

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

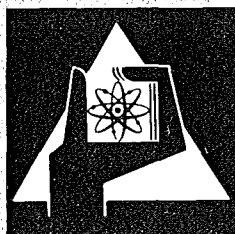
November 1973

KFK 1880

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

**Berechnung von Neutronenflüssen in Randbereichen
Schneller Reaktoren**

M. Lalović



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

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1880

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Projekt Schneller Brüter

Berechnung von Neutronenflüssen in Randbereichen
Schneller Reaktoren

M. Lalović

Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau und
Verfahrenstechnik der Universität Karlsruhe

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe



Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird untersucht welcher theoretische Aufwand notwendig ist, um die Neutronenverteilung in den Randbereichen Schneller Reaktoren ausreichend genau berechnen zu können. Ausgehend von der Diffusionstheorie wurden folgende Fragenkomplexe behandelt:

- Sind die für die Coreauslegung gewonnenen Erfahrungen über die zu verwendende Anzahl von Ortspunkten auch für das Blanket richtig?
- Wieviele Wichtungsspektren zur Bildung zonenabhängiger Gruppenkonstanten sind zur Beschreibung des Blanketbereichs notwendig?
- Welche Rolle spielt die Feinstruktur in der Wichtung der Gruppenkonstanten?

Der transporttheoretische Einfluß bei der Berechnung der Neutronenflüsse in den Randbereichen wird durch Vergleiche von S_N - mit Diffusionsrechnungen bestimmt. Um die Zuverlässigkeit der S_N -Ergebnisse zu testen, werden diese mit unabhängigen transporttheoretischen Monte-Carlo-Verfahren verglichen. Es wird der Einfluß eines "Reflektors" auf die Neutronenflüsse in Randbereichen untersucht.

Als Testobjekt für die Untersuchungen wird ein Modell eines 300 MWe schnellen natriumgekühlten Reaktors -SNR- gewählt. Weiterhin wird die Simulationsmöglichkeit der Randbereiche eines Schnellen Reaktors in einer unterkritischen Anordnung mit einer externen Quelle geprüft.

Calculation of Neutron Flux in Outer Core and Blanket Regions of Fast Reactors

Abstract

In this report we investigate how much effort is needed to calculate neutron flux in outer core and blanket regions of fast reactor assemblies to sufficient accuracy. From the standpoint of diffusion we consider the following questions:

- Is experience concerning the number of space mesh points used in the core-calculations also appropriate to the blanket?
- How many weighting spectra are necessary to construct zone-dependent group constants for the blanket region?
- What is the role of the fine structure in the weighting of group constants?

The effect of considering transport theory in calculating the neutron flux in outer core and blanket regions will be determined by comparison of S_N and diffusion calculations. To check the reliability of the S_N results, we shall compare them with independent Monte Carlo methods of transport theory. The influence of reflector on the neutron flux in outer regions will be studied.

For the object of these studies we choose a model of a 300MWe sodium-cooled fast reactor (SNR). Furthermore, the possibility of simulating core and blanket regions of a fast reactor in a subcritical assembly with an external source will be tested.

I n h a l t s v e r z e i c h n i s

1. Einleitung
 - 1.1. Allgemeines
 - 1.2. Problemstellung
2. Rechenverfahren zur Berechnung von Schnellen Reaktoren
 - 2.1. Die Gruppenkonstanten
 - 2.1.1. Behandlung der Energievariablen bei der Bildung der Diffusionsgruppenkonstanten
 - 2.1.2. Behandlung der Ortsvariablen bei der Bildung der Diffusionsgruppenkonstanten
 - 2.1.3. Behandlung der Wirkungsquerschnitte in den benützten Berechnungsmethoden
 - 2.2. Ein- und zweidimensionale Multigruppendiffusions-Codes
 - 2.3. Zweidimensionale Multigruppen-Transport-Code-SNOW
 - 2.4. Monte-Carlo-Methode
 - 2.4.1. Das Prinzip des Monte-Carlo-Verfahrens zur Berechnung des allgemeinen Neutronen-Transportproblems
 - 2.4.2. Zwei spezielle Monte-Carlo-Verfahren
 - 2.4.2.1. Multigruppen-Monte-Carlo-Code-MOCA
 - 2.4.2.2. Karlsruher-Monte-Carlo-Code-KAMCCO
3. Testobjekte
 - 3.1. SNR-Modell - Modell eines 300 MWe natriumgekühlten Schnellen Brüters
 - 3.2. Schnelle unterkritische Anordnung
4. Diffusionsrechnungen für das SNR-Modell und deren Analyse
 - 4.1. Die eindimensionalen Diffusionsrechnungen
 - 4.2. Zweidimensionale Diffusionsrechnungen
 - 4.3. Vergleich der ein- und zweidimensionalen Rechnungen

- 4.4. Einfluß der Behandlung der Gruppenkonstanten im Rahmen der Diffusionstheorie auf den Neutronenfluß in Randbereichen
 - 4.4.1. Einfluß des σ_0 -Konzepts
 - 4.4.2. Der Einfluß der Ortsabhängigkeit und der Feinstruktur der Wichtungsfunktion auf die Bestimmung der Gruppenkonstanten
5. Neutronen-Transportrechnungen für das SNR-Modell und deren Analyse
 - 5.1. S_N -Rechnungen
 - 5.2. Vergleich der Neutronenflüsse der Randbereiche, berechnet mit S_4 - und Diffusionsrechnungen
 - 5.3. MOCA-Ergebnisse
 - 5.4. KAMCCO-Ergebnisse
 - 5.5. Einfluß des Reflektors auf den Neutronenfluß in den Randbereichen
6. Diffusions- und Transport-Rechnungen für die Schnelle unterkritische Anordnung
 - 6.1. Bemerkung zur unterkritischen Anordnung
 - 6.2. Ergebnisse und Vergleiche der berechneten Neutronenflüsse
7. Allgemeine Diskussion der Ergebnisse
8. Zusammenfassung und Schlußfolgerung
9. Literaturverzeichnis

1. Einleitung

1.1. Allgemeines

Die Berechnung Schneller Reaktoren befindet sich nach jahrelangen intensiven internationalen Bemühungen in einem relativ fortgeschrittenen Zustand. Dabei steht jedoch in den meisten Fällen der Corebereich im Mittelpunkt der Untersuchungen, da dieser die relevanten physikalischen Kenngrößen eines Reaktors bestimmend beeinflusst. Hier seien kurz einige der wesentlichen Erkenntnisse zusammenfassend dargestellt, wie man sie aus entsprechenden Studien der Corephysik entnehmen kann /31, 32/. Aus dem Verhältnis der geometrischen Abmessungen von Brennstabdicken und -Abständen in einem Schnellen Reaktorkern und der großen mittleren freien Weglängen der Neutronen im und oberhalb des Schwerpunktes des Neutronenspektrums folgt, daß man für die nuklearen Rechnungen die Materialbereiche (Reaktorzone) praktisch jeweils als in sich homogen behandeln kann. Heterogenitätseffekte in Leistungsreaktoren sind klein /33/. Eine größere Rolle spielen sie nur in der theoretischen Behandlung von Null-Leistungsreaktoren mit einer für den Leistungsreaktor untypischen Plättchenstruktur verschiedener Materialien und Anordnungen /33/. Außerdem befinden sich in Schnellen Reaktoren keine in der Neutronenabsorption stark unterschiedliche Materialzonen wie im Zellbereich eines thermischen Reaktors. Somit liegt es sehr nahe, daß die Diffusionstheorie im Corebereich zufriedenstellende Aussagen liefert. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß wegen der großen freien Weglänge die Neutronen auch aus großen Tiefen an eventuelle Zwischengrenzen und den Core- wie Blanketrand gelangen. Man hat demnach der Frage nachzugehen, wie weit der Gültigkeitsbereich der Diffusionstheorie ist, da bekanntlich die Genauigkeit der Diffusionstheorie an Grenzen und Rändern abnimmt. Dies tut man fast durchweg durch entsprechende transporttheoretische Rechnungen, mit denen

man allerdings meist nur die relevanten integralen Daten, wie z.B. k_{eff} , korrigiert. Örtliche Heterogenitäten könnten beim Leistungsreaktor erst im Resonanzgebiet der schweren und mittelschweren Kernen wesentlich werden, doch auch hier zeigt eine Untersuchung, daß die Einflüsse für die augenblicklich interessierenden Leistungsreaktoren nicht sehr groß sind /34/.

Die Grundlage der Behandlung der Energieabhängigkeit des Neutronenfeldes bildet fast immer die Multigruppentheorie, wobei meist weniger als 30 Energiegruppen verwendet werden. Diese Gruppenkonstantensätze werden gewöhnlich für die Diffusionsrechnungen hergestellt und sind im Resonanzbereich nach der NARROW-Resonanz-Näherung (NR-Näherung) mit $1/\Sigma_{\text{tot}}$ gewichtet. Dabei ersetzt man bei den Routine-rechnungen in der Bestimmung der Resonanzselbstabschirmung (durch die Wichtung $1/\Sigma_{\text{tot}}$) meist neben den Wirkungsquerschnitten des gerade betrachteten Isotops, dessen Resonanzen einem Neutronenfeld ausgesetzt sind, die Wirkungsquerschnitte der Restmaterialien durch einen geeigneten Mittelwert (σ -Null-Konzept). In einer Verbesserung dieses Verfahrens werden die echten gegebenen Wirkungsquerschnittsverläufe aller Isotope im $\Sigma_{\text{tot}}(E)$ der NR-Abschirmung berücksichtigt (REMO-Verfahren).

Die NR-Näherung ist jedoch in Energiegruppen mit breiten Streuresonanzen ungenau, was sich dann besonders nachteilig bei der Berechnung der Neutronenflüsse dieser Gruppen auswirkt. Für die Wichtung der breiten Streuresonanzen wird deshalb manchmal die Feinstruktur der Flüsse aus einer nulldimensionalen Mehrhundertgruppen-Diffusionsrechnung benützt.

Die Ortsabhängigkeit des Neutronenspektrums als Wichtungsfunktion für die Bildung der Gruppenkonstanten ist durchweg in den Auslegungsrechnungen nicht berücksichtigt. Ist man an genauen ortsabhängigen Neutronenspektren inter-

essiert, so läßt sich diese ortsabhängige Feinstruktur mit Hilfe des im Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelten 208-Gruppen-Verfahrens berechnen, allerdings nur in einer Dimension.

Die Berechnungen zur Auslegung von Schnellen Leistungsreaktoren sollte jedoch zwei- oder gar dreidimensional erfolgen. Dreidimensionale Diffusionsrechenverfahren mit etwa 30 Gruppen sind im allgemeinen aber nicht verfügbar. Als einsetzbare dreidimensionale Multigruppen transporttheoretische Verfahren sind Monte-Carlo-Methoden bekannt, die jedoch oft große Rechenzeiten erfordern.

Ausgehend von dieser kurzen Zusammenstellung, die sich auf die Erfahrungen der Berechnung von Core Eigenschaften Schneller Reaktoren beziehen, wollen wir im Abschnitt 1.2 die spezifische Fragestellung dieser Arbeit entwickeln.

1.2. Problemstellung

Es ist das Ziel dieser Arbeit, festzustellen, mit welchem theoretischen Aufwand man eine zufriedenstellende Berechnung der Neutronenverteilung in den Randbereichen eines Schnellen Reaktors erreichen kann.

Dabei soll einschränkend bemerkt werden, daß die Aussage "zufriedenstellend" nicht durch eine Kosten-Nutzen-Analyse untermauert wird. Weiterhin soll in dieser Arbeit nicht eingegangen werden auf Fragen der Bildung winkelabhängiger Gruppenkonstanten oder entsprechender Untersuchungen bei stark anisotroper elastischer Streuung. Dies wird an anderer Stelle vorgenommen /35/.

Das Interesse an dieser Untersuchung ist zunächst ein rein wissenschaftliches. Es ist dabei die Frage zu beantworten, wie weit die für den Corebereich bereits getroffenen Aussagen bezüglich verschiedener Verfahren /31/ auch für den Blanketbereich zutreffen bzw. welche Verbesserungen bei einer genauen Darstellung des Neutronenfeldes im Blanket vorzunehmen sind. Weiterhin fordern natürlich die in integralen Experimenten aufgetretenen Diskrepanzen zwischen theoretischen Vorhersagen und experimentellen Ergebnissen eine Aufklärung /1, 2/. Darüberhinaus gibt es jedoch auch ein legitimes Interesse der Reaktorausleger an diesem Fragenkomplex, da sowohl die Genauigkeit der Konversionsraten in den Blankets externer Brüter ein für den Betreiber nicht unwesentlicher Kostenpunkt bildet - zum andern die über den Blanketrand austretenden Neutronen und Gammastrahlen in den anschließenden Bereich zu Wärmebelastungen führen, die bei großen Einheiten sorgfältig zu prüfen sind. Bei der Berechnung der Neutronenfelder in Randbereichen soll zunächst von der Diffusionstheorie ausgegangen werden, um innerhalb der Möglichkeiten dieser Berechnungsmethode die optimalen Aussagen zu finden. Dabei werden folgende Fragen im einzelnen untersucht:

- 1.1 Sind die für die Coreauslegung gewonnenen Erfahrungen über die zu verwendende Anzahl von Ortspunkten auch für das Blanket richtig? Diese Frage ist deswegen nicht trivial, da in den Rechenprogrammen die Genauigkeitsabfragen meist bezüglich k_{eff} oder der Spaltquelle gestellt werden, also Größen, die spezifisch für den Reaktorkern sind. Die für den Kern gewonnenen Aussagen lassen sich dann nicht ungeprüft auf die Genauigkeit der Neutronenverteilung in den Randzonen übertragen.
- 1.2 Ist es ausreichend, REMO-Korrekturen zu machen mit einem einzigen Wichtungsspektrum, nämlich einem Corespektrum für die Blanketuntersuchungen? Diese Frage ist berechtigt wegen der Veränderlichkeit der Ortsabhängigkeit des Neutronenspektrums. Das führt weiterhin zu der Frage, wieviel Wichtungsspektren zur sinnvollen Beschreibung des Blanketbereiches notwendig sind.
- 1.3 Welche Rolle spielt die Feinstruktur in der Wichtung der Gruppenkonstanten und müssen dabei eindimensionale Zoo-Gruppen-Rechnungen durchgeführt werden?

Weiterhin muß natürlich der transporttheoretische Einfluß auf die Berechnung der Neutronenflüsse der Randbereiche untersucht werden. Dazu sind folgende Aufgaben zu lösen:

- 2.1 Aufsuchen des optimalen Orts- und Winkelnetzes, d.h. ist z.B. die Ordnung $N=4$ bei SN-Rechnungen ausreichend.
- 2.2 Bestimmung der transporttheoretischen Einflüsse durch die Vergleiche mit Diffusionstheorie.
- 2.3 Vergleiche der SN-Ergebnisse mit einem unabhängigen transporttheoretischen Verfahren, d.h. mit einem Monte-Carlo-Code. Es ist nämlich bekannt, daß zweidimensionale Transport und dreidimensionale Diffusion- und Transportverfahren nicht immer zuverlässige Ergebnisse liefern /42, 43/. Insbesondere ist dabei die Frage interessant, ob man mit einem dreidimensionalen Monte-Carlo-Code zur Bestimmung physikalischer Größen im Corebereich auch die Neutronenverteilung im Blanketbereich zuverlässig

erhält. Im allgemeinen wird erwartet, daß die Genauigkeit der Berechnung bei abnehmender Neutronenintensität im Blanketbereich abnimmt.

3. Generell ist natürlich die Frage des Randes nicht eindeutig definiert. Deswegen wird hier untersucht, wie die Mitnahme von "Reflektormaterialien" die Eigenschaften des Randbereichs verändert.
4. Schließlich soll geklärt werden, wie ein Experiment in einer unterkritischen Anordnung mit einer externen Quelle als Simulation für die Randbereiche eines Schnellen Reaktors durchgeführt werden sollte. Unter anderem wäre die Frage zu beantworten, wie stark die Quellneutronen die Neutronenflußverteilung beeinflussen.

Für diese Untersuchungen wurden als Testobjekte ein Modell eines 300 MWe schnellen natriumgekühlten Reaktors -SNR- und eine unterkritische Anordnung /26/ gewählt.

Um eine klare Basis für die Rechnungen zu geben und die Untersuchungspunkte an entscheidenden Formeln zu erläutern, werden im nächsten Abschnitt kurz die theoretischen Grundlagen der verschiedenen Rechenmethoden angegeben.

2. Rechenverfahren zur Berechnung von Schnellen Reaktoren

Die Ausgangsgleichung für neutronenphysikalische Reaktor-Berechnungen ist die Boltzmannsche-Neutronen-transportgleichung. Sie ist eine Bilanzgleichung zwischen den pro Zeiteinheit entstehenden und verschwindenden Neutronen in einem Element des Phasenraums. Die Gleichung nimmt für den stationären Fall folgende Form an:

$$(2.1) \quad \Omega \cdot \nabla \phi(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) + \Sigma_t(\bar{r}, E) \phi(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) =$$

$$Q(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) + \iiint dE' d\bar{\Omega}' \Sigma_s(\bar{r}, E' \rightarrow E, \bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega}) \phi(\bar{r}, E', \bar{\Omega}')$$

Die linke Seite dieser Gleichung stellt die negativen und die rechte Seite die positiven Beiträge dieser Bilanz dar.

Dabei bedeuten:

$(\bar{r}, E, \bar{\Omega})$	Raum-, Energie- und Winkel- koordinate des Neutrons in 7-dimensionalem Phasenraum;
$\phi(\bar{r}, E, \bar{\Omega})$	die winkelabhängige Neu- tronenflußdichte;
$\bar{\Omega} \cdot \nabla \phi(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) dE d\bar{\Omega}$	Änderung der Neutronenfluß- dichte aufgrund des Wande- rungsprozesses von Neutro- nen an der Stelle \bar{r} mit der Energie $E+dE$ und Winkel $\bar{\Omega}+d\bar{\Omega}$ pro Volumeneinheit;
$\Sigma_t(\bar{r}, E)$	totaler Wirkungsquerschnitt an der Stelle \bar{r} bei der Energie E ;
$\Sigma_s(\bar{r}, E' \rightarrow E, \bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega})$	Transferquerschnitt, der sich aus einem elastischen, inelastischen und $(n, 2n)$ - Wirkungsquerschnitt zusam- mensetzt.

$\phi(\vec{r}, E, \bar{\Omega}) \cdot \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega}) \cdot dE' d\bar{\Omega}' dE d\bar{\Omega}$ gibt an, wieviel Neutronen pro Zeit- und Volumeneinheit von $(E', \bar{\Omega}') \rightarrow (E, \bar{\Omega})$ transferiert werden.

Es ist: $\Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, \bar{\Omega}) dE d\bar{\Omega} dV$ die totale Stoßrate, d.h. die Verluste aus dem Element des Phasenraumes durch Streuung und Absorption;

$Q(\vec{r}, E, \bar{\Omega})$ die Quelle oder "Neutronengewinnanteil" infolge Spaltung und/oder durch eine unabhängige, äußere Neutronenquelle.

Zur Reaktorberechnung gibt es keine geschlossene analytische Lösung der Boltzmannschen-Neutronentransportgleichung, daher müssen numerische Lösungsverfahren verwendet werden. Eine Reihe von Näherungslösungen kann aber gewonnen werden, so z.B. die Diffusions- oder P_1 -Näherung, die man durch eine Reihenentwicklung des Streukerns und der winkelabhängigen Flußdichte nach Reihen von Kugelfunktionen erhält, die danach integriert werden. Der Index l gibt den Approximationsgrad der Transportgleichung an. Der Abbruch nach dem ersten Glied führt zur Diffusions-Näherung. Als numerische Lösungsverfahren für die Neutronentransportgleichung sind die S_N -Methode und die Monte-Carlo-Methode -ein statistisches Verfahren- bekannt.

Die Lösungsverfahren der energieabhängigen Diffusions- und Neutronentransportgleichungen basieren auf der Diskretisierung der unabhängigen Variablen. Die Diskretisierung der Energievariablen in mehrere Energieintervalle d.h. Energiegruppen und die Integration der Gleichung in einem solchen Energieintervall führt zu Multi-Gruppengleichungen. Dabei werden die Gruppenkonstanten dann so definiert, daß die Reaktionsrate innerhalb einer Energiegruppe erhalten bleibt. Die Wirkungsquerschnitte

werden dann in den Energiegruppen mit der Neutronenfluß-
dichte als Wichtungsfunktion gemittelt. Bei den
Multigruppenrechenverfahren ist die Aufteilung der Wir-
kungsquerschnitte von besonderer Bedeutung, d.h. die Zahl
der Energiegruppen und deren Grenzen soll so gewählt
werden, daß die physikalischen Vorgänge in einem Schnel-
len Reaktor gut zu beschreiben sind. Die Diskretisie-
rung der Ortsvariablen in der Diffusionsgleichung bzw.
der Orts- und Winkelvariablen in der Multigruppentrans-
portgleichung führt zu Systemen von Differenzgleichungen.
Diese linearen Differenzgleichungssysteme können mit
verschiedenen iterativen Verfahren gelöst werden. In
praktischen Fällen wird die Größe des Gleichungssystems
so gewählt, daß sich der Rechenaufwand in erträglichen
Grenzen hält. Der Einfluß der Diskretisierung der Variablen
läßt sich mit Monte-Carlo-Codes untersuchen. Je nachdem
welche Variablen im Monte-Carlo-Code kontinuierlich be-
handelt werden, erhält man Auskunft über deren Einfluß
auf die Lösung der Transportgleichung z.B. beim Ver-
gleich mit der Lösung der S_N -Verfahren.

2.1. Die Gruppenkonstanten

Die Gruppenkonstanten hängen im allgemeinen von der Gleichung für die Wichtungsfunktion ab. Die Wichtungsfunktionen können z.B. durch eine Diffusions- oder auch eine S_N -Rechnung gewonnen werden. Die Diffusions-Wichtungsfunktionen liefern ortsabhängige, die Wichtungsfunktionen aus den S_N -Rechnungen dagegen orts- und winkelabhängige Gruppenkonstanten. Durch die Annahme, daß die S_N -Wichtungsfunktion separierbar in Funktionen der Energie, des Raumes und des Winkels ist, können die Gruppenkonstanten winkel- und ortsunabhängig werden, bleiben aber gleichungsabhängig. Der Ausgangspunkt für die Definition der Gruppenkonstanten für eine homogene Materialzone ist die energieabhängige Diffusionsgleichung:

$$(2.2) \quad -\nabla D(E) \nabla \phi(\bar{r}, E) + \Sigma_t(E) \cdot \phi(E, \bar{r}) = \\ \int_0^{\infty} \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(\bar{r}, E') dE' + \\ + \chi(E) \int_0^{\infty} v(E') \Sigma_f(E') \phi(\bar{r}, E') dE' + Q(\bar{r}, E)$$

darin ist $D(E)$ die Diffusionskonstante wie sie nach /3,4/ definiert ist und $\phi(\bar{r}, E)$ der skalare Fluß. Durch die Integration dieser Gleichung über das Energieintervall (E_k, E_j) erhält man die Gruppengleichung für die Energiegruppe k :

$$(2.3) \quad -\nabla D_k(\bar{r}) \nabla \phi_k(\bar{r}) + \Sigma_{rem,k}(\bar{r}) \phi_k(\bar{r}) = \\ \sum_{j < k} \Sigma^{j \rightarrow k}(\bar{r}) \phi_j(\bar{r}) + \chi_k \sum_j v_j(\bar{r}) \Sigma_{f,j}(\bar{r}) \phi_j(\bar{r}) + Q_k(\bar{r})$$

Die makroskopischen Gruppenkonstanten sind nach dieser Gleichung wie folgt definiert [28]:

$$(2.4) \quad \phi_k(\bar{r}) = \int_{(k)} \phi(\bar{r}, E) dE \quad \text{Gruppenfluß in der Gruppe } k$$

$$(2.5) \quad \Sigma_{t,k}(\bar{r}) = \frac{\int_{(k)} \Sigma_t(E) \phi(\bar{r}, E) dE}{\int_{(k)} \phi(\bar{r}, E) dE} \quad \text{Makroskopischer Total-Gruppen-Querschnitt}$$

$$(2.6) \quad \chi_k = \int_{(k)} \chi(E) dE \quad \text{Spaltspektrum in der Gruppe } k$$

$$(2.7) \quad \nu_j \Sigma_{fj}(\bar{r}) = \frac{\int_{(j)} \nu(E') \Sigma_f(E') \cdot \phi(\bar{r}, E') dE'}{\int_{(j)} \phi(\bar{r}, E') dE'}$$

wobei ν_j : Anzahl der Spaltneutronen pro Spaltung in der Gruppe j.

$$(2.8) \quad \Sigma^{j \rightarrow k}(\bar{r}) = \frac{\int_{(k)} dE \int_{(j)} dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(\bar{r}, E')}{\int_{(j)} \phi(\bar{r}, E) dE}$$

Makroskopischer Gruppenstreuquerschnitt aus der Gruppe j in die Gruppe k.

Weiterhin definiert man:

$$(2.9) \quad D_k(\bar{r}) = \frac{1}{3\Sigma_{tr}^k(\bar{r})} \quad \text{Neutronendiffusionskonstante in der Gruppe } k.$$

$$\Sigma_{tr}^k(\bar{r}) = \Sigma_t^k(r) - \bar{\mu} \Sigma_s^k$$

ist der makroskopischer Transport-Gruppenquerschnitt in der Gruppe k.

$$\Sigma_{rem}^k(r) = \sum_{j \neq k} \Sigma^{j \rightarrow k} + \Sigma_c^k(\bar{r}) + \Sigma_f^k(\bar{r})$$

ist der makroskopische Querschnitt, der den gesamten Verlust der Neutronen für die Gruppe k angibt.

Dabei stellt: $\sum_{j \neq k} \Sigma^{j \rightarrow k}$

die Ausstreuung aus der Gruppe j durch elastische, inelastische und (n,2n)-Prozesse dar.

Nachdem die allgemeine Definition für die makroskopischen Diffusionsgruppenkonstanten gegeben ist, soll auf die Behandlung der Energie- und Ortsvariable in den Gruppenkonstanten eingegangen werden.

2.1.1. Behandlung der Energievariablen bei der Bildung der Gruppenkonstanten

Die Gruppenwirkungsquerschnitte werden mit dem Neutronenfluß $\phi(E)$ gewichtet. Der Neutronenfluß ist in der Resonanz stark energieabhängig. Die Neutronenstoßdichte $F(\bar{r}, E)$ ist dagegen schwach energieabhängig, wenn man von der Narrow-Resonanz-Theorie ausgeht. Setzen wir in der Gleichung (2.5) $\phi(\bar{r}, E) = \frac{F(\bar{r}, E)}{\Sigma_t(E)}$ und dividieren den Zähler und Nenner mit der Teilchenzahl N^I des Isotopes I, so erhalten wir die mikroskopische Gruppenkonstante, die auf

das Isotop I bezogen ist.

$$(2.10) \quad \sigma_{x,k}^I(\bar{r}, \sigma_0, T) = \frac{\int \sigma_x^I(E, T) \cdot F(\bar{r}, E) dE \left/ \left[\sigma_t^I(E, T) + \sum_{h \neq I} \frac{N_h}{N^I} \sigma_t^h(E, T) \right] \right.}{\int_{(k)} 1 \left/ \left[\sigma_t^I(E, T) + \sum_{h \neq I} \frac{N_h}{N^I} \sigma_t^h(E, T) \right] \cdot F(\bar{r}, E) dE}$$

Aus dieser Formel geht hervor, daß die isotopenbezogene Gruppenkonstante von dem totalen Wirkungsquerschnitt der Isotopenmischung einer Zone durch den Ausdruck

$$(2.11) \quad \sigma_0 = \sum_{h \neq I} \frac{N_h}{N^I} \sigma_t^h(E, T)$$

abhängt. Der Ausdruck (2.11) kann mit dem sogenannten σ_0 -Konzept, bei dem das σ_0 als Mittelwert erscheint, und dem sogenannten REMO-Verfahren, bei dem das σ_0 als energieabhängig auftritt, bestimmt werden. Beim σ_0 -Konzept werden die totalen Wirkungsquerschnitte der Isotopenmischung aller Isotope $h \neq I$ als Mittelwerte angenommen ($\sigma_0 = \text{const.}$). Bei der unendlichen Verdünnung des Isotopes I in der Isotopenmischung ist die Gruppenkonstante für dieses Isotop wie folgt bestimmt:

$$(2.12) \quad \sigma_{x,k}^{I, \infty}(\bar{r}, T) = \lim_{\sigma_0 \rightarrow \infty} \sigma_{x,k}^I(\sigma_0, T) = \frac{\int \sigma_x^I(E, T) F(\bar{r}, E) dE}{\int_{(k)} F(\bar{r}, E) dE}$$

Bei endlicher Konzentration tritt eine Selbstabschirmung auf und der energetische Selbstabschirmungsfaktor ist dann:

$$(2.13) \quad f_{x,k}^I(\bar{r}, \sigma_0, T) = \frac{\sigma_{x,k}^I(\sigma_0, \bar{r}, T)}{\sigma_{x,k}^{I, \infty}(\sigma_0, \bar{r}, T)}$$

Im allgemeinen wird

$$f_{x,k}^I(\bar{r}, \sigma_0, T) \leq 1.$$

Zur Berechnung der Streumatrizen $\sigma_{e,j \rightarrow k}^I$ wird oft wie folgt vorgegangen /28, Abschnitt 3.4/:

$$(2.14) \quad \sigma_{e,j \rightarrow k}^I = \sigma_{e,j \rightarrow k}^{I,\infty} \cdot f_{e,j}^I$$

Hier ist:

$$(2.15) \quad \sigma_{e,j \rightarrow k}^I = \frac{\int_{(j)} \sigma_e^I(E') \cdot F(E') dE' \int_{(k)} dE \cdot P^I(E' \rightarrow E)}{\int_{(j)} F(E') dE'}$$

$$\cdot \frac{\int_{(j)} \frac{\sigma_e^I(E')}{\sigma_t^I(E') + \sigma_0} \cdot F(E') dE' \int_{(j)} F(E') dE'}{\int_{(j)} \frac{F(E') dE'}{\sigma_t^I(E') + \sigma_0} \int_{(j)} \sigma_e^I(E') F(E') dE'}$$

und

$$(2.16) \quad f_{e,j}^I = \frac{\int_{(j)} \frac{\sigma_e^I(E')}{\sigma_t^I(E') + \sigma_0} F(E') dE' \int_{(j)} F(E') dE'}{\int_{(j)} \frac{F(E') dE'}{\sigma_t^I(E') + \sigma_0} \int_{(j)} \sigma_e^I(E') \cdot F(E') dE'}$$

Wir definieren:

$$P_k(E') = \int_{(k)} P(E' \rightarrow E) dE \quad \text{das Integral über die Streuwahrscheinlichkeit}$$

Wobei der Integrationsbereich sich jeweils aus dem zu einer

Energie E' zugehörigen Degradationsintervall $(\alpha E', E')$ und den Gruppengrenzen ergibt

und
$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \quad A: \text{Atomgewicht.}$$

Damit erhält man anstatt (2.16) den für den Transfer angemessenen Ausdruck für den Resonanzselbstabschirmungsfaktor.

$$(2.17) \quad f_{e, j \rightarrow k}^I = \frac{\int_{(j)} dE' \frac{\sigma_e^I(E') \cdot F(E')}{\sigma_t^I(E') + \sigma_o(E')} \cdot P_k^I(E') \int_{(j)} F(E') dE'}{\int_{(j)} dE' \frac{F(E')}{\sigma_t^I(E') + \sigma_o(E')} \int_{(j)} dE' \cdot \sigma_e^I(E') \cdot F(E') \cdot P_k^I(E')}$$

In der Gleichung (2.14) ist dann der Selbstabschirmungsfaktor aus der Gleichung (2.17) einzusetzen. Der Unterschied zwischen den Selbstabschirmungsfaktoren der Formel (2.16) und (2.17) liegt hauptsächlich in der Streuwahrscheinlichkeitsfunktion $P(E' \rightarrow E)$. Diese Funktion hat in dem Integrationsintervall $(E_k, E_k/\alpha^I)$ einen sehr steil abfallenden Verlauf. Dagegen verläuft die Wichtungsfunktion wesentlich flacher. In der Gleichung (2.14) tritt besonders stark in den breiten Energiegruppen mit großer Streuresonanzen neben dem Fehler durch die Verwendung des Selbstabschirmungsfaktors nach (2.16) noch ein weiterer Fehler durch die Annahme eines über die ganze Gruppe konstanten Untergrundes (σ_o) auf. Das σ_o dürfte nicht konstant betrachtet werden, da es stark vom Verlauf der Wirkungsquerschnitte in den Ausstreuintervallen und deren Breiten abhängig ist.

Im REMO-Verfahren wird zur Berechnung $\sigma_{e, j \rightarrow k}^I$ die Formel (2.17), unter der Verwendung des energieabhängigen Untergrundes, $\sigma_o(E)$ verwendet. Dann wird:

$$(2.18) \quad \sigma_{e, j \rightarrow k}^I = \frac{\int_{(j)} dE' \frac{\sigma_e^I(E') \cdot F(E') \cdot P_k^I(E')}{\sigma_t^I(E') + \sigma_o(E')}}{\int_{(j)} dE' \frac{F(E')}{\sigma_t^I(E') + \sigma_o(E')}}$$

Die breiten Streuresonanzen können auch durch eine feinere Unterteilung der Energiegruppen besser erfaßt werden. Das geschieht in einem 208-Gruppensatz, dessen Gruppenbreiten etwa $1/5-1/15$ der Resonanzbreite ist. In diesem Gruppensatz werden die ersten 14 Gruppen des 26-Gruppensatzes, d.h. die Gruppen mit breiten Streuresonanzen, in je 14 weitere Gruppen unterteilt. Durch diese Feinunterteilung kann die Stoßdichte in diesen Feingruppen als konstant angenommen werden. Für eine genau detaillierte Darstellung aller Wirkungsquerschnitte bräuchte man eine erheblich größere Anzahl von Energiegruppen (bis 200000). Rechnungen mit solch einer Anzahl Energiegruppen wären sehr aufwendig und aus rechentechnischen Gründen kaum möglich. Die Diffusionsrechnungen wären mit gegenwertigen Rechenmaschinen nur null- und gegebenenfalls ein-dimensional durchführbar.

2.1.2. Behandlung der Ortsvariablen bei der Bildung der Diffusionsgruppenkonstanten

Die Diffusionsgruppenkonstanten für weniger als 30-Energiegruppen sind nach Gleichungen (2.4 bis 2.9) durch die Materialzusammensetzung und das Wichtungsspektrum ortsabhängig. Die Ortsabhängigkeit durch das Wichtungsspektrum kommt auch in einer homogenen Materialzone durch die Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses vor. Die Wichtungsfunktion ist im allgemeinen nicht bekannt und daher hilft man sich mit Näherungen aus. Dazu wird am häufigsten angenommen, daß die wahre Wichtungsfunktion für eine homogene Zone in eine Orts- und Energiefunktion separierbar ist:

$$\phi(\vec{r}, E) = \psi(E) \cdot g(\vec{r}).$$

Damit berechnete Gruppenkonstanten (Gl. 2.4 bis 2.9) sind dann ortsunabhängig. Für das Reaktorcore ist die Wichtungsfunktion gut in eine Orts- und Energiefunktion separierbar. Dagegen kann die Wichtungsfunktion in der Nähe der Core-Blanketgrenze und für das Blanket-Innere stärker orts- und energieabhängig werden. Hier kann der Separationsansatz nur unter Vorbehalt vorgenommen werden.

