

Wellenfunktion im Kanal i

$$(r_i \varphi_i) R_i = R_i (\varphi_i r_i)' R_i \sum_{i=0}^A R_{ii}(\varepsilon).$$

Hierbei ist $\sum_{i=0}^A R_{ii}(\varepsilon) = \sum_s \left(\sum_i y_{si}^2 \right) / (E_s - E)$

wieder eine WIGNERSche R -Funktion. Somit hat $S_{ii}(E)$, die Amplitude der auslaufenden Welle im Kanal i , dieselben analytischen Eigenschaften wie die Funktion $S(\varepsilon)$ in Gl. (A 10). Es sei bemerkt, daß der Wert der Streuamplitude unabhängig vom Kanal ist, wie zu erwarten war.

Messung des asymptotischen Neutronenspektrums in einfachen Wassergeometrien*

Von K. H. BECKURTS

Aus dem Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Kernforschungszentrum Karlsruhe
(Z. Naturforsch. 16 a, 611—619 [1961]; eingegangen am 29. April 1961)

Es wird über ein Meßverfahren berichtet, das die Beobachtung des asymptotischen Neutronenspektrums in gepulsten Neutronenfeldern erlaubt. Das Verfahren wird auf einfache Wassergeometrien angewandt (Würfel mit geometrischen Formfaktoren im Bereich $0,1 \dots 1 \text{ cm}^{-2}$). Dabei wird jeweils das Flußspektrum in der Mitte des Streumediums und das Ausflußspektrum beobachtet. Der aus integralen Messungen bekannte Diffusionskühlungseffekt kann deutlich als eine Verschiebung der Spektren mit abnehmenden Lineardimensionen der Streumedien beobachtet werden.

In einer typischen Moderatorensubstanz (Graphit, H_2O , D_2O , Be) werden schnelle Neutronen innerhalb sehr kurzer Zeit abgebremst und thermalisiert. Sie gelangen dabei in einen asymptotischen Zustand, in dem sich ihre mittlere Energie nicht mehr ändert, da sie im Zeitmittel bei Stößen mit den Teilchen der Moderatorensubstanz ebensoviel Energie abgeben, wie sie aus deren thermischer Bewegung gewinnen. Ist der Moderator sehr ausgedehnt und fängt er Neutronen nicht ein, so liegt im asymptotischen Zustand ein echter Gleichgewichtszustand zwischen Neutronen und Moderator vor; die Energieverteilung der Neutronen ist exakt eine MAXWELL-Verteilung mit der Moderatortemperatur T_0 . Das trifft auch dann noch zu, wenn das Streumedium Neutronen einfängt und sein Einfangquerschnitt — wie dies meist der Fall ist — dem $1/v$ -Gesetz gehorcht. Ist dagegen das Streumedium so klein, daß merkliche Neutronenverluste durch Ausfluß auftreten, so wird das asymptotische Spektrum in der Regel keine ungestörte Gleichgewichtsverteilung sein, vielmehr wird der energieabhängige Mechanismus der Diffusion dieses Spektrums mitunter empfindlich beeinflussen. Dabei wird auch eine Ortsabhängigkeit der asymptotischen Verteilung auftreten, die insbesondere in der Nähe von Grenzflächen spürbar wird.

Bei bisherigen Aufnahmen differentieller Neutronenspektren wurde nicht das asymptotische, sondern das „stationäre“ Spektrum, d. h. die Energieverteilung der Neutronen in einem Reaktor oder in einem Streumedium, in dem sich stationäre Neutronenquellen befinden, beobachtet²⁻⁵. Dieses stationäre Spektrum ist ein Mittelwert über die Neutronenergieverteilung während aller Stadien des Brems- und Thermalisierungsprozesses und enthält daher wesentliche Bestandteile „nichtasymptotischer“ Neutronen. Einheiten wie etwa die Modifikation des asymptotischen Spektrums durch Diffusionseffekte lassen sich dabei nicht erkennen. Es wurde daher ein Meßverfahren entwickelt, das die Beobachtung asymptotischer Spektren erlaubt. Über dieses Meßverfahren und seine Anwendung auf einfache Wassergeometrien wird in der vorliegenden Arbeit berichtet.

Für die Bestimmung von Reaktorspektren haben Untersuchungen der asymptotischen Energieverteilung keine direkte Bedeutung. Sie sind dagegen interessant für die Analyse von integralen Experimenten an gepulsten Neutronenfeldern, die in den letzten Jahren von vielen Autoren angestellt worden sind. Bei diesen Experimenten werden periodische Stöße schneller Neutronen in eine Moderatorensubstanz

* Eine vorläufige Mitteilung erschien in anderem Zusammenhang¹.

¹ K. H. BECKURTS, Nucl. Instrum. 11, 144 [1960].

² M. J. POOLE, J. Nucl. Energy 5, 325 [1957].

³ R. S. STONE u. R. E. SLOVACZEK, Nucl. Sci. Eng. 6, 466 [1959].

⁴ J. R. BEYSTER et al., Trans. Amer. Nucl. Soc. 3, 1, 157 [1960].

⁵ V. I. MOSTOVOR et al., Genf 1958 P/2152.



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 digitized 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.

geschickt und der mit der Zeit exponentielle Abfall des asymptotischen Neutronenfeldes, das sich am Ende des Thermalisierungsvorgangs und nach Abklingen der räumlichen *modes* einstellt, mit Hilfe eines Zeitanalysators beobachtet. Im Rahmen der elementaren Diffusionstheorie kann man die Relaxationskonstante α des asymptotischen Neutronenfeldes darstellen durch

$$\alpha = \alpha_0 + \bar{D} B^2. \quad (1)$$

Dabei ist α_0 die Absorptionswahrscheinlichkeit, \bar{D} der über das asymptotische Spektrum gemittelte Diffusionskoeffizient und B^2 der geometrische Formfaktor (*buckling*) des Moderators. Messungen von α bei verschiedener Geometrie, d. h. verschiedenen B^2 , zeigen nun statt des nach Gl. (1) erwarteten linearen Zusammenhangs zwischen α und B^2 eine Abwärtskrümmung der $\alpha(B^2)$ -Kurve. V. DARDEL und SJÖSTRAND⁶, die diesen Effekt erstmalig 1954 beobachteten, deuteten ihn durch die Annahme, daß sich das asymptotische Spektrum mit abnehmenden Dimensionen des Streumediums, also steigendem B^2 , durch den „Diffusionskühlungseffekt“ zu kleinen Energien verschiebt und damit der mittlere Diffusionskoeffizient \bar{D} mit B^2 abnimmt. Sie setzten in linearer Näherung

$$\bar{D} = D_0 - C B^2 \quad (2)$$

und bestimmten die Diffusionskühlungskonstante C zusammen mit α_0 und D_0 aus dem Verlauf der $\alpha(B^2)$ -Kurve. Die Konstante C ist seither für viele Moderatorensubstanzen gemessen¹ und in verschiedenen Näherungen auch berechnet worden⁷⁻¹³. Dabei werden gelegentlich aus dem Vergleich berechneter und gemessener C -Werte Schlüsse auf die Thermalisierungsfähigkeit von Moderatorensubstanzen gezogen. Die Beschreibung eines verwickelten spektralen Effektes durch nur eine integrale Konstante ist aber nur recht grob; darüber hinaus bestehen mitunter beträchtliche experimentelle Unsicherheiten bei der Bestimmung von C . Man muß daher, wenn man zu einer vertieften Kenntnis des Mechanismus der Diffusionskühlung kommen will, das asymptotische Spektrum als Funktion von B^2 direkt beobachten.

