin ist  $\sigma_0(\vartheta)$  der Wirkungsquerschnitt für unpolarisiert einfallende Deuteronen.  $\sigma_2(\vartheta, \varphi)$  drückt die Modifikation von  $\sigma_0(\vartheta)$  durch die Polarisation der Deuteronen aus. Diese wird nach 1.2. und nach Kap. 2.1. von [1] durch die Komponenten  $P_i$  und  $P_{ik}$  von  $\mathbf{P}$  und  $P_{33}^*$  bezüglich des speziell gewählten Koordinatensystems  $(x_1, x_2, x_3)$  dargestellt, in welchem die Komponenten  $P_2$ ,  $P_{12}$  und  $P_{23}$  der Polarisation gerade verschwinden. Durch Messung des Verhältnisses  $\sigma_{pol}(\vartheta, \varphi)/\sigma_0(\vartheta)$  können so bei bekannter Strahlpolarisation die drei Komponenten der Tensorpolarisationsempfindlichkeit

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

sowie die Komponente der Vektorpolarisationsempfindlichkeit

$$D(\vartheta)$$

bestimmt werden. Bezeichnet man die von einem Zähler  $i$  mit den Winkeln  $\vartheta_i$  und  $\varphi_i$  gemessenen, um den Untergrund verminderten Stosszahlen während einer festen Zeitdauer  $t$  mit  $N_i(pol)$  und  $N_i(u)$  für den polarisierten bzw. unpolarisierten Strahl, so gilt für den Quotienten

$$Z_i(\vartheta_i, \varphi_i) = \frac{N_i(pol)}{N_i(u)} = q \frac{\sigma_{pol}(\vartheta_i, \varphi_i)}{\sigma_0(\vartheta_i)}, \tag{24}$$

wobei  $q$  das Verhältnis der auf das Target gelangten Deuteronenladungen bei polarisiertem bzw. unpolarisiertem Strahl darstellt. Durch die Quotientenbildung fallen die Eigenschaften des betreffenden Zählers und des Targets, wie z. B. Raumwinkel, Diskriminierung und Targetdicke, heraus.

### 3.2. Messung der Polarisationsempfindlichkeit der $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion

Die Winkelverteilung der  $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion wurde bei einer Einfallenergie der polarisierten Deuteronen von  $E_d = 600$  keV gemessen. Das verwendete Zr-D (1:1)-Target hatte eine Dicke von  $1,6$  mg/cm<sup>2</sup>, was einem Energieverlust von 300 keV der Deuteronen obiger Energie entspricht. Eine mit dem totalen Wirkungsquerschnitt gewogene graphische Mittelung über die Energie ergab eine mittlere Deuteronenenergie im Target von  $\bar{E}_d = 460$  keV.

Als Zähler fanden acht Plastikszintillatoren vom Typ NE 102 mit Sekundärelektronenvervielfachern vom Typ RCA 6342 A in Quadrupelanordnung [1] Verwendung. Bei einem Abstand der Zähler vom Target von 20 cm betrug die maximale Stosszahl etwa  $10$  s<sup>-1</sup> bei Vorwärtswinkeln. Dabei wurde der Diskriminatorpegel so eingestellt, dass die Rückstossprotonen mit einer Energie über ca. 1 MeV registriert



wurden. Damit konnten die ( $dd$ )-Neutronen, deren Energie zwischen 1,9 und 3,5 MeV liegt, unter allen Reaktionswinkeln gezählt werden.

Da sich durch Mittelung über viele kurze Teilmessungen langsame systematische Änderungen der Zähler-Ansprechwahrscheinlichkeiten sowie statistische Schwankungen des Ladungsverhältnisses  $q$  in Gleichung (24) eliminieren lassen, bestand jede Messung für eine bestimmte Stellung der Polarisationsachse  $s$  wie in der vorstehenden Arbeit [1] aus 10–15 Messreihen zu je 20 Teilmessungen. Diese 20 Teilmessungen einer Messreihe geschahen in der Reihenfolge:

U	1 min mit unpolarisiertem Strahl
SF	1 min mit HF-Übergang im starken Feld
SF + WF	1 min mit HF-Übergängen im starken und schwachen Feld
WF	1 min mit HF-Übergängen im schwachen Feld,

anschliessend in umgekehrter Reihenfolge usw. Danach wurde 5 min lang der Neutronenuntergrund bei abgestelltem Atomstrahl bestimmt und von der Summe der je 5 Teilmessungen U, SF, SF + WF und WF subtrahiert. Daraus ergaben sich für jeden Zähler die Asymmetrien  $Z_i$  (SF/U),  $Z_i$  (SF + WF/U) und  $Z_i$  (WF/U) und nach Gleichung (23) und (24) mit der gemessenen Strahlpolarisation die Elemente der Polarisationsempfindlichkeit. Die gewogenen Mittel aus allen Messreihen lieferten die Endresultate.

Da die HF-Übergänge (2)  $\rightarrow$  (6) und (3)  $\rightarrow$  (5) gleichwertige Resultate ergaben (Tabelle 3), fand für nahezu alle Messungen der Übergang (2)  $\rightarrow$  (6) Verwendung. Einige zur Kontrolle durchgeführte Messungen mit dem (3)  $\rightarrow$  (5)-Übergang erbrachten innerhalb der Messfehler dieselben Resultate. Daraus ergibt sich, dass keine gegenseitige Beeinflussung der Vektor- und Tensorcomponenten vorlag. Das folgt aus der Tatsache, dass nach Tabelle 3  $P_{33}^*$  beim Wechsel vom Übergang (2)  $\rightarrow$  (6) auf den Übergang (3)  $\rightarrow$  (5) sein Vorzeichen wechselt,  $P^*$  dagegen sein Vorzeichen beibehält.

### 3.3. Bestimmung der Strahlpolarisation

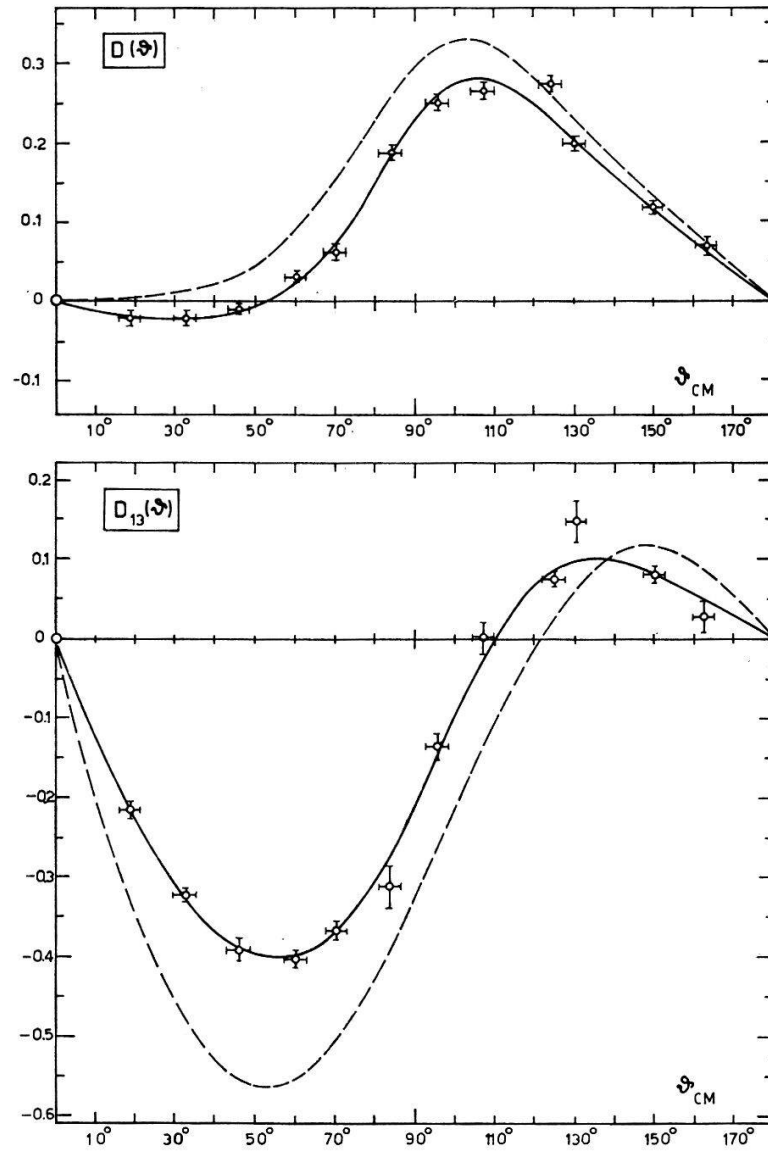
Die Polarisationskomponenten des Deuteronenstrahls wurden mittels der 107-keV-Resonanz der T( $d, n$ ) $^4\text{He}$ -Reaktion, deren Polarisationsempfindlichkeit sehr gut bekannt ist [10], nach Gleichung (23) bestimmt. Hierzu diente dieselbe Zähleranordnung wie für die D( $d, n$ ) $^3\text{He}$ -Reaktion, wobei ein dickes Ti-T (1:1)-Target von aussen vor das Zr-D-Target geklappt wurde. Die Einzelheiten dieser Messung sind ausführlich in [1] beschrieben; sie werden daher hier übergangen.

