Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 42 (1969)

Heft: 2

Artikel: Elastische Streuung polarisierter Neutronen von 3,25 MeV an mittelschweren Kernen

Autor: Ellgehausen, D. / Baumgartner, E. / Gleyvod, R.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-114067

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: 15.07.2025

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

Elastische Streuung polarisierter Neutronen von 3,25 MeV an mittelschweren Kernen

von **D. Ellgehausen, E. Baumgartner, R. Gleyvod, P. Huber, A. Stricker** und **K. Wiedemann**

Physikalisches Institut der Universität Basel

(19. VII. 68)

Summary. Angular distributions of the azimuthal asymmetry of elastically scattered polarised neutrons have been measured between 30 and 140 degrees for the six elements titanium, chromium, iron, copper, zinc and zirconium. As a source of polarised neutrons the $D(d, n)^3He$-reaction in a thick ice-target was used (mean neutron energy: 3.25 MeV). The asymmetry was measured with fixed counter position by rotating the polarisation of the incident neutron beam through an angle of $\pm$ 90 degrees by means of an axial magnetic field. The overall behaviour of the analysing power of the above elements with the exception of zirconium could be described using an optical model-potential with parameters found by ROSEN (2), whereas the maximum measured value of the latter was about a factor of three higher than that predicted by the model.

1. Einleitung

Nach den Erfolgen des optischen Modells in der Analyse von Streuexperimenten mit 1 MeV Neutronen an mittelschweren Kernen, wie sie von WALT und BARSCHALL [1] durchgeführt wurden, erwartete man durch ein mit einem Spin-Bahn-Kopplungsterm erweiterten Modell (Fermi, 1954) auch die Voraussage des Polarisationsvermögens bei der elastischen Streuung. Bei Messungen mit hoch energetischen Nukleonen erfüllten sich diese Erwartungen relativ gut. Eine Gegenüberstellung von Messungen des Polarisationsvermögens für Neutronen bei 24 MeV und Aussagen des optischen Modells findet man bei ROSEN [2]. An neueren Polarisationsmessungen liegen eine Anzahl Winkelverteilungen bei 4 MeV [3] und Messungen unter festen Winkeln in Funktion der Masse der Streukerne für Energien zwischen 0,4–5,5 MeV [4, 5] vor. Eine Zusammenstellung von Referenzen für die Jahre 1958–1964 über Neutronen- und Protonenstreumessungen im Energiegebiet bis 50 MeV wurde von WINSOR [6] gegeben. Um die Anwendbarkeit des optischen Modells für die Beschreibung des Polarisationsvermögens mittelschwerer Kerne für Neutronen zu prüfen, fehlen vor allem weitere Messungen über einen grösseren zusammenhängenden Winkelbereich.

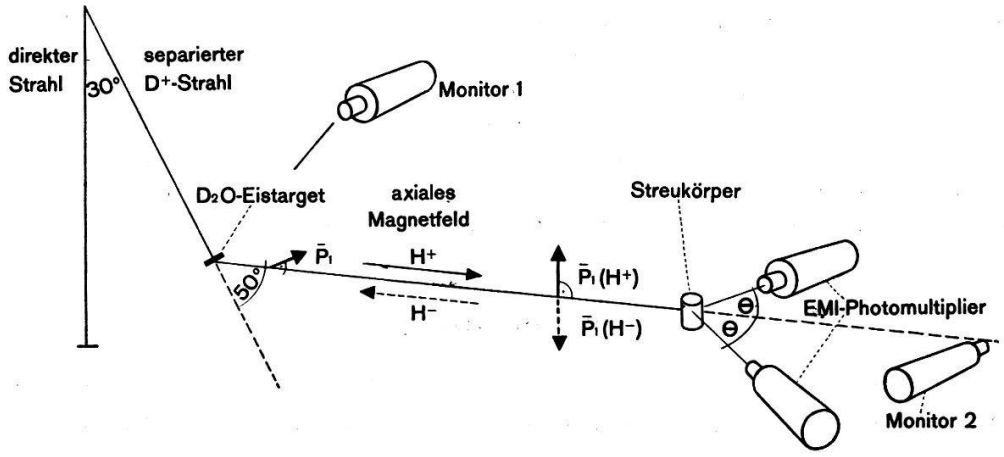
In Fortsetzung des Experimentes von DURISCH et al. [7] wurde das Polarisationsvermögen von Kernen in der Umgebung der Massenzahl 55 für elastisch gestreute Neutronen der mittleren Energie 3,25 MeV in Abhängigkeit des Winkels θ gemessen. Da das in jener Arbeit ermittelte grosse Analysatorvermögen von Zr im Gegensatz zu Voraussagen des optischen Modells zu stehen scheint [2], wurde auch dieses Element erneut untersucht.

2. Experimenteller Aufbau

2.1. *Schema der Messanordnung*

Als Quelle polarisierter Neutronen diente die D(d, n)He-Reaktion in einem dicken Eistarget. Ein Kaskadengenerator lieferte einen Deuteronenstrahl von 900 keV mit einer mittleren Intensität von 300–400 μA. Zur Messung der Asymmetrie der gestreuten Neutronen wurde die in der Streuebene liegende Einfallspolarisation $\boldsymbol{P}_1$ nach einer von HILLMAN et al. [8] erstmals verwendeten Methode mit Hilfe eines axialen Magnetfeldes um $\pm$ 90° gedreht. Die Länge des Solenoids betrug 50 cm. Der notwendige Strom von 46,5 A zur Präzession der Spins der Neutronen der mittleren Energie von 3,25 MeV wurde durch Ausmessung des Magnetfeldes mit Hilfe einer Hall-Sonde bestimmt.

Figur 1 zeigt den schematischen Aufbau der experimentellen Anordnung. Detailliertere Angaben über Target, Spule und Paraffinabschirmung finden sich in der Arbeit von WIEDEMANN et al. [9].



Figur 1

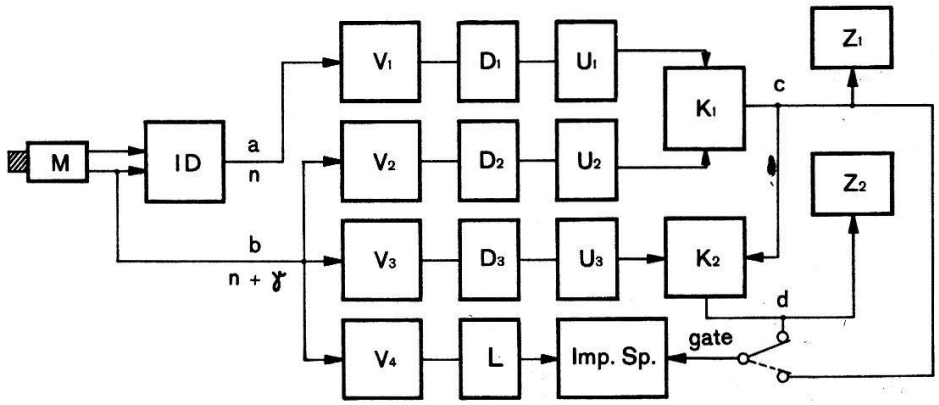
Prinzipschema der experimentellen Anordnung.

2.2. *Elektronik*

Zum Nachweis der gestreuten Neutronen wurden flüssige Szintillatoren in Verbindung mit Jalousiephotomultipliern vom Typ EMI 6097 S benutzt. Die Auslese der Neutronen der gewünschten Energie aus dem gesamten Spektrum aller registrierten Impulse wird durch das Blockschema der benutzten Elektronik (Fig. 2) verdeutlicht. Sie geschieht durch eine Koinzidenz zwischen Impulsen, die durch Impulsformdiskrimination gewonnen wurden (Kanal a) und entsprechenden Impulsen, die die Energieinformation tragen (Kanal b). Zwei Koinzidenzstufen in Serie, beide von etwa 0,5 μs Auflösung, gestatteten die simultane Messung mit zwei verschieden eingestellten Diskriminatorpegeln und damit die Untersuchung des Einflusses der Energiediskrimination auf die Asymmetrie. Der Diskriminator D_1 war genügend tief eingestellt, dass keine Neutronenimpulse der zugelassenen Energien verloren gingen. Die Lage der Diskriminatorpegel konnte während der Messungen dauernd mittels eines geeichten Impulsspektrographen kontrolliert werden. Die variablen Univibratoren dienten dem Ausgleich von Zeitdifferenzen.

