



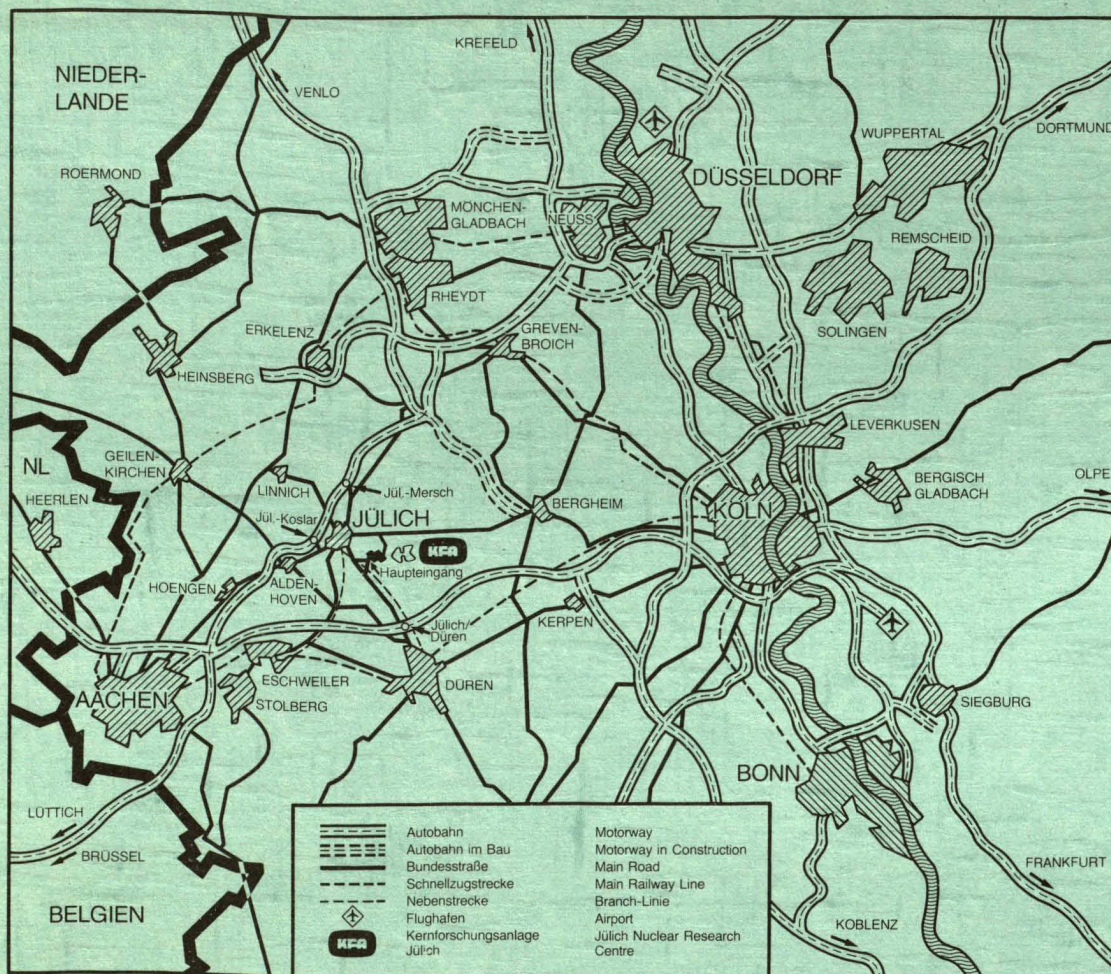
**KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH**

Institut für Reaktorentwicklung

**Erprobung reaktorphysikalischer Rechenverfahren  
am kritischen Experiment zum HTR (KAHTER)  
im Hinblick auf die Güte der Berechenbarkeit  
des Einflusses des oberen Hohlraumes**

von  
E. Pohlen

**Jül - 1760**  
**Januar 1982**  
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

**Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1760**  
 Institut für Reaktorentwicklung Jül - 1760

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH  
 Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)  
 Telefon: 02461/610 · Telex: 833556 kfa d

**Erprobung reaktorphysikalischer Rechenverfahren  
am kritischen Experiment zum HTR (KAHTER)  
im Hinblick auf die Güte der Berechenbarkeit  
des Einflusses des oberen Hohlraumes**

von  
E. Pohlen

Investigation of core neutronics calculational methods  
for the HTR-critical experiment (KAHTER)  
with regard to the validity of calculation  
of the influence of the upper cavity

by

E. Pohlen

#### ABSTRACT

This report deals with the checking of computations of various experiments at the critical facility for the high temperature pebble bed reactor (KAHTER). In particular computational methods are tested which are to be used for treating the cavity and for calculating the efficiency of absorber rods in pebble bed reactors with OTTO-loading. In addition, with regard to a top reflector-instrumentation, the effects of disturbances in the upper core region on the shape of neutron flux in the top reflector are studied.

In the diffusion calculations for determination of critical masses and neutron flux distributions of various core configurations, standard diffusion programs are used such as the 2D-code DIFF-2D and the 2- and 3-dimensional program CITATION, as well as recently developed diffusion codes. To the latter belong the program HRMC/DIFF-H, which treats the cavity by means of transport theory, and the finite element code DIFGEN. For comparison, Monte Carlo calculations are performed with the MORSE-K code.

Erprobung reaktorphysikalischer Rechenverfahren  
am kritischen Experiment zum HTR (KAHTER)  
im Hinblick auf die Güte der Berechenbarkeit  
des Einflusses des oberen Hohlraums

von

E. Pohlen

#### KURZFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Nachrechnung verschiedener Experimente an der Kritischen Anlage zum Hochtemperatur-Reaktor (KAHTER). Dabei werden insbesondere Rechenmodelle, die für den Hohlraum und die Absorberstabwirksamkeiten im Kugelhaufenreaktor mit OTTO-Beschickung zur Anwendung kommen, getestet. Daneben werden - im Hinblick auf eine Deckenreflektor-Instrumentierung - die Auswirkungen von Störungen im oberen Corebereich auf den Flußverlauf im Deckenreflektor untersucht.

Bei den Diffusionsrechnungen zur Bestimmung von kritischer Masse und Neutronenflußverteilung verschiedener Core-Konfigurationen werden einerseits Standard-Diffusionsprogramme eingesetzt, wie der 2D-Code DIFF-2D und das 2- bzw. 3-dimensionale Programm CITATION, andererseits werden neu entwickelte Diffusionsprogramme verwendet. Zu letzteren gehören das Programm HRMC/DIFF-H mit transporttheoretischer Behandlung des Hohlraums und das Finite-Elemente-Programm DIFGEN. Zum Vergleich werden auch Monte Carlo-Rechnungen mit dem Programm MORSE-K durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
1. Beschreibung der kritischen Anlage KAHTER und der Experimente zur Simulation eines OTTO-Systems	3
1.1 Die kritische Anlage KAHTER	3
1.2 Beschreibung der Experimente zur Simulation eines OTTO-Systems	5
2. Die Erzeugung der 60-Gruppen-Datenbibliothek in RSYST	8
2.1 Beschreibung des Programmsystems RSYST	8
2.2 Beschreibung der von ENDF/B abgeleiteten Vielgruppen-Datenbibliotheken	12
a) Die thermische 126-Gruppen-Datenbibliothek THERM-126	13
b) Die epithermische und schnelle Datenbibliothek GGC-4	16
2.3 Erstellung einer 60-Gruppen-Datenbibliothek in RSYST	17
2.4 Erstellung der 60-Gruppen-Daten für Nuklide mit Resonanzabsorption	18
2.5 Ergebnisse der Resonanzbehandlung in RSYST	21
2.6 Berücksichtigung der Heterogenität der coated particles im thermischen Energiebereich	22
3. Zell- und Spektralrechnungen sowie Kondensation der Vielgruppen-Wirkungsquerschnitte	24
3.1 Beschreibung des Transportprogramms SN-1D	24
3.2 Eindimensionale Zellrechnungen in $S_N$ -Näherung	25
3.3 Zellrechnungen für die Absorberstäbe	31
3.4 Eindimensionale Spektralrechnungen und Kondensation der Vielgruppen-Wirkungsquerschnitte	32
3.5 Berücksichtigung von Neutronen-Strömungseffekten	36
4. Bestimmung von kritischer Masse und Flußverteilung verschiedener KAHTER-OTTO-Konfigurationen	38
4.1 Zweidimensionale Diffusionsrechnungen mit DIFF-2D	38
4.2 Zweidimensionale Diffusionsrechnungen mit DIFF-H	41
4.3 Zwei- und dreidimensionale Diffusionsrechnungen mit CITATION	44

	Seite	
4.4	Dreidimensionale Diffusionsrechnungen mit DIFGEN	46
4.5	Dreidimensionale Monte Carlo-Rechnungen mit MORSE-K	55
4.6	Ergebnisse der zwei- und dreidimensionalen Rechnungen für die kritischen Massen	57
5.	Bestimmung von Stabreaktivitäten und deren Einfluß auf die Flußverteilung sowie Reaktionsraten verschiedener KAHTER-OTTO-Konfigurationen	60
5.1	Das Regelsystem der kritischen Anlage KAHTER	60
5.2	Zellrechnungen für die Absorberstäbe	62
5.3	Rechnungen zur Bestimmung der Wirksamkeit der Absorberstäbe im Core 5/5	65
5.3.1	Topreflektorstäbe	65
5.3.2	Zentralstab und Reflektorstäbe	69
5.4	Messung der Reaktionsraten	69
5.5	Verfahren zur Berechnung der Reaktionsraten mit RSYST	72
5.6	Reaktionsraten zu KAHTER OTTO 5/5 d	78
6.	Vergleich der benutzten Diffusionsprogramme	79
6.1	Rechenzeit	79
6.2	Bestimmung der kritischen Massen	82
6.3	Neutronenfluß und Reaktionsraten	83
6.4	Reaktivitätswertigkeit der Absorberstäbe	83
7.	Untersuchung von Störungen im oberen Corebereich im Hinblick auf die Deckenreflektor-Instrumentierung	84
7.1	Simulation einer Fehlbeladung	84
7.2	Fehlfahrender Stab	86
	Zusammenfassung	89
	Literaturverzeichnis	91
	Anhang A: Reaktionsraten im Core KAHTER OTTO 5/5	96
	Anhang B: Reaktionsraten im Core KAHTER OTTO 5/5 d	104

## Einleitung

Für Hochtemperaturreaktoren mit Kugelhaufencore existieren verschiedene Beschickungsmöglichkeiten. Eines dieser Systeme, welches zum Beispiel für Prozeßwärme-Reaktoren verwendet wird, ist das sogenannte OTTO-Beschickungssystem /1/. Dieses System zeichnet sich durch eine axial stark asymmetrische Leistungs- und Neutronenflußverteilung aus, deren Maximum sich im oberen Bereich des Reaktorcores befindet. Vorteile des OTTO-Reaktors ergeben sich daraus besonders für die Teillastregelfähigkeit, da man die Corestäbe nur im Topreflektor und im oberen Hohlraum zu verfahren braucht, und für die Temperaturbelastung der Brennelemente, die im oberen, noch relativ kalten Reaktorbereich die Hauptleistung erzeugen. Nachteilig gegenüber bisherigen Beschickungssystemen ist die starke Dosisbelastung des oberen Seitenreflektors durch die schnelle Neutronendosis.

Da die Physik solcher OTTO-Reaktoren sich von dem herkömmlichen System, wie beim THTR /2/ angewandt, unterscheidet, wurde in der kritischen Anlage KAHTER /3/ des Instituts für Reaktorentwicklung der KFA Jülich erstmals der Versuch gemacht, OTTO-Cores mit und ohne oberen Hohlraum zu simulieren; hier werden in einem umfangreichen Programm die wesentlichen neutronenphysikalischen Merkmale des OTTO-Systems untersucht und die Güte der "Vorhersagegenauigkeit" von theoretischen Modellen getestet.

An dem KAHTER-OTTO-Experiment 0/5 sollte gezeigt werden, daß die an THTR-Flußprofilen getesteten HTR-relevanten Berechnungsmethoden /4/ auch auf OTTO-Flußprofile anwendbar sind. Für die Berechnung der kritischen Masse des KAHTER-Cores 0/5, bei welchem der Deckenreflektor auf der Kugelschicht aufliegt, gelingt dies, wie in den Ergebnissen /5/ gezeigt wird.

Bei der hier beschriebenen Strategie zur Nachrechnung der verschiedenen Experimente sollen insbesondere Rechenmodelle, die für den Hohlraum und die Absorberstabwirksamkeiten im Kugelhaufenreaktor mit OTTO-Beschickung zur Anwendung kommen, überprüft werden. Daneben werden - im Hinblick auf eine Deckenreflektor-Instrumentierung - die Auswirkungen von Störungen im oberen Corebereich auf den Flußverlauf im Deckenreflektor untersucht.

Für die Behandlung des oberen Hohlraums müssen zusätzliche Modelle einbezogen werden. Dies geschieht in dem RSYST-Programmsystem /6/ durch die Moduln DIFF-H, HRL, HRMC /7/ und DIFGEN /8/ und bei MUPO-CITATION /9/ unter Verwendung von anisotropen Diffusionskoeffizienten nach Ref. /10/. Daneben werden reine Monte Carlo-Verfahren (MORSE-K /11/) eingesetzt.

## 1. Beschreibung der kritischen Anlage KAHTER und der Experimente

### zur Simulation eines OTTO-Systems

#### 1.1 Die kritische Anlage KAHTER

In der Abb. 1.1 ist die Kritische Anlage zum Hoch-Temperatur-Reaktor (KAHTER) dargestellt /3/. Ein Stahlgerüst aus acht Stützen bildet mit der Bodenplatte und der Trageplatte für die Regelstabantriebe ein verwindungssteifes System. Dieses trägt den Graphitreflektor, der direkt den Behälter für das Core bildet. Der Graphitreflektor hat einen Außendurchmesser von 296 cm und eine Wandstärke von 40 cm. Die Außenhöhe beträgt 300 cm, die Dicke des Bodenreflektors 24 cm.

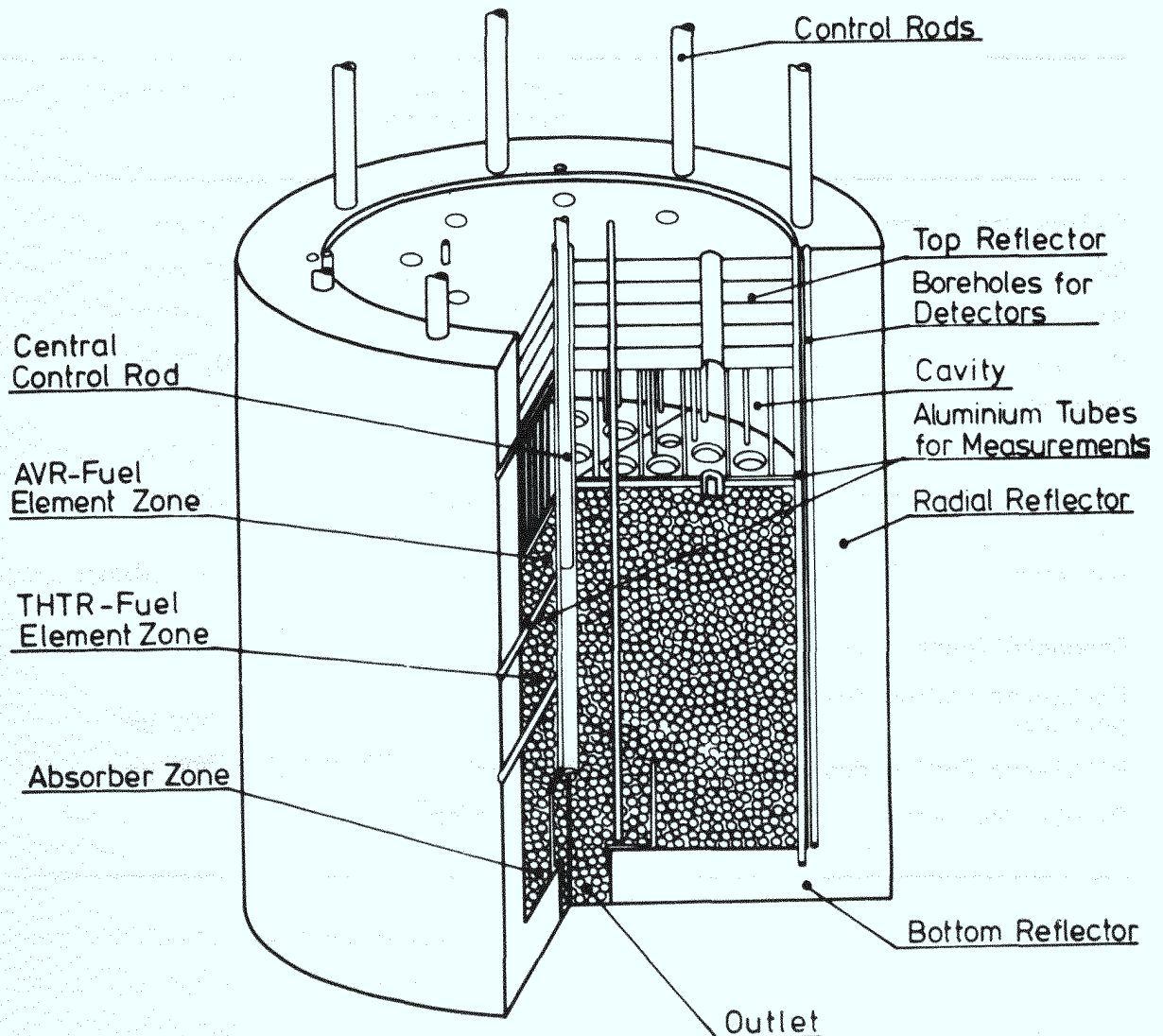


Abb. 1.1: Die kritische Anlage (KAHTER)

Die Anlage enthält acht Absorberstäbe im Radialreflektor und einen Zentralstab, der in einem Aluminium-Hüllrohr verfahren wird. Diese neun Regelemente sind gleichzeitig die Sicherheitselemente.

In der Anlage werden kugelförmige Brennelemente vom AVR- und THTR-Typ verwendet. Sie kann mit einer in weiten Grenzen variablen Mischung von Brennelementen und Moderatorelementen angefüllt werden.

Die Brennelemente enthalten den Brennstoff in Form von Schalenkörnern (coated particles) mit (U-Th)-O<sub>2</sub>- Mischkernen für THTR-Elemente und (U-Th)-C<sub>2</sub>- Mischkernen im Falle der AVR-Elemente. In der Tabelle 1.1 sind die Material- bzw. Geometrie-Daten der unterschiedlichen Brennelementsorten aufgeführt.

Tabelle 1.1: Spezifikation der THTR- und AVR-Brennelemente

	AVR-Element Preßvariante (Tapetenv.)	THTR-Element
Radius des Elements	30 mm	30 mm
Radius der Brennstoffzone	25 mm (19 mm)	23 mm
Mittlerer Uran-Gehalt	1,075 g	1,0322 g
Mittlerer U-235-Gehalt	1,00059 g	0,96 g
Anreicherung an U-235	93,078 %	93 %
Mittlerer Thorium-Gehalt	4,97 g	10,2 g
Mittlerer Kohlenstoff-Gehalt	192,7 g (190,7 g)	192 g
Effektiver Absorptionsquerschnitt des Kugelgraphits (0,0253 eV)	3,72 mbarn	3,8 mbarn
Brennstoffpartikel:		
Mittlerer Radius des coated particle	378,1 µm	390 µm
Mittlerer Radius des Kerns	192,5 µm	200 µm
Dichte des Kerns	8,27 g/cm <sup>3</sup>	9,9 g/cm <sup>3</sup>

Neben den AVR-Brennelementen vom Typ "Preßvariante" wurden bei den in Abschnitt 1.2 beschriebenen Experimenten auch AVR-Brennelemente vom Typ "Tape-tenvariante" /12/ verwendet. Im Gegensatz zur Preßvariante besteht die Tape-tenvariante aus einer Hohlkugel mit dickerer Schale (11 mm), in die das Gra- phit-Uran-Thorium-Gemisch eingefüllt wird; anschließend wird sie mit einem Graphitstopfen verschlossen. Der äußere Kugeldurchmesser sowie die Menge an Uran und Thorium sind bei beiden Varianten gleich.

Die in den nachfolgend beschriebenen Experimenten außerdem benutzten Absor- berelemente enthalten in einer Graphitkugel von 6 cm Durchmesser ein zylin- derförmiges Bor-Pellet, dessen Höhe und Durchmesser 2 cm betragen. Die mitt- lere  $B_3N$ -Menge pro Pellet beträgt dabei 668 mg.

Die Moderatorelemente sind ebenfalls Kugeln aus Graphit mit einem Durchmes- ser von 6 cm. Ihre Graphitdichte beträgt  $1,687 \text{ g/cm}^3$  und der effektive Ab- sorptionswirkungsquerschnitt  $4,86 \text{ mbarn}$  (bei  $0,0253 \text{ eV}$ ).

### 1.2 Beschreibung der Experimente zur Simulation eines OTTO-Systems

Zur Simulation eines OTTO-Leistungsprofils wurde in der kritischen Anlage entsprechend Abb. 1.1 eine Anordnung mit mehreren Zonen aufgebaut: Auf den Bodenreflektor von 24 cm Dicke wurde eine 26 cm starke Schicht aus Bor- und Graphitelementen geladen, die die abgebrannten Elemente darstellen sollen. Die darauf folgende 113 cm hohe Zone wurde mit THTR-Brennelementen und mit Graphitelementen im Verhältnis 3:1 beladen. An diese schließt sich dann die Zone mit AVR-Brennelementen an; die Höhe dieser Schicht ist bei den einzel- nen Experimenten unterschiedlich. Hierauf folgt der 50 cm hohe Hohlraum mit der Aluminium-Tragekonstruktion für den daraufliegenden 50 cm dicken oberen Reflektor. Auf diese Weise wird eine axiale Leistungsverteilung erreicht, die im oberen und mittleren Bereich den Verhältnissen im OTTO-beschickten Leistungsreaktor weitgehend entspricht (Abb. 1.2).

Experimentell wurden  $k_{\text{eff}}$ -Werte und kritische Massen der Konfigurationen ohne (Core 0/5) und mit (Core 5/5) Hohlraum bestimmt; ebenso wurden  $k_{\text{eff}}$ - Werte und kritische Massen für die Cores mit eingebauten Topreflektorstäben ermittelt. Auf diese Weise wurde die Reaktivität der Topreflektorstäbe als Funktion der zugeladenen Brennelemente (AVR-Elemente) gemessen. In Tabelle 1.2 sind die Meßwerte aufgelistet.

Tabelle 1.2: Kritische Massen und  $k_{eff}$  für verschiedene Core-Konfigurationen

Core	Bemerkungen	Zahl der Brennelemente	$k_{eff}$
0/5	aufliegender Topreflektor	19482	1,00093
5/5	Core mit Hohlraum	21805	1,00112
	Core wiederholt aufgebaut	21805	1,00075
5/5a	wie oben, jedoch mit 2 benachbart eingebauten Stäben	22255	1,00183
5/5b	mit 4 eingebauten Stäben	22551	1,00015
5/5d	mit 8 eingebauten Stäben	23061	1,00054

Weiter wurden die Reaktionsraten und Leistungsverteilungen in allen Core-Konfigurationen bestimmt (Abb. 1.2 und 1.3). In Abb. 1.2 ist eine typische axiale Reaktionsratenverteilung zu erkennen. In Abb. 1.3 ist diese mit denen von Core 5/5 b und 5/5 d verglichen, bei denen 4 bzw. 8 Topreflektorstäbe im Deckenreflektor und Hohlraum stehen. Außerdem wurden epithermische und schnelle Flußverteilungen sowie die S-Kurven der Topreflektorstäbe ermittelt.

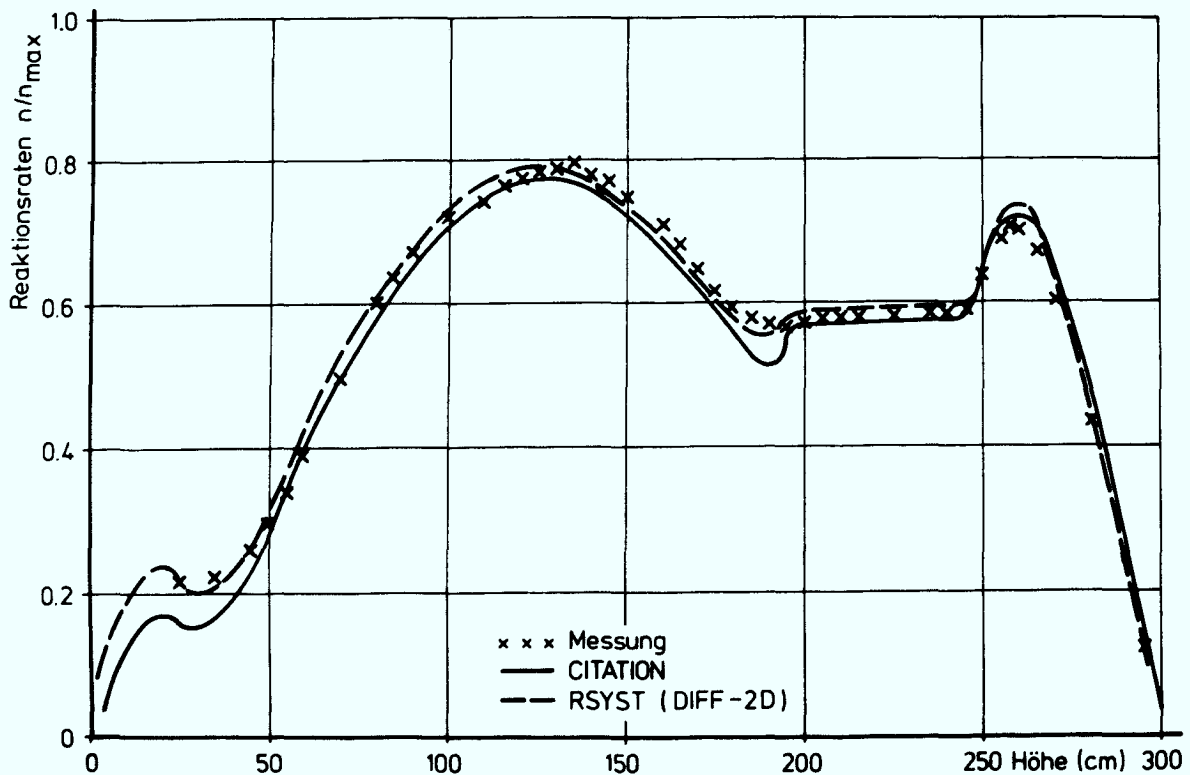


Abb. 1.2: Axiale Reaktionsraten (KAHTER-OTTO 5/5)

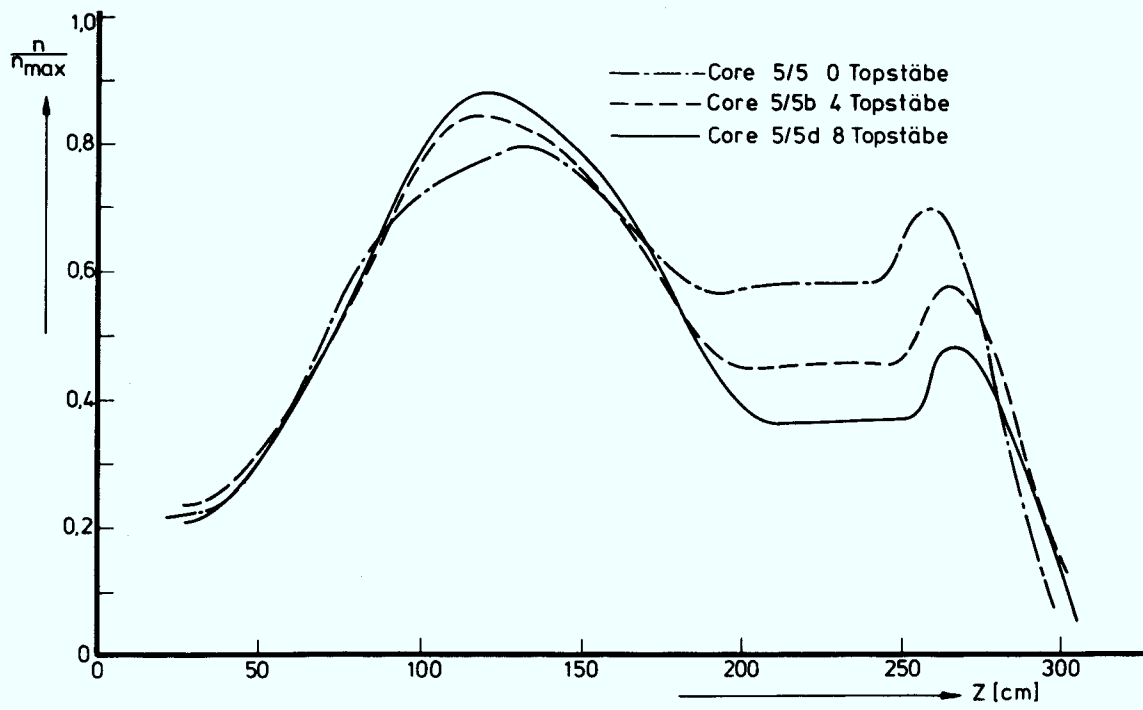


Abb. 1.3: Axiale Reaktionsraten mit und ohne Topreflektorstäbe

## 2. Die Erzeugung der 60-Gruppen-Datenbibliothek in RSYST

### 2.1. Beschreibung des Programmsystems RSYST

Die Berechnung von Kernreaktoren erfordert den Lauf mehrerer umfangreicher Rechenprogramme auf einer Datenverarbeitungsanlage. Dabei sind große Datenmengen zu verarbeiten und von Programm zu Programm weiterzugeben. Die Reihenfolge der Programme und die Art der zu übergebenden Daten sind dabei nicht fest gegeben, sondern hängen vom gewählten Rechenmodell und von der Physik des Reaktors ab. Die Zusammenstellung der Programme und Daten ist für den Ingenieur oder Physiker eine mühsame, zeitraubende und zudem fehleranfällige Arbeit. Deshalb ist es notwendig, den Ablauf der Programme, den Transfer der Daten sowie deren Verwaltung soweit wie möglich zu automatisieren. Gleichzeitig sollte dabei jedoch die Flexibilität der möglichen Rechenstrategien erhalten bleiben.

Überlegungen dieser Art führten am Institut für Kernenergetik der Universität Stuttgart ab 1968 zur Entwicklung des modularen Reaktors-SYSTEMs RSYST /6,13, 14/.

RSYST besteht aus einer Datenbasis, einem Datenbasisverwaltungsprogramm, einem Steuerprogramm und Moduln, die die eigentlichen Rechnungen ausführen (Abb. 2.1).

Alle Daten sind in der Datenbasis gespeichert und werden über das Datenbasisverwaltungsprogramm an die Moduln geliefert oder von diesen in der Datenbasis gespeichert.

Das Steuerprogramm regelt die Reihenfolge, in der Moduln abgearbeitet werden. Diese Steuerung der Modulfolge geschieht im allgemeinen über Steuerkommandos in der Eingabe, sie kann aber auch von Moduln aus erfolgen. Das Steuerprogramm ermittelt den als nächsten auszuführenden Modul, lädt ihn und übergibt ihm die Kontrolle über die Eingabe. Ist der Modul ausgeführt, so gibt er die Kontrolle an das Steuerprogramm zurück.

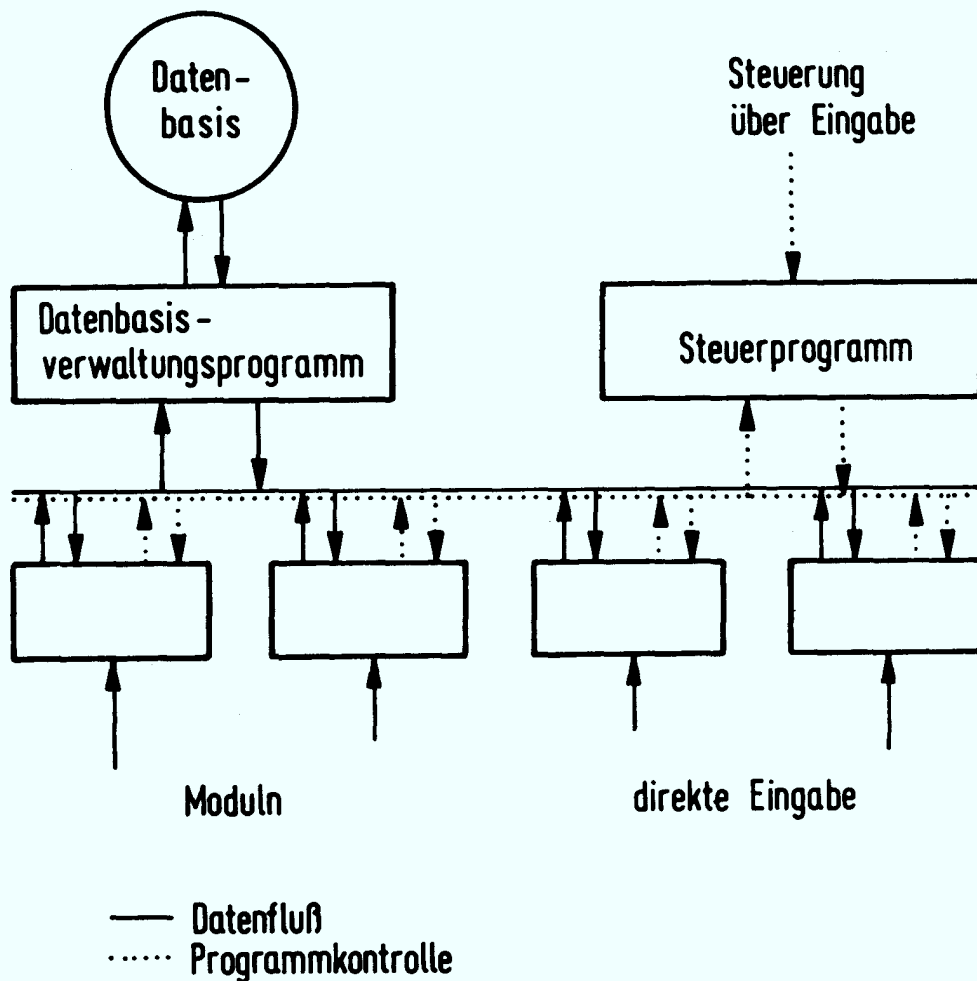


Abb. 2.1: Aufbau von RSYST

Ein Modul ist in diesem Zusammenhang ein Operator, der auf Daten einer Datenbasis wirkt und dabei die Datenbasis verändert. Die Zahl der Moduln in RSYST kann beliebig erweitert werden. Neben Standardmoduln, die stets zur Verfügung stehen, kann der Benutzer beliebige eigene Moduln zufügen.

Alle Informationen in RSYST sind in Datenblöcken gespeichert. Datenblöcke können zum Beispiel Gruppenkonstanten, Flüsse, Bucklings oder auch Texte zur Dokumentation des Systems enthalten.

Jeder Datenblock setzt sich zusammen aus einem Strukturvektor fester Länge und einem Datenvektor mit variabler Länge. Durch den Strukturvektor wird die interne Blockstruktur festgelegt. Es kann sich um eine Matrix oder um kompliziertere Gebilde handeln. Der Datenvektor enthält die eigentlichen Daten.

Durch die Einführung eines Strukturvektors wurde eine große Flexibilität in der Verwendung von RSYST erreicht, da jeder Block getrennt manipuliert werden kann und die Zuordnung von Datenblöcken zu Moduln völlig frei ist.

Alle Datenblöcke sind in der Datenbasis zusammengefaßt. Sie werden über ihre Identifizierungsnummer im direkten Zugriff adressiert und als Block zu und von den Moduln transferiert.

Die Datenbasis setzt sich aus einer permanenten Bibliothek (BIB), die erhalten bleibt, und einer temporären oder Unterbibliothek (UBI), die nur während eines Rechenlaufs existiert, zusammen. Der Benutzer entscheidet im Steuerwortkommando, das einen Modul startet, ob Blöcke auf BIB oder UBI liegen sollen.

Die von RSYST erzeugten Datenmengen sind im allgemeinen viel zu groß, um sie ständig auf teuren, direkt zugreifbaren Speichereinheiten bereitzuhalten. Es wurde deshalb eine Möglichkeit geschaffen, Bibliotheken oder Teile davon in sequentieller Form auf Magnetbänder zu kopieren. Diese sequentielle Form der Datenbibliothek eignet sich auch, um Daten von Programmen, die nicht in RSYST eingebaut sind, zu übernehmen oder an sie zu übergeben.

Der Transfer von Datenblöcken von einer zur anderen der drei Bibliotheksformen erfolgt über einfache Steuerkommandos in der Eingabefolge des Benutzers (Abb. 2.2). Der erste Teil der Steuerworte bezeichnet dabei die auszuführende Tätigkeit: "MISCH" fügt zum Beispiel zu den Bibliotheken BIB oder UBI Blöcke hinzu. Der zweite, durch einen Bindestrich getrennte Teil des Steuerworts gibt an, auf welche der Bibliotheken Datenblöcke gebracht werden sollen. Die Steuerworte BIB-TAPE und UBI-TAPE kopieren Datenblöcke von den entsprechenden Bibliotheken auf die sequentielle Form.

Zur Steuerung der Modulfolge in einem Modulsystem wird häufig die Jobkontrollsprache der Rechanlage verwendet. In RSYST allerdings erfolgt gleichzeitig mit der Steuerung die Zuordnung von Datenblöcken. Dies war am günstigsten durch Steuerbefehle in der Eingabefolge zu erreichen. Es besteht jedoch auch - wie oben erwähnt - die Möglichkeit, die Modulfolge über Moduln zu steuern. Jeder Steuerbefehl besteht aus einem Steuerwort und bis zu fünf Parametern. Die Steuerworte werden durch das Steuerprogramm eingelesen und interpretiert.

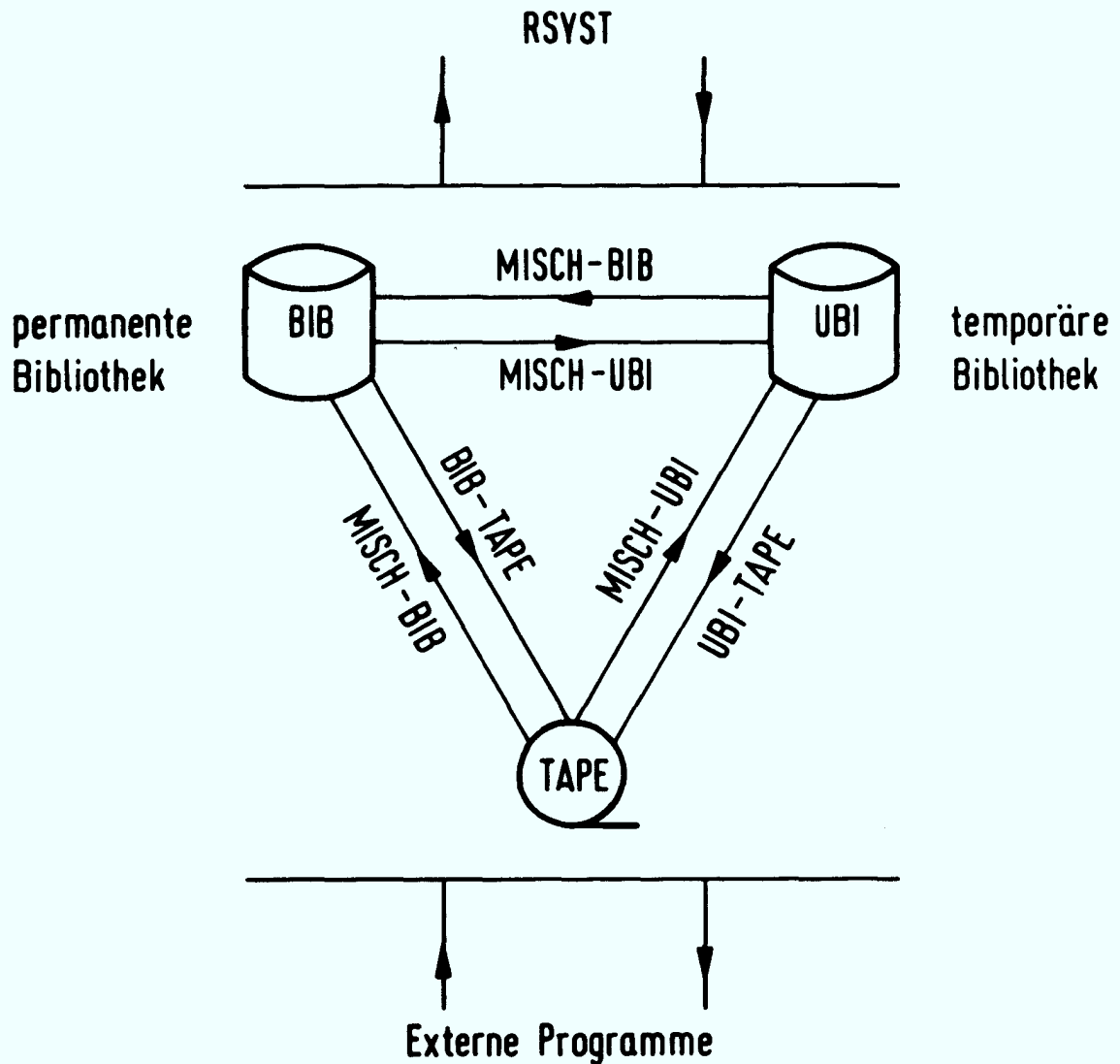


Abb. 2.2: Aufbau und Manipulation der Datenbasis

Danach lädt und startet das Steuerprogramm über eine Tabelle den Modul, der das Steuerwort realisiert und übergibt ihm die Parameter. Moduln können in jeder beliebigen Reihenfolge und beliebig oft aufgerufen werden. Schleifen, logische Verzweigungen und ähnliche Sprachelemente werden im Rahmen dieser Steuerkommandos durch spezielle Moduln realisiert.

