

# KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

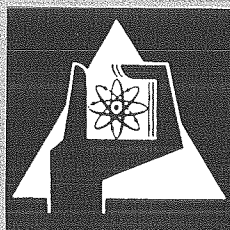
Dezember 1971

KFK 1534

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Einige neue Methoden zur Anpassung der Diffusionstheorie an komplizierte neutronenphysikalische Probleme bei schwerwasser-reflektierten Reaktoren mit kompaktem Core im Vergleich mit Experimenten.

K. Scharmer



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

Dezember 1971

KFK 1534

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Einige neue Methoden zur Anpassung der Diffusionstheorie an komplizierte neutronenphysikalische Probleme bei schwerwasserreflektierten Reaktoren mit kompaktem Core im Vergleich mit Experimenten.\*

von

Klaus Scharmer

\*Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe.

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe



## Kurzfassung

Reaktoren mit kompaktem, außenmoderiertem Core und großem Schwerwasserreflektor können prinzipiell nicht mehr nach der elementaren Diffusionstheorie berechnet werden. Es werden Methoden angegeben, wie Gruppenkonstanten bestimmt werden können, damit eine Diffusionsrechnung mit wenig Energiegruppen dennoch die nuklearen Auslegungsparameter richtig wiedergibt. Hierzu wird der Gruppenfluß als Linearkombination von mehreren "Neutronenfamilien" dargestellt, denen ein charakteristisches Spektrum aufgeprägt ist. Bei der ersten Methode diffundieren die "Neutronenfamilien" unabhängig voneinander, bei der zweiten finden Übergänge zwischen ihnen statt. Die Gruppenkonstanten werden unter Zuhilfenahme null- und eindimensionaler genauer Rechnungen bestimmt.

Zur Berechnung von dreidimensionalen Anordnungen von Sicherheitsstäben wurde ein neues Verfahren entwickelt. Die theoretischen Ergebnisse werden eingehend mit Messungen an kritischen Experimenten verglichen.

## Abstract

In nuclear reactors with compact, externally moderated cores and large heavy-water reflectors elementary diffusion theory is no longer valuable. Some methods are being described as to how group constants can be determined, so that with few group diffusion theory the nuclear lay-out parameters can be correctly determined. The group flux is a linear combination of several "neutron families" having characteristic spectra. With the first method "neutron families" diffuse independently, with the second method mutual interaction occurs. The group constants are determined by utilizing zero- and one-dimensional exact calculations. A new method has been developed for calculations of three-dimensional safety-rod geometries. All theoretical results are being thoroughly compared with measurements obtained by critical experiments.



## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
1.1 Die Bestimmung neutronenphysikalischer Parameter von Reaktoren	1
1.2 Übersicht über die Rechenmethoden	2
2. Problemstellung und Anforderungen an die Rechengenauigkeit	4
3. Die Bestimmung der Gruppenkonstanten für die Diffusions- rechnung	8
3.1 Die Wichtung der Gruppenkonstanten	8
3.2 Die Konstanten für Gruppe 1 bis 3	9
3.3 Die Berechnung der thermischen Gruppenkonstanten	13
3.3.1 Die Anforderungen an die thermischen Gruppen- konstanten	13
3.3.2 Die Berechnung des Spektrums	13
3.3.3 Die Verwendung nulldimensionaler Spektren	14
3.3.4 Die Methode von Calame	15
3.3.5 Die Methode nach Selengut	17
3.3.6 Die Kappa-Methode	21
3.3.7 Vergleich der Methoden an einem Plattenreaktor	24
3.3.8 Die Anwendung der Kappa-Methode auf komplizierte Geometrien	29
3.4 Der Disadvantagefaktor im Core	33
3.5 Gruppenkonstanten für die Festborzonen	36
4. Der organisatorische Ablauf einer Reaktorberechnung	38
5. Die Berechnung dreidimensionaler Anordnungen von Sicher- heitsstäben	38
5.1 Problemstellung	38
5.2 Methoden der Literatur	40
5.2.1 Randbedingungen	40
5.2.2 Berechnungsmethoden für Absorberstäbe	41
5.3 Berechnung der Abschaltstäbe für den Hochflußreaktor	44

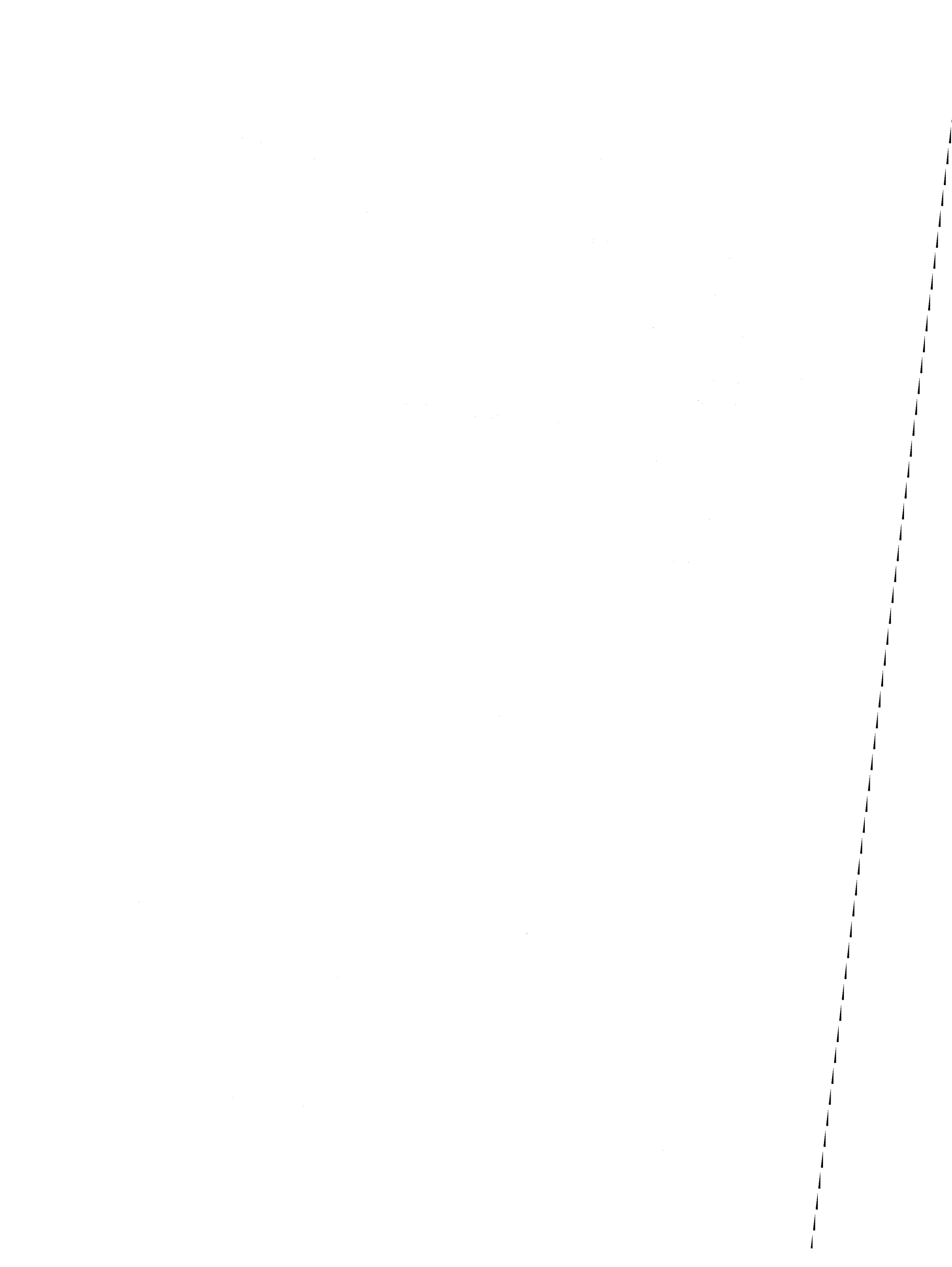
	Seite
5.3.1 Konventionelle Methoden	44
5.3.2 Die Methode des äquivalenten Absorbers	45
5.3.2.1 Das R-,Z-, $\Theta$ -Problem	45
5.3.2.2 Das R-, $\Theta$ -Problem	46
5.3.2.3 Das R-,Z-Problem	47
6. Vergleich von Rechnung und Messung	49
6.1 Das kritische Experiment ALIZE III	49
6.1.1 Reaktorgeometrie und die Berechnung der Gruppenkonstanten	49
6.1.2 Berechnung der Kritikalität	50
6.1.3 Die Leistungsverteilung	51
6.1.4 Der Neutronenfluß im Reflektor	53
6.1.5 Das Kadmiumverhältnis im Reflektor	54
6.1.6 Der Gütefaktor	56
6.2 Das kritische Experiment FOEHN	57
6.2.1 Aufbau des Experiments	57
6.2.2 Diffusionsrechnungen und Gruppenkonstanten	58
6.2.3 Berechnung von $k_{eff}$ und der Reaktivität von Regelstab und Borvergiftung	59
6.2.4 Die Exzeßreaktivität des Reaktors ohne Bor und Regelstab	63
6.2.5 Die Leistungsverteilung im Core	64
6.2.6 Der Gütefaktor	68
6.2.7 Neutronenfluß und Spektrum	70
6.3 Vergleich der Berechnung von Sicherheitsstäben nach der Methode des äquivalenten Absorbers mit Messungen in FOEHN	74
6.3.1 Der experimentelle Aufbau	74
6.3.2 Vergleich von Messung und Rechnung	76
7. Zusammenfassung	78



A n h a n g	Seite
A.1 Beschreibung des Deutsch-Französischen Hochflußreaktors	AI-1
A.2 Aufbau des Experimentes FOEHN	AII-1
A.3 Beschreibung des kritischen Experiments ALIZE III	AIII-1
A.4 Übersicht über die verwendeten Rechenprogramme und Kerndaten	AIV-1
A.5 Bestimmung der Übergangsquerschnitte für die Methode nach Selengut	AV-1

Abkürzungen

Literaturverzeichnis



## 1. Einleitung

### 1.1 Die Bestimmung neutronenphysikalischer Parameter von Reaktoren

Zur Auslegung von Kernreaktoren müssen neutronenphysikalische Parameter wie kritische Masse, Reaktivität von Regelstäben und Abschaltorganen, räumliche und energetische Verteilung des Neutronenflusses, Leistungsverteilung in der Brennstoffzone etc. bestimmt werden. Die Genauigkeit, mit der diese Werte vorausgesagt werden müssen, richtet sich danach, wie stark ihr Einfluß auf die Kosten und die Sicherheit des Systems ist.

Ihre Bestimmung kann auf zwei Arten erfolgen:

A. Auf empirischem Wege durch den Bau eines möglichst guten neutronenphysikalischen Modells des Reaktors, also eines kritischen Experiments,

oder

B. Durch Berechnungen.

Der Bau und Betrieb eines kritischen Experiments ist im allgemeinen teuer, besonders dann, wenn Parameterstudien durchgeführt werden sollen. Von Vorteil ist, daß viele Größen (z.B. kritische Masse, Fluß- und Leistungsverteilung etc.) experimentell mit hoher Genauigkeit bestimmt werden können, so daß die erste Inbetriebnahme des Reaktors dann ohne großes Risiko erfolgen kann.

Die Berechnung eines Reaktors ist in vielen Fällen billiger. Sie ist jedoch mit Fehlern behaftet. Erstens sind die physikalischen Größen wie z.B. Wirkungsquerschnitte, die in die Rechnung eingehen, oft nur ungenau bekannt, zweitens müssen bei der Beschreibung der Geometrie und des Neutronentransportvorganges Vereinfachungen vorgenommen werden, die zu Fehlern führen können. Deshalb sollten die Rechenmethoden an Hand von Experimenten geprüft werden. Je besser die Rechenmethoden sind, desto einfacher und damit billiger können diese Experimente sein und desto sicherer kann mit Hilfe der Rechnung von einem Experiment auf den Reaktor, der entworfen werden soll, extrapoliert werden,

Hochflußreaktoren wie der High-Flux-Beamtube-Reaktor [1] in Brookhaven und der High-Flux-Isotope-Reaktor [2] in Oak Ridge wurden noch weitgehend auf Grund von Messungen an kritischen Experimenten konzipiert, da Rechnungen zu ungenau waren. In dieser Arbeit werden Methoden vorgestellt, die es erlauben, einen solchen Reaktor weitgehend durch Berechnungen zu optimieren und auszulegen. Die Genauigkeit, mit der die einzelnen Reaktorparameter bestimmt werden können, wurde durch Vergleiche mit den Resultaten der kritischen Experimente ermittelt, die für den Deutsch-Französischen Hochflußreaktor (siehe Anhang 1 und [3]) durchgeführt wurden.

## 1.2 Übersicht über die Rechenmethoden

Das Verhalten von Neutronen in einem Reaktor wird als Funktion von Ort, Flugrichtung, Zeit und Energie durch die Boltzmann-Gleichung [4] beschrieben. Für praktische Reaktorprobleme ist diese Gleichung in ihrer vollständigen Form im allgemeinen nicht lösbar, und so wurde eine Vielzahl von Approximationen eingeführt, von denen einige kurz erwähnt seien:

Durch Aufteilen der Energieskala in diskrete Intervalle - Energiegruppen - wird die Gleichung im Energieintervall monoenergetisch. Sie kann dann z.B. analytisch durch Entwickeln nach Kugelfunktionen (P<sub>n</sub>-Näherung [5]), total numerisch nach der Carlssonschen S<sub>n</sub>-Methode [6] oder in ihrer integralen Form [4, 7, 8] gelöst werden.

Die am weitesten verbreitete Approximation ist die Multigruppen-Diffusionsnäherung. Hierfür ergibt sich folgende Form:

$$-D_i \nabla^2 \phi_i(\vec{r}) + \Sigma_{rem,i} \phi_i(\vec{r}) = \sum_j \Sigma_{j \rightarrow i} \phi_j(\vec{r}) + \frac{1}{k_{eff}} \chi_i \sum_{j=1}^N \nu_j \Sigma_{f,j} \phi_j(\vec{r})$$

(1.1)

N = Anzahl der Energiegruppen (für die übrigen Symbole siehe Verzeichnis am Schluß des Berichtes).

Die Diffusionsnäherung liefert dann gute Ergebnisse [4, 5], wenn

- die betrachtete Region einige Transportweglängen ( $\lambda_{tr}$ ) von Quellen, Senken und Rändern entfernt ist
- die Zusammensetzung des Mediums sich zumindest einige  $\lambda_{tr}$  weit nicht ändert
- der Absorptionsquerschnitt klein ist gegenüber dem Streuquerschnitt
- der Flußgradient klein ist
- die Anisotropie der Streuung klein ist.

Die anderen Methoden ( $P_n$ ,  $B_n$ ,  $S_n$ , integrale Transportgleichung, Monte Carlo etc.) sind weit aufwendiger als die Diffusionsnäherung und sollten deshalb nur dann angewendet werden, wenn sie substantiell bessere Ergebnisse versprechen, d.h. wenn einige oder alle der oben gestellten Bedingungen nicht erfüllt sind.

## 2. Problemstellung und Anforderungen an die Rechengenauigkeit

Zur Erzeugung hoher thermischer Neutronenflüsse für Strahlrohrexperimente werden Reaktoren verwandt, deren kompaktes, stark außenmoderiertes Core als "Quelle" in einem großen Reflektor mit guten Brems- und Moderationseigenschaften untergebracht ist. Ein solcher Reaktor wurde im Deutsch-Französischen Hochflußreaktor [9] realisiert (siehe Anhang 1, Abbildung A1). Dieser Reaktor stellt hohe Anforderungen an die Genauigkeit, mit der seine kritische Masse, die Reaktivität der Regel- und Sicherheitsorgane sowie die Leistungsverteilung im Core und die Flußverteilung im Reflektor vorausgesagt werden müssen. Denn:

- A. Das Core besteht nur aus einem einzigen Brennelement, ein Adjustieren der Brennstoffmenge während des Beladens ist damit ausgeschlossen.
- B. Es gibt nur einen Regelstab, der eine Exzeßreaktivität von ca. 15000 pcm (oder 15%  $\Delta\rho$ ) kompensiert und den Reaktor in ganz eingefahrenem Zustand um 1500 pcm unterkritisch halten soll.
- C. Der Reaktor wird mit nur fünf Sicherheitsstäben abgeschaltet, von denen 4 mindestens 13500 pcm Reaktivität kompensieren müssen (dies entspricht der Reaktivität, die durch den unkontrolliert ausfahrenden Regelstab freigesetzt werden kann). Dieser Wert muß mit guter Sicherheit vorherbestimmt werden können, da aus Platzgründen weder die Anzahl der Abschaltstäbe erhöht noch ihre Abmessungen vergrößert werden können.
- D. Die Leistungsverteilung zeigt ausgeprägte Spitzen an der Coreaußen-seite, deren Höhe genau bekannt sein muß, damit die Coreleistung und damit der thermische Neutronenfluß im Reflektor möglichst groß sein kann.
- E. Schließlich möchte man den Gütefaktor des Reaktors

$$r = \frac{\text{maximaler thermischer Fluß im Reflektor}}{\text{Gesamtleistung}}$$

möglichst gut voraussagen können.

Neutronenphysikalisch läßt sich dieser Reaktortyp folgendermaßen charakterisieren: die Neutronen entstehen in einer Brennstoffzone, die nur etwa eine Transportweglänge dick ist und von einem großen  $D_2O$ -Volumen umgeben ist. Die  $D_2O$ -Dichte im Innern beträgt nur 59% von der des Reflektors.

Die ersten Stöße während des Bremsvorganges finden im oder nahe am Core statt. Bis auf thermische Energien werden nur wenige Prozent der Neutronen innerhalb der Brennstoffzone abgebremst. Der Großteil beendet den Bremsvorgang im Außenreflektor oder der zentralen Kavität, von wo aus die thermischen Neutronen zum Core zurückdiffundieren, dort absorbiert werden und für die Aufrechterhaltung der Kettenreaktion sorgen.

In Abbildung 2.1 ist diese Lebensgeschichte symbolisch in Form eines Fließschemas dargestellt. Hundert schnelle Neutronen entstehen im Core, von denen 71,6 sofort aus dem Core ausfließen, 26,8 werden im Core ins Epithermische gebremst. Von den Neutronen, die bis zur thermischen Energie gelangen, befinden sich nur noch 8,8 im Core, 14 in der zentralen Kavität und 63,6 im Reflektor, von denen etwa die Hälfte zum Core zurückströmt, der Rest fließt aus dem System aus oder wird in den Reflektoreinbauten, Strahlrohren etc. absorbiert. Von den Neutronen, die in der Kavität abgebremst werden, werden 14,6 im Regelstab absorbiert, was einer Reaktivität von 15000 pcm (oder 15%  $\Delta\rho$ ) entspricht. 50,5 Neutronen werden im Core selbst absorbiert, und da  $\mu \cdot \Sigma_f / \Sigma_a$  im Mittel etwa 2,0 beträgt, entstehen dadurch wieder 100 Spaltneutronen, wie das bei einem kritischen Reaktor auch sein muß. Dieses System weist alle die Eigenschaften auf, für die die Diffusionstheorie ihre Gültigkeit verliert:

- die Corezone ist nur etwa eine Transportweglänge dick
- der Absorptionsquerschnitt im thermischen Bereich ist nicht klein gegenüber dem Streuquerschnitt
- die Flußgradienten sind nicht überall klein
- die Streuung am Deuterium und Sauerstoff ist bei hohen Energien anisotrop [10, 11, 12].

Dazu kommt noch, daß das Energiespektrum im Core stark ortsabhängig ist, besonders im thermischen Bereich, wo das Spektrum der Neutronen, die vom Reflektor her in die Brennstoffzone hineindiffundieren, einer starken Absorptionshärtung unterliegt.

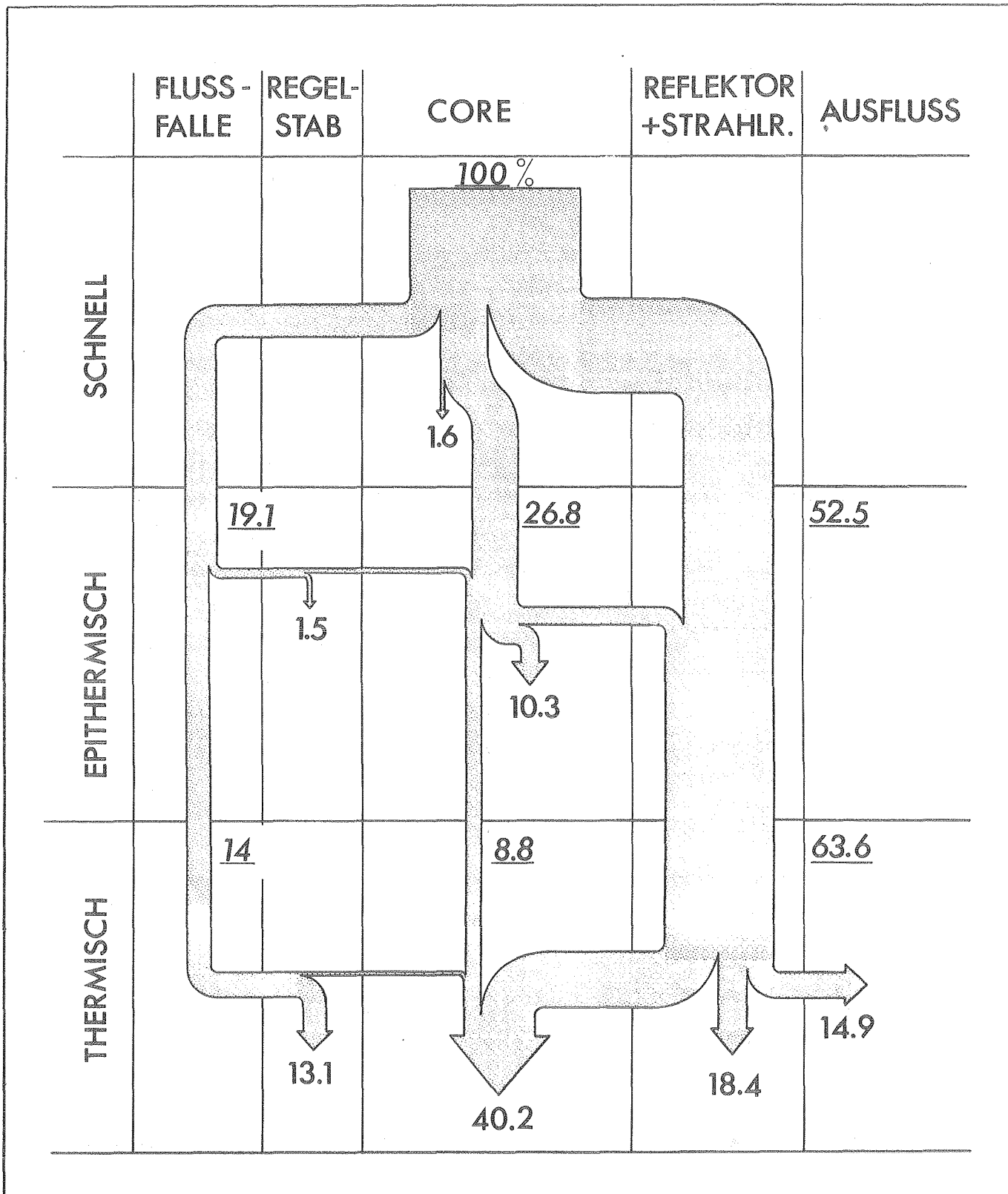


Abbildung 2.1: Lebensgeschichte von 100 Spaltneutronen in einem außenmoderierten  $D_2O$ -Reaktor mit Hohlzylindercore. Die Zahlen an den Pfeilen geben die Anzahl der absorbierten bzw. ausfließenden Neutronen, die unterstrichenen Zahlen geben die Anzahl der in die nächsttiefere Energiegruppe gestreuten Neutronen an.



Diese Eigenschaften bedingen eigentlich den Einsatz eines mehrdimensionalen Transportprogrammes, das die Bremsung und Thermalisierung in Schwerwasser richtig behandelt, wozu eine große Anzahl von Energiegruppen<sup>\*)</sup> notwendig wäre. Ein solches Programm wäre für Parameterstudien sicher zu unhandlich und würde zu sehr großen Rechenzeiten und Kosten führen.

Die Diffusionstheorie ist nur im Core und in Corenähe nicht gültig, während weit weg vom Core im Reflektor die notwendigen Bedingungen sicher gut erfüllt sind. Da die Corehöhe weit größer ist als die Dicke der Brennstoffschicht, liegt es nahe, die Transport-, Brems- und Thermalisierungsvorgänge in eindimensionaler Geometrie zu untersuchen.

Mit Hilfe genau berechneter Orts- und Energieverteilungen der Neutronen in eindimensionaler Geometrie wurden die Gruppenkonstanten für die Diffusionsnäherung so angepaßt, daß diese für das eindimensionale Problem die gleiche Lösung liefert, wie sie von einer exakteren Methode berechnet wird.

Ist die Corehöhe sehr viel größer als die Dicke der Brennstoffschicht, so ist der Einfluß der Enden von Core, Regelstab etc. klein, und es wurde unterstellt, daß dann die Diffusionsnäherung auch für das mehrdimensionale Problem die richtige Lösung findet. Diese Aussage wurde durch Vergleich von experimentellen Ergebnissen mit Rechnungen erhärtet.

Eine Zusammenstellung der verwendeten Rechenprogramme und Wirkungsquerschnitte findet sich im Anhang 4.

---

<sup>\*)</sup> Berücksichtigt man, daß die Einteilung in 54 Energiegruppen zwischen 10 MeV und 0,625 eV, die das Spektrumsprogramm MUFT-IV [13] benutzt, noch als relativ grob [14] bezeichnet werden kann und daß zur Beschreibung der Thermalisierung im Gebiet zwischen 0 und 0,625 eV 39 Gruppen [7] benutzt werden, so kommt man auf die stattliche Anzahl von 93 Gruppen.

### 3. Die Bestimmung der Gruppenkonstanten für die Diffusionsrechnung

#### 3.1 Die Wichtung von Gruppenkonstanten

Die Energieskala zwischen 0 und 10 MeV soll für die Diffusionsrechnung in vier Abschnitte aufgeteilt werden, als deren Grenzen die in MUFT-IV [13] vorgeschlagenen Werte gewählt werden.

1. schnelle Gruppe	10 - 0,821 MeV
2. intermediäre Gruppe	821 - 5,5 KeV
3. epithermische Gruppe	5500 - 0,625 eV
4. thermische Gruppe	0,625 - 0,0 eV

Die Gruppenkonstanten sind definiert als [4] Mittelwerte im Energieintervall  $E_i, E_j$  und im Ortsbereich  $r_1, r_2$

$$\Sigma_i = \frac{\int_{r_1}^{r_2} \int_{E_i}^{E_j} \Sigma(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) dE dr}{\int_{r_1}^{r_2} \int_{E_i}^{E_j} \phi(\vec{r}, E) dE dr} \quad (3.1)$$

und für Übergangsquerschnitte von Gruppe i mit  $E_i, E_j$  nach Gruppe m mit  $E_m, E_n$

$$\Sigma_{i \rightarrow m} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} \int_{E_i}^{E_j} \phi(\vec{r}, E') \int_{E_m}^{E_n} \Sigma(\vec{r}, E' \rightarrow E) dE dE' dr}{\int_{r_1}^{r_2} \int_{E_i}^{E_j} \phi(\vec{r}, E') dE' dr} \quad (3.2)$$

Auf die Güte der Gruppenkonstanten hat - abgesehen von der Qualität der nuklearen Daten, die hier nicht diskutiert werden soll - das Wichtungsspektrum einen entscheidenden Einfluß. Dieser ist umso größer, je stärker  $\Sigma(\vec{r}, E)$  oder  $\phi(\vec{r}, E)$  innerhalb des Energie- und Ortsbereiches variieren. Die Mittelung über  $\vec{r}$  ist in dieser Form nur dann zulässig, wenn  $\Sigma_i(\vec{r})$  sich nur schwach zwischen  $r_1$  und  $r_2$  ändert. Andererseits dürfen die Ortsbereiche nicht zu klein sein, denn dann verliert die Diffusionsnäherung

ihre Gültigkeit (s.o.).  $\phi(\vec{r}, E)$  ist im allgemeinen nicht bekannt - denn dazu muß das Problem ja gelöst werden - und muß deshalb durch eine Näherung ersetzt werden. Dazu gibt es folgende Möglichkeiten:

- Verwendung eines Spektrums, das in einem ähnlich gelagerten Fall bestimmt wurde (z.B. experimentell)
- Vereinfachung der Geometrie (ein- oder nulldimensional), aber gute Behandlung der Bremsung bzw. Thermalisierung (z.B. mit der MUFT-IV [13], SOFOCATE [15], THERMOS [7])
- einfache Modelle der Neutronenverteilung für bestimmte Energiebereiche, wie z.B. Spaltspektren [16] für den hochenergetischen Bereich,  $1/E$  Verhalten im Bremsbereich [17] und Maxwellverteilung [17] für thermische Energien.

Je schlechter das Spektrum bekannt ist, umso feiner muß die Gruppeneinteilung gemacht werden.

### 3.2 Die Konstanten für Gruppe 1 bis 3

Zur Berechnung der Bremsspektren wurde das Programm MUFT-IV [13] (Anhang 4) benutzt. Als Quelle wurde das Spaltspektrum benutzt. Das Bremsspektrum in der Mischung wurde in der  $B_1$ -Näherung nach der Methode von Greuling-Goertzel berechnet.

Für unendlich ausgedehnte Medien liefert MUFT-IV gute Resultate, wie der Vergleich von berechneten und gemessenen Fermialter bis zur Indiumresonanz in Tabelle 3.1 zeigt.

Fermi-Alter	Messung	MUFT-IV
$\tau$ in $D_2O$ [cm <sup>2</sup> ]	$109 \pm 3$ [18]	111,75
$\tau$ in $H_2O$ [cm <sup>2</sup> ]	$26,5 \pm 0,9$ [19]	25,3

Tabelle 3.1: Fermialter in  $D_2O$  (mit 0,2%  $H_2O$ ) und in  $H_2O$

Weitere Werte finden sich in [20].

Bei der Berechnung der Konstanten für die Brennstoffzone ergeben sich Schwierigkeiten, da MUFT-IV nur nulldimensionale Spektren berechnen kann, die Corezone jedoch nur ca. eine mittlere Transportweglänge dick ist, so daß Neutronen während des Bremsprozesses mit dem  $D_2O$  des Reflektors in Wechselwirkung stehen.

Schnelle Neutronen fließen bereits nach wenigen Stößen aus dem Core aus, so daß das Spektrum härter wird als im unendlich ausgedehnten Medium. Dieser Effekt wird überlagert durch eine Spektrumserweichung im unteren Energiebereich, die durch den Rückstrom von Neutronen mit niedrigeren Energien aus dem Reflektor hervorgerufen wird. Da der U-235-Querschnitt besonders in der 3. Gruppe zur unteren Gruppengrenze hin ansteigt, während der Bremsquerschnitt von Deuterium annähernd konstant bleibt, folgt, daß ein zu hartes Wichtungsspektrum in der 3. Gruppe die epithermische Absorption unterschätzt und damit eine zu große Reaktivität des Reaktors vortäuscht.

Es wurden verschiedene Möglichkeiten untersucht, um diesen Fehler zu korrigieren.

- A. In MUFT-IV kann das Spektrum durch ein Buckling beeinflusst werden. Dadurch kann die Härtung im oberen Energiebereich gut simuliert werden. Die Erweichung durch den Zustrom von Reflektorneutronen kann mit diesem einfachen Konzept nicht befriedigend dargestellt werden.
- B. Das Spektrum kann durch homogenisieren der Corezone mit der sie umgebenden  $D_2O$ -Schicht beeinflusst werden. Dies kann zu guten Ergebnissen führen, wenn man die richtige  $D_2O$ -Quantität nimmt. Diese Methode bleibt jedoch sehr subjektiv.
- C. Setzt man voraus, daß die Verwendung eines nulldimensionalen Spektrums nur einen kleinen Fehler in  $k_{eff}$  bewirkt und sich nur in untergeordneter Weise auf Fluß- und Leistungsverteilung auswirkt, so können die Reaktorrechnungen mit Gruppenkonstanten durchgeführt werden, die über ein nulldimensionales Spektrum gewichtet wurden. Der Fehler in  $k_{eff}$  kann separat bestimmt werden. Hierzu muß eine Methode gefunden werden, die den Einfluß des Wichtungsspektrums auf  $k_{eff}$  bestimmt.

Es wurde die Methode unter C ausgewählt, da sie am wenigsten von subjektiven Einflüssen abhängt und da sich ihre Voraussetzungen gut kontrollieren lassen. Das heißt: die Konstanten der Gruppe 1-3 werden mit MUFT-IV, Version FORM ohne  $B^2$  berechnet. Das  $k_{\text{eff}}$  der Weniggruppen-Diffusionsrechnung ist dann mit einem Fehler  $\Delta\varrho$  behaftet.

Um  $\Delta\varrho$  zu berechnen wurden zwei Gruppenkonstantensätze mit den oben erwähnten Energiegrenzen erstellt, wobei zur Bestimmung des einen Satzes ein nulldimensional berechnetes 26-Gruppenspektrum gedient hatte, zur Berechnung des zweiten aber ein eindimensional berechnetes 26-Gruppenspektrum. Die Spektren wurden in  $S_6$ -Näherung mit DTK, der Karlsruher Version von DTF-IV [21] und dem 26-Gruppen ABN-Satz [22] ermittelt. Die Geometrie der eindimensionalen Rechnung entsprach einem Horizontalschnitt durch die Reaktormittelebene. Der axiale Ausfluß war durch ein globales Buckling ersetzt. Die Konstanten für die thermischen Gruppen waren in beiden Sätzen identisch.

Mit beiden Gruppenkonstantensätzen wurde jeweils das Referenzmodell des Reaktors berechnet. Die Differenz in der Reaktivität dieser beiden Rechnungen ist aber gerade der Fehler  $\Delta\varrho$ , der gemacht wird, wenn nulldimensional berechnete Spektren zur Kondensation der Gruppenkonstanten verwendet werden. Die absolute Größe von  $k_{\text{eff}}$  aus diesen beiden Rechnungen ist jedoch mit einem weit größeren Fehler behaftet, da die ABN-Querschnitte für  $D_2O$  für diese Art von Reaktorberechnungen nicht geeignet sind. Das Fermialter in  $D_2O$  (mit 0,2%  $H_2O$ ) z.B. errechnet sich nur zu  $100,8 \text{ cm}^2$  (vergleiche Tabelle 3.1). Aus diesen Vergleichsrechnungen ergab sich, daß bei Verwendung MUFT-IV gewichteter Gruppenkonstanten die Reaktivität des Reaktors ohne Regelstab um  $\Delta\varrho=930 \text{ pcm}$ , die des Regelstabes um  $\Delta\varrho=180 \text{ pcm}$  höher berechnet wird, als wenn bei der Wichtung der Geometrieinfluß auf das Spektrum berücksichtigt wird.

Abbildung 3.1 zeigt den Geometrieinfluß auf Spektren, die mit dem ABN-Satz in  $S_6$ -Näherung mit DTF-IV berechnet wurden. Das eindimensionale Spektrum (Streckenzug 3) ist im Bereich der Gruppe 2 deutlich härter als das nulldimensionale (Streckenzug 1). In Gruppe 3 ist die Spektrumserweichung durch Neutronen, die vom Reflektor zurück zum Core strömen, deutlich zu erkennen. Zum Vergleich wurde ein nulldimensional mit

globalem Buckling berechnetes Spektrum eingetragen (Streckenzug 2). Die Härtung bei hohen Energien wird relativ gut wiedergegeben, im nullenergetischen Bereich ist es jedoch viel zu hart, da dort Neutronen ein- und nicht ausströmen. Die Spektren wurden untereinander auf gleichen Fluß  $\phi$  in der Gruppe 1 (10,5-6,5 MeV) des 26-Gruppenschemas normiert.

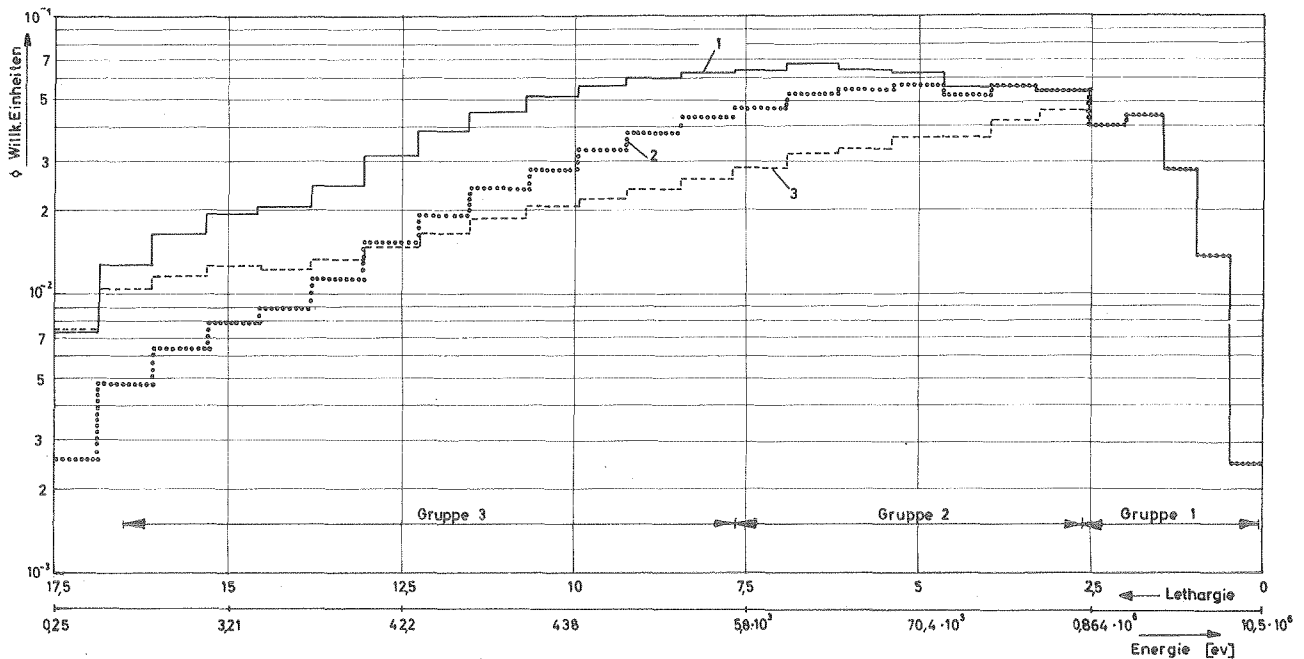


Abbildung 3.1 Bremspektrum im Core

- 1 = Nulldimensionale Rechnung
- 2 = Nulldimensionale Rechnung mit  $B^2$
- 3 = Eindimensionale  $S_6$ -Rechnung für Hohlzylindergeometrie

### 3.3 Die Berechnung der thermischen Gruppenkonstanten

#### 3.3.1 Die Anforderungen an die thermischen Gruppenkonstanten

Um das  $k_{\text{eff}}$  eines Reaktors richtig zu bestimmen, müssen die Gruppenkonstanten, die innerhalb eines Orts- und Energiebereiches konstant sein sollen, derart gemittelt werden, daß

$$\begin{array}{ll}
 - \text{ die Absorptionsrate} & \iint \Sigma_a(E, \vec{r}) \phi(E, \vec{r}) dE dr \\
 - \text{ die Spaltrate} & \iint \nu \Sigma_f(E, \vec{r}) \phi(E, \vec{r}) dE dr \\
 \text{und} & \\
 - \text{ die Leckage} & \iint \nabla D(E, \vec{r}) \nabla \phi(E, \vec{r}) dE dr
 \end{array}$$

richtig wiedergegeben werden. Bei der Verwendung einfacher Modelle kann im allgemeinen die Absorptions- bzw. Spaltratenverteilung nicht Punkt für Punkt richtig berechnet werden. Dies ist im vorliegenden Fall jedoch von untergeordneter Bedeutung. Wichtiger ist das Verhältnis von maximaler Spaltrate im "heißen Kanal" zu mittlerer Spaltrate.

$$f = \frac{q_{\text{heißer Kanal}}}{q_{\text{mittel}}} \quad (3.3)$$

Als "heißer Kanal" sei ein Streifen von 0,5 cm an der Coreaußenseite definiert [23]. Die Richtigkeit der Diffusionsrechnung kann für geometrisch einfache Beispiele durch den Vergleich mit genauen Rechnungen (THERMOS, siehe A.4) nachgeprüft werden.

