

Abb. 11. Aktivierungsstörung $\bar{\kappa}_c$ von Indiumsonden in Graphit;

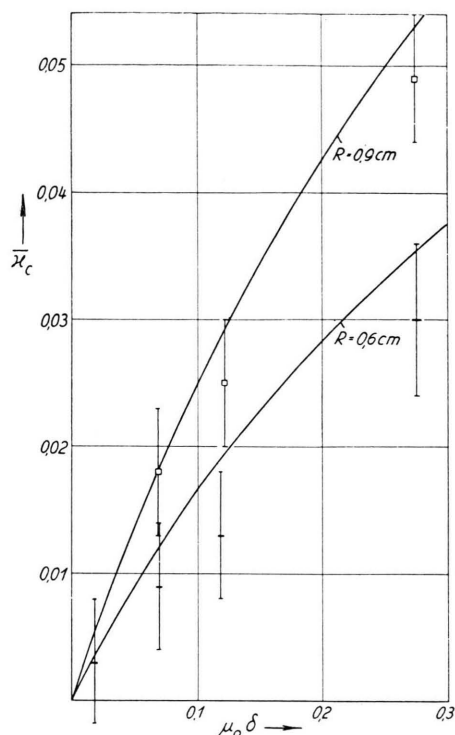
□ Meßwerte für $R=0,6$ cm, □ Meßwerte für $R=0,9$ cm,
— theoretischer Wert nach Gl. (20).

Die Meßwerte werden für die Sondenradien $R=0,6$ cm ($R/\lambda_s=0,23$) und $R=0,9$ cm ($R/\lambda_s=0,35$) durch die Theorie im Rahmen der Fehlergrenzen wiedergegeben, obwohl die Voraussetzung $R \ll \lambda_s$ von Gl. (20) nicht in Strenge erfüllt ist. Für $\mu\delta > 0,1$ ergibt die Theorie etwas zu große Werte, da die Mittelung in Gl. (11) für größere $\mu\delta$ nicht mehr gerechtfertigt ist.

Die Ergebnisse für die Dichtestörung Gln. (28) und (31) werden in der folgenden Arbeit⁸ mit Messungen verglichen.

Herrn Prof. WIRTZ danke ich für seine wohlwollende Unterstützung.

⁸ H. MEISTER, Störung der Neutronendichte in der Umgebung einer absorbierenden Sonde, Z. Naturforsch. **11 a**, 356 [1956].



Störung der Neutronendichte in der Umgebung einer absorbierenden Sonde

Von H. MEISTER

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen
(Z. Naturforsch. **11 a**, 356—359 [1956]; eingegangen am 13. Februar 1956)

Es wird experimentell untersucht, wie sich die Dichteverteilung der thermischen Neutronen in Graphit bei Anwesenheit einer kreisscheibenförmigen Sonde in deren Umgebung ändert. Für große Abstände z von der Sondenfläche ($z \gg \lambda_s$) stehen die Meßergebnisse im Einklang mit der elementaren Diffusionstheorie¹, für Punkte in der Nähe der Sondenoberfläche ($z \ll \lambda_s$) lassen sie sich durch die in der vorangehenden Arbeit abgeleiteten Formeln verstehen.

In verschiedenen Punkten (r) auf der Achse der Sonde sowie auf ihrer Oberfläche wird mit einer hinreichend kleinen Meßsonde die Neutronendichte gemessen:

1. bei Anwesenheit der störenden Sonde [gestörte Dichte $q(r)$],
2. bei Abwesenheit derselben [ungestörte Dichte $q_0(r)$].

