

	Zahl der Impulse	Zeit (min)	Zahl d. Imp. pro min	Zahl d. Imp. pro min minus Nulleffekt	Gehalt % ⁶ Li
Nulleffekt	951 ± 31	210	4,53 ± 0,15	—	—
Probe mit natürlichem ⁶ Li-Gehalt	18 060 ± 134	60	301,0 ± 2,2	296,5 ± 2,5	7,40 (Tab.-Wert)
Durch Schmelz- elektrolyse abgereicherte Proben	17 452 ± 132	75	232,7 ± 1,8	228,2 ± 2,1	5,69 ± 0,11
	13 572 ± 116	105	129,3 ± 1,1	124,8 ± 1,3	3,11 ± 0,06
	2 519 ± 50	200	12,59 ± 0,25	8,06 ± 0,40	0,20 ± 0,01

Tab. 2.

1 mg/cm² (Fläche 3 cm²) ergab bei der günstigsten Einstellung des Diskriminators, bei der nur solche α-Teilchen gezählt wurden, die mit einer Energie von mehr als 1,3 MeV aus der Borschicht austreten, einen Gesamteffekt von 135 Teilchen/min bei 22 Teilchen/min Nulleffekt.

Infolge des großen Wirkungsquerschnittes von Bor gegenüber thermischen Neutronen wird der Neutronenfluß bei größeren Schichtdicken merklich vom Bor beeinflusst. Die Schicht-

dicke, bei der der Neutronenstrom auf den e-ten Teil abgesunken ist, beträgt bei Bor 24 mg/cm², bei LiF 690 mg/cm² (beides natürliche Isotopenzusammensetzung). Während diese Absorption der Neutronen beim Lithium vollkommen unberücksichtigt bleiben kann (vgl. auch Tab. 1), muß sie bei Bor im Falle genauer Messungen beachtet werden.

Die Bestrahlung einer Schicht von Uranoxyd (U₃O₈) natürlicher Isotopenzusammensetzung ergab eine Intensität von 6 Spaltstücken/min (die Fläche der Proben betrug 10 cm²). Die von den α-Teilchen des Urans herrührenden Impulse müssen durch den Diskriminator unterdrückt werden, wobei dann gleichzeitig der oben beschriebene Nulleffekt (durch schnelle Neutronen ausgelöste Rückstoßkerne im ZnS-Schirm) fortfällt. Damit wird es auch möglich, die Zahl der gezählten Spaltstücke durch eine entsprechende stärkere Neutronenquelle zu erhöhen, ohne daß dadurch auch der Nulleffekt erhöht würde.

Wir danken den Herren Dr. A. K l e m m, Dr. W. H e r r und Dipl. Chem. G. H e r r m a n n für wertvolle Anregungen und freundliche Ratschläge.

Aktivierungsstörung von Indiumfolien im Neutronenfeld

Von H. MEISTER

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen
(Z. Naturforschg. **10 a**, 669—680 [1955]; eingegangen am 25. Juni 1955)

Die Aktivierungsstörung kreisscheibenförmiger Indiumfolien im thermischen Neutronenfeld wurde in den Streumедien Paraffin und Graphit durch Vergleich der Aktivierung im Medium mit der in einem hinreichend großen Hohlraum gemessen. Die gemessenen Störungen gehorchen in der Geometrieabhängigkeit der elementaren Diffusionstheorie, weichen jedoch in den Absolutwerten davon ab. Die Aktivierungsstörung in Paraffin steht im Einklang mit Rechnungen von C o r i n a l d e s i.

§ 1. Formulierung des Problems

Eine scheibenförmige Neutronensonde wirkt in einem thermischen Neutronenfeld als negative Flächenquelle und vermindert daher in ihrer Umgebung die Neutronendichte. Infolgedessen erfährt die Sonde eine Aktivierung *C* (d. i. die Zahl der sekundlich je cm² der Sonde aktivierten Atomkerne), die kleiner ist als die Aktivierung *C*₀, welche dem ungestörten Feld entsprechen würde. Als Aktivierungsstörung bezeichnet man¹

κ_C = (C₀ - C) / C. (1)

C₀ - C ist diejenige Aktivierung, welche die zur Sonde zurückgelangenden Neutronen des negativen Störfeldes dort hervorrufen würden. Daher ist die Aktivierungsstörung κ_C um so größer, je größer die

Rückstreuwahrscheinlichkeit für ein aus der Sonde austretendes Neutron, d. h. je kleiner die Transportweglänge λ_t des umgebenden Mediums ist.

κ_C ist für kreisscheibenförmige Sonden von verschiedenen Autoren theoretisch berechnet worden^{1, 2, 3, 4} (siehe § 5). Die Ergebnisse werden mit Messungen verglichen, die an Indiumfolien der Schichtdicke δ = 0,02 ... 0,3 g/cm² und den Radien R = 0,6 ... 1,2 cm in den Streumедien Paraffin und Graphit durchgeführt wurden.

Die Messung von κ_C beruht auf einem Vergleich der gestörten Aktivierung *C* im Streumedium mit der Aktivierung *C*₀ derselben Sonde an einem Orte, an dem eine solche Störung nicht eintritt.

Dieser ungestörte Fall wurde dadurch realisiert, daß die Sonde in einem Hohlraum innerhalb des Streumediums aktiviert wurde. Wegen der Abwesen-

¹ M. A. V i g o n u. K. W i r t z, Z. Naturforschg. **9a**, 286 [1954].
² W. B o t h e, Z. Phys. **120**, 437 [1943].

³ E. C o r i n a l d e s i, Nuovo Cim. **3**, 131 [1946].
⁴ T. H. R. S k y r m e, Canad. decl. Rep. MS 91.



heit des Streumediums in der Sondenumgebung ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein durch die Sonde hindurchtretendes Neutron infolge Rückstreuung ein zweites Mal auf die Sonde gelangt und damit, falls es absorbiert wurde, durch sein Fehlen eine Aktivierungsstörung bewirkt, zu vernachlässigen, sofern man diesen Hohlraum groß genug wählt. Bezieht man die Größen C_0 und C auf die gleiche ungestörte Neutronendichte n_0 an den beiden Meßorten, so kann man nach Gl. (1) die Aktivierungsstörung bestimmen.

Beim Auszählen der bestrahlten Sonde unter einem Zählrohr wird allerdings nicht direkt die Aktivierung C (bzw. C_0) der Flächeneinheit gemessen, sondern zunächst die Aktivität A (bzw. A_0), die sich aus den Beiträgen der einzelnen Sonderelemente zusammensetzt. Aus den gemessenen Aktivitäten A_0 und A wird dann die Größe

$$\kappa_A = (A_0 - A)/A \quad (2)$$

gebildet, die sinngemäß als Aktivitätsstörung bezeichnet werden soll. κ_A ist ein Mittelwert der vom Ort auf der Sonde abhängigen Aktivierungsstörung κ_C mit der Geometrieabhängigkeit des Zählrohres als Gewichtsfunktion und ist nur wenig verschieden von der über die Scheibe gemittelten Aktivierungsstörung κ_C . In § 4 wird die gemessene Größe κ_A in κ_C umgerechnet, um einen Vergleich mit der Theorie zu ermöglichen.

§ 2. Messungen

Bei der Aktivierung der Folien sollten die in der Theorie zugrunde gelegten Verhältnisse möglichst gut verwirklicht werden, nämlich ein am Sondenort homogenes und isotropes ungestörtes Neutronenfeld. Daher wurde das Streumedium mit zwei Neutronenquellen bestrahlt und die „Belichtung“ der Folien stets im Dichteminimum auf der Verbindungslinie beider Quellen durchgeführt, wo das ungestörte Feld in guter Näherung isotrop ist.

Bringt man bei der Messung in Paraffin die Neutronenquellen direkt im Streumedium unter, so kann man aus Intensitätsgründen den Abstand Quelle—Sonde nicht größer als etwa 10 cm (4 Diffusionslängen) wählen; dann ändert sich aber die ungestörte Neutronendichte an der Scheibenoberfläche merklich. Daher wurde folgende Anordnung getroffen: Ein Paraffinblock der Abmessungen $40 \times 20 \times 17 \text{ cm}^3$ mit zwei Paraffinschiebern zur Aufnahme der Folie wurde von außen

mit zwei 500 mC Ra-Be-Quellen bestrahlt, die jeweils im Abstand von etwa 20 cm von den beiden Seitenflächen ($40 \times 20 \text{ cm}^2$) des Blockes aufgehängt wurden. Die gesamte Anordnung wurde allseitig mit einem Reflektor aus 5 cm starken Paraffinplatten umgeben, um den auf die Flächen des Meßblockes auftreffenden Neutronenfluß und damit auch die Neutronendichte am Sondenort um ein Vielfaches zu erhöhen und gleichzeitig den relativen Anteil der epithermischen Neutronen herabzusetzen.

Die Aktivierung der Folien in Graphit wurde in einem Quader der Abmessungen $99 \times 108 \times 132 \text{ cm}^3$ vorgenommen, der aus Graphitklötzen in 12 Lagen aufgeschichtet wurde. In der vertikalen Achse des Quaders wurde in der zweiten Lage von oben und unten je eine der beiden Neutronenquellen untergebracht. In der Mittelebene befand sich der ausziehbare Meßklotz, in den ein Graphitschieber mit der Folie eingeschoben werden konnte. Bei einem Quellabstand von etwa 48 cm fällt die Variation der ungestörten Neutronendichte am Sondenort nicht ins Gewicht.

