

Präzise Bestimmung von freien Wirkungsquerschnitten für Neutronen

W. Waschkowski * und L. Koester

Physikdepartment der Technischen Universität München, Reaktorstation Garching

(Z. Naturforsch. 31a, 115–122 [1976]; eingegangen am 16. Dezember 1975)

Precision Measurements of Free Cross Sections for Neutrons

Rotating activation foils with resonance energies of 1.26 eV and 5.19 eV have been applied for exact measurements of neutron cross sections. The detector consisted of a sandwich of two rotating foils and was suitable for determining exactly the neutron flux at the resonance energy and energy changes in the neutron beam. The cross sections of polycrystalline samples showed uncertainties greater than the statistical error. The more accurate measurements on liquid samples yielded the following scattering cross sections of free atoms for neutrons of zero energy:

Lead: $\sigma_0(\text{Pb}) = (11.261 \pm 0.006) \text{ b}$,
Bismuth: $\sigma_0(\text{Bi}) = (9.300 \pm 0.003) \text{ b}$, and
Sulfur: $\sigma_0(\text{S}) = (0.985 \pm 0.004) \text{ b}$.

These data are of interest for an investigation of the neutron-electron interaction.

Einführung

Die Parameter der Streuung von Neutronen an Atomkernen werden durch spezifische Wechselwirkungen bestimmt, die etwa durch ein komplexes Kernpotential beschrieben werden können. Ihre Messung liefert daher quantitative Aussagen über das Kernpotential.

Eine von Theorie und Experiment her gut geeignete Meßgröße der Streuung ist der freie Streuquerschnitt σ_0 . Durch Hinzunahme eines zweiten Meßwertes, z. B. des kohärenten Streuquerschnitts der Atome, lassen sich fundamentale Aussagen über Reichweite, Potentialtiefe und Spinabhängigkeit der Kernkräfte gewinnen. Auch die elementare Neutron-Elektron Wechselwirkung kann mit Hilfe dieser beiden Meßgrößen bestimmt werden¹.

Nachdem es in der Vergangenheit gelungen ist, kohärente Streuquerschnitte durch die Entwicklung neuer Meßmethoden^{2–4} sehr genau zu messen ($\Delta\sigma/\sigma \approx \pm 2 \cdot 10^{-4}$)^{5,6}, ist es mehrfach versucht worden^{7,8}, gleiche Genauigkeit bei der Messung von freien Wirkungsquerschnitten zu erreichen. Dies ist auch der Zweck der vorliegenden Arbeit. Ein Teil der Experimente wurde an festen und flüssigen Proben von Blei und Wismut durchgeführt, für deren Wirkungsquerschnitte exakte Werte gewonnen werden konnten.

* Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Universität München genehmigte Dissertation.

Freier Streuquerschnitt

Der totale Streuquerschnitt eines Systems von Kernen wird gewöhnlich mit Hilfe der Streulängen a der freien Atome beschrieben:

$$\sigma_t(E) = 4\pi \langle a \rangle^2 S_{\text{coh}} + 4\pi [\langle a^2 \rangle - \langle a \rangle^2] S_{\text{inc}} \quad (1 \text{ a})$$

$$\text{oder} \quad \sigma_t(E) = 4\pi \langle a^2 \rangle S_{\text{inc}} + 4\pi \langle a \rangle^2 \delta S. \quad (1 \text{ b})$$

E steht für die Energie der Neutronen; die gewinkelten Klammern bedeuten Mittelwertbildung über die Streulängen aller Atome der Meßprobe.

Die Streufunktionen S_{coh} und S_{inc} tragen dem Beitrag von Materialeigenschaften der Probe, der Anordnung und der Dynamik der Atome Rechnung. Sie sind energieabhängig und für Energien im eV-Bereich exakt berechenbar⁹.

In Bereichen von E , in denen Resonanzreaktionen (bei $E = E_r$) zwischen Neutron und Kern (Spin $I = 0$ angenommen) eintreten, ist die Kernstreułänge a wegen der Resonanzbeiträge $a_r(E, E_r)$ stark von der Neutronenenergie abhängig:

$$a(E) = R' + \sum_i a_{ri}(E, E_r),$$

wobei über alle isolierten Resonanzen zu summieren ist. R' ist der im betrachteten Bereich energieunabhängige Radius für Potentialstreuung. Nach der Breit-Wigner Formel (siehe z. B.¹⁰) gilt bei niedrigen Energien außerhalb von Resonanzstellen:

$$a_r(E, E_r) = (\Gamma_n/2 k_r E_r) E_r / (E - E_r) = a_{0r} E_r / (E - E_r).$$

Γ_n ist die Neutronenbreite und k_r die Neutronenwellenzahl bei der Resonanzenergie.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Damit ergibt sich der Streuquerschnitt eines freien Kerns mit n Resonanzen zu

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{frei}}(E) &= 4\pi a(E)^2 \\ &= 4\pi a_0^2 \left[1 + \sum_{r=1}^n \frac{a_{0r}}{a_0} \cdot \frac{E}{(E - E_r)} \right]^2.\end{aligned}\quad (2)$$

