

Da c immer reell ist, genügt es, a und t zu zerlegen:

$$a = a_1 + i a_2, \quad t = t_1 + i t_2.$$

Dann läßt sich herleiten, daß

$$F_1 = \sum_{n=0}^\infty \alpha_n, \quad F_2 = \sum_{n=0}^\infty \beta_n,$$

wobei

$$\alpha_0 = 1, \quad \beta_0 = 0$$

und die höheren Glieder sich durch die Rekursionsformeln

$$\alpha_{n+1} = \left\{ \frac{(a_1+n)t_1 - a_2 t_2}{(c+n)(n+1)} \right\} \alpha_n - \left\{ \frac{(a_1+n)t_2 + a_2 t_1}{(c+n)(n+1)} \right\} \beta_n,$$
$$\beta_{n+1} = \left\{ \frac{(a_1+n)t_2 + a_2 t_1}{(c+n)(n+1)} \right\} \alpha_n - \left\{ \frac{(a_1+n)t_1 - a_2 t_2}{(c+n)(n+1)} \right\} \beta_n$$

berechnen lassen.

Die Ableitung

$$\frac{dF}{dt} = F_1' + i F_2' = F'(t)$$

läßt sich mit der Beziehung

$$F'(a, c; t) = \frac{a}{c} F(a+1, c+1; t)$$

bestimmen, woraus die Zerlegung in F_1' und F_2' mit den obigen Formeln gewonnen werden kann.

Die Berechnungen der Größen F_1 , F_2 , F_1' und F_2' sind nach der dargestellten Methode durch Aufsummierung der Reihen für F_1 , F_2 und für F_1' und F_2' durchgeführt worden. Wegen der schlechten Konvergenz der Reihen in den ersten Gliedern mußten jeweils etwa 20 Glieder berücksichtigt werden, bis eine vorgeschriebene Genauigkeitsschranke von 0,1% erreicht war.

NOTIZEN

Messung der Neutronentemperatur in Graphit

Von M. KÜCHLE

Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforschg. 11 a, 676—677 [1956]; eingegangen am 2. Juli 1956)

Zur Messung der Neutronentemperatur wurde die Transmissionsmethode in der von BRANCH vorgeschlagenen Variante benutzt¹: Eine durch Neutroneneinfang aktivierbare Folie wird zwischen zwei 1/v-Absorber eingeschlossen und im Streumedium untergebracht. Das Verhältnis

$$\frac{\text{Aktivierung der zwischen Absorber eingeschlossenen Folie}}{\text{Aktivierung der Folie ohne Absorber}}$$

wird gemessen und als Funktion der Neutronentemperatur berechnet. Dabei hat BRANCH ein isotropes Neutronenfeld vorausgesetzt. Dies ist gleichbedeutend mit der Gültigkeit der Diffusionstheorie, sofern man den Mittelwert aus der Aktivität beider Seiten der Folie mißt.

Es wurden kreisscheibenförmige In-Folien von 9 mm Radius und 0,1 mm Dicke verwendet. Um Randeffekte auszuschalten, war die Folie von einem 3 mm breiten In-Ring gleicher Dicke umgeben. Als Absorber dienten Goldfolien von 0,2 mm Dicke und 12 mm Radius.

Bei der Berechnung der Aktivität wurde im Gegensatz zu BRANCH neben der endlichen Dicke der Absorber auch diejenige der In-Folie berücksichtigt. Die Elektronenabsorption in der Folie kann dabei vernachlässigt werden. Der Neutronenstreuung im Goldabsorber wurde Rechnung getragen.

Die Elimination der epithermischen Aktivierung geschah durch eine Cd-Differenzmessung. Die Schwächung der epithermischen Aktivierung durch das Cadmium wurde berechnet und die Rechnung zur Kontrolle mit Messungen bei verschiedenen Cd-Dicken verglichen.

