Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 42 (1969)

Heft: 2

Artikel: Messung des Neutronen-Polarisationsvermögens der Elemente Mg, Al Si, S für die mittlere Neutronenenergie E_n = 3,25 MeV

Autor: Wiedemann, K. / Baumgartner, E. / Ellgehausen, D.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-114066

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: 02.07.2025

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

Messung des Neutronen-Polarisationsvermögens der Elemente Mg, Al, Si, S für die mittlere Neutronenenergie $E_n = 3{,}25$ MeV

von **K. Wiedemann, E. Baumgartner, D. Ellgehausen, R. Gleyvod** und **P. Huber**
Physikalisches Institut der Universität Basel

(19. VII. 68)

Summary. The analyzing power $P^a(\theta)$ of Mg, Al, Si and S in the angular range from 30° to 140° has been measured for (d, d)-neutrons of mean energy 3.25 MeV with spread of 300 keV. The polarization vector of the incident neutron beam was rotated through $\pm$ 90° by means of a solenoid and the left right asymmetry was measured with a fixed counter position. The experimental results disagree with optical model predictions.

1. Einleitung

Die wenigen verfügbaren Messungen des Neutronen-Polarisationsvermögens $P^a(\theta)$ mittelschwerer Kerne im Gebiet einiger MeV zeigen starke Abweichungen untereinander. Auch fehlen, wie der zusammenfassende Bericht von ROSEN [1] zeigt, Winkelverteilungen von $P^a(\theta)$ noch fast ganz. Im vorliegenden Experiment wurde das Polarisationsvermögen der Elemente Mg, Al, Si und S im Winkelbereich 30° bis 140° bei einer mittleren Neutronenenergie von 3,25 MeV gemessen, sowie die Anwendbarkeit des Optischen Modells in diesem Energie- und Massengebiet untersucht.

2. Theorie und Messmethode

2.1. *Beschreibung von Einfallspolarisation und Polarisationsvermögen*

Die Streuung eines Strahls nichtrelativistischer Spin-1/2-Teilchen der Polarisation $\boldsymbol{P}$ an Spin-0-Kernen wird durch die Streumatrix M

$$M = g(\theta) + h(\theta)\,(\boldsymbol{n}\,\boldsymbol{\sigma})\,, \qquad \boldsymbol{n} = \frac{\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{k}'}{|\,\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{k}'\,|} \tag{1}$$

beschrieben [2–4]. $\boldsymbol{n}$ ist die nach der Basler Konvention [5] gebildete Normale zur Streuebene; $\boldsymbol{k}$ und $\boldsymbol{k}'$ sind die Wellenzahlvektoren des einfallenden bzw. gestreuten Strahls. Die Polarisationszustände im Ein- und Ausgangskanal sind durch die entsprechenden Dichtematrizen ϱ und ϱ' charakterisiert

$$\varrho = \frac{1}{2}\,(1 + \boldsymbol{P}\,\boldsymbol{\sigma})\,, \qquad \varrho' = \frac{M\,\varrho\,M^+}{S\,p(M\,\varrho\,M^+)} = \frac{1}{2}\,(1 + \boldsymbol{P}'\,\boldsymbol{\sigma}) \tag{2}$$

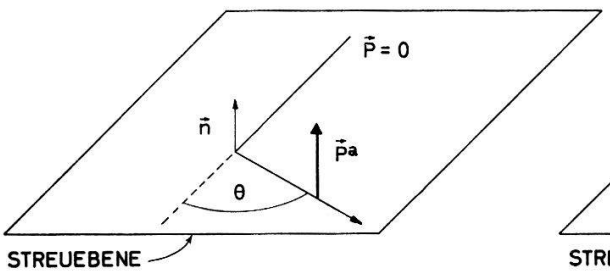
und der differentielle Streuquerschnitt berechnet sich zu

$$\sigma(\theta, \phi) = S\,p(M\,\varrho\,M^+) = \sigma_0(\theta)\,(1 + \boldsymbol{P}^a\,\boldsymbol{P})\,. \tag{3}$$

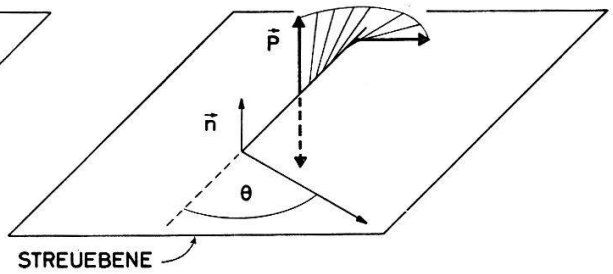
ϕ ist der Winkel zwischen $\boldsymbol{P}^a$ und $\boldsymbol{P}$. $\boldsymbol{P}^a$ ist dabei die Polarisation, die ein unpolarisiert einfallender Strahl bei der Streuung erhält (Fig. 1a). In diesem Fall ist $\boldsymbol{P} = 0$, $\varrho = 1/2$ und