Die vorhandenen Gruppensätze für die Multigruppendiffusionsrechnungen basieren im allgemeinen auf ortsunabhängigen Gruppenkonstanten, z.B. gebildet mit einem mittleren Core-spektrum. Zur genaueren Voraussage der neutronenphysikalischen Eigenschaften in den Randbereichen führt man neben Corewichtungsspektren auch Blanket-Spektren ein. Wenn damit die Ortsabhängigkeit der Gruppenkonstanten nicht genügend beschrieben ist, führt man die Gruppenkonstanten für einzelne Teilbereiche einer Reaktorzone ein. Aber meistens genügt es, nur die Σ_{be} -Werte für die Bremsung mit den Spektren aus dem Teilbereich einer Reaktorzone neu zu berechnen /5/, da die Σ_{be} -Werte stark von dem Verlauf der Wichtungsfunktion im Ausstrebereich über $P^I(E' \rightarrow E)$ der Energiegruppe abhängen.

2.1.3. Behandlung der Wirkungsquerschnitte in den benutzten Rechenmethoden

Die Güte der Näherung der Diffusionsrechnung für die Zonen an den Core-Blanket-Grenzen und am äußeren Blanket hängt von den Eigenschaften dieser Grenzflächen ab. Die Eigenschaften dieser Flächen werden durch den äußeren Rand und den Unterschied in der Materialzusammensetzung der zwei angrenzenden Zonen bestimmt. Für die großen Schnellen Leistungsreaktoren kann man die Diffusionsrechnungen für die Core-Blanket-Zone gut verwenden, weil die Materialien auf beiden Seiten der Grenzfläche fast den gleichen Σ_t -Wert

haben, d.h. die Materialzusammensetzung in beiden Zonen ist ähnlich. In äußeren Randbereichen ist die Winkelabhängigkeit des Flusses stärker, so daß man sie mit den diffusions-theoretischen Berechnungen nicht ausreichend berücksichtigen kann. Für die genauere Berechnung des Flusses in diesen Bereichen wendet man daher die transporttheoretischen Methoden an. Da die Gruppenkonstanten von der Gleichung für die Wichtungsfunktion abhängen, d.h. gleichungsabhängig sind, sollte man streng genommen für jede transporttheoretische Näherung die dazugehörigen Gruppenkonstanten verwenden. Üblicherweise verwendet man aber für die transporttheoretischen Rechnungen die Diffusionsgruppenkonstanten. Wenn man in der Transportgleichung (2.1) für die Flußdichte $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \psi(\vec{r}, E) \cdot v(\Omega)$ (den Separationsansatz) einsetzt und den Streukern in Legendre-Polynome entwickelt, unter Berücksichtigung nur des nullten Moments (die isotrope Streuung), bekommt man eine winkelunabhängige Gruppenkonstante von demselben Typ wie man sie in den Diffusionsrechnungen benutzt. Die Winkelabhängigkeit der Gruppenkonstanten wird hier nicht betrachtet. In dem speziellen Monte-Carlo-Verfahren - KAMCCO werden wichtungsfreie Wirkungsquerschnitte verwendet. In den höheren Energien werden die Wirkungsquerschnitte in Form von Polygonzügen dargestellt. Bei einer isotropen Streuung im Schwerpunktsystem wird die Streuung im Laborsystem exakt dargestellt. Bei Anisotropie im Schwerpunktsystem wird in diesem System ein Streugesetz benutzt, das mit dem exakten Streugesetz in Bezug auf das erste Moment übereinstimmt. In beiden Fällen kann die Koordinatentransformation auf das Laborsystem, besonders für leichte und mittelschwere Kerne auf starke anisotrope Winkelverteilung im Laborsystem führen. Für den Bereich der aufgelösten bzw. statistischen Resonanzen benützt man die Resonanzparameter bzw. deren statistischen Verteilungen.

Als erste Lösung bietet sich die Generierung von Resonanzen aus den Parametern der statistischen Verteilungen an. In neuerer Zeit wird dieses aufwendige Verfahren durch ein anderes ersetzt.

2.2. Ein- und zweidimensionale Multigruppendiffusions-Codes

Um die Ergebnisse der verschiedenen, benutzten Codes besser beurteilen zu können, werden diese kurz charakterisiert. In dieser Arbeit werden für die Reaktorberechnung die Programmsysteme KARCOS /6,7/ und NUSYS /8/ sowie das Programm DIXY /9/ benutzt. Die eindimensionalen Diffusions- (NUSIS) und P_1 -Programme (KARCOS) werden unter Verwendung eines allgemeinen Bucklings für die Berechnung der Neutronenflüsse in Randbereichen angewandt.

Das KARCOS-Programmsystem kann bis zu 208-Energiegruppen berücksichtigen. In dem System sind auch Programme enthalten, mit denen man die 208-mischungsabhängigen makroskopischen P_1 - wie Diffusionsgruppenkonstanten berechnen und kondensieren kann /29/

Das Programmsystem NUSYS, das als Standard-Programmsystem für die Berechnung von Reaktoren dient, benützt nur wenige Energiegruppen, meistens 26 Gruppen.

Es ist zu bemerken, daß man mit Gruppensätzen mit wenigen Energiegruppen auch zweidimensionale Diffusions- und S_N - wie dreidimensionale Monte-Carlo-Rechnungen durchführen kann. Damit ist die Möglichkeit gegeben, die Ergebnisse verschiedener Methoden und verschiedener Dimensionalität zu vergleichen. Daher wurde auch für diese Arbeit bei Rechnungen mit weniger als 30 Energiegruppen ein 26-Gruppen-Standardsatz gewählt. Dieser Gruppensatz ist ein Vorläufer des 26-Gruppen-KFKINR-Satzes /10/.

Sowohl beim KARCOS wie beim NUSYS-Programmsystem muß die Anzahl der Ortsstützpunkte so gewählt werden, daß die numerische Auflösung der Ausgangsgleichung den richtigen Neutronenfluß liefert. In konkreten Fällen werden Untersuchungen notwendig sein, um die erforderliche Anzahl der Ortsstützpunkte zu ermitteln.

Durch mehrere Optionen ist es möglich, mit dem zweidimensionalen Diffusionsprogramm DIXY verschiedene neutronenphysikalische Größen zur Auslegung von schnellen Reaktoren zu berechnen. Dem Programm liegt ein fünf Punkte

Differenzschema zur Diskretisierung der Ortsvariablen und ein Quelliterationsverfahren zur Lösung der Differenzgleichungen zu Grunde. Die Genauigkeit der Ergebnisse hängt weitgehend von der Genauigkeit der Gruppenkonstanten sowie der Anzahl der Energiegruppen (I_E) und der Ortsstützpunkte ($I_R \cdot I_Z$) ab. In dem DIXY-Programm kann man bei den berechneten Größen nur für den Quellterm eine Genauigkeitsangabe anfordern. Daher erhebt sich die Frage, wie weit man die Iteration bei der Berechnung der Quellterme treiben muß, um die Neutronenflüsse auf einige Prozent (z.B. weniger als 5%) genau zu erhalten. Die numerische Genauigkeit wird hier nicht betrachtet, da sie durch die Auswahl der Lösungsverfahren im DIXY-Programm festgelegt ist /9/. Die Anzahl der Ortstützpunkte ($I_R \cdot I_Z$) und der Energiegruppen (I_E) sind voneinander abhängig. Der Abstand zwischen zwei Ortsstützpunkten sollte kleiner oder etwa gleich der freien Weglänge der Neutronen sein. Diese Bedingung ist nicht leicht zu erfüllen, da das einmal festgelegte Ortsgitter für alle Neutronenenergiegruppen gilt. Die freie Weglänge der Neutronen ändert sich mit derer Energie und daher muß die optimale Wahl für das Ortsgitter gefunden werden. Eine größere Anzahl von Ortsstützpunkten bedingt aber zugleich einen höheren Rechenaufwand.

Die endgültige Anzahl der Ortsstützpunkte für die Berechnungen in dieser Arbeit wurden durch Rechnungen mit verschiedener Anzahl der Ortsstützpunkte ermittelt, so daß sich der berechnete Neutronenfluß im Blanket nicht mehr ändert. Für die Core-Blanket-Zone wurde ein dichteres Ortsnetz gewählt, um die stärkere Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses in dieser Zone besser zu beschreiben. Als Kriterium für die Bestimmung der Anzahl der Ortsstützpunkte in der Nähe der Core-Blanket-Zone diente die Abhängigkeit des Neutronenflusses von der Anzahl der Ortsstützpunkte:

$$\left| \sum_k \phi_k(r_{CB}) \right|_{(I_R \cdot I_Z)} \equiv A(I_R, I_Z)$$

2.3. Der zweidimensionale Multigruppen-Transport-Code - SNOW

Das Programm SNOW verwendet S_N -Verfahren zur Lösung der Neutronentransportgleichung in Platten- und Zylindergeometrie. Die S_N -Methode ist ein total numerisches Verfahren, wobei die Winkelvariable des Neutronenflusses diskretisiert wird. Der Index N bezeichnet die Anzahl der Winkelgruppen. Für die Untersuchungen der Ortsabhängigkeit der Neutronenflüsse im Core-Blanket-Bereich wird die Winkelabhängigkeit des Flusses normalerweise mit $N=4$ hinreichend gut beschrieben. Auch hier wurde der gleiche Gruppensatz wie bei den Diffusionsrechnungen verwendet. Die Anzahl der Ortsstützpunkte wurde so gewählt, daß die Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses im Core-Blanket-Bereich gut wiedergegeben wird. In dem Rechenprogramm SNOW werden auch die negativ ausgerechneten Flußwerte korrigiert. Die negativen Flußwerte werden durch den Null-Wert ersetzt. Um die Konvergenz der Lösungen mit der festgelegten Anzahl der Stützpunkte schneller zu erreichen, wurde das Tschebyscheff-Verfahren /11/ angewendet. Eine weitere Beschleunigung der Konvergenz läßt sich durch rechentechnische Maßnahmen erreichen /12/. Dazu wird zuerst ein Neutronenfluß mit einem S_N -Verfahren niedrigerer Ordnung ($N = 2$), und unter Verwendung eines groben Gitternetzes berechnet. Der so berechnete Neutronenfluß wird in dem nachfolgenden Rechenschritt als Vorschätzung der Lösung verwendet. Durch die Erhöhung der Ordnung des Rechenverfahrens ($N = 4$), der Verfeinerung des Gitternetzes und gegebenenfalls Wiederholung des Rechenschritts mit dem so verbesserten vorausgeschätzten Neutronenfluß erhält man die Lösung unter erheblicher Reduzierung des Rechenaufwandes. Die Einsparung in der Rechenzeit nach diesem Verfahren kann bis zu 40% gegenüber dem normalen Verfahren betragen /12/.

2.4. Monte-Carlo-Methode

Der Name Monte-Carlo-Methode steht für eine Vielzahl von Verfahren zur numerischen Lösung verschiedener mathematischer Probleme. Allen diesen Verfahren liegt die Wahrscheinlichkeitstheorie und die mathematische Statistik zugrunde. Das Prinzip der Monte-Carlo-Methode ist mathematisch durch das Gesetz der großen Zahl begründet. Der zentrale Grenzwertsatz erlaubt sowohl die Genauigkeit dieser Methode zu untersuchen, wie die notwendige Anzahl der zufälligen Ereignisse anzugeben, mit denen man die vorgegebene geforderte Genauigkeit erreicht. Im allgemeinen besteht die Monte-Carlo-Methode in der Gewinnung von zufälligen Ereignissen durch die Realisierung eines zufälligen Experimentes. Diese Ereignisse dienen zur Abschätzung des Parameters der Wahrscheinlichkeitsverteilung, der diesen Ereignissen zugrunde liegt.

2.4.1. Das Prinzip des Monte-Carlo-Verfahrens zur Berechnung des allgemeinen Neutronentransportproblems

Mit Hilfe des Monte-Carlo-Verfahrens wird das Integral des allgemeinen Neutronentransportproblems berechnet. Interessierende Eigenschaften des Neutronentransports können allgemein definiert werden durch:

$$(2.19) \quad J = \int_{\Gamma} Z(\bar{s}) \varphi(\bar{s}) d\bar{s}$$

Dabei ist:

$\bar{s} = (\bar{r}, E, \bar{\Omega},)$ Ein Vektor im 6-dimensionalen Phasenraum Γ

$Z(\bar{s})$ eine beliebige Funktion, die im Phasenraum Γ definierbar ist, z.B. $Z(\bar{s}) = \Sigma(E)$;

$\varphi(\bar{s})$ die Lösung der integralen Form der Neutronentransportgleichung im stationären Fall.

Die integrale Form der Neutronen-Transportgleichung lautet:

$$(2.20) \quad \varphi(\bar{s}) = \int_{\Gamma} d\bar{s}' \varphi(\bar{s}') k(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}) + Q_1(\bar{s})$$

der Kern dieser Integralgleichung läßt sich wie folgt aufspalten:

$$(2.21) \quad k(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}) = u(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}) \cdot \frac{\Sigma_t(\bar{s}')}{4\pi R^2} \exp\left(-\int_0^R \Sigma_t(E, \bar{r} - \bar{\Omega}R') dR'\right)$$

Der Streukern u beschreibt den Übergang des Neutrons von \bar{s}' nach \bar{s} .

$$(2.22) \quad u(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}) = \frac{\Sigma_s(\bar{s}' \rightarrow \bar{s})}{\Sigma_t(\bar{s}')} + \frac{\nu \Sigma_f(\bar{s}')}{\Sigma_t(\bar{s}')} \cdot \chi(\bar{s}' \rightarrow \bar{s})$$

In $\Sigma_s(\bar{s}' \rightarrow \bar{s})$ ist der Transfer der Neutronen durch elastische, inelastische und $(n, 2n)$ Prozesse enthalten. Die Berechnung des Integrals (2.19) mit der Monte-Carlo-Methode läßt sich in 3 Schritten durchführen. Im ersten Schritt wird das Integral (Gl.2.18) in ein zufälliges Experiment umgeformt. Ein zufälliges Experiment ist durch die vorliegende Menge von Ereignissen B_ℓ und die Wahrscheinlichkeit $p(B_\ell)$ für das Auftreten dieser Ereignisse definiert. Ein Ereignis B_ℓ ist dabei durch die Folge von allen Stößen eines Neu-

trons während seines Wanderungsprozesses gegeben. Jeder Stoß wird durch einen zufälligen Vektor $\bar{s}_i(E, \bar{r}, \bar{\Omega}, t)$ im Phasenraum Γ beschrieben. Eine Folge $\{\bar{s}_i\}$ beschreibt ein Neutronenschicksal B_ℓ mit ℓ Stößen. Das Integral (Gl. 2.19) wird durch das Integral:

$$(2.23) \quad \bar{\xi} = \int \xi(B_\ell) \cdot dp(B_\ell)$$

ersetzt. $\xi(B_\ell)$ ist die zufällige Variable in dem Phasenraum Γ der zufälligen Ereignisse mit der Wahrscheinlichkeit $p(B_\ell)$. Demnach ist:

$$\bar{\xi} = J$$

Was bedeutet, daß die Abschätzung $\bar{\xi}$ zugleich eine Abschätzung des Integrals J (Gl. 2.19) ist. Im zweiten Schritt werden die zufälligen Ereignisse B_ℓ aus der Realisierung des zufälligen Experimentes ermittelt. Dazu wird die zufällige Variable $\xi(B_\ell)$ berechnet. Die Variable $\xi(B_\ell)$ nimmt für jedes durchgeführte Experiment einen bestimmten Wert $\xi_i(B_\ell)$ mit der Wahrscheinlichkeit $dp(B_\ell)$ an. Zuletzt wird eine statistische Analyse zur Ermittlung des geschätzten mittleren Ergebnisses und der wahrscheinlichen quadratischen Abweichung der Schätzung für den Mittelwert durchgeführt. Das mittlere $\bar{\xi}$ wird wie folgt geschätzt:

$$\hat{\xi} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \xi_i$$

Die Addition von ξ_i kann über einen Teilbereich oder den ganzen Phasenraum Γ durchgeführt werden. Der zentrale Grenzwertsatz garantiert im allgemeinen, daß $\hat{\xi}$ normalverteilt ist und gibt die Wahrscheinlichkeit für den auftretenden Fehler der Schätzung an. Bei einer vorgegebenen Wahr-

scheinlichkeit ist der Fehler durch $\eta \left(\frac{\sigma}{M} \right)^{1/2}$ gegeben. σ ist die Streuung von $\hat{\xi}$ und η ist eine Konstante, die von der vorgegebenen Wahrscheinlichkeit abhängt. Der Fehler bei der Monte-Carlo-Methode ist von der Dimension des Problems unabhängig und hängt nur von der Anzahl der Experimente (M) und der Streuung σ ab. Der Fehler kann durch die Erhöhung von M und durch die Verminderung von σ verkleinert werden. Die Erhöhung von M wird durch die Rechenzeit begrenzt. Eine der Hauptaufgaben der Monte-Carlo-Theorie ist, Verfahren zu entwickeln, die die Streuung σ der zufälligen Variable $\hat{\xi}$ reduzieren. Die Streuung σ bzw. die Varianz σ^2 hängt hauptsächlich von der Konstruktion des zufälligen Experiments und dessen Durchführung ab.

2.4.2. Zwei spezielle Monte-Carlo-Verfahren

Zur Lösung von Neutronentransportproblemen in schnellen Reaktoren wurde eine Vielzahl von Monte-Carlo-Verfahren entwickelt, so z.B. O5R, TIMOC, MORSE, VIM, MOCA, KAMCCO /13-18/ und andere. Für diese Arbeit wurden die Programme MOCA und KAMCCO benützt. Diese Codes benützen zwei spezielle Monte-Carlo-Verfahren. Die wichtigsten Merkmale dieser beiden Verfahren sollen kurz erläutert werden.

2.4.2.1. Multigruppen-Monte-Carlo-Code MOCA

Das Programm MOCA /17/ ist ein Multigruppen-Monte-Carlo-Code zur Berechnung des Eigenwertproblems der Neutronentransportgleichung, für die k_{eff} - und Flußberechnungen von Schnellen Leistungsreaktoren. Das wesentliche Merkmal des Codes liegt darin, einen speziellen Neutronen-

wanderungsprozeß zu konstruieren, dem eine Integralgleichung als Näherung der Neutronentransportgleichung zugrunde liegt. Diese Näherungslösung ist naturgemäß mit systematischen Fehlern behaftet. Im MOCA-Programm wird durch die wiederholte Anwendung des Integraloperators der exakten Neutronentransportgleichung auf die Näherungslösung der systematische Fehler klein gemacht. In dem speziellen Neutronenwanderungsprozeß wird eine feste Zahl M von Spaltungen im Reaktor vorgegeben. Aus jeder dieser M-Spaltungen werden die Neutronen nach dem Wahrscheinlichkeitswert $\nu(E)\Sigma_f(E)/(\nu(E)\Sigma_f(E))_{MAX}$ gestartet. Sie werden so lange verfolgt, bis sie eine neue Spaltung machen. Die Neutronen der ersten Generation, gestartet aus den M vorgegebenen Spaltungen, werden wieder M-Spaltungen erzeugen. Die Zahl M bleibt von Generation zu Generation konstant. Die Zahl M für einen gegebenen Reaktor wird nach einem bestimmten Kriterium ausgewählt. Nach G Generationen konvergiert die Verteilung von (G·M) Spaltungen zur wahren Spaltratenverteilung im Reaktor.

Der systematische Fehler nimmt damit mit $1/M$ ab und wird weiterhin durch die Anwendung des Integraloperators der exakten Neutronentransportgleichung reduziert. Der Eigenwert ist dann definiert als der Faktor, mit dem man die Zahl ν multiplizieren muß um den Reaktor kritisch zu machen. Das Programm erlaubt geometrische Konfigurationen, die sich durch Viereck- und Sechseck-Säulen aufbauen lassen, zu berechnen. Die Viereck- bzw. Sechseck-Säulen können auch zylindrische Bereiche enthalten.

2.4.2.2. Karlsruher-Monte-Carlo-Code KAMCCO

Allgemeine Merkmale

KAMCCO ist eine Weiterentwicklung des Monte-Carlo-Programms-Monte-, das im Kernforschungszentrum Karlsruhe konzipiert wurde /40, 41/. Von diesem Programm wurden die Daten, Organisation, die Struktur des Programms und einige wesentliche Unterprogramme bei der Entwicklung des KAMCCO-Programms verwendet. Über das Programm, das unter persönlicher Mitwirkung entstanden ist, wurden nur kurze Einzelmitteilungen gemacht /19, 36, 37, 38/. Eine zusammenhängende Darstellung der mathematischen Grundlagen liegt noch nicht vor. Deshalb ist es notwendig, diese Methode etwas ausführlicher zu beschreiben, um die damit erhaltenen Ergebnisse besser interpretieren zu können.

Ein bezeichnendes Merkmal des KAMCCO-Programms (Karlsruher-Monte-Carlo-Code) ist die Verwendung der Wirkungsquerschnitte als stetige Funktion der Neutronenenergie im Bereich von 10^{-3} bis $1,5 \cdot 10^{+7}$ eV. Die makroskopischen Wirkungsquerschnitte werden dabei für jedes Isotop im Programm berechnet /20, 21/.

Ein zweites wesentliches Merkmal des Monte-Carlo-Verfahrens KAMCCO ist die Möglichkeit, die Neutronenschicksale unter zwei verschiedenen Gesichtspunkten zu realisieren. In einer ersten Option wird ein Generationsfolge- bzw. Quelliterations-Schema realisiert. Ausgehend von vorgegebenen Quellneutronen wird ein Vorrat von Spaltneutronen angelegt und ständig regeneriert. Direkt geschätzt werden k_{eff} , Generationsdauer τ_{ρ} und Lebensdauer τ_d der Neutronen sowie die Leckage-Wahrscheinlichkeit.

Der zweiten Option liegt ein Censurzeit-Schema zugrunde. Dabei werden die Neutronen bei der Zeit $t=0$ gestartet und über eine bestimmte Zeit mit den Neutronen aus Spalt-

prozessen verfolgt. Nach dieser Option wird gegenüber der ersten Option noch zusätzlich das dynamische k_{eff} im Censuszeitintervall geschätzt. Das dynamische k_{eff} ist das Verhältnis zwischen dem Neutronengewinn und Verlust in einem System. Das Programm erlaubt neben den aufgezählten integralen Größen auch die Neutronenflüsse und Reaktionsraten in einzelnen Teilbereichen des Phasenraumes zu berechnen. Mit dem KAMCCO-Code können geometrische Konfigurationen berechnet werden, die sich mit Flächen erster und zweiter Ordnung beschreiben lassen. Im Programm sind Vakuum- und Reflektionsrandbedingungen möglich, Hohlräume sind zugelassen.

Mathematischer Formalismus des KAMCCO-Verfahrens

Zum besseren Verständnis beim Vorgehen im KAMCCO-Verfahren wird nachfolgend der mathematische Formalismus des Programms dargestellt, dabei wird die Transformation des Kerns der integralen Neutronen-Transportgleichung eine wichtige Rolle spielen.

Für die Menge der Neutronenschicksale $\{B_\ell\}$ führt man nach /22/ folgende Definition ein:

$$(2.24) \quad \phi_\ell(\bar{s}_1, \bar{s}_2 \dots \bar{s}_\ell) = \prod_{i=2}^{\ell} \left[\frac{\kappa(\bar{s}_i, \bar{s}_{i-1})}{\int_{\Gamma} \kappa(\bar{s}_i, \bar{s}_{i-1}) d\bar{s}_i} \right] \cdot Q(\bar{s}_1).$$

$\phi_\ell(\bar{s}_1, \bar{s}_2 \dots \bar{s}_\ell)$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für das Auftreten von Neutronenschicksalen B_ℓ der Länge ℓ . Die Wahrscheinlichkeit, daß nach dem ℓ -ten Stoß das Neutronenschicksal beendet ist, wird gegeben durch:

$$(2.25) \quad \rho_\ell(s_\ell) = \frac{\Sigma_a(s_\ell)}{\Sigma_t(s_\ell)}$$

$q_\ell(s_\ell) = 1 - \rho_\ell(s_\ell)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Neutronenschicksal nach dem ℓ -ten Stoß fortgesetzt wird. Nach einer Theorie von Tulcea /23/ gilt für die Wahrscheinlichkeit der Schicksale der Länge ℓ :

$$(2.26) \quad p(B_\ell) = \int_{\Gamma} \dots \int_{\ell} \phi_\ell(\bar{s}_1 \dots \bar{s}_\ell) \prod_{i=1}^{\ell-1} q_i(\bar{s}_i) \rho_\ell(\bar{s}_\ell) d\bar{s}_1 \dots d\bar{s}_\ell$$

Für den Phasenraum Γ mit den Neutronenschicksalen B_ℓ und derer Wahrscheinlichkeit $p(B_\ell)$ wird für eine gegebene zufällige Variable $\xi(\bar{s}_1 \dots \bar{s}_\ell)$ der Erwartungswert $\bar{\xi} = J$ definiert. Dabei stellt J das ursprüngliche Integral (Gl. 2.19) dar. Also ist

$$(2.26a) \quad \bar{\xi} = \int_{\Gamma} \xi(B_\ell) \cdot dp(B_\ell)$$

und

$$(2.19) \quad J = \int_{\Gamma} z(\bar{s}) \varphi(\bar{s}) \cdot d\bar{s}$$

Nun sollen zuerst die Funktionen in der Gleichung 2.26a für das KAMCCO-Programm dargestellt werden. Ausgehend von den Gleichungen 2.21 und 2.22 wird ein umgeformter Kern für die integrale Form der Neutronen-Transportgleichung gebildet (siehe dazu auch /24/):

$$(2.27) \quad \Sigma_t(\bar{s}') \cdot u(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}) = \Sigma_s(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}) + v \Sigma_f(\bar{s}') \chi(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}) = \sum_j \sum_i \Sigma_{ij}(\bar{s}' \rightarrow \bar{s})$$

Dabei wird die Summation über alle Isotope und die Reaktionsarten geführt mit:

$$(2.28) \quad \Sigma_{ij}(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}) = \begin{cases} \Sigma_{ij}(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}), & j=s \\ v \Sigma_f(\bar{s}') \chi(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}), & j=f \end{cases}$$

Wir ergänzen (2.28) durch folgende Produkte:

$$(2.29) \quad \frac{\Sigma_i''(\bar{s}')} {\Sigma''(\bar{s}')} \cdot \frac{\Sigma_{ij}''(\bar{s}')} {\Sigma_i''(\bar{s}')} \cdot \frac{\Sigma''(\bar{s}')} {\Sigma_{ij}''(\bar{s}')} .$$

Die Einzelfaktoren sind gegeben durch:

$$(2.30) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Sigma_{ij}''(\bar{s}') = \int_{\Gamma} \Sigma_{ij}(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}) d\bar{s} \\ \Sigma_i''(\bar{s}') = \sum_j \Sigma_{ij}''(\bar{s}') \\ \Sigma''(\bar{s}') = \sum_i \Sigma_i''(\bar{s}') \end{array} \right.$$

Damit erhält man für den Kern der Boltzmannischen Integralgleichung:

$$(2.31) \quad k(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}) = \frac{\Sigma_i''(\bar{s}')}{\Sigma''(\bar{s}')} \cdot \frac{\Sigma_{ij}''(\bar{s}')}{\Sigma_i''(\bar{s}')} \cdot \frac{\Sigma_{ij}(\bar{s}' \rightarrow \bar{s})}{\Sigma_{ij}''(\bar{s}')} \cdot \frac{\Sigma''(\bar{s}')}{\Sigma_t(\bar{s}')} \cdot \frac{\Sigma_t(\bar{s}')}{4\pi R^2} \exp \left(- \int_0^R \Sigma_t(E, \bar{r} - \bar{\Omega}R') dR' \right)$$

Wir definieren:

$$(2.32) \quad p_i(\bar{s}') = \frac{\Sigma_i''(\bar{s}')}{\Sigma''(\bar{s}')}$$

als die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion des Neutrons mit dem Isotop i ,

$$(2.33) \quad p_{ij}(\bar{s}') = \frac{\Sigma_{ij}''(\bar{s}')}{\Sigma_i''(\bar{s}')}$$

als die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktionsart j am Isotop i ,

$$(2.34) \quad p_R(\bar{s}') = \frac{\Sigma_t(\bar{s}')}{4\pi R^2} \exp\left(-\int \Sigma_t(E, \bar{r}-\bar{\Omega}R') dR'\right)$$

mißt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron am Orte $\bar{r}' = \bar{r} - \bar{\Omega}R$ entsteht und die Strecke R bis zum Aufpunkt \bar{r} ohne Stoß durchfliegt,

$$(2.35) \quad p_{\bar{u}}(\bar{s}' \rightarrow \bar{s}) = \frac{\Sigma_{ij}''(\bar{s}' \rightarrow \bar{s})}{\Sigma_{ij}''(\bar{s}')}$$

als die Wahrscheinlichkeit für den Übergang des Neutrons von \bar{s}' nach \bar{s} ,

$$(2.36) \quad w = \frac{\Sigma''(\bar{s}')}{\Sigma_t(\bar{s}')}$$

als das Neutronengewicht pro Reaktion.

Das so erhaltene Neutronengewicht aus dem transformierten Kern ist vom Isotop und von der Reaktionsart unabhängig. Dadurch wird eine starke Schwankung des Neutronengewichts durch die Erzeugung von ν Neutronen bei einem Spaltstoß vermieden, weil die Neutronengewichtsfunktion weder von i noch j abhängt.

Nachdem um die Wahrscheinlichkeiten der Neutronenwanderungsprozesse und die Gewichtsfunktionen festgelegt sind, ist es noch erforderlich, die zufällige Variable ξ anzugeben, um die Gl. 2.26a zu bestimmen. Die gegebene zufällige Variable ξ in der Gleichung 2.26a nimmt z.B. für die Schätzung der Feinstruktur des Neutronenflusses folgende Form an:

$$\xi(s_\ell) = \frac{1}{\Sigma_t(s_\ell)}$$

und für die Schätzung der Reaktionsrate die Form:

$$\xi(s_\ell) = \Sigma_x(s_\ell) / \Sigma_t(s_\ell); \quad \Sigma_x = \Sigma_s, \Sigma_f, \Sigma_c$$

Der Erwartungswert $\bar{\xi}$ der Gleichung 2.26a wird geschätzt:

$$(2.37) \quad \bar{\xi} = \frac{1}{M} \sum_{\ell} \sum_m w_{\ell} \xi_{\ell}^m$$

darin ist m der Summationsindex der Stöße des Neutronenschicksals,
 ℓ der Summationsindex für die Neutronenschicksale,
 M die Anzahl der Neutronenschicksale.

Die geschätzte Varianz nach /22/ ist:

$$(2.38) \quad V = \frac{M}{M-1} (\hat{\xi}^2 - \bar{\xi}^2)$$

wobei:
$$\hat{\xi}^2 = \frac{1}{M} \sum_{\ell} \left(\sum_m w_{\ell} \xi_{\ell}^m \right)^2$$

Nach dem Zentralgrenzwertsatz ist die Wahrscheinlichkeit, daß

$$(2.39) \quad \left| \frac{\hat{\xi} - \bar{\xi}}{v} \right| \leq \eta, \quad \text{gegeben durch}$$

$$p(|\xi - \bar{\xi}|/v \leq \eta) = \phi\left(\eta \sqrt{\frac{M}{V}}\right)$$

Dabei ist η ein vorgegebener Zahlenwert, der die Abweichung des geschätzten Wertes von dem Erwartungswert der zufälligen Variable darstellt, und $\phi\left(\eta \sqrt{\frac{M}{V}}\right)$ die Fehlerfunktion.

Für $\phi(1) = 0,67$ gilt

$$\eta = \sqrt{\frac{V}{M}} = \frac{1}{\sqrt{M-1}} \cdot \sqrt{\hat{\xi}^2 - \bar{\xi}^2}.$$

Dies wird oft für praktische Zwecke gesetzt.

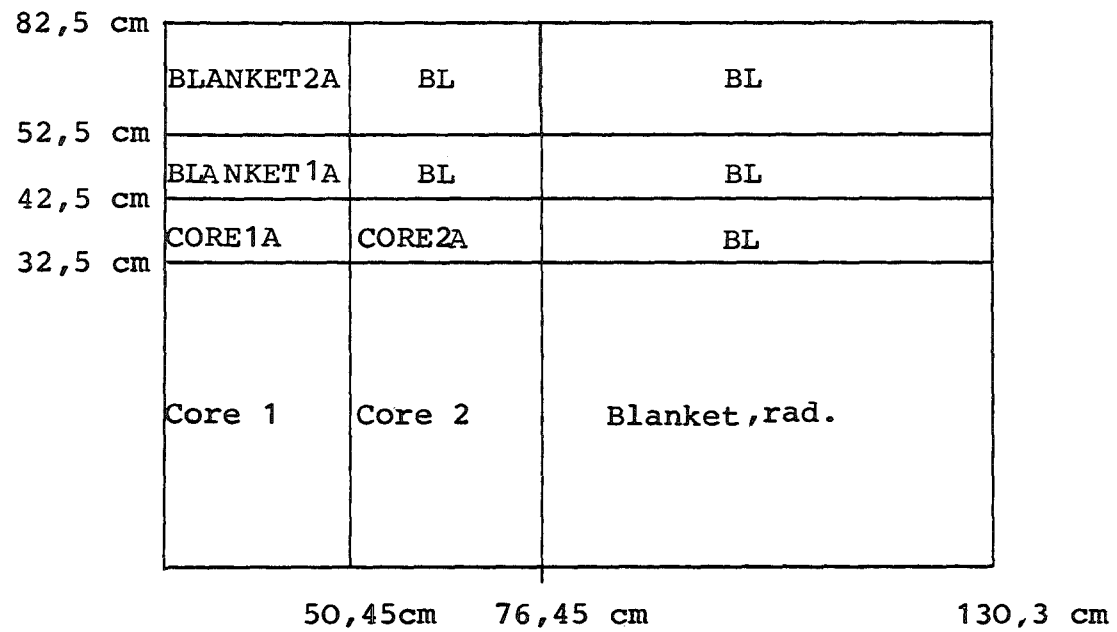
3. Testobjekte

In dieser Arbeit werden die Randbereiche von Schnellen Leistungsreaktoren an zwei Testobjekten untersucht. Das erste Testobjekt ist ein Modell des SNR, d.h. eines Modells des deutschen Prototyps eines natriumgekühlten schnellen Brütters von 300 MWe /25/. Das zweite Objekt ist eine unterkritische schnelle Anordnung mit einer stationär betriebenen Pu²³⁸-Be-Quelle /26/.

3.1. SNR-Modell - Modell eines 300 MWe natriumgekühlten schnellen Brütters

Das Modell besteht aus zwei konzentrischen Corezonen, die durch ein zylindrisches Blanket umgeben sind. Diese Zonen werden durch ein axiales Blanket bedeckt. Die Anordnung wird in Abb. 3.1 schematisch dargestellt. Die Geometrie der einzelnen Core- und Blanketzone wurde aus dem SNR-Entwurf /25/ entnommen, die Materialzusammensetzung der einzelnen Zonen wurden so geändert, daß das gewählte Modell gerade kritisch ist. Die Regelstäbe sind nach diesem Modell nicht berücksichtigt. In der Tabelle 3.1 ist die Materialzusammensetzung und die Teilchenzahl der Mischungen eingetragen.

