Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 36 (1963)

Heft: III

Artikel: Messung des Polarisationsvermögens von Kupfer und Zirkon für 3,4 MeV Neutronen

Autor: Durisch, J. / Gleyvod, R. / Huber, P.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113372

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: 09.07.2025

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

Messung des Polarisationsvermögens von Kupfer und Zirkon für 3,4 MeV Neutronen

von **J. Durisch, R. Gleyvod, P. Huber** und **E. Baumgartner**
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

(14. X. 62)

Summary. The azimuthal asymmetry of (d,d)-neutrons scattered by Copper and Zirconium has been measured at six different angles. A thick heavy ice target was bombarded with deuterons of 800 keV energy (mean neutron energy 3.16 MeV). The asymmetry was measured with fixed counterposition by rotating the polarization of the incident neutron beam through an angle of $\pm$ 90° by means of a solenoid. The determined analysing power P_2 of Copper and Zirconium at the scattering angles (labor system) of 55°, 65°, 77°, 90°, 106° and 120° give the following results:

$\theta_{lab.S.}$	P_2 for Cu	P_2 for Zr
55°	$-0{,}47 \pm 0{,}14$	$+0{,}40 \pm 0{,}13$
65°	$-0{,}46 \pm 0{,}15$	$-0{,}19 \pm 0{,}09$
77°	$+0{,}32 \pm 0{,}14$	$-0{,}40 \pm 0{,}12$
90°	$+0{,}23 \pm 0{,}13$	$-0{,}77 \pm 0{,}13$
106°	$-0{,}17 \pm 0{,}12$	$-0{,}85 \pm 0{,}25$
120°	$-0{,}01 \pm 0{,}14$	$-0{,}74 \pm 0{,}26$

The values of the analysing power P_2 are corrected for multiple scattering and the polarization of the d,d neutrons was assumed to be $P_1 = -0{,}10$.

1. Einleitung

Die Streuung von Neutronen an mittelschweren und schweren Elementen, wie sie zuerst von BARSCHALL *et al.*[1][2]) durchgeführt wurden, ergibt, dass der totale Querschnitt σ_0 und der differentielle Streuquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ langsam veränderliche Funktionen der Energie der einfallenden Teilchen und des Atomgewichtes A des Targets sind. Das von FESHBACH, PORTER und WEISSKOPF[3]) in diesem Zusammenhang vorgeschlagene optische Modell der Kerne erwies sich als sehr erfolgreich, um diese über viele Resonanzen gemittelte Streuung zu interpretieren. Das Modell wurde unterdessen nicht nur für Nukleonenstreuungen erfolgreich angewandt, sondern auch für die Streuung von Deuteronen, Alphas und für schwere Ionen. Die verlangte Mittelung über die Resonanzen bedeutet dabei immer, dass die Breite ΔE des Energiespektrums

des einfallenden Teilchenstrahles gross sei gegenüber dem Abstand D zweier aufeinanderfolgender Resonanzen des Targetkernes. Ferner soll aber ΔE klein sein gegen die Breite Γ der «Giantresonanzen». In der vorliegenden Arbeit, wo die mittlere Energie der einfallenden Neutronen 3,2 MeV betrug, war die Breite $\Delta E = 200$ keV. Somit sind die obigen Bedingungen erfüllt, ist doch in diesem Energiegebiet für Elemente mit $A \sim 80$ der Abstand D kleiner als 20 keV und die Breite Γ etwa 8 MeV.

Das optische Modell in seiner ursprünglichen Form benötigt für Aussagen über das Polarisationsvermögen des Targetkernes einen zusätzlichen Spin-Bahnkopplungsterm. Durch seine Einführung ist es aber möglich, eine experimentell ermittelte Winkelverteilung $d\sigma/d\Omega$ nicht mehr durch einen Parametersatz zu erklären, sondern durch mehrere. Erst die Messung des Polarisationsvermögens des Targetkernes sowie der Winkelverteilung ergibt im allgemeinen eine eindeutige Aussage. Das von PEREY[7]) kürzlich eingeführte nicht lokale Potential weist den Vorteil auf, dass der Parametersatz nicht mehr von der Energie des einfallenden Teilchenstrahls abhängt. Die Tiefe des Potentialtopfes, die das Teilchen am Orte r sieht, ist in diesem neuen Modell von seiner Vorgeschichte abhängig. Im übrigen sind die mit einem «Nonlocal Potential» berechneten Winkelverteilungen von derselben Güte, wie die mit einem optischen Potential berechneten.

Werden transversal polarisierte Neutronen an Kernen gestreut, so wird die Zahl der gestreuten Neutronen pro Raumwinkelelement nicht nur abhängig vom Streuwinkel θ, sondern auch vom Azimutalwinkel φ. Dabei bezeichnen wir einen Neutronenstrahl als polarisiert, wenn im Mittel über den Strahl die Spins der Neutronen eine Richtung auszeichnen. Diese Asymmetrie der Streuung in bezug auf das Azimut φ lässt sich durch die sog. links-rechts Asymmetrie ε beschreiben:

$$\varepsilon = \frac{N_{\mathrm{II}} - N_{\mathrm{I}}}{N_{\mathrm{II}} + N_{\mathrm{I}}}.$$

Hierbei ist N_{II} bzw. N_{I} die Anzahl der unter dem Winkel θ gestreuten Teilchen mit der Wahl des Azimutes so, dass die Polarisation $\boldsymbol{P}_1$ des einfallenden Strahles parallel bzw. antiparallel zur Normalen $\boldsymbol{n}$ der Streuebene steht:

$$\boldsymbol{n} = \frac{\boldsymbol{k}_{ein} \times \boldsymbol{k}_{aus}}{|\boldsymbol{k}_{ein} \times \boldsymbol{k}_{aus}|}.$$

$\boldsymbol{k}_{ein}$ bedeutet den Wellenvektor der einfallenden Neutronen, $\boldsymbol{k}_{aus}$ denjenigen der gestreuten.

Da ferner $\varepsilon = \boldsymbol{P}_1 \cdot \boldsymbol{P}_2$ ist, lässt sich aus der Kenntnis von P_1 und der Messung der Asymmetrie ε das Polarisationsvermögen des streuenden Kernes P_2 berechnen. In dieser ganzen Betrachtung wurde dabei der Targetkern mit Spin I durch einen fiktiven mit $I = 0$ ersetzt in Übereinstimmung mit der üblichen Form des optischen Potentiales.

In der vorliegenden Arbeit wurde für die Elemente Kupfer und Zirkon das Polarisationsvermögen P_2 in Abhängigkeit des Streuwinkels θ bei einer maximalen Energie von 3,4 MeV der einfallenden (d,d)-Neutronen gemessen.

Obwohl schon durch die Virginiagruppe in den Arbeiten von M. MCCORMAC[8]) und von F. L. HEREFORD[9]) an denselben Kernen Messungen durchgeführt wurden, wählten

wir diese Elemente aus den folgenden Gründen. In der oben genannten Arbeit[8]) war einerseits beim Zirkon das Polarisationsvermögen im ganzen Winkelbereich von 40° bis 140° als 0 befunden worden. Dieses Messergebnis lässt sich mit Hilfe des optischen Modells kaum erklären. Bei dieser Neutronenenergie weist der differentielle Streuquerschnitt[11])[12]) bereits Beugungsmaxima und -minima auf. Das optische Modell fordert für einen solchen Verlauf von 0 verschiedene Polarisationsvermögen P_2. Andererseits wählten wir Kupfer als weiteren Streukern, um einen Vergleich mit den neuesten Messungen an diesem Element von F. L. HEREFORD[9]) zu haben.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Verlauf $P_2(\theta)$ nach einer Methode gemessen, die zuerst von P. HILLMAN *et al.*[13]) verwendet wurde. Der Polarisationsvektor $\boldsymbol{P}_1$ der einfallenden Neutronen wird mit dem Magnetfeld eines Solenoides um den Winkel $\varphi = \pm 90°$ gedreht, so dass $\boldsymbol{P}_1$ je nach dem Vorzeichen des Drehwinkels parallel oder antiparallel zur Normalen $\boldsymbol{n}$ der Streuebene steht.

Figur 1 vermittelt eine Gesamtansicht der Versuchsanordnung. Die auf den Streukörper einfallenden, polarisierten Neutronen wurden aus der (d,d)-Reaktion in einem dicken D_2O-Eistarget gewonnen. Eine ausführliche Beschreibung der Versuchsanordnung liegt in der Arbeit von R. GLEYVOD *et al.*[14]) vor.