⁶ G. F. v. DARDEL u. N. G. SJÖSTRAND, Phys. Rev. **96**, 1245 [1954].

⁷ M. S. NELKIN, J. Nucl. Energy **8**, 48 [1958].

⁸ M. S. NELKIN, Nucl. Sci. Eng. **7**, 210 [1960].

⁹ K. S. SINGWI u. L. S. KOTHARI, J. Nucl. Energy **8**, 59 [1958].

1. Meßverfahren und Meßapparatur

Abb. 1 zeigt schematisch die experimentelle Anordnung. Aus einer gepulsten Neutronenquelle tritt zunächst ein Stoß schneller Neutronen in die Moderatoranordnung. Diese Neutronen werden abgebremst und thermalisiert. Nachdem sich das asymptotische Spektrum eingestellt hat, öffnet sich ein Schnellverschluß.

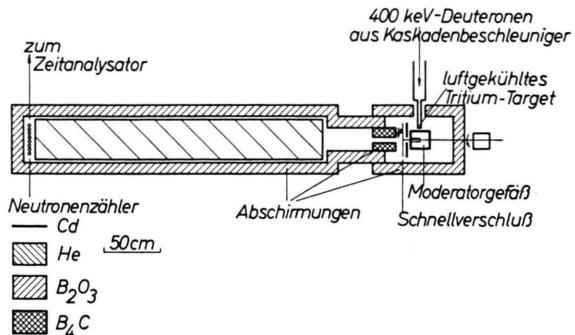


Abb. 1. Meßanordnung zur Beobachtung asymptotischer Neutronenspektren.

Neutronen von der Oberfläche des Streumediums (oder aus einem ins Innere reichenden Extraktionskanal, vgl. Abschn. 3) können dann in den 335 cm langen Flugkanal eintreten, an dessen Ende sich Neutronendetektoren befinden. Durch eine mit der Verschlußöffnung synchronisierte elektronische Vielkanal-Meßanlage kann die Laufzeitverteilung der Neutronen durch den Flugkanal und damit ihre Energieverteilung bestimmt werden. Damit eine solche Laufzeitmessung sinnvoll ausgeführt werden kann, muß man ein gutes Auflösungsvermögen fordern, d. h. die Zeit, während der Neutronen in den Flugkanal eintreten, muß kurz gegenüber ihrer weiteren Laufzeit zu den Detektoren sein. Bei ähnlichen neutronenphysikalischen Experimenten erreicht man das dadurch, daß man den Verschluß öffnet, für kurze Zeit offenhält und dann wieder schließt (Chopper-Prinzip). Untersucht man aber Systeme mit kurzer Neutronenlebensdauer wie z. B. H_2O , so ist ein Wieder-verschließen nicht erforderlich. Das asymptotische Neutronenfeld und damit die Intensität am Kanaleingang zerfallen exponentiell mit Zeitkonstanten $\alpha = 10^4 - 10^5$ pro sec, d. h. aber schnell im Vergleich zu der weiteren Flugzeit thermischer Neutronen zu den Detektoren ($\sim 10^{-3}$ sec). Man kann daher alle nach der Verschlußöffnung in den Flugkanal eintretenden Neutronen zur Geschwindigkeitsanalyse heranziehen, was im Hinblick auf die Meßstatistik ein beträchtlicher Vorteil ist.

Als gepulste Neutronenquelle dient ein 400 keV-Deuteronenbeschleuniger¹⁴ mit gepulster Hochfrequenz-

¹⁰ K. S. SINGWI, Ark. Fys. **16**, 385 [1960].

¹¹ W. HÄPEL u. L. DRESNER, Nucl. Sci. Eng. **7**, 304 [1960].

¹² K. H. BECKURTS, Z. Naturforsch. **12a**, 956 [1957].

¹³ H. HURWITZ u. M. S. NELKIN, Nucl. Sci. Eng. **3**, 1 [1958].

¹⁴ W. EYRICH, wird veröffentlicht.

ionenquelle und Tritium-Titan-Target. Der Beschleuniger liefert nach der Reaktion $H^3(d, n)He^4$ je 50 μ sec lange Pulse von 14 MeV-Neutronen; bei einem Deuteronenstrom von 10 mA werden pro Puls an einem frischen Target etwa 10^8 Neutronen erzeugt. Um die Intensität der Quelle bestmöglichst auszunutzen, befindet sich das Target in unmittelbarer Nähe der Moderatorgefäß; um dabei zusätzliche Moderation durch Kühlwasser zu vermeiden, erfolgt die Targetkühlung durch Luft (mittl. Targetbelastung 40 Watt). Die Auslösung von Ionenimpulsen ist mit der Stellung des Schnellverschlusses synchronisiert und erfolgt durch ein drahtloses Übertragungssystem.

Die Ausführung der *Moderatorgefäß*, Extraktionskanäle und Kollimatoren ist zusammen mit den Experimenten in Abschnitt 3 beschrieben.

Der *Schnellverschluß* (Abb. 2) besteht aus einer feststehenden Spaltblende und einer bewegten Abdeckblende aus neutronenabsorbierendem Material (Kadmium). Die Abdeckblende ist am Umfang einer schnell-

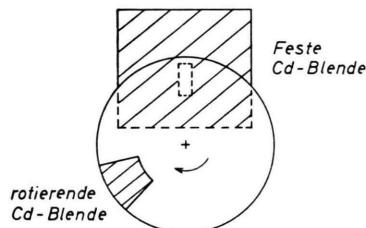


Abb. 2. Schnellverschluß (schematisch).

laufenden Scheibe – Durchmesser 35 cm, Umdrehungsgeschwindigkeit 13 200/min; mittlere Geschwindigkeit der Abdeckblende 222 m/sec – angebracht. Der Ablauf eines Meßzyklus stellt sich folgendermaßen dar: Sowie der Schnellverschluß zu ist, d. h. Spalt- und Abdeckblende sich überdecken, wird durch ein optisches System – Lichtquelle, Photozelle, Spiegel auf der Achse des Schnellverschlusbantriebes – eine Zeitmarke abgeleitet, die die Injektion des Neutronenpulses auslöst. Beim Weiterlaufen bleibt der Verschluß noch zu, bis nach einer (durch Versetzen des Drehspiegels im Bereich 50–120 μ sec einstellbaren) Verzögerungszeit die Öffnung beginnt; die Öffnungszeit ist wegen der hohen Umlaufgeschwindigkeit sehr kurz – etwa 9 μ sec bei 2 mm Spaltblendenbreite –. Der Verschluß bleibt dann bis kurz vor Beginn des nächsten Meßzyklus offen. Es laufen pro sec 220 Meßzyklen ab.