Zwischen den Steuerkommandos können Eingabedaten stehen, die vom Modul direkt eingelesen werden. Format und Anzahl dieser Daten richten sich nach dem Modul und unterliegen keinen Einschränkungen. Diese direkte Eingabe von Daten an Moduln hat den Nachteil, daß eine einheitliche Eingabe für das System erschwert wird. Zudem ist eine Prüfung der Eingabe vor dem Start der Moduln schwer möglich. Der entscheidende Vorteil, warum diese Möglichkeit bei RSYST bisher beibehalten wurde, besteht darin, vorhandene Programme ohne

große Schwierigkeiten als RSYST-Moduln übernehmen zu können. Darüber hinaus werden in RSYST Eingabestandards angeboten.

### 2.2 Beschreibung der von ENDF/B abgeleiteten Vielgruppen-Datenbibliotheken

Zur Erzeugung problemabhängiger Gruppenkonstanten für den thermische, epithermischen und schnellen Energiebereich stehen in RSYST eine Reihe von Moduln und zwei problemunabhängige Datenbibliotheken, THERM-126 (thermische Daten) und GGC-4 (epithermische und schnelle Daten) zur Verfügung (Abb. 2.3). Ausgangspunkt für alle KAHTER-Nachrechnungen sind diese beiden von ENDF/B-IV abgeleiteten Multigruppen-Datenbibliotheken /15/, deren Erstellung im folgenden erläutert werden soll.

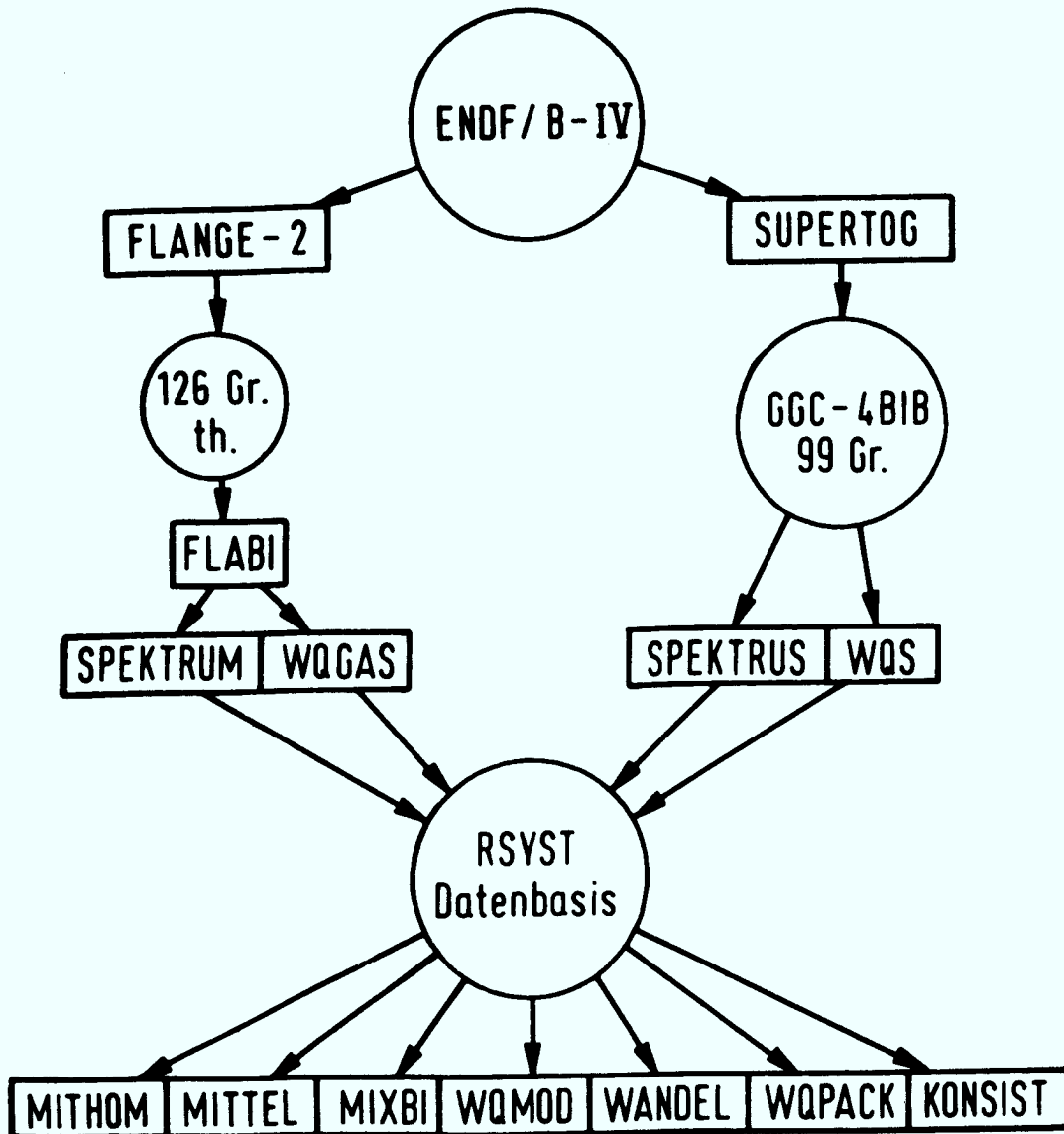


Abb. 2.3: Erstellung von Gruppendaten mit dem Programmsystem RSYST

a) Die thermische 126-Gruppen-Datenbibliothek THERM-126

Diese Bibliothek umfaßt die Wirkungsquerschnitte der Nuklide im Energiebereich von  $10^{-5}$  eV bis 3,059 eV in 126 Energiegruppen. Die Grundlage für die Erstellung der Moderator-Wirkungsquerschnitte in 126 Gruppen ist das Streugesetz  $S(\alpha, \beta)$  /16/:

$$S(\alpha, \beta) = \frac{kT}{2\pi} e^{-\beta/2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\epsilon t/\hbar} \cdot \chi(\vec{x}, t) dt \quad (2.1)$$

mit den dimensionslosen Variablen

$$\alpha = \frac{\hbar^2 x^2}{2AmkT} = \frac{E' + E - 2\mu_0 \sqrt{EE'}}{AkT} \quad (2.2)$$

$$\beta = \frac{-\epsilon}{kT} = \frac{E - E'}{kT}$$

E und E' bedeuten die Energie des Neutrons vor bzw. nach der Wechselwirkung mit dem Moderatoratom der Temperatur T und der Masse A (in Einheiten der Neutronenmasse m).  $\mu_0$  ist der Cosinus des Streuwinkels des Neutrons, k die Boltzmann-Konstante und  $\hbar = h/(2\pi)$  ( $h =$  Planck'sches Wirkungsquantum). Die Größe  $\epsilon = E' - E$  bedeutet die Energieänderung und  $\hbar \vec{x} = m (\vec{v}' - \vec{v})$  den Impulsänderungsvektor des Neutrons.

Grundlage für die Erstellung von thermischen Wirkungsquerschnitten für die 126-Gruppen-Bibliothek THERM-126 ist ein Programmsystem, das in Abb. 2.4 skizziert ist. Teilweise integriert in dieses System ist das Reaktorprogramm-system RSYST /17/ mit diversen Steuermoduln.

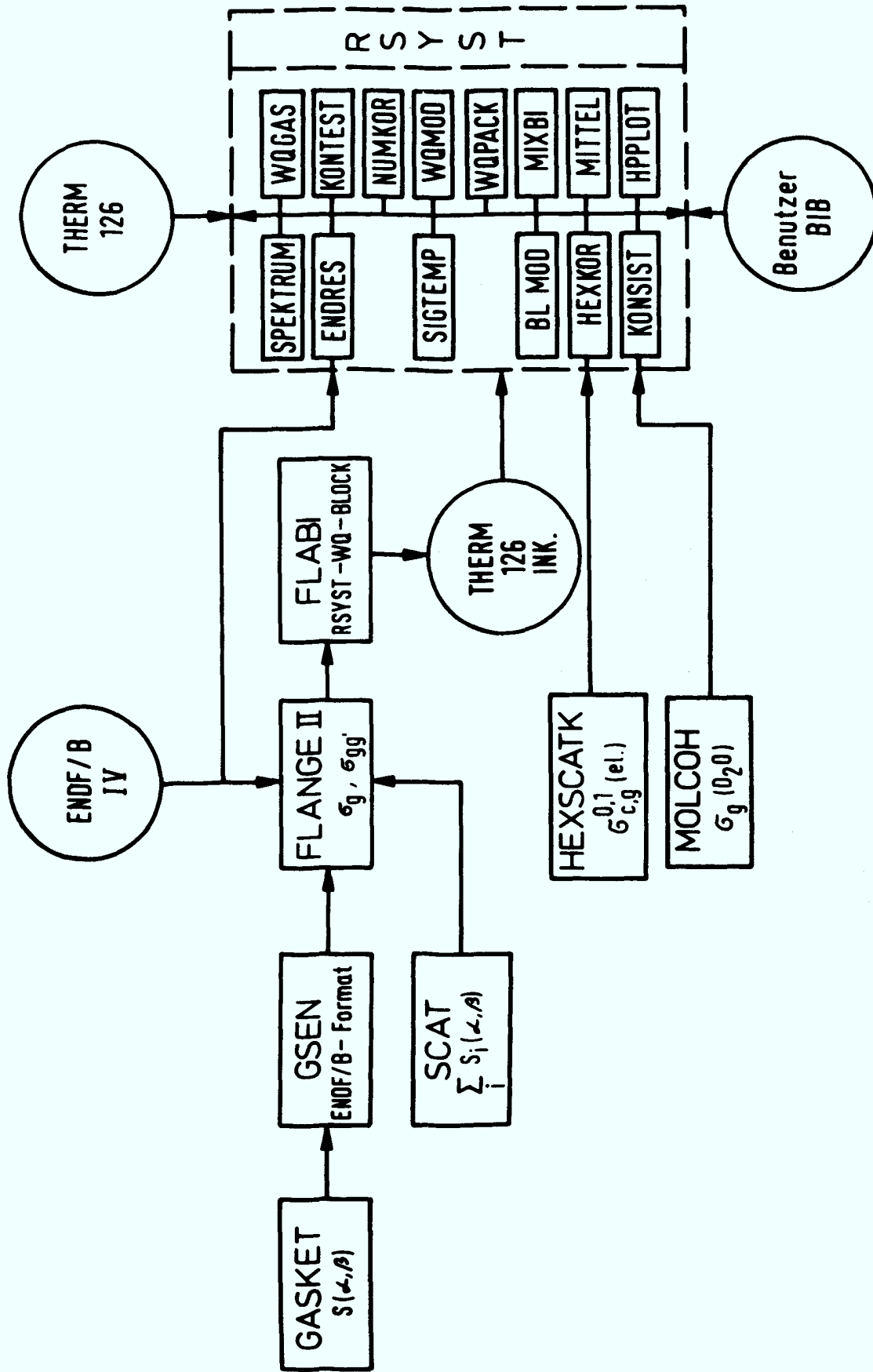


Abb. 2.4: Erzeugung der 126-Gruppen-Datenbibliothek THERM-126

Ausgangsbasis zur Erzeugung von Gruppendaten ist das Programm GASKET /18/, das das Streugesetz  $S(\alpha, \beta)$  durch numerische Fouriertransformation der intermediären Streufunktion  $\chi(\alpha, t)$  /19/ in inkohärenter Näherung bestimmt. Für eine bestimmte Temperatur werden damit für einen Moderator differentielle, problemunabhängige Punktdaten in Form einer Tabelle erstellt, die dann durch das Programm GSEN /20/ auf ENDF/B-Format /21/ gebracht werden.

Wenn es sich um einen Moderator aus mehreren Elementsorten handelt, die ähnliche Massen besitzen (z.B. BeO), so ist es aus Rechenzeitgründen günstig, ein gemischtes Streugesetz zu erstellen. Dies erfolgt mit dem Programm SCAT /22/. Das Streugesetz wird dann mit Hilfe des Programms FLANGE II /23/ weiterverarbeitet. Aus den differentiellen Punktdaten werden differentielle und integrale Gruppendaten für die Bibliothek THERM-126 von P<sub>0</sub> bis P<sub>5</sub> erstellt. Die differentiellen Daten umfassen die Streumatrizen (Multigruppennäherung). Als integrale Größe wird zum Beispiel der Streuquerschnitt  $\sigma_s$  bestimmt. Alle Streudaten sind in inkohärenter Näherung bestimmt.

Die so berechneten Gruppendaten werden dann mit Hilfe des Programms FLABI /24/ auf RSYST-Blockstruktur gebracht. Ein RSYST-Block hat eine charakteristische Form. Er besteht aus einem Kennvektor (Blocknummer, Text, Kennzahlen: IHM, IGM, IHT, IHS) und einer Wirkungsquerschnittsmatrix, die in ihrer Anordnung durch die Kennzahlen bestimmt ist. IHM bezeichnet die Tabellenlänge (Zahl der Zeilen), IGM die Zahl der Energiegruppen (Zahl der Spalten), IHT die Position (Zeile) von  $\sigma_t$  und IHS die Position  $\sigma_{gg}$ . Ist IHS  $\neq$  0 und ist auf Position

IHT - 1:  $\nu \sigma_f$   
IHT - 2:  $\sigma_a$   
IHT - 3:  $\sigma_{tr}$   
und IHT - 4:  $\sigma_f$ ,

so hat man die übliche, für  $S_N$ -Rechnungen verwendete Querschnittsanordnung. Für IHS = 0 folgt nach  $\sigma_t$  die vollständige Streumatrix mit  $\sigma_{gg}$  als Diagonalglieder. Die inkohärenten Wirkungsquerschnitte werden - falls sie noch zu korrigieren sind - auf der Bibliothek THERM-126 INK zwischengespeichert. Diese Korrekturen umfassen fast ausschließlich die Berücksichtigung der kohärenten Neutronenstreuung. Das Programm HEXSCAT K /25/ berechnet diesen Anteil für Moderatoren mit hexagonaler Struktur (Graphit, Be, BeO), der dann über das RSYST-System in die endgültige Wirkungsquerschnittsmatrix verarbeitet wird (Modul HEXKOR). Ähnliches geschieht für D<sub>2</sub>O, bei dem das

Programm MOLCOH die molekulare Kohärenz mit berücksichtigt.

Für die Moderatoren sind über den RSYST-Modul MIXBI durch entsprechende Interpolation Wirkungsquerschnitte für jede gewünschte Temperatur im vorgegebenen Temperaturbereich verfügbar.

Für Spalt-, Brut- und Strukturmaterialien sowie für Nicht-1/v-Absorber wird die Neutronenstreuung durch das freie "Gasmodell" berechnet. Die Gruppendaten für  $\sigma_f$ ,  $\sigma_{tr}$ ,  $\sigma_a$ ,  $\nu\sigma_f$ ,  $\sigma_t$  und  $\sigma_s$  werden dabei im Gegensatz zu den Moderatoren direkt aus der Punktdaten-Bibliothek ENDF/B-IV abgeleitet. Diese Basisdaten werden mit den Programmen FLANGE II und FLABI für  $T = 0$  außerhalb von RSYST weiterverarbeitet. Für  $T \neq 0$  wird das Programm ENDRES /26/ oder das Programm SIGTEMP /27/ verwendet, weil in der FLANGE II -Version keine Temperaturabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte erlaubt ist. Die Streumatrizen dieser Elemente werden durch den RSYST-Modul WQGAS nach dem Gasmodell bis zum ersten Moment für schwere Nuklide hergestellt /28/.

Die Wirkungsquerschnitte der erstellten Bibliothek THERM-126 sind problemunabhängige, mikroskopische Vielgruppendaten.

THERM-126 enthält keine Vielgruppendaten von 1/v-Absorbern. Diese werden jeweils durch Kenntnis der Wirkungsquerschnitte bei 0,0253 eV in 126 Gruppen erzeugt und daraus die Streumatrizen über den RSYST-Modul WQGAS erstellt.

#### b) Die epithermische und schnelle Datenbibliothek GGC-4

Ausgehend von ENDF/B- IV werden die Gruppendaten des schnellen und epithermischen Bereiches von 0,41399 eV bis 14,918 MeV mit dem Programm SUPERTOOG /29/ unter Verwendung des Spaltspektrums und der Annahme einer 1/E- Abhängigkeit des Flusses erzeugt. Dabei werden folgende Dateninformationen im Format einer GGC-Bibliothek für RSYST erstellt: Resonanzparameter, elastische Streumomente von  $P_0$  bis  $P_3$ , inelastische und  $(n, 2n)$ -Streumatrizen,  $\nu\sigma_f$ ,  $\sigma_t$ ,  $\sigma_s$  und ein sogenanntes  $\sigma_{smooth}$ . Dieses  $\sigma_{smooth}$  stellt die Differenz dar zwischen dem gemessenen  $\sigma_a$  und dem mit der Breit-Wigner-Einniveauformel berechneten  $\sigma_a$ .

### 2.3 Erstellung einer 60-Gruppen-Datenbibliothek in RSYST

Die beiden erwähnten Datenbibliotheken THERM-126 und GGC-4 stellen den Ausgangspunkt für KAHTER-Rechnungen dar. Sie wurden im ganzen Energiebereich von  $10^{-5}$  eV bis 14,918 MeV auf 60 Gruppen kondensiert (Abb. 2.5).

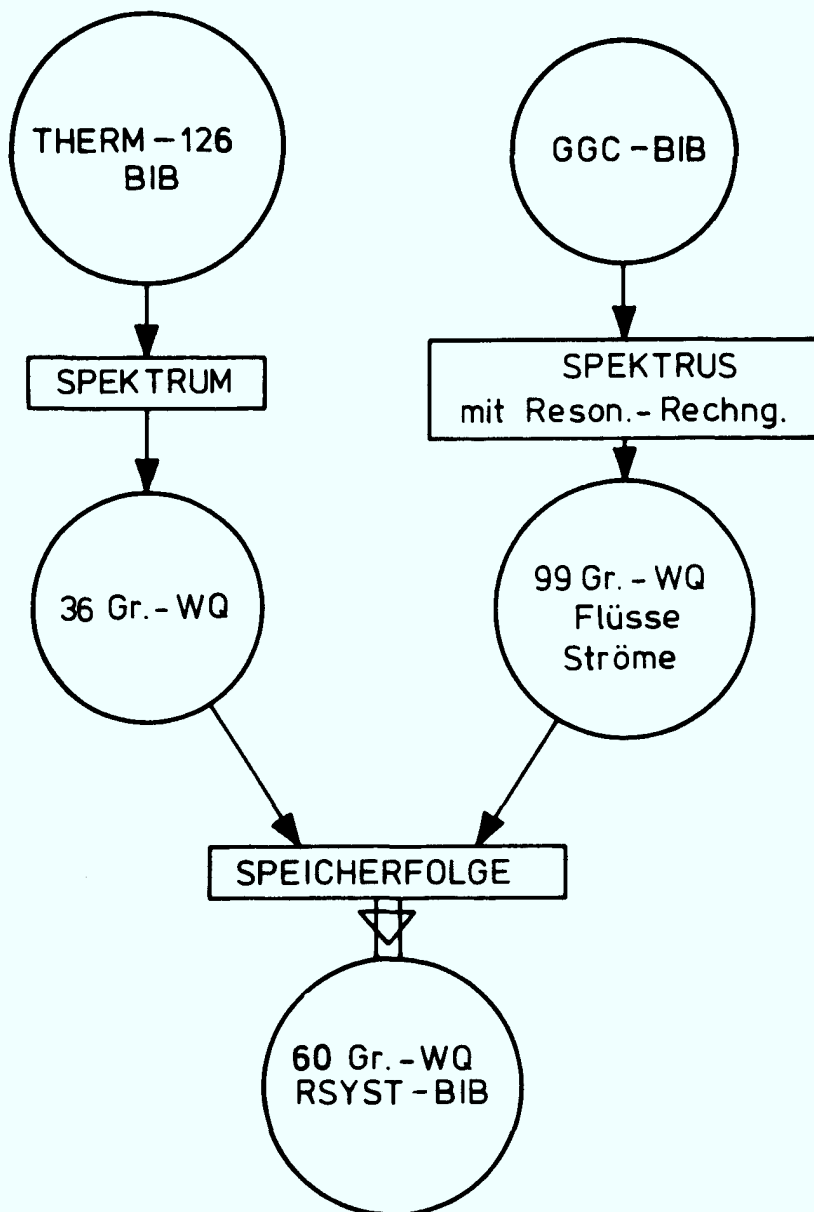


Abb. 2.5: Erstellung von 60-Gruppen-Wirkungsquerschnitten

Die Spektralrechnung wurde dabei im thermischen Bereich nach der  $B_N$ -Theorie mit dem RSYST-Modul SPEKTRUM /30/ durchgeführt - nulldimensional für eine homogene Mischung aller im Reaktor vorkommenden Materialien. Mit Hilfe der erhaltenen Flüsse und Ströme wurden die 126-Gruppen-Wirkungsquerschnitte auf 36 Gruppen kondensiert. Im epithermischen und schnellen Bereich wurde

mit dem Modul SPEKTRUS /31/ ebenfalls eine nulldimensionale Spektralrechnung in  $B_N$ -Theorie durchgeführt; diese lieferte die entsprechenden Flüsse und Ströme in 99 Gruppen.

Der Modul SPEKTRUS wurde auch benutzt, um Gruppendaten der Elemente mit Resonanzabsorption wie Th-232, U-235 und U-238 zu erstellen, die in doppelter Heterogenität gerechnet wurden. Hierauf wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Um die erhaltenen Gruppenkonstanten (36 Gruppen aus SPEKTRUM, 99 Gruppen aus SPEKTRUS) zu einem einheitlichen Gruppenkonstanten-Block zusammenzufassen, wurde eine Speicherfolge eingesetzt, in der die Wirkungsquerschnitte für den schnellen und epithermischen Energiebereich auf 24 Energiegruppen kondensiert und unter Berücksichtigung der Überstreuung in den thermischen Bereich mit den 36 thermischen Gruppen zu 60-Gruppen-Datensätzen zusammengefügt werden. Unter einer "Speicherfolge" versteht man in RSYST eine aufrufbare, flexible Einheit aus mehreren Modulen und Datenverarbeitungsschritten.

Die Berechnung der 60-Gruppen-Wirkungsquerschnitte wurde für alle Nuklide durchgeführt, die bei der Reaktorberechnung benötigt wurden. Die Energie- und Lethargiegrenzen dieser Datenbibliothek BIB-60 sind in der Tabelle 2.1 zusammengestellt.

#### 2.4 Erstellung der 60-Gruppen-Daten für Nuklide mit Resonanzabsorption

Das Verfahren zur Gewinnung der thermischen Grunddaten aus THERM-126 erfolgt hier in gleicher Weise wie im vorigen Abschnitt.

Im epithermischen Bereich werden die in der GGC-4-Bibliothek enthaltenen Resonanzparameter herangezogen. Dazu wird der RSYST-Modul SPEKTRUS zur Berechnung von Resonanzintegralen und Spektren in  $B_N$ -bzw.  $P_N$ -Näherung eingesetzt. Hierbei sind im Absorberbereich maximal 2 Moderatoren erlaubt. Dieser Bereich ist von einem unendlich ausgedehnten Moderatorbereich umgeben. Die Resonanzpeaks können allerdings nur einzeln, d.h. ohne Berücksichtigung der gegenseitigen Überlagerung und Abschirmung berechnet werden. Mit den erhaltenen Flüssen und Strömen werden anschließend die 99-Gruppen-Daten auf 24 Gruppen kondensiert. Dies geschieht nach dem gleichen Schema wie im vorigen Abschnitt.

Tabelle 2.1: Energie- und Lethargiestruktur der BIB-60 (Energie in eV)

Grenze	Energie	Lethargie	Grenze	Energie	Lethargie
1	1.49182E+07	-4.00000E-01	32	1.09873E+00	1.60239E+01
2	1.00000E+07	0.0	33	1.07222E+00	1.60484E+01
3	6.06531E+06	5.00000E-01	34	1.06236E+00	1.60576E+01
4	3.67879E+06	1.00000E+00	35	1.05254E+00	1.60669E+01
5	2.23130E+06	1.50000E+00	36	1.04277E+00	1.60762E+01
6	1.35335E+06	2.00000E+00	37	1.01374E+00	1.61044E+01
7	8.20850E+05	2.50000E+00	38	9.50700E-01	1.61687E+01
8	4.50492E+05	3.10000E+00	39	7.82110E-01	1.63639E+01
9	2.73237E+05	3.60000E+00	40	6.24930E-01	1.65882E+01
10	1.83156E+05	4.00000E+00	41	5.03260E-01	1.68047E+01
11	1.11090E+05	4.50000E+00	42	4.17040E-01	1.69927E+01
12	5.24750E+04	5.25000E+00	43	3.57680E-01	1.71462E+01
13	2.47870E+04	6.00002E+00	44	3.20640E-01	1.72555E+01
14	1.17090E+04	6.74998E+00	45	3.01130E-01	1.73183E+01
15	4.30740E+03	7.75001E+00	46	2.90750E-01	1.73534E+01
16	2.03470E+03	8.49999E+00	47	2.70530E-01	1.74255E+01
17	9.61120E+02	9.25000E+00	48	2.51040E-01	1.75002E+01
18	4.54000E+02	1.00000E+01	49	2.27700E-01	1.75978E+01
19	2.14450E+02	1.07500E+01	50	1.84440E-01	1.78085E+01
20	1.01300E+02	1.15000E+01	51	1.45730E-01	1.80441E+01
21	4.78510E+01	1.22500E+01	52	1.11570E-01	1.83112E+01
22	2.26030E+01	1.30000E+01	53	8.19720E-02	1.86195E+01
23	1.06770E+01	1.37500E+01	54	5.69250E-02	1.89841E+01
24	5.04350E+00	1.45000E+01	55	4.27570E-02	1.92703E+01
25	3.05900E+00	1.50000E+01	56	3.06130E-02	1.96044E+01
26	1.85540E+00	1.55000E+01	57	2.04930E-02	2.00058E+01
27	1.72616E+00	1.55722E+01	58	1.23970E-02	2.05084E+01
28	1.59500E+00	1.56512E+01	59	6.32500E-03	2.11813E+01
29	1.45748E+00	1.57414E+01	60	2.27700E-03	2.22030E+01
30	1.30791E+00	1.58497E+01	61	1.00000E-05	2.76310E+01
31	1.16645E+00	1.59641E+01			

In der Nordheimschen Gleichung, die im Modul SPEKTRUS verwendet wird, hängt die Entkommwahrscheinlichkeit von der Geometrie der Anordnung und der Energie ab. Da die Elemente mit Resonanzabsorption der HTR-Brennstoffe in doppelter Heterogenität vorliegen (coated particle in Matrix + Kugelschüttung aus Brennelementen und Moderatorelementen), wird die entsprechende Entkommwahrscheinlichkeit für die Anordnung vor der eigentlichen Resonanzrechnung in dem RSYST-Modul TERESKU berechnet und zur Verwendung in SPEKTRUS über die Datenbasis in einer Entkommwahrscheinlichkeitstabelle bereitgestellt /32,33/. Für diejenigen Nuklide, die aufgrund ihrer geringen Dichte nicht heterogen behandelt zu werden brauchen, entfällt der Modul TERESKU. Für diese Nuklide wird mit SPEKTRUS eine Resonanzrechnung in unendlicher Verdünnung durchgeführt.

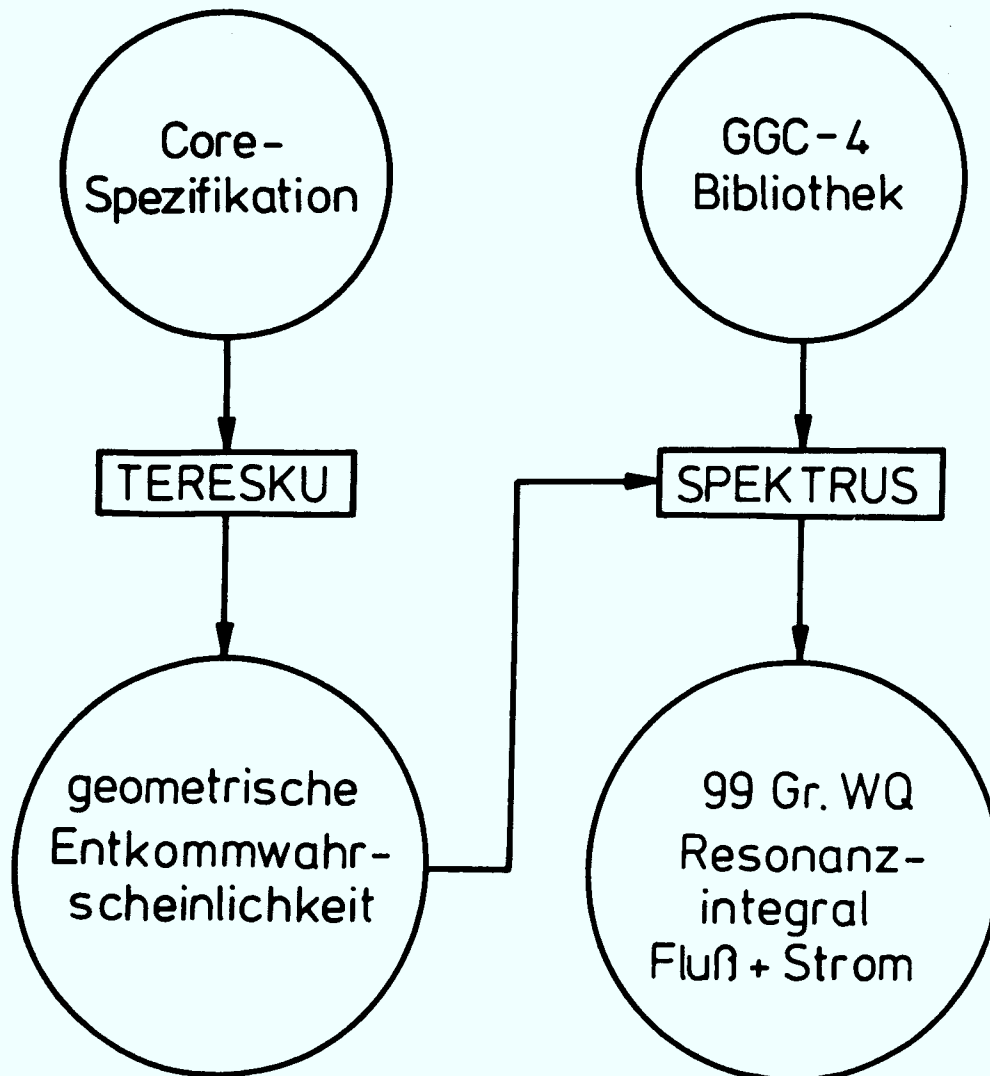


Abb. 2.6: Schema der Resonanzbehandlung in RSYST

Für die homogene Mischung aller im Reaktor vorkommenden Materialien wurde außerdem ein 99-Gruppen-Spektrum mit SPEKTRUS bestimmt, mit dem alle vorstehend beschriebenen Wirkungsquerschnitte auf 24 Energiegruppen kondensiert wurden.

Abb. 2.6 zeigt das Verfahren zur Resonanzbehandlung der für KAHTER-Berechnungen wichtigen Nuklide Th-232, U-235 und U-238 in RSYST.

Ergebnisse von SPEKTRUS sind das gruppenabhängige Resonanzintegral, Absorptions- bzw. Spaltwirkungsquerschnitte sowie die 99-Gruppen-Spektren zur Kondensation der Wirkungsquerschnitte auf 24 Gruppen.

### 2.5. Ergebnisse der Resonanzbehandlung in RSYST

Das Core KAHTER OTTO 5/5 besteht aus drei verschiedenen Kugelschichten, die - jeweils mit Moderatorelementen gemischt - aus Borelementen, THTR- und aus AVR-Brennelementen bestehen. In der AVR-Schicht befinden sich neben den Brennelementen vom Typ "Preßvariante" auch eine geringe Anzahl vom Typ "Tapetenvariante". In der Tabelle 2.2 sind die für die Resonanzrechnung wesentlichen nuklearen Parameter für die verschiedenen Brennelementsorten zusammengestellt. Die Anwesenheit der Moderatorelemente wird dabei durch den Blindkugelanteil BA berücksichtigt; N bedeutet die Teilchendichte im Kern des coated particle (M = Moderator, Ab = Resonanzabsorber) und FF den Füllfaktor der coated particle in der Brennelementmatrix.

Tabelle 2.2: Nukleare Parameter zur Resonanzbehandlung

Konfiguration	Nuklid	BA	N <sub>u</sub> /N <sub>Ab</sub>	FF
THTR	Th-232	0,25	2,200	0,1878
	U-235	"	23,63	"
	U-238	"	371,9	"
AVR-Preßvariante	Th-232	0,25	2,427	0,0934
	U-235	"	12,21	"
	U-238	"	188,11	"
AVR-Tapetenvariante	Th-232	0,25	2,427	0,2128
	U-235	"	12,21	"
	U-238	"	188,11	"

Mit Hilfe der in Abschnitt 2.3 dargestellten RSYST-Modulfolge wurde das totale Resonanzintegral für die verschiedenen Brennelementsorten ermittelt; die untere Energiegrenze betrug dabei 0,414 eV. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.3 aufgeführt.

Tabelle 2.3: Ergebnisse der Resonanzbehandlung in RSYST für das totale Resonanzintegral (RI)

	Th-232	U-235	U-238
	totales RI (barn)		
THTR	42,326	248,49	264,43
AVR- Preßvariante	52,504	248,13	263,80
AVR- Tapetenvariante	46,836	246,00	260,84

### 2.6 Berücksichtigung der Heterogenität der coated particles im thermischen Energiebereich

Die Resonanzbehandlung im epithermischen Energiebereich wurde entsprechend Abschnitt 2.4 doppelt heterogen durchgeführt. Im thermischen Energiebereich wurden die 36-Gruppen-Wirkungsquerschnitte aufgrund der Heterogenität der coated particles in der Graphitmatrix des Brennelements nach Abb. 2.7 korrigiert. Dabei wurden die Wirkungsquerschnitte in einer Mischung von Nukliden, wie sie im Kern des coated particle enthalten sind, behandelt.

Die in Abb. 2.7 dargestellte Modulfolge arbeitet folgendermaßen: Mit dem Transportprogramm SN-1D /34/ werden für jede Zone eines Zwei-Zonen-Systems die gruppenabhängigen Flußintegrale berechnet. Die erste Zone dieses Systems besteht aus dem Kern des coated particle, die zweite Zone aus einer Graphitschicht entsprechend der homogenisierten Graphitmatrix und dem coating des particle. Die Homogenisierung der Wirkungsquerschnitte mit den erhaltenen Flußintegralen erfolgt durch den Modul MITHOM. Aus den homogenisierten Wirkungsquerschnitten werden mit Hilfe des Moduls BLMOD nur die 36 thermischen Gruppen entnommen und in den 60-Gruppen-Wirkungsquerschnittsblock der homogenisierten Brennstoffzone eingesetzt, da für den Resonanzbereich die doppelte Heterogenität schon berücksichtigt wurde.

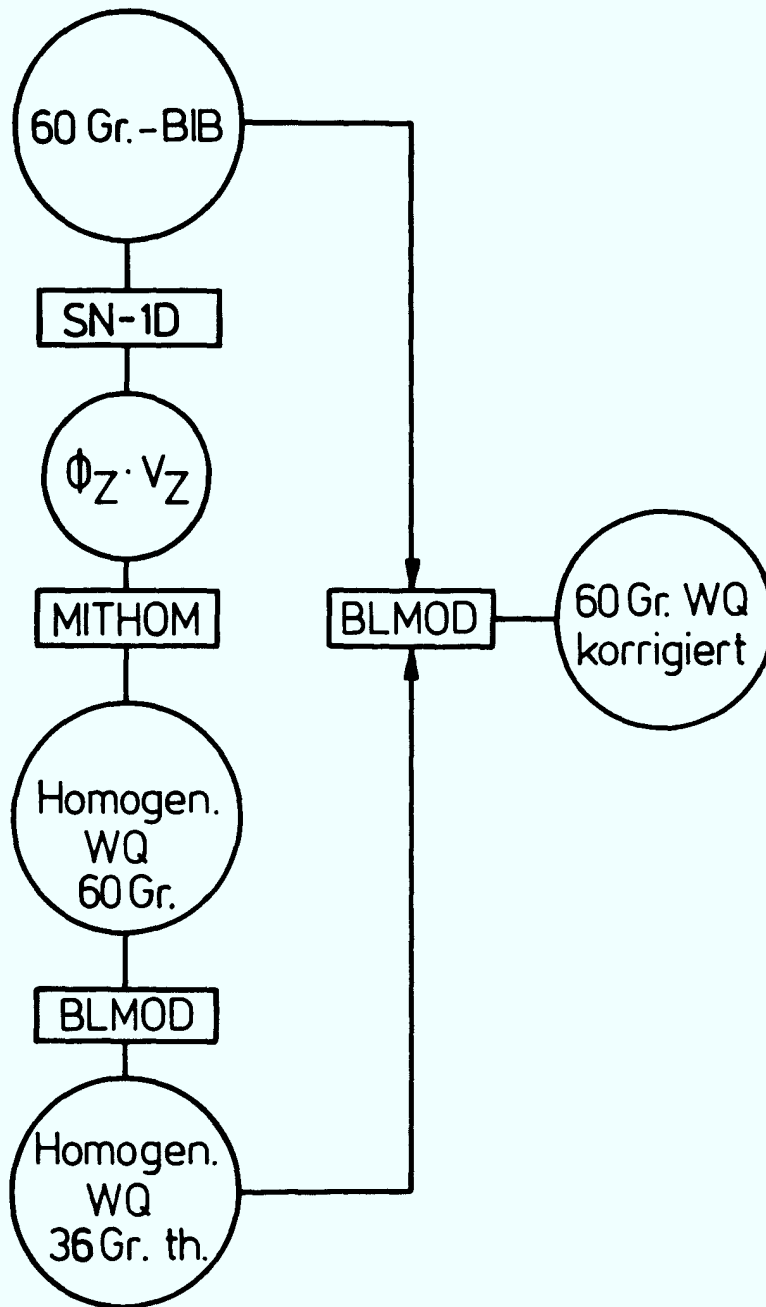


Abb. 2.7: Berücksichtigung der Disadvantage-Faktoren in RSYST

### 3. Zell- und Spektralrechnungen sowie Kondensation der Vielgruppen - Wirkungsquerschnitte

#### 3.1 Beschreibung des Transportprogramms SN-1D

Für die Zell- und Spektralrechnungen, die in diesem Kapitel beschrieben werden, wurde das 1-dimensionale Transportprogramm SN-1D, das als RSYST-Modul verfügbar ist, für verschiedene Geometrien (Platte, Zylinder, Kugel) eingesetzt.

