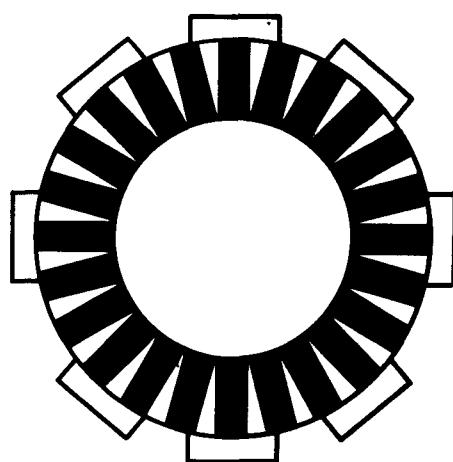


**DER SIEMENS-ARGONAUT-REAKTOR ALS TREIBERZONE
FÜR EINE HOCHTEMPERATURREAKTORZELLE**

**Hj. Müller, F. Schürrer, W. Ninaus, K. Oswald,
H. Rabitsch, H. Kreiner, R.D. Neef**

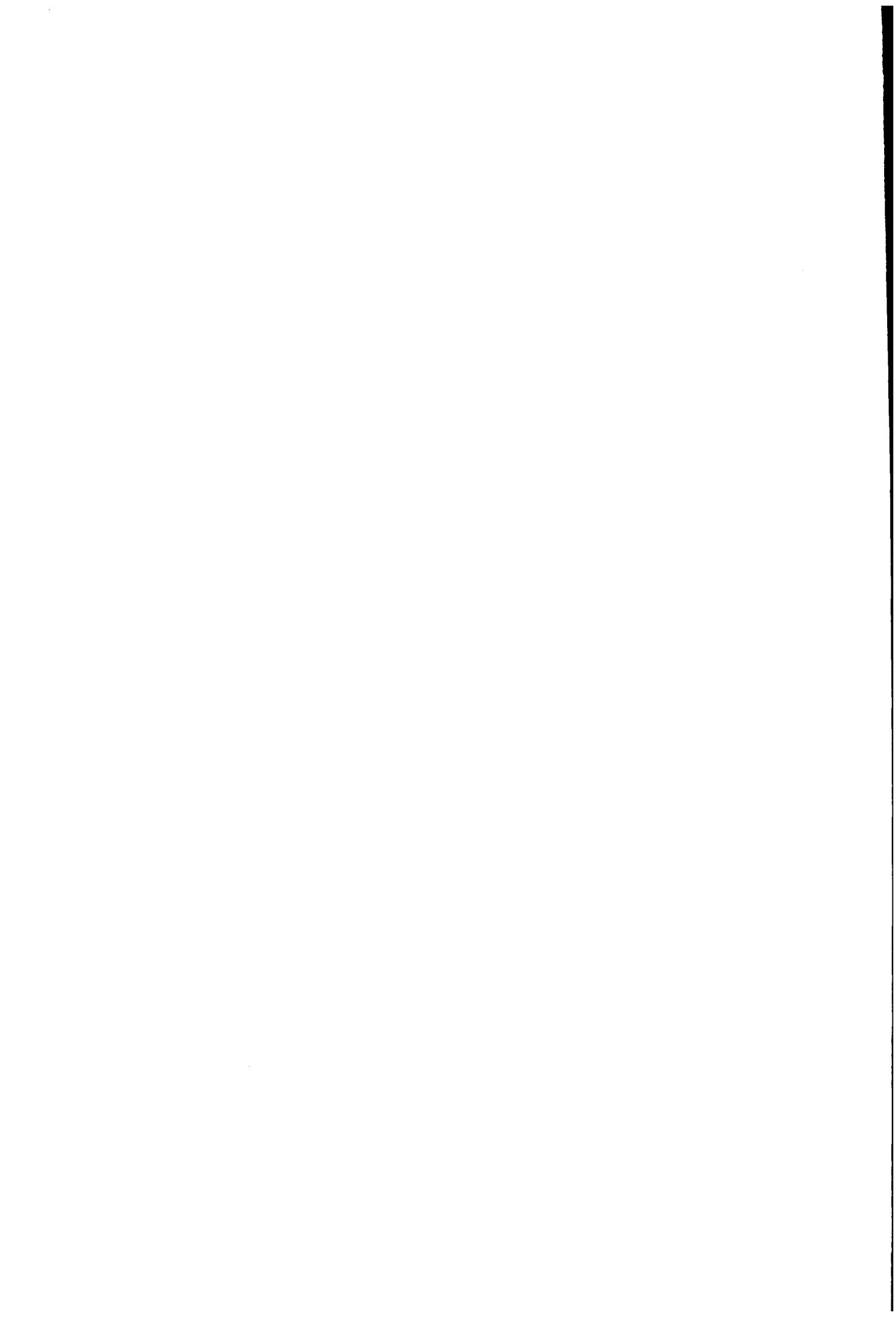


REAKTORINSTITUT GRAZ

VEREIN ZUR FÖRDERUNG DER ANWENDUNG DER KERNENERGIE

DISCLAIMER

Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document.



Der Siemens-Argonaut-Reaktor als Treiberzone
für eine Hochtemperaturreaktorzelle

Hj.Müller, F.Schürrer, W.Ninaus, K.Oswald, H.Rabitsch,
H.Kreiner

Institut für Theoretische Physik
Technische Universität Graz

R.D.Neef

Institut für Reaktorentwicklung
der Kernforschungsanlage Jülich

Dezember 1984

Reaktorinstitut Graz
Verein zur Förderung der Anwendung der Kernenergie

R.I.G. - Berichte

Eigentümer, Herausgeber, Verleger:
Reaktorinstitut des Vereines zur Förderung
der Anwendung der Kernenergie bei
der Technischen Universität Graz.

Nach dem Pressegesetz verantwortlich:
Doz.Dr.Hj.Müller
alle Steyrergasse 17, 8010 Graz.

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor.

KURZFASSUNG

Zur Erprobung neutronenphysikalischer Rechenmethoden für Kugelhaufenreaktoren wird der innere Reflektor eines Argonaut-Forschungsreaktors durch eine Schüttung aus etwa 1200 Brennelementen vom Typ AVR-Jülich substituiert. Der vorliegende Bericht beschreibt die bereitgestellten und zum Teil neu entwickelten meßtechnischen Einrichtungen dieser Versuchsanordnung und die reaktorphysikalische Auslegung mit dem Programmsystem GAMTEREX, ZUT-D.G.L. und MUPO. Ein umfassender Vergleich vorausberechneter Reaktionsraten mit den entsprechenden Meßdaten zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Die ermittelten Ergebnisse bilden eine Basis für weiterführende Tests der Reaktorprogrammsysteme bezüglich ihrer Anwendbarkeit auf Hochtemperaturreaktoren unter anormalen Betriebsbedingungen.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
KURZFASSUNG	I
1. EINLEITUNG	1
2. AUFBAU DES VERSUCHSREAKTORS UND MESZAUSWERTUNG	3
2.1 Der Siemens-Argonaut-Reaktor Graz	3
2.1.1 Standardaufbau des SAR	3
2.1.2 Konstruktiver Aufbau der Brennelemente	4
2.1.3 Die Regeleinrichtung	10
2.2 Der SAR mit einer AVR-Brennelement- Kugelschüttung	12
2.3 Meßkanäle in der Kugelschüttung und im SAR-Core	14
2.4 Durchführung der Reaktionsratenmessungen	18
2.4.1 Neutronenflußstörungen durch Aktivierungssonden	18
2.4.2 Messung axialer Reaktionsraten- profile	23
2.4.3 Messung radialer Reaktionsratenprofile	24
2.5 Auswertung der aktivierten Sonden	27
2.5.1 Auswertung der Foliensonden	27
2.5.2 Flußdiagramm des Auswerteprogramms FOLNAJ	33
2.5.3 Auswertung der Uran-Drahtsonden	41
2.5.4 Graphische Darstellung von berechneten und gemessenen Reaktionsraten in De- tektormaterialien mit dem Programm "RERADET/PLOT"	43

	Seite
3. GAMTEREX ALS REAKTORCODE ZUR DIFFUSIONS- UND TRANSPORTTHEORETISCHEN AUSLEGUNG DER KRITISCHEN VERSUCHSANORDNUNG	44
4. SPEKTRALZONEN IN DER IDEALISIERTEN DARSTELLUNG DER KRITISCHEN ANORDNUNG	48
4.1 Ringcore des SAR	51
4.1.1 Brennstoffzone (Zone 1,2,3 und 4)	51
4.1.2 Obere und untere Brennstoffplatten- enden (Zone 5)	54
4.1.3 Graphitzone im Ringcore (Zone 6)	54
4.1.4 Moderatorwasser (Zone 7 und 8)	55
4.2 Zentrale Experimentierzone	57
4.2.1 AVR-Reaktorzelle (Zone 19,20,21,22)	58
4.2.2 Axiale Graphitreflektoren in der Experimentierzone (Zone 16,17)	62
4.3 Regel- und Sicherheitsplatten (Zone 10)	62
4.4 Äußerer Reflektor (Zone 11,12,13,14,15)	63
4.5 Betonabschirmung (Zone 9)	64
4.6 Resonanzintegral des Isotops U-238 im Ringcore des SAR	66
4.7 Resonanzintegral der Isotope U-238 und Th-232 in der AVR-Kugelschüttung	68
5. ERGEBNISSE DER REAKTORPHYSIKALISCHEN AUSLEGUNG - VERGLEICH MIT EXPERIMENTELLEN RESULTATEN	70
5.1 Spezielle Probleme bei der Anwendung von GAMTEREX auf die kritische Anordnung SAR/KO	70
5.2 Kritikalität	71
5.3 Das Neutronenspektrum in der Kugelschüttung und im Ringcore des SAR	77
5.4 Globale Flußtraversen	82
5.5 Reaktionsraten	87
5.5.1 Detektorauswahl und Selbstabschirmungs- korrekturen	88
5.5.1.1 Auswahl der Detektoren	88

	Seite
5.5.1.2 Korrektur der Reaktionsraten	90
5.5.1.3 Inverses Cadmiumverhältnis	99
5.5.1.4 Verwendete Selbstabschirmungsfaktoren	102
5.5.2 Vergleich vorausberechneter und gemessener Reaktionsraten	105
5.5.2.1 Ratenprofile im Kanal R3	105
5.5.2.2 Ratenprofile im Kanal A1	115
5.5.2.3 Ratenprofile im Kanal A3	127
5.5.2.4 Ratenprofile im Kanal A4	137
6. ZUSAMMENFASSUNG	146
LITERATURVERZEICHNIS	152

1. EINLEITUNG

Für die praktische Erprobung neutronenphysikalischer Rechenmethoden zur Auslegung von Kernreaktoren werden kritische Anordnungen benötigt, deren Corestruktur der gegenständlichen Reaktortype entspricht. Für gasgekühlte Kugelhaufenreaktoren wurde die kritische Versuchsanordnung KAHTER /1.1,1.2/ der Kernforschungsanlage Jülich dieser Forderung weitgehend gerecht. Eine Vielzahl bereits verfügbarer Diffusions- und Transportprogramme, aber auch deren Weiterentwicklung und Ergänzung durch neue Programme, konnten mit dieser Anlage auf ihre Anwendbarkeit für Kugelhaufenreaktoren überprüft werden. Neben einer Feststellung der erzielbaren Genauigkeit in der Voraussage der Neutronenpopulation und der Reaktivität dieser Reaktortypen im Normalbetrieb gilt es aber auch, spezielle Rechenverfahren für außerordentliche Betriebsbedingungen und Störfälle auszutesten. An der kritischen Anlage KAHTER ist es jedoch kaum möglich, mit vertretbarem technischen Aufwand etwa den Störfall eines Wassereinbruchs zu simulieren, oder reproduzierbar die Wirkung kleiner Absorberkugeln als Notabschaltsysteme zu untersuchen. Für diesen Aufgabenbereich ist es zweckmäßiger, eine charakteristische Corezelle, bestehend aus ca. 1000 Brennstoffkugeln, in einen Forschungsreaktor einzubauen, der als Treiberzone wirkt.

Die vorliegende Studie beschreibt den Argonaut-Reaktor mit seinem typischen Ringcore als Treiberzone für eine anstelle seines inneren Reflektors eingefügte Kugelschüttung aus Brennelementen vom Typ AVR-Jülich. Es ist geplant, mit dieser Anordnung sowohl Störfälle als auch das zuvor erwähnte Notabschaltsystem zu untersuchen. Der flexible Aufbau des Argonaut-Reaktors gestattet nicht nur ein einfaches Be- und Entladen

der Testzone, sondern auch die Installation notwendiger Kanäle für Aktivierungssonden zur Messung von Reaktionsraten. Für einen reproduzierbaren Aufbau der Kugelschüttung sowie für die Ratenmessung und deren computergesteuerte Auswertung wurden spezielle Einrichtungen entwickelt.

Zur neutronenphysikalischen Auslegung dieser Versuchsanordnung kam das Reaktorprogrammsystem GAMTEREX zum Einsatz. Darüber hinaus wurden für die Resonanzrechnung ZUT-D.G.L. und für die Spektralrechnung in homogenen Zonen der Diffusionscode MUPO verwendet. Die gewonnenen Neutronenspektren, Reaktivitätsänderungen und die Flußtraversen für sieben Neutronengruppen wurden graphisch dargestellt. Trotz der ausgeprägten Heterogenität der Anordnung konnte mit wenigen Ausnahmen eine gute Übereinstimmung zwischen den vorausberechneten Reaktionsraten in den ausgewählten Detektorfolien und den gemessenen Sättigungsaktivitäten erzielt werden. Eine hinreichende Aktivierung verlangt nach einer Mindestdicke der Folien, so daß auf eine Korrektur der berechneten Reaktionsraten nach Maßgabe der Selbstabschirmung nicht verzichtet werden konnte. Die gewonnenen Ergebnisse vermittelten einen detaillierten Einblick in das reaktorphysikalische Verhalten des gekoppelten Systems aus Treiberzone und Kugelschüttung.

Die Auslegungsrechnungen für die beschriebene Versuchsanordnung wurden während eines Forschungsaufenthaltes von Dr.F.Schürrer am Institut für Reaktorentwicklung der Kernforschungsanlage Jülich unter der Leitung von Prof.Dr.R.Hecker und der Mitarbeit von Dr.R.D.Neef durchgeführt.

2. AUFBAU DES VERSUCHSREAKTORS UND MESSAUSWERTUNG

Der Siemens-Argonaut-Reaktor (SAR) bildet einen wichtigen Bestandteil der geplanten Experimente. Seine ringförmige Anordnung der Brennelemente erlaubt es, im Inneren des Ringcores größere Versuchsanordnungen aufzubauen, so daß z.B. auch unterkritische Reaktorzellen mit Hilfe des Argonaut Cores als Treiberzone im kritischen Zustand untersucht werden können.

Eine kurze Beschreibung des SAR und der eingebauten Reaktorzelle sei daher dem folgenden Auslegungsbericht vorangestellt. Eine genauere Darstellung des SAR ist im Sicherheitsbericht /2.1/ enthalten.

2.1 Der Siemens-Argonaut-Reaktor Graz

Einer der großen experimentiertechnischen Vorteile des SAR liegt im bausteinartigen Aufbau seiner wesentlichen Komponenten. Diese Eigenschaft gestattet eine rasche Anpassung an sehr unterschiedliche Versuchsbedingungen.

2.1.1 Standardaufbau des SAR

Der SAR ist ein vorwiegend leichtwassermoderierter, graphitreflektierter Nulleistungsforschungsreaktor mit einer zylinderringförmigen Corezone. Seine maximale Leistung ist auf 10 kW beschränkt.

Die Corezone des Reaktors wird durch zwei konzentrische zylindrische Aluminiumbehälter begrenzt. Der sich dabei ergebende Ringraum ist mit H_2O gefüllt und kann bis zu 24 Brennelemente aufnehmen. Der kleinere der beiden koaxialen Kessel dient zur

Aufnahme des inneren Graphitreflektors. Der äußere Behälter ist von einem Graphitmantel umgeben, der mit quadratischem Querschnitt an die biologische Abschirmung aus Normalbetonquadern anschließt. Die beiden Kessel ruhen auf einer Grundplatte (Aluminiumgußlegierung), die ihrerseits über einer begehbarer Grube in einem Betonfundament verankert ist. Nach oben hin, über der Core- und Reflektorzone, gewährleistet eine Serie von fünf übereinanderliegenden Betondeckeln den erforderlichen Strahlenschutz.

Erwähnt sei noch, daß an der einen Seite des Reaktors an den äußeren Reflektor eine "thermische Kolonne" aus Graphitblöcken angeschlossen ist, während an der gegenüberliegenden Seite der thermischen Kolonne ein Wasserwagen an den äußeren Reflektor angrenzt. Abb. 2.1 und Abb. 2.2 zeigen einen Längs- und einen Querschnitt durch den SAR mit den wesentlichen Abmessungen.

2.1.2 Konstruktiver Aufbau der Brennelemente

Die ringförmige Corezone des Argonautreaktors nimmt bis zu 24 Brennelemente auf. Jedes dieser Elemente besteht aus einem Paket von 10 Brennstoffplatten, die mit einem Graphitfüllstück verschraubt sind. Die Brennstoffplatten sind teilweise durch Blindplatten substituiert, um dem jeweiligen Spaltstoffbedarf für die erforderliche Kritikalität gerecht zu werden. Das Restvolumen zwischen den Brennelementen im Ringraum ist durch Graphitkeile gefüllt (vgl. Abb. 2.3). Die Brennelemente und Graphitkeile werden von einer Aluminiumkonstruktion getragen.

Der Aufbau der verschieden angereicherten Brennstoffplatten ist aus Abb. 2.4 und Abb. 2.5 ersichtlich. Bei den niedrig angereicherten Brennstoffplatten wird der aktive Kern durch eine mit Al-Pulver versetzte U_3O_8 Matrix gebildet, die in einen beiderseits abgedeckten Aluminiumrahmen (Al 99.5) eingewalzt ist.

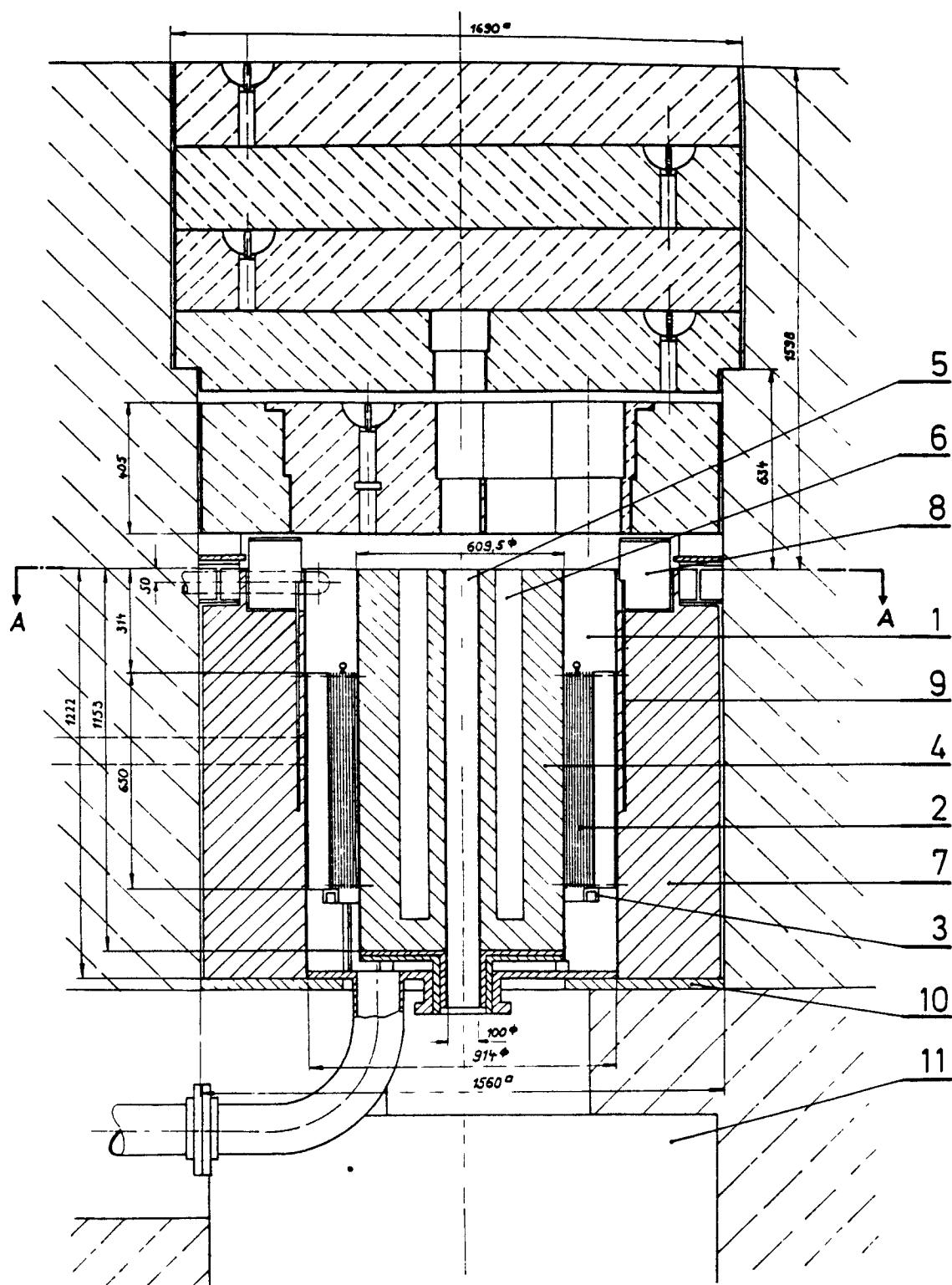


Abb. 2.1: Längsschnitt durch den Argonaut-Reaktor

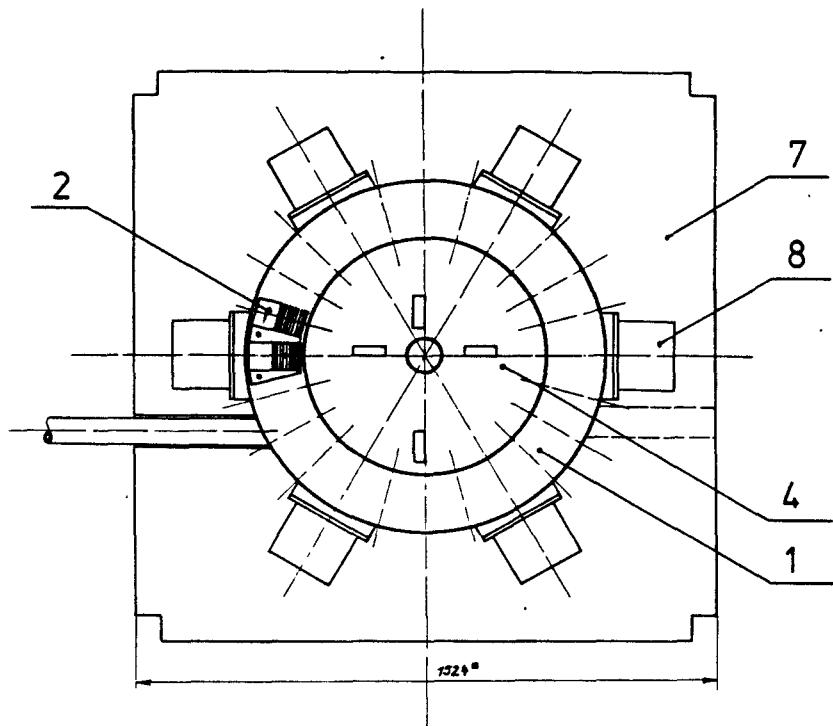


Abb. 2.2: Querschnitt durch den Argonaut-Reaktor

Legende zu Abb. 2.1 und 2.2:

- 1 ... Ringcore (H_2O , Brennelemente)
- 2 ... Brennelement mit Graphitfüllstück
- 3 ... Traggestell für Brennelemente
- 4 ... innerer Graphitreflektor
- 5 ... Zentralkanal
- 6 ... Meßkanal
- 7 ... äußerer Graphitreflektor
- 8 ... Regelstabantrieb (Regelmechanik)
- 9 ... Regel- oder Sicherheitsplatte
- 10 ... Grundplatte
- 11 ... begehbarer Grube

strichlierte Flächen ... Betonabschirmung

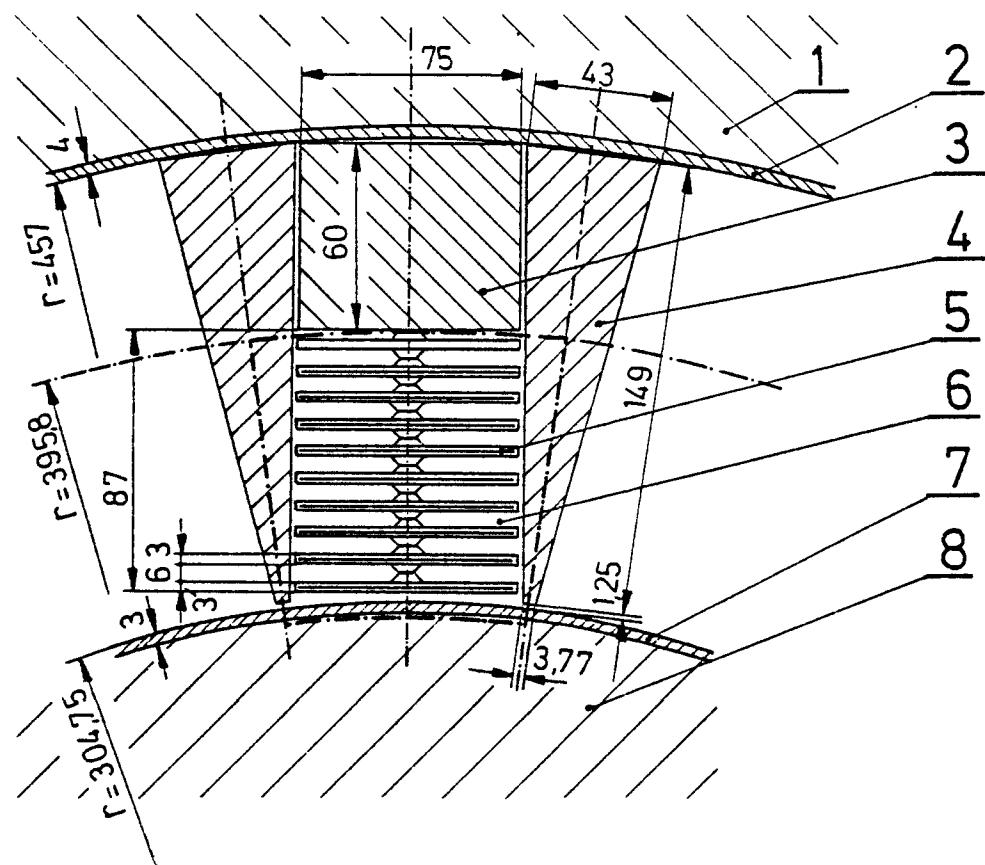


Abb. 2.3: Querschnitt durch die SAR-Corezone

Legende:

- 1 ... äußerer Reflektor (Graphit ARS)
- 2 ... äußerer Aluminiumbehälter
- 3 ... Graphitfüllstück (Graphit AMT)
- 4 ... Graphitdistanzkeil (Graphit AMT)
- 5 ... Brennstoffplatte
- 6 ... Wasserspalte
- 7 ... innerer Aluminiumbehälter
- 8 ... innerer Reflektor (Graphit ARS)

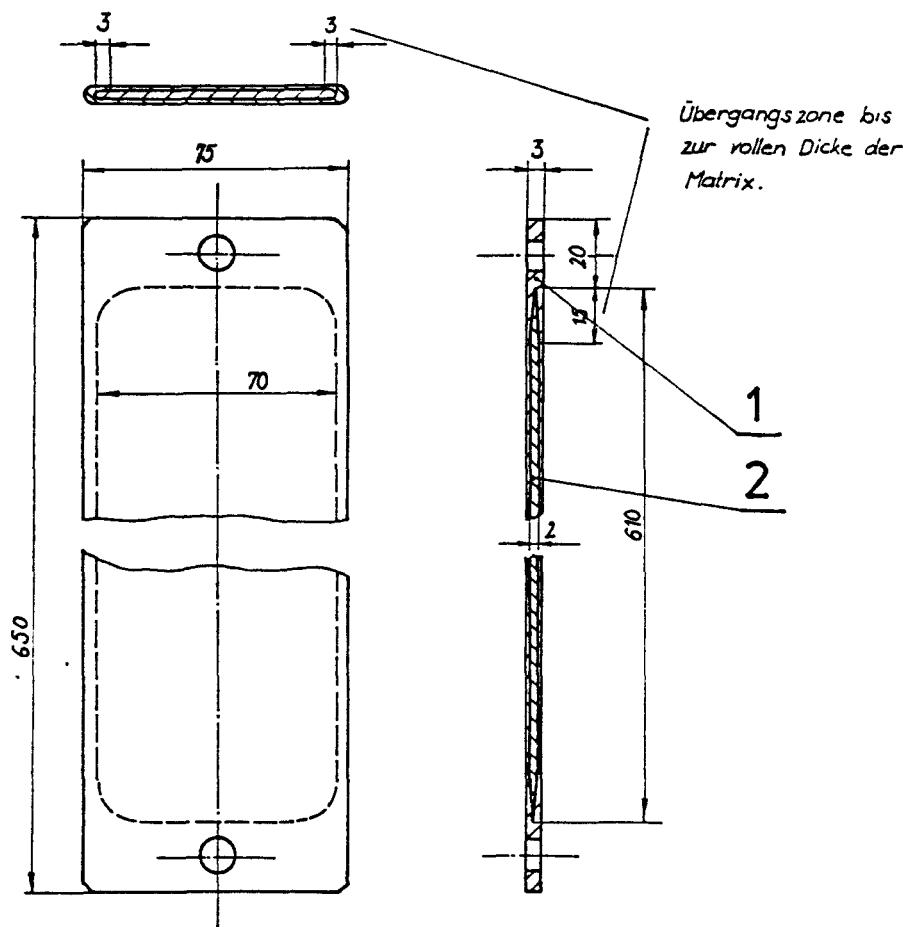


Abb. 2.4: Aufbau der 19,806 % angereicherten Brennstoffplatte

1 ... Aluminiumhüllung (Al 99,5)

2 ... Brennstoffmatrix (U_3O_8 und
Aluminiumpulver)

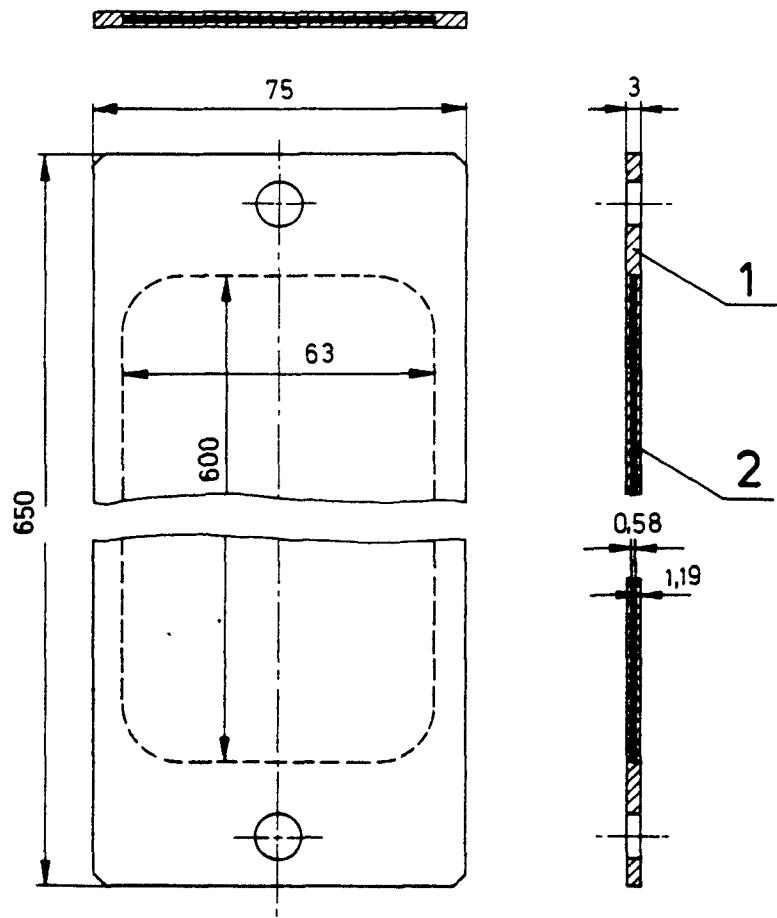


Abb. 2.5: Aufbau der 89,805 % angereicherten Brennstoffplatte

1 Aluminiumhüllung (Al 99,5)

2 Brennstoff (UAl-Legierung)

Eine Brennstoffplatte enthält im Mittel 125 g U_3O_8 (105 g Uran) mit einem Anreicherungsgrad von 19,806 % U-235 und wiegt rund 455 g.

Im Gegensatz dazu liegt bei den hochangereicherten Brennstoffplatten der aktive Kern als eine UAl-Legierung vor, der ebenfalls durch eine Aluminiumhülle (Al 99,5 H) bedeckt ist. Der Urangehalt einer Platte beträgt im Durchschnitt 22,3 g bei einem Anreicherungsgrad von 89,805 %. Das Gewicht erreicht ca. 412 g.

Die Blindplatten bestehen aus Aluminium (Al 99,5), wiegen ca. 400 g und besitzen die gleichen äußeren Abmessungen wie die Brennstoffplatten.

2.1.3 Die Regeleinrichtung

Zur Steuerung des Reaktors werden drei Regel- und zur Erhöhung der Abschaltreaktivität drei Sicherheitsplatten benutzt. Der Aufbau der Regelplatten ist mit dem der Sicherheitsplatten identisch. Die sechs Regel- und Sicherheitsplatten aus Cadmiumblech mit den Abmessungen 25 x 22 x 0,07 cm sind in Schächten nahe der Corezone im äußeren Reflektor untergebracht. Die Mechanik für den Antrieb der Cadmiumplatten befindet sich in Regelkästen am oberen Ende des äußeren Reflektors. In der Ausgangsposition liegen die Regel- und Sicherheitsplatten symmetrisch zur Coremittelebene. Aus dieser Lage können sie um 47 cm gehoben werden. Bei dem Standardaufbau des SAR bewirkt dieser Hub eine Reaktivitätsänderung von ca. 60 Cent pro Regelplatte. Zusätzlich ist noch eine Feinregelplatte mit einer wesentlich kleineren Cadmiumplatte eingebaut, die bei gleichem Hub die Reaktivität um etwa 8 Cent verändert.

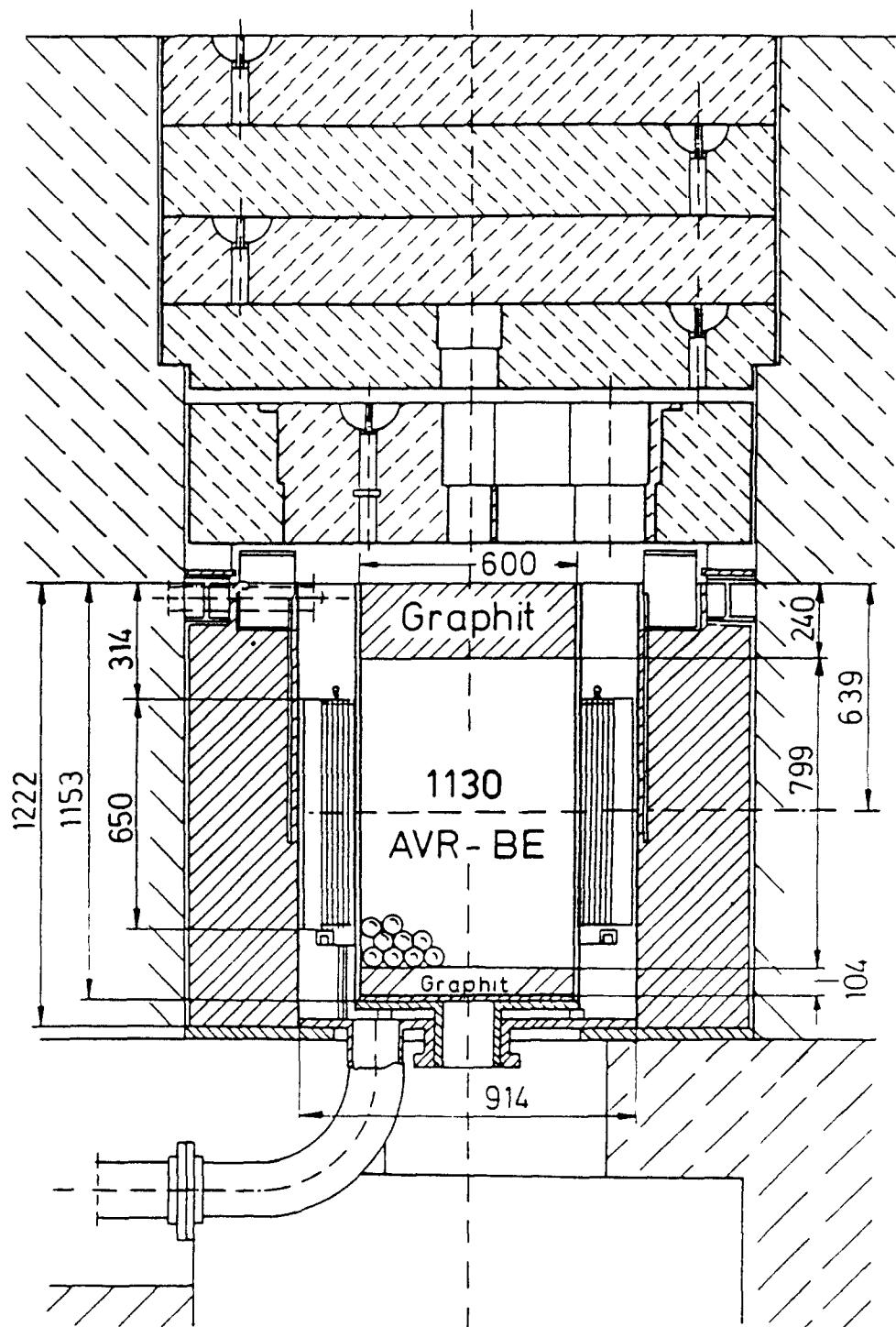


Abb. 2.6: Argonaut-Reaktor mit AVR-Brennelementen
in der Substitutionszone

2.2 Der SAR mit einer AVR-Brennelement-Kugelschüttung

Für die Untersuchungen an der AVR-Zelle wurde der innere Reflektor des SAR herausgenommen und durch einen Aluminiumbehälter mit der eingebauten Kugelschüttung ersetzt (Abb.2.6). Der Behälter bestand aus Al 99,5 und hatte einen Innendurchmesser von 594 mm bei einer Wandstärke von 3 mm. Die lichte Höhe erreichte 1144 mm. Der Aufbau in diesem Experimentierbehälter war derart, daß zuerst ein zylindrischer Graphitblock mit 104 mm Höhe als unterer Neutronenreflektor eingesetzt, darauf die zur Coreebene symmetrische Zelle mit 799 mm Gesamthöhe und als oberer Abschluß wieder ein Neutronenreflektor aus Graphit mit 240 mm Stärke aufgesetzt waren (Abb.2.6). Da in das vorgegebene Volumen der Zelle eine statistische Kugelschüttung eingebracht werden sollte, konnten die in der Vorausrechnung /2.2/ vorgesehenen 1192 Brennelementkugeln wegen der auftretenden Randeffekte nicht untergebracht werden, sondern nur 1130 Kugeln. Damit reduzierte sich auch der effektive Füllfaktor in der Zelle von 61 % auf dem experimentell erreichten Faktor von 58 %.

