

Daraus folgt: Transportweglänge  $\lambda_t = (2,58 \pm 0,02)$  cm. Eine Bestimmung aus der Extrapolationslänge an der Oberfläche eines Graphitpiles hatte  $(2,6 \pm 0,13)$  cm ergeben<sup>3</sup>.

Diffusionslänge  $L = (40,9 \pm 0,3)$  cm.

Ein Sigma-Pile-Experiment am gleichen Graphit ergab<sup>3</sup>  $L = (40,5 \pm 0,7)$  cm.

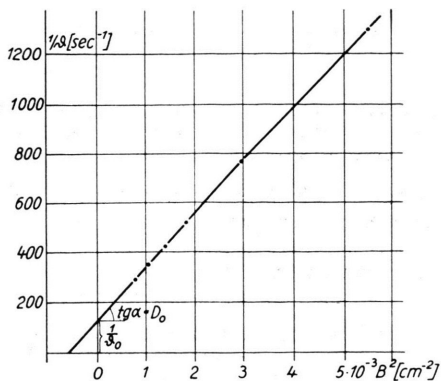


Abb. 2. Reziproke Lebensdauer als Funktion der geometrischen Krümmung. Die ausgezogene Kurve ist gerechnet nach  $1/\delta = 1/\delta_0 + D_0 B^2 - C B^4$  mit den Bestwerten für  $C$ ,  $D_0$  und  $\delta_0$ .

Verschiedene andere Graphitsorten wurden mit der Impulsmethode untersucht. Dabei erwies sich als vorteilhaft, daß zu einer Bestimmung hinreichender Genauigkeit etwa  $1 \text{ m}^3$  Material erforderlich sind gegenüber ca.  $8 \text{ m}^3$  für eine Diffusionslängenmessung im gewöhnlichen „Sima-Pile“-Experiment.

$C$  kann auch mittels Gl. (3) aus der Wärmeübergangszahl  $\alpha_0$  berechnet werden; dazu wird  $\alpha_0$  aus dem zeitlichen Verlauf der Temperatur eines Neutronenimpulses in der Nähe des thermischen Gleichgewichts bestimmt. Ist nämlich

$$\frac{dT}{dt} = \alpha_0 (T_0 - T), \text{ so folgt } T - T_0 \sim e^{-(\alpha_0/2 k) t}.$$

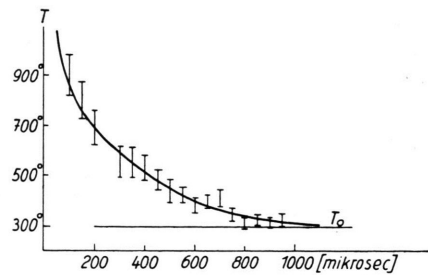


Abb. 3. Neutronentemperatur als Funktion der Zeit. Die ausgezogene Kurve ist gerechnet gemäß  $T = T_0 + a \exp(-t/t_s)$  mit  $t_s = (185 \pm 40) \mu\text{s}$ , aus  $t_s$  folgt  $\alpha_0 = 3/2 k/t_s$ .

Die Messung der Neutronentemperatur erfolgt durch Bestimmung der Transmission durch Silberbleche; eine Korrektur für die Anreicherung „kalter“ Neutronen wurde an den zu jeder Temperatur berechneten Transmissionswerten angebracht.

Der gemessene Temperaturverlauf läßt sich näherungsweise durch eine Exponentialfunktion mit

$$\alpha_0 = (0,73 \pm 0,18) \text{ eVsec/Grad}$$

darstellen. Damit ergibt sich für die Konstante  $C$ , bezogen auf die Dichte  $1,6$ ,  $C = (13,4 \pm 3,3) \cdot 10^5 \text{ cm}^4 \text{ sec}^{-1}$  in befriedigender Übereinstimmung mit dem direkt bestimmten Wert.

Herrn Professor K. WIRTZ danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein stets förderndes Interesse. Herrn Dipl.-Ing. K. WEIMER fühle ich mich zu großem Dank verpflichtet für den Entwurf weiterer Teile des Neutronengenerators. Beim Aufbau der Apparatur und bei der Auswertung der Messungen haben mir Fräulein JANICE BUTTON und Herr J. COSENTINO wertvolle Hilfe geleistet.

<sup>3</sup> K. H. BECKURTS, Diplomarbeit Göttingen 1954.

## Über die Wirksamkeit der Abschaltstäbe eines thermischen Reaktors

Von K. H. BECKURTS

Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforschg. 11 a, 881—882 [1956]; eingeg. am 21. September 1956)

Für die Planung eines Kernreaktors ist die Kenntnis der Abschaltwirkung „schwarzer“ Stäbe von Bedeutung.