#### 3.3.2 Die Berechnung des Spektrums

Als erste Grundbedingung mußte eine Methode gefunden werden, die es erlaubt, das Spektrum im thermischen Energiebereich zu bestimmen. Die einfachste Methode besteht darin, eine Maxwell-Verteilung der Energie anzunehmen. Dies führt nur dann zum Erfolg, wenn die Absorption schwach ist, wenn chemische Bindungen keine Rolle spielen und wenn die Zonen gleicher Zusammensetzung groß sind gegenüber der mittleren Streuweglänge. Alle diese Bedingungen sind im vorliegenden Fall nicht erfüllt. Oder man kann das Wigner-Wilkins-Spektrum mit SOFOCATE [15] berechnen, wobei ebenfalls ein unendlich ausgedehntes Medium angenommen wird und chemische Bindungs-

effekte vernachlässigt werden. Schließlich erlaubt es das Programm THERMOS [7], ortsabhängige thermische Multigruppen-Spektren in eindimensionaler Zylinder- oder Plattengeometrie zu berechnen. THERMOS löst die integrale Transportgleichung, wobei die Anisotropie der Streuung näherungsweise durch eine Transportkorrektur berücksichtigt wird [14].

Die mit THERMOS berechneten Absorptionsquerschnitte und Diffusionslängen im unendlich ausgedehnten Medium für D<sub>2</sub>O und H<sub>2</sub>O stimmen gut mit Experimenten überein.

	THERMOS		Messung		Ref.
	L [cm]	$\Sigma_a$ [cm <sup>-1</sup> ]	L [cm]	$\Sigma_a$ [cm <sup>-1</sup> ]	
D <sub>2</sub> O	104,5	$0,7485 \cdot 10^{-4}$	$105,8^{+1,0}$	$0,75 \cdot 10^{-4}$	[25]
H <sub>2</sub> O	2,72	0,0193	$2,72^{+0,03}$	0,0197	[26, 27]

Tabelle 3.2: Vergleich von thermischen Diffusionslängen und Absorptionsquerschnitten von THERMOS und Experimenten.

### 3.3.3 Die Verwendung nulldimensionaler Spektren

Im einfachsten Fall unterstellt man, daß die Neutronen eine Maxwell-Energieverteilung haben. Diese Annahme ist im vorliegenden Fall nicht ganz abwegig, da der Großteil der Neutronen, die im Core absorbiert werden, aus dem Reflektor kommen und dort wirklich in guter Näherung eine Maxwellverteilung aufweisen. Beim Eindringen in die Brennstoffschicht werden jedoch bevorzugt die langsamen Neutronen absorbiert. Dadurch findet eine starke Absorptionshärtung des Spektrums statt, d.h. der effektive Absorptionsquerschnitt im Core ist ortsabhängig und im Mittel kleiner als ein Maxwell-gewichteter. Dadurch wird die thermische Absorption im Brennstoff gegenüber der Gesamtabsorption



überschätzt, wodurch wiederum das  $k_{\text{eff}}$  des Reaktors zu groß berechnet wird. Ebenso wenig kann dieses Modell die räumliche Absorptionsverteilung und den f-Faktor richtig wiedergeben.

Noch schlechtere Ergebnisse würde die Annahme liefern, daß die Neutronen im Core die gleiche Energieverteilung wie in der unendlich ausgedehnten Coremischung hätten. Dies würde zu einer starken Unterschätzung der Absorption im Core führen und damit zu einem zu kleinen  $k_{\text{eff}}$ . Die Leistungsverteilung würde zu flach berechnet.

### 3.3.4 Die Methode von Calame

Wie in Abbildung 2.1 gezeigt wurde, werden die Neutronen in zwei räumlich getrennten Gebieten abgebremst. Ein kleiner Teil im Core selbst, die Hauptmasse dagegen im Reflektor, von wo aus ein Teil, nachdem er thermische Energie erreicht hat, zum Core zurückdiffundiert, um dort absorbiert zu werden. Diese beiden Ströme kann man als getrennte Neutronenfamilien behandeln, die ohne gegenseitige Wechselwirkung im System diffundieren und sich überlappen. Gemäß dem Gebiet, in dem sie thermisch geworden sind, haben sie verschiedene effektive Wirkungsquerschnitte. Calame [28] hat eine solche Methode vorgeschlagen, um die Flußaufwölbung in Leichtwasserspalt zwischen Brennelementen zu bestimmen. Dabei haben die Neutronen, die im Wasserspalt abgebremst werden, eine Maxwellverteilung, die, die in der Brennstoffzone abgebremst werden, haben das Spektrum, das sich im unendlich ausgedehnten Brennstoff einstellen würde.

Der Gesamtfluß setzt sich dann aus der Summe zweier Einzelflüsse zusammen:

$$\phi_{\text{th}}(\vec{r}, E) = \phi_{\text{I}}(\vec{r}) \cdot g_{\text{I}}(E) + \phi_{\text{II}}(\vec{r}) \cdot g_{\text{II}}(E). \quad (3.4)$$

Der Index bezeichnet das Thermalisierungsgebiet der Quellneutronen (I=Core, II=Reflektor). Die Funktion  $g(E)$  ist die Einheits-Energieverteilung, die die Neutronen hätten, wenn die Mischung, in der sie thermalisiert werden, unendlich ausgedehnt wäre.  $\phi(\vec{r})$  ist eine reine Ortsfunktion und stellt die Lösung der Neutronenbilanzgleichung dar. Sie

lautet für die im Core thermalisierten Neutronen:

$$\begin{aligned}
 - D_{I,C} \nabla^2 \phi_I(\vec{r}) + \Sigma_{a,I,C} \phi_I(\vec{r}) &= \Sigma_{rem,C}^{epi} \phi_C^{epi} && \text{im Core} \\
 &&& (3.5) \\
 - D_{I,R} \nabla^2 \phi_I(\vec{r}) + \Sigma_{a,I,R} \phi_I(\vec{r}) &= 0 && \text{im Reflektor}
 \end{aligned}$$

mit  $\Sigma_{rem,C}^{epi} \phi_C^{epi}$  - Quelle epithermischer Neutronen

$$\frac{1}{D_I} = \int_0^{E_c} \frac{g_I(E)}{D(E)} dE \quad (3.6)$$

$$\Sigma_{a,I} = \int_0^{E_c} \Sigma_a(E) g_I(E) dE, \quad (3.7)$$

wobei gilt:

$$\int_0^{E_c} g(E) dE = 1 \quad E_c = 0.625 \text{ eV} \quad (3.8)$$

C bezeichnet die Konstanten im Core

R bezeichnet die Konstanten im Reflektor.

Für die im Reflektor thermalisierten Neutronen gilt entsprechend:

$$\begin{aligned}
 - D_{II,C} \nabla^2 \phi_{II}(\vec{r}) + \Sigma_{a,II,C} \phi_{II}(\vec{r}) &= 0 && \text{im Core} \\
 &&& (3.9) \\
 - D_{II,R} \nabla^2 \phi_{II}(\vec{r}) + \Sigma_{a,II,R} \phi_{II}(\vec{r}) &= \Sigma_{rem,R}^{epi} \phi_R^{epi} && \text{im Reflektor}
 \end{aligned}$$

$\phi_I$  und  $\phi_{II}$  sind nur über den epithermischen Fluß miteinander verknüpft. Ist dieser bekannt, so können die Gleichungssysteme (3.5) und (3.9) für eine gegebene Geometrie gelöst werden, wobei die Kontinuitätsbedingung von Fluß und Strom an der Grenzfläche zwischen Core und Reflektor zu beachten ist.

Diese Methode stellt insofern eine Näherung dar, als die Energieverteilung der beiden Neutronenfamilien in Wirklichkeit ortsabhängig ist, denn das Spektrum der Familie I unterliegt, je weiter die Neutronen ins Core ein-

dringen, einer Absorptionshärtung, während die Neutronen der Familie II im Reflektor und in der Nähe der Grenzfläche durch Rethermalisierung eine Spektrumserweichung erfahren.

Durch Vernachlässigen der Absorptionshärtung wird die Leistungsspitze am Corerand überschätzt, ebenso die parasitäre Absorption im Reflektor. Durch Nichtbeachtung der Rethermalisierung geschieht genau das Gegenteil. Das heißt, die Methode liefert dann gute Resultate, wenn sich die beiden Fehler gerade kompensieren oder wenn beide Fehler klein sind. Dies ist der Fall, wenn die Reflektorregion klein ist gegenüber dem Core (Spalt zwischen Brennelementkästen) und im Core in guter Näherung das asymptotische Spektrum existiert. Im umgekehrten Fall, d.h. wenn die Corezone klein ist gegenüber dem Reflektor und nicht wesentlich größer als  $\lambda_{tr}$ , liefert Calames Methode nur wenig bessere Resultate, als wenn nur maxwellgewichtete Querschnitte verwendet werden.

Im folgenden Kapitel wird ein Verfahren besprochen, das es gestattet, durch eine einfache Näherung Absorptionshärtungs- und Rethermalisierungseffekte zu berücksichtigen.

### 3.3.5 Die Methode nach Selengut

Um ortsabhängige Neutronenspektren in der Umgebung von Temperatursprungstellen in einem Medium berechnen zu können, wurde von Kottwitz [30] und unabhängig davon von Selengut [31] vorgeschlagen, den Fluß als Überlagerung zweier Flüsse  $\phi_I$  und  $\phi_{II}$  darzustellen, denen Maxwellspektren der Temperaturen  $T_1$  bzw.  $T_2$  aufgeprägt seien.

$T_1$  und  $T_2$  seien die Temperaturen des nicht absorbierenden Mediums links und rechts von der Sprungstelle. Im Medium mit  $T_1$  werden Neutronen der Familie II durch Energieaustausch mit den Moderator-kernen in die Familie I überführt. Hierfür wird ein Rethermalisierungsquerschnitt  $\Sigma_{21}$  definiert, der von der Temperaturdifferenz und den Eigenschaften des Moderators abhängt. Entsprechendes gilt im Medium mit  $T_2$ . Damit läßt

sich der Gesamtfluß schreiben:

$$\phi(E, \vec{r}) = \phi_I(\vec{r}) \cdot g_{T_1}(E) + \phi_{II}(\vec{r}) \cdot g_{T_2}(E), \quad (3.11)$$

$g_{T_1}(E)$  und  $g_{T_2}(E)$  sind normierte Maxwellspektren der Temperaturen  $T_1$  bzw.  $T_2$ .

Gleichung (3.11) hat die gleiche Form wie (3.4) mit dem Unterschied, daß  $\phi_I$  und  $\phi_{II}$  nicht mehr unabhängig voneinander sind.  $\phi_I$  und  $\phi_{II}$  können nach einem Variationsprinzip bestimmt werden [32, 33, 34], das für das Zwei-Temperaturen Problem folgendes Gleichungssystem liefert:

$$\begin{aligned} D_I \nabla^2 \phi_I + \Sigma_{21} \phi_{II} &= 0 && \text{im Gebiet} \\ &&& \text{mit Temperatur } T_1 \\ D_{II} \nabla^2 \phi_{II} - \Sigma_{21} \phi_{II} &= 0 \\ &&& (3.12) \\ D_I \nabla^2 \phi_I - \Sigma_{12} \phi_I &= 0 && \text{im Gebiet} \\ &&& \text{mit Temperatur } T_2 \\ D_{II} \nabla^2 \phi_{II} + \Sigma_{12} \phi_I &= 0 \end{aligned}$$

mit:

$$\frac{1}{D_I} = \int_0^{E_c} g_{T_1}(E) \cdot \frac{1}{D(E)} dE ; \quad \frac{1}{D_{II}} = \int_0^{E_c} g_{T_2}(E) \cdot \frac{1}{D(E)} dE .$$

(3.12) stellt die Neutronenbilanzgleichung im System dar, wobei  $\Sigma_{12} \phi_I$  die Neutronenrate ist, die aus der Familie I in II transferiert wird und entsprechend  $\Sigma_{21} \phi_{II}$  aus II nach I. Der Rethermalisierungsquerschnitt kann theoretisch unter Zugrundelegung eines Modells [30, 35] oder experimentell [36, 37] bestimmt werden. Es sei jedoch bemerkt, daß es sich bei den Gleichungen (3.12) um Diffusionsgleichungen handelt, wobei angenommen wird, daß  $\Sigma$  und  $D$  konstant innerhalb eines Ortsbereiches sind.

Das von Selengut vorgeschlagene Modell läßt sich verallgemeinert (siehe z.B. [33, 38, 39]) überall dort anwenden, wo zwischen zwei aneinanderstoßenden Medien ortsabhängige Spektren auftreten, wie z.B. für den Fall einer Brennstoffzone mit angrenzendem Reflektor.

$g_{I,II}(E)$  in (3.11) ist das Spektrum, das sich in der Mischung (Reflektor=I, Core=II) unendlich weit weg von der Grenzfläche einstellen würde. Die Neutronenbilanzgleichungen lauten dann:

$$D_I \nabla^2 \phi_I - \Sigma_{a,I} \phi_I - \Sigma_{12} \phi_I = 0$$

im Core

$$D_{II} \nabla^2 \phi_{II} - \Sigma_{a,II} \phi_{II} + \Sigma_{12} \phi_I = -q$$

(3.13)

$$D_I \nabla^2 \phi_I - \Sigma_{a,I} \phi_I + \Sigma_{21} \phi_{II} = -q$$

im Reflektor

$$D_{II} \nabla^2 \phi_{II} - \Sigma_{a,II} \phi_{II} - \Sigma_{21} \phi_{II} = 0$$

mit  $\frac{1}{D_{I,II}} = \int_0^{E_c} \frac{g_{I,II}(E)}{D(E)} dE$  ;  $\Sigma_{a,I,II} = \int_0^{E_c} g_{I,II}(E) \Sigma_a(E) dE$

$q$  = Quelle epithermischer Neutronen .

(3.13) stellt ein System gekoppelter Differentialgleichungen dar, wie es üblicherweise von Diffusionsprogrammen gelöst wird. Es ist jedoch zu beachten, daß sowohl von I nach II gestreut wird, als auch umgekehrt, d.h. (3.13) kann nur mit einem Programm gelöst werden, das Aufwärtsstreuung zuläßt.

Wenn die Absorption im Reflektor klein ist gegenüber der Coreabsorption, so werden die Neutronen, die vom Core in den Reflektor kommen, dort echt rethermalisiert, und  $\Sigma_{21}$  entspricht dem Rethermalisierungsquerschnitt, wie er von Selengut interpretiert wurde.

Im Core sind die Verhältnisse anders. Dort verändert sich das Spektrum der vom Reflektor kommenden Neutronen dadurch, daß bevorzugt niederenergetische Neutronen absorbiert werden.  $\Sigma_{12} \phi_I$  ist also die Rate, mit der Neutronen im Core aus Familie I nach II transportiert werden müssen, damit die Summe von I und II das Spektrum richtig beschreibt. Entsprechend erfolgt auch die Bestimmung von  $\Sigma_{12}$ . Ist eine Absorptionsverteilung  $A(r)$  z.B. in einer Coreplatte bekannt, so soll diese durch

$$A(r) = \Sigma_{a,I} \phi_I(r) + \Sigma_{a,II} \phi_{II}(r) \quad (3.14)$$

dargestellt werden. Sind in (3.13) alle Gruppenkonstanten bekannt außer  $\Sigma_{12}$ , so kann dieses durch Anpassen von (3.14) an das bekannte  $A(r)$  nach dem Verfahren der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt werden. Unterstellt man, daß  $\Sigma_{12}$  nur von den Eigenschaften der Corezone, d.h. Massenzahl, Absorption- und Streuquerschnitt etc. der Mischungsbestandteile, abhängt, kann die Anpassung für irgendeinen einfachen Fall durchgeführt werden, z.B. eine Plattengeometrie, wofür  $A(r)$  mit dem THERMOS-Code ausgerechnet worden war. Wie in Kapitel 3.3.7 gezeigt wird, ist  $\Sigma_{12}$  jedoch nicht ganz unabhängig von der Geometrie, insbesondere dann, wenn die Absorption in der Corezone groß ist, da dann die Form des Spektrums in der Randzone von Transporteffekten mit bestimmt wird, die in (3.13) nicht explizit berücksichtigt werden. Im Anhang 5 ist die analytische Lösung von (3.13) für Plattengeometrie angegeben. Ebenso wird dort  $\Sigma_{12}$  und  $\Sigma_{21}$  bestimmt.

Das hier beschriebene Verfahren ähnelt formell dem von Neuhold und Ott [38] angewandten "punktweise entkoppelten Modell". Dort wird der Fehler

$$\phi_{\text{exakt}}(\vec{r}, E) - \phi_v(\vec{r}, E) \quad (3.15)$$

minimalisiert durch Anpassen der Ortsverteilungsfunktionen  $\phi_i(\vec{r})$ , wobei sich die geschätzte Flußverteilung  $\phi_v(\vec{r}, E)$  aus einer Linearkombination von N Versuchsfunktionen zusammensetzt

$$\phi_v(\vec{r}, E) = \sum_{i=1}^N g_i(E) \cdot \phi_{i,v}(\vec{r}) \quad (3.16)$$

Durch Verändern der zu Anfang nur ungenau bekannten Verteilungsfunktionen  $\phi_{i,v}(\vec{r})$  wird (3.15) nach der bekannten Methode der Summe kleinster Fehlerquadrate zu einem Minimum gemacht, wobei die  $\phi_{i,v}(\vec{r})$  bestimmt werden.

In dieser Arbeit wird nur eine Gruppenkonstante, nämlich  $\Sigma_{12}$ , die den Verlauf von  $\phi(\vec{r})$  mitbestimmt, angepaßt. Beide Verfahren benötigen die Kenntnis der exakten Lösung  $\phi_{\text{exakt}}(\vec{r}, E)$  der Flußverteilung bzw. der Absorptionsverteilung in einer für das Problem repräsentativen Geometrie.

### 3.3.6 Die Kappa-Methode

Im Rahmen der Arbeiten am Deutsch-Französischen Hochflußreaktorprojekt wurde ein Verfahren entwickelt, das es gestattet, mittels einfacher THERMOS-Rechnungen Gruppenkonstanten so zu bestimmen, daß mit der Calameschen Methode  $k_{\text{eff}}$  sowie das Verhältnis von maximaler zu mittlerer Absorption im Core (der f-Faktor) mit guter Genauigkeit wiedergegeben werden können.

Dieses Verfahren geht ursprünglich auf eine Idee von L. Bregeon zurück, der vorschlug, nicht die Diffusionskonstante bzw. den Transportquerschnitt über das Spektrum zu mitteln, sondern die Relaxationslänge durch Anpassen an eine genaue Rechnung zu bestimmen. Deshalb wird das Verfahren in dieser Arbeit Kappa-Methode genannt. Im Folgenden wird gezeigt, wie diese Idee zu einer Methode verfeinert wird, welche zur Behandlung komplizierter Reaktorprobleme geeignet ist. Hierzu muß erreicht werden, daß die Absorptions- und Spaltrate, der Ausfluß und das Verhältnis von maximaler zu mittlerer Spaltrate richtig berechnet wird. Wenn in der Corezone  $\phi^+(E)$  für alle Energien flach ist, d.h. wenn alle Neutronen, die im Core entstehen, annähernd die gleiche Chance haben, eine Spaltung hervorzurufen, dann wird die Absorptions- und Spaltrate auch dann richtig berechnet, wenn anstatt ortsabhängiger Querschnitte deren Mittelwerte verwendet werden.

In den Gleichungen (3.4), (3.6) und (3.7) werden dazu die Maxwellspektren  $g(E)$  durch die tatsächlich vorhandenen ortsgemittelten Spektren ersetzt, wie sie z.B. von THERMOS berechnet werden.

$$g_{I,II}(E) = \frac{1}{R} \int_0^R \phi_{\text{exakt } I,II}(\bar{r}, E) dr. \quad (3.17)$$

Dann liefert (3.4) zwar das richtige  $k_{\text{eff}}$ , aber eine zu flache Absorptionsverteilung, da weniger Neutronen am Rand absorbiert werden, wo der wirkliche Absorptionsquerschnitt für Neutronen, die vom Reflektor kommen, größer ist, als der in der Rechnung verwendete Mittelwert.

Um zu erreichen, daß mit Gleichung (3.4) die Absorptionsverteilung bzw. der oben definierte f-Faktor richtig berechnet wird, vergleicht man den f-Faktor der exakten Lösung für eine vereinfachte Geometrie mit dem f-Faktor den (3.4) liefert.

$$f_{\text{exakt}} = \frac{\frac{1}{0,5} \int_0^{E_C} \int_{R-0,5}^R \Sigma_a(E) \phi(\vec{r}, E) dE dr}{\frac{1}{R} \int_0^{E_C} \int_0^R \Sigma_a(E) \phi(\vec{r}, E) dE dr} \quad (3.18)$$

$$f_v = \frac{\frac{1}{0,5} \int_{R-0,5}^R [\Sigma_{aI} \phi_I(r) + \Sigma_{aII} \phi_{II}(r)] dr}{\frac{1}{R} \int_0^R [\Sigma_{aI} \phi(r) + \Sigma_{aII} \phi_{II}(r)] dr} \quad (3.19)$$

und fordert, daß  $f_v = f_{\text{exakt}}$  wird. Zur Vereinfachung behandelt man die Familie I und II getrennt,  $f_{\text{exakt I}} = f_{v I}$  und  $f_{\text{exakt II}} = f_{v II}$ . Wird dies erreicht, dann gilt auch  $f_{\text{exakt}} = f_v$ . Wie diese Übereinstimmung erreicht werden kann, sei am Beispiel des unendlichen Plattenreaktors für die Familie II illustriert. Die Bilanzgleichung im Core für Neutronen, die vom Reflektor kommen, lautet:

$$D_{II,C} \nabla^2 \phi_{II}(r) - \Sigma_{a,II,C} \phi_{II}(r) = 0. \quad (3.9)$$

Diese Gleichung hat für Plattengeometrie mit

$$\nabla^2 \phi(r) = \frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} \quad \text{und} \quad \frac{\Sigma_{a,II,C}}{D_{II,C}} = \kappa_{II}^2$$

die Lösung

$$\phi_{II}(x) = A_1 e^{-\kappa_{II} x} + A_2 e^{\kappa_{II} x}. \quad (3.20)$$

Mit der Randbedingung, daß auf der Mittellinie der Platte ( $x=0$ ) die Flußverteilung eine horizontale Tangente haben soll, folgt

$$A_1 = A_2 = \frac{A}{2}$$

und

$$\phi_{II}(x) = A \cdot \cosh(\kappa_{II} x). \quad (3.21)$$



Die Größe der Proportionalitätskonstante A braucht in diesem Zusammenhang nicht bestimmt zu werden.

Dann gilt:

$$f_v = \frac{\frac{1}{0,5} \int_{d-0,5}^d \Sigma_{a,II,C} \cosh(\kappa_{II} x) dx}{\frac{1}{d} \int_0^d \Sigma_{a,II,C} \cosh(\kappa_{II} x) dx} \quad (3.22)$$

$\Sigma_{a,II,C}$  kürzt sich weg und die Gleichung kann integriert werden, so daß

$$f_v = \frac{d}{0,5} \left[ 1 - \frac{\sinh \kappa_{II} (d-0,5)}{\sinh (\kappa_{II} d)} \right] \quad (3.23)$$

Die einzigste Möglichkeit (3.23) mit  $f_{\text{exakt II}}$  in Übereinstimmung zu bringen, besteht in der Änderung von  $\kappa_{II}$ . Der so gefundene Wert bestimmt schließlich die Diffusionskonstante

$$D_{II,C} = \frac{\Sigma_{a,II,C}}{\kappa_{II}^2} \quad (3.24)$$

Diese Diffusionskonstante stimmt nicht mehr mit dem über  $\phi_{\text{exakt}}(E, \vec{r})$  gemittelten Wert überein. Bei einem stark außenmoderierten System wird aber die Leckage fast ausschließlich durch Geometrie und Diffusionskonstante des Reflektors bestimmt und nicht durch die Diffusionskonstante im Core, und damit hat diese nur einen untergeordneten Einfluß auf  $k_{\text{eff}}$ . Dies wird deutlich durch die Vergleichswerte in Tabelle 3.2. Der Fall  $n^0_5$  unterscheidet sich nur dadurch von  $n^0_6$ , daß die Diffusionskonstante im Core  $D_{I,C}=0,776$  war anstelle von  $D_{I,C}=0,513$  für den Fall  $n^0_6$ . Der Unterschied in  $k_{\text{eff}}$  beträgt jedoch nur 0,002.

### 3.3.7 Vergleich der Methoden an einem Plattenreaktor

Um die einzelnen Methoden quantitativ miteinander und mit einer "exakten" (d.h. THERMOS-) Rechnung vergleichen zu können, wurden sie auf ein unendlich ausgedehntes Gitter von Brennstoff- und Moderatorplatten angewandt. Der Gitterabstand von Mitte Brennstoffplatte zu Mitte Reflektorplatte betrug 23 cm. Die Zusammensetzung der Brennstoffplatte entsprach der des Hochflußreaktorcores, der Reflektor war  $D_2O$ .

An Hand von THERMOS-Rechnungen mit einer 6cm dicken Brennstoffplatte wurden die Spektren  $g_{I,II}(E,x)$  berechnet. Um deren starke Ortsabhängigkeit zu illustrieren, wurde die wahrscheinlichste Geschwindigkeit als Funktion von  $x$  in Abbildung 3.2 aufgetragen.

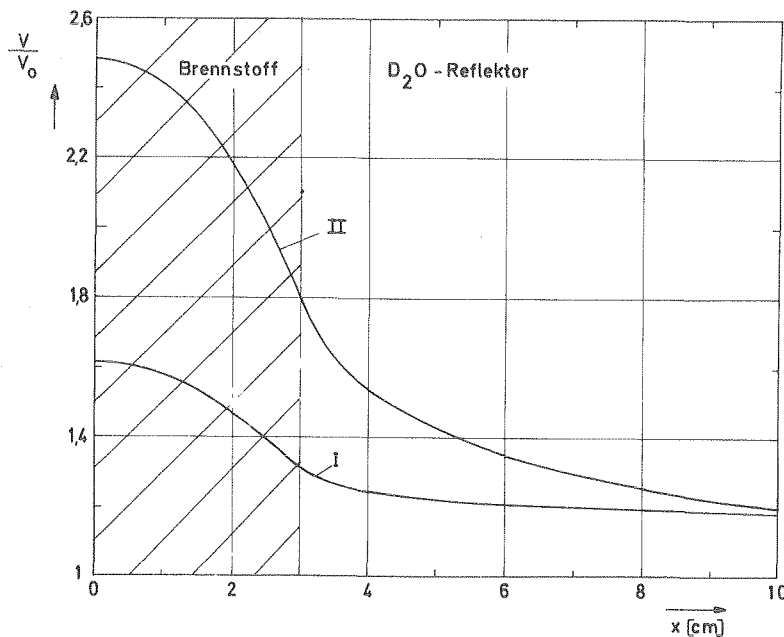


Abbildung 3.2: Verteilung der relativen wahrscheinlichsten Neutronengeschwindigkeit in einem Gitter von 6cm Brennstoffplatten- und 40cm  $D_2O$  Reflektordicke.

Mit diesen Spektren wurden die mittleren Querschnitte und die Relaxationskonstante der Kappamethode bestimmt. Ebenso wurde  $\Sigma_{12}$  der Selengutmethode mit Hilfe der von THERMOS berechneten Absorptionsverteilung gefunden. Das unendliche Corespektrum wurde ebenfalls mit THERMOS berechnet. Die Quellterme in den Gleichungen (3.5), (3.9) und (3.13) stammen aus einer 4-Gruppen-Diffusionsrechnung.

In Tabelle 3.2 sind die mittleren Absorptionsquerschnitte im Core

$$\Sigma_a = \frac{\int [\Sigma_{aI}\phi_I(x) + \Sigma_{aII}\phi_{II}(x)] dx}{\int [\phi_I(x) + \phi_{II}(x)] dx}, \quad (3.25)$$

die f-Faktoren sowie das  $k_{eff}$  einer Diffusionsrechnung mit 3 schnellen und epithermischen Gruppen zusammengestellt. Da ein Diffusionsprogramm mit Aufwirstreuung nicht zur Verfügung stand, konnte für die Selengutmethode kein  $k_{eff}$  berechnet werden. Da sie jedoch den gleichen mittleren Absorptionsquerschnitt und annähernd den gleichen f-Faktor wie THERMOS und die Kappa-Methode liefert, wird sich auch  $k_{eff}$  von Selengut- und Kappa-Methode nicht wesentlich unterscheiden. Der geringe Einfluß der Diffusionskonstante im Core wird durch den Vergleich von 5 und 6 deutlich. Die beiden Rechnungen unterscheiden sich nur durch die Größe von  $D_{I,C}$ .

N <sup>o</sup>	Methode	$\Sigma_a$	f-Faktor	$k_{eff}$
1	Maxwellspektrum	0,2805	1,71	1,025
2	Nulldimensionales Corespektrum	0,0955	1,19	0,9417
3	Calame (Maxwell- und nulldimensionales Corespektrum)	0,248	1,71	1,018
4	Selengut	0,201	1,74	(1,00) siehe Text
5	Calame (THERMOS-Spektrum)	0,201	1,52	1,002
6	Kappa-Methode	0,201	1,73	1,000
7	THERMOS	0,201	1,73	-

Tabelle 3.2: Vergleich der verschiedenen Methoden zur Bestimmung thermischer Gruppenkonstanten.

In Abbildung 3.3. und 3.4 ist die relative Absorptionsverteilung in der Brennstoffzone bzw. dem Reflektor aufgetragen. Die Methode von Selengut [4] liefert hier die Verteilung, die am besten mit den THERMOS-Werten übereinstimmt, wenn ihr auch die Kappa-Methode kaum nachsteht.

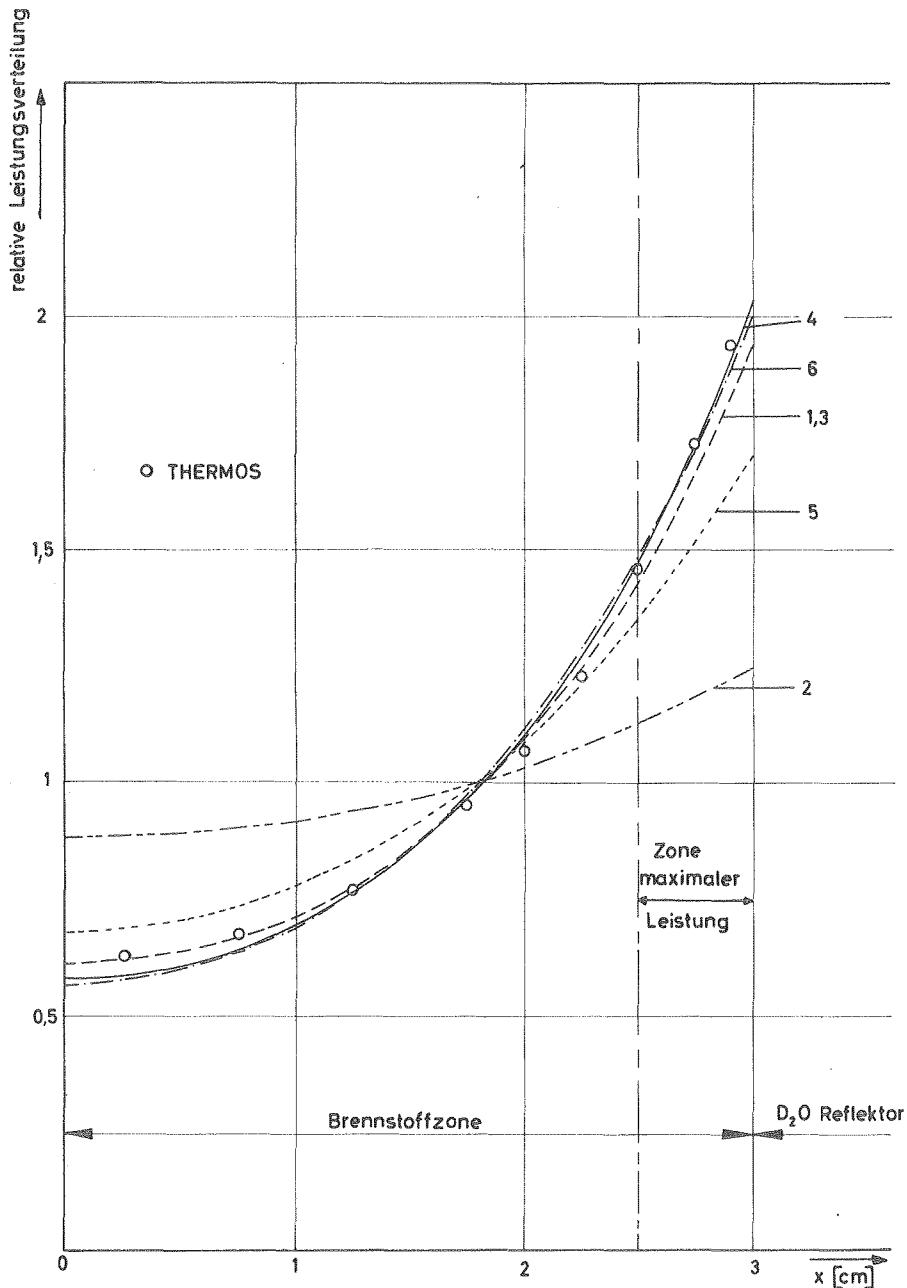


Abbildung 3.3: Relative Verteilung der thermischen Absorption in einer Brennstoffplatte, in die vom Reflektor her Neutronen einströmen. 1= Maxwellspektrum, 2= null-dimensionales Spektrum, 3= Calame, 4= Selengutsche Methode, 5= Calame mit THERMOS-Spektrum, 6 Kappa-Methode.

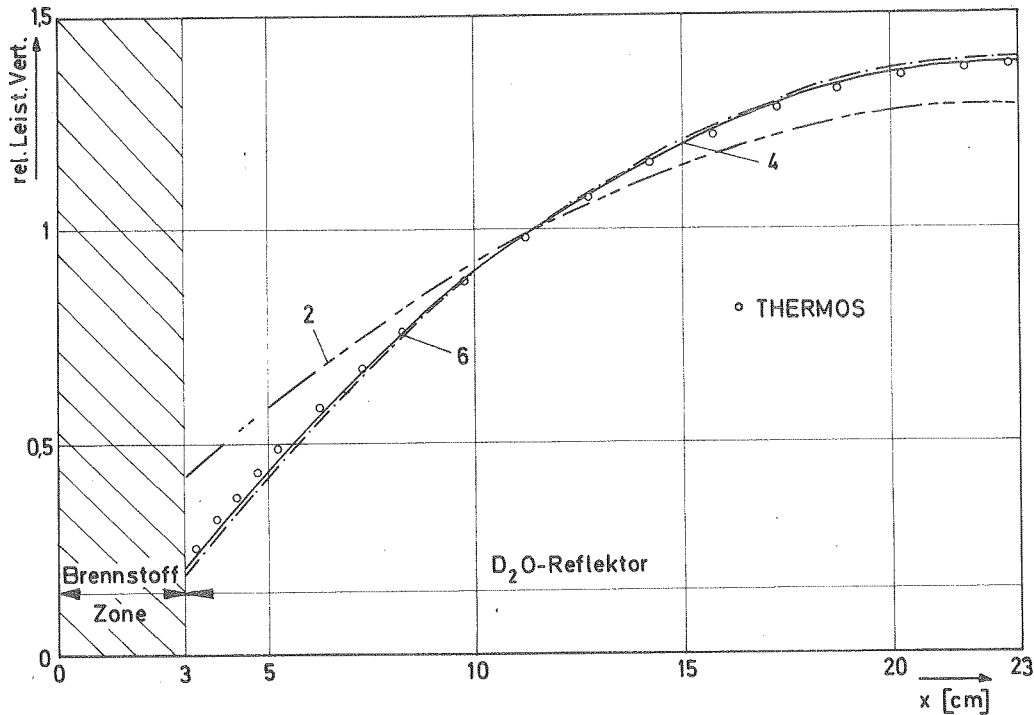


Abbildung 3.4: Relative Verteilung der thermischen Absorption im  $D_2O$ -Reflektor. 2= nulldimensionales Spektrum, 4= Selengut, 6= Kappa-Methode. Maxwell (1) und Calame (3.u.5) liefern fast die gleichen Kurven wie 6 und werden deshalb weggelassen.

Schließlich soll festgestellt werden, wie stark sich die Geometrie auswirkt, in der die Gruppenkonstanten für Selengut- und Kappa-Methode ermittelt wurden.

Hierzu wurde ein unendliches Plattengitter berechnet, bei dem die Brennstoffplatten 18cm dick waren, der Gitterabstand war 23cm, und  $D_2O$  befand sich zwischen den Platten.  $D_{I,II}$  und  $\Sigma_{I,II}$  für die Kappa-Methode und  $\Sigma_{21}$  für die Selengut-Methode waren jedoch die gleichen wie oben bei der 6cm dicken Platte. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt.

Das Selengutsche Modell liefert einen gut mit THERMOS übereinstimmenden mittleren Absorptionsquerschnitt. Der f-Faktor jedoch ist 8% zu groß. Die Absorptionsverteilung ist im Vergleich mit THERMOS in Abbildung 3.5 aufgetragen.

N <sup>o</sup>	Methode	$\Sigma_a$	f-Faktor
4	Selengut	0,1436	4,02
6	Kappa	0,188	4,22
7	THERMOS	0,1485	3,70

Tabelle 3.3: Vergleich von Selengut- und Kappa-Methode mit THERMOS für eine 18cm dicke Platte.  $\Sigma_{12}$  für die Selengut-Methode und  $D_{I,II}, \Sigma_{a,I,II}$  der Kappa-Methode waren mit Hilfe des ortsabhängigen Spektrums in einer 6cm dicken Platte berechnet worden.

