

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

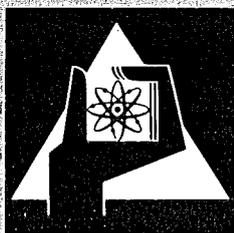
Februar 1974

KFK 1890

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter

**Beitrag zur gegenseitigen Resonanzabschirmung  
von U 238 und Pu 239**

I. Broeders-Siep



**GESELLSCHAFT  
FÜR  
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1890

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter

Beitrag zur gegenseitigen Resonanzabschirmung  
von U 238 und Pu 239.

von

I. Broeders-Siep

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



## Kurzfassung

Am Beispiel der in einem typischen Na-gekühlten Schnellen Reaktor auftretenden Materialzusammensetzungen wird für Energien zwischen 10eV und 465eV untersucht, welchen Einfluß die Art der Beschreibung des von U 238 gebildeten Resonanzuntergrundes auf die (n,γ)- und Spaltquerschnitte von Pu 239, deren Temperaturableitungen und den Dopplerkoeffizienten hat. Zu diesem Zweck wird im Rahmen der Narrow-Resonance (NR)-Näherung und des  $\sigma_0$ -Konzepts der Untergrundquerschnitt von U 238 auf drei verschiedene Arten beschrieben. In einer vierten Rechnung wird im Rahmen der NR-Näherung die volle Energie- und Temperaturabhängigkeit des U 238-Querschnitts berücksichtigt. Die Ergebnisse werden verglichen und diskutiert.

## Contribution to the mutual resonance shielding of U 238 and Pu 239

### Abstract

The material compositions of a typical sodium-cooled Fast Reactor are used to investigate the influence, which the kind of description of the cross-section of U 238 as a background material has on the effective (n,γ)- and fission-cross-sections of Pu 239, their temperature derivatives and the Doppler-Coefficient in the energy range between 10 and 465eV. On one hand the Narrow-Resonance (NR)-Approximation is used with an energy-averaged background-cross-section  $\sigma_0$ , in which the contribution of U 238 is described in three different ways. In a fourth type of calculation the full energy- and temperature-dependence of the U 238 total cross-section is taken into account within the NR-Approximation. The results are compared and discussed.

## Inhalt

1. Einleitung
2. Beschreibung der verschiedenen Modelle für die gegenseitige Abschirmung der Resonanzen von Pu 239 und U 238
3. Ergebnisse der Rechnungen
  - 3a. Einfluß der Resonanzabschirmungsmodelle A, B, C und D auf die effektiven  $(n,\gamma)$ - und Spaltquerschnitte von Pu 239.
  - 3b. Einfluß der Resonanzabschirmungsmodelle A, C und D auf die effektiven  $(n,\gamma)$ -Querschnitte von U 238.
  - 3c. Einfluß der Resonanzabschirmungsmodelle auf die Temperaturableitungen der  $(n,\gamma)$ - und Spaltquerschnitte von Pu 239 und auf den Dopplerkoeffizienten des Referenzreaktors.
4. Zusammenfassung
5. Anhang: Vergleich der mit RESDØP berechneten effektiven  $(n,\gamma)$ - und Spaltquerschnitte mit den Ergebnissen aus MIGRØS-2.

Tabellen 2-7

## 1. Einleitung

In den Karlsruher Gruppenkonstantensätzen wird die gegenseitige Abschirmung von Resonanzen verschiedener schwerer Isotope über einen energiegemittelten Resonanzuntergrundsquerschnitt,  $\sigma_0$ , erfaßt /1/, /2/. Das in /3/ entwickelte Rechenprogramm (RESDOP) zur Berechnung von Temperaturableitungen effektiver Wirkungsquerschnitte aus aufgelösten Resonanzen, das als Nebenprodukt auch effektive Wirkungsquerschnitte liefert, wurde so modifiziert, daß es die gegenseitige Abschirmung zweier schwerer Isotope genau berücksichtigen kann. Mit dem modifizierten Programm wird untersucht, wie groß bei der Berechnung der effektiven  $(n,\gamma)$ - und Spaltquerschnitte von Pu 239 der Fehler ist, der durch die Beschreibung des von U 238 gebildeten Resonanzuntergrundes durch eine energiegemittelte Größe  $\sigma_0$  gemacht wird. Außerdem wird untersucht, wie sich die näherungsweise Behandlung des durch Pu 239 gebildeten Resonanzuntergrundes auf die effektiven  $(n,\gamma)$ - Querschnitte von U 238 auswirkt. Die entsprechende Untersuchung wird auch für die Temperaturableitungen der effektiven  $(n,\gamma)$ - und Spaltquerschnitte von Pu 239 durchgeführt, um herauszufinden, welchen Einfluß die Behandlung des Resonanzuntergrundes auf den Dopplerkoeffizienten eines Schnellen Reaktors hat. Alle Untersuchungen werden am Beispiel des in /3/, /4/ benutzten Referenzreaktors durchgeführt.

2. Beschreibung der verschiedenen Modelle für die gegenseitige Abschirmung der Resonanzen von Pu 239 und U 238.

Die effektiven Wirkungsquerschnitte im Resonanzbereich werden nach der folgenden Formel /1/, /2/ berechnet:

$$k_{\sigma_{x,g}} = \frac{\int_{E_{g+1}}^{E_g} dE \frac{k_{\sigma_x}(E,T)}{\mu_t(E,T)} F(E)}{\int_{E_{g+1}}^{E_g} dE \frac{1}{\mu_t(E,T)} F(E)} = \quad (1)$$

$$= \frac{\left( \frac{k_{\sigma_x}(E,T)}{\mu_t(E,T)} F(E) \right)_g}{\left( \frac{1}{\mu_t(E,T)} F(E) \right)_g} \quad *)$$

Die in (1) auftretenden Symbole haben die folgende Bedeutung:

k : kennzeichnet das Material

---

\*)  $\langle f(E) \rangle_g = \frac{1}{E_g - E_{g+1}} \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE f(E)$

x: bezeichnet den Reaktionstyp, hier (n,γ) oder Spaltung;  
 x = t steht für den totalen Wirkungsquerschnitt.

g: ist die Nummer der Energiegruppe mit den Energiegrenzen  
 $E_{g+1}$  und  $E_g$ .

$\sigma_x^k(E,T)$ : ist der mikroskopische Wirkungsquerschnitt des Materials  
 k für den Reaktionstyp x bei der Energie E und der  
 Temperatur T.

$\mu_t(E,T)$ : ist der totale makroskopische Wirkungsquerschnitt der  
 Mischung.

F(E): ist das Stoßdichtespektrum; bei der Auswertung von Formel (1)  
 in dieser Arbeit wird  $F(E) = \frac{1}{E}$  benutzt.

$\sigma_{x,g}^k$  ist also von der Temperatur und von der Materialzusammen-  
 setzung abhängig.

