

Streuung langsamer Neutronen an Lanthan und Cer

K. Knopf und W. Waschkowski

Fakultät für Physik der Technischen Universität München, Reaktorstation Garching
D-8046 Garching

Z. Naturforsch. **37a**, 1132–1138 (1982); eingegangen am 30. Juni 1982

Herrn Prof. Dr. L. Koester zum 60. Geburtstag gewidmet

Scattering of Slow Neutrons by Lanthanum and Cerium

The coherent scattering lengths b for the bound atom were measured by the Christiansen filter technique for natural Lanthanum and Cerium and the Cerium isotopes. In addition the free scattering cross sections at zero neutron energy could be determined. We obtained the following data:

$b(\text{natLa}) = 8,24 \text{ (4) fm,}$
 $b(\text{natCe}) = 4,84 \text{ (2) fm,}$
 $b(^{136}\text{Ce}) = 5,76 \text{ (9) fm,}$
 $b(^{138}\text{Ce}) = 6,65 \text{ (9) fm,}$
 $b(^{140}\text{Ce}) = 4,81 \text{ (9) fm,}$
 $b(^{142}\text{Ce}) = 4,72 \text{ (9) fm,}$

$\sigma_s(E=0) = 10,02 \text{ (22) b,}$

La
 $\sigma_s(E=0) = 3,01 \text{ (5) b.}$
Ce

By comparison with the resonance parameters the potential radii could be derived and discussed.

1. Einleitung

Mit dieser Arbeit wird die Serie der Bestimmungen der kohärenten Streulängen und des Streuwirkungsquerschnittes für Neutronen im eV-Bereich fortgeführt. Die am FRM (Schwimmbadreaktor mit 4 MW thermischer Leistung) routinemäßig praktizierten Meßverfahren lieferten auch diesmal wieder nahezu komplette Sätze der Streuparameter für niedrige Energien.

Für La konnten die Literaturwerte für die kohärente Streulänge und den Streuwirkungsquerschnitt bestätigt werden, wobei die vorliegenden Messungen die bisher höchste Genauigkeit besitzen. Für Ce waren die bisherigen Daten lückenhaft oder mit größeren Fehlern behaftet. Die vorliegenden Meßwerte bilden einen konsistenten Datensatz.

Lanthan und Cer sind physikalisch interessant, weil je ein Isotop zu den Isotonen der magischen Zahl $N=82$ gehört und damit ein Beitrag zur Diskussion des Schalenmodells des Atomkerns geliefert wird.

Andererseits liegt die Massenzahl $A=140$ dicht unterhalb der 2ten Oszillation des optischen Modells

für die Potentialstrelänge. Diese Arbeit vertieft die Kenntnis über die Potentialstreuung in diesem Massenbereich und bestätigt die theoretischen Ansätze.

2. Messungen der kohärenten Streulänge

Die Messungen der kohärenten Streulänge erfolgten nach der Christiansen-Filtertechnik, wie sie im Detail in [1–4] beschrieben ist. Dabei wird die Pulverprobe der Moleküldichte $N [\text{cm}^{-3}]$ mit einem Flüssigkeitsgemisch bekannter Streulängendichte $(\text{Nb})_F$ aufgefüllt und von einem Strahl langsamer Neutronen (Neutronenleiter mit $E_n = 0,57 \text{ meV}$)

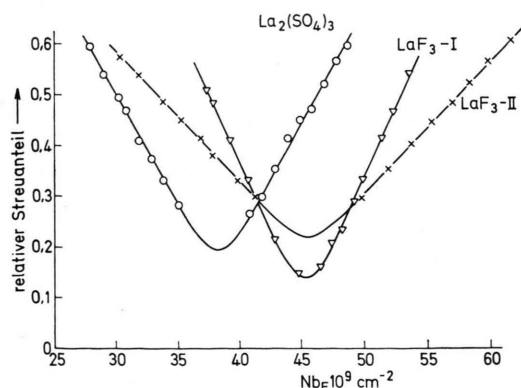


Abb. 1. Streukurven von Christiansen-Filtern für $\text{La}_2(\text{SO}_4)_3$ und LaF_3 . $\text{LaF}_3\text{-I}$ Pulver: 5–20 micron; $\text{LaF}_3\text{-II}$ Pulver: 30–100 micron.