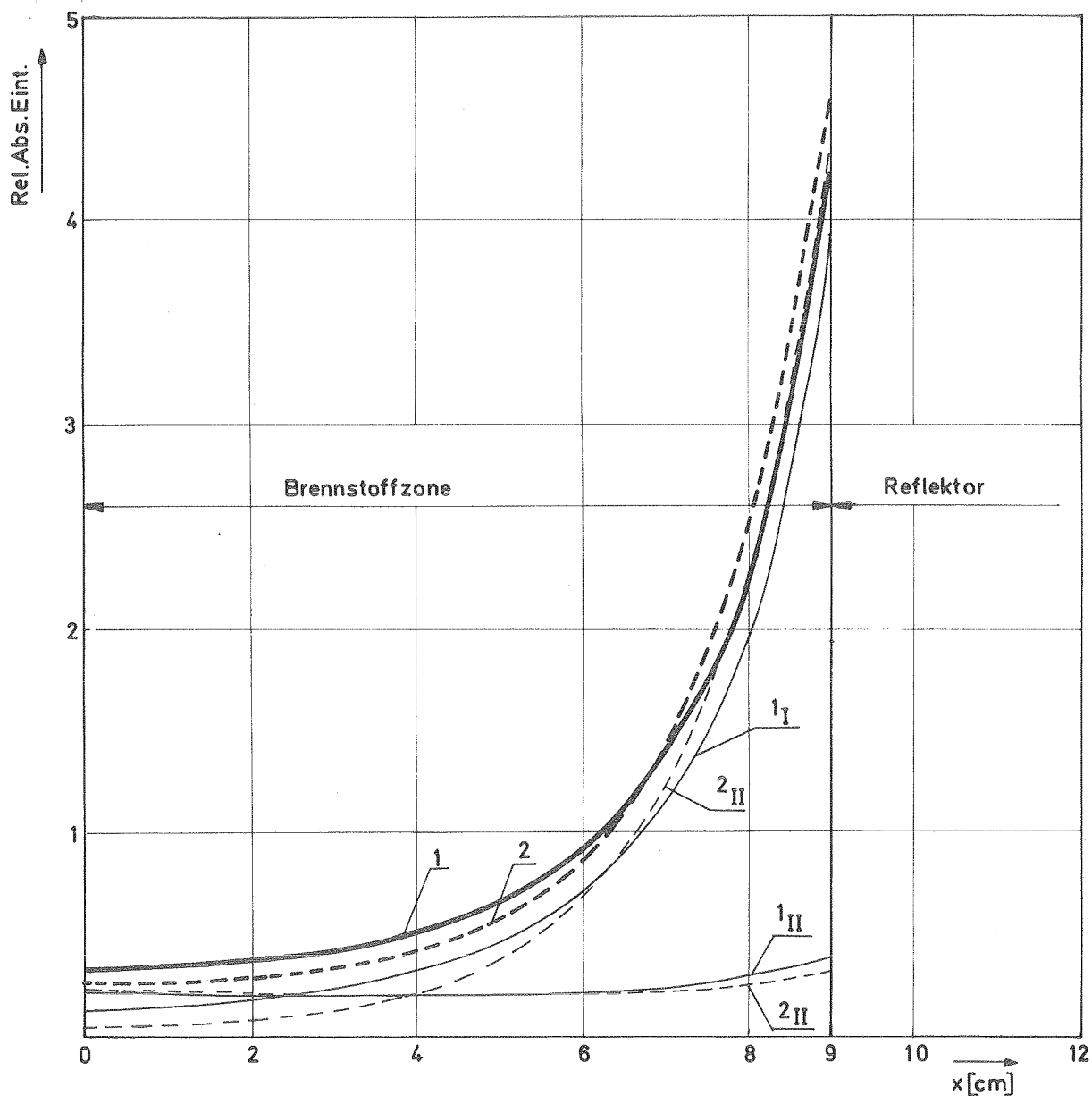


Abbildung 3.5: Absorption in einer 18cm dicken Brennstoffplatte nach THERMOS ( $1=1_{I}+1_{II}$ ) und Selengut ( $2=2_{I}+2_{II}$ )

Zu beachten ist das Ansteigen der Absorptionsrate am Rand für die Familie II, das durch das Selengut-Modell zumindest qualitativ richtig wiedergegeben wird. Die Kappa-Methode kann das nicht, da dort die Absorptionsverteilung im Core

$$\Sigma_{aII} \phi_{II}(x) = A \cdot \Sigma_{aII} \cos \kappa_{II} x$$

eine monoton zum Plattenrand abfallende Funktion ist. Daraus folgt, daß die Kappa-Methode nur dort gute Ergebnisse liefert, wo der Anteil der Familie II an der Gesamtabsorption klein ist, bzw. dort, wo die tatsächliche Absorptionsverteilung durch die analytische Lösung gut approximiert werden kann.

Prinzipiell ist die Selengut-Methode für das vorliegende Problem das geeignetste der untersuchten Verfahren. Sie hat jedoch den Nachteil, daß zu ihrer Anwendung ein Diffusionsprogramm mit Aufwärtsstreuung zur Verfügung stehen muß. Die Kappa-Methode hat diese Einschränkung nicht, sie liefert insbesondere für dünne Brennstoffzonen sehr gute Ergebnisse. Für beide Methoden müssen die Gruppenkonstanten  $\Sigma_{12}$  bzw.  $\kappa$  an Hand eines genauen ortsabhängigen Spektrums bestimmt werden. Die Geometrie, in der das Spektrum berechnet wird, muß möglichst gut mit der wirklichen Geometrie des Reaktors übereinstimmen. Für die weiteren Untersuchungen wurde ausschließlich die Kappa-Methode angewendet.

### 3.3.8 Die Anwendung der Kappa-Methode auf komplizierte Geometrie

Ebenso wie für Plattengeometrie kann die Kappa-Methode überall dort angewendet werden, wo sich die thermische Flußverteilung als eine Linearkombination der Verteilungsfunktionen von N verschiedenen Neutronenfamilien darstellen läßt. Jede der Familien sei charakterisiert durch das Gebiet, in dem eine Quelle epithermischer Neutronen existiert, wodurch das Spektrum innerhalb der Gruppe bestimmt wird. Zur Darstellung der Absorptionsverteilung in einem Hohlzylindercore wurde folgende Form gewählt:

$$A(\bar{r}) = \sum_{a,I} \phi_I(\kappa_I, r) + \sum_{a,II} \phi_{II}(\kappa_{II}, r) + \sum_{a,III} \phi_{III}(\kappa_{III}, r), \quad (3.26)$$

wobei  $\phi_I$ ,  $\phi_{II}$ ,  $\phi_{III}$  die Flüsse sind, die sich einstellen auf Grund der Moderation epithermischer Neutronen nur in der Brennstoffzone, nur im Außenreflektor bzw. nur im Innenreflektor.

Der Rechengang zur Bestimmung der thermischen Gruppenkonstanten läuft nach folgenden Schemen ab:

Eine zweidimensionale Diffusionsrechnung mit einer Gruppeneinteilung wie in 3.1 und geschätzten thermischen Gruppenkonstanten (z.B. Maxwelldaten), dient dazu, die radiale Quellverteilung in der Mittelebene des Reaktors

$$q(r) = \sum_{\text{epi} \rightarrow \text{therm}} (r) \phi^{\text{epi}}(r) \quad (3.27)$$

zu gewinnen. Diese wird in drei THERMOS-Rechnungen verwendet, deren Geometrie einem Horizontalschnitt durch den Reaktor entspricht (siehe Abbildung 3.6).

Für jede Familie wird in jeder Zone  $\Sigma_a$ ,  $\Sigma_f$  und D als Mittelwert über das Spektrum gebildet. In der Corezone wird der Wert von Kappa für die Familien II und III so bestimmt, daß der f-Faktor, für jede Familie einzeln mit THERMOS und mit Diffusionstheorie berechnet, den gleichen Wert ergibt.

$$\left( \frac{A_{\text{max}}}{A} \right)_{\text{THERMOS}}^{\text{II}} = \frac{r_a - r_i}{\Delta r} \frac{\int_{r_i}^a \Sigma_{a,II} \phi_{II}(\kappa_{II}, r) dr}{\int_{r_i}^a \Sigma_{a,II} \phi_{II}(\kappa_{II}, r) dr} \quad (3.28)$$

$r_a$  = Außenradius

$r_i$  = Innenradius

$\Delta r$  = Heißkanalbreite

und entsprechend für Familie III.

$\phi_{II}(\kappa_{II})$  und  $\phi_{III}(\kappa_{III})$  sind Lösungen von Gleichung (3.9) im Corebereich. Diese Lösungen können in vielen Fällen analytisch (wie oben für die Platte) oder mit Hilfe eines Diffusionsprogramms gefunden



werden. Aus  $\kappa_{II}$  und  $\kappa_{III}$  werden mit  $\Sigma_{a,II}$  und  $\Sigma_{a,III}$  die Diffusionskonstanten  $D_{II}$  und  $D_{III}$  in der Corezone bestimmt.

In der endgültigen Diffusionsrechnung werden die Neutronen der Familie I, II und III als Energiegruppe 4, 5 und 6 eingeführt. Diese Gruppen überlappen sich in der Energie, und es finden keine Neutronenübergänge zwischen ihnen statt.

Das Ergebnis einer Anpassung für ein Hohlzylindercore ist in Abbildung 3.7 aufgetragen. Bei allen drei Familien läßt sich deutlich der Einfluß der Rethermalisierung sehen, wodurch an der quellfernen Seite der Brennstoffschicht bei Gruppe 5 und 6 (entspricht Familie II und III) die Absorption ansteigt. Bei Gruppe 4 (Familie I) ist der gleiche Effekt wie in Abbildung 3.5 zu beobachten, jedoch sehr viel schwächer, da die Zone dünner ist. Die Spektrumserweichung durch Rethermalisierung kann mit der Kappa-Methode nicht berücksichtigt werden, deshalb wird der f-Faktor um 4,3% zu niedrig berechnet.

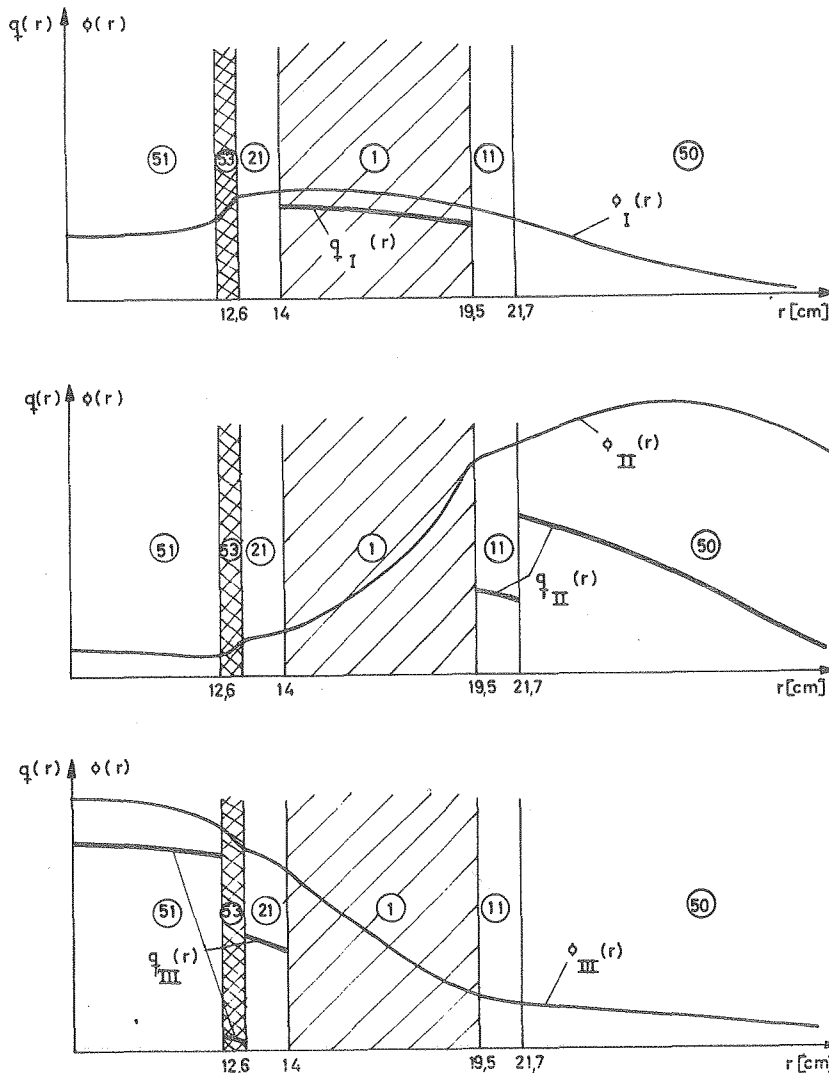


Abbildung 3.6:

Geometrie und Quellverteilung zur Bestimmung thermischer Gruppenkonstanten. Familie I=Quelle in der Brennstoffzone, Familie II=Quelle im Außenreflektor, Familie III=Quelle im Innenreflektor. (1=Core, 11=Außentank, 21=Innentank, 50=D<sub>2</sub>O Reflektor außen, 51=D<sub>2</sub>O-Reflektor innen, 53=Ni-Regelstab)

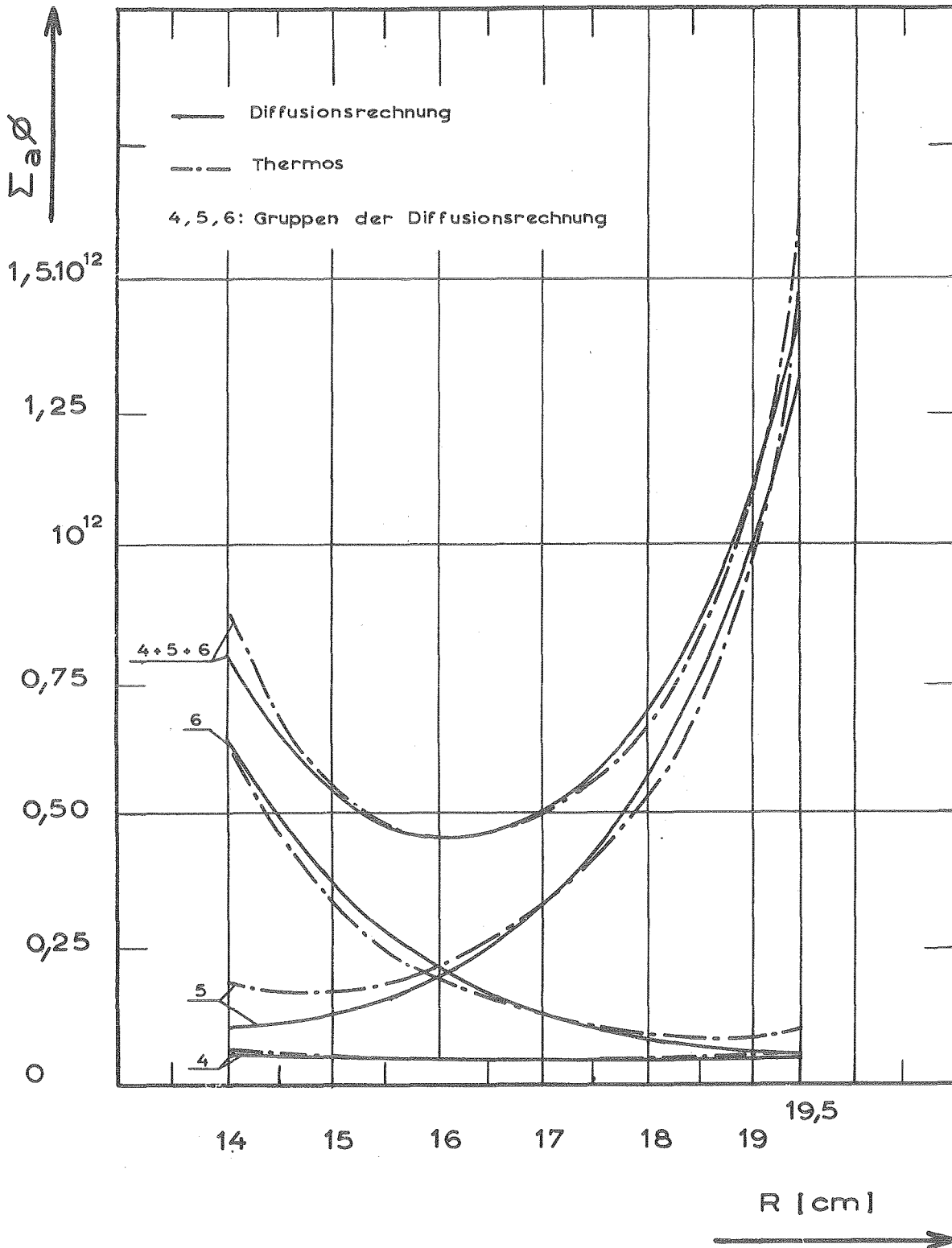


Abbildung 3.7: In einem unendlichen Hohlzylinder wurde die Absorptionsverteilung mit THERMOS und nach der Kappa-Methode berechnet. Die Diffusionsgruppen 4, 5 und 6 entsprechen den Neutronenfamilien I, II und III.

Bisher wurden nur eindimensionale Geometrien behandelt. Das Hochflußreaktorcore hat jedoch eine endliche Höhe, und es ist zu erwarten, daß die Leistungsspitzen an den Coreenden besonders stark ausgeprägt sind und daß das  $\kappa$  für die Neutronen, die von den Enden her in axialer Richtung in das Core einströmen, anders ist als für den radialen Einstrom. Nun hat man in axialer Richtung ähnliche Verhältnisse wie bei dem Problem des Wasserspalts im Brennelementgitter, d.h. die Neutronen, die vom Ende kommen, haben einen weit geringeren Einfluß als die, die im Core moderiert werden oder radial einströmen, und der Vergleich von Rechnung und Experiment (siehe Kapitel 6.) zeigt, daß mit den in eindimensionaler Geometrie gewonnenen Gruppenkonstanten in einer zweidimensionalen Diffusionsrechnung die Leistungsverteilung an den Coreenden mit genügender Genauigkeit berechnet werden kann.

In Geometrien, wo der axiale Einstrom von größerer Bedeutung ist, muß für ihn eine zusätzliche Gruppe definiert werden, deren Konstanten in der oben beschriebenen Weise bestimmt werden können.

#### 3.4. Der Disadvantagefaktor im Core

Da die Corezone aus Brennstoffplatten aufgebaut ist, zwischen denen sich Wasser befindet, das viel weniger absorbiert als das Uran, bildet sich eine Feinstruktur aus, so daß der Fluß in der Platte niedriger ist als im Spalt. Befindet sich im Wasser gelöst ein Absorber zur Reaktivitätskontrolle, wie z.B. Bor-10 beim kritischen Experiment FOEHN (siehe Anhang 2), so wird die Absorberreaktivität unterschätzt, wenn man diesen mit dem Brennstoff homogenisiert.

Dieser Effekt wurde in der Diffusionsrechnung berücksichtigt, indem die Borabsorption mit einem Faktor  $g$  multipliziert wurde, der sich folgendermaßen erklärt:

$$k_{\text{eff}} \sim \frac{\Sigma_f \phi_p}{\Sigma_{a,p} \phi_p + \Sigma_{a,B} \phi_B} \quad (3.29)$$

$$k_{\text{eff}} \sim \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{a,p} + \Sigma_{a,B} \frac{\phi_B}{\phi_p}} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{a,p} + \frac{1}{g} \Sigma_{a,B}} \quad (3.30)$$

mit  $\Sigma_{a,p}$  = Absorptionsquerschnitt der Brennstoffplatte

$\Sigma_{a,B}$  = Absorptionsquerschnitt des Bor,

$\phi_p$  = Fluß in der Platte,

$\phi_B$  = Fluß im Bor (im  $D_2O$ -Spalt),

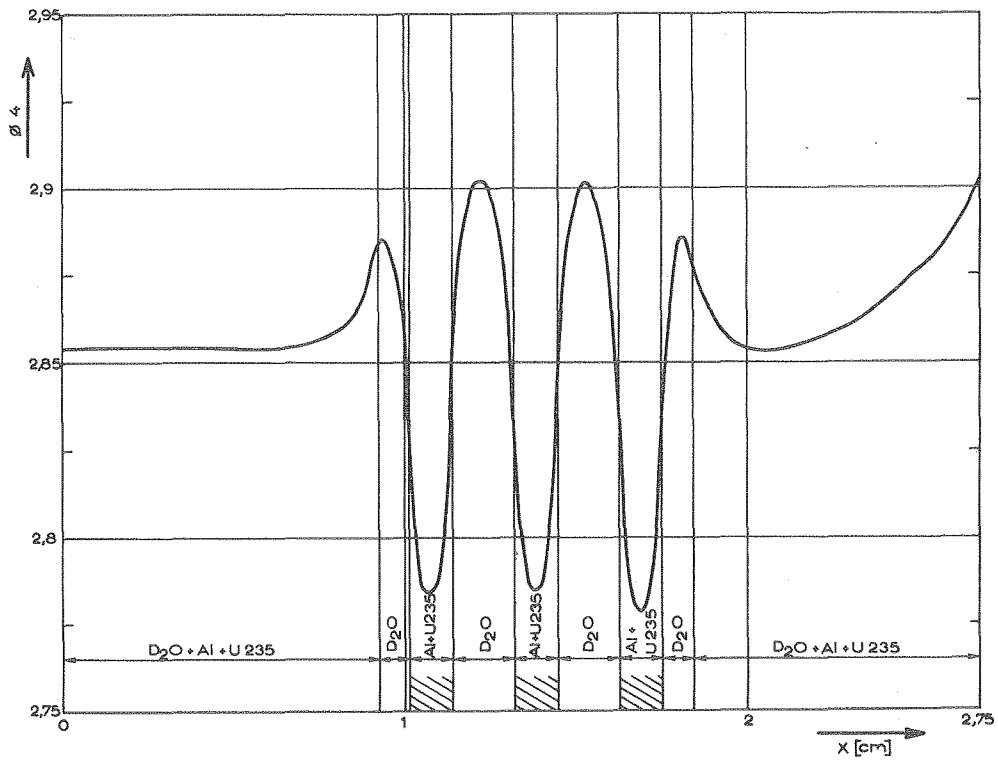
$g$  =  $\phi_p / \phi_B$ .

In der homogenen Mischung wird die Borreaktivität also um den Faktor  $g$  unterschätzt.

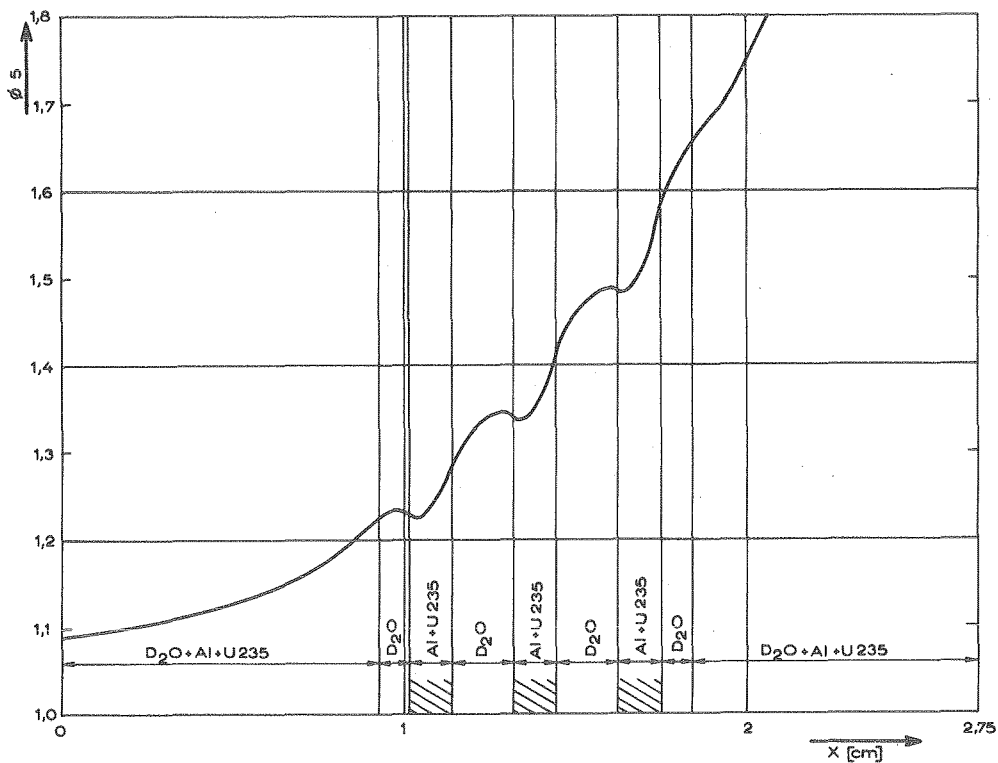
Die Berechnung von  $g$  ist im vorliegenden Fall nicht einfach, da der Fluß im Core nicht überall isotrop ist und die Stärke der Anisotropie sich mit dem Radius ändert. Dies rührt daher, daß praktisch alle thermischen Neutronen vom Reflektor her in das Core strömen und zusätzlich sich noch die Orientierung der Platten gegenüber dem Flußgradienten mit dem Radius ändert.

Mit dem Programm THERMOS wurde die Feinstruktur des Flusses an drei zylindrischen Platten berechnet. Sie ist in den Abbildungen 3.8 und 3.9 dargestellt, zusammen mit dem Geometrieschema der Rechnung. Es ergibt sich

$$g_{\text{THERMOS}} = 0,969.$$



**Abbildung 3.8:** Feinstruktur des Neutronenflusses der Gruppe 4 an drei einzelnen Brennstoffplatten.



**Abbildung 3.9:** Feinstruktur des Neutronenflusses der Gruppe 5 an drei einzelnen Brennstoffplatten. Es ist zu beachten, daß der Ordinatenmaßstab sehr viel kleiner ist als bei Abbildung 3.6.

Für den isotropen Fluß in einem unendlich ausgedehnten Plattengitter kann man  $g$  leicht nach der integralen Transporttheorie berechnen  $\sqrt{40}$ . Es ergibt sich

$$g_{\text{isotrop}} = 0,947.$$

Der wirkliche Wert wird zwischen den beiden liegen. Es wurde jedoch  $g_{\text{THERMOS}}$  verwendet, so daß die Rechnung die Tendenz hat, die Borreaktivität zu überschätzen.

### 3.5. Gruppenkonstanten für die Festborzonen

Die Festborzonen an den Coreenden (siehe Anhang 1) stellen für die Behandlung nach der Diffusionstheorie ein noch größeres Problem als die Brennstoffzone dar. Ihre Absorption ist noch größer, und die Flußabsenkung in den Platten ist viel ausgeprägter, da die Bor-Aluminium-Platten einen etwa 2,3 mal größeren Absorptionsquerschnitt haben als die Brennstoffplatten. Durch die komplizierte, echt dreidimensionale Geometrie ist es schwierig, das Spektrum richtig zu erfassen und den Diffusionskoeffizienten so zu bestimmen, daß er die Flußverteilung in der Borzone richtig wiedergibt, wenn man nur über ein eindimensionales Thermalisierungsprogramm verfügt.

Die schnellen und epithermischen Gruppenkonstanten werden mit MUFT IV gemäß Kapitel 3.2. bestimmt. Die thermischen Konstanten wurden mit THERMOS in Plattengeometrie berechnet. Die Borzone war 3 cm dick und enthielt Bor-10, Aluminium und Schwerwasser in homogener Mischung, rechts war sie von 50 cm  $D_2O$  reflektiert, links schloß sich eine Zone an, die die Strukturmaterialien zwischen Festbor und Brennstoff simuliert und daran eine Brennstoffschicht, die links von 10 cm  $D_2O$  reflektiert war (siehe Abbildung 3.10). Die Dicke der Brennstoffplatte war so gewählt, daß die Neutronen, die im linken  $D_2O$ -Reflektor entstehen, nachdem sie die Brennstoffschicht durchquert haben, das gleiche Spektrum haben wie das mittlere Spektrum der Neutronen der 5. und 6. Gruppe im Core, d.h., daß ihre Energie der der Neutronen entspricht, die vom Reflektor und von der Flußfalle kommend, von der Brennstoffseite her in die Borzonen eindringen. Die Quellverteilung entsprach der axialen Verteilung des epithermischen Flusses (Gruppe 3) auf dem Radius  $R = (R_a + R_1)/2$  einer zweidimensionalen Diffusionsrechnung. Für Gruppe 4 befand sich die Quelle im Brennstoff und in den Borzonen, für Gruppe 5 (= Gruppe 6) im  $D_2O$  des Reflektors. Diese Rechnung liefert ein über den Fluß und die Zone gemitteltes  $\Sigma_{a,0}$  der Borzone.

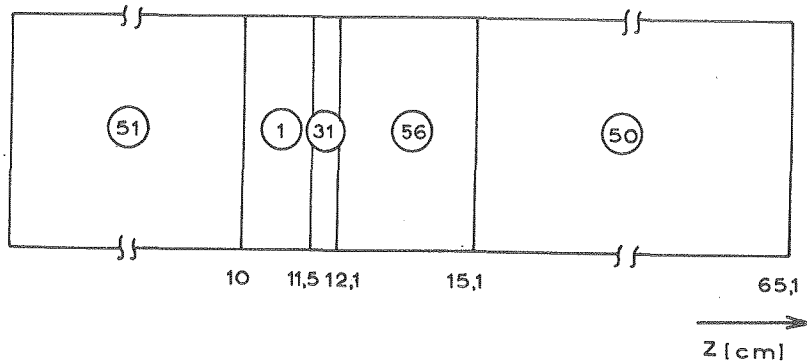


Abbildung 3.10: Geometrieschema zur Berechnung der thermischen Gruppenkonstanten in den Festborzonen. 1 = Core, 31 = Strukturmaterial, 56 = Festbor, 50 = Außenreflektor ( $D_2O$ ), 51 = Innenreflektor ( $D_2O$ ).

Mit diesem Resultat wurde der Disadvantagefaktor in den Borplatten berechnet nach der aus der Sondentheorie bekannten Beziehung  $\sqrt{41}$ :

$$g_o = \frac{\phi_o}{\phi_{\text{Platte}}} = \frac{1 - 2 \cdot E_3(d \cdot \Sigma_a)}{2 \cdot d \cdot \Sigma_a}, \quad (3.18)$$

- $E_3$  = Exponentialintegral dritter Ordnung,
- $d$  = Plattendicke,
- $\Sigma_a$  = Absorptionsquerschnitt in der Platte.

Jetzt wird die THERMOS-Rechnung wiederholt, wobei die homogene Borkonzentration geändert wird:

$$N_1(B^{10}) = N_o(B^{10}) \cdot g_o.$$

Damit ergibt sich ein effektiver Absorptionsquerschnitt  $\Sigma_{a,1}$ , mit dem  $g_1$  berechnet werden kann und so fort, bis das Verfahren konvergiert.

Der Diffusionskoeffizient der 4. Gruppe ist der direkt von THERMOS ermittelte

$$D = \frac{1}{3 \cdot \Sigma_{tr}}.$$

Für die 5. Gruppe (= 6. Gruppe) wird  $D$  so bestimmt, daß eine Diffusionsrechnung in der gleichen Geometrie wie die THERMOS-Rechnung den gleichen Quotienten,

$$\frac{\text{Absorption am Außenrand}}{\text{mittlere Absorption in der Borzone}}$$

ergibt.

#### 4. Organisatorischer Ablauf bei der Berechnung des Reaktors

Ausgehend von der wirklichen Reaktorgeometrie, wird ein für die Diffusionsrechnung geeignetes Modell entworfen, und die Teilchenzahlen der einzelnen Regionen werden berechnet. Die Gruppenkonstanten der Gruppen 1 bis 3 werden mit MUFT-IV berechnet, die thermischen Gruppenkonstanten mit THERMOS, wobei eine repräsentative eindimensionale Geometrie gewählt wird, z.B. ein Horizontalschnitt in der Mittelebene des Reaktors. Spielt die Mikrostruktur des Flusses eine Rolle, so wird der zugehörige Disadvantagefaktor in einer adäquaten Zellrechnung bestimmt, um die effektiven Teilchenzahlen zu bestimmen. Mit den so gewonnenen Gruppenkonstanten wird eine zweidimensionale Diffusionsrechnung gemacht, die die Verteilung von Neutronenfluß und Leistung liefert. Am  $f$ -Faktor muß eventuell noch eine Korrektur angebracht werden (siehe 3.3.9). Das  $k_{\text{eff}}$  wird korrigiert um den Fehler, der durch die Nichtberücksichtigung der Geometrie bei der Berechnung der schnellen und epithermischen Gruppenkonstanten gemacht wurde. Dieser Korrekturfaktor wird aus einer Differenzrechnung gewonnen, wie in 3.2. beschrieben. Abbildung 3.11 zeigt den Rechenablauf als Blockschaltbild.

#### 5. Die Berechnung dreidimensionaler Anordnungen von Sicherheitsstäben

##### 5.1 Problemstellung

Üblicherweise wird in thermischen Reaktoren die Kettenreaktion dadurch unterbrochen, daß man Absorberstäbe oder -platten in den Reaktor einbringt. Damit die Absorber möglichst wirksam sind, sollen sie in ein Gebiet hoher Importanz, d.h. im allgemeinen in das Core eingefahren werden.

Beim Hochflußreaktor besteht das Core aus einem einzigen Element, so daß es technisch nicht möglich ist, dort Stäbe unterzubringen, ebenso ist das Innenloch bereits durch den Regelstab besetzt. Da der größte Teil der die Ketten-



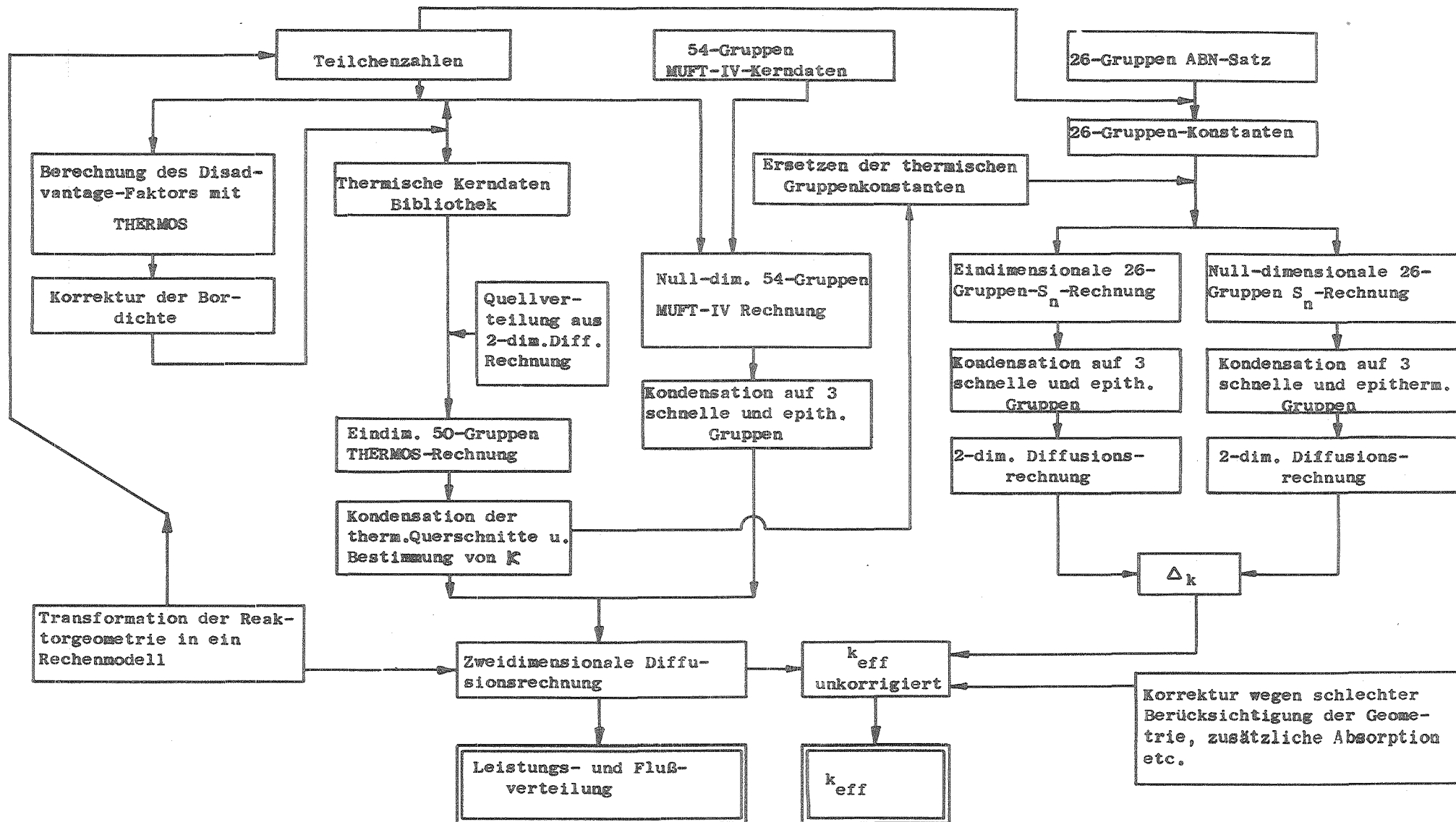


Abbildung 3.11: Blockschaltdarstellung des Verfahrens zur Berechnung des Hochflußreaktors

reaktion aufrechterhaltenden Neutronen jedoch vom Reflektor herkommt, liegt es nahe, diesen durch einen Neutronen absorbierenden Schirm vom Core zu entkoppeln, wenn man den Reaktor abschalten will. Am effektivsten wäre dies durch einen Hohlzylinder zu bewerkstelligen, der während des Reaktorbetriebes im oberen Reaktorteil festgehalten wird und der sich zum Abschalten so über das Core stülpt, daß er es radial vollständig umhüllt und damit den im Reflektor moderierten Neutronen den Weg zurück zum Core verwehrt. Die Reaktivität eines solchen Schirmes läßt sich anhand des Flußschemas in Abbildung 21 leicht abschätzen: Sie betrüge etwa 33 000 pcm, da ca 33 % der Neutronen absorbiert würden. Leider läßt sich diese Idee nicht verwirklichen, erstens aus Platzgründen, zweitens soll der Reaktor so schnell als möglich abgeschaltet werden, und es ist schwierig, einen solchen Zylinder bei hohen Beschleunigungen exakt zu führen, und drittens werden aus Sicherheitsgründen mehrere unabhängig voneinander funktionierende Abschaltorgane gefordert.

Deshalb teilt man den Zylinder in einzelne Stäbe auf, die möglichst nahe am Core von oben in den Reflektor eingeschossen werden und so eine Art semi-transparenten Vorhang zwischen Core und Reflektor bilden. In ausgefahrener Stellung ist ihr unteres Ende ca 40 cm über der Coreoberkante, in eingefahrenem Zustand schließt es mit der Coreunterkante ab. Wegen Einbauschwierigkeiten sind die Stäbe leicht gegen die Coreachse geneigt und mehr oder weniger unregelmäßig über den Umfang verteilt. Der Absorberteil besteht aus einer 80-Ag-15-In-5-Cd-Legierung, die gute Korrosions- und mechanische Eigenschaften mit hoher Neutronenabsorption verbindet. Es sollen 5 Stäbe mit 10 cm Außendurchmesser und 0,4 cm Wandstärke verwendet werden, die so lang sind, daß der Absorberteil im eingefahrenen Zustand noch über den  $D_2O$ -Tank herausragt.

Es soll nun eine Methode entwickelt werden, die es erlaubt, die Reaktivität einzelner Stäbe sowie der Gesamtheit in verschieden weit eingefahrenem Zustand zu bestimmen.