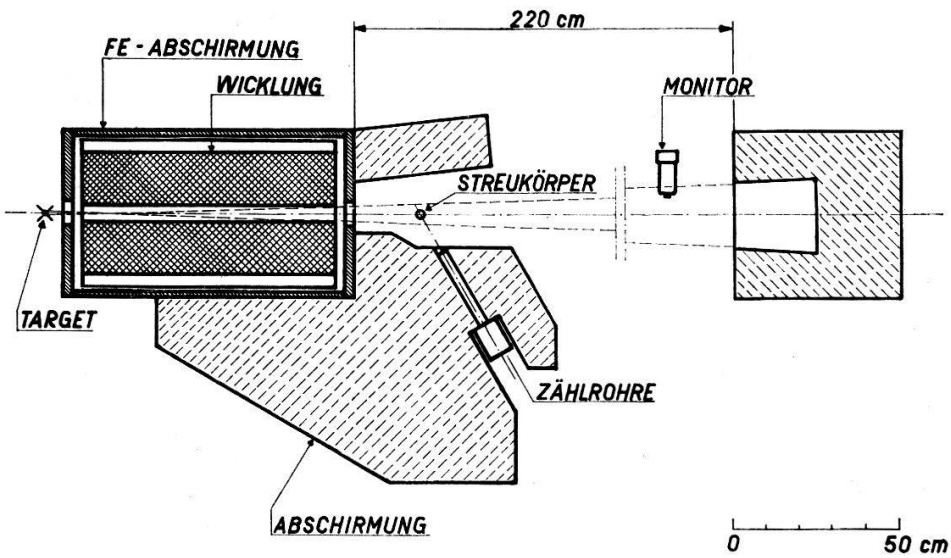

Fig. 1
Übersicht über die Versuchsanordnung.

Da die Asymmetriemessungen sehr empfindlich auf Störeffekte sind, musste die Messanlage auf solche geprüft werden. Im folgenden Kapitel sind deshalb die Störeffekte und ihre Wirkungen auf die zu messende Asymmetrie ε diskutiert.

2. Diskussion der Störeffekte und ihre Korrektur

2.1. Streuung an der Innenwand des Solenoides

Die Intensität des einfallenden Strahles wird am Orte des Streukörpers erhöht durch Neutronen, die an der Innenwand des Solenoidrohres gestreut werden. Die Energie dieser Neutronen wird hierbei kaum verändert. Ihren Einfluss auf die

Polarisation $\boldsymbol{P}_1$ des gesamten Neutronenstrahles kann aus ihrer Intensität und der Annahme von vollständiger Polarisation oder Depolarisation beim Streuprozess abgeschätzt werden.

Die Korrektur ist ihrem Betrage nach höchstens $0{,}01 \cdot P_1$. Das heisst, sie ist klein gegen $\boldsymbol{P}_1$ und kann vernachlässigt werden.

2.2. Ungleiche Drehung der Polarisation $\boldsymbol{P}_1$ bei Neutronen verschiedener Energie

Bei einer gegebenen magnetischen Feldstärke bestimmt die Flugzeit des Neutrons den Präzessionswinkel seines Spins. Somit tritt bei breitem Energiespektrum eine Reduktion der Polarisation der einfallenden Neutronen auf. Wird das Magnetfeld entsprechend der Maximalenergie ($E_n = 3{,}4$ MeV) eingestellt, so erleiden die Neutronen eine mittlere Drehung ihres Spins um 92,3° statt um 90°.

Um die wahre Asymmetrie zu erhalten, wird dieser Effekt durch eine Korrektur berücksichtigt, die den absoluten Betrag der gemessenen Asymmetrie vergrössert, das heisst der Betrag der wahren Asymmetrie ist grösser als derjenige der gemessenen. Die Korrektur ist kleiner, aber von derselben Natur, wie die im Abschnitt 2.4 diskutierte.

2.3. Untergrund am Orte des Streukörpers

Es werden nicht nur Neutronen des Direktstrahles vom Streukörper in die Zählrohre gestreut, sondern auch solche, die vom Untergrund am Orte des Streukörpers stammen.

Der Untergrund u wurde aus den Messungen des Strahlenprofils hinter dem Solenoid bestimmt und betrug 3–4 Prozent der Intensität im Maximum des Profils. Da nachträglich die Wand des Solenoides gegen den Streukörper hin mit Paraffin abgeschirmt wurde, war dieser Untergrund bei den Polarisationsmessungen wahrscheinlich kleiner. Aus dem oben angegebenen Untergrund resultiert eine maximale Unsicherheit von 4 Prozent der gemessenen Asymmetrie. Auch dieser Effekt bedingt eine Korrektur, welche den Betrag der wahren Asymmetrie grösser werden lässt als denjenigen der gemessenen Asymmetrie.

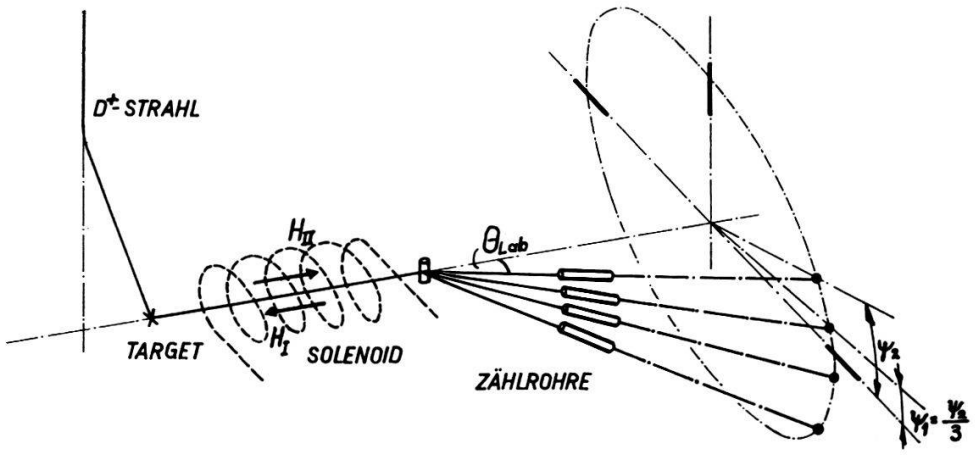

Fig. 2
Anordnung der vier Zählrohre auf dem Mantel eines Kegels, dessen Öffnungswinkel 2θ beträgt.

2.4. Stellung der Zählrohre

Da mit vier Zählrohren unter gleichem, mittlerem Streuwinkel θ gleichzeitig gemessen wurde, war der Azimutalwinkel φ nicht für alle vier Zählrohre gleich gross (siehe Figur 2). Im Extremfall waren die äusseren Zählrohre unter $\varphi = 90° \pm \psi_2$ angeordnet, wobei $\psi_2 = 20°$ betrug. Da ferner die Zählrohre bis auf einige Prozente gleiche Ansprechwahrscheinlichkeiten hatten, resultierte eine Korrektur, welche die gemessene Asymmetrie um 3,5 Prozent ihres Betrages derart änderte, dass auch hier der Betrag der wahren Asymmetrie grösser wurde als derjenige der gemessenen.

2.5. Ungenauigkeit im Reaktionswinkel des $d(d,n)He^3$-Kernprozesses

Die grösste Ungenauigkeit im Reaktionswinkel der (d,d)-Reaktion rührt von der Coulombstreuung in dem dicken D_2O-Eistarget her. Der Reaktionswinkel wird um etwa $\pm 5°$ verschmiert. Da dieser aber derart gewählt wurde, dass die Neutronenpolarisation P_1 ihren Maximalwert hatte, ergibt dies eine sehr kleine Korrektur, welche die im Abschnitt 3.1 diskutierte Polarisation P_1 um $0{,}01 \cdot P_1$ verkleinert.

2.6. Einfluss des Streukörpers auf die Zählrate des Monitors

Wird der Streukörper in den Neutronenstrahl gebracht, so bewirkt er eine leichte Schattenwirkung auf den Monitor, so dass die vom Monitor registrierte Neutronenzahl um 1 Prozent tiefer liegt als die ohne Streukörper. Die daraus resultierende Korrektur beträgt 1–3 Prozent der gemessenen Asymmetrie. Auch hier wird der Betrag der wahren Asymmetrie grösser als derjenige der gemessenen.

2.7. Einfluss des Magnetfeldes auf die Zählrohre

Solenoid, Abschirmung und Zählreinrichtung waren auf einem beweglichen Wagen montiert. Um die Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Zähler von der Richtung des Solenoidfeldes zu messen, wurde der Wagen so gedreht, dass die Zählrohrachsen zum Target wiesen, bezüglich des Solenoides aber die gleiche Stellung beibehielten wie bei den Polarisationsexperimenten selbst. Die im Neutronenstrahlengang befindlichen Abschirmungen wurden entfernt (siehe Figur 3a). Dabei erwies sich die Empfindlichkeit der Zählrohre als unabhängig bezüglich einem Umpolen des Solenoidfeldes.

