KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Institut für Reaktorentwicklung

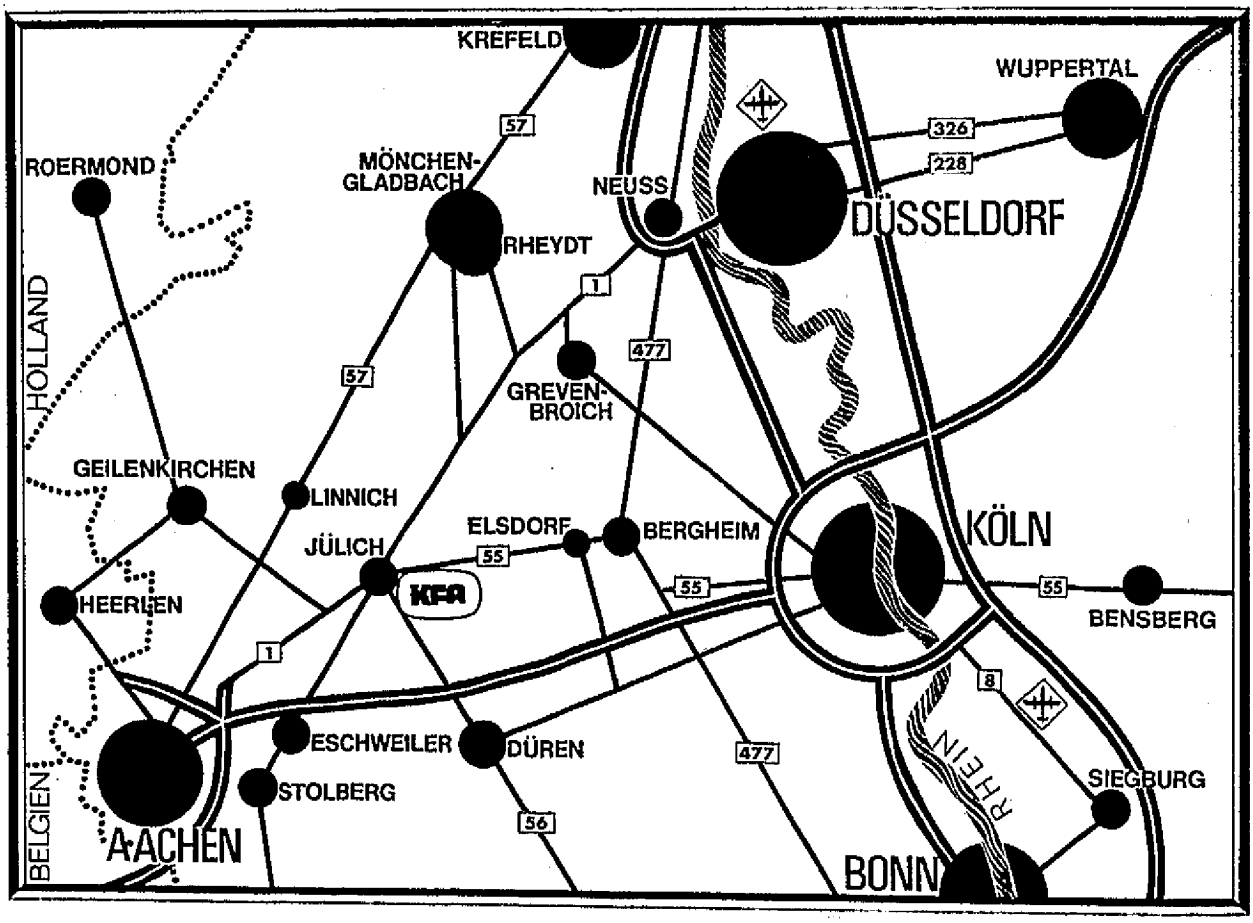
Theoretische Analyse des kritischen HTR-Experimentes KAHTER

von

W. Scherer, H. Gerwin und R. D. Neef

Jül - 1136 - RG
November 1974

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1136

Institut für Reaktorentwicklung Jül - 1136 - RG

Dok.: KAHTER - Critical HTR-Experiment
KAHTER - Theoretical Analysis
Critical HTR-Experiment - Theoretical Analysis

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Theoretische Analyse des kritischen HTR-Experimentes KAHTER

von

W. Scherer, H. Gerwin und R. D. Neef

THEORETICAL ANALYSIS OF THE CRITICAL EXPERIMENT KAHTER

by

W. Scherer
H. Gerwin
R.D. Neef

ABSTRACT

In 1973 and 1974 the critical HTR-Pebble-Bed Experiment KAHTER with homogeneous loading has been performed at the Institut für Reaktorentwicklung, KFA Jülich. The aim of the experiment was to test standard computer codes and methods for HTR design concerning their validity and accuracy.

This report gives a survey of the experiment and a detailed presentation of the codes and calculation methods which have been used. Furthermore the study includes a detailed comparison of measured and calculated reactor data such as critical mass, absorber rod reactivities and reaction rates of various detectors.

Whereas the critical loadings and the rod efficiencies are well reproduced by theory, the reaction rates show deviations especially inside the reflector. Beside uncertainties of the measured values possible reasons for these differences are a too coarse energy structure of the calculation model as well as effects due to the use of different nuclear libraries.

Kernforschungs-
anlage Jülich
GmbH IRE

JÜL - 1136 - RG

November 1974

THEORETISCHE ANALYSE DES KRITISCHEN HTR-EXPERIMENTES KAHTER

von

W. Scherer
H. Gerwin
R.D. Neef

KURZFASSUNG

Das kritische HTR-Kugelhaufenexperiment KAHTER mit homogener Beladung wurde in den Jahren 1973 und 1974 am Institut für Reaktorentwicklung der KFA-Jülich durchgeführt. Ziel des Experimentes war der Test etablierter Rechenprogramme und Methoden zur Auslegung von Hochtemperatur-Reaktoren auf deren Grenzen bezüglich Genauigkeit und Verwendungsbereich.

Die vorliegende Studie gibt einen Überblick über das Experiment, eine ausführliche Darlegung der benutzten Rechenmethoden und Codes sowie einen detaillierten Vergleich gemessener und berechneter Reaktordaten wie kritische Massen, Reaktionsraten verschiedener Detektoren und Reaktivitäten von Absorberstäben.

Während die kritischen Beladezustände und die Stabwirksamkeiten von der Theorie gut reproduziert werden, zeigen sich bei den Reaktionsraten vor allem im Reflektor noch Abweichungen, die abgesehen von Messungenauigkeiten auf eine zu grobe Energiestrukturierung des Rechenmodells und Effekte verschiedener Nukleardatensätze zurückzuführen sind.

Die Planung, Durchführung und Auswertung des kritischen Experimentes KAHTER stellt eine Gemeinschaftsarbeit der Abteilungen Kritische Experimente und Reaktortheorie des Instituts für Reaktorentwicklung der KFA Jülich dar. Die in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Daten wurden dem Bericht[+)]

"Die Kritische Anlage HTR (KAHTER)
Ergebnisse der Phase I mit homogener Beschickung"
von F.J. Krings, V. Drüke, N. Kirch

entnommen.

Der Vergleich der gerechneten mit den gemessenen Reaktionsraten im vorliegenden Bericht wurde von Dipl.-Phys. R.D. Neef vorgenommen, die Aufstellung der theoretischen Modelle und deren Modifizierung aufgrund der Ergebnisse des kritischen Experimentes KAHTER wurden von Dr. W. Scherer und Dr. H. Gerwin durchgeführt.

Die Autoren danken Herrn K.-A. Haas für seine Unterstützung bei der Erstellung von Computerbildern und Frau G. Polley für ihre Sorgfalt und Mühe beim Schreiben des Manuskripts.

+) JÜL-Bericht in Vorbereitung

INHALTSVERZEICHNIS

		Seite
1.	MOTIVATION DES EXPERIMENTES	1
2.	DIE KRITISCHE ANLAGE KAHTER	3
2.1	Kurzbeschreibung der experimentellen Anordnung	3
2.2	Messprogramm	5
3.	DIE THEORETISCHEN MODELLVORSTELLUNGEN	6
3.1	Rechenmethoden und Programme	6
3.1.1	Bestimmung der kritischen Massen	7
3.1.2	Ermittlung der Absorberstabwirksamkeiten	10
3.1.3	Berechnung der Reaktionsraten	14
3.2	Modellmäßige Darstellung	15
3.2.1	Darstellung der Spektralzellen	15
3.2.2	Darstellung der Absorberstabzellen	18
3.2.3	Darstellung der Gesamtanlage	21
4.	ERGEBNISSE DER NUKLEAREN RECHNUNGEN UND VERGLEICH MIT DEN EXPERIMENTEN	24
4.1	Kritische Massen	24
4.1.1	Neutronenspektren	24
4.1.2	Der Gesamtreaktor	28
4.2	Absorberstabwirksamkeiten	37
4.2.1	Der Zentralstab	37
4.2.2	Die Reflektorstäbe	44
4.3	Reaktionsraten	54

Seite

5. DISKUSSION DER ERGEBNISSE UND FOLGERUNGEN FÜR DIE MODELLVORSTELLUNGEN 63

6. ZUSAMMENFASSUNG 67

LITERATURVERZEICHNIS 69

ANHANG A: Zur Strömungskorrektur in Kugelschüttungen nach Behrens A I

ANHANG B: Zur Interpretation der inverskinetischen Reaktivitätsmessmethode (IVK) B I

ANHANG C: Abbildungen zu Abschnitt 4 (Flusstraversen) C I

ANHANG D: Abbildungen zu Abschnitt 4 (Reaktionsraten) D I

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN IM TEXT

		Seite
Abb. 1	Die kritische Anlage KAHTER	3
Abb. 2	KAHTER Absorberstäbe	4
Abb. 3	Korrekturfunktion von KUSHNERIUK	12
Abb. 4	Zellmodell für die KAHTER Corezonen	16
Abb. 5	Zentralstabzelle	18
Abb. 6	Reflektorstabzelle	2o
Abb. 7	KAHTER R-Z-Modell	22
Abb. 8	Neutronenspektren in KAHTER	26
Abb. 9	Neutronenspektren in KAHTER	27
Abb. 1o	Reflektorspektren	27
Abb. 11	Leakageeffekt auf das Spektrum	27
Abb. 12	4-Gruppenflüsse Core II A	32
Abb. 13	Thermischer Neutronenfluß A-Cores	33
Abb. 14	Thermischer Neutronenfluß B-Cores	36
Abb. 15	Thermischer Neutronenfluß mit Zentralstab	4o
Abb. 16	Zur Korrektur von IVK-Messungen (Zentralstab)	41
Abb. 17	Zur Korrektur von IVK-Messungen (Reflektorstäbe)	48
Abb. 18	Thermischer Fluß aus CITATION (R - Ø) Core III A	51
Abb. 19	Thermischer Fluß aus CITATION (R - Z) Core II A	52
Abb. 2o	Thermischer Fluß aus CITATION (R - Z) Core III A	52
Abb. 21	1/v-Reaktionsraten	56
Abb. 22	Reaktionsraten im Core IIIA	57

VERZEICHNIS DER TABELLEN IM TEXT

		Seite
Tab. 1	Nuklidkonzentrationen für die KAHTER -Cores	17
Tab. 2	Nuklidkonzentrationen für Absorberstäbe	19
Tab. 3	Resonanzintegrale	24
Tab. 4	k_∞ -Werte für die KAHTER Corezonen	28
Tab. 5	Gruppenstruktur für die Diffusionsrechnungen	28
Tab. 6	Kritische Beladung der KAHTER-A-Cores	3o
Tab. 7	Kritische Beladung der KAHTER-B-Cores	35
Tab. 8	4-Gruppen-Wirkungsquerschnitte für den Zentralstab	38
Tab. 9	Wirksamkeit des Zentralstabes	39
Tab. 1o	IVK-Korrekturfaktoren aus EXTERMINATOR für den Zentralstab	42
Tab. 11	Vergleich gerechneter und gemessener (IVK)-Reaktivitäten des Zentralstabes	43
Tab. 12	4-Gruppen-Wirkungsquerschnitte für die Reflektorstäbe	45
Tab. 13	Wirksamkeit der Reflektorstäbe	46
Tab. 14	IVK-Korrekturfaktoren aus CITATION für Reflektorstabmessungen	47
Tab. 15	Vergleich gerechneter und gemessener (IVK)-Reativitäten der Reflektorstäbe	49
Tab. 16	Positive Abschattung der KAHTER-Stäbe	53

1. MOTIVATION KRITISCHER EXPERIMENTE

Aufgrund der Tatsache, daß sowohl wirtschaftliche als auch sicherheitstechnische Fragen auf dem Gebiet der Kernreaktorentwicklung immer mehr an Bedeutung gewinnen, ist es unbedingt erforderlich, für spätere Projekte und Auslegungen einen hohen Grad an vorausberechneter Information über das neutronenphysikalische Verhalten sicherzustellen.

In der Vergangenheit sind weltweit große Fortschritte in der Entwicklung umfangreicher Computer-Programm-Systeme für Auslegung und Design von Leistungsreaktoren und deren Langzeitverhalten gemacht worden. In der KFA-Jülich konzentrierten sich diese Bemühungen auf Probleme des Hochtemperaturreaktors mit kugelförmigen Brennelementen. Das verfügbare Rechenprogrammmaterial überdeckt das Feld der Abbrandrechnungen ebenso wie es Fragen der Xenon-Oszillationen oder der Reaktivitätskontrolle mittels Absorberstäben in beliebiger Geometrie zu behandeln gestattet. /1,2,3,4/
Neben den verschiedenen Rechenprogrammen stehen mehrere Datenbibliotheken zur Verfügung, so daß auch Aussagen über die Effekte verschiedener Wirkungsquerschnittsdaten getroffen werden können.
Der Wert all dieser Programmsysteme ist jedoch solange als relativ zu betrachten, wie es keine Informationen über Vergleiche mit tatsächlich existierenden Reaktoren gibt. Zum Teil konnte das Versuchskernkraftwerk AVR in Jülich hier schon hervorragende Dienste leisten. /5,6/
Darüberhinaus bestand jedoch das Bedürfnis, anhand einer möglichst einfachen, gut manipulierbaren Anordnung Aussagen über die Genauigkeitsgrenzen der Programmsysteme und Informationen über mögliche Verbesserungen der theoretischen Modelle und Berechnungstechniken zu gewinnen.

Unter diesem Gesichtspunkt führte die KFA-Jülich in den Jahren 1971 und 1972 in Zusammenarbeit mit dem CEA Frankreich das

kritische Experiment CESAR-2 im Kernforschungszentrum Cadarache/Fr. durch /7/. Die Resultate dieses Experimentes führten zu Verbesserungen in den Programmen und in der Rechenmethode auf dem Gebiet der Resonanzabsorption.
Das wichtige Gebiet der Absorberstabwirksamkeit konnte aufgrund der technischen Gegebenheiten jedoch nur gestreift werden. Da insbesondere dieser Punkt vor allem für die sog. 'OTTO'-Beschickung von größter Wichtigkeit ist /8/, wurde in der KFA-Jülich eine neue kritische Anlage mit dem Namen K A H T E R (Kritische Anlage HochTEmperatur Reaktor) errichtet /9/. Im letzten Jahre wurden in dieser Anlage Experimente mit kugelförmigen Brennelementen, wie sie auch im AVR-Reaktor Verwendung finden, durchgeführt. Das Reaktorcore wurde dabei stets homogen beladen. Das Messprogramm umfaßte die Ermittlung kritischer Massen, die genaue Untersuchung des räumlichen Verlaufes des Neutronenfeldes mittels verschiedener Detektoren und umfangreiche Experimente zur Bestimmung der Reaktivität von Absorberstäben, wobei mehrere experimentelle Methoden benutzt wurden.

Das Ziel all dieser Bemühungen ist die weitere Einengung der Fehlerbreite bei den Auslegungsrechnungen für neue HTR-Konzepte.

2. DIE KRITISCHE ANLAGE KAHTER

2.1 Kurzbeschreibung der experimentellen Anordnung

Die kritische Anlage KAHTER für kugelförmige Brennelemente ist in Ref. / 9 / ausführlich beschrieben. Daher sollen hier nur die wichtigsten Daten angegeben werden. Die Anlage besteht aus einem Graphithohlzylinder von 2.96 m Durchmesser und 3.oo m Höhe. Der radiale Reflektor ist 4o cm dick. Der Bodenreflektor ist konisch, er hat eine Aussenhöhe von 6o cm und einen Neigungswinkel von 10^{o} nach innen. Eine zentrale Bohrung von 4o cm Durchmesser erlaubt das Abziehen der Brennelementkugeln nach unten. Ein Topreflektor war bei den bisher durchgeführten Experimenten nicht vorhanden. Abb. 1 gibt eine schematische Darstellung der Anlage.

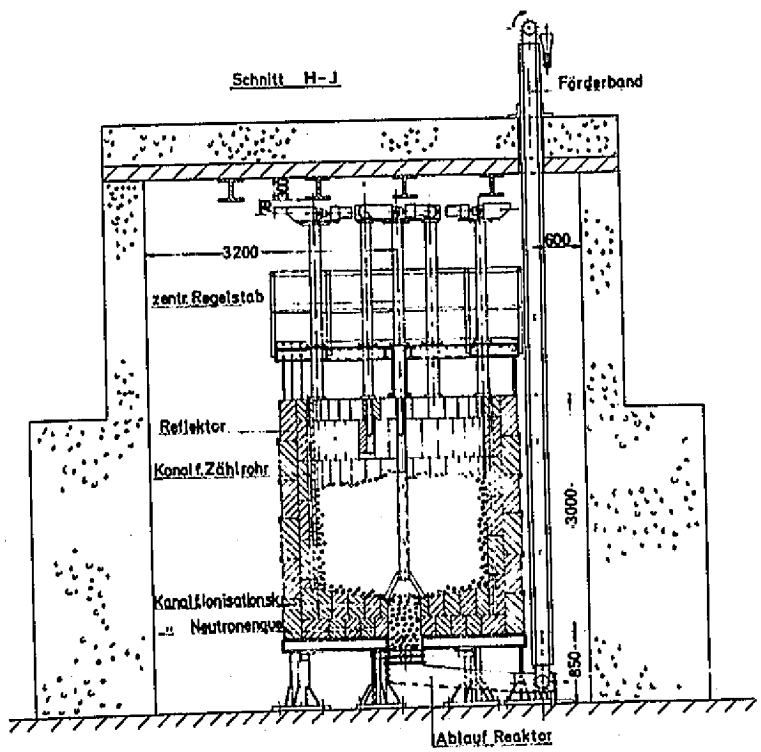
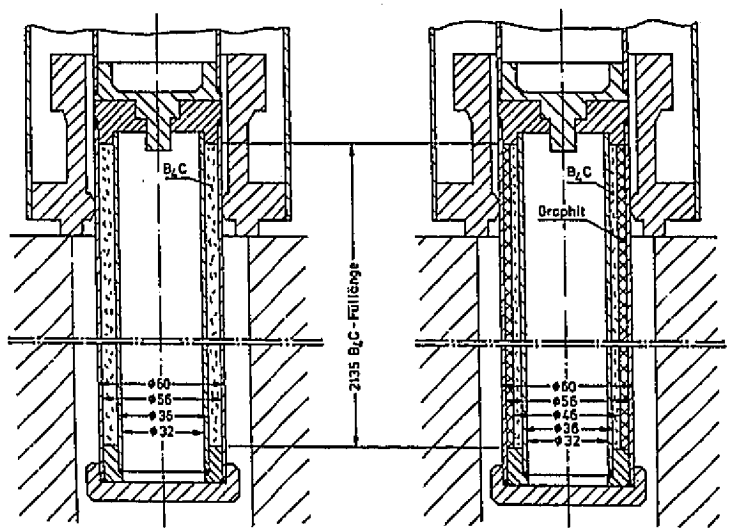


Abb. 1: Die kritische Anlage KAHTER

KAHTER wird durch 9 Absorberstäbe geregelt. Einer davon befindet sich innerhalb eines Führungsrohres aus Aluminium von 1o cm Durchmesser und 1 cm Wandstärke in der Reaktorachse. Die übrigen acht Stäbe sitzen symmetrisch auf einem Radius von R = 115 cm innerhalb des Seitenreflektors. Die Stäbe aus einem Edelstahl-Doppelrohr haben eine aktive Länge von 2.oo m und sind mit Borcarbidringen von 5.6 cm Aussendurchmesser und 1 cm Wandstärke (Zentralstab: o.5 cm Wandstärke) gefüllt. Eine Skizze der Stäbe ist in Abb. 2 dargestellt.



Reflektorstab Zentralstab

Abb. 2: KAHTER Absorberstäbe

Die Antriebe sind so ausgelegt, daß sowohl Einzelfahrt als auch Bankfahrt möglich ist.

Die Be- und Entladung der Brennelemente geschieht vollautomatisch mit Hilfe einer speziellen Lademaschine. Damit ist es auch möglich, verschiedene Mischungen aus Brennelementen und Blindkugeln einzustellen. Auf diese Weise kann das Moderationsverhältnis in weiten Grenzen variiert werden. Die Anlage ist sehr flexibel, was Variationen in den Beladeschemata be-

trifft. Neben der Möglichkeit, inhomogene Beladungen mit der Ladevorrichtung in einfacher Weise zu erstellen, kann ein Topreflektor installiert werden, dessen Abstand von der Coreoberfläche durch Einsetzen von Abstandhaltern variiert werden kann. Besonders im Hinblick auf spätere Untersuchungen des 'OTTO'-Ladeschemas sind diese Möglichkeiten sehr von Nutzen.

2.2 Messprogramm

Das experimentelle Programm behandelte drei verschiedene Corebeladungen mit AVR-Brennelementen /1o/ bei unterschiedlichem Moderationsverhältnis.
Core I hatte einen Blindkugelanteil von 25% ($\partial\ell$ = o.25), Core II einen solchen von 50% ($\partial\ell$ = o.5) und Core III 75% Blindkugeln ($\partial\ell$ = o.75). An allen drei Cores wurden folgende Messungen durchgeführt:

1. Bestimmung der kritischen Masse
   a) ohne Absorberstäbe
   b) mit eingefahrenem Zentralstab (nicht Core III)
   c) mit eingefahrenem Zentralstab und 4 eingefahrenen Refl. Stäben (nicht Core III)
   d) mit 4 eingefahrenen Refl. Stäben (nur Core II)

2. Bestimmung von Stabwirksamkeiten verschiedener Stabkombinationen mit Hilfe der
   a) inverskinetischen Methode (IVK) /11/
   b) Verdopplungszeitmethode
   c) Methoden der gepulsten Neutronenquelle

3. Bestimmung von Reaktionsratentraversen durch den Reaktor mit Hilfe von
   a) BF_3-Zählern
   b) Dy -Drähten
   c) Mn -Drähten
   d) Au -Drähten
   e) In -Drähten
   f) U-5 -Spaltkammer
   g) Th -Folien (schneller Fluss)

Ferner wurden Messungen zur Reaktivität kleiner Bor- und Hafniumproben gemacht.

Neben diesem Hauptmessprogramm wurden je nach Bedarf Einzelexperimente zur Klärung von theoretischen Modellfragen durchgeführt. Als Beispiel sei die Abdeckung der Coreoberfläche und der Reflektorseitenflächen mit Cadmiumblechen erwähnt, die zur Klärung der Frage nach der angemessenen Randbedingung für die Diffusionsrechnungen beitrug.

3. DIE THEORETISCHEN MODELLVORSTELLUNGEN

Zur Analyse der experimentellen Ergebnisse ist es erforderlich, Rechenmodelle sowohl bezüglich der Lösung des neutronenphysikalischen Problems als auch bezüglich der Darstellung des Reaktors zu erstellen. Der heutige Stand der Computerprogramme gestattet weder eine allgemeine Lösung der das Neutronenverhalten beschreibenden Boltzmanngleichung noch eine exakte Erfassung aller geometrischer Details eines Reaktors mit angemessenem Zeit- und Kostenaufwand. Die Notwendigkeit, zu vereinfachten Modellen überzugehen ist daher eine zweifache: Einerseits muß das Lösungsverfahren für die Neutronentransportgleichung vereinfacht werden, andererseits ist eine vergröberte geometrische Darstellung des zu untersuchenden neutronenmultiplizierenden Mediums notwendig. Im folgenden sollen diese beiden Aspekte näher untersucht werden.

3.1 Rechenmethoden und Programme

Entsprechend den Zielsetzungen für das kritische Experiment KAHTER wurden zur Auswertung nur gängige, in der KFA-Jülich routinemäßig zu Untersuchungen des HTR verwendete Computerprogramme eingesetzt, wobei den speziellen Anforderungen der relativ kleinen Anordnung durch leichte Modifikationen in den

Berechnungsmethoden Rechnung getragen wurde. Die grundsätzlichen Verfahren zur Behandlung aller gestellten Aufgaben sind in Ref. / 7 / ausführlich beschrieben. Hier sollen daher nur Besonderheiten im Hinblick auf die speziellen Anforderungen der kritischen Anlage KAHTER behandelt werden.

3.1.1 Bestimmung der kritischen Massen

Nach geläufiger Methode wird der Reaktor in mehrere Zonen mit homogener Materialzusammensetzung eingeteilt. In jeder dieser Zonen wird eine Zellspektralrechnung mit den Programmen GAM1 /12/ und THERMOS-JÜL /13/ bzw. mit MUPO /14/ durchgeführt. Die Resonanzabsorption für Th-232 und U-238 wird mit ZUT-DGL /15/ behandelt. Daraus resultierende Resonanzabsorptionsquerschnitte werden an das Spektralprogramm GAM1 übergeben. Mit den so ermittelten Spektren werden 4-Gruppen Wirkungsquerschnitte erstellt und an das Diffusionsprogramm zur Reaktorberechnung weitergegeben. Neben dem bewährten 2-D Code EXTERMINATOR-II /16/ kam auch der 3-D Code CITATION /17/ vor allem zur Untersuchung der Konfigurationen mit eingefahrenen Reflektorstäben zum Einsatz.

Aufgrund der starken Leakage-Effekte und der damit verbundenen schnellen räumlichen Spektrumsänderungen in KAHTER war eine relativ feine Spektralzoneneinteilung erforderlich. So wurde das Core in insgesamt acht Spektralzonen, der Reflektor in 1o Zonen eingeteilt. Wegen der Homogenität der Reflektoren wurde dort das 0-D Spektralprogramm MUPO verwendet. Die durch die Neutronenströmung verursachten Unterschiede in den Spektren trotz gleicher Materialzusammensetzung wurden mit Hilfe der Buckling- und Albedo-Recycletechnik /7,18/ berücksichtigt.

Als ein wesentliches Problem in der kritischen Anlage KAHTER stellte sich die Behandlung der Neutronenströmung in den Hohlräumen zwischen den Kugeln sowie in den Führungskanälen für

die Absorberstäbe heraus. Bekanntermaßen /19,20/ wird durch diese Effekte eine Vergrößerung der Diffusionskonstante bewirkt. Von den verschiedenen angegebenen Korrekturverfahren ist die Methode von Behrens / 19 / für den Kugelhaufen angemessen. Eine im Rahmen der Auswertung des kritischen Experimentes KAHTER durchgeführte Untersuchung zeigte jedoch, daß die Voraussetzungen für die von Behrens angegebene Gleichung für den Kugelhaufen nicht erfüllt sind. Daher wurde auf dem Boden der Behrenstheorie eine neue Korrekturformel abgeleitet. Das Verfahren ist in Anhang A ausführlich dargestellt. Mit den dort definierten Symbolen lautet das Resultat

$$D_c = D_k + \frac{2}{3}\alpha(1-f)\left(1 + \frac{1}{8}\left(\frac{f}{1-f}\right)^2\right).$$

Die neue Formel führt zu gegenüber der ursprünglichen Behrensformel erhöhten Korrekturfaktoren.

Für die zylinderförmigen Hohlräume der Stabführungen wurden analoge Gleichungen entwickelt. Die Resultate werden zeigen, daß eine gute Ermittelung der Strömungskorrektur für die Berechnung der kritischen Massen in KAHTER unerläßlich ist.

Eine weitere Schwierigkeit bei der Berechnung der Kritikalität von KAHTER stellt der Luftraum oberhalb der Kugelschüttung dar, da bei allen Berechnungen der zylindrische Seitenreflektor deutlich die Kugelhaufenoberfläche überragte. Die zunächst angesetzte 'Vakuumrandbedingung' an der Kugelhaufenoberfläche ließ die rückstreuende Wirkung des Seitenreflektors außer acht. Dadurch wurde die Neutronenbilanz pessimistisch abgeschätzt. Es wurde daher trotz theoretischer Bedenken der Versuch unternommen, den Lufthohlraum als Diffusionsgebiet zu betrachten. Ein Versuch, die Querschnitte von Luft, in diesem Gebiet anzusetzen, ergab keine Konvergenz der Diffusionsrechnung. Dagegen führten erste Versuche zur

Berechnung eines OTTO-Ladeschemas, bei dem der Hohlraum zwischen Core und Topreflektor durch Al-Kästen realisiert wird, bei denen in diesem Gebiet also auch sehr kleine Querschnitte vorliegen, zu **stabilen Ergebnissen.** Es erwies sich als wesentlich, daß einmal der Absorptionsquerschnitt am Übergang vom Core zum Hohlraum keine zu großen Sprünge macht und daß zum anderen die Diffusionskonstante in vernünftiger Relation zur Größe des Hohlraumes steht.

Praktisch werden die Forderungen in der Weise realisiert, daß der Absorptionsquerschnitt des Hohlraumes in jeder Energiegruppe ungefähr gleich einem zehntel des Wertes im Core gesetzt wurde. Diese hohe Absorption wird durch das hohe Neutronenleakage durch den Hohlraum hindurch gerechtfertigt, zumal dieses sich für die Neutronenbilanz ähnlich auswirkt wie eine Absorption im Hohlraum.

Entsprechend den vernachlässigbaren Moderationseigenschaften der Luft wurde die Streumatrix identisch Null angesetzt. Zur Ermittlung einer geeignete ı-
des Verfahren benutzt:

Die mittlere Weglänge durch den zylindrischen Hohlraum ist gegeben durch

$$\bar{\ell} = 4V/O = 2RH/(R+H).$$

Diese Größe wurde als Transportweglänge interpretiert. Damit ist ein Drittel dieser Länge als Diffusionskonstante zu wählen. Mit dem so ermittelten Satz von Wirkungsquerschnitten traten keine Konvergenzprobleme in den Diffusionscodes auf und die Resultate zeigten eine brauchbare Übereinstimmung mit zu Kontrollzwecken durchgeführten 2-D Transportrechnungen /21/.

Ebenfalls aufgrund des hohen Neutronenleakage konnte an den äußeren Berandungen der Anlage die sonst bei Leistungsreaktoren übliche 'Null-Fluss'-Randbedingung nicht benutzt werden. Statt dessen wurde die 'Vakuum - Randbedingung' ange-

setzt, die sich in Diffusionsnäherung mit Transportkorrektur als

$$\mathcal{D}/\lambda = 0.4692$$ darstellen läßt.

In CITATION kann diese Randbedingung direkt angegeben, in EXTERMINATOR kann sie durch Verwendung von Pseudogebieten um den Reaktor herum simuliert werden.

Mit Ausnahme der erwähnten Punkte erfolgte die Ermittlung der kritischen Beladungen in KAHTER in herkömmlicher Weise.

3.1.2 Ermittlung der Absorberstabwirksamkeiten

Zur Bestimmung von Absorberstabwirksamkeiten mittels Diffusionscodes sind zwei verschiedene Verfahren geläufig:

a) Die Methode der extrapolierten Länge.

Hierbei wird aus einer (meist 1-D) Transportrechnung, d.h. in vereinfachter Geometrie bei besserer Erfassung anisotroper Effekte das Verhältnis von Neutronenstrom zu Neutronenfluss j/ϕ am Rand des Stabes oder einer geeigneten Umgebung bestimmt. Dieses wird dann als Randbedingung in der Diffusionsrechnung verwendet. (siehe Ref. / 4,7 /)
Auf diese Weise soll erreicht werden, daß zwar nicht der Flussverlauf in der unmittelbaren Stabumgebung wohl aber die Neutronenbilanz richtig wiedergegeben wird. Dem Verfahren haftet ein Nachteil an, der hier etwas verdeutlicht werden soll.
Die Absorptionsrate im Stab ist gegeben durch

$$R_a = \int \vec{j} \cdot \vec{dF},$$

wobei $\vec{j}$ den Neutronennettostrom und $\vec{dF}$ das Oberflächenelement des Stabes darstellt. Diese Absorptionsrate wird in den Diffusionsprogrammen dargestellt als

$$R_a = RB \cdot \int \phi_D \, dF$$

wobei ϕ_D den Diffusionfluss am Rand bedeutet.

Die vorzugebende Randbedingung RB ist demnach

$$RB = \int \vec{j} \, \vec{dF} \Big/ \int \phi \, dF$$

Abgesehen von der Tatsache, daß durch die Vereinfachung in der geometrischen Darstellung (1-D,rotationssymetrisch) eine räumliche Feinstruktur in Fluss und Strom vernachlässigt wird, kann der Ausdruck

$$RB = j/\phi_D$$

von dem Transportprogramm nicht ermittelt werden. Vielmehr wird stets $RB' = j/\phi_T$ bestimmt. Dies stimmt mit der geforderten Randbedingung jedoch nur überein, wenn am Stabrand die Beziehung

$$\phi_D = \phi_T$$

gilt, d.h. falls der Diffusionsfluß gleich dem Transportfluß ist. Das in Ref. / 4 / durchgeführte 'Experiment' zur Bestätigung dieses Sachverhaltes ist nicht relevant, da die in die Diffusionsrechnung eingesetzte Randbedingung bereits unter der zu beweisenden Annahme berechnet wurde.
KUSHNERIUK /22/ hat versucht, das Verhältnis von Diffusionsfluß zu Transportfluß an der Staboberfläche zu berechnen und daraus eine Korrektur für die Randbedingung zu bestimmen. Sein Ergebnis lautet

$$(A) \quad D/\lambda = \frac{1}{4/p - 3g(\Sigma_4 \cdot R)}$$

β ist darin die sog. Blackness, d.h. das Verhältnis von Nettostrom j zu Einstrom j_{in}, R der Stabradius und Σ_{tr} der Transportquerschnitt des umgebenden Mediums. Die Funktion $g(\Sigma_t \cdot R)$ ist in Abb. 3 wiedergegeben.

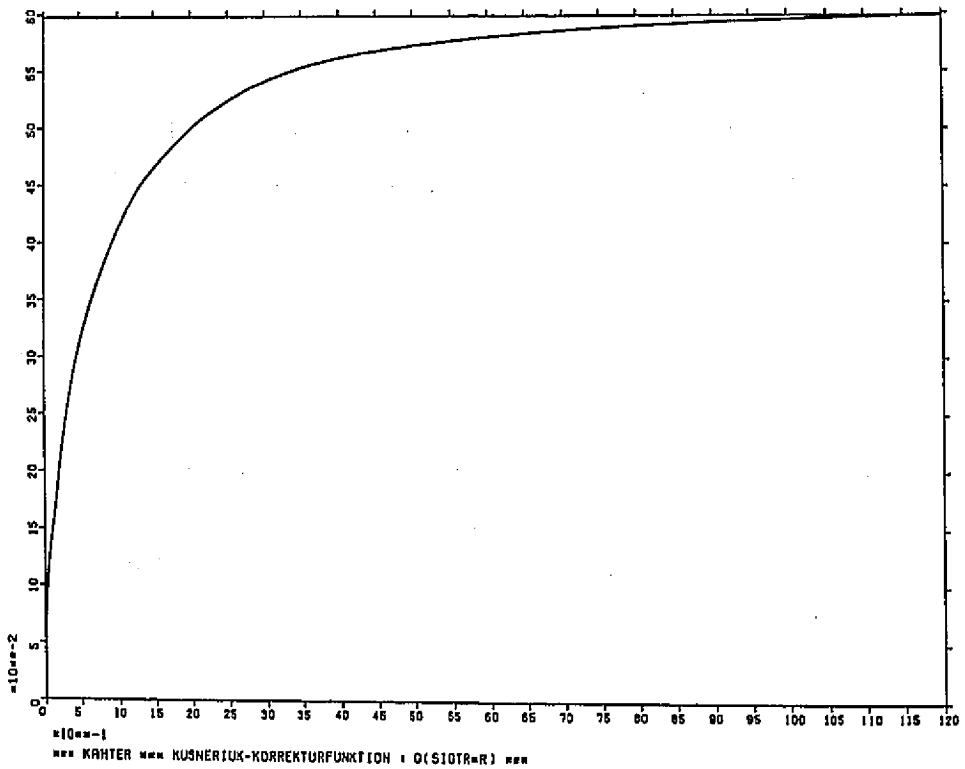


Abb. 3: Korrekturfunktion von KUSHNERIUK

Im Gegensatz zu der mit Hilfe der Definition

$$(B) \quad D/\lambda = j_r / \phi_r$$

gewonnenen Randbedingung liefert Gl. (A) im thermischen Energiebereich bei KAHTER-Stäben ca. 5% kleinere Werte. Die Strömungskorrektur des Transportquerschnittes in der Kugelschüttung führt darüberhinaus zu einer nochmaligen Reduktion von ca. 1%.

Falls man also die Methode der extrapolierten Länge verwendet, ist stets die Durchführung einer Korrektur analog der vom KUSHNERIUK notwendig.

b) Die Methode der äquivalenten Vergiftung.

Hierbei wird der Stab und eine geeignet gewählte Umgebung als Diffusionsgebiet betrachtet. Mit Hilfe einer 1-D Transportrechnung werden für dieses Gebiet homogenisierte Wirkungsquerschnitte erstellt. Die Homogenisierung hat in der Weise zu erfolgen, daß für die Reaktionsrate R_x die Beziehung

$$R_x = \Sigma_{hom} \cdot V \cdot \phi_R$$

gültig ist. Im Gegensatz zu der normalerweise mit Hilfe des mittleren Zellflusses vorgenommenen Homogenisierung ist hier der Fluss ϕ_R am Rand des betrachteten Gebietes zu nehmen. Der Grund dafür liegt in der Tatsache, daß im Diffusionsprogramm die Stetigkeit des dort berechneten Flusses an der Grenze zweier Gebiete erzwungen wird. Wegen der hohen Flussabsenkung im Stab ist dies jedoch sicherlich für den mittleren Zellfluss nicht richtig. Der Zellrandfluss hingegen ist per definitionem stetig. Genaugenommen gilt das dargelegte Argument für jede Art zu verkoppelnder unterschiedlicher Gebiete /23/. Da jedoch der Flussabsenkungsfaktor in den AVR-Kugeln sehr klein ist ($\phi_R/\bar{\phi} \approx 1.005$) kann für die KAHTER-Konfiguration im übrigen die normale Zellwichtung benutzt werden.

Die dargestellte Methode ist brauchbar, falls Stäbe in Hüllrohren oder weiten Öffnungen verfahren werden, wie dies beim KAHTER geschieht, so daß die über die natürliche Stabumgebung homogenisierten Querschnitte die Grenzen der Diffusionstheorie nicht überschreiten.

Anhand von Vergleichsrechnungen an KAHTER-Stabkonfigurationen konnte gezeigt werden, daß die Methode der extrapolierten

Länge mit KUSHNERIUK-Korrektur und die Methode der äquivalenten Vergiftung mit Zellrandhomogenisierung übereinstimmende Resultate liefern.

Aus programmtechnischen Gründen im Code CITATION wurde daraufhin das zweite Verfahren bei der hier vorliegenden Arbeit bevorzugt. Zur Bestimmung der homogenisierten Wirkungsquerschnitte wurde der Programmzyklus GAMTERANEX benutzt /24/.

Die Ermittlung der Stabwirksamkeit geschieht dann dergestalt, daß zwei Diffusionsrechnungen ohne und mit Stab durchgeführt werden. Aus den beiden Multiplikationsfaktoren k_o und k_m wird dann gemäß

$$\rho = (k_o - k_m) / (k_o \cdot k_m)$$

die Reaktivität bestimmt. Auf das Problem des Vergleiches derartig gewonnener Reaktivitäten mit Werten aus **experimentellen Methoden** wird bei der Diskussion der Ergebnisse ausführlich eingegangen.

3.1.3 Berechnung der Reaktionsraten

Zur genauen Überprüfung des räumlichen Verlaufes des Neutronenfeldes wurden Reaktionsraten mit verschiedenen Detektormaterialien bestimmt /25/. Die theoretische Auswertung benutzt die zuvor berechneten Diffusionsflüsse im Zusammenhang mit Detektorquerschnitten aus den Spektralrechnungen. Mit dem Programm RERAFEX /26/ wird daraus gemäß

$$RR = \sum_i \sigma_i \cdot \phi_i$$

ein normiertes Reaktionsratenfeld erstellt, das direkt mit den Messwerten verglichen werden kann. Da die Detektoren - es handelt sich um dünne Drähte, die den Absorber meist in Form von Legierungen enthalten - 'optisch' relativ durchlässig sind, konnten Selbstabschirmungseffekte weitgehend unberücksichtigt bleiben. Lediglich die Golddrähte (Ø 0.25 mm) zeigten einen

deutlichen Resonanzselbstabschirmungseffekt. Mit dem Programm ZUT-DGL /15/ wurde daher unter Verwendung der Resonanzparameter aus Ref. /3o/ das Resonanzintegral für die Golddrähte ermittelt. Gegenüber der unendlichen Verdünnung ergab sich im Bereich der 3. Energiegruppe (2 eV < E < 130 eV) eine Reduktion des effektiven Absorptionsquerschnittes um 82 %. Dies hat zur Folge, daß der thermische Fluss einen wesentlichen Beitrag zur Reaktionsrate der Golddetektoren liefert.

Der schon in Ref. / 7 / beobachtete Effekt der scheinbaren Unstetigkeit der Reaktionsraten an den Spektralzonengrenzen ist auch hier zu erwarten.

3.2 Modellmäßige Darstellung

Zur Auswertung des kritischen Experimentes KAHTER werden null- und ein-dimensionale Spektralprogramme, sowie zwei- und drei-dimensionale Diffusionscodes zur Berechnung des Gesamtreaktors verwendet. In beiden Bereichen sind daher Transformationen der realen Geometrie in ein theoretisches Modell notwendig, dergestalt, daß möglichst viel von den ursprünglichen für die betreffende Rechnung wesentlichen Details erhalten bleiben.

3.2.1 Darstellung der Spektralzellen

Wegen des (variablen) Blindkugelgehaltes kann die für das Zellprogramm THERMOS-JÜL benötigte Einheitszelle nicht in 1-D Geometrie dargestellt werden. Daher wurde folgendes Modell erstellt (s. Abb. 4). In der Brennstoffzone der Brennelementkugel werden die Coated Particles und der Matrixgraphit unter Berücksichtigung der Neutronenflussabsenkung in den CP homogenisiert. Die dafür benötigten Nachteilfaktoren werden ebenfalls mit THERMOS-JÜL ermittelt.

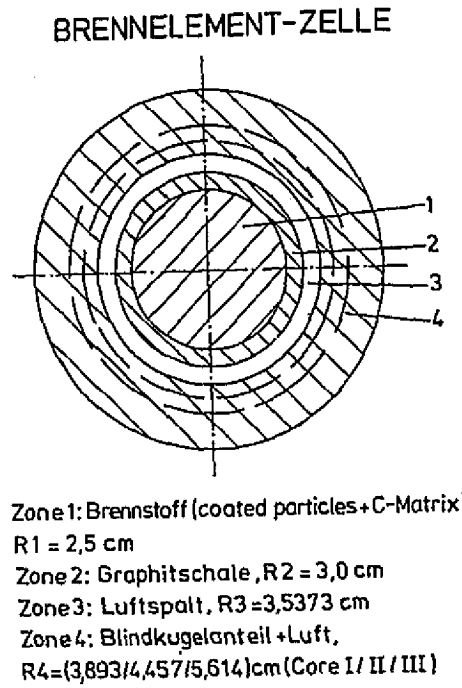


Abb. 4: Zellmodell der KAHTER Corezonen

Als nächste Zone schließt sich die Graphitschale des Brennelementes an. Dem Füllfaktor der Kugelschüttung entsprechend folgt als Zone 3 ein Luftspalt. Im Gegensatz zu der früheren THERMOS-Version /27/ treten bei der Transportkernberechnung mit THERMOS-JÜL hier keine Schwierigkeiten auf. Die vierte Zone der Einheitszelle schließlich besteht aus einer Homogenisierung der in Abhängigkeit vom Blindkugelanteil anteiligen Zahl von Blindkugeln und deren Luftspalte. Auf diese Weise wird der unterschiedliche Moderationsgrad der verschiedenen Anordnungen in guter Näherung berücksichtigt. Tab. 1 gibt die Nuklidkonzentrationen für dieses Modell.

Da die verwendeten Brennelemente einen kleineren Graphitabsorptionsquerschnitt haben als es dem in der benutzten Thermos-Library enthaltenen entspricht, wurde zur Kompensation eine negative Borkonzentration angesetzt.

Das endgültige Prüfzeugnis erbrachte eine leichte Korrektur der Nuklidkonzentrationen, die jedoch bei der Ermittlung der mikroskopischen Breitgruppenquerschnitte nicht berücksichtigt zu werden

Tabelle 1

Nuklidkonzentrationen für die KAHTER Cores

	Für THERMOS Zellrechnung				homogenisiert für Diffusionsrechnung		
Nucl.	Zone 1	Zone 2	Zone 3	Zone 4	Core I	Core II	Core III
B	-1.575E-8	-1.636E-8	-	5.892E-8	7.19ooE-9	2.438oE-8	4.157oE-8
C	8.352E-2	8.678E-2	-	5.141E-2	5.1946E-2	5.1766E-2	5.1585E-2
Th	1.97oE-4	-	-	-	5.2167E-5	3.4778E-5	1.7389E-5
U-4	2.546E-7	-	-	-	6.74ooE-8	4.4932E-8	2.2466E-8
U-5	3.917E-5	-	-	-	1.o371E-5	6.914oE-6	3.457oE-6
U-6	1.214E-7	-	-	-	3.21ooE-8	2.14ooE-8	1.o7ooE-8
U-8	2.917E-6	-	-	-	7.7222E-7	5.148oE-7	2.574oE-7
N	1.o73E-5	1.115E-5	3.921E-5	2.19oE-5	2.1967E-5	2.1944E-5	2.1921E-5
O	4.782E-4	-	1.o52E-5	4.1o3E-6	1.3o7oE-4	8.851oE-5	4.633oE-5
H	2.487E-5	2.584E-5	-	1.53oE-5	1.548oE-5	1.5426E-5	1.5372E-5

braucht. Die in den Diffusionsrechnungen verwendeten homogenisierten Konzentrationen für alle drei Core-Zusammensetzungen sind ebenfalls in Tab. 1 zusammengestellt.