Im allgemeinen wird in den Karlsruher Gruppenkonstantensätzen im  
 Resonanzbereich der schweren Materialien der totale Wirkungsquer-  
 schnitt der Mischung in der Energiegruppe g angenähert durch

$$\mu_t(E,T) = k_N^k \sigma_t^k(E,T) + \sum_{k' \neq k} k'_N \frac{\langle k' \sigma_t^{k'}(E) F(E) \rangle_g}{\langle F(E) \rangle_g} \quad (2)$$

$$= k_N^k \sigma_t^k(E,T) + k_N^k \sigma_{og}^k$$

$k_N$  = Teilchenzahldichte des Materials k.

In (2) wird  $\sigma_{og}$  als temperaturunabhängig angenommen.

Die in (2) angegebene Beschreibung des Resonanzuntergrundes wird im folgenden als Modell A bezeichnet werden.

Berechnet man die effektiven Wirkungsquerschnitte von Pu 239 für die in Schnellen Reaktoren auftretenden Materialmischungen, so wird bei Benutzung von Modell A der wirksame Untergrund des U 238 auf die Resonanzen des Pu 239 stark überschätzt. Wegen der im Vergleich zu Pu 239 sehr großen Resonanzabstände des U 238 liegen nämlich die meisten Resonanzen des Pu 239 zwischen den Resonanzen des U 238, d.h. der für die Pu 239-Resonanzen wirksame Resonanzuntergrund des U 238 würde besser durch den Potentialquerschnitt von U 238 angenähert als - wie in Formel (2) - durch dessen totalen Wirkungsquerschnitt. Daher wird bei der Berechnung der effektiven Wirkungsquerschnitte von Pu 239 für Energien unterhalb 1keV anstelle von  $\sigma_{og}$  der Untergrundquerschnitt  $\sigma'_{og}$  benutzt.

$$\text{Pu239 } \sigma'_{og} = \frac{1}{\text{Pu239}_N} \left\{ \text{U238}_N \text{U238 } \sigma_p + \sum_{\substack{(k' \neq \text{Pu239} \\ \neq \text{U 238})}} k'_N \frac{\langle k'_{\sigma_t}(E)F(E) \rangle_g}{\langle F(E) \rangle_g} \right\} \quad (3)$$

$$\frac{\langle k'_{\sigma_t}(E)F(E) \rangle_g}{\langle F(E) \rangle_g} = \text{totaler Wirkungsquerschnitt bei unendlicher Verdünnung des Materials } k' \text{ in der Gruppe } g.$$

Speziell kann auch  $F(E) = 1$  gesetzt werden.

$$k_{\sigma_p} = \text{Potentialquerschnitt des Materials } k.$$

Die durch (3) gegebene Resonanzwechselwirkung von Pu 239 mit U 238 soll im Folgenden als Modell B bezeichnet werden.

Eine weitere Möglichkeit der näherungsweise Berechnung des durch ein Resonanzmaterial gebildeten Untergrundquerschnitts von Pu 239 besteht darin, daß man den effektiven Wirkungsquerschnitt des entsprechenden Untergrundmaterials benutzt /5/. Speziell für Pu 239 als Aufmaterial und U 238 als Untergrundmaterial mit Resonanzcharakter ergibt sich anstelle von Formel (3)

$$\text{Pu239}_{\sigma_{og}''} = \frac{1}{\text{Pu239}_N} \left\{ \text{U238}_N \text{U238}_{\sigma_{t,g}} + \sum_{\substack{(k' \neq \text{Pu239} \\ \neq \text{U 238})}} k'_N \frac{\langle k'_{\sigma_t(E)} F(E) \rangle_g}{\langle F(E) \rangle_g} \right\} \quad (3a)$$

Man erhält die Berechnungsvorschrift (3a) für einen energiemittelten Resonanzuntergrund,  $\sigma_{og}''$ , wenn man die Energiemittlung so durchführt, daß dabei die mittlere Stoßdichte in der Gruppe g,  $\langle F(E) \rangle_g$ , erhalten bleibt /6/. (In Formel (3a) wird angenommen, daß von den Untergrundmaterialien nur U 238 Resonanzcharakter hat.)

Bei der Berechnung des in (3a) benötigten effektiven totalen Wirkungsquerschnitts von U 238,  $\text{U238}_{\sigma_{t,g}}$ , aus Formel (1) tritt aber bereits das Problem der Bestimmung des Untergrundquerschnitts für U 238 als Aufmaterial auf. Um diesen bestimmen zu können müßte der über (3a) erst zu berechnende effektive totale Wirkungsquerschnitt von Pu 239 schon bekannt sein. In /6/ wird daher das folgende Iterationsverfahren zur Bestimmung von  $\text{Pu239}_{\sigma_{og}''}$  vorgeschlagen: Im 1. Iterationsschritt wird  $\text{U238}_{\sigma_{t,g}}^{(1)}$  berechnet, wobei als der durch Pu 239 gebildete Untergrundquerschnitt dessen mittlerer totaler Querschnitt (Modell A) eingesetzt wird.

Mit  $\text{U238}_{\sigma_{t,g}}^{(1)}$  wird über (3a)  $\text{Pu239}_{\sigma_{og}''}^{(1)}$  bestimmt, was wiederum die Berechnung von  $\text{Pu239}_{\sigma_{t,g}}^{(2)}$  gestattet (aus Formel (1) und (2), wobei in (2)  $\sigma_{og}$  durch  $\sigma_{og}''$  zu ersetzen ist). Hieraus ergibt sich wieder nach (3a)  $\text{U238}_{\sigma_{t,g}}^{(2)}$  und daraus mit (1) und (2)  $\text{U238}_{\sigma_{t,g}}^{(3)}$  usw., bis Konvergenz eintritt.

Dieses Verfahren zur Berechnung des Resonanzuntergrundes soll im folgenden als Modell C bezeichnet werden.

Mit dem modifizierten Programm RESDØP aus /3/ wird nun der für die Wichtung benötigte totale Wirkungsquerschnitt der Mischung so berechnet, daß auch die Energie- und Temperaturabhängigkeit des U 238-Wirkungsquerschnitts berücksichtigt wird, d.h. für den totalen Wirkungsquerschnitt der Mischung wird der Ausdruck

$$\mu_t(E,T) = N_{\text{Pu239}} \sigma_t(E,T) + N_{\text{U238}} \sigma_t(E,T) + \sum_{\substack{k' \neq \text{Pu239} \\ = \text{U 238}}} \frac{\langle \sigma_t^{k'}(E) F(E) \rangle_g}{\langle F(E) \rangle_g} \quad (4)$$

wobei die Bezeichnung

$$\sum_{\substack{k' \neq \text{Pu239}, \\ \neq \text{U 238}}} \frac{\langle \sigma_t^{k'}(E) F(E) \rangle_g}{\langle F(E) \rangle_g} = \sigma''_{o,g}, \text{ benutzt werden soll.}$$

Die Benutzung von Formel (4) zur Berechnung des Resonanzuntergrundes wird im Folgenden als Modell D bezeichnet.

