

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juni 1972

KFK-1624

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Projekt Schneller Brüter

Bestimmung der  $\gamma$ -Heizung in den Strukturmaterialien von schnellen  
kritischen Anordnungen mit Radiophototumineszenzgläsern

von

H.-R. Doerfel

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe



### Zusammenfassung

Zur Bestimmung der  $\gamma$ -Heizung in den Strukturmaterialien von schnellen Reaktoren wurden Radiophotolumineszenzgläser benutzt. Dafür war eine Untersuchung des Absorptionsverhaltens der Gläser in gemischten Strahlungsfeldern erforderlich. Es zeigte sich, daß die Gläser hinsichtlich der  $\gamma$ -Absorption dem Stahl sehr ähnlich sind. Somit ist der  $\gamma$ -Effekt im Glas nahezu ein direktes Maß für die  $\gamma$ -Heizung in Stahl. Der Neutroneneffekt, der in Reaktoren bis zu 50% vom Gesamteffekt ausmacht, kann mit Hilfe von Spaltraten korrigiert werden. Es wurden Messungen in verschiedenen schnellen kritischen Anordnungen durchgeführt. Die Ergebnisse stimmten gut mit Rechnungen und Ionisationskammermessungen überein.

### Abstract

Radiophotoluminescence glasses were used for the determination of the  $\gamma$ -heating in the structural materials of fast reactors. For this application an investigation of the absorption behavior of the glasses in mixed radiation fields was necessary. It was shown, that with regard to the  $\gamma$ -absorption the glasses are very similar to steel. So the  $\gamma$ -effect in the glass is nearly proportional to the  $\gamma$ -heating in steel. The neutron effect, amounting up to 50% of the total effect in reactors, can be corrected by means of fission rates. Measurements were performed in different fast critical assemblies. The results were in good agreement with calculations and ionization chamber measurements.



sprechende Emissionsband  $\Phi_{PL}$  liegt im langwelligen UV-Bereich bei  $3750 \text{ \AA}$ . (Das Emissionsband ist gegenüber dem Absorptionsband nach längeren Wellenlängen hin verschoben, weil ein Teil der absorbierten Energie als Wärme an das Gitter abgegeben wird.)

Durch Einwirkung ionisierender Strahlung taucht bei  $3300 \text{ \AA}$  ein neues Absorptionsband  $\mu_{RPL}$  auf; damit existiert zwischen  $3300 \text{ \AA}$  und  $3700 \text{ \AA}$  ein schmaler Spektralbereich, in dem nur die strahleninduzierten RPL-Zentren angeregt werden können.

Die entsprechende RPL-Emission  $\Phi_{RPL}$  liegt im gelben Bereich bei  $6150 \text{ \AA}$ . Die Intensität des emittierten RPL-Lichts ist bei konstanter Anregung ein Maß für die Dichte der RPL-Zentren und damit auch für die Strahlungseinwirkung auf das Glas. Zur Messung der RPL-Intensität wurden spezielle Fluorometer entwickelt, deren prinzipieller Aufbau in Abb.2 dargestellt ist.

Das Anregungslicht wird von einer Hg-Hochdrucklampe erzeugt und gebündelt auf das Glas gelenkt. Im Strahlengang befindet sich ein Filter  $F_1$  mit schmaler Transmission bei  $3650 \text{ \AA}$ . Das gefilterte Licht trifft senkrecht auf eine Schmalseite des Glases, wobei der Querschnitt des Strahlenbündels etwas kleiner als die Glasfläche gewählt wird, um zu vermeiden, daß Verunreinigungen an der Glasoberfläche zur Lumineszenz angeregt werden. Nach Durchgang durch das Glas wird das Anregungslicht von einer streuarmlen Blendenspiegelanordnung auf den gleichen Weg reflektiert oder absorbiert. Das Lumineszenzlicht wird senkrecht zur Anregungsrichtung gemessen, nachdem es ein für Wellenlängen  $\lambda < 5500 \text{ \AA}$  undurchlässiges Filter  $F_2$  passiert hat.

Trotz guter Filterung und trotz gründlicher Reinigung von Glasoberfläche und Glashalterung ergibt sich infolge von Streulicht und Fremdfluoreszenzen ein gewisser Untergrund, der bei der Messung von kleinen RPL-Intensitäten für jedes Glas individuell korrigiert werden muß.

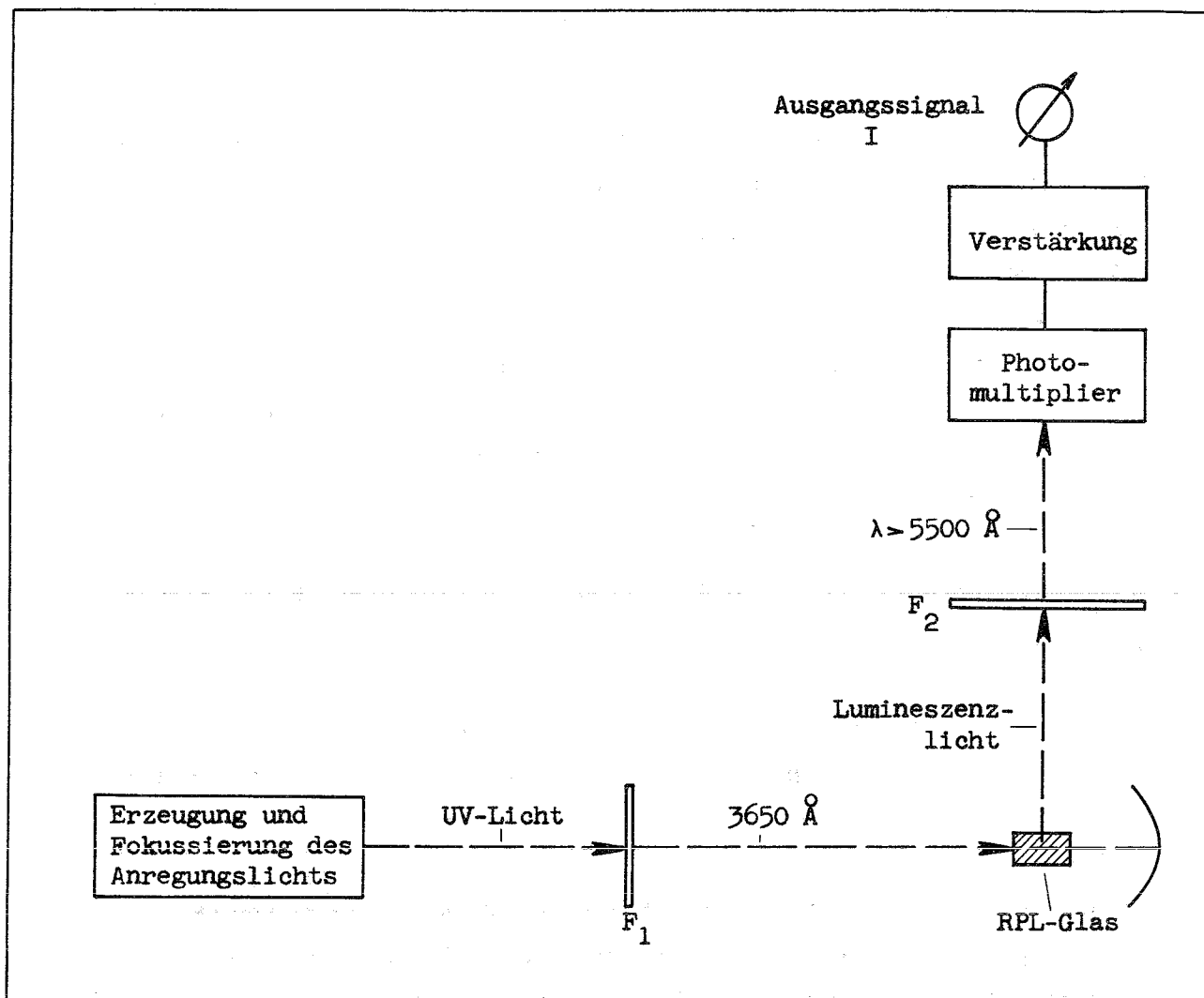


Abb.2 Prinzipieller Aufbau eines Fluorometers

Bei der RPL-Messung ist ferner zu beachten, daß die volle RPL- Intensität erst eine gewisse Zeit nach der Bestrahlung erreicht wird. Die Geschwindigkeit des RPL-Aufbaus hängt in erster Linie vom Silbergehalt des Glases und von den Temperaturverhältnissen während und nach der Bestrahlung ab. Bei Zimmertemperatur erreicht das Toshiba-Glas nach einem Tag etwa 90% der vollen RPL-Intensität. Bei  $100^{\circ}\text{C}$  wird der volle Wert jedoch bereits nach 20 min angenommen. Deswegen werden die Gläser vor der Auswertung stets eine halbe Stunde bei  $100^{\circ}\text{C}$  getempert.

Die RPL-Intensität wird bei Zimmertemperatur über Monate hinweg voll beibehalten. Sie kann jedoch bei Erhitzen des Glases auf etwa  $400^{\circ}\text{C}$  innerhalb kurzer Zeit (ca. 30 min) gelöscht werden [2]. Die Gläser sind somit beliebig oft verwendbar.

Für die Messungen zur vorliegenden Arbeit werden die in Tabelle 1 aufgeführten Schott- und Toshiba-Gläser sowie ein Toshiba-Fluorometer verwendet, welches von der Abteilung für Strahlenschutz und Sicherheit (ASS) zur Verfügung gestellt worden ist. Die Auswertung der Gläser liegt in den Händen von Frau M.Reddmann (ASS).

Die Abstimmung des Fluorometers erfolgt mit Hilfe von Toshiba-Referenzgläsern, welche zuvor in einem bekannten Strahlungsfeld bestrahlt worden sind. Als Meßstandard dient dabei eine geeichte Ionisationskammer, die die jeweilige Dosis in Roentgen (R) angibt. Diese Größe, auf die im folgenden Abschnitt noch näher eingegangen wird, ist bei gegebener Strahlenqualität ein Maß die absorbierte Energie. Im vorliegenden Fall werden die Referenzgläser mit einer Roentgenröhre bei einer effektiven  $\gamma$ -Energie von 240 keV mit definierten Dosen bestrahlt. Das Fluorometer wird dann so abgestimmt, daß das Ausgangssignal I nach Kompensation des nichtstrahleninduzierten Untergrundes  $100\ \mu\text{A}$  pro Roentgen beträgt. Hierdurch wird eine feste Beziehung zwischen Ausgangssignal und RPL-Intensität hergestellt, so daß man beide Größen miteinander identifizieren kann. Dies gestattet es dann auch, die Einheit des Ausgangssignals ( $\mu\text{A}$ ) gleichzeitig als Einheit für die RPL-Intensität zu benutzen; im folgenden wird also stets die RPL-Intensität in  $\mu\text{A}$  angegeben.

In Abb.3 sind die Dosischarakteristiken der beiden hier zur Verwendung kommenden Gläser dargestellt. Die Charakteristik des Toshiba-Glases (T) ist [2] entnommen, während die Charakteristik des Schott-Glases auf eigenen Messungen beruht. Beide Dosischarakteristiken wurden mit  $\text{Cs}^{137}$ - $\gamma$ -Quellen ( $E_{\gamma} = 662\ \text{keV}$ ) aufgenommen. Wie aus der Abbildung hervorgeht, ist die RPL-Intensität I im Bereich von 1 R bis etwa  $10^3\ \text{R}$  der mit einer Ionisationskammer gemessenen  $\gamma$ -Dosis D proportional. Hier gilt

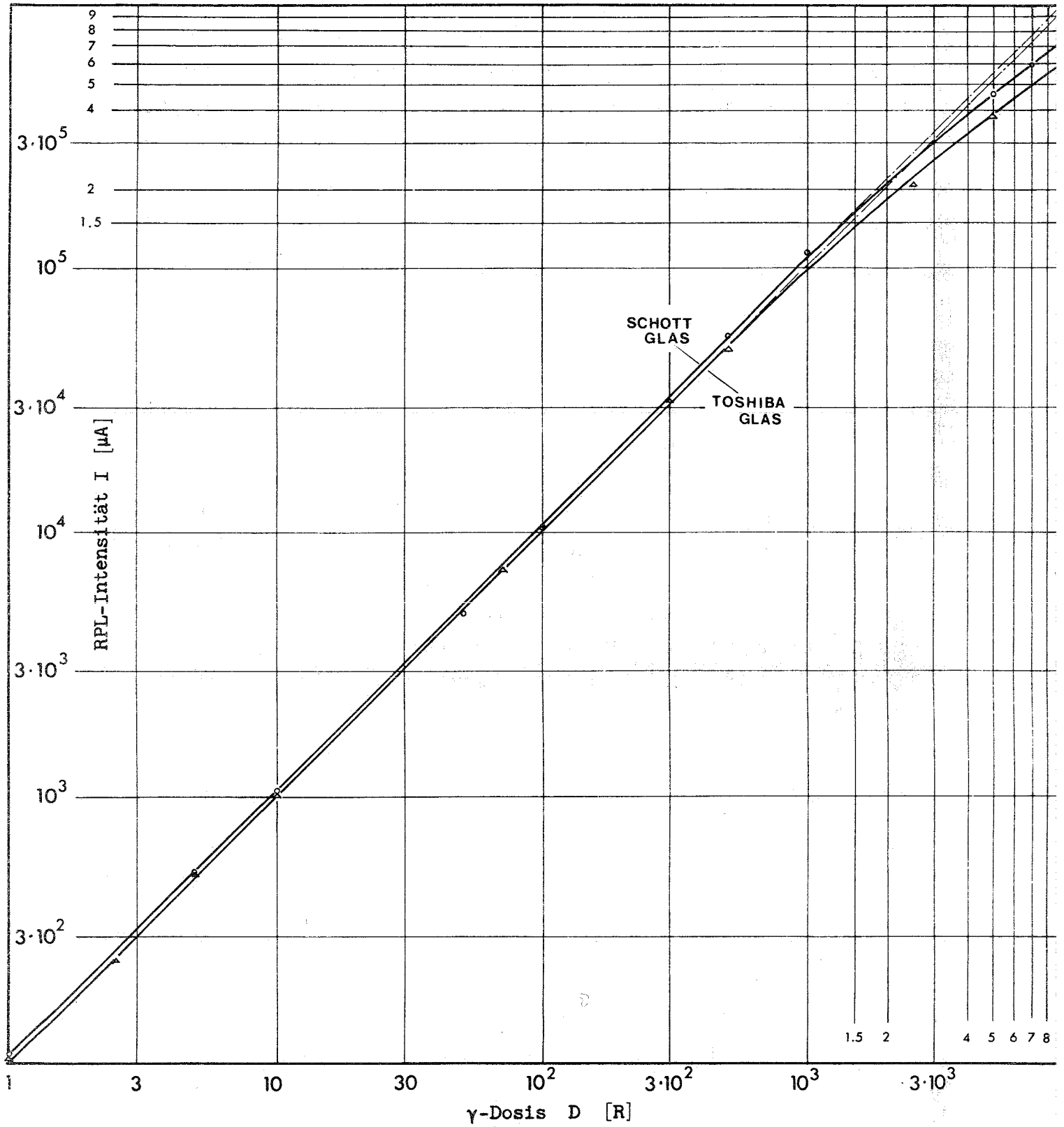


Abb. 3 Dosischarakteristiken des Schott-Glases und des Toshiba-Glases [2]



$$\left. \begin{aligned} I(D)_S &= 108 \frac{\mu A}{R} \cdot D \\ I(D)_T &= 100 \frac{\mu A}{R} \cdot D \end{aligned} \right\} (1)$$

wobei die Streuung der Einzelwerte 3% ist. Im Dosisbereich  $D > 10^3 R$  macht sich bei beiden Gläsern eine zunehmende Gelbfärbung bemerkbar, die auf eine Ausscheidung von kolloidalem Silber zurückgeführt wird [2]. Die hierdurch bedingte Abweichung der RPL-Intensität vom linearen Verlauf kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$\left. \begin{aligned} I(D)_S &= 108 \frac{\mu A}{R} \cdot D \cdot e^{-\frac{2.23 \cdot 10^{-5}}{R} \cdot D} \\ I(D)_T &= 100 \frac{\mu A}{R} \cdot D \cdot e^{-\frac{2.52 \cdot 10^{-5}}{R} \cdot D} \end{aligned} \right\} (1a)$$

Bei  $D < 10^3 R$  ist die Abweichung von der Linearität  $< 3\%$  und somit nicht mehr feststellbar. In diesem Bereich kann I als direktes Maß für D angesehen werden (Proportionalbereich). Bei  $D > 10^3 R$  muß I mit Hilfe von Abb. 3 korrigiert werden.

Wie man aus (1a) durch Differentiation entnehmen kann, durchläuft I bei  $D \approx 4 \cdot 10^4 R$  ein Maximum. In der Nähe dieses Maximums ist aufgrund des flachen Kurvenverlaufs eine Bestimmung von D aus I nur noch mit ungenügender Genauigkeit möglich. Hieraus ergibt sich je nach Genauigkeitsanforderungen eine obere Grenze für den Meßbereich.

Im Core-Zentrum von kritischen Anordnungen werden bei Reaktorleistungen von etwa 100 W  $\gamma$ -Dosisleistungen in der Größenordnung von  $10^3 \frac{R}{h}$  erreicht; im äußeren Blanket sind die Dosisleistungen etwa zwei Zehnerpotenzen kleiner. Demnach kann man hier bei geeigneter Wahl der Bestrahlungszeit den Proportionalbereich der Gläser voll ausnutzen.

### 3. Bestimmung der $\gamma$ -Heizung in Stahl mit RPL-Gläsern

Unter der  $\gamma$ -Heizung  $H_\gamma$  versteht man die durch  $\gamma$ -Strahlung in der Zeiteinheit auf ein bestimmtes Material übertragene Energie. In einem räumlich konstanten monoenergetischen Strahlungsfeld kann man  $H_\gamma$  unter gewissen Voraussetzungen nach der folgenden Gleichung berechnen:

$$H_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma \cdot \frac{\mu_{en}(E_\gamma)}{\rho} \cdot \Phi_\gamma(E_\gamma) \quad (2)$$

Dabei ist  $E_\gamma$  die  $\gamma$ -Energie [MeV]

$H_\gamma$  die  $\gamma$ -Heizung  $\left[ \frac{\text{MeV}}{\text{g sec}} \right]$

$\frac{\mu_{en}}{\rho}$  der Massenergieabsorptionskoeffizient  $\left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right]$

$\Phi_\gamma$  der  $\gamma$ -Fluß  $\left[ \frac{\gamma' \text{ s}}{\text{cm}^2 \text{ sec}} \right]$

Voraussetzung für die Gültigkeit von (2) ist einerseits, daß der  $\gamma$ -Fluß im Material nicht abgesenkt wird und andererseits, daß die Verluste von Sekundärelektronen durch die Oberfläche der Materialprobe vernachlässigbar klein sind. Dies bedeutet, daß die Dimensionen der Materialprobe einerseits klein gegen die Reichweite der Primärstrahlung und andererseits groß gegen die Reichweite der Sekundärelektronen sein müssen. Hieraus ergeben sich je nach  $\gamma$ -Energie eine obere und eine untere Grenze für die Proben dimensionen. So darf zum Beispiel eine Eisenprobe bei mittleren  $\gamma$ -Energien ( $0.2 \text{ MeV} < E_\gamma < 4 \text{ MeV}$ ) nicht kleiner als 0.1 mm und nicht größer als 1 mm sein, wenn  $H_\gamma$  nach (2) berechnet werden soll.

Bei größeren Dimensionen muß die Flußabsenkung im Material berücksichtigt werden. Dies bringt insbesondere in komplizierten Geometrien erhebliche Schwierigkeiten mit sich, da der  $\gamma$ -Transport nur schwer zu berechnen ist. In einfachen Geometrien (Kugel, Würfel, planparallele Platte) genügt allerdings oft bereits ein exponentieller Schwächungsterm, so daß man hier für die  $\gamma$ -Heizung schreiben kann

$$H_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma \cdot \frac{\mu_{en}(E_\gamma)}{\rho} \cdot \Phi_\gamma(E_\gamma) \cdot e^{-\mu_{en}(E_\gamma) \cdot d} \quad (2a)$$

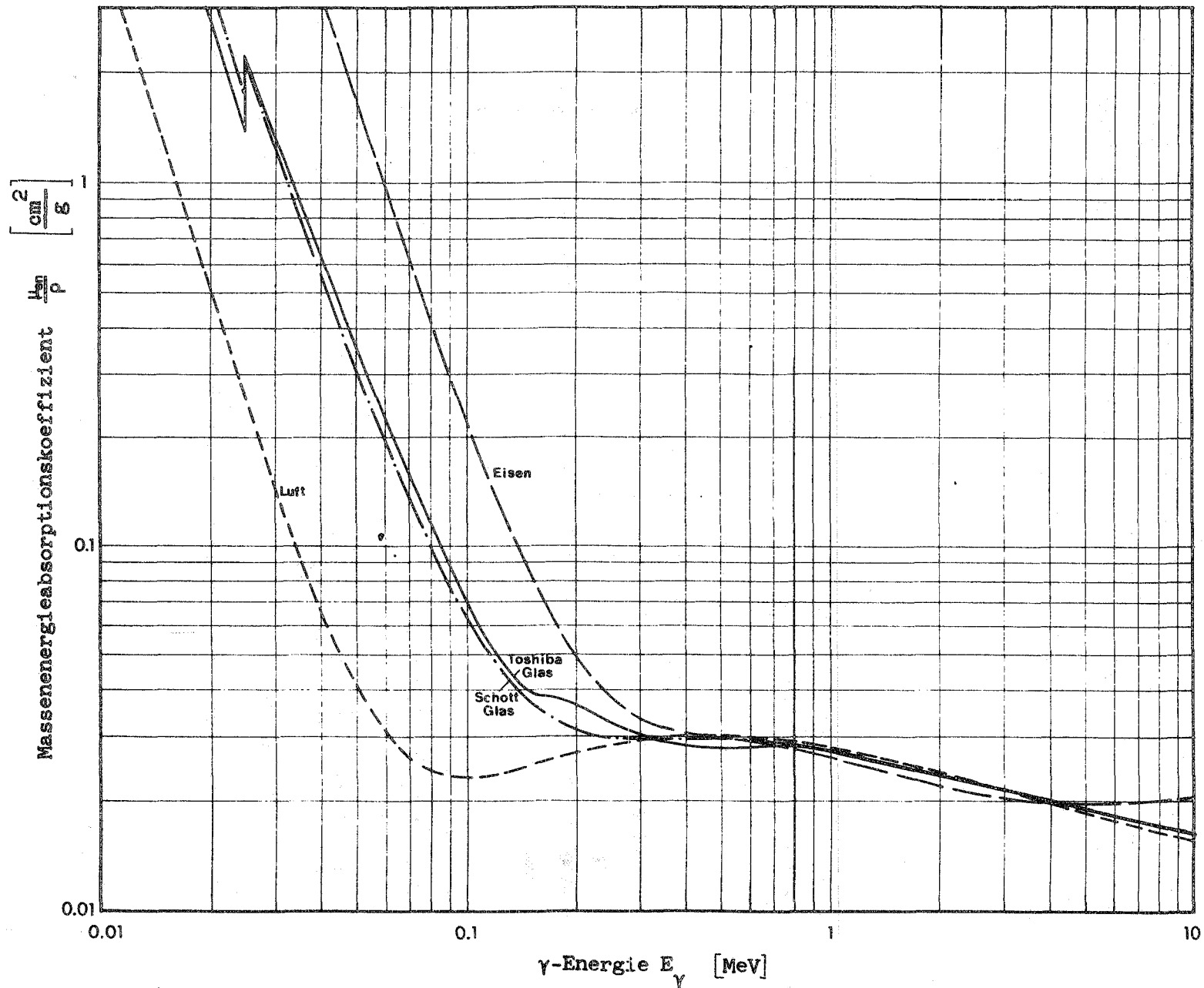


Abb. 4 Massenenergieabsorptionskoeffizienten von Luft, Eisen und RPL-Gläsern

wobei  $d$  eine effektive Probendicke ist. Wie aus diesen Gleichungen hervorgeht, unterscheidet sich die  $\gamma$ -Heizung in verschiedenen Materialien gerade durch den Massenenergieabsorptionskoeffizienten. In Abb.4 sind diese Koeffizienten nach [3] für Luft und Eisen sowie für die beiden hier zur Verwendung kommenden Glassorten dargestellt, wobei letztere gemäß

$$\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho_{\text{Glas}}} = \sum_i p_i \cdot \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho_i}$$

über die  $i$  Glaskomponenten gemittelt worden sind ( $p_i$  = Gewichtsanteil der  $i$ -ten Glaskomponente). Im Energiebereich  $0.3 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 4 \text{ MeV}$  sind die Koeffizienten nahezu gleich. Demnach besteht hier - ungeachtet des  $\gamma$ -Spektrums - ein enger Zusammenhang zwischen der  $\gamma$ -Heizung in Eisen und in den Gläsern.