3.2.2 Darstellung der Absorberstabzellen

Die Absorberstäbe wurden in 1-D Zylindergeometrie dargestellt. Dadurch wurde die endliche Stablänge nicht berücksichtigt. Abb. 5 zeigt den Querschnitt durch die Zelle für den Zentralstab.

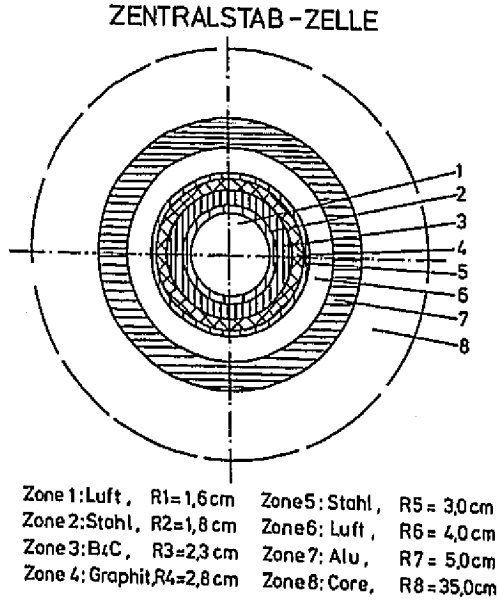


Abb. 5: Zentralstabzelle

Tabelle 2 gibt die Nuklidkonzentrationen für die verschiedenen Zonen. Die Umgebung der Reflektorstäbe wurde in der Weise simuliert, daß zunächst ein 3 cm dicker Graphit-Hohlzylinder um das Führungsloch des Stabes gelegt wurde ent-

Tabelle 2

Nuklidkonzentrationen für Absorberstäbe

Nucl.	Luft	Edelstahl	B_4C	C-Ringe in Z-Stab
B	-	-	7.28E-2	-
C	-	3.91E-4	1.82E-2	8.12E-2
N	4.oE-5	-	-	-
O	1.oE-5	-	-	-
Al	-	-	-	-
Si	-	1.67E-3	-	-
Cr	-	1.7oE-2	-	-
Mn	-	1.71E-3	-	-
Fe	-	5.75E-2	-	-
Ni	-	8.ooE-3		

Fortsetzung Tabelle 2

Nucl.	B_4C in R-Stab	C im Refl.	Al-Hüllrohr
B	7.6oE-2	7.o4E-8	-
C	1.9oE-2	8.58E-2	-
N	-	-	-
O	-	-	-
Al	-	-	6.o3E-2

sprechend der Radiusdifferenz der Stabposition (R = 115 cm) und dem Innenrand des Reflektors (R = 1o8 cm). Die weitere Umgebung wurde aus einem anteiligen Verhältnis von Corematerial und Reflektorgraphit gemäß Abb. 6 gebildet.

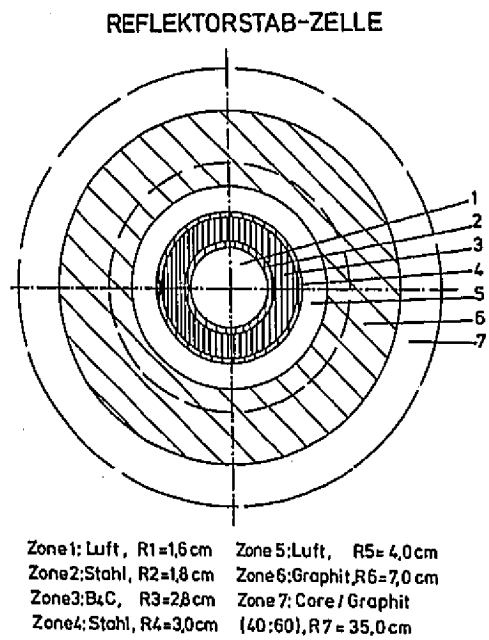


Abb. 6: Reflektorstabzelle

Für die CITATION-Rechnung wurde dann 1 cm des 'Graphitfleisches' bei der Homogenisierung mit berücksichtigt, um auch das leere Stabloch mit der Diffusionsnäherung behandeln zu können. Aus dem gleichen Grunde wurde das Führungsrohr des Zentralstabes in das Homogenisierungsgebiet mit einbezogen. In den 'leeren' Stabzonen wurde die Diffusionskonstante strömungskorrigiert.

3.2.3 Darstellung der Gesamtanlage

Abb. 7 zeigt das zur Darstellung des Reaktors verwendete R-Z-Modell. Der Reaktor ist nahezu zylindersymetrisch, so daß mit wenigen Ausnahmen die reale Konfiguration nachgebildet werden konnte. Neben den schon erwähnten acht Core- und zehn Reflektorzonen, bei denen kleinere Instrumentierungskanäle durch einfaches Homogenisieren berücksichtigt wurden, enthält das Reaktormodell noch die Zonen 1o bis 13 zur Simulation der Vakuum-Randbedingung und die Zone 15 zur Darstellung des zentralen Hüllrohres. Die Gebiete 27 und 28 stellen die auch in ausgefahrenem Zustand noch im Reaktor verbleibenden Abschaltstäbe dar. Die Wirkungsquerschnitte für die homogene Zone 27, welche die in 2-D Geometrie nicht darstellbaren Reflektorstäbe simuliert, wurden aus 1-D Transportrechnungen und mit Hilfe eines R-Phi/R-Z Schaukelverfahrens mit anschließender Giftsuche bestimmt. Schließlich stellt das Gebiet 18 den simulierten Kamin oberhalb der Kugelschüttung dar. Die Schräge des konusförmigen Bodenreflektors wurde durch eine treppenförmige Begrenzung ersetzt. Wegen des geringen Neigungswinkels von 10^{o} war dabei die Benutzung nur einer Stufe ausreichend.

Das 3-dimensionale Reaktormodell für den Diffusionscode CITATION unterscheidet sich von der 2-D Darstellung durch die bessere Fixierung der Reflektorstäbe. Aus Symmetriegründen braucht nur 1/16 des Vollkreises in azimutaler Richtung betrachtet zu werden. Da in R-Phi-Z-Geometrie ein außerhalb der Zylinderachse liegender Kreis nicht als solcher darstellbar ist, werden die Reflektorstäbe in R-Phi-Teilsegmente umgewandelt.

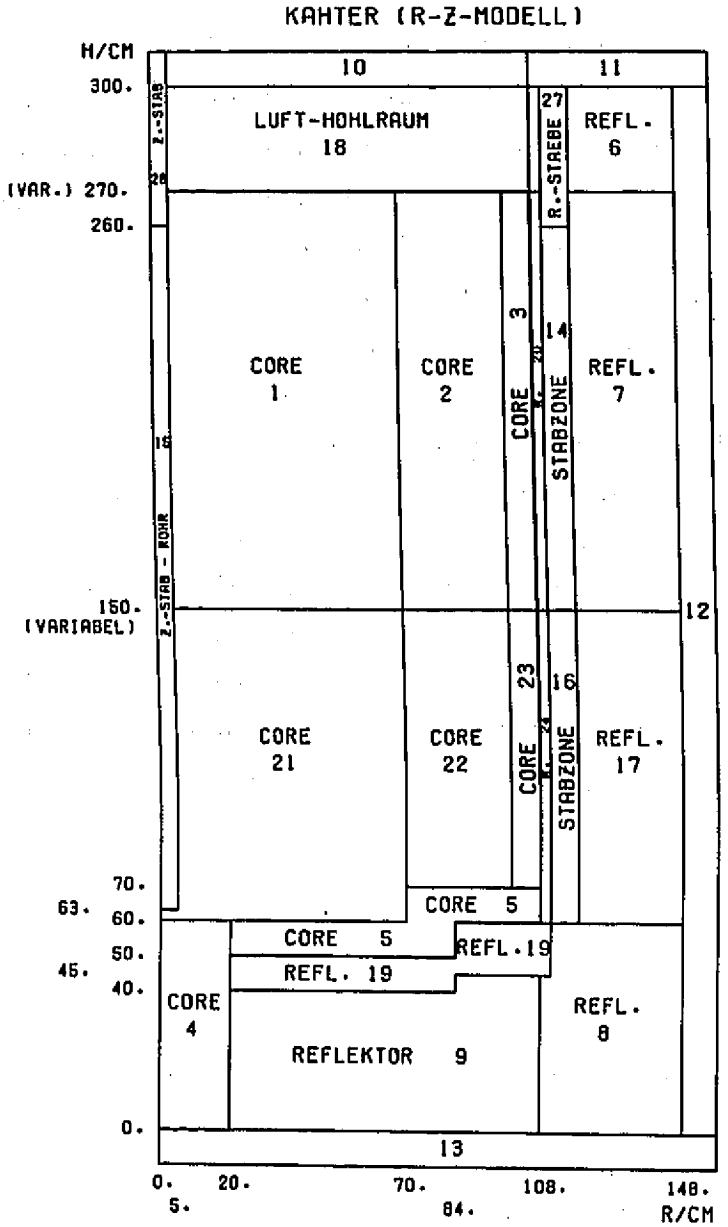


Abb. 7: KAHTER R-Z-Modell

Eine detaillierte Untersuchung ergab im Gegensatz zu früheren Ansichten /28/, daß diese Änderung der äußeren Form der Stäbe keinen Einfluss auf die Stabwirksamkeit hat, vorausgesetzt es wird darauf geachtet, daß die Reaktionsraten sowohl im Stab als auch in seiner Umgebung erhalten bleiben. Bei der hier bevorzugen Beschreibung der Regelstäbe durch (rand-)homogenisierte Querschnitte sind nur volumenerhaltende Formänderungen zulässig. Bei einer Beschreibung durch Randbedingungen ist eine Erhaltung der Oberfläche des Stabes notwendig. Dies erfordert dann in der nicht mehr volumengleich darstellbaren Umgebung eine Anpassung der Teilchendichte.

4. ERGEBNISSE DER NUKLEAREN RECHNUNGEN UND VERGLEICH MIT DEN EXPERIMENTEN

Im folgenden werden die theoretischen Ergebnisse zu den Schwerpunkten des experimentellen Programms dargelegt und wo es möglich ist, Vergleiche zu den Messwerten gezogen. Es war nicht die Aufgabe der vorliegenden Arbeit, die Messmethoden selbst und deren Grenzen bezüglich Genauigkeit und Anwendungsbereich zu untersuchen. So werden die experimentellen Daten im allgemeinen kritiklos zitiert. Es hat sich jedoch gezeigt, daß bei der Analyse der Absorberstabmessungen - hier werden die rohen Messdaten sofort einem on-line-Auswerteverfahren unterzogen /29/ - unterschiedliche Begriffsdefinitionen den direkten Vergleich der meist dynamisch gemessenen mit den auf statischem Wege berechneten Reaktivitäten erschweren. Deshalb werden dort einige ausführliche Gedanken zum Messverfahren und der Auswertung dargelegt, die zu einer Möglichkeit der Korrektur experimenteller Daten führen.

Die experimentellen Ergebnisse sind der Ref. / 9 / entnommen.

4.1 Kritische Massen

4.1.1 Neutronenspektren

Gemäß den in Abschnitt 3.1.1 dargestellten Verfahren wurden zunächst die Resonanzquerschnitte für die Elemente Th-232 und U-238 bestimmt, Tab. 3 gibt eine Übersicht der Ergebnisse.

Tabelle 3

Resonanzintegrale (2 eV ≤ E ≤ 52 KeV)

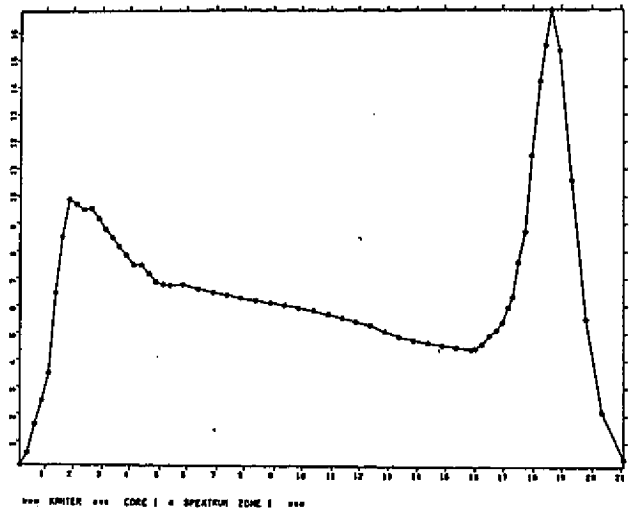
	Core I	Core II	Core III
RI Th-232	5o.1 b	5o.6 b	51.3 b
RI U-238	263.9 b	264.4 b	264.8 b

Das U-238-Resonanzintegral liegt in allen Fällen sehr dicht bei dem Wert für unendliche Verdünnung. Der variable Blindkugelanteil hat auch auf das Th-232-Resonanzintegral nur geringen Einfluss, da es sich um eine heterogene Anordnung handelt und schon in den Brennelementen selbst ein hoher Moderatoranteil vorhanden ist.

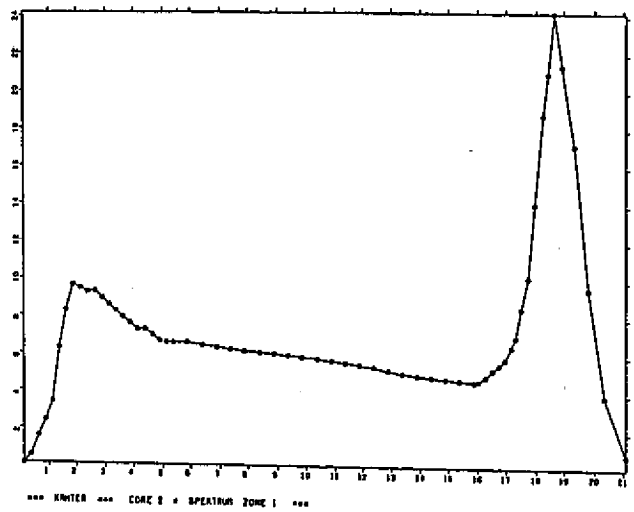
Abb. 8 zeigt das typische Neutronenspektrum für die multiplizierenden Zonen der drei Corekonfigurationen. Dargestellt ist der Neutronenfluss in Abhängigkeit von der Lethargie. An die durch die Spaltneutronen hervorgerufene leichte Aufwölbung im linken Teil der Abb. schließt sich das Bremsspektrum an, das wegen der Resonanzabsorption und des Neutronenleakage keinen 1/E-Verlauf (=const.(u)) hat. Daran anschließend folgt das maxwellähnliche thermische Spektrum. Die stetig wachsende Thermalisierung durch das zunehmende Moderationsverhältnis in den drei Cores ist besonders deutlich in Abb. 9 zu erkennen. Die erhöhte Moderation entvölkert den schnellen Bereich immer mehr und füllt den thermischen Peak auf. Zur Ergänzung zeigt Abb. 10 das typische Reflektorspektrum. Der Anteil schneller Neutronen ist minimal und das thermische Maximum liegt bei größerer Lethargie als bei den Coregebieten.

In Abb. 11 ist der Einfluss des Neutronenleakage auf das Spektrum dargestellt. Es werden die Spektren der Corezonen 1 und 4 für die Corekonfiguration I miteinander verglichen. Wie ersichtlich führt die Reflektornähe der Zone 4 zu einer spektralen Verschiebung zum thermischen Energiebereich. Damit wird die Notwendigkeit einer Leakage-Iteration zur Reaktorberechnung deutlich.

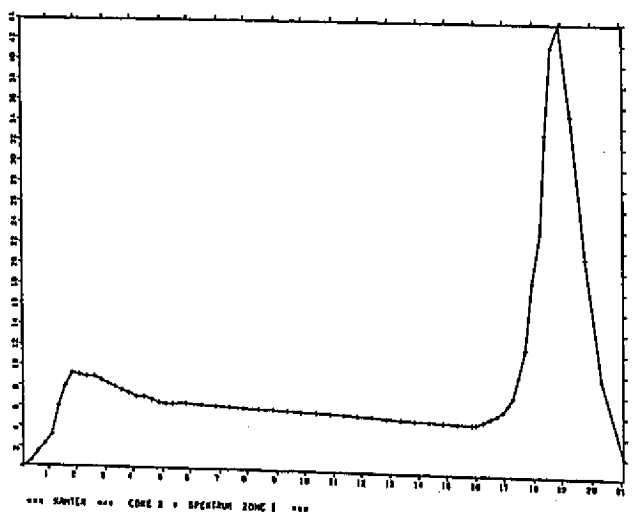
Tabelle 4 gibt eine Übersicht über das Verhältnis von Produktion zu Absorption, d.h. den k_∞-Wert im Reaktorspektrum für die verschiedenen Corezonen aller Konfigurationen. Auch hieran ist wieder klar der wesentliche Einfluss der Leakagekopplung zu sehen.
Würde man eine 1-Gruppen Diffusionsrechnung ohne Leakage-Iteration durchführen, so wären alle angegebenen k_∞-Werte iden-



CORE I



CORE II



CORE III

Abb. 8: Neutronenspektren in KAHTER

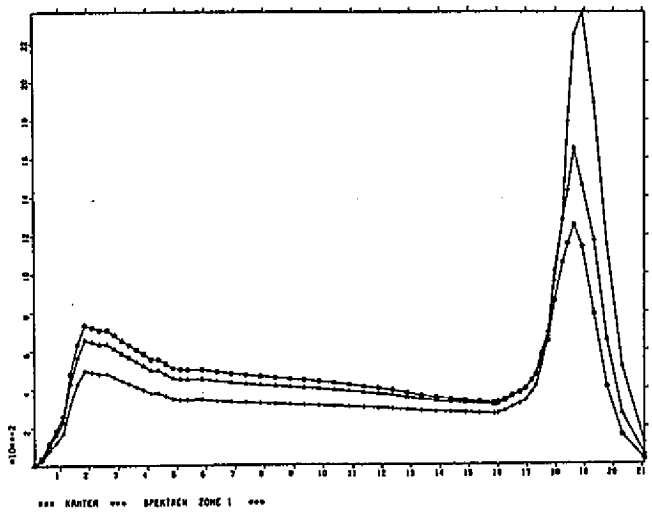


Abb. 9: Neutronenspektren in KAHTER

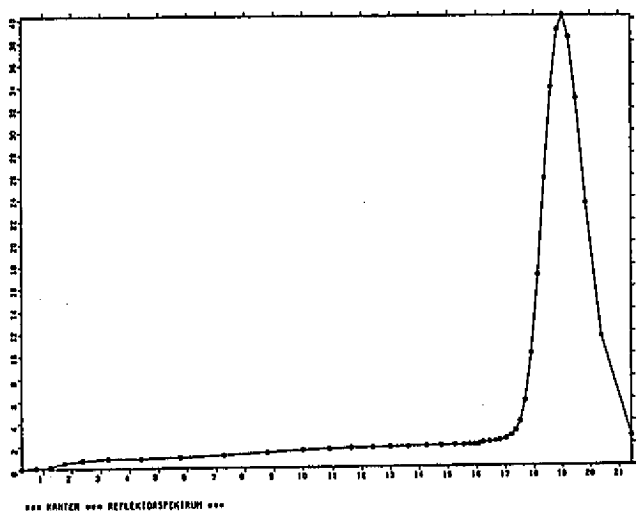


Abb. 10: Reflektorspektrum

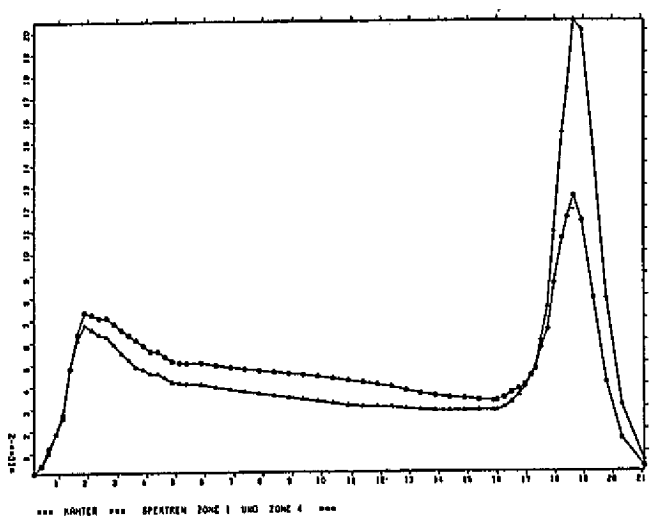


Abb. 11: Leakageeffekt auf das Spektrum

Tabelle 4

k_∞-Werte für KAHTER-Corezonen

Zone	Core Ia	Core IIa	Core IIIa
1	1.65612	1.68214	1.65368
2	1.69448	1.7o922	1.66792
3	1.7467o	1.74379	1.68236
4	1.7617o	1.75599	1.68888
5	1.75125	1.74818	1.68499
21	1.67354	1.69388	1.65921
22	1.7o393	1.71582	1.67o39
23	1.75359	1.74855	1.68513

tisch. Durch die 4-Gruppenstruktur der Reaktorberechnung wird der Spektraleffekt in grober Weise berücksichtigt. Der restliche Einfluss muß durch die Buckling-Iteration kompensiert werden.

4.1.2 Der Gesamtreaktor

Die Diffusionsrechnungen zur Bestimmung der Kritikalität und des Neutronenflussverlaufes werden wie schon erwähnt in vier Energiegruppen durchgeführt. Die benutzte Gruppenstruktur ist in Tab. 5 wiedergegeben.

Tabelle 5

Gruppenstruktur für Diffusionsrechnungen

Gruppe	1	2	3	4
Energiebereich	1oMeV-235KeV	235KeV-13oeV	13oeV-1.86eV	<1.86eV

Die erste Gruppe enthält mit 95% fast den gesamten Bereich der Spaltneutronen, Gruppe 2 umfasst den Bremsbereich und den oberen Resonanzbereich. Fast die gesamte Resonanzabsorption des Th-232 findet in der dritten Energiegruppe statt, während der thermische Bereich von Gruppe 4 überdeckt wird.

Von den experimentell untersuchten Corekonfigurationen wurden die Varianten

A: reines Core ohne Absorberstäbe und

B: Core mit eingefahrenem Zentralstab

mit dem 2-D-Diffusionscode EXTERMINATOR-II analysiert. Für die zweite und dritte Corebeladung wurde darüberhinaus die Wirksamkeit der Reflektorstäbe mit Hilfe des 3-D Programmes CITATION untersucht. Wegen des hohen Aufwandes an Kosten und Rechenzeit beschränkte sich dieser Teil der Analyse auf wenige ausgesuchte Stabkonfigurationen.

Wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben wurden die Rechnungen einmal mit Vakuumrandbedingung an der oberen Begrenzung der Kugelschüttung zum anderen unter Verwendung eines simulierten Lufthohlraums durchgeführt. In den folgenden Tabellen sind stets für beide Modellfälle die Multiplikationsfaktoren angegeben. Die unterschiedlichen Ergebnisse zeigen den Einfluss der Rückstreuung thermischer Neutronen von den Reflektorseitenwänden.

Tabelle 6 gibt die kritischen Beladungen für die reinen A-Cores, die zugehörigen theoretischen Multiplikationsfaktoren und die prozentuale Abweichung der gerechneten Kritischen Masse zur gemessenen.

Tabelle 6

Kritische Beladungen der KAHTER-A-Cores

	Brennelem. (exp.)	k_{eff}(Vak)	k_{eff}(Luft)	$\Delta k_{L,V}$	Δkrit.M (L,exp)
Core IA (æ=o.25)	16414	o.98186	1.oo152	$1.966 \cdot 1o^{-2}$	-o.4%
Core IIA (æ=o.5)	12892	o.98914	1.oo297	$1.383 \cdot 1o^{-2}$	-o.6%
Core IIIA (æ=o.75)	1o329	o.9976o	1.ooo43	$o.283 \cdot 1o^{-2}$	-o.2%

Zunächst wird ersichtlich, daß die Rechnungen mit Vakuumrandbedingung stets einen etwas zu kleinen Multiplikationsfaktor liefern, die Cores mit Hilfe des simulierten Lufthohlraumes jedoch als überkritisch berechnet werden. Da die Diffusionskonstante im Modell des Lufthohlraumes kleiner ist als es der Materialzusammensetzung entspräche, darf der zugehörige Multiplikationsfaktor als obere Schranke angesehen werden. Damit sind die kritischen Massen aller drei Corebeladungen mit einem Fehler von weit unter 1% berechnet worden. Es sei daran erinnert, daß die zur Zeit allgemein angestrebte Genauigkeitsgrenze bei $\Delta k = 5 \cdot 1o^{-3}$ liegt. Die hier durchgeführten Berechnungen liegen ausnahmslos unterhalb dieser Grenze.

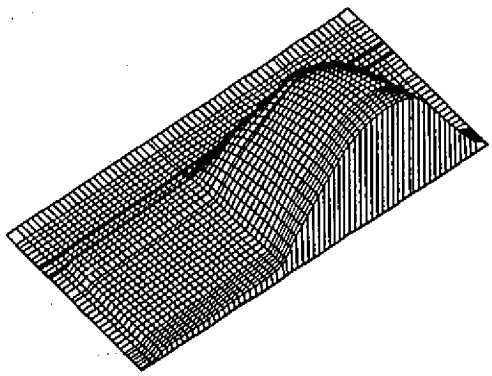
Aus der Differenz der Multiplikationsfaktoren der beiden Modellvorstellungen kann auch der Einfluß des Rückstreueffektes der Reflektorseitenwände oberhalb der Kugelschüttung abgelesen werden. Wie in Tab. 6 , Spalte 4 dargestellt, hängt dieser Effekt stark von der 'Kaminhöhe' ab und erreicht bei Core IA beträchtliche 2% Δk.
Angesichts der mit der richtigen Beschreibung des Hohlraumes verbundenen Probleme und eingedenk der sicherlich vorhandenen Ungenauigkeiten in den Nukleardaten muß die Übereinstiummung der berechneten und gemessenen kritischen Massen als ausge-

zeichnet bezeichnet werden. Der Vergleich der Reaktionsraten wird zeigen, in wieweit das Simulationsmodell auch den Neutronenflussverlauf richtig wiederzugeben vermag.

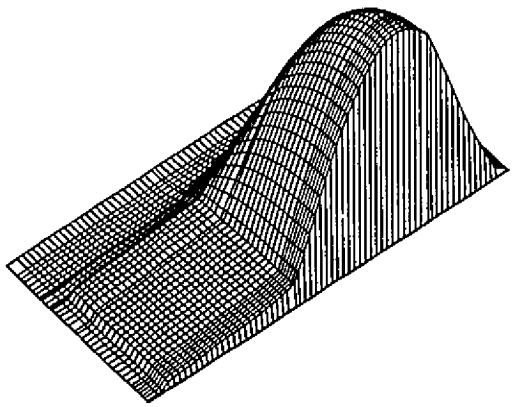
Abb. 12 zeigt R-Z-Darstellungen der 4-Gruppen-Neutronenflüsse für das Core IIA wie sie mit dem 2-D-Code EXTERMINATOR erhalten wurden. Die drei schnellen Energiegruppen zeigen ein ähnliches Verhalten. Der Flussverlauf gleicht wie zu erwarten einer Sinus - bzw. Besselfunktion, die aufgrund der asymetrischen Spaltquellenverteilung zum unteren Coreende hin verschoben ist. Die speziellen Eigenarten der KAHTER-Anordnung werden erst im Flussbild der thermischen Energiegruppe deutlich. Das Fehlen des oberen Reflektors führt zu einer starken axialen Asymetrie. Durch den Bodenreflektor wird der Fluss wesentlich aufgewölbt, die Wirkung des Seitenreflektors ist deutlich schwächer. Sehr schön ist oberhalb des Cores der in radialer Richtung fast ebene, in axialer Richtung leicht abfallende Flussverlauf des 'Kamins' zu erkennen. Die Absenkung am oberen Ende des Seitenreflektors rührt von der Wirkung der dort vorhandenen Reflektorstäbe her. Wegen der großen Diffusionslänge im Luftraum ist ein ähnlicher Effekt am Zentralstab nicht sichtbar.

Die Abb. 13 zeigt nun die Unterschiede im thermischen Fluss der drei Corebeladungen auf. Wegen des relativ geringen Unterschiedes der Beladehöhen von Core I und II ähneln sich die Flüsse sehr. Bei genauerem Hinsehen stellt man allerdings fest, daß die Reflektorwirkung in Core II schon merklich verringert ist. Diese Entwicklung setzt sich in Core III aufgrund des sehr viel größeren Moderationsverhältnisses deutlich fort.

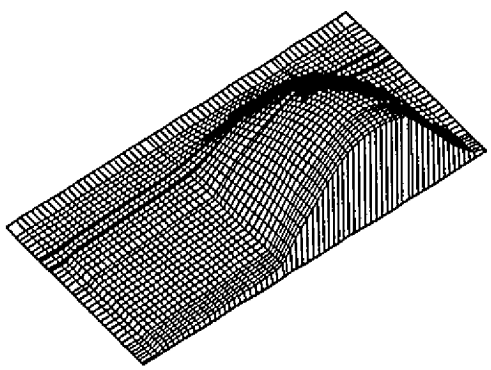
Im Anhang C sind Radial- bzw. Axialschnitte für die Neutronenflüsse zur besseren quantitativen Information dargestellt. Die Radialschnitte wurden jeweils für die Messkanäle U, M oder O angegeben, die in 11o, 16o bzw. 21o cm Höhe, gemessen von der Reaktorunterkante, liegen.



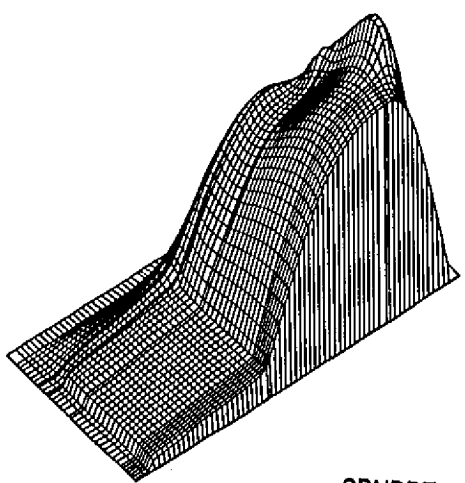
GRUPPE 1



GRUPPE 2

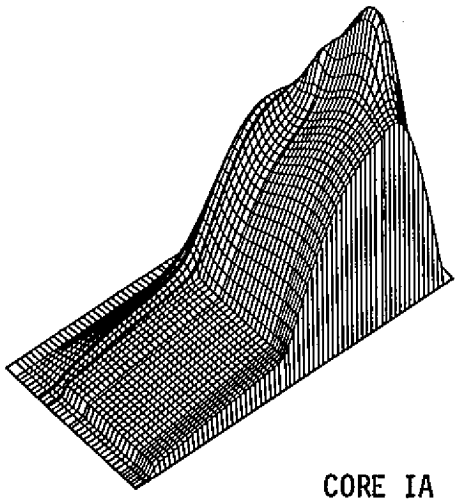


GRUPPE 3

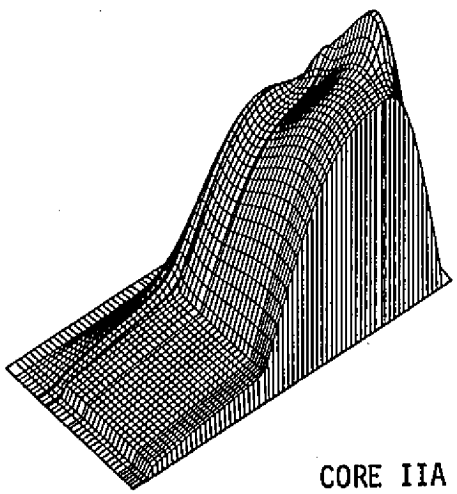


GRUPPE 4

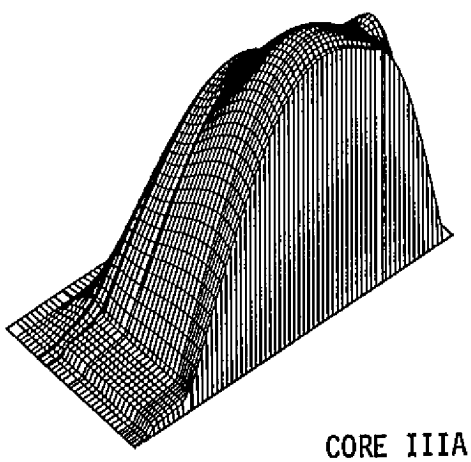
Abb. 12: 4-Gruppen Flüsse Core IIA



CORE IA



CORE IIA



CORE IIIA

Abb. 13: Thermischer Neutronenfluss A-Cores

Die Abb. C1 - C6 zeigen die 4-Gruppenflüsse für alle Cores jeweils radial im Messkanal U sowie axial am Rand des Hüllrohres für den Zentralstab, d.h. in der Nähe der Reaktorachse. Die schon erwähnte Ähnlichkeit der drei schnellen Flüsse innerhalb des Cores ist auch hier klar zu erkennen. Innerhalb des Reflektors bekommt der Fluss der 3. Gruppe relativ mehr Gewicht. Die zunehmende Thermalisierung von Core I nach Core III ist einmal an der stetigen Vergrößerung des thermischen Flussanteils, zum anderen auch an der Abnahme der Reflektorwirksamkeit für den thermischen Fluss erkennbar.

In Abb. C7 - C12 ist stets der thermische Fluss an verschiedenen räumlichen Positionen dargestellt. Auch hier wird der deutlich verminderte Reflektorpeak bei höherer Moderation sichtbar. Abb. C13 - C16 geben einen direkten Vergleich der thermischen Flüsse aller drei Beladungen. Es wurde stets auf ein Spaltneutron normiert. Anhand der axialen Bilder kann der 'Hohlraum'-Effekt sehr schön abgelesen werden. Man sieht auch, daß der Unterschied im Flussverlauf zwischen Core I und Core II nicht sehr groß ist. Lediglich im Bodenreflektor tritt die verschiedene Moderation zutage. Ganz anders liegen die Verhältnisse bei Core III. Hier ist das Maximum des thermischen Flusses nicht mehr im Bodenreflektor sondern etwa in der Coremitte zu finden. Trotz des sehr viel größeren Volumens dieses Cores ist ein höherer Fluss nötig, um ein Spaltneutron zu produzieren, da die mittlere Spaltstoffdichte sehr viel kleiner als in den anderen Konfigurationen ist.

Eine besondere Bedeutung für die Ziele des Experimentes hatten die B-Corebeladungen, bei denen der zentrale Absorberstab ins Core eingefahren war. Mit diesen Cores konnte getestet werden, ob die Absorberstabbeschreibung in der Theorie gut durchgeführt worden war, ohne daß die Problematik der dynamischen Messmethode angesprochen wurde. Bei der Diskussion über Stabwirksamkeiten wird daher auf diese Resultate zurückgegriffen werden. Hier sollen die Ergebnisse zunächst unter dem Gesichtspunkt der kritischen Masse dargelegt werden.

Aus technischen Gründen konnten die B-Cores nur für die Beladungen I und II realisiert werden. In Tab. 7 sind die kritischen Kugelzahlen und die Ergebnisse der Rechnungen zusammengestellt.

Tabelle 7

Kritische Beladung der KAHTER-B-Cores und Vergleich mit den A-Cores

	Brennelem. (exp)	k_{eff}(Luft)	Δkrit.Masse (exp)	Δk(B,A)	Δkrit.Masse (B,A)
Core IB (α=o.25)	17455	1.ooo82	-o.2 %	-o.7oE-3	+o.2 %
Core IIB (α=o.5o)	1395o	o.9997o	+o.o6 %	-3.27E-3	+o.7 %

Trotz der zunächst als ausgezeichnet erscheinenden k_{eff}-Berechnungen in Core IIB liegt der Unterschied zwischen den Multiplikationsfaktoren der A und B Variante mit 327 mNile relativ hoch im Gegensatz zu Core IB, wo diese Abweichung nur 7o mNile beträgt. Nach Beendigung der Rechnungen wurde festgestellt, daß bei der Ermittlung der kritischen Masse von Core IIA die Strömungskorrektur für das zentrale Hüllrohr nicht angebracht worden war. Dadurch wurde der Multiplikationsfaktor für dieses Core überschätzt. Da die Strömungskorrektur in Core IIB keinen Einfluss hat - der Stab ist eingefahren - wirkt sich der Irrtum hier nicht aus. Damit reduziert sich aber auch der Unterschied im k_{eff} zwischen Core IIA und IIB.

Im Hinblick auf die Ermittlung von Absorberstabwirksamkeiten darf eine Genauigkeit in der Bestimmung der kritischen Masse von o.2% nicht darüberhinwegtäuschen, daß dies bei den KAHTER-Stäben in Core I schon ca. 3% der Zentralstabreaktivität bedeutet.

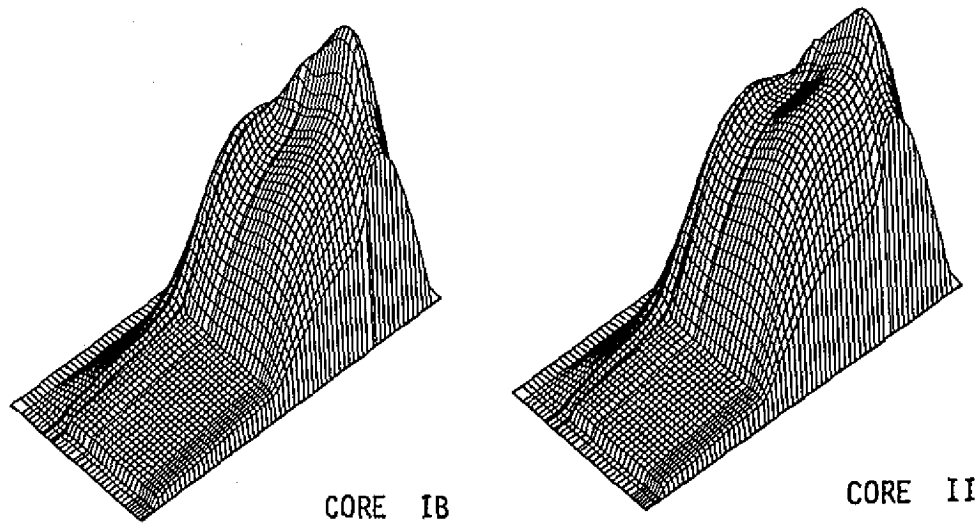


Abb. 14: Thermischer Neutronenfluss B-Cores

Die Abb. 14 zeigt perspektivisch den thermischen Neutronenfluss für die Cores IB und IIB. Der Flussverlauf ähnelt im ganzen den entsprechenden A-Varianten, jedoch wird der steile Abfall zum Zentralstab hin deutlich. Abb. C17 - C20 geben einen Vergleich von Traversen des thermischen Flusses der A- und B-Varianten. Die radialen Darstellungen zeigen sehr schön den Abfall des Flusses zum Stab hin, aber auch den Verdrängungseffekt im radialen Reflektor. Auf den axialen Abbildungen am Stabrand ist die Flussverschiebung in den unteren Corebereich gut zu erkennen.

Den Abschnitt kritische Massen abschließend soll das wichtige Problem der Strömungskorrektur im Kugelhaufen in seiner Wirkung auf das KAHTER Experiment dargestellt werden. Die in Anhang A ausführlich beschriebene Methode führt zu einer Strömungskorrektur der Diffusionskonstanten um bis zu +16% im thermischen Energiebereich. Der Multiplikationsfaktor des Cores III

erniedrigt sich damit im Vergleich zur unkorrigierten Rechnung um 4% Δk. Das entspricht einer Abweichung der kritischen Masse von ca. 18%. Man erkennt daran die hohe Empfindlichkeit der KAHTER Anordnung auf Leakageeffekte. Die Neutronenströmung durch das Hüllrohr des Zentralstabes und die Führungen der Reflektorstäbe ist gleichfalls nicht zu vernachlässigen. Wegen der Unmöglichkeit, anisotrope Diffusion in den verwendeten Codes zu berücksichtigen, konnte hier nur eine grobe Abschätzung vorgenommen werden. Unter Vernachlässigung der Unterschiede zwischen axialer und radialer Diffusionskonstante erhielt man bei Anwendung des Behrensformalismus für das Core III einen Strömungseffekt von o.6% Δk/k.

4.2 Absorberstabwirksamkeiten

4.2.1 Der Zentralstab

Der Zentralstab stellt in soweit eine Besonderheit dar, als er exakt in 2-dimensionaler R-Z-Geometrie dargestellt werden kann. Die Diffusionsrechnungen zur Ermittlung seiner Reaktivität wurden daher mit dem 2-D Code EXTERMINATOR-II durchgeführt.

Gemäß dem in 3.1.2 dargestellten Verfahren mußten jedoch zunächst die effektiven Wirkungsquerschnitte für Stab und Hüllrohr ermittelt werden. Dazu wurden Zellrechnungen mit dem Programmzyklus GAMTERANEX durchgeführt. Die so erhaltenen 4-Gruppen Querschnitte sind in Tab. 8 zusammengefasst. Die oben erwähnte Strömungskorrektur für das leere Hüllrohr ist in den Diffusionskonstanten berücksichtigt.

Tabelle 8

4-Gruppen-Wirkungsquerschnitte für den Zentralstab

Core I	Hüllrohr ohne Stab			Hüllrohr mit Stab		
Gr.	D	Σ_R	Σ_a	D	Σ_R	Σ_a
1	7.12	1.83E-3	4.717E-5	3.133	5.47E-3	6.969E-4
2	7.4o	2.85E-3	7.o8oE-5	2.o17	1.33E-3	1.15oE-2
3	12.42	5.24E-4	2.383E-4	2.458	1.66E-3	4.178E-2
4	11.38	o.o	2.759E-3	2.493	o.o	5.115E-2
Core II						
1	7.18	1.83E-3	4.711E-5	3.151	5.47E-3	6.97oE-4
2	7.21	2.88E-4	7.o74E-5	1.957	1.35E-3	1.153E-2
3	12.48	5.24E-4	2.4ooE-4	2.471	1.69E-3	4.18oE-2
4	11.34	o.o	3.o41E-3	2.489	o.o	5.167E-2
Core III						
1	7.27	1.83E-3	4.52oE-5	3.2oo	5.38E-3	7.oo1E-4
2	7.27	2.87E-4	7.o5oE-5	1.964	1.34E-3	1.158E-2
3	12.67	5.24E-4	2.4ooE-4	2.486	1.67E-3	4.177E-2
4	11.22	o.o	3.44oE-3	2.49o	o.o	5.242E-2

Man erkennt daraus, daß die Absorption im Hüllrohr durchaus spürbar ist. Am Absorptionsquerschnitt der 4. Energiegruppe ist ferner der Spektraleffekt der variablen Moderation der verschiedenen Cores zu erkennen. Bei eingefahrenem Stab ist dieser Effekt gering, da das Spektrum im Stab nahezu ausschließlich von der dort herrschenden hohen Absorption bestimmt wird.

Die Resultate der anschließend mit EXTERMINATOR-II durchgeführten k_{eff}-Berechnungen sind in Tab.9 dargestellt.

Tabelle 9

Wirksamkeit des Zentralstabes

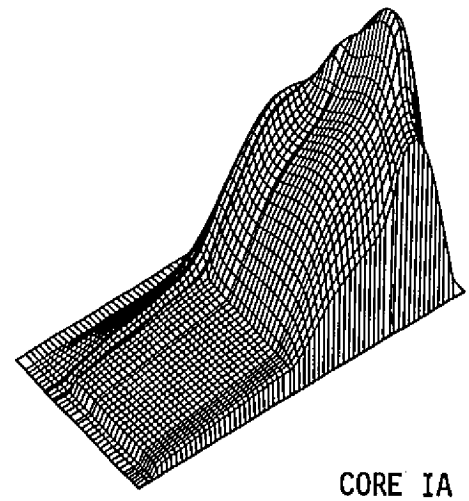
	k_{eff}(Vak)	Δk(Vak)	ρ(Vak)	k_{eff}(Luft)	Δk(Luft)	ρ(Luft)
Core I	o.95818	2.368E-2	2.52 %	o.9769o	2.462E-2	2.52 %
Core II	o.95797	3.117E-2	3.29 %	o.97145	3.152E-2	3.24 %
Core III	o.94913	4.847E-2	5.12 %	o.952o1	4.842E-2	5.o8 %

Die ersten drei Spalten beziehen sich auf Rechnungen mit Vakuumrandbedingung oberhalb der Kugelschüttung, die restlichen auf Simulation des Lufthohlraumes. Die gemäß

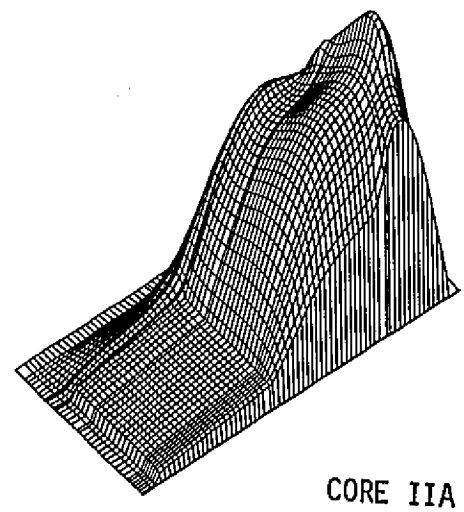
$$\rho = \frac{k_o - k_m}{k_o \cdot k_m}$$

berechneten Reaktivitäten unterscheiden sich für beide Fälle nur um max. 1.5%. Dies ist auch zu erwarten, da die Randbedingung nur das Geschehen am oberen Reaktorrand wesentlich beeinflußt, wo die Stabwirksamkeit hingegen gering ist. Entsprechend der sehr viel größeren Eintauchtiefe des Stabes in Core III und aufgrund der größeren Transparenz dieses Cores erhöht sich die Wirksamkeit um mehr als 1oo% bezogen auf Core I.

