

# BERICHTE DER REAKTORGRUPPE

der Physikalischen Studiengesellschaft Düsseldorf m. b. H.

im

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK

G O T T I N G E N

Nr. 7 (56/40)

21. Juni 1956

Messung der Neutronentemperatur in Graphit

M. Kühle

Durch Aktivierung einer zwischen Goldabsorber eingeschlossenen In-Folie wurde die Neutronentemperatur in verschiedenen Graphitgeometrien bestimmt, in denen eine bzw. zwei 500 mC Ra-Be-Quellen ein stationäres Neutronenfeld erzeugten. Die Neutronentemperaturen lagen zwischen 0° und 70° über der Graphittemperatur, was auf das unvollständige thermische Gleichgewicht zurückgeführt werden kann.

## I. Meßverfahren

Setzt man voraus, daß die thermischen Neutronen eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung besitzen, so kann man ihre Temperatur bestimmen, indem man die Transmission der Neutronen durch eine Folie mißt, deren Absorptionsquerschnitt mit der Geschwindigkeit der Neutronen variiert. Für dünne  $1/v$ -Absorber von der Dicke  $d$  und mit dem makroskopischen Absorptionsquerschnitt  $\Sigma = \frac{K}{v}$  erhält man als Transmission gebündelter Neutronen:

$$\frac{\text{Zählerrate mit Absorber}}{\text{Zählerrate ohne Absorber}} = \frac{\int_0^{\infty} n(v) e^{-\Sigma d} dv}{\int_0^{\infty} n(v) dv} \approx 1 - \frac{2Kd}{\sqrt{\pi} v_0}$$

Dabei ist angenommen, daß auch der Indikator einen  $1/v$ -Verlauf aufweist.

Man sieht, daß die Transmission von der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit  $v_0$  und somit von der Neutronentemperatur abhängt. Der Effekt ist um so größer, je größer die Dicke des Absorbers gemacht wird. Es empfiehlt sich daher, dickere Absorber zu verwenden und die bevorzugte Absorption der langsamen Neutronen hervorgerufene Änderung

[Kernreaktor-GmbH., Karlsruhe, Bericht Nr. 7]

der Geschwindigkeitsverteilung rechnerisch zu berücksichtigen (Bethescher Härtungseffekt<sup>1)</sup>).

Messungen dieser Art sind u. a. von Fermi, Marshall und Marshall<sup>2)</sup> sowie von Hughes, Wallace und Holtzmann<sup>3)</sup> durchgeführt worden. Eine Variante dieser Methode hat Branch angegeben<sup>4)</sup>. Sie besteht darin, daß man als Indikator eine Folie verwendet, die durch Neutroneneinfang radioaktiv wird. Die Folie wird zur Transmissionsmessung zwischen zwei Absorber eingeschlossen und direkt im Streumedium untergebracht. Neben dem Härtungseffekt ist jetzt auch die Winkelverteilung der Neutronen zu berücksichtigen. Unter Voraussetzung eines isotropen Neutronenfeldes hat Branch mit geeichten Absorbern aus Pyrexglas und In-Folien die Neutronentemperatur in Graphit bestimmt.

Auf dieselbe Weise wurde die Neutronentemperatur auch hier gemessen. Da aber keine geeichten Pyrex-Absorber zur Verfügung standen, wurden Gold-Absorber benutzt und die Transmission aus dem gut bekannten Wirkungsquerschnitt berechnet. Ferner wurde die endliche Dicke der In-Indikatoren und die Abweichung vom  $1/v$ -Verlauf bei der Berechnung der Transmission berücksichtigt. Statt der Annahme der Isotropie des Neutronenfeldes wurde nur die Gültigkeit der elementaren Diffusionstheorie vorausgesetzt.

## II, Die Transmission in Abhängigkeit von der Neutronentemperatur.

Die Berechnung der Aktivierung einer zwischen absorbierende Folien eingeschlossenen scheibenförmigen Neutronensonde verläuft analog derjenigen ohne Absorber<sup>5), 6)</sup>.