Abb. 3.1 Schematische Darstellung des berechneten Viertels des SNR-Modells



Tab. 3.1 Materialzusammensetzung und Teilchenzahlen der einzelnen Mischungen
des SNR-Modells

Nr. der Mischung	Atomdichte in 10^{24} Atome/cm ³								
	CR	FE	NA23	NI	O16	Pu39	Pu40	U35	U38
1	.2937/-2	.1135/-1	.1050/-1	.255/-2	.1220/-1	.2961/-3	.0925/-2	.1185/-4	.4896/-2
2	.2937/-2	.1135/-1	.1050/-1	.255/-2	.1220/-1	.3777/-3	.1334/-2	.1031/-4	.4967/-2
3	.2937/-2	.1135/-1	.1050/-1	.255/-2	.1369/-1	-	-	.1715/-4	.6830/-2

3.2. Schnelle unterkritische Anordnung

Das hier zu untersuchende Modell soll aus 6 radialen und zwei axialen Materialzonen bestehen. Die Anordnung ist in Abb. 3.2 schematisch dargestellt. In der axialen Zentralzone der Anordnung werden sechs Pu-Be-Neutronenquellen eingebracht. Die Aufteilung der Neutronenquellen wird so vorgenommen, daß man in axialer Richtung annähernd eine Cosinus-Verteilung der Quellneutronen erhält. Die Energieverteilung der Quellneutronen ist in der Tab. 3.2 gruppenweise angegeben. Die mittlere Energie der Quellneutronen ist 4 MeV.

Die Quellzone wird mit zwei zylindrischen Corezonen umgeben. Die Corezonen bestehen aus angereicherten UO_2 - und NaCl. Das NaCl soll das Kühlmittel simulieren. Die zylindrischen Blanketzone werden mit verschiedenen angereicherten UO_2 -Pins und NaCl aufgebaut. Die äußerste Zone simuliert den Reflektor und besteht aus NaCl. In der axialen Richtung ist der obere Bereich eine Blanketzone. In diesem Bereich befindet sich die gleiche Materialzusammensetzung wie in der äußersten radialen Blanketzone. Die Materialzusammensetzung und die Teilchenzahl der einzelnen Zonen ist in Tab. 3.3 eingetragen.

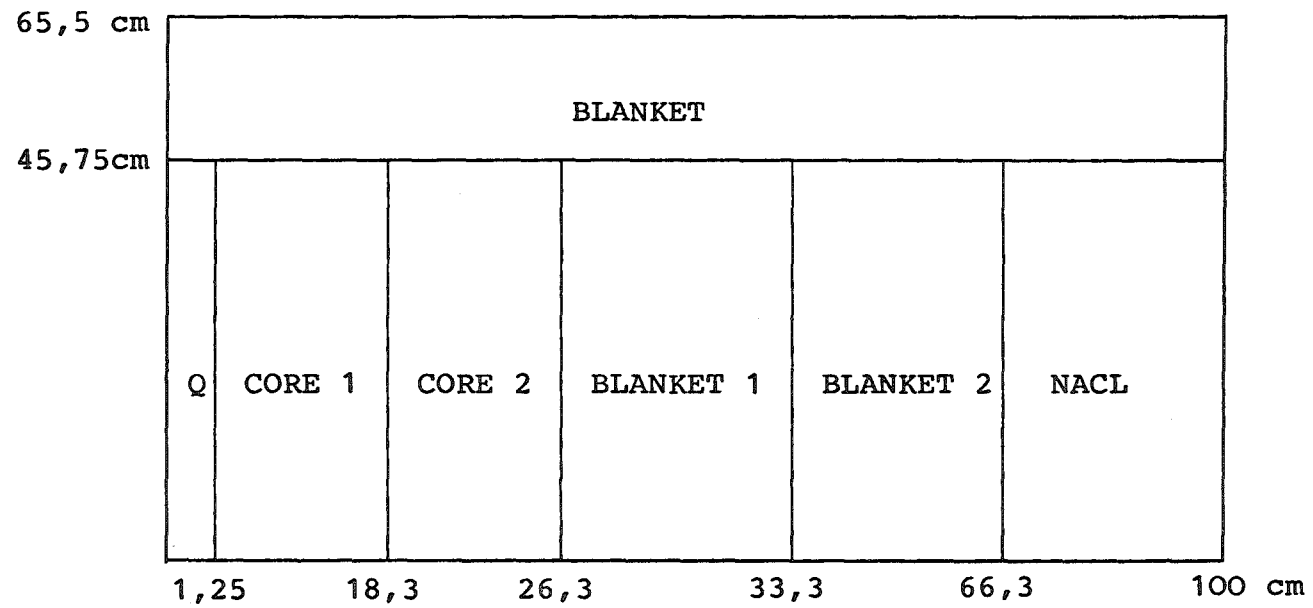


Abb. 3.2 Schematische Darstellung des berechneten Viertels der unterkritischen Anordnung

Tab. 3.2 Normierte Energieverteilung der Quellneutronen

Energie- gruppe	1	2	3	4	5
Normierte Quellver- teilung	0.10	0.30	0.20	0.20	0.20

Tab. 3.3 Materialzusammensetzung und Teilchenzahlen der einzelnen Mischungen der Unter-
kritischen Anordnung

Mischung Nr.	Atomdichte in 10^{24} Atome/cm ³							
	CL35	CR	FE56	NA23	NI59	O16	U35	U38
1	.1993/-2	.2050/-2	.7425/-2	.1982/-2	.1224/-2	.3494/-1	.8489/-3	.1662/-1
2	.5994/-2	.1333/-2	.4826/-2	.3960/-2	.7961/-3	.2271/-1	.5518/-3	.1080/-1
3	.3994/-2	.1333/-2	.4826/-2	.5960/-2	.7961/-3	.2271/-1	.2299/-3	.1112/-1
4	.5994/-2	.1333/-2	.4826/-2	.5960/-2	.7961/-3	.2271/-1	.8048/-4	.1127/-1
5	.2229/-1			.2229/-1				

4. Diffusionsrechnungen für das SNR-Modell und deren Analyse

Nachdem im ersten Teil die Ausgangsgrundlage für die Untersuchungen zu dieser Arbeit dargelegt ist, soll am Beispiel des SNR-Modells untersucht werden, welchen Einfluß die Berechnungsmethode, die Behandlung der Nuclear-daten und die Auswahl der Wichtungsfunktion auf die Orts- und Energieverteilung des Neutronenflusses in Randbereichen der Schnellen Leistungsreaktoren haben.

Ausgehend von einer einfachen eindimensionalen Diffusionsrechnung werden sukzessiv der Übergang zur mehrdimensionalen mathematischen Erfassung der Geometrie des Systems, die Verbesserung der Berechnung der Wirkungsquerschnitte und die Einführung der genaueren Methode zur Lösung der Boltzmannschen Neutronentransportgleichung behandelt. Dabei wird zuerst sichergestellt, daß die Ergebnisse in Randbereichen unabhängig von der gewählten Intervallzahl sind. Daher wird als erstes eine Variation der Intervallzahl vorgenommen. Außerdem wird auch der oft vernachlässigte Einfluß des an das Blanket angrenzenden Bereichs auf die Neutronenverteilung in der äußeren Randzone des Blankets untersucht. Wenn nichts anderes erwähnt ist, beziehen sich die erhaltenen Ergebnisse auf den unreflektierten Referenzreaktor (Kap. 3.1).

4.1. Die eindimensionale Diffusionsrechnung

Die orts- und energieabhängige Neutronenflußdichte wurde mit dem in dem NUSYS-Programmsystem vorhandenen eindimensionalen Diffusionsprogramm berechnet. Das Buckling wird als orts- und energieunabhängig angenommen (globales Buckling). Damit ist die einfachste Rechenmethode für die Anfangsuntersuchungen gewählt. Durch die Variation

der Anzahl der Ortsstützpunkte wurde zuerst festgestellt, bei welcher Anzahl dieser Punkte sich die Ergebnisse nicht mehr verändern. Das globale, transversale Buckling wird so bestimmt, daß der Reaktor dabei kritisch ist. In Tab. 4.1 sind die Eingangsgrößen für die Rechnung und die erhaltenen Ergebnisse zusammengefaßt.

Tab. 4.1. Eingangsgrößen und Ergebnisse der eindimensionalen Diffusionsrechnung

GEOMETRIE	BUCKLING	RAND-BEDING.	INTERVALL ZAHL (H)	h/λ_{tr}	k_{eff}
PLATTE H=82,5cm	1.70/-4	LINK.RAND J=0 RECHT." ϕ (Rextrap.)=0	140	0.123	1.0335
	2.311/-4	"-"	140	0.123	0.9996
ZYLINDER R=130,5cm	6.551/-4	"-"	140	0.1954	0.99755
			70	0.3908	0.99772
	5.0351/-4	"-"	140	0.1954	1.0332

Tab. 4.2 Relative Flußänderung $\delta\phi$ bei $\delta k_{eff}=0.2 \cdot 10^{-3}$

E.GR. ORT	2	5	8	12
CORE 1	$3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$
CORE 2	$8 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
BLANKET	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$

Für eine Intervallbreite $h=1\text{cm}$ und $h=0,6\text{cm}$ und eine Neutronentransportweglänge von $\lambda_{tr}=4,77$ (kondensiert von 26 auf 1 Energiegruppe) liefert das Programm das k_{eff} bis auf $0,20 \cdot 10^{-3}$ und die Neutronenflußintegrale über die einzelnen Energiegruppen im Durchschnitt auf $1 \cdot 10^{-3}$ genau (Tab. 4.2). Die Änderung in der Flußberechnung sind kleiner als 10^{-3} und werden daher auch die Ergebnisse für die Gruppenflüsse in den Randbereichen nicht beeinflussen. Unabhängige Untersuchungen /27/ über die Abhängigkeit dieses Programms von der Intervallzahl und Intervallbreite ergaben etwa dieselbe Genauigkeit wie bei dem hier gewählten Verhältnis $\frac{h}{\lambda_{tr}}$ (Tab. 4.1) sowohl für die Platten- wie für die Zylindergeometrie. Da diese Untersuchungen für kritische Systeme durchgeführt werden sollen, war festzustellen, wie empfindlich die physikalischen Größen in Randbereichen von gewählten transversalen Bucklings B_{rd}^2 und B_{ax}^2 und damit von transversalen Leckagen $D_Z^k B_{rd}^2$ bzw. $D_Z^k B_{ax}^2$ sind. Dazu wurden willkürliche Werte für B_{rd}^2 und B_{ax}^2 eingesetzt. Wie aus Tab. 4.1 zu entnehmen ist, ruft eine Änderung des transversalen Bucklings von etwa 30% erst eine Änderung des k_{eff} von 3% hervor.

In Abb. 4.1 sind die Gruppenflüsse des inneren Blanketbereichs (B11A) der axialen Richtung eingetragen, wobei die Kurve 1 die Gruppenflüsse im überkritischen und die Kurve 2 die Gruppenflüsse im kritischen Fall darstellen. Unter Gruppenfluß ϕ wird im folgenden stets der mittlere normierte Neutronenfluß verstanden, wobei

$$\phi_k = \frac{\int \phi(u) du}{\int \phi(u) du} \cdot \frac{1}{\Delta u_k}$$

alle(k)

dabei wird mit u die Neutronenlethargie bezeichnet.

Abb. 4.2 zeigt die entsprechenden Flüsse für die radiale Richtung, wobei mit $k_{\text{eff}}=1,12$ gerechnet wurde.

Abb. 4.3 zeigt das Verhältnis der Gruppenflüsse der axialen Bereiche und zwar zwischen den Flüssen des überkritischen und kritischen Reaktors. Die Kurven stellen das Verhältnis der Gruppenflüsse der Corezone C1A, der Blanketzone BL1A und BL2A dar. Daraus ist zu ersehen, daß beim überkritischen Fall in den höheren Energiegruppen um 4% weniger Neutronen und in den niedrigeren Energiegruppen um 4% mehr Neutronen vorhanden sind. Das gleiche ergibt sich für die radialen Bereiche, nur mit dem Unterschied, daß die Abweichungen hier bis zu 10% betragen (Abb. 4.4). Diese Erscheinung läßt sich durch die Diskussion der k_{eff} -Berechnung erklären. Durch die Reduzierung der Verlustprozesse (V) wird

$$V = \frac{1}{k_{\text{eff}}} \cdot P$$

das k_{eff} größer als 1 gemacht (überkritischer Fall). Dadurch wird ebenfalls der Produktionsprozeß $P = v \Sigma_f \cdot \phi$ reduziert. Durch die Reduzierung des Verlustes, d.h. der Leckage, folgt, daß die schnellen Neutronen weniger aus dem System verschwinden und daher gebremst als langsame Neutronen in den niedrigeren Energiegruppen auftauchen, wie das aus den Abb. 4.3 und 4.4 bestätigt wird. Der größere Effekt in Abb. 4.4 (radialer Bereich) beruht auf dem größeren k_{eff} .

Obwohl das Buckling, B^2 , als orts- und energieunabhängig angenommen ist, kann die Leckage über die Diffusionskonstante, D_z^k , orts- und energieabhängig werden. In axialer Richtung ist die Diffusionskonstante im Core ortsunabhängig und daher wird die Leckage hier ortsunabhängig. Dagegen ist die Diffusionskonstante in

radialer Richtung wegen verschiedener Zusammensetzung der 1. und 2. Corezone ortsabhängig und daher wird auch die Leakage orts- und energieabhängig. Da sich die Zusammensetzung der zwei Corezonen in dem hier betrachteten Fall nicht stark unterscheidet, ist allerdings die Leakage nur schwach ortsabhängig. Bei einer Mitteilung der Zonenneutronenflüsse in radialer und axialer Richtung ändern sich diese Werte beim Übergang aus dem überkritischen zum kritischen System um einen konstanten Faktor, C^k , der unabhängig vom Ort ist.

$$\phi_{k\text{eff}}^k(z) > 1 \quad / \quad \phi_{k\text{eff}}^k(z) = 1.0 = C^k$$

Wie aus Tab. 4.3 zu entnehmen ist, ist dieser Faktor C^k aber energieabhängig.

Tab. 4.3. Flußverhältnisse des überkritischen zum kritischen System.

E.Gr.	C 1		C2	C1A	BL (1A+2A)	
	Rd.	Ax.			Rd.	Ax.
2	.970	.965	.974	.961	.976	.962
5	.980	.976	.980	.972	.976	.971
8	1.00	.990	1.00	.990	1.00	.985
12	1.03	1.024	1.03	1.023	1.026	1.024

Speziell gilt das Verhältnis:

$$\frac{z_{\phi_{keff>1}}^k}{z_{\phi_{keff=1}}^k} \cdot \frac{z_{+1,\phi_{keff>1}}^k}{z_{+1,\phi_{keff=1}}^k} = 1$$

das heißt, daß die Form des Ortsverlaufs des Neutronenflusses erhalten bleibt. Das war auch bei der Wahl eines orts- und energieunabhängigen Bucklings B^2 zu erwarten. Daraus ist zu folgern, daß die eindimensionalen Rechnungen nur Bereiche um die Mittelebene oder Achse erfassen können. Natürlich ist man auch an den Vorgängen in den anderen Bereichen interessiert. Das orts- und energieunabhängige Buckling verfälscht die Berechnung der Leckage. Die bessere Wiedergabe der Leckage und damit die Berechnung der Randbereiche könnte nur bei Verwendung von orts- und energieabhängigen Bucklings erfolgen. Die Berechnung solcher Bucklings kann nur über zweidimensionale Rechnungen erreicht werden. Das soll aber hier nicht gemacht werden, da direkt auf die zweidimensionale Rechnungen übergegangen wird.

4.2. Zweidimensionale Diffusionsrechnungen

Zur Bestimmung der ausreichenden Anzahl der Ortsstützpunkte einer im Rahmen der Diffusionstheorie ermittelten Neutronenverteilung im Blanketbereich wird eine Variation der Anzahl dieser Punkte vorgenommen. Damit erhält man eine Antwort auf die in Abschnitt 1.2 gestellte erste Frage. Das SNR-Modell wird mit dem zweidimensionalen Diffusionsprogramm DIXY in zylindrischer Geometrie unter Verwendung eines 26-Gruppensatzes untersucht. Dieser Gruppensatz ist ein Vorläufer des KFKINR-Satzes und dient in dieser Arbeit als Standardsatz. Die Tab. 4.4 enthält die k_{eff} -Werte und die entsprechenden, nicht normierten Gruppenflußintegrale in den angegebenen Randbereichen für zwei Gitter von Stützpunkten $I_Z \cdot I_R$.

I_Z sind die Intervalle auf der Halbhöhe und

I_R auf dem Radius $R=130,3$ cm.

Als Randbedingungen wurden

für den rechten und oberen Rand der Fluß $\phi=0$ (mit der Extrapolationslänge $d=0,71\lambda_{\text{tr}}$) und für die linke und untere Symmetrieachse der Neutronenstrom $J=0$ genommen.

gewählt.

Tab. 4.4 Gruppenflußintegrale für zwei Gitter mit verschiedenen Ortsstützpunktenzahlen.

Energie- gruppe Nr.	$I_Z \cdot I_R = 960$ $k_{\text{eff}} = .994460$			$I_Z \cdot I_R = 1216$ $k_{\text{eff}} = 0.994470$		
	C1A	BL1A	BL2A	C1A	BL1A	BL2A
2	.1059	.0441	.0220	.1058	.0442	.0219
5	.6131	.2935	.1792	.6127	.2941	.1787
8	2.055	1.3654	1.344	2.055	1.3662	1.343
12	.5046	.4217	.5592	.5048	.4217	.5593

Bei der Erhöhung der Anzahl der Stützpunkte um 26% von 960 auf 1216 (Tab. 4.5) bleibt der k_{eff} -Wert in den geforderten Grenzen der Genauigkeit von 10^{-4} unverändert. Der k_{eff} -Wert wurde nach 9 Iterationen (Tab. 4.5) bis auf $3 \cdot 10^{-4}$ genau berechnet. Weitere 3 Quelliterationen waren notwendig, um die gewünschte Genauigkeit von 10^{-4} für die Quellverteilung zu erreichen. Bei der vorgegebenen Quelle im DIXY-Programm werden die Flüsse durch die innere Iteration durch eine Fehlerabfrage auf $5 \cdot 10^{-3}$ genau bestimmt.

Tabelle 4.5

Quelliteration Nr.	k_{eff} . bei $I_Z \cdot I_R = 960$	k_{eff} . bei $I_Z \cdot I_R = 1216$
8	.993876	.994161
9	.994152	.994439
10	.994314	.994460
11	.994406	.994467
12	.994460	.994470

Die Flüsse in den Randbereichen ändern sich im Durchschnitt um $1 \cdot 10^{-3}$ (Tab. 4.4). Dies betrachten wir als ausreichende Genauigkeit. Daher wird für die weiteren Untersuchungen ein Gitter mit 1216 Stützpunkten angenommen, eine Größenordnung, die man meist auch in Coreberechnungen benutzt.

Die Frage 1.1 ist damit beantwortet, nämlich: mit der üblicherweise benutzten Anzahl der Stützpunkte für Coreberechnungen erhält man eine zufriedenstellende Genauigkeit des Neutronenfeldes in Randbereichen.

4.3. Vergleich der ein- und zweidimensionalen Rechnungen

Als erstes vergleichen wir die Ergebnisse der Gruppenflüsse der Mittelebene und der Achse. Die zweidimensional berechneten Gruppenflüsse in der Mittelebene ($Z=0$) und der Achse ($r=0$) verglichen mit den eindimensionalen Gruppenflüssen, berechnet in radialer bzw. axialer Richtung, ergeben eine Übereinstimmung bis auf 1%. Dabei ist darauf hinzuweisen, daß die Ergebnisse unter der Verwendung des gleichen Gruppensatzes erhalten sind. Der Einfluß der transversalen Leckage auf die Gruppenflüsse in den Achsen und Mittelebenen ist daher vernachlässigbar klein. Geht man von der Mittelebene und Achse ab, so wird der Einfluß der transversalen Leckage größer. Das geht aus dem Vergleich zwischen den Gruppenflüssen der eindimensionalen und der über die Bereiche gemittelten zweidimensionalen Rechnung hervor. Aus der Abb. 4.5 ist zu ersehen, daß das über die Achse gemittelte Spektrum im Core 1A im Durchschnitt um 5% weicher ist als das über den ganzen Bereich gemittelte Spektrum. Der Vergleich in radialer Richtung zeigt eine wesentlich bessere Übereinstimmung (Abb. 4.6). Die Verhältnisse der über die Achsen gemittelten Gruppenflüsse der eindimensionalen Rechnungen mit den über die Bereiche gemittelten Gruppenflüsse der zweidimensionalen Rechnungen sind in der Tab. 4.6 angegeben.

Tab. 4.6 Die Verhältnisse der Gruppenflüsse der ein- zu zweidimensionalen Rechnungen

Nr.d. E.GR.	$Z_{\phi k} / Z_{\phi k}$ Ax 1D / 2D			
	C1	C1A	BL1A	BL2A
2	.970	.967	.976	.961
5	.970	.978	.972	.963
8	.990	.993	.991	.990
12	1.036	1.038	1.031	1.026

Tab. 4.6 zeigt, daß bei einem Übergang von eindimensionaler zu zweidimensionaler Behandlung der Geometrie des Systems, die Gruppenflüsse sich um einen fast konstanten Wert ändern. Die Änderung in den Gruppenflüssen in Abhängigkeit vom Ort ist also sehr gering, dagegen ist die Abhängigkeit von der Energie bedeutend stärker. Sie erreicht bis zu 5% (Abb. 4.5).

Daraus ist ersichtlich, daß die Verwendung des energieabhängigen Bucklings notwendig wird, falls man bei eindimensionalen Rechnung genauere Ergebnisse wünscht.

Da wir den gesamten Randbereich untersuchen wollen, wird die Geometrie des Systems weiterhin zweidimensional behandelt. Außerdem wird durch die zweidimensionale Behandlung der Geometrie eine einheitliche Basis für die Vergleiche für Diffusions- und Transport-Untersuchungen geschaffen.

4.4. Einfluß der Behandlung der Gruppenkonstanten im Rahmen der Diffusionstheorie auf den Neutronenfluß in Randbereichen

Die Berechnung von schnellen Reaktoren wird oft mit tabellierten allgemein verfügbaren Gruppenkonstanten auf der Basis des σ_0 -Konzeptes und eines Wichtungsspektrums z.B. in einer 26-Gruppenstruktur durchgeführt. Im folgenden sollen die Unterschiede der Gruppenflüsse der Randbereiche festgestellt werden, die beim Aufgaben des σ_0 -Konzeptes und durch die Einführung einer für das zu untersuchende System charakteristische Wichtungsfunktion entstehen.

4.4.1. Einfluß des σ_0 -Konzeptes

Zunächst soll untersucht werden, wie stark der Einfluß der Verwendung eines einheitlichen Untergrundes gegenüber einer exakten Beschreibung der Resonanz-Selbstabschirmung im Rahmen der Narrow-Resonanz-Theorie ist. Die Abb. 4.7 zeigt das Verhältnis zwischen den Zonen-Gruppenflüssen, gerechnet einmal mit REMO-korrigierten Gruppenkonstanten und zum zweiten gerechnet unter Verwendung des σ_0 -Konzeptes. In beiden Fällen wurde die gleiche Stoßdichtefunktion benutzt. Mit dem σ_0 -Konzept kann vor allem nicht die Flußabsenkung in der 13.Energiegruppe (Natrium Resonanz) und der 10.Gruppe (Eisen Resonanz) bzw. die Flußerhöhung in der 6.Energiegruppe (Sauerstoff 16 Resonanz) richtig beschrieben werden (Abb. 4.7). Das wird durch die Unterschiede der bremselastischen Wirkungsquerschnitte Σ_{be} in den zwei Berechnungsmethoden erklärt. In der Tab. 4.7 sind die Σ_{be} -Werte verglichen. Σ_{be} steht als Abkürzung für die Streuung aus der Gruppe j nach Gruppe j+1. Für die hier infrage kommenden Materialien findet die Ausstreuung bei der vorliegenden 26-Gruppenstruktur immer nur in die nächst höhere Gruppe statt.

Tab. 4.7 Vergleich der REMO-korrigierten Σ_{be} -Werte mit den nichtkorrigierten (σ_0 -Konzept) Σ_{be} -Werten

Nr. der E.GR.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
$\frac{\Sigma_{be}^{REMO}}{\Sigma_{be}(\sigma_0)}$.943	1.00	1.01	1.01	.909	.813	.943	1.00	.917	1.16	.99	.93	1.69	.99

Aus der Tab. 4.7 ist zu ersehen, daß in der Gruppe 6 das $\Sigma_{be}^{REMO} < \Sigma_{be}^{\sigma_0}$, in den Gruppen 10 und 13 sind die Verhältnisse umgekehrt. Die Reduzierung des Σ_{be}^{REMO} in der 6. Gruppe bedeutet eine geringere Neutronenausstreuung und dadurch einen größeren Neutronenfluß in dieser Gruppe. Die Erhöhung des Σ_{be}^{REMO} in der 10. und 13. Gruppe erhöht die Ausstreuung der Neutronen und damit wird der Neutronenfluß in diesen Gruppen verringert. Die Unterschiede zwischen dem $\Sigma_{be}^{\sigma_0}$ und Σ_{be}^{REMO} in den Energiegruppen 6, 10 und 13 setzen sich aus mehreren Effekten zusammen - die hier qualitativ diskutiert werden sollen. Dazu wird die Abb. 4.8 benützt, die die Lage und den Verlauf der einzelnen Resonanzen innerhalb der Gruppe und die Ausstreuintervalle ($E_k, E_k/d$) zeigt. Weiterhin wird zu Hilfe genommen die Gleichung 4.1, die unter Verwendung der Gleichungen 2.16 und 2.17 in die Gl. 4.2 übergeführt wird.

Mit

$$(4.1) \quad L_j^I = \frac{I_{\sigma_{be,j}}^{REMO}}{I_{\sigma_{be,j}}^{\sigma_0}} \text{ und Gl. 2.16 und Gl. 2.17 folgt:}$$

Der Isotopenindex I ist im folgenden der Übersicht halber weggelassen.

$$L_j \equiv \frac{\sigma_{be,j}^{\text{REMO}}}{\sigma_{be,j}^{\infty} \cdot f_{e,j}} =$$

$$(4.2) \quad \frac{\int_{(j)} P_{j+1}(E') \frac{\sigma_e(E') F(E')}{\sigma_t(E') + \sigma_o(E')} dE' \cdot \int_{(j)} F(E') dE'}{\int_{(j)} \frac{F(E') dE'}{\sigma_t(E') + \sigma_o(E')} \cdot \int_{(j)} P_{j+1}(E') \sigma_e(E') F(E') dE'}$$

$$\cdot \frac{\int_{(j)} \frac{\sigma_e(E') F(E')}{\sigma_t(E') + \sigma_o} dE' \cdot \int_{(j)} F(E') dE'}{\int_{(j)} \frac{F(E')}{\sigma_t(E') + \sigma_o} dE' \cdot \int_{(j)} \sigma_e(E') F(E') dE'}$$

Wir diskutieren das Verhalten von L_j in der 6. Energiegruppe, die die Sauerstoffresonanz bei 440keV enthält, und in der 10. Gruppe, bei der das Degradationsintervall den abfallenden Teil des Wirkungsquerschnitts vor dem Maximum teilweise überdeckt, siehe Abb. 4a bis c.

Für die Diskussion nehmen wir an, daß bis auf Sauerstoff bzw. Eisen in den jeweiligen Gruppen die Wirkungsquerschnitte aller anderen Isotopen in betrachteten Integrationsbereichen nur schwach von der Energie abhängen.

Als ersten Fall betrachten wir L_j für ein Material, welches im Bereich der Sauerstoff- oder Eisenresonanz konstante Wirkungsquerschnitte besitzt.

Dann folgt aus (4.2):

$$L_j = \frac{(\overline{P_{j+1}}) H_1}{(\overline{P_{j+1}}) F}$$

Die Indizes H_1 und F bedeuten jeweils die zur Mittelung verwendete Wichtungsfunktion:

$$H_1 \equiv \frac{F(E')}{\sigma_t + \sigma_o(E')} \quad F \equiv F(E')$$

Für den Bereich der Sauerstoffresonanz hat H_1 einen über

$\sigma_0(E')$ abfallenden Verlauf im Degradationsintervall, da $F(E')$ als schwach veränderlich angenommen werden kann. Dann ist aber

$$L_j(\text{Gr.6}) < 1.$$

Im Falle der Gruppe 10 hat H_1 steigende Tendenz, folglich wird dafür

$$L_j(\text{Gr.10}) > 1.$$

Für das Resonanzisotop selbst folgt aus (4.2):

$$L_j^R = \frac{(\overline{P_{j+1}}) H_3}{(P_{j+1}) H_3}$$

mit
$$H_2 = \frac{\sigma_e(E') \cdot F(E')}{\sigma_t(E') + \sigma_0}$$

$$H_3 = \sigma_e(E') F(E')$$

Da $\sigma_t(E') \approx \sigma_e(E')$, hängt H_2 schwächer von der Energie ab als H_3 . H_3 nimmt zu im Degradationsintervall der O^{16} -Resonanz und nimmt ab im Degradationsintervall der Fe-Resonanz.

Damit wird

bzw.
$$L_j^R(\text{Gr.6}) < 1.$$

$$L_j^R(\text{Gr.10}) > 1.$$

Also werden für die Gruppe 6 alle bremselastischen Wirkungsquerschnitte im REMO-Verfahren verkleinert, in Gruppe 10 dagegen vergrößert. Dies wird durch Tabelle 4.7 bestätigt.

Der hier erläuterte Effekt der REMO-Korrektur wurde auch bereits in anderen Arbeiten zur Corephysik diskutiert /31/. Im Rahmen dieser Untersuchung ist wichtig, daß die Verhältnisse der Neutronenflüsse, die sich aus der " σ_0 -Rechnung" und einer REMO-korrigierten Rechnung ergeben, nur schwach ortsabhängig sind, wie aus Abb.4.7 zu ersehen ist.

Nach dieser Voruntersuchung wenden wir uns der Beantwortung der nächsten Fragestellungen 1.2 und 1.3 zu.

4.4.2 Einfluß der Ortsabhängigkeit und der Feinstruktur auf die Bestimmung der Gruppenkonstanten

Bei diesen Untersuchungen wurde von den Gruppenkonstanten des Standard-Satzes ausgegangen. Diese Gruppenkonstanten sind ortsunabhängig und mit einem systemfremden Corespektrum gewichtet. Es ist zu vermerken, daß in der Praxis oft von gleichen Voraussetzungen ausgegangen wird. Diese Bedingungen können zu einem Fehler in orts- und energieabhängigen Neutronenflüssen in Reaktorrandbereichen führen.

Für eine genauere Berechnung der Neutronenflüsse sollen nun die Gruppenkonstanten mit einem oder mehreren systemeigenen Core- und Blanketspektren als Wichtungsfunktion berechnet werden. Dazu wird das System in zwei Zonen, d.h. in Core und Blanket, geteilt. Die Wichtungsfunktionen werden entweder aus den Rechnungen mit 208-Gruppen oder auch aus 26-Gruppen gewonnen. Dabei wird für jede Zone ein neuer Satz von Gruppenkonstanten ermittelt, der mit der Wichtungsfunktion korrigiert wird.

Zuerst wurde mit der 26-Gruppen Core-Wichtungsfunktion die Gruppenkonstanten sowohl für das Core wie für die Blanketmischung korrigiert. Danach wurden die Gruppen-

konstanten für die Coremischung mit Core-Wichtungsfunktion und für die Blanketmischung mit Blanketwichtungsfunktion korrigiert. Die jeweils mit den so korrigierten Gruppenkonstanten berechneten Gruppenflüsse zeigen einen geringen Einfluß auf die Blanketspektren, etwa um 5% mit Ausnahme der Natriumresonanz, bei der die Abweichung 10% beträgt. Die Einführung von 2 Core und 2 Blanketwichtungsfunktionen brachte keine Verbesserungen mehr. Damit sind wir zu einer wichtigen Aussage hinsichtlich Frage 1.2 gekommen, die weiter unten in Abb. 4.9 dargestellt ist:

Nur wenn man eine größere Genauigkeit als etwa 5% in den Blanketflüssen erzielen will, ist ein eigenes Blanketwichtungsspektrum notwendig.

Zufolge Frage 1.3 soll nun der Einfluß eines Feingruppenspektrums als Wichtungsfunktion bei der Bildung der Gruppenkonstanten auf die Neutronenverteilung in den Randbereichen untersucht werden. Ein angestrebter Vergleich mit den bisherigen 26-Gruppen Ergebnissen ist allerdings nur dann sinnvoll, wenn die gleiche Datenbasis benutzt werden kann. Da der verfügbare 208-Gruppensatz noch eine andere Kerndatenbasis besitzt als der hier verwendete Standardsatz, ist ein unmittelbarer Vergleich aus entsprechenden Rechnungen nicht möglich.

Um den Einfluß einer Feingruppenwichtung im Vergleich zu einer geglätteten 26-Gruppenwichtung zu erfassen, ist es jedoch erlaubt, das aus einer eindimensionalen 208-Gruppenrechnung stammende ortsabhängige Feinspektrum als Wichtungsfunktion zur Bestimmung des korrigierten Standard-26-Gruppenkonstanten-Satzes zu verwenden.

Um mit den oben erwähnten Ergebnissen mit glatter Wichtungsfunktion vergleichen zu können, werden zunächst ein mittleres Core Feingruppenspektrum und ein mittleres Blanket-Feingruppenspektrum erstellt. Damit werden die 26-Gruppenkonstanten in den entsprechenden Bereichen korrigiert. Die mit den so korrigierten Gruppenkonstanten be-

rechneten Gruppenflüsse sind in Abb. 4.10 mit den entsprechenden Ergebnissen bei Verwendung von glatten Wichtungsfunktionen verglichen; glatt heißt hier: aus 26-Gruppenflüssen geglättet.

Es ist aus Abb. 4.10 zu ersehen, daß Unterschiede bis zu 20% (vgl. 14.Gruppe) bei den auf zwei Weisen berechneten Gruppenflüssen auftreten. Das läßt sich durch zwei Aspekte erklären und zwar durch die fehlende Feinstruktur der 26-Gruppen-Wichtungsfunktion und außerdem durch das Glättungsverfahren selbst.

Die Glättung der 26-Gruppenstoßdichte gibt die physikalischen Verhältnisse oft nicht richtig wieder. So weist z.B. die 12.Gruppe, die mit der 26-Gruppenstoßdichte gewichtet ist, eine Flußsenke auf, obwohl dazu kein physikalischer Grund vorliegt. Die fehlende Feinstruktur wirkt sich nachteilig besonders in Gruppen mit großen Streuresonanzen aus. Dieser Einfluß kann sich über mehrere Gruppen hinweg auswirken. So ist der Einfluß der Sauerstoff 16 Resonanz (bei 440 keV) in den benachbarten Energiegruppen bemerkbar.

Die Darstellung des Einflusses von mehr als einer Wichtungsfunktion auf die Neutronenflüsse in Randbereichen ist in der Abb. 4.9 aufgezeigt. Diese Abbildung zeigt das Verhältnis der Gruppenflüsse, die sich aus zwei Rechnungen mit Feingruppenwichtung, einmal für das Core allein und zum anderen jeweils für den Core- und Blanketbereich ergeben.

Aus der Abb. 4.9 ist zu ersehen, daß der Einfluß der ortsabhängigen Gruppenkonstanten in dem Corebereich 1A vernachlässigbar gering ist, d.h. um 1-2%. Dieser Einfluß wird in Blanketbereichen BL1A und BL2A größer und beträgt aber im BL2A im Durchschnitt etwa 5%. In der Na-Resonanz sind die Abweichungen etwa 10%.

Wir haben denselben Tatbestand vor uns, der vorhin für die glatten Wichtungsfunktionen erwähnt wurde. Das heißt also, daß durch die Feingruppenwichtung bezüglich der Ortsabhängigkeit der Spektren kein neuer Aspekt auftritt. Es kann außerdem festgestellt werden, daß der Einfluß um so größer wird, je mehr man sich vom Corebereich entfernt.

