



KfK 3389
IfRR K 8212
Oktober 1982

**Überprüfung der
Berechnungsverfahren
für enge Reaktorgitter von
Fortschrittlichen
Druckwasserreaktoren (FDWR)
an experimentellen
Anordnungen**

H. D. Berger, A. W. Rowe, C. Broeders, M. Schatz
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 3389
IfRR K 8212

Überprüfung der Berechnungsverfahren für enge Reaktorgitter von Fortschrittlichen Druckwasserreaktoren (FDWR) an experimentellen Anordnungen

H.D. Berger⁺)
A.W. Rowe
C. Broeders
M. Schatz⁺⁺)

⁺) Technische Universität Braunschweig
Institut für Raumflug und Reaktortechnik

⁺⁺) Kraftwerk Union, Erlangen

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Überprüfung der Berechnungsverfahren für enge Reaktorgitter von Fortschrittlichen Druckwasserreaktoren (FDWR) an experimentellen Anordnungen

Zusammenfassung

Im Hinblick auf eine bessere Schonung der Uranreserven sind Untersuchungen von Reaktoren mit einem engen leichtwassergekühlten Gitter mit einer hohen Konversionsrate von Interesse (Fortschrittliche Druckwasserreaktoren, FDWR). Da das Neutronenenergiespektrum in einem solchen Gitter deutlich abweicht von den Spektren in thermischen und schnellen Reaktoren, wurden verfügbare Rechenmethoden und nukleare Datenbasen überprüft und verglichen. Dabei wurden folgende experimentelle Anordnungen untersucht:

- (a) enge leichtwassermoderierte UO_2 -Gitter aus dem "High Conversion Critical Experiments Program" am ZPR-7 in Argonne (USA)
- (b) leichtwassermoderierte Mischoxyd-Gitter aus dem "Plutonium Utilization Program" bei Battelle Northwest (USA) und aus dem "SAXTON Plutonium Program" bei Westinghouse (USA). Diese Gitter sind weiter und enthalten weniger Plutonium als die ersten vorliegenden Entwürfe für ein FDWR-Gitter.

Rechnungen für einen Referenz-Entwurf eines homogenen FDWR-Kerns, vorgeschlagen von der TU-Braunschweig, und für ein typisches LMFBR-Core aus NEACRP Benchmarkuntersuchungen wurden ebenfalls miteinander verglichen. Die Untersuchungen wurden durchgeführt in einer Zusammenarbeit zwischen dem KfK-Karlsruhe, der TU-Braunschweig und der KWU-Erlangen. Es wurden Verfahren zur Berechnung thermischer Reaktoren und modifizierte Verfahren zur Berechnung schneller Reaktoren eingesetzt.

Die Ergebnisse zeigen bei der Nachrechnung der experimentellen Anordnungen befriedigende Übereinstimmung zwischen den benutzten Verfahren und mit den experimentellen Daten. Für den Referenzentwurf weisen die theoretischen Vergleiche dagegen größere Unterschiede auf, insbesondere bei der Berechnung des Voidverhaltens.

Sensitivitätsuntersuchungen mit den Verfahren des KfK und der TU-Braunschweig zeigen, daß die Unstimmigkeiten in den Void-Ergebnissen primär auf unterschiedliche Datenbibliotheken zurückzuführen sind.

Verification of the calculation methods for the tight reactor lattices of advanced pressurized water reactors (APWR)

Summary

With a view to a better utilization of the uranium resources investigations of reactors with tight light-water-cooled lattices and a high conversion ratio are of interest (advanced pressurized water reactor, APWR). Because of the large deviations of the neutron energy spectra of APWR-lattices compared to thermal and fast reactors, a number of available computer codes and data libraries have been verified and compared. The following available experimental data have been investigated:

- (a) tight light-water moderated UO_2 -lattices from the "High Conversion Critical Experiments Program" in ZPR-7 in Argonne (USA)
- (b) light-water moderated mixoxyde-lattices from the "Plutonium Utilization Program" at Battelle Northwest (USA) and from the "SAXTON Plutonium Program" at Westinghouse (USA). These lattices are less tight and contain less plutonium compared to the first designs for a APWR-core.

Further comparisons have been carried out for a reference-design of a homogeneous APWR-core, proposed by the TU-Braunschweig, and for a typical LMFBR-core from a NEACRP-benchmark. The investigations described here have been carried out in cooperation between the KfK-Karlsruhe, the TU-Braunschweig and the KWU-Erlangen. Procedures for the calculation of thermal reactors and modified procedures for the calculation of fast reactors have been used.

For the analysis of the available experiments the results show satisfactory agreement between the different procedures and with the experimental data. For the reference design, the theoretical comparisons, on the contrary, show large differences, especially for the calculation of the void behaviour.

Sensitivity studies with the procedures of the KfK and of the TU-Braunschweig show that the discrepancies of the void calculations are mainly caused by the different nuclear data libraries.

INHALTSVERZEICHNIS

SEITE

1. EINLEITUNG	1
2. BESCHREIBUNG DER AUSGEWÄHLTEN EXPERIMENTE	2
2.1 Die UO ₂ -Experimente	2
2.1.1 Auswahl der Benchmark UO ₂ -Gitter	2
2.1.2 Experimentell bestimmte Größen (UO ₂ -Gitter)	3
2.2 Die PuO ₂ /UO ₂ -Experimente	5
2.2.1 Auswahl der Benchmark PuO ₂ /UO ₂ -Gitter	5
2.2.2 Experimentell bestimmte Größen (PuO ₂ /UO ₂ -Gitter)	6
2.3 Parametervergleich zwischen den Experimenten und vorläufigen FDWR-Konfigurationen	7
3. VERWENDETE PROGRAMMSYSTEME	8
3.1 WIMS/INR	8
3.2 GRUCAH/INR	9
3.3 MAKAB/KWU	9
3.4 SPEKTRA/TUBS	10
3.5 FASER/KWU	11
4. ERGEBNISSE DER EXPERIMENTNACHRECHNUNGEN	12
4.1 Ergebnisse der UO ₂ -Cores	12
4.2 Ergebnisse der PuO ₂ -UO ₂ -Cores	14
4.3 Zusammenfassende Bewertung der Experimentalnachrechnungen	16
5. ERGEBNISSE DER THEORETISCHEN VERGLEICHSRECHNUNGEN	17
5.1 FDWR-Benchmark	17
5.2 LMFBR-Benchmark	18
5.3 Zusammenfassende Bewertung der theoretischen Vergleichs- rechnungen	19
6. KERNDATENVERGLEICH	20
7. SENSITIVITÄTSUNTERSUCHUNG	23
7.1 FDWR-Sensitivität	24
7.2 Pu-Core 7-Sensitivität	28
8. ZUSAMMENFASSUNG UND BEWERTUNG	30
Literaturverzeichnis	32
Tabellen	34
Abbildungen	50

1. EINLEITUNG

Dieser Bericht stellt die Ergebnisse einer Ende des Jahres 1979 begonnenen Benchmark-Untersuchung zur Neutronenphysik in enggepackten Brennstabgittern vor. Das Ziel für dieses Benchmark war, unterschiedliche neutronenphysikalische Rechenverfahren und Kerndatenbasen zur Berechnung hochkonvertierender fortgeschrittener Druckwasserreaktoren (FDWR) an kritischen Experimenten zu überprüfen. Die Grundidee des FDWR besteht darin, daß in einem stark untermoderierten Gitter mit einem Volumenverhältnis von Moderator zu Brennstoff in der Größenordnung 0,5 (herkömmlicher DWR : 2), durch verstärkten Resonanzeinfang Konversionsraten um 0,95 zu erreichen sind. Das Neutronenspektrum eines solchen Hochkonverters unterscheidet sich dabei wesentlich sowohl von normalen Leichtwasserreaktoren als auch von schnellen Brutreaktoren (s. Gruppenspektren in Fig. 1.1), so daß die Eignung von bestehenden Leichtwassercodes und Schnellbrüterprogrammen zur Berechnung derartiger intermediärer Spektren zu überprüfen ist.

Teilnehmer an diesem Benchmark waren das KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik (INR)⁺, die KRAFTWERK UNION AG (KWU)⁺⁺ und die TECHNISCHE UNIVERSITÄT BRAUNSCHWEIG, Institut für Raumflugtechnik und Reaktortechnik (TUBS)⁺⁺⁺. Die Zusammenstellung der Experimente aus der zugänglichen Literatur wurde vom INR vorgenommen. Die Auswahl beinhaltet vier reine UO_2 -Gitter und acht UO_2/PuO_2 -Mischoxidcores (s.Kap. 2). Da die Experimente sowohl vom Volumenverhältnis Moderator zu Brennstoff als auch von den Spaltstoffkonzentrationen nur sehr bedingt den Parametern eines zu realisierenden FDWR-Gitters entsprechen (s. Kap. 2.3), wurde die Untersuchung um ein von der TUBS-Gruppe vorgeschlagenes theoretisches FDWR-Benchmark und um die Nachrechnung eines homogenen LMFBR-Gitters erweitert (s.Kap.5).

Es fanden zwei gemeinsame Diskussionstreffen statt (20. 3. 80 im Hause KWU in Offenbach und 10. 6. 80 im INR, Karlsruhe), auf denen die von den drei beteiligten Gruppen bis dahin erzielten Ergebnisse vorgestellt und diskutiert wurden, sowie weitere Arbeitsschritte vereinbart wurden. Die Abschlußarbeiten, insbesondere

+) Dr.A. ROWE, C. BROEDERS, DR. H. KÜSTERS

++) Dr.M. SCHATZ (nach Abschluß der eigentlichen Benchmark-Aktivitäten wurden einige zusätzliche, mit anderen Programmen erzielte Ergebnisse von Dr. K. KOEBKE geliefert. Diese werden in Kap. 4 ebenfalls vorgestellt)

+++) H.D. BERGER, Prof.Dr.W. OLDEKOP, P. ANDREEV

die Gegenüberstellung von Wirkungsquerschnitten und die Untersuchung der Sensitivität ausgewählter Gitter bezüglich Kerndatenänderungen wurden von der TU Braunschweig in enger Zusammenarbeit mit dem INR durchgeführt.

Im folgenden werden die verschiedenen Ergebnisse dieser Benchmark-Aktivitäten vorgestellt und diskutiert. Die auch nach diesen Vergleichen weiter bestehenden Diskrepanzen werden dargelegt und einige Ursachen für diese Unstimmigkeiten in den unterschiedlichen Kerndatensätzen identifiziert.

2. BESCHREIBUNG DER AUSGEWÄHLTEN EXPERIMENTE

2.1 Die UO₂-Experimente

Die vier im Rahmen dieses Benchmarks berechneten kritischen Anordnungen mit reinem UO₂-Brennstoff entstammen dem High Conversion Critical Experiments Programm (Hi-C) /1/, das, unterbrochen durch andere Messungen, im Zeitraum von 1961 bis 1966 am Argonne National Laboratory (ANL) durchgeführt wurde. Es sollte durch dieses Programm der Bereich experimenteller Ergebnisse in das Gebiet untermoderierter Gitter hinein erweitert werden. Trotzdem den Hi-C-Messungen keine konkrete Reaktorentwicklung zugrunde lag, war der Grundgedanke, daß eine Steigerung der Konversion in moderatorarmen Gittern langfristig wichtig für die Nutzung der Kernenergie in Leichtwasserreaktoren werden wird, der konkrete Anlaß für dieses Programm. Die 21 untersuchten Gitter (Anreicherung jeweils 3,04 w % U 235) überdecken den Bereich des Teilchenquotienten H zu U 238 von 5 bis 0,5, entsprechend den Volumenverhältnissen Moderator zu Brennstoff von 1,7 bis 0,16 (vergleiche /1/, Tab. IV, V und VI).

2.1.1 Auswahl der Benchmark UO₂-Gitter

Die Auswahl der Experimente für diesen Benchmark erfolgte unter den Gesichtspunkten :

- a) möglichst dichtgepacktes Gitter
- b) möglichst einfache Coregeometrie

Tab. 2.1 zeigt die wesentlichen Spezifikationen für die gewählten Cores Nr. 8, 10, 12 und 19. Die beiden letzten Cores 12 und 19 sind umgeben von einer bzw. zwei zylindrischen "Treiber"-Zonen mit höherem Moderatoranteil zum Erreichen

der Kritikalität. Daß die beiden Anforderungen a und b nicht gleichzeitig erfüllt werden können, zeigt sich am Core 21 (siehe /1/). Zwar stellt es mit $V_M/V_{BS} = 0,16$ das engste Gitter dar, doch erfordert sein komplizierter Aufbau (rechteckiges Core in Aluminiumkasten, umgeben von zwei zylindrischen Treiberzonen) aufwendige Rechenverfahren, die zudem die Interpretation eines Vergleiches Rechnung und Experiment erschweren. Stattdessen wurde eines der beiden nächsten Cores mit $V_M/V_{BS} = 0,324$ gewählt. Dabei wurde dem Core 19 der Vorzug vor Core 20 gegeben, da ersteres Stahlhüllrohre statt Aluminiumcladding aufwies. Die Anordnungen 12 und 8 wurden berücksichtigt, da sie die etwas höheren Volumenverhältnisse gut abdecken, Stahlhüllrohre verwendet werden und eine Vielzahl von Messungen vorliegen. Schließlich wurde noch Core 10 aufgenommen, das sich von Nr.8 im wesentlichen nur durch das Al-Cladding unterscheidet. Damit kann der Einfluß von Aluminium-Hüllrohren untersucht werden, die auch in den Treiberzonen von Core 12 und 19 verwendet werden.

2.1.2 Experimentell bestimmte Größen (UO₂-Gitter)

Tab. 2.2 stellt die Größen zusammen, die für die vier ausgesuchten Gitter experimentell bestimmt wurden. Die Meßmethodik (Folienaktivierung) ist in /1/ ausführlich beschrieben. Für die beiden Einzonencores 8 und 10 sind die kritischen Massen sowie die Reaktivität des oberen Reflektors bekannt. Für Core 10 wurden keine weiteren Werte gemessen, so daß die für dieses Gitter berechneten übrigen Größen nur zwischen verschiedenen Rechencodes und nicht am Experiment verglichen werden können.

ICR-Werte (Initial Conversion Ratio) wurden für die Cores 8, 12 und 19 bestimmt:

$$ICR = \frac{N^{28}}{N^{25}} \frac{\int_0^{\infty} \sigma_c^{28} (E) \phi (E) dE}{\int_0^{\infty} \sigma_a^{25} (E) \phi (E) dE}$$

mit : N^{28} , N^{25} = Teilchendichten des U238
bzw. U 235

Daneben wird auch eine modifizierte Konversionsrate MCR (Modified Conversion Ratio) angegeben:

$$\text{MCR} = \frac{N^{28}}{N^{25}} \frac{\int_0^{\infty} \sigma_c^{28}(E) \phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \sigma_f^{25}(E) \phi(E) dE}$$

Die Zahlenwerte beider so definierter Konversionsraten enthalten jedoch neben den im Testgitter bestimmten Raten auch berechnete α -Werte des U 235 ($\text{cap}^{25}/\text{fis}^{25}$) bzw. das in einer separaten thermischen Graphitkolonne bestimmte Verhältnis $\sigma_c^{28}/\sigma_f^{25}$.

Das Verhältnis von Gesamtrate zu epithermischer Rate ($E^* \approx 0,465$ eV) wurde für den Einfang im U 238 ($(\text{CR})_c^{28}$) und die Spaltung des U 235 ($(\text{CR})_f^{25}$) mit Hilfe von cadmiumbeschichteten Folien gemessen :

$$(\text{CR})_c^{28} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_c^{28}(E) \phi(E) dE}{\int_{E^*}^{\infty} \sigma_c^{28}(E) \phi(E) dE}$$

$$(\text{CR})_f^{25} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_f^{25}(E) \phi(E) dE}{\int_{E^*}^{\infty} \sigma_f^{25}(E) \phi(E) dE}$$

mit E^* : effektive Cadmium-cut-off-Energie ($\approx 0,465$ eV)

Das Verhältnis der Spaltraten von U 238 und U 235 wird mit δ^{28} bezeichnet :

$$\delta^{28} = \frac{N^{28}}{N^{25}} \frac{\int_0^{\infty} \sigma_f^{28}(E) \phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \sigma_f^{25}(E) \phi(E) dE}$$

Als weiteres Meßergebnis ist schließlich der sog. "Thermal disadvantage factor" ξ bestimmt worden. Er setzt die sub-Cadmium-Spaltrate einer U 235-Folie im Moderator ins Verhältnis zu einer entsprechenden Folie, die im Brennstoff

aktiviert wurde. ξ stellt also ein indirektes Maß für den Unterschied des thermischen Flußniveaus zwischen Moderator und Brennstoff dar:

$$\xi = \frac{\int_0^{E^*} \phi(E) \sigma_f^{25}(E) dE \text{ Moderator}}{\int_0^{E^*} \phi(E) \sigma_f^{25}(E) dE \text{ Brennstoff}}$$

2.2 Die PuO₂/UO₂-Experimente

Die für die Benchmark-Untersuchungen ausgewählten acht PuO₂/UO₂-Mischoxidgitter entstammen zwei verschiedenen experimentellen Programmen, dem Plutonium Utilization Program (PUP) /2/ und dem SEXTON Plutonium Program (SPP) /3/. Im PUP, durchgeführt in den Batelle Northwest Laboratories, wurden in der Critical Approach Facility (CAF) die kritischen Abmessungen von ca. 50 vollständig reflektierten Anordnungen bestimmt. Damit wurde ein großer Bereich des Volumenverhältnisses Moderator zu Brennstoff V_M/V_{BS} (1,1 bis 11,6) mit Plutoniumanreicherungen von 1,5 % bis 4 % abgedeckt. Die Bereitstellung dieser Ergebnisse für Benchmarkzwecke war das wesentliche Ziel des PUP. Im SPP der Westinghouse Electric Corporation wurden verschiedene Gitter mit Moderator zu Brennstoffwerten zwischen 1,68 und 10,73 bei einer Anreicherung von 6,6 % Plutonium untersucht. Eine theoretische Analyse beider Experimentalprogramme, in der auch ausführlich über mögliche Fehler bei der Nachrechnung berichtet wird, liegt in /4/ vor.

2.2.1 Auswahl der Benchmark PuO₂/UO₂-Gitter

In Tab. 2.3 sind die wesentlichen Spezifikationen der acht im Rahmen dieses Benchmarks untersuchten Gitter zusammengestellt. Die Werte von V_M/V_{BS} liegen zwischen 1,099 und 4,497. Die Auswahl der Experimente wurde so vorgenommen, daß jeweils mehrere Gitter sich voneinander durch im wesentlichen nur einen Parameter (z.B. Anreicherung) unterscheiden. Es können damit Tendenzen in der Rechengenauigkeit der verschiedenen Programme untersucht werden. So kann anhand der Gitter 1,2 und 3 der Einfluß von V_M/V_{BS} bei der relativ hohen Anreicherung von 6,6 % Pu und konstantem Gehalt an Pu 240 ermittelt werden. Die Cores

1,5 und 8 zeigen die Abhängigkeit von der Plutoniumanreicherung bei nahezu konstantem V_M/V_{BS} und ungefähr gleichem Anteil an Pu 240. Der Einfluß des Plutoniumgehaltes wird auch durch die Gitter 4 und 6 beschrieben, bei wiederum identischen V_M/V_{BS} , jedoch diesmal relativ hoher Pu 240-Konzentration. Core 7 wurde berücksichtigt, da es das kleinste Volumenverhältnis Moderator zu Brennstoff aufweist. Als Ergänzung wurde das zweitengste Gitter 8 ebenfalls berücksichtigt.

2.2.2 Experimentell bestimmte Größen (PuO₂/UO₂-Gitter)

Die einzigen experimentellen Größen, die direkt nachgerechnet werden können, stellen die kritischen Abmessungen der acht Cores dar. Über die Nachrechnung des Multiplikationsfaktors hinaus wurde vereinbart, vier weitere für Plutoniumcores relevante Größen für einen theoretischen Vergleich der verschiedenen Rechencodes zu bestimmen. Die Bruttoreate BR der Gitter wurde dabei wie folgt definiert :

$$BR = \frac{\int_{V_{core}} (C^{28} + C^{40}) dV}{\int_{V_{core}} (C^{49} + C^{41} + C^{25} + F^{49} + F^{41} + F^{25}) dV}$$

mit :

$$C^{28} = N^{28} \int_0^{\infty} \sigma_c^{28}(E) \phi(E) dE$$

$$F^{49} = N^{49} \int_0^{\infty} \sigma_f^{49}(E) \phi(E) dE$$

Ferner wurden die drei Reaktionsverhältnisse berechnet:

$$\frac{C^{28}}{F^{49}} = \frac{N^{28}}{N^{49}} \frac{\int_0^{\infty} \sigma_c^{28}(E) \phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \sigma_f^{49}(E) \phi(E) dE}$$

$$\frac{F^{28}}{F^{49}} = \frac{N^{28}}{N^{49}} \frac{\int_0^{\infty} \sigma_f^{28}(E) \phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \sigma_f^{49}(E) \phi(E) dE}$$

$$\frac{C^{49}}{F^{49}} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_c^{49}(E) \phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \sigma_f^{49}(E) \phi(E) dE}$$

2.3 Parametervergleich zwischen den Experimenten und vorläufigen FDWR-Konfigurationen

Zur Zeit stehen mehrere mögliche Konzepte für die Realisierung eines fortgeschrittenen Druckwasserreaktors zur Diskussion. Dabei handelt es sich im wesentlichen um

a) das homogene Konzept :

die Brennelemente bestehen, wie im normalen DWR, aus hinsichtlich Gestalt und Anreicherung gleichartigen Brennstäben. Die mittlere Anreicherung beträgt 7 bis 8 % spaltbares Plutonium. Die Regelung erfolgt mit Fingerstabsteuerelementen;

b) das heterogene Konzept :

die Brennelemente (sog. Seed-Blanket-Module) bestehen aus zwei verschiedenen Zonen. Diese unterscheiden sich sowohl in der Anreicherung als auch im Gitteraufbau. Die Reaktivitätssteuerung erfolgt entweder konventionell (Fingerstäbe) oder durch axiales Verfahren der inneren hochangereicherten Zone (movable seed).

Tab. 2.4 stellt vorläufige Parameter heterogener /5/ und homogener /6/ Brennelemente eines FDWR denjenigen Uran- und Plutoniumexperimenten gegenüber, die diese Werte am besten repräsentieren. Die Gittergrößen Stabdurchmesser d , hexagonale Gitterteilung p und Volumenverhältnis V_M/V_{BS} (ideales Gitter, ohne Sekundärwasser) werden am genauesten durch das Uran-Core 19 wiedergegeben. Verglichen mit dem homogenen Konzept ist das kleinste Volumenverhältnis der Plutonium-Cores dagegen um mehr als einen Faktor 2 größer. Die Anreicherung des Pu-Gitters 1 mit 6 % spaltbarem Plutonium (6,6% Pu ges.) kommt den FDWR-Werten relativ nahe, doch ist der dazugehörige Moderatorenanteil im Core 1 sehr hoch ($V_m/V_{BS} = 1,612$).

Ferner ist der Anteil der spaltbaren Isotope am Gesamtplutonium mit 91 % nicht sehr realistisch. Das in Leistungsreaktoren erzeugte Plutonium unterscheidet sich aufgrund des möglichst hohen Abbrandes dieser Reaktoren und einer Lagerungs- und Wiederaufarbeitungszeit wesentlich davon. Aktuelle Rechnungen gehen von ca. 67 % Pu_{fis} (Pu 239 und 241 in Pu) aus.

Eine vorläufige Bewertung des experimentellen Materials ergibt, daß der Einfluß eines kleinen Wertes von V_M/V_{BS} anhand der Uran-Cores gut studiert werden kann und die Plutoniumgitter die Möglichkeit bieten, den Einfluß einzelner Parameter-variationen ausführlich zu untersuchen, jedoch nur bedingt dazu geeignet sind, einen FDWR zu repräsentieren. Letzteres führte schließlich zu einer Erweiterung der Benchmark-Untersuchungen um zwei theoretische Vergleichsfälle (s. Kap. 5).

3. VERWENDETE PROGRAMMSYSTEME

Auf den folgenden Seiten werden die in dieser Benchmarkuntersuchung verwendeten Programme und Datensätze vorgestellt. Werden von einem Teilnehmer mehrere Programme verwendet, so wird in diesem Kapitel sowie in den folgenden Ergebnistabellen, der Name des Basiscodes (Zellrechnungsprogramm bzw. Querschnittsgenerator) als Kennzeichnung des gesamten Systems verwendet.

3.1 WIMS/INR

Die WIMS-Rechnungen im INR wurden durchgeführt mit einer WIMS/D-Version aus dem Jahre 1971.

Die benutzten Formalismen sind in /7/ beschrieben.

Die WIMS-eigene Datenbibliothek beruht hauptsächlich auf Daten des UKAEA Nuclear Data File /8/.

Für die Benchmarkuntersuchungen wurden WIMS-Daten für folgende Materialien benutzt :

U 235	235.4	H	2001
U 238	2238.4	O	16
Pu 239	3239.1	Al	27
Pu 240	1240	Cr	52
Pu 241	241	Fe	56
Pu 242	242	Ni	58

Für die Reaktorrechnungen wurde der zweidimensionale Diffusionscode DIXY /9/ eingesetzt.

3.2 GRUCAH/INR

Diese Rechnungen wurden mit modifizierten Verfahren für die Berechnung schneller Reaktoren durchgeführt. Als Datenbasis wurde der KFKINR-Satz /10/ benutzt. Diese Gruppenkonstantenbibliothek wird als Standardsatz für die Auslegung schneller Reaktoren eingesetzt.

Bei der Berechnung von schnellen Reaktoren werden die Reaktorzonen homogenisiert und für die homogenisierte Mischung mittlere makroskopische Gruppenkonstanten berechnet.

Die Resonanzabschirmung wird mit den homogenisierten Daten nach dem σ_0 -Konzept berechnet /11/. Dabei werden in dem Standard-Code GRUCAL /12/ keine Heterogenitäten in der Reaktorzone berücksichtigt.

Für die FDWR-Untersuchungen wurde GRUCAL so modifiziert (GRUCAH), daß die Brennstoffkonzentration in einem Stab (Lumping-Effekt) und die gegenseitige Abschirmung der Stäbe (Dancoff-Korrektur) näherungsweise berücksichtigt wird. Dazu wird der σ_0 -Wert aus der homogenisierten Zone um eine Heterogenitäts-Korrektur erhöht :

$$\sigma_0^{\text{Het}} = \sigma_0^{\text{Hom}} + \frac{(1-c)}{4V/S} \cdot \frac{1}{N}$$

V = Volumen Brennstab

S = Oberfläche Brennstab

N = Teilchenzahldichte des Resonanzmaterials

Der Dancoff-Korrekturterm (1-c) wird berechnet nach /13/. Auch hier wurde DIXY für die Reaktorrechnungen benutzt.

3.3 MAKAB/KWU

Die verwendeten Programme wurden zur Berechnung von Schnellen Brutreaktoren entwickelt und eingesetzt. Als nukleare Datenbasis wurde der Kerndatensatz KFKINR des Kernforschungszentrums Karlsruhe mit 26 Energiegruppen verwendet.

MAKAB

Das Programm erzeugt die makroskopischen Wirkungsquerschnitte, versehen mit den mischungs- und temperaturabhängigen Abschirmfaktoren. Die Abschirmfaktoren werden entsprechend dem im KFKINR-Kerndatensatz verwendeten σ_0 -Konzept berechnet. Für die Berechnungen der Urangitter der FDWR-Benchmark-Aktivitäten wurde das unmodifizierte Programm verwendet.

Bei den Rechnungen zu den Plutoniumgittern wurde eine modifizierte Programmversion eingesetzt. Zur besseren Berücksichtigung der heterogenen Resonanzabschirmung im Brennstab wurde die Berechnung der σ_0 -Wirkungsquerschnitte durch Verwendung von Stoßwahrscheinlichkeiten verbessert und die Dancoffkorrektur angebracht.

CONDAB

Dieses Programm ist ein auf Neutronendiffusionstheorie beruhendes eindimensionales Spektralprogramm zur Erzeugung von Weniggruppendaten. Dabei wird die richtige Schichtung der Materialien im Reaktor in radialer und axialer Richtung berücksichtigt.

ASB

Es handelt sich um ein auf Neutronendiffusionstheorie beruhendes zweidimensionales Abbrandprogramm in RZ-Geometrie. Das Programm wurde auf der Basis von PDQ-4 erstellt.

3.4 SPEKTRA/TUBS

Die in den Benchmarkrechnungen verwendeten Programme sind Eigenentwicklungen des Instituts für Raumflugtechnik und Reaktortechnik der TU Braunschweig.

SPEKTRA

Das Zellrechnungsprogramm SPEKTRA berechnet die Neutronenflüsse und makroskopischen Gruppenquerschnitte in einer Zweizonen-Brennstabzelle. Diese besteht aus der Brennstoffzone und einem homogenen Gemisch aus Moderator und Strukturmaterial. Die Bestimmung der Flüsse geschieht mittels Stoßwahrscheinlichkeiten. Die Resonanzquerschnitte werden nach dem σ_0 -Konzept aus unendlich verdünnten Querschnitten und Abschirmfaktoren berechnet. In den σ_0 -Werten wird eine Dancoff-Korrektur für quadratische bzw. hexagonale Gitter nach /14/ vorgenommen.

Es wird ein isotonenabhängiges Spaltneutronenspektrum verwendet.

Das Programm SPEKTRA rechnet in einer 35-Gruppenstruktur (siehe Tab. 7.1). Aufwärtsstreuung an leichten Kernen wird bis zur Energie von 1 eV berücksichtigt.

Die Datenbibliothek wurde aus zwei Quellen zusammengestellt. Die Daten für die Gruppen 1 bis 25 (10 MeV bis 0,215 eV) sind der Schnellbrüterdatei WIPRO /15/ der INTERATOM^{*}) entnommen. Diese Querschnitte basieren auf dem ENDF/B IV. Die Daten für die zehn thermischen Gruppen wurden aus BNL 325-Werten /16/ berechnet.

DIBU-1

Ein kombiniertes Diffusions- und Abbrandprogramm in R-Geometrie für 2 bis 35 Energiegruppen. Die Multigruppendiffusionsgleichungen werden nach dem Differenzenverfahren gelöst. Axiale Diffusion wird durch ein konstantes Querbuckling berücksichtigt.

Die im Rahmen dieser Benchmarkuntersuchung vorgelegten Ergebnisse wurden mit der 2-Gruppen-Version erzielt. Die 2-Gruppen-Konstanten werden dabei aus den 35 Energiegruppen einer vorangehenden SPEKTRA-Rechnung kondensiert. Einige dieser Ergebnisse wurden mit den erst zu einem späteren Zeitpunkt zur Verfügung stehenden 4-, 8- bzw. 35-Gruppen-Versionen überprüft (s. Abschn. 4.1).

3.5 FASER/KWU

FASER verwendet - im Gegensatz zu LASER - zur Berechnung des schnellen Spektrums eine heterogene Version des Codes MUFT in der konsistenten B1-Näherung, und zur Berechnung des thermischen Spektrums den Transport-Code THERMOS (/17/,/18/).

Die Zelle in FASER-3 ist in maximal 6 konzentrische zylindrische Regionen unterteilt. Jede dieser Regionen kann verschiedene Isotope enthalten. Im thermischen Energiebereich können diese Regionen weiter in Zonen (insgesamt max. 17) unterteilt werden.

FASER-3 beschreibt direkt den heterogenen zylinder-symmetrischen Flußverlauf. Die wichtigsten Resonanzen werden in MUFT in der Narrow-Resonance-Näherung berücksichtigt. Unaufgelöste Resonanzen werden als eine "Smooth-Absorption" betrachtet. Als Dancoff-Korrektur wird die Sauer-Methode für quadratische oder hexagonale Gitter verwendet (/19/).

^{*}) Die TUBS-Gruppe dankt der Firma INTERATOM GmbH für die gewährte Unterstützung

Der thermische Bereich erstreckt sich von 0 - 1,855 eV und ist in 35 Energiegruppen unterteilt, so daß die Resonanzen von Pu-239 bei 0,3 eV und von Pu-240 bei 1,0 eV im thermischen Bereich liegen. Der thermische "cutoff" (1,855 eV) ist die untere Energiegrenze der 50. Energiegruppe von MUFT. Das Programm MUFT in FASER hat 50 Gruppen in dem Energieintervall zwischen 1,855 eV und 10 MeV. Es wird eine seit etwa 1975 eingefrorene Bibliothek (ENDFB) verwendet.

4. ERGEBNISSE DER EXPERIMENTNACHRECHNUNGEN

Im folgenden werden die wesentlichen Ergebnisse der Experiment-Nachrechnungen tabellarisch vorgestellt und diskutiert. Sofern vorhanden, ist der experimentell ermittelte Wert aufgeführt. In einigen Tabellen sind KWU-Ergebnisse, die mit dem Programm FASER (s. Kap. 3.5) gewonnen wurden, enthalten. Diese wurden nach Abschluß der eigentlichen Benchmark-Aktivitäten erzielt und bislang nicht vorgestellt. In der vorliegenden Präsentation sind sie als Ergänzung des Datenmaterials berücksichtigt worden.

4.1 Ergebnisse der UO₂-Cores

Die Tabellen 4.1 bis 4.6 fassen die von den verschiedenen Teilnehmern erzielten Rechenergebnisse zusammen. Augenfällig sind zunächst die großen Abweichungen der MAKAB-Werte von den Ergebnissen der übrigen Programme. Wie bereits in Kap.3.3 ausgeführt, wurden die Berechnungen der Uran-Gitter mit der unmodifizierten Version dieses Schnellbrütercodes durchgeführt. Die Zahlenwerte machen deutlich, daß Standardprogramme zur Berechnung schneller Reaktoren für FDWR-Berechnungen nicht geeignet sind. Modifizierte Schnellbrütercodes, die die Heterogenität des Gitters bei der Berechnung der Resonanzabschirmung berücksichtigen, liefern dagegen ähnliche Ergebnisse wie reine Leichtwasserprogramme, wie das Beispiel des Programmes GRUCAH (s.Kap. 3.2) zeigt. Durch Einfügen einer Heterogenitätskorrektur konnte auch das Programm MAKAB so modifiziert werden, daß es wesentlich bessere Ergebnisse liefert (siehe hierzu Kap. 4.2). Die MAKAB-Ergebnisse der UO₂-Gitter werden in der Ergebnisdiskussion nicht berücksichtigt. Größere Unterschiede zwischen den beiden KfK-Programmen WIMS und GRUCAH sowie dem TUBS-Programm SPEKTRA sind nicht vorhanden. Auch die FASER-Werte weichen nicht wesentlich von diesen Ergebnissen ab.

Für den Multiplikationsfaktor des unendlichen Gitters (innere Zone bei den Cores 12 und 19) ist eine recht gute Übereinstimmung bis zum Core 12 vorhanden (Tab. 4.1). Der maximale Unterschied zwischen niedrigstem und höchstem K_{∞} beträgt 0,0058 (Core 8), 0,0092 (Core 10) und 0,0113 (Core 12). Im moderatorärmsten Gitter, der zentralen Zone des Cores 19, beträgt diese Streuung dagegen 0,0446. Mit Verminderung des Volumenverhältnisses Moderator zu Brennstoff werden die Differenzen zwischen den Programmen stärker.

Dieser Trend ist im effektiven K der Gesamtcores (inklusive äußere Zonen und/oder Wasserreflektor) nicht zu beobachten. Die größten Differenzen zwischen Rechenergebnis und experimentellem Wert 1,0 treten je nach Programm bei verschiedenen Cores auf. Mit maximalen Fehlern in der Größenordnung $\pm 1\%$ ist jedoch eine relativ gute Übereinstimmung mit dem Experiment gegeben.

Dagegen treten größere Abweichungen zum Experiment bei den ICR- (Initial Conversion Ratio) und δ -Werten (U 28-fission/ U 25-fission) auf. Die Tabellen 4.3 und 4.4 zeigen die entsprechenden Ergebnisse für eine fundamental-mode-Rechnung mit kritischem Buckling (Cores 12 und 19 : innere Zone), die Tabellen 4.5 und 4.6 für das Zentrum einer Ganzcorerechnung. Die ICR-Werte werden sowohl von den beiden KfK-Programmen als auch von SPEKTRA und FASER überschätzt. Die Gitterergebnisse der Tab. 4.3 zugrundelegend, betragen diese Abweichungen + 5 % bis + 10 % für die Gitter 8 und 12. Für das engste Gitter, zentrale Zone des Cores 19, erstreckt sich der Fehler von + 6 % (WIMS) bis + 20 % (FASER). Wie im Kap. 2.1.2 bereits erwähnt, ist in dem experimentellen Ergebnis des ICR das berechnete Querschnittsverhältnis α^{25} ($\sigma_c^{25}/\sigma_f^{25}$) sowie der in einer thermischen Kolonne bestimmte Quotient $\sigma_c^{28}/\sigma_f^{25}$ enthalten (/1/). Eine mit dem Programm WIMS und zugehöriger neuerer Querschnittsbibliothek durchgeführte Nachrechnung dieser Quotienten ergab, daß die experimentellen Werte um ca. 1,5 % nach oben zu korrigieren sind. Damit verringert sich der Abstand von Rechenergebnis zu Experiment, eine Überbewertung der Konversion durch alle beteiligten Programme bleibt jedoch bestehen.

Das Spaltratenverhältnis δ wird von allen Teilnehmern mit einem zu kleinen Wert berechnet. Die Abweichungen zum Experiment sind mit - 15 % bis zu - 30 % beträchtlich. Dabei sind die Unterschiede zwischen verschiedenen Programmen wesentlich geringer als die Differenz zum experimentell ermittelten δ (s. Tab. 4.4). Jedoch ist auch beim Spaltratenverhältnis eine abnehmende Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Nachrechnungen mit Verminderung des Volumenverhältnisses V_M/V_{BS} festzustellen.

Die ICR- und δ -Werte im Zentrum einer Ganzcorerechnung sind etwas niedriger als nach der fundamental-mode-Rechnung, wie die WIMS-Ergebnisse zeigen (Tab. 4.5 u. 4.6). Das Zentralspektrum wird durch die umgebenden Zonen bzw. den Reflektor etwas thermischer. Dies wird durch die TUBS-Werte nicht wiedergegeben, die auf einer einfachen radialen 2-Gruppenrechnung mit axialem Buckling basieren (siehe Kap. 3.4). Kleinere spektrale Verschiebungen können in einer Zweigruppenstruktur nicht befriedigend wiedergegeben werden. Zur Klärung der Frage, in welcher Art das Ergebnis von k_{eff} durch die Anzahl der Rechendimensionen und Energiegruppen bestimmt wird, wurden WIMS-Rechnungen in 26 und 2 Gruppen sowohl in R-Z- als auch R-Geometrie durchgeführt. Tab. 4.7 zeigt die Ergebnisse am Beispiel der Cores 8 und 10. Die Unterschiede zwischen 26 Gruppen-R-Z- und 2-Gruppen-R-Berechnungen sind mit $\Delta k^8 = -0,0032$ beziehungsweise $\Delta k^{10} = -0,0039$ relativ klein und innerhalb der Schwankungsbreite der übrigen Ergebnisse. Die recht geringe Abhängigkeit von der Gruppenzahl zeigt auch ein später gewonnenes SPEKTRA-Ergebnis. Eine radiale Diffusionsrechnung des Cores 8 mit 35 Gruppen liefert ein nur um 0,0069 höheres k_{eff} von 1,0050 gegenüber der entsprechenden 2-Gruppenrechnung (Tab. 4.2).

4.2 Ergebnisse der PuO_2/UO_2 -Cores

Multiplikationsfaktoren und Brutraten der acht Mischoxidcores sind in den Tabellen 4.8 bis 4.12 zusammengestellt. Größere systematische Differenzen zwischen den Ergebnissen der verschiedenen Programme sind nicht zu beobachten. So differieren die Multiplikationsfaktoren des unendlichen Gitters (Tab. 4.8) zum großen Teil nur um 1 % bis 1,5 % ($\Delta k/k_{\text{min}} \cdot 100$). Eine Ausnahme bildet hier nur das mit $V_M/V_{\text{BS}} = 4,497$ weiteste Gitter 3 mit einer Maximalabweichung von 4 %. Trotzdem die hier betrachteten Gitter hinsichtlich Volumenverhältnis und Anreicherung sehr unterschiedlich sind, sind die Differenzen zwischen verschiedenen Programmen, zumindest was das Vorzeichen angeht, nahezu unabhängig vom jeweiligen Rechenfall. So liefert das Programm GRUCAH stets höhere Werte als SPEKTRA und letzteres ein größeres k_{∞} als WIMS. Die FASER-Ergebnisse sind für die hohen Anreicherungen der Gitter 1 bis 4 etwas kleiner, für die restlichen Gitter dagegen etwas höher als die entsprechenden WIMS-Werte.

Tab. 4.9 zeigt effektive Multiplikationsfaktoren aus Gitterrechnungen mit kritischem Buckling (/2/,/3/). Hier kehren sich die Verhältnisse um. Die WIMS-

Ergebnisse sind konstant um mehrere Prozentpunkte höher als die entsprechenden SPEKTRA-Werte. Obwohl diese fundamental-mode-Berechnungen mit gleichen kritischen Bucklings durchgeführt wurden, ist die Leakage im TUBS-Programm um einige Prozentpunkte größer. Der einzig eingetragene GRUCAH-Wert für Core 7 zeigt sogar einen noch höheren Leakage-Effekt als SPEKTRA. Für die hier untersuchten kleinen kritischen Anordnungen mit Leckageraten in der Größenordnung von 20 % bis nach 60 % sind Rechnungen mit einem konstanten Buckling jedoch von vornherein problematisch, so daß diese Differenzen nicht überzubewerten sind.

So ist auch bei den effektiven Multiplikationsfaktoren der Gesamtcorerechnungen (Tab. 4.10) eine bessere Übereinstimmung sowohl zum experimentellen Wert 1,00 als auch zwischen den verschiedenen Programmen festzustellen. Von wenigen Ausnahmen abgesehen, liegt die Rechengenauigkeit in der Größenordnung ± 1 %. Für das moderatorärmste Gitter (Core 7 : $V_M/V_{BS} = 1,099$), für das auch ein Ergebnis des modifizierten Programms MAKAB existiert, beträgt die maximale Abweichung 0,87 %.

Die Brutraten in den acht untersuchten Gittern sind in den Tabellen 4.11 (k_{eff} -Spektrum) und 4.12 (k_{∞} -Spektrum) aufgeführt. Dieser rein theoretische Vergleich, es wurden keine Messungen durchgeführt, zeigt Differenzen zwischen den Programmen von maximal 4 %. Während die Ergebnisse bei hohen Plutoniumsanreicherungen (Cores 1 bis 3) mit Abweichungen bis 2 % nahezu übereinstimmen, steigt die Differenz bei niedrigerer Anreicherung und geringerem Volumenverhältnissen auf bis zu 4 %. Trotzdem kann auch hier von einer relativ guten Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Rechenverfahren gesprochen werden. Die Abhängigkeit der Rechenresultate vom Volumenverhältnis V_M/V_{BS} ist für k_{∞} in Fig. 4.1 und für die Brutrate im unendlich ausgedehnten Gitter in Fig. 4.2 dargestellt. Während für den Multiplikationsfaktor eine deutlich bessere Übereinstimmung bei niedrigeren Moderatoranteilen festzustellen ist, ist eine solche Tendenz im BR_{∞} nicht zu erkennen.

