Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 29 (1956)

Heft: V-VI

Artikel: Winkelverteilung und Polarisation gestreuter Neutronen von 3,3 MeV an Kupfer, Tantal, Blei und Wismut

Autor: Remund, Adolf Ernst

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112714

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

Winkelverteilung und Polarisation gestreuter Neutronen von 3,3 MeV an Kupfer, Tantal, Blei und Wismut

von **Adolf Ernst Remund.**

(13. VIII. 1956.)

Summary. The differential cross sections and the azimuthal asymmetries (polarization-effects) for elastic scattering of 3,3 MeV neutrons by Cu, Ta, Pb and Bi were measured at intervals of 15° from 30° to 150°. The angular distributions of neutrons scattered by neighboring elements with appreciably different atomic weight show marked differences. The experimental results are compared with theoretical cross sections calculated using the complex square-well potential of FESHBACH, PORTER and WEISSKOPF.

The differential polarization as a function of angle is calculated with an additional spin-orbit-coupling-term $V = -\{V_0 + \mathrm{i.}\,\mathrm{W} + V' \cdot (\vec{s}, \vec{l})\}$. Left-right scattering asymmetries were measured for the same 4 elements, ranging in atomic weight from copper to bismuth. From these asymmetries the magnitudes of the polarization were determined. The variation of polarization with atomic number appears similar to the calculated values.

1. Einleitung.

Das Streuen von Elementarteilchen an Kernen ist die klassische Methode, um Informationen über Kernkräfte und Kernstrukturen zu erhalten. Es können Protonen, Deuteronen, Alphateilchen, Elektronen, Mesonen oder Neutronen verwendet werden. Neutronen sind für solche Streuexperimente besonders geeignet, da sie keine Ladung tragen. Das Fehlen der Coulomb-Abstossung erlaubt ihnen, auch bei niedriger Energie in den Kern selbst schwerer Atome einzudringen. Nachteilig wirkt sich aus, dass die Energie ungeladener Teilchen weder elektrisch noch magnetisch gemessen werden kann. Da Neutronen sehr durchdringend sind, ist es auch schwierig, sie genügend gut abzuschirmen.

Experimentell können mit den Neutronen totale Wirkungsquerschnitte, differentielle Wirkungsquerschnitte (Winkelverteilungen), elastische, inelastische und Reaktions-Wirkungsquerschnitte sowie Polarisationseffekte gemessen werden. Diese verschiedenen Messungen geben uns Informationen, die nicht nur von bedeutendem Interesse, sondern von grosser Wichtigkeit für die Reaktortheorie sind.

Für die theoretische Behandlung der Wechselwirkung Kern–Neutron wird angenommen, dass sich durch Vereinigung des in den Kern eindringenden Neutrons mit dem Kern ein „Zwischenkern" (Compoundkern) bildet[1]). Dieser zerfällt wieder, indem ein Neutron der ursprünglichen Energie (elastische Streuung) oder ein solches kleinerer Energie (inelastische Streuung) emittiert wird. Es kann aber auch ein geladenes Teilchen emittiert werden oder der Kern geht durch Emission eines γ-Strahls in den Grundzustand über. Auf Grund der Zwischenkern-Hypothese kann also die ganze Reaktion in etwas starker Vereinfachung in zwei voneinander getrennte, unabhängige Schritte zerlegt werden: die Bildung des Zwischenkerns und den daran anschliessenden Zerfall desselben.

Feshbach, Peaslee und Weisskopf[2]) haben die Streu- und Reaktionsquerschnitte für schnelle Neutronen in Funktion der Neutronenenergie unter Zugrundelegung dieser Vorstellung berechnet. Die Ergebnisse hängen nur von zwei Parametern ab, dem Kernradius und der Wellenlänge des Neutrons im Kern. Diese Theorie wird „Kontinuums-Theorie" genannt. Experimentelle Ergebnisse zeigten jedoch bald, dass die vorausgesagte monotone Abnahme des totalen Wirkungsquerschnittes mit zunehmender Neutronenenergie nicht der Wirklichkeit entspricht. Die über die Resonanzen gemittelten totalen Wirkungsquerschnitte zeigen nämlich breite Maxima und Minima[3]).

Um die Diskrepanzen zum Verschwinden zu bringen, haben Feshbach, Porter und Weisskopf[4])[5]) einen von der „Kontinuums-Theorie" vollständig verschiedenen Ansatz versucht, welchen sie als „optisches Modell" (cloudy crystal ball model) bezeichnen. Der Kern entspricht in diesem Modell einer die einfallende Neutronenwelle stark streuenden und schwach absorbierenden Kugel. Eine solche Kugel entspricht einem komplexen Ansatz für das Potential.

Anschaulich lässt sich die Bewegung des Neutrons im Kern folgendermassen beschreiben: das einfallende Teilchen kann einerseits in den Kern ohne Bildung eines Zwischenkerns eindringen und sich in diesem frei bewegen, ohne den Zustand des Kernes zu ändern, also ohne Energie oder Impuls auszutauschen. Ein solches Teilchen wird den Kern mit der Einfallsenergie wieder verlassen. Anderseits hat das Teilchen eine gewisse Wahrscheinlichkeit einen Zwischenkern zu bilden und mit den Nukleonen Energie und Impuls auszutauschen. Ein solches Teilchen kann Anlass zur Emission eines andern Teilchens geben, es kann aber auch selbst mit gleicher (compound-elastische Streuung) oder einer kleineren Energie reemittiert werden. Mathematisch werden diese Prozesse durch den Imaginärteil des komplexen Potentiales summarisch erfasst.

Analytisch wird dieses Kernpotential in der Form gegeben:

$$\begin{aligned} V(r) &= -V_0(1 + i\xi) \qquad & r < R \\ V(r) &= \quad 0 & r > R \end{aligned} \tag{1.1}$$

wobei R den Kernradius bedeutet.

Die Lösung des Streuproblems folgt aus der mit diesem komplexen Potential angesetzten Schrödingergleichung und den Randbedingungen (scharfer Radius). Diese Theorie kann die Resonanzstruktur der totalen Wirkungsquerschnitte natürlich nicht wiedergeben, da diese ja von der speziellen Kernstruktur abhängen und durch einen solchen summarischen Potentialansatz nicht erfasst werden können. Wie in der „Kontinuums-Theorie" kann auch für die Theorie des „optischen Modells" gezeigt werden, dass ihre Resultate den über viele Resonanzen gemittelten Wirkungsquerschnitten entsprechen. Für mittlere und schwere Kerne lassen sich Experiment und Theorie direkt vergleichen, da bei ihnen die Abstände der angeregten Niveaux klein sind (einige eV) und der Energiebereich schneller Neutronen (einige keV) deshalb immer mehrere Niveaux umfasst.

Der Erfolg der Theorie in bezug auf die totalen Wirkungsquerschnitte liess es interessant erscheinen, die experimentell gefundenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ebenfalls mit den rechnerisch ermittelten Werten zu vergleichen. Die Winkelverteilung elastisch gestreuter Neutronen ist also von besonderem Interesse.

Der Unterschied zwischen den beiden betrachteten Modellen ist für die differentiellen Wirkungsquerschnitte viel auffälliger. Die Winkelverteilungen, die aus dem „optischen Modell" folgen, sind von den auf Grund der „Kontinuums-Theorie" berechneten vollständig verschieden.

Die theoretische Verteilung der ohne Energieverlust gestreuten Neutronen kann nicht exakt berechnet werden, da die Theorie den Anteil der „verzögerten", d. h. nach Bildung des Zwischenkerns emittierten, elastisch gestreuten Neutronen nicht kennt. Diese „compound-elastische Streuung" hat eine von der durch Brechung der Neutronenwelle am Kern-Potential erzeugten „form-elastischen Streuung" gänzlich verschiedene Winkelverteilung. Die durch das Experiment erfasste elastische Streuung ist daher zusammengesetzt aus einem bekannten Anteil „form-elastischer Streuung" und einem unbekannten Teil „compound-elastischer Streuung". Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Zwischenkerns ist theoretisch gegeben als Summe der Wirkungsquerschnitte für „compound-elastische Streuung" und für Reaktionen (hauptsächlich inelastische Streuung).

*

Im Gebiet der mittleren Neutronenenergien von einigen MeV ist die Kenntnis des inelastischen Streuquerschnittes für die vollständige Beschreibung der Streuung notwendig. Aber auch in Fällen, deren inelastische Streuquerschnitte noch unbekannt sind, können die Experimente doch schon Aussagen über die Güte des Modelles erlauben, da die Form der Winkelverteilung hauptsächlich durch den „form-elastischen" Streuanteil bestimmt wird.

Um nun noch die Polarisation gestreuter Neutronen theoretisch zu erfassen, muss als weitere Verfeinerung des komplexen Potentials ein zusätzlicher Spin-Bahn-Kopplungsterm eingeführt werden. Entsprechend der Grundannahme des „optischen Modells" wird keine Wechselwirkung zwischen dem Spin des einfallenden Neutrons und den Spins der Kern-Nukleonen vorausgesetzt. Die einzige spinabhängige Energie ist die Spin-Bahn-Kopplung des einfallenden Neutrons. Somit wird auch ein anderer Effekt vernachlässigt: ein Spin-Bahn-Kopplungsterm, hervorgerufen durch die Bewegung des magnetischen Momentes des Neutrons im Coulombfeld des Atoms. SCHWINGER[6]) zeigt, dass ein solcher Einfluss nur in der Vorwärtsrichtung Bedeutung hat, was für unsere Kerne und Energien auf Winkel $\beta < 15^0$ führt. Da unsere Messungen in Vorwärtsrichtung nur bis $\beta > 30^0$ gehen, braucht dieser Effekt nicht berücksichtigt zu werden. Es schien wünschenswert, die Grösse der Spin-Bahn-Kopplung näher zu untersuchen, da diese nicht nur die Kern-Bindungskräfte, sondern auch die normale Streuung beeinflusst. Die Spin-Bahn-Kopplung wirkt sowohl auf die Winkelverteilung als auch auf die totalen Wirkungsquerschnitte gestreuter Neutronen ein. Es ist allerdings nicht empfehlenswert, die Spin-Bahn-Kopplungskräfte aus den geringen Abweichungen der Streukurven bestimmen zu wollen. Dazu eignen sich die Resultate der Neutronenpolarisation viel besser. Aus der Grösse des Polarisationsgrades und deren Variation mit dem Atomgewicht des Streukörpers lassen sich wichtige Schlüsse auf die Stärke der Spin-Bahn-Kopplungskräfte ziehen.

2. Theorie.

2.1. Das „optische Modell" der Kerne.

In neuester Zeit versucht man, wie schon in der Einleitung erwähnt, die auftretenden Maxima und Minima in den totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten durch Einführen eines komplexen Potentials zu erklären. Der Name „optisches Modell" deutet auf die Analogie zwischen dem komplexen optischen Brechungsindex für Strahlung und dem komplexen Potential für Partikel hin[4]).

a) Physikalische Bedeutung.

Das komplexe Potential beschreibt gemäss der oben angegebenen Analogie eine Absorption. Diese ergibt sich aber auch beim Formulieren der Kontinuitätsgleichung für die Wellenfunktion:

$$\frac{d\varrho}{dt} + \operatorname{div} \vec{j} = -\frac{2\,\varrho W}{\hbar} \tag{2.1}$$

mit $\varrho = \Psi \cdot \Psi^*$ Teilchendichte

$\vec{j} = \hbar/2\,i m \cdot (\Psi^* \operatorname{grad} \Psi - \Psi \operatorname{grad} \Psi^*)$ Teilchenstrom

W = Imaginärteil des komplexen Potentials

$N_a = \int 2\,\varrho/\hbar \cdot W\,dV.$

N_a ist der Anteil der absorbierten Nukleonen im Kern und ist im besonderen eine Funktion des Imaginärteiles des Potentials. Diese Absorption ersetzt die Bildung des Zwischenkerns im Kontinuums-Modell.

Es wird aber nicht die Gesamtwelle, die in den Kern eintritt, absorbiert, sondern nur ein Teil derselben. Der Rest der Welle durchdringt den Kern ohne Energieverlust. Die Maxima und Minima im totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt lassen sich nun durch die selektive Absorption der Bahndrall-Eigenfunktionen erklären.

b) Wahl des komplexen Potentials.

Dieses soll durch möglichst wenige Parameter beschrieben werden, die entweder an experimentelle Daten angeglichen oder durch theoretische Überlegungen erhalten werden können. Wird für den Realteil und den Imaginärteil ein Kastenpotential gewählt, so wird das komplexe Potential durch drei Parameter beschrieben:

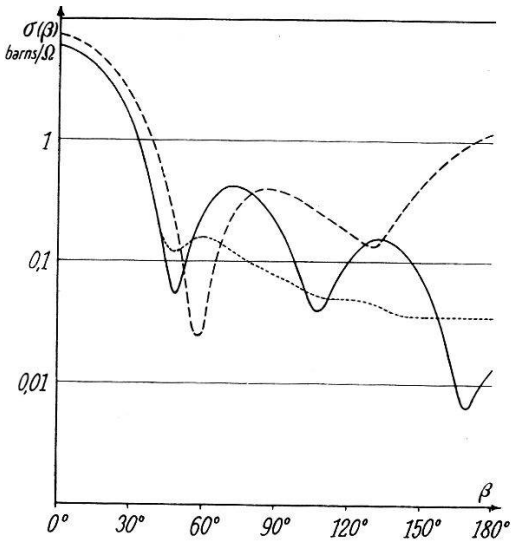
Potentialtopftiefe	V_0
Imaginärteil	W
Kernradius	R

$$V(r) = -V_0 \cdot (1 + i\,\xi) = -(V_0 + i\,W)\,. \tag{2.2}$$

1. Potentialtopftiefe V_0.

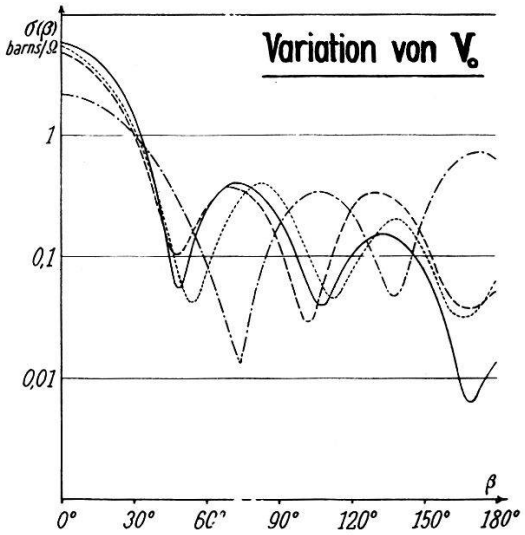
Das Fermigasmodell der Kerne zeigt, dass für Kerne mit $A > 50$ die Potentialtopftiefe $V = 35$ MeV von A unabhängig ist. Auch das Schalenmodell weist für schwere Kerne keine starke Abhängigkeit von A auf. Weisskopf et al.[2]) haben in ihrer ersten Arbeit für V_0 den Wert 19 MeV angenommen. Adair[7]) zeigt, dass eine Potentialtopftiefe von 42 MeV günstiger sein muss. Wir haben die theoretischen Kurven für 19 MeV und 42 MeV gerechnet (Fig. 2.1). Um ausserdem das Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnittes

bei einer Variation von V_0 (bei konstantem W und R) kennenzulernen, wurden noch die Winkelverteilungskurven für $V_0 = 37$ MeV und $V_0 = 47$ MeV berechnet (Fig. 2.2). Für wachsendes V_0 verschieben sich die Maxima und Minima von $\sigma(\beta)$ gegen kleinere Streuwinkel. Auch wir können zeigen, dass für unsere 3,3 MeV Neutronen die Potentialtopftiefe von 42 MeV der geeignetste Wert ist.