Work partially supported by the Bundesministerium für Forschung und Technologie (03-45A 141).

Reprint requests to Dr. W. Waschkowski, Fakultät für Physik der Technischen Universität München, Reaktorstation Garching, D-8046 Garching.

0340-4811 / 82 / 1000-1132 \$ 01.30/0. — Please order a reprint rather than making your own copy.

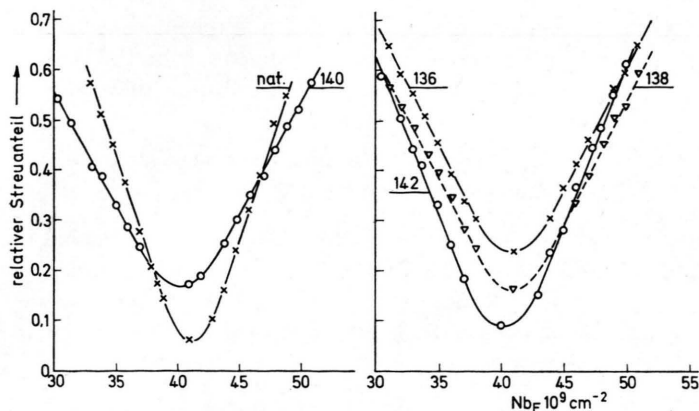


Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

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 digitalized 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.



durchsetzt. Die Neutronen unterliegen einer Kleinwinkelstreuung am Pulverkorn, solange die Streudichte von Probenmaterial $(Nb)_p$ und von Flüssigkeitsgemisch $(Nb)_F$ differieren. Erreicht man durch Konzentrationsvariation der organischen Flüssigkeitskomponenten von C_6D_6 und C_2Cl_4 Streudichtengleichheit, verschwindet die Kleinwinkelstreuung. Dieser Gleichgewichtspunkt kann recht genau durch Extrapolation der Kurvenflanken (siehe hierzu auch Abb. 1) gefunden und daraus die gesuchte Streulänge des Pulvers errechnet werden.

Die Abb. 1 und 2 zeigen die Meßkurven an den La-Verbindungen, einem natürlichen Ceroxyd und

den isopenangereicherten Ceroxyden. Aus Tab. 1 sind der Reinheitsgrad, die Isotopenhäufigkeit, die spezifische Dichte sowie die Streudichte und -länge ersichtlich. Alle Proben, auch das LaF_3 , das als wasserfrei vorlag, wurden bei 1100°C getrocknet und mit Sorgfalt in Argonatmosphäre gehandhabt. Die pyknometrischen Dichtebestimmungen erfolgten bei 20°C unter C_2Cl_4 .

3. Messung der totalen Wirkungsquerschnitte

Die totalen Wirkungsquerschnitte wurden bei den Neutronenenergien 5,19 eV, 1,26 eV und 0,57 meV mittels Transmissionsmessungen in guter Anordnung

Tab. 1. Physikalische Daten der Proben und Ergebnisse der Streulängenmessung. Zur Auswertung wurden verwendet: $b_0 = 5,805$ (4) fm [4], $b_F = 5,654$ (10) fm [4], $b_S = 2,847$ (1) fm [7].