Für die Messung der ungestörten Aktivität A_0 (die Bezugsmessung) wurde die Sonde in einem Hohlraum dieses Graphitquaders aktiviert. Ein innen hohler Kasten aus 0,5 mm dickem Reinaluminiumblech der Dimension $21,8 \times 23,8 \times 35,8 \text{ cm}^3$ wurde in einem entsprechenden Kanal in den Graphitquader eingeschoben, so daß dessen Mittelpunkt im Sattelpunkt der Neutronendichte lag. An dieser Stelle wurde auf einem senkrecht einschiebbaren Aluminiumblech von 0,3 mm Dicke die Folie mit Hilfe eines Ringes aus Reinaluminium befestigt. Die Neutronenabsorption des Aluminiums ($\sigma_a = 0,2 \text{ barn}^5$) ist sehr gering und stört bei der Messung nicht. Eine Abhängigkeit der Sondenaktivität von der Orientierung der Folien konnte nicht festgestellt werden. Man kann daraus schließen, daß am Meßort keine merkliche Anisotropie des ungestörten Feldes vorliegt⁶.

Nach einer Belichtungszeit von etwa 80 min wurde die mit einer Halbwertszeit von 54 min abklingende β -Aktivität (hergerufen durch Neutroneneinfang in In^{115}) mit einem Glockenzählrohr gemessen; längere Belichtungszeiten wurden vermieden, um die γ -Aktivität eines isomeren Überganges (In^{115*}) von 4,5 h Halbwertszeit nicht zu stark anzuregen⁷. Dabei wurde nach Ende der Belichtung einige Minuten bis zum Zählbeginn gewartet, damit die β -Aktivitäten der beiden In-Isotope mit den Halbwertszeiten von 13 und 72 sec nicht mehr stören.

Die Sonde wurde dann innerhalb von 80 min je 8-mal 9,5 min lang in zwei unabhängigen Zählapparaten ausgezählt und mit einem Uranmineralstandard verglichen. Die auf Standard bezogenen Zählraten einer Sonde stimmten in beiden Apparaturen auf etwa 1% überein und ermöglichten eine laufende Kontrolle der Zählgeräte.

Für jede Sonde wurden mehrere Belichtungen durchgeführt. Die gemessenen Sättigungsaktivitäten wurden gemittelt und werden vorerst mit N bezeichnet. Aus den Schwankungen der Meßwerte ergab sich dabei für N ein mittlerer Fehler von 0,3 bis 0,5%.

Da wir uns nur für das Verhalten der thermischen Neutronen interessieren, muß von der gemessenen

⁵ Neutron Cross Sections, Atomic Energy Commission, AECU 2040.

⁶ M. A. V i g o n, Z. Naturforsch. **8a**, 727 [1953].

⁷ C. W. T i t t l e, Nucleonics **8**, 5 [1951].

Aktivität der durch die epithermischen Neutronen bedingte Anteil abgezogen werden. Hierzu wurde die Sonde mit einer 0,6 mm dicken Cadmiumhülle umgeben und an derselben Stelle aktiviert. Neutronen von kleinerer Energie als 0,4 eV werden vom Cd praktisch vollständig absorbiert, so daß im wesentlichen nur die In-Resonanzneutronen um 1,4 eV zur Aktivierung beitragen.

Allerdings werden auch die epithermischen Neutronen durch das Cadmium etwas geschwächt. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde eine Extrapolation auf Cd-Dicke null vorgenommen. Für die Abhängigkeit der durch epithermische Neutronen bedingten Sondenaktivität $N_{\text{Cd}}(\delta_{\text{Cd}})$ von der Cd-Dicke δ_{Cd} erhält man unter der Annahme eines isotropen epithermischen Neutronenfeldes unter Vernachlässigung der Streuung im Cadmium⁸

$$N_{\text{Cd}}(\delta_{\text{Cd}}) = N_{\text{Cd}}(0) E_2(\bar{\mu}_{\text{Cd}} \delta_{\text{Cd}}). \quad (3)$$

Hierbei ist

$$E_2(\mu \delta) = \int_0^1 e^{-\frac{\mu \delta}{\xi}} d\xi = e^{-\mu \delta} + \mu \delta \text{Ei}(-\mu \delta) \quad (4)$$

das zweite Exponentialintegral und $\bar{\mu}_{\text{Cd}}$ der mittlere Absorptionskoeffizient des Cadmiums für die von der In-Folie registrierten epithermischen Neutronen. Aus der gemessenen Aktivität $N_{\text{Cd}}(0,6)$ der mit 0,6 mm Cd umgebenen Folie erhält man dann nach Gl. (3) den extrapolierten Wert

$$N_{\text{Cd}}(0) = F_{\text{Cd}} N_{\text{Cd}}(0,6) \quad \text{mit} \quad F_{\text{Cd}} = \frac{1}{E_2(\bar{\mu}_{\text{Cd}} \cdot 0,6 \text{ mm})}. \quad (5)$$

Zur Bestimmung von F_{Cd} wurden für den Sondenradius $R = 0,9$ cm Messungen mit Cd-Filtern von verschiedener Dicke (0,6 und 1,5 mm) durchgeführt; aus dem Verhältnis der Zählraten

$$\frac{N_{\text{Cd}}(0,6)}{N_{\text{Cd}}(1,5)} = \frac{E_2(\bar{\mu}_{\text{Cd}} \cdot 0,6 \text{ mm})}{E_2(\bar{\mu}_{\text{Cd}} \cdot 1,5 \text{ mm})} \quad (6)$$

läßt sich $\bar{\mu}_{\text{Cd}}$ und damit nach Gl. (5) auch F_{Cd} bestimmen.

Wie Abb. 1 zeigt, nehmen die im Hohlraum gemessenen F_{Cd} -Werte von 1,065 (bei 20 mg/cm²) auf 1,088 (bei 300 mg/cm²) mit wachsender In-Dicke δ zu in Übereinstimmung mit Angaben von Tittle⁷. Dieser Effekt ist dadurch bedingt, daß mit wachsender In-Dicke wegen der Verbreiterung der In-Resonanzstelle die Neutronen der Energie

$E < 1,4$ eV, für welche die Absorption im Cd bereits stark zunimmt, relativ mehr zur Aktivität beitragen und damit eine Vergrößerung des Mittelwertes $\bar{\mu}_{\text{Cd}}$ bewirken⁷. Durch die Meßwerte wurde eine ausgleichende Kurve gelegt und deren F_{Cd} -Werte bei der Auswertung der Bezugsmessung und der Messung in Graphit eingesetzt. Die in Paraffin gemessenen F_{Cd} -Werte streuen wegen der größeren Fehler ($\approx 2,5\%$) erheblich und liegen im Mittel etwas niedriger als die obigen. Zur Auswertung wurde ihr Mittelwert $1,050 \pm 0,020$ eingesetzt; eine genauere Bestimmung ist nicht erforderlich, da im Paraffin der Beitrag der epithermischen Neutronen zur Aktivität je nach SONDENDICKE nur 6 bis 10% ausmacht, im Graphit allerdings 12 bis 20%.

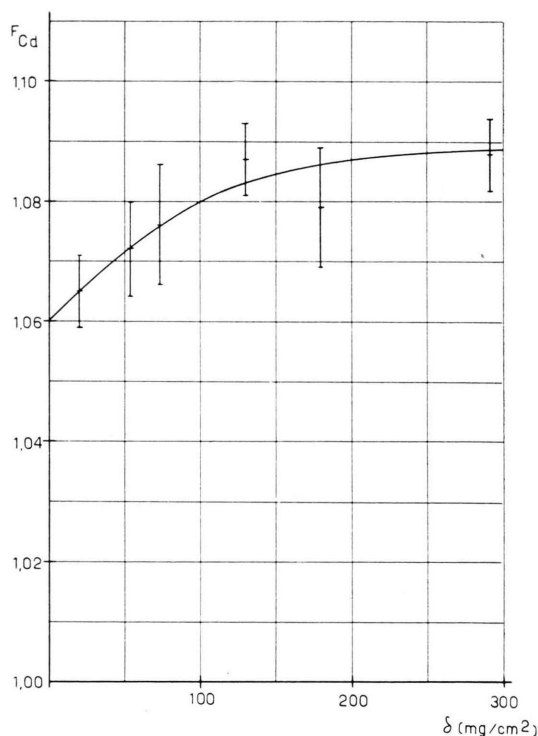


Abb. 1. Der Korrekturfaktor F_{Cd} für die Bezugsmessung in Graphit. I Meßwerte, ——— ausgleichende Kurve.

Die Beziehung (3) ist jedoch nicht streng richtig, da die Neutronen wegen der Streuung in der Cd-Schicht im Mittel einen kürzeren Weg zurücklegen. Um den hierdurch bedingten Fehler abzuschätzen, wurde probeweise an Stelle von Gl. (3) eine logarithmische Extrapolation durchgeführt (entsprechend der Annahme, daß alle Neutronen die Cd-Schicht senkrecht durchsetzen). Die hiernach berech-

⁸ G. M. Branch, Atomic Energy Commission, MDDC 747 [1946].

neten F_{Cd} -Werte liegen um etwa 2% niedriger als die nach Gl. (5) gefundenen, führen aber bei der Bestimmung der Aktivitätsstörung ε_A in § 3 im Rahmen der Fehlergrenzen zum selben Endergebnis. Die Unsicherheit von F_{Cd} kann also hier vernachlässigt werden.