- 1) H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. 9, 134 (1937)
- 2) E. Fermi, J. Marshall und L. Marshall, Phys. Rev. 72, 193 (1947)
- 3) Hughes, Wallace und Holtzmann, Phys. Rev. 73, 1277 (1948)
- 4) G. M. Branch, Atomic Energy Commission, MDDC 747 (1946)
- 5) W. Bothe, Z. Phys. 120, 437 (1943)
- 6) M. A. Vigon, Z. Naturforschg. 8a, 727 (1953)

Wir beschränken uns auch hier auf den Fall eines rotations-symmetrischen Neutronenfeldes, welches am Sondenort die Strahlungsintensität  $K(v, \theta) dv$  haben soll.  $\theta$  ist der Winkel gegen die Symmetrieachse des Feldes und  $v$  die Geschwindigkeit der Neutronen. Im Rahmen der elementaren Diffusionstheorie gilt die Entwicklung:

$$(1) \quad K(v, \theta) dv = \frac{1}{4\pi} n(v) v dv + \frac{3}{4\pi} j(v) dv \cos \theta$$

wobei  $n(v) dv$  die Neutronendichte am Sondenort und  $j(v) dv$  die Stromdichte in Richtung der Feldachse darstellen.

Werden bei der Messung der Aktivität beide Seiten der Sonde ausgezählt, und wird der Mittelwert daraus gebildet, so kommt der Stromanteil stets in Fortfall. Wir können ihn daher bei der Rechnung von vornherein weglassen.

Wir betrachten eine unendlich ausgedehnte Anordnung. Die Sonde habe die Dicke  $d$  und den Absorptionskoeffizienten  $\mu$ . Die entsprechenden Größen für den Absorber seien  $d'$  und  $\mu'$ . Sind ferner  $\vartheta$  und  $\varphi$  Azimut und Meridian in Bezug auf die Sondennormale, so gilt für die Aktivierung einer Schicht  $dx$  im Inneren der Sonde:

$$(2) \quad dC = \frac{1}{4\pi} n(v) \cdot v \cdot \exp\left(-\frac{\mu'd' + \mu x}{\cos \vartheta}\right) \mu dx \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dv$$

$$dC = \frac{1}{4\pi} n(v) \cdot v \cdot \exp\left(-\frac{\mu'd' + \mu(d-x)}{|\cos \vartheta|}\right) \mu dx \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dv$$

$x$  ist der Abstand von der Sondenoberfläche.

Bezeichnet man mit  $C^*$  die gesamte Aktivierung der von Absorbern bedeckten Folie und mit  $C^0$  die Aktivierung ohne Absorber ( $d' = 0$ ), so ergibt die Integration bei Voraussetzung einer Maxwellverteilung der Neutronen:

$$(3) \quad \frac{C^*}{C^0} = \frac{\int_0^\infty [E_3(\mu'd') - E_3(\mu'd' + \mu d)] \frac{v^3}{v_0^3} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) dv}{\int_0^\infty \left[\frac{1}{2} - E_3(\mu d)\right] \frac{v^3}{v_0^3} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) dv}$$

Hierin ist  $E_3(\alpha) = \int_1^\infty e^{-\alpha x} \frac{dx}{x^3} = \frac{1}{2} [(1-\alpha) e^{-\alpha} - \alpha^2 Ei(-\alpha)]$

die dritte Exponentialintegralfunktion<sup>+</sup> und  $v_0$  die wahrscheinlichste

<sup>+</sup> tabelliert von Placzek in N. R. C. 1547 (MT - 1)

Geschwindigkeit der Neutronen.  $C^*/C^0$  ist bei vorgegebenem Material und Dicke für Sonde und Absorber nur eine Funktion von  $v_0 = \sqrt{2kT/m}$ . Aus der Messung von  $C^*$  und  $C^0$  kann somit die Neutronentemperatur  $T$  bestimmt werden.

Für  $\mu d \ll 1$  und  $\mu d \sim \frac{1}{v}$  wird

$$(4) \quad \frac{C^*}{C^0} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{v^2}{v_0^2} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) E_2(\mu' d') \frac{dv}{v_0}$$

wobei  $E_2(x) = \int_1^\infty e^{-ax} \frac{dx}{x^2}$  die zweite Exponentialintegralfunktion

bedeutet. Dies ist die Gleichung, die Branch verwendet, doch ist die Bedingung  $\mu d \ll 1$  mit In-Sonden kaum genügend genau zu realisieren.

Um von der gemessenen Aktivität  $A$  auf die Aktivierung  $C$  zu schließen, muß noch der Elektronenabsorption in der Sonde Rechnung getragen werden. Dies kann in guter Näherung dadurch geschehen, daß man in den Gln.(2) den Faktor  $e^{-\alpha x}$  hinzufügt.<sup>6)</sup> Die Integration über die Sondendicke, die Winkel und die Geschwindigkeitsverteilung wird dadurch allerdings komplizierter und wurde näherungsweise durchgeführt. Die Rechnung ergab, daß bei der benutzten Sonden- und Absorberdicke  $A^*/A^0 \approx C^*/C^0$  mit einer Abweichung von etwa 2%. Die Elektronenabsorption kann also vernachlässigt werden. Dagegen ist bei Gold als Absorbermaterial die Streuung der Neutronen im Absorber zu berücksichtigen.