Das mit $V_M/V_{BS} = 1,099$ engste Plutoniumgitter 7 wurde für einen theoretischen Vergleich des Voidverhaltens ausgesucht. Dabei wurden für neun verschiedene mittlere Moderatorordichten von $1,0 \text{ g/cm}^3$ bis zum totalen Void k_{∞} und k_{eff} (kritisches Buckling) berechnet. Die Tabellen 4.13 und 4.14 zeigen die Ergebnisse, die Verläufe der Multiplikationsfaktoren sind Fig. 4.3 bzw. Fig. 4.4 zu entnehmen.

FASER-Werte zum Voidverhalten liegen nicht vor, da dieses Programm niedrige Moderatorordichten nicht zu behandeln vermag. Sowohl für k_{eff} als auch für k_{∞} sind die

Kurven der drei verwendeten Programme WIMS, GRUCAH und SPEKTRA sehr ähnlich. Dabei streuen jedoch die Ergebnisse bei mittleren Moderatorichten stärker als an den Eckpunkten. Der gesamte Voideffekt ($\delta k = k(\rho' = 0,0) - k(\rho = 1,0)$) wird für das unendliche Gitter mit - 0,755 bis -0,774, für k_{eff} mit - 0,794 bis -0,822 berechnet. Auch das Programm MAKAB, mit dem allein die beiden Eckwerte berechnet wurden, liefert mit $\delta k_{\text{eff,Void}} = - 0,80$ ein Ergebnis innerhalb dieser Schwankungsbreite. Für eine Berechnung des Voidverhaltens, in der im Verlaufe des simulierten Kühlmittelverlustes mit sehr verschiedenen Neutronenspektren gerechnet wird, wurden diese relativ kleinen Differenzen als zufriedenstellend beurteilt.

4.3 Zusammenfassende Bewertung der Experimentalnachrechnungen

Zu den in Kap. 4.1 und 4.2 zusammenfassend vorgestellten Rechenergebnissen kann gesagt werden, daß mit allen beteiligten Programmen (im Fall MAKAB nach Modifikation) die Benchmark-Experimente zufriedenstellend nachgerechnet werden können. Insbesondere beim effektiven Multiplikationsfaktor der Gesamcores, dem relevantesten Ergebnis, wurde von allen Cores eine gute Übereinstimmung mit dem Großteil der Experimente erzielt. Bestehende Differenzen zwischen den Programmen liegen überwiegend in einer noch zu akzeptierenden Größenordnung. Allein die Rechenergebnisse der für die Urancores gemessenen ICR- und δ -Werte sind im Vergleich zum Experiment relativ unbefriedigend. Dabei ist jedoch auffällig, daß die Differenzen zwischen verschiedenen Programmen meist kleiner sind als der Unterschied zum experimentellen Wert. Eine Beurteilung, welches der beteiligten Programme am besten für die Nachrechnung derartiger Cores geeignet ist, kann aus diesem Vergleich nicht erfolgen und war auch nicht Sinn dieser Untersuchung.

Der eigentliche Anlaß für diesen Benchmarkvergleich war vielmehr die Überprüfung, ob mit den zur Verfügung stehenden Rechenverfahren Design-Rechnungen für einen hochkonvertierenden, sogenannten fortgeschrittenen Druckwasserreaktor (FDWR) möglich sind. Wie in Kap. 2.3 bereits ausgeführt (vergl. Tab. 2.4), wird durch die Experimente jedoch stets nur ein Teil der vorläufig festgelegten FDWR-Parameter abgedeckt, so daß aus den Experimentnachrechnungen nicht auf die allgemeine Hochkonvertierbarkeit der Codes geschlossen werden kann. Aus diesem Grund wurde die Benchmarkuntersuchung um zwei zusätzliche, theoretische Vergleichsfälle erweitert. Dabei handelt es sich um eine von der TUBS-Gruppe vorgeschlagene Brennstabzelle eines homogenen FDWR-Entwurfs /6/ und die Nachrechnung zweier homogenisierter Corezonen eines internationalen LMFB-R-Benchmarks /20/. Für beide Rechenfälle wurde auch die Untersuchung des Voidverhaltens vereinbart.

5. ERGEBNISSE DER THEORETISCHEN VERGLEICHSCHEUNGEN

5.1 FDWR-Benchmark

Bei diesem Vergleichsfall handelt es sich um eine Brennstabzelle eines homogen aufgebauten fortgeschrittenen Druckwasserreaktors bei Betriebstemperatur. Die Gitterparameter dieses Entwurfs (/6/) stimmen mit den in Tab. 2.4 aufgeführten Werten überein. Die Eingangsdaten für die Zellrechnung sind in Tab. 5.1 zusammengestellt. Der gegenüber Tab. 2.4 etwas höhere Wert von V_M/V_{BS} beruht darauf, daß Sekundärwasser aus steuerstabfreien Führungsrohren und Beladespalten anteilig auf den einzelnen Brennstab bezogen wird. Es wurden Voidrechnungen für das unendliche Gitter sowie für ein endliches Einzonencore (fundamental mode) durchgeführt. In den fundamental mode-Rechnungen wurde ein konstantes Buckling von $3,44 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$ (geometrisches Buckling) verwendet, was insbesondere für das Voiden eine gewisse Vereinfachung darstellt. Doch bietet diese Vorgehensweise die Möglichkeit, neben den spektralen Effekten des unendlichen Gitters auch die Berechnung der Leckage in verschiedenen Programmen miteinander zu vergleichen.

Tab. 5.2 zeigt die Multiplikationsfaktoren (k_∞ und k_{eff} (fund.mode)) für die Moderatorbetriebsdichte von $0,7 \text{ g/cm}^3$, den totalen Void und einen mittleren Wert von $0,35 \text{ g/cm}^3$. Während am Betriebspunkt noch eine relativ gute Übereinstimmung zwischen den Programmen WIMS, GRUCAH und SPEKTRA vorhanden ist ($\Delta k_{\text{max}} = 0,0138$), divergieren die Ergebnisse bei verminderter Moderatorordichte erheblich. So resultiert aus den WIMS- und GRUCAH-Werten ein positiver Voidkoeffizient sowohl für das unendliche Gitter als auch für k_{eff} , wogegen SPEKTRA für den endlichen Reaktor einen deutlich negativen Reaktivitätseffekt zeigt. Zur detaillierteren Ermittlung der Abhängigkeit der Multiplikationsfaktoren von der Moderatorordichte wurden weitere Zwischenwerte berechnet. Die Fig. 5.1 und 5.2 zeigen die Voidkurven auf der Basis von jeweils 9 Wasserdichten ($\rho_M \text{ g/cm}^3$: 0,7; 0,5; 0,35; 0,2; 0,15; 0,1; 0,05; 0,01; 0). Neben den großen Differenzen in den Rechenergebnissen wird durch diese Kurven weiterhin gezeigt, daß die Änderung des Multiplikationsfaktors mit der Moderatorordichte keine monotone Funktion ist. Die Verläufe aller drei Programme weisen Minima bzw. Maxima und/oder Wendepunkte auf. Dies verdeutlicht, daß die Voidreaktivität eines solchen Brennstabgitters eine sehr komplexe Funktion ist, in der sich die Änderung des Multiplikationsfaktors als Summe vieler verschiedener, teilweise gegenläufiger Effekte ergibt.

Die Richtung, in die diese nicht näher spezifizierten spektralen Effekte den Multiplikationsfaktor beeinflussen, scheint dabei von den Programmen GRUCAH und SPEKTRA zumindest ähnlich berechnet zu werden. Die k_{∞} -Verläufe der Fig. 5.1 zugrunde legend erkennt man, daß beide Programme einen steilen Anstieg von k_{∞} in der Nähe des totalen Voids liefern, dem ein Minimalwert im Falle SPEKTRA und ein nur flacher Anstieg im Programm GRUCAH vorangeht. WIMS weist dagegen ein Maximum bei $\rho_M = 0,1 \text{ g/cm}^3$ und einen negativen Gradienten nahe dem moderatorfreien Gitter auf.

Die in den FDWR-Voidrechnungen aufgetretenen Differenzen zwischen den beteiligten Programmen sind beträchtlich. Es wurde vereinbart, dem FDWR-Benchmark bei einer Gegenüberstellung der mikroskopischen Kerndaten (unendlich verdünnt sowie abgeschirmt) und in der Untersuchung der Sensitivität gegenüber Kerndatenänderungen höchste Priorität einzuräumen.

5.2 LMFBR-Benchmark

Auf Vorschlag der INR-Gruppe wurde die Berechnung von Multiplikationsfaktoren (k_{∞}) für die beiden Corezonen des NEACRP/IAEA-Benchmark-LMFBR /20/ vereinbart. Dabei wurden beide Zonen sowohl mit als auch ohne Natrium untersucht. Dieser Vergleichsfall stellt bezüglich des Neutronenspektrums und der Spaltstoffkonzentration neben den in Kap. 4 untersuchten, teilweise sehr weiten Gittern den zweiten Eckpunkt innerhalb dieses Benchmarks dar. Die Eingabedaten - in der Form homogenisierter Teilchendichten - sind in Tab. 5.3 aufgeführt. An diesem Vergleich waren nur die Programme GRUCAH und SPEKTRA beteiligt. In letzterem mußten die Isotope Mangan und Molybdän vernachlässigt werden, da entsprechende Kerndaten nicht vorhanden sind.

Tab. 5.4 zeigt die Ergebnisse. Die Multiplikationsfaktoren k_{∞} des Programmes SPEKTRA liegen für alle vier Rechenfälle unter den entsprechenden GRUCAH-Werten. Die Absolutwerte dieser Differenz sind dabei für die Fälle A und B sowie C und D jeweils nahezu gleich. Für das positive Δk_{∞} infolge Natriumvoid wird eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Codes erzielt ($\Delta k_{\infty}^{AB} = 0,0506$ bzw. $0,0522$; $\Delta k_{\infty}^{CD} = 0,0597$ bzw. $0,0616$). Im Gegensatz zum FDWR-Benchmark werden die Differenzen zwischen beiden Programmen mit zunehmendem Voidanteil nicht verstärkt, doch ist ein solcher Vergleich von Natrium- und Wasserverlust auch nicht zulässig.

Die durch den Natriumvoid auftretende Härtung des ohnehin schnellen Neutronenspektrums kann näherungsweise allenfalls der letzten Phase eines Leichtwasservoids gegenübergestellt werden. Wie in Kap. 5.1 erwähnt, ist beim FDWR-Benchmark in der Umgebung des moderatorfreien Gitters eine gewisse Ähnlichkeit der GRUCAH- und SPEKTRA-Kurven von k_{∞} festzustellen, so daß die Ergebnisse dieser beiden Voiduntersuchungen einander nicht widersprechen.

Die Abweichungen in den Ergebnissen beider Programme von 0,040 bis 0,045 sind auch in dieser Größe nicht ungewöhnlich. So wurde das k_{∞} des inneren Cores (Rechenfall A) bei dem internationalen Benchmark /20/ von 16 verschiedenen Programmen und/oder Datenbasen mit Werten zwischen 1,087 und 1,152 bei einem arithmetischen Mittelwert von 1,124 berechnet. Dabei liegen die Ergebnisse der sechs an Schnellbrütterspektren angepaßten Datensätze, zu denen auch der KFKINR-Satz gehört, bei einem mittleren k_{∞} von 1,144 relativ dicht beieinander. Unter den zehn nicht angepaßten Datenbibliotheken waren vier auf ENDF/B IV basierende Sätze vertreten. Deren mittleres k_{∞} für diesen Rechenfall von 1,119 entspricht in etwa dem SPEKTRA-Ergebnis.

5.3 Zusammenfassende Bewertung der theoretischen Vergleichsrechnungen

Konnte bei der Bewertung der Nachrechnung von kritischen Experimenten noch von einer zufriedenstellenden Übereinstimmung sowohl zwischen den Programmen als auch mit dem Experiment gesprochen werden, so sind die in Kap. 5 aufgetretenen Differenzen von einer nicht mehr zu vernachlässigenden Größenordnung. Dies gilt insbesondere für die Voidrechnung des FDWR-Benchmarks. Den SPEKTRA-Ergebnissen folgend, begrenzt die Voidreaktivität zwar die maximal mögliche Anreicherung, für die hier untersuchten 7,5 % Pu_{fis} würde der Kühlmittelverluststörfall jedoch sicherheitstechnisch beherrschbar sein ($\Delta k_{\infty}^{\text{Void}} = k_{\infty}(\rho = 0) - k_{\infty}(\rho = 0,7) \approx 0$). Dagegen lassen die Voidergebnisse von WIMS und GRUCAH ($\Delta k_{\infty}^{\text{Void}} \approx + 0,05$) die Realisierbarkeit eines homogen aufgebauten FDWR-Cores (vergl. Kap. 2.3) mit den hier verwendeten Brennstoffparametern fraglich erscheinen. Auch bei der Berechnung von Multiplikationsfaktoren k_{∞} für die beiden LMFBR-Corezonen traten Differenzen zwischen den SPEKTRA- und GRUCAH-Ergebnissen auf. Diese Abweichungen sind trotz des höheren Spaltstoffgehaltes im LMFBR jedoch niedriger als in der gevoideten FDWR-Zelle.

Im Rahmen dieser Benchmark-Untersuchungen wurde nun versucht, durch einen Vergleich der Wirkungsquerschnitte sowie durch die Untersuchung der Sensitivität der Codes bez. Querschnittsveränderungen, Ursachen für die in 5.1 u. 5.2 beobachteten Differenzen zu finden.

6. KERNDATENVERGLEICH

Der Vergleich der von den beteiligten Programmen verwendeten Kerndaten, d.h. Wirkungsquerschnitte und ν -Werte (Neutronenausbeute pro Spaltung), beschränkt sich auf die im folgenden aufgeführten Brennstoffisotope :

U 235 , U 238, Pu 239 , Pu 240 ,
Pu 241 , Pu 242 .

Für einen Teil der Wirkungsquerschnitte, nämlich σ_c und σ_f (beide für unendliche Verdünnung), werden vier unterschiedliche Datensätze verglichen. Dies sind die WIMS-Bibliothek, der KFKINR-Datensatz, der sowohl vom Programm GRUCAH als auch vom KWU-Code MAKAB verwendet wird, die SPEKTRA-Bibliothek und ein neuer KfK-Datensatz namens NUCO 2000. Letzterer wurde zwar im Verlauf dieses Benchmarks nicht verwendet, ist aber als eine neue Karlsruher Bibliothek in diesen Vergleich einbezogen worden. Die FASER-Querschnitte sind nicht aufgeführt. Die weitergehenden Datenvergleiche wurden nur zwischen dem TUBS- und dem KFKINR-Satz durchgeführt. Bei dieser Gegenüberstellung handelt es sich um die ν -Werte und die inelastischen Streuquerschnitte σ_{inel} für die sechs Brennstoffisotope sowie um die inelastischen Übergangsquerschnitte (inclusive n2n-Reaktion) $\sigma_{i \rightarrow j}^{inel, n2n}$ von einer Energiegruppe i in eine Gruppe j für das U 238.

Ferner wurden die abgeschirmten, mikroskopischen Einfangs- und Spaltquerschnitte für den FDWR-Benchmark bei normaler Moderatorichte von $0,7 \text{ g/cm}^3$ für die Programme GRUCAH und SPEKTRA verglichen.

Zu den folgenden Abbildungen sind einige allgemeine Vorbemerkungen erforderlich (siehe hierzu den Einfangsquerschnitt des U 235 (Fig. 6.1)). Die teilweise sehr unterschiedliche Energiegruppenstruktur der vier Datensätze erlaubt eine nur visuelle und damit eher qualitative Beurteilung. Unterschiede in den Querschnitten werden allein dann im Text herausgestellt, wenn sie in der entsprechenden Figur auffällig sind, d.h. wenn die Abweichung mehr als 100 % ausmacht. Die Querschnitte unterhalb von 0,215 eV werden nicht berücksichtigt. Die beiden Schnellbrüterbibliotheken KFKINR und NUCO 2000 überdecken nämlich mit einer einzigen Energiegruppe das Intervall von 0,001 eV bis 0,215 eV während dies in dem TUBS-Datensatz durch 7 und in WIMS durch 16 Gruppen geschieht. Diesen Vorbemerkungen folgend, ist für das Beispiel der Fig. 6.1 allein der verschwindende WIMS-Querschnitt im MeV-Bereich auffällig. Eine Beurteilung, inwieweit die Querschnitte in der Umgebung von 1 eV übereinstimmen, ist dagegen durch die sehr feine WIMS-Struktur in diesem Energiebereich visuell nicht möglich.

In den Fig. 6.1 bis 6.12 sind die Einfang- und Spaltquerschnitte (in unendlicher Verdünnung) für die sechs Brennstoffisotope aufgetragen. Bemerkenswert gemäß obiger Definition sind neben den bereits erwähnten σ_c für WIMS (Fig.6.1) die folgenden Punkte :

- $\sigma_{c,U238}$: WIMS um 10 eV wesentlich niedriger als übrige Daten (Fig. 6.3)
- $\sigma_{f,U238}$: relativ breite Streuung bei 1 MeV auf einem jedoch ohnehin niedrigem Niveau (Fig. 6.4)
- $\sigma_{c,Pu239}$: breite Streuung im MeV-Bereich (Fig. 6.5)
- $\sigma_{c,Pu240}$: sehr niedrige WIMS-Querschnitte zwischen 10 eV und 1 KeV ; relativ breite Streuung bei der Beschreibung der 1 eV Resonanz zwischen TUBS, KFKINR und NUCO 2000 (Fig. 6.7)
- $\sigma_{f,Pu240}$: schlechte Übereinstimmung zwischen 10 eV und 10 keV (Fig. 6.8)
- $\sigma_{c,Pu241}$: TUBS im MeV-Bereich um eine Zehnerpotenz zu hoch (Fig.6.9)
- $\sigma_{c,Pu242}$: Keine WIMS-Querschnitte oberhalb 100 eV (Fig. 6.11)
- $\sigma_{f,Pu242}$: Keine WIMS-Querschnitte vorhanden ; Daten der übrigen Bibliotheken unterhalb von 100 keV gänzlich verschieden (Fig.6.12)

Die meisten Differenzen treten hiernach in dem oberen keV sowie im MeV-Bereich auf. Betreffen diese Abweichungen den Einfangsquerschnitt, der in diesen Energieintervall ohnehin nur kleine Werte einnimmt, so können daraus kaum Rückschlüsse auf die Voidrechnungen gezogen werden. Sind dagegen größere Differenzen in den schnellen Spaltquerschnitten vorhanden, so können diese durchaus ursächlich für die Diskrepanzen beim Void sein. In diesem Zusammenhang ist auf die oberhalb von 100 eV in der WIMS-Bibliothek fehlenden Querschnitte des Pu-242 hinzuweisen. Eine Diskussion der übrigen herausgestellten Abweichungen erfolgt nicht. Ihr Einfluß auf die Rechenergebnisse ist verglichen mit dem der hier nicht erwähnten kleineren Differenzen sicherlich gering.

Ein Vergleich der ν -Werte zwischen dem KFKINR- und dem TUBS-Datensatz ist in den Fig. 6.13 bis 6.18 zu sehen (unterschiedliche Ordinatenmaßstäbe!) . Für die Spaltisotope U 235, Pu 239 und Pu 241 stimmen die Werte gut überein (Abweichung ≤ 1 %). Dagegen sind Abweichungen bis zu 5 % für Pu 240 und Pu 242 festzustellen.

Die Fig. 6.19 bis 6.24 zeigen die unelastischen Streuquerschnitte der sechs Brennstoffisotope. Es ist dabei vorzuschicken, daß in der TUBS-Datei unter dem unelastischen Querschnitt, die Summe aus σ_{inel} und σ_{n2n} verstanden wird, während im KFKINR-Satz das σ_{n2n} gesondert geführt wird. Ein Vergleich der ersten Energiegruppe, in der die n2n-Reaktion hauptsächlich stattfindet, ist somit nicht möglich. Mit dieser Einschränkung wird eine recht gute Übereinstimmung für U 235, U 238 und Pu 239 erzielt. Die höheren Plutoniumisotope zeigen teilweise deutlich unterschiedliche Querschnitte. Besonders beim Pu 241 (Fig.6.23) sind oberhalb von 100 keV die TUBS-Werte deutlich höher.

Maßgeblich für die Neutronenbremsung durch inelastische Streuung bzw. n2n-Reaktionen ist jedoch nicht der entsprechende Gruppenwirkungsquerschnitt, sondern das Produkt aus diesem und einer inelastischen Übergangswahrscheinlichkeit. Die Fig. 6.25 bis 6.33 zeigen diese als Übergangsquerschnitt infolge inelastischer Streuung und n2n-Reaktion bezeichneten Werte für das U 238. In diesen Abbildungen ist im Gegensatz zu den vorangegebenen Figuren der n2n-Querschnitt des KFKINR-Datensatzes berücksichtigt. Streureaktionen innerhalb der jeweils betrachteten Energiegruppe i, $\sigma_{i \rightarrow j} = w_{i \rightarrow j}^{inel} (\sigma_{inel} + 2 \sigma_{n2n})$, sind in den Darstellungen nicht enthalten.

Die Gegenüberstellung der Übergangsquerschnitte läßt nun deutliche Unterschiede zwischen dem KFKINR-Datensatz und der TUBS-Bibliothek erkennen. Von wenigen Ausnahmen abgesehen, sind die TUBS-Werte größer als die entsprechenden KFKINR-Querschnitte. Da bei dem Vergleich der Gruppenquerschnitte (Fig. 6.20) eine gute Übereinstimmung vorhanden ist, liegen die Unterschiede somit primär in den Übergangswahrscheinlichkeiten.

In einem letzten Datenvergleich werden die abgeschirmten mikroskopischen Einfang- und Spaltquerschnitte für den FDWR-Benchmark bei normaler Moderatorichte gegenübergestellt (Fig. 6.34 bis 6.45). Es sind keine auffälligen Unterschiede zwischen den GRUCAH/KFKINR-Werten und den SPEKTRA-Querschnitten vorhanden, die über die in den Fig. 6.1 bis 6.12 beobachteten Differenzen in den unendlich verdünnten Querschnitten hinausgehen.

Die in diesem Kapitel durchgeführten Kerndatenvergleiche haben eine Vielzahl von Unterschieden in den Wirkungsquerschnitten aufgezeigt. Eine Beurteilung, inwieweit diese Differenzen für die Unstimmigkeiten bei der FDWR-Voidrechnung verantwortlich sind, ist allerdings kaum möglich. Eine Ausnahme bilden nur die fehlenden WIMS-Querschnitte des Pu 242 sowie die Unterschiede in den inelastischen Übergangsquerschnitten. Durch beides werden die entsprechenden Voidrechnungen nachhaltig beeinflusst.

7. SENSITIVITÄTSUNTERSUCHUNG

Im folgenden wird die Sensitivität der Ergebnisse von GRUCAH und SPEKTRA bezüglich Veränderungen in ihren Datenbibliotheken KFKINR und TUBS untersucht. Die Energiegruppenstruktur beider Programme ist der Tab. 7.1 zu entnehmen. Abgesehen von der geringfügig unterschiedlichen oberen Energiegrenze der Gruppe 1 (GRUCAH : 10,5 MeV ; SPEKTRA : 10,0 MeV) ist die Struktur bis zur Gruppe 25 identisch. Die niedrigeren Energien werden im modifizierten Schnellbrütercode GRUCAH durch eine einzige thermische Gruppe (26) beschrieben. Im Programm SPEKTRA werden dagegen zehn thermische Energiegruppen (26 bis 35) verwendet. In den TUBS Kerndaten sind jedoch der WIPRO-Datei /15/ entstammende Querschnitte für eine thermische Makrogruppe 26 vorrätig (siehe Tab. 7.1). Die für den Bereich oberhalb von 0,215 eV bestehende Identität in der Energiegruppenstruktur ermöglicht es, die Sensitivität der Ergebnisse hinsichtlich Kerndatenänderungen gezielt zu ermitteln. Dazu werden bestimmte Datenmengen der einen Bibliothek durch die entsprechenden Werte des anderen Datensatzes ersetzt und umgekehrt.

Die Untersuchung beschränkt sich auf die Brennstoffisotope U 235, U 238, Pu 239, Pu 240, Pu 241 sowie Pu 242. Im einzelnen handelt es sich um die folgenden Kerndaten der sechs Brennstoffisotope :

Einfangquerschnitt	$\sigma_{C,\infty}$
Spaltquerschnitt	$\sigma_{f,\infty}$
Spaltneutronenzahl	ν
inelastische Streumatrix	$\sigma_{i \rightarrow j}^{inel.,n2n}$

Die Resonanzabschirmfaktoren wurden nicht verändert. Die unterschiedliche thermische Gruppenstruktur bedingt, daß der Datenaustausch zwischen den Bibliotheken nicht ganz konsistent ist. So können Querschnitte des KFKINR-Satzes nur für die Energiegruppen 1 bis 25 in die TUBS-Datei eingebunden werden, die Wirkungsquerschnitte der zehn thermischen Gruppen bleiben unverändert. Der Ersatz von KFKINR-Werten durch TUBS-Daten ist dagegen vollständig, d.h. in allen 26 Gruppen, möglich.

Für diese Sensitivitätsuntersuchung wurden die Voidrechnungen der FDWR-Zelle sowie des Plutoniumcores 7 ausgewählt. Anhand des ersten kann ermittelt werden, inwieweit bestehende Differenzen in den Rechenergebnissen - insbesondere bei kleinen Moderatorichten - auf unterschiedliche Kerndaten zurückzuführen sind. Die Voidung des Cores 7 wurde untersucht, um festzustellen, ob eine relativ gute Übereinstimmung zwischen den Programmen durch Variation der Wirkungsquerschnitte verlorengelassen wird.

7.1 FDWR-Sensitivität

Die Fig. 7.1 und 7.2 zeigen die normierten Neutronenflußdichten ($\int \varphi_i = 1$) der Programme GRUCAH und SPEKTRA für den FDWR-Benchmark bei Normaldichte und totalem Void. Diese, den eigentlichen Sensitivitätsbetrachtungen vorausgeschickten Abbildungen zeigen, daß die unterschiedlichen Ergebnisse der Programme SPEKTRA und GRUCAH nicht allein durch die Differenzen in den Einfang- und Spaltquerschnitten verursacht werden, sondern auch spektral bedingt sind. Insbesondere bei hohen Neutronenenergien unterscheiden sich die Flußdichten z. T. beträchtlich, was hauptsächlich auf die unelastischen Übergangsquerschnitte (s.u.) zurückzuführen ist. Ferner ist diesen Histogrammen zu entnehmen, daß für eine Moderatorordichte von $0,7 \text{ g/cm}^3$ die Wirkungsquerschnitte bis zu den thermischen Energien von Bedeutung sind, während im gevoideten Gitter nur die Daten im keV- und MeV-Bereich maßgeblich sind.

Es wurden zwölf Sensitivitätsfälle für die FDWR-Zelle untersucht (s.Tab. 7.2.). Dabei wurden die in Tab. 7.2 spezifizierten Querschnitte entweder für alle hier betrachteten Brennstoffisotope (U 235 bis Pu 242 $\hat{=}$ U 235, U 238, Pu 239, Pu 240, Pu 241, Pu 242) oder ein spezielles Isotop (z.B. U 238) in der TUBS-Bibliothek durch KFKINR-Werte und im KFKINR-Satz durch TUBS-Werte ersetzt. Anschließend wurden mit den so modifizierten Datenbasen Programmläufe von SPEKTRA mit der geänderten TUBS-Datei sowie von GRUCAH mit der geänderten KFKINR-Datei durchgeführt. Die dabei berechneten Multiplikationsfaktoren werden im Folgenden als SPEKTRA-mod. (modifizierte Datenbasis) respektive GRUCAH-mod. bezeichnet.

Der Austausch von σ_c , σ_f und ν (Sensitivitätsfälle FDWR-1 bis FDWR-9) wurde, wie vorangehend beschrieben, in beiden Programmen durchgeführt. Die Sensitivitätsfälle 10 bis 12 (zusätzlicher Austausch von $\sigma_{i \rightarrow j}^{\text{inel.}, n2n}$) wurden dagegen nur mit dem Programm SPEKTRA und entsprechenden KFKINR-Daten gerechnet. Die Ergebnisse sind in den Fig. 7.3 bis 7.14 dargestellt (linke Seite : k_∞ als Funktion der Moderatorordichte; rechte Seite : k_{eff} (fundamental mode) als Funktion der Moderatorordichte). Die Abbildungen enthalten jeweils vier Kurven. Die durchgezogenen Linien stellen die Referenzergebnisse (k_∞^{ref}) beider Programme mit ihrer normalen Datenbasis dar, die gestrichelt gezeichneten Verläufe beschreiben die mit modifizierten Querschnitten berechneten Multiplikationsfaktoren (k_∞^{mod}). Die folgende stichwortartige Diskussion der 12 FDWR-Sensitivitätsfälle beschränkt sich auf den Verlauf von k_∞ .

FDWR-1 : σ_c, σ_f, ν U 235 bis Pu 242 Fig. 7.3
relativ gute Übereinstimmung der Referenzwerte bei Normaldichte von $0,7 \text{ g/cm}^3$ geht verloren; Absolutveränderung von k_∞ infolge des Datenaustausches ($k_\infty^{\text{mod}} - k_\infty^{\text{ref}}$) in beiden Programmen etwa gleich, jedoch mit unterschiedlichem Vorzeichen; dafür nahezu identische Gradienten bis $\rho = 0,15 \text{ g/cm}^3$ von SPEKTRA und GRUCAH-mod. bzw. GRUCAH und SPEKTRA-mod.; bei Dichten $< 0,15 \text{ g/cm}^3$ Annäherung der modifizierten Verläufe an die Referenzkurven; Differenz zwischen den modifizierten Ergebnissen bei $\rho = 0 \text{ g/cm}^3$ kleiner als im Referenzfall

FDWR-2 : σ_c U 235 bis Pu 242 Fig. 7.4
positives $\Delta k = k_\infty^{\text{mod}} - k_\infty^{\text{ref}}$ für SPEKTRA, negatives Δk für GRUCAH; Absolutwerte der Veränderung wiederum ähnlich; Einfluß der ausgetauschten Einfangquerschnitte im moderatorfreien Gitter sehr klein ($\Delta k = k_\infty^{\text{mod}} - k_\infty^{\text{ref}} \approx 0$)

FDWR-3 : σ_f U 235 bis Pu 242 Fig. 7.5
große Werte für Δk infolge Datenaustausch bei Normaldichte (+ 0,03 für GRUCAH bzw. - 0,03 für SPEKTRA); Kurvenverläufe von SPEKTRA-mod. und GRUCAH sowie GRUCAH-mod. und SPEKTRA im gesamten Dichteintervall sehr ähnlich, jedoch um einen Wert von ca. 0,04 parallel verschoben

FDWR-4 : ν U 235 bis Pu 242 Fig. 7.6
Datenaustausch bewirkt im wesentlichen eine Parallelverschiebung der Referenzkurven; $\Delta k = k_\infty^{\text{mod}} - k_\infty^{\text{ref}}$ positiv für SPEKTRA und negativ für GRUCAH; Differenz der modifizierten Ergebnisse bei $\rho = 0 \text{ g/cm}^3$ kleiner als im Referenzfall

FDWR-5 : σ_c, σ_f, ν U 238 Fig. 7.7
keine Veränderung bei Normaldichte, etwas bessere Übereinstimmung der beiden modifizierten Programme bei mittleren Dichten; größere Differenz im moderatorfreien Gitter

FDWR-6 : σ_c, σ_f, ν Pu 239 Fig. 7.8
modifizierte Kurven scheinbar durch Drehung um die Werte von $\rho = 0,15 \text{ g/cm}^3$ aus den Referenzverläufen entstanden; bessere Übereinstimmung am Voidpunkt

FDWR-7 : σ_c, σ_f, ν Pu 240 Fig. 7.9
geringe Veränderung bei $\rho = 0,7 \text{ g/cm}^3$; maximales Δk infolge Datenaustausch kleiner 0,01 ; bessere Übereinstimmung zwischen den modifizierten Programmen im moderatorfreien Gitter

FDWR-8 : σ_c, σ_f, ν Pu 241 Fig. 7.10
relativ großes $\Delta k = k_{\infty}^{\text{mod}} - k_{\infty}^{\text{ref}}$ bei normaler Moderatorichte (negativ für SPEKTRA, positiv für GRUCAH) ; Einfluß der ausgetauschten Daten nimmt mit sinkendem ρ ab ; im gevoideten Fall keine Differenz zwischen Referenzwerten und modifizierten Rechnungen

FDWR-9 : σ_c Pu 240 Fig. 7.11
Verlauf der modifizierten k_{∞} entspricht im wesentlichen dem Fall FDWR-7, in dem zusätzlich die Spaltquerschnitte und ν -Werte ersetzt wurden ; Einfluß des Datenaustausches von σ_f und ν des Pu 240 somit vernachlässigbar klein

FDWR-10 : $\sigma_{i \rightarrow j}^{(\text{inel}, n2n)}$ U 238 Fig. 7.12
alleiniger Austausch der inelastischen Matrix hat großen Einfluß auf die Multiplikationsfaktoren ; $\Delta k = k_{\infty}^{\text{mod}} - k_{\infty}^{\text{ref}}$ infolge Austausch + 0,01 ($\rho = 0,7 \text{ g/cm}^3$) bis + 0,03 ($\rho = 0 \text{ g/cm}^3$) ; für Moderatorichten unterhalb $0,2 \text{ g/cm}^3$ ähnlicher Verlauf von SPEKTRA-mod. und GRUCAH; für $\rho > 0,2 \text{ g/cm}^3$ dagegen Ähnlichkeit mit Referenzergebnis

FDWR-11 : σ_c, σ_f, ν U 235 bis Pu 242 Fig. 7.13
 $\sigma_{i \rightarrow j}^{(\text{inel}, n2n)}$ U 238
deutliche Ähnlichkeit zwischen der SPEKTRA-mod.-Kurve und dem GRUCAH-Ergebnis; Absolutabweichung zwischen diesen beiden Kurven nur noch - 0,01 bis - 0,015

FDWR-12 : σ_c, σ_f, ν U 235 bis Pu 242 Fig. 7.14
 $\sigma_{i \rightarrow j}^{(\text{inel}, n2n)}$ U 235 bis Pu 242
Berücksichtigung auch der übrigen inelastischen Matrizen ändert an den Kurven des FDWR-11 nur sehr wenig; in beiden Sensitivitätsfällen wird die GRUCAH-Kurve durch SPEKTRA-mod. nahezu reproduziert

Wie die Sensitivitätsfälle FDWR-11 und FDWR-12 zeigen, können durch einen vollständigen Austausch der Daten alle hier untersuchten Querschnitte und Isotope die Kurven der modifizierten SPEKTRA-Rechnung an das Referenzergebnis von GRUCAH-weitestgehend angenähert werden. Der Ersatz der Werte von σ_c , σ_f und ν für nur einzelne Isotope durch Daten der jeweils anderen Bibliothek zeigt dagegen sehr unterschiedliche Effekte. So unterscheiden sich die modifizierten Kurven beim U 238 (FDWR-5) nur wenig von den Referenzwerten, während für Pu 239 (FDWR-6) eine Annäherung der beiden modifizierten Verläufe am Voidpunkt mit einer schlechteren Übereinstimmung bei Normaldichte einhergeht. Für Pu 240 (FDWR-7) wird der Einfluß der ausgetauschten Daten erst bei niedrigen Moderatorordichten deutlich, während für Pu 241 (FDWR-8) die bei $\rho = 0,7 \text{ g/cm}^3$ vorhandene Differenz zwischen modifizierten Ergebnissen und Referenzwerten mit sinkender Dichte zu Null wird. Die relativ gute Übereinstimmung zwischen SPEKTRA-mod. und dem GRUCAH-Referenzverlauf in den Rechenfällen FDWR-11 und FDWR-12 ist also die Summe mehrerer sehr verschiedener Einzeleffekte.

Die zwölf hier vorgestellten Sensitivitätsergebnisse für den FDWR-Void zusammenfassend, kann gesagt werden, daß die Differenzen zwischen den Programmen GRUCAH und SPEKTRA weitestgehend durch die unterschiedlichen Querschnittsbibliotheken verursacht werden und methodische Unterschiede zwischen den Programmen somit keinen Einfluß haben. Die im FDWR-12 verbleibende Differenz zwischen dem modifizierten SPEKTRA-Ergebnis und der GRUCAH-Referenzkurve von $\approx 0,01$ kann im Vergleich zu den ursprünglichen Abweichungen als gering bezeichnet werden. Wie die Sensitivitätsfälle 1 bis 9, für die Ergebnisse beider Programme vorliegen, gezeigt haben, reagieren GRUCAH und SPEKTRA in nahezu gleicher Weise auf Kerndatenänderungen. Wird durch den Einbau einer bestimmten Datenmenge des KFKINRSatzes in die TUBS-Bibliothek ein größeres k als im Referenzfall erzielt, so liefert das Programm GRUCAH mit entsprechenden TUBS-Querschnitten ein um etwa den gleichen Betrag niedrigeres modifiziertes Ergebnis. Aus diesem Verhalten kann nun gefolgert werden, daß für den FDWR-12 auch GRUCAH-mod. die SPEKTRA-Kurve, wiederum mit einer gewissen Abweichung, berechnen würde.

Eine Zuordnung, welches Isotop mit welchem Querschnitt primär für die unterschiedliche Berechnung des Voidverhaltens verantwortlich ist, kann eindeutig nicht erfolgen. Einige detailliertere Schlüsse können dennoch gezogen werden.

Die unelastischen Streumatrizen, insbesondere die des U 238, bestimmen über das Neutronenspektrum (vergl. Fig. 7.2) den Verlauf des Multiplikationsfaktors bei sehr kleinen Moderatorichten. Die für diesen Querschnittstyp in Kap. 6 festgestellten Unterschiede zwischen dem KFKINR-Satz und der SPEKTRA-Bibliothek (Fig. 6.25 bis Fig. 6.33) sind ein wesentlicher Grund für die Voiddiskrepanzen. Der Gradient der Voidverläufe in der Umgebung der Normaldichte ergibt sich dagegen als die Summe mehrerer Einzeleffekte. Hervorzuheben ist in diesem Zusammenhang das Pu 241 (Fig. 7.10). Die durch den Austausch von σ_c , σ_f und ν des Pu 241 verursachte Verschiebung der Kurven ist im Verhältnis zur geringen Konzentration dieses Isotops (9,47% des Gesamtplutoniums) überdurchschnittlich ausgeprägt.

7.2 Pu-Core 7-Sensitivität

Tab. 7.3 zeigt die in sieben Sensitivitätsfällen zwischen den beiden Bibliotheken TUBS und KFKINR ausgetauschten Daten für die Voidrechnung des Plutoniumcores 7. Die Darstellung der Ergebnisse in einer der FDWR-Untersuchung entsprechenden Form ist aufgrund der starken Änderung der Multiplikationsfaktoren mit der Moderatorichte problematisch. Fig. 7.15 verdeutlicht dies für den Rechenfall PC7-1 (Austausch von σ_c , σ_f und ν für alle Isotope). Die darzustellenden Differenzen zwischen den Programmen entsprechen in etwa der möglichen Zeichengenauigkeit. Die Ergebnisse werden deshalb anhand von drei exemplarischen Sensitivitätsfällen (PC7-1, PC7-6 und PC-7) in einer anderen Auftragung diskutiert (s. Fig. 7.16). Als Funktion der Moderatorichte ist hier die lineare Differenz zwischen den Ergebnissen beider Programme dargestellt. Die bis auf das Vorzeichen identischen durchgezogenen Graphen stellen die Differenz der ursprünglichen Ergebnisse dar (obere Kurve : $k_{\infty,GRUCAH} - k_{\infty,SPEKTRA}$; untere Kurve $k_{\infty,SPEKTRA} - k_{\infty,GRUCAH}$). Die gestrichelt gezeichneten Graphen gelten für die Differenz des modifizierten Ergebnisses mit dem Referenzwert des anderen Programmes ($k_{\infty,GRUCA-mod.} - k_{\infty,SPEKTRA}$: obere gestrichelte Kurve).

PC7-1 : σ_c, σ_f, ν U 235 bis Pu 242 Fig. 7.16
Differenz von SPEKTRA-mod. und GRUCAH (untere gestrichelte Kurve) mit Ausnahme von $\rho = 0 \text{ g/cm}^3$ größer als im Referenzfall; dagegen zunächst geringere Differenz von GRUCAH-mod. und SPEKTRA (obere gestrichelte Kurve) ; größere Abweichungen auch hier zwischen $\rho = 0,5 \text{ g/cm}^3$ und $\rho = 0,05 \text{ g/cm}^3$; geringfügig bessere Übereinstimmung zwischen den modifizierten Ergebnissen am Voidpunkt; unterschiedliche $\Delta k = k_{\infty}^{mod} - k_{\infty}^{ref}$

Noch PC7-1 :

infolge Datenaustausch in GRUCAH-mod. und SPEKTRA-mod.

PC7-6 : σ_c, σ_f, ν

Pu 239

Fig. 7.17

nur geringe Veränderung der Graphen ; $\Delta k = k_{\infty}^{\text{mod}} - k_{\infty}^{\text{ref}}$ infolge des Datenaustausches bei Moderatorordichten $< 0,4 \text{ g/cm}^3$ in GRUCAH-mod. und SPEKTRA-mod. ähnlich, jedoch mit anderen Vorzeichen ; Effekt vom Voidpunkt gering

PC7-7 : σ_c, σ_f, ν

U 235 bis Pu 242

Fig. 7.18

$\sigma_{i \rightarrow j}^{\text{inel}, n2n}$

U 235 bis Pu 242

Differenz zwischen SPEKTRA-mod. und GRUCAH oberhalb von $0,15 \text{ g/cm}^3$ um etwa 1 % größer als im Referenzergebnis; mit sinkender Moderatorordichte deutliche Annäherung an die GRUCAH-Werte; im moderatorfreien Gitter Differenz zur Referenzkurve von GRUCAH ≈ 0 .