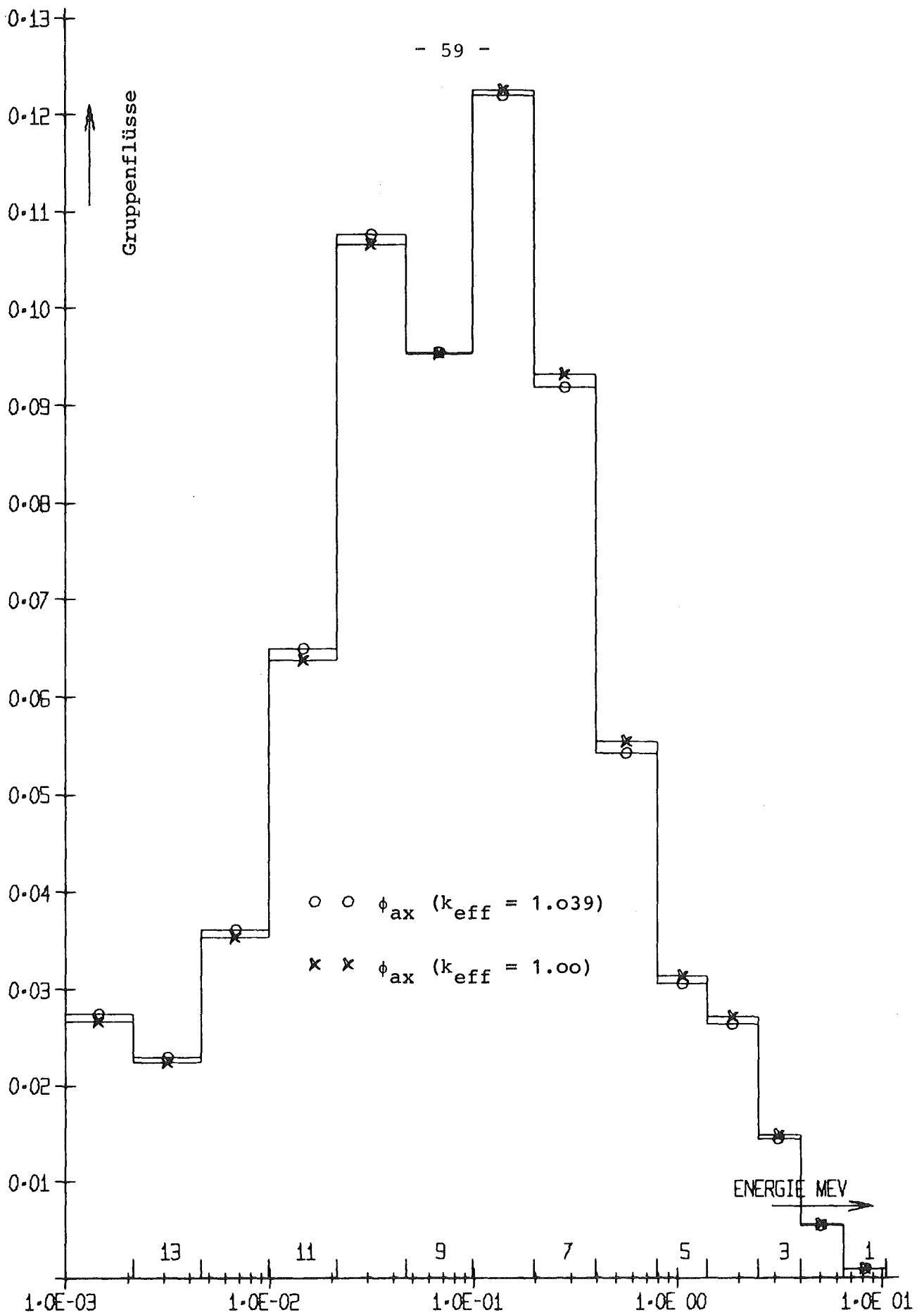


Abb. 4.1 Gruppenflüsse des inneren Blanketbereichs in axialer Richtung

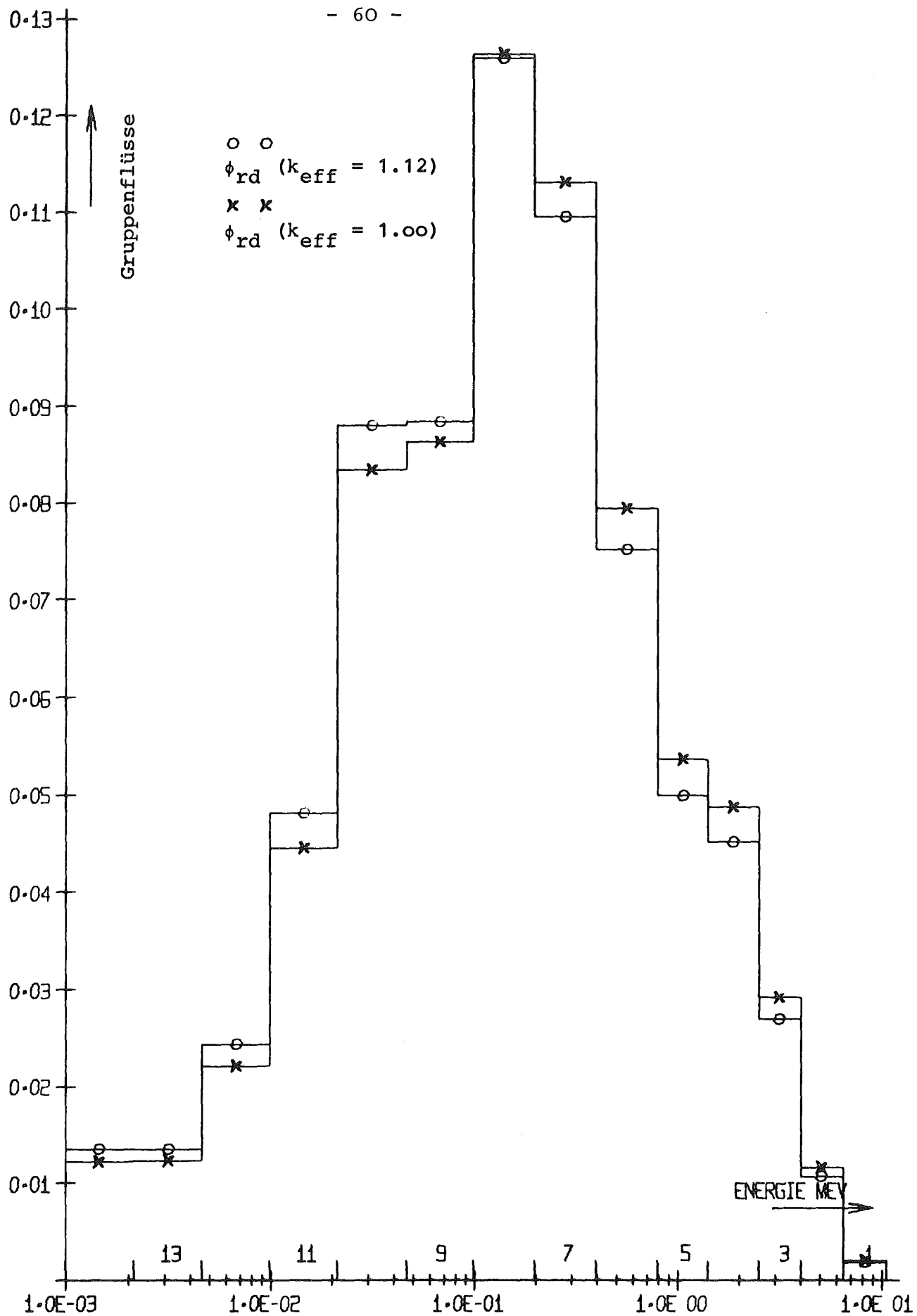


Abb. 4.2 Gruppenflüsse des inneren Blanketbereichs in radialer Richtung

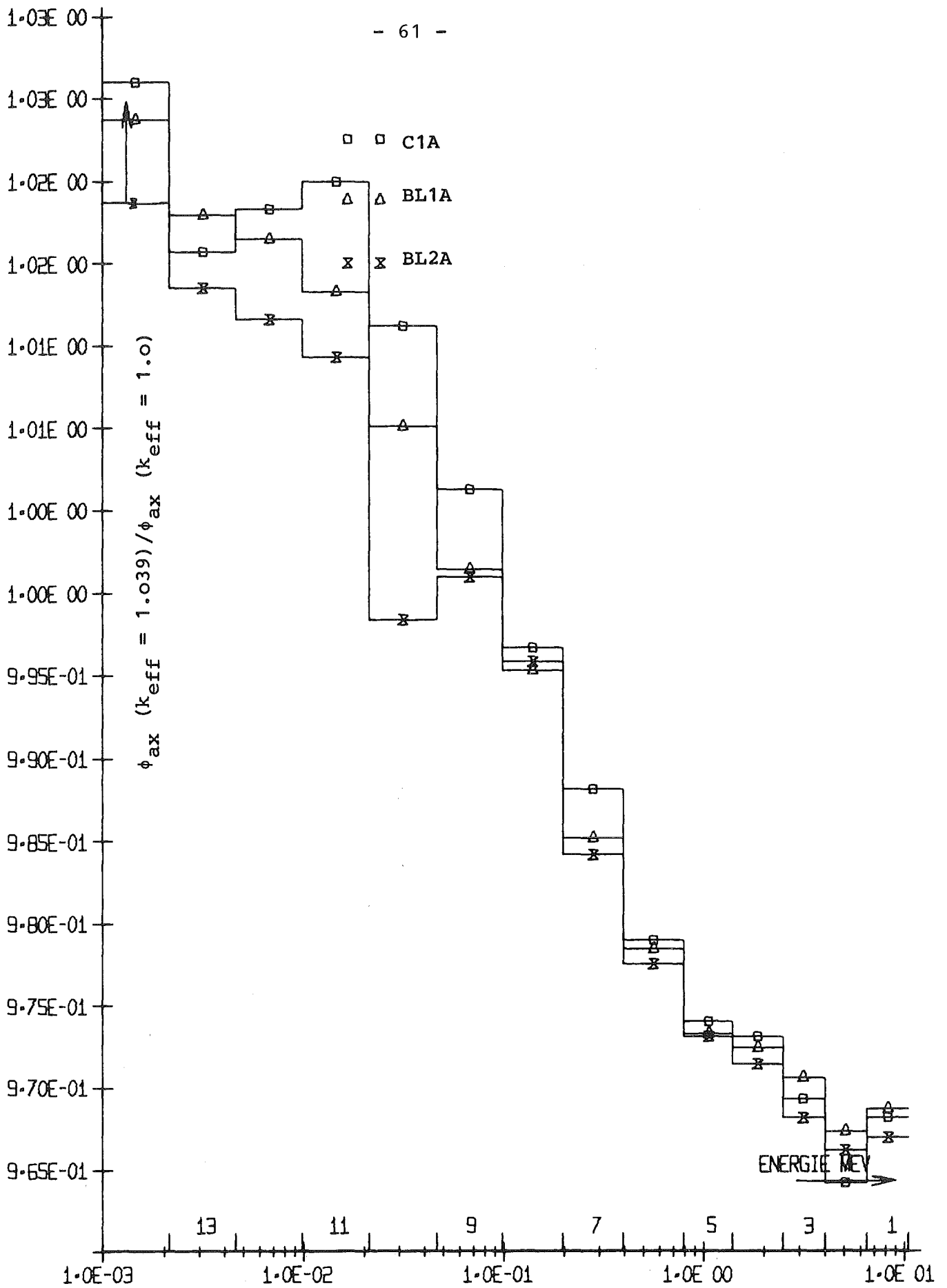


Abb. 4.3 Verhältnisse der Gruppenflüsse für die axialen Bereiche

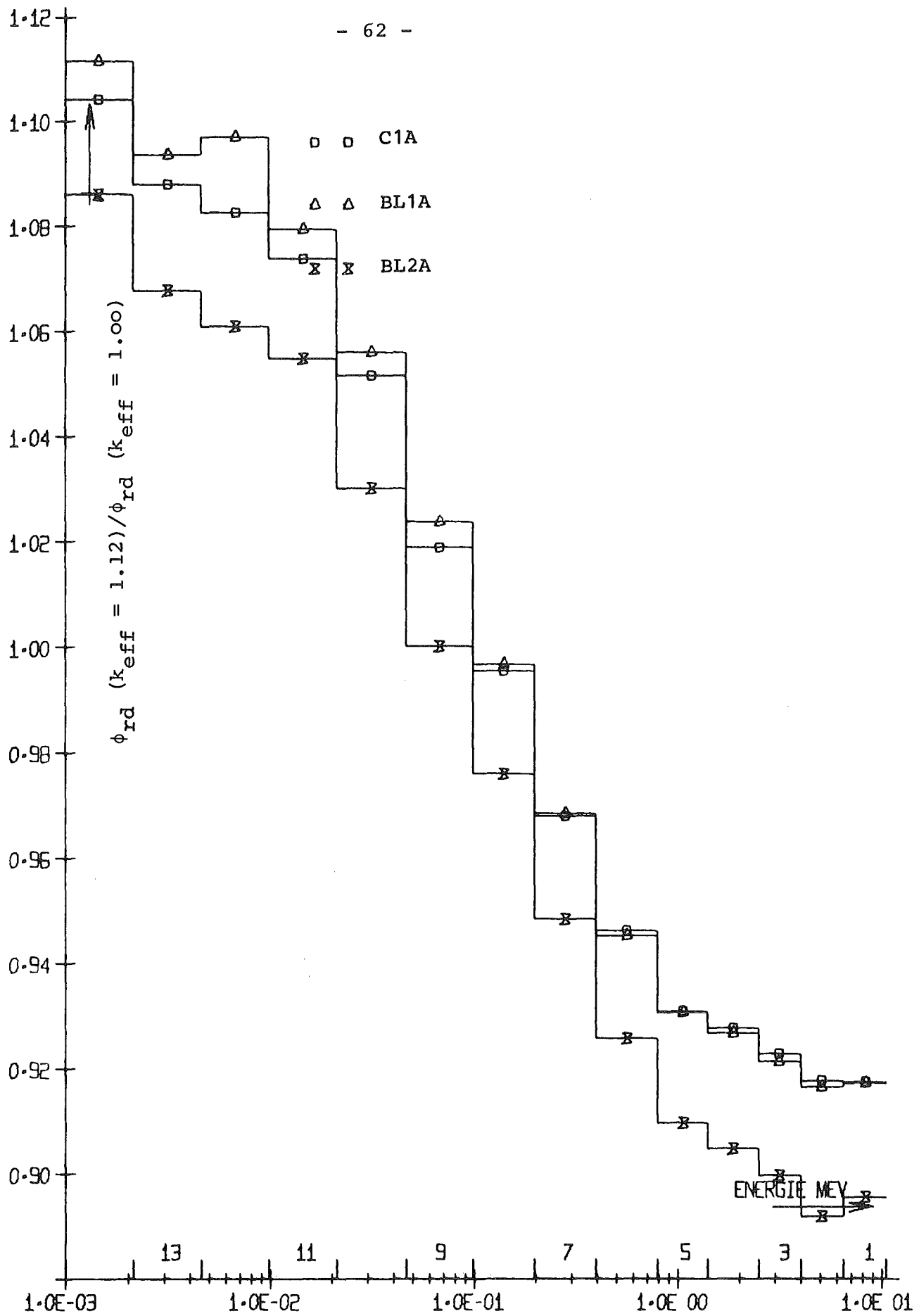


Abb. 4.4 Verhältnisse der Gruppenflüsse für die radialen Bereiche

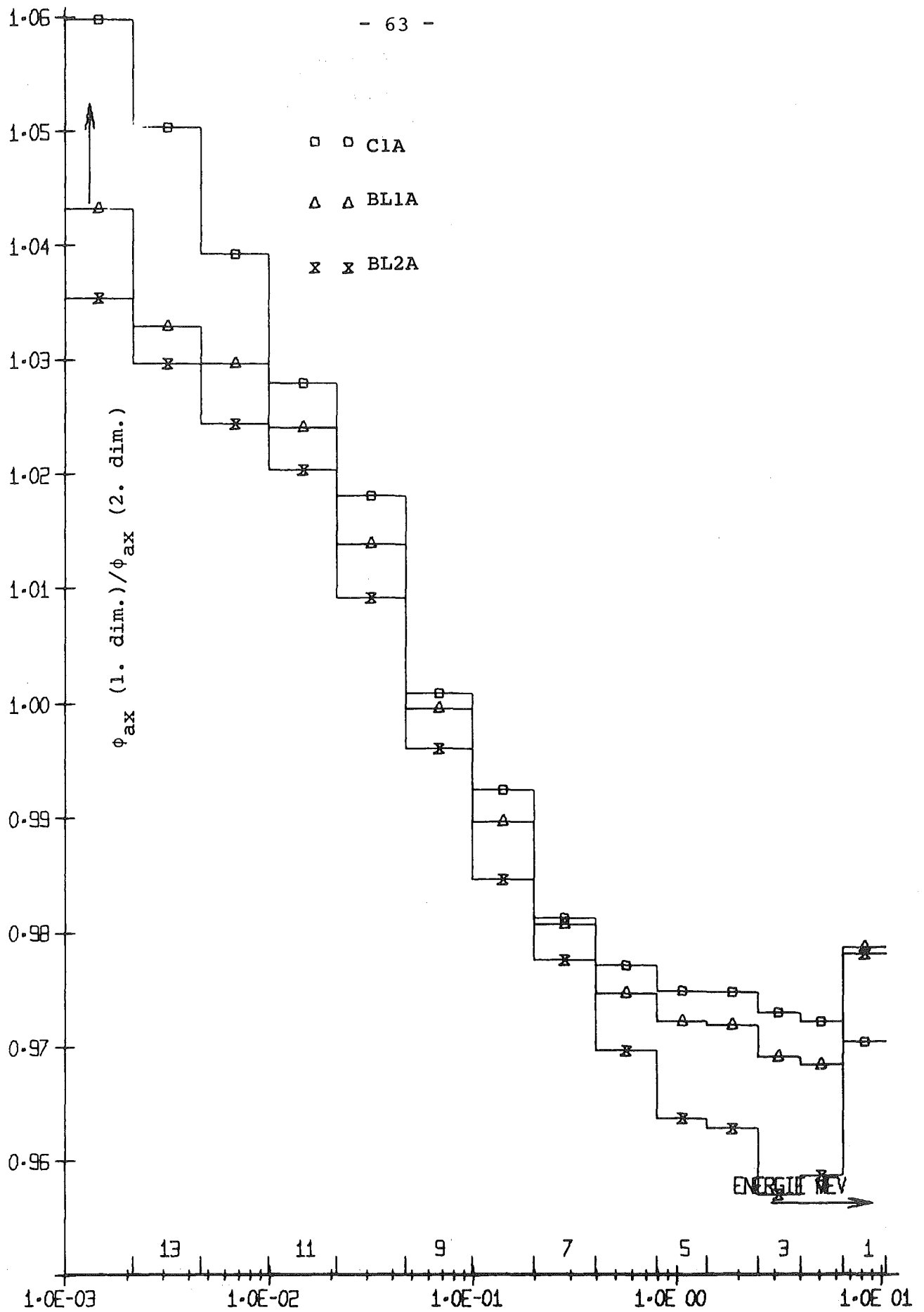


Abb. 4.5 Gruppenflußverhältnisse der ein- zu zweidimensionalen Rechnungen in axialer Richtung

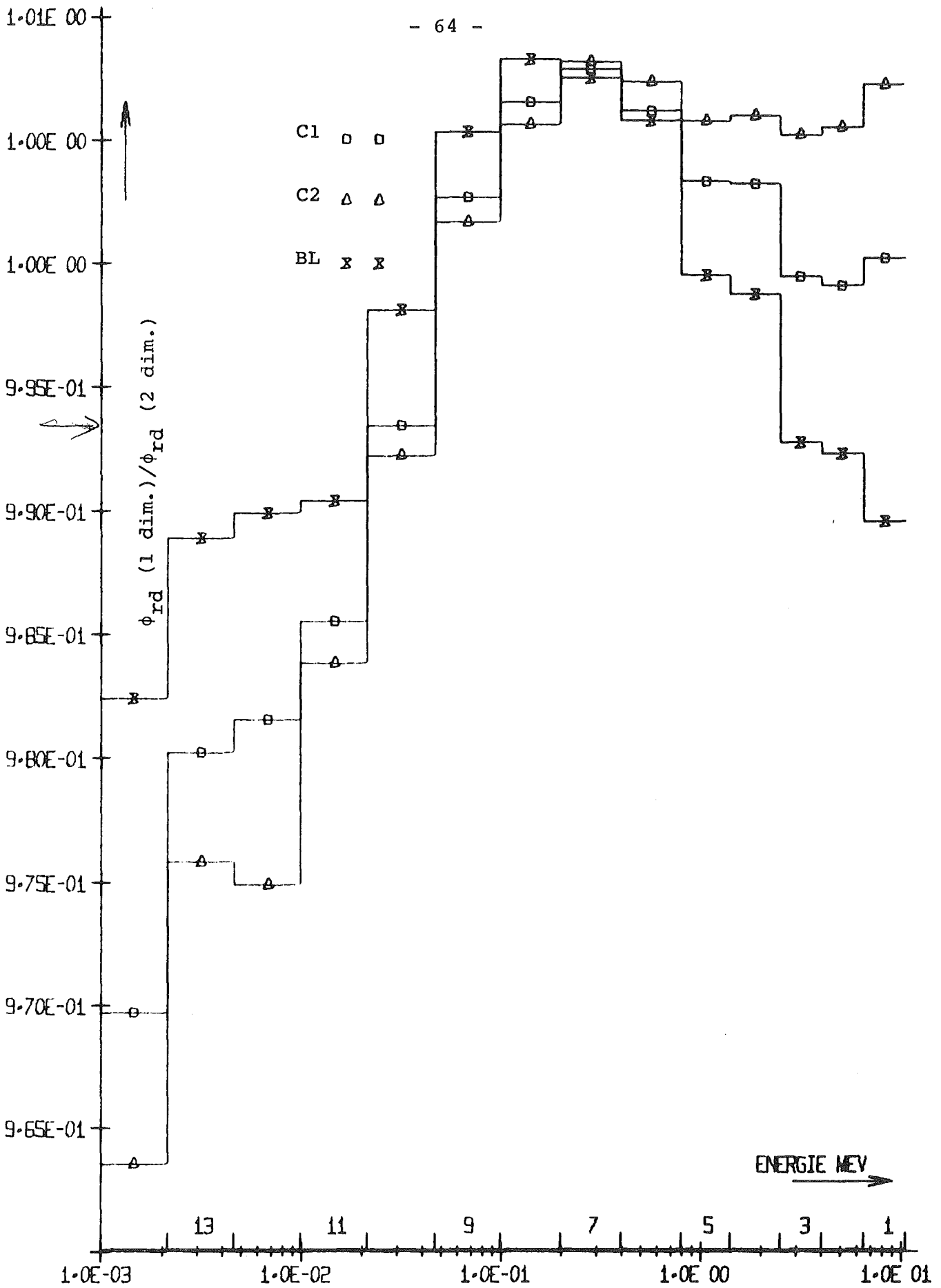


Abb. 4.6 Gruppenflußverhältnisse der ein- und zweidimensionalen Rechnungen in radialer Richtung

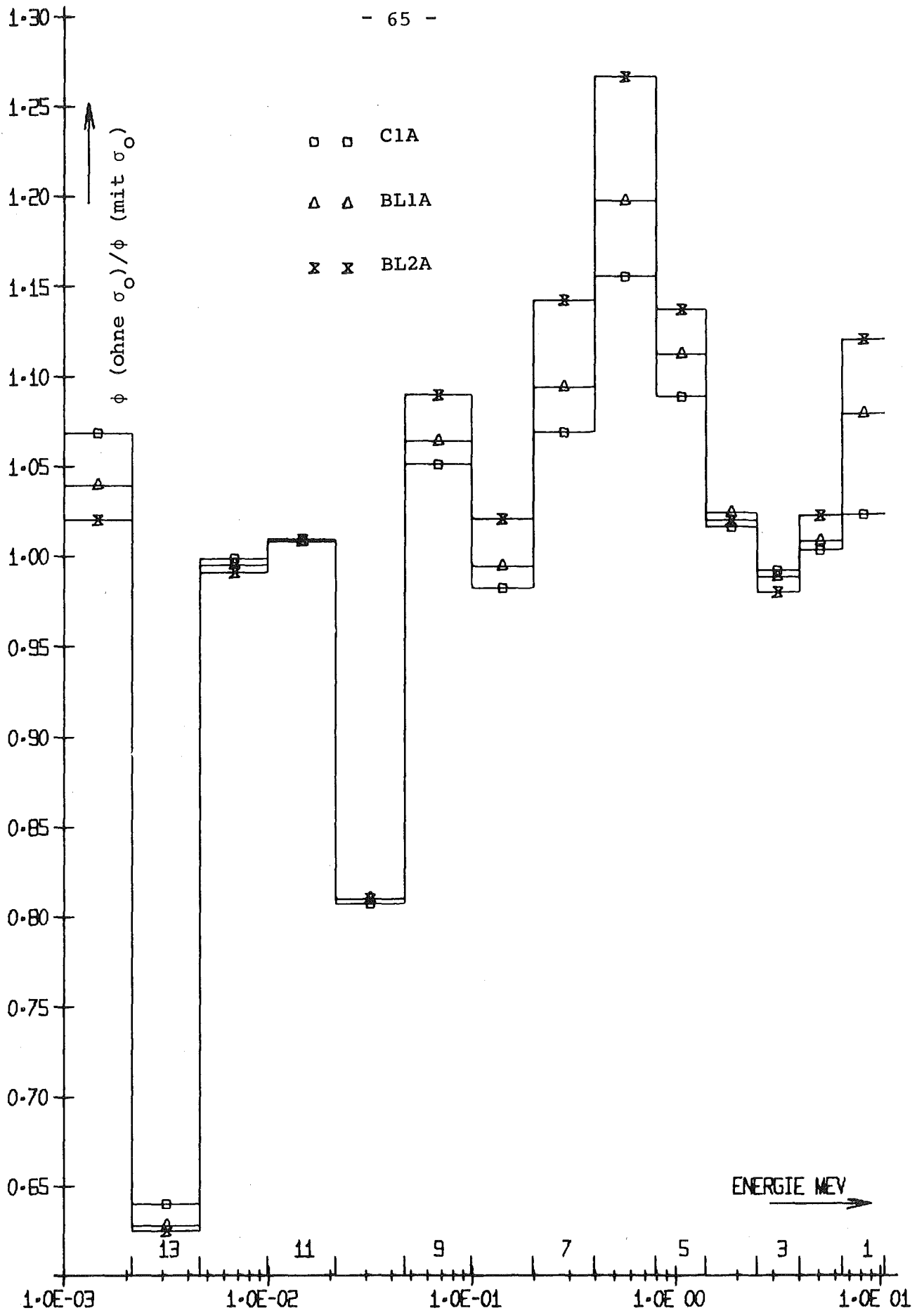


Abb. 4.7 Das Verhältnis der Gruppenflüsse von Zonen gerechnet ohne und mit σ_0 -Konzept

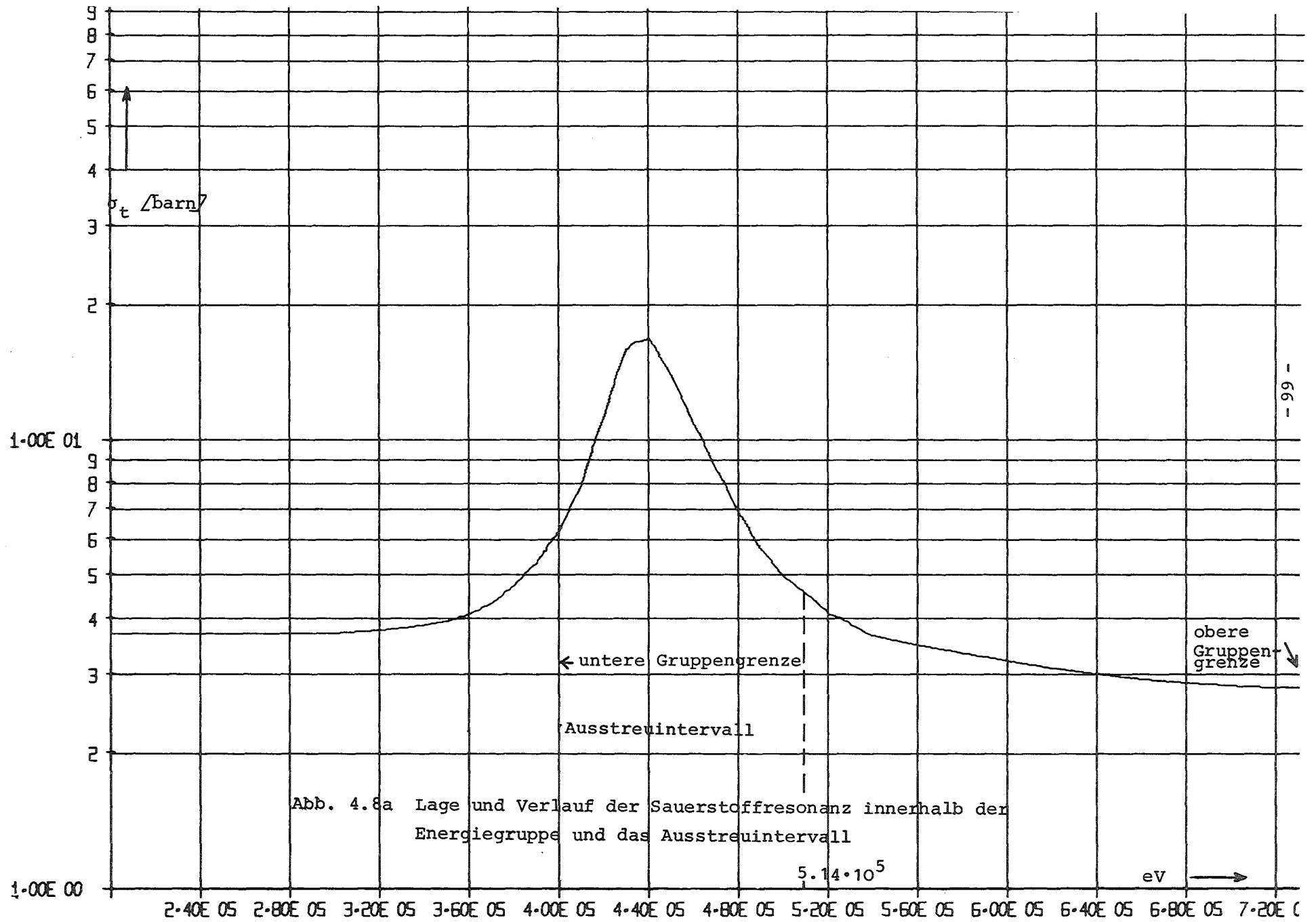


Abb. 4.8a Lage und Verlauf der Sauerstoffresonanz innerhalb der Energiegruppe und das Ausstreuintervall

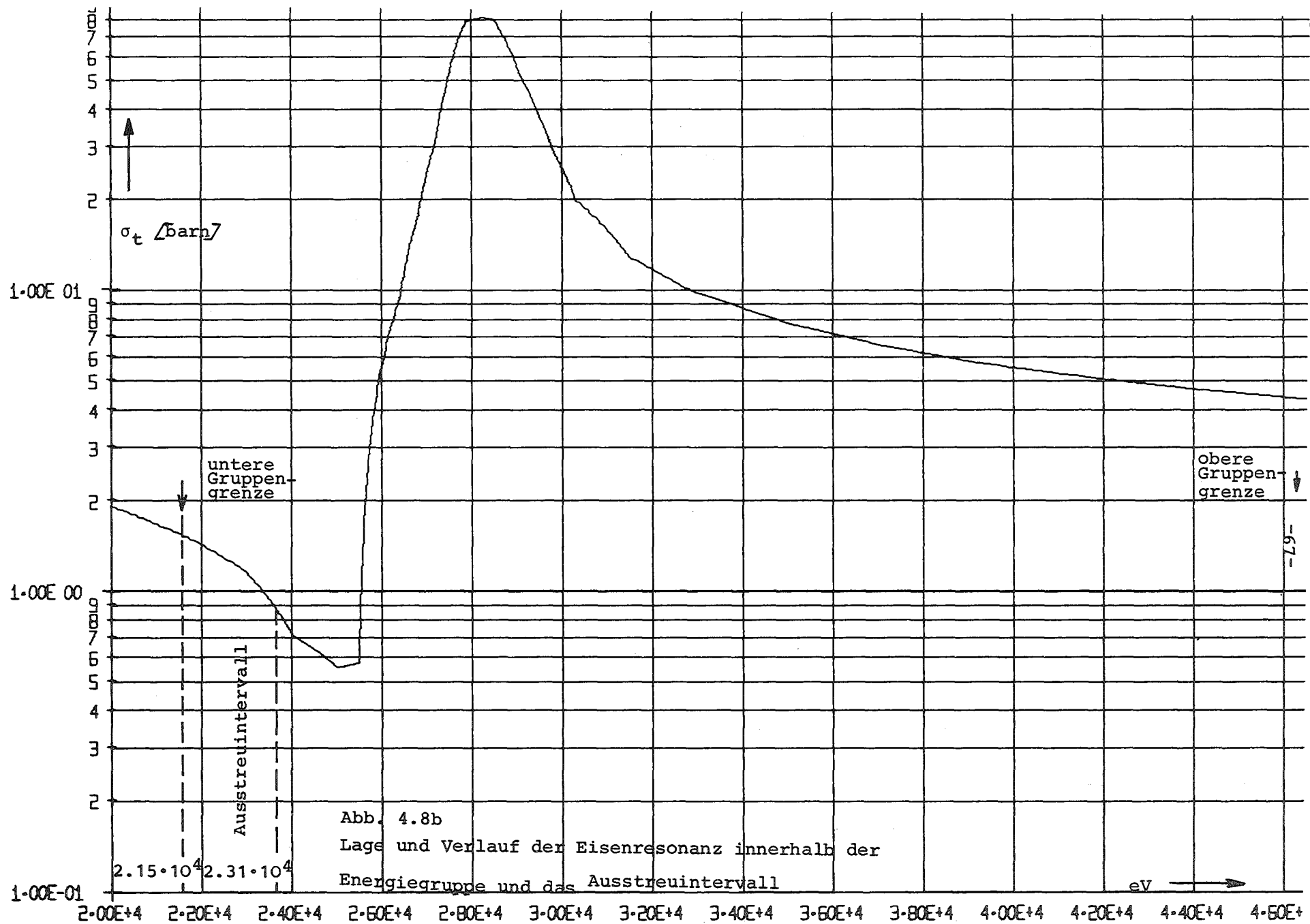


Abb. 4.8b
 Lage und Verlauf der Eisenresonanz innerhalb der
 Energiegruppe und das Ausstreuintervall