## 5.2 Methoden der Literatur

### 5.2.1 Randbedingungen

Da zum Abschalten thermischer Reaktoren im allgemeinen stark absorbierende Materialien mit geringer räumlicher Ausdehnung verwendet werden, ist die Diffusionstheorie auf sie nicht ohne weiteres anwendbar. Man kann dieses Problem umgehen, indem man die Stäbe als nicht diffundierende Zonen in die Diffusionsrechnung einführt und geeignete Randbedingungen an deren Oberfläche einführt. Eine große Zahl von Autoren hat sich mit diesem Problem

befasst [42, 43, 44, 45, 46, 47]. Für eine "schwarze" Platte (z.B. Kadmium) gilt die bekannte Bedingung

$$\frac{1}{\phi} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{1}{0,7104 \cdot \lambda_{tr}} \quad (5.1)$$

und die Extrapolationslänge, an der der Fluß verschwindet

$$d = 0,7104 \cdot \lambda_{tr} \quad (5.2)$$

Für gekrümmte Flächen ergeben sich Korrekturen, so daß für einen unendlich langen Zylinder mit dem Radius  $r$  nach [47] gilt:

$$\frac{d}{\lambda_{tr}} = \frac{0,7104 \frac{2 \cdot r}{\lambda_{tr}} + 1,0804}{\frac{2 \cdot r}{\lambda_{tr}} + 0,8103} \quad (5.3)$$

Diese Formel wurde empirisch ermittelt.  $\lambda_{tr}$  ist die Transportweglänge des umgebenden Mediums.

Ist der Stab nicht schwarz sondern "grau", d.h. ist sein Albedo größer Null, so kann  $d$  ebenfalls nach [47] bestimmt werden

$$d_{\text{grau}} = d_{\text{schwarz}} + \frac{4(1-\beta)}{3\beta} \cdot \lambda_{tr} \quad (5.4)$$

$\beta$  = Schwärze des Stabes ist in [44] als Funktion der Absorptions- und Transportquerschnitte des Stabmaterials tabelliert.

Die Schwärze des Absorbers kann auch, wie G.H. Kear [46] gezeigt hat, durch eindimensionale Zellrechnungen in ähnlicher Weise bestimmt werden, wie sie in dieser Arbeit angewandt wurden, um die Konstante des Nickelstabes zu berechnen.

### 5.2.2 Berechnungsmethoden für Absorberstäbe

In der frühen Literatur, z.B. [48], werden Absorberstäbe so behandelt, daß durch ihre Anwesenheit zusätzliche Grenzbedingungen in die Reaktorgleichung (1.1) eingeführt werden. Unter der Annahme der Separierbarkeit des Flusses nach allen drei Ortskoordinaten führt dies zu relativ einfachen Lösungen. Wird die Geometrie komplizierter und ist die Annahme der Separierbarkeit des Flusses nicht mehr realistisch, so versagt diese Methode.

Ruft der Absorberstab nur eine kleine, lokale Störung in der Flußverteilung hervor, so läßt sich seine Reaktivität oft zufriedenstellend nach der Störungstheorie berechnen [49].

Ausführliche Untersuchungen wurden zu Hurwitz' Absorptionsflächenmethode [50] durchgeführt [51, 52]. Bei dieser Methode wird angenommen, daß sich in jedem Stab eine Fläche senkrecht zur Stabachse definieren läßt, in der die Neutronen abgebremst werden, die später im Stab absorbiert werden. Dies ist mit einiger Genauigkeit nur für große Reaktoren annähernd homogener Zusammensetzung möglich, nicht jedoch für den Hochflußreaktor mit kleinem Core und externer Moderation.

Kear und Rudermann [46] führten einen detaillierten Vergleich von Experiment und Rechnung für Abschaltstäbe durch, die vollständig in den Reaktor eingefahren waren. Die Berechnung geschah mit zweidimensionaler Multigruppen Diffusionstheorie, wobei die Stäbe als nichtdiffundierende Zonen mit Randbedingungen behandelt wurden. Die axiale Richtung wurde durch ein gemessenes Buckling angenähert. Die Randbedingungen waren mit Zellrechnungen nach der  $P_N$ -Näherung bestimmt worden. Die Ergebnisse zwischen Rechnung und Messung stimmten in einigen Fällen gut überein, in anderen, insbesondere für  $D_2O$ - und Graphit-moderierte Reaktoren ergaben sich große Differenzen, die zum Teil auf die nur ungenau bekannten kinetischen Konstanten (prompte Lebensdauer und  $\beta_{eff}$ ) zurückzuführen sind, da die Messungen nach der Methode der gepulsten Neutronenquelle gemacht worden waren und die gemessenen  $\alpha$ -Werte (Zerfallskonstante des prompten Neutronenfeldes) mit  $\alpha$ -Werten verglichen wurden, die durch  $1/v$ -Absorberentzug in der Rechnung ermittelt worden waren. Die Methode von Kear läßt sich außerdem nicht auf teilweise eingefahrene Stäbe anwenden.

A.F. Henry [53] stellt die in Bettis Atomic Laboratory benutzten Methoden zur Berechnung von Regelstäben zusammen. Sehr ausführlich wird das Problem der Beeinflussung des Spektrums in dem Material, das den Stab umgibt, diskutiert. Es werden Methoden angegeben, die es erlauben, mit Hilfe von Zellrechnungen (z.B. in  $P_N$ -Näherung) adäquate Randbedingungen für den Stab zu finden, die aus dem Verhältnis Nettostrom zu Nettofluß der Zellrechnung bestimmt werden, oder, wenn das Stabmaterial genügend gut diffundierend ist, effektive Gruppenkonstanten für den Stab zu berechnen, ähnlich der Art, wie die Gruppenkonstanten für den Regelstab des Hochflußreaktors bestimmt wurden (siehe

Kapitel 3). Für Fälle, in denen die Stabgeometrie nicht explizit in der Diffusionsrechnung des gesamten Reaktors beschrieben werden kann, sei es, daß jener geometrisch zu kompliziert sei, sei es, daß nicht genügend Maschenpunkte zur Verfügung stehen, wird vorgeschlagen, in einer Zellrechnung den Stab so zu homogenisieren, daß er als geometrisch einfache diffundierende Region in die Diffusionsrechnung des Reaktors eingeführt werden kann.

Es werden keine Lösungsmethoden angegeben, mit denen echt dreidimensionale Probleme behandelt werden können (außer mit dreidimensionalen Diffusionsprogrammen, was aber in der Praxis nur in Ausnahmefällen angewandt werden kann, da im allgemeinen die Speicherkapazität der Rechenmaschinen für realistische Probleme nicht ausreicht).

Leistungsreaktoren werden oft nicht durch das Verfahren einzelner Absorberstäbe, sondern von Regel- oder Abschaltstabbänken geregelt, d.h. Stäbe die kranzförmig im Reaktor angeordnet sind, tauchen mehr oder weniger tief in das Core ein. Spinks 54 schlägt vor, dieses echt dreidimensionale Problem derart in ein zweidimensionales umzuformen, indem man in der Rechnung die Stäbe zu horizontal um die Reaktorachse liegenden Thoren umformt, mit der Vorschrift, daß die Thoren den gleichen Abstand wie die Stäbe haben, daß ihr mittlerer Radius gleich dem mittleren Radius des Stabkranzes ist und daß die abgerollte Länge aller Thoren gleich der Gesamtlänge aller Stäbe ist. Die Thoren werden in der Diffusionsrechnung durch geeignete Randbedingungen beschrieben. Diese Methode liefert gute Resultate, wenn die Regelbank aus vielen, eng im Verhältnis zum Kranzradius stehenden Stäben besteht, wie z.B. beim Dragon-Reaktor, dessen Abschaltstäbe nach diesen Verfahren ausgelegt wurden 54. Sie versagt jedoch dann, wenn sich die globale Fluß- und Importanzverteilung durch diese Umformung im Reaktor ändert, also dann, wenn nur wenige Stäbe vorhanden sind oder wenn sie asymmetrisch zum Core stehen oder wenn man den Reaktor nicht in eine geeignete Zylinderform umformen kann.

In jüngster Zeit wurde mit Erfolg die Flußsynthesemethode zur Abschaltstabsberechnung in schnellen Reaktoren eingesetzt 55.

### 5.3 Berechnung der Abschaltstäbe für den Hochflußreaktor

#### 5.3.1 Konventionelle Methoden

Im Anfangsstadium wurden die Abschaltstäbe für den Hochflußreaktor nach der Spinksschen Methode berechnet. Ein Vergleich mit Messungen an FOEHN zeigte jedoch sehr bald, daß die so errechneten Reaktivitäten für 6 symmetrisch um das Core herum angeordneten Stäbe einen Fehler von 20 bis 30 % gegenüber dem Experiment aufwiesen und für weniger oder asymmetrisch angeordnete Stäbe vollständig arbiträre Werte lieferten, obwohl die Spinkssche Methode dahingehend verbessert worden war, daß der kleine Durchmesser der Ringe gleich dem Durchmesser der Stäbe gemacht wurde und daß das Integral  $\int_0^{2\pi} \phi\phi^+ d\varphi$  über jeden Ring gleich dem Integral  $N \cdot \int_{z_1}^{z_2} \phi\phi^+ dz$  über die N Stabstücke gemacht wurde, die durch den Ring ersetzt worden wären.

$\phi\phi^+$  sind Fluß und Adjungierte im Reaktor ohne Stäbe,  $z_1$  minus  $z_2$  ist die Länge der Stabstücke.

Als zweite Methode wurde versucht, eine effektive Stababsorption zu berechnen, indem man mit THERMOS zwei Zellrechnungen machte. In der ersten war der Stab in seiner richtigen Geometrie dargestellt, umgeben von  $D_2O$ , in der zweiten wurde in der gleichen  $D_2O$ -Menge soviel homogener Absorber zugemischt, daß die Absorption in beiden Zellrechnungen gleich wurde. Die Größe der Zelle wurde gemäß Abbildung 5.1 so bestimmt, daß sich aus allen Zellen eine azimuthal homogene Absorberschicht um das Core herumlegen ließ. Als Vorschrift galt

$$R_m = (R_1 + R_2)/2.$$

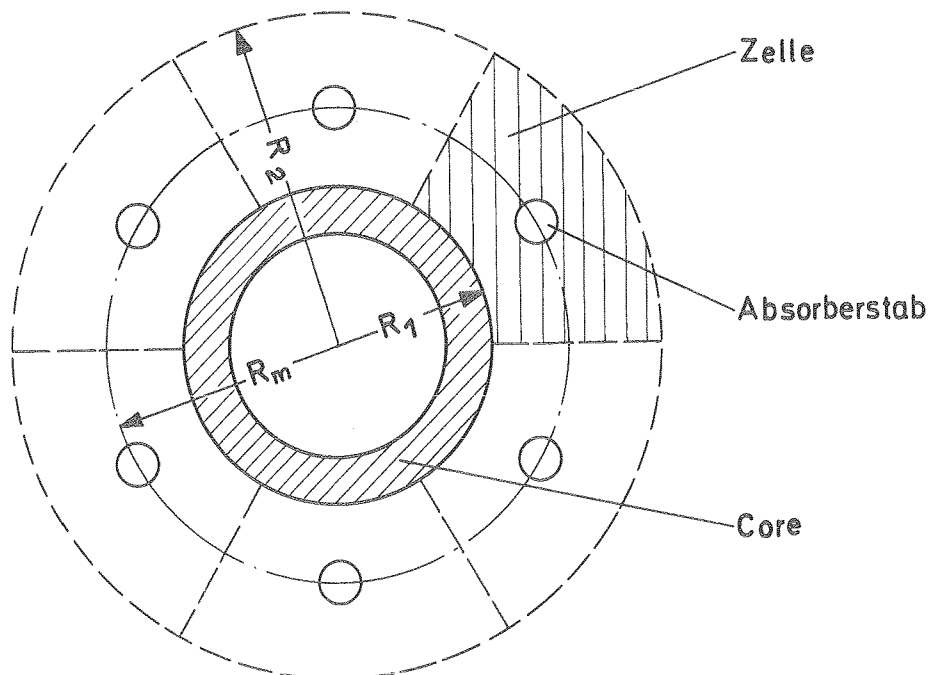


Abbildung 5.1 : Querschnitt durch den Reaktor mit 6 Absorberstäben und Zellgeometrie

Die kuchenstückartigen Zellen wurden für die THERMOS-Rechnung in flächengleiche Zylinder umgewandelt. Da der Gradient von  $\phi^+$  zwischen  $R_1$  und  $R_2$  nicht konstant ist, wird durch dieses Verfahren Absorbermaterial, das sich in einem Gebiet hoher Importanz befindet, in ein Gebiet niedrigerer gebracht bzw. umgekehrt, wodurch das Ergebnis verfälscht wird. Bei asymmetrischer Stabanordnung entstehen Zellen verschiedener Größen, so daß dort das Verfahren überhaupt nicht angewandt werden kann. Es liefert jedoch für erste Abschätzungen nützliche Anhaltswerte.

### 5.3.2 Die Methode des äquivalenten Absorbers

#### 5.3.2.1 Das R,Z, $\Theta$ -Problem

Um das echt dreidimensionale Problem der Berechnung der Abschaltstäbe des Hochflußreaktors mit einem zweidimensionalen Diffusionsprogramm lösen zu können, wurde eine neue Rechenmethode entwickelt. Hierzu werden folgende Annahmen gemacht:

- a) Die stark absorbierenden Stäbe, die streng nur nach der Transporttheorie behandelt werden können, lassen sich in einer Diffusionsrechnung durch geeignete Randbedingungen darstellen [46,47,50,53]
- b) Die Stäbe beeinflussen nicht das Corespektrum. Dies ist für die hier diskutierten Fälle erfüllt, andernfalls müssen die Gruppenkonstanten der Corezone entsprechend neu berechnet werden [53].
- c) Der Reaktor ohne Stäbe läßt sich in zwei Dimensionen (z.B. R,Z) beschreiben, durch die Stäbe wird eine weitere Dimension (z.B.  $\Theta$ ) nötig.

Die Absorberstäbe stehen mehr oder weniger symmetrisch zur Coreachse und bilden eine Art semitransparenten Vorhang für Neutronen zwischen Brennstoff und Außenreflektor. Ihre Wirkung besteht darin, daß sie die Neutronen, die im Reflektor moderiert wurden, auf dem Weg zurück zum Core absorbieren. Dies drückt sich in einer radialen und azimuthalen (R- $\Theta$ )-Verbeulung des Neutronenflusses aus, deren Form und Stärke von der radialen und azimuthalen Stellung der Stäbe abhängt sowie von der verschiedenen Zusammensetzung des Reaktors. Außerdem wird die axiale Flußverteilung gestört, je nachdem wie weit die Stäbe in den Reaktor eingefahren sind. Man macht nun die Annahme, daß sich die R- $\Theta$ -Störung unabhängig von der axialen Störung berechnen läßt und daß sich der Vorhang, den die Stäbe bilden, durch einen "grauen" Vorhang ersetzen läßt, der in  $\Theta$ -Richtung homogen ist und die gleiche Absorptionswirkung hat wie das Stabgitter.

Man ersetzt also die R- $\oplus$ -Störung durch eine reine R-Störung. Wenn nun die Annahme gilt, daß die R- $\oplus$ -Störung unabhängig von der Z-Störung ist, dann bewirkt auch der "graue" Vorhang die gleiche Störung in axialer Richtung, wie sie durch die Stäbe bewirkt wird.

### 5.3.2.2 Das R- $\oplus$ -Problem

Um den äquivalenten "grauen" Vorhang bestimmen zu können, macht man einen Horizontalschnitt durch den Reaktor mit Abschaltstäben und berechnet mit einer Diffusionsrechnung in R- $\oplus$ -Geometrie das  $k_{\text{eff}}$ . Der axiale Ausfluß wird näherungsweise durch ein energie- und ortsunabhängiges Buckling berücksichtigt. Die Stäbe werden entsprechend dem Maschenbild des Rechenprogramms in annähernd rechteckigen Zonen umgeformt, deren effektive Größe und Randbedingungen wie oben beschrieben festgelegt wurden. (Siehe z.B. /50/).

Das so gewonnene  $k_{\text{eff}}$  wird im allgemeinen nicht dem wirklichen  $k_{\text{eff}}$  des Reaktors entsprechen, es ist jedoch ein Maß für die Wirksamkeit der R- $\oplus$ -Störung. In einer zweiten R- $\oplus$ -Rechnung werden die Stäbe durch eine zylindrische Zone ersetzt, deren mittlerer Radius dem Radius entspricht, auf dem die Stabachsen stehen und deren Breite gleich dem Durchmesser der Stäbe ist. In dieser Zone wird D<sub>2</sub>O mit einem thermischen Absorber vermischt, wobei der Absorptionsquerschnitt so lange geändert wird, bis die R- $\oplus$ -Rechnung mit dem "grauen" Vorhang das gleich  $k_{\text{eff}}$  ergibt wie die Rechnung, in der die schwarzen Stäbe in ihrer richtigen axialen Verteilung wiedergegeben waren. Der Diffusionskoeffizient des "grauen" Vorhangs mit  $\Sigma_{a,g}$  wurde folgendermaßen berechnet:

$$D_{\text{graue Zone}} = \frac{1}{3(\Sigma_{\text{tr}}^{D_2O} + \Sigma_{a,g} - \Sigma_a^{D_2O})} \quad (3.23)$$

Es ist darauf zu achten, daß die R- $\oplus$ -Rechnung mit einem  $k_{\text{eff}} \approx 1$  durchgeführt wird, was durch die Wahl eines entsprechenden Bucklings erreicht wird, da auf Grund des Typs der Quelliteration, mit dem das Diffusionsprogramm ALCI arbeitet, die Neutronenflüsse für Reaktoren mit  $k_{\text{eff}}$  sehr verschieden von 1 nicht mehr gut mit der Wirklichkeit übereinstimmen.

Es zeigt sich, daß die über  $\oplus$  gemittelte radiale Flußverteilung in der R- $\oplus$ -Rechnung mit Stäben sehr gut (+ 2 %) mit der Flußverteilung übereinstimmt, die sich einstellt, wenn man die Stäbe durch den gleichwertigen "grauen" Vorhang ersetzt hat. Das gleiche gilt für den adjungierten Fluß.



### 5.3.2.3 Das R-Z-Problem

Nachdem man für alle Höhen, wo sich die radiale Zusammensetzung des Reaktors ändert, den äquivalenten "grauen" Vorhang bestimmt hat, wird in R-Z-Geometrie das Stabgitter durch die entsprechenden zylindrischen "grauen" Zonen dargestellt, deren axiale Anordnung der der Stäbe entspricht. Damit werden axiale Flußstörungen richtig berücksichtigt wie die Verhältnisse an den Coreenden, die Eintauchtiefe der Stäbe, die Stellung des zentralen Regelstabes etc. Das  $k_{eff}$ , das diese Rechnung liefert, entspricht dem  $k_{eff}$  des richtigen Reaktors.

Die einzelnen Etappen der Rechnung sind in Abbildung 5.2 schematisch wiedergegeben. Dort handelt es sich um einen recht einfachen Fall relativ gleichmäßig verteilter senkrechter Stäbe, die bis zur Coreunterkante eingefahren sind.

Die Methode liefert jedoch auch in pathologischen Fällen mit extremen makroskopischen Flußverbeulungen gute Ergebnisse, z.B. für nur teilweise eingefahrene Stäbe oder für einen einzelnen exzentrischen Stab. Dies wurde experimentell im kritischen Experiment nachgeprüft (siehe 6.2.8).

Ebenso lassen sich schrägstehende Stäbe berechnen. Hierzu wird für mehrere Höhen Z der äquivalente Absorber bestimmt, so daß der mittlere Radius der Absorberzone mit dem Abstand, den die Stabachse von der Reaktorachse auf der Höhe Z hat, übereinstimmt. Der graue Vorhang in der R-Z-Rechnung ist dann aus Zylinderstücken zusammengesetzt, deren Durchmesser und Absorption sich mit der Höhe ändern.

Bewirkt die Anwesenheit der Stäbe eine Spektrumsänderung in ihrer Umgebung, z.B. bei Sicherheitsstäben schneller Reaktoren, die sich im Core befinden, so kann dieser Effekt leicht durch eine Zellrechnung berücksichtigt werden, etwa wie in [53] vorgeschlagen wurde.

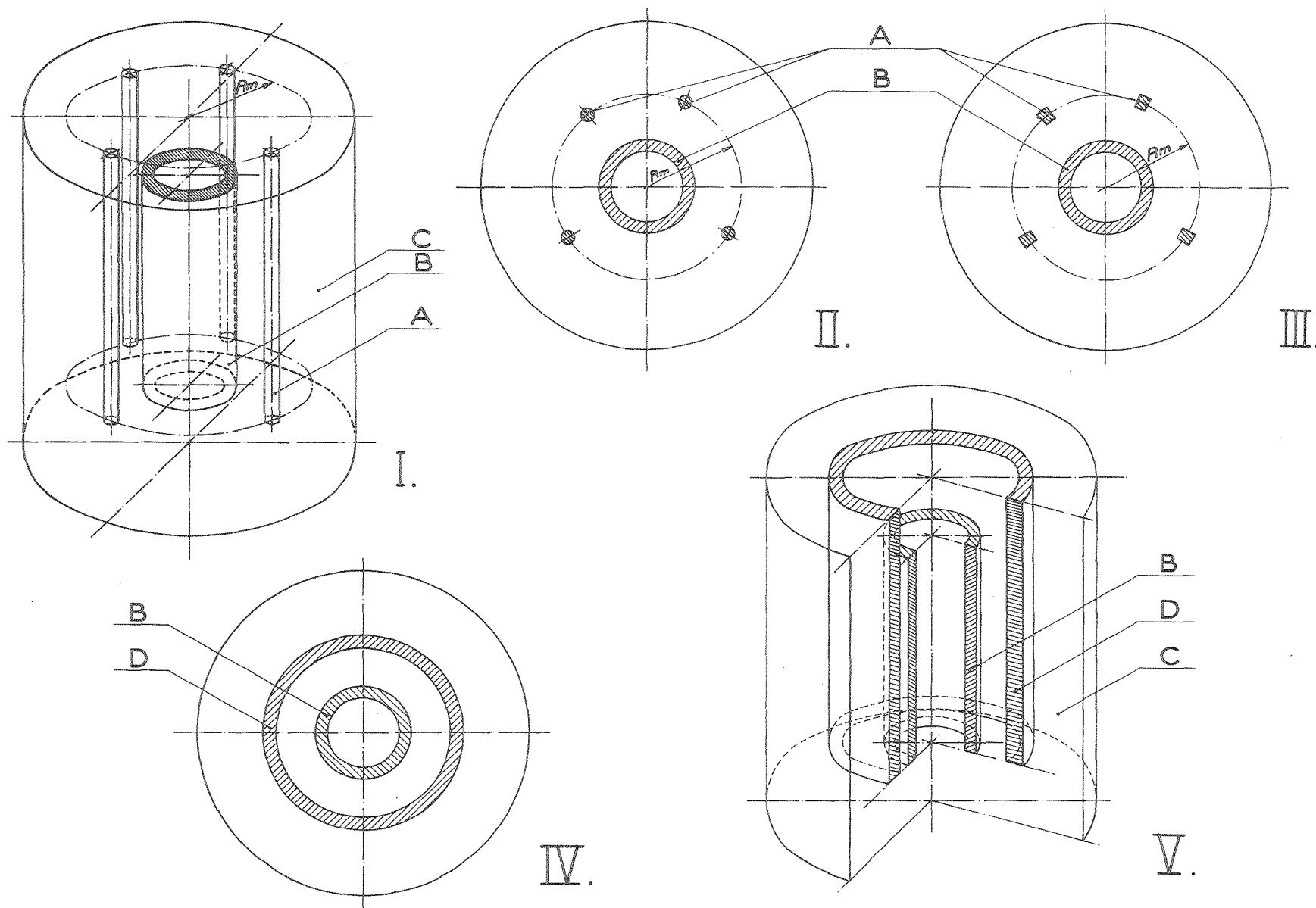


Abb. 5.2 Schematische Darstellung der Etappen zur Berechnung der Sicherheitsstäbe.  
 I Reaktor mit 4 Sicherheitsstäben (A), Ringcore (B) und Reflektor (C). - II Horizontalschnitt durch den Reaktor (I). - III Geometrieschema für die  $R-\theta$ -Rechnung mit Stäben. - IV Geometrieschema für die  $R-\theta$ -Rechnung zur Bestimmung der "grauen" Zone (D). - V Geometrieschema für die  $R-Z$ -Rechnung zur Bestimmung der Reaktivität der Stäbe.

6. Vergleich von Rechnung und Messung

6.1 Das kritische Experiment ALIZE III

6.1.1 Reaktorgeometrie und Berechnung der Gruppenkonstanten

Als erstes kritisches Experiment für den Deutsch-Französischen Hochflußreaktor wurde ALIZE III aufgebaut. Das leichtwassermoderierte Core bestand aus 12 Brennelementkästen mit annähernd quadratischem Querschnitt, die ringförmig um 4 zentrale Elemente aufgebaut waren. Die zentralen Elemente enthielten keinen Brennstoff. Die Brennelementkästen enthielten Aluminiumplatten, borierte Aluminiumplatten und aluminiumumhüllte Uranplatten, zu 93 % angereichert in U-235. In radialer Richtung war das Core von Schwerwasser reflektiert, axial von Leichtwasser. Eine eingehende Beschreibung findet sich in Anhang 3 und in 56, über die theoretischen Untersuchungen wurde in 57 berichtet. Die Gruppenkonstanten wurden nach der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Methode berechnet. Die Thermosrechnungen wurden in Plattengeometrie durchgeführt, wobei untersucht wurde, ob das härtere Spektrum der Neutronen, die im zentralen Loch moderiert werden, eine wesentlich andere Absorptionsverteilung an der Innenseite der Brennstoffzone bewirkt als die Neutronen, die vom D<sub>2</sub>O-Reflektor herkommen. In Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse zusammengestellt.

Quellneutronen in	Core	D <sub>2</sub> O-Außen- Reflektor	H <sub>2</sub> O-Innen- Reflektor
Gruppe	4	5	6
$\Sigma_a$	0.1637	0.1987	0.2039
$\Sigma_a/\Sigma_f$	1.4371	1.4310	1.4302
$\kappa$	-	0.80	0.81
D	0.3544	0.3104	0.3093
f	-	2.64	2.60

Tabelle 6.1: Gruppenkonstanten für den thermischen Energiebereich im ALIZE III Core.

Wegen des geringen Unterschiedes zwischen den Konstanten der Gruppen 5 und 6 wurden nur zwei thermische Gruppen (4 und 5) verwendet.

### 6.1.2 Berechnung der Kritikalität

Da man nur über ein zweidimensionales Diffusionsprogramm verfügt, muß das dreidimensionale Core in einen adäquaten Zylinder so umgewandelt werden, daß Höhe und Volumen der einzelnen Zonen erhalten bleiben. Durch diese Operation ändert sich aber das Verhältnis von Volumen zu Oberfläche und damit der relative Ausfluß, was sich auf  $k_{eff}$  auswirkt. Die Größe dieses Effektes wurde aus einer Differenzrechnung von unendlichem Prisma und unendlichem Zylinder bestimmt und als Korrektur am  $k_{eff}$  der zweidimensionalen Zylinderrechnung angebracht. In Tabelle 6.2 ist die Zusammensetzung der Reaktoren zusammengestellt sowie die berechneten und gemessenen  $k_{eff}$ .

		Core A	Core B	Core C
Innenreflektor	$N_{H_2O}$	0,01553	0,03156	82 % Be
	$N_{B-10}$	$0,4113 \cdot 10^{-5}$	-	18 % $H_2O$
	$N_{Al}$	0,03224	0,00593	
Corezone	$N_{H_2O}$	0,01546	0,01546	0,01554
	$N_{U-235}$	0,0003537	0,0003549	0,0003231
	$N_{Al}$	0,03167	0,03167	0,03167
	$N_{B-10}$	$0,8244 \cdot 10^{-5}$	$0,8015 \cdot 10^{-5}$	$1,420 \cdot 10^{-5}$
$k_{eff}$ Experiment		1,0014	1,0030	1,0020
$k_{eff}$ Rechnung		0,9992	0,9989	1,0030

Tabelle 6.2: Corezusammensetzungen und  $k_{eff}$ -Werte für das ALIZE III-Experiment

Die drei Reaktorarrangements unterscheiden sich durch die Zusammensetzung des Innenreflektors und die dadurch bedingte Änderung des Bor zu Uran-Verhältnisses, die nötig war, um den Reaktor kritisch zu machen. Alle drei berechneten  $k_{eff}$  unterscheiden sich um weniger als 500 pcm von den Meßwerten.

### 6.1.3 Die Leistungsverteilung

Die Leistungsverteilung im Core wurde mit Aktivierungs-sonden gemessen, die die gleiche Zusammensetzung wie die Brennstoffplatte selbst hatten. Sie wurden zur Bestrahlung in entsprechend ausgestanzte Löcher von speziellen Brennstoffplatten gesetzt. Diese Methode garantiert eine sehr genaue Positionierung der Sonden, wobei gleichzeitig die lokale Flußstörung klein bleibt. Die Sonden wurden relativ zueinander geeicht durch die Messung ihrer natürlichen  $\gamma$ -Aktivität oberhalb 130 keV. Nach der Bestrahlung wird die  $\gamma$ -Aktivität der Spaltprodukte oberhalb 511 keV gemessen, die proportional zur Leistung ist, die in der Sonde während der Bestrahlung freigesetzt wurde, d.h. man mißt direkt die Leistungsverteilung. Der Meßfehler ist kleiner 1 %.

Zur Bestimmung der radialen Leistungsverteilung in der Coremittelebene wurde eine Rechnung in x-y-Geometrie gemacht, die einem Horizontalschnitt durch den Reaktor entsprach. Die axiale Richtung war durch ein energie- und ortsabhängiges Buckling ersetzt worden. Diese Bucklings waren aus den Flußverteilungen einer r-z-Rechnung gewonnen worden und wurden für die x-y-Rechnung so umgeformt, daß  $B^2$  auf dem Radius R gleich dem  $B^2$  gesetzt wurde, auf dem Streckenzug X, y mit  $-Y \leq y \leq Y$  und  $x, Y$  mit  $-X \leq x \leq X$  und  $X \cdot Y = \pi \cdot R^2$  sowie  $X/Y$  gleich Corebreite zu Coretiefe. Die aus dieser Rechnung gewonnene Leistungsverteilung ist in Abbildung 6.1 im Vergleich mit den Meßwerten aufgetragen. Beide Kurven wurden auf den gleichen Mittelwert normalisiert. Die Übereinstimmung mit den Meßwerten ist gut.

Die experimentell gewonnene axiale Leistungsverteilung in der Brennstoffschicht wurde mit derjenigen einer Rechnung verglichen, bei der der Reaktor zylindrisiert worden war (siehe 6.1.2). Diese Rechnung gibt verständlicherweise die dreidimensionalen Verhältnisse nicht richtig wieder, so daß insbesondere an den Coreenden größere Abweichungen zwischen Experiment und Theorie entstehen als bei der radialen Verteilung. Unter anderem ist dies darauf zurückzuführen, daß die thermischen Gruppenkonstanten für radialen Neutroneneinstrom in eine Brennstoffplatte der Dicke der Corezone gemacht wurden, was nicht den Verhältnissen am Coreende entspricht. Außerdem ist die Positionierung der Sonden an den Plattenenden schwieriger als im Innern, wodurch sich größere Meßfehler ergeben. Die in Abbildung 6.2 dargestellten Kurven wurden wieder auf gleiche mittlere Leistung normalisiert.

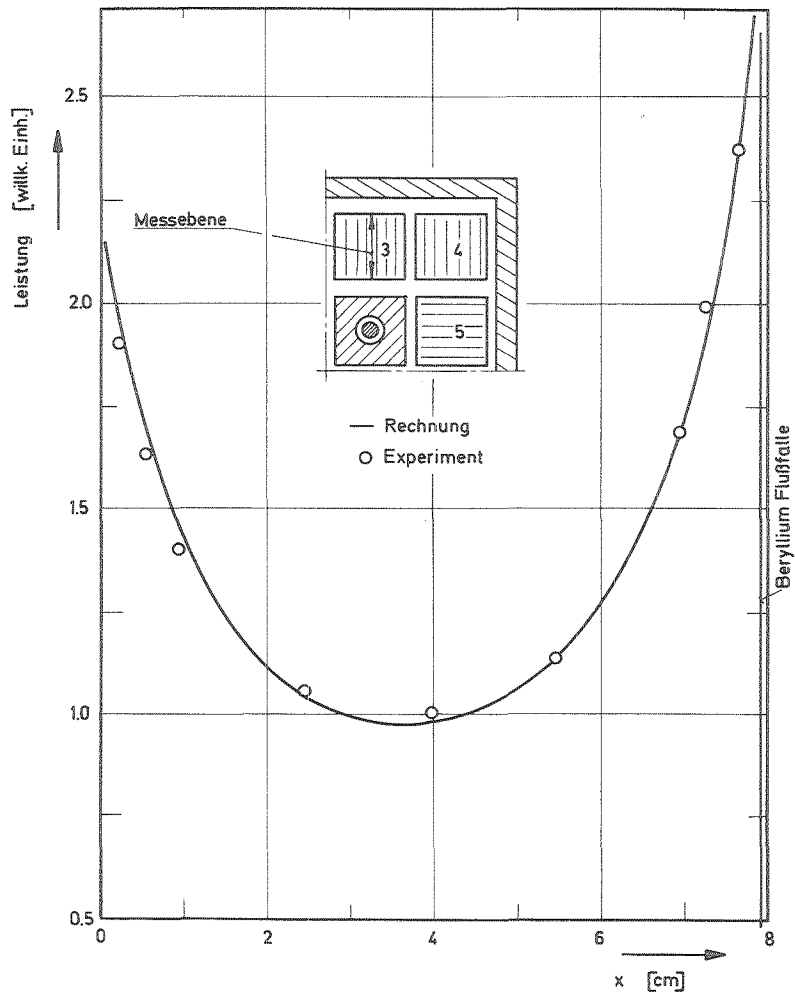


Abb. 6.1: Radiale Leistungsverteilung in der Mittelebene vom ALIZE III, Core C in der Mitte von Brennelement n<sup>o</sup> 3.

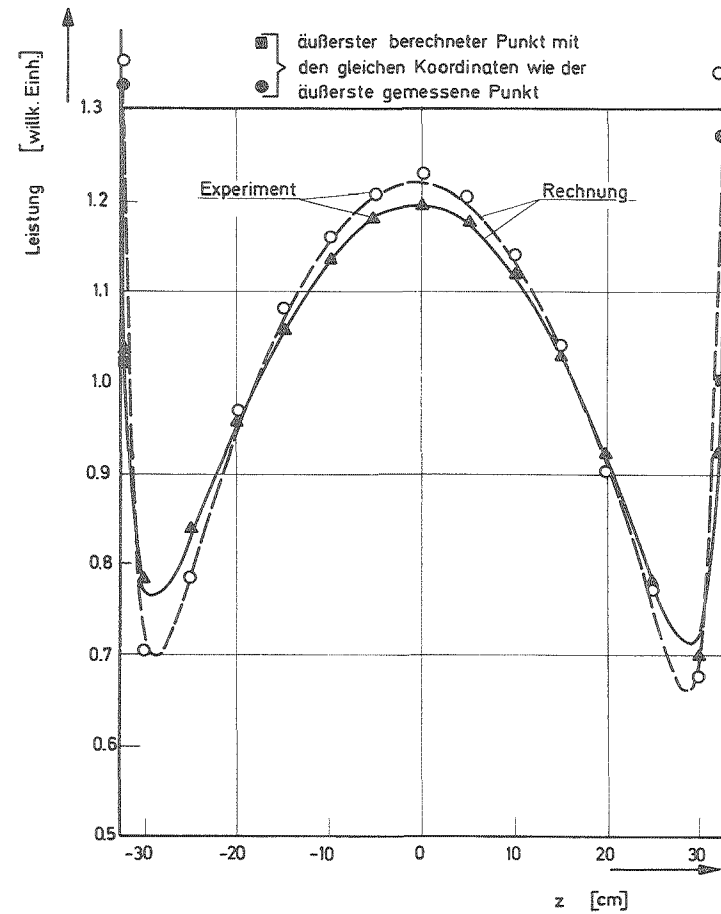


Abb. 6.2: Axiale Leistungsverteilung in ALIZE III, Core A an der Oberfläche (gestrichelte Kurve (o)) und in der Mitte von Brennelement n<sup>o</sup> 3, ausgezogene Kurve (▲).

#### 6.1.4 Der Neutronenfluß im Reflektor

Sämtliche Messungen der statischen Verteilung des Neutronenflusses im Reflektor wurden mit Aktivierungs sondens durchgeführt.

Die Sonden wurden im Reaktor von Therphane ("Mylar")-Bändern gehalten, auf die sie aufgeklebt waren. Die Positionierung in axialer Richtung war besser als 0,2 cm, radial besser als 0,1 cm.

Für Detektoren unter Kadmi umdeckeln sind diese Fehler etwas größer.

Werden Sonden mit  $1/v$ -Querschnitt verwendet, so sind die gemessenen Aktivitäten der Neutronendichte proportional und nicht dem Fluß, wie ihn eine Diffusionsrechnung liefert. Um Rechnung und Messung vergleichen zu können, müssen an den Meßwerten Korrekturen angebracht werden, die der epithermischen Aktivierung (jenseits 0,625 eV) und der mittleren Energie des thermischen Spektrums Rechnung tragen. Hierzu machen wir folgende vereinfachende Annahmen: Der thermische Wirkungsquerschnitt habe einen  $1/v$ -Verlauf (für Mn gilt dies exakt, Dy weicht etwas davon ab), die Energie der thermischen Neutronen zeige überall eine Maxwellverteilung, die durch die mittlere Geschwindigkeit  $v$  charakterisiert sei, und die effektive Kadmi um-Abschneideenergie sei 0,625 eV. Dann läßt sich der Fluß  $\phi$  folgendermaßen aus der Aktivierung A ermitteln:

$$\phi_{th} = B \cdot \frac{v}{v_0} \cdot A \left(1 - \frac{1}{R_{Cd}}\right), \quad \frac{v}{v_0} = \frac{\frac{v}{v_0} \phi_I + \frac{v}{v_0} \phi_{II}}{\phi_I + \phi_{II}} \quad (6.1)$$

B = Proportionalitätsfaktor,

$$\frac{v}{v_0} = \frac{\text{mittlere thermische Neutronengeschwindigkeit}}{2/\sqrt{\pi} \cdot 2200 \text{ m/sec}},$$

$R_{Cd}$  = Kadmi umverhältnis (siehe unten).

$v/v_0$  wurde mit THERMOS in Zylindergeometrie als Funktion des Radius berechnet (siehe Abbildung 3.2). Um die Verteilung nahe den Coreenden zu berücksichtigen, wurde angenommen, daß an allen Punkten, die den gleichen Abstand von der Coreoberfläche haben, das gleiche Spektrum herrscht. Da die Korrektur selbst nahe am Core nur einige Prozent beträgt, wirken sich die Fehler dieses einfachen Schemas nicht stark aus.

Der Fehler der thermischen relativen Flußmessungen beträgt etwa  $\pm 2\%$ .  
Abbildung 6.3 zeigt die thermische Flußverteilung in der Mittelebene für Core A.