Der Datenaustausch im Plutoniumcore 7 ergab, verglichen mit den FDWR-Sensitivitätsrechnungen, eine zunächst weniger befriedigende Übereinstimmung der modifizierten Ergebnisse mit den Referenzwerten des jeweils anderen Programmes. Dabei stimmt die Richtung, in die der Multiplikationsfaktor durch Austausch bestimmter Daten verändert wird, mit der des FDWR-Falles überein. Durch Austausch aller im Rahmen dieser Untersuchung verwendeten Querschnitte ergab sich im Fall FDWR-12 für SPEKTRA ein Absinken von k bei Normaldichte und ein stärkerer Anstieg im moderatorfreien Gitter. Da die Referenzergebnisse der FDWR-Voidrechnung eine mit sinkender Moderatorordichte ansteigende Abweichung zeigen, konnte dort durch Austausch der Kerndaten eine gute Annäherung erzielt werden. Für den Fall des Plutoniumcores 7, in dem eine für alle Moderatorordichten ungefähr gleiche Differenz in den Referenzergebnissen vorhanden ist, führt ein entsprechender Austausch zu einer geringen Verschlechterung bei Normaldichte, aber einer Identität der Werte am Voidpunkt (PC7-7). Der Einfluß der inelastischen Streumatrizen bei kleinen Moderatorordichten wird also auch hier deutlich. Eine Diskussion des Einflusses der übrigen Querschnittstypen ist wiederum quantitativ nicht möglich. Qualitativ entsprechen die Veränderungen infolge des Datenaustausches denen der FDWR-Untersuchung, so daß hier auf die Vorstellung der Sensitivitätsfälle PC7-2 bis PC7-5 verzichtet werden kann.

8. ZUSAMMENFASSUNG UND BEWERTUNG

Die im vorangegangenen vorgestellten und diskutierten Ergebnisse dieser Benchmark-Untersuchung wurden im Zeitraum von Dezember 1979 bis September 1981 gewonnen. Die ursprüngliche Zielsetzung war die Nachrechnung von kritischen Experimenten mit einem kleinen Volumenverhältnis von Moderator zu Brennstoff, um daran die Eignung verschiedener Programme und Datensätze für die Berechnung hochkonvertierender fortgeschrittener Druckwasserreaktoren (FDWR) zu überprüfen. Die ausgewählten Experimente liegen hinsichtlich des Spaltstoffgehaltes und des Volumenverhältnisses V_M/V_{BS} jedoch allenfalls in der Nähe denkbarer FDWR-Parameter.

Im Verlaufe der Arbeit und nach Diskussion der ersten Ergebnisse wurde die Untersuchung daher um zwei theoretische Vergleichsrechnungen einschließlich der Ermittlung des Voidverhaltens erweitert. Die speziell in den theoretischen Benchmarkergebnissen aufgetretenen Unstimmigkeiten waren dann Anlaß für einen Vergleich der verschiedenen Kerndatensätze und eine Sensitivitätsuntersuchung. In diesem Bericht wurden Ergebnisse von insgesamt fünf Programmen vorgestellt. Die über die Experimentnachrechnungen hinausgehenden Untersuchungen wurden jedoch nur mit drei bzw. zwei Codes durchgeführt.

Bei der Berechnung von Multiplikationsfaktoren für die vier UO_2 -Cores sowie die acht kritischen PuO_2/UO_2 -Gitter wurde eine befriedigende Übereinstimmung sowohl zwischen den Programmen als auch mit dem Experiment festgestellt. Dagegen traten bei der Berechnung des Voidverhaltens einer theoretischen FDWR-Zelle beträchtliche Differenzen in den Ergebnissen der drei beteiligten Programme auf. Deutliche Unterschiede wurden auch in dem zweiten theoretischen Rechenfall, einem LMFBR-Benchmark, beobachtet. Die Gegenüberstellung von Kerndaten und die Untersuchung der Sensitivität der Ergebnisse zweier Programme bezüglich eines Austausches von Querschnitten ergab, daß die Unstimmigkeiten in den Voidergebnissen primär auf unterschiedliche Querschnittsbibliotheken zurückzuführen sind. Dabei konnte die inelastische Streumatrix des U 238 als eine wesentliche Ursache für diese Differenzen identifiziert werden. Nun bestimmt die inelastische Streuung eines voll gevoideten FDWR-Cores genau so wie bei einem gevoideten LMFBR-Core wesentlich das Neutronenspektrum und damit die Neutronenmultiplikation. Bei Leichtwasserreaktoren im Normalbetrieb ist im wesentlichen die elastische Streuung für die Degradation verantwortlich. Die Anpassung von Wirkungsquerschnittssätzen bei Schnellen Reaktoren erfolgte nun nicht nur im Hinblick auf die Neutronenmultiplikation, sondern meist auch

bei Beachtung von Reaktionsraten (einschl. der inelastischen Streuung an U-238), Dopplerkoeffizienten und Voidreaktivitäten für sehr viele schnelle kritische Anordnungen mit unterschiedlichen Neutronenspektren (von sehr harten Spektren wie bei JEZEBEL bis zu schnellen Anordnungen mit weichem Spektrum, wie es in dampfgekühlten schnellen Reaktoren auftritt).

Auf diese Weise kann man heute in den weitaus häufigsten Fällen mit angepaßten Gruppensätzen die Neutronenmultiplikation in schnellen Systemen auf besser als auf etwa 1 % berechnen (z.B. /21/22/). Die Voidreaktivitäten in LMFBRs können heute im Vergleich zum Experiment mit angepaßten Gruppensätzen mit einer Genauigkeit von etwa 25 % berechnet werden /23/. Dies ist auch mit Hilfe des KfK-INR-Satzes der Fall. Bei der Berechnung von Wassereintritt in schnelle gasgekühlte Reaktoren treten jedoch sowohl zwischen Rechnungen verschiedener Institutionen wie gegenüber dem Experiment noch größere Unsicherheiten auf /24/.

Die nachgewiesene Zuverlässigkeit der Berechnungen gilt also für den voll gevoideten Fall.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß mit allen hier vorgestellten Programmen integrale Größen, wie Multiplikationsfaktoren und Brutraten, auch in engen, jedoch wassergefüllten Stabanordnungen hinreichend genau beschrieben werden. Bei der Berechnung des Voidverhaltens von engen Plutoniumgittern wurden dagegen deutliche Unterschiede in den Ergebnissen der beteiligten Programme beobachtet. Dabei konnte gezeigt werden, daß die Voiddifferenzen im wesentlichen auf unterschiedlichen Kerndatensätzen beruhen und methodische Unterschiede zwischen den Programmen offensichtlich keinen Einfluß haben. Die Frage der Datensätze wird nach obiger Aussage nur für die Reaktivität im Fall des vollen Voids mit einer Präferenz für die in aufwendigem Verfahren angepaßten Gruppensätze für schnelle Reaktoren beantwortet (z.B. KfK-INR, Deutschland; FGL5, England; CARNAVAL IV, Frankreich).

Zur Absicherung des Reaktivitätsverlaufs in Abhängigkeit von der Dampfdichte sind Experimente notwendig, wobei verschiedene Abbrandzustände des Kerns ebenfalls simuliert werden müßten. Zur Zeit sind Experimente für einen simulierten FDWR-Kern im PROTEUS Reaktor des EIR-Würenlingen (Schweiz) im Gange und für SNEAK in Karlsruhe in der Planung.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ A.R. BOYNTON et al. High Conversion Critical Experiments
ANL 7203, Jan. 1967
- /2/ V.O. UOTINEN et al. Lattices of plutonium enriched rods in
light water - part I : Experimental results
Nucl. Techn., Vol. 15, p. 257, Aug. 1972
- /3/ E.G. TAYLOR SAXTON plutonium program critical experi-
ments for the SAXTON partial plutonium core
EURAEK-1943/WCAP-3385-4, Westinghouse Elec-
tric Corporation, 1965
- /4/ R.C. LIIKALA et al. Lattices of plutonium-enriched rods in
light water - part II : Theoretical analysis
of plutonium-fueled systems
Nucl. Techn., Vol. 15, p. 272, Aug. 1972
- /5/ C. BROEDERS et al. Unveröffentlicher Bericht
1981
- /6/ W. ZEGGEL et al. Thermohydraulische und konstruktive Rand-
bedingungen eines fortgeschrittenen Druck-
wasserreaktors (FDWR)
Jahrestagung Kerntechnik '81, Tagungsbe-
richt S. 601
- /7/ J.R.ASKEW, F.J.FAYERS A general description of the lattice Code
and P.B. KEMSELL WIMS
Journal of the British Nuclear Energy
Society 5, p. 564 (1966)
- /8/ J.S. STORY et al. Evaluation, Storage and processing of nuclear
data for reactor calculations
3rd Geneva Conference on the Peaceful Uses
of Atomic Energy, Vol. 2, p. 168 (1964)
- /9/ W. HÖBEL Numerical methods used in the two-dimensio-
nal neutron diffusion program DIXY
In: U.SCHUMANN, Fast Elliptic Solvers. Pro-
ceedings of the GAMM-Workshop on Fast Solu-
tion Methods for the Discretized Poisson
Equation, Karlsruhe (1977)
- /10/ E. KIEFHABER The KFKINR-Set of Group Constants; Nuclear
Data Basis and First Results of its Appli-
cation to the Recalculation of Fast Zero
Power Reactors, KfK-1572 (1972)
- /11/ L.P. ABAGJAN et al. Gruppenkonstanten schneller und intermediärer
Neutronen für die Berechnung von Kernreaktoren
Übersetzung aus dem Russischen, KfK-tr-144

- /12/ D. WOLL GRUCAL - Ein Programmsystem zur Berechnung makroskopischer Gruppenkonstanten KfK-2108 (1975)
- /13/ L.E. STRAWBRIDGE, R.F. BARRY Criticality Calculations for Uniform Water-Moderated Lattices Nuclear Science and Engineering, 23, 58 (1965)
- /14/ I. CARLVIK Dancoff correction in square and hexagonal lattices AE-257-Aktiebolaget Atomenergi, Stockholm (1966)
- /15/ Auszug aus der WIPRO-Datei, private Mitteilung
- /16/ D.I. GARBER et al. Neutron cross-sections, Vol. II BNL 325, third edition (1976)
- /17/ H.Jr. BOHL, E.M.GELBARD, G.H. RYAN MUFT-4, Fast Neutron Spectrum Code for the IBM-704, WAPD-TM-72 (1957)
- /18/ H.C. HONECK THERMOS-A, Thermalization Transport Theory Code for Reactor Lattice Calculations BNL-5826 (1961)
- /19/ A. SAUER Approximate Escape Probabilities Nucl.Sci. and Engin. 16, 329 (1963)
- /20/ L.G. LeSAGE et al. Proceedings of the NEACRP/IAEA Specialists Meeting on the International Comparison Calculation of a large Sodium-cooled Fast Breeder Reactor ANL-80-78, Argonne (1980)
- /21/ P.HAMMER Fast Reactor Physics at CEA: Present Status and Future Prospects, Proc. Conf. "1980 Advances in Reactor Physics and Shielding", Sun Valley, USA, 1980
- /22/ E. KIEFHABER Evaluation and Interpretation of Integral Experiments in Fast Criticals. Proc. Conf. "New Developments in Reactor Physics and Shielding", Kiamesha Lake, USA, 1972
- /23/ H. KÜSTERS, S.GANESAN Present Status of Sodium Void Reactivity in Conventional and Nonconventional Fast Reactor Core Designs, Proc. Conf. "Advances in Reactor Physics", Knoxville, USA, 1978
- /24/ E. KIEFHABER "An International Intercomparison of Results for the Reactivity Effect of Steam Ingress into the Core of a Gas-Cooled Fast Reactor", KfK-3143, 1981

TABELLEN

Core	Gitterabstand (mm)/Form	Brennstoff= durchmesser (mm)	Volumenanteile				V_M/V_{BS}	N_H/N_{U238}
			Brenn- stoff	Wasser	Hüllrohr	Void		
8	12.4/quadr.	9.35	0.446	0.429	0.102 (SS)	0.023	0.962	2.92
10	12.4/quadr.	9.35	0.446	0.428	0.099 (Al)	0.027	0.960	2.91
12*)	12.7/hex.	9.35	0.491	0.372	0.112 (SS)	0.025	0.758	2.29
19*)	11.27/hex	9.35	0.624	0.202	0.142 (SS)	0.032	0.324	0.98

*) Daten für zentrale Zone

Tab. 2.1 : Parameter der UO_2 - Gitter

Core	ICR	MCR	$(CR)_c^{28}$	$(CR)_f^{25}$	δ^{28}	ξ	kritische Größe
8	+	+	+	+	+	-	+
10	-	-	-	-	-	-	+
12	+	+	+	+	+	+	-
19	+	+	+	+	+	+	-

Tab. 2.2 : Experimentell bestimmte Größen der UO_2 -Cores

Core	Gitterabstand (mm) /Form	Brennstoff- durchmesser (mm)	Volumenanteile			PuO ₂ (%)	Pu240/Pu (%)	V _M /V _{BS}	N _H /N _{Pu}
			Brenn- stoff	Wasser	Hüllrohr				
1*)	13.21/quadr.	8.750	0.345	0.556	0.099	6.6	8	1.612	75
2*)	14.22/quadr.	8.750	0.297	0.617	0.086	6.6	8	2.077	97
3*)	18.67/quadr.	8.750	0.173	0.778	0.049	6.6	8	4.497	210
4	23.62/hex.	12.636	0.260	0.666	0.074	4.0	18	2.562	203
5	20.32/hex.	12.827	0.361	0.548	0.091	2.0	8	1.518	238
6	23.62/hex.	12.827	0.268	0.665	0.067	2.0	16	2.481	391
7	13.97/hex.	9.449	0.415	0.456	0.129	1.5	8	1.099	230
8	15.24/hex.	9.449	0.349	0.543	0.108	1.5	8	1.556	326

*) Void im Brennstoff verschmiert

Tab. 2.3 : Parameter der PuO₂/UO₂-Gitter

Coreparameter	heterogener FDWR		homogener FDWR	bestes UO ₂ -Gitter		bestes PuO ₂ /UO ₂ -Gitter	
	Seed	Blanket		Nr. : Wert	Nr. : Wert		
Stabdurchmesser d (mm)	6.88	10.20	9.50	19 : 10.57	1 : 9.93		
hex. Gitterteilung p (mm)	8.77	10.95	10.50	19 : 11.27	7 : 13.97		
p / d (-)	1.27	1.07	1.11	19 : 1.07	7 : 1.29		
V _{Mod.} /V _{Brennstoff} (-)	0.938	0.339	0.414	19 : 0.324	7 : 1.099		
Anreicherung Pu _{ges} (%)	20.3	7.9	11.2	- -	1 : 6.6		
Pu _{fis} (%)	13.6	5.3	7.5	- -	1 : 6.0		

Tab. 2.4 : Vergleich vorläufiger FDWR-Parameter mit Experimenten

Core	KfK		KWU		TUBS
	WIMS	GRUCAH	MAKAB	FASER	SPEKTRA
8	1.1988	1.1937	1.0637	1.1982	1.1930
10	1.3164	1.3249	1.1858	1.3256	1.3180
12	1.1565	1.1482	0.9758	1.1452	1.1469
19	0.9846	0.9541	0.7337	0.9400	0.9523

Tab. 4.1 : Multiplikationsfaktoren k_{∞} der UO_2 -Cores

Core	KfK		KWU	TUBS
	WIMS	GRUCAH	MAKAB	SPEKTRA
8	1.0081	0.9919	1.0348	0.9981
10	1.0055	0.9880	1.1508	1.0042
12	1.0058	0.9903	0.7125	1.0053
19	0.9988	0.9948	0.5381	0.9894

Tab. 4.2 : k_{eff} -Werte der UO_2 -Cores

Core	KfK		KWU		TUBS SPEKTRA	Experiment
	WIMS	GRUCAH	MAKAB	FASER		
8	0.545	-	0.711	0.547	0.550	0.500
10	0.514	-	0.638	0.503	0.520	-
12	0.621	-	0.833	0.641	0.632	0.581
19	0.966	-	1.368	1.099	1.030	0.913

Tab. 4.3 : Gitter - Werte für ICR (Initial Conversion Ratio)

Core	KfK		KWU		TUBS SPEKTRA	Experiment
	WIMS	GRUCAH	MAKAB	FASER		
8	0.0846	-	0.0878	0.0822	0.0806	0.1011
10	0.0831	-	0.0809	0.0770	0.0786	-
12	0.0995	-	0.1257	0.0982	0.0937	0.1160
19	0.1609	-	0.2164	0.1772	0.1527	0.1877

Tab. 4.4 : Gitter - Werte für δ (U8 FIS/U5 FIS)

Core	KfK		KWU	TUBS	Experiment
	WIMS	GRUCAH	MAKAB	SPEKTRA	
8	0.543	0.518	0.685	0.550	0.500
10	0.510	0.504	0.613	0.520	-
12	0.617	0.633	0.805	0.632	0.581
19	0.948	0.973	1.261	1.030	0.913

Tab. 4.5 : Core - Werte für ICR (Initial Conversion Ratio)

Core	KfK		KWU	TUBS	Experiment
	WIMS	GRUCAH	MAKAB	SPEKTRA	
8	0.0844	0.0664	0.0864	0.0806	0.1011
10	0.0827	0.0714	0.0801	0.0786	-
12	0.0985	0.0882	0.1351	0.0937	0.1160
19	0.1458	0.1493	0.2147	0.1527	0.1877

Tab. 4.6 : Core - Werte für δ (U8 FIS/U5 FIS)

Geometrie	Anzahl der Energiegruppen	Core 8	Core 10
R - Z	26	1.0081	1.0055
R - Z	2	1.0056	1.0017
R	26	1.0097	1.0096
R	2	1.0049	1.0016

Tab. 4.7 : Einfluß der Rechen~~dimensionen~~ und Energiegruppenzahl auf k_{eff} (WIMS)

Gitter	KFK		KWU		TUBS
	WIMS	GRUCAH	MAKAB	FASER	SPEKTRA
1	1.4042	1.4263	-	1.4035	1.4243
2	1.4549	1.4765	-	1.4530	1.4743
3	1.5409	1.5965	-	1.5347	1.5618
4	1.4106	1.4222	-	1.4086	1.4247
5	1.3579	1.3708	-	1.3617	1.3690
6	1.3459	1.3719	-	1.3483	1.3549
7	1.2150	1.2343	1.2347	1.2156	1.2183
8	1.2688	1.2820	-	1.2725	1.2775

Tab. 4.8 : Multiplikationsfaktoren k_{∞} der PuO_2/UO_2 -Cores

Gitter	KFK		TUBS
	WIMS	GRUCAH	SPEKTRA
1	1.0082	-	0.9920
2	1.0249	-	0.9991
3	1.0260	-	0.9713
4	1.0278	-	0.9933
5	0.9974	-	0.9705
6	1.0350	-	1.0000
7	1.0107	1.0007	0.9956
8	1.0121	-	0.9910

Tab. 4.9 : Gitter - K_{eff} (fundamental mode)

für PuO_2/UO_2 -Cores

Core	KfK		KWU MAKAB	TUBS SPEKTRA
	WIMS	GRUCAH		
1	1.0052	0.9936	-	1.0087
2	1.0135	0.9956	-	1.0059
3	1.0288	1.0224	-	0.9853
4	1.0174	0.9920	-	1.0045
5	1.0095	0.9839	-	0.9991
6	1.0205	1.0043	-	1.0007
7	1.0087	0.9994	1.0074	1.0031
8	1.0081	0.9860	-	0.9978

Tab. 4.10 : Core - K_{eff}

Core	KfK		KWU MAKAB	TUBS SPEKTRA
	WIMS	GRUCAH		
1	0.357	-	-	0.358
2	0.307	-	-	0.305
3	0.191	-	-	0.191
4	0.323	-	-	0.331
5	0.398	-	-	0.409
6	0.361	-	-	0.372
7	0.581	-	0.589	0.605
8	0.484	-	-	0.497

Tab. 4.11 : Brutrate (k_{eff} - Spektrum)

Core	KfK		KWU	TUBS
	WIMS	GRUCAH	FASER	SPEKTRA
1	0.353	-	0.346	0.350
2	0.300	-	0.294	0.297
3	0.187	-	0.182	0.184
4	0.319	-	0.315	0.322
5	0.390	-	0.381	0.395
6	0.356	-	0.347	0.362
7	0.573	-	0.567	0.591
8	0.476	-	0.466	0.484

Tab. 4.12 : Brutrate (k_{∞} - Spektrum)

Moderator- dichte (g/cm^3)	KfK		TUBS SPEKTRA
	WIMS	GRUCAH	
1.00	1.2150	1.2349	1.2183
0.80	1.1700	1.1862	1.1675
0.60	1.1016	1.1119	1.0907
0.40	0.9944	0.9926	0.9699
0.20	0.8124	0.7901	0.7679
0.10	-	0.6457	0.6215
0.05	-	0.5674	0.5386
0.01	-	0.4917	0.4659
0.00	0.4597	0.4661	0.4446

Tab. 4.13 : k_{∞} - Werte für Void des Gitters 7

Moderator- dichte (g/cm^3)	KfK		TUBS SPEKTRA
	WIMS	GRUCAH	
1.00	1.0107	1.0007	0.9956
0.80	0.9261	0.9082	0.9068
0.60	0.8074	0.7810	0.7851
0.40	0.6408	0.6055	0.6168
0.20	0.4112	0.3772	0.3944
0.10	0.2812	0.2643	0.2786
0.05	0.2251	0.2209	0.2316
0.01	0.1938	0.1978	0.2057
0.00	0.1890	0.1947	0.2018

Tab. 4.14 : k_{eff} - Werte (fundamental mode) für
Void des Gitters 7

Brennstoffdurchmesser	[mm]	8.70
Volumenanteile		
- Brennstoff	[%]	56.01
- Moderator	[%]	29.71
- Stahl	[%]	14.28
$V_{\text{Mod}}/V_{\text{Brennstoff}}$	-	0.53
Anreicherung Pu_{fis}		
Pu_{239} / Pu	[%]	7.50
Pu_{240} / Pu	[%]	57.81
Pu_{241} / Pu	[%]	26.57
Pu_{242} / Pu	[%]	9.47
U_{235} / U	[%]	6.15
U_{235} / U	[%]	0.20
Temperaturen		
- Brennstoff	[K]	1500
- Moderator	[K]	573

Tab. 5.1 : Spezifikation des FDWR - Benchmark

K	ρ_M [g/cm ³]	KEK		TUBS
		WIMS	GRUCAH	SPEKTRA
K_{∞}	0.70	1.0649	1.0520	1.0561
	0.35	1.0919	1.0633	1.0502
	0.00	1.1169	1.1020	1.0541
K_{eff}	0.70	1.0458	1.0320	1.0376
	0.35	1.0615	1.0332	1.0230
	0.00	1.0503	1.0390	1.0008

Tab. 5.2 : Multiplikationsfaktoren der FDWR-Voidrechnung

Isotop	innere Zone		äußere Zone	
	A	B	C	D
Na	9.6673	0.0000	9.6673	0.0000
O 16	17.3293	↑ entspricht A ↓	17.3299	↑ entspricht C ↓
Fe	11.2693		11.2693	
Ni	2.2435		2.2435	
Cr	3.2840		3.2840	
Mo	0.2339		0.2339	
Mn	0.2842		0.2842	
U 235	0.0155		0.0149	
U 238	7.6440	7.3256		
Pu 239	0.7704	0.9868		
Pu 240	0.2208	0.2828		
Pu 241	0.1165	0.1497		
Pu 242	0.0279	0.0358		

Tab. 5.3 : Homogenisierte Teilchendichten $\times 10^3$ [1/(cm barn)]
für vier Rechenfälle des LMFBR-Benchmark

Rechenfall	GRUCAH	SPEKTRA	Differenz
A	1.151211	1.111460	0.039751
B	1.201823	1.163701	0.038122
C	1.314560	1.268553	0.046007
D	1.374226	1.330017	0.044209

Tab. 5.4 : Multiplikationsfaktoren k_∞ für
LMFBR-Benchmark

Gruppe	E_u - GRUCAH [eV]	E_u - SPEKTRA [eV]	Bemerkung
1	6.50 E + 6	6.50 E + 6	↑ kompatibel*)
2	4.00 E + 6	4.00 E + 6	
3	2.50 E + 6	2.50 E + 6	
4	1.40 E + 6	1.40 E + 6	
5	8.00 E + 5	8.00 E + 5	
6	4.00 E + 5	4.00 E + 5	
7	2.00 E + 5	2.00 E + 5	
8	1.00 E + 5	1.00 E + 5	
9	4.65 E + 4	4.65 E + 4	
10	2.15 E + 4	2.15 E + 4	
11	1.00 E + 4	1.00 E + 4	
12	4.65 E + 3	4.65 E + 3	
13	2.15 E + 3	2.15 E + 3	
14	1.00 E + 3	1.00 E + 3	
15	4.65 E + 2	4.65 E + 2	↓ kompatibel
16	2.15 E + 2	2.15 E + 2	
17	1.00 E + 2	1.00 E + 2	
18	4.65 E + 1	4.65 E + 1	
19	2.15 E + 1	2.15 E + 1	
20	1.00 E + 1	1.00 E + 1	
21	4.65 E + 0	4.65 E + 0	
22	2.15 E + 0	2.15 E + 0	
23	1.00 E + 0	1.00 E + 0	
24	4.65 E - 1	4.65 E - 1	
25	2.15 E - 1	2.15 E - 1	
26	1.00 E - 3	1.00 E - 1 1.00 E - 3 **)	↓ bedingt kompatibel
27	-	4.65 E - 2 -	
28	-	2.15 E - 2 -	↑ nicht kompatibel
29	-	1.00 E - 2 -	
30	-	4.65 E - 3 -	
31	-	2.15 E - 3 -	
32	-	1.00 E - 3 -	
33	-	4.65 E - 4 -	
34	-	2.15 E - 4 -	
35	-	1.00 E - 4 -	

*) $E_0 = 1.05E7$ (GRUCAH) $E_0 = 1.00E7$ (SPEKTRA)

**) linke Spalte : SPEKTRA - Struktur

rechte Spalte : original WIPRO - Struktur / 15/

Tab. 7.1 : Energiegruppenstruktur von GRUCAH und SPEKTRA

Sensitivitätsfälle	ausgetauschte Daten				Isotope
	σ_c	σ_f	ν	$\sigma_{i \rightarrow j}^{inel}$	
FDWR-1	+	+	+	-	U 235 bis Pu 242 ^{**)}
FDWR-2	+	-	-	-	U 235 bis Pu 242
FDWR-3	-	+	-	-	U 235 bis Pu 242
FDWR-4	-	-	+	-	U 235 bis Pu 242
FDWR-5	+	+	+	-	U 238
FDWR-6	+	+	+	-	Pu 239
FDWR-7	+	+	+	-	Pu 240
FDWR-8	+	+	+	-	Pu 241
FDWR-9	+	-	-	-	Pu 240
FDWR-10 ^{*)}	-	-	-	+	U 238
FDWR-11 ^{*)}	+	+	+	+	U 235 bis Pu 242 ^{***)}
FDWR-12 ^{*)}	+	+	+	+	U 235 bis Pu 242

*) nur mit SPEKTRA gerechnet

***) U 235, U 238, Pu 239, Pu 240, Pu 241, Pu 242

***) $\sigma_{i \rightarrow j}^{inel}$ nur für U 238

Tab. 7.2 : Spezifikation der Sensivitätsfälle für die FDWR-Zelle

Sensitivitätsfall	ausgetauschte Daten				Isotope
	σ_c	σ_f	ν	$\sigma_{i \rightarrow j}^{inel}$	
PC7-1	+	+	+	-	U 235 bis Pu 242**)
PC7-2	+	-	-	-	U 235 bis Pu 242
PC7-3	-	+	-	-	U 235 bis Pu 242
PC7-4	-	-	+	-	U 235 bis Pu 242
PC7-5	+	+	+	-	U 238
PC7-6	+	+	+	-	Pu 239
PC7-7*)	+	+	+	+	U 235 bis Pu 242

*) nur mit SPEKTRA gerechnet

***) U 235, U 238, Pu 239, Pu 240, Pu 241, Pu 242

Tab. 7.3 : Spezifikation der Sensivitätsfälle für das Plutoniumgitter 7

ABBILDUNGEN

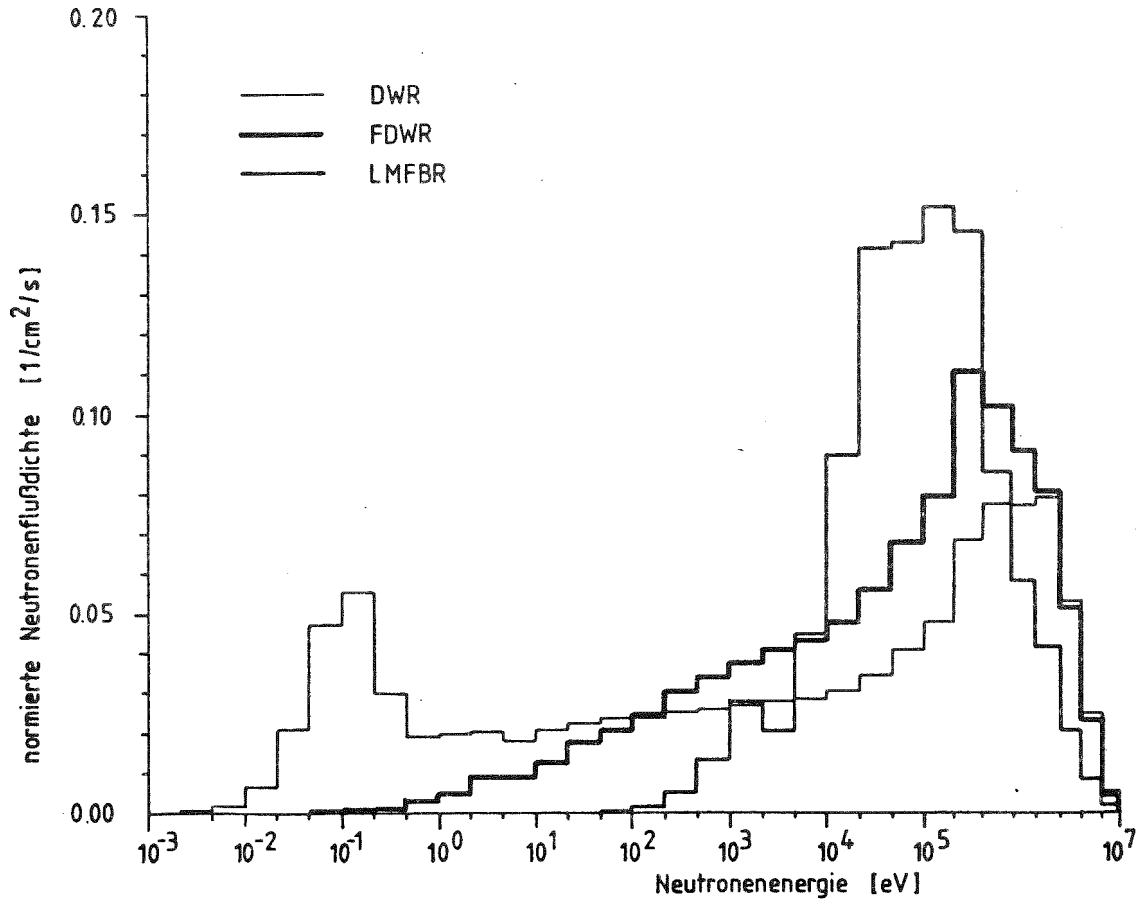


Fig.1.1: Normierte Gruppenneutronenflußdichten ($\sum_i \psi_i = 1$) für Druckwasserreaktor DWR, fortgeschrittenen Druckwasserreaktor FDWR und natriumgekühlten Schnellbrutreaktor LMFBR

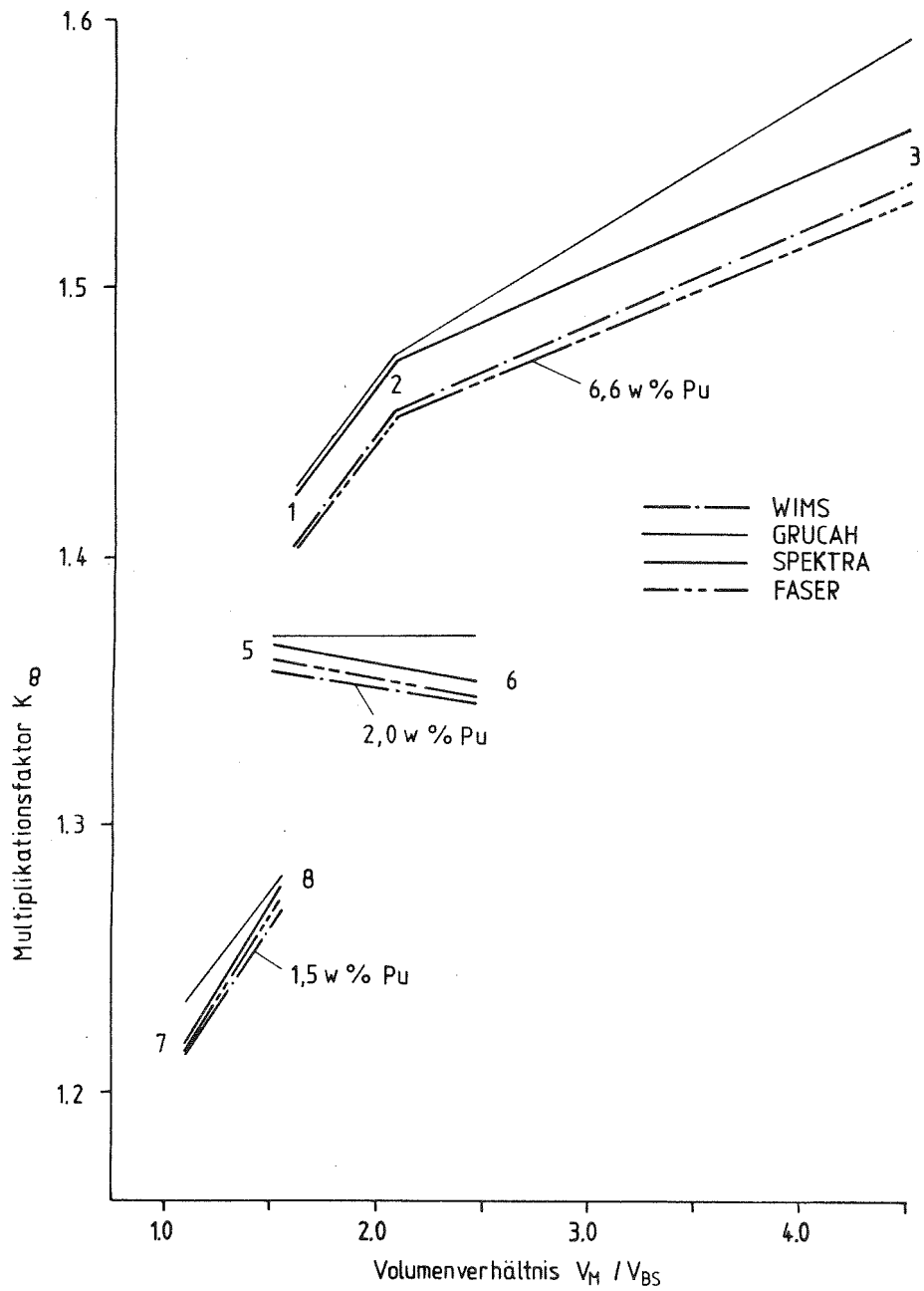


Fig. 4.1 : k_∞ -Werte der PuO_2/UO_2 -Gitter als Funktion des Volumenverhältnisses Moderator zu Brennstoff

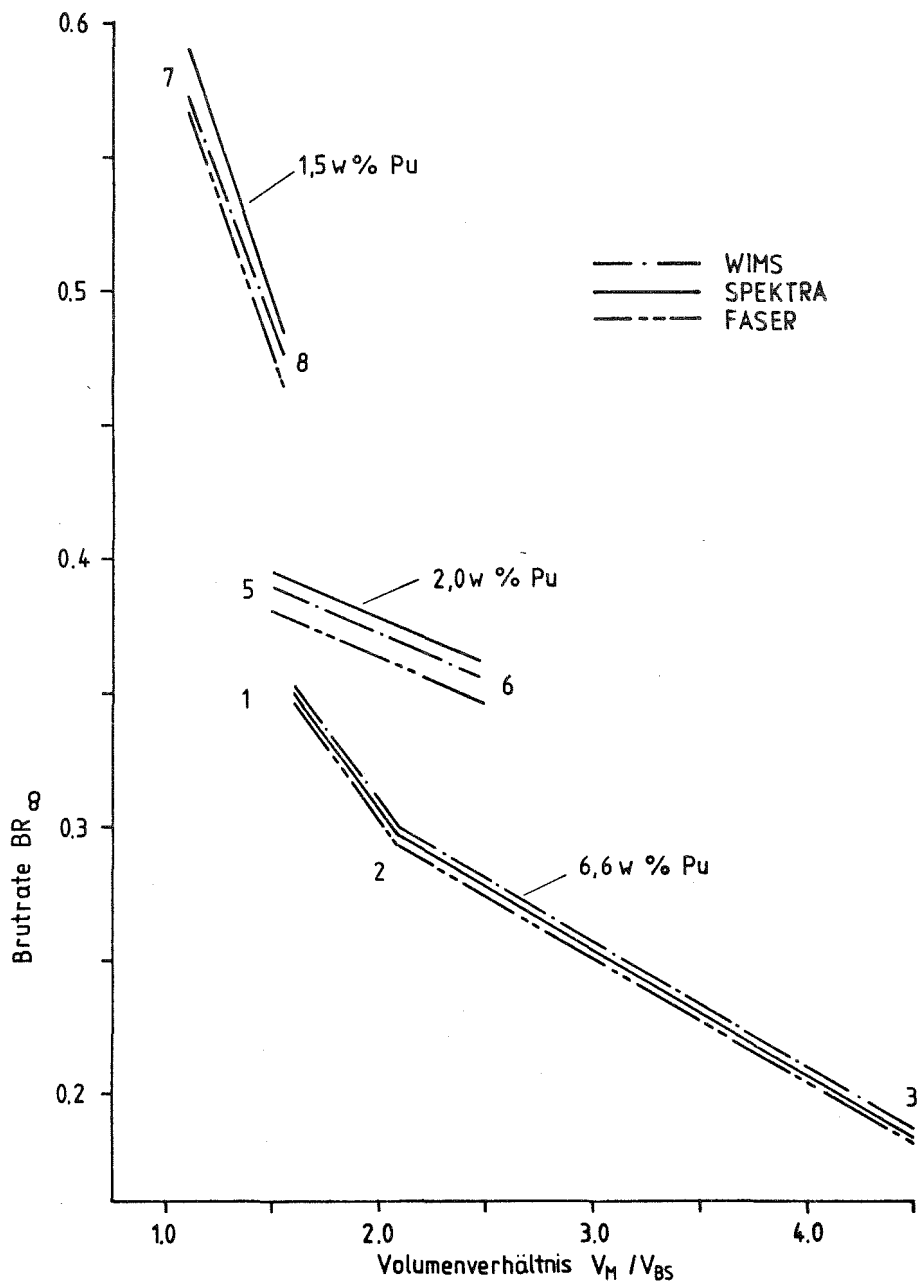


Fig. 4.2 : Brutrate (k_{∞} -Spektrum) der PuO_2/UO_2 - Gitter als Funktion des Volumenverhältnisses Moderator zu Brennstoff