Es soll nun noch etwas genauer auf die eigentliche Neutronen-Gammadiskrimination eingegangen werden.

Eine abgeänderte transistorisierte Version der Schaltung von DE VRIES und UDO [10] zeigte gegenüber einer vorher verwendeten Raumladungsdiskriminierung nach OWEN [11] wesentlich bessere Stabilität über längere Messperioden.



Figur 2

Blockschema der Elektronik.

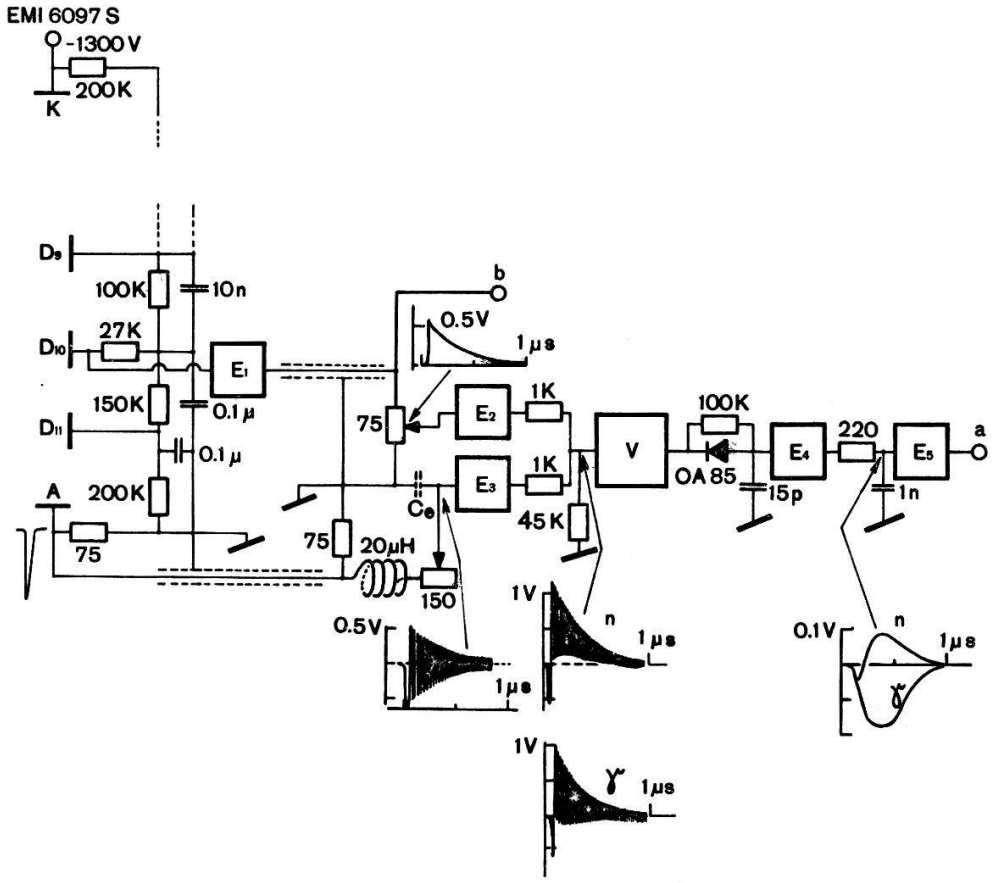
Es bedeuten:

M	Photomultiplier	U_i	Univibratoren
ID	Impulsformdiskrimination	K_i	Koinzidenzstufen
V_i	lineare Verstärker	L	Laufzeitkette
D_i	Diskriminatoren	Z_i	Zählstufe
		Imp. Sp.	RCL-128-Impulsspektrograph

Die Empfindlichkeit des Zerfalls des Fluoreszenzlichtes mancher organischer Szintillatoren auf die Ionisierungsdichte der einfallenden Strahlung kann zur Impulsformdiskrimination ausgenutzt werden. Den zeitlichen Verlauf des Fluoreszenzprozesses kann man angenähert durch zwei exponentiell zerfallende Komponenten beschreiben, wobei die Verhältnisse der Intensitäten der schnellen und langsamen Komponenten von der Art der ionisierenden Strahlung abhängen. Durch Aussonderung der schnellen Komponente mit Hilfe einer entsprechenden Zeitkonstanten und Addition zum Impuls der totalen Ladung (RC $\simeq$ 0,5 μs) wird bei richtiger Einjustierung der Impulsamplituden ein Impuls gewonnen, der für Protonen positiv und für Elektronen negativ ist. Vor der Addition muss die Abfallzeit des schnellen Impulses an die des «integrierten» Impulses angeglichen werden. In dem Verfahren von DE VRIES und UDO geschieht dies durch einen zeitlichen Dehnungsprozess mit Hilfe eines LC-Gliedes (ν = 10 MHz). Dadurch werden lange Abfallzeiten beider Impulse, wie sie bei der Benutzung von Dioden notwendig sind, überflüssig. Die Information über die Teilchenart wird durch Gleichrichtung des verstärkten Summenimpulses gewonnen. Eine weitere Glättung unterdrückt die Reste der hochfrequenten Schwingung. Der zeitliche Verlauf der Impulse an wesentlichen Punkten der Schaltung ist in Figur 3 eingezeichnet.

Um ein störendes positives Anschwingen der gedämpften Schwingung zu vermeiden, wurde in der vorliegenden Anordnung der schnelle Impuls von der Anode A abgenommen. Aus Platzgründen musste die eigentliche n-γ-Diskrimination in einem

separaten Gehäuse untergebracht werden. Ein korrekt abgeschlossenes Koaxialkabel verband die Anode des Multipliers mit dem LC-Glied. Die Abfallzeit der gedämpften Schwingung wurde durch einen veränderlichen Dämpfungswiderstand an den Impuls von Dynode 10 angepasst. Die Kapazität des LC-Gliedes bestand im wesentlichen aus der Eingangskapazität C_e des Emitterfolgers E_3. Für den integralen Impuls diente der Kabelabschlusswiderstand gleichzeitig zur Regulierung der Impulshöhe.



Figur 3

Neutronen-Gamma-Diskrimination.

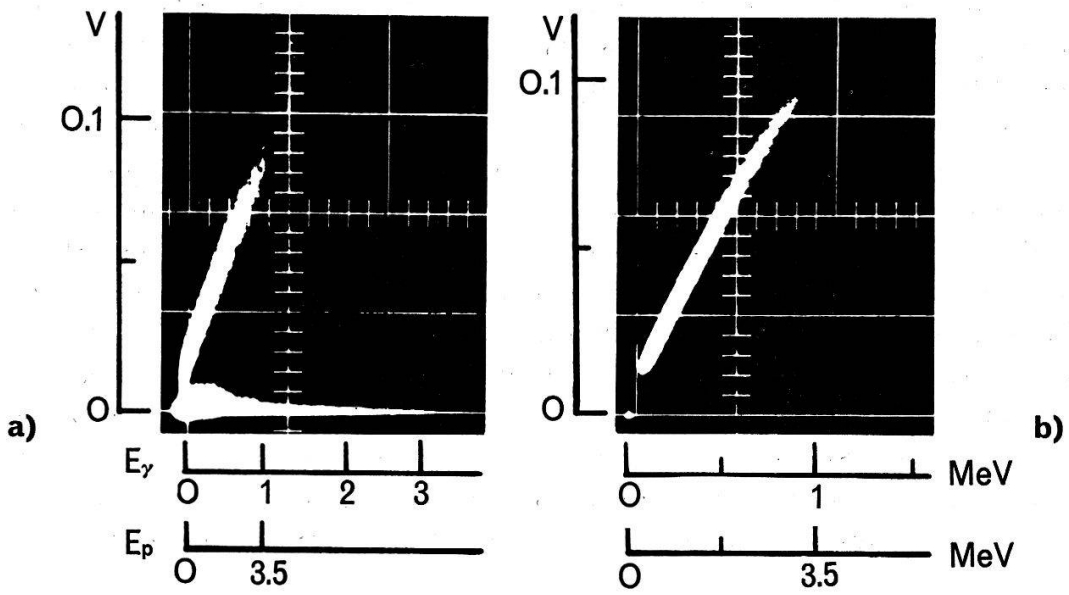
Dabei bedeuten: E_i Emitterfolge-Stufen; V 15 MHz Verstärker, Verstärkungsgrad 10.