## 4. Resultate der Messungen

### 4.1. Polarisationsempfindlichkeiten der D( $d, n$ ) $^3\text{He}$ -Reaktion bei $\overline{E_d} = 460 \text{ keV}$

Die nach Gleichung (23) und (24) bei 11 bzw. 12 Reaktionswinkeln experimentell bestimmten Werte der Polarisationsempfindlichkeiten der D( $d, n$ ) $^3\text{He}$ -Reaktion sind in Figur 6 und Figur 7 zusammengefasst.

Der Verlauf der Messpunkte wurde durch Reihenentwicklung nach dem durch die Theorie [27] jeweils gegebenen orthogonalen Funktionensystem nach der Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Es sind dies die Legendre-Polynome  $L_{no}(\cos \vartheta)$  und



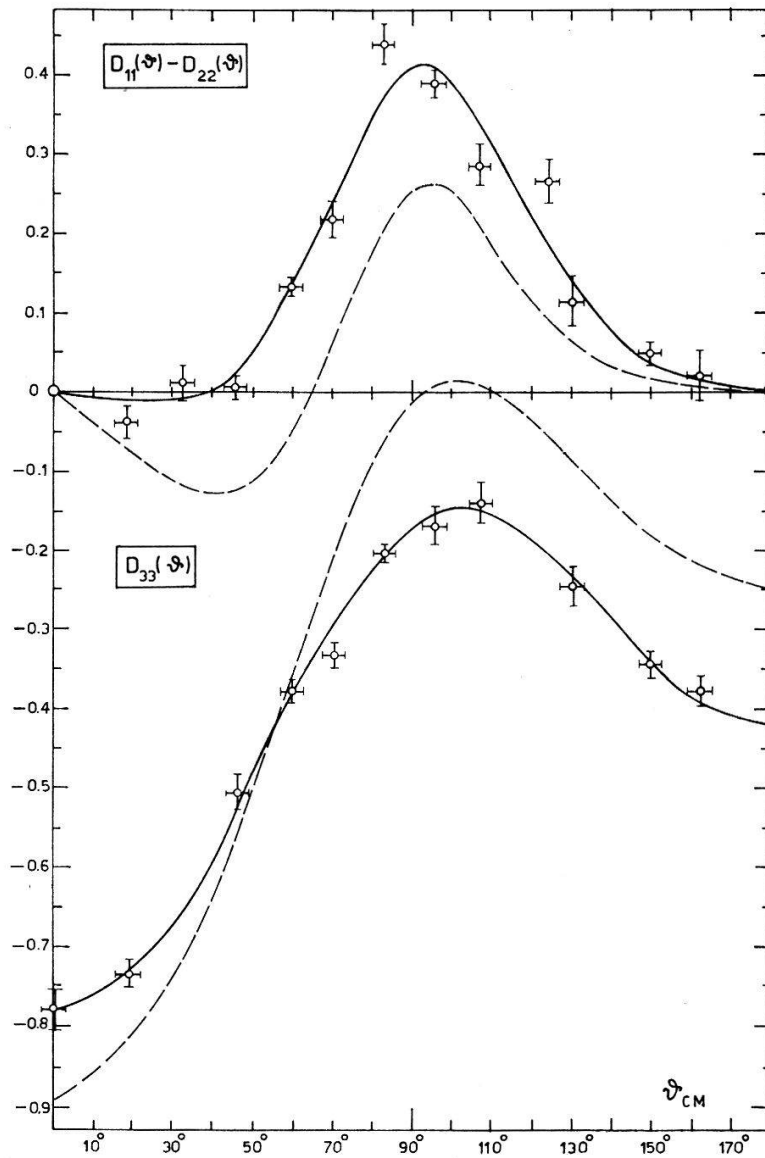
Figur 6

Polarisationsempfindlichkeit  $D(\vartheta)$  und  $D_{13}(\vartheta)$  der  $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion.

die zugeordneten Legendre-Funktionen 1. Art  $L_{nm}(\cos\vartheta)$ , wie sie bei JAHNKE-EMDE [29] definiert sind<sup>2)</sup>. Man erhält folgende Entwicklungen:

$$\begin{aligned}
 D(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=1}^{n_{max.}} a_n L_{n1}(\cos\vartheta) \\
 D_{33}(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=0}^{n_{max.}} b_n L_{n0}(\cos\vartheta) \\
 D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=2}^{n_{max.}} c_n L_{n2}(\cos\vartheta) \\
 D_{13}(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=1}^{n_{max.}} d_n L_{n1}(\cos\vartheta). \quad (25)
 \end{aligned}$$

<sup>2)</sup> In der Notierung von JAHNKE-EMDE:  $L_{n0}(\cos\vartheta) \equiv P_n(\cos\vartheta)$ ,  $L_{nm}(\cos\vartheta) \equiv P_n^m(\cos\vartheta)$ .



Figur 7

Polarisationsempfindlichkeit  $D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$  und  $D_{33}(\vartheta)$  der  $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion.