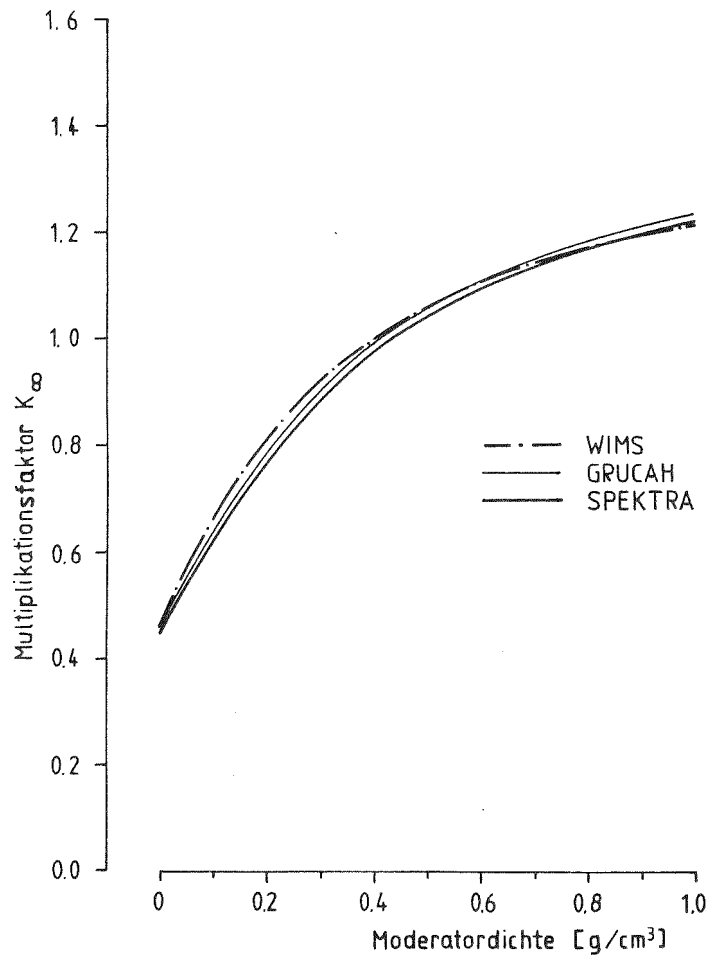


Fig. 4.3 : Voidung des Gitters 7 , k_{∞} - Werte

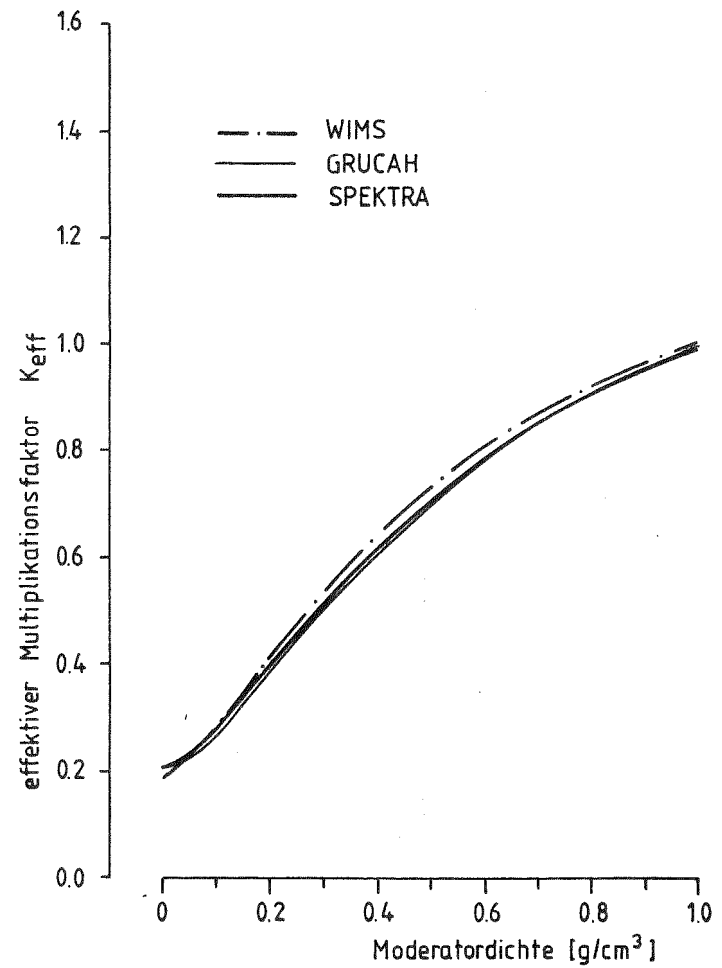


Fig. 4.4 : Voidung des Gitters 7 , k_{eff} - Werte

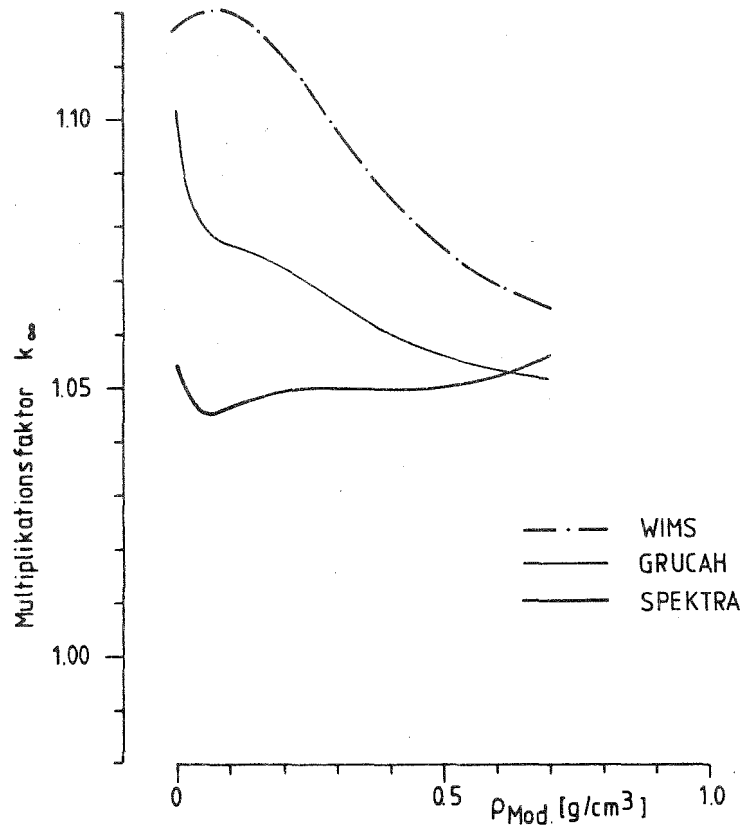


Fig. 5.1 : Voidung des FDWR , k_{∞} - Werte

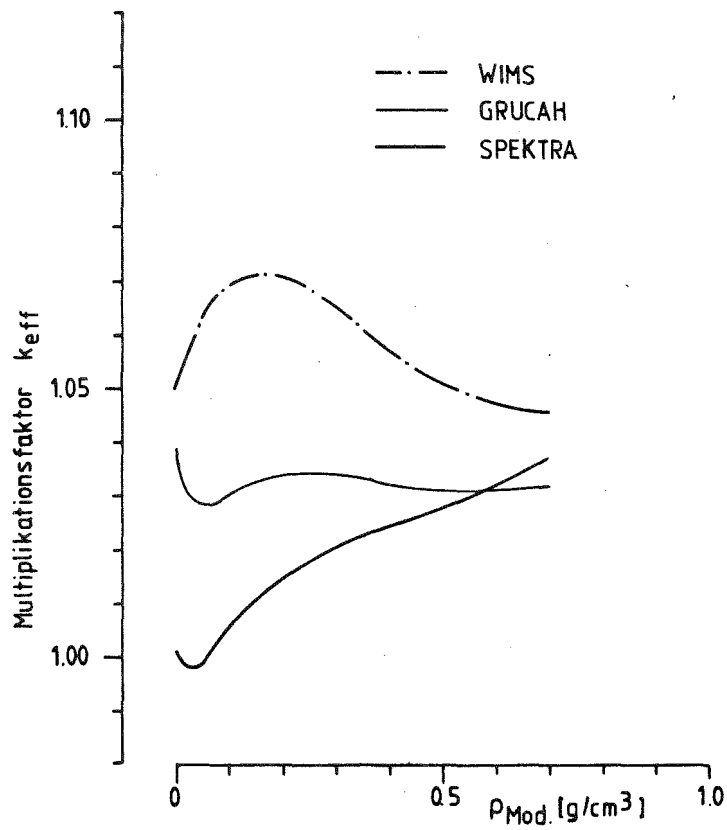


Fig. 5.2 : Voidung des FDWR , k_{eff} - Werte

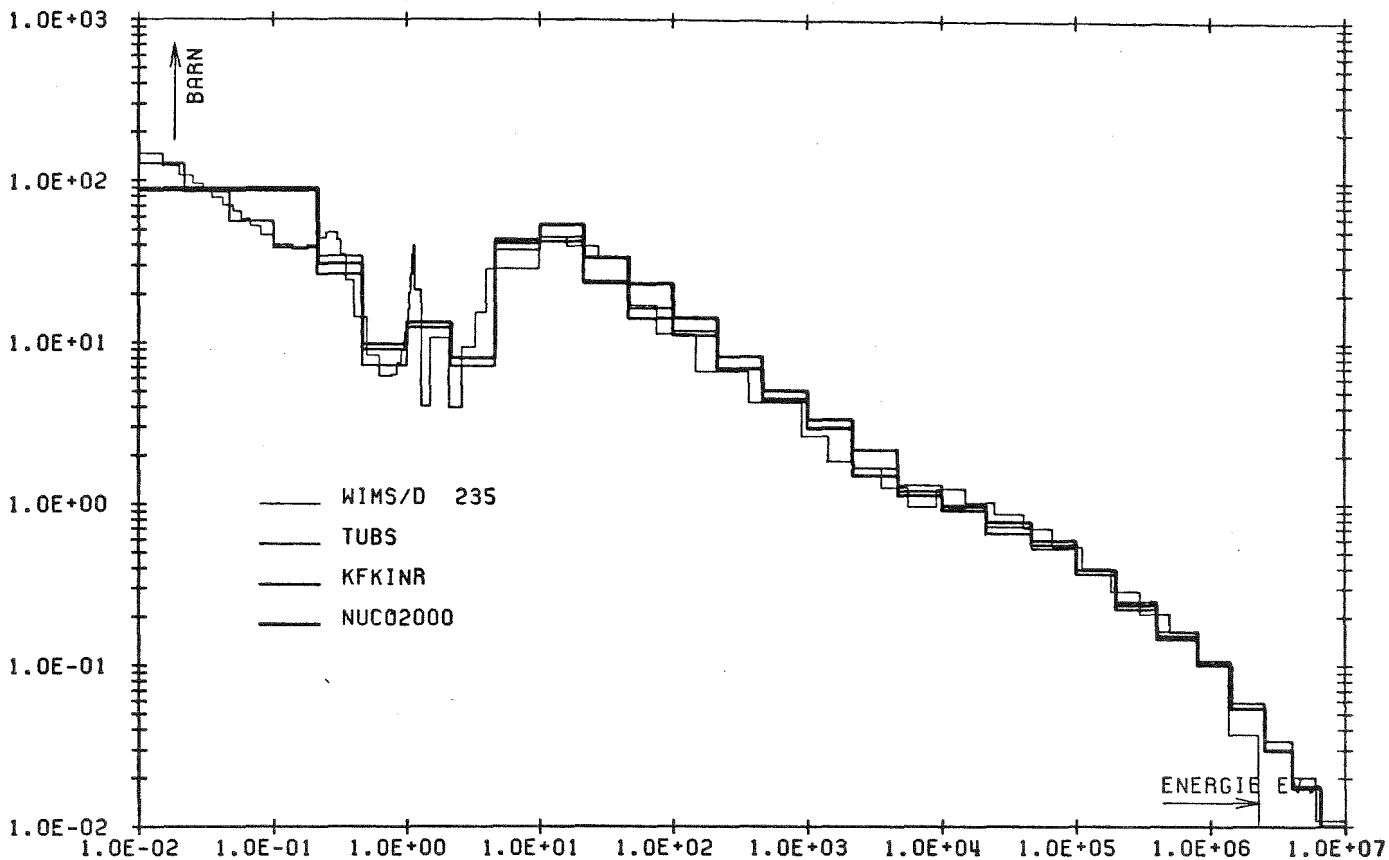


FIG. 6.1 DATA COMPARISON FOR U 235 CAPTURE

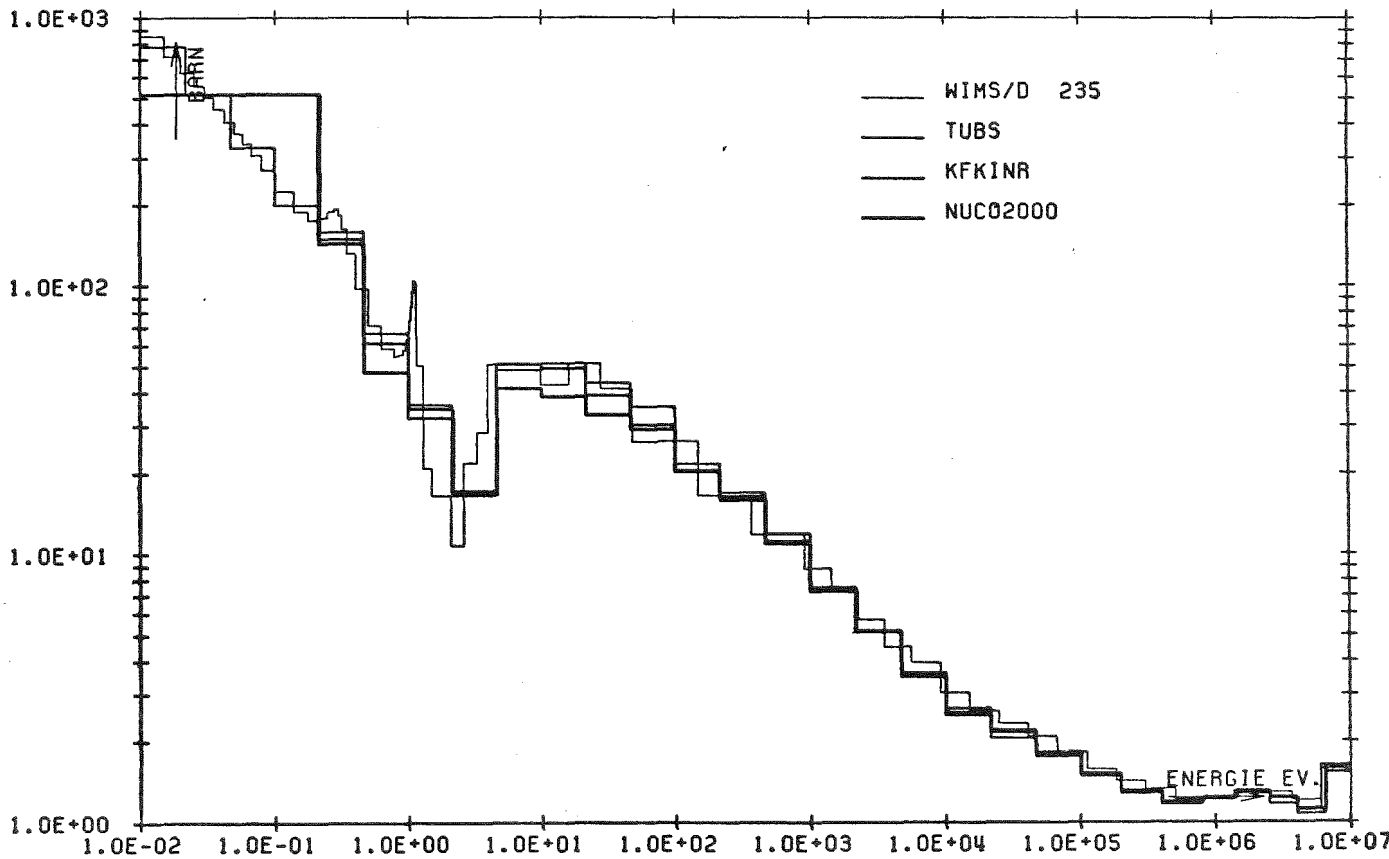


FIG. 6.2 DATA COMPARISON FOR U 235 FISSION



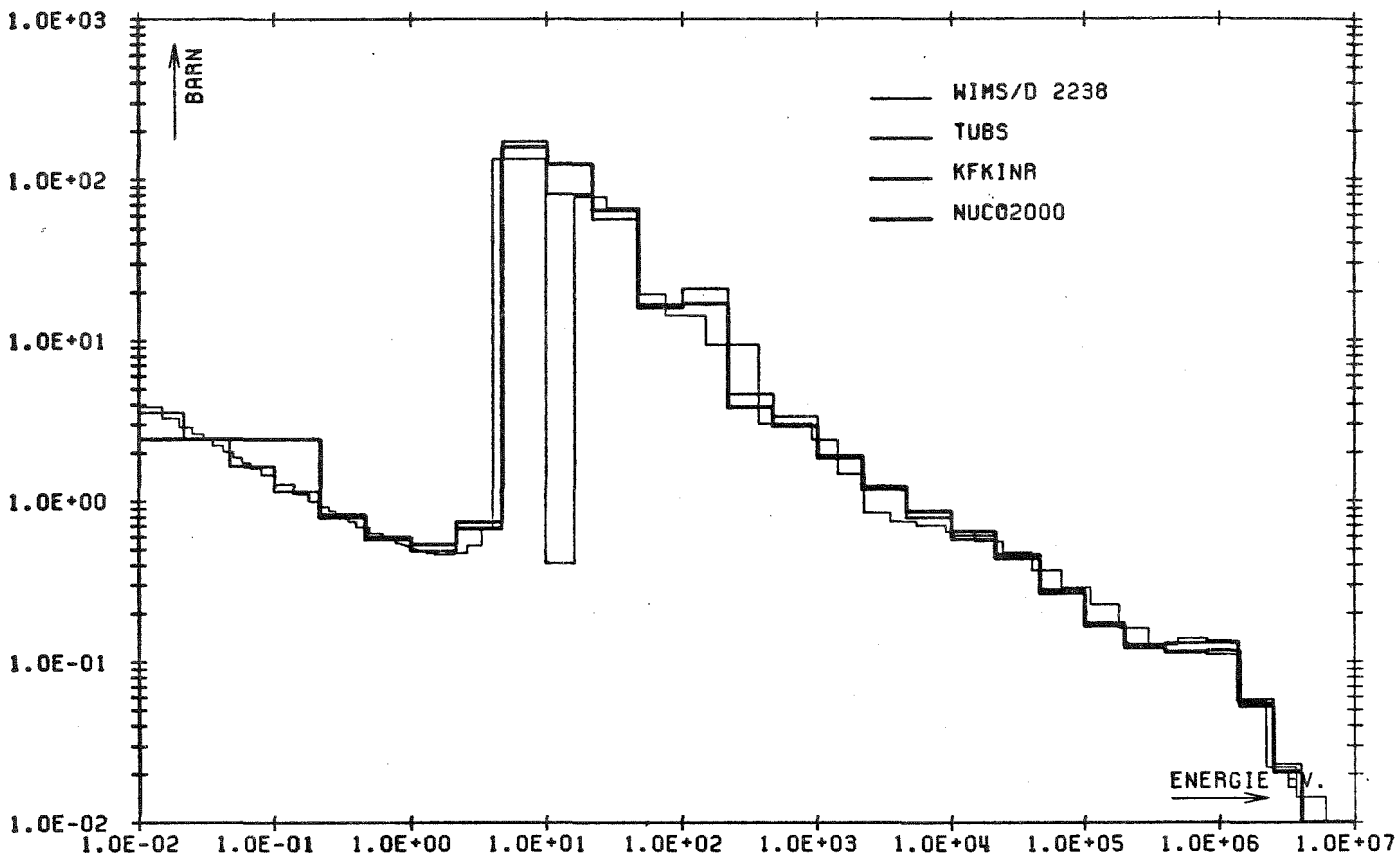


FIG. 6.3 DATA COMPARISON FOR U 238 CAPTURE

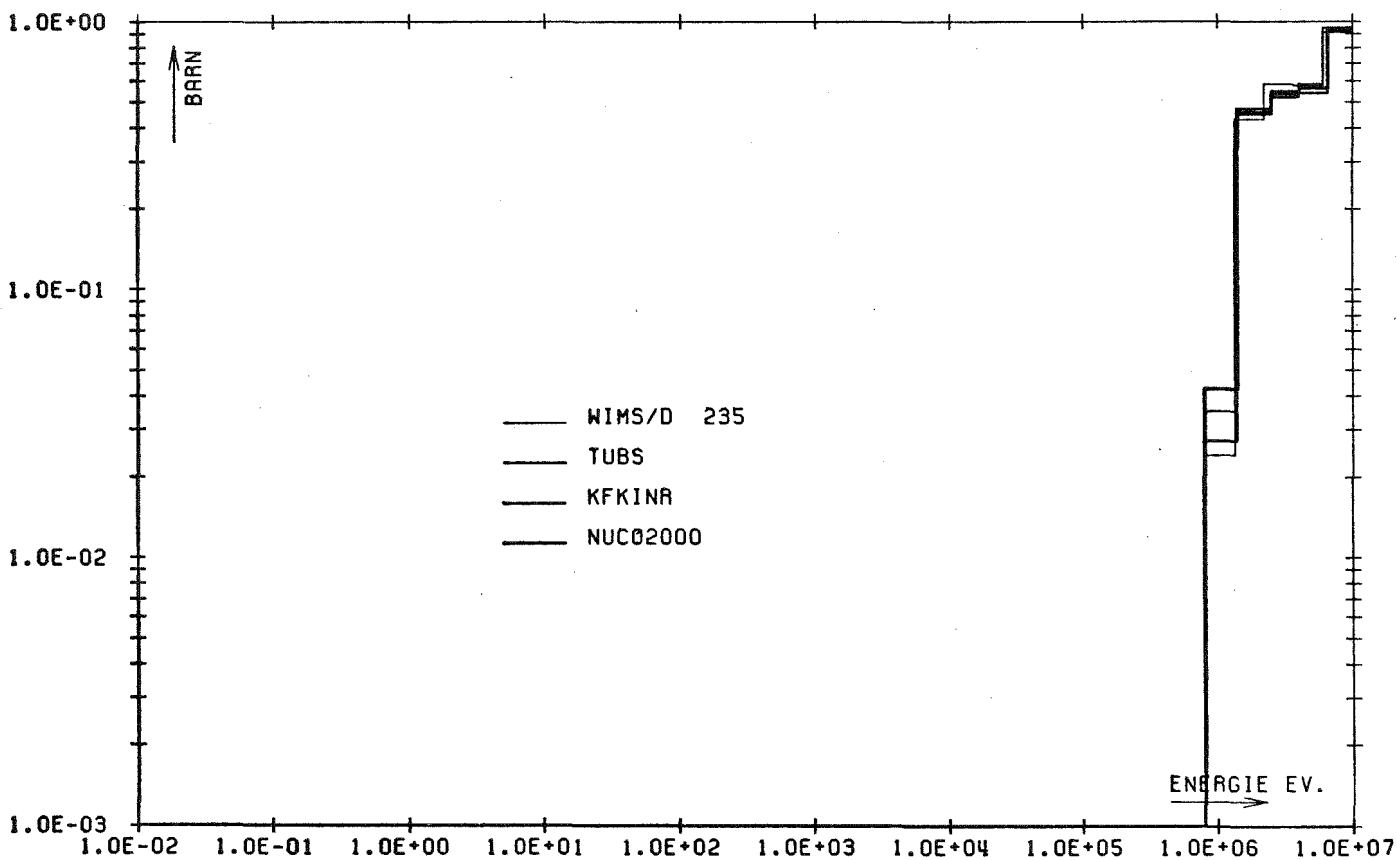


FIG. 6.4 DATA COMPARISON FOR U 238 FISSION



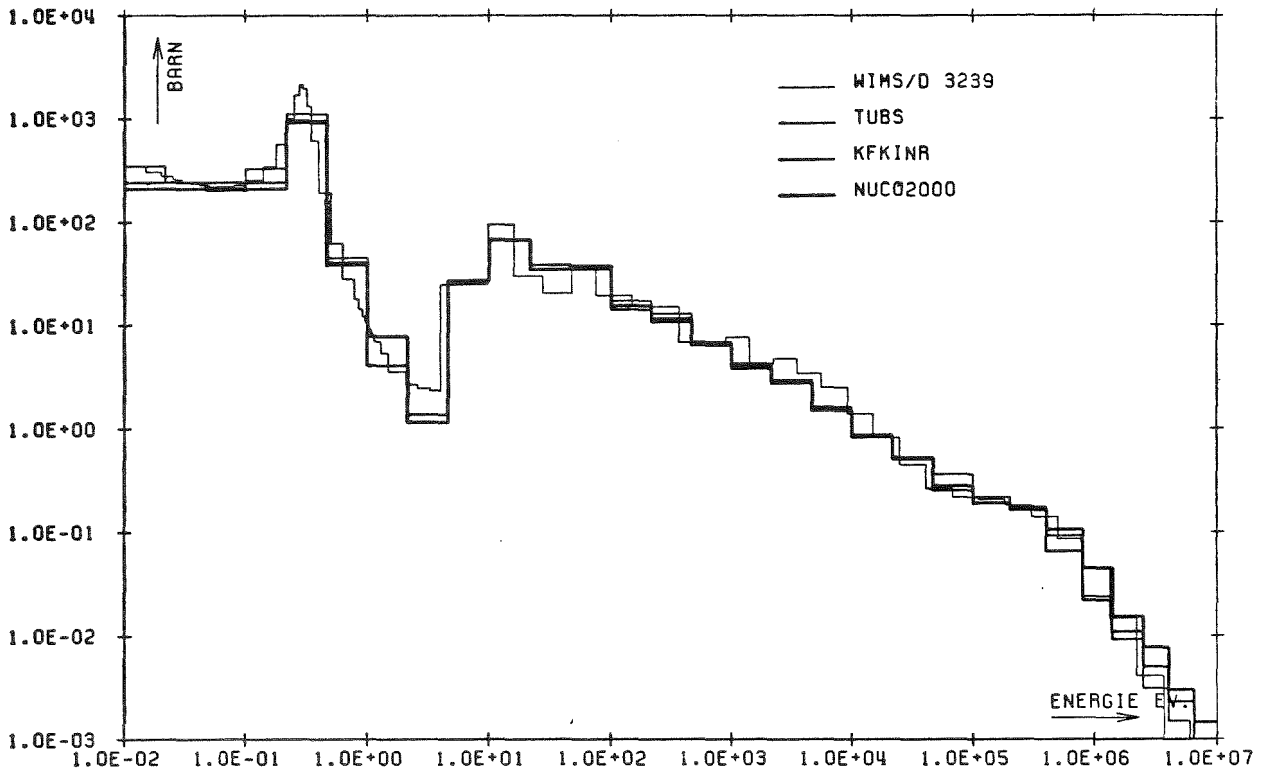


FIG. 6.5 DATA COMPARISON FOR PU239 CAPTURE

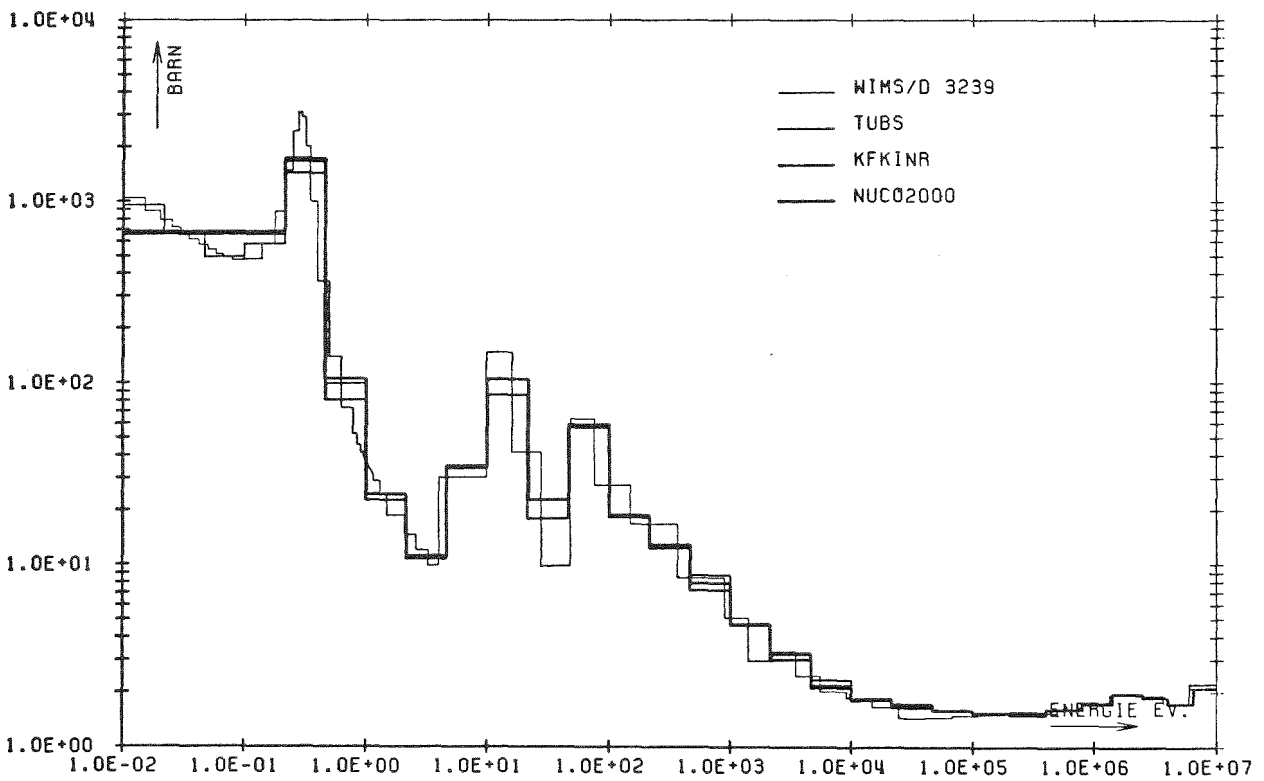


FIG. 6.6 DATA COMPARISON FOR PU239 FISSION



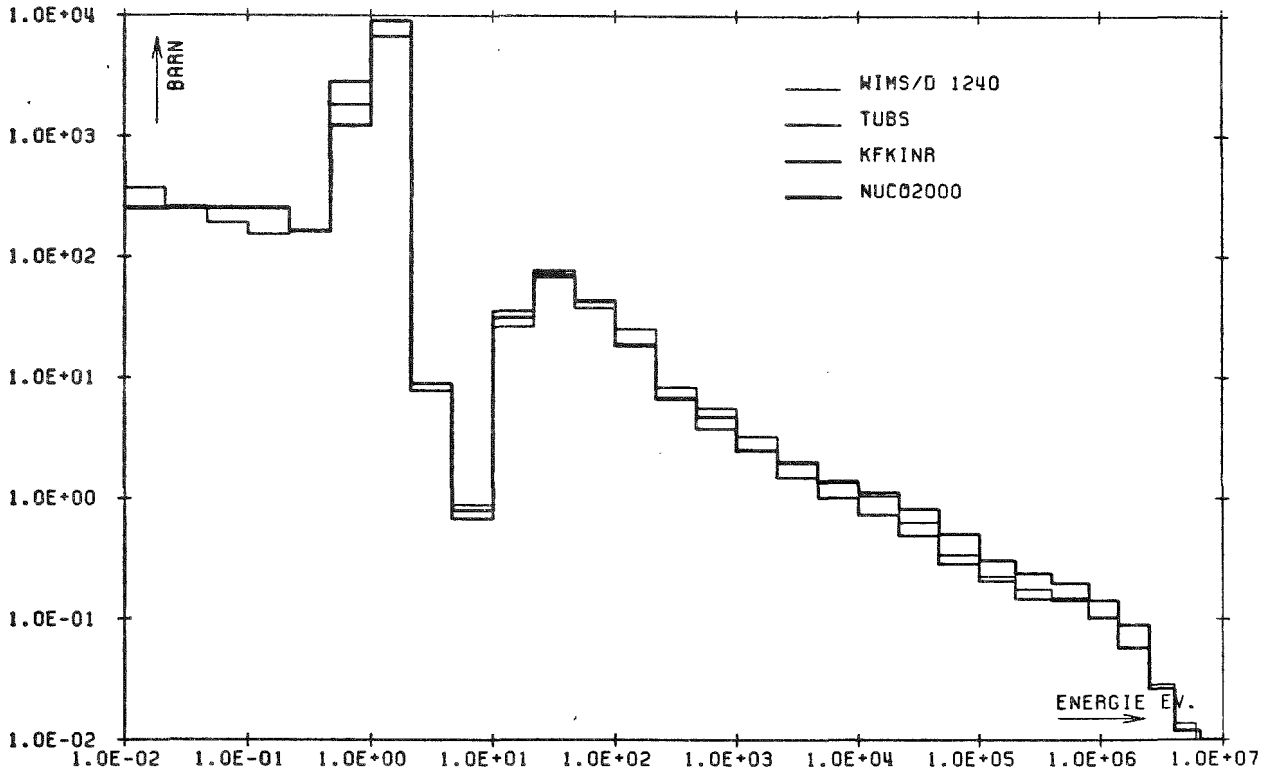


FIG. 6.7 DATA COMPARISON FOR PU240 CAPTURE

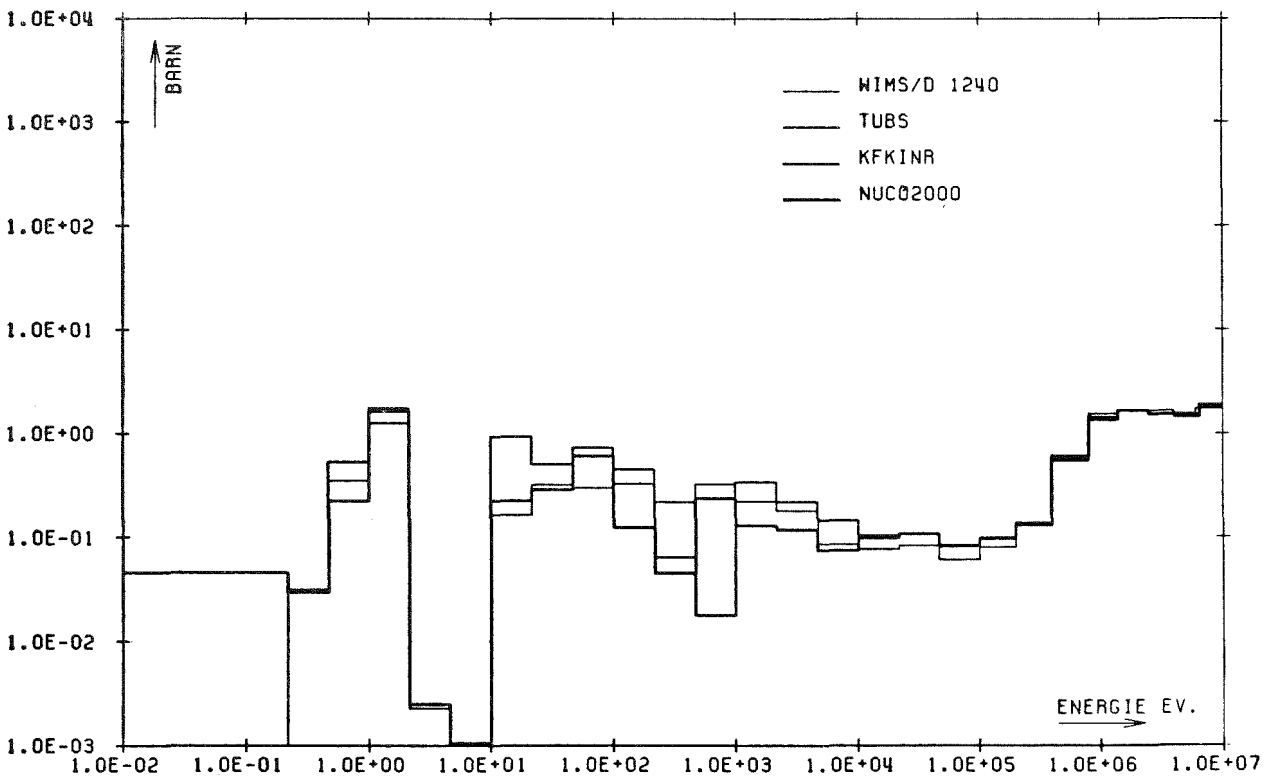


FIG. 6.8 DATA COMPARISON FOR PU240 FISSION



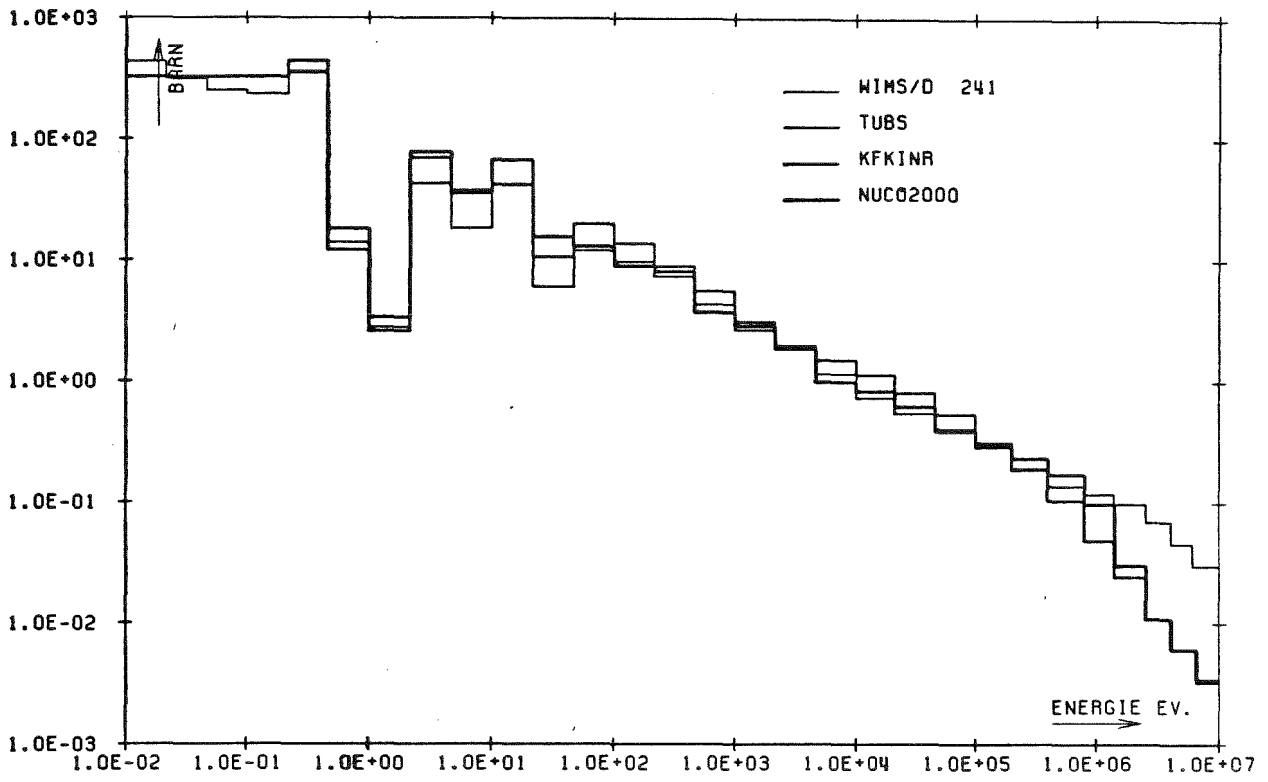


FIG. 6.9 DATA COMPARISON FOR PU241 CAPTURE

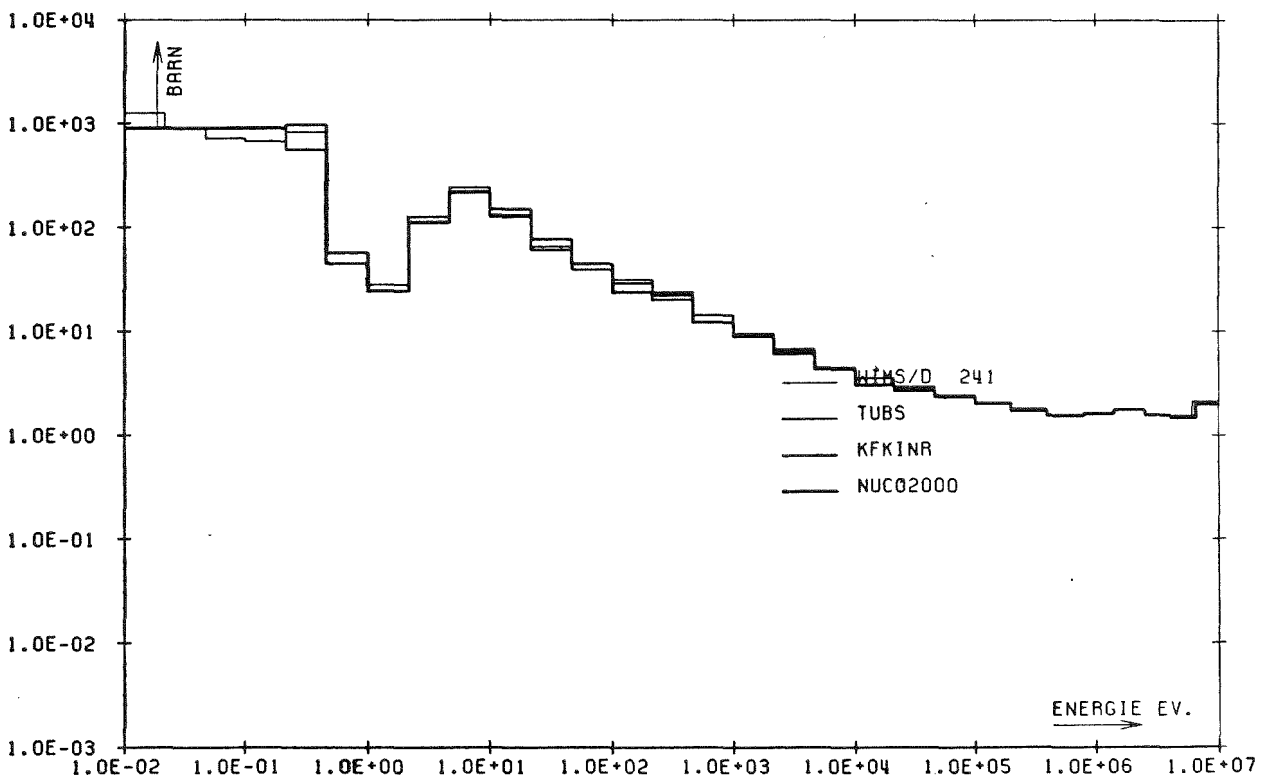


FIG. 6.10 DATA COMPARISON FOR PU241 FISSION