Werden nur thermische Neutronen berücksichtigt, so ist die Verringerung  $\Delta k$  des Exzesses  $k_\infty - 1$  durch die Einführung der Stäbe

$$\Delta k = L^2 \cdot \Delta B^2.$$

Dabei ist  $L$  die Diffusionslänge im Reaktor und  $\Delta B^2$  die durch das Auftreten neuer Randbedingungen bedingte Zunahme der „geometrischen Krümmung“  $B^2$ . Die Abschaltwirkung ist demnach bekannt, wenn die Wirkung der Stäbe auf die Krümmung bekannt ist.

In der Literatur wird nur der einfache Fall eines Stabes in der Mitte eines zylindrischen Reaktors behandelt<sup>1</sup>. Für die Praxis ist die Wirkung eines Rings von zur Mitte des zylindrischen Reaktors symmetrisch angeordneten Stäben von besonderem Interesse, die neuerdings von HÄFELE<sup>2</sup> unter wesentlicher Benutzung des Verpflanzungstheorems der Zylinderfunktionen behandelt wurde. Für einen solchen Spezialfall werden hier die Berechnungen mit dem Ergebnis von Messungen an einem Reaktormodell nach einer Impulsmethode verglichen.

Die Untersuchung wurde an einem Graphitzylinder ( $R_{\text{eff}} = 49,5 \text{ cm}$ ,  $h_{\text{eff}} = 95,7 \text{ cm}$ ) durchgeführt, bei dem symmetrisch zur Mitte 4 Cadmiumstäbe ( $r = 14,6 \text{ mm}$ ) in verschiedenen Mittelpunktsabständen eingeführt werden konnten. Um das Resultat unabhängig von der

<sup>1</sup> S. GLASSTONE u. M. EDLUND, Nuclear Reactor Theory, S. 319.

<sup>2</sup> W. HÄFELE, Berichte der Reaktorgruppe Göttingen, 1956, Nr. 8 (56/41).



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

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Art des Moderators zu interpretieren, wird der effektive Radius der Stäbe eingeführt, für diesen gilt (vgl. Anm. <sup>3</sup>):

$$r_0 = r e^{-d/r},$$

$d$  ist die Extrapolationslänge; hier ist  $r_0 = 0,047 R$ .

Die Ermittlung der (radialen) Krümmung  $B_r^2$  erfolgt nun aus der mittleren Lebensdauer  $\vartheta$  thermischer Neutronen: Es ist <sup>4</sup>

$$\frac{1}{\vartheta} = \frac{1}{\vartheta_0} + D_0 [B_r^2 + B_z^2] - C [B_r^2 + B_z^2]^2.$$

$C$ ,  $D$  und  $\vartheta_0$  sind aus früheren Messungen bekannt, weiterhin ist  $B_z^2 = \pi^2/h_{\text{eff}}^2$ .  $\vartheta$  wird als Abklingzeitkonstante eines gepulsten Neutronenfeldes gemessen.

Ein Vergleich der gemessenen und der von HÄFELE für den hier vorliegenden Fall gerechneten Werte für  $R B_r$  zeigt eine gute Übereinstimmung; nur bei kleinen Mittelpunktsabständen treten Abweichungen auf. Sie sind indessen zu erwarten, da die Theorie voraussetzt, daß der gegenseitige Abstand der Stäbe groß gegen ihren Durchmesser ist.

<sup>3</sup> The Reactor Handbook, Part I, Physics, S. 606.

## Über Sonolumineszenz

Von P. GÜNTHER, W. ZEIL, U. GRISAR, W. LANGMANN  
und E. HEIM

Aus dem Institut für Physikalische Chemie und Elektrochemie  
der Technischen Hochschule Karlsruhe  
(Z. Naturforsch. 11 a, 882—883 [1956]; eingegangen am 23. August 1956)

Unter Sonolumineszenz soll abweichend von HARVEY <sup>1</sup> nur das Leuchten von Gasblasen in beschallten Flüssigkeiten verstanden werden. Dieses tritt in charakteristischer Weise in wäßrigen, bei 0° C gesättigten Edelgaslösungen nach der Kavitationsbildung auf, und zwar mit zunehmender Intensität vom Helium zum Xenon. Im Feld stehender Wellen tritt das Leuchten stets nur im Druckbauch auf (30 und 80 kHz). Durch Elektrolytzusatz wird das Leuchten verstärkt, wie schon LEWSCHIN und RSCHEVKIN <sup>2</sup> 1937 beobachtet hatten. Bei mit Xenon begasten 3 m-Natriumchloridlösungen erreicht es die 2000-fache Intensität wie bei elektrolytfreien Sauerstofflösungen (175 kHz), bei denen FRENZEL und SCHULTES <sup>3</sup> 1934 die Erscheinung entdeckt hatten (500 kHz).