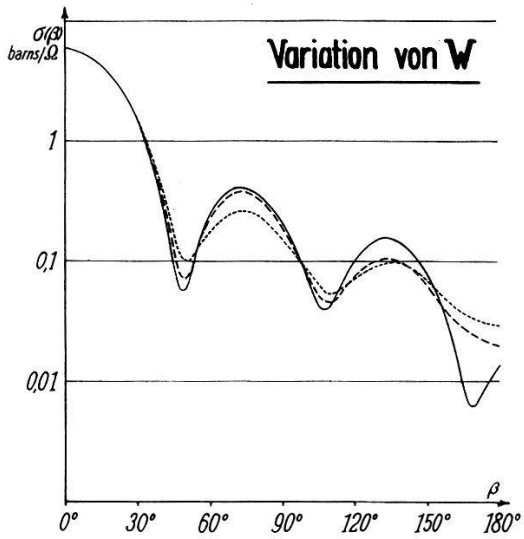
- - - $V = -(19 + i \cdot 0{,}95)$ MeV
—— $V = -(42 + i \cdot 1{,}2\ )$ MeV
.... Kontinuum-Modell

Fig. 2.1.
Vergleich der Winkelverteilungskurven für Pb mit verschiedenen Potential-Ansätzen.



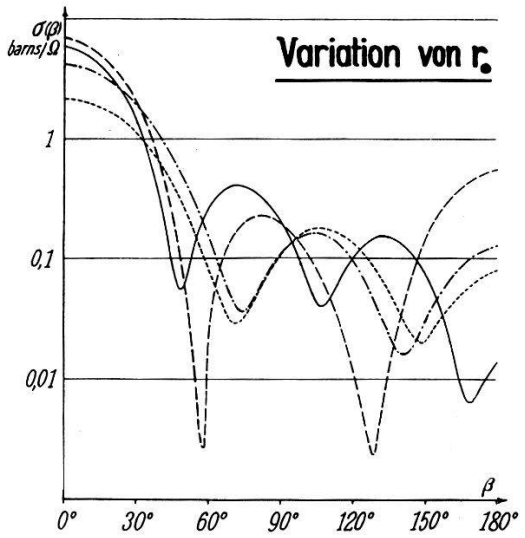
·–·–· 37 MeV —— 42 MeV
.... 44 MeV - - - 47 MeV

Fig. 2.2.
Einfluss verschiedener Potentialtopftiefen V_0.



—— 1,2 MeV - - - 2 MeV
..... 4 MeV

Fig. 2.3.
Einfluss verschieden grosser Imaginärteile W des Potentials.



—— $1{,}26 \cdot 10^{-13}$ cm - - - $1{,}29 \cdot 10^{-13}$ cm
–·– $1{,}32 \cdot 10^{-13}$ cm .... $1{,}45 \cdot 10^{-13}$ cm

Fig. 2.4.
Einfluss verschiedener Kernradien r_0.

2. Imaginärteil W.

Die Bestimmung von W ist bedeutend schwieriger, da theoretische Grundlagen dazu völlig fehlen. In Wirklichkeit ist W eine komplizierte Funktion der Neutronenenergie E_n und der inneren Eigenschaften der Kerne. W müsste als Funktion von E_n bei jedem virtuellen Energiezustand des Zwischenkernes resonanzartig anwachsen, ausserdem mit wachsender Energie stetig zunehmen, wie dies alle Reaktionswirkungsquerschnitte tun. Um dem Schalenmodellcharakter der Kerne zu entsprechen, hätte dagegen W bei allen magischen Kernen wieder kleiner zu werden. Wir nehmen für W weder Energie- noch Atomgewichts-Abhängigkeit an, sind uns dabei aber bewusst, dass damit eventuell auftretende Resonanzen nur im Mittel beschrieben werden. Diese Voraussetzung für W ist für den Energiebereich, in dem die experimentellen Wirkungsquerschnitte keine Resonanzstruktur mehr aufweisen, genügend gut erfüllt.

Auch für W wurde der Wert, der normalerweise mit 1,2 MeV (entsprechend $\xi = 0{,}03$) gewählt war, variiert und die entsprechenden Winkelverteilungskurven für $W = 2$ MeV ($\xi = 0{,}05$) und $W = 4$ MeV ($\xi = 0{,}1$) bei festen V und R berechnet (Fig. 2.3).

3. Kernradius R.

Die Grösse von R kann man auf verschiedene Arten bestimmen. Eine moderne und genaue Methode ist die Bestimmung der Ladungsverteilung innerhalb des Kernes mit hochenergetischen Elektronen. Diese ergibt eine Reichweite für die Ladungsdichte von $r_0 = 1{,}2 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm. Daraus folgt auf Grund des Schalenmodells für die Reichweite des Potentials $R = 1{,}5 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm, da die Zentrifugalbarriere $l(l+1)/r^2$ ein Zusammendrücken der Nukleonen zur Folge hat. Dieser Wert für R ist auch in Übereinstimmung mit den aus dem Alpha-Zerfall gefundenen Daten. Für die Berechnungen wurde hier der Wert

$$R = 1{,}45 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

verwendet. Der Einfluss der Variation von R ist in Fig. 2.4 dargestellt.

c) Berechnung des Wirkungsquerschnittes.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Neutronen an einem Kern ist gegeben durch die Formel

$$\sigma(\beta) = \frac{1}{k^2} \left| \sum_l (2\,l+1) \cdot e^{i\delta_l} \cdot \sin \delta_l \cdot P_l(\cos \beta) \right|^2. \tag{2.3}$$

Durch Integration über den gesamten Raumwinkel erhält man den totalen elastischen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\text{el.}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2\,l+1) \cdot |\, e^{2\,i\,\delta_l} - 1\,|^2. \tag{2.4}$$

Im Falle eines Potentialtopfes lassen sich die Phasen direkt aus der Randbedingung bei $r = R$ für die Lösungen von $r < R$ und $r > R$ bestimmen. Bedeuten

$$x^2 = (k \cdot R)^2 = \frac{2\,m}{\hbar^2} \cdot E \cdot R^2 \tag{2.5}$$

$$y^2 = (K \cdot R)^2 = \frac{2\,m}{\hbar^2} \cdot (E + V_0 + iW) \cdot R^2 \tag{2.6}$$

so gilt für die Phase δ_l:

$$\operatorname{tg} \delta_l = (-1)^l \cdot \frac{c_l}{d_l} \tag{2.7}$$

$$\text{wo } c_l = x \cdot j_{l-\frac{1}{2}}(x) \cdot j_{l+\frac{1}{2}}(y) - y \cdot j_{l-\frac{1}{2}}(y) \cdot j_{l+\frac{1}{2}}(x)$$

$$d_l = x \cdot n_{l-\frac{1}{2}}(x) \cdot j_{l+\frac{1}{2}}(y) - y \cdot j_{l-\frac{1}{2}}(y) \cdot n_{l+\frac{1}{2}}(x)$$

Aus tg δ_l folgen sofort die gesuchten Grössen:

$$e^{i\,\delta_l} \cdot \sin \delta_l = \frac{\operatorname{tg} \delta_l}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta_l} \cdot (1 + i \cdot \operatorname{tg} \delta_l) \tag{2.8}$$

$$e^{2\,i\,\delta_l} = \frac{e^{i\,\delta_l} \cdot \sin \delta_l}{\operatorname{tg} \delta_l} + i \cdot e^{i\,\delta_l} \cdot \sin \delta_l\,. \tag{2.9}$$

Diese beiden Ausdrücke lassen sich direkt in die Formeln (2.3) und (2.4) für die Wirkungsquerschnitte einsetzen. Hier ist die „compound-elastische Streuung" noch nicht berücksichtigt, es handelt sich also nur um den „form-elastischen" Wirkungsquerschnitt σ_{fel}. (Fig. 2.5 bis Fig. 2.11).

d) Die „compound-elastische Streuung".

Der durch den Imaginärteil beschriebene Zwischenkern kann nun, sofern er hoch genug angeregt ist, in sehr viele Endzustände zerfallen, unter denen auch die „compound-elastische Streuung" zu finden ist. Diese Art von Zerfall ist um so unwahrscheinlicher, je höher der Kern angeregt wird.

Magische Kerne zeigen in dem bei unseren Messungen verwendeten Energiebereich noch nicht sehr viele angeregte Zustände, da sich Kerne mit abgeschlossenen Schalen nicht leicht anregen lassen.

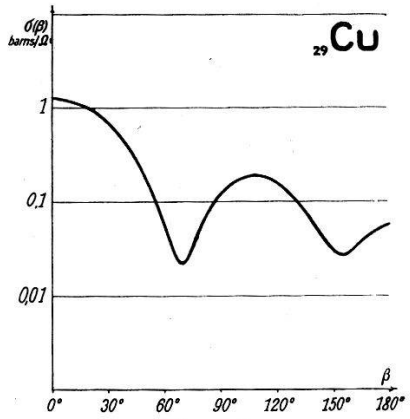


Fig. 2.5.

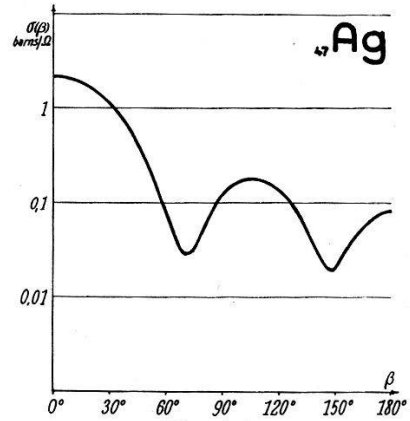


Fig. 2.6.

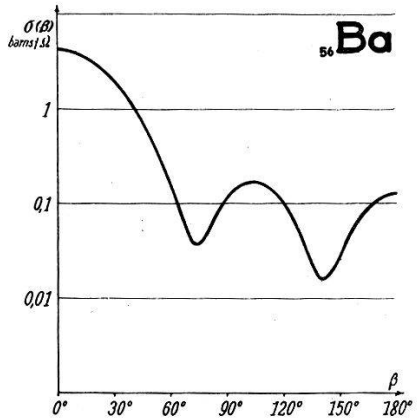


Fig. 2.7.

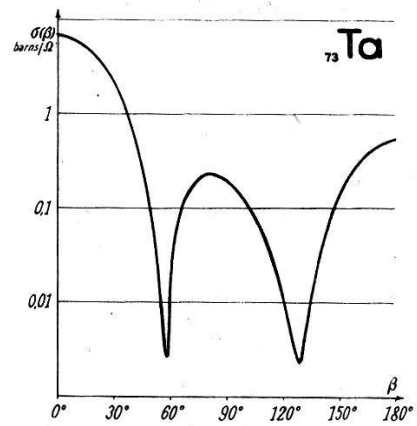


Fig. 2.8.

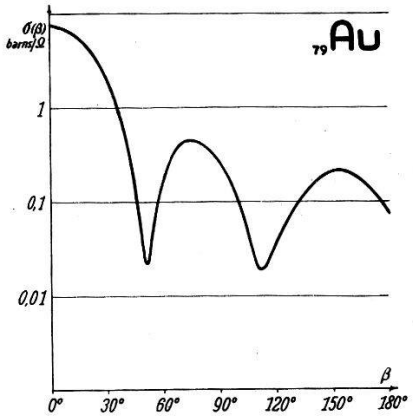


Fig. 2.9.

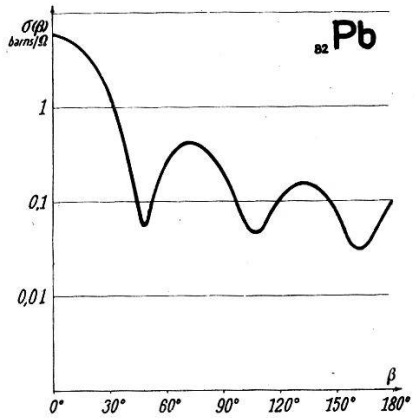


Fig. 2.10.

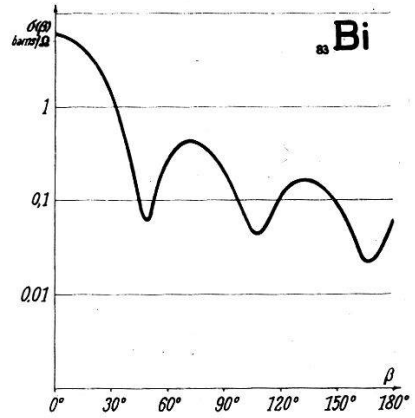


Fig. 2.11.

Fig. 2.5. Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Cu.

Fig. 2.6. Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Ag.

Fig. 2.7. Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Ba.

Fig. 2.8. Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Ta.

Fig. 2.9. Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Au.

Fig. 2.10. Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Pb.

Fig. 2.11. Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Bi.

Bei solchen Kernen ist die „compound-elastische" Streuung schon merkbar. Bedeuten:

σ_{cel}: Wirkungsquerschnitt für „compound-elastische Streuung"
σ_{fel}: Wirkungsquerschnitt für „form-elastische Streuung"
σ_c : Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines Zwischenkernes
σ_r : Wirkungsquerschnitt für alle Reaktionen ausser elastischer Streuung

Dann gilt

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_r = \sigma_{\text{fel}} + \sigma_c \tag{2.10}$$

$$\sigma_{\text{el}} = \sigma_{\text{fel}} + \sigma_{\text{cel}} \tag{2.11}$$

$$\sigma_c = \sigma_r + \sigma_{\text{cel}} \tag{2.12}$$

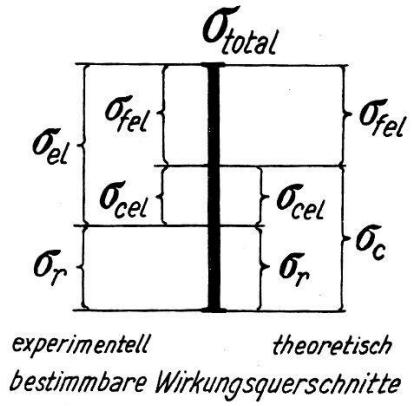


Fig. 2.12.
Die Zerlegung des totalen Wirkungsquerschnittes in experimentell oder theoretisch bestimmbare Teil-Wirkungsquerschnitte.

σ_{el} bestimmt man experimentell, σ_{fel} und σ_c lassen sich direkt aus dem Kernmodell berechnen. σ_{cel} ist also gesondert zu bestimmen um die Theorie mit dem Experiment vergleichen zu können. Dies ist im wesentlichen auf zwei Arten möglich:

a) durch vorgegebene zusätzliche Modellannahmen ist σ_{cel} theoretisch bestimmbar;

b) mit dem berechneten Wert von σ_c und den experimentell bekannten Werten für σ_r lässt sich als Differenz $\sigma_{\text{cel}} = \sigma_c - \sigma_r$ bestimmen.

σ_{cel} kann mit der Zwischenkern-Hypothese berechnet werden, wobei man $\sigma_{\text{cel}} = \sigma_c \cdot w(n)$ und die Wahrscheinlichkeit $w(n)$ für elastische Emission aus dem „Kontinuums-Modell" errechnet. Snowdon und Whitehead[8]) bestimmen σ_{cel}, indem sie das Phasenglied $e^{2i\delta_l}$ periodisch energieabhängig machen, so dass es für einen virtuellen Zustand jeweils resonanzartig ansteigt. Sie zeigen, dass eine Mittelung dieses Phasengliedes über ein Energieintervall, das viele solcher virtueller Niveaux enthält, gerade das Phasenglied des „optischen Modells" ergibt. Eine analoge Mittelung der Ausdrücke für

die Wirkungsquerschnitte ergibt dann den Anteil der „compound-elastischen Streuung". Dieses Verfahren ist deshalb sinnvoll, weil die einfallenden Neutronen im Experiment tatsächlich eine endliche Energiebreite von max. 100 keV aufweisen und in unserem Energiebereich die Dichte der angeregten Niveaux schon sehr gross ist. Für die explizite Berechnung von σ_{cel} müssen aber noch die Zerfallswahrscheinlichkeiten für die anderen möglichen Reaktionen bekannt sein.

Daher haben wir σ_{cel} nach der Methode b) bestimmt, wobei wir σ_r aus den vorhandenen experimentellen Daten zusammenstellten.