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{2}\, S\, p(M\, M^{+}) = \sigma_0(\theta)\,, \qquad \varrho' = \frac{1}{2}\,(1 + \boldsymbol{P}^a\, \boldsymbol{\sigma})\,.$$

Die nach der Streuung auftretende Polarisation $\boldsymbol{P}^a$ hat die Richtung von $\boldsymbol{n}$. P^a hängt nur von den Eigenschaften des Streukernes ab und wird als sein Polarisations- oder Analysatorvermögen bezeichnet; dieses ist eine Funktion des Streuwinkels und der Energie.



Figur 1a
Richtung von $\boldsymbol{P}^a$



Figur 1b
Drehung der Einfallspolarisation $\boldsymbol{P}$

Wie aus (1), (2) und (3) folgt, lassen sich das Analysatorvermögen sowie der differentielle Querschnitt für unpolarisiert einfallenden Strahl aus den Elementen der Streumatrix berechnen:

$$P^a(\theta) = \frac{2}{\sigma_0(\theta)}\, Re(g\, h^*)\,, \qquad \sigma_0(\theta) = |g|^2 + |h|^2\,. \tag{4}$$

2.2. *Messmethode*

Nach (3) erfolgt die Streuung unter dem Winkel $\phi = 0$ und π, wenn $\boldsymbol{P}$ parallel bzw. antiparallel zu $\boldsymbol{P}^a$ steht. Man definiert dann die Asymmetrie $\varepsilon(\theta)$

$$\varepsilon(\theta) = \frac{\sigma(\theta, 0) - \sigma(\theta, \pi)}{\sigma(\theta, 0) + \sigma(\theta, \pi)} = P^a(\theta)\, P\,. \tag{5}$$

Bei bekannter Einfallspolarisation P lässt sich damit $P^a(\theta)$ angeben. Experimentell wird die Asymmetrie bestimmt aus

$$\varepsilon(\theta) = \frac{(N_+ - U) - (N_- - U)}{(N_+ - U) + (N_- - U)} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_- - 2\,U}\,,$$

worin N_+ und N_- die den beiden Stellungen von $\boldsymbol{P}$ entsprechenden gemessenen Stosszahlen und U den Untergrund bedeuten. Typische Zahlenwerte für N und U sind in Abschnitt 4 angegeben.

Statt die Intensitäten der gestreuten Teilchen durch Schwenken der Zähler unter den Winkeln $\phi = 0$ und π zu messen, ist es auch möglich, bei fester Zähleranordnung den Polarisationsvektor $\boldsymbol{P}$ durch ein axiales Magnetfeld entsprechend zu drehen. Diese erstmals von Hillman et al. [6] angewandte Methode fand auch im vorliegenden Experiment Verwendung. Dabei wurde, um mit kleinstmöglicher absoluter Feldstärke auszukommen, die Einfallspolarisation $\boldsymbol{P}$ in der Streuebene liegend gewählt

und um $\pm$ 90° gedreht (Fig. 1b). Nichtrelativistisch ist für eine Drehung um 90° ein Integral über den Flugweg der Neutronen vom Target zum Streukörper von