In SN-1D wird die eindimensionale Vielgruppen-Neutronentransportgleichung in  $S_N$ -Näherung gelöst. Bei Entwicklung der Streuwirkungsquerschnitte in Legendre-Polynome ergibt sich für die Transportgleichung in ebener Geometrie ein gekoppeltes Gleichungssystem der Form /16/:

$$\mu \frac{\partial \Phi_{\mathbf{g}}(\mathbf{x}, \mu)}{\partial \mathbf{x}} + \Sigma_{\mathbf{g}}^t \Phi_{\mathbf{g}}(\mathbf{x}, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} P_l(\mu) \sum_{\mathbf{g}'=1}^G \Phi_{l, \mathbf{g}'}(\mathbf{x}) \Sigma_{\mathbf{g}' \rightarrow \mathbf{g}}^{(l)}(\mathbf{x}) + Q_{\mathbf{g}}(\mathbf{x}, \mu) \quad (3.1)$$

$$\mathbf{g} = 1, 2, \dots, G$$

$\mathbf{g}$  ist dabei der Gruppenindex für die Energiegruppe  $E_{\mathbf{g}} \leq E \leq E_{\mathbf{g}-1}$ . Die Entwicklungskoeffizienten  $\Phi_{l, \mathbf{g}'}$  sind allgemein gegeben durch:

$$\Phi_{l, \mathbf{g}'}(\mathbf{x}) = 2\pi \int_{-1}^{+1} P_l(\mu) \Phi_{\mathbf{g}'}(\mathbf{x}, \mu) d\mu \quad (3.2)$$

Beim  $S_N$ -Verfahren wird eine Winkeldiskretisierung vorgenommen; in diesem Fall gilt für die Entwicklungskoeffizienten:

$$\Phi_{l,g}(x) \approx 2\pi \sum_{i=1}^N w_i P_l(\mu_i) \Phi_{g,(x,\mu_i)} \quad (3.3)$$

Die Richtungscosini  $\mu_i$  und deren Gewichte  $w_i$  werden durch einen Gauß-Quadratur-Satz beschrieben. Die Zell- und Spektralrechnungen werden mit  $G = 60$  Gruppen durchgeführt. Dabei wird die  $P_0$ -Näherung (isotrope Streuung) verwendet; entsprechend wird die erste Summe in Gleichung 3.1 bei  $l = 0$  abgebrochen.

### 3.2 Eindimensionale Zellrechnungen in $S_N$ -Näherung

Mit den 60-Gruppen-Wirkungsquerschnitten wurden Zellrechnungen für ein 4-Zonen-System in Kugelgeometrie durchgeführt. Zur Lösung der Transportgleichung mit weißer Randbedingung wurde der RSYST-Modul SN-1D herangezogen. Die Anisotropie der Winkelverteilung des Neutronenflusses, die besonders an den Zonengrenzen in Erscheinung tritt, wurde durch eine  $S_8$ -Näherung (d. h. 20 Richtungen) berücksichtigt. Durch die berechneten Flußintegrale wurden die Wirkungsquerschnitte über die ganze Zelle homogenisiert, wobei Blöcke makroskopischer Wirkungsquerschnitte erzeugt werden.

Die Einheitszelle für den Core-Bereich (vgl. Abb. 3.1) besteht aus einer Kugel mit mehreren Schalen unterschiedlicher Materialzusammensetzung. Die innerste Kugel und die nächste umgebende Schale stellen die eigentliche Brennelement-Kugel dar. Die 3. Zone ist eine Luftschale, deren Volumen durch den Füllfaktor der Kugelschüttung bestimmt wird. In der 4. Zone ist der Blindkugelanteil berücksichtigt; das Volumen dieser Schale ist damit durch das Brennelement/Moderatorelement-Verhältnis festgelegt.

Das Core KAHTER OTTO 5/5 besteht aus 3 verschiedenen Kugelschichten, die jeweils mit Moderatorelementen gemischt - aus Borelementen, THTR- sowie AVR-Brennelementen bestehen. In der AVR-Schicht befindet sich neben den Brennelementen vom Typ "Preßvariante" auch eine geringe Anzahl vom Typ "Tapetenvariante". Da die entsprechende Zelle von einer Schicht zur anderen in bezug auf die Kugelsorte und den Moderatoranteil unterschiedlich gebildet wird, sind insgesamt 4 Zellrechnungen erforderlich.

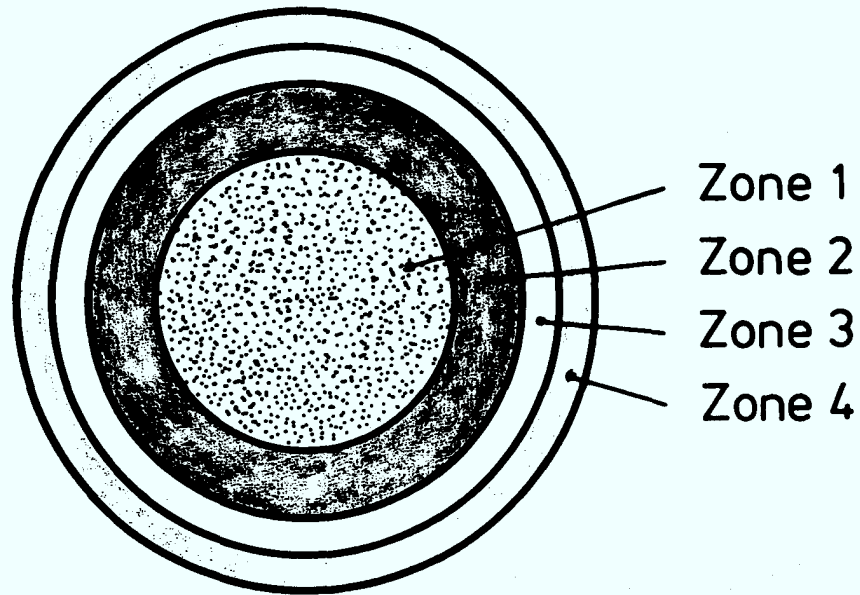


Abb. 3.1: Brennelement-Zelle (Zone 1: Brennstoff in Graphitmatrix, Zone 2: Graphitschale, Zone 3: Luftschale, Zone 4: Blindkugelschale)

Wegen des heterogenen Aufbaus der Brennstoffzone (Zone 1) aus coated particles in einer Graphitmatrix und der - aufgrund der Selbstabschirmung - daraus resultierenden Flußabsenkung im coated particle-Kern, wurden die Wirkungsquerschnitte der coated particle-Materialien unter Berücksichtigung dieser Flußverteilung im Brennstoffbereich des Brennelements entsprechend Abschnitt 2.6 homogenisiert.

In der Zellrechnung für die Borkugeln mit beigemischten Moderatorokugeln wurde das zylinderförmige Absorberpellet durch eine Kugel gleichen Volumens angenähert.

Wie bereits erwähnt, wird für die Zellrechnungen der 1-dimensionale Transportmodul SN-1D in Kugelgeometrie eingesetzt. In dieser Geometrie hat die Neutronentransportgleichung 3.1 die Form:

$$\mu \frac{\partial \Phi_{\mathbf{g}}(r, \mu)}{\partial r} + \frac{1}{r}(1 - \mu^2) \frac{\partial \Phi_{\mathbf{g}}(r, \mu)}{\partial \mu} + \Sigma_{\mathbf{g}}^t \Phi_{\mathbf{g}}(r, \mu) = Q_{\mathbf{g}}(r) \quad (3.4)$$

Die makroskopischen Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Materialzonen der Zelle werden aus den in Abschnitt 2.3 bzw. 2.4 beschriebenen mikroskopischen 60-Gruppen-Daten erzeugt; hierzu wird der RSYST-Modul MIXBI verwendet. Die Erzeugung der makroskopischen Wirkungsquerschnitte der ersten Zone der Zelle geschieht unter Berücksichtigung der Disadvantage-Faktoren der coated particles (vgl. Abschnitt 2.6). Aufgrund der Periodizität der Zelle im Gitter wird an der äußeren Grenze der Kugel die weiße Randbedingung verwendet.

Die Zellrechnungen zur Homogenisierung der Wirkungsquerschnitte lieferten an Ergebnissen:

- Disadvantage - Faktoren für jede Zone und jede Gruppe
- Flußintegrale für jede Zone und jede Gruppe
- Maschenflüsse für jede Zone und jede Gruppe
- Buckling für jede Zone und jede Gruppe

Der heterogene Aufbau der Brennelemente in Form von coated particles in einer Graphitmatrix bewirkt - aufgrund der Selbstabschirmung - eine Flußabsenkung im Kern des coated particle. Aus diesem Grund werden die Wirkungsquerschnitte der Materialien des coated particle unter Berücksichtigung dieser Flußverteilung im Brennstoffbereich des Brennelements homogenisiert (vgl. Abschnitt 2.6). Sowohl die Flußunterschiede im Kern als auch in der Schale lassen sich dadurch zum Ausdruck bringen, daß man die Disadvantage-Faktoren für den Kern und die Advantage-Faktoren für die Schale aus den ermittelten Flüssen bestimmt. Für diese Rechnungen sind die in Tabelle 3.1 zusammengestellten nuklearen Daten verwendet worden. Die Abbildung 3.2 zeigt als Beispiel die Disadvantage-Faktoren für den Kern des AVR-coated particle (Preßvariante) im thermischen Energiebereich. Die Flußabsenkung hat in diesem Fall einen maximalen Wert von 13,1 %.

Die Heterogenität des Corebereichs kommt durch die Kugelschüttung zustande. Zur Homogenisierung der Wirkungsquerschnitte werden die Zonenflüsse aus der jeweiligen Zellrechnung verwendet. Auch in diesem Fall lassen sich Disadvantage-Faktoren für die einzelnen Zonen bestimmen. In der Tabelle 3.2 sind die Zonenradien für diese Berechnungen zusammengestellt (vgl. Abb. 3.1).

Tabelle 3.1: Daten der coated particles (\* 1 = Kern, 2 = coating + Matrix; eingeklammerte Werte beziehen sich auf AVR-Tapetenvariante)

a) THTR-coated particle

Zone*	Radius [μm]	C	Teilchendichte [ $10^{24} \text{ cm}^{-3}$ ]				
			0	Th-232	U-234	U-235	U-238
1	200	-	4,5117E-2	2,0507E-2	2,0531E-5	1,9092E-3	1,2131E-4
2	680,98	8,5300E-2	-	-	-	-	-

b) AVR-coated particle

Zone*	Radius [μm]	C	Teilchendichte [ $10^{24} \text{ cm}^{-3}$ ]				
			Th-232	U-234	U-235	U-236	U-238
1	192,5	3,8819E-2	1,5998E-2	1,7559E-5	3,1786E-3	9,8615E-6	2,0636E-4
2	833,36 (633,35)	8,5041E-2 (7,9220E-2)	-	-	-	-	-

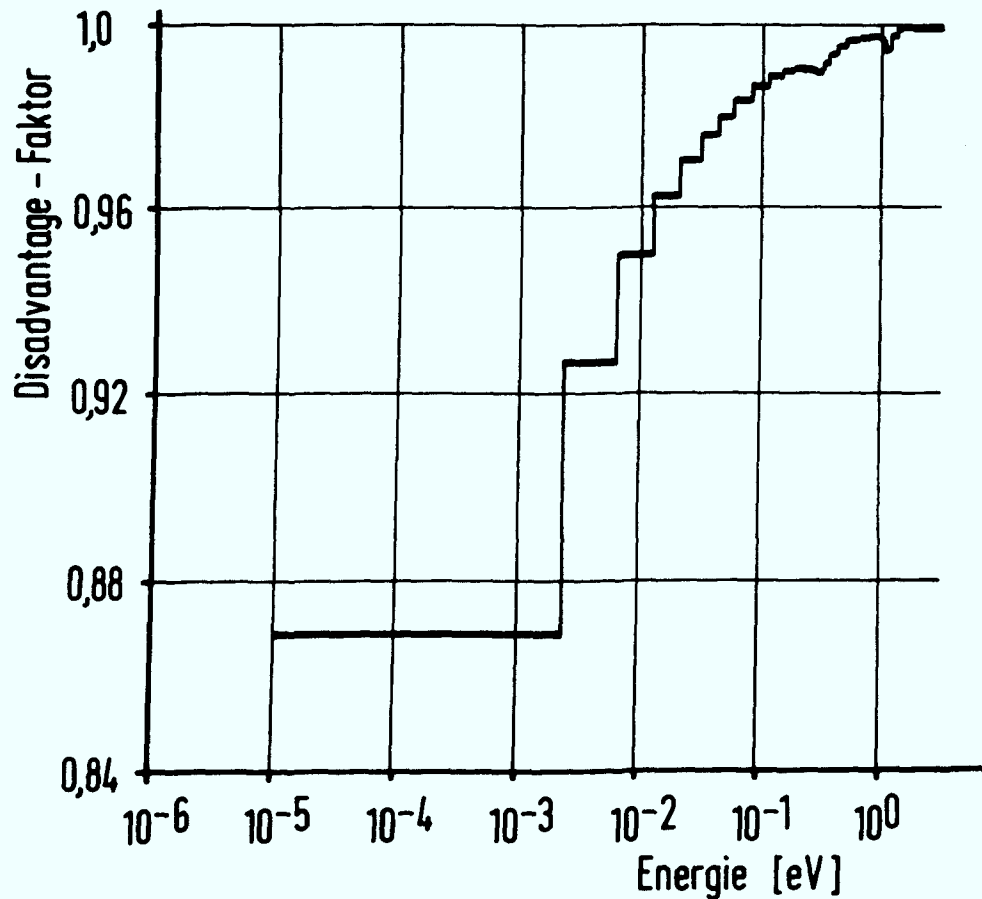


Abb. 3.2: Disadvantage-Faktoren im thermischen Energiebereich für den Kern des AVR-coated particle (Preßvariante)

Tabelle 3.2: Zonenradien der Zellen

Konfiguration	Radius [cm]			
	Zone 1	Zone 2	Zone 3	Zone 4
THTR-Zelle	2,3	3,0	3,5195	3,8737
AVR-Zelle (Preßvariante)	2,5	3,0	3,5049	3,8577
AVR-Zelle (Tapetenvariante)	1,9	3,0	3,5049	3,8577
Bor-Zelle	1,1447	3,0	3,5234	4,4392

Abb. 3.3 zeigt als Beispiel die thermischen Disadvantage-Faktoren für die Brennstoffzone (Zone 1) der AVR-Zelle (Preßvariante); die Flußabsetzung beträgt hier maximal 7,3 %.

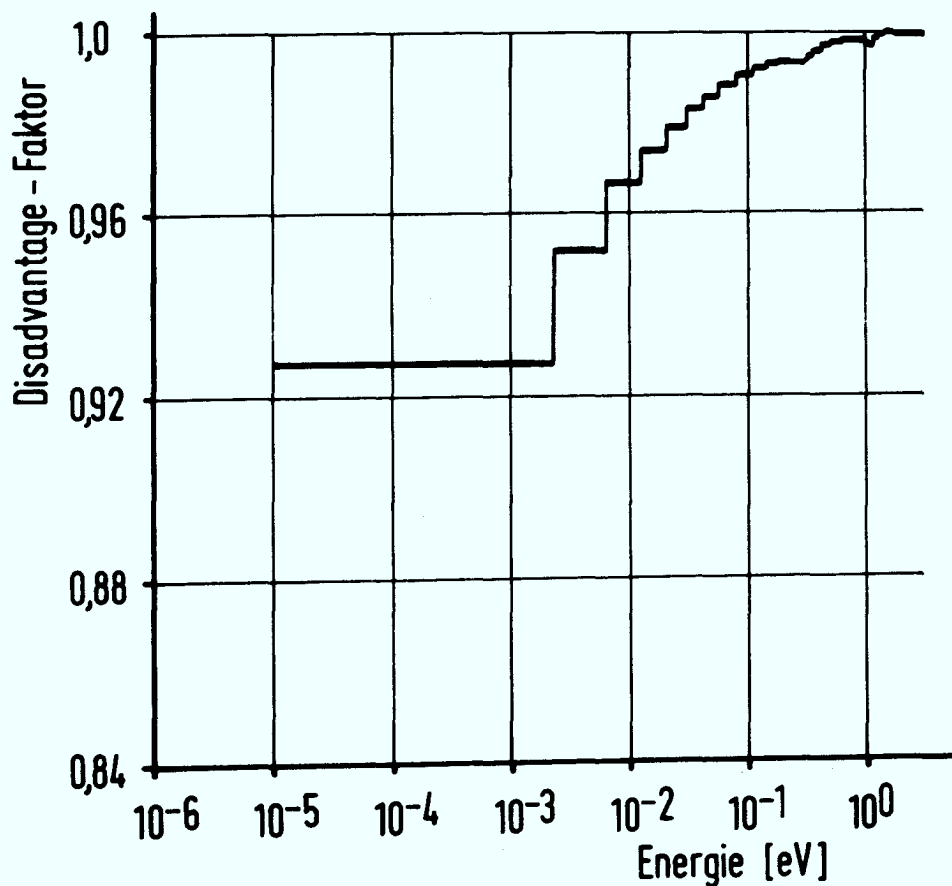


Abb. 3.3: Disadvantage-Faktoren für die Brennstoffzone der AVR-Zelle (Preßvariante) im thermischen Energiebereich

Die integrale Größe  $k_{\infty}$  (Multiplikationsfaktor), die bei der Zellrechnung als Eigenwert bestimmt wird, ist in Tabelle 3.3 eingetragen.

Wie bereits erwähnt, wurde auch eine Zellrechnung für die Borkugeln mit homogen beigemischten Moderatorelementen durchgeführt. Dabei wurde das zylinderförmige Absorberpellet, bestehend aus  $B_3N$  und Graphit, durch eine Kugel gleichen Volumens approximiert. Diese Kugel bildet die 1. Zone der Zelle; die übrigen Zonen wurden entsprechend Abb. 3.1 gewählt. Die zugehörigen Zonenradien sind aus Tabelle 3.2 zu ersehen. Der Absorberbereich (Zone 1) weist, wie aus Abb. 3.4 ersichtlich ist, eine sehr starke Flußabsenkung im thermischen Energiebereich auf.

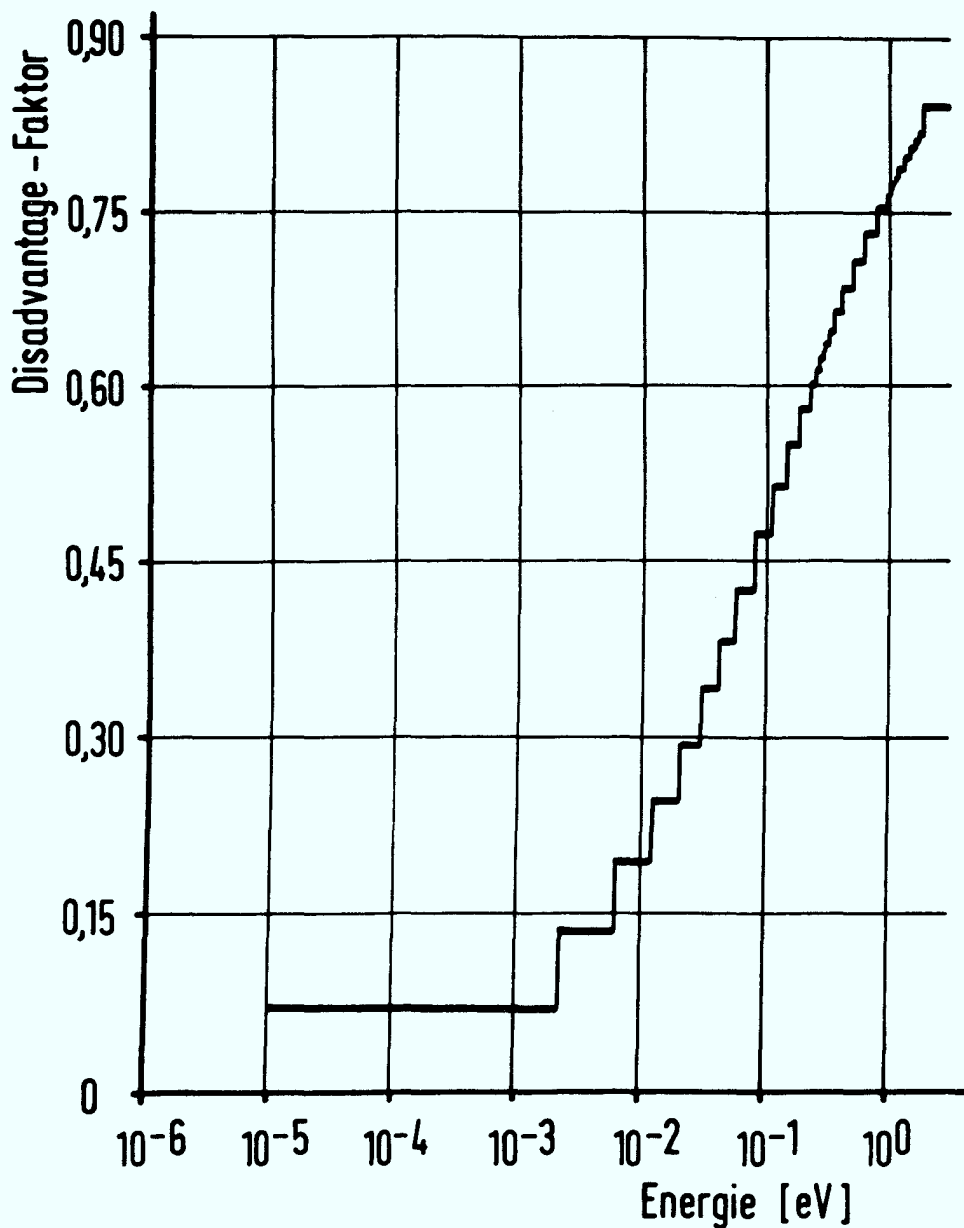


Abb. 3.4: Disadvantage-Faktoren für die Absorberzone der Bor-Zelle im thermischen Energiebereich

Da die Zellrechnung eine Eigenwertberechnung darstellt, und daher in der Zelle Spaltstoff enthalten sein muß, wurde in der äußeren Zone der Kugelzelle eine geringe Spaltstoffkonzentration eingesetzt.

Mit den aus der Zellrechnung erhaltenen 60-Gruppen-Flußintegralen wurden die Zonen-Wirkungsquerschnitte der Zelle homogenisiert (ohne Berücksichtigung des Spaltstoffs). Hierbei wurde der RSYST-Modul MITHOM eingesetzt.

Tabelle 3.5: Ergebnisse der Zellrechnungen für  $k_{\infty}$

Konfiguration	$k_{\infty}$ (c.p.)	$k_{\infty}$ (Zelle)
THTR-Zelle	1,47101	1,53226
AVR-Zelle (Preßvariante)	1,29733	1,70042
AVR-Zelle (Tapetenvariante)	1,33896	1,70941

### 3.3 Zellrechnungen für die Absorberstäbe

Mit 60-Gruppen Wirkungsquerschnitten (vgl. Kapitel 2) wurden Zellrechnungen für die Absorberstäbe mit dem Transportmodul SN-1D durchgeführt. Die Stäbe wurden dabei in  $S_4$ -Näherung in Zylindergeometrie als 4-Zonen-System (Topreflektorstab, Reflektorstab) bzw. als 5-Zonen-System (Zentralstab) dargestellt, wobei eine unendliche Stablänge angenommen wurde. Abb. 3.5 zeigt als Beispiel den Querschnitt durch die Zelle für den Zentralstab:

Zone 1 (Radius 1,8 cm) enthält Luft und die innere Edelstahlhülle, Zone 2

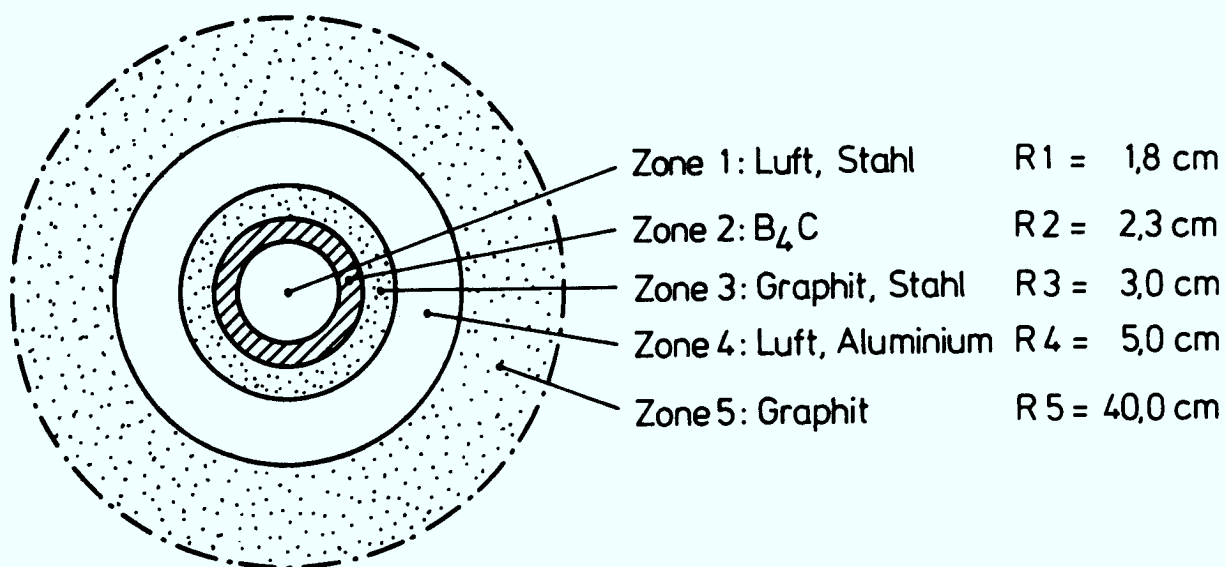


Abb. 3.5: Schnittbild der Zentralstab-Zelle

(Radius 2,3 cm) enthält das Absorbermaterial in Form von  $B_4C$ -Granulat, Zone 3 (Radius 3 cm) enthält Graphit sowie die äußere Edelmühlhülle und Zone 4 (Radius 5 cm) enthält Luft und das Aluminium-Führungsrohr. Die Umgebung des Zentralstabs wurde in der Weise simuliert, daß ein 40 cm dicker Graphit-Hohlzylinder um das Führungsrohr des Stabes gelegt wurde.

Die Stabzonen-Wirkungsquerschnitte wurden mit dem Modul MITHOM über das Volumen des Stabes homogenisiert.

### 3.4 Eindimensionale Spektralrechnungen und Kondensation der Vielgruppen-Wirkungsquerschnitte

Die Zellrechnungen ergaben für jedes Core- bzw. Absorberstabgebiet einen homogenisierten 60-Gruppen-Wirkungsquerschnittsblock. Alle übrigen Gebiete des Reaktors (Reflektor, Grundplatte und Tragkonstruktion) wurden als homogen betrachtet. Die makroskopischen Wirkungsquerschnitte für diese Bereiche wurden in einfacher Weise mit Hilfe des Ausdrucks erzeugt (Modul MIXBI):

$$\Sigma_h = \sum_{i=1}^n \sigma_i N_i \quad (3.5)$$

$\sigma_i$  bedeutet den mikroskopischen Wirkungsquerschnitt und  $N_i$  die Konzentration des Nuklids  $i$ .

Im folgenden werden die unterschiedlichen Reaktorgebiete häufig auch als "Zonen" bezeichnet. Diese Reaktor-"Zonen" dürfen nicht mit den Zonen bei den verschiedenen Zellrechnungen (Abschnitt 3.2 bzw. 3.3) verwechselt werden.

Für die Verwendung in 2- bzw. 3-dimensionalen Diffusionsprogrammen müssen die 60-Gruppen-Wirkungsquerschnitte für alle Zonen auf wenige Gruppen kondensiert werden. Der Grund hierfür ist die nicht ausreichende Gruppenzahl von einigen Diffusionsprogrammen (z.B. maximal 50 Gruppen in dem RSYST-Modul DIFF-2D) bzw. die sich ergebende zu große Rechenzeit.

Das Spektrum, mit dem der jeweilige Zonen-Wirkungsquerschnitt kondensiert wird, unterscheidet sich vom Eigenspektrum durch die neutronenphysikalische Wechselwirkung mit den umgebenden Zonen. Daher wurde mit dem RSYST-Modul SN-1D eine 1-dimensionale Transportrechnung in axialer Richtung durchgeführt; dabei wurden entsprechend Abb. 3.6 10 Zonen berücksichtigt. Das

Spektrum im Seitenreflektor konnte in 1. Näherung durch 1-dimensionale Transportrechnungen in radialer Richtung ermittelt werden. Diese Spektral-

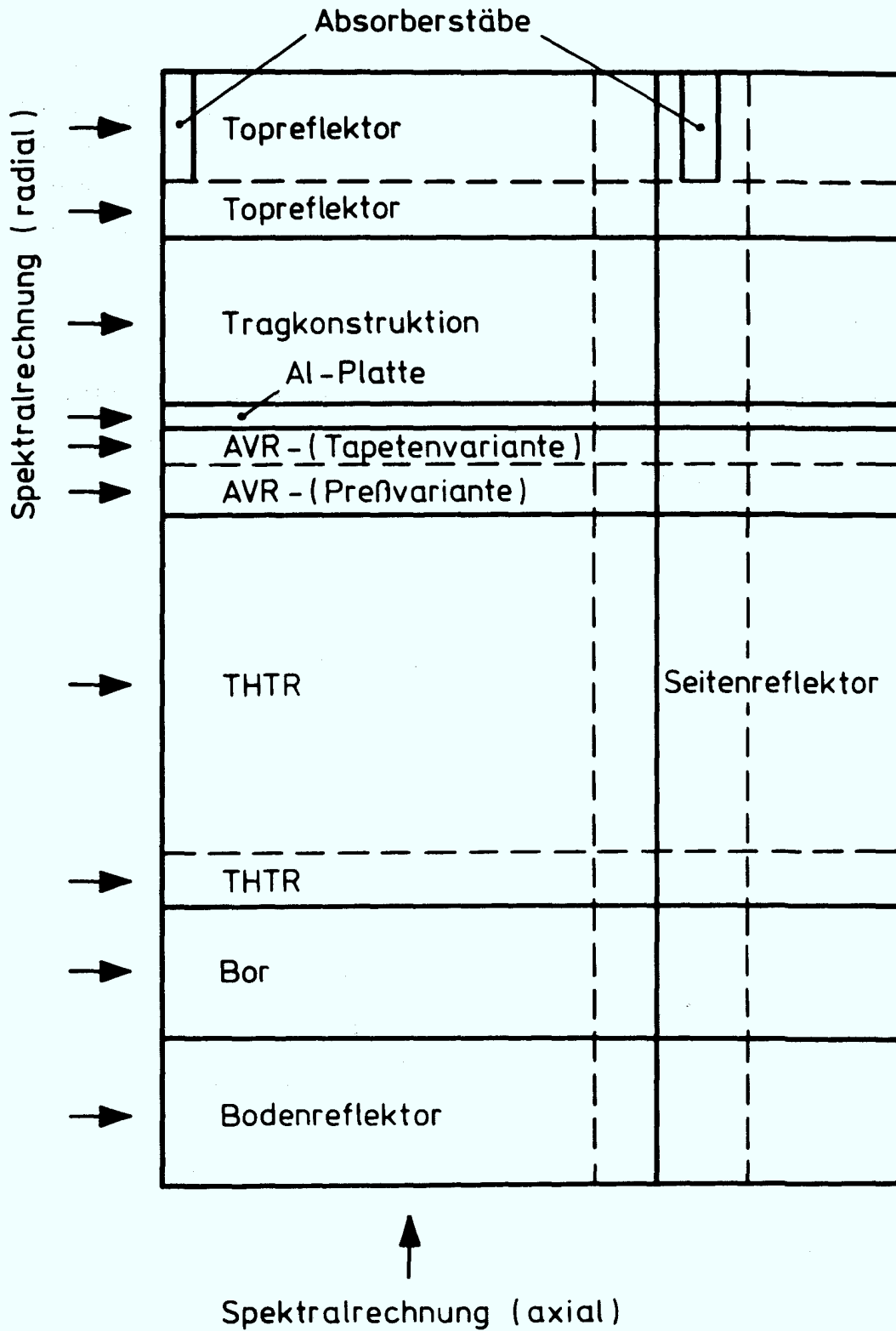


Abb. 3.6: Eindimensionale Spektralrechnungen

rechnungen wurden jeweils für einen Zylinder unendlicher Höhe, bestehend aus 2 Materialzonen (z.B. Core und Seitenreflektor), die wiederum in je 2 Zonen unterteilt wurden, durchgeführt (Abb. 3.6).

Abb. 3.7. zeigt das Neutronenspektrum aus der axialen Spektralrechnung in der THTR-Zone des Cores KAHTER OTTO 5/5. Dargestellt ist der Neutronenfluß (in willkürlichen Einheiten) als Funktion der Lethargie. An die durch die Spaltneutronen hervorgerufene leichte Aufwölbung im linken Teil der Abbildung schließt sich das Bremsspektrum an, das wegen der Resonanzabsorption und der Neutronenleckage keinen  $1/E$ -Verlauf (d.h.  $\text{const.}(u)$ ) hat. Darauf folgt das maxwellähnliche thermische Spektrum.

In Ergänzung zeigt Abb. 3.8 das typische Reflektor-Spektrum. Der Anteil schneller Neutronen ist minimal und das thermische Maximum liegt bei größerer Lethargie als bei den Coregebieten.

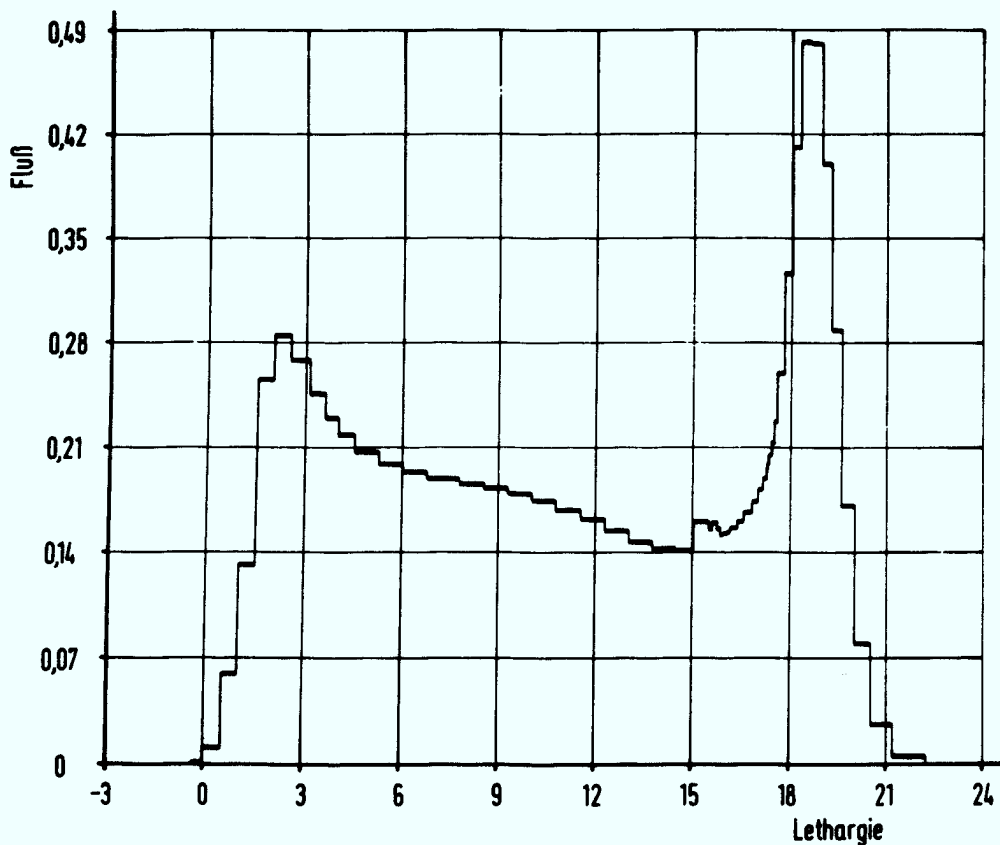


Abb. 3.7: Core-Spektrum aus axialer Spektralrechnung (KAHTER OTTO 5/5)

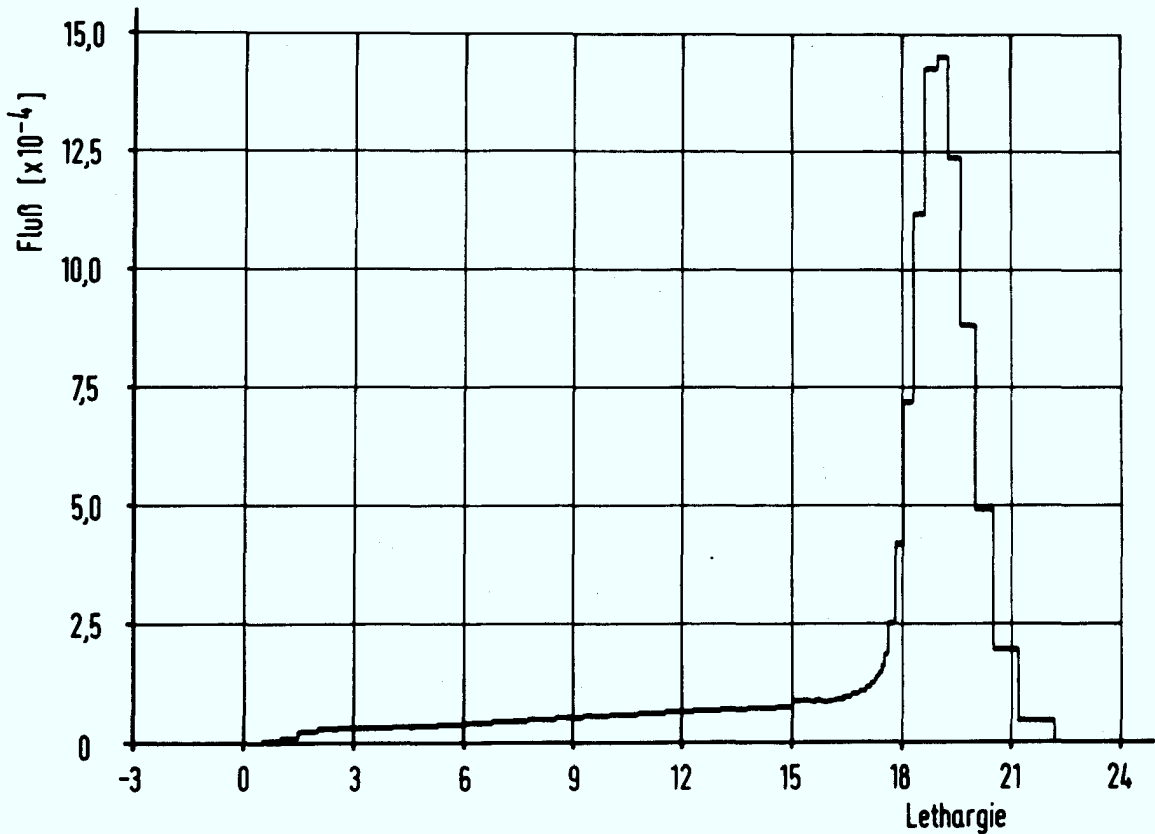


Abb. 3.8: Reflektor-Spektrum aus radialer Spektralrechnung (KAHTER OTTO 5/5)

Mit den aus den Spektralrechnungen gewonnenen Flußintegralen wurden die makroskopischen 60-Gruppen-Wirkungsquerschnitte der Zonen durch den RSYST-Modul MITTEL auf 6 bzw. 4 Energiegruppen kondensiert. Dabei wurde der schnelle Bereich jeweils in 3 Gruppen, der thermische in 3 Gruppen bzw. 1 Gruppe unterteilt. Die Grenze zwischen beiden Bereichen wurde auf 1,855 eV (bei 6 Gruppen) bzw. 3,059 eV (bei 4 Gruppen) festgelegt. Die verwendeten Energie- und Lethargiegrenzen sind in Tabelle 3.4 angegeben.