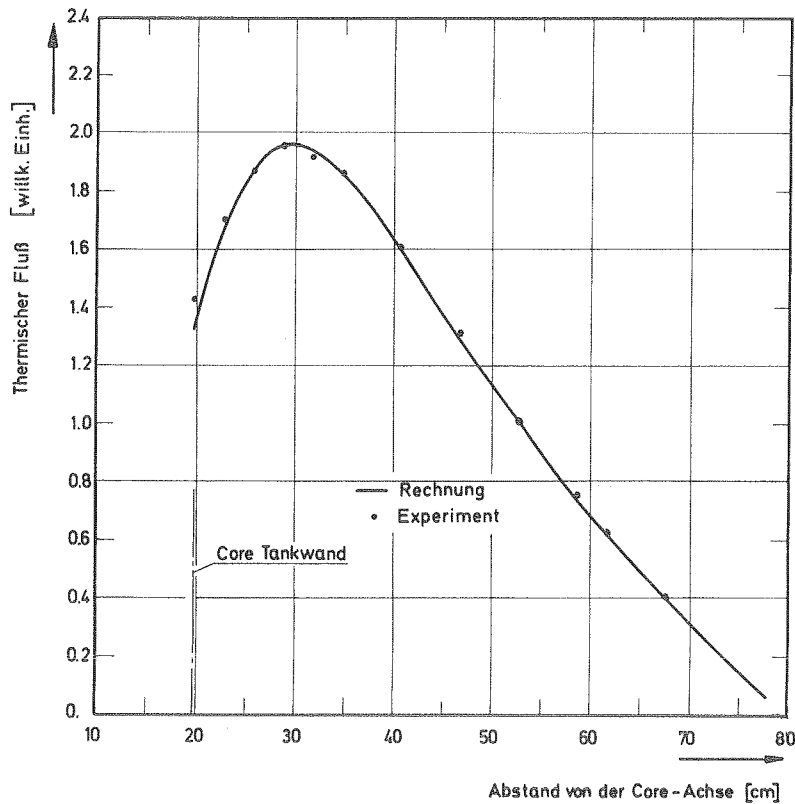


Abbildung 6.3: Thermische Flußverteilung in der Mittelebene des Reaktors mit Core A. Die Meßwerte wurden auf  $\phi_{\max}$  der Rechnung normiert.

#### 6.1.5 Das Kadmiumverhältnis im Reflektor

Ein Maß für die Qualität des thermischen Flusses  $\frac{\phi_{\text{ges}}}{\phi_{\text{epi}}}$  ist das Kadmiumverhältnis, das gemessen wurde als das Verhältnis der Aktivität einer Mangan-Sonde ohne Kadmiumdeckel zur Aktivität mit Deckel. Die Dicke der Kadmiumdeckel war so gewählt, daß die effektive Abschneideenergie bei 0,64 eV liegt, was gut mit der Grenze zwischen thermischer und epithermischer Energiegruppe der Diffusionsrechnung übereinstimmt.

$$R_{\text{Cd}} = \frac{\sigma_a^{\text{th}} \frac{v_T}{v_0} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \phi_{\text{th}} + \sigma_a^{\text{epi}} \cdot \phi_{\text{epi}}}{\sigma_a^{\text{epi}} \cdot \phi_{\text{epi}}} \quad (6.2)$$



mit  $\sigma_a^{th} = 13,3 \text{ b}$  für Mn-Sonden,

$\sigma_a^{epi} = 1,72 \text{ b}$  für das Lethargieintervall der 3. Gruppe; der Beitrag höherer Energie ist vernachlässigbar klein;

$\phi_{th} = \phi_4 + \phi_5 + \phi_6$  der Diffusionsrechnung,

$\phi_{epi} = \phi_3$  der Diffusionsrechnung,

$v_T =$  mittlere Geschwindigkeit im wirklichen Spektrum.

$R_{Cd}$  wurde in der Reflektormittelebene gemessen und berechnet. Bis  $R_{Cd} = 100$  stimmen Messung und Rechnung gut überein, d.h., daß die Diffusionsrechnung auch den epithermischen Fluß zufriedenstellend wiedergibt, da der thermische Fluß gut berechnet werden kann. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.4 aufgetragen.

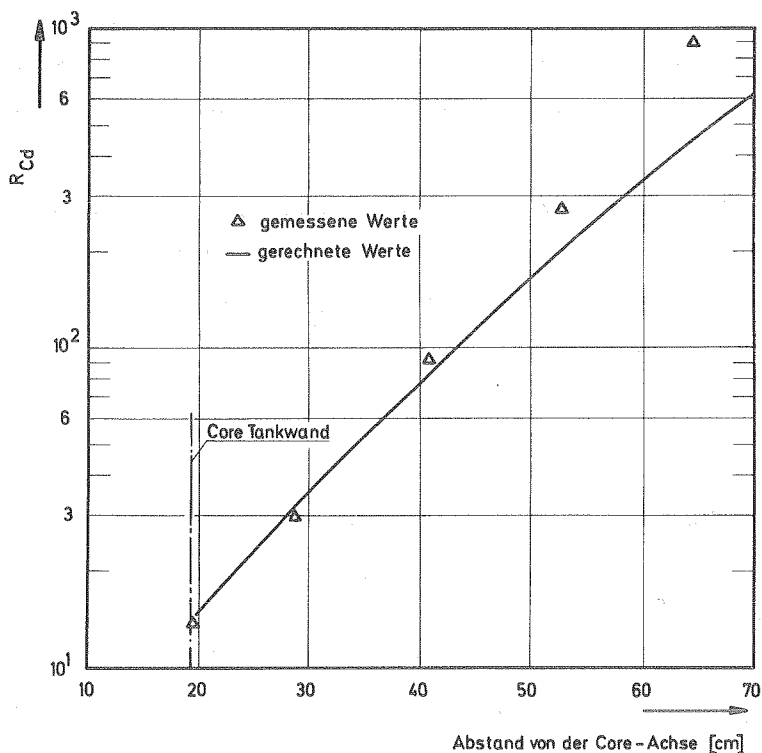


Abbildung 6.4: Gemessenes und berechnetes Kadmiumverhältnis in der Mittelebene des Reaktors ALIZE III.

### 6.1.6 Der Gütefaktor

Der Gütefaktor ist definiert als

$$r = \frac{\phi_{\max, th}}{P_{\text{tot}}} \quad (6.3)$$

Zur experimentellen Bestimmung von  $r$  schreiben wir diese Gleichung etwas um:

$$r = \frac{\phi_{\max, th}}{\Sigma_f \cdot \phi_C \cdot V_C \cdot p} \quad (6.4)$$

$\Sigma_f \cdot \phi_C$  = mittlere Spaltrate im Core,

$V_C$  = Corevolumen,

$p$  =  $\frac{10^{-10}}{3,125}$  Watt pro Spaltung.

Die gemessene mittlere Spaltrate ist nur auf einen Proportionalitätsfaktor  $a$  genau bekannt, der vom Sondentyp und der Zählleinrichtung abhängt und anders ist als der Faktor  $b$ , der bei der Messung des thermischen Flusses auftritt.

Man bestimmt den Faktor  $b/a$  aus der Aktivität einer Uransonde des gleichen Typs, wie sie zur Leistungsmessung im Core verwendet worden war, und einer Mangansonde, die an einem Ort im Reflektor, wo der Fluß gut thermalisiert ist, zusammen bestrahlt worden waren.

Setzt man

$$\begin{aligned} A_{\text{Mn,R}} &= b \cdot \Sigma_{a,th}^{\text{Mn}} \cdot \phi_{\text{R,th}} = \text{Aktivität der Mn-Sonde im Reflektor,} \\ A_{\text{Mn,max}} &= b \cdot \Sigma_{a,th}^{\text{Mn}} \cdot \phi_{\max,th} = \text{Aktivität der Mn-Sonde im Flußmaximum,} \\ A_{\text{U,R}} &= a \cdot \Sigma_{f,th}^{\text{U}} \cdot \phi_{\text{R,th}} = \text{Aktivität der Uransonde im Reflektor,} \\ A_{\text{U,C}} &= a \cdot \Sigma_f^{\text{U}} \cdot \phi_C = \text{mittlere Aktivität der Uransonden im Core,} \end{aligned}$$

so kann man den Gütefaktor nach einigen Umformungen folgendermaßen schreiben:

$$r = \frac{A_{\text{Ma,max}}}{A_{\text{Mn,R}}} \cdot \frac{A_{\text{U,R}}}{A_{\text{U,C}}} \cdot \frac{1}{\Sigma_{f,th}^{\text{U}} \cdot V_C \cdot p} \quad (6.5)$$

Berücksichtigt man jetzt noch, daß die Neutronen am Ort des Flußmaximums noch nicht vollständig thermalisiert sind, sondern daß sie eine größere mittlere Geschwindigkeit  $v$  haben als

$$v_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot 2200 \frac{\text{m}}{\text{sec}},$$

so kann man endgültig schreiben:

$$r = \frac{A_{\text{Mn,max}}}{A_{\text{Mn,R}}} \cdot \frac{v}{v_0} \cdot \frac{A_{\text{U,R}}}{A_{\text{U,C}}} \cdot \frac{1}{\sum_{f,\text{th}}^{\text{U}} \cdot v_{\text{C}} \cdot p} \quad (6.6)$$

Die epithermische Aktivierung der Mn-Sonde ist bei  $A_{\text{Mn,max}}$  und  $A_{\text{Mn,R}}$  gemäß Formel (6.1) bereits abgezogen. Das Verhältnis  $v/v_0$  wurde mit THERMOS berechnet. Ebenfalls mit THERMOS wurde der effektive mikroskopische Spaltquerschnitt  $\sigma_{f,\text{eff}}(\text{U}^{235}) = 503$  barn am Ort der Messung errechnet. Die Uransonden, die im Core aktiviert werden, rufen keine Störung der Flußverteilung hervor, da sie ein Teil der Brennstoffplatte selbst sind. Bestrahlt man die gleichen Sonden jedoch im  $\text{D}_2\text{O}$ -Reflektor, so mißt man dort einen durch die Sonde gestörten Fluß. Die Größe der Störung wurde nach dem bekannten Formalismus berechnet /417.

Die größte Schwierigkeit ist die Bestimmung von  $A_{\text{U,C}}$ , da hierzu die dreidimensionale gemessene Leistungsverteilung integriert werden muß.

In ALIZE III wurde der Gütefaktor zu

$$r = 1,91 \pm 0,04 \cdot 10^7 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{W}}$$

gemessen. Die Diffusionsrechnung liefert

$$r = 1,94 \cdot 10^7 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{W}}$$

in guter Übereinstimmung mit der Messung.

## 6.2. Das kritische Experiment FOEHN

### 6.2.1 Aufbau des Experiments

FOEHN wurde als eigentliches kritisches Experiment des Hochflußreaktors gebaut unter dem Gesichtspunkt, die Rechenmethoden an einem Modell zu prüfen, das der Wirklichkeit so weit als möglich entspricht. Insbesondere wurde auf eine genau definierte Coregeometrie geachtet. Zu diesem Zweck waren die Brennstoffplatten an den Kanten nur mit einer Phenolharzschicht umhüllt, die Toleranzen der Uranbeladung waren sehr eng und die Platten waren in die gleiche Evolventenform gebogen, die sie im wirklichen Reaktorcore haben werden. Bei der Konstruktion der Strukturmaterialien wurde darauf geachtet, daß sich einfache geometrische Formen ergeben, die sich leicht in die Zylindergeometrie der Diffusionsrechnung umformen lassen. Eine ausführliche Beschreibung des Experiments befindet sich in Anhang 2.

### 6.2.2 Diffusionsrechnungen und Gruppenkonstanten

Für die Diffusionsrechnungen wurden der Reaktor (siehe Abbildung A3) in ein Schema nach Abbildung 6.5 umgeformt.

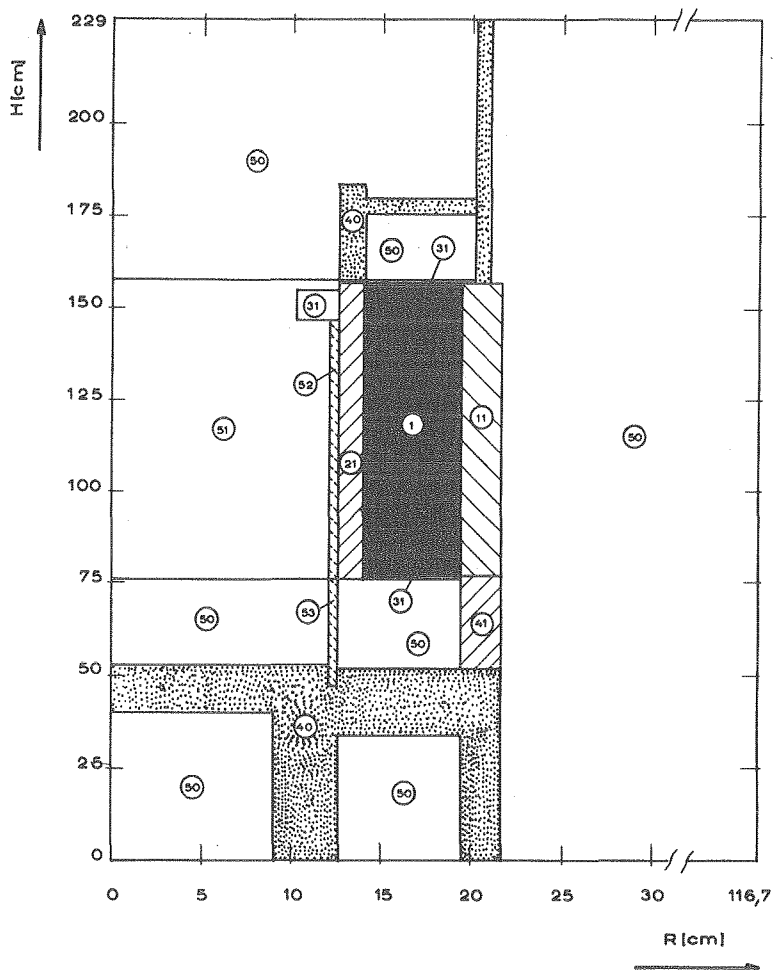


Abbildung 6.5: Geometrieschema des Reaktors für zweidimensionale Diffusionsrechnungen

1 = Core, 11 = Außentank, 21 = Innentank, 31 = Endplatte,  
40 = Strukturmaterial, 41 = Strukturmaterial mit B-10,  
50 =  $D_2O$ , 51 =  $D_2O$  im Coreinnern, 52 = Regelstab im Coreinnern,  
53 = Regelstab außerhalb des Cores

Die Gruppenkonstanten wurden nach den in Kapitel 3 beschriebenen Methoden berechnet, wobei im thermischen Bereich die Kappa-Methode mit 3 sich überlappenden Gruppen verwendet wurde. Die Berechnung des Spektrums erfolgte in eindimensionaler Geometrie, die einem Horizontalschnitt in der Mittelebene des Reaktors entsprach.

### 6.2.3 Berechnung von $k_{\text{eff}}$ und der Reaktivität von Regelstab und Borvergiftung

In FOEHN wird die Reaktivität durch einen zentralen Regelstab und durch Bor-10, das im  $D_2O$  der Brennstoffzone gelöst ist, kompensiert. Ein Reaktorzustand ist somit durch eine Regelstabstellung und eine Borkonzentration bestimmt. Für verschiedene Borkonzentrationen wurde die kritische Stabstellung experimentell bestimmt und in Abbildung 6.6 aufgetragen. Ebenso wurde eine Reihe von Rechnungen durchgeführt, bei denen Borkonzentration und Stabstellung variiert wurden und die zu der in Abbildung 6.6 ausgezogenen Kurve geführt haben. Die Kurven zeigen, daß die Rechnung die Reaktivität des Reaktors etwas überschätzt, und zwar umso mehr, je höher die Borkonzentration und je weiter der Regelstab ausgefahren ist.

Dieser Effekt kann folgende Ursachen haben:

- die Reaktivität des Regelstabes wird überschätzt,
- die Borreaktivität wird unterschätzt.

sowie die entsprechende Kombination der beiden Ursachen. Dazu kommt noch eine zur experimentellen Kurve parallele Verschiebung durch

- Überschätzung der Exzeßreaktivität des Reaktors ohne Bor und Regelstab,
- ungenaue Kenntnis der Bormenge im Core.

Um den tatsächlichen Betrag dieser Fehler bestimmen zu können, muß die gerechnete und gemessene Reaktivität des Regelstabes verglichen werden. Die Reaktivität des Regelstabes wurde experimentell durch Periodenmessung und nach der Methode der inversen Kinetik (Continuous run technique) bestimmt und in Abbildung 6.7 aufgetragen.

Bei der "continuous run technique" (CRT) [75, 76] wird, ausgehend vom kritischen Reaktor, der Regelstab in das Core hineingefahren. Aus dem zeitlichen Flußverlauf, der während des Einfahrens beobachtet wird, kann die Reaktivitätsänderung  $\rho(t)$  des Systems berechnet werden. Der Regelstab kann so in Stücken  $\Delta \rho_n$  von etwa 2000 bis 3000 pcm geeicht

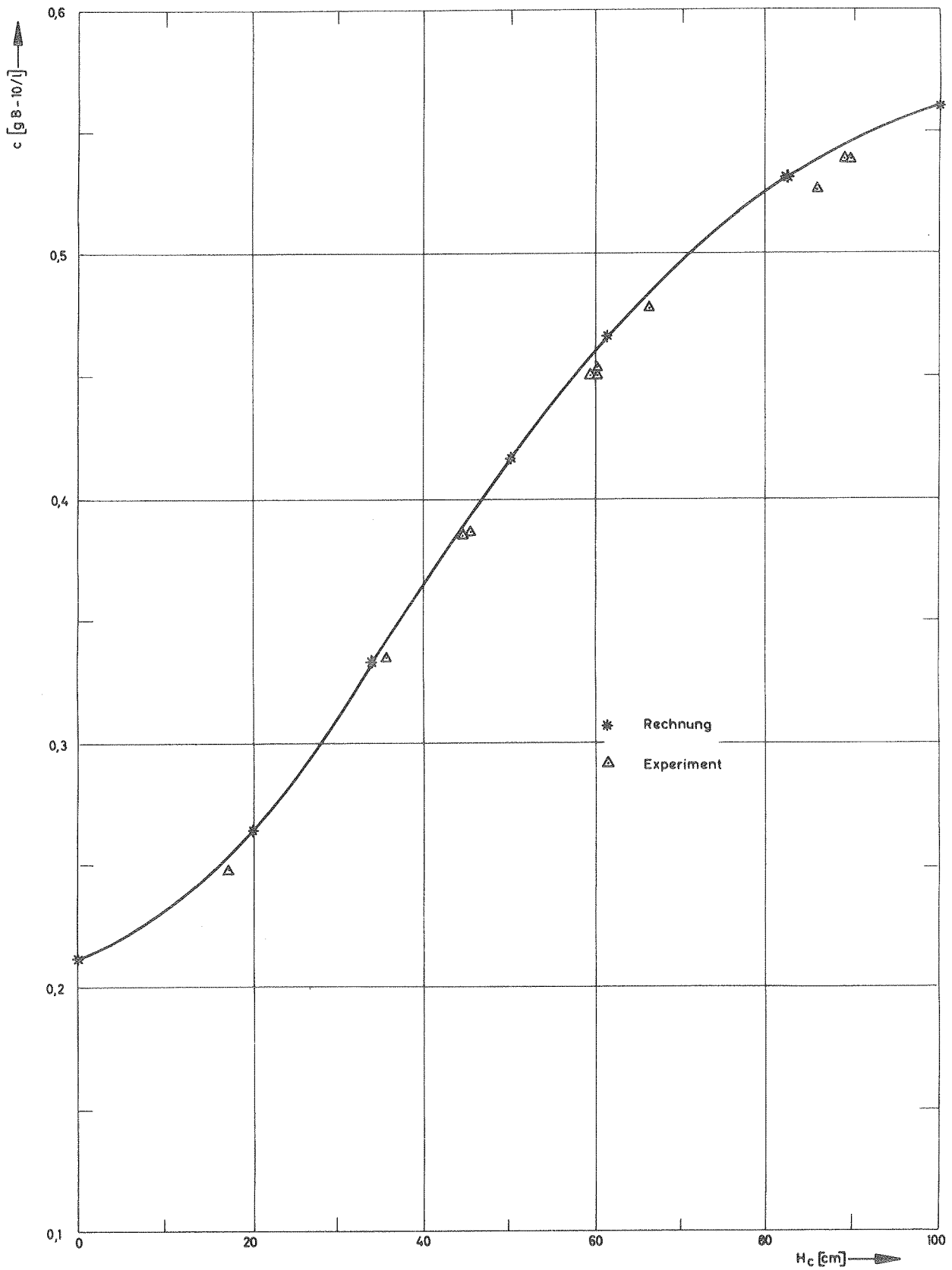


Abbildung 6.6: Berechnete und gemessene Reaktoren mit verschiedenen Regelstabstellungen  $H_c$  und Borkonzentrationen  $C$  ( $H_c = 0$ , eingefahrener Regelstab,  $H_c = 100$ , ausgefahrener Regelstab).

werden, wobei man durch Erniedrigung der Borkonzentration immer wieder zum kritischen Zustand zurückkehrt. Die Gesamtreaktivität des Regelstabs ist dann

$$\rho_{\text{Regelstab}} = \sum_{n=1}^N \Delta \rho_n.$$

Zusätzlich wurde für verschiedene Regelstabstellungen  $H$  die Reaktivität einer kleinen Änderung  $\Delta H$  bestimmt, indem die positive Reaktorperiode beobachtet wurde. Die Lösung der Inhourgleichung [5] liefert dann den Betrag  $\Delta \rho$ , dem  $\Delta H$  entspricht. Da  $\Delta \rho / \Delta H \approx d\rho / dH$  gilt, kann durch graphische Integration der gemessenen Kurve  $d\rho / dH = f(H)$  die Regelstabsreaktivität zwischen zwei Stabstellungen  $H_1$  und  $H_2$  gewonnen werden :

$$\rho_{\text{Regelstab}} = \int_{H_1}^{H_2} \frac{d\rho}{dH} dH.$$

Die experimentell ermittelte Regelstabcharakteristik ist in Abbildung 6.7 aufgetragen. Mit der stabilen Periode konnte die Stabcharakteristik nur zwischen den Stabstellungen 20 und 90 ermittelt werden. Um sie mit den anderen Werten in ein gemeinsames Diagramm eintragen zu können, wurde für die Stellung 90cm die Reaktivität angenommen, die mit der "continuous-run-technique" ermittelt worden war. Anfängliche Unterschiede in der mit CRT und durch Periodenmessung ermittelten Reaktivität konnten durch Messung der effektiven Daten der verzögerten Photoneutronen beseitigt werden [77].

Um die Regelstabreaktivität zu berechnen, wurde ähnlich verfahren wie bei der "continuous-run-technique". Ausgehend von einem kritischen Reaktor mit der Borkonzentration  $C_1$  und der Regelstabstellung  $H_1$ , wurde der Regelstab entsprechend einem Betrag von etwa 2000 bis 3000 pcm bis nach  $H_2$  verschoben und die Borkonzentration auf  $C_2$  verringert bis  $k_{\text{eff}}=1$  und so weiter.

Aus den  $\Delta \rho$  zwischen  $H_n$  und  $H_{n+1}$  läßt sich die Regelstabcharakteristik zusammensetzen.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.7 und in Tabelle 6.3 aufgetragen.

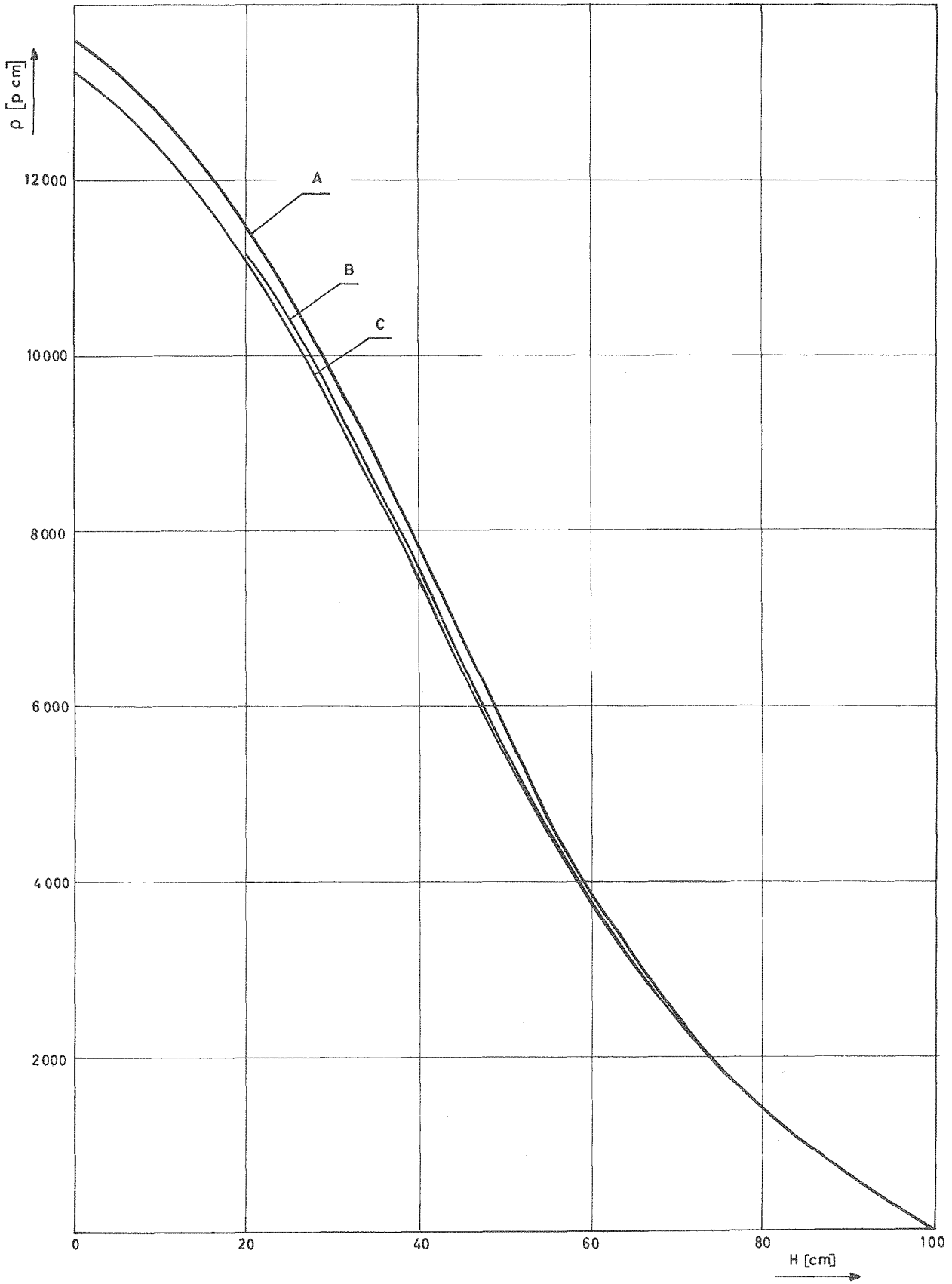


Abbildung 6.7: Regelstabcharakteristik

A = Rechnung, B = Periodenmessung, C = Continuous-run-technique.



	Reaktivität des Stabes zwischen	
	H = 20 und 90 (pcm)	H = 0 und 100 (pcm)
Continuous-run-technique	10 500 $\pm$ 210	13 250 $\pm$ 270
Stabile Periode	10 600 $\pm$ 210	-
Rechnung	10 820	13 590

Tabelle 6.3: Reaktivität des Regelstabes

Die Rechnung überschätzt also die Stabreaktivität um 7,5% gegenüber der CRT-Messung und um 3% gegenüber der Messung mit stabiler Periode.

Da für den kritischen Reaktor jede Änderung der Regelstabstellung  $\Delta H$  einer Änderung der Borkonzentration  $\Delta C$  entspricht, läßt sich der Borwert  $dQ/dC$  bestimmen, wenn die Reaktivitätskurve des Regelstabes bekannt ist. Rechnung und Messung liefern folgende Ergebnisse:

Continuous-run-technique  $\frac{dQ}{dC} = 37\,500 \pm 630 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr.}$

stabile Periode  $\frac{dQ}{dC} = 37\,900 \pm 1000 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr.}$

Rechnung  $\frac{dQ}{dC} = 38\,100 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr.}$

#### 6.2.4 Die Exzeßreaktivität des Reaktors ohne Bor und Regelstab

An der Summe der Reaktivität von Regelstab und im Core gelöstem Bor kann man die Exzeßreaktivität des Reaktors berechnen. Dies wurde für zwei Stabstellungen, einmal ganz eingefahren, einmal ganz ausgefahren, getan. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.4 zusammengestellt.

	Regelstab	
	ausgefahren pcm	eingefahren pcm
Rechnung	21 300	21 700
Periodenmessung	20 960 $\pm$ 560	21 450 $\pm$ 470
continuous-run-Messung	20 750 $\pm$ 350	21 210 $\pm$ 390

Tabelle 6.4: Exzeßreaktivität des Reaktors FOEHN.

Der Unterschied der Exzeßreaktivität zwischen aus- und eingefahrenem Regelstab rührt daher, daß sowohl differentielle Borreaktivität als auch Disadvantagefaktor nicht ganz unabhängig von der Borkonzentration sind.

Rechnung und Messungen sind in guter Übereinstimmung. Die größte Abweichung beträgt 550 pcm zwischen Rechnung und continuous-run-Messung für den ganz ausgefahrenen Stab. Ebenso beträgt die Abweichung zwischen gemessenen und berechneten kritischen Reaktoren durchweg weniger als 500 pcm (siehe Abbildung 6.6)

#### 6.2.5 Die Leistungsverteilung im Core

Die Leistungsverteilung wurde nach der oben beschriebenen Methode gemessen. Die Meßpunkte wurden über das Corevolumen integriert und auf eine mittlere Leistung von eins normiert. Die Koordinaten beziehen sich hier auf die Brennstoffzone:  $H=0$  ist der untere Plattenrand,  $H=80$  der obere;  $R=14$  ist der Innenradius und  $R=19,5$  der Außenradius der Brennstoffzone. Die Fehlergrenze für etwa 90% der Meßpunkte liegt bei 1%. Einige der Meßpunkte am Plattenrand, insbesondere für  $H=79,75\text{cm}$ , zeigen größere Fehler (einige Prozent), die durch die dort nicht sehr genaue Positionierung in Verbindung mit einem starken Gradienten des Flusses zu erklären sind. Eine perspektivische Ansicht der Leistungsverteilung gibt Abbildung 6.8. Deutlich ausgeprägt sind die Leistungsspitzen an den Coreenden sowie der Einfluß des Regelstabes, der auf  $H=30\text{cm}$  stand.

Die Abbildungen 6.9 und 6.10 zeigen einige typische radiale und axiale, gemessene und berechnete Leistungsverteilungen. Rechnung und Messung wurden auf 1 Watt Reaktorleistung normiert.

Durch die Festborzonen werden die Leistungsspitzen an den Coreenden drastisch heruntergedrückt, wie Abbildung 6.11 zeigt.

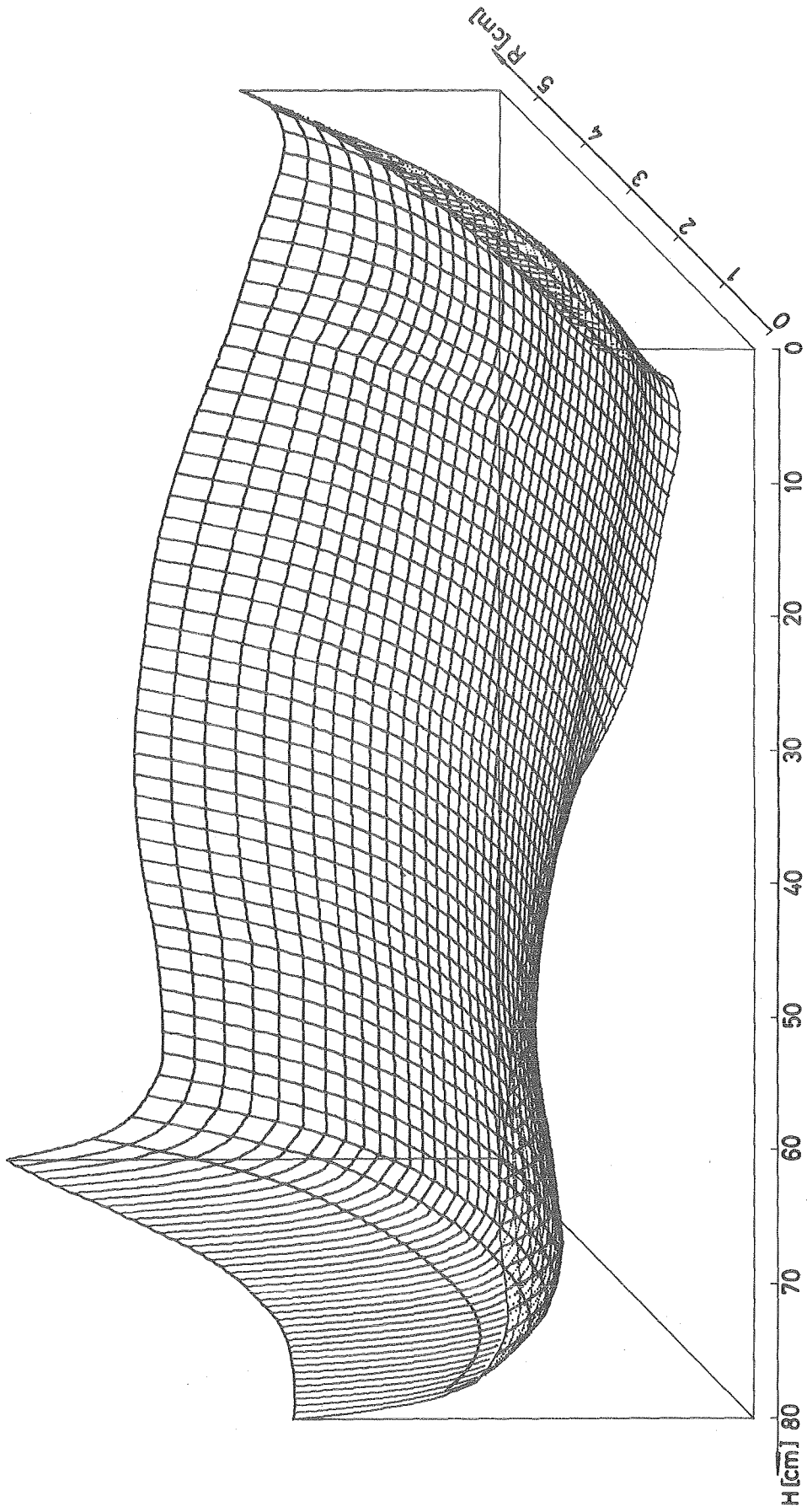


Abbildung 6.8: Perspektivische Darstellung der gemessenen Leistungsverteilung im Core ohne Restbor. Das obere Ende des Regelstabes befand sich auf  $H = 30$  cm.

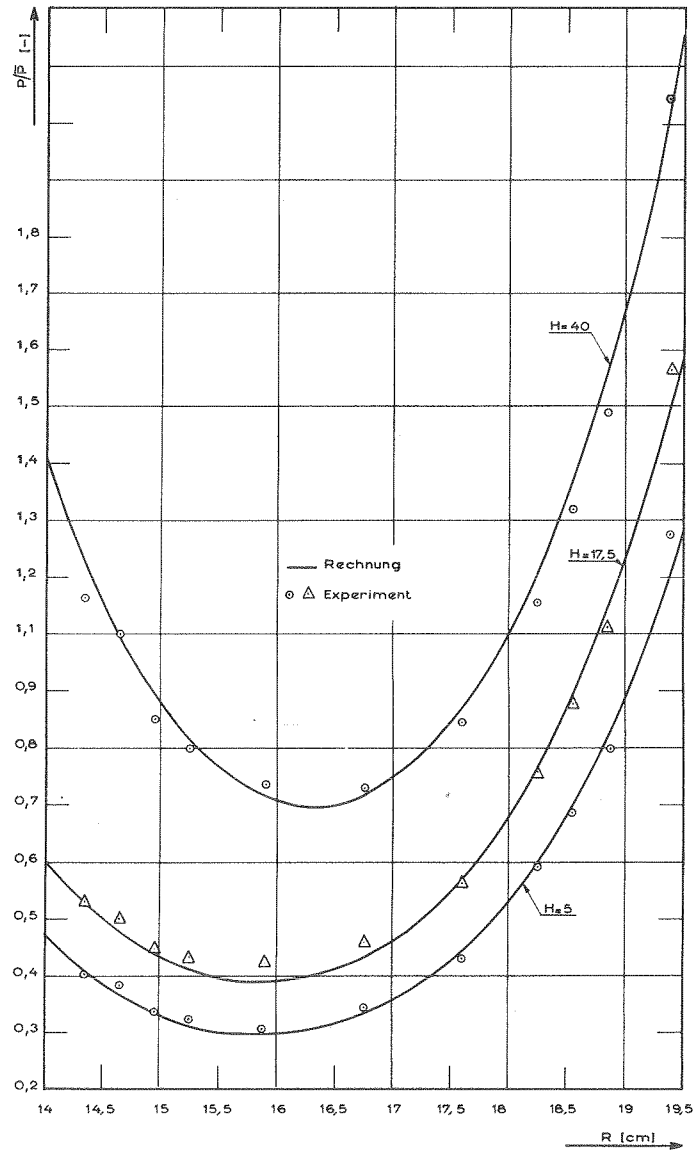


Abbildung 6.9 : Radiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor.  $H = 5, 17,5$  und  $40$  cm über der Coreunterkante.

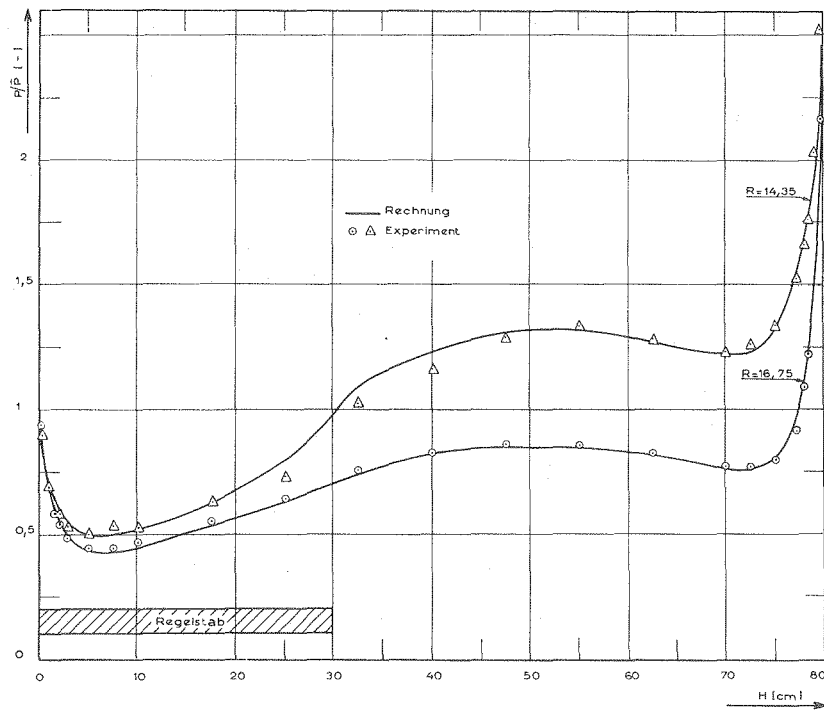


Abbildung 6.10: Axiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor für die Radien  $R = 14,35$  und  $16,75$ .