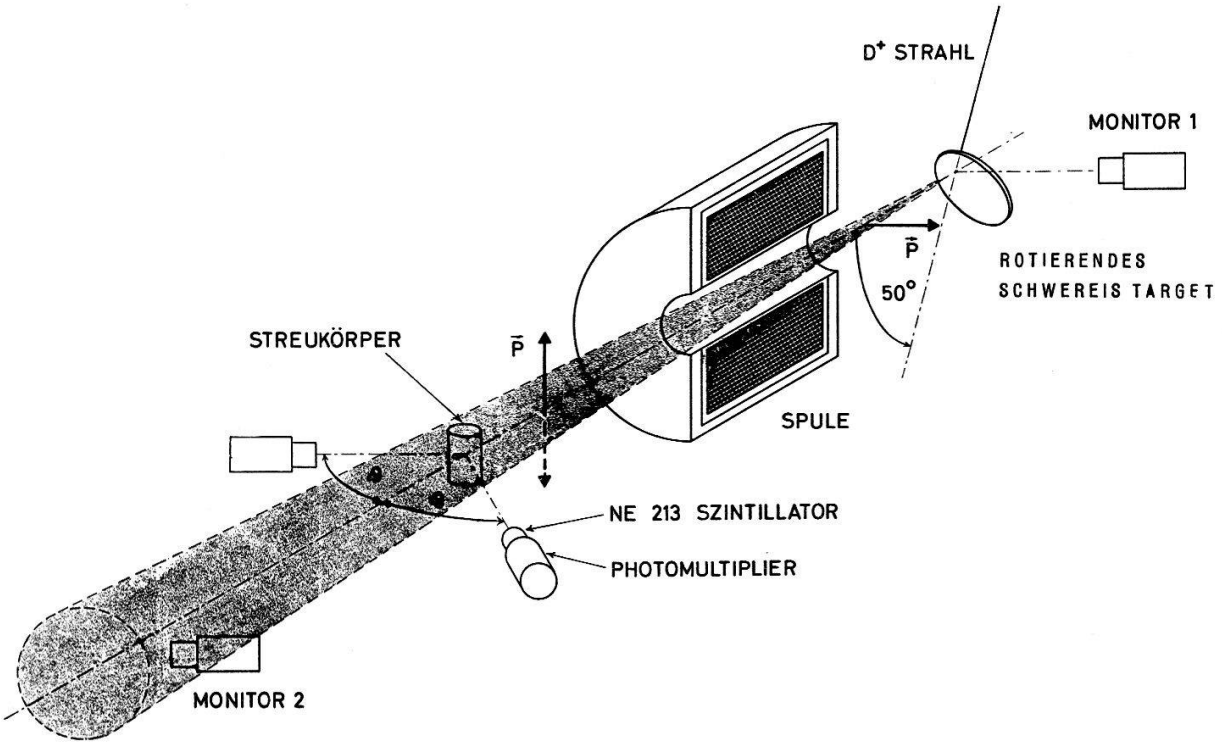
$$\int H\, ds = \frac{\pi}{2}\,\frac{\hbar}{2\mu}\sqrt{\frac{2E}{m}} = 0{,}94 \cdot 10^5 \sqrt{E(\mathrm{MeV})} \qquad \text{Amperewindungen}$$

notwendig. Es bedeuten μ das magnetische Moment des Neutrons und m seine Masse.

3. Experimentelle Anordnung

Figuren 2 und 3 geben eine Übersicht über die Versuchsanordnung.

3.1. *Hochspannungsanlage.* Das Experiment wurde an einem 1-MV-Kaskadengenerator der Firma Haefely [7] ausgeführt. Die verwendete Hochfrequenzionenquelle [8] war mit einem Austrittskanal aus Molybdän [9] versehen, wodurch ihre mittlere Lebensdauer bei einigen hundert Stunden lag. Die mit 900 kV beschleunigten Deuteriumionen trafen auf ein dickes Target aus schwerem Eis.



Figur 2
Experimentelle Anordnung, schematisch

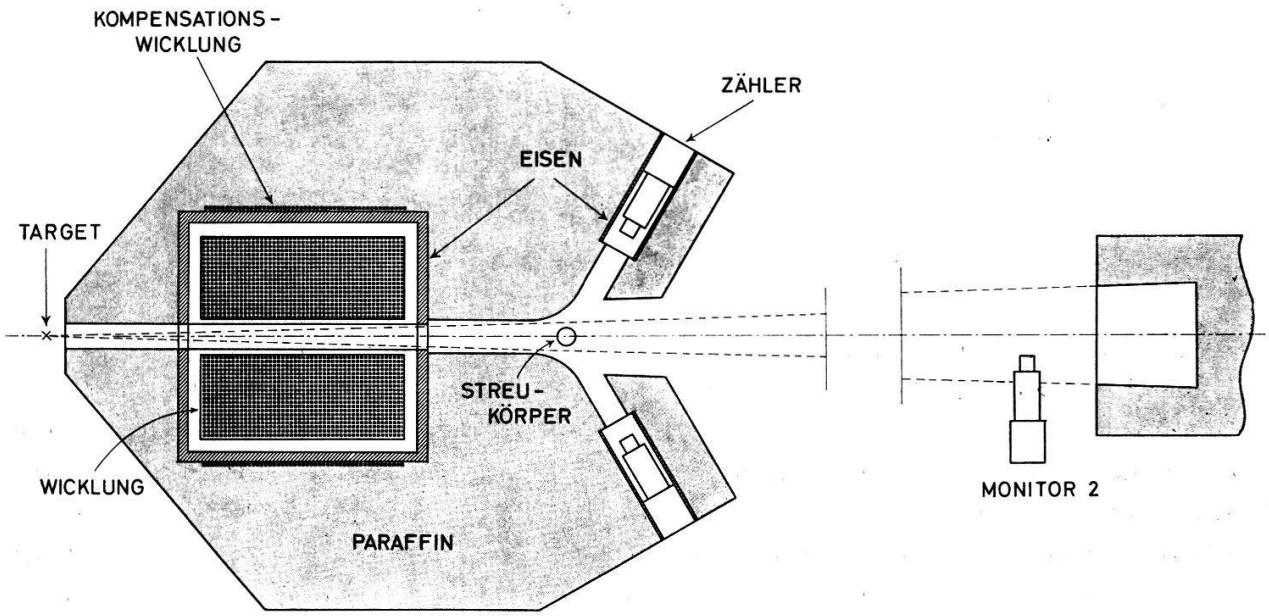
3.2. *Target.* Zur Erzielung grosser Neutronenintensität fand ein rotierendes Target [10] Verwendung. Das schwere Wasser wurde auf eine drehbare Kupferplatte aufgepinselt und mit flüssiger Luft festgefroren. Kurz nachdem sich die Eisschicht gebildet hatte, wurde das Targetgehäuse evakuiert. Vor dem Aufpinseln musste die Kupferplatte gut geschmirgelt und nach der bei GLEYVOD et al. [11] beschriebenen Methode gereinigt werden. Bei einem durchschnittlichen Ionenstrom von 350 μA wurde das Target alle zwölf Stunden erneuert; in dieser Zeit nahm die Neutronenausbeute um weniger als 10% ab. Zur Streuung wurden unter 50° gegenüber dem Deuteronenstrahl emittierte Neutronen benutzt.