Der Test ergab ein Verhältnis von:

$$N_{\mathrm{I}}/N_{\mathrm{II}} = 1.0005 \pm 0.0017\,.$$

2.8. Einfluss des Solenoidmagnetfeldes auf den D^+-Ionenstrahl

Durch das Streufeld des Solenoides wurde der Strahlengang der D^+-Ionen minim beeinflusst. Doch erzeugte auch eine sehr kleine Verschiebung des Strahlfleckens auf dem D_2O-Eistarget eine Änderung des Neutronenflusses am Orte des Monitors (siehe Figur 1).

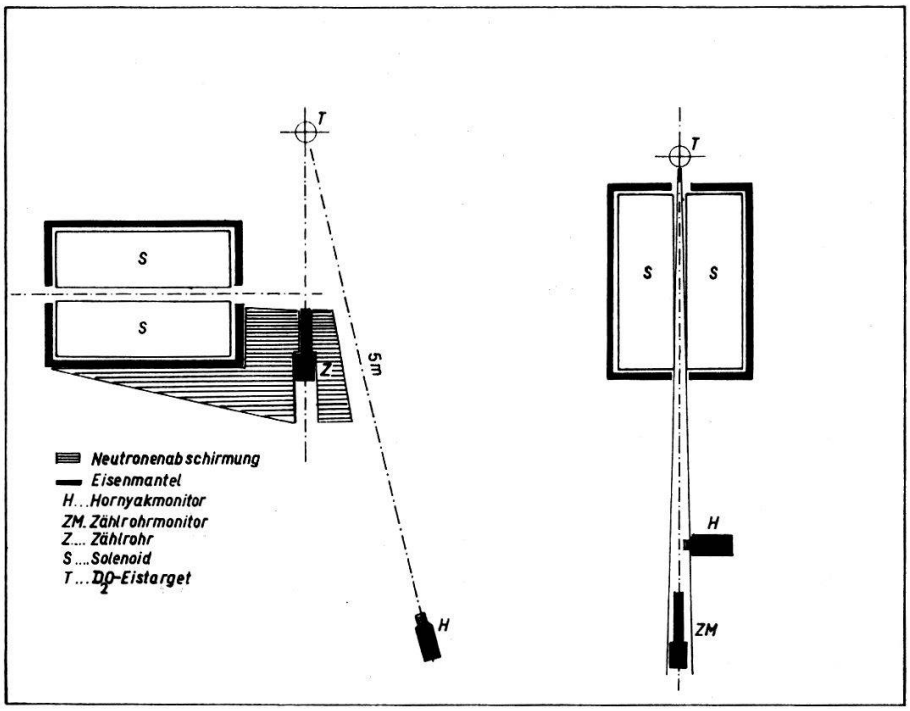

Fig. 3

a) Versuchsanordnung zur Prüfung der Zählrohre auf ihre Unempfindlichkeit gegenüber dem Magnetfeld des Solenoids.

b) Versuchsanordnung zur Bestimmung des Einflusses des Solenoidfeldes auf den D^+-Ionenstrahl.

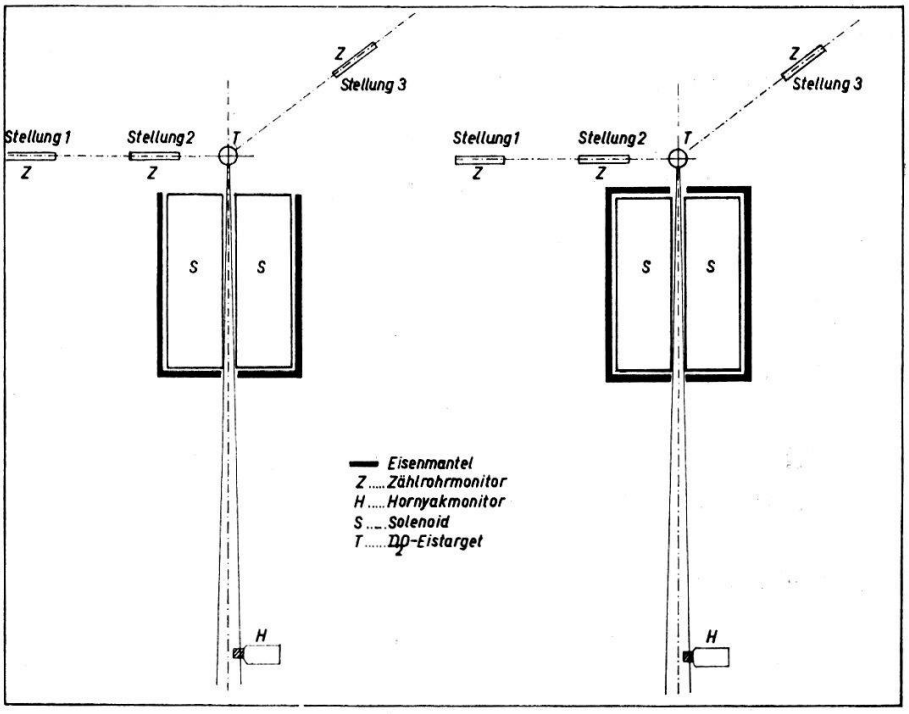

Fig. 4

a) Versuchsanordnung zur Bestimmung des Einflusses des Solenoidfeldes auf den D^+-Ionenstrahl bei unabgeschirmter Stirnseite des Solenoides in Richtung des Targets.

b) Dieselbe Versuchsanordnung mit vollständig geschlossener Eisenabschirmung um das Solenoid.

Um das störende Streufeld zu vermindern, wurde das Solenoid ausser seiner zum Target schauenden Stirnseite ganz von einem 2,5 cm dicken Eisenmantel umgeben, wie es in Figur 4a dargestellt ist. Bei allen Stellungen 1–3 des Zählrohres, das als vom Magnetfeld unabhängiger Monitor diente, verhielten sich die Zählraten N_{I} und N_{II} des Hornyakdetektors bei den Magnetfeldstellungen I und II gleich. Unsere Annahme über die Unempfindlichkeit des Zählrohrmonitors auf Magnetfelder wurde dadurch erneut bestätigt:

$$N_{\mathrm{I}}/N_{\mathrm{II}} = 1.0104 \pm 0.0033\,.$$

Durch Abdecken der noch freien Stirnseite des Solenoides mit einer Eisenplatte derselben Dicke reduzierte sich der Unterschied zwischen N_{I} und N_{II} auf den vierten Teil des obigen Wertes (siehe Figur 4b). Das Verhältnis $N_{\mathrm{I}}/N_{\mathrm{II}}$ war auch hier unabhängig von der Stellung des Zählrohrmonitors bezüglich des Targets und betrug:

$$N_{\mathrm{I}}/N_{\mathrm{II}} = 1{,}0028 \pm 0{,}0012\,.$$

Dasselbe Verhältnis erhielten wir auch, wenn der Zählrohrmonitor hinter dem Solenoid im Direktstrahl neben dem Hornyakmonitor stand (siehe Figur 3b):

$$N_{\mathrm{I}}/N_{\mathrm{II}} = 1{,}0022 \pm 0{,}0015\,.$$

Dieser noch verbleibende Effekt bewirkt eine Korrektur, welche die gemessenen Asymmetrien in Richtung negativer Werte verschiebt. Andererseits wurde das Magnetfeld längs des Targetrohres gemessen und dessen Wirkung auf den D^+-Ionenstrahl berechnet. Es folgte hieraus eine maximale Verschiebung des Strahlfleckens auf dem D_2O-Eistarget von 0,2 mm beim Umpolen des Magnetfeldes.

2.9. Einfluss der Mehrfachstreuung auf die gemessene Asymmetrie

Bedingt durch die Versuchsanordnung, die trotz der grossen Targetströme eine kleine Impulsrate zur Folge hatte, sahen wir uns gezwungen, den Streukörpern eine Ausdehnung zu geben, bei welcher der Einfluss mehrfach gestreuter Neutronen auf das Messergebnis nicht mehr zu vernachlässigen war. Korrekturen für Mehrfachstreuung sind zu erwarten, wenn die Streukörperabmessungen nicht sehr klein sind gegenüber der freien Weglänge λ der einfallenden Neutronen im Streumedium.

Alle Streukörper besassen zylindrische Form. Der Durchmesser des Kupferkörpers betrug 2,3 cm und die freie Weglänge λ der 3,4 MeV Neutronen 3,7 cm. Beim Zirkon waren die Bedingungen in dieser Hinsicht günstiger, war doch der Durchmesser $d = 2{,}5$ cm und die freie Weglänge $\lambda = 6{,}4$ cm. Für den Sauerstoff O^{16}, dessen Polarisationsvermögen von R. GLEYVOD *et al.*[14]) gemessen wurde, betrug der Durchmesser des Streukörpers sogar nur noch ein Fünftel der freien Weglänge.