Figur 4a und 4b geben einen qualitativen Eindruck von der Güte der erreichten n-γ-Diskrimination. Die an den horizontalen Achsen angegebenen Impulshöhen entsprechen mittleren Werten für 3,5 MeV-Neutronen am Ausgang des Emitterfolgers E_5. Die Aufnahmen erfolgten nach der üblichen etwa bei Brooks [12] beschriebenen Methode. Durch externe Hellsteuerung des Kathodenstrahloszillographen von den Punkten c bzw. d des Blockschemas aus konnte schnell ein visueller Eindruck von der Lage der Diskriminatorpegel gewonnen werden.

Die schnelle zeitliche Aufeinanderfolge von γ-Impulsen bei hohen γ-Flüssen kann zur Vortäuschung eines Neutronenimpulses führen. Bei der obigen Anordnung wurde für diese Ereignisse eine mittlere Zeit von $\leqq 0{,}5$ μs gemessen. Weitere Details und quantitative Angaben über die Güte des Verfahrens findet man in der Arbeit von de Vries und Udo [10].

2.3. *Szintillatoren*

Mit Hilfe der Szintillatorflüssigkeit Ne 213 (Nuclear Enterprises) lassen sich leicht Szintillatoren praktisch beliebiger Form und Grösse herstellen. Bei etwa gleicher Protonendichte wie Stilben und 25% besserer Lichtausbeute bietet dieser Szintillator ebenso gute Voraussetzungen für eine Neutron-Gamma-Diskrimination und wird vor allem durch seine Preisgünstigkeit in vielen Fällen einem Stilbenkristall vorzuziehen sein. Für das vorliegende Experiment wurde die Flüssigkeit in zylindrischen Gefässen aus Pyrexglas (Höhe 3 cm, Durchmesser 3 cm) nach Einfrieren mittels flüssiger Luft unter Vakuum abgeschmolzen. Um die Voraussetzungen für eine n-γ-Diskrimination zu gewährleisten, musste der in der Flüssigkeit gelöste Sauerstoff entfernt werden. Dies geschah in einem etwa einstündigen Spülprozess mit reinem Stickstoff. Als Reflektor wurde eine Titandioxyd enthaltende Farbe in mehreren Lagen auf die Gefässwände aufgetragen.



Figur 4

a und *b*: Höhe des Impulses, der durch Impulsformdiskrimination gewonnen wurde (Ordinate) in Funktion der Energie (Abszisse). Obere Linie zeigt Rückstossprotonen von maximal 3,5 MeV, untere Linie γ-Strahlen, die durch Neutroneneinfang im umgebenden Paraffin entstanden (negative Impulse sind unterdrückt).
b: γ-Strahlen sind durch Diskriminator D_1 eliminiert.
(Bemerkung: Die beiden Bilder wurden bei verschiedenen Verstärkungen des Oszillographen aufgenommen).

Bei der Festlegung der Gefässdimensionen wurde ein Kompromiss geschlossen, um den Anforderungen bezüglich Winkelauflösungsvermögen, Effekt-Untergrundverhältnis und Energieauflösung zu genügen.

3. Fehlerquellen und Korrekturen

3.1. *Normierung der Stosszahlen*

Die Dauer der Einzelmessungen wurde durch einen Monitor in Targethöhe definiert. Bei Erreichen einer vorwählbaren Stosszahl löste sich automatisch ein Stop-

signal für alle Zähler aus. Ein zweiter Monitor (Fig. 1) in Richtung des Neutronenstrahls hinter dem Solenoid diente zur Kontrolle. Auf diese Weise konnten Intensitätsschwankungen, hauptsächlich durch Verschiebung des Deuteronenstrahls verursacht, eliminiert werden. Da die Stosszahl in diesem Monitor durch eine leichte Schattenwirkung des Streukörpers beeinflusst wurde, war er für die Auslösung des Stopsignals nicht so geeignet. Die Benutzung von Zählern unter Azimuthwinkeln 0 und 180° mit gleichen Raumwinkeln zum Streukörper und ungefähr gleicher Registrierwahrscheinlichkeit sorgte für eine weitere Reduktion des Einflusses von Schwankungen des Neutronenflusses auf die Asymmetrie, die durch die Monitoren nicht beobachtet werden konnte.

3.2. *Magnetfeldeinflüsse*

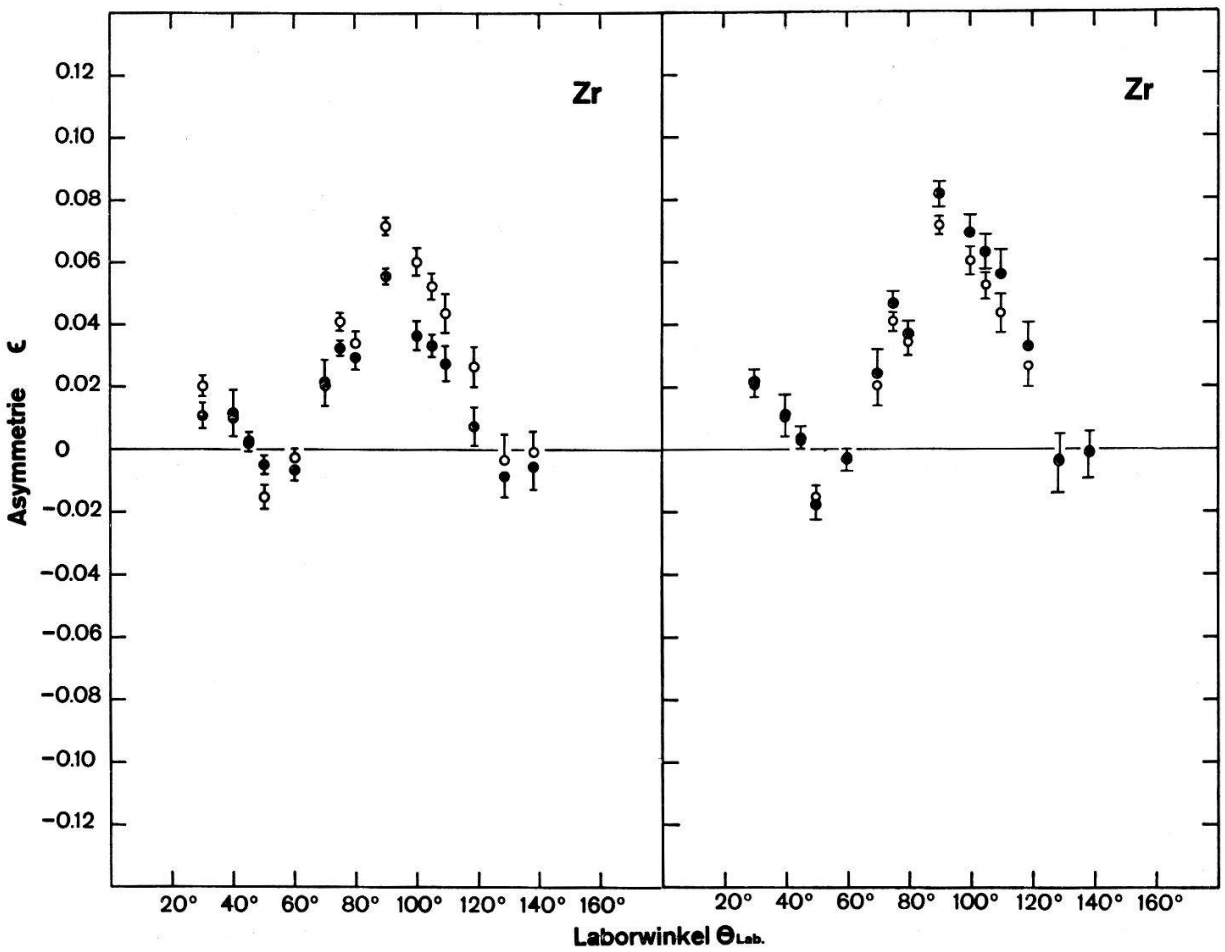
Grosse Sorgfalt musste darauf verwendet werden, dass die durch die Spule gewonnenen Vorteile nicht durch Erzeugung magnetfeldbedingter falscher Asymmetrien wieder zunichte gemacht wurden. Ein 2 cm dicker geschlossener Eisenmantel um das Solenoid sorgte für eine erste Abschwächung des Streufeldes auf einige Gauss. Der Strom einer Kompensationsspule [9], im Parallelkreis zur Hauptspule, konnte so eingestellt werden, dass das Streufeld an einem festen Ort beim Umpolen des Stromes um weniger als $^1/_{10}$ Gauss differierte. Der dazu notwendige Kompensationsstrom betrug etwa 10% des Stromes durch das Solenoid. Nach diesen Massnahmen war der Einfluss des Magnetfeldes auf den D^+-Ionenstrom vernachlässigbar. Die Photomultiplier mussten zusätzlich noch mit Supermalloy und mit Weicheisenrohren, die in einer Wasserstoffatmosphäre geglüht worden waren, abgeschirmt werden. Es wurden Jalousiephotomultiplier verwendet, die auf Magnetfelder in der Multiplierachse weniger empfindlich sind. Der Erfolg dieser Vorkehrung wurde mit γ-Strahlen einer Co^{60}-Quelle und Neutronen im ganzen vorkommenden Winkelbereich und für mehrere Diskriminatorpegel geprüft. Der Einfluss der Umpolung des Magnetfeldes ist innerhalb der Messgenauigkeit nicht feststellbar. Als Asymmetrie ergibt sich