Zur Bestimmung des Korrekturfaktors für die Akti-

vierungsstörung konnte die von MEISTER angegebene empirische Formel benutzt werden². Bei genügend homogenem Neutronenfeld wurde die Sonde aber im Zentrum einer Hohlkugel von 10 cm Radius untergebracht, wodurch die Aktivierungsstörung kleiner als 10/100 wird und keine Korrektur notwendig ist.

Die Ergebnisse der Messungen sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

| Anordnung | $\frac{\Phi_{th}}{\Phi_{ep}}$ | $T [^\circ K]$ |
|---|-------------------------------|----------------|
| 1. Graphitquader 189×189×197 cm, zwei 500 mC Ra-Be-Quellen in der vertikalen Pileachse, etwa 20 cm von der Grundfläche bzw. Deckfläche entfernt. | | |
| a) Sonde im Mittelpunkt einer Hohlkugel vom Radius $R=10$ cm im Zentrum des Quaders. | 137 | 307 ± 8 |
| b) Sonde in 54 cm Abstand von der vertikalen Achse des Quaders. | 328 | 285 ± 20 |
| 2. Graphitquader 99×108×134 cm, zwei 500 mC Ra-Be-Quellen in der vertikalen Pileachse, etwa 16 cm von der Grundfläche bzw. Deckfläche entfernt. Sonde im Mittelpunkt einer Hohlkugel ($R=10$ cm) im Zentrum des Quaders. | 28 | 336 ± 5 |
| 3. Graphitkubus 91 cm Kantenlänge, eine 500 mC Ra-Be-Quelle im Mittelpunkt des Kubus. Sonde 25 cm darüber; kein Hohlraum. | | |
| a) Graphitkubus von 30 cm Paraffin umgeben. | 18 | 334 ± 16 |
| b) Zwischen Graphitkubus und Paraffinmantel eine 1 mm dicke Cd-Schicht. | 13 | 360 ± 19 |
| c) Kubische, thermische Flächenquelle durch Differenzbildung aus 3 a) und 3 b). | ∞ | 282 ± 22 |

¹ G. M. BRANCH, Atomic Energy Commission MDDC, 747 [1946].

² H. MEISTER, Z. Naturforschg. 10 a, 669 [1955].



Hierbei ist T die Neutronentemperatur und $\Phi_{\text{th}}/\Phi_{\text{ep}}$ das Verhältnis des thermischen zum epithermischen Neutronenfluß, welche definiert sind durch: $\Phi_{\text{th}} = n \bar{v}$ und $\Phi_{\text{ep}} = q/\xi \sum_s$ (s. Anm. ³). 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.

Das Verhältnis $\Phi_{\text{th}}/\Phi_{\text{ep}}$ wurde in die Tabelle 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 $\Phi_{\text{th}}/\Phi_{\text{ep}}$ 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 thermischen Gleichgewichts etwa umgekehrt proportional der effektiven Lebensdauer, so daß man eine Beziehung

$$\frac{\Phi_{\text{th}}}{\Phi_{\text{ep}}} (T - T_0) \approx \text{const}$$

erwarten sollte.

Zu tiefe Temperaturen mißt man, wenn eine Anreicherung an „kalten“, d. h. nicht mehr kohärent gestreuten Neutronen vorliegt. Die Rechnung ergab, daß der Effekt nur in der unmittelbaren Nähe des Randes von Bedeutung ist und dort die nach der Transmissionsmethode gemessenen Temperaturwerte um 30° bis 60° herabdrücken kann.

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 ⁴. Für den stationären Fall muß die Rechnung etwas abgeändert werden. Dabei ergab sich für die in der Tabelle unter 2, 3 a) und 3 b) angegebenen Messungen eine Temperaturerniedrigung von 10° , 16° und 22° . In den anderen Fällen ist der Effekt geringer.