Die Dichtedepression $\Delta q(r) = q_0(r) - q(r)$ wird auf die im Mittelpunkt der Sonde herrschende Dichte q_s bezogen und als Dichtestörung $\kappa(r)$ bezeichnet¹:

$$\kappa(r) = [q_0(r) - q(r)]/q_s. \quad (1)$$

Die auf der Achse im Abstand z von der Sonde gemessene Dichtestörung wird mit den nach der elementaren Diffusionstheorie¹ für $z \gg \lambda_s$ abgeleiteten Werten

$$\kappa(z) = \frac{3}{2} \frac{\Phi_0(\mu\delta)}{2 - \Phi_0(\mu\delta)} \cdot \frac{L}{\lambda_t} \cdot \{e^{-z/L} - \exp[-(1/L) \sqrt{R^2 + z^2}]\} \quad (2)$$

und der in der vorangehenden Arbeit² für $z \ll \lambda_s$ gefundenen Gl. (31)

¹ M. A. VIGON u. K. WIRTZ, Z. Naturforsch. **9 a**, 286 [1954].

² H. MEISTER, Z. Naturforsch. **11 a**, 347—356 [1956].



$$\kappa(z) = \frac{1}{2 - \Psi(\mu_0 \delta)} \quad (3)$$

$$\cdot \{ \Psi(\mu_0 \delta) - \zeta_0 \Psi(\mu_0 \delta / \zeta_0) + \frac{R}{\lambda_s} \varphi_0(\mu_0 \delta) \};$$

$$\zeta_0 = z / \sqrt{R^2 + z^2}$$

verglichen, die Dichtestörung auf der Sondenoberfläche im Abstand r vom Mittelpunkt mit der Gl. (28) jener Arbeit²:

$$\kappa(r) = \frac{1}{2 - \Psi(\mu_0 \delta)} \cdot \left\{ \Psi(\mu_0 \delta) + \frac{2}{\pi} \frac{R}{\lambda_s} E(r^2/R^2) \varphi_0(\mu_0 \delta) \right\} \quad (4)$$

(μ_0 = Absorptionskoeffizient der Sondensubstanz, δ = Sondendicke, R = Sondenradius; λ_s = Streuweglänge, λ_t = Transportweglänge und L = Diffusionslänge des umgebenden Streumediums; die Funktionen $\Phi_0(\mu_0 \delta)$, $\varphi_0(\mu_0 \delta)$, $\Psi(\mu_0 \delta)$ und $E(r^2/R^2)$ wurden in der vorangehenden Arbeit² definiert).

1. Messungen

Als Sondensubstanz wurden metallisches Indium und Dysprosiumoxyd verwendet, für deren Absorptionsquerschnitte bei $v = 2200$ m/sec folgende Werte angegeben werden³

Indium: $\sigma_a = 190 \pm 10$ barn,
entsprechend $\mu_{In} = 0,99 \pm 0,04$ cm²/g,

Dysprosium: $\sigma_a = 1100 \pm 150$ barn,
entsprechend $\mu_{Dy_2O_3} = 3,65 \pm 0,4$ cm²/g,

gemessen n. Abschn. 2 $\mu_{Dy_2O_3} = 2,21 \pm 0,2$ cm²/g.

Zur Prüfung der Reinheit des verwendeten Indiums wurde dessen Absorptionskoeffizient durch Vergleich mit dem von Gold (99,95% Reinheit) gemessen; er stimmte genau mit obigem Wert überein⁴. Für Dy₂O₃ weicht jedoch der Tabellenwert beträchtlich von dem nach Abschnitt 2 gemessenen ab. Die Neutronentemperatur am Meßort (45 cm Quellabstand) wurde unter Zugrundelegung einer MAXWELLSchen Geschwindigkeitsverteilung zu $320 \pm 25^\circ$ K bestimmt⁴, entsprechend einer wahrscheinlichsten Geschwindigkeit der MAXWELL-Verteilung

$$v_0 = 2300 \pm 70 \text{ m/sec.}$$

Für die Auswertung wurde der Absorptionskoeffizient μ_0 bei dieser Geschwindigkeit eingesetzt².