$$\varepsilon_{\text{magnet.}} \leqslant \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = 0{,}001 \pm 0{,}002\,.$$

Da während der Messung der Untergrund immer in beiden Magnetfeldrichtungen ermittelt wurde, bot sich die Möglichkeit einer laufenden groben Kontrolle über die durch Umpolung des Magnetfeldes verursachten falschen Asymmetrien. Nach Beendigung der Messungen wurde zur weiteren Kontrolle die Asymmetrie des gesamten Untergrundes berechnet. Das Ergebnis ist mit der obigen Angabe verträglich.

3.3. *Energiediskriminierung*

Mit (d, d)-Neutronen einer dünnen Eistarget (Targetdicke etwa 50 keV) wurde für alle Zähler eine Energieskala festgelegt. Durch Anschluss dieser Skala an die beiden Comptonkanten eines Na^{22}-Gammaspektrums konnte die Eichung jederzeit kontrolliert werden. Figur 5 links zeigt eine Asymmetriemessung von Zr mit zwei verschiedenen Diskriminatorpegeln bei etwa 1,5 MeV bzw. 2,6 MeV. Der obere Pegel entspricht dabei dem untersten angeregten Niveau des Isotops $_{40}Zr^{91}$ bei 0,91 MeV [13]. Einen ähnlichen Unterschied wiesen die Messungen für alle Elemente bei einer entsprechenden Differenz in der Diskriminierung auf. Alle folgenden Angaben beziehen



Figur 5

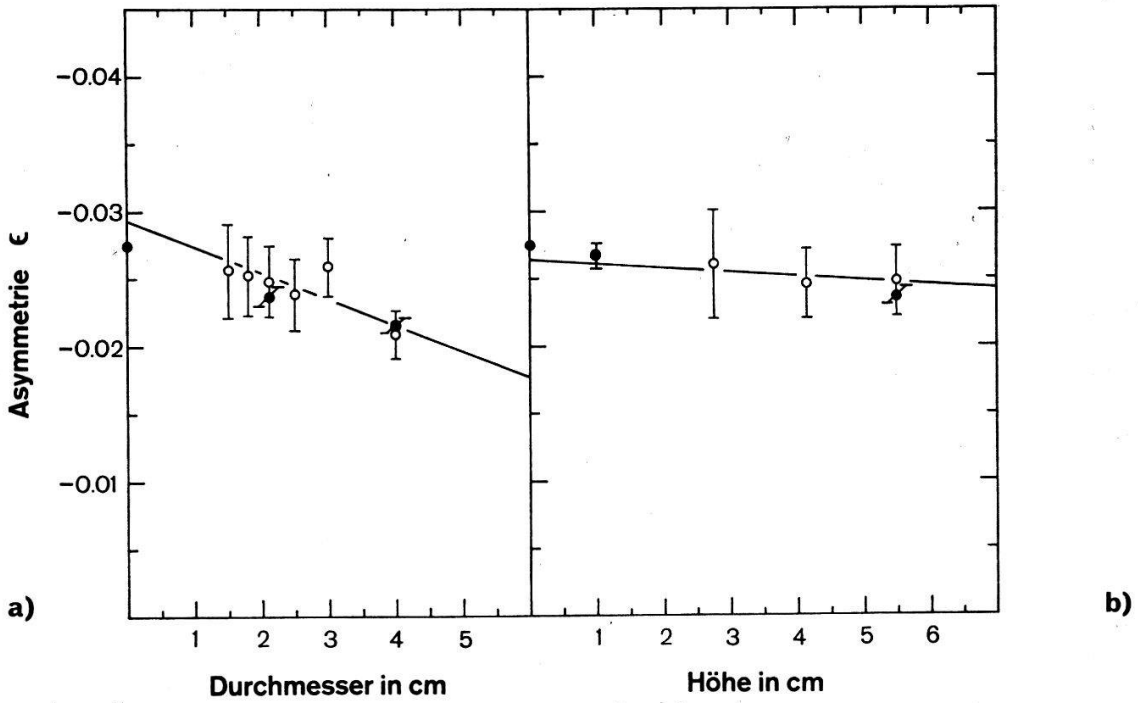
Links: Asymmetrie von Zr für zwei verschiedene Diskriminatorpegel.
○ höherer Diskriminatorpegel (2,6 MeV), ● tieferer Diskriminatorpegel (1,5 MeV).
Rechts: Asymmetrie von Zr auf Mehrfachstreuung korrigiert und unkorrigiert.
○ unkorrigiert, ● korrigiert.

sich auf den höheren Diskriminatorpegel. Bei der Festlegung des höheren Diskriminatorpegels konnten nicht alle Isotope der in natürlicher Verteilung benutzten Isotopengemische berücksichtigt werden, da sonst die kleine Stosszahl die Messungen unmöglich gemacht hätte. Der gesamte Anteil der Isotope mit tieferen Anregungsenergien als die in Tabelle 2 (Kapitel 5.3) angegebenen, betrug in jedem Fall weniger als 20%, so dass ihr Einfluss im Rahmen der Messfehler vernachlässigt werden konnte.