Es ist naheliegend, daß andererseits auch ein Zusammenhang zwischen der Energieabsorption im Glas und der Bildung von RPL-Zentren besteht, so daß eine mittelbare Bestimmung der  $\gamma$ -Heizung in Eisen aus der RPL-Intensität möglich ist. Dieser Zusammenhang soll im folgenden Abschnitt geklärt werden.

### 3.1. $\gamma$ -Empfindlichkeit von RPL-Gläsern

#### 3.1.1. Monoenergetische $\gamma$ -Strahlung

Für die vorliegende Problemstellung ist es zweckmäßig, die  $\gamma$ -Empfindlichkeit  $\epsilon_{\gamma}$  der Gläser folgendermaßen zu definieren:

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{I_{\gamma}(E_{\gamma})}{H_{\gamma \text{ Glas}}(E_{\gamma}) \cdot t} \quad (3)$$

Dabei ist  $I_{\gamma}(E_{\gamma})$  die während der Bestrahlungszeit  $t$  durch  $\gamma$ -Strahlung der Energie  $E_{\gamma}$  erzeugte RPL-Intensität und  $H_{\gamma \text{ Glas}}(E_{\gamma})$  die  $\gamma$ -Heizung im Glas.

Leider liegen keine Angaben über die Reichweite der Sekundärelektronen in den Gläsern vor. So kann man keine direkte Aussage über den Energiebereich machen, in dem  $H_{\gamma}$  (bei den Glasdimensionen von 8mm x 8mm x 4.7mm) nach (2) bzw. (2a) berechnet werden kann. Da aber die Gläser zu etwa 50 Gew.-% aus Aluminiumphosphat bestehen und da ihre Dichte mit  $\rho = 2.57 \text{ g/cm}^3$  nahezu gleich der Dichte von Aluminium ist, kann man die Reichweite der Sekundärelektronen in den Gläsern mit der in Aluminium vergleichen.

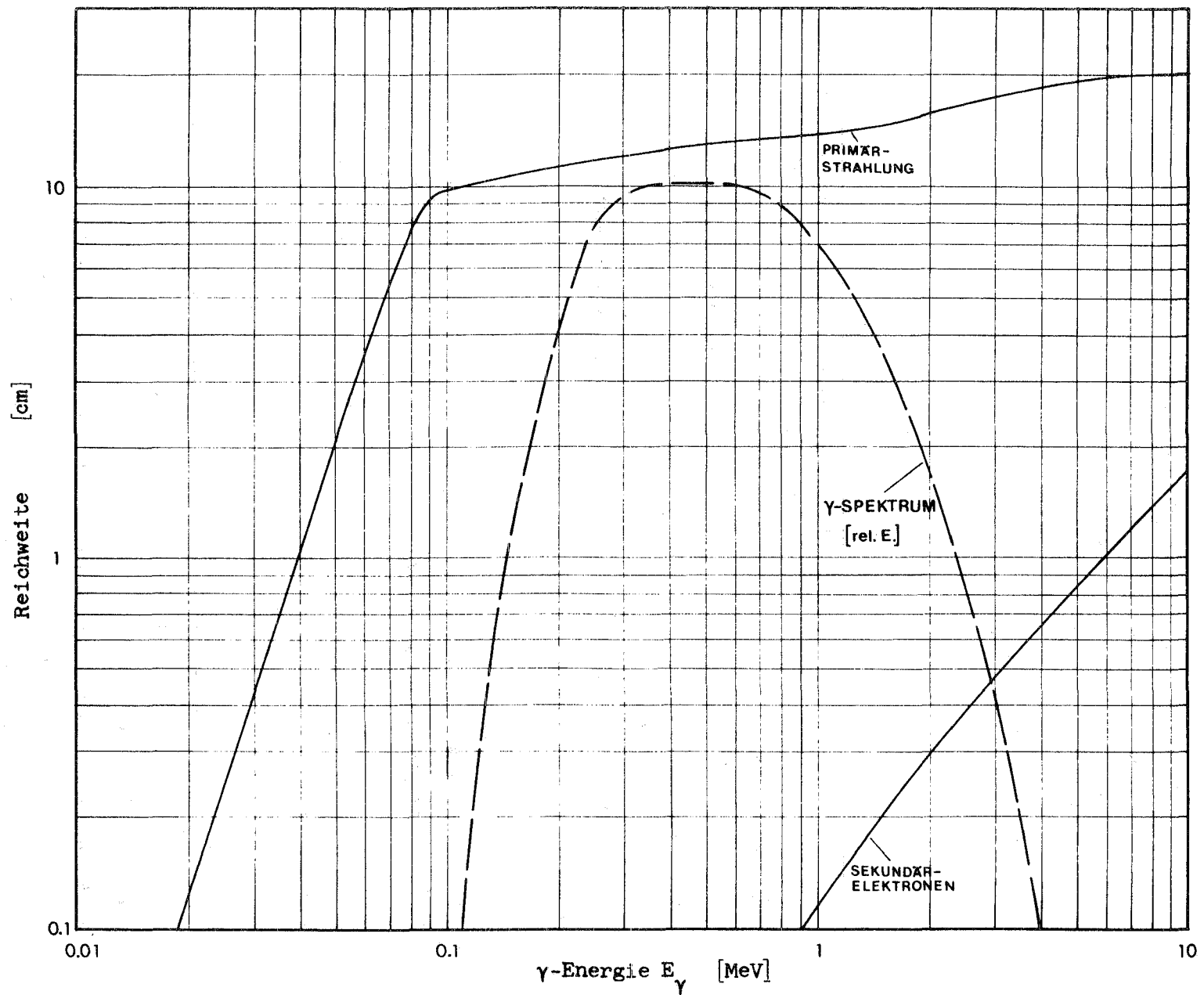
In Abb.5 sind die Reichweiten der Primär- $\gamma$ -Strahlung und der Sekundärelektronen in Aluminium als Funktion der primären  $\gamma$ -Energie dargestellt. Zum Vergleich ist in diese Abbildung auch das  $\gamma$ -Spektrum in einer schnellen Anordnung (vgl. 3.1.2.) aufgenommen worden. Es zeigt sich, daß in dem für die Bestimmung der  $\gamma$ -Heizung relevanten Energiebereich die Voraussetzungen für die Gültigkeit von (2) bzw. (2a) erfüllt sind. Zwar sind bei Energien  $E_{\gamma} > 3 \text{ MeV}$  Verluste von Sekundärelektronen zu erwarten, aber diese Verluste treten bei einer Eisenprobe vergleichbarer Dimension ebenfalls auf, so daß diesbezüglich im Endeffekt kein großer Fehler zu erwarten ist.

Da es sich bei dem quaderförmigen Glas um eine relativ einfache Geometrie handelt, kann man also  $H_{\gamma}$  nach (2a) berechnen. Zusammen mit (3) ergibt sich dann für die pro Zeiteinheit im Glas induzierte RPL-Intensität

$$\frac{I_{\gamma}(E)}{t} = \epsilon_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot E_{\gamma} \cdot \frac{\mu_{\text{en}}(E_{\gamma})}{\rho_{\text{Glas}}} \cdot \phi_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot e^{-\mu_{\text{en, Glas}}(E_{\gamma}) \cdot d} \quad (4)$$

wobei  $d$  eine effektive Glasdicke ist.

Zur Bestimmung von  $\epsilon_{\gamma}$  und  $d$  werden die Gläser bei verschiedenen  $\gamma$ -Energien bestrahlt. Der jeweilige  $\gamma$ -Fluß  $\phi_{\gamma}$  wird dabei mit einer geeichten Ionisationskammer bestimmt. Die Kammer mißt primär die Ionisation in Luft. Da aber der mittlere Energieaufwand zur Bildung eines Ionenpaares in Luft nahezu konstant ist ( $w_{\text{Luft}} = 33 \text{ eV}$  bei  $\text{Co}^{60}$ - $\gamma$ -Strahlung) [4], kann der Kammermeßwert gleichzeitig als ein Maß für die absorbierte Energie angesehen werden.



**Abb.5** Reichweiten von  $\gamma$ -Strahlung und Sekundärelektronen in Aluminium und  $\gamma$ -Spektrum einer schnellen kritischen Anordnung (vgl. Abb.9)

Die spezielle Einheit des Kammermeßwertes ist das Roentgen (R):

$$1 \text{ R} = 2.58 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Asec}}{\text{g}}$$

Die gebräuchlichen Ionisationskammern sind jeweils so ausgelegt, daß in bestimmten angegebenen Energiebereichen die im aktiven Luftvolumen absorbierte Energie nach (2) berechnet werden kann. Damit gilt unter Zugrundelegung von  $w_{\text{Luft}} = 33 \text{ eV}$  für den Kammermeßwert X in R:

$$\frac{X(E_{\gamma})}{t} = 1.88 \cdot 10^{-8} \frac{\text{R}}{\text{MeV}} \cdot \frac{\text{g}}{\text{g}} \cdot E_{\gamma} \cdot \frac{\mu_{\text{en}}(E_{\gamma})}{\rho_{\text{Luft}}} \cdot \Phi_{\gamma}(E_{\gamma}) \quad (5)$$

Zusammen mit (4) ergibt sich hieraus:

$$\frac{I_{\gamma}(E_{\gamma})}{X(E_{\gamma})} = 5.32 \cdot 10^7 \frac{\text{MeV}}{\text{R}} \cdot \frac{\text{g}}{\text{g}} \cdot \epsilon_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot \frac{\frac{\mu_{\text{en}}(E_{\gamma})}{\rho_{\text{Glas}}}}{\frac{\mu_{\text{en}}(E_{\gamma})}{\rho_{\text{Luft}}}} \cdot e^{-\mu_{\text{en,Glas}}(E_{\gamma}) \cdot d} \quad (6)$$

Das Verhältnis von  $I_{\gamma}$  zu X wird in Vergleichsbestrahlungen bestimmt. Als  $\gamma$ -Quellen stehen hierfür eine Roentgenröhre sowie verschiedene  $\text{Cs}^{137}$ - und  $\text{Co}^{60}$ -Präparate der ASS zur Verfügung. Mit der Roentgenröhre können im Energiebereich  $0.03 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 0.24 \text{ MeV}$  bei geeigneter Filterung  $\gamma$ -Linien mit einer Halbwertsbreite von etwa 25% erzeugt werden. Die  $\text{Cs}^{137}$ -Quellen emittieren eine  $\gamma$ -Linie mit  $E_{\gamma} = 0.662 \text{ MeV}$ , während die  $\text{Co}^{60}$ -Präparate zwei Linien mit  $E_{\gamma} = 1.332 \text{ MeV}$  und  $E_{\gamma} = 1.173 \text{ MeV}$  abstrahlen. Da sich das Absorptionsverhalten aller hier in Betracht kommenden Materialien im Energiebereich von 1.1 MeV bis 1.4 MeV nicht wesentlich ändert (vgl. Abb.4), kann als mittlere Energie der von  $\text{Co}^{60}$  emittierten  $\gamma$ -Strahlung 1.25 MeV angenommen werden.

Die Vergleichsbestrahlungen ergeben die in Abb.6 dargestellten Verhältnisse von  $I_{\gamma}$  zu X. Zur Bestimmung von  $\epsilon_{\gamma}$  und d aus diesen Werten erweist es sich als zweckmäßig, (6) folgendermaßen umzuschreiben:

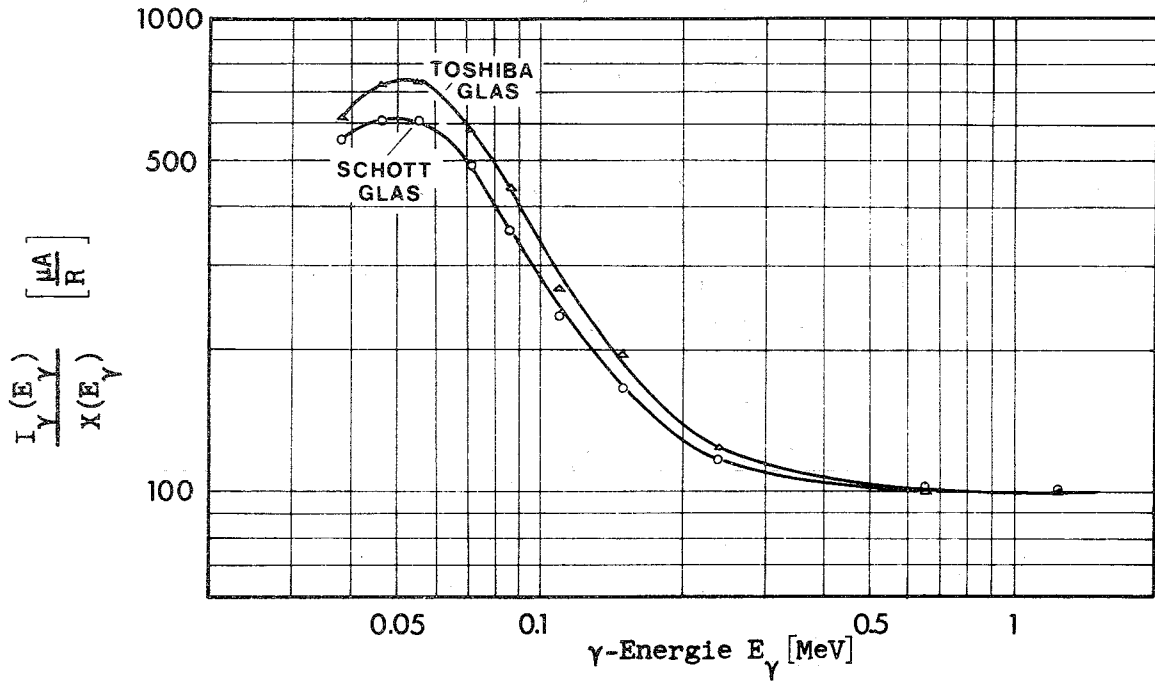


Abb.6 Verhältnis von RPL-Intensität  $I$  zu Ionisationskammermeßwert  $X$  bei Vergleichsbestrahlungen

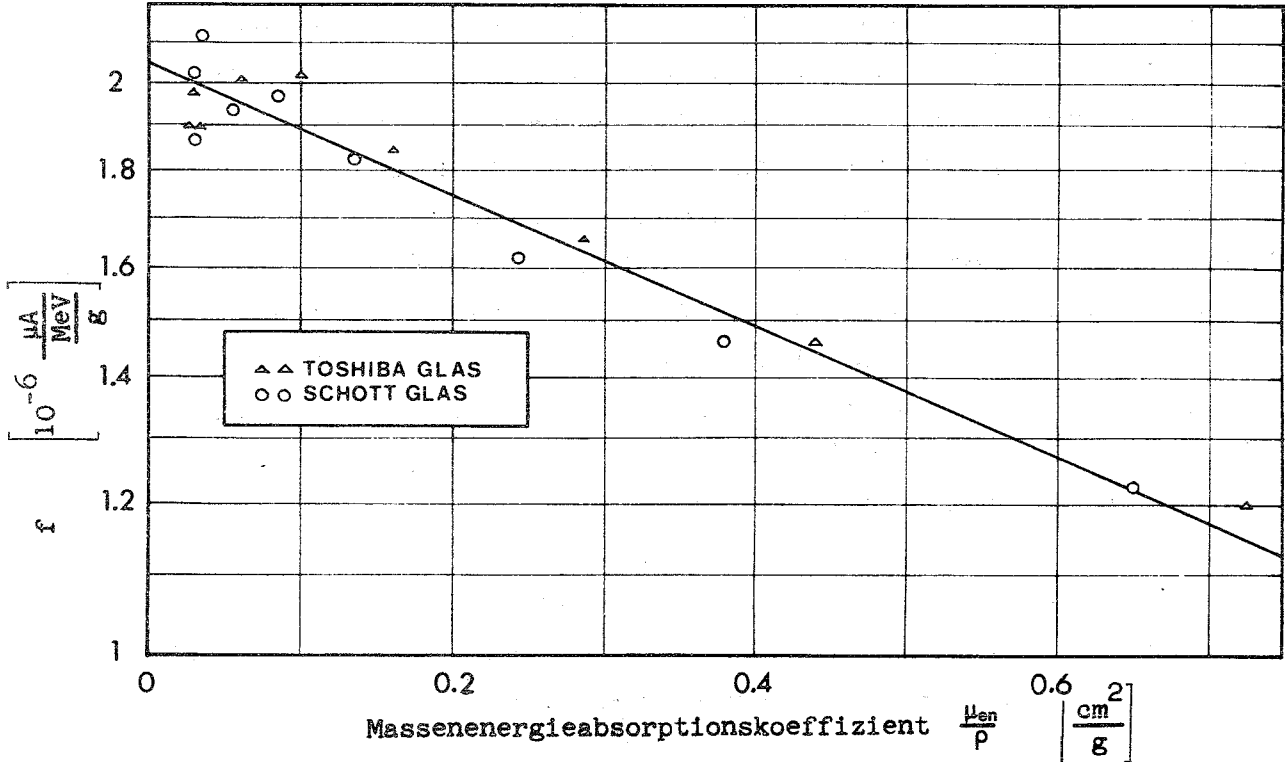


Abb.7 (Bestimmung der  $\gamma$ -Empfindlichkeit  $\epsilon_\gamma$  und der effektiven Glasdicke  $d$ ; siehe Text)



$$\epsilon_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot e^{-\frac{\mu_{\text{en}}(E_{\gamma})}{\rho_{\text{Glas}}} \cdot \rho_{\text{Glas}} \cdot d} = f(E_{\gamma}) \quad (6a)$$

$$\text{mit } f(E_{\gamma}) = 1.88 \cdot 10^{-8} \frac{\text{R}}{\text{MeV}} \cdot \frac{I_{\gamma}(E_{\gamma})}{X(E_{\gamma})} \cdot \frac{\frac{\mu_{\text{en}}(E_{\gamma})}{\rho_{\text{Luft}}}}{\frac{\mu_{\text{en}}(E_{\gamma})}{\rho_{\text{Glas}}}}$$

Trägt man nun  $f(E_{\gamma})$  halblogarithmisch über dem zu  $E_{\gamma}$  gehörenden Massenenergieabsorptionskoeffizienten  $\frac{\mu_{\text{en}}(E_{\gamma})}{\rho_{\text{Glas}}}$  des jeweiligen Glases auf, so ergibt sich innerhalb einer Streubreite von 7% eine Gerade (Abb.7). Dies bedeutet aber nach (6a), daß  $\epsilon_{\gamma}$  in dem betrachteten Bereich als energieunabhängig angesehen werden kann. Aus dem Achsenschnittpunkt und der Steigung der Geraden erhält man für beide Gläser

$$\epsilon_{\gamma} = 2.05 \cdot 10^{-6} \frac{\mu\text{A}}{\text{MeV}} \frac{1}{\text{g}}$$

und  $d = 0.31 \text{ cm}$ ,

wobei für die Glasdichte  $\rho_{\text{Glas}} = 2.57 \text{ g/cm}^3$  angenommen worden ist. Setzt man diese Werte in (4) ein, so ergibt sich:

$$\frac{I_{\gamma}(E_{\gamma})}{t} = 2.05 \cdot 10^{-6} \frac{\mu\text{A}}{\text{MeV}} \cdot E_{\gamma} \cdot \Phi_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot \frac{\mu_{\text{en}}(E_{\gamma})}{\rho_{\text{Glas}}} \cdot e^{-0.31 \text{ cm} \cdot \mu_{\text{en, Glas}}(E_{\gamma})} \quad (7)$$