Es wurde die Dichtestörung folgender Sonden gemessen:

1. Indium:

$$R = 1,5 \text{ cm, } \delta = 127,6 \text{ mg/cm}^2, \mu_0 \delta = 0,120,$$

2. Indium:

$$R = 0,9 \text{ cm, } \delta = 130,2 \text{ mg/cm}^2, \mu_0 \delta = 0,122,$$

3. Dy₂O₃:

$$R = 1,5 \text{ cm, } \delta = 30,2 \text{ mg/cm}^2, [\mu_0 \delta = 0,075 \text{ nach Abschn. 2}].$$

Die Indiumfolien wurden durch Auswalzen von Indiummetall hergestellt, die Dy₂O₃-Sonden durch Sedimentation einer Suspension von Dy₂O₃ in Zelluloid-Aceton-Lösung auf eine entsprechende Unterlage aus 0,08 mm dickem Reinaluminium, deren Neutronenabsorption zu vernachlässigen ist.

Für die Meßsonden wurden tellerförmige Träger aus Reinaluminium von 5 mm Radius und 0,5 mm Dicke verwendet, in deren Vertiefung die Dy₂O₃-Schicht sedimentiert und mit einer 0,03 mm dicken Aluminiumfolie abgedeckt wurde. Die Dicke der aktiven Schicht betrug 32 mg/cm², entsprechend $\mu_0 \delta = 0,067$ (unter Verwendung des in Abschn. 2 gemessenen μ_0). Die Absorption der Sonde ist damit so gering, daß deren Aktivität nicht merklich von der Winkelverteilung des Neutronenfeldes abhängt⁵, also wirklich proportional zur Neutronendichte ist.

Die Bestrahlung der Sonden wurde in einem Graphitquader der Abmessungen $105 \times 95 \times 120$ cm³ durchgeführt, in dessen vertikaler Achse eine 500 mC Ra-Be-Neutronenquelle und im Abstand von 45 cm darüber der ausziehbare Meßklotz der Dimension $10,9 \times 11,9 \times 47,0$ cm³ untergebracht wurden. In den letzteren konnten Graphittäfelchen, die teils mit Ausfräsungen für die Absorber und Meßsonden versehen waren, senkrecht eingeschoben werden, so daß deren Achse senkrecht zum Gradienten des Neutronenfeldes lag.

Nach einer Belichtungszeit von mehreren Stdn. wurde die mit einer Halbwertszeit von 140 min abklingende Aktivierung des Isotopes Dy¹⁶⁴ mit einem β -Glockenzählrohr gemessen. Da im Dy¹⁶⁴ auch eine mit der Halbwertszeit von 1,3 min abklingende Aktivität induziert wird, durfte nicht früher als 10 min nach Ende der Belichtung mit Zählen begonnen werden. Um Schwankungen in der Zählrohrempfindlichkeit weitgehend zu eliminieren, wurden alle Zählraten auf diejenige einer Dysprosiumsonde bezogen, die als Standard an einer festen Stelle im Meßklotz mitbelichtet worden ist, an der die zu messende Dichtestörung hinreichend abgefallen war.

Da der Absorptionsquerschnitt von Dy keine starken Resonanzstellen im epithermischen Gebiet aufweist, brauchte keine Korrektur für die Aktivierung durch epithermische Neutronen durchgeführt werden. Zur Kontrolle wurde eine der Sonden mit 0,6 mm Cadmium umgeben und am Meßort belichtet. Sie zeigte weniger als 0,5% der ohne Cd erhaltenen Aktivität.

Für jeden der einzelnen Meßpunkte wurde immer dieselbe bzw. dieselben zwei Meßsonden benutzt. Aus

³ D. J. HUGHES and J. A. HARVEY, Neutron Cross Sections, Brookhaven National Laboratory, BNL 325 [1955].

⁴ H. MEISTER, Diplomarbeit Göttingen 1954, unveröffentlicht.

⁵ M. A. VIGON, Z. Naturforsch. **8a**, 727 [1953].

den zwei (mit und ohne Absorber) gemessenen Dichtewerten wurde dann für jede Sonde getrennt die Differenz gebildet. Deshalb war es nicht erforderlich, die Sonden mit der gleichen Genauigkeit aufeinander abzugleichen, wie für die Dichtemessung verlangt wird ($\pm 0,4\%$).