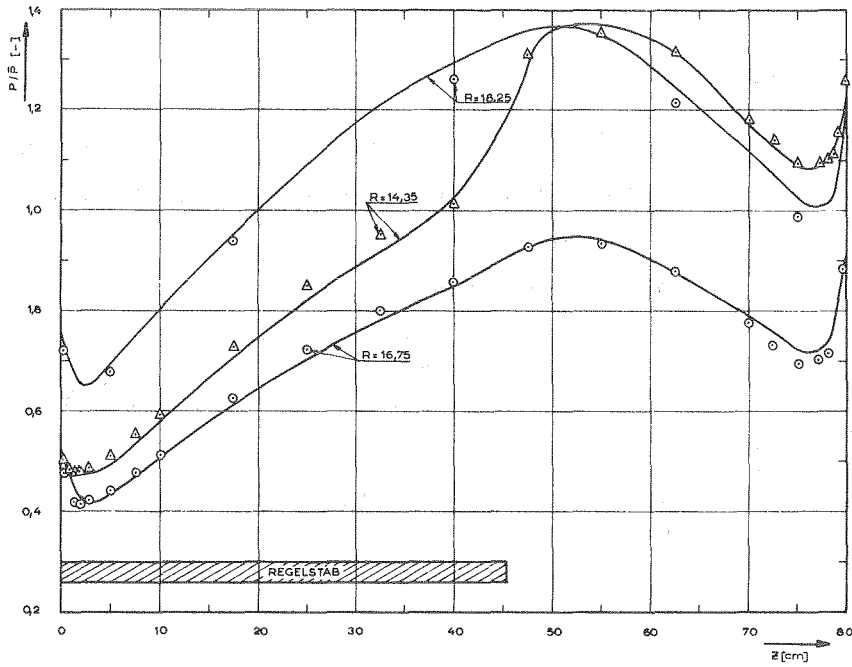


Abbildung 6.11: Axiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für die Radien  $R = 14,35$ ;  $16,75$  und  $18,25$  cm.

Ein wichtiger Parameter für die thermodynamische Auslegung des Hochflußreaktors ist der radiale Flußfaktor  $f_{rad}$ , der definiert ist als das Verhältnis der mittleren Leistung im Streifen zwischen  $R = 19$  und  $R = 19,5$  cm zur mittleren Leistung des gesamten Cores.

Die Ergebnisse von Messung und Rechnung sind in Tabelle 6.5 aufgeführt.

	Messung	Rechnung	Unterschied
Reaktor ohne Festbor	1,727	1,649	4,7 %
Reaktor mit Festbor	1,786	1,736	2,9 %

Tabelle 6.5: Radiale Flußformfaktoren .

Berücksichtigt man, daß gemäß Kapitel 3.3.8 die Rechnung einen um 4,3 % zu niedrigen  $f$ -Faktor liefern muß, so beträgt der wirkliche Fehler nur 0,4 bzw. 1,4 %.

In Abbildung 6.12 ist die axial gemittelte radiale Leistungsverteilung aufgetragen. Der Formunterschied zwischen gemessener und berechneter Verteilung entspricht genau dem zwischen THERMOS- und Diffusionsrechnung nach der Kappamethode, wie er in Abbildung 3.6 vorausgesagt worden war.

#### 6.2.6 Der Gütefaktor

Der Gütefaktor wurde für FOEHN nach der gleichen Methode bestimmt wie für ALIZE III. Wegen der einfachen Coregeometrie konnten die Fehlergrenzen bei der Bestimmung der mittleren Coreaktivierung klein gehalten werden. In Tabelle 6.6 sind die Ergebnisse zusammengestellt.

Reaktorkonfiguration	r gemessen $n/cm^2sec W$	r gerechnet $n/cm^2sec W$
Ohne Festborzonen, Borkonzentration im Core = 0,450 g/ltr, Regelstabstellung H = 60 cm	$2,48 \pm 0,05 \cdot 10^7$	$2,535 \cdot 10^7$
Mit Festborzonen, Borkonzentration im Core = 0,258 g B <sup>10</sup> /l, Regelstabstellung H = 44,7 cm	$2,56 \pm 0,05 \cdot 10^7$	$2,64 \cdot 10^7$

Tabelle 6.6: Gemessene und berechnete Gütefaktoren .

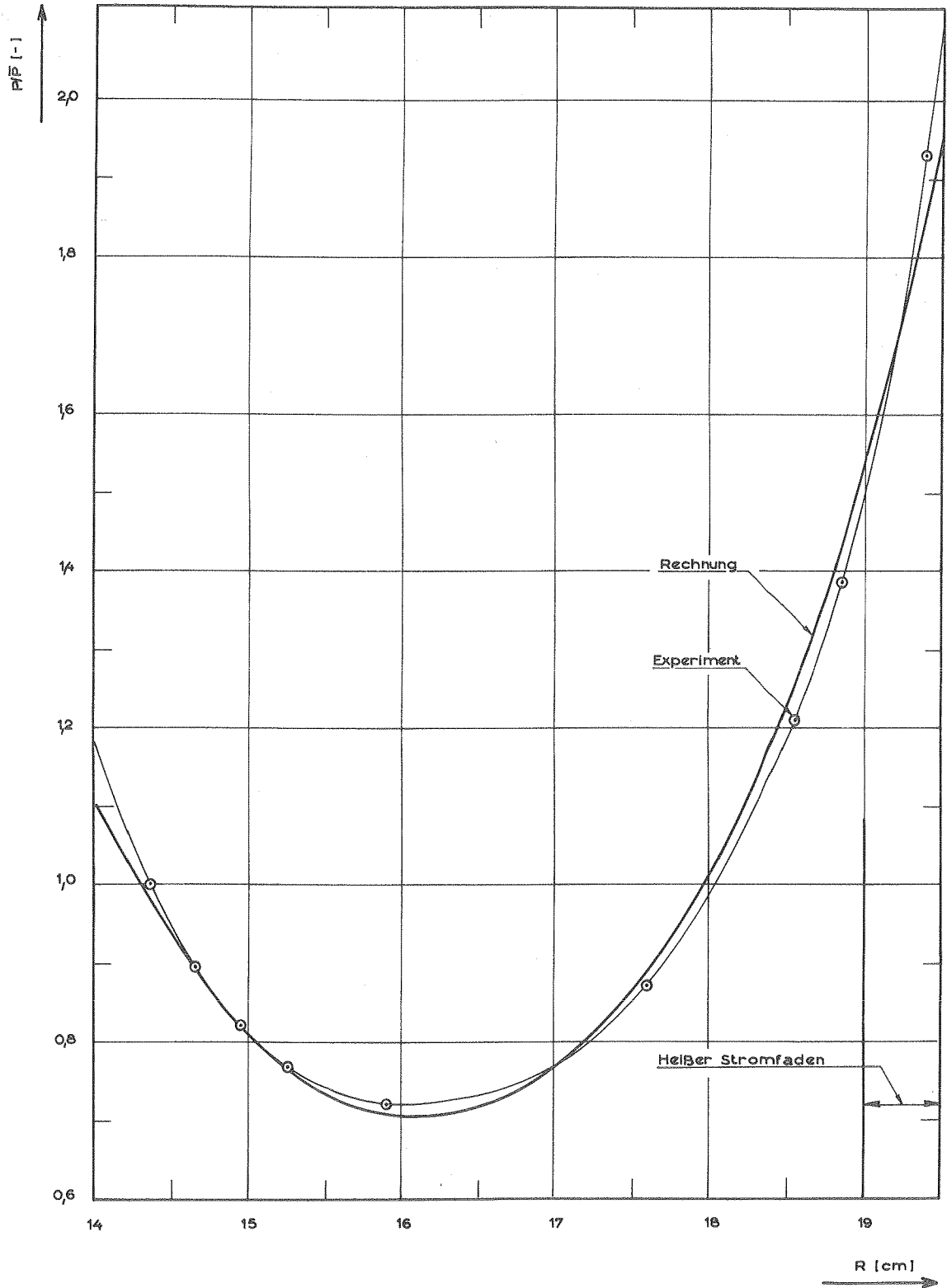


Abbildung 6.12: Über die Corehöhe  $Z$  gemittelte radiale Leistungsverteilung für ein Core mit Festbor.

Die berechneten Gütefaktoren liegen etwas höher (2,2 bzw. 3 %) als die gemessenen, Das ist daraus zu erklären, daß in der Rechnung die Spektrums-  
härtung in Corenähe nicht berücksichtigt worden war, um nicht noch zusätz-  
liche Mischungen einführen zu müssen. Dadurch wird der  $D_2O$ -Streuquerschnitt  
in Corenähe überschätzt, wodurch die Rechnung einen zu hohen Fluß vortäuscht  
(siehe Abbildung 3.4) .

### 6.2.7 Neutronenfluß und Spektrum

Der thermische Neutronenfluß im Reflektor von FOEHN wurde in der gleichen  
Weise gemessen und korrigiert wie in 6.1.4. Die Abbildungen 6.13 und 6.14  
zeigen einige typische Verteilungen. Rechnung und Messung wurden jeweils  
auf 1 Watt Reaktorleistung normiert. Da der berechnete Gütefaktor größer  
ist als der experimentell ermittelte, liegen auch die berechneten Flüsse  
über den gemessenen. Die relative Abweichung zwischen Rechnung und Messung  
beträgt etwa + 2 %.

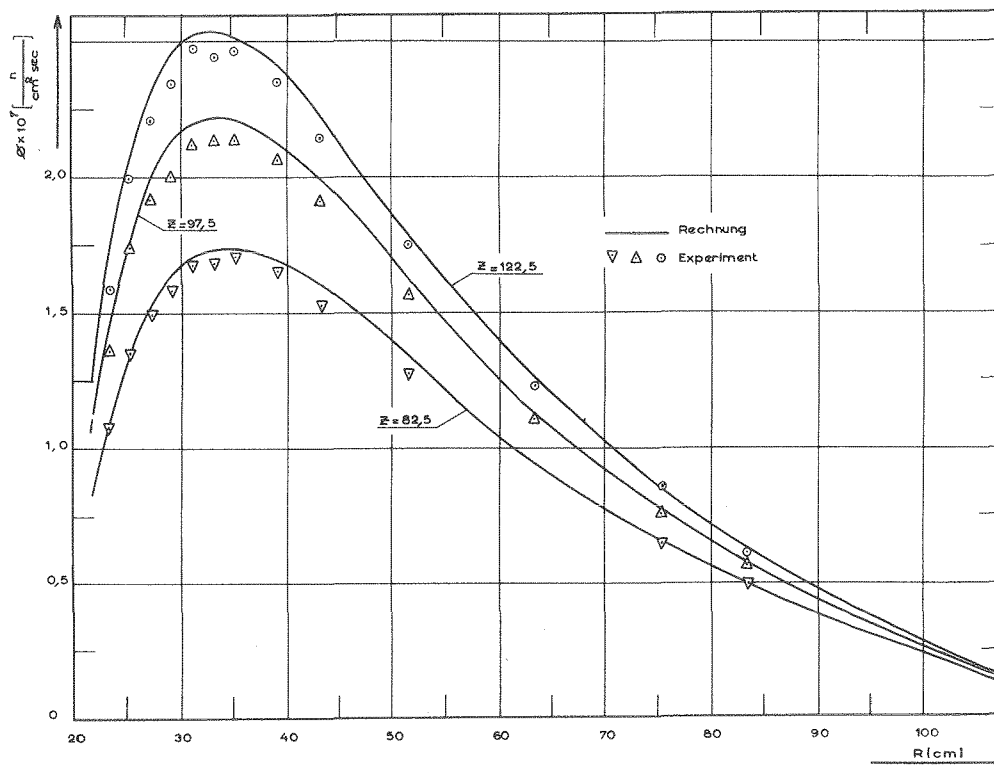


Abb. 6.13: Radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses im  $D_2O$ -  
Reflektor bei 1 Watt Reaktorleistung für  $Z = 82,5$ ;  $Z = 122,5$ ;  $Z = 97,5$   
(ohne Festbor).



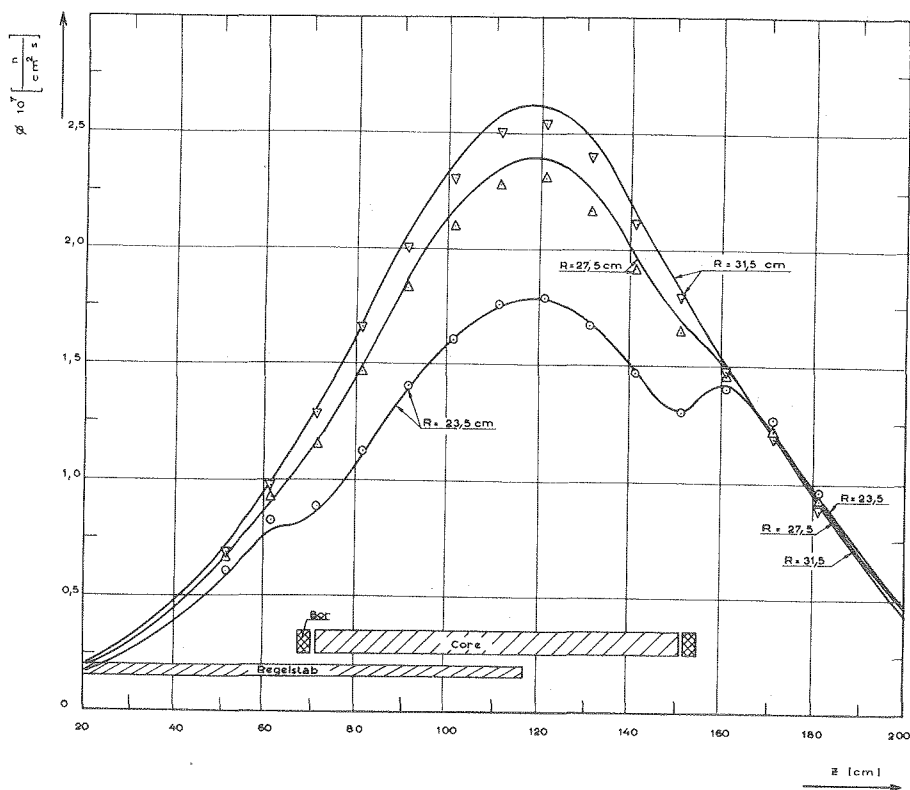


Abbildung 6.14: Axiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für die Radien  $R = 23,5$ ;  $27,5$  und  $31,5$  (mit Festbor).

Zur Messung des thermischen Spektrums, das im Core und in der Nähe des Cores stark variiert, wurden paarweise Uran-Plutonium-Sonden in der Reflektormittelsebene bestrahlt.

$$R_{Pu/U} = \left\{ \frac{A_{Pu}}{A_U} \right\} \text{lokales Spektrum} \cdot \left\{ \frac{A_U}{A_{Pu}} \right\}_v = 2200 \text{ m/sec.} \quad (6.7)$$

Da die Plutonium-239-Resonanz bei  $0,297 \text{ eV}$  je nach Härte des Spektrums mehr oder weniger Einfluß auf die Gesamtaktivierung der Sonde gewinnt, läßt sich aus dem Vergleich mit einer Sonde mit  $1/v$ -Querschnitt ( $U^{235}$ ) ein Anhaltswert für das thermische Spektrum gewinnen.

Die verwandten Sonden hatten folgende Charakteristiken:

Typ der Messung	Zusammensetzung der Sonden	Dimensionen (cm)	Bemerkungen
$R_{Pu/U}$	Legierung Al + Pu	$0,7 \text{ } \phi \times 0,017$ $2,5 \text{ mg/cm}^2$ $Pu^{239}$	gezählt werden die $\gamma$ 's der Spaltprodukte oberhalb von $511 \text{ keV}$
	Legierung Al + U	$0,7 \text{ } \phi \times 0,03$ $5 \text{ mg/cm}^2$ $U^{235}$	4 - 6 Stunden nach der Bestrahlung

Die vorherrschende Fehlerquelle ist die ungenaue Positionierung der Sonden, besonders an Orten mit starkem Flußgradienten. Für  $R_{Pu/U}$  wurden die Sonden paarweise bestrahlt. Um den Fehler durch den Flußgradienten klein zu halten, wurden sie einmal so angebracht, daß die Pu-Sonde zum Core zeigte und einmal so, daß sie nach außen zeigte. Als Meßwert wurde dann der Mittelwert aus beiden Messungen genommen.

Der Meßfehler ohne Berücksichtigung der Positionierung beträgt für  $R_{Pu/U} = 1\%$ . Die Meßergebnisse sind in Abbildung 6.15 aufgetragen. Die ausgezogene Kurve wurde berechnet nach

$$R_{Pu/U} = \left\{ \frac{\sum_{j=4}^6 \sigma_{a,j}^{Pu} \cdot \overline{\phi_j^{Pu}} + \sigma_{a,epi}^{Pu} \cdot \overline{\phi_3^{Pu}}}{\sum_{j=4}^6 \sigma_{a,j}^U \cdot \overline{\phi_j^U} + \sigma_{a,epi}^U \cdot \overline{\phi_3^U}} \right\} \cdot \left\{ \frac{\sigma_a^{Pu}(2200 \text{ m/s})}{\sigma_a^U(2200 \text{ m/s})} \right\}. \quad (6.8)$$

Der Aktivierungsquerschnitt  $\sigma_{a,j}$  wurde für die thermischen Gruppen mit THERMOS als Funktion des Radius berechnet,  $\overline{\phi_j}$  sind die thermischen Gruppenflüsse einer zweidimensionalen Diffusionsrechnung,  $\sigma_{a,epi}$  ist der effektive Absorptionsquerschnitt im Lethargieintervall der 3. Gruppe und  $\overline{\phi_3}$  ist der Fluß in der 3. Gruppe der Diffusionsrechnung.

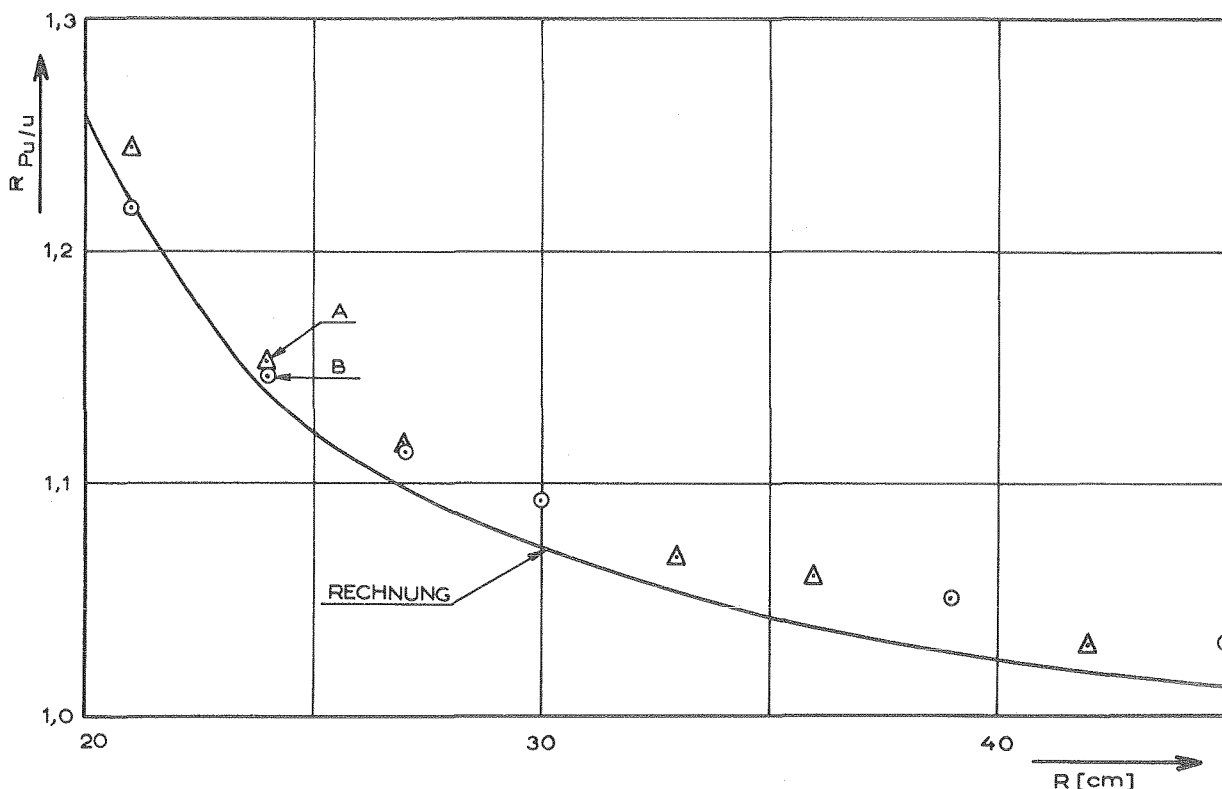


Abbildung 6.15:  $Pu^{239}$ -zu- $U^{235}$ -Verhältnis in der Mittelebene des Reflektors. A = Meßpunkt, bei dem die Pu-Sonde zum Core zeigte, B = Meßpunkt, bei dem die U-Sonde zum Core zeigte.

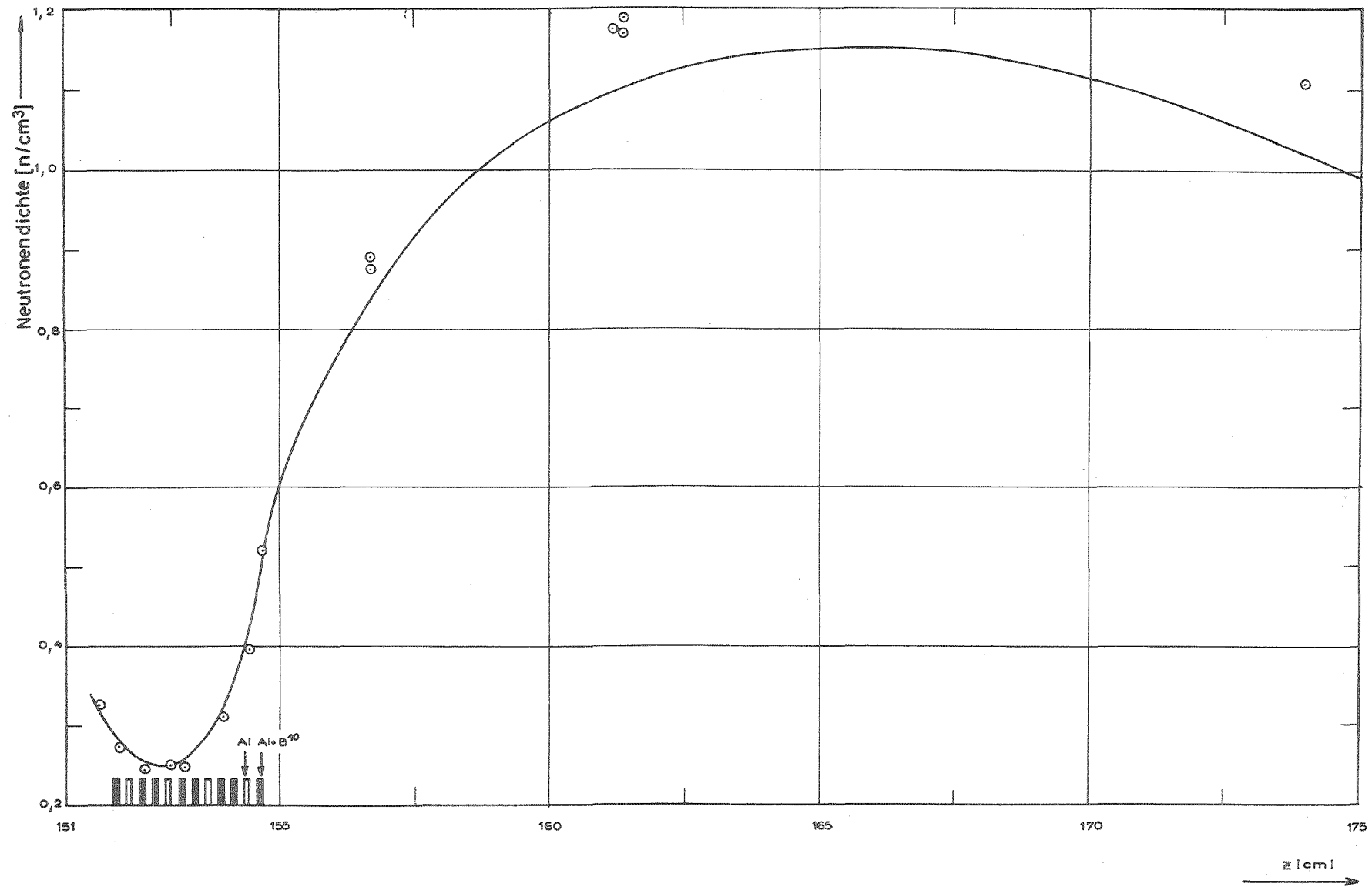


Abbildung 6.16: Axiale Neutronendichteverteilung in und über den Festborzonen auf den Radius  $R = 17,1$  cm bei 1 Watt Reaktorleistung. Die ausgezogene Kurve wurde berechnet.

Um den Abbrand des Festbors während der Zyklusdauer des Hochflußreaktors richtig berechnen zu können, ist es wichtig, daß die Absorption in der Borzone ( $\phi \cdot \Sigma_{a,eff}$ ) gut bekannt ist. Zu diesem Zweck wurde die Neutronendichte in Z-Richtung in und über den Borzonen auf dem Radius  $R = 17,1$  cm mit Mangansonden gemessen und mit dem Resultat der Diffusionsrechnung verglichen. Nach (6.1) kann die Aktivität A einer  $1/v$ -Sonde folgendermaßen berechnet werden:

$$A = \frac{1}{B} \cdot \frac{v_0}{v_T} \cdot \frac{R_{Cd}}{R_{Cd}-1} \cdot \phi_{th} \quad (6.9)$$

Der Proportionalitätsfaktor B ergibt sich aus der Messung des Gütefaktors,  $v_T/v_0$  aus einer Thermosrechnung (der gleichen, mit der die thermischen Gruppenkonstanten für die Diffusionsrechnung ermittelt worden waren), das Kadmiumverhältnis  $R_{Cd}$  nach Formel 6.2 (siehe Kapitel 6.1.3) und  $\phi_{th} = \phi_4 + \phi_5 + \phi_6$  aus der Diffusionsrechnung.

Meß- und Rechenwerte wurden auf eine Reaktorleistung von 1 Watt normiert und in Abbildung 6.16 aufgetragen. Die Rechnung gibt die Neutronendichteverteilung in der Borzone in Form und absoluter Höhe recht gut wieder mit Abweichungen von etwa 3 bis 4 % von den Meßwerten. Weiter oben im axialen Reflektor liegt der gerechnete Fluß ca 10 % unter den Meßwerten.

Dieses Phänomen konnte nicht eindeutig erklärt werden. Da die Flußmessung oberhalb der Borzone aus einer anderen Bestrahlung stammt als die innerhalb, kann ein Fehler in der Positionierung der Sonden in Frage kommen, über die beide Bestrahlungen normalisiert worden waren. Außerdem waren in der Rechnung die über dem Core befindlichen Aluminiumstrukturen mit  $D_2O$  homogenisiert, was zu einer größeren Flußdepression führen kann als der Wirklichkeit entsprach.

### 6.3. Vergleich der Berechnung von Sicherheitsstäben nach der Methode des äquivalenten Absorbers mit Messungen in FOEHN

#### 6.3.1 Der experimentelle Aufbau

Wie in Anhang 2 beschrieben, konnten in FOEHN Absorberstäbe eingebaut werden, die die Sicherheitsstäbe des Hochflußreaktors simulieren sollen. Ihre Anzahl (maximal 6), ihr Abstand zum Core sowie ihre Eintauchtiefe in den Reflektor konnte verändert werden. Ihre Anordnung im Reflektor ist schematisch in Abbildung 6.17 dargestellt.

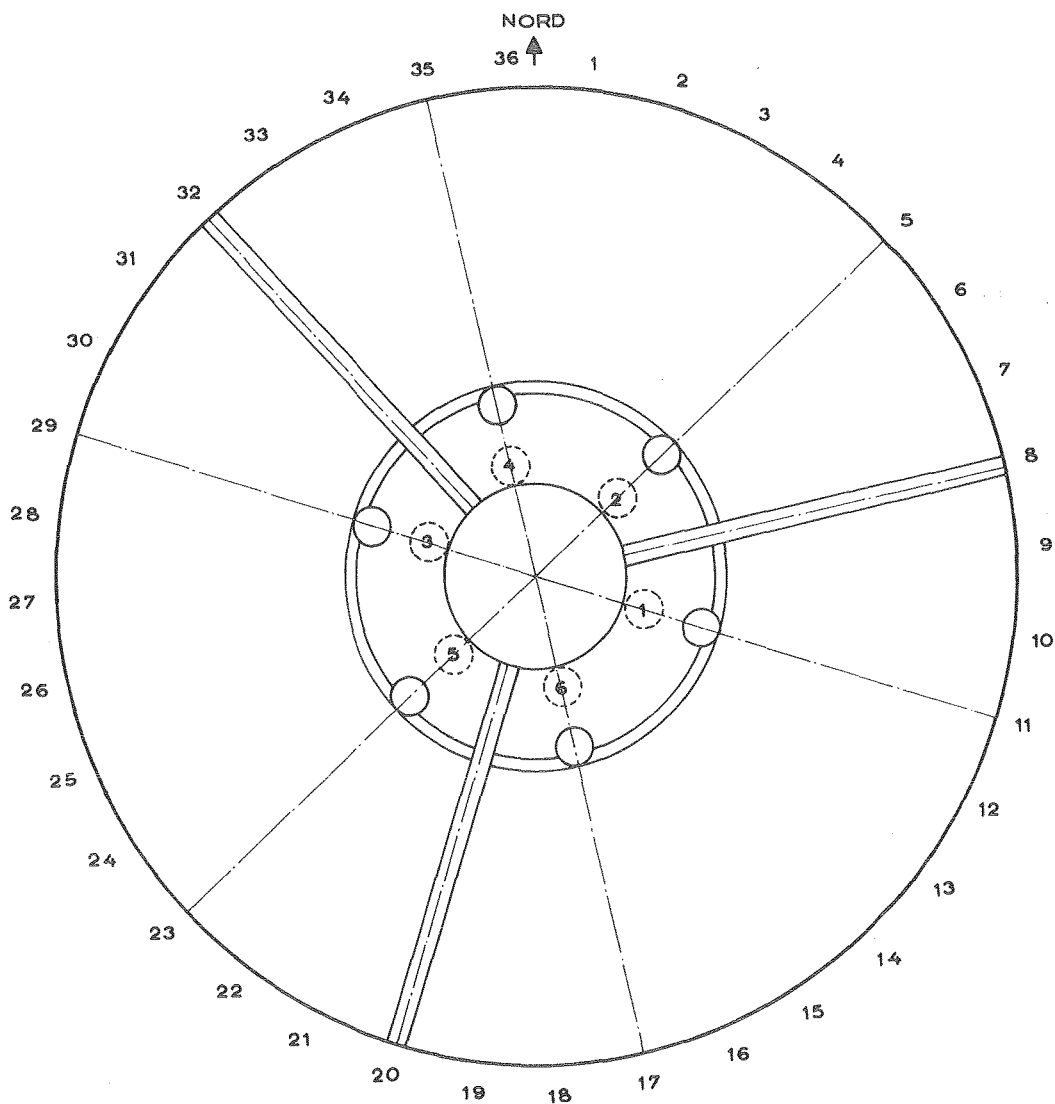


Abbildung 6.17: Stellung der Sicherheitsstabattrappen im Reflektor

Das System wird durch drei Parameter bestimmt:

- a) durch die Konzentration des im Core gelösten Bors (C),
- b) durch die Stellung des Regelstabes (H),
- c) durch die Sicherheitsstäbe, die variieren in ihrer Anzahl, dem Material (Cd oder Inoz), dem Radius, auf dem sie stehen, (R) und ihrer Eintauchtiefe (Z).

Für jede Konfiguration wurde die differentielle Reaktivität des Regelstabes sowie die Borreaktivität nach der Continuous-run-Methode bestimmt. Sie ergab sich zu

$$\frac{d\rho}{dC} = 39\ 000 \pm 2000 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{l}$$

als Mittelwert aller Messungen.

Dieser Borwert liegt deutlich über dem des Reaktors ohne Absorberstäbe (siehe Kapitel 6.2.3), der für eine mittlere Borkonzentration von 0,4g B<sup>10</sup>/l gemessen worden war. Bei den Messungen mit Stäben betrug die mittlere Konzentration 0,15 g B-10/l, und für die geringere Konzentration ist die Selbstabschirmung kleiner, so daß der effektive Borwert höher liegen muß, was auch durch die Rechnung bestätigt wird, die für diesen Bereich ein  $d\rho/dC = 39\ 700 \text{ pcm/g B-10/l}$  liefert.

### 6.3.2 Vergleich von Messung und Rechnung

Um keine Verfälschung der Ergebnisse durch ungenaue Reaktivitätsmessungen (siehe Kapitel 6.2.3) zu bekommen, wurden nur kritische Reaktoren berechnet. Die Reaktivität der Stäbe wurde aus der Bormenge errechnet, die nötig wäre, um den Reaktor bei gleicher Regelstabstellung ohne Sicherheitsstäbe kritisch zu machen, unter der Annahme, daß der Borwert für Rechnung und Messung gleich 39 000 pcm/g B-10/l sei. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.7 zusammengestellt. Bei allen Fällen waren weder Festborzonen am Core angebracht, noch befanden sich Strahlrohre im Reflektor, außer bei Fall 9. Da die Diffusionsrechnung die Reaktivität des Reaktors mit Strahlrohren überschätzt, da das "streaming" nicht richtig berücksichtigt wird, wurde dieser Effekt an Hand von Meßwerten korrigiert. Die Werte in Tabelle 6.7 zeigen, daß mit der Methode des äquivalenten Absorbers Reaktoren mit Sicherheitsstäben mit der gleichen Präzision berechnet werden können wie Reaktoren ohne Stäbe (siehe Kapitel 6.2.3), und somit auch die berechnete Reaktivität der Sicherheitsstäbe gut mit der gemessenen übereinstimmt, vorausgesetzt, daß die Reaktivität in gleicher Weise definiert ist, z.B. wie hier als Differenz der Borkonzentration zweier kritischer Reaktoren mit gleicher Regelstabstellung.

Zu beachten sind besonders die Fälle 1, 2, 3 und 9, die besonders stark asymmetrische Anordnungen darstellen, In Fall 1 waren die Stäbe nur soweit eingefahren, daß ihre Enden 10cm über der Brennstoffoberkante standen. In 2 wurde der Fall des exzentrischen einzelnen Stabes behandelt, der aus einem relativ schwach absorbierenden Material (nicht-rostendes Eisen CrNi 18/8) bestand, Fall 3 ist ähnlich, nur handelt es sich dort um einen Kadmiumstab, und bei Fall 9 waren drei Stäbe auf einer Seite des Cores gruppiert (siehe Abbildung 6.17).

Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Position der Stäbe(s.Abb.4,18)	1,2,3, 4,5,6	2	2	1,2,3, 4,5,6	2,3,6	2,3,6	2,3,6	2,3,6	3,5,4
Stabzahl	6	1	1	6	3	3	3	3	3
Position der Stäbe Z (cm)	161	71	71	71	71	71	71	71	71
Position der Stäbe R (cm)	33	28,5	28,5	41,5	41,46	33	28,5	27,5	28,5
Borkonzentration g B <sup>10</sup> /litr im Core	0,446	0,312	0,312	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,00
Regelstabstellung H (cm)	78,9	55,1	63,6	60,5	25,3	55,4	80,8	90,8	103,5 (k <sub>eff</sub> =0,9995)
Äquiv. $\Sigma_a$ mit Regelstab (cm <sup>-1</sup> )	-	0,00131	0,0016	0,013505	0,004255	0,006075	0,007915	0,008525	0,005905
Äquiv. $\Sigma_a$ ohne Regelstab (cm <sup>-1</sup> )	0,01876	0,00131	0,0016	0,014475	0,004255	0,006075	0,007915	0,008525	0,005905
Natur der Stäbe	Cd	Inox	Cd	Cd	Cd	Cd	Cd	Cd	Cd
Berechnete Stabreaktivität (pcm)	2450	4900	5150	17500	10500	16200	20400	21000	15100
Gemessene Stabreaktivität (pcm), Prüz. + 250 pcm)	2150	4580	5850	17700	10700	16882	20200	21200	14900
Berechnetes k <sub>eff</sub>	1,0022	0,9979	1,0016	1,0053	1,0076	1,0103	1,0031	1,0042	1,0082

Tabelle 6.7: Zusammenstellung der berechneten und gemessenen kritischen Reaktoren, mit Sicherheitsstäben.

## 7. Zusammenfassung

Thermische Hochflußreaktoren wie der HFIR und der HFBR wurden noch weitgehend mittels Experimenten an kritischen Anordnungen ausgelegt, da Rechnungen wegen der starken Orts- und Energieabhängigkeit des Neutronenflusses im Corebereich zu ungenau waren. In dieser Arbeit werden Methoden vorgestellt, die es erlauben, einen solchen Reaktor weitgehend durch Berechnung mit einem zweidimensionalen Weniggruppen-Diffusionscode auszulegen. Hierzu wird der Neutronenfluß im thermischen Bereich als eine Linearkombination mehrerer Einzelflüsse ("Neutronenfamilien") dargestellt, die ohne gegenseitige Wechselwirkung in dem System diffundieren (Kappa-Methode). Jedem Einzelfluß ist ein Spektrum aufgeprägt, das typisch für das Gebiet ist, in dem die Neutronen dieser Familie abgebremst wurden. Da die Brennstoffzone dünn ist gegenüber der Corehöhe, so daß die Coreenden einen geringen Einfluß haben, kann das ortsabhängige Spektrum in eindimensionaler Geometrie nach der hierzu genügend genauen Transport-Thermalisierungstheorie (THERMOS) gewonnen werden.

Hiermit werden orts- und energiegemittelte Querschnitte bestimmt sowie diejenige Absorptionsrelaxationslänge, für die die Diffusionstheorie in der gleichen Geometrie denselben Wert von maximaler zu mittlerer Absorption liefert. Aus der Relaxationslänge und dem gemittelten Absorptionsquerschnitt kann eine "effektive" Diffusionskonstante ermittelt werden.

Als Weiterentwicklung wird eine Methode untersucht, die Neutronenübergänge zwischen den einzelnen Familien zuläßt, denen hier jeweils das asymptotische Spektrum des Bremsgebietes aufgeprägt wird. Die Übergangquerschnitte werden an Hand von THERMOS-Rechnungen bestimmt. Diese Querschnitte variieren weit weniger mit der Geometrie als die Relaxationslänge und der ortsgemittelte Querschnitt bei der Kappa-Methode, die für jede zu berechnende Geometrie neu ermittelt werden müssen. Diese Methode ist also insbesondere für Parameterstudien besser geeignet. In dieser Arbeit wurden sie nicht auf zweidimensionale Anordnungen angewendet, da der hierzu nötige Diffusionscode, der Aufwärtsstreuung zulassen muß, nicht zur Verfügung stand und da die Ergebnisse der Kappa-Methode sich als genügend genau erwiesen.