Die auf Cd-Dicke null extrapolierte Aktivität $N_{\text{Cd}}(0)$ unterscheidet sich von der gesuchten epithermischen Aktivität durch den Beitrag der Neutronen von der Grenzenergie des thermischen Bereiches ($\approx 0,18$ eV) bis zur Cd-Abschneideenergie ($\approx 0,4$ eV). Dieser Anteil ist für einen festen Meßort und variable Indiumdicke in erster Näherung proportional zu N und außerdem klein dagegen. Man erhält also als Relativwert für die durch epithermische Neutronen angeregte Sondenaktivität

$$N_{\text{th}} = N - N_{\text{Cd}}(0) = N - F_{\text{Cd}} N_{\text{Cd}}(0,6). \quad (7)$$

Hiernach wurde aus den Meßwerten N und $N_{\text{Cd}}(0,6)$ die Größe N_{th} ermittelt und in Tab. 1 eingetragen.

§ 3. Bestimmung der Aktivitätsstörung in Paraffin und Graphit

In Abb. 2 ist die im *Hohlraum* gemessene Aktivität N_{th}^0 in Abhängigkeit von der Indiumdicke auf-

getragen. Dabei wurden die Werte für die Sondenradien $R=0,6$ und $1,2$ cm durch Division durch einen entsprechenden Faktor $G(R)$ derart normiert, daß sie zusammen mit den Werten für $R=0,9$ cm möglichst gut auf derselben Kurve liegen. Hierbei ergibt sich für $G(R)$

$$G(0,6) = 0,477, \quad G(0,9) = 1,000, \quad G(1,2) = 1,440.$$

Die Aktivitätswerte für die drei Sondenradien zeigen in Abb. 2 keine systematischen Abweichungen von dieser Kurve, hängen also in gleicher Weise von der Schichtdicke ab. Dies bedeutet, daß die Aktivierungsstörung im Hohlraum klein ist gegen die Meßfehler, wie für die Bezugsmessung verlangt wurde. Würde nämlich eine merkliche Aktivierungsstörung eintreten, so würden wegen der Zunahme der Aktivierungsstörung mit Sondenradius und -dicke die N_{th}^0/G -Werte einer dicken Sonde um so tiefer liegen, je größer der Sondenradius ist, falls sie für eine kleinere Sondenstärke übereinstimmen.

Aus den im Hohlraum und Streumedium gemessenen Aktivitäten N_{th}^0 bzw. N_{th} soll nun nach Gl. (2) die Aktivitätsstörung ε_A im Streumedium bestimmt werden. Um die Aktivitäten an den drei verschiedenen Meßorten vergleichen zu können, müssen sie auf gleiche ungestörte Dichte umgerechnet werden, müs-

R	δ	N_{th}^0	N_{th}	A_0	A'	A	ε_A	F_g	ε_C
<i>Paraffin:</i>									
0,6	19,6	$2,044 \pm 0,007$	$1,719 \pm 0,004$	1,000	1,000	0,977	0,024	0,996	$0,024 \pm 0,004$
0,6	50,0	$3,859 \pm 0,009$	$3,106 \pm 0,013$	1,888	1,807	1,765	0,070	0,996	$0,070 \pm 0,005$
0,6	74,3	$4,569 \pm 0,017$	$3,570 \pm 0,012$	2,235	2,077	2,028	0,102	0,996	$0,102 \pm 0,005$
0,6	127	$5,092 \pm 0,017$	$3,753 \pm 0,014$	2,491	2,183	2,132	0,168	0,996	$0,167 \pm 0,005$
0,6	179	$5,183 \pm 0,028$	$3,666 \pm 0,013$	2,536	2,133	2,083	0,217	0,996	$0,214 \pm 0,008$
0,6	293	$5,199 \pm 0,022$	$3,376 \pm 0,011$	2,544	1,964	1,918	0,326	0,996	$0,320 \pm 0,007$
0,9	19,7	$4,390 \pm 0,011$	$3,631 \pm 0,011$	2,148	2,112	2,063	0,041	0,986	$0,041 \pm 0,004$
0,9	53,3	$8,320 \pm 0,020$	$6,476 \pm 0,019$	4,070	3,767	3,679	0,106	0,986	$0,105 \pm 0,004$
0,9	73,4	$9,52 \pm 0,03$	$7,128 \pm 0,015$	4,658	4,147	4,050	0,150	0,986	$0,148 \pm 0,005$
0,9	130,0	$10,69 \pm 0,03$	$7,435 \pm 0,023$	5,230	4,325	4,224	0,238	0,986	$0,235 \pm 0,005$
0,9	179,8	$10,90 \pm 0,03$	$7,136 \pm 0,028$	5,333	4,151	4,054	0,315	0,986	$0,306 \pm 0,005$
0,9	291,3	$10,86 \pm 0,03$	$6,403 \pm 0,023$	5,313	3,725	3,638	0,460	0,986	$0,449 \pm 0,005$
1,2	19,8	$6,335 \pm 0,030$	$5,170 \pm 0,018$	3,099	3,008	2,938	0,055	0,955	$0,053 \pm 0,006$
1,2	53,2	$12,00 \pm 0,04$	$9,068 \pm 0,021$	5,871	5,275	5,152	0,140	0,955	$0,134 \pm 0,005$
1,2	70,6	$13,64 \pm 0,04$	$9,88 \pm 0,027$	6,673	5,748	5,613	0,189	0,955	$0,180 \pm 0,005$
1,2	125,0	$15,39 \pm 0,05$	$10,15 \pm 0,028$	7,529	5,905	5,767	0,306	0,955	$0,292 \pm 0,005$
1,2	179,8	$15,65 \pm 0,03$	$9,54 \pm 0,04$	7,656	5,550	5,420	0,413	0,955	$0,392 \pm 0,005$
<i>Graphit:</i>									
0,6	19,6	$2,044 \pm 0,007$	$2,371 \pm 0,008$	1,000	1,000	0,997	0,003	0,998	$0,003 \pm 0,005$
0,6	74,3	$4,569 \pm 0,017$	$5,266 \pm 0,012$	2,235	2,221	2,214	0,009	0,998	$0,009 \pm 0,005$
0,6	127	$5,092 \pm 0,017$	$5,848 \pm 0,013$	2,491	2,466	2,459	0,013	0,998	$0,013 \pm 0,004$
0,6	293	$5,199 \pm 0,022$	$5,874 \pm 0,015$	2,544	2,477	2,470	0,030	0,998	$0,030 \pm 0,006$
0,9	73,4	$9,52 \pm 0,03$	$10,88 \pm 0,03$	4,658	4,589	4,575	0,018	0,991	$0,018 \pm 0,005$
0,9	130,0	$10,69 \pm 0,03$	$12,13 \pm 0,03$	5,230	5,116	5,101	0,025	0,991	$0,025 \pm 0,005$
0,9	291,3	$10,86 \pm 0,03$	$12,04 \pm 0,03$	5,313	5,078	5,063	0,049	0,991	$0,049 \pm 0,005$
1,2	70,6	$13,64 \pm 0,04$	$15,53 \pm 0,03$	6,673	6,550	6,530	0,022	0,967	$0,021 \pm 0,005$
1,2	125,0	$15,39 \pm 0,05$	$17,34 \pm 0,04$	7,529	7,313	7,291	0,033	0,967	$0,032 \pm 0,004$
1,2	179,8	$15,65 \pm 0,03$	$17,50 \pm 0,06$	7,656	7,381	7,359	0,040	0,967	$0,039 \pm 0,005$

Tab. 1. Berechnung der Aktivierungsstörung von Indiumsonden aus den Meßwerten.

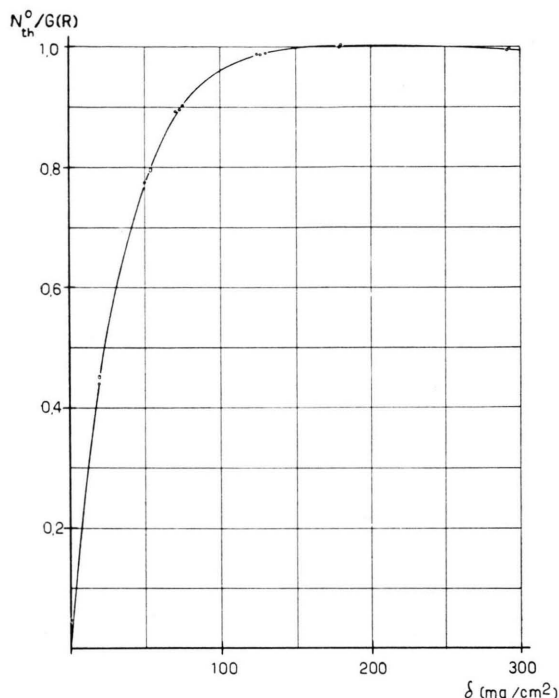


Abb. 2. Vergleich der normierten Aktivitäten $N_{th}^0/G(R)$ für verschiedene Indium-Sondenradien (Bezugsmessung) in Graphit. \circ Meßwerte.

sen also auf die am Meßort herrschende ungestörte Dichte n_0 bezogen werden. Diese wurde mit einer kleinen Indiumsonde ($\delta = 20 \text{ mg/cm}^2$, $R = 0,6 \text{ cm}$, der Bezugssonde) gemessen, deren Aktivitätsstörung κ_b in erster Näherung vernachlässigt wurde.

