

Bremsung und Absorption von Neutronen in Beton¹

Von PETER JENSEN² und OSKAR RITTER³

Aus dem Institut für Physik am Kaiser-Wilhelm-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg
(Z. Naturforschg. 2a, 376–384 [1947]; eingegangen am 17. April 1947)

Die räumliche Verteilung von Neutronen verschiedener Energien im Innern eines großen Betonkörpers und der Neutronenstrom durch eine Betonwand variabler Dicke werden gemessen. Die aus den Messungen abgeleiteten Werte der Bremslänge und „Abklinglänge“ für Neutronen werden mit berechneten Werten verglichen. Zur Berechnung der Abklinglänge wird eine neue Näherungsmethode benutzt, die es auch erlaubt, die Dicke von Neutronenschutzwänden zu berechnen. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse befindet sich am Schluß der Arbeit.

Die Ausbreitung der Neutronen in ausgedehnten materieerfüllten Räumen wurde erstmals von Fermi und Mitarbeitern⁴ um 1935 systematisch untersucht. In der folgenden Zeit nahm das Interesse an diesem Gegenstand etwas ab und wuchs erst wieder in den letzten Jahren im Zusammenhang mit der Entwicklung der neuen starken Neutronenquellen. Von den zahlreichen einschlägigen Untersuchungen ist nur wenig veröffentlicht worden, in Deutschland zwei theoretische Arbeiten von Bothe⁵ und Flügge⁶ über die räumliche Verteilung abgebremster Neutronen und eine experimentelle Arbeit von Jensen⁷ über die Bremsung von Neutronen in Kohlenstoff und schwerem Wasser.

Die vorliegende Arbeit ist zum Teil eine Fortsetzung von⁷ und handelt von der Neutronenausbreitung in *Beton*. Dieses Material wurde untersucht, weil es als Baustoff für Neutronenschutzwände interessiert und weil es in so großer Menge verfügbar war, daß die Neutronenverteilung darin auch bis zu großen Quellabständen praktisch ohne Randstörungen gemessen werden konnte. Im einzelnen wurden gemessen: die Bremslänge für Ra+Be-Neutronen, die „Abklinglänge“ für thermische Neutronen, für Indium-Resonanzneutronen und für schnelle Neutronen, die die Al(*n, p*)-Reaktion auslösen, endlich die Zahl der durch eine Betonwand hindurchtretenden Neutronen in Abhängigkeit von der Wandstärke.

Im theoretischen Teil der Arbeit wird u. a. das früher angegebene halbempirische Verfahren⁷ zur

¹ Diese Arbeit wurde im November 1944 beendet. Die Veröffentlichung verzögerte sich aus äußeren Gründen.

² Jetzt am Physikalischen Institut der Universität Freiburg i. Br.

Berechnung von Bremslängen auf den Fall des Betons angewandt. Ferner wird eine einfache Beziehung zwischen der Abklinglänge und der Bremslänge abgeleitet, die sich daraus ergibt, daß die Neutronenverlangsamung als eine Diffusion schneller Neutronen mit Absorption aufgefaßt wird, wobei das „Thermischwerden“ die Rolle der Absorption spielt. Damit wird es möglich, Abklinglängen und die Dicke von Neutronenschutzwänden näherungsweise zu berechnen.

1. Messungen und Meßergebnisse

a) Die Bremslänge. Zur Bestimmung der Bremslänge *B* wurde das Fermische Verfahren angewandt, d. h. es wurde die Dichte *ρ* von fast-thermischen Resonanzneutronen als Funktion des Quellabstandes *r* in einem hinreichend großen Betonvolumen gemessen und *B* durch Integration gewonnen:

$$B^2 = \bar{r}^2 = \int_0^\infty \rho r^4 dr / \int_0^\infty \rho r^2 dr. \quad (1)$$

Für unsere praktischen Zwecke genügte es, einen Betonkörper von 1×1×2 m Größe zu verwenden, auf dessen Längsachse die Neutronendichte bei Abständen > 50 cm von den Quadratflächen gemessen wurde. Die Neutronenquelle (500 mg Ra+Be) befand sich am einen Ende der 1 m langen Meßstrecke, also allseitig mindestens

³ Jetzt am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg.

⁴ E. Amaldi u. E. Fermi, Physic. Rev. 50, 899 [1936]; dort weitere Literatur.

⁵ W. Bothe, Z. Physik 122, 648 [1944].

⁶ S. Flügge, Physik. Z. 44, 445 [1943].

⁷ P. Jensen, Z. Physik 122, 756 [1944].

50 cm vom Rande entfernt. In Abschn. 2g wird gezeigt, daß die so erhaltene DichteVerteilung von der für den unbegrenzten Körper zu erwartenden nur wenig abweichen konnte. Der Betonkörper wurde aus Platten von $50 \times 50 \times 10$ cm Größe aufgebaut. Die Dichte des Betons betrug $2,26 \text{ g/cm}^3$, 1 m^3 enthielt ca. 340 kg Zement und 1700 bis 1800 kg Kiessand. Der Wassergehalt des abge bundenen Betons kann nicht sicher angegeben werden, er dürfte zwischen 5 und 10 Gewichts prozent liegen⁸.

Die Dichte der fast-thermischen Neutronen wurde mit Indium-Sonden bestimmt, die in Cadmium eingeschlossen waren. Die 57-min-Aktivität des In, dessen Resonanzenergie ca. 1 eV beträgt, wurde mit dem Zählrohr gemessen.