Ist ε_0 diejenige Asymmetrie, die ohne mehrfach gestreute Neutronen gemessen würde, so gilt zwischen der gemessenen Asymmetrie ε_{exp} und der Asymmetrie ε_0 die folgende Beziehung, wie dies im Anhang zur Mehrfachstreuung gezeigt ist:

$$\varepsilon_{exp} = \frac{N_{\mathrm{II}} - N_{\mathrm{I}}}{N_{\mathrm{I}} + N_{\mathrm{II}}} = \frac{\varepsilon_0}{1 + a}\,.$$

Hierbei ist a das Verhältnis der Anzahl doppelt und einfach gestreuter Neutronen, die den Streukörper unter einem totalen Ablenkungswinkel θ und pro Raumwinkeleinheit verlassen.

In der nachstehenden Tabelle 1 sind die a-Werte angeführt, mit welchen die gemessenen Asymmetrien korrigiert wurden.

Tabelle 1

θ	50°	65°	77°	90°	106°	120°
a_{Cu}	0,41	0,57	0,47	0,37	0,27	0,39
a_{Zr}	0,39	0,28	0,21	0,25	0,52	0,58

3. Ergebnisse der Messungen

3.1. Neutronen

Bei den Polarisationsmessungen an Kupfer und Zirkon wurde das dicke D_2O-Eistarget mit D^+-Ionen von 800 keV Energie bestrahlt. Die unter einem Winkel $\theta_{LS} = 50°$ aus dem Target austretenden Neutronen wiesen eine maximale Energie von 3,4 MeV auf. Ihre mittlere Polarisation P_1 wurde aus den Polarisationsmessungen mit (d,d)-Neutronen aus dünnen Targets[10)15–17)] und dem Energiespektrum der Neutronen eines dicken D_2O-Eistarget[18)] berechnet.

Die Ergebnisse der einzelnen Arbeiten sind nicht in guter Übereinstimmung. Eine Diskussion darüber enthält die Arbeit von R. GLEYVOD[14)]. Es wurde deshalb zur Auswertung der Messresultate hier der Wert $P_1 = -0{,}1$ angenommen. Bei der Angabe des Fehlers von P_2 wird der Fehler von P_1 als 0 angenommen.

3.2. Streukörper

Tabelle 2 gibt die charakteristischen Daten der verwendeten Streukörper wieder.

Tabelle 2

Element	Höhe des Zylinders cm	Durchmesser d in cm	mittl. freie Weglänge cm	Kerndichte $10^{22}\,cm^{-3}$	Z	N	Isotopenverteilung in %	I	σ_{tot} bei 3,4 MeV in barns
Cu	5,5	2,3	3,7	8,3	29	34	69	$^3/_2$	3,0
						36	31	$^3/_2$	
Zr	5,5	2,5	6,4	4,2	40	50	51,5	0	3,7
						51	11,2	$^5/_2$	
						52	17,1	0	
						54	17,4	0	
						56	2,8	0	

3.3. Messzyklus

Untergrund u und Effektmessungen n_{I} bzw. n_{II} wurden stets für dieselbe Monitorstosszahl gemessen. Hierbei bedeuten die Zahlen n_{I} bzw. n_{II} die von den Zählrohren registrierte Stosszahl der vom Streukörper gestreuten Neutronen, vermehrt um den Untergrund u bei den Magnetfeldeinstellungen I bzw. II. Bei den aufeinanderfolgenden Messungen von n_{I} und n_{II} wurde an der Stellung des Streukörpers im Direktstrahl nichts geändert. Der Untergrund wurde alternierend bei den Magnetfeldeinstellungen I bzw. II gemessen. Ein Zyklus, bestehend aus sechs Messungen, lief nach der folgenden Reihenfolge ab:

$$u_{\mathrm{I}}; \quad n_{\mathrm{I}}; \quad n_{\mathrm{II}}; \quad u_{\mathrm{II}}; \quad n_{\mathrm{II}}; \quad n_{\mathrm{I}}.$$

Die zeitliche Dauer eines Zyklus schwankte, je nach der Grösse des D^+-Ionenstromes, zwischen 15 und 20 Minuten. Die Zählrate variierte bei der Messung des Neutronenuntergrundes zwischen 50 und 70 Impulsen in der Minute. Das Verhältnis der Zählraten $(n - u)/u$ änderte je nach Element und Streuwinkel θ von 1,10 bis 0,30. Die gemessenen, totalen Stosszahlen $n_{\mathrm{I},t}$, $n_{\mathrm{II},t}$ und u_t wurden so gewählt, dass die statistische Unsicherheit der Asymmetrie $\Delta\, \varepsilon_{exp.} = \pm 0{,}01$ betrug. Dazu waren zum Beispiel für Kupfer die in Tabelle 3 angegebenen Stosszahlen notwendig.

Tabelle 3

θ	50°	65°	77°	90°	106°	120°
$(n - u)/u$	1,06	0,68	0,78	0,70	0,46	0,58
$^1/_2\,(n_{\mathrm{I},t} + n_{\mathrm{II},t})$	20600	34000	30700	31600	52500	36700
u_t	10000	20200	17200	18600	35900	23200

3.4. Ergebnisse der Polarisationsmessungen an Cu und Zr

In den Tabellen 4 und 5 sind die Werte der experimentell bestimmten Asymmetrien ε_{exp}, ihre mittlere statistische Schwankung $\Delta\varepsilon$, der Korrekturfaktor für die Doppelstreuung $(1 + a)$, die auf Doppelstreuung korrigierte Polarisation P_2 und der mittlere Fehler ΔP_2 für Kupfer und Zirkon in Abhängigkeit des Streuwinkels θ zusammengestellt. Sieht man von der willkürlichen Annahme ab, die in Abschnitt 3.1. bezüglich

Tabelle 4

Kupfer

θ	$\varepsilon_{exp} \cdot 10^2$	$\Delta\varepsilon \cdot 10^2$	$1 + a$	P_2	ΔP_2
50°	+ 3,31	± 0,96	1,41	− 47%	± 14%
65°	+ 2,92	± 0,95	1,57	− 46%	± 15%
77°	− 2,17	± 0,96	1,47	+ 32%	± 14%
90°	− 1,71	± 0,96	1,37	+ 23%	± 13%
106°	+ 1,38	± 0,96	1,27	− 17%	± 12%
120°	+ 0,11	± 0,99	1,39	− 1%	± 14%

Tabelle 5

Zirkon					
θ	$\varepsilon_{exp} \cdot 10^2$	$\Delta\varepsilon \cdot 10^2$	$1 + a$	P_2	ΔP_2
50°	− 2,91	± 0,96	1,39	+ 40%	± 13%
65°	+ 1,52	± 0,70	1,28	− 19%	± 9%
77°	+ 3,29	± 0,97	1,21	− 40%	± 12%
90°	+ 6,20	± 1,03	1,25	− 77%	± 13%
106°	+ 5,60	± 1,64	1,52	− 85%	± 25%
120°	+ 4,68	± 1,63	1,58	− 74%	± 26%

$\Delta P_1 = 0$ getroffen wurde, so bedeutet ΔP_2 die effektive Schwankung von P_2 und nicht bloss die statistische. Die effektive Schwankung ΔP_2 enthält neben dem statistischen auch alle Fehler der in Kapitel 2 erwähnten Störeffekte.

In den Figuren 5 und 6 sind die korrigierten Messwerte des Polarisationsvermögens P_2 für Kupfer und Zirkon in Abhängigkeit des Streuwinkels θ aufgetragen.

4. Diskussion

4.1. Inelastische Streuung

Wegen der geringen Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre waren wir gezwungen, den Diskriminierungspegel der Impulse so tief zu wählen, dass alle Impulse, welche die halbe maximal erreichbare Höhe überstiegen, gezählt wurden. Es ist deshalb wahrscheinlich, dass ein gewisser Anteil der gezählten Neutronen von inelastischen Streuprozessen stammen.

4.2. Mehrfachstreuung

Die Berechnung der Mehrfachstreuung ist approximativ. Es wurde deshalb im Falle des Zirkons und Sauerstoffs bei verschiedenen Durchmessern des Streukörpers die Asymmetrie unter einem festen Winkel θ gemessen. Entsprechend der verschiedenen Streukörpergrössen ist erwartungsgemäss die gemessene Asymmetrie ε_{exp} verschieden. Die auf Doppelstreuung entsprechend der Streukörpergrösse korrigierten Asymmetrien ergaben innerhalb ihrer mittleren Schwankung denselben Wert.