Tabelle 3.4: Energie- und Lethargiegrenzen in der 6- bzw. 4-Gruppen-Struktur

Gruppe	$E_i$ [eV]	$E_{i+1}$ [eV]	$U_i$	$U_{i+1}$
1	$1,4918 \cdot 10^7$	$8,2085 \cdot 10^5$	-0,4	2,5
2	$8,2085 \cdot 10^5$	961,12	2,5	9,25
3	961,12	3,059	9,25	15
4	3,059	$1,0 \cdot 10^{-5}$	15	27,631

Gruppe	$E_i$ [eV]	$E_{i+1}$ [eV]	$U_i$	$U_{i+1}$
1	$1,4918 \cdot 10^7$	$8,2085 \cdot 10^5$	-0,4	2,5
2	$8,2085 \cdot 10^5$	961,12	2,5	9,25
3	961,12	1,8554	9,25	15,5
4	1,8554	0,62493	15,5	16,588
5	0,62493	0,11157	16,588	18,311
6	0,11157	$1,0 \cdot 10^{-5}$	18,311	27,631

### 3.5 Berücksichtigung von Neutronen-Strömungseffekten

Die Neutronenströmung durch die Hohlräume in der Kugelschüttung und den Hohlkanälen der Graphit-Reflektoren beeinflusst in erheblichem Maße die Neutronenleckage aus der Anlage.

Zur Erfassung dieser Strömungskorrektur wurden bereits zahlreiche theoretische Ansätze unternommen. Der zusammenfassende Bericht von Benoist /35/ gibt einen umfassenden Überblick.

Für die Anwendung auf den Kugelhaufenreaktor wurde die Behrenskorrektur /36/ in der nach Scherer/Gerwin/Neef /37/ modifizierten Form verwendet.

Die Diffusionskonstante einer heterogenen Zelle mit Hohlraum unterscheidet sich von der homogenisierten Zelle und hat eine größere Neutronenleckage zur Folge. Nach /37/ setzt man für die hohlraumkorrigierte Diffusionskonstante  $D$  an:

$$D = D_h + C_B \quad (3.6)$$

$D_h$  ist dabei die Diffusionskonstante der homogenisierten Zelle und  $C_B$  ein additiver Korrekturterm.

Im Falle einer Kugelschüttung vom Volumen  $V$  und dem Hohlraumvolumen  $V_H$  ergibt sich für den Korrekturterm  $C_B$  der Ausdruck:

$$C_B = \frac{2}{3} f \left[ \left( \frac{1-f}{f} \right)^2 + \frac{1}{8} \right] \quad (3.7)$$

Dabei ist  $f = \frac{V}{V+V_H}$  der Füllfaktor der Kugelschüttung.

Für den Fall von Hohlkanälen im Reflektor ergibt sich nach der Behrens-Theorie für  $C_B$ :

$$C_B = \frac{8}{9} f(1-f) \frac{V_H}{S_H} \quad (3.8)$$

$S_H$  ist dabei die Oberfläche des Hohlraums.

Diese Korrektur der Diffusionskonstante bezüglich der Hohlräume in der Kugelschüttung und den Hohlkanälen im Reflektor wird in den kondensierten makroskopischen 6- bzw. 4-Gruppen-Wirkungsquerschnitten der betreffenden Zonen durch eine Korrektur des Transport-Wirkungsquerschnitts  $\Sigma_{tr}$  gemäß

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_{tr}^h - \frac{3(\Sigma_{tr}^h)^2}{3\Sigma_{tr}^h + \frac{1}{C_B}} \quad (3.9)$$

für jede Energiegruppe berücksichtigt. Zur Berechnung dieser Korrektur wurde eine RSYST-Modulfolge zusammengestellt.

4. Bestimmung von kritischer Masse und Flußverteilung verschiedener KAHTER-OTTO-Konfigurationen

Zur Berechnung der kritischen Masse und der Flußverteilung in den Cores KAHTER-OTTO-5/5 wurden fünf Programme eingesetzt:

1. das zweidimensionale Diffusionsprogramm DIFF-2D,
2. das zweidimensionale Diffusionsprogramm DIFF-H mit transporttheoretischer Behandlung des Hohlraums,
3. das zwei- bzw. dreidimensionale Diffusionsprogramm CITATION,
4. das zwei- bzw. dreidimensionale Diffusionsprogramm DIFGEN auf der Basis der Finiten-Elemente-Methode,
5. das dreidimensionale Monte Carlo-Programm MORSE-K.

4.1 Zweidimensionale Diffusionsrechnungen mit DIFF-2D

DIFF-2D ist ein RSYST-Modul, der die zweidimensionale Diffusionsgleichung in verschiedenen Geometrien (X-Y, R-Z, R- $\theta$ ) nach dem Differenzenverfahren unter Berücksichtigung der Aufwärtsstreuung in den thermischen Energiegruppen löst. DIFF-2D ist eine Weiterentwicklung des Programms 2DB /38/, das für die Berechnung von schnellen Reaktoren entwickelt wurde.

Die zeitunabhängige Vielgruppen-Diffusionsgleichung läßt sich schreiben in der Form /38/:

$$D_g \nabla^2 \Phi_g - \Sigma_g^r \Phi_g + S_g = 0 \quad (4.1)$$

$$g = 1, 2, \dots, G$$

mit

$$S_g = \frac{\chi_g}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^G (\nu \Sigma_f)_{g'} + \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma(g' \rightarrow g) \Phi_{g'} \quad (4.2)$$

und

$$\Sigma_{\mathbf{g}}^{\mathbf{r}} = \Sigma_{\mathbf{g}}^{\mathbf{a}} + \sum_{\mathbf{g}'=\mathbf{g}+1}^{\mathbf{G}} \Sigma(\mathbf{g} \rightarrow \mathbf{g}') \quad (4.3)$$

Bedeutung der auftretenden Größen:

$G$  = Anzahl der Energiegruppen,

$g$  = Gruppenindex,

$\Phi_g$  = Fluß in der Gruppe  $g$ ,

$S_g$  = Quelle in der Gruppe  $g$ ,

$D_g$  = Diffusionskonstante in der Gruppe  $g$ ,

$\chi_g$  = Spaltquellenanteil in der Gruppe  $g$ ,

$(\nu\Sigma_f)_g, \Sigma_g^{\mathbf{a}}$  = Spalt- bzw. Absorptionsquerschnitt in der Gruppe  $g$ ,

$\Sigma(g' \rightarrow g)$  = Übergangquerschnitt von Gruppe  $g'$  in Gruppe  $g$ ,

$k_{\text{eff}}$  = effektive Multiplikationskonstante.

Zur Erfassung der Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses wird das Diffusionsgebiet durch ein Maschennetz überdeckt. Durch Integration der Gleichung (4.1) über das Gebiet, das zu jedem Maschenpunkt gehört, gewinnt man ortsabhängige Differenzgleichungen. Die Lösung dieser Differenzgleichungen zur Gewinnung des Eigenwerts und des Flußverlaufs geschieht in DIFF-2D durch eine Quell-Iterations-Methode. Als Randbedingung sind dabei in DIFF-2D zugelassen: reflektierende Randbedingung ( $\nabla\Phi_{\text{Rand}} = 0$ ), Vakuumrandbedingung ( $\Phi_{\text{Rand}} = 0$ ) und periodische Randbedingung.

Aufgrund der Geometrie der kritischen Anlage wird in DIFF-2D eine R-Z-Geometrie mit Vakuum-Randbedingung für den äußeren Rand benutzt. Der Reaktor ist dabei entsprechend Abb. 4.1 in 44 Zonen eingeteilt. Das verwendete Maschennetz zur Berücksichtigung der Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses besteht aus  $29 \times 67$  Maschenpunkten. Die Rechnungen werden mit 6 Energiegruppen durchgeführt.

Die Aluminium-Tragekonstruktion für den Topreflektor wurde in der Diffusionsrechnung durch Homogenisierung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt. Die Wirkungsquerschnitte für die Absorberstäbe wurden nach dem in Abschnitt 3.3 dargestellten Verfahren durch eine 1-dimensionale Zellrechnung in Zylindergeometrie mit dem Transportmodul SN-1D erzeugt. Aufgrund der Rotations-

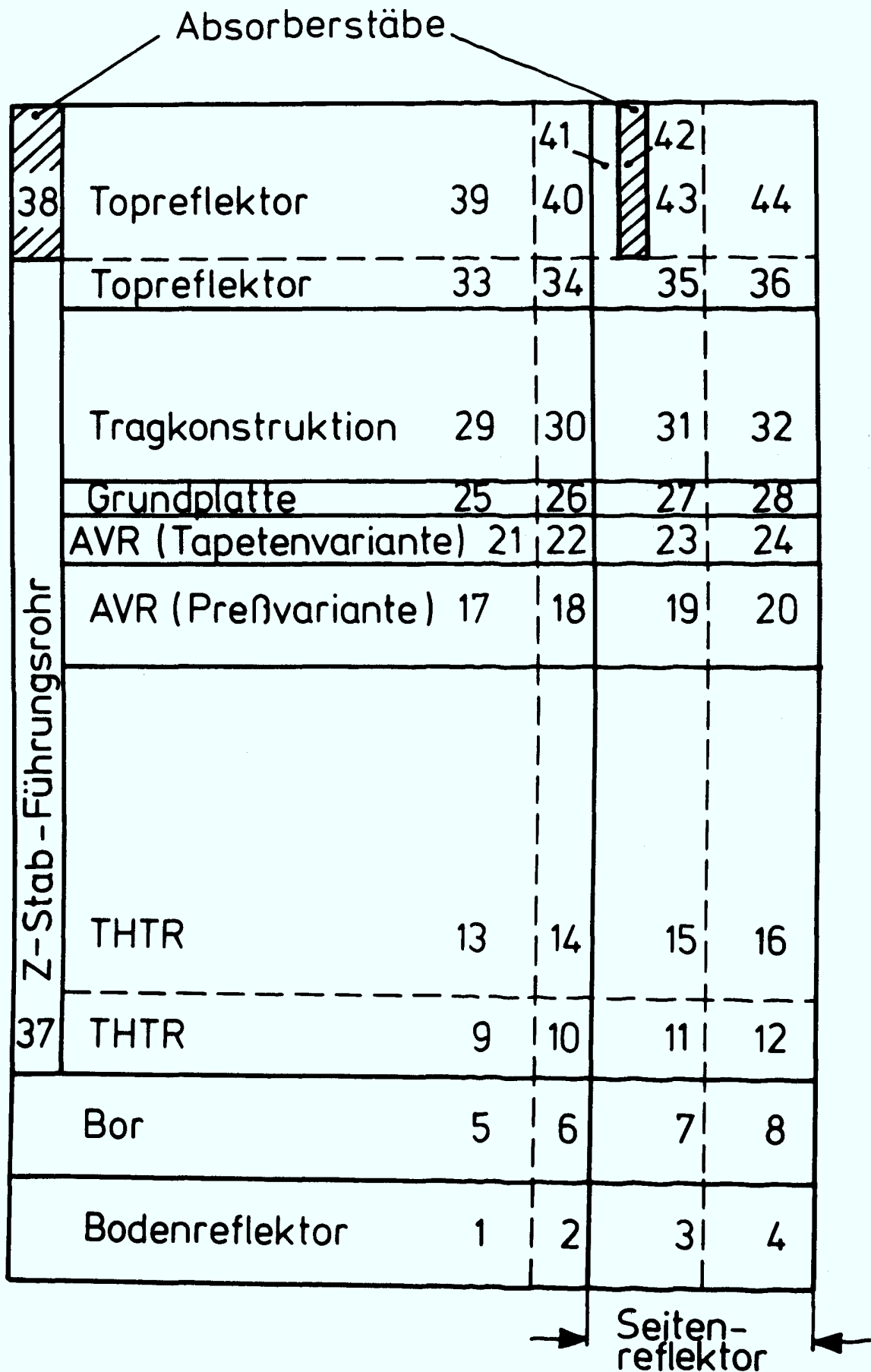


Abb. 4.1: Materialzoneneinteilung der kritischen Anlage für 2-dimensionale Diffusionsrechnungen

symmetrie läßt sich die Geometrie des Zentralstabs in der Diffusionsrechnung exakt erfassen. Für die Reflektorstäbe wurde ein "Vorhangmodell" verwendet: Um den eigentlichen Reflektorstab, der entsprechend Abb. 4.2 von den inneren drei Zonen der Zelle gebildet wird, wurde ein Graphit-Hohlzylinder gelegt, dessen Volumen dem Graphitausschnitt des Ringes zwischen zwei benachbarten Stäben entspricht.

## REFLEKTORSTAB - ZELLE

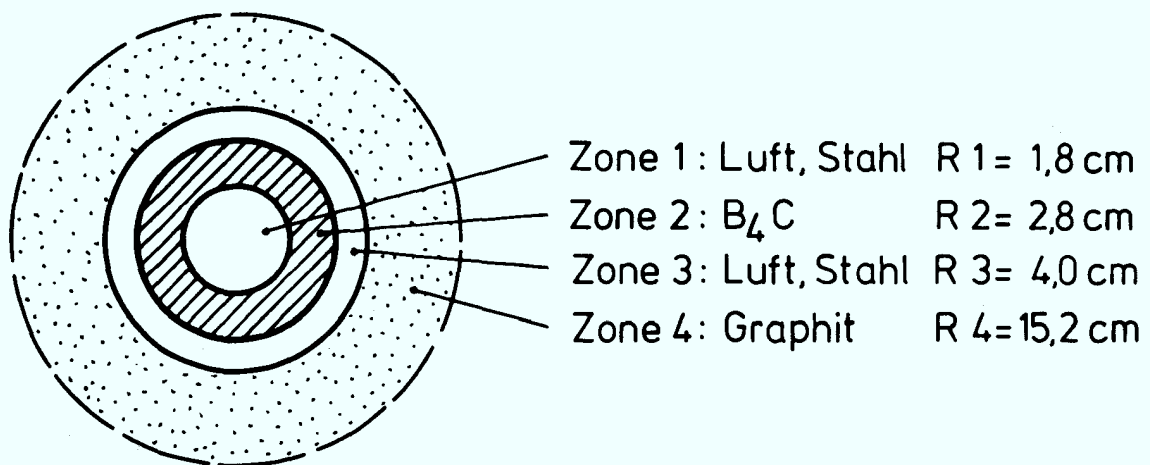


Abb. 4.2: Schnittbild der Reflektorstab-Zelle (für 2-dimensionale Diffusionsrechnungen).

### 4.2 Zweidimensionale Diffusionsrechnungen mit DIFF-H

Bei Hochtemperatur-Reaktoren mit Kugelhafen-Core befindet sich zwischen der Kugelschüttung und dem Topreflektor gewöhnlich ein großer, zylindrischer Hohlraum, der in starkem Maße die Kritikalität und die Leistungsverteilung beeinflusst. In den Core-Konfigurationen KAHTER-OTTO-5/5 wurde ein derartiger Hohlraum in der Weise simuliert, daß der Topreflektor auf einer 50 cm hohen Aluminium-Tragekonstruktion aufliegt.

Eine exakte Behandlung der Neutronenströmung in einem Hohlraum ist mit Standard-Diffusionscodes nicht möglich. Sie kann nur mit Hilfe der Transporttheorie erfolgen. Da es im allgemeinen aber sehr aufwendig ist, den gesamten Reaktor in Transporttheorie zu behandeln, ist es naheliegend, im Hohlraum Transporttheorie, im übrigen Reaktor dagegen Diffusionstheorie zu verwenden. Die Kopplung zwischen Transport- und Diffusionsgebiet kann durch eine transporttheoretisch bestimmte Response-Matrix herbeigeführt werden /39,40/.

Das Programm DIFF-H /7/ wendet diese Response-Matrix-Methode zur Behandlung eines zentralen, rotationssymmetrischen Hohlraums an. Die Rechnung wird dabei in zwei Schritte aufgeteilt:

1. Schritt: Berechnung der Response-Matrizen  
analytisch: Programm HRL  
Monte Carlo: Programm HRMC
2. Schritt: Diffusionsrechnung: Programm DIFF-H

Für den Fall eines leeren, zylindrischen Hohlraums können die Response-Matrizen nach einem analytischen Formalismus bestimmt werden /41/. Hierzu dient das Programm HRL. Ausgangspunkt für die Berechnung der gegenseitigen Neutronenzustrahlungen in HRL ist die Annahme einer linear anisotropen Winkelverteilung des Neutronenflusses am abstrahlenden Flächenelement. Diese Winkelverteilung kann als  $P_1$ -Approximation des Neutronenflusses aus der Diffusionsrechnung bestimmt werden.

Falls in den Hohlraum irgendwelche Materialien (z. B. Regelstäbe) eingeführt werden, kann ein analytischer Formalismus nicht mehr angewendet werden. Um eine möglichst variable, dreidimensionale Struktur des Hohlraums zuzulassen, werden in diesem Fall die Response-Matrizen mit einer Monte Carlo-Methode berechnet, wobei auch Streuung an den Materialien im Hohlraum erlaubt ist. Hierzu dient das Programm HRMC. In dem Monte Carlo-Programm HRMC werden von jedem Flächenelement des Hohlraumrandes eine bestimmte Anzahl von Neutronen mit einer isotropen Winkelverteilung gestartet. Ausgehend von dieser Quelle wird die Neutronenwanderung durch den Hohlraum simuliert, wobei die Beiträge zu den einzelnen Zustrahlflächenelementen abgeschätzt werden. Die linear anisotrope Winkelverteilung wird mit Hilfe von Gewichtskorrekturen berücksichtigt.

Das Programm HRMC benutzt denselben Wirkungsquerschnitts- und Geometrieteil wie das Monte Carlo-Programm MORSE-K /11/. Insbesondere kann dadurch die Geometrie der in den Hohlraum eingesetzten Materialien (z. B. Regelstäbe) sehr variabel mit dem "Combinatorial Geometry Package" (CG) /42/ beschrieben werden. Die "Combinatorial Geometry" erlaubt die Beschreibung von dreidimensionalen Strukturen durch Kombination verschiedener geometrischer Körper wie Zylinder, Kugel, Quader, beliebige Sechseckflächen usw. Um Regelstäbe mit innerer Struktur (Hüllrohre, Absorberschicht usw.) effektiv und benutzerfreundlich darstellen zu können, wurde ein spezieller zylindrischer Körper entwickelt /7/.

Das Programm DIFF-H löst die Diffusionsgleichung nach dem Differenzenverfahren für zweidimensionale R-Z-Geometrie unter Berücksichtigung der Hohlraumrandbedingungen. Die Basis von DIFF-H ist das aus dem ZDB-Code entwickelte Programm DIFF-2D. Die wichtigsten Unterschiede gegenüber DIFF-2D sind veränderte Differenzgleichungen für die Maschenpunkte direkt am Hohlraumrand sowie eine andere Behandlung der inneren Iterationen und der Konvergenzbeschleunigung.

Die Programme HRL, HRMC und DIFF-H sind modular aufgebaut und an das Programmsystem RSYST angeschlossen.

Zur Nachrechnung der KAHTER-Cores OTTO-5/5 wurden zunächst die Response-Matrizen für die Aluminium-Tragekonstruktion mit und ohne eingefahrene Topreflektorstäbe in 3-dimensionaler Geometrie mit dem Programm HRMC bestimmt. Wegen der Symmetrie der kritischen Anlage bezüglich der Hohlräumeinbauten genügte dabei die Beschreibung eines Zylindersegments der Größe  $2\pi/8$ . An den Seitenflächen des Zylindersegments wurde eine Symmetrierandbedingung (Albedomedium) verwendet. Pro Flächenelement des Hohlraumrandes wurden pro Energiegruppe 1400 Simulationen durchgeführt. Gerechnet wurde mit 4 Energiegruppen und 50 Flächenelementen.

In den anschließenden Diffusionsrechnungen mit DIFF-H wurde die gleiche Maschenstruktur verwendet wie in den Rechnungen mit DIFF-2D. Für die Beschreibung der Topreflektorstäbe im Diffusionsgebiet (Abb. 4.3) wurde ein "Vorhangmodell" entsprechend Abschnitt 4.1 verwendet.

### TOPREFLEKTORSTAB - ZELLE

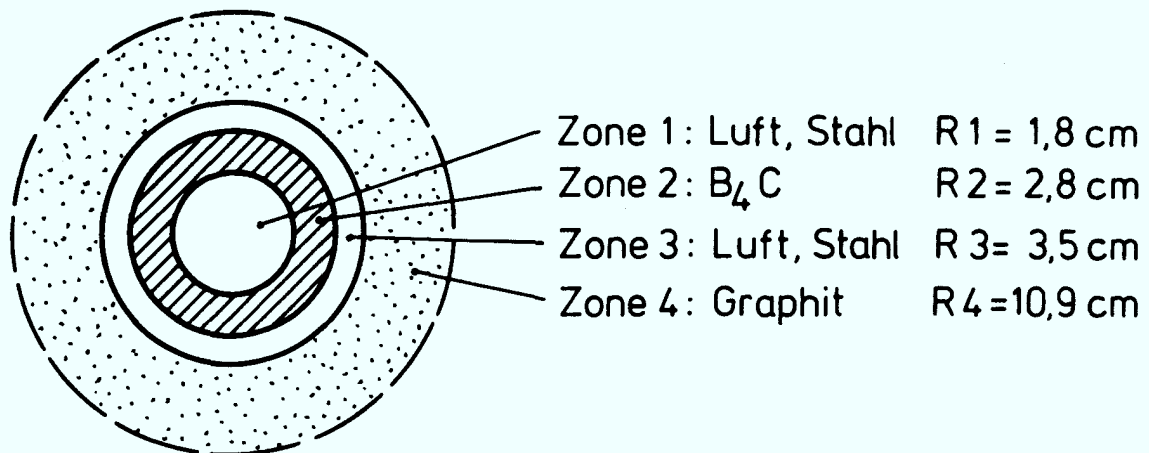


Abb. 4.3: Schnittbild der Topreflektorstab-Zelle für 2-dimensionale Diffusionsrechnungen

### 4.3 Zwei- und dreidimensionale Diffusionsrechnungen mit CITATION

Das Programm CITATION /9/ löst die zeitunabhängige zwei- bzw. dreidimensionale Diffusionsgleichung nach dem Finite-Differenzen-Verfahren unter Berücksichtigung der Aufwärtsstreuung in den thermischen Energiegruppen für verschiedene Geometrien ( X-Y-Z, R- $\theta$ -Z, hexagonal-Z, triagonal-Z ). Das Programm wurde am Oak Ridge National Laboratory für die Berechnung von Leistungsreaktoren entwickelt.

Für die zweidimensionalen Diffusionsrechnungen in R-Z-Geometrie mit CITATION wurde die kritische Anlage in gleicher Zoneneinteilung gerechnet wie mit DIFF-2D (Abb. 4.1). Für die Darstellung der Stäbe im radialen Reflektor und die Topreflektorstäbe wurde ein Vorhangmodell verwendet. Die Aluminium-Tragekonstruktion wurde durch Homogenisierung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt. Die richtungsabhängigen Diffusionskoeffizienten für diese Zone wurden nach dem Verfahren von Gerwin/Scherer /10/ berechnet und für die Wirkungsquerschnitte übernommen. Auf dieses Verfahren wird im Zusammenhang mit den 3D-Diffusionsrechnungen noch näher eingegangen.

Für die dreidimensionalen Diffusionsrechnungen mit dem Programm CITATION wurde die kritische Anlage in entsprechender Zoneneinteilung gerechnet. Abweichungen gegenüber der Geometrie in 2D-Rechnungen bestehen nur in der Beschreibung der exzentrischen Stabzonen, die bei der dreidimensionalen Behandlung in R- $\theta$ -Z-Geometrie dargestellt wurden. Für diese Stabzonen wurden daher auch gesonderte Wirkungsquerschnitte in 6 Energiegruppen erstellt.

Da bei den Rechnungen sowohl 8 Reflektorstäbe als auch 8 Deckenreflektorstäbe zu berücksichtigen waren, genügte es, nur einen  $2\pi/16$ -Ausschnitt mit periodischer Randbedingung zu rechnen (Abb. 4.4).

Zur Erfassung des Zwischenraumes zwischen Coreoberfläche und Topreflektor wurde die Aluminium-Grundplatte zusammen mit den beiden Zwischenböden der Tragekonstruktion zu einer auf dem Core aufliegenden Zone von 3,8 cm Höhe zusammengefaßt. Die Abstandshalter der Tragekonstruktion wurden, mit der Luft homogenisiert, in den Wirkungsquerschnitten übernommen.

Im Hohlraum sind die freien Weglängen der Neutronen im Vergleich zu seinen Abmessungen so groß, daß dort die Diffusionsnäherung im allgemeinen nicht

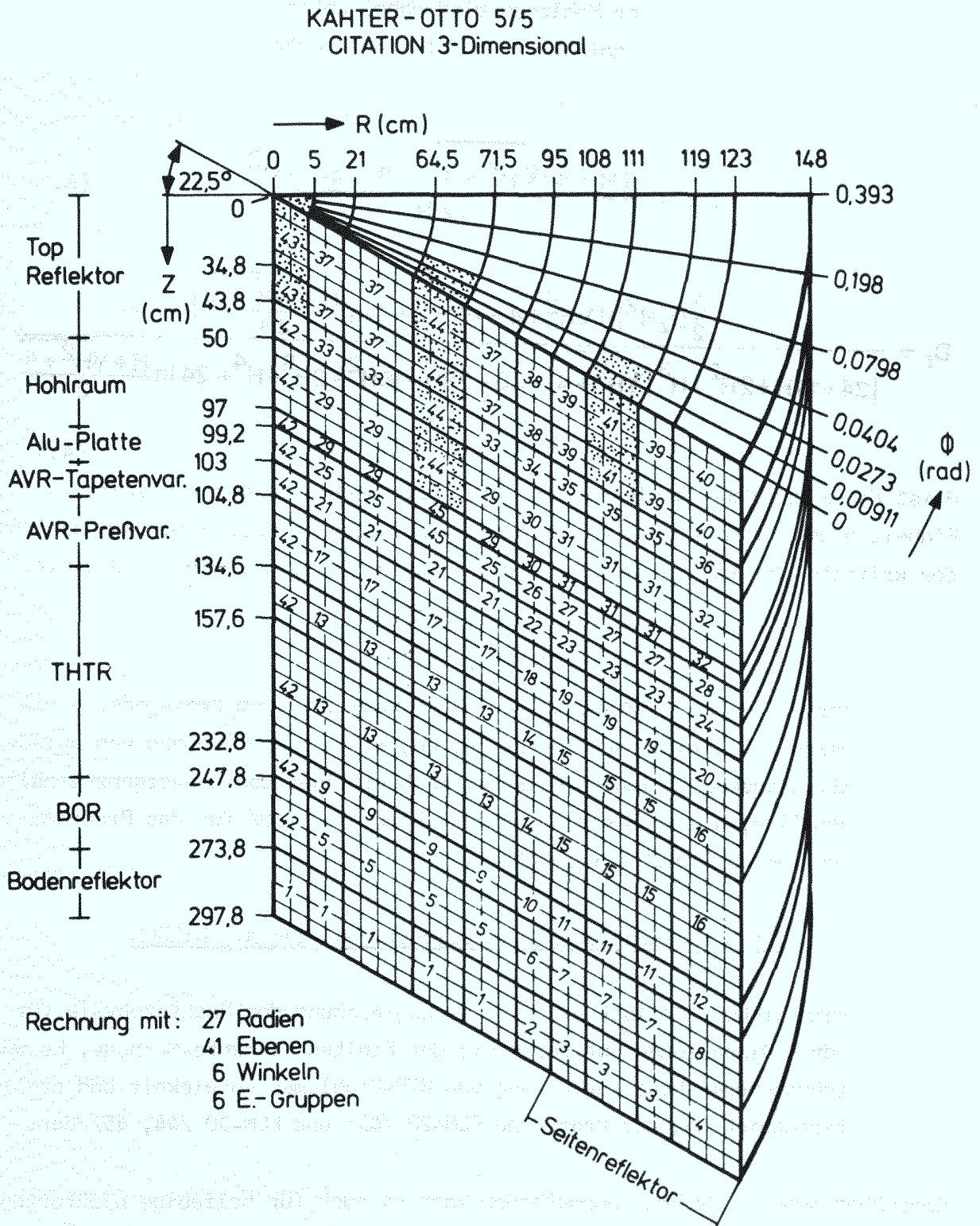


Abb. 4.4: Materialzoneneinteilung der kritischen Anlage für dreidimensionale Diffusionsrechnungen mit CITATION

anwendbar ist. Mit dem Verfahren von Gerwin/Scherer /10/ ist es jedoch unter der Voraussetzung eines sehr flachen Flußverlaufs im Hohlraum möglich, einen

großen zylindrischen Hohlraum mit ausschließlich diffusionstheoretischen Methoden zu beschreiben. Der Hohlraum wird dabei unter Erhaltung seiner Geometrie durch eine Zone mit anisotropen Diffusionskonstanten beschrieben, die gegeben sind durch:

$$D_z = \frac{(H+4)\sqrt{H^2+4} - 8 + 4H - H^2}{12H} \quad (4.4)$$

$$D_r = \frac{\frac{3}{2}D_z H^2 \left\{ H\sqrt{H^2+4} - H^2 - 2 + 4 \ln \frac{H+\sqrt{H^2+4}}{2H} \right\}}{\left\{ 24 + 14H + 2H^2 + H^3 \right\} \sqrt{H^2+4} - 48 - 28H - 16H^2 - 2H^3 - H^4 + 24 \ln \frac{H+\sqrt{H^2+4}}{2}} \quad (4.5)$$

H ist dabei die Höhe des Hohlraums, die - wie auch alle anderen Größen - in Einheiten des Hohlraumradius R gemessen wird. Mit den Werten für den Hohlraum der kritischen Anlage (50 cm Höhe, 108 cm Radius) wird  $H = \frac{50}{108} R$  und damit:

$$D_z = 0,503\ 904 R = 54,42 \text{ cm}$$

$$D_r = 0,097\ 809 R = 10,56 \text{ cm}$$

Dieses sehr leicht zu handhabende Verfahren kann in jedem zwei- oder dreidimensionalen Diffusionscode benutzt werden, welcher die Eingabe von anisotropen Diffusionskoeffizienten erlaubt. Es beeinflusst das Konvergenzverhalten nur unwesentlich, und auch die Rechenzeit wird nach /10/ für das Programm CITATION nur um ca. 10-20 % vergrößert.

#### 4.4 Dreidimensionale Diffusionsrechnungen mit DIFGEN

Das Programm DIFGEN /8/ löst die Diffusionsgleichung der Reaktorphysik für zwei und drei Dimensionen auf der Basis der Finiten-Elemente-Methode. Es wurde als Grobmaschenmethode zur Lösung von HTR-Problemen entwickelt und stellt eine Weiterentwicklung der Programme FEM-2D /43/ und FEM-3D /44, 45/ dar.

Gegenüber anderen Grobmaschenmethoden kann es auch für beliebige nichtorthogonale Geometrien eingesetzt werden. Eine Vielzahl von Elementen, Basisfunktionen und Ansätzen für den Verlauf der Wirkungsquerschnitte im Element sind möglich. Damit können auch lokale Heterogenitäten wenigstens näherungsweise im Rahmen des Grobmaschenverfahrens behandelt werden /48/.

Aufgrund der Tatsache, daß der Einsatz der Finiten-Elemente-Methode zur Lösung von HTR-Problemen eine relativ neue Entwicklung ist, wird die Theorie dieser Methode im folgenden kurz dargestellt:

Zur stationären Diffusionsgleichung

$$\left[ -\nabla \mathbf{D} \nabla + \Sigma_a \right] \Phi = \mathbf{Q} \quad (4.6)$$

mit den Randbedingungen

$$\Phi_I = \Phi_{II} \quad \text{auf Rand } \Gamma_1 \quad (4.7a)$$

(Grenzfläche zweier Medien I und II)

und

$$\mathbf{D} \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} = -\alpha \Phi \quad \text{auf Rand } \Gamma_2 \quad (4.7b)$$

(Vakuumrandbedingung)

existiert eine integrale Formulierung in Form einer Variationsaufgabe, die das physikalische Problem in äquivalenter Weise beschreibt:

$$\mathbf{J} = \int_V \left[ \frac{1}{2} \{ \mathbf{D} (\nabla \Phi)^2 + \Sigma_a \Phi^2 \} - \mathbf{Q} \Phi \right] dV + \int_{\Gamma_2} \frac{1}{2} \alpha \Phi^2 d\Gamma \quad (4.8)$$

$$\delta \mathbf{J} = 0 \quad (4.9)$$

für Randbedingungen (4.7a,b).

Die Variation (4.9) wird nur für freie Werte des gesuchten Skalarenfeldes  $\Phi$  durchgeführt, somit nicht für solche auf dem Rand  $\Gamma_1$ . Entsprechend der Ordnung des äquivalenten Randwertproblems ist das Funktional (4.8) in der gesuchten Lösungsfunktion höchstens quadratisch.

Zur Lösung der Diffusionsgleichung (4.6) diskretisiert man zunächst die Energieabhängigkeit durch Einführung von Energiegruppen. Daraus ergeben sich zeitunabhängige Gruppengleichungen, die ein System gekoppelter partieller Differentialgleichungen für G Energiegruppen darstellen:

$$-\nabla D^g \nabla \Phi^g + (\Sigma_t^g - \Sigma_s^{g \rightarrow g}) \Phi^g \tag{4.10}$$

$$= \lambda_1 \chi^g \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'} \Phi^{g'} + \sum_{g' \neq g} \Sigma_s^{g' \rightarrow g} \Phi^{g'} + Q^g$$

$$g, g' = 1, 2, \dots, G$$

Dabei bedeuten:

- $g$  den Gruppenindex,
- $\Phi^g$  den Fluß in Gruppe  $g$ ,
- $D^g$  die Diffusionskonstante,
- $\Sigma_t^g, \Sigma_s^{g' \rightarrow g}, \Sigma_f^g$  die Wirkungsquerschnitte für alle Reaktionen, Streuung von  $g'$  nach  $g$  und Spaltung,
- $\chi^g$  den Anteil der Spaltneutronen in Gruppe  $g$ ,
- $\lambda_1$  den kleinsten Eigenwert, sodaß  $\lambda_1 = 1/k_{\text{eff}}$  gilt,
- $\nu$  die Zahl der Neutronen pro Spaltung,
- $Q^g$  die äußeren Quellen in Gruppe  $g$ .

Die  $\Phi^g$  müssen auf der Oberfläche  $\Gamma$  Randbedingungen der Form

$$D^g \frac{\partial \Phi^g}{\partial n} \Big|_{\Gamma} + \alpha^g \Phi^g + q^g = 0 \tag{4.11}$$

für  $g = 1, 2, \dots, G$  genügen.

$\frac{\partial \Phi^g}{\partial n} \Big|_{\Gamma}$  bedeutet dabei die Richtungsableitung des Flusses  $\Phi^g$  normal zur Oberfläche  $\Gamma$ ,  $\alpha^g$  ist mit der Extrapolationslänge verknüpft, und  $q^g$  ist die Oberflächenquelle in Gruppe  $g$  (zum Beispiel für Abschirmungsrechnungen).

Die Mehrgruppenformulierung des zu (4.10) äquivalenten Variationsintegrals für

natürliche Randbedingungen nach (4.11) ergibt sich entsprechend (4.8) zu:

$$\begin{aligned}
 J^g = \int_V & \left[ \frac{1}{2} \left\{ D^g (\nabla \Phi^g)^2 + (\Sigma_t^g - \Sigma_s^{g \rightarrow g}) \cdot (\Phi^g)^2 \right\} \right. \\
 & \left. - (\lambda_1 \chi^g \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'} \Phi^{g'} + \sum_{g' \neq g} \Sigma_s^{g' \rightarrow g} \Phi^{g'} + Q^g) \cdot \Phi^g \right] dV \\
 & + \frac{1}{2} \int_{\Gamma} \left[ \alpha^g (\Phi^g)^2 + 2q^g \Phi^g \right] d\Gamma
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

$$\delta J = 0 \tag{4.13}$$

für  $g, g' = 1, 2, \dots, G$ .

Eine Näherungslösung für  $\Phi^g$  erhält man durch Superposition von N Funktionen  $\psi_i$ , die jeweils die Randbedingungen erfüllen:

$$\Phi^g \approx U^g = \sum_{i=1}^n a_i^g \psi_i \tag{4.14}$$

Die Minimumaufgabe (4.13) für das Variationsintegral (4.12) ist für jede Gruppe definiert. Der Lösungsansatz (4.14) führt somit zu einem System gekoppelter linearer Gleichungen. Für ein inhomogenes System ohne Aufwärtsstreuung treten nur Kopplungen zu niederen Gruppen auf. Beginnend mit der schnellsten Gruppe läßt sich ein solches System leicht entkoppeln und damit lösen. In allen anderen Fällen kann die Kopplung der Gruppen mit bekannten iterativen Verfahren (z. B. Poweriteration) behandelt werden.

Das Auffinden der Versuchsfunktionen  $\psi_i$ , die sich für das ganze Gebiet eignen, ist in der Regel schwierig. Deshalb teilt man das Integrationsgebiet in eine endliche Zahl sich nicht überlappender Untergebiete bekannter Gestalt, die sogenannten "Finiten Elemente" auf. Entsprechend der Aufteilung des Integrationsgebietes erfolgt eine Aufspaltung des Variationsintegrals (4.12) in

die Anteile der einzelnen Elemente gemäß

$$J^g = \sum_{m=1}^M J^{mg} \quad (4.15)$$

Dabei bedeutet g den Gruppenindex, m den Elementindex und M die Anzahl der finiten Elemente im Volumen V.

Zur elementweisen Berechnung der Funktionale  $J^{mg}$  approximiert man die gesuchte Lösungsfunktion  $\Phi^g$  innerhalb der finiten Elemente durch eine gewichtete Überlagerung von L Form- oder Basisfunktionen :

$$\Phi^{mg}(x,y,z) \approx W^{mg}(x,y,z) = \sum_{l=1}^L k_l^g \xi_l(x,y,z) \quad (4.16)$$

Dabei sind  $\xi_l(x,y,z)$  die Basisfunktionen (shapefunctions) und  $k_l^g$  Gewichtungsfaktoren. Diese Basisfunktionen sind nur innerhalb des einzelnen finiten Elementes definiert und von Null verschieden. Ihre erste Ableitung muß in jedem Punkt des Integrationsgebietes endlich sein. Dies bedingt die Stetigkeit des Ansatzes (4.16) innerhalb des finiten Elementes und insbesondere beim Übergang zum Nachbarelement.