Der Aufbau der AVR-Brennelementkugeln ist in Abb.2.7 dargestellt. Danach setzt sich das Brennelement aus einer kugelförmigen Matrix (Brennstoffzone mit 50 mm Durchmesser), bestehend aus

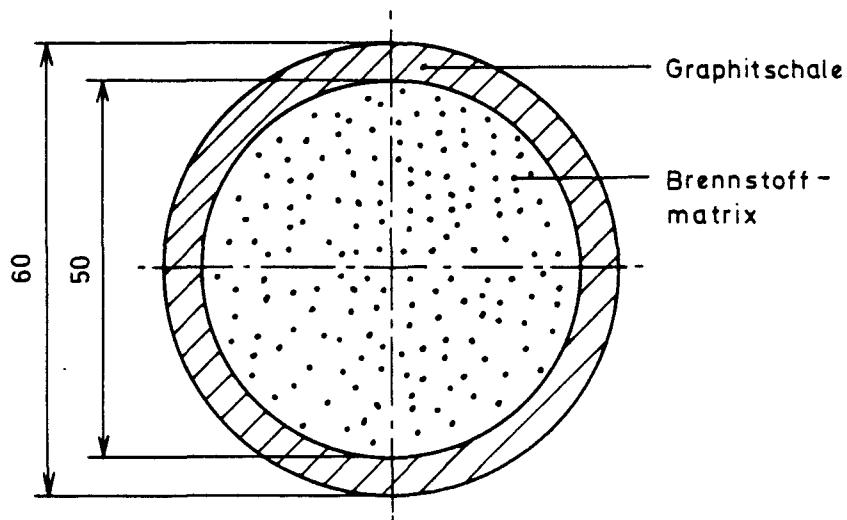


Abb. 2.7: AVR-Brennelementkugel

(U-Th)C-Kernen und Graphit sowie aus einem 5 mm starken Graphitmantel zusammen. Die genaueren Spezifikationen sind aus Tab.2.1 zu entnehmen /2.2/.

Tabelle 2.1

Spezifikationen der AVR-Brennelemente

Brennelement:

Radius des Brennelementes:	3	cm
Radius des Pellets (Brennstoffzone):	2,5	cm
Mittlerer Kohlenstoffgehalt:	192,68	g
Mittlerer Urangehalt:	1,075	g
Mittlerer U-235-Gehalt:	1,00059	g
Mittlerer U-234-Gehalt:	0,512	Gew.%
Mittlerer U-236-Gehalt:	0,29	Gew.%
Mittlerer U-238-Gehalt:	6,12	Gew.%
Anreicherung an U-235:	93,078	Gew.%
Atomverhältnis TH/U-235:	5,03	
Dichte der Graphitschale:	1,73	g/cm ³

Brennstoffpartikel:

(U-Th)C-Kern mit Coating aus Pyro-Kohlenstoff

Mittlerer Durchmesser der (U-Th)C-Kerne	385	µ
Dichte der (U-Th)C-Kerne:	9,6	g/cm ³
<u>Coating:</u>		
Dicke der Pufferschicht:	78,8	µ
Dicke der Außenschicht:	106,8	µ
Dichte der Pufferschicht:	1,2	g/cm ³
Dichte der Außenschicht:	1,84	g/cm ³

Als Treiberzone für diese oben beschriebene Zelle eines Kugelhaufenreaktors wurde das Ringcore des SAR verwendet. In Abb.2.8 ist die Brennstoffbeladung für das SAR/KO-Core wiedergegeben, wobei für das Experiment 231 Brennstoffplatten und 9 Blindplatten benötigt wurden. Die Brennstoffplatten unterteilten sich wieder in 207 Platten mit 19,8 % angereichertem Uran und 24 Platten mit 89,8 % Anreicherung. Die hochangereicherten Platten waren in den Brennelementen 23 und 11 zu je 10 Stück und in den Brennelementen 24 und 12 zu je 2 Stück eingebaut.

Demgegenüber sei erwähnt, daß in den Auslegungsrechnungen für die Experimente von einer einheitlichen Beladung (Corevariante SAR/KO) mit 224 Brennstoffplatten (Anreicherungsgrad 19,806 Gew% U-235, U-235 Masse 4664,05 g) ausgegangen wurde. In dieser Annahme ist auch verankert, daß die verbliebenen Positionen in den Brennelementen durch 16 Al-Blindplatten besetzt waren.

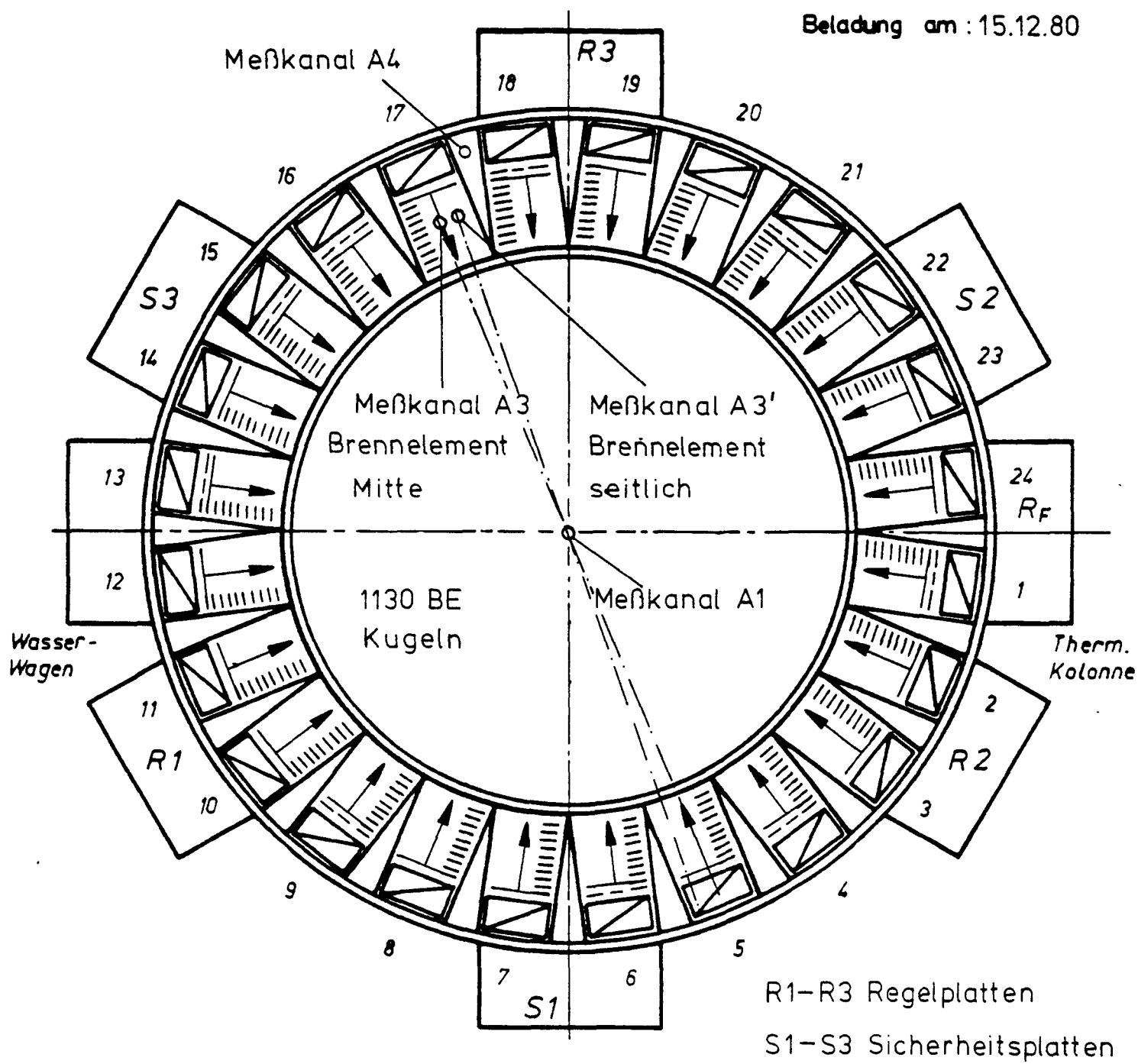
2.3 Meßkanäle in der Kugelschüttung und im SAR-Core

Zur Bestimmung der Reaktionsratenprofile mit Aktivierungssonden wurden im Bereich der Kugelschüttung und in den über und unter der Schüttung angrenzenden zylindrischen Graphitblöcken Meßkanäle in Form von Aluminiumrohren mit einem Außendurchmesser von 20 mm und einer Wandstärke von 1 mm eingebaut. Im Ringcore des SAR waren dagegen geeignete Sondenträger zur Messung axialer und radialer Ratenprofile installiert. Die genauen Positionen der Meßkanäle sind aus Abb. 2.9 ersichtlich.

Zur Vermeidung gegenseitiger Störungen durch die Aktivierungssonden und wegen der Beeinträchtigung des Füllfaktors wurde in der Kugelschüttung immer nur ein Meßkanal, entweder axial oder radial, eingebaut.

Für den Einbau eines jeweiligen Meßkanals in die AVR-Kugelschüttung war immer eine Umschüttung der Kugeln erforderlich. Zu diesem Zweck wurde neben der Reaktorbühne eine Beladungseinrichtung für den Experimentierbehälter errichtet, die aus einer Kippvorrichtung, einem Trichter mit Rost, einem Vorratsbehälter und der Dosiereinrichtung bestand (Abb.2.10).

Beladung am: 15.12.80



Brennstoffplatte: 231 —

Blindplatte: 9 ---

BE-Kugeln : 1130

Masse U-235 . 4809g SAR-Ringcore

1130g Brennelement-Kugeln

Abb. 2.8: Brennstoffbeladung für das SAR/KO-Core

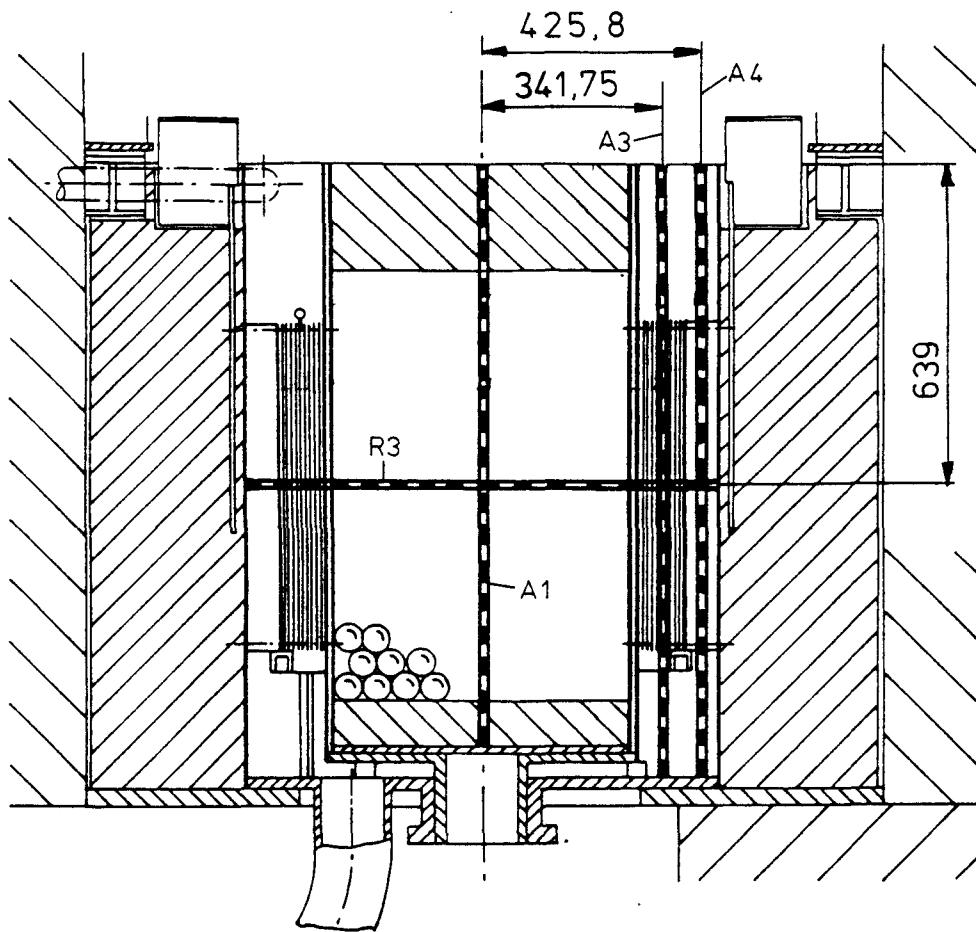


Abb. 2.9: Position der Meßkanäle für die experimentelle Bestimmung der Reaktionsraten
Axiale Meßkanäle: A1,A3,A4; Radialer Meßkanal:R3

Für den Umladungsvorgang wird der Experimentierbehälter I mit den BE-Kugeln in die Kippvorrichtung eingehängt und diese mit dem Hallenkran um einen Winkel bis zu 100° aus der Vertikalen gedreht. Die BE-Kugeln fallen dadurch auf einen schräg liegenden Rost, passieren den Vorratsbehälter mit höhenverstellbarer Vorderwand und rollen in die Dosiereinrichtung. Diese besteht aus einer Rinne, welche am Ende durch 3 hintereinander liegende Schieber abgesperrt werden kann. Unter dem letzten Schieber ist ein zweiter Experimentierbehälter für den Aufbau der neuen Kugelschüttung mit eingesetztem Meßkanal aufgestellt, so daß durch Betätigung der Schieber eine Kontrolle über die Einbringung der Kugeln in den zweiten Behälter erreicht wird. Die Überwachung des Umladevorganges erfolgt aus strahlenschutztechnischen

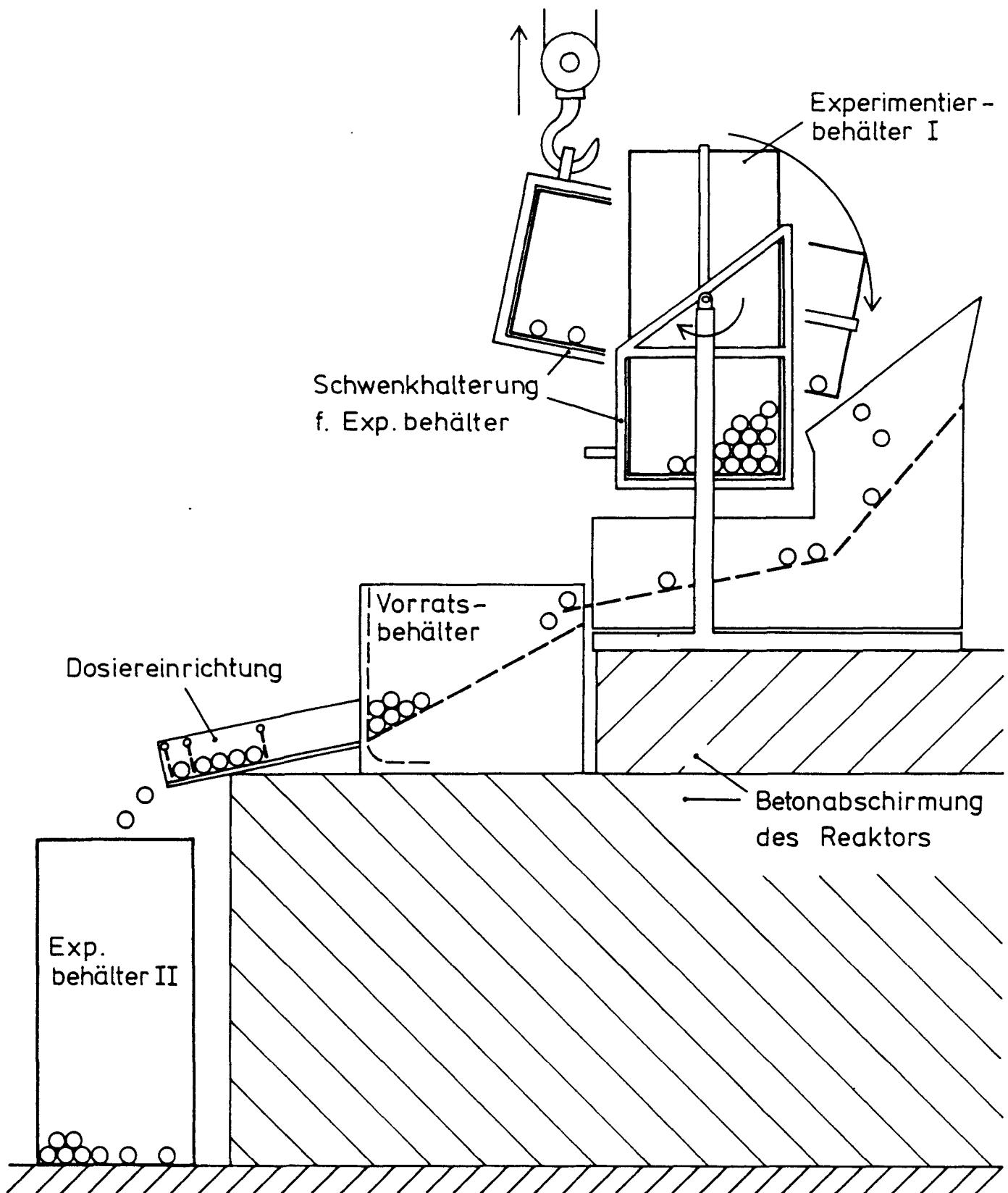


Abb. 2.10: Beladungseinrichtung für den Experimentierbehälter

Gründen durch einen Fernsehmonitor. Ebenso war die Kippvorrichtung wegen des Strahlenschutzes von der biologischen Abschirmung des SAR umschlossen.

2.4 Durchführung der Reaktionsratenmessungen

Die Bestimmung der Reaktionsraten erfolgte mit Hilfe von Aktivierungssonden, wobei Gold, Indium und Mangan in scheibenförmigen Folien mit einem Durchmesser von 10 mm verwendet wurden, während Uran in Form von Drahtstücken zum Einsatz kam. Die Sonden wurden in axialen und radialen Profilen durch die Versuchsanordnung gelegt und dabei war besonders Wert gelegt, daß keine Selbstabschirmungseffekte in der Sonde und keine gegenseitigen Beeinflussungen der Folien durch Flussdepressionen zur Wirkung kamen. Die Selbstabschirmung wird im Abschnitt 5.5.1 ausführlich behandelt, während über die Auswirkungen der Flussdepression im Folgenden etwas näher eingegangen wird.

2.4.1 Neutronenflußstörungen durch Aktivierungssonden

Die Flussdepression wird durch Aktivierungssonden hervorgerufen, die nicht "ideal dünn" sind und damit in einem Streumedium Neutronen absorbieren. Diese Absorption erzeugt in der Umgebung der Sonde eine Neutronenflußsenke (Abb. 2.11), die als Maß für den gestörten Fluß angesehen wird.

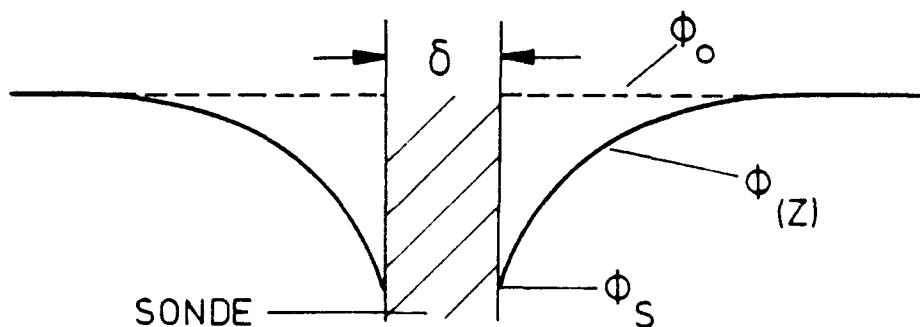


Abb. 2.11.: Flußstörung an der Oberfläche einer stark absorbierenden Sonde

Die allgemeine Definition der Flußstörung κ_z als Funktion des Abstandes z von der Folienoberfläche wird für scheibenförmige Sonden mit starker Absorption beschrieben durch /2.3/:

$$\kappa_z = \frac{\Phi_o - \Phi(z)}{\Phi_s}$$

Φ_o = ungestörter Neutronenfluß

Φ_s = Fluß an der Sondenoberfläche

$\Phi(z)$ = gestörter Neutronenfluß

Eine genauere Erfassung der Flußstörung gibt die nachfolgende Beziehung /2.3/:

$$\kappa_z = \frac{3}{2} \frac{\frac{\sqrt{\pi}}{2} \phi_o(\mu\delta)}{2 - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \phi_o(\mu\delta)} \frac{L}{\lambda_{tr}} \left\{ \exp.(-z/L) - \exp.(-\sqrt{z^2+R^2}/L) \right\}$$

Darin bedeuten

$\phi_o(\mu\delta)$ = Sondenfunktion von Bothe mit δ = Sondendicke und μ = Massenabsorptionskoeffizient

L = Diffusionslänge im Streumedium

λ_{tr} = Transportweglänge im Streumedium

z = Abstand von der Scheibensonde

R = Sondenradius

Die Formel ist gültig für den Bereich $\mu\delta \ll 1$. Von den drei untersuchten Folien ergibt sich für Indium mit dem größten Massenabsorptionskoeffizienten $\mu_a = 1,019 \text{ cm}^2/\text{g}$ unter Benutzung einer Foliendicke von $\delta = 50 \mu\text{m}$ ein Wert für $\mu\delta = 0,037$.

Aus der obigen Gleichung erkennt man, daß die Flußstörungen einerseits abhängig sind von den Eigenschaften des Streumediums und andererseits von der Dicke, dem Radius und den Absorptionseigen-

schaften der Sonde. Die numerische Auswertung für das Streu-
medium Graphit ist für Gold in Abb. 2.12, für Indium in Abb.
2.13 und für Mangan in Abb. 2.14 durchgeführt worden. Als
zusätzlichen Parameter wurde noch die Foliendicke variiert.
In den Abb. 2.15 - 2.17 sind für das Streumedium Wasser die
Werte von κ_z für die drei verschiedenen Folien aufgezeichnet.

Für die Reaktionsratenmessungen wurden Folien mit $d < 50 \mu\text{m}$
verwendet. Bei dem für die Experimente gewählten Sondenabstand
von 5 cm ersieht man aus den Diagrammen, daß die auftretenden
Flußstörungen zwischen zwei benachbarten Folien immer unter
0,5 % liegen.

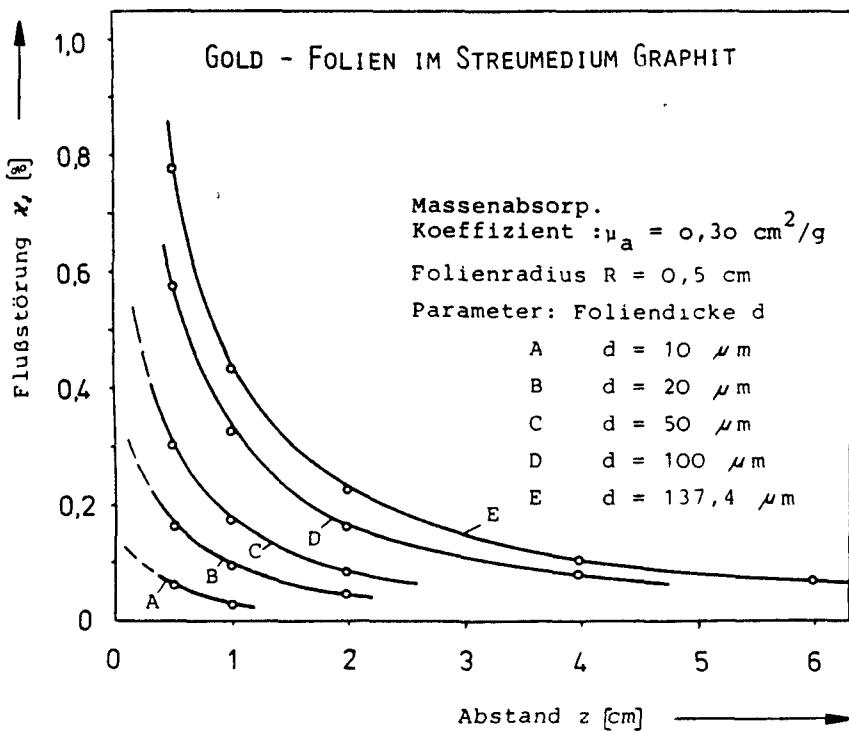


Abb. 2.12.: Flußstörung durch Goldfolien
im Streumedium Graphit

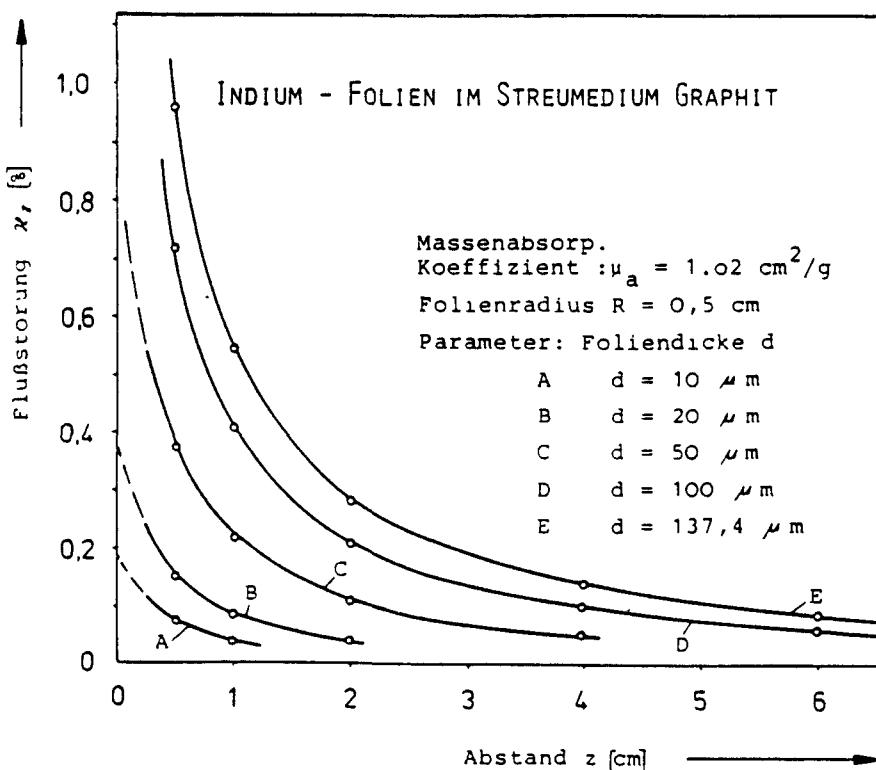


Abb. 2.13: Flußstörung durch Indiumfolien im Streumedium Graphit

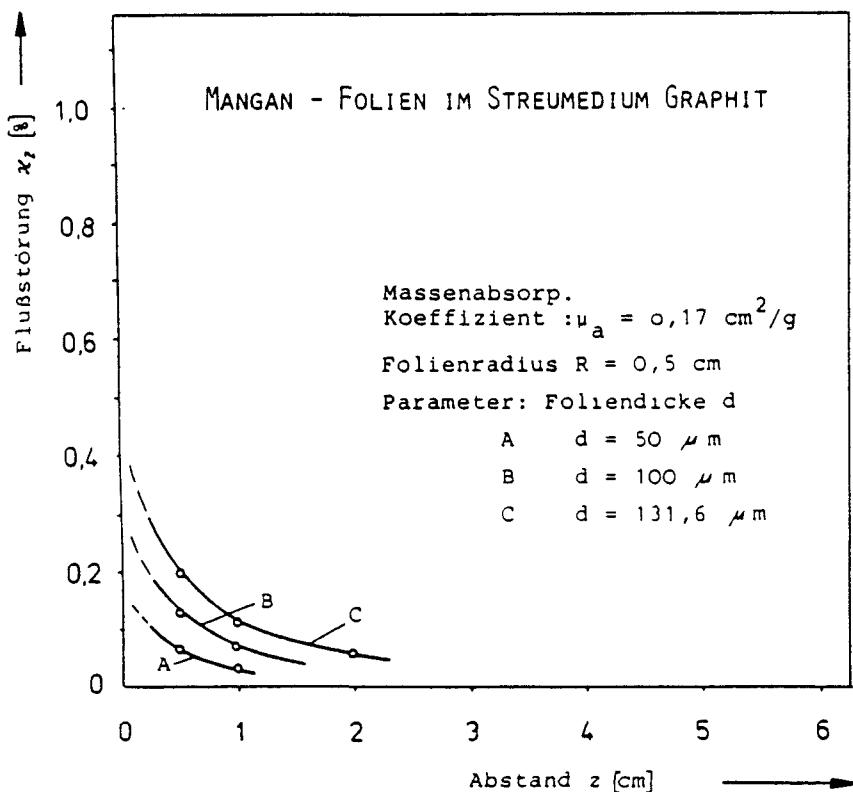


Abb. 2.14: Flußstörung durch Manganfolien im Streumedium Graphit

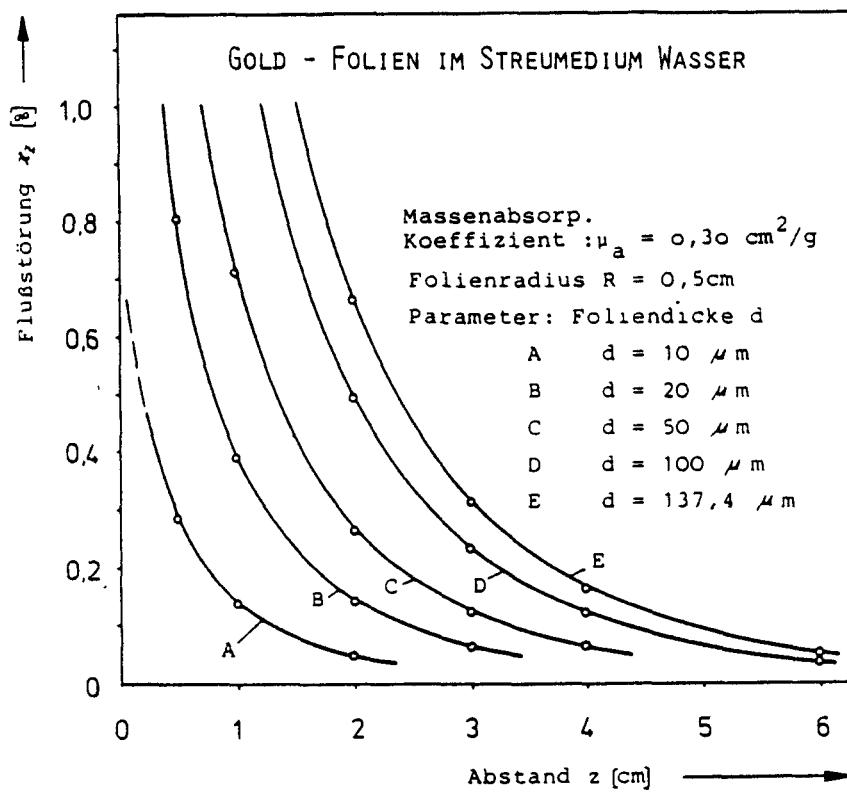


Abb. 2.15.: Flußstörung durch Goldfolien im Streumedium Wasser

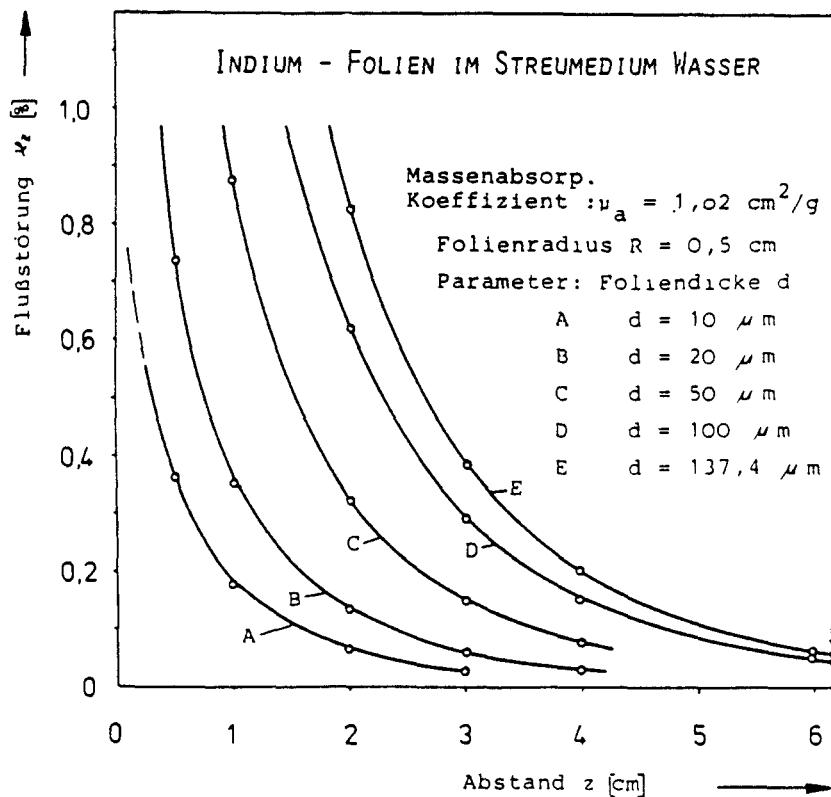


Abb. 2.16.: Flußstörung durch Indiumfolien im Streumedium Wasser

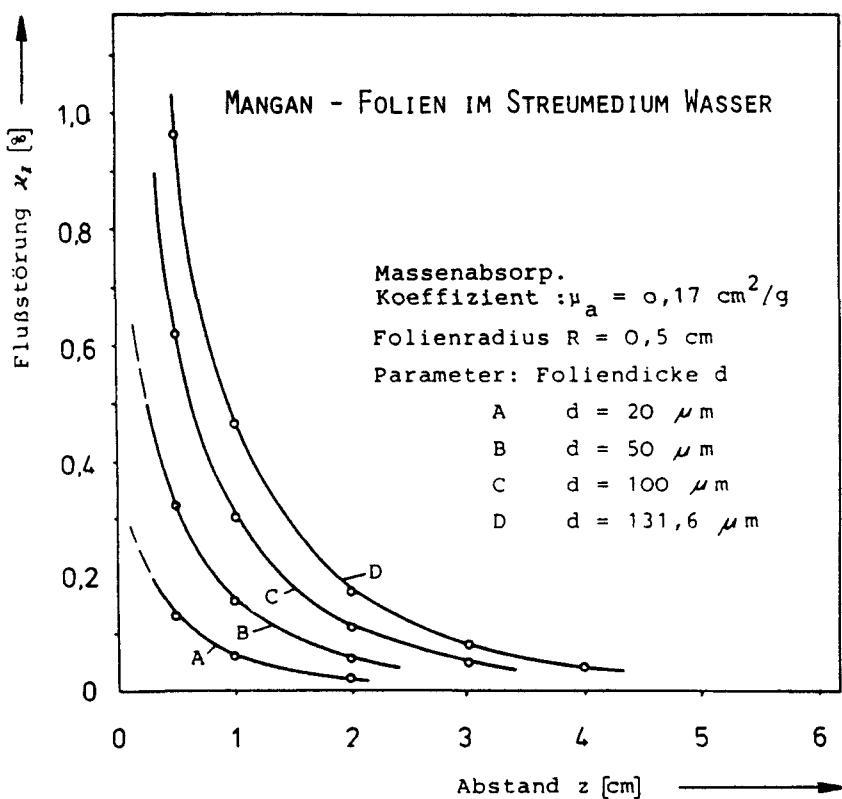


Abb. 2.17.: Flußstörung durch Manganfolien im Streumedium Wasser

2.4.2 Messung axialer Reaktionsratenprofile

Bei der experimentellen Ermittlung der Reaktionsraten wurden drei axiale Profile mit Hilfe der Meßkanäle A1 (im Zentrum der Kugelschüttung), A3 (Argonaut-Brennstoffzone) und A4 (im Graphitkeil der Brennstoffzone) bestimmt (Abb. 2.8).

Zur Messung wurden die Folienscheibchen oder die Drahtstücke in Al-Schälchen gelegt und mit Klebestreifen auf einen Sondenträger fixiert. Dieser Träger ist ein Al-Blechstreifen mit eingestanzten Positionsnummern, 1 mm stark - 19.5 mm breit - und ca. 183 cm lang. Der Sondenträger besteht aus 99.5 % Aluminium, um einerseits den Neutronenfluß in der Umgebung der Folie möglichst wenig zu beeinflussen und um andererseits die induzierte Aktivität für die späteren Manipulationen sehr klein zu halten. Die Aktivierungssonden wurden im Abstand von 5 cm auf dem Al-Streifen angeordnet.

Der Sondenträger mit den aufgebrachten Al-Schälchen wird in den vorhandenen Meßkanal geschoben. Es erfolgt nun die Bestrahlung der Sonden, die in Bezug auf Bestrahlungszeit und Reaktorleistung variiert werden kann. Beide Parameter sind von der gewünschten Größe der zu induzierenden Aktivität und dem verwendeten Sondenmaterial (σ_{act} , $T_{1/2}$) abhängig.

Für die Materialien Indium und Mangan betrug bei einer Reaktorleistung von 2 W, Anzeige im Gleichstromkanal LK1 $2 \cdot 10^{-7}$ A, die Bestrahlungsdauer 5 bis 10 min.

Bei den Gold-Foliensonden ergab sich eine günstige Expositionszeit von 30 min bei 4 W Reaktorleistung.

Am Ende der Bestrahlungszeit ergibt sich für die Sättigungsaktivität A_∞ , abgeleitet von der induzierten Aktivität A in der Sonde, der bekannte Ausdruck

$$A_\infty = \frac{A}{1 - \exp(-\lambda t_B)}$$

$$\begin{array}{ll} t_B & \text{Bestrahlungszeit (sec)} \\ \lambda & \text{Zerfallskonstante (sec}^{-1}) \end{array}$$

Nach einer bestimmten Wartezeit werden die Aktivierungssonden aus dem Meßkanal im Reaktor entnommen und an einem NaJ-Meßplatz ausgewertet.