3.4. *Mehrfach gestreute Neutronen*

Infolge der endlichen Ausdehnung des Streukörpers wird eine merkliche Anzahl von Neutronen mehrmals gestreut. Eine Abschätzung für einen Cu-Streukörper von 2,1 cm Durchmesser und 5,5 cm Höhe ergibt, dass total etwa 15% der einfach gestreuten Neutronen zweifach gestreut werden. Um eine Vorstellung von der Grösse der dadurch bedingten Verfälschung der Messergebnisse zu gewinnen, wurde für Cu unter 80° die Asymmetrie in Funktion des Streukörperdurchmessers und der Streukörperhöhe gemessen (s. Fig. 6). Eine Extrapolation der Punkte auf Streukörperdurchmesser Null bzw. Streukörperhöhe Null mittels einer Geraden lässt vermuten, dass die Korrektur von 50%, wie sie für diesen Winkel abgeschätzt wurde [7], wahrschein-

lich zu gross ist. Um dies zu bestätigen, wurde eine Monte-Carlo-Rechnung ausgeführt. Im folgenden sollen die der Rechnung zugrunde liegenden Annahmen kurz erläutert werden.



Figur 6

Asymmetrie von Cu für $\theta = 80°$ in Funktion der Streukörperdimensionen.
○ gemessene Asymmetrien, ● gerechnete Asymmetrien, —— beste Geraden durch die Messpunkte.
a) Streukörperhöhe 5,5 cm, b) Streukörperdurchmesser 2 cm.

Ein paralleler Neutronenstrahl trifft einen homogenen Zylinder der mittleren Masse und Dichte des Streukörpermaterials. Die Energien sind gemäss dem Energiespektrum der Neutronen der (d, d)-Reaktion in einer dicken Eistarget zufällig verteilt. Die erste Streuung ist elastisch und wird innerhalb des Streukörpers erzwungen. Zwei und mehrfach gestreute Neutronen werden nur registriert, wenn sie keine unelastische Streuung erfahren haben. Die Registrierwahrscheinlichkeit der Zähler wird durch eine Gewichtsfunktion berücksichtigt. Nach Verlassen des Zylinders werden die Neutronen in θ-Intervallen zu je 5° registriert. Mehrfachgestreute Neutronen weisen allein keine Asymmetrie auf. Das Ergebnis der Monte-Carlo-Rechnung ist ein streuwinkelabhängiger Korrekturfaktor

$$K(\theta) = 1 + \frac{N_s(\theta)}{N_1(\theta)},$$

wobei $N_1(\theta)$ bzw. $N_s(\theta)$ die Anzahlen der einfach bzw. mehrfachgestreuten Neutronen bedeuten. $N_s(\theta)$ enthält nur die zweite und dritte Generation, da der gesamte Beitrag der weiteren Generationen maximal $2^0/_{00}$ ausmacht. In Figur 5 (rechts) sind die korrigierten und unkorrigierten Asymmetrien von Zr gegenübergestellt.

$$\varepsilon_{\text{korrigiert}}(\theta) = K(\theta)\, \varepsilon_{\text{gemessen}} \,.$$

Der Einfluss der Mehrfachstreuung auf die Asymmetrie in Abhängigkeit von Streukörperdurchmesser bzw. der Streukörperhöhe für Cu unter $\theta = 80°$ wurde mit der oben beschriebenen Monte-Carlo-Rechnung ebenfalls untersucht. Aus den berechneten Korrekturfaktoren und dem Experiment lässt sich eine gemittelte wahre Asymmetrie bestimmen. Diese ist auf den beiden Ordinatenachsen eingezeichnet. Durch Multiplikation mit den reziproken Korrekturfaktoren ergeben sich die übrigen ausgefüllten Punkte von Figur 6. Ihre Fehlerstriche enthalten nur die statistischen Fehler der Rechnung.

3.5. *Geometrische Korrekturen*

Aus Intensitätsgründen mussten für Streuwinkel θ grösser als 100° auf jeder Seite zwei Zähler übereinander verwendet werden. Die dadurch hervorgerufene Verschlechterung der azimuthalen Winkelauflösung machte eine Korrektur der entsprechenden Messpunkte von maximal 5% notwendig; für alle übrigen Winkel konnte sie vernachlässigt werden. Die Winkelauflösung der Zähler für die verschiedenen Winkel θ lag zwischen drei und sechs Grad. Sie ist im Sinne einer mittleren quadratischen Abweichung zu verstehen.

Eine Diskussion weiterer Fehlerquellen, deren Einfluss vernachlässigbar ist, findet man bei Durisch et al. [7].

4. Polarisation der Neutronen der (d, d)-Reaktion

Die Polarisation der Neutronen der $D(d, n)^3He$-Reaktion ist Gegenstand vieler Untersuchungen gewesen, aber die einzelnen Messungen sind sehr inkonsistent untereinander. Dies gilt insbesondere auch für Deuteronenenergien unterhalb 1 MeV. Unter Zugrundelegung der Messungen von Purser et al. [14] und Boersma et al. [15] wurde die Neutronenpolarisation für eine dicke Eistarget unter 50° Laborwinkel von 0–1,5 MeV berechnet. Auf Grund dessen wurde für die Berechnung des Polarisationsvermögens der betrachteten Elemente eine Einfallspolarisation P_1 von $-0{,}14$ bei einer Deuteronenenergie von 900 keV angenommen. Allerdings scheinen neuere Arbeiten von Röding [16] und Behof et al. [17] auf grössere Neutronenpolarisationen hinzudeuten. Diese Messungen sind bei dem oben angegebenen Wert nicht berücksichtigt.

5. Messungen

5.1. *Methode und Messzyklus*

Nach den bisherigen Erfahrungen verhalten sich komplexe Kerne mit beliebigem Kernspin bei der Streuung von Nukleonen wie Kerne mit Spin Null. Infolgedessen äussert sich die Streuung eines polarisierten Strahls von Spin-1/2-Teilchen an einem unpolarisierten Target in einer $\cos\varphi$-Abhängigkeit der azimuthalen Asymmetrie ε. Da der Wirkungsquerschnitt für eine solche Streuung sich folgendermassen ausdrücken lässt [18],

$$\sigma(\theta, \varphi) = \sigma_0(\theta)\,\{1 + P_1\,P_2(\theta)\cos\varphi\}\,,$$

folgt per Definition für die Asymmetrie

$$\varepsilon(\theta, \varphi) = \frac{\sigma(\theta, \varphi) - \sigma\,(\theta, \varphi+\pi)}{\sigma(\theta, \varphi) + \sigma\,(\theta, \varphi+\pi)} = P_1\,P_2(\theta)\cos\varphi\,.$$

Dabei bedeutet φ in vorliegendem Fall den Winkel zwischen dem in die Reaktionsebene gedrehten Vektor P_1 und dem Vektor P_2 der Polarisation, die ein unpolarisiert einfallender Strahl durch die Streuung erhielte (s. Fig. 1). Die Richtungen der Polarisationsvektoren wurden in einem nach der Basler Konvention definierten Koordinatensystem angegeben [19], d. h.

$$\boldsymbol{P}_1 = \frac{\boldsymbol{k}_0 \times \boldsymbol{k}_1}{|\boldsymbol{k}_0 \times \boldsymbol{k}_1|} P_1 \quad \text{wenn}$$

k_0 bzw. k_1 die Impulse der einfallenden Deuteronen bzw. ausfallenden Neutronen bedeuten.

Versteht man unter N_R bzw. N_L die Stosszahlen im rechten bzw. linken Zähler (betrachtet in Flugrichtung der Neutronen), wenn sich der Streukörper im Strahl befindet, und unter U_R bzw. U_L die zugehörigen Untergrundstosszahlen, so wurde ε nach folgendem Ausdruck berechnet:

$$\varepsilon = \frac{N_R^+ + N_L^- - (N_R^- + N_L^+)}{N_R^+ + N_R^- + N_L^+ + N_L^- - 2\,(U_R + U_L)}$$

mit $U_{R;L} = U_{R;L}^+ + U_{R;L}^-$.