2.2. Komplexes Potential mit Spin-Bahn-Kopplung.

Es gibt Kernreaktionen, bei denen die Teilchen eine bevorzugte Spinrichtung erhalten. Der Polarisationsgrad eines Teilchenstrahles gibt den Mittelwert der Spinkomponenten der Teilchen in bezug auf die Quantisierungsachse an und ist definiert als

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}. \tag{2.13}$$

Die Spin-Bahn-Kopplung kann ein Umklappen des Neutronenspins zur Folge haben, was wegen des ungleichen Einflusses der Kopplungskräfte auf entgegengerichtete Spins einen Polarisationseffekt hervorruft.

a) Der Spin-Bahn-Kopplungsterm.

Als weitere Verfeinerung des komplexen Potentials soll ein Spin-Bahn-Kopplungsterm mitberücksichtigt werden. Geleitet vom klassischen Analogon, dem Energiebeitrag $E = -(\vec{\mu}, \vec{H})$, den das magnetische Moment $\vec{\mu}$ in einem magnetischen Feld $\vec{H}$ erfährt, setzen wir den Spin-Bahn-Kopplungsterm in der Form $-V' \cdot (\vec{s}, \vec{l})$ an und nehmen der Einfachheit halber an, dass er für $r < R$ konstant sei, also auch Topfform habe. Das erweiterte Potential für $r < R$ heisst nun

$$V(r) = -\{V_0 + i \cdot W + V' \cdot (\vec{s}, \vec{l})\}. \tag{2.14}$$

Dabei sind $\vec{s}$ und $\vec{l}$ die als Vektoren aufgefassten Komponenten der Spin- und Bahndrall-Operatoren in bezug auf ein festes Koordinatensystem. V' wurde zu 0,5 MeV oder 1 MeV gewählt.

b) Die Streuformel für Teilchen mit Spin 1/2.

Das Problem der Streuung von Neutronen (mit Spin 1/2) an Kernen ist speziell von Lepore[9]) behandelt worden. Alle physikalisch

wichtigen Grössen können durch zwei Funktionen $A(\beta)$ und $B(\beta)$ beschrieben werden:

$$A(\beta) = \frac{1}{k} \sum_l \{(l+1) \cdot e^{i\delta_l^+} \cdot \sin\delta_l^+ + l \cdot e^{i\delta_l^-} \cdot \sin\delta_l^-\} \cdot P_l(\cos\beta) \tag{2.15}$$

$$B(\beta) = \frac{i \cdot \sin\beta}{k} \sum_l \{e^{i\delta_l^+} \cdot \sin\delta_l^+ - e^{i\delta_l^-} \cdot \sin\delta_l^-\} \cdot \frac{\partial P_l(\cos\beta)}{\partial(\cos\beta)}. \tag{2.16}$$

Die beiden Parameter bestimmen sich dabei wiederum aus den Stetigkeitsbedingungen für $\Psi_{l+\frac{1}{2}}$ und $\Psi_{l-\frac{1}{2}}$ und ihren Ableitungen am Orte $r = R$. Mit den Abkürzungen

$$x^2 = \frac{2\,m\,E}{\hbar^2} \cdot R^2 \tag{2.17}$$

$$(y^\pm)^2 = \frac{2\,m}{\hbar^2} \cdot \left[E + V + i \cdot W + V' \begin{Bmatrix} l \\ -(l+1) \end{Bmatrix}\right] \cdot R^2 \tag{2.18}$$

ergeben sich die zu (2.7) analogen Formeln

$$\operatorname{tg} \delta_l^\pm = (-1)^l \cdot \frac{c_l^\pm}{d_l^\pm} \tag{2.19}$$

mit

$$c_l^\pm = x \cdot j_{l-\frac{1}{2}}(x) \cdot j_{l+\frac{1}{2}}(y^\pm) - y^\pm \cdot j_{l-\frac{1}{2}}(y^\pm) \cdot j_{l+\frac{1}{2}}(x)$$

$$d_l^\pm = x \cdot n_{l-\frac{1}{2}}(x) \cdot j_{l+\frac{1}{2}}(y^\pm) - y^\pm \cdot j_{l-\frac{1}{2}}(y^\pm) \cdot n_{l+\frac{1}{2}}(x).$$

Jede Phase des „optischen Modells" ohne Spin-Bahn-Kopplung ist jetzt in zwei Phasen aufgespalten, doch ist die Aufspaltung nicht sehr gross, da $|V'| \ll |V_0|$.

c) Berechnung der Polarisation.

Nach Lepore[9]) gilt für die Polarisation eines ursprünglich unpolarisierten Strahls nach der Streuung

$$\vec{P} = \frac{A \cdot B^* + B \cdot A^*}{A \cdot A^* + B \cdot B^*} \cdot \vec{n} = P(\beta) \cdot \vec{n} \tag{2.20}$$

und für den Wirkungsquerschnitt mit polarisierten einfallenden Neutronen

$$\sigma(\beta, \varphi) = A \cdot A^* + B \cdot B^* + (A^* \cdot B + B^* \cdot A) \cdot \vec{P}_1 \cdot \vec{n}_1. \tag{2.21}$$

Wie beim Licht lassen sich Polarisationseffekte praktisch nur als Intensitätseffekte nachweisen, wozu ein Analysator notwendig ist.

Da unsere (d,d)-Neutronen bereits polarisiert sind[10])[11]), können die zu untersuchenden Kerne als Analysator wirken. Damit folgt für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\beta_2, \varphi_2) = \sigma(\beta_2)_{\text{unpol}} \cdot \{1 + P_1(\beta_1) \cdot P_2(\beta_2) \cdot \vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2\}. \tag{2.22}$$

Dabei beziehen sich die Indizes 1 auf den Polarisator ((*d*, *d*)-Reaktion) und die Indizes 2 auf den Analysator (das zu untersuchende Element). Der Wirkungsquerschnitt zeigt also wie erwartet eine Azimutal-Asymmetrie. (Fig. 2.13 bis Fig. 2.16).

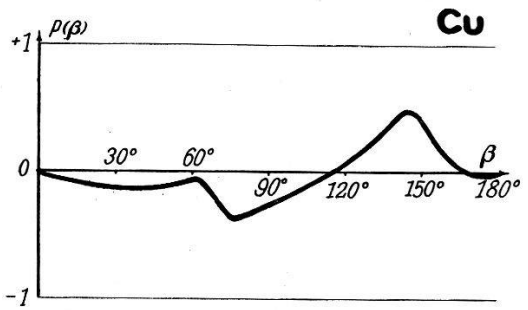


Fig. 2.13.
Polarisationsgrad P der 3,3 MeV-Neutronen an Cu.

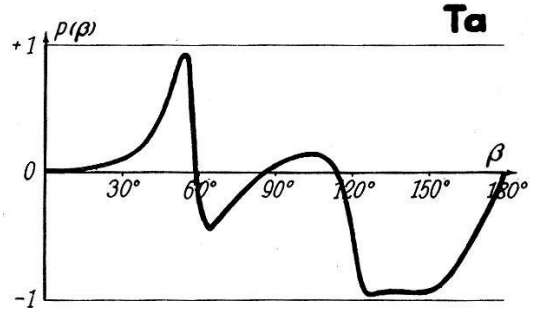


Fig. 2.14.
Polarisationsgrad P der 3,3 MeV-Neutronen an Ta.

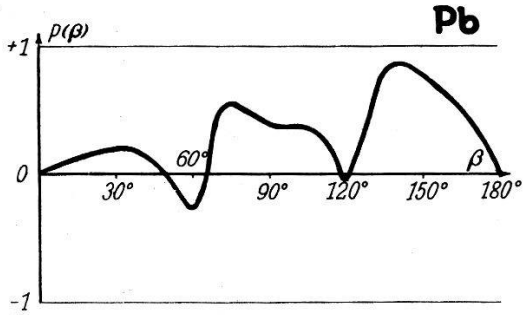


Fig. 2.15.
Polarisationsgrad P der 3,3 MeV-Neutronen an Pb.

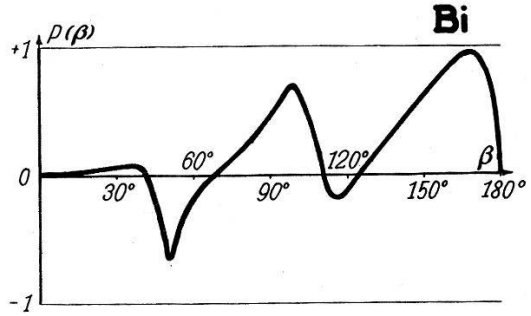


Fig. 2.16.
Polarisationsgrad P der 3,3 MeV-Neutronen an Bi.

Gemessen werden können die beiden $\sigma(\beta_2, \varphi_2)$ für $\vec{n}_2 = \vec{n}_1$, also σ^+ und für $\vec{n}_2 = -\vec{n}_1$, also σ^-. Damit wird dann

$$P_{\text{exp}} = P_1(\beta_1) \cdot P_2(\beta_2) = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}. \tag{2.23}$$

Bei bekannten $P_1(\beta_1)$ lässt sich daraus $P_2(\beta_2)$ bestimmen. Als den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die untersuchten Kerne hat man natürlich $\sigma(\beta)_{\text{unpol}}$ für unpolarisierte Neutronen zu betrachten. Soll nun der Zusatzterm der Spin-Bahn-Kopplung eine sinnvolle Erweiterung des „optischen Modells" darstellen, so darf $\sigma(\beta)_{\text{unpol}}$ nicht wesentlich von $\sigma(\beta)_{\text{fel}}$, berechnet mit dem gewöhnlichen komplexen Potential, abweichen. Wir haben durch Berechnen gezeigt, dass dies tatsächlich der Fall ist. Es folgt vor allem daraus, dass die Aufspaltung durch die Spin-Bahn-Kopplung den Schwerpunkt der Phasen unverändert lässt.

3. Experimenteller Teil.

3.1. Apparatives.

a) Die Neutronenquelle.

Möglichst monochromatische Neutronen von 3,3 MeV Energie werden mit der (d, d)-Reaktion durch Beschleunigen der Deuteronen in der 800 kV-Hochspannungsanlage (Tensator) des physikalischen Institutes an der ETH erzeugt.

Um die Target zu schonen, wurde die Ionenstromdichte mit nur 15 μA pro cm^2 Targetfläche gewählt. Da die Abnahme der Targetdicke der schlechten Wärmeleitfähigkeit des schweren Eises wegen sich auch bei sehr intensiver Kühlung mit flüssigem Stickstoff nicht verhindern lässt, muss die Stromdichte klein gehalten werden. Der Ionenstrom fällt infolge der magnetischen Ablenkung um 45^0 als schmales Band reiner D^+-Ionen auf die Target. Ein von Wechselstrom durchflossener „Wobbel-Magnet" gestattet die wirksame Targetfläche besser auszunützen und damit das Verdampfen des schweren Eises unter dem Ionenbombardement zu verringern. Die Target muss ungefähr alle 30 Minuten neu hergestellt werden, da ein kontinuierliches Aufdampfen rasch Inhomogenitäten entstehen lässt. Es bildete sich bei konstantem Betrieb am Rande der bestrahlten Targetfläche eine dicke Eisschicht, die starke Intensitätsschwankungen des Neutronenstromes zur Folge hat.

Die grössten Schwierigkeiten bei Neutronen-Streuexperimenten bereitet jeweils der Neutronen-Untergrund. Nach vielen systematischen Untersuchungen mit verschiedenen Abschirmungen aus in

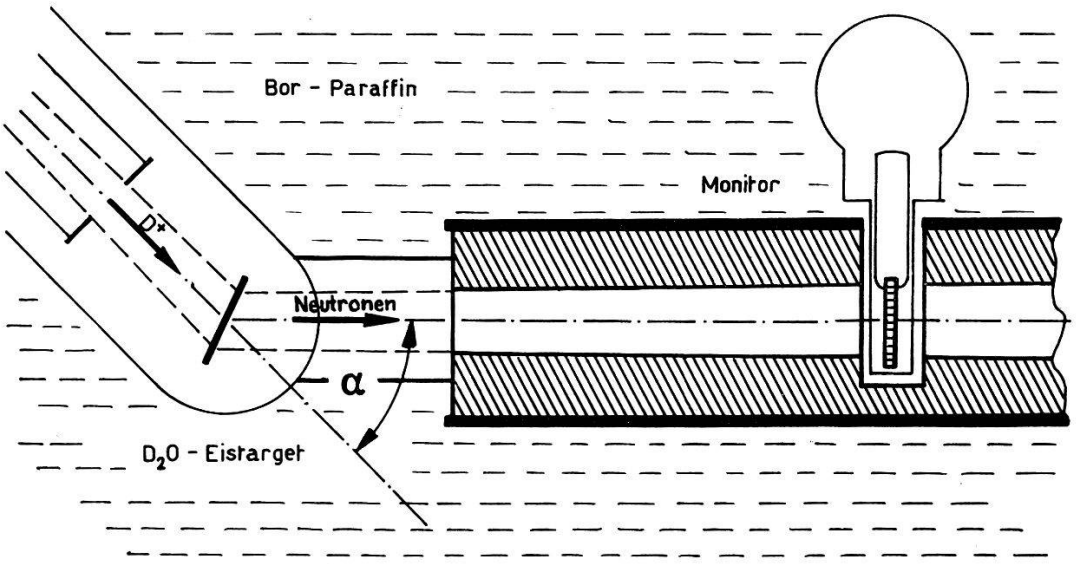


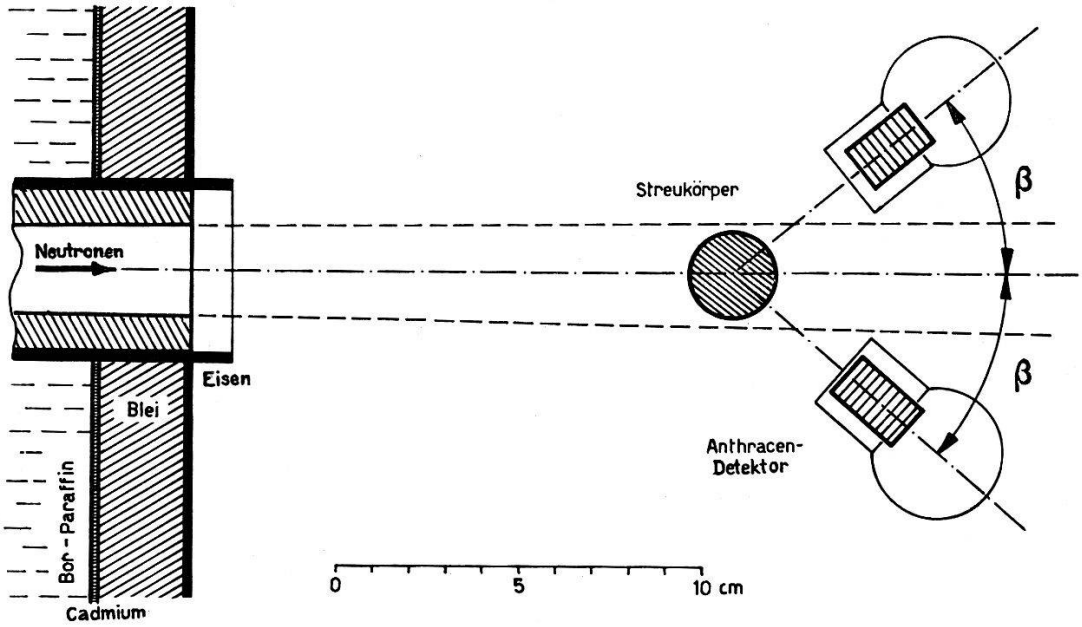
Fig. 3.1. Versuchsanordnung im Schnitt.

Wasser gelöstem $B(OH)_3$ variierter Konzentrationen und Borsäure-Paraffingemischen zeigte es sich, dass massive Blöcke aus einem homogenen Gemisch von 1 Gewichtsteil Borsäure und 3 Gewichtsteilen Paraffin am zweckmässigsten sind. Die schnellen Neutronen werden im Paraffin auf thermische Energien verlangsamt und im Bor absorbiert. Die Target ist allseitig mit einer Abschirmung von mindestens 45 cm dieser Schutzblöcke umgeben. Auf der Seite der Streukammer sind die Paraffinblöcke ausserdem mit Cadmiumblech von 1 mm Dicke eingeafasst und die entstehende γ-Strahlung wird in einer 2,5 cm dicken Bleischicht merklich geschwächt.