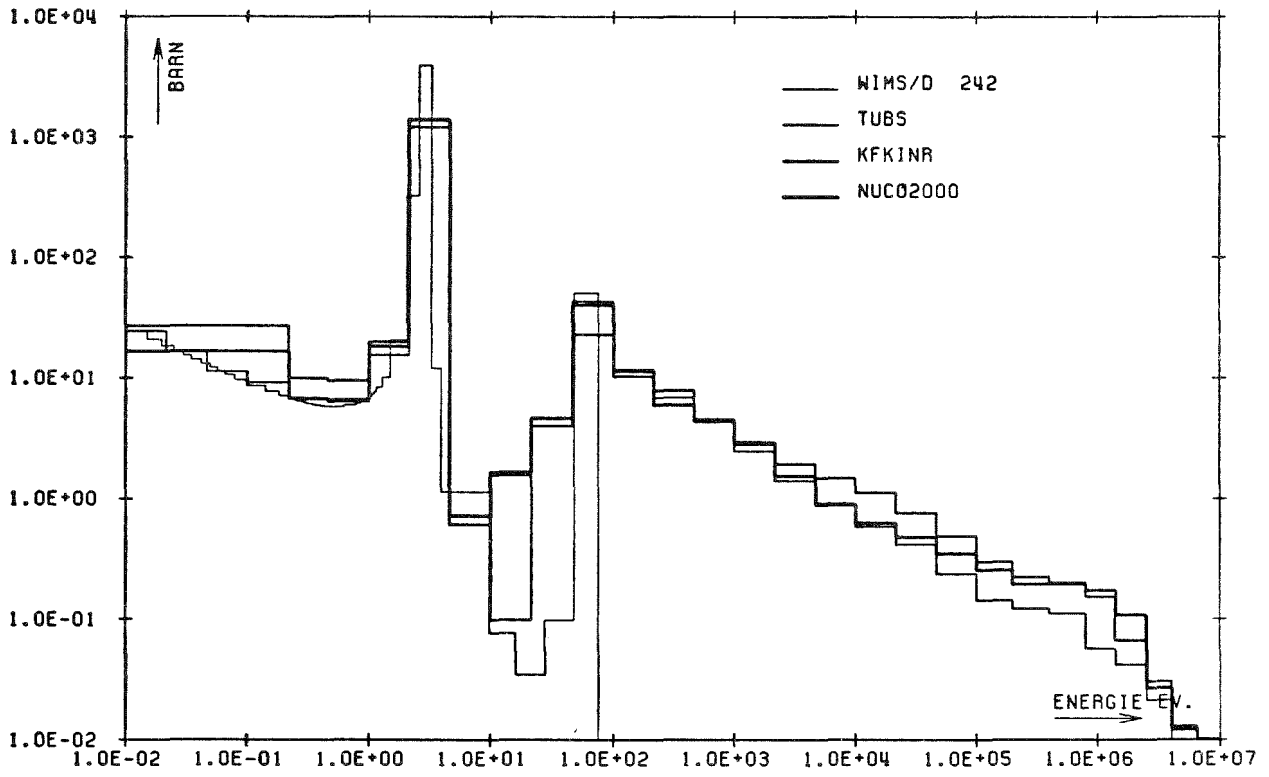


FIG. 6.11 DATA COMPARISON FOR PU242 CAPTURE

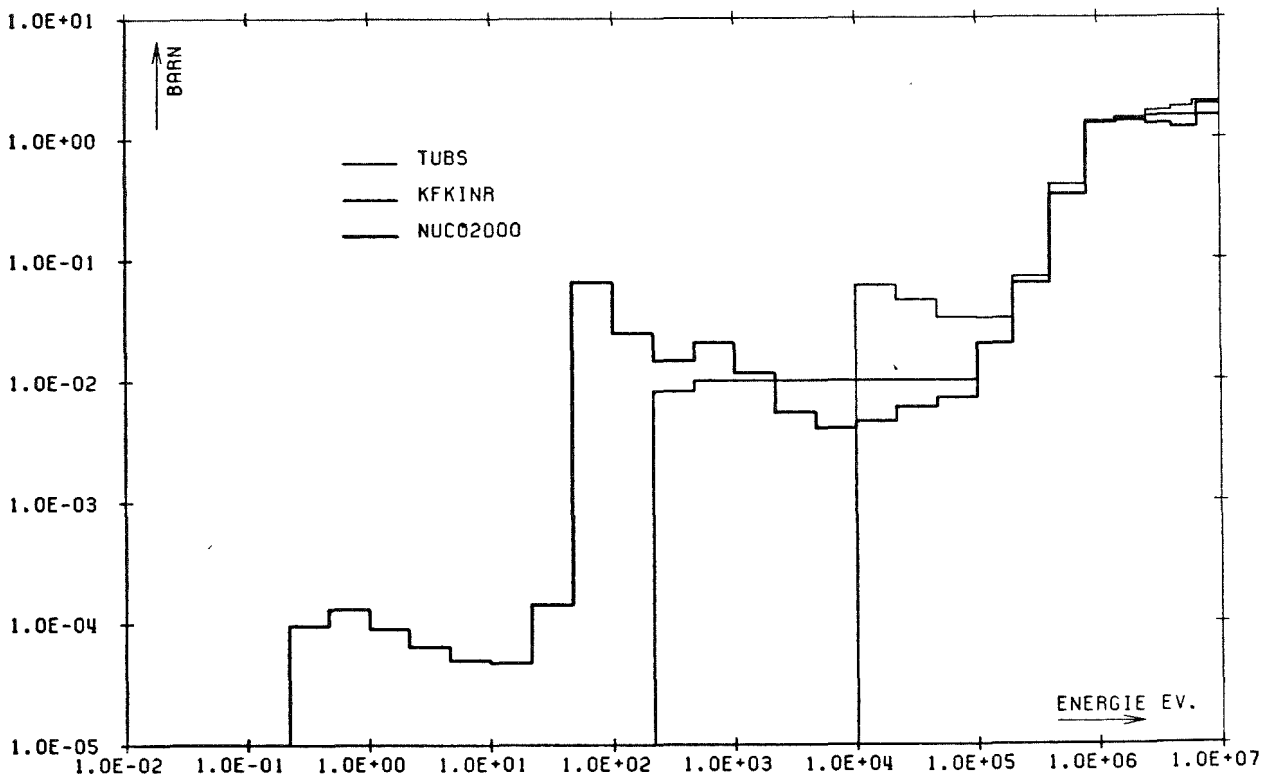


FIG. 6.12 DATA COMPARISON FOR PU242 FISSION



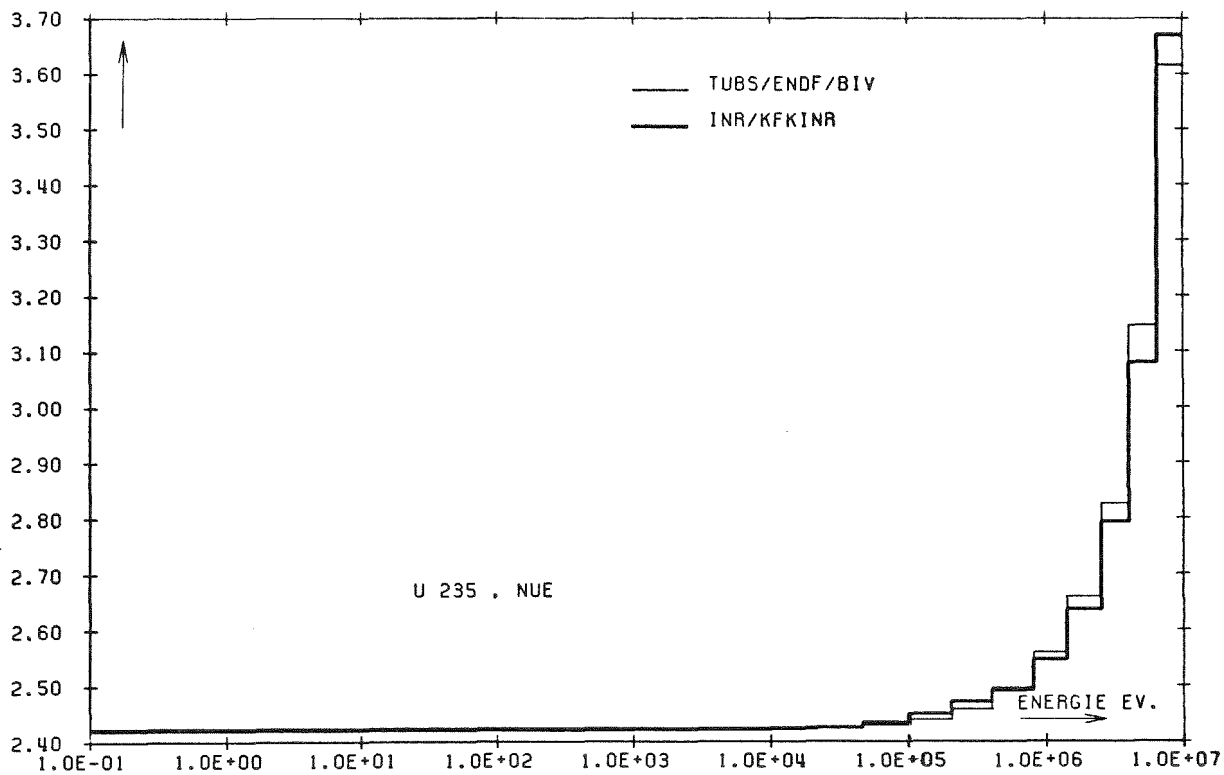


FIG. 6.13 NUMBER OF FISSION NEUTRONS PER FISSION

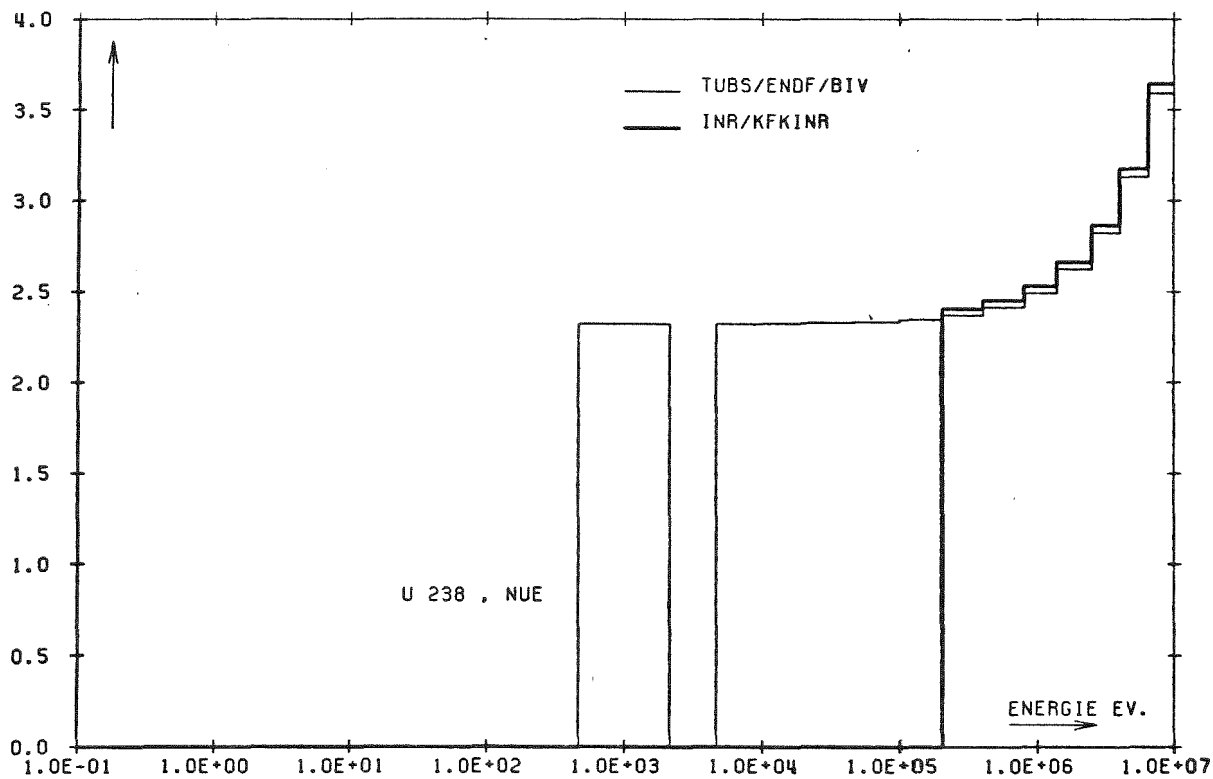


FIG. 6.14 NUMBER OF FISSION NEUTRONS PER FISSION



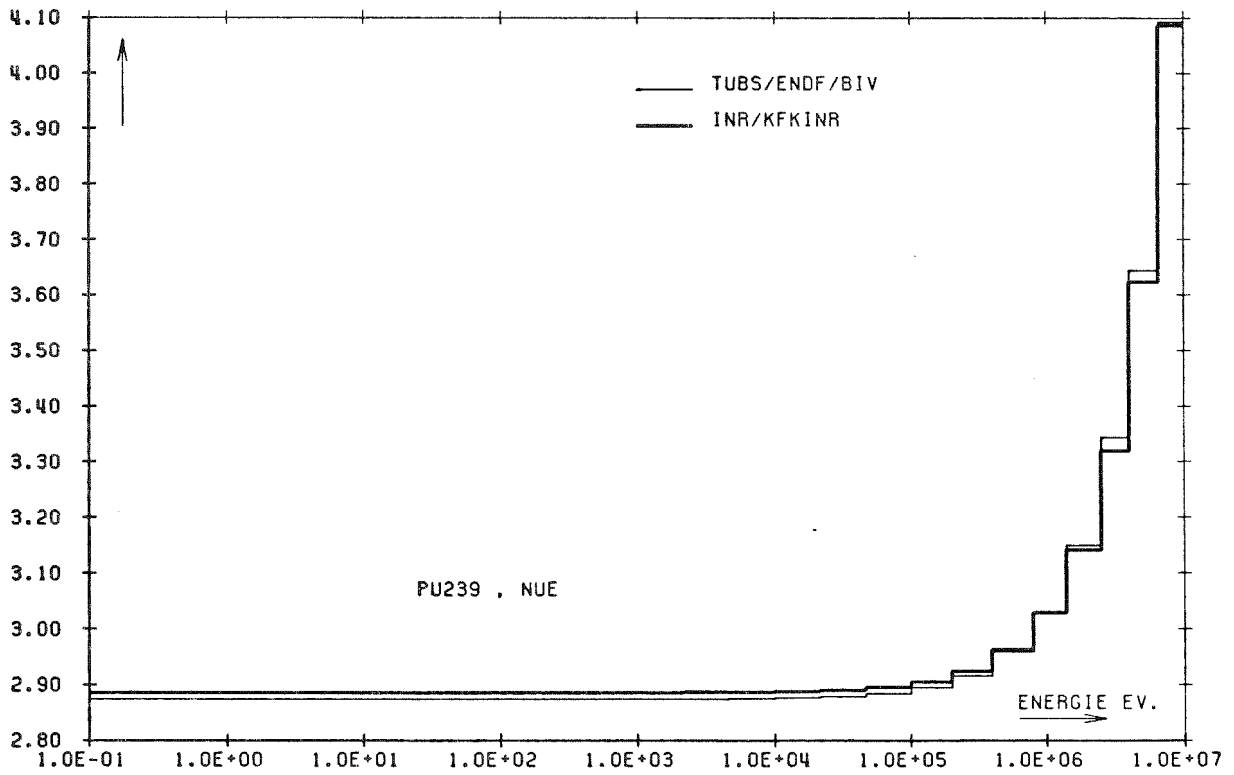


FIG. 6.15 NUMBER OF FISSION NEUTRONS PER FISSION

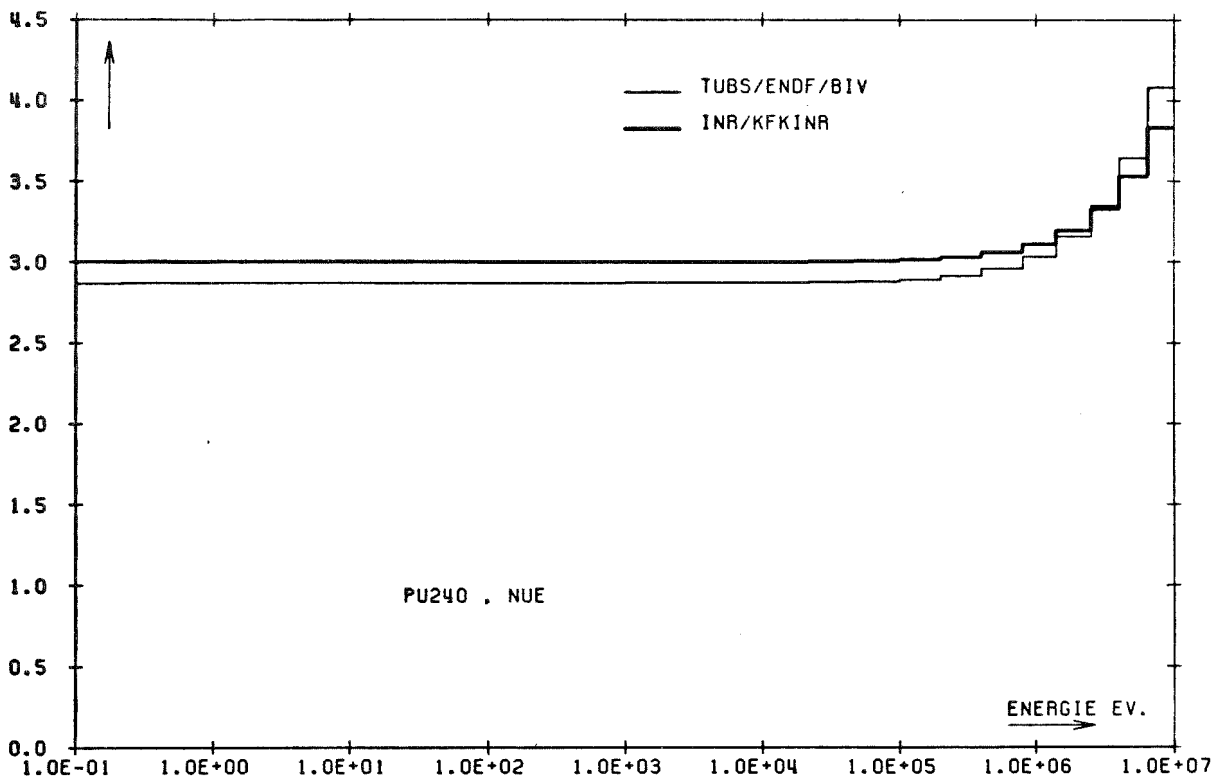


FIG. 6.16 NUMBER OF FISSION NEUTRONS PER FISSION



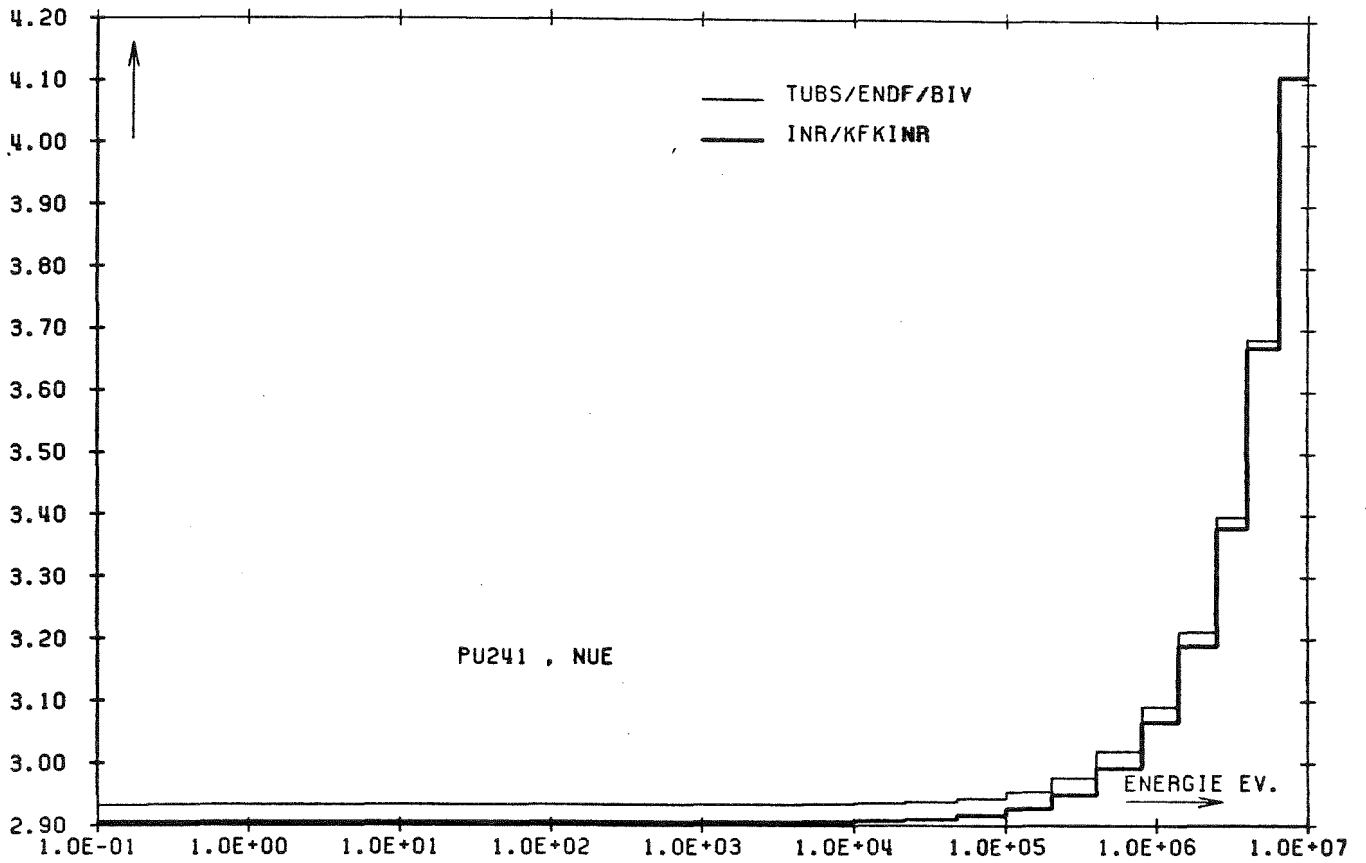


FIG. 6.17 NUMBER OF FISSION NEUTRONS PER FISSION

KFK INR

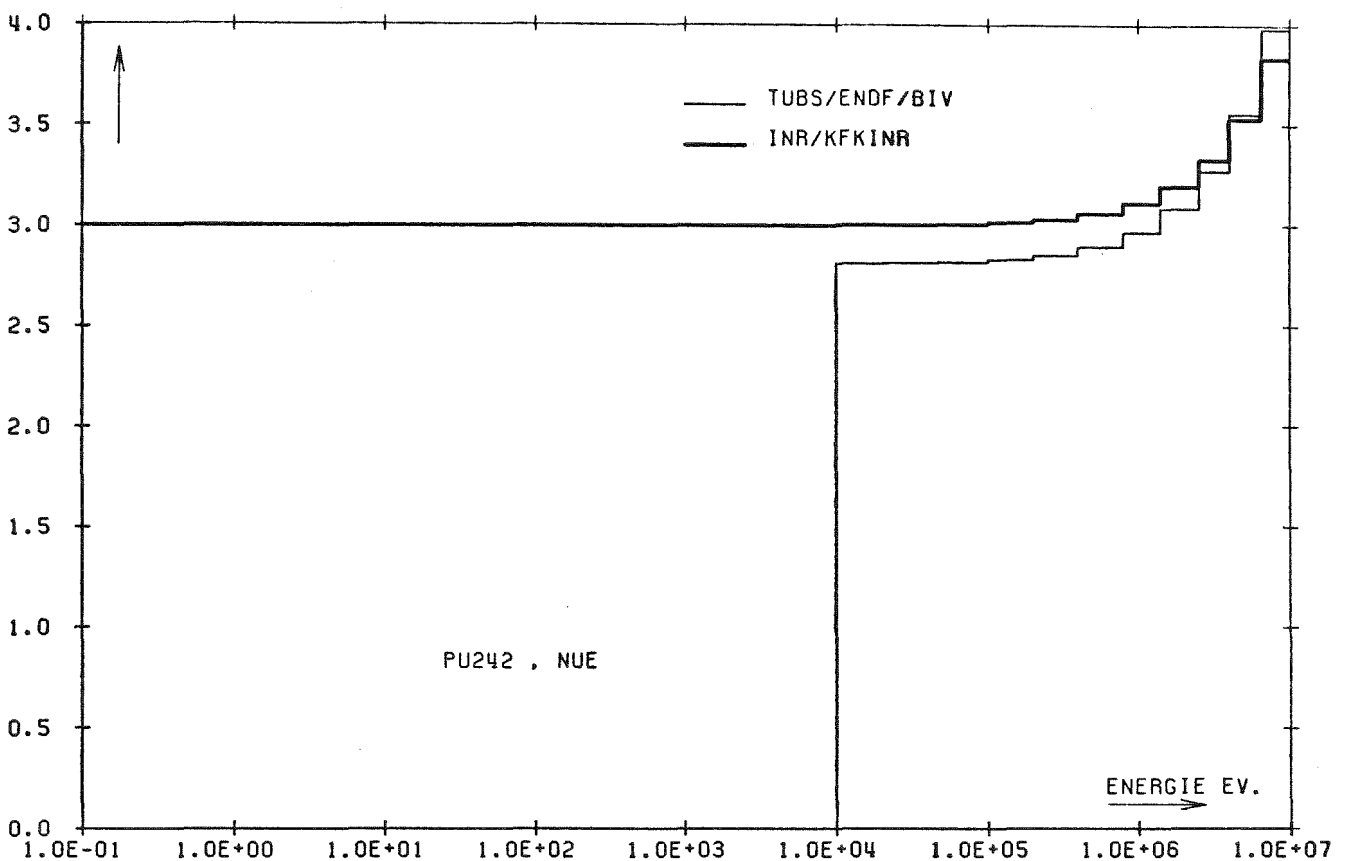


FIG. 6.18 NUMBER OF FISSION NEUTRONS PER FISSION

KFK INR

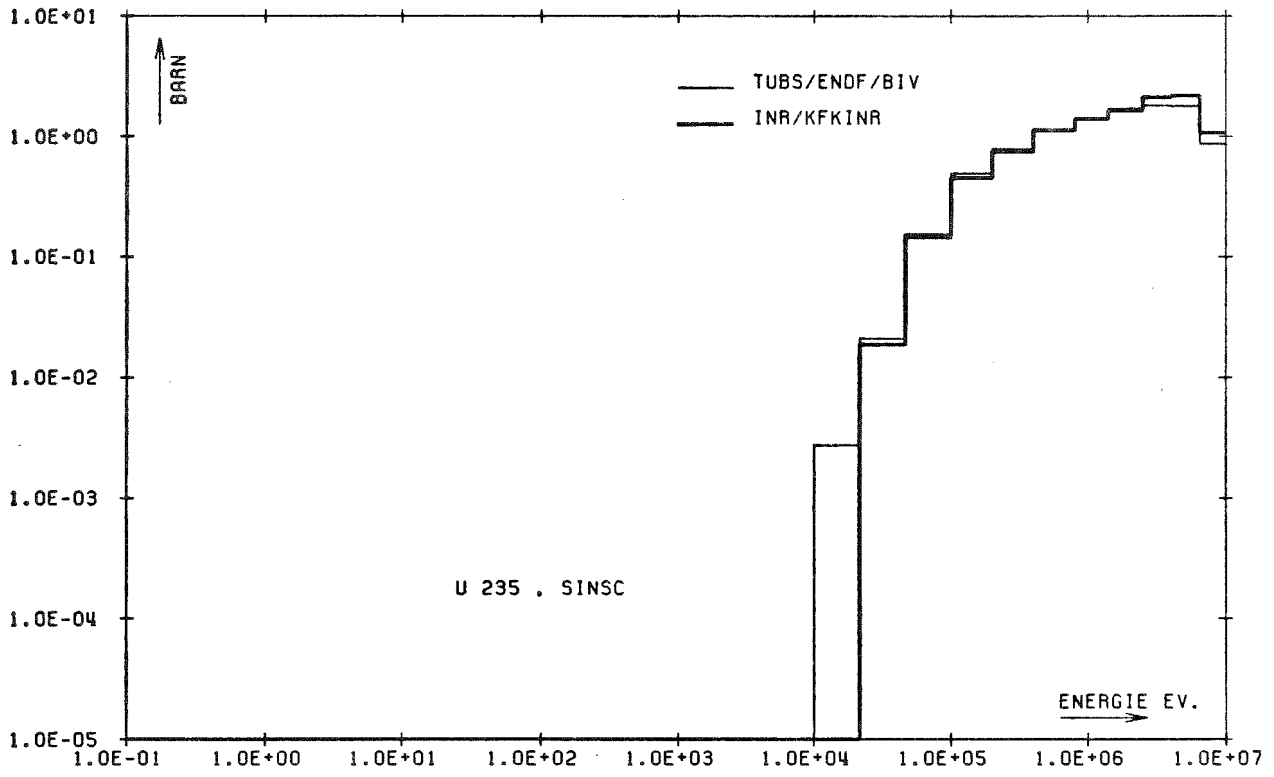


FIG. 6.19 MICROSCOPIC CROSS SECTIONS SINSC

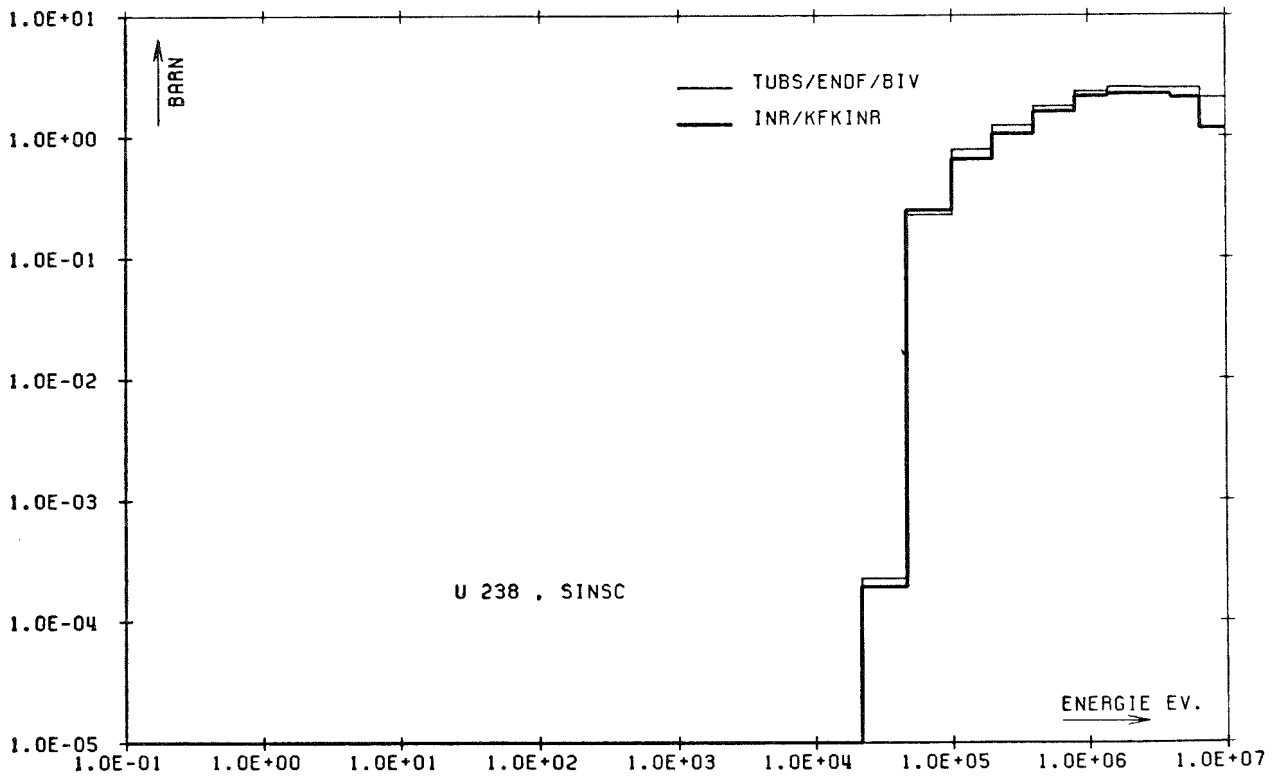


FIG. 6.20 MICROSCOPIC CROSS SECTIONS SINSC ON



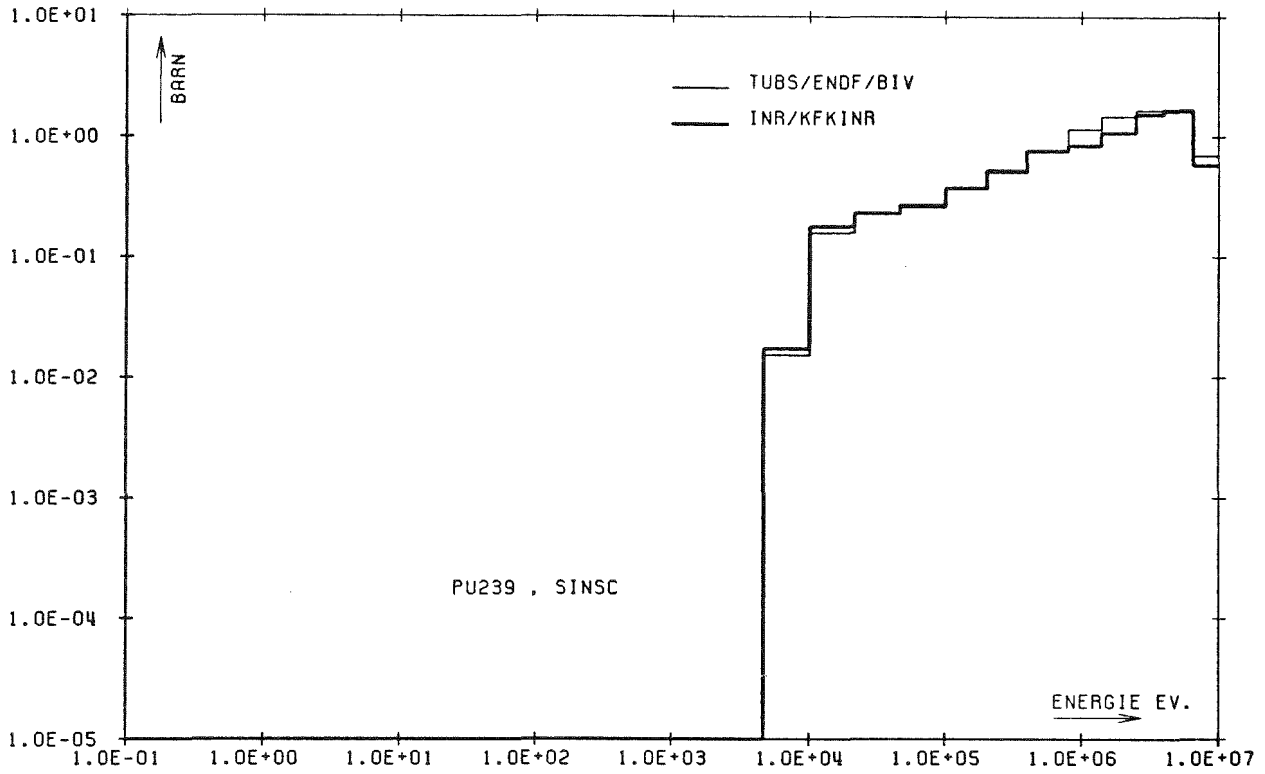


FIG. 6.21 MICROSCOPIC CROSS SECTIONS SINS ON

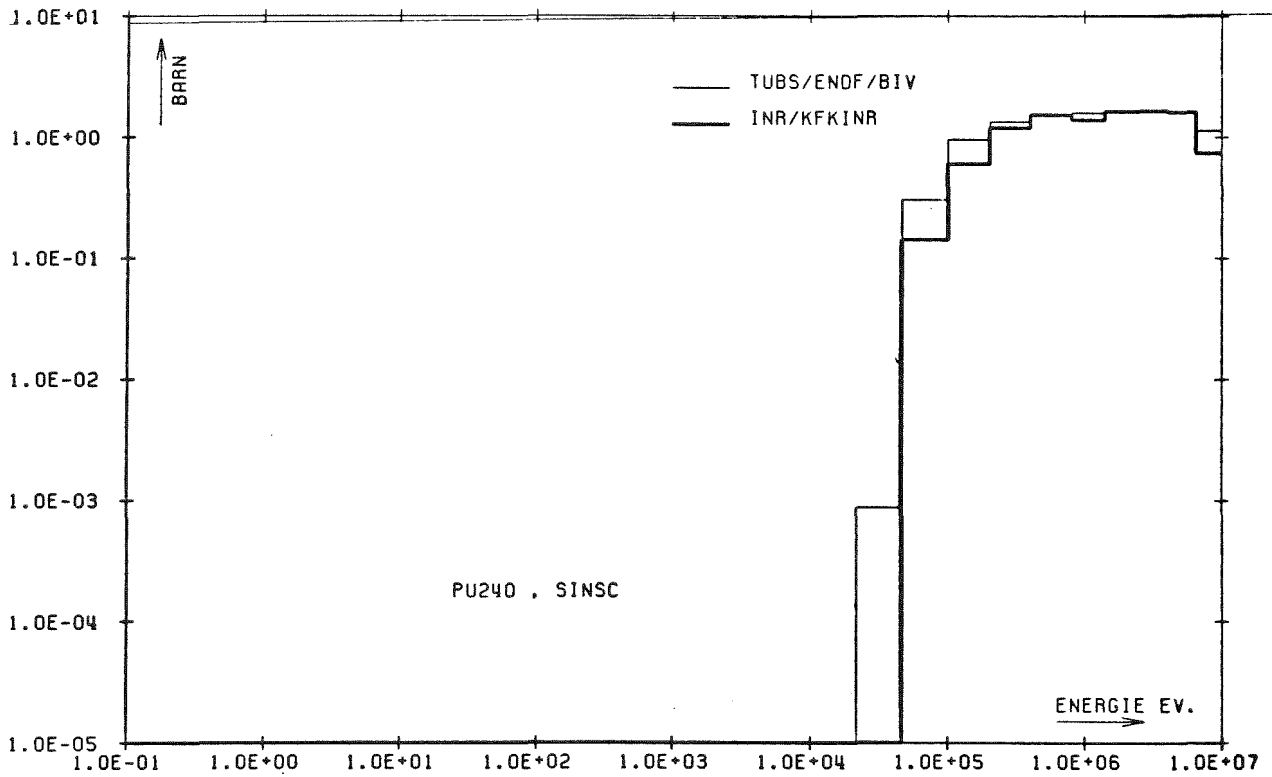


FIG. 6.22 MICROSCOPIC CROSS SECTIONS SINS



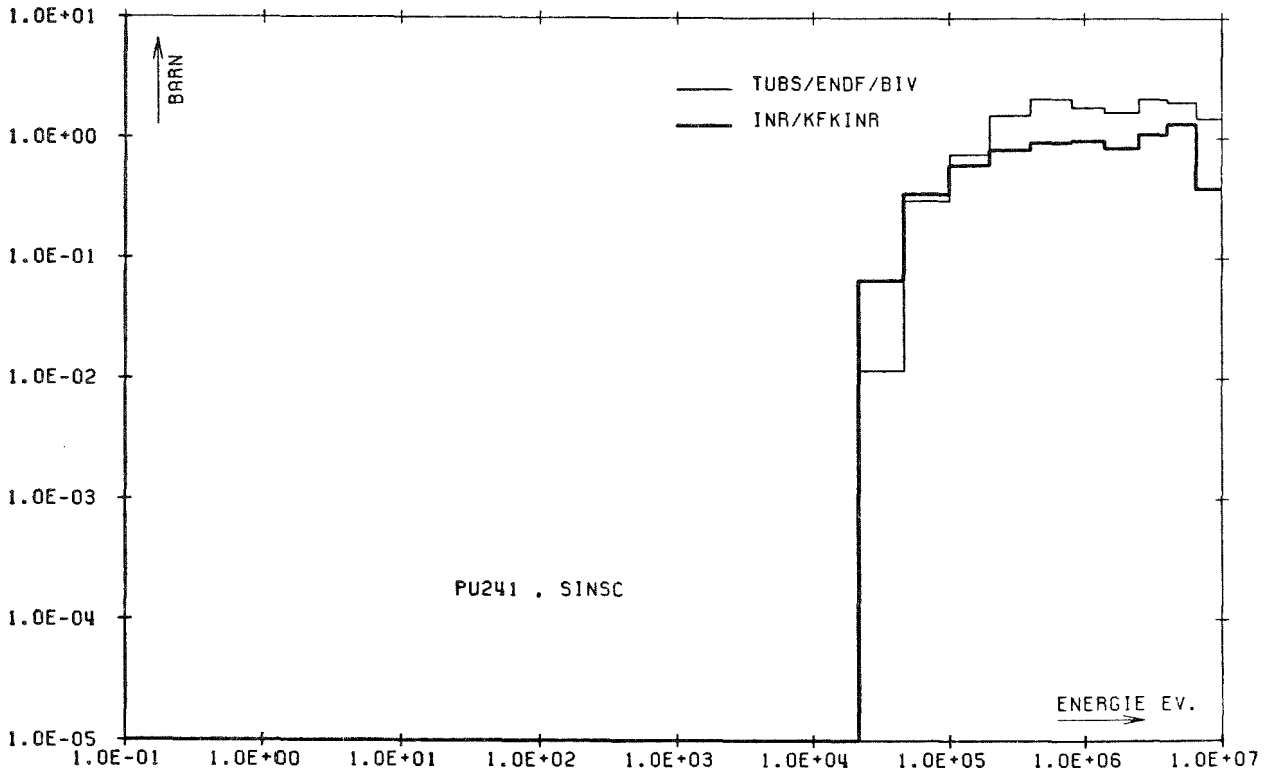


FIG. 6.23 MICROSCOPIC CROSS SECTIONS SINSC ON

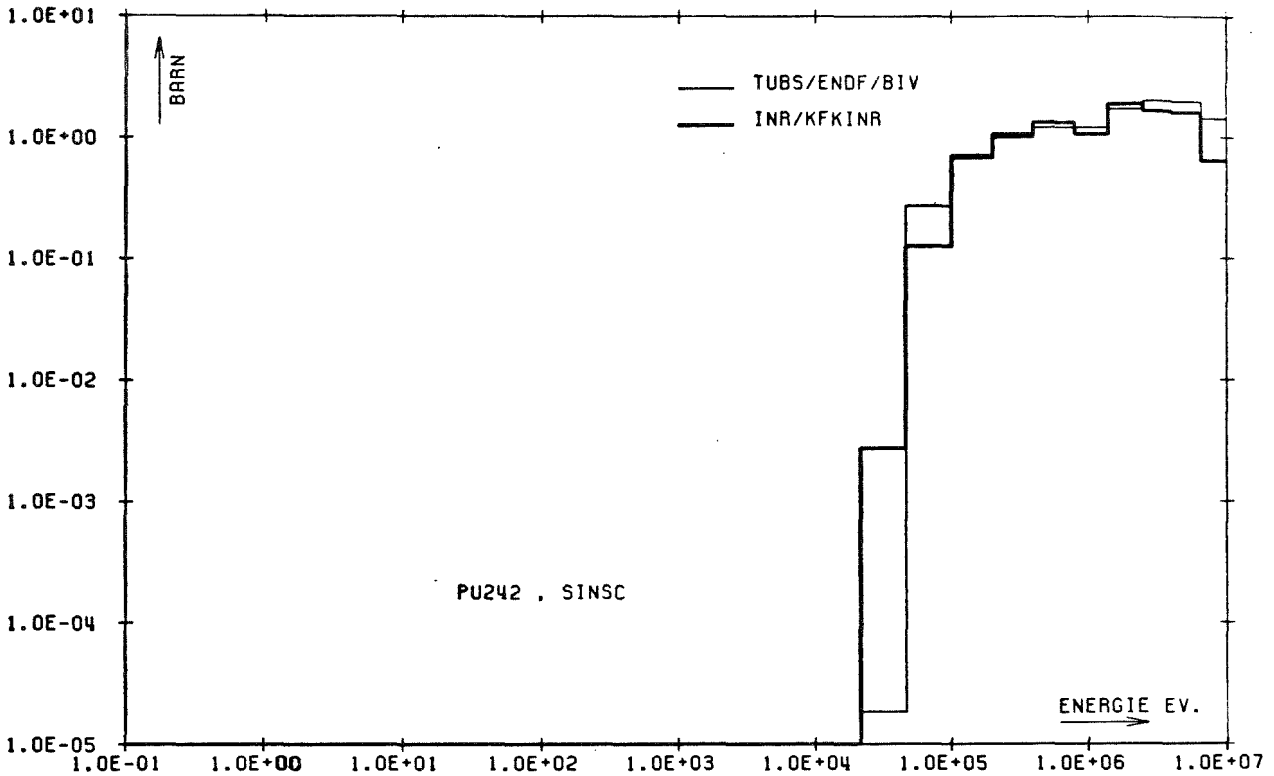
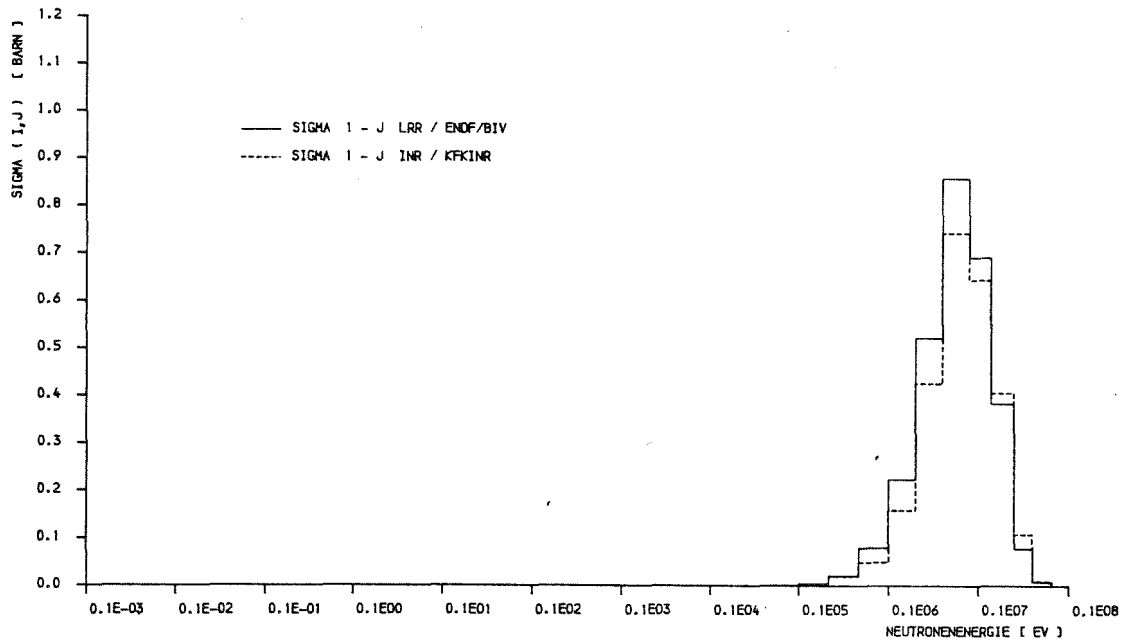