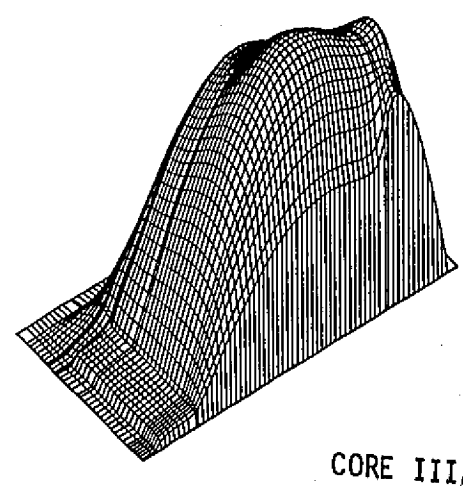
Die Flussformen mit eingefahrenem Zentralstab sind denen der B-Cores sehr ähnlich. Wegen der verschiedenen Beladehöhe treten jedoch geringfügige Veränderungen auf. Abb. 15 zeigt perspektivische Darstellungen aller drei Cores mit eingefahrenem Zentralstab. In den Abb. C21 - C26 sind ähnlich wie bei den B-Cores vergleichende Schnitte in radialer (Kanal U,M,O) und axialer (R=5cm) Richtung gelegt. Als Unterschied zu den Abb. C16 - C20 ist ein deutlicherer Verdrängungseffekte im radialen Reflektor sichtbar.



CORE IA



CORE IIA



CORE IIIA

Abb. 15: Thermischer Neutronenfluss mit Zentralstab

Dieser Verdrängungseffekt spielt bei der Diskussion gemessener und gerechneter Stabwirksamkeiten eine wesentliche Rolle. Falls man nämlich mit der inverskinetischen (IVK) Methode /11/ gemessene Reaktivitäten mit den hier gerechneten vergleichen will, muß man durch die Position des IVK-Detektors hervorgerufene Messeffekte eliminieren. In Anhang B wird die gesamte Problematik ausführlich erläutert. Wie dort gezeigt ist, muß das Detektorsignal mit einem Faktor korrigiert werden, in welchen hauptsächlich das Reaktionsratenverhältnis des Detektors mit und ohne Stab eingeht. Für einen 1/v-Detektor in einem thermischen Reaktor ist jenes Verhältnis nahezu gleich dem thermischen Flussverhältnis. Abb. 16 zeigt daher dieses Flussverhältnis in dem radialen Kanal, welcher einen der beiden benutzten IVK-Detektoren, die sog. 'Bodenkammer' enthält, für die Cores IA und IIIA bei Einfahren des Zentralstabes.

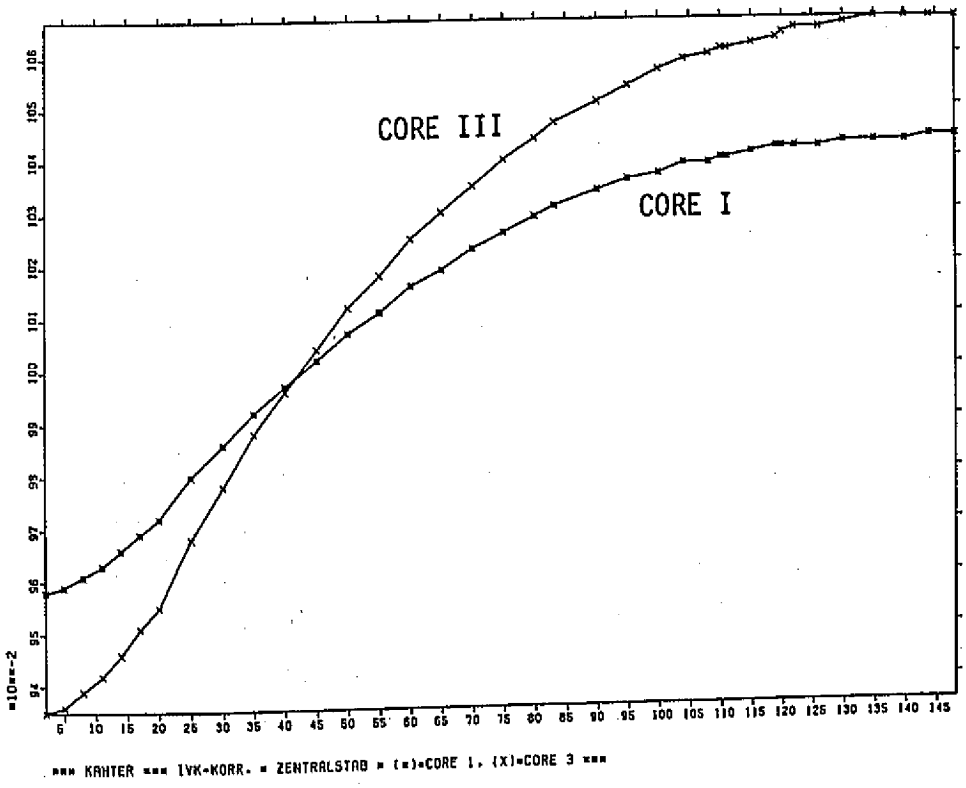


Abb. 16: Zur Korrektur von IVK-Messungen (Zentralstab)

Die Korrektur ist je nach Detektorort beträchtlich.

Tabelle 1o faßt die in Anhang B erläuterten Faktoren zur Korrektur der IVK-Messwerte zusammen. (Das Normierungsintegral aus Anhang B ist hier wie in EXTERMINATOR mit E bezeichnet).

Tabelle 1o

IVK-Korrekturfaktoren aus EXTERMINATOR für den Zentralstab

	Λ	Λ_o	E	E_o	$\Lambda \cdot E / \Lambda_o \cdot E_o$
Core I	9.254E-4s	9.2o3E-4s	1.19899	1.2o222	1.oo29
Core II	1.153E-3s	1.144E-3s	9.8953E-1	9.9245E-1	1.oo49
Core III	1.757E-3s	1.737E-3s	5.7342E-1	5.7553E-1	1.oo78

	$(RR/RR_o)_{BK}$	$(RR/RR_o)_{RK}$	C_{BK}	C_{RK}
Core I	1.o12	1.o45	1.oo86	1.o423
Core II	1.o14	1.o54	1.oo88	1.o487
Core III	1.o15	1.o68	1.oo68	1.o6o2

RR=Reaktionsrate, BK=Bodenkammer, RK=Reflektorkammer.

Gemäß Anhang B stellen die Größen C^{-1} Korrekturen an der Zeitfunktion P(t) dar. Durch Probieren /31/ wurde beim Zentralstab festgestellt, daß dann die gemessene Reaktivität in guter Näherung um den Faktor C zu erhöhen ist.

Tabelle 11 gibt einen Vergleich zwischen den gerechneten und mit der IVK Methode gemessenen Reaktivitäten des Zentralstabes. Hier ist zu berücksichtigen, daß die Messergebnisse in der Einheit 'Dollar'($) anfallen, die Rechnungen jedoch stets '%Δk/k' liefern. Zum Vergleich ist die Kenntnis von β_{eff}, des relativen effektiven Anteils verzögerter Neutronen erforderlich. β_{eff} wurde unter Zugrundelegung der Daten über verzögerte Neutronen aus Ref. /32/ theoretisch ermittelt. Zur sauberen Trennung der Spektren prompter und verzögerter Neutronen wurden diese Rechnungen mit sieben schnellen Energiegruppen durchgeführt.

Tabelle 11

Vergleich gerechneter und gemessener (IVK)

Reaktivitäten des Zentralstabes in %Δk/k

	β_{eff}(theor.)	IVK		IVK korr.		theor.	Δ(theor.-exp.)
		BK	RK	BK	RK		
Core I	6.867E-3	2.56	2.48	2.58	2.58	2.52	-2.3 %
Core II	6.850E-3	3.23	3.14	3.26	3.29	3.24	-1.1 %
Core III	6.819E-3	5.01	4.77	5.04	5.05	5.08	+0.6 %

BK = Bodenkammer, RK = Reflektorkammer

Die bis zu 6% unterschiedlichen Messresultate in den beiden Detektoren werden durch die theoretisch bestimmten Korrekturfaktoren nahezu identisch. Die maximale Abweichung bei Core II beträgt 1%. Diese Tatsache stellt eine gute Stütze für das Korrekturverfahren dar. Die verbleibende Diskrepanz zwischen Rechnung und Messung in der Reaktivität des Zentralstabes ist kleiner als 3% und liegt damit unterhalb der zur Zeit allgemein als realisierbar und wünschenswert angesehenen Schranke von 5%.

Es soll hier nicht unerwähnt bleiben, daß mit anderen Messmethoden bestimmte Reaktivitätswerte größere Abweichungen von den Rechenergebnissen zeigen / 9/. Anhand der IVK-Methode wurde die Notwendigkeit der Korrektur systematischer Messfehler deutlich gemacht. Es besteht durchaus die Möglichkeit, daß auch den anderen Messmethoden ähnliche Probleme anhaften. Es ist hier jedoch nicht der Ort darüber ausführlich zu diskutieren. Da auch seitens der Experimentatoren die IVK-Methode als die zur Zeit sicherste und bestfundierte Methode angesehen wird, scheint es sinnvoll zu sein, die Richtigkeit der Rechenmethode an dieser zu testen.

Die letztlich verbleibende Abweichung der gerechneten und gemessenen Wirksamkeit des Zentralstabes kann verschiedene Ursachen haben. Sicherlich spielt die genaue Berechnung des β_{eff} eine wesentliche Rolle. Aufgrund der z.Z. noch nicht genügend gut bekannten Spektren der verzögerten Neutronen und aufgrund einer möglicherweise noch nicht genügend feinen Gruppenteilung im 100 keV-Bereich der hier durchgeführten Rechnungen ist eine Ungenauigkeit von von ca. 2% in β_{eff} durchaus zu erwarten.

Abschließend soll noch einmal an die Ergebnisse der B-Core Untersuchungen erinnert werden. Da der kritische Zustand einerseits sehr genau messbar ist, andererseits Fragen der Interpretation dynamischer Effekte dort nicht auftreten, gibt die Genauigkeit der Berechnung der kritischen Masse bei eingefahrenem Stab Aufschluss über das theoretische Stabmodell. Unter der Voraussetzung, daß alle systematischen Fehler in der Rechnung sich auf die A- und B-Konfiguration gleich auswirken, ist die Abweichung der k_{eff}-Berechnungen beider Varianten ein direktes Maß für den Fehler im Stabmodell. Für Core IB lag diese Abweichung bei 7o mNile. Das ist gleichbedeutend mit einer Überschätzung der Stabreaktivität um etwa 3%. Der entsprechende Wert für Core IIB wäre 1o%, doch war schon in Abschnitt 4.1.2 auf einen erst nachträglich erkannten Eingabefehler aufmerksam gemacht worden. Es darf daher geschlossen werden, daß die B-Core Ergebnisse die anhand der IVK-Messungen gewonnenen Erkenntnisse voll bestätigen. Insbesondere zeigt sich auch hier, daß die berechnete Reaktivität des Zentralstabes innerhalb von ca. 3% mit den Messwerten übereinstimmt.

4.2.2 Die Reflektorstäbe

Die Berechnung der Reaktivität der KAHTER-Reflektorstäbe erfordert eine dreidimensionale Darstellung des Reaktors. Die Rechnungen wurden bei prinzipiell gleicher Verfahrensweise wie beim Zentralstab mit dem 3-D Diffusionscode CITATION durchgeführt.

Aus Kosten- und Zeitersparnisgründen beschränken sich die Untersuchungen auf die Corebeladungen II und III bei Verwendung des Modells zur Simulation des Luftkamins. Es wurde nur die Gesamtwirksamkeit aller acht Reflektorstäbe bei ausgefahrenem Zentralstab sowie die Reaktivität sämtlicher KAHTER-Stäbe ermittelt. Aus technischen Gründen konnten diese Fälle im Experiment nicht sauber durchgeführt werden. Es ist jedoch zu erwarten, daß die etwas andere Art des Experimentes keinen spürbaren Einfluss auf die Stabwirksamkeit hat.

Tab. 12 zeigt zunächst die wiederum mit GAMTERANEX ermittelten effektiven 4-Gruppen-Querschnitte für die Reflektorstabgebiete.

Tabelle 12

4-Gruppen Wirkungsquerschnitte für die Reflektorstäbe

Gr.	D	Σ_R	Σ_a
1	2.778	1.o6E-2	1.488E-3
2	1.358	3.13E-3	2.112E-2
3	1.465	5.1oE-3	5.46oE-2
4	1.536	o.o	5.839E-2

Der Vergleich mit Tab. 8 zeigt die stärkere Wirkung der Reflektorstäbe, was auf den höheren B_4C-Gehalt und die größere wirksame Oberfläche zurückzuführen ist.

In Tabelle 13 sind die Ergebnisse der CITATION-Rechnungen zusammengestellt.

Tabelle 13

Wirksamkeit der Reflektorstäbe

	k_{eff}(o.St.)	k_{eff}(R-St.)	ρ(R-St.)	k_{eff}(al.St.)	ρ(al.St.)
Core IIA	1.oo522	o.95131	5.64 %	o.91928	9.3o %
Core IIIA	1.oo287	o.93553	7.18 %	o.88498	13.28 %

Beim Vergleich der k_{eff}-Werte ohne Stäbe fällt auf, daß mit dem 3-D-Code CITATION nicht exakt dieselben Ergebnisse wie mit EXTERMINATOR erhalten wurden. Die CITATION-Resultate liegen in beiden Fällen leicht über den EXTERMINATOR-Werten und zwar Core IIA um 225 mNile und bei Core IIIA um 244 mNile. Angesichts der andersartigen Darstellung der Reflektorstäbe und eingedenk der unterschiedlichen Diskretisierungsverfahren in beiden Codes darf man diese leichte Abweichung jedoch als tolerierbar ansehen.

Selbstverständlich ist die Stabwirksamkeit wegen der größeren Eintauchtiefe in Core III erheblich höher als bei Core II.

Ähnlich wie beim Zentralstab sind in Tab.14 die für die IVK-Messungen berechneten Korrekturfaktoren zusammengefasst. Dabei ist $F = A \cdot E/(A_o \cdot E_o)$, 'R' bedeutet 'Reflektorstäbe', 'a' steht für 'alle Stäbe' und $C = F^{-1} \cdot (RR/RR_o)$ gemäß Anhang B.

Für die Bodenkammer beträgt der Korrekturfaktor erhebliche 1o-13%, der Messwert der Reflektorkammer muß um ca. 8 % für die Reflektorstäbe und um ca. 2-3% für alle Stäbe reduziert werden. Der große Korrekturwert für die Bodenkammer ist aus der starken Flussverschiebung zum Zentrum des Reaktors hin bei eingefahrenen Reflektorstäben zu verstehen. Hier wird deutlich,

Tabelle 14

IVK-Korrekturfaktoren aus CITATION
für Reflektorstabmessungen

	Λ_o	Λ_R	E_R/E_o	F_R
Core IIA	1.113E-3s	1.o85E-3s	1.o17	.99o5
CORE IIIA	1.714E-3s	1.666E-3s	1.o14	.9853

	Λ_a	E_a/E_o	F_a
Core IIA	1.o97E-3s	1.o12	.9968
Core IIIA	1.684E-3s	1.oo6	.9887

	$(RR/RR_o)^R_{BK}$	$(RR/RR_o)^R_{RK}$	C^R_{BK}	C^R_{RK}
Core IIA	1.o86	o.912	1.o96	o.921
Core IIIA	1.o87	o.9o7	1.1o3	o.921

	$(RR/RR_o)^a_{BK}$	$(RR/RR_o)^a_{RK}$	C^a_{BK}	C^a_{RK}
Core IIA	1.1o4	o.962	1.1o8	o.965
Core IIIA	1.118	o.977	1.131	o.988

daß die 'naive' Vorstellung,eine IVK-Messkammer werde am günstigsten möglichst weit von der Störung entfernt positioniert, durchaus unzutreffend ist. Abb. 17 zeigt das Verhältnis der thermischen Flüsse mit und ohne Stäbe, und beweist, daß eine Detektorposition näher am Stab ein sinnvolleres Ergebnis geliefert hätte.

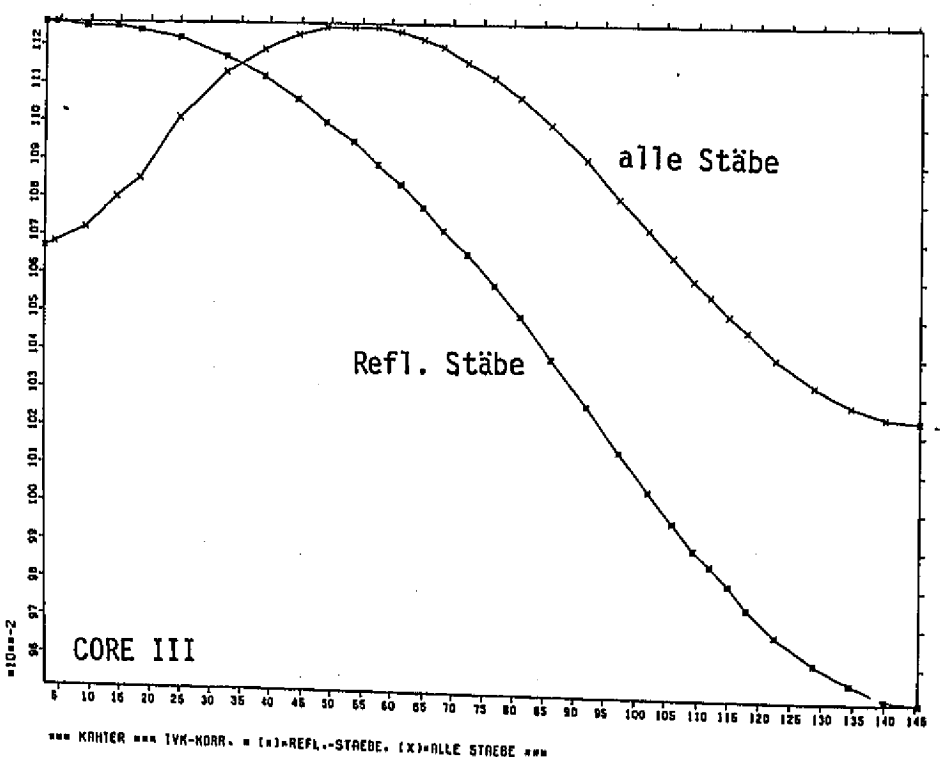


Abb. 17: Zur Korrektur von IVK-Messungen (Refl. Stäbe)

Tabelle 15 gibt den Vergleich zwischen IVK-gemessenen und gerechneten Reflektorstabreaktivitäten. Es wurde angenommen, daß auch hier die Reaktivität mit dem Faktor C zu korrigieren ist.

Tabelle 15

Vergleich gerechneter und gemessener-(IVK)- Reaktivitäten der Reflektorstäbe in %Δk/k

	β_{eff}	IVK		IVK(kor.)		theor.	Δ(theor., exp.)
		BK	RK	BK	RK		
Core IIA							
Refl.Stäbe	6.849E-3	5.03%	6.38%	5.51%	5.87%	5.64%	2.4%(BK)
alle Stäbe	6.849E-3	8.44%	-+)	9.35%	-	9.30%	-0.6%(BK)
Core IIIA							
Refl.Stäbe	6.819E-3	6.98%	8.89%	7.70%	8.19%	7.18%	-6.8%(BK)
alle Stäbe	6.819E-3	12.38%	15.20%	14.00%	15.01%	13.28%	-5.1%(BK)

+) nicht gemessen

Im Gegensatz zu den Zentralstabmessungen können hier die beiden Messwerte durch das Korrekturverfahren nicht angeglichen werden. Es bleibt eine Abweichung von ca. 7% bestehen. Im Vergleich zu dem Unterschied der rohen Messwerte von ca.27% ist dies schon ein großer Fortschritt. Es darf dabei nicht übersehen werden, daß die 'Reflektorkammer' außerhalb des Reaktors liegt. Die mittels Diffusionstheorie ermittelten Korrekturfaktoren für diese Detektorposition sind sicherlich mit erheblichen Fehlern behaftet, so daß sinnvollerweise für den Vergleich mit den berechneten Stabwerten nur die Bodenkammer berücksichtigt werden sollte. Dabei tritt das Phänomen zutage, daß für Core IIA das Rechenergebnis über, bei Core IIIA unter dem Experiment liegt. Da für beide Cores die gleichen effektiven Wirkungsquerschnitte für die Reflektorstäbe benutzt wurden, welche unter Zugrundelegung des Cores II ermittelt worden waren, lag der Schluss nahe, das weichere Spektrum in Core III vergrößere den Absorptionsquerschnitt in den Stäben. Eine Vergleichsrechnung mit einer Stabumgebung

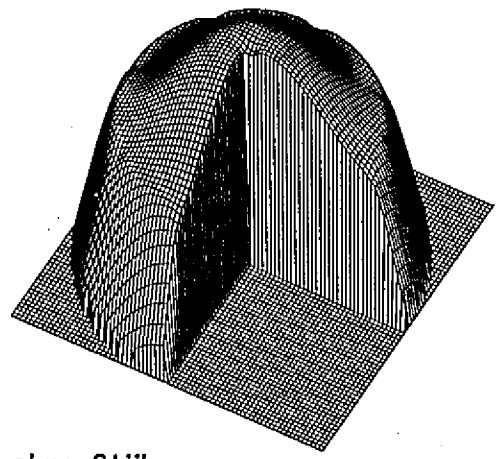
aus reinem Graphit zeigte jedoch, daß dieser Schluss nicht gezogen werden kann, da der Umgebungseffekt auf die 4-Gruppen-Stabquerschnitte sich als sehr gering herausstellte. So ist z. Zt. keine eindeutige Ursache für die erwähnte Diskrepanz anzugeben, so daß die Ungenauigkeit von ca. 5% als modellverbunden angesehen werden muß.

Insgesamt liegen die gerechneten und gemessenen Stabwerte bei den Reflektorstäben etwas weiter auseinander als beim Zentralstab. Auch hier jedoch wird die 5%-Marke nicht oder nicht wesentlich überschritten. Angesichts der ungleich stärkeren Vereinfachung des Rechenmodells im Vergleich zur Wirklichkeit darf damit auch die Berechnung der Reflektorstabwirksamkeit als voll zufriedenstellend angesehen werden.

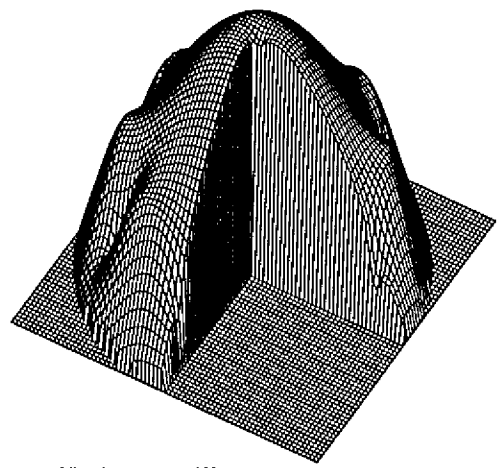
Die folgenden Abbildungen geben einen Überblick über die thermische Flussverteilung bei eingefahrenen Reflektorstäben. Zunächst sind in der Abb. 18 Horizontalschnitte etwa in halber Corehöhe für das Core IIIA dargestellt. Abb. 18a zeigt den Referenzfall ohne Stäbe wie er mit CITATION berechnet wurde. Die beiden anderen Bilder geben die Verhältnisse bei eingetauchten Reflektorstäben bzw. mit sämtlichen Stäben wieder. Innerhalb der Stäbe ist die Darstellung wegen der zu groben Rasterteilung nicht realistisch. Tatsächlich sinkt der Fluss sehr viel tiefer ab.

In den Abb. 19 und 20 sind R-Z-Schnitte für den Azimutwinkel Null, d.h. in Richtung der Stäbe wiedergegeben. Die starke Flussabsenkung im Reflektor ist klar zu erkennen.

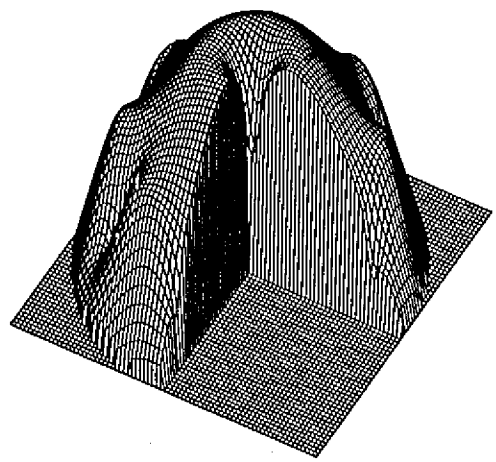
Die Abb. C27 - C32 geben einen quantitativen Einblick in das Geschehen. Die Abb. C27 - C30 zeigen den radialen (thermischen) Flussverlauf im Messkanal M jeweils für den Referenzfall, den Fall mit eingefahrenen Reflektorstäben und das Core mit allen Stäben. Der Azimutwinkel 0^{o} entspricht auch hier der Richtung der Reflektorstäbe, das Azimut 22.5^{o} liegt zwischen zwei Stäben.



ohne Stäbe



Reflektorstäbe



alle Stäbe

Abb. 18: Thermischer Fluss aus CITATION (R-ϕ)
Core IIIA

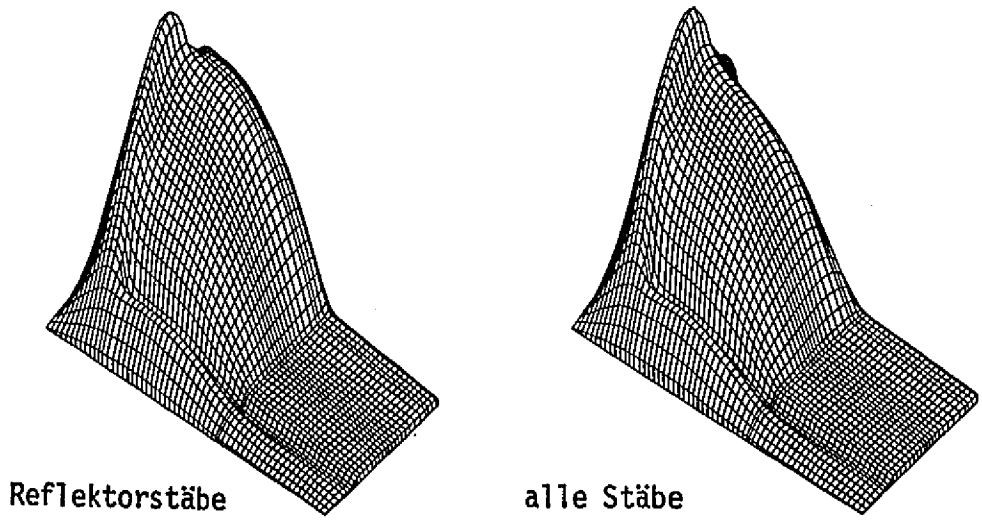


Abb. 19: Thermischer Fluss aus CITATION (R-Z)
Core IIA

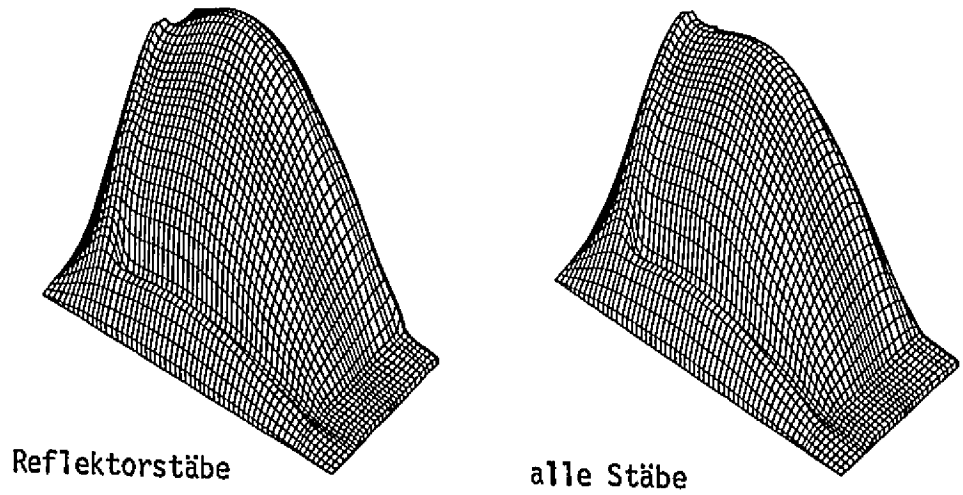


Abb. 20: Thermischer Fluss aus CITATION (R-Z)
Core IIIA

Die Flussabsenkung ist auch dort noch spürbar. Man erkennt auch, daß der Zentralstab den Fluss am Ort der Reflektorstäbe wieder in die ursprüngliche Richtung verdrängt. Es ist daher eine 'positive Selbstabschattung' zwischen Zentral- und Reflektorstäben zu erwarten. Die Flussabsenkung innerhalb der Stäbe ist wie schon erwähnt in Wirklichkeit stärker als dargestellt.

Schließlich zeigen die Abb. C31 und C32 einen axialen Schnitt in unmittelbarer Nähe der Reflektorstäbe. Aus technischen Gründen verläuft die Z-Achse hier entgegengesetzt zu der bisher gebräuchlichen Richtung. Die Bilder zeigen eine starke Ähnlichkeit mit den Abb. C24 und C26, wo die analogen Verhältnisse für den Zentralstab vorlagen.

Abschließend sei noch das Phänomen der oben erwähnten Selbstabschattung der Stäbe näher untersucht. Darunter ist die Tatsache zu verstehen, daß die Reaktivität mehrerer Stäbe nicht gleich der Summe der Einzelreaktivitäten ist. Da die Reflektorstäbe und der Zentralstab sich gegenseitig den Fluss 'zuschieben', ist zwischen diesen eine 'positive Abschirmung' zu erwarten, was auch von Experiment und Rechnung bestätigt wird.
In Tab.16 sind die Verhältnisse dargestellt.

Tabelle 16

Positive Abschattung der KAHTER-Stäbe

	$\rho_R+\rho_Z$	ρ_{R+Z}	$\Delta\rho_{R,Z}$	$\rho_R+\rho_Z$	ρ_{R+Z}	$\Delta\rho_{R,Z}$
Core IIA				Core IIIA		
theor.	8.88%	9.3o%	4.7%	12.26%	13.28%	8.3%
IVK BK_{kor}	8.77%	9.35%	6.6%	12.74%	14.oo%	9.9%
IVK RK_{kor}	9.16%	-+)	-	13.24%	15.o1%	13.4%

BK = Bodenkammer, RK = Reflektorkammer

+) nicht gemessen

Es ergibt sich demnach für Core IIA eine positive Abschirmung von ca. 5% und für Core IIIA eine solche von ca. 10%. Der mit der Reflektorkammer ermittelte Wert ist aus den schon früher dargelegten Gründen nicht sehr sicher.

4.3 Reaktionsraten

Gemäß dem KAHTER Messprogramm wurden in allen Cores Reaktionsratenprofile mit den in Abschnitt 2 genannten Detektoren aufgenommen. Aus Gründen der zeitlichen Planung des Experimentes wurden diese Messungen bei den Cores I und II weniger ausführlich als beim Core III durchgeführt. Daher ist das Informationsmaterial für das letzte Core weitaus umfangreicher. Bevor ein ausführlicher Vergleich zwischen den gerechneten und gemessenen Werten stattfindet,sei auf eine Schwierigkeit hingewiesen, die einen solchen Vergleich in gewissem Umfang erschwert: Nach der genauen Bestimmung der kritischen Beladung wurden die Cores durch Zuladen von Brennelementen leicht überkritisch gemacht, um für die Experimente eine gewisse Überschußreaktivität zur Verfügung zu haben. Der kritische Zustand wurde dann je nach Bedarf mit den neun Regelstäben eingestellt. Durch die Anwesenheit der Stäbe im Reaktor wird jedoch eine Flußstörung hervorgerufen, die sich des öfteren auf die Reaktionsratenprofile auswirkt. Durch diese Art der Experimentiertechnik ist manchmal eine Aussage über die Genauigkeit der Rechenverfahren nicht leicht zu treffen, da die Berechnung der Reaktionsraten stets unter der Annahme regelstabfreier Cores erfolgte.

Die folgenden Abbildungen geben einen Überblick über die berechneten Reaktionsraten. In Abb. 21 ist die (1/v)-Rate für die berechneten Cores dargestellt, wie sie etwa mit den Dy-Drähten gemessen werden können. Der Vergleich mit Abb. 13 zeigt die große Ähnlichkeit mit den thermischen Neutronenflüssen. An den Übergängen der Spektralzonen treten Unstetigkeiten auf (durch lineare Interpolation etwas gemildert), die aufgrund der Verschieden-

heit der Spektren zu verstehen und auch zu erwarten sind. Eine feinere Energiegruppenteilung in der Diffusionsrechnung würde hier Abhilfe schaffen. Im 'Kamin' oberhalb des Kugelhaufens wurden die Reaktionsraten nicht berechnet, da dort auch keine Messungen durchgeführt worden sind. Die Abbildungen sind deshalb in diesem Gebiet nicht realistisch.

Die Abb. 22 zeigt für das Core IIIA die für verschiedene Detektoren berechneten Raten. Die U-235 Spaltrate betont die Reflektoren am stärksten. Wegen des steiler als 1/v verlaufenden Spaltquerschnittes von U-235 reagiert dieser Detektor besonders auf den unteren thermischen Bereich. Abgesehen von einem Resonanzanteil bei etwa 300 eV, zeigt das Mangan-Reaktionsratenbild große Ähnlichkeit mit dem eines 1/v-Detektors. Die Goldreaktionsrate enthält demgegenüber einen starken epithermischen Anteil, der sich besonders innerhalb des Cores auswirkt. Mit Indium kommt der epithermische Neutronenfluß im gesamten Reaktor zutage und die Spaltfolien aus Thorium schließlich zeigen den schnellen Neutronenanteil allein. Damit ist der gesamte interessierende Energiebereich des Neutronenspektrums überdeckt.

Im Anhang D sind die berechneten Reaktionsraten den Messwerten gegenübergestellt. Die Messungen erfolgten radial in den Messkanälen U(h = 11o cm), M(h = 15o cm) und O(h = 21o cm) gemessen von der Unterkante des Bodenreflektors sowie axial in den Kanälen S1 (r = 35 cm), S4 (r = 95 cm) und K2o (r = 115 cm).

Zunächst werden die mit dem 1/v-Detektor Dy ermittelten Raten verglichen (Abb. D1-D10). Während im Core IA und im Kanal U des Cores IB eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie zu finden ist, zeigt die Abb. D3 für den nahe der Oberfläche des Cores IB gelegenen Messkanal M im Reflektorbereich eine deutliche Absenkung der gemessenen Rate. Dies ist jedoch nicht auf eine fehlerhafte Berechnung zurückzuführen, vielmehr waren bei der Messung die Reflektorstäbe bis unter

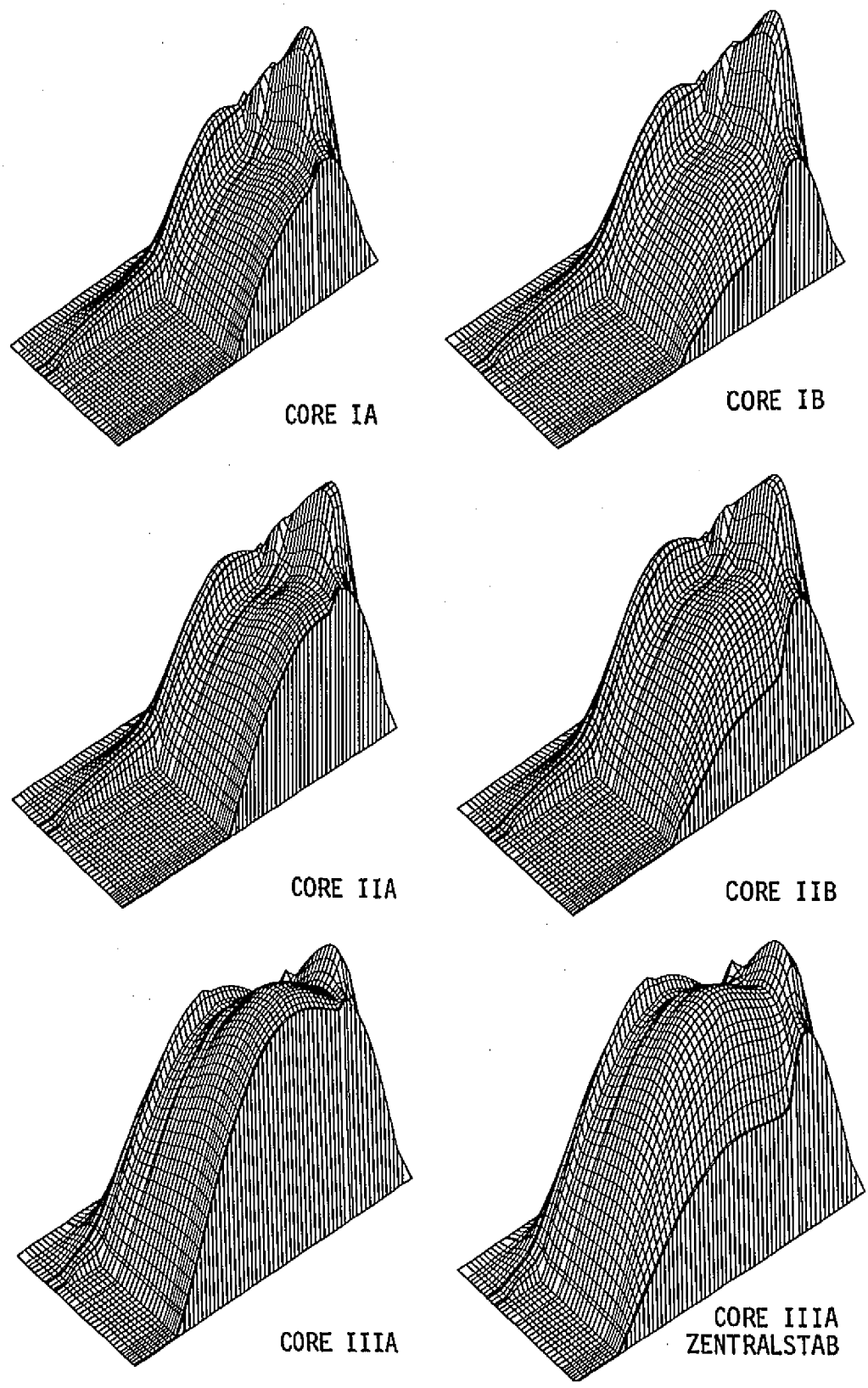


Abb. 21: 1/v-Reaktionsraten

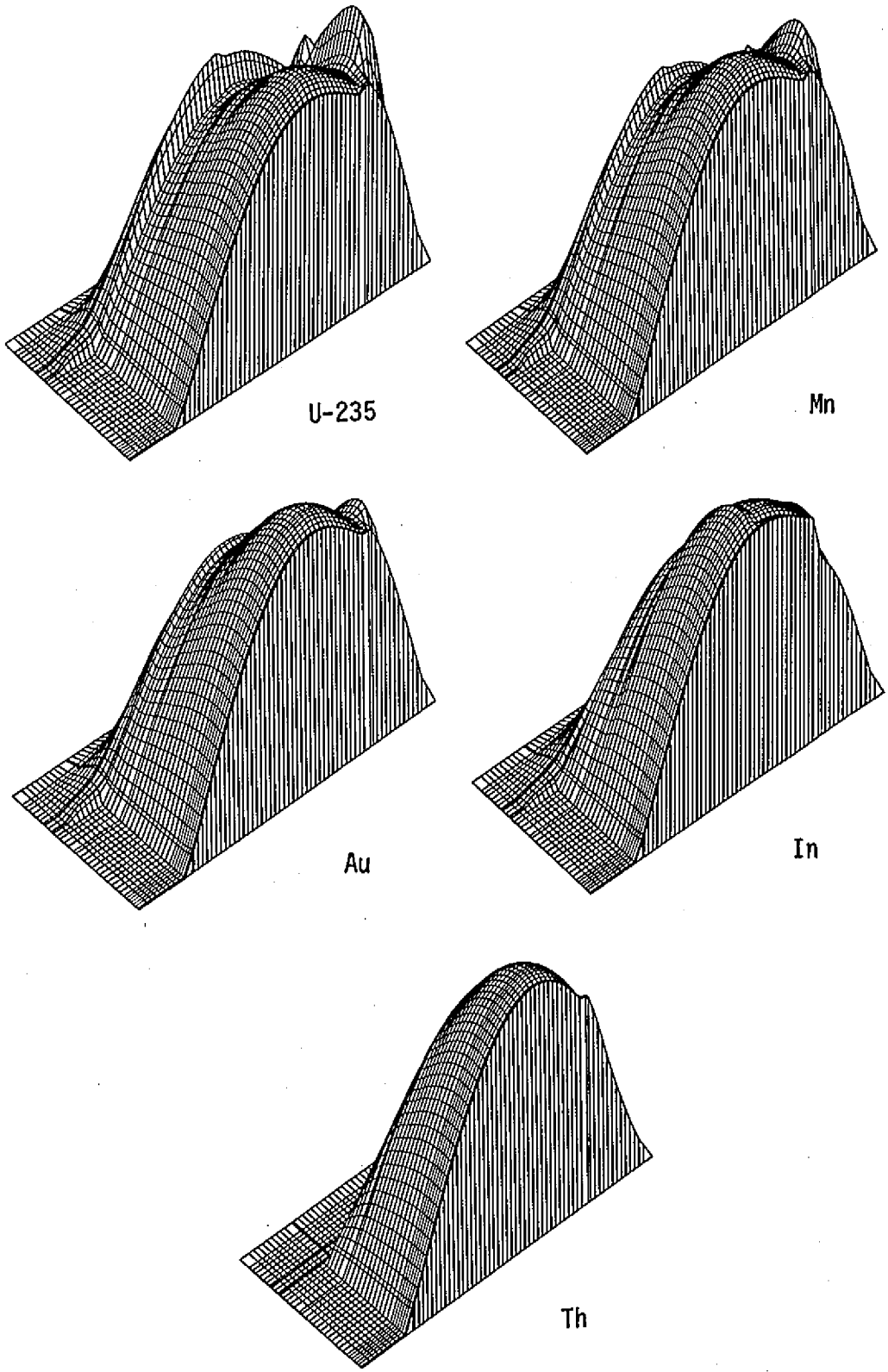


Abb. 22: Reaktionsraten im Core IIIA

die Höhe des Kanals M eingefahren. Die dargestellte Abweichung gibt also ein direktes Bild der durch die Stäbe bewirkten Flussverschiebung.

Die Abb. D4 und D5 zeigen die Verhältnisse im Core IIA. In Kanal U findet man hervorragende Übereinstimmung, in Kanal M tritt im Reflektormaximum ein ähnlicher Effekt wie bei Core IB auf, der hier jedoch nur zum Teil auf die Reflektorstabwirkung zurückzuführen ist, da diese jetzt nicht so tief eingefahren sind. Abb. D6 zeigt ein axiales Bild bei 115 cm Radius. Die durchgezogene Linie korrespondiert mit den Messwerten, die durch (+) dargestellt sind, und erreicht bis auf den untersten Bereich dieselbe gute Übereinstimmung wie bei den radialen Werten. Die Abweichungen im Bodenreflektor sind auf eine unzureichende Erfassung der Spektraleffekte im 4-Gruppenbild zurückzuführen. Das Spektrum variiert dort stärker mit der Höhe als in der Rechnung angenommen; deswegen wird der Mittelwert in der Spektralzone auch gut getroffen. Die sehr gute Übereinstimmung bis zum oberen Corerand bestätigt die Richtigkeit des Rechenmodells für den 'Hohlraum' oberhalb des Kugelhaufens.

Die mit (o) bezeichneten Messwerte ergaben sich bei Abdeckung der Coreoberfläche mit Cadmiumblech. Da jetzt die vom 'Kamin' zurückgestreuten thermischen Neutronen nicht mehr in das Core eindringen können, sinkt der Fluss in der Nähe der Core-Oberfläche ab. Läßt man in der Rechnung den gesamten Kamineffekt, d.h. auch den der epithermischen und schnellen Neutronen unberücksichtigt, so erhält man die gestrichelte Kurve, die, wie zu erwarten, unterhalb der (o)-Messwerte verläuft.

Die Abb. D7, D8 zeigen radiale Traversen durch das Core IIB. Für Kanal U fallen Messung und Rechnung innerhalb der Messgenauigkeit zusammen, in Kanal M wird der Corebereich sehr gut wiedergegeben, das Reflektormaximum wird, wie schon früher, etwas überschätzt.

In den Abb. D9 und D10 schließlich sind die Ergebnisse des Cores III zusammengefaßt. Die radialen Traversen stimmen in allen drei Messkanälen ziemlich gut mit den berechneten überein. Es sei daran erinnert, daß alle Daten einer Abbildung gemeinsam normiert sind. Die axiale Messung bestätigt die theoretischen Ergebnisse in der gleichen Weise. Der Effekt im Bodenreflektor wurde schon oben erläutert.

Nach dem Vergleich der Dy-Messungen mit den Rechnungen kann gesagt werden, daß eine gute bis hervorragende Übereinstimmung von Theorie und Experiment erzielt wurde.