Fällt ein Neutronenbündel unter dem Winkel  $\vartheta$  gegen die Sondennormale auf den Absorber, so wird es bis zum Erreichen der Sonde um den Faktor  $\exp\left(-\frac{\mu' d'}{\cos \vartheta}\right)$  geschwächt, wobei  $\mu'$  dem totalen Wirkungsquerschnitt des Absorbers entspricht. Ein Teil der Neutronen wird aber nur gestreut und erreicht unter anderen Einfallswinkeln doch noch die Sonde. Bezeichnet man mit  $\mu'_s$  den Streukoeffizienten des Absorbers, so erhält man unter der Annahme isotroper Einfachstreuung für diesen Anteil

$$p = \frac{\mu'_s}{2\cos \vartheta} \int_0^{d'} \exp\left(-\frac{\mu' x}{\cos \vartheta}\right) E_2(\mu'(d'-x)) dx = \frac{\mu'_s}{2\mu' \cos \vartheta} \exp\left(-\frac{\mu' d'}{\cos \vartheta}\right) \int_0^{\mu' d'} e^{u/\cos \vartheta} E_2(u) du$$

Jetzt muß noch die Tatsache berücksichtigt werden, daß das Neutronenbündel nach Durchdringen der Sonde in den zweiten Absorber gerät, und hier wieder Neutronen in die Sonde zurückgestreut werden können.

Diesen Anteil nennen wir  $q$ . Es wird analog:

$$q = \frac{\mu_s}{2\mu \cos \vartheta} \exp\left(-\frac{\mu \delta' + \mu \delta}{\cos \vartheta}\right) \int_0^{\mu \delta'} e^{-u/\cos \vartheta} E_2(u) du$$

Der gesamte Bruchteil des auf 1 normierten Neutronenbündels, der Sonde erreicht, ist:

$$\begin{aligned} \exp\left(-\frac{\mu \delta'}{\cos \vartheta}\right) + p + q = \\ = \exp\left(-\frac{\mu \delta'}{\cos \vartheta}\right) \left[ 1 + \frac{\mu_s}{2\mu \cos \vartheta} \int_0^{\mu \delta'} \left( e^{u/\cos \vartheta} + \exp\left(-\frac{\mu \delta' + u}{\cos \vartheta}\right) \right) E_2(u) du \right] \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck müßte in Gl.(2) statt  $\exp\left(-\frac{\mu \delta'}{\cos \vartheta}\right)$  verwendet werden. Da er für die weitere Rechnung aber zu umständlich ist, definieren wir einen effektiven Streukoeffizienten  $\tilde{\mu}$ , indem wir den Ausdruck in der eckigen Klammer gleich  $\exp\left(-\frac{\tilde{\mu} \delta'}{\cos \vartheta}\right)$  setzen.  $\tilde{\mu}$  ist dann bei vorgegebenem  $\delta$  und  $\delta'$  noch über die Geschwindigkeits- und Winkelabhängigkeit zu mitteln. Die Rechnung ergab für  $\delta' = 360 \text{ mg/cm}^2$  einen effektiven Streuquerschnitt von  $\tilde{\sigma}_s = 8,0 \text{ barn}$  und für  $\delta' = 540 \text{ mg/cm}^2$   $\tilde{\sigma}_s = 10,0 \text{ b}$ . Für den Streuquerschnitt des Goldes war dabei  $\sigma_s' = 9,0 \text{ b}$  eingesetzt worden.

### III. Korrekturen.

#### a) Die Elimination der epithermischen Aktivierung.

Die Elimination der epithermischen Aktivierung geschah, wie üblich, durch eine Cd-Differenzmessung. Die Absorption der epithermischen Neutronen im Cadmium kann dabei durch Extrapolation auf die Cd-Dicke Null bestimmt und berücksichtigt werden. Dies ist durch lineare Extrapolation im halblogarithmischen Maßstab möglich<sup>7),8)</sup>, geschieht aber besser durch Extrapolation mittels einer  $E_2$ -Funktion<sup>4),9)</sup>. In beiden Fällen bleibt die bei der Extrapolation benutzte Cd-Abschneidekante unklar. Da es für die Bestimmung der Neutronentemperatur aber wesentlich ist, nur die thermischen Neutronen zu berücksichtigen, wurde hier ein etwas anderer Weg eingeschlagen.