Nimmt man im stehenden Schallfeld den Lichtstrom von nur einer Ebene des Druckbauches ab, so schwankt die Intensität des Lichtstromes mit der Frequenz des Schalls (30 kHz). Einzeln erkennbare Blasen bleiben über längere Zeit leuchtend.

Das Spektrum des Leuchtens einer wäßrigen Xenonlösung ergibt bei der photographischen Aufnahme ein Kontinuum, das von der Rotgrenze des verwendeten panchromatischen Films ( $\lambda$  ca. 6600 Å) bis ins nahe Ultraviolett reicht und drei Schwärzungsmaxima auf-

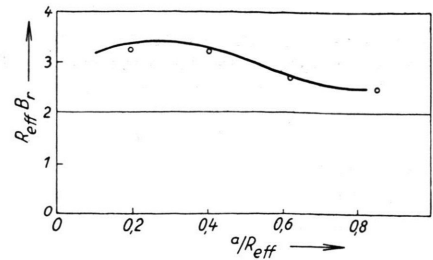


Abb. 1. „Dimensionslose“ Krümmung  $R_{\text{eff}} B_r$  bei verschiedenem Mittelpunktsabstand  $a$  der vier Stäbe. Die ausgezogene Kurve ist gerechnet mit  $r_0/R_{\text{eff}} = 0,047$ .

Es wurden auch Messungen mit nicht vollständig eingefahrenen Stäben durchgeführt; dieser Fall ist von besonderem Interesse, da er einer mathematischen Behandlung nicht zugänglich ist. Die Impulsmethode ist geeignet, derartige Fragen empirisch zu lösen.

Herrn Professor WIRTZ danke ich für die freundliche Unterstützung dieser Arbeit. Den Herren W. HÄFELE und J. U. KOPPEL verdanke ich anregende Diskussionen.

<sup>4</sup> K. H. BECKURTS, Z. Naturforsch. 11 a, 880 [1956].

weist, die der spektralen Empfindlichkeit des Aufnahmемaterials entsprechen. Bei elektrolythaltigen Lösungen ist das Kontinuum im sichtbaren Spektralbereich sehr verstärkt, sonst aber unverändert. Der Wechsel vom Xenon zum Krypton ergab bei spektroskopischer Beobachtung keinen Unterschied der verstärkten Kontinua. Mit einer geeigneten Lichtfilteranordnung ergibt sich allerdings, daß bei Salzzusatz das Sichtbare gegenüber dem UV deutlich angehoben wird. Hierbei macht es keinen Unterschied, ob die Lösungen mit Xenon, Krypton oder Argon gesättigt sind.

Die Frequenz des Ultraschalls und seine Intensität beeinflussen nur die absolute Helligkeit des Leuchtens, in keiner Weise aber dessen spektrale Verteilung. Bei gleicher Intensität scheint die Helligkeit des einzelnen Leuchtvorgangs mit abnehmender Frequenz stark zu zunehmen.

Neben den stets beobachteten Kontinua treten bei fast allen Alkali- und Erdalkalisalzen Linien der entsprechenden Flammenspektren auf. Die folgenden Linien, bei denen es sich stets um den Übergang  $nS \rightarrow nP$  ( $n$  = Hauptquantenzahl des Grundzustandes) handelt, konnten im Spektrum der Sonolumineszenz der mit Xenon gesättigten wäßrigen Lösungen der entsprechenden Chloride nachgewiesen werden:

Li	$\lambda = 6708 \text{ Å}$ ,
Na	$\lambda = 5890$ bzw. $5896 \text{ Å}$ ,
Ca	$\lambda = 4227 \text{ Å}$ ,
Sr	$\lambda = 4607 \text{ Å}$ ,
Ba	$\lambda = 5536 \text{ Å}$ .

<sup>1</sup> Vgl. E. N. HARVEY, J. Amer. Chem. Soc. 61, 2392 [1939].

<sup>2</sup> V. L. LEWSCHIN u. S. N. RSCHEVKIN, C. R. Acad. Sci. USSR (N. S.) 16, 399 [1938].

<sup>3</sup> H. FRENZEL u. H. SCHULTES, Z. Phys. Chem. B 27, 421 [1934].