Für $E = 0$ wird der freie Streuquerschnitt $\sigma_0 = 4\pi \cdot a_0^2$ erhalten. Gleiche Beziehungen gelten für Kerne mit Spin I , wenn die Streulängen für die beiden Spinzustände $J = I \pm 1/2$ des Neutron-Kern-Komplex getrennt angegeben werden. Man faßt sie in bekannter Weise mit den statistischen Faktoren $g_+ = (I+1)/(2I+1)$ und $g_- = I/(2I+1)$ zusammen. Einen zusätzlichen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert die Spin-Bahnkopplung zwischen Neutron und Kern, die sogenannte „Schwinger“-Streuung $\sigma_{L,S}$ ¹¹. Ihr Wirkungsquerschnitt steigt mit der Neutronenenergie; ihre Größe für Bi wurde von Binder berechnet¹². Der vollständige freie Wirkungsquerschnitt des Atomkerns lässt sich dann vereinfacht schreiben (σ_R = Resonanzbeitrag, Spin-abhängig):

$$\sigma_{\text{frei}} = \sigma_0 + \sigma_R + \sigma_{L,S}. \quad (3)$$

Eine Messung von $\sigma_{\text{frei}}(E)$ nach Gl. (1) an einem System von vielen Kernen wird am besten mit Neutronen im Energiebereich durchgeführt, wo die Bindungskräfte zwischen den Atomen und die Struktureffekte sehr gering sind: $S_{\text{inc}} = 1$ und $\delta S \cong 0$.

Meßanordnung

Für Präzisionsmessungen von Wirkungsquerschnitten σ mit Unsicherheiten um $\pm 10^{-4} \Delta\sigma/\sigma$ ist die übliche Transmissionsmethode dann gut geeignet, wenn intensive Neutronenstrahlen einheitlicher Energie zur Messung verfügbar sind. Ein auch nur geringer Anteil von Neutronen etwa im Resonanzbereich des Probenmaterials könnte das Meßergebnis um ein Vielfaches des angestrebten Fehlers verfälschen.

In früheren Untersuchungen ist nachgewiesen worden, daß durch Anwendung von gepulsten Neutronenstrahlen mit Laufzeitmessungen (siehe z. B. 7) oder durch Selektion monoenergetischer Neutronen aus dem Spektrum der Reaktorneutronen entweder durch Resonanzstreuung⁸ oder durch Resonanzaktivierung¹³ die Messung der Transmission einer Probe für eine definierte Neutronenenergie mit hoher Genauigkeit möglich ist. Wie im folgenden dargestellt wird, bietet die Methode der Resonanzaktivierung neben hoher Meßgenauigkeit auch die Möglichkeit der Erfassung systematischer Fehler.

Die Geometrie des für unsere Messungen genutzten Neutronenstrahls des FRM * ist in Abb. 1 dargestellt. Durch ein Cd-Filter werden dem Strahl die langsamten Neutronen mit Energien $< 0,7$ eV entzogen.

Die selektive Messung von Neutronen mit einheitlicher Energie erfolgt über eine Kombination rotierender Resonanzdetektorscheiben, wie sie in¹³ vorgeschlagen wurde. In Abb. 2 ist der Aufbau einer Meßstelle gezeigt. Eine rotierende Scheibe aus einer Rhodium-Metallfolie (0,08 mm dick) oder aus einer Silberfolie (0,1 mm dick) wird am Umfang durch

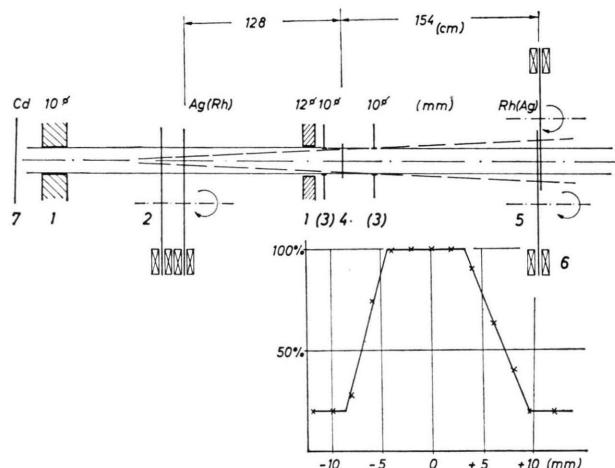


Abb. 1. Der Strahlengang mit Intensitätsprofil. 1 Abschirmung, 2 Monitor, 3 Blenden (nicht bei allen Proben verwendet), 4 Probe, 5 Detektor, 6 β -Zählrohre, 7 Cd-Filter.

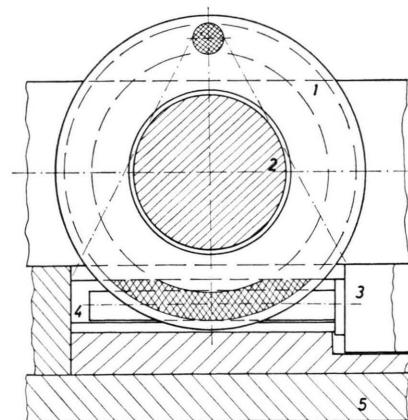


Abb. 2. Aufbau einer Meßstelle. 1 Detektorscheibe mit aktiver Zone (Brennfleck des Strahls, $F_1 = 2,5 \text{ cm}^2$, Sichtfeld der Zählrohre $F_2 = 15 \text{ cm}^2$), 2 Pb-Rotor, 3 Zählrohr mit Verstärker, 4 Plexiglasverkleidung, 5 Bleiabschirmung.