7) J. W. Kunstädter, Phys. Rev. 78, 484 (1950)

8) D. H. Martin, Nucleonics 13 Nr.3, 52 (1955)

9) H. Meister, Z. Naturforschg. 10a, 669 (1955)

In derselben Weise wie im thermischen Bereich die Aktivierung einer zwischen Goldabsorber eingeschlossenen In-Sonde berechnet wurde, geschah auch die Bestimmung der Aktivierung einer zwischen Cd-Absorbern eingeschlossenen Sonde für epithermische Neutronen. Berechnet man außerdem die epithermische Aktivierung ohne Absorber, so ergibt das Verhältnis der beiden den Cd-Korrekturfaktor:

$$F_{Cd}^{\circ} = \frac{\int_{E_{gr}}^{\infty} \left[ \frac{1}{2} - E_3(\mu d) \right] \frac{dE}{E}}{\int_{E_{gr}}^{\infty} \left[ E_3(\mu'' d'') - E_3(\mu d + \mu'' d'') \right] \frac{dE}{E}}$$

Hierbei sind  $\mu$  und  $d$  der Absorptionskoeffizient bzw. die Dicke des Cadmiums. Analog kann man für den Fall, daß die Sonde mit Gold- und Cadmiumabsorbern bedeckt ist, einen Korrekturfaktor  $F_{Cd}^*$  gewinnen. Etwaige Fehler im benutzten Wirkungsquerschnitt des Cadmiums wirken sich auf die Korrekturfaktoren mit und ohne Goldabsorber gleichsinnig und in nahezu gleicher Größe aus, so daß die gewonnene Neutronentemperatur davon nur unwesentlich beeinflusst wird.

Es muß jetzt noch die Energie  $E_{gr}$  festgelegt werden, von der ab die Neutronen als thermisch zu betrachten sind. Am naheliegendsten ist es dafür den Schnittpunkt der Maxwellverteilung mit dem  $1/E$ -Spektrum zu wählen<sup>10)</sup>.

Mit  $\frac{2}{\sqrt{\pi}} v_0 n = \phi_{rh}$  und  $\frac{q}{\Sigma_s} = \phi_{ep}$  erhält man:  $\frac{\phi_{rh}}{\phi_{ep}} = \left( \frac{E_0}{E_{gr}} \right)^2 \exp\left( \frac{E_{gr}}{E_0} \right)$

Da die Neutronentemperatur  $T = \frac{1}{k} E_0$  mit  $\frac{\phi_{rh}}{\phi_{ep}}$  wächst, so ändert sich  $E_{gr}$  kaum mit  $\frac{\phi_{rh}}{\phi_{ep}}$ . Die Messungen ergaben, daß für  $16 \leq \frac{\phi_{rh}}{\phi_{ep}} \leq 130$   $E_{gr}$  nur von 0,21 eV bis 0,23 eV variiert.

Zur Prüfung des Cd-Korrekturfaktors wurde die epithermische Aktivierung für drei verschiedene Cd-Dicken mit und ohne Goldabsorber gemessen und berechnet. Die Übereinstimmung mit der Rechnung ist befriedigend (Abb. 1). Bei der Cd-Dicke  $d'' = 0,2$  mm macht sich bereits eine merkliche Transmission für thermische Neutronen bemerkbar, die in Abb. 1 bereits durch eine Korrektur berücksichtigt worden ist. Die Werte für die epithermische Aktivierung ohne Cadmium sind als Dreiecke auf der Ordinate aufgetragen.