2.4.3 Messung radialer Reaktionsratenprofile

Die Messung des radialen Reaktionsratenprofiles R3 in halber Höhe der Kugelschüttung ist im allgemeinen analog zur Messung der axialen Reaktionsratenprofile. Es treten hier aber zusätzliche Schwierigkeiten bei der Beladung des radialen Meßkanals mit den Sonden auf. Während man bei der Axialmessung den Sondenträger (Al-Blechstreifen), einfach in den geraden Meßkanal von oben her einschiebt und man damit eine sehr große Genauigkeit für die Lage

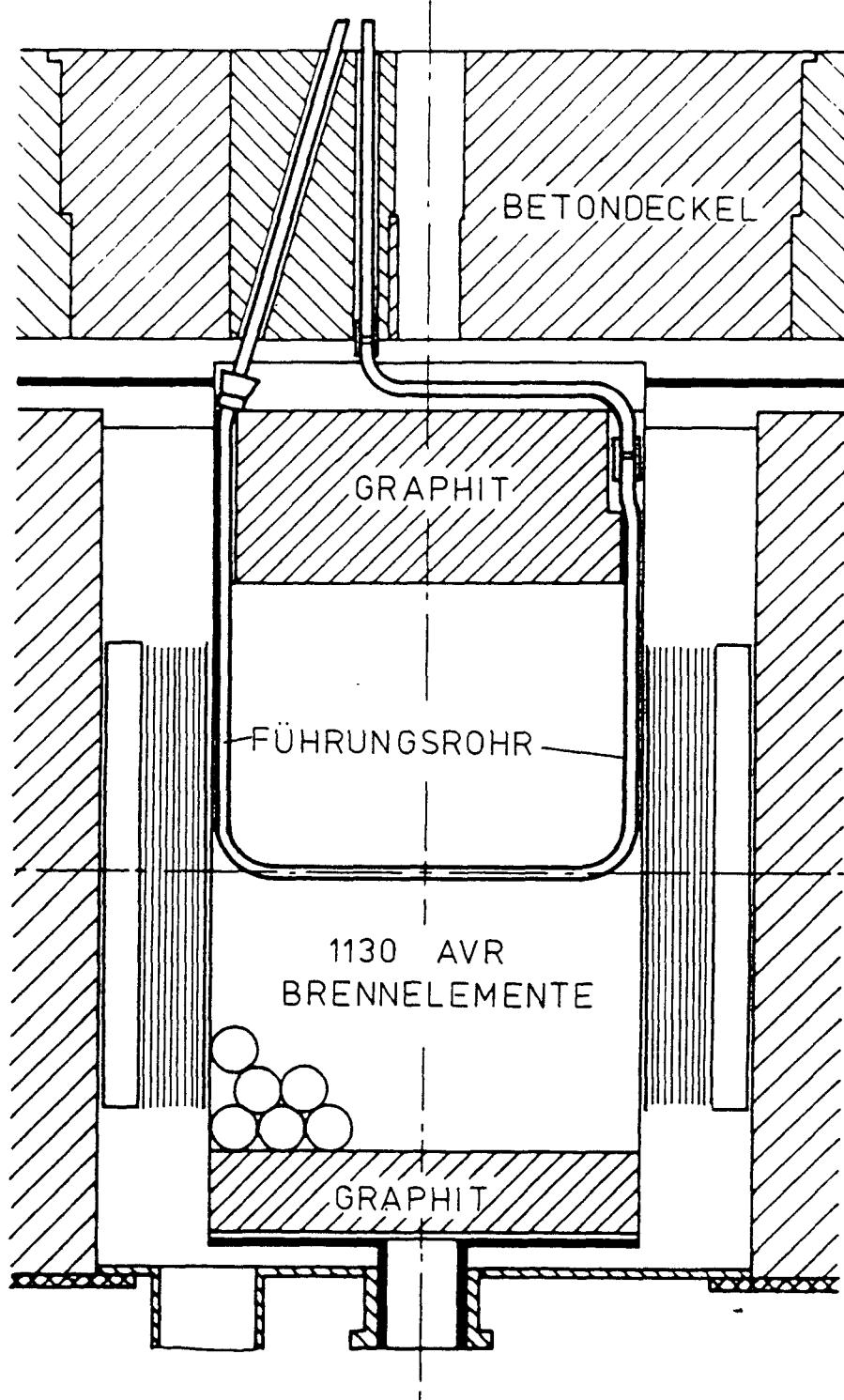


Abb. 2.18: Führungsrohr für die Einbringung
der Sondenträgerkette in den
radialen Meßkanal R3

der einzelnen Detektoren erhält, ist diese Methode wegen des mehrfachgekrümmten Meßkanals (Führungsrohres) nicht möglich (Abb. 2.18).

Es wurde daher eine besonders flexible Sondenträgerkette für die Beschickung der radialen Meßkanäle mit den Aktivierungssonden entwickelt (Abb. 2.19). Diese Kette besteht aus einer Nylonschnur auf der Sondenträger aus Aluminium unverrückbar in einem Abstand von je 5 cm fixiert sind. Zwischen den einzelnen Sondenträgern sind je zwei zylindrische Graphitdistanzstücke angeordnet. Die Sondenträgerkette wird nun mittels einer Einziehfeder in den radialen Meßkanal eingeführt und bis zu einem definierten Anschlag durchgezogen. Damit sind die einzelnen Folien bzw. Drahtstücke mit ausreichender Genauigkeit in den gewünschten Meßpositionen plaziert.

Es kann also ein radialer Meßkanal hintereinander mit verschiedenen Aktivierungsdetektoren beladen werden, ohne daß die AVR-Brennelementeschüttung im Experimentierbehälter verändert oder sogar neu aufgebaut werden muß.

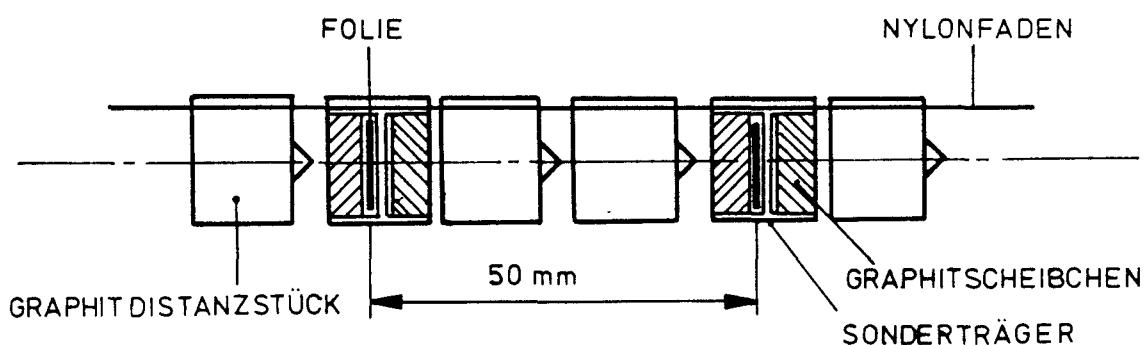


Abb. 2.19: Sondenträgerkette mit eingesetzter Aktivierungsfolie

2.5 Auswertung der aktivierten Sonden

2.5.1 Auswertung_der_Foliensonden

Die Auswertung der aktivierten In-, Au- und Mn-Folien erfolgt mittels des prozeßrechnergesteuerten Strahlenmeßplatzes. Der automatisierte Meßplatz besteht im wesentlichen aus einem NaJ-Szintillationsdetektor mit einer Bleiabschirmung, NIM-Elektronik (Vorverstärker, Hauptverstärker, Hochspannung), CAMAC-System (Zähler, Teletype-Interface, Crate-Controller) und dem Prozeßrechner PDP 11/34 (Abb. 2.20). Dazu wurde das Auswerteprogramm FOLNAJ geschrieben.

Die Aktivierungssonde wird nach der Bestrahlung im SAR in die Meßposition unter dem NaJ-Detektor eingebracht. Der verwendete 3"x3" NaJ-Szintillationsdetektor und die Meßkammer sind allseitig mit einer 10 cm starken Bleiabschirmung umgeben. Die Innenwände der Abschirmung sind zusätzlich mit einem 2 mm Kupferblech ausgekleidet. Dadurch reduziert sich der Beitrag der Untergrundstrahlung ca. um den Faktor 50. Durch das Cu-Blech werden Störeffekte bedingt durch die Rückstrahlung des Bleikastelles reduziert. Der Abstand Detektor-Meßposition der Sonde in der Meßkammer beträgt 5,4 cm.

Die Hochspannungseinheit - Ortec 456 - wurde so eingestellt, daß dem SEV des Szintillationsdetektors 1000 V zugeführt wurden. Die durch den Vorverstärker - Ortec 113 - verstärkten Impulse des SEV werden einem Verstärker-Diskriminatior - Wenzel NLA-209 - zugeleitet. Die untere Schwelle und die Fensterbreite des Diskriminators wurden so justiert, daß für die Gold- und für die Manganfolien (Abb. 2.21 und 2.22) nur je eine Gammaliniie ausgewertet wurde (Au-198 mit 0.41 MeV, Mn-56 mit 0.85 MeV). Bei Indium (Abb. 2.23) wurden dagegen die beiden Gammaliniien des In-166^m mit 1.085 und 1.27 MeV ausgemessen.

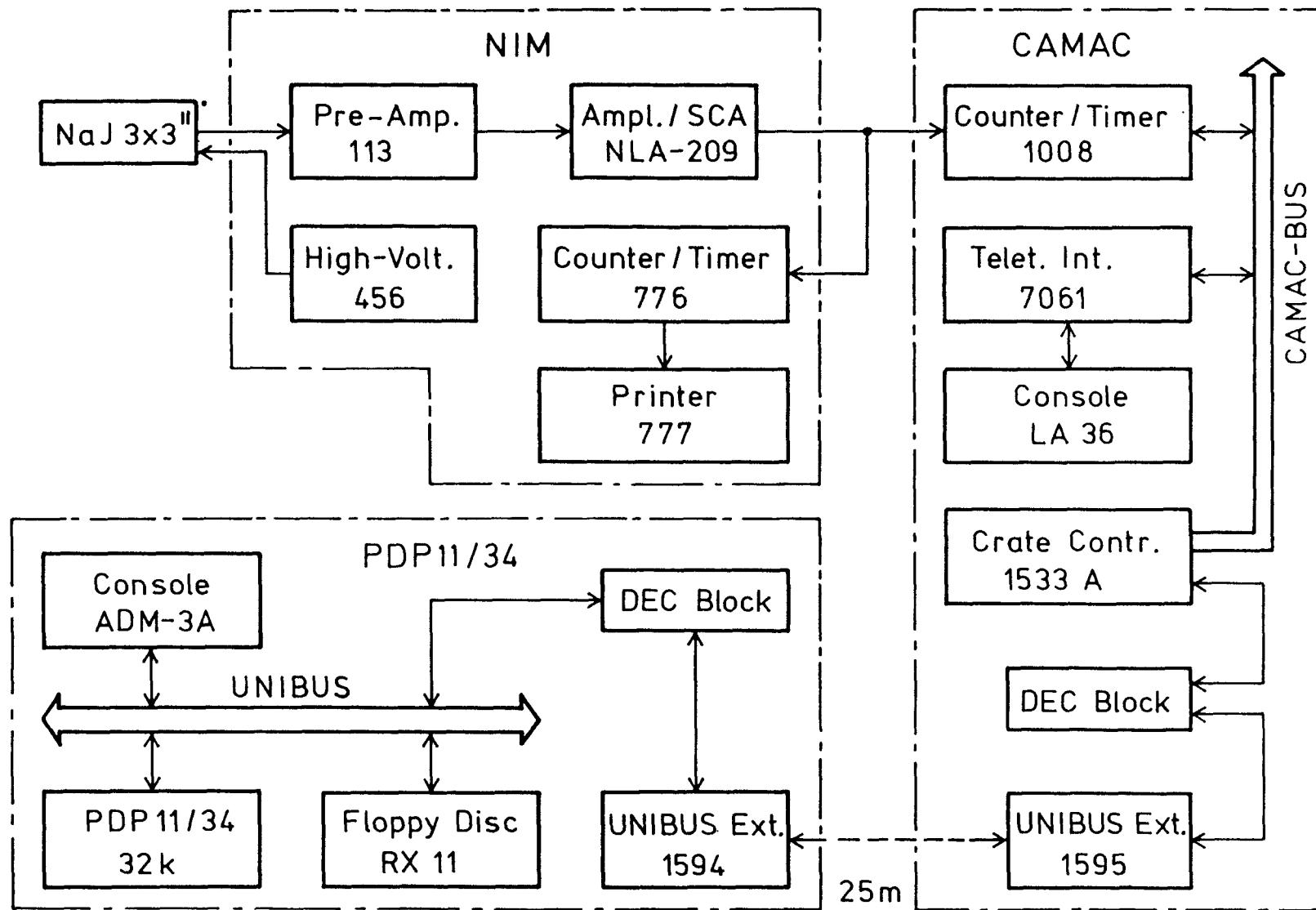


Abb. 2.2o: Blockschaltbild für den rechnergesteuerten NaJ-Meßplatz

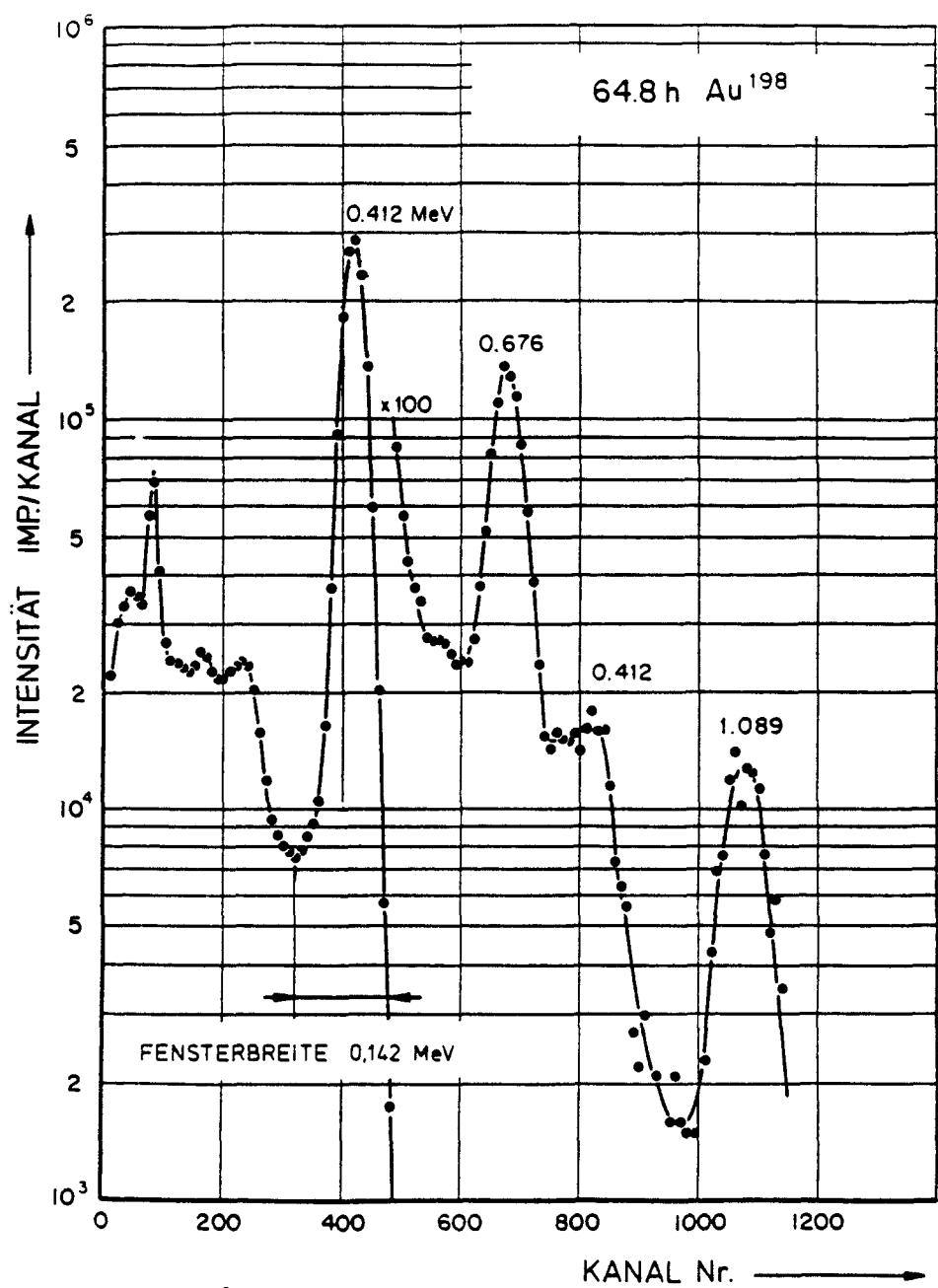


Abb. 2.21: γ - Spektrum von $\text{Au} - 198$

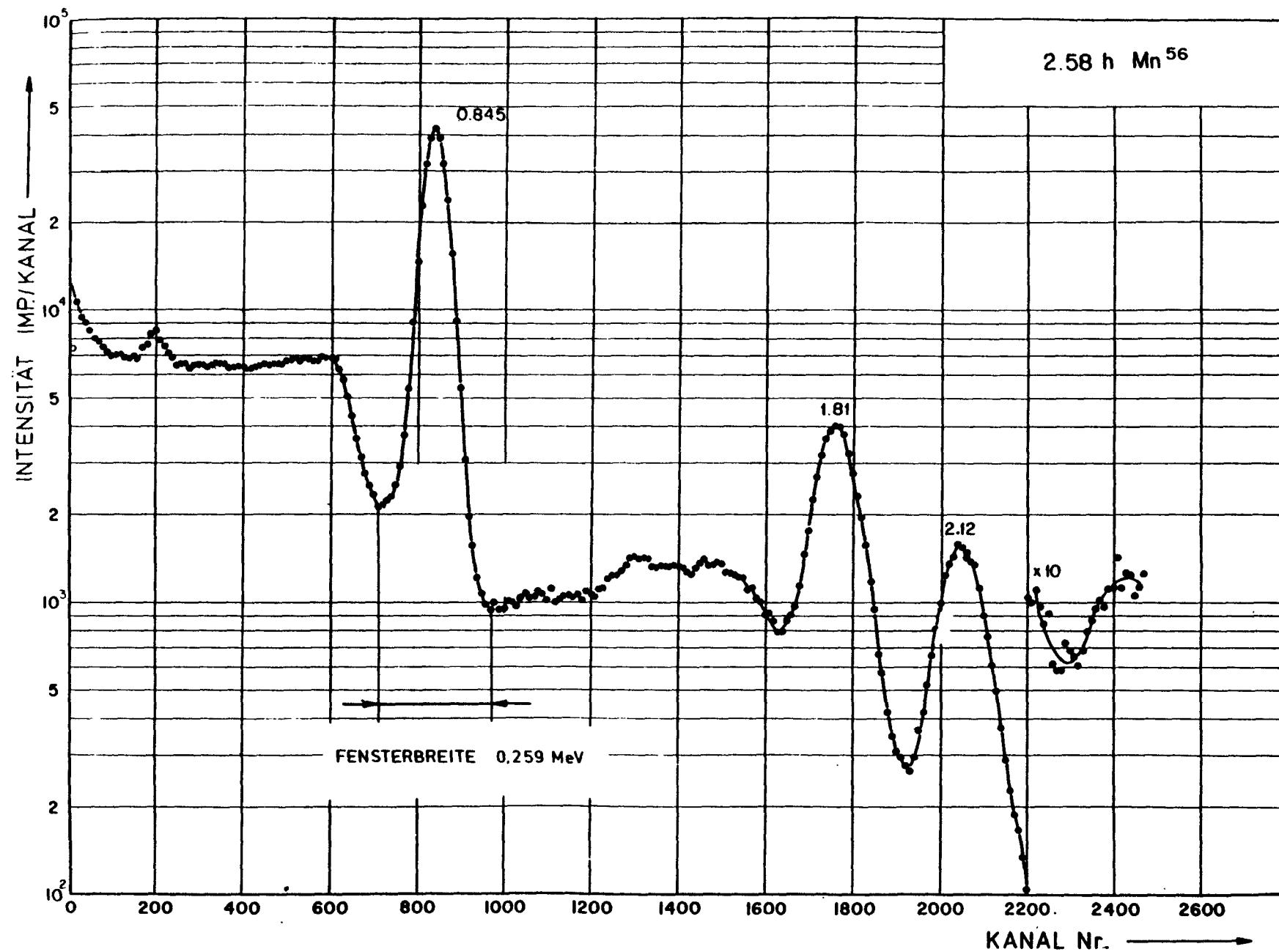


Abb. 2.22: γ - Spektrum von $\text{Mn} - 56$

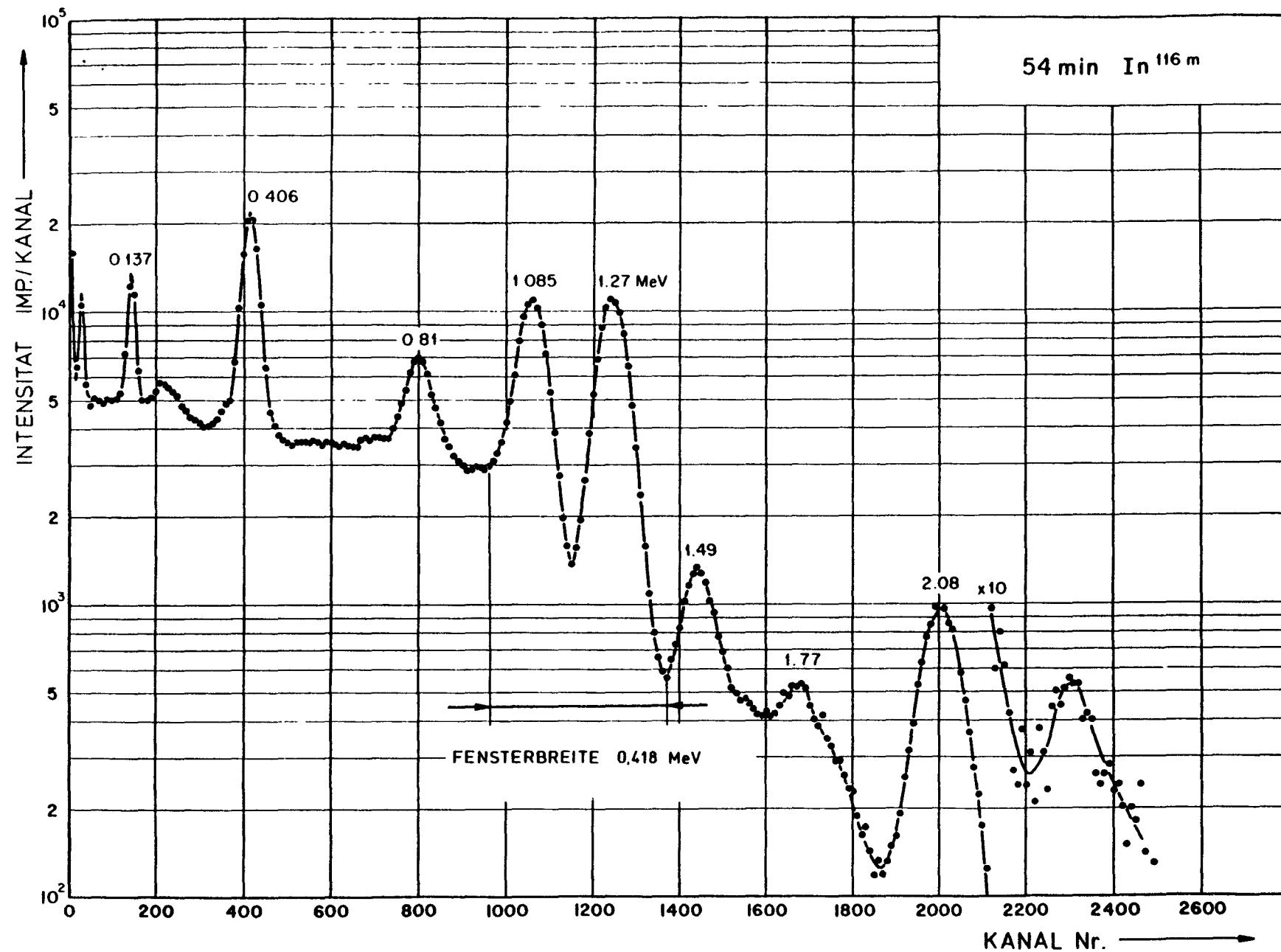


Abb. 2.23: γ - Spektrum von In - 116m

Die den Fensterdiskriminator passierenden Impulse werden dem CAMAC-Zähler - Borer 1008 - zugeführt, wobei dessen Steuerung - Start, Stop und Reset - durch das Programm FOLNAJ erfolgt. Über das Bildschirmterminal ADM-3A wird das Programm FOLNAJ gestartet und alle notwendigen Parameter (Bestrahlungszeit, Zerfallskonstante, Folienbezeichnung, Folienmasse, usw.) werden danach am Printer-Terminal LA36 eingegeben.

Das Programm FOLNAJ hat die Aufgabe, nach Vorgabe eines maximalen statistischen Meßfehlers, die notwendige Zähldauer selbstständig zu bestimmen. Nach dieser Zählzeit wird der CAMAC-Zähler gestoppt, die Sättigungsaktivität aus der Nettozählrate wird berechnet und abschließend werden die Resultate zwischen- gespeichert. Danach wird der Zählerinhalt auf Null rückgestellt und die nächste auszuwechselnde Sonde wird in die Meßkammer eingebracht.

Nach der Auszählung der letzten Aktivierungssonde wird durch die Eingabe E am Printer-Terminal das vollständige Meßprotokoll über die LA36 ausgedruckt (siehe FOLNAJ-Flußdiagramm).

Nachdem jede Messung mit einem Fehler behaftet ist, muß das Meßergebnis entsprechend korrigiert werden. Dies geschieht durch die im Programm vorgenommene Berechnung des Gesamtfehlers σ_G .

Man erhält den statistischen Fehler σ_F zu:

$$\sigma_F = \frac{\sqrt{z + u}}{z - u} \frac{100}{\sqrt{t_M}}$$

z Zählrate

u Untergrundzählrate

t_M Meßzeit

Damit ergibt sich der Gesamtfehler σ_G :

$$\sigma_G = \sqrt{\left(\frac{\sigma_F}{100}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F_m}{F_m}\right)^2}$$

F_m Folienmasse

ΔF_m absoluter Fehler der Folienmasse

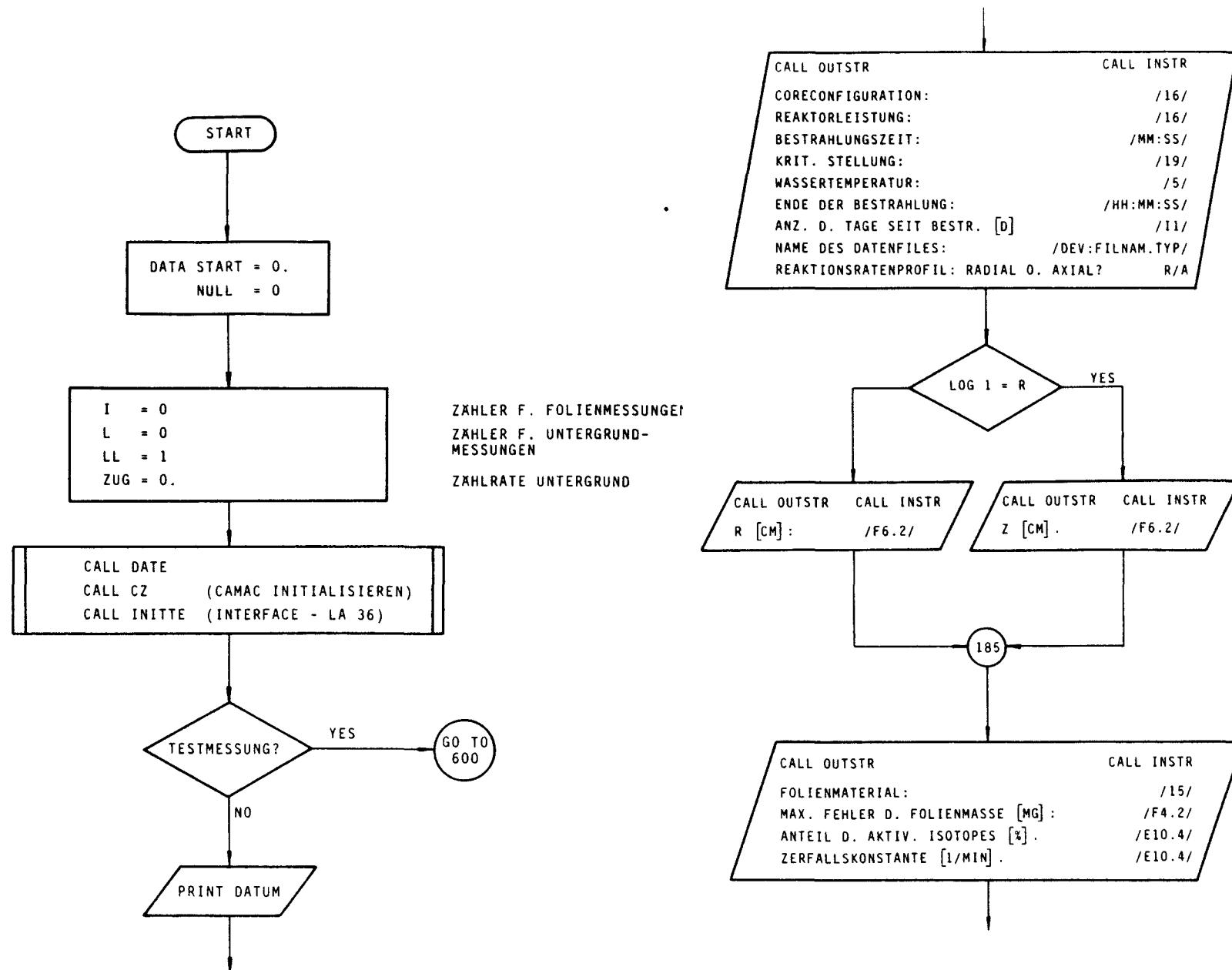
Der relative Fehler (RELFE im Unterprogramm COUNTU) wird alle 30 sec mit dem vorgegebenen Fehler verglichen. Das heißt, die Dauer des Zählvorganges ist von der Größe des eingegebenen Fehlers abhängig. Der Nachteil besteht darin, daß bei schwach aktivierten Folien und einem kleinen vorgegebenen Fehler die Meßdauer entsprechend lange wird. Der Vorteil der Automatisierung liegt, bedingt durch die Berechnung des Endergebnisses, in einer wesentlichen Zeitersparnis (besonders bei Serienmessungen). Durch die eingebaute Totzeitkorrektur werden nachträgliche Korrekturen überflüssig und außerdem werden die Auswertungsfehler auf ein Minimum reduziert. Die Kontrolle der Zählraten erfolgt durch das Datensichtgerät (Konsole ADM-3A).

2.5.2 Flußdiagramm des Auswerteprogrammes FOLNAJ

Die im Kapitel 2.5.1 nicht angeführten Details über den Programmablauf von FOLNAJ können aus dem Flußdiagramm entnommen werden (Abb. 2.24a-g).

Verwendete Unterprogramme:

OUTSTR ... Ausgabe von alphanumerischen Zeichen über das Printerterminal LA 36.
INSTR ... Eingabe von alphanumerischen Zeichen über das Printerterminal LA 36.
INITTE ... Steuerung des Printerterminals LA 36.
CZ ... Initialisiert das CAMAC-System.



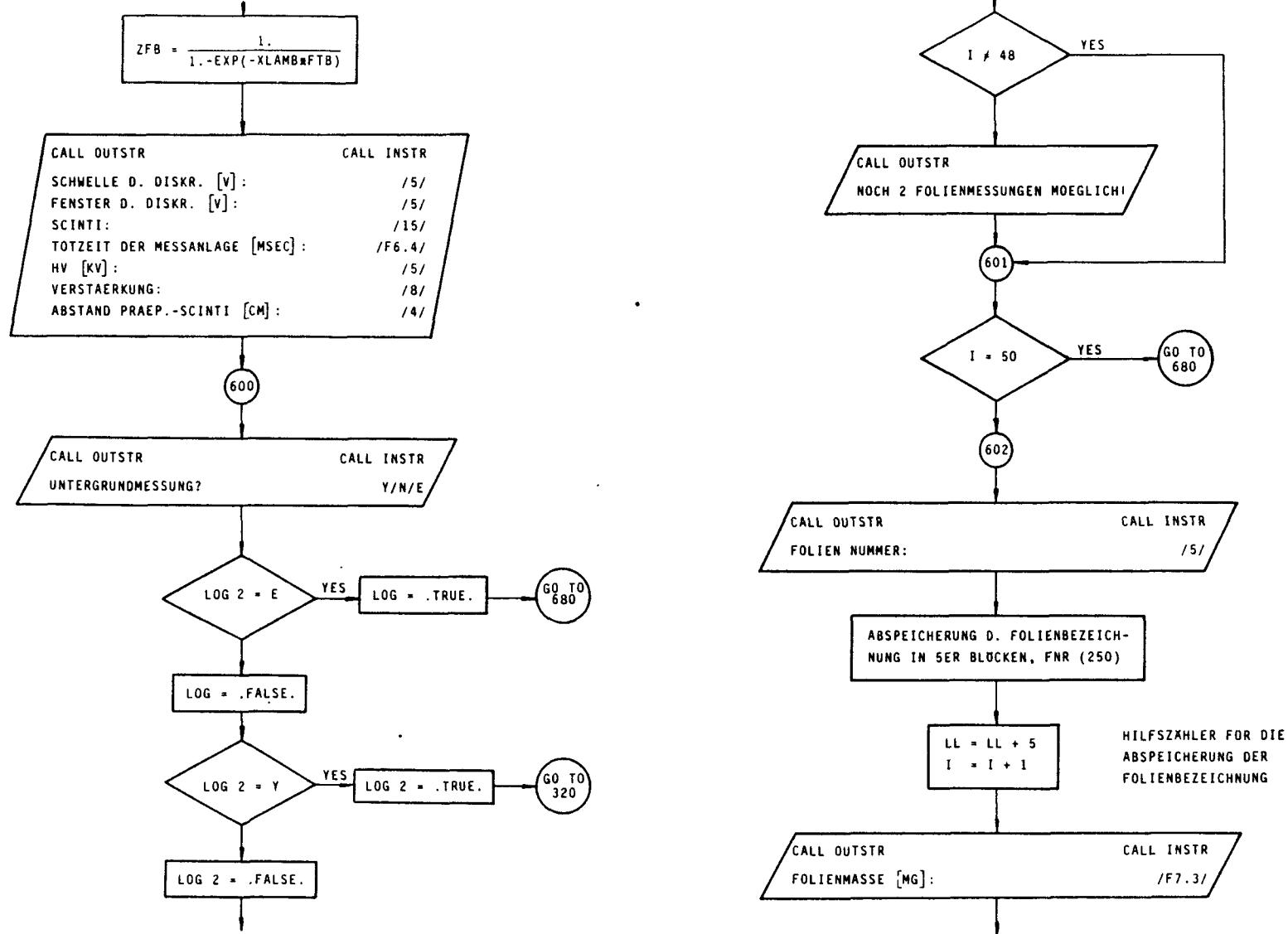


Abb. 2.24b: Flußdiagramm des Auswertungsprogrammes FOLNAJ (Fortsetzung).

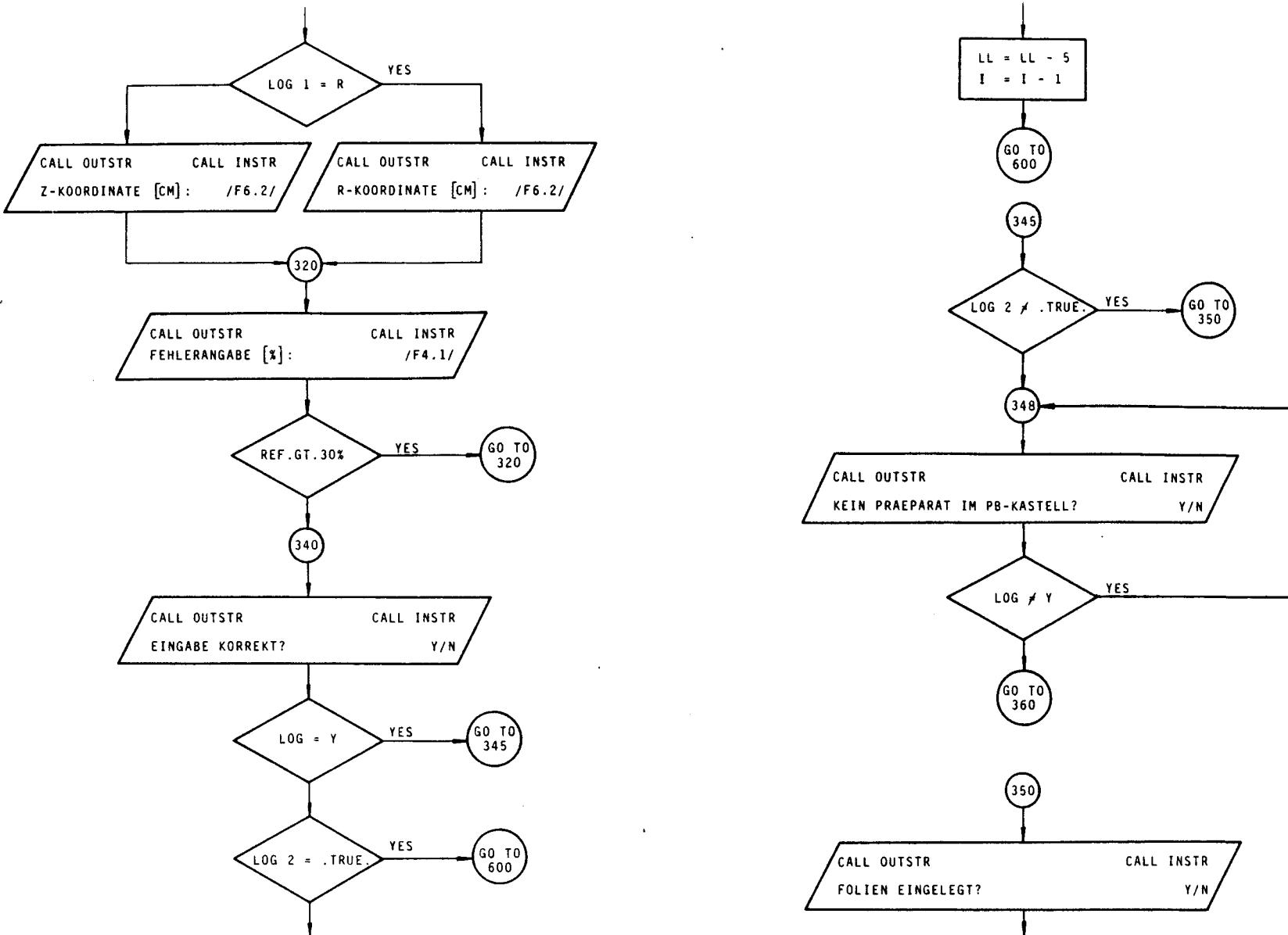


Abb. 2.24c: Flußdiagramm des Auswertungsprogrammes FOLNAJ (Fortsetzung)..