In Abb. 1 ist die so erhaltene relative Dichte ϱ der In-Resonanzneutronen, multipliziert mit dem Quadrat des Quellabstandes r , als Funktion von r aufgetragen (Kurve D). Aus dieser Kurve, sowie aus einer entsprechenden für ϱr^4 , wurde die Bremslänge B gemäß Gl. (1) durch Planimetrieren gewonnen. Die Teilintegrale von $r = 110$ bis $r = \infty$ wurden rechnerisch ermittelt, indem $\varrho r^2 = \text{const. } e^{-r/20,4}$ gesetzt wurde. Es ergab sich so $B = 44,1 \text{ cm}$. Dieser Wert ist wegen der in Abschnitt 2g behandelten Randstörungen um 0,8 cm zu erhöhen. Somit wird die Bremslänge der Ra + Be-Neutronen für Verlangsamung auf 1 eV in dem untersuchten Beton der Dichte 2,26:

$$B = 44,9 \text{ cm.}$$

Bei vollständiger Abbremsung auf thermische Energie wird sich dieser Wert um einige cm erhöhen. Der Zuwachs kann wegen des ungenau bekannten H-Gehaltes und der unübersichtlichen Atombindungen im Beton nicht sicher angegeben werden.

b) Abklinglängen. Wie schon Amaldi und Fermi⁴ fanden, fällt in einem großen Wasservolumen die Dichte ϱ von thermischen Neutronen und auch von überthermischen Resonanzneutronen in größeren Abständen r von einer Ra + Be-Quelle annähernd nach dem Gesetz ab:

$$\varrho r^2 = \text{const. } e^{-r/L'}. \quad (2)$$

⁸ Ein mit 10% Wasser angesetzter Probewürfel von 10 cm Kantenlänge, der also wegen seiner relativ großen Oberfläche stark austrocknete, verlor bis zur Erreichung der Gewichtskonstanz genau die Hälfte seines Wassergehaltes.

Sie fanden die „Abklinglänge“ L' in Wasser für thermische und Resonanzneutronen gleich 9,4 cm.

Hier sollten nun Abklinglängen im Beton bestimmt werden, vorausgesetzt, daß für diesen ein gleiches einfaches Grenzgesetz wie für Wasser gilt.

Die Abklinglänge der 1-eV-Neutronen ergibt sich sofort aus der unter a) beschriebenen Messung mit den In-Sonden. Die Kurve D in Abb. 1 zeigt, daß der Abfall von ϱr^2 für die 1-eV-Neutronen in einem großen Bereich tatsächlich durch eine e-Funktion darstellbar ist. Die in Abb. 1 an-

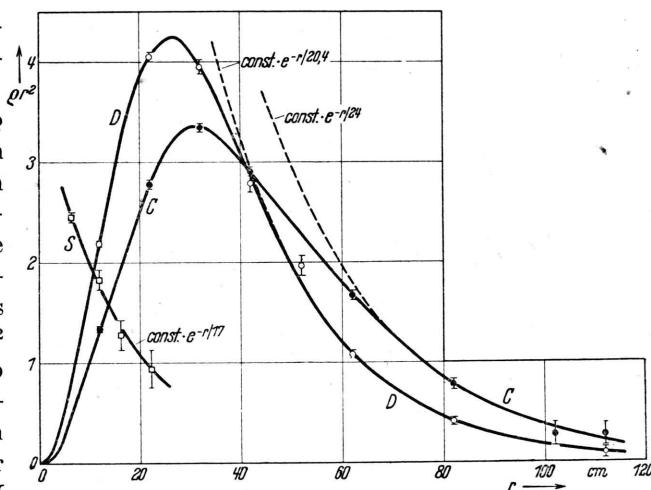


Abb. 1. Verteilung von thermischen Neutronen (Kurve C), von In-Resonanzneutronen (Kurve D) und von schnellen Ra + Be-Neutronen mit Energien über 3 eMV (Kurve S) in Beton. r Abstand von der Ra + Be-Neutronenquelle, ϱ Neutronendichte.

gegebene Abklinglänge von 20,4 cm ist wegen der Randstörungen noch etwas zu erhöhen (vergl. Abschnitt 2g). Im unbegrenzten Betonvolumen wäre die Abklinglänge der 1-eV-Neutronen $L' = 21,8 \text{ cm}$.

Ferner wurde der Dichteverlauf der thermischen Neutronen im Beton in derselben Anordnung, aber mit dünnen Dysprosiumsonden gemessen. Das Ergebnis ist ebenfalls in Abb. 1, Kurve C, dargestellt; diese Kurve ist auf denselben Flächeninhalt gebracht wie Kurve D. Offenbar ist der Abfall von ϱr^2 für die thermischen Neutronen in dem untersuchten Bereich weniger gut durch eine e-Funktion darzustellen. Die Abklinglänge für den Ausläufer der Kurve ist etwa 24 cm; die Korrektion wegen Randstörungen kann für diesen Wert vernachlässigt werden. Es scheint, daß der

Abfall der thermischen Neutronen für große r in den Abfall der 1-eV-Neutronen übergeht.

Endlich wurde noch der Dichteverlauf derjenigen schnellen Ra+Be-Neutronen gemessen, die Aluminium gemäß dem Schema $\text{Al}^{27}(n, p) \text{Mg}^{27}$ aktivieren. Die Energietönung dieser Reaktion ist -2 eMV^9 , ferner braucht das Proton mindestens eine Energie von etwa 1 eMV, um mit einiger Wahrscheinlichkeit den Al^{28} -Zwischenkern verlassen zu können; auch experimentell hat Hill¹⁰ die Schwellenenergie der Reaktion zu etwa 3 eMV bestimmt. Daher werden durch die 10-min-Aktivität des Mg^{27} nur Neutronen von mindestens 3 eMV nachgewiesen, d. h. also nur die schnellsten Neutronen des Ra+Be-Spektrums, die kaum Zusammenstöße erlitten haben.

Bei diesem Versuch wurden 2 mm dicke Al-Sonden verwendet, die mit 1 mm starkem Cd gegen thermische Neutronen abgeschirmt waren. Trotzdem trat die 2,3-min-Aktivität des Al^{28} auf¹¹, mit einer Anfangsaktivität von derselben Größenordnung wie die des gewünschten Mg^{27} , $T = 10 \text{ min}$. Außerdem entstand noch sehr schwach Na^{24} , $T = 15 \text{ h}$, dessen Beitrag nachträglich festgestellt und abgezogen wurde. Um die Anfangsaktivität des Mg^{27} möglichst genau zu erhalten, wurde nicht das Abklingen der 2,3-min-Periode abgewartet, sondern es wurde der komplexe Abfall der beiden Aktivitäten ausgewertet. Störende Aktivitäten von Verunreinigungen des Aluminiums oder dergl. waren nicht merklich vorhanden.