2. Auswertung und Vergleich mit der Theorie

Aus den gemessenen Neutronendichten wurde nach Gl. (1) die Dichtestörung ermittelt und in Abb. 1, 2 und 3 eingetragen. Dabei wurde für die an der Sondenoberfläche gemessenen Störungen eine Korrektur wegen der endlichen Dicke der Meßsonde durchgeführt, deren Mittelebene

um $z = 0,3$ mm bei der Messung an den In-Sonden, um $z = 0,6$ mm bei der Messung an der Dy-Sonde von der der störenden Sonde entfernt war. Als Dichteabfall normal zur Sonde wurde der theoretische Wert nach Gl. (3) angenommen. Um die idealen Werte an der Oberfläche zu erhalten, mußte also das Glied $[\zeta_0 \Psi(\mu_0 \delta / \zeta_0)] / [2 - \Psi(\mu_0 \delta)]$ zu den Meßwerten addiert werden ($\zeta_0 = z / \sqrt{R^2 + z^2}$). Das Korrekturglied hatte die folgenden Werte:

- 0,012 für Indiumsonde
mit $R = 1,5$ cm, $\mu_0 \delta = 0,120$,
- 0,020 für Indiumsonde
mit $R = 0,9$ cm, $\mu_0 \delta = 0,122$,
- 0,021 für Dysprosiumsonde
mit $R = 1,5$ cm, $\mu_0 \delta = 0,075$.

Abb. 1 zeigt den Abfall der Dichtestörung $\kappa(z)$ auf der Achse für die beiden Indiumsonden. Für

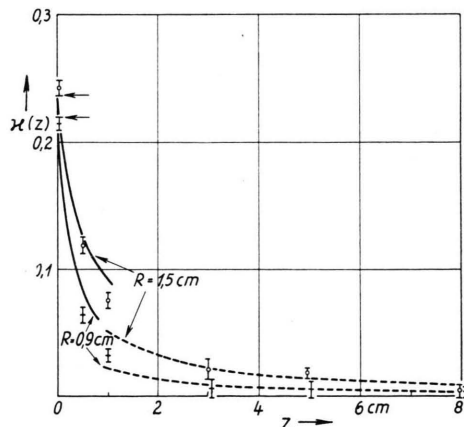


Abb. 1. Dichtestörung $\kappa(z)$ auf der Sondenachse [In-Sonde, $\mu_0 \delta \approx 0,12$; $R = 0,9$ und $1,5$ cm]. \circ Meßwerte für $R = 1,5$ cm, \pm Meßwerte für $R = 0,9$ cm. - - - theoretische Werte nach Gl. (2) ($z \gg \lambda_s$); \rightarrow theoretische Werte nach Gl. (3) ($z \ll \lambda_s$).

Abstände $z > \lambda_s \approx \lambda_t = 2,6$ cm⁶ von der Sonde wird $\kappa(z)$ gut durch die elementare Diffusionstheorie [Gl. (2)] beschrieben, während für die näher an der Sonde gelegenen Punkte wesentlich höhere Werte gemessen wurden, die für kleine z durch die für $z \ll \lambda_s$ gültige Gl. (3) recht gut wiedergegeben werden. Die elementare Diffusionstheorie versagt dort wegen der starken Anisotropie des Neutronenfeldes. Im Übergangsgebiet ($z \approx \lambda_s$) liegen die Meßwerte zwischen den beiden theoretischen Kurven.

Die Dichtestörung an der Sondenoberfläche stimmt mit dem nach Gl. (3) berechneten Wert genau überein und ist für die kleinere Sonde ($R = 0,9$ cm) nur etwa 10% kleiner als für die größere ($R = 1,5$ cm). Dort überwiegt also der vom Sondenradius und dem Ort auf der Scheibe unabhängige Term in Gl. (3), der durch die Absorption der direkt aus der Sonde austretenden Neutronen in der Sondensubstanz bedingt ist.