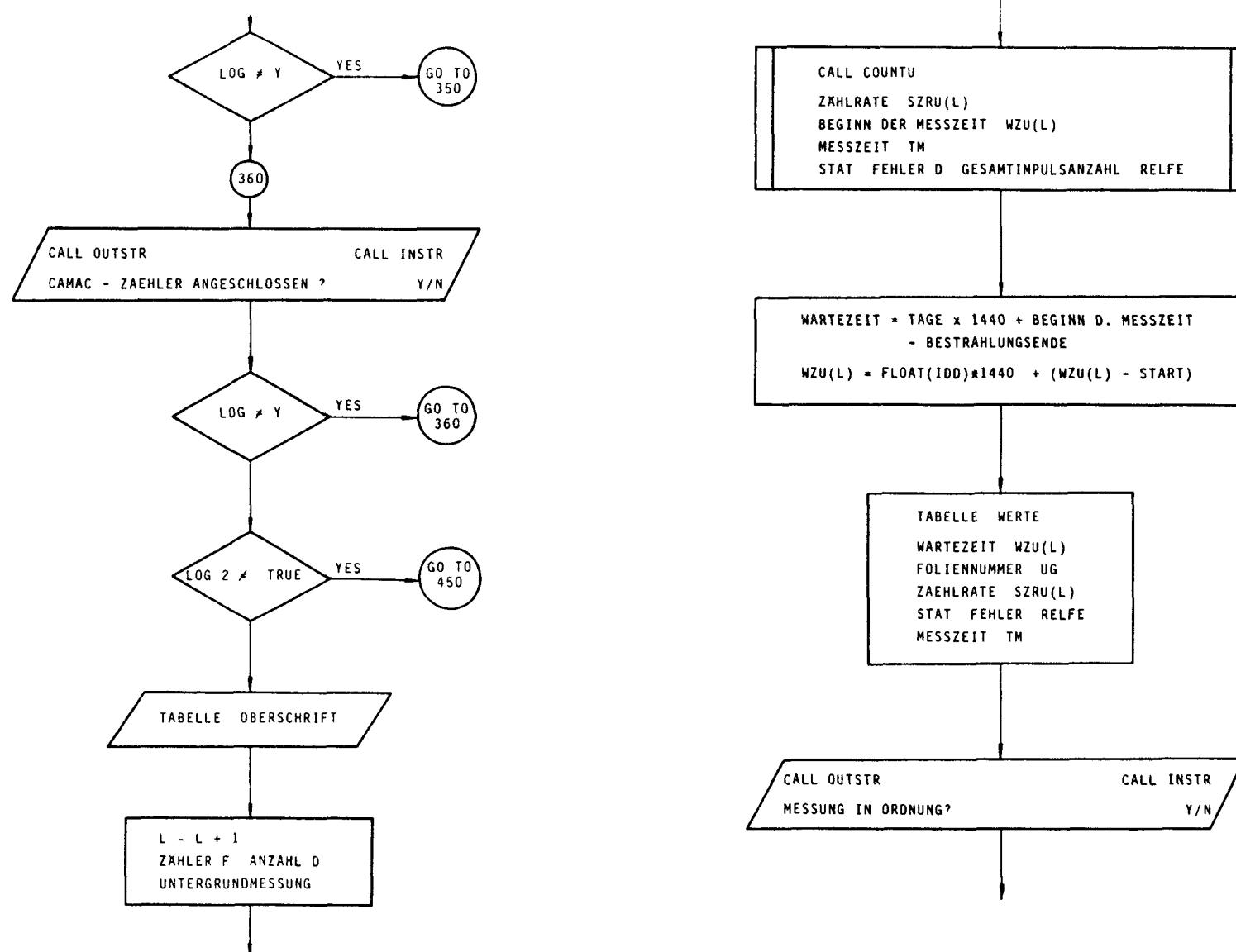


Abb. 2.24d: Flußdiagramm des Auswertungsprogrammes FOLNAJ (Fortsetzung).

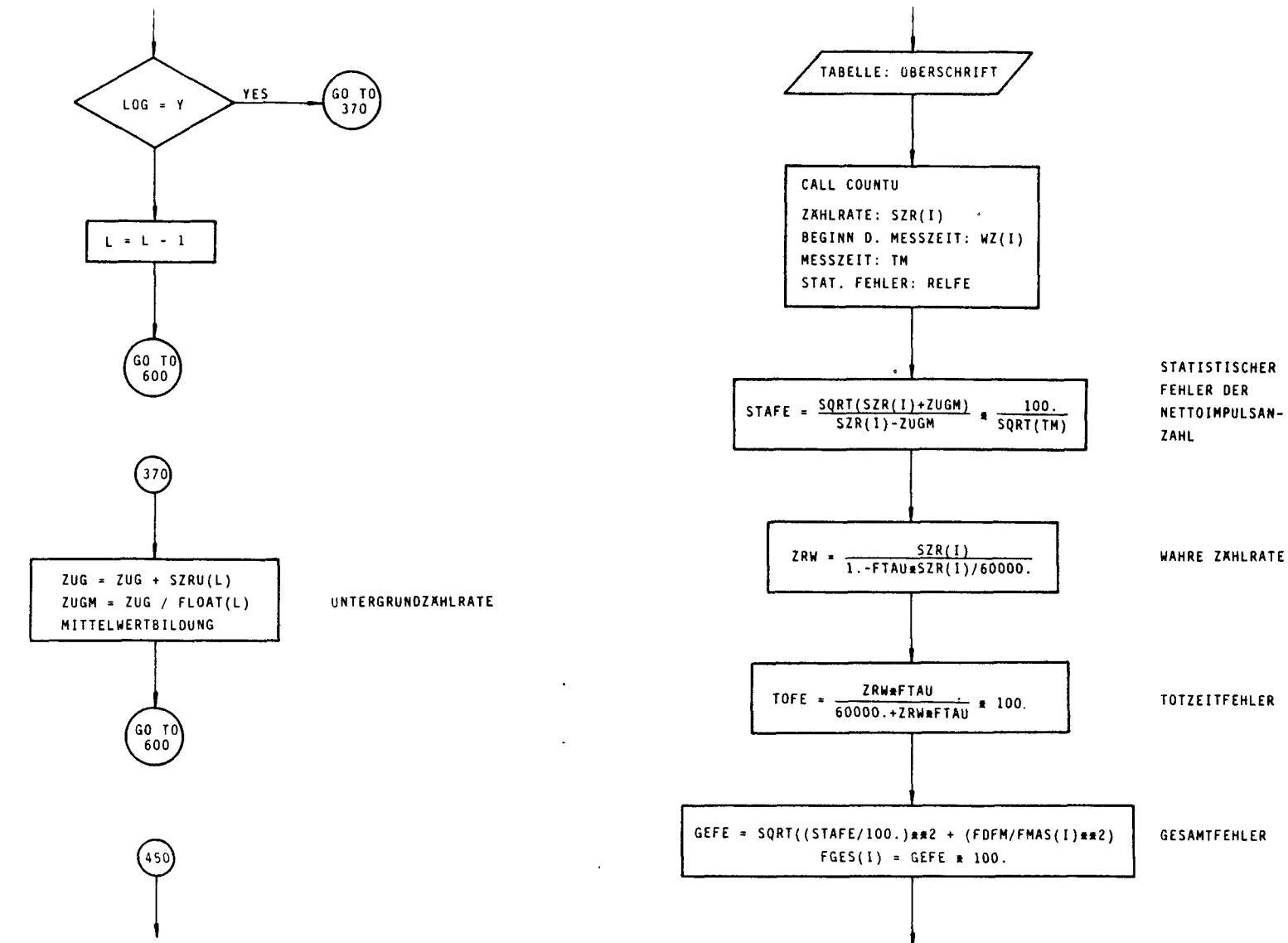


Abb. 2.24e: Flußdiagramm des Auswertungsprogrammes FOLNAJ (Fortsetzung).

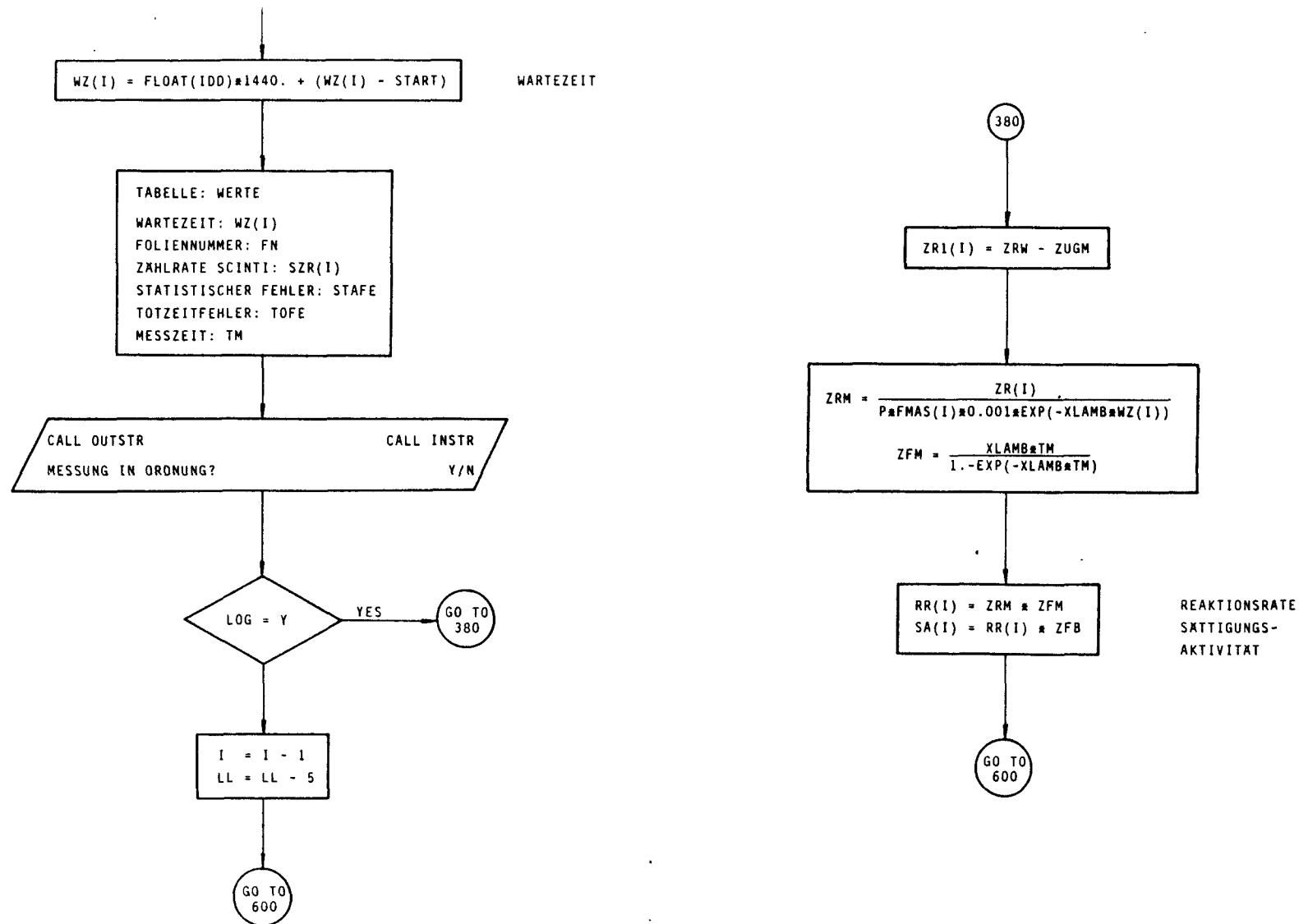


Abb. 2.24f: Flußdiagramm des Auswertungsprogrammes FOLNAJ (Fortsetzung).

680

PRINT MESSPROTOKOLL

```
I-----I
I  DATUM: 20-JUL-81          13:05:03  I
I  CORECONFIGURATION:          SAR/CII  I
I  REAKTORLEISTUNG:          0.66/*3/-7 LK1  I
I  BESTRAHLUNGSZEIT [MM:SS]:  15:00  I
I  KRIT. STELLUNG:          20.97/ 46.90/ 20.97  I
I  WASSERTEMPERATUR:          19.10  I
I  ENDE DER BESTRAHLUNG:      10:50:45  I
I  REAKTORSRATENPROFIL AXIAL-R [CM]:  22.17  I
I  FOLIENMATERIAL:          MN-CU 40 MY  I
I  MAX. FEHLER D. FOLIENMASSE [MG]:  0.02  I
I  ANTEIL D. AKTIV. ISOTOPES [%]:  0.1000E+03  I
I  ZERFALLSKONSTANTE [1/MIN]:  0.4485E-02  I
I  SCHWELLE D. DISKR. [V]:    3.20  I
I  FENSTER D. DISKR. [V]:    1.0  I
I  SCINTI:                  D-614 PB.K.2  I
I  TOTZEIT DER MESSANLAGE [MSEC]:  0.0070  I
I  HV [KV]:                 1.000  I
I  VERSTAERKUNG:            4 * 2.0  I
I  ABSTAND PRAEP.-SCINTI [CM]:  3.1  I
I-----I
I-----I
I  NAME DES DATENFILES:      DX1:C2A5MN.A40  I
I-----I
I-----I
I  Z-KOORD.  FOL.NR.  FOL.MASSE  ZAEHLRATE  REAKTORSRATE  GESFE  I
I  [CM]      [CM]      [MG]       [IMP/MIN]   [IMP/MIN*G]  [%]  I
I-----I
I  58.90    AB      41.46      7635.  0.4086E+07  0.9  I
I  63.90    AC      39.87      9681.  0.5481E+07  0.8  I
I  163.90   U       40.21      8399.  0.4790E+07  0.9  I
I  68.90    AF      39.70      11548. 0.6786E+07  0.8  I
I  158.90   X       40.90      10869. 0.6282E+07  0.8  I
I  73.90    AG      41.38      13478. 0.7836E+07  0.7  I
I  153.90   M       36.44      11655. 0.7805E+07  0.7  I
I  80.00    AH      42.08      16001. 0.9442E+07  0.6  I
I  147.00   K       36.78      15159. 0.1039E+08  0.6  I
I  87.00    AI      41.04      17841. 0.1113E+08  0.5  I
I  141.00   AO      41.16      19953. 0.1263E+08  0.6  I
I  93.90    AJ      39.14      19885. 0.1341E+08  0.6  I
I  133.90   AN      39.93      21331. 0.1431E+08  0.6  I
I  103.90   AK      40.34      24037. 0.1618E+08  0.5  I
I  123.90   AM      41.11      24983. 0.1673E+08  0.5  I
I  113.90   AL      40.29      26065. 0.1808E+08  0.4  I
I-----I
I-----I
I  MITTLERER UNTERGRUND [IMP/MIN]:  14.7  I
I-----I
```

ENDE

Abb. 2.24g: Flußdiagramm des Auswertungsprogrammes FOLNAJ
(ausgedrucktes Meßprotokoll)

2.5.3 Auswertung der Uran-Drahtsonden

Für Uran-Drahtsonden ist eine automatische Auswertung mit dem Programm FOLNAJ nicht möglich. Der Grund dafür liegt darin, daß der auf die Uran-Sonde auftreffende Neutronenfluß die Spaltung von U-235 Atomen verursacht, wodurch ein Gemisch von verschiedenen Spaltprodukten entsteht. Man hat es daher bei der Messung der Gammastrahlung mit einem komplexen Spektrum zu tun, bei dem mit einem NaJ-Detektor einzelne Peaks auf Grund der relativ großen Halbwertsbreite (~ 60 keV) und der Compton-Effekte, kaum auszufiltern sind. Da keine absoluten Reaktionsraten bestimmt werden müssen, kann die Auswertung der Uran-Drahtsonden aber auf integrale Relativmessungen zurückgeführt werden. Man definiert eine Uransonde als Bezugssonde. Diese Sonde wird nun bei der Messung der Gammaaktivität der anderen Urandrahtstückchen gleichzeitig von einem zweiten NaJ-Detektor ausgemessen. Dies bedeutet, daß man keine Halbwertszeiten berücksichtigen muß, aber dafür zwei identische Gammastrahlenmeßplätze benötigt. Die beiden Meßplätze bestehen aus je einem 3" x 3" NaJ-Szintillationsdetektor mit Abschirmung (10 cm Bleikastell), Vorverstärker Ortec 113, Hochspannung Ortec 456, Verstärker-Diskriminatator NLA-209 und der Zähler/Zeiteinheit Ortec 776 (Blockschaltbild siehe Abb. 2.25).

Um eine möglichst gute Identität der beiden Gammastrahlenmeßplätze zu erreichen, werden die Schwellen der beiden Diskriminatoren auf den Peak eines Am-241 Präparates ($E_{\gamma} = 60$ keV) eingestellt. Bei der Messung geht man nun so vor, daß in Kastell I die Bezugssonde eingebracht wird und in Kastell II ein zu messendes Urandrahtstück. Nach Ablauf der Meßzeit (z.B. $t_M = 1$ min) erhält man die beiden Zählraten durch den Drucker Ortec 777 angezeigt. Nun werden die beiden Drahtsonden vertauscht und es werden wieder die beiden Zählraten für die Meßzeit t_M bestimmt. Aus den beiden Meßwerten bildet man den arithmetischen Mittelwert. Dieser Mittelwert wird noch mit der entsprechenden Drahtmasse korrigiert und auf die Bezugssonde normiert.

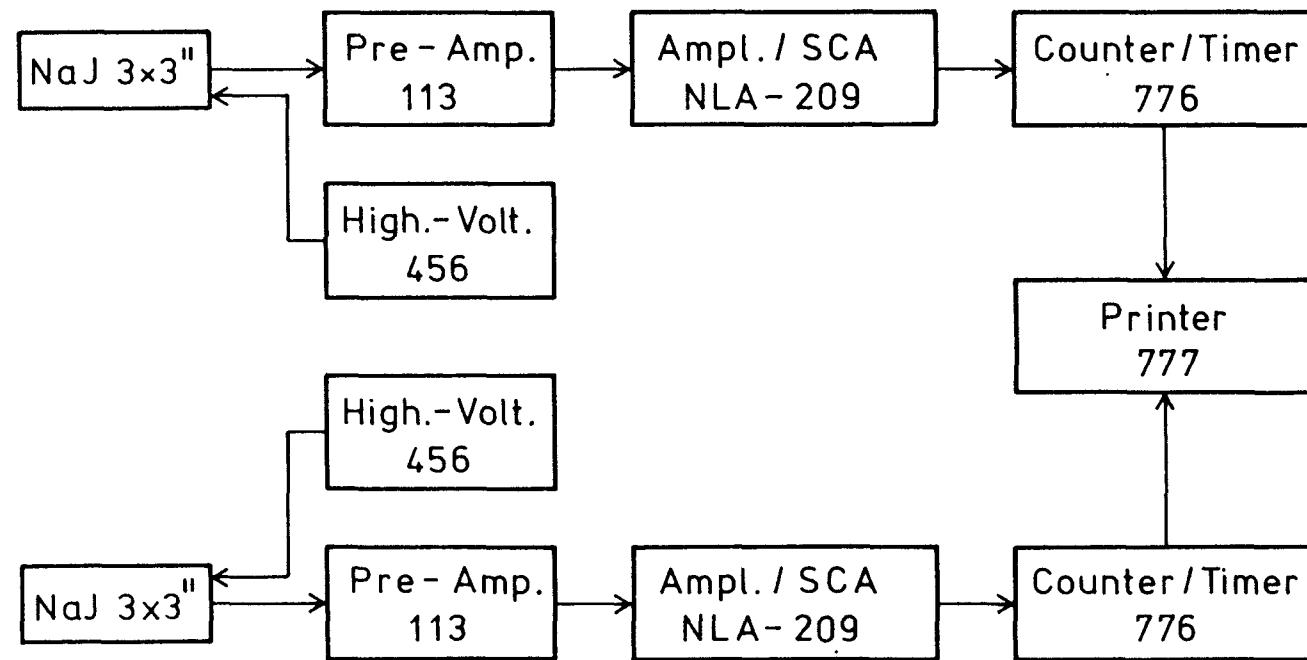


Abb. 2.25: Blockschaltbild der Meßelektronik zur Auswertung der Uransonden

2.5.4 Graphische Darstellung von berechneten und gemessenen Reaktionsraten in Detektormaterialien mit dem Programm "RERADET/PLOT"

In die radialen und axialen Meßkanäle werden Detektormaterialien eingebracht und die Aktivität nach der Neutronenbestrahlung bestimmt (siehe 2.5.1 - 2.5.3). Als Ergebnis erhält man ein dem Reaktionsratenverlauf proportionales Signalprofil.

Mit dem Code RERADET/PLOT können nun aus den

- Gruppenflüssen und
- Wirkungsquerschnitten in den einzelnen Materialzonen sowie
- den Selbstabschirmungsfaktoren

gruppenspezifische und totale Reaktionsraten für beliebig wählbare Meßkanalpositionen berechnet und gemeinsam mit den experimentell gewonnenen Raten graphisch dargestellt werden. Diese vollautomatisch und sehr übersichtlich erstellten Ratenplots gestatten eine systematische Kontrolle vorausberechneter Reaktionsraten anhand experimenteller Ergebnisse zur Bewertung theoretischer Modellvorstellungen für die Reaktorauslegung.

3. GAMTEREX ALS REAKTORCODE ZUR DIFFUSIONS- UND TRANSPORT- THEORETISCHEN AUSLEGUNG DER KRITISCHEN VERSUCHSANORDNUNG

Die vorliegende Versuchsanordnung bildet ein äußerst heterogenes System. Die Kugelschüttung im Zentrum des Reaktors enthält keine Moderatorkugeln und weist ein sehr hartes Spektrum auf. Im Gegensatz hiezu ist das Ringcore des SAR wohl moderiert, so daß im Corebereich der Anordnung in radialer Richtung eine ausgeprägte Variation des Neutronenspektrums erwartet werden muß. Hiezu kommt, daß in den Argonaut-Brennelementen beachtliche Änderungen der Materialkonstanten und damit verbundene Dichteschwankungen der Neutronenpopulation über kurze Strecken auftreten. Als Folge dieser Eigenheiten sind an die neutronenphysikalische Beschreibung des Systems hohe Anforderungen zu stellen. Aus diesen Überlegungen heraus und im Hinblick auf weiterführende Untersuchungen an Hochtemperaturreaktorzellen hatten wir uns entschlossen, den Programmzyklus GAMTEREX zur reaktorphysikalischen Auslegung zu benutzen: Denn einerseits hat sich dieser Code zur Berechnung von Flußverteilungen in HTR-Reaktorkomponenten bereits recht gut bewährt /3.1,3.2/. Andererseits stellt die Anwendung dieser Programme auf das vorliegende sehr heterogene System zusätzlich einen strengen Test für GAMTEREX dar. Schließlich soll mit den gegenständlichen Untersuchungen eine Basis zur Überprüfung der Anwendbarkeit von GAMTEREX auf den Störfall des Wassereinbruches in HTR's geschaffen werden.

GAMTEREX ist eine Zusammenfassung diffusions- und transporttheoretischer Reaktorcodes. Es umfaßt die Programme GAM-1 /3.3,3.4/, THERMOS-JÜL /3.4,3.5,3.6/ und EXTERMINATOR-2 /3.7,3.8/.

Im schnellen Energiebereich wird das Neutronenspektrum mit dem Programm GAM-1 und im thermischen Bereich mit THERMOS-JÜL berechnet. GAM-1 löst die Boltzmanngleichung für ein homogenes Medium in P_1 - oder B_1 -Näherung. In THERMOS-JÜL wird die eindimen-

sionale Transportgleichung in Zylinder- oder Kugelgeometrie für isotrope Streuung nach der Erststoßmethode unter der Annahme einer im Moderator räumlich konstanten, isotropen, epi-thermischen Quelle behandelt. EXTERMINATOR-2 ist ein zweidimensionaler Multigruppen-Diffusionscode zur Ermittlung der Kritikalität und Makroflußverteilung. Zur Berechnung des Neutronenspektrums in homogenen graphitmoderierten Reaktorzonen wird der Zyklus durch den nulldimensionalen Diffusionscode MUPO /3.9/ ergänzt. Die Ermittlung der Resonanzintegrale in der Spaltzone des Argonaut-Reaktors sowie in der doppelt heterogenen AVR-Kugelschüttung erfolgt mit ZUT-DGL /3.10, 3.11, 3.12/.

Für die Diffusionsrechnung mit EXTERMINATOR-2 stellen wir den Reaktor durch Zonen gleicher Materialzusammensetzung dar. Naturgemäß wird in benachbarten Zonen stark unterschiedlicher Konfiguration das Spektrum entscheidend durch Nachbarschaftseinflüsse mitbestimmt. Um den physikalisch irrelevanten Sprung im Spektrum von Zelle zu Zelle zu schwächen, werden häufig auch Gebiete einheitlicher Materialzusammensetzung in mehrere Spektralzonen getrennt und der Einfluß der Nachbarzellen durch Koppelgrößen erfaßt.

In der Spektralrechnung nehmen wir zunächst an, daß die gegebenenfalls idealisierte Wigner-Seitz-Zelle in ein Gitter unendlicher Ausdehnung eingebettet ist. Im mathematischen Modell entspricht dies einer neutronenerhaltenden Randbedingung. Erst später berücksichtigen wir die Wechselwirkung der Spektralzonen durch einen Iterationsprozeß, in dem bestimmte Informationen (Buckling, Leakage, Albedo) aus der Makroflußverteilung in die Zellrechnung rückfließen. Diese Prozedur wird als "Albedo-Rückkopplung" /3.1/ oder "Buckling- bzw. Leakage-Recycling" /3.13/ bezeichnet.

Zur Bestimmung des globalen Neutronenflusses und der Kritikalität des Gesamtsystems wählen wir für die vorliegende Studie sieben breite Neutronengruppen - vier Gruppen im schnellen und drei im thermischen Energiebereich. Bei der Durchführung der Buckling- oder Albedo-Recycling-Technik werden stets im Anschluß an die Kritikalitätsrechnung mit EXTERMINATOR-2 die

zonen- und gruppenspezifischen Bucklings bzw. Albedos so oft an die Spektralprogramme übergeben und die Berechnungen des Neutronenspektrums und des globalen Flußverlaufes wiederholt, bis sich k_{eff} und der Neutronenfluß praktisch nicht mehr ändern.

Das Koppelglied $DB^2\Phi$ wird in der Bilanzgleichung der Elementarzelle als zusätzlicher Absorptions- bzw. Quellterm interpretiert. Während eine reine Buckling-Rückkopplung den Leakageeffekt gleichmäßig über die Zelle verteilt, kann mittels Albedo-Recycling nicht nur das Spektrum, sondern auch der räumliche mikroskopische Flußverlauf durch die Zelle korrigiert werden. Die Albedos verbessern also das idealisierte Randverhalten des Neutronenstromes an der Oberfläche der Wigner-Seitz-Zelle. Besonders in Zonen stark heterogener Zellstruktur ist daher die Albedo-Recycle-Technik einer reinen Buckling- bzw. Leakage-Rückkopplung überlegen. Weil dieses Verfahren Umgebungseinflüsse auf eine bestimmte Zone berücksichtigt, kann es im Gegensatz zur reinen Zellrechnung - wie W.Scherer /3.1/ feststellt - auch zur Berechnung der Kritikalität und Neutronenflußverteilung in kleinen Reaktoren angewandt werden, in denen der globale Flußverlauf wegen der hohen Leakageeffekte nicht mehr über einen Zelldurchmesser nahezu konstant ist.

Die theoretische Analyse der KAHTER-Experimente /3.2/ hat gezeigt, daß in der Diffusionsrechnung zur Ermittlung der Makroflußverteilung in der Kugelschüttung eine Strömungskorrektur der Diffusionskoeffizienten vorgenommen werden muß. Im Verlauf dieser Korrektur werden die Diffusionskoeffizienten der homogenisierten Kugelzonen durch geeignete additive Terme vergrößert. Zur Berechnung dieser Terme für die AVR-Substitutionszone wird eine etwas modifizierte, auf der Grundlage der Theorie von BEHRENS /3.14/, hergeleitete Formel /3.2,3.15/ benutzt:

$$D_C^g = D_{\text{hom}}^g + \frac{2}{3} f \left[\frac{1}{8} + \left(\frac{1-f}{f} \right)^2 \right]$$

Die Symbole bedeuten:

D_c^g korrigierter Diffusionskoeffizient

D_{hom}^g Diffusionskoeffizient in der homogenisierten Elementarzelle

f Füllfaktor der Kugelschüttung

g Gruppenindex

4. SPEKTRALZONEN IN DER IDEALISIERTEN DARSTELLUNG DER KRITISCHEN ANORDNUNG

Die Geometrie des Argonautreaktors legt für die Diffusionsrechnung eine zweidimensionale zylindersymmetrische Darstellung seiner Gesamtkonfiguration nahe (vgl. Abb. 2.6). Nur die quadratische Berandung des äußeren Reflektors ist durch einen flächen gleichen Kreis zu ersetzen. Die bausteinartig um den Reaktor angeordnete biologische Abschirmung aus Normalbetonquadern wird in der modellmäßigen Darstellung radial und an der Deckfläche des Reaktors durch einen 40 cm starken Betonmantel substituiert.

Abb. 4.1 gibt zusammen mit Tabelle 4.1 einen Überblick über die getroffene Gliederung in Spektralzonen. Das Maschengitter zur Ortsdiskretisierung wurde der heterogenen Struktur des Reaktors sorgfältig angepaßt (vgl. Abb. 4.1).

Der Kontrast zwischen extrem untermoderierter Kugelschüttung im Zentrum und dem hervorragenden Bremsvermögen im Moderatorwasser und der guten Reflektorwirkung des peripheren Graphitmantels induziert im Ringcore des SAR eine bemerkenswerte Variation des Neutronenspektrums. Diese Eigenheit rechtfertigt die Aufteilung des Ringcores in vier "Oberflächenzonen" (Zone 2,3 und 4) und eine zentrale Region (Zone 1).

Für die Substitutionszone mit etwa 1200 AVR-Brennelementen sind 6 Regional- bzw. 4 Spektralzonen (Zone 19-22) vorgesehen. Auch hier wird wieder versucht, die Wirkung benachbarter Zonen auf das Spektrum der Kugelregion in Randzonen abzufangen, um in der zentralen Zone eine Verfälschung des Spektrums zu vermeiden.

Wegen der kleinen äußeren Abmessungen der Anordnung wird gegenüber der üblichen "Null-Fluß-Randbedingung" einer "Vakuum-Randbedingung" der Vorzug eingeräumt. Im Diffusionscode EXTERMINATOR-2 wird diese Randbedingung durch eine "Stabzone" (Pseudo-Absorberzone 18), die den gesamten Reaktor umgibt,

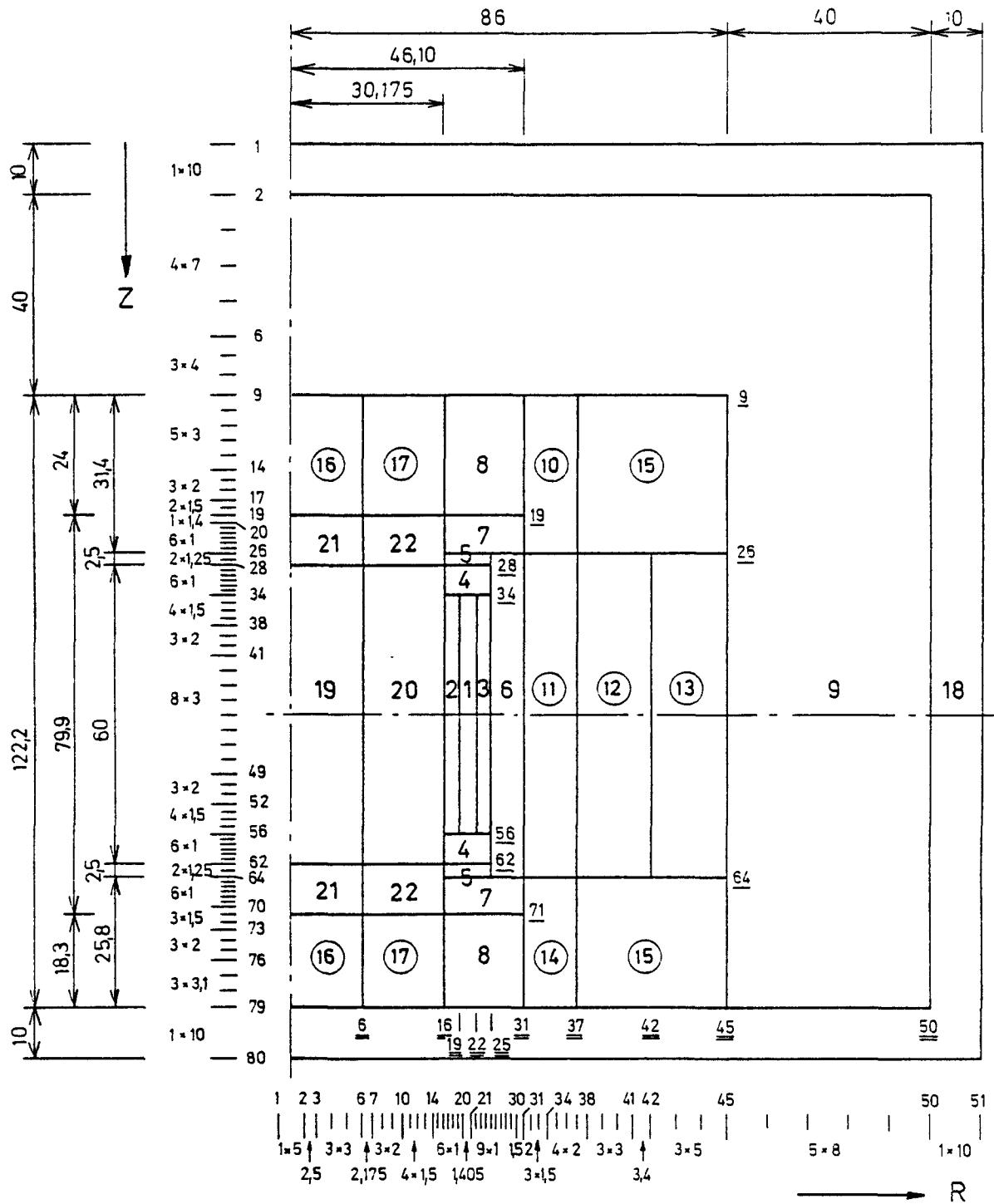


Abb. 4.1: Maschengitter der Corevariante SAR/KO (Alle Maße in cm)

- \underline{n} ... Zeilenindex der Zonengrenze
- \underline{m} ... Spaltenindex der Zonengrenze
- N ... Spektralzonenummer (Spektrum wird mit GAM-THERMOS berechnet)
- (M) ... Spektralzonenummer (Spektrum wird mit MUPO berechnet)

Tabelle 4.1

Reaktorbauelemente und benutzte Spektralprogramme
in den einzelnen Spektralzonen

Nummer der Spektralzone	Reaktorbauteile	benutztes Spektralprogramm
1,2,3,4	aktiver Teil der Brennstoffplatten Moderatorwasser Graphitdistanzkeile AMT innerer Aluminiumbehälter	GAM-1 THERMOS
5	obere bzw. untere Enden der Brennstoffplatten (inaktiver Teil) Moderatorwasser Graphitdistanzkeile AMT innerer Aluminiumbehälter	GAM-1 THERMOS
6	Graphitfüllstücke AMT Graphitdistanzkeile AMT Moderatorwasser äußerer Aluminiumbehälter	GAM-1 THERMOS
7,8	innerer Aluminiumbehälter Moderatorwasser äußerer Aluminiumbehälter	GAM-1 THERMOS
9	Normalbeton	GAM-1 THERMOS
10	Reflektographit ARS Regel- und Sicherheitsplatten Regelmechanik	MUPO
11,12,13, 14,15	äußerer Reflektor (Graphit ARS)	MUPO
16,17	Graphitzylinder (Graphit ARS) Aluminiumbehälter zur Aufnahme der AVR-Brennelemente	MUPO
18	Pseudo-Absorberzone (CR = 0,4692)	-
19,20, 21,22	AVR-Brennelemente Aluminiumbehälter zur Aufnahme der AVR-Brennelemente Meßkanäle	GAM-1 THERMOS

realisiert.

Den einzelnen Zonen ordnen wir null- oder eindimensionale Zellen zur Berechnung der Neutronenspektren zu.

4.1 Ringcore des SAR

4.1.1 Brennstoffzone (Zone 1,2,3 und 4)

Geometrisch zerfällt das ringförmige Argonautcore in 24 gleichartige, für das Neutronenspektrum der Brennstoffzone charakteristische Segmente (Abb.2.3). Den Spektralzonen 1 - 4 ordnen wir eine diesen Segmenten entsprechende Elementarzelle zu (strichpunktiert umrandeter Bereich in Abb.2.3), so daß die Zonen 1 - 4 im wesentlichen den mit Brennstoff beladenen Ringbereich des SAR umfassen (vgl.Tabelle 4.1).

Mit der Jülicher Version des Zellprogramms THERMOS sind nur zylinder- oder kugelsymmetrische Zellen erfaßbar, so daß neben einer Idealisierung auch noch eine Transformation der Elementarzelle in eine zylindersymmetrische Geometrie erforderlich ist. Hierzu werden die ebenen Brennstoffplatten durch ein System konzentrischer Zylinder ersetzt. Infolge der begrenzten Zonenzahl in THERMOS sind in der idealisierten Zelle nur vier Brennstoffzylinder und vier H_2O -Zonen realisierbar (Abb.4.2, die durchgezogenen Kreise in dieser Abbildung trennen die einzelnen THERMOS-Zonen; die strichlierten Kreise markieren die Oberflächen der Brennstoffplatten). Die radialen Schichtdicken der Brennstoffzylinder und der Wasserspalte in der idealisierten Zelle sind mit den entsprechenden Abmessungen im realen Brennelement identisch. Die Wasserspalte, vereint mit der Aluminiumabdeckung der Brennstoffplatten, werden als homogene Moderatorzonen betrachtet (THERMOS-Zone 1,3,5 und 7). Die Brennstoffmatrizen bilden die Zonen 2,4,6 und 8. Die äußere Region (THERMOS-Zone 9) enthält in homogener Mischung Graphit, Aluminium und H_2O . Der äußere

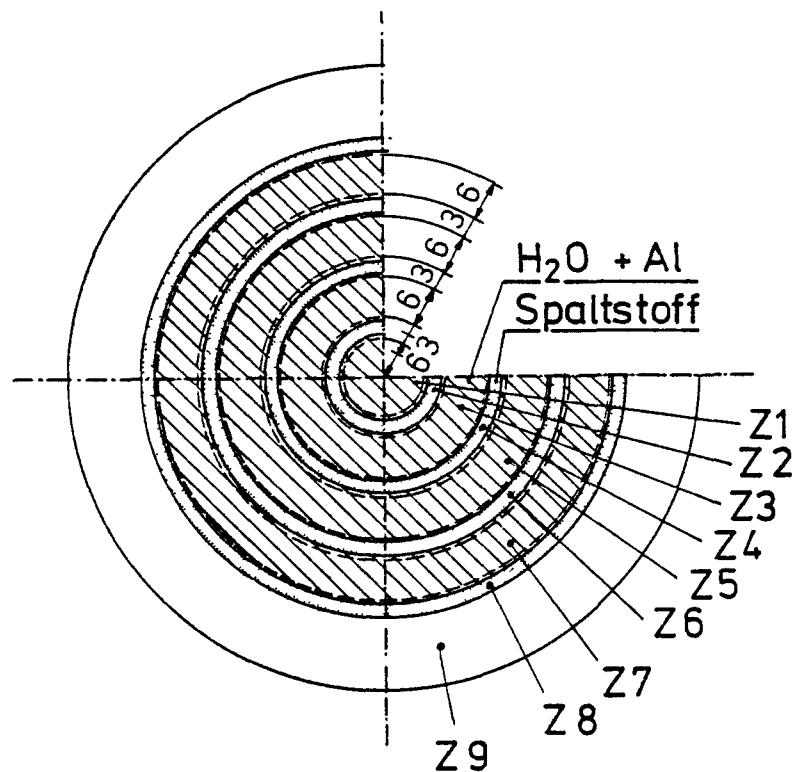


Abb. 4.2: Idealisierte Elementarzelle der Brennstoffzonen 1-4.

$$\begin{array}{ll} \text{Zonenradien: } r_1 = 0,65 \text{ cm} & r_6 = 2,65 \text{ cm} \\ r_2 = 0,85 \text{ cm} & r_7 = 3,35 \text{ cm} \\ r_3 = 1,55 \text{ cm} & r_8 = 3,55 \text{ cm} \\ r_4 = 1,75 \text{ cm} & r_9 = 4,62 \text{ cm} \\ r_5 = 2,45 \text{ cm} & \end{array}$$

Radius dieser Zone ist so bemessen, daß bei Zugrundelegung der realen Materialdichten und durch entsprechende Wahl der Graphit-, H_2O - und Aluminiumanteile die Massenverhältnisse aller Nuklide in der idealisierten Zelle mit denjenigen der realen Zelle übereinstimmen. Das Porenwasser der Graphitdistanzkeile wird in der idealisierten Zelle durch eine erhöhte H_2O -Konzentration in Zone 9 berücksichtigt.

