

# Berechnung des Polarisationsvermögens von Zirkon für 3,4-MeV-Neutronen

Autor(en): **Bühler, F.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **37 (1964)**

Heft III

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113480>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Berechnung des Polarisationsvermögens von Zirkon für 3,4-MeV-Neutronen

von **F. Bühler**

Institut für Hochtemperaturforschung der Technischen Hochschule Stuttgart

(24. XI. 63)

### 1. Einleitung

J. DURISCH, R. GLEYVOD, P. HUBER und E. BAUMGARTNER<sup>1)</sup> haben das Polarisationsvermögen von Zirkon für 3,4-MeV-Neutronen gemessen. Wie die Autoren in ihrem Artikel bemerken, wäre es wünschenswert, eine Berechnung dieses Polarisationsvermögens durchzuführen, um einen Vergleich mit ihrem Experiment anstellen zu können. Im folgenden soll über eine solche Rechnung berichtet werden.

### 2. Theoretische Grundlagen

Die Berechnung wurde mit dem Optischen Kernmodell durchgeführt. In der Einteilchen-Schrödinger-Gleichung wurde das folgende lokale Potential benutzt:

$$V = \frac{-V_0}{1 + e^{r-R_0/a}} - i W_0 e^{-(r-R_0/b)^2} + (\gamma_0 + i \gamma_1) \left( \frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{1 + e^{r-R_0/a}} (\vec{\sigma} \cdot \vec{l}).$$

Dieses Potential unterscheidet sich vom Potential, das von BJORKLUND und FERNBACH<sup>2)</sup> angegeben wurde, nur durch den Imaginärteil in der Spin-Bahn-Kopplung und durch das entgegengesetzte Vorzeichen der Spin-Bahn-Kopplung\*).

Die Polarisation, welche ein unpolarisierter Einfallstrahl bei der Streuung an einem spinlosen Kern erfährt, ist gegeben durch

$$\vec{P} = \frac{\text{Sp}(\varrho M^+ \vec{\sigma} M)}{\text{Sp}(\varrho M^+ M)}.$$

Hierbei hat die Dichte-Matrix  $\varrho$  folgende Form:

$$\varrho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

---

\*) BJORKLUND und FERNBACH haben in ihrer Arbeit das falsche Vorzeichen für die Spin-Bahn-Kopplung benutzt, wie durch Vergleich theoretischer Polarisationsrechnungen mit Experimenten eindeutig nachzuweisen ist.

Der differentielle elastische Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{Sp}(\rho M^+ M).$$

Mit der Bezeichnungsweise von LEPORE<sup>3)</sup> für die skalaren Funktionen  $A$  und  $B$  schreibt sich  $M$  als die Diagonalmatrix

$$M = \begin{pmatrix} A + B & 0 \\ 0 & A - B \end{pmatrix}.$$

Differentieller elastischer Wirkungsquerschnitt und Polarisation nehmen mit den Elementen dieser Matrix die Form an:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \cdot A^* + B \cdot B^*,$$

$$\vec{P} = \frac{A^* B + B^* A}{A \cdot A^* + B \cdot B^*} \vec{n}.$$

$d\sigma/d\Omega$  und  $\vec{P}$  sind Funktionen des Streuwinkels  $\vartheta$  im Schwerpunktsystem.

$\vec{n}$  ist der Einheitsnormalenvektor der Streuebene, der aus dem Wellenvektor  $\vec{k}_e$  des einfallenden Strahls und dem Wellenvektor  $\vec{k}_a$  des auslaufenden Strahls in folgender Weise gebildet wird:

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_e \times \vec{k}_a}{|\vec{k}_e \times \vec{k}_a|}.$$

$\vec{n}$  werde parallel zur  $z$ -Achse orientiert. Hierdurch reduziert sich  $\vec{P}$  auf  $\sigma_z$ .