### 3. Ergebnisse der Rechnungen

Die Rechnungen werden für die Energiegruppen 16 - 20 durchgeführt; dabei ist die obere Energiegrenze festgelegt durch die obere Energie, für die aufgelöste Resonanzen von Pu 239 auf KEDAK /7/ verfügbar sind. Die aufgelösten Resonanzparameter für Pu 239 auf KEDAK basieren auf den in /8/ beschriebenen Messungen.

Alle Rechnungen werden für die Temperatur T = 900 K durchgeführt. Der asymmetrische Interferenzeffekt zwischen Resonanz- und Potentialstreuung wird vernachlässigt. Um einen Eindruck zu vermitteln,

welchen Einfluß der U 238-Wirkungsquerschnitt auf den Resonanz-  
 untergrund von Pu 239 hat, sind in der folgenden Tabelle 1 für  
 die Energiegruppen 16 und 17 und die drei Mischungen des Referenz-  
 reaktors die Größen  $\text{Pu239}_{\sigma_{og}}$ ,  $\text{Pu239}_{\sigma'_{og}}$ ,  $\text{Pu239}_{\sigma''_{og}}$  und  $\text{Pu239}_{\sigma'''_{og}}$   
 gegeben.

Tabelle 1

Mischung	Gruppe 16				Gruppe 17			
	$\text{Pu239}_{\sigma_{og}}$ (barn)	$\text{Pu239}_{\sigma'_{og}}$	$\text{Pu239}_{\sigma''_{og}}^{(3)}$	$\text{Pu239}_{\sigma'''_{og}}$	$\text{Pu239}_{\sigma_{og}}$ (barn)	$\text{Pu239}_{\sigma'_{og}}$	$\text{Pu239}_{\sigma''_{og}}^{(3)}$	$\text{Pu239}_{\sigma'''_{og}}$
innere Core-Zone	439.6	371.1	388.1	308.8	871.7	380.7	424.4	318.3
äußere Core-Zone	330.7	282.11	294.78	237.82	638.6	289.91	322.7	245.62
radiales Blanket	3304.0	2571.3	2709.2	1903.1	7868.0	2609.1	2954.4	1940.9

Das zur Berechnung der  $\text{Pu239}_{\sigma''_{og}}$  im Rahmen von Modell C angegebene  
 Iterationsverfahren konvergiert sehr schnell. Die Ergebnisse der  
 einzelnen Iterationsschritte sind in Tabelle 2 für die Energiegruppen  
 16-20 angegeben. Wie man sieht, liegen die relativen Abweichungen  
 zwischen  $\text{Pu239}_{\sigma''_{og}}^{(1)}$  und  $\text{Pu239}_{\sigma''_{og}}^{(3)}$  für alle Gruppen und alle Zonen  
 bereits unterhalb 1%.

Die zu  $\text{U238}_{\sigma_{og}}^{(0)}$  führenden unendlich verdünnten totalen Wirkungs-  
 querschnitte von Pu 239,

$$\frac{\langle \text{Pu239}_{\sigma_t(E,T)F(E)} \rangle_g}{\langle F(E) \rangle_g}$$

wie auch alle anderen Wirkungsquerschnitte der Mischungen, die

den Resonanzuntergrund von U 238 bilden, sind den Tabellen in /1/ entnommen. Die in /1/ angegebenen Wirkungsquerschnitte für unendliche Verdünnung sind von Meßkurven berechnet mit dem Stoßdichtewichtungsspektrum der Anordnung SNEAK-3A-2.

Die  $\sigma_{og}''$ -Iteration wird nur für die beiden mit der größten Konzentration auftretenden Resonanzmaterialien, U 238 und Pu 239, durchgeführt.

Bei der Berechnung der totalen Wirkungsquerschnitte für U 238 und Pu 239 im Verlaufe des Iterationsverfahrens werden die Resonanzparameter von KEDAK, /7/ benutzt. Das bedeutet, daß der Anfangswert des totalen Wirkungsquerschnitts von Pu 239,  $Pu239_{\sigma_{tg}}(0)$ , der /1/ entnommen ist, von den Kerndaten und dem Stoßdichtespektrum her mit  $Pu239_{\sigma_{tg}}(2)$  nicht konsistent ist. Daraus erklärt sich, daß in den Energiegruppen 16 und 17 der Blanketmischung  $U238_{\sigma_{og}}''(2)$  etwas größer ist als  $U238_{\sigma_{og}}''(0)$ . Bei konsistenten Kerndaten für  $Pu239_{\sigma_{tg}}(0)$  und  $Pu239_{\sigma_{tg}}(2)$  müßte der umgekehrte Effekt auftreten.

Da  $Pu239_{\sigma_{tg}}(0)$  jedoch nur für den 1. Iterationsschritt benutzt wird, stört die Inkonsistenz in diesem Zusammenhang nicht.

### 3a Einfluß der Resonanzabschirmungsmodelle A, B, C und D auf die effektiven (n, $\gamma$ )- und Spaltquerschnitte von Pu 239.

In Tabelle 3 sind die nach den vier Modellen, A, B, C und D berechneten (n, $\gamma$ )- und Spaltquerschnitte von Pu 239 gegenübergestellt. Alle relativen Abweichungen sind auf das Modell D bezogen, das im Rahmen der Ein-Niveau-Breit-Wigner-Formeln und der Narrow-Resonance-Näherung die gegenseitige Abschirmung von Pu 239 und U 238 exakt beschreibt.

Aus Tabelle 1 ist ersichtlich, daß der dem Modell C entsprechende Resonanzuntergrundquerschnitt,  $\sigma_{og}''(3)$ , stets zwischen den Resonanzuntergrundquerschnitten  $\sigma_{og}$  des Modells A und  $\sigma_{og}'$  des Modells B liegt. Daraus ergibt sich, daß die nach dem Modell C berechneten effektiven Wirkungsquerschnitte zwischen den nach dem Modell A und den nach dem Modell B ermittelten Werten liegen müssen.

Tabelle 3 zeigt, daß das für alle betrachteten Mischungen und Energiegruppen der Fall ist. Man würde vermuten, daß Modell A den

von U 238 gebildeten Resonanzuntergrund überschätzt, wogegen Modell B diesen unterschätzt, daß also die nach Modell A berechneten effektiven Wirkungsquerschnitte von Pu 239 größer sind als die nach dem "exakten" Modell D berechneten, die mit Modell B ermittelten dagegen kleiner.

