

**EUR 503.d**

REPRINT

ASSOZIIERUNG EURATOM - C.E.N.  
(Europäische Atomgemeinschaft und Centre d'Étude de l'Énergie Nucléaire)

VERZÖGERTE PHOTONEUTRONEN  
IM BERYLLIUM-REAKTOR BR 02

von

W. ROTTER

1964



Euratom Vertrag Nr. 006-60-5 BRAB

Sonderdruck aus  
NUKLEONIK  
Bd. 5 - Nr. 6 - 1963

## HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Atomgemeinschaft (EURATOM) ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, dass die Euratomkommission, ihre Vertragspartner und alle in deren Namen handelnden Personen:

- 1° — keine Gewähr dafür übernehmen, dass die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind oder dass die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;
- 2° — keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

*This reprint is intended for restricted distribution only. It reproduces, by kind permission of the publisher, an article from "NUKLEONIK", Bd. 5, Nr. 6 - 1963, 227-236. For further copies please apply to Springer-Verlag — 69 Heidelberg 1 - Postfach 3027 (Deutschland).*

*Dieser Sonderdruck ist für eine beschränkte Verteilung bestimmt. Die Wiedergabe des vorliegenden in „NUKLEONIK“, Bd. 5, Nr. 6 - 1963, 227-236 erschienenen Aufsatzes erfolgt mit freundlicher Genehmigung des Herausgebers. Bestellungen weiterer Exemplare sind an Springer-Verlag — 69 Heidelberg 1 - Postfach 3027 (Deutschland), zu richten.*

*Ce tiré-à-part est exclusivement destiné à une diffusion restreinte. Il reprend, avec l'aimable autorisation de l'éditeur, un article publié dans le «NUKLEONIK», Bd. 5, Nr. 6 - 1963, 227-236. Tout autre exemplaire de cet article doit être demandé à Springer-Verlag — 69 Heidelberg 1 - Postfach 3027 (Deutschland).*

*Questo estratto è destinato esclusivamente ad una diffusione limitata. Esso è stato riprodotto per gentile concessione dell'Editore, da «NUKLEONIK», Bd. 5, Nr. 6 - 1963, 227-236. Ulteriori copie dell'articolo debbono essere richieste a Springer-Verlag — 69 Heidelberg 1 - Postfach 3027 (Deutschland).*

*Deze overdruk is slechts voor beperkte verspreiding bestemd. Het artikel is met welwillende toestemming van de uitgever overgenomen uit „NUKLEONIK“, Bd. 5, Nr. 6 - 1963, 227-236. Meer exemplaren kunnen besteld worden bij Springer-Verlag — 69 Heidelberg 1 - Postfach 3027 (Deutschland).*

**EUR 503.d**

REPRINT

VERZÖGERTE PHOTONEUTRONEN IM BERYLLIUM-REAKTOR BR 02  
von W. ROTTER.

Assoziierung EURATOM - C.E.N.

Europäische Atomgemeinschaft und Centre d'étude de l'énergie nucléaire.  
Euratom Vertrag Nr. 006-60-5 BRAB.

Sonderdruck aus „NUKLEONIK“, Bd.5-Nr. 6 - 1963.

Seite 227-236.

Nach dem Abschalten des Reaktors BR 02 wurden an verschiedenen Stellen im Reflektor und im Reaktorkern die Restfluß-Abklingkurven aufgenommen. Diese Abklingkurven der Photoneutronen wurden durch eine Summe von Exponentialfunktionen angenähert; die Exponentialkoeffizienten der Summanden sind praktisch mit den Zerfallskonstanten der verantwortlichen Spaltprodukte bzw. deren Muttersubstanzen identisch. Die Auswahl dieser Exponentialkoeffizienten sowie die Intensität der Photoneutronengruppen wurden mit Hilfe einer Annäherung nach der Methode der kleinsten Quadrate getroffen, wobei außer der Größe der Meßpunktabweichungen auch die statistische Verteilung der Vorzeichen dieser Abweichungen beachtet wurden. Die Normierung erfolgte mit Hilfe der bekannten Gruppen der verzögerten Neutronen, die man

**EUR 503.d**

REPRINT

DELAYED PHOTO-NEUTRONS IN THE BR 02 BERYLLIUM REACTOR  
by W. ROTTER.

Association EURATOM - C.E.N.

(European Atomic Energy Community and Centre d'étude de l'énergie nucléaire)

Euratom contract No. 006-60-5 BRAB.

Reprinted from «NUKLEONIK» Vol.5 - No.6 - 1963.

227-236 pages.

In the reactor BR 02 the content of photoneutrons was determined with the aid of the residual flux after a scram to 16 groupes of photoneutrons with half-lives between 16 sec and 12,8 days. The identification of a great part of the correspondent  $\gamma$ -emitter was possible.

The total intensity of the saturated photoneutrons in the core of the reactor was 2,3 % of the delayed neutrons. The local dependence of the photoneutron intensities upon the mean energy of each groupe was determined from measurements in different places in the reactor. With the aid of this dependence the determination of the energy of photoneutrons with unknown  $\gamma$ -emitters is possible.

**EUR 503.d**

REPRINT

DELAYED PHOTO-NEUTRONS IN THE BR 02 BERYLLIUM REACTOR  
by W. ROTTER.

Association EURATOM - C.E.N.

(European Atomic Energy Community and Centre d'étude de l'énergie nucléaire)

Euratom contract No. 006-60-5 BRAB.

Reprinted from «NUKLEONIK» Vol.5 - No.6 - 1963.

227-236 pages.

In the reactor BR 02 the content of photoneutrons was determined with the aid of the residual flux after a scram to 16 groupes of photoneutrons with half-lives between 16 sec and 12,8 days. The identification of a great part of the correspondent  $\gamma$ -emitter was possible.

The total intensity of the saturated photoneutrons in the core of the reactor was 2,3 % of the delayed neutrons. The local dependence of the photoneutron intensities upon the mean energy of each groupe was determined from measurements in different places in the reactor. With the aid of this dependence the determination of the energy of photoneutrons with unknown  $\gamma$ -emitters is possible.

**EUR 503.d**

REPRINT

DELAYED PHOTO-NEUTRONS IN THE BR 02 BERYLLIUM REACTOR  
by W. ROTTER.

Association EURATOM - C.E.N.

(European Atomic Energy Community and Centre d'étude de l'énergie nucléaire)

Euratom contract No. 006-60-5 BRAB.

Reprinted from «NUKLEONIK» Vol.5 - No.6 - 1963.

227-236 pages.

In the reactor BR 02 the content of photoneutrons was determined with the aid of the residual flux after a scram to 16 groupes of photoneutrons with half-lives between 16 sec and 12,8 days. The identification of a great part of the correspondent  $\gamma$ -emitter was possible.

The total intensity of the saturated photoneutrons in the core of the reactor was 2,3 % of the delayed neutrons. The local dependence of the photoneutron intensities upon the mean energy of each groupe was determined from measurements in different places in the reactor. With the aid of this dependence the determination of the energy of photoneutrons with unknown  $\gamma$ -emitters is possible.

in den von KEEPIN gemessenen Gruppenverhältnissen voraussetzen konnte. Die gemessenen Intensitäten wurden mit den errechneten verglichen. Für diejenigen Gruppen, deren  $\gamma$ -Emitter gut bekannt sind, wurde ein Zusammenhang zwischen der örtlichen Intensität und der mittleren Photoneutronenenergie gefunden. Mit Hilfe dieser Abhängigkeit können die mittleren Photoneutronenenergien derjenigen Gruppen bestimmt werden, deren  $\gamma$ -Emitter noch unbekannt sind.

Im BR 02 wurden auf diese Weise 16 Photoneutronengruppen mit Halbwertszeiten zwischen 16 sec und 12,8 Tagen festgestellt. Die Sättigungsintensität aller Photoneutronengruppen im Reaktorkern betrug 2,3 % der verzögerten Neutronen.

# Verzögerte Photoneutronen im Beryllium-Reaktor BR02

Von

Wilhelm Rotter

(C.E.N.-EURATOM, MOL, Abteilung für Reaktorphysik)

Sonderdruck aus

„Nukleonik“, Band 5, Heft 6, Seite 227—236 (1963)



## Verzögerte Photoneutronen im Beryllium-Reaktor BR 02

Von WILHELM ROTTER

(C.E.N.-EURATOM, MOL, Abteilung für Reaktorphysik)

Mit 5 Textabbildungen

(Eingegangen am 11. Februar 1963)

**Zusammenfassung.** Nach dem Abschalten des Reaktors BR 02 wurden an verschiedenen Stellen im Reflektor und im Reaktorkern die Restfluß-Abklingkurven aufgenommen. Diese Abklingkurven der Photoneutronen wurden durch eine Summe von Exponentialfunktionen angenähert; die Exponentialkoeffizienten der Summanden sind praktisch mit den Zerfallskonstanten der verantwortlichen Spaltprodukte bzw. deren Muttersubstanzen identisch. Die Auswahl dieser Exponentialkoeffizienten sowie die Intensität der Photoneutronengruppen wurden mit Hilfe einer Annäherung nach der Methode der kleinsten Quadrate getroffen, wobei außer der Größe der Meßpunktabweichungen auch die statistische Verteilung der Vorzeichen dieser Abweichungen beachtet wurden. Die Normierung erfolgte mit Hilfe der bekannten Gruppen der verzögerten Neutronen, die man in den von KEEPIN gemessenen Gruppenverhältnissen voraussetzen konnte. Die gemessenen Intensitäten wurden mit den errechneten verglichen. Für diejenigen Gruppen, deren  $\gamma$ -Emitter gut bekannt sind, wurde ein Zusammenhang zwischen der örtlichen Intensität und der mittleren Photoneutronenenergie gefunden. Mit Hilfe dieser Abhängigkeit können die mittleren Photoneutronenenergien derjenigen Gruppen bestimmt werden, deren  $\gamma$ -Emitter noch unbekannt sind.