Die oberen Indizes beziehen sich auf die Magnetfeldrichtung im Sinne von Figur 1. Der Faktor 2 vor den Untergrundstosszahlen berücksichtigt, dass der Untergrund nur halb so häufig gemessen wurde wie der Effekt.

Die Messung wurde in folgendem Zyklus durchgeführt:

$$U^+, N^+, N^-, U^-, N^-, N^+, \ldots$$

so dass während der Effektmessung die Streukörperposition für beide Magnetfeldrichtungen nicht verändert werden musste. Die zeitliche Dauer eines Zyklus wurde auf etwa 10 Minuten begrenzt.

5.2. *Stosszahlen*

Zur Illustration seien für ein typisches Element (Cu) einige Zahlen angeführt.

Tabelle 1

0	30°	70°	90°	120°	140°
α	6,31	2,67	3,86	2,40	1,38
$U_{\text{tot.}}$	14600	37700	49700	43920	150100

wobei $\alpha = N_{\text{tot.}}/U_{\text{tot.}}$ mit $N_{\text{tot.}} = N_R^+ + N_R^- + N_L^+ + N_L^-$ und $U_{\text{tot.}} = 2\,(U_R + U_L)$.

Die mit diesen Stosszahlen erreichten Fehlergrenzen findet man in Tabelle 3.

5.3. *Charakteristische Streukörperdaten*

Als Streukörper wurden Elemente mit natürlicher Isotopenverteilung in zylindrischer Form verwendet.

Tabelle 2

Element	h	⌀	M	λ	E	A	a
Ti	5,0	2,1	48,09	4,8	0,887	Ti^{46}	8,0
Cr	5,5	1,95	52,06	3,5	0,790	Cr^{50}	4,4
Fe	5,5	2,1	55,91	3,5	0,845	Fe^{56}	91,6
Cu	5,5	2,1	63,62	3,5	0,670	Cu^{63}	69,0
Zn	5,5	2,1	65,48	4,5	0,990	Zn^{64}	48,9
Zr	5,5	2,1	91,32	5,9	0,910	Zr^{91}	11,2

h Höhe des Zylinders in cm
⌀ Durchmesser des Zylinders in cm
M mittlere Massenzahl
λ mittlere freie Weglänge für Neutronen einer dicken Eistarget (Deuteronenenergie 900 keV)
E Energie des ersten angeregten Niveaus (13), nach dem der höhere Diskriminatorpegel gesetzt wurde (siehe Kapitel 3.3.)
A Isotop, dessen unterstes angeregtes Niveau gleich E ist
a prozentuale Häufigkeit des Isotops A

5.4. *Ergebnisse*

In Tabelle 3 sind die gemessenen und auf Mehrfachstreuung korrigierten Polarisationsempfindlichkeiten mit ihren statistischen Unsicherheiten als Funktion des Laborwinkels θ zusammengestellt (mittlere Neutronenenergie 3,25 MeV). Alle Werte sind mit 10^{-2} zu multiplizieren.

Tabelle 3

θ	Ti		Cr		Fe	
	$P_{gem.}$	$P_{korr.}$	$P_{gem.}$	$P_{korr.}$	$P_{gem.}$	$P_{korr.}$
30°	− 6,2 ± 3,0	− 6,5 ± 3,2	− 3,7 ± 2,5	− 4,1 ± 2,8	− 8,7 ± 2,5	− 9,5 ± 2,7
35°	− 7,5 ± 2,9	− 8,1 ± 3,1	− 5,8 ± 2,8	− 6,5 ± 3,1	−14,5 ± 2,9	−16,3 ± 3,3
40°	−16,7 ± 3,7	−18,1 ± 4,0	− 5,7 ± 2,7	− 6,5 ± 3,1	−12,1 ± 2,7	−13,2 ± 2,9
45°	− 9,9 ± 2,9	−10,9 ± 3,2			−14,4 ± 2,7	−16,3 ± 3,1
50°	−12,9 ± 3,0	−14,3 ± 3,3	− 4,9 ± 2,6	− 5,9 ± 3,1	− 7,5 ± 3,2	− 9,2 ± 3,9
55°	−17,3 ± 3,1	−20,2 ± 3,6	− 9,3 ± 2,8	−11,7 ± 3,5	−13,5 ± 2,9	−17,3 ± 3,7
60°	−12,0 ± 2,4	−13,8 ± 2,8	−11,1 ± 3,3	−15,2 ± 4,6	−14,8 ± 2,4	−21,5 ± 3,6
65°	−13,2 ± 3,3	−15,3 ± 3,8			−10,9 ± 3,1	−15,9 ± 4,6
70°	−14,5 ± 2,9	−17,0 ± 3,3	−11,5 ± 3,3	−20,2 ± 5,9	− 0,7 ± 3,4	+ 1,0 ± 5,0
75°			− 2,6 ± 3,6	− 4,5 ± 6,3		
80°	−13,6 ± 3,9	−19,0 ± 5,5	− 0,9 ± 3,5	− 1,4 ± 5,3	+ 8,5 ± 3,7	−10,9 ± 4,8
85°	+ 6,3 ± 4,1	+ 9,7 ± 6,3			+10,0 ± 3,5	+14,1 ± 5,0
90°	+ 7,5 ± 4,4	+11,1 ± 6,5	+12,9 ± 3,4	+18,1 ± 3,3	+ 7,3 ± 2,7	+ 9,1 ± 3,4
100°	+ 3,2 ± 3,6	+ 3,9 ± 4,4	+ 9,9 ± 3,4	+13,2 ± 4,6	+ 0,8 ± 2,7	+ 1,0 ± 3,3
105°						
109°	+ 1,0 ± 4,7	+ 1,1 ± 5,4	+ 5,2 ± 3,8	+ 6,5 ± 4,7	+ 3,2 ± 3,5	− 4,1 ± 4,5
119°	− 3,9 ± 4,7	− 4,3 ± 5,1	− 9,9 ± 3,9	−13,0 ± 5,1	−14,2 ± 3,3	−17,4 ± 4,1
129°	+ 0,3 ± 5,4	+ 0,3 ± 6,0	−11,1 ± 4,2	−15,2 ± 5,8	−16,3 ± 3,3	−20,5 ± 4,3
138°	− 2,3 ± 4,5	− 2,7 ± 5,3	−12,4 ± 4,8	−15,6 ± 6,1	−16,7 ± 4,3	−20,2 ± 5,9

Tabelle 3 (Fortsetzung)