4.3. Messung an Kupfer

In Figur 7a sind unsere Messwerte mit denjenigen von F. L. HEREFORD[9]) verglichen. Dabei wurde in beiden Arbeiten derselbe Wert für P_1 angenommen. Im Winkelbereich zwischen 45° und 90° herrscht eine den mittleren Fehlern der Einzelmessungen entsprechende, recht gute Übereinstimmung. Immerhin weisen die Messungen von F. L. HEREFORD bezüglich der unsrigen eine systematische Verschiebung in Richtung positiver Polarisationen P_2 auf. Dieser Effekt tritt im Winkelbereich über 90° noch verstärkt in Erscheinung.

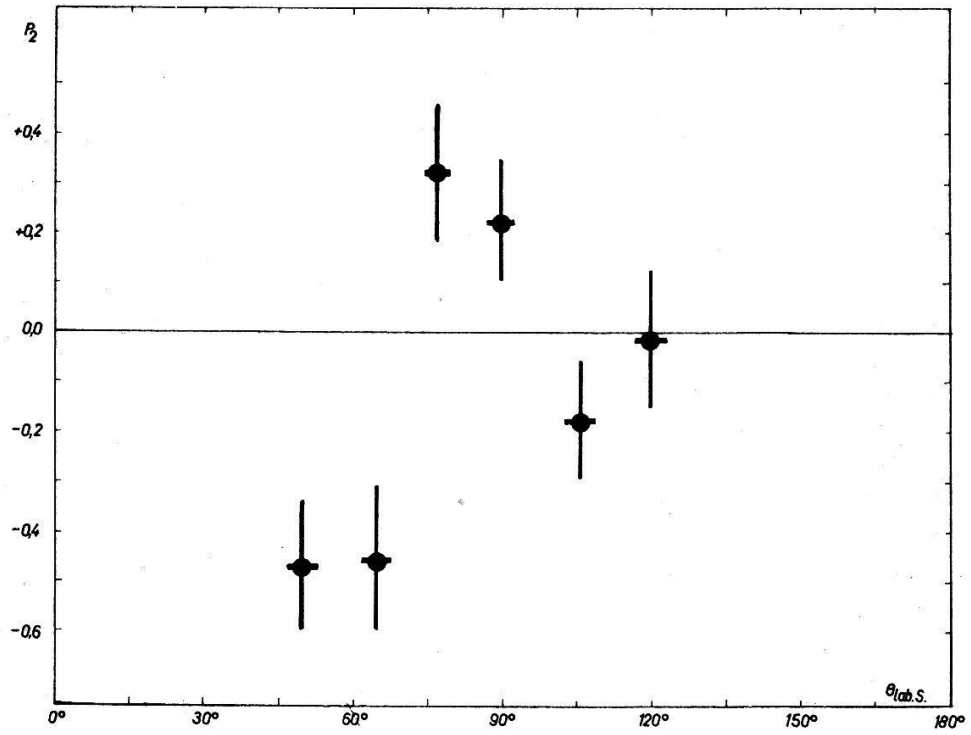

Fig. 5

In Figur 5 sind die gemessenen Werte P_2 für Kupfer als Funktion des Streuwinkels θ_{LS} aufgetragen. Sie sind auf Grund der in Kapitel 2 behandelten Störeffekte korrigiert.

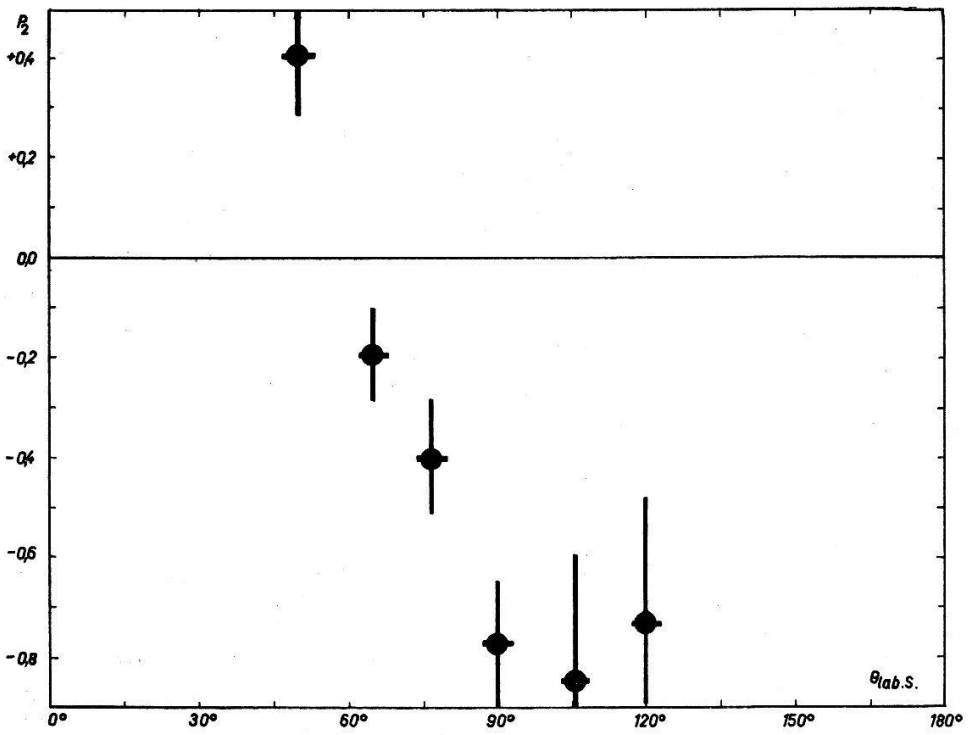

Fig. 6

In Figur 6 sind die gemessenen Werte P_2 für Zirkon in Funktion des Streuwinkels θ_{LS} aufgetragen. Sie sind auf Grund der in Kapitel 2 behandelten Störeffekte korrigiert.

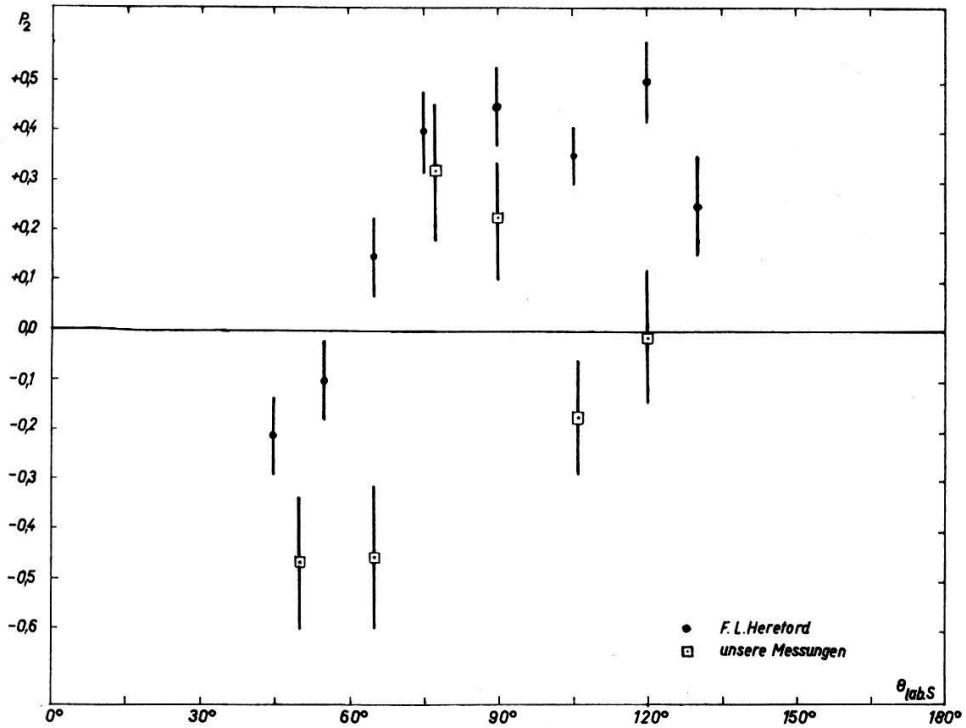

Fig. 7a

Figur 7 stellt einen Vergleich dar zwischen unseren Messungen an Cu mit denjenigen der Virginiagruppe.