Probe	Reinheit %	Häufigkeit der Massenzahl				pykn. Dichte bei 20 °C g/cm ³	(Nb) _P 10 ⁹ /cm ²	b _{Molekül} fm	b _{Atom} fm
		138	139						
natLaF ₃ —I	99,99	0,00089	0,99911			5,839 (2)	45,28 (8)	25,23 (4)	8,27 (5)
natLaF ₃ —II	99,99					5,882 (2)	45,50 (7)	25,16 (4)	8,20 (5)
natLa ₂ (SO ₄) ₃	99,99					3,802 (5)	38,32 (7)	94,74 (21)	8,27 (11)
natLa ₂ (SO ₄) ₃	99,99					3,797 (6)	38,27 (6)	94,72 (21)	8,26 (11)
							gewichtetes Mittel: $\bar{b} = 8,24$ (4)		
		136	138	140	142				
natCeO ₂ —I	99,9	0,0019	0,0025	0,8848	0,1107	6,787 (5)	39,01 (4)	16,43 (2)	4,82 (2)
natCeO ₂ —I	99,9					7,005 (20)	40,43 (9)	16,50 (6)	4,89 (6)
natCeO ₂ —II	99,9					6,943 (3)	40,01 (4)	16,47 (2)	4,86 (2)
natCeO ₂ —III	99,99					7,159 (6)	41,20 (5)	16,45 (3)	4,84 (3)
							gewichtetes Mittel: $\bar{b} = 4,84$ (2)		
¹³⁶ CeO ₂	99,70	0,243	0,011	0,697	0,049	6,968 (36)	40,89 (6)	16,67 (9)	5,76 (9)
¹³⁸ CeO ₂	99,54	0,003	0,131	0,830	0,036	6,997 (36)	40,88 (7)	16,66 (9)	6,65 (9)
¹⁴⁰ CeO ₂	99,42	—	—	0,982	0,018	7,006 (36)	40,28 (5)	16,42 (9)	4,81 (9)
¹⁴² CeO ₂	99,49	—	—	0,103	0,897	7,078 (36)	40,09 (6)	16,34 (9)	4,72 (9)
							$\sum_i h_i^{\text{nat}} \cdot b_i = 4,81$ (8)		

bestimmt. Die Neutronen im eV-Bereich stammen aus einem Kadmium-gefilterten Reaktorstrahl und werden von quasikontinuierlich arbeitenden Resonanzaktivierungsdetektoren nachgewiesen. Dabei wird eine rotierende Detektorscheibe aus Silber ($E_{\text{res}} = 5,19 \text{ eV}$) bzw. aus Rhodium ($E_{\text{res}} = 1,26 \text{ eV}$) vom Neutronenstrahl an einer Stelle der Randzone aktiviert und diametral entgegengesetzt mit Zählrohren vermessen. Die ausführliche Beschreibung dieser Apparatur befindet sich in [3]. Eine hohe Energieselektivität erreicht man durch Differenzmessungen zweier gleichartiger hintereinanderstehender Meßstellen [5]. Durch eine Monitorisierung werden eventuelle Schwankungen in der Neutronenintensität ausgeglichen.

Für die Transmissionsmessungen bei 0,57 meV diente die gleiche Apparatur wie für die Christiansfiltermessungen [6]. Die mittlere Neutronenenergie wurde durch Transmissionsmessungen an Au mit gut bekannter $1/v$ -Absorption bestimmt. Die Kleinwinkelstreuung am Probenmaterial braucht nicht korrigiert zu werden, da sie durch geeignete Position der Probe eliminiert wird.

Zur Vermeidung von Aufnahme von Luftfeuchtigkeit wurden die Proben unter Ar-Atmosphäre in wohlvermessene Küvetten abgefüllt und kamen in geschlossenen Boxen zur Messung.

Wegen der erforderlichen Probenmenge ließen sich die Transmissionsmessungen nur an Substanzen mit natürlicher Isotopenhäufigkeit durchführen.

4. Ergebnisse der Streulängen- und Wirkungsquerschnittsmessungen

Die Ergebnisse der Streulängenmessungen sind in Tab. 1 und die der Wirkungsquerschnittsmessungen in Tab. 2 aufgelistet. Die Auswertung der Transmissionsmessungen bei 1,26 eV und 5,19 eV erfolgt in Tabelle 3.