10) D. J. Hughes, Pile Neutron Research, Cambridge, Mass. 1953

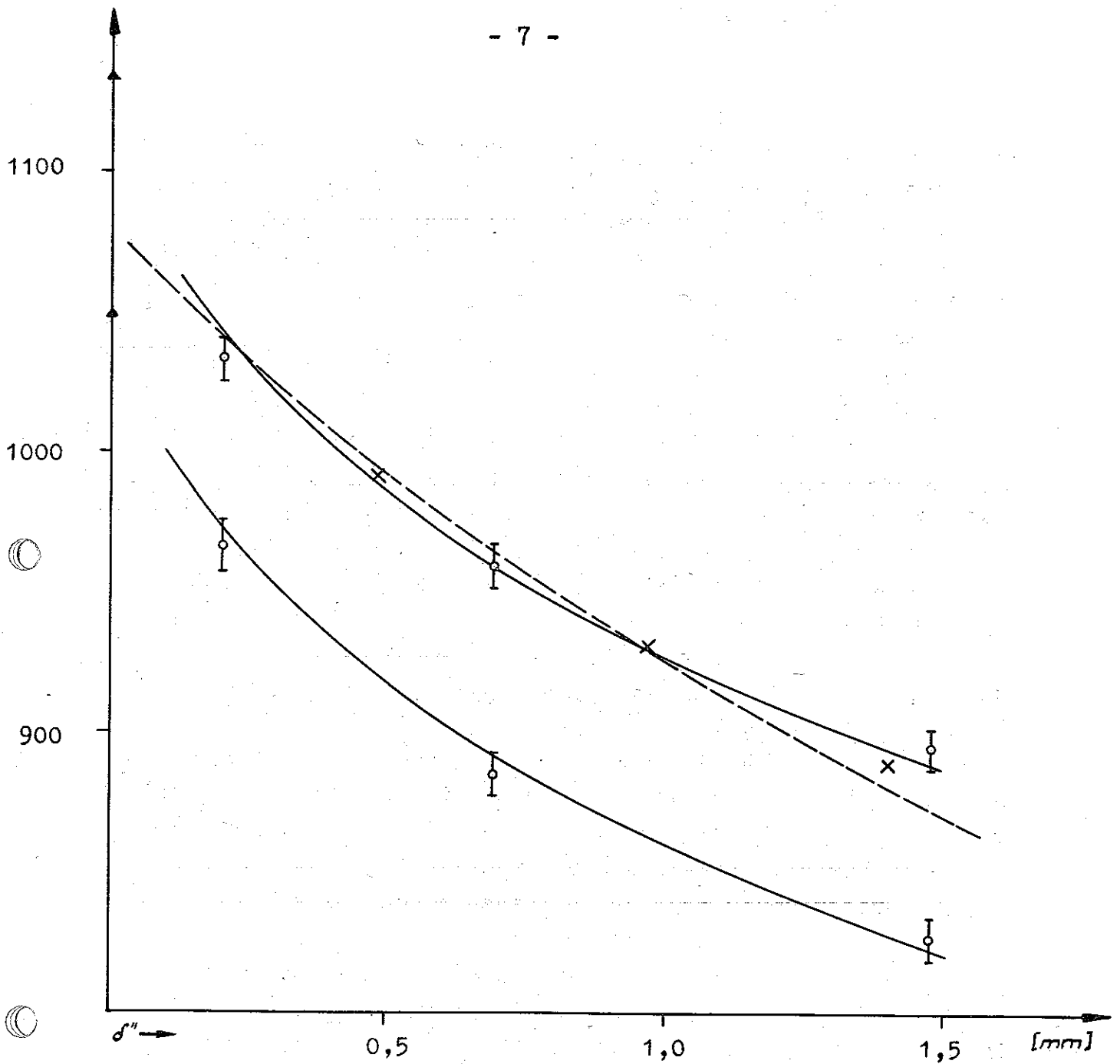


Abb.1 Schwächung der epithermischen Aktivierung durch Cd-Deckel,  
 (1) ohne Goldabsorber; (2) mit 360 mg/cm<sup>2</sup> dickem Goldabsorber

—————  $\int_0^{\infty} [E_3(\mu'' d'') - E_3(\mu d + \mu'' d'')] \frac{dE}{E}$

⊖ eigene Meßwerte,

× Meßwerte von Branch,

----- Extrapolationskurve von Branch:  $E_2(0,04133 \cdot d'')$

Man sieht, daß sie nicht mit der Extrapolation der Kurven auf die Cd-Dicke Null übereinstimmen. Der Einfluß dieser Abweichung auf die Bestimmung der Neutronentemperatur ist jedoch gering und auch die Benutzung einer  $E_2$ -Funktion würde keinen nennenswerten Fehler bedeuten.

b) Die Aktivierungsstörung.

Da die Sonde Neutronen absorbiert, bewirkt sie im Neutronenfeld ein Absinken der Intensität in ihrer Umgebung. Infolgedessen wird sie eine geringere Aktivierung erhalten, als der ungestörten Neutronendichte entspricht. Diese Erscheinung nennt man Aktivierungsstörung. Für die Temperaturmessung ist sie von Bedeutung, weil die von Absorbern umgebene Sonde eine wesentlich größere Depression des Neutronenfeldes hervorruft als die Sonde ohne Absorber.