Im BR 02 wurden auf diese Weise 16 Photoneutronengruppen mit Halbwertszeiten zwischen 16 sec und 12,8 Tagen festgestellt. Die Sättigungsintensität aller Photoneutronengruppen im Reaktorkern betrug 2,3% der verzögerten Neutronen.

### 1. Einleitung

Die in einem Reaktor auftretende  $\gamma$ -Strahlung vermag durch  $\gamma, n$ -Reaktionen (Kernphotoeffekt) Neutronen zu erzeugen. Eine bemerkenswerte Intensität solcher Photoneutronen ist jedoch nur zu erwarten, wenn im Reaktor Materialien vorhanden sind, für die die Schwellenenergie der endothermen ( $\gamma, n$ )-Reaktion niedrig liegt, z. B. Beryllium oder Deuterium ( $Q_{\text{Be}}=1,67$  MeV;  $Q_{\text{D}}=2,23$  MeV).

Die die Photoneutronen auslösenden  $\gamma$ -Quanten können stammen

- a) unmittelbar aus der Spaltung,
- b) aus dem radioaktiven Zerfall von Spaltprodukten und
- c) aus im Reaktor aktivierten Material.

Die von prompten  $\gamma$ -Strahlen erzeugten Photoneutronen sind gegenüber den viel zahlreicheren prompten Spaltneutronen zu vernachlässigen; die beim radioaktiven Zerfall mit Verzögerung frei werdenden  $\gamma$ -Quanten aus b) und c) liefern jedoch verzögerte Photoneutronen, die in der Kinetik des Reaktors eine erhebliche Rolle spielen können. Ihre Intensität und ihre Verzögerung zu kennen ist daher für eine analytische Beschreibung des zeitlichen Verhaltens des Reaktors notwendig.

Literaturangaben von Photoneutronenintensitäten schwanken zwischen einem Anteil von 0,5‰ [1] bis zu 28% der verzögerten Neutronen [2]. Ursachen für solche großen Unterschiede in den Messungen bei verschiedenen Reaktoren können im verwendeten Spaltstoff und in der Form der Spaltstoffelemente und ihrer gegenseitigen Anordnung liegen (unterschiedliche Spaltproduktausbeuten und Selbstabsorption der  $\gamma$ ) und im verschiedenen Material und seiner Konzentration im Reaktor (Be oder  $\text{D}_2\text{O}$  als Target; unterschiedliche Konstruktionsmaterialien).

Da die charakteristischen Daten der verzögerten Photoneutronen vor allem für die analytische Beschreibung der Reaktorkinetik gebraucht werden, mißt man sie am besten gleich im Reaktor, um so die Betriebsbedingungen weitgehend auch als Meßbedingungen zu haben. Die dabei benutzte Methode ist folgende:

Man betreibt den Reaktor eine Zeit  $T$  mit konstanter Leistung, schaltet ihn danach durch einen Scram ab und mißt das Ausklingen des Restflusses. Die so erhaltene Abklingkurve enthält sowohl die verzögerten Neutronen als auch die verzögerten Photoneutronen. Die Gruppen der verzögerten Neutronen sind bekannt; die der Photoneutronen werden durch Analyse aus den Kurven gewonnen und ihre Intensitäten auf die bekannten der verzögerten Neutronen bezogen.

### 2. Das zeitliche Verhalten der verzögerten Neutronen und Photoneutronen

Die Abklingkurve der  $i$  Gruppen der verzögerten Neutronen nach einem Scram mit genügend hohem Reaktivitätswert kann als Summe von sechs Exponentialfunktionen mit den Argumenten  $\lambda_i$  dargestellt werden, da offenbar die Neutronenemitter primäre Spaltprodukte sind.

Die Emitterkonzentration während des Reaktorbetriebes wird beschrieben durch

$$\frac{dN_i}{dt} = -\lambda_i \cdot N_i + \Sigma_j \cdot \Phi \cdot B_j$$

mit

$N_i$  = Konzentration des Emitters  $i$ ,  
 $\lambda_i$  = Zerfallskonstante des Emitters  $i$ ,

$\Sigma_j \cdot \Phi$  = Spaltrate  $\left[ \frac{\text{Spaltungen}}{\text{cm}^3 \text{ sec}} \right]$ ,

$B_i$  = Ausbeute der verzögerten Neutronen  $\left[ \frac{\text{verzögerte Neutronen}}{\text{Spaltung}} \right]$ .

Nach dem Scram und bei Vernachlässigung der Bildungsrate durch den Restfluß wird die Konzentrationsabnahme

$$\frac{dN_i}{dt} = -\lambda_i \cdot N_i,$$

so daß die Emittierkonzentration zur Zeit  $t$  nach dem Scram gegeben ist durch

$$N_i = \frac{B_i \cdot \Sigma_f \cdot \Phi}{\lambda_i} (1 - e^{-\lambda_i T}) \cdot e^{-\lambda_i t}$$

(Voraussetzung:  $N_i = 0$  bei  $T = 0$ ).

Nach langer Bestrahlungszeit ( $T \gg \frac{1}{\lambda_i}$ ) ist zum Zeitpunkt des Scrams ( $t = 0$ ) die Bildungsrate der verzögerten Neutronen pro Spaltung:

$$\frac{\lambda_i \cdot N_i}{\Sigma_f \cdot \Phi} = \left( \frac{A}{\Sigma_f \cdot \Phi} \right)_{T \rightarrow \infty} = B_i.$$

KEEPIN [3] fand für thermische Spaltung des U-235 die in Tabelle 3 angegebenen Gruppenkonstanten für die verzögerten Neutronen.

Für ein Spaltprodukt ist die Wahrscheinlichkeit der Emission von  $\gamma$ -Quanten größer als die der Emission von Neutronen: die Gruppen der photoneutronenerzeugenden  $\gamma$ -Emittier sind deshalb auch zahlreicher und sie umfassen nicht nur die primären Spaltprodukte, sondern auch deren Zerfallsprodukte. Das zeitliche Verhalten der Emittierkonzentrationen kann daher auch wesentlich durch die vorangehenden Glieder der Zerfallsketten bestimmt werden, die auch nach dem Scram einen Produktionsterm für die Emittierkonzentration liefern können. Ein Studium der bekannten und für eine Photoneutronenerzeugung in Frage kommenden Spaltproduktzerfallsreihen zeigt jedoch, daß der Einfluß früherer Glieder in den Zerfallsketten als die jeweiligen Muttersubstanzen vernachlässigt werden kann.

Man kann sich daher auf die Emittiersubstanz (Index:  $e$ ) und ihre Muttersubstanz (Index:  $m$ ) beschränken. Die Konzentration  $N_e$  der  $\gamma$ -Emittier wird dann während des Reaktorbetriebes beschrieben durch

$$\frac{dN_e}{dt} = -\lambda_e \cdot N_e + \lambda_m \cdot N_m + \Sigma_f \cdot \Phi \cdot Y_e,$$

wobei  $N_m$  gegeben ist durch

$$\frac{dN_m}{dt} = -\lambda_m N_m + \Sigma_f \cdot \Phi \cdot Y_m.$$

$Y_m$  = totale Ausbeute der Muttersubstanz,

$Y_e$  = Ausbeute der Emittiersubstanz als direktes Spaltprodukt

Von einer Anfangskonzentration ( $N_e$ ) $_{T=0} = 0$  ausgehend, ist die Emittierkonzentration nach einer Bestrahlungszeit  $T$  und einer Kühlzeit  $t$

$$N_e = \frac{\Sigma_f \cdot \Phi}{\lambda_e (\lambda_m - \lambda_e)} \{ [\lambda_m \cdot Y_m + (\lambda_m - \lambda_e) Y_e] (1 - e^{-\lambda_e T}) \times \\ \times e^{-\lambda_e t} - \lambda_e \cdot Y_m (1 - e^{-\lambda_m T}) \cdot e^{-\lambda_m t} \}.$$