Hieraus erhält man schließlich mit (2) den folgenden Zusammenhang zwischen RPL-Intensität  $I_{\gamma}$  und der  $\gamma$ -Heizung in Eisen  $H_{\gamma\text{Fe}}$ :

$$H_{\gamma\text{Fe}}(E_{\gamma}) = h(E_{\gamma}) \cdot \frac{I_{\gamma}(E_{\gamma})}{t} \quad (8)$$

$$\text{mit } h(E_{\gamma}) = 4.88 \cdot 10^5 \frac{\text{MeV}}{\text{g}} \cdot \frac{\frac{\mu_{\text{en}}(E_{\gamma})}{\rho_{\text{Fe}}}}{\frac{\mu_{\text{en}}(E_{\gamma})}{\rho_{\text{Glas}}}} \cdot e^{-0.31 \text{ cm} \cdot \mu_{\text{en, Glas}}(E_{\gamma})}$$

Der Koeffizient  $h$ , der in diesem Zusammenhang als Heizkoeffizient be-

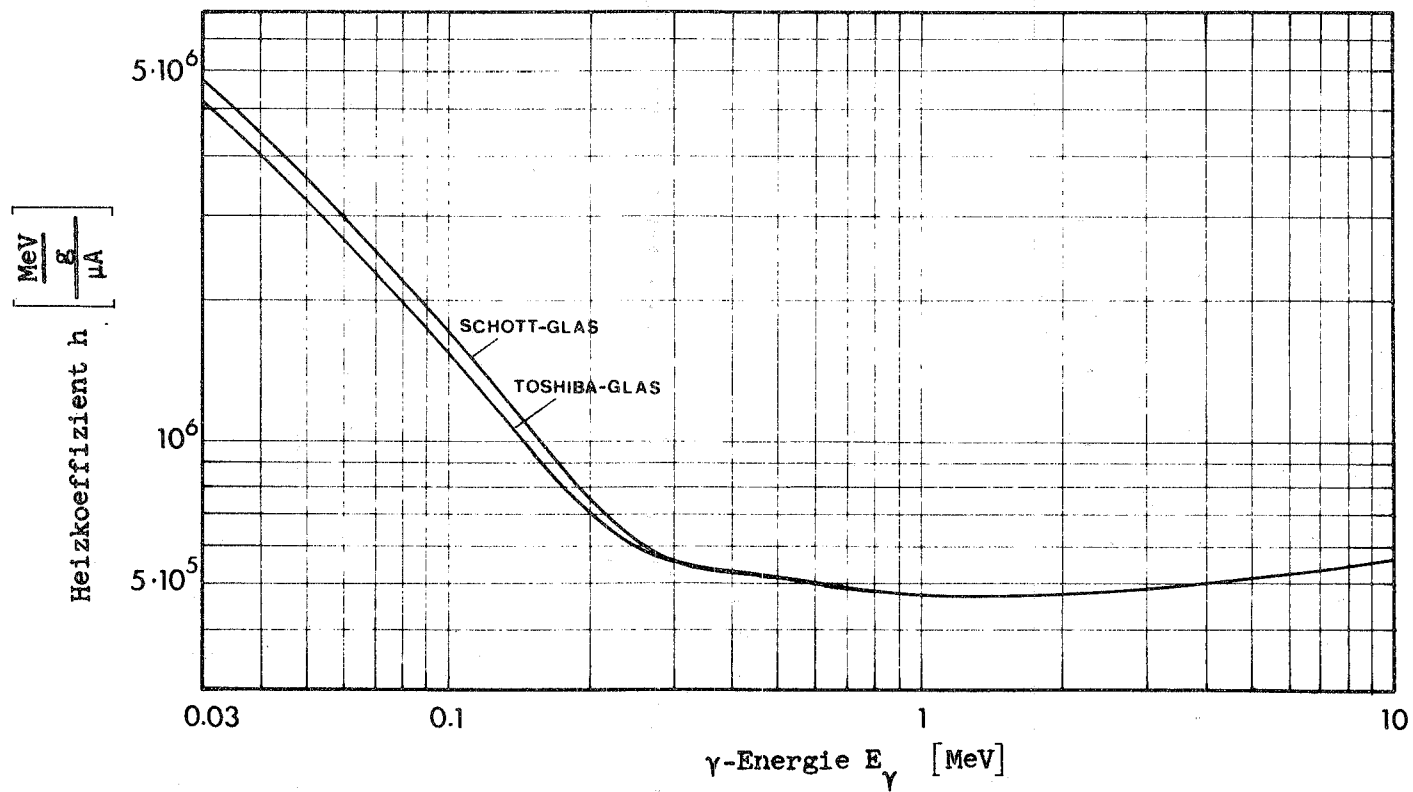


Abb.8 Heizkoeffizient  $h$  von RPL-Gläsern

zeichnet werden soll, ist in Abb.8 als Funktion der  $\gamma$ -Energie dargestellt. Wie man dieser Abbildung entnehmen kann, ist  $h$  im Energiebereich  $0.3 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 10 \text{ MeV}$  nahezu konstant, so daß man hier auch ohne genaue Kenntnis der  $\gamma$ -Energie bzw. des  $\gamma$ -Spektrums die  $\gamma$ -Heizung mit etwa 10%-iger Genauigkeit direkt aus der RPL-Intensität bestimmen kann:

$$H_{\gamma\text{Fe}} = 5 \cdot 10^5 \frac{\frac{\text{MeV}}{\text{g}}}{\mu\text{A}} \cdot \frac{I_{\gamma}}{t} \pm 10\% \quad (0.3 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 10 \text{ MeV}) \quad (8a)$$

Bei höheren Genauigkeitsanforderungen sind allerdings Angaben über das  $\gamma$ -Spektrum erforderlich.

### 3.1.2. $\gamma$ -Spektrum einer schnellen kritischen Anordnung

Das  $\gamma$ -Feld in Kernreaktoren setzt sich allgemein aus den folgenden Komponenten zusammen:

1. Prompte Spalt- $\gamma$ -Strahlung
2. Verzögerte Spalt- $\gamma$ -Strahlung (Strahlung der Spaltprodukte)
3. Einfang- $\gamma$ -Strahlung
4.  $\gamma$ -Strahlung, die bei inelastischer Streuung von Neutronen erzeugt wird.

Die Quellspektren der ersten drei Komponenten sind zum Beispiel in [3] angegeben. Ferner wird von Herrn M.Küchle in [5] ein Verfahren erläutert, nach dem man für Energien  $E_{\gamma} > 0.5 \text{ MeV}$  aus diesen Quellspektren in guter Näherung ein Flußspektrum berechnen kann. Nach diesem Verfahren, auf das im 5.Abschnitt noch näher eingegangen wird, ergibt sich für eine homogenisierte Core-Mischung (SNEAK-Material) das in Abb.9 als durchgezogene Treppenkurve dargestellte Spektrum.

Zum Vergleich ist in dieser Abbildung auch ein mit Halbleiterdetektoren in einer schnellen kritischen Anordnung (ZPR 6 [6]) gemessenes  $\gamma$ -Spektrum dargestellt. Diese Messung stimmt gut mit der Rechnung überein, allerdings gibt auch sie keinen Aufschluß über die niederenergetische Komponente ( $E_{\gamma} < 0.4 \text{ MeV}$ ) des Spektrums. Die niederenergetische Komponente ist jedoch gerade bei der Bestimmung der  $\gamma$ -Heizung mit RPL-Gläsern von besonderer

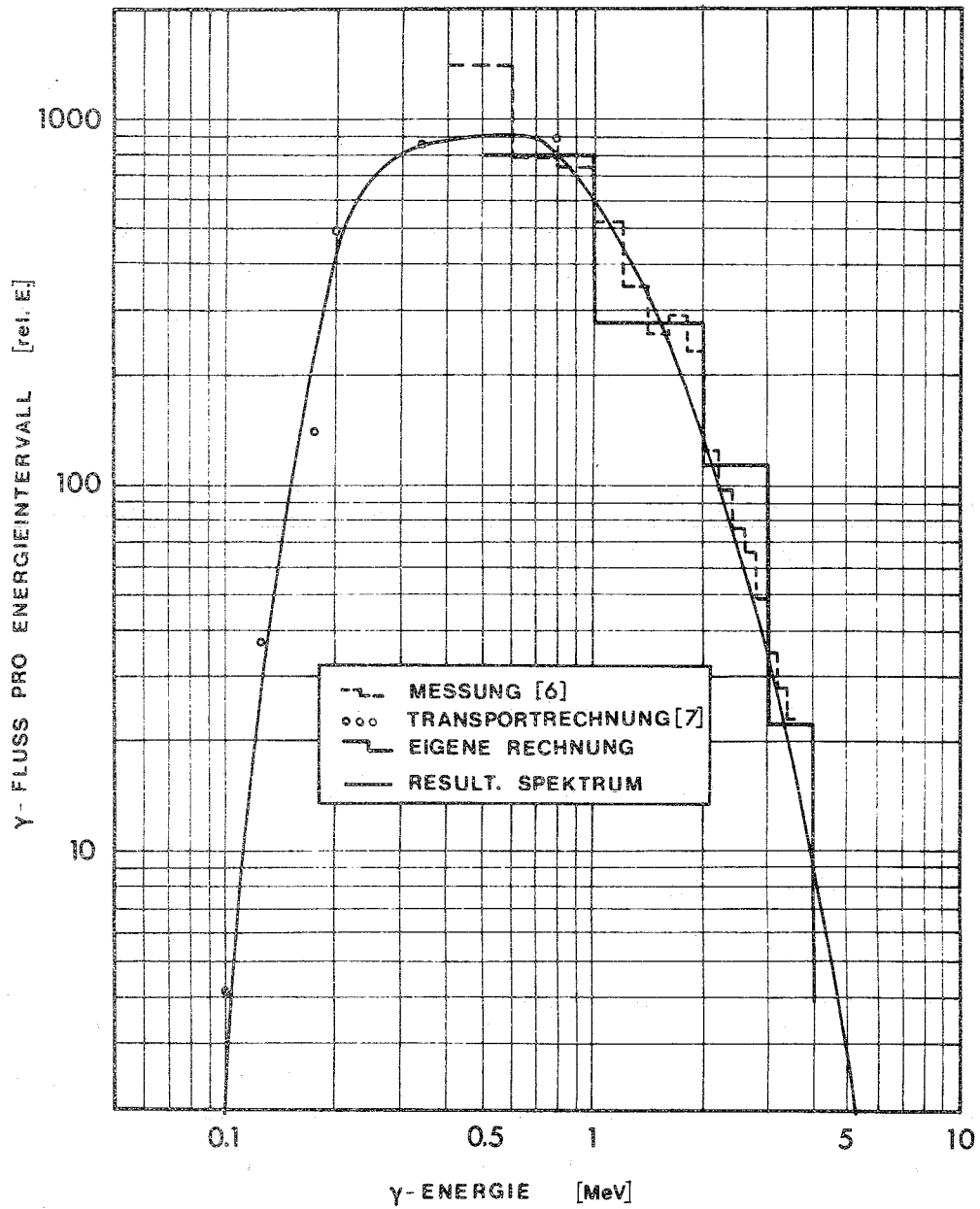


Abb.9  $\gamma$ -Spektrum in einer schnellen kritischen Anordnung

Bedeutung, weil hier der Heizkoeffizient  $h$  stark ansteigt (vgl. Abb.8).

Es existiert ein  $\gamma$ -Transportcode [7], mit dem die Energieverteilung des Strahlungsfeldes von monoenergetischen  $\gamma$ -Quellen in homogenen Materialien berechnet werden kann. Rechnungen von Herrn H.Wiese mit diesem Code für eine 1 MeV- $\gamma$ -Quelle in homogenisiertem Core-Material haben ergeben, daß das Spektrum bis hinunter zu 0.3 MeV sehr flach verläuft (Compton-Plateau) und dann zu noch kleineren  $\gamma$ -Energien hin infolge des einsetzenden Photoeffekts sehr steil abfällt. Bei Überlagerungen mehrerer Quellen verschiedener Energie ändert sich an diesem Bild qualitativ nichts, so daß man auch für den niederenergetischen Bereich des Reaktorspektrums einen solchen Verlauf annehmen kann. Damit ergibt sich bei entsprechender Annormierung das in Abb.9 dargestellte Gesamtspektrum (durchgezogene Linie).

In diesem Spektrum ist die mittlere  $\gamma$ -Energie  $\bar{E}_\gamma$ :

$$\bar{E}_\gamma = \frac{\int E_\gamma \cdot \phi_\gamma(E_\gamma) \cdot dE_\gamma}{\int \phi_\gamma(E_\gamma) \cdot dE_\gamma} = 0.601 \text{ MeV}$$

Die Flußabsenkung bei kleinen  $\gamma$ -Energien braucht nicht berücksichtigt zu werden, da in diesem Spektrum nur 0.45% der  $\gamma$ -Heizung von der Strahlung mit  $E_\gamma < 0.2$  MeV geliefert wird (vgl. Abb.10). Somit gilt nach (2) für die  $\gamma$ -Heizung in Eisen:

$$H_{\gamma_{\text{Fe}}} = \int E_\gamma \cdot \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho_{\text{Fe}}}(E_\gamma) \cdot \phi_\gamma(E_\gamma) \cdot dE_\gamma = 1.735 \cdot 10^{-2} \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}} \cdot \int \phi_\gamma(E_\gamma) \cdot dE_\gamma$$

Ferner ergibt sich für die pro Zeiteinheit im Glas induzierte RPL-Intensität:

$$\frac{I_\gamma}{t} = \epsilon_\gamma \cdot \int E_\gamma \cdot \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho_{\text{Glas}}}(E_\gamma) \cdot \phi_\gamma(E_\gamma) \cdot dE_\gamma = 3.169 \cdot 10^{-8} \mu\text{A} \cdot \text{cm}^2 \cdot \int \phi_\gamma(E_\gamma) \cdot dE_\gamma$$

In diesem Spektrum ist also

$$H_{\gamma_{\text{Fe}}} = 5.48 \cdot 10^5 \frac{\text{MeV}}{\mu\text{A}} \cdot \frac{I_\gamma}{t} = 8.79 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\mu\text{A}} \cdot \frac{I_\gamma}{t} \quad (10)$$

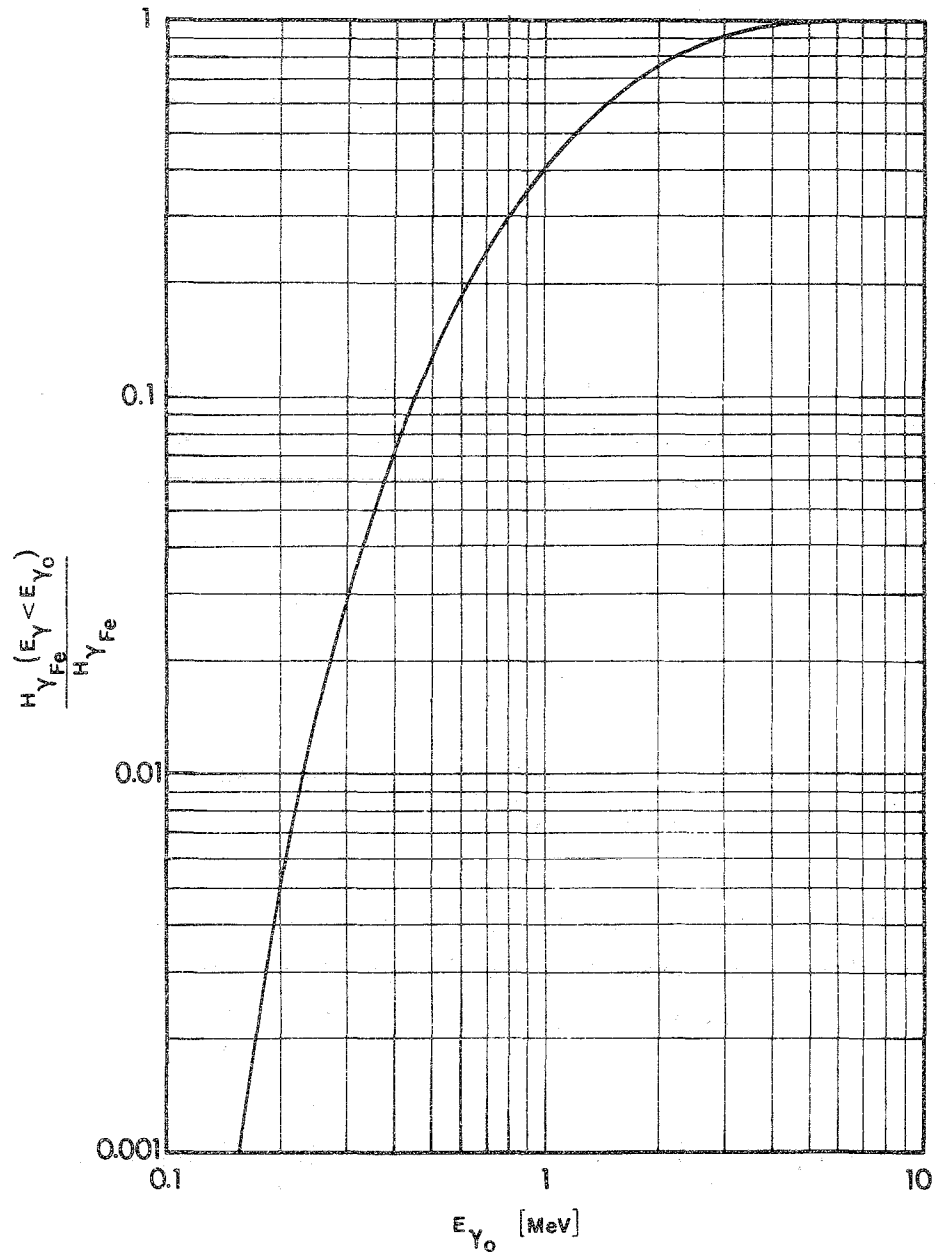


Abb.10 Anteil der  $\gamma$ -Strahlung mit  $E_{\gamma} < E_{\gamma_0}$  an der  $\gamma$ -Heizung in Eisen

in guter Übereinstimmung mit der Abschätzung (8a). Bei der Bestimmung von  $H_Y$  nach (10) ist noch mit einem systematischen Fehler von 3% zu rechnen. Hinzu kommt der statistische Fehler von ebenfalls 3%, der sich allerdings bei gleichzeitiger Bestrahlung mehrerer Gläser noch reduzieren läßt.

### 3.2. Neutroneneffekt

Bei der Bestrahlung von RPL-Gläsern in Kernreaktoren muß man berücksichtigen, daß auch Neutronen RPL-Zentren erzeugen können. Wie bei der  $\gamma$ -Strahlung ist auch hier ein enger Zusammenhang zwischen der durch Neutronen über eine bestimmte Wechselwirkung auf das Glas übertragenen Energie und der dabei erzeugten RPL-Intensität zu erwarten.

Bei der Energieübertragung von Neutronen auf Materie spielen die folgenden Wechselwirkungen eine Rolle:

1. Elastische Streuung (n,n)
2. Inelastische Streuung (n,n')
3. Strahlungseinfang (n, $\gamma$ )
4. Kernreaktionen (n, $\alpha$ ) und (n,p)

Im vorliegenden Fall sind allerdings nur jene Prozesse von Bedeutung, bei denen Sekundärteilchen freiwerden, deren Reichweite klein gegen die Glasdimensionen sind, also Streuungen und Kernreaktionen.

Die bei elastischer Streuung von Neutronen auf das Glas übertragene Energie  $E_{e.S.}$  läßt sich nach der folgenden Gleichung berechnen:

$$\frac{E_{e.S.}(E_n)}{m} = q_{e.S.}(E_n) \cdot \Phi_n(E_n) \cdot t \quad (11)$$

mit

$$q_{e.S.}(E_n) = \sum_i \frac{L \cdot p_i}{A_i} \cdot \frac{2 A_i \cdot E_n}{(A_i + 1)^2} \cdot \sigma_{e.S.i}(E_n)$$

Dabei ist  $q_{e.S.}(E_n)$  der Neutronenenergieübertragungskoeffizient für elastische Streuung (d.h. die pro Neutron der Energie  $E_n$  durch elastische Streuung auf die Masseneinheit des Glases übertragene Energie). Ferner ist

$\phi_n(E_n)$	der Neutronenfluß	
$t$	die Bestrahlungszeit	
$L$	die Loschmidt'sche Zahl	
$m$	die Masse des Glases	
$p_i$	der Gewichtsanteil	} der i-ten Materialkomponente des Glases
$A_i$	das Atomgewicht	
$\sigma_{e.S.i}(E_n)$	der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung	

Da die Phosphatgläser jeweils zu etwa 85 Gew.-% aus  $PO_3$ -Ionen bestehen, ist  $q_{e.S.}$  für die einzelnen Glastypen - ungeachtet der speziellen Zusammensetzung nahezu gleich. Die Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung sind bis hinauf zu einigen MeV etwa konstant; folglich nimmt  $q_{e.S.}$  in diesem Bereich etwa linear mit  $E_n$  zu. Bei größeren Neutronenenergien steigt die Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuung an. Die Energieübertragung ist hier allerdings quantitativ nicht sehr verschieden von der Energieübertragung bei elastischer Streuung. Man macht deshalb keinen großen Fehler, wenn man diese beiden Prozesse zusammenfaßt und die insgesamt auf das Glas übertragene Energie nach (11) berechnet, wobei für  $\sigma_{e.S.i}$  jeweils die Summe aus den Querschnitten für elastische und inelastische Streuung gesetzt wird. Der auf diese Weise berechnete Neutronenenergieübertragungskoeffizient  $q_s$  ist in Abb.11 dargestellt.