* Forschungsreaktor München, thermische Leistung 4 MW, H_2O -moderiert.

den zu messenden Neutronenstrom aktiviert. Auf der entgegengesetzten Seite taucht sie in gut abgeschirmte β -Zählrohre (CH_4 -Proportional-Zählrohre¹⁴), mit denen die Aktivierung gemessen wird. Wenn die Sättigungsaktivität erreicht ist (Halbwertzeit $\text{Rh}^{104}\beta$: 41,8 sec, $\text{Ag}^{110}\beta$: 24 sec), bleibt die Zählrate konstant; sie ist dem Neutronenstrom in der Umgebung der Resonanzenergie (Rh : 1,257 eV und Ag^{109} : 5,19 eV) proportional. Auf diese Weise ist eine kontinuierliche Neutronenzählung möglich, deren Anzeigeträgheit durch die Halbwertzeit der β -Aktivität gegeben ist.

Wir verwenden als Detektoren eine Kombination von zwei Meßstellen (siehe Abb. 1), bei der die beiden Scheiben dicht hintereinander im Strahl liegen. Auf die erste Scheibe trifft der Neutronenstrom mit ungestörtem Energiespektrum, er aktiviert die Scheibe (A_I) vor allem im Resonanzbereich (resonant r), aber auch außerhalb (nicht resonant nr). Da die resonanten Neutronen die zweite Scheibe praktisch nicht mehr erreichen, wird diese nur durch den nicht resonanten Anteil nr aktiviert (A_{II}). Aus den zwei simultanen, verschiedenen Meßwerten $A_I \triangleq r + nr$ und $A_{II} \triangleq nr$ lassen sich in vereinfachter Weise noch unterschiedliche Informationen herleiten:

$A_I - A_{II}$ ist das Maß für die rein resonante Aktivierung r und $A_I/A_{II} = \alpha \triangleq (r + nr)/nr$ charakterisiert die spektrische Zusammensetzung des Neutronenstromes derart, daß eine Veränderung des Spektrums durch eine Probe an einer Änderung des Spektralindexes α erkannt wird.

Welche dieser Meßwertkombinationen zur Auswertung von Transmissionsmessungen herangezogen werden, richtet sich nach der erstrebten Information. Zur Berechnung exakter Wirkungsquerschnitte nutzen wir als Meßgröße die Aktivitätsdifferenz zwischen beiden Detektoren ($A_I - A_{II}$). Dadurch erhalten wir einen Wert für den Wirkungsquerschnitt genau bei der Resonanzenergie des Detektors. Dies wird in Tab. 1 gezeigt, in der die Verteilung der

Tab. 1. Aktivierungsanteile nach¹³.

Detektor-scheibe	Energiebereich (eV)	Prozentualer Aktivierungsanteil (A_I)	($A_I - A_{II}$)
Rh 0,08 mm	1,15 – 1,35	54	87
	0,8 – 1,7	83	98,2
	0,5 – 2,0	97	99,98
	40 – 700	~0,8	~0,1
	nicht resonant	2,8	0,022
Ag 0,1 mm	5,1 – 5,3	25,5	56
	4,1 – 6,3	73,5	96,7
	16 – 71	10	3
	nicht resonant	16,5	0,3

Aktivierung der Detektorscheiben auf die verschiedenen Energiebereiche angegeben ist. Die Angaben für die Differenz $A_I - A_{II}$ bedeuten, daß praktisch nur die Neutronen mit Energien im engeren Bereich der Detektorresonanz zur Messung beitragen. Als zweiten Meßwert geben wir eine Größe an, die zur Prüfung der Genauigkeit des Experimentes genutzt werden kann. Wir definieren hierfür die relative Änderung des Spektralindexes (α) durch die Probe als

$$\text{Spektraländerung } \gamma = \frac{\alpha \text{ (mit Probe)}}{\alpha \text{ (ohne Probe)}} - 1.$$

Abweichungen von $\gamma = 0$ bedeuten Veränderung des Neutronenspektrums; der angegebene Wirkungsquerschnitt kann einen Fehler enthalten, der durch einen Beitrag nicht resonanter Neutronen entstanden ist.

Meßgenauigkeit

Die angestrebte Genauigkeit für den Wirkungsquerschnitt zwischen $(2 \dots 4) \cdot 10^{-4} \Delta\sigma/\sigma$ erfordert in unserer Anordnung (nach Abb. 1) pro Meßpunkt mehrere Einzelmessungen von einigen Stunden Dauer, so daß die Verwendung eines Monitors (gleiche Konstruktion wie Detektor, nur anderes Resonanzmaterial) notwendig ist. Die Stabilität der Neutronenzählung wird durch Verwendung von CH_4 -Proportional-Zählrohren sichergestellt. Außerdem werden durch die Doppelregistrierung und die Differenzbildung $A_I - A_{II}$ für Detektor und Monitor der Strahlungsuntergrund und seine Schwankungen nahezu vollständig eliminiert. Die notwendigen Bestimmungen von Dichte und Länge der Meßproben können mit entsprechender Genauigkeit erfolgen.