Die Stetigkeit des Ansatzes innerhalb der finiten Elemente wird durch Auswahl stetiger Basisfunktionen  $\xi_l$  erreicht. Um auf einfache Weise die Stetigkeit der Lösung über Elementgrenzen hinweg gewährleisten zu können, führt man sogenannte "Knoten" ein. Diese müssen mindestens teilweise auf der Elementoberfläche liegen. Ihre Anzahl muß der der Basisfunktionen entsprechen. Fordert man, daß für die L Basisfunktionen an den L Knoten gilt:

$$\xi_l(x_i, y_i, z_i) = \delta_{l,i} \quad i, l = 1, 2, \dots, L \quad (4.17)$$

so werden die Konstanten  $k_l^g$  in Gleichung (4.16) gleich den Werten der gesuchten Lösung  $\Phi^{mg}(x_1, y_1, z_1)$  an den Knoten des Elements:

$$\Phi^{mg}(x,y,z) \approx W^{mg}(x,y,z) = \sum_{l=1}^L \Phi_l^{mg} \xi_l(x,y,z) \quad (4.18)$$

Den Lösungsansatz (4.18) setzt man unter Berücksichtigung von (4.15) in das

Funktional (4.12) ein. Für die Anzahl der Basisfunktionen (bzw. Anzahl der Knoten) ist es günstig, eine weitere Indexvariable  $n$  zu wählen. Die Extremalisierungsbedingung (4.13) läßt sich nur erfüllen, wenn für alle Gruppen  $g, g' = 1, 2, \dots, G$ , alle Elemente  $m = 1, 2, \dots, M$  und alle Freiheitsgrade  $\Phi_n^{mg}$  des Lösungsansatzes an den Knoten  $n = 1, 2, \dots, L$  gilt:

$$\frac{\partial J^{mg}}{\partial \Phi_n^{mg}} = 0 \quad (4.19)$$

oder ausgeschrieben:

$$\sum_{l=1}^L \left\{ D_m^g \int_{V_m} (\nabla \xi_n \cdot \nabla \xi_l) dV + \left[ \sum_{t m}^g - \sum_{s m}^{g \rightarrow g} \right] \int_{V_m} (\xi_n \xi_l) dV \right\} \Phi_l^{mg} \quad (4.20)$$

$$= \sum_{l=1}^L \left[ \lambda_1 \chi_m^g \sum_{g'} \nu \sum_{f m}^{g'} \Phi_l^{mg'} + \sum_{g' \neq g} \sum_{s m}^{g' \rightarrow g} \Phi_l^{mg'} + Q_l^{mg} \right] \int_{V_m} (\xi_n \xi_l) dV$$

Dabei gilt für die äußeren Quellen  $Q_l^{mg}$ :

$$Q_l^{mg}(x, y, z) = \sum_{l=1}^L Q_l^{mg} \xi_l(x, y, z) \quad (4.21)$$

$Q_l^{mg}$  sind die Werte der äußeren Quellen  $Q^{mg}(x, y, z)$  an den  $L$  Knoten des Elements  $m$ .

Ist das finite Element auf dem Rand  $\Gamma_m$  einer Randbedingung vom Typ (4.11) unterworfen, so erweitert sich die linke Seite von Gleichung (4.20) um den Term:

$$\sum_{l=1}^L \left\{ \alpha^{mg} \int_{\Gamma_m} (\xi_n \xi_l) d\Gamma \right\} \Phi_l^{mg} \quad (4.22)$$

und entsprechend die rechte Seite von (4.20) um den Ausdruck:

$$\sum_{l=1}^L \left\{ \int_{\Gamma_m} (\xi_n \xi_l) d\Gamma \right\} q_l^{mg} \quad (4.23)$$

Dabei gilt für die Oberflächenquelle  $q^{mg}(x,y,z)$ :

$$q^{mg}(x,y,z) = \sum_{l=1}^L q_l^{mg} \xi_l(x,y,z) \quad (4.24)$$

$q_l^{mg}$  sind die Werte der Oberflächenquelle  $q^{mg}(x,y,z)$  an den Knoten des Elements  $m$ .

Zur vereinfachten Darstellung führt man Matrizen  $[d]$ ,  $[t]$  und  $[r]$  ein durch:

$$d_{n,l} = \int_V (\nabla \xi_n \cdot \nabla \xi_l) dV \quad (4.25a)$$

$$t_{n,l} = \int_V (\xi_n \cdot \xi_l) dV \quad (4.25b)$$

$$r_{n,l} = \int_{\Gamma} (\xi_n \cdot \xi_l) d\Gamma \quad (4.25c)$$

Mit Hilfe von  $[d]$ ,  $[t]$  und  $[r]$  lassen sich weitere  $n \times n$ -Matrizen definieren:

$$[k^g] = D^g [d] + \left\{ \Sigma_t^g - \Sigma_s^{g \rightarrow g} \right\} [t] + \alpha^g [r] \quad (4.26a)$$

$$[s^{g' \rightarrow g}] = \Sigma_s^{g' \rightarrow g} [t] \quad (4.26b)$$

$$[f^{g'}] = \nu \Sigma_f^{g'} [t] \quad (4.26c)$$

Die Matrizen (4.25) bzw. (4.26) lassen sich für jedes Element  $m$  angeben. Gleichung (4.20) lautet damit in Matrixschreibweise:

$$\begin{aligned} \left[ k^g \right]_m \cdot \left\{ \phi^g \right\}_m &= \lambda_1 x_m^g \sum_{g'} \left[ f^{g'} \right]_m \cdot \left\{ \phi^{g'} \right\}_m \\ &+ \sum_{g' \neq g} \left[ s^{g' \rightarrow g} \right]_m \cdot \left\{ \phi^{g'} \right\}_m + \left[ t \right]_m \cdot \left\{ Q^g \right\}_m + \left[ r \right]_m \cdot \left\{ q^g \right\}_m \end{aligned} \quad (4.27)$$

für alle Gruppen  $g$ ,  $g' = 1, 2, \dots, G$  und für alle Elemente  $m = 1, 2, \dots, M$ .

Die Überlagerung der Elementgrößen zu den Systemgrößen entsprechend einer globalen Numerierung der Elementknoten ergibt schließlich als Ergebnis der Anwendung der Finiten-Elemente-Methode auf die Gruppendiffusionsgleichungen für jede Gruppe  $g$  ein lineares Gleichungssystem in Matrixschreibweise:

$$\begin{aligned} \left[ K^g \right] \left\{ \phi^g \right\} &= \lambda_1 x^g \sum_{g'} \left[ F^{g'} \right] \left\{ \phi^{g'} \right\} \\ &+ \sum_{g' \neq g} \left[ S^{g' \rightarrow g} \right] \left\{ \phi^{g'} \right\} + \left[ T \right] \left\{ Q^g \right\} + \left[ R \right] \left\{ q^g \right\} \end{aligned} \quad (4.28)$$

für alle Gruppen  $g$ ,  $g' = 1, 2, \dots, G$ .

Auf eine Beschreibung der verschiedenen Elementformen, die in DIFGEN benutzt werden, soll hier verzichtet werden. Grundlage des Programms sind Dreieckselemente. Im zweidimensionalen Lösungsgebiet haben sie in X-Y- und R-Z-Geometrie 3 (Ansatz 1. Ordnung) oder 6 (Ansatz 2. Ordnung) Knoten. Diese Elemente können in der 3. Dimension zum Beispiel in Dreiecksprismen fortgesetzt werden. Bei Prismen ist die Z-Richtung orthogonal zur Dreiecksgrundfläche; Grundfläche und Z-Richtung können also entkoppelt werden. Außerdem kann die Diffusionskonstante in Z-Richtung verschieden von der in der X-Y-Ebene ge-

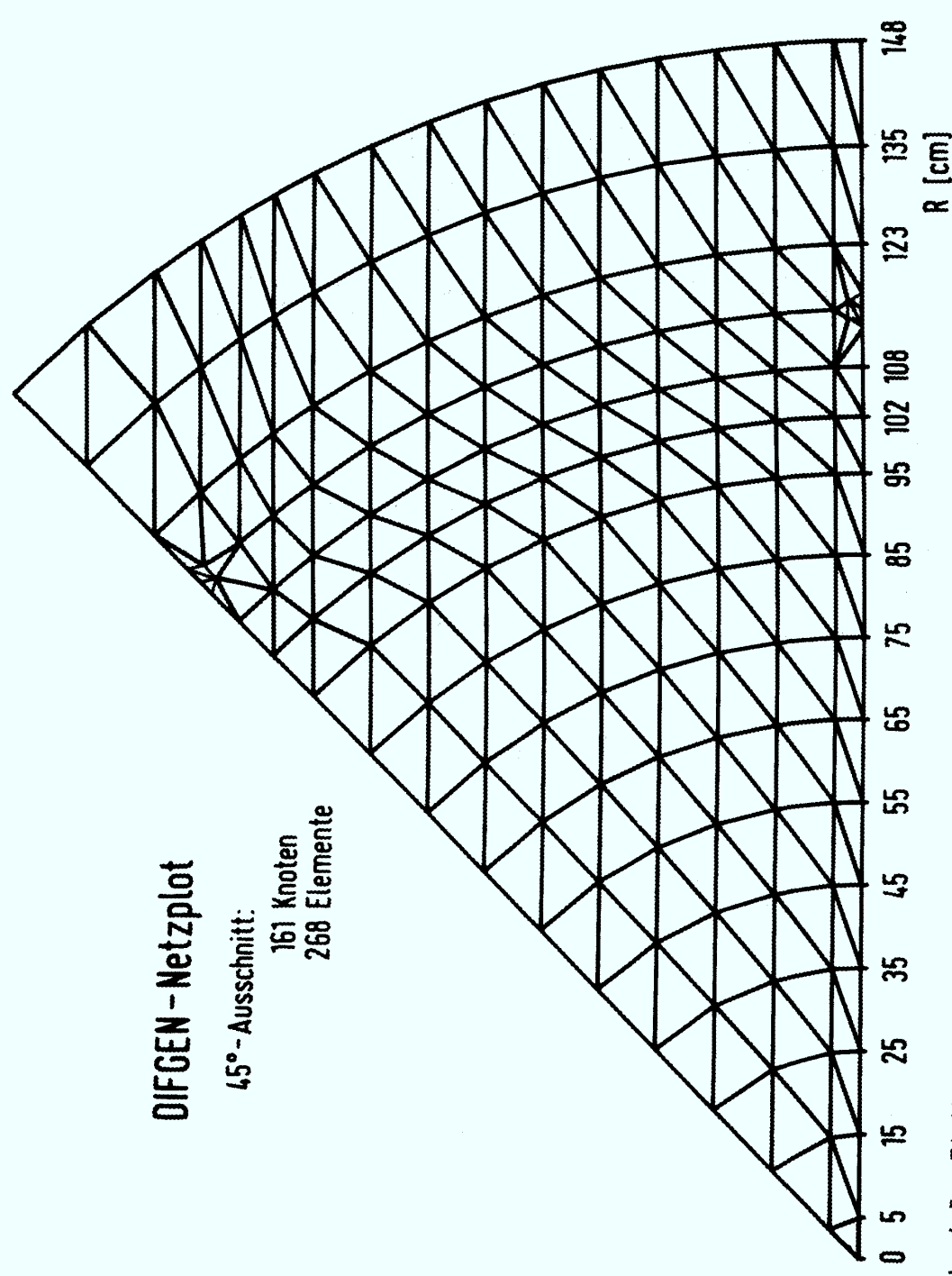


Abb. 4.5: Finite-Elemente-Netz der R-<sub>0</sub>-Ebene für 3D-Rechnung des Cores KAHTER OTTO 5/5 (Referenzfall)  
45° - Ausschnitt; pro Ebene 161 Knoten, 268 Elemente

wählt werden, was für die Behandlung von Hohlräumelementen von Bedeutung ist.

Für die dreidimensionalen Diffusionsrechnungen in R- $\theta$ -Z-Geometrie mit dem Programm DIFGEN wurde das in Abb. 4.5 dargestellte Finite-Elemente-Netz verwendet:

Das Netz ist aus Dreiecken aufgebaut. Es enthält 268 Elemente mit 161 Knoten und ist von erster Ordnung. Als Grundnetz ist eine R- $\theta$ -Ebene beschrieben. In einem 45°-Ausschnitt liegen zwei (halbe) Reflektorstäbe und ein (achtel) Zentralstab. Die Reflektorstäbe stören einen regelmäßigen Aufbau des Netzes. Dieses kann zwar weitgehend automatisch mit den im Netzerzeugungsprogramm von DIFGEN vorhandenen Teilprogrammen erzeugt werden, teilweise müssen die Elemente jedoch einzeln eingegeben werden.

Gemäß dem Schichtenkonzept von DIFGEN wurde dieses Netz nun axial in 23 Schichten (24 Ebenen) fortgesetzt. Diese axiale Fortschaltung erfolgt automatisch und erfordert nur die Eingabe der axialen Koordinaten jeder Zwischenebene.

#### 4.5 Dreidimensionale Monte Carlo-Rechnungen mit MORSE-K

MORSE-K /11/ ist ein Multigruppen-Monte Carlo-Programm, mit dem Core-, Abschirm- und Störungsrechnungen für Neutronen und Gammastrahlen durchgeführt werden können. Den Ausgangspunkt der Entwicklung von MORSE-K bildete das Monte Carlo-Programm MORSE /47/, das in der Neutron Physics Division des Oak Ridge National Laboratory entwickelt wurde.

Das Programm MORSE-K kann dieselben Wirkungsquerschnitts-Bibliotheken verwenden wie Diffusionsprogramme auf der Basis finiter Differenzen oder finiter Elemente. Es ist sowohl für Neutronen- als auch für Gammatransport geeignet. Weitere Vorteile lassen sich mit den Schlagworten Albedo-Randbedingung, Zeitabhängigkeit, allgemeines Geometriepaket, beliebige Streuordnung, Wichtungsmechanismus und Analyseprogramm für Abschirmprobleme umschreiben.

Das MORSE-K-Programmpaket besteht aus einem Grundprogramm, mit dem über Fluß- und Stoßestimatoren  $k_{eff}$ -Rechnungen für beliebige dreidimensionale Anordnungen gemacht werden können; dazu kommen spezielle Geometriepakete

(Ebene, Zylinder, Kugel und Kombinationen) und verschiedene Auswertepakete (Flächen- und Punktdetektor für Abschirmung, Volumendetektor für Flußintegrale, Picture-Programm zum Geometrietest usw.).

Mit Hilfe der kombinatorischen Geometrie-Eingabe ist es möglich, die kritische Anlage in MORSE-K dreidimensional exakt nachzubilden. Da die Rechenzeit bei Monte Carlo-Programmen kaum von der Anzahl der Energiegruppen abhängt, wurden die Rechnungen direkt mit den vorhandenen 60-Gruppen-Wirkungsquerschnitten durchgeführt. Dadurch wurden auch Ungenauigkeiten, die bei der Kondensation der Wirkungsquerschnitte entstehen könnten, vermieden. Für die 60-Gruppen-Wirkungsquerschnitte wurde eine Strömungskorrektur entsprechend Abschnitt 3.5 durchgeführt.

Die Aufgabe bestand darin, mehrere relativ ähnliche Cores, d.h. mit verschiedenen Absorberstabstellungen und unterschiedlichen Beladehöhen, nachzurechnen. Es bot sich deshalb insbesondere das Programm MORSE-K an, das die Berechnung von Unterschieden im Multiplikationsfaktor, welche durch kleinere, lokale Störungen, z. B. durch Geometrie-, Dichte- oder Materialänderungen verursacht werden, mit korrelierten Rechnungen durchführt.

Es ist bekannt, daß die Berechnung von Störungen durch zwei unabhängige Monte Carlo-Simulationen sehr teuer ist, da der Fehler des berechneten Wertes der Störung so groß ist wie die Summe der Fehler von gestörter und ungestörter Simulation. Um diesen Fehler zu verringern, verwendet man eine korrelierte Ereignis-Methode. Eine Korrelation kann erreicht werden durch Berechnung von gestörtem und ungestörtem System mit einer identischen Kette von Ereignissen. Für praktische Fälle genügt es jedoch, daß nur ein Teil der Ereigniskette in entsprechenden Systemen identisch ist, um zufriedenstellende Ergebnisse zu erzielen.

Bei lokalen Störungen gibt es sehr viele Partikelwege, die niemals durch das Störgebiet laufen. Wenn die Wege der Teilchen sowohl für das gestörte als auch für das ungestörte System von einer identischen Quellverteilung gestartet werden, dann sind die Beiträge der Wege, die nicht durch Störgebiete verlaufen, linear abhängig und leisten keinen Beitrag zum statistischen Fehler des Differenzwertes.

Bei MORSE-K wird der Wert der Störung in zwei Schritten bestimmt: Der erste

Schritt besteht aus einer ungestörten "Vorwärts-Quelliteration". Hierbei werden die Neutronen registriert, wenn sie eines der Störgebiete erreichen. Die Beiträge des Weges vom Startpunkt bis zum Eintritt in ein Störgebiet und vom Eintrittspunkt bis zum letzten Ereignis (Vernichtung, Ausfluß) werden getrennt gespeichert. Ebenfalls gespeichert werden die Koordinaten des letzten Stoßpunktes vor dem Eintritt in das Störgebiet. Für das gestörte System werden die Wege von diesen Punkten in einem zweiten Lauf erneut gestartet. Die Wege vom Start bis zum Erreichen eines Störgebietes müssen in diesem zweiten Lauf nicht mehr simuliert werden, da diese Beiträge identisch sind mit der Simulation für das ungestörte System und daher bereits bekannt sind.

Mit dem Programm MORSE-K wurden verschiedene KAHTER-Konfigurationen nachgerechnet. Der statistische Fehler für den Eigenwert ( $k_{eff}$ ) bei diesen Monte Carlo-Rechnungen beträgt 0,5 %. Die Ergebnisse sind im folgenden Abschnitt zusammengestellt.

#### 4.6 Ergebnisse der zwei- und dreidimensionalen Rechnungen für die kritischen Massen

Von den in Kapitel 1 beschriebenen KAHTER-OTTO-Konfigurationen wurden folgende Cores nachgerechnet:

- das Core OTTO 5/5 mit einem 50 cm hohen Hohlraum zwischen der Kugelhaufenoberfläche und dem Topreflektor. Dieses Core wird im folgenden stets als OTTO 5/5 (Referenzfall) bezeichnet.
- das Core OTTO 5/5 wie oben, jedoch mit acht eingebauten Topreflektorstäben. Dieses Core wird im folgenden als OTTO 5/5 (unterkritisch) bezeichnet.
- das Core OTTO 5/5 d mit acht eingebauten Topreflektorstäben und 1256 zugeladenen AVR-Brennelementen.

Die mit den Diffusionsprogrammen DIFF-2D, DIFF-H, CITATION und DIFGEN sowie dem Monte Carlo-Programm MORSE-K für diese Cores berechneten Werte für den

Tabelle 4.1: Ergebnisse für  $k_{eff}$ ; KAHTER OTTO 5/5

Core	5/5 ohne Regelstäbe (Testrechnungen)	5/5 Referenzfall Zentralstab und Re- flektorstäbe	5/5 unterkritisch 8 eingebaute Topre- flektorstäbe	5/5 d 8 eingebaute Topre- flektorstäbe, 1256 zugel. AVR-Elemente
Experiment	-	1.00000	(noch nicht ausge- wertet)	1.00000
CITATION-2D	1.00347	-	-	-
DIFF-2D	0.99845	0.99611	0.96727	0.99310
DIFF-H	1.00585	1.00468	0.97591	1.00535
CITATION-3D	1.00281	0.99977	0.97171	0.99784
DIFGEN-3D	1.00029	0.99694	-	-
MORSE-K	1.00600	1.00250	0.97453	1.00350

Multiplikationsfaktor  $k_{\text{eff}}$  sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Für die Cores 5/5 (Referenzfall) und 5/5 d ist der experimentelle Wert  $k_{\text{eff}} = 1$ ; die ursprünglich vorhandene Überschubreaktivität (vgl. Tabelle 1.2) wurde experimentell dadurch kompensiert, daß der Zentralstab und die acht Regelstäbe im Seitenreflektor gleichmäßig bis zur kritischen Stellung eingefahren wurden. Der experimentelle Wert von  $k_{\text{eff}}$  für das Core 5/5 (unterkritisch) liegt zur Zeit noch nicht vor. Die zweite Spalte in Tabelle 4.1 beschreibt das Core 5/5 ohne die teilweise eingefahrenen Regelstäbe. Diese Konfiguration diente wegen ihrer einfachen Geometrie zu Programmtestzwecken.

Wie aus der Tabelle 4.1 ersichtlich ist, zeigen alle verwendeten Programme hinsichtlich des Multiplikationsfaktors  $k_{\text{eff}}$  zufriedenstellende Resultate im Vergleich zum jeweiligen experimentellen Wert.

Eine eingehende Diskussion der Ergebnisse der verschiedenen Codes muß jedoch neben der integralen Größe  $k_{\text{eff}}$  auch andere Systemgrößen (z. B. Neutronenfluß, Reaktionsraten, Absorberstabwirksamkeiten usw.) beinhalten. Ferner müssen auch Rechenzeit und -kosten verglichen werden. Dies geschieht in Kapitel 6.

## 5. Bestimmung von Stabreaktivitäten und deren Einfluß auf die Flußverteilung sowie Reaktionsraten verschiedener KAHTER-OTTO-Konfigurationen

### 5.1 Das Regelsystem der kritischen Anlage KAHTER

Die kritische Anlage (KAHTER) /3,48/ wird durch neun Absorberstäbe geregelt. Einer davon befindet sich innerhalb eines Führungsrohres aus Aluminium von 10 cm Außendurchmesser und 1 cm Wandstärke in der Reaktorachse. Die übrigen acht Stäbe befinden sich auf einem Radius von 115 cm innerhalb des Seitenreflektors (vgl. Abb. 5.1).

Die Stäbe bestehen aus einem Edelstahl-Doppelrohr und haben eine wirksame Absorberlänge von 2135 mm. Sie sind mit Borkarbidringen von 5,6 cm Außendurchmesser und 1 cm Wandstärke (Zentralstab: 0,5 cm Wandstärke) gefüllt (vgl. Abb. 5.2).

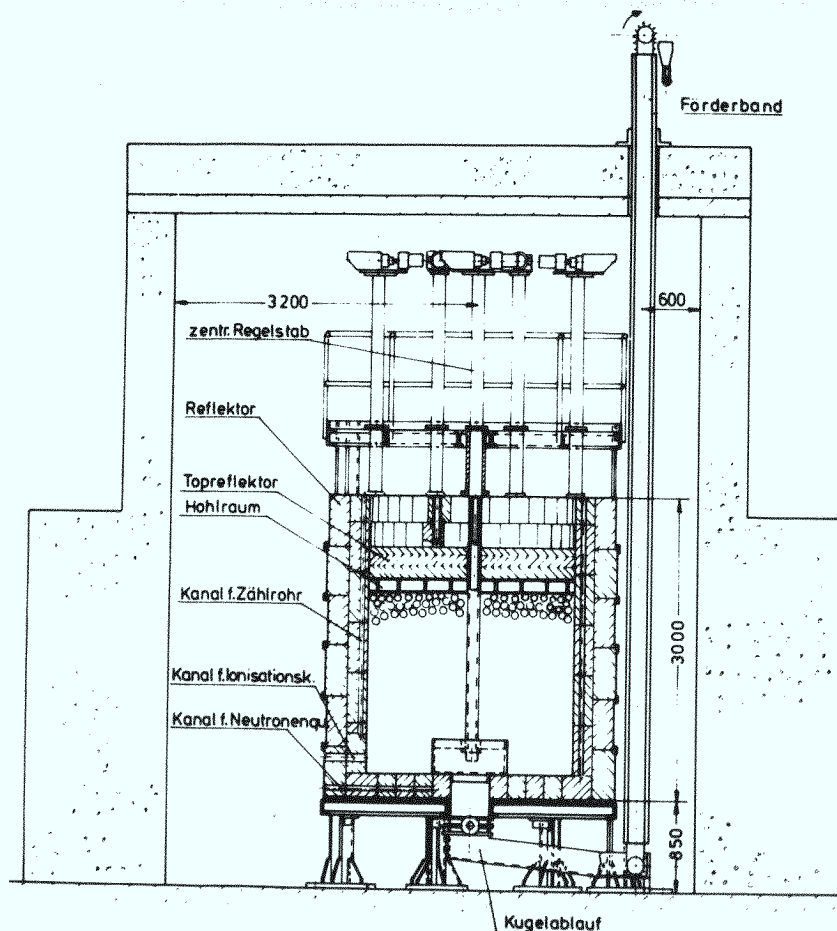


Abb. 5.1: Die kritische Anlage (KAHTER)

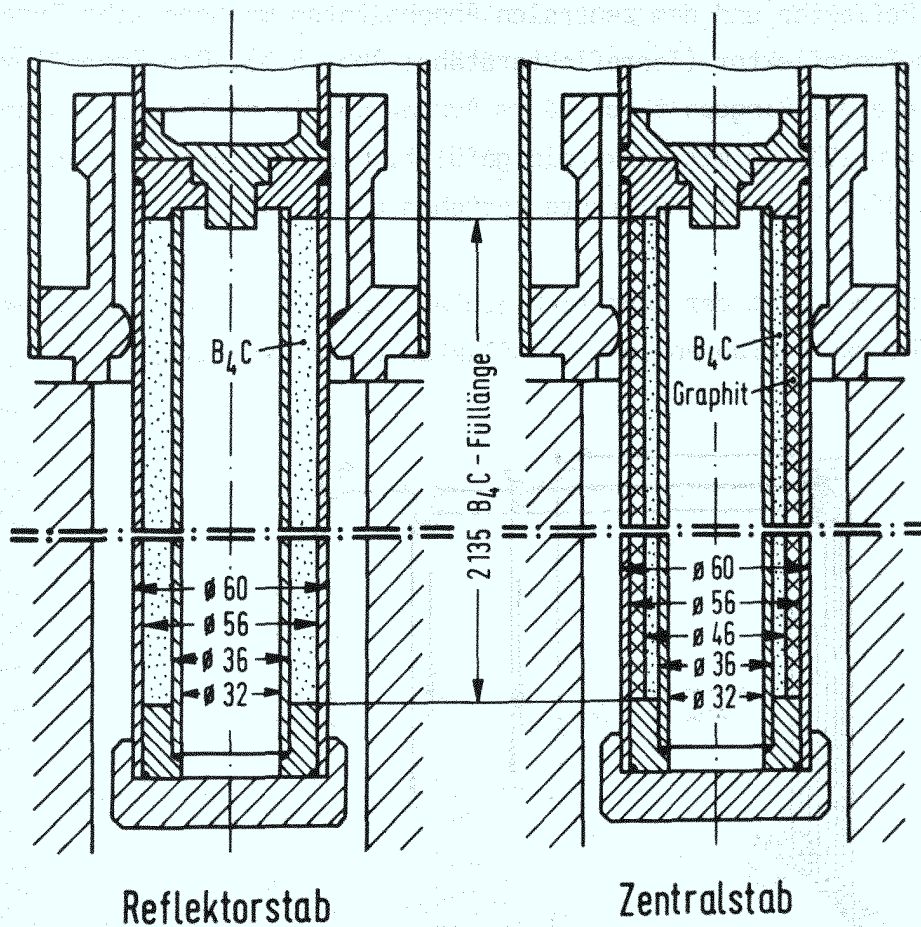


Abb. 5.2: KAHTER Absorberstäbe

In die Reflektorstäbe wurde im Mittel 5,38 kg und in den Zentralstab 2,3 kg  $B_4C$ -Granulat eingefüllt. Die Graphitringe im Zentralstab haben eine Gesamtmasse von 2,6 kg.

Die Reflektorstäbe fahren im Graphitreflektor in Kanälen mit 80 mm Durchmesser und 3 m Länge.

Die Absorberstäbe hängen an Stahlseilen. Ihre Fahrgeschwindigkeit beträgt 0,2 m/min (Schnellabschaltung: ca. 1,5 m/sec). Die Antriebe sind so ausgelegt, daß sowohl Einzelfahrt als auch "Bankfahrt" möglich ist. Bankfahrt bedeutet in diesem Zusammenhang, daß zum Beispiel bei der Einfahrt alle neun und bei der Ausfahrt die äußeren acht Absorberstäbe gleichzeitig gefahren werden können. Ferner können zum Beispiel die äußeren Absorberstäbe 1, 3, 5 und 7 oder aber 2, 4, 6 und 8 gleichzeitig ein- bzw. ausfahren.

Die OTTO-Corekonfigurationen besitzen zusätzlich zu den acht Absorberstäben

im radialen Reflektor und dem zentralen Abschaltstab weitere acht Experimentierstäbe im Topreflektor (Topreflektorstäbe; Abb. 5.3). Die Topreflektorstäbe sind in einem Ringspalt von 56 mm Außen- und 36 mm Innendurchmesser auf einer Länge von 1030 mm mit Borkarbid gefüllt. Die mittlere  $B_4C$ -Menge pro Stab beträgt 2523,8 g. Die Hüllrohre bestehen aus V2A-Stahl.

Die Fahrgeschwindigkeit der Topreflektorstäbe beträgt für das Ausfahren 11,3 mm/sec und für das Einfahren in den Reflektor (beim Experiment) 199,3 mm/sec.

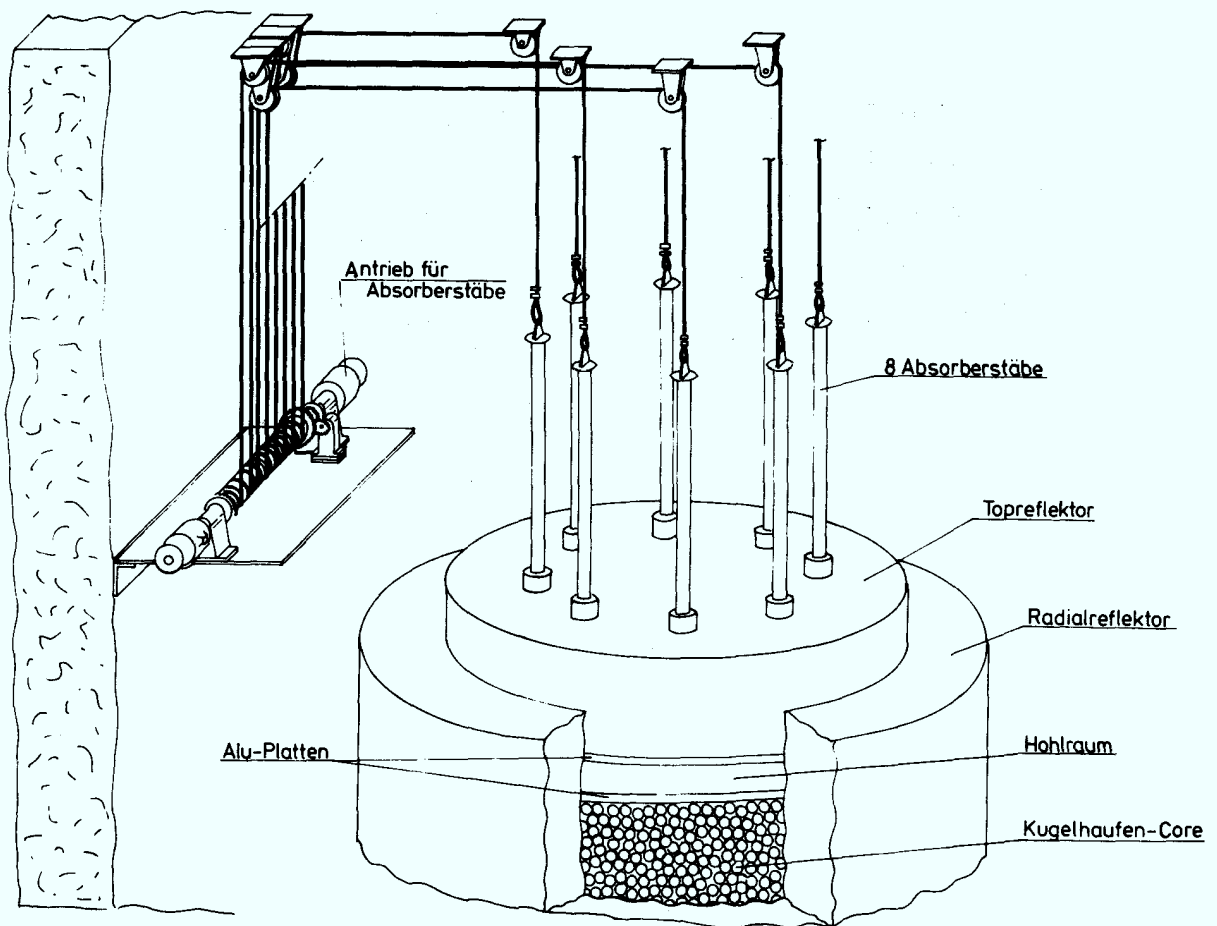


Abb. 5.3: Topreflektor mit Topstäben

### 5.2 Zellrechnungen für die Absorberstäbe

Mit 60-Gruppen-Wirkungsquerschnitten wurden entsprechend Abschnitt 3.3 Zellrechnungen für die Absorberstäbe mit dem Transportprogramm SN-1D durchgeführt. Die Stäbe wurden dabei in  $S_4$ -Näherung in Zylindergeometrie als 4-Zonen-System (Topreflektorstab, Reflektorstab) bzw. als 5-Zonen-System (Zen-

tralstab) dargestellt, wobei eine unendliche Stablänge angenommen wurde. Abb. 5.4 zeigt als Beispiel den Querschnitt durch die Zelle für den Zentralstab: Zone 1 (Radius 1,8 cm) enthält Luft und die innere Edelstahlhülle, Zone 2 (Radius 2,3 cm) enthält das Absorbermaterial in Form von  $B_4C$ -Granulat, Zone 3 (Radius 3 cm) enthält Graphit sowie die äußere Edelstahlhülle und Zone 4 (Radius 5 cm) enthält Luft und das Aluminium-Führungsrohr. Da der Zentralstab bei den Experimenten nur im Deckenreflektor verfahren wird, wurde seine Umgebung in der Weise simuliert, daß ein 40 cm dicker Graphit-Hohlzylinder um das Führungsrohr des Stabes gelegt wurde.

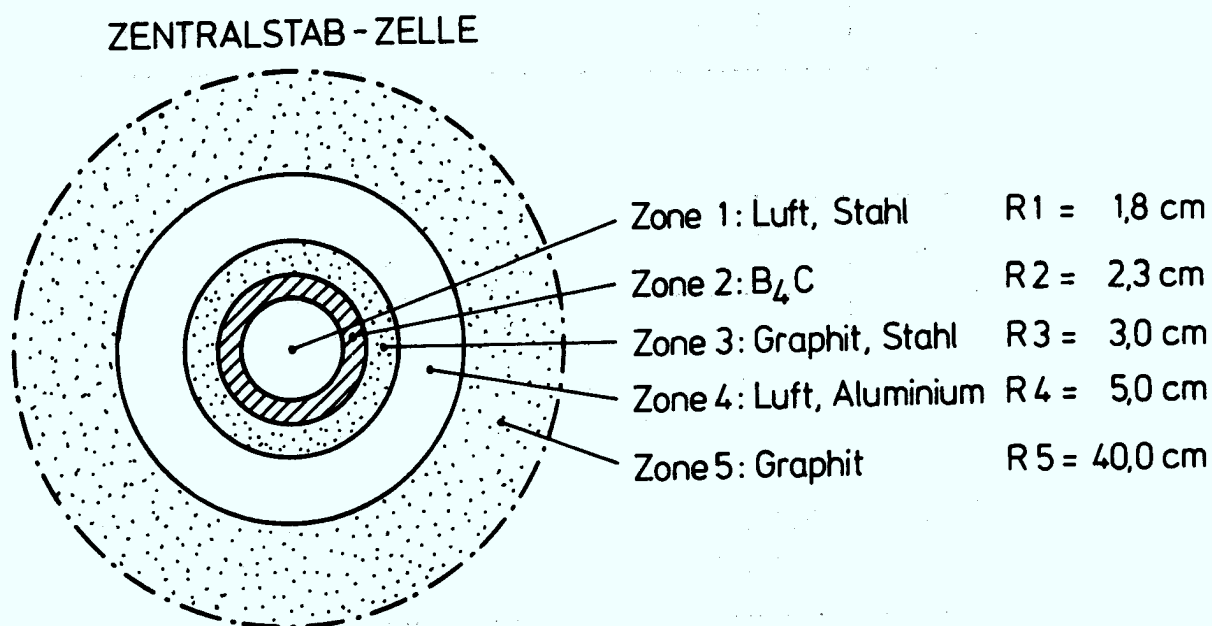


Abb. 5.4: Schnittbild der Zentralstab-Zelle

In der Tabelle 5.1 sind die Nuklidkonzentrationen für die verschiedenen Stabzonen zusammengestellt.

Die Wirkungsquerschnitte der Stabzonen wurden über das Volumen des betreffenden Absorberstabes homogenisiert; dabei wurde der umgebende Graphit bzw. das umgebende Corematerial nicht berücksichtigt.

Die 1-dimensionalen Zellrechnungen lieferten Flüsse und Flußintegrale zur Kondensation der 60-Gruppen-Wirkungsquerschnitte der Stabzonen auf 6 Gruppen. In Tabelle 5.2 sind die 6-Gruppen-Absorptionswirkungsquerschnitte für die verschiedenen Absorberstäbe zusammengestellt.

Tabelle 5.1: Nuklidkonzentrationen [ $10^{24} \text{ cm}^{-3}$ ] für die Absorberstäbe

Zentralstab	Nuklid	Zone 1 R = 1,8 cm	Zone 2 R = 2,3 cm	Zone 3 R = 3 cm	Zone 4 R = 5 cm
	B-10	-	-	1,430 E-2	-
B-11	-	-	5,862 E-2	-	-
C	-	-	1,823 E-2	5,239 E-2	-
N	3,142 E-5	-	-	-	1,740 E-5
O	8,328 E-6	-	-	-	4,611 E-6
Al	-	-	-	-	3,387 E-2
Fe	1,781 E-2	-	-	2,653 E-2	-

Reflektorstab	Nuklid	Zone 1 R = 1,8 cm	Zone 2 R = 2,8 cm	Zone 3 R = 4 cm
	B-10	-	-	1,491 E-2
B-11	-	-	6,111 E-2	-
C	-	-	1,900 E-2	-
N	3,142 E-5	-	-	3,412 E-5
O	8,328 E-6	-	-	9,041 E-6
Fe	1,781 E-2	-	-	1,206 E-2

Topstab	Nuklid	Zone 1 R = 1,8 cm	Zone 2 R = 2,8 cm	Zone 3 R = 3,5 cm
	B-10	-	-	1,450 E-2
B-11	-	-	5,942 E-2	-
C	-	-	1,848 E-2	-
N	3,142 E-5	-	-	2,931 E-5
O	8,328 E-6	-	-	7,767 E-6
Fe	1,781 E-2	-	-	2,232 E-2

Tabelle 5.2: Makroskopischer Absorptions-Wirkungsquerschnitt für die Absorberstäbe

Gruppe	Energiebereich	$\Sigma_a$ [cm <sup>-1</sup> ]		
		Zentralstab	Reflektorstab	Topstab
1	14,9 MeV - 821 keV	4,525 E-4	1,262 E-3	1,630 E-3
2	821 keV - 961 eV	3,557 E-3	1,135 E-2	2,378 E-2
3	961 eV - 1,86 eV	4,193 E-2	1,513 E-1	2,414 E-1
4	1,86 eV - 0,625 eV	9,463 E-2	2,281 E-1	4,644 E-1
5	0,625 eV - 0,112 eV	7,622 E-2	2,680 E-1	5,367 E-1
6	0,112 eV - 1,0E-5 eV	6,629 E-2	2,913 E-1	5,511 E-1

### 5.3 Rechnungen zur Bestimmung der Wirksamkeit der Absorberstäbe im Core 5/5

#### 5.3.1 Topreflektorstäbe

In Abschnitt 4.6 wurden die berechneten und experimentell bestimmten kritischen Massen verschiedener KAHTER-OTTO-Konfigurationen miteinander verglichen:

Bei dem als Referenzfall bezeichneten Core 5/5 ergab sich - je nach verwendetem Code - eine Abweichung von maximal 0,47 % vom experimentellen Wert der Multiplikationskonstante  $k_{eff}$ .

Das Core 5/5 d unterscheidet sich vom Referenzfall durch acht 100 cm tief eingefahrene Topreflektorstäbe (gemessen von der Oberkante des Deckenreflektors) und eine zusätzliche Schicht von 8,5 cm Dicke aus AVR-Brennelementen und Moderatorelementen im Verhältnis 3 : 1. Die verwendeten Programme lieferten in diesem Fall eine maximale Abweichung von 0,54 % vom experimentellen Wert der Multiplikationskonstante.