3.3. *Spule.* Die Spule war so dimensioniert, dass sich die Polarisation $\boldsymbol{P}$ von Neutronen bis 5,5 MeV um 90° drehen liess, was einer maximalen Feldstärke von 6200 Gauss entsprach. Die Wicklung bestand aus 17 Spulenpaketen zu 216 Windungen Kupferdraht von $2{,}5 \times 5$ mm² Querschnitt. Sie waren im Abstand von 4 mm auf ein Messingrohr von 5 cm Innendurchmesser aufgezogen. Die gesamte Wicklung befand sich in einem Eisentank von 2 cm Wandstärke; dies hatte zur Folge, dass das Streufeld am Ort der Zähler nur einige Gauss betrug. Zur weiteren Reduktion des Streufeldes war um den Eisenmantel eine Kompensationswicklung von 56 gegenläufigen Windungen gelegt (Fig. 3). Kompensations- und Hauptwicklung waren parallel geschaltet. Bei dem für das vorliegende Experiment benötigten Spulenstrom von 46 A konnte mit etwa 4,5 A Kompensationsstrom das Streufeld soweit verkleinert werden, dass es sich beim Umkehren der Feldrichtung am Ort der Zähler um weniger als $^1/_{10}$ Gauss änderte. Die Speisung erfolgte über ein 18-kW-Netzgerät, das Stromschwankungen von mehr als 2% selbst korrigierte. Zur Kühlung der Spule diente Öl, in dessen Kreislauf sich ein wassergekühlter Wärmeaustauscher befand.

3.4. *Zähler.* Die gestreuten Neutronen wurden in NE-213-Flüssigkeitsszintillatoren in Verbindung mit EMI-6097-S-Multipliern nachgewiesen. Die Szintillatoren hatten zylindrische Form von 2,7 cm Durchmesser und Höhe. Mit Hilfe von Impulsform-Diskrimination konnte der γ-Untergrund weitgehend unterdrückt werden; eine ausführliche Beschreibung des verwendeten Verfahrens sowie der gesamten Elektronik findet sich bei ELLGEHAUSEN et al. [12].

Unter Streuwinkeln kleiner als 100° wurde mit zwei, unter grösseren Winkeln aus Intensitätsgründen mit insgesamt vier Zählern gemessen.

Zur Abschirmung gegen den Neutronenuntergrund diente ein 1:1-Gemisch aus Paraffin und $LiCO_3$. Als sehr wirksam erwies sich die Abschirmung zwischen Target und Spule (Fig. 3); durch sie wurde das Verhältnis N/U (Stosszahl mit Streukörper/Stosszahl ohne Streukörper) nahezu verdoppelt.



Figur 3

Versuchsanordnung im Horizontalschnitt

Als Neutronenmonitoren wurden zwei Hornyakszintillatoren [13] benutzt: Monitor 1 befand sich in 110 cm Abstand neben dem Target, Monitor 2 war 335 cm vom Target entfernt im direkten Strahl hinter dem Streukörper. Je nach Streuwinkel variierte der Abstand Target–Streukörper zwischen 107 und 147 cm, die Distanz Streukörper–Szintillator zwischen 18 und 30 cm.

3.5. *Streukörper.* Alle Streukörper hatten zylindrischen Querschnitt und dieselbe Höhe von 5,5 cm. Sie wurden in ihrer natürlichen Isotopenverteilung verwendet. Einige charakteristische Daten sind in Tabelle 1 zusammengestellt:

Tabelle 1

	∅ (cm)	λ (cm)	E_1 (MeV)	$\overline{A}$
Mg	2	7,5	1,36	24,3
Al	2; 2,5	6,4	0,84	27
Si	2	8,5	1,77	28,1
S	2; 2,5	8,8	2,24	32,1

Es bedeuten: ∅ = Durchmesser; λ = mittlere freie Weglänge; E_1 = erstes angeregtes Niveau des häufigsten Isotops [14]; $\overline{A}$ = mittlere Massenzahl, entsprechend der natürlichen Isotopenverteilung

Die grösseren Durchmesser wurden bei Streuwinkeln über 110° verwendet. Die Energiediskrimination [12] erfolgte so, dass inelastisch gestreute Neutronen nicht mehr gezählt wurden.