Die bei Kernreaktionen auf die Gläser übertragene Energie  $E_{KR}$  berechnet sich folgendermaßen:

$$\frac{E_{KR}(E_n)}{m} = q_{KR}(E_n) \cdot \phi_n(E_n) \cdot t$$

$$\text{mit } q_{KR}(E_n) = \sum_i \frac{L \cdot p_i}{A_i} \cdot (Q_{KR_i} + E_n) \cdot \sigma_{KR_i}(E_n)$$
(12)



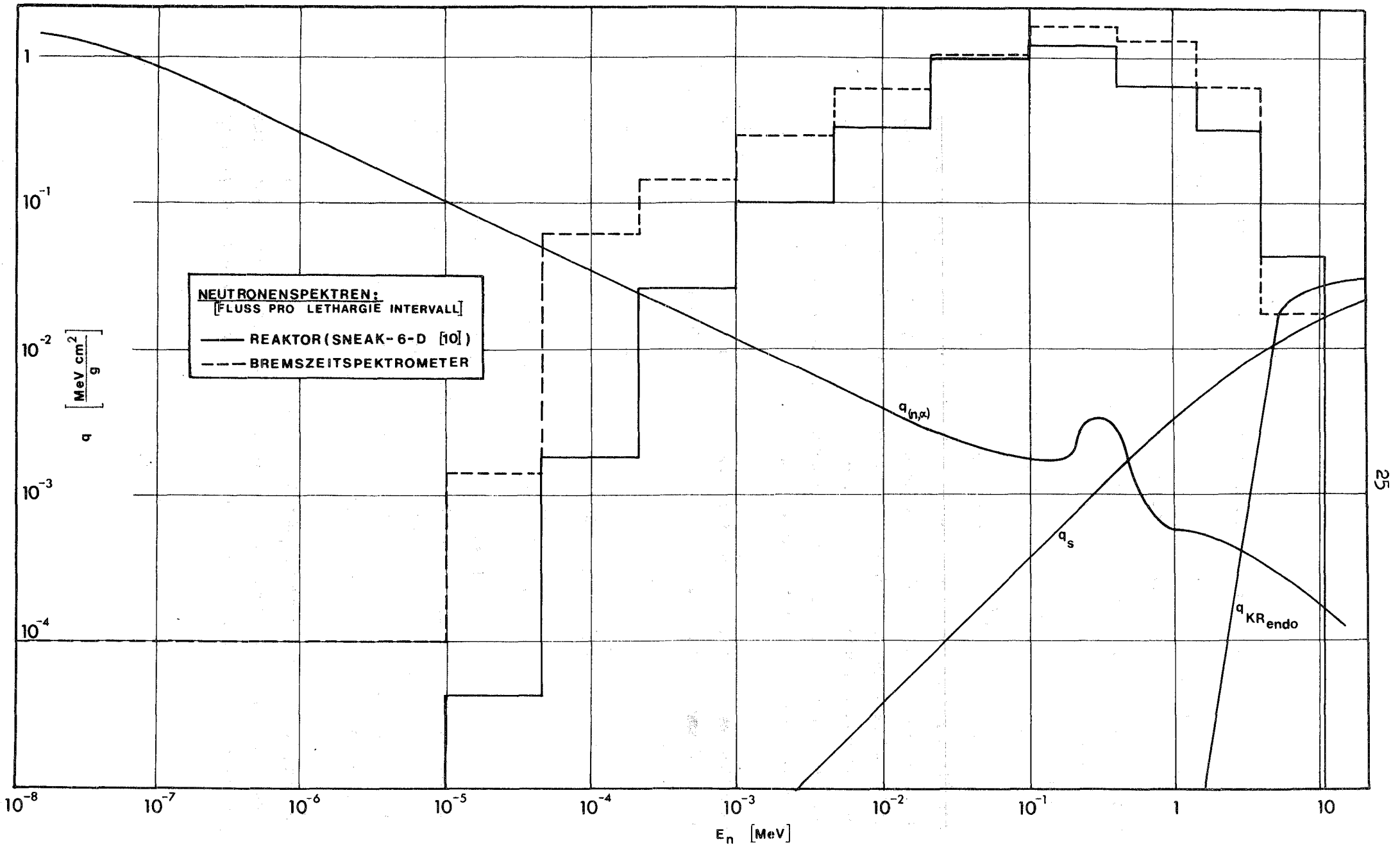
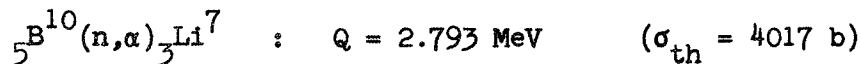
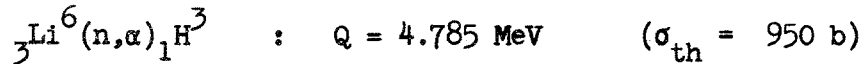


Abb.11 Neutronenenergieübertragungskoeffizienten  $q$  und Neutronenspektren

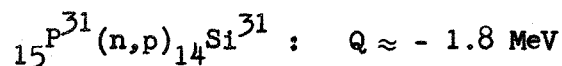
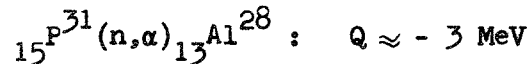
Hier ist  $q_{KR}(E_n)$  der Neutronenenergieübertragungskoeffizient  
 $\sigma_{KR_i}$  der Wirkungsquerschnitt  
 $Q_{KR_i}$  die Reaktionsenergie  
 } der Kern-  
 reaktion KR

Von besonderer Bedeutung sind dabei die im Toshiba-Glas auftretenden Kernreaktionen mit positivem Q-Wert:



Für diese beiden Reaktionen ergibt sich nach (12) der in Abb.11 dargestellte Neutronenenergieübertragungskoeffizient  $q_{(n,\alpha)}$ . Aus dieser Darstellung geht hervor, daß die Energieübertragung bei (n,α)-Reaktionen im thermischen Bereich sehr viel größer als bei Streuungen im schnellen Bereich ist. Demnach ist eine besonders starke Empfindlichkeit des Toshiba-Glases für thermische Neutronen zu erwarten.

Im MeV-Bereich kommen bei beiden Gläsern die endothermen Kernreaktionen hinzu. Hierbei handelt es sich hauptsächlich um (n,α)- und (n,p)-Prozesse an Sauerstoff und an Phosphor:



Der Q-Wert für die (n,α)-Reaktion in Sauerstoff ist [8] entnommen, während die Q-Werte für die Reaktionen in Phosphor als Schwellenenergien aus den in [9] angegebenen Querschnittsverläufen ermittelt worden sind. Mit diesen Werten ergibt sich der in Abb.11 dargestellte Verlauf des Neutronenenergieübertragungskoeffizienten  $q_{KR_{endo}}$ .

Zum Vergleich sind in diese Abbildung auch zwei für die vorliegende Arbeit wichtige Neutronenspektren (Reaktor, Bremszeitspektrometer) aufgenommen worden. Es zeigt sich, daß in diesen Spektren die Energieüber-

tragung von Neutronen auf RPL-Gläser durch elastische und inelastische Streuungen bestimmt wird. Hinzu kommt beim Toshiba-Glas noch ein Beitrag aus den  $(n,\alpha)$ -Prozessen in Lithium und Bor. Dagegen ist der Beitrag der endothermen Kernreaktionen in beiden Gläsern offenbar vernachlässigbar gering. Demnach gilt unter Zugrundelegung von (11) und (12) für die in diesen oder ähnlichen Spektren auf die Gläser übertragene Energie  $E_{\dot{u}}$ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{E_{\dot{u}}}{m}_S &= \frac{E_S}{m} = \int q_S(E_n) \cdot \phi_n(E_n) \cdot dE_n \cdot t \\ \frac{E_{\dot{u}}}{m}_T &= \frac{E_S}{m} + \frac{E_{(n,\alpha)}}{m} = \int (q_S(E_n) + q_{(n,\alpha)}(E_n)) \cdot \phi_n(E_n) \cdot dE_n \cdot t \end{aligned} \right\} (13)$$

Dabei bezeichnet der Index S das Schott-Glas und T das Toshiba-Glas. Vermutlich besteht sowohl bei den Streuungen als auch bei den  $(n,\alpha)$ -Prozessen ein fester Zusammenhang zwischen der im Glas absorbierten Energie und der Dichte der dabei gebildeten RPL-Zentren. Demnach ist es zweckmäßig, die neutroneninduzierte RPL-Intensität folgendermaßen anzusetzen:

$$\left. \begin{aligned} I_{n_S} &= \int \frac{q_S(E_n)}{u} \cdot \phi_n(E_n) \cdot dE_n \cdot t \\ I_{n_T} &= \int \left( \frac{q_S(E_n)}{u} + \frac{q_{(n,\alpha)}(E_n)}{v} \right) \cdot \phi_n(E_n) \cdot dE_n \cdot t \end{aligned} \right\} (14)$$

Die Koeffizienten  $u$  und  $v$  sind dabei ein Maß für den mittleren Energieaufwand zur Bildung eines RPL-Zentrums bei Streuungen bzw. bei  $(n,\alpha)$ -Prozessen. Definiert man nun als Neutronenempfindlichkeit  $\epsilon_n$  die im Mittel pro Neutron induzierte RPL-Intensität,

$$\epsilon_n = \frac{I_n}{\phi_n \cdot t} = \frac{I_n}{\int \phi_n(E_n) \cdot dE_n \cdot t}$$

so ergibt sich mit (14)

$$\epsilon_{n_S} = \frac{I_{n_S}}{\phi_n \cdot t} = \frac{1}{u} \frac{\int q_S(E_n) \cdot \phi_n(E_n) \cdot dE_n}{\int \phi_n(E_n) \cdot dE_n} = \frac{\bar{q}_S}{u} \quad (15a)$$

und analog

$$\epsilon_{n_T} = \frac{I_{n_T}}{\phi_n \cdot t} = \frac{\bar{q}_s}{u} + \frac{\bar{q}_{(n,\alpha)}}{v} \quad (15b)$$

wobei der Querstrich für die Mittelung über das jeweilige Neutronenspektrum steht. Das Spektrum darf jedoch nicht zu hart sein, weil in (15a) bzw. (15b) die endothermen Kernreaktionen nicht berücksichtigt werden.

Die Bestimmung von  $\epsilon_n$  läuft also auf eine Bestimmung von  $u$  und  $v$  hinaus. Der Koeffizient  $v$  läßt sich unmittelbar aus der RPL-Intensität gewinnen, wenn man Toshiba-Gläser in einem  $\gamma$ -freien thermischen Neutronenfeld (z.B. in der thermischen Säule eines Reaktors) bestrahlt. Wie aus Abb.11 hervorgeht gilt nämlich für thermische Neutronen:

$$\begin{aligned} q_{s_{th}} &= 0 \\ q_{(n,\alpha)_{th}} &= 1.68 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}} \end{aligned}$$

Setzt man diese Werte in (15b) ein, so ergibt sich für den Neutroneneffekt im thermischen Feld (der zugleich der Gesamteffekt ist):

$$I_{n_T} = \frac{\phi_{n_{th}} \cdot t}{v} \cdot 1.68 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}} \quad (16)$$

Mit den Angaben in [12] über die thermische Empfindlichkeit von Toshiba-gläsern ergibt sich:

$$I_{n_T} = 5.4 \cdot 10^{-7} \mu\text{A} \cdot \text{cm}^2 \cdot \phi_{n_{th}} \cdot t$$

Danach ist:

$$v = 3.11 \cdot 10^6 \frac{\text{MeV}}{\text{g} \cdot \mu\text{A}}$$

Im folgenden Abschnitt soll  $v$  zusammen mit  $u$  in einem schnellen Neutronenspektrum bestimmt werden.

### 3.2.1. Messung der Neutronenempfindlichkeit im Bremszeitspektrometer

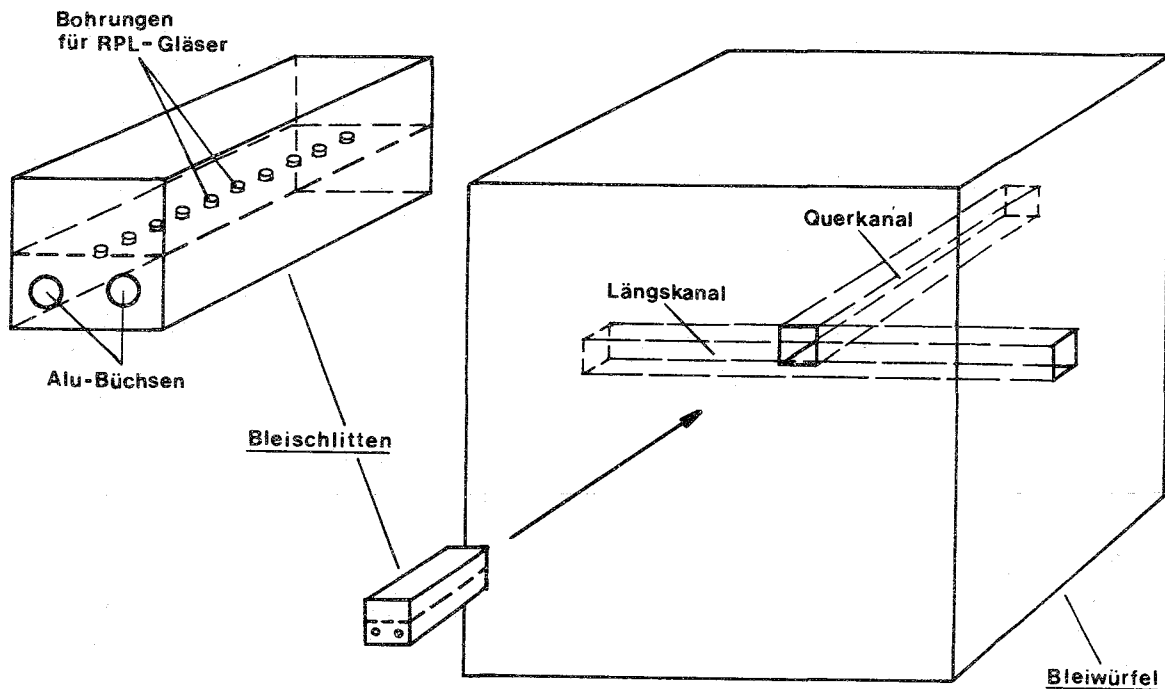


Abb. 12 Anordnung für die Glasbestrahlungen im Bremszeitspektrometer

Das Hauptelement des Bremszeitspektrometers ist ein Bleiwürfel (130cm x 130cm x 130cm) mit einem zentralen Längskanal und einem Querkanal von jeweils 10cm x 10cm Querschnitt. In den Längskanal ragt bis zur Mitte der Beschleunigerrüssel, an dessen vorderem Ende das Target zur Erzeugung von 14 MeV-(d,t)-Neutronen angebracht ist (in Abb.12 nicht eingezeichnet). Der Beschleuniger erreicht je nach Betriebszustand Quellstärken bis zu  $10^{10}$  Neutronen pro Sekunde.

Das Neutronenspektrum in dem Bleiwürfel wurde von Herrn J.Klunker mit dem Monte-Carlo-Code KAMCCO [11] berechnet. Bei dieser Rechnung wird der Bleiwürfel durch eine Kugel mit gleichem Buckling ( $r = 77.6\text{cm}$ ) approximiert. Die Kugel wird wiederum in zwei Schalen aufgeteilt (innere Kugelschale:  $2\text{cm} < r < 40\text{cm}$ ; äußere Kugelschale:  $40\text{cm} < r < 77.6\text{cm}$ ). Die Neutronenquelle befindet sich im Zentrum der Kugel ( $r = 2\text{cm}$ ). Der Querkanal, in dem die Glasbestrahlungen durchgeführt werden sollen, trans-

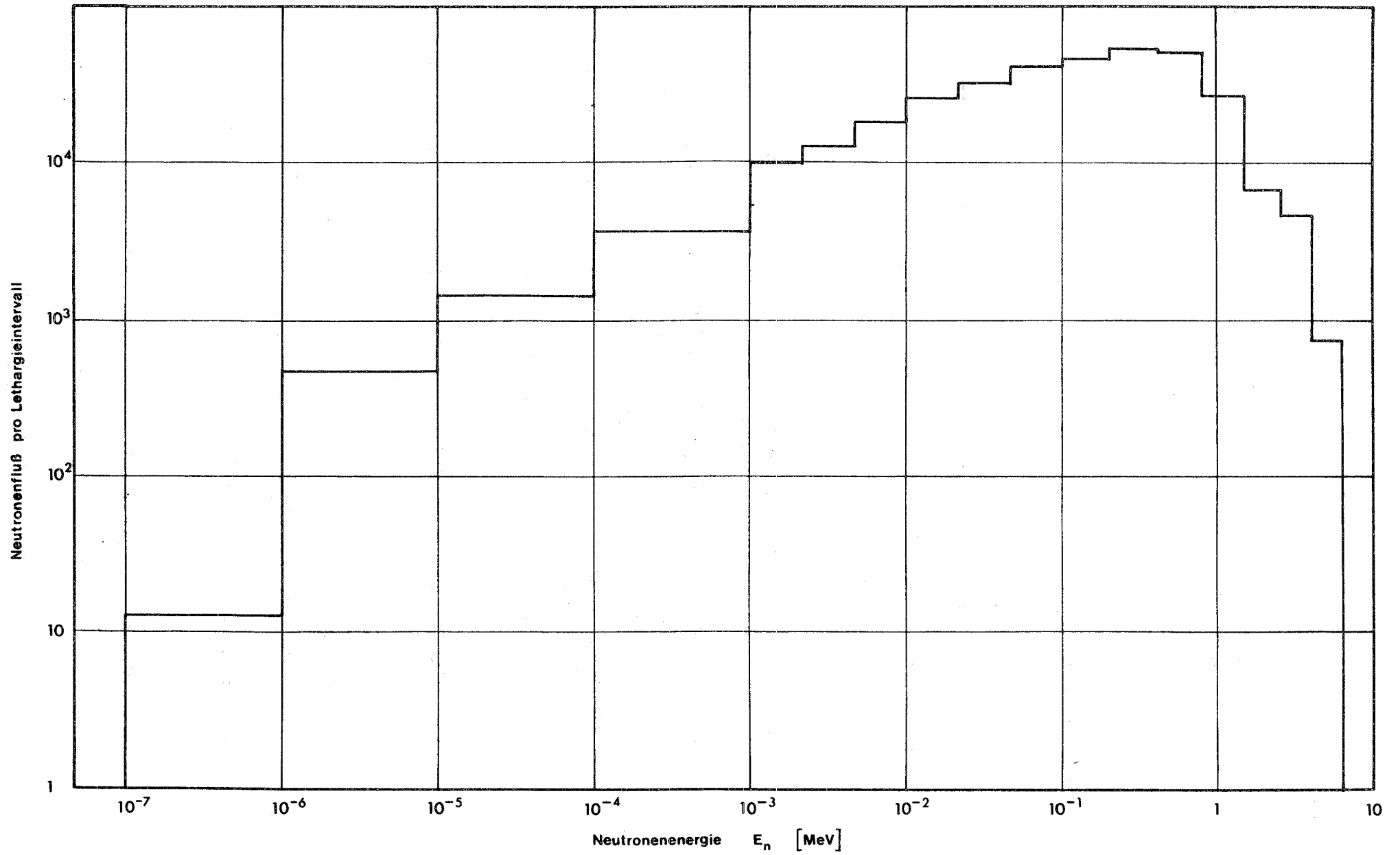


Abb.13 Neutronenspektrum im Bremszeitspektrometer

formiert sich in die äußere Kugelschale. Allerdings werden die Kanäle in der Rechnung selbst nicht berücksichtigt, was vermutlich eine Unterbewertung des thermischen Flusses mit sich bringt.

Die Rechnung liefert für die äußere Kugelschale das in Abb.13 dargestellte Spektrum. (In Abb.11 ist dieses Spektrum zum besseren Vergleich auf die Gruppenteilung des Reaktorspektrums umgerechnet worden.)

Zur Kontrolle des berechneten Spektrums werden im Querkanal mit  $U^{235}$ - und  $Np^{237}$ -Kammern Spaltratenversen gemessen (Abb.14). Es zeigt sich, daß das Spaltratenverhältnis von  $U^{235}$  zu  $Np^{237}$  von der Kanalmitte nach außen hin zunimmt (Abb.15), was auf eine Moderation des Spektrums hinweist.

Aus dem berechneten Spektrum ergibt sich nach

$$SV = \frac{\sum_1^m \frac{m_{235}}{235} \cdot \sigma_{f_{235_1}} \cdot \phi_{n_1}}{\sum_1^m \frac{m_{237}}{237} \cdot \sigma_{f_{237_1}} \cdot \phi_{n_1}}$$

ein Spaltratenverhältnis von  $SV = 18.3$ , wobei  $\phi_{n_1}$  die Neutronenflüsse und  $\sigma_{f_i}$  die mittleren Spaltquerschnitte in der jeweiligen Gruppe sind. Dieser Wert stimmt mit dem in der Kanalmitte gemessenen Spaltratenverhältnis überein. Weiter außen sind jedoch Rechnung und Messung nicht mehr konsistent. Deswegen wird das berechnete Spektrum für die einzelnen Positionen im Querkanal jeweils so ergänzt, daß das berechnete Spaltratenverhältnis mit dem gemessenen übereinstimmt. Der Einfachheit halber wird angenommen, daß sich die Moderation des Spektrums über die Länge des Querkanals nur auf die Flüsse in den beiden untersten Gruppen ( $E_n < 1$  eV) auswirkt. Darüberhinaus wird angenommen, daß die Flüsse in diesen beiden Gruppen gleich groß sind. Mit diesen Annahmen ergeben sich für den Fluß  $\phi_n (E_n < 1$  eV) prozentual die in Abb.16 dargestellten Werte.