Meister hat für verschiedene Sondendicken und -radien die Aktivierungsstörung gemessen und empirische Formeln für die Korrekturfaktoren angegeben<sup>9)</sup>. Diese Werte werden hier benutzt. Für die Anordnung mit Absorbern war eine Extrapolation seiner Meßwerte nötig. Durch das stark absorbierende Sondenpaket kann allerdings im Neutronenfeld eine Anisotropie erzeugt werden, welche im Korrekturfaktor nicht berücksichtigt ist, welche die Temperaturbestimmung aber beeinflussen würde. Es schien daher wünschenswert, die Neutronentemperatur zum Vergleich auch unter solchen Bedingungen zu bestimmen, wo keine Aktivierungsstörung auftritt. Dies kann in guter Näherung dadurch erreicht werden, daß man die Sonde nicht direkt in Graphit einbettet, sondern einen Hohlraum von etwa 10 cm Radius erzeugt, in dem die Sonde frei aufgehängt wird. Dann ist nämlich die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein durch die Sondenfläche fliegendes Neutron wieder in die Sondenfläche zurückgestreut wird, ohnehin so klein, daß die Verringerung der Rückstreuung durch die Absorption in der Sonde, also die Aktivierungsstörung, bedeutungslos wird. Sie beträgt, wie man mit Hilfe der Albedo leicht abschätzen kann, weniger als 1%.



#### IV Messungen.

Es wurde die Neutronentemperatur in mehreren Graphitgeometrien gemessen, in denen eine bzw. zwei 500 mC Ra-Be-Quellen ein stationäres Neutronenfeld erzeugten. Als Indikatoren dienten kreisscheibenförmige In-Sonden von der Dicke  $d = 65,6 \text{ mg/cm}^2$  und dem Radius  $R = 0,9 \text{ cm}$ .

Um die Verhältnisse bei der unendlich ausgedehnten Scheibensonde anzunähern, wurde die Sonde mit einem 3 mm breiten Indiumring umgeben, der die gleiche Dicke wie die Sonde hatte. Der Absorber war so groß gewählt, daß er den Ring gerade mit bedeckte. Der Ring war auf den einen Absorber bzw. für die Leermessung auf eine dünne Aluminiumscheibe aufgeklebt. Wie man leicht abschätzen kann, unterscheidet sich die Aktivierung der Sonde dabei nur um etwa 1% von der Aktivierung einer Anordnung mit unendlich breitem Ring.

Die Goldabsorber hatten eine Dicke von  $d' = 360 \text{ mg/cm}^2$  und in einem Fall außerdem  $d' = 536 \text{ mg/cm}^2$ . Die Wahl dieser Dicken bestimmte sich aus der Forderung, daß einmal die Funktion  $\frac{C^*}{C_0} = f(T)$  möglichst steil werde, zum anderen die Aktivierungsstörung sich noch in erträglichen Grenzen halte. Bei den benutzten Absorberdicken entspricht einem Fehler von 1% in  $\frac{C^*}{C_0}$  eine Ungenauigkeit in der Neutronentemperatur von  $\pm 20^\circ$ .

Die Messungen, bei denen zur Vermeidung der Aktivierungsstörung die Sonde im Zentrum einer Hohlkugel befestigt war, konnten nur durchgeführt werden, wenn das Neutronenfeld in der Umgebung der Kugel wenigstens näherungsweise isotrop war. Dazu waren zwei Ra-Be-Quellen in möglichst großem Abstand von der Hohlkugel und symmetrisch zu ihr untergebracht. Die Befestigung der Sonde in der Hohlkugel geschah mit Hilfe eines hereinschiebbaren Al-Blechtes, an dem die zwischen die Absorber eingeschlossene Sonde vor einem kreisförmigen Loch von 22 mm Durchmesser mit Hilfe eines Al-Ringes gehalten wurde. Bei der Messung ohne Absorber wurden diese durch dünne Al-Scheiben ersetzt. Die Absorption im Aluminium kann stets vernachlässigt werden.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Tab. I zusammengefaßt:

Tab. I Messungen

Anordnung	$\delta'$ [mg/cm <sup>2</sup> ]	s [cm]	$\frac{\phi_{th}}{\phi_{ep}}$	$\frac{C^*}{C^0}$	T [°K]
1. Graphitquader 189 x 189 x 197 cm, zwei 500 mg Ra-Be-Quellen in der vertikalen Pileachse etwa 20 cm von der Grund- fläche bzw. Deckfläche entfernt.					
a) Sonde im Mittelpunkt einer Hohlkugel vom Radius R = 10 cm im Zentrum des Qua- ders.	359,5	79	137	0,7529±0,0026	311±10
	535,5	79	137	0,6759±0,0035	304±10
b) Sonde im Zentrum des Qua- ders in Graphit eingebet- tet, kein Hohlraum.	359,5	79	164	0,7441±0,0020	
c) Sonde in 54 cm Abstand von der vertikalen Achse des Quaders.	359,5	96	328	0,7452±0,0034	285±20
2. Graphitquader 99 x 108 x 134 cm, zwei 500 mg Ra-Be-Quellen in der vertikalen Pileachse etwa 16 cm von der Grund- bzw. Deckfläche entfernt. Sonde im Mittelpunkt einer Hohlkugel vom Radius R = 10 cm im Zentrum des Qua- ders.					
	359,5	51	28	0,7591±0,0011	336±5
3. Graphitkubus, 91 cm Kantenlänge, eine 500 mg Ra-Be-Quelle im Mittel- punkt des Kubus. Sonde 25 cm darüber, kein Hohl- raum.					
a) Graphitkubus von 30 cm Paraffin umgeben.	359,5	25	18	0,7585±0,0015	334±16
b) Zwischen Graphitkubus und Paraffinmantel eine 1 mm dicke Cd-Schicht.	359,5	25	13	0,7640±0,0028	360±19
c) Kubische, thermische Flächenquelle durch Dif- ferenzbildung aus 3a) und 3b).	359,5	—	∞	0,7443±0,0040	282±22

Hierbei ist  $\delta'$  die Absorberdicke, s der mittlere Quellabstand und  $\frac{\phi_{th}}{\phi_{ep}}$  das Verhältnis des thermischen zum epithermischen Fluß. Die Graphittemperatur betrug stets etwa 290° K .

Die Fehler beziehen sich auf die quadratische Streuung der Meßwerte. Dazu kommt noch ein systematischer Fehler von  $\pm 20^\circ$ , der im wesentlichen auf der Ungenauigkeit der benutzten Wirkungsquerschnitte beruht.

Die Messung 1b) wurde durchgeführt, um die Genauigkeit der Korrektur für die Aktivierungsstörung zu kontrollieren. Die Abweichung von 1% in  $\frac{C}{C_0}$  gegenüber 1a) zeigt, daß die Korrektur noch nicht genau genug ist. Dies ist bei den Messungen 1c) und 3 berücksichtigt.

Eine Abhängigkeit der Aktivität von der Orientierung der Sonde konnte in keinem Fall festgestellt werden.

#### V Diskussion der Ergebnisse.

Das Verhältnis des thermischen zum epithermischen Fluß am Meßort wurde in Tab.I aufgenommen, da es den Grad des thermischen Gleichgewichts angibt. Sieht man nämlich den mit In-Sonden gemessenen epithermischen Fluß als Quelle der thermischen Neutronen an, so ist  $\frac{\Phi_{rh}}{\Phi_{ep}}$  proportional der effektiven (d. h. durch Ausfluß und Absorption bedingten) Lebensdauer der thermischen Neutronen. Andererseits ist die Abweichung der Neutronentemperatur  $T$  von der Graphittemperatur  $T_0$  auf Grund des unvollständigen Gleichgewichts etwa umgekehrt proportional der effektiven Lebensdauer, so daß man eine Beziehung  $\frac{\Phi_{rh}}{\Phi_{ep}}(T-T_0) \approx \text{const.}$  erwarten sollte. Es ist jedoch zu prüfen, ob nicht noch andere Effekte die Neutronentemperatur beeinflussen.

Zuerst wollen wir feststellen, ob am Meßort eine Anreicherung an kalten Neutronen vorliegt, da dies eine starke Abweichung von der Maxwellverteilung bedeuten und die Transmissionsmessung verfälschen würde. Unter "kalten Neutronen" sind hierbei diejenigen zu verstehen, deren de-Broglie-Wellenlänge größer als die doppelte Gitterkonstante ist. Sie werden nicht mehr kohärent gestreut und haben daher im Graphit etwa die vierfache Streuweglänge wie die übrigen thermischen Neutronen. Die Dichteverteilung der kalten Neutronen im Streumedium kann leicht berechnet werden: Ist  $v_k$  die Neutronengeschwindigkeit bei

der Grenzwellenlänge ( $\lambda = 6,69 \text{ \AA}$ ) und  $\sum_i^{th}$  bzw.  $\sum_i^K$  der über den thermischen bzw. kalten Bereich gemittelte inkohärente Streuquerschnitt, so erhält man mit

$$\rho = \frac{\int_0^{v_K} v n(v) dv}{\int_0^\infty v n(v) dv}$$

als Neutronenfluß der kalten Neutronen:

$$\phi_K(r) = \rho \frac{\sum_i^{th}}{\sum_i^K} \int \frac{\exp(-\sum_i^K |r-r'|)}{4\pi (r-r')^2} \sum_i^K \phi(r') dr'$$