Als systematische Fehlerquellen kommen die spektrale Empfindlichkeit des Detektors und vor allem aber Unsicherheiten im Probenmaterial in Betracht. Hierzu gehören Verunreinigungen (besonders Spuren von Ag oder Rh) und Inhomogenitäten in der Dichte und in der Kristallstruktur fester Proben.

Die Auswirkungen der systematischen Fehler haben wir in den nachstehenden Experimenten untersucht.

Untersuchung der Fehlermöglichkeiten

Spektraländerung: Die Größe der Spektraländerung und ihr Einfluß auf den Meßwert des Wirkungsquerschnitts haben wir durch Transmissionsmessungen an 4 verschiedenen dicken Bor-10-Proben mit dem Ag-Resonanzdetektor untersucht. Die Probenstoff, B^{10} in Kunstharz, hat bis ca. 10⁴ eV Neutronenenergie einen Wirkungsquerschnitt mit $(E)^{-1/2}$ -Verlauf, der bei der dicksten Probe eine

Tab. 2. Wirkungsquerschnitt (σ/σ_{\max}) für B-10-Transmissionsproben und Spektraländerung [$\sigma_{\max} = (321 \pm 3) b$].
 A_I, A_{II} : Auswertung der Aktivitäten der 1. bzw. 2. Scheibe allein. $A_I - A_{II}$: Auswertung der Aktivitätsdifferenz (Transmission von 0,13 bis 0,01).

Dicke (B ¹⁰) [gcm ⁻²]	A_{II}	σ/σ_{\max}	$A_I - A_{II}$	$10^4 \gamma$
0,106(4)	0,73(1)	0,88(1)	1,00(1)	-2570(30)
0,157(2)	0,63(1)	0,79(1)	0,98(3)	-3750(40)
0,206(2)	0,52(2)	0,70(2)	0,97(5)	-4940(80)
0,263(4)	0,43(2)	0,59(2)	0,91(7)	-5310(100)

Spektraländerung von $\gamma \approx -53\%$ zur Folge hatte. Den relativen Meßwerten σ/σ_{\max} in Tab. 2 entnimmt man, daß die aus der Aktivitätsdifferenz $A_I - A_{II}$ erhaltenen Werte innerhalb des Meßfehlers unabhängig sind von Spektraländerungen bis zu 50%. Dieses Ergebnis läßt sich auf alle Substanzen übertragen, die keine starken Resonanzen im Wirkungsquerschnitt nahe der Resonanzenergie des Detektors haben.

Verunreinigungen: Übliche Verunreinigungen von insgesamt 100 ppm im Probenmaterial (99,99% rein) führen in der Regel zu Korrekturen in der Größe von 1 mb. Weitaus wirksamer sind Verunreinigungen von der Art des Detektormaterials (Ag oder Rh); 1 ppm Gewichtsanteil erfordert Korrekturen von ca. 10 mb. Wie den Meßwerten für eine Ag-verunreinigte [(24 ± 5) ppm] Wismut-Probe in Tab. 4 zu entnehmen ist, konnte die Verunreinigung an der Spektraländerung $\gamma = -(24 \pm 4) \cdot 10^{-4}$ erkannt und durch Auswertung der Messung mit A_{II} eliminiert werden.

Tab. 3. Dichte von festen Bleistäben (99,9995%).

	original	abgedreht auf
Durchmesser (mm)	40	18
Dichte [gcm ⁻³]	11,301(2)	11,352(3)
	11,313(2)	11,359(4) 11,358(7)

Kristalleffekte: Bei den Neutronenenergien 5 eV und 1 eV sind etwa 1% bis 10% des totalen Streuquerschnitts $\sigma_{s,\text{tot}}$ von ideal polykristallinen Substanzen noch elastisch und kohärent. Dieser Anteil sinkt mit E^{-1} . Wie weit er in das Meßergebnis eingeht, hängt stark von der Kristallstruktur der Proben ab. Bei Einkristallen kann der elastische Anteil verschwinden. Das wird in Abb. 3 am Wirkungsquerschnitt für 130 eV⁸, 5,2 eV und 1,2 eV für einen Si-Einkristall gezeigt. Bei 130 eV ist der Wirkungsquerschnitt praktisch zur Gänze inelastisch; bei 1,2 eV ist er um 9% abgesunken, da der elastische

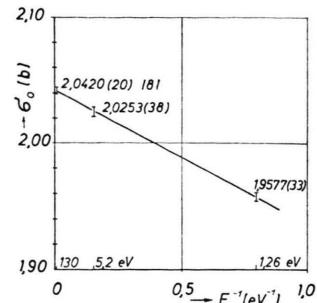


Abb. 3. Der Freie Streuquerschnitt von Silicium.