Der obere Summenindex  $n_{max}$  ist durch das Abbrechen der Reihen mit dem Polynom der höchsten noch statistisch vertretbaren Ordnung gegeben. Als solche galten Polynome, deren Koeffizienten noch grösser waren als der doppelte zugehörige statistische Fehler. Die Koeffizienten  $a_n, \dots, d_n$  wurden abweichend von [4] definiert, jedoch entspricht ein Teil der hier definierten Koeffizienten gemäss Tabelle 4 den in [4] definierten:

Für die Anpassung nach Gl. (25) muss die Winkelverteilung  $W_0(\vartheta)$  für unpolarisierte Deuteronen bekannt sein. Sie wurde der Literatur entnommen [7]. Um eine

Tabelle 4

Vergleich unserer Entwicklungskoeffizienten mit den Koeffizienten von ROOK und GOLDFARB [4].

hier	$a_1$	$a_2$	$b_0$	$b_2$	$c_2$	$d_2$
in[4]	$2/3 B_3$	$2/3 B_4$	$2 B_7$	$2 B'_5$	$3 B_5$	$3/2 B_6$

möglichst gute Anpassung zu erzielen, muss bereits bei 460 keV von den in [1, 4] genannten Voraussetzungen abgewichen werden, wonach im Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Deuteronen nur  $\cos$ -Terme bis zur zweiten Ordnung mitzunehmen sind. Die in (25) eingesetzte Winkelverteilung hat dagegen die folgende Form:

$$W_0(\vartheta) = 1 + A L_{20}(\cos\vartheta) + B L_{40}(\cos\vartheta). \quad (26)$$

Damit ergab die Rechnung die in Tabelle 5 zusammengefassten Entwicklungskoeffizienten für die  $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion. Die entsprechenden Resultate für die  $D(d, p)^3\text{H}$ -Reaktion nach [1] sind zum Vergleich angeführt, ebenso sind die zugehörigen Kurvenverläufe in Figur 6 und Figur 7 zum Vergleich gestrichelt eingezeichnet.

Tabelle 5  
Entwicklungskoeffizienten der  $D(d, n)^3\text{He}$ - und  $D(d, p)^3\text{H}$ -Reaktion.