Mit

$f_e = \gamma$ -Ausbeute mit  $E_\gamma \geq Q$ ,

und

$p_0$  = Wahrscheinlichkeit, daß ein Spaltprodukt- $\gamma$  im Kerngebiet absorbiert wird und dabei ein Photoneutron erzeugt (für den homogenisierten Kern ist  $p_0$  das Produkt aus Selbstabsorptionskoeffi-

zienten des Kerngebietes und Verhältnis von  $\gamma$ ,  $n$ -Wirkungsquerschnitt zu totalen Absorptionsquerschnitt)

erhält man als Intensität  $B_j$  der vom  $\gamma$ -Emittier  $j$  erzeugten Photoneutronengruppe

$$B_j = \left\{ p_0 \cdot f_e \cdot Y_m \cdot \left[ \left( \frac{\lambda_m}{\lambda_m - \lambda_e} + \frac{Y_e}{Y_m} \right) (1 - e^{-\lambda_e T}) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times e^{-\lambda_e t} - \frac{\lambda_e}{\lambda_m - \lambda_e} (1 - e^{-\lambda_m T}) \cdot e^{-\lambda_m t} \right] \right\}_j \\ = \{ B_{e,\infty} (1 - e^{-\lambda_e T}) \cdot e^{-\lambda_e t} - B_{m,\infty} (1 - e^{-\lambda_m T}) \times \\ \times e^{-\lambda_m t} \}_j$$

mit

$$B_{e,\infty} = p_0 \cdot f_e \cdot Y_m \cdot \left( \frac{\lambda_m}{\lambda_m - \lambda_e} + \frac{Y_e}{Y_m} \right),$$

$$B_{m,\infty} = p_0 \cdot f_e \cdot Y_m \cdot \frac{\lambda_e}{\lambda_m - \lambda_e}.$$

Bis auf einen konstanten Faktor stellt sich die Abklingkurve dann dar als Summe  $f(t)$  der  $i = 6$  Gruppen verzögerter Neutronen und  $j$  Gruppen verzögerter Photoneutronen:

$$f(t) = \sum_{i=1}^6 B_{i,T} \cdot e^{-\lambda_i t} + \sum_j (B_{e,T} \cdot e^{-\lambda_e t} - B_{m,T} \cdot e^{-\lambda_m t})_j.$$

Werte für  $B_{e,\infty}$  und  $B_{m,\infty}$  bekannter Spaltprodukte [4–13] sind in Tabelle 1 für eine Kernkonfiguration des Reaktors BR 02 ausgerechnet worden unter Annahme eines homogenen Kernes.

### 3. Die räumliche Verteilung der Photoneutronen

Photoneutronen werden dort erzeugt, wo  $\gamma$ -Quanten und z. B. Berylliumkerne kollidieren. Die in einem Volumenelement im Reaktor erzeugten Photoneutronen werden daher proportional sein der in ihm herrschenden Intensität der  $\gamma$ -Strahlung und der Konzentration der Be-Kerne. Im Gebiet des (homogen gedachten) Reaktorkernes ist die  $\gamma$ -Intensität ebenso wie die Intensität der verzögerten Neutronen proportional der Spaltrate. Also ist in diesem Bereich auch das Verhältnis von Photoneutronen zu verzögerten Neutronen konstant.

In größerer Entfernung vom Reaktorkern dagegen wird sich dieses Verhältnis wegen der zusätzlichen Produktion von Photoneutronen im Reflektor ändern müssen. Folgt man einer Betrachtungsweise von COLOMB [14] und nimmt man an, daß energiereiche  $\gamma$ -Strahlen ( $E_\gamma \geq Q$ ) nur im Reaktorkern erzeugt werden und der betrachtete Ort  $r$  im Reflektor so weit vom Kern entfernt ist, daß nur ein vernachlässigbar kleiner Anteil der bei  $r$  erzeugten Photoneutronen in den Kern gelangen können, so kann man die gesamte Photoneutronendichte bei  $r$  als Summe zweier Anteile darstellen: durch die auf den Bruchteil  $A_n$  verdünnte Photoneutronendichte  $n_{ph}(0)$  aus dem Kern und die an Ort und Stelle entstandene Photoneutronendichte  $n'_{ph}(r)$ .

$$\left. \begin{aligned} n_{ph}(r) &= n_{ph}(0) \cdot A_n + n'_{ph}(r) \\ &= n_{ph}(0) \cdot A_n \left( 1 + \frac{n'_{ph}(r)}{n_{ph}(0) \cdot A_n} \right). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Betrachtet man einen zuvor mit konstanter Neutronendichte  $n_0$  betriebenen Reaktor nach einem Scram, so wird nach Aussterben der verzögerten Neutronen die

Tabelle 1. Spaltprodukte mit  $\gamma$ -Energien  $E_\gamma \geq Q_{Be} = 1,67$  MeV, die Photoneutronen bemerkbarer Intensität erzeugen können (aus [4] bis [13])

$\lambda$  = Zerfallskonstante;  $Y$  = Ausbeute des Spaltprodukts (Yield);  $f$  =  $\gamma$ -Ausbeute mit  $E_\gamma \geq Q$ ;  $p_0$  = Wahrscheinlichkeit einer Photoneutronenproduktion im Kern des BR02;  $B_\infty$  = Sättigungsintensität pro Spaltung. — Index „e“ = Werte für  $\gamma$ -Emitter; Index „m“ = Werte für die Muttersubstanz des  $\gamma$ -Emitters.

$\gamma$ -Emitter							Muttersubstanz			$B_{e\infty} \cdot 10^7$	$B_{m\infty} \cdot 10^7$
Isotop	$\lambda_e$	$Y_e$ direkt	$f$	$E_\gamma$	$\bar{E}_\gamma$	$p_0 \cdot 10^3$	Isotop	$\lambda_m$	$Y_m$ total		
—	sec <sup>-1</sup>	%	Photonen pro Zerfall	MeV	MeV	—	—	sec <sup>-1</sup>	%	—	—
Rh <sup>106</sup>	0,231, -1*	0	0,0021 0,0013 0,0011 0,0021 0,0004 0,02	1,765 1,96 2,1 2,28 2,40 2,66 2,9 3,05 3,42	2,76	25,6	Ru <sup>106</sup>	0,220, -7	0,38	vernachlässigbar	-0,263
Pr <sup>144</sup>	0,660, -3	0	0,008	2,18	2,18	19,2	Ce <sup>144</sup>	0,281, -7	5,7	vern.	-0,877
La <sup>140</sup>	0,479, -5	0	0,05 0,001	(1,9) 2,5 2,9	2,51	12,8	Ba <sup>140</sup>	0,627, -6	6,4	-0,63	-4,8
I <sup>132</sup>	0,837, -4	0,1	0,027 0,005	(1,75) 1,96 (2,05) 2,2 (2,35) (2,42) (2,54) (2,63) (2,8)	2,02	25,6	Te <sup>132</sup>	0,247, -5	4,3	vern.	-3,65
Zr <sup>97</sup>	0,113, -4	1,6	0,015 0,015 0,01	1,75 2,20 2,58	2,13	20,5	Y <sup>97</sup>	0,139	4,3	4,8	vern.
Y <sup>93</sup>	0,185, -4	0,1	0,031	1,88 2,14 (2,45)	2,0	26,9	Sr <sup>93</sup>	0,165, -2	6,3	5,38	vern.
I <sup>135</sup>	0,289, -4	1,7	0,19 0,11	1,72 1,80 (2,4)	1,75	28,8	Te <sup>135</sup>	0,115, -1	4,4	52,7	vern.
Y <sup>92</sup>	0,535, -4	0	0,0097 0,0021	1,86 2,40	1,94	28,8	Sr <sup>92</sup>	0,713, -4	6,0	8,13	6,14
Kr <sup>88</sup>	0,695, -4	0,9	0,015 0,126 0,246	1,85 2,19 2,4	2,31	15,4	Br <sup>88</sup>	0,447	2,7	21,3	vern.
Rb <sup>88</sup>	0,649, -3	0	0,230 0,010 0,025 0,001 0,003 0,003 0,003 0,001 0,003	1,85 2,11 2,68 2,76 3,01 3,24 3,52 3,68 (4,2) 4,87	2,02	25,6	Kr <sup>88</sup>	0,695, -4	3,6	-3,1	-28,8
Kr <sup>87</sup>	0,148, -3	0,57	0,03 0,22	2,05 2,57 (1,75)	2,50	12,8	Br <sup>87</sup>	0,124, -1	2,21	9,0	vern.
La <sup>142</sup>	0,150, -3	0,5	(0,9 ?)	1,75 1,92 2,08 2,40 2,57 3,00 3,30 3,65	(2,3 ?)	14,7	Ba <sup>142</sup>	0,193, -2	5,4	84,5	6,0
I <sup>134</sup>	0,220, -3	1,3	0,08	1,78 (2,3)	1,78	30,1	Te <sup>134</sup>	0,263, -3	6,7	102	82,6

\* 0,231, -1 = 0,231 · 10<sup>-1</sup>

Tabelle 1 (Fortsetzung)