In den Abb. D11 - D16 werden die Ergebnisse der Messungen mit Mangan-Detektoren und der Theorie verglichen. Im wesentlichen gelten hier die gleichen Aussagen wie bei Dysprosium, doch zeigen sich manchmal etwas stärkere Abweichungen als dort. Jedoch bleibt die Diskrepanz - falls man überhaupt von einer solchen sprechen kann - innerhalb des Cores bei weniger als 5%, und auch die Reflektorergebnisse weichen nicht stark voneinander ab. Die Abb. D15 sei näher betrachtet. Die Messkurve von Kanal 0 liegt im Core deutlich tiefer als die Rechnung. Bei dieser Messung war der Zentralstab etwa 25 cm ins Core eingefahren und stand nur 25 cm oberhalb des Messkanals 0. Seine Wirkung ist deutlich an der Flussabsenkung zu erkennen. Abb. D16 zeigt wieder die gute rechnerische Reproduzierbarkeit der axialen Reaktionsratenmessungen.

Wie schon in Abschnitt 3.1.3 erwähnt, mußten für die Golddetektoren spezielle Rechnungen zur Resonanzselbstabschirmung durchgeführt werden. Die Abb. D17 - D23 zeigen die Auswirkungen dieser Bemühungen. Die in Abb. D17 am Core IIA dargestellte Rechnung ohne Resonanzkorrektur führt zu deutlichen Fehlern im Reflektor, wogegen nach Einführung der berechneten Selbstabschirmungskorrektur von 82% in der 3. Energiegruppe nur noch eine kleine Abweichung zu den experimentellen Werten übrig bleibt. In Anbetracht der relativ rauhen Oberfläche der Drähte wird eine saubere Berechnung des Selbstabschirmfaktors sehr schwierig.

Auf Grund dieser rauhen Oberfläche kommt es zu einer Überschätzung des Abschirmeffekts. Eventuell vorhandene Adsorption von Wasserstoff würde einen ähnlichen Effekt liefern. Man erhält eine optimale Übereinstimmung zum Experiment, wenn man eine 7o%ige Resonanzselbstabschirmung zugrunde legt, wie die Abb. D18 und D19 in Core IIB zeigen.

Die Abb. D20, D21 seien wieder näher erläutert. Auf den ersten Blick erscheinen die nicht korrigierten Raten für Core IIIA mit Ausnahme des Übergangs Core-Reflektor zufriedenstellend. Nach der Korrektur zeigt sich in Kanal 0 im Reflektor eine starke Diskrepanz zwischen Messung und Rechnung. Die Reflektorstäbe standen jedoch bei der Messung ca. 2o cm unter der Coreoberfläche und ca. 3o cm oberhalb des Messkanals. Es muß daher eine Flussabsenkung an dieser Stelle auftreten und sie spiegelt sich in der ersichtlichen Abweichung zwischen Rechnung und Messung.

Die Abb. D22, D23 schließlich geben axiale Reaktionsratentraversen ohne und mit Resonanzkorrektur. Die Wichtigkeit der Korrektur wird klar ersichtlich.

Trotz des Problems der starken Resonanzselbstabschirmung in den massiven Golddrähten konnte das theoretische Modell auch hier der Messung durchaus gerecht werden.

Im Gegensatz zu den Golddrähten mußte für die Indium-Detektoren keine Resonanzselbstabschirmungsrechnung durchgeführt werden, da das Indium in Aluminium fein dispergiert vorlag. Hier war allerdings die Schwierigkeit vorhanden, daß die In-Resonanz bei 1.4 eV durch das gewählte 4-Gruppen-Bild der Diffusionsrechnung nur sehr global beschrieben wurde. Um so mehr ist daher der Vergleich zum Experiment an dieser Stelle ein Test für die Exaktheit der Spektralrechnung. Wegen der groben Spektralzoneneinteilung im Reflektor konnte dort eine gute Darstellung des gemessenen Ratenverlaufes von vornherein nicht erwartet werden. Um so zufriedenstellender erscheint die Tat-

sache, daß gemäß Abb. D24 bis D29 eine sehr gute Darstellung des gemessenen Reaktionsratenfeldes gelang. Betrachtet man insbesondere die wegen der geringen Zählraten recht große Meßstatistik so fällt es schwer, aus den verbliebenen Abweichungen Folgerungen für Modifikationen des Rechenmodells zu ziehen. Lediglich Abb. D26 zeigt im Bodenreflektor das Vorhandensein der eingangs dargelegten Spektraleffekte. Die gleiche Abb. zeigt auch sehr deutlich den Einfluss der Randbedingung am oberen Coreende auf den Reaktionsratenverlauf. Während die mit Vakuumrandbedingung berechnete Kurve die mit Cd-Abdekkung der Cores durchgeführte Messung sehr gut reproduziert, liefert die Hohlraumsimulation viel zu große Werte.

Die Abb.D30 zeigt das Ergebnis eines ersten Messversuches mit Th-Detektoren. Damit wird der schnelle Neutronenfluß sichtbar. Die Rechnung stimmt innerhalb des Cores hervorragend mit der Messung überein. Nur am Coreboden zeigt sich eine größere Abweichung.

Wegen der in diesem Bereich starken Änderung des schnellen Neutronenflusses ist die gewählte 4-Gruppenstruktur der Th-Reaktionsrate hier nicht ausreichend. Etwas bessere Ergebnisse lieferte eine 8-Gruppen-Vergleichsrechnung deren Ergebnis ebenfalls eingezeichnet ist. Die noch verbleibende Diskrepanz ist eventuell auf Strömungseffekte im Messkanal zurückzuführen.

In den Abb. D31 bis D35 sind die U-235 Spaltratenverteilungen dargestellt. Die Messungen wurden radial mit einer Spaltkammer, axial mit Natururanfolien durchgeführt. Die Rechnung gibt innerhalb des Cores die gemessenen Werte gut wieder. Mit Ausnahme des Cores IB (Abb. D31) wird jedoch die Reflektoraufwölbung weit überschätzt. Die Abweichungen sind hier deutlich größer als bei den anderen thermischen Detektoren. Daß zumindest ein Teil der hier auftretenden Diskrepanzen nicht dem Rechenmodell angelastet werden kann, zeigt ein Vergleich der Abb. D4 (Dysprosium, 1/v) und D32 (U-235). Im Reflektorpeak liefert die

Spaltkammer ein im Vergleich zum Dy-Detektor 10 % kleineres Relativsignal. Da der U-235 Spaltquerschnitt jedoch steiler als (1/v) verläuft, muß die Spaltrate den Reflektoreffekt deutlicher zeigen als die 1/v-Absorptionsrate, was aus der Rechnung auch hervorgeht. Mögliche Erklärungen für den andersartigen Verlau der gemessenen Kurven sind in den Absorptions- und Moderationseigenschaften der Spaltkammerapparatur zu sehen, die eventuell einen störenden Einfluss auf den Neutronenfluss am Messort haben. Inwieweit eine feinere Darstellung des thermischen Energiebereichs im Rechenmodell noch erforderlich ist, wird weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben. Innerhalb der hier durchgeführten Analyse konnte eine Klärung dieser Fragen nicht erreicht werden.

Die gerechnete axiale Spaltratenverteilung im Core nahe am Seitenreflektor (Abb. D35) stimmt gut mit der U-nat Folienmessung überein.

5. DISKUSSION DER ERGEBNISSE UND FOLGERUNGEN FÜR DIE MODELL-VORSTELLUNGEN

Die Analyse des kritischen Experiments KAHTER hatte drei Schwerpunkte:

a) kritische Massen

b) Absorberstabreaktivitäten

c) räumlicher Verlauf des Neutronenfeldes

Der ausnahmslose Einsatz von Standardcodes sollte eine hochgradige Verwertbarkeit der mit dem Experiment gewonnenen Ergebbisse auf dem Gebiet der Coreauslegungsrechnungen für Leistungsreaktoren gewährleisten.

Die im vorigen Abschnitt dargelegten Ergebnisse von Experiment und Rechnung zeigen, daß die verwendeten Rechenprogramme grundsätzlich geeignet sind, das Neutronenfeld in der relativ kleinen kritischen Anlage KAHTER unter den vorgegebenen Verhältnissen darzustellen. Da all diese Codes nur Näherungslösungen für die allgemeine Problemstellung liefern, kam der Art und Weise der modellmäßigen Erfassung der physikalischen Wirklichkeit besondere Bedeutung zu. Hier zeigte das kritische Experiment KAHTER, daß Änderungen an einigen herkömmlichen Verfahrensweisen spürbare Verbesserungen der Rechenergebnisse bringen können. Für die Schwerpunkte dieser Analyse seien dafür im folgenden einige Beispiele erläutert:

Bei der Ermittlung der kritischen Massen hat sich eine gute Strömungskorrektur als notwendig erwiesen. Der durch die Löcher zwischen den Kugeln hervorgerufene, durch Homogenisierung nicht zu erfassende Reaktivitätseffekt betrug ca. 4 % $\Delta k/k$. Durch das Experiment wurde ein Überdenken der bisher üblichen Strömungskorrektur (s. Anhang A) angeregt und eine für den Kugelhaufenreaktor relevante "Behrenskorrektur" abgeleitet.

Aufgrund der gemessenen kritischen Brennelementzahlen und besonders wegen der Nichtübereinstimmung des axialen Neutronenflußverlaufes in Theorie und Experiment wurde ein Verfahren zur Simulation des Lufthohlraumes oberhalb der Kugelschüttung erstellt. Ohne diese Methode, d.h. unter Annahme einer Vakuumrandbedingung am oberen Coreende wurde die Kritikalität des Systems bis zu 2 % Δ k/k unterschätzt.
Unter Verwendung der genannten Modifizierungen des Rechenmodells und durch intensive Benutzung des zur Berechnung von Leistungsreaktoren im allgemeinen unüblichen Verfahrens der Buckling- und Albedoiterationen konnten die kritischen Massen für alle untersuchten KAHTER-Cores mit Fehlern unter 1 % theoretisch ermittelt werden. Die entsprechenden Abweichungen im Multiplikationsfaktor liegen bei o,3 %.

Bezüglich der Bestimmung der Wirksamkeit von Absorberstäben zeigte sich die Notwendigkeit, das Verfahren der extrapolierten Längen mit einer Korrektur zu versehen, in welcher der Unterschied zwischen Transport- und Diffusionsfluß am Rand des Stabgebietes berücksichtigt wird. Anderenfalls wurden die logarithmischen Flußableitungen z.B. für den Zentralstab um ca. 5 % zu groß berechnet. Gleichzeitig konnte gezeigt werden, daß ein Verfahren, welches "randhomogenisierte" Wirkungsquerschnitte für das Stabgebiet verwendet, zu gleichen Stabwirksamkeiten führt wie das oben erwähnte korrigierte D/λ-Verfahren. Durch die geänderte Methode der Stabberechnung wurde die Diskrepanz in den Reaktivitätswerten zum Experiment auf **ungefähr 5%** reduziert. Gleichzeitig wurde durch die gute Kritikalitätsübereinstimmung der B-Corekonfigurationen die Richtigkeit der neuen Methode **bestätigt.**

Eine Besonderheit in den Resultaten der theoretischen Analyse stellt die gefundene Methode dar, mit Hilfe von gerechneten Neutronenflußprofilen Korrekturfaktoren für den Effekt der räumlichen Varianz von gemessenen Reaktivitätswerten anzugeben. Die Methode wurde mit gutem Erfolg auf die inverskine-

tischen Messungen am KAHTER angewendet. Hier zeigt sich der Wert von kritischen Experimenten am deutlichsten: Durch experimentelle Daten können Rechenmethoden verbessert werden, die dann ihrerseits Informationen zur Korrektur von Meßmethoden liefern.

Die in Abschnitt 4 dargestellten Vergleiche von Reaktionsratenverläufen in den KAHTER-Cores zeigen im großen und ganzen zufriedenstellende Übereinstimmung. Dies gilt besonders, solange sich der Detektor innerhalb der Kugelschüttung befindet. Am Übergang zum Reflektor und innerhalb desselben treten teilweise größere Diskrepanzen auf. Diese lassen sich auf mehrere Ursachen zurückführenß Einmal wird durch die immer noch zu grobe räumliche Spektralzoneneinteilung im Reflektor der schnellen räumlichen Änderung des Neutronenspektrums nicht hinreichend Rechnung getragen. Darüberhinaus zeigt sich ein sogenannter "Library-Effekt". Wie schon bei der Erläuterung der Rechenmodelle dargestellt wurden die Reflektorspektren mit einem anderen Nukleardatensatz gewonnen als die Corespektren. Eine genauere Untersuchung ergab, daß die Transportquerschnitte für Graphit auf der DRAGON-V-Library etwa 5 % größer sind als die der benutzten KFA-Thermos-Library. Damit ergibt sich für den Reflektor eine um 5 % kleinere Diffusionskonstante, was in einer spürbaren Änderung im Neutronenflußverlauf Ausdruck findet. Auch die spektral gemittelten Querschnitte für die Detektoren zeigen leichte Unterschiede für beide Datensätze. So ergibt die MUPO-Reflektorrechnung einen ca. 2 % größeren Spaltquerschnitt für die U-235-Fission-Kammer. Damit kann z.B. die ziemlich starke Abweichung der berechneten U-235-Spaltrate von der im Seitenreflektor gemessenen **ein wenig gemildert werden.**

Das kritische Experiment KAHTER lehrt ferner, daß eine saubere Berechnung von Reaktionsraten und damit die genaue Ermittlung des Neutronenflusses am und innerhalb des Reflektors mit vier Energiegruppen, insbesondere mit nur einer thermischen Gruppe offenbar nicht möglich ist. Die gewählte Energiegruppen-

struktur läßt Spektraldetails, die sich innerhalb einer dieser Gruppen abspielen, nur undeutlich zu Tage treten. Diese Erkenntnis hat bereits in das Rechenmodell zur Untersuchung des kritischen Experimentes KAHTER-OTTO /33/ Eingang gefunden. Die Berechnungen dazu werden mit drei thermischen Energiegruppen durchgeführt werden. Wegen des hierfür hohen Aufwandes an Rechenzeit und Speicherkapazität des Computers bleibt zu untersuchen, ob ein solches Vorgehen auch für große Leistungscores erforderlich ist, oder ob dort wegen des viel kleineren Leakage die übliche Vier-Gruppenstruktur im Rahmen der gewünschten Genauigkeit ausreicht.
Allgemein kann die Frage nach der Extrapolierbarkeit der am KAHTER gewonnenen Erkenntnisse auf große Reaktorkerne dahingehend beantwortet werden, daß alle untersuchten Effekte dort in weit geringerem Maße relevant sein sollten und daher das KAHTER-Rechenmodell auch für diese Fälle geeignet erscheint. Alle Temperatureffekte, insbesondere die Temperaturbeeinflussung der Resonanzabsorption und der Streumatrix konnten aus technischen Gründen in der kritischen Anlage KAHTER nicht untersucht werden. Ein gutes Streumodell ist jedoch bei niedrigen Temperaturen wesentlicher als im Leistungsbetrieb. Die Diskussion der übrigen Temperatureffekte muß weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben.

Über die bei großen Reaktoren auftretenden rechnerischen Probleme durch nur schwache Diffusionskopplung verschiedener Corebereiche insbesondere bei stark heterogener Zusammensetzung (OTTO-Core) konnten im Rahmen dieser Arbeit keine Aussagen gemacht werden. Das geplante Experiment KAHTER-OTTO kann möglicherweise wesentliche Informationen zu dieser Frage liefern.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit beinhaltet die theoretische Analyse des kritischen HTR-Kugelhaufenexperimentes KAHTER mit homogener Beladung.

Nach einer kurzen Darstellung der Ziele des Experimentes und der Erläuterung des durchgeführten Meßprogrammes wurde eine ausführliche Beschreibung des verwendeten Rechenmodells gegeben. Die speziellen Verhältnisse der kleinen kritischen Anlage KAHTER machten dabei gewissen Abweichungen von der herkömmlichen Verfahrensweise erforderlich. Angeregt durch den Dialog zwischen Experiment und Theorie wurden die Grundlagen für Strömungskorrekturen im Kugelhaufen neu erarbeitet und auf der Basis der Behrenstheorie eine Korrekturformel für den Diffusionskoeffizienten ermittelt (Anhang A). Die Probleme des Vergleichs gerechneter und gemessener Absorberstabreaktivitäten wurden genauer untersucht; für die inverskinetische Meßmethode konnte ein Verfahren zur Korrektur der Ortsabhängigkeit des Meßsignals gefunden werden (Anhang B).

Die Resultate der theoretischen Berechnungen wurden ausführlich diskutiert und soweit möglich mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Dabei zeigte sich eine hervorragende Übereinstimmung in den kritischen Massen der verschiedenen Corekonfigurationen. Die Wirksamkeit der in KAHTER installierten Absorberstäbe konnte mit einer Unsicherheit von ca. 5 % berechnet werden. Die mit verschiedenen Detektoren ermittelten Reaktionsratenverläufe wurden innerhalb des Cores mit Abweichungen unter 1o % zufriedenstellend rechnerisch reproduziert. In den Reflektoren traten größere Abweichungen auf, die mit der zu groben Energiegruppenstruktur des verwendeten Rechenmodells und mit der Inkonsistenz der benutzten Datenbibliotheken erklärt wurden.

Die bei der theoretischen Analyse verwendeten Rechenprogramme und Verfahren haben sich allgemein als geeignet und dem Problem angemessen erwiesen.

Zur exakteren Erfassung des Neutronenflußprofiles vor allem im Reflektor scheint die Verwendung einer insbesondere im thermischen Energiebereich feineren Energiestruktur bei der Durchführung der Diffusionsrechnungen nötig zu sein.

LITERATURVERZEICHNIS

/1/ U. Hansen, E. Teuchert
KFA-Jülich
JÜL-Bericht in Vorbereitung
interne Berichte IRE-69-6, IRE-69-11, IRE-71-4

/2/ P. Gilles
JÜL-979-RG (Juli 1973)

/3/ A. Lauer
JÜL-850-RG (Mai 1972)

/4/ H.J. Neef
JÜL-980-RG (Juli 1973)

/5/ R. Wagemann
Reaktortagung des DAtF (1973)

/6/ R. Wagemann
AVR-T1, Jülich (März 1974)

/7/ W. Scherer
JÜL-975-RG (Juli 1973)

/8/ E. Teuchert, V. Maly, K.A. Haas
JÜL-858-RG (Mai 1972), JÜL-1059-RG (April 1974)

V. Maly
JÜL-932-RG (März 1973)

E. Teuchert et al.
JÜL-1070-RG (Mai 1974)

/9/ F.J. Krings, V. Drüke, N. Kirch
Die Kritische Anlage HTR (KAHTER)
Ergebnisse der Phase I mit homogener
Beschickung
JÜL-Bericht in Vorbereitung

/10/ M. Wimmers
AVR
Überblick über die HTR-Elemente
2. Sitzung des VGB-Fachausschusses Sonderwerkstoffe
für Kernkraftwerke (1973)

/11/ K.J. Kalker
JÜL-780-RE (1971)

/12/ G.D. Joanou, J.S. Dudek
GA-1850 (1961)

/13/ H.J. Neef, W. Scherer
KFA-Jülich
interner Bericht RE-IB-26/72 (1972)

/14/ J. Schlösser
Dragon report 172 (1963)

/15/ R. Breitbarth, E. Teuchert
JÜL-551-RG (September 1968)

E. Teuchert, K.A. Haas
KFA-Jülich
interner Bericht IRE-70-1 (1970)

/16/ T.B. Fowler, M.L. Tobias, D.R. Vondy
ORNL-4078 (1967)

/17/ T.B. Fowler, D.R. Vondy, G.W. Cunningham
ORNL-TM-2496 Rev. 2 (1971)

/18/ W. Fröhling
JÜL-771-RG (1971)

/19/ D.J. Behrens
Proc. Phys. Soc. 62A, 607 (1949)

/20/ P. Benoist
Nucl. Sci. Eng. 34, 285 (1968)

/21/ V. Maly
KFA-Jülich
private Mitteilung (1973)

/22/ S. A. Kushneriuk
CRT-712 (1959),Reactor Sci. Eng. 22, 87-93 (1962)

/23/ F.R. Allen
AEEW-R594 (1968)

D. Hicks
AEEW-R691 (1970)

/24/ W. Scherer
KFA-Jülich
interner Bericht RE-IB-27/72 (1972)

/25/ F.J. Krings et al.
DCPM-17/KFA 2 (1973)

F.J. Krings et al.
Reaktortagung DAtF (1974)

/26/ W. Scherer
KFA-Jülich
unveröffentlicht

/27/ H.C. Honeck
BNL-5826 (1961)

/28/ A. Dworak
JÜL-1018-HT (1973)

/29/ M. Bloser, H.R. Langohr
KFA Jülich
interner Bericht RE-IB-20/73 (1973)

/30/ S.F. Mughabghab, D.I. Garber
BNL 325, Third Edition Volume I (1973)

/31/ V. Drüke
KFA-Jülich
private Mitteilung

/32/ L. Tomlinson
AERE-R6993 (1972)

/33/ K.H. Hammelmann et al.
Aufbau und Versuchsprogramm für das kritische Experiment KAHTER mit Top-Reflektor
KFA-Jülich
unveröffentlicht

ANHANG A

Zur Strömungskorrektur in Kugelschüttungen

nach Behrens

A.1 Motivation

Bei den vorliegenden Rechnungen zum kritischen Kugelhaufen-Experiment KAHTER haben sich Strömungseffekte als wesentlich erwiesen. Dies mag z.T. daran liegen, daß KAHTER ein sehr großes Leakage hat (~30%); sicher sind Strömungskorrekturen aber auch bei großen Leistungsreaktoren für eine genaue Berechnung der Flußverteilung notwendig. Zur Erfassung von Strömungskorrekturen sind bereits zahlreiche theoretische Versuche unternommen worden. Die Zusammenfassung von Benoist /A1/ gibt einen umfassenden Überblick. Während einige Arbeiten Ergebnisse für spezielle Anordnungen bringen /A2/, gehen Benoist und Behrens /A3/ von allgemeinen Überlegungen aus. Die von Behrens abgeleiteten Formeln zeichnen sich durch ihre Einfachheit aus, liefern aber bei gitterartig angeordneten Kanälen starke Abweichungen von den theoretischen und experimentellen Ergebnissen anderer Autoren /A1,A2/. Experimente an Kugelschüttungen /A4/ ließen wegen zu schlechter Statistik keine Entscheidung zugunsten einer der Theorien zu. Benoist weist nach, daß bei einer iterativen Lösung seiner Theorie ein der Formel von Behrens entsprechendes Resultat als 0. Näherung auftritt. Er interpretiert die Theorie von Behrens als einen Ansatz, bei dem die Neutronen zwar ihren Weg wissen aber total vergeßlich sind. Demnach müßte dieser Ansatz die Verhältnisse in einer statistischen Kugelschüttung treffend beschreiben.

Für den Kugelhaufenreaktor scheint die Behrenstheorie also grundsätzlich annehmbar zu sein. Wegen der leichten Handhabung der Korrekturformel (die Benoistformel verlangt spezielle Erststoßwahrscheinlichkeiten) und auf Grund der Tatsache, daß Benoist und Behrens für einige Spezialfälle dasselbe Resultat erhalten kommt der Behrenskorrektur im Hinblick auf die Anwendung im Kugelhaufenreaktor das größere Interesse zu. Die Vorteile der Benoisttheorie können bei Spektralrechnungen in einer Dimension bei der Kugel schon deshalb nicht

ausgeschöpft werden, weil die Löcher zwischen den Kugeln in 1-D Geometrie nicht beschrieben werden können.

Eine Inkonsistenz in der Literatur bezüglich des bei Behrens vorkommenden "hydraulischen Radius" /A5,A6/ mit der Originalarbeit /A3/ führte schließlich zu dieser näheren Untersuchung der Herleitung und vor allem der Voraussetzungen der Behrensformel.

A.2 Die Formel von Behrens

Behrens behandelt das Problem zunächst für zwei Grenzfälle, nämlich

a) Der Abstand zwischen zwei Löchern ist groß gegen die freie Weglänge im Reaktormaterial: $v \gg \lambda \cdot S$.

   S: Oberfläche eines Loches,
   v: Volumen des Reaktormaterials pro Loch,
   λ: Mittlere freie Weglänge im Reaktormaterial

b) Der Abstand zwischen zwei Löchern ist klein gegen die freie Weglänge im Reaktormaterial: $v \ll \lambda S$.

Das Ergebnis für diese beiden Fälle lautet:

Die Anwesenheit der Löcher vergrößert die Diffusionslänge Λ im Vergleich zu Λ_0, der Diffusionslänge im festen Material in folgender Weise:

a) $$\left(\frac{\Lambda}{\Lambda_0}\right)^2 = 1 + 2\phi + Q \cdot \tau \cdot \phi/\lambda ,$$

b)

$$\left(\frac{\Lambda}{\Lambda_0}\right)^2 = 1 + 2\phi + \phi^2 + Q \cdot r \cdot \phi/\lambda .$$

Hierin ist:

$$\phi = \frac{v_H}{v}$$

das Verhältnis des Hohlvolumens zum festen Reaktormaterialvolumen,

$r = 2\phi \cdot \frac{v}{S} = 2 \cdot \frac{v_H}{S}$ der "hydraulische Radius" nach der Definition von Behrens,

$$Q = \frac{\overline{r^2}}{(\bar{r})^2}$$

das Verhältnis von mittlerer quadratischer Sehnenlänge im Loch zum Quadrat der mittleren Sehnenlänge. Q ist daher allein von der Geometrie des Loches abhängig.

Es kann zunächst gezeigt werden, daß der Fall a) in der Gleichung b) mit abgedeckt ist.

Nach Voraussetzung a) gilt $S \cdot \lambda \ll v$.

Daher ist auch $1 \ll \frac{v}{S \cdot \lambda} < 2Q \cdot \frac{v}{S\lambda}$ wegen $Q > 1$.

Damit folgt

$$\phi^2 \ll 2Q \cdot \frac{v}{S\lambda} \cdot \phi^2 = Q \cdot r \cdot \phi/\lambda .$$

Da also der ϕ^2-Term im Fall a) sehr klein gegen den mit Q behafteten Term ist, gilt Gleichung b) auch für den Grenzfall a).

Behrens gibt außerdem noch eine weitere Formel an, er bezeichnet sie als die allgemeine, da sie in den beiden genannten Grenzfällen auf die entsprechenden Formeln übergeht:

$$\left(\frac{\Lambda}{\Lambda_0}\right)^2 = 1 + 2\phi + \phi^2 \cdot \frac{\frac{2r}{\phi\lambda}}{\exp\left(\frac{2r}{\phi\lambda}\right) - 1} + Q \cdot r \cdot \phi/\lambda .$$

A.3 Zur Herleitung der Formel von Behrens

Behrens geht offensichtlich von statistischen Überlegungen aus.

Es sei

$$\gamma(\ell, \Omega)\, d\ell$$

dasjenige Teilstück der Oberfläche eines Loches, durch das ein Neutron mit der Flugrichtung Ω in dieses eintreten muß, um in ihm eine Flugstrecke aus $(\ell, \ell + d\ell)$ zurückzulegen. Damit ist nach Behrens die Wahrscheinlichkeit auf einem Flugweg z durch das Reaktormaterial mit der Flugrichtung Ω ein Loch der Länge ℓ zu durchfliegen gegeben durch

$$p(z, \ell, \Omega)\, d\ell = \frac{z}{\vartheta} \cdot \gamma(\ell, \Omega)\, d\ell .$$

Die Wahrscheinlichkeit in Richtung Ω überhaupt ein Loch auf den Wege z zu treffen ist dann

$$p_1(z, \Omega) = \int_0^\infty p(z, \ell, \Omega)\, d\ell .$$

Die Verallgemeinerung auf die Wahrscheinlichkeit n Löcher von insgesamt N vorhandenen mit den Sehnenlängen l_1 bis l_n zu treffen liefert

$$w_N(z,n,l_1 \dots l_n)\,dl_1 \dots dl_n = \frac{1}{N^n} \cdot \binom{N}{n} \frac{1}{\left(1+\frac{p_1(z,\Omega)}{N}\right)^N} \prod_{j=1}^{n} p(z,l_j,\Omega)\,dl_j$$

Demnach ist

$$w_\infty(z,n,\{l_i\}) \prod_{j=1}^{n} dl_j = \frac{1}{n!} \prod_{j=1}^{n} p(z,l_j,\Omega)\,dl_j \cdot e^{-p_1(z,\Omega)}$$

die Wahrscheinlichkeit auf der Strecke z n Löcher mit den Sehnen l_1 bis l_n zu durchfliegen. Voraussetzung ist, daß sehr viele Löcher zur Verfügung stehen, d.h. der Reaktor nicht zu klein ist und daß die Wahrscheinlichkeit ein n-tes Loch zu treffen nicht von der Zahl der schon durchflogenen Löcher abhängt, d.h. bei statistischer Verteilung der Löcher wie sie im Kugelhaufen gegeben ist.

Diese Voraussetzung ist nicht erfüllt, wenn die Löcher gitterartig angeordnet sind. Das erklärt die Diskrepanz gegen andere Theorien.

Der allgemeine Ansatz für die Diffusionswellänge lautet dann

$$\Lambda^2 = \int_\Omega \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty dz\, \frac{M}{\lambda} \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \int_{l_1} \dots \int_{l_n} f(z,n,\{l_i\})$$

$$\cdot\, w(z,n,\{l_i\}) \cdot dl_1 \dots dl_n .$$

Dabei ist

z eine Flugstrecke im Reaktormaterial,

$\frac{dz}{\lambda} \cdot e^{-z/\lambda}$ die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer solchen Flugstrecke,

M die Anzahl der Stöße die das Neutron bis zum Erreichen von Λ gemacht hat und

$f(z,n,\{l_i\})$ das Quadrat der durch das Vorhandensein der Löcher vergrößerten Wegstrecke.

Es gilt:

$$f(z,n,\{l_i\}) = \left(z + \sum_{j=1}^{n} l_j\right)^2,$$

wobei l_j die Sehnenlänge beim Durchfliegen des j-ten Loches und n die Gesamtzahl der durchflogenen Löcher darstellt.

Für den Fall kompakten Reaktormaterials wird

$$w\vartheta(z,0,\{0\}) = 1 \qquad \text{und} \qquad w\vartheta(z,n,\{l_i\}) = 0$$

für $n > 0$ und man erhält die klassische Form:

$$\Lambda_0^2 = M \cdot \frac{1}{\lambda} \int_0^\infty dz\, e^{-z/\lambda} \cdot z^2 = 2M \cdot \lambda^2.$$

In Übereinstimmung mit Behrens erhält man für den allgemeinen Fall

$$\left(\frac{\Lambda}{\Lambda_0}\right)^2 = \frac{1}{2\lambda^2} \int_\Omega \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty \frac{dz}{\lambda} \cdot e^{-z/\lambda} \left\{ z^2 \cdot e^{-p_1(z,\Omega)} \right.$$

$$\left. + e^{-p_1(z,\Omega)} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \int_{l_1} \cdots \int_{l_n} \prod_{j=1}^{n} p(z,\Omega,l_j) \cdot \left(z + \sum_{k=1}^{n} l_k\right)^2 dl_j \right\}$$

und nach einer etwas längeren Rechnung

$$\left(\frac{\Lambda}{\Lambda_0}\right)^2 = (1+\phi)^2 + Q \cdot \tau \cdot \phi/\lambda_1$$

d.h. die Gleichung b).

Die Herleitung hat gezeigt, daß diese Gleichung bei statistischer Lochverteilung allgemein gilt, nicht nur unter den bei Behrens gemachten Einschränkungen. Sie hat ferner gezeigt, daß kein Grund für eine von der Originalarbeit abweichende Definition des hydraulischen Radius vorliegt.

Für realistische Gitter ist es sehr schwierig die Funktion $w(z,n,\{l_i\})$ anzugeben. Behrens benutzt zur Herleitung seiner dritten Formel eine Wahrscheinlichkeit, die man aus einem sehr vereinfachten Modell eines Gitters erhält, nämlich dann, wenn Reaktormaterial und Löcher in linearer Kette angeordnet sind und nur ein Ω in Richtung dieser Kette zugelassen wird. Diese Formel darf also in keinem Fall für eine Kugelhaufenschüttung benutzt werden.

A.4 Strömungskorrektur für Kugelschüttung

Mit den Beziehungen

$$\Lambda^2 = \frac{D}{\Sigma_{a,hom}}$$

und

$$\Lambda_0 = \frac{D_0}{\Sigma_{a,0}} \qquad \text{(bezogen auf Reaktormaterial)}$$

$$= \frac{D_{hom}}{\Sigma_{a,hom}\ (1+\phi)^2} \qquad \text{(homogenisiert)}$$

sowie

$$\lambda = 3D_0 = 3D_{hom}/(1+\phi),$$

erhält man

$$D = D_{hom} \cdot \left(1 + Q \cdot \frac{\tau}{3D_{hom}} \cdot \frac{\phi}{1+\phi}\right)$$

$$= D_{hom} + Q \cdot \frac{\tau}{3} \cdot \frac{\phi}{1+\phi}.$$

Für die Größe Q ist der Wert $Q_H = \frac{\overline{\tau^2}}{(\bar{\tau})^2}$ für den Hohlraum zwischen den Kugeln einzusetzen. Zweckmäßigerweise benutzt man anstelle einer direkten Berechnung die von Behrens angegebene Reziprozitätsbeziehung, die für Körper gilt, welche in Punkt- oder Linienkontakt stehen:

$$\frac{1}{\phi^2}(Q_K - 1) = Q_H - 1,$$

und den für einen kugelförmigen Hohlraum angegebenen Wert

$$Q_K = \frac{9}{8},$$

also

$$Q_H = 1 + \frac{1}{8\phi^2}.$$

Der hydraulische Radius ist

$$r = 2\phi \cdot \frac{v}{S} = 2\frac{v_H}{S} = 2\alpha.$$

Führt man noch den Füllfaktor

$$f = \frac{v}{v+v_H} = \frac{1}{1+\phi}$$

ein, so wird schließlich

$$D = D_{hom} + \frac{2}{3}\alpha \cdot (1-f)\left(1+\frac{1}{8}\left(\frac{f}{1+f}\right)^2\right).$$

Zu der energieabhängigen homogenisierten Diffusionskonstante muß also ein konstanter Wert für die freie Beweglichkeit der Neutronen in den Kugelzwischenräumen hinzuaddiert werden.

Für Kugeln von 3 cm Radius in einer Schüttung mit $f = 0.61$ wird ohne Berücksichtigung einer äußeren Begrenzung der Schüttung

$$\alpha = \frac{1-f}{f} = 0.639,$$

und der additive Korrekturterm lautet

$$C_B = \frac{2}{3} \cdot f \cdot \left(\left(\frac{1-f}{f}\right)^2 + \frac{1}{8}\right) = 0.217\ cm.$$

LITERATURVERZEICHNIS FÜR ANHANG A

/A1/ P. Benoist
Nucl. Scie. Eng. 34, 285 (1968)

/A2/ C. Carter
Reactor Science and Technology (Journal of . lear Energy, Parts A/B) 15, 76 (1961)

G.W. Schäfer, D.M. Parkyn
Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses At. Energy, Geneva 16, 496 (1958)
und andere, zitiert in /A1/

/A3/ D.J. Behrens
Proc. Phys. Soc. 62A, 607 (1949)

/A4/ M. Hüls
JÜL-690-RG (1970)

/A5/ H.S. Isbin
Introductory Nuclear Reactor Theory
Reinhold Publishing Coorporation, New York (1963)

/A6/ R. Avery (Ed.)
Reactor Physics Constants
ANL-5800 (1958)

ANHANG B

Zur Interpretation der inverskinetischen Reaktivitätsmessmethode (IVK)

B.1 Theoretische Darstellung der Reaktivität

In der elementaren Reaktortheorie läßt sich über sehr vereinfachende Annahmen ein Gleichungssystem zur Beschreibung des zeitlichen Verhaltens eines Reaktors ableiten, nämlich

$$(B1)\quad \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{\Lambda}(\varrho - \beta)\cdot p + \sum_j \lambda_j c_j ; \qquad \frac{\partial c_j}{\partial t} = -\lambda_j c_j + \frac{\beta_j}{\Lambda}\cdot p .$$

Darin bedeuten ϱ, Λ, β die bekannten auf 'naive' Weise definierten Größen Reaktivität, Lebensdauer promter Neutronen und Anteil der verzögerten Neutronen pro Spaltung.

Es konnte gezeigt werden /B1/, daß unter gewissen nicht sehr einschränkenden Voraussetzungen das System (B1) allgemeine Gültigkeit hat, wenn man nur die oben genannten 'Reaktorparameter' <u>richtig</u> definiert.
Zunächst fällt auf, daß jede Multiplikation des Parametersatzes $(\varrho, \Lambda, \beta)$ mit einer festen Zahl keinerlei Einfluß auf das zeitliche Verhalten des durch (B1) beschriebenen Systems hat. In diesem Sinne ist also auch die Größe der als Reaktivität bezeichneten Variablen ϱ willkürlich. Es kommt nur darauf an, einen <u>konsistenten</u> Satz $(\varrho, \Lambda, \beta)$ zu wählen.

In der elementaren Darstellung wird jedoch die Größe ϱ über eine der Theorie entnommene andere Größe definiert, nämlich über den statischen Multiplikationsfaktor k_{eff} des gestörten Systems.
Es soll gelten $\qquad \varrho = \frac{k-1}{k}$.

Da eine dem stationären Ausgangszustand zugefügte Störung im allgemeinen nicht wieder zu einem stationären Zustand führt, ist eine Definition der Reaktivität über eine statische Größe zunächst nicht einsichtig. Andererseits ist der statische Multiplikationsfaktor die den theoretischen Rechnungen am einfachsten zugängliche Reaktorgröße. Der statische Multiplikationsfaktor k beschreibt zusammen mit dem dazugehörigen Neutronenfluss den Prinzipal- oder Grundmode **der k-Eigenfunktionen. Bei** einer Störung des im Gleichgewicht befindlichen Reaktors werden jedoch auch höhere Moden angeregt, deren Verhalten sich nicht durch einfache k_{eff}-Rechnungen beschreiben läßt. Gleichwohl tragen diese wesentlich zu dem transienten Gesamtverhalten des Reaktors d.h. zu seiner Reaktivität bei.

Eine Relation zwischen Reaktivität und statisch berechneter Multiplikationskonstante ist deshalb nur sinnvoll, wenn das zeitliche Reaktorverhalten allein durch den Grundmode beschrieben werden kann. Dazu ist erforderlich, daß jede Messung von Reaktorparametern, die mit statischen Rechenmethoden verglichen werden soll, zeitlich weit von Profiländerungen des Neutronenflusses entfernt sein muß. Während einer sich im Multimodenbereich abspielenden Veränderung ist eine Zuordnung von dynamisch gemessenen und statisch berechneten Reaktorparametern **nicht möglich.**

Die oben dargelegten Sachverhalte sollen nun näher untersucht werden. Im Hinblick auf praktische Belange wird dabei die Anwendbarkeit der Diffusionstheorie vorausgesetzt.

Der Neutronenfluss $\phi(x,E,t)$ werde in einen rein zeitabhängigen Faktor $p(t)$ und eine nur 'schwach' zeitabhängige 'Shapefunktion' $\psi(x,E,t)$ zerlegt gemäß

$$\phi(x,E,t) = p(t) \cdot \psi(x,E,t). \qquad \text{(B2)}$$

Der Begriff der 'schwachen' Zeitabhängigkeit der Shapefunktion werde durch die Beziehung

$$\text{(B3)}\quad \frac{\partial}{\partial t} \iint \frac{1}{v} \phi_0^+ \gamma \, dV dE \equiv 0$$

definiert. Diese Gleichung besagt, daß das Raum- und Energieintegral der mit der reziproken Neutronengeschwindigkeit und dem adjungierten Fluss ϕ_0^+ des ungestörten Referenzzustandes gewichteten Shapefunktion zeitlich konstant ist. Durch diese Beziehung wird der Shapefunktion für alle Zeiten eine Normierungsbedingung auferlegt.

Die Diffusionsgleichung für den Neutronenfluß ϕ lautet nun unter Berücksichtigung der verzögerten Neutronen

$$\text{(B4)}\quad \frac{1}{v}\dot{\phi} + \Sigma_R \phi - \nabla D \nabla \phi$$

$$= \int dE' \Sigma_s(E' \to E)\, \phi(E') + \chi_p (1-\beta) \int dE' \nu\Sigma_f(E')\, \phi(E')$$

$$+ \int_{-\infty}^{t} dt' \int dE' \nu\Sigma_f(E',t')\, \phi(E',t') \cdot \sum_j \chi_j \beta_j \lambda_j\, e^{-\lambda_j (t-t')}.$$

Die verwendeten Symbole sind standard. Wo keine Mehrdeutigkeiten auftreten können, sind die Variablen (x, E, t) weggelassen worden.

Für die Shapefunktion $\gamma(x, E, t)$ ergibt sich daraus

$$\text{(B5)}\quad \frac{1}{v}\left(\dot{\gamma} + \frac{1}{p}\dot{p}\right) + \Sigma_R \gamma - \nabla D \nabla \gamma$$

$$= \int dE' \Sigma_s(E' \to E)\, \gamma(E') + \chi_p (1-\beta) \int dE' \nu\Sigma_f(E') \cdot \gamma(E')$$

$$+ \frac{1}{p} \cdot Q_v$$

mit der Quelle verzögerter Neutronen

(B6)

$$Q_v = \int_{-\infty}^{t} dt' \int dE' \, \nu\Sigma_f(E',t') \, p(t') \, \psi(E',t') \sum_j \chi_j \beta_j \lambda_j \, e^{-\lambda_j (t-t')} .$$

$\psi(x, E, t)$ ist daher im allgemeinen eine in komplizierter Weise von der Zeit abhängige Größe.

Die Shapefunktion wird dann und nur dann zeitunabhängig, wenn der Reaktor sich im α(!)-Grundmode befindet, d.h. wenn gilt

$$\phi(t') = \phi(t) \cdot e^{\alpha (t'-t)} .$$

Dann sind alle Wirkungsquerschnitte zeitlich konstant und es gilt auch

$$p(t') = p(t) \cdot e^{\alpha (t'-t)} \quad \text{und} \quad \psi(t') = \psi(t).$$

In diesem Falle kann Gl. (B6) zeitintegriert werden und man erhält

$$Q_v(t) = p(t) \sum_j \chi_j \cdot \beta_j \frac{\lambda_j}{\lambda_j + \alpha} \int dE' \, \nu\Sigma_f(E') \, \psi(E').$$

Mit den Abkürzungen

$$\chi_p (1-\beta) + \sum_j \chi_j \beta_j = \chi_t ,$$

$$\int dE' \Sigma_s (E' \to E) \, \psi(E') = S \cdot \psi ,$$

$$\int dE' \, \nu\Sigma_f(E') \, \psi(E') = F \cdot \psi$$

geht dann (B5) über in

(B7)

$$\left(\frac{\alpha}{v}+\Sigma_R\right)\varphi-\nabla D\nabla\varphi = S\varphi+\left(\chi_t-\sum_j \chi_j\beta_j\frac{\alpha}{\alpha+\lambda_j}\right)F\varphi.$$

Diese Gleichung stellt ein Eigenwertproblem bezüglich des Eigenwertes α und der zugehörigen Funktion φ dar. Es ist prinzipiell möglich, dieses statische Problem für den kleinsten Eigenwert α zu lösen und damit die exakte Shapefunktion für große Zeiten nach der Störung zu berechnen.

Im allgemeinen stehen aber zur Lösung der Gl. (B7) keine gängigen Rechenprogramme zur Verfügung, so daß man versuchen wird, das Eigenwertproblem (B7) in ein geläufiges k- Eigenwertproblem abzuändern. Dies ist nur näherungsweise möglich, da zur Darstellung des kleinsten α-Modes aus (B7) möglicherweise die Kenntnis aller k-Eigenfunktionen erforderlich ist, die gängigen Programme aber nur den größten k-Eigenwert und die dazugehörigen Funktion zu berechnen gestatten.

Der Grad der Näherung hängt von der Art der durchgeführten Reaktorstörung ab, d.h. von der Größe von α. Für die Belange des kritischen Experimentes KAHTER sind folgende Aussagen erlaubt:

1) α ist negativ und nach langer Zeit dem Betrage nach kleiner als alle λ_j)

2) $\frac{\alpha}{v}$ ist vernachlässigbar gegen Σ_R.

Damit kann (B7) geschrieben werden als

$$\Sigma_R\hat{\varphi}+\nabla D\nabla\hat{\varphi} = S\hat{\varphi}+\left(1-\sum_j\frac{\chi_j}{\chi_t}\beta_j\frac{\alpha}{\alpha+\lambda_j}\right)\chi_t\cdot F\cdot\hat{\varphi}.$$

Nun ist $\chi_j(E) \neq \chi_t(E)$ und daher stellt der Klammerausdruck eine Funktion der Energie dar. Falls man diese Energieabhängigkeit vernachlässigt (was statthaft ist solange sich α nicht zu sehr an λ_j annähert), dann kann das System (B7) als k-Eigenwertproblem geschrieben werden:

$$\text{(B8)} \quad \Sigma_R \hat{\varphi} - \nabla D \nabla \hat{\varphi} = S\hat{\varphi} + \frac{1}{k} \chi_t F \hat{\varphi}.$$

Dabei besteht zwischen k und α der Zusammenhang

$$\text{(B9)} \quad k = \frac{1}{1 - \sum_j \beta_j \frac{\alpha}{\alpha + \lambda_j}}$$

und die k-Eigenwertfunktion $\hat{\varphi}$ ist dann identisch mit der Shapefunktion.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß diese Überlegungen für den Fall positiver großer α-Werte nicht mehr gültig sind, da dann der Term $\frac{\alpha}{v}$ nicht gegen Σ_R vernachlässigt werden kann. Für diese Fälle ist jedoch der Quellterm der verzögerten Neutronen vernachlässigbar und (B7) lautet

$$\text{(B10)} \quad \left(\frac{\alpha}{v} + \Sigma_R\right) \hat{\hat{\varphi}} - \nabla D \nabla \hat{\hat{\varphi}} = S\hat{\hat{\varphi}} + (1-\beta) \chi_p \cdot F \hat{\hat{\varphi}}.$$

Dies stellt ein normales α-Eigenwertproblem ohne verzögerte Neutronen dar und ist mit den herkömmlichen Methoden lösbar.