4.1. Lanthan

Gemessen an den Verbindungen LaF_3 und $\text{La}_2(\text{SO}_4)_3$ ergeben sich für das natürliche Lanthan übereinstimmende Streulängenwerte, deren Mittelwert, mit den Fehlern der Einzelmessungen gewichtet,

$$b(\text{La}) = 8,24(4) \text{ fm}$$

ergibt. Dieser Wert stimmt mit den Literaturwerten überein, trägt jedoch den kleinsten Fehler:

$$b = 8,32(14) \text{ fm} [8]$$

und

$$b = 8,3(3) \text{ fm} [9].$$

Tab. 2.
Ergebnisse der Transmissionsmessungen.
Zur Auswertung wurden verwendet:

	1,26 eV $\sigma_{\text{tot}} b$	5,19 eV $\sigma_{\text{tot}} b$
O:	3,757 (8)	3,760 (8) [4]
F:	3,641 (1)	3,641 (1) [4]
S:	1,052 (3)	1,021 (2) [5]

Die Absorption wurde mit einem $(1/v)$ -Gang von $\sigma_a = 8,97(5) \text{ b}$ [10] auf $E_n = 0,57 \text{ meV}$ hochgerechnet.

Probe	Reinheit (%)	totaler Wirkungsquerschnitt b					
		$E_n: 0,57 \text{ meV}$ pro Molekül		1,26 eV pro Molekül	5,19 eV	1,26 eV pro Atom	5,19 eV
		σ_{abs}	σ_{gemessen}				(Korrektur)
La_2O_3	99,99	120 (1)	124 (1)	32,59 (14)	29,56 (14)	10,65 (7)	9,14 (7)
La F_3 wasserfrei	99,99	59,8 (5)	63,8 (3)	21,57 (4)	20,00 (5)	10,65 (6)	9,08 (7)
$\text{La}_2(\text{SO}_4)_3$	99,99	126 (1)	—	69,5 (5)	66,4 (5)	10,61 (27)	9,14 (25)
					arithm. Mittel	10,64 (5)	9,12 (5)
CeO_2	99,99	4,2 (3)	20,4 (4)	10,72 (6)	10,85 (5)	3,20 (6)	—0,11 (5) [3,34 (6)] *
				10,72 (6)	10,87 (5)	3,20 (6)	—0,11 (5) [3,36 (6)]
CeF_2 wasserfrei	99,99	4,2 (3)	21,1 (2)	14,15 (4)	14,15 (5)	3,23 (4)	—0,11 (5) 3,23 (4) —0,11 (5)
					arithm. Mittel		3,10 (5) 3,12 (6)

* wegen einer Sm-Verunreinigung nicht zur Auswertung herangezogen.

		La		Ce	
E_n		1,26 eV	5,19 eV	1,26 eV	5,19 eV
σ_{tot}	b	10,64 (5)	9,12 (5)	3,10 (5)	3,12 (6)
σ_{abs}	b (Ref. [10])	-1,29 (6)	-0,63 (3)	-0,09 (1)	-0,04 (1)
$\sigma_{\text{S,frei}}$	b	9,35 (8)	8,49 (6)	3,01 (5)	3,08 (6)
$\sigma_{\text{S,geb}}$	b	9,49 (8)	8,61 (6)	3,05 (5)	3,12 (6)
$\Delta\sigma_{\text{res}}$	b	0,00	0,00	0,00	0,00
σ_{inc}	b	1,49 (20)	-1,41 (19)	0,00	0,00
bei $E_n = 0$					
$b_{\text{Kern}} \approx \sqrt{\frac{\sigma_{\text{coh, geb}}}{4\pi}}$	fm	8,02 (10)	7,68 (9)	4,92 (4)	4,99 (5)
$b_{\text{Atom}} (E)$	fm	7,95 (10)	7,61 (9)	4,85 (4)	4,92 (5)
b_{Atom} berechnet aus $b_A(0)$		8,14	7,86	4,85 (2)	4,85 (2)

Tab. 3. Auswertung der Transmissionsmessungen.

Lanthan besteht zu über 99,9% aus dem Isotop mit der Massenzahl 139; das restliche Isotop der Masse 138 ist nicht vermessen worden.