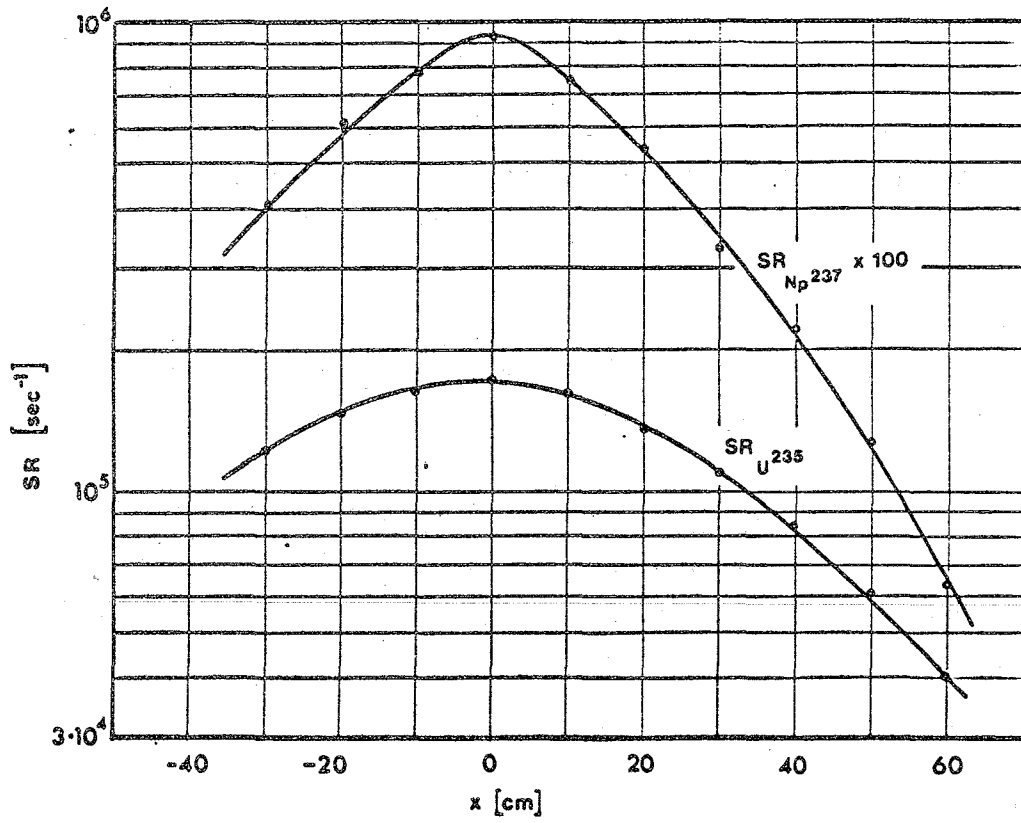


Abb.14 Spaltratentraversen im Querkanal ( $m_{235} = 144$  mg,  
 $m_{237} = 165$  mg);  $x = 0 =$  Kanalmitte;

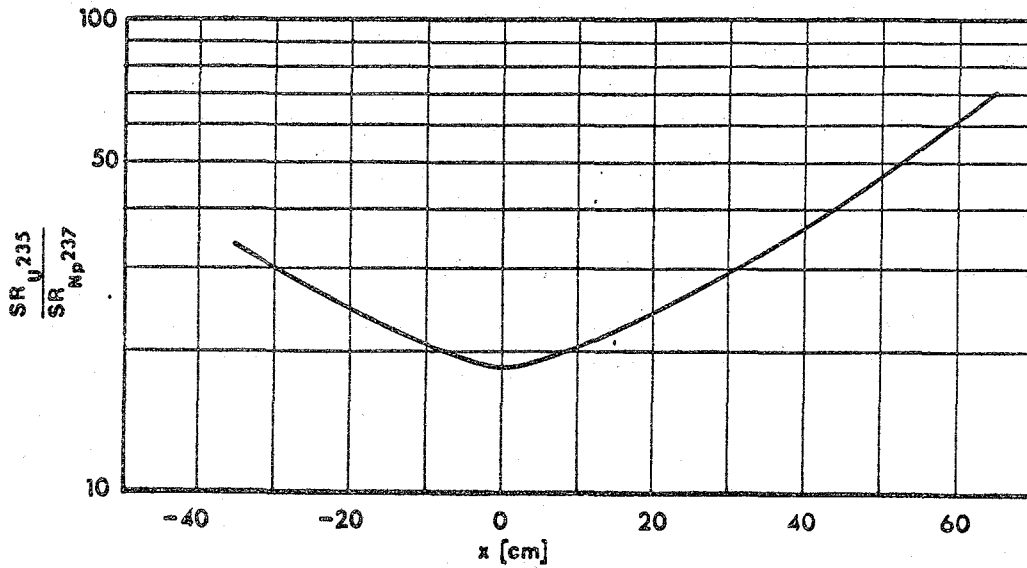


Abb.15 Spaltratenverhältnis im Querkanal



Berechnet man in dem auf diese Weise korrigierten Spektrum die mittleren Neutronenenergieübertragungskoeffizienten, so erhält man für die einzelnen Positionen im Querkanal die in Abb.17 aufgetragenen Werte; während  $\bar{q}_s$  über die ganze Kanallänge als konstant angesehen werden kann, nimmt  $\bar{q}_{(n,\alpha)}$  fast linear mit der Entfernung von der Kanalmitte zu. Demnach empfiehlt es sich, den Koeffizienten  $u$ , der die RPL-Zentrenbildung durch Streuungen beschreibt, in der Kanalmitte zu bestimmen und den Koeffizienten  $v$ , der den Einfluß der  $(n,\alpha)$ -Reaktionen berücksichtigt, weiter außen.

Für die Glasbestrahlungen wurde ein Bleischlitten (40cm x 10cm x 10cm) angefertigt, mit dem die Gläser in jede gewünschte Position auf der Kanalachse gebracht werden können (Abb.12). Dieser Schlitten, der zur besseren Beweglichkeit mit Aluminiumblech verkleidet ist, hat in seiner Längsachse zehn vertikale Bohrungen, die jeweils zwei Gläser aufnehmen können. Ferner sind im unteren Teil zwei Aluminiumbüchsen eingelassen, in die Spaltkammern bzw.  $\gamma$ -Zählrohre geschoben werden können.

Zur Bestimmung des  $\gamma$ -Effekts wird in die (in Abb.12 linke) Aluminiumbüchse ein argongefülltes  $\gamma$ -Zählrohr eingeführt, dessen Empfindlichkeit zuvor im Strahlungsfeld einer  $Cs^{137}$ -Quelle mit der  $\gamma$ -Empfindlichkeit der Gläser direkt verglichen worden ist. Und zwar gilt im homogenen Feld

$$I_{\gamma} = 2.21 \cdot 10^{-7} \frac{\mu A}{\text{Impuls}} \cdot ZR_{\gamma} \cdot t \quad (17)$$

wobei  $I_{\gamma}$  die  $\gamma$ -induzierte RPL-Intensität,  $ZR_{\gamma}$  die  $\gamma$ -Zählrate und  $t$  die Bestrahlungszeit ist. Bedingt durch die Länge des Zählrohrs (36cm) wird der  $\gamma$ -Effekt über alle Glaspositionen im Schlitten gemittelt. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß die Gläser etwas weiter vom Target entfernt sind als das  $\gamma$ -Zählrohr; im kugelsymmetrischen Strahlungsfeld ergibt sich hieraus eine Überbewertung des mittleren  $\gamma$ -Effekts durch das Zählrohr von 27.4%. Unter diesen Bedingungen gilt also

$$\bar{I}_{\gamma} = 1.74 \cdot 10^{-7} \frac{\mu A}{\text{Impuls}} \cdot ZR_{\gamma} \cdot t \quad (17a)$$

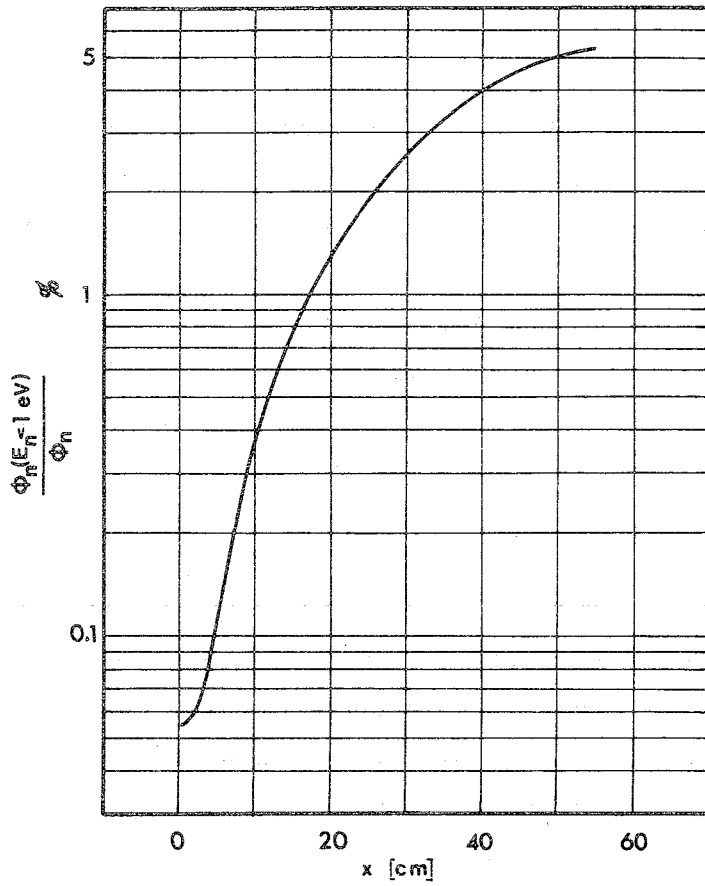


Abb.16 Prozentualer Anteil des Flusses  $\Phi_n(E_n < 1 \text{ eV})$  im Querkanal

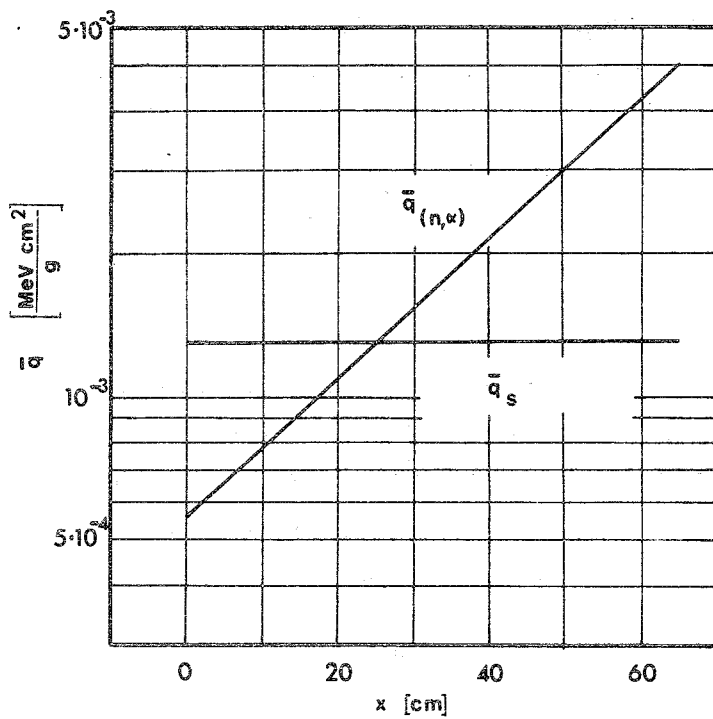


Abb.17 Mittlere Neutronenenergieübertragungskoeffizienten im Querkanal

Die Bestimmung des Neutronenflusses erfolgt über die Spaltrate einer in der rechten Aluminiumbüchse untergebrachten  $U^{235}$ -Kammer nach der folgenden Gleichung:

$$\phi_n = \frac{235}{L \cdot m_{235} \cdot \sigma_f^{235}} \cdot SR_{235} \quad (18)$$

Dabei ist  $SR_{235}$  die Spaltrate und  $\sigma_f^{235}$  der über das Spektrum am betreffenden Ort im Querkanal gemittelte Spaltquerschnitt.

Als Monitor dient ein  $BF_3$ -Zählrohr, welches an definierter Position außerhalb des Bleiwürfels angebracht ist.

Zunächst werden zur Bestimmung von  $u$  in der Mitte des Querkanals zehn Schott-Gläser zwei Stunden lang bestrahlt. Dabei registrieren die einzelnen Zähler folgende Impulszahlen:

$\gamma$ -Zählrohr:	$ZR_{\gamma} \cdot t = 6.00 \cdot 10^8$ Impulse
$U^{235}$ -Kammer:	$SR_{235} \cdot t = 2.84 \cdot 10^7$ Impulse
$BF_3$ -Zählrohr:	$ZR_{BF_3} \cdot t = 1.95 \cdot 10^8$ Impulse

Nach der Bestrahlung wird in den Gläsern eine mittlere RPL-Intensität von  $\bar{I} = 136.3 \mu A$  gemessen. Subtrahiert man hiervon den mit Hilfe der  $\gamma$ -Zählrate gewonnenen mittleren  $\gamma$ -Effekt von  $\bar{I}_{\gamma} = 102.0 \mu A$ , so erhält man einen mittleren Neutroneneffekt von  $\bar{I}_n = 34.3 \mu A$ . Andererseits ergibt sich aus der Anzahl der Spaltkammerimpulse ein mittlerer zeitintegraler Neutronenfluß von  $\phi_n t = 1.84 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Setzt man diese Werte in (15a) ein, so ergibt sich mit

$$\bar{q}_s = 1.31 \cdot 10^{-3} \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}} \quad (\text{vgl. Abb.17})$$

für den Koeffizienten  $u$ :

$$u = 7.03 \cdot 10^5 \frac{\text{MeV}}{\text{g} \cdot \mu A} \quad (20)$$

Bei der zweiten Bestrahlung zur Bestimmung von  $v$  befindet sich der Schlitten in Randposition zwischen  $x = 25 \text{ cm}$  und  $x = 65 \text{ cm}$ . Sechs Bohrungen

sind mit jeweils einem Schott- und einem Toshiba-Glas belegt, während in den übrigen vier Bohrungen zur Bestimmung der Einzelwertstreuung jeweils zwei Schott-Gläser untergebracht sind. Nach dieser Bestrahlung, bei der das  $\text{BF}_3$ -Zählrohr  $2.55 \cdot 10^8$  Impulse registriert, werden in den Gläsern die in Abb.18 dargestellten RPL-Intensitäten gemessen.

Unter der Voraussetzung, daß beide Gläser sowohl gleiche  $\gamma$ -Empfindlichkeit als auch gleiches  $u$  (d.h. hinsichtlich der Streuung gleiche Neutronenempfindlichkeit) haben, ist die Differenz zwischen  $I_T$  und  $I_S$  gerade gleich dem durch  $(n,\alpha)$ -Prozesse im Toshiba-Glas bedingten Neutroneneffekt  $I_{(n,\alpha)}$ .

Es gilt also nach (15a) und (15b):

$$\frac{I_T - I_S}{\phi_n \cdot t} = \frac{I_{(n,\alpha)}}{\phi_n \cdot t} = \frac{\bar{q}_{(n,\alpha)}}{v} \quad (21)$$

Der zeitintegrale Neutronenfluß  $\phi_n \cdot t$  (Abb.19) ist aus der  $\text{BF}_3$ -Zählrate mit Hilfe von (18) und (19) sowie der  $\text{U}^{235}$ -Spaltraten traverse (Abb.14) ermittelt worden.

In Abb.20 ist das Verhältnis von  $I_{(n,\alpha)}$  zu  $\phi_n \cdot t$  dargestellt. Zum Vergleich ist in diese Abbildung auch der Verlauf von  $\bar{q}_{(n,\alpha)}$  eingezeichnet worden. Es zeigt sich, daß im mittleren Bereich des Schlittens die durch (21) beschriebene Proportionalität sehr gut erfüllt ist; für  $v$  ergibt sich

$$v = 3.0 \cdot 10^6 \frac{\text{MeV}}{\text{g} \cdot \mu\text{A}} \quad (22)$$

in guter Übereinstimmung mit (16a).

Vergleicht man dieses Ergebnis mit dem Wert für  $u$  (20), so zeigt sich, daß der mittlere Energieaufwand zur Bildung eines RPL-Zentrums bei  $(n,\alpha)$ -Prozessen fast um den Faktor 5 größer ist als bei Streuungen.

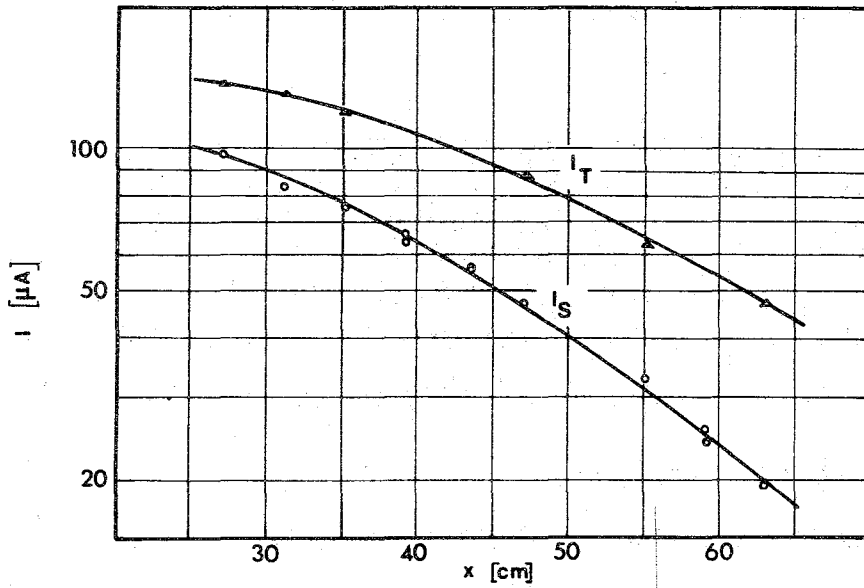


Abb.18 RPL-Intensitäten im Querkanal (2.Bestrahlung)

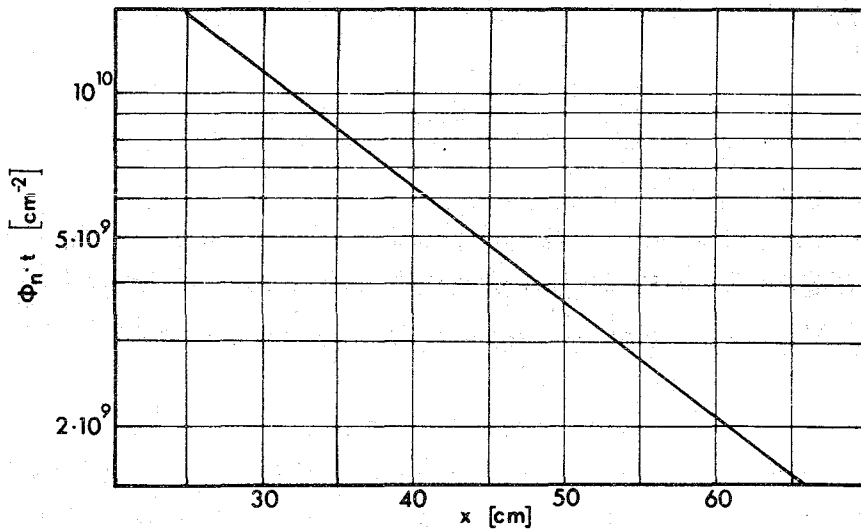


Abb.19 Zeitintegraler Neutronenfluß im Querkanal (2.Bestrahlung)

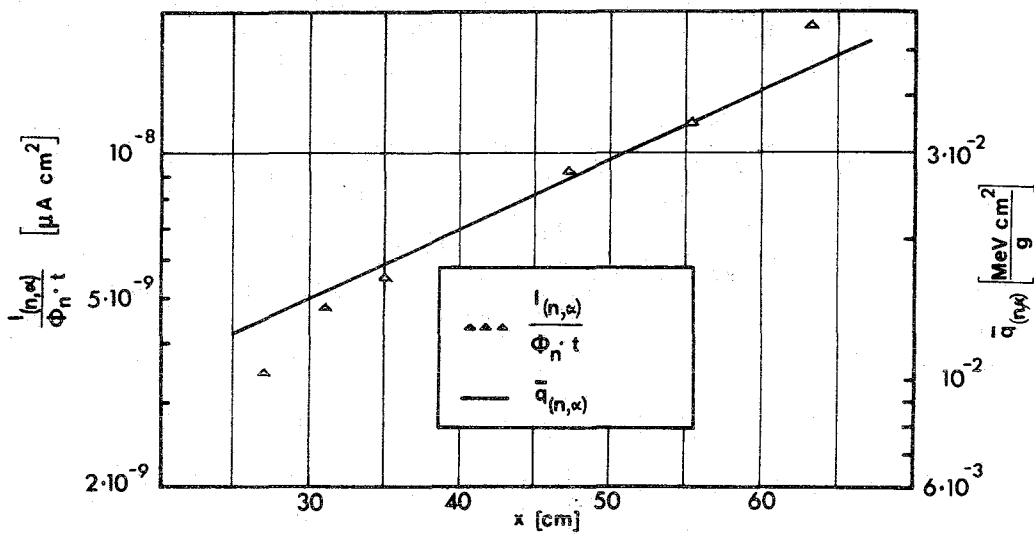


Abb.20 (Zur Bestimmung von  $v$  ; siehe Text)

Mit den Werten von  $u$  und  $v$  ergibt sich nach (15a) bzw. (15b) für die Neutronenempfindlichkeit in einem schnellen Spektrum:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_{nS} &= \frac{I_{nS}}{\phi_n \cdot t} = \frac{\bar{q}_s}{7.03 \cdot 10^5} \frac{\mu A}{\frac{MeV}{g}} \\ \epsilon_{nT} &= \frac{I_{nT}}{\phi_n \cdot t} = \left( \frac{\bar{q}_s}{7.03 \cdot 10^5} + \frac{\bar{q}(n, \alpha)}{3.0 \cdot 10^6} \right) \frac{\mu A}{\frac{MeV}{g}} \end{aligned} \right\} (24)$$

### 3.2.2. Bestimmung der Neutronenempfindlichkeit in schnellen kritischen Anordnungen

Wie aus (24) hervorgeht, muß man zur Bestimmung der Neutronenempfindlichkeit die Neutronenenergieübertragungskoeffizienten  $q$  über das betreffende Spektrum mitteln.

Es wurden Überlegungen angestellt, inwieweit man die Neutronenempfindlichkeit auch ohne genaue Kenntnis des Spektrums mit Hilfe von Spaltstrahlen bestimmen kann: Wenn es zum Beispiel eine spaltbare Substanz gäbe, deren Spaltquerschnitt  $\sigma_f(E_n)$  in dem hier interessierenden Energiebereich ( $10 \text{ keV} - E_n < 5 \text{ MeV}$ ) proportional zum Neutronenenergieübertragungskoeffizienten  $q_s(E_n)$  ist, dann wäre das Problem zumindest für das Schott-Glas sehr einfach zu lösen. Dann wäre nämlich

$$\epsilon_{nS} = \frac{I_{nS}}{\phi_n \cdot t} \sim \bar{q}_s = \frac{\int q_s(E_n) \cdot \phi_n(E_n) \cdot dE_n}{\int \phi_n(E_n) \cdot dE_n} \sim \frac{\int \sigma_f(E_n) \cdot \phi_n(E_n) \cdot dE_n}{\int \phi_n(E_n) \cdot dE_n} = \bar{\sigma}_f \sim SR$$

die Neutronenempfindlichkeit  $\epsilon_n$  in jedem (schnellen) Spektrum der Spaltstrahlrate  $SR$  einer Kammer mit der betreffenden Substanz proportional.

Eine solche Substanz ist jedoch nicht gefunden worden. Zwar besteht eine gewisse Ähnlichkeit zwischen  $\sigma_f(\text{Np}^{237})$  und  $\bar{q}_s$ , aber auch hier ergibt sich für die Mittelwerte in schnellen Spektren keine hinreichend gute Proportionalität (vgl. Tabelle 2).