Die so bestimmten Anfangsaktivitäten des Mg^{27} sind ein Maß für eine mittlere Dichte der schnellen Ra+Be-Neutronen mit Energien über 3 eMV im Beton. Die Dichtewerte sind, multipliziert mit dem Quadrat des Quellabstandes r , ebenfalls in Abb. 1 eingetragen (Kurve S). Der Abstand r ist dabei vom Zentrum der kugelförmigen Ra+Be-Quelle von 2,2 cm \varnothing bis zur Mitte der Sonden gerechnet. Wie man sieht, liegen die Meßpunkte auf einer Exponentialkurve mit der Abklinglänge 17 cm.

c) Abdämmung von Neutronen durch eine Betonwand. Direkte Angaben über die

⁹ Nach W. Gentner u. H. Maier-Leibnitz (unveröffentlicht) ist die im Isotopenbericht 1942 von Flügge u. Mattauch (Physik. Z. 44, 181 [1943]) angegebene Masse von Mg^{27} um 1 TME zu erhöhen, da alle β -Strahlen von Mg^{27} mit γ -Strahlung gekoppelt sind. Mit dieser größeren Masse ergibt sich die obige Energietönung.

¹⁰ J. E. Hill, Physic. Rev. 57, 1076 [1940].

Schutzwirkung einer Betonwand gegenüber Neutronen sind durch folgenden Versuch zu gewinnen: Auf der einen Seite einer sehr ausgedehnten, freistehenden Betonwand von veränderlicher Dicke x befindet sich die Quelle Q der schnellen Neutronen im Punkte $x = y = 0$, s. Abb. 2. Man mißt den Gesamtstrom I der thermischen Neutronen, die zur anderen Seite der Wand (Ebene $x = \text{const.}$) austreten, indem man längs des zur y -Achse parallelen Strahls OP die Stromdichte j mißt und das Integral

$$I(x) = 2\pi \int_0^\infty j y dy \quad (3)$$

bildet. Da alle schnelleren Neutronen ja mindestens ebenso rasch abklingen wie die thermischen, genügt es hier, allein das Verhalten der letzteren zu untersuchen.

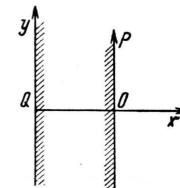


Abb. 2. Zur Messung des Neutronenstromes aus einer Wand.

Zur praktischen Durchführung des Versuchs wurde die obige ideale Anordnung in zwei Punkten verlassen. Erstens wurden die Ra+Be-Neutronen durch Paraffin vorgebremst; die Neutronenquelle befand sich im Zentrum eines Paraffinzyinders von 20 cm \varnothing und 18 cm Höhe. Es trat also ein Gemisch von schnellen und langsamen Neutronen in die Wand ein. Der Verlauf des Stromes $I(x)$ wurde dadurch für kleine x natürlich stark verändert; dagegen ist nicht anzunehmen, daß die Steilheit des für größere Wandstärken zu erwartenden quasi exponentiellen Abfalls von I , die hier hauptsächlich interessierte, durch das Paraffin merklich geändert wurde. Dieser Abfall stellte sich aber schon bei geringeren Betondicken ein, und dies hatte den Vorteil, daß die Abmessungen der Betonwand in erträglichen Grenzen gehalten

¹¹ Nach F. Rasetti (Physic. Rev. 58, 869 [1940]) ist in Paraffin die 2,3-min-Resonanzaktivität etwa gleich 2% der thermischen Aktivität. Jedoch steht wohl noch nicht fest, ob die fragliche Aktivierung durch eigentlichen Resonzeinfang bei höherer Energie zustande kommt oder durch den vom Cd durchgelassenen Ausläufer der thermischen Verteilung bewirkt wird.

werden konnten und die Neutronenintensität nicht zu klein wurde.

Zweitens wurde die obige Wandanordnung insofern verlassen, als die Wand nicht freistehend errichtet, sondern in einem normalen Meßzimmer

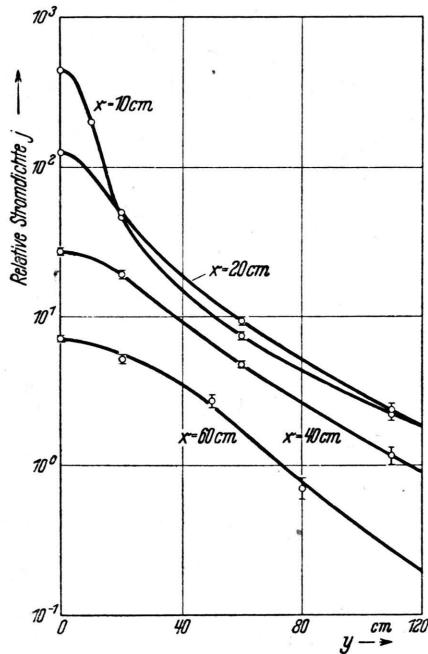


Abb. 3. Dichte j des thermischen Neutronenstromes aus Betonwänden. x Wandstärke, y Abstand von der Wandnormalen durch die Ra+Be-Quelle.