### 3. Ergebnisse der Rechnung

Die Parameter des Potentials wurden so angepasst, dass der theoretische totale Querschnitt und der theoretische differentielle elastische Wirkungsquerschnitt mit den experimentell gefundenen Querschnitten übereinstimmt.

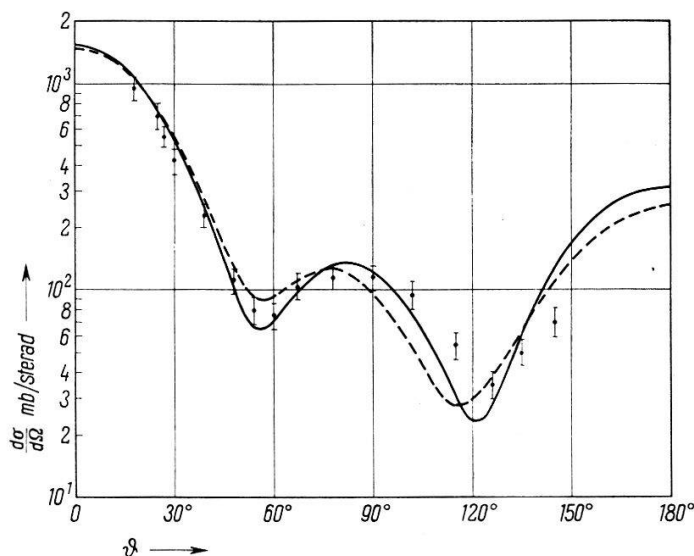


Fig. 1

Experimenteller und theoretischer differentielles Wirkungsquerschnitt für 3,4-MeV-Neutronen gestreut an Zr. — — mit reeller Spin-Bahn-Kopplung; — mit komplexer Spin-Bahn-Kopplung

In Fig. 1 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte dargestellt. Verglichen wurde mit Messwerten, die einem Bericht von R. J. HOWERTON<sup>4)</sup> entnommen wurden. Diese Messwerte sind für eine Neutronenenergie von  $3,66 \pm 0,4$  MeV angegeben.

Für die beiden theoretischen Kurven der Fig. 1 wurden folgende Parametersätze benutzt:

	gestrichelte Kurve	ausgezogene Kurve
$R_0$	$1,25 \cdot A^{1/3}$ fermi	$1,25 \cdot A^{1/3}$ fermi
$V_0$	49,9 MeV	49,9 MeV
$W_0$	5 MeV	5 MeV
$a$	0,73 fermi	0,65 fermi
$b$	0,98 fermi	0,98 fermi
$\gamma_0$	10,2 MeV	9,7 MeV
$\gamma_1$	0 MeV	2,91 MeV

Das Polarisationsvermögen  $P = |\vec{P}|$ , das zu diesen Kurven gehört, ist in Fig. 2 und 3 aufgezeichnet und den Messwerten<sup>1)</sup> gegenübergestellt.

Fig. 2 gibt das Polarisationsvermögen wieder, das aus dem ersten Parametersatz berechnet wurde. Wie man sieht, weichen zwischen  $\vartheta = 100^\circ$  und  $\vartheta = 120^\circ$  sowohl differentieller Wirkungsquerschnitt als auch Polarisationsvermögen vom Experiment ab\*).

In Fig. 3 ist das Polarisationsvermögen dargestellt, das mit dem zweiten Parametersatz gewonnen wurde. Hier wurde eine komplexe Spin-Bahn-Kopplung verwendet. Mit diesem Potentialansatz lässt sich eine bessere Übereinstimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Polarisation mit dem Experiment