Daß die Abhängigkeit der Dichtestörung vom Ort auf der Scheibe gering ist, zeigt Abb. 2. Dort wurde die Dichtestörung $\kappa(r)$ auf der Sondenoberfläche in Abhängigkeit von r/R eingetragen (r = Abstand des Meßortes vom Sondenmittelpunkt). Die Messungen stehen im Einklang mit den nach Gl. (4) berechneten Werten; für $R = 0,9$ cm liegt allerdings der äußere Wert etwa 10% zu tief, vermutlich, weil die Meßsonde schon zu nahe am Rande der störenden Sonde lag.

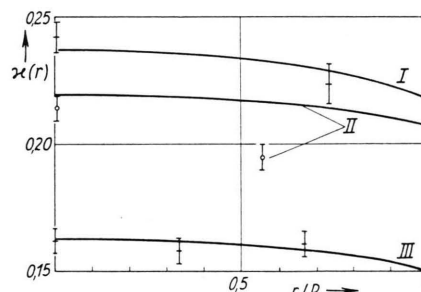


Abb. 2. Dichtestörung $\kappa(r)$ auf der Sondenoberfläche im Abstand r vom Mittelpunkt. — theoretische Kurve [Gl. (4)]. \circ Meßwerte; I: $R = 1,5$ cm; $\mu_0 \delta = 0,120$, In. II: $R = 0,9$ cm; $\mu_0 \delta = 0,122$, In. III: $R = 1,5$ cm; $\mu_0 \delta = 0,075$, Dy.

Für die Dysprosiumsonde von $30,2$ mg/cm² Schichtdicke sollte man nach dem Tabellenwert des Absorptionsquerschnittes $\sigma_a = 1100 \pm 150$ barn $\mu_0 \delta = 0,105$ erwarten, die Störung an der Sondenoberfläche sollte also nur um etwa 12% kleiner als

⁶ K. H. BECKURTS, Diplomarbeit Göttingen 1954, unveröffentlicht.

die für die Indiumsonde ($R = 1,5$ cm) gemessenen Werte sein. Die Meßwerte liegen jedoch um etwa 30% niedriger und werden durch Gl. (4) am besten wiedergegeben, wenn man dort $\mu_0 \delta = 0,075$ setzt. Dem entspricht als Absorptionskoeffizient des Dy_2O_3 bei $\nu = 2200$ m/sec

$$\mu = 2,61 \pm 0,25 \text{ cm}^2/\text{g}$$

und als Absorptionsquerschnitt des Dy bei $\nu = 2200$ m/sec

$$\sigma_a = 785 \pm 75 \text{ barn}.$$

Wahrscheinlich war das verwendete Dy_2O_3 durch weniger absorbierende Substanzen verunreinigt.

Mit diesem $\mu_0 \delta = 0,075$ wurde in Abb. 2 und 3 die Dichtestörung der Dy_2O_3 -Sonde nach Gl. (2), (3) und (4) berechnet. Die Übereinstimmung mit den Meßwerten ist, wie beim Fall der In-Sonde, recht gut.

Herrn Prof. WIRTZ danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für wertvolle Hinweise.

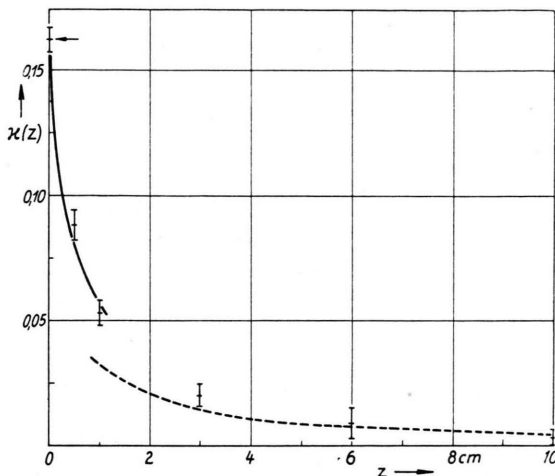


Abb. 3. Dichtestörung $\kappa(z)$ auf der Sondenachse [Dy_2O_3 -Sonde, $\delta \approx 0,03 \text{ g/cm}^2$, $R = 1,5$ cm]. \pm Meßwerte; — — berechnet nach Gl. (2) ($z \geq \lambda_s$) → — — berechnet nach Gl. (3) ($z \leq \lambda_s$) mit $\mu_0 \delta = 0,075$.