3.6. *Einfallspolarisation.* Für die Auswertung der Messungen nehmen wir für die Polarisation P der (d, d)-Neutronen den Wert

$$P = -0{,}14 \text{ für } E_d = 900 \text{ keV}$$

an.

4. Messergebnisse

In Tabelle 3 ist das nach (5) berechnete Polarisationsvermögen $P^a(\theta) = \varepsilon(\theta)/P$ der Elemente Mg, Al, Si und S als Funktion des Streuwinkels aufgeführt und zwar auf Mehrfachstreuung korrigiert und unkorrigiert.

Die Mehrfachstreukorrekturen wurden mit Hilfe der in Ref. [12] beschriebenen Monte-Carlo-Rechnung ermittelt.

Die angegebenen Fehler bedeuten die statistischen Unsicherheiten.

Typische Zahlenwerte für die Grössenordnung der totalen Stosszahlen sowie die damit erreichte statistische Genauigkeit in der Asymmetrie finden sich in Tabelle 2 am Beispiel Mg:

Tabelle 2

θ^0	N	U	$\Delta\varepsilon$ (%)
30	29000	9000	0,6
90	42000	19000	0,6
130	230000	195000	1

Es ist N totale Impulszahl mit Streukörper, U totale Impulszahl ohne Streukörper.

Tabelle 3

$\theta°$	$P^a(\theta) \cdot 10^2$							
	Mg		Al		Si		S	
	korrigiert	unkorrigiert	korrigiert	unkorrigiert	korrigiert	unkorrigiert	korrigiert	unkorrigiert
30	18,5 ± 5,5	17 ± 4,9	5,4 ± 4,3	5,3 ± 3,6	0,0 ± 7,5	1,0 ± 3,6	− 1,6 ± 5,2	− 1,6 ± 4,1
41	19,7 ± 5,5	18 ± 4,4	6,6 ± 4,4	6,1 ± 3,4	− 4,2 ± 7,4	− 4,3 ± 4,2	0,0 ± 5,3	0,14 ± 4,2
46							− 5,2 ± 5,2	− 5 ± 3,0
52	28,1 ± 5,6	25 ± 4,1	17 ± 4,5	15 ± 3,3	2,1 ± 7,5	1,6 ± 3,7	− 9,0 ± 5,3	− 8,5 ± 3,2
56							− 1,1 ± 5,4	− 0,86 ± 4,4
61	38 ± 6,4	30 ± 4,8	29,6 ± 4,6	26 ± 3,0	5,6 ± 7,8	5,2 ± 3,6	3,3 ± 5,6	3,4 ± 2,8
66							2,8 ± 5,6	2,7 ± 3,6
70	53,3 ± 8,2	35 ± 3,6	25,1 ± 4,8	21,4 ± 3,2	− 1,2 ± 8,5	− 0,6 ± 3,4	− 8,0 ± 5,7	− 7,4 ± 3,7
76							− 3,5 ± 5,9	− 3,1 ± 4,1
80	42,8 ± 6,4	35 ± 4,4	24,9 ± 5,1	20 ± 3,4	− 2,5 ± 8,7	− 1,6 ± 4,1	− 12,4 ± 6,2	− 9,7 ± 4,0
85							− 18,7 ± 5,9	− 15,7 ± 4,1
90	25,8 ± 6,8	19 ± 4,4	21,3 ± 5,4	16,4 ± 3,6	− 6,1 ± 8,5	− 4,9 ± 4,6	− 37,6 ± 7,1	− 32 ± 5,9
100	8,1 ± 6,8	5,8 ± 4,9	14,9 ± 5,2	11,6 ± 3,6	9,7 ± 9,7	6,8 ± 4,2	− 51,9 ± 7,1	− 45 ± 4,9
109	7,1 ± 7,7	5,8 ± 5,6	0,0 ± 6,6	− 0,36 ± 4,1	14,5 ± 9,2	10,7 ± 5,2	− 42,7 ± 6,9	− 38 ± 5,1
119	− 24,2 ± 8,7	− 16,5 ± 6,1	− 1,3 ± 6,6	− 1,1 ± 5,1	16,4 ± 8,2	13,8 ± 5,5	− 51,1 ± 8,5	− 38 ± 5,0
128	− 31,6 ± 9,8	− 25,7 ± 7,7	− 5,1 ± 6,4	− 3,5 ± 4,7	29,9 ± 12,7	26 ± 8,4	− 26,1 ± 7,2	− 22 ± 5,6
139	− 31,6 ± 11,0	− 25,6 ± 10,6	− 21,1 ± 7,5	− 16,5 ± 5,0	1,1 ± 16,0	7,2 ± 11,0	− 6,5 ± 6,5	− 6,4 ± 5,6