Das Kadmium ist nun für sehr langsame Neutronen ($E < 0,3$ eV) undurchlässig, so daß während des Bremsprozesses Neutronen durch den Verschluß treten können. Ihr Einfluß auf die Messung kann durch eine Kadmium-Differenzmessung ausgeschaltet werden, indem von den mit laufender Scheibe, d. h. normal arbeitendem Verschluß, gemessenen Laufzeitverteilungen die bei geschlossenem Verschluß beobachteten Verteilungen der Epikadmiumneutronen abgezogen werden.

Auf dem Wege vom Schnellverschluß zu den Zählern durchlaufen die Neutronen einen 335 cm langen *Flug-*

kanal mit den Querabmessungen 40×40 cm 2 . Auf einem derart langen Flugwege würden etwa 20% aller langsamsten Neutronen an Stickstoffkernen gestreut werden, was zu einer schwer erfassbaren Verzerrung des Neutronenspektrums führen würde. Aus diesem Grund befindet sich im Flugkanal ein dünnwandiger, mit 1 atm Helium gefüllter Aluminiumbehälter, den wegen des kleinen Wirkungsquerschnittes von Helium ca. 99% aller Neutronen ohne Stoß durchfliegen. Der gesamte Laufweg ist allseitig von einer 10 cm starken Schicht aus Borsäure (B_2O_3 -Pulver gestampft in Stahlblechbehältern, Schüttichte ~ 1 g/cm 3) umgeben, diese Abschirmung schließt auch den Moderator und die Zählrohre mit ein. Diese starke Abschirmung ist erforderlich, um den ungewöhnlich starken Untergrund von Neutronen, die von den Wänden des Laboratoriums zurückgestreut werden, zu unterdrücken. Es werden pro Puls etwa 10^8 Neutronen in das System eingeschossen, pro Meßzyklus wird aber weniger als 1 „echtes“ Neutron von den Zählern registriert! Ohne Abschirmung würde daher der Untergrund den Meßeffekt um einige Größenordnungen übertreffen.

Als *Neutronendetektoren* dienen 8 zu einem „Tablett“ zusammengeschaltete Bortrifluoridzählrohre Fabrikat 20th Century Electronics Type 40 EB 70/50 G. Jedes Zählrohr hat eine empfindliche Länge von 40 cm und einen Durchmesser von 5 cm, der Fülldruck beträgt 68 ± 1 Torr (bei $20^\circ C$), das Füllgas ist auf $91 \pm 1\%$ mit B^{10} angereichert. In einem außerhalb der Abschirmung befindlichen Monitor – einer einfachen „Long-Counter-Anordnung“ eines BF_3 -Zählers in Paraffin – wird bei jedem Experiment die gesamte Neutronendosis ermittelt, um verschiedene Messungen auf gleiche Neutronenquellstärken beziehen zu können. Dies ist Voraussetzung für die obenerwähnte Kadmium-Differenzmessung.

Abb. 3 zeigt das Blockschaltbild der *elektronischen Meßanordnung*. Die Zeitmarke vom Schnellverschluß, die die Auslösung des Neutronenstoßes verursacht, gelangt nach Durchlaufen eines Verzögerungsgliedes zum Zeitanalysator, wo sie die Nullmarke für die Messung der Laufzeitverteilung darstellt. Als Zeitanalysator dient ein speziell für diese Experimente entwickelter Zeitzu-Höhen-Konverter¹⁵ in Verbindung mit einem 256 Ka-

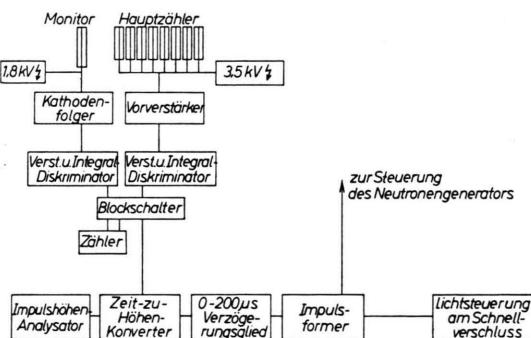


Abb. 3. Elektronische Meßanordnung.

¹⁵ K. H. BECKURTS, Nukleonik 2, 129 [1960].

nal-Impulshöhenanalysator Modell „RCL 2603“. Normalerweise wurden ca. 100 Kanäle von je 38 μsec Breite verwendet.

2. Behandlung der Meßdaten

Das Experiment liefert primär die Laufzeitverteilung der Neutronen in Form von zeitabhängigen Zählraten $Z(t)$. Aus diesen Zählraten soll die energie- bzw. geschwindigkeitsabhängige Verteilungsfunktion $\Phi(v)$ am Meßort, d. h. an der Stelle, an der die Neutronen den Moderator verlassen, gewonnen werden. Dazu müssen an diesen Meßwerten einige Korrekturen angebracht werden. Diese Korrekturen sind z. Tl. elementarer Natur (Subtraktion des Untergrundes, Totzeitverluste im Zeitanalysator, Energieabhängigkeit der Ansprechempfindlichkeit der Zählrohre¹⁶⁾). Zwei weitere Korrekturen sind für dieses Meßverfahren charakteristisch und müssen besonders behandelt werden:

a) Laufzeitverzerrungen

Wie später gezeigt wird, läßt sich aus dem Moderator ein Neutronenbündel gewinnen, dessen Geschwindigkeitsverteilung unmittelbar der ungestörten Geschwindigkeitsverteilung am Meßort entspricht. Diese Neutronen durchlaufen vom Meßort bis zum Schnellverschluß, also bis zum Eintritt in das Spektrometer, eine Strecke d , die zwangsläufig stets einige cm beträgt. Auf diesem Wege kann eine erhebliche Verzerrung des Spektrums auftreten: Die Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen am Meßort ist

$$\Phi_0(v, t) = \Phi_0(v) e^{-\alpha t}, \quad (3)$$

wobei die Exponentialfunktion den zeitlichen Abfall des asymptotischen Neutronenfeldes beschreibt. Für das Spektrum am Schnellverschluß gilt dann

$$\begin{aligned} \Phi_d(v, t) &= \Phi_0(v, t - d/v) = \Phi_0(v) e^{\alpha d/v} e^{-\alpha t}, \\ \Phi_d(v) &= \Phi_0(v) e^{\alpha d/v}. \end{aligned} \quad (4)$$