in 20 cm Höhe über dem Fußboden flachliegend angeordnet wurde. Die Fläche der Wand betrug $1,5 \times 2 \text{ m}^2$, ihre Dicke 10 bis 60 cm, sie ruhte auf 10 kleinen 20 cm hohen Betonklötzen. Die Neutronenquelle befand sich zwischen Fußboden und Wand in 55 cm Abstand von der einen Schmalseite und 75 cm Abstand von den Längsseiten der Wand. Durch den sehr nahen Fußboden und auch durch die Decke und Wände des Zimmers wurde die Neutronenverteilung in der Versuchswand natürlich stark und in unübersichtlicher Weise beeinflußt. Diese Störungen wurden, soweit sie durch Rückstreuung *thermischer* Neutronen bedingt waren, dadurch ausgeschaltet, daß die Betonwand beiderseitig mit 0,5 mm starkem Cd-Blech belegt wurde, außer an der Stelle der Neutronenquelle. Daneben blieb noch die Möglichkeit, daß *überthermische* Neutronen aus der Umgebung in die Wand zurückgestreut, dort thermisch wurden und zu dem austretenden Strom einen Beitrag lieferten. Eine einfache Überlegung zeigt jedoch, daß

für die größeren Wandstärken von 40 bis 60 cm diese Neutronen die *Steilheit* des Stromabfalls nicht beeinflussen.

Die Stromdichte j der thermischen Neutronen wurde mit dicken Dy-Sonden gemessen, die unter die obere Cd-Belegung gelegt wurden.

Abb. 3 zeigt j in logarithmischem Maßstab. Für vier Wandstärken, $x = 10, 20, 40$ und 60 cm , wurden die Kurven $j(y)$ aufgenommen. Nach diesen ausgeglichenen Kurven wurden nun die Kurven für $j \cdot y$ gezeichnet, und aus ihnen wurden gemäß Gl. (3) durch Planimetrieren die austretenden Gesamtströme I gewonnen, die in Abb. 4 in Abhängigkeit von der Wandstärke x in logarithmischem Maßstab dargestellt sind. Die Teilintegrale von der Grenze des untersuchten y -Bereiches bis ∞ wurden dabei rechnerisch bestimmt, wozu die jy -Kurven exponentiell extrapoliert wurden. Legt man nun in Abb. 4 durch die Meßpunkte bei $x = 40$ und $x = 60 \text{ cm}$ eine logarithmische Gerade, so erhält man als deren Abklinglänge 15,3 cm. In dem Falle, daß die Neutronenquelle *nicht* mit Paraffin umgeben ist, darf nach dem obigen dieselbe Abklingung, jedoch erst bei größeren Wandstärken, angenommen werden. Der ungefähr horizontale Anfangsteil der I -Kurve ist durch das Paraffin bedingt; ohne das Paraffin müßte der *thermische* Neutronenstrom zunächst ansteigen.

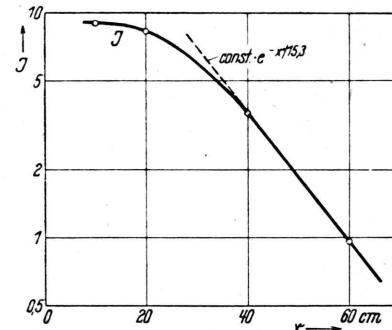


Abb. 4. Gesamtstrom I der thermischen Neutronen aus Betonwänden verschiedener Dicken x .

2. Diskussion

a) Berechnung der Bremslänge aus den Wirkungsquerschnitten. Die Dichte des Betons betrug $2,26 \text{ g/cm}^3$. Sein Wassergehalt wird mangels genauerer Kenntnis in den folgenden Rechnungen einmal zu 5 und einmal zu 10 Gewichts-% angenommen (vergl. Abschn. 1a). Der Zementgehalt betrug 15%; die restlichen 80%

bzw. 75% waren Kiessand. Als Bestandteile des Zementes werden angenommen¹²: 65% CaO, 25% SiO₂, 7% Al₂O₃, 3% Fe₂O₃; sonstige Beimengungen wie MgO usw. werden vernachlässigt. Der Kiessand wird als reines SiO₂ behandelt. Damit ergeben sich die in Tab. 1, Spalte 2 angegebenen Atomzahlen N im cm⁻³; bei H, O und Si beziehen sich die oberen Zahlen auf 5, die unteren auf 10% Wassergehalt des Betons.

Die zur Berechnung ferner benötigten mittleren Streuquerschnitte σ (in Spalte 3 der Tab. 1) werden für H und O der früheren Arbeit⁷ entnommen, für die übrigen Kerne werden plausible Mittelwerte angenommen¹³.

Mit diesen Daten ergibt sich nach den bei Bothe⁵ und Jensen⁷ angegebenen Formeln für eine mittlere Primärenergie von 3 eMV und die Endenergie 1 eV die Bremslänge im Beton zu 57,3 cm für 5% Wassergehalt und zu 41,0 cm für 10% Wassergehalt. Der gemessene Wert von 44,9 cm liegt dazwischen.

Aus der nahen Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und dem für 10% Wassergehalt berechneten B-Wert ist noch nicht zu schließen, daß der Wassergehalt des Betons näher bei 10% lag. Dazu sind erstens die Wirkungsquerschnitte und die Bestandteile des Betons nicht genau genug bekannt, und zweitens könnten im Beton vielleicht auch unelastische Stöße zur Bremsung beitragen.

b) Die Streuweglänge der primären schnellen Neutronen und die Abklinglängen. Verschiedentlich ist die Ansicht geäußert worden, daß die Abklinglänge langsamer Neutronen (vergl. Abschn. 1 b) mit der Streuweglänge λ_0 der primären schnellen Neutronen übereinstimmen müsse, sofern nur die Streuweglänge mit der Energie abnimmt. Nach der Theorie von Bothe⁵ ist dies Verhalten jedoch für solche Quellabstände r , in denen die Dichte der langsamen Neutronen, ϱ , noch praktisch meßbar ist, nicht zu erwarten. Wenn in diesem Bereich doch ein quasiexponentieller Abfall von ϱr^2 beobachtet wird, wie z.B. beim Wasser, so ist dies nicht als Folge eines strengen Gleichgewichtes zwischen primären und langsamen Neutronen anzusehen, sondern es hat andere Gründe. Tatsächlich ist die beobachtete Abklinglänge im Wasser auch deutlich größer als λ_0 .