Isotop	$\gamma$ -Emitter						Muttersubstanz			$B_{e\infty} \cdot 10^7$	$B_{m\infty} \cdot 10^7$
	$\lambda_e$	$Y_e$ direkt	$f$	$E_\gamma$	$\bar{E}_\gamma$	$p_0 \cdot 10^5$	Isotop	$\lambda_m$	$Y_m$ total		
—	sec <sup>-1</sup>	%	Photonen pro Zerfall	MeV	MeV	—	—	sec <sup>-1</sup>	%	—	—
Br <sup>84</sup>	0,363, - 3	0	0,015 0,148 0,016 0,016 0,074 0,016 0,040 0,024 0,103	1,74 1,90 2,05 2,17 2,47 2,82 3,03 3,28 3,93	2,67	17,3	Se <sup>84</sup>	0,350, - 2	1,0	8,7	0,9
Cs <sup>138</sup>	0,359, - 3	1,1	0,18 0,09 0,005	2,21 2,63 3,34	2,37	14,1	Xe <sup>138</sup>	0,680, - 3	4,6	42	19,8
Xe <sup>138</sup>	0,680, - 3	2,6	0,52	(1,78) 2,01	2,01	26,2	I <sup>138</sup>	0,117	2,0	62,7	vern.
Y <sup>94</sup>	0,700, - 3	0,5	(0,254)	(1,66 ?) 1,90 2,13 2,57 2,84 3,06 3,53			Sr <sup>94</sup>	0,578, - 2	5,9		
Rb <sup>89</sup>	0,775, - 3	0,4	0,142 0,127 0,028 0,022	2,20 2,59 2,75 3,52	2,49	12,8	Kr <sup>89</sup>	0,363, - 2	4,4	24,5	4,9
Mo <sup>101</sup>	0,791, - 3	0	0,03 0,16	1,67 2,08	2,02	25,6	Nb <sup>101</sup>	0,115, - 1	5,0	26,1	vern.
Rb <sup>91</sup>	0,825, - 3	0,8	1,11	(2,7 ?)	(2,7 ?)	19,2	Kr <sup>91</sup>	0,693, - 1	2,0	60,2	vern.
Sb <sup>133</sup>	0,263, - 2	0	0,08 1,00	2,0 2,3	2,3	15,4	Sn <sup>133</sup>	0,347	0	61,4	vern.
Ru <sup>107</sup>	0,289, - 2	0,1	0,1	2,4	2,4	13,4	Tc <sup>107</sup>	0,116	0,2	0,4	vern.
Kr <sup>89</sup>	0,363, - 2	1,9	0,12 0,061 0,10 0,054 0,099 0,031 0,022 0,071 0,035 0,043 0,060 0,043 0,043 0,037 0,014 0,010 0,010 0,005	1,67 1,90 2,05 2,23 2,35 2,62 2,7 2,85 3,00 3,18 3,38 3,56 3,72 3,90 4,05 4,16 4,31 4,58	2,66	17,9	Br <sup>89</sup>	0,153	2,5	68,5	vern.
Rb <sup>90</sup>	0,428, - 2	1,0	0,054 0,043 0,045 0,057 0,085 0,31 0,29 0,29 0,085	1,7 1,9 2,2 2,6 2,8 3,4 4,1 4,4 5,3	3,68	57	Kr <sup>90</sup>	0,210, - 1	4,8	504	88,3
Sb <sup>132</sup>	0,550, - 2	2	0,0185	2,4	2,4	13,4	Sn <sup>132</sup>	0,525, - 2	1,3	- 6,3	- 7,1
I <sup>136</sup>	0,806, - 2	0	0,018 0,048 0,066 0,12 0,10 0,076 0,043	1,72 1,89 2,25 2,40 2,63 2,84 3,18	2,49	12,8	Te <sup>136</sup>	0,116	3,1	20,1	vern.
Se <sup>83m</sup>	0,990, - 2	0	0,03	2,02	2,02	26,2	As <sup>83</sup>	0,990, - 1	0,3	0,3	vern.
Br <sup>87</sup>	0,124, - 1	1,62	0,56 0,14	3 5,4	3,48	53,1	Se <sup>87</sup>	0,231	0,59	83,2	vern.
Kr <sup>90</sup>	0,210, - 1	2,92	0,12	1,78	1,78	30,1	Br <sup>90</sup>	0,231	0,86	14	vern.

verbleibende Neutronendichte von den Photoneutronen geliefert. Es ist

$$n_{ph}(0) = \beta_{ph}(0) \cdot n_0 \cdot m \quad (2)$$

mit  $n_0 =$  konstante Neutronendichte im Reaktorkern beim vorangegangenen Betriebszustand,

$\beta_{ph}(0) \cdot n_0 =$  Quellenstärke der Photoneutronen pro Neutronengeneration,

$m = \frac{1}{1 - k_{eff}}$  = unterkritischer Multiplikationsfaktor des Reaktors nach dem Scram.

Die in der Umgebung von  $r$  erzeugte Photoneutronendichte  $n'_{ph}(r)$  ist proportional der vorangegangenen Spalt-rate, also proportional  $n_0$ , aber unabhängig vom unterkritischen Zustand des Reaktors nach dem Scram, da nach Voraussetzung kein nennenswerter Anteil zum Reaktorkern gelangen soll.

$$n'_{ph}(r) = \beta'_{ph}(r) \cdot n_0 \quad (3)$$

Nach (1) bis (3) wird dann die gesamte Photoneutronendichte bei  $r$

$$n_{ph}(r) = \beta_{ph}(0) \cdot n_0 \cdot m \cdot A_n \times \left( 1 + \frac{\beta'_{ph}(r)}{\beta_{ph}(0) \cdot A_n} \cdot \frac{1}{m} \right) \quad (4)$$

$\frac{\beta'_{ph}(r)}{\beta_{ph}(0) \cdot A_n} = f(r, E_\gamma)$  ist das Verhältnis zwischen örtlicher Photoneutronenquellenstärke zu der auf den Bruchteil  $A_n$  verdünnten Quellenstärke des Kernes. Es wird außer vom Ort auch noch von der  $\gamma$ -Energie abhängen, da z. B. die  $\gamma$ -Intensität bei  $r$  und auch  $\Sigma_\gamma$  Funktionen von  $E_\gamma$  sind.

Aus den Gln. (2), (3) und (4) folgen die Verhältnisse der Photoneutronendichten zu den jeweiligen totalen Dichten während des Reaktorbetriebes:

$$\frac{n_{ph}(0)}{n_0} = m \cdot \beta_{ph}(0), \quad (2a)$$

$$\frac{n_{ph}(r)}{n_0 \cdot A_n} = m \cdot \beta_{ph}(0) \cdot \left( 1 + \frac{1}{m} \cdot f(r, E_\gamma) \right), \quad (4a)$$

d. h.

$$\beta_{ph}(r) = \beta_{ph}(0) \cdot \left( 1 + \frac{1}{m} \cdot f(r, E_\gamma) \right) = \beta_{ph}(0) \cdot M \quad (5)$$

An der Kinetik des Reaktors nehmen aktiv nur die Photoneutronen des Reaktorkerns teil, deren Intensität durch  $\beta_{ph}(0)$  gegeben ist. Bei einer Bestimmung der Intensitäten der Photoneutronen aus den Abklingkurven eines unterkritischen Reaktors werden bei Messungen im Reflektor die größeren Intensitäten  $\beta_{ph}(r)$  erhalten. Nur für  $m \rightarrow \infty$  (kritischer Reaktor) geht der Faktor  $M = \left( 1 + \frac{1}{m} \cdot f \right)$  gegen 1 und damit  $\beta_{ph}(r) \rightarrow \beta_{ph}(0)$ .

#### 4. Photoneutronenmessung mit Hilfe von Abklingkurven

Für die Bestimmung der Photoneutronen im Reaktor BR 02 standen von Vos<sup>1</sup> gemessene Abklingkurven zur Verfügung. Sie waren teils am äußeren Rand des Reflektors und teils in Kernnähe aufgenommen worden. Für die Photoneutronenanalysen wurde eine zusätzliche Abklingkurve im Kernzentrum gemessen.

##### 4.1 Versuchsbedingungen

Abb. 1 gibt einen Querschnitt durch die Berylliummatrix des Reaktors BR 02 in der Mittelebene wieder.<sup>2</sup>

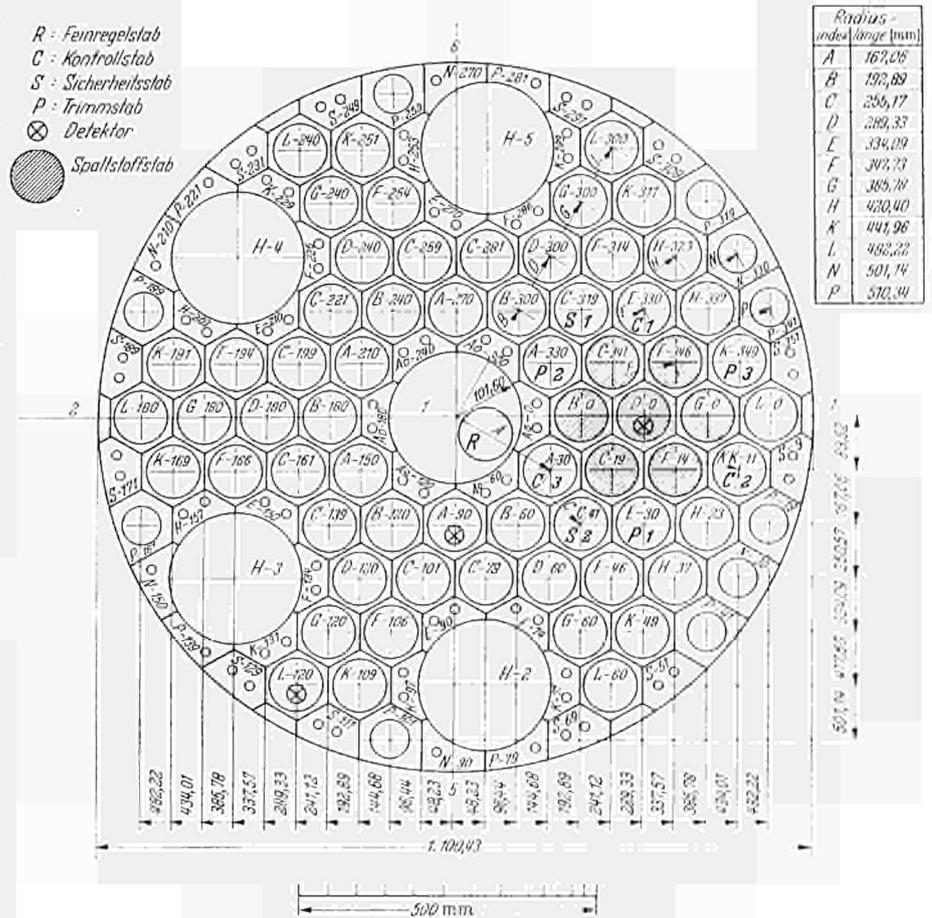


Abb. 1. Mittelebene der Matrix des Reaktors BR 02

und Tabelle 2 die Zusammensetzung. Bei den hier beschriebenen Messungen wurden als Reaktorkern sieben Brennstoffelemente im und um den Kanal D-0