Die so normierten Aktivitäten der verschiedenen Sonden (jeweils bezogen auf die Aktivität der Bezugssonde an dem entsprechenden Meßort) wurden in Tab. 1 eingetragen (A_0 für die Bezugsmessung, A' für die Messung im Streumedium). Man sieht, daß mit zunehmender Dicke und Sondenradius die Aktivitätswerte in den Streumедien infolge der Störung hinter denen im ungestörten Fall zurückbleiben.

Aus A_0 und A' wurde dann die Größe $(A_0 - A')/A'$ als erste Näherung für die Aktivitätsstörung berechnet und in Abb. 3 für die drei dünnsten Sonden in Paraffin in Abhängigkeit von der Schichtdicke δ aufgetragen. Um die Störung der Bezugssonde in Paraffin zu bestimmen, wurde durch die Meßwerte für jeden Sondenradius die beste Gerade gelegt. Die lineare Extrapolation auf Schichtdicke null führt auf den Wert $-0,024$ und liefert so als Störung der Bezugssonde in Paraffin $\kappa_b = 0,024$, entsprechend in Graphit $\kappa_b = 0,003$.

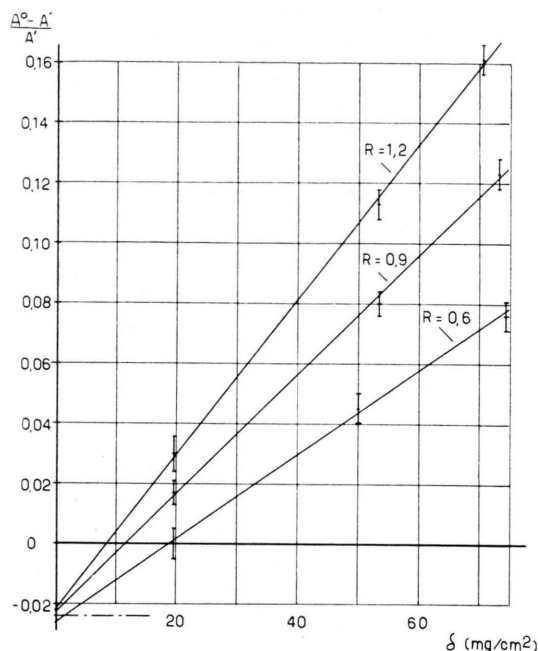


Abb. 3. Bestimmung der Störung der Indium-Bezugssonde in Paraffin. I Meßwerte, — Gerade nach der Methode der kleinsten Quadrate.

In zweiter Näherung wurden die Aktivitäten aller Sonden auf die um ihre Störung korrigierte Aktivität der Bezugssonde (d. h. die ungestörte Neutronendichte am Meßort) bezogen und mit A bezeichnet. Es gilt dann $A = A'/(1 + \kappa_b)$. Hieraus ergibt sich als endgültiger Wert der Aktivitätsstörung

$$\kappa_A = (A_0 - A)/A,$$

der ebenfalls in Tab. 1 eingetragen ist.

§ 4. Umrechnung auf Aktivierungsstörung

Zur Umrechnung der gemessenen Aktivitätsstörung κ_A in die gemittelte Aktivierungsstörung κ_C muß die Geometrieabhängigkeit des Zählrohres berücksichtigt werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein aus der Sonde austretendes β -Teilchen vom Zählrohr registriert wird, hängt vom Ort auf der Sonde ab, und zwar bei konzentrischer Lagerung der Sonde unter dem Zählrohr vom Abstand r dieses Ortes vom Sondenmittelpunkt. Wird diese Wahrscheinlichkeit mit $g(r)$ bezeichnet, so ist die Aktivität A einer Sonde vom Radius R

$$A = 2 \pi a \int_0^R C(r) g(r) r dr, \quad (8)$$

wobei die Konstante a die Selbstabsorption der β -Teilchen in der Sonde berücksichtigt.

Bei der Bezugsmessung kann die Aktivierung $C(r)$ als konstant, d. h. unabhängig von r , angesehen werden. Dann ist die Aktivität der Sonde in Abhängigkeit von ihrem Radius proportional zu

$$G(R) = \int_0^R g(r) r dr. \quad (9)$$

Diese Abhängigkeit wurde für die drei Sondenradien bereits im vorigen Abschnitt empirisch bestimmt und läßt sich durch Interpolation der Meßwerte als Polynom in R^2 darstellen:

$$G(R) = 1,347 R^2 - 0,010 R^4 - 0,161 R^6.$$

Hieraus ergibt sich dann durch Differentiation gemäß Gl. (9) die gesuchte Geometrieabhängigkeit bis auf einen konstanten Faktor zu

$$g(r) = 0,429 - 0,006 r^2 - 0,154 r^4.$$

(Natürlich gilt diese nur für den bei der Messung fest eingestellten Zählrohrabstand.)

Ist das ungestörte Neutronenfeld am Sondenort konstant, so stellt sich bei Anwesenheit der Sonde in deren Mitte eine kleinere Neutronendichte ein als am Rande. Die Aktivierungsstörung ist also vom Ort auf der Sonde abhängig:

$$z_C(r) = (C_0 - C(r))/\bar{C} = \text{const} \cdot w(r) \quad (10)$$

(\bar{C} ist die über die Sonde gemittelte Aktivierung). Bei Kenntnis von $w(r)$ und $g(r)$ läßt sich die gesuchte Beziehung zwischen z_A und der über die Sonde gemittelten Aktivierungsstörung \bar{z}_C aufstellen. Nach Gl. (8) und (10) gilt für z_A in guter Näherung

$$z_A = (A_0 - A)/A \approx \int_0^R \bar{z}_C(r) g(r) r dr / \int_0^R g(r) r dr,$$

für \bar{z}_C hingegen gilt per definitionem

$$\bar{z}_C = (C_0 - \bar{C})/\bar{C} = \int_0^R z_C(r) r dr / \int_0^R r dr.$$

Somit ergibt sich zwischen der gemessenen Aktivitätsstörung und der gemittelten Aktivierungsstörung die Beziehung:

$$\bar{z}_C = F_g z_A; \quad F_g = \frac{\int_0^R w(r) dr^2 \int_0^R g(r) dr^2}{R^2 \int_0^R w(r) g(r) dr^2}. \quad (11)$$

Zur Bestimmung des Korrekturfaktors F_g wurde die Radialabhängigkeit $w(r)$ der Aktivierungsstörung näherungsweise aus der Theorie entnommen.

Für $R \ll \lambda_t$ ergab eine elementare Betrachtung⁹

$$w(r) = E(r^2/R^2), \quad (12)$$

wobei $E(r^2/R^2)$ das vollständige elliptische Integral 2. Gattung ist¹⁰. Diese Radialabhängigkeit wird näherungsweise für die in Graphit aktivierten Sonden zugrunde gelegt und führt auf

$$F_g = \frac{\int_0^1 E(k^2) dk^2 \cdot \int_0^1 g(kR) dk^2}{\int_0^1 E(k^2) g(kR) dk^2}.$$

Die hier auftretenden Integrale¹¹ sind:

$$\int_0^1 E(k^2) dk^2 = 4/3; \quad \int_0^1 E(k^2) k^2 dk^2 = 28/45 = 0,622;$$

$$\int_0^1 E(k^2) k^4 dk^2 = 628/1575 = 0,399.$$

Hiernach erhält man als Korrekturfaktoren für

$$\begin{array}{lll} R & = & 0,6 \quad 0,9 \quad 1,2 \text{ cm,} \\ F_g & = & 0,998 \quad 0,991 \quad 0,967. \end{array}$$

Für die Messung in Paraffin wird näherungsweise die für $\lambda_t \ll R \ll L$ nach der elementaren Diffusionstheorie berechnete Radialabhängigkeit (s. Anhang) eingesetzt:

$$w(r) = \text{const} \cdot \left\{ \frac{3}{2\pi} \frac{R}{\lambda_t} E(r^2/R^2) - \frac{3}{8} \right\}. \quad (13)$$

Damit ergibt sich für die verschiedenen Sondenradien bei der Transportweglänge $\lambda_t = 0,4$ cm (s. § 6.):

R cm	$w(r)$	F_g
0,6	$E(r^2/R^2) - 0,689$	0,996
0,9	$-0,463$	0,986
1,2	$-0,348$	0,955

Mit den so gefundenen F_g -Werten wurde in der letzten Spalte der Tab. 1 die Umrechnung von z_A in \bar{z}_C nach Gl. (11) vollzogen.

Für dicke Sonden wurde noch eine Korrektur wegen der Selbstabsorption der β -Teilchen in der Sonde durchgeführt. Die Aktivierung der Volumeneinheit ist in den inneren Schichten der Sonde kleiner als an der Oberfläche. Diese Abhängigkeit ändert sich nun etwas mit der Winkelverteilung der auf die Sonde auftreffenden Neutronen. Da bei starker β -Absorption nur die oberen Schichten der Sonde zur Aktivität beitragen, ändert sich auch die Größe a in

⁹ H. Meister, im Druck.