Trotz dieser sorgfältigen Abschirmung ist der Untergrund noch verhältnismässig gross. Das Verhältnis Untergrund zu direktem Strahl beträgt ungefähr 6 %. Zuverlässige statistische Resultate genügender Genauigkeit erhält man daher nur durch viele Messungen.

Die monochromatischen Neutronen von 3,3 MeV Energie werden durch einen Kollimator unter dem fixen Beobachtungswinkel von 45^0 ausgeblendet. Dieser Kollimator besteht aus einem sich konisch von 15×15 mm auf 25×30 mm erweiternden Bleikanal mit rechteckigem Querschnitt und von 530 mm Länge. Der Streukörper befindet sich in der Achse dieses Kanals. Zwei Detektoren sind unabhängig voneinander um den Streukörper drehbar. Der direkte Strahl kann frei austreten und trifft nach 3 m auf die Wand (Fig. 3.1).

Um die Breite des Neutronenspektrums möglichst klein zu halten und um stets mit gleicher Intensität messen zu können, wird die Targetdicke so gewählt, dass die Neutronenintensität gleich einem Viertel der bei Sättigungsschichtdicke, in welcher die Neutronen vollständig abgebremst werden, emittierten ist.



Es lässt sich nicht vermeiden, dass von der Target noch Neutronen von anderer als der gewünschten Energie ausgesandt werden, so durch Streuung im Targetmaterial, in der Kühlflüssigkeit usw. Der Anteil dieser Neutronen mit falschen Energien muss mit 5% angenommen werden. Ihre Anwesenheit führt zu einer Verflachung des differentiellen Wirkungsquerschnitt-Verlaufes.

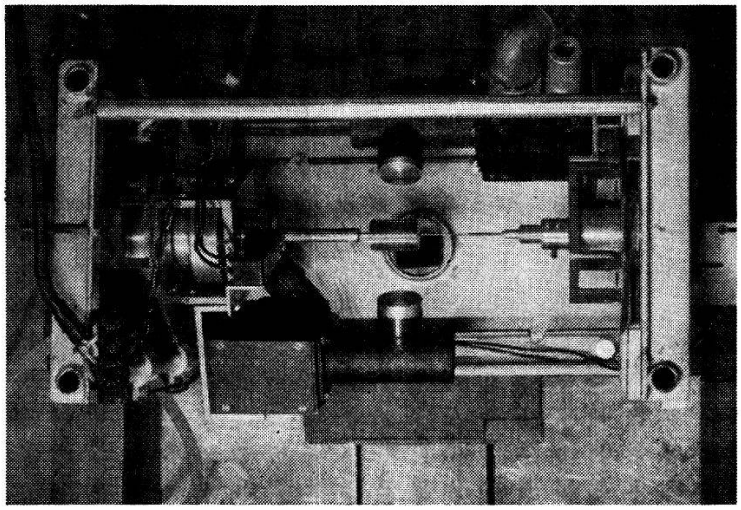


Abb. 3.1.
Ansicht der Streukammer.

b) Die Ionenquelle.

Um die Energieunschärfe zu verringern, welche bei der ursprünglichen Hochspannungs-Gasentladung nach OLIPHANT mit einer Spannung von 60 kV nicht korrigiert werden konnte, entwickelten wir eine Ionenquelle THONEMANNscher Bauart[12]) zur Erzeugung der Deuteronen. Hier beträgt die Ionenabsaugspannung nur etwa 1 kV. Dadurch steigert sich das Energieauflösungsvermögen der mit (d, d)-Neutronen gemessenen Wirkungsquerschnitte gewaltig.

Bei der Konstruktion musste auf die besonderen Betriebsbedingungen des Tensators Rücksicht genommen werden:

Kleiner Gasverbrauch. Die Platzverhältnisse auf der Hochspannungsseite des Beschleunigers sind so knapp, dass sich direkt nach der Ionenquelle keine Differentialpumpe einbauen lässt. Das Gas muss daher durch das 7 m lange Beschleunigungsrohr abgesaugt werden, in welchem kein zu grosser Druckabfall entstehen darf.

Die erzeugbare *Hochfrequenzleistung* ist ebenfalls beschränkt, zudem darf die Leistungsröhre des Senders nicht mit ihrer Grenzleistung betrieben werden, da ein Aussetzen der Belastung (Löschen der Gasentladung) eine Überbelastung der Anode zur Folge hat.

Die im Tensator eingebaute Anordnung ist in Fig. 3.2 und in Abb. 3.2 dargestellt. Das Entladungsgefäss aus Pyrexglas hat eine Gaszufuhr von oben und ist mit einer Gummidichtung leicht montierbar. Der Ionenkanal ist nach der von MOAK[13]) vorgeschlagenen Lösung gestaltet und als günstig für eine grosse Ausbeute gefunden worden. Als Kanalmaterial erwies sich Magnesium gegenüber Korrosionen widerstandsfähiger als das üblicherweise verwendete Anticorodal. Ein Helmholtz-Spulenpaar erzeugt ein achsiales Magnetfeld von ungefähr 250 Gauss und bewirkt eine Erhöhung der Ionendichte und eine Fokussierung der zum Kanal fliegenden Ionen. Die

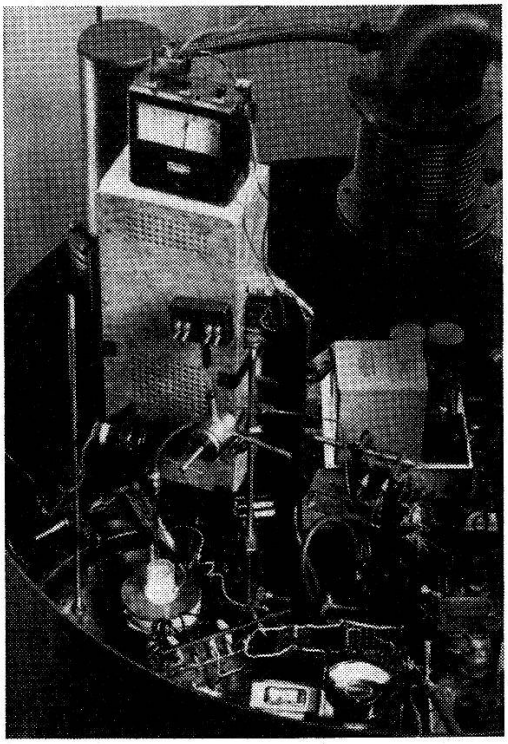


Abb. 3.2.
Gesamtansicht der Ionenquelle.

hochfrequente Erregung der Entladung erfolgt durch ein radiales Feld von 180 MHz, das zwischen zwei das Ionengefäss backenförmig umfassenden Kupferelektroden steht.

Der Sender (Fig. 3.3) besteht aus einer Treiberstufe (832 A) und einer Leistungsstufe (829 B), die mit einer Anodenleistung von etwa 40 Watt betrieben wird. Die Schwingkreise sind Lechersysteme geeigneter Länge; die Ankopplung an die Ionenquelle geht über ein kurzes Zweileiterkabel auf ein Lechersystem, das der Impedanztransformation dient. Das Absaugen der im mittleren Teil des Ionengefässes erzeugten Ionen besorgt eine an einer Wolframkathode angelegte variable Gleichspannung von max. 2 kV.

Fig. 3.2 A

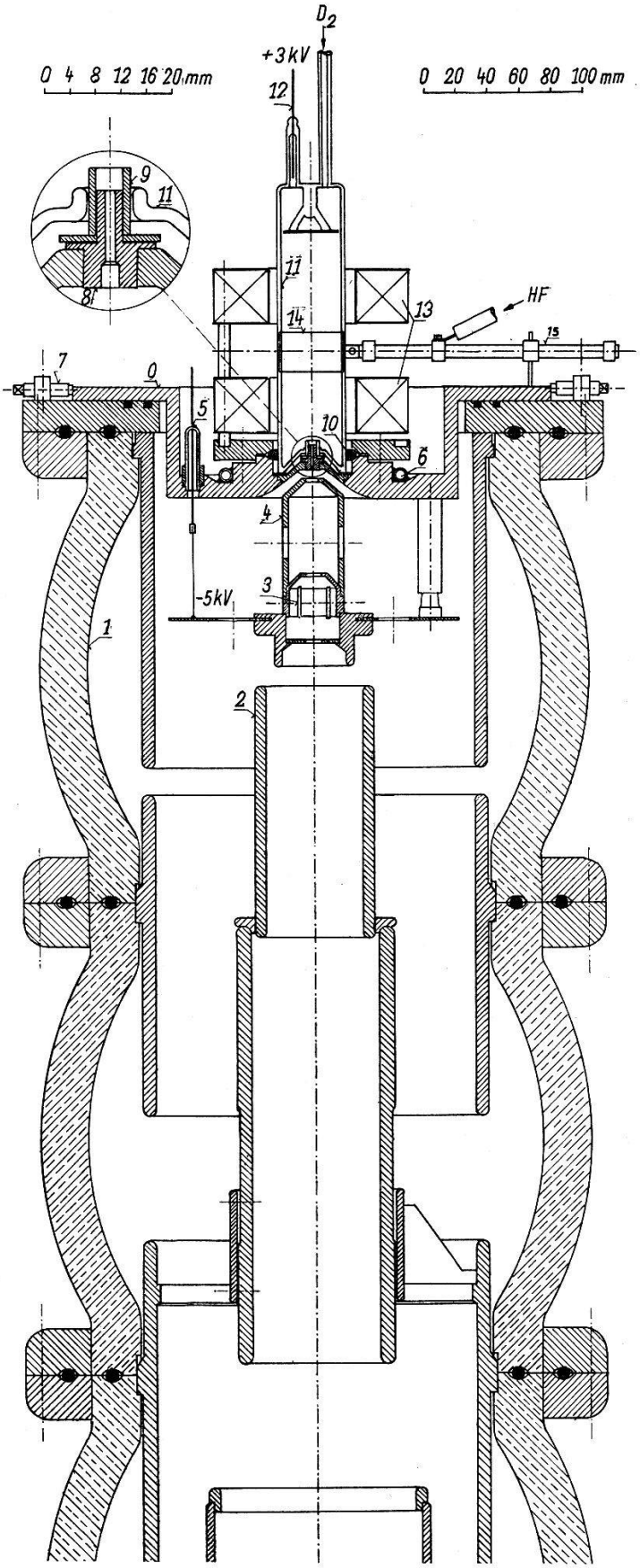


Fig. 3.2 Schnitt durch die Ionenquelle und den oberen Teil des Strahlrohres.
Fig. 3.2 A. Detail des Ionenkanals.

Der maximal erreichbare Deuteronenstrom kann im Tensator gar nicht verwendet werden, da sonst die dünne D_2O-Target sofort verdampft. Trotzdem seien zur allgemeinen Information die mühelos erreichbaren Daten in Tabelle 3.1 angegeben.

Tabelle 3.1

Betriebsdaten der Hochfrequenz-Ionenquelle.

D_2O-Gasverbrauch	5	cm^3/h
Druck im Ionengefäss	$50 \cdot 10^{-3}$	mmHg
HF-Anodenkreis-Leistung . .	90	Watt
Absaugspannung	4	kV
Absaugstrom	1,5	mA
Fokussierter Ionenstrom . . .	1000	μA
Abgelenkter D_1^+-Strom . . .	800	μA
Abgelenkter D_2^+-Strom . . .	80	μA
Abgelenkter D_3^+-Strom . . .	100	μA
Atomionenausbeute	ca. 80	%

Das Deuterium wird durch Elektrolyse aus schwerem Wasser von 99,7% Reinheit gewonnen und steigt durch eine 8 m lange Kapillarleitung bis zum Fowler-Ventil, das zur Regulierung der Gas-Nachströmung dient.

Spezielle Vorsichtsmassnahmen sind nötig, um eine stabile Ionenquelle zu erhalten: Die Ionengefässe müssen vor dem Einbau mit Flußsäure gereinigt, mit destilliertem Wasser ausgespült und bei 150° C im Ofen ausgeheizt werden. Der Einbau erfolgt in noch warmem Zustand.

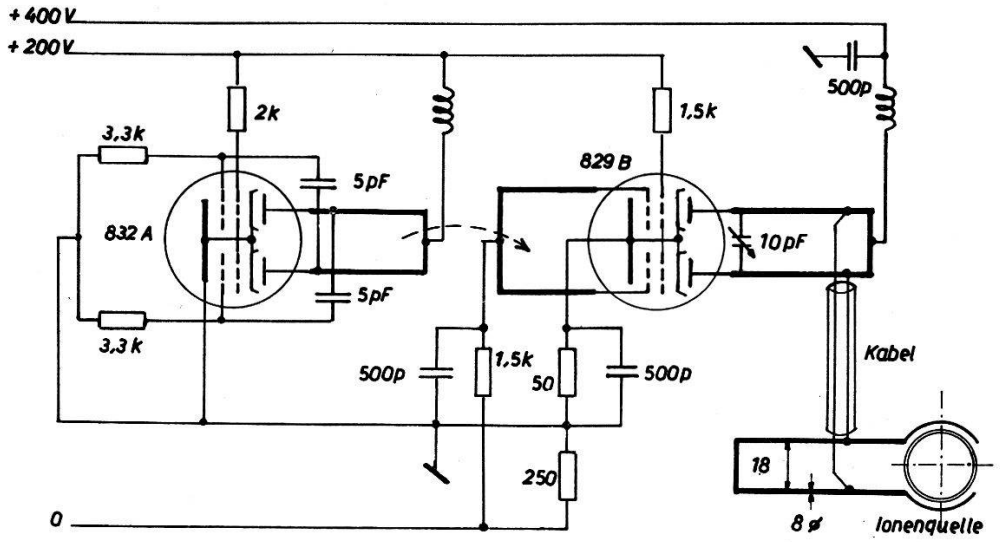


Fig. 3.3.
Schaltschema des Senders.

*

Die Gestaltung des Ionenkanals ist aus Fig. 3.2A ersichtlich. Bei 4 mm Innendurchmesser erwies sich ein Vorstehenlassen des glasklaren, feuerpolierten Quarz-Schutzröhrchens über die Oberkante des Kanals um 3 mm als am günstigsten. Die Innenkante des Anticorodalkanals wurde durch das Ionenbombardement ziemlich rasch abgenützt und abgerundet. Damit ist eine Verringerung des Ionenstroms um mehr als 50 % verbunden. Eine Verlängerung der Lebensdauer der Kanäle auf gut 100 Betriebsstunden liess sich durch Verwenden von Magnesium an Stelle des Anticorodals erreichen. Eine weitere Verbesserung ergab das nach unten konische Ausbohren des Magnesium-Kanals.

Die aus dem Kanal austretenden Ionen werden sogleich vorbeschleunigt, um die zerstreuende Wirkung des nachströmenden Gases zu vermindern. Sie gelangen dann in ein System von zwei Ablenkplatten-Paaren, mit dem sich der Strahl zentrieren lässt.

c) Die Streukörper.

Die Streukörper sind chemisch reine, kreiszylindrische Stücke von 20 mm Durchmesser und 30 mm Länge. Die Grösse der Streukörper ist bestimmt durch den Querschnitt des einfallenden Neutronenstrahls, durch die erforderliche Messintensität und durch die Geometrie der Anordnung.

Die Befestigung der Streukörper erfolgte besonders sorgfältig. Um möglichst wenig Fremdatome im Streukörper zu haben, wurde der Zylinder auf ein Stahlröhrchen aufgesetzt, das sich trotz des Gewichtes der Zylinder nicht durchbiegen durfte und so eine einwandfreie Justierung ermöglichte.

Das sehr spröde kristalline Wismut wurde vor der Verarbeitung im Vakuum in einem Grafittiegel geschmolzen.

Alle wichtigen Daten der Streukörper sind in der Tabelle 3.2 zusammengefasst.

d) Neutronendetektoren.