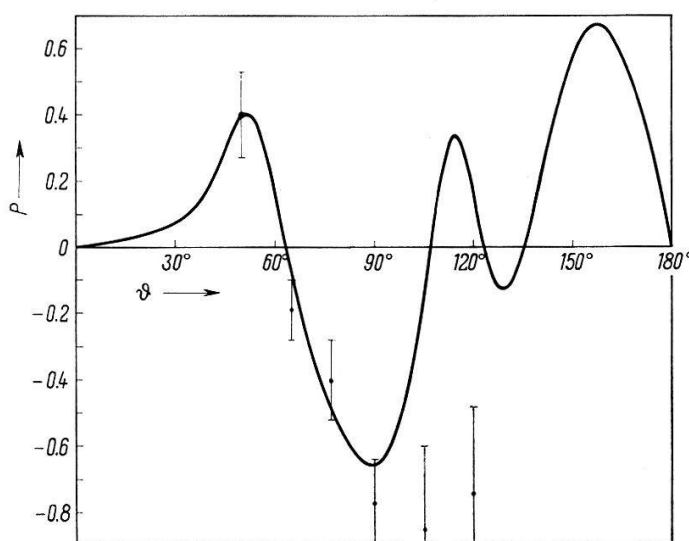


Fig. 2

Polarisationsvermögen elastisch gestreuter 3,4-MeV-Neutronen an Zr.  $\gamma_0 = 10,2$  MeV,  $\gamma_1 = 0$  MeV

\*) Die experimentellen Werte, die von M. McCORMAC<sup>5)</sup> gefunden wurden, lassen sich sicherlich nicht durch Rechnungen mit dem Optischen Kernmodell wiedergeben.

erzielen. Hierbei erhält man nun für kleine Streuwinkel  $\vartheta$  ein negatives Polarisationsvermögen. Es wäre wünschenswert, in diesem Winkelbereich experimentelle Ergebnisse zur Verfügung zu haben, um über den Wert einer komplexen Spin-Bahn-Kopplung Aussagen machen zu können.

Herrn Dr. D. EMENDÖRFER danke ich für fruchtbare Diskussionen.

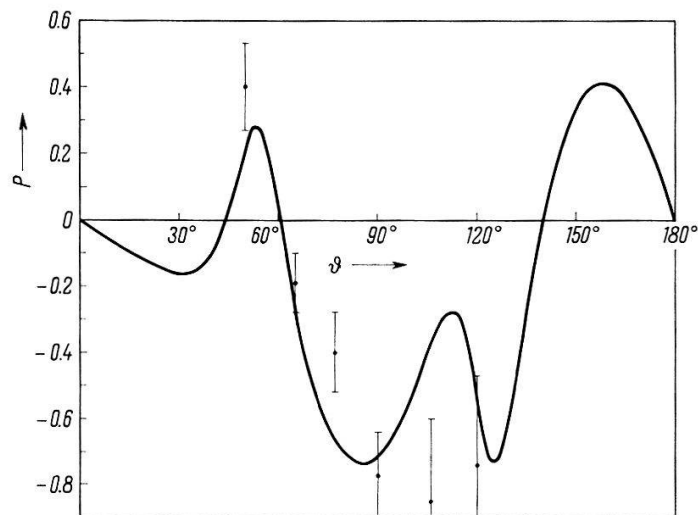


Fig. 3

Polarisationsvermögen elastisch gestreuter 3,4-MeV-Neutronen an Zr.  
 $\gamma_0 = 9,7 \text{ MeV}$ ;  $\gamma_1 = 2,91 \text{ MeV}$

### Literaturverzeichnis

- 1) J. DURISCH, R. GLEYVOD, P. HUBER und E. BAUMGARTNER, *Helv. Phys. Acta* **36**, 269 (1963).
- 2) F. BJORKLUND and S. FERNBACH, *Phys. Rev.* **109**, 1295 (1958).
- 3) J. P. LEPORE, *Phys. Rev.* **79**, 137 (1950).
- 4) R. J. HOWERTON, *Tabulated Differential Neutron Cross Sections*, UCRL-5573 (1961).
- 5) M. McCORMAC, M. F. STEUER, C. D. BOND and F. L. HEREFORD, *Phys. Rev.* **108**, 116 (1957).