Nachdem jetzt die Möglichkeiten aufgezeigt sind, mit Hilfe herkömmlicher Diffusionsprogramme die Shapefunktion für große Zeiten nach der Störung zu berechnen, wenden wir uns dem Problem der Darstellung des in Gl. (B1) vorkommenden Parameters ρ zu.

Unter Verwendung des adjungierten Flusses ϕ_o^+ für den ungestörten Reaktorzustand kann die Gültigkeit der Gl. (B1) mit jedoch zeitlich variablen Werten für Λ, β bewiesen werden. Die Prozedur ist etwas mühsam und soll nicht ausführlich wiederholt werden. Es sei auf Ref. /B2 / verwiesen. Als Resultat erhält man für die Reaktivität ϱ :

(B11) $F \cdot \varrho(t)$

$$= \int dE \int dV \left\{ \phi_o^+(E)\, \delta\nabla D \nabla \psi(E,t) - \phi_o^+(E)\, \delta\Sigma_R \psi(E,t) \right\}$$

$$+ \int dE \int dV \int dE' \, \phi_o^+(E) \left\{ \delta\Sigma_s(E' \to E) + \chi(E) \cdot \delta^* \nu\Sigma_f(E') \right\} \psi(E',t),$$

δ bedeutet darin die Differenz zwischen Wirkungsquerschnitten zur Zeit t und der dem Referenzfall zugehörigen Zeit $t=0$. δ^* heißt ausgeschrieben

$$\nu\Sigma_f(E',t) - \frac{1}{k_o} \nu\Sigma_f(E',0),$$

die übrigen Bezeichnungen sind die üblichen. F ist ein zunächst beliebig wählbarer Faktor (der dann allerdings auch die Größen Λ und β beeinflusst. Man sieht sofort, daß die Reaktivität $\varrho(t)$ nicht nur über die zeitabhängigen Wirkungsquerschnittsänderungen $\delta\Sigma$ (Einfahren des Stabes) sondern auch über die in der 'Shapefunktion' enthaltene Zeitabhängigkeit eine kompliziert von der Zeit abhängige Größe ist.

Unter den oben gemachten Voraussetzungen zur Berechnung der Shapefunktion für große Zeiten nach der Störung kann der Ausdruck (B11) weiter vereinfacht werden. Durch Multiplikation von Gl. (B7) mit ϕ_o^+, durch Multiplikation der zeitfreien Gleichung für ϕ_o^+ mit ψ, Integration der Differenz beider Ergebnisse über Raum und Energie folgt die Beziehung

(B12) $$\vartheta = \int dE \int dV \, \phi_o^+(E) \left\{ \delta\nabla D \nabla \psi(E) - \left(\delta\Sigma_R + \frac{\alpha}{v} \right) \psi(E) \right\} +$$

$$+\int dE\int dV\int dE'\,\phi_0^+(E)\left\{\delta\Sigma_s(E'\to E)+\left(\chi_t\left(1-\frac{1}{k_0}\right)-\sum_j p_j\frac{\alpha}{\alpha+\lambda_j}\chi_j\right)\nu\Sigma_f(E')\right\}\psi(E').$$

Damit vereinfacht sich (B11) zu

(B13)

$$\mathcal{F}\cdot\rho=\int dE\int dV\,\phi_0^+\frac{\alpha}{v}\psi$$

$$+\sum_j p_j\frac{\alpha}{\alpha+\lambda_j}\int dE\int dV\int dE'\,\phi_0^+(E)\chi_j(E)\nu\Sigma_f(E')\psi(E').$$

Die analog zu (B10) durchgeführte Rechnung zeigt /B2/, daß die Lebensdauer der prompten Neutronen Λ gegeben ist durch

$$\mathcal{F}\Lambda=\int dE\int dV\,\phi_0^+\frac{1}{v}\psi.$$

Falls man hier wiederum den Spektraleffekt der verzögerten Neutronen vernachlässigt, d.h. $\chi_j(E)=\chi_t(E)$ setzt, und den frei verfügbaren Faktor F mit

$$\mathcal{F}=\int dE\int dV\int dE'\,\phi_0^+(E)\chi_t(E)\nu\Sigma_f(E')\psi(E')$$

definiert, so folgt

(B14) $$\rho=\Lambda\alpha+\sum_j p_j\frac{\alpha}{\alpha+\lambda_j}.$$

Mit Hilfe von Gl. (B9) wird daraus für kleine α-Werte

$$\rho = \Lambda\alpha + \frac{k-1}{k}.$$

Wegen $\frac{\alpha}{v} \ll \Sigma_R$ ist auch $\Lambda\alpha \ll \rho$ und daher folgt

$$\rho = \frac{k-1}{k}.$$

Dies ist die allgemein bekannte, eingangserwähnte 'naive' Definition für die Reaktivität. Hier wurde gezeigt, unter welch einschränkenden Bedingungen sie nur benutzt werden darf.

Sei etwa $\alpha \gg \lambda_j$, dann reduziert sich Gl (B14) auf

$$\rho = \Lambda\alpha + \beta.$$

Die Shapefunktion muß in diesem Fall durch eine 'α-Suche' ermittelt werden und eine Beziehung zwischen einem statischen k_{eff} und der Reaktivität kann nicht angegeben werden.

B.2 Probleme der IVK-Messmethode

Bei dem inverskinetischen Messverfahren wird der zeitliche Verlauf des Stromes J einer Ionisationskammer, die an einem festen Ort im Reaktor positioniert ist, aufgezeichnet. Abgesehen von den experimentellen Problemen der Empfindlichkeit der Sonde und der elektronischen Weiterverarbeitung der Signale treten mehrere grundsätzliche Schwierigkeiten bei der Interpretation der Messwerte auf.

Der Grundgedanke des Verfahrens ist, den gemessenen Storm $J(t)$ mit der in Gl. (B1) vorhandenen Größe $\rho(t)$ zu identifizieren und unter Verwendung zeitlich konstanter Werte für Λ und β das Gleichungssystem nach ϱ aufzulösen.

Wie schon erwähnt, müssen Λ, β und ϱ einen konsistenten Satz darstellen, damit überhaupt Gl. (B1) das Zeitverhalten des Reaktors beschreibt. Λ und β sind aber selbst dann nicht gleich den Anfangswerten (Λ_0, β_0), wenn der Reaktor nach einer Störung sich wieder im Grundmode befindet. Hierdurch wird bei der Berechnung von ϱ aus dem experimentellen Kurvenverlauf ein Fehler eingeschleppt, dessen Auswirkung durch Bestimmung der Empfindlichkeit des Ergebnisses (ϱ) von Variationen der Größen (Λ, β) untersucht werden muß.

Eine weitere Schwierigkeit liegt darin, daß selbst ein der Reaktorleistung proportionaler Strom $J(t)$ nicht allgemein mit der Größe $\rho(t)$ in Gl. (B1) identifiziert werden kann.

Sei nämlich zum Zeitpunkt $t=\theta$ die Shapefunktion so normiert (was möglich ist), daß der leistungsproportionale Strom $J(\theta)$ mit $\rho(\theta)$ identifiziert werden kann, d.h.

$$J(\theta) = k \cdot \int dE \int dV \; \Sigma_f(x,E,\theta) \cdot \phi(x,E,\theta)$$

$$= k \cdot \rho(\theta) \cdot \int dE \int dV \, \Sigma_f(x,E,\theta) \cdot \gamma(x,E\theta),$$

und damit

$$\int dE \int dV \; \Sigma_f(x,E,0) \cdot \gamma(x,E,0) = 1,$$

dann gilt für einen Zeitpunkt $t>0$:

$$J(t) = k \cdot \int dE \int dV \; \Sigma_f(x,E,t) \cdot \phi(x,E,t)$$

$$= k \cdot p(t) \cdot \int dE \int dV \; \Sigma_f(x,E,t) \cdot \gamma(x,E,t).$$

Nun muß die Bedingung (B3) erfüllt sein und deshalb ist die Normierung von γ zum Zeitpunkt t fixiert. Falls also die Shapefunktion $\gamma(t) \neq \gamma(0)$ ist, was allgemein und besonders bei Einfahren eines Stabes zutrifft, so ist wegen

$$\int dE \int dV \Sigma_f(x,E,t) \cdot \gamma(x,E,t) \neq 1$$

auch

$$J(t) \neq p(t).$$

Diese Aussage gilt auch dann, wenn der Reaktor nach Abklingen der höheren Moden sich wieder im Grundmode befindet. Zur inverskinetischen Berechnung von $\rho(t)$ ist die Kenntnis von $p(t)$ erforderlich. Identifiziert man eine der Reaktorleistung proportionale Größe $J(t)$ mit $p(t)$ so macht man einen Fehler, der um so größer ist, je mehr die Shapefunktion des gestörten Zustandes von der des Ausgangsfalles abweicht.

Da der Detektor an einem festen Ort installiert ist, kann er keine ortsunabhängige Größe $J(t)$ aufzeichnen; er wird

einen von seinem Standort abhängigen Strom $I = I(x,t)$ aufzeichnen und damit auch eine vom Ort abhängige Größe $\rho^*(x,t)$ ermitteln.

Diese Tatsache soll näher untersucht werden:

Der Ionisationsstrom ist der für den Detektor spezifischen Reaktionsrate proportional:

$$(B15) \quad I(x,t) \sim \int \Sigma_D(E) \cdot \phi(x,E,t)\, dE .$$

Mit der in (B2) definierten Zerlegung von ϕ kann man auch schreiben:

$$(B16) \quad I(x,t) \sim p(t) \cdot \int \Sigma_D(E) \cdot \psi(x,E,t)\, dE .$$

Bildet man das auf die zur Zeit $t=0$ geltenden Größen bezogene Verhältnis, so folgt:

$$(B17) \quad \frac{p(t)}{p(0)} = \frac{I(x,t)}{I(x,0)} \cdot \frac{\int \Sigma_D(E) \cdot \psi(x,E,0)\, dE}{\int \Sigma_D(E)\, \psi(x,E,t)\, dE} .$$

Die Tatsache, daß die beiden Integralterme im allgemeinen voneinander verschieden sind, bestätigt erneut die oben gemachte Aussage, daß der Ionisationsstrom nicht mit der Zeitfunktion $p(t)$ identifiziert werden kann.

Mit den Informationen aus den Kritikalitätsrechnungen kann eine Abschätzung über die Größe des aus der Nichtbeachtung dieser Aussage resultierenden Fehlers vorgenommen werden.

Die aus einer k-Eigenwertbestimmung erhaltene Shapefunktion - von der **jetzt** angenommen wird, daß sie unter den in B.1 geforderten Voraussetzungen gewonnen wurde - erfüllt im allgemeinen nicht die Normierungsbedingung (B3). Vielmehr werden in den Diffusionscodes meist Leistungs- oder Spaltneutronen-Normierungen vorgenommen. Für die richtig normierte Shapefunktion gilt daher

(B18)
$$\Psi(x,E,t) = \frac{\hat{\Psi}(x,E,t)}{\int dE \int dV\, \phi_0^+ \frac{1}{v} \hat{\Psi}(x,E,t)}.$$

Daher wird aus (B17)

(B19)
$$\frac{p(t)}{p(0)} = \frac{I(x,t)}{I(x,0)} \cdot \frac{\int dE\, \Sigma_D(E)\, \hat{\Psi}(x,E,0)}{\int dE\, \Sigma_D(E)\, \hat{\Psi}(x,E,t)} \cdot \frac{\int dE \int dV\, \phi_0^+ \frac{1}{v} \hat{\Psi}(x,E,t)}{\int dE \int dV\, \phi_0^+ \frac{1}{v} \hat{\Psi}(x,E,0)}.$$

Die Reaktionsintegrale

$$RR_D(t) = \int \Sigma_D(E) \cdot \hat{\Psi}(x,E,t)\, dE$$

können direkt mit den Neutronenflüssen $\hat{\Psi}$ der Diff.-Rechnung ermittelt werden. Aufgrund der Beziehung

$$\int dE \int dV \cdot \phi_0^+ \frac{1}{v} \hat{\Psi} = \hat{\Lambda} \cdot \hat{F},$$

wobei $\hat{\Lambda}$ die mit der Shape $\hat{\Psi}$ gebildete Lebensdauer der promten Neutronen darstellt - $\hat{\Lambda}$ ist übrigens identisch mit $\Lambda(\Psi)$ - und $\hat{F}$ das ebenfalls aus der Diffusionsrechnung bestimmbare Nor-

mierungsintegral

$$\hat{F} = \int dE \int dV \int dE' \, \phi_0^+(E) \, \chi(E) \cdot \nu\Sigma_f(E') \, \hat{\psi}(E')$$

ist.

Man hat damit eine Methode in Händen, aus den gemessenen Ionisationskammerströmen mit Hilfe statischer Diffusionsrechnungen die Zeitfunktion $p(t)$ gemäß

(B20)

$$\frac{p(t)}{p(0)} = \frac{\hat{\Lambda}_t}{\hat{\Lambda}_0} \cdot \frac{\hat{F}(t)}{\hat{F}(0)} \cdot \frac{RR_D(0)}{RR_D(t)} \cdot \frac{I(x,t)}{I(x,0)}$$

zu bestimmen. Gleichzeitig besteht die Möglichkeit, durch Vorausberechnung der Korrekturfaktoren derartige Detektorpositionen zu finden, an denen die erforderlichen Korrekturen möglichst klein sind.

Die dargestellte Methode versagt während des Ablaufs der Störung, da dann die Shapefunktion nicht aus stationären Rechnungen gewonnen werden kann. Es ist also nicht möglich den gesamten zeitlichen Verlauf von p nach dieser Methode zu korrigieren. Es kann auch nicht vorausgesetzt werden, daß der Korrekturfaktor seinen größten Wert erst nach der Störung annimmt. Es ist durchaus denkbar, daß die Shapefunktion am Ort des Detektors während der Störung ein Maximum durchläuft; ein hereinfallender Stab wird z.B. den Fluß zunächst auch nach unten, und erst nach vollständigem Eintauchen nur noch radial verdrängen.

LITERATURVERZEICHNIS FÜR ANHANG B

/B1/ A.F. Henry
Nucl. Sci. Eng. 3, 52 (1958)

/B2/ G.I. Bell, S. Glasstone
Nuclear Reactor Theorie
van Nostrand Reinhold Company, New York (197o)

ANHANG C

Abbildungen zu Abschnitt 4

(Flusstraversen)

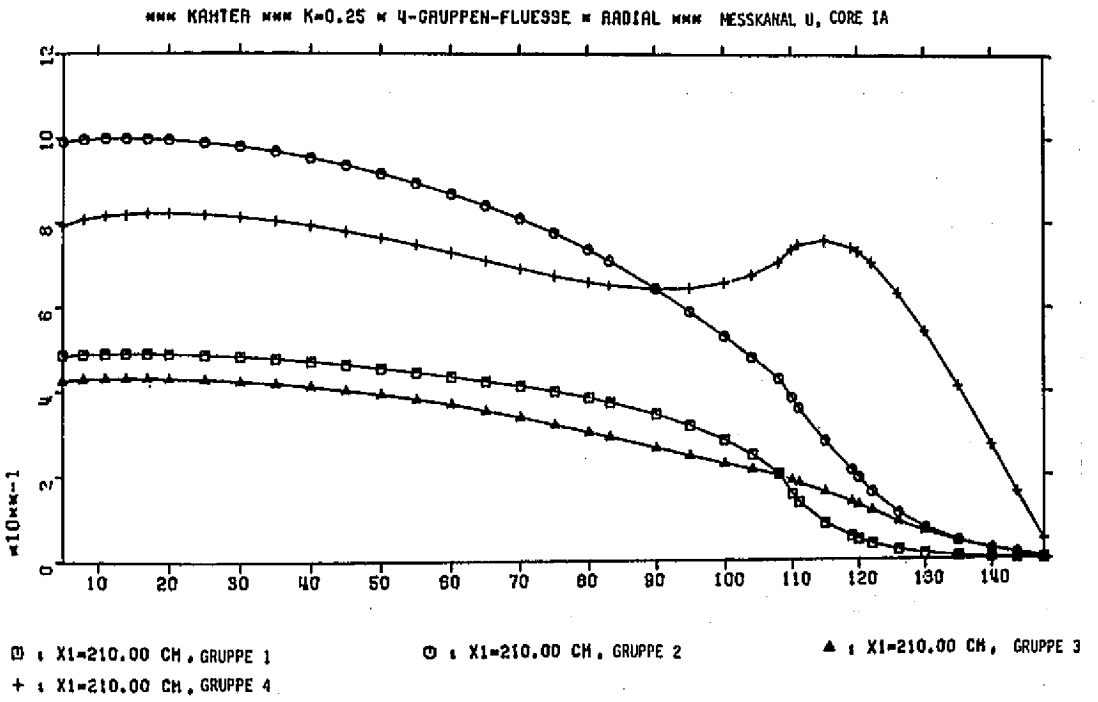

*** KAHTER *** K=0.25 * 4-GRUPPEN-FLUESSE * RADIAL *** MESSKANAL U, CORE IA
*10**-1
0
2
4
6
8
10
12
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110
120
130
140
□ : X1=210.00 CM, GRUPPE 1
○ : X1=210.00 CM, GRUPPE 2
▲ : X1=210.00 CM, GRUPPE 3
+ : X1=210.00 CM, GRUPPE 4

Abb. C1

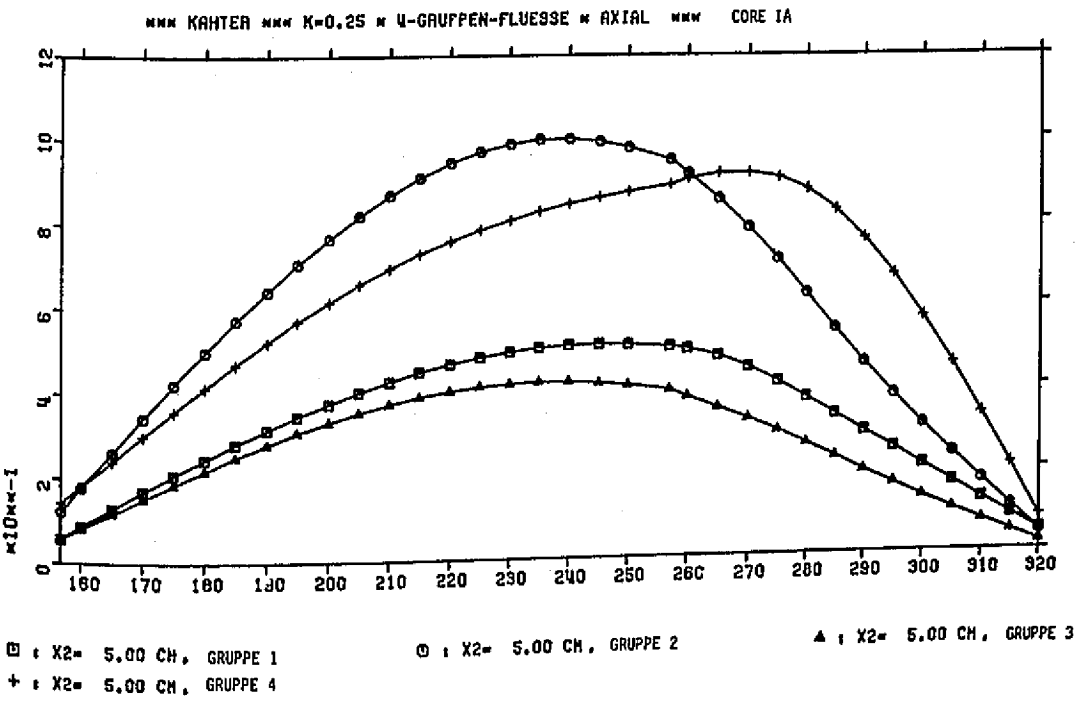

*** KAHTER *** K=0.25 * 4-GRUPPEN-FLUESSE * AXIAL *** CORE IA
*10**-1
0
2
4
6
8
10
12
160
170
180
190
200
210
220
230
240
250
260
270
280
290
300
310
320
□ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 1
○ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 2
▲ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 3
+ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 4

Abb. C2

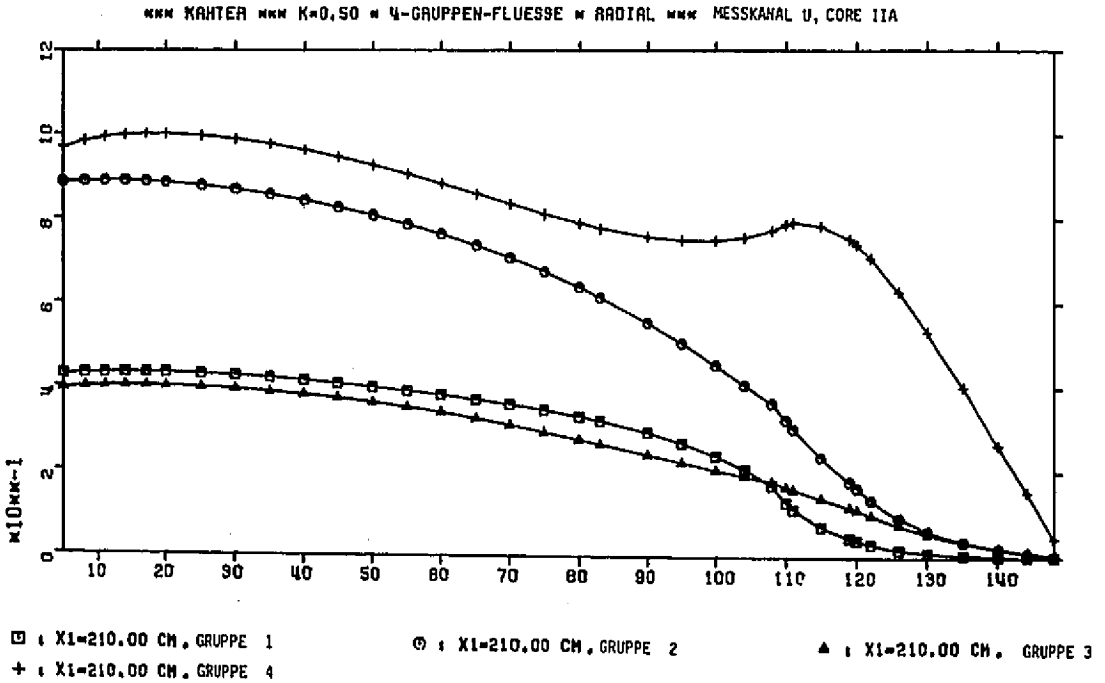

*** KANTEN *** K=0.50 * 4-GRUPPEN-FLUESSE * RADIAL *** MESSKANAL U, CORE IIA
*10**-1
0
2
4
6
8
10
12
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110
120
130
140
□ : X1=210.00 CM, GRUPPE 1
⊙ : X1=210.00 CM, GRUPPE 2
▲ : X1=210.00 CM, GRUPPE 3
+ : X1=210.00 CM, GRUPPE 4

Abb. C3

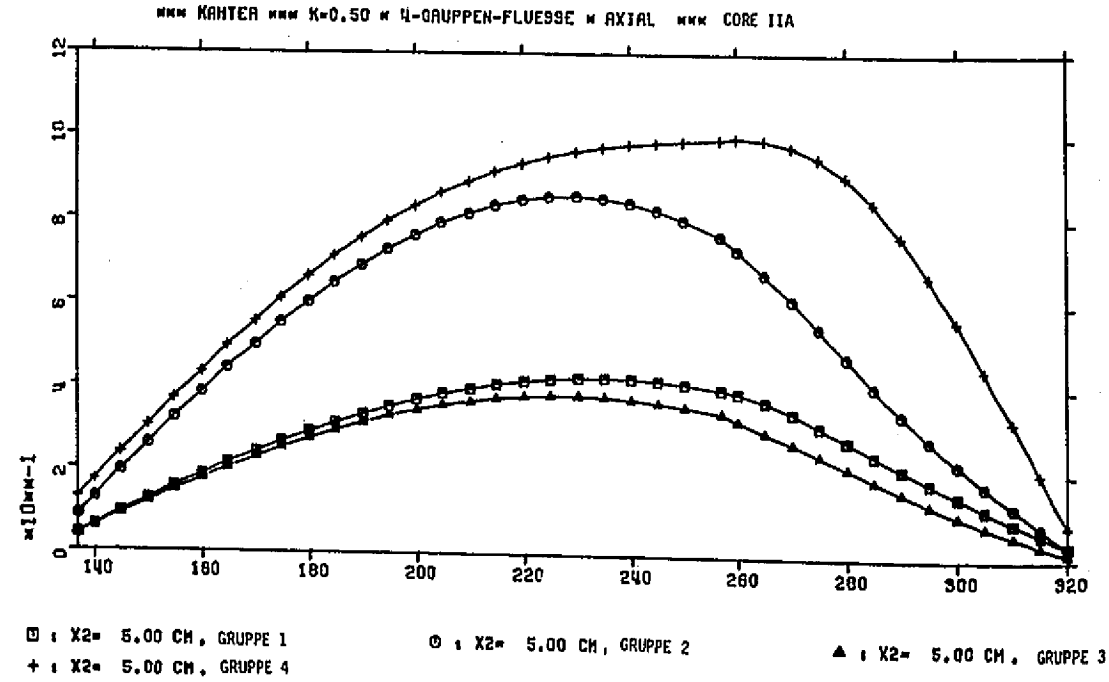

*** KANTEN *** K=0.50 * 4-GRUPPEN-FLUESSE * AXIAL *** CORE IIA
*10**-1
0
2
4
6
8
10
12
140
160
180
200
220
240
260
280
300
320
□ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 1
⊙ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 2
▲ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 3
+ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 4

Abb. C4

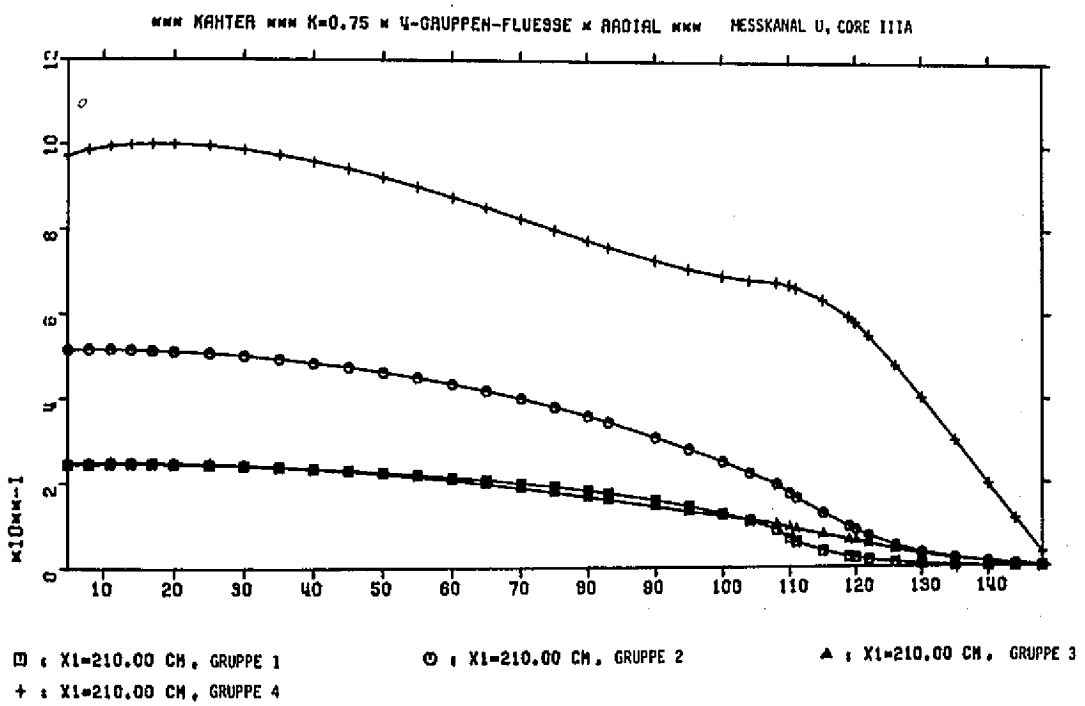

KANTEN ### K=0.75 # 4-GRUPPEN-FLUESSE # RADIAL ### MESSKANAL U, CORE IIIA
*10##-1
0
2
4
6
8
10
12
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110
120
130
140
□ : X1=210.00 CM, GRUPPE 1
⊙ : X1=210.00 CM, GRUPPE 2
▲ : X1=210.00 CM, GRUPPE 3
+ : X1=210.00 CM, GRUPPE 4

Abb. C5

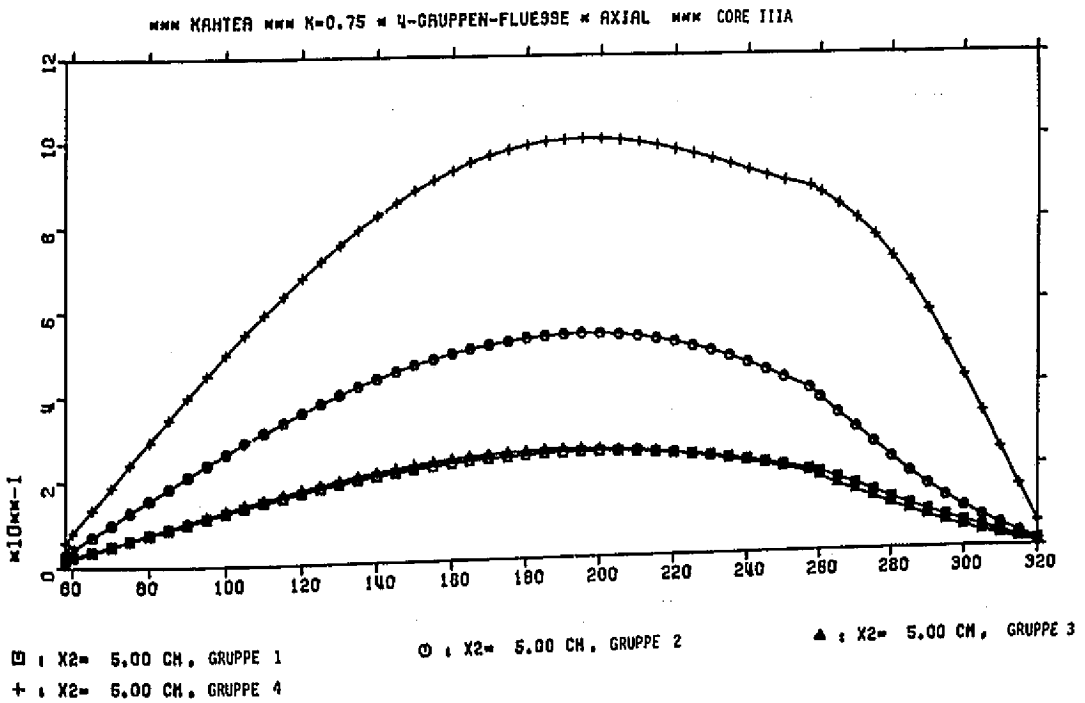

KANTEN ### K=0.75 # 4-GRUPPEN-FLUESSE # AXIAL ### CORE IIIA
*10##-1
0
2
4
6
8
10
12
60
80
100
120
140
160
180
200
220
240
260
280
300
320
□ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 1
⊙ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 2
▲ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 3
+ : X2= 5.00 CM, GRUPPE 4

Abb. C6

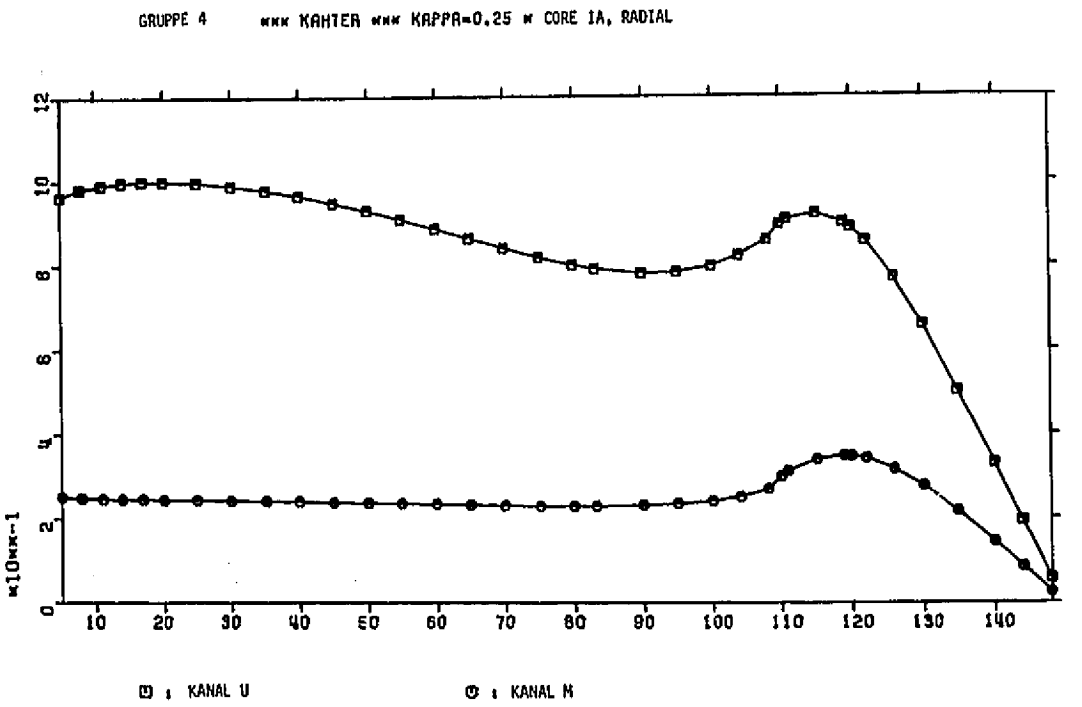

GRUPPE 4 *** KANTER *** KAPPA=0.25 * CORE IA, RADIAL
*10**-1
0
2
4
6
8
10
12
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110
120
130
140
□ : KANAL U
○ : KANAL M

Abb. C7

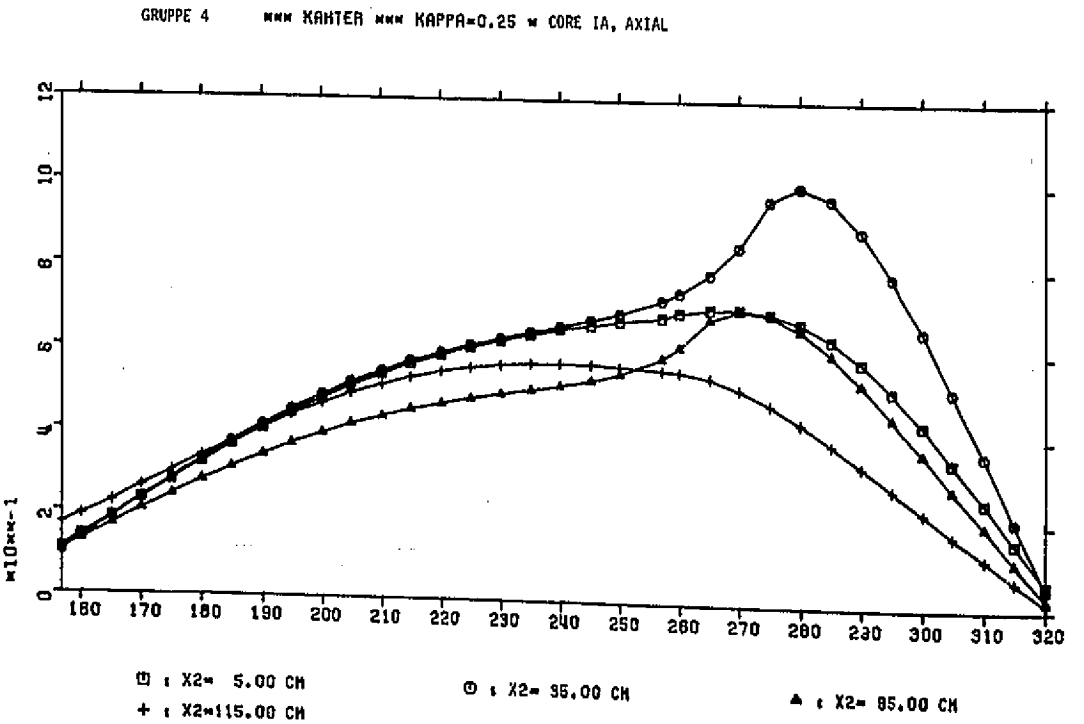

GRUPPE 4 *** KANTER *** KAPPA=0.25 * CORE IA, AXIAL
*10**-1
0
2
4
6
8
10
12
160
170
180
190
200
210
220
230
240
250
260
270
280
290
300
310
320
□ : X2= 5.00 CM
○ : X2= 95.00 CM
▲ : X2= 85.00 CM
+ : X2=115.00 CM

Abb. C8

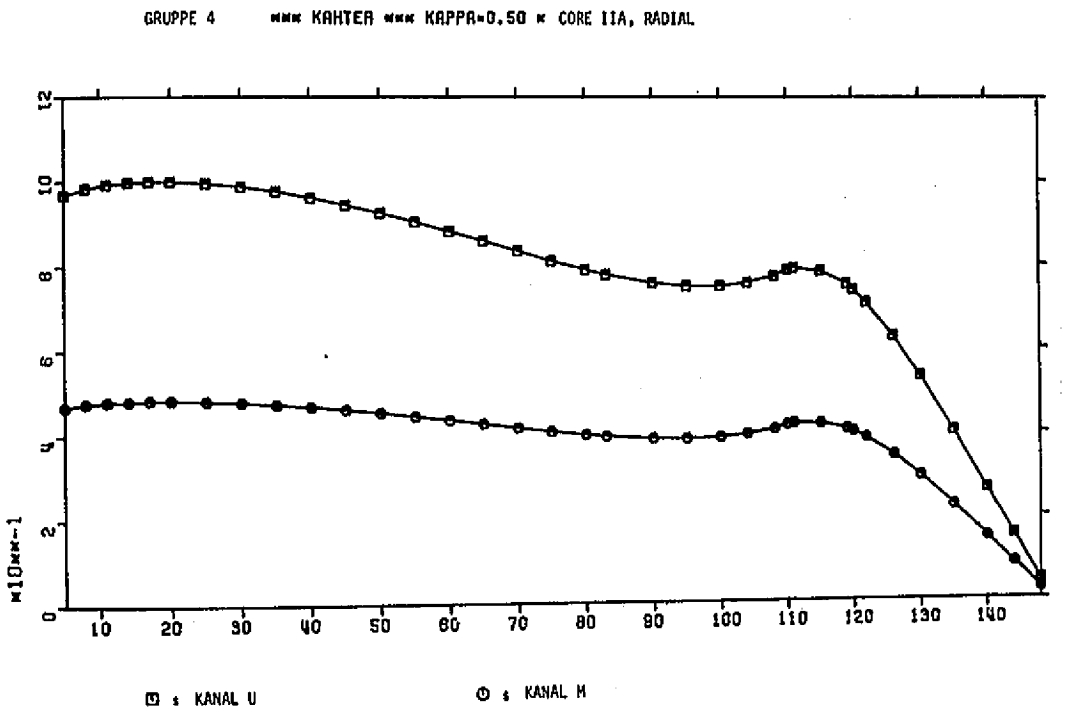


Abb. C9

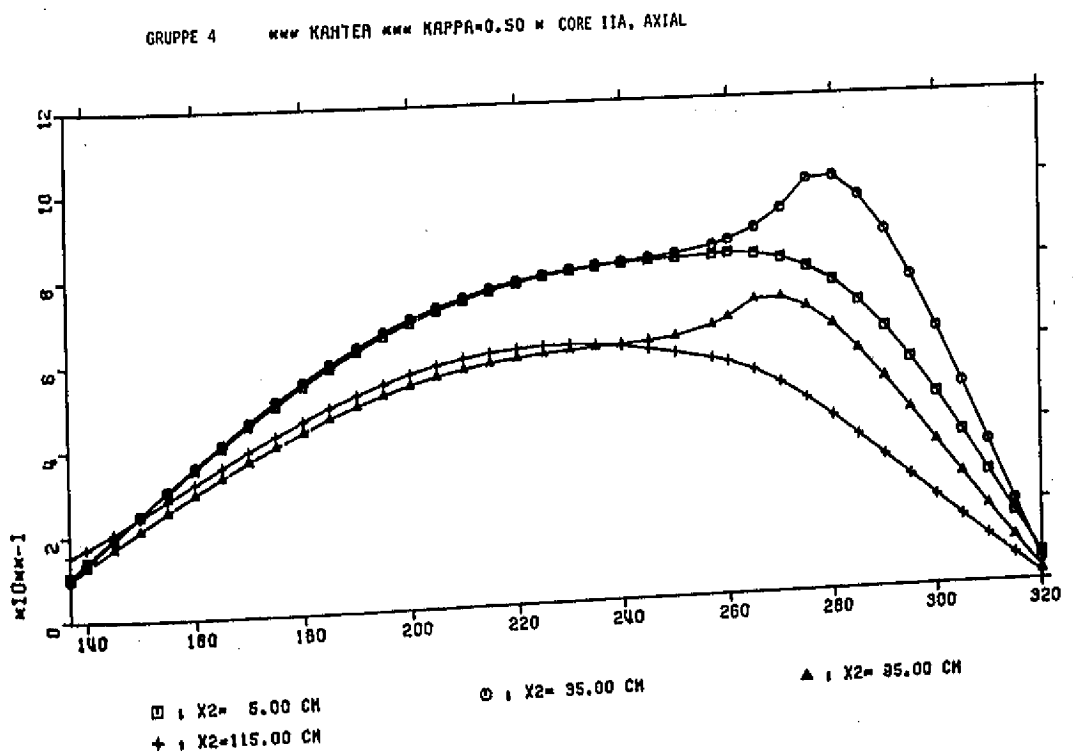


Abb. C1o

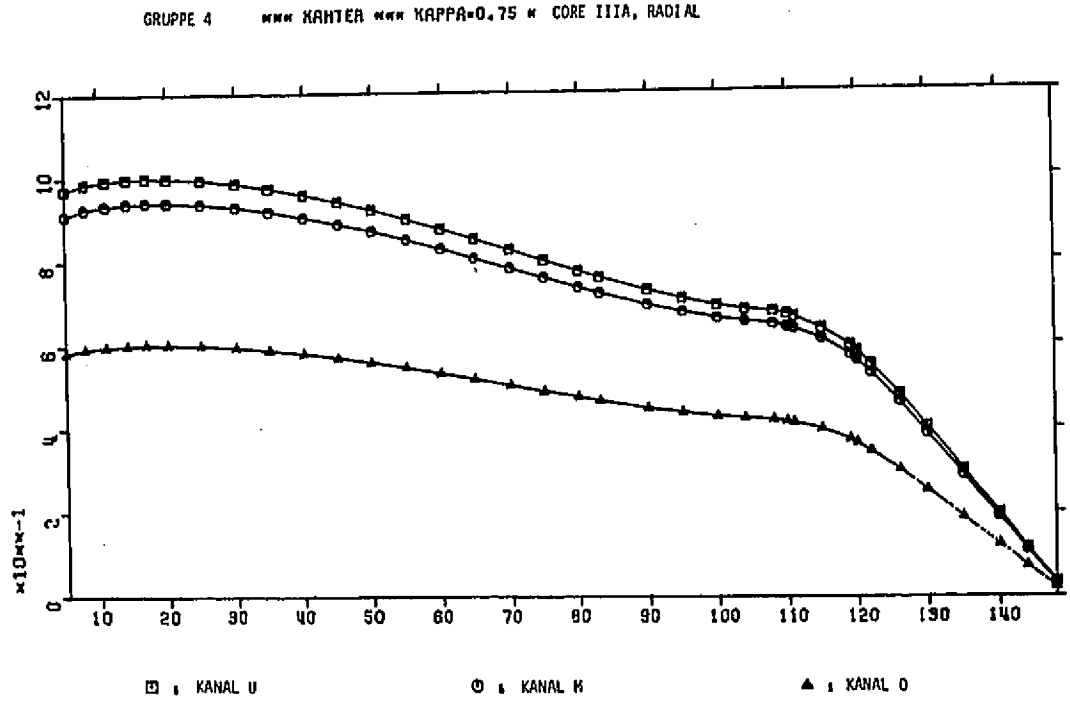


Abb. C11

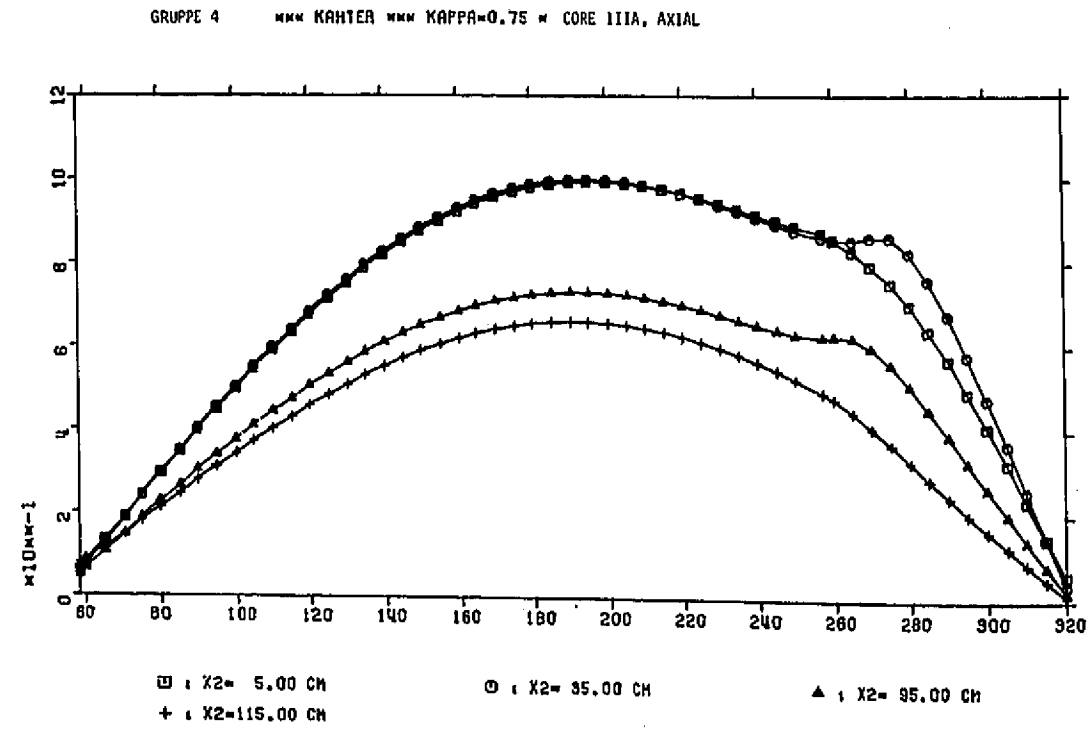
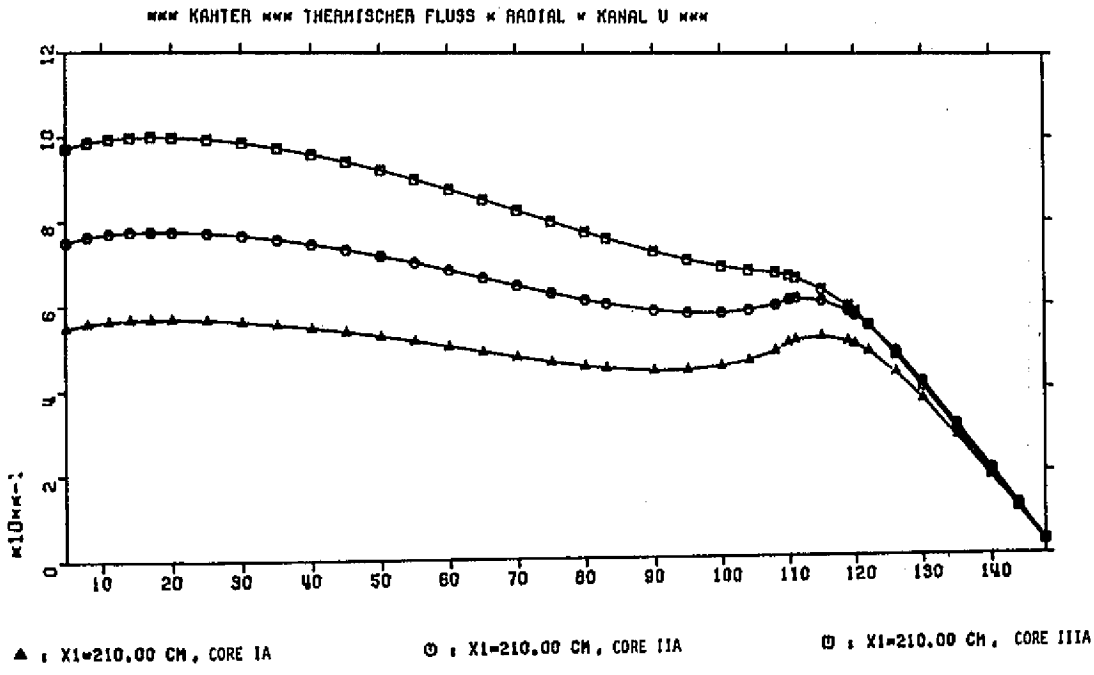
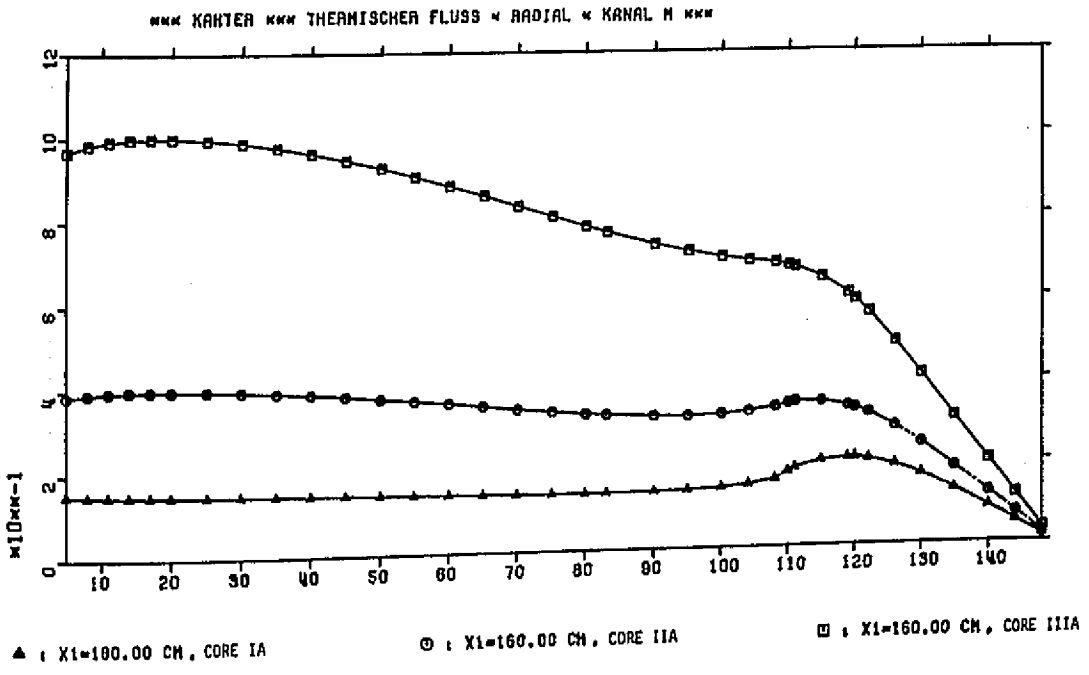