Infolge der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit wird das Spektrum auf dem Wege d zu kleineren Geschwindigkeiten verschoben, da die langsamsten Neutronen, die bei d beobachtet werden, das schnell zerfallende System zu einem früheren Zeitpunkt verlassen haben als die schnelleren. Bedenkt man, daß

** Wir charakterisieren von jetzt ab das Spektrum durch den geschwindigkeitsabhängigen Neutronenfluß $\Phi(v)$.

für die hier untersuchten Wassersysteme α in der Größenordnung von $10^4 - 10^5 \text{ sec}^{-1}$ liegt, so lehrt Gl. (4) mit z. B. $d = 2 \text{ cm}$, daß die Laufzeitverzerrung des Spektrums erheblich sein kann. Da α und d jedoch sehr genau bekannt sind, lassen sich leicht rechnerische Korrekturen anbringen.

b) Auflösungskorrekturen

Wir betrachten abschließend die Umrechnung der zeitabhängigen Zählraten in die Geschwindigkeitsverteilung unter Berücksichtigung des begrenzten zeitlichen Auflösungsvermögens des Spektrometers. Es wird dabei angenommen, daß alle sonstigen obenerwähnten Korrekturen bereits durchgeführt sind.

Beginnt zur Zeit $\vartheta = 0$ die Öffnung des Schnellverschlusses, so ist der zeitliche Verlauf $q(\vartheta)$ der in den Flugkanal eintretenden Neutronenintensität

$$\begin{aligned} q(\vartheta) &= \frac{\vartheta}{\tau_0} e^{-\alpha \vartheta} \quad (0 < \vartheta < \tau_0), \\ q(\vartheta) &= e^{-\alpha \vartheta} \quad (\tau_0 < \vartheta). \end{aligned} \quad (5)$$

τ_0 ist die zum Öffnen des Verschlusses erforderliche Zeit. Die mittlere zeitliche Verzögerung der Neutronen gegenüber dem Zeitnullpunkt beträgt

$$\bar{\vartheta} = \frac{\int_0^\infty q(\vartheta) \vartheta d\vartheta}{\int_0^\infty q(\vartheta) d\vartheta} = \frac{1}{\alpha} \frac{2(1 - e^{-\alpha \tau_0}) - \alpha \tau_0 e^{-\alpha \tau_0}}{1 - e^{-\alpha \tau_0}}. \quad (6)$$

Wird nun der Zeitanalysator zu einem Zeitpunkt $\bar{\vartheta} = \vartheta + \Delta/2$ (Δ = Kanalbreite) gestartet, d. h. öffnet zu diesem Zeitpunkt der erste Kanal, so gilt für die Zählrate im n . Kanal

$$Z_n = Z(t_n = n \cdot \Delta) = \int_0^\infty q(\vartheta) \int_{l/(t_n + \bar{\vartheta} - \vartheta - \Delta/2)}^{l/(t_n + \bar{\vartheta} - \vartheta + \Delta/2)} \Phi(v) dv d\vartheta \quad (7)$$

(l = Länge des Laufweges zwischen dem Schnellverschluß und den Zählrohren)

$$= \int_0^\infty q(\vartheta) f_n(\vartheta) d\vartheta \quad \text{mit} \quad f_n(\vartheta) = \int_{l/(t_n + \bar{\vartheta} - \vartheta - \Delta/2)}^{l/(t_n + \bar{\vartheta} - \vartheta + \Delta/2)} \Phi(v) dv. \quad (8)$$

Entwickelt man $f_n(\vartheta)$ in der Umgebung von $\bar{\vartheta}$ in eine TAYLOR-Reihe, so erhält man (unter Weglassung konstanter Faktoren)

$$Z(t_n) = f_n(\bar{\vartheta}) + \frac{\bar{\vartheta}^2 - \vartheta^2}{2} f_n''(\bar{\vartheta}) (+ \dots). \quad (9)$$

¹⁶ K. H. BECKURTS, Untersuchung des Diffusionskühlungseffektes durch direkte Beobachtung von Neutronenspektren, Karlsruhe 1960 (unveröffentlicht).

Es ist aber

$$f_n(\bar{\vartheta}) = \int_{l/(t_n+\Delta/2)}^{l/(t_n-\Delta/2)} \Phi(v) dv = g(t_n), \quad f_n''(\bar{\vartheta}) = g''(t_n); \quad (10, 11)$$

also gilt

$$Z(t_n) = g(t_n) + \frac{1}{2}(\bar{\vartheta}^2 - \vartheta^2) g''(t_n) \quad (12)$$

bzw. schließlich in erster Näherung

$$g(t_n) = Z(t_n) - \frac{1}{2}(\bar{\vartheta}^2 - \vartheta^2) Z''(t_n). \quad (13)$$

Damit ist der Zusammenhang zwischen Zählrate und Geschwindigkeitsverteilung gewonnen, denn es gilt ($\Delta \ll t_n$)

$$g(t_n) = (\Delta l/t_n^2) \cdot \Phi(v_n), \quad \text{wo } v_n = 1/t_n. \quad (14)$$

Für $\chi^2 = \frac{1}{2}(\bar{\vartheta}^2 - \vartheta^2)$ gilt nach Gl. (5)

$$\chi^2 = \frac{1}{\alpha^2} \left[1 - \frac{(\alpha \tau_0)^2}{2} \frac{e^{-\alpha \tau_0}}{(1 - e^{-\alpha \tau_0})} \right]. \quad (15)$$

3. Messungen

Es wurde das asymptotische Neutronenspektrum an kubischen Wassergefäßen mit Kantenlängen im Bereich von 5 – 15 cm untersucht. [Dest. Wasser, Temperatur 23 – 32°.] Am Ende des Thermalisierungsprozesses und nach dem Abklingen der höheren modes ist die räumliche Verteilung des Neutronenflusses bei dieser Geometrie cos-förmig längs kantenparalleler Geraden. Es treten überall mit Ausnahme des Mittelpunktes Flußgradienten und damit Diffusionsströmungen auf.