Anteil im Einkristall nicht zur Wirkung kommen konnte. Die gemessenen Spektraländerungen $\gamma(1 \text{ eV}) = -(15 \pm 4) \cdot 10^{-4}$ und $\gamma(5,2 \text{ eV}) = -(17 \pm 6) \cdot 10^{-4}$ sind vermutlich auf die beobachtete Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts zurückzuführen. Messungen von $\sigma_{s,\text{tot}}$ an kristallinen Proben mit Einkristallbereichen können demnach mit Fehlern in Prozent-Größe behaftet sein.

Dichte-Inhomogenitäten fester Proben: Durch Gießen und mechanische Bearbeitung hergestellte Meßproben können Bereiche oder Zonen unterschiedlicher Dichte enthalten, so daß die für den Gesamtkörper gemessene Dichte nicht immer mit der Dichte des durchstrahlten Teiles übereinstimmen wird. Wir haben nach schrittweisem Abdrehen von zylinderförmigen Blei-Proben die in Tab. 3 angegebenen Dichtewerte gemessen, an denen deutliche Veränderungen zu erkennen sind.

Messungen und Meßwerte

Zur Untersuchung der nicht magnetischen Neutron-Elektron-Wechselwirkung durch getrennte Messungen der Neutronen-Streuquerschnitte für die Atome (σ_{coh}) und die Atomkerne (σ_0) der Elemente Wismut und Blei sind präzise Bestimmungen des freien Wirkungsquerschnitts dieser Elemente erforderlich^{1, 15}. Zu diesem Zweck wurden Experimente mit Neutronen mit Energien zwischen 2 eV und 40 eV^{16, 17} und mit 130 eV⁸ an festen Proben bereits durchgeführt. Wegen der oben festgestellten Unsicherheiten aber, die mit dem Einsatz fester Meßproben verbunden sind, haben wir neben Messungen an festen auch Messungen an flüssigen Proben von Blei und Wismut vorgenommen.

Feste Proben:

Zur Messung kamen zylinderförmige Proben verschiedener Länge aus polykristallinem Wismut (99,999%, Dichte bei 20 °C: $\rho = 9,7992(5) \text{ gcm}^{-3}$),

Tab. 4. Totale Wirkungsquerschnitte fester Proben.

Nr.	Element	Probe/Länge (cm)	$E_n = 1,26 \text{ eV}$			$E_n = 5,19 \text{ eV}$		
			$A_{\text{I}} - A_{\text{II}}$	$\sigma_{\text{tot}} \text{ (b)}$ $10^4 \cdot \gamma$		$A_{\text{I}} - A_{\text{II}}$	$\sigma_{\text{tot}} \text{ (b)}$ $10^4 \cdot \gamma$	
1	Bi	PK 24	9,263 (7)	+ 7 (4)		9,278 (6)	+ 1 (5)	
2	Bi	PK 37	9,254 (8)	+ 20 (4)		9,275 (5)	- 10 (9)	
			9,224 (7)	+ 10 (4)		9,279 (7)	+ 13 (6)	
			9,234 (6)	+ 30 (6)		9,279 (6)	- 11 (4)	
			9,251 (6)	- 11 (6)				
			9,293 (6)	- 27 (4)				
3	Bi	PK 47	9,207 (5)	+ 20 (5)				
4	Bi	PK 61	9,280 (3)	- 35 (7)		9,290 (4)	+ 19 (4)	
	Mittel		9,247 (11)	-		9,280 (3)	-	
	Fehler Einzelergebnis		$\pm 0,029$	-		$\pm 0,006$	-	
5	Bi	EK 36	9,202 (5)	- 6 (6)		9,283 (5)	- 6 (4)	
6	SiO_2	Glas	9,617 (6)	+ 0,6 (3, 7)		9,597 (7)	+ 2 (4)	
			9,606 (7)	+ 0,5 (4, 3)		9,608 (6)	+ 14 (5)	
						9,601 (8)	+ 1 (4)	
						9,587 (7)	- 6 (3)	
						9,607 (8)	+ 2 (4)	
	Mittel		9,612 (5)	-		9,600 (4)	-	
	Fehler Einzelergebnis		-	-		$\pm 0,008$	-	
7	Pb	PK 36	11,243 (6)	- 30 (4)		11,295 (5)		
			11,274 (6)	- 30 (4)		11,338 (13)	- 75 (5)	
			11,275 (5)	- 18 (4)				
8	Pb	PK 36 a	11,168 (13)	- 34 (15)		11,276 (10)	- 23 (12)	
			11,240 (12)	- 53 (15)		11,261 (12)	- 28 (13)	
9	Pb	PK 26 a	11,454 (10)	- 110 (80)		11,241 (10)	- 19 (8)	
			11,429 (32)	- 110 (160)				
10	Pb	PK 22 a	11,338 (13)	- 35 (75)		11,267 (13)	- 33 (8)	
	Mittel		11,303 (35)	-		11,280 (15)	-	
	Fehler Einzelergebnis		$\pm 0,10$			$\pm 0,034$		

^a abgedrehte Probe, Wirkungsquerschnitt mit Dichte des Ausgangskörpers berechnet.

aus polykristallinem Blei (99,995%), Dichte bei 20 °C: in Tab. 3) und aus glasförmigen SiO_2 als Vergleichs-Substanz. Die in Tab. 4 zusammengefaßten Meßwerte stammen aus Meßreihen, die voneinander vollständig unabhängig waren; die Meßproben wurden nach jeder Messung gewechselt.