Mit den Zahlen aus Tabelle 3 läßt sich diese Vermutung nicht allgemein bestätigen: In Gruppe 16 liegen die mit dem Modell A berechneten effektiven  $(n,\gamma)$ -Querschnitte geringfügig unter den mit dem Modell D berechneten Werten. Dasselbe gilt für den effektiven Spaltquerschnitt für die Blanketmischung in der 17. Energiegruppe. In der Gruppe 18 sind sämtliche nach dem Modell B berechneten effektiven Wirkungsquerschnitte größer als die bei Anwendung von Modell D sich ergebenden Werte. Zur Erklärung dieser Effekte wäre eine genaue Untersuchung der gegenseitigen energetischen Lage der Pu 239- und U 238-Resonanzen in den einzelnen Energiegruppen erforderlich.

Im Hinblick auf die Berechnung effektiver Wirkungsquerschnitte von Pu 239 in Routinerechnungen ist zu sagen, daß die Modelle B und C dem Modell A vorzuziehen sind, wobei das Modell C wiederum dem Modell B überlegen ist. Die relativen Abweichungen der Ergebnisse des Modells A von denen des "exakten" Modells C liegen für die Coremischungen zwischen -0.4 % und + 30 % und für das Blanket zwischen -1.6 % und + 11.3 %.

Für das Modell B lauten die entsprechenden Angaben zwischen -7.4 % und + 3.1 % für die Corezonen und zwischen -7.8 % und + 4.5 % im Blanket. Die maximalen relativen Abweichungen der Ergebnisse des Modells C von denen des Modells D liegen zwischen -5.1 % und + 4.7 % für die Corezonen und zwischen -6.7 % und + 5.2 % für das Blanket.

### 3b Einfluß der Resonanzabschirmungsmodelle A, C und D auf die effektiven $(n,\gamma)$ - Querschnitte von U 238.

Die für die Pu 239 unter Abschnitt 3a beschriebene Gegenüberstellung der nach verschiedenen Resonanzwechselwirkungsmodellen berechneten effektiven Wirkungsquerschnitte wird in diesem Abschnitt für die  $(n,\gamma)$ -Querschnitte von U 238 durchgeführt. (Die Anwendung von Modell B hat in diesem Fall keinen Sinn, da die Resonanzen des Untergrund-

materials Pu 239 sehr dicht liegen). In Tabelle 4 sind die Ergebnisse zusammengestellt und verglichen. In den Corezonen hat die Art der Beschreibung des von Pu 239 gebildeten Resonanzuntergrundes einen merklichen Einfluß auf die effektiven  $(n,\gamma)$ -Querschnitte des U 238, im Blanket ist infolge der geringen Pu 239-Konzentration dieser Einfluß gering. Die Vergleiche zeigen, daß das Näherungsmodell C bessere Übereinstimmung mit dem "exakten" Modell D liefert als das Näherungsmodell A. Die relativen Abweichungen von den Ergebnissen des Modells D liegen für das Modell C zwischen  $-0.6\%$  und  $+4.2\%$  in den Corezonen und zwischen  $+0.2\%$  und  $+0.7\%$  im Blanket. Für das Modell A ergeben sich relative Abweichungen zwischen  $+2.0\%$  und  $+9.9\%$  für die Corezonen und zwischen  $+0.3\%$  und  $+0.8\%$  für das Blanket.

Wie zu erwarten sind die nach dem Modell A berechneten effektiven  $(n,\gamma)$ - Querschnitte größer als die nach dem Modell C ermittelten. Die für die Berechnung nach Modell A benötigten unendlich verdünnten Wirkungsquerschnitte von Pu 239 sind (im Gegensatz zu den in Tabelle 2 aufgeführten Rechnungen ) aus Resonanzparametern mit  $F = \frac{1}{E}$  neu berechnet.

3c Einfluß der Resonanzabschirmungsmodelle auf die Temperaturableitungen der  $(n,\gamma)$ - und Spaltquerschnitte von Pu 239 und auf den Dopplerkoeffizienten des Referenzreaktors.

Für die Temperaturableitungen der effektiven Wirkungsquerschnitte,

$$\frac{d}{dT} k_{\sigma_{x,g}} = \frac{d}{dT} \frac{\frac{k_{\sigma_x(E,T)} F(E)}{\mu_t(E,T)} g}{\frac{F(E)}{\mu_t(E,T)} g} , \quad (5)$$

ändert sich bei Anwendung der Modelle A,B oder C der totale Wirkungsquerschnitt  $\mu_t$ , bei Anwendung von Modell D noch zusätzlich dessen

Temperaturableitung  $\frac{d}{dT} \mu_t$ .

Allgemein läßt sich beobachten, daß die Abweichungen zwischen den nach den verschiedenen Modellen gewonnenen Ergebnissen bei den Temperaturableitungen der effektiven Wirkungsquerschnitte größer sind als bei den Wirkungsquerschnitten selbst. Das gilt insbesondere für Blanketmischungen.

In Tabelle 5 sind für die Energiegruppen 16 und 17 die nach den verschiedenen Modellen berechneten Temperaturableitungen der effektiven Wirkungsquerschnitte von Pu 239 zusammengestellt. Der in der Tabelle 5 auftretende negative Wert für die Temperaturableitung des Spaltquerschnitts der Blanketmischung in Gruppe 16 läßt sich physikalisch deuten. In /3/, in Abschnitt II 3.1, wird festgestellt, daß bei Berücksichtigung des asymmetrischen Interferenzterms zwischen Resonanz- und Potentialstreuung, d.h., wenn das Maximum der abschirmenden Resonanz energetisch verschoben ist gegenüber dem der Aufresonanz, die Temperaturableitungen des effektiven Wirkungsquerschnitts negativ werden können. Eine abschirmende U 238-Resonanz, die gegenüber der Pu 239-Aufresonanz nur wenig verschoben ist, kann denselben Effekt verursachen. Da im Blanket der makroskopische Wirkungsquerschnitt von U 238 wesentlich größer ist als der des Pu 239, also die Abschirmung durch U 238 sehr stark ist, ist dieser Effekt dort besonders wahrscheinlich.

Interessant sind die Auswirkungen auf den Dopplerkoeffizienten. Es werden hier nur diejenigen Einflüsse auf den Dopplerkoeffizienten berücksichtigt, die durch die Berechnung der Temperaturableitungen der effektiven Wirkungsquerschnitte nach den verschiedenen Modellen zustande kommen; die zur Berechnung des Flusses und der Adjungierten benötigten Gruppenkonstanten von Pu 239 werden in allen Fällen nach Methode B berechnet. In Tabelle 6 sind die nach den verschiedenen Modellen berechneten Dopplerkoeffizienten in den Gruppen 16 und 17 zusammengestellt und verglichen. Außerdem wird der Einfluß der verschiedenartigen Behandlung des Resonanzuntergrundes von Pu 239 in den Energiegruppen mit aufgelösten Resonanzen auf den totalen Dopplerkoeffizienten der einzelnen Zonen und des gesamten Reaktors angegeben. Das in Tabelle 6 aufgeführte Wechselwirkungsmodell  $D^{**}$  bedeutet, daß in (5) für den totalen Wirkungsquerschnitt der Mischung,  $\mu_t$ ,

die Größe aus Formel (4) eingesetzt wird, in  $\frac{d}{dT} \mu_t$  jedoch nur die Temperaturabhängigkeit des Pu 239-Wirkungsquerschnitts (nicht die des U 238) berücksichtigt wird. Aus dem Vergleich der mit Modell D<sup>\*\*</sup> und Modell D gewonnenen Ergebnisse läßt sich entnehmen, welchen Einfluß die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit des U 238-Querschnitts hat.