Tabelle 2. Zusammensetzung der Zellen im Reaktor BR 02

	Reaktorkern Vol.-%	Reflektor Vol.-%
Beryllium . . . . .	32,52	86,54
Aluminium . . . . .	22,75	3,84*
Kühlwasser . . . . .	44,49	9,62
Uran (90% U-235) . . . . .	0,24	0

\* Ohne Reaktorgefäß.

verwendet. Die mit den Trimm-, Abschalt- und Regelstäben besetzten Kanäle sind in Abb. 1 gekennzeichnet; die übrigen Kanäle waren mit Beryllium-

<sup>1</sup> Interner Bericht C.E.N. - R. 1997 (1961).

<sup>2</sup> Ausführliche Beschreibung des Reaktors in BLG 59 - R. 1996, Rapport CEN.

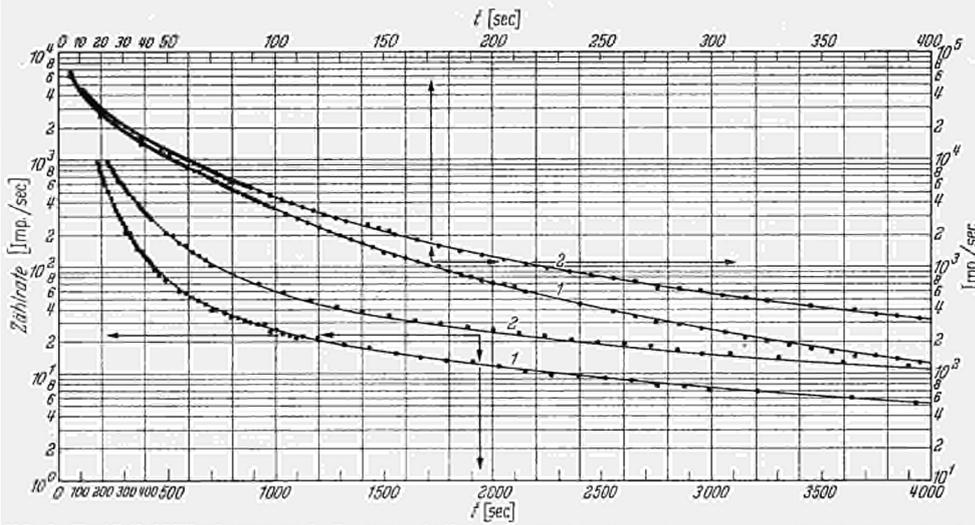


Abb. 2. Restfluß-Abklingkurven nach  $T = 2,55$  min Bestrahlungszeit. Kurve 1: Zentrum des Reaktorkernes (D-0); Kurve 2: äußerer Reflektorrand (L-120)

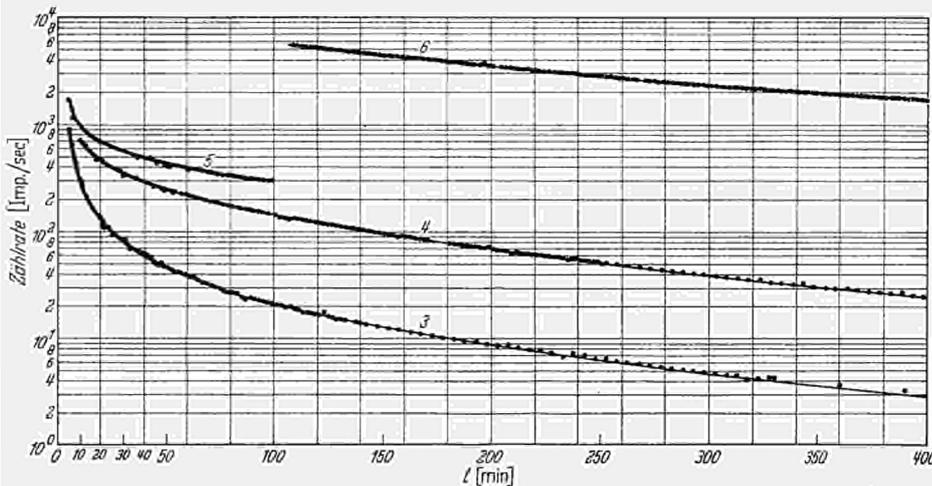


Abb. 3. Restfluß-Abklingkurven. Kurve 3:  $T = 10,5$  min; Meßort L-120. Kurve 4:  $T = 2$  h; Meßort L-120. Kurve 5:  $T = 20$  h; Meßort L-120. Kurve 6:  $T = 20$  h; Meßort A-90

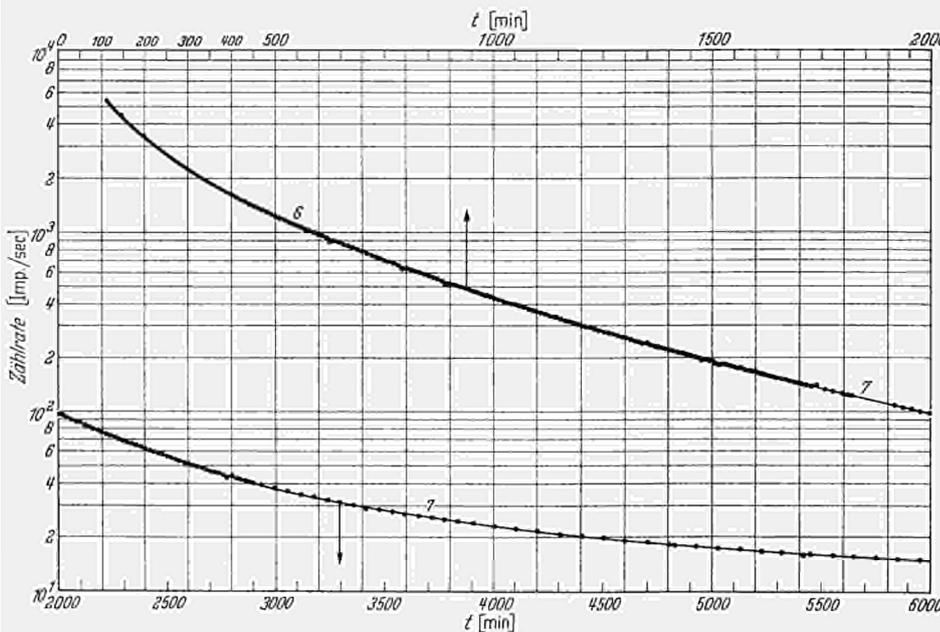


Abb. 4. Restfluß-Abklingkurve nach  $T = 20$  h; Meßort A-90. (Kurvensegmente 6 und 7)

1,744 kg. Für die Messung der Abklingkurven wurde nach einer Bestrahlungszeit  $T$  mit einem konstanten Fluß ( $\sim 10^7$  n/cm<sup>2</sup> sec) durch einen Scram mit einem Reaktivitätswert von etwa  $-8,4$   $\%$  der Reaktor abgeschaltet.

Die Restflußmessungen im Reflektor (Kanäle L-120 und A-90; Abb. 2-4, Kurven 2 bis 7) und die ergänzende Messung im Zentrum des Kernes (Kanal D-0; Abb. 2, Kurve 1) waren mit BF<sub>3</sub>-Zählrohren durchgeführt worden.

Die Totzeitkorrektur der gemessenen Aktivitäten betrug maximal 12%. Die Unsicherheit der Bestimmung des Zeitpunktes  $t=0$  (Moment des Scrams) wurde auf weniger als 1% vermindert durch Auswertung der Abklingkurven erst ab  $t=5$  sec. Eine Korrektur der Bestrahlungszeit  $T$  berücksichtigte die beim Anfahrvorgang schon gebildeten Spaltprodukte durch eine von der Halbwertszeit jedes Spaltproduktes abhängige Verlängerung von  $T$ .

Die durch den Restfluß verursachte Spalttrate und die damit verbundene Verfälschung der  $\lambda_i$  (max. 1,5%) wurde nach JOHNS und SARGENT [15] korrigiert.