Demnach ist für eine genaue Bestimmung der Neutronenempfindlichkeit die Kenntnis des Spektrums erforderlich. Abb. 21 zeigt einige gerechnete Spektren von schnellen Anordnungen (FR 3 [14], SNEAK 6 D [10]), die jeweils auf den gleichen Gesamtfluß normiert sind. Die Mittelwerte in den Tabellen 2 und 3 beziehen sich auf diese Spektren.

	$\overline{\sigma_f(\text{Np}^{237})}$	$\overline{q_s}$	$\frac{\overline{q_s}}{\overline{\sigma_f(\text{Np}^{237})}}$
	[b]	$\left[\frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}}\right]$	$\left[\frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g} \cdot \text{b}}\right]$
FR 3 (Core)	0.406	$2.01 \cdot 10^{-3}$	$4.95 \cdot 10^{-3}$
SNEAK 6 D (Core)	0.300	$1.84 \cdot 10^{-3}$	$6.14 \cdot 10^{-3}$
SNEAK 6 D (Brutmantel)	0.161	$1.38 \cdot 10^{-3}$	$8.58 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 2 Mittlerer Spaltquerschnitt von  $\text{Np}^{237}$  und mittlerer Neutronenenergieübertragungskoeffizient  $\overline{q_s}$  in schnellen Spektren

	$\overline{q_s}$	$\overline{q_{(n,\alpha)}}$	$\overline{E}_n$
	$\left[\frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}}\right]$		[MeV]
FR 3 (Core)	$2.01 \cdot 10^{-3}$	$2.29 \cdot 10^{-3}$	0.603
SNEAK 6 D (Core)	$1.84 \cdot 10^{-3}$	$1.98 \cdot 10^{-3}$	0.490
SNEAK 6 D (Brutmantel)	$1.38 \cdot 10^{-3}$	$1.72 \cdot 10^{-3}$	0.271

Tabelle 3 Mittlere Neutronenenergieübertragungskoeffizienten  $\overline{q_s}$  und  $\overline{q_{(n,\alpha)}}$  und mittlere Neutronenenergie  $\overline{E}_n$  in schnellen Spektren

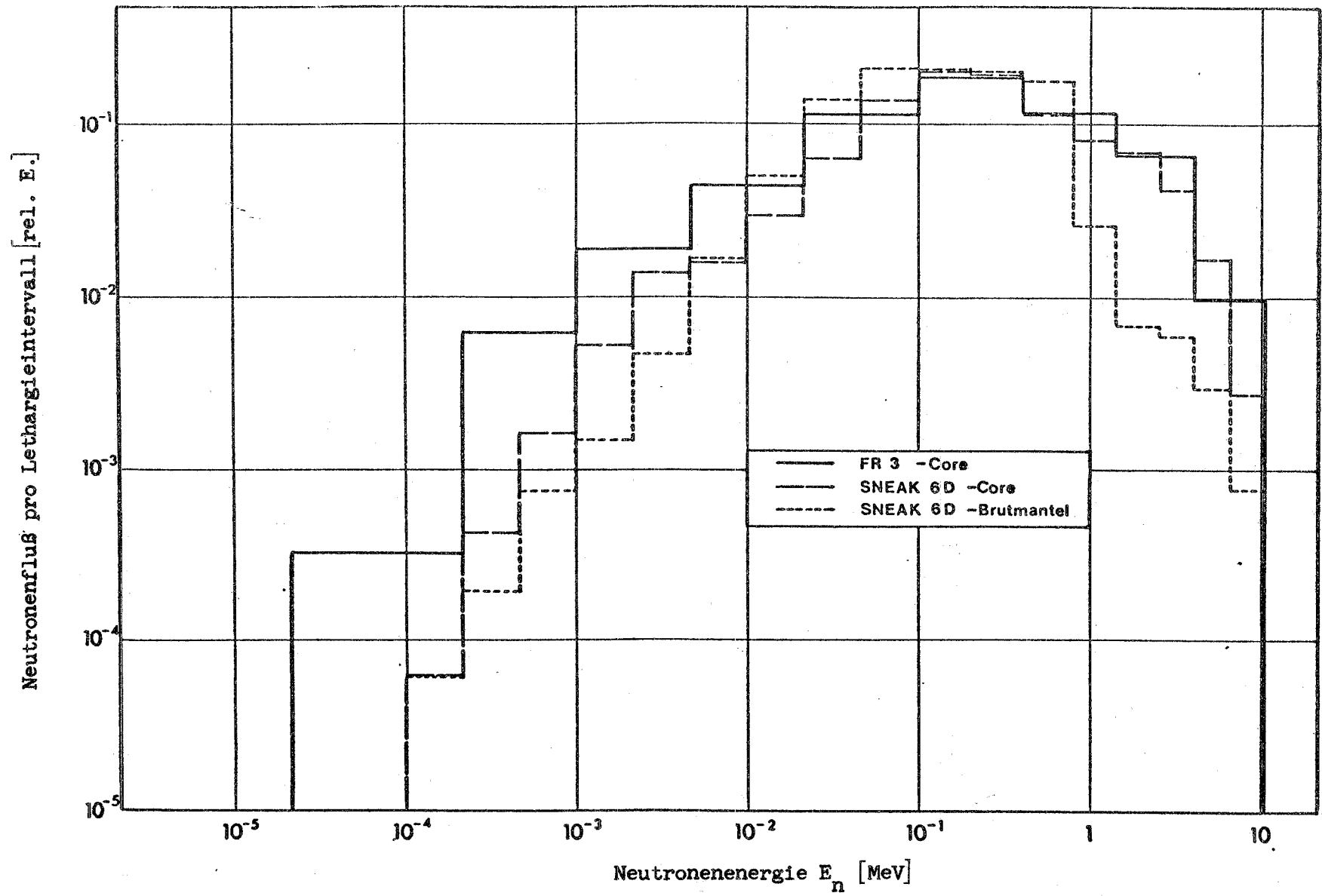


Abb.21 Gerechnete Neutronenspektren von schnellen Anordnungen [10,14]



In Tabelle 3 sind außer den mittleren Neutronenenergieübertragungskoeffizienten auch die mittleren Neutronenenergien des jeweiligen Spektrums angeführt. Es zeigt sich, daß sowohl  $\overline{q_s}$  als auch  $\overline{q_{(n,\alpha)}}$  monoton mit  $\overline{E_n}$  zunehmen; dieser Zusammenhang ist bei  $\overline{q_s}$  trivial, nicht aber bei  $\overline{q_{(n,\alpha)}}$ .

Demzufolge nehmen auch die nach (24) berechneten Neutronenempfindlichkeiten von beiden Gläsern monoton mit der mittleren Neutronenenergie zu (vgl. Tabelle 4 bzw. Abb.22). Diese Tatsache gestattet es, die Neutronenempfindlichkeiten (in ähnlichen Spektren) auch für andere Werte von  $\overline{E_n}$  zu interpolieren.

	$\epsilon_n \text{ [}\mu\text{A}\cdot\text{cm}^2\text{]}$	
	Schott-Glas	Toshiba-Glas
FR 3 (Core)	$2.86 \cdot 10^{-9}$	$3.62 \cdot 10^{-9}$
SNEAK 6 D (Core)	$2.62 \cdot 10^{-9}$	$3.28 \cdot 10^{-9}$
SNEAK 6 D (Brutmantel)	$1.96 \cdot 10^{-9}$	$2.54 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 4 Neutronenempfindlichkeiten von RPL-Gläsern in schnellen Spektren

So ergeben sich zum Beispiel aus einer Radialtraverse der mittleren Neutronenenergie  $\overline{E_n}$  in der Äquatorialebene von SNEAK 6 D [10] die in Abb.23 dargestellten Neutronenempfindlichkeiten.

Bei den im folgenden Abschnitt beschriebenen Messungen werden zwar zentrale Achsialtraversen der Neutronenempfindlichkeit benötigt, aber man kann annehmen, daß diese Traversen mit den in Abb.23 dargestellten vergleichbar sind.

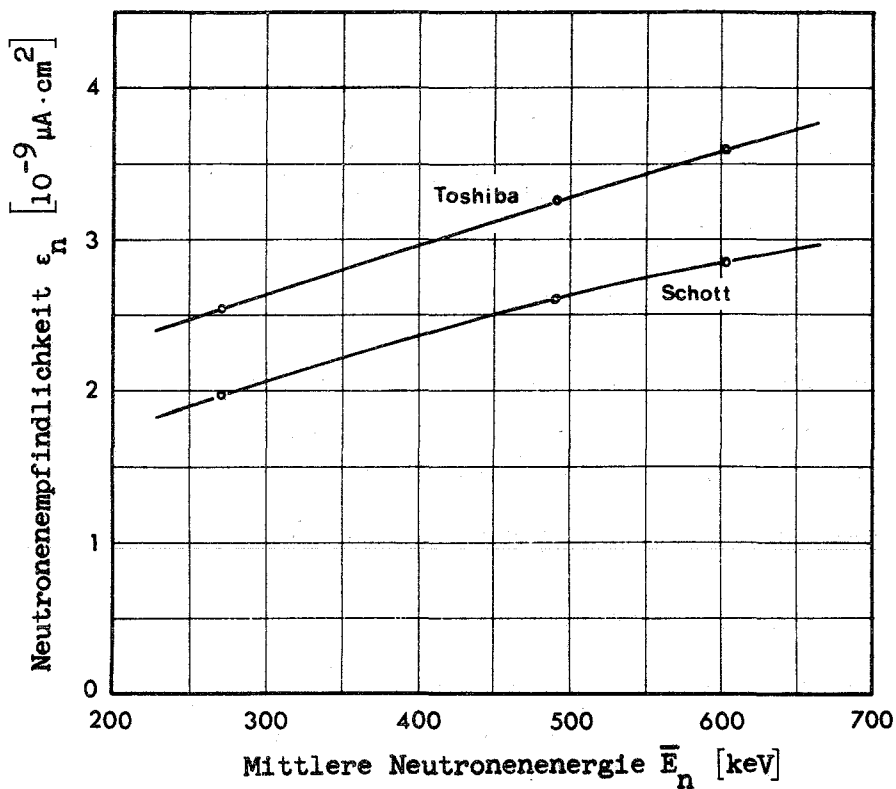


Abb.22 Zusammenhang zwischen Neutronenempfindlichkeit und mittl. Neutronenenergie in schnellen Spektren

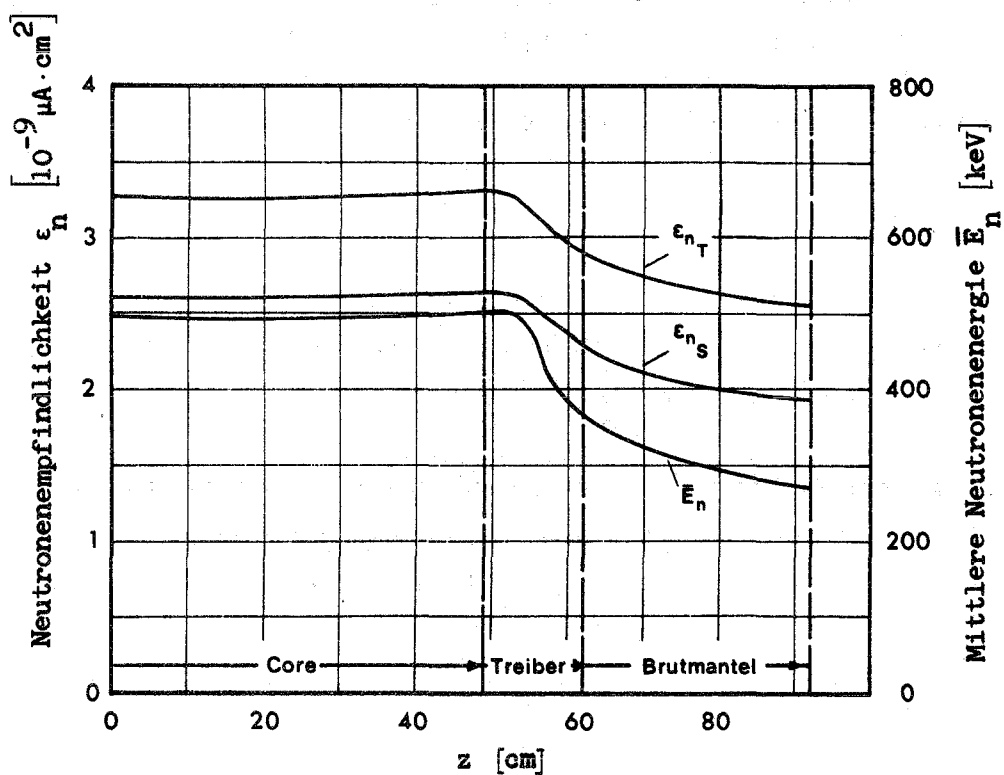


Abb.23 Zentrale Achsialtraversen der mittleren Neutronenenergie und der Neutronenempfindlichkeiten in SNEAK-6-D

#### 4. Messungen und Ergebnisse

##### SNEAK 6 D

Bei SNEAK 6 D handelt es sich um eine schnelle Natrium-Anordnung mit Stäbchenkonfiguration. [15]. Die Brennelemente (5cm x 5cm Querschnitt) sind mit Pu-,  $\text{UO}_2$ -,  $\text{U}_{\text{abg}}$ -,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ - und Na-Stäbchen unterschiedlicher Länge gefüllt. Abb. 25 zeigt als Beispiel die Stäbchenanordnung des zentralen Brennelements (17/20), in dem eine zentrale Achsialtraverse der  $\gamma$ -Heizung gemessen werden soll.

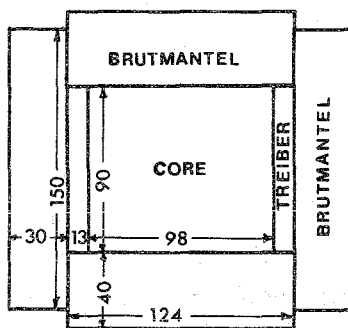


Abb.24 Aufbau von SNEAK 6 D

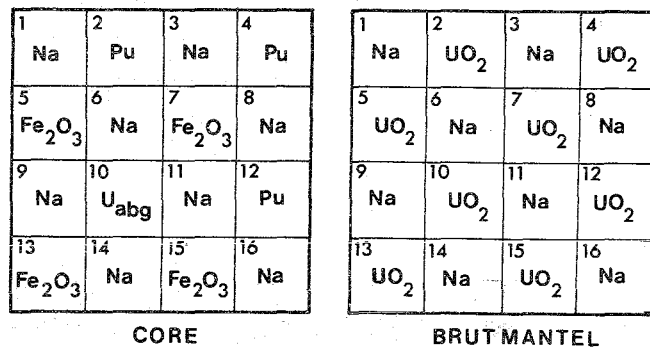


Abb.25 Stäbchenanordnung im zentralen Brennelement (17/20) von SNEAK 6 D

Bei dieser Messung werden zunächst nur Schott-Gläser verwendet. Sie sind zum Schutz vor mechanischen Einflüssen mit einer Zinnkapselung versehen; der Einfluß dieser Kapselung auf den Meßwert ist, wie später noch gezeigt wird, vernachlässigbar gering. Die gekapselten Gläser werden in den Na-Adern 3 und 8 (Abb.25) zwischen jeweils zwei Stäbchen eingefügt und 50 min bei einer Reaktorleistung von etwa 350 W bestrahlt. Die resultierenden RPL-Intensitäten sind (bezogen auf 1 sec Bestrahlungszeit) in Abb.26 dargestellt.

Zur Korrektur des Neutroneneffekts wird der Neutronenfluß mit Hilfe einer  $\text{U}^{235}$ -Kammer bestimmt, die in der Äquatorialebene des Elements (13/24) fest

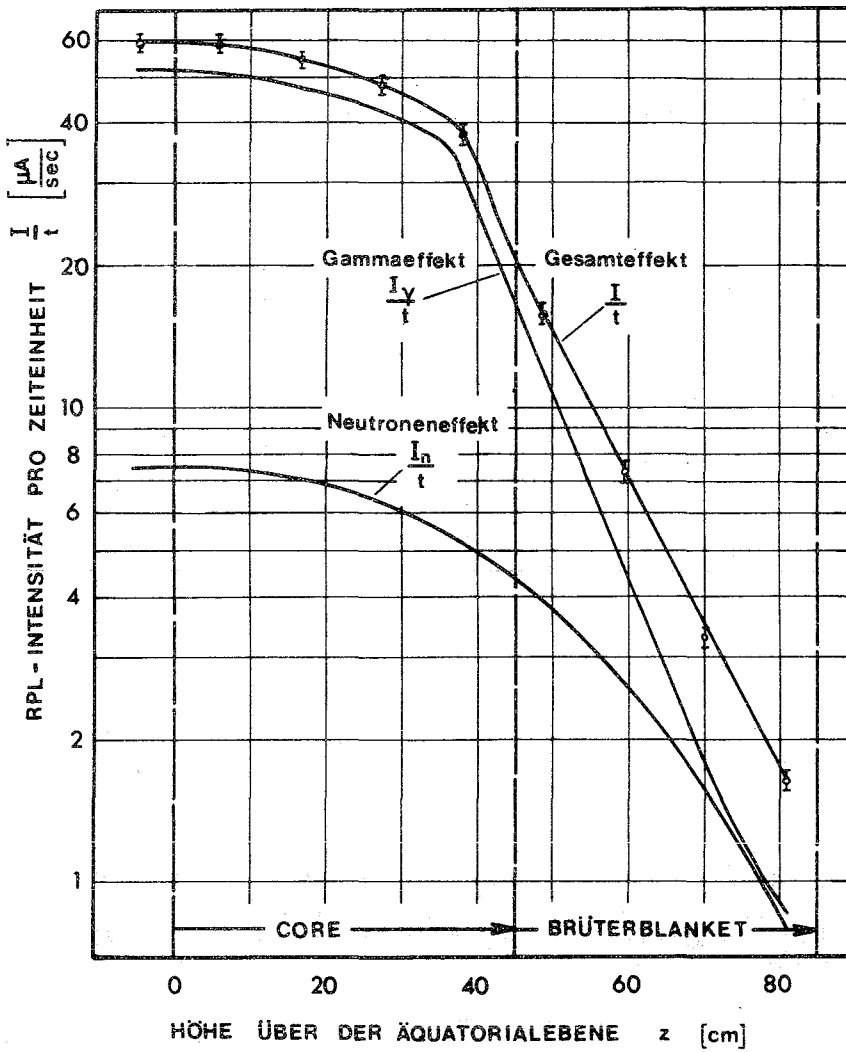


Abb.26 Zentrale Achsialtraversen der RPL-Intensitäten nach Bestrahlung in SNEAK-6-D bei einer Leistung von etwa 350 W

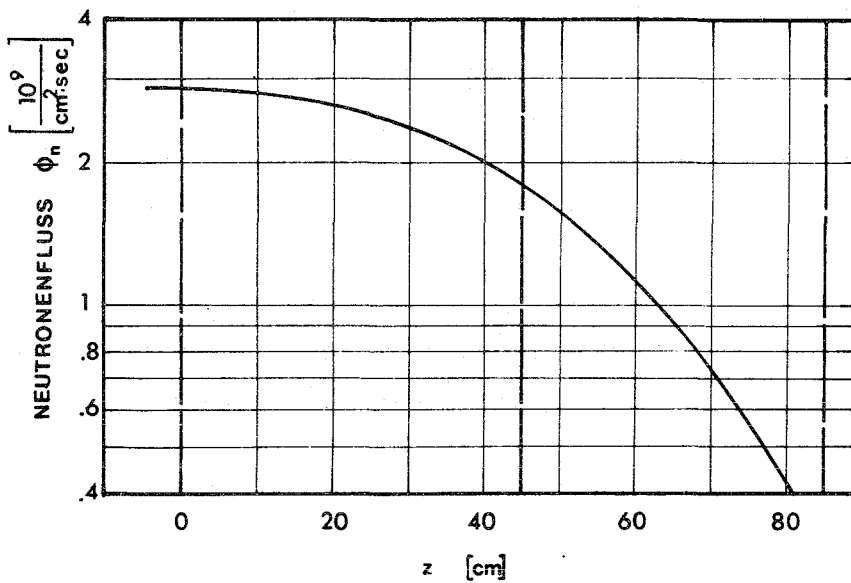


Abb.27 Neutronenfluß bei der Glasbestrahlung in SNEAK-6-D

eingebaut ist. Das Verhältnis der Spaltraten im Core-Zentrum und am Ort der Kammer ergibt sich aus der Rechnung [10] zu 1.216.

Mit

$$\begin{aligned} m_{235} &= 2.91 \cdot 10^{-4} \text{ g} \\ \sigma_f &= 2.217 \text{ b} \\ SR_{235} &= 3.92 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1} \end{aligned}$$

erhält man nach (18) für den Neutronenfluß im Core-Zentrum:

$$\Phi_n(z=0) = 2.88 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

Normiert man eine gerechnete Achsialtraverse der  $U^{235}$ -Spaltrate mit diesem Wert, so ergibt sich (unter der Voraussetzung, daß der Spaltquerschnitt in diesem Bereich konstant ist,) die in Abb.27 dargestellte Neutronenflußtraverse.

Den Neutroneneffekt in den Gläsern erhält man aus der Flußtraverse gemäß

$$\frac{I_{nS}}{t} = \frac{I_{nS}}{\Phi_n \cdot t} \cdot \Phi_n = \epsilon_{nS} \cdot \Phi_n$$

durch Multiplikation mit der Neutronenempfindlichkeit am jeweiligen Ort. Mit den Werten aus Abb.23 ergibt sich dann die in Abb.26 dargestellte Traverse des Neutroneneffekts.

Den  $\gamma$ -Effekt erhält man hieraus als Differenz zum Gesamteffekt. Die schließlich nach (10) aus dem  $\gamma$ -Effekt berechnete  $\gamma$ -Heizung in Eisen ist in Abb.28 dargestellt. Zum Vergleich ist in diese Abbildung auch eine entsprechende Traverse der totalen Spaltrate SR eingezeichnet worden. Diese Traverse hat infolge der unterschiedlichen Materialzusammensetzung einen Sprung an der Grenze zwischen Core und Blanket.