¹² Vergl. z. B. „Hütte“, Bd. I.

¹³ Nach d. Zusammenstellung v. K. Diebner, W. Herrmann u. E. Graßmann, Physik. Z. **43**, 440 [1942].

	1	2	3	4	5	6
Element	N 10 ²¹ /cm ³	σ 10 ⁻²⁴ cm ²	σ_s (3 eMV) 10 ⁻²⁴ cm ²	σ_s (therm.) 10 ⁻²⁴ cm ²	σ_a (therm.) 10 ⁻²⁴ cm ²	
H	7,6 15	5,27	2,0	45	0,25	
O	45 46	2,2	1,2	4,1	0	
Si	19 18	3,0	2,5	2,8	0,01	
Al	0,28	2,5	2,3	1,6	0,43	
Ca	2,4	5	3,7	10	0,4	
Fe	0,075	—	3	10	2	

Tab. 1. Atomzahlen und Wirkungsquerschnitte.

Dasselbe geht aus den vorliegenden Messungen am Beton noch klarer hervor. Legt man die in Spalte 4 der Tab. 1 angegebenen Streuquerschnitte, die für eine mittlere Neutronenenergie von 3 eMV angenommen sind¹³, zugrunde, so erhält man für den Beton mit 5 bis 10% Wassergehalt $\lambda_0 = 7$ bis 8 cm. Selbst wenn dieser Wert wegen der Unsicherheit der benutzten Wirkungsquerschnitte noch etwas zu erhöhen wäre, so ist er doch viel kleiner als die gemessenen Abklinglängen für die langsamsten und auch für die schnellen Neutronen (22 bis 24 cm, bzw. 17 cm). Für die schnellen Neutronen wäre offenbar nur dann die gemessene Abklinglänge gleich λ_0 , wenn die Energie eines jeden Neutrons gleich beim ersten Stoß unter die Nachweisschwelle sänke, was bei unseren Messungen sicher nicht der Fall war.

c) Die Diffusionslänge der thermischen Neutronen und die Abklinglängen. Aus dem verschiedenen Charakter der Kurven C und D in Abb. 1 geht hervor, daß die Neutronen im Beton auch nach der Abbremsung noch merklich auseinanderdiffundieren. Tatsächlich sind auch beim Beton die Abklinglänge und die thermische Diffusionslänge nicht so verschieden wie z. B. beim Wasser. In den Spalten 5 und 6 der Tab. 1 sind die thermischen Streu- und Absorptionsquerschnitte der im Beton enthaltenen Kerne angegeben¹⁴ (die Absorptionsquerschnitte der hauptsächlich vorhandenen Elemente O und Si

¹⁴ Nach ¹³ und der neueren Zusammenstellung bei H. Volz, Z. Physik **121**, 201 [1943]; die in Tab. 2, Spalte III dieser Arbeit angegebenen Werte für Si sind verdrückt.

sind allerdings nur der Größenordnung nach bekannt). Damit ergibt sich für 5 bzw. 10% Wassergehalt die Streuweglänge λ_s zu 1,7 bzw. 1,1 cm, und die Absorptionsweglänge λ_a zu 300 bzw. 190 cm. Die nach der Fermischen Formel $l^2 = \frac{1}{3} \lambda_s \lambda_a$ resultierende Diffusionslänge l von 13 bzw. 8,3 cm ist also rund halb so groß wie die Abklinglänge L' .

Beim H_2O ist die weitere Ausbreitung der Neutronen nach der Verlangsamung im allgemeinen zu vernachlässigen; hier ist das Verhältnis von Abkling- zu Diffusionslänge etwa 4. Um beim Beton dasselbe Verhältnis herzustellen, hätte man dem Beton mit 5% Wassergehalt z. B. $3,8 \cdot 10^{19}$ Boratome pro cm^3 , d. h. 0,68 kg Bor pro Kubikmeter Beton zuzusetzen.

d) Berechnung der Abklinglänge für langsame Neutronen. Man kann die Verlangsamung eines Neutrons von der Primärenergie E_0 auf die Energie E als einen mit Absorption verbundenen Diffusionsprozeß ansehen in dem Sinne, daß ein schnelles Neutron als solches absorbiert ist, wenn seine Energie unter E gesunken ist. Bei hinreichend großer mittlerer Stoßzahl n kann man den Wirkungsquerschnitt dieser „Absorption“ gleich σ_s/n setzen, wenn σ_s den Streuquerschnitt bedeutet, denn die Absorption findet im Mittel nach Zurücklegung von n freien Weglängen statt. Eine mit diesem Absorptionsquerschnitt nach der Fermischen Formel berechnete Diffusionslänge wird Aufschluß über die räumliche Verteilung derjenigen Neutronen geben, deren Energie größer als E ist.

Um aus dieser Auffassung quantitative Schlüsse auf die Abklinglänge langsamer Neutronen zu ziehen, legen wir dasselbe vereinfachte Bremschema zugrunde wie in den früheren Arbeiten^{5,7}, d. h. wir nehmen an, daß der einzelne Streuprozeß isotrop verläuft und daß das Neutron in einem elementaren Stoff bei jedem Stoß auf denselben Bruchteil $1/q$ seiner Energie abgebremst wird, wo

$$q = \frac{(M+1)^2}{M^2 + 1} \quad (4)$$

(M = Massenzahl des streuenden Kerns). Die zur Abbremsung notwendige Stoßzahl ist dann

$$n = \frac{\log(E_0/E)}{\log q}. \quad (5)$$

Ferner nehmen wir hier an, der Streuquerschnitt sei unabhängig von der Energie und gleich dem

mittleren effekten Streuquerschnitt σ , der in der früher abgeleiteten Formel

$$B^2 = \frac{2 n}{(N \sigma)^2} \quad (6)$$

für das Bremslängenquadrat auftritt (N = Atomzahl/ cm^3). Mit diesem Streuquerschnitt

$$\sigma = \frac{\sqrt{2} n}{N B}$$

und dem Absorptionsquerschnitt

$$\sigma_a = \sigma/n = \frac{\sqrt{2/n}}{N B} \quad (7)$$

ergibt sich für die nach der üblichen Vorschrift gebildete „Diffusionslänge“ L :

$$L^2 = \frac{1}{3 N^2 \sigma \sigma_a} = \frac{1}{6} B^2 = \frac{n}{3(N\sigma)^2}. \quad (8)$$

Bei mehratomigen Stoffen bleibt die Beziehung $L = B/\sqrt{6}$ bestehen¹⁵, wobei für B der früher mitgeteilte allgemeine Ausdruck einzusetzen ist^{5,7}.