Die Bestrahlungs- und Meßzeiten waren so gewählt worden, daß die praktischen Bedürfnisse an Photoneutronendaten bei noch zumutbaren Meßzeiten im Reaktor maximal befriedigt wurden<sup>1</sup>.

#### 4.2 Kurvenanalyse

Wegen des Einflusses der Muttersubstanzen auf die zeitabhängige Konzentration der  $\gamma$ -Emitter können diese aus den Abklingkurven allein nicht gefunden werden. Die in Tabelle 1 aufgeführten langlebigen Spaltprodukte mit den

stopfen verschlossen, einschließlich der großen Kanäle H1 bis H5.

Die mit Uran beschickte Höhe des zylindrischen Reaktorkernes war 76,2 cm; die gesamte Uranmenge

<sup>1</sup> Die langlebigste Photoneutronengruppe (Halbwertszeit:  $\tau_{1/2}^{\max}$ ), die noch bestimmt werden soll, setzt eine Bestrahlungsdauer  $T \approx \tau_{1/2}^{\max}/10$  voraus und eine Meßzeit in der Größenordnung von  $t_{\min} \approx \tau_{1/2}^{\max}$ .

größten Intensitäten ( $B_e$  und  $B_m$ ) wurden daher als in den Abklingkurven vorhanden vorausgesetzt und die zu dieser Anzahl  $j_1$  und den Zerfallskonstanten  $\lambda_j$  gehörenden Amplitudenwerte aus dem Ende der Abklingkurve mit der längsten Bestrahlungszeit  $T$  bestimmt. Die Annäherung der gemessenen Aktivitäten  $y_k(t_k)$  durch die Summe

$$f_{j_1}(t_k) = \sum_{j_1} (B_{e,T} \cdot e^{-\lambda_e \cdot t_k} + B_{m,T} \cdot e^{-\lambda_m \cdot t_k})_{j_1}$$

mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate lieferte zunächst aus

$$S^2 = \sum w_k [y_k - f(t_k)]^2 \rightarrow \text{Minimum}$$

( $w_k$  = Gewicht des Meßpunktes  $k$ , hier:  $1/y_k^2$ )

die Anfangsamplituden  $B_{e,T}$  und  $B_{m,T}$  der Hauptgruppen<sup>1</sup>.

Durch Hinzunahme weiterer, jedoch weniger intensiver Gruppen aus den bekannten Spaltprodukten wurde schließlich die optimale Gruppenzahl  $j_1$  gefunden. Waren mit diesen Gruppen die Abweichungen  $y_k - f(t_k)$  über größere Zeitintervalle nicht mehr systematisch [statistische Streuung der  $y_k$  um  $f(t_k)$ ], die mittlere Abweichung von der Größe des statistischen Fehlers und die Amplituden  $B_e$  und  $B_m$  im richtigen Verhältnis, konnte der nächste Kurvenabschnitt oder die nächste Abklingkurve mit kleinerem  $T$  auf gleiche Weise analysiert werden, wenn man die nun schon bekannten Gruppen von den gemessenen  $y_k$  subtrahierte und die Differenzen  $y_k - f_{j_1}(t_k)$  als neue Meßwerte  $y'_k$  analysierte.

Benachbarte Spaltprodukte, deren Halbwertszeiten durch das beschränkte Auflösungsvermögen bei der Analyse nicht mehr getrennt werden konnten, wurden zusammengefaßt und durch eine repräsentative Gruppe ersetzt. (vgl. Tabelle 1 und 3).

Um die Analyse nach den kurzlebigen Gruppen nicht durch die Summe der Fehler in der Bestimmung der langlebigen Gruppen zu belasten, wurden die kurzlebigen Photoneutronengruppen aus den Abklingkurven nach kurzen  $T$  bestimmt; die langlebigen Gruppen sind dann nur schwach angereichert.

Die Intensitäten der in den Abklingkurven enthaltenen verzögerten Neutronen wurden auf andere Art gefunden: Nicht die Intensitäten jeder der sechs Gruppen wurden einzeln bestimmt, sondern alle sechs Gruppen in dem von KEEPIN gemessenen Verhältnis vorausgesetzt und ein allen sechs Gruppen gemeinsamer Faktor in der Weise bestimmt, daß die Abklingkurve gut wiedergegeben werden konnte.

Nach den Analysen ist dies nur möglich, wenn im Gebiet der verzögerten Neutronen weitere zwei Gruppen Photoneutronen angenommen wurden. Da ihre Emittersubstanzen unbekannt sind, mußten ihre  $\lambda$  durch Probieren gefunden werden. Der Umstand, daß diese Photoneutronengruppen zwischen den viel intensiveren verzögerten Neutronen lagen, erschwerte ihr Auffinden und verminderte gleichzeitig die Genauigkeit ihrer Bestimmung.

Noch kurzlebigere Photoneutronengruppen als solche mit  $\tau_{1/2} \leq 3$  sec konnten nicht gesucht werden, da die Auswertung erst ab  $t = 5$  sec begann.

<sup>1</sup> Eine wesentliche Vereinfachung war dadurch gegeben, daß für die langlebigsten Gruppen ( $\tau_{1/2} > 1^h$ ) entweder die  $B_e$  oder die  $B_m$  vernachlässigt werden konnten. Nur für  $\text{La}^{140}$  mußten sowohl die Emittersubstanz- als auch die Muttersubstanzintensitäten gefragt werden.

### 4.3 Analysenergebnisse

Die aus den Abklingkurven erhaltenen Intensitäten der Photoneutronengruppen wurden auf  $T = \infty$  bezogen und mit Hilfe der entsprechenden Werte der verzögerten Neutronen normiert: Die als Ergebnis dieser Analysen in Tabelle 3 aufgeführten  $B$ -Werte geben die absolute Ausbeute an Photoneutronen pro Spaltung; die  $\beta_j$ -Werte sind zu Vergleichszwecken auf den in der Literatur üblichen Wert von  $\beta_i = 166 \cdot 10^{-5}$  für die 22,7 sec-Gruppe der verzögerten Neutronen bezogen.

Die für die Analysen benutzten Abklingkurven waren an verschiedenen Meßorten im Reaktor aufgenommen worden. Die direkte Bestimmung der Photoneutronenintensitäten aus den Analysen lieferte

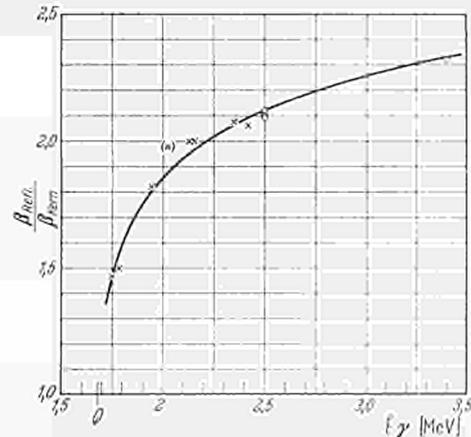


Abb. 5. Intensitätsverhältnisse der Photoneutronengruppen im Reflektor und im Reaktorkern unter Versuchsbedingungen.  $\bar{E}_\gamma$  = mittl.  $\gamma$ -Energie jeder Gruppe. Meßpunkt x: 77 Std  $\approx \tau_{1/2} \approx 32$  min; Meßpunkt o: 15 min  $\approx \tau_{1/2} \approx 55,6$  sec ausgezogene Kurve nach Gl. (5a)

daher Werte für die jeweiligen Meßorte; gebraucht wurden jedoch die für die Kinetik maßgebenden Intensitäten im Reaktorkern. Eine direkte Messung im Kern wurde für die kurzlebigen Gruppen durchgeführt; die Gruppen mit  $\tau_{1/2} > 15$  min mußten aber aus den vorhandenen Reflektormessungen gefunden werden, um die zeitraubenden Messungen für die langlebigen Gruppen zu vermeiden.

Die Intensitäten der Gruppen mit Halbwertszeiten  $32 \text{ min} \leq \tau_{1/2} \leq 77^h$  waren für zwei Meßorte bestimmt worden: am äußeren Reflektorrand in L-120 aus der Kurve 4 ( $T \approx 2^h$ ) und in A-90 in Kernnähe aus den Kurven 6 und 7 nach  $T = 20^h$ . (Die  $7^h$ -Gruppe war hierbei aus Kurve 4 nur aus dem Untergrund zu ermitteln mit ungenügender Genauigkeit.)

Die gefundenen Intensitätsverhältnisse  $\beta_{L-120} / \beta_{A-90}$  sind in Tabelle 3 und Abb. 5 unter  $\beta_{\text{refl.}} / \beta_{\text{Kern}}$  aufgeführt.

Die Gleichsetzung der  $\beta_{A-90}$  mit den  $\beta_{\text{Kern}}$  beruht auf den aus den Flußverläufen zu erwartenden gleichen Intensitätsverhältnissen zwischen Neutronen- und  $\gamma$ -Fluß am Meßort A-90 und im Reaktorkern.

Für die gut bekannten Emittersubstanzen der langlebigen Gruppen kann man eine mittlere  $\gamma$ -Energie  $\bar{E}_\gamma$  angeben. Abb. 5 zeigt, daß das Verhältnis  $\beta_{\text{refl.}} / \beta_{\text{Kern}}$  von dieser  $\gamma$ -Energie abhängt. Für die beiden Meßorte kann nun aus der Gl. (5) mit Hilfe der gemessenen  $\beta$ -Verhältnisse und dem bekannten  $m$  der Werte von  $f(r, E_\gamma)$  bestimmt werden.