Abb. C12



▲ : X1=210.00 CM, CORE IA ⊙ : X1=210.00 CM, CORE IIA ⊡ : X1=210.00 CM, CORE IIIA

Abb. C13



▲ : X1=160.00 CM, CORE IA ⊙ : X1=160.00 CM, CORE IIA ⊡ : X1=160.00 CM, CORE IIIA

Abb. C14

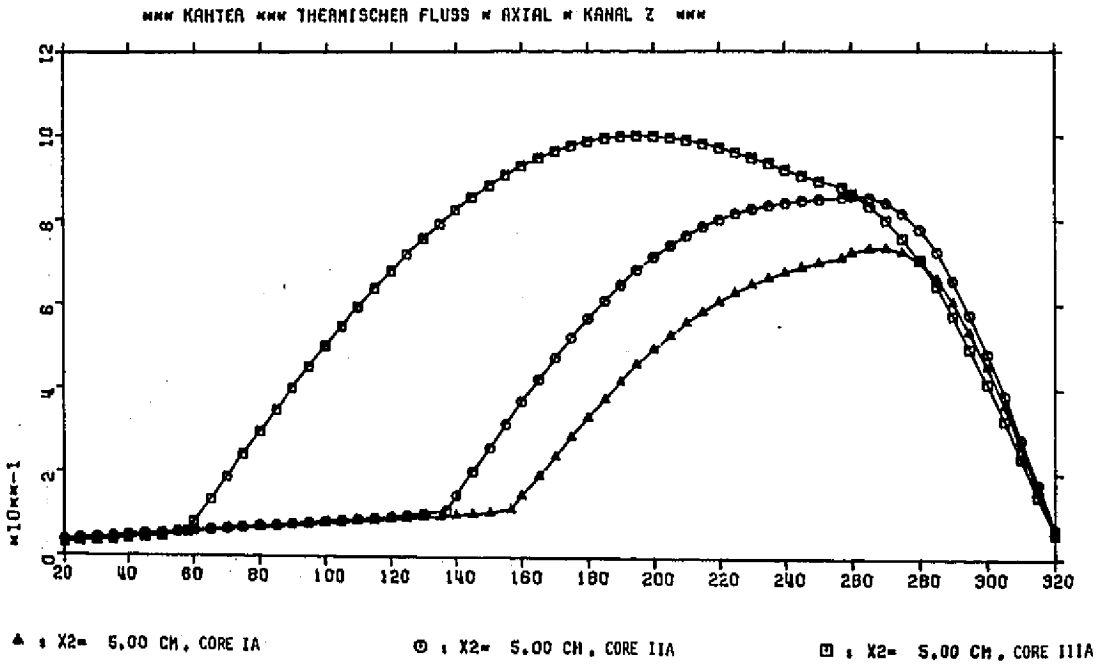


Abb. C15

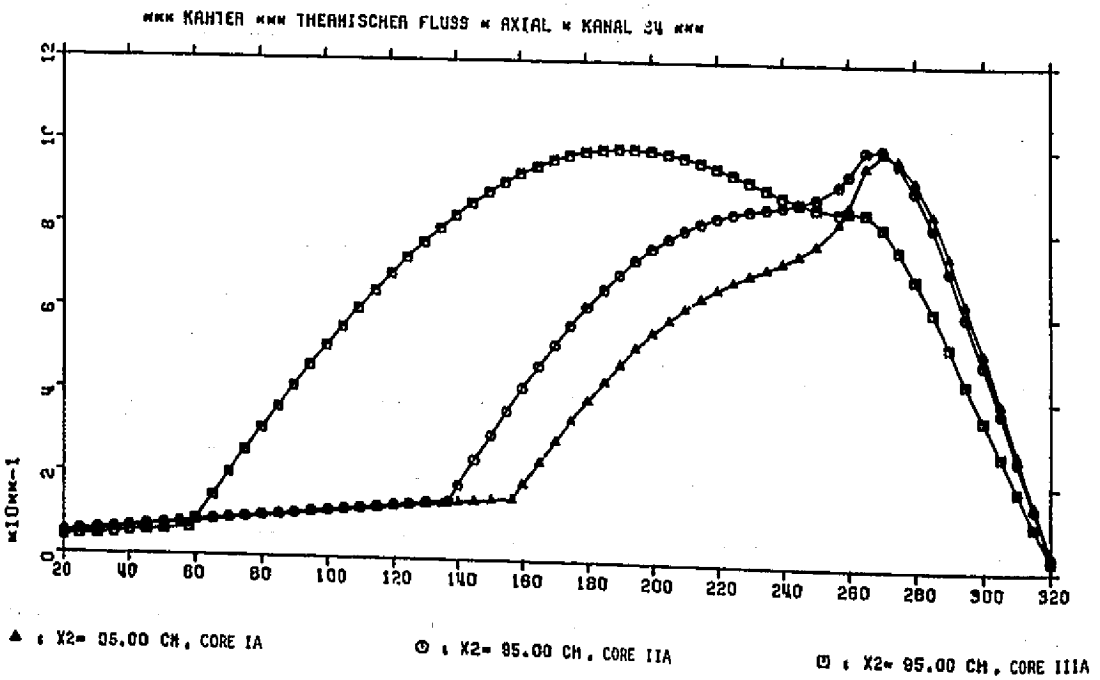


Abb. C16

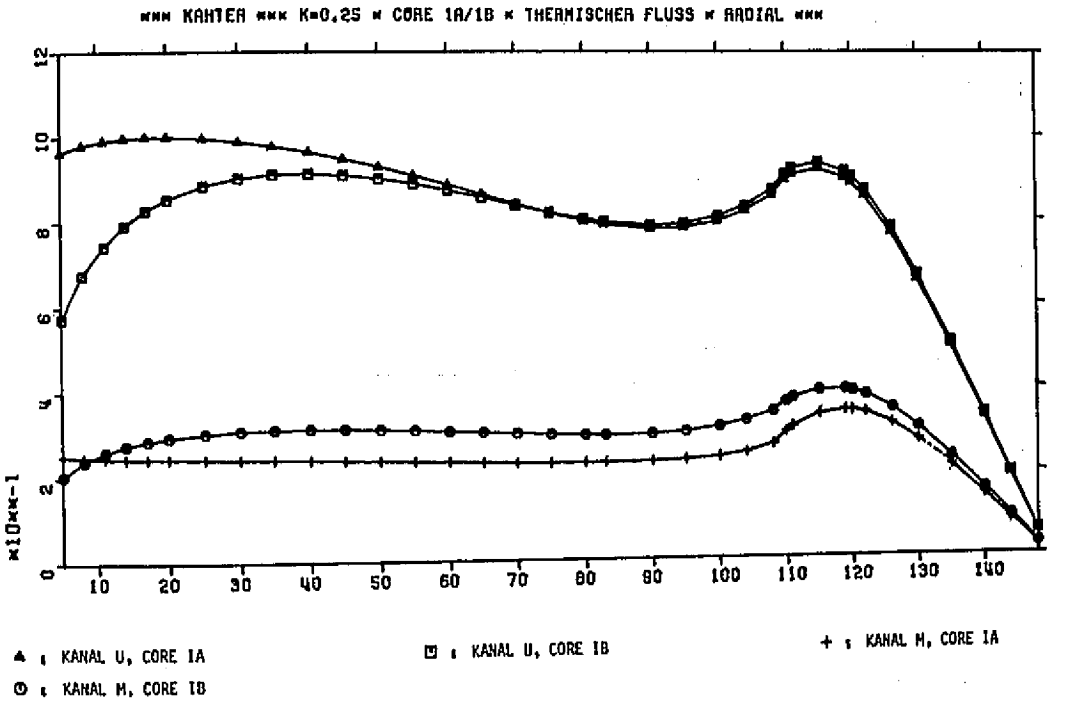


Abb. C17

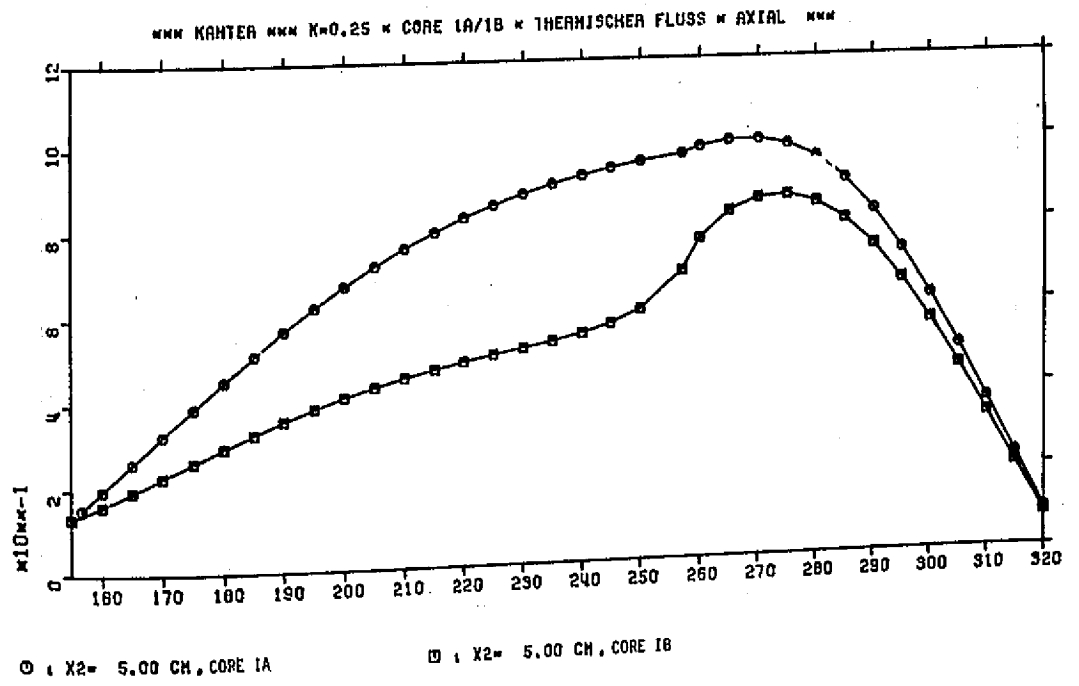


Abb. C18

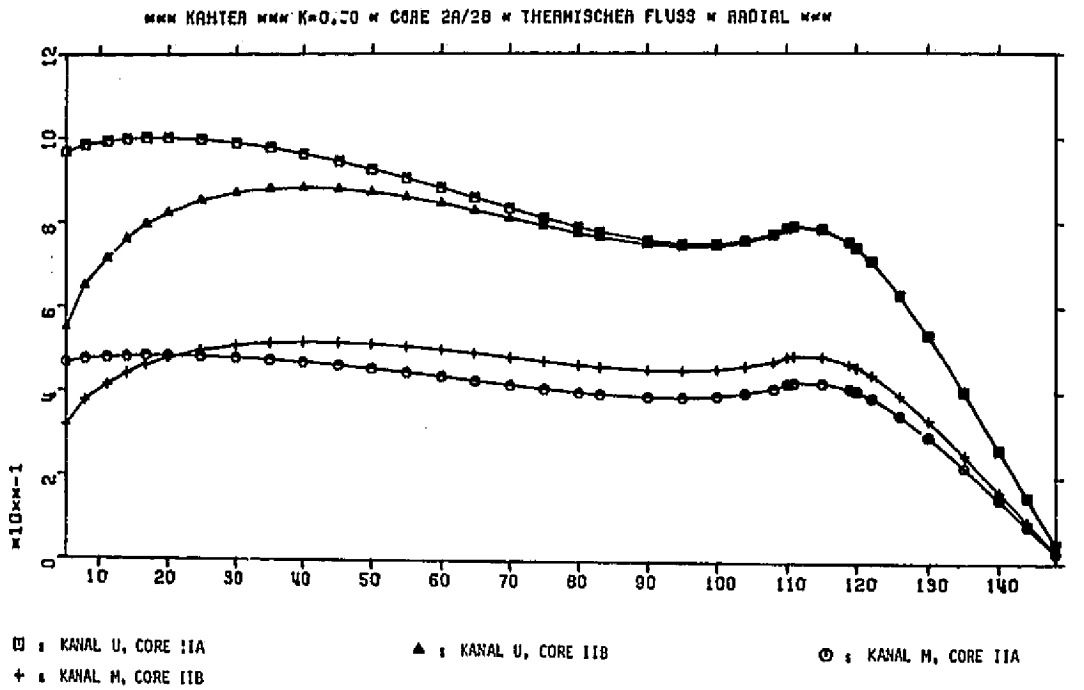


Abb. C19

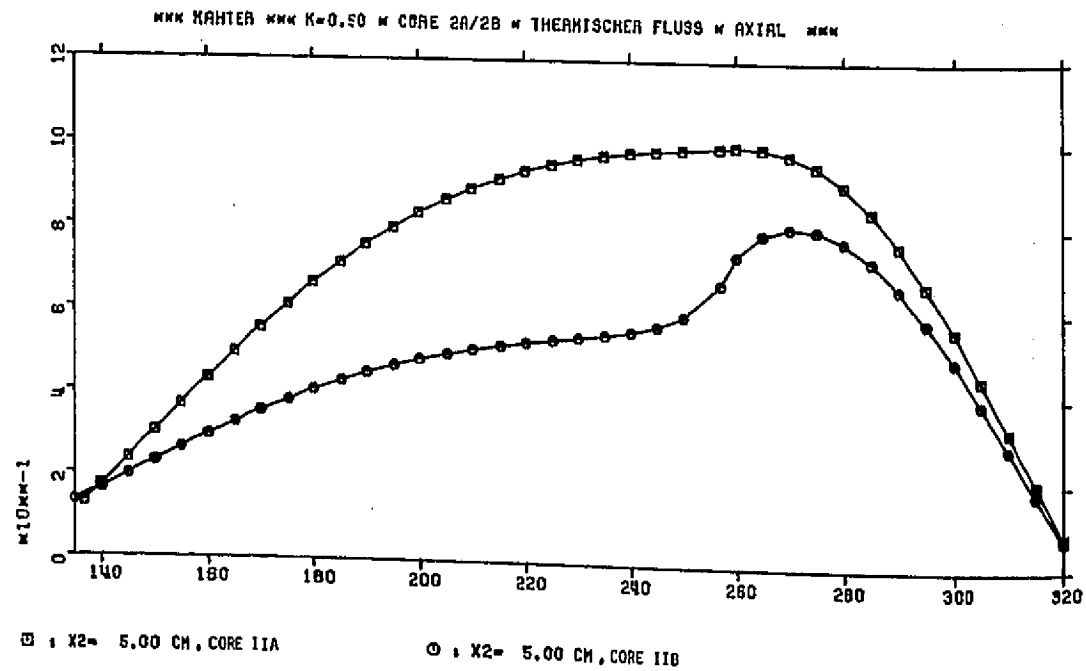


Abb. C2o

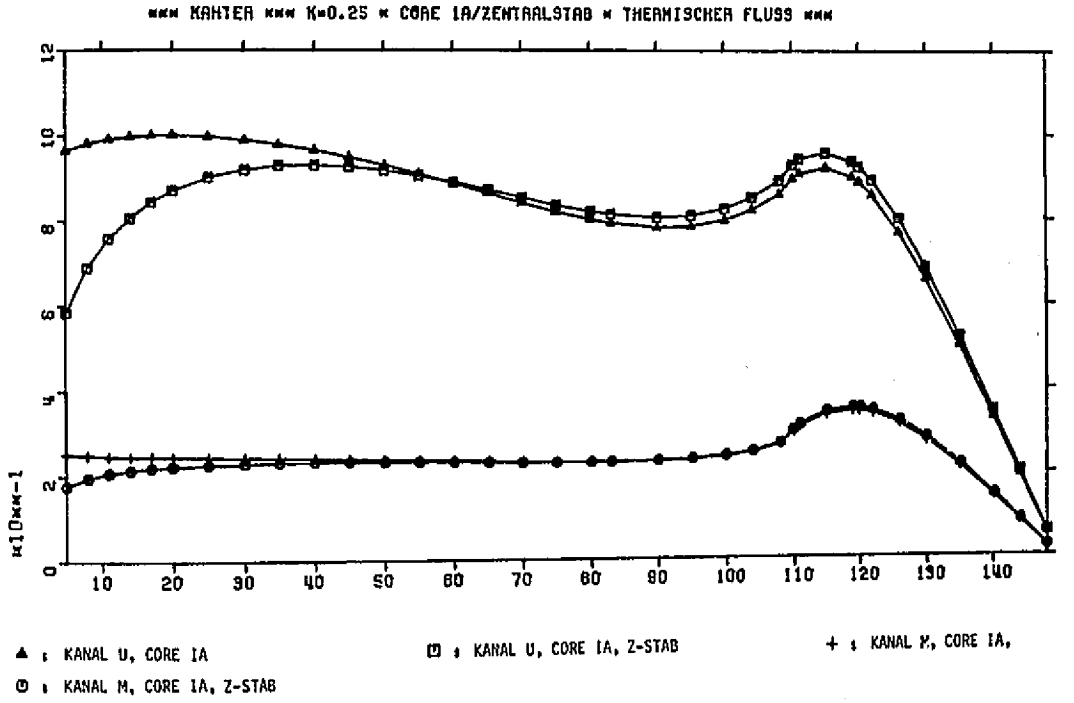


Abb. C21

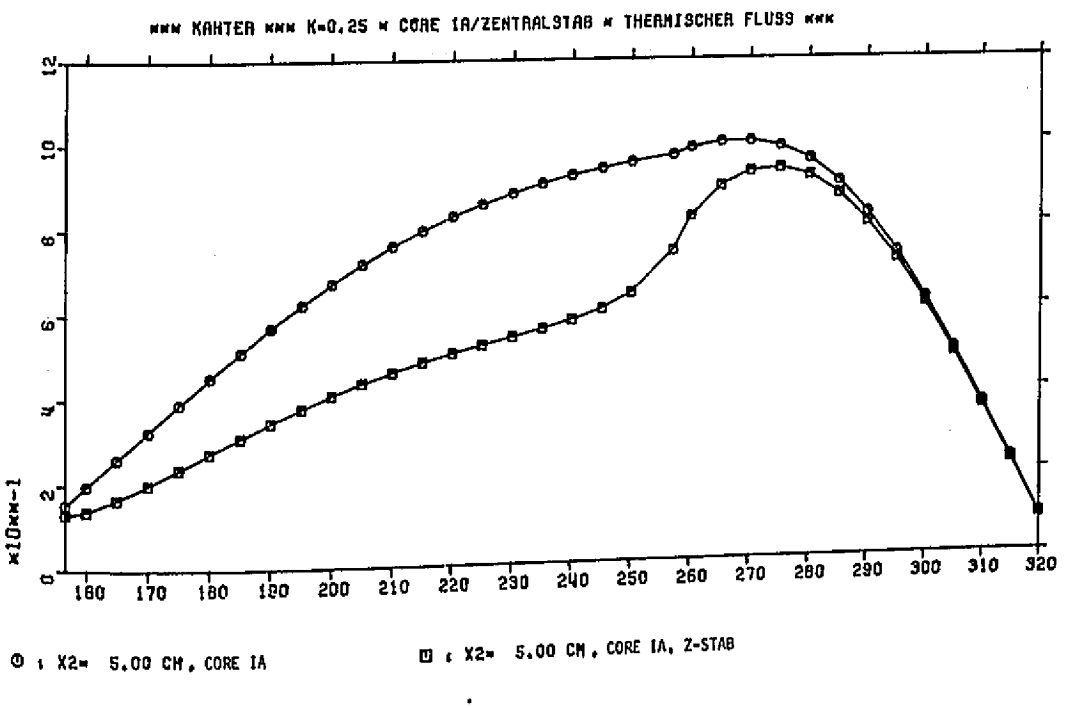


Abb. C22

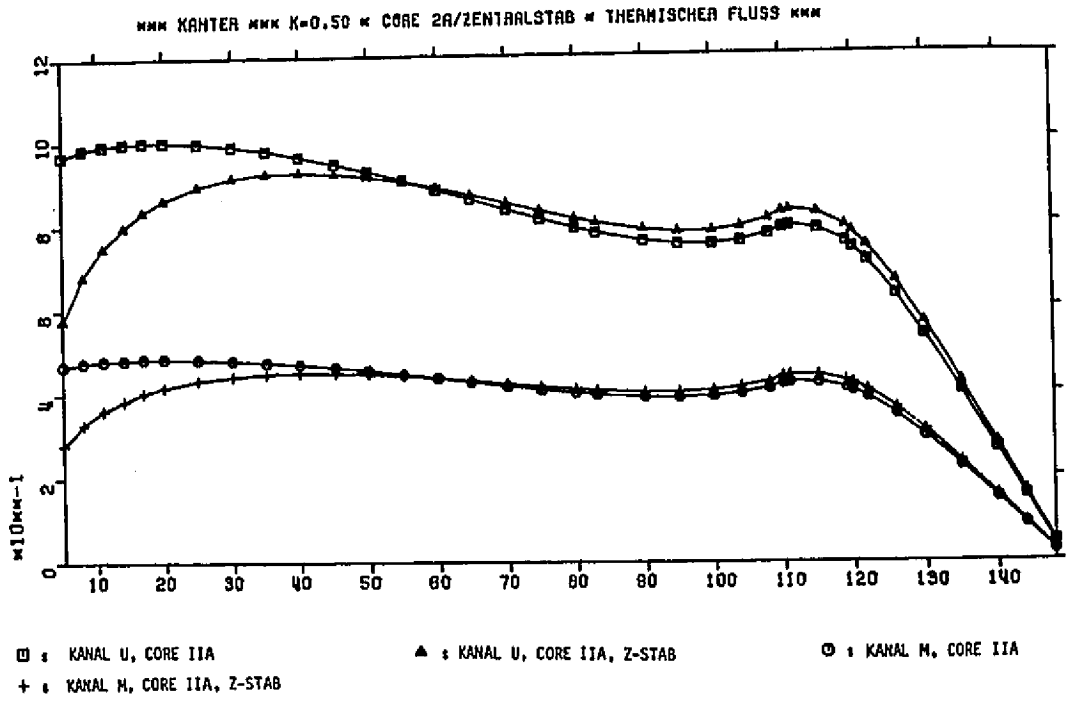


Abb. C23

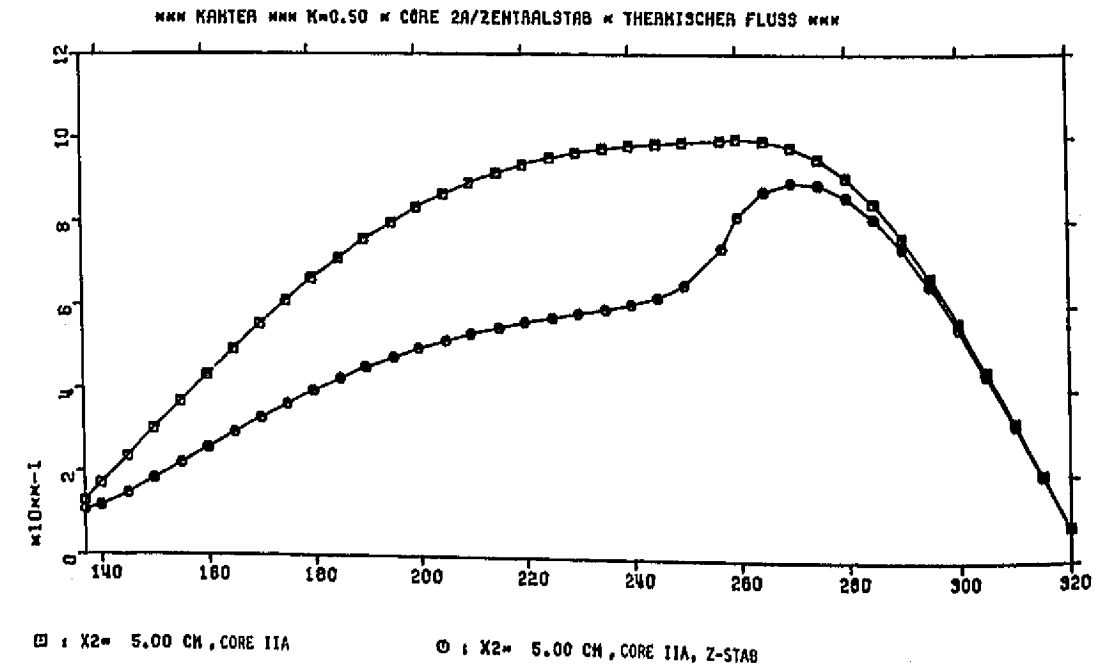


Abb. C24

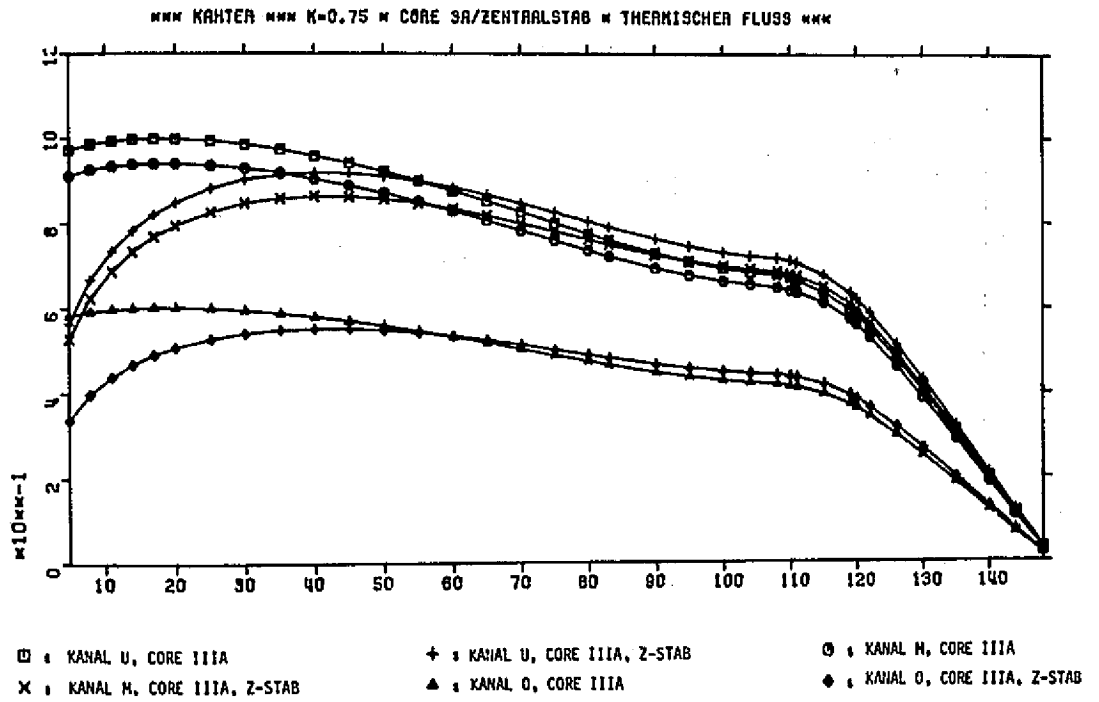


Abb. C25

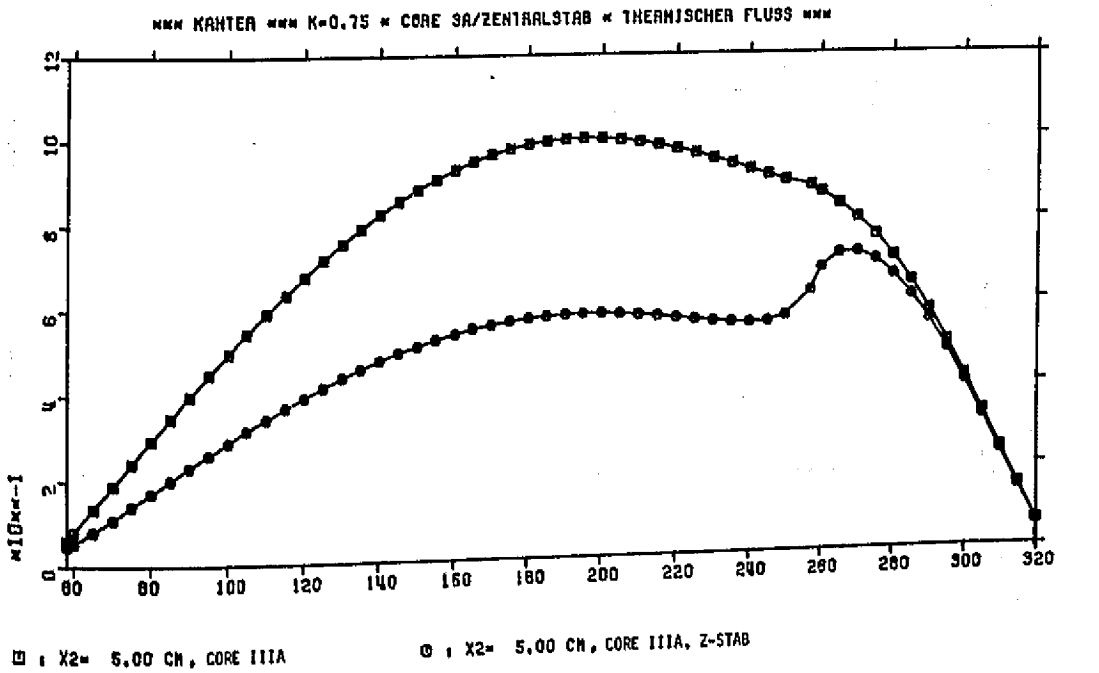


Abb. C26

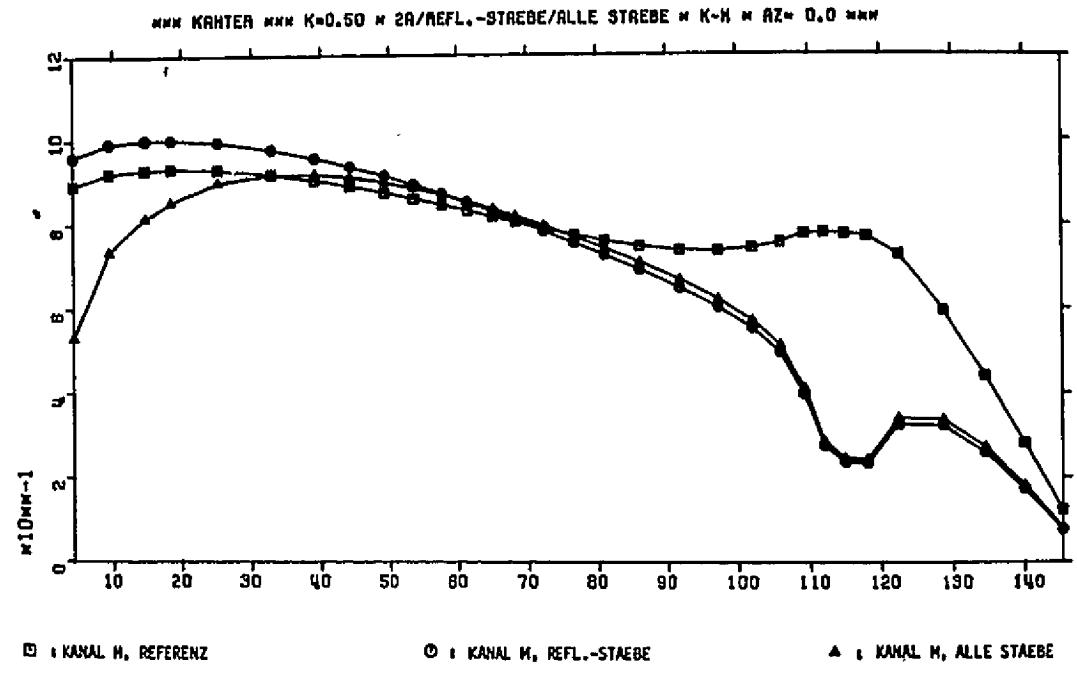


Abb. C27

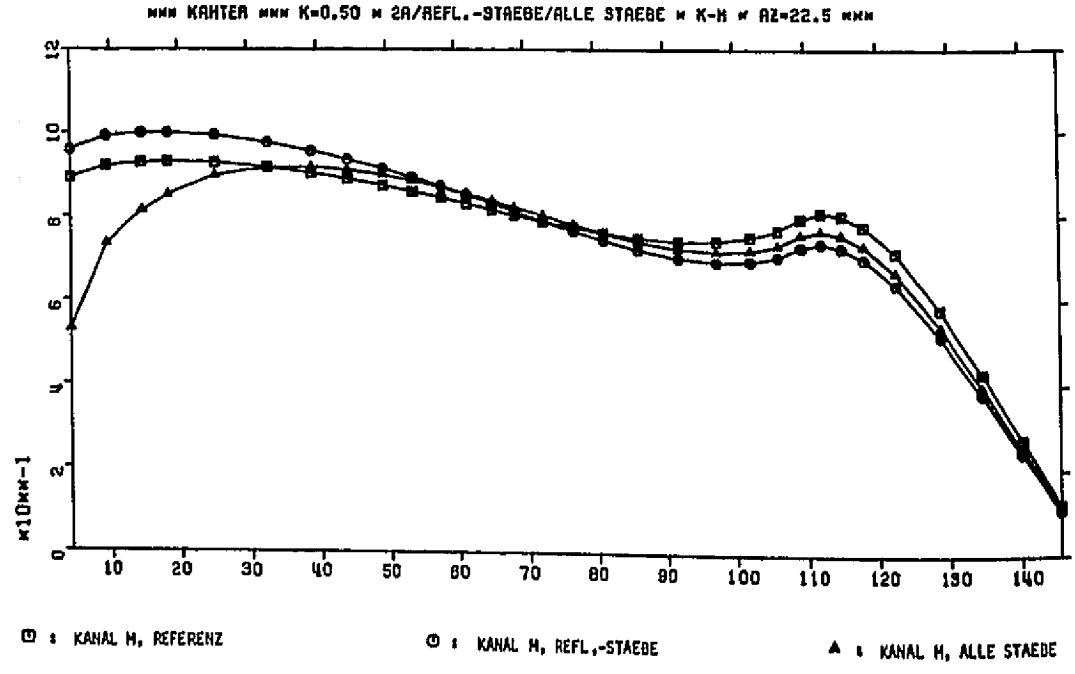


Abb. C28

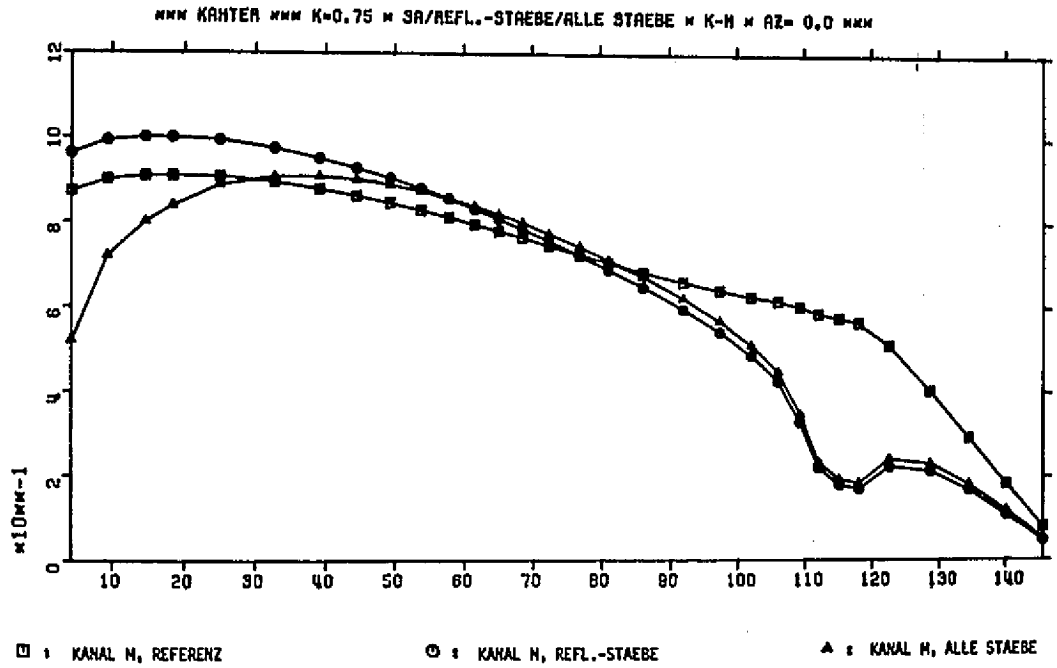


Abb. C29

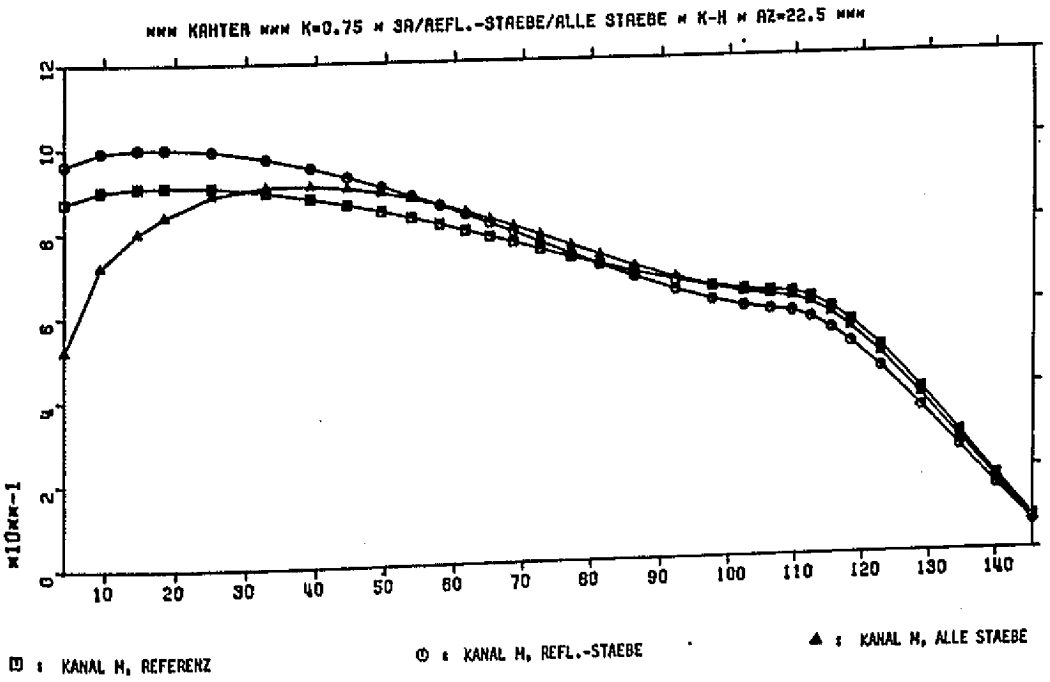


Abb. C3o

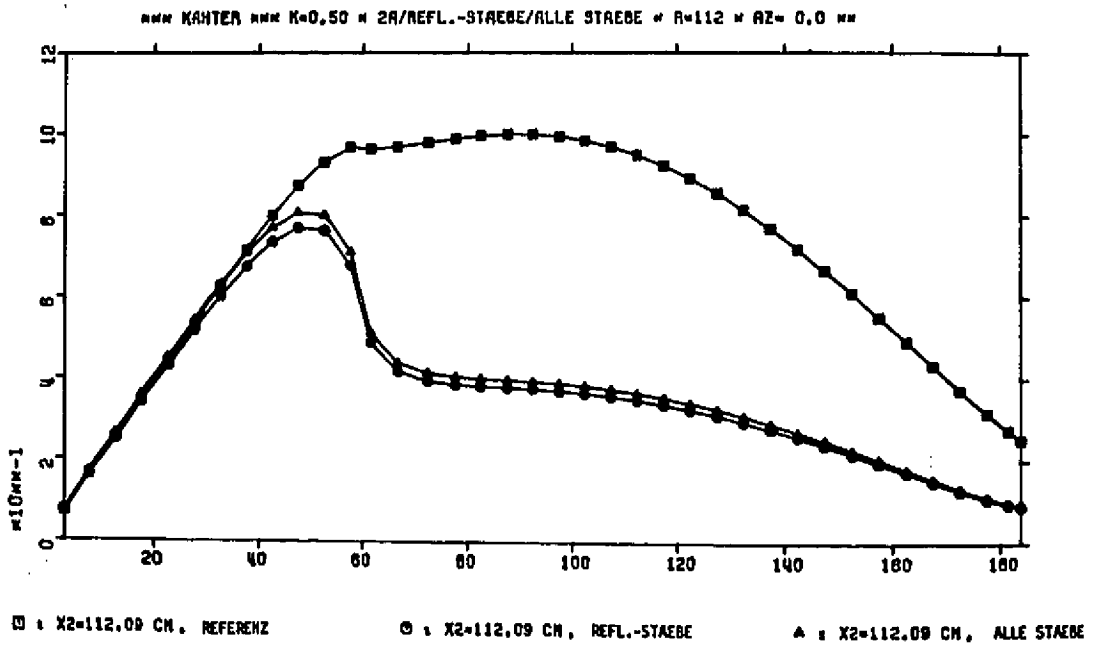


Abb. C31

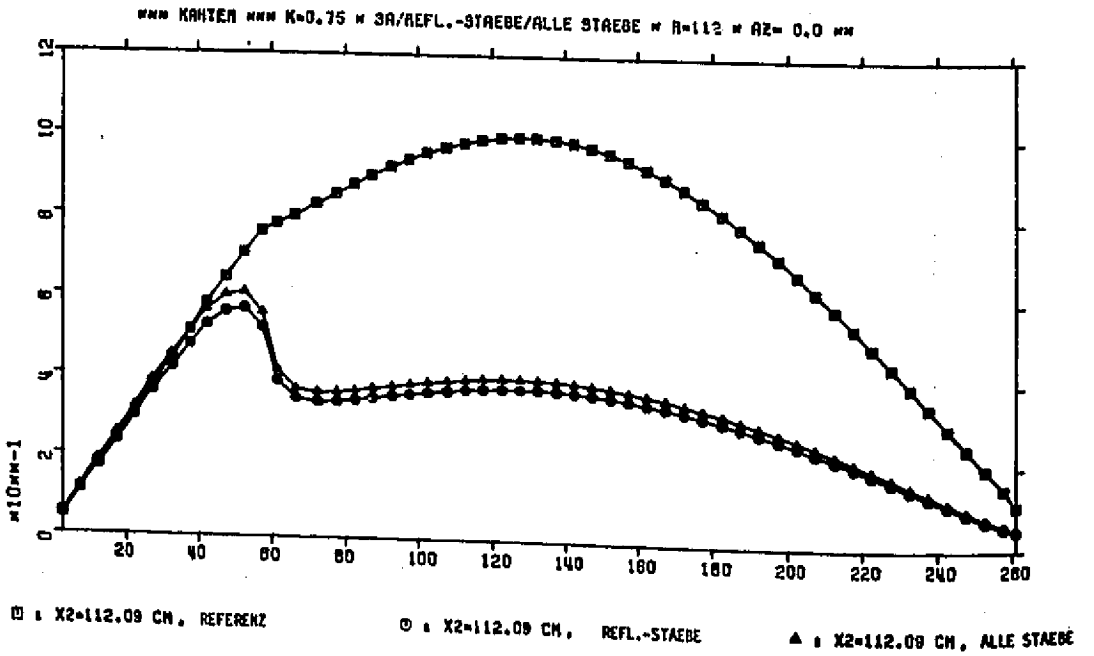
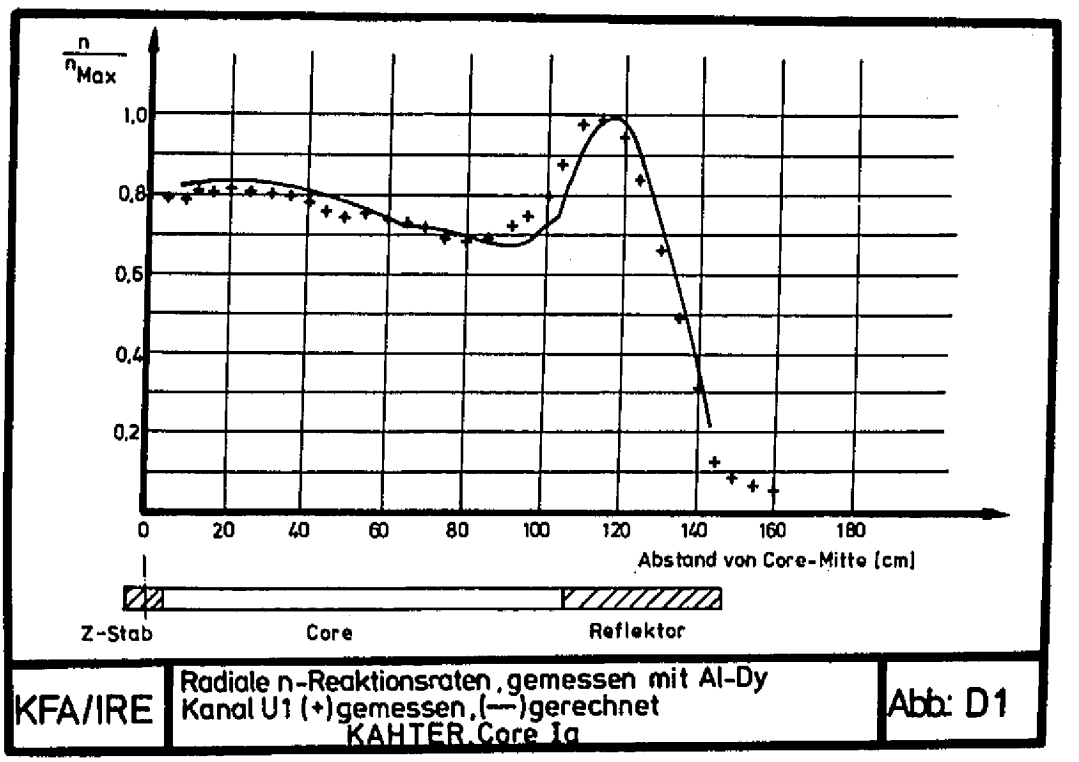