Die Neutronen werden mit den in früheren Arbeiten[10][11]) beschriebenen Anthrazenkristall-Zählern registriert. Günstig ist die relativ hohe Ansprechwahrscheinlichkeit von gegen 20% für Neutronen von einigen MeV Energie; nachteilig die hohe Empfindlichkeit für γ-Strahlen. Die Kristalle von 14×20 mm Fläche und 25 mm Länge sind der Form der Multiplier-Röhre 1P21 genau angepasst. Systematische Untersuchungen zeigten, dass die Diskriminierung im nachfolgenden Breitbandverstärker so tief gewählt werden kann, dass die Empfindlichkeit für γ-Strahlen sehr klein, die Absolutempfindlichkeit für Neutronen dagegen grösser als 10% ist.

Die beiden beweglichen Detektoren mit der dazugehörenden Elektronik sind möglichst gleich gebaut. Der dritte Anthrazenkristall, eine Scheibe von 25×25 mm Fläche und 2,5 mm Dicke stand als Neutronenmonitor in 160 mm Abstand von der Target im Profil des kollimierten Neutronenstrahls (Fig. 3.1). Sämtliche auf den Streukörper treffenden Neutronen durchsetzen also vorher den Monitor. Die geringe Dicke des Kristalls schwächt die Intensität nur um 5%, liefert aber eine zum Neutronenfluss proportionale Grösse, die von den im Tensator auftretenden Schwankungen weitgehend unabhängig ist.

Tabelle 3.2

Daten zu den verwendeten Streukörpern

Streukörper	A	Isotopenteile		Gesamtkernspin
$_{29}$Cu Kupfer	63,57	Cu^{63}	69 %	3/2
		Cu^{65}	31 %	3/2
$_{73}$Ta Tantal	180,93	Ta^{181}	100, %	7/2
$_{82}$Pb Blei	207,2	Pb^{204}	1,5%	0
		Pb^{206}	23,6%	0
		Pb^{207}	22,6%	1/2
		Pb^{208}	52,3%	0
$_{83}$Bi Wismut	209	Bi^{209}	100 %	9/2

Streukörper	Dichte $g \cdot cm^{-3}$	n Kerne $\cdot cm^{-3}$	mittl. freie Weglänge cm	Reinheit
$_{29}$Cu Kupfer	8,94	$0{,}848 \cdot 10^{23}$	3,47	99,98%
$_{73}$Ta Tantal	16,6	$0{,}553 \cdot 10^{23}$	2,74	99,8 %
$_{82}$Pb Blei	11,35	$0{,}330 \cdot 10^{23}$	3,99	99,97%
$_{83}$Bi Wismut	9,75	$0{,}281 \cdot 10^{23}$	4,62	99,5 %

3.2. Messmethoden.

Differentielle Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung schneller Neutronen an mittleren und schweren Kernen wurden bereits von verschiedenen Gruppen gemessen[14–16]). Beim üblichen Verfahren wird das zu untersuchende Material in einen Neutronenstrahl gestellt, und es werden mit einem beweglichen Neutronendetektor die Zählraten in Abhängigkeit vom Streuwinkel und im direkten Strahl bestimmt. Es sind zwei Detektoren unabhängig voneinander drehbar um die Achse des Streukörpers angeordnet. Der Winkel β entspricht dem Streuwinkel ϑ im Schwerpunkts-

system, wobei der direkte Neutronenstrahl das messbare Winkelintervall auf 30—150° beschränkt. Der Azimutalwinkel φ ist bei fest gegebenem Streuwinkel β von 0—360° einstellbar. Da der Polarisationsvektor einer Reaktion meistens normal zur Reaktionsebene steht, ist in unserem Fall φ der Winkel, den die Neutronen-Streuebene mit der (d,n)-Reaktionsebene bildet. φ ist 0° oder 180°, wenn die beiden Ebenen zusammenfallen. Da unter diesen Winkeln die Maximalwerte des Polarisationsgrades erhalten werden, haben wir nur mit $\varphi = 0°$ und $\varphi = 180°$ gemessen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt im Laborsystem lässt sich aus den gemessenen Stosszahlen auf folgende Weise gewinnen:

Die Zählrate des Detektors im direkten Strahl ($\beta = 0°$) beträgt für eine punktförmige Neutronenquelle der Intensität n_o (Anzahl der Stösse pro Raumwinkel und Sekunde) im Abstand $(L + D)$

$$Z(0°) = \frac{n_0 \cdot f \cdot \eta(0°)}{(L+D)^2} \tag{3.1}$$

wenn f die Fläche des Detektors und $\eta(\beta)$ sein Ansprechvermögen bezeichnen.

Die Zählrate unter den Winkeln β und φ ist dann

$$Z(\beta, \varphi) = \frac{n_0 \cdot F}{L^2} \cdot N \cdot \sigma(\beta, \varphi) \cdot \frac{f}{D^2} \cdot \eta(\beta) \cdot k(\beta, \varphi) . \tag{3.2}$$

Somit wird der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\beta, \varphi) = \frac{Z(\beta, \varphi)}{Z(0°)} \cdot \frac{L^2}{(L+D)^2} \cdot \frac{D^2}{N \cdot F} \cdot \frac{1}{k(\beta, \varphi)} \cdot \frac{\eta(0°)}{\eta(\beta)} \tag{3.3}$$

dabei bedeuten:

N	Zahl der pro cm² im Streukörper enthaltenen Kerne.
F	Senkrecht zum Neutronenstrahl stehende Fläche des Streukörpers.
L	Abstand Target-Streukörper.
D	Abstand Streukörper-Detektor.
$k(\beta, \varphi)$	Enthält alle Korrekturen wegen der endlichen Ausdehnung des Streukörpers und des Detektors und ist ungefähr = 1.

Der totale Wirkungsquerschnitt folgt aus der Integration über den ganzen Raumwinkel

$$\sigma_{\text{total}} = \int \sigma(\beta, \varphi) \cdot d\Omega . \tag{3.4}$$

Die unter den Winkeln β und φ in den Raumwinkel $d\Omega$ gestreuten Intensitäten seien mit $I(\beta, \varphi) \cdot d\Omega$ bezeichnet. Dann sind die mit den Detektoren A unter $\varphi = 0°$ und B unter $\varphi = 180°$ gemessenen Stosszahlen:

$$\begin{aligned} Z_A(\beta, 0°) &= \eta_A \cdot I(\beta, 0°) \cdot d\Omega_A \\ Z_B(\beta, 180°) &= \eta_B \cdot I(\beta, 180°) \cdot d\Omega_B . \end{aligned} \tag{3.5}$$

In vertauschter Position bei gleichbleibender Detektorempfindlichkeit folgt analog

$$\begin{aligned} Z_A(\beta, 180^0) &= \eta_A \cdot I(\beta, 180^0) \cdot d\Omega_A \\ Z_B(\beta, 0^0) &= \eta_B \cdot I(\beta, 0^0) \cdot d\Omega_B \,. \end{aligned} \tag{3.6}$$

Als optimalen Wert für den differentiellen Wirkungsquerschnitt unpolarisierter Neutronen ergibt sich

$$\sigma_u(\beta) = \frac{Z_A(\beta, 0^0) + Z_A(\beta, 180^0)}{Z_A(0^0, 0^0)} \cdot K_A(\beta) + \frac{Z_B(\beta, 0^0) + Z_B(\beta, 180^0)}{Z_B(0^0, 0^0)} \cdot K_B(\beta). \tag{3.7}$$

Den absoluten Wirkungsquerschnitt erhält man durch Einsetzen in die Formel (3.1) resp. (3.3), wobei die geometrischen Grössen und die Intensität des direkten Strahles bekannt sein müssen. Der relative Verlauf ist genauer bestimmbar als der absolute Wert, da sich der Korrekturfaktor $k(\beta, \varphi)$ und der Abstand D für die endlichen Dimensionen des Streukörpers und des Detektors nicht genau erfassen lassen und streng genommen energie- und winkelabhängig sind.

Bei der Bestimmung des Polarisationsgrades hingegen fallen bei dieser Messanordnung mit zwei Detektoren die unsicheren Grössen $G(\beta, \varphi)$ heraus.

Wir finden durch Eliminieren der Empfindlichkeiten als reine Messgrösse ε für einen Detektor

$$\varepsilon = \frac{\sigma_0 - \sigma_\pi}{\sigma_0 + \sigma_\pi} = \frac{1 - \dfrac{\sigma_\pi}{\sigma_0}}{1 + \dfrac{\sigma_\pi}{\sigma_0}} = \frac{1 - \dfrac{Z(\beta, \pi)}{Z(\beta, 0)} \cdot \dfrac{G(\beta, \pi)}{G(\beta, 0)}}{1 + \dfrac{Z(\beta, \pi)}{Z(\beta, 0)} \cdot \dfrac{G(\beta, \pi)}{G(\beta, 0)}} \tag{3.8}$$

und für zwei gleichzeitig messende Detektoren

$$\varepsilon = \frac{1 - \left(\dfrac{Z_A(\beta, \pi)}{Z_A(\beta, 0)} \cdot \dfrac{Z_B(\beta, \pi)}{Z_B(\beta, 0)}\right)^{1/2}}{1 + \left(\dfrac{Z_A(\beta, \pi)}{Z_A(\beta, 0)} \cdot \dfrac{Z_B(\beta, \pi)}{Z_B(\beta, 0)}\right)^{1/2}} \tag{3.9}$$

Da es sich bei den Polarisationseffekten um sehr kleine Beträge handelt, können diese durch Justierfehler der Apparatur wesentlich verfälscht werden. Eine besonders gefährliche apparative Asymmetrie lässt sich mittels Messungen unter $\varphi = 90^0$ und $\varphi = 270^0$, für die identische Resultate erhalten werden sollen, feststellen und leicht korrigieren.

Unsere spezielle Messanordnung wird durch den hohen Untergrund festgelegt. Dieser setzt sich im wesentlichen aus 3 Anteilen zusammen, die sich ungleich auf die Resultate auswirken und daher eine spezielle Betrachtung erfordern:

1. Der grösste, dem Neutronenfluss proportionale Anteil besteht aus den schon oben erwähnten, die Abschirmung durchdringenden Neutronen und den durch sie erzeugten Gammastrahlen.

2. Ein zweiter Anteil ist bereits ohne D_2O-Target vorhanden, er rührt vom Blendensystem der Deuteronenstrahl-Kollimation her und ist proportional zum Ionenstrom. Kleine Schwankungen der Strahlrichtung oder der Fokussierung können bereits starke Änderungen dieses Anteils zur Folge haben.

3. Die Kathode des Photomultipliers verursacht einen zeitproportionalen Anteil des Untergrundes.

Die Effekte 1. und 3. sind über längere Zeitintervalle als konstant anzunehmen, da der Monitor die Intensitätsschwankungen kompensiert und sich die Einflüsse durch die Differenzmessungen relativ leicht eliminieren lassen. Der Anteil 2. jedoch verursacht unstetige Veränderungen des Untergrundes, die meistens nur kurze Zeit, gelegentlich aber auch mehrere Minuten andauern können. Störungen dieser Art kann man nur durch rasch aufeinanderfolgendes Messen von Effekt und Untergrund erfassen und ausmerzen.

Eine weitere Komplikation bereitet der Neutronendetektor, der trotz der relativ hohen Ansprechwahrscheinlichkeit von über 10% die Messdauer doch gewaltig verlängert, wenn genügend gute statistische Resultate erreicht werden sollen. Aus all diesen Gründen, und um gleichzeitig eine Kontrolle in bezug auf die Kontinuität der Messungen zu erhalten, sind ständig zwei Detektoren in Betrieb.

Die an unserem Institut konstruierte Steuerung, die ein vorgegebenes Messprogramm automatisch abwickelt, konnte noch verbessert werden: Der Monitor, der jeweils nach einer bestimmt eingestellten Stosszahl (Messintervalle von ca. 5 s) einen Impuls an einen 26stufigen Schrittwähler abgibt, steuert dieses ganze Programm. Der Streukörper befindet sich abwechslungsweise für ein Messintervall im kollimierten Neutronenstrahl oder ganz ausserhalb desselben. Ein elektropneumatisches Relais steuert die Bewegung des Streukörpers. Die elektronischen Messkanäle können nur zählen, wenn sich der Streukörper entweder zentriert im Strahl oder vollständig ausserhalb des Strahles befindet und sie so durch entsprechende Mikroschalter geöffnet sind. Der Unterbruch der Messung beim Umschalten dauert ca. 0,5 s.

Nach der Vorverstärkung direkt am Photomultiplier und nach Verstärkung gelangen die Impulse auf ein Paar von Untersetzern, wobei, durch die Automatik gesteuert, der eine die Rate der *mit* dem Streukörper im Neutronenstrahl, der andere die Rate der *ohne* Streukörper registrierten Impulse zählt. Bei der kurzen Messdauer

von ca. 5 s und der grossen Stosszahl (bis 10 Impulse/s) ist wegen Interpolationsfehlern das Umschalten der Zählwerke ohne Unterbrechen der Messung nicht mehr zulässig.

Die genaue Übereinstimmung der Empfindlichkeit und des Auflösungsvermögens der Untersetzer-Paare liess sich auf die Dauer nur bis auf 0,5% erreichen. Daher wird der ganze Zyklus mit vertauschten Untersetzern automatisch wiederholt, so dass sich die Asymmetrie der Messungen durch Mittelwertbildung eliminieren lässt.

Der gesamte Messzyklus läuft also nach folgendem Programm ab:

Die beiden Detektoren sind unter dem gleichen Streuwinkel β, aber mit verschiedenen Azimuten $\varphi_1 = 0^0$ und $\varphi_2 = 180^0$ eingestellt. Die Zählraten der ersten 24 Messintervalle, abwechselnd mit und ohne Streukörper gemessen, werden von 4 Zählwerken aufsummiert. Automatisch daran anschliessend wird dieselbe Messung mit vertauschten Untersetzern auf 4 weiteren Zählwerken registriert und gespeichert. Die Resultate werden dann abgelesen und ein neuer Streuwinkel β eingestellt.

Die statistische Genauigkeit eines solchen Messzyklus, der ungefähr 5 Minuten dauert, beträgt ca. 20% und ist auch für andere Neutronen-Detektoren sicher nicht kleiner. Der Winkelbereich von 30^0 bis 150^0 wurde in Schritte von 15^0 unterteilt, die untersuchten Winkelwerte β sind daher: 30, 45, 60, 75, 90, 105, 120, 135 und 150^0. Eine vollständige Winkelverteilungsmessung besteht somit für beide Azimute ($\varphi = 0^0$; 180^0) aus je 18 Messpunkten, die in stetiger Folge mit den beiden Detektoren unter gleichem Streuwinkel β durchlaufen werden. Vor, während und nach jeder ganzen Winkelverteilungsmessung wurde ausserdem die Direkt-Zählrate $Z(0^0)$ unter dem Winkel $\beta = 0^0$ mehrmals bestimmt.

Um eine genügende statistische Genauigkeit zu erhalten wurden für jedes untersuchte Element bis zu 50 vollständige Winkelverteilungsmessungen durchgeführt.

Spezielle Aufmerksamkeit erfordert das Einstellen des Streuwinkels bei Polarisationsmessungen vor allem dort, wo sich der differentielle Wirkungsquerschnitt stark ändert. Die Winkeleinstellung erfolgt über einen spielfreien Schneckenantrieb mit $0{,}5^0$ Genauigkeit. Damit verglichen ist der Winkelbereich von ca. 10^0, den der Anthrazen-Kristall infolge seiner räumlichen Ausdehnung umfasst, wesentlich grösser.

Der Nullpunkt der Winkelskala darf nicht nur geometrisch bestimmt werden, am besten legt man den Nullpunkt experimentell mit dem Neutronenstrahl selbst fest. Zu diesem Zweck wird das

Kanalprofil mit dem sorgfältig geometrisch zentrierten Streukörper ausgemessen und auf Grund der Asymmetrie der Nullpunkt auf 0,5° genau korrigiert. Fig. 3.4 zeigt ein Beispiel eines solchen ausgemessenen und justierten Kanalprofils. Die äusseren Flanken fixieren die Strahlrichtung, die beiden inneren Flanken bestimmen den Nullpunkt und die Breiten der durch die Einsattelung erzeugten Buckel zeigen ausserdem an, ob die Zentrierung des Streukörpers einwandfrei ist.