Der totale Wirkungsquerschnitt bei $E_n = 0,57$ eV ergibt sich zu

$$\sigma_{\text{tot}}(\text{La}) = (62,5 \pm 1,0) \text{ b}.$$

Dieser Wert läßt sich fast vollständig mit der Absorption von $\sigma_{\text{abs}} = 8,97(5) \text{ b}$ [10] erklären, wenn der Energieabhängigkeit der $1/v$ -Gang zu Grunde gelegt wird. Nachdem $\sigma_{\text{inc}}(1,5 \pm 0,2) \text{ b}$ beträgt [10] und die inelastische Streuung nach der Debye-Approximation gemäß [1] und [11] zu $\sigma_{\text{inel}} = 0,23 \text{ b}$ abgeschätzt werden kann, bleibt für Verunreinigungen $\sigma_{\text{verunr.}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{abs}} - \sigma_{\text{inc}} - \sigma_{\text{inel}} \approx 0,5 \text{ b}$ übrig. Das bedeutet, daß Verunreinigungen der Lanthaniden wie Sm, Eu oder Gd, die einen sehr großen Absorptionswirkungsquerschnitt besitzen, im Probenmaterial nicht eindeutig nachweisbar sind und lediglich in geringerer Konzentration als maximal 10 ppm vorkommen können.

Mit oben genanntem Absorptionswert aus dem BNL 325 liefert die Transmissionsmessung mit eV-Neutronen folgende Daten:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}(1,26 \text{ eV}) \\ = 10,64(5) \text{ b} : \sigma_{\text{S}}(1,26 \text{ eV}) = 9,35(8) \text{ b} \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}(5,19 \text{ eV}) \\ = 9,12(5) \text{ b} : \sigma_{\text{S}}(5,19 \text{ eV}) = 8,49(6) \text{ b}. \end{aligned}$$

Die Streuwirkungsquerschnitte zeigen eine auffällige Energieabhängigkeit und sind wegen der Resonanzeffekte (am meisten trägt der gebundene Zustand bei $-48,6$ eV, also dicht unterhalb des Nullpunktes hierzu bei) nicht direkt mit dem Literaturwert [10]

von $\sigma_{\text{S}(E=0)} = 10,13(22) \text{ b}$ vergleichbar. Schlägt man den umgekehrten Weg von Tab. 3 ein, erhält man ausgehend von der direkten Streulängenmessung unter Berücksichtigung der Neutron-Elektron-Wechselwirkung und der Inkohärenz einen freien Streuwirkungsquerschnitt von

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{S}(0\text{eV})} = \{4\pi [b + (1 - Zf)b_{\text{ne}}]^2 \\ + \sigma_{\text{inc}}\} \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 = 10,02(22) \text{ b}. \end{aligned}$$

Darin ist Z die Ladungszahl des Kerns, f der durch Röntgenstrukturanalyse bestimmte Formfaktor der Elektronenhülle und $b_{\text{ne}} = -1,38(2) \cdot 10^{-3} \text{ fm}$ [12] die Neutron-Elektron-Streulänge.

Die Korrekturen für Doppler-Effekte, Interferenz und Schwingerstreuung sind so klein, daß sie bei der hier auftretenden Fehlergröße vernachlässigbar werden.

Vollzieht man die Auswertung der Transmissionsmessungen gemäß Tab. 3 weiter, so bewirken die Resonanzen bei positiver Neutronenenergie eine vernachlässigbar kleine Korrektur am Wirkungsquerschnitt. Bedingt durch den gebundenen Zustand bei $E_n = -48,6$ eV zeigt der inkohärente Wirkungsquerschnitt eine wenn auch schwache Energieabhängigkeit. Dies führt zu einer Streulänge $b^* = \sqrt{\sigma_{\text{coh}}/4\pi}$, die wegen des ne-Beitrages nur um $\Delta b = 0,01 \text{ fm}$ kleiner ist als die Streulänge des gebundenen Kerns b_K . Korrigiert mit Zb_{ne} erhält man eine Atomstreulänge für die jeweilige Meßenergie. Diese Werte sind zu vergleichen mit der Atomstreulänge bei $E_n = 0$, die mit der Energieabhängigkeit des Resonanzbeitrages auf die Meßenergie mit

$$\Delta b = b_{(0\text{eV})} - b_{(E)} = \frac{\bar{\lambda}}{2} \sum_i I_{\text{ni}} \left(\frac{1}{E_{\text{resi}}} - \frac{1}{E - E_{\text{resi}}} \right)$$

umgerechnet ist. Hierbei gehen sowohl der Fehler der Resonanzbreite Γ_n wie auch der der Energielage E_{res} ein, die beide für den gebundenen Zustand, der den Hauptanteil der Korrektur ausmacht, in BNL nicht angegeben sind.