5. Berechnung des Analysatorvermögens nach dem Optischen Modell und Vergleich mit dem Experiment

5.1. *Potential und Parameter*

Die Streuung wurde durch ein Optisches Potential, wie es im wesentlichen von BJORKLUND et al. [15] eingeführt wurde, beschrieben:

$$U = -V f(r) - i W g(r) + V_s \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \left\{\frac{1}{r}\frac{d}{dr} f(r)\right\} \boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{\sigma} .$$

Dabei bedeuten:

$f(r) = \dfrac{1}{1+\exp\{(r-R)/a\}}$ Saxon-Woods-Form [16] mit Rundungsparameter a,

$g(r) = 4\,b \dfrac{d}{dr} \dfrac{1}{1+\exp\{(r-R)/b\}}$,

$R = r_0 A^{1/3}$ Radius des Streukernes.

Weiter sind $(\hbar/m_\pi c)^2 = 1{,}4$ fm die π-Meson-Comptonwellenlänge, $\boldsymbol{\sigma}$ der Pauli-Spinoperator und $\boldsymbol{l}$ der in Einheiten von $\hbar$ gemessene Bahndrehimpuls. Der Faktor 4b im Absorptionsteil des Zentralpotentials bewirkt, dass $\mathrm{Max}\{g(r)\} = 1$ wird. Als Parametersatz dienten die nach ROSEN [17] gemittelten Werte[1]):

Tabelle 4

V (MeV)	W (MeV)	r_0 (fm)	a (fm)	b (fm)	V_s (MeV)
48,23	5,75	1,25	0,65	0,70	5,5

ROSEN verwendet diesen Parametersatz für den Energiebereich 0,2 MeV $< E_n <$ 24 MeV, wobei für das reelle Zentralpotential die Energieabhängigkeit $V = 49{,}3 - 0{,}33\, E_n$ gilt, sonst aber alle Parameter konstant gehalten werden.

Die vorhandenen Querschnittmessungen bei 24 MeV und 1 MeV liessen sich dadurch im allgemeinen gut wiedergeben, wenn bei letzteren die compound-elastische Streuung berücksichtigt wurde. Bei den Polarisationsmessungen im Gebiet einiger MeV dagegen zeigen sich häufig Abweichungen gegenüber den Rechnungen.