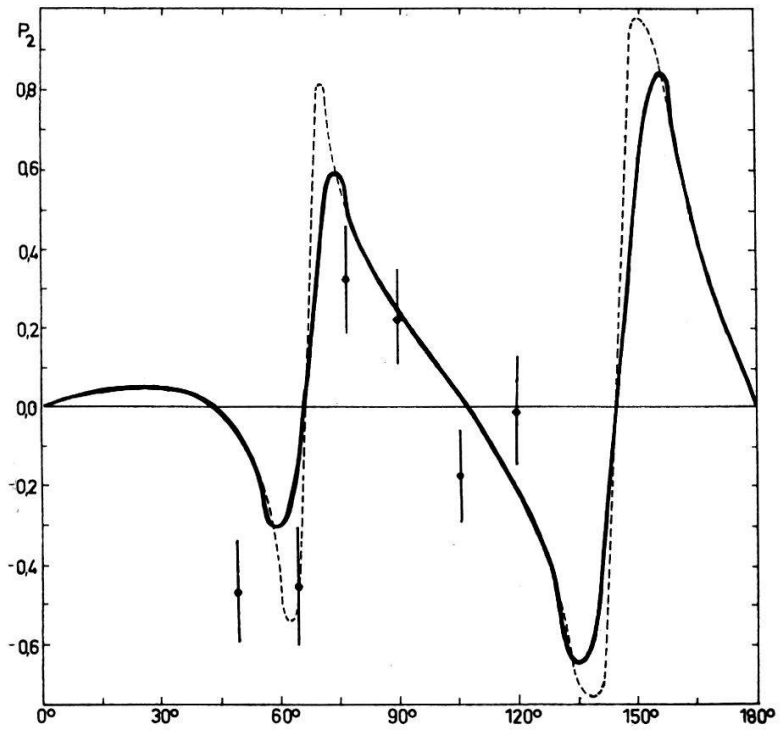

Fig. 7b

In Figur 7b ist der von R. CASWELL[19]) auf Grund des optischen Modells berechnete Verlauf $P_2(\theta)$ unseren Messwerten gegenübergestellt. Dabei ist die gestrichelte Kurve, die ursprünglich von R. CASWELL berechnete. Die ausgezogene Kurve resultiert aus der Verschmierung der gestrichelten Kurve über das Streuwinkelintervall $\Delta\theta = 10°$.

Andererseits sind in Figur 7b unsere Messwerte dem von R. CASWELL[19]) auf Grund des optischen Modells berechneten Verlaufes $P_2(\theta)$ für Kupfer gegenübergestellt.

Der nach den theoretischen Berechnungen von CASWELL erwartete Nulldurchgang von $P_2(\theta)$ im Bereich von $\theta = 60°$ tritt sowohl bei den Messungen von HEREFORD, als auch bei den unsrigen auf. Dagegen weisen nur unsere Messwerte den zweiten Nulldurchgang bei $\theta = 110°$ auf, während die Werte von HEREFORD in diesem Winkelbereich durchwegs stark positiv bleiben. CASWELL verwendete bei seinen Berechnungen ein Wood-Saxon Potential mit dem folgenden Parametersatz:

$$V(r) = V_c\,\varrho(r) + W_S\left(4\,a\,\frac{d\varrho}{dr}\right) - \alpha\,V_c\left(\frac{\hbar}{2\,M\,c}\right)^2 (\boldsymbol{l}, \boldsymbol{\sigma})\,\frac{1}{r}\left(\frac{d\varrho}{dr}\right)$$

mit

$$V_c = 50\ \text{MeV}\,, \quad R_0 = 1{,}25\,A^{1/3}\ \text{fermi}\,, \quad \alpha = 20\,, \quad W_S = 4\ \text{MeV}\,, \quad a = 0{,}55\ \text{fermi}\,.$$

4.4. Messung an Zirkon

Im Gegensatz zu den Messungen von M. MCCORMAC[8]), die im Winkelbereich zwischen 40° und 140° eine durchwegs verschwindende Polarisation P_2 ergaben, wiesen unsere Messungen P_2-Werte bis zu 80% auf. Leider liegt kein nach dem optischen Modell berechneter Verlauf des Polarisationsvermögens $P_2(\theta)$ vor, so dass wir in dieser Hinsicht keinen Vergleich anstellen können.

4.5. Untersuchung auf falsche Asymmetrien

Die Polarisation P_1 der aus der (d,d)-Reaktion entstehenden Neutronen ist vom Reaktionswinkel ϕ, unter dem sie aus dem Target austreten, abhängig. Aus allgemeinen Gründen verschwindet die Polarisation für den im Schwerpunktsystem gemessenen Reaktionswinkel $\phi = 90°$.

Diese Tatsache benutzten wir in der vorliegenden Arbeit als Test für die Richtigkeit der gemessenen Asymmetrien ε. Die experimentelle Anordnung wurde derart um das Target gedreht, dass die durch den Solenoidkanal durchfliegenden Neutronen mit dem einfallenden D^+-Strahl den Reaktionswinkel $\phi_{Lab} = 81°$ hatten. Da die gesamte Versuchsanordnung fest auf dem Wagen montiert war, konnte dieser in die neue Position gedreht werden, ohne dass die experimentelle Anordnung im einzelnen verändert wurde.

Sind keine falschen Asymmetrien in der Versuchsanordnung enthalten, so müssen die für beliebige Streuwinkel θ gemessenen Asymmetrien ε identisch verschwinden, wenn die Polarisation P_1 der auf den Streukörper einfallenden Neutronen null ist.

Gemessen wurden die Asymmetrien ε für Cu unter den Streuwinkeln $\theta = 55°$ und $\theta = 85°$. Die Messungen ergaben die folgenden Werte für die Asymmetrie ε:

$$\theta = 55° \qquad \varepsilon = (+\,0{,}33 \pm 0{,}97)\cdot 10^{-2}\,,$$

$$\theta = 85° \qquad \varepsilon = (-\,1{,}12 \pm 1{,}50)\cdot 10^{-2}\,,$$

Diese Messungen sprechen stark dafür, dass keine systematischen Links-Rechts-Asymmetrien vorliegen.

Abschliessend möchten wir Herrn F. ABT für den Bau der elektronischen Geräte, Herrn H. WEYENETH und den unter seiner Leitung stehenden Mechanikern für die feinmechanischen Arbeiten danken.

Herrn P.D. Dr. H. R. STRIEBEL hat die Arbeit durch sein stets reges Interesse gefördert. Ferner haben die Herren R. LEIMGRUBER, K. WIEDEMANN und D. ELLGEHAUSEN bei den Messungen mitgeholfen, wofür wir danken.

Die finanzielle Unterstützung, welche der vorliegenden Arbeit gewährt wurde, verdanken wir dem Schweizerischen Nationalfonds.

5. Anhang

Korrektur der Mehrfachstreuung

5.1. Bei der Bestimmung des Einflusses mehrfach gestreuter Neutronen auf die gemessenen Werte der Asymmetrie nehmen wir an, dass zwei- und mehrfach gestreute Neutronen allein keine Asymmetrie ergeben. Dies bewirkt aber, dass die gemessene Asymmetrie wegen des Einflusses der mehrfach gestreuten Neutronen kleiner ist als die Asymmetrie von einfach gestreuten Neutronen.

Die gemessenen Asymmetrien müssen aus diesem Grunde mit einem Korrekturfaktor $(1 + a)$ multipliziert werden, der grösser ist als 1. a ist dabei das Verhältnis der Anzahl mehrfach zu einfach gestreuter Neutronen. Sind N_{I} und N_{II} die Zahlen der vom Streukörper bei den Magnetfeldstellungen I und II in die Zählrohre hinein gestreuten Neutronen, so gilt:

$$N_{\mathrm{I}} = N_u (1 + a - P_1 P_2) , \tag{1}$$

$$N_{\mathrm{II}} = N_u (1 + a + P_1 P_2) , \tag{2}$$

wobei N_u die Zahl einfach gestreuter Neutronen mit einem unpolarisierten einfallenden Strahl ist und somit $N_u \cdot a$ die Zahl der in diesem Falle mehrfach gestreuten Neutronen.

Aus den Gleichungen (1) und (2) folgt für die gemessene Asymmetrie ε_{exp}:

$$\varepsilon_{exp} = \frac{N_{\mathrm{II}} - N_{\mathrm{I}}}{N_{\mathrm{I}} + N_{\mathrm{II}}} = \frac{P_1 P_2}{1 + a} = \frac{\varepsilon_0}{1 + a} . \tag{3}$$

ε_0 ist diejenige Asymmetrie, die gemessen würde, wenn keine mehrfach gestreuten Neutronen da wären.

5.2. Es seien $N_1(\theta)$ die Zahl der Neutronen, die den Streukörper nach einer Streuung, $N_2(\theta)$ diejenige, die ihn erst nach dem zweiten erlittenen Streuprozess unter einem totalen Ablenkungswinkel θ und pro Raumwinkeleinheit verlassen. Da sich $N_2(\theta)$ verglichen mit $N_1(\theta)$ nur langsam mit dem Winkel θ ändert, wird das Verhältnis $a = N_2(\theta)/N_1(\theta)$ ebenfalls von θ abhängig.