Will man das Spektrum des ungestörten Neutronenflusses beobachten, so muß man Neutronen aus der Mitte der Moderatorgefäß entziehen. Zu diesem Zweck wurden fingerhutartige Extraktionskanäle aus dünnwandigem Aluminium verwendet, die sich von der Oberfläche der Streumedien bis in die Mitte erstrecken (Abb. 4). Es läßt sich leicht zeigen¹⁶, daß ein solcher Kanal nur unerhebliche Störungen des Neutronenflusses am Meßort hervorruft, solange nur sein Radius r kleiner als die Transportweglänge der Neutronen im Streumedium ist. Zwischen der Geschwindigkeitsverteilung $I(v)$ der Neutronen, die in den Kanal eintreten, und der Geschwindigkeitsverteilung des Neutronenflusses $\Phi(v, x_0)$ am Meßort x_0 besteht nach POOLE² die Beziehung

$$I(v) = \text{const} \cdot \left[\Phi(v, x_0) - \lambda_{tr}(v) \frac{\partial \Phi(v, x)}{\partial x} \Big|_{x=x_0} \right] \quad (16)$$

+ höhere Glieder.

In der Mitte der Moderatorgefäß verschwindet aber der Flußgradient, so daß – abgesehen von Korrekturgliedern höherer Ordnung – die Geschwindigkeitsverteilung der in den Kanal eintretenden Neutronen der des Neutronenflusses am Meßort proportional ist.

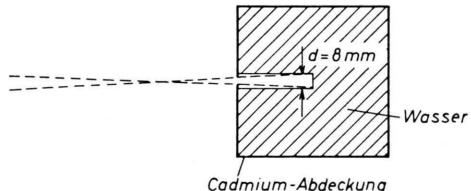


Abb. 4. Extraktionskanal zur Aufnahme des Flußspektrums.

Der Extraktionskanal muß an der Oberfläche durch eine Kadmiumbleine abgedeckt werden, damit nur Neutronen vom Meßort, d. h. von seiner Stirnfläche, in das Spektrometer eintreten können.

Um zu einer Aussage über die Energieverteilung des Neutronenstromes zu kommen, wird man das Neutronenspektrum als Funktion des Ortes beobachten und versuchen, die erhaltenen Spektren in eine Fluß- und eine Stromkomponente zu zerlegen. Ein Versuch in dieser Richtung lieferte nur sehr ungenaue Ergebnisse. Dagegen war es leicht möglich, das Ausflußspektrum, d. i. die Geschwindigkeitsverteilung des aus der Oberfläche der Streumedien austretenden Neutronenstroms, aufzunehmen. Für diese Messung wurde einfach eine spaltförmige Aussparung in der Kadmiumpulpa der Moderatorgefäß angebracht, durch die Neutronen in das Spektrometer eintreten können.

Die Abb. 5 – 8 zeigen die aus der Mitte verschiedener großer Wassergefäße beobachteten Geschwindigkeitsverteilungen (Flußspektren), die Abb. 9 – 11 die Ausflußspektren für die gleichen Anordnungen. Einige für die Messungen wichtigen Daten sind jeweils angegeben. Es bedeutet B^2 den nach der Beziehung

$$B^2 = 3(\pi/a_{eff})^2 \quad (a_{eff} = \text{effektive Kantenlänge}) \quad (17)$$

berechneten geometrischen Formfaktor; α ist nach den Gl. (1) und (2) und den Diffusionsparametern D_0 , α_0 und C nach KÜCHLE¹⁷ berechnet. τ ist die Zeit, die zwischen dem Einschießen des Neutronenstoßes (zeitl. Schwerpunkt) und der Öffnung des Schnellverschlusses verstreicht. Sie muß so groß sein, daß sich das asymptotische Feld vollständig einstellt.

¹⁷ M. KÜCHLE, Nukleonik 2, 131 [1960].

len kann, d. h. bei Meßbeginn müssen der Thermalisierungsvorgang abgeschlossen und alle räumlichen *modes* abgeklungen sein. Aus einer integralen Messung von v. DARDEL¹⁸ kann abgelesen werden, daß der Thermalisierungsvorgang in H_2O etwa 30 μsec dauert; in etwa der gleichen Zeit sind auch die räumlichen *modes* bis auf einen unerheblichen Beitrag abgeklungen¹⁶. Praktisch muß man τ aber wesentlich größer machen, um der endlichen Flugzeit der Neutronen auf dem Wege d zwischen Moderatorgefäß und Schnellverschluß Rechnung zu tragen. Dabei ist mit τ gleichzeitig eine Grenzgeschwindigkeit $v_G = d/(\tau - 30 \mu s)$ festgelegt. Nur Neutronen mit $v > v_G$ entstammen mit Sicherheit einer vollkommen thermalisierten Verteilung. Man erkennt das deutlich in Abb. 5 und 6. Diese Spektren sind bei verschiedenem τ , aber unter sonst gleichen Bedingungen aufgenommen. Während sie im Bereich $v > v_G$ gut übereinstimmen, weicht das Spektrum Abb. 5 für $v < v_G$ deutlich von dem Abb. 6 ab. Es wurde daher bei allen folgenden Messungen die Auswertung bei $v = v_G$ abgebrochen. Dabei begrenzt die Forderung nach ausreichender Neutronenintensität die maximal möglichen τ und engt damit den nutzbaren Geschwindigkeitsbereich u. U. erheblich ein.

4. Die Geometrieabhängigkeit der Flußspektren

Das Flußspektrum in dem Moderatorgefäß mit 15 cm Kantenlänge, $B^2 = 0,121 \text{ cm}^{-2}$ (Abb. 5 u. 6) wird sehr gut durch eine MAXWELL-Verteilung mit Moderatortemperatur wiedergegeben. Man kann sogar die Temperatur direkt aus der Messung bestimmen, indem man aus den Meßwerten die Größen $\Phi(v)/v^3$ bildet und über v^2 halblogarithmisch aufträgt (Abb. 12). Es ergibt sich eine Gerade, deren Steigung für die „Neutronentemperatur“ $T = 27 \pm 5^\circ C$ in guter Übereinstimmung mit der Moderatortemperatur von $28^\circ C$ liefert. In einem Wassergefäß dieser Größe besteht offenbar im asymptotischen Stadium ein echter Gleichgewichtszustand zwischen dem Neutronengas und dem Moderator. Da Absorptionsprozesse wegen des $1/v$ -Verlaufs des Absorptionsquerschnitts den Gleichgewichtszustand nicht beeinflussen und da in dieser Geometrie die mittlere Lebensdauer eines Neutrons „gegen Ausfluß“ ca. 250 μsec beträgt, d. h. sehr groß gegen

die Thermalisierungszeit ist, war ein Gleichgewichtsspektrum auch zu erwarten.

Die Spektren aus dem 6 cm-Würfel (Abb. 7) und – wesentlich deutlicher – aus dem 5 cm-Würfel (Abb. 8) sind gegenüber der Gleichgewichtsverteilung zu kleineren Geschwindigkeiten verschoben. In diesen Geometrien ist die mittlere Lebensdauer „gegen Ausfluß“ nicht mehr groß gegen die Thermalisierungszeit, so daß eine Störung des Gleichgewichts auftreten muß. Dabei gehen bei der Abdiffusion bevorzugt die energiereichereren Neutronen aus dem Streumedium verloren, so daß das System laufend an schnellen Neutronen verarmt. Dieser Verlust wird durch die starke energetische Kopplung der Neutronen an das Streumedium kompensiert, jedoch selbst in einem guten Moderator wie H_2O nur unvollständig. Es resultiert der Diffusionskühlungseffekt, d. h. die in Abb. 8 deutlich sichtbare Verschiebung des asymptotischen Spektrums gegenüber der Gleichgewichtsverteilung zu kleineren Energien.