Tabelle 3. Gruppen verzögerter Neutronen und Photoneutronen im BR 02

Photoneutronen	Halbwertszeit $\tau_{1/2}$	Verantwortlicher $\gamma$ -Emittier	Mittlere $\gamma$ -Energie der Gruppe $j$ $\bar{E}_\gamma$	Intensität der Photoneutronengruppe $j$				$\frac{\beta_{\text{Refl.}}}{\beta_{\text{Kern}}}$	$M$
				im Reaktorkern		im Reflektor			
				$B_{\text{Rechn.}} \cdot 10^7$	$B_{\text{Messg.}} \cdot 10^7$	$\beta_{\text{Kern}} \cdot 10^5$	$\beta_{\text{Refl.}} \cdot 10^5$		
Gruppen Nr. $j$			MeV	Photoneutronen pro Spaltung	effektiver Photoneutronen-Anteil				
16	12,8 Tage 40,2 Std	La <sup>140</sup>	2,51 —	4,8 —0,63	3,51 —0,46	0,0168 —0,0022	— —	— —	2,123 —
15	77,7 Std	I <sup>132</sup>	2,02	3,65	4,43	0,0212	(0,0420)	(1,98)	1,87
14	17,0 Std	Zr <sup>97</sup>	2,13	4,8	3,53	0,0169	0,0339	2,00	1,95
	10,4 Std	Y <sup>93</sup>	2,00	5,38	(in Gruppen $j=14$ und $j=13$ mit enthalten)				
13	6,68 Std	I <sup>135</sup>	1,75	52,7	61,3	0,294	0,433	1,47	1,45
12	3,6 Std	Y <sup>92</sup>	1,94	8,13	7,46	0,0358	0,0652	1,82	1,80
11	2,77 Std	Kr <sup>88</sup> , Rb <sup>88</sup> , Y <sup>92</sup> , (Mn <sup>55</sup> )	2,15	44,0	66,3	0,318	0,637	2,00	1,96
10	77,0 min	Kr <sup>87</sup> , La <sup>142</sup>	2,35	93,5	133	0,638	1,324	2,08	2,06
9	52,0 min 44,0 min	I <sup>134</sup>	1,78 —	102 —82,6	79,3 —64,1	0,380 —0,308	0,57 —0,46	1,50 —	1,54 —
8	32,0 min	Br <sup>84</sup> , Cs <sup>138</sup>	2,42	50,7	50,3	0,241	0,497	2,06	2,09
7	15,0 min	Xe <sup>138</sup> , Y <sup>94</sup> , Rb <sup>89</sup> , Mo <sup>101</sup> , Rb <sup>91</sup> , Rb <sup>88</sup>	2,5	149	197	0,945	1,985	2,10	2,12
6	4,1 min	Sb <sup>133</sup> , Ru <sup>107</sup> , Kr <sup>89</sup>	2,5	119	212	1,016	2,123	2,09	2,12
5	2,3 min	Rb <sup>90</sup> , Br <sup>84</sup> (Al <sup>28</sup> )	—	505	360	1,73	9,06	5,24	—
4	86,0 sec	I <sup>136</sup>	2,5	20	276	1,32	2,80	2,12	2,12
3	55,6 sec	Br <sup>87</sup>	3,4	83,2	417	2,00	4,63	2,32	2,33
2	33,0 sec	(Kr <sup>90</sup> , ?)	—	—	1061	5,09	10,37	2,04	—
1	16,0 sec	(Br <sup>88</sup> , Te <sup>100</sup> , Y <sup>94</sup> , ?)	—	—	849	4,07	8,03	1,97	—

Verzögerte Neutronen	Halbwertszeit $\tau_{1/2}$	Emittier der verzögerten Neutronen	Intensität der Gruppe $i$ der verzögerten Neutronen			
			im Reaktorkern		im Reflektor	
			$B_{\text{Kern}} \cdot 10^7$	$\beta_{\text{Kern}} \cdot 10^5$	$\beta_{\text{Refl.}} \cdot 10^5$	
Gruppen Nr. $i$	sec		verzögerte Neutronen pro Spaltung	effektiver Anteil der verzögerten Neutronen		
6	55,6	Br <sup>87</sup> , Cs <sup>142</sup> , (Rb <sup>92</sup> )	5200	24,9	24,9	—
5	22,7	I <sup>137</sup> , Br <sup>88</sup> , Te <sup>136</sup> , (Xe <sup>140</sup> )	34600	166	166	—
4	6,22	I <sup>138</sup> , Br <sup>89</sup> , (Kr <sup>92</sup> , Xe <sup>141</sup> )	31000	149	149	—
3	2,3	I <sup>139</sup> , Kr <sup>94</sup> , Xe <sup>143</sup> , Xe <sup>144</sup> , (Kr <sup>93</sup> )	62400	299	299	—
2	0,61	(I <sup>140</sup> )	18200	87,32	87,32	—
1	0,23	Cs <sup>145</sup> , Br <sup>93</sup>	6600	31,66	31,66	—

Die  $\bar{E}_\gamma$ -Abhängigkeit von  $\beta_{\text{Refl.}}/\beta_{\text{Kern}}$  lieferte aus den Meßwerten der acht langlebigen Gruppen ( $\tau_{1/2} > 15$  min):

$$M = 1 + \frac{4,511}{m} \cdot \ln \frac{\bar{E}_\gamma - Q}{E'_\gamma - Q} \quad (5a)$$

mit

$m = 15,88$ ,

$Q = 1,67$  MeV (Schwellenwert der  $\gamma, n$ -Reaktion für Be),  
 $E'_\gamma = 1,687$  MeV.

Die Gruppenintensitäten für  $\tau_{1/2} \leq 15$  min wurden aus den Abklingkurven nach  $T = 2,55$  min bestimmt, und zwar im Kern (D-0) und am äußeren Reflektorrand (L-120). Die mit diesen  $\beta$ -Werten gebildeten Verhältnisse stimmen mit den nach Gl. (5a) aus den  $\bar{E}_\gamma$ -Werten dieser Gruppen berechneten  $M$ -Werten gut überein (Tabelle 3; Abb. 5). Die Annahme, daß eine

Änderung des Intensitätsverhältnisses zwischen Neutronen- und  $\gamma$ -Fluß in A-90 gegenüber dem Kern nicht wesentlich die Meß- und Analysenunsicherheiten überschreiten würde, wäre damit bestätigt. Allerdings besteht gerade für die kurzlebigen Photoneutronengruppen auch eine Unsicherheit in den  $\bar{E}_\gamma$ -Werten selbst.

Neben den Orts- und  $\bar{E}_\gamma$ -Abhängigkeiten der Photoneutronenintensitäten liefern die Analysenergebnisse auch die im Abschnitt 3 vernachlässigten Photoneutronengruppen, die von aktivierten Reaktormaterialien im Reflektor erzeugt werden.

Das starke Anwachsen der 2,3 min-Gruppe im Reflektor ist z. B. durch die Wandnähe des Aluminium-Reaktorgefäßes am Meßort L-120 verursacht worden ( $\beta_{\text{Refl.}}/\beta_{\text{Kern}} > 5$ ).

Der Mn-Gehalt des Reflektorgefäßes (max. 0,1%), aktiviert durch vorangegangene Bestrahlungen mit einem anderen Kern, verursachte andererseits die Abweichungen der Meßwerte der Abklingkurve 2 durch einen Untergrund von 2 Impulsen/sec (s. Abb. 2, Kurve 2 zwischen  $t = 1000$  sec und  $t = 4000$  sec).

**5. Diskussion der Ergebnisse**

Wie die Abb. 2 bis 4 zeigen, lassen sich sowohl im Reaktorkern wie im Reflektor die Restfluß-Abklingkurven des abgeschalteten Reaktors durch die sechs Gruppen verzögerter Neutronen und die 16 repräsentativen Photoneutronengruppen der Tabelle 3 gut wiedergeben. Die Genauigkeit der Wiedergabe ist in Tabelle 4 durch die mittlere Abweichung

$$\sigma = \sqrt{\frac{S^2}{k+1}}$$

gekennzeichnet.

Tabelle 4. Wiedergabegenauigkeit der Restfluß-Abklingkurven im BR 02 durch sechs Gruppen verzögerter Neutronen und 16 Gruppen verzögerter Photoneutronen mit den Werten der Tabelle 3

Abklingkurve	Bestrahlungszeit T	Meßort	Zeitintervall	Mittlere Abweichung $\sigma$
1	2,55 min	D- 0	5 - 1430 sec	2,1%
2	2,55 min	L-120	5 - 2360 sec	2,1%
3	10,50 min	L-120	5,1 - 117 min	2,3%
4	120,25 min	L-120	11 - 438 min	1,4%
5	1200 min	L-120	5 - 100 min	0,9%
6	1200 min	A- 90	109 - 1040 min	0,4%
7	1200 min	A- 90	1042 - 6355 min	0,9%

Die Gesamtintensität der Photoneutronen (bei Sättigung) betrug im Reaktorkern 2,3% der verzögerten Neutronen.