θ	Cu		Zn		Zr	
	$P_{gem.}$	$P_{korr.}$	$P_{gem.}$	$P_{korr.}$	$P_{gem.}$	$P_{korr.}$
30°	− 8,3 ± 2,9	− 8,8 ± 3,1	−13,5 ± 3,2	−14,5 ± 3,4	−15,1 ± 2,4	−16,2 ± 2,6
35°	− 5,3 ± 2,8	− 5,9 ± 3,1	−13,1 ± 2,9	−14,1 ± 3,1		
40°	− 4,9 ± 3,4	− 5,4 ± 3,7	− 6,6 ± 3,8	− 7,1 ± 4,1	− 7,4 ± 4,1	− 8,3 ± 4,6
45°	− 6,2 ± 3,5	− 7,0 ± 4,0	− 8,5 ± 3,6	− 9,5 ± 4,0	− 2,0 ± 2,2	− 2,3 ± 2,5
50°	−10,4 ± 3,7	−12,2 ± 4,3	−14,1 ± 3,9	−16,8 ± 4,7	+11,4 ± 2,9	+13,5 ± 3,4
55°	− 9,1 ± 3,9	−12,2 ± 5,2	− 7,4 ± 4,2	− 9,6 ± 5,5		
60°	− 6,5 ± 3,0	− 9,1 ± 4,2	− 3,9 ± 2,8	− 5,9 ± 4,2	+ 2,0 ± 2,1	+ 2,3 ± 2,4
65°	− 0,1 ± 3,9	− 0,1 ± 5,8				
70°	+18,9 ± 3,7	+24,7 ± 5,0	+17,3 ± 4,1	+24,0 ± 5,9	−15,2 ± 5,0	−17,9 ± 5,9
75°	+17,8 ± 3,2	+24,0 ± 4,5			−30,4 ± 2,0	−34,4 ± 2,3
80°	+18,3 ± 1,9	+21,4 ± 2,3	+18,3 ± 3,5	+25,4 ± 5,0	−25,3 ± 2,7	−27,4 ± 2,9
85°	+18,1 ± 2,9	+20,4 ± 3,3				
90°	+19,5 ± 2,3	+22,5 ± 2,7	+11,7 ± 2,5	+13,4 ± 2,9	−53,0 ± 2,1	−60,5 ± 2,6
100°	+ 9,3 ± 3,4	+11,0 ± 4,0	+ 2,2 ± 3,6	+ 2,5 ± 4,1	−44,6 ± 3,3	−51,2 ± 3,9
105°					−38,7 ± 3,1	−46,9 ± 4,0
109°	+ 2,4 ± 3,1	+ 2,7 ± 3,5	− 4,3 ± 3,8	− 4,8 ± 4,3	−33,8 ± 4,6	−41,5 ± 5,8
119°	−13,1 ± 3,9	−16,1 ± 4,8	−13,9 ± 4,3	−16,2 ± 5,0	−20,7 ± 4,7	−24,3 ± 5,6
129°	−27,8 ± 5,3	−33,2 ± 6,4	−24,7 ± 5,2	−29,7 ± 6,4	+ 2,5 ± 6,0	+ 3,2 ± 7,6
138°	−26,9 ± 5,9	−31,9 ± 7,1	−19,3 ± 5,7	−22,9 ± 6,8	+ 0,6 ± 5,1	+ 0,7 ± 6,3

6. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Aussagen des optischen Modells

In Figur 7 und Figur 8 sind die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Polarisationsempfindlichkeiten bzw. die bei etwa der gleichen Energie verfügbaren Messungen des differentiellen elastischen Streuquerschnittes der Elemente Ti, Cr, Fe, Cu, Zn, Zr den Rechnungen mit einem optischen Potential gegenübergestellt. Alle Messungen sind auf Mehrfachstreuung korrigiert (s. Kapitel 3.4). Bei den angegebenen Fehlern ist die Unsicherheit der Einfallspolarisation nicht berücksichtigt. Die differentiellen Querschnitte sind den Messungen von Becker et al. [20] und der etwas älteren Arbeit von Remund [21] entnommen worden.

Die optische Modellrechnung wurde von Rosen [2] ausgeführt. Das verwendete Potential hat folgende Form:

$$V(r) = -V f_{CR}(r) - i W f_{CI}(r) + V_S \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (f_{CR}(r))\, \boldsymbol{S} \cdot \boldsymbol{\sigma}$$

wobei $R = r_0 M^{1/3}$,

$$f_{CR}(r) = \left\{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right\}^{-1}$$

der übliche Saxon-Wood-Formfaktor ist, und

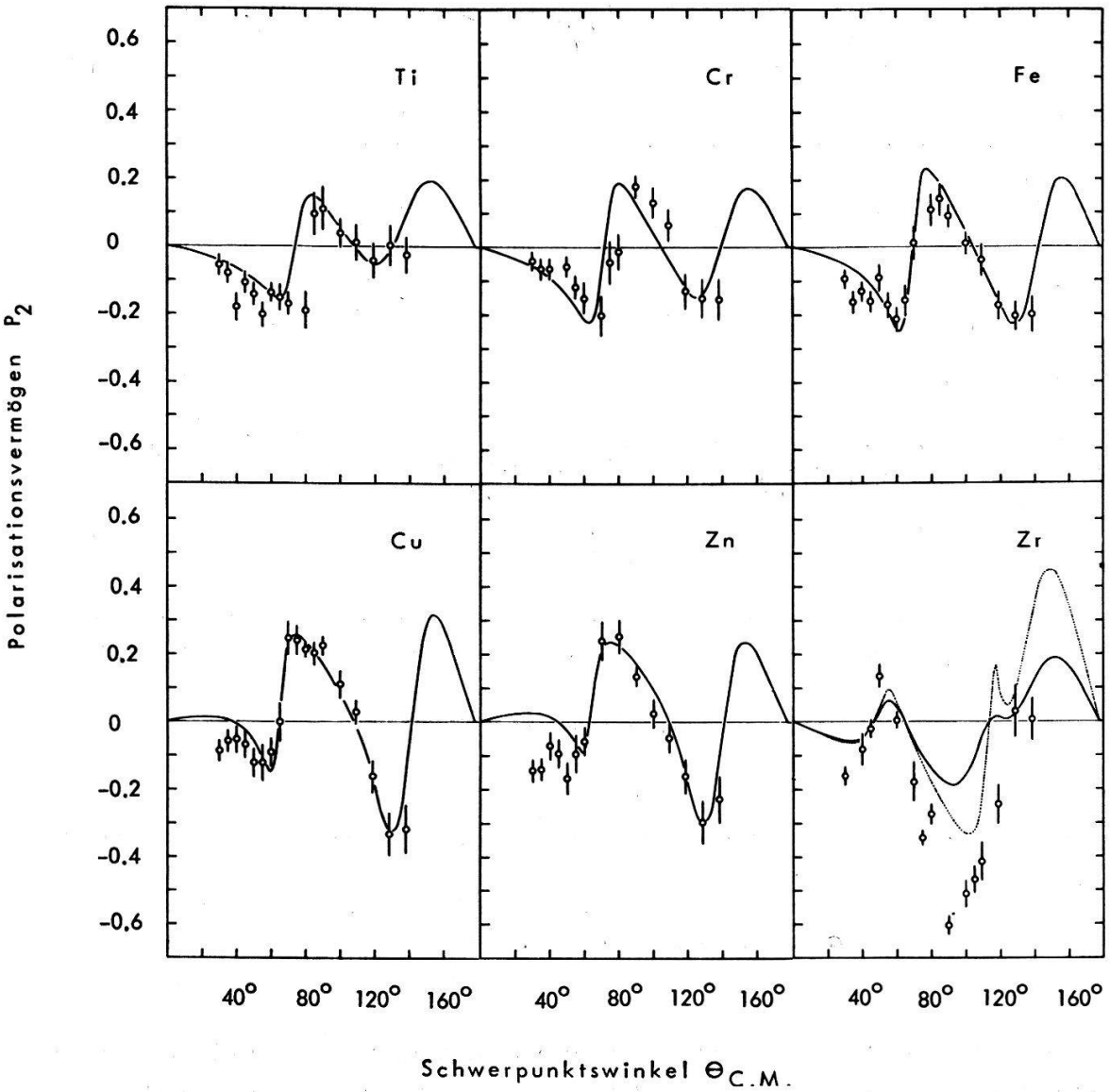
$$f_{CI}(r) = 4\, b \frac{d}{dr} \left\{1 + \exp\left(\frac{r-R}{b}\right)\right\}^{-1}.$$

Die von Rosen benutzten Parameter sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4

$V = 48{,}2$ MeV	$a = 0{,}65$ fm
$W = 5{,}75$ MeV	$b = 0{,}70$ fm
$V_S = 5{,}5$ MeV	$r_0 = 1{,}25$ fm

Der Anteil der compound-elastisch gestreuten Neutronen wurde von ROSEN nach der Theorie von HAUSER-FESHBACH [22] berechnet. Die dadurch bedingte Korrektur an der optischen Modellrechnung beträgt teilweise mehrere 100% und bringt deshalb eine grosse Unsicherheit in die theoretische Voraussage. Dennoch lassen sich auch damit nicht alle Abweichungen zwischen theoretischen und experimentellen Werten