Die angegebenen maximalen Abweichungen beziehen sich dabei auf 2D-Programme, bei 3D-Codes ist die Abweichung - wie aus Tabelle 4.1 ersichtlich ist - zum Teil wesentlich geringer. Ferner geht aus Tabelle 4.1 hervor, daß die Differenz der  $k_{eff}$ -Werte beider Cores für ein einzelnes Rechenprogramm 0,1 - 0,3 %

beträgt. Die Wirksamkeit der Topreflektorstäbe wird somit von den verwendeten Programmen hinreichend gut beschrieben.

Mit dem 3D-Code CITATION wurden mehrere Diffusionsrechnungen für das Core 5/5 mit acht Topreflektorstäben in verschiedenen Einfahrtiefen in R- $\theta$ -Z-Geometrie durchgeführt. Für die Stabzonen wurden dabei die in Abschnitt 5.2 beschriebenen 6-Gruppen-Wirkungsquerschnitte verwendet. Es genügte die Berechnung eines  $2\pi/16$ -Ausschnitts mit periodischer Randbedingung (vgl. Abb. 4.4). Die sich ergebende Reaktivitätskurve der acht Topreflektorstäbe ist in Abb. 5.5 dargestellt. Die maximale Einfahrtiefe der Stäbe beträgt dabei 100 cm (Grundplatte).

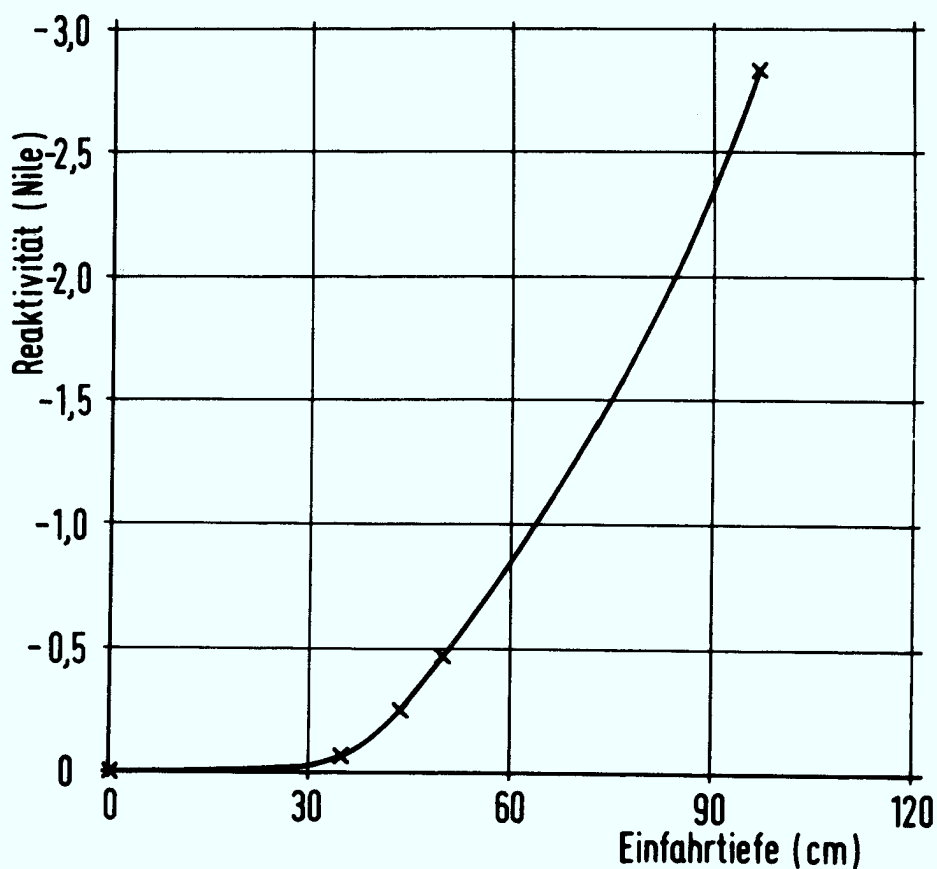


Abb. 5.5: Reaktivität der acht Topreflektorstäbe als Funktion der Einfahrtiefe

Die Wertigkeit der acht Topreflektorstäbe wurde experimentell /49/ mit der inverskinetischen Methode bestimmt. Da diese Methode ortsabhängige Reaktivitätswerte ergibt, wurden an verschiedenen Positionen im Core sowie einer Position außerhalb des Seitenreflektors azimuthal zwischen den Stäben die Reaktionsraten von  $\text{BF}_3$ -Zählrohren zeitabhängig aufgenommen. In Abb. 5.6 ist die

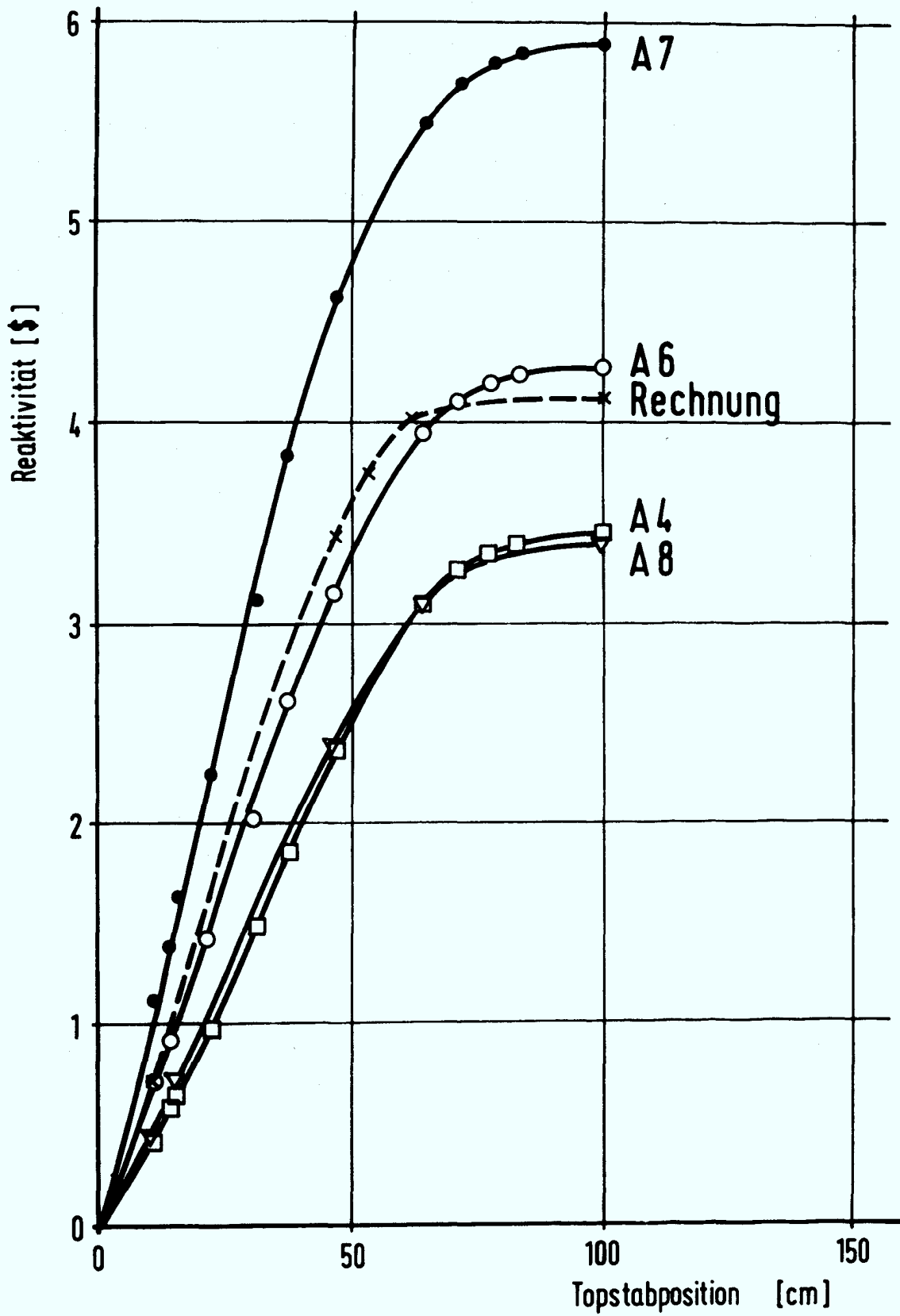


Abb. 5.6 : Reaktivität der acht Topreflektorstäbe als Funktion ihres Hubes

sogenannte "S-Kurve" der Topreflektorstäbe aufgezeichnet. Die gestrichelte Kurve ergibt sich aus der Rechnung; dabei handelt es sich allerdings um statische Werte, für die ein  $\beta_{\text{eff}}$  von  $6,88 \cdot 10^{-3}$  zugrundegelegt wurde.

Die Abbildungen 5.7 bis 5.10 zeigen den thermischen Flußverlauf in der R- $\theta$ -Ebene im Energiebereich zwischen 0,1 eV und  $10^{-5}$  eV für verschiedene Z-Werte (Ebenen). Der Einfluß der Topreflektorstäbe auf den Flußverlauf ist dabei deutlich zu erkennen. Für große Z-Werte macht sich auch die Flußverzerrung durch den Zentralstab und die acht Regelstäbe im radialen Reflektor bemerkbar. Diese neun Stäbe sind bei dem Core 5/5 43,8 cm eingefahren.

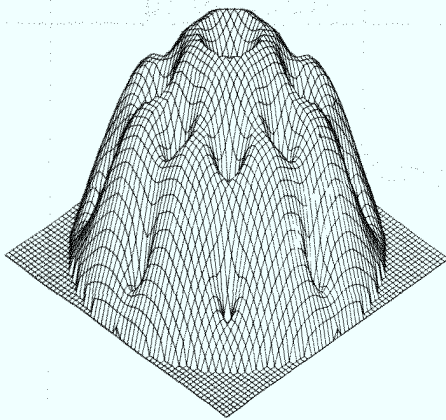


Abb. 5.7: Thermischer Fluß in der horizontalen Ebene Z=293,5 cm (Topreflektor)

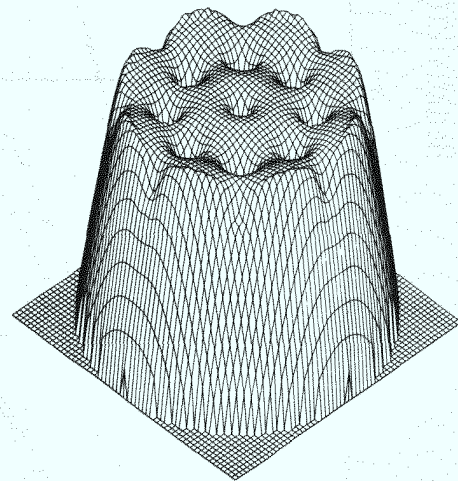


Abb. 5.8: Thermischer Fluß in der horizontalen Ebene Z=249,4 cm (Topreflektor)

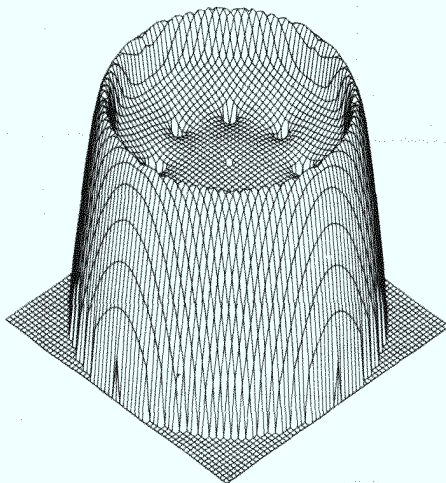


Abb. 5.9: Thermischer Fluß in der horizontalen Ebene Z=206,7 cm (Hohlraum)

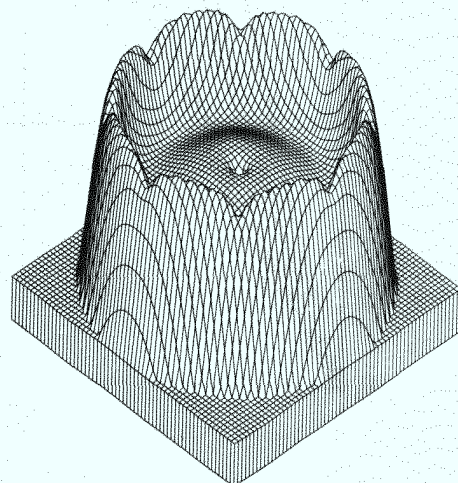


Abb. 5.10: Thermischer Fluß in der horizontalen Ebene Z=151,7 cm (THTR-Zone)

### 5.3.2 Zentralstab und Reflektorstäbe

Bei dem Core 5/5 beträgt die Einfahrtiefe der Reflektorstäbe und des Zentralstabs bei Kritikalität 43,8 cm. Dies ist der in Tabelle 5.4 als Referenzfall bezeichnete Zustand. Die Tabelle enthält ferner die berechneten Reaktivitätswerte, die sich in der Endstellung von Zentralstab (Einfahrtiefe 256,5 cm) und Reflektorstäben (Einfahrtiefe 273,8 cm) ergeben.

Tabelle 5.4: Reaktivität von Zentralstab und Reflektorstäben

Konfiguration	$k_{\text{eff}}$	$\Delta k \langle \text{Nile} \rangle$
Referenzfall	1,00185	-
Reflektorstäbe in Endposition	0,93402	- 6,783
Zentralstab in Endposition	0,97230	- 2,955
Zentralstab und Reflektorstäbe in Endposition	0,90278	- 9,907

### 5.4 Messung der Reaktionsraten

In Kapitel 4 und in Abschnitt 5.3 wurde die Überprüfung der Rechenmodelle anhand des Vergleichs von berechneten und gemessenen kritischen Massen ( $k_{\text{eff}}$ ) bzw. Stabreaktivitäten durchgeführt. Insbesondere in bezug auf die integrale Größe  $k_{\text{eff}}$  der verschiedenen Core-Konfigurationen wurden dabei sehr gute Ergebnisse im Vergleich zu dem jeweiligen Experiment erzielt.

Eine andere Möglichkeit zur genaueren Überprüfung der Rechenmodelle ist der Vergleich berechneter und gemessener Reaktionsraten.

Vor der Beladung wurden in den vorgesehenen Meßpositionen im Core Meßkanäle in Form von Aluminiumrohren (20 mm  $\varnothing$  2 mm) eingebaut. Die radialen Al-Rohre reichen von der Außenkante des Seitenreflektors bis zum Zentralstab, an dem sie durch Aluminium-Schellen befestigt sind. Die axialen Meßkanäle sind in Bohrungen des Bodenreflektors eingesetzt und reichen bis zur Oberkante des Topreflektors (Tabelle 5.5, Abb. 5.11 und Abb. 5.12).

Tabelle 5.5: Lage der radialen und axialen Meßkanäle im Core 5/5 /12/

Bezeichnung	Z <cm>	R <cm>
<b>Radial-Meßkanäle:</b>		
U1/U3	110	5,5 bis 148
M1/M3	160	5,5 " 148
R1	187,8	5,5 " 148
T1	252,8	5 " 148
<b>Axial-Meßkanäle:</b>		
A1 - A4	24 bis 300	115
A5	18 " 297,8	107
A6	25 " 297,8	23,5
A7	18 " 297,8	54
A8	18 " 297,8	107

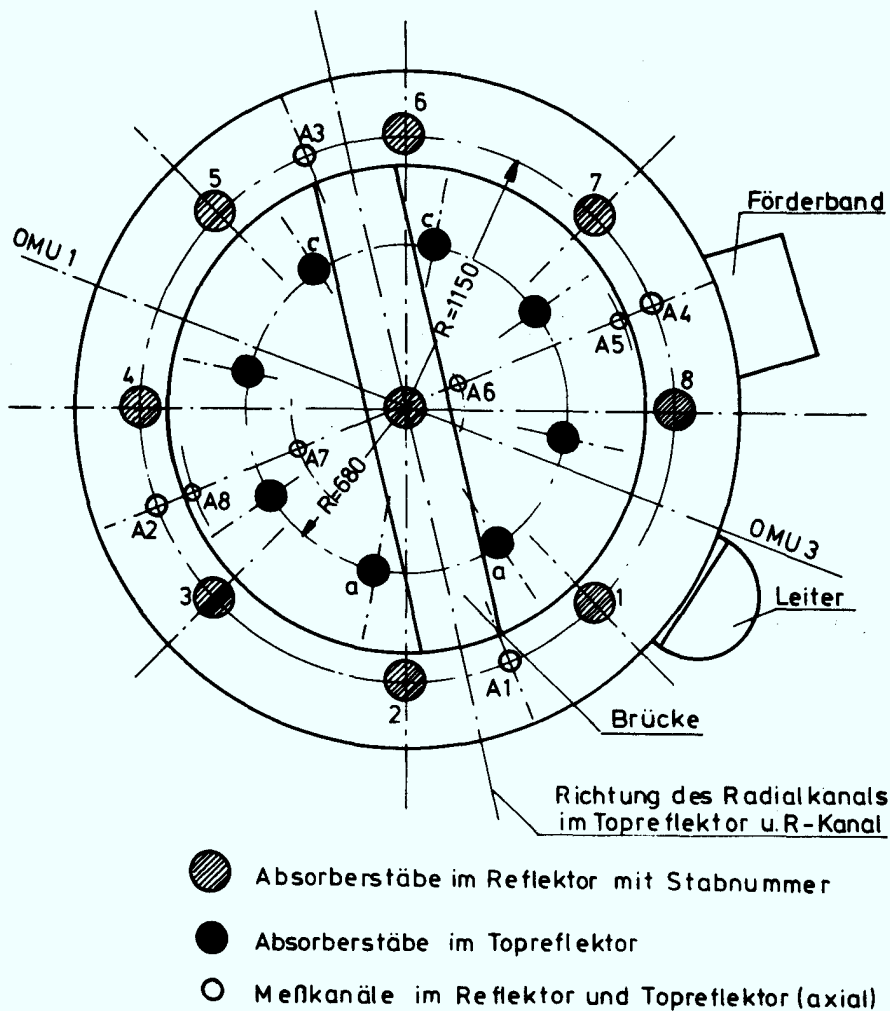


Abb. 5.11: KAHTER Draufsicht

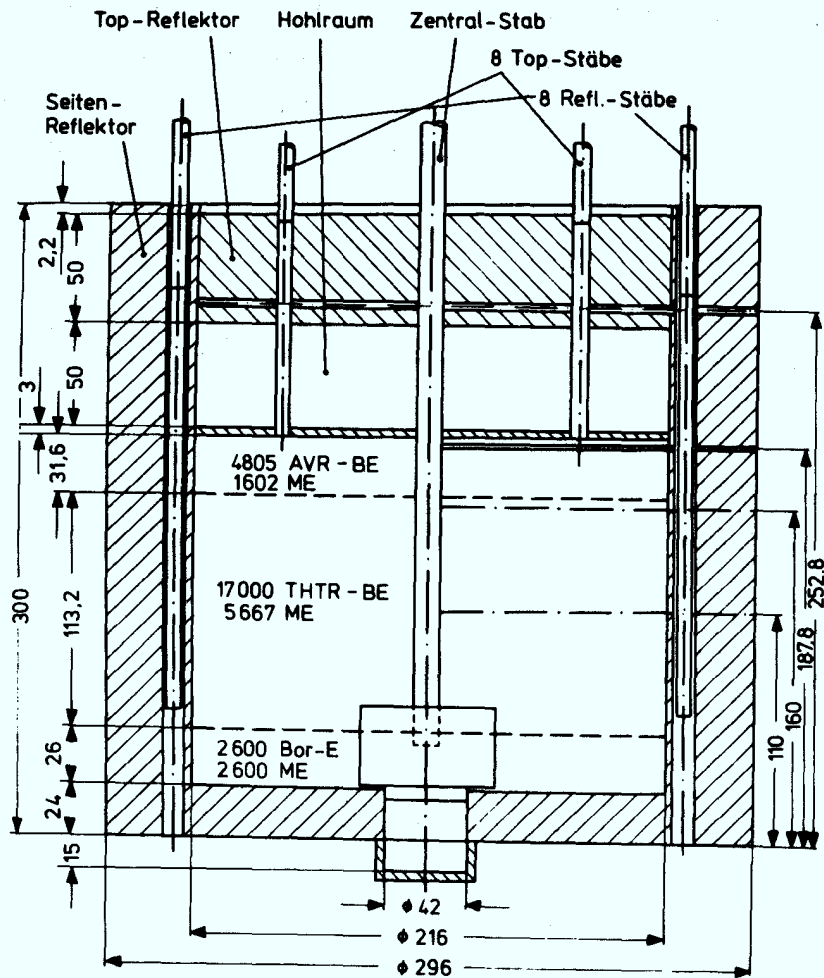


Abb. 5.12: KAHTER Core 5/5 (Skizze)

An den verschiedenen Core-Konfigurationen OTTO 5/5 wurden Reaktionsratenmessungen mit Al-Dy- und Al-U-Drahtsonden sowie Au-Folien durchgeführt. Die Beschaffenheit der Sonden ist aus der Tabelle 5.6 zu entnehmen. Die Sonden wurden auf Al-Blechstreifen aufgeklebt und in der betreffenden Meßposition bestrahlt.

Tabelle 5.6: Beschaffenheit der Sonden zur Messung der Reaktionsraten

Material	Anteil < % >	Aktivität (Isotop)	Mittl. Gew. < mg >	Länge bzw. $\varnothing$ < mm >	Dicke < mm >
Al-Dy	11,4 Dy	Dy-164	14,04	10	0,71
Al-U	20,0 U	U-235 (93,15%)	12,83	10	0,71
Au	>99,9 Au	Au-197	21,0	12	0,01

Neben den Messungen der relativen Reaktionsratenverläufe in den radialen und axialen Richtungen wurden auch die absoluten Reaktionsraten in verschiedenen Core-Positionen bestimmt. Dies geschah durch Bestrahlung von Aluminium-Sondenkapseln, die ca. 75 mg  $UO_2$  mit einer Anreicherung von 10,4 % an U-235 enthielten.

### 5.5 Verfahren zur Berechnung der Reaktionsraten mit RSYST

Zur Nachrechnung der relativen bzw. absoluten Reaktionsraten wurde eine RSYST-Modulfolge zusammengestellt. Die Reaktionsraten werden dabei gemäß

$$R.R. = \sum_{g=1}^G \Sigma_g(R,Z) \cdot \Phi_g(R,Z) \quad (5.1)$$

bestimmt, wobei  $\Phi_g(R,Z)$  den gruppenabhängigen Fluß aus der zweidimensionalen Diffusionsrechnung darstellt und  $\Sigma_g(R,Z)$  den kondensierten makroskopischen Wirkungsquerschnitt des Detektormaterials.

In Abb. 5.13 ist das Schema dieser Modulfolge dargestellt: Die 60-Gruppen-Wirkungsquerschnitte der Sondenmaterialien werden zunächst durch den Modul MITTEL mit Hilfe der Flüsse aus der radialen bzw. axialen Spektralrechnung auf 6 Gruppen kondensiert. Durch die weiteren Modulen wird ein Wirkungsquerschnittsblock in Form einer Matrix erzeugt, der die Absorptions- bzw. Spaltwirkungsquerschnitte der Sondenmaterialien in 6 Gruppen - entsprechend der Lage des betreffenden Kanals - enthält ( $\Sigma_g(Z)$  bzw.  $\Sigma_g(R)$ ). Dann werden die 6-Gruppen-Maschenflüsse aus der Diffusionsrechnung mit DIFF-2D für den betreffenden Kanal ( $\Phi_g(Z)$  bzw.  $\Phi_g(R)$ ) in Matrixform gebracht. Nach gruppenweiser Multiplikation und Addition werden die sich ergebenden Reaktionsraten auf die RSYST-Datenbasis geschrieben. Nach der Normierung werden die relativen Reaktionsraten dann auf Papier und Mikrofilm aufgezeichnet.

Die Abbildungen 5.14 bzw. 5.15 zeigen den Spalt-Wirkungsquerschnitt von U-235 und den Absorptions-Wirkungsquerschnitt von Dy-164 in der verwendeten 60-Gruppen-Struktur. Diese Wirkungsquerschnitte wurden nach dem dargestellten Verfahren auf 6 Gruppen kondensiert.

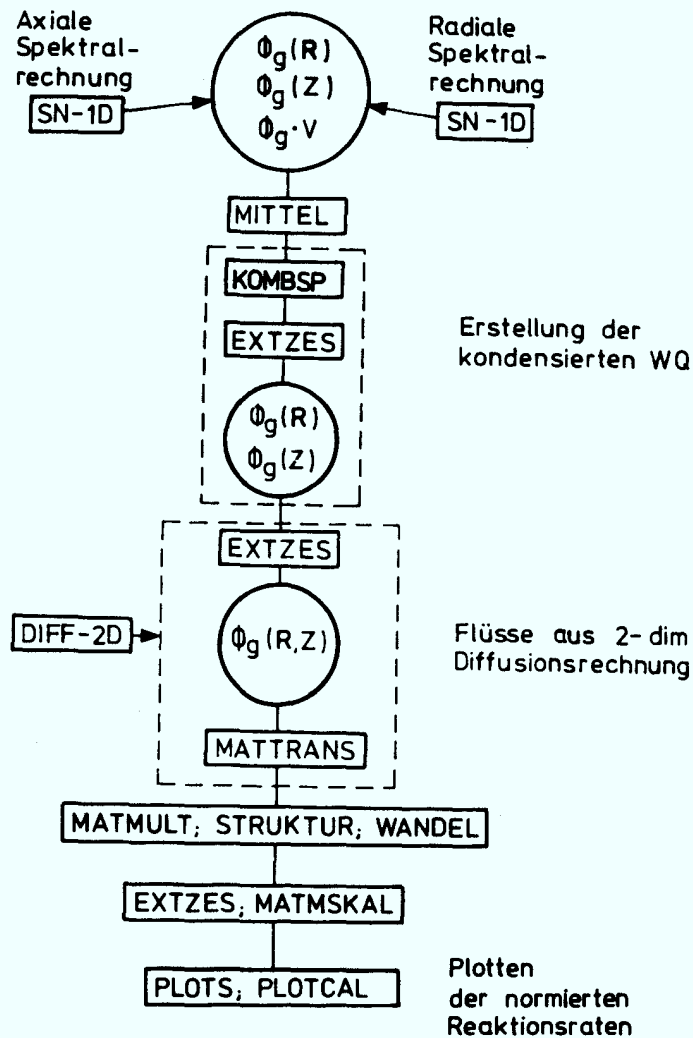


Abb. 5.13: Schema der RSYST-Modulfolge zur Berechnung der Reaktionsraten

Die Ergebnisse der Reaktionsraten-Berechnungen für U-235 und Dy-164 mit RSYST für das Core OTTO 5/5 (Referenzfall) sind in den Abbildungen A1 bis A16 im Anhang A dargestellt. Zum Vergleich sind in diesen Abbildungen sowohl die gemessenen (durch X markiert) als auch die berechneten Reaktionsraten (durchgezogene Kurve) eingezeichnet. Rechnung und Messung sind in Position  $R = 23,5$  cm (Kanal A 6),  $Z = 85$  cm angepaßt.

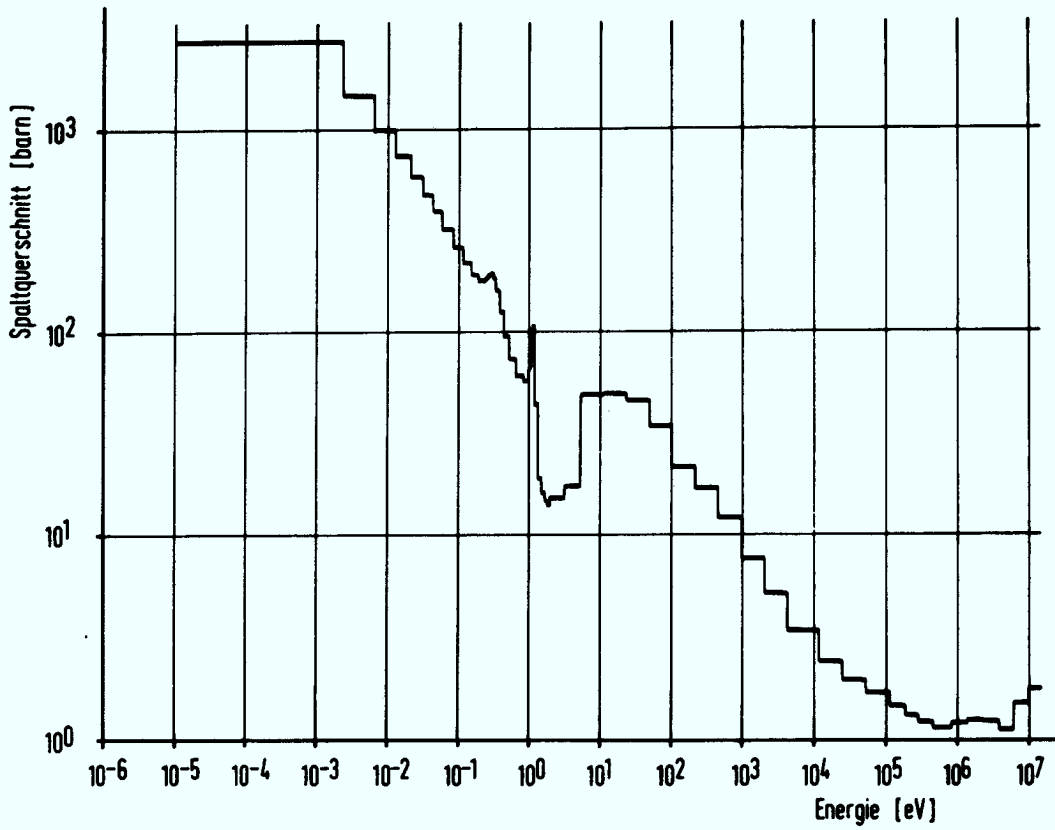


Abb. 5.14: 60 Gruppen-Spaltwirkungsquerschnitt von U-235

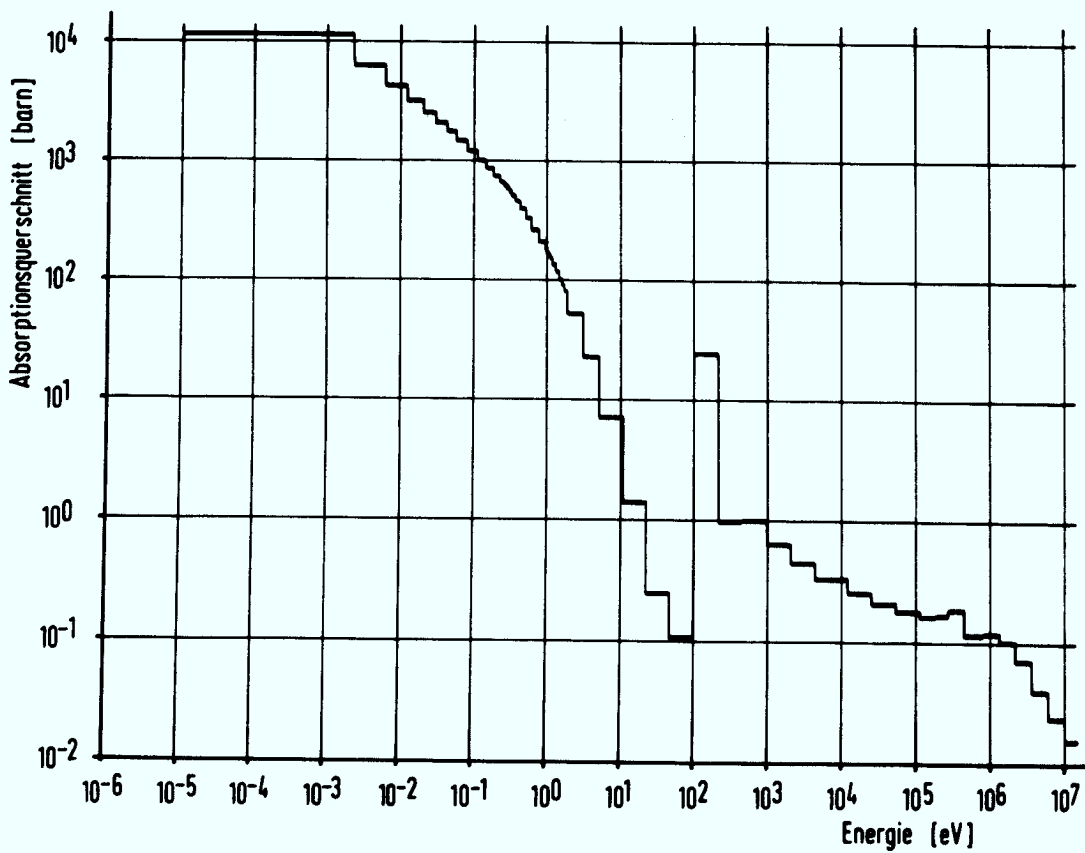


Abb. 5.15: 60-Gruppen-Absorptionswirkungsquerschnitt von Dy-164

Mit dem dreidimensionalen Diffusionsprogramm CITATION wurden in R- $\theta$ -Z-Geometrie ebenfalls Reaktionsraten für das Core OTTO 5/5 bestimmt. In Abb. 5.16 ist ein Vergleich der Rechnungen mit CITATION und mit RSYST für den axialen Meßkanal A6 dargestellt.

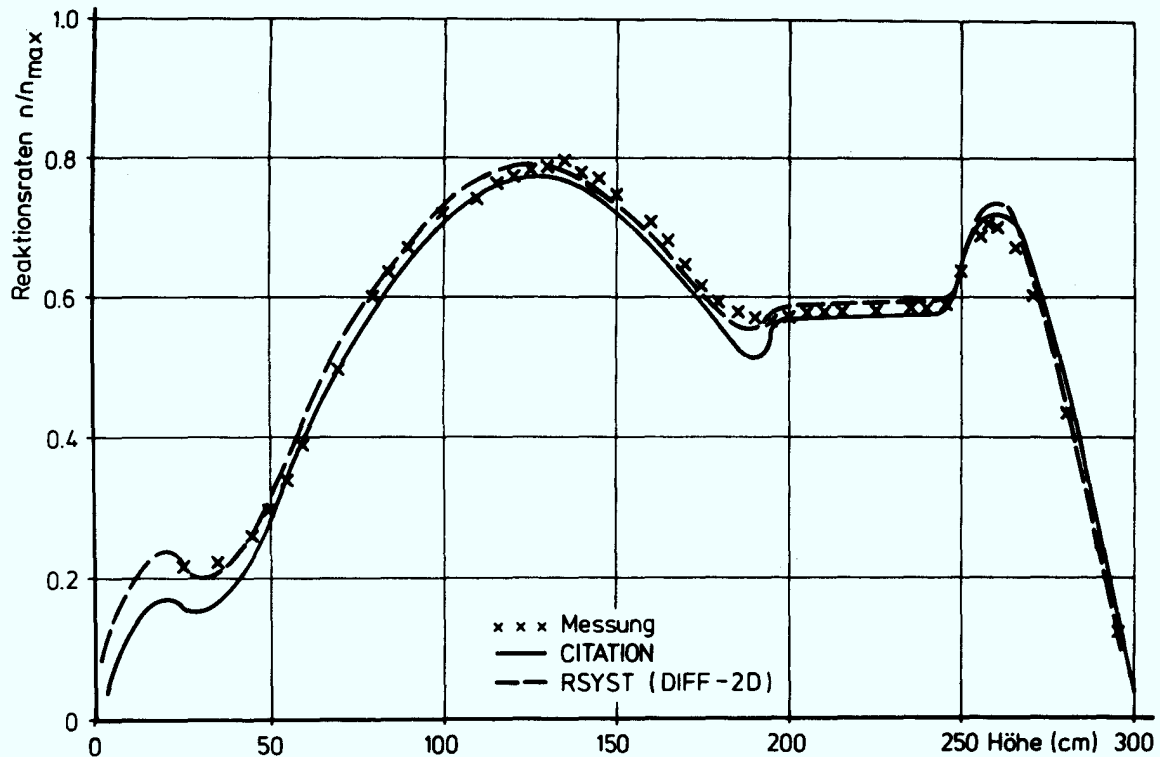


Abb. 5.16: Axiale Reaktionsraten von Al-Dy im Kanal A6, KAHTER OTTO 5/5

In der Abb. 5.17 ist der 60-Gruppen-Absorptionswirkungsquerschnitt von Au-197 dargestellt. Auffällig ist die stark ausgeprägte Resonanz im epithermischen Energiebereich. Wegen der geringen Foliendicke von 0,01 mm wurde die Flußabsenkung in der Probe bei der Rechnung vernachlässigt.

In den Abbildungen A17 bis A22 im Anhang A sind die Ergebnisse der Reaktionsratenberechnungen für Au-197 für das KAHTER-Core OTTO 5/5 dargestellt. In diesen Abbildungen sind zum Vergleich sowohl die berechneten (durchgezogene Kurven) als auch die gemessenen Absorptionsraten (durch X markiert) eingezeichnet. Rechnung und Experiment sind in Position R = 23,5 cm (Kanal A6), Z = 125 cm angepaßt. Aus den Abbildungen A17 bis A22 ist ersichtlich, daß die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung im Core ausgezeichnet ist, in den Reflektorbereichen liefert die Rechnung jedoch um ca. 10 % zu hohe Gold-Absorptionsraten.

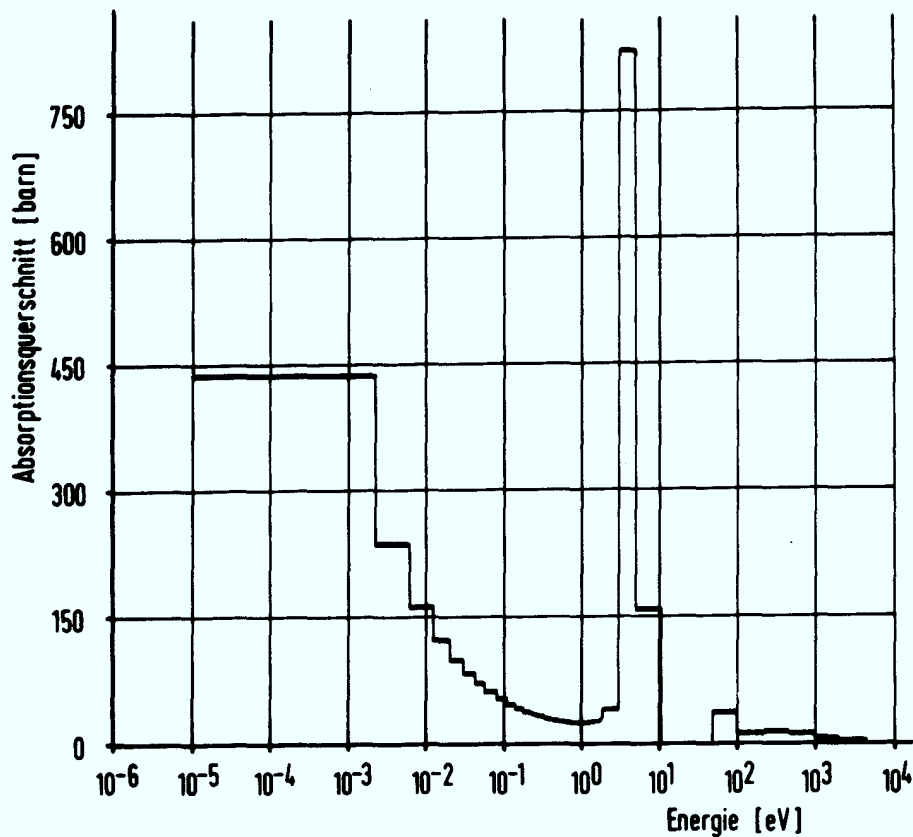


Abb. 5.17: 60-Gruppen-Absorptionswirkungsquerschnitt von Au-197

In der Tabelle 5.7 sind die gemessenen und die mit RSYST berechneten absoluten Reaktionsraten von U-235 für das Core 5/5 miteinander verglichen. Bei der Rechnung wurde eine Gesamtleistung des Reaktors von 49,1 Watt /50/ zugrundegelegt. Wie der Tabelle zu entnehmen ist, liefert die Rechnung mit RSYST in allen Meßpositionen zu kleine absolute Reaktionsraten. In diesen Rechnungen wurde die Sonde als neutronisch transparent angesehen.