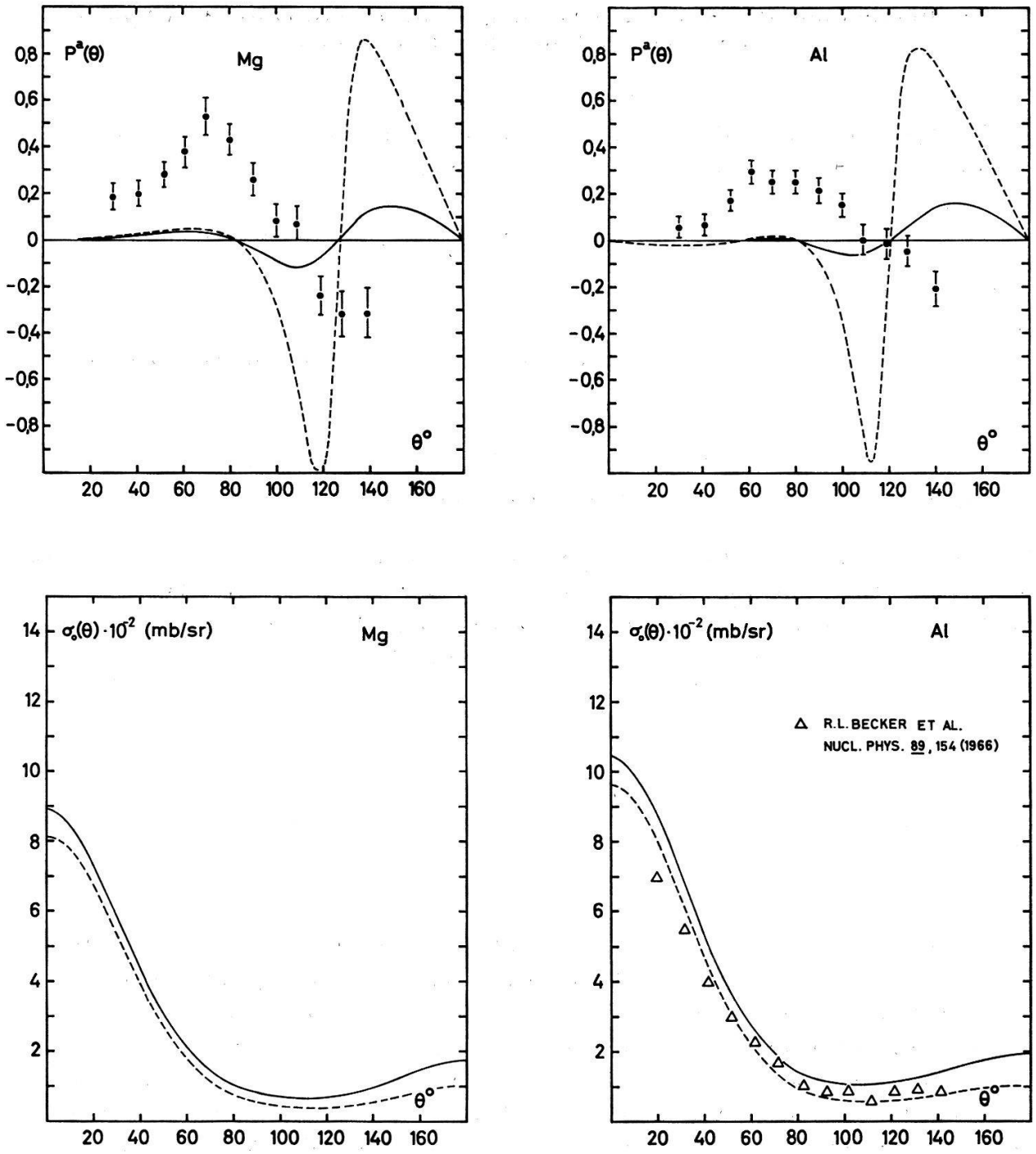
5.2. *Vergleich mit dem Experiment*

In den Figuren 4 und 5 sind das nach (4) mit dem Optischen Modell berechnete Analysatorvermögen sowie der differentielle Querschnitt für unpolarisiert einfallenden Strahl Messwerten gegenübergestellt.

Wurde die compound-elastische Streuung zu Null angenommen, so ergaben sich die gestrichelten Kurven. Die ausgezogenen Kurven entsprechen Berechnungen, bei denen die compound-elastische Streuung nach dem HAUSER-FESHBACH-Modell [18] berücksichtigt wurde. Dennoch gibt das Optische Modell bei diesen leichten Kernen

---

[1]) Wir danken Herrn Prof. LOUIS ROSEN vom Los Alamos Scientific Laboratory, der uns die Berechnungen besorgte.