		$D(d, n)^3\text{He}$	$D(d, p)^3\text{H}$
$W_0(\vartheta)$	$A$	$+0,79 \pm 0,07$	$+0,66 \pm 0,02$
	$B$	$+0,08 \pm 0,02$	$+0,16 \pm 0,01$
$D(\vartheta)$	$a_1$	$+0,142 \pm 0,004$	$+0,198 \pm 0,006$
	$a_2$	$-0,078 \pm 0,004$	$-0,067 \pm 0,004$
$D_{33}(\vartheta)$	$b_0$	$-0,376 \pm 0,010$	$-0,277 \pm 0,006$
	$b_1$	$-0,252 \pm 0,017$	$-0,408 \pm 0,014$
	$b_2$	$-0,607 \pm 0,019$	$-0,597 \pm 0,018$
	$b_3$	$-0,076 \pm 0,024$	$-0,133 \pm 0,018$
	$b_4$	$-0,144 \pm 0,025$	$-0,110 \pm 0,021$
$D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$	$c_2$	$+0,076 \pm 0,004$	$+0,034 \pm 0,003$
	$c_3$	$-0,008 \pm 0,003$	$-0,015 \pm 0,002$
	$c_4$	$(-0,004 \pm 0,002)$	$-0,010 \pm 0,001$
$D_{13}(\vartheta)$	$d_1$	$-0,172 \pm 0,006$	$-0,283 \pm 0,009$
	$d_2$	$-0,183 \pm 0,004$	$-0,225 \pm 0,008$
	$d_3$	$-0,034 \pm 0,004$	$-0,037 \pm 0,007$
	$d_4$	$-0,021 \pm 0,003$	$-0,038 \pm 0,006$
	$d_5$	$-0,008 \pm 0,003$	$(-0,009 \pm 0,006)$

## 5. Diskussion

### 5.1. Diskussion der Fehler

Die in Figur 6 und Figur 7 eingezeichneten Fehlerschranken der einzelnen Messpunkte entsprechen den statistischen Unsicherheiten der Zählraten und den abgeschätzten Winkel Fehlern, die durch die endliche Ausdehnung des Targets und der Zähler bedingt sind.

Die relativen Fehler in der Bestimmung der Strahlpolarisation lagen wegen der hohen Stosszahlen der  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion durchweg unter 1,5% und wurden daher für die Resultate nicht mit verwertet.

Die Fehler der Anpassungskoeffizienten in Tabelle 5 ergaben sich aus den Fehlern der Messpunkte nach Gauss [30]. Dabei erwies sich der Fehler der Winkelverteilung  $W_0(\vartheta)$  als vernachlässigbar gegenüber den Messfehlern.

Zahlreiche Messungen bei verschiedenen Stellungen der Symmetrieachse der Polarisation, die Messungen mit HF-Übergängen im starken und wahlweise im an-

schliessenden schwachen Magnetfeld erbrachten im allgemeinen übereinstimmende Resultate, deren gewogenes Mittel das Endresultat darstellt.

Die Tatsache, dass der Atomstrahl nicht im unendlich starken Magnetfeld, sondern bei 500 G ionisiert wurde, führt bei der Berechnung der Vektorpolarisation des Strahles aus der Tensorpolarisation nach  $P^* = 1/3 P_{33}^*$  zu um 2,5% zu niedrigen Werten, was eine Korrektur der Vektorpolarisationsempfindlichkeit um diesen Betrag notwendig machte.

Es muss darauf hingewiesen werden, dass zwar die statistischen Fehler der Komponente  $D(\vartheta)$  wegen der dreifachen Messung in jeder Messreihe besonders klein sind, dass jedoch der Wert von  $D(\vartheta)$  mit einer zusätzlichen systematischen Unsicherheit behaftet ist. Diese rührt daher, dass wegen des Fehlens einer Analysatorreaktion für die Vektorpolarisation der Deuteronen diese aus der Tensorpolarisation des Strahls berechnet werden musste. Die dabei gemachten Annahmen  $P^* = 1/3 P_{33}^*$  bzw.  $P^* = 2/3 P_{33}^*$ , die für einen idealen Strahl beim Feld  $B_K \rightarrow \infty$  und 100% Übergangswahrscheinlichkeit der SF-Übergänge gelten, sind nur mit 10% Genauigkeit richtig, wenn man die Unsicherheit in der Kenntnis der Übergangswahrscheinlichkeit der SF-Übergänge, die mit der Unsicherheit in der Kenntnis des unpolarisierten Strahluntergrundes zusammenhängt, in Betracht zieht. Deshalb muss die dadurch auftretende zusätzliche Unsicherheit von  $D(\vartheta)$  ebenfalls zu etwa 10% angenommen werden.