Diese Länge L sollte, wenn das zugrunde gelegte Bremschema zur Wiedergabe der Wirklichkeit geeignet ist, den Dichteabfall der „schnellen“ Neutronen, d. h. aller Neutronen mit Energien $> E$, regeln. Nach der Diffusionsgleichung sollte z. B. die Dichte ϱ dieser Neutronen bei Voraussetzung einer punktförmigen Quelle schneller Neutronen im unbegrenzten homogenen Mittel nach dem Gesetz

$$\varrho r = \text{const} \cdot e^{-r/L} \quad (9)$$

abfallen. In größeren Abständen von der Quelle, wo annähernd ein Gleichgewicht zwischen den Neutronen aller Geschwindigkeiten besteht, sollte auch die Dichte der *langsamen* Neutronen nach diesem Gesetz abfallen. Bei Wasser ist dies in der Tat für $r > 10$ cm erfüllt, wie man z. B. den Messungen von Amaldi und Fermi⁴ entnehmen kann, oder wie es aus neueren Messungen von v. Drost¹⁶ unmittelbar hervorgeht, der die thermische ϱr -Kurve bis $r = 55$ cm aufgetragen hat. Die Abklinglänge der ϱr -Kurve für Wasser ist danach etwa 7 cm, und dies ergibt, mit $\sqrt{6}$ multipliziert, tatsächlich die von Amaldi und Fermi gemessene Bremslänge des Wassers von 17 cm.

¹⁵ F. Bopp (unveröffentlicht) hat unabhängig von uns dieselbe Beziehung aus ähnlichen Überlegungen abgeleitet.

¹⁶ G. v. Drost, unveröffentlicht.

Man ersieht hieraus auch, daß im kugelsymmetrischen Falle nicht die vielfach diskutierte ϱr^2 -Kurve, sondern die ϱr -Kurve eine einfache Bedeutung hat. Der beste Beweis dafür ist, daß experimentell die Abklinglänge der ϱr -Kurve übereinstimmt mit der Abklinglänge von ϱ im ebenen Fall (vergl. Abschn. 2e).

Allerdings läßt sich in ähnlicher Annäherung wie ϱr auch die Größe ϱr^2 in größeren Bereichen durch eine Exponentialfunktion ersetzen. Zwischen der Abklinglänge L' von ϱr^2 und der Abklinglänge L von ϱr besteht offenbar die einfache Beziehung

$$\frac{1}{L'} = \frac{1}{L} - \frac{1}{r}. \quad (10)$$

Prüft man die obigen Näherungsformeln nun an den Meßergebnissen für Beton, so findet man folgendes: Die gemessene Bremslänge für die Endenergie 1 eV war 44,9 cm. Hieraus folgt nach Gl. (8) $L = 44,9/\sqrt{6} = 18,3$ cm, und als Abklinglänge L' des ϱr^2 -Abfalls ergibt sich damit für ein mittleres r von 80 cm nach Gl. (10) der Wert $L' = 23,7$ cm. In guter Übereinstimmung hiermit wurde als Abklinglänge der 1-eV-Neutronen $L' = 21,8$ cm direkt gemessen.

Da die Bremslänge sich mit einer für praktische Zwecke ausreichenden Genauigkeit aus den Wirkungsquerschnitten berechnen läßt, gilt dasselbe also auch für die Abklinglänge der langsamen Neutronen.

e) Diffusion von Neutronen durch eine Wand. Nach Fermi ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein thermisches Neutron, das im Innern eines großen streuenden und absorbierenden Körpers bei $x = 0$ startet, zu der Grenzebene $x = \text{const.}$ des Körpers austritt, für $x \gg l$ proportional zu

$$p(x) = e^{-x/l}, \quad (11)$$

wobei l die Diffusionslänge des thermischen Neutrons in dem betreffenden Stoff ist. Hiermit gleichbedeutend ist die Aussage, daß der von einer thermischen Neutronenquelle herrührende, durch die Grenzfläche $x = \text{const.}$ austretende Gesamtstrom dieselbe Abhängigkeit von x aufweist. Grenzt der betrachtete Körper auch in der Ebene $x = 0$ ans Vakuum, so überlegt man sich leicht (vergl. die Arbeit von Jensen⁷, Abschn. 2), daß der Strom durch die Ebene x nun proportional zu dp/dx ist, also wiederum wie $e^{-x/l}$ abfällt.

Dieses Ergebnis läßt sich sofort auf den Fall übertragen, daß die Quelle *schnelle* Neutronen emittiert, wenn man wieder statt l die in Abschn. 2d eingeführte „Diffusionslänge L der schnellen Neutronen“ einsetzt. Für genügende Wanddicken x , in denen sich annähernd ein Gleichgewicht zwischen schnellen und langsamen Neutronen einstellen kann, sollte danach der Gesamtstrom der austretenden langsamen Neutronen wie $e^{-x/L}$ abfallen.