Aus der Differenz Δb zur letzten Zeile von Tab. 3 könnte die Resonanzbreite oder -lage korrigiert werden.

4.2. Cer

Für die Ceroxydproben der natürlichen Isotopenzusammensetzung teils mit unterschiedlicher Reinheit, teils mit verschiedener Pulverkorngroße ergaben sich innerhalb der Standardabweichung übereinstimmende Werte für die kohärente Atomstreuungslänge. Der gewichtete Mittelwert

$$b(\text{nat Ce}) = 4,84(2) \text{ fm}$$

steht in Übereinstimmung mit den folgenden Literaturwerten

$$b = 4,8(2) \text{ fm [13]}, \quad 4,82(6) \text{ fm [14]}, \\ 4,84(6) \text{ fm [8]}, \quad 4,6(2) \text{ fm [9]}.$$

Von den Isotopen mit den Massenzahlen 136 und 138 gab es bisher keine Streulängendaten.

Die aus den Meßwerten durch Ausgleichsrechnung erhaltenen Streulängen lauten im Vergleich zu Referenzen:

$$b(^{136}\text{Ce}) = 5,76(9) \text{ fm}, \quad - \\ b(^{138}\text{Ce}) = 6,65(9) \text{ fm}, \quad - \\ b(^{140}\text{Ce}) = 4,81(9) \text{ fm}, \quad 4,7(1) \text{ fm [9]}, \\ b(^{142}\text{Ce}) = 4,72(9) \text{ fm}, \quad 4,5(2) \text{ fm [9]}.$$

Mit der natürlichen Häufigkeit gewichtet, resultiert daraus in Übereinstimmung mit obigem Wert eine Streulänge von $b(\text{nat Ce}) = 4,81(8) \text{ fm}$.

Die größeren Fehler stammen hauptsächlich aus der Dichtemessung an den nur geringen Probenmengen.

Nachdem die stabilen Cerisotope alle gg-Kern haben, gibt es keine Spininkohärenz. Die Isotopeninkohärenz kann mit den natürlichen Häufigkeiten h und oben genannten Streulängen zu

$$\sigma_{\text{inc}}^{\text{iso}} = 2\pi \sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 h_k h_l (b_k - b_l)^2 = 1,4(2) \text{ mb}$$

berechnet werden.

Die Transmissionsmessungen bei 0,57 meV ergeben sowohl für das CeO_2 als auch für das CeF_2 einen

totalen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{\text{tot}}(0,57 \text{ meV}) = 20,5(5) \text{ b}.$$

Die Absorption für das natürliche Cer ist im BNL [10] mit

$$\sigma_{\text{abs}}(0,0253 \text{ eV}) = 0,63(4) \text{ b}$$

angegeben und verhält sich konsistent mit den Absorptionswirkungsquerschnitten der einzelnen Isotope. Unter Voraussetzung eines $1/\nu$ -Gangs in der Absorption und der inelastischen Streuung erhält man für den Beitrag von Verunreinigungen

$$\sigma_{\text{verunr.}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{abs}} - \sigma_{\text{inc}} - \sigma_{\text{inel}} - \\ = 20,5 - 4,2 - 0 - 0,2 = 16,1(6) \text{ b}.$$

Wegen der Verwendung von CeF_2 als wasserfrei und einer zusätzlichen Trocknung ist eine Wasserkontamination in diesem Ausmaß auszuschließen. Dieser Effekt läßt sich lediglich durch eine Verunreinigung mit schwer abzutrennenden seltenen Erden wie z. B. Sm, Eu oder Gd erklären. Mit einer erforderlichen Konzentration von $\psi = 6(3) \cdot 10^{-5} \text{ g Eu/g}$ ergibt sich eine Wirkungsquerschnittskorrektur von $\Delta\sigma_{\text{verunr.}} = -0,11(5) \text{ b}$ bei 1,26 eV und 5,19 eV für das Cerfluorid. Diese Verunreinigung hat eine Streulängenkorrektur von nur $\Delta\alpha = -0,0001 \text{ fm}$ zur Folge. Beim CeO_2 erkennt man in Tab. 2 einen deutlichen Resonanzeffekt der auf eine zusätzliche Sm-Kontamination hindeutet, dieser Meßwert wurde wegen zu unsicherer Aussage nicht zur Auswertung mit herangezogen. Damit erhält man:

$$\sigma_{\text{tot}}(1,26 \text{ eV}) = 3,10(5) \text{ b} : \sigma_{\text{S}} = 3,01(5) \text{ b}, \\ \sigma_{\text{tot}}(5,19 \text{ eV}) = 3,12(5) \text{ b} : \sigma_{\text{S}} = 3,08(6) \text{ b}.$$

Da Resonanzkorrekturen und Inkohärenz vernachlässigbar sind, ergeben sich gemäß Tab. 3 folgende Streulängen für das gebundene Ceratom:

$$\text{bei } 1,26 \text{ eV: } b = 4,85(4) \text{ fm}, \\ \text{bei } 5,19 \text{ eV: } b = 4,92(4) \text{ fm}.$$

Der höhere Wert bei 5,19 eV deutet auf eine noch nicht völlig erfaßte Resonanzkorrektur irgendwelcher Verunreinigungen hin. Bei $E_n = 1,26 \text{ eV}$ ist eine volle Übereinstimmung mit der direkten Streulängenmessung erreicht.

5. Ermittlung der Potentialstreulänge

5.1. Lanthan

Von La gibt es einen gut vermessenen Satz von Resonanzparametern. Schreibt man die gemessene

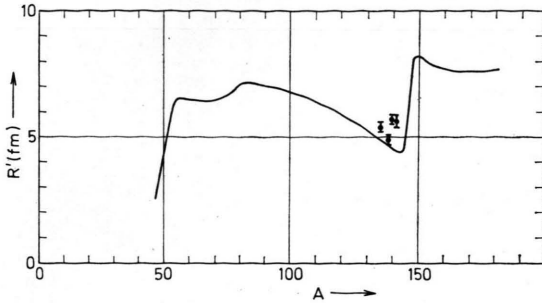


Abb. 3. Verlauf der Potentialstreuränge R' über der Massenzahl A nach dem deformierten optischen Modell. Die in der Berechnung verwendeten Parameter lauten: $V_0 = 43,5$ MeV $r_0 = 1,35$ fm, $V_{s0} = 8$ MeV und $W_D = 5,4$ MeV [10].

Streuränge dem zu über 99,9% vorkommenden Isotop der Masse 139 zu, kann man unter Verwendung der Resonanzparameter die freie Potentialstreuränge

$$R' = a_{\text{coh}} - a_{\text{res}} = a_{\text{coh}} - \frac{0,286 \cdot 10^{-8}}{8 \pi g} \sum \frac{2 g \Gamma_n^0}{E - E_{\text{res}}} \left(\frac{A}{A+1} \right)$$

ermitteln. Den Hauptbeitrag zu a_{res} liefert der gebundene Zustand bei $E_n = -48,6$ eV, der außerdem eine deutlich sichtbare Energieabhängigkeit sowohl in a_{res} wie auch in σ_{inc} verursacht. Für ^{139}La ergibt sich

$$R' = 4,6(2) \text{ fm},$$

wobei der Fehler wegen der unbekannten Fehlerbreite der reduzierten Resonanzbreite auf 0,2 fm geschätzt ist. Dieser Wert des Potentialstreuradius stimmt mit dem Literaturwert $R' = 5,0(2) \text{ fm}$ [10] überein und liegt, wie Abb. 3 zeigt, auf der Kurve des deformierten optischen Kernmodells.