### 5.2. Vergleich der Messungen mit der Theorie

Um die experimentell bestimmten Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit der D( $d, n$ )<sup>3</sup>He- und der D( $d, p$ )<sup>3</sup>H-Reaktion nach [1] in Abhängigkeit vom Emissionswinkel befriedigend wiederzugeben, müssen, wie Tabelle 5 zeigt, mehr Terme herangezogen werden, als ROOK und GOLDFARB in ihrer Theorie [1, 4] fordern. Sie beschränken sich auf die in Arbeit [1] (Gl. (3)) genannten Terme bis zur zweiten Ordnung.

Lediglich die Komponente  $D(\vartheta)$  entspricht für beide Reaktionen bezüglich ihrer Winkelabhängigkeit der Voraussage eines  $\sin \vartheta$ - und eines  $\sin 2 \vartheta$ -Terms. Bei  $D_{11}(\vartheta)$ – $D_{22}(\vartheta)$  ist der  $L_{22}(\cos \vartheta)$ -Term zwar der beherrschende, jedoch ist in beiden Reaktionen mindestens ein höherer Term eindeutig vorhanden, was sich in der Grösse der Koeffizienten  $c_3$  und  $c_4$  äussert. Für die Darstellung von  $D_{13}(\vartheta)$  und  $D_{33}(\vartheta)$  müssen Terme bis zur 5. bzw. 4. Ordnung mitgenommen werden (Koeffizienten  $d_3, d_4, d_5, b_3$  und  $b_4$ ), aber auch zusätzliche Terme niedrigerer Ordnung. So tritt bei  $D_{33}(\vartheta)$  ein relativ grosser  $L_{10}(\cos \vartheta) \equiv \cos \vartheta$ -Term mit dem Koeffizienten  $b_1$  und bei  $D_{13}(\vartheta)$  ein grosser  $L_{11}(\cos \vartheta) \equiv \sin \vartheta$ -Term mit dem Koeffizienten  $d_1$  zusätzlich auf.

Die in [1] zusammenfassend dargestellten einschränkenden Voraussetzungen dieser Theorie sind daher zu überprüfen und zu erweitern. Das Auftreten von Koeffizienten höherer Ordnung in beiden Reaktionen deutet darauf hin, dass  $D$ -Wellen bereits bei 460 keV merklich an der Reaktion teilnehmen. Die Energieabhängigkeit des Koeffizienten  $B$  (vgl. Gl. (26)) von  $L_{40}(\cos \vartheta)$  im unpolarisierten Wirkungsquerschnitt [5, 7] zeigt darüber hinaus, dass  $D$ -Wellen erst unterhalb von ca. 250 keV auszuschliessen sind, so dass Messungen der Polarisationsempfindlichkeit der ( $dd$ )-Reaktionen bei dieser tieferen Energie der Voraussage [4] besser entsprechende Resultate liefern sollten.

Auch die Ausschliessung von Quintett-Zuständen des Eingangskanalspins im Zwei-Deuteronen-System auf Grund des Pauliprinzips muss überprüft werden. Nach GOLDFARB [31] zeigt das Auftreten der Koeffizienten ungerader Ordnung  $b_1$  und  $d_1$  von  $D_{33}(\vartheta)$  und  $D_{13}(\vartheta)$  die Teilnahme der Quintettzustände an der Reaktion an. Dies kann nur so erklärt werden, dass zwar das Pauliprinzip eine enge Annäherung der beiden Deuteronen (und damit der vier Nukleonen) mit parallelen Spins verbietet, dass jedoch die Wahrscheinlichkeit, zwei Deuteronen mit parallelen Spins vorzufinden, in einer Entfernung von der Grösse des  $d$ - $d$ -Wechselwirkungsabstandes von  $\sim 7$  fm von Null verschieden ist. Dadurch können auch Quintettzustände mit merklicher Wahrscheinlichkeit gebildet werden.