FIG. 6.24 MICROSCOPIC CROSS SECTIONS SINSC ON

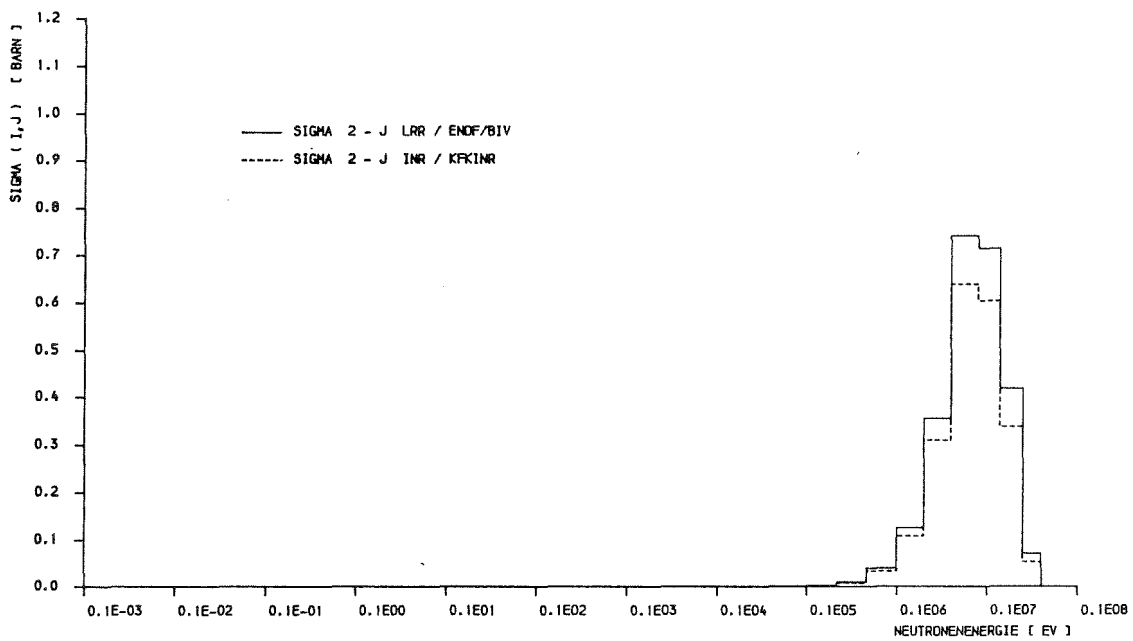




LEHRSTUHL FUER RAUMFLUGTECHNIK
UND REAKTORTECHNIK
DER TU BRAUNSCHWEIG

UEBERGANGSQUERSCHNITT (INELASTISCH UND N2N) DES U 238
FIG. 6.25

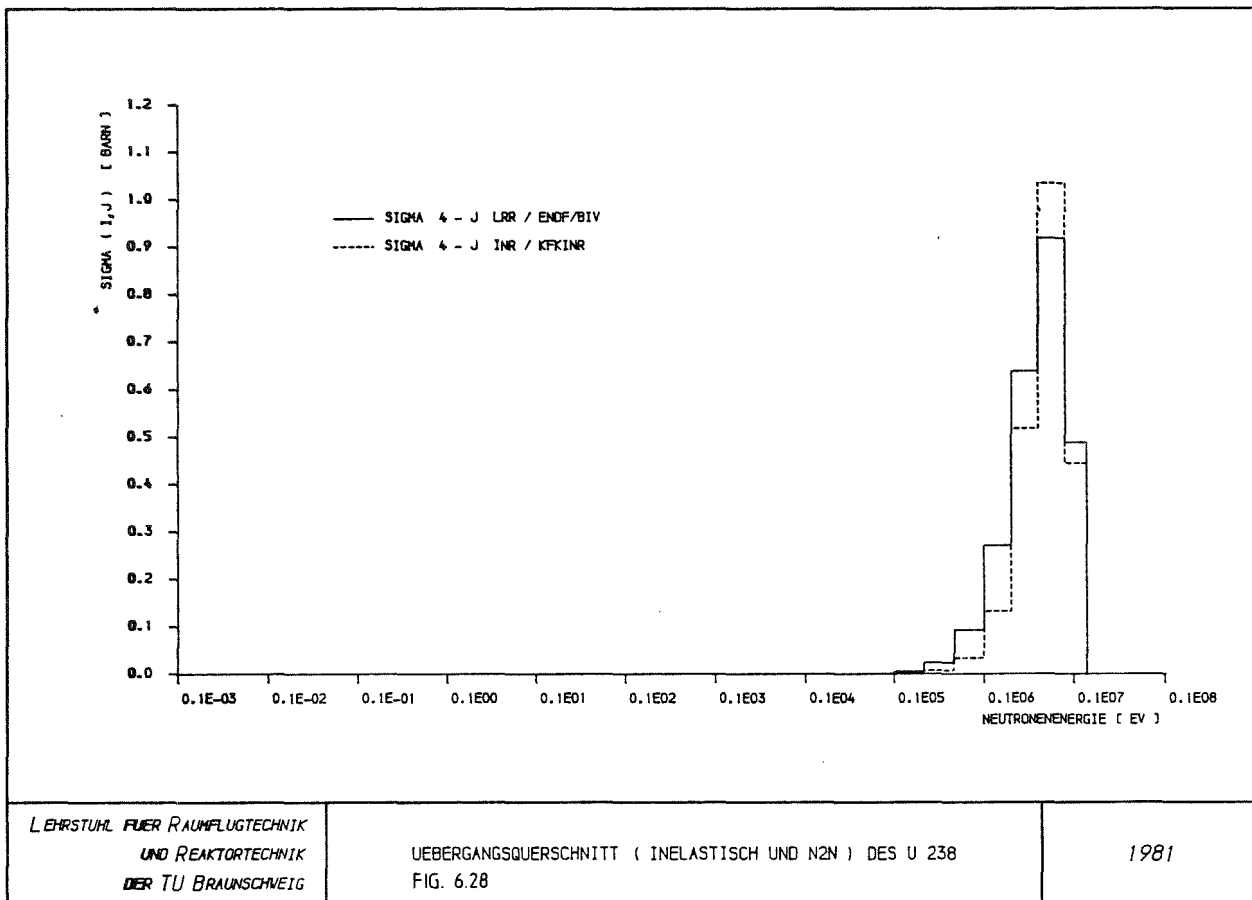
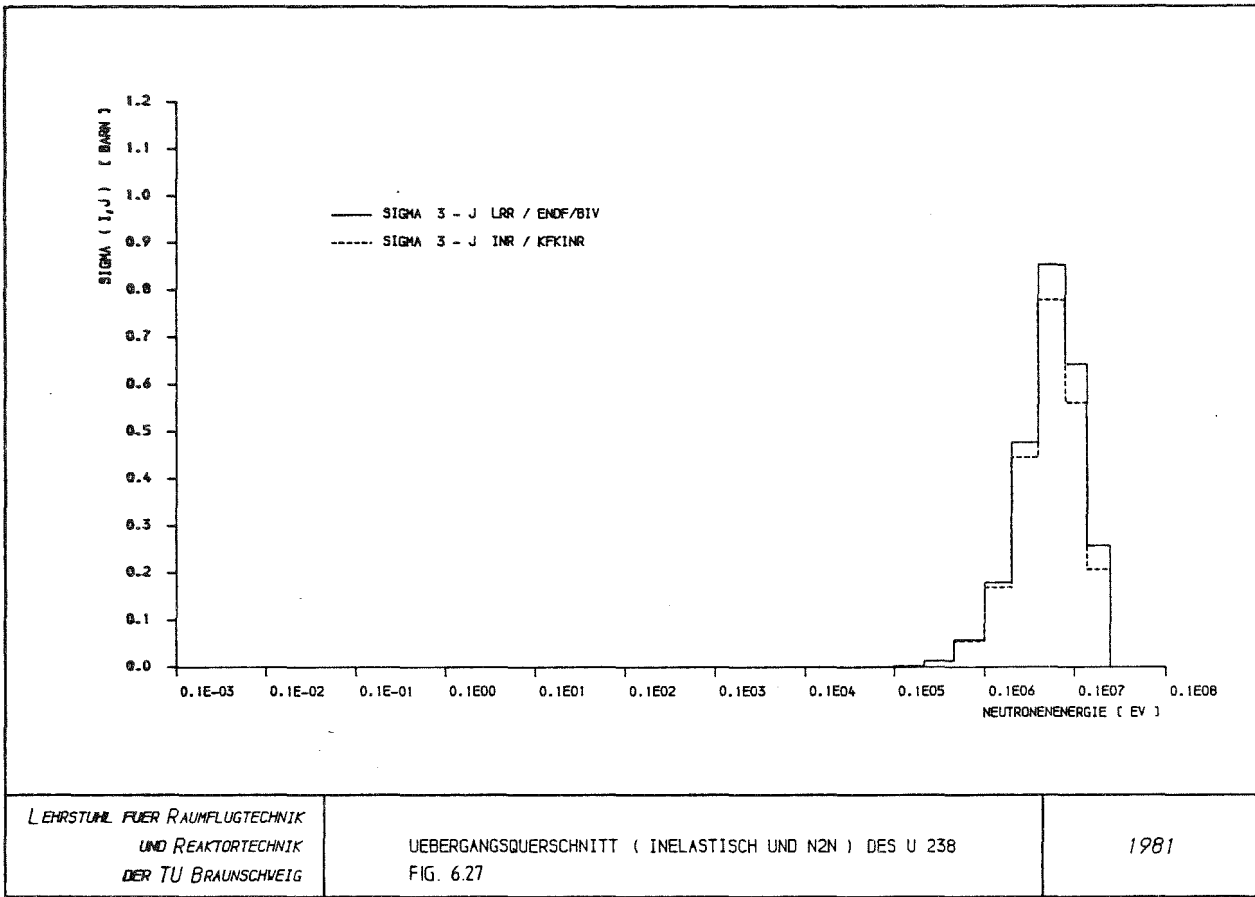
1981

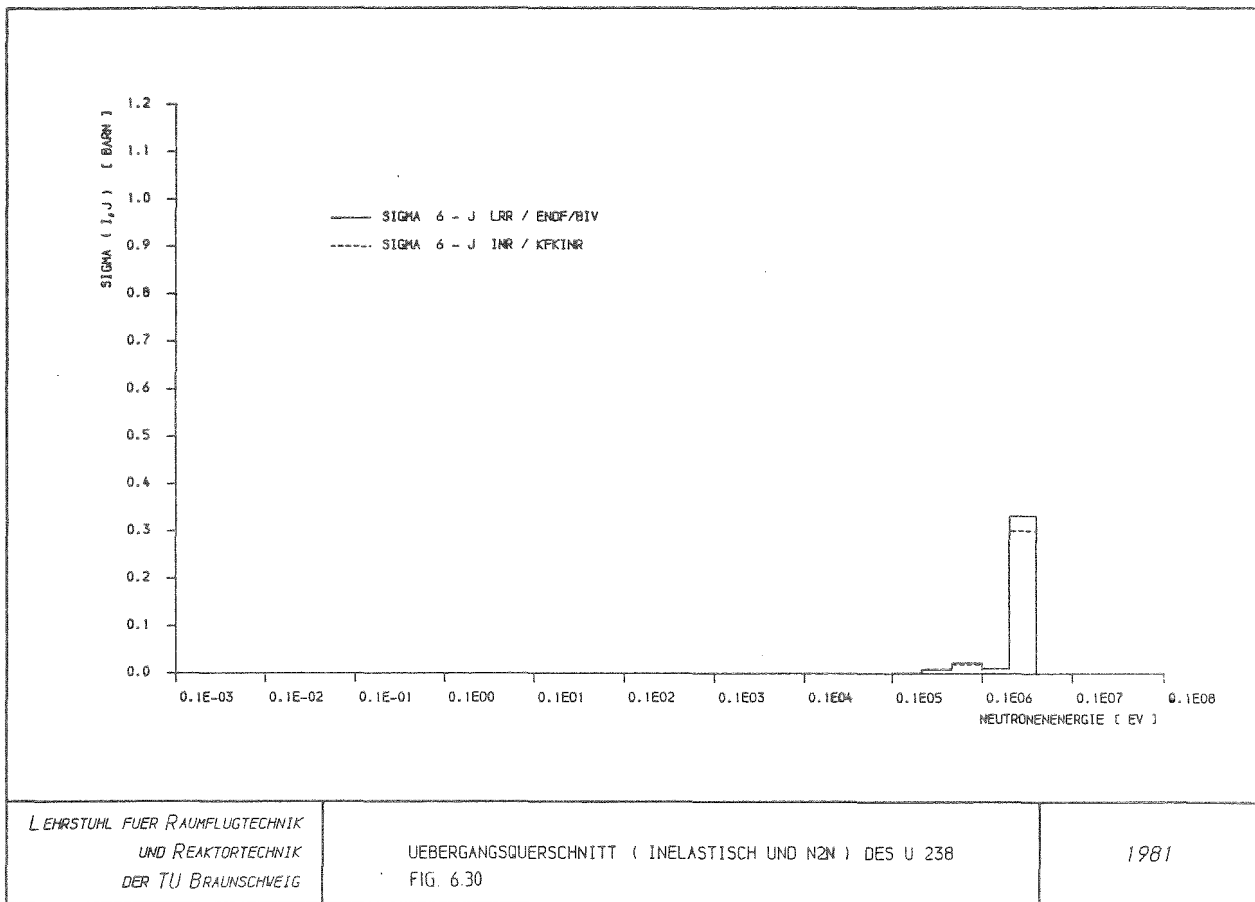
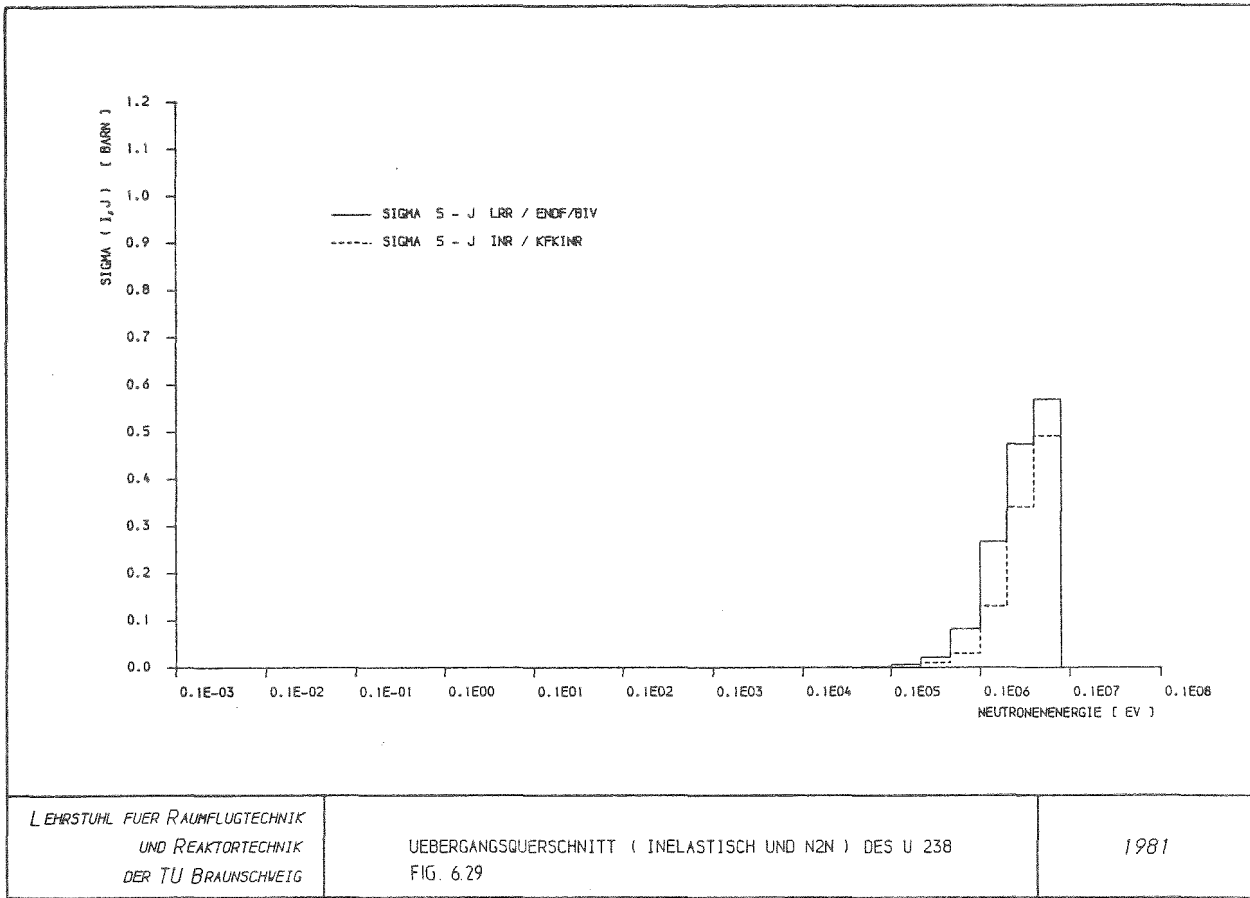


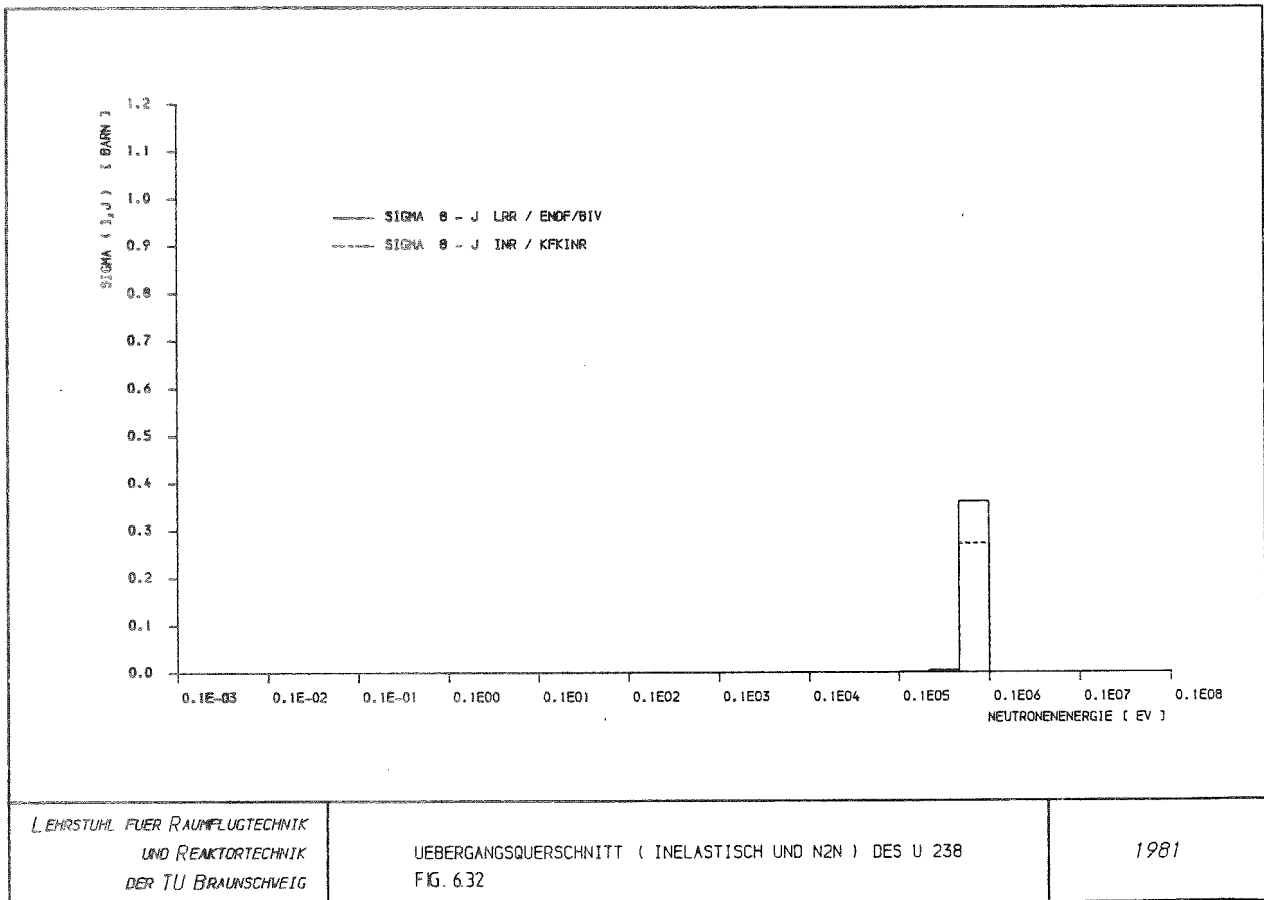
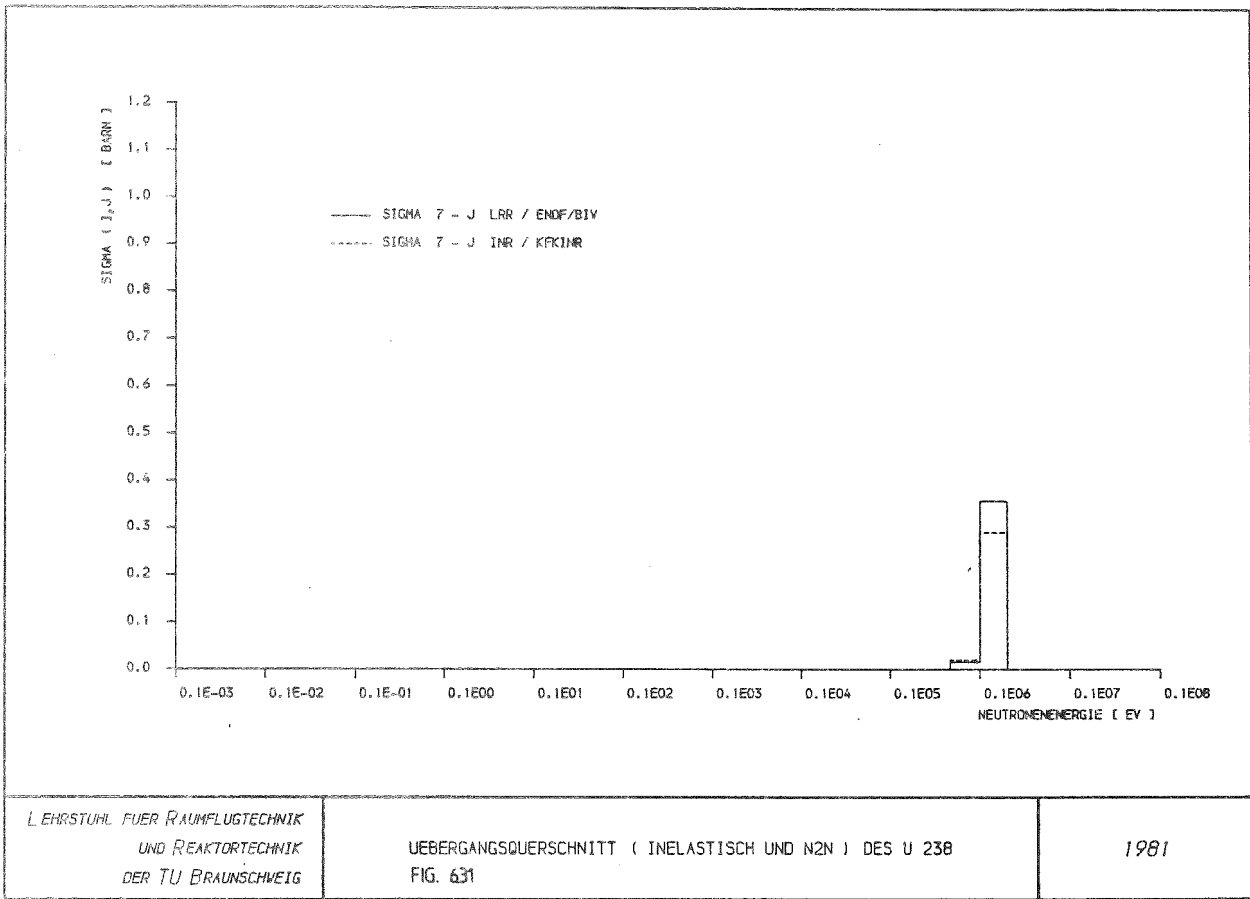
LEHRSTUHL FUER RAUMFLUGTECHNIK
UND REAKTORTECHNIK
DER TU BRAUNSCHWEIG

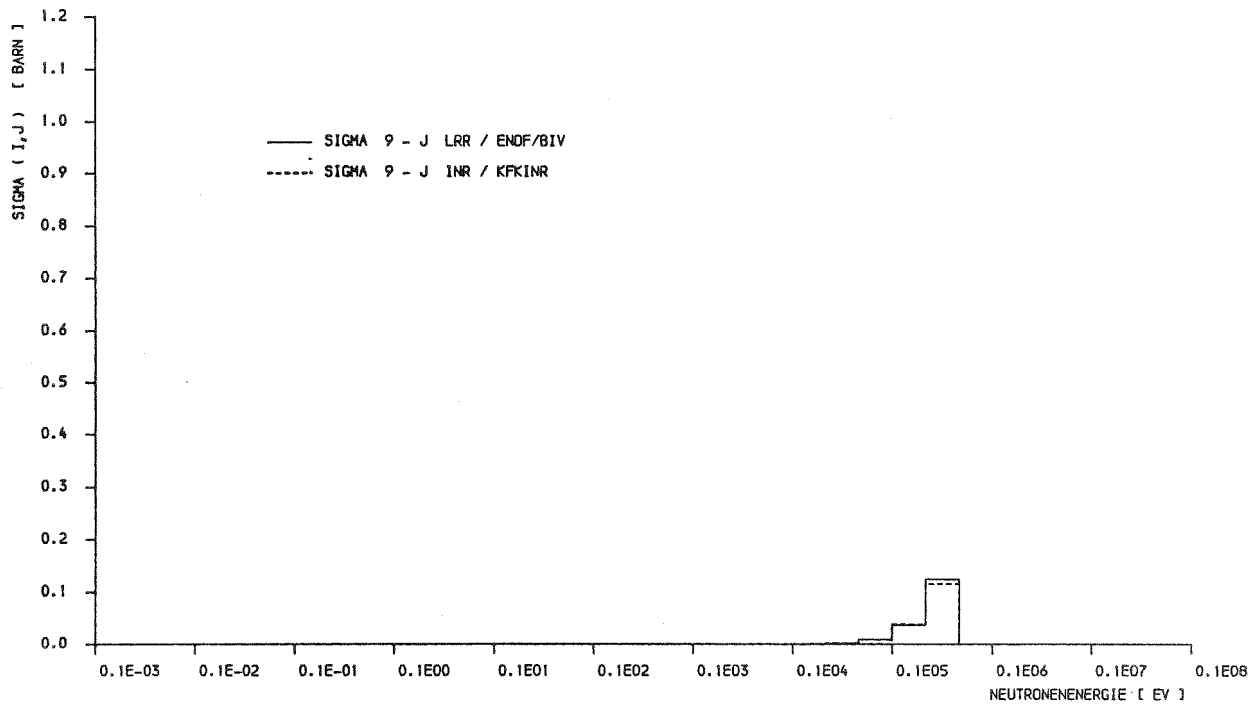
UEBERGANGSQUERSCHNITT (INELASTISCH UND N2N) DES U 238
FIG. 6.26