Ferner wird zur Ermittlung der Nuklidkonzentrationen in der Elementarzelle von der Annahme ausgegangen, daß in jedem Brenn-

Tabelle 4.2

Nuklidkonzentrationen für die Spektralrechnung
der Corevariante SAR/KO

SPEKTRALZONE: 1,2,3 und 4

NUKLID	THERMOS-Konzentrationen $\left[\frac{1}{\text{barn.cm}}\right]$			THERMOS Lib.Nr.	GAM-Konz. $\left[\frac{1}{\text{barn.cm}}\right]$	GAM Lib.Nr.
	Zone: 1,3,5,7	Zone: 2,4,6,8	Zone: 9			
H-gebund.	5,7282 E-2	-	3,2524 E-2	1008	3,8113 E-2	1.
B	E-20	E-20	E-20	4	E-20	4.
C	-	-	3,3872 E-2	1203	1,3898 E-2	5.
U-235	-	5,9277 E-4	-	10	9,3183 E-5	10.
U-238	-	2,3697 E-3	-	12	3,7252 E-4	12.
O	2,8641 E-2	7,9000 E-3	1,6262 E-2	1121	2,0298 E-2	23.
Al	8,6316 E-3	4,4474 E-2	1,0387 E-2	25	1,4985 E-2	25.
Mn	E-20	-	E-20	28	E-20	28.
In-115	E-20	-	E-20	70	E-20	70.
La-139	E-20	-	E-20	96	E-20	96.
Au-197	E-20	-	E-20	125	E-20	125.

element jeweils eine Brennstoffplatte durch eine Blindplatte substituiert vorliegt. Um Rechenkosten zu sparen, wird die exakte Brennstoffmenge im jeweiligen Meßzyklus erst in der Diffusionsrechnung berücksichtigt.

Tabelle 4.2 enthält die Nuklidkonzentrationen für die Spektralrechnung mit GAM und THERMOS. In dieser Tabelle sind auch die Nuklidkonzentrationen der Sondenmaterialien in quasi unendlicher Verdünnung angeführt.

In der Diffusionsrechnung wurden als Ringcorebeladung 224 Brennstoff- und 16 Blindplatten gewählt. Das Ringcore enthält somit 4664,05 g U-235. Dieser Beladung entsprechen die Nuklidkonzentrationen in Tabelle 4.3.

Tabelle 4.3

Nuklidkonzentrationen für die Diffusionsrechnung mit EXTERMINATOR-2

SPEKTRALZONE: 1, 2, 3 und 4

NUKLID	Konzentration ₋₁ in (barn.cm)
H	3,8116 E-2
C	1,3897 E-2
U-235	9,6649 E-5
U-238	3,8638 E-4
O	2,0346 E-2
Al	1,4895 E-2

4.1.2 Obere und untere Brennstoffplattenenden (Zone 5)

In axialer Fortsetzung der Spaltregion liegen die Spektralzonen der Brennstoffplattenenden. Die Platten bestehen in diesen Zonen nur mehr aus Aluminium. In den Poren der Distanzkeile wird ein Wassergehalt von 8,3 % der Graphitmasse berücksichtigt. Für die Zellrechnung wird diese Spektralzone idealisiert als homogener Zylinder ($r=3\text{cm}$) dargestellt. Die entsprechenden Nuklidkonzentrationen sind in Tabelle 4.4 enthalten.

4.1.3 Graphitzone im Ringcore (Zone 6)

Der äußere Aluminiumbehälter, die Graphitfüllstücke und Graphitdistanzkeile sowie die eingeschlossenen Wasserspalte bilden gemeinsam die Spektralzone 6. Im Coregraphit wird Porenwasser mit

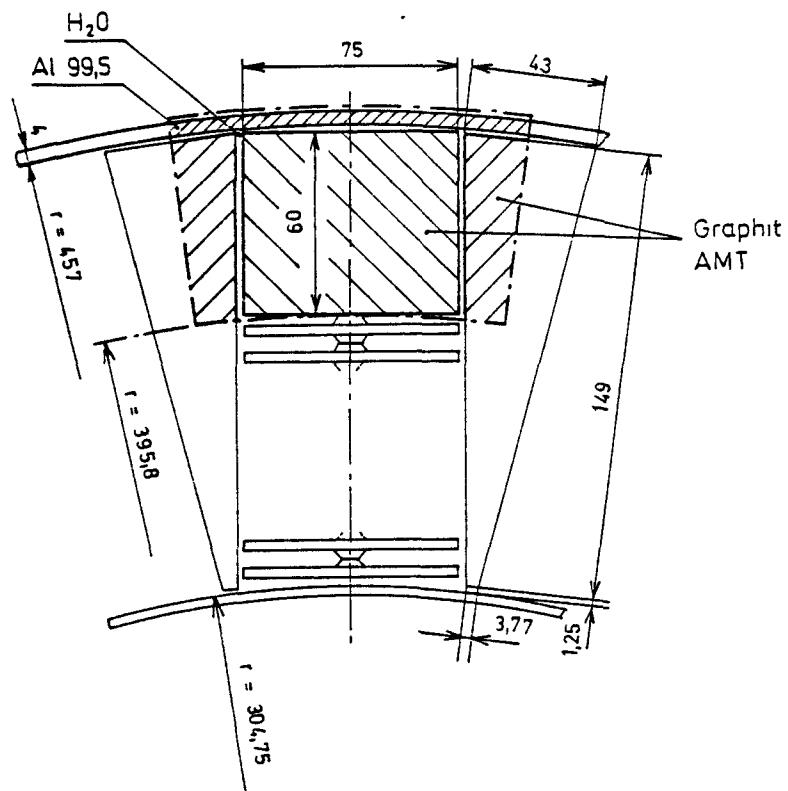


Abb. 4.3: Graphitzone im Ringcore (Zone 6)

einem Anteil von 8,3 Gew. % berücksichtigt. Geometrie und Abmessungen sind aus Abb. 4.3 ersichtlich.

Der strichpunktiert umrandete Bereich in Abb. 4.3 wird als Elementarzelle gedeutet und in der Zellrechnung idealisiert als homogener Zylinder ($r=3\text{cm}$) dargestellt. Die zugehörigen Nuklidkonzentrationen sind in Tabelle 4.4 enthalten.

4.1.4 Moderatorwasser (Zone 7 und 8)

Die in ihrer Struktur identischen Spektralzonen 7 und 8 bestehen aus dem inneren und äußerem Aluminiumbehälter und dem eingeschlossenen Moderatorwasser (Abb. 4.4).

Um den relativ harten Übergang des Neutronenspektrums von der Spalt- zur Reflektorzone fließender zu gestalten, wurde die Wasserzone in zwei Spektralzonen getrennt.

Tabelle 4.4

Nuklidkonzentrationen für die Spektral- und Diffusionsrechnung der Corevariante SAR/KO

SPEKTRALZONE: 5, 6, 7, 8 und 9

NUKLID	GAM-THERMOS- und EXTERMINATOR-Konzentr. [$\frac{1}{\text{barn.cm}} \right]$					THERMOS Lib.Nr.	GAM Lib.Nr.
	Spektral-zone 5	Spektral-zone 6	Spektral-zone 7,8	Spektral-zone 9			
H-gebund.	3,8116 E-2	1,0755 E-2	6,3826 E-2	1,195 E-2	1008	1.	
B	E-20	E-20	E-20	E-20	4	4.	
C	1,3897 E-2	7,6764 E-2	-	5,917 E-3	1203	5.	
U-235	E-20	E-20	E-20	E-20	10	10.	
O	1,9058 E-2	5,3773 E-3	3,1913 E-2	4,201 E-2	1121	23.	
Mg	-	-	-	1,413 E-3	24	24.	
Al	1,7474 E-2	3,9630 E-3	2,7264 E-3	1,897 E-3	25	25.	
Si	-	-	-	3,278 E-2	26	26.	
Fe	. -	-	-	2,804 E-4	29	29.	
Mn	E-20	E-20	E-20	E-20	28	28.	
In-115	E-20	E-20	E-20	E-20	70	70.	
La-139	E-20	E-20	E-20	E-20	96	96.	
Au-197	E-20	E-20	E-20	E-20	125	125.	

In der Zellrechnung werden die Zonen 7 und 8 als homogene Zylinder ($r=3\text{cm}$) dargestellt. Die Nuklidkonzentrationen sind in Tabelle 4.4 enthalten.

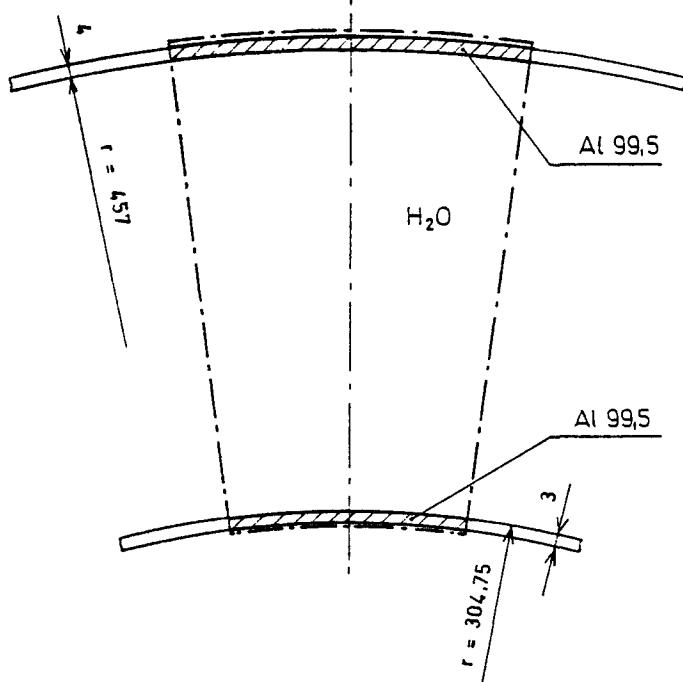


Abb. 4.4: Moderatorwasser (Zone 7 und 8)

4.2 Zentrale Experimentierzone

Der SAR enthält in der vorliegenden Versuchsanordnung anstelle des inneren Reflektors eine Hochtemperaturreaktorzelle. Der Aufbau dieser Region ist schematisch, soweit er in der Zell- bzw. Diffusionsrechnung Berücksichtigung findet, aus Abb. 4.5 ersichtlich.

Die hier beschriebenen neutronenphysikalischen Rechnungen sind als Vorausrechnungen erfolgt. Geringfügige Abweichungen zwischen dem tatsächlichen experimentellen Aufbau und der hier zugrundegelegten Geometrie und Struktur sind nicht zu vermeiden. Dies gilt vor allem für die Packungsdichte der Kugelschüttung. Anstelle der 1192 in der Vorausrechnung erfassten Brennelemente konnten im

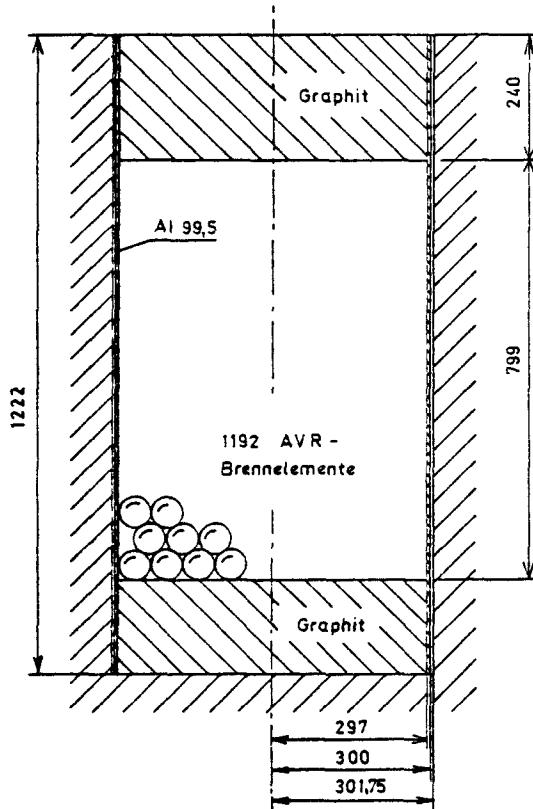


Abb. 4.5: Zentrale Experimentierzone (idealisiert)

Experiment nur 1130 Kugeln in das vorgesehene Volumen eingebaut werden. Die Ursache liegt in den Randstörungen der Schüttung, die sich in kleinen Anordnungen verstärkt auf die Packungsdichte auswirken.

4.2.1 AVR-Reaktorzelle (Zone 19,20,21,22)

Die Zonen 19,20,21 und 22 der Kugelschüttung werden in der Spektralrechnung als sphärische Elementarzellen dargestellt. Für die Dimensionierung der Zellen wird von der Annahme ausgegangen, daß die 1192 AVR-Brennelemente über den gesamten Querschnitt der zentralen Experimentierzone statistisch verteilt vorliegen. Die Masse des Aluminiumbehälters und der Meßkanäle werden über die Zonen 19 - 22 homogen verschmiert. Damit ergibt sich ein

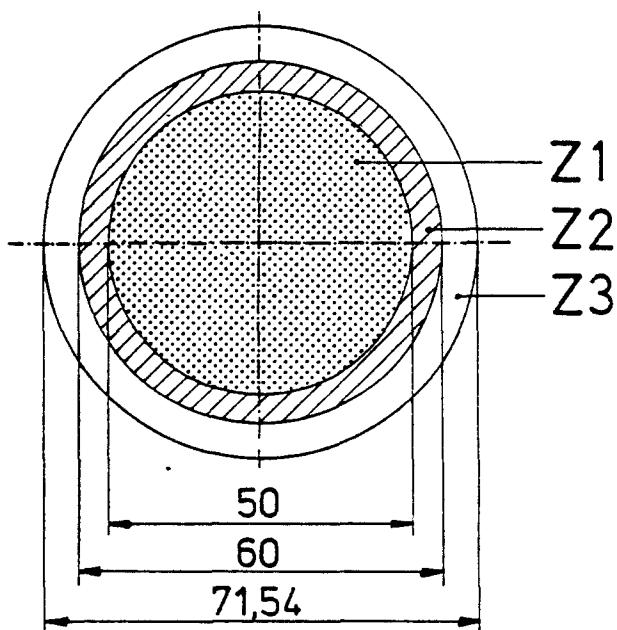


Abb. 4.6: Wigner-Seitz-Zelle der AVR-Kugelzonen 19 - 22.

Zone 1: Pellet (Kohlenstoffmatrix + Coated
Particles homogenisiert)

Zone 2: Graphitschale des Brennelements

Zone 3: Luft

(Die Aluminiummasse des Behälters und der Meß-
kanäle wurde über alle 3 Zonen homogen verteilt).

fiktiver Füllfaktor der Kugelschüttung von 59 %.

Ein AVR-Brennelement und der dem Füllfaktor entsprechende
Luft- und Aluminiumanteil bilden eine Elementarzelle (Abb. 4.6).
Im Pellet werden die Coated Particles (CP) und der Matrixgraphit
unter Berücksichtigung der Flußabsenkung in den CP homogenisiert.
Die notwendigen Nachteilsfaktoren werden vor der eigentlichen
Spektralrechnung ebenfalls mit THERMOS-JÜL ermittelt. Ein
Partikelkern und der auf ein Partikel entfallende Matrix- und
Coating-Graphit bilden das Zweizonenmodell dieser THERMOS-Rechnung
(Abb. 4.7). Die Nuklidkonzentrationen in der Zelle sind der
Tabelle 4.5 zu entnehmen.

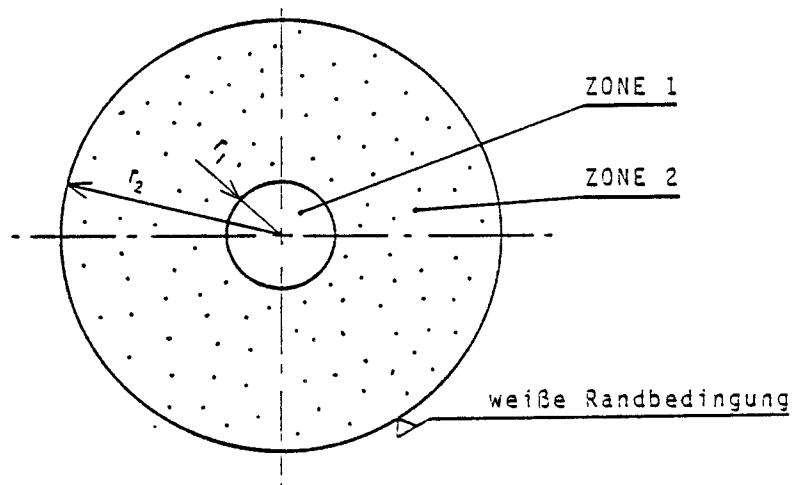


Abb. 4.7: THERMOS-Zelle zur Berechnung der Disadvantage-Faktoren im Pellet des AVR-Brennelements

Zone 1: Partikelkern, $r_1 = 0,01925 \text{ cm}$

Zone 2: Matrix- und Coating-Graphit pro Partikelkern, $r_2 = 0,087599 \text{ cm}$

Tabelle 4.5

Nuklidkonzentrationen in der THERMOS-Zelle zur Berechnung der Disadvantage-Faktoren im Pellet der AVR-Brennelemente.

Nuklid	Konzentration, $\frac{1}{\text{barn} \cdot \text{cm}}$		THERMOS Lib.Nr.
	ZONE 1	ZONE 2	
C	4,50645 E-2	8,5376 E-2	1203
Th-232	1,85691 E-2	-	6
U-234	2,03789 E-5	-	9
U-235	3,69167 E-3	-	10
U-236	1,14625 E-5	-	11
U-238	2,39663 E-4	-	12

Für die 30 THERMOS-Gruppen erhält man in Zone 1 Disadvantage-Faktoren zwischen 0,93274 und 0,99914 und in Zone 2 zwischen 1 und 1,0007.

Tabelle 4.6

Nuklidkonzentrationen für die Spektral- und Diffusionsrechnung
der Corevariante SAR/KO

SPEKTRALZONE: 19, 20, 21 und 22

NUKLID	THERMOS-Konzentration $\left[\frac{1}{\text{barn.cm}}\right]$			THERMOS Lib.Nr.	GAM- und EXTERM.- Konzentration $\left[\frac{1}{\text{barn.cm}}\right]$	GAM Lib.Nr.
	Zone 1	Zone 2	Zone 3			
H-gebund.	-	-	E-20	1008	E-20	1..
B	-1,80023 E-8	-1,83846 E-8	E-20	4	1,87537 E-8 ^{+) 4..}	
C	8,49484 E-2	8,67521 E-2	7,8 E-9	1203	5,05679 E-2	5..
Tl-232	1,97055 E-4	-	-	6	6,72816 E-5	6..
U-234	2,16260 E-7	-	-	9	7,38388 E-8	9..
U-235	3,91758 E-5	-	-	10	1,33760 E-5	10..
U-236	1,21639 E-7	-	-	11	4,15319 E-8	11..
U-238	2,54329 E-6	-	-	12	8,68369 E-7	12..
N	7,4 E-6	7,4 E-6	3,698 E-5	22	1,95278 E-5	22..
O	2,0 E-6	2,0 E-6	9,94 E-6	1121	5,25540 E-6	23..
Al	1,2291 E-3	1,2291 E-3	1,2291 E-3	25	1,2291 E-3	25..
Mn	-	-	E-20	28	E-20	28..
In-115	-	-	E-20	70	E-20	70..
La-139	-	-	E-20	96	E-20	96..
Au-197	-	-	E-20	125	E-20	125..

+) Gilt nur für GAM! Für EXTERMINATOR gilt $N_B = 1.E-20$

Die Graphitabsorptionsquerschnitte der THERMOS- und GAM-Library liegen etwas über bzw. unter dem des Graphits der AVR-Brennelemente. Die Differenzen in diesen Wirkungsquerschnitten kompensieren wir durch die Einführung entsprechender pseudo-Borkonzentrationen.

Der Graphit der AVR-Brennelemente besitzt Poren, die etwa 20 % des gesamten Graphitvolumens ausmachen. Diese Poren sind mit Luft gefüllt. Die entsprechenden Sauerstoff- und Stickstoffkonzentrationen wurden in der Zell- und Diffusionsrechnung berücksichtigt.

Eine zusammenfassende Darstellung aller Nuklidkonzentrationen in den Spektralzonen 19, 20, 21 und 22 enthält Tabelle 4.6.

4.2.2 Axiale Graphitreflektoren in der Experimentierzone (Zone 16 und 17)

Das Neutronenspektrum im Top- und Bodenreflektor wird mit MUPO berechnet. Die Aluminiumanteile des Behälters und der Meßkanäle werden über die Graphitzylinder verschmiert. Die daraus errechneten Nuklidkonzentrationen sind der Tabelle 4.8 zu entnehmen.

4.3 Regel- und Sicherheitsplatten (Zone 10)

Die Spektralzone 10 schließt radial an die ringförmige Corezone an und erstreckt sich axial vom unteren Ende der angehobenen Regel- und Sicherheitsplatten über die Regelmechanik hinweg bis zur Betonabschirmung. Sie umfaßt 6 Regel- und Sicherheitsplatten aus Cadmiumblech einschließlich der Regelmechanik. Diese Bauteile sind im Graphit des äußeren Reflektors eingebettet. Der Feinregelstab und Bauteile, die die Neutronenbilanz des Reaktors nur unwesentlich beeinflussen, werden vernachlässigt. Die übrigen Bauteile werden für die Spektralrechnung mit MUPO homogenisiert.

In den Komponenten der Regelmechanik, und hier vor allem in den Cadmiumplatten, tritt eine beachtliche Flußabsenkung auf. Derartige Effekte würden in einer Zellrechnung bei nulldimensionaler Darstellung der Spektralzone unberücksichtigt bleiben. Um dies wenigstens näherungsweise zu verhindern, werden die Nuklidkonzentrationen der verschiedenen Bauteile nach Maßgabe ihrer Selbstabschirmungsfaktoren reduziert. Die einzelnen Bauteile werden gemäß ihrer mittleren Dicke als unendlich ausgedehnte Platten betrachtet, so daß die Selbstabschirmungsfaktoren G nach der Formel /4.1/

$$G = \frac{\text{mittlerer Fluß in d. Platte}}{\text{Fluß an d. Plattenoberfläche}} = \frac{1-2E_3(\Sigma_{a,th} \cdot d)}{2\Sigma_{a,th} \cdot d}$$

berechnet werden können. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.7 zusammengestellt.

Tabelle 4.7

Selbstabschirmungsfaktoren wesentlicher Bauteile der Regel-einrichtung für thermische Neutronen

Bauteile	Werkstoff	Zusammensetzung	mittlere Plattendicke in cm	G-Faktor (0,0253 eV)
großes Zahnrad	Ms 58	58 % Cu 2 % Pb 40 % Zn	0,6	0,78
kleines Zahnrad	Sinter-bronze	20 % Sn 80 % Cu	0,6	0,78
Welle Lager Scheibe Motorgehäuse Stahlband	X10 Cr 13	87 % Fe 13 % Cr	0,6	0,80
Regelplatte	Cadmium	100 % Cd	0,07	0,0628

In Tabelle 4.8 sind die reduzierten Nuklidkonzentrationen in Zone 10, so wie sie in MUPO verwendet werden, wiedergegeben.

4.4 Äußerer Reflektor (Zone 11,12,13,14 und 15)

Die homogenen Spektralzonen 11 bis 15 umfassen den äußeren Reflektor aus SIGRI-Reaktorgraphit ARS ($\rho=1,69 \text{ g/cm}^3$) mit einem thermischen Absorptionsquerschnitt von 4,55 mbarn /4.2/. Die Nuklidkonzentrationen für die Spektralrechnung mit MUPO sind in Tabelle 4.8 enthalten.

Tabelle 4.8

Nuklidkonzentrationen für die Spektralrechnung
der Corevariante SAR/KO

Spektralzone: 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16 und 17

NUKLID	Nuklidkonzentration $\frac{1}{\text{barn.cm}}$			MUPO Lib.Nr.
	Spektral- zone 10	Spektral- zone 11-15	Spektral- zone 16,17	
U-235	E-20	E-20	E-20	5
Np-237	E-20	E-20	E-20	7
C	8,0243 E-2	8,4753 E-2	8,2105 E-2	20
Cd-113	7,75 E-7	-	-	29
In-115	E-20	E-20	E-20	30
La-139	E-20	E-20	E-20	35
Al	2,35 E-3	-	1,2232 E-3	76
Cr	5,01 E-5	-	-	77
Fe	3,05 E-4	-	-	78
Np-237	E-20	E-20	E-20	82
B	E-20	E-20	E-20	84
B-10	E-20	E-20	E-20	85
Mn	E-20	E-20	E-20	99
Cu	2,17 E-4	-	-	101
Zn	1,01 E-4	-	-	102
In	E-20	E-20	E-20	139
Au-197	E-20	E-20	E-20	181

4.5 Betonabschirmung (Zone 9)

Über die Zusammensetzung der Betonquader zur biologischen Abschirmung liegt keine Analyse vor. Testrechnungen ergaben jedoch, daß die Wahl verschiedener Betonarten die Reaktivität des Reaktors nur unwesentlich beeinflußt. Tabelle 4.9 gibt die Zusammensetzung der Betonart wieder, die diesem Bericht

zugrundeliegt.

Tabelle 4.9

Normalbeton Nr. 4 /4.2a/, Dichte = 2,39 g/cm³

Element	Dichteanteil [g/cm ³]	Atomgew.	Konzentr. $\frac{1}{\text{barn} \cdot \text{cm}}$
H	0,020	1,008	1,195 E-2
O	1,116	15,999	4,201 E-2
C	0,118	12,011	5,917 E-3
Mg	0,057	24,305	1,413 E-3
Al	0,085	26,982	1,897 E-3
Si	0,342	28,085	7,334 E-3
K	0,004	39,102	6,161 E-5
Ca	0,582	40,080	8,746 E-3
Fe	0,026	55,845	2,804 E-4
S	0,007	32,064	1,314 E-4

Kalium, Kalzium und Schwefel sind in der Wirkungsquerschnittsbibliothek der Spektralprogramme GAM-1 und THERMOS nicht enthalten. In der Zellrechnung werden die Anteile dieser Nuklide durch Silizium-Ersatzkonzentrationen simuliert. Die Zuordnung der äquivalenten Si-Konzentrationen erfolgt nach Maßgabe der Absorptionsquerschnitte bei 0,0253 eV. Silizium wird wegen der guten Übereinstimmung des Verhältnisses $I\gamma/\sigma_{\text{th}}$ (Resonanzintegral zum thermischen Absorptionsquerschnitt) von Si und Ca zur Simulation herangezogen.

In der Zellrechnung wird die Spektralzone 9 durch einen Zylinder

($r = 3\text{cm}$) dargestellt. Die Nuklidkonzentrationen sind Tabelle 4.4 zu entnehmen.

4.6 Resonanzintegral des Isotops U-238 im Ringcore des SAR

Die Ermittlung des Resonanzintegrals von U-238 in der Spaltzone des SAR und dessen Verbuchung auf GAM-Gruppen erfolgt mit ZUT-DGL. Für die Größe dieses Integrals ist neben der Materialzusammensetzung vor allem die Geometrie der Brennstoffplatten

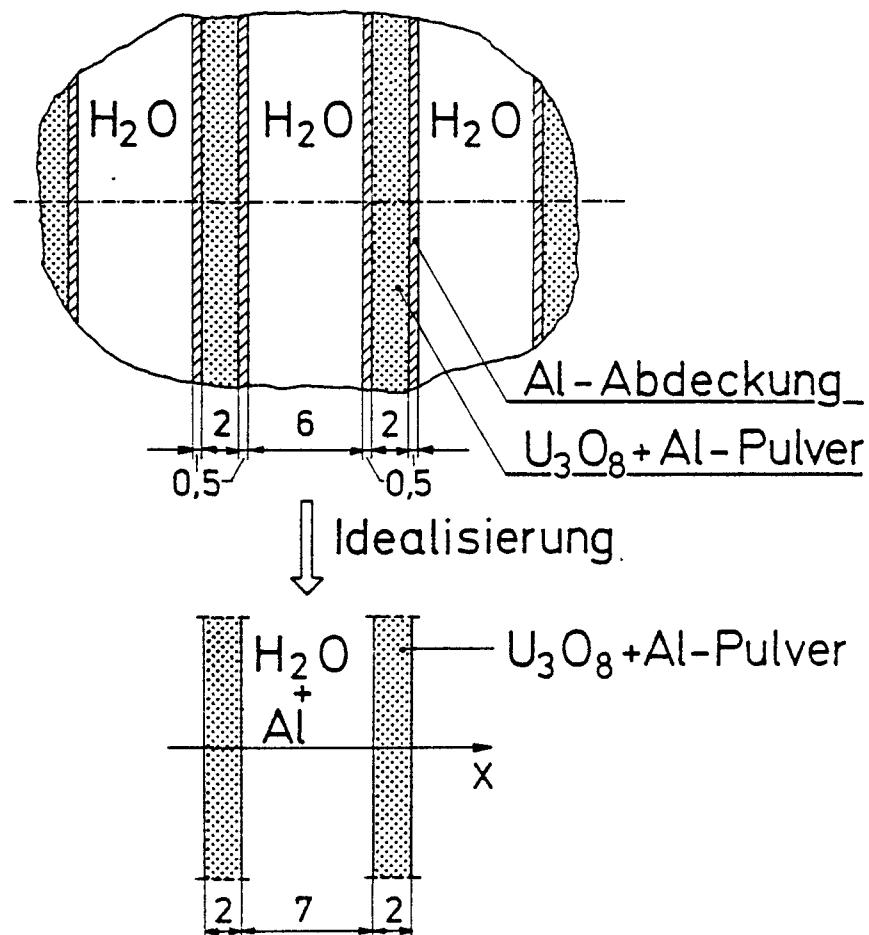


Abb. 4.8: SAR-Brennelement im Querschnitt

und deren Anordnung im Brennelement entscheidend. Die Spaltstoffmatrix wird für die ZUT-Rechnung idealisiert als unendlich ausgedehnte Platte dargestellt (Abb. 4.8). Die Aluminiumabdeckung der Brennstoffplatten wird über das Moderatorwasser verschmiert, so daß schließlich in der modellmäßigen Darstellung das Resonanzintegral von U-238 in einem unendlich ausgedehnten Plattenstapel ermittelt wird.

Die Wechselwirkung der Brennstoffplatten untereinander wird über den Dancoff-Ginsburg Faktor erfaßt. Das Programm ZUT-DGL berechnet diese Größe sowohl in doppelt heterogener Kugelanordnung als auch für periodische Stabanordnungen, jedoch nicht in ebener Plattengeometrie. Dieser Faktor wird daher mit der Formel /4.3/

$$C = 2E_3(\Sigma_s d)$$

extern ermittelt und dem Programm übergeben. Es bedeuten:

d Abstand der Brennstoffplatten

Σ_s Streuquerschnitt im Moderator

und $E_3(x) = \int_1^{\infty} e^{-xU} U^{-3} dU$

Mit $\Sigma_s = 1,29 \text{ cm}^{-1}$ ergibt sich bei einem Plattenabstand von 0,7 cm für den Dancoff-Faktor der Wert

$$C = 0,2504$$

Weitere Inputparameter für die ZUT-Rechnung sind in der folgenden Liste enthalten:

Potentialquerschnitt des U-238 10,7 barn

Verhältnis von Moderator- zu Absorbervolumen in der GAM-Thermos-Zelle 5,3612

Halbe Dicke der Brennstoffmatrix 0,1 cm

Streuquerschnitt /4.4/ des Moderators (Sauerstoff) in der Brennstoffmatrix ... 3,76 barn

Konzentration der U-238 Isotope in der Brennstoffmatrix $2,3704 \cdot 10^{-3} \frac{10^{24}}{\text{cm}^3}$

Konzentrationsverhältnis von Moderator zu Absorber in der Brennstoffmatrix 3,3333

ZUT-DGL liefert nun für das Resonanzintegral des Nuklids U-238 im Energieintervall $3,06 \text{ eV} \leq E \leq 52,5 \text{ keV}$ im Ringcore des Argonaut-Reaktors den Wert:

$$RI_{\text{eff}}(\text{U-238}) = 83,1 \text{ barn.}$$

Das Resonanzintegral von U-238 beträgt in unendlicher Verdünnung 275 barn /4.4/.

4.7 Resonanzintegral der Isotope U-238 und Th-232 in der AVR-Kugelschüttung

Mit ZUT-DGL kann das Resonanzintegral sowohl für aufgelöste als auch für unaufgelöste Resonanzen in doppelt heterogener Kugelkonfiguration direkt berechnet werden, wobei die Struktur der Kugelschüttung durch die numerische Berechnung geometrischer Entkommwahrscheinlichkeiten erfaßt wird.

Mit den Eingabedaten (Tabelle 4.10) liefert ZUT-DGL für Th-232 und U-238 die Resonanzintegrale:

$$RI_{\text{eff}}(\text{Th-232}) = 49,21 \text{ barn für } 6,47 \text{ eV} \leq E \leq 110,09 \text{ keV}$$

$$RI_{\text{eff}}(\text{U-238}) = 264,65 \text{ barn für } 3,06 \text{ eV} \leq E \leq 52,48 \text{ keV}$$

Die Vergleichswerte der Resonanzintegrale in unendlicher Verdünnung betragen:

$$RI_{\infty}(\text{Th-232}) = 85 \pm 3 \text{ barn,}$$

$$RI_{\infty}(\text{U-238}) = 275 \pm 5 \text{ barn.}$$

Tabelle 4.10

Inputdaten zur Berechnung der Resonanzintegrale
für die Isotope U-238 und Th-232 im AVR - Brennelement

INPUTPARAMETER	U-238	Th-232
Potentialstreuquerschnitt des Absorbers/4.5/	10,6 barn	10,15 barn
Verhältnis von Moderator- zu Absorbervolumen in der GAM-THERMOS-Zelle	266	266
Radius des Partikelkerns	0,01925 cm	0,01925 cm
Absorberkonzentration im Partikelkern	$2,3966 \cdot 10^{-4}$	$1,8569 \cdot 10^{-2}$ +
Streuquerschnitt des Moderators (Kohlenstoff) im Partikelkern/4.4/	4,75 barn	4,75 barn
Konzentrationsverhältnis von Moderator zu Absorber im Partikelkern	188,033	2,427
Äußerer Radius des Coated-Particles	0,03781 cm	0,03781 cm
Radius des Pellets (Brennstoffmatrix)	2,5 cm	2,5 cm
Radius des Brennelementes	3 cm	3 cm
Füllfaktor der Coated-Particle-Schüttung	$8,0412 \cdot 10^{-2}$	$8,0412 \cdot 10^{-2}$
Totaler makroskopischer Wirkungsquerschnitt in der Coating-Zone	$0,39688 \text{ cm}^{-1}$	$0,39688 \text{ cm}^{-1}$
Totaler makroskopischer Wirkungsquerschnitt in der Graphitschale des Brennelementes	$0,41240 \text{ cm}^{-1}$	$0,41240 \text{ cm}^{-1}$
Verhältnis der Graphitdichte zwischen den Coated-Particles zur Graphitdichte im Coating	$1,02432 \text{ cm}^{-1}$	$1,02432 \text{ cm}^{-1}$

+ Dimension: $10^{24}/\text{cm}^3$

5. ERGEBNISSE DER REAKTORPHYSIKALISCHEN AUSLEGUNG - VERGLEICH MIT EXPERIMENTELLEN RESULTATEN

Die Anwendung von GAMTEREX auf den Argonaut-Reaktor in seiner Standardversion führte durch den Vergleich errechneter Kritikalitäten mit vorliegenden Meßwerten sukzessive zu einer immer besseren Idealisierung in der modellmäßigen Darstellung des SAR /5.1/.

In der kritischen Versuchsanordnung SAR/KO wird eine graphit-moderierte Hochtemperaturreaktorzelle neutronenphysikalisch an das wassermoderierte Ringcore des Argonaut-Reaktors gekoppelt. Mit dieser kritischen Versuchsanordnung soll ein Einblick in die erzielbare Genauigkeit der Neutronenflußberechnung mit GAMTEREX gewonnen werden. Denn die Erkenntnisse aus den gegenständlichen Untersuchungen dienen gemeinsam mit den Erfahrungen aus dem Test von GAMTEREX an einer wasserbeaufschlagten HTR-Zelle als Beitrag zur Beurteilung der Anwendbarkeiten von GAMTEREX im Störfall des Wassereinbruches.

5.1 Spezielle Probleme bei der Anwendung von GAMTEREX auf die kritische Anordnung SAR/KO

Zur reaktorphysikalischen Erfassung des in prismatischen Einheiten segmentierten Argonaut-Ringcores war eine geometrische Idealisierung besonderer Art notwendig. Denn obwohl die Brennelemente des SAR eine einfache ebene Geometrie aufweisen, mußten sie mangels einer entsprechenden Version im Zellprogramm THERMOS zylindersymmetrisch dargestellt werden.

Offenbar als Folge der von Gruppe zu Gruppe sehr unterschiedlichen Flußwölbung in den Zonen 1-6 lieferte GAM-1 teilweise negative Transportquerschnitte, häufig für Wasserstoff, seltener

für Kohlenstoff, Sauerstoff und Aluminium. Diese negativen Transportquerschnitte gaben meist zu negativen Diffusionskoeffizienten in den jeweiligen Zonen Anlaß. Möglicherweise wird durch die extreme Bucklingrückkopplung in die Neutronenbilanz die Flußverteilung unrealistisch gestört.

Eine konsequente Beseitigung dieser unphysikalischen Ergebnisse gelang nur durch die Vorgabe einer konstanten mittleren Flußwölbung im schnellen Energiebereich. Falls sich in solchen Zonen eine im Mittel positive Flußwölbung ergab (Zone 1, 2, 3 und 4), wurde die GAM-Version in B_1 -Näherung benutzt.

Negative Transportquerschnitte (und teilweise auch negative Feingruppenflüsse) wurden auch vom Spektralprogramm MUPO für die "Regelplattenzone" generiert. Auch hier konnte durch die Vorgabe einer konstanten mittleren Flußwölbung, sowohl im schnellen als auch im thermischen Energiebereich, dieser Effekt beseitigt werden.

Ferner zeigte sich, daß bei einer zu geringen Anzahl von Maschenpunkten im Ringcore das Buckling- und Albedo-Recycling-Verfahren nicht konvergiert. Erst nach einer äußerst sorgfältigen Festlegung des Maschengitters, nach Maßgabe lokaler Flußdepressionen bzw. Flußüberhöhungen, konnte ein "Springen" der Bucklingwerte von Iteration zu Iteration unterdrückt und eine Konvergenz des Iterationsprozesses erzielt werden.

5.2 Kritikalität

Das Argonaut Standardcore SAR/W5A dient in der vorliegenden Studie als Referenzcore zur kritischen Anordnung SAR/KO. Die Zoneneinteilung dieser Corevariante entspricht mit Ausnahme des inneren Reflektors der Anordnung SAR/KO.