¹⁰ Jahnke-Emde, Tafeln höherer Funktionen, p. 74.

¹¹ s. l. c.¹⁰, p. 80.

Gl. (8) mit der Winkelverteilung und ist im ungestörten Fall etwas größer als im gestörten. Eine Abschätzung dieses Effektes¹² ergab (unter Verwendung der Absorptionskoeffizienten $\mu_0 = 0,94 \text{ cm}^2/\text{g}$ für thermische Neutronen und $\alpha = 28,0 \text{ cm}^2/\text{g}$ für die β -Strahlung⁶), daß die nach Gl. (11) berechneten $\bar{\alpha}_C$ -Werte unabhängig vom Sondenradius

$$\begin{aligned} &\text{für } \delta = 0,292 \text{ g/cm}^2 \text{ um } 0,005, \\ &\text{für } \delta = 0,180 \text{ g/cm}^2 \text{ um } 0,002 \end{aligned}$$

zu verkleinern sind.

Dieser Einfluß der β -Absorption ist also auch für die dicken Sonden unbedeutend und wird hier nicht näher diskutiert.

§ 5. Theorien zur Aktivierungsstörung einer Scheibensonde

Vor der Diskussion der Meßergebnisse sollen die Ansätze und Ergebnisse der verschiedenen Theorien kurz umrissen werden.

a) Bothe² berechnete nach der elementaren Diffusionstheorie die Aktivierungsstörung von Kugelsonden vom Radius R' in einem Medium der Streuweglänge λ_s und der Diffusionslänge L zu

$$\frac{C_0 - C}{C} = \left\{ \frac{3}{4} \frac{R'}{\lambda_s} \frac{L}{R' + L} - \frac{1}{2} \right\} \alpha,$$

wobei α die sog. mittlere Absorptionswahrscheinlichkeit der Kugel ist. Für den Fall $R' \ll \lambda_s$, in dem die elementare Diffusionstheorie nicht gilt, erhielt er durch eine elementare Betrachtung ohne Benutzung der Diffusionstheorie

$$\frac{C_0 - C}{C} = 0,34 \frac{R'}{\lambda_s} \alpha.$$

Nach Bothe² soll man näherungsweise die Aktivierungsstörung einer scheibenförmigen Sonde erhalten, wenn man an Stelle von α die gemittelte Absorptionswahrscheinlichkeit der Scheibe

$$\begin{aligned} \Phi_0(\mu \delta) &= 1 - (1 - \mu \delta) e^{-\mu \delta} + \mu^2 \delta^2 \text{Ei}(-\mu \delta) \\ &\approx 2 \mu \delta \quad (\mu \delta \ll 1) \end{aligned} \quad (14)$$

(μ = Absorptionskoeffizient für thermische Neutronen, δ = Sondendicke) und für den Kugelradius R' $2/3$ des Scheibenradius R einsetzt. Wie aus der folgenden Abb. 6 ersichtlich, steht diese letztere Annahme nicht im Einklang mit der Erfahrung.

Tittle⁷ hat die Rechnungen von Bothe mit dessen Messungen verglichen und gezeigt, daß rein empirisch eine bessere Übereinstimmung erzielt wird, wenn man für R' den Scheibenradius R und an Stelle von λ_s die Transportweglänge λ_t einsetzt:

$$\frac{C_0 - C}{C} = \begin{cases} \left\{ \frac{3}{4} \frac{R}{\lambda_t} \frac{L}{R + L} - \frac{1}{2} \right\} \Phi_0(\mu \delta) & (R \gg \lambda_t), \\ 0,34 \frac{R}{\lambda_t} \Phi_0(\mu \delta) & (R \ll \lambda_t). \end{cases} \quad (15)$$

b) Corinaldesi³ berechnete die Aktivierung einer Scheibensonde unter Berücksichtigung ihrer Störung. Im Sinne der Fermischen Theorie¹³ zerlegte er die Neutronendichte n in zwei Anteile n_+ und n_- mit den zugehörigen Richtungen $\cos \vartheta = \pm 1/\sqrt{3}$.

An der Sonde gilt dann die Randbedingung

$$n_+ = n_- \cdot \exp(-\sqrt{3} \mu \delta).$$

Aus der Forderung, daß die Neutronendichte n in der Sondenumgebung der Diffusionsgleichung genügen soll, wurde die Aktivierung C numerisch berechnet und in einem Diagramm als Funktion von $\sqrt{3} L/\lambda_t \cdot \tanh(\mu \delta \sqrt{3}/2)$ für verschiedene R/L angegeben. Die Rechnung führt auf keinen geschlossenen Ausdruck.

c) Von Skyrme⁴ wurde die Aktivierung einer Scheibensonde nach einer vereinfachten Transporttheorie berechnet, die ein isotropes Streugesetz voraussetzt. Für die Dichte n_1 des durch die Sonde verursachten Störfeldes ergibt sich die Integralgleichung

$$\begin{aligned} n_1(\mathbf{r}) &= \frac{\beta}{4\pi} \iiint n_1(\mathbf{r}') \frac{\exp(-\alpha r)}{r^2} dV' \\ &+ \frac{n \mu \delta}{4\pi} \iint \frac{\exp(-\alpha r)}{r^2} df', \quad (r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|). \end{aligned}$$

Hierbei ist n die Dichte des ungestörten Neutronenfeldes, α die Zahl der Neutronen, die pro Wegeinheit verschwinden (durch Absorption oder Streuung in andere Richtungen), β die Zahl der Neutronen, die pro Wegeinheit entstehen (durch Streuung von Neutronen anderer Richtungen in die betrachtete).

Der Faktor $e^{-\alpha r}/4\pi r^2$ in den Integranden gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Neutron des Störfeldes von \mathbf{r}' nach \mathbf{r} gestreut wird. Das Raumintegral berücksichtigt den Beitrag der Neutronen des Störfeldes in der Umgebung von \mathbf{r} zur Dichte $n_1(\mathbf{r})$, das über die Sonde erstreckte Flächenintegral den Beitrag der direkt von der Sonde kom-

¹² H. Meister, Diplomarbeit Göttingen 1954, unveröffentlicht.

¹³ E. Fermi, Ric. Sci. 7, 13 [1936].

menden Neutronen. Dabei wurde die Richtungsabhängigkeit des Neutronenfeldes vernachlässigt; somit ist an Stelle der strengen Transportgleichung eine Integralgleichung für den Fall einer Kreisscheibe zu lösen.

Für die Sondenaktivierung ergab sich unter Vernachlässigung von Gliedern höherer als zweiter Ordnung in $\mu \delta$ im gestörten Fall

$$\bar{C} = n v \mu \delta \left\{ 1 - \frac{1}{2} \mu \delta \left(\frac{3}{2} - \log(\gamma \mu \delta) \right) - \mu \delta (D_1 - D_1') \right\},$$

für die ungestörte Aktivierung hingegen

$$C_0 = n v \mu \delta \left\{ 1 - \frac{1}{2} \mu \delta \left(\frac{3}{2} - \log(\gamma \mu \delta) \right) \right\}, \quad (\log \gamma = 0,577).$$

Die Größe D_1 wird für geringe Absorption im Streumedium und $R < 0,4 L$ durch die Näherung

$$D_1 \approx \frac{4}{\pi} \frac{R}{\lambda} \left(1 - \frac{3\pi R}{16 L} \right)$$

auf 5% genau dargestellt. D_1' wird nicht explizit angegeben und soll im Falle $R > \lambda$ kleiner als 5% von D_1 sein⁴. Als Aktivierungsstörung erhält man damit

$$\bar{\kappa}_C = (C_0 - \bar{C})/\bar{C} = \mu \delta (D_1 - D_1'), \quad (16)$$

wobei entsprechend obigem Ansatz Glieder von höherer Ordnung in $\mu \delta$ vernachlässigt wurden. Das von Skyrme erhaltene Ergebnis ist daher auf den Fall $\mu \delta \ll 1$ beschränkt.

d) Von Vigon und Wirtz¹ wurde die Aktivierungsstörung einer scheibenförmigen Sonde nach der elementaren Diffusionstheorie berechnet, wobei auf der Sonde eine konstante negative Flächenquellendichte angenommen wurde. Mit der mittleren Absorptionswahrscheinlichkeit der Scheibe

$$\varepsilon_s \approx \Phi_0(\mu \delta)$$

ergab sich als Aktivierungsstörung im Scheibenmittelpunkt

$$\kappa_C(0) = \left\{ \frac{3}{4} \frac{L}{\lambda_t} (1 - e^{-R/L}) - \frac{1}{2} \right\} \varepsilon_s.$$

Die über die Scheibe gemittelte Aktivierungsstörung $\bar{\kappa}_C$ ist etwas kleiner, nämlich^{1, 12}

$$\bar{\kappa}_C = \left\{ \frac{3}{4} \frac{L}{\lambda_t} (1 - e^{-R/L}) \bar{W} - \frac{1}{2} \right\} \Phi_0(\mu \delta), \quad (17)$$

wobei der Mittelungsfaktor \bar{W} je nach dem Verhältnis R/L zwischen den für die beiden Grenzfälle berechneten Werten

$$\begin{aligned} \bar{W} &= 1 && \text{für } R \gg L \text{ und} \\ \bar{W} &= 8/3 \pi = 0,849 && \text{für } R \ll L \text{ liegt.} \end{aligned}$$

Bei den Ergebnissen von Corinaldesi und Skyrme ist diese Mittelung bereits ausgeführt.