Tabelle 6 zeigt, daß die Abweichungen zwischen den mit den Modellen D<sup>\*\*</sup> und D erhaltenen Resultaten vergleichbar sind mit den Abweichungen zwischen den mit den Modellen B und D berechneten Ergebnissen. Trotz des geringen Anteils von Pu 239 an den Materialzusammensetzungen zeigt sich, daß in der 16. Gruppe der Dopplerkoeffizient durch die verschiedene Behandlung des Resonanzuntergrundes von Pu 239 eine Änderung von bis zu fast -11% in den Corezonen und bis zu fast -4% im Blanket erfahren kann.

In Gruppe 17 weicht nur das Modell A von dem "exakten" Modell D um mehr als ±3% ab, und zwar maximal um etwa +11% in den Corezonen und um etwa +2% im Blanket. In Gruppe 16 sind die Näherungen A und B etwa gleich gut, in Gruppe 17 ist die Methode B deutlich vorzuziehen. Diese Schwankung von Gruppe zu Gruppe läßt sich vermutlich durch die gegenseitige Lage der Resonanzen von Pu 239 und U 238 in den verschiedenen Energiegruppen erklären. Für den totalen Dopplerkoeffizienten ergeben sich bei Verwendung der verschiedenen Modelle für den Resonanzuntergrund von Pu 239 nur Unterschiede bis zu -1%; die Modelle A und B ergeben eine praktisch gleich gute Annäherung an das Modell D.

#### 4. Zusammenfassung

Im Rahmen der Narrow-Resonance-Näherung und des  $\sigma_0$ -Konzepts werden drei verschiedene Berechnungsmethoden für den energiemittelten Resonanzuntergrundquerschnitt getestet. Speziell untersucht wird dabei die Resonanzwechselwirkung von Pu 239 und U 238 mit Pu 239 als Aufmaterial. Das Modell A stellt den durch U 238 gebildeten Resonanzuntergrundquerschnitt als den energiemittelten totalen Wirkungsquerschnitt von U 238 dar, Modell B benutzt den Potential-

querschnitt von U 238, wogegen im Modell C der von U 238 gebildete Untergrund durch dessen selbstabgeschirmten Wirkungsquerschnitt in der entsprechenden Mischung dargestellt wird. Diese Näherungsmodelle werden an dem im Rahmen der NR-Näherung bezüglich der gegenseitigen Resonanzabschirmung von Pu 239 und U 238 exakten Modell D getestet. Es ergibt sich, daß bei der Berechnung der effektiven  $(n,\gamma)$ - und Spaltquerschnitts von Pu 239 die Ergebnisse des Modells C denen des "exakten" Modells D am nächsten kommen. Zu derselben Aussage kommt man bei der Berechnung der  $(n,\gamma)$ -Querschnitte von U 238 mit Pu 239 im Resonanzuntergrund. Die Temperaturableitungen der effektiven Wirkungsquerschnitte von Pu 239 sind speziell im Blanket sehr schlecht durch die Näherungsmodelle A, B, C darstellbar. Hier läßt sich keine Empfehlung zugunsten eines dieser Modelle aussprechen. Der totale Dopplerkoeffizient in den einzelnen Reaktorzonen ist praktisch unabhängig von dem speziellen Wechselwirkungsmodell, das bei der Berechnung der effektiven  $(n,\gamma)$ - und Spaltquerschnitte von Pu 239 im Energiebereich aufgelöster Resonanzen (von Pu 239) angewendet wird.

5. Anhang: Vergleich der mit RESDØP berechneten effektiven (n,γ)- und Spaltquerschnitte von Pu 239 mit den Ergebnissen aus MIGRØS-2.

Um die Ergebnisse verschiedener Codes zu vergleichen, werden mit RESDØP und MIGRØS-2 die effektiven Wirkungsquerschnitte in einigen Energiegruppen des aufgelösten Resonanzbereichs von Pu 239 (Gruppen 16 - 20) für die Materialzusammensetzungen des Referenzreaktors berechnet. In beiden Fällen wird von denselben Kerndaten ausgegangen /7/ und es wird stets das Resonanzwechselwirkungsmodell B mit demselben  $^{239}\text{Pu}_{\text{og}}\sigma'$  benutzt. Der asymmetrische Interferenzterm zwischen Resonanz- und Potentialstreuung wird für diesen Vergleich vernachlässigt (obwohl er in beiden Codes berücksichtigt werden kann). Bei beiden Programmen wird die vorgegebene Genauigkeitsschranke für die Energieintegration gleich 1% gesetzt. Alle Rechnungen werden für  $T = 900 \text{ K}$  durchgeführt. Zu dem Vergleich der Ergebnisse ist noch zu bemerken, daß beide Codes dieselbe Subroutine zur Berechnung der Resonanzlinienfunktionen  $\psi$  und  $\chi$  /9/ benutzen. Sie unterscheiden sich außer in der Organisation im wesentlichen durch das Verfahren zur Bestimmung der Stützstellen für die Energieintegration und die Anzahl der beiderseitig der Aufresonanz berücksichtigten Resonanzen. In MIGRØS-2 werden im Standardfall 10 Resonanzen beiderseits der Aufresonanz berücksichtigt, RESDØP berücksichtigt weitere Resonanzen so lange, bis für zwei aufeinanderfolgende Resonanzen der Beitrag zum Wirkungsquerschnitt kleiner als  $\epsilon$  ist. Die Ergebnisse in Tabelle 7 sind mit  $\epsilon = 1 \%$  gewonnen. Setzt man  $\epsilon = 0.1 \%$ , so werden die (n,γ)-Wirkungsquerschnitte praktisch nicht verändert, die Spaltquerschnitte nehmen zu, so daß die relativen Abweichungen zwischen RESDØP- und MIGRØS-2-Ergebnissen in der 16. Gruppe auf  $-1.6 \%$  absinken und in der 17. Gruppe auf  $-1.1 \%$ .