Man wird nun versuchen, die Abweichung der Neutronenspektren von der Gleichgewichtsverteilung in kleineren Geometrien aus molekularen Daten des Neutronenstreuorgangs unter Verwendung der Transporttheorie zu berechnen. Einer quantitativen Behandlung stehen dabei eine Reihe grundsätzlicher Schwierigkeiten gegenüber: Die inelastische Streuung langsamer Neutronen an Wasser ist ein komplizierter Prozeß. Neutronen können Energie mit inneren Freiheitsgraden des H_2O -Moleküls (Schwingungen, behinderte Rotationen) oder auch mit translatorischen Bewegungen des Moleküls austauschen, wobei letztere durch zwischenmolekulare Kräfte behindert sein können. Der differentielle inelastische Streuquerschnitt ist weder aus Messungen noch aus Rechnungen genau bekannt. Man ist gezwungen, diesen Querschnitt für mehr oder weniger vereinfachende „Thermalisierungsmodelle“ zu berechnen. Selbst wenn man aber diesen Querschnitt kennt, führt die Lösung der orts-, richtungs- und energie-abhängigen Transportgleichung auf unüberwindliche mathematische Schwierigkeiten; man ist zu sehr weitgehenden Näherungen gezwungen. Es wurde eine Berechnung des asymptotischen Neutronenspektrums unter starken Vereinfachungen [Approximation durch die elementare Diffusionstheorie mit $\lambda_{tr}(v) \sim v$, Darstellung des Spektrums durch nur zwei Eigenfunktionen des Schwergas-Thermalisierungsoperators] durchgeführt¹⁶, wobei Wasser als ein Gas von Teilchen der Masse $18 \times$ Neutronen-

¹⁸ G. F. v. DARDEL, Trans. Roy. Inst. Techn., Stockholm 75 [1954].

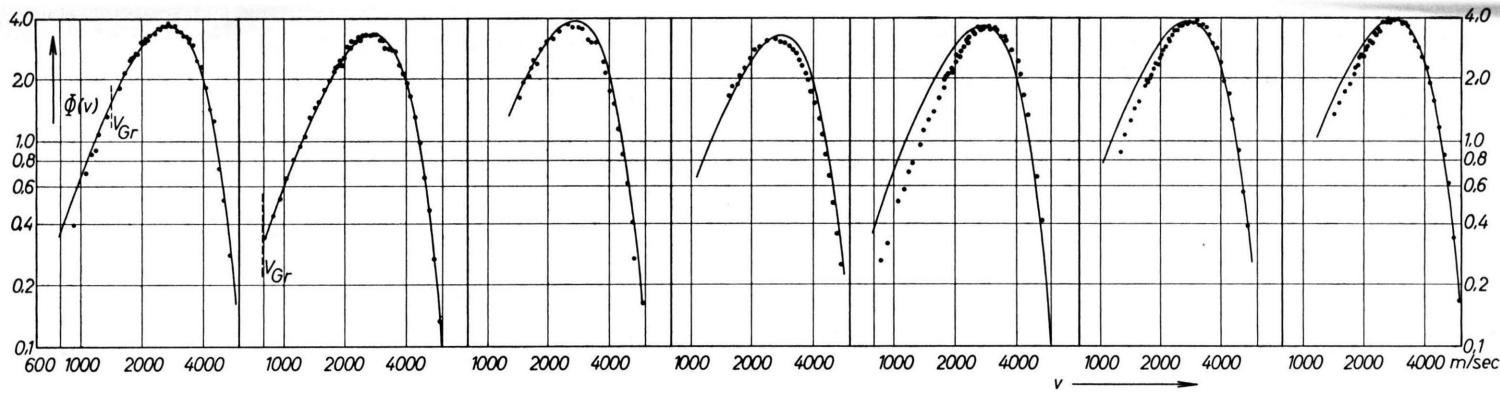


Abb. 5 bis 8. Flußspektren in kubischen Wassergefäßen, ● Meßpunkte, ausgezogen: MAXWELL-Verteilung $M(v)=\text{const} \cdot v^3 \exp\{-m v^2/2 k T_0\}$.

Abb. 9 bis 11. Ausflußspektren aus kubischen Wassergefäßen, ● Meßpunkte, ausgezogen: MAXWELL-Verteilung $M(v)=\text{const} \cdot v^3 \exp\{-m v^2/2 k T_0\}$.

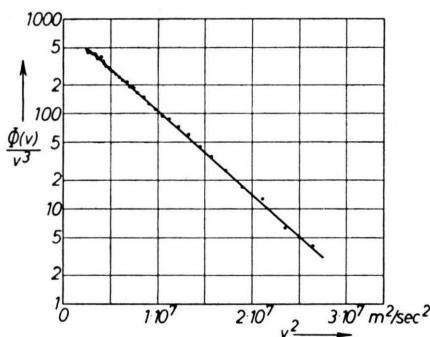


Abb. 12. Bestimmung der Neutronen-temperatur für das Flußspektrum Abb. 5.

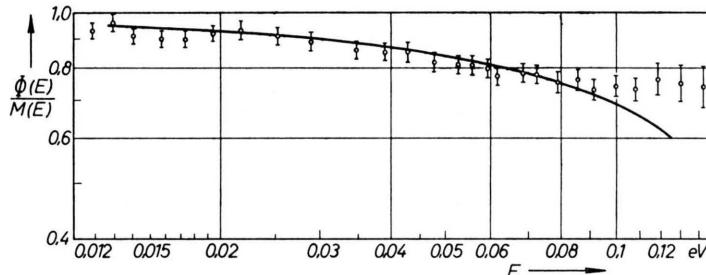


Abb. 13. $\Phi(v)/M(v)=\Phi(E)/M(E)$ für das Flußspektrum Abb. 8. Ausgezogen: Näherungsrechnung für Masse 18 — Gas.