Alle angeführten Ergebnisse sind zunächst für monoenergetische Neutronen abgeleitet worden. Sie sind daher noch über die Geschwindigkeitsverteilung des Neutronenflusses zu mitteln. Für eine $1/v$ -Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten μ wurde bei Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung die gemittelte Absorptionswahrscheinlichkeit $\bar{\Phi}$ numerisch berechnet¹². Es ist in sehr guter Näherung (auf 0,5% bei $\mu_0 \delta < 0,5$)

$$\bar{\Phi}_0(\mu \delta) \approx \sqrt{\pi/2} \cdot \Phi_0(\mu_0 \delta) = 0,886 \Phi_0(\mu_0 \delta), \quad (18)$$

wobei μ_0 der Wert von μ bei der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit v_0 der Maxwell-Verteilung ist [für dünne Sonden ($\mu_0 \delta \ll 1$) würde gelten

$$\bar{\Phi}_0(\mu \delta) \approx \sqrt{\pi/2} \cdot 2 \mu_0 \delta = 2 \mu(v) \delta,$$

d. h. es ist der Absorptionskoeffizient bei der mittleren Geschwindigkeit $v = 1,128 v_0$ einzusetzen].

§ 6. Diskussion der Meßergebnisse

Indium hat im thermischen Bereich einen $1/v$ -Verlauf des Absorptionsquerschnittes sowie einen hinreichend kleinen Streuquerschnitt ($\sigma_s = 2,2 \text{ barn}^5$) und erfüllt damit die Voraussetzungen der Theorie. Durch Vergleich mit der Aktivierungsstörung einer Goldsonde hoher Reinheit ($\sigma_a = 98,7 \pm 0,6 \text{ barn}^{14}$ für $v = 2200 \text{ m/sec}$) wurde als Absorptionsquerschnitt des verwendeten Indiums für thermische Neutronen ($v = 2200 \text{ m/sec}$) der Wert

$$\sigma_a = 189 \pm 8 \text{ barn}$$

gefunden, in guter Übereinstimmung mit dem Tabellenwert $\sigma_a = 190 \pm 10 \text{ barn}^5$. Dem entspricht als Absorptionskoeffizient bei $v = 2200 \text{ m/sec}$

$$\mu_{2200} = 0,99 \pm 0,04 \text{ cm}^2/\text{g}.$$

Beim Vergleich der Meßergebnisse mit der Theorie ist aber nicht dieser Wert einzusetzen, sondern nach § 5 der Wert μ_0 für die wahrscheinlichste Neutronengeschwindigkeit v_0 am Meßort (im Gegensatz zur Aktivierung ist die Aktivierungsstörung einer $1/v$ -Sonde abhängig von der Neutronengeschwindigkeit). Unter Zugrundelegung einer Maxwell-Verteilung wurde durch Transmissionsmessungen⁸ an einer

¹⁴ R. S. Carter, H. Palevsky, V. W. Myers u. D. J. Hughes, Phys. Rev. **92**, 716 [1953].

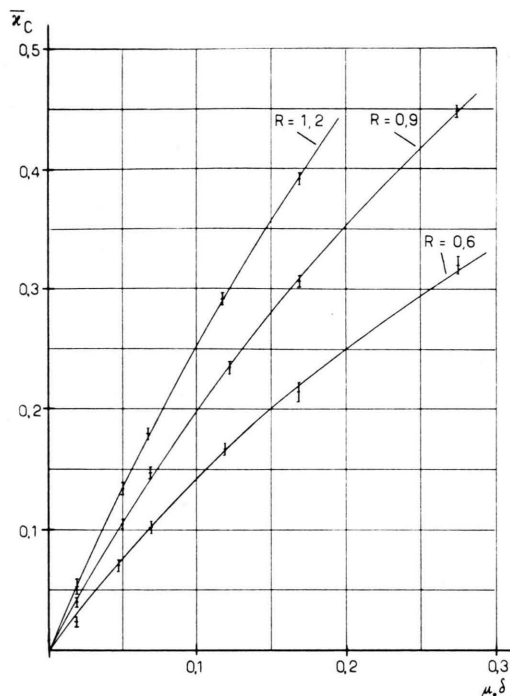


Abb. 4. Aktivierungsstörung in Paraffin.

I Meßwerte, — Interpolationsfunktion $\text{const} \cdot \bar{\Phi}_0(\mu \delta)$.

R	=	0,6	0,9	1,2	cm
const	=	0,958	1,346	1,711	.

Goldfolie am Meßort in Graphit eine Neutronentemperatur von $T = 320 \pm 25^\circ \text{K}$ gemessen, entsprechend $v_0 = 2300 \pm 70 \text{ m/sec}$. Damit ergibt sich für μ_0 der Wert

$$\mu_0 = 0,94 \pm 0,06 \text{ cm}^2/\text{g}.$$

Im Paraffin konnte keine Temperaturmessung durchgeführt werden; es ist jedoch anzunehmen, daß dort die Neutronentemperatur etwa im Rahmen der Fehlergrenzen mit der in Graphit gemessenen übereinstimmt.

Die gemessene Aktivierungsstörung $\bar{\kappa}_C$ wurde für die drei verschiedenen Sondenradien in Abhängigkeit von $\mu_0 \delta$ aufgetragen und zwar für Paraffin in Abb. 4, für die Messung in Graphit in Abb. 5. Durch die Meßpunkte wurde gemäß der Theorie Gl. (15) und (17) eine Funktion der Gestalt $\text{const} \cdot \bar{\Phi}_0(\mu_0 \delta)$ gelegt, wobei aber die Konstante nach der Methode der kleinsten Quadrate festgelegt wurde. Wie man sieht, wird die Abhängigkeit von $\bar{\kappa}_C$ von der Sondenstärke δ durch diese Funktion gut wiedergegeben.

Die aus den Meßwerten bestimmten Größen

$$\text{const} = \bar{\kappa}_C / \bar{\Phi}_0$$

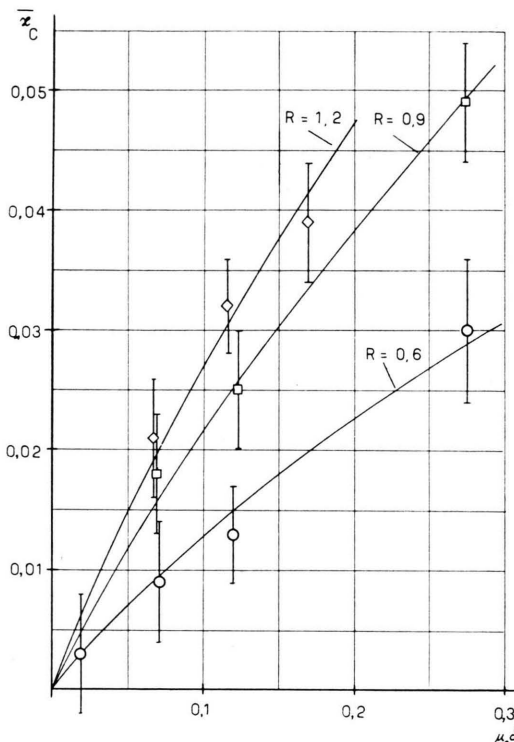


Abb. 5. Aktivierungsstörung in Graphit.

I Meßwerte, — Interpolationsfunktion $\text{const} \cdot \bar{\Phi}_0(\mu \delta)$.

R	=	0,6	0,9	1,2	cm
const	=	0,087	0,148	1,179	.

sind in Tab. 2 für die drei Sondenradien den theoretischen Werten gegenübergestellt, wobei für die Konstanten der Streumediten folgende Werte benutzt wurden:

für Graphit: $\lambda_t = 2,60 \pm 0,10 \text{ cm}$ (Beckurts¹⁵),
für Paraffin: $\lambda_t = 0,40 \pm 0,02 \text{ cm}$,

$L = 2,40 \pm 0,10 \text{ cm}$ (aus Angaben von Tittle⁷ umgerechnet auf Dichte des Paraffins $= 0,88 \pm 0,01 \text{ g/cm}^3$).