Da die Koeffizienten der Winkelverteilungen quadratische Formen in Reaktionselementen darstellen, gestatten sie im Prinzip Aussagen über diese Matrixelemente; doch reicht die Zahl der hier ermittelten Koeffizienten für eine eindeutige Berechnung der Matrixelemente nicht aus. Nur der Koeffizient  $a_1$  ( $\equiv 2/3 B_3$  nach Tabelle 4), für den gilt:

$$a_1 = 2\sqrt{3} \operatorname{Im}(\alpha_0 \beta_{11}^*), \quad (27)$$

lässt im Rahmen der Theorie [4] die Schlussfolgerung auf die Existenz eines wesentlichen  $(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})$ -Potentials in den beiden Reaktionen zu. Das Matrixelement

$$\beta_{11} = \langle S_2 l_2 J | R | S_1 l_1 J \rangle = \langle 011 | R | 111 \rangle, \quad (28)$$

das Triplett-Singulett-Übergängen des Kanalspins  $S$  entspricht, ist in der betrachteten Näherung nur dann von Null verschieden, wenn man ein solches  $(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})$ -Potential zwischen den Nukleonen annimmt. Wie auch von anderen Autoren [32, 33] für die  $D(d, p)^3\text{H}$ -Reaktion angedeutet, ergibt sich hier aus der Grösse von  $a_1$  eine relativ grosse Wahrscheinlichkeit für Triplett-Singulett-Übergänge. Zur Bestimmung von  $\beta_{11}^*$  allein müsste noch das Matrixelement  $\alpha_0 = \langle 000 | R | 000 \rangle$  bekannt sein, das Übergängen zwischen den beiden  $^1S_0$ -Zuständen des Eingangs- bzw. Ausgangskanals entspricht.

### 5.3. Vergleich der $D(d, n)^3\text{He}$ - mit der $D(d, p)^3\text{H}$ -Reaktion

Die Winkelabhängigkeit der Polarisationsempfindlichkeit der beiden  $(dd)$ -Reaktionen zeigt den für Spiegelbildreaktionen erwarteten ähnlichen Verlauf (Figur 6 und Figur 7). Sie lässt sich bei beiden Reaktionen durch analoge Entwicklungen wiedergeben (Tabelle 5). Doch weisen einander entsprechende Koeffizienten beider Reaktionen zumeist beträchtliche Abweichungen voneinander auf.

Diese Unterschiede könnten zum Teil auf den verschiedenen Dicken der verwendeten Targets beruhen (für die  $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion wurde ein 300 keV dickes Zr-D-Target, für die  $D(d, p)^3\text{H}$ -Reaktion ein 80 keV dickes  $D_2$ -Gastarget benützt). Messungen der  $D(d, p)$ -Reaktion mit beiden Targets unter Rückwärtswinkeln liessen eine leichte Abhängigkeit der Ergebnisse von der Targetdicke erkennen. Die aus diesem Grunde bei einer mittleren Energie  $\bar{E}_d = 200$  keV durchgeführten vorläufigen Messungen der  $D(d, p)$ -Reaktion zeigten tatsächlich eine starke Energieabhängigkeit zumindest für die Komponente  $D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$  der Polarisationsempfindlichkeit.

Vermutlich reicht die Abhängigkeit der Resultate von der Targetdicke jedoch nicht aus, um die Unterschiede zwischen der  $D(d, n)$ - und der  $D(d, p)$ -Reaktion zu begründen. Diese müssen vielmehr zum Teil auf den Einfluss der Coulombwechsel-

wirkung im Ausgangskanal zurückgeführt werden. Darüber können weitere Messungen bei tieferer Energie unter Verwendung desselben (möglichst dünnen) Gastargets für beide Reaktionen Aufschluss geben.