Eine Nachrechnung /5.1/ der Kritikalität dieser (SAR/W5A) und einer weiteren Argonaut Standardcorevariante (SAR/V13) mit GAMTEREX und deren Vergleich mit vorliegenden Meßwerten ergab,

daß der effektive Multiplikationsfaktor der Corevariante SAR/V13 um 1,65 % und in der Corevariante SAR/W5A um 1,18 % überschätzt wird (vgl. Tabelle 5.1).

Tabelle 5.1

Beladung, Überschußreaktivitäten und effektive Multiplikationsfaktoren der Corevarianten SAR/V13 und SAR/W5A

	C O R E V A R I A N T E	
	SAR/V13 ^{o)}	SAR/W5A ⁺
Anzahl Brennstoffplatten	218	228
Anzahl Blindplatten	22	12
U-235 Menge i.Core	4539,05 g	4747,34 g
$\rho_{\text{ü}}$ -gemessen	61,8 φ	62,8 φ
k_{eff} -gemessen ^{x)}	1,0043	1,0044
k_{eff} -gerechnet	1,0209	1,0163
relativer Fehler:		
$\frac{\Delta k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}\text{-gemessen}}$	1,65 %	1,18 %

- o) Beladung 1965, Graphitstopfen im Zentralkanal, kein H_2O in den Poren des Coregraphits.
- +) Beladung 1973, Zentralkanal $d = 10$ cm, H_2O in den Poren des Coregraphits.
- x) Den Tabellenwerten " k_{eff} -gemessen" liegt die Zuordnung $100 \varphi = 0,70 \%$ zugrunde.

Tabelle 5.2 gibt einen Überblick über die unendlichen Multiplikationsfaktoren im Ringcore der Corevarianten SAR/V13 und SAR/W5A.

Ausgehend vom Referenzcore SAR/W5A wurde sukzessive die Corevariante SAR/KO errechnet. Damit ließ sich der Einfluß einzelner Bauteile der Testzone auf den effektiven Multiplikationsfaktor erfassen (Abb. 5.1).

Im ersten Schritt wurde der innere Reflektor durch 1192 AVR-Brennelemente substituiert und der entsprechende Hohlraum ober- und unterhalb der Schüttung durch Graphitzylinder gefüllt. Die Reaktivität des Reaktors stieg damit gegenüber der Version SAR/W5A um 1,11 %. Die notwendige Strömungskorrektur der Diffusionskoeffizienten in der Kugelregion führte zu einer Senkung der Reaktivität um 0,34 %. Durch den Einbau des Aluminiumbehälters zur Aufnahme der Brennelemente und Meßkanäle fiel die Reaktivität um weitere 0,33 %. Schließlich konnte mit dem Entfernen von 4 Brennstoffplatten aus dem Ringcore des SAR die Reaktivität auf jenen Wert reduziert werden, der dem Zustand SAR/W5A entsprach.

Tabelle 5.2

Unendliche Multiplikationsfaktoren im Ringcore der Corevarianten SAR/V13, SAR/W5A und SAR/KO

COREVARIANTE	ZONE 1	ZONE 2	ZONE 3	ZONE 4
SAR/V13	1,50370	1,49957	1,50142	1,49286
SAR/W5A	1,50473	1,50098	1,49826	1,49168
SAR/KO	1,50340	1,51149	1,49423	1,49434

Die Berechnung des Neutronenspektrums in der Kugelschüttung (Zone 21) mit dem Code GAM-1 führte zu fehlerhaften Ergebnissen, wie sie bereits im Ringcore aufgetreten waren. Die Kondensation ergab für Wasserstoff negative Transportquerschnitte. Da jedoch der Wasserstoff in dieser Zone quasi unendlich verdünnt vorlag, hatte dieser Fehler auf die Ergebnisse der nachfolgenden Kritikalitätsrechnung keinen Einfluß.

Eine Wiederholung der Spektralrechnung in Zone 21 in B_1 -Näherung

unter der Annahme eines konstanten Bucklings im schnellen Energiebereich führte zu positiven Transportquerschnitten. Welche Auswirkungen der Übergang auf die B_1 -Näherung und die Annahme eines konstanten Bucklings in dieser Zone auf den unendlichen und effektiven Multiplikationsfaktor hat, zeigt Tabelle 5.3.

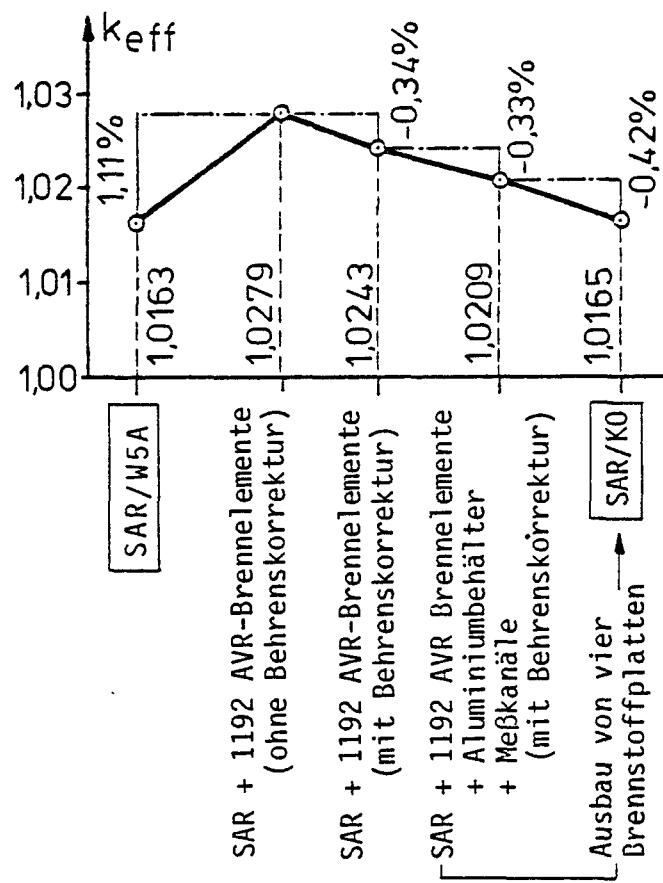


Abb. 5.1: Veränderungen von k_{eff} in den einzelnen Berechnungsphasen während des Aufbaus der Substitutionsregion. Die Zahlenwerte in % geben den Reaktivitätssprung

$$\Delta \rho (A \rightarrow B) = \frac{k_{eff}^B - k_{eff}^A}{k_{eff}^A \cdot k_{eff}^B} \cdot 100$$

zweier benachbarter Berechnungsphasen an.

Ein schlüssiger Vergleich vorausberechneter und gemessener Überschußreaktivitäten der Corevariante SAR/KO kann leider nur beschränkt erfolgen. In der Vorausrechnung gingen wir von der Annahme aus, daß über eine Schütt Höhe von 80 cm hinweg 1192 AVR-Kugeln Platz finden. In der Praxis zeigte sich jedoch, daß in dieser Zone nur 1130 Brennelemente untergebracht werden können.

Tabelle 5.3

Effektive und unendliche Multiplikationsfaktoren der Corevariante SAR/KO

COREVARIANTE	k_{eff}	k_{∞} IM SPEKTRUM DER ZONEN			
		19	20	21	22
SAR/KO	1,01653	1,58861	1,62355	1,60334 ⁺	1,63202
	1,01668	-	-	1,62724 ⁺⁺	-

+) P_1 -Näherung
++) B_1 -Näherung

Darüberhinaus konnte das Ringcore des SAR nicht einheitlich mit Brennstoffplatten beladen werden, die der Vorausrechnung zugrundeliegen. Korrosionsschäden an der Aluminiumabdeckung einzelner Platten zwangen uns, 41 Stück durch Brennstoffplatten zuersetzen, deren U-235 Gehalt dem der ursprünglichen Platten näherungsweise entspricht, deren Anreicherungsgrad jedoch 90 % beträgt.

Reaktionsratenmessungen zeigten, daß ein Nichtberücksichtigen des Hohlraumes über dem Ringcore und dem Topreflektor der Kugelschüttung unzulässig ist. Um den experimentellen Aufbau der

Vorausrechnung besser anzupassen, wurde der Hohlraum durch den Einbau einer zylindrischen Betonplatte (Durchmesser 59,5 cm, Dicke 10 cm) teilweise gefüllt. Dieser zusätzliche Betondeckel wirkt als Reflektor und erhöht die Reaktivität der Anordnung SAR/Standard um $4,7 \pm 0,5 \text{ } \mu$ und SAR/KO um $7,6 \pm 0,9 \text{ } \mu$.

Tabelle 5.4

Beladungsschema und Reaktivitäten der Corevarianten SAR/Standard (SAR/W5A) und SAR/KO in der Vorausrechnung und im Experiment

COREVARIANTE	MESSUNG					VORAUSRECHNUNG			
	Beladung im Experiment		$\rho_{\text{ü}}$	$k_{\text{eff}}^{+})$	Beladung in d. Auslegungsrechng.			k_{eff}	
	Brennstoffpl.	Blindpl.	AVR-BE		Brennstoffpl.	Blindpl.	AVR-BE		
SAR/Standard Beladung 126, Juni 82 (innerer Re- flektor mit Zentralkanal)	229 ++)	11	-	27,3 μ	1,0019	228	12	-	1,0163
SAR/Standard mit zusätz. Betonplatte (innerer Re- flektor mit Zentralkanal)	229 ++)	11	-	32 μ	1,0022				
SAR/KO	229 ++)	11	1130	$35,3 \pm 2 \mu$	1,0025	224	16	1192	1,0165
SAR/KO mit zusätzlicher Betonplatte	229 ++)	11	1130	$42,9 \pm 2 \mu$	1,0030				

+) Den Tabellenwerten k_{eff} liegt die Zuordnung $100 \mu = 0,7 \%$ zugrunde.

++) Infolge Korrosionsschäden an den Brennstoffplatten mit einem Urananreicherungsgrad von 19,806 % waren in der vorliegenden Beladung 41 Stück durch Brennstoffplatten mit demselben U-235 Gehalt, jedoch mit einem Anreicherungsgrad von 90 % ersetzt worden.

In Tabelle 5.4 sind die vorausberechneten Reaktivitäten der verschiedenen Corevarianten den experimentell gewonnenen gegenübergestellt. Würde man in der Corevariante SAR/Standard

(SAR/W5A) eine Brennstoffplatte durch eine Blindplatte ersetzen, dann wäre diese neue Anordnung gerade kritisch. Denn der Ausbau einer Brennstoffplatte reduziert erfahrungsgemäß die Reaktivität des Reaktors um ca. 25 %. Diese neue Konfiguration würde mit der Einschränkung, daß nunmehr 41 Platten ein zu 90 % angereichertes Uran enthalten, der Variante SAR/W5A entsprechen. Im Jahre 1973 betrug die Überschußreaktivität dieser Anordnung aber 62,8 % (vgl. Tabelle 5.1). Offenbar ist in den vergangenen Jahren der Wassergehalt in den Poren des Coregraphits weiter angestiegen.

Experimentell wurde festgestellt, daß der Ersatz des inneren Reflektors durch den Einbau von 1130 Brennstoffkugeln die Reaktivität des Reaktors um 0,08 % erhöht (Tabelle 5.4). Die Vorausrechnung ergab für den Einbau von 1192 Kugeln eine Reaktivitätssteigerung von 0,46 % (siehe Abb. 5.1).

5.3 Das Neutronenspektrum in der Kugelschüttung und im Ringcore des SAR

Die Struktur des Argonaut-Reaktors mit kugelförmigen Brennlementen im Zentrum des Ringcores ist extrem heterogen. Das Studium der Neutronenspektren in den verschiedenen Reaktorzonen ist von großem Interesse, da gerade hier die Wirkung der Buckling- und Albedo-Recycle-Technik besonders deutlich wird.

In den folgenden Histogrammen ist stets der Neutronenfluß pro Lethargieeinheitsintervall über der Lethargie- und logarithmischen Energieskala dargestellt. Die Ordinate trägt einen willkürlichen Maßstab. Die beiden Balken unterhalb der Abszisse beinhalten das Fein- und Breitgruppenschema. Mit einem Schrägstreich von der Zonenummer getrennt, deuten die Symbole B_1 oder P_1 auf das benutzte Näherungsverfahren zur Lösung der Transportgleichung im schnellen Energiebereich hin.

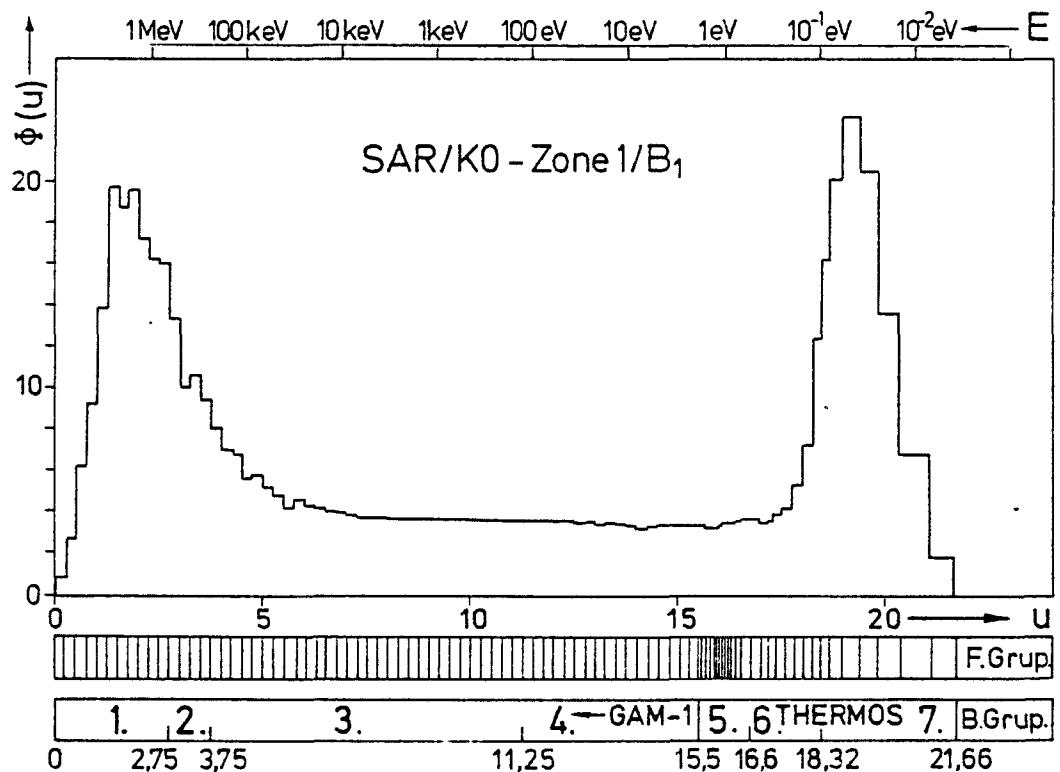


Abb. 5.2: Neutronenspektrum im Ringcore des Argonaut-Reaktors

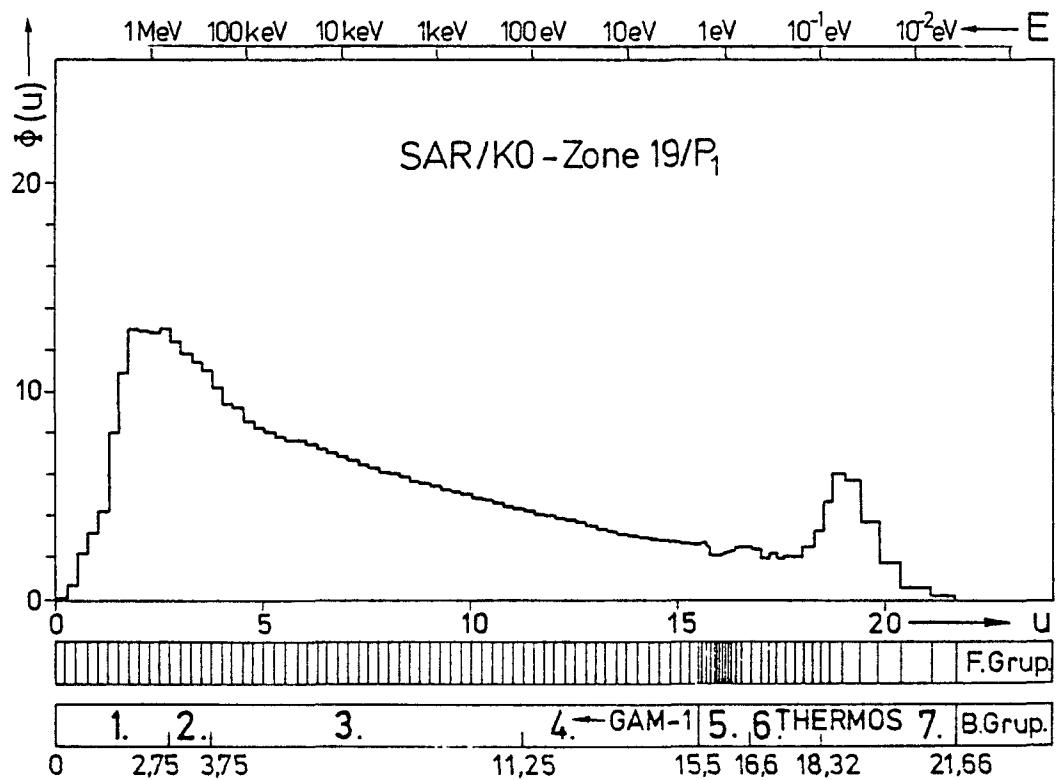


Abb. 5.3: Neutronenspektrum im Zentrum der AVR-Testzone

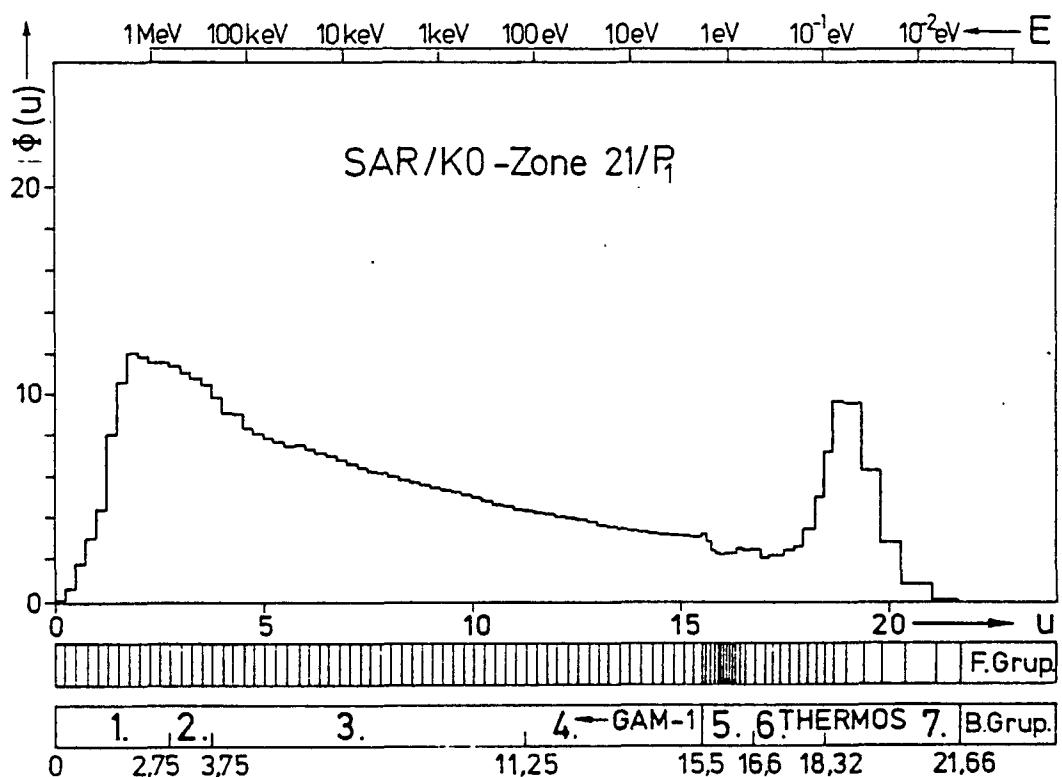


Abb. 5.4: Neutronenspektrum an der Peripherie der AVR-Testzone
(P₁-Näherung)

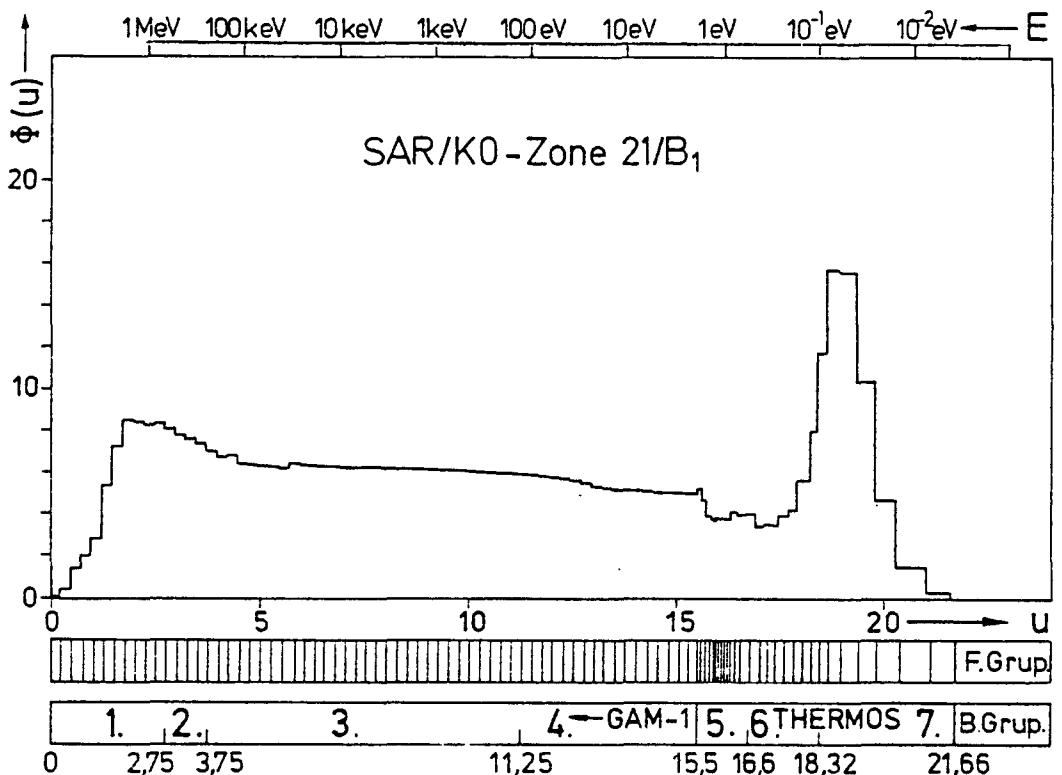


Abb. 5.5: Neutronenspektrum an der Peripherie der AVR-Testzone
(B₁-Näherung)

Die Abbildung 5.2 zeigt das Neutronenspektrum im Ringcore des Argonautreaktors. Der relativ hohe Anteil an schnellen Neutronen läßt auf eine Untermoderation im Ringcore schließen. Im Anschluß an den vorerst äußerst flach verlaufenden Bremsbereich des Spektrums wird der Einfluß des Resonanzabsorbers U-238 lediglich durch drei leichte Dellen zwischen 50 und 5 eV sichtbar. In den Spektren der Kugelzonen, mit den an U-235 wesentlich höher angereicherten AVR-Brennelementen, treten diese Resonanzen nicht mehr in Erscheinung (Abb. 5.3).

Die trockene Kugelregion ist extrem untermoderiert und übt auf das Ringcore im thermischen Energienbereich eine Art Sogwirkung aus. Als Folge der Albedo-Rückkopplung spiegelt sich dieser Effekt in den Neutronenspektren der Kugelzonen wider. Dieses Gefälle an thermischen Neutronen vom Ringcore zum Zentrum der Kugelregion ist aus dem Vergleich der Abbildungen 5.2 und 5.3 gut zu erkennen.

Zur Vermeidung negativer Transportquerschnitte mußte in der Zellrechnung mancher Spektralzonen die Transportgleichung in B_1 -Näherung integriert werden. Jene Veränderungen, die sich durch eine Anwendung der B_1 - anstelle der P_1 -Näherung im Neutronenspektrum ergaben, sind am Beispiel der Zone 21 (Corevariante SAR/KO) aus den Abbildungen 5.4 und 5.5 ersichtlich. Die beiden Spektren weichen erheblich voneinander ab. Zum Teil sind diese Differenzen dem unterschiedlichen Berechnungsmodus zuzuordnen. Andererseits kommen sie auch dadurch zustande, daß bei einer Anwendung der B_1 -Näherung nur ein mittleres Buckling der vier schnellen Gruppenflüsse an den Code übergeben werden kann (vgl. Tabelle 5.5).

Im zylindrischen Graphitreflektor der Substitutionsregion (Zone 16) wird das Neutronenspektrum mit MUPO ermittelt. Es weist einen deutlichen Peak im schnellen Energienbereich auf, obwohl in dieser Zone selbst keine Spaltneutronen produziert werden (Abb. 5.6). Der Anteil schneller Neutronen kommt also hier lediglich durch die gruppenweise Buckling-Rückkopplung aus der Diffusionsrechnung zustande.

Tabelle 5.5

Bucklings und Albedos der Zone 19

GRUPPE	ZONE 19 (P_1 -Näherung)	ZONE 19 (B_1 -Näherung)	
1	-7,3372 E-4		
2	1,6178 E-4		
3	2,3506 E-3	1,488 E-3	Buckling in cm^{-2}
4	2,2129 E-3		
5	9,9413 E-1	9,9413 E-1	
6	9,8521 E-1	9,8521 E-1	
7	1,0255 E+0	1,0255 E+0	Albedo

(Die tabellierten "Bucklings" sind bereits
mit dem Faktor $\frac{D_{\text{hom}} + C_B}{D_{\text{hom}}}$ korrigiert)

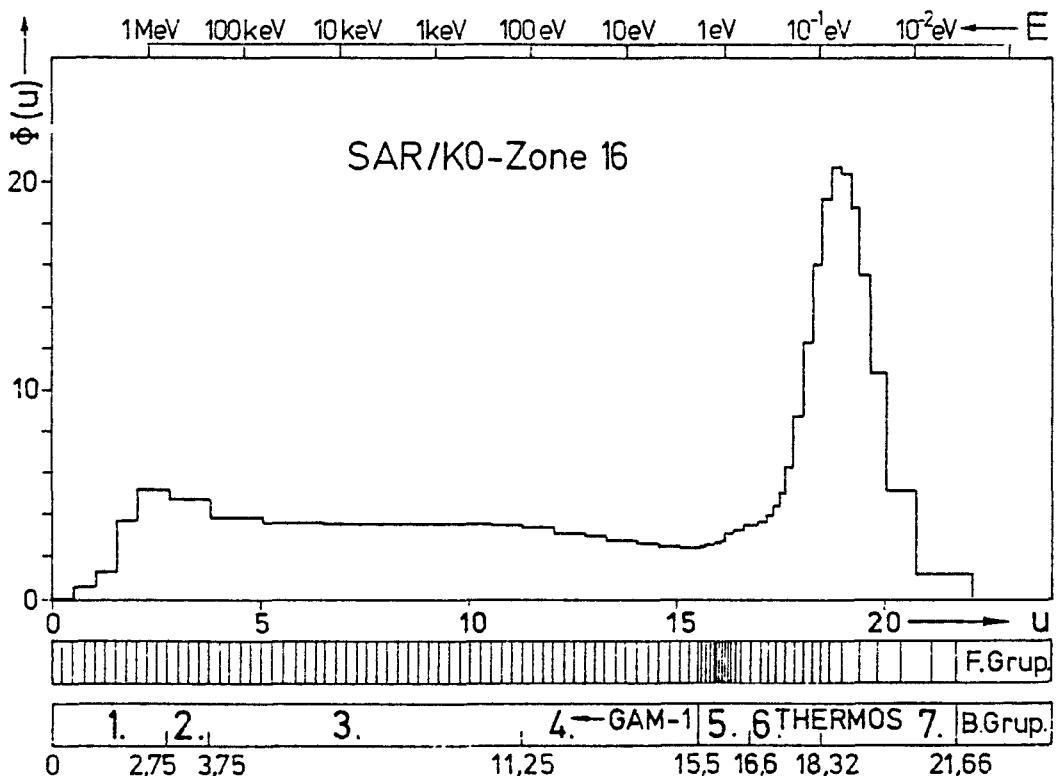


Abb. 5.6: Neutronenspektrum im axialen Graphitreflektor der AVR-Testzone.

5.4 Globale Flußtraversen

Mit dem Code EXTERMINATOR-2 wurden für die Corevarianten SAR/W5A und SAR/KO Neutronenflußverteilungen in 7 Energiegruppen punktweise berechnet. Typische Flußtraversen dieser Corevarianten sind in den folgenden Abbildungen für eine Reaktorleistung von $12,8 \times 10^{-7}$ Watt graphisch dargestellt.

Im Referenzreaktor (Abb.5.7 und 5.8) verlaufen die axialen Flußprofile im wesentlichen sinusförmig. Nur die ringförmigen Wasserzonen ober- und unterhalb der Brennelemente führen zu einer deutlichen Aufwölbung des 7. Gruppenflusses (Abb.5.8).

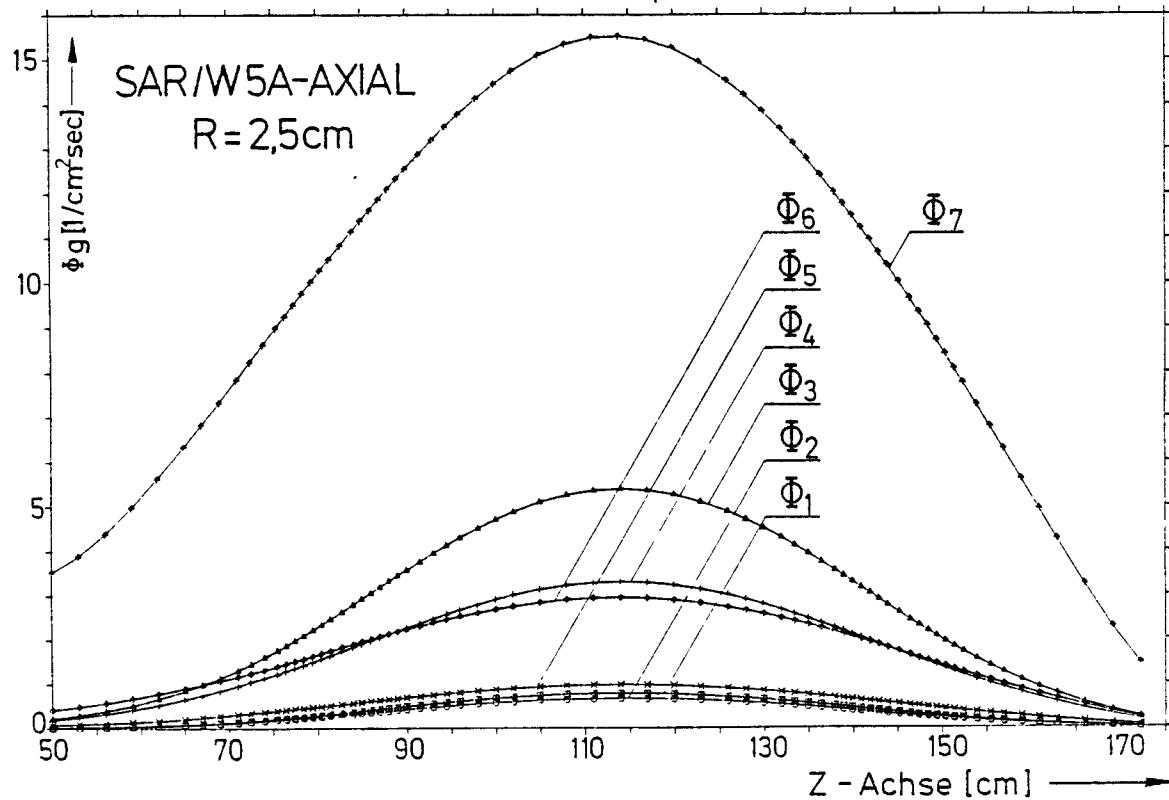


Abb.5.7: Axiale 7-Gruppen Neutronenflußverteilung im Zentrum des inneren Reflektors der Corevariante SAR/W5A (Argonaut-Standardcore).

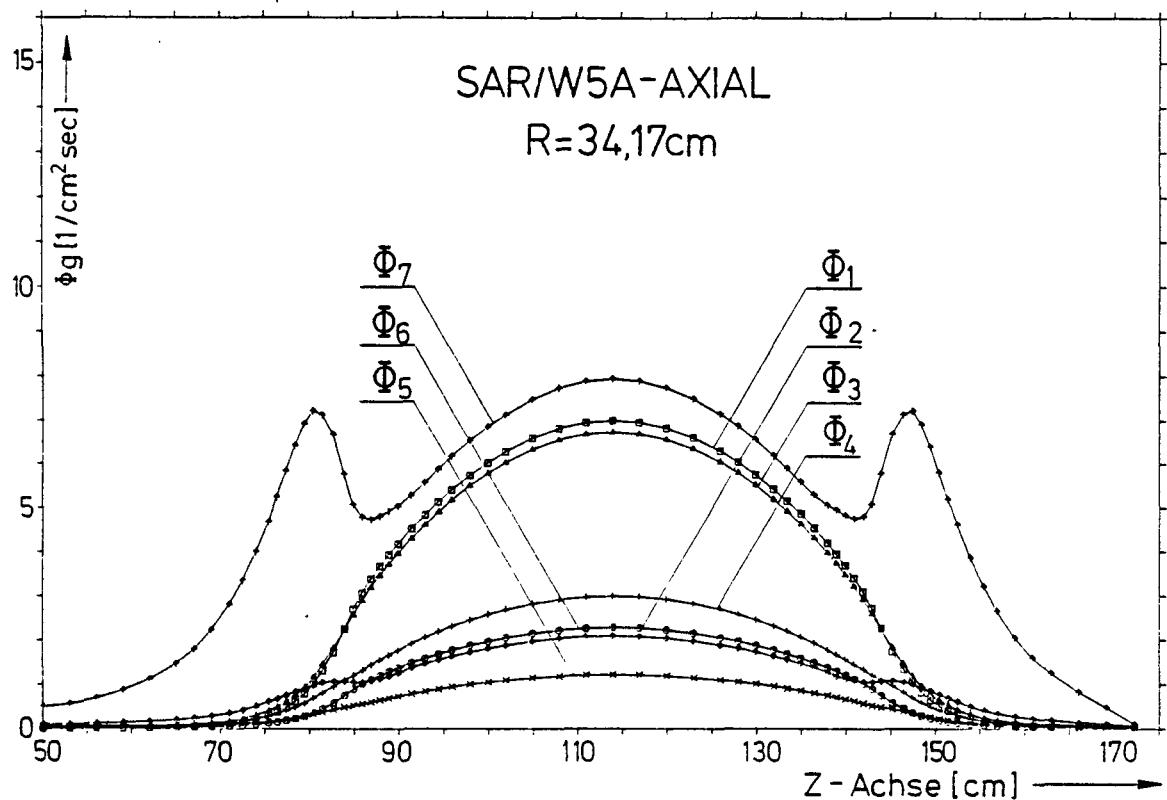


Abb. 5.8: Axiale 7-Gruppen Neutronenflußverteilung in den Brenn-
elementen des Argonaut-Reaktors (Corevariante SAR/W5A)

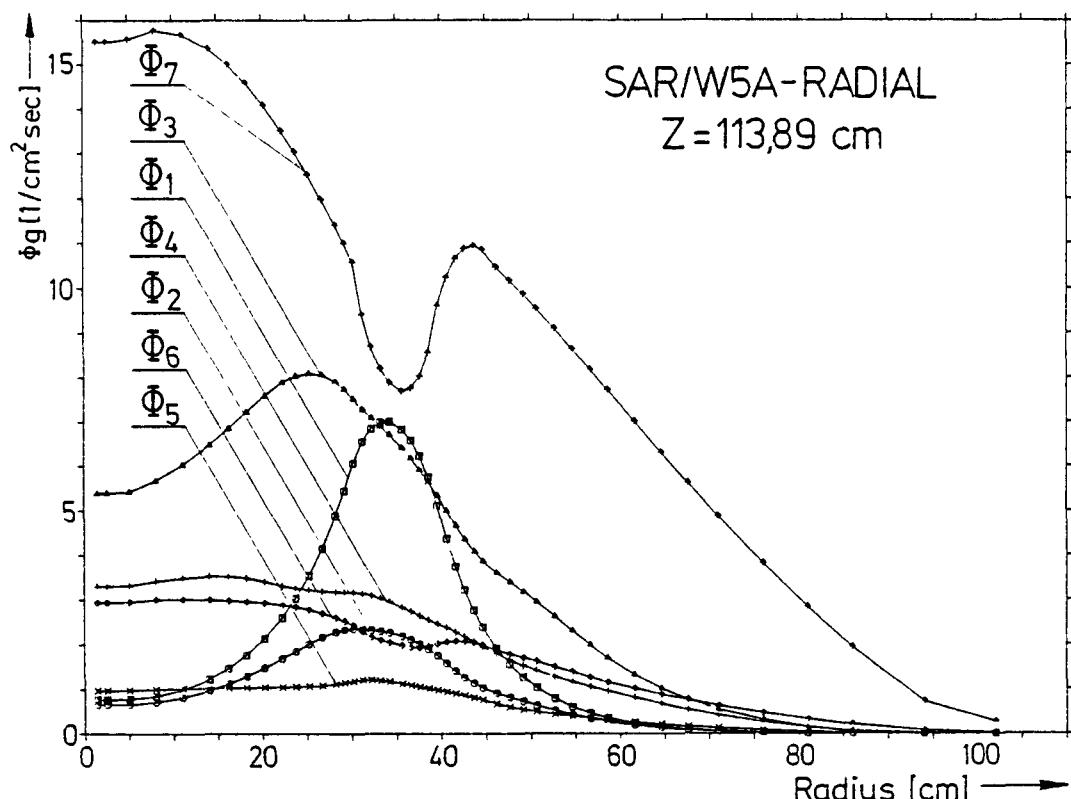


Abb. 5.9: Radiale 7-Gruppen Neutronenflußverteilung der Core-
variante SAR/W5A in halber Corehöhe.

Das Radialprofil (Abb.5.9) weist im Ringcore eine extreme Flußdepression im thermischen Energierbereich auf. Der schnellste Gruppenfluß hat naturgemäß dort sein Maximum. Vor allem an jenen Gruppenflüssen, die zum Reaktorzentrum hin ihr Maximum anstreben, wird die flußabsenkende Wirkung des Zentralkanals sichtbar (Abb.5.9).