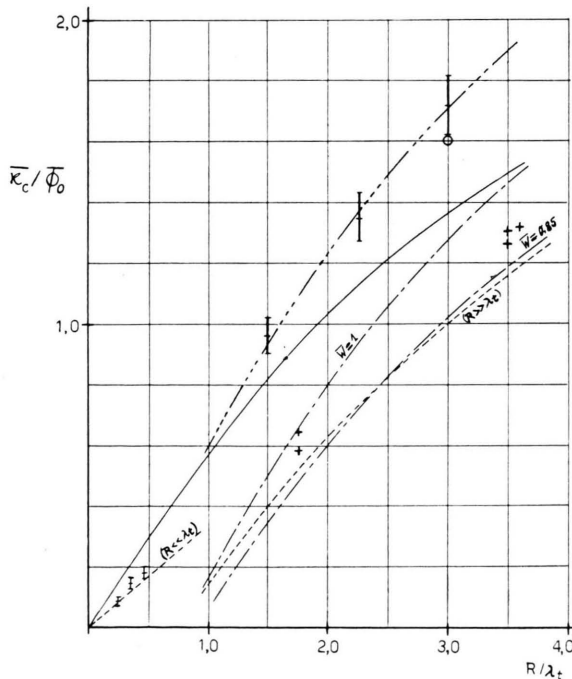
In Abb. 6 ist die in Paraffin gemessene Größe $\bar{\kappa}_C / \bar{\Phi}_0$ für die drei verwendeten Sondenradien in Abhängigkeit von R/λ_t aufgetragen. Zum Vergleich sind die von Bothe² an Dy_2O_3 -Sonden ($\sigma_a = 1100 \pm 150 \text{ barn}^5$ für Dy bei 2200 m/sec) in Paraffin gemessenen Werte mit eingetragen; sie liegen um etwa 30% niedriger als die unseren. Die Abweichung des Dy-Wirkungsquerschnittes vom $1/v$ -Verlauf kann hingegen nur eine Abweichung von etwa 10% erklären. Es tauchte zunächst der Verdacht auf, daß

¹⁵ K. H. Beckurts, Diffusion thermischer Neutronen in Graphit, Diplomarbeit Göttingen 1954, unveröffentlicht.

Paraffin:	R=	0,6	0,9	1,2	cm
Gemessene Werte		0,958 ± 0,06	1,346 ± 0,08	1,711 ± 0,10	
Gl. (20) (Bothe, Tittle)		0,400	0,728	1,000	
Corinaldesi		—	—	1,60	
Gl. (22) (Skyrme)		0,815	1,120	1,350	
Gl. (23) (Vigon und Wirtz)					
$\bar{W}=1,000$		0,495	0,938	1,271	
$\bar{W}=0,849$		0,345	0,721	1,007	
Gl. (25) (empirisch)		0,932	1,375	1,708	
Graphit:	R=	0,6	0,9	1,2	cm
Gemessene Werte		0,087 ± 0,015	0,148 ± 0,015	0,179 ± 0,020	
Gl. (20) (Bothe, Tittle)		0,078	0,118	0,157	
($R \ll \lambda_t$)					

Tab. 2. Vergleich der gemessenen $\bar{\kappa}_C/\bar{\Phi}_0$ -Werte mit den theoretischen.

die von uns gemessene Aktivierungsstörung von In-Folien einen Beitrag der epithermischen Resonanzabsorption zur Aktivierungsstörung enthält. Eine Messung mit einer Mangansonde, deren Resonanzabsorption wie bei Dy sehr gering ist, zeigte jedoch, daß dieser Effekt zu vernachlässigen ist. Vermutlich enthielt das von Bothe verwendete Dy_2O_3 infolge der schweren Trennbarkeit der seltenen Erden noch Beimengungen von schwach absorbierenden Stoffen (an einer von uns verwendeten Dy_2O_3 -Probe wurde

Abb. 6. $\bar{\kappa}_C/\bar{\Phi}_0$ in Abhängigkeit von R/λ_t verglichen mit den verschiedenen Theorien.

+ Messung von Bothe, I unsere Meßwerte, ----- Gl. (15) (Bothe, Tittle), o (Corinaldesi), — Gl. (16) (Skyrme), — · — Gl. (17) (Vigon und Wirtz), Gl. (19) (empirische Formel).

ein Dy-Absorptionsquerschnitt von etwa $2/3$ des Tabellenwertes gemessen).

Zum Vergleich mit der Theorie ist $\bar{\kappa}_C/\bar{\Phi}_0$ nach Gl. (17) von Vigon und Wirtz für Paraffin eingetragen worden, und zwar für die beiden Grenzfälle $\bar{W}=1$ (entsprechend $R \gg L$) und $\bar{W}=0,85$ (entsprechend $R \ll L$). Die theoretische Kurve für den hier vorliegenden Fall (R vergleichbar mit L) sollte etwa in der Mitte zwischen den beiden Grenzkurven verlaufen (entsprechend $\bar{W} \approx 0,9 \dots 0,95$). Außerdem wurde $\bar{\kappa}_C/\bar{\Phi}_0$ nach Gl. (15) von Bothe berechnet, die ebenfalls auf der elementaren Diffusionstheorie beruht.

Wie man sieht, liefern diese elementaren Theorien in dem hier vorliegenden Fall zu niedrige Werte, geben aber den Anstieg der Meßwerte mit R/λ_t richtig wieder. Der Grund dafür ist in folgendem zu suchen: der Beitrag der weiter entfernten Sonderelemente zur Aktivierungsstörung in einem Punkte wird zwar durch die elementare Diffusionstheorie richtig wiedergegeben, nicht aber der Beitrag der näher benachbarten Sonderelemente, deren Abstand kleiner als etwa $2\lambda_t$ ist (dieser wird nur durch die allgemeine Transportgleichung exakt beschrieben). Daher sind diese Theorien auf den Fall $R \gg \lambda_t$ beschränkt, der hier nicht erfüllt ist.

Um eine empirische Formel für die Aktivierungsstörung zu erhalten, wurde durch die in Abb. 6 aufgetragenen Meßwerte in Anlehnung an Gl. (17) nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Funktion der Gestalt

$$\frac{3}{4} \frac{L}{\lambda_t} (1 - \exp(-R/L)) + \text{const}$$

gelegt. Als gemittelte Aktivierungsstörung einer $1/v$ -Sonde in Paraffin oder H_2O im Bereich $1,5 \leq R/\lambda_t \leq 3$ ergibt sich so

$$\bar{\kappa}_C = \left\{ \frac{3}{4} \frac{L}{\lambda_t} (1 - e^{-R/L}) - (0,06 \pm 0,06) \right\} \bar{\Phi}_0(\mu\delta),$$

$$\bar{\Phi}_0 \approx 0,886 \Phi_0(\mu_0\delta). \quad (19)$$

Diese Formel unterscheidet sich von der theoretischen Gl. (17) von Vigon und Wirtz für $\bar{W}=1$ nur durch das in $-0,06$ abgeänderte subtraktive Glied und dürfte auch für größere Sondenradien R gelten, da sie denselben (durch Gl. (17) richtig beschriebenen) Anstieg mit R/λ_t zeigt.

Die Theorie von Skyrme, Gl. (16), liefert Werte, die um etwa 15% unter den Meßwerten liegen. Die Abweichung ist zu erklären durch die anisotrope Streuung im Paraffin im Gegensatz zur Annahme eines isotropen Streugesetzes in der Theorie.

Bei der Auswertung wurde für die mittlere freie Weglänge λ in Gl. (16) die Transportweglänge λ_t eingesetzt.

Ein Vergleich mit den numerischen Ergebnissen von Corinaldesi konnte nur für den Sondenradius $R = 1,2$ cm durchgeführt werden (für $R < 0,5 L$ finden sich keine Angaben in seiner Arbeit). In diesem Falle zeigt sich im Rahmen der Fehlergrenzen gute Übereinstimmung mit den Meßwerten, obwohl in dieser Theorie zur Beschreibung des an der Sonde stark anisotropen Neutronenfeldes nur zwei diskrete Neutronenrichtungen betrachtet wurden.

Da die Aktivierungsstörung für $R \ll L$ nicht mehr von der Diffusionslänge abhängt, sind in Abb. 6 auch die in Graphit gemessenen $\kappa_C/\bar{\Phi}_0$ -Werte mit eingetragen, die (zumindest für $R = 0,6$ cm) mit der von Tittle angegebenen Formel (15) für $R \ll \lambda_t$ im Einklang stehen. In diesem Fall wird die Aktivierungsstörung praktisch nur durch diejenigen Neutronen des Störfeldes bedingt, die nach einem einzigen Streuprozeß auf die Sonde zurückgeworfen werden.

Herrn Prof. Wirtz habe ich für die Anregung zu dieser Arbeit und seine fortwährende freundliche Unterstützung besonders zu danken.

Anhang: Ableitung von Gl. (13)

Das ungestörte Neutronenfeld der Dichte n_0 wird als homogen und isotrop vorausgesetzt. Im Falle $R \gg \lambda_t$ läßt sich das Neutronenfeld auf der Sondenoberfläche näherungsweise durch den diffusionstheoretischen Ansatz

$$K_s(r, \Theta) = \frac{1}{4\pi} \{v n(r) + 3 |j(r)| \cos \Theta\}$$

beschreiben. $K_s(r, \Theta)$ ist der Neutronenfluß pro Raumwinkel, $j(r)$ der Neutronenstrom (n, j und K_s sind im allgemeinen vom Abstand r vom Sondenmittelpunkt abhängig).

Der Winkel Θ zwischen der betrachteten Neutronenrichtung und der Symmetrieachse des Feldes, die im allgemeinen um ϑ_0 gegen die Sondennormale geneigt ist (siehe Abb. 7), wird durch den Winkel ϑ zwischen Neutronenrichtung und Sondennormale sowie das zugehörige Azimut φ ausgedrückt:

$$\cos \Theta = \cos \vartheta_0 \cos \vartheta + \sin \vartheta_0 \sin \vartheta \cos (\varphi - \varphi_0).$$

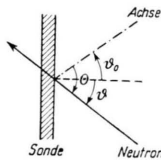


Abb. 7.