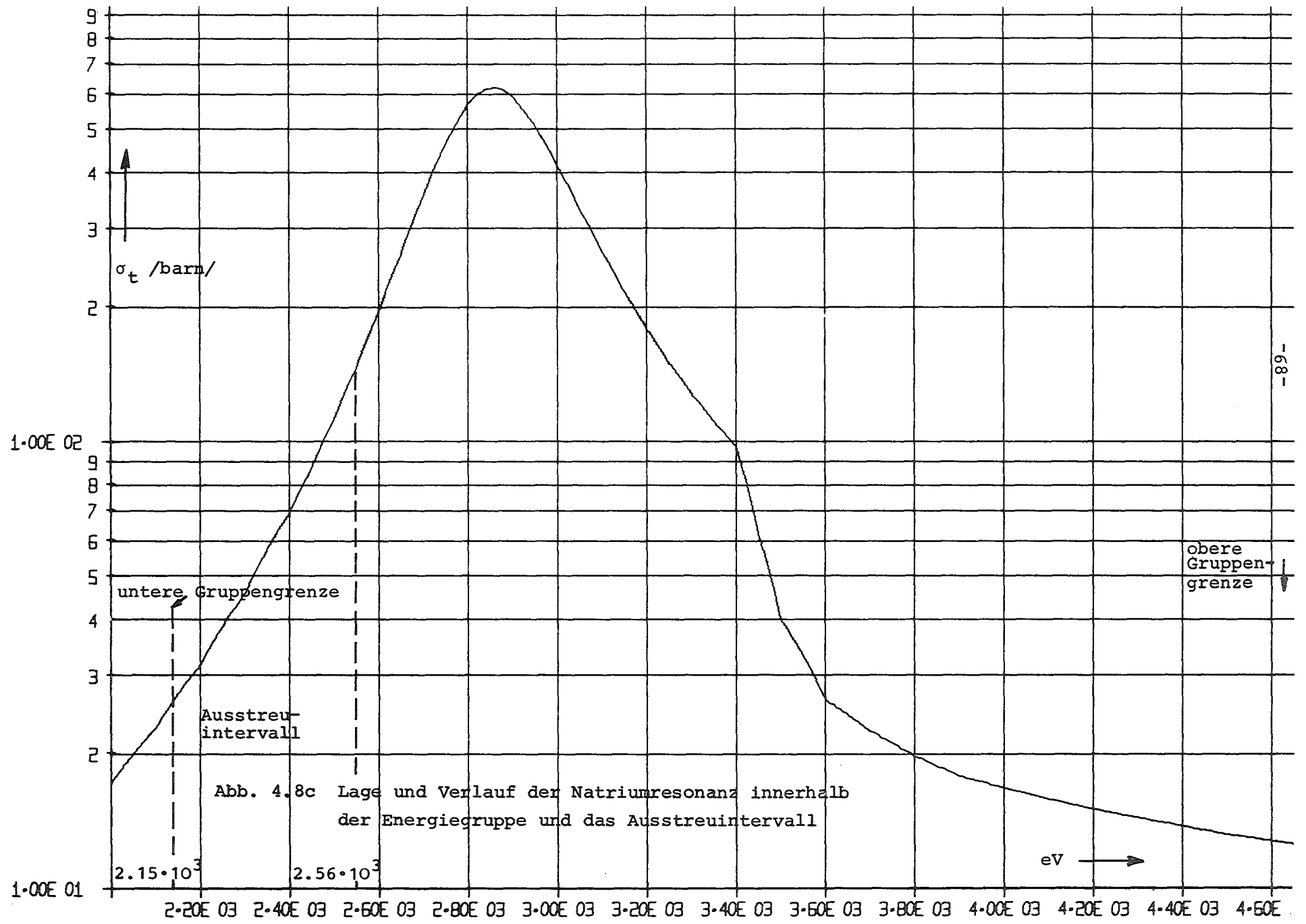


Abb. 4.8c Lage und Verlauf der Natriumresonanz innerhalb der Energiegruppe und das Ausstreuintervall

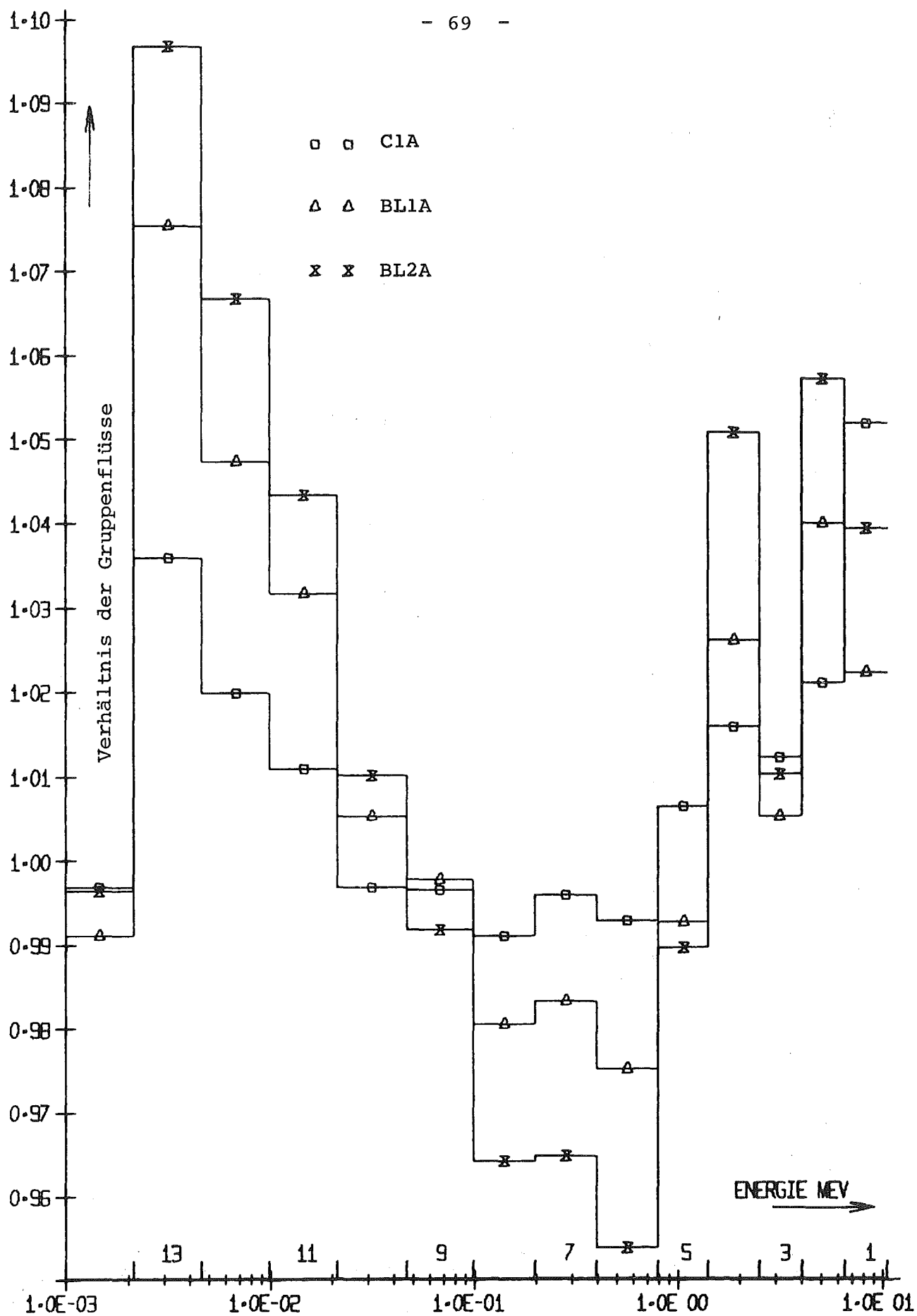


Abb. 4.9 Verhältnisse von Gruppenflüssen berechnet mit Gruppenkonstanten, die mit verschiedenen Zonen-Neutronenstoßdichten gewichtet sind

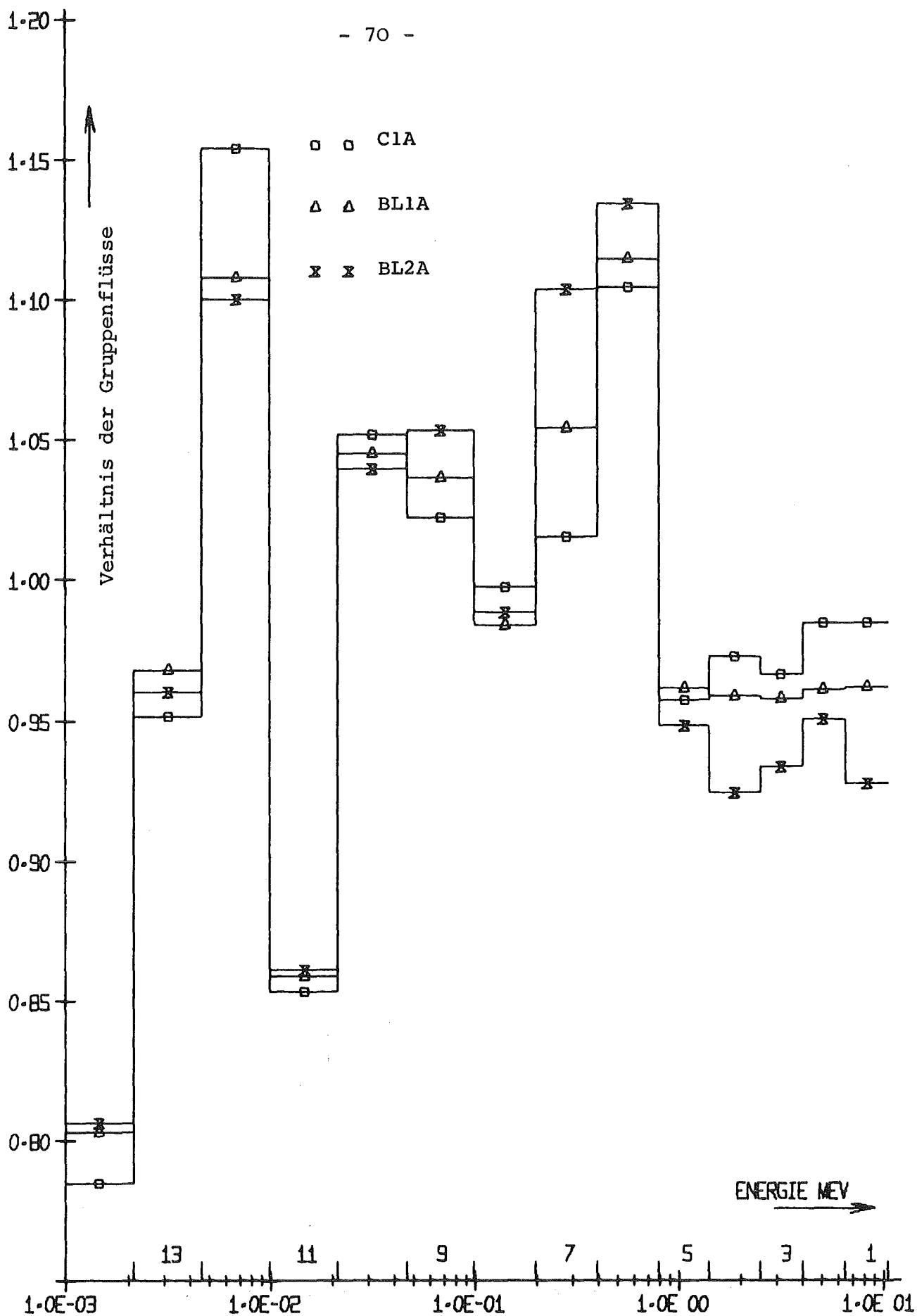


Abb. 4.10 Verhältnisse von Gruppenflüsse berechnet mit ortsabhängigen Gruppenkonstanten gewichtet mit 208-Gruppen und 26-Gruppenwichtungsfunktionen

5. Neutronen-Transportrechnungen für das SNR-Modell und deren Analyse

Um die Aussagekraft der Diffusionsrechnungen für die Randbereiche zu überprüfen, vor allem also an den Grenzen zweier Zonen mit unterschiedlicher Materialzusammensetzung und in der Nähe des äußeren Randes, werden einige transporttheoretische Untersuchungen durchgeführt.

Sowohl die S_N wie die Rechnungen mit dem Monte-Carlo-Code MOCA sind mit gleichen Gruppenkonstanten gerechnet. Sie unterscheiden sich in der Winkelbehandlung des Flusses. Die Analyse wird darauf hinauslaufen, herauszufinden, inwieweit für die behandelten Probleme, unter anderem ab welcher Ordnung (N), sich vergleichbare Ergebnisse erzielen lassen. Die Frage der Winkelabhängigkeit der Gruppenkonstanten wird in einer weiteren Arbeit untersucht werden.

Hier soll nur auf eine bessere Darstellung der Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses eingegangen werden. Weiterhin soll eine bessere Beschreibung der Randbedingungen und derer Einfluß auf die skalaren Größen aufgezeigt werden.

Mit dem Monte-Carlo-Code KAMCCO läßt sich auch der Einfluß der kontinuierlichen Behandlung der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte auf den Neutronenfluß untersuchen.

5.1. S_N -Rechnungen und deren Analyse für die Randbereiche

Die S_N -Untersuchungen wurden mit dem zweidimensionalen SNOW-Programm in (R,Z)-Geometrie durchgeführt. Es wurden die gleichen Gruppenkonstanten wie für die Diffusionsrechnungen verwendet. Bei einer isotropen Streuung und bei einer Separierbarkeit der Winkelabhängigkeit der Wichtungsfunktion sind die Diffusionsgruppenkonstanten eine gute Näherung für die nicht verfügbaren Transportgruppenkonstanten. Zuerst wurde das Orts- und Winkelnetz bestimmt. Es war von vornherein nicht klar, ob man in den S_N -Rechnungen das Ortsnetz von der Diffusionsrechnung übernehmen kann, deshalb wurde eine Variation der Stützpunkte des Ortsnetzes in den S_N -Rechnungen vorgenommen. Tab. 5.1 zeigt zunächst, daß sich das k_{eff} bei verschiedener Anzahl der Stützpunkte des Ortsnetzes nur um weniger als $7 \cdot 10^{-4}$ ändert. Das ist aber für den Randbereich nicht die repräsentative Größe. Deshalb ist in Abb. 5.1 als Beispiel der radiale Ortsverlauf des Flusses im Randbereich für zwei Gitter mit (15×16) und (30×32) Ortsstützpunkten bei der Höhe Z=43.75 cm, für die Energiegruppe 2 bzw. 12 gezeigt. Die beiden Ortsnetze liefern die gleiche Ortsflußverteilung. Danach wurde etwa das gleiche Ortsnetz wie für die zweidimensionalen Diffusionsrechnungen ausgewählt, d.h. $I_Z=32$ und $I_R=38$ Stützpunkte auf der Halbhöhe Z bzw. dem Radius R. Für die Ermittlung des Winkelnetzes wurden die Untersuchungen mit N=2, N=4 und N=6 durchgeführt.

Tabelle 5.1

$I_Z \times I_R$	Anzahl der inneren Iterationen	RECHENZEIT Min.	k_{eff}
15 × 16	1198	4.4	1.00225
30 × 32	593	9.53	1.00291
34 × 36	1397	31.21	1.00254

Die Tab. 5.2 zeigt die k_{eff} -Werte und einige repräsentative Zonen-gemittelten Gruppenflüsse, die mit S_4 und S_6 berechnet wurden. Die k_{eff} -Werte ändern sich dabei um $2 \cdot 10^{-4}$ und die Neutronenflüsse in einzelnen Bereichen und Gruppen um $1 \cdot 10^{-3}$. Für die weiteren Untersuchungen wird daher S_4 gewählt, was also eine hinreichende Genauigkeit gewährleistet.

Tab. 5.2 Gruppenflüsse berechnet mit S_4 und S_6

Nr. der E.Gr.	$\phi_4^k(Z)$ bei $k_{\text{eff}}=1.00255$				$\phi_6^k(Z)$ bei $k_{\text{eff}}=1.00227$			
	C1A	C1B	BL1A	BL2A	C1	C1A	BL1A	BL2A
2	.0205	.0185	.0106	.52/-2	.0205	.0187	.0103	.53/-2
5	.099	.0904	.618	.03701	.099	.0907	.0618	.3708
8	.2528	.2489	.2472	.2331	.2528	.2495	.2482	.2338
12	.0487	.055	.070	.089	.0487	.0552	.0698	.0889

Aus S_2 ist $k_{\text{eff}}=1.002816$

Der sogenannte Ray-Effekt, der bei einigen zweidimensionalen S_N -Codes auftritt, wurde hier nicht beobachtet.

5.2 Vergleich der Neutronenflüsse in Randbereichen berechnet mit S_4 - und Diffusionsrechnungen

Nachdem wir die Ortstützpunktzahl und Ordnung für die S_N -Rechnung festgelegt haben, sollen die Abweichungen der Transporttheorie, und zwar der S_4 Ergebnisse, von den Diffusionsergebnissen festgestellt werden. Diese rein methodischen Untersuchungen werden zunächst mit dem σ_0 -Konzept bei gleicher Datenbasis durchgeführt.

Der Vergleich der mit den SNOW und DIXY-Programmen berechneten Neutronenflüsse, unter Benützung des 26-Gruppen Standard-Satzes, ist in der Abb. 5.2 gezeigt. Daraus ist zu ersehen, daß das SNOW-Programm in den Energiegruppen 2-6 um 2-6% weniger und in den Gruppen 9-14 um 1-2% mehr Neutronen für die Blanketzone liefert als die Diffusionstheorie. In der Corezone ist der Unterschied der einzelnen Gruppenflüsse im Durchschnitt 1% und daher praktisch zu vernachlässigen. Das war zu erwarten, da die Diffusionstheorie für das Core bereits hinreichend gut ist. In der zweiten Blanketzone werden aus der Energiegruppe 1 nach der S_4 -Rechnung um 15% mehr Neutronen wegtransportiert als nach der Diffusionsrechnung.

Die Einführung der REMO-korrigierten Gruppenkonstanten mit eigenem Stoßdichtespektrum für das Core und Blanket als Wichtungsfunktion in den S_4 -Rechnungen hat ähnliche Effekte auf die Spektren wie in der Diffusionstheorie. Das ist zu erwarten, da die Gruppenkonstanten nicht verändert wurden. Die Abweichung bis um 40% in den Energiegruppen mit großen Streuresonanzen zeigt, daß der größte Effekt auf die berechneten Spektren von der Behandlung der Wirkungsquerschnitte herrührt (Abb. 5.3).

In Abb. 5.4 ist ein Vergleich zwischen den mit SNOW- und DIXY berechneten Gruppenflüssen gegeben, die mit REMO korrigierten Gruppenkonstanten berechnet wurden,

d.h. entsprechend den nach Diffusions- und S_N -Verfahren ermittelten Neutronenverteilungen wurden die verschiedenen konsistenten Wichtungsfunktionen und damit unterschiedlich korrigierte Gruppenkonstanten benutzt. Der Unterschied zwischen den SNOW- und DIXY-Rechnungen für die Corezone ist geringer als 1%. In den beiden Blanketzone liefert die SNOW-Rechnung in den schnellen Gruppen (Gruppe 1-9) ein Neutronendefizit bis zu 10% und in dem unteren Teil des Spektrums (Gruppe 9-14) einen Neutronenüberschuß bis zu 2%. Dabei ist festzustellen, daß im Verhältnis zur Diffusionstheorie das Neutronendefizit in den Gruppen 1-5 des inneren Blanketbereichs größer als der des äußeren Bereichs ist.

Die schnellen Neutronen erzeugen eine stark vorwärts gerichtete Verteilung, die in der S_N -Theorie besser beschrieben wird als in der Diffusionstheorie, welche entsprechend der Cosinus-Winkelverteilung starke Unterschiede in der realen Winkelverteilung ausgleicht.

Es kann festgestellt werden:

- Eine Transportrechnung der Ordnung S_4 ist für die Berechnung der Neutronenflüsse in Randbereichen ausreichend
- Die Unterschiede zwischen S_4 - und Diffusions-Rechnungen bestehen hauptsächlich für Energien $E \geq 1\text{MeV}$ am Innenrand des Blankets.
- Wenn man für die Neutronenflüsse oberhalb 1MeV keine größere Genauigkeit verlangt, reicht die Diffusionstheorie aus.
- Man kann hieraus entnehmen, daß nur für genaue Berechnungen der Neutronenfelder am inneren Blanketrand sich die Einführung eines eigenen Wichtungsspektrums empfiehlt.

5.3. MOCA-Ergebnisse

Nun wollen wir die S_4 Ergebnisse mit Monte Carlo Ergebnissen vergleichen. Hier soll eine Antwort gegeben werden über die Konsistenz zweier unabhängiger Transportverfahren. Zuerst stellen wir fest, daß die Orts- und Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses in der S_N -Rechnung diskret und im Monte-Carlo-Code MOCA kontinuierlich behandelt wird. Auch hier wurden die gleichen Gruppenkonstanten wie bei den anderen Multi-Gruppenrechnungen verwendet. Die MOCA-Rechnung für das SNR-Modell liefert einen $k_{\text{eff}}=1.0003$ mit einem relativen statistischen Fehler von $\delta k_{\text{eff}}=0,27\%$. Der statistische Fehler der Gruppenflüsse wird in dem Code nicht berechnet. Die mit den MOCA und S_N -Rechnungen berechneten und in Abb. 5.5 verglichenen Gruppenflüssen zeigen in den Energiegruppen 6-13 gute Übereinstimmung. Hier beträgt der Unterschied lediglich 1-2%, dagegen erreicht der Unterschied in den Gruppen 1-5 bis zu 15%. Da die S_4 -Rechnungen in den höheren Energiegruppen keine inhärente Unsicherheit besitzen, kann man wohl die Abweichung auf die statistischen Fehler bei der MOCA-Rechnung zurückführen.

Beim Vergleich der Abb. 5.6 und Abb. 5.5 ist zu ersehen, daß die Gruppenflüsse in jenen Gruppen klein sind, bei denen sich ein größerer Unterschied in den Flußverhältnissen zeigt (Abb. 5.5).

Der statistische Fehler in den Gruppenflüssen der MOCA-Rechnung könnte durch längere Rechenzeit reduziert werden.

Aus der Abb. 5.5 ist weiterhin zu ersehen, daß die Gruppenflüsse durch die verschiedene Behandlung der Orts- und Winkelabhängigkeit der Neutronenflüsse in der S_N - bzw. MOCA-Rechnung nicht beeinflusst werden. Diese Feststellung kommt nicht unerwartet, denn eine weitere Verfeinerung der diskreten Winkelgruppen in den S_4 - und S_6 -Rechnungen erbrachten bereits keine Änderung in den Neutronenflüssen (Tab. 5.2).

Zusammenfassend kann festgehalten werden:

1. Bis auf statistische Unsicherheiten der MOCA Ergebnisse in Gruppen mit kleiner Neutronenintensität liegt gute Übereinstimmung zwischen MOCA und S_4 Ergebnissen vor.
2. Die kontinuierliche Behandlung der Orts- und Winkel-Variablen in MOCA bei gleicher Behandlung der Energie-Variablen bestätigt die durch die Prüfrechnungen bei den S_4 -Untersuchungen gefundene Aussagen, daß eine weitere Verfeinerung über die dort gewählten Ortsstützpunktzahlen sowie eine über S_4 und S_6 hinausgehende Winkeldarstellung keinen Einfluß mehr hat auf die Neutronenverteilung.

5.4. KAMCCO-Ergebnisse

Alle bisherigen Multigruppenuntersuchungen an dem SNR-Modell haben gezeigt, daß die Neutronenflüsse am stärksten durch die verschiedene Behandlung der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte (Abb. 5.3) beeinflußt werden.

Nun soll mit den KAMCCO-Rechnungen aufgezeigt werden, welchen Einfluß der Übergang von der Multigruppen- zu kontinuierlichen Behandlung der Energievariable hat. Dazu werden die Ergebnisse der KAMCCO-Rechnung einerseits mit den Ergebnissen der MOCA-Rechnung unter Verwendung des 26-Gruppensatzes und andererseits mit den Ergebnissen der P_1 -Rechnung unter Verwendung des 208-Gruppensatzes verglichen. Wenn man vergleichbare Resultate zu allen vorhergehenden Ergebnissen erzielen will, muß man von der gleichen Kerndatenbasis ausgehen, das heißt: gleiche Kerndaten in 26-, 208 oder KAMCCO-Rechnungen. Die vorhandenen 26, 208 und KAMCCO Bibliotheken haben jedoch nicht die gleiche Kerndatenbasis. Wir wollen trotzdem versuchen, einige Information aus den angesprochenen Vergleichen herauszuholen. Dazu betrachten wir zunächst den Vergleich MOCA/KAMCCO. Beide sind Verfahren, die sich zwar im Monte-Carlo-Spiel unterscheiden, jedoch den wesentlichsten Unterschied in der Behandlung der Energie haben.

Wir wollen einmal voraussetzen, daß von der Monte-Carlo-Methode her die Ergebnisse sich geringfügig unterscheiden, so daß man unterschiedliche Ergebnisse zurückführen muß entweder auf unterschiedliche Daten oder unterschiedliche Behandlung der Kerndaten. Zunächst müssen wir die statistischen Fehler in KAMCCO-Rechnungen betrachten (Tab. 5.4).

Aus Tab. 5.4 ist zu entnehmen, daß die kleinsten relativen statistischen Fehler in den Energiegruppe 5-12 vorkommen; in diesem Bereich befindet sich das Maximum des Neutronenflusses. Ein Vergleich zwischen MOCA- und KAMCCO-Ergebnissen ist in Abb. 5.7 und Abb. 5.8 gegeben.

Tabelle 5.4

ZONEN \ Nr.d. E.Gr.	Nr.d. E.Gr.		
	1-4	5-12	13-14
CORE 1A	7%	1%	2%
CORE 2A	9%	3%	5%
BL 1A	15%	2%	6%
BL 2A	25%	4%	7%

Aus der Abb. 5.7 können wegen der vorhandenen statistischen Fehler und unterschiedlichen nuklearen Daten Aussagen über die Genauigkeit der Gruppenflüsse in den Endgruppen nur unter Vorbehalt gemacht werden.

Eine relativ gute Übereinstimmung in anderen spektralen Bereichen bis auf die Energiegruppe 7, 13 und 14 ist festzustellen. Die Unterschiede in diesen Gruppen sind so groß, daß man sie kaum durch eine unterschiedliche Behandlung der Kerndaten erklären kann. Zumal die Gruppenwirkungsquerschnitte von MOCA bezüglich der Σ_{be} über REMO, d.h. an über 1000 Energiepunkten, korrigiert wurde, sollten die unterschiedlichen Kerndaten die Ursache für die Diskrepanz sein. Für die Diskrepanzen in 13. und 14. Energiegruppe z.B. wurden unterschiedliche Daten für die Wirkungsquerschnitte der Natriumresonanz vermutet. Dazu ist zu vermerken, daß bei den KAMCCO-Rechnungen die Resonanzquerschnitte aus den Resonanzparameter mittels der Breit-Wigner-Formel ermittelt werden; dagegen werden die Resonanzwirkungsquerschnitte bei den 26- und 208-Gruppensätzen aus den auf KEDAK gespeicherten Meßwerten gebildet. Wie die Abb. 5.10 zeigt, sind die Na-Resonanzwirkungsquerschnitte oberhalb 3,4 keV, berechnet mit den Resonanzparametern, bedeutend höher als die KEDAK-Meßwerte. Das war zur Zeit der Erstellung des Datensatzes für die KAMCCO-Rechnungen nicht bekannt.

Um Übereinstimmung zwischen den in KAMCCO verwendeten Daten mit den Daten der Gruppensätze zu erzeugen, muß eine Reduktion der KAMCCO-Querschnitte um etwa 30% von 3,4 - 4,65 keV und eine entsprechende Reduktion zu höherer Energie vorgenommen werden. Die Änderung wurde durchgeführt und das Ergebnis ist ein um 14% höherer Neutronenfluß zwischen 2.15 bis 4,65 keV. Ein detaillierter Vergleich zeigt, daß die Flußwerte im Natriumresonanzbereich (Abb. 5.11), berechnet mit KAMCCO einmal unter Verwendung der Breit-Wigner-Formel, und zum anderen mit Meßwerten für die Na-Resonanz oberhalb von 3,4 keV für die zweite Rechnung bis zu 30% (lokal) höher liegen. Die verbleibenden Unterschiede sind bei der unterschiedlichen Datenbasis nurmehr schwer herauszufinden. Erst eine einheitliche Datenbasis kann eine vollständige Klärung liefern.

Wir wollen noch einen weiteren Vergleich vornehmen zur Beantwortung der Frage, ob eine 200 Gruppenaufteilung hinreichend ist. Dazu wurden KAMCCO- und P1-Rechnungen verglichen (Abb. 5.9). Falls man sich auf das CORE beschränkt, sollte der Transporteffekt vernachlässigbar sein. Leider müssen wir dazu wieder mit einer anderen Datenbasis Vergleiche machen, nämlich einer P1-Datenbasis. Eindeutige Schlüsse können nicht gezogen werden.

5.5 Einfluß eines Reflektors auf den Neutronenfluß in Randbereichen

Bei den Schnellen-Leistungs-Reaktoren schließt sich an das äußere Blanket eine überwiegend aus leichten und mittelschweren Kernen aufgebaute Materialzone an. Wir wollen diese Zone als Reflektor bezeichnen. Der extrapolierte Rand des Reaktors wird in den üblichen Berechnungen von Schnellen Leistungsreaktoren auf den geometrischen Rand des Blankets bezogen.

Hier soll der Einfluß des Reflektors auf den Neutronenfluß am Blanketrand untersucht werden. Es ist anzunehmen, daß sich durch die Verschiebung des extrapolierten Randes weiter nach außen und durch die Reflektion der Neutronen in das Blanket ein Einfluß bemerkbar macht.

Für diese Rechnungen kommt es nicht so sehr auf die einzelnen Materialien der Reflektorzone an, da uns nur die Vorgänge in der Randzone des Blankets interessieren. Der Reflektor wurde durch eine 40cm dicke Schicht aus NaCl simuliert, also eine Schicht wie sie auch bei den Untersuchungen eines unterkritischen Experiments angenommen wurde.

In den Abb. 5.13 und 5.14 sind die Verhältnisse von zonen-gemittelten Gruppenflüssen aufgetragen, die mit bzw. ohne Reflektor mittels der S_4 - und Diffusionsrechnung ermittelt wurden. Wie zu erwarten war, zeigen die Abb. 5.13 und 5.14 den Einfluß des Reflektors nur auf die Gruppenflüsse der äußeren Blanketzone. Der Einfluß im inneren Blanket und im Core ist weniger als 1%, da die zurückgestreuten Neutronen eine kleine freie Weglänge haben und daher im äußeren Blanketbereich verbleiben. In dem äußeren Blanket findet man durch den Einfluß des Reflektors in den Energiegruppen 1-9 bis etwa 5% weniger und in den Energiegruppen 11-14 bis 12% mehr Neutronen. Mehr Neutronen in den unteren Energie-

gruppen, gemittelt über die ganze äußere Blanketzone, bedingt, daß am Rand des äußeren Blankets eine Neutronenflußänderung von 20% erfolgt. Dieser Einfluß reicht bis zu 20 cm in das Blanket hinein. Aus dem Reflektor kommen bis zu 40% Neutronen in das äußere Blanket zurück. Diese Neutronen haben eine kleinere Energie und erhöhen die Bruttoreate. Der Einfluß des Reflektors ist in axialer und radialer Richtung praktisch gleich.

Beim Vergleich der Abb. 5.13 und 5.14 ist festzustellen, daß die Unterschiede in den Ergebnissen der S_4 - und Diffusionsrechnungen sehr klein sind. Man hat also stets bei Blanketuntersuchungen den nach außen angrenzenden Bereich mit zu berücksichtigen.

Die Frage 3 der Problemstellung ist damit beantwortet.