Der Ersatz des inneren Reflektors durch eine statistische Schüttung aus AVR-Brennelementen (Corevariante SAR/KO) führt zu einer wesentlichen Veränderung der Flußlandschaft (Abb.5.10, 5.11, 5.12 und 5.13). Das Axialprofil (Abb.5.10) lässt auf ein relativ hartes Spektrum in der Kugelzone schließen. Der 7. Gruppenfluß ist stark abgesenkt. Nur die axialen Graphitreflektoren ober- und unterhalb der Kugelschüttung führen zu

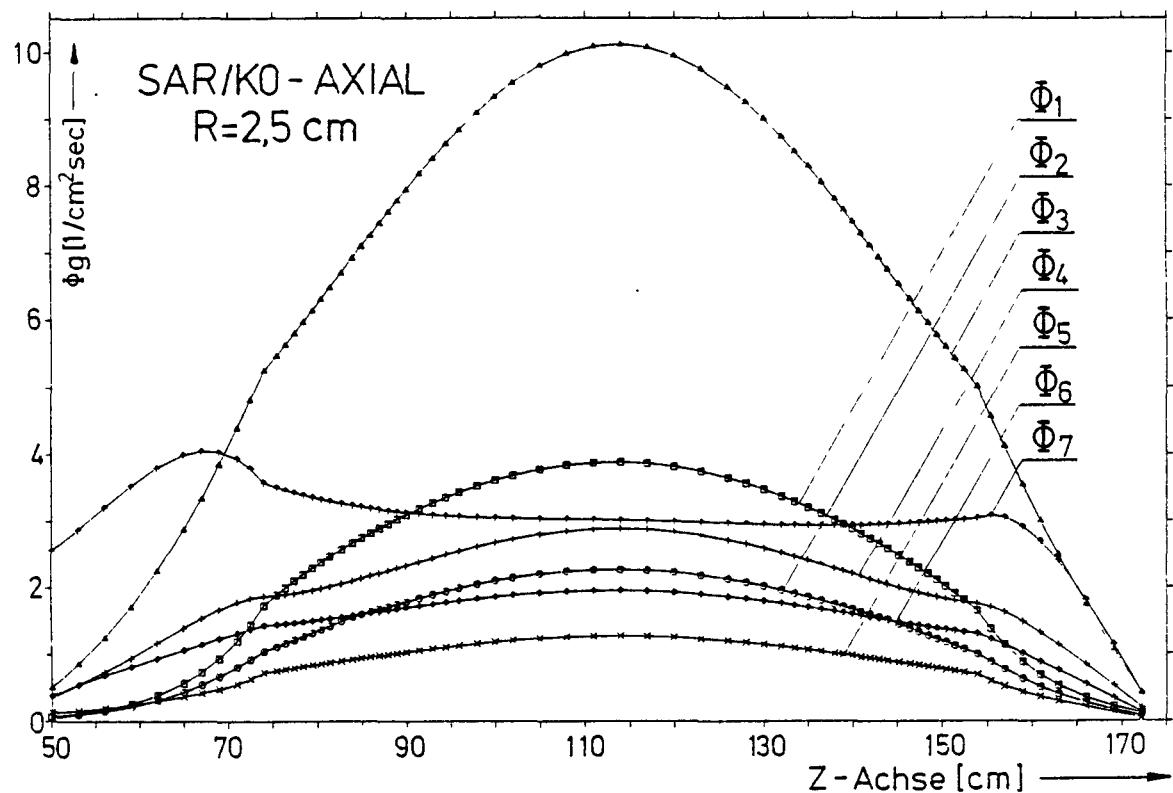


Abb. 5.10: Axiale 7-Gruppen Neutronenflußverteilung im Zentrum der AVR-Testzone (Corevariante SAR/KO).

einer sanften Aufwölbung. Dieser Mangel an thermischen Neutronen in der Testzone führt zu einem intensiven Zustrom thermischer Neutronen vom äußeren Reflektor in das Ringcore und Reaktorzentrum. Die im Radialprofil steil zum Reaktorzentrum abfallende Flanke des 7. Gruppenflusses stützt diese Behauptung (Abb.5.13).

Diese Verarmung des Ringcores an thermischen Neutronen wird auch aus Abb.5.11 deutlich. Die thermischen Flußüberhöhungen, hervorgerufen durch die Wasserzonen ober- und unterhalb der Brennelemente, treten in der Corevariante SAR/KO viel stärker hervor als dies bei SAR/W5A der Fall war (vgl. Abb.5.8).

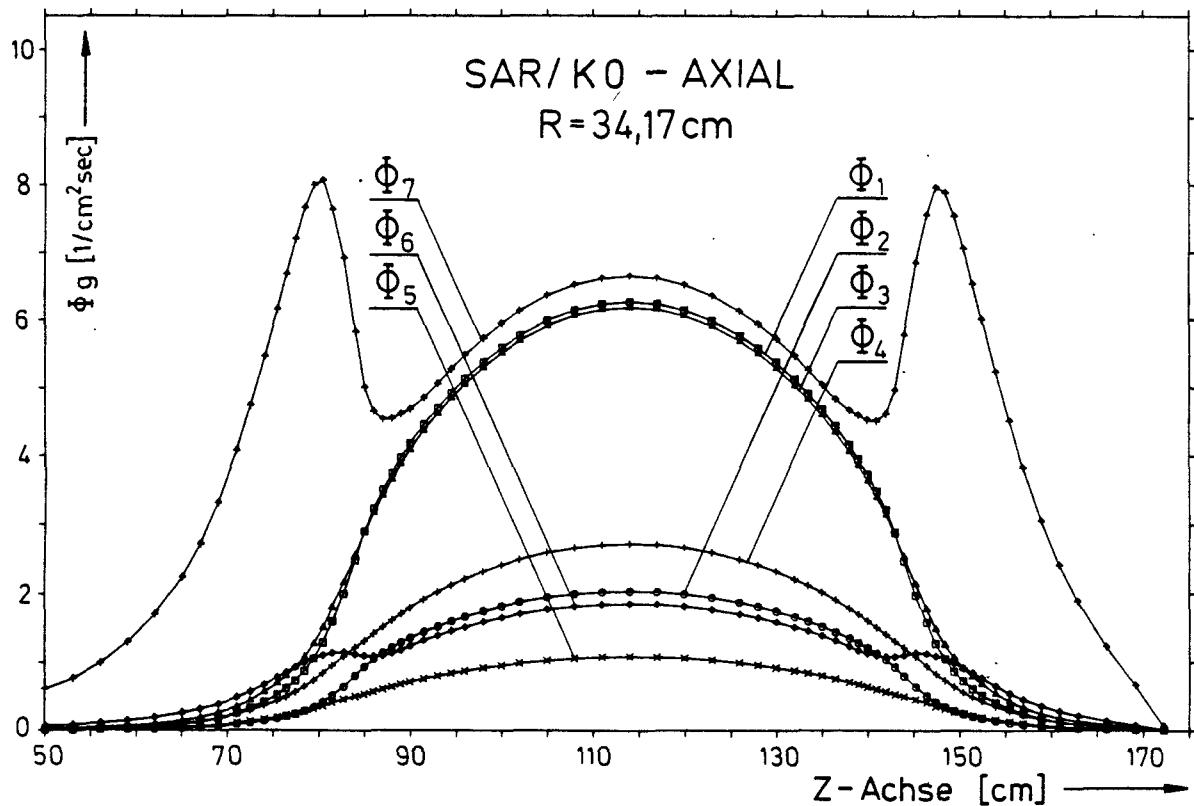


Abb.5.11: Axiale 7-Gruppen Neutronenflußverteilung in den Brennelementen des Argonautreaktors (Corevariante SAR/KO).

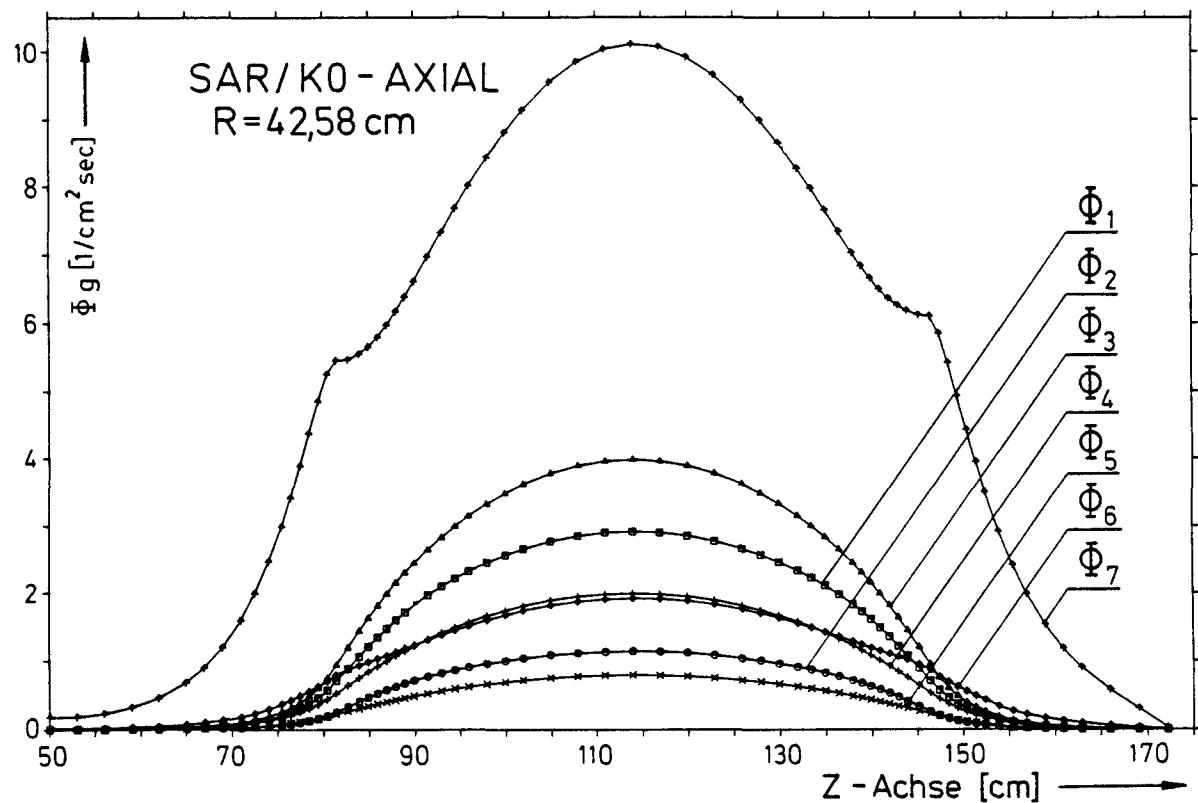


Abb. 5.12: Axiale 7-Gruppen Neutronenflußverteilung entlang der Graphitfüllstücke (Corevariante SAR/K0).

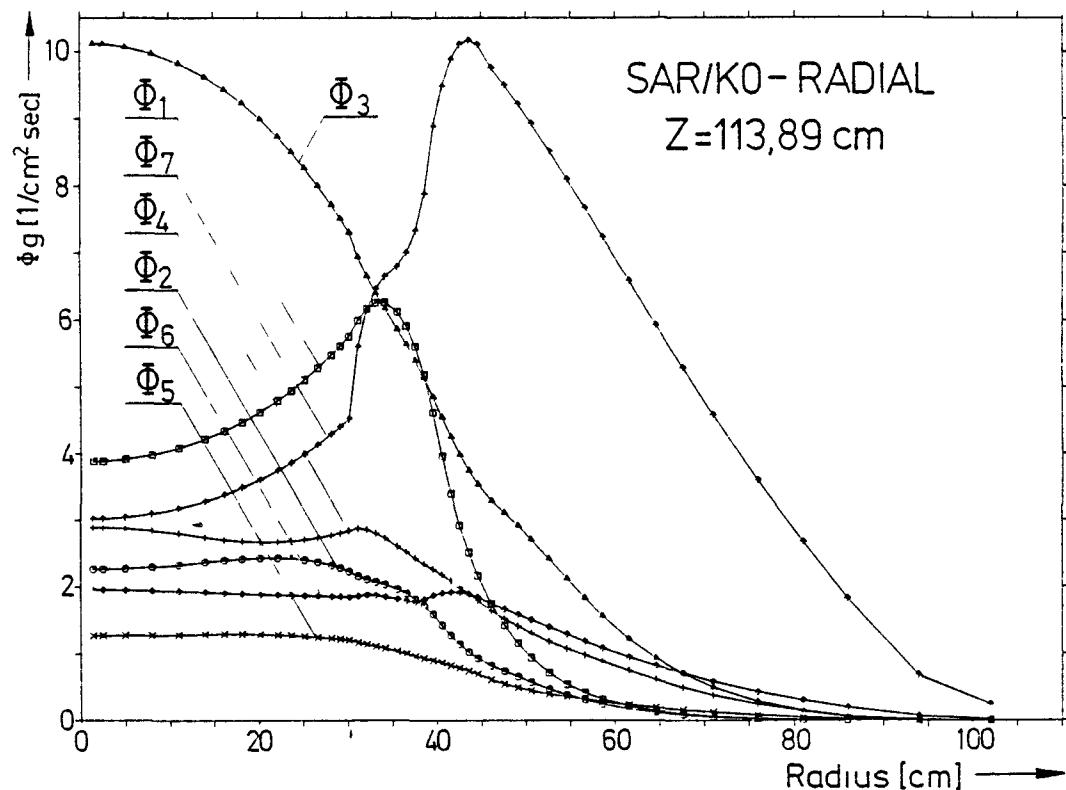


Abb. 5.13: Radiale 7-Gruppen Neutronenflußverteilung in halber Corehöhe (Corevariante SAR/K0).

5.5 Reaktionsraten

Ein wesentlicher Bestandteil im Test der Anwendbarkeit neutronenphysikalischer Rechenverfahren zur Auslegung von Kernreaktoren ist der Vergleich vorausberechneter Reaktionsraten mit der Sättigungsaktivität bestrahlter Foliendetektoren. Der Ratenvergleich ermöglicht indirekt eine Kontrolle der errechneten Flußverteilung. Indirekt deshalb, weil nicht die Flüsse selbst, sondern nur Produktsummen aus Foliengruppenquerschnitt mal Gruppenfluß einem Vergleich unterzogen werden können.

Zur Berechnung der Reaktionsraten ist neben der Kenntnis der Gruppenflüsse auch die der Folienquerschnitte vonnöten, und diese können vor allem bei Folien mit ausgeprägtem Resonanzverhalten eine zusätzliche Fehlerquelle darstellen. Eine besondere Bedeutung kommt bei nicht ideal dünnen Folien der Bereitstellung geeigneter Korrekturfaktoren für die Folienselbstabschirmung zu.

Ein weiteres Problem bildet die Anpassung vorausberechneter Raten an die Meßwerte. Die Anpassung erfolgt stets willkürlich an einem ausgezeichneten Ort des Ratenprofiles. Treten Abweichungen zwischen theoretisch vorhergesagten und experimentell ermittelten Raten auf, gestattet oft erst der Vergleich einer Folge von Ratenprofilen verschiedener Detektormaterialien und die Zuhilfenahme von Cadmiumverhältnissen der betreffenden Folie eine Aussage über die tatsächliche Zone fehlerhafter Flußberechnung.

In der Auslegungsrechnung wurde angenommen, daß die Unterkante der Regel- und Sicherheitsplatten mit der Oberkante der Brennstoffplatten fluchtet. Die Steuerung des Reaktors erfordert aber eine überkritische Beladung und damit verbunden ein tieferes Einfahren der Regelplatten. Als Folge sind in der Vorausrechnung nicht enthaltene Flußstörungen an der Peripherie des Ringcores zu erwarten.

Die Folienabsorptions- oder Folienspaltquerschnitte werden im Zellspektrum kondensiert. Die im allgemeinen von Zone zu Zone variablen Querschnittssätze führen zu physikalisch nicht rele-

vanten Sprünge im Ratenprofil an der Trennfläche benachbarter Zonen. In der graphischen Darstellung der Ratenprofile sind diese Sprünge durch Mittelwerte an der Zonengrenze ersetzt. Eine Abweichung gemessener Ratenprofile von vorausberechneten ist daher in der Umgebung von Zonengrenzen nicht zwingend als fehlerhafte Flußberechnung zu deuten.

Zu beachten ist ferner, daß die Ratenprofile in homogenisierten Spektralzonen errechnet wurden, die Messung aber an einem bestimmten Ort der heterogenen Zellstruktur erfolgt.

5.5.1 Detektorauswahl und Selbstabschirmungskorrekturen

Die Reaktionsraten wurden über die Sättigungsaktivität bestrahlter Aktivierungsdetektoren gemessen.

Diese Detektoren sind kleine scheibenförmige Sonden mit bekannten neutronenphysikalischen Eigenschaften. Als Spaltsonde für den thermischen Energiebereich wurde U-235 Draht verwendet. Die Bestrahlung der Sonden erfolgte im Neutronenfeld des SAR. Die in den Sonden induzierte Aktivität ist proportional zur Reaktionsrate.

5.5.1.1 Auswahl der Detektoren

Um die berechneten Reaktionsraten in den einzelnen Energiegruppen zu kontrollieren, müssen die Reaktionsraten in diesen Energiegruppen mit Aktivierungsdetektoren gemessen werden. Es ist daher vorteilhaft, wenn die Hauptresonanzen der Aktivierungsdetektoren in verschiedenen Energiegruppen liegen.

In der Tabelle 5.6 sind die Energiegruppeneinteilung und die Energie der Hauptresonanz der Detektorfolien angegeben.

Die Abb. 5.14 zeigt den Verlauf der relativen Absorptionsquerschnitte für einige Detektoren. Man erkennt, daß die größten Werte der Absorptionsquerschnitte für Gold-, Indium- und Manganfolien in jeweils benachbarten Energiegruppen liegen.

Die Spaltsonde U-235 zeigt kein Resonanzverhalten, der Spaltquerschnitt ist in der thermischen Gruppe am größten.

Tabelle 5.6: Energiegruppeneinteilung und Lage der Hauptresonanzen

Gruppe	Energiebereich [eV]	Hauptresonanz des Detektormaterials [eV]		
		Mn	Au	In
1	$0,64 \cdot 10^6$ - $0,1 \cdot 10^8$			
2	$0,235 \cdot 10^6$ - $0,64 \cdot 10^6$			
3	$1,3 \cdot 10^2$ - $0,235 \cdot 10^6$	337		
4	$1,85 \cdot 10^2$ - $1,3 \cdot 10^2$		4,9	
5	$0,615$ - $1,85$			
6	$0,11$ - $0,615$			
7	$0,039$ - $0,11$			

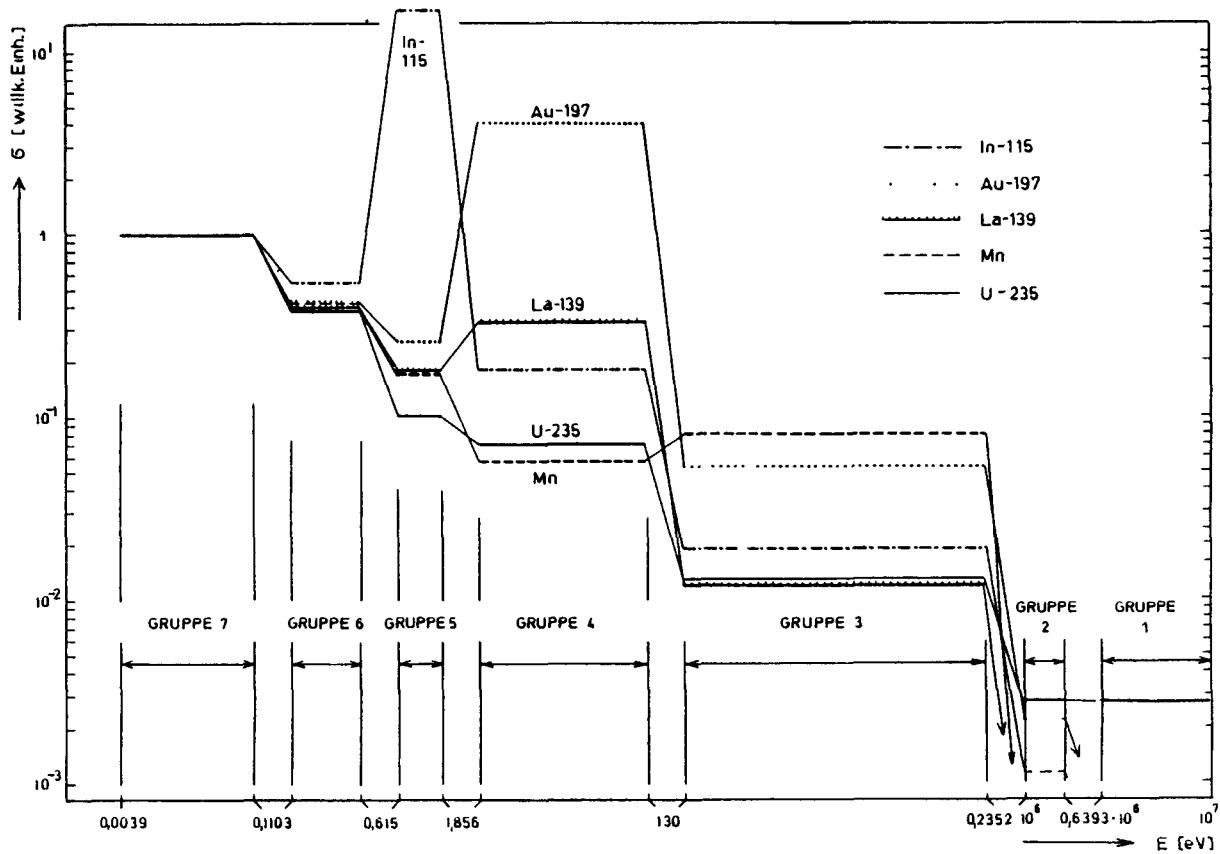


Abb. 5.14: Relative Absorptions- und Spaltquerschnitte einiger Detektoren

5.5.1.2 Korrektur der Reaktionsraten

Die vorausberechneten Reaktions- und Spaltraten gelten für ideal dünne Aktivierungs- und Spaltsonden. Tatsächlich haben die Sonden aus praktischen und vor allem meßtechnischen Gründen eine endliche Dicke.

Um die für unendliche Verdünnung vorausberechneten Reaktionsraten mit den für endliche Dicken gemessenen Reaktionsraten vergleichen zu können, sind Korrekturen notwendig. Diese Korrekturen betreffen die Flußdepression und die Selbstabschirmung.

Die Flußdepression ist eine Störung des Neutronenflusses nahe der Sondenoberfläche. Dabei wirkt die endlich dicke Sonde im Streumedium (Absorber) als Senke für thermische Neutronen.

Diese Absenkung des Neutronenflusses bestimmt auch den notwendigen Abstand zweier benachbarter Folien, insbesondere bei Cd-Bedeckung.

Bei der Selbstabschirmung schirmen äußere Sondenschichten die inneren Schichten ab, so daß keine homogene Durchaktivierung erfolgt.

Im thermischen Energiebereich können Flußdepression und Selbstabschirmung durch Wahl entsprechend dünner Folien verringert werden.

Als Faustformel für "neutronenphysikalisch dünne" Folien im thermischen Energiebereich gilt die Beziehung

$$\Sigma_0 \cdot d \leq 0,01 \quad (\text{Optische Dicke})$$

Σ_0 makroskopischer Wirkungsquerschnitt im thermischen Energiebereich $[\text{cm}^{-1}]$

d Foliendicke $[\text{cm}]$

Demnach sind Gold- und Indiumfolien bis ca. 15 μm Dicke neutronenphysikalisch dünn, d.h. Flußdepression und Selbstabschirmung liegen in der Größenordnung von 1 %. Wegen des kleinen

thermischen Absorptionsquerschnittes liegt diese Grenze für Mangan über 90 μm Dicke.

Es war geplant, mit Detektoren zu messen, die im thermischen Bereich neutronenphysikalisch dünn sind. Davon mußte aber wegen einer vernünftigen Zählstatistik und einer so gering wie möglichen Strahlenbelastung des Personals abgegangen werden. Die Foliendicke wurde schließlich so gewählt, daß die Wahl von Reaktorleistung, Bestrahlungs- und Meßzeit bei der Bestimmung der Zählrate der aktivierten Folien einen mittleren statistischen Fehler von ca. 1 % ergab. Außerdem mußte ein Aufheizen des Reaktors im Hinblick auf die vielen erforderlichen Meßreihen unbedingt vermieden werden. Damit konnte die Strahlenbelastung des Personals bei der Versuchsdurchführung (Einbauen und Herausnehmen der Detektoren) in Grenzen gehalten werden. Dies galt besonders für Tätigkeiten im Bereich der Treiberzone.

Die Verwendung nicht neutronenphysikalisch dünner Sonden im thermischen Bereich erforderte somit auch eine Selbstabschirmungskorrektur.

Die Flußdepression ist bei Resonanzsonden zu vernachlässigen. Dagegen besitzt die Selbstabschirmung von Resonanzdetektoren große Bedeutung. Wegen der großen Resonanzquerschnitte kann die obige Bedingung für realistische Folienstärken (gute experimentelle Handhabung, ausreichende Aktivierungsmenge) nicht mehr sinnvoll erfüllt werden. Die Reaktionsrate endlich dicker Folien muß daher bezüglich Selbstabschirmung im epithermischen Energiebereich unbedingt korrigiert werden.

Die Selbstabschirmung hängt wesentlich vom Energiespektrum ab, in dem sich der Detektor befindet. In verschiedenen Spektralzonen sind somit energiegruppenabhängige Selbstabschirmungsfaktoren zu verwenden.

Für die Gesamtreaktionsrate endlich dicker Detektoren in der Spektralzone j gilt allgemein:

$$(RR)_{ges,j} = \sum_g \phi_{gj} \cdot \Sigma_{gj} \cdot F_{gj}$$

ϕ_{gj} ortsabhängiger Gruppenfluß

Σ_{gj} mittlerer makroskopischer Wirkungsquerschnitt in der Spektralzone j

F_{gj} Selbstabschirmungsfaktor der Energiegruppe g in der Spektralzone j

Die Selbstabschirmungsfaktoren F_{gj} erhält man aus aufwendigen Rechnungen mit Transportprogrammen.

Die Beiträge der partiellen Reaktionsraten ideal dünner Folien zur Gesamtreaktionsrate sind in einer Spektralzone durch die Größen ϕ_{gj} und Σ_{gj} bestimmt.

Werte für die mikroskopischen Wirkungs- und Spaltquerschnitte sind in den Tabellen 5.7 - 5.10 angegeben.

Für Goldfolien (Hauptresonanz bei 4,9 eV) ist der Wirkungsquerschnitt in der 4. Gruppe ($1,85 \text{ eV} - 1,3 \cdot 10^2 \text{ eV}$) in allen Zonen um ca. eine Zehnerpotenz größer als in den anderen Gruppen.

Die mikroskopischen Wirkungsquerschnitte von In-115 (Hauptresonanz bei 1,45 eV) haben ihre größten Werte in der 5. Gruppe ($0,615 - 1,85 \text{ eV}$). Bemerkenswert sind auch noch die Beiträge in der 6. und 7. Gruppe.

Die größten Wirkungsquerschnitte von Mn-56 (Hauptresonanz bei 337 eV) liegen in der 7. Gruppe (thermische Gruppe). Nackte Manganfolien erfassen daher vorwiegend den thermischen Bereich. Mit Manganfolien unter Cadmiumbedeckung könnte die 3. Gruppe überprüft werden.

Der Spaltquerschnitt von U-235 ist ebenfalls in der 7. Gruppe am größten. In der 6. Gruppe ist der Spaltquerschnitt schon um den Faktor drei kleiner. U-235 Draht dient daher als thermische Sonde.

MIKROSKOPISCHER ABSORPTIONSQUERSCHNITT IN BARN

COREVARIANTE: SAR/KO

ISOTOP: AU-197

GR.	ZONE: 1	ZONE: 2	ZONE: 3	ZONE: 4
1	0.69333E-1	0.69325E-1	0.69356E-1	0.69359E-1
2	0.19081E 0	0.19081E 0	0.19081E 0	0.19081E 0
3	0.45590E+1	0.45600E+1	0.45561E+1	0.45557E+1
4	0.35370E+3	0.35373E+3	0.35361E+3	0.35360E+3
5	0.22521E+2	0.22558E+2	0.22526E+2	0.22560E+2
6	0.37747E+2	0.37247E+2	0.38626E+2	0.38639E+2
7	0.87105E+2	0.86049E+2	0.88161E+2	0.88118E+2

GR.	ZONE: 5	ZONE: 6	ZONE: 7	ZONE: 8
1	0.64351E-1	0.73384E-1	0.72697E-1	0.72697E-1
2	0.19122E 0	0.19195E 0	0.19150E 0	0.19179E 0
3	0.49495E+1	0.50940E+1	0.50730E+1	0.53629E+1
4	0.37172E+3	0.37501E+3	0.36702E+3	0.37561E+3
5	0.22489E+2	0.22511E+2	0.22487E+2	0.22487E+2
6	0.39313E+2	0.38980E+2	0.40729E+2	0.41548E+2
7	0.87050E+2	0.86868E+2	0.87469E+2	0.87609E+2

GR.	ZONE: 19	ZONE: 20	ZONE: 21	ZONE: 22
1	0.79855E-1	0.79914E-1	0.78860E-1	0.78266E-1
2	0.19337E 0	0.19112E 0	0.19382E 0	0.19231E 0
3	0.41487E+1	0.38232E+1	0.42193E+1	0.38934E+1
4	0.31128E+3	0.35542E+3	0.32580E+3	0.36438E+3
5	0.22516E+2	0.22405E+2	0.22449E+2	0.22390E+2
6	0.35072E+2	0.35709E+2	0.36192E+2	0.37029E+2
7	0.73273E+2	0.73890E+2	0.73858E+2	0.74686E+2

GR.	ZONE: 16	ZONE: 17
1	8.7221E-2	8.7221E-2
2	1.9439E-1	1.9439E-1
3	5.2252E 0	4.9391E 0
4	3.2550E+2	3.4044E+2
5	2.2777E+1	2.2786E+1
6	3.6817E+1	3.7251E+1
7	8.2626E+1	8.3895E+1

Tabelle 5.7: Mikroskopischer Absorptionsquerschnitt von Gold in verschiedenen Spektralzonen

MIKROSKOPISCHER ABSORPTIONSQUERSCHNITT IN BARN

COREVARIANTE: SAR/KO

ISOTOP: IN-115

GR.	ZONE: 1	ZONE: 2	ZONE: 3	ZONE: 4
1	0.13447E 0	0.13446E 0	0.13452E 0	0.13453E 0
2	0.21111E 0	0.21111E 0	0.21111E 0	0.21111E 0
3	0.34885E+1	0.34892E+1	0.34865E+1	0.34862E+1
4	0.33307E+2	0.33310E+2	0.33299E+2	0.33298E+2
5	0.32186E+4	0.32085E+4	0.32173E+4	0.32079E+4
6	0.10120E+3	0.10081E+3	0.10206E+3	0.10212E+3
7	0.18438E+3	0.18223E+3	0.18652E+3	0.18644E+3

GR.	ZONE: 5	ZONE: 6	ZONE: 7	ZONE: 8
1	0.12541E 0	0.14101E 0	0.14356E 0	0.14356E 0
2	0.21128E 0	0.21150E 0	0.21139E 0	0.21150E 0
3	0.37521E+1	0.38547E+1	0.38344E+1	0.40280E+1
4	0.34666E+2	0.34951E+2	0.34262E+2	0.35002E+2
5	0.31921E+4	0.30855E+4	0.31860E+4	0.31857E+4
6	0.10162E+3	0.10139E+3	0.10252E+3	0.10305E+3
7	0.18396E+3	0.18361E+3	0.18477E+3	0.18504E+3

GR.	ZONE: 19	ZONE: 20	ZONE: 21	ZONE: 22
1	0.15170E 0	0.15175E 0	0.15059E 0	0.14981E 0
2	0.21200E 0	0.21117E 0	0.21216E 0	0.21160E 0
3	0.32560E+1	0.30314E+1	0.33052E+1	0.30815E+1
4	0.29688E+2	0.33409E+2	0.30894E+2	0.34183E+2
5	0.31319E+4	0.33603E+4	0.32729E+4	0.33897E+4
6	0.99422E+2	0.99783E+2	0.10002E+3	0.10055E+3
7	0.15740E+3	0.15857E+3	0.15851E+3	0.16009E+3

GR.	ZONE: 16	ZONE: 17
1	8.4778E-2	8.4778E-2
2	1.9207E-1	1.9207E-1
3	3.0071E 0	2.8649E 0
4	3.3082E+1	3.4010E+1
5	2.3802E+3	2.3090E+3
6	9.8187E+1	9.8481E+1
7	1.7560E+2	1.7803E+2

Tabelle 5.8: Mikroskopischer Absorptionsquerschnitt von Indium in verschiedenen Spektralzonen

MIKROSKOPISCHER ABSORPTIONSQUERSCHNITT IN BARN

COREVARIANTE: SAR/KO

ISOTOP: MN

GR.	ZONE: 1	ZONE: 2	ZONE: 3	ZONE: 4
1	0.46679E-2	0.46682E-2	0.46637E-2	0.46612E-2
2	0.60139E-2	0.60139E-2	0.60138E-2	0.60137E-2
3	0.94456E 0	0.94460E 0	0.94412E 0	0.94384E 0
4	0.65182E 0	0.65183E 0	0.65177E 0	0.65173E 0
5	0.20710E+1	0.20760E+1	0.20717E+1	0.20763E+1
6	0.47899E+1	0.47178E+1	0.49150E+1	0.49164E+1
7	0.11597E+2	0.11455E+2	0.11739E+2	0.11733E+2

GR.	ZONE: 5	ZONE: 6	ZONE: 7	ZONE: 8
1	0.41979E-2	0.45047E-2	0.28877E-2	0.28877E-2
2	0.60321E-2	0.60611E-2	0.60399E-2	0.60553E-2
3	0.10371E+1	0.10729E+1	0.10449E+1	0.11124E+1
4	0.66905E 0	0.67254E 0	0.66668E 0	0.67123E 0
5	0.20701E+1	0.20687E+1	0.20726E+1	0.20727E+1
6	0.50231E+1	0.49747E+1	0.52293E+1	0.53484E+1
7	0.11594E+2	0.11569E+2	0.11651E+2	0.11670E+2

GR.	ZONE: 19	ZONE: 20	ZONE: 21	ZONE: 22
1	0.42311E-2	0.42311E-2	0.42310E-2	0.42307E-2
2	0.60042E-2	0.60042E-2	0.60042E-2	0.60041E-2
3	0.95671E 0	0.95671E 0	0.95669E 0	0.95660E 0
4	0.65702E 0	0.65702E 0	0.65701E 0	0.65700E 0
5	0.20573E+1	0.20160E+1	0.20321E+1	0.20104E+1
6	0.44034E+1	0.44962E+1	0.45666E+1	0.46883E+1
7	0.97224E+1	0.98065E+1	0.98021E+1	0.99149E+1

GR.	ZONE: 16	ZONE: 17
1	3.4803E-3	3.4803E-3
2	6.1673E-3	6.1673E-3
3	1.0959E 0	1.0301E 0
4	6.2192E-1	6.3496E-1
5	2.1549E 0	2.1660E 0
6	4.6693E 0	4.7324E 0
7	1.0991E+1	1.1164E+1

Tabelle 5.9: Mikroskopischer Absorptionsquerschnitt von Mangan in verschiedenen Spektralzonen.

MIKROSKOPISCHER SPALTQUERSCHNITT IN BARN

COREVARIANTE: SAR/KO

ISOTOP: U-235

GR.	ZONE: 1	ZONE: 2	ZONE: 3	ZONE: 4
1	0.12501E+1	0.12501E+1	0.12500E+1	0.12500E+1
2	0.12745E+1	0.12745E+1	0.12745E+1	0.12745E+1
3	0.60702E+1	0.60712E+1	0.60673E+1	0.60669E+1
4	0.32487E+2	0.32487E+2	0.32488E+2	0.32488E+2
5	0.47581E+2	0.47215E+2	0.47532E+2	0.47194E+2
6	0.16995E+3	0.16889E+3	0.16892E+3	0.16816E+3
7	0.42654E+3	0.44219E+3	0.41038E+3	0.41063E+3

GR.	ZONE: 5	ZONE: 6	ZONE: 7	ZONE: 8
1	0.12371E+1	0.12430E+1	0.12537E+1	0.12537E+1
2	0.12751E+1	0.12767E+1	0.12754E+1	0.12759E+1
3	0.64569E+1	0.66043E+1	0.65777E+1	0.68629E+1
4	0.32384E+2	0.32356E+2	0.32425E+2	0.32358E+2
5	0.48202E+2	0.47870E+2	0.48333E+2	0.48335E+2
6	0.18678E+3	0.18514E+3	0.19377E+3	0.19780E+3
7	0.49885E+3	0.49761E+3	0.50169E+3	0.50254E+3

GR.	ZONE: 19	ZONE: 20	ZONE: 21	ZONE: 22
1	0.12409E+1	0.12407E+1	0.12431E+1	0.12440E+1
2	0.12792E+1	0.12755E+1	0.12799E+1	0.12775E+1
3	0.57805E+1	0.53799E+1	0.57708E+1	0.54507E+1
4	0.32568E+2	0.32340E+2	0.32512E+2	0.32273E+2
5	0.46774E+2	0.45399E+2	0.45945E+2	0.45210E+2
6	0.16188E+3	0.16502E+3	0.16740E+3	0.17147E+3
7	0.38190E+3	0.38541E+3	0.38522E+3	0.38996E+3

GR.	ZONE: 16	ZONE: 17
1	1.2316E 0	1.2316E 0
2	1.2809E 0	1.2809E 0
3	6.7519E 0	6.4675E 0
4	3.2723E+1	3.2620E+1
5	5.0992E+1	5.1432E+1
6	1.7638E+2	1.7826E+2
7	4.6863E+2	4.7723E+2

Tabelle 5.10: Mikroskopischer Spaltquerschnitt von U-235
in verschiedenen Spektralzonen

Es ist zu erwarten, daß die U-235 Spaltsonde etwa dieselben Ergebnisse wie die nackte Manganfolie liefert.

Aus den Tabellenwerten für die Wirkungsquerschnitte erkennt man, daß der Hauptbeitrag des Wirkungsquerschnittes aus jener Energiegruppe kommt, in der die Resonanz der Detektorfolie liegt. Für die Berechnung der Reaktionsraten in den einzelnen Spektralzonen sind daher vor allem die Selbstabschirmungsfaktoren der Resonanzgruppe entscheidend.

Wie stark der Wirkungsquerschnitt die Reaktionsrate mitbestimmt, hängt von der Gewichtung mit dem Gruppenfluß ab.

Die Abb. 5.15 zeigt die berechneten Beiträge der partiellen Reaktionsraten zur gesamten axialen Reaktionsrate für Goldfolien in unendlicher Verdünnung. Die Hauptbeiträge zur Gesamtrate kommen aus der 4. und 7. Gruppe. Die restlichen Beiträge sind gering. Zur Gesamtrate trägt auch hier neben dem thermischen Fluß nur der Gruppenfluß bei, in dessen Gruppe die Resonanz der Detektorfolie liegt.