Unter Berücksichtigung der Flußabsenkung in der Sondenkapsel ergab sich für die Probe im Kanal U1 ( $R = 80$  cm,  $Z = 110$  cm) eine Abweichung in der Reaktionsrate von 0,1 %. Für die Probe im Kanal T1 ( $R = 50$  cm,  $Z = 252,8$  cm) ergab sich eine Abweichung von ca. 1 %. Gegenüber den Abweichungen von einigen Prozent zu den experimentellen Ergebnissen ist also der Effekt der Flußabsenkung in der Probe von untergeordneter Bedeutung. Nach /50/ beträgt der Fehler in der Bestimmung der Reaktorleistung ca.  $\pm 6$  %. Dies dürfte damit auch der Grund für die Abweichung von Rechnung und Experiment im Falle der absoluten Reaktionsraten sein.

Tabelle 5.7: Vergleich der gemessenen und berechneten absoluten Reaktionsraten von U-235 bezogen auf 1 g U-235

Kanal	R <cm>	Z <cm>	RR <sub>exp</sub> <sec <sup>-1</sup> >	RR <sub>RSYST</sub> <sec <sup>-1</sup> >	$\frac{RR_{RSYST} - RR_{exp}}{RR_{exp}}$	<%>
A4	115	130	1,30 10 <sup>8</sup>	1,2080 10 <sup>8</sup>	- 7,08	
A6	23,5	120	1,09 10 <sup>8</sup>	1,0405 10 <sup>8</sup>	- 4,54	
A7	54	225	7,74 10 <sup>7</sup>	7,3909 10 <sup>7</sup>	- 4,51	
U1	80	110	9,23 10 <sup>7</sup>	8,4751 10 <sup>7</sup>	- 8,18	
M1	80	160	8,08 10 <sup>7</sup>	7,9467 10 <sup>7</sup>	- 1,65	
R1	50	187,8	7,60 10 <sup>7</sup>	6,9273 10 <sup>7</sup>	- 8,85	
T1	50	252,8	9,23 10 <sup>7</sup>	8,7795 10 <sup>7</sup>	- 4,88	

### 5.6 Reaktionsraten zu KAHTER OTTO 5/5 d

Das Core OTTO 5/5 d unterscheidet sich vom Referenzfall OTTO 5/5 durch acht in den Hohlraum eingefahrene Topreflektorstäbe (Einfahrtiefe: 100 cm) und eine 8,5 cm hohe Aufschüttung mit AVR-Brennelementen.

Für dieses Core wurden nach einem ähnlichen Verfahren wie in Abschnitt 5.5 mit dem Programm CITATION in R- $\theta$ -Z-Geometrie Dysprosium-Reaktionsraten berechnet. Die Ergebnisse für das Core 5/5 d sind mit den Meßwerten (durch X gekennzeichnet) in den Abbildungen B1 bis B8 im Anhang B dargestellt.

Die Abbildungen B1 bis B4 zeigen einen Vergleich von axial gemessenen und berechneten Reaktionsratenverläufen bei den Radien 23,5 cm, 54 cm, 107 cm und 115 cm. Es soll hier auf eine ca. 10 %-ige Abweichung auf Abb. B1, also bei Radius 23,5 cm, zwischen Z = 100 und 150 cm hingewiesen werden. Diese Differenz zwischen Meß- und Rechenwert ist mit Hilfe der Abbildungen B5 und B6 zu diskutieren. Abb. B5 zeigt den Dy-Reaktionsratenverlauf in der Höhe Z = 110 cm in radialer Richtung durch die Anlage. Es zeigt sich, daß der Reaktionsratenverlauf hier stark unsymmetrisch ist. Da der Meßkanal A6 (Abb. B1) in der Nähe des Kanals U3 verläuft, muß sich auch dort der höhere Meßwert zeigen. Dementsprechend zeigt sich auch bei Z = 160 cm und bei Kanal M3 (Abb. B6) eine ähnlich große Abweichung. Welcher Art die Störung ist, die diese Flußunsymmetrie bewirkt, konnte nicht geklärt werden. Man muß bei Kugelmischungen von Brennelementen und Moderatorelementen mit solchen Störungen rechnen und kann nicht aus der Messung über nur einen Radius auf die Güte der Rechnung schließen. Es müssen mehrere Richtungen untersucht werden.

In Abb. B4 zeigt die gestrichelte Kurve den berechneten Dy-Reaktionsratenverlauf in nur 5 cm Abstand von einem bis auf Z = 260 cm eingefahrenen Absorberstab im Seitenreflektor. Die durchgezogene Kurve stellt den Reaktionsratenverlauf zwischen zwei Reflektorstäben dar, wo sich auch die Meßkanäle befinden.

Es sei noch festgestellt, daß der berechnete Reaktionsratenverlauf nicht nur im Core, sondern insbesondere auch im oberen Hohlraum und im Deckenreflektor in sehr guter Übereinstimmung mit der Messung ist.

Mit RSYST wurden ebenfalls die Dysprosium-Reaktionsratenverläufe für das Core 5/5 d berechnet. Wie den Abbildungen B9 und B10 (Anhang B) zu entnehmen ist, ist auch hier die Übereinstimmung mit der Messung sehr gut.

## 6. Vergleich der benutzten Diffusionsprogramme

Bei der Bestimmung der kritischen Masse ( $k_{\text{eff}}$ ), der Flußverteilung und der Wirksamkeit der Absorberstäbe in den verschiedenen Core-Konfigurationen OTTO 5/5 wurden vier Diffusionsprogramme eingesetzt:

1. das zweidimensionale Diffusionsprogramm DIFF-2D,
2. das zweidimensionale Diffusionsprogramm DIFF-H mit transporttheoretischer Behandlung des Hohlraums,
3. das zwei- bzw. dreidimensionale Diffusionsprogramm CITATION,
4. das zwei- bzw. dreidimensionale Diffusionsprogramm DIFGEN auf der Basis der Finiten-Elemente-Methode.

Darüberhinaus wurden dreidimensionale Monte Carlo-Rechnungen mit dem Programm MORSE-K durchgeführt.

Die Programme DIFF-2D und DIFF-H sind als Moduln des Reaktorprogrammsystems RSYST verfügbar. Der Finite-Elemente-Code DIFGEN kann an RSYST gekoppelt werden, und zwar in der Weise, daß die Datenverwaltung und die Programmsteuerung über RSYST erfolgen.

Das Monte Carlo-Programm MORSE-K kann Multigruppendaten in Form von RSYST-Blöcken verwenden; bei dem Diffusionsprogramm CITATION ist dies zur Zeit nur über ein Kopplungsprogramm möglich.

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der verschiedenen Programme hinsichtlich Rechenzeit, Eigenwert, Neutronenfluß und Absorberstabwirksamkeiten miteinander verglichen.

### 6.1 Rechenzeit

Die Rechnungen wurden auf einer IBM 370-168 und ab Januar 1980 auf einer IBM 3033 durchgeführt. In Tabelle 6.1 sind Rechenzeit und -kosten für die verschiedenen zwei- und dreidimensionalen Programme verglichen.

Tabelle 6.1: Rechenzeit und -kosten verschiedener Diffusionscodes und eines Monte Carlo-Programms für die Berechnung des Cores KAHTER OTTO 5/5 (IBM 3033)

Programm	Geometrie	Gruppenzahl	CPU-Zeit <sec>	Kosten <VE>
DIFF-2D	2-dimensional	6	138	108
DIFF-H	2-dimensional (mit 3-dim. Monte Carlo-Rechn. für den Hohlraum)	4	336 (HRMC: 266)	143 (HRMC: 61)
CITATION	3-dimensional	6	448	151
DIFGEN	3-dimensional	6	402	1119
MORSE-K	3-dimensional	60	1819	421

Bei dem Vergleich wurde das Core KAHTER OTTO 5/5 mit kritischer Stellung von Zentralstab und Reflektorstäben (Referenzfall; vgl. Kapitel 4) herangezogen.

Die Programme DIFF-2D, CITATION und DIFGEN verwenden die gleichen 6-Gruppen-Wirkungsquerschnittsblöcke. Die DIFF-H-Rechnung wurde in 4 Energiegruppen durchgeführt, die zum Vergleich in Tabelle 6.1 aufgeführte Rechnung mit dem Monte Carlo-Code MORSE-K in 60 Energiegruppen.

Die Programme DIFF-2D und DIFF-H verwenden die gleiche Maschenstruktur in R-Z-Geometrie. Die bei dem Programm CITATION zugrundegelegte Maschenstruktur ist Abschnitt 4.3 zu entnehmen. Bei dem Finite-Elemente-Code DIFGEN wurde eine Netzstruktur entsprechend Abschnitt 4.4 verwendet.

In Tabelle 6.1 sind die Rechenkosten in Verrechnungseinheiten (VE) angegeben. Eine Verrechnungseinheit beträgt zur Zeit etwa 0,62 DM.

Das Verhältnis von Rechenzeit zu Rechenkosten ist bei dem Monte Carlo-Code MORSE-K und ebenso bei der Monte Carlo-Rechnung durch den RSYST-Modul HRMC am günstigsten. Der Grund hierfür ist die Tatsache, daß diese Programme relativ wenig Input/Output-Kosten verursachen.

Bei dem Programm DIFGEN ist es genau umgekehrt. Dieses Programm wurde für relativ kleine Rechenanlagen mit wenig Kernspeicherplatz entwickelt. Demzufolge befindet sich immer nur ein kleiner Teil der Systemmatrizen im Kernspeicher, der größere Teil auf teuren, direkt zugreifbaren Speichermedien. Durch den häufigen Transfer von Daten zwischen Kernspeicher und Speichermedien entstehen extrem hohe Input/Output-Kosten. Hier ließe sich wohl durch entsprechende Programmänderungen Abhilfe schaffen.

Wie aus der Tabelle 6.1 hervorgeht, liefert das Programm DIFF-2D für zweidimensionale Diffusionsrechnungen die günstigsten Rechenzeiten und -kosten. Zwar sind mit den Programmen CITATION und DIFGEN auch zweidimensionale Rechnungen möglich, jedoch bietet DIFF-2D gegenüber beiden anderen Programmen eine einfachere, benutzerfreundliche Eingabe an. Gegenüber CITATION hat DIFF-2D durch seinen Einbau in das Programmsystem RSYST den Vorteil, daß die Vorzüge dieses Systems bezüglich Datenverwaltung und Auswertemöglichkeiten - zum Beispiel bei der Bestimmung von Reaktionsraten - genutzt werden können.

Das Programm DIFF-H liefert - wie aus Tabelle 6.1 hervorgeht - durch die Monte Carlo-Rechnung für den Hohlraum erheblich größere Rechenzeiten als DIFF-2D. Diese Monte Carlo-Rechnung mit Hilfe des Moduls HRMC war wegen der Hohlraumeinbauten (Aluminium-Tragekonstruktion für den Deckenreflektor) erforderlich. Für den Fall von in den Hohlraum eingefahrenen Absorberstäben erhöht sich die Rechenzeit noch erheblich. Dies wird aber durch die Möglichkeit von korrelierten Rechnungen (zum Beispiel bei der Bestimmung von Stabkurven) kompensiert.

Für dreidimensionale Diffusionsrechnungen zu KAHTER-Cores ist das Programm CITATION hinsichtlich Rechenzeit und -kosten am besten geeignet. DIFGEN scheidet wegen der oben erwähnten erheblichen Nachteile - zumindest für KAHTER-Rechnungen - aus.

Zu der Monte Carlo-Rechnung mit dem Programm MORSE-K ist noch zu bemerken, daß diese direkt mit den 60-Gruppen-Wirkungsquerschnitten für die verschiedenen Reaktorzonen durchgeführt wurde. Daher entfallen die in Kapitel 3 beschriebenen Spektralrechnungen, die insgesamt eine Rechenzeit von ca. 1200 CPU-Sekunden (IBM 3033) und Kosten von etwa 580 VE verursachten. Unter diesen Umständen stellt die Monte Carlo-Rechnung - zumindest für die Bestimmung der

kritischen Massen - in ökonomischer Hinsicht durchaus eine Alternative zu Standard-Diffusionsprogrammen dar.

## 6.2 Bestimmung der kritischen Massen

Im Hinblick auf die Berechnung der kritischen Masse der KAHTER-Cores 5/5 (vgl. Abschnitt 4.6) zeigen alle benutzten zwei- und dreidimensionalen Programme zufriedenstellende Ergebnisse im Vergleich zum jeweiligen Experiment. Es sind jedoch einige Anmerkungen zu machen:

Das zweidimensionale Diffusionsprogramm DIFF-2D liefert für den Fall von acht eingebauten Topreflektorstäben von allen verwendeten Codes die größte Abweichung (690 mNile) vom experimentellen Wert des Multiplikationsfaktors (vgl. Tabelle 4.1). Dies ist unmittelbar einzusehen, wenn man bedenkt, daß die Topreflektorstäbe in zweidimensionaler R-Z-Geometrie durch ein Vorhangmodell beschrieben werden.

Das zweidimensionale Programm DIFF-H liefert für das betreffende Core mit einer Abweichung von 535 mNile zum experimentellen Wert nur ein unwesentlich besseres Ergebnis für  $k_{\text{eff}}$ . Zwar werden in diesem Fall die Topreflektorstäbe im Hohlraum durch die dreidimensionale Monte Carlo-Rechnung mit dem Modul HRMC genau erfaßt, im Topreflektor wird jedoch - ebenso wie in der Rechnung mit DIFF-2D - nach wie vor ein Vorhangmodell verwendet.

Nur die 3D-Codes CITATION und DIFGEN liefern bei allen betrachteten Core-Konfigurationen kleinere Abweichungen von maximal 300 mNile von dem experimentellen Wert des Multiplikationsfaktors. Ähnlich kleine Abweichungen ergeben sich auch bei dem zum Vergleich eingesetzten Monte Carlo-Programm MORSE-K. Die Genauigkeit in der Bestimmung von  $k_{\text{eff}}$  liegt damit in einer Größenordnung, wie sie bei den Auslegungsrechnungen für das Erstcore von Leichtwasserreaktoren erzielt wird.

### 6.3 Neutronenfluß und Reaktionsraten

Hinsichtlich des Neutronenflusses liefern alle verwendeten Diffusionsprogramme mit Ausnahme des Programms DIFF-H nur unwesentliche Unterschiede.

Der mit dem Programm DIFF-H bestimmte totale Neutronenfluß weist zum Beispiel für das Core 5/5 (Referenzfall) gegenüber der Rechnung mit CITATION am Hohlraumrand eine Abweichung von ca. 50 % und im Deckenreflektor sogar eine Abweichung von mehr als 60 % auf, während im Corebereich dagegen nur Unterschiede von maximal 5 % auftreten. Der Grund für diese Abweichungen dürfte eine fehlerhafte Neutronenbilanzierung im Hohlraum in den IBM-Versionen der Programme HRMC bzw. DIFF-H sein. Die zur Zeit verfügbaren IBM-Fassungen der Programme HRMC und DIFF-H sind damit für HTR-Anwendungen nur bedingt verwendbar.

In Kapitel 5 wurde bereits festgestellt, daß die mit CITATION bzw. RSYST (DIFF-2D) berechneten Spaltraten von U-235 sowie die berechneten Absorptionsraten von Dy-164 und Au-197 in guter Übereinstimmung mit den entsprechenden Messungen sind. Größere Abweichungen von 8 - 10 % treten nur in den Core-Reflektor-Grenzbereichen auf. Von Interesse dürfte die Feststellung sein, daß die zweidimensionale Rechnung in R-Z-Geometrie (DIFF-2D + RSYST-Modulfolge) den Verlauf der Reaktionsraten ebenso gut wiedergibt wie die dreidimensionale Rechnung in R- $\theta$ -Z-Geometrie (CITATION + Hilfsprogramme).

### 6.4 Reaktivitätswertigkeit der Absorberstäbe

Die Reaktivitätswertigkeit der acht in den Hohlraum eingefahrenen Topreflektorstäbe wurde von allen benutzten Codes (d.h. DIFF-2D, DIFF-H, CITATION und MORSE-K) hinreichend gut beschrieben (vgl. Abschnitt 5.3.1). Die Streuung der berechneten  $\Delta k$ -Werte beträgt maximal ca. 3 %.

Die Reaktivität der acht Topreflektorstäbe als Funktion der Einfahrtiefe (S-Kurve) wurde nur mit dem 3D-Code CITATION bestimmt (vgl. Abb. 5.5 und Abb. 5.6). Eine entsprechende Rechnung mit dem FEM-Code DIFGEN wurde wegen der hohen Rechenkosten nicht durchgeführt.

## 7. Untersuchung von Störungen im oberen Corebereich im Hinblick auf die Deckenreflektor-Instrumentierung

Am Core KAHTER OTTO 5/5 wurden auf rechnerischem Wege Schieflasten simuliert. Für den Fall eines großflächigen Fehlbeladens und für einen fehlfahrenden Absorberstab wurde untersucht, ob sich eine Änderung der Leistungsdichte im oberen Corebereich durch eine Änderung des schnellen Neutronenflusses im Deckenreflektor abbildet. Dies ist für die Wirksamkeit der Deckenreflektor-Instrumentierung von großer Bedeutung.

### 7.1 Simulation einer Fehlbeladung

Bei dem Core KAHTER OTTO 5/5 befindet sich im oberen Corebereich eine 31,6 cm hohe Schicht aus AVR-Brennelementen. Eine Fehlbeladung wurde untersucht, indem in der Rechnung in einer Corehälfte die AVR-Kugeln gegen THTR-Brennelemente ausgetauscht wurden. Für den ungestörten und für den gestörten Fall wurden mit dem Programm CITATION dreidimensionale Diffusionsrechnungen in R- $\theta$ -Z-Geometrie für einen 180°-Ausschnitt durchgeführt. Diese Rechnungen (in 6 Energiegruppen) lieferten insbesondere den Neutronenfluß und die Leistungsdichte in allen Maschenpunkten.

In Abb. 7.1 ist unten die Leistungsdichte als Funktion des Core-Radius senkrecht zur Grenzlinie von AVR- zu THTR-Brennelementen für den gestörten und für den ungestörten Fall in der Ebene  $Z = 193,9$  cm (oberer Corerand) aufgetragen. Auf der linken Seite befinden sich AVR-Brennelemente, auf der rechten Seite die fehlgeladenen THTR-Brennelemente.

Die Fehlbeladung führt zu einer Absenkung der Leistungsdichte in dem betreffenden Bereich von maximal 11,2 %, während in der AVR-Schicht die Leistungsdichte praktisch nicht gestört wird.

In der Abb. 7.1 ist oben der schnelle Neutronenfluß im Energiebereich von 14,9 MeV bis 821 keV für die Ebenen  $Z = 250,9$  cm (d.h. 3,1 cm über der Unterkante des Deckenreflektors) und  $Z = 258,5$  cm dargestellt. Der schnelle Fluß wird in beiden Ebenen oberhalb des Störgebietes um maximal 10,2 % abgesenkt,

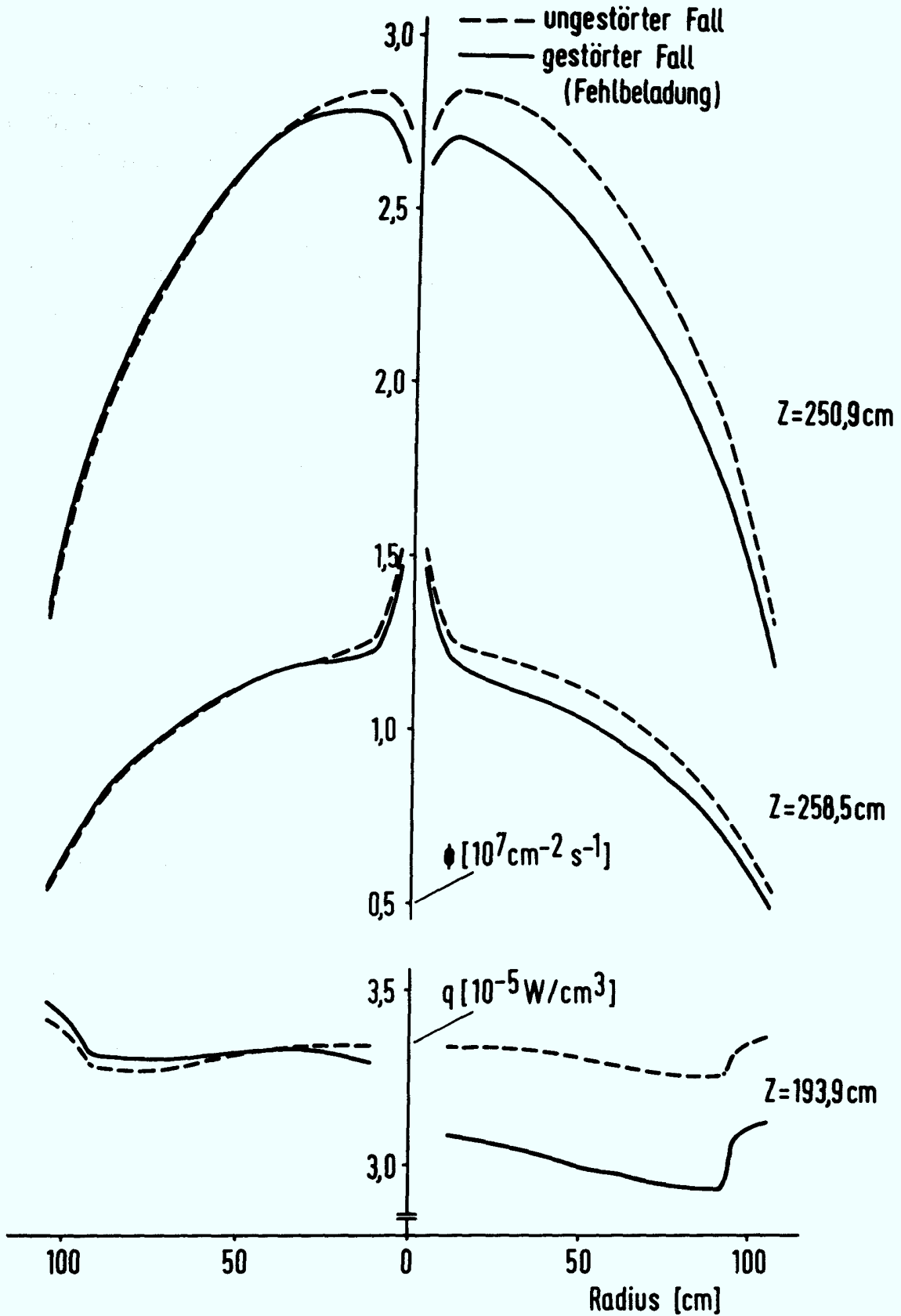


Abb. 7.1: Leistungsdichte am Corerand und schneller Fluß im Deckenreflektor für den Fall einer Fehlbeladung am KAHTER-Core OTTO 5/5

während er im Deckenreflektor über der AVR-Schicht (linke Seite) praktisch nicht gestört wird.

Eine genauere Analyse ergab, daß die Änderung des schnellen Neutronenflusses im Deckenreflektor oberhalb des Störgebietes von  $R = 10$  cm bis ca.  $R = 90$  cm der Änderung der Leistungsdichte im oberen Corebereich proportional ist.

Ferner ergab sich, daß die Änderung des Neutronenflusses zu niedrigerer Energie hin abnimmt: Für den schnellen Fluß im Energiebereich von 14,9 MeV bis 821 keV beträgt die Absenkung 5 - 10,2 %, für den epithermischen Fluß im Energiebereich von 3,059 eV bis 0,625 eV beträgt sie 2,8 - 6,5 % und für den thermischen Fluß zwischen 0,112 eV und  $10^{-5}$  eV 2,6 - 5,3 %.

Die relativ starken Abweichungen des schnellen Neutronenflusses im Deckenreflektor dürften zum Beispiel mit  $\text{Np}^{237}$ -Impulsspaltkammern leicht nachgewiesen werden können.

## 7.2 Fehlfahrender Stab

Abb. 7.2 zeigt die Reaktivität eines Topreflektorstabes als Funktion der Einfahrtiefe. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß die aktive Länge des Stabes nur 1030 mm beträgt. Größere Einfahrtiefen - d.h. ein Eintauchen des Stabes in die Kugelschüttung - lassen sich im gegenwärtigen Aufbau der kritischen Anlage nicht realisieren.

Zur Simulation eines fehlfahrenden Absorberstabes wurde ein in das Core OTTO 5/5 eingefahrener Topreflektorstab gerechnet. Hierzu war es erforderlich, einen 180°-Ausschnitt in R- $\theta$ -Z-Geometrie mit dem 3D-Code CITATION zu berechnen.

In Abb. 7.3 ist unten die Leistungsdichte für den gestörten und für den ungestörten Fall am oberen Corerand ( $Z = 193,9$  cm) in radialer Richtung durch den Absorberstab (linke Seite) eingezeichnet. In der Nähe des Stabes wird die Leistungsdichte stark abgesenkt, zum Beispiel um 20,2 % in einem Abstand von 4,4 cm vom äußeren Stabrand. Dieses Verhalten setzt sich, wenn auch abgeschwächt, bis in die andere Corehälfte hinein fort.

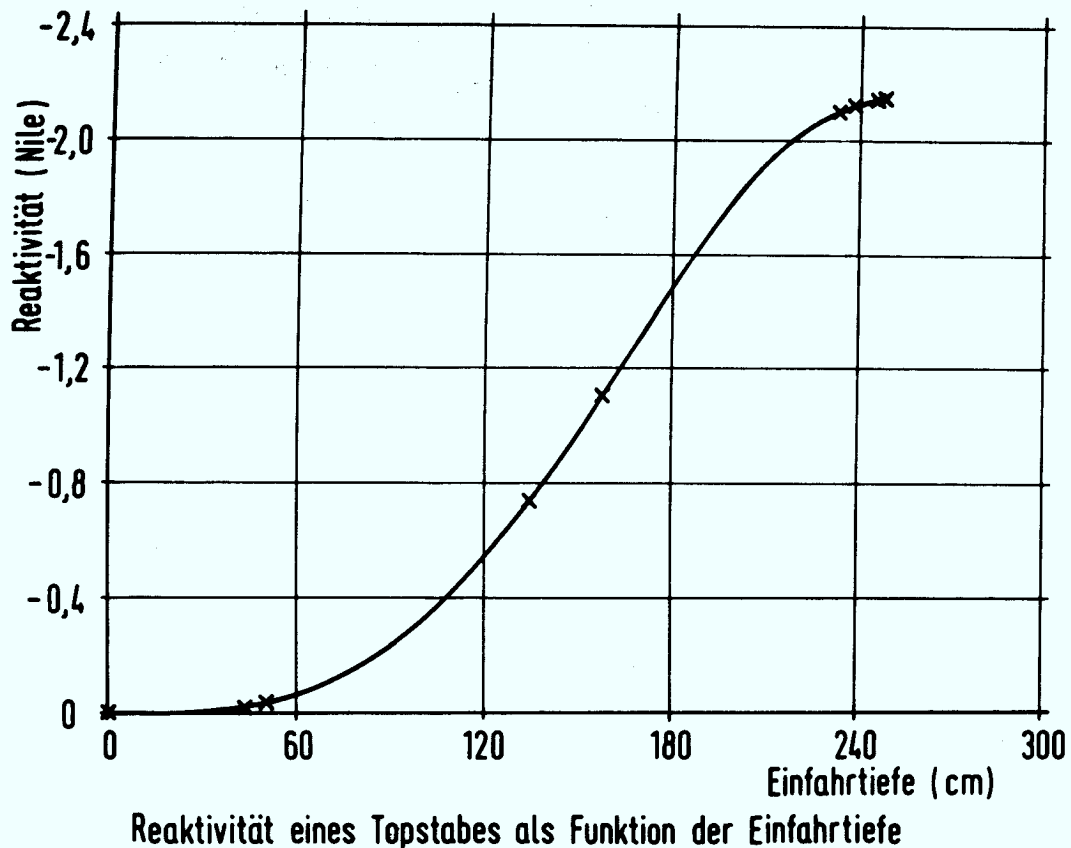


Abb. 7.2: Reaktivität eines Topreflektorstabes als Funktion der Einfahrtiefe (X = CITATION-Rechnung)

In der Abb. 7.3 ist ferner der schnelle Neutronenfluß im Energiebereich von 14,9 MeV bis 821 keV in radialer Richtung durch den Stab für die Ebenen  $Z = 250,9$  cm und  $Z = 258,5$  cm dargestellt. Die Flußabsenkung im Deckenreflektor im Vergleich zum ungestörten Fall beträgt für  $R = 75,9$  cm (d.h. 4,4 cm vom Stabrand entfernt) 16,2 % in der Ebene  $Z = 250,9$  cm bzw. 12,3 % in der Ebene  $Z = 258,5$  cm.

Die Rechnung zeigt auch für den betrachteten Fall eines fehlfahrenden Absorberstabes, daß in der Umgebung des Stabes eine Proportionalität besteht zwischen der Änderung der Leistungsdichte am oberen Corerand und der Änderung des schnellen Neutronenflusses im Deckenreflektor.

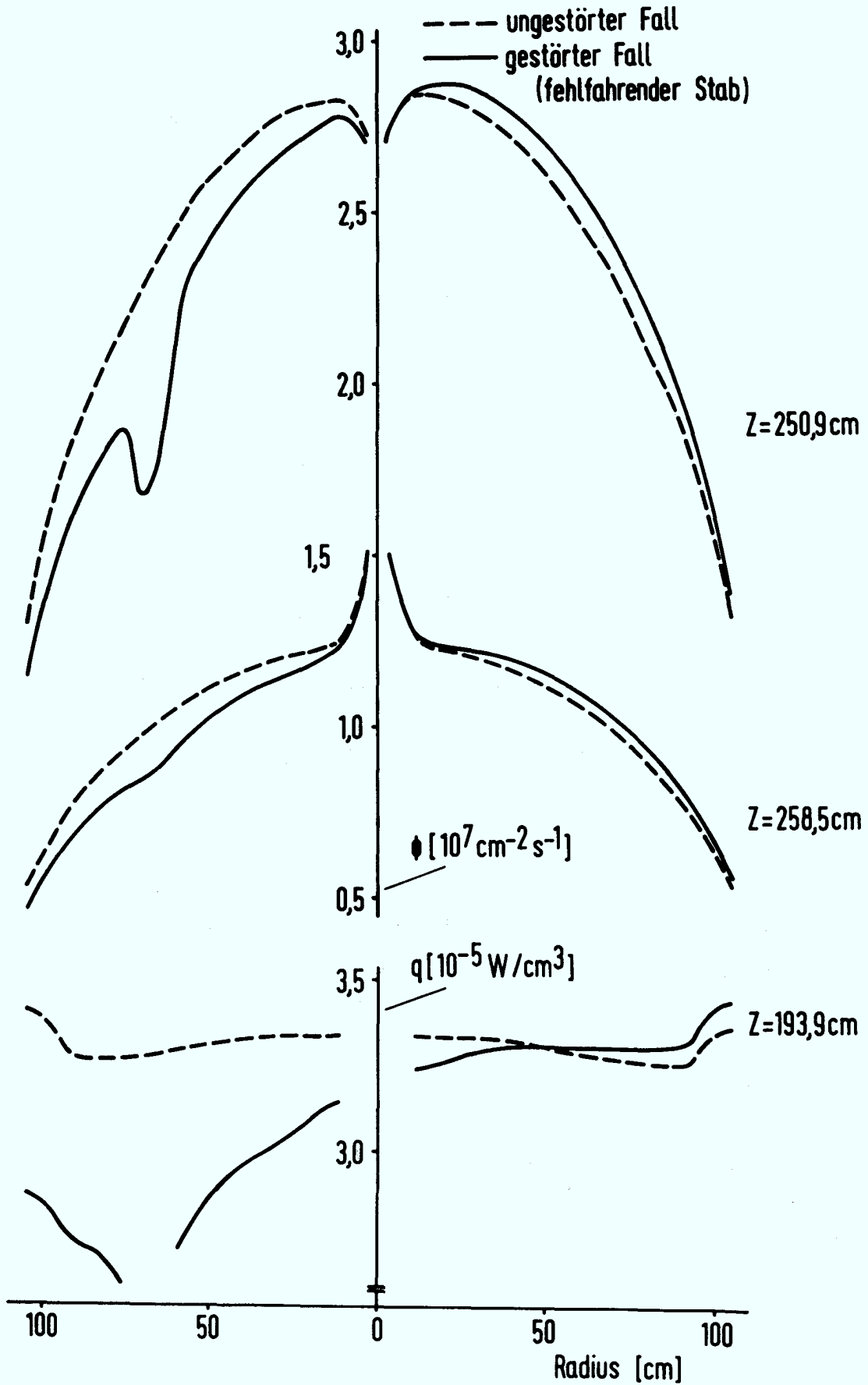


Abb. 7.3: Leistungsdichte am Corerand und schneller Fluß im Deckenreflektor für den Fall eines fehlfahrenden Absorberstabes am KAHTER-Core OTTO 5/5

### Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Nachrechnung verschiedener Experimente an der kritischen Anlage KAHTER. Insbesondere wurde die rechnerische Erfassung des oberen Hohlraums und die Wirksamkeit von in den Hohlraum eingefahrenen Absorberstäben untersucht.

In Kapitel 1 wird die experimentelle Einrichtung KAHTER beschrieben und ein Überblick über die verschiedenen Messungen gegeben.

In Kapitel 2 wird die Erzeugung problemabhängiger 60-Gruppen-Daten auf der Basis zweier problemunabhängiger Datenbibliotheken - THERM-126 (thermische Daten) und GGC-4 (epithermische und schnelle Daten) - behandelt. Dabei wurde das Programmsystem RSYST verwendet.

Kapitel 3 befaßt sich mit Zell- und Spektralrechnungen sowie der Kondensation der Vielgruppen-Daten. Für die Zellrechnungen und die radialen bzw. axialen Spektralrechnungen wurde das eindimensionale Transportprogramm SN-1D eingesetzt.

Mit den erhaltenen 6- bzw. 4-Gruppen-Daten wurden zwei- und dreidimensionale Diffusionsrechnungen durchgeführt (Kapitel 4). Dabei wurden einerseits Standard-Diffusionsprogramme eingesetzt wie der 2D-Code DIFF-2D und das 2- bzw. 3-dimensionale Programm CITATION, andererseits wurden neu entwickelte Diffusionsprogramme verwendet; zu letzteren gehören das Programm HRMC/DIFF-H mit transporttheoretischer Behandlung des Hohlraums und das Finite-Elemente-Programm DIFGEN. Zum Vergleich wurden auch Monte Carlo-Rechnungen in 60 Energiegruppen mit dem Programm MORSE-K durchgeführt.

Hinsichtlich der Bestimmung der kritischen Masse der verschiedenen Core-Konfigurationen OTTO 5/5 zeigen alle verwendeten Programme gute Ergebnisse im Vergleich zu den entsprechenden experimentell bestimmten Werten.

Eine weitere Möglichkeit zur Überprüfung der Rechenmodelle stellt die Berechnung von ortsabhängigen Reaktionsraten dar. In Kapitel 5 wurde festgestellt, daß die mit CITATION (+ Hilfsprogramme) bzw. mit RSYST (DIFF-2D + Modulfolge) berechneten Spaltraten von U-235 sowie die Absorptionsraten von Dy-164 und Au-197 in guter Übereinstimmung mit den entsprechenden Messungen sind.

In Kapitel 6 wurden die verschiedenen Diffusionscodes hinsichtlich Rechenzeit und -kosten, Eigenwert, Neutronenfluß sowie Absorberstabwirksamkeiten miteinander verglichen. Dabei wurde insbesondere festgestellt, daß auch 3D-Monte Carlo-Rechnungen - zumindest für die Bestimmung der kritischen Masse von KAHTER-Cores - auch in ökonomischer Hinsicht durchaus eine Alternative zu Standard-Diffusionsprogrammen darstellen.

In Kapitel 7 wurde der Einfluß von Störungen im oberen Corebereich untersucht. Dabei ergab sich, daß sowohl die betrachtete Fehlbeladung als auch ein fehlfahrender Absorberstab Änderungen des schnellen Neutronenflusses im Deckenreflektor in einer Größenordnung verursachen, die von der Deckenreflektor-Instrumentierung gut nachweisbar sein dürften. Aus dieser Sicht erscheint der Einsatz einer Deckenreflektor-Instrumentierung sinnvoll. Die noch ausstehende experimentelle Verifizierung ließe sich durch eine Versuchsanordnung, wie sie in Kapitel 7 für die kritische Anlage KAHTER dargestellt ist, erbringen.