Tabelle 2

Energiegruppe, Zone	$U238_{\sigma_{og}}(0)$ (barn)	$U238_{\sigma_{tg}}(1)$ (barn)	$Pu239_{\sigma''_{og}}(1)$	$Pu239_{\sigma_{tg}}(2)$	$U238_{\sigma''_{og}}(2)$	$U238_{\sigma_{tg}}(3)$	$Pu239_{\sigma''_{og}}(3)$	$Pu239_{\sigma_{tg}}(4)$	$U238_{\sigma''_{og}}(4)$	$U238_{\sigma_{tg}}(5)$
Gruppe 16										
innere Core-Zone	58.53	13.490	388.1	35.22	58.45	13.487	388.1	35.22	58.45	13.487
äußere Core-Zone	65.45	13.636	294.80	34.54	65.17	13.631	294.78	34.54	65.17	13.631
Blanket	30.76	12.790	2709.4	37.75	30.79	12.787	2709.2	37.75	30.79	12.787
Gruppe 17										
innere Corezone	61.80	18.079	424.7	40.68	61.00	18.029	424.4	40.68	61.00	18.029
äußere Core-Zone	69.64	18.539	323.1	39.45	68.21	18.456	322.7	39.44	68.21	18.455
Blanket	31.51	16.081	2954.6	46.11	31.52	16.078	2954.4	46.11	31.52	16.078
Gruppe 18										
innere Core-Zone	80.71	14.535	437.5	83.35	73.97	14.372	436.5	83.32	73.96	14.372
äußere Core-Zone	95.60	14.876	338.6	79.52	85.19	14.640	337.7	79.48	85.18	14.639
Blanket	32.88	13.240	2784.7	105.83	32.61	13.229	2784.6	105.83	32.61	13.229
Gruppe 19										
innere Core-Zone	70.06	18.196	447.7	45.32	65.59	17.997	446.6	45.29	65.58	17.996
äußere Core-Zone	80.63	18.652	343.3	42.35	73.63	18.353	342.0	42.31	73.62	18.352
Blanket	32.14	16.311	2983.1	62.82	32.01	16.302	2976.2	62.80	32.00	16.302
Gruppe 20										
innere Core-Zone	94.66	17.592	491.6	115.82	85.62	17.202	489.3	115.68	85.60	17.202
äußere Core-Zone	112.58	18.338	378.1	107.70	97.92	17.731	375.6	107.49	97.86	17.729
Blanket	33.78	14.704	2887.7	162.33	33.68	14.698	2887.3	162.32	33.68	14.698

Tabelle 2: Iteration von  $\sigma''_{og}$  (vergl. Formel (3a))

Tabelle 3

Energie- gruppe, Zone	Querschnittstyp, Wechselwirkungsmodell				relative Abweichungen / % /		
Gruppe 16 T = 900 K	$\mu_{\gamma} / \text{cm}^{-1} /$				$\frac{A-D}{D}$	$\frac{B-D}{D}$	$\frac{C-D}{D}$
	A	B	C	D			
innere Core-Zone	.9082/-2	.8919/-2	.8962/-2	.9115/-2	-.4	-2.2	-1.7
äußere Core-Zone	.11551/-1	.11320/-1	.11385/-1	.11571/-1	-.2	-2.2	-1.6
Blanket	.17925/-2	.17829/-2	.17850/-2	.18209/-2	-1.6	-2.1	-2.0
$\mu_f$							
innere Core-Zone	.10270/-1	.10169/-1	.10196/-1	.10217/-1	+.5	-.5	-.2
äußere Core-Zone	.13251/-1	.13107/-1	.13148/-1	.13179/-2	+.5	-.5	-.2
Blanket	.19328/-2	.19271/-2	.19285/-2	.19269/-2	+.3	+.01	+.1
Gruppe 17 T = 900 K	$\mu_{\gamma}$						
innere Core-Zone	.11563/-1	.10274/-1	.10466/-1	.10371/-1	+11.5	-.9	+.9
äußere Core-Zone	.14603/-1	.12815/-1	.13082/-1	.12935/-1	+12.9	-.9	+1.1
Blanket	.23206/-1	.22410/-2	.22546/-2	.22495/-2	+3.2	-.4	+.2
$\mu_f$							
innere Core-Zone	.14703/-1	.13661/-1	.13822/-1	.14040/-1	+4.7	-2.7	-1.6
äußere Core-Zone	.18845/-1	.17358/-1	.17589/-1	.17823/-1	+5.7	-2.6	-1.3
Blanket	.28109/-2	.27534/-2	.27632/-2	.28386/-2	-1.0	-3.0	-2.7

Tabelle 3 , 1.Fortsetzung

Gruppe 18 T = 900 K	$\mu_Y$				$\frac{A-D}{D}$	$\frac{B-D}{C}$	$\frac{C-D}{D}$
	A	B	C	D			
innere Core-Zone	.22415/-1	.19774/-1	.20072/-1	.19177/-1	+16.9	+3.1	+4.7
äußere Core-Zone	.27283/-1	.24052/-1	.24429/-1	.23394/-1	+16.6	+2.8	+4.4
Blanket	.5451/-2	.5115/-2	.5152/-2	.4896/-2	+11.3	+4.5	+5.2
$\mu_f$							
innere Core-Zone	.4296/-1	.4018/-1	.4050/-1	.3938/-1	+9.1	+2.0	+2.8
äußere Core-Zone	.5417/-1	.5063/-1	.5105/-1	.4975/-1	+8.9	+1.8	+2.6
Blanket	.9017/-2	.8718/-2	.8751/-2	.8395/-2	+7.4	+3.8	+4.2
$\mu_f$							
Gruppe 19 T = 900 K	$\mu_Y$						
innere Core-Zone	.23418/-1	.17160/-1	.17773/-1	.18407/-1	+27.2	+6.8	-3.4
äußere Core-Zone	.28528/-1	.20486/-1	.21248/-1	.21943/-1	+30.0	-6.6	-3.2
Blanket	.5297/-2	.4750/-2	.4826/-2	.5118/-2	+3.5	-7.2	-5.7
$\mu_f$							
innere Core-Zone	.14834/-1	.11284/-1	.11638/-1	.11990/-1	+23.7	-5.9	-2.9
äußere Core-Zone	.18235/-1	.13624/-1	.14069/-1	.14476/-1	+26.0	-5.9	-2.8
Blanket	.3258/-2	.29600/-2	.3001/-2	.3105/-2	+4.9	-4.7	-3.3