Die in Abschn. 1c beschriebenen Messungen an der Versuchswand erlauben, diese Aussage für Beton zu prüfen. Es ergab sich dort die Abklinglänge des thermischen Stromes I zu $L = 15,3$ cm (vergl. Abb. 4). Andererseits ist nach Abschn. 1b die Abklinglänge L' der Größe ϱr^2 der thermischen Neutronen 22 bis 24 cm. Nach Gl. (10) ist dann für ein mittleres r von 80 cm $L = 17,3$ bis 18,5 cm. Die Übereinstimmung der beiden L -Werte ist als befriedigend zu bezeichnen, wenn man die geringe Genauigkeit der Strommessung bei $x = 60$ cm berücksichtigt (vergl. Abb. 3).

Auch bei der Anwendung auf H_2O bewährt sich die obige Überlegung. Z. B. nimmt nach einer Messung von Riezler¹⁷ an einer dicken Wasserwand die Dichte der langsamen Neutronen (und dasselbe muß für den Strom gelten) senkrecht zur Wand ungefähr exponentiell ab mit einer Halbwertlänge von 5 cm; d. h. $L = 7$ cm in Übereinstimmung mit Abschn. 2d.

f) Praktische Bemessung von Neutronenschutzwänden. Nach einem Artikel von Bothe¹⁸ über den Strahlenschutz bei kernphysikalischen Untersuchungen kann man für die erforderliche Dicke D einer Neutronenschutzwand ansetzen:

$$D \approx L \cdot \log k + B, \quad (12)$$

wobei L die Abklinglänge der thermischen Neutronendichte (oder auch des Stromes) senkrecht zur Wand, $1/k$ der hinter der Wand zugelassene Bruchteil der Primärintensität und B die Bremslänge ist. B ist als „Vorschalldicke“ anzusehen, von der ab der quasi-exponentielle Abfall der Intensität stattfindet. Für (12) kann man nun nach (8) auch schreiben

$$D \approx B(1 + \log k/V\sqrt{6}). \quad (13)$$

Verlangt man eine Schwächung der thermischen Neutronen auf 10^{-3} (alle schnelleren Neutronen

¹⁷ W. Riezler, unveröffentlicht.

¹⁸ W. Bothe, unveröffentlicht.

sind dann mindestens ebenso stark vermindert), so ergibt sich für den hier untersuchten Beton mit $L = 16 \text{ cm}$ und $B = 45 \text{ cm}$

$$D = 160 \text{ cm}.$$

Diese beträchtliche Dicke lässt sich auch durch Zusatz von Bor kaum vermindern, denn der in Abschn. 1 b gefundene Unterschied zwischen den Abklinglängen der thermischen und der fast-thermischen Neutronen ist jedenfalls nur sehr gering.

Entscheidend herabsetzen lässt sich die Wandstärke nur durch Erhöhung des Wasserstoffgehaltes. Eine H_2O -Schicht, die die Neutronen auf 10^{-3} schwächt, brauchte nur 65 cm dick zu sein, jedoch wäre damit die stets auch vorhandene γ -Strahlung noch nicht genügend reduziert. Es sei erwähnt, daß Rajewsky¹⁹ Spezialbaustoffe für feste Neutronenschutzwände entwickelt hat, deren H-Gehalt den des normalen Betons erheblich übertrifft.

g) Die Größe des Betonvolumens. Zur Ableitung der Bremslänge und der Abklinglängen der langsamten Neutronen aus den Messungen von Abschn. 1 a und b wurde angenommen, daß die Dichte ϱ der langsamten Neutronen auf der Achse des $1/1/2 \text{ m}$ großen Betonprismas mit der Dichte ϱ_∞ im unbegrenzten Körper praktisch übereinstimmt. Diese Annahme soll hier näher geprüft werden.

Erstens könnte ϱ für große r durch aus dem Zimmer zurückgestreute Neutronen gegenüber ϱ_∞ erhöht sein. Eine rohe Abschätzung ergibt jedoch, daß dieser Effekt vernachlässigt werden kann. Zweitens könnte ϱ gegenüber ϱ_∞ dadurch merklich erniedrigt sein, daß Neutronen durch die Oberfläche des Prismas entweichen. Dieser Effekt lässt sich quantitativ erfassen, weil die zunächst nicht bekannte Dichte ϱ_∞ aus der gemessenen Dichte ϱ abgeleitet werden kann, wie folgt. Das quadratische Prisma habe die Seitenlänge a und sei hier als unendlich lang vorausgesetzt; seine Achse falle mit der x -Achse eines räumlichen rechtwinkligen Koordinatensystems zusammen; die Neutronenquelle befindet sich im Nullpunkt. Wir setzen nun die Dichte ϱ_∞ näherungsweise als Summe von Gauß-Verteilungen an:

$$\varrho_\infty = \sum_i c'_i e^{-(r/r_i)^2}. \quad (13)$$

Dann erhält man für die Dichte $\varrho(x)$ auf der Prismenachse, wenn man eine schon früher benutzte Überlegung von Bothe hier sinngemäß anwendet (vergl. ⁷, Abschn. 2):

$$\varrho(x) = \sum_i c'_i e^{-(x/r_i)^2}. \quad (14)$$

Dabei ist

$$c'_i = c_i (1 - 4 e^{-(a/r_i)^2} + 4 e^{-2(a/r_i)^2} + 4 e^{-4(a/r_i)^2} - 8 e^{-5(a/r_i)^2} + 4 e^{-8(a/r_i)^2} - \dots), \quad (15)$$

wie man sich an Hand von Abb. 1 der früheren Arbeit⁷ überlegt. Die c'_i und r_i sind aus der gemessenen Dichtevertteilung $\varrho(x)$ abzuleiten. Damit kann man nach (15) die c_i berechnen und kennt somit ϱ_∞ .