Literaturverzeichnis

- /1/ U.Hansen, R.Schulten, E.Teuchert:  
Nucl. Sc. Eng. 47 (1972)
- /2/ H.Harder et al.:  
Atomwirtschaft XVI, Nr. 5 (1971)
- /3/ F.J.Krings, V.Drücke, H.Jonas, N.Kirch, R.D.Neef, M.Rückert:  
"Die Kritische Anlage zum Hochtemperaturreaktor",  
Jül-1215 (Juli 1975)
- /4/ V.Drücke, D.Filges, R.Nabi, R.D.Neef, N.Paul, H.Schaal:  
Jül-1621 (Oktober 1979)
- /5/ R.Nabi:  
Jül-1611 (1979)
- /6/ R.Rühle:  
IKE 4-12 (1973)
- /7/ W.Bernnat, W.Klump:  
IKE 6-111 (Juni 1977)
- /8/ F.Schmidt, R.Fremd, D.Wörner:  
"DIFGEN - Ein Programmpaket zur Lösung der Diffusionsgleichung nach  
der Methode der Finiten Elemente",  
IKE 4-75 (April 1979)
- /9/ T.B.Fowler, D.R.Vondy, G.W.Cunningham:  
"Nuclear Reactor Core Analysis Code: CITATION",  
USAEC Report ORNL-TM-2496, Revision 2,  
Oak Ridge National Laboratory (July 1971)
- /10/ H.Gerwin, W.Scherer:  
"Ein diffusionstheoretisches Simulationsverfahren zur Behandlung  
des oberen Hohlraums in Kugelhaufen-HTR",  
Jül-1599 (Juli 1979)

- /11/ F.A.R.Schmidt, W.Bernnat:  
"Das MORSE-K Programmpaket Version 1",  
IKE 4-11 (Dez. 1972)
- /12/ A.Naseband, N.Paul:  
Technischer Bericht HTR/9/4 (Jan. 1979)
- /13/ I.A.Brestrich, R.Rühle:  
IKE 4-46 (1975)
- /14/ R.Rühle:  
Ann Arbor, April 9-10 (1978)
- /15/ J.Keinert:  
IKE 6-89 (1975)
- /16/ G.I.Bell, S.Glasstone:  
"Nuclear Reactor Theory",  
Van Nostrand Reinhold Co. (1970)
- /17/ R.Rühle:  
"IKE-Programmsystem RSYST",  
IKE 3.00.1076 (1970)
- /18/ J.U.Koppel, J.R.Triplett, Y.D.Naliboff:  
GA-7417 (Rev.) (1967),  
IKE 3.10.1084 (1970)
- /19/ J.Keinert:  
IKE-Dissertation 6-50 (1970)
- /20/ R.Rühle:  
"GSEN", IKE 3.12.1083 (1970)
- /21/ H.C.Honeck:  
BNL50066 (T-467) (1966)
- /22/ I.Brestrich:  
"SCAT", IKE 3.12.1236 (1972)

- /23/ H.C.Honeck, R.Rühle et al.:  
"FLANGE II", IKE 3.11.1086 (1970)
- /24/ R.Rühle:  
"FLABI", IKE 3.12.1075 (1970)
- /25/ Y.D.Naliboff, J.Keinert et al.:  
"HEXSCAT K", IKE 3.12.1246 (1972)
- /26/ I.Brestrich, B.Riik:  
"ENDRES", IKE 3.11.1208 (1972)
- /27/ I.Brestrich, R.Rühle:  
"SIGTEMP", IKE 4-36 (1974)
- /28/ W.Gulden:  
IKE 3.10.1243 (1970)
- /29/ R.Q.Wright, N.M.Greene, J.L.Lucius, C.W.Craven:  
"SUPERTO", ORNL-TM-2679 (1969)
- /30/ R.Rühle:  
IKE 3-3.5.1096 (1970)
- /31/ J.Adir, K.O.Lathrop:  
GA-9021 (1968)
- /32/ E.Teuchert:  
Nukleonik 11. Bd., 2.Heft, 68-72 (1968)
- /33/ E.Teuchert, R.Breitbarth:  
"Resonanzintegralberechnung für mehrfach heterogene Anordnungen",  
Jül-551-RG (Sept. 1968)
- /34/ R.Pratsik, J.M.Kelly:  
GEAO-0064 (1968)
- /35/ D.J.Benoist:  
Nucl. Sc. Eng. 34, 285 (1968)

- /36/ D.J.Behrens:  
Proc. Phys. Soc. 62A, 607 (1949)
- /37/ W.Scherer, H.Gerwin, R.D.Neef:  
Jül-1136-RG (1974)
- /38/ W.H.Little, R.W.Hardie:  
BNWL-831 (1968)
- /39/ W.Bernnat, W.Klumpp, P.Holder:  
Atomkernenergie 26, 153-157 (1975)
- /40/ W.Bernnat, P.Holder, D.Emendörfer:  
ANS Topical Meeting Atlanta, USA (Sept. 1974)
- /41/ D.Emendörfer:  
Nukleonik 5, 74ff. (1963)
- /42/ E.A.Straker et al.:  
"The MORSE Code with Combinatorial Geometry",  
DNA 2860 T (SAI-72-511-LJ) (1972)
- /43/ F.A.R.Schmidt, H.P.Franke:  
"Power Reactor Calculations with Finite Element Program FEM-2D",  
Nucl. Sc. Eng. 56 (1974)
- /44/ H.P.Franke, E.Sapper, F.A.R.Schmidt:  
"Two- and Three-Dimensional Reactor Physics Calculations with the  
Finite Element Method",  
Atomkernenergie 26 (1975)
- /45/ H.P.Franke:  
"Untersuchungen zur numerischen Lösung dreidimensionaler stationärer  
Diffusionsgleichungen nach der Methode der Finiten Elemente",  
IKE 4-53 (1976)
- /46/ E.Sapper:  
IKE 4-55 (1976)

- /47/ E.A.Straker et al.:  
"The MORSE Code - a Multigroup Neutron and Gamma Ray  
Monte Carlo Transport Code",  
ORNL-4585 (1970)  
sowie:  
RSIC-CCC-127 und  
ORNL-CF-70-2-31 (1970)
- /48/ A.Naseband, N.Paul:  
Aktennotiz HTR/7/4 (April 1974)
- /49/ A.Naseband:  
Technischer Bericht HTR/80/43 (Okt.1980)
- /50/ A.Naseband:  
Technischer Bericht HTR/9/33 (Sept. 1979)

Anhang A

Reaktionsraten im Core KAHTER OTTO 5/5

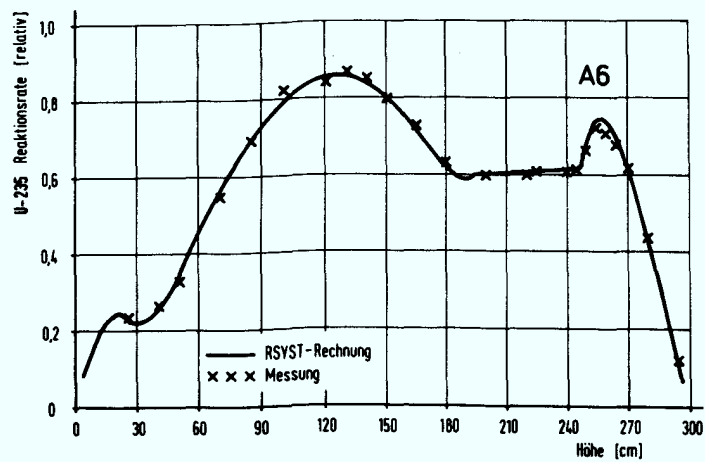


Abb. A1: Relative Reaktionsraten von U-235 im Kanal A6 (R = 23,5 cm)

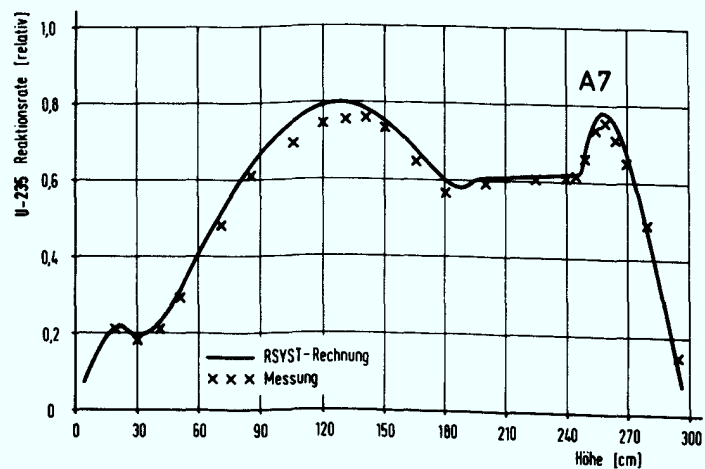


Abb. A2: Relative Reaktionsraten von U-235 im Kanal A7 (R = 54 cm)

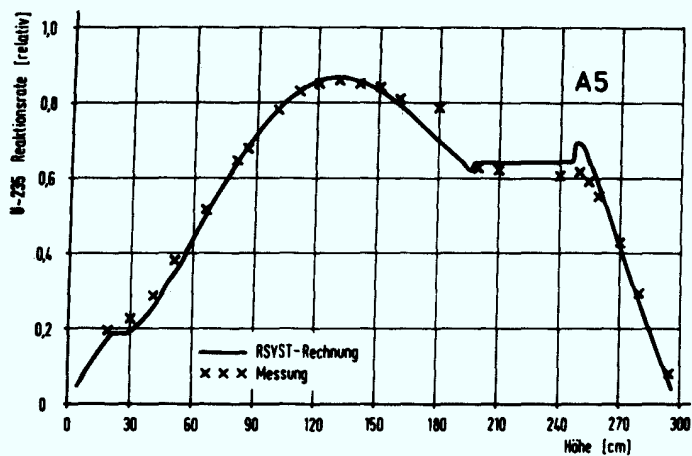


Abb. A3: Relative Reaktionsraten von U-235 im Kanal A5 (R = 107 cm)

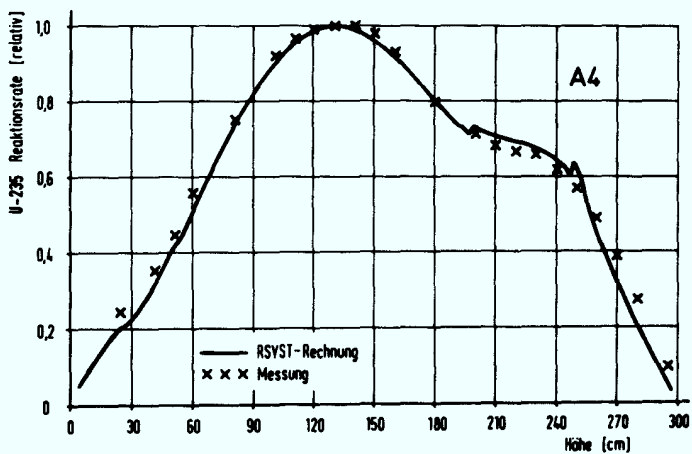


Abb. A4: Relative Reaktionsraten von U-235 im Kanal A4 (R = 115 cm)

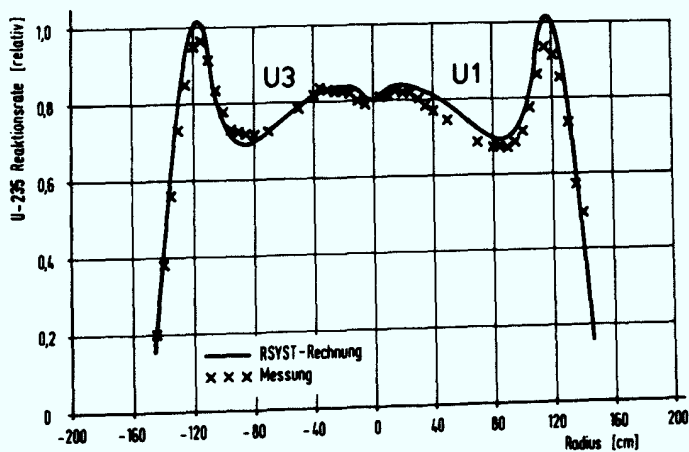


Abb. A5: Relative Reaktionsraten von U-235 im Kanal U1/U3 (Z = 110 cm)

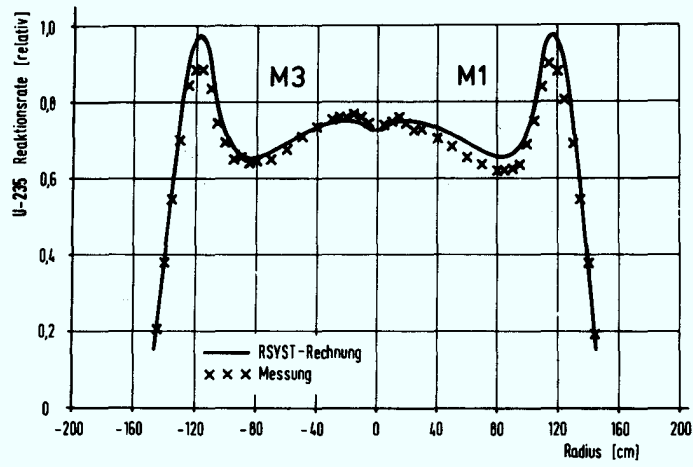


Abb. A6: Relative Reaktionsraten von U-235 im Kanal M1/M3 (Z = 160 cm)

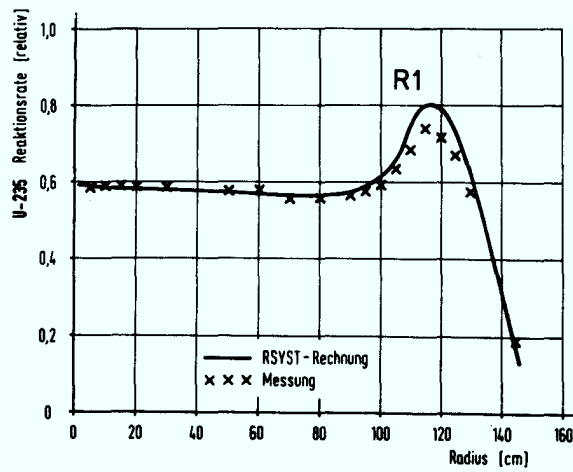


Abb. A7: Relative Reaktionsraten von U-235 im Kanal R1 (Z = 187,8 cm)

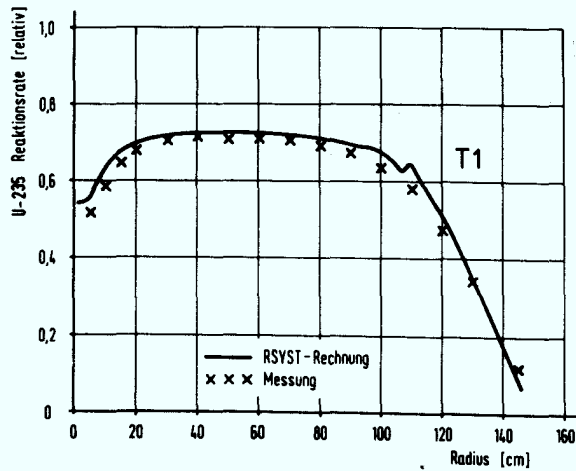


Abb. A8: Relative Reaktionsraten von U-235 im Kanal T1 (Z = 252,8 cm)

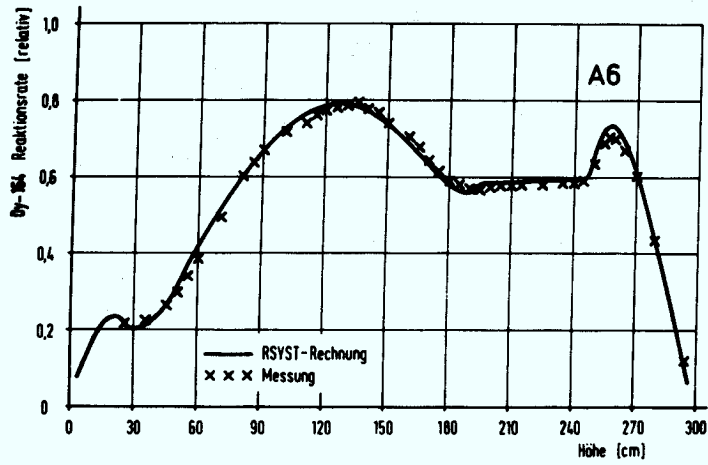


Abb. A9: Relative Reaktionsraten von Dy-164 im Kanal A6 ( $R = 23,5$  cm)

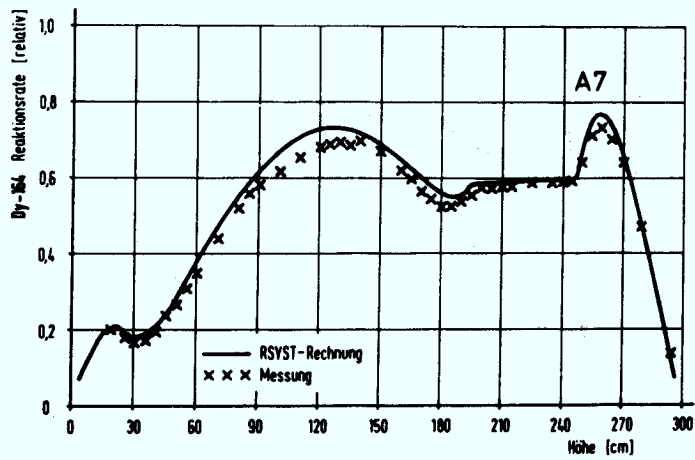


Abb. A10: Relative Reaktionsraten von Dy-164 im Kanal A7 ( $R = 54$  cm)

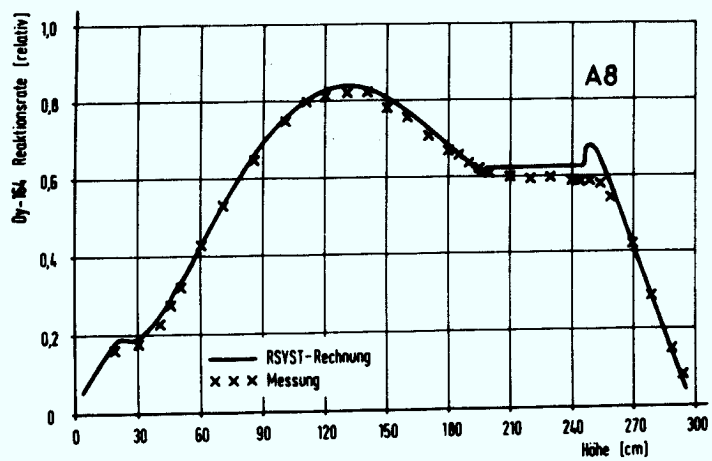


Abb. A11: Relative Reaktionsraten von Dy-164 im Kanal A8 ( $R = 107$  cm)

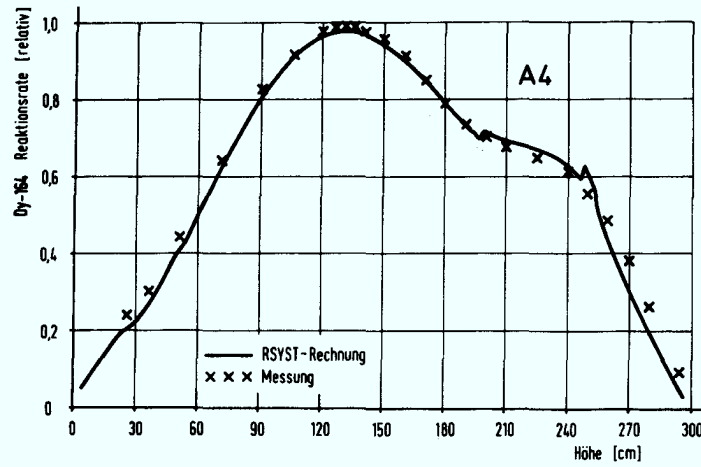


Abb. A12: Relative Reaktionsraten von Dy-164 im Kanal A4 (R = 115 cm)

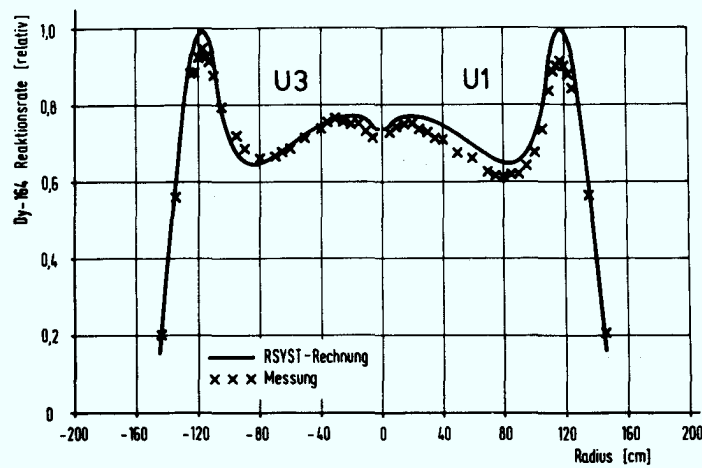


Abb. A13: Relative Reaktionsraten von Dy-164 im Kanal U1/U3 (Z = 110 cm)

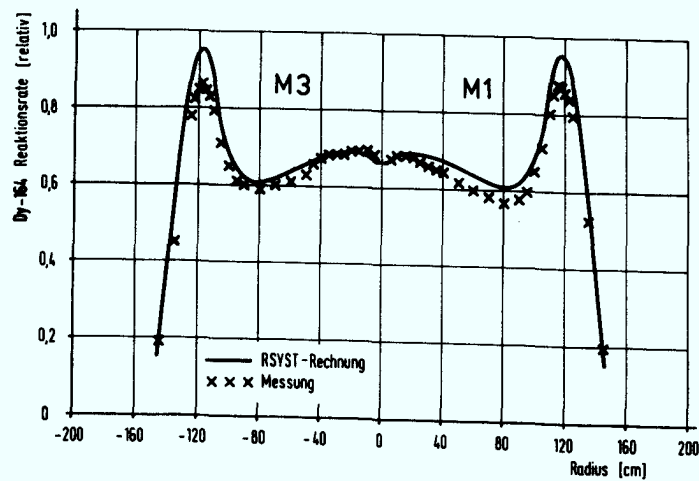


Abb. A14: Relative Reaktionsraten von Dy-164 im Kanal M1/M3 (Z = 160 cm)

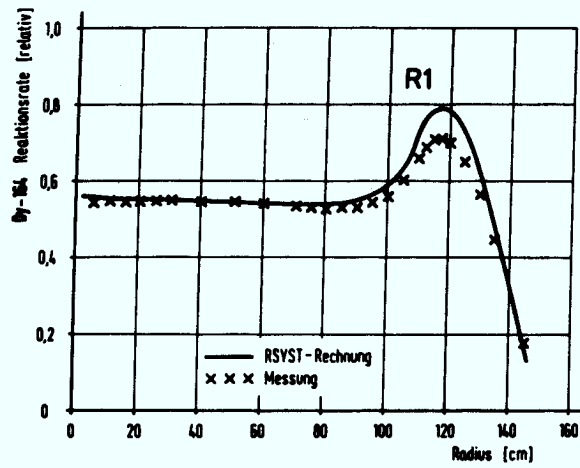


Abb. A15: Relative Reaktionsraten von Dy-164 im Kanal R1 ( $Z = 187,8$  cm)

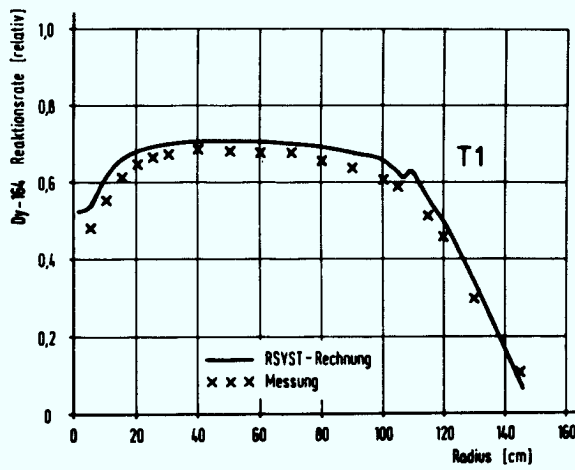


Abb. A16: Relative Reaktionsraten von Dy-164 im Kanal T1 ( $Z = 252,8$  cm)

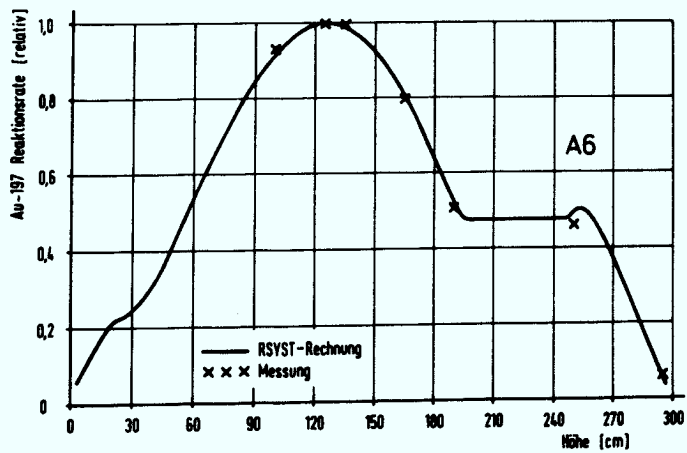


Abb. A17: Relative Reaktionsraten von Au-197 im Kanal A6 ( $R = 23,5$  cm)

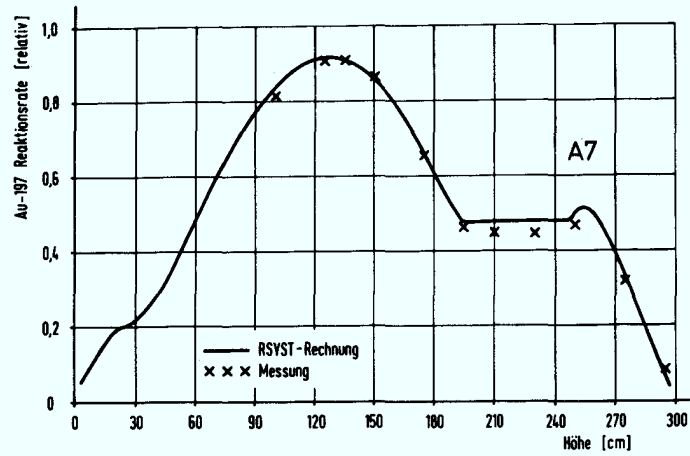


Abb. A18: Relative Reaktionsraten von Au-197 im Kanal A7 (R = 54 cm)

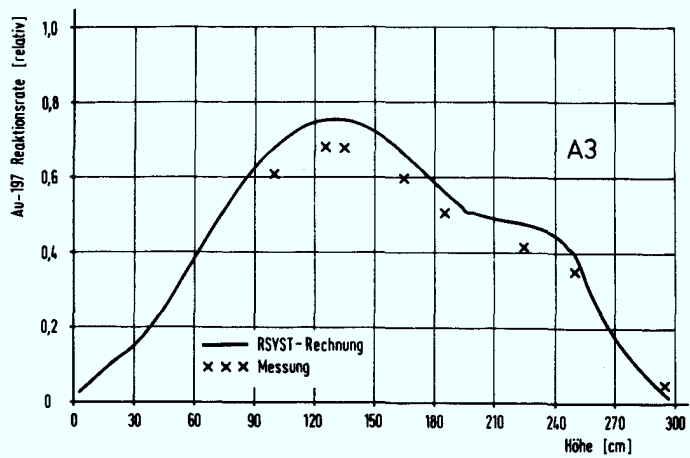


Abb. A19: Relative Reaktionsraten von Au-197 im Kanal A3 (R = 115 cm)

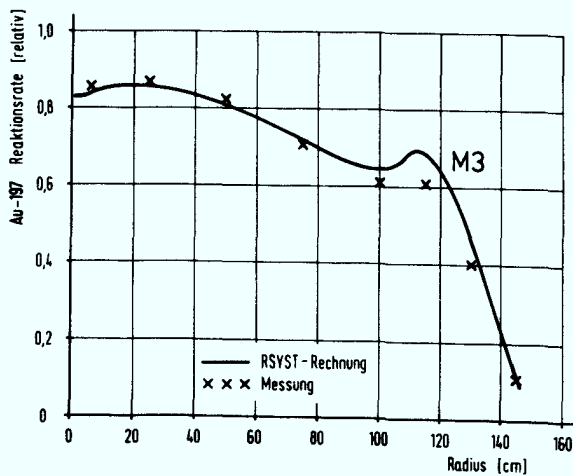


Abb. A20: Relative Reaktionsraten von Au-197 im Kanal M3 (Z = 160 cm)

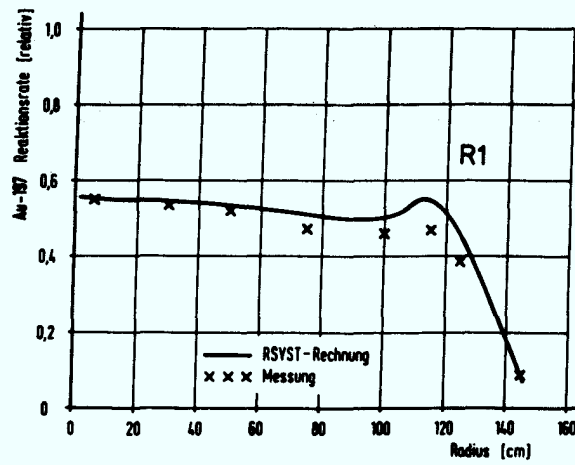


Abb. A21: Relative Reaktionsraten von Au-197 im Kanal R1 ( $Z = 187,8$  cm)

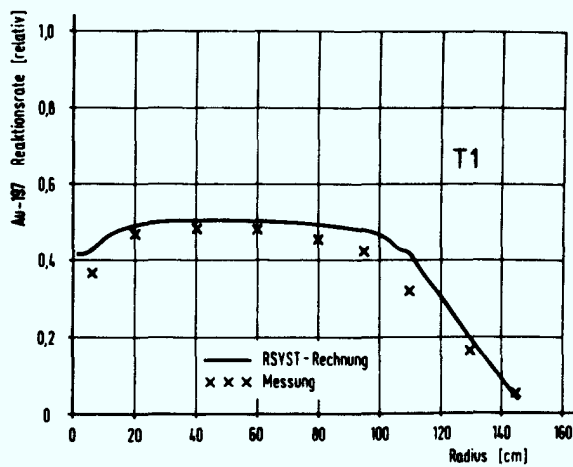


Abb. A22: Relative Reaktionsraten von Au-197 im Kanal T1 ( $Z = 252,8$  cm)

Anhang B

Reaktionsraten im Core KAHTER OTTO 5/5 d

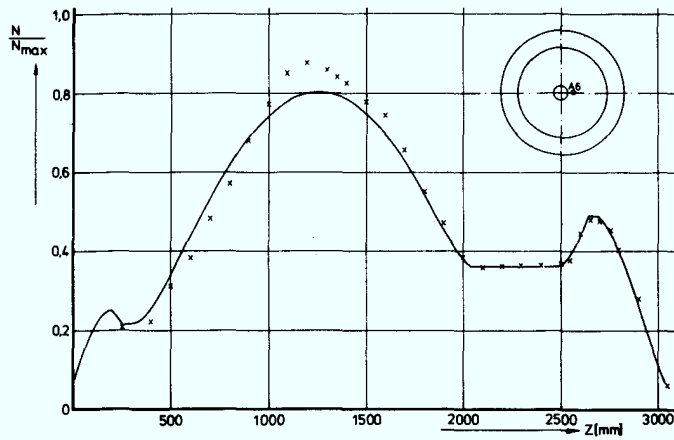


Abb. B1: Relative Reaktionsraten von Al-Dy im Kanal A6 ( $R = 23,5$  cm)

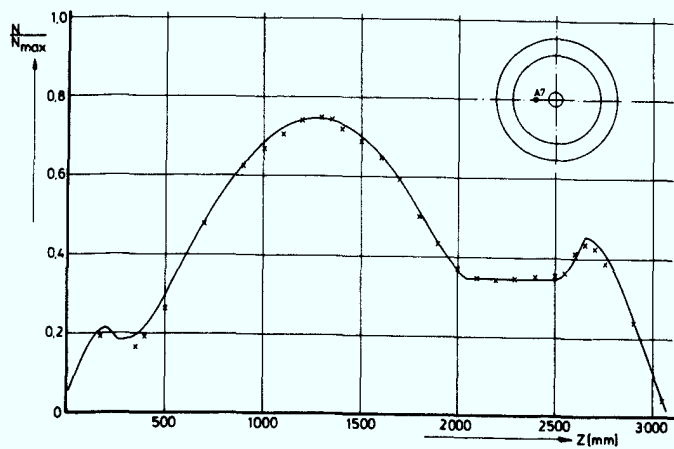


Abb. B2: Relative Reaktionsraten von Al-Dy im Kanal A7 ( $R = 54$  cm)

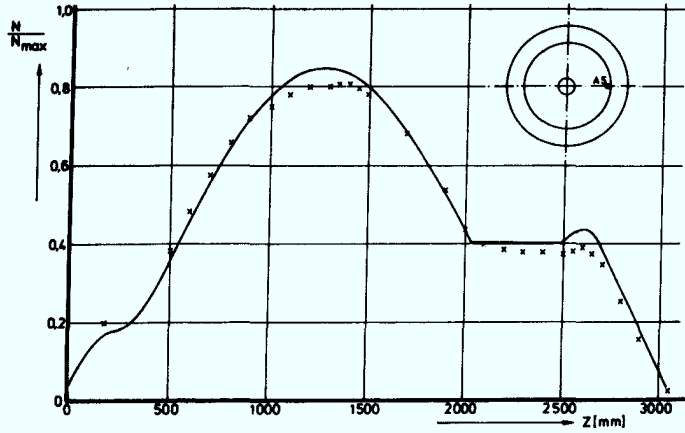


Abb. B3: Relative Reaktionsraten von Al-Dy im Kanal A5 ( $R = 107$  cm)

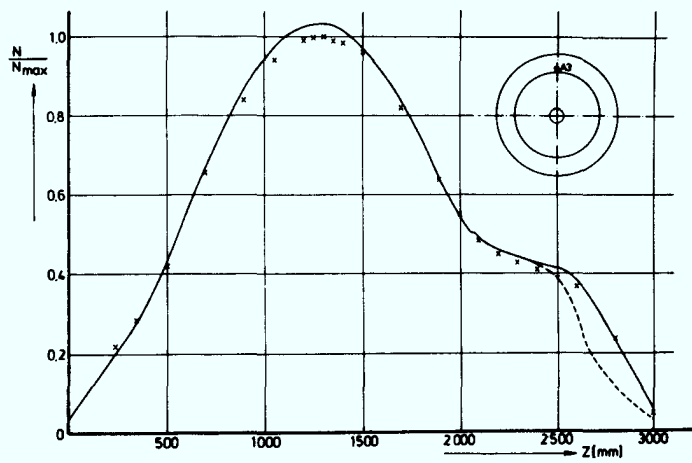


Abb. B4: Relative Reaktionsraten von Al-Dy im Kanal A3 ( $R = 115$  cm)

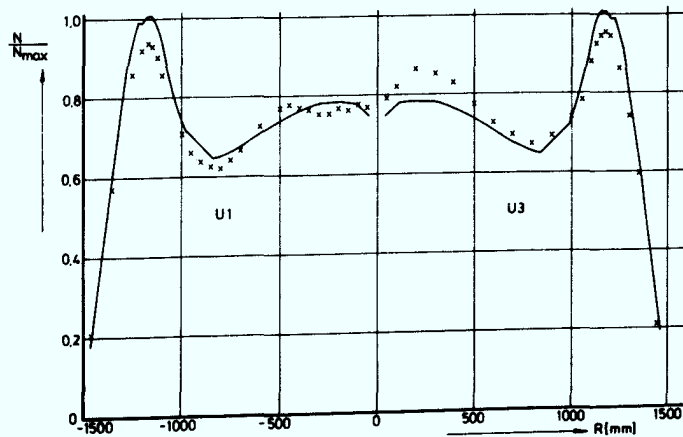


Abb. B5: Relative Reaktionsraten von Al-Dy im Kanal U1/U3 ( $Z = 110$  cm)

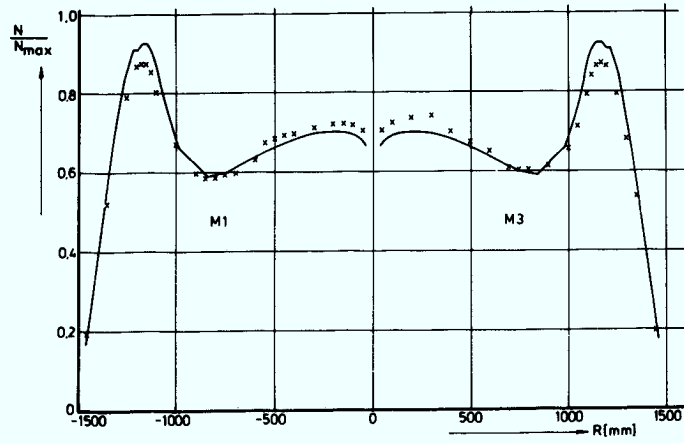


Abb. B6: Relative Reaktionsraten von Al-Dy im Kanal M1/M3 ( $Z = 160$  cm)

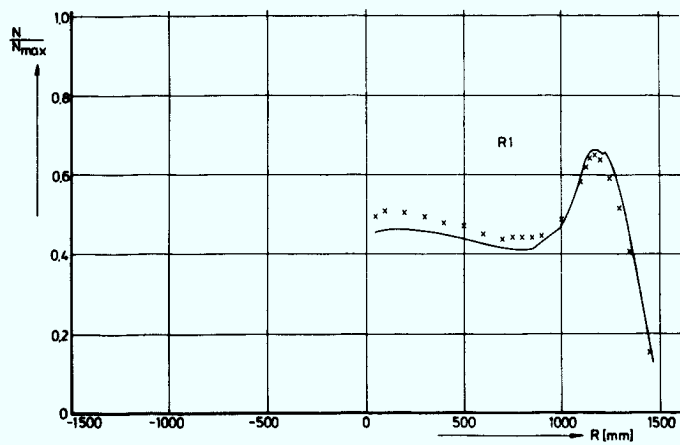


Abb. B7: Relative Reaktionsraten von Al-Dy im Kanal R1 ( $Z = 187,8$  cm)

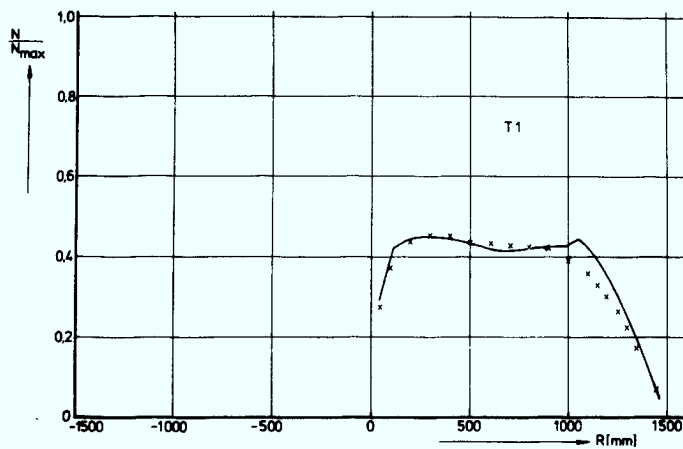


Abb. B8: Relative Reaktionsraten von Al-Dy im Kanal T1 ( $Z = 252,8$  cm)

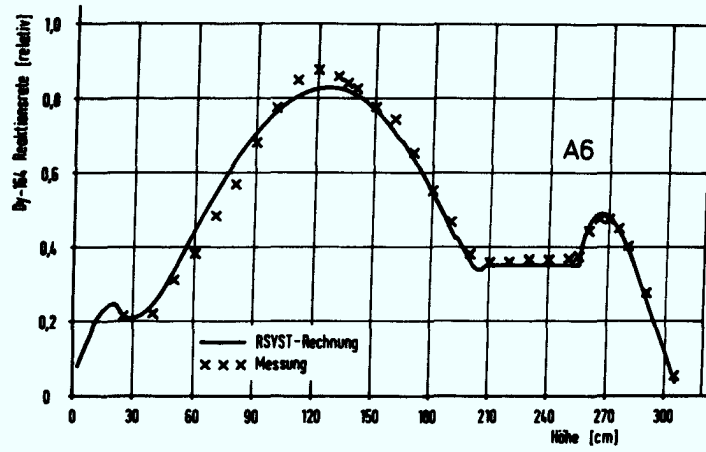


Abb. B9: Relative Reaktionsraten von Dy-164 im Kanal A6 ( $R = 23,5$  cm)

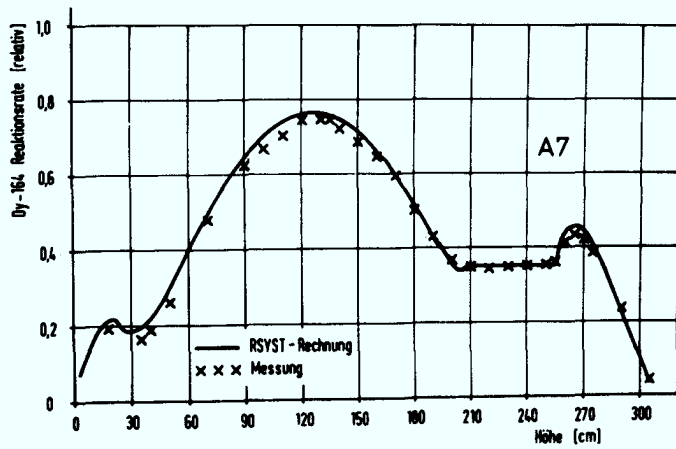


Abb. B10: Relative Reaktionsraten von Dy-164 im Kanal A7 ( $R = 54$  cm)

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde während meiner Tätigkeit im Institut für Reaktorentwicklung der Kernforschungsanlage Jülich durchgeführt.

Herrn Prof. Dr. R.Hecker bin ich für die interessante Themenstellung, die wissenschaftliche Betreuung und das stete Interesse an dieser Arbeit zu Dank verpflichtet.

Herrn Prof. Dr. R.Schulten danke ich für die Übernahme des Koreferats und die kritische Durchsicht dieser Arbeit.

Für wertvolle Diskussionen und zahlreiche Anregungen möchte ich den Kollegen am Institut für Reaktorentwicklung meinen herzlichen Dank aussprechen: Herrn Dr. V.Drüke, Herrn Dr. D.Filges, Herrn Dr. R.D.Neef und Herrn Dipl.-Physiker H.Schaal. Herr G.Sterzenbach und Frä. M.Kloda waren mir ebenfalls eine große Unterstützung.

Schließlich bedanke ich mich bei Herrn G.Möbert und Frä. H.Hermanns für die Anfertigung der zahlreichen Zeichnungen bzw. Photographien und Frau H.Koch (Programmgruppe Kernenergie und Umwelt) für die Durchführung der Schreibarbeiten.