Durch Integration über ϑ und φ erhält man dann als Aktivierung pro Flächeneinheit der Sonde (Schichtdicke δ) unter Vernachlässigung der Streuung in der Sondensubstanz (Absorptionskoeffizient μ)

$$C(r) = \frac{\mu_{\text{act}}}{\mu} Q(r) = \frac{\mu_{\text{act}}}{\mu} \left\{ \frac{v n(r)}{2} \Phi_0(\mu \delta) + \frac{3}{2} |j(r)| \cos \vartheta_0 \Phi_1(\mu \delta) \right\} \quad (20)$$

(siehe ¹⁾ mit

$$\Phi_0(\mu \delta) = 1 - (1 - \mu \delta) \cdot \exp(-\mu \delta) + \mu^2 \delta^2 \text{Ei}(-\mu \delta),$$

$$\Phi_1(\mu \delta) = \frac{2}{3} (1 - \exp(-\mu \delta)) + \frac{\mu \delta}{3} (1 - \Phi_0(\mu \delta))$$

$$\approx \frac{1}{2} \Phi_0(\mu \delta) \approx \mu \delta \quad \text{für } \mu \delta \ll 1.$$

μ_{act}/μ ist der Bruchteil der sekundlich pro cm² der Sonde absorbierten Neutronenzahl $Q(r)$, der zur Aktivierung führt.

Die Sonde stellt eine negative Quelle der Flächenquellendichte $-Q(r)$ dar und vermindert den Neutronenfluß in der Sondenumgebung auf

$$v n(r) = v n_0 - \frac{3}{4\pi \lambda_t} \int_F Q(r') \frac{\exp(-l/L)}{l} df', \quad l = |r - r'|$$

(das Integral erstreckt sich über die Sondenfläche F). Dabei muß die Neutronenabsorption der Sonde durch den von beiden Seiten auf sie zu gerichteten Neutronenstrom gedeckt werden:

$$Q(r) = 2 |j(r)| \cos \vartheta_0.$$

Setzt man diese beiden Gleichungen in Gl. (20) ein, so wird

$$C(r) = \frac{\mu_{\text{act}}}{\mu} \left\{ \left(\frac{v n_0}{2} - \frac{3}{8\pi \lambda_t} \int_F Q(r') \frac{\exp(-l/L)}{l} df' \right) \Phi_0(\mu \delta) + \frac{3}{4} Q(r) \Phi_1(\mu \delta) \right\}$$

oder

$$C(r) = C_0 - \frac{3}{8\pi \lambda_t} \int_F C(r') \frac{\exp(-l/L)}{l} df' \cdot \Phi_0(\mu \delta) + \frac{3}{4} C(r) \Phi_1(\mu \delta), \quad (21)$$

da die ungestörte Aktivierung

$$C_0 = \frac{\mu_{\text{act}}}{\mu} \frac{v n_0}{2} \Phi_0(\mu \delta)$$

ist.

Die Lösung der Integralgleichung (21) für die Aktivierung $C(r)$ läßt sich durch Iteration gewinnen. Setzt man in nullter Näherung $C(r) = \bar{C}$ (d. h. gleich der über die Sonde gemittelten Aktivierung) und beschränkt sich auf den ersten Iterationsschritt, so erhält man als Aktivierungsstörung

$$\kappa_C(r) = \frac{C_0 - C(r)}{C} = \frac{3}{8\pi \lambda_t} \int_F \frac{\exp(-l/L)}{l} df' \cdot \Phi_0(\mu \delta) - \frac{3}{4} \Phi_1(\mu \delta). \quad (22)$$

Das Integral läßt sich im Fall $R \ll L$ leicht lösen, da dann die Exponentialfunktion durch 1 ersetzt werden kann:

$$\int_F \frac{df'}{l} = \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{r' dr' d\varphi'}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2 r r' \cos \varphi'}} \\ = 4 \int_0^{\pi/2} \sqrt{R^2 - r^2 \sin^2 \alpha} d\alpha = 4 R E(r^2/R^2).$$

Damit ergibt sich für $R \ll L$ als Abhängigkeit der Aktivierungsstörung vom Ort r auf der Sondenfläche

$$\kappa_C(r) = \frac{3}{2\pi} \frac{R}{\lambda_t} E(r^2/R^2) \Phi_0(\mu \delta) - \frac{3}{4} \Phi_1(\mu \delta). \quad (23)$$

Da meist das zweite Glied wesentlich kleiner als das erste ist, kann man für $\mu \delta < 0,3$ die Näherung $\Phi_1(\mu \delta) \approx \frac{1}{2} \Phi_0(\mu \delta)$ verwenden und erhält dann

$$\kappa_C(r) = \left(\frac{3}{2\pi} \frac{R}{\lambda_t} E(r^2/R^2) - \frac{3}{8} \right) \Phi_0(\mu \delta), \quad (23a)$$

die mit Gl. (13) identisch ist.

Mittelt man $\kappa_C(r)$ nach Gl. (23a) über die Scheibe, so folgt

$$\kappa_C(\bar{r}) = \left(\frac{2}{\pi} \frac{R}{\lambda_t} - \frac{3}{8} \right) \Phi_0(\mu \delta).$$

Diese Formel stimmt mit Gl. (17) für $R \ll L$ überein bis auf das in $-3/8$ abgeänderte subtraktive Glied. Dieser Unterschied kommt dadurch zustande, daß bei der Ableitung von Gl. (17)¹ die Aktivierung durch

$$C = 2 j^+ \varepsilon_s$$

dargestellt wurde, wobei der auf die Sonde zu gerichtete Neutronenstrom $j^+ = n v / 4 + \frac{1}{2} |j|$ und $\varepsilon_s \approx \Phi_0(\mu \delta)$ ist, während bei unserer Ableitung der strengere Ausdruck Gl. (20) benutzt wurde. Numerisch ist jedoch dieser Unterschied geringfügig.

Energieabhängigkeit der spezifischen Ionisation relativistischer μ -Mesonen

Von J. BUSCHMANN

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforsch. **10a**, 680—687 [1955]; eingegangen am 8. Juli 1955)

Der experimentelle Nachweis des von der Bethe-Bloch-Theorie postulierten sogenannten logarithmischen Wiederanstieges der Ionisation war bis vor wenigen Jahren für schwerere Teilchen als Elektronen nicht befriedigend gelungen. Deshalb wurde mittels eines Geiger-Müller-Zählrohr-Teleskops aus der Höhenstrahlung ein μ -Mesonen-Bündel ausgeblendet und die Zahl der im Inneren eines argongefüllten Proportionalzählrohrs erzeugten Ionenpaare in Abhängigkeit von der Reichweite der μ -Mesonen bestimmt. Die Diskussion der bei derartigen Messungen auftretenden Fehlermöglichkeiten zeigte zwar, daß die gewählte Meßmethode zur Festlegung des von der Bethe-Bloch-Formel beschriebenen *mittleren* Energieverlustes ziemlich ungeeignet ist, doch ließ sich der *wahrscheinlichste*, d. i. der am häufigsten vorkommende Energieverlust einwandfrei bestimmen. In Übereinstimmung mit zahlreichen neueren Arbeiten wurde die theoretisch erwartete logarithmische Abhängigkeit von der Mesonenenergie bestätigt gefunden. Dieses Ergebnis legt es nahe, Ionisationsmessungen mit Proportionalzählrohren zur Bestimmung hoher Teilchenenergien heranzuziehen.

Der Energieverlust durch Anregung und Ionisation eines geladenen Teilchens, z. B. eines μ -Mesons, beim Durchgang durch eine Bremsschicht, z. B. durch die Gasfüllung eines Proportionalzählrohrs, ist eine nur statistisch definierte Größe. Die Schwankungen des Energieverlustes bzw. der spezifischen Ionisation, die als einander proportional angenommen werden dürfen mit dem von der Teilchenart und der Teilchenenergie unabhängigen Umrechnungsfaktor von etwa 25 eV pro Ionenpaar (bei Argon), sind durch das gelegentliche Auftreten von δ -Strahlen bedingt, d. h. von Stoßelektronen mit einer zur Sekundärionisation ausreichenden kinetischen Energie.

Nach der Theorie von Williams¹, Landau² und Symon³ ist das Energieverlustspektrum im Grenzfall dünner Bremsschichten unsymmetrisch mit einem langen energiereichen Ausläufer (vgl. Abb. 4). Die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Ionisationsverlustes (der Lage des Maximums) und des mittleren Ionisationsverlustes (der Lage des Schwerpunktes) von der Energie des ionisierenden Teilchens wurde schon vor mehr als 20 Jahren von Bethe⁴ und von Bloch⁵ theoretisch vorausberechnet. Nach dieser Theorie soll die spezifische Ionisation im nichtrelativistischen Gebiet umgekehrt proportional zur Teilchenenergie abfallen und an-

¹ E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. **125**, 420 [1929].

² L. Landau, J. Phys. (USSR) **8**, 201 [1944].

³ K. R. Symon, Thesis, Harvard University 1948, unveröffentlicht.

⁴ H. A. Bethe, Z. Phys. **76**, 293 [1932].

⁵ F. Bloch, Z. Phys. **81**, 363 [1933].