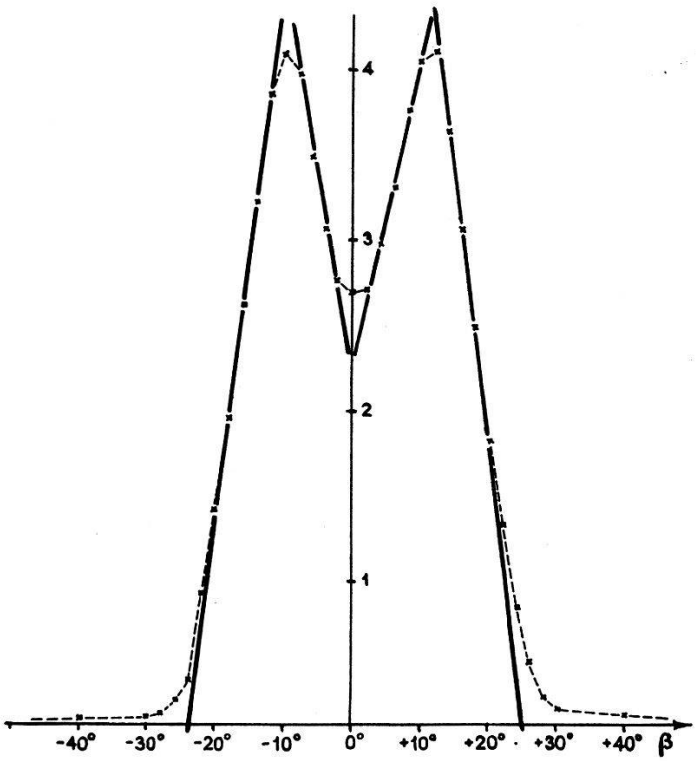


Fig. 3.4.
Neutronenprofil des unabgelenkten Strahles bei zentrierter Lage des Streukörpers und justiertem Detektor.

3.3. Korrekturen.

Es ist prinzipiell unmöglich, experimentell Wirkungsquerschnitte zu erhalten, die nicht mit falschen Effekten behaftet sind. Diese sind grösstenteils geometrischer Natur und unvermeidlich, sobald eine vernünftige Intensität an gestreuten Neutronen registriert werden soll. Die Versuchsanordnung wurde zum voraus so geplant, dass die einzelnen Beiträge der verschiedenen Korrekturen klein sind gegenüber dem eigentlichen Streueffekt, so dass es möglich ist, sie einzeln zu bestimmen und ohne gegenseitige Beeinflussung die experimentellen Werte zu korrigieren.

Es sollen die Einflüsse der Mehrfachstreuung, der Geometrie, der Untergrundstreuung, der Detektorempfindlichkeit, der Anisotropie

des Neutronenstrahls, der Intensitätsverluste und der Fremdkerne im Streukörper sowie der inelastischen Streuung näher untersucht und abgeschätzt werden:

a) Mehrfachstreuung.

Da die geometrischen Dimensionen des Streukörpers von der Grössenordnung der mittleren freien Weglänge der Neutronen (vgl. Tab. 3.2) sind, ist mit einem merklichen Anteil von mehrfach im Streukörper gestreuten Neutronen zu rechnen. In Folge dessen kann die experimentell gefundene Winkelverteilung nicht mit den theoretisch berechneten Daten übereinstimmen. Weil die Mehrfachstreuung für *einen* Winkel von den Werten des differentiellen Wirkungsquerschnittes *aller* Winkel abhängt, muss die Korrektur für die ganze Kurve als solche und nicht für jeden einzelnen Messpunkt angebracht werden. Dies ist jedoch für den allgemeinen Fall nicht in geschlossener Form möglich.

Die Schwierigkeit einer solchen Darstellung liegt in der Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes. Jedes gestreute Teilchen verliert beim elastischen Stoss einen vom Streuwinkel abhängigen Energiebetrag und hat daher nach dem zweiten Stoss eine andere Winkelverteilung. Auch experimentell lässt sich der Effekt nicht leicht bestimmen.

Es sind hingegen Näherungsverfahren beschrieben worden, die genügend genau sind unter der Voraussetzung, dass der Anteil der mehrfach gestreuten Teilchen klein ist gegenüber der Gesamtstreuung. Nach Blok & Jonker[17]) gilt mit den Annahmen:

1. Die Neutronen werden höchstens dreifach gestreut.
2. Das Verhältnis der Doppel- zur Einfachstreuung ist gleich dem Verhältnis der Dreifach- zur Doppelstreuung.
3. Die Winkelverteilung der mehrfach gestreuten Teilchen im Streukörper entspricht derjenigen in einem unendlich ausgedehnten Streuer desselben Materials.
4. Alle k-fach gestreuten Neutronen besitzen dieselbe, der mittleren Energie E_k entsprechende Winkelverteilung.

für die Winkelverteilung der k-fach gestreuten Teilchen in bezug auf die ursprüngliche Einfallsrichtung der Neutronen:

$$N_k(\beta) = B_k \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{2}{2n+1}\right)^{k-1} \cdot A_n)^k \cdot P_n(\cos\beta)\,. \tag{3.10}$$

Die A_n sind die Koeffizienten der Entwicklung des effektiven differentiellen Wirkungsquerschnittes nach Kugelfunktionen:

$$\sigma(\beta) = \sum_n A_n \cdot P_n\,(\cos\beta)\,. \tag{3.11}$$

Die B_k lassen sich durch Integration der Gleichung (3.10) über den Raumwinkel bestimmen:

$$B_k = \frac{N_k}{\sum\limits_n \left(\frac{2}{2n+1}\right)^{k-1} (A_n)^k \cdot J_n} \quad \text{wo } J_n = \int P_n \, d\Omega . \tag{3.12}$$

Ist nun A_o vergleichbar mit den übrigen A_n, so wird, da $J_n \ll J_o$

$$\left(\frac{2}{2n+1}\right)^{k-1} \cdot (A_n)^k \cdot J_n \ll 2^{k-1} \cdot (A_0)^k \cdot J_0 . \tag{3.13}$$

$$B_k = \frac{N_k}{2^{k+1} \cdot (A_0)^k \cdot J_0} \tag{3.14}$$

$$B_1 = \frac{N_1}{\sigma_{\text{total}}} . \tag{3.15}$$

Mit der Voraussetzung 2., dass $N_2 : N_1 = N_3 : N_2$ und dem Verhältnis

$$q = \frac{N - N_1}{N} = \frac{N_2 + N_3}{N_1 + N_2 + N_3} \tag{3.16}$$

wird schliesslich

$$B_2 = \frac{q}{1-q^2} \cdot \frac{1}{2A_0} \cdot B_1 . \tag{3.17}$$

$$B_3 = \frac{q^2}{1-q^2} \cdot \left(\frac{1}{2A_0}\right)^2 \cdot B_1 . \tag{3.18}$$

Es sei hier noch kurz die Berechnung von q skizziert:

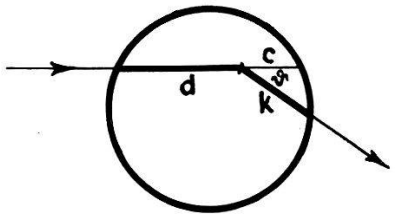


Fig. 3.5.
Weg eines Neutrons im Streukörper.

$$N = \frac{I_0}{\lambda} \int\limits_{\text{Zyl.}} e^{-d/\lambda} \, dV . \tag{3.19}$$

N lässt sich exakt berechnen.

$$N_1 = \frac{I_0}{\lambda} \int\limits_{\text{Zyl.}} e^{-(d+k)/\lambda} \cdot dV \tag{3.20}$$

N_1 kann nicht geschlossen berechnet werden. Wegen der sehr starken Vorwärtsstreuung, wie sie tatsächlich bei schweren Kernen auftritt, kann aber in sehr guter Näherung k durch c ersetzt werden, womit $d + k \cong 2$ s wird. Diese Annahme wurde für verschiedene d und Winkel ϑ nachgeprüft. Die Übereinstimmung ist für $\vartheta < 30^0$ gut.

Die Integrale lassen sich durch rasch konvergierende Reihen ersetzen:

$$N = \sigma_{\text{total}} \cdot \left(1 - \frac{8\,R}{3\,\pi \cdot \lambda} + \frac{R^2}{2\,\lambda^2}\right) \tag{3.21}$$

$$N_1 = \sigma_{\text{total}} \cdot \left(1 - \frac{16\,R}{3\,\pi \cdot \lambda} + \frac{3\,R^2}{2\,\lambda^2}\right) \tag{3.22}$$

so wird das gesuchte

$$q = \frac{N - N_1}{N} = \frac{16\,R\,\lambda - 6\,\pi\,R^2}{6\,\pi\,\lambda^2 - 16\,R\,\lambda + 3\,\pi\,R^2}. \tag{3.23}$$

Zahlenmässig erhalten wir somit:

Tabelle 3.3.

	λ	q	$\frac{N}{\sigma}$	$B_1 = \frac{N_1}{\sigma}$
Cu	3,47	0,2027	0,7970	0,6353
Ta	2,74	0,2334	0,7568	0,5802
Pb	3,99	0,1828	0,8291	0,6695
Bi	4,62	0,1600	0,8397	0,7028

b) Geometrische Korrektur.

Der effektiv gemessene Wirkungsquerschnitt ist wegen der endlichen Geometrie von Streukörper und Detektor als der über ein allerdings kleines Intervall erstreckte Mittelwert der wahren Winkelverteilung anzusehen und entsprechend zu korrigieren.

Die Formeln für die geometrische Korrektur sind in einer früheren Arbeit[11]) abgeleitet worden und können unverändert übernommen werden:

Der experimentelle Wirkungsquerschnitt wird in eine Taylorreihe nach dem wahren Wirkungsquerschnitt um den ausgezeichneten Winkel β_0 entwickelt, der durch die beiden Richtungen: Strahlachse und Verbindungslinie Streukörperzentrum—Detektorzentrum gegeben ist. In der meistens genügenden 2. Näherung wird

$$\overline{\sigma(\beta_0)} = \sigma(\beta_0) + k_1 \cdot \sigma'(\beta_0) + \tfrac{1}{2} \cdot k_2 \cdot \sigma''(\beta_0) \tag{3.24}$$

mit

$$k_1 = -\frac{\sin \beta_0}{4} \cdot \frac{r^2}{\lambda\,D} + \operatorname{ctg} \beta_0 \cdot \frac{b^2 + h^2}{6\,D^2}$$

$$k_2 = \frac{a^2 + 3/4 \cdot r^2}{3\,D^2}$$

wobei die Abmessungen des Streukörpers mit h und r, diejenigen des Detektors mit a und b bezeichnet sind und als klein gegen den Abstand D zwischen Streuzentrum und Detektorkristall und der

freien Weglänge λ im Streukörper angenommen werden. Die Entzerrung der experimentellen Kurven wird nun so durchgeführt, dass die vorläufig unbekannten Ableitungen $\sigma'(\beta_o)$ und $\sigma''(\beta_o)$ des wahren Wirkungsquerschnittes durch die grafisch ermittelten Werte $\overline{\sigma'(\beta_o)}$ und $\overline{\sigma''(\beta_o)}$ der gemessenen Kurve ersetzt werden. Es folgt dann für den wahren Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\beta_0) \cong \bar{\sigma} - k_1 \cdot \overline{\sigma'} - \tfrac{1}{2} \cdot k_2 \cdot \overline{\sigma''}. \tag{3.25}$$

Die Güte dieser Korrektur hängt natürlich von der Konvergenz der Taylorreihe ab, also vom Verlauf von $\sigma(\beta)$. Im Falle der Neutronenstreuung an schweren Kernen ist die Vorwärtsstreuung sehr gross, die Korrekturen werden also nur merklich für Winkel $\beta_o < 45^0$.

c) Untergrundstreuung.

Da unser Untergrund relativ hoch ist, kann er, wie eine Abschätzung zeigt, selber systematische Effekte für die Winkelverteilung und vor allem für die Polarisation zur Folge haben.

1. Der Streukörper schirmt einen gewissen Teil der Untergrundneutronen gegenüber dem Detektor ab. Die Anteile sind für die beiden Stellungen „mit“ und „ohne“ Streukörper verschieden, sie hängen ausserdem vom Streuwinkel β ab.

2. Umgekehrt werden auch Untergrundneutronen durch den Streukörper in den Detektor gestreut.

Ist der Untergrund richtungsisotrop, so heben sich die beiden Effekte auf.

d) Detektorempfindlichkeit.

Nach den Gesetzen des elastischen Stosses variiert die Energie des zwischen 0^0 und 180^0 gestreuten Neutrons in den Grenzen E_n und $\{(A - 1/A + 1)\}^2 \cdot E_n$, wo A die Masse des streuenden Kerns und E_n die Energie des einfallenden Neutrons bedeuten. Bei der verwendeten Einfallsenergie $E_n = 3{,}3$ MeV ergeben sich für die verschiedenen untersuchten Elemente als Grenzenergien:

Cu	Ta	Pb	Bi
2,87 MeV	3,12 MeV	3,14 MeV	3,14 MeV

und somit sinkt die Detektorempfindlichkeit entsprechend für

	Cu	Ta	Pb	Bi
auf	97%	98,5%	99%	99%

Die Variation der Detektorempfindlichkeit ist daher ebenfalls nicht zu berücksichtigen.

e) Anisotropie der Neutronenquelle.

Da die (d, d)-Reaktion einen anisotropen differentiellen Wirkungsquerschnitt besitzt, ändert sich der Neutronenfluss über die Fläche des Streukörpers. Diese Anisotropie verursacht einen systematischen Effekt in der Azimutalsymmetrie, der unter $\beta = 90^0$ das Maximum erreicht. Die Grösse des Betrages kann abgeschätzt werden, indem man den Streukörper längs der Symmetrieebene durch die Zylinderachse halbiert und die Massen der beiden Hälften in ihren Schwerpunkten konzentriert. Der Abstand dieser beiden Schwerpunkte beträgt 0,85 cm, was einem Winkel $\Delta\alpha = 2/3^0$ entspricht. Der Unterschied des differentiellen Querschnittes bei einem Wert von 7,18 mbarns/sterad ist 0,16 mbarns/sterad, der maximale Einfluss auf die Azimutalsymmetrie daher 1,15%.

f) Intensitätsverlust und Fremdkerne im Streukörper.

Der gesamte Intensitätsverlust der einfallenden Neutronen im Streukörper ist im wesentlichen durch das Integral

$$J = J_0 \int e^{-\sigma n x} \cdot dV = J_0 \int e^{-x/\lambda} \cdot dV = A \cdot V \tag{3.26}$$

gegeben. Für die verschiedenen Elemente wird A

Cu	Ta	Pb	Bi
0,80	0,76	0,83	0,84

Der Intensitätsverlust durch Absorption allein ist für unsere Streukörperdimensionen äusserst gering und braucht nicht berücksichtigt zu werden.

Ebenfalls sehr gering ist der Einfluss der Fremdkerne im Streukörper. Mit den in Tab. 3.2 angegebenen Reinheitsgraden für die 4 untersuchten Elemente und mit der unvermeidlichen Verunreinigung durch die Befestigung der Streukörper wird der Einfluss der Fremdatome auf den totalen Wirkungsquerschnitt für

Cu	Ta	Pb	Bi
0,1%	0,5%	0,8%	1,0%

g) Inelastische Streuung.

Der Anteil der inelastisch gestreuten Neutronen am Wirkungsquerschnitt ist für unsere Neutronenenergie so gross, dass σ_{inel} für einen quantitativen Vergleich der gemessenen Winkelverteilung mit der Theorie in Betracht gezogen werden muss. Zudem erzeugen die bei inelastischen Stössen auftretenden γ-Strahlen wegen der ebenfalls sehr grossen Ansprechwahrscheinlichkeit der Anthrazenkristalle

eine weitere Verfälschung der Messresultate. Für die inelastische Streuung darf mit gutem Recht eine isotrope Winkelverteilung σ_{inel} angenommen werden. Die Korrektur entspricht dem winkelunabhängigen Betrag von $\sigma_{(\text{inel}+\gamma)}/4\pi$, der vom gemessenen Wert $\sigma_{\text{total}}(\beta)$ zu subtrahieren ist.