Die Nichtbeachtung der Ortsabhängigkeit bei der Bremsung wirkt sich praktisch nur auf  $k_{\text{eff}}$  und nicht auf Fluß- und Leistungsverteilung aus. Dieser Fehler wird durch Differenzrechnungen ermittelt, bei denen die Gruppenkonstanten im Bremsbereich über eindimensional berechnete  $S_6$ -Spektren bzw. über nulldimensionale Spektren gemittelt wurden.

Um die Reaktivität dreidimensionaler Sicherheitsstabanordnungen zu berechnen, wurde ein neues Verfahren entwickelt, mit dessen Hilfe eine zonenweise homogene, diffundierende Absorberschicht definiert wird, die die Stäbe in der zweidimensionalen Diffusionsrechnung ersetzt. Dies ist möglich, wenn die Absorberstäbe in einer Diffusionsrechnung durch geeignete Randbedingungen beschrieben werden können und wenn ihre Länge viel größer ist als ihre Dicke. Selbst bei extremen Anordnungen wie der eines einzelnen, exzentrischen Stabes, liefert das Verfahren gute Resultate.

Die Methoden wurden auf die beiden kritischen Experimente ALIZE III und FOEHN, die für den Deutsch-Französischen Hochflußreaktor durchgeführt wurden, angewandt. Die Rechnung gibt die experimentell ermittelten Werte mit guter Genauigkeit wieder. Für die Berechnung der einzelnen Parameter ergaben sich folgende Unsicherheiten:

- $k_{\text{eff}}$  des Reaktors ohne Sicherheitsstäbe  $\leq 500$  pcm
- Antireaktivität des Regelstabes  $\leq 340$  pcm
- Antireaktivität des im Core gelösten Bor-10  $\leq 600$  pcm/g B-10/ltr
- eingebaute Exzeßreaktivität des Reaktors  $\leq 550$  pcm
- $k_{\text{eff}}$  des Reaktors mit Sicherheitsstäben  $\leq 1100$  pcm
- mittlerer radialer Leistungsformfaktor  $f \leq 1,4\%$
- Fluß- zu Leistungsverhältnis  $\leq 3,1\%$  .

Auf Grund der guten Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment sowohl für FOEHN als auch für ALIZE III kann gefolgert werden, daß sich die vorgeschlagenen Methoden überall dort mit Erfolg anwenden lassen, wo eine starke Ortsabhängigkeit des Spektrums in einer geometrisch mehrdimensionalen Anordnung existiert, wenn sich die Ortsabhängigkeit des Spektrums prinzipiell in eindimensionaler Geometrie beschreiben läßt. Die Methode zur Berechnung der Sicherheitsstäbe läßt sich auf alle die Fälle anwenden, wo sich der Reaktor ohne Stäbe in

Zylindergeometrie beschreiben läßt und wo die Stäbe parallel oder mehr oder weniger stark geneigt zur Zylinderachse stehen.

Anhang 1 Beschreibung des Deutsch-Französischen Hochflußreaktors /3,9/A 1.1 Zielsetzung

Für das Deutsch-Französische Institut Max-von-Laue-Paul-Langevin wird gegenwärtig in Grenoble ein Hochflußreaktor (HFR) errichtet, der Experimente auf dem Gebiet der Kern- und Festkörperphysik ermöglichen soll. Der Reaktor soll einen thermischen Neutronenfluß von etwa  $1 \cdot 10^{15}$  n/cm<sup>2</sup> sec zur Verfügung stellen, der durch Strahlrohre zugänglich ist; als integrierte Bestandteile sollen je eine kalte und heiße Quelle eingebaut werden sowie Strahlrohre mit Innentargets zur Erzeugung von Spaltprodukten und Strahlenrohre für Konversionselektronen.

A 1.2 Aufbau des Reaktors

Ein hohlzylinderförmiges, stark untermoderiertes Core befindet sich in einem großen D<sub>2</sub>O-Tank, in den die Strahlrohre und Experimentiereinrichtungen eingebaut sind. Aus Gründen der leichten Zugänglichkeit ist der D<sub>2</sub>O-Tank in einem H<sub>2</sub>O-Becken angeordnet.

Das Core besteht aus Aluminiumplatten, die den Brennstoff - hoch angereichertes Uran-235 - enthalten, und die evolvertenförmig zwischen einem inneren und äußeren Mantelrohr angeordnet sind. Zwischen den Platten strömt D<sub>2</sub>O als Kühlmittel von oben nach unten, das nach Verlassen der Brennstoffzone den D<sub>2</sub>O-Tank durchfließt, so daß dort der gleiche Druck wie am Coreaustritt herrscht. An den Coreenden sind als integrale Bestandteile der Brennstoffplatten Borzonen angeordnet, die als Abbrenngift und zur axialen Leistungsabflachung notwendig sind. Im Zentrum des Cores ist ein Regelstab aus Nickel angebracht, dessen Antriebsmechanismus unter dem Reaktor liegt. Der Reaktor wird durch 5 Absorberstäbe abgeschaltet, die von oben, leicht gegen die Coreachsen geneigt, nahe am Core in den Reflektor eingeschossen werden.

In Tabelle A1 sind die Daten des Reaktors zusammengestellt, Abbildung A1 zeigt einen Längsschnitt und Abbildung A2 einen Querschnitt durch den Reaktorblock.

Tabelle A1: Daten des Deutsch-Französischen Hochflußreaktors

Nennleistung	57 MW
Kühlmittel	D <sub>2</sub> O
Reflektor	D <sub>2</sub> O
Neutronenfluß bei Nennleistung	
thermischer Fluß	
maximal, ungestört im Reflektor	$1,5 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2\text{s}$
minimal, gestört an der Nase eines tangentialen Kanals	$10^{15} \text{ n/cm}^2\text{s}$
an den Strahlrohrnasen	$1,5 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2\text{s}$
Reaktivität	
Uranabbrand	10 500 pcm
Xe- und Sm-Vergiftung	5 000 pcm
Unverbranntes Bor	500 pcm
Strahlrohre und sonstig. Einbauten im Reflektor	5 000 pcm
Temperatureffekt	600 pcm
Reserve am Zyklusende	1 500 pcm
Sicherheitsstäbe in Betriebsstellung	200 pcm
Abbrandgift	5 100 pcm
Regelstab	15 500 pcm
Brennelement:	
Form: ringförmig, Platten evolenförmig	
Aktive Zone	
mittlerer Innenradius	14,0 cm
mittlerer Außenradius	19,5 cm
Höhe	80,0 cm
Wärmeübertragene Fläche	$30,17 \text{ m}^2$
Volumen	$46,3 \text{ dm}^3$
Platten	
Gesamtstärke	1,27 mm
Stärke der Hülle	0,38 mm
Abstand (Kühlkanalstärke)	1,8 mm
Uran	
Anreicherung von U-235	93 %
Gesamtmenge U-235 pro Element	8,57 kg
Abbrandgift an den Plattenenden (B10)	14,8 kg
Kühlung:	
Leistung	
Brennelement	53 MW
Regelstab und zentraler, D <sub>2</sub> O gefüllter Raum	1,2 MW
Reflektor	2,8 MW
Nennleistung	57 MW
Leistungsdichte	
maximal	3,3 MW/l
mittlere	1,145 MW/l
Kühlmitteldurchsatz	
im Brennelement	$2180 \text{ m}^3/\text{h}$
im Regelstab	$75 \text{ m}^3/\text{h}$
Kühlmittelgeschwindigkeit zwischen den Platten	15,5 m/s

Fortsetzung von Tabelle A1:

## Kühlmitteldruck

Brennelementeintritt- Auslegung	14 bar
Brennelementaustritt	3,2 bar
Druckabfall im Brennelement	9,5 bar

## Temperatur

Brennelementeintritt	30 <sup>o</sup> C
Brennelementaustritt (mittel)	49 <sup>o</sup> C
Brennelementaustritt (maximal)	91,5 <sup>o</sup> C
Plattenoberfläche maximal	147 <sup>o</sup> C
Sekundärkühlmittel-Eintritt	15 <sup>o</sup> C

Zyklusdauer	36 d
-------------	------

## Legende zu Abbildung A1

1 Brennelement	20 Experimentiereinrichtung β-Kanal
2 Regelstab	21 Experimentiereinrichtung Strahlrohre
3 Regelstabantrieb	22 Experimentiereinrichtung Neutronenleiter
4 Sicherheitsstab	23 Kühlmittel-Zulauf
5 Reflektortank	24 Kühlmittel-Umlenkung
6 Reflektortank-Deckel	25 Kühlmittel-Ablauf
7 Kamin	26 Untergeschoß
8 Brennelement-Wechselmaschine	27 Regelstabraum
9 Versetzwagen für 8	28 Kellergeschoß: Kreisläufe
10 Kupplung zwischen Brennelement- Wechselmaschine und Reaktorkamin	29 Krypta: Schwerwasser-Auffang- und Lagerbehälter
11 Becken	30 Maschinenraum
12 Wasserstand	31 Beckenhalle: Betriebsanlagen und Experimente
13 Luftspalt	32 Experimentierhalle: Experimentiereinrichtung
14 Beton	
15 Sand-Wasser-Abschirmung	
16 Wasserabschirmung im Bereich der Neutronenleiter	
17 Schleusentor zwischen Becken und Transportkanal	
18 Arbeitsbühne	
19 Experimentiereinrichtung; Kalte Quelle	

AI-4

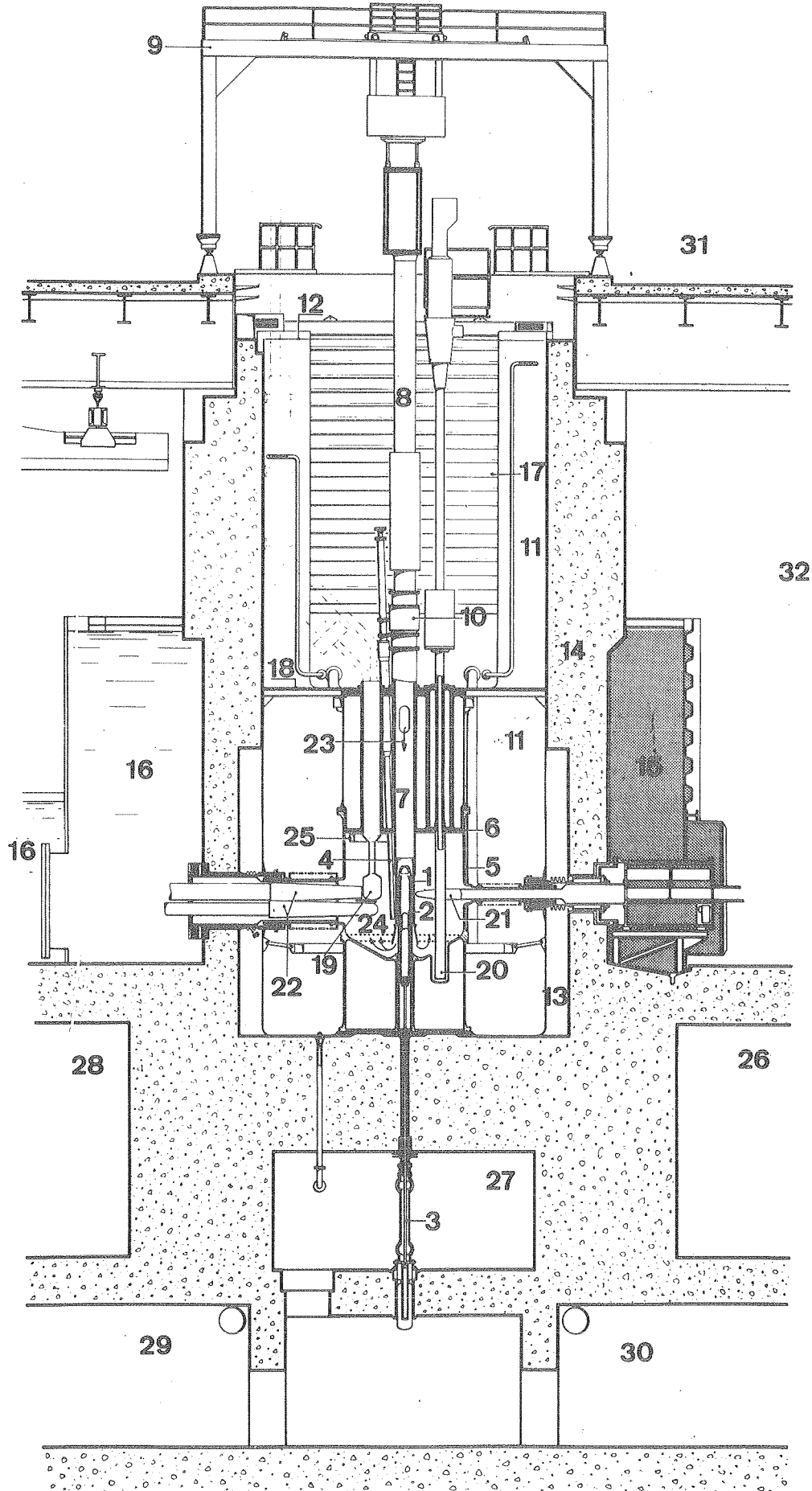


Abbildung A1 Vertikalschnitt durch den Reaktorblock mit Abschirmung.

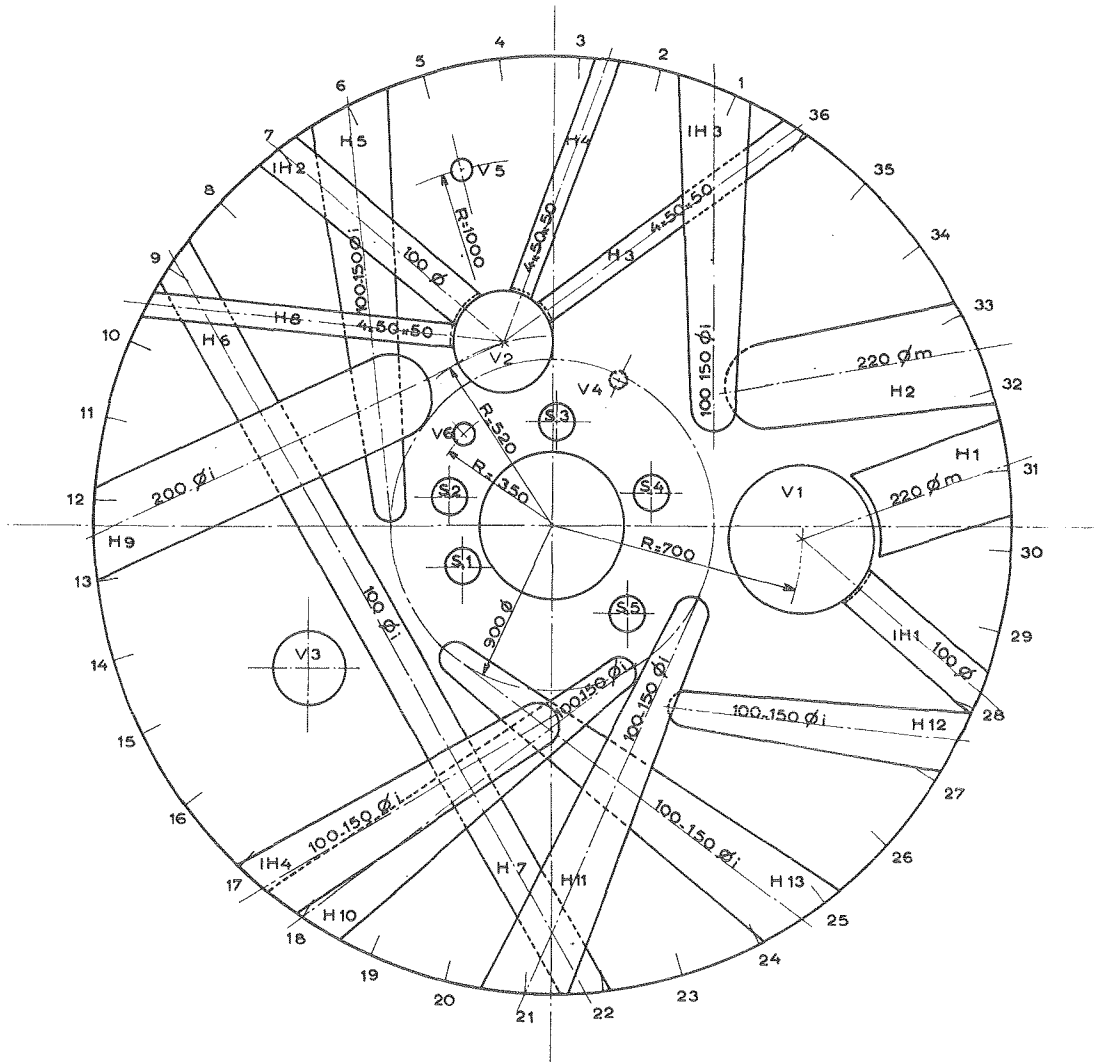


Abbildung A2 Schematischer Querschnitt durch den Reflektortank des Hochflußreaktors .

H1 - H13 = horizontale Strahlrohre, IH1 - IH4 = schräge Strahlrohre, V1 = kalte Quelle, V2 = heiße Quelle, V3 = Strahlrohr für Konversionselektronen, V4 - V6 = vertikale Bestrahlungseinrichtungen, S1 - S5 = Sicherheitsstäbe (geschnitten in der Coremittelebene).





Anhang 2 Aufbau des Experiments FOEHN

Das Experiment FOEHN wurde in dem französischen Reaktor EOLE /597 im Centre d'Etudes Nucleaires Cadarache durchgeführt. Hierzu wurde EOLE entsprechend umgebaut. Im folgenden wird der Reaktor mit seinen Einbauten beschrieben, soweit dies zum Verständnis der Messungen notwendig ist (siehe auch /607). Die Abbildung A3 zeigt einen Vertikalschnitt durch den Reaktor.

Beschreibung des ReaktorsDas Core

Die Brennstoffzone hat die Form eines Hohlzylinders von 80 cm Höhe, 19,5 cm Außenradius und 14 cm Innenradius. Sie ist aus evolventenförmig gebogenen Platten aufgebaut, die den Brennstoff in Form einer Uran-Aluminiumlegierung enthalten. Um eine möglichst eindeutige Geometrie der Brennstoffzone zu erhalten, ist der Brennstoff an den Kanten nicht umhüllt.

Charakteristik der Brennstoffplatten:

Brennstoff	U-Al-Legierung mit 90 % U <sup>235</sup>
Beladung	0,0568 g U <sup>235</sup> /cm <sup>2</sup>
Gesamte U <sup>235</sup> -Masse	8556 g
Anzahl der Platten im Core	276
Länge der Platten	80 <sup>+0</sup> <sub>-0,05</sub> cm
Breite der Platten	6,83 <sup>+0</sup> <sub>-0,02</sub> cm
Dicke der Platten	0,127 <sup>+0</sup> <sub>-0,005</sub> cm
Dicke der seittl. Al-Umhüllung	0,01 cm.

Die Platten werden in einem Corebehälter assembliert. Zwischen den assemblierten Platten bleibt ein Spalt von 0,18 cm frei (siehe Abbildung A4). Am inneren Radius werden sie von 6 über die Corehöhe verteilten Kämmen gehalten, die aus der Innenwand des Corebehälters herausgefräst sind. Am Außenradius werden die Platten von Reiterchen gehalten, die auf die Platten aufgesetzt werden. Der nach außen überstehende Teil der Reiterchen findet Platz in Aussparungen der äußeren Halteringe, die die Brennstoffzone über ihre gesamte Höhe nach außen begrenzen. Über das so assemblierte Core wird die Außenwand des Corebehälters gestülpt, so daß ein wasserdichtes Gefäß entsteht, das an den Corekreislauf angeschlossen wird. Der Corebehälter muß deshalb dicht sein, weil ein Teil der Überschußreaktivität von im Core ge-

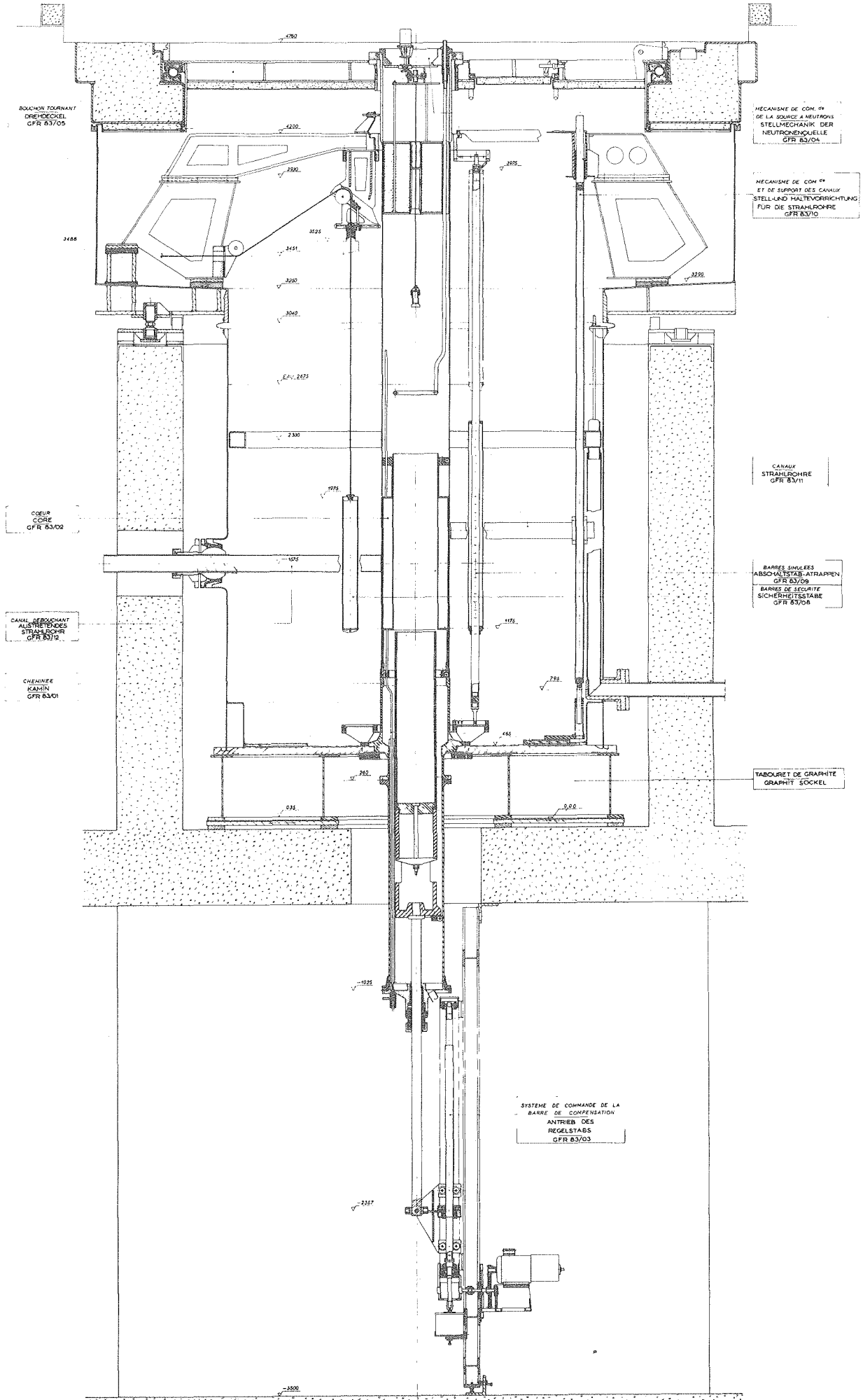


Abbildung A3 Vertikalschnitt durch FOEHN.

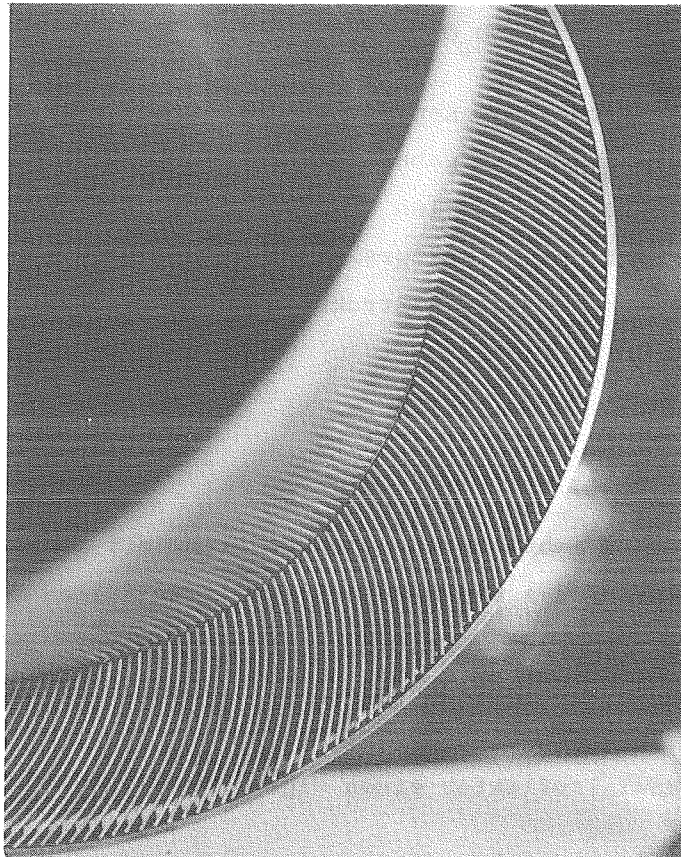


Abbildung A4 Assemblierte Brennstoffplatten  
- Draufsicht -

löstem Bor kompensiert wird und vermieden werden muß, daß Bor in den Reflektor gelangt.

#### Der Reflektor

Das Core befindet sich im Zentrum eines mit  $D_2O$  gefüllten zylindrischen Tanks mit

Durchmesser 230 cm,  
Höhe des  $D_2O$  220 cm.

Axial ist der Tank von einem Kamin durchzogen, der bis an den oberen Drehdeckel reicht und die Aufgabe hat, das Core zu führen und zu vermeiden, daß bei einer eventuellen Undichtigkeit des Core-Behälters das gesamte Schwerwasser des Reflektors mit Bor verunreinigt wird. Außerdem simuliert der Kamin in etwa die Strukturen des Hochflußreaktors über und unter dem Core.

#### Die Kreisläufe

Der Corekreislauf erlaubt es, den Core-Behälter mit Schwerwasser oder einer Lösung aus Schwerwasser und Boranhydrid zu füllen bzw. in ein Vorratsgefäß zu entleeren. Über ein entsprechend eingerichtetes Ventil können Proben der Lösung entnommen werden, um den Borgehalt zu analysieren. Der Kamin ist gegen den Radialreflektor abgedichtet. Er hat ebenso wie der Radialreflektor einen eigenen Kreislauf.

Alle Kreisläufe sind mit elektrischen Niveauanzeigern und Temperaturmeßstellen ausgerüstet.

#### Regelorgane und Sicherheitssystem

Die Überschußreaktivität des Reaktors wird teilweise von dem im  $D_2O$  des Cores gelösten Bor kompensiert, teilweise von einem Regelstab, der von unten in die von dem Core umgebene, zentrale Flußfalle eingebracht wird. Der Absorberteil dieses Regelstabes ist ein Rohr aus metallischem Nickel mit folgenden Abmessungen:

Länge	100 cm
Außenradius	12,6 cm
Wandstärke	0,5 cm

Er sitzt auf einem Schlitten, der über eine Stange und einen Spindeltrieb von einem Elektromotor angetrieben wird. Die Stabposition wird über einen Phasenschieber (Selsyn) mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,01\text{cm}$  angegeben.

Das Sicherheitssystem des Reaktors besteht aus 6 Kadmiumstäben von 9,4cm Außendurchmesser und 80cm Länge, die um das Core herum in den Außenreflektor einfallen.

#### Koordinaten des Systems

Zur Beschreibung des Reaktors wird ein R-Z-Koordinatensystem benutzt, dessen Ursprung auf der Reaktorachse in der Ebene des Tankbodens liegt (Niveau 465mm in Abbildung A3):

Tankboden	Z = 0,
unteres Ende der Brennstoffzone	Z = 71 cm,
Brennstoffmittelebene	Z = 111 cm,
oberes Ende der Brennstoffzone	Z = 151 cm,
D <sub>2</sub> O-Spiegel	Z = 221 cm.

Eine Ausnahme bildet der Regelstab. Hier gilt

ganz eingefahrene Stellung (d.h. das obere Stabende steht 10cm über dem oberen Brenn- stoffende)	H = 0,
Stabende in der Brennstoffmittelebene	H = 50 cm
ganz ausgefahrene Stellung	H = 100 cm

#### Einbauten zur Simulierung des Hochflußreaktors

Die Strahlrohre des Hochflußreaktors sind in FOEHN durch einfache Attrappen simuliert. Das Standard-Strahlrohr besteht aus einem an beiden Enden mit einer ebenen Platte verschlossenen Aluminiumrohr von 10cm lichter Weite und 0,2cm Wandstärke. Am corefernen Ende ist es an eine senkrechte Haltestange angeflanscht. Über einen Mechanismus am oberen Ende der Haltestange, der durch eine Öffnung im Drehdeckel zugänglich ist, kann das Strahlrohr im Winkel und in der Höhe verstellt werden. Heiße und kalte Quelle sind ebenfalls durch Attrappen simuliert.

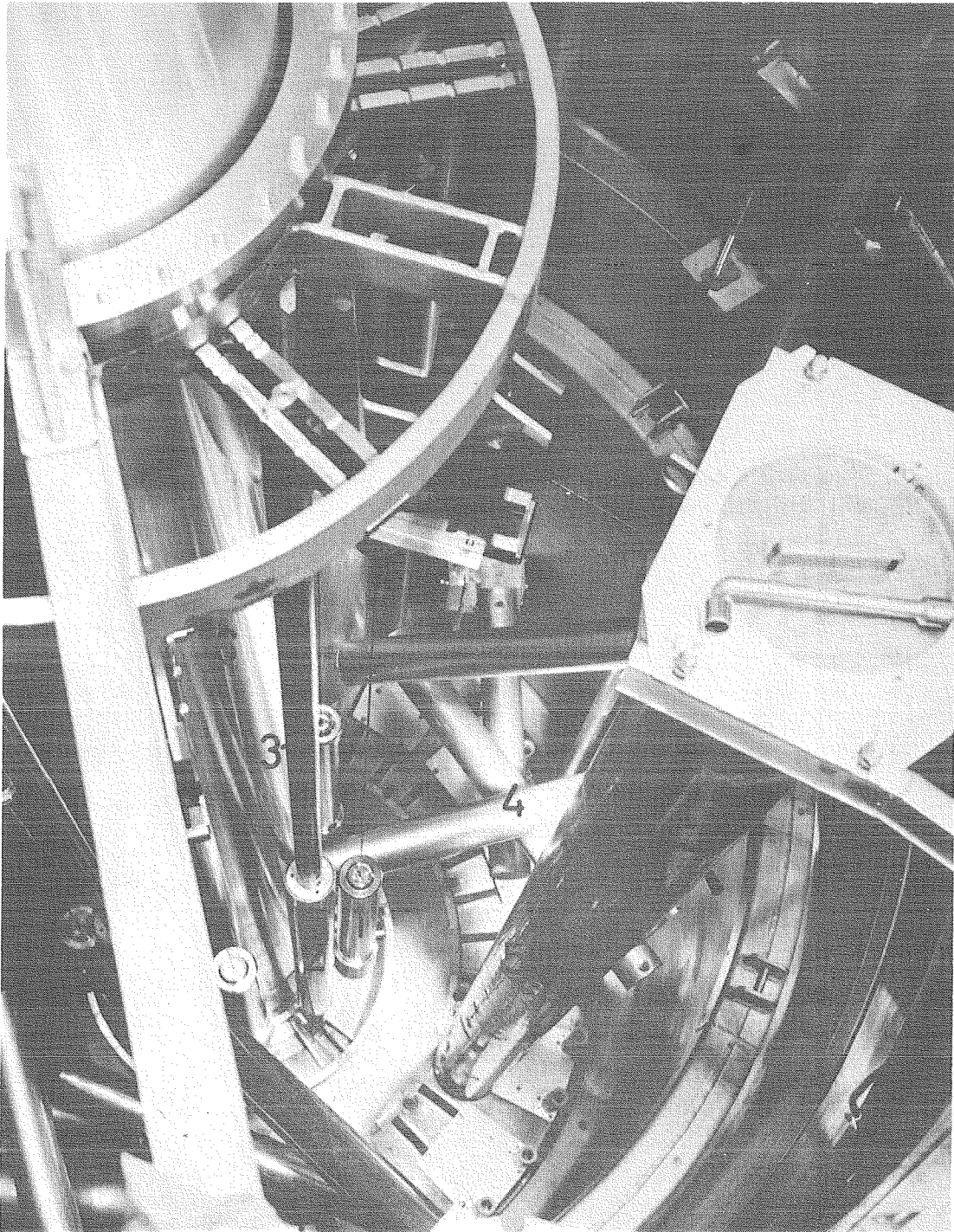
Ein waagrechtes Strahlrohr ist durch die Reflektortankwand nach außen geführt. Es kann in azimuthaler und axialer Richtung verstellt werden.

Aus Sicherheitsgründen war es nicht möglich, die Abschaltstäbe des Hochflußreaktors in der gleichen Schrägstellung in FOEHN einzubauen.

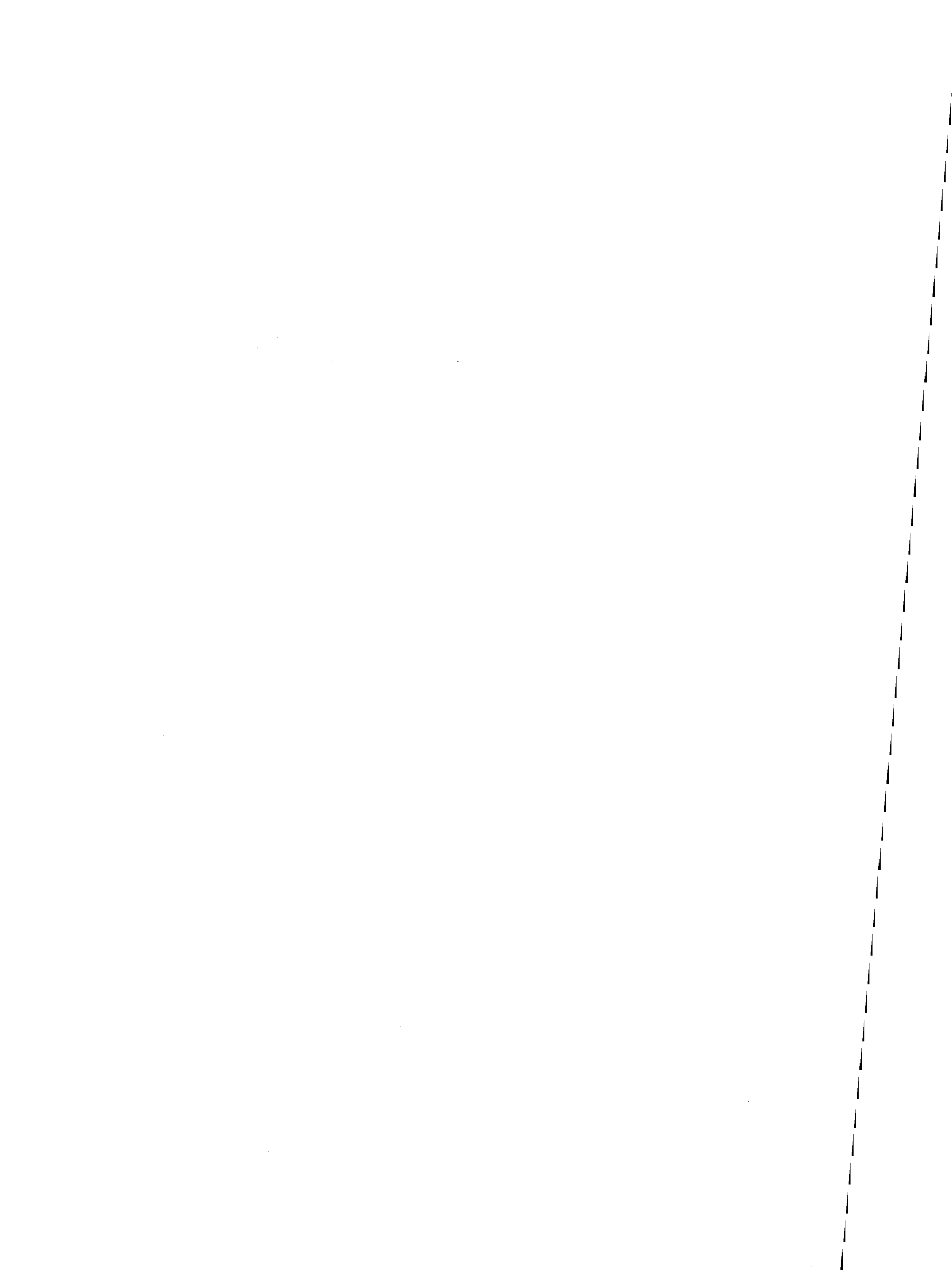
Es werden 6 Sicherheitsstab-Attrappen verwendet, die von senkrecht stehenden Führungsrohren aus Aluminium getragen werden. Die Sicherheitsstäbe bestehen aus 0,2cm dicken Kadmiumrohren mit 9cm Außendurchmesser und 150cm Länge. Das Kadmium ist von 0,05cm starkem, nichtrostendem Stahl umhüllt. Im Innern der Stäbe befindet sich  $D_2O$  und das Aluminiumführungsrohr. Ihre Eintauchtiefe und der Radius, auf dem sie stehen, können schrittweise verändert werden.

Ein Teil der Überschußreaktivität des Hochflußreaktors wird durch Borzonen an beiden Coreenden kompensiert. Zur Simulierung dieser Borzonen in FOEHN können an den Enden des Corebehälters Plattenpakete angebracht werden, deren Zusammensetzung so gewählt wird, daß sie bezüglich Borbeladung, Geometrie und Metall zu  $D_2O$ -Verhältnis den Borzonen des Hochflußreaktors entspricht. Die Pakete bestehen aus horizontalen, boriierten Aluminiumplatten und reinen Aluminiumplatten von 0,1cm Dicke, die mittels senkrechter Stifte und Distanzringe assembliert werden.

Abbildung A 5 zeigt einen Blick in den Reflektortank mit eingebauten Strahlrohrattrappen und Sicherheitsstäben.



**Abbildung A5** Blick in den Reflektortank. - (1) Sicherheitsstab des Reaktors, (2) simulierter Sicherheitsstab, (3) Haltestange des simulierten Stabes, (4) Strahlrohrattrappen, (5) Strahlrohrattrappe für Konversionselektronen, (6) zentraler Kamin.





Anhang 3 Beschreibung des kritischen Experiments ALIZE III

Das Experiment ALIZE III wurde mit relativ einfachen Mitteln durchgeführt, um bereits in einem früheren Stadium des Projektes Deutsch-Französischer Hochflußreaktor Aussagen über die vorgeschlagenen Rechenmethoden machen zu können und um diese eventuell zu verbessern oder durch andere ersetzen zu können. Der Reaktor war im französischen Forschungszentrum Saclay aufgebaut worden, die Durchführung der Experimente lag in den Händen des Service des Experiences Neutroniques/Departement des Etudes de Pile. Die Experimente wurden von Mai bis Oktober 1966 durchgeführt.