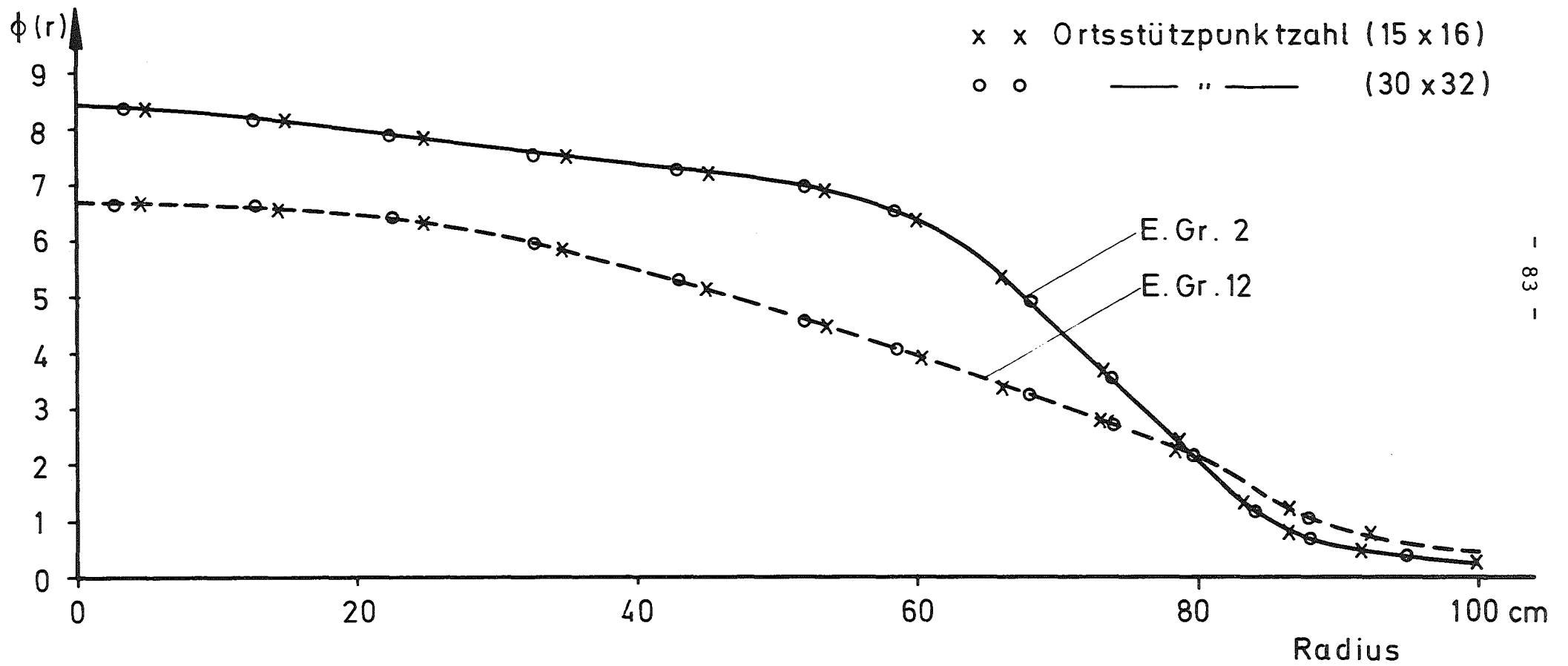


Abb. 5.1 Radialer Neutronenflußverlauf bei der Höhe $z=43,75\text{cm}$ in den Energiegruppen 2 und 12

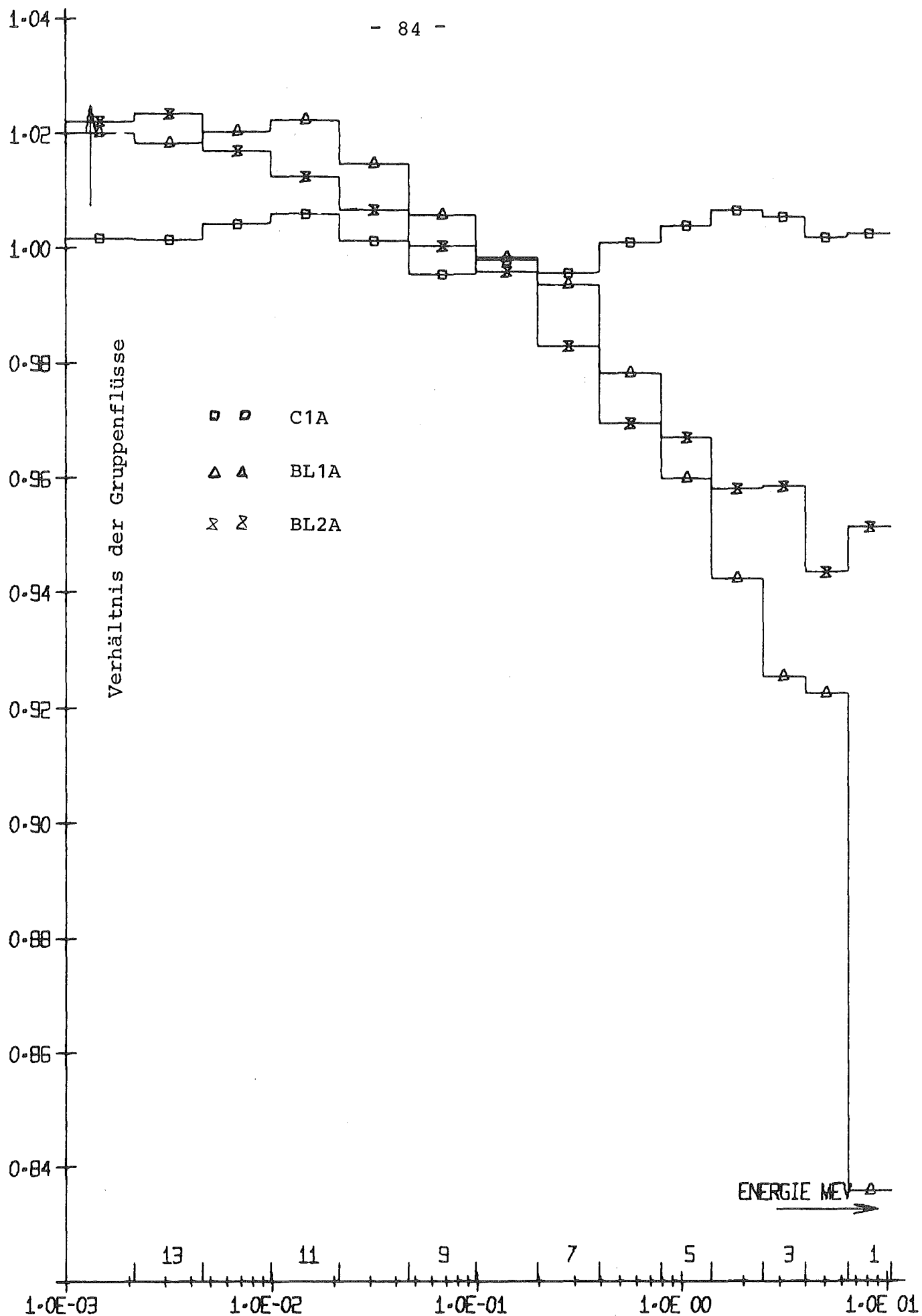


Abb. 5.2 Verhältnis von SNOW zu DIXY-berechneten Zonengruppenflüsse

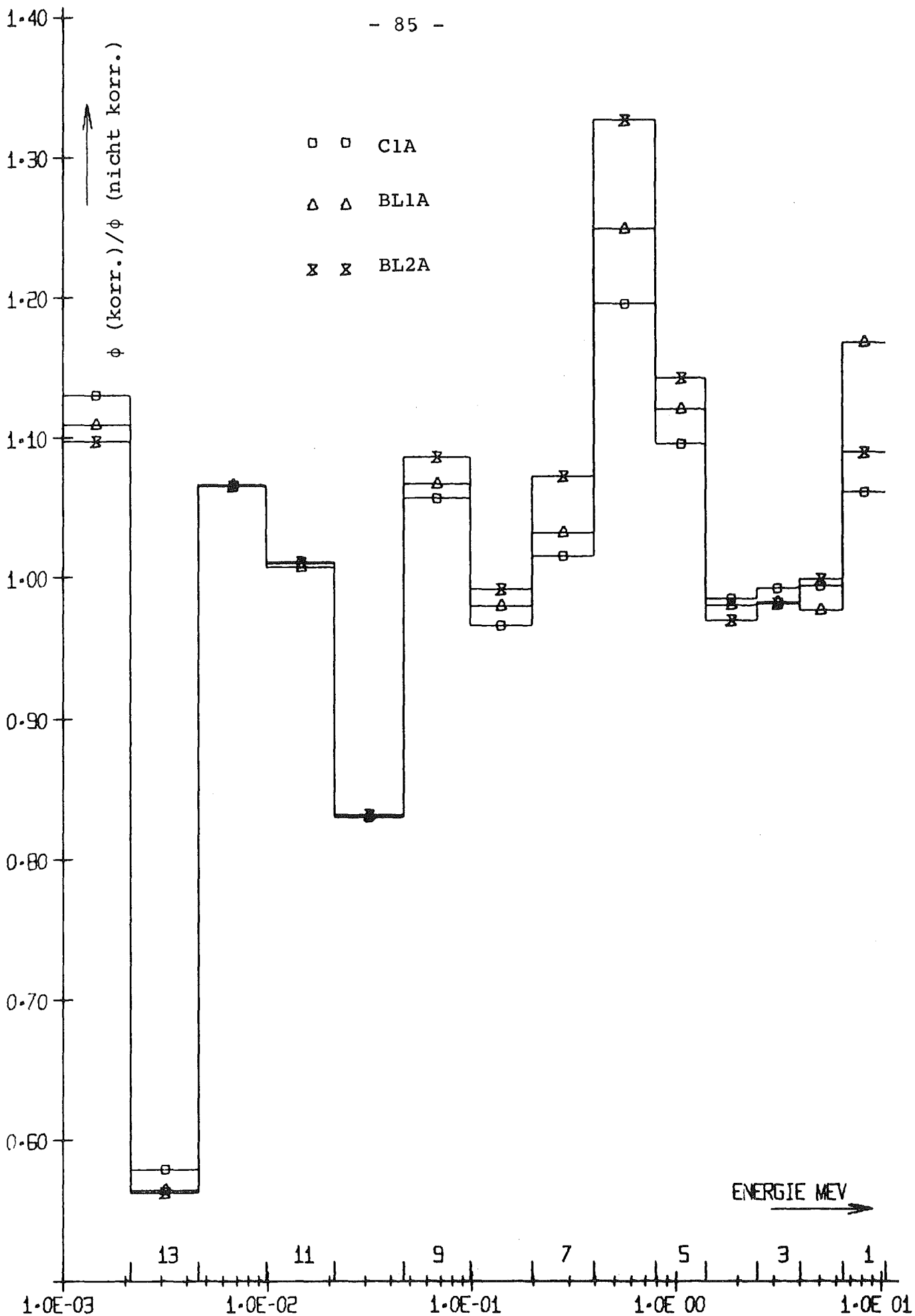


Abb. 5.3 Zonenflußverhältnisse gerechnet mit REMO-korrigierten und nicht korrigierten Gruppenkonstanten

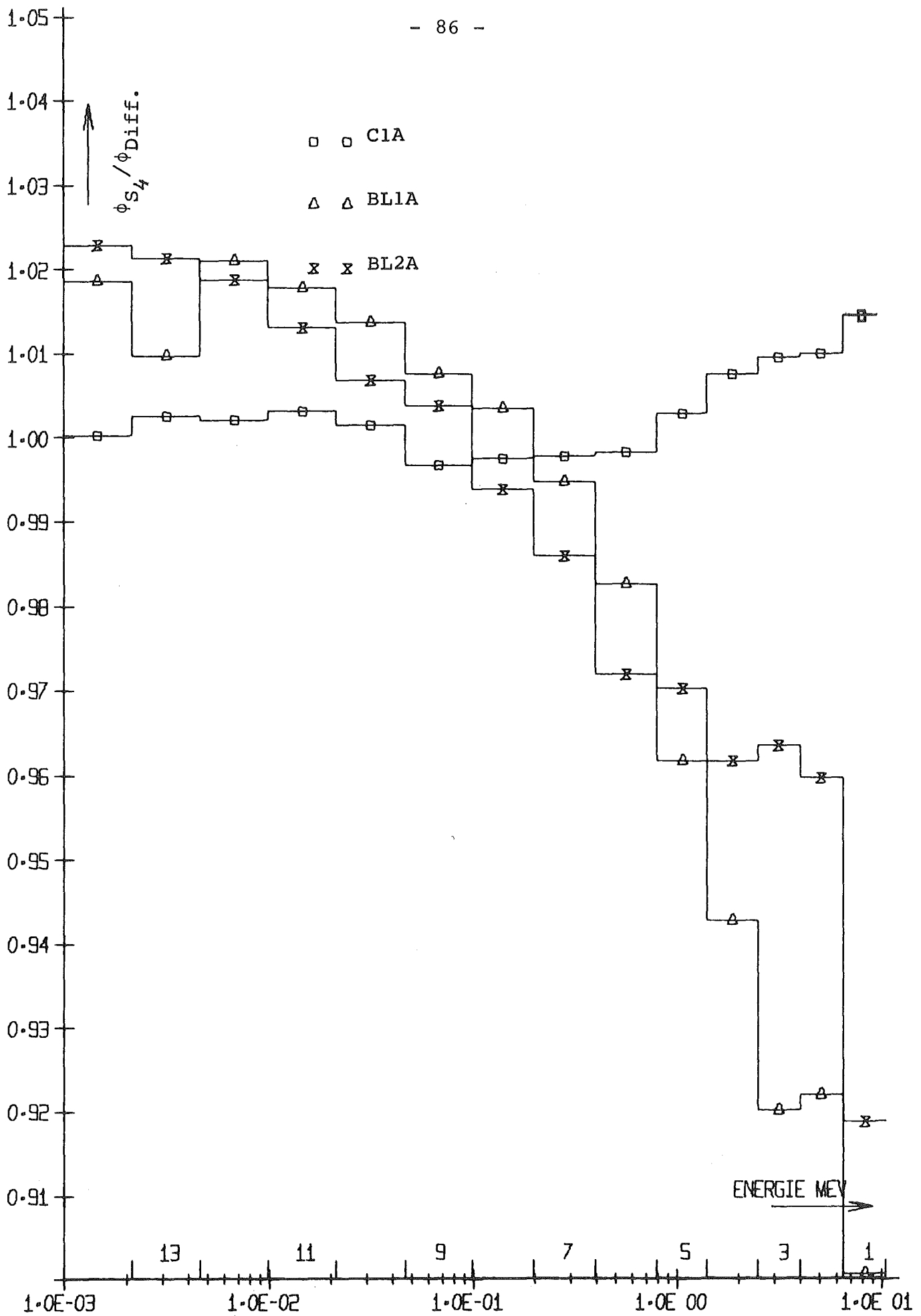


Abb. 5.4 Vergleich zwischen den SNOW- und DIXY-zonengemittelten Gruppenflüssen, berechnet mit den gleichen korrigierten Gruppenkonstanten

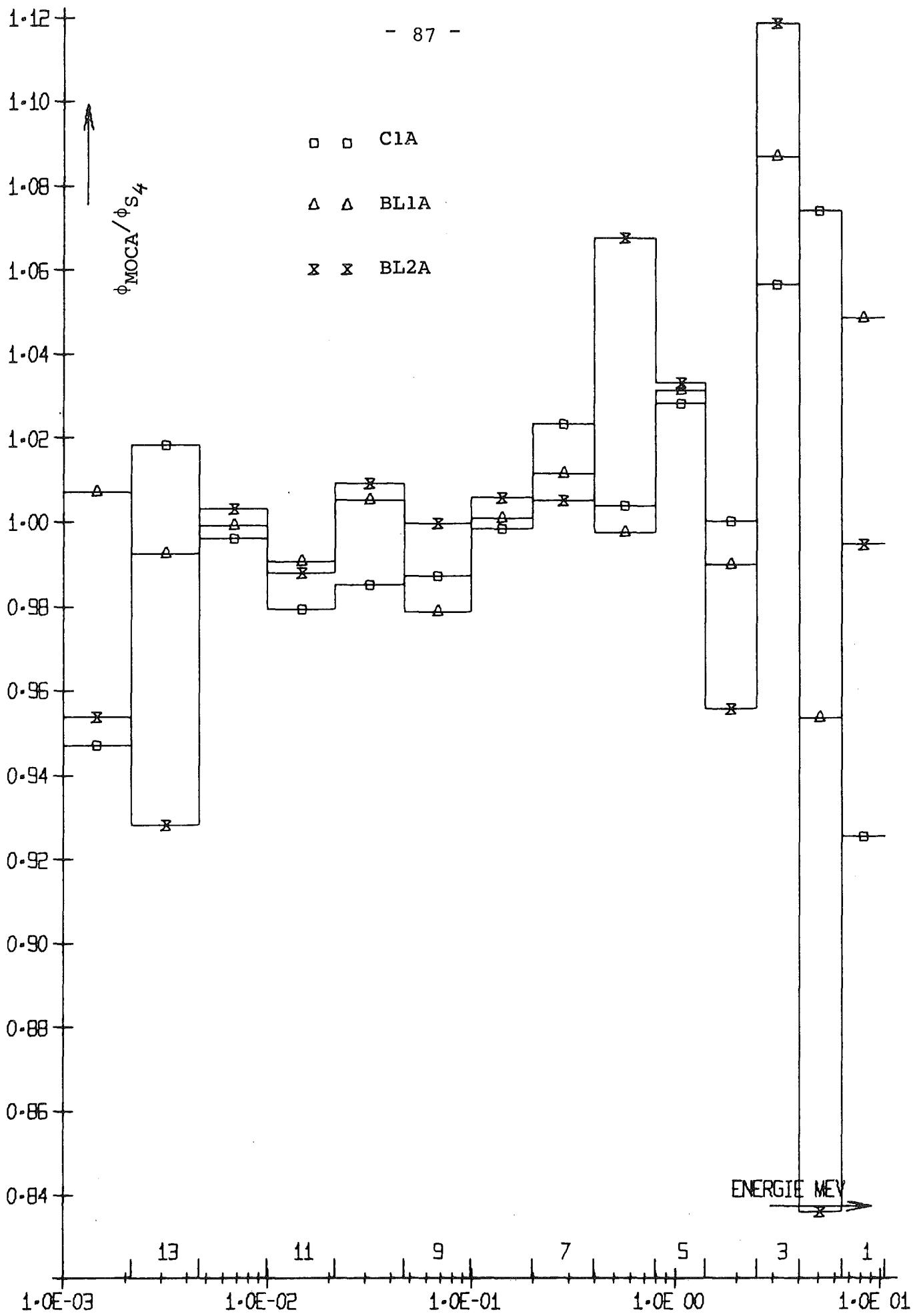


Abb. 5.5 Vergleich der Zonengruppenflüsse erhalten aus MOCA- und S₄-Rechnungen

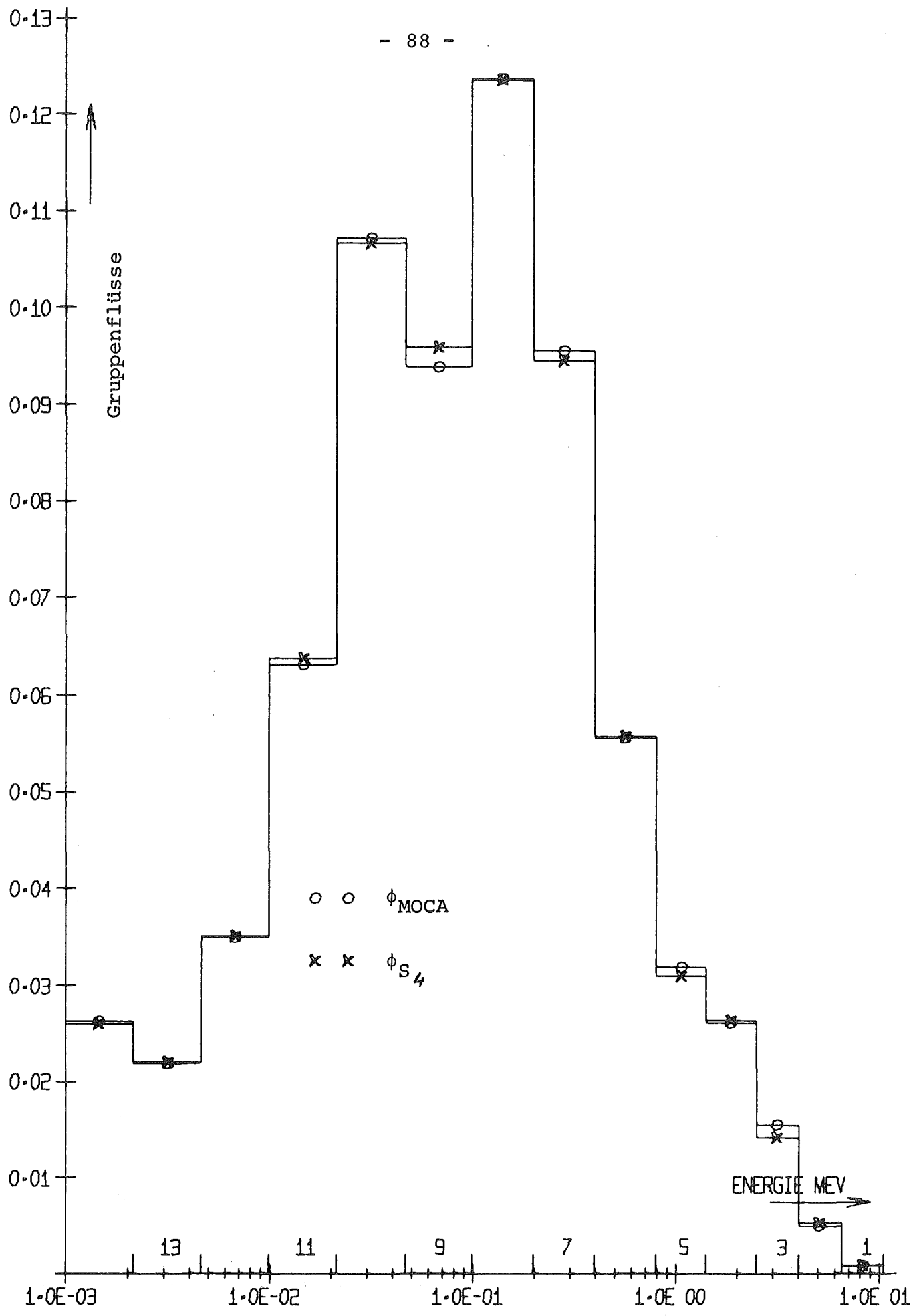


Abb. 5.6 Gruppenflüsse aus den MOCA- und S_4 -Rechnungen für den inneren Blanketbereich BL1A

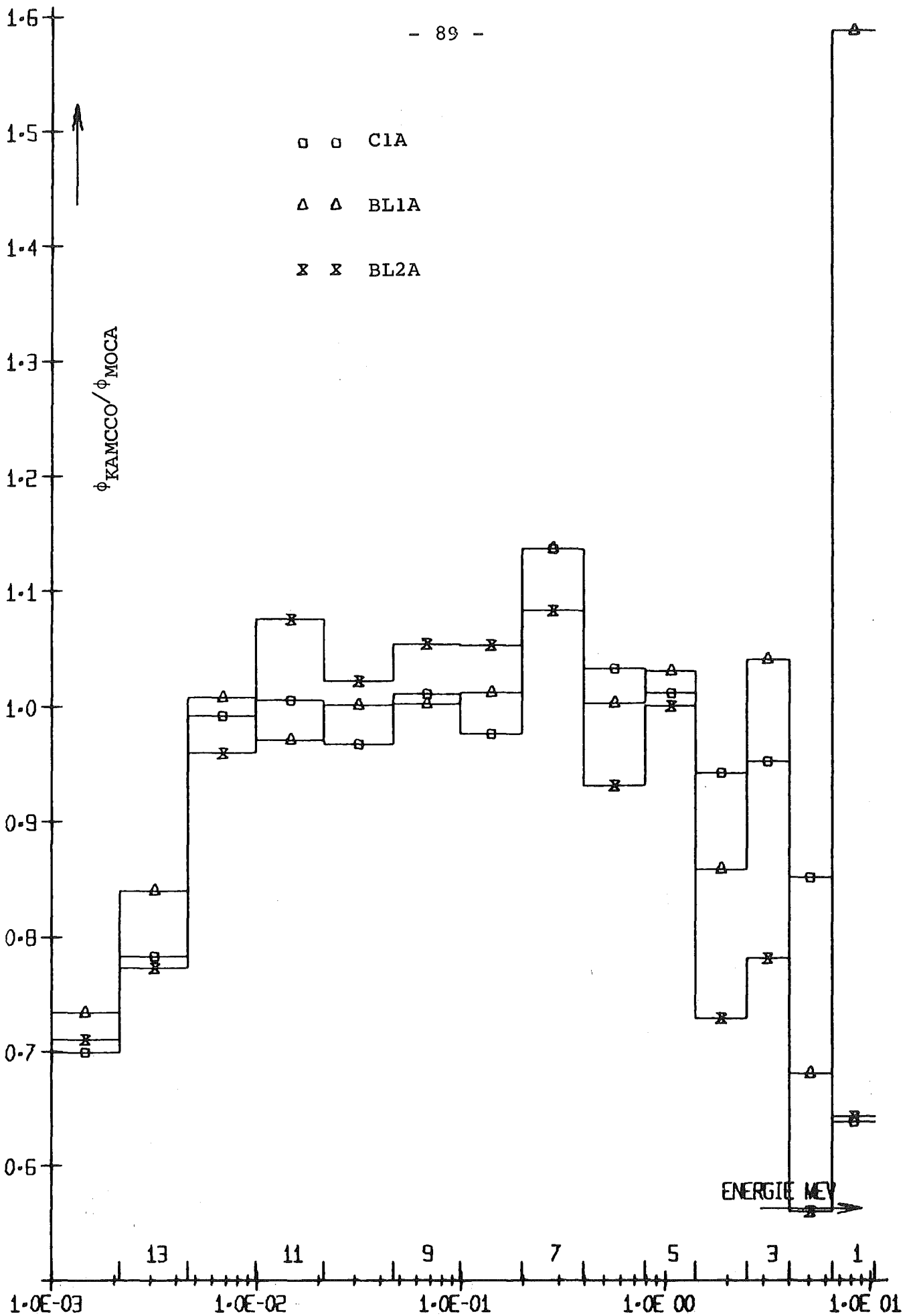


Abb. 5.7 Vergleich der Zonengruppenflüsse erhalten aus KAMCCO- und MOCA-Rechnungen

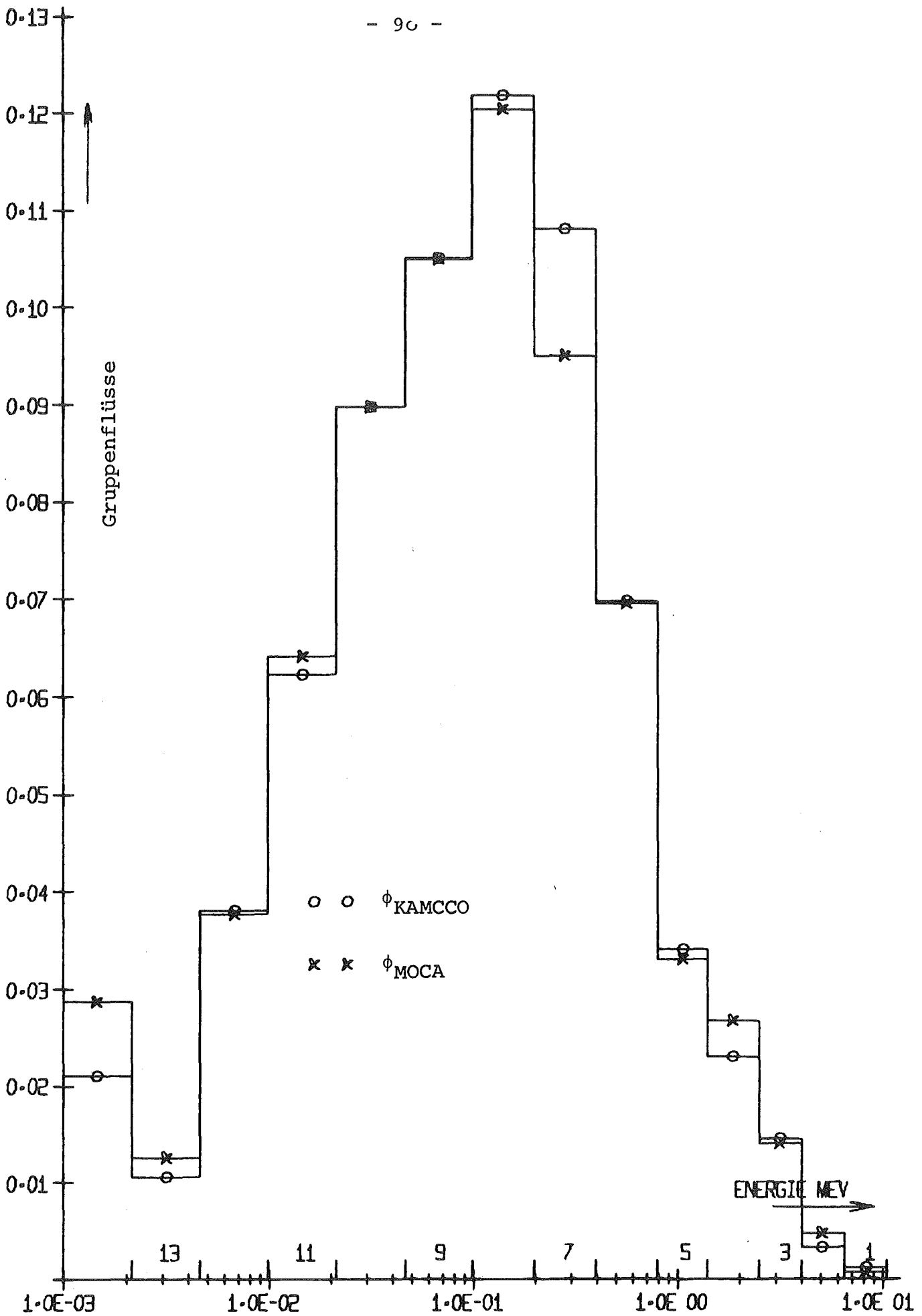


Abb. 5.8 Gruppenflüsse aus KAMCCO- und MOCA-Rechnungen für den Bereich BL1A

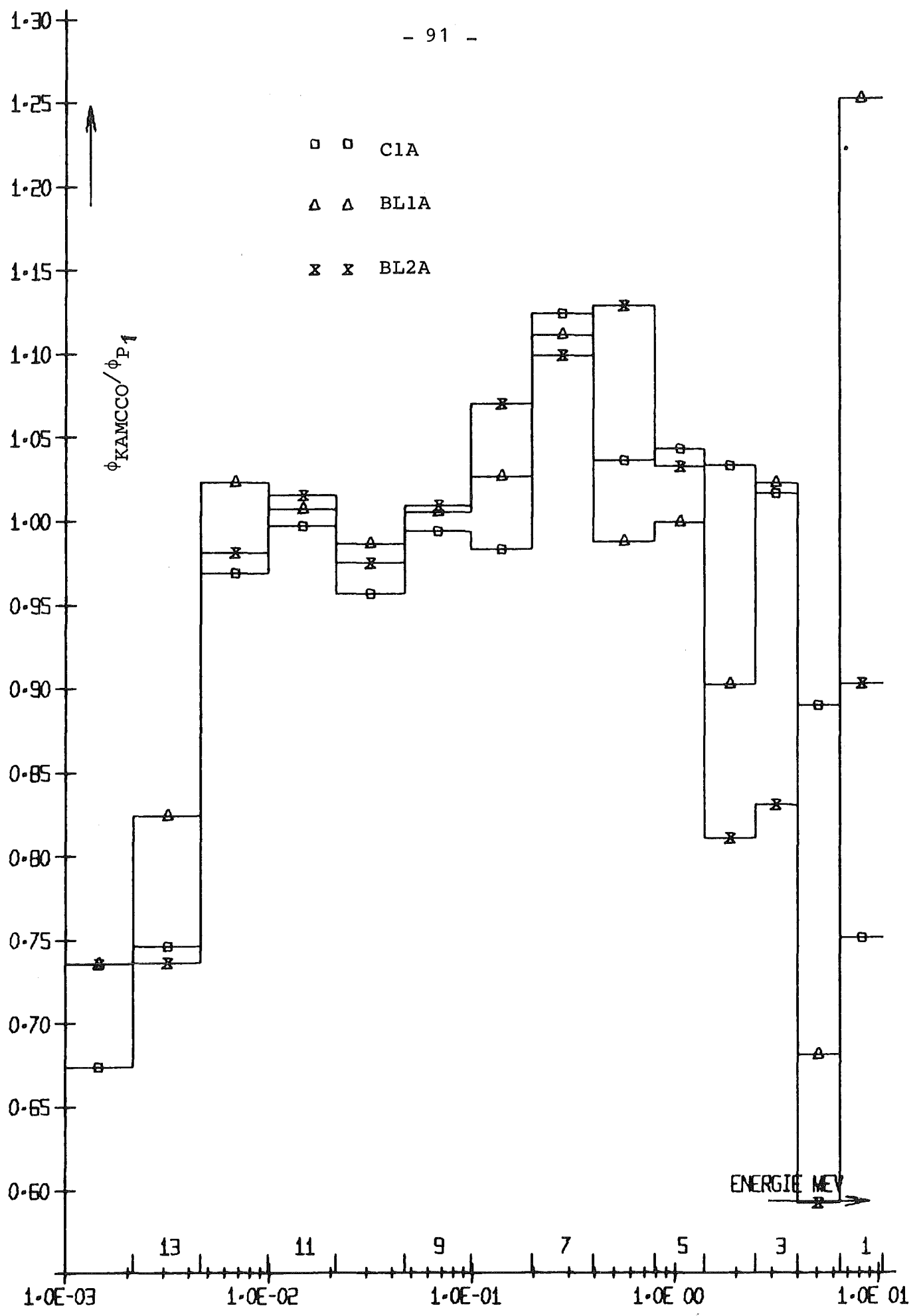
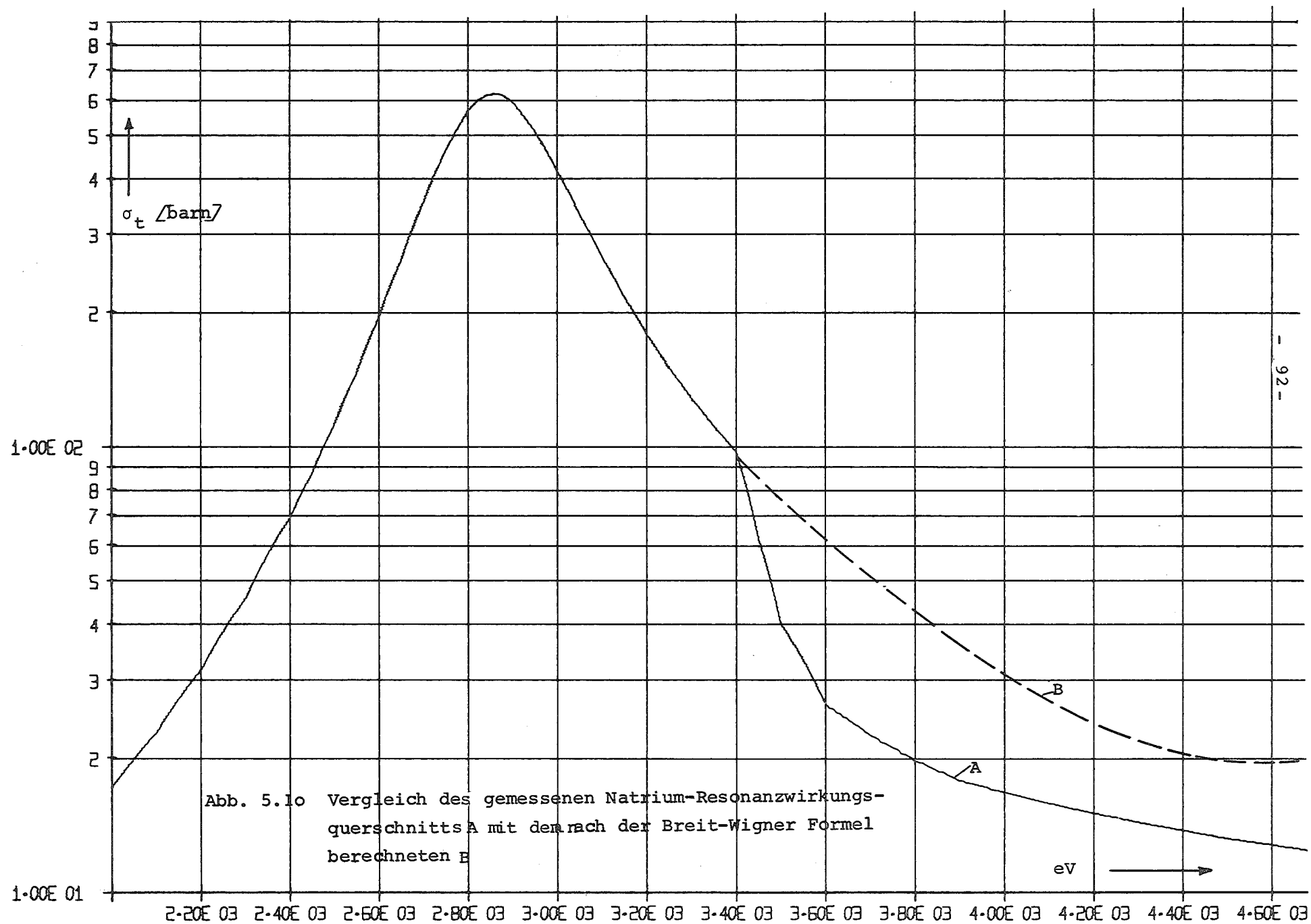


Abb. 5.9 Verhältnis der Gruppenflüsse erhalten aus KAMCCO- und P₁-Rechnung



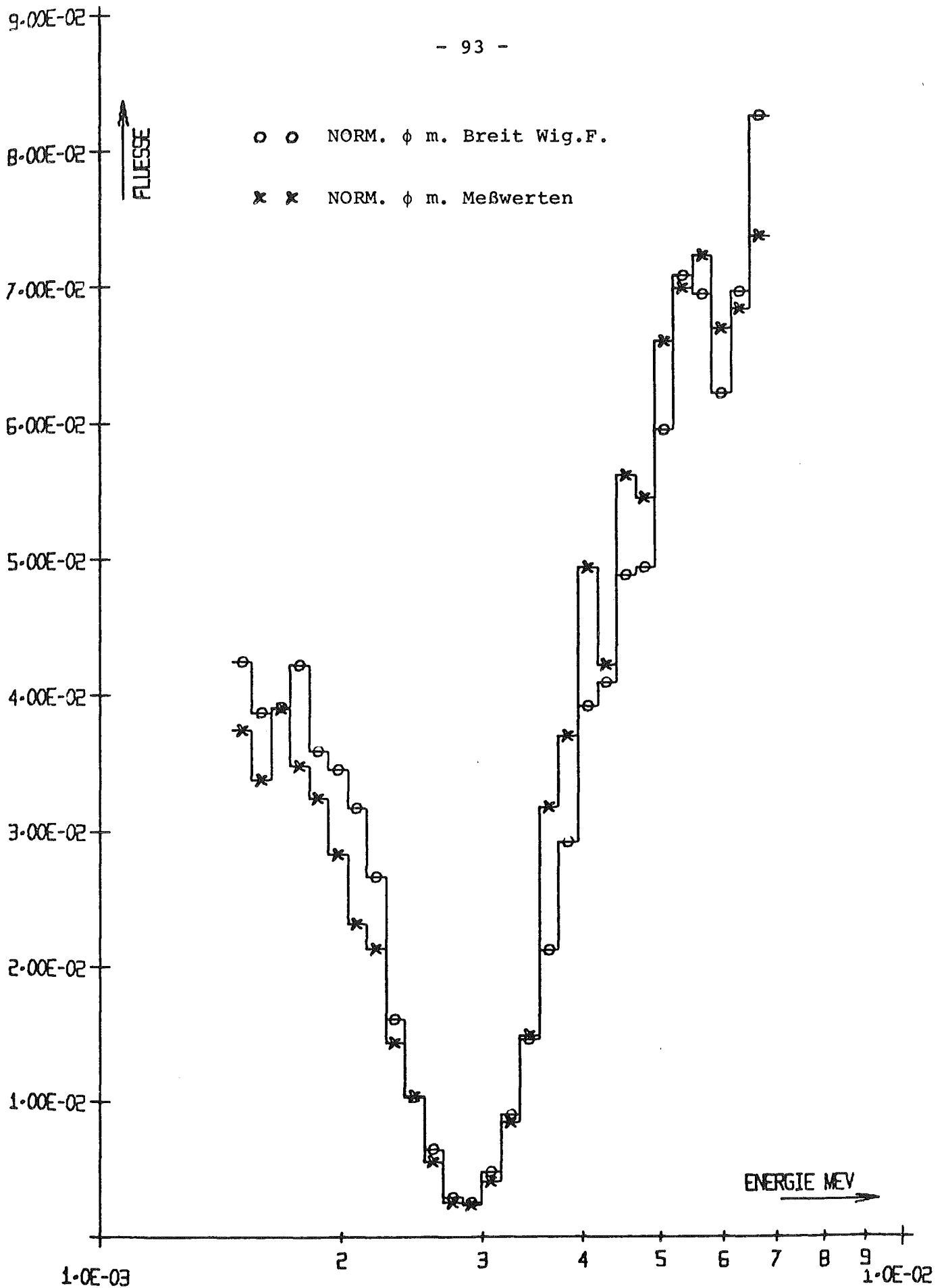


Abb. 5.11 Normierte Neutronenflüsse berechnet mit KAMCCO unter Verwendung der Breit-Wigner-Formel sowie mit Meßwerten für die Neutronenresonanz.