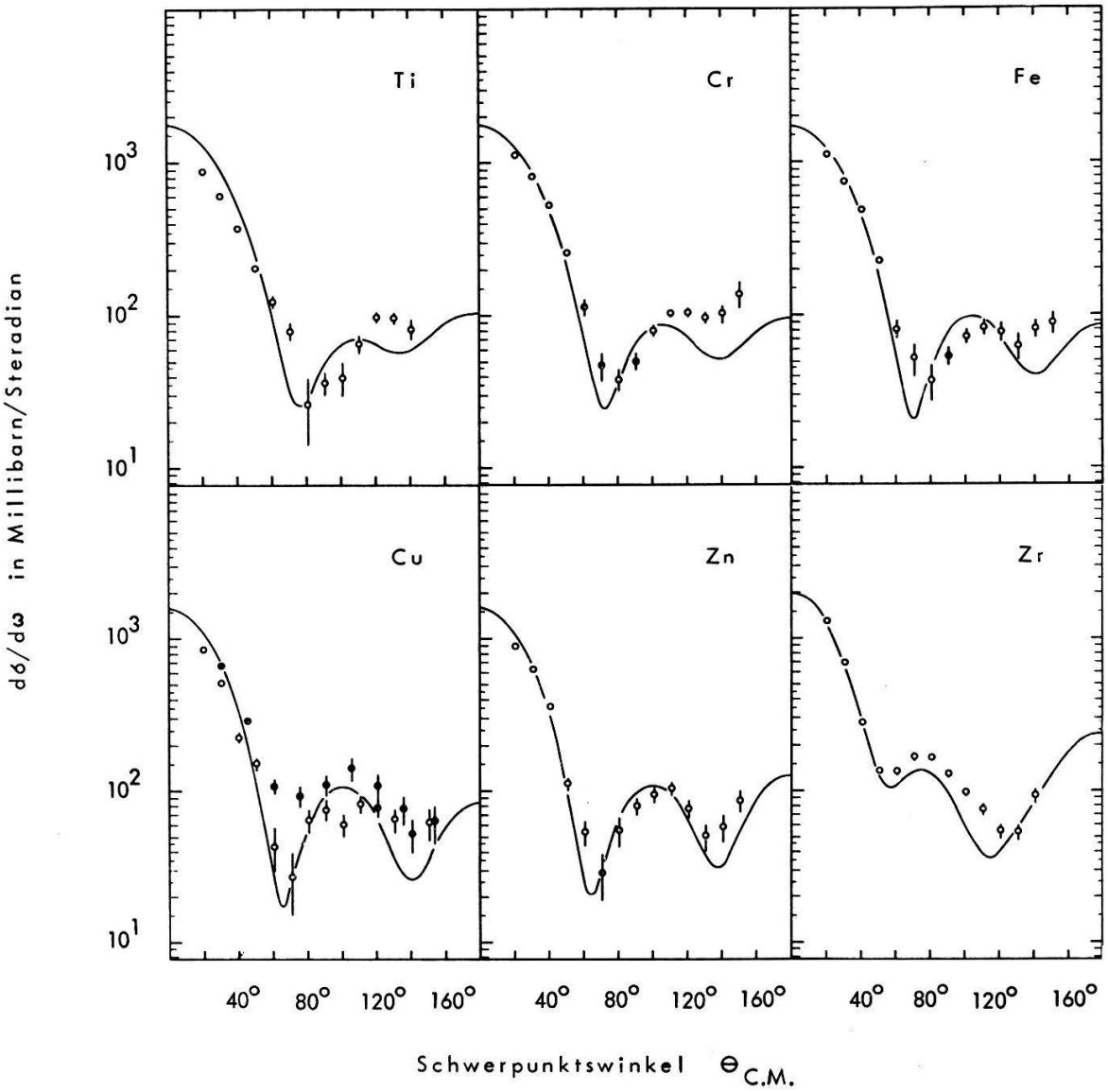
Figur 7

Messungen der Polarisationsempfindlichkeit

—— auf compound-elastische Streuung korrigierte Berechnung mit dem optischen Modell.

.... unkorrigierte Rechnung (Element Zr).

erklären. Dies zeigt sich am auffallendsten beim Element Zr (s. Fig. 7). Im grossen ganzen gibt aber das optische Modell in diesem Energie- und Massenbereich den Verlauf der Winkelverteilung recht gut wieder.



Figur 8

Auf compound-elastische Streuung korrigierte Berechnung des differentiellen elastischen Querschnittes nach dem optischen Modell.

○ Messungen von Becker et al. [20]
● Messungen von Remund [21]

Unser besonderer Dank gebührt Herrn und Frau Dr. F. Seiler für ihre Hilfe bei Programmierungsarbeiten. Ferner sei Herrn F. Abt für den Bau der Elektronik und Herrn H. Weyeneth für feinmechanische Arbeiten gedankt.

Die finanzielle Unterstützung für die Durchführung der vorliegenden Arbeit verdanken wir dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

Literaturverzeichnis

[1] M. WALT und H. H. BARSCHALL, Phys. Rev. *93*, 1062 (1954).
[2] L. ROSEN, Proc. of the 2nd Internat. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Karlsruhe, Experientia Suppl. 12, 253, (1965); Eds.: P. Huber und H. Schopper.
[3] G. V. GORLOV, N. S. LEBEDEVA und V. M. MOROZOV, Dokl. (Sov. Phys.) *9*, 806 (1965).
[4] A. T. G. FERGUSON, R. E. WHITE und D. WILMORE, Nucl. Phys. *76*, 369 (1966).
[5] A. S. MAHAJAN, Nucl. Phys. *A 95*, 193 (1967).
[6] R. V. WINSOR, *Bibliography of Polarization and Elastic Scattering of Protons and Neutrons from Nuclides* (Los Alamos Scientific Lab. University of California, N. Mex.), Contract W-7405-eng-36, Dec. 31, 1964.
[7] J. DURISCH, R. GLEYVOD, P. HUBER und E. BAUMGARTNER, Helv. phys. Acta *36*, 269 (1963).
[8] P. HILLMAN, G. H. STAFFORD und C. WHITEHEAD, Nuovo Cim. *4*, 67 (1956).
[9] K. WIEDEMANN, E. BAUMGARTNER, D. ELLEGEHAUSEN, R. GLEYVOD und P. HUBER, Helv. phys. Acta *42*, 259 (1969).
[10] L. J. DE VRIES und F. UDO, Nucl. Instr. Meth. *13*, 153 (1961).
[11] R. B. OWEN, Nucleonics *17*, 92 (1959).
[12] F. D. BROOKS, Nucl. Instr. Meth. *4*, 151 (1959).
[13] Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik*. Bd. 1, *Energie-Niveaus der Kerne:* A = 5 bis A = 257. Eds: A. M. HELLWEGE und K. H. HELLWEGE (Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1961).
[14] F. O. PURSER Jr., J. R. SAWERS Jr. und R. L. WALTER, Proc. of the 2nd Internat. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Karlsruhe, Experientia Suppl. 12, 514 (1965). Eds: P. Huber und H. Schopper.
[15] H. J. BOERSMA, C. C. JONKER, J. G. NIJENHUIS und P. J. VAN HILL, Nucl. Phys. *46*, 660 (1963).
[16] P. C. ROEDING, private Mitteilung 1968.
[17] A. F. BEHOF, T. H. MAY and W. I. MCGARRY, Nucl. Phys. *A 108*, 250 (1968).
[18] L. WOLFENSTEIN, Ann. Rev. Nucl. Sci. *6*, 43 (1956).
[19] Proc. Internat. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Basel (1960), Suppl. Helv. phsy. Acta *6*, 436 (1961), Eds: P. Huber und H. P. Meyer.
[20] R. L. BECKER, W. G. GUINDON und G. J. SMITH, Nucl. Phys. *89*, 154 (1966).
[21] A. E. REMUND, Helv. phys. Acta *29*, 545 (1956).
[22] W. HAUSER und H. FESHBACH, Phys. Rev. *87*, 366 (1952).