Aufbau des Reaktors

In einem zylindrischen Tank von 1,58 m Durchmesser und 1,47 m Höhe (Höhe des Schwerwasserspiegels) war ein rechteckiger Kamin mit 39,5 cm und 38,2 cm äußerer Kantenlänge eingebaut, der mit  $H_2O$  gefüllt war. Das Core war im Zentrum des Kamins angeordnet. Es bestand aus 12 Brennelementkästen, die eine ringförmige Brennstoffzone simulierten; im Corezentrum konnten 4 ähnliche Kästen eingesetzt werden, um dort den Einfluß von Strukturmaterial,  $H_2O$  und Beryllium zu studieren. In die Brennelementkästen konnten Brennstoffplatten (zu 93 % angereichertes Uran in Aluminium dispergiert), Absorberplatten (Aluminium mit Bor-10) und Reinaluminiumplatten eingespannt werden. Die Platten waren 0,1 cm dick, der Wasserspalt dazwischen ebenfalls 0,1 cm, die aktive Corehöhe betrug 65 cm. Kritikalität wurde durch Variieren der Zahl der Brennstoff- und Borplatten in der Corezone erreicht. Das Abschalt-system bestand aus 12 Absorberplatten (Nichtrostender Stahl mit Samarium), die von oben zwischen die Brennstoffkästen geschoben werden konnten. Zusätzlich existierte eine Regelplatte. Die Abbildungen A6 und A7 geben einen vereinfachten Längs- und Querschnitt durch den Reaktor wieder.

Das Experimentierprogramm

Es wurden drei kritische Corekonfigurationen aufgebaut, die sich durch die Materialien unterscheiden, die sich im Corezentrum befanden:

- A: Aluminium zu Wasser im Corezentrum = 1,19
- B: Beryllium zu Wasser im Corezentrum = 6,84
- C: Aluminium zu Wasser im Corezentrum = 0,17.

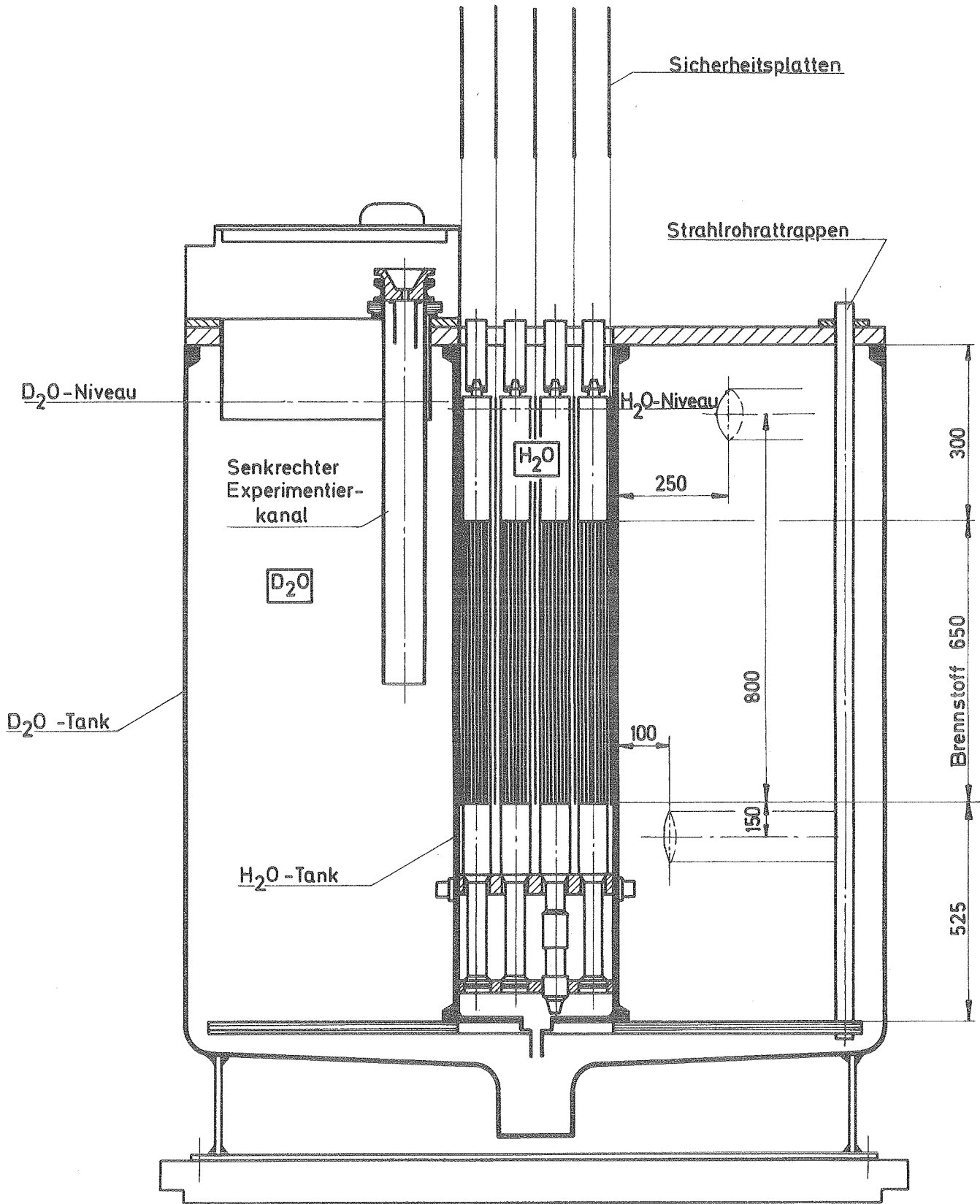


Abbildung A6 Vereinfachter Längsschnitt durch die kritische Anordnung ALIZE III.

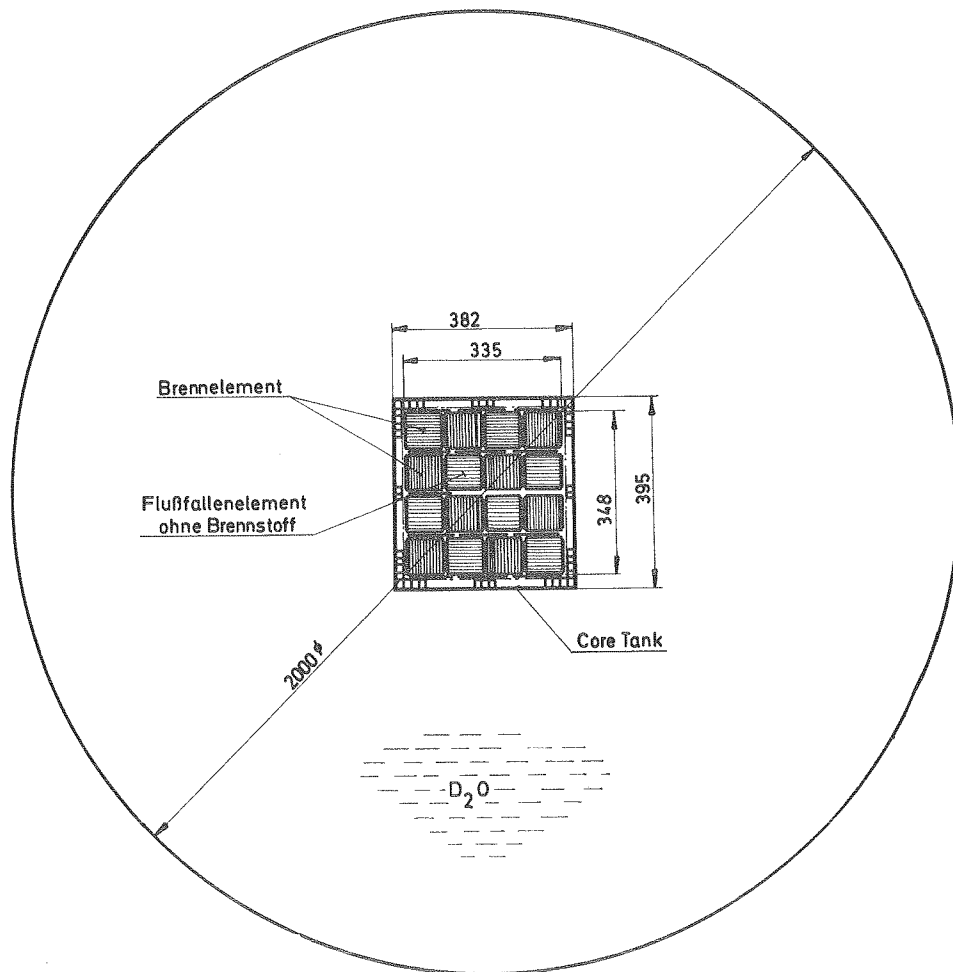


Abbildung A7: Querschnitt durch ALIZE III ohne Strahlrohreinbauten.

Zu diesen Anordnungen wurden die Leistungsverteilung im Core und die Verteilung der Dichte der thermischen Neutronen im Reflektor gemessen. In Aufbau A wurde der Gütefaktor bestimmt, das Kadmiumverhältnis im Reflektor, das Verhältnis von Pu-239 zu U-235 Aktivierung in der Corezone, der Einfluß von Strukturmaterial in Corenähe und im Reflektor auf die Reaktivität, der lokale Blasenkoeffizient im Core, die Lebensdauer der prompten Neutronen sowie Reaktivität und Flußdepression von Absorberstäben und Strahlrohrattrappen im Reflektor. Über die Durchführung der Experimente wurde in [ 56 ] berichtet, über ihre Interpretation und den Vergleich mit Rechnungen in [ 57 ].



Anhang 4: Übersicht über die verwendeten Rechenprogramme und Kerndaten

## Die Rechenprogramme

Der Großteil der zweidimensionalen Diffusionsrechnungen wurde mit dem französischen Programm ALCI [ 61 ] durchgeführt, einige Rechnungen auch mit dem Karlsruher Code DIXY [ 62 ]. Eindimensionale Diffusionsrechnungen benutzten das Programm WANDA [ 63 ] und das im Karlsruher Programmsystem NUSYS [ 64 ] inkorporierte Programm O6731 von D.Sanitz und Woll. Eindimensionale  $S_n$ -Rechnungen erfolgten mit der Karlsruher Version von DTF-IV [ 21 ]. Die Aufbereitung der Querschnitte für dieses Programm geschah mit Programmen des NUSYS-Systems.

Zur Berechnung von Bremsspektren wurde die Version FORM des Programms MUFT-IV [ 13 ] benutzt. MUFT-IV berechnet das Bremsspektrum in der  $P_0$ ,  $P_1$  oder  $B_1$  Näherung für Neutronen, die von einer Flächenquelle in einem unendlich ausgedehnten Medium abgebremst werden. Über ein Buckling können Geometrieeffekte näherungsweise berücksichtigt werden. Die Bremsung an leichtem Wasserstoff kann exakt oder nach der Selengut-Goertzel-Näherung [ 17 ] behandelt werden, für nicht wasserstoffhaltige Moderatoren stehen Fermi-ag® oder Greuling-Goertzel-Näherung [ 65 ] zur Verfügung. Für  $D_2O$  wurde Greuling-Goertzel benutzt.

Thermische Spektren wurden mit dem eindimensionalen Multigruppen Transport und Thermalisierungscode THERMOS [ 7 ] berechnet. THERMOS löst numerisch die integrale Transportgleichung mit isotoper Streuung in Platten- und Zylindergeometrie. Der Streukern kann in tabellierter Form eingegeben werden.

Nulldimensionale Spektren wurden mit SOFOCATE [ 15 ] berechnet. Dieser Code löst die verbesserte Wigner-Wilkins [ 66 ] Differentialgleichung im unendlichen Medium. Chemische Bindungen werden nicht berücksichtigt, Leckage Effekte können durch ein Buckling näherungsweise beschrieben werden.

## Die Kerndaten

Im Energiegebiet oberhalb 0.625eV wurden die Kerndaten der MUFT-IV Bibliothek in Saclay verwendet. Die Daten für Schwerwasser wurden dem Report von W.S. Emmerich [67] entnommen. Für die eindimensionalen  $S_n$ -Rechnungen (Kapitel 3.2) wurde der 26-Gruppen ABN-Satz [22] der Karlsruher Gruppenkonstanten Bibliothek verwendet.

Im thermischen Energiebereich wurden die Daten der Bibliothek SOFOCATE [68] verwendet. Die Querschnitte für B-10, Al und U-235 waren durch neuere Daten [69] ersetzt worden. Die Frequenzspektren, die zur Berechnung der Streukerne [7,4], die in THERMOS verwendet werden, nötig sind, wurden für Leicht- und Schwerwasser nach einem modifizierten Nelkin-Modell [70] bestimmt. Hierbei wurden die Arbeiten von Haywood und Thorson [71] und von Butler [72] berücksichtigt. Alle anderen Materialien wurden nach dem Gasmodell [4,7] behandelt. Für weitere Details siehe [73].

Anhang 5: Bestimmung der Übergangsquerschnitte für die Methode nach Selengut

Der Rethermalisierungsquerschnitt im Schwerwasser

Der Rethermalisierungsquerschnitt in  $D_2O$  wurde nach dem Formalismus von Pearce [73] berechnet. Für ein ideales Gas gibt er an:

$$\sigma_{ij} = \frac{2}{A} \left( 1 + \frac{T_j}{A \cdot T_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left( \frac{A}{A+1} \right)^2 \cdot \sigma_{\text{frei}} \quad (\text{A.5.1})$$

$\sigma_{ij}$  = Rethermalisierungsquerschnitt von  $T_i$  nach  $T_j$

$A$  = Masse des Moderatoratoms

$\sigma_{\text{frei}}$  = der Streuquerschnitt des ungebundenen Atoms.

Soll diese Formel für einen Moderator mit Molekülbindung verwendet werden, so muß  $A$  durch eine "effektive" Masse ersetzt werden [41]. Ist für ein ideales Gas der mittlere quadratische Energieaustausch [41]

$$M_2 = \frac{8}{A} \left( \frac{A}{A+1} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \sigma_{\text{frei}} \quad (\text{A.5.2})$$

und ist  $M_2$  des wirklichen Moderators bekannt, so kann die effektive Masse berechnet und in (A.5.1) eingesetzt werden. Mit  $M_2 = 6,5$  für Deuterium an  $D_2O$  [74] ergibt sich für  $T_j = T_i = 283^\circ K$

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji} = 0,92^{+0,72}_{-0,13} \text{ barn.}$$

Die mittlere Neutronentemperatur  $T_1$  in der unendlich ausgedehnten Absorberzone wurde mit THERMOS zu  $460^\circ K$  berechnet. Dann wird

$$\sigma_{ij} (460^\circ K \rightarrow 283^\circ K) = 0,89 \text{ barn}$$

für Deuterium an  $D_2O$ .

Bestimmung des Übergangsquerschnitts in der Brennstoffzone

Der Übergangsquerschnitt  $\Sigma_{12}$  in der Brennstoffzone wurde für ein unendliches Gitter von Brennstoff- und Reflektorplatten bestimmt. Die Zusammensetzung der Brennstoffzone entsprach der des Hochflußreaktorcores (siehe Anhang 1). Der Reflektor war  $D_2O$  mit 0,2%  $H_2O$ . Die Plattendicke betrug 6cm für den Brennstoff und 40cm für den Reflektor. Für diese Geometrie wurde die räumliche Absorptionsverteilung

$$A_{\text{exakt}}(\vec{r}) = \int_0^E \Sigma_a(E, \vec{r}) \phi(E, \vec{r}) dE \quad (\text{A.5.3})$$

mit THERMOS berechnet.

An diese Verteilung wurde durch Verändern von  $\Sigma_{1,2}$  die aus (3.13) berechnete Absorptionsverteilung so angepaßt, daß

$$F(\Sigma_{1,2}) = \sum_i \left\{ A_{\text{exakt}}(\vec{r}_i) - \left[ \Sigma_{aI} \cdot \phi_I(\vec{r}_i) + \Sigma_{aII} \cdot \phi_{II}(\vec{r}_i) \right] \right\}^2 \quad (\text{A.5.4})$$

zu einem Minimum wird.

Liegt der Ursprung der Ortskoordinaten  $x$  in der Mitte der Brennstoffplatte mit der Dicke  $2\delta$ , und ist der Reflektor  $2D$  dick, dann lauten die Lösungen  $\phi_I$  und  $\phi_{II}$  des Gleichungssystems (3.13) für Plattengeometrie und Quelle nur im Reflektor wie folgt:

$$\left. \begin{aligned} \phi_I &= A \cdot \cosh \mu_1 x \\ \phi_{II} &= A_3 \cosh \mu_2 x - A \frac{\kappa_C^2}{\mu_1^2 - \mu_2^2} \cosh \mu_1 x \end{aligned} \right\} \text{im Core} \quad (\text{A.5.5})$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_I &= C_3 \cosh [\tau_2 (D + \delta - x)] - \frac{\kappa_R^2}{\tau_1^2 - \tau_2^2} \cdot C_1 \cosh [\tau_1 (D + \delta - x)] + \frac{q}{\tau_2} \\ \phi_{II} &= C_1 \cosh [\tau_1 (D - x)] \end{aligned} \right\} \text{im Reflektor}$$



$$\begin{array}{l}
 \text{mit } \mu_1^2 = \frac{\Sigma_{a,I} + \Sigma_{12}}{D_I} \\
 \mu_2^2 = \frac{\Sigma_{a,II}}{D_{II}} \\
 \kappa_C^2 = \frac{\Sigma_{12}}{D_{II}} \\
 \\
 \tau_1^2 = \frac{\Sigma_{aII} + \Sigma_{21}}{D_{II}} \\
 \tau_2^2 = \frac{\Sigma_{aI}}{D_I} \\
 \kappa_R^2 = \frac{\Sigma_{21}}{D_I}
 \end{array}
 \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{im Core} \\ \\ \\ \\ \text{im Reflektor} \end{array}$$

Die Konstanten  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $C_1$  und  $C_2$  bestimmen sich aus der Kontinuitätsbedingung für Fluß und Strom an der Grenzfläche zwischen Core und Reflektor bei  $x=0$

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{q}{\tau_2^2} \frac{e(jh - gk)}{(fb - ce)(lh - ik) - (gk - jh)(ae - db)} \\
 A_2 &= -\frac{q}{\tau_2^2} \frac{e[g(hl - ik) + i(gk - jh)]}{h[(fb - ce)(lh - ik) - (gk - jh)(ae - db)]} \\
 C_1 &= \frac{q}{\tau_2^2} \frac{e(ik - hl)}{(bf - ce)(hl - ik) - (gk - hj)(ae - db)} \\
 C_2 &= -\frac{q}{\tau_2^2} \frac{d(gk - jh) + f(hl - ik)}{(bf - ce)(hl - ik) - (gk - hj)(ae - db)}
 \end{aligned}$$

mit den Abkürzungen:

$$\begin{array}{ll}
 a = \cosh(\mu_1 \delta) & g = \cosh(\tau_1 D) \\
 b = \cosh(\tau_2 D) & h = \cosh(\mu_2 \delta)
 \end{array}$$

$$c = \frac{\kappa^2 R}{\tau_1^2 - \tau_2^2} \cosh(\tau_1 D)$$

$$i = \frac{\kappa^2 C}{\mu_1^2 - \mu_2^2} \cosh(\mu_1 \delta)$$

$$d = \mu_1 \sinh(\mu_1 \delta)$$

$$j = -\tau_1 \sinh(\tau_1 D)$$

$$e = -\tau_2 \sinh(\tau_2 D)$$

$$k = \mu_2 \sinh(\mu_2 \delta)$$

$$f = -\tau_1 \frac{\kappa^2 R}{\tau_1^2 - \tau_2^2} \sinh(\tau_1 D)$$

$$l = \mu_1 \frac{\kappa^2 C}{\mu_1^2 - \mu_2^2} \sinh(\mu_1 \delta).$$

Zur Lösung von (A.5.4) wurde ein Fortran-Programm für die IBM 360/65 geschrieben. Die Gruppenkonstanten für (3.13) für die oben definierte Geometrie und Zusammensetzung sind in Tabelle A.5.1 zusammengestellt. Abbildung A.8 zeigt den Verlauf von  $\phi_I$  und  $\phi_{II}$ .

Gruppenkonstante	Core( $\delta=3\text{cm}$ )	Reflektor( $D=20\text{cm}$ )
$D_I$	0.688	0.8606
$D_{II}$	1.1003	1.102
$\bar{D}_{\text{THERMOS}}$	0.776	0.877
$\Sigma_{a,I}$	0.2805	$0.703 \cdot 10^{-4}$
$\Sigma_{a,II}$	0.09551	$0.265 \cdot 10^{-4}$
$\bar{\Sigma}_{a, \text{THERMOS}}$	0.2122	$0.672 \cdot 10^{-4}$
$\Sigma_{12}$	0.0876	-
$\Sigma_{21}$	-	0.06

Tabelle A.5.1: Thermische Gruppenkonstanten für die Methode nach Selengut.

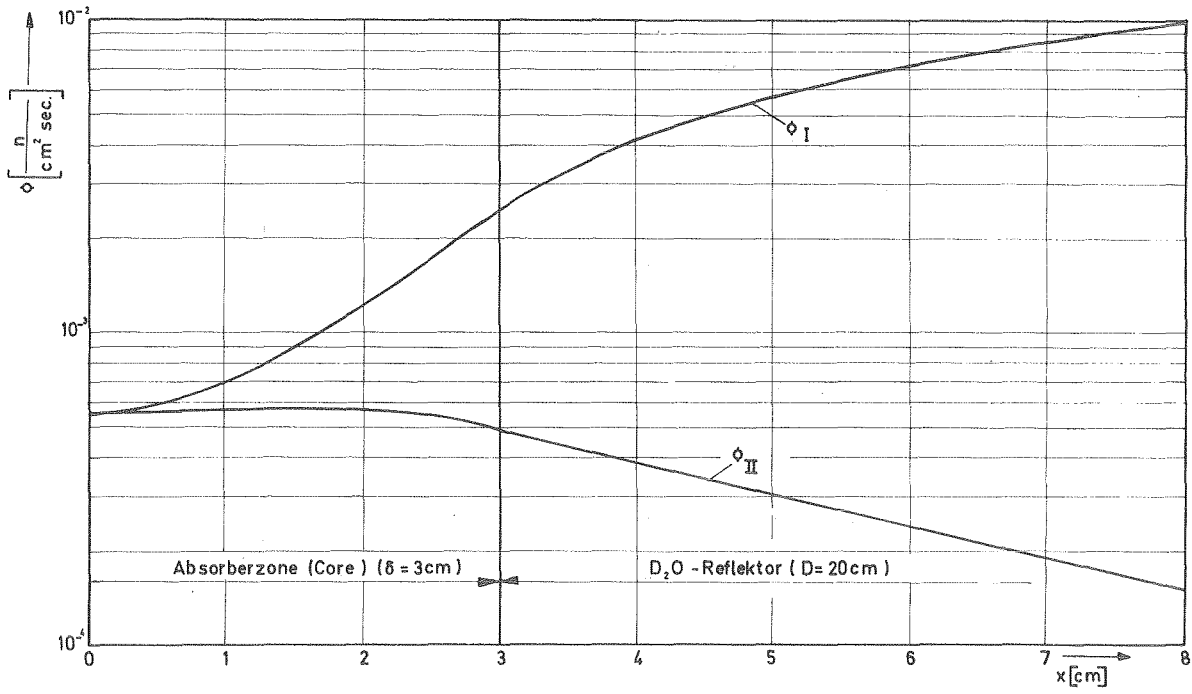


Abbildung A.8: Der Verlauf von  $\phi_I$  und  $\phi_{II}$  in einem Brennstoff  $-\text{D}_2\text{O}$  Plattengitter mit Quelle im  $\text{D}_2\text{O}$ .

## Abkürzungen

$A/\text{---}$	Konstante, Aktivierung
$B/\text{---}$	Konstante
$C/\text{---}$	Konstante
$D/\text{cm}$	Diffusionskonstante
$E/\text{eV}$	Energie
$H/\text{cm}$	Höhe
$L/\text{cm}$	Diffusionslänge
$M/\text{g}$	Masse
$N/\text{cm}^{-3}$	Teilchendichte
$P/\text{W}$	Leistung
$R/\text{cm}$	Radius, radiale Koordinate
$R_{\text{Cd}}$	Kadmiumverhältnis
$V/\text{cm}^3$	Volumen
$d/\text{cm}$	Dicke
$f/\text{---}$	Leistungsformfaktor $q_{\text{max}}/q$
$g$	Disadvantage-Faktor
$k$	Multiplikationskonstante
$n/\text{cm}^{-3}$	Neutronendichte
$q/\text{W/cm}^3$	spezifische Leistung
$r/\frac{n}{\text{MW}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{s}}$	Gütefaktor $\phi_{\text{th,max}}/P; \text{cm}$ radiale Ortskoordinate
$\vec{r}$	Ortsvektor
$t/\text{sec}$	Zeit
$v/\frac{\text{m}}{\text{sec}}$	mittlere Neutronengeschwindigkeit
$x/\text{cm}$	
$y/\text{cm}$	Ortskoordinaten
$z/\text{cm}$	

$\delta$ / $\text{cm}$	Dicke
$\kappa$ / $\text{cm}^{-1}$	Inverse Relaxationslänge
$\lambda_{tr,s}$ / $\text{cm}$	Transport-, Streuweglänge
$\mu$ / $-$	Mittlerer Cosinus des Streuwinkels
$\nu$ / $-$	Neutronen pro Spaltung
$\xi$ / $-$	mittlerer logarithmischer Energieverlust pro Stoß
$\rho$ / $\text{pcm}$	Reaktivität = $(k-1)/k \times 10^{-5}$
$\sigma$ / $\text{barn}$	mikroskopischer Reaktionsquerschnitt
$\tau$ / $\text{cm}^2$	Fermialter
$\chi$	Spektrumsfaktor, Spaktspektrum
$\theta$	Winkelcoordinate
$\Sigma$ / $\text{cm}^{-1}$	makroskopischer Reaktionsquerschnitt = $N \cdot \sigma$
$\phi$ $\frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}$	Neutronenfluß

## Subskripte

C	Core
Diff	Diffusionstheorie
R	Reflektor -
Spect	spektrumsgemittelt
a	Absorptions-, Außen-
ax	Axial-
eff	effektiv
f	Spalt-
i	Innen-
k	kritisch
max	Maximal-
min	Minimal-
rad	Radial-
rem	Removal-
s	Streu-
stat	statisch
tot	totaler
th	thermisch

Literaturverzeichnis

- 1 HENDRIE, J.M., "The Brookhaven High Flux Beam Research Reactor", Seminar on Intense Neutron Sources, Santa Fe, New Mexico Sept. 19-23, 1966, CONF-660925
- 2 SWARTOUT, J.A. et al. "The Oak Ridge High Flux Isotope Reactor", Third Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1964, P/221
- 3 BECKURTS, K.H., DAUTRAY, R., "Project Studies for the Franco-German-High-Flux Reactor", Seminar on Intense Neutron Sources Santa Fe, New Mexico, Sept. 19-23, 1966, CONF-660925
- 4 BELL, G.I., GLASSTONE, S., "Nuclear Reactor Theory", Van Nostrand Reinhold Company, New York (1970)
- 5 ISBIN, H.S., "Introductory Nuclear Reactor Theorie", Reinhold Publishing Co, New York (1963)
- 6 CARLSON, B., "Numerical Solution of Transient and Steady-State Neutron Transport Problems", LA-2260(1959)
- 7 HONECK, H.C., "The Distribution of Thermal Neutrons in Space and Energy in Reactor Lattices", Nucl. Sci. Eng. 8, 193-202 (1960)
- 8 LIVOLANT, M., "Code Racol", wird veröffentlicht
- 9 CHATOUX, J., EISERMANN, W., "Der Deutsch-Französische Hochflußreaktor in Grenoble", Atomwirtschaft XIV, Nr.1 (Januar 1969)
- 10 GOLDSTEIN, H., "Neutron Cross Sections for Deuterium", NDA 2131-27 (October 10, 1960)
- 11 LUSTIG, H., GOLDSTEIN, H., KALOS, M.H., "An interim Report on the Neutron Cross Section of Oxygen", NDA 86-2 (January 31, 1958)
- 12 GOLDSTEIN, H., CERTAINE, J., "Some Calculations on the Age of Neutrons in D<sub>2</sub>O", Nucl. Sci. and Eng. 10, 16-23 (1961)
- 13 BOYL, H., Jr, et al., "MUFT-IV Fast Neutron Spectrum Code for the IBM-704", WAPD-TM 72 (Juli 1957)
- 14 FREEMANN, L.B., GELBARD, E.M., "Numerical Comparison of Methods of Describing Heavy-Element Neutron Slowing Down", Nucl. Sci. and Eng. 25, 422-424 (1966)
- 15 AMSTER, H.J, and SUAREZ, R., "The Calculation of Thermal Constants Averaged over a Wigner-Wilkins Flux Spectra", Description of the SOFOCATE Code, WAPD-TM-72 (1957)
- 16 TERREL, J., "Fission Neutron Spectra and Nuclear Temperatures", Phys. Rev. 113, n<sup>o</sup> 2, 527 (1959)

- 17 WEINBERG, A.M., WIGNER, E.P., "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors", University of Chicago Press (1958)
- 18 PETTUS, W.G., "Neutron Age Measurements in Water and in Metal-Water Lattices", BAW-146 (July 1960)
- 19 WADE, J.W., "Neutron Age in Mixtures of D<sub>2</sub>O and H<sub>2</sub>O", Nucl.Sci.Eng. 4, 12 (July 1958)
- 20 TEMPLIN, L.J. (Ed.), "Reactor Physics Constants", ANL 5800, Second Edition (July 1963)
- 21 LATHROP, K.D., "DTF-IV, A Fortran-IV Program for Solving the Multigroup Transport Equation with Anisotropic Scattering", LA-3373 (1965)
- 22 ABAGJAN, L.P., BAZAZJANC, N.D., BONDARENKO, I.I., NIKOLAEV, M.N., "Gruppenkonstanten schneller und intermediärer Kernreaktoren", Moskau 1964 und KFK-tr-144
- 23 FABREGA, S., "Persönliche Mitteilung".
- 24 LIVOLANT, M., "Thermalisation des Neutrons- Bibliotheque de Données, Méthodes et Codes de Calcul des Cellules", Note CEA-N-12.4.3 (1970)
- 25 KASH, S.W., and WOODS, D.C., "Measurement of the Transport Mean Free Path of Thermal Neutrons in D<sub>2</sub>O by a Boron-Poisoning Method", Phys.Rev., 90, n<sup>o</sup> 4, 564 (1953)
- 26 DIO, W.H., SCHOPPER, E., "Temperature Dependence of the Diffusion Coefficient and the Diffusion Length of Thermal Neutrons in Water", Nuclear Physics, 6, 175-176 (1958)
- 27 BECKURTS, K.H., KLÜBER, D., "Bestimmung der Diffusionsparameter thermischer Neutronen in Wasser nach einer Vergiftungsmethode", Z. Naturforsch., Band 13a, Heft 10, 822 (1958)
- 28 CALAME, G.P., "A Few-Group Theory of Water Gap Peaking", Nucl.Sci.and Eng. 8, 400-404 (1960)
- 29 CALAME, G.P., "On the Calculation of Water Gap Peaking", Nucl.Sci.and Eng. 10, 90-91 (1961)
- 30 KOTTWITZ, D.A., "Thermal Neutron Flux in a Nonabsorbing Heavy Gas Medium with a Temperature Discontinuity", Nuclear Physics Research Quarterly Report, April-June 1958, HW- 56919
- 31 SELENGUT, D.S., "Thermal Flux in a Cell with Temperature Discontinuities", Nuclear Physics Research Quarterly Report, April-June 1958, HW-56919
- 32 CALAME, G.P., FEDERIGHI, F.D., OMBRELLARO, P.A., "A Two-Mode Variational Procedure for Calculating Thermal Diffusion Theory Parameters," Nucl.Sci.Eng. 10, 31, 39 (1961)
- 33 CALAME, G.P., FEDERIGHI, F.D., "A Variational Procedure for Determining Spatially Dependent Thermal Spectra", Nucl.Sci. Eng. 10, 190-201 (1961)



- 34 WILLIAMS, M.M.R., "The Slowing Down and Thermalization of Neutrons," North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1966)
- 35 LESLIE, D.C., "The Calculation of Removal Cross Sections Between Overlapping Thermal Groups", AEEW-R 133 (1962)
- 36 BENNETT, R.A., HEINEMANN, R.E., "Neutron Rethermalization Cross Section Measurements in Graphite", Transactions of the ANS, Vol.2, n<sup>o</sup>1 (June 1959)
- 37 KNOCHE, M., "Messung der Rethermalisierungslänge in Zirkonhydrid", Dissertation, Karlsruhe (1968)
- 38 NEUHOLD, R.J., OTT, K.O., "Improvements in Fast Reactor Space-Energie Synthesis", Nucl.Sci.Eng. 39, 14-24 (1970)
- 39 LORENZINI, P.G., ROBINSON, A.H., "Solutions of the Diffusion Equation by the Spacial-Synthesis Method", Nucl.Sci.Eng.44, 27-38 (1971)
- 40 THEYS, M.M., "Integral Transport Theory of Thermal Utilization Factor in Slab Geometry", Nucl.Sci.Eng. 7, 1, 58-63 (Jan. 1960)
- 41 BECKURTS, K.H., WIRTZ, K., "Neutron Physics", Springer(Berlin, Göttingen, Heidelberg, New-York) 1964
- 42 DAVISON, B., and KUSHNERIUK, S.A., "Linear Extrapolation Length for a Black Sphere and a Black Cylinder", MZ-214 (March 1946)
- 43 ROYSTON, R.J., "The Linear Extrapolation Length at the Surface of an Imperfectly Absorbing Cylinder", J.Nucl.Eng.1, No.3p194 ff (1954-1955)
- 44 ROYSTON, R.J., "The Behaviour of a Flux of Neutrons in the Neighborhood of a Control Plate", AERE T/R 2211 (March 1957)
- 45 GOERTZEL, G., "Reactor Dynamics", Reactor Handbook, AECD-3645, Vol.1, Capt.1.6, p.531 (March 1955)
- 46 KEAR, G.H., RUDERMANN, M.H., "An Analysis of Methods in Control Rod Theory and Comparison with Experiment", GEAP-3937 ( May 1962)
- 47 SPINKS, N., "The Extrapolation Distance at the Surface of a Gray Cylindrical Control Rod", Nucl.Sci.and Eng.22, p.87-93(1965)
- 48 GLASSTONE, S., EDLUND, M.C., "The Elements of Nuclear Reactor Theorie", Van Norstrand, Princeton, N.Y., (1952)
- 49 WOLFE, B., FISCHER, D.L., "Perturbation Theory of Control Elements I and II", Nucl.Sci.and Eng.4, no.6, 785 and 5, no.1.5 (1959)
- 50 HURWITZ, H., ROE, G.M., "Absorption of Neutrons by Black Control Rods, J.Nucl.Eng.2, 85-100 (1955)

- / 51 / BACH, D.R., KITCHEN, S.W., "Effect of Rod Shape on Control Rod Worth", TID-7532, Part I, 138 (Oct.1958)
- / 52 / PERLSTEIN, S., "Application of the Absorption Area Method to Three-Group Diffusion Theory Problems", Nucl.Sci.and Eng. 4, 322-331 (1958)
- / 53 / HENRY, A.F., "A Theoretical Method for Determining the Worth of Control Rods", WAPD-218 (1959)
- / 54 / SPINKS, N., "A Method for Calculating the Reactivity Worth of Partially Inserted Control Rods Using Two-Dimensional Geometry", AAEC/E 134 (April 1965)
- / 55 / BUCKEL, G., "Approximation der stationären dreidimensionalen Multigruppen-Neutronendiffusionsgleichung durch ein Syntheseverfahren mit dem Karlsruher Syntheseprogramm KASY", KFK-1349 (1971)
- / 56 / GOLLINELLI, C., TELLIER H., "Etude Neutronique d'un Coeur à Eau Légère Réfléchi par de l'Eau Lourde, Rapport CEA-R-2747 (1967)
- / 57 / SCHARMER, K., "ALIZE-II, First Critical Experiment for the Franco-German High Flux Reactor-Calculations, Rapport CEA-R-3393 (1968)
- / 58 / BECKURTS, K.H., "Nichtstationäre Neutronenfelder", Dissertation Göttingen(1956)
- / 59 / EOLE-Rapport Général de Sureté, CEA-SEN-188 (1965)
- / 60 / EOLE-Deuxieme Rapport Particulier de Sureté, CEA-SPM-990 (1968)
- / 61 / BAYARD, J. et al., "Spécification d'un Code de Diffusion Multigroupe à Deux Dimensions: ALCI", Rapport CEA-R-2747 (1965)
- / 62 / BACHMANN, H., HÖBEL, W., "The Karlsruhe Multigroup Diffusion Program DIXY", to be published
- / 63 / MARLOWE, O.J., and GELBARD, E.M., "WANDA-A One-Dimensional Few-Group Diffusion Equation Code for the IBM-704", WAPD-TM-28 (November 1956)
- / 64 / HÖBEL, W., KRAETSCH, H., SANITZ, D., "Das Karlsruher Nuklear-Programm-System NUSYS", Karlsruhe (1966), unveröffentlicht
- / 65 / GOERTZEL, G., GREULING, E., "An Approximate Method for Treating Neutron Slowing Down", Nucl.Sci.Eng. 7, 69-72 (1960)
- / 66 / WIGNER, E.P., WILKINS, J.E. Jr., "Effect of the Temperature of the Moderator on the Velocity Distribution of Neutrons with Numerical Calculations for H as Moderator", AECD-2275 (September 1944)

- / 67 /  
EMMERICH, W.S., "Multigroup Neutron Data for Deuterium",  
Research Report 410 FF 323 R1, NP 83-63 (1958)
- / 68 /  
HARVEY; AMSTER, "Cross Sections in the SOFOCATE Code, Second  
Deck", WAPD-TM-67, June 1957
- / 69 /  
STEHN, J.R., GOLDBERG, M.D., MAGURNO, B.A., WIENER-CHASMAN, R.,  
"Neutron Cross Sections", BNL 325, Second Edition, Supplement  
No 2(May 1964)
- / 70 /  
NELKIN, M., "The Scattering Law of Slow Neutrons by Water",  
Phys.Rev. 119, 791 (1960)
- / 71 /  
HAYWOOD, B.C., and THORSON, I.M., "The Scattering Law for  
Light and Heavy Water", Proceedings of the Broohaven Conference  
on Neutron Thermalization, Vol.I, BNL-719(1962)
- / 72 /  
BUTLER, D., "The Scattering of Slow Neutrons by Light and  
Heavy Water", Proc.Phys.Soc. 81, 276 (1963)
- / 73 /  
PEARCE, R.M., "The Transfer Cross Section between Overlapping  
Thermal Groups", Nucl.Sci.Eng. 17, 206-208 (1962)
- / 74 /  
PUROHIT, S.N., SJÖSTRAND, N.G., "Neutron Thermalisation  
Parameters", SM-62/32, Symposium on Pulsed Neutron Research-  
Karlsruhe, 10-14 May (1965)
- / 75 /  
SASTRE, C.A., "The Measurement of Reactivity", Nucl.Sci.  
Eng. 8, 443 (1960)
- / 76 /  
BAILLY, J., JAQUEMART, R., "Etalonnage en Réactivité' d'Absorbants  
par leur Enfoncement Continu dans un Milieu Multiplicateur",  
Vienna, 9-13 December (1968)
- / 77 /  
SCHARMER, K., "Die Bestimmung effektiver  $a_i$ ,  $\lambda_i$  für einen  
schwerwasserreflektierten Hochflußreaktor", wird veröffentlicht.