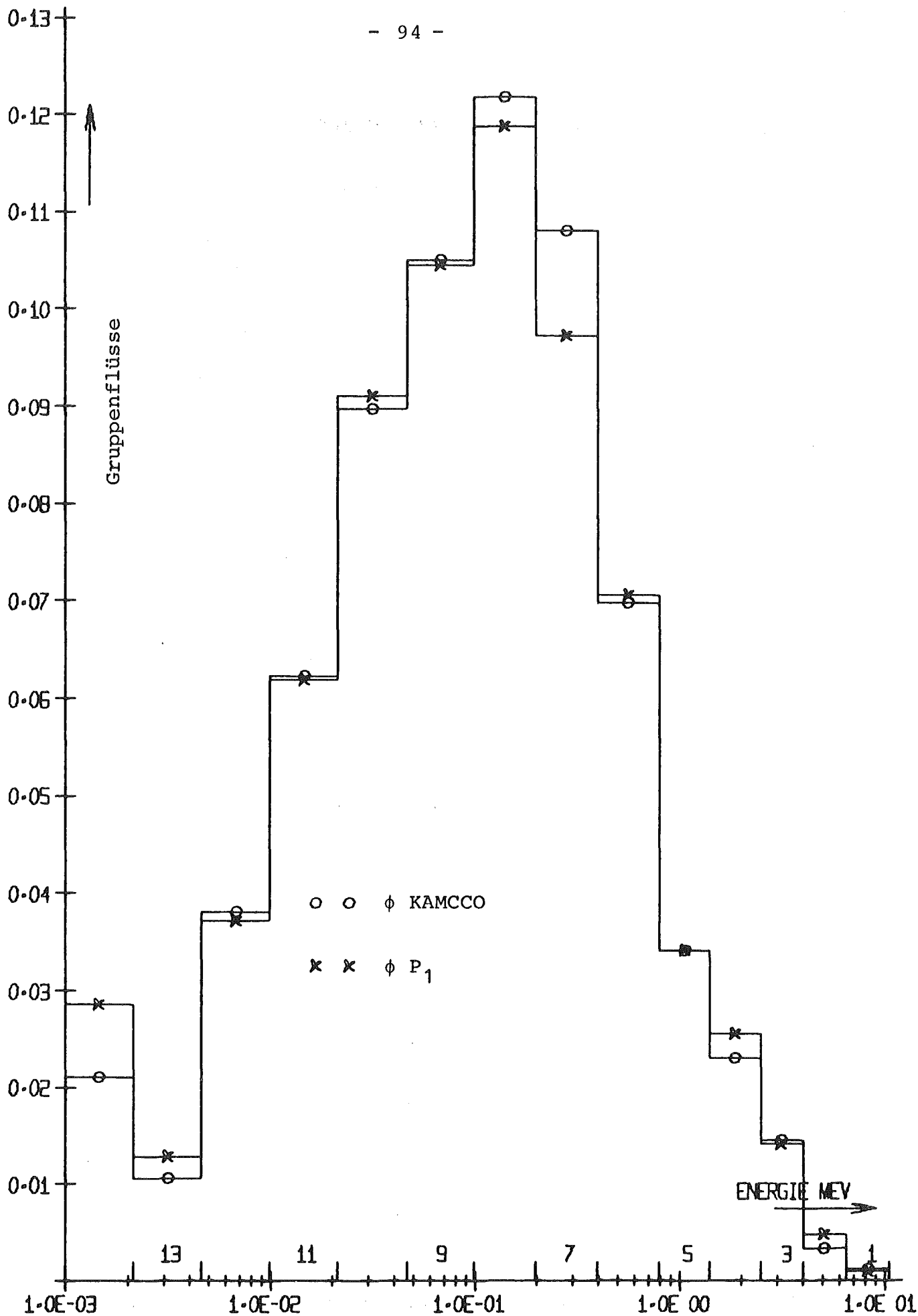


Abb. 5.12 Gruppenflüsse aus KAMCCO- und P₁-Rechnungen für den Bereich BL1A

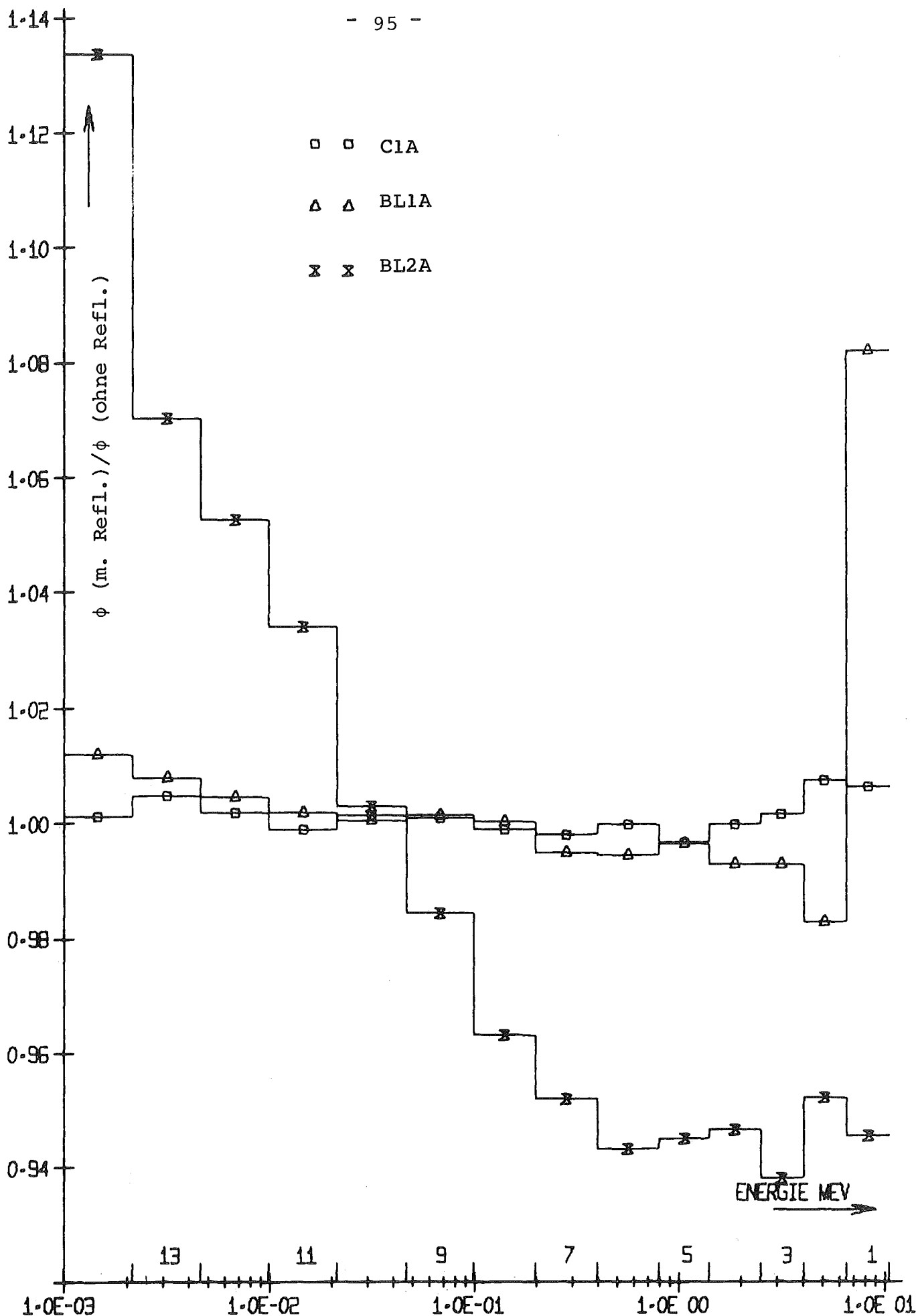


Abb. 5.13 Verhältnisse der S₄-Gruppenflüsse mit und ohne NaCl-Reflektor

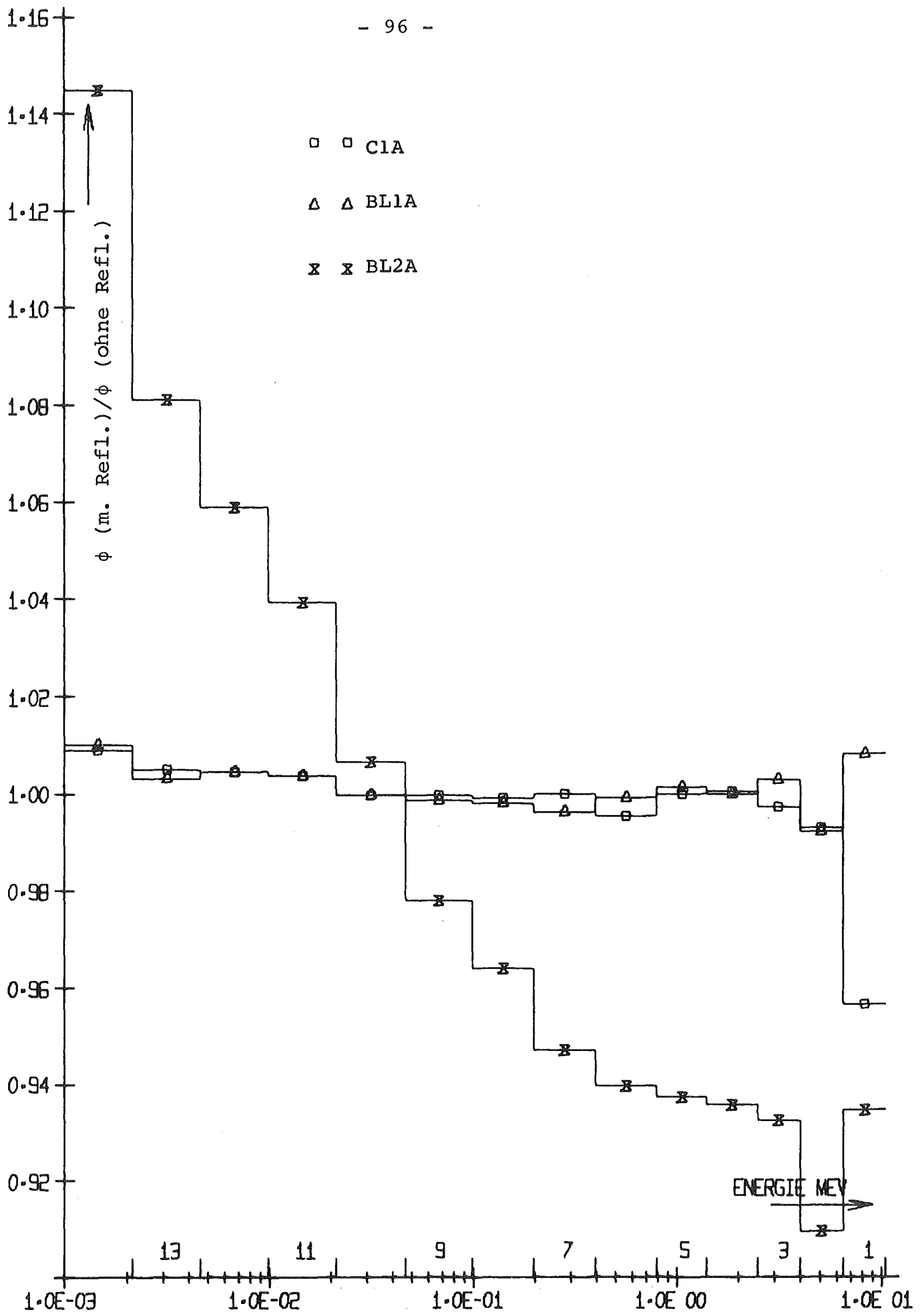


Abb. 5.14 Verhältnisse der DIXY-Gruppenflüsse mit und ohne NaCl-Reflektor

6. Diffusions- und Transport-Rechnungen für die schnelle unterkritische Anordnung

Nachdem über die Ergebnisse für das SNR-Modell berichtet und diskutiert wurde, soll der Einfluß einer äußeren Quelle auf das Blanketspektrum einer Schnellen unterkritischen Anordnung untersucht werden. Dazu werden vorerst Bemerkungen zur unterkritischen Anordnung gemacht und danach die Ergebnisse den nach verschiedenen Methoden berechneten Neutronenflüsse verglichen und analysiert.

6.1. Bemerkung zur unterkritischen Anordnung

Die theoretischen Voraussagen der physikalischen Vorgänge in Schnellen Leistungsreaktoren werden in der Regel wegen der Unsicherheit in den Nukleardaten und Methoden experimentell überprüft. Für diese Experimente benutzt man am häufigsten kritische Nullenergie-Anordnungen. Es werden aber auch unterkritische Anordnungen verwendet.

Bei einer mit Pu-Be Neutronenquelle betriebenen unterkritischen Anordnung sollte man in Randbereichen Energiespektren erzeugen, die mit den Spektren eines Schnellen Leistungsreaktors vergleichbar sind /26/. Bei solchen Experimenten muß die Größe des Einflusses der Quellneutronen auf den Neutronenfluß in den Randbereichen festgestellt werden. Es ist bekannt, daß die Diffusionstheorie für die Bereiche in der Nähe der Quelle keine brauchbaren Ergebnisse liefert /3, 4/. Aus diesem Grunde müssen die transporttheoretischen Methoden hier angewendet werden. Mit der S_N -Methode unter Benützung der winkelunabhängigen Diffusionsgruppenkonstanten kann man

die Neutronenflüsse in der Nähe der Quelle wegen der starken Vorwärtsstreuung der Quellneutronen nicht ausreichend gut berechnen. Dagegen beschreibt der Monte Carlo Code KAMCCO mit den Wirkungsquerschnitten als kontinuierliche Funktion der Energie, mit der linearen Anisotropie und voller Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses den Transport der Quellneutronen gut.

6.2 Ergebnisse und Vergleiche der berechneten Neutronenflüsse

Wir beginnen die Untersuchungen wiederum mit der Diffusionstheorie. Wir wissen, daß wir im Blanketbereich erste orientierende Untersuchungen mit der Diffusionstheorie durchführen dürfen. Wir wissen aber auch, daß die Diffusionstheorie im Quellbereich selbst zu größeren Fehlern führen kann. Bei der Beantwortung der Frage, wie gut das Blanketspektrum dieser Anordnung mit dem eines Leistungsreaktors, für den wir hier den SNR nehmen wollen, übereinstimmt, können wir von der Ungenauigkeit der Darstellung des Quellbereiches durch die Diffusionstheorie zunächst deswegen absehen, weil der Blanketbereich weit von dem Quellbereich entfernt ist und damit die **Charakteristik** der Quellneutronen sich dort wahrscheinlich nicht mehr stark bemerkbar macht.

In der Tabelle 6.2 sind im ersten Blanketbereich die ortsgemittelten Gruppenflüsse dieses Systems mit denen des SNR verglichen. Man erkennt, daß die ersten drei Energiegruppen einen deutlichen Überschuß aufweisen und entsprechend in unteren Energiegruppen weniger Neutronen vorhanden sind als im SNR. Im mittleren Energiebereich, im Hauptenergiebereich, gibt es Abweichungen um einige Prozent und somit, falls man an diesen Bereich hauptsächlich interessiert ist, ist die Übereinstimmung nicht so schlecht.

Der Überschuß bei hohen Energien ist mit sehr großer Wahrscheinlichkeit auf die Quellneutronen zurückzuführen, da sich die Blanketzusammensetzung nicht so sehr von der eines realen Leistungsreaktors unterscheidet.

Nun hatten wir schon gesagt, daß besonders im Quellbereich die Diffusionstheorie zu Fehlern führen kann. Zwar sind wir an diesem Bereich unmittelbar interessiert, jedoch müssen wir sicherstellen, daß sich diese Fehler nicht im Core- und Blanketbereich fortpflanzen, deshalb untersuchen wir das mittels der S_4 Theorie. In der Abb. 6.1 vergleichen wir die in Core 1 errechneten mittleren Gruppenflüsse nach S_4 mit denen der Diffusionstheorie.

Man erkennt, daß in den höheren Energiegruppen 1-5 den Quellenergiegruppen deutliche Abweichungen zur Diffusionstheorie vorhanden sind. So ist z.B. in Energiegruppe 5 die Abweichung 10%. In der Abb. 6.2 sind die entsprechenden Spektren im äußeren Blanketbereich aufgetragen. Die Unterschiede in Energiegruppe 1-5 ist nur noch in der Energiegruppe 4 erkennbar und sonst fast vernachlässigbar.

Man hat also in S_4 Näherung in den Blanketzonen die uns bereits bekannte Größenordnung der Abweichung zur Diffusionstheorie. Im Quellbereich selbst ist wegen starker Vorwärtsstreuung in der Nähe des Quellbereichs die Beschreibung mit S_4 nicht ausreichend. Deshalb haben wir hier noch einmal KAMCCO eingesetzt. In Tab. 6.1 sind die Ergebnisse KAMCCO zu Diffusion und S_4 zu Diffusion gegenübergestellt.

Im Quellbereich gibt es eine weitere Verstärkung der Abweichung durch KAMCCO-Berechnungen. Diese haben sich jedoch wiederum bereits in den ersten Corezonen im wesentlichen ausgeglichen. Die unterschiedliche Datenbasis und die unterschiedliche Behandlung der Abwärtsstreuung (σ_0 -Konzept) überlagern sich diesem Effekt, so daß wir den Vergleich für die weiteren Bereiche nicht diskutieren wollen. Jedoch kann geschlossen werden, daß die unterschiedliche Transporttheoretische Behandlung des Quellbereichs sich

nicht weit in den Bereich des Blankets fortsetzt, die Quellneutronen selbst jedoch nach wie vor einen Einfluß haben. Die größere Abweichung in der KAMCCO- zu Diffusions- ergebnissen in Energiegruppen 6, 10, 13 sind hauptsächlich auf die unterschiedliche Behandlung der Streuung in der breiten Streuresonanz O16, Na, Fe zurückzuführen, da die Diffusionstheorie Querschnitte nicht mit REMO korrigiert wurde.

Tab. 6.1 Verhältnisse der Gruppenflüsse der einzelnen Zonen in dem Modell eine unterkritische Anordnung

Nr.d. E.Gr.	Quellzone		CORE 1	
	ϕ_{S_4} / ϕ_D	ϕ_{KA} / ϕ_D	ϕ_{S_4} / ϕ_D	ϕ_{KA} / ϕ_D
1	1.60	2.15	0.98	1.06
2	1.50	1.90	0.99	1.02
3	1.36	1.66	0.97	0.95
4	1.27	1.40	0.93	0.99
5	1.01	1.16	0.90	1.00
6	0.88	0.81	0.96	1.20
7	0.82	0.63	0.98	1.00
8	0.78	0.58	0.98	0.91
9	0.76	0.53	0.99	0.98
10	0.74	0.45	0.99	0.84
11	0.74	0.56	0.98	0.93
12	0.72	0.50	0.96	0.95
13	0.73	0.29	0.98	0.70
14	0.68	0.56	0.96	1.16

Damit ist die Frage 4 der Problemstellung beantwortet.

Tabelle 6.2

Nr.d. E.GR.	$\phi_D^{UE} / \phi_D^{SNR}$
1	1.22
2	1.68
3	1.28
4	1.03
5	1.02
6	1.05
7	1.07
8	1.01
9	1.08
10	.99
11	.98
12	1.09
13	.90
14	.63

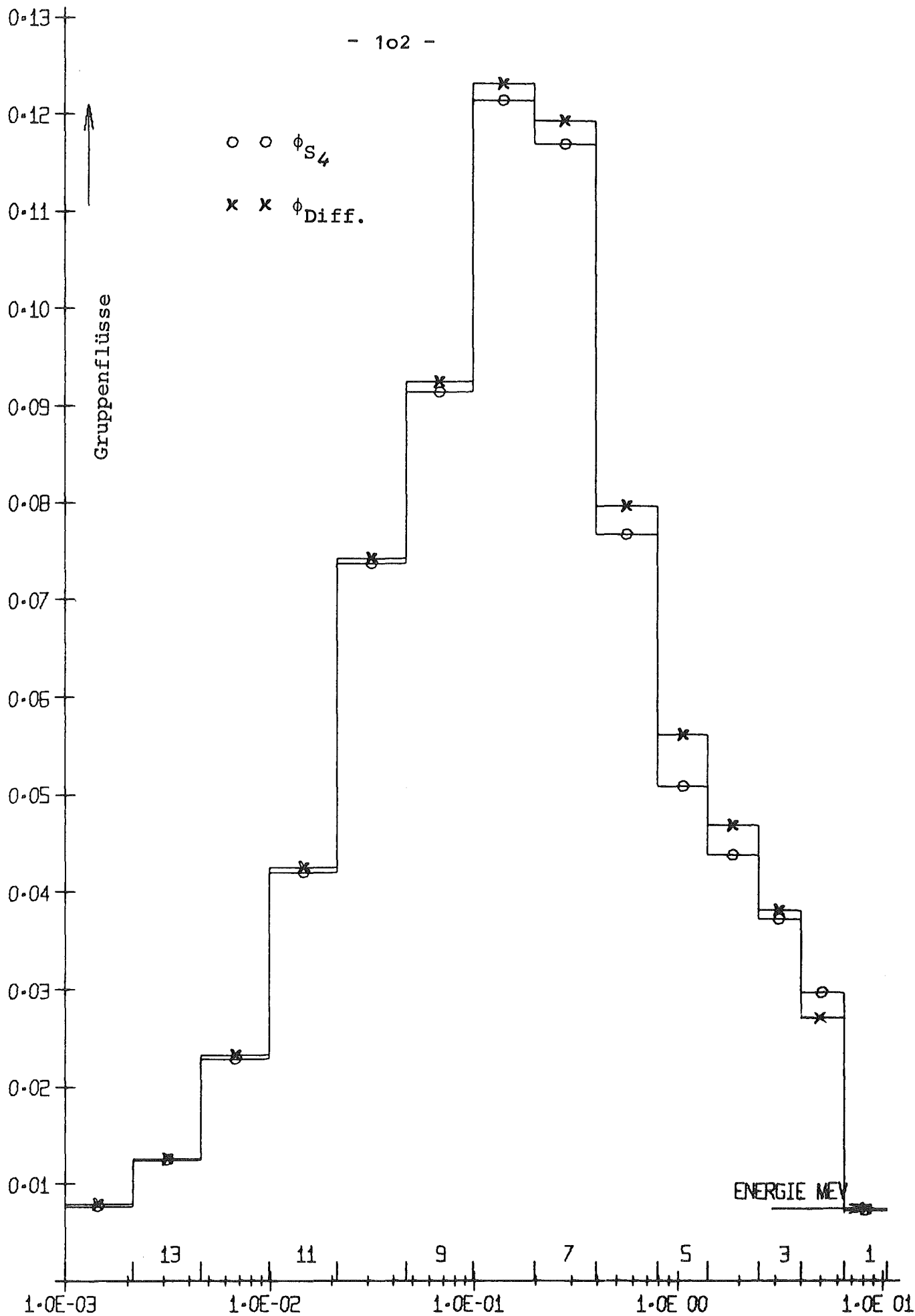


Abb. 6.1 Gruppenflüsse berechnet mit S_4 und Diffusions-Methode für den Core 1-Bereich

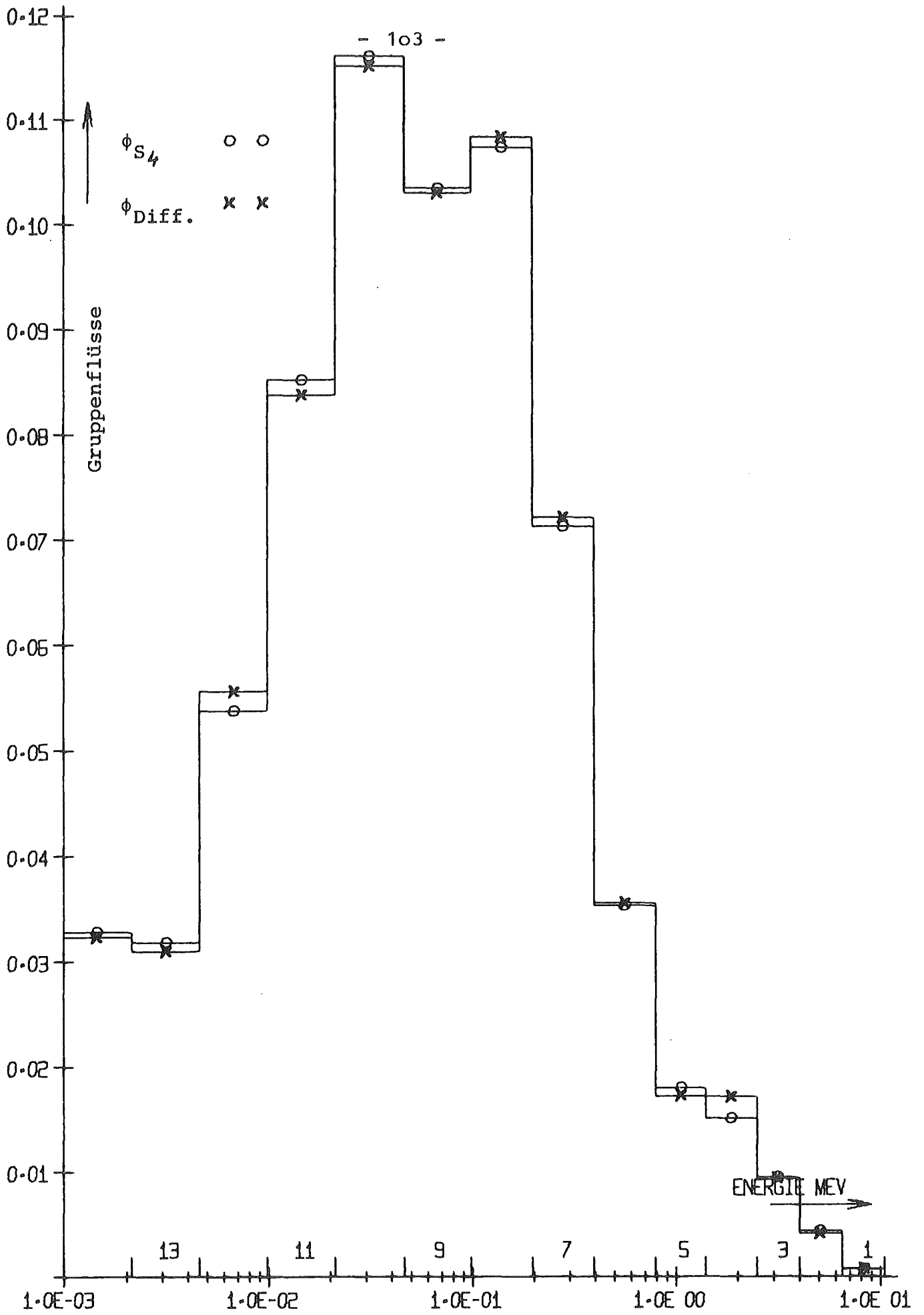


Abb. 6.2 Gruppenflüsse berechnet mit S_4 - und Diffusions-
Methode für den Blanket 2-Bereich

7. Allgemeine Diskussion der Ergebnisse

Die erhaltenen Ergebnisse wurden bis jetzt für die einzelnen Energiegruppen analysiert, und zwar für die Gruppenflüsse. Nun sollen diese Ergebnisse im Bezug auf die Reaktionsraten bewertet werden. Das bedeutet, daß die erhaltenen Gruppenflüsse in Randbereichen über die Einfang- R_C und Spaltreaktionsrate- R_f des spaltbaren Materials diskutiert werden. Diese Diskussion wird stets über den Vergleich der Reaktionsraten, berechnet nach verschiedenen Verfahren und bezogen auf ein Standardverfahren, geschehen. Als Standardverfahren wird hier die zweidimensionale Diffusionsrechnung unter der Verwendung des Standard-Satzes bezeichnet.

In Abb. 7.1 sind die Einfangreaktionsraten für Uran 238, die mit verschiedenen Verfahren erhalten wurden, verglichen. In der Abbildung ist auf der Ordinate der Wert ρ_C^{U238} in % aufgetragen, dabei ist

$$\rho_C^{U238} (\%) = \frac{R_C^{U238} (V) - R_C^{U238} (S)}{R_C^{U238} (S)} \cdot 100$$

$R_C^{U238} (V)$ Einfangreaktionsrate erhalten durch verschiedene Berechnungsverfahren (V)

$R_C^{U238} (S)$ Einfangreaktionsrate erhalten durch das Standardverfahren

Auf der Abszisse sind die Berechnungsverfahren angegeben. Die einzelnen Nummern stehen für die nachfolgenden Verfahren (V):

- 1 : DIXY-Rechnung, mit Core- und Blanketgruppenkonstanten korrigiert durch das Ersetzen von σ_0 durch Σ_{tot} (REMO) für ein systemfremdes Wichtungsspektrum.
- 2 : DIXY-Rechnung, mit Core- und Blanketgruppenkonstanten durch systemeigene 26-Gruppenwichtungsfunktion korrigiert.

- 3 : DIXY-Rechnung, wobei die Core- und Blanketgruppenkonstanten mit der gleichen 208-Gruppencorewichtungsfunktion korrigiert wurde, also bei Verwendung eines einzigen Corewichtungsspektrums.
- 4 : DIXY-Rechnung, wobei die Core- und Blanket-Gruppenkonstanten mit eigener 208-Gruppenwichtungsfunktion korrigiert wurden, d.h. bei Verwendung von zwei Wichtungsspektren, eines für das Core und eines für das Blanket.
- 5 : MOCA-Rechnung,
- 6 : SNOW-Rechnung- S_4
- 7 : SNOW-Rechnung- S_4 mit NaCl Reflektor.

In den Abb. 7.1 bis 7.3 sind die Werte für ρ_c und ρ_f des Blankets mit Reflektor aufgetragen. Diese Werte sind mit dem Standardverfahren berechnet; bei MOCA sind dabei entsprechend der in Abschnitt 5.2 erzielten Ergebnisse die gleichen Werte wie bei S_4 gesetzt worden. Aus der Abb. 7.1 ist zu ersehen, daß die Werte ρ_c^{U238} in Abhängigkeit vom Rechenverfahren für die verschiedenen Bereiche um +3 bis -6% vom angenommenen Standardverfahren abweichen. Die Abweichung für den Corebereich ist erwartungsgemäß geringer als für die Blanketbereiche.

In Abb. 7.2 sind die ρ_c -Werte und in Abb. 7.3 die ρ_f -Werte für Uran 235 eingetragen. Der Index f bei ρ_f bezeichnet die Spaltrate. Es fällt auf, daß sich der Einfluß des NaCl-Reflektors nur im äußeren Blanketbereich BL2A auswirkt (Verfahren 7) und da einen Reaktionsratenüberschuß von etwa 3-5% gegenüber einem System ohne Reflektor (Verfahren 6) liefert.

Abb. 7.4 enthält die ρ_c - und ρ_f -Werte für Plutonium 239 und ρ_c -Werte für Plutonium 240. Wie aus diesen Bildern zu entnehmen ist, sind die Verhältnisse ähnlich wie beim Uran 238 (Abb. 7.1).

Es läßt sich im allgemeinen feststellen (Tab. 7.1), daß die transporttheoretischen Verfahren mit dem hier verwendeten Standardgruppensatz einen Überschuß von Reaktionsraten liefern, dagegen erhält man mit den DIXY-Rechnungen, bei denen die Gruppenkonstanten auf verschiedene Weise korrigiert werden, ein Defizit in der Reaktionsrate. Die Abweichung vom Standardwert erreicht bei den verschiedenen Verfahren bis über $\pm 5\%$. Bei den transporttheoretischen Verfahren läßt sich eine konvergierende Tendenz in den relativen Reaktionsraten feststellen, die noch auffälliger wäre, wenn man die Werte aus der S_6 -Rechnung mitaufnähme. Die S_6 -Rechnung liefert nämlich bereits gleiche Gruppenflüsse wie die S_4 -Rechnung. Der Überschuß bei den transporttheoretischen Methoden entsteht durch die höheren Gruppenflüsse im niederenergetischen Bereich, wo die Wirkungsquerschnitte höher sind, wie z.B. aus Abb. 5.4 hervorgeht. Das Defizit bei den Diffusionsrechnungen, mit verschiedenen korrigierten Gruppenkonstanten wird dagegen bewirkt durch die kleineren Gruppenflüsse in diesem Bereich. Die kleineren Gruppenflüsse in dem niederenergetischen Bereich, d.h. in den Gruppen 10-14, entstehen wieder durch die größere Ausstreuung aus den Gruppen mit Eisen- bzw. Natriumresonanzen. Das ist aus Abb. 5.3 leicht zu ersehen.

Ein besonderes empfindliches Kriterium für die Beeinflussung der Neutronenverteilung im schnellen Energiebereich durch die verschiedenen Verfahren bildet das Spaltratenverhältnis ρ_f^{U238} . Man entnimmt aus Abb. 7.5, daß dabei in der Tat die größten Abweichungen zu vermerken sind, nämlich 9,5% in dem zweiten Blanketbereich.