Bringen wir an den Meßwerten die Korrektur für den „Ausfluß-Kühlungseffekt“ an, so lassen sich alle innerhalb ihrer Fehlergrenzen durch die Beziehung

$$\frac{\Phi_{\text{th}}}{\Phi_{\text{ep}}} (T - T_0) = 1400^\circ \text{K}$$

darstellen. Da noch die systematischen Fehler hinzukommen und auch die Werte von $\Phi_{\text{th}}/\Phi_{\text{ep}}$ mit einem Fehler von 10 bis 20 Prozent behaftet sind, kann man aus den Messungen nur die Beziehung

$$\frac{\Phi_{\text{th}}}{\Phi_{\text{ep}}} (T - T_0) = (1400 \pm 500)^\circ \text{K}$$

herleiten.

Im Kern eines Graphitreaktors ist nach einer Angabe von HUGHES ³ $\Phi_{\text{th}}/\Phi_{\text{ep}} = 16$. Dies ergäbe $T - T_0 = (87 \pm 31)^\circ \text{K}$, in guter Übereinstimmung mit den Messungen von ANDERSON, FERMI u. a. ⁵, die den Wert $T - T_0 = 93^\circ$ erhalten. BRANCH mißt im Reaktorkern ein $T - T_0$ von 140°K , doch liegen seine Temperaturwerte um ca. 50° 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 die fortwährende freundliche Unterstützung.

³ D. J. HUGHES, Pile Neutron Research, Cambridge, Mass. 1953.

⁴ G. F. VON DARDEL, Trans. Roy. Inst. Techn. Nr. 75, Stockholm 1954.

⁵ H. L. ANDERSON, E. FERMI, A. WATTENBERG, G. L. WEIL u. W. H. ZINN, Phys. Rev. **72**, 16 [1947].

Das Mikrowellenspektrum des 1,1,1-Trichloräthans

Von WERNER ZEIL

Institut für Physikalische Chemie und Elektrochemie
der Technischen Hochschule Karlsruhe

(Z. Naturforsch. **11a**, 677–678 [1956]; eingegangen am 22. Juni 1956)

Im Bereich von 23 500 bis 25 200 MHz wurde das Mikrowellenspektrum des 1,1,1-Trichloräthans untersucht. Die Messungen erfolgten mit Hilfe eines STARK-Effekt-Modulations-Spektrographen, der im hiesigen Institut gebaut worden war. Die Modulation wurde mit einer sinusförmigen Spannung durchgeführt. Das Spektrum wurde oszillographisch beobachtet; als Strahlungsquelle diente ein Reflexklystron 2 K 33, als Empfänger eine Sylvania-Diode 1 N 26. Die Frequenzmessung geschah mittels eines selbstgebauten variablen Hohlraumresonators, der mit den bekannten Absorptionslinien des Ammoniak und des Methanols geeicht war. Die Frequenzgenauigkeit beträgt etwa $\pm 10 \text{ MHz}$.

Beobachtet wurde eine Absorptionslinie bei 23 735 MHz. Die Linie erwies sich als ziemlich breit, selbst bei Drucken von 1/1000 mm Hg, wohl infolge der Quadrupol-Hyperfeinstruktur. Eine Auflösung in die einzelnen Hyperfeinstruktur-Komponenten gelang nicht. Die Linie war sehr schwach; der Absorptionskoeffizient dürfte $1 - 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$ nicht überschreiten. Sie lag nur wenig über der Nachweisgrenze des verwendeten Spektrographen.

Von der genannten Verbindung vermaßen GHOSH, TRAMBARULO und GORDY ¹ eine Absorptionsbande bei 37 955,88 MHz. Sie wurde dem Rotationsübergang $J=7-8$ zugeordnet. Eine Auflösung der Hyperfeinstruktur gelang auch diesen Autoren nicht. Unter Berücksichtigung dieser Messung wurde die von uns beobachtete Absorptionslinie dem Rotationsübergang $J=4-5$ zugeordnet. Es resultiert daraus eine Rotationskonstante von 2375,5 MHz und ein Trägheits-

¹ S. N. GHOSH, R. F. TRAMBARULO u. W. GORDY, J. Chem. Phys. **20**, 605 [1952].