Für die Untersuchungen an Wismut standen vier verschiedene polykristalline Körper und ein Einkristall (unbekannter Orientierung) zur Verfügung.

Die für 1,26 eV gemessenen Wirkungsquerschnitte zeigen erhebliche Schwankungen (9,207 b bis 9,293 b) von Meßreihe zu Meßreihe und von Probe zu Probe. Daneben werden Spektraländerungen (0,2% bis 0,3%) in der Größe des vierfachen Meßfehlers beobachtet. Der Standardfehler des Mittelwertes über alle Bestimmungen bei 1,26 eV ist bereits größer als der Meßfehler einer Einzelmessung. Die Einzelergebnisse schwanken fünfmal so stark wie die errechneten Meßfehler. Bei den Werten für 5,19 eV Neutronenenergie jedoch stimmen die Schwankungen der Ergebnisse mit den Meßfehlern

überein; auch die Spektraländerungen sind kleiner als bei 1,26 eV.

Die Meßreihe (Zeile 5) am Einkristall zeigt den oben beschriebenen Einkristalleffekt, aber keine Spektraländerung. Nach allen diesen Beobachtungen ist es plausibel, vor allem Unterschiede der polykristallinen Struktur als Ursache der Schwankungen anzusehen.

Die parallel durchgeföhrten Meßreihen an SiO_2 zeigen keine außergewöhnlichen Schwankungen der Ergebnisse, Meßfehler und Standardabweichungen der Einzelergebnisse sind in guter Übereinstimmung miteinander; eine Spektraländerung tritt nicht auf.

Die Messungen an festen Blei-Proben zeigen außerordentlich unterschiedliche Ergebnisse für die Werte bei der Energie 1,26 eV; geringe Schwankungen treten bei 5,19 eV auf. Als Ursachen kommen Inhomogenitäten der Kristallstruktur und die nachgewiesenen Unregelmäßigkeiten in der Dichte der Probensubstanzen in Betracht. Wegen der Schwankungen ist es praktisch unmöglich, hier eine verläss-

liche Angabe über die Genauigkeit der Messungen zu machen.

Flüssige Proben:

Für die Transmissionsmessungen an flüssigen Proben haben wir einen Vakuumofen mit Quarzfenstern für den Neutronenstrahl aufgebaut. Das Metall wurde im Ofen geschmolzen und oxidfrei in ein Meßgefäß aus Quarzglas eingefüllt. Die Thermoelemente für die Temperaturmessung an der Probe konnten bei den Schmelzpunkten der Metalle kalibriert werden. Die Dichtewerte entnahmen wir den folgenden Dichtekurven (t in $^{\circ}\text{C}$):

für Pb (99,99%):

$$\varrho(t) = 10,6595 - 0,001352(t - 327,4) \\ \pm 0,0010(\text{gcm}^{-3})^1,$$

für Bi (99,995%):

$$\varrho(t) = 10,0491 - 0,00126(t - 271,0) \\ \pm 0,001(\text{gcm}^{-3})^{18},$$

für S (>99,8%):

$$\varrho(t) = 1,80830 - 0,000882(t - 115,2) \\ \pm 0,00020(\text{gcm}^{-3})^{19}.$$

Gemessen haben wir bei 1,26 eV an vier, bei 5,2 eV an drei verschiedenen Schmelzen der Metalle. Da der mittlere Meßfehler von $\pm 0,008(2)$ b für einen Meßwert mit der mittleren Standardabweichung für ein Meßergebnis von $\pm 0,006(3)$ b sehr gut übereinstimmt, haben wir in Tab. 5 jeweils nur noch den Mittelwert der Ergebnisse einer Meßserie angegeben.

Gegenübergestellt sind in Tab. 5 die Resultate zweier verschiedener Auswertungen. Ausgehend von den Zählraten für die erste Scheibe des Detektors erhielten wir die in Spalte A_{I} , für die zweite Scheibe die in Spalte A_{II} aufgeführten Wirkungsquerschnitte. In der zweiten Auswertung ermittelten

wir aus beiden Zählraten den Wirkungsquerschnitt aus der Differenz der Aktivitäten ($A_{\text{I}} - A_{\text{II}}$) und die Spektraländerung γ .

Wegen der Konstanz der Wirkungsquerschnitte von Pb und Bi im Energiebereich von 0,1 eV bis 100 eV ist es für einwandfreie Proben zu erwarten, daß praktisch keine Spektraländerung auftritt und daß die verschieden errechneten Wirkungsquerschnitte untereinander übereinstimmen. Wie es die Meßergebnisse in Tab. 5 zeigen, ist dies für die reinen Proben von Pb, Bi und S tatsächlich der Fall. Die mit Silber verunreinigte Bi-Probe (Zeile 3) kann an den Abweichungen zwischen den Meßwerten und an der Spektraländerung erkannt werden.