Es galt demnach eine Methode zu finden, um $N_1(\theta)$ und $N_2(\theta)$ für den Fall eines endlich ausgedehnten Streukörpers zu bestimmen. In der Arbeit von M. WALT und H. H. BARSHALL[2]) wurde gezeigt, dass die Form der Winkelverteilung $N_2(\theta)$ für die unendlich ausgedehnte Schicht der Dicke d, die wir mit $N_2^u(\theta)$ bezeichnen wollen, in guter Übereinstimmung ist mit derjenigen, die mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung

für einen endlich ausgedehnten Streukörper von ähnlicher Ausdehnung wie die unsrigen ermittelt wurde.

Die Form der Winkelverteilungen $N_1^u(\theta)$ und $N_2^u(\theta)$ kann nach J. BLOCK und C. C. JONKER[20]) berechnet werden. Es gilt:

$$N_2(\theta) = N_2^u(\theta) \frac{\overline{N}_2 \int d\Omega}{\int N_2^u(\theta)\, d\Omega}. \tag{4}$$

Es handelt sich also nur darum, den Normierungsfaktor $\overline{N}_2$ zu berechnen, der die über den ganzen Winkelbereich θ gemittelte Zahl der zweifachgestreuten Neutronen pro Raumwinkel darstellt.

Im folgenden wird $\overline{N}_2$ und $N_1(\theta)$ zur Bestimmung von a berechnet.

5.3. Wir unterteilen den zylindrischen Streukörper senkrecht zur Achse in N Scheiben gleicher Höhe $\Delta u = h/N$ (siehe Figur 8a) und jede dieser Scheiben in M Zonen der Breite $\Delta z = d/M$ (siehe Figur 8b). $\Delta V(X)$ ist das Volumen der Zone X, wenn l_X dessen Länge bedeutet. Die M Zonen einer Scheibe mögen numeriert sein von A bis M.

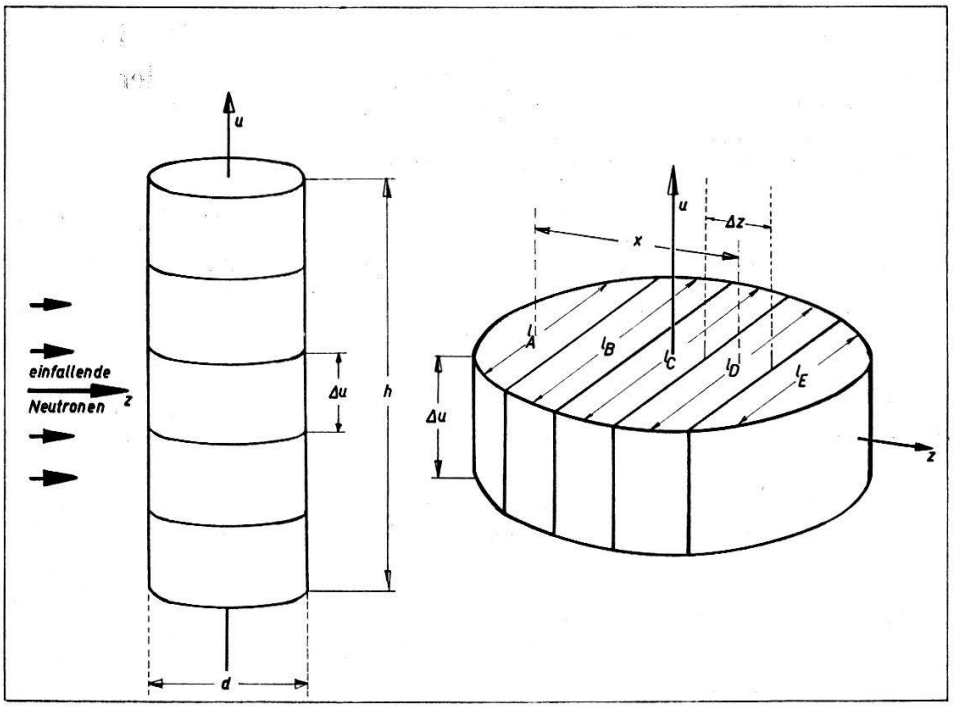

Fig. 8

a) Aufteilung des Streukörpers in Scheiben der Höhe $\Delta u = h/N$. b) Aufteilung einer einzelnen Scheibe in M Zonen der Breite $\Delta z = d/M$.

Wir betrachten vorerst die Streuung von einer Zone zur andern in ein und derselben Scheibe. Für den Fall, dass von der Zone B einfach gestreute Neutronen in die Zone E gelangen und in dieser den zweiten Streuprozess erleiden, gilt für die Dichte $\Delta\varrho_2^{BE}(E)$ der zweiten Streuprozesse in der Zone E die Beziehung:

$$\Delta\varrho_2^{BE}(E) = \Delta V(B)\, \varrho_1(B)\, \overline{\sigma(\theta_1)} \exp\left\{\frac{-\mu x}{|\overline{\cos\theta_1}|}\right\} \frac{\Delta z\, \mu}{|\overline{\cos\theta_1}|}\, \omega_{BE}. \tag{5}$$

Dabei ist $\varrho_1(B)$ die Dichte der Einfachstreuungen in der Zone B. Allgemein gilt für $\varrho_1(z)$ am Orte z:

$$\varrho_1(z) = \mu\, e^{-\mu z}, \quad \text{wo } \mu = \frac{1}{\lambda} \text{ ist}.$$

x ist der Abstand der beiden Schwerpunkte der Zonen, in welchen das Neutron die erste und die zweite Streuung erfährt.

Der Raumwinkel ω_{BE} ist derjenige, mit welchem die Zone E vom Schwerpunkt der Zone B aus gesehen wird. Unter $\overline{\sigma(\theta_1)}$ verstehen wir den im Raumwinkel ω_{BE} gemittelten differentiellen Streuquerschnitt. $\overline{\cos\theta_1}$ ist der Cosinus des im Raumwinkel ω_{BE} gemittelten Streuwinkels θ_1. Die Grösse $\exp(-\mu\, x/|\overline{\cos\theta_1}|)$ gibt die Transmission der Neutronen wieder, die von der Zone B in die Zone E gelangen. Der Faktor $\Delta z\, \mu/|\overline{\cos\theta_1}|$ ist proportional der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Neutron in der Zone E einen Streuprozess erfährt.

Um die gesamte Dichte $\varrho_2(E)$ der zweiten Streuungen in der Zone E zu erhalten, muss über die $M-1$ Zonen summiert werden, die einfach gestreute Neutronen in die Zone E hineinstreuen.

Es gilt für die Zahl $N_2^{Sch}(\theta, E)$ der Neutronen, die in den Zonen X den ersten Streuprozess, in der Zone E derselben Scheibe den zweiten erleiden und anschliessend den Streukörper pro Raumwinkeleinheit mit der total erlittenen Ablenkung θ verlassen:

$$N_2^{Sch}(E, \theta) = S_2(\theta)\, \overline{\varrho_2(E)}\, \Delta V(E) \exp(-\mu\, d_E). \tag{7}$$

d_E ist die mittlere Weglänge, die das in der Zone E gestreute Neutron ohne weitere Streuung zu durchqueren hat, um an die Oberfläche des Streukörpers zu gelangen. $S_2(\theta)$ ist die differentielle Winkelverteilung der zweifach gestreuten Neutronen und wurde wie in der Arbeit von J. Block und C. C. Jonker[20]) berechnet. Für die gesamte Zahl $N_2^{Sch}(\theta)$ der Neutronen, die die Scheibe nach der zweiten Streuung mit einem totalen Streuwinkel θ und pro Raumwinkeleinheit verlassen, folgt:

$$N_2^{Sch}(\theta) = S_2(\theta) \sum_{X=1}^{M} \overline{\varrho_2(X)}\, \Delta V(X) \exp\{-\mu\, d_X\}. \tag{8}$$

Ein zweiter Beitrag doppelt gestreuter Neutronen bilden jene, welche erste und zweite Streuung in zwei verschiedenen Scheiben erleiden. Diesen Fall wollen wir Doppelstreuung in axialer Richtung nennen. Analog den Gleichungen (5), (7) und (8) gilt:

$$\Delta\varrho_2^{YN}(N) = \Delta V(Y)\, \varrho_1\left(\frac{d}{2}\right) \overline{\sigma(90° \pm \psi_1)} \exp\left\{\frac{-\mu\, v}{\overline{\cos\psi_1}}\right\} \left(\frac{\Delta u\, \mu}{|\overline{\cos\psi_1}|}\right) \omega_{YN}. \tag{9}$$