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

### Literaturverzeichnis

- [1] C. PETITJEAN, P. HUBER, H. PAETZ gen. SCHIECK und H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **40**, 401 (1967).
- [2] F. M. BEIDUK, J. R. PRUETT und E. J. KONOPINSKI, *Phys. Rev.* **77**, 622 (1950).
- [3] J. R. PRUETT, F. M. BEIDUK und E. J. KONOPINSKI, *Phys. Rev.* **77**, 628 (1950).
- [4] J. R. ROOK und L. J. B. GOLDFARB, *Nucl. Phys.* **27**, 79 (1961).
- [5] W. A. WENZEL und W. WHALING, *Phys. Rev.* **88**, 1149 (1952).
- [6] P. R. CHAGNON und G. E. OWEN, *Phys. Rev.* **101**, 1798 (1956).
- [7] J. C. FULLER, W. E. DANCE und D. C. RALPH, *Phys. Rev.* **108**, 91 (1957).
- [8] H. H. BARSCHALL in *Proc. 2nd Int. Symposium on Polar. Phenomena of Nucleons*, Birkhäuser (Basel), p. 399 (1966).
- [9] H. HÄNSGEN, H. POSE, G. SCHIRMER und D. SEELIGER, *Nucl. Phys.* **73**, 417 (1965).
- [10] W. TRÄCHSLIN, H. BÜRGISSER, P. HUBER, G. MICHEL und H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **38**, 523 (1965).
- [11] H. RUDIN, H. R. STRIEBEL, E. BAUMGARTNER, L. BROWN und P. HUBER, *Helv. phys. Acta* **34**, 58 (1961).
- [12] F. SEILER, E. BAUMGARTNER, W. HAEBERLI, P. HUBER und H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **35**, 385 (1962).
- [13] J. M. DICKSON in FARLEY, *Progr. in Nucl. Techn. and Instrumentation I*, p. 105 ff., North-Holland (1965).
- [14] F. BLOCH, *Phys. Rev.* **70**, 460 (1946).
- [15] A. ABRAGAM und J. M. WINTER, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 375 (1958).
- [16] J. THIRION, R. BEURTREY und A. PAPINEAU, *Proc. Int. Symposium on Polar. Phenomena of Nucleons*, Birkhäuser (Basel), 1961.
- [17] N. F. RAMSEY, *Molecular Beams*, Oxford (1963).
- [18] G. BREIT und I. I. RABI, *Phys. Rev.* **38**, 2082 (1931).
- [19] F. BLOCH und A. SIEGERT, *Phys. Rev.* **57**, 522 (1940).
- [20] E. MAJORANA, *Nouvo Cim.* **9**, 43 (1932).
- [21] F. BLOCH und I. I. RABI, *Rev. Mod. Phys.* **17**, 237 (1945).
- [22] A. ABRAGAM und J. M. WINTER, *Compt. rend.* **255**, 1099 (1962).
- [23] H. RUDIN, E. STEINER und H. R. STRIEBEL, *Proc. 2nd Int. Symposium on Polar. Phenomena of Nucleons*, Birkhäuser (Basel), p. 101 ff. (1966).
- [24] M. v. ARDENNE, *Phys. Z.* **43**, 91 (1942).
- [25] O. HEIL, *Z. Phys.* **120**, 212 (1943).
- [26] E. R. COLLINS, H. F. GLAVISH und S. WHINERAY, *Nucl. Instrum. Meth.* **25**, 67 (1963).
- [27] L. J. B. GOLDFARB, *Nucl. Phys.* **7**, 622 (1958).
- [28] L. J. B. GOLDFARB und J. R. ROOK, *Nucl. Phys.* **12**, 494 (1959).
- [29] JAHNKE-EMDE, *Tafeln höherer Funktionen*, Leipzig (1960).
- [30] B. L. v. D. WAERDEN, *Mathematische Statistik*, p. 124, ff., Berlin (1965).
- [31] L. J. B. GOLDFARB, Private Mitteilung.
- [32] D. FICK, R. FLEISCHMANN und G. GRAW, *Proc. 2nd Int. Symposium on Polar. Phenomena of Nucleons*, Birkhäuser (Basel), p. 359 ff. (1966).
- [33] H. A. CHRIST und L. BROWN, *Nucl. Phys.* **79**, 473 (1966).