Abgesehen von einer Übergangszone zwischen Core und Blanket ist  $H_\gamma$  in beiden Regionen proportional zu SR. Die Übergangszone erstreckt sich erwartungsgemäß etwa eine mittlere  $\gamma$ -Reichweite ( $\bar{\lambda} = 6.5 \text{ cm}$ ) in beide

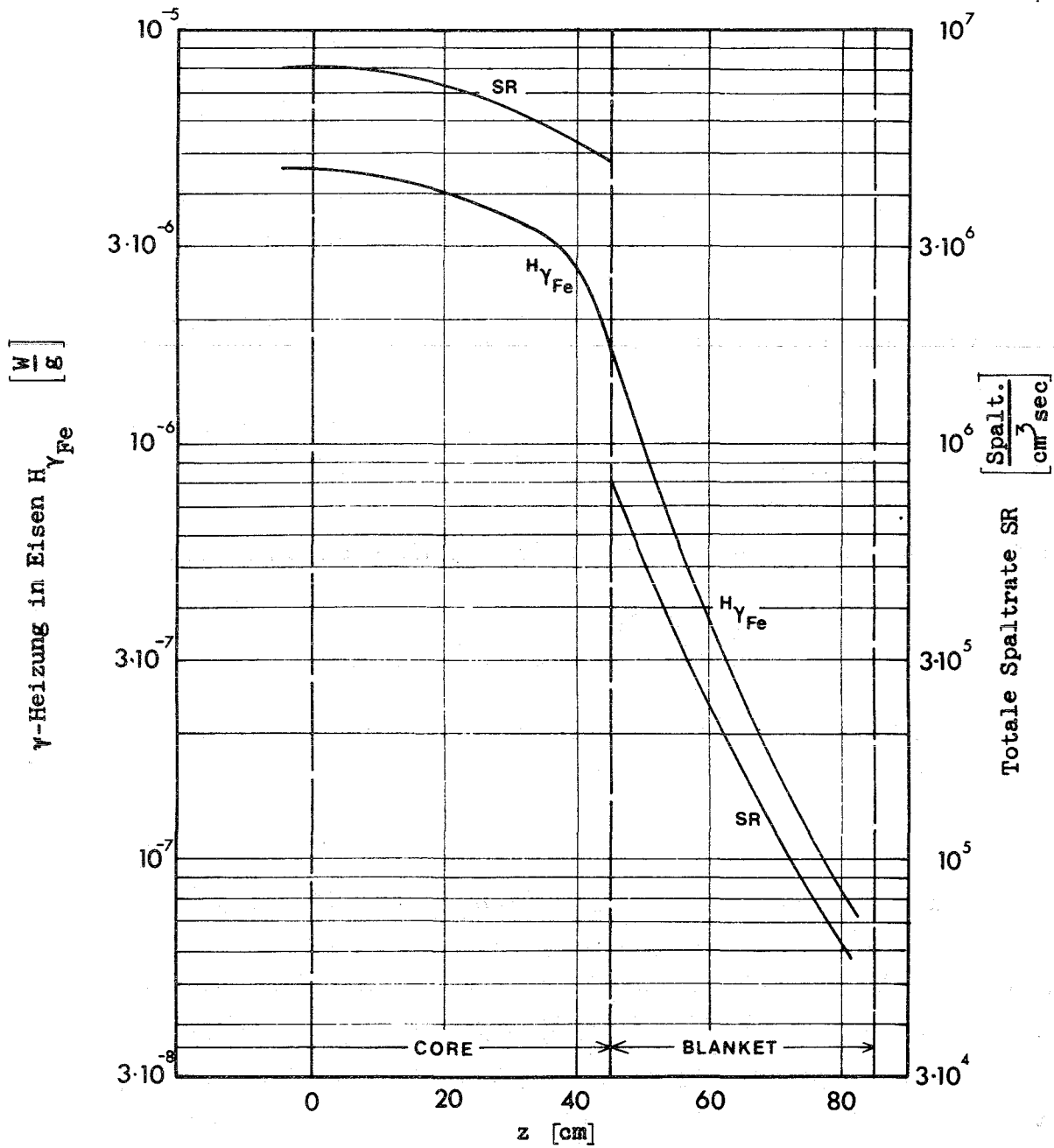


Abb.28 Zentrale Achsialtraversen der  $\gamma$ -Heizung in Eisen und der totalen Spaltrate in SNEAK-6-D

Regionen hinein. Für das Verhältnis von  $\gamma$ -Heizung zu totaler Spaltrate erhält man:

$$\frac{H_{\gamma_{Fe}}}{SR} = \begin{cases} 5.41 \cdot 10^{-13} & \text{im Core} \\ 1.50 \cdot 10^{-12} & \text{im Blanket} \end{cases} \left[ \frac{W}{g} / \frac{\text{Spalt.}}{\text{cm}^3 \text{ sec}} \right]$$

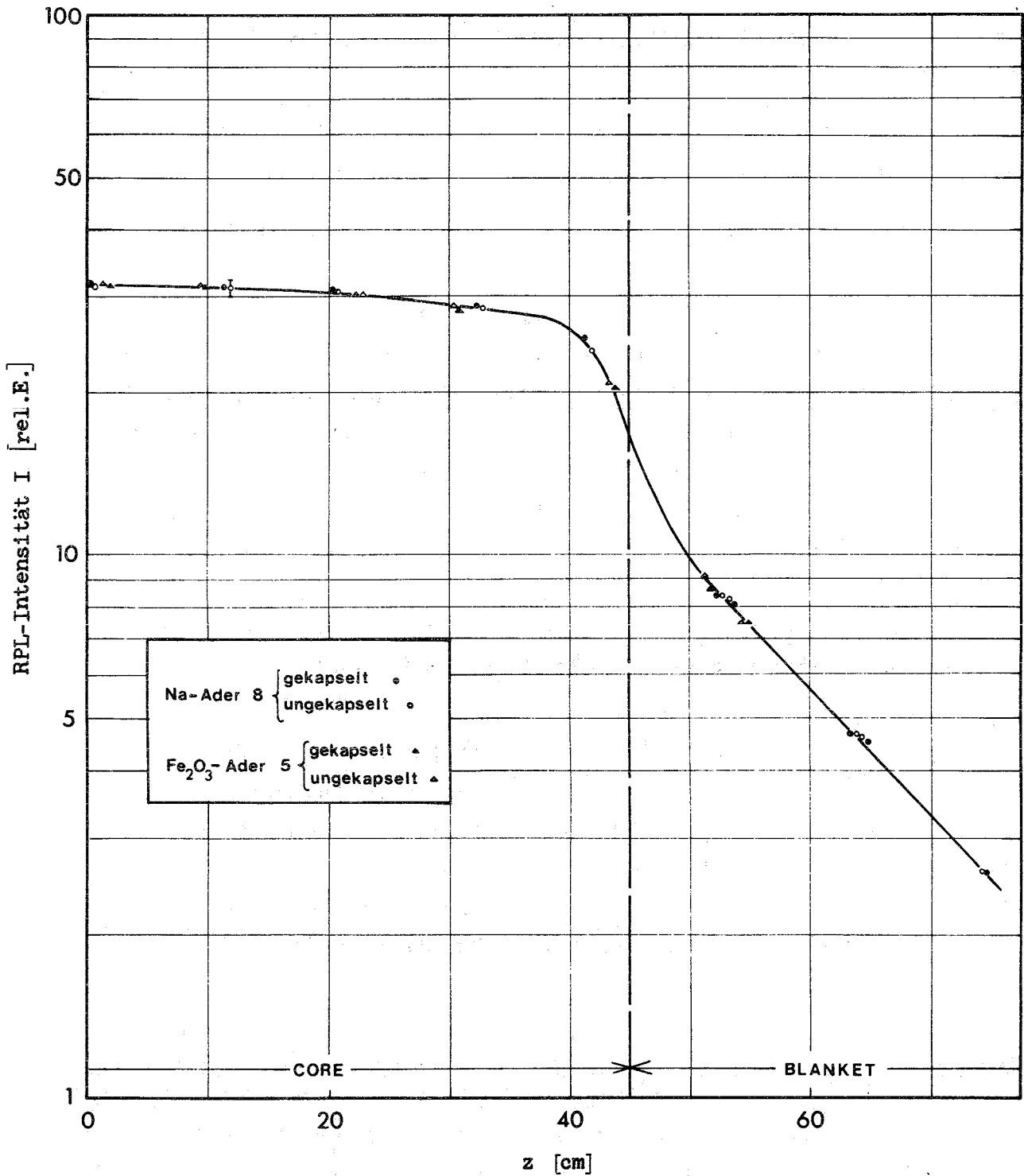
Bei einer weiteren Bestrahlung in Sneak 6 D soll untersucht werden, ob und inwieweit die Kapselung der Gläser bzw. das umgebende Core-Material einen Einfluß auf den Meßwert haben. Diese Bestrahlung wird im Element (15/22) durchgeführt, welches die gleiche Stäbchenanordnung hat wie das Element (17/20). Und zwar wird jeweils ein gekapseltes und ein ungekapseltes Schott-Glas zwischen die Stäbchen der Na-Ader 8 und der  $Fe_2O_3$ -Ader 5 (vgl. Abb.25) eingefügt.

Wie aus Abb.29 hervorgeht, ist der Meßwert (bei der Streuung von 3%) unabhängig von Kapselung bzw. umgebender Core-Materie.

Dies ist auch nicht anders zu erwarten, denn einerseits ist die Reichweite der  $\gamma$ -Strahlung ( $\bar{\lambda} = 6.5\text{cm}$ ) größer als der Querschnitt eines Brennelements, so daß das  $\gamma$ -Feld unempfindlich gegen die Inhomogenität der Materie innerhalb eines Brennelements ist, und andererseits ist die mit Hilfe des Spektrums (Abb.9) berechnete Abschwächung des  $\gamma$ -Effekts durch 1 mm Zinn kleiner als 1% und somit nicht feststellbar.

### MASURCA R 1

Das Core dieser Anordnung ist mit dem von SNEAK 6 D vergleichbar. Auch hier handelt es sich um ein Stäbchencore mit 50 Vol.-% Natrium. Allerdings wird nicht Plutonium sondern angereichertes Uran als Spaltstoff verwendet. Ferner sind im Gegensatz zu SNEAK 6 D jeweils 64 Adern zu einem Brenn-



**Abb.29** Traverse der RPL-Intensität nach Bestrahlung von gekapselten und ungekapselten Gläsern in verschiedenen Stäbchenadern des Elements (15/22) von SNEAK-6-D



X	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Na	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	....			
U <sub>ang</sub>	Na	U <sub>ang</sub>	Na	...			
Na	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Na	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	...			
U <sub>ang</sub>	Na	U <sub>abg</sub>	Na	...			
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮			
							X

Abb.30 Stäbchenanordnung im zentralen Brennelement (18/16) von MASURCA R 1

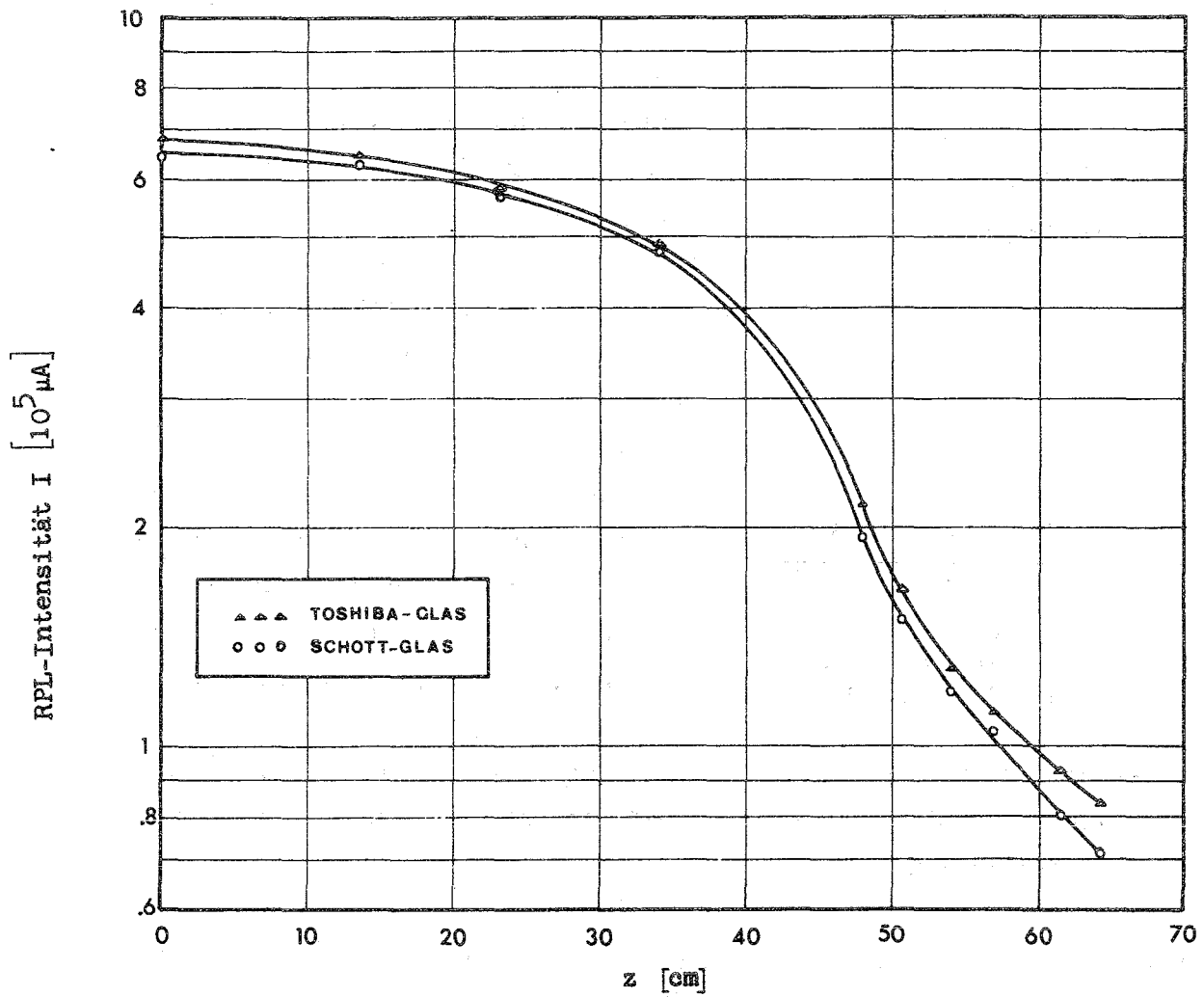
Ionisationskammern durchführt (vgl. 5.Abschnitt), ließ die Gläser in das gleiche Element einsetzen und 3594 sec bei einer Reaktorleistung von 350 W bestrahlen.

Die Auswertung der Gläser ergibt die in Abb.31 dargestellten RPL-Intensitäten. Die im Core bestrahlten Gläser zeigen bereits eine leichte Gelbfärbung, so daß hier eine Korrektur der RPL-Intensität nach (1a) erforderlich wird. Bezieht man die korrigierten Werte auf eine Bestrahlungszeit von 1 sec und auf eine Reaktorleistung von 100 W, so erhält man die in Abb.33 dargestellten Traversen des Gesamteffekts in beiden Gläsern.

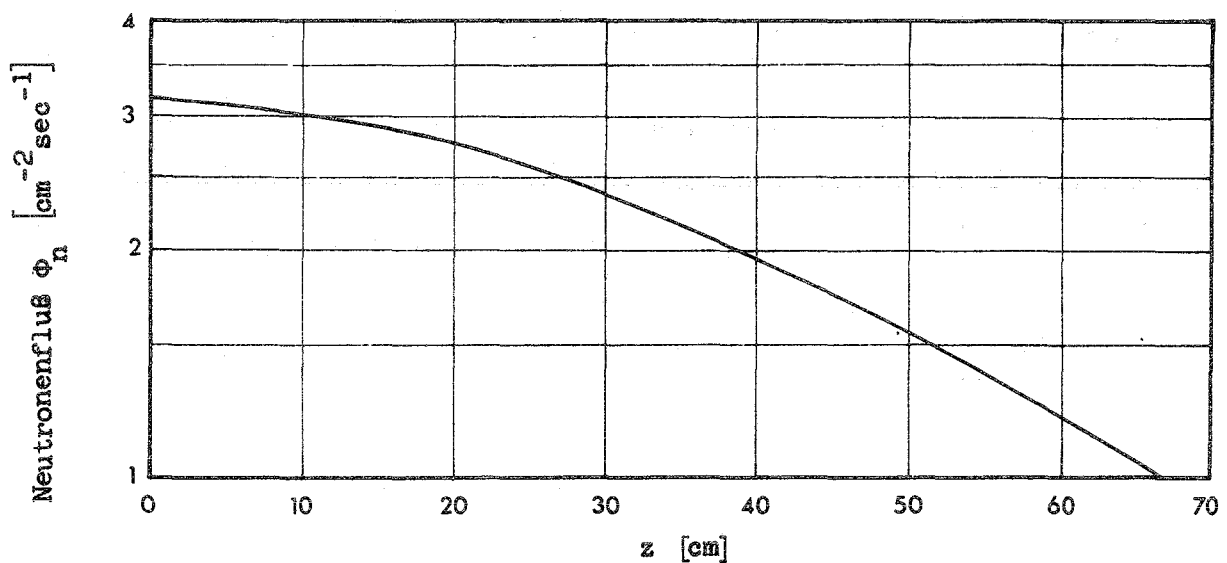
Der Neutroneneffekt wird wieder mit Hilfe einer U<sup>235</sup>-Spaltratentraverse [17] bestimmt. Zur Normierung dieser Traverse dient die Angabe, daß im Core-Zentrum von MASURCA R 1 bei einer Leistung von 100 W 1.794·10<sup>7</sup> Spaltungen pro g U<sup>235</sup> und sec stattfinden [17]. Damit ergibt sich die in Abb. 32 dargestellte Traverse des Neutronenflusses, wobei wieder vorausgesetzt wird, daß sich der Spaltquerschnitt von U<sup>235</sup> in diesem Bereich nicht nennenswert ändert.

element zusammengefaßt (Abb.30). In zwei gegenüberliegenden Ecken eines jeden Elements sind zur Stabilisierung die Na-Adern durch Stützsäulen ersetzt worden. In den Gesamtabmessungen ist die Anordnung etwa so groß wie SNEAK 6 D.

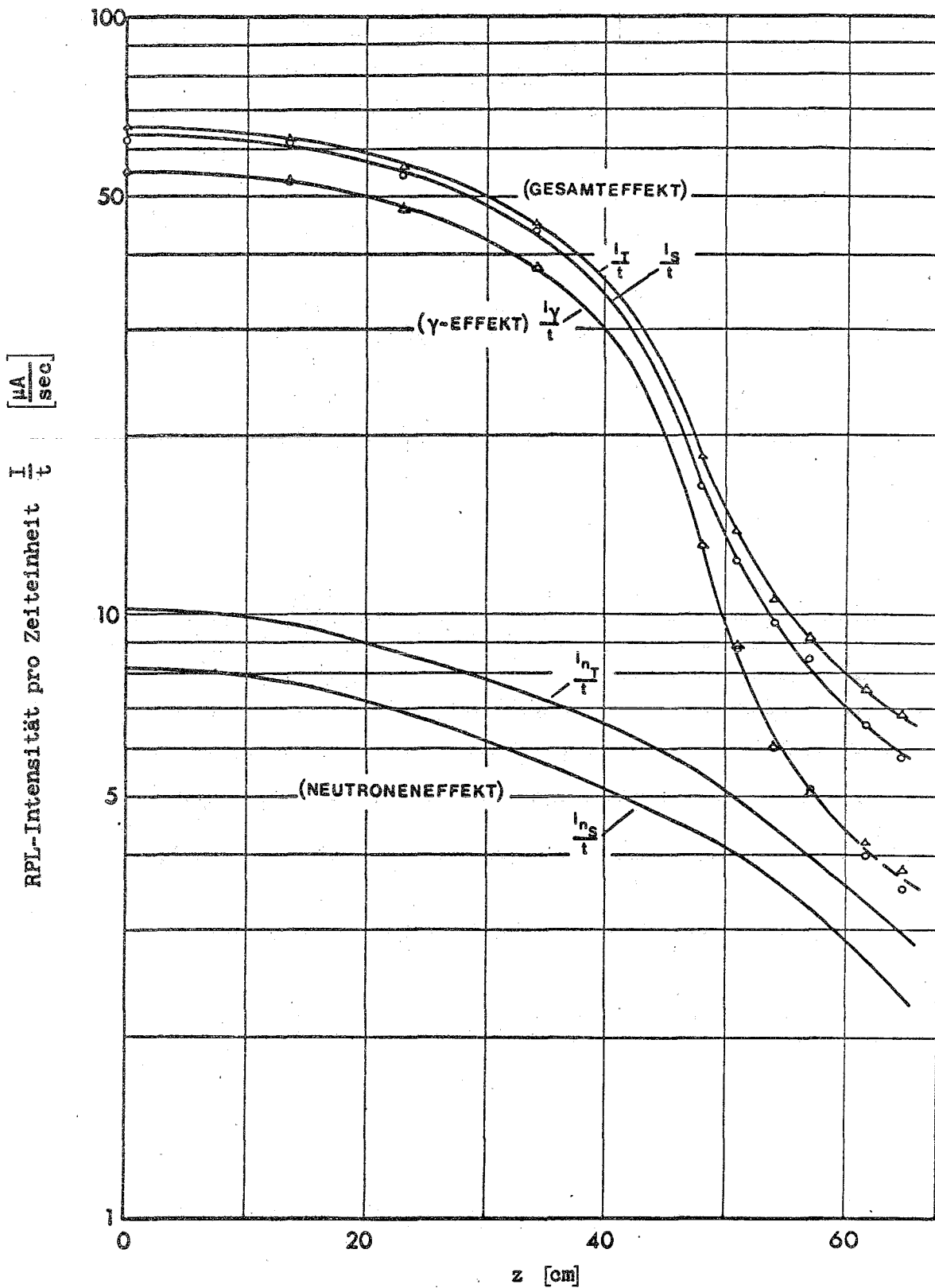
Zur Messung der  $\gamma$ -Heizung werden Schott- und Toshiba-Gläser - jeweils paarweise in Zinn gekapselt - an Herrn Y.Ocraies nach Cadarache (Frankreich) geschickt. Herr Ocraies, der zusammen mit Herrn C.Tournier im zentralen Brennelement (18/16) Messungen der  $\gamma$ -Heizung mit



**Abb. 31** Traversen der RPL-Intensitäten von Toshiba- und Schottgläsern nach Bestrahlung im Element (18/16) von MASURCA R 1 ( $P = 350 \text{ W}$  ;  $t = 3594 \text{ sec}$ )