Hierbei ist ω_{YN} der Raumwinkel, mit welchem die Scheibe N vom Schwerpunkt der Scheibe Y aus gesehen wird. ψ_1 ist der halbe Öffnungswinkel des Raumwinkelkegels ω_{YN}. v ist der Abstand der Schwerpunkte beider betrachteten Scheiben N und Y.

$$N_2^{axial}(N) = S_2(90°)\, \overline{\varrho_2(N)}\, \Delta V(N) \exp\left(-\frac{d}{2}\mu\right), \tag{10}$$

$$N_2^{axial} = S_2(90°) \sum_{Y=1}^{N} \overline{\varrho_2(Y)}\, \Delta V(Y) \exp\left(-\frac{d}{2}\mu\right). \tag{11}$$

Die Gesamtzahl doppelt gestreuter Neutronen pro Raumwinkeleinheit, die den Streukörper nach einer totalen Ablenkung um den Winkel θ verlassen, ist gleich der Summe:

$$N_2^{total} = N_2^{axial} + N\, N_2^{Sch}(\theta)\,. \tag{12}$$

Das Gewicht der beiden Summanden N_2^{axial} und $N\, N_2^{Sch}(\theta)$ hängt von der Feinheit der Unterteilung des Streukörpers in Scheiben ab. $N\, N_2^{Sch}(\theta)$ strebt mit verschwindender Scheibendicke $\Delta u = h/N$ gegen 0, wie aus Gleichung (5) und (7) ersichtlich ist, wenn man berücksichtigt, dass $\Delta V(B)$, $\Delta V(E)$ und ω_{BE} mit $1/N$ abnehmen. Für genügend grosse Werte von N gilt demnach angenähert:

$$N_2^{total} = N_2^{axial} = \overline{N_2}\,. \tag{13}$$

Fig. 9 stellt die für drei verschiedene Unterteilungen berechneten Werte von $N\, N_2^{Sch}$ dar und zeigt, dass der Beitrag von $N\, N_2^{Sch}(\theta)$ bei zweiundzwanzigfacher Unterteilung $N = 22$, wie sie zur Berechnung der Werte N_2 gewählt wurde, zu vernachlässigen ist. Ferner wurde die ohnehin langsam veränderliche Funktion $S_2(\theta)$ durch ihren über den ganzen Winkelbereich gemittelten Wert genommen. Die entsprechende Anzahl Neutronen $N_1(\theta)$, die den Streukörper nach einmaliger Ablenkung um den Winkel θ und pro Raumwinkeleinheit verlassen, beträgt:

$$N_1(\theta) = N \sum_{X=1}^{M} \overline{\varrho_1(X)}\, \Delta V(X)\, \overline{\sigma(\theta)} \exp\left(-\mu\, d_X\right). \tag{14}$$

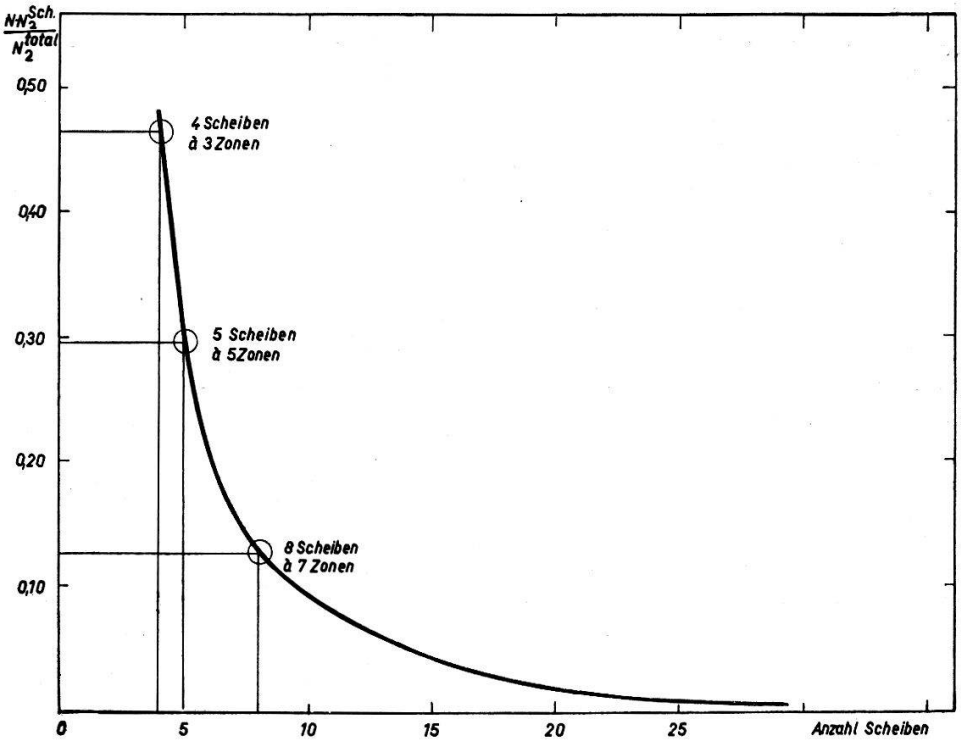

Fig. 9

In Figur 9 ist das Verhältnis der N-fachen Doppelstreuung in einer Scheibe und der totalen Doppelstreuung in Abhängigkeit der zunehmenden Verfeinerung der Einteilung des Streukörpers in Scheiben aufgetragen.

5.4. Die Korrekturwerte a und a_u für Cu, Zr und O^{16}

In Tabelle 6 sind zu Vergleichszwecken a und a_u (Korrekturfaktor für unendlich ausgedehnte Schicht) bei verschiedenen Streuwinkeln θ für Sauerstoff und Zirkon zusammengestellt. Dabei wird insbesondere beim Sauerstoff, bei welchem die freie Weglänge der Neutronen das Fünffache der Dicke d der Schicht betrug, eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden entsprechenden Verhältniszahlen a und a_u festgestellt.

Tabelle 6

	θ	50°	65°	77°	90°	106°	120°
O^{16}	a_u	0,24	–	0,35	–	0,47	–
	a	0,21	–	0,31	–	0,43	–
Zr	a_u	0,66	0,51	0,52	0,79	0,89	0,93
	a	0,39	0,28	0,21	0,25	0,52	0,58

Beim Zirkon, wo die freie Weglänge nur um weniges grösser war als die Dicke der Schicht, wurden die a_u-Werte erwartungsgemäss grösser als die entsprechenden a-Werte. Denn bei der unendlich ausgedehnten Schicht wird die Wahrscheinlichkeit, mit der das Neutron nach der ersten Streuung das streuende Medium verlässt, merklich kleiner als beim endlich begrenzten Streukörper.

Literaturverzeichnis

1) H. H. Barschall, Phys. Rev. *86*, 431 (1952).
2) M. Walt, H. H. Barschall, Phys. Rev. *93*, 1062 (1954).
3) H. Feshbach, C. E. Porter, V. Weisskopf, Phys. Rev. *98*, 448 (1956).
4) H. Feshbach, Annual Rev. of Nuclear Science *8*, 8 (1958).
5) J. Bjorklund, S. Fernbach, Phys. Rev. *109*, 1295 (1958).
6) L. Rodberg, Nuclear Phys. *15*, 77 (1960).
7) F. G. J. Perey, B. Buck, Nuclear Phys. *32*, 353 (1962).
8) M. McCormac, M. F. Steuer, C. D. Bond, F. L. Hereford, Phys. Rev. *108*, 116 (1957).
9) F. L. Hereford, Proc. of the Int. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Helv. Phys. Acta Suppl. VI, 1961.
10) M. McCormac, M. F. Steuer, C. D. Bond, F. L. Hereford, Phys. Rev. *104*, 718 (1956).
11) H. S. Haus, S. C. Snowden, Phys. Rev. *108*, 1030 (1957).
12) J. R. Beyster, M. Walt, E. W. Salmi, Phys. Rev. *104*, 1319 (1956).
13) P. Hillman, G. H. Stafford, C. Whitehead, Nuovo Cimento *4*, 67 (1956).
14) R. Gleyvod, J. Durisch, P. Huber, E. Baumgartner, Helv. Phys. Acta *36*, 287 (1963).
15) R. W. Meier, P. Scherrer, G. Trümpy, Helv. Phys. Acta *27*, 577 (1954).
16) P. J. Pasma, Nuclear Phys. *6*, 141 (1958).
17) I. I. Levintov, A. Miller, V. N. Shamshev, Nuclear Phys. *3*, 237 (1957).
18) E. Segré, Editor, *Experimental Nuclear Physics*, Bel. II, p. 384, 1953. Verlag: John Wiley & Sons, INC, New York.
19) R. Caswell, National Bureau of Standards, private communication.
20) J. Block, C. C. Jonker, Physica *8*, 809 (1952).
21) A. Remund, Helv. Phys. Acta *29*, 545 (1956).