σ_{inel} lässt sich getrennt von den Messungen aus den bekannten γ-Niveaux bestimmen. Da dann aber zusätzliche Annahmen über die Ansprechwahrscheinlichkeit η_γ unserer Detektoren für die verschiedenen γ-Energien zu treffen wären, bekäme die ganze Korrektur eine zu grosse Unsicherheit.

Es gibt aber noch eine andere Möglichkeit, wobei die experimentell bestimmten Werte eine Rolle spielen. Die experimentell aufgenommene Kurve der Winkelverteilung ergibt durch grafische Integration über alle Streuwinkel den totalen Wirkungsquerschnitt. Vergleiche mit den mittels Transmissionsexperimenten direkt gemessenen Werten von σ_{total} erlauben, den Anteil der inelastisch gestreuten Neutronen und der γ-Strahlung zu bestimmen. Die Ungenauigkeit der grafischen Integration, herrührend von der Extrapolation des differentiellen Wirkungsquerschnittes über 30^0 und 150^0 hinaus ist klein, da der Anteil für kleine und grosse Streuwinkel verschwindet, gemäss

$$\sigma_{\text{total}} = 2\pi \int \sigma(\beta) \cdot \sin\beta \cdot d\beta\,. \tag{3.27}$$

Die Korrektur der inelastischen Streuung wurde auf diese Art durchgeführt, nachdem die Korrekturen für die Mehrfachstreuung und die Messgeometrie bereits angebracht waren.

h) Der Gesamtfehler.

Der gesamte Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung ist von der Grössenordnung 12%. Die Genauigkeit des relativen Kurvenverlaufes ist besser als diejenige der absoluten Werte, da einige Effekte winkelunabhängig sind und damit nur den absoluten Wert, nicht aber die Form der Kurve beeinflussen.

4. Ergebnisse für die Winkelverteilungen und die Polarisationseffekte.

4.1. Differentielle Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Neutronen.

Die experimentell bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitte für elastisch gestreute Neutronen von 3,3 MeV an Cu, Ta, Pb und Bi sind in den Fig. 4.1 bis 4.4 dargestellt. Alle Grössen beziehen sich auf das Laborsystem. Pro Messpunkt wurden durchschnittlich 10^6 Stösse registriert, wovon ein grosser Anteil durch

den hohen Untergrund (Streuneutronen und γ-Strahlen) verursacht war. Die eingetragenen Werte sind gemittelte Grössen der mit den beiden Detektoren simultan gemessenen Resultate. Bei der Mittelwertbildung heben sich die Polarisationseffekte weg, so dass die Winkelverteilung mit doppeltem statistischem Gewicht erhalten wird. Die statistischen Fehler sind eingezeichnet.

4.2. Diskussion der Resultate.

Erinnern wir uns an das bisherige Modell der „Kontinuums-Theorie": Es zeigt eine starke Vorwärtsstreuung, ein nicht sehr ausgeprägtes Maximum in der Gegend von $\beta = 60^0$ und im übrigen ein ziemlich isotropes Verhalten für grössere Winkel[18]). Das „optische Modell" mit den hier gewählten drei Parametern weist ebenfalls für alle Elemente eine starke Streuung bei kleinen Winkeln auf, dagegen zeigt es für die leichteren Elemente eine stärkere Rückwärtsstreuung, für die schwereren Elemente ein ausgeprägtes zusätzliches zweites Maximum. Sehr auffällig sind die für alle gerechneten Kerne auftretenden zwei eindeutigen Minima. Da das zweite Maximum bei allen schweren Elementen gefunden wird, kann es sich nicht um eine spezielle Eigenschaft eines einzelnen Kernes handeln. Die Kurvenform der differentiellen Wirkungsquerschnitte ändert sich stetig bei zunehmendem Atomgewicht, wobei sich die Extrema gegen kleinere Winkelwerte verschieben. Die Parameteränderungen wirken sich also nur langsam aus. Das „optische Modell" mit einem Topfpotential ist daher ein sehr allgemeines Modell.

Unsere experimentellen Daten stimmen nun aber ausgezeichnet mit den theoretisch nach dem „optischen Modell" berechneten Winkelverteilungskurven überein. Ein quantitativer Vergleich von Theorie und Experiment beim differentiellen Wirkungsquerschnitt ist aber auch nicht mehr so leicht möglich wie dies beim totalen Wirkungsquerschnitt der Fall ist. Bei der theoretischen Winkelverteilung kommt eine systematische Korrektur durch den Beitrag der „compound-elastischen Streuung" zustande. Diese ist für magische Kerne merklich und hat denselben Unsicherheitsgrad wie der Reaktions-Wirkungsquerschnitt.

Trotzdem können mit gutem Recht quantitative Vergleiche angestellt und mehrere eindeutige Aussagen gemacht werden:

1. Für kleine Streuwinkel ergibt das „optische Modell" konsequent zu grosse Werte. Eine eingehendere Überprüfung[19]) dieser Tatsachen mit der für kleinere Winkel besser geeigneten Ringmethode im Bereich von 8—30^0 ergab, dass die extrapolierten älteren Werte wohl um gut 10% übertroffen wurden, dass die Daten

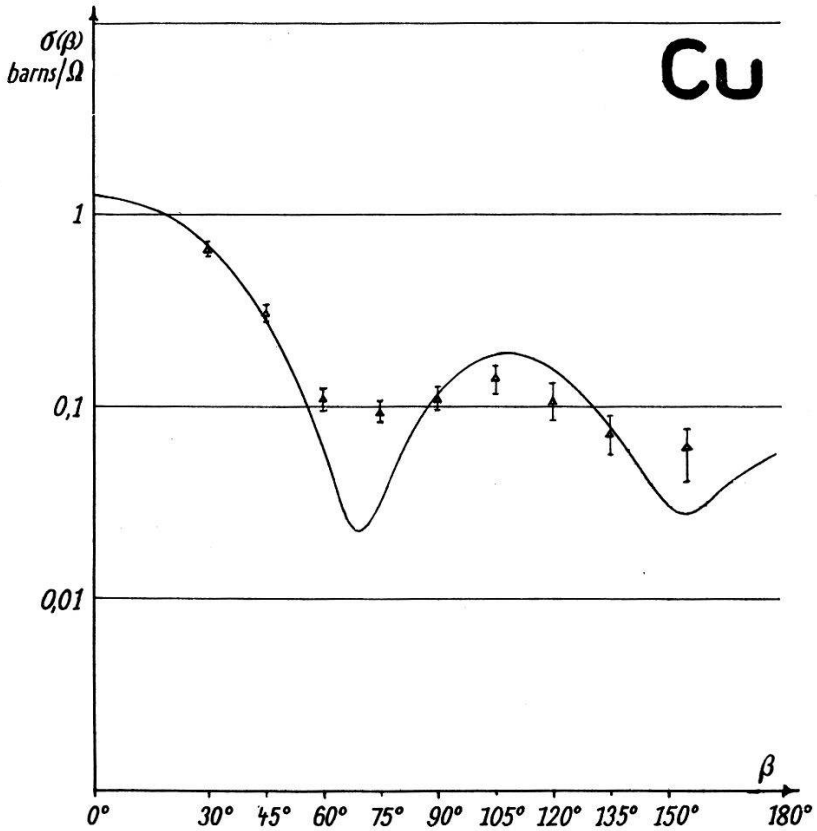


Fig. 4.1.
Die experimentelle Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Cu.

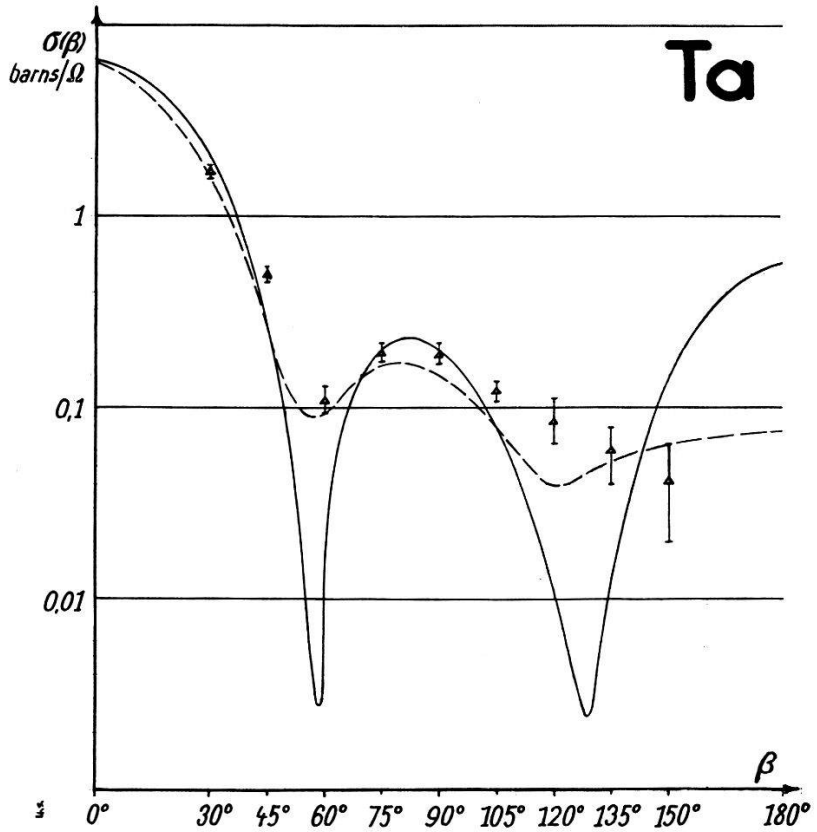


Fig. 4.2.
Die experimentelle Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Ta.

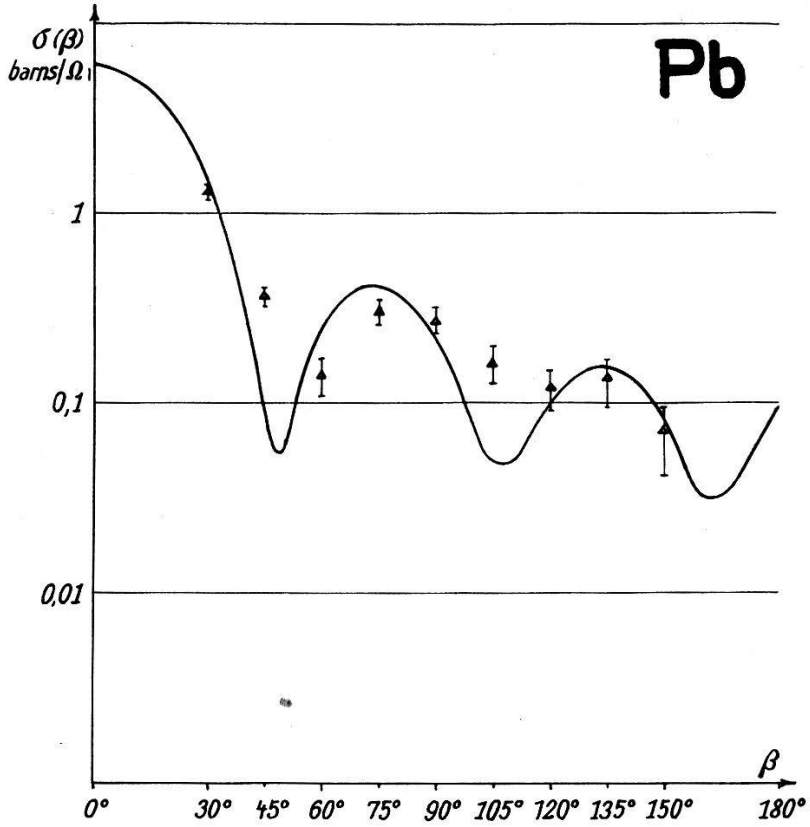


Fig. 4.3.
Die experimentelle Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Pb.

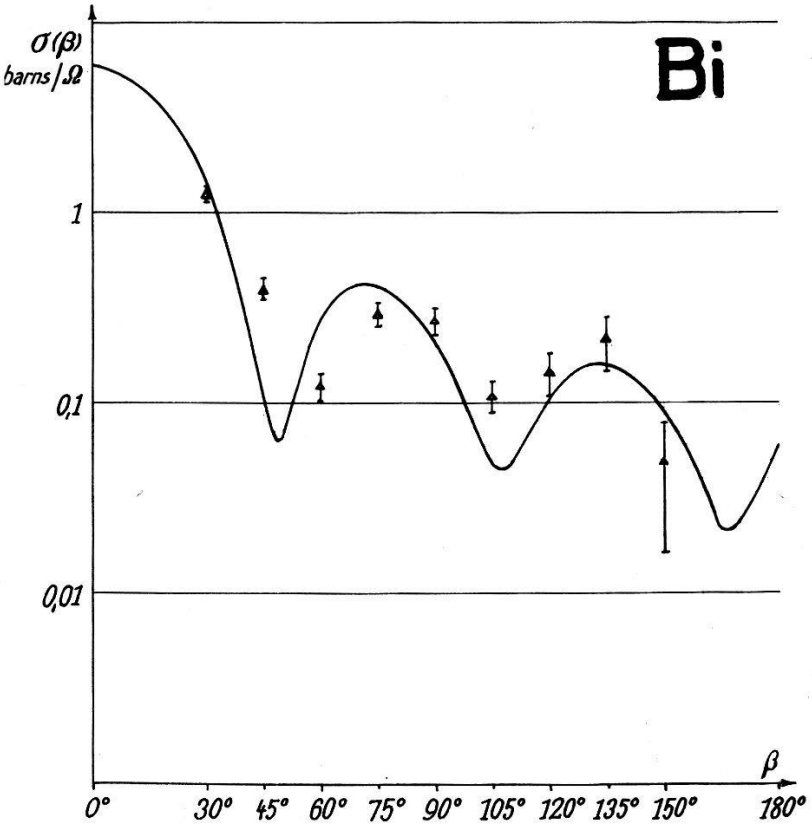


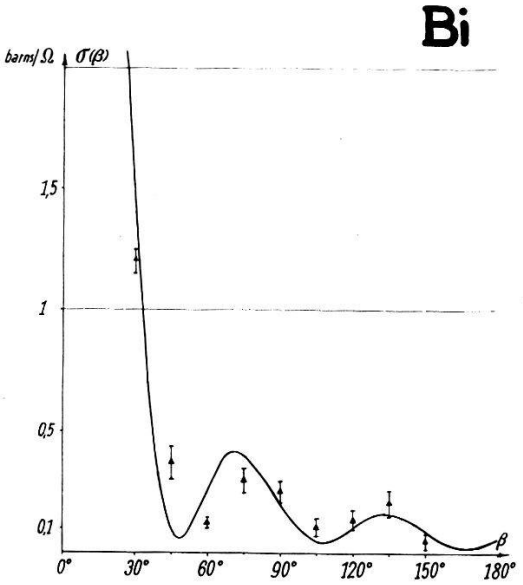
Fig. 4.4.
Die experimentelle Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Bi.

*

des „optischen Modells“ aber trotzdem noch zu gross sind. Das „optische Modell“ beschreibt die Winkelverteilung für kleine Streuwinkel wesentlich besser als das „Kontinuums-Modell“, aber auch nicht einwandfrei.