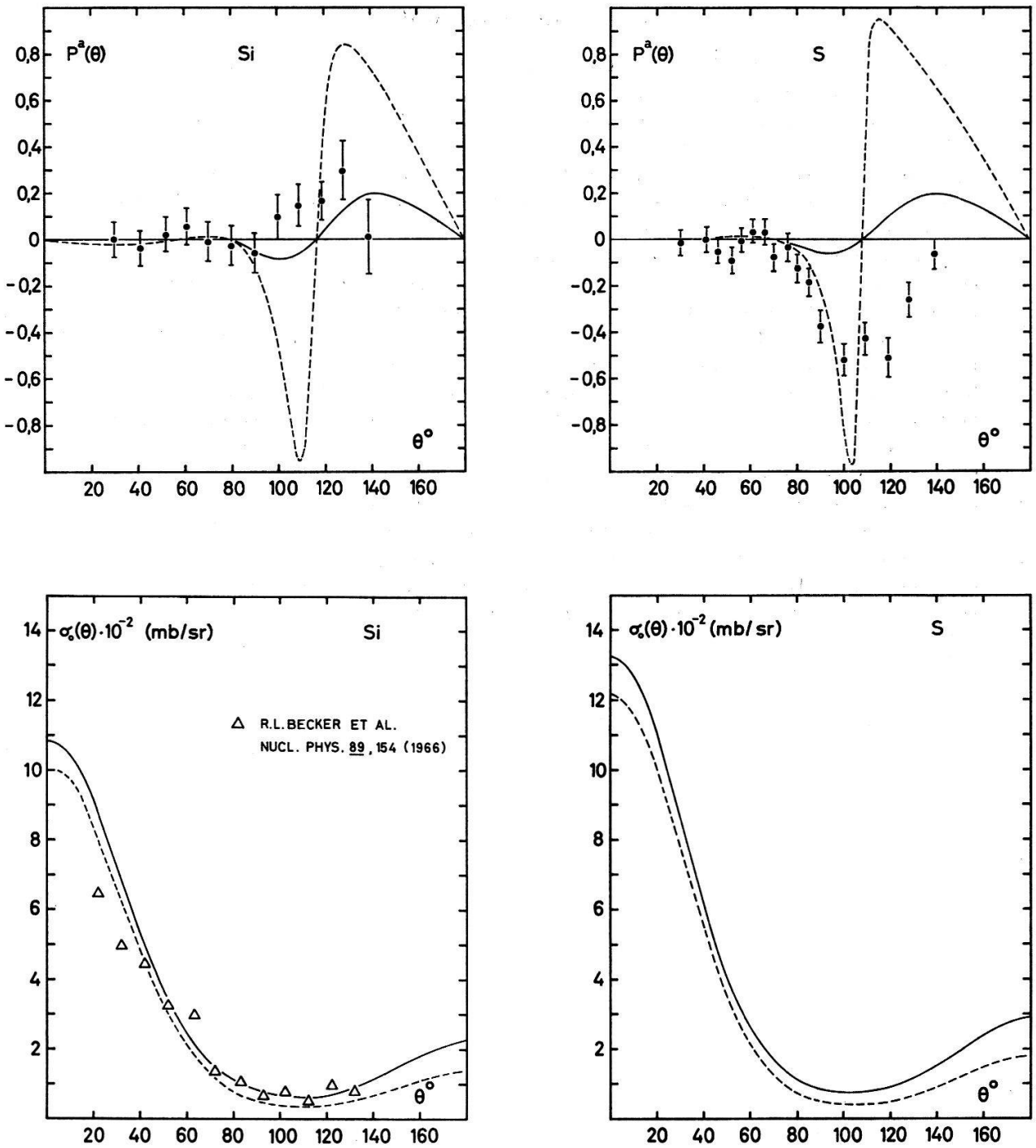


Figur 4

Analysatorvermögen und differentieller Querschnitt der Elemente Mg und Al

unsere Messungen (Tabelle 3), korr. auf Mehrfachstreuung
---- ohne compound-elastische Korrektur
—— mit compound-elastischer Korrektur

im Energiegebiet um 3 MeV die experimentellen Daten schlecht wieder. Eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment kann nur durch Abweichen von den konventionellen Parametersätzen erreicht werden. Diese abweichenden Parametersätze erscheinen uns jedoch physikalisch nicht sinnvoll, da die einzelnen Parameter dann nicht mehr stetig von Element zu Element variieren.



Figur 5

Analysatorvermögen und differentieller Querschnitt der Elemente Si und S

unsere Messungen (Tabelle 3), korr. auf Mehrfachstreuung
---- ohne compound-elastische Korrektur
——— mit compound-elastischer Korrektur

Unser herzlicher Dank gilt Herrn und Frau Dr. F. Seiler für ihre Hilfe bei Programmierungsarbeiten.

Die finanzielle Unterstützung, welche dieser Arbeit gewährt wurde, verdanken wir dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

Literaturverzeichnis

[1] L. Rosen, Proc. of the 2nd International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Karlsruhe, Experientia Suppl. *12*, 253 (1965).
[2] G. Breit und J. S. McIntosh, *Handbuch der Physik*, Bd. *61*, 1, 466 (1959).
[3] J. V. Lepore, Phys. Rev. *79*, 137 (1950).
[4] H. Faissner, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften *32*, 180 (1959).
[5] Proc. of the International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Basel, Suppl. Helv. phys. Acta VI (1961). Herausgeber: P. Huber und K. Meyer.
[6] P. Hillman, G. H. Stafford und C. Whitehead, Nuovo Cim. *4*, 67 (1956).
[7] H. Bichsel, W. Hälg, P. Huber und A. Stebler, Helv. phys. Acta *25*, 119 (1952).
[8] R. Budde und P. Huber, Helv. phys. Acta *25*, 459 (1952).
[9] Th. Stammbach, S. E. Darden, P. Huber und I. Sicg, Helv. phys. Acta *40*, 915 (1967).
[10] R. Wagner und P. Huber, Helv. phys. Acta *31*, 89 (1958).
[11] R. Gleyvod, J. Durisch, P. Huber und E. Baumgartner, Helv. phys. Acta *36*, 287 (1963).
[12] D. Ellgehausen, E. Baumgartner, R. Gleyvod, P. Huber, A. Stricker und K. Wiedemann, Helv. phys. Acta *42*, 269 (1969).
[13] W. F. Hornyak, Rev. Sci. Instr. *23*, 264 (1952).
[14] P. M. Endt und C. van der Leun, Nucl. Phys. *34*, 1 (1962).
[15] F. Bjorklund und S. Fernbach, Phys. Rev. *109*, 1295 (1958).
[16] R. W. Woods und D. S. Saxon, Phys. Rev. *95*, 577 (1954).
[17] L. Rosen, J. G. Beery und A. S. Goldhaber, Ann. Phys. *34*, 96 (1965).
[18] W. Hauser und H. Feshbach, Phys. Rev. *89*, 154 (1966).