Da wir keine außergewöhnlichen Schwankungen der Meßwerte und keine Unregelmäßigkeiten bei den Messungen bei beiden Neutronenergien gefunden haben, dürfen wir annehmen, daß die gezeigten Ergebnisse frei sind von systematischen Fehlern der Methode und der Proben.

Ergebnisse

Das Umrechnen der Meßwerte auf den freien Streuquerschnitt σ_0 erfordert neben Berücksichtigung der Neutronenabsorption (Wirkungsquerschnitte aus¹⁷) nach Gl. (1) Korrekturen (σ_B) für Bindungseffekte und nach Gl. (3) Berücksichtigung von Resonanzbeiträgen (Resonanzparameter aus¹⁷) und der Swinger-Streuung. Damit gehen alle energieabhängigen Korrekturen in die Auswertung ein, so daß die Ergebnisse mit Werten von Experimenten bei anderen Energien, ebenfalls auf σ_0 umgerechnet, und mit dem kohärenten Streuquerschnitt direkt verglichen werden können.

Die Herleitung der Resultate aus den Meßwerten ist in Tab. 6 gezeigt. In allen Fällen führten die Korrekturen bei den beiden verschiedenen Energien

Tab. 5. Totale Wirkungsquerschnitte flüssiger Proben.

Nr.	Element	Neutronenergie (eV)	A_{I}	A_{II}	$\sigma_{\text{tot}}(\text{b})$	$A_{\text{I}} - A_{\text{II}}$	$10^4 \cdot \gamma$
1	Bi	1,26	9,257 (4)	9,254 (4)	9,2566 (43)	— 0,4 (1, 6)	
2	Bi	5,19	9,282 (3)	9,277 (3)	9,2830 (40)	— 0,8 (2, 4)	
3	Bi a	5,19	9,325 (4)	9,277 (6)	9,363 (9)	— 24 (4)	
4	Pb	1,26	11,234 (3)	11,230 (6)	11,2357 (45)	— 4,4 (2, 6)	
5	Pb	5,19	11,248 (3)	11,249 (4)	11,2554 (44)	— 4,0 (2, 4)	
6	S	1,26	1,0537 (10)	1,0563 (28)	1,0516 (28)	+ 18 (4)	
7	S	5,19	1,0196 (10)	1,0215 (22)	1,0212 (23)	— 1,4 (3, 8)	

a Verunreinigt mit 24(5) ppm Ag.

Tab. 6. Herleitung der freien Wirkungsquerschnitte σ_0 aus den Meßwerten.

Element	E (eV)	σ_{tot}	σ_{abs}	σ_B	$\sigma_R + \sigma_{L,S}$	$\sigma_{n,e}$	σ_0 fl. Probe	σ_0 feste Probe
Pb	1,26	11,236 (5)	-0,024 (1)	+0,007 (7)	-0,003 (1)	+0,046 (1)	11,261 (6)	11,30 (4) ^a
	5,19	11,255 (5)	-0,012 (1)	+0,002 (1)	-0,005 (1)	+0,023 (1)	11,263 (6)	11,26 (3) ^a
Bi	1,26	9,2566 (42)	-0,0047 (6)	+0,0058 (2)	-0,0020 (2)	+0,0418 (10)	9,2975 (44)	9,288 (12)
	5,19	9,2830 (40)	-0,0023 (3)	+0,0014 (1)	0,0000 (2)	+0,0206 (5)	9,3027 (42)	9,300 (4)
S	1,26	1,0516 (28)	-0,0695 (65) ^b	-0,0036 (1)	0,0000 (2)	+0,0015 (1)	0,9800 (72)	—
	5,19	1,0212 (23)	-0,0342 (30) ^b	-0,0009 (1)	-0,0002 (1)	+0,0007 (1)	0,9868 (40)	—
SiO_2	1,26	9,6115 (45)	-0,0227 (30)	-0,0034 (1)	—	+0,0027 (1)	—	9,5881 (55)
	5,19	9,6000 (36)	-0,0112 (12)	-0,0008 (1)	—	+0,0013 (1)	—	9,5893 (40)

^a Wirkungsquerschnitte mit gemessener Dichte der Proben berechnet.

^b Absorption nach ²².

zu übereinstimmenden Werten für den freien Wirkungsquerschnitt. Die angegebenen Fehler sind Standardabweichungen.

Ble i: Aus unseren Messungen an den flüssigen Proben folgt $\sigma_0 = (11,261 \pm 0,006) b$ für gewöhnliches Blei mit $A = 207,19 \pm 0,02$. Das Ergebnis der Messungen an festen Proben $\sigma_0 = (11,28 \pm 0,03) b$ stimmt damit überein, ist aber fünfmal ungenauer. Benutzt man zur Auswertung, wie in Tab. 4, für die festen Proben einheitlich die Dichte des Ausgangsmaterials, so erhält man einen Wert $[(11,30 \pm 0,02) b]$, der mit dem Ergebnis früherer Messungen am Ausgangsmaterial, $\sigma_0 = (11,293 \pm 0,010) b$ ⁸, vergleichbar ist. Über die Bedeutung unseres Wertes für die Bestimmung der Neutron-Elektron Wechselwirkung wird in ¹ berichtet.