Abb. C32

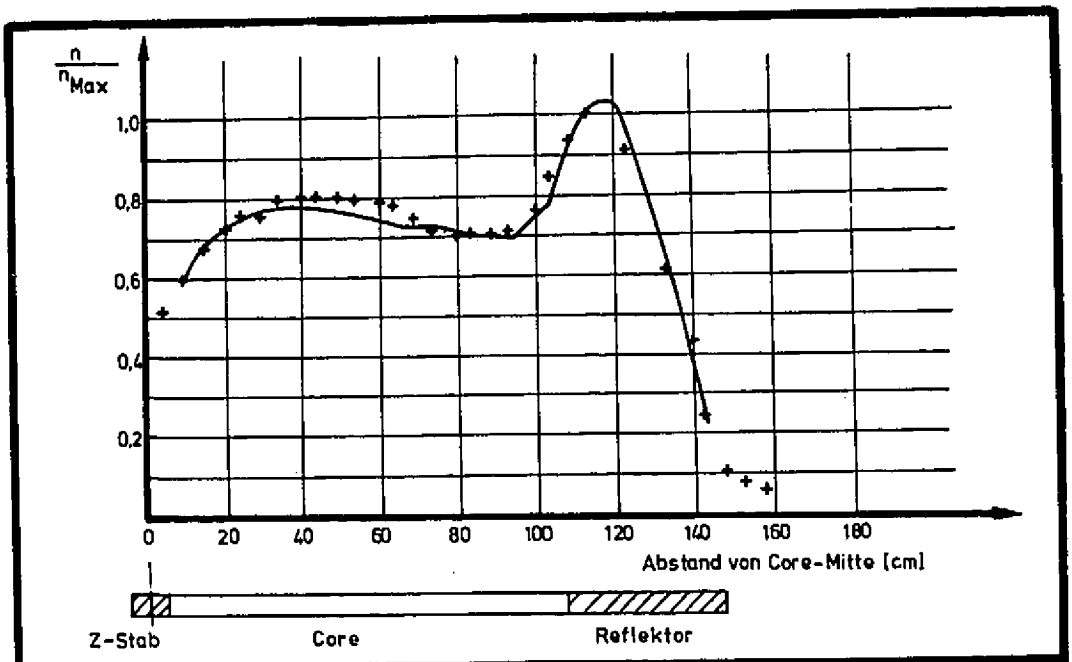
ANHANG D

Abbildungen zu Abschnitt 4

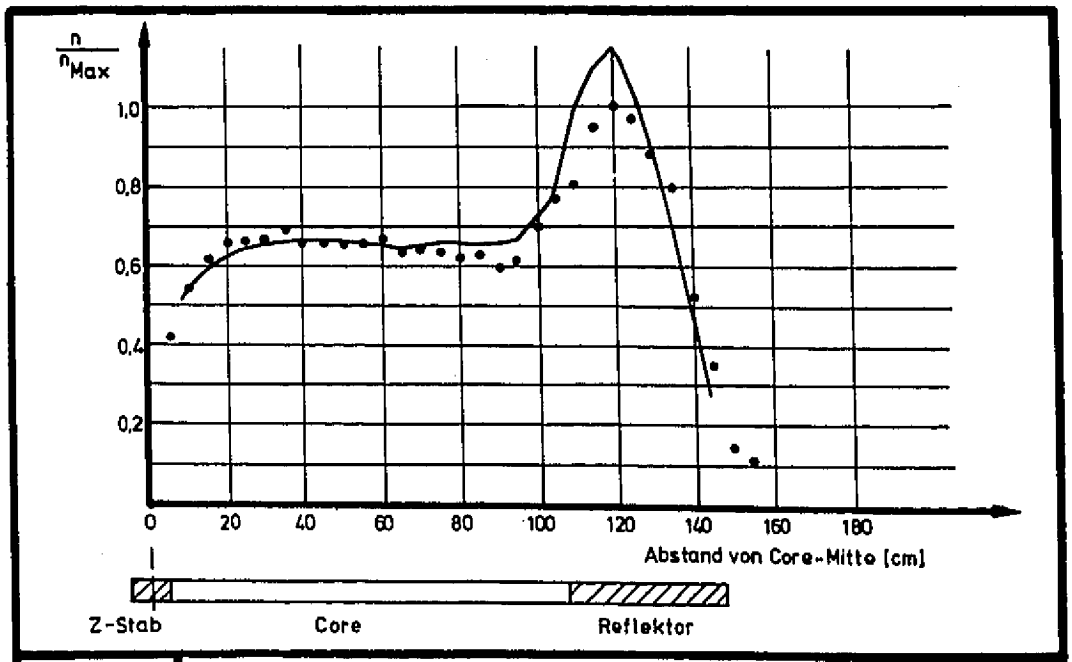
(Reaktionsraten)



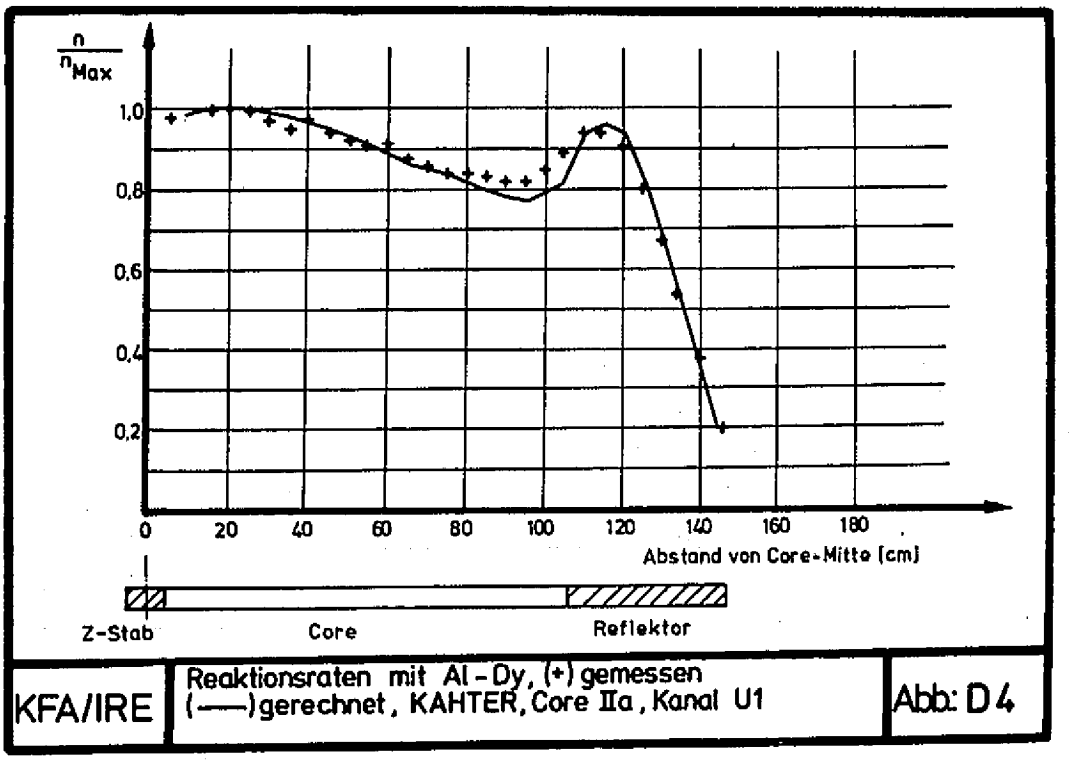
KFA/IRE	Radiale n-Reaktionsraten, gemessen mit Al-Dy Kanal U1 (+)gemessen, (—)gerechnet KAHTER Core 1a	Abb: D1



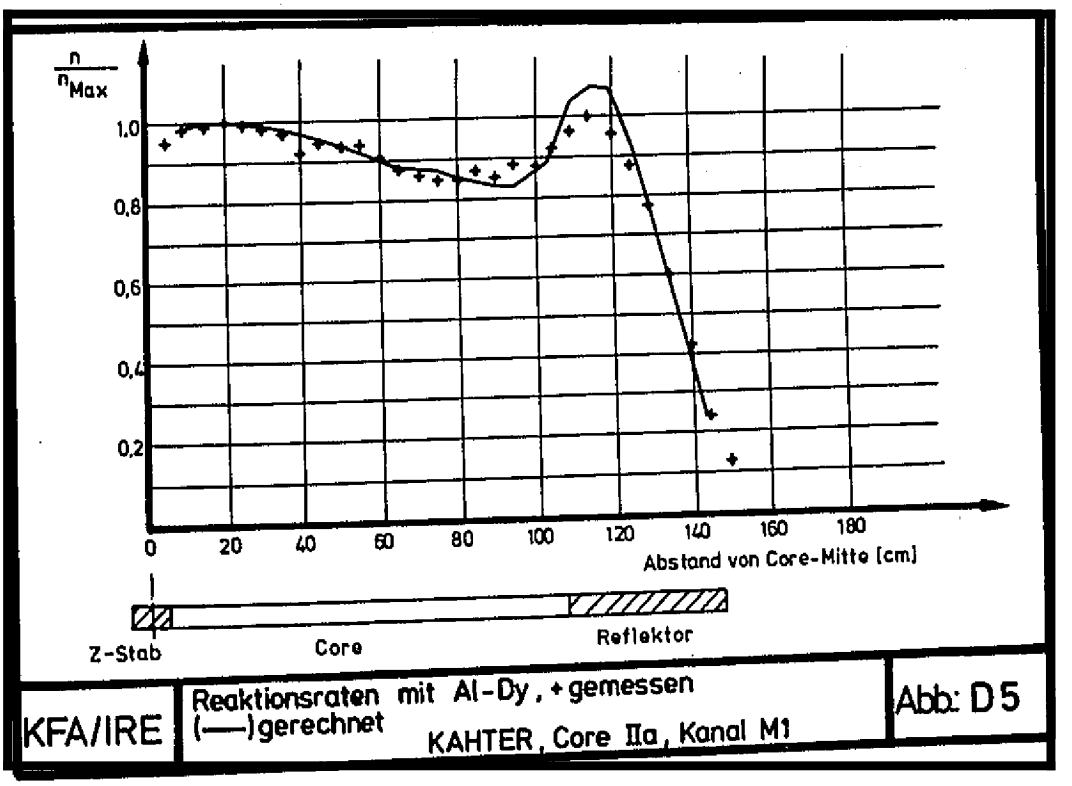
KFA/IRE	Radiale n-Reaktionsraten, gemessen mit Al-Dy Kanal U2(+)gemessen,(—)gerechnet KAHTER Core Ib	Abb: D 2



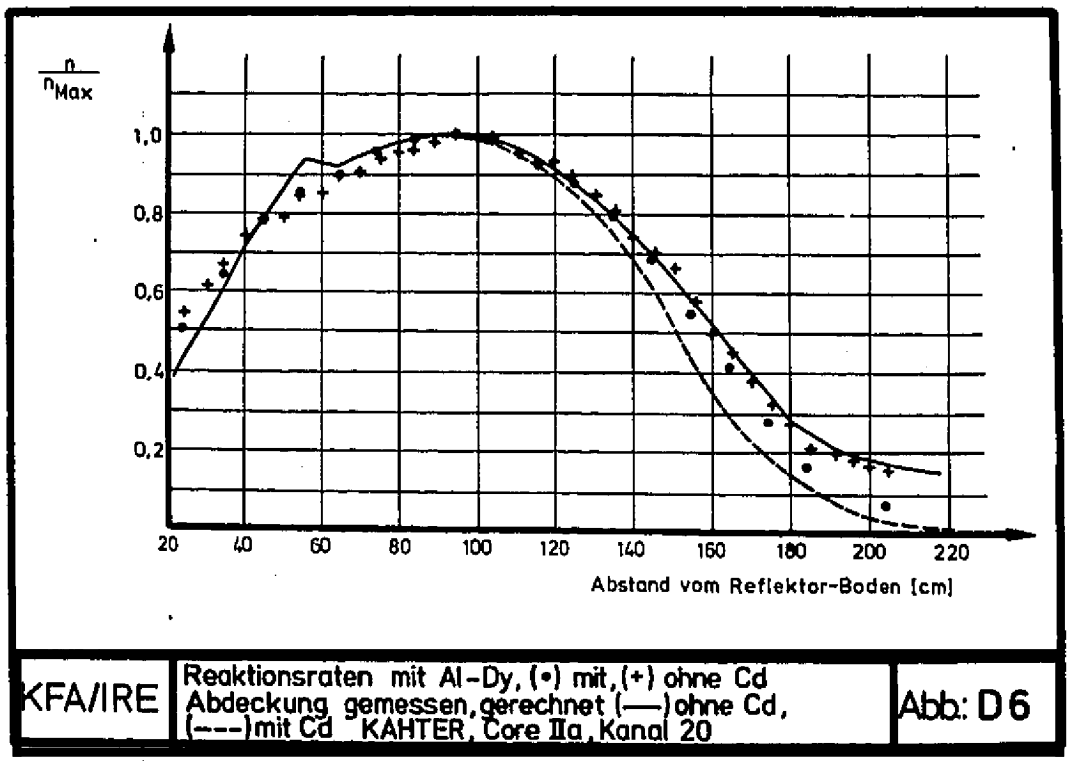
KFA/IRE	Radiale n-Reaktionsraten, gemessen mit Al-Dy Kanal M2(•)gemessen ,(—)gerechnet KAHTER, Core Ib	Abb: D 3



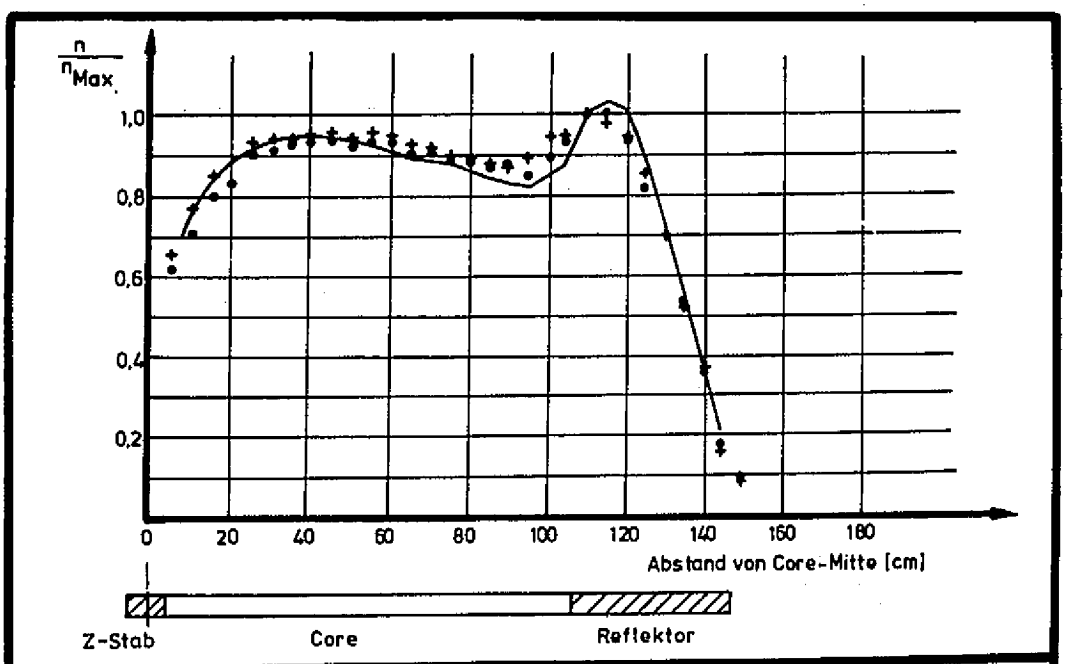
KFA/IRE | Reaktionsraten mit Al-Dy, (+) gemessen (——) gerechnet, KAHTER, Core IIa, Kanal U1 | Abb: D 4



KFA/IRE | Reaktionsraten mit Al-Dy, + gemessen (——) gerechnet KAHTER, Core IIa, Kanal M1 | Abb: D 5



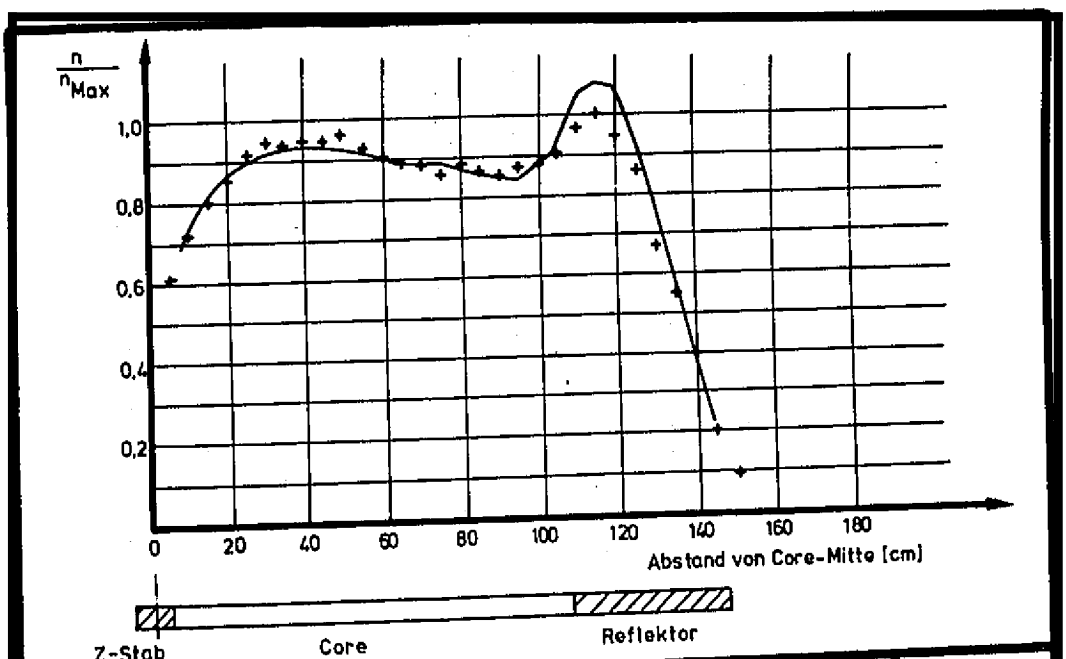
KFA/IRE	Reaktionsraten mit Al-Dy, (•) mit, (+) ohne Cd Abdeckung gemessen, gerechnet (——) ohne Cd, (- - -) mit Cd KAHTER, Core IIa, Kanal 20	Abb: D6



KFA/IRE

Radiale n-Reaktionsraten mit Al-Dy
Kanal U1 (+) gemessen, (——) gerechnet
KAHTER, Core IIb

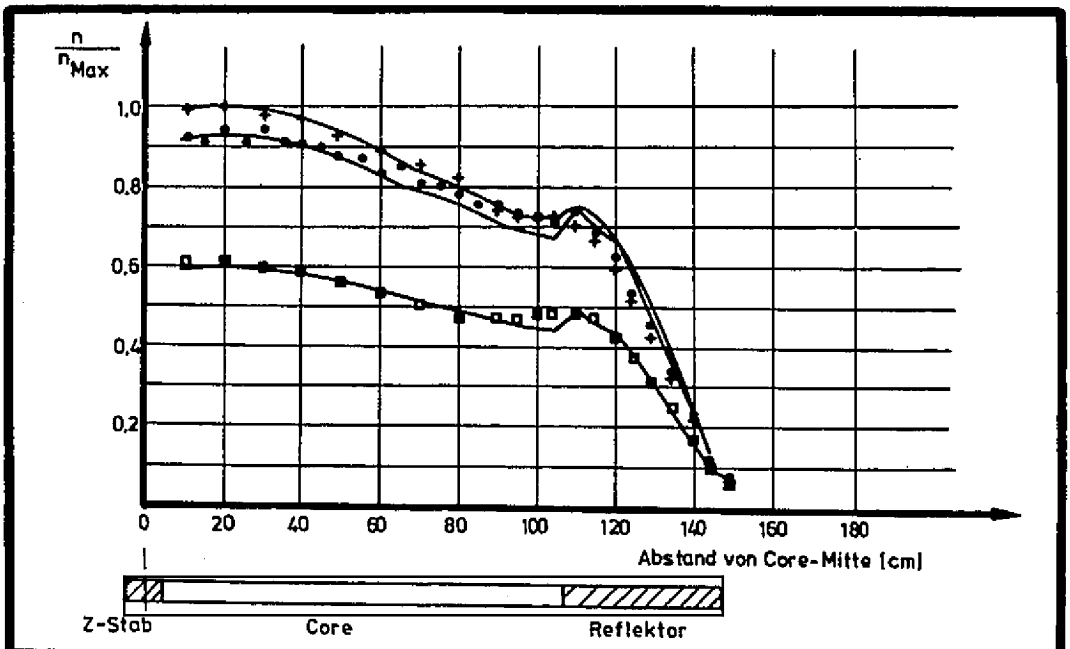
Abb: D7



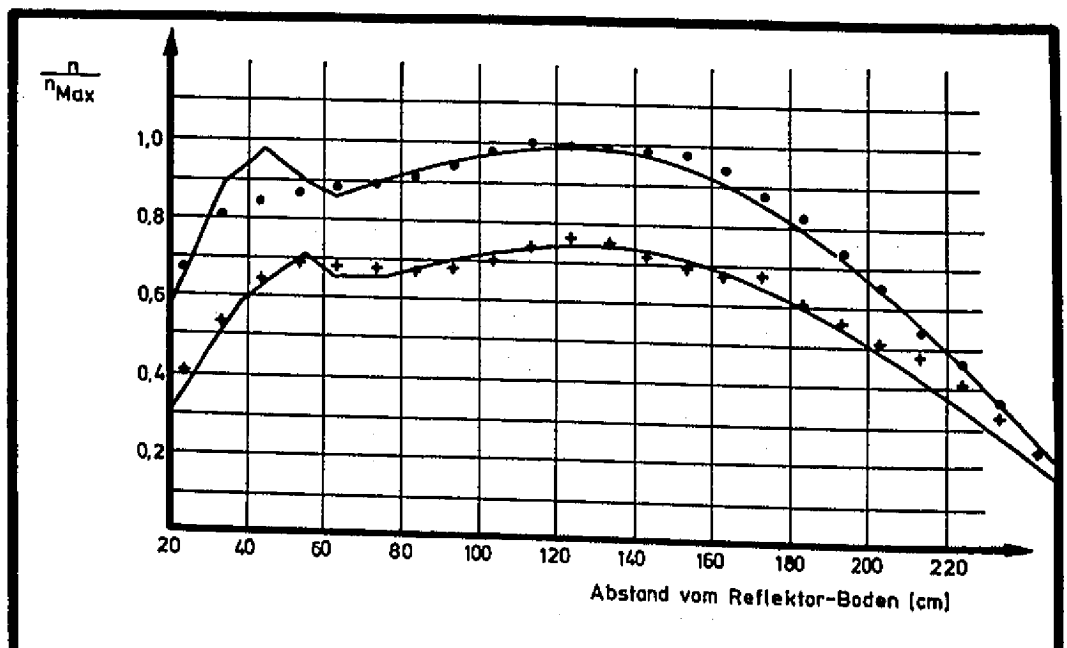
KFA/IRE

Radiale n-Reaktionsraten mit Al-Dy
Kanal M1 (+) gemessen, (——) gerechnet
KAHTER, Core IIb

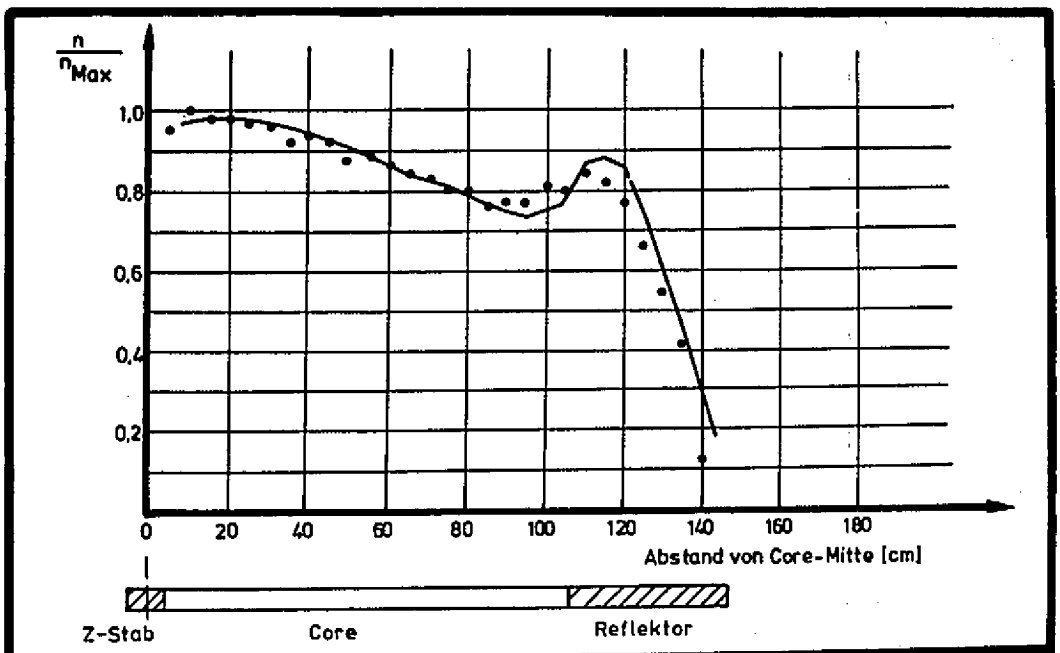
Abb: D8



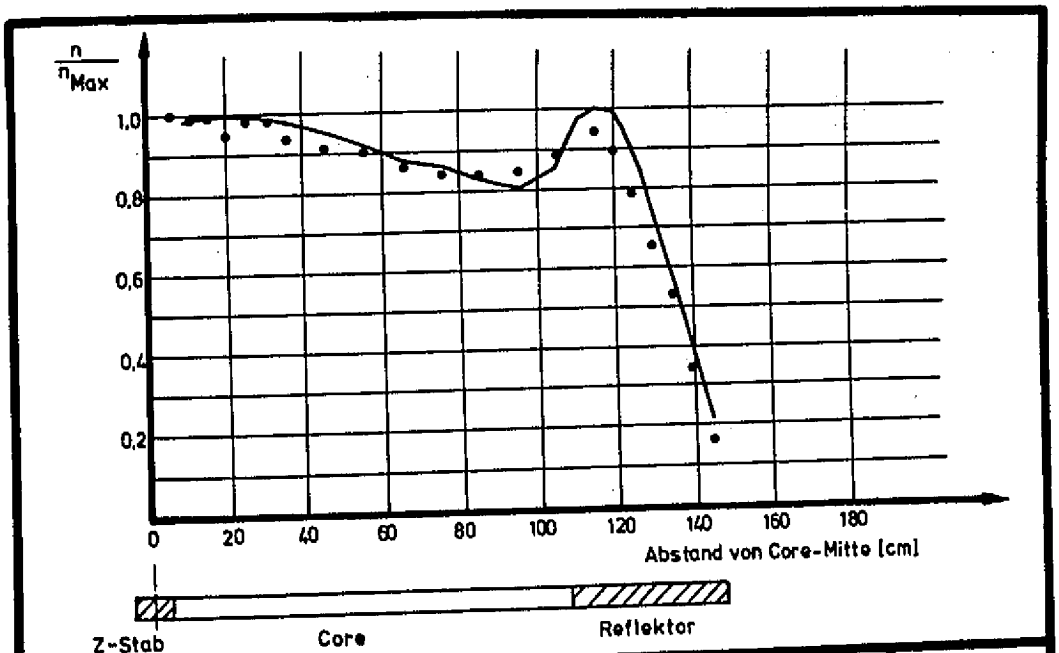
KFA/IRE | Radiale n-Dichteverteilung mit Al-Dy +Kanal U1, •Kanal M1, ▫Kanal 01 gemessen, (—) gerechnet KAHTER, Core IIIa | Abb: D9



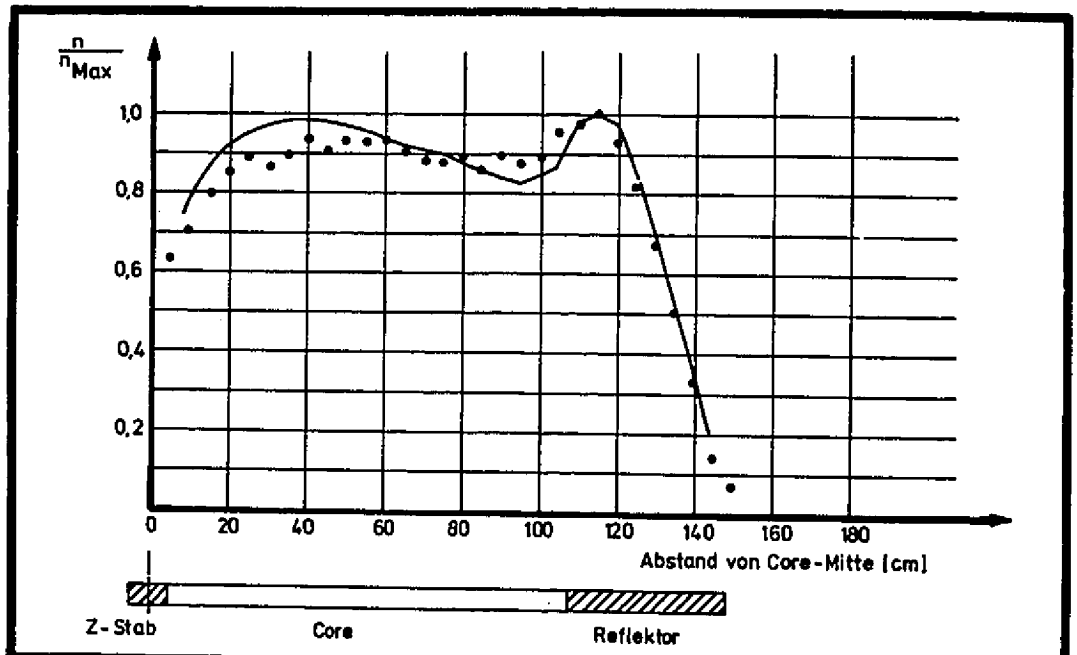
KFA/IRE | Axiale n-Dichteverteilung mit Al-Dy (•) Kanal S1, (+) Kanal S4 gemessen, (—) gerechnet KAHTER, Core IIIa | Abb: D10



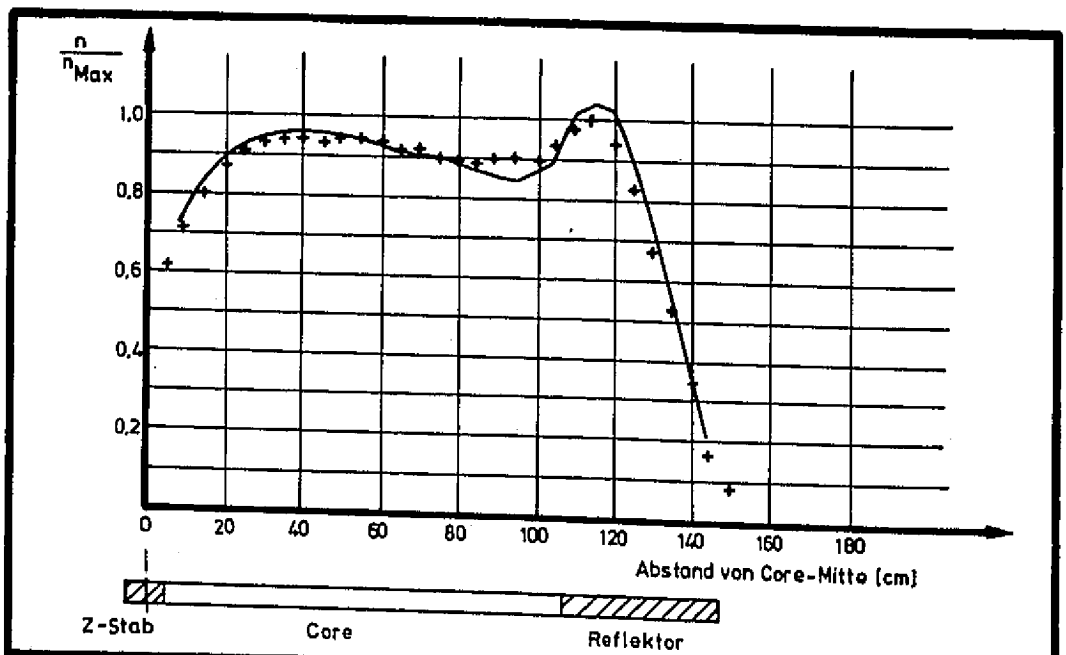
KFA/IRE | Radiale n-Dichteverteilung, gemessen mit Cu-Mn ohne Cd, ∘ gemessen, (——) gerechnet KAHTER, Core IIa, Kanal U1 | Abb: D 11



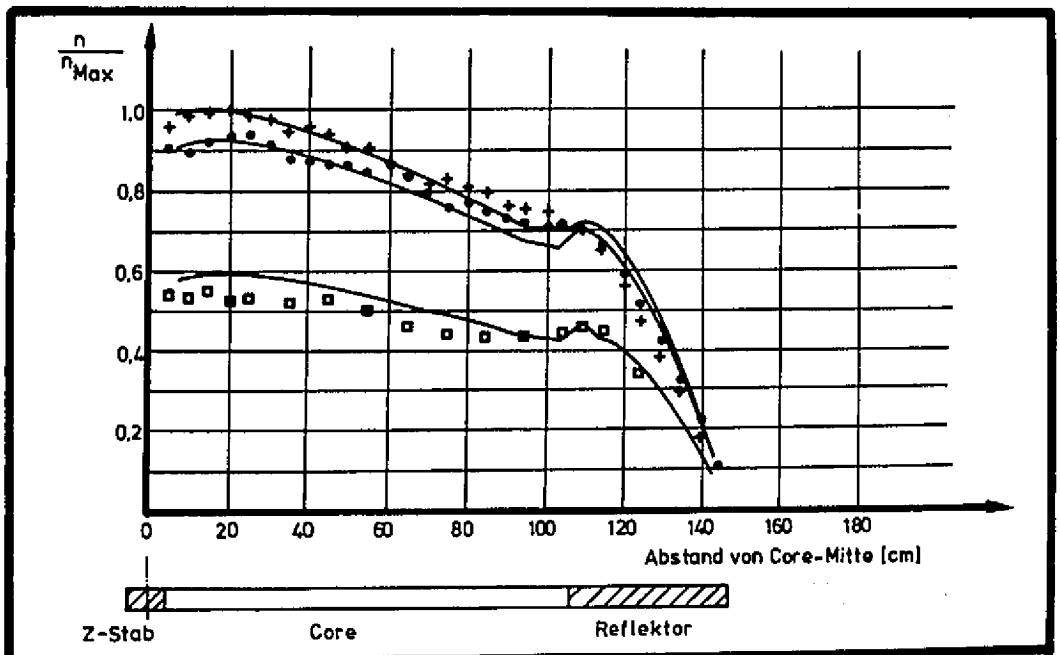
KFA/IRE | Radiale n-Dichteverteilung, gemessen mit Cu-Mn (•) gemessen, (——) gerechnet KAHTER, Core IIa, Kanal M1 | Abb: D 12



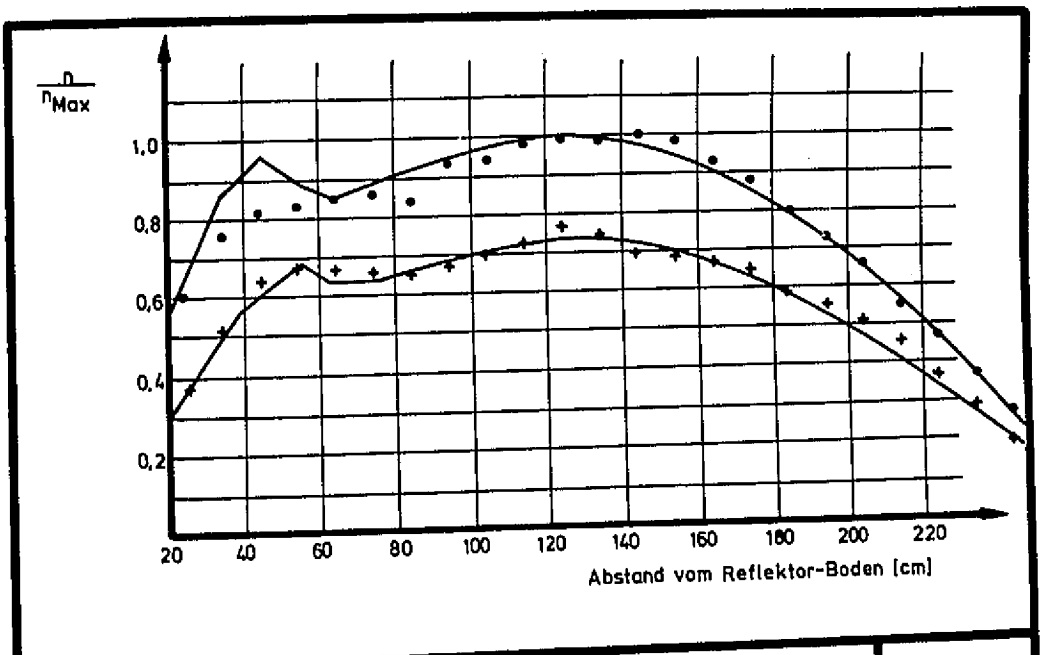
KFA/IRE	Radiale n-Dichteverteilung, gemessen mit Cu-Mn Kanal U1 (•) gemessen, (—) gerechnet KAHTER, Core IIb	Abb.: D 13



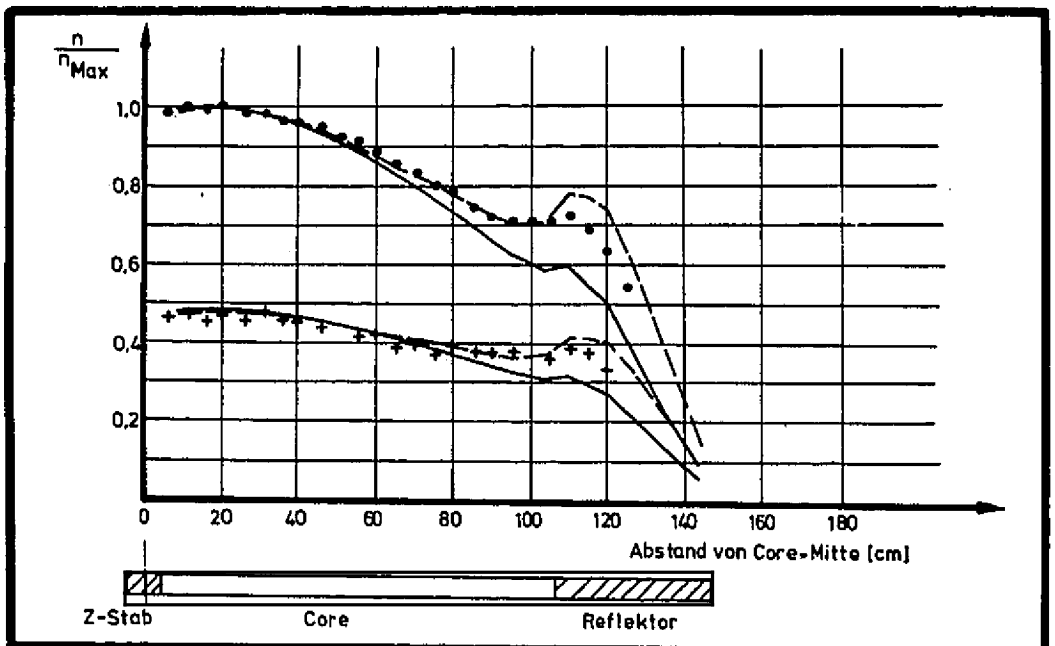
KFA/IRE	Radiale n-Reaktionsraten mit Cu-Mn Kanal M1 (+) gemessen, (—) gerechnet KAHTER, Core IIb	Abb: D 14