Tab. 7.1 Reaktionsratenvergleich zwischen verschiedenen Rechenverfahren bezogen auf ein angenommenes Standardverfahren

Berechnungs- verfahren (V)	Bereich an der Core-Blanket-Grenze										Äußerer Blanket-Bereich					
	C1A								BL1A				BL2A			
	U235		U238		PU340		PU239		U235		U238		U235		U238	
	ρ_c	ρ_f	ρ_c	ρ_f	ρ_c	ρ_f	ρ_c	ρ_f	ρ_c	ρ_f	ρ_c	ρ_f	ρ_c	ρ_f	ρ_c	ρ_f
1	-4,2	-2,4	-5,0	+1,0	-4,3	+3,8	-5,8	-0,6	-4,9	-2,9	-5,6	+1,8	-5,2	-3,4	-6,1	+1,8
2	-4,0	-2,2	-4,3	+2,3	+3,9	+4,9	-5,6	-0,6	-4,2	-2,4	-4,5	+3,4	-4,4	-2,8	-4,5	+4,3
3	-3,1	-1,7	-4,0	-0,8	-2,8	+0,3	-4,3	-0,1	-3,4	-2,0	-4,6	-0,8	-3,5	-2,2	-5,0	-1,5
4	-2,8	-1,5	-3,6	+0,8	-2,5	+0,4	-3,8	-0,1	-2,5	-1,3	-3,5	+1,1	-2,0	-1,1	-3,2	+1,9
5	-1,1	-0,6	-0,7	+2,9	-1,2	+1,6	-1,2	-0,2	+1,0	+0,6	+1,0	-5,2	-0,7	-0,5	+0,1	-5,0
6	0	0	0	+0,5	0	0	+0,1	0	+1,2	+0,7	+1,1	-6,7	+1,1	+0,7	+0,9	-4,3
7	+0,2	0	0	+0,7	+0,1	0	+0,2	0	+1,6	+1,0	+1,4	-7,2	+5,4	+3,7	+3,9	-9,5
8	+2,5	+1,4	+1,7	-2,3	+2,3	-1,8	+3,4	+0,1	+2,4	+1,0	+1,4	-2,9	+1,6	+1,0	+1,5	-3,8

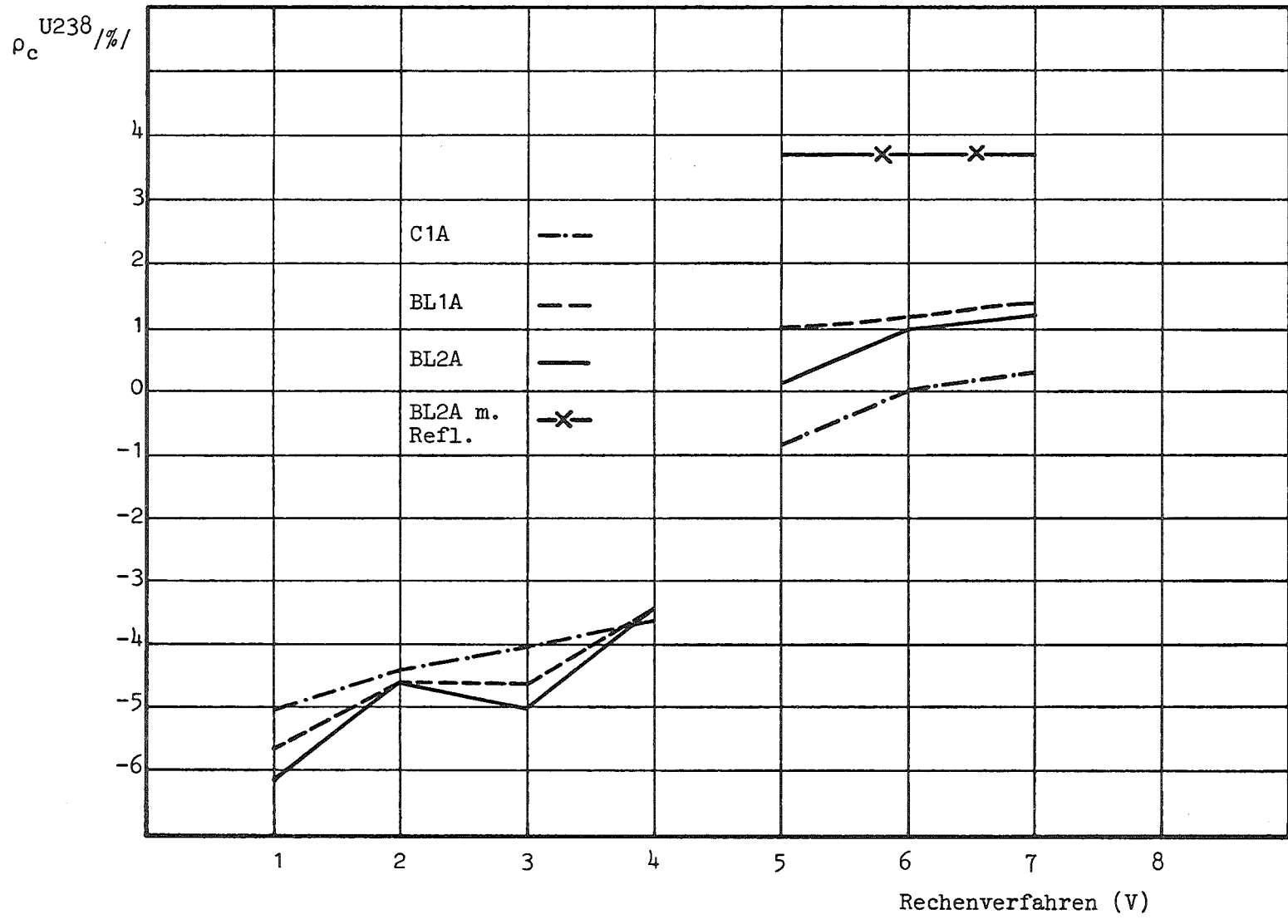


Abb. 7.1 Vergleich der Einfangreaktionsraten für U238

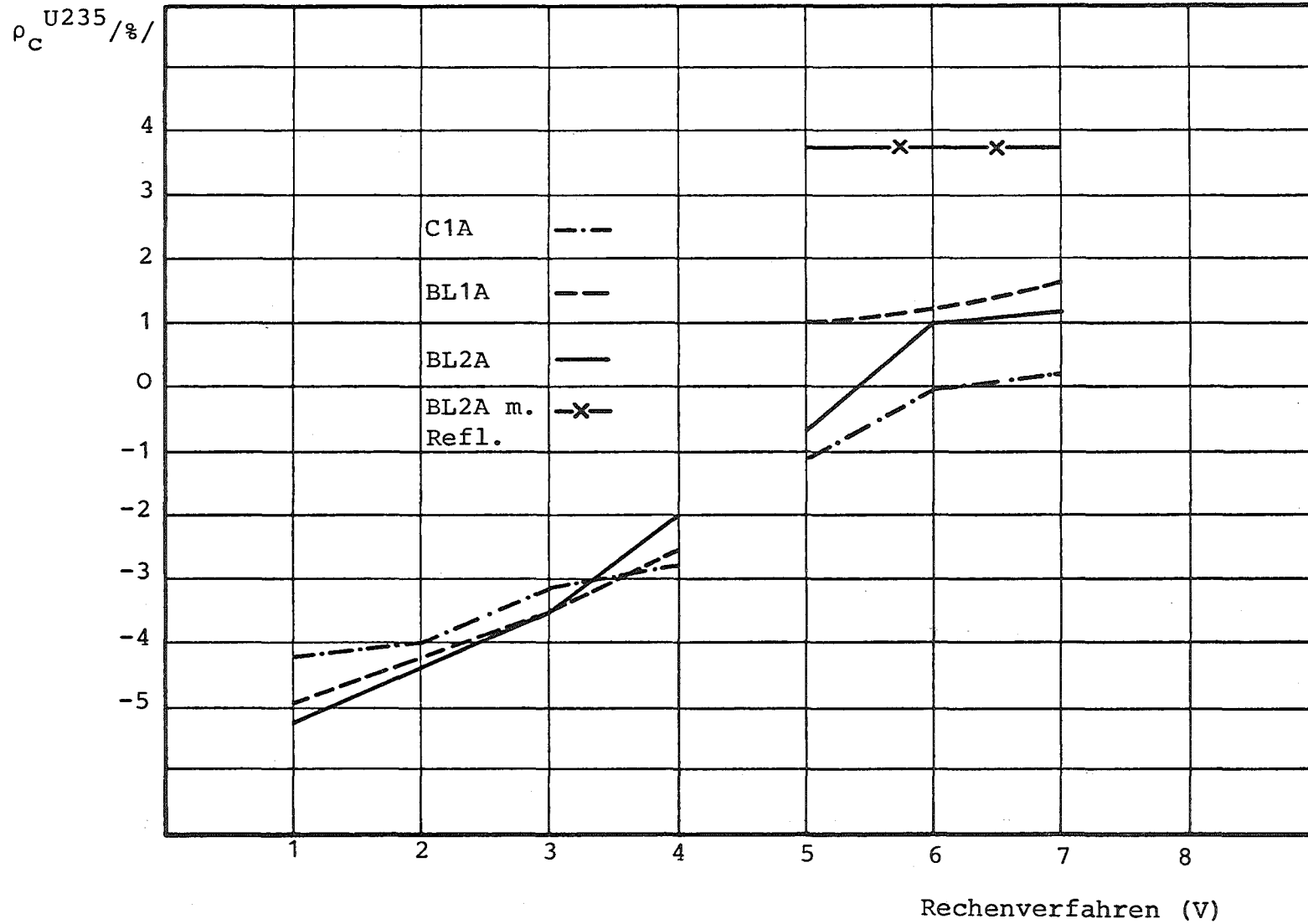


Abb. 7.2 Vergleich der Einfangreaktionsraten für U 235

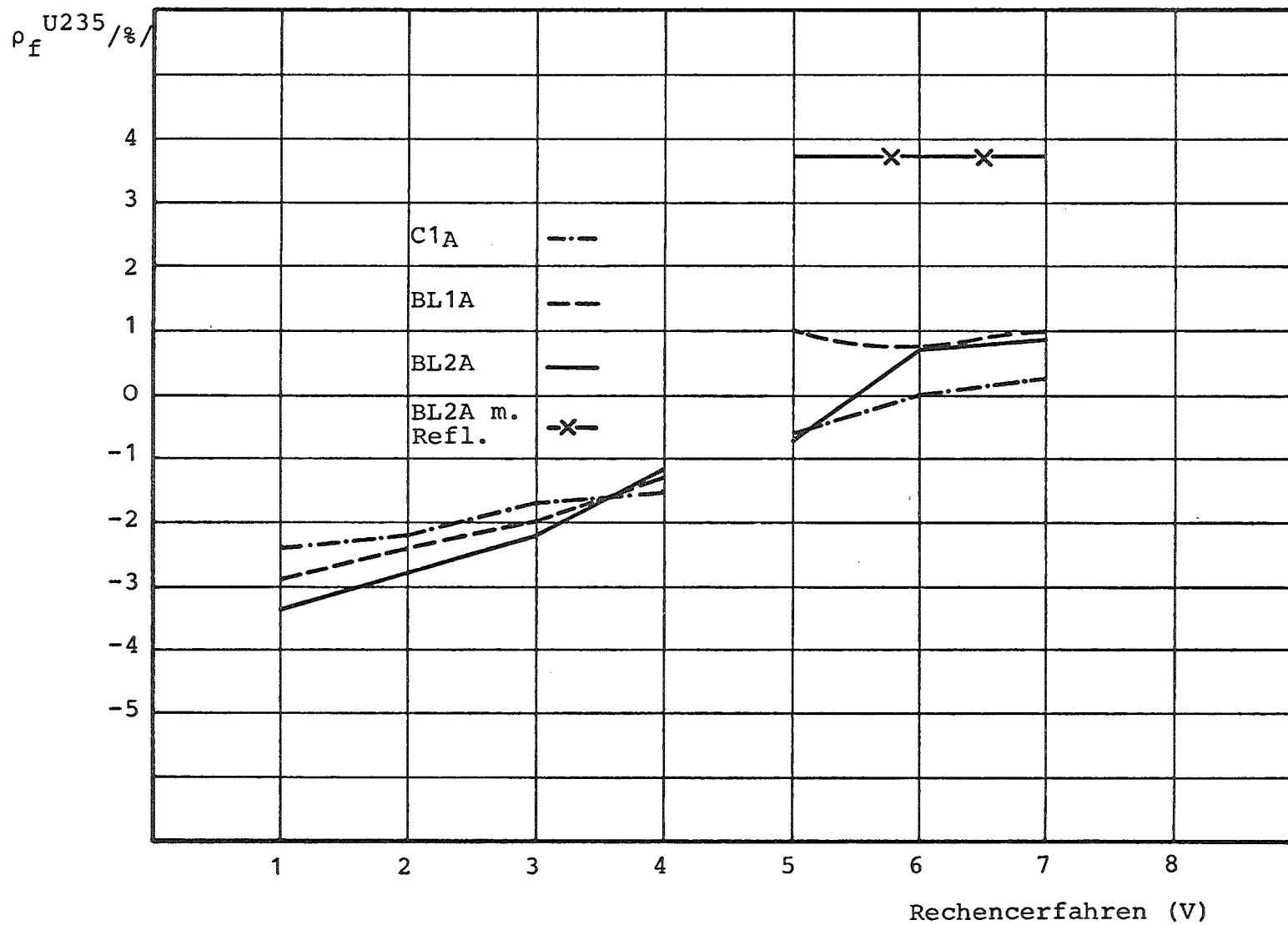


Abb. 7.3 Vergleich der Spaltreaktionsraten für U235

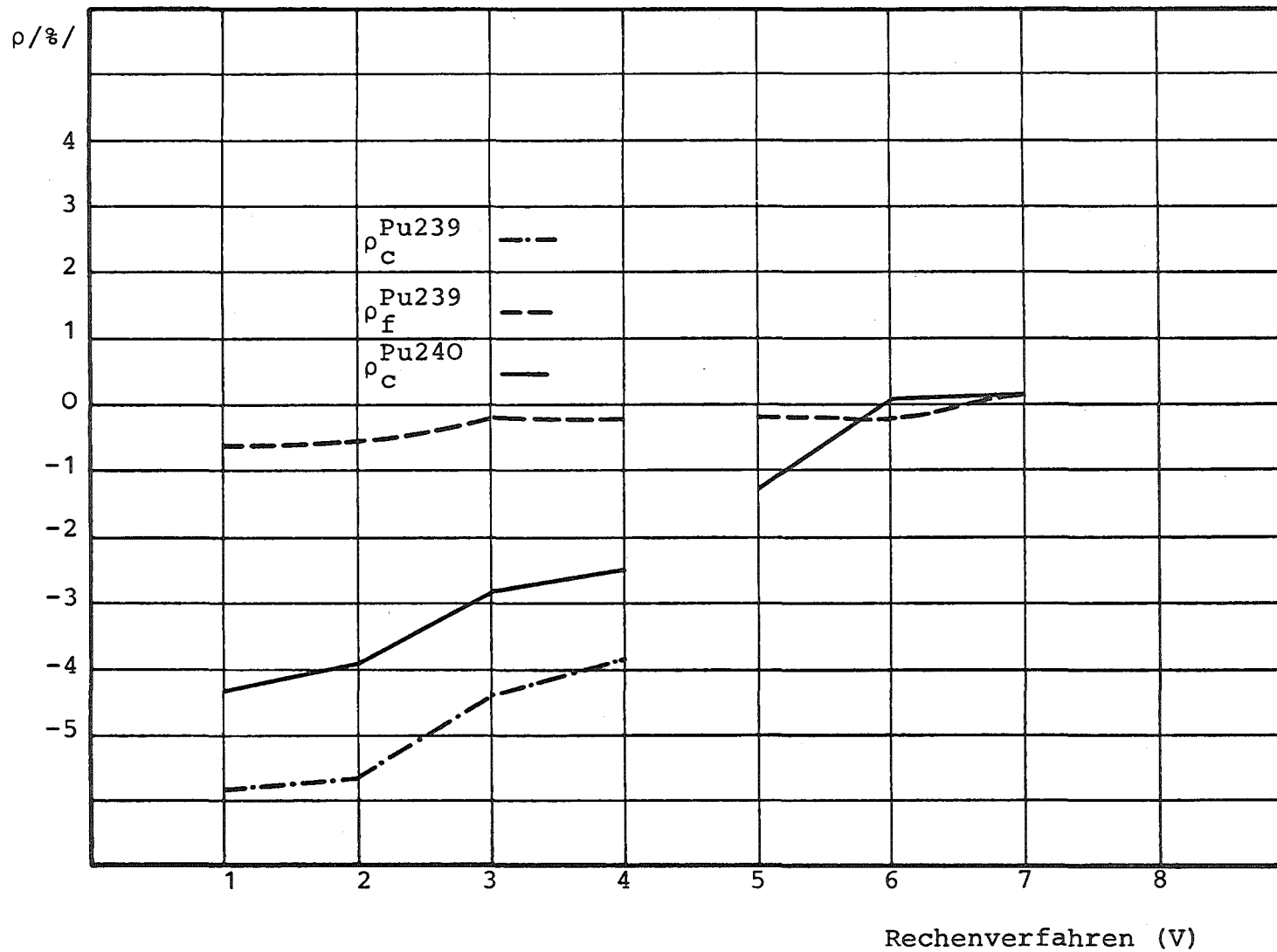


Abb. 7.4 Vergleich der Einfang- und Spaltreaktionsraten für Pu239 und der Einfangreaktionsraten für Pu240

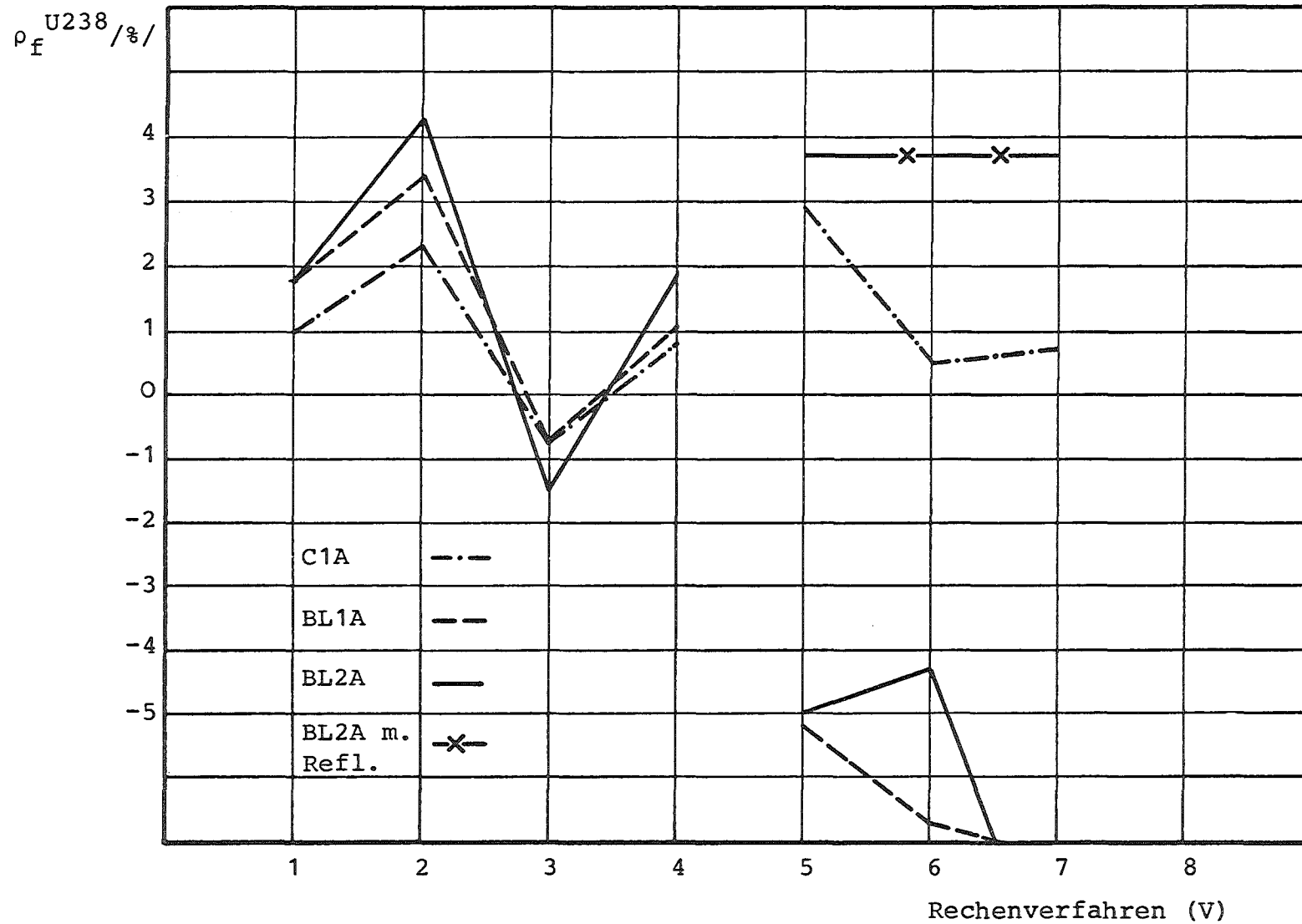


Abb. 7.5 Vergleich der Spaltreaktionsraten für U238

8. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

In dieser Arbeit wurde gezeigt, wie die Neutronenflüsse in Randbereichen von schnellen Leistungsreaktoren beeinflusst werden durch:

- a) Die Behandlung der Energie- und Ortsabhängigkeit der Gruppenkonstanten,
- b) die Berechnungsmethoden, und
- c) die mathematische Erfassung der Geometrie des Systems.

Vorab wurde festgestellt, daß bei einer Forderung der Genauigkeit von k_{eff} von 10^{-4} der Erhöhung der Anzahl der Ortsstützpunkte um 26% von 960 auf 1210 der k_{eff} Wert sich praktisch nicht ändert. Die Flüsse in Randbereichen ändern sich dabei nur im Durchschnitt um $1 \cdot 10^{-3}$ (Tab. 4.4). Die üblicherweise benützte Anzahl von Ortsstützpunkten bei der Coreauslegung ist also ausreichend für die Blanketberechnung.

Die Ortsabhängigkeit der Gruppenkonstanten wurde durch die Verwendung der Neutronen-Stoßdichte für das Core und Blanket als Wichtungsfunktion geprüft. Dabei wurden Wichtungsfunktionen sowohl aus der 26-Gruppen wie aus der 208-Gruppenrechnung benützt.

Der Einfluß der ortsabhängigen, feingewichteten Gruppenkonstanten ist im Corebereich gering. In den Blanketbereichen wird der Einfluß umso größer, je mehr man sich vom Corebereich entfernt. So beträgt der Einfluß in einzelnen Gruppen des äußersten Blanketbereichs etwa $\pm 5\%$ (Abb. 4.9). Einen ähnlichen Einfluß auf die Ortsabhängigkeit des Flusses erhält man auch mit den Gruppenkonstanten, die mit der 26-Gruppenstoßdichte gewichtet sind (Abb. 4.10).

Die Reaktionsraten werden durch die ortsabhängige Wichtung der Gruppenkonstanten nur wenig beeinflusst (vgl. Abb. 7.1 bis 7.3, Rechenverfahren 4 und 3 bzw. 2 und 1). Daraus erscheint die Einführung einzelner Wichtungsfunktionen für die einzelnen Zonen bei mehreren Core- und Blanketzonen nicht erforderlich.

Bei der Behandlung der Energieabhängigkeit der Gruppenkonstanten wurden die 26- und 208-Gruppen-Stoßdichtespektren des Cores als Wichtungsfunktion für die Korrektur der Standardgruppenkonstanten eingeführt. Durch die Einführung der Feinwichtung (208-Gruppen) erhält man in den Gruppen mit großen Streuresonanzen bei den errechneten Neutronenflüssen Abweichungen bis zu 45% (Abb. 5.3). In den Reaktionsraten wirken sich diese Abweichungen von den Standardreaktionsraten im Mittel um 2 bis 4% (Abb. 7.1 bis 7.4) aus. Die 26-Gruppen-Stoßdichte als Wichtungsfunktion liefert zwar für die einzelnen Gruppen bis zu 20% abweichende Gruppenflüsse gegenüber der Feinwichtung (Abb. 4.10). Das wirkt sich in den Reaktionsraten durch eine etwas stärkere Abweichung von den Standardwerten aus. Sie beträgt bis 5% (Abb. 7.1 bis 7.4). Wenn eine größere Genauigkeit der Reaktionsraten in den Randbereichen gewünscht wird, dann ist eine 208-Gruppenwichtung notwendig..

Die für die Diffusionsrechnung üblicherweise benutzte Anzahl der Ortsstützpunkte ist auch für S_N -Rechnungen verwendbar, d.h. die Transportrechnung erfordert keine zusätzliche Optimierung des Ortspunktnetzes (Tab. 5.1).

Durch Vergleich verschiedener Ordnung N des S_N -Verfahrens wurde festgestellt, daß für die untersuchten Fälle S_4 hinreichend genauere Ergebnisse liefert (Tab. 5.2).

Zur Frage der Zuverlässigkeit von Transportrechnungen in Blanketbereichen wurden die Ergebnisse der S_4 - und Monte-Carlo-Rechnungen MOCA verglichen. Bei den Vergleichsrechnungen wurden gleiche Gruppenkonstanten benutzt. Dabei wurde eine Erweichung des Spektrums, d.h. eine Verschiebung der Neutronen zu Gruppen niedrigerer Energie in den Blanketbereichen festgestellt (Abb. 5.2). Dies wirkt sich bei den Reaktionsraten in Blanketbereichen nur bis zu 1% aus. Im Corebereich ist der Einfluß noch geringer. Diese Ergebnisse ändern sich auch kaum durch die Verwendung der kontinuierlichen Behandlung der Orts- und Winkelabhängigkeit der Neutronenflüsse in der Monte-Carlo-Rechnung MOCA (Abb. 5.6). Daraus ist zu schließen, daß die S_4 -Rechnungen aus-

reichend gut die Winkelabhängigkeit der Neutronenflüsse in Randbereichen beschreiben. Unter Berücksichtigung des Unterschiedes zwischen den nuklearen Daten vom KEDAK-Band, das für KAMCCO-Rechnungen verwendet wurde, und den Daten des Standardsatzes wurde eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den Gruppenflüssen aus KAMCCO- und MOCA-Rechnungen gefunden (Abb. 5.8). Die KAMCCO-Ergebnisse wurden auch zur Untersuchung des Einflusses der kontinuierlichen Behandlung der Energievariable auf die Neutronenflüsse verwendet. Beim Vergleich der KAMCCO-Werte mit den 208-Gruppen-Flußwerten zeigt sich, daß der Übergang von 208-Gruppen auf die kontinuierliche Behandlung der Energievariable keine bemerkenswerte Änderung hervorbringt (Abb. 5.12). Bei dieser Feststellung sind die Unterschiede in den Gruppenquerschnitten und die relativen statistischen Fehler zu berücksichtigen. Weiterhin ist festzustellen, daß das Programm KAMCCO für die Berechnung der Feinstruktur der Neutronenflüsse geeignet ist, wie das für den Natriumresonanzbereich gezeigt wurde (Abb. 5.11).

Die Monte-Carlo-Rechnungen liefern für die Neutronenverteilungen in den Randbereichen in den ersten drei Energiegruppen wegen des sehr kleinen Neutronenflusses unzuverlässige Ergebnisse.

Durch das Anschließen eines Reflektors an den äußersten Blanketbereich findet man in den Energiegruppen 1-9 bis etwa 5% weniger und in den Energiegruppen 11-14 bis 12% mehr Neutronen im äußersten Randbereich. Die anderen Bereiche bleiben praktisch unbeeinflusst.

Beim Übergang von eindimensionalen Diffusionsrechnungen unter Verwendung des allgemeinen Bucklings auf zweidimensionale Diffusionsrechnungen ändern sich die Reaktionsraten um 1 bis 2%.

Die Untersuchung an der unterkritischen Anordnung mit einer Pu-Be-Neutronenquelle zeigen, daß der Einfluß der Quellneutronen aus dem Core bis in die Blanketbereiche reicht. Daraus ist zu schließen, daß sich in einer unterkritischen Anordnung mit Neutronenquelle ein Blanketspektrum eines schnellen Leistungsreaktors nur näherungsweise erzeugen läßt.

9. L i t e r a t u r v e r z e i c h n i s

- /1/ G.Jourdan, F.Plum, H.Reichel: Physics Investigations of Sodium Cooled Fast Reactors SNEAK-Assemblies 6A/6B, KFK 1612 (1972)
- /2/ T.L.Anderson, P.Stevens: Blanket Experiments in FRO-Description of the Experiments and Preliminary Analysis, pers. Mitteilung
- /3/ K.H.Beckurts and K.Wirtz:Neutron Physics, Springer-Verlag, Berlin, 1964
- /4/ G.I.Bell, S.Glasstone:Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand Reinhold Comp., New York, 1970
- /5/ R.Böhme et al.: Theoretical and Experimental Analysis of Fast Zero Power Assemblies with Special Consideration to Nuclear Data Check KFK 1303(1970)
- /6/ J.Braun et al.: Gruppenkonstanten für konsistente P1-Rechnung in einem 208-Energiegruppenbild, Reaktortagung Bonn (1971)
- /7/ D.Sanitz: Ein Programm zur Berechnung des Neutronenflusses in eindimensionaler, konsistenter P1-Approximation für viele Energiegruppen, KFK 1258(1972)
- /8/ D.Sanitz et al.: Programmbeschreibung NUSYS, pers. Mitteilung
- /9/ W.Höbel: DIXY - Ein zweidimensionaler Multigruppen-Diffusions-Code, pers. Mitteilung

- /10/ E.Kiefhaber: The KFKINR-Set of Group Constants, Nuclear Data Basis and First Results of its Application to the Recalculation of Fast Zero-Power Reactors, KFK 1572 (1972)
- /11/ C.Günther, W.Kinnebrock: SNOW-Ein zweidimensionales S_N -Programm zur Lösung der Neutronen-Transportgleichung in Platten- und Zylindergeometrie, pers. Mitteilung
- /12/ W.Kinnebrock: Strategien zur Beschleunigung zweidimensionaler S_N -Verfahren mit Hilfe der Grogittertechnik, KFK 1361 (1971)
- /13/ D.C.Irving, R.M.Freestone, F.B.K.Kam: O5R, A General-Purpose Monte Carlo Neutron Transport Code, ORNL-Report No 3622(1965)
- /14/ H.Rief and H.Kschwendt: A Monte Carlo Approach to the Calculation of Characteristic Reactor Parameters in Three-Dimensional Assemblies, Proc.Conf.Computing Methods to Reactor Problems, ANL-7050, pp.581-592, Argonne National Laboratory (1965)
- /15/ E.A.Straker et al.: The MORSE Code - A Multigroup Neutron and Gamma-Ray Monte Carlo Transport Code, ORNL-Report No 4585 (1970)
- /16/ L.B.Levitt, R.C.Lewis, VIM-1 A Non-Multigroup Monte Carlo Code for Analysis of Fast Critical Assemblies, AI-AEC-12951 (Atomic International) (1970)
- /17/ I.Lieberoth: A Monte Carlo Technique to solve the Static Eigenvalue Problem of the Boltzmann Transport Equation, Nucleonic 11 (1968)

- /18/ G.Arnecke, M.Lalović, P.Tack: MOCA - Monte Carlo Programm zur Berechnung von k_{eff} , pers. Mitteilung
- /19/ G.Arnecke, H.Borgwaldt, V.Brandl, M.Lalović:
Der Karlsruher Monte Carlo Code KAMCCO, KFK 1270/4 (1970)
- /20/ G.Arnecke, H.Borgwaldt, M.Lalović: DASU-Programm zur Erstellung von Wirkungsquerschnitten für den Monte Carlo Code - KAMCCO, pers. Mitteilung
- /21/ J.J.Schmidt: Neutron Cross Sections for Fast Reactor Materials, Part 1-Evaluation, KFK 120 (1966)
- /22/ J.Spanier, E.Gelbard: Monte Carlo Principles and Neutron Transport Problems, Addison-Wesley, London (1969)
- /23/ C.T.I.Tulcea: Mesures dans les Espaces Produits, Atti.Accad.Naz.Lincei Red,Cl.Sci.Fis.Mat.Nat., (8), 7(1949) 208, (ref. in /22/ S.87)
- /24/ H.Borgwaldt, M.Lalović: Verbesserung der Konvergenz bei einem in Zensus-Mode laufenden Monte Carlo Codes, Reaktortagung Berlin (1970)
- /25/ SNR 300 MWe Prototyp Kernkraftwerk mit schnellem natriumgekühltem Reaktor, Sicherheitsbericht Band 2 (1971)
- /26/ K.O.Ott, C.W.Terrell: An Analysis of Potential of a Fast Subcritical Reactor for University Research, Purdue University, West Lafayette, Indiana (1+70).

- /27/ D.Thiem, E.Kiefhaber: Untersuchungen zur Genauigkeit der in Karlsruhe häufig benutzten ein- und zweidimensionalen Diffusionsprogramme, pers. Mitteilung
- /28/ H.Huschke et al.: Gruppenkonstanten für dampf- und natriumgekühlte schnelle Reaktoren in einer 26-Gruppendarstellung, KFK 770 (1968)
- /29/ H.Huschke, D.Woll: GROUCAL - Ein Verfahren zur Berechnung von makroskopischen Gruppenkonstanten Teil 1: Methoden für ein Vielgruppenkonzept (208 Energiegruppen) pers. Mitteilung
- /30/ D.Thiem: Die NUSYS - Phasen 41501-41505 Flächentreue Approximation von Treppenfunktionen und ihre Anwendung in nuklearen Berechnungen (Iteratives REMO-Verfahren) KFK 1576 (1972)
- /31/ H.Küsters et al.: Progress in Fast Reactor Physics in the Federal Republic of Germany, KFK 1632(1973)
- /32/ K.E.Schroeter: Einfluß von Berechnungsmethoden auf den Multiplikationsfaktor k_{eff} und den Voideffekt Δk_v für einen großen schnellen natriumgekühlten Brutreaktor, KFK 1180 (1970)
- /33/ D.Wintzer: Heterogeneity Calculations including Space-Dependent Resonance Self-Shielding, KFK 633(1967)
- /34/ H.Huschke: Die Behandlung der Ortsabhängigkeit der energetischen Resonanzselbstabschirmung an Grenzflächen homogener Zonen, Reaktortagung Bonn (1971)
- /35/ H.Wiese: FLUMMI-Ein FORTRAN IV Programm zur Berechnung von Multigruppenkonstanten aus KEDAK-Daten für höhere Transportnäherungen der Neutronentransportgleichung, pers. Mitteilung.

- /36/ H. Borgwaldt, M. Lalović: Behandlung des Bereichs Statistischer Resonanzen, Testrechnungen, KFK 1272/1 (1972)
- /37/ G. Arnecke, H. Borgwaldt, M. Lalović: Arbeiten aus Monte-Carlo-Code KAMCCO, KFK 1272/3 (1972)
- /38/ V. Brandl: Der Statistische Fehler von Quotienten in Monte-Carlo-Rechnungen, KFK 1272/3 (1972)
- /39/ L.B. Levitt: Probability table method for treating unresolved neutron resonances in Monte Carlo calculations, Nucl. Sci. Eng.49, 4 (Dez.1972)
- /40/ U. Möller: Lösung der Transportgleichung mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode, KFK 297 (1965)
- /41/ U. Möller: Unterprogramme zur Lösung neutronenphysikalischer Probleme mit Hilfe der Monte Carlo Methode, KFK 298 (1965)
- /42/ B. Micheelsen, H. Neltrup: TASKS and Problems in Reactor Physics Calculations, RISÖ-M-1572 (1973)
- /43/ K.D. Lathrop: Ray Effects in Discrete Ordinates Equations, Nucl. Sci. Eng.32, 357(1968)

Herrn Prof. Dr. K.Wirtz danke ich für die Förderung und kritische Durchsicht dieser Arbeit.

Für die kritische Durchsicht der Arbeit habe ich auch Herrn Prof. Dr. W.Kofink vom Lehrstuhl für Struktur der Materie der Universität Karlsruhe zu danken.

Herrn Prof. Dr. K.Ott von der Purdue Universität in Lafayette, Indiana, USA, bin ich für die erste Anregung und die ersten Diskussionen zu den Untersuchungen dankbar.

Besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. H.Küsters für die weiteren Anregungen und seine stete Bereitschaft zu Diskussionen, die zum erfolgreichen Abschluß dieser Arbeit führten.

Weiterhin bin ich für wertvolle Hilfe Herrn Dipl.Phys. D.Thiem und Herrn Dr. S.Dorner dankbar.