Die experimentell gefundenen Intensitäten der langlebigen Photoneutronengruppen stimmen ihrer Größenordnung nach mit den errechneten Werten überein; die kurzlebigen sind erwartungsgemäß größer als die errechneten, da ein großer Teil der Angaben über die  $\gamma$ -Spektren kurzlebiger Spaltprodukte fehlt.

Das Verfahren, die Photoneutronenintensitäten aus den Abklingkurven des Restflusses zu bestimmen, enthält einen durch den Scram verursachten Unsicherheitsfaktor, der erst in späteren Versuchen, z. B. durch Frequenzgangmessungen, eliminiert werden kann. Durch den Scram nämlich wurde der Berylliumgehalt der dem Kern nächstgelegenen Reflektorzellen gegenüber dem Betriebszustand geändert. Anstelle der Berylliumstäbe (unterer Teil der Kontrollstäbe) traten die wassergefüllten Cadmiumzylinder. Da aber gerade dieser dem Kern unmittelbar benachbarte Reflektorteil mit seiner hohen Be-Konzentration und hohen  $\gamma$ -Intensität im Betriebszustand einen Photoneutronenanteil in den Kern liefern wird, müssen die Photoneutronenintensitäten des Betriebszustandes gegenüber denen nach dem Scram um einige Prozent größer sein.

Gegenüber den von KRASIN [16] gefundenen Photoneutronenintensitäten lieferte der BR 02 infolge seiner geringeren Be-Konzentration im Kerngebiet niedrigere Werte. Da bei KRASIN die verzögerten Neutronen von den Photoneutronen nicht getrennt sind und außerdem in dem russischen Reaktor kein Aluminium vorhanden war, sind im Bereich der kurzlebigen Gruppen zwischen beiden Messungen wesentliche Verschiebungen in den Intensitäten zu beobachten.

Die bei den Messungen gefundene Abhängigkeit der Gruppenintensitäten von Photoneutronenenergie und Meßort hat ihre Ursache in der Energieabhängigkeit der Schwächung der  $\gamma$ -Strahlung, aber auch im Anwachsen der Effektivwerte energiearmer Photoneutronengruppen im Kern. Die in Abschnitt 3 angenommene  $1/m$ -Abhängigkeit des Korrekturgliedes  $M$  setzt einen konstanten Multiplikationsfaktor für alle Photoneutronengruppen voraus. Die Abweichung von diesem konstanten Wert für jede Gruppe ist in  $f(r, E_\gamma)$  mit enthalten.

Da mit Annäherung an den kritischen Zustand ( $m \rightarrow \infty; M \rightarrow 1$ ) die Photoneutronenproduktion im Reflektor des BR 02 gegenüber dem gesamten Neutronenfluß zu vernachlässigen ist, hat sie auch praktisch keinen Einfluß auf die Fluß- und Periodenmessungen im Betriebszustand. Ebenso ist im Reaktorkern der Anteil schneller Photoneutronen gegenüber den schnellen Spaltneutronen zu vernachlässigen; im Reflektor jedoch erhöht die Photoneutronenproduktion den Anteil der dort vorhandenen schnellen Neutronen, d.h. ändert das Neutronenspektrum. Es läßt sich abschätzen, daß bei der für die Photoneutronenmessungen benutzten Kernkonfiguration am Meßort L-120 die Photoneutronen den Anteil der schnellen Neutronen um etwa 10% erhöhen werden.

Aus den gefundenen Photoneutronendaten läßt sich der Restfluß im Reaktorkern für jede Betriebsdauer  $T$ , Kühlzeit  $t$  und Abschaltreaktivität ausrechnen. Tabelle 5 gibt den Restfluß für verschiedene Betriebszeiten  $T$  mit konstantem Fluß  $\Phi_0$  für eine Abschaltreaktivität von 10 \$ wieder.

Tabelle 5. Restfluß im Reaktorkern des BR 02 nach verschiedenen Betriebs- und Kühlzeiten bei einer Abschaltreaktivität von 10 \$

(Für die Rechnung dieser Tabelle wurden zusätzlich zu den Werten der Tabelle 3 zwei sehr langlebige Photoneutronengruppen benutzt, deren Intensitäten aus den Spaltproduktaten der Tabelle 1 errechnet wurden:

$$j = 17; \tau_{1/2} = 285 \text{ Tage (Pr-144)}; \beta_{17} = 0,0042 \cdot 10^{-5},$$

$$j = 18; \tau_{1/2} = 1 \text{ Jahr (Rh-106)}; \beta_{18} = 0,0013 \cdot 10^{-5}.$$

Der maximale Anteil dieser beiden Gruppen am Restfluß ( $T = 50$  Tage,  $t = 10$  Tage) ist jedoch kleiner als 5%).

Kühlzeit t	Betriebszeit mit konstantem Fluß $\Phi_0$				
	T = 1 Tg	T = 5 Tg	T = 10 Tg	T = 20 Tg	T = 50 Tg
1 min	$\Phi_{\text{Rest}} = 6,4 \cdot 10^{-3}$				
10 min	$6,4 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$
1 Std	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$
5 Std	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
12 Std	$4,4 \cdot 10^{-5}$	$4,8 \cdot 10^{-5}$	$4,9 \cdot 10^{-5}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$5,1 \cdot 10^{-5}$
1 Tg	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$
5 Tg	$4,2 \cdot 10^{-6}$	$6,1 \cdot 10^{-6}$	$7,0 \cdot 10^{-6}$	$7,8 \cdot 10^{-6}$	$8,5 \cdot 10^{-6}$
10 Tg	$2,8 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$
	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$5,4 \cdot 10^{-7}$	$8,7 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$

Der Photoneutronen-Restfluß vergrößert das Flußintegral einer Bestrahlung. Das Verhältnis des integrierten Restflusses (nach dem Abschalten des Reaktors mit -10 \$) zum Flußintegral während der Bestrahlung, d.h. das Verhältnis

$$R = \frac{\int_0^{t=\infty} \Phi_{\text{rest}} \cdot dt}{\Phi_0 \cdot T}$$

ist nach einer Bestrahlungszeit von  $T = 1$  Tag nur etwa 3,7mal so groß und nach  $T = 50$  Tagen nur etwa 9mal so groß wie das entsprechende Verhältnis bei

Berücksichtigung nur der verzögerten Neutronen. Es kann daher in der Regel vernachlässigt werden.

Vorliegende Arbeit wurde am Centre d'Etude de l'Energie Nucléaire, Mol (Belgien), durchgeführt und in dankenswerter Weise unterstützt. Besonderer Dank gebührt Herrn F. MOTTE und der Section Mathématiques Appliquées für Geduld und Unterstützung bei den langwierigen Analysen und Herrn A. FABRY für seine positive Kritik.

**Bibliographie.** [1] BENOIST, P., V. DENIZ, CH. GOURDON, B. V. JOSHI, J. MARTELLY, M. SAGOT, K. SAHAI and G. WANNER: Critical and Subcritical Experiments on U-Be O-Lattices. A. Conf. P/1192, 12, 585/606 (1958). — [2] SPATZ, W. D. B., D. J. HUGHES and A. CAHN: Phys. Rev. 72, 163 (1947). — [3] KEEPIN, G. R., T. F. WIMETT and R. K. ZIEGLER: Phys. Rev. 107, 1044 (1957). — [4] PERKINS, J. F., and R. W. KING: Nuclear Sci. and Eng. 3, 726/746 (1958). — [5] STROMINGER, D., J. M. HOLLANDER and G. T. SEABORG: Rev. Mod. Phys. 30, 2, part II (1958). — [6] O'KELLEY, G. D., E. EICH-

LER and N. R. JOHNSON: Studies of Short-Lived Fission Products and their Importance to Reactor Technology. A. Conf. P/672 15, 469/474 (1958). — [7] CLARK, F. H.: Decay of Fission Product Gammas. NDA-27-39 (1954). — [8] WALKER, W. H.: Yields and Effective Cross Sections of Fission Products and Pseudo-Fission-Products. CRRP-913 (1960). — [9] ERGEN, W. K.: Hard Gamma Emitters among Fission Fragments. ANP-59 (1951). — [10] BOLLES, R. C., and N. E. BALLOU: Calculated Activities and Abundances of U-235 Fission Products. USNRDL-456 (1956). — [11] Nuclear Data Sheets (1961), — [12] MATEOSIAN, E., and MCKEOWN: Table of Gamma-Rays Emitted by Radioactive Nuclei (1960). BNL 605 (T-177). — [13] WAHLGREN, M. A.: Nuclear Decay Scheme Studies on Short-Lived Nuclides from the ( $n, \gamma$ ) and ( $n, \text{fission}$ ) Reactions. TID-11807 (1961). — [14] COLOMB, A. L.: Nuclear Sci. and Eng. 8, 289/293 (1960). — [15] JOHNS, M. W., and B. W. SARGENT: Can. J. Phys. 32, 136/152 (1954). — [16] KRASIN, A. K., B. G. DUBOVSKY, M. N. LANTSOV, Y. Y. GLAZKOV, R. K. GONCHAROV, A. V. KAMAYEV, L. A. GERASEVA, V. V. VAVILOV, E. J. INYUTIN and A. P. SENCHENKOV: Physical Characteristics of Beryllium Moderated Reactor. A. Conf. P/2146 12, 571/579 (1958).



CDNA00503DEC