Wir wollen dies Ergebnis anwenden, um die relative Abweichung $\delta = 1 - \varrho/\varrho_\infty$ für die gemessene Dichtevertteilung der In-Resonanzneutronen

Größe	Neutronenenergie	Längen in cm		
		Ge-messen	Be-rechnet für 5% H_2O -Gehalt	Be-rechnet für 10% H_2O -Gehalt
Bremslänge B (vgl. Ziff. 1 a und 2 a)	Ra + Be auf 1 eV	45	57	41
Abklinglänge L' von $\frac{\varrho}{2} r^2$ (vgl. Ziff. 1 b und 2 d)	Ra + Be > 3 eMV 1 eV therm.	17 22 ~ 24	— ~ 33 ~ 21	— ~ 23 ~ 17
Abklinglänge L d. Neutronenstromes durch eine ebene Wand (vgl. Ziff. 1 c und 2 e)	therm.	~ 15	~ 23	~ 17
Streuweglänge	3 eMV therm.	— —	7,9 1,7	7,1 1,1
Absorptionsweglänge	therm.	—	300	190
Diffusionslänge	therm.	—	13	8,3

Tab. 2. Bremslänge, Abklinglänge, Streuweglänge, Absorptionsweglänge und Diffusionslänge für schnelle und langsame Neutronen in Beton.

¹⁹ B. Rajewsky, unveröffentlicht.

abzuschätzen. Diese Verteilung lässt sich bereits gut durch den zweigliedrigen Ausdruck

$$\varrho(x) = e^{-(x/26)^2} + 0,0333 e^{-(x/54)^2}$$

approximieren (die Konstante c_0' ist gleich 1 gesetzt). Mit den nach (15) berechneten c_i ($a=100\text{ cm}$) ist dann

$$\varrho_\infty(r) = e^{-(r/26)^2} + 0,0381 e^{-(r/54)^2}.$$

Danach hat z. B. für die Quellabstände 0, 30, 60, 100 cm die folgenden Werte: $\delta(0) = 0,5\%$, $\delta(30) = 1,2\%$, $\delta(60) = 8,7\%$, $\delta(100) = 12,5\%$. Da unser Betonprisma auf dem Fußboden lag, der ebenfalls aus Beton bestand, rechnen wir mit $\frac{3}{4}$ dieser δ -Werte. Dann ergibt sich, daß die aus der gemessenen $\varrho(x)$ -Kurve abgeleitete Abklinglänge der 1-eV-Neutronen um 1,4 cm, die Bremslänge um 0,8 cm zu erhöhen ist, wie in Abschn. 1 geschehen.

Zusammenfassung. Das Verhalten von schnellen und langsamen Neutronen im Innern von

4,5 Tonnen Beton und beim Durchdringen einer Betonwand variabler Dicke wurde untersucht. Die Dichte des Betons betrug $2,26 \text{ g/cm}^3$, sein Wassergehalt 5 bis 10 Gewichtsprozent. Die gemessenen und berechneten Werte der interessierenden Größen sind in Tab. 2 zusammengestellt; ϱ ist die Neutronendichte im Abstande r von einer Punktquelle.

Theoretisch werden die einfachen Beziehungen $L \approx B/\sqrt{6}$, $1/L' = 1/L - 1/r$ abgeleitet und experimentell bestätigt (Abschn. 2 d).

L lässt sich auch bei kugelsymmetrischer Anordnung messen, und zwar als Abklinglänge von ϱr (nicht ϱr^2).

Damit kann außer den Abklinglängen auch die Dicke von Neutronenschutzwänden näherungsweise berechnet werden. Eine Schutzwand aus dem hier untersuchten Beton, die die Intensität der Neutronen auf 1/1000 schwächt, müßte 160 cm dick sein.

Die vorliegenden Messungen wurden auf Veranlassung von Hrn. Prof. Bothe ausgeführt. Wir danken ihm für eingehende Diskussionen.

Eine Fehlermöglichkeit bei massenspektrographischen Dublettmessungen

Von HEINZ EWALD

Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, Tailfingen

(Z. Naturforschg. 2a, 384–388 [1947]; eingegangen am 24. April 1947)

Aus massenspektrographischen Aufnahmen wird geschlossen, daß der Durchmesser der Ionenbündel der Kanalstrahlentladung am Ort des Spektrographenspaltes für die verschiedenen gleichzeitig erzeugten Ionensorten sehr verschiedene Werte annimmt. So haben z. B. die O⁺-Bündel einen Durchmesser von Millimetern, während die CH₄⁺-Bündel auf nur einige Zehntel-Millimeter zusammengedrängt sind, den Spalt also nur auf einem geringen Teil seiner Länge ausleuchten. Bei idealer Justierung des Spaltes senkrecht zu den Feldlinien des elektrischen Ablenkfeldes sollte diese verschiedenartige Ausleuchtung auf die Messungen ohne Einfluß bleiben. Aber schon bei einer Verdrehung des Spaltes von nur $0,1^\circ$ um die Richtung der Ionenstrahlen können hierdurch unter gewissen Umständen systematische Fehler entstehen, die die in den neueren Arbeiten angegebenen wahrscheinlichen Fehler der Ergebnisse um ein Mehrfaches übersteigen. Es wird angenommen, daß die immer noch nicht vollkommen befriedigende Übereinstimmung der Resultate der verschiedenen Autoren für das wichtige Dublett $^{12}\text{CH}_4 - ^{16}\text{O}$ hierin ihre Erklärung findet.

Die Frage nach der Genauigkeit und Übereinstimmung der massenspektrographischen Dublett-Messungen, insbesondere der sogenannten Grunddoublets, ist in den letzten zehn Jahren mehrfach in kritischen Untersuchungen hervorgetreten. Als Aston 1936 seinen dritten Massenspektrographen fertiggestellt hatte¹, zeigte sich bei der Bestimmung des Doublets $^1\text{H}_2 - ^2\text{D}$ eine Linien-

scharfe, die theoretisch eine Genauigkeit der Massenbestimmung von $1 : 10^5$ hätte ermöglichen sollen. Bei der Auswertung verschiedener Einzelaufnahmen zeigten die Ergebnisse aber untereinander Schwankungen, die zu groß waren, um mit einer solchen Genauigkeit verträglich zu sein. Die Ursache hierfür sah Aston in den wechselnden

¹ F. W. Aston, Nature [London] 137, 357 [1936].