1981









LEHRSTUHL FUER RAUMFLUGTECHNIK
UND REAKTORTECHNIK
DER TU BRAUNSCHWEIG

UEBERGANGSQUERSCHNITT (INELASTISCH UND N2N) DES U 238
FIG. 6.33

1981

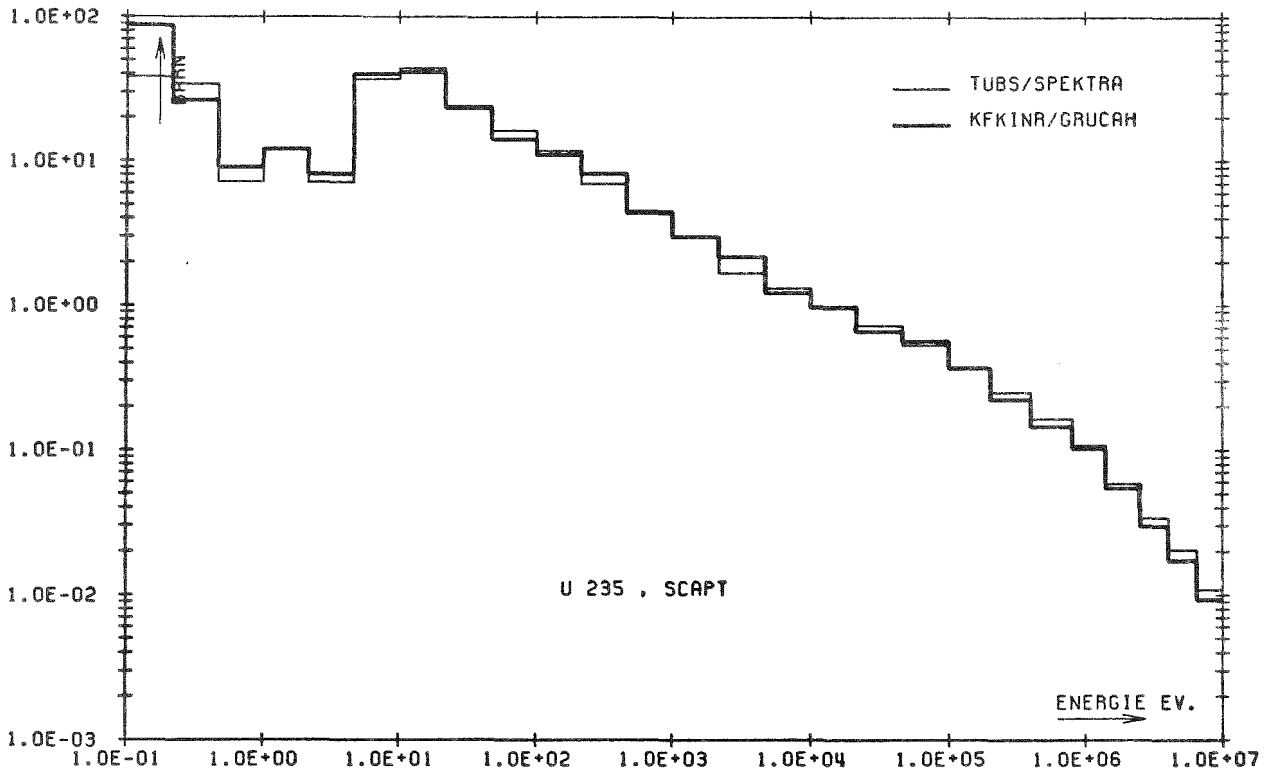


FIG. 6.34 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK

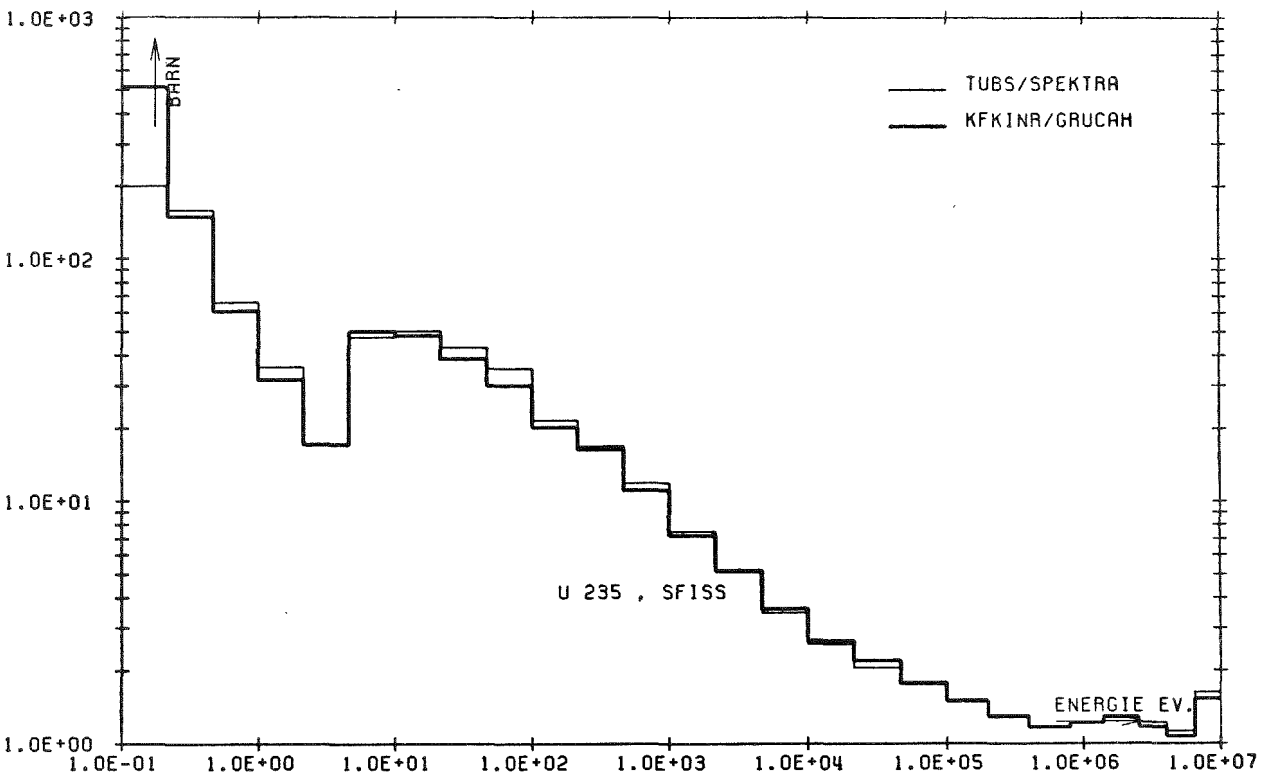


FIG. 6.35 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK



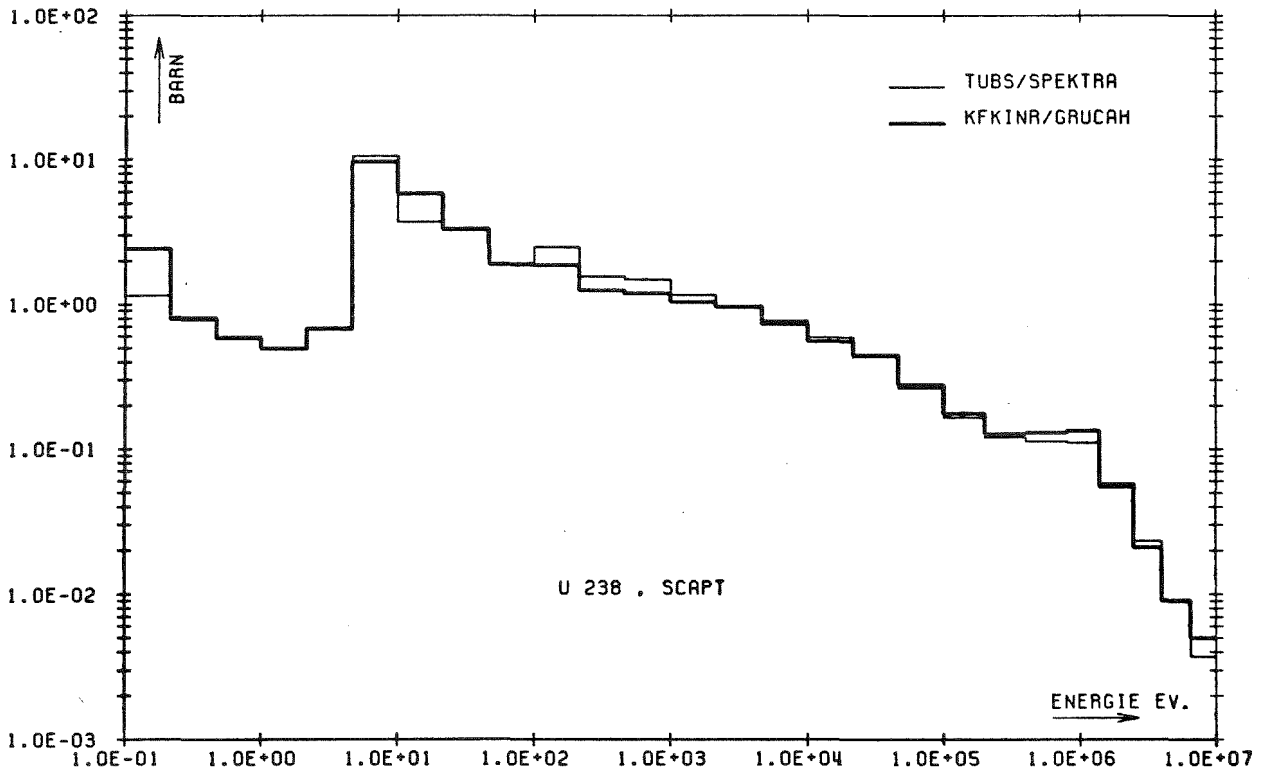


FIG. 6.36 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK

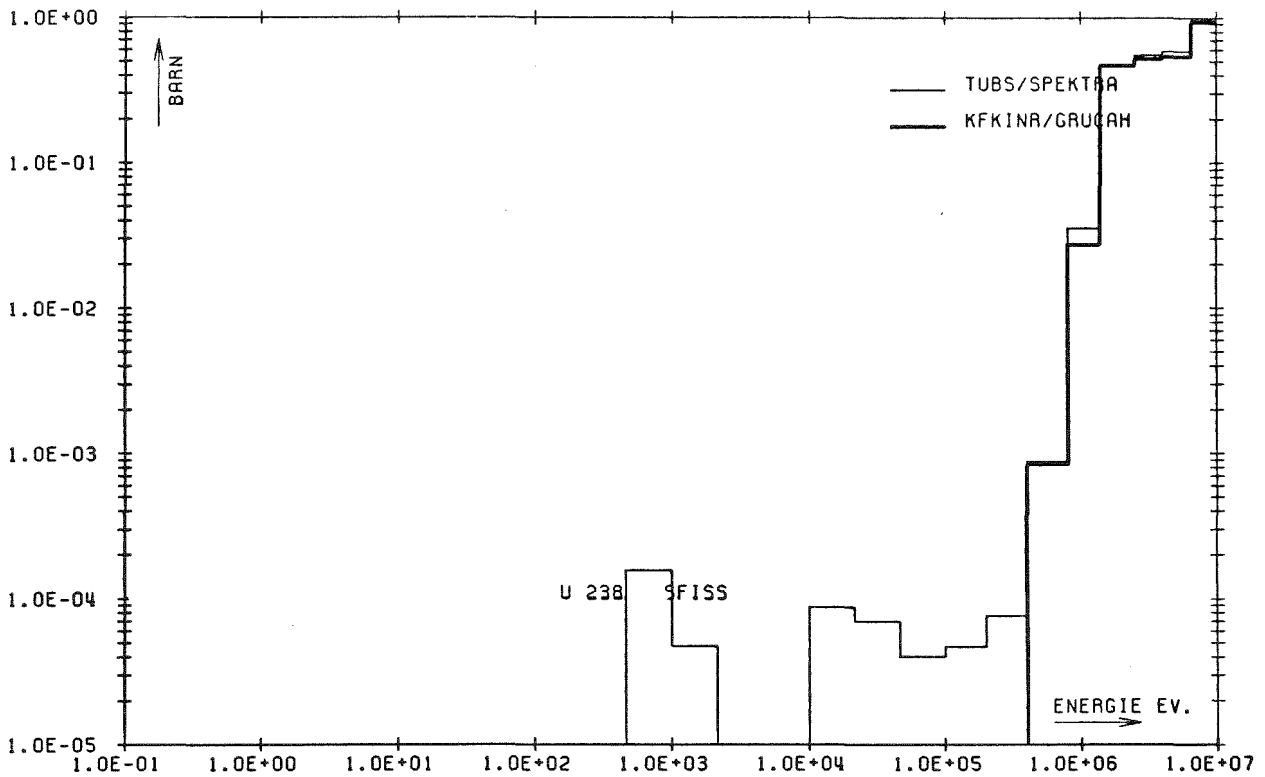


FIG. 6.37 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK



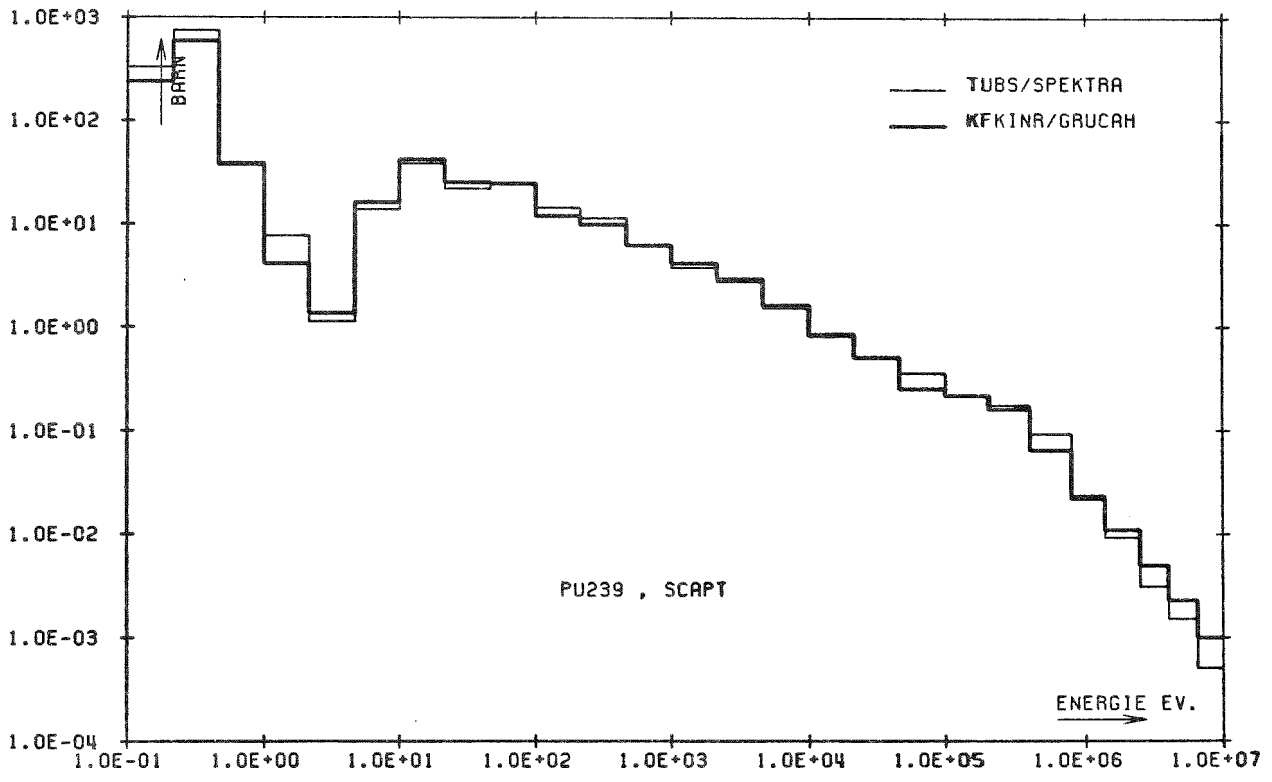


FIG. 6.38 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK

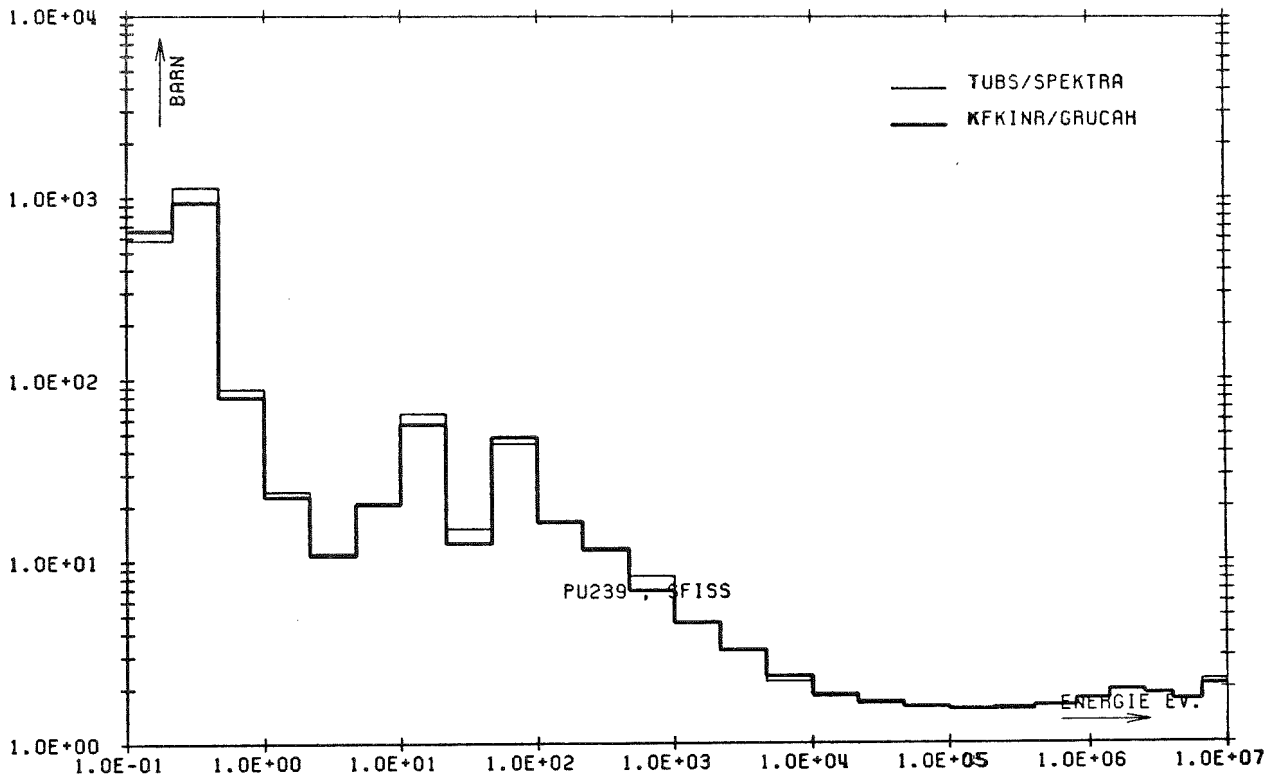


FIG. 6.39 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK



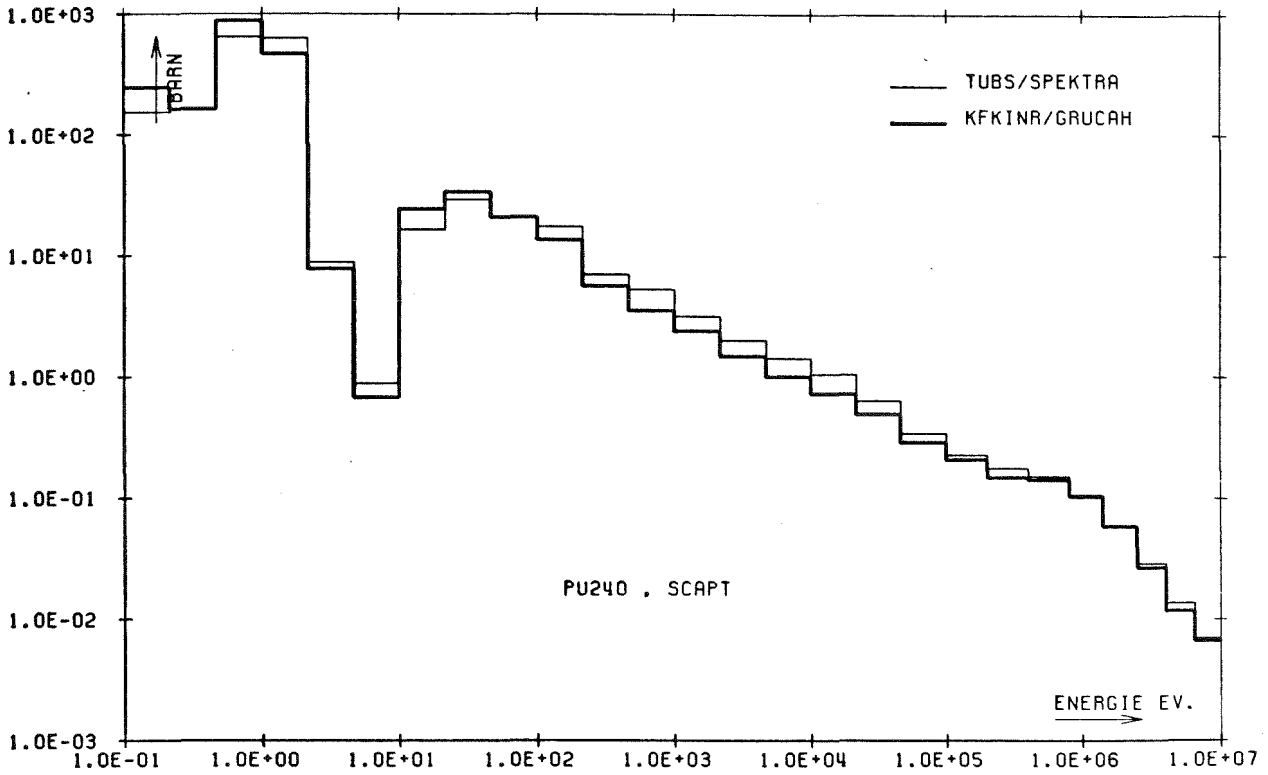


FIG. 6.40 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK

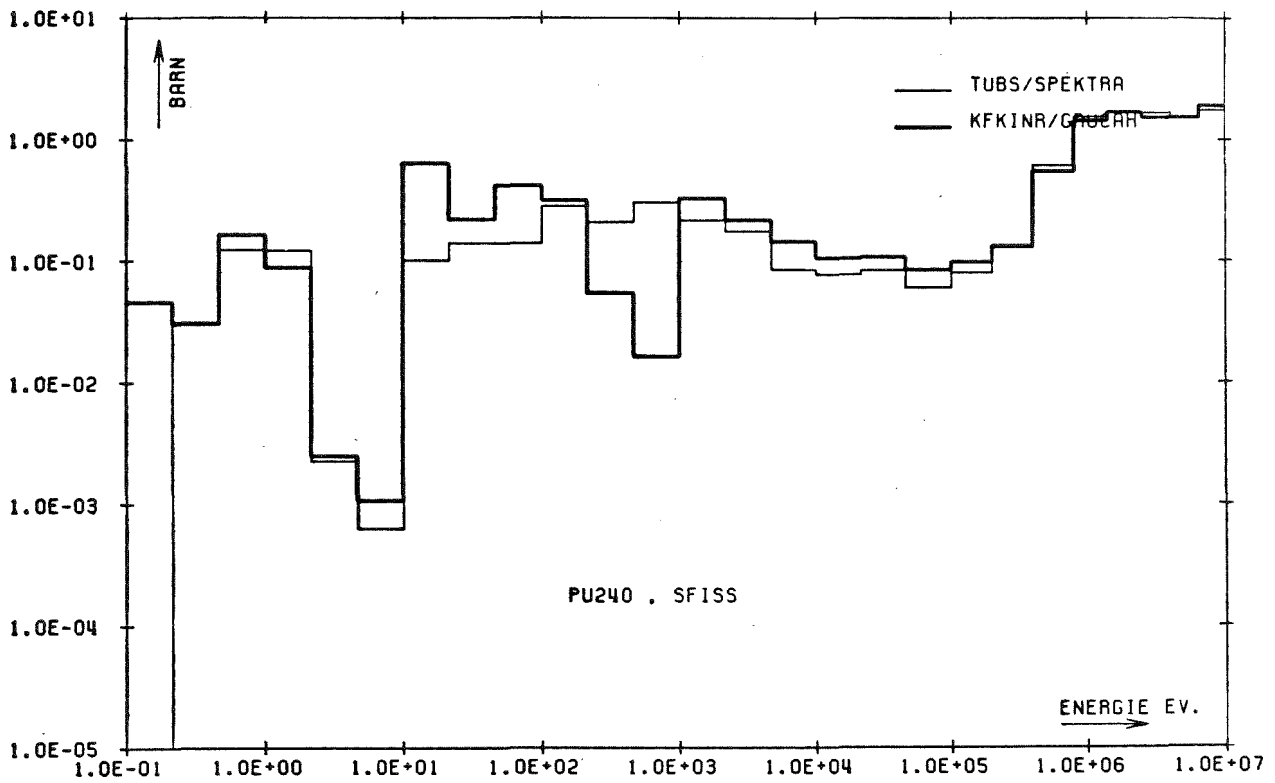


FIG. 6.41 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK



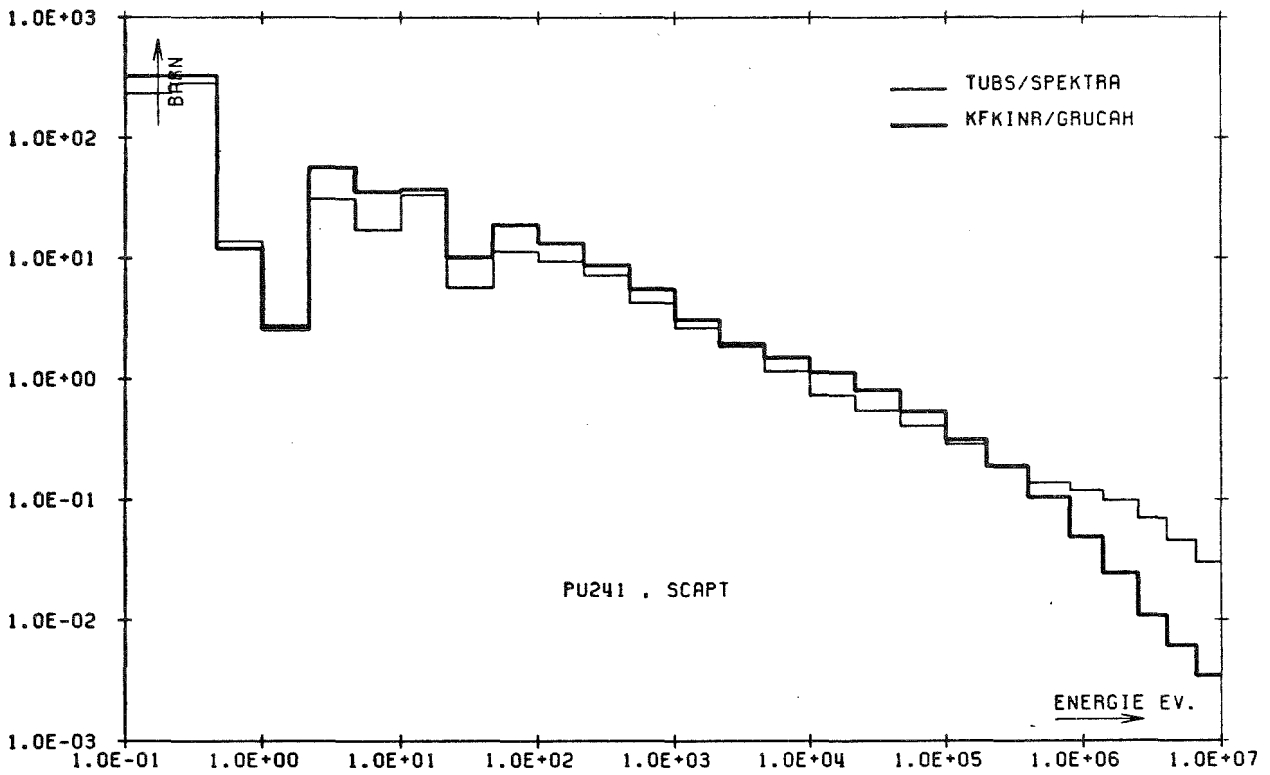


FIG. 6.42 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK

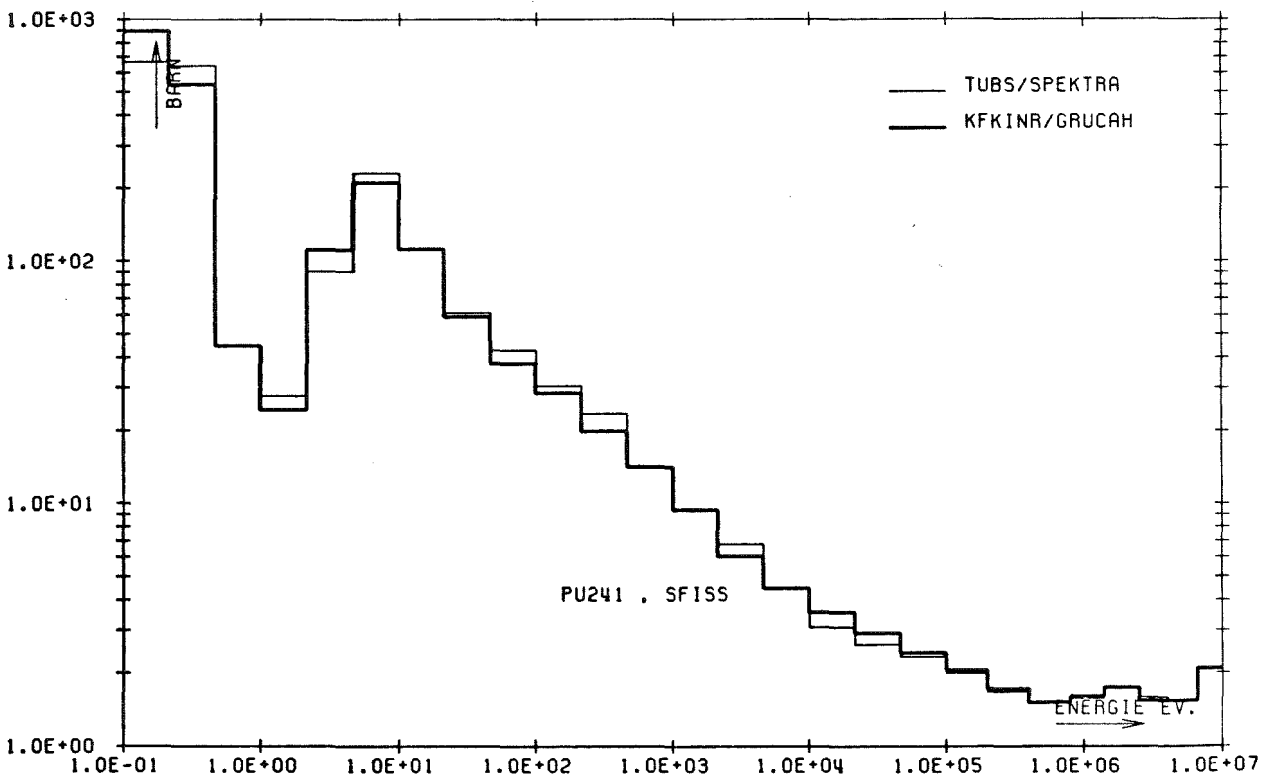


FIG. 6.43 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK



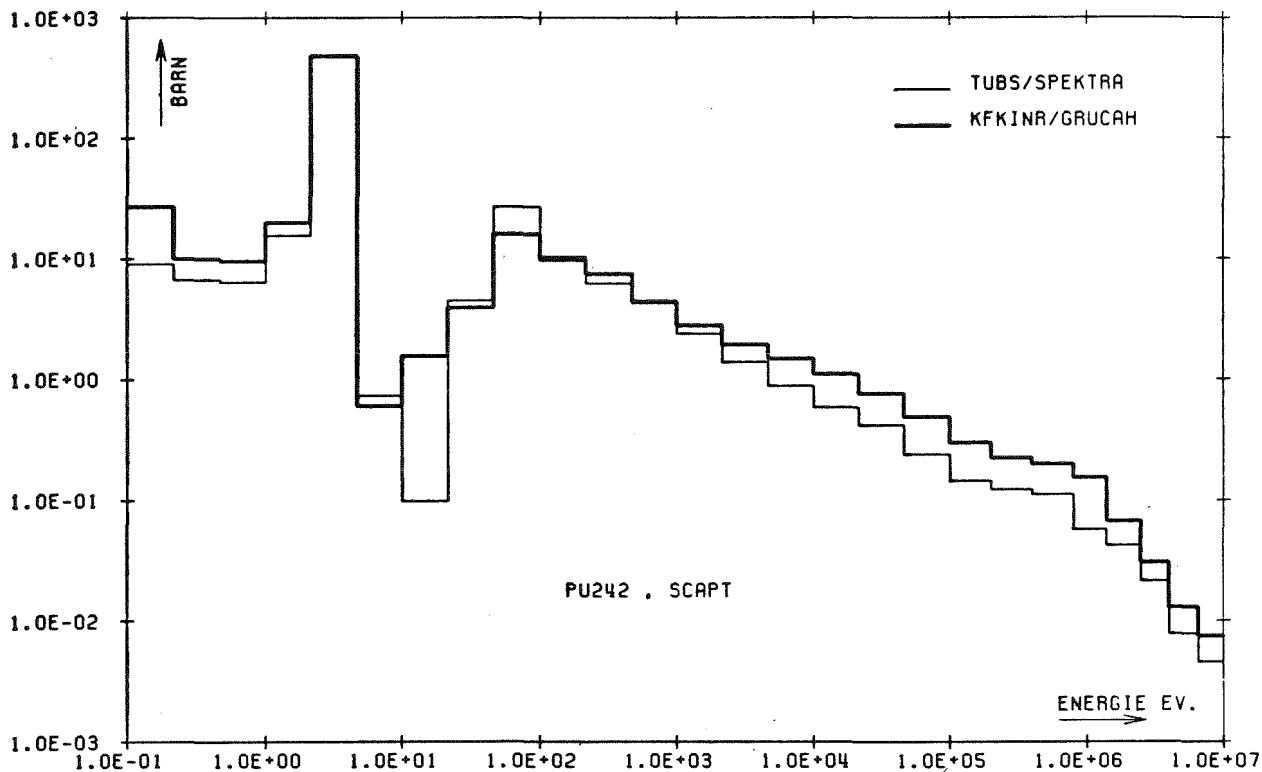


FIG. 6.44 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK

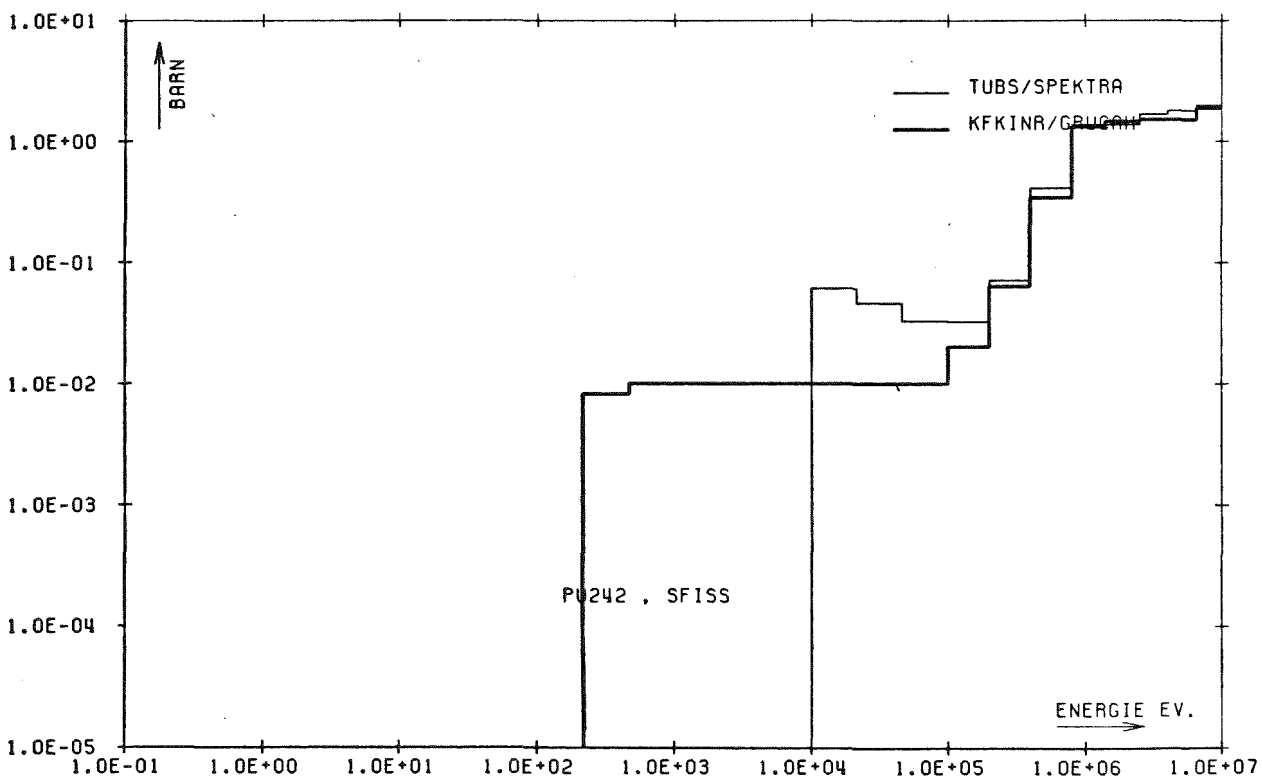
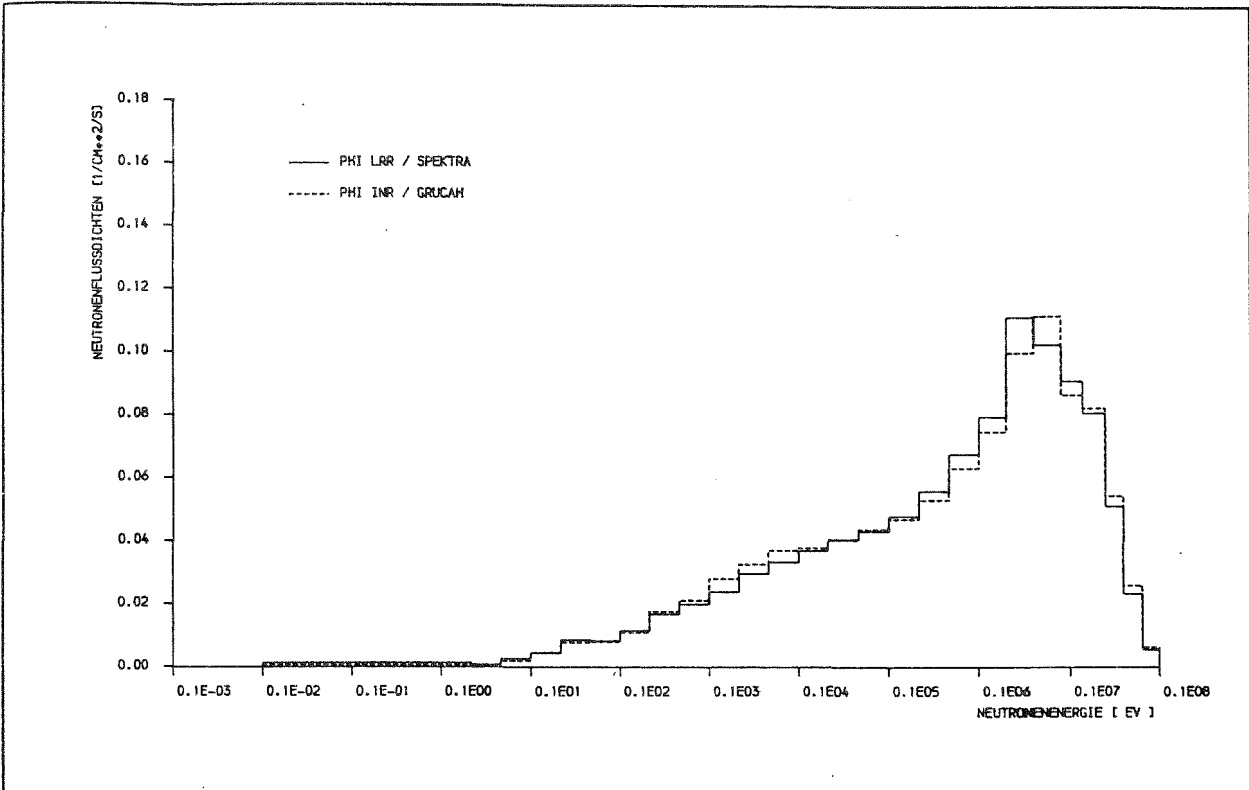


FIG. 6.45 MICROSCOPIC SHIELDED CROSS SECTIONS FOR TUBS BENCHMARK

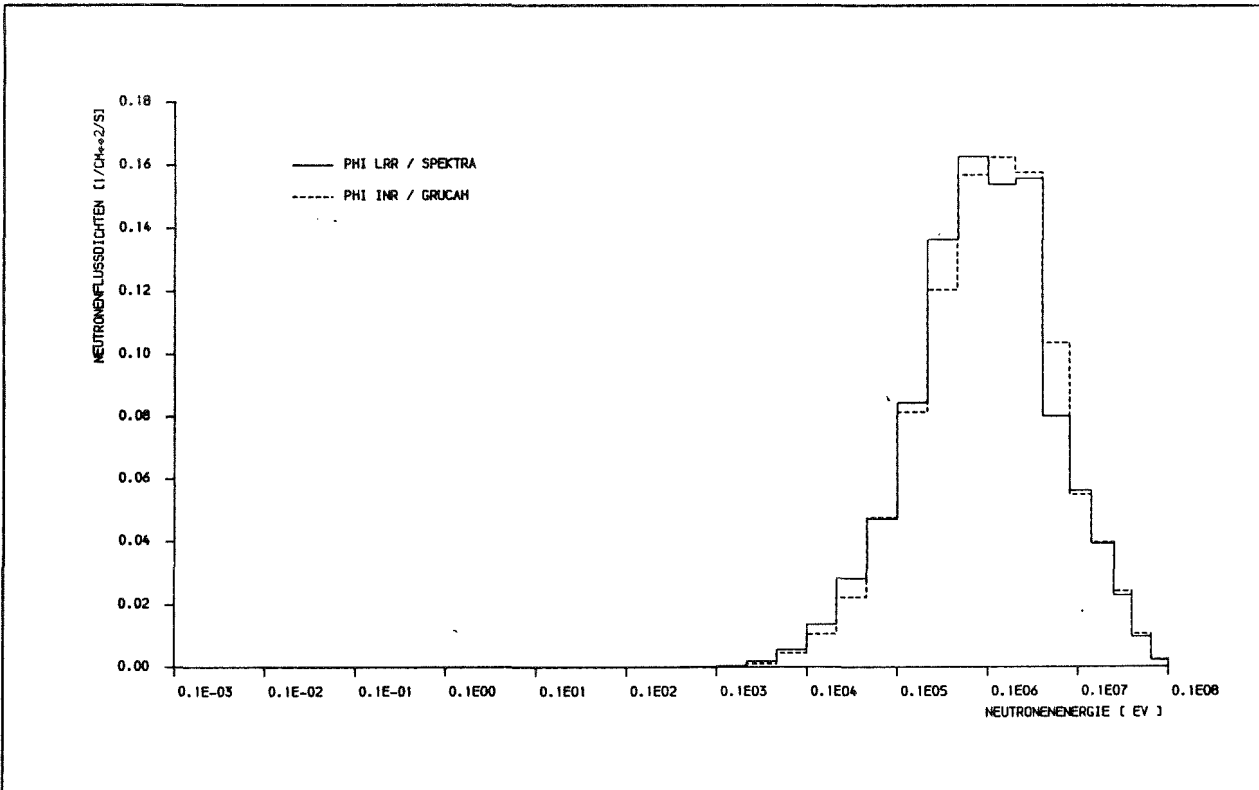




LEHRSTUHL FUER RAUMFLUGTECHNIK
UND REAKTORTECHNIK
DER TU BRAUNSCHWEIG

TUB-BENCHMARK / MODERATORDICHTE=0.70 G/CM³ / NEUTRONENFLUESSE
FIG. 7.1

1981



LEHRSTUHL FUER RAUMFLUGTECHNIK
UND REAKTORTECHNIK
DER TU BRAUNSCHWEIG

TUB-BENCHMARK / MODERATORDICHTE=0.00 G/CM³ / NEUTRONENFLUESSE
FIG. 7.2

1981

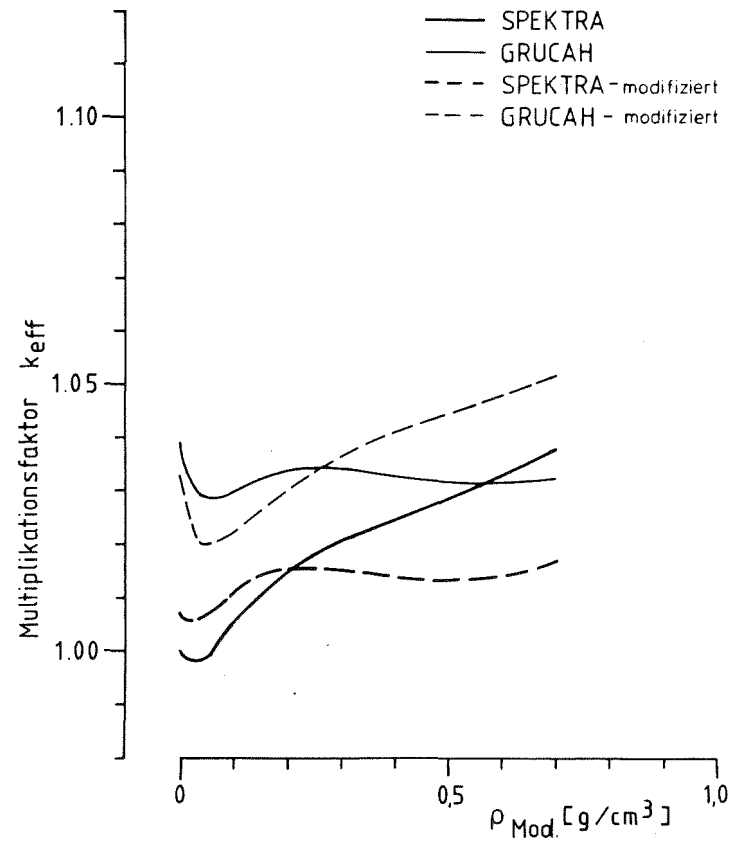
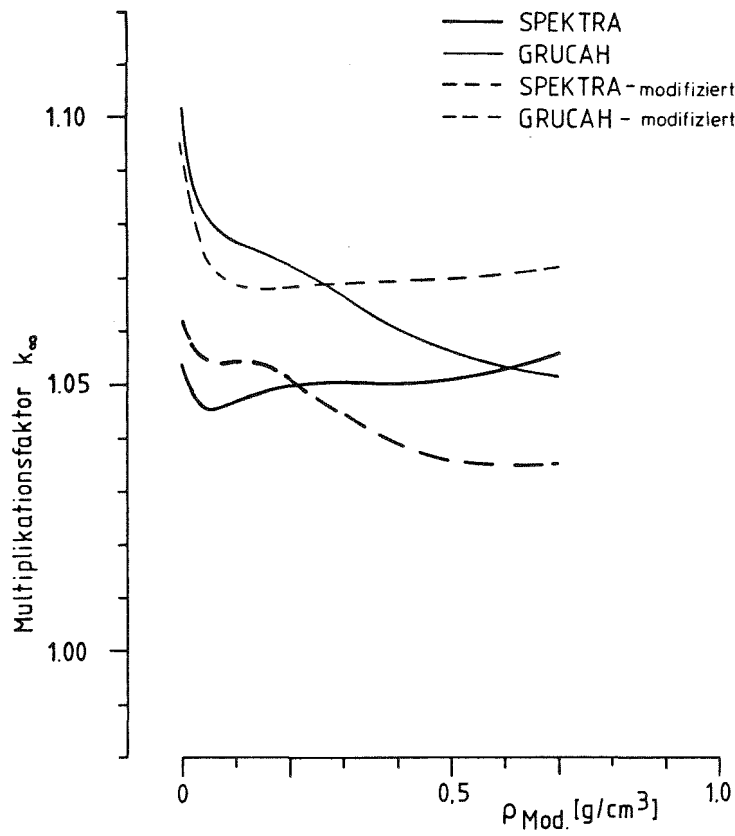


Fig. 7.3 : Sensitivitätsfall FDWR - 1 : σ_c' , σ_f' , ν U 235 bis Pu 242

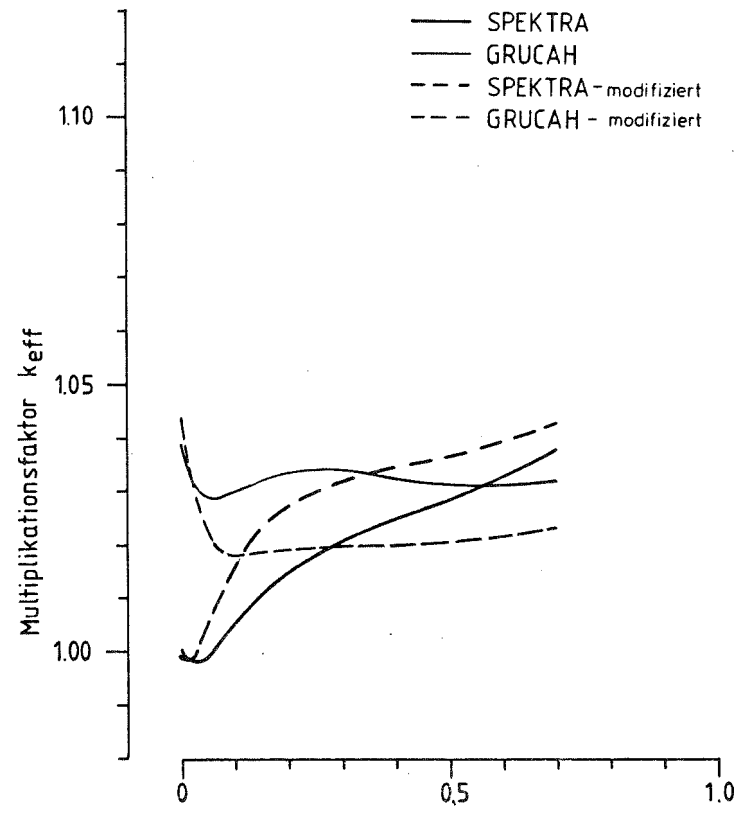
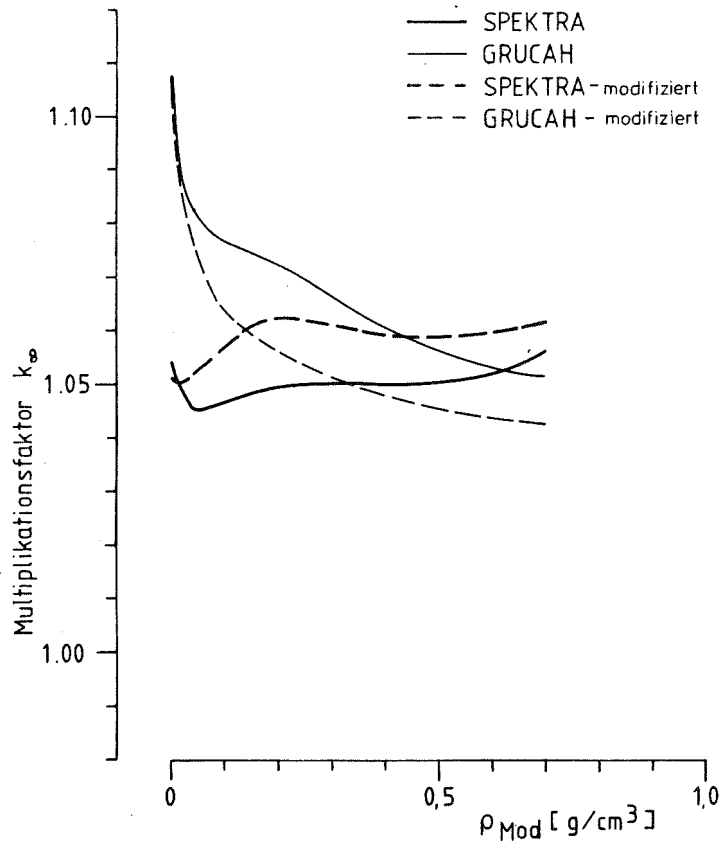


Fig. 7.4 : Sensitivitätsfall FDWR - 2 : σ_C

U 235 bis Pu 242

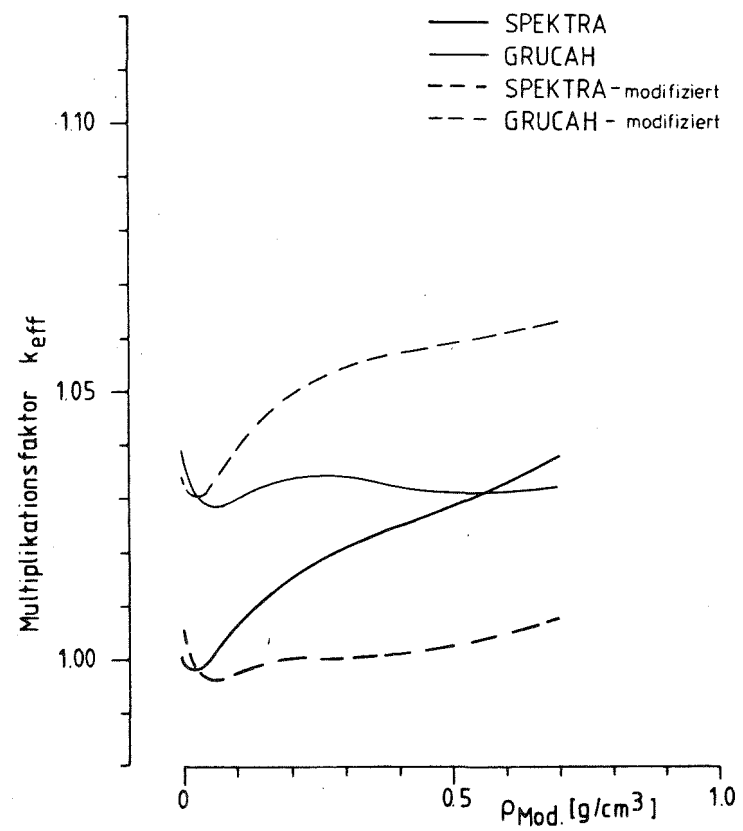
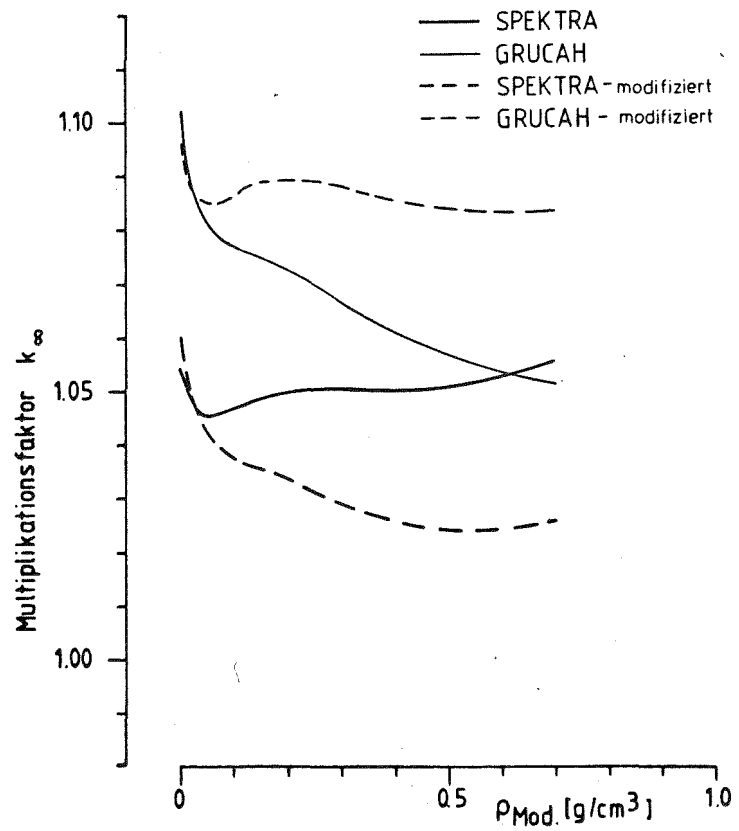