**Abb. 32** Traverse des Neutronenflusses im Element (18/16) von MASURCA R 1 ( $P = 100 \text{ W}$ )



**Abb. 33** Traversen von Gesamt-, Neutronen- und  $\gamma$ -Effekt in MASURCA R 1 (18/16) bei einer Leistung von 100 W (T = Toshiba-Glas; S = Schott-Glas)

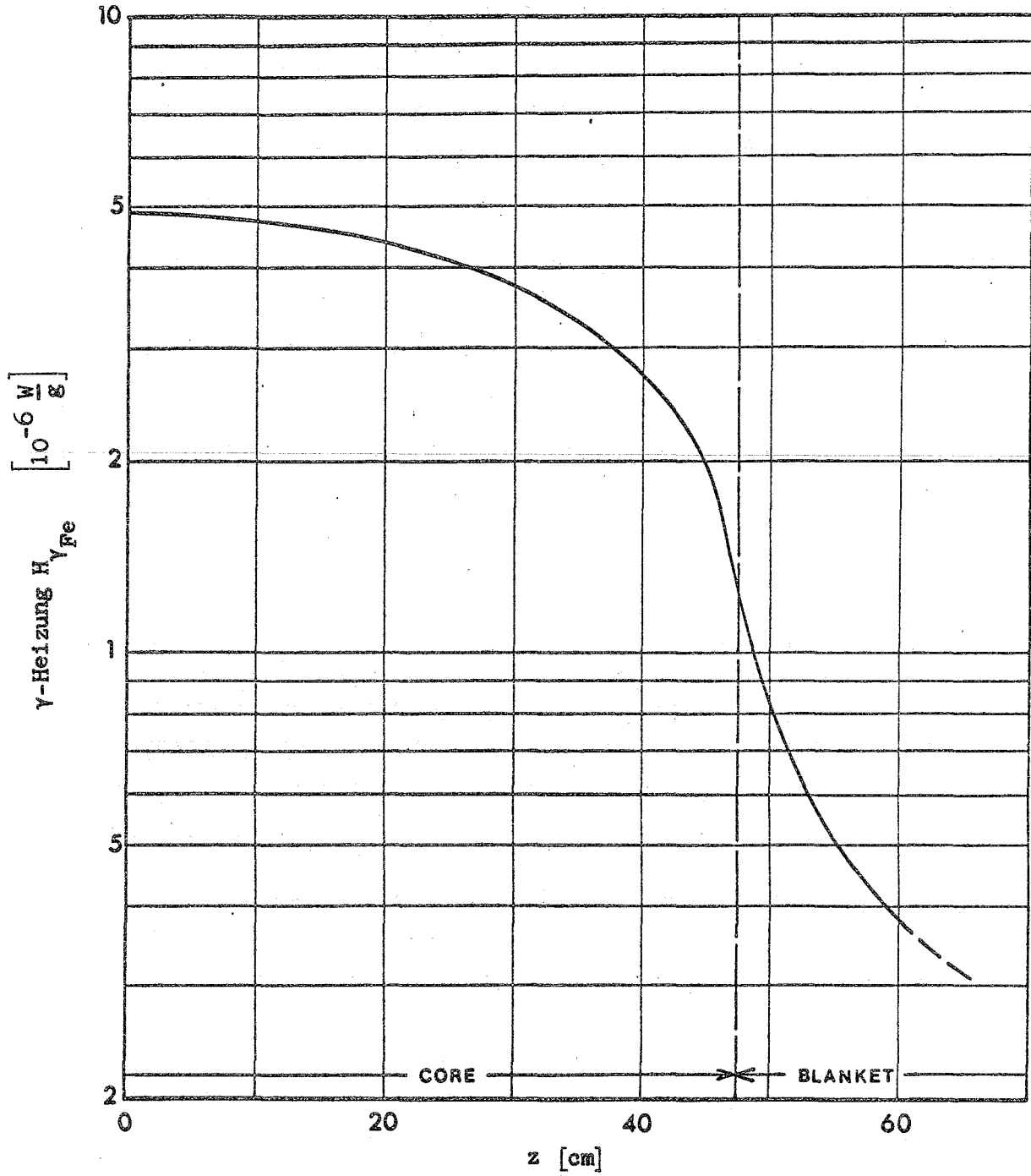


Abb. 34 Zentrale Achsialtraverse der  $\gamma$ -Heizung  $H_{\gamma Fe}$  in MASURCA R 1 bei einer Leistung von 100 W

Da über die mittleren Neutronenenergien in MASURCA R 1 keine näheren Angaben vorliegen, werden für die Neutronenempfindlichkeiten der Gläser die Werte von SNEAK 6 D übernommen. Damit erhält man die in Abb. 33 dargestellten Traversen des Neutroneneffekts und als Differenz zum Gesamteffekt die Traversen des  $\gamma$ -Effekts. Diese Traversen haben - abgesehen von den Werten für  $z > 60\text{cm}$  - bei beiden Gläsern den gleichen Verlauf. Im äußeren Blanket ist der Neutroneneffekt fast so groß wie der  $\gamma$ -Effekt, so daß sich hier ein Fehler in der Neutronenempfindlichkeit besonders stark auswirkt.

Die schließlich mit Hilfe von (10) resultierende Traverse der  $\gamma$ -Heizung in Eisen ist in Abb. 34 dargestellt. Die  $\gamma$ -Heizung ist hier wesentlich größer als in SNEAK 6 D, obwohl beide Messungen bei der gleichen Reaktorleistung durchgeführt worden sind. (Da die Anordnungen etwa gleich groß sind, sollte bei gleicher Leistung auch die Leistungsdichte und damit die  $\gamma$ -Heizung etwa gleich groß sein.) Offenbar liegt hier ein Fehler in der Leistungsnormierung vor, denn das Verhältnis von  $\gamma$ -Heizung zu Neutronenfluß ist in beiden Fällen etwa gleich groß.

## 5. Vergleich mit Rechnungen und Ionisationskammermessungen

### SNEAK 6 D

Die von Herrn M. Kichle in [5] vorgeschlagene Methode zur Berechnung der  $\gamma$ -Heizung in Reaktoren geht davon aus, daß in einem hinreichend großen Volumen mit homogen verteilten  $\gamma$ -Quellen die pro Volumeneinheit erzeugte  $\gamma$ -Energie gleich der dort absorbierten Energie ist. Es gilt also

$$\int S_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot dE_{\gamma} = \int \phi_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot \mu_{\text{en}}(E_{\gamma}) \cdot dE_{\gamma} \quad (25)$$

wobei  $S_{\gamma}(E_{\gamma})$  die Erzeugungsrate von  $\gamma$ -Quanten der Energie  $E_{\gamma}$ ,  $\phi_{\gamma}(E_{\gamma})$

der  $\gamma$ -Fluß und  $\mu_{\text{en}}(E_\gamma)$  der Energieabsorptionskoeffizient des Reaktormaterials ist. In Gruppenschreibweise wird aus (25):

$$S_{\gamma_i} = \phi_{\gamma_i} \mu_{\text{en}_i} \quad (25a)$$

Diese Schreibweise ist erlaubt, wenn der Austausch zwischen den einzelnen Gruppen durch Compton-Streuung vernachlässigbar ist; die Gruppenbreite darf also nicht zu klein gewählt werden.

Im Core-Zentrum von SNEAK 6 D ist der Neutronenfluß über ein Gebiet von etwa 30 cm Durchmesser (entsprechend 5 mittleren  $\gamma$ -Reichweiten) nahezu konstant; ferner ist das Core-Material bei der mittleren  $\gamma$ -Reichweite von 6.5cm als homogen verteilt anzusehen. Demnach kann man hier auch die  $\gamma$ -Quellen als homogen verteilt betrachten. Da außerdem die umgebende Materie mehr als 10  $\gamma$ -Reichweiten dick ist, kann man hier (25) bzw. (25a) anwenden.

Im vorliegenden Fall genügt es, wenn man zwei  $\gamma$ -Quellen - nämlich die Spalt- $\gamma$ -Strahlung und die Einfang- $\gamma$ -Strahlung der schweren Kerne - berücksichtigt; alle anderen  $\gamma$ -Quellen tragen zusammen nur weniger als 5% zum gesamten Strahlungsfeld bei.

Für  $S_{\gamma_i}$  gilt:

$$S_{\gamma_i} = S_{\gamma_{f_i}} + \frac{\Sigma_c}{\Sigma_f} S_{\gamma_{c_i}} \quad (26)$$

Dabei ist  $S_{\gamma_{f_i}}$  die Spalt- $\gamma$ -Erzeugungsrate pro Spaltung

$S_{\gamma_{c_i}}$  die Einfang- $\gamma$ -Erzeugungsrate pro Einfang

$\Sigma_f$  der makroskopische Spaltquerschnitt

$\Sigma_c$  der makroskopische Einfangquerschnitt für U und Pu

Demnach ist  $S_{\gamma_i}$  die Gesamt- $\gamma$ -Erzeugungsrate pro Spaltung.

Im Core-Zentrum von SNEAK 6 D ist nach [10]:

$$\Sigma_f = 2.856 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

$$\Sigma_c = 4.408 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

Mit diesen Werten gilt nach (25a) und (26) für die  $\gamma$ -Gruppenflüsse:

$$\phi_{\gamma_i} = \frac{S_{\gamma_{f_i}} + 1.415 S_{\gamma_{c_i}}}{\mu_{en_i}} \quad (27)$$

Die einzelnen  $\gamma$ -Erzeugungsraten sind nach [3] in Tabelle 5 aufgeführt. Ferner sind in dieser Tabelle auch die mittleren Energiekoeffizienten für SNEAK 6 D (Core) angegeben, welche mit Hilfe des  $\gamma$ -Spektrums (Abb.9) über die jeweilige Gruppe gemittelt worden sind. Schließlich sind in der Tabelle noch die nach (27) berechneten  $\gamma$ -Gruppenflüsse  $\phi_{\gamma_i}$  angeführt.

Die  $\gamma$ -Heizung in Eisen ergibt sich aus diesen Flüssen nach

$$H_{\gamma_{Fe}} = \sum_i \frac{\mu_{en}}{\rho_{Fe_i}} \cdot \bar{E}_{\gamma_i} \cdot \phi_{\gamma_i}$$

zu

$$H_{\gamma_{Fe}} = 5.302 \cdot 10^{-13} \left[ \frac{\text{W}}{\text{g}} / \frac{\text{Spalt.}}{\text{cm}^3 \text{ sec}} \right]$$

wobei der Massenenergieabsorptionskoeffizient von Eisen wieder mit Hilfe des Spektrums (Abb.9) über die jeweilige Gruppe gemittelt worden ist.

Dieser Wert ist etwas kleiner als der mit den Gläsern gemessene Wert von

$$H_{\gamma_{Fe}} = 5.41 \cdot 10^{-13} \left[ \frac{\text{W}}{\text{g}} / \frac{\text{Spalt.}}{\text{cm}^3 \text{ sec}} \right]$$

was vermutlich darauf zurückzuführen ist, daß bei der Rechnung nur die beiden wichtigsten  $\gamma$ -Quellen berücksichtigt worden sind.

Gruppe	$S_{\gamma f_i}$	$S_{\gamma c_i}$	$\overline{\mu_{en_i}}$	$\phi_{\gamma_i}$
[MeV]	$\left[ \frac{\gamma's}{\text{Spalt.}} \right]$	$\left[ \frac{\gamma's}{\text{Einf.}} \right]$	$\left[ \text{cm}^{-1} \right]$	$\left[ \frac{\gamma's}{\text{cm}^2 \text{sec}} / \frac{\text{Spalt.}}{\text{cm}^3 \text{sec}} \right]$
0 - 0.5	11.2	1.27	1.06	12.45
0.5 - 1	7.04	1.27	0.314	28.82
1 - 2	2.86	1.78	0.162	34.85
2 - 3	0.735	0.91	0.156	13.79
3 - 4	0.136	0.34	0.152	4.395
4 - 5	0.045	-	0.153	1.425
5 - 6	0.025	-	0.157	0.21
6 - 7	0.004	-	0.160	0.069

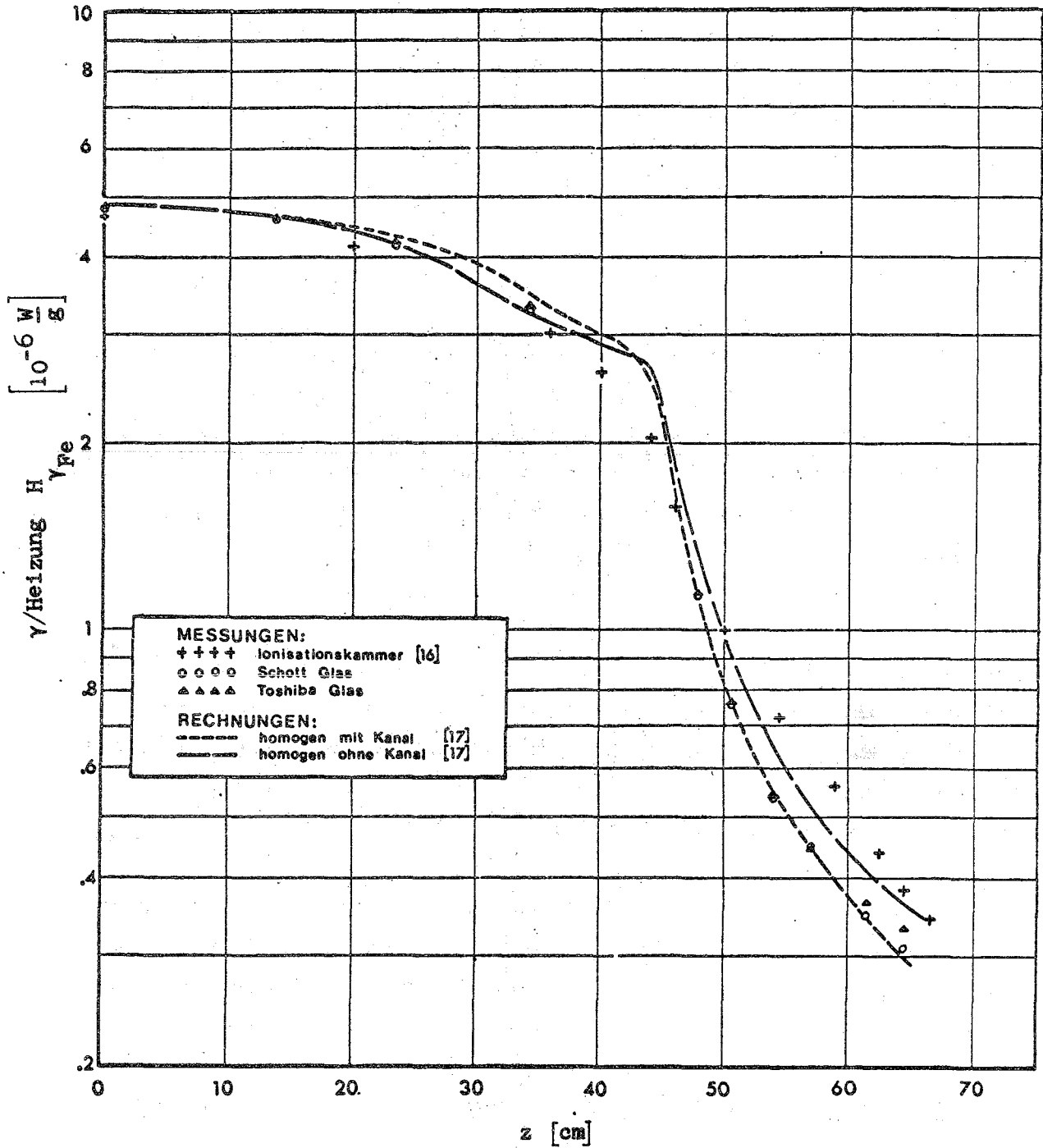
Tabelle 5 (Berechnung von  $\gamma$ -Gruppenflüssen in SNEAK-6-D; siehe Text)

#### MASURCA R 1

In dieser Anordnung wurden von Y.Oceraies und C.Tournier Messungen der  $\gamma$ -Heizung mit kleinen gasdurchströmten Ionisationskammern durchgeführt [16]. Für diese Messungen wurde im zentralen Element (18/16) durch Entfernen einer Stäbchenader ein vertikaler Kanal mit dem Querschnitt 1cm x 1cm freigemacht. In diesem Kanal wurden bei einer Reaktorleistung von 100 W die in Abb.35 dargestellten Werte von  $H_{\gamma_{Fe}}$  gemessen.

Zum Vergleich wurden von den gleichen Autoren auch Berechnungen der  $\gamma$ -Heizung nach dem MERCURE-III-Code angestellt [17]. Wie aus Abb.35 hervorgeht, bewirkt nach diesen Rechnungen der für die Ionisationskammermessungen vorgesehene Kanal im äußeren Blanket eine deutliche Absenkung der  $\gamma$ -Heizung. Trotzdem werden hier mit den Ionisationskammern größere Werte gemessen als mit den Gläsern.





**Abb. 35** Zentrale Achsialtraversen der  $\gamma$ -Heizung  $H_{\gamma Fe}$  in MASURCA R 1 bei einer Leistung von 100 W

Insgesamt gesehen stimmen die Ergebnisse der Glasbestrahlungen besser mit den Rechnungen überein als die Ergebnisse der Ionisationskammermessungen.

## 6. Zusammenfassung

Es hat sich gezeigt, daß RPL-Gläser gut für die Bestimmung der  $\gamma$ -Heizung in schnellen kritischen Anordnungen geeignet sind. Sie zeichnen sich gegenüber den Ionisationskammern insbesondere durch zwei Vorteile aus:

1. Bedingt durch die kleinen Glasdimensionen können relativ feinstrukturierte Profile gemessen werden, ohne daß das  $\gamma$ -Feld im Reaktor merklich gestört wird.
2. Es sind keine Kabelzuführungen bzw. Kanäle erforderlich.

Die Gläser unterscheiden sich hinsichtlich ihres  $\gamma$ -Absorptionsverhaltens nicht sehr von Stahl, so daß man auch im unbekanntem  $\gamma$ -Spektrum die  $\gamma$ -Heizung mit 10%-iger Genauigkeit bestimmen kann. Wenn das  $\gamma$ -Spektrum ungefähr bekannt ist, läßt sich der Fehler auf etwa 5% reduzieren. Bei Relativmessungen beträgt der Fehler 3%.

Die Neutronenempfindlichkeit der Gläser wurde in einem  $\gamma$ -armen Neutronenfeld (Bremszeitspektrometer) mit 15%-iger Genauigkeit bestimmt. Dabei hat sich gezeigt, daß sowohl bei Neutronenstreuungen als auch bei  $(n,\alpha)$ -Prozessen ein fester Zusammenhang zwischen RPL-Zentrendichte und absorbiertener Energie besteht. Dieser Zusammenhang gestattet es, den Neutroneneffekt in schnellen Reaktoren zu berechnen. Dabei ergibt sich, daß der Neutroneneffekt im Core nur 7% vom Gesamteffekt ausmacht, so daß hier der Fehler in der Neutronenempfindlichkeit nicht nennenswert eingeht. Im Blanket steigt der Neutroneneffekt allerdings bis auf etwa 50% an. Damit erhöht sich hier der Gesamtfehler bis auf 10%.

Der Meßbereich erstreckt sich von 1 R bis zu  $10^3$  R  $\gamma$ -Dosis. Dem entspricht

im Core von schnellen Anordnungen bei Bestrahlungszeiten von 1 h eine Leistungsdichte von  $2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{W}}{\text{l}}$  bis zu  $0.2 \frac{\text{W}}{\text{l}}$  bzw. ein Neutronenfluß von  $2.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  bis zu  $2.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ .

Literaturverzeichnis

- [1] FRANK, M. und STOLZ, W.,  
Festkörperdosimetrie ionisierender Strahlung,  
Verlag Chemie, Weinheim/Bergstr. (1969)
- [2] MAUSHART, R. und PIESCH, E.,  
Die Verwendung von Radiophotolumineszenzgläsern zur Personen-  
überwachung,  
KFK Ext.Bericht 20/66-2 (1966)
- [3] JAEGER, R. et al.,  
Engineering Compendium on Radiation Shielding,  
Springer-Verlag, Berlin (1968)
- [4] VALENTINE, J. und CURRAN, S.,  
Average Energy Expenditure per Ion Pair in Gases and Gas  
Mixtures,  
Repts. Progr. in Phys. 21 (1958)
- [5] KÜCHLE, M.,  
Die Strahlungsaufheizung der Druckrohre im zentralen Testloop  
des FR 3,  
unveröffentlicht
- [6] GOLD, R.,  
Compton Recoil Gamma-Ray Spectroscopy,  
Nucl. Inst. Meth. 84 (1970)
- [7] PENKUHN, H.,  
User's Manual for the Gamma Transport Codes BIGGI 3 P and  
BIGGI 4 T,  
EUR 3555e (1967)
- [8] SCHMIDT, J.J.,  
Neutron Cross Sections for Fast Reactor Materials I,  
KFK 120 (1966)
- [9] AGODI, A.,  
Statistical Fluctuations of Compound Nucleus Level Density and  
Nuclear Cross Sections,  
Nucl. Phys. 47 (1963)
- [10] BACHMANN, H. et al.,  
The Karlsruhe Nuclear Code System NUSYS,  
unveröffentlicht

- [11] ARNECKE, G. et al.,  
Kurzbeschreibung des KAMCCO mit Eingabebeschreibung,  
unveröffentlicht
- [12] BECKER, K.,  
Recent Progress in Radiophotoluminescence Dosimetry,  
First Health Physics Society, Midyear Topical Symposium,  
Chicago (1967)
- [13] SCHARMER, K. und ECKERT, H.,  
FOEHN - Das kritische Experiment für den Deutsch-Französischen  
Hochflußreaktor,  
KFK 1064 (1969)
- [14] FISCHER, M.,  
Durchführbarkeitsstudie für den schnellen Hochflußreaktor FR 3,  
KFK 1356 (1971)
- [15] JOURDAN, G. und REICHEL, H.,  
Core- und Zellenaufbau von SNEAK-6,  
unveröffentlicht
- [16] OCERAIES, Y. und TOURNIER, C.,  
Resultats preliminaires des mesures d'échauffement  $\gamma$  effectués  
sur le coeur R 1 et la couverture type breeder de MASURCA,  
unveröffentlicht
- [17] OCERAIES, Y. und TOURNIER, C.,  
Premieres interpretations des mesures d'échauffement  $\gamma$ ,  
unveröffentlicht