Eine explizite Berechnung des Integrals erübrigt sich oft, wenn man berücksichtigt, daß der Neutronenfluß  $\phi(r)$  in guter Näherung durch die Diffusionslänge und Geometrie der Anordnung bestimmt ist. Da allgemein

$$\phi(r) = \int \frac{\exp(-\sum_s |r-r'|)}{4\pi (r-r')^2} \sum_s \phi(r') dr',$$

stellt das Integral formal den Neutronenfluß an der Stelle  $r$  in einem Material dar, welches die gleiche Geometrie und Diffusionslänge aber die Streuweglänge  $\sum_i^K$  besitzt. Man erkennt aus dieser Betrachtung unmittelbar, daß es keine nennenswerte Anreicherung an kalten Neutronen im Inneren von Anordnungen gibt, deren Abmessungen groß gegen  $\frac{1}{\sum_i^K}$  sind. Dagegen wird der Effekt in der unmittelbaren Nähe des Randes merkbar. An der Oberfläche eines Piles sind die kalten Neutronen etwa um den Faktor zwei bis drei angereichert, und eine Transmissionsmessung würde Temperaturwerte liefern, die um etwa  $30^\circ$  zu niedrig sind.

Ein Absinken der Neutronentemperatur kann weiterhin dadurch hervorgerufen werden, daß der Ausfluß der Neutronen ihrer Geschwindigkeit proportional ist. Dieser Effekt ist für die Messung mit gepulsten Neutronenquellen von v. Dardel abgeschätzt worden.<sup>11)</sup> Für den stationären Fall muß die Rechnung etwas abgeändert werden. Dabei ergab sich für die in Tab. I unter 2, 3a und 3b angegebenen Messungen eine Temperaturerniedrigung von  $10^\circ$ ,  $16^\circ$  und  $22^\circ$ . In den anderen Fällen ist der Effekt geringer.

11) G. F. von Dardel, The Interaction of Neutrons with Matter Studied with a Pulsed Neutron Source. Göteborg 1953

Durch die  $1/v$ -Absorption im Graphit tritt noch eine Verschiebung der Maxwellverteilung nach höheren Energien hin auf.<sup>10), 12)</sup> Dieser Härtungseffekt ist allerdings so minimal, daß wir hier auf eine genaue Behandlung verzichten.

Bringen wir an den Meßwerten die Korrektur für den "Ausfluß-Kühlungseffekt" an, so lassen sich alle innerhalb ihrer Fehlergrenzen durch die Beziehung  $\frac{\Phi_{rh}}{\Phi_{ep}}(T-T_0) = 1400$  darstellen. Da noch die systematischen Fehler hinzukommen und auch die Werte von  $\frac{\Phi_{rh}}{\Phi_{ep}}$  mit einem Fehler von 10 bis 20 Prozent behaftet sind, kann man aus den Messungen nur die Beziehung  $\frac{\Phi_{rh}}{\Phi_{ep}}(T-T_0) = (1400 \pm 500)^\circ K$  herleiten.

Im Kern eines Graphitreaktors ist nach einer Angabe von Hughes<sup>10)</sup>  $\frac{\Phi_{rh}}{\Phi_{ep}} = 16$ . Dies ergäbe  $T-T_0 = (87 \pm 31)^\circ K$  in guter Übereinstimmung mit den Messungen von Anderson, Fermi u. a.<sup>13)</sup>, die den Wert  $T-T_0 = 93^\circ$  erhalten. Branch mißt im Reaktorkern ein  $T-T_0$  von  $140^\circ K$ , doch liegen seine Temperaturwerte um ca.  $50^\circ$  zu hoch, da er die endliche Dicke der In-Sonden bei der Auswertung nicht berücksichtigt.

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

12) S. Glasstone und M. C. Edlund, The Elements of Nuclear Reactor Theory. Macmillan, London 1953.

13) Anderson, Fermi, Wattenberg, Weil und Zinn, Phys. Rev. 72, 16 (1947)

Druck: Max-Planck-Gesellschaft — Dokumentationsstelle

N11<09278716085