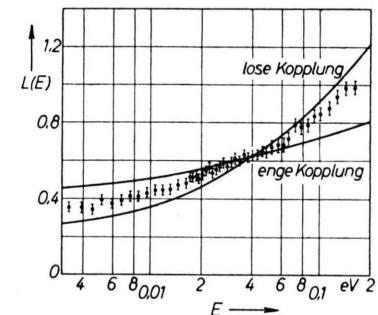


Abb. 14. Die Ausflußfunktion $L(E)=L(v)$ für eine ebene Oberfläche. Die Meßwerte sind bei $E=0,04 \text{ eV}$ normiert.

masse behandelt wurde. Es werden also Streuprozesse, die unter Energieaustausch mit inneren Freiheitsgraden des H_2O -Moleküls verlaufen, nicht berücksichtigt. Das Ergebnis für das Flußspektrum im 5 cm-Würfel zeigt die Abb. 13, wobei dort nicht $\Phi(v)$, sondern die Abweichung von der Gleichgewichtsverteilung $\Phi(v)/M(v)$ wiedergegeben ist.

Für $E < 0,06$ eV werden die Meßwerte gut wiedergegeben, während für größere Energien die Rechnung den Diffusionskühlungseffekt überschätzt. Quantitativ ist diese Abweichung zu erwarten, da sich mit zunehmender Energie die Thermalisierungsfähigkeit des Wassers gegenüber der eines Gases der Masse $18 \cdot m_n$ verbessern dürfte. Für genauere Vergleiche wird man in wesentlich besserer Näherung rechnen müssen und den Rechnungen ein verfeinertes Thermalisierungsmodell (vgl. NELKIN¹⁹) zugrunde legen.

Gelegentlich, insbesondere in der älteren Literatur, wird der Diffusionskühlungseffekt rein formal als eine Verschiebung in der „effektiven Neutronentemperatur“ beschrieben. Approximiert man die hier gemessenen Verteilungen durch MAXWELL-Verteilungen mit verschobener Temperatur T_n , so findet man

$$T_n = T_0 - (24 \pm 8) B^2 \quad [\text{°K}; B^2 \text{ in cm}^{-2}], \quad (18)$$

Man kann diese Beziehung zur Berechnung der Diffusionskühlungskonstanten benutzen. Es ist⁶

$$C = (dD/dB^2) = (dD/dT_n) \cdot (dT_n/dB^2). \quad (19)$$

Mit $dD/dT_n \approx dD/dT_0 = 121 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{°K}$ nach KÜCHLE¹⁷ und Gl. (18) findet man $C = 2900 \pm 1000 \text{ cm}^4/\text{sec}$ in knapper Übereinstimmung mit dem direkt von KÜCHLE¹⁷ bestimmten Wert $C = 4200 \pm 800 \text{ cm}^4 \text{ sec}^{-1}$. Trotz dieser Übereinstimmung hat das Konzept einer „effektiven Neutronentemperatur“ keine physikalische Bedeutung. Die Meßwerte lassen sich nur deshalb durch MAXWELL-Verteilungen mit verschobener Temperatur darstellen, weil die Abweichungen vom Gleichgewicht klein sind. Bei großen Abweichungen, wie sie etwa am Ausflußspektrum auftreten, ist eine Darstellung durch eine effektive Neutronentemperatur nicht möglich.

5. Die Ausflußspektren

Das Ausflußspektrum aus dem großen Moderatorgefäß $B^2 = 0,121 \text{ cm}^{-2}$ (Abb. 9) ist gegenüber dem Gleichgewichtsspektrum zu höheren Geschwindigkeiten verschoben. Dies erklärt sich leicht damit, daß die Entkommwahrscheinlichkeit der Neutronen mit ihrer freien Weglänge anwächst, die freie Weglänge in H_2O im thermischen Bereich aber stark mit der Neutronenenergie ansteigt. Wir vergleichen in Abb. 14 die aus dem gemessenen Ausflußspek-

trum $\Phi_A(v)$ abgeleitete Ausflußfunktion

$$L(v) = \Phi_A(v)/M(v)$$

mit dem Resultat von Rechnungen, die in Anlehnung an einen Gedanken von TOLSTOV²⁰ für die beiden Grenzfälle sehr *fester* und sehr *loser* energetischer Kopplung zwischen Neutronenfeld und Moderator angestellt wurden.

Die Geschwindigkeitsverteilung der aus einer ebenen Oberfläche in Normalenrichtung austretenden Neutronen ist gegeben durch:

$$\Phi_A(v) = \int_0^\infty \int_0^\infty \Phi(x, v') \Sigma_s(v' \rightarrow v) e^{-\Sigma_s(v)x} dx dv'. \quad (20)$$

Dabei ist zur Vereinfachung isotrope Streuung angenommen. Nach MARK²¹ kann man die Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses in der Nähe ebener Oberflächen im Eingruppenmodell durch

$$\Phi(x) = (0,71 \lambda_{tr} + x - 0,133 \lambda_{tr}) e^{-3,7 x/\lambda_{tr}} \quad (21)$$

in guter Näherung darstellen. Bei beliebig gutem Energieaustausch zwischen Neutronen und Moderator (feste Kopplung) kann man das thermische Neutronenfeld als eine geschlossene Gruppe mit Gleichgewichtsspektrum betrachten und erhält:

$$\Phi_F(x, v) = (0,71 \bar{\lambda}_{tr} + x - 0,133 \bar{\lambda}_{tr}) e^{-3,7 x/\bar{\lambda}_{tr}} M(v). \quad (22)$$

Aus Gl. (20) und (22) ergibt sich unter Berücksichtigung des Prinzips vom detaillierten Gleichgewicht für die Ausflußfunktion

$$L_F(v) = \lambda_s(v) + 0,71 \bar{\lambda}_{tr} - \frac{0,133 \bar{\lambda}_{tr}}{1 + 3,7 [\lambda_s(v)/\bar{\lambda}_{tr}]} . \quad (23)$$

Bei beliebig schlechtem Energieaustausch zwischen Neutronen und Moderator (lose Kopplung) diffundieren die Neutronen innerhalb der einzelnen Geschwindigkeitsgruppen voneinander vollkommen unabhängig. Nimmt man an, daß sich trotzdem in großem Abstand von der Oberfläche ein Gleichgewicht einstellt, so gilt

$$\Phi_L(x, v) = [0,71 \lambda_{tr}(v) + x - 0,133 \lambda_{tr}(v) e^{-3,7 x/\lambda_{tr}(v)}] M(v), \quad (24)$$

und man findet mit Gl. (20) für die Ausflußfunktion

$$L_L(v) = \lambda_s(v) + 0,71 \lambda_{tr}(v) - \frac{0,133 \lambda_{tr}(v)}{1 + 3,7 [\lambda_s(v)/\lambda_{tr}(v)]} . \quad (25)$$

Die schwerwiegendste Vereinfachung bei der Herleitung von Gl. (23) und (25) ist die Annahme isotoner Streuung in (20). Für eine grobe erste Näherung, wie sie hier betrachtet wird, dürfte die Genauigkeit von Gl. (23) und (25) jedoch ausreichen. Für die numerische Auswertung wurden Wirkungsquerschnittsdaten von

¹⁹ M. S. NELKIN, General Atomic GA-1063 [1960].