Konsistent mit diesen Betrachtungen sind die Werte für die Spinzustandsstreurängen für die Energie $E_n \rightarrow 0$:

$$b_+ = 11,4(3) \text{ fm} \quad \text{und} \quad b_- = 4,5(4) \text{ fm}.$$

Für die Energieabhängigkeit der Inkohärenz ergibt sich:

$$\frac{\sigma_{\text{inc}}(0 \text{ eV})}{\sigma_{\text{inc}}(1,26 \text{ eV})} = 1,06 \quad \text{und} \quad \frac{\sigma_{\text{inc}}(0 \text{ eV})}{\sigma_{\text{inc}}(5,19 \text{ eV})} = 1,25.$$

5.2. Cer

Beim Cer sind die Resonanzparameter nicht vollständig bekannt, so daß man für Detailaussagen Zusatzannahmen machen muß. Setzt man bei ^{136}Ce für die Hauptresonanzen s-Streuung voraus, ergibt sich ein Potentialstreuradius von

$$R'(^{136}\text{Ce}) = 5,3(2) \text{ fm}.$$

Ein Literaturwert zum Vergleich ist nicht bekannt.

Von ^{138}Ce sind überhaupt keine Resonanzen vermessen. Der große Wert $b = 6,65(9) \text{ fm}$ müßte im Vergleich zur Potentialstreuränge benachbarter Kerne durch einen Resonanzbeitrag, stammend von einem oder mehreren gebundenen Zuständen, um $b \approx 1,5 \text{ fm}$ korrigiert werden. Das bedeutet ein Verhältnis von reduzierter Resonanzbreite zur Resonanzenergie von

$$\sum 2 g \Gamma_n^0 / E_{\text{res}} = -1,3 \cdot 10^{-3}.$$

^{140}Ce ist das häufigste Ce-Isotop, demzufolge die Resonanzparameter gut vermessen und Spinzustände und Momente angegeben sind. Unter der Addition der ($l=0$)-Zustände erhält man einen freien Potentialstreuradius von

$$R'(^{140}\text{Ce}) = 5,6(2) \text{ fm},$$

der gegenüber R' -Werten benachbarter Kerne geringfügig zu groß erscheint und auf weitere gebundene Zustände oder auf falsche Energielage oder falsche Breite der bei $E_n = -64 \text{ eV}$ angegebenen Resonanz hindeutet. Der Literaturwert lautet $R'(^{140}\text{Ce}) = 5,7(5) \text{ fm}$ [10].

Auch beim ^{142}Ce sind die Momente und Spinzustände nicht mit angegeben. Ordnet man der Resonanz bei 1,29 keV den Wert $l=0$ zu, erhält man $R'(^{142}\text{Ce}) = 5,5(3) \text{ fm}$, der ebenfalls zum Literaturwert $R' = 5,9(7) \text{ fm}$ [10] paßt.

Wegen fehlender Streuwirkungsquerschnittsmessungen können keine Angaben für die Spinzustandsstreurängen b_+ und b_- für die Ce-Isotope gemacht werden.

Wir danken der Reaktorbelegschaft für hilfreiche Unterstützung bei dieser Arbeit.

- [1] L. Koester, Neutron Scattering Lengths and Fundamental Neutron Interactions, Springer Tracts in Mod. Phys. 80, (1977).
- [2] L. Koester u. K. Knopf, Z. Naturforsch. 26a, 391 (1971) und 27a, 901 (1972).

- [3] L. Koester, K. Knopf u. W. Waschkowski, Z. Phys. A 277, 77 (1976).
- [4] L. Koester, K. Knopf u. W. Waschkowski, Z. Phys. A 292, 95 (1979).
- [5] W. Waschkowski u. L. Koester, Z. Naturforsch. 31a, 115 (1976).

- [6] L. Koester u. P. Schacht, Z. angew. Phys. **31**, 21 (1971).
- [7] W. D. Trüstedt, Z. Naturforsch. **96a**, 400 (1971).
- [8] Atoji, J. Chem. Phys. **35**, 1950 (1961).
- [9] Koehler, Phys. Rev. **91**, 597 (1953).
- [10] Mughabghab, e. a. BNL Part A, Academic Press, New York 1981.
- [11] K. Binder, Phys. Stat. Sol. **41**, 767 (1970).
- [12] L. Koester, W. Nistler u. W. Waschkowski, Phys. Rev. Let. **26**, 1021 (1976).
- [13] Adib, Atomkernenergie **33**, 212 (1979).
- [14] Valentine, Harwell-Reports, AERE-R-4939 (1965).