Eine Elektroneninterferenzapparatur für Feinstrukturuntersuchungen

VON HORST EHLERS

Aus dem Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg
(Z. Naturforsch. 11a, 359—367 [1956]; eingegangen am 2. Februar 1956)

Es wird eine Feinstrahlapparatur zur Beobachtung von Elektroneninterferenzen beschrieben, bei der zur Erzielung hoher Auflösung mittels zweier elektromagnetischer Linsen der Strahlquerschnitt am Ort der Photoplate sehr stark reduziert wird. Theoretische Betrachtungen und experimentelle Untersuchungen zeigen, daß die Größe des Durchmessers des vom Elektronenstrahl auf der Photoplate ohne Objektdurchstrahlung aufgezeichneten Bildpunktes einen durch die Eigenschaften der photographischen Schicht bestimmten Wert von einigen μ nicht unterschreitet. Mit Objekt ist im allgemeinen bei der beschriebenen Apparatur für die Größe des Durchmessers der Interferenzpunkte die Kristallitgröße des Objektes maßgebend.

Bei Elektroneninterferenzen beträgt der Winkelabstand benachbarter Hauptmaxima, der durch die Periodizität der Atomanordnung im Kristall bestimmt ist, größenordnungsmäßig λ/d . Für eine Wellenlänge der Elektronen von $\lambda = 5 \cdot 10^{-10}$ cm und eine mittlere Gitterkonstante von $d = 5 \text{ \AA}$ ergibt sich beispielsweise $\lambda/d = 10^{-2}$. Die Trennung solcher Interferenzen gelingt mit einfachsten Apparaturen, z. B. durch Ausblenden eines Elektronenstrahles mit einem Strahldurchmesser von 1 mm auf einer Photoplate, die 30 cm vom durchstrahlten Objekt entfernt ist.

Es gibt jedoch Erscheinungen, die Interferenzmaxima erzeugen, welche zum Teil wesentlich kleinere Abstände voneinander haben (Größenordnung 10^{-4} und weniger), also zu einer Feinstruktur der Reflexe führen. Genannt sei zum Beispiel die Interferenzdoppelbrechung, das ist die Aufspaltung derjenigen Teile des Elektronenstrahles, die durch keilförmig begrenzte Kristallite hindurchgehen, einschließlich des gewöhnlichen Brechungseffektes¹.

Ferner sei auf den Einfluß der endlichen Kristallitgröße hingewiesen, der die Nebenmaxima bewirkt². Sehr kleine Abstände besitzen unter Umständen

¹ J. HILLIER u. R. F. BAKER, Phys. Rev. **68**, 98 [1945]. — L. STURKEY u. L. K. FREVEL, Phys. Rev. **68**, 56 [1945], sowie neuere Arbeiten: K. ARTMANN, Z. Phys. **133**, 576 [1952]. — K. MOLIÈRE u. H. NIEHRS, Z. Phys. **137**, 445 [1954]. —

H. J. ALTENHEIN u. K. MOLIÈRE, Z. Phys. **139**, 103 [1954]. — G. HONJO u. K. MIHAMA, J. Phys. Soc. Japan **9**, 184 [1954].
² A. L. G. REES u. J. A. SPINK, Acta Cryst. **3**, 316 [1950]. — R. UYEDA, T. ICHINOKAWA u. Y. FUKANO, Acta Cryst. **7**, 216 [1954].