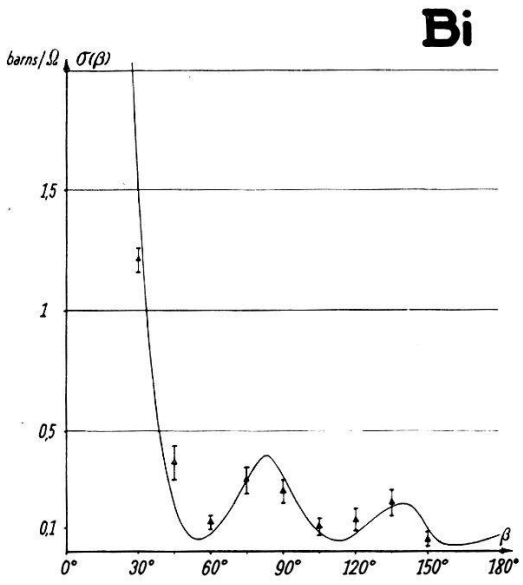
2. Es steht nach den systematischen Untersuchungen fest, dass sich mit Potentialtopftiefen um $V_0 = 42$ MeV gegenüber dem in früheren Arbeiten verwendeten Wert von 19 MeV eine viel bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ergibt Besonders auffällig ist das schwächere Maximum in der Rückwärtsrichtung und die Tatsache, dass das 2. Minimum, wie experimentell gefunden, tiefer als das 1. Minimum liegt. Dies steht ganz im Widerspruch zum Potentialansatz mit $V_0 = 19$ MeV, für den das 2. Minimum bedeutend höher liegen sollte.

3. Da bei der üblichen Darstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte im logarithmischen Maßstab die Kurven und die Fehlerintervalle ein ganz verzerrtes Bild ergeben, wurden die experimentellen Werte für Bi mit den entsprechenden theoretischen Kurven in linearem Maßstab aufgezeichnet. Es zeigt sich, dass durch eine kleine Änderung der Potentialtopftiefe, die üblicherweise mit $V_0 = 42$ MeV angenommen wurde, eine erstaunlich gute Übereinstimmung für die theoretische Kurve erhalten wird. Die für diesen Spezialfall günstigste Potentialtopftiefe beträgt $V_0 = 44$ MeV (Fig. 4.5 und Fig. 4.6).



$V = -(42 + 1{,}2\,i)$ MeV

Fig. 4.5.
Die experimentelle Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Bi (linearer Maßstab).



$V = -(44 + 1{,}2\,i)$ MeV

Fig. 4.6.
Die experimentelle Winkelverteilung der 3,3 MeV-Neutronen an Bi (linearer Maßstab).

4. Der Vergleich der beiden experimentell bestimmten Winkelverteilungen der benachbarten Elemente Blei und Wismut zeigt, dass diese sehr ähnlich verlaufen. Das bedeutet, wie dies bereits oben erwähnt wurde, dass für die elastische Streuung nicht so sehr die spezifischen Eigenschaften der Kerne massgebend sind als vielmehr langsam variierende Funktionen des Atomgewichtes, wie z. B. der Kernradius. Gerade dieses Merkmal ist aber dem „optischen Modell" eigen, indem verschiedene Kerne nur durch den Kernradius zu unterscheiden sind. Gegenüber den grundlegenden theoretischen Arbeiten[4][5]) zeigt es sich nun, dass der Imaginärteil mit mindestens 1,2 MeV anzunehmen ist, was auch mit erst kürzlich erschienenen Arbeiten[15][16]) für Neutronenenergien von 1 MeV und 4,1 MeV übereinstimmt.

4.3. Polarisationseffekte.

Die experimentell bestimmten Polarisationsgrade für Neutronen an Cu, Ta, Pb und Bi sind in den Fig. 4.7 bis 4.10 dargestellt.

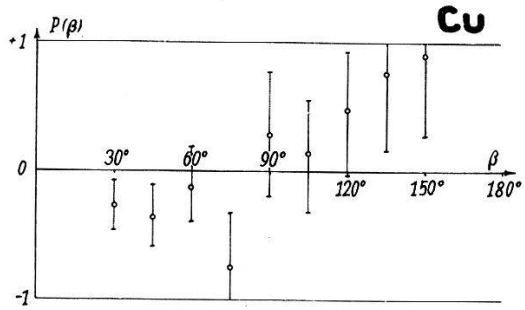


Fig. 4.7. Experimentell gemessene Polarisationsgrade der 3,3 MeV-Neutronen an Cu.

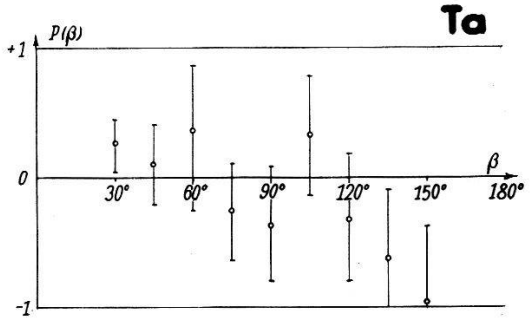


Fig. 4.8. Experimentell gemessene Polarisationsgrade der 3,3 MeV-Neutronen an Ta.

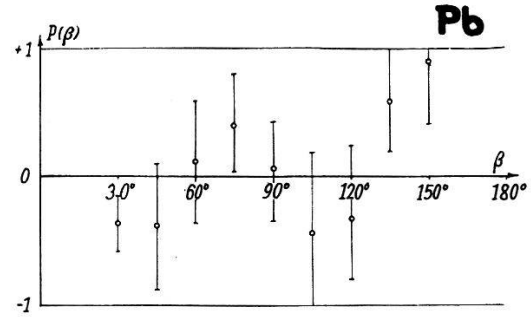


Fig. 4.9. Experimentell gemessene Polarisationsgrade der 3,3 MeV-Neutronen an Pb.

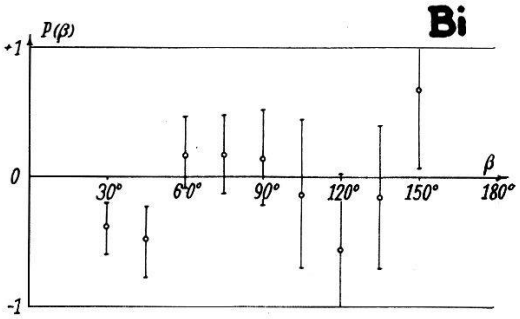


Fig. 4.10. Experimentell gemessene Polarisationsgrade der 3,3 MeV-Neutronen an Bi.

Theoretisch berechnet wurde der Polarisationsgrad P_2 für die 4 untersuchten Elemente mit den Potentialansätzen

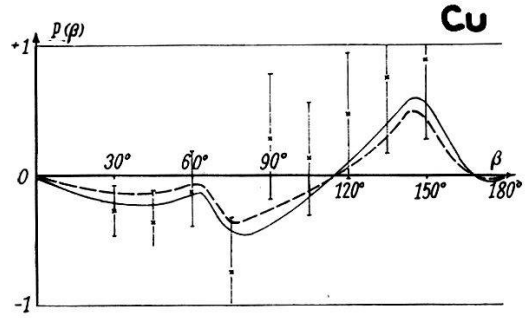
$$V(r) = -\{42 + 1{,}2 \cdot i + 0{,}5 \cdot (\vec{s}, \vec{l})\}\,\mathrm{MeV}$$
$$V(r) = -\{42 + 1{,}2 \cdot i + (\vec{s}, \vec{l})\}\,\mathrm{MeV}\,.$$

Dabei ist der ausgleichende Einfluss der „compound-elastischen Streuung" vernachlässigt geblieben. Desgleichen blieb beim experimentell bestimmten Polarisationsgrad die Korrektur der inelastischen Streuung aus dem gleichen Grunde unberücksichtigt. Für $P_1(\beta)$ folgt aus der Kohlenstoffmessung[11])

$$P_1(\beta) = 0{,}12 \pm 0{,}02\,.$$

4.4. Diskussion der Polarisations-Resultate.

Die nach der oben erwähnten Methode gemessenen Polarisationseffekte, die sich aus der Rechts-Links-Asymmetrie berechnen lassen, sind von mehreren, die absoluten Resultate der Winkelverteilungen verfälschenden, isotrop auftretenden Einflüssen unabhängig. Trotzdem sind die Fehler bei der Kleinheit des Effektes relativ gross.



– – $V' = 0{,}5$ MeV — $V' = 1$ MeV

Fig. 4.11.
Vergleich der experimentell gemessenen Polarisationsgrade an Cu mit den theoretischen Kurven.

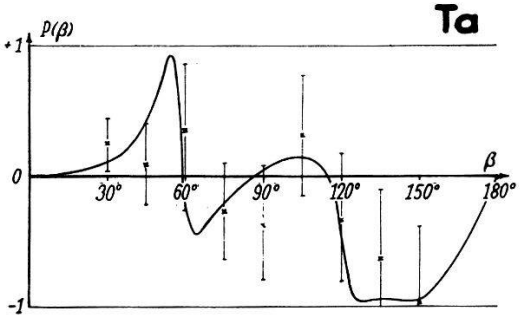


Fig. 4.12.
Vergleich der experimentell gemessenen Polarisationsgrade an Ta mit der theoretischen Kurve.

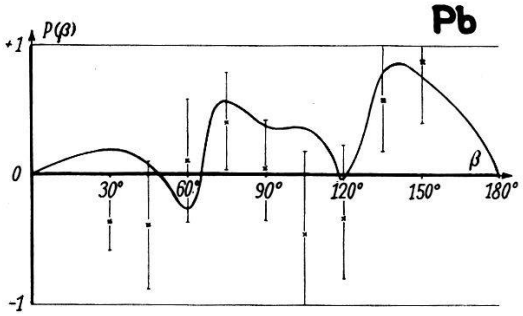


Fig. 4.13.
Vergleich der experimentell gemessenen Polarisationsgrade an Pb mit der theoretischen Kurve.

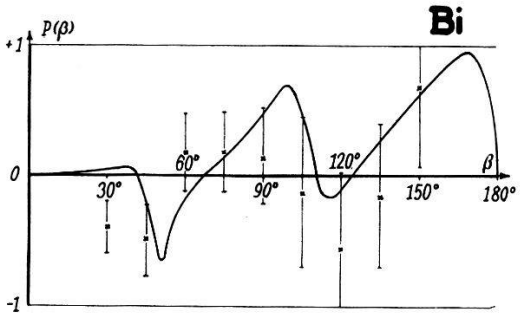


Fig. 4.14.
Vergleich der experimentell gemessenen Polarisationsgrade an Bi mit der theoretischen Kurve.

Der Polarisationsgrad P_{exp} ist nur als Produkt der beiden einzelnen Polarisationsgrade P_1 des Polarisators ((d, d)-Reaktion) und P_2 des zu untersuchenden Elementes messbar. P_1 wurde mit 0,12 bestimmt, P_2 muss zwischen 0 und 1 liegen, so dass die gesuchte Grösse P_{exp} kleiner als 0,12 ist. Es handelt sich also bei Polarisa-

tionsmessungen darum, relativ kleine Abweichungen vom normalen differentiellen Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung von Neutronen noch einwandfrei zu erfassen. Da sich unsere Untergrundneutronen intensitätsmässig bereits mit den elastisch gestreuten Neutronen vergleichen lassen, wirken sie sich bei den bedeutend empfindlicheren Asymmetriemessungen ungemein viel stärker aus, so dass bereits statistische Schwankungen die gesuchten Polarisations-Effekte überdecken können. Nur mit Hilfe einer sehr grossen Zahl von Messungen wurde es möglich, Resultate zu erhalten, die interessante Aussagen über die differentiellen Polarisationsgrade der 4 untersuchten Elemente gestatten.

Im wesentlichen und namentlich in bezug auf das Vorzeichen der Polarisation entspricht das Experiment der theoretischen Erwartung recht gut (Fig. 4.11 bis Fig. 4.14).

Bei Kupfer, wo die theoretischen Kurven für zwei Werte des Spin-Bahn-Kopplungspotentials berechnet worden sind, ist die Übereinstimmung genügend. Leider verbot die notwendige sehr umfangreiche Rechenarbeit die Berechnung der Kurven für weitere Werte der Parameter, obwohl wir überzeugt sind, dass sich eine noch bessere Anpassung zwischen Theorie und Experiment erreichen lässt.

Der Vergleich der beiden benachbarten Elemente Blei und Wismut zeigt, dass der Polarisationsverlauf für diese beiden Kerne nicht stark verschieden ist, was auch durch die theoretischen Kurven wiedergegeben wird. Man darf daraus offenbar schliessen, dass analog wie für die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte auch die Polarisationsgrade nicht wesentlich von den spezifischen Eigenschaften der Kerne abhängen, z. B. im Falle Blei–Wismut vom Gesamtkernspin, der für diese beiden Kerne ja sehr verschieden ist. Dies ist aber eine gute Bestätigung der Annahme, dass sich das Polarisationsphänomen mit einem einfachen Spin-Bahn-Kopplungsterm für das Streuneutron allein beschreiben lässt, durch den die Bewegung des Nukleons abhängig wird von der Stellung seines Spins zur Bewegungsebene.

5. Schlussfolgerungen.

Aus den durchgeführten umfangreichen Streuexperimenten mit schnellen Neutronen von 3,3 MeV an mittleren und schweren Kernen können folgende Schlüsse gezogen werden:

1. Das „Kontinuums-Modell" gibt die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte für mittlere und schwere Kerne nur sehr ungenau wieder.

2. Das „optische Modell" dagegen gibt diese Wirkungsquerschnitte sehr befriedigend wieder, indem es auch die als Funktion des Streuwinkels auftretenden Maxima und Minima nach Ort und Grösse richtig voraussagt.

3. Es lassen sich leicht Werte für das komplexe Potential dieses „optischen Modells" angeben, welche die Streuresultate sehr exakt beschreiben. Wahrscheinlich lässt sich die beobachtete, gegenüber der Theorie zu kleine Vorwärtsstreuung durch Benützung anders gewählter Werte für das Potential beheben.

4. Der gemessene komplizierte Polarisationsverlauf der an diesen Kernen gestreuten Neutronen kann mit Hilfe des „optischen Modells" befriedigend erklärt werden durch blosses Einführen eines zusätzlichen Spin-Bahn-Kopplungsterms des Streuneutrons zum komplexen Potential.

5. Im wesentlichen und namentlich in bezug auf das Vorzeichen entspricht das Experiment der theoretischen Erwartung recht gut.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. Scherrer danke ich für sein förderndes Interesse an der Arbeit. Die Herren H. R. Brugger und H. J. Gerber haben durch ihre Diskussionen viel zum Gelingen der Experimente beigetragen und mit den Herren B. Lüthy und H. Rohrer bei Messungen mitgeholfen, wofür ich ihnen bestens danke.

Literaturverzeichnis.

[1]) N. Bohr, Nature **137**, 344 (1936).
[2]) H. Feshbach, D. C. Peaslee und V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **71**, 145 (1947).
[3]) H. H. Barschall, Phys. Rev. **86**, 431 (1952).
[4]) H. Feshbach, C. E. Porter und V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **90**, 166 (1953).
[5]) H. Feshbach, C. E. Porter und V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **96**, 448 (1954).
[6]) J. Schwinger, Phys. Rev. **73**, 407 (1948).
[7]) R. K. Adair, S. E. Darden und R. E. Fields, Phys. Rev. **96**, 503 (1954).
[8]) S. C. Snowdon und W. D. Whitehead, Phys. Rev. **94**, 1267 (1954).
[9]) J. V. Lepore, Phys. Rev. **79**, 137 (1950).
[10]) R. Ricamo, Helv. Phys. Acta **26**, 423 (1953).
[11]) R. W. Meier, P. Scherrer und G. Trümpy, Helv. Phys. Acta **27**, 577 (1954).
[12]) P. C. Thoneman, J. Moffatt, D. Roaf und J. H. Sanders, Proc. Phys. Soc. **61**, 483 (1948).
[13]) C. D. Moak, H. Reese und W. M. Good, Nucleonics **9/3**, 18 (1951).
[14]) H. H. Barschall, Rev. Mod. Phys. **24**, 120 (1952).
[15]) M. Walt und H. H. Barschall, Phys. Rev. **93**, 1062 (1954).
[16]) M. Walt und J. R. Beyster, Phys. Rev. **98**, 677 (1955).
[17]) J. Blok und C. C. Jonker, Physica **18**, 809 (1952).
[18]) H. R. Brugger, H. J. Gerber, B. Lüthy und A. E. Remund, Helv. Phys. Acta **28**, 331 (1955).
[19]) S. E. Darden, W. Häberli und R. B. Walton, Phys. Rev. **96**, 836 (1954).