Tabelle 3, 2.Fortsetzung

Gruppe 20 T = 900 K	$\mu_{\gamma}$				$\frac{A-D}{D}$	$\frac{B-D}{D}$	$\frac{C-D}{D}$
	A	B	C	D			
innere Core-Zone	.4785/-1	.3715/-1	.3816/-1	.4011/-1	+19.3	-7.4	-4.9
äußere Core-Zone	.5820/-1	.4459/-1	.4588/-1	.4813/-1	+20.9	-7.4	-4.7
Blanket	.11057/-1	.9905/-2	.10026/-1	.10740/-1	+3.0	-7.8	-6.6
$\mu_f$							
innere Core-Zone	.6586/-1	.5275/-1	.5399/-1	.5690/-1	+15.7	-7.3	-5.1
äußere Core-Zone	.8082/-1	.6407/-1	.6567/-1	.6912/-1	+16.9	-7.3	-5.0
Blanket	.14823/-1	.13413/-1	.13561/-1	.14538/-1	+2.0	-7.7	-6.7

Bezeichnungen:

$$\mu_{\gamma} = \text{Pu239} \mu_{\gamma,g} = \text{Pu239}_N \cdot \text{Pu239}_{\sigma_{\gamma,g}}$$

$$\mu_f = \text{Pu239} \mu_{f,g} = \text{Pu239}_N \cdot \text{Pu239}_{\sigma_{f,g}}$$

Tabelle 3: Vergleich der mit den Resonanzwechselwirkungsmodellen A, B, C und D berechneten effektiven  $\gamma$ - und Spaltquerschnitte von Pu 239

Tabelle 4

Energiegruppe Temperatur, Zone	$\mu_{\gamma}$ von U 238 /cm <sup>-1</sup> /			relative Abwei- chungen /%	
	Wechselwirkungsmodell:			$\frac{A-D}{D}$	$\frac{C-D}{D}$
Gruppe 16 T = 900 K	A	C	D		
innere Core-Zone	.7735/-2	.7704/-2	.7586/-2	+2.0	+1.6
äußere Core-Zone	.7544/-2	.7499/-2	.7361/-2	+2.5	+1.9
Blanket	.11392/-1	.11390/-1	.11355/-1	+3	+3
Gruppe 17 T = 900 K	$\mu_{\gamma}$				
innere Core-Zone	.12452/-1	.12334/-1	.12124/-1	+2.7	+1.7
äußere Core-Zone	.12287/-1	.12166/-1	.11868/-1	+3.5	+2.1
Blanket	.17571/-1	.17564/-1	.17502/-1	+4	+4
Gruppe 18 T = 900 K	$\mu_{\gamma}$				
innere Core-Zone	.11824/-1	.11426/-1	.11050/-1	+7.0	+3.4
äußere Core-Zone	.11934/-1	.11387/-1	.10929/-1	+9.2	+4.2
Blanket	.15168/-1	.15138/-1	.15035/-1	+9	+7
Gruppe 19 T = 900 K	$\mu_{\gamma}$				
innere Core-Zone	.20224/-1	.19768/-1	.19316/-1	+4.7	+2.3
äußere Core-Zone	.19901/-1	.19257/-1	.18768/-1	+6.0	+2.6
Blanket	.29469/-1	.29441/-1	.29237/-1	+8	+7

Tabelle 4 , Fortsetzung

Energiegruppe Temperatur, Zone	$\mu_{\gamma}$ von U 238			relative Abwei- chungen /%/	
	Wechselwirkungsmodell:			$\frac{A-D}{D}$	$\frac{C-D}{D}$
Gruppe 20 T = 900 K	A	C	D		
innere Core-Zone	.27621/-1	.25673/-1	.25751/-1	+7.3	-.3
äußere Core-Zone	.28577/-1	.25831/-1	.25994/-1	+9.9	-.6
Blanket	.3053/-1	.3039/-1	.3033/-1	+ .6	+ .2

Zur Bezeichnung:

$$\mu_{\gamma} = U238_{\mu_{\gamma,g}} = U238_N \cdot U238_{\sigma_{\gamma,g}}$$

Tabelle 4: Vergleich der mit den Resonanzwechselwirkungsmodellen A, C und D berechneten effektiven (n, $\gamma$ )-Querschnitte von U 238.

Tabelle 5

Energiegruppe, Temperatur, Zone	Querschnittstyp, Wechselwirkungsmodell					relative Abweichungen / % /			
	$\frac{d}{dT} \mu_{\gamma,g}^{Pu239} / \text{cm}^{-1} / ^\circ\text{K} /$					$\frac{A-D}{D}$	$\frac{B-D}{D}$	$\frac{C-D}{D}$	$\frac{D^*-D}{D}$
Gruppe 16 T = 900 K	A	B	C	D*	D				
innere Core-Zone	.6040/-6	.6684/-6	.6506/-6	.6231/-6	.6143/-6	-1.7	+8.8	+5.9	+1.4
äußere Core-Zone	.9362/-6	.10180/-5	.9946/-6	.9656/-6	.9606/-6	-2.5	+6.0	+3.5	+5
Blanket	.20164/-7	.25809/-7	.24490/-7	.15153/-7	.7226/-8	+179.0	+257.2	+238.9	+109.7
$\frac{d}{dT} \mu_{f,g}^{Pu239}$									
innere Core-Zone	.3290/-6	.3654/-6	.3557/-6	.3118/-6	.25063/-6	+31.3	+45.8	+41.9	+24.4
äußere Core-Zone	.5133/-6	.5602/-6	.5474/-6	.4967/-6	.4318/-6	+18.9	+29.7	+26.8	+15.0
Blanket	.11060/-7	.14057/-7	.13431/-7	.29001/-8	.20292/-7	-154.5	-169.3	-166.2	-114.3
Gruppe 17 T = 900 K	$\frac{d}{dT} \mu_{\gamma,g}^{Pu239}$								
innere Core-Zone	.7469/-6	.10775/-5	.10375/-5	.10466/-5	.10878/-5	-31.3	-.9	-4.6	-3.8
äußere Core-Zone	.11482/-5	.15343/-5	.14893/-5	.15101/-5	.15713/-5	-26.9	-2.4	.5.2	-3.9
Blanket	.24669/-7	.6316/-7	.5719/-7	.4513/-7	.3098/-7	-20.4	+103.9	+84.6	+45.7
$\frac{d}{dT} \mu_{f,g}^{Pu239}$									
innere Core-Zone	.5059/-6	.7690/-6	.7352/-6	.7605/-6	.7592/-6	-33.4	+1.3	-3.2	+2
äußere Core-Zone	.7928/-6	.11151/-5	.10742/-5	.11082/-5	.11096/-5	-28.6	+5	-3.2	-.1
Blanket	.14982/-7	.4064/-7	.3658/-7	.3528/-7	.3204/-7	-53.2	+26.8	+14.2	+10.1

Tabelle 5: Vergleich der mit den Resonanzwechselwirkungsmodellen A, B, C, D\* und D berechneten Temperaturableitungen der effektiven (n,γ)- und Spaltquerschnitte von Pu 239.