Fig. 7.5 : Sensitivitätsfall FDWR - 3 : σ_f

U 235 bis Pu 242

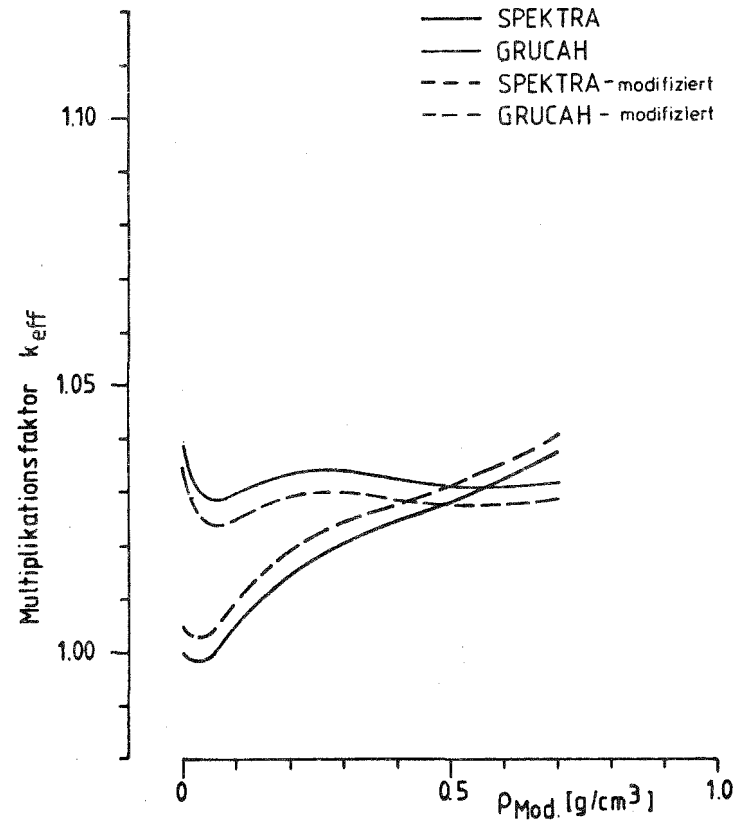
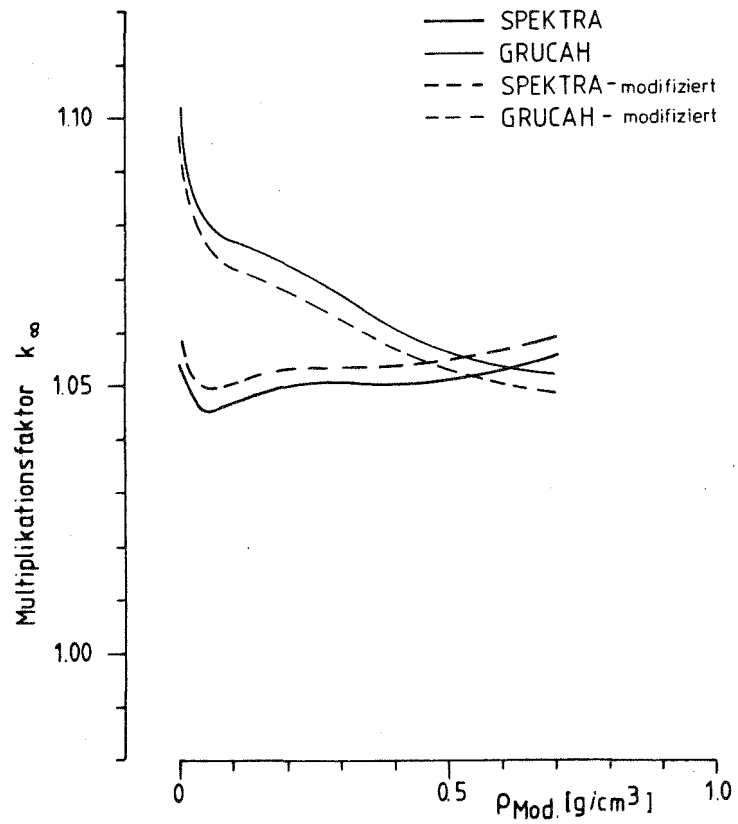


Fig. 7.6 : Sensitivitätsfall FDWR - 4 : v

U 235 bis Pu 242

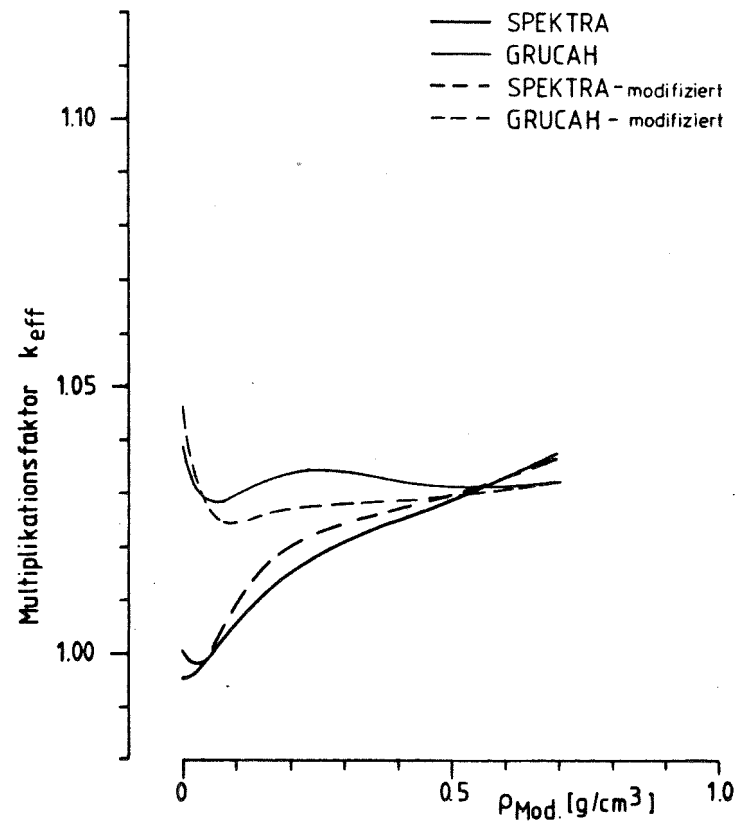
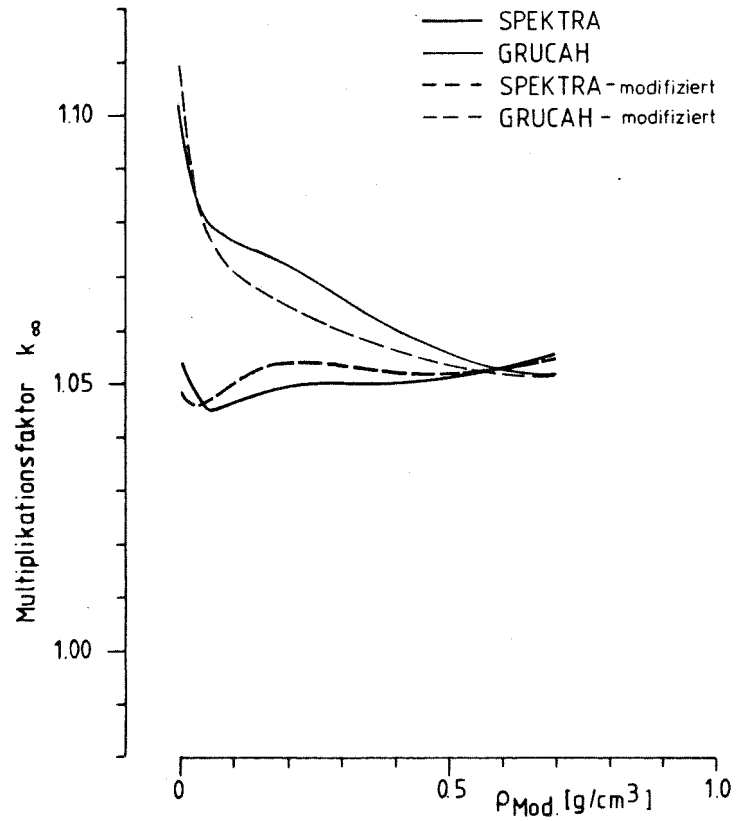


Fig. 7.7 : Sensitivitätsfall FDWR - 5 : σ_c' , σ_f' , ν

U 238

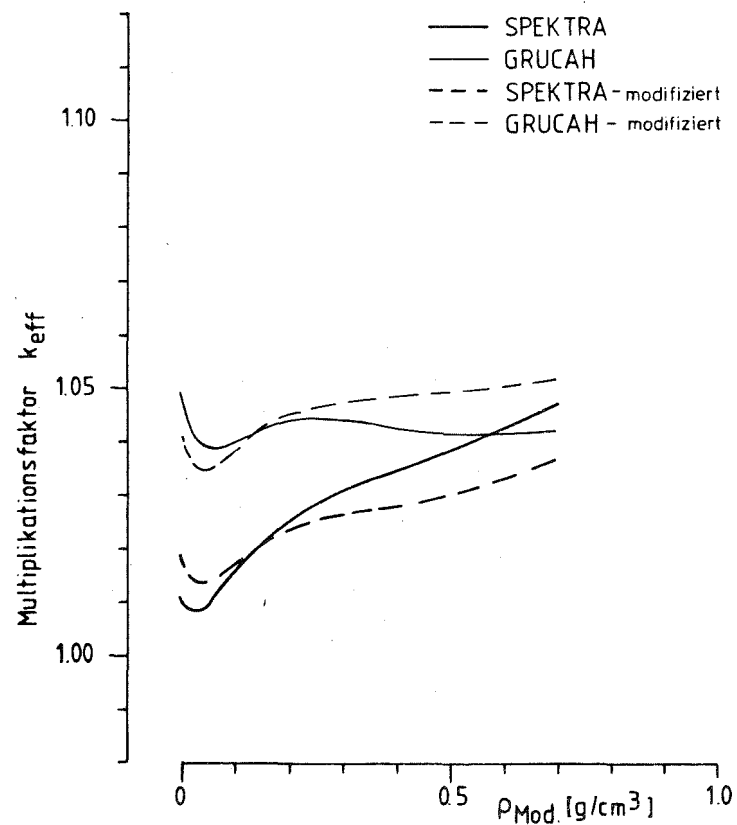
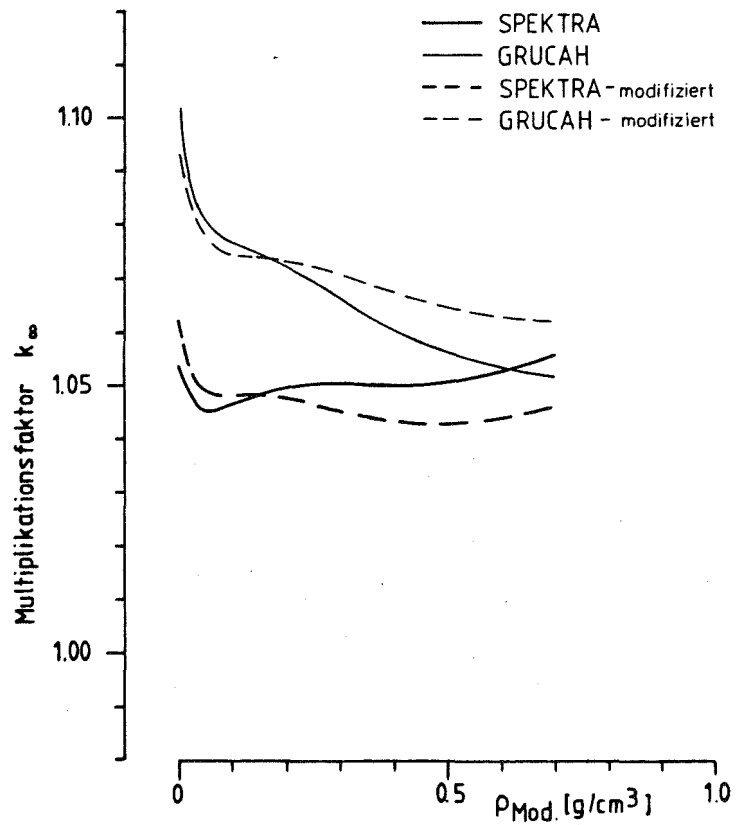


Fig. 7.8 : Sensitivitätsfall FDWR - 6 : σ_c, σ_f, ν

Pu 239

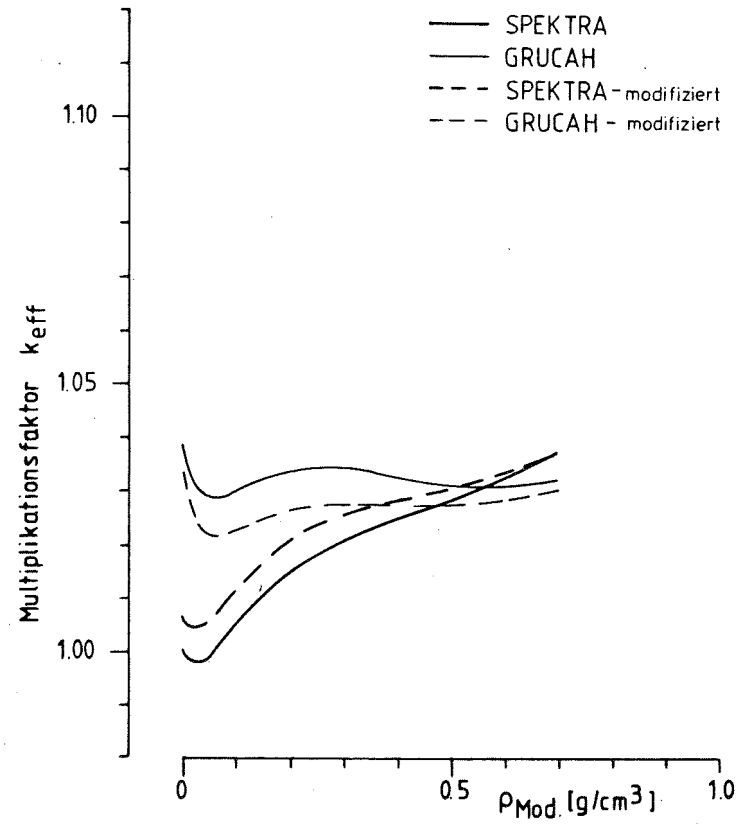
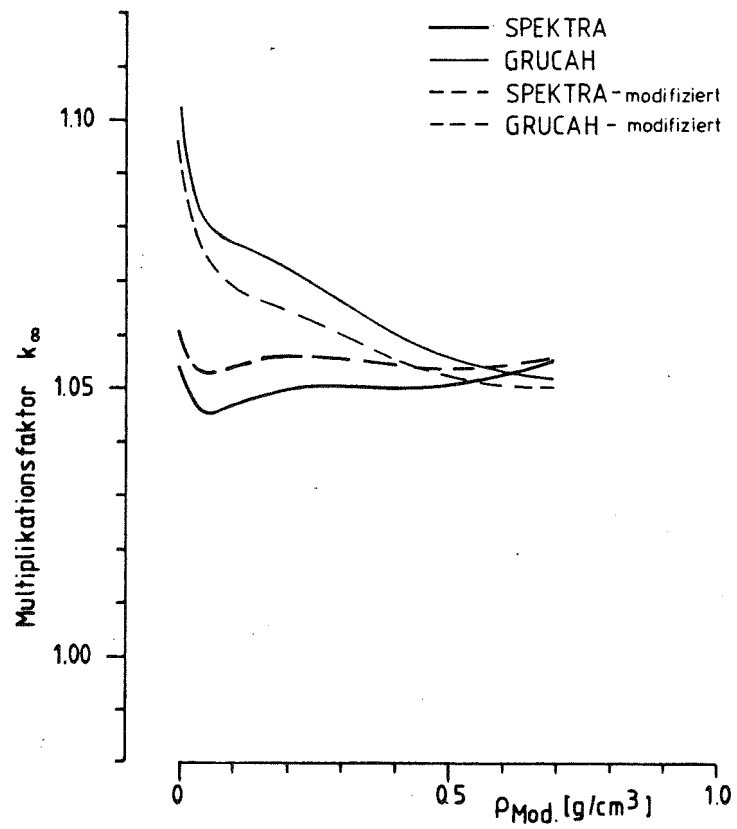


Fig. 7.9 : Sensitivitätsfall FDWR - 7 : σ_c , σ_f , ν

Pu 240

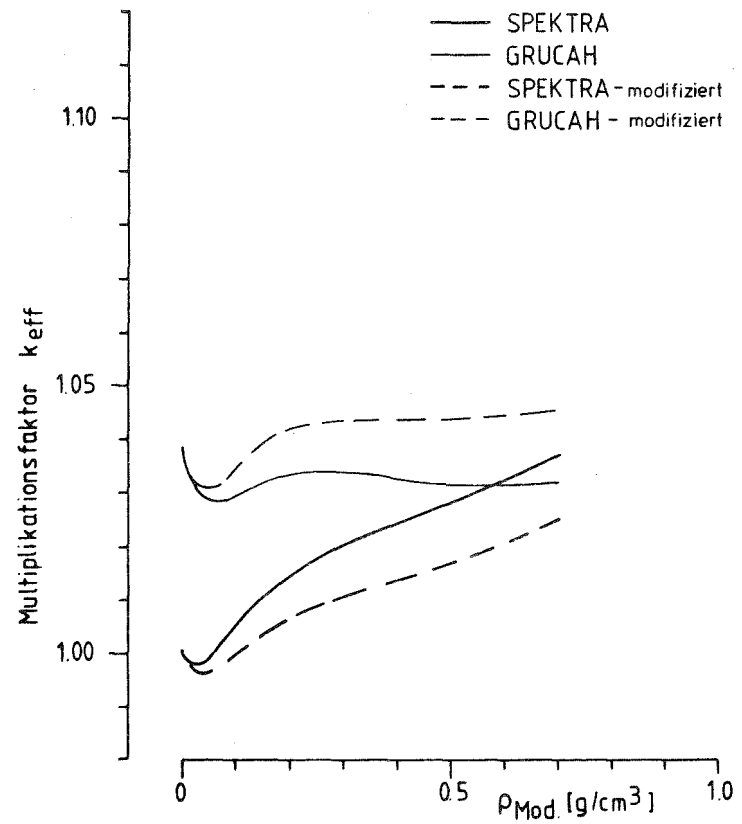
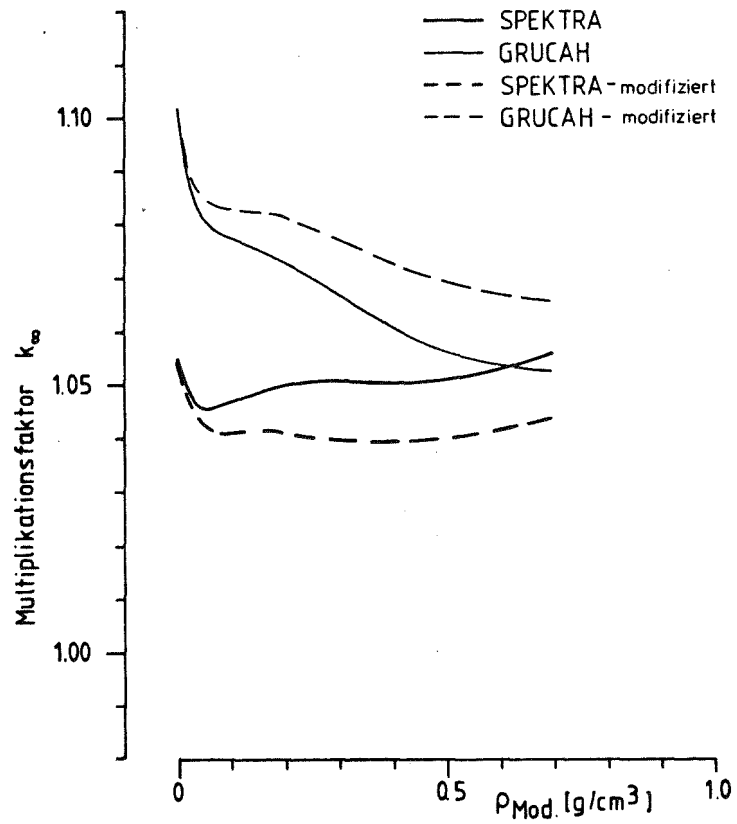


Fig. 7.10 : Sensitivitätsfall FDWR - 8 : σ_c, σ_f, ν

Pu 241

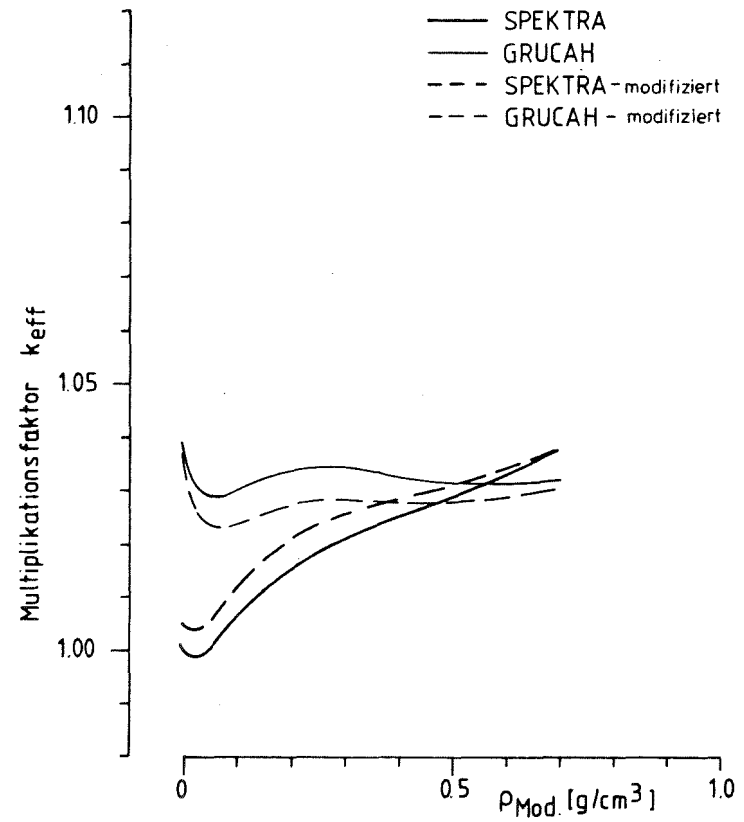
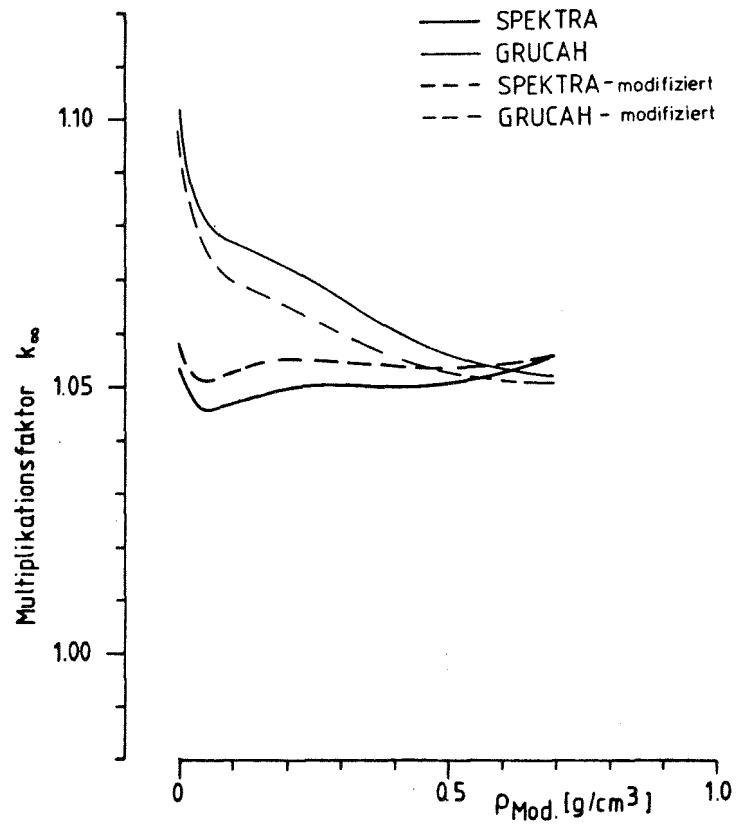


Fig. 7.11 : Sensitivitätsfall FDWR - 9 : σ_c

Pu 240

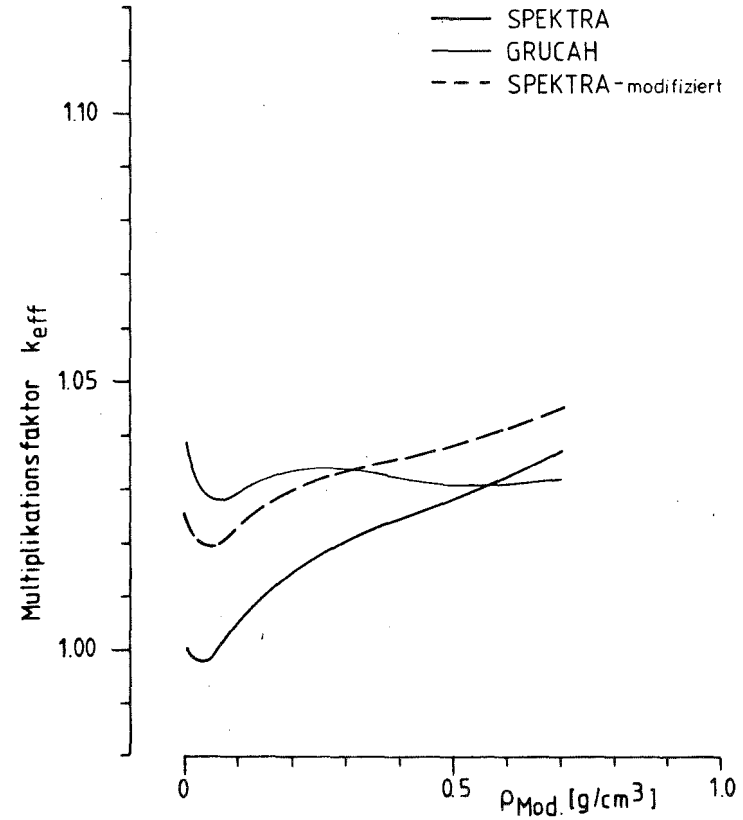
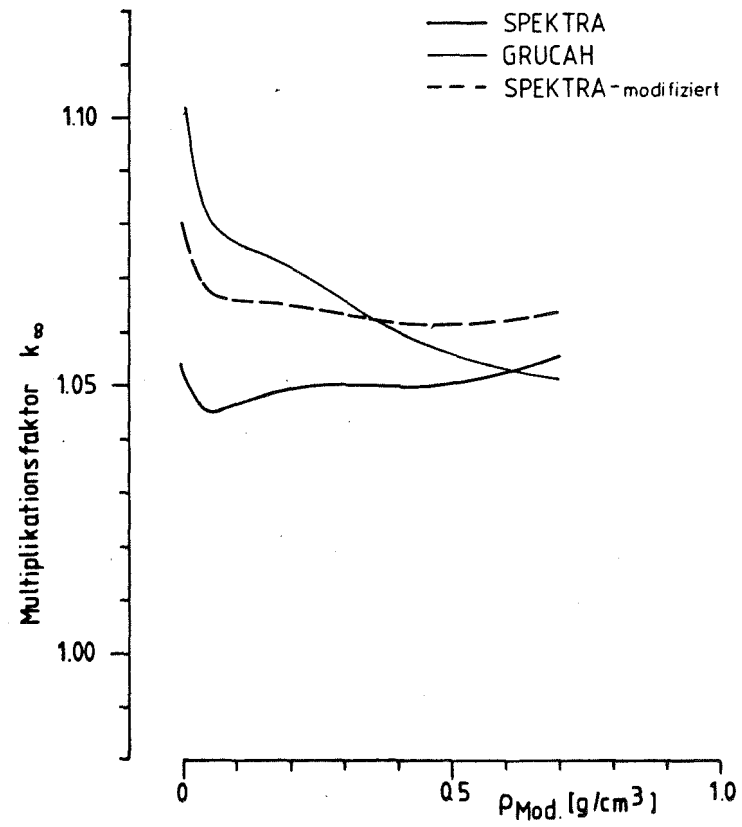


Fig. 7.12 : Sensitivitätsfall FDWR - 10 : $\sigma_{i \rightarrow j}^{inel, n2n}$

U 238

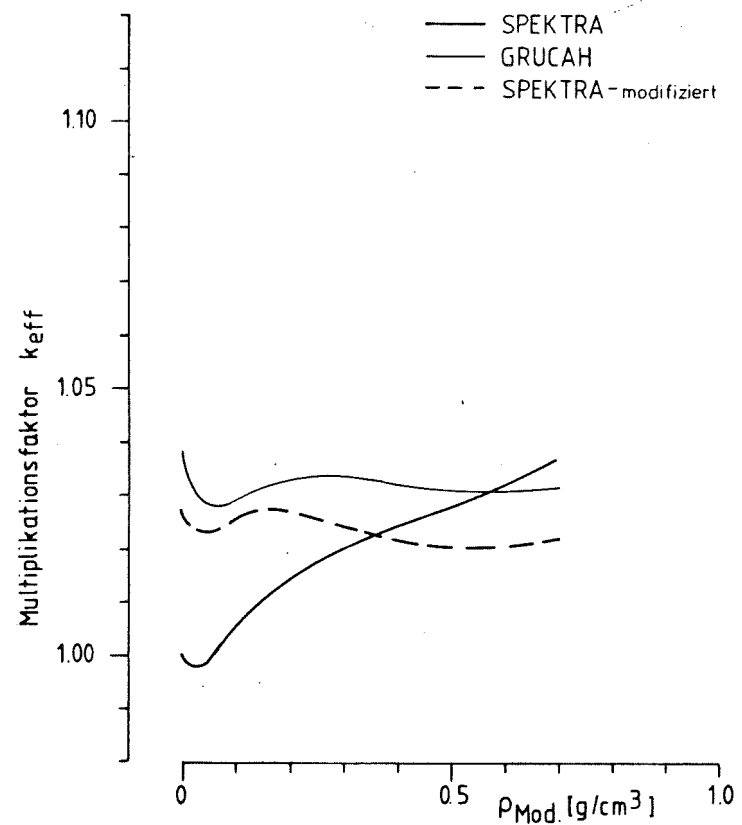
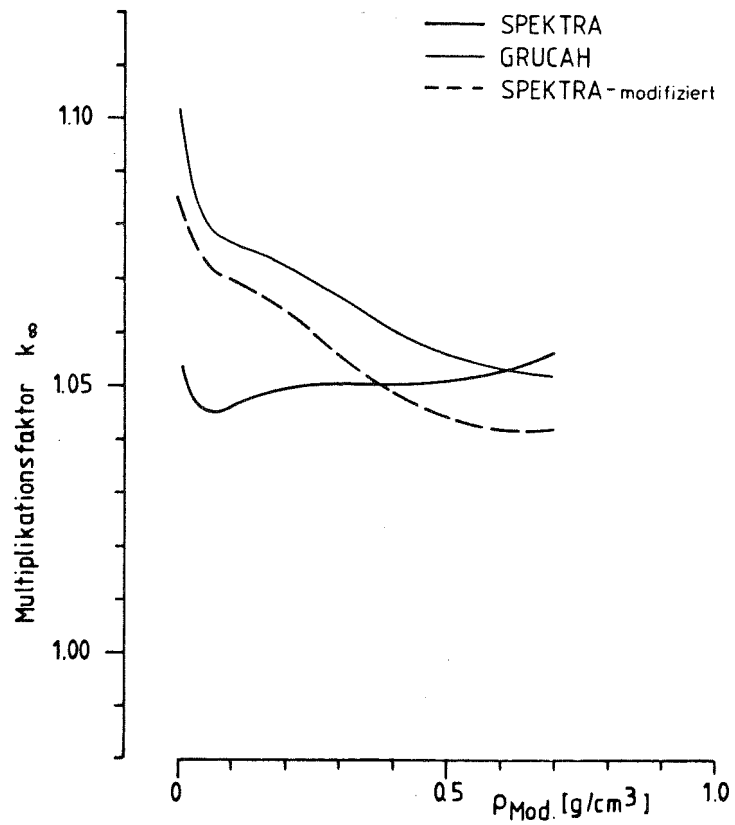


Fig. 7.13 : Sensitivitätsfall FDWR - 11 : $\sigma_{c'}$, $\sigma_{f'}$, ν U 235 bis Pu 242
 $\sigma_{inel, n2n}$ U 238
 $\sigma_{i \rightarrow j}$

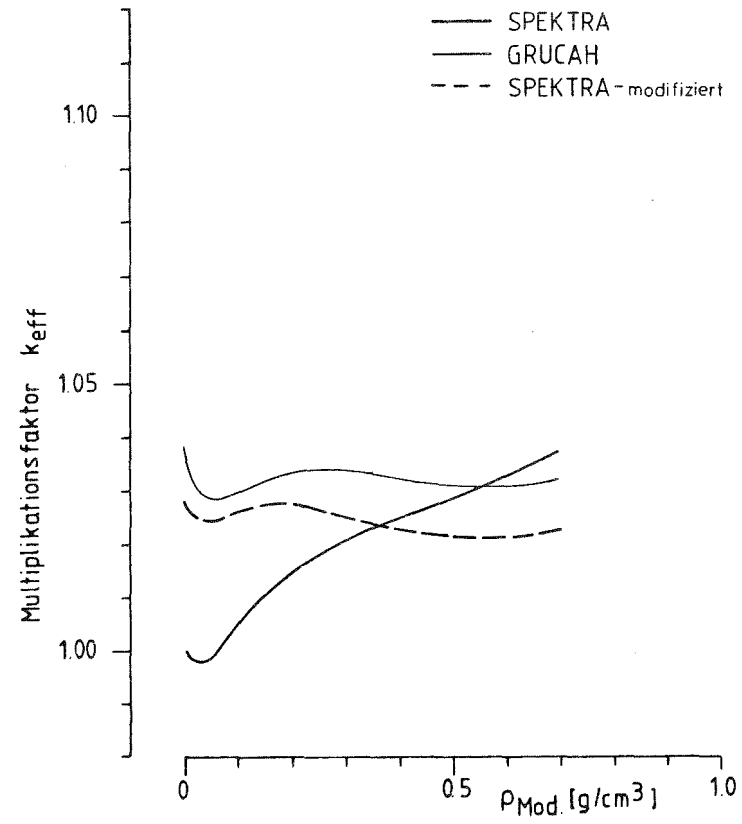
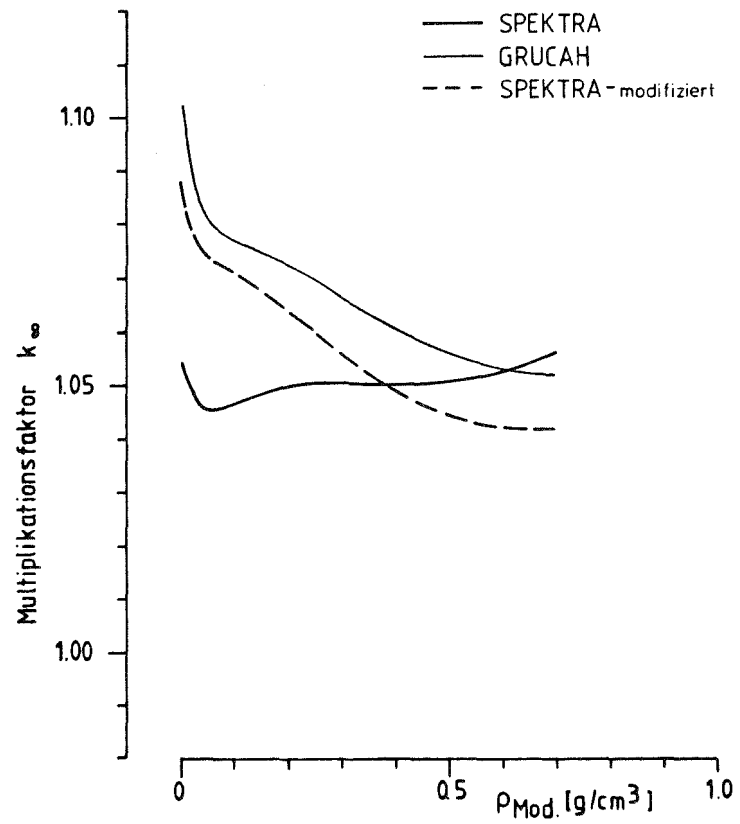


Fig. 7.14 : Sensitivitätsfall FDWR - 12 : σ_c , $\sigma_{f,v}$ U 235 bis Pu 242
 $\sigma_{inel,n2n}$ U 235 bis Pu 242
 $\sigma_{i \rightarrow j}$

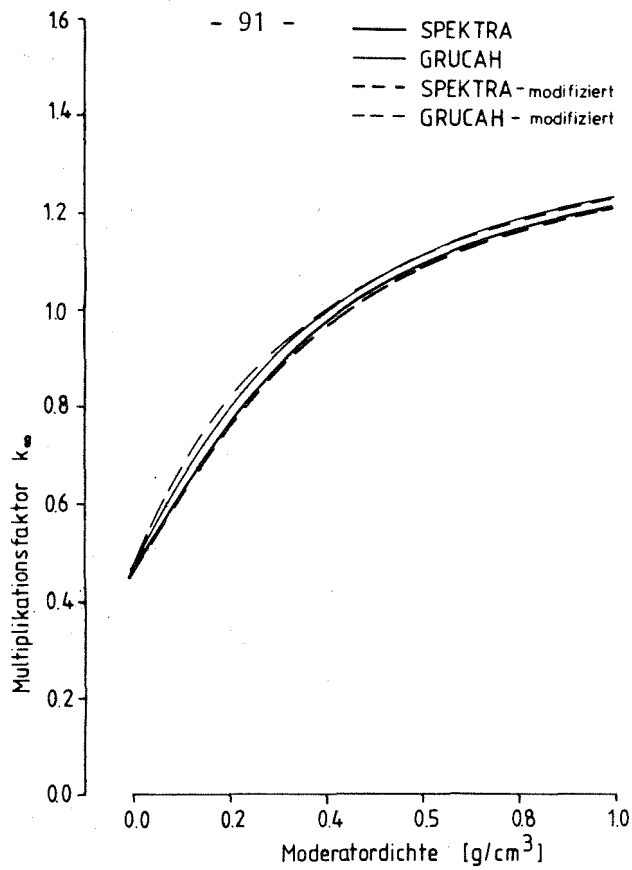


Fig. 7.15 : Sensitivitätsfall PC7-1 : σ_c, σ_f, ν
U 235 bis Pu 242

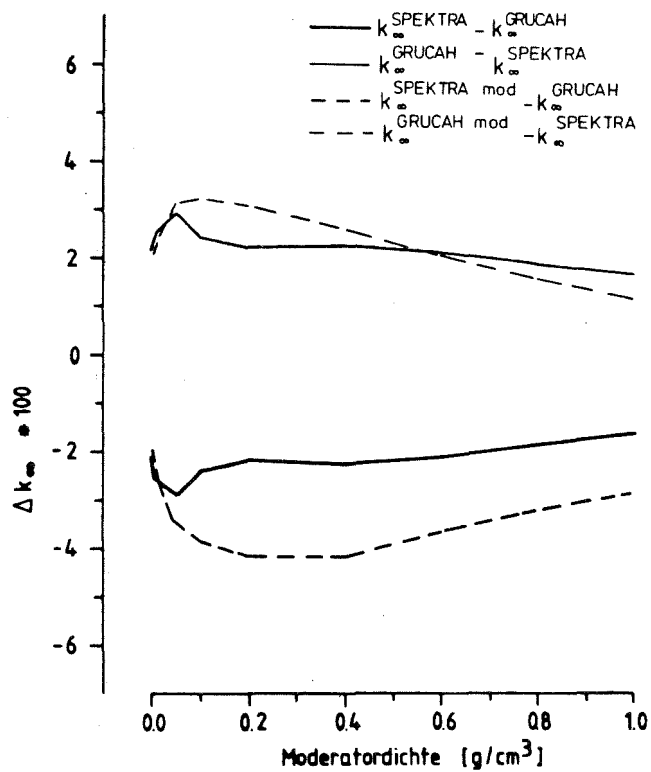


Fig. 7.16 : Sensitivitätsfall PC7-1 : σ_c, σ_f, ν
U 235 bis Pu 242

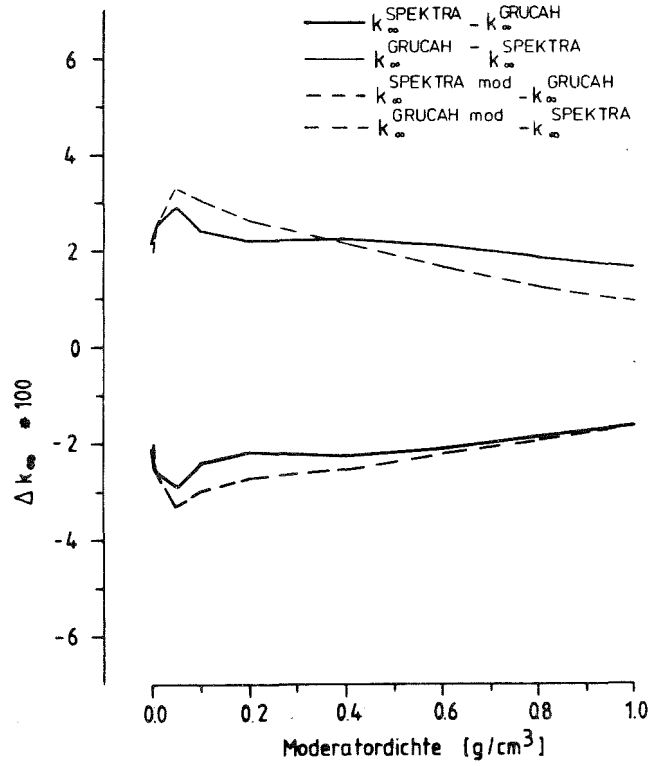


Fig. 7.17 : Sensitivitätsfall PC7-6 : σ_c, σ_f, ν
Pu 239

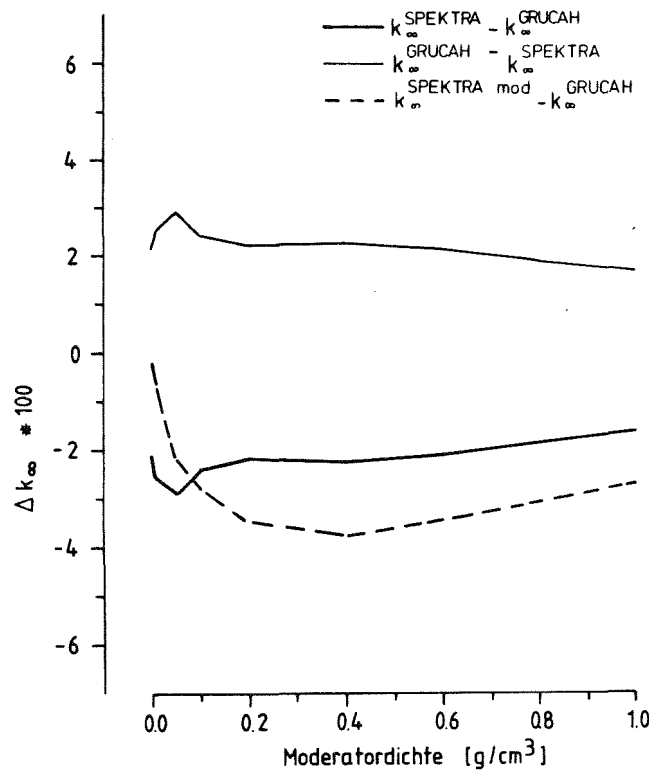


Fig. 7.18 : Sensitivitätsfall PC7-7 : $\sigma_c, \sigma_f, \nu, \sigma_{i \rightarrow j}^{inel, n2n}$
U 235 bis Pu 242

Danksagung

Die Verfasser danken Herrn Dr. rer. nat. H. Küsters vom Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik des Kernforschungszentrums Karlsruhe für die Anregung dieser Untersuchung sowie das Interesse, das er dem Ablauf der Arbeit durch fördernde Kritik stets entgegenbrachte. Herr Prof. Dr. rer. nat. W. Oldekop, Leiter des Instituts für Raumflugtechnik und Reaktortechnik der TU Braunschweig, förderte diese Arbeit durch wertvolle Diskussionsbeiträge.