²⁰ K. D. TOLSTOV, F. L. SHAPIRO u. I. V. SHTRANIK, Proc. Conf. Acad. Sci. USSR on Peaceful Uses of Atomic Energy, p. 95 [1955].

²¹ C. MARK, Phys. Rev. 72, 564 [1947].

HUGHES²² und Berechnungen des mittleren Cosinus des Streuwinkels von DROZDOV²³ verwendet.

Die Meßwerte liegen stets in der Mitte zwischen den für die beiden Grenzfälle gerechneten Kurven, d. h. es liegt ein Fall intermediärer Kopplung vor. Dieser Befund paßt zu den Beobachtungen am Flußspektrum. Bei loser Kopplung würde sich am Ende des Thermalisierungsprozesses kein asymptotischer Zustand einstellen, stationäre Spektren und insbesondere das Gleichgewichtsspektrum (Abb. 6) könnten nicht beobachtet werden. Dagegen wäre bei sehr enger Kopplung das asymptotische Flußspektrum immer eine Gleichgewichtsverteilung, ein Diffusionskühlungseffekt, wie er in kleineren Geometrien beobachtet wird (Abb. 8), könnte nicht auftreten²⁴. Um zu einer genaueren theoretischen Darstellung der Ausflußfunktion zu kommen, muß eine exakte Lösung des energieabhängigen Milne-Problems unter Zugrundelegung eines verfeinerten Thermalisierungsmodells gewonnen werden.

Die Ausflußspektren aus kleineren Geometrien (Abb. 10 u. 11) zeigen grundsätzlich einen ähnlichen Verlauf wie das Ausflußspektrum aus dem großen Moderatorgefäß, zufolge der Diffusionskühlung sind sie wiederum zunehmend zu kleineren Geschwindigkeiten verschoben. Im Rahmen der Diffusionstheorie [mit $\lambda_{tr}(v) \sim v$] und unter Zugrundelegung eines Masse 18-Modells für H₂O wurden genäherte Berechnungen des Neutronenspektrums an der Oberfläche angestellt¹⁶. Diese Rechnungen beschreiben zwar den detaillierten Verlauf des Ausflußspektrums nicht sehr gut (Abb. 15 und 16), geben aber die geometrieeabhängige Verschiebung der Spektren durch den Diffusionskühlungseffekt recht gut wieder.

6. Ausblick

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß Beobachtungen am asymptotischen Neutronenspektrum grundsätzlich mit einiger Genauigkeit möglich sind. Dabei lassen sich die wichtigsten Züge der Spektren an Hand einfacher Vorstellungen über den Thermalisierungsmechanismus in Wasser zumindest qualitativ deuten. Seit dem Abschluß dieser ersten Untersuchungen (Anfang 1960) wurden wesentliche Verbesserungen an der Meßapparatur angebracht, die vor allem zur Erhöhung der Neutronenintensität und der Spektrometerauflösung dienen. Bei künftigen Untersuchungen wird man anstreben, mit erhöhter Meßgenauigkeit einen größeren Neutronenergiebereich zu erfassen, die Geometrieeabhängigkeit der Spektren eingehender zu studieren und insbesondere durch Variation der Temperatur der Streusubstanz die Temperaturabhängigkeit der Thermalisierungseigenschaften zu untersuchen.

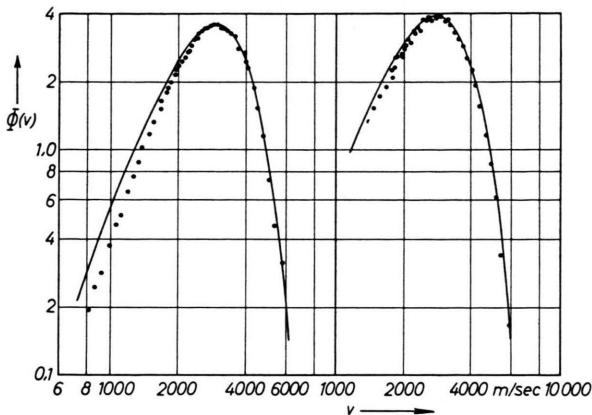


Abb. 15. Vergleich des an dem 15 cm^3 -Klotz gemessenen Ausflußspektrums mit einer Näherungsrechnung für ein Masse 18-Gas.

Abb. 16. Vergleich des an dem 5 cm^3 -Klotz gemessenen Ausflußspektrums mit einer Näherungsrechnung für ein Masse 18-Gas.

Herr Dr. W. EYRICH hat den Neutronengenerator für diese Experimente aufgebaut und betrieben, hierfür und für mancherlei andere Hilfe schulde ich ihm besonderen Dank. Herrn Dipl.-Phys. H. STITZGEN verdanke ich die Programmierung des Auswertungsvorgangs für die Rechenmaschine Z 22 des Instituts und Herrn Dipl.-Phys. M. KÜCHLE wertvolle Hilfe bei der Vorbereitung und Auswertung dieser Messungen. Schließlich danke ich Herrn Meister A. HORNUNG und Herrn Dipl.-Ing. H. RIPPFL für die Konstruktion des Schnellverschlusses. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft und die Kernreaktor Bau- und Betriebs-G.m.b.H. haben in großzügiger Weise Mittel für diese Arbeit zur Verfügung gestellt.

Herr Dr. W. EYRICH hat den Neutronengenerator für diese Experimente aufgebaut und betrieben, hierfür und für mancherlei andere Hilfe schulde ich ihm besonderen Dank. Herrn Dipl.-Phys. H. STITZGEN verdanke ich die Programmierung des Auswertungsvorgangs für die Rechenmaschine Z 22 des Instituts und Herrn Dipl.-Phys. M. KÜCHLE wertvolle Hilfe bei der Vorbereitung und Auswertung dieser Messungen. Schließlich danke ich Herrn Meister A. HORNUNG und Herrn Dipl.-Ing. H. RIPPFL für die Konstruktion des Schnellverschlusses. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft und die Kernreaktor Bau- und Betriebs-G.m.b.H. haben in großzügiger Weise Mittel für diese Arbeit zur Verfügung gestellt.

flufunktion an einem durch gut thermalisierte Reaktor-neutronen angeregten Wassersystem berichtet. Die dort gefundene Ausflußfunktion weicht erheblich von unserer Abb. 13 ab und ist mit der Annahme fester Kopplung vergleichbar. Der Grund für diese Diskrepanz ist unklar.

²² D. J. HUGHES, BNL-325 [1958].

²³ S. J. DROZDOV et al., Genf 1958, P/2033.

²⁴ Nach Abschluß dieser Messungen wurde von R. RAMANA und N. SARMA (IAEA-Symposium on Inelastic Scattering of Neutrons, Wien 1960, IS/2) über eine Messung der Aus-