Tabelle 6

Gruppe 16 T = 900 K	Dopplerkoeffizient /( <sup>o</sup> K) <sup>-1</sup> /				$\frac{A-D}{D}$	$\frac{B-D}{D}$	$\frac{D^*-D}{D}$
	A	B	D <sup>*</sup>	D			
innere Core-Zone	-.3606/-6	-.3567/-6	-.3725/-6	-.3991/-6	-9.6	-10.6	-6.7
äußere Core-Zone	-.16836/-6	-.16698/-6	-.17437/-6	-.18648/-6	-9.7	-10.5	-6.5
Blanket	-.6150/-7	-.6138/-7	-.6202/-7	-.6364/-7	-3.4	-3.6	-2.5
Gruppe 17 T = 900 K	A	B	D <sup>*</sup>	D	$\frac{A-D}{D}$	$\frac{B-D}{D}$	$\frac{D^*-D}{D}$
innere Core-Zone	-.8920/-7	-.7875/-7	-.7828/-7	-.8004/-7	+11.4	-1.6	-2.2
äußere Core-Zone	-.4132/-7	-.3645/-7	-.3627/-7	-.3732/-7	+10.7	-2.3	-2.8
Blanket	-.20253/-7	-.19831/-7	-.19853/-7	-.19846/-7	+2.0	-.07	+0.04
totaler Doppler- koeffi- zient der Zonen T=900K	A	B	D <sup>*</sup>	D	$\frac{A-D}{D}$	$\frac{B-D}{D}$	$\frac{D^*-D}{D}$
innere Core-Zone	-.3971/-5	-.3956/-5	-.3972/-5	-.4000/-5	-.7	-1.1	-.7
äußere Core-Zone	-.18133/-5	-.18071/-5	-.18143/-5	-.18274/-5	-.8	-1.1	-.7
Blanket	-.4768/-6	-.4763/-6	-.4769/-6	-.4786/-6	-.4	-.5	-.4
Summe über alle Zonen	-.6261/-5	-.6240/-5	-.6263/-5	-.6306/-5	-.7	-1.0	-.7

Tabelle 6: Vergleich der mit den verschiedenen Resonanzwechselwirkungsmodellen A, B, D und D<sup>\*</sup> berechneten Dopplerkoeffizienten.

Tabelle 7

Gruppe 16 T = 900K	Pu239 $\mu_{\gamma},g$		$\frac{(2)-(1)}{(1)} \%$	Pu239 $\mu_f,g$		$\frac{(4)-(3)}{(3)} \%$
	(1) MIGRØS-2	(2) RESDØP		(3) MIGRØS-2	(4) RESDØP	
innere Core- zone	.8886/-2	.8919/-2	+ .4	.10415/-1	.10169/-1	-2.4
äußere Core- zone	.11277/-1	.11320/-1	+ .4	.13426/-1	.13107/-1	-2.4
Blanket	.17764/-2	.17829/-2	+ .4	.19723/-2	.19271/-2	-2.3
Gruppe 17 T = 900K	(1)	(2)		(3)	(4)	
innere Core- Zone	.10256/-1	.10274/-1	+ .2	.13880/-1	.13661/-1	-1.6
äußere Core- Zone	.12793/-1	.12815/-1	+ .2	.17647/-1	.17358/-1	-1.6
Blanket	.22376/-2	.22410/-2	+ .2	.27910/-2	.27534/-2	-1.3
Gruppe 18 T = 900K	(1)	(2)		(3)	(4)	
innere Core- zone	.19704/-1	.19774/-1	+ .4	.4053/-1	.4018/-1	-.9
äußere Core- zone	.23973/-1	.24052/-1	+ .3	.5109/-1	.5063/-1	-.9
Blanket	.5096/-2	.5115/-2	+ .4	.8773/-2	.8718/-2	-.6
Gruppe 19 T = 900K	(1)	(2)		(3)	(4)	
innere Core- zone	.17092/-1	.17160/-1	+ .4	.11293/-1	.11284/-1	-.08
äußere Core- zone	.20405/-1	.20486/-1	+ .4	.13633/-1	.13624/-1	-.07
Blanket	.4734/-2	.4750/-2	+ .3	.29645/-2	.29600/-2	-.2

Tabelle 7 1. Fortsetzung

Gruppe 20 T = 900K	Pu239 <sup>μ<sub>γ,g</sub></sup>		$\frac{(2)-(1)}{(1)} \%$	Pu239 <sup>μ<sub>f,g</sub></sup>		$\frac{(4)-(3)}{(3)} \%$
	(1) MIGRØS-2	(2) RESDØP		(3) MIGRØS-2	(4) RESDØP	
innere Core- zone	.37046/.1	.37154/-1	+ .3	.5268/-1	.5275/-1	+ .1
äußere Core- zone	.4447/-1	.4459/-1	+ .3	.6400/-1	.6407/-1	+ .1
Blanket	.9875/-2	.9905/-2	+ .3	.13393/-1	.13413/-1	+ .1

Tabelle 7: Vergleich der mit den Programmen MIGRØS und RESDØP berechneten effektiven (n,γ)- und Spaltquerschnitte von Pu 239 in den drei Zonen der Referenzreaktors. (Die effektiven Wirkungsquerschnitte sind in /cm<sup>-1</sup>/ angegeben)

Literaturverzeichnis

- /1/ H. Huschke, et. al. "Gruppenkonstanten für dampf- und natriumgekühlte Reaktoren in einer 26-Gruppendarstellung", KFK 770, EUR 3953d (1968).
- /2/ H. Huschke, B. Krieg, et. al., "MIGRØS-2: A Program Written in FORTRAN for the Calculation of Microscopic Group Constants from Nuclear Data", KFK 1784 (1973)-
- /3/ I. Siep, "Untersuchungen zur Berechnung von Dopplerkoeffizienten Schneller Reaktoren", KFK 1778 (1973).
- /4/ K.E. Schroeter, "Einfluß von Berechnungsmethoden auf den Multiplikationsfaktor  $k_{\text{eff}}$  und den Voideffekt  $\Delta k_v$  für einen großen schnellen natriumgekühlten Brutreaktor", KFK 1180 (1970).
- /5/ L.P. Abagjan, N.O. Bazazjanc, I.I. Bondarenko, M.N. Nikolaev, "Gruppenkonstanten schneller und intermediärer Neutronen für die Berechnung von Kernreaktoren", KFK-tr-144 (Übersetzung aus dem Russischen).
- /6/ H. Küsters, private Mitteilung.
- /7/ B. Hinkelmann, B. Krieg, I. Langner, J.J. Schmidt, D. Woll, " Status of the Karlsruhe Evaluated Nuclear Data File KEDAK at June 1970", KFK 1340, EANDC(E) 136 "U", (1971).
- /8/ J. Blons, H. Derrien, A. Michaudon, "2nd Int. Conf. Nucl. Data for Reactors", Helsinki 1970, p.CN-26/63.
- /9/ H. Späth, "PSIXI", private Mitteilung.