W i s m u t: Für Wismut liegen einige Präzisionsmessungen an festen Proben vor: $\sigma_0 = (9,311 \pm 0,010) b$ ⁸ und $\sigma_0 = (9,321 \pm 0,008) b$ ¹⁶.

Unser Ergebnis für flüssiges Bi: $\sigma_0 = (9,300 \pm 0,003) b$ gleicht unserem Wert für Festproben $\sigma_0 = (9,294 \pm 0,008) b$ und stimmt gut mit dem Ergebnis von Dilg und Vonach⁸ überein. Daraus kann gefolgert werden, daß die dort eingesetzte Resonanzkorrektur ($\sigma_R = 0,137 b$) korrekt ist und durch die Resonanzparameter²⁰ gut beschrieben wird.

S ch w e f e l: Aus unseren Messungen berechnen wir $\sigma_0 = (0,985 \pm 0,004) b$. Durch Vergleich mit dem freien kohärenten Streuquerschnitt $\sigma_{\text{coh}} = 4 \pi a^2 = (0,974 \pm 0,001) b$ ¹⁹ finden wir einen Wert für den inkohärenten Streuquerschnitt freier Kerne: $\sigma_{\text{inc}} = (0,011 \pm 0,004) b$. Dieser Wert ist verträglich mit der Annahme einer Isotopen-Inkohärenz, die auf $a_{32} = 2,76 \text{ fm}$ ¹⁹ und $a_{34} = R' \cong 4,1 \text{ fm}$ ²⁰ beruht. Mit diesen Streulängen berechnet man $\sigma_{\text{inc}}(\text{frei}) \cong 0,011 b$.

S i O₂: Quarzglas ist wegen seiner homogenen Struktur und hohen Reinheit für Transmissionsmessungen eine gute Vergleichssubstanz. Das Ergebnis unserer Messungen: $\sigma_0(\text{SiO}_2) = (9,588 \pm 0,004) b$ ist jedoch nicht vereinbar mit dem Resultat einer früheren Messung bei 130 eV²¹: $\sigma_0 = (9,566 \pm 0,013) b$. Der Unterschied zwischen den Ergebnissen von 5,5 bzw. 1,7 Standardabweichungen bleibt ungeklärt.

Wir danken Herrn Dr. W. Dilg für die Überlassung seiner Meßproben und für viele Diskussionen. Von der Betriebsmannschaft des FRM wurde uns viel Hilfe und Unterstützung gegeben. Wir möchten hierfür besonders danken.

- 1 L. Koester, W. Nistler u. W. Waschkowski, wird veröffentlicht.
- 2 H. Maier-Leibnitz, Z. angew. Physik **14**, 738 [1962]. — L. Koester, Z. Physik **182**, 328 [1965] und **198**, 187 [1967].
- 3 C. G. Shull, Phys. Rev. Lett. **21**, 1585 [1968].
- 4 H. Rauch, W. Treimer u. U. Bonse, Phys. Letters **47 A**, 369 [1974].
- 5 L. Koester u. W. Nistler, Z. Physik **A 272**, 189 [1975].
- 6 C. G. Shull u. J. A. Oberteuffer, Phys. Rev. Lett. **29**, 871 [1972].
- 7 T. L. Houk, Phys. Rev. C **3**, 1886 [1971].

- 8 W. Dilg u. H. Vonach, Z. Naturforsch. **26 a**, 442 [1971] und Nucl. Instrum. Meth. **100**, 83 [1972].
- 9 K. Binder, Phys. Stat. Sol. **41**, 767 [1970].
- 10 H. Feshbach, C. E. Porter u. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **96**, 448 [1954].
- 11 J. Schwinger, Phys. Rev. **73**, 407 [1948].
- 12 K. Binder, PTHM-FRM 101 [1970].
- 13 L. Koester u. P. Schacht, Z. angew. Phys. **31**, 21 [1971].
- 14 L. Koester u. H. Maier-Leibnitz, S. B. Heidelberg, Akad. Wiss. Math.-nat. Kl. **1951**, 283.
- 15 E. Melkonian, B. Rusted u. W. Havens, Phys. Rev. **114**, 1571 [1959].

- ¹⁶ W. Triftshäuser, Z. Physik **186**, 23 [1965].
- ¹⁷ J. P. Niklaus, R. Simon, W. Triftshäuser u. W. Schmatz, Z. Physik **190**, 295 [1966].
- ¹⁸ N. Nücker, Z. angew. Physik **27**, 33 [1969].
- ¹⁹ W. D. Trüstedt, Z. Naturforsch. **26 a**, 400 [1971].
- ²⁰ S. F. Mughabghab u. D. J. Garber, Brookhaven Nat. Lab. Report BNL 325, Third edition, Vol. 1 [1973].
- ²¹ W. Dilg, L. Koester u. W. Nistler, Phys. Letters **36 B**, 208 [1971].
- ²² H. Pomerance, Phys. Rev. **83**, 641 [1951].