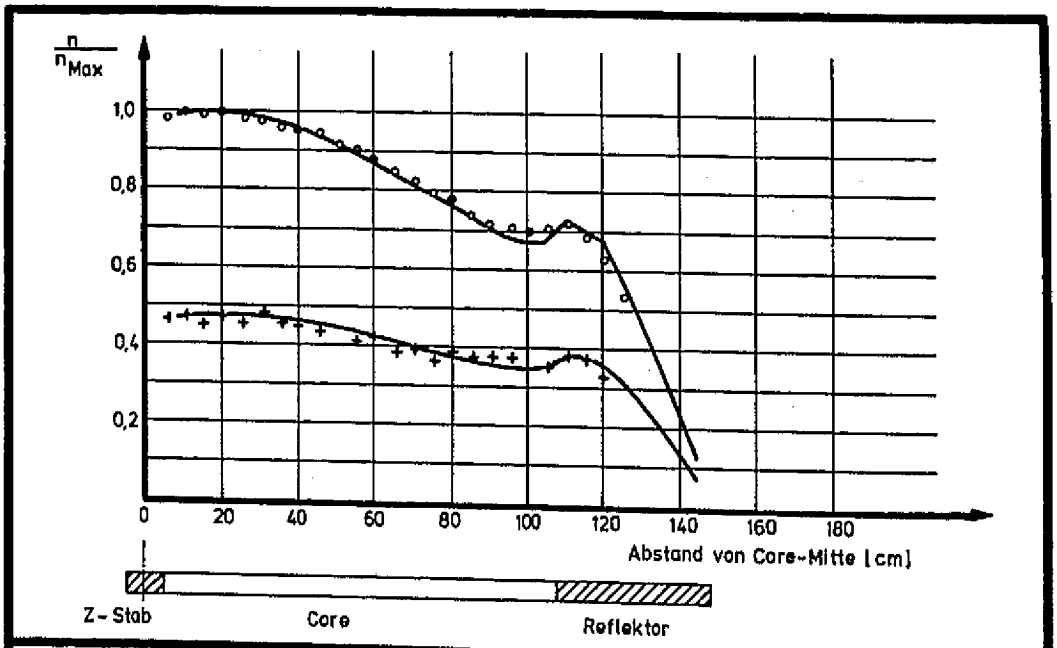
KFA/IRE	Radiale n-Dichteverteilung mit Cu - Mn + Kanal U1, • Kanal M1, ▫ Kanal 01 gemessen, (——) gerechnet KAHTER, Core IIIa	Abb: D 15



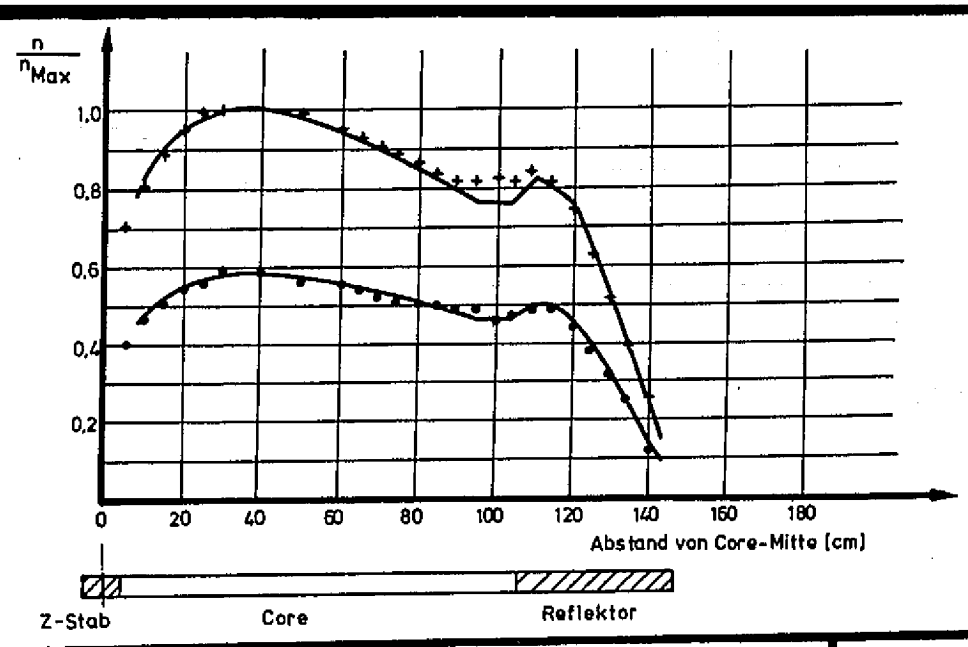
KFA/IRE	Axiale n-Dichteverteilung mit Cu-Mn • Kanal S1, + Kanal S4 gemessen, (——) gerechnet KAHTER, Core IIIa	Abb: D 16



KFA/IRE	Radiale n-Reaktionsrate, gem. mit Au Kanal U1 (o) Kanal M1 (+), ger.(—), ger. mit 82 % Selbstabsch.(— —) KAHTER, Core IIa	Abb: D 17



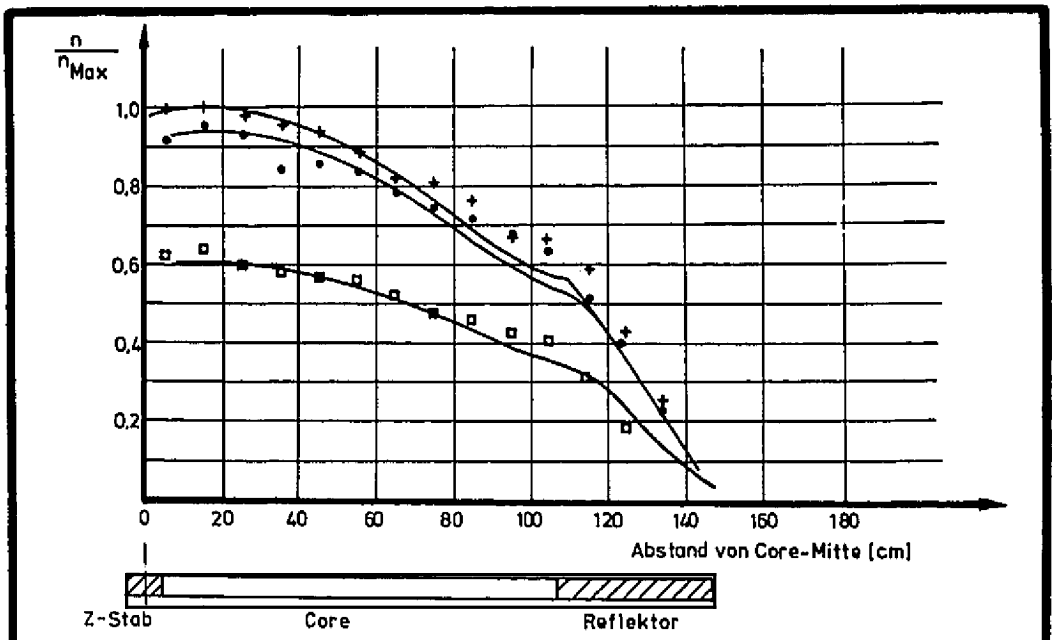
KFA/IRE	Radiale n-Dichteverteilung, gemessen mit Au Kanal U1(•)gem.,(—)ger., Kanal M1(+)gem.,(---)ger. mit Selbstabschirmung 70% KAHTER, Core IIa	Abb.: D 18



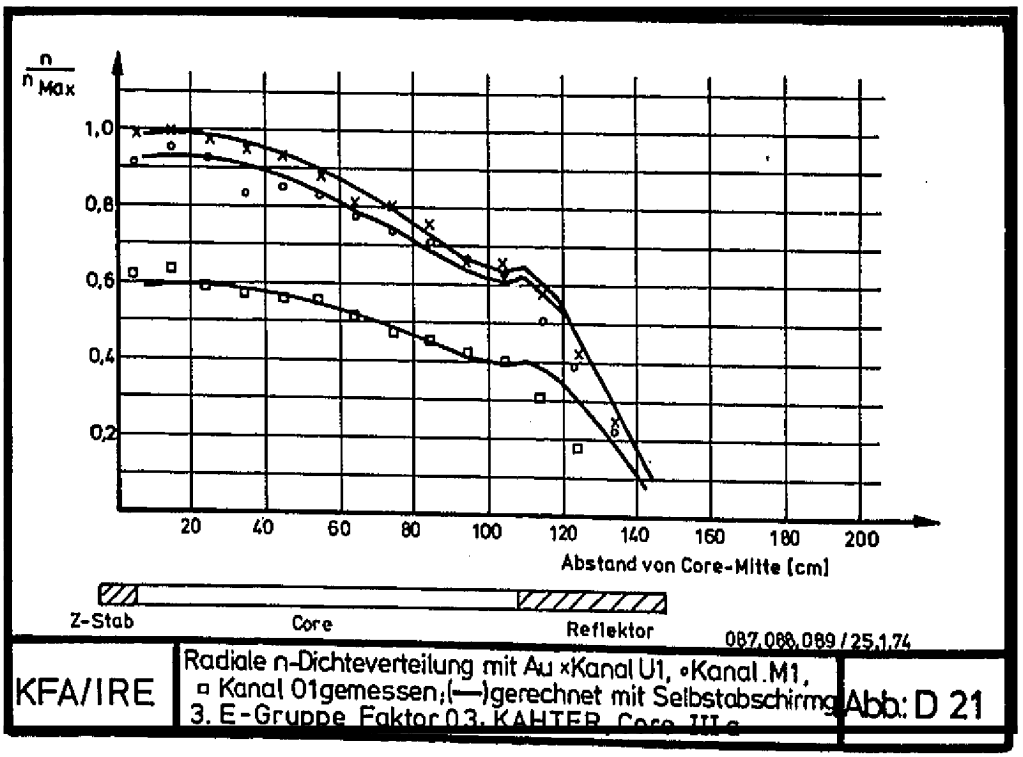
KFA/IRE

Radiale n-Dichteverteilung, Au mit Selbstabsch.
Kanal U1 (+) gemessen, Kanal M1 (•) gemessen,
(——) gerechnet KAHTER, Core IIb

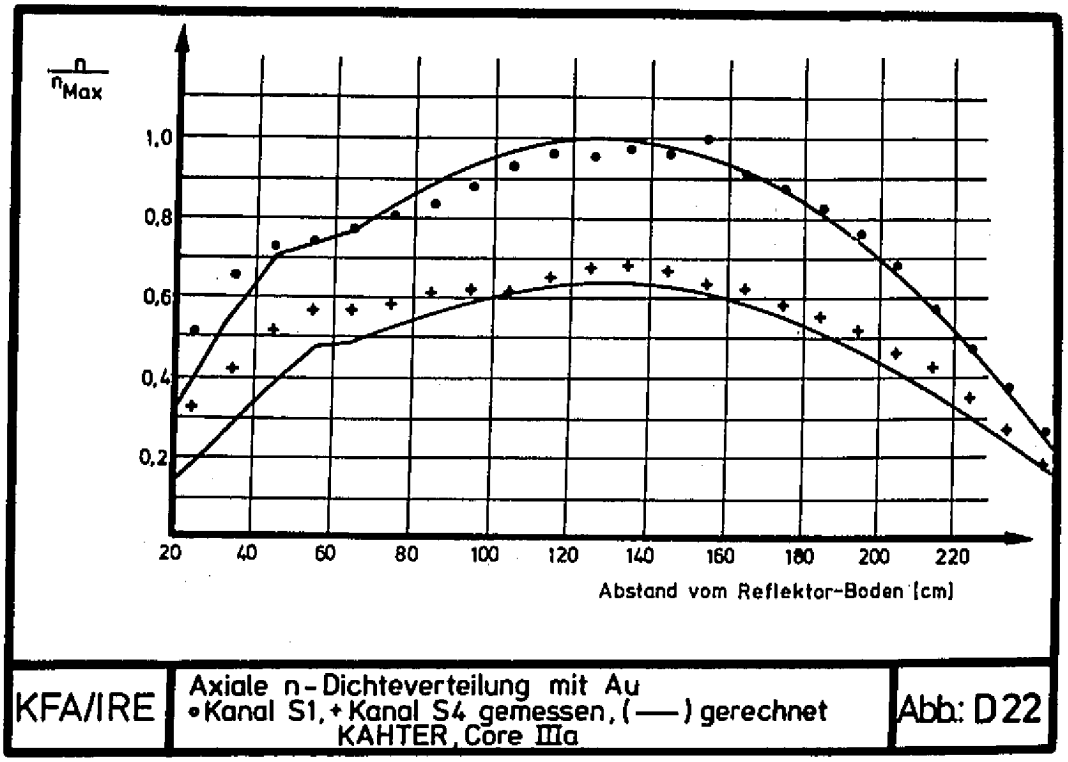
Abb: D 19



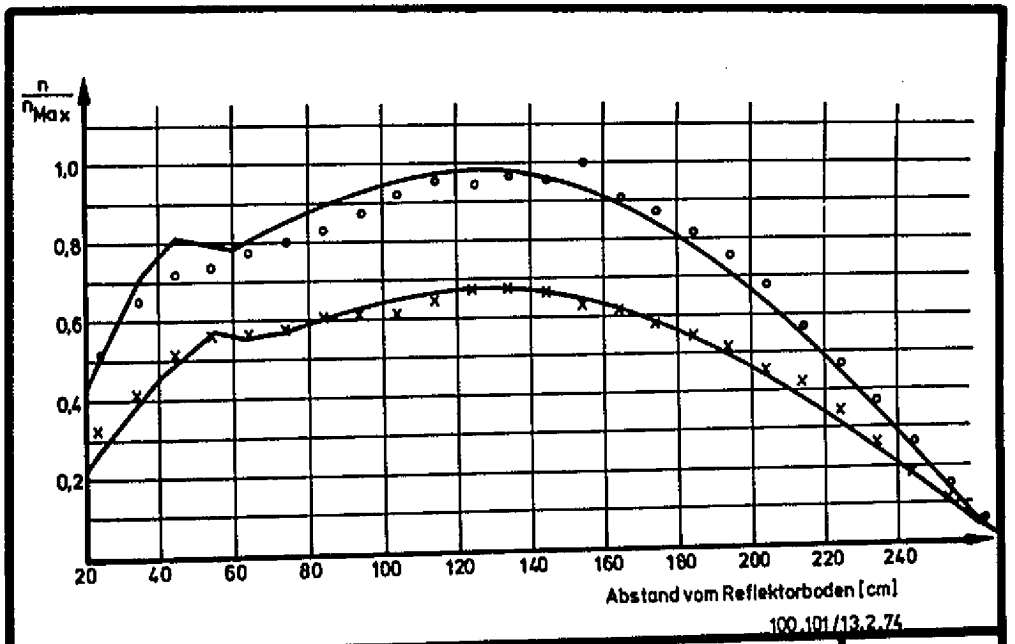
KFA/IRE | Radiale n-Dichteverteilung mit Au +Kanal U1, ∘Kanal M1, ▫Kanal 01 gemessen, (——)gerechnet KAHTER, Core IIIa | Abb: D 20



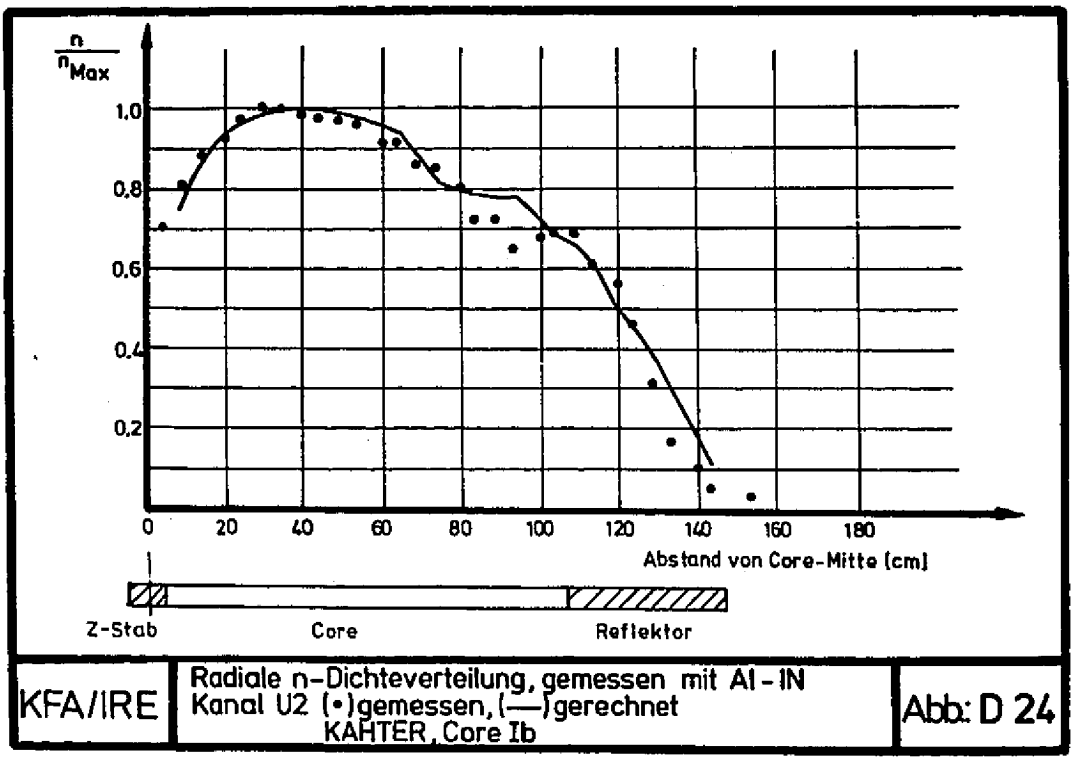
KFA/IRE | Radiale n-Dichteverteilung mit Au ×Kanal U1, ∘Kanal M1, ▫ Kanal 01gemessen, (—)gerechnet mit Selbstabschirmg 3. E-Gruppe Faktor 0.3, KAHTER, Core IIIa | Abb: D 21



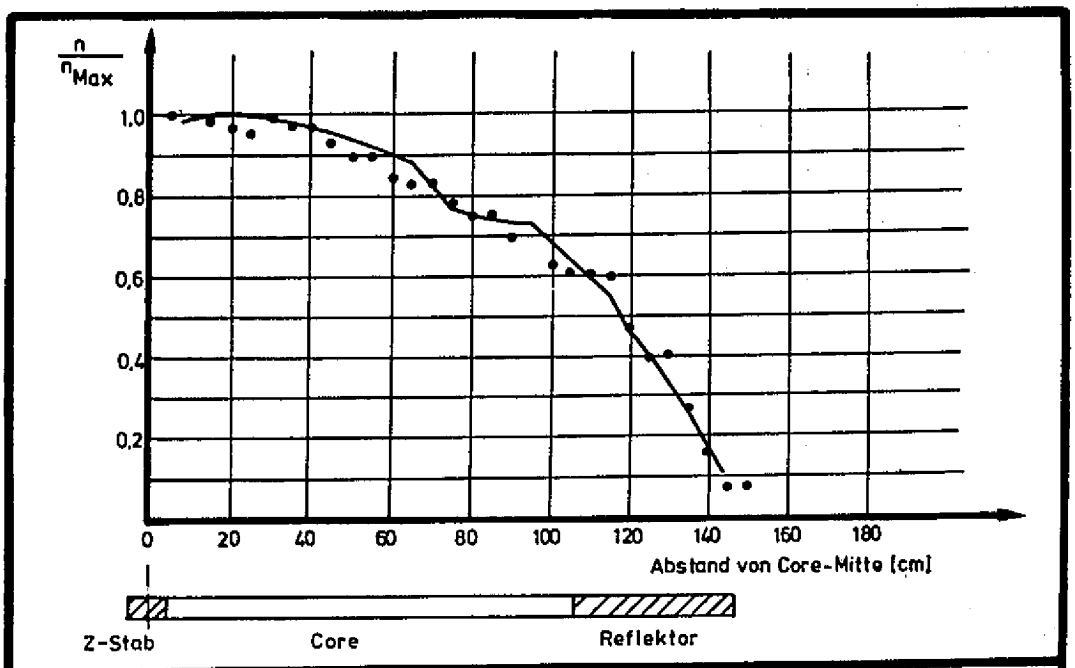
KFA/IRE	Axiale n-Dichteverteilung mit Au ∘Kanal S1, +Kanal S4 gemessen, (——) gerechnet KAHTER, Core IIIa	Abb: D 22



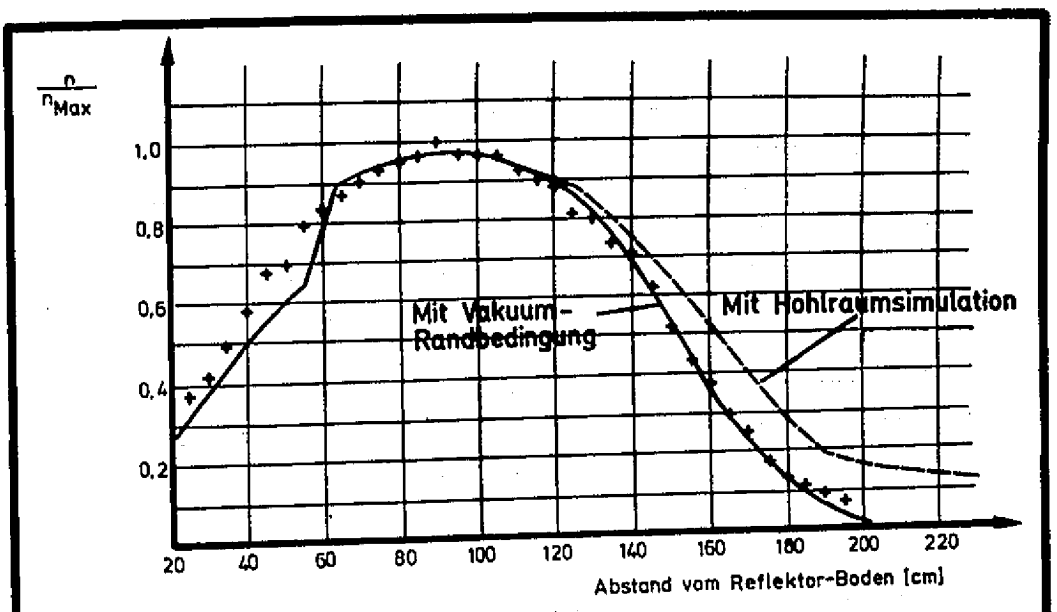
KFA/IRE	Axiale n-Dichteverteilung mit Au ∘Kanal S1, ×Kanal S4 gemessen; (——) gerechnet mit Selbstabschirmung 3. E-Gruppe Faktor 0,3 ; KAHTER, Core IIIa	Abb: D 23



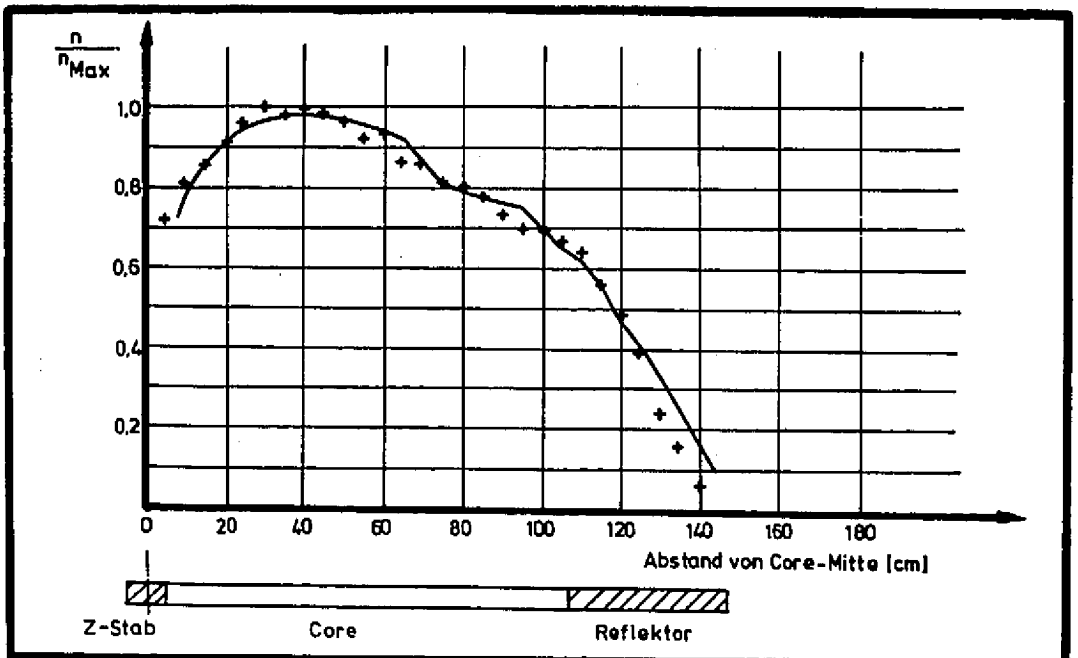
KFA/IRE	Radiale n-Dichteverteilung, gemessen mit Al-IN Kanal U2 (•)gemessen, (—)gerechnet KAHTER, Core Ib	Abb: D 24



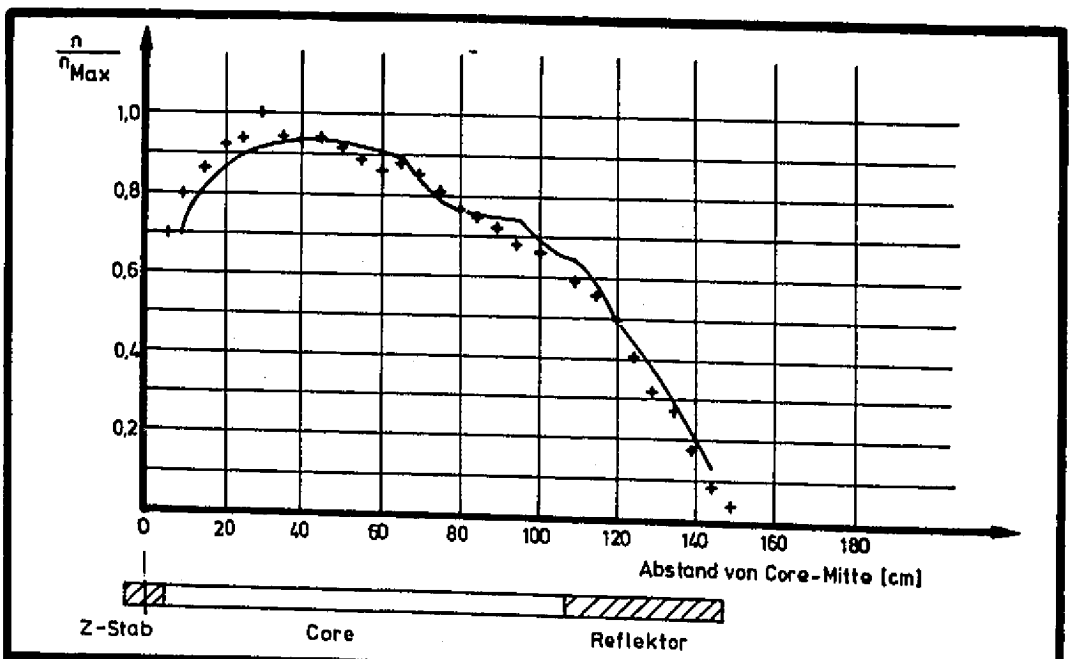
KFA/IRE | Reaktionsraten mit Al-In (•) gemessen, (——) gerechnet KAHTER, Core IIa, Kanal M1 | Abb: D 25



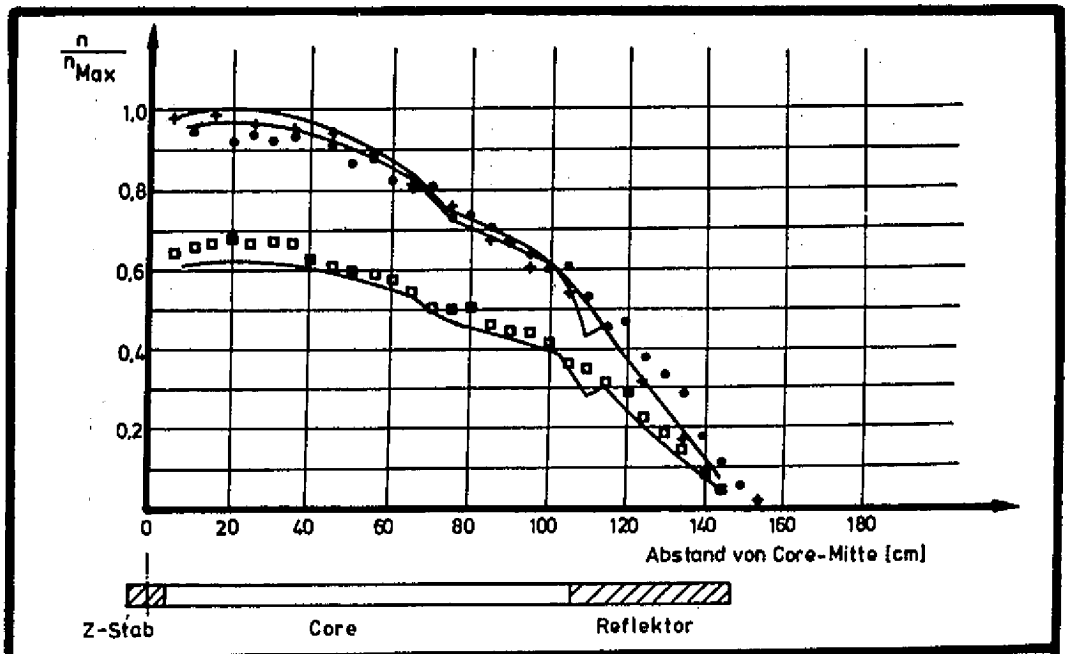
KFA/IRE | Axiale n-Dichteverteilung mit Al-In bei Cd Abdeckg. +gemessen, (==)gerechnet KAHTER, Core IIa, Kanal 20 | Abb: D 26



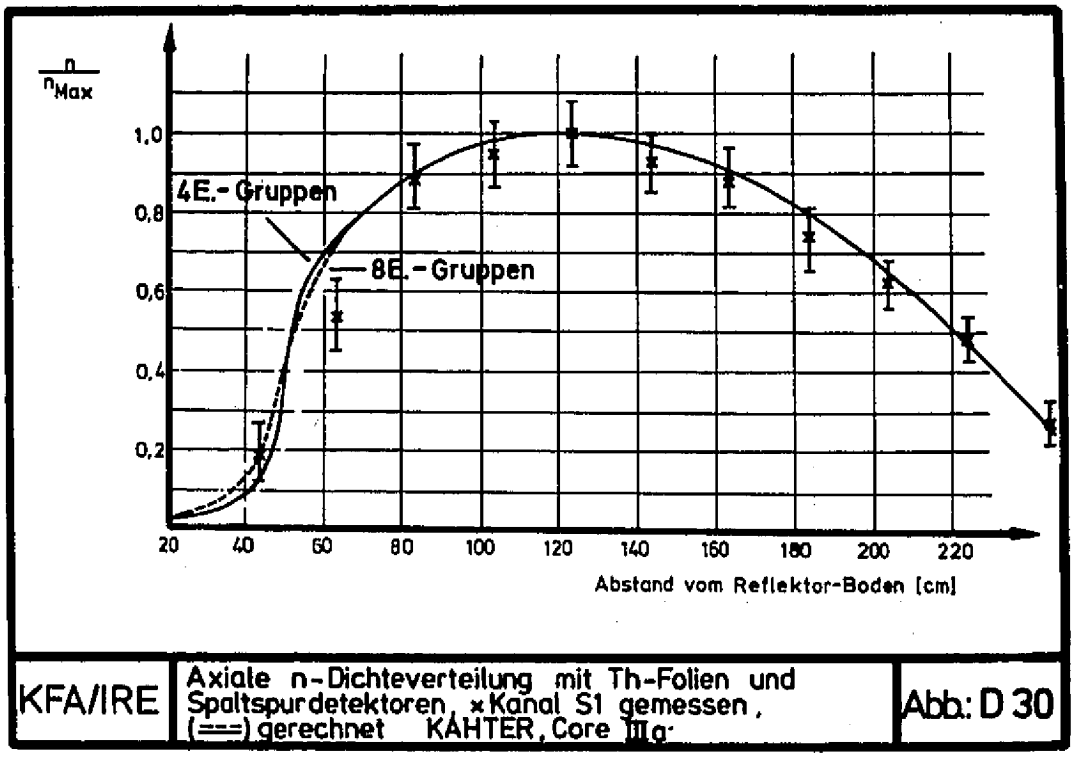
KFA/IRE	Radiale n-Reaktionsraten mit Al - In Kanal U1 (+)gemessen, (——)gerechnet KAHTER, Core IIb	Abb: D27



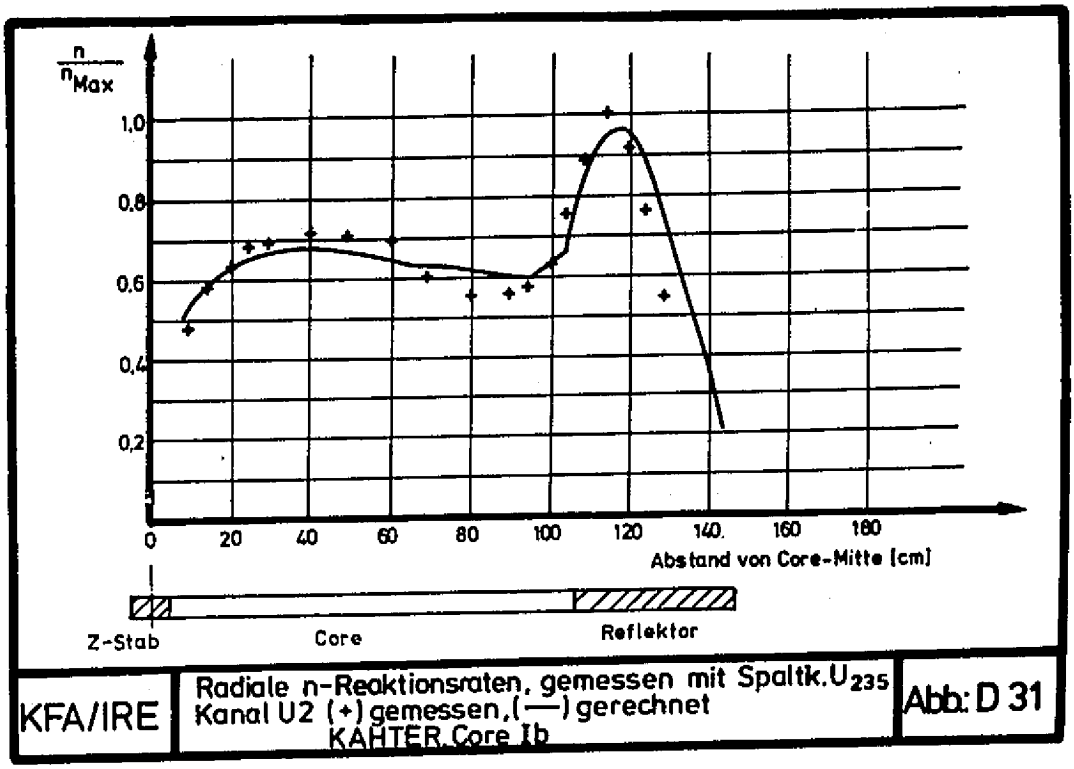
KFA/IRE	Radiale n-Reaktionsratenmmit Al-In, Kanal M1 (+)gemessen, (——)gerechnet KAHTER, Core IIb	Abb: D28



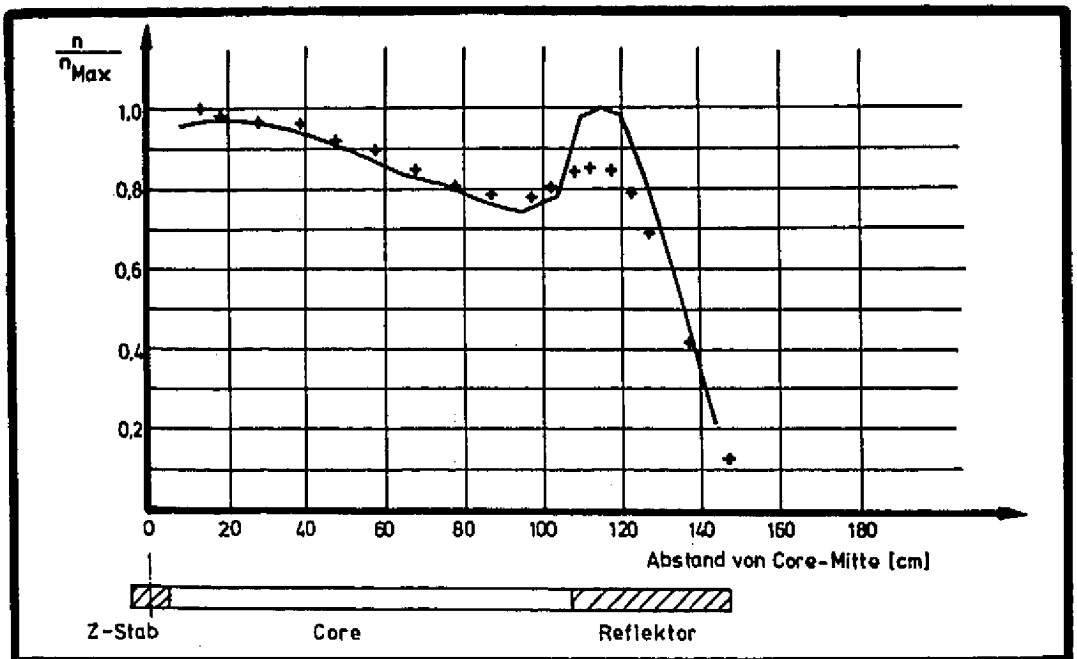
KFA/IRE	Radiale n-Dichteverteilung mit Al-In +Kanal U1, ∘ Kanal M1, ▫ Kanal 01 gemessen, (——) gerechnet KAHTER, Core IIIa	Abb: D29



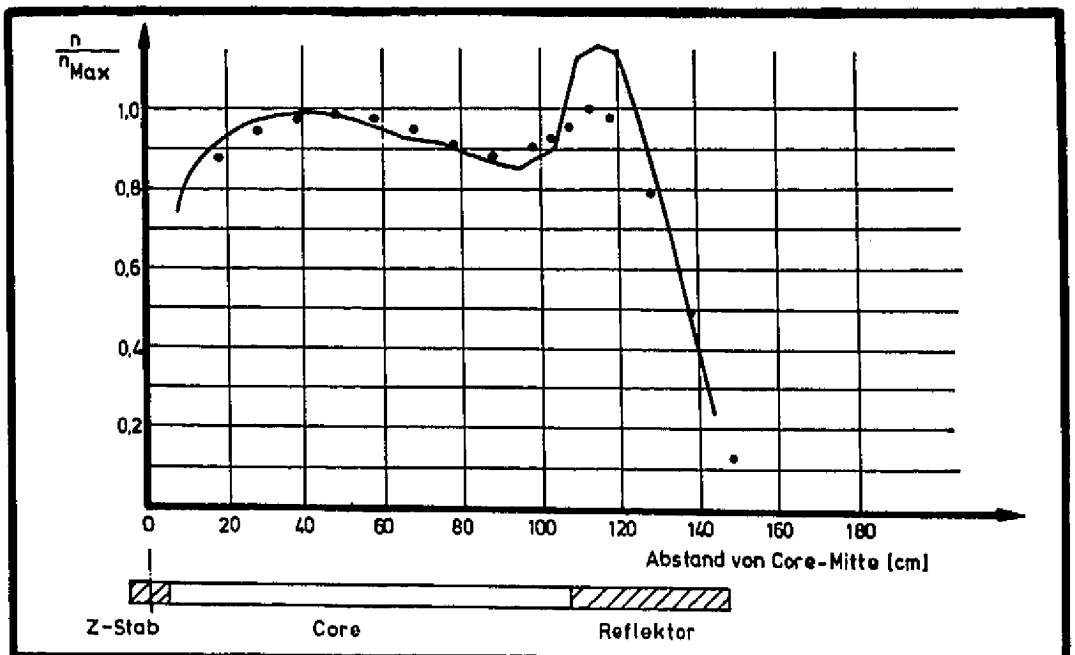
KFA/IRE	Axiale n-Dichteverteilung mit Th-Folien und Spaltspurdetektoren, ×Kanal S1 gemessen, (===) gerechnet KAHTER, Core IIIa	Abb: D 30



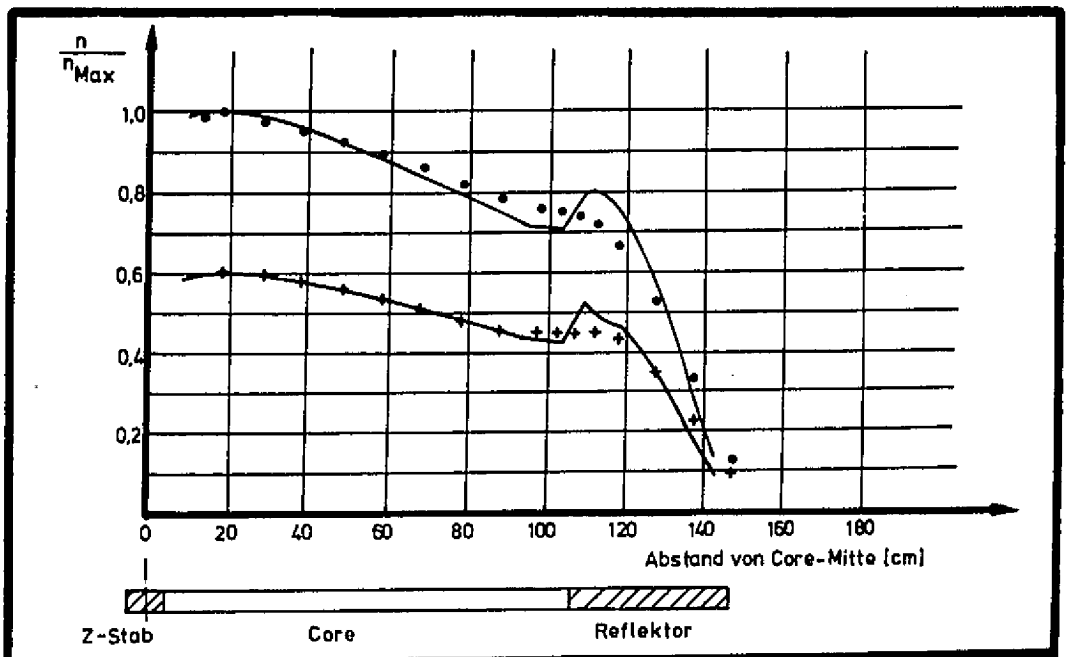
KFA/IRE	Radiale n-Reaktionsraten, gemessen mit Spaltk. U_{235} Kanal U2 (+) gemessen, (—) gerechnet KAHTER Core Ib	Abb: D 31



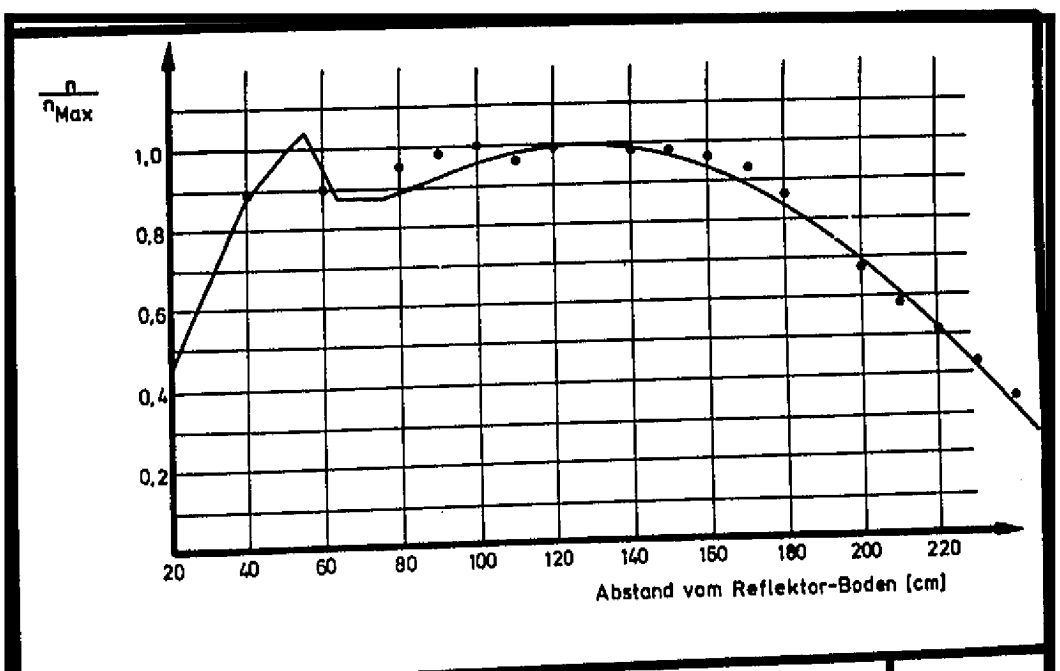
KFA/IRE	Reaktionsraten mit U-5 Spaltkammer (+) gemessen, (——) gerechnet KAHTER, Core IIa, Kanal U1	Abb: D 32



KFA/IRE	Radiale n-Reaktionsraten mit U-5 Spaltkammer, Kanal M1 (∘) gemessen, (——) gerechnet KAHTER, Core II b	Abb: D 33



KFA/IRE | Radiale n-Dichteverteilung mit U-5 Spaltkammer ∘Kanal U1, +Kanal 01 gemessen, (——) gerechnet KAHTER, Core IIIa | Abb: D 34



KFA/IRE | Reaktionsraten mit U_{nat}-Folien, ∘gemessen (——) gerechnet KAHTER, Core IIIa, Kanal S4 | Abb: D 35