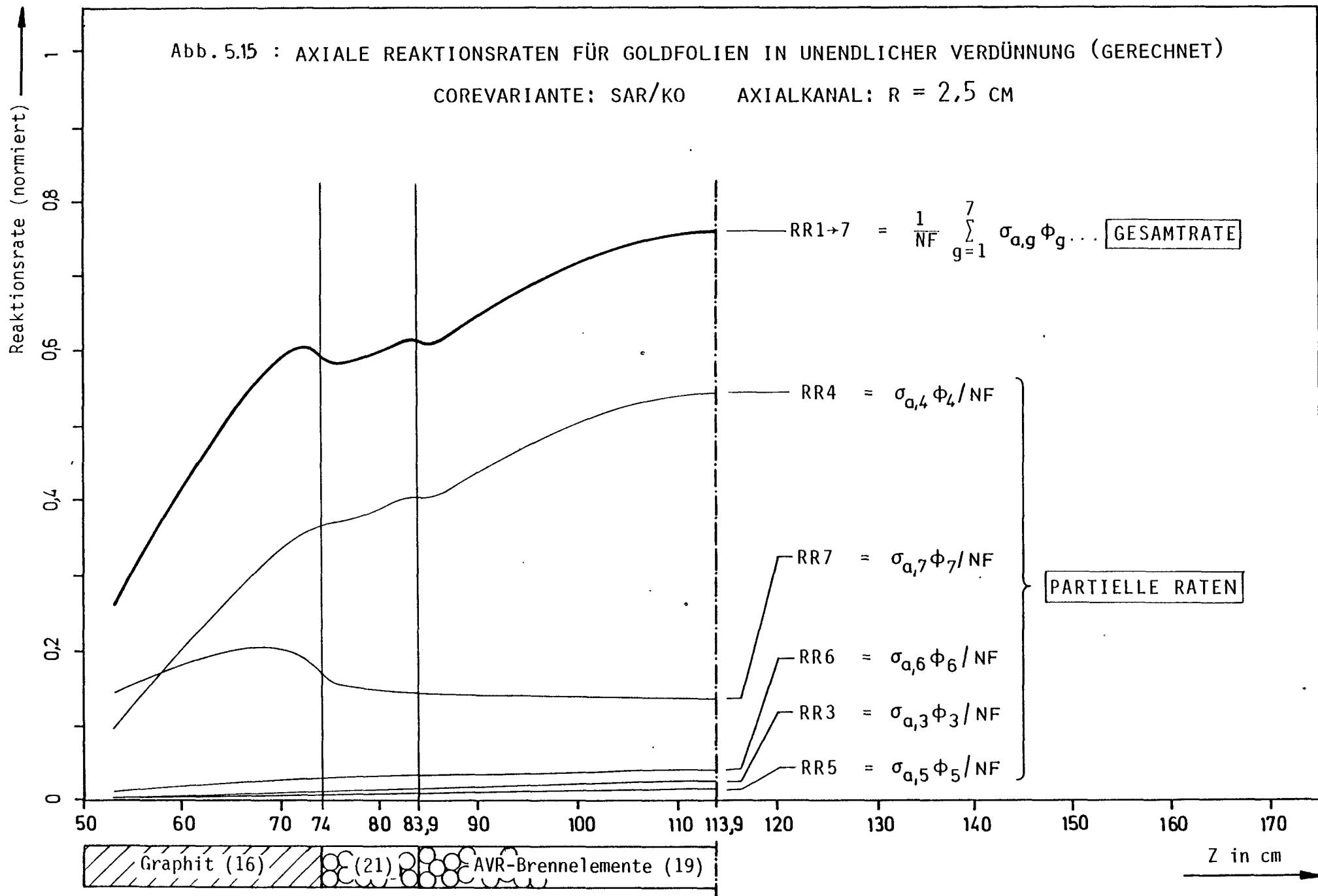
Diese Betrachtungen lassen es gerechtfertigt erscheinen, die Reaktionsraten endlich dicker Folien mit einem thermischen und einem epithermischen Selbstabschirmungsfaktor zu korrigieren.

Die Anwendung gruppenabhängiger Selbstabschirmungsfaktoren läßt keine wesentlich genauere Bestimmung der Reaktionsraten von realen Folien erwarten.

Die Bedeckung der Aktivierungsdetektoren mit Cadmium bewirkt eine Trennung der thermischen und epithermischen Aktivierungsanteile. Es ist daher auch bei Messungen unter Cadmium naheliegend, gemittelte Selbstabschirmungsfaktoren für den thermischen und epithermischen Energiebereich zu verwenden.

Mit diesen Überlegungen gilt für die Gesamtreaktionsrate dicker Folien in der Spektralzone j:

$$(RR)_{ges,j} = F_{epi}^{(j)} \sum_{g=1}^5 \phi_{gj} \cdot \Sigma_{gj} + F_{th}^{(j)} \sum_{g=6}^7 \phi_{gj} \cdot \Sigma_{gj}$$



Die Faktoren F_{th} und F_{epi} hängen von der Foliendicke d ab und wurden von mehreren Autoren für die häufigsten Detektormaterialien berechnet und gemessen /5.2 - 5.5/. Eine Zusammenstellung der von uns verwendeten Faktoren findet man am Schluß dieses Abschnittes.

In der Abb. 5.16 sind die mit den Baumann-Faktoren korrigierten Reaktionsraten der Abb. 5.15 dargestellt. Es zeigt sich, daß die RR_{1+5} stark abgeschirmt ist, während die Korrektur der RR_{6+7} nur eine geringfügige Verschiebung bewirkt.

Die in der Abb. 5.16 eingezeichnete ortsabhängige Funktion $f(z)$ beschreibt den Einfluß der Selbstabschirmung in den verschiedenen Spektralzonen.

$$f(z) = \frac{F_{th}^{(j)} \sum_{g=6}^7 \phi_{gj} \cdot \Sigma_{gj} + F_{epi}^{(j)} \sum_{g=1}^5 \phi_{gj} \cdot \Sigma_{gj}}{\sum_{g=1}^7 \phi_{gj} \cdot \Sigma_{gj}}$$

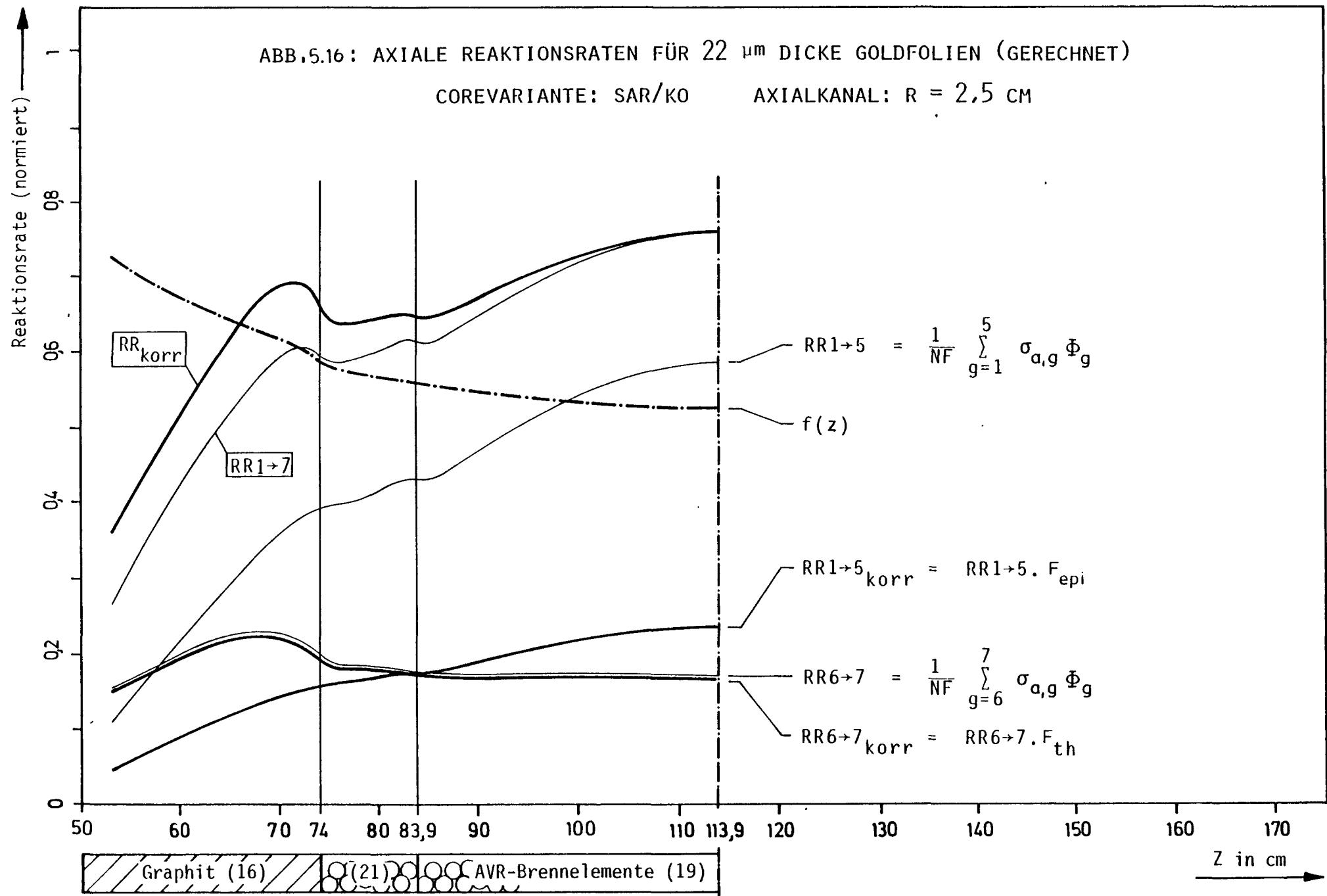
Die Größe des Fehlers der Reaktionsraten ist für ungenaue Selbstabschirmungsfaktoren durch die Variation von $f(z)$ gegeben.

Der Vergleich berechneter und gemessener Reaktionsraten in Abschnitt 5.5.2 zeigt, daß die von uns durchgeführte Selbstabschirmungskorrektur gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen liefert.

5.5.1.3 Inverses Cadmiumverhältnis

Durch Messung des Cadmiumverhältnisses R_{Cd} erhält man Aussagen über die thermischen und epithermischen Aktivierungsanteile der Reaktionsrate.

Bei der Berechnung des R_{Cd} berücksichtigt man den Einfluß des Cd durch die Festlegung einer effektiven Abschneideenergie E_{Cd} . Es wird angenommen, daß Cd ein Idealfilter ist, d.h. unter E_{Cd} werden



alle Neutronen absorbiert, oberhalb E_{Cd} ist das Cadmiumfilter ideal durchlässig. Diese Abschneideenergie ist abhängig von der Cadmiumdicke, Art und Dicke des Detektors, Geometrie der Cd-Detektoranordnung, Winkelverteilung der Neutronen und vom Energiespektrum des Flusses.

Für das inverse Cadmiumverhältnis ideal dünner Detektorfolien und ideales Cadmiumfilter gilt somit:

$$\frac{1}{R_{Cd}(0)} = \frac{\sum_{g=1}^5 \phi_g \cdot \Sigma_g}{\sum_{g=1}^5 \phi_g \cdot \Sigma_g + \sum_{g=6}^7 \phi_g \cdot \Sigma_g}$$

Wie bereits erwähnt, hängt die Abschneideenergie von mehreren Parametern ab. Bei unseren Berechnungen des inv. R_{Cd} wählten wir die Gruppengrenze bei 0,615 eV als fiktive Abschneideenergie. Darin steckt die Voraussetzung, daß die Absorptionsrate des Detektors über 0,615 eV mit jener übereinstimmt, die unter Verwendung des Cadmiumfilters tatsächlich gemessen wird.

Mit den im nächsten Kapitel angestellten Überlegungen und zitierten Werten für E_{Cd} wird gezeigt, daß die gewählte fiktive Abschneideenergie für die zur Messung des inv. R_{Cd} verwendeten Folienmaterialien und Cadmiumdicken sehr günstig liegt und somit einen vernachlässigbaren Einfluß auf den Verlauf der Reaktionsraten unter Cd hat.

Das auf die Foliendicke d korrigierte inverse Cadmiumverhältnis wurde nach der von uns vorgeschlagenen Selbstabschirmungskorrektur berechnet:

$$\frac{1}{R_{Cd}(d)} = \frac{F_{epi}(d) \sum_{g=1}^5 \phi_g \cdot \Sigma_g}{F_{epi}(d) \sum_{g=1}^5 \phi_g \cdot \Sigma_g + F_{th}(d) \sum_{g=6}^7 \phi_g \cdot \Sigma_g}$$

F_{th} und F_{epi} sind wiederum die über den thermischen und epithermischen Energiebereich gemittelten Selbstabschirmungsfaktoren. Eine

wesentliche Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Faktoren ist ein $1/E$ -Verlauf des Neutronenflusses im epithermischen Energiebereich. Diese Voraussetzung ist in den Energiegruppen, in denen die Resonanzen der Detektoren liegen, gut erfüllt.

5.5.1.4 Verwendete Selbstsabschirmungsfaktoren

Für die verwendeten Goldfolien wurden die Faktoren von Baumann /5.3/ herangezogen. Die Tabellenwerte sind linear interpolierte Werte.

Tabelle 5.11
Selbstabschirmungsfaktoren für Goldfolien

Foliendicke [μ m]	0,5	2	12,5	25
F_{th}	0,999	0,996	0,982	0,965
F_{epi}	0,921	0,80	0,498	0,374

Baumann berücksichtigt die Abschirmung für die neun stärksten Resonanzen, die epi-Cd-1/v-Komponente und den thermischen Fluß. Die Werte gelten für eine Cadmiumdicke von 0,76 mm und $E_{Cd} = 0,622$ eV.

Bei unseren Messungen betrug die Cadmiumdicke 0,5 mm und die fiktive Abschneideenergie für die Berechnung des inversen Cadmiumverhältnisses lag bei 0,615 eV.

Brown und Conolly /5.6/ geben für verschiedene Cd-Dicken Werte für E_{Cd} an. Für 0,5 mm und 1 mm dickes Cd-Filter besteht nur ein

geringer Unterschied in den Werten für E_{Cd} :

$$E_{Cd}(5,18\mu\text{m}; 0,5 \text{ mm Cd}) = 0,615 \text{ eV}$$

$$E_{Cd}(5,18\mu\text{m}; 1 \text{ mm Cd}) = 0,6112 \text{ eV}$$

Dies ist verständlich, denn die Hauptresonanz von Gold liegt relativ weit weg vom Abfall des Wirkungsquerschnittes des Cadmiums; der Einfluß des Cd auf die Gold-Hauptresonanz ist gering. Für eine ideal dünne Goldfolie unter 0,5 mm Cd-Bedeckung liegt E_{Cd} nach /5.6/ bei 0,66 eV.

Aus diesen Betrachtungen für die verwendeten Goldfolien folgt, daß die Festlegung der fiktiven Abschneideenergie bei 0,615 eV keinen bemerkenswerten Einfluß auf den Verlauf des inversen Cadmiumverhältnisses hat.

Tabelle 5.12

Selbstabschirmungsfaktoren für Indiumfolien

Foliendicke [μm]	F_{th}	F_{epi}
20	0,966	0,455

In Tabelle 5.12 sind die Selbstabschirmungsfaktoren für Indiumfolien nach Baumann /5.3/ angeführt, die wieder für 0,76 mm Cd-Dicke und $E_{Cd} = 0,622 \text{ eV}$ gelten.

Wir verwendeten 0,5 mm dickes Cd und die fiktive Abschneideenergie 0,615 eV bei der Berechnung der inversen Cadmiumverhältnisse.

Vergleich der Werte für Indium aus /5.6/:

$$E_{Cd}(13,6 \mu\text{m}; 0,5 \text{ mm Cd}) = 0,81 \text{ eV}$$

$$E_{Cd}(13,6 \mu\text{m}; 1 \text{ mm Cd}) = 1,1 \text{ eV}$$

Hier ist der Unterschied in den Abschneideenergien für verschiedene Cadmiumdicken bemerkenswert. Die Hauptresonanz des Indium liegt schon sehr nahe beim Wirkungsquerschnittsprung des Cadmiums.

Die Abschneideenergie für eine ideal dünne Indiumfolie unter 0,5 mm Cd-Bedeckung wird in /5.6/ mit 1,17 eV angegeben.

Die bei unseren Messungen verwendeten 0,5 mm dicken Cadmiumfilter und die für eine ideal dünne Indiumsonde gewählte fiktive Abschneideenergie von 0,615 eV lassen für das inverse Cadmiumverhältnis von Indium im Vergleich zu Gold schlechtere Ergebnisse erwarten.

Tabelle 5.13

Selbstabschirmungsfaktoren für Manganfolien

Foliendicke [μ m]	F_{th}	F_{epi}
39,6	0,990	0,884

Die Faktoren für Manganfolien wurden aus den Arbeiten /5.4/ und /5.5/ entnommen.

Es erfolgten keine Messungen unter Cd-Bedeckung.

Uran wurde in Form von Drahtstückchen mit 0,7 mm Durchmesser und 10 mm Länge bestrahlt.

Die Legierung enthält neben Aluminium 20 Gewichtsprozent Uran; davon sind 93,15 % U-235.

Ein Drahtstückchen wog ca. 12 mg; es waren somit ca. 2,2 mg Spaltmaterial enthalten.

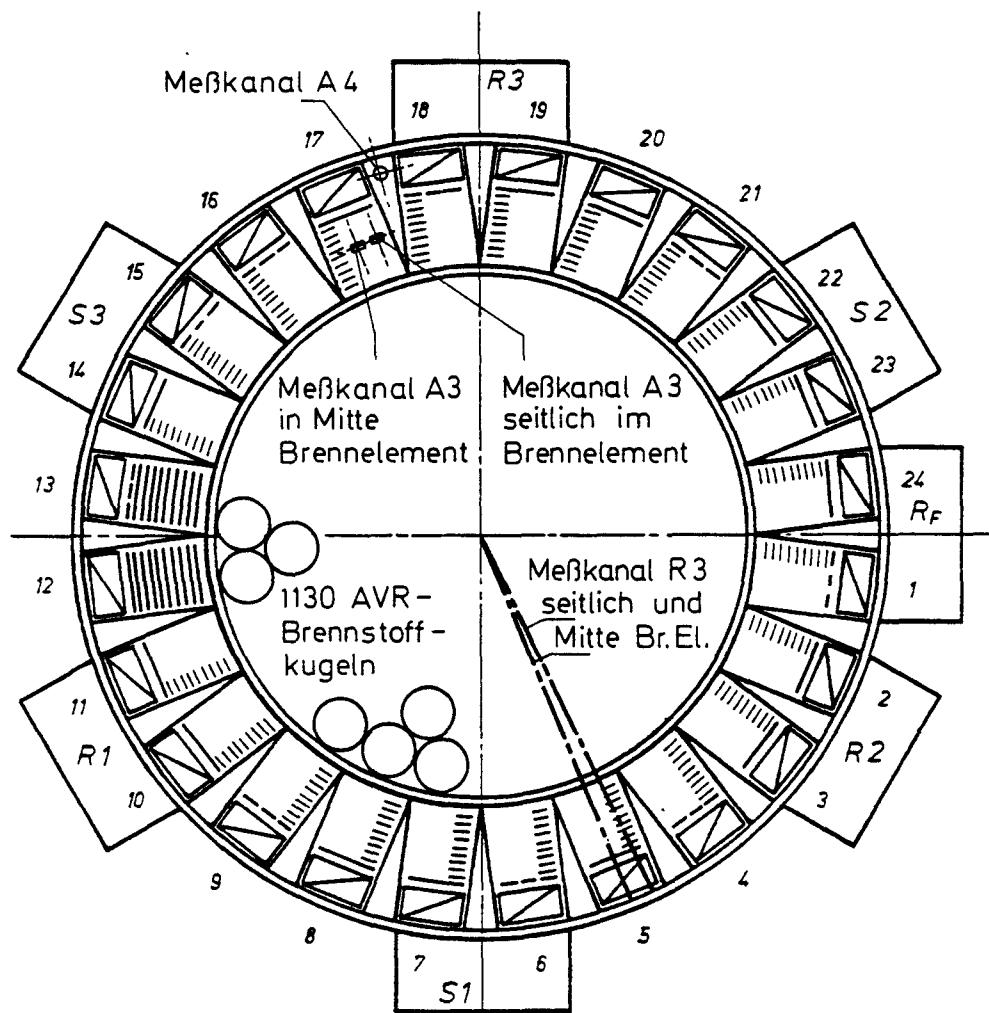
Der Selbstabschirmungsfaktor für den thermischen Bereich wurde mit $F_{th}=1$ angenommen /5.7/.

Ein anderer Selbstabschirmungsfaktor würde lediglich eine relative Verschiebung des Spaltratenverlaufes bewirken, weil U-235 nur im thermischen Bereich einen großen Spaltquerschnitt aufweist.

5.5.2 Vergleich vorausberechneter und gemessener Reaktionsraten

5.5.2.1 Ratenprofile im Kanal R3

Der Meßkanal R3 verläuft radial in halber Höhe der Argonaut-Brennelemente. Seine Azimutalorientierung geht aus Abb. 5.17 hervor. In der Diffusionsrechnung zur Bestimmung der globalen



R1, R2, R3 ... Regelplatten R_F ... Feinregelstab

S1, S2, S3 ... Sicherheitsplatten

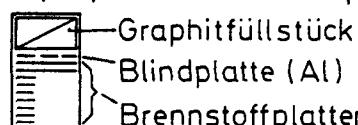


Abb. 5.17: Schematischer Radialschnitt durch den Argonautreaktor und Position der Meßkanäle

Neutronenflußverteilung wurden die Wirkungsquerschnitte in der Corezone über zylindersymmetrische Spektralzonen homogenisiert. Der Azimutalorientierung des Radialkanals kommt daher im Experiment eine besondere Bedeutung zu, weil die reale Flußverteilung über die ϕ -Variable als Folge der Coreheterogenität oszilliert. Aus dem Experiment kann bestenfalls im Mittel eine Überdeckung mit vorausberechneten Reaktionsraten erwartet werden. Die "Extremfälle" sind in der Brennelementmitte und in der Mitte des Graphitkeiles zu erwarten. Aus praktischen Gründen kann aber nur in der Brennelementmitte und an dessen Peripherie gemessen werden.

Im folgenden Ratenvergleich ist auch die flußabsenkende Wirkung der Regel- und Sicherheitsplatten zu beachten. In der Vorausrechnung wurde der Einfluß der Steuerelemente über alle Winkel homogenisiert. Im Experiment hingegen bleibt der Einfluß der Cadmiumbleche lokal bestehen.

Die Abb. 5.18, 5.20, 5.22 und 5.28 bzw. 5.31 zeigen auf, wie die einzelnen Neutronengruppen zur gesamten Reaktionsrate des betreffenden Folienmaterials in unendlicher Verdünnung beitragen. Die Spaltraten des U-235 Isotopes und die Absorptionsraten im Mangan kommen im wesentlichen durch den 7. Gruppenfluß zustande. Hingegen werden die Gold- und Indiumraten sowohl durch den 4. bzw. 5. als auch durch den 7. Gruppenfluß bestimmt.

In den folgenden Abbildungen werden vorausberechnete Reaktionsraten und inverse Cadmiumverhältnisse den Meßergebnissen gegenübergestellt, wobei die Anpassung der Meßwerte an die gerechneten Ratenprofile stets bei R=0 erfolgt.

URAN-235, MANGAN: Der Vergleich vorausberechneter Ratenprofile mit den Meßwerten für U-235 Drahtsonden (Abb. 5.19) und Manganfolien (Abb. 5.21) führt nur teilweise zu einem übereinstimmenden Ergebnis: Die radiale Wölbung der errechneten Raten deckt sich in der Kugelschüttung mit dem Meßergebnis. Ob nun in den Brennelementen des SAR und in den Graphitfüllstücken der thermische Neutronenfluß um etwa 10 % überschätzt oder in der Kugelschüttung

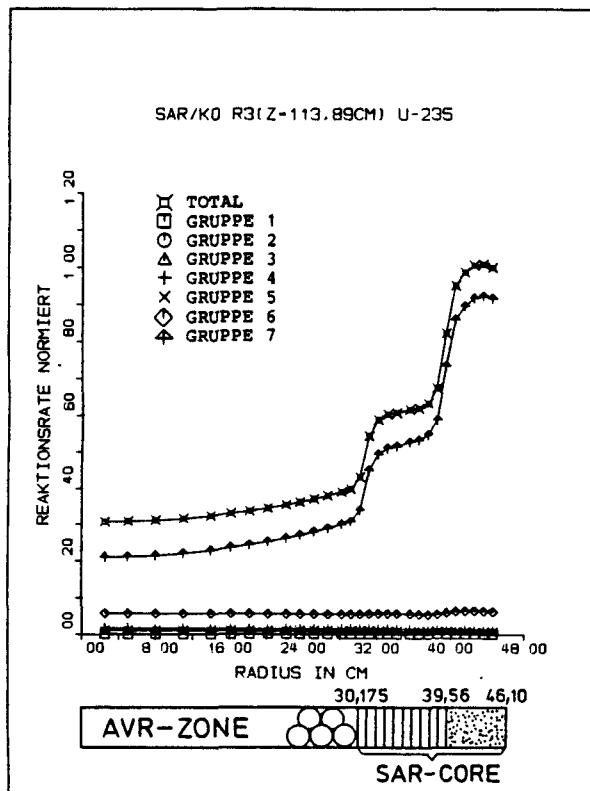


Abb. 5.18: Totale und partielle Spaltraten des Isotops U-235 (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal R3

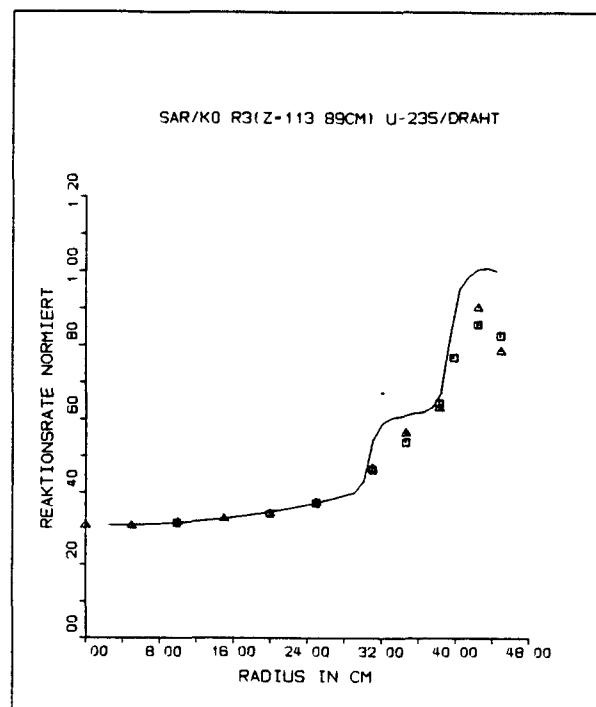


Abb. 5.19: Spaltraten von U-235 Drahtsonden (10 mm Länge, 0,7 mm Ø) im Kanal R3

— Rechnung

□ □ □ Messung in Mitte Brennelement

△ △ △ Messung seitlich im Brennelement

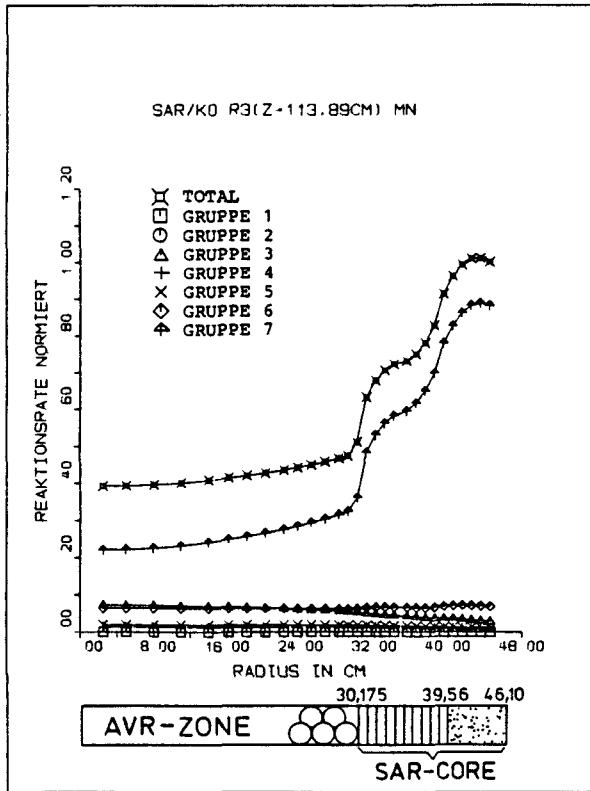


Abb. 5.20: Totale und partielle Absorptionsraten für Mangan (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal R3

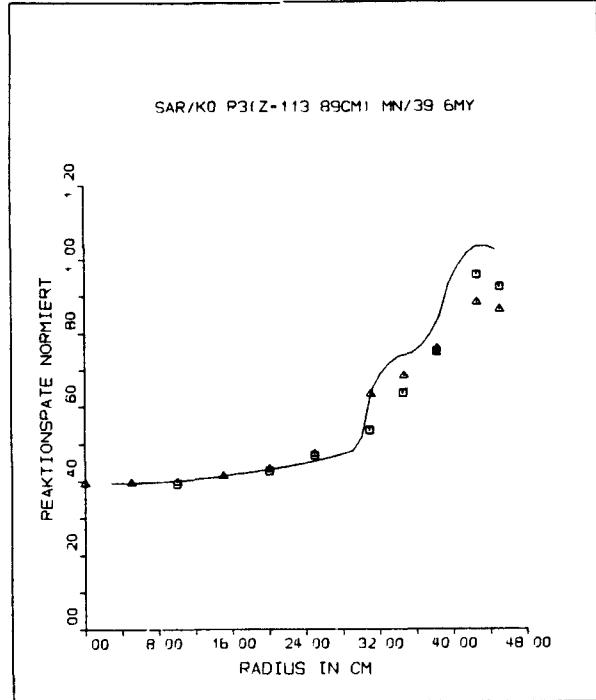


Abb. 5.21: Absorptionsraten von Manganfolien (Dicke 39,6 µm) im Kanal R3

— Rechnung

□ □ □ Messung in Mitte Brennelement

△ △ △ Messung seitlich im Brennelement

zu tief errechnet wird, kann aus dem Vergleich relativer Ratenprofile nicht mit Sicherheit geklärt werden. Wohl liegt die Vermutung nahe, daß eher der 7. Gruppenfluß im Ringcore als Folge der dort sehr stark ausgeprägten radialen Flußwölbung überhöht errechnet wurde.

Aus den Abb. 5.19 und 5.21 wird ferner deutlich, in welcher Form sich die azimutale Orientierung des Meßkanals im Brennelement auf das Ratenprofil auswirkt. Ungeklärt bleibt, warum die Manganrate (Abb. 5.21) bei einer Drehung des Radialkanals von der Peripherie zur Mitte des Brennelementes am inneren Coreradius fällt und sich am äußeren erhöht. Hiezu im Widerspruch steht das Verhalten der U-235 Spaltraten im Ringcore des SAR (Abb. 5.19).

GOLD: Während der Effekt der Selbstabschirmung in den Urandrähten und Manganfolien beim Vergleich relativer Ratenprofile praktisch keine Rolle spielt - nur der 7. Gruppenfluß trägt wesentlich zur Gesamtrate bei - muß diesem Effekt in Gold- und Indiumsonden besondere Bedeutung beigemessen werden.

In den Abb. 5.23 bis 5.25 wurden Meßserien mit Folien verschiedener Dicke den vorausberechneten Ratenprofilen gegenübergestellt. Die benutzten Korrekturfaktoren zur Berücksichtigung der Selbstabschirmung sind in Tabelle 5.14 zusammengefaßt.

Alle Meßserien (Abb. 5.23 - 5.25) zeigen in Übereinstimmung mit den U-235 und Manganraten ein gegenüber der Rechnung reduziertes Flußverhältnis Ringcore zu Reaktorzentrum. Die Abweichungen gegenüber der Vorausrechnung treten für 12,5 μm und 25 μm dicke Folien stärker hervor als im Ratenprofil der quasi ideal dünnen 0,5 μm Sonden. Dies bedeutet, daß entweder der Selbstabschirmungsfaktor F_{epi} zu groß gewählt wurde, oder - und dies dürfte mit größerer Wahrscheinlichkeit der Fall sein - daß der 7. Gruppenfluß im Ringcore überschätzt wird. Denn Fehler im 7. Gruppenfluß zeichnen sich bei Verwendung von Resonanzfolien immer deutlicher ab, je stärker die Folie gewählt wird.

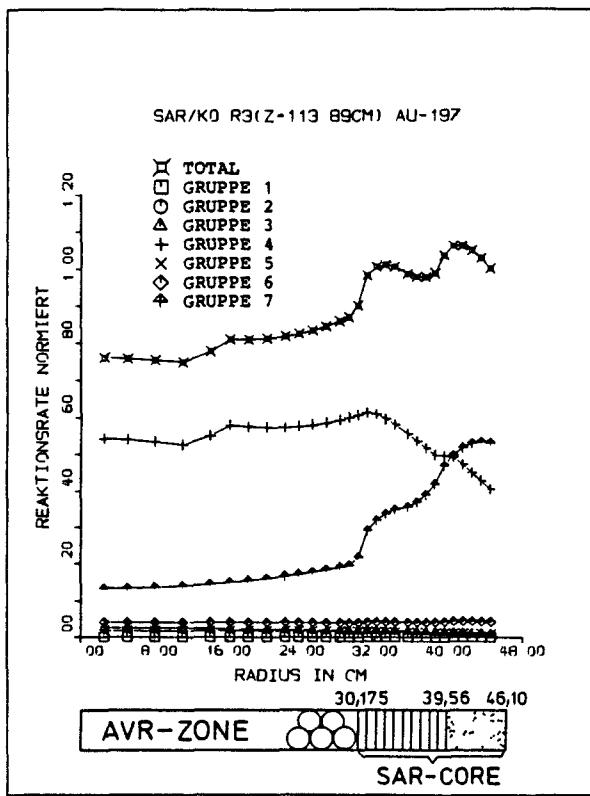


Abb.5.22: Totale und partielle Absorptionsraten für Gold (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal R3

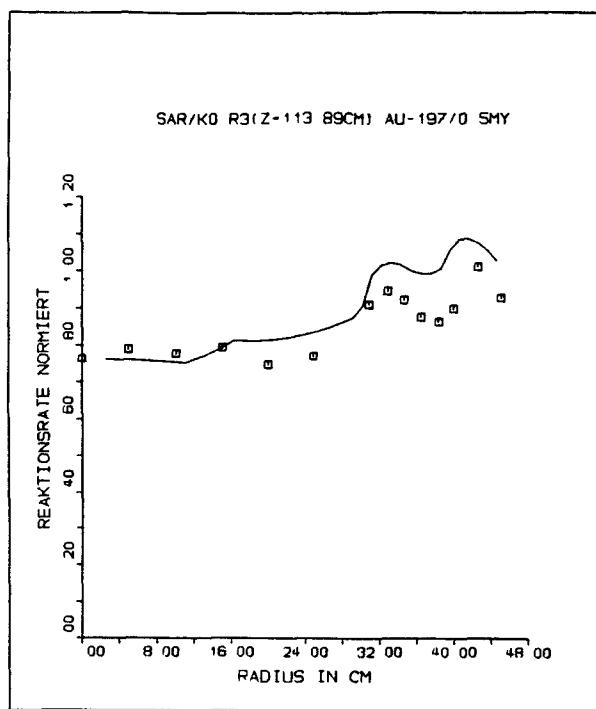


Abb.5.23. Absorptionsraten für 0,5 μm dicke Goldfolien im Kanal R3

— Rechnung
□ □ □ Messung in Brennelementmitte

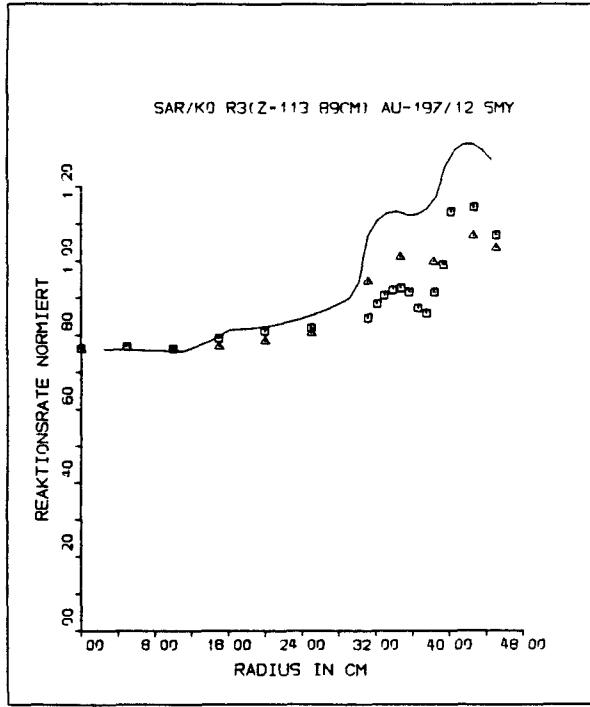


Abb.5.24: Absorptionsraten für 12,5 μm dicke Goldfolien im Kanal R3

— Rechnung
□ □ □ Messung in Mitte Brennelement
△ △ △ Messung seitlich im Brennelement

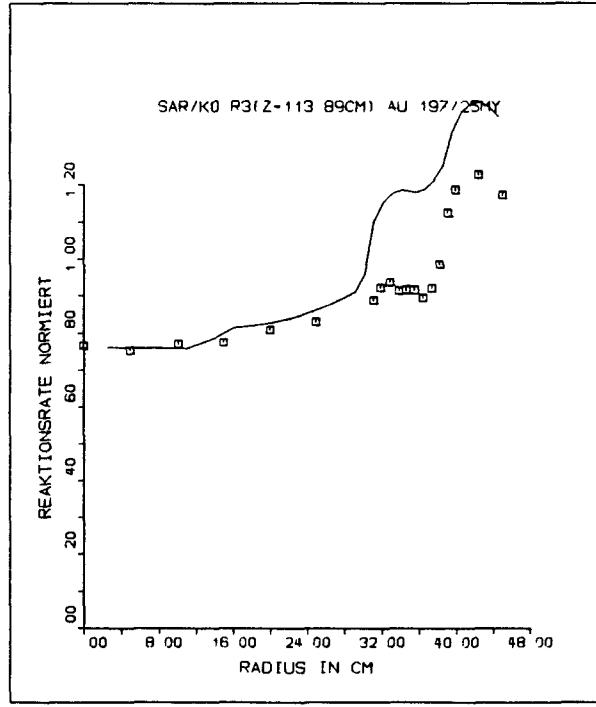


Abb.5.25 Absorptionsraten für 25 μm dicke Goldfolien im Kanal R3

— Rechnung
□ □ □ Messung in Brennelementmitte

Tabelle 5.14

Selbstabschirmungsfaktoren für Goldfolien nach
Baumann /5.3/

Folienstärke	0,5 μm	2 μm	12,5 μm	25 μm	Energiegruppe
F_{epi}	0,921	0,800	0,498	0,384	1 - 5
F_{th}	0,999	0,996	0,982	0,965	6 - 7

Aus Abb. 5.24 ist auch ersichtlich, welche Änderung das Ratenprofil bei einer Drehung des Kanals von der Brennelementmitte zur Peripherie hin erfährt. Verläuft der Kanal zentral durch das Brennelement erhält man ein gegenüber der seitlichen Lage um etwa 10 % reduziertes Ratenprofil im Bereich der Brennstoffplatten. Bestenfalls zu 1 - 2 % kann diese Reduktion als Abschirmeffekt der in diesem Kanal sehr dicht liegenden Folien gedeutet werden. In welchem Ausmaß die partielle Überlappung der U-238 Resonanz bei 6,67 eV mit der 4,905 eV Resonanz der Goldsonden an diesem Effekt beteiligt ist, kann aus den vorliegenden Messungen nicht eindeutig geklärt werden /5.2/.

Goldfolien wurden auch unter Cadmium aktiviert; Abb. 5.26 zeigt das zugehörige Ratenprofil mit einer relativ guten Übereinstimmung gemessener und vorausberechneter Werte. Lediglich am äußeren Rand des Ringcores weicht die Rechnung stärker von den Meßwerten ab.

Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Vorausrechnung und Experiment war für das inverse Cadmiumverhältnis von Goldfolien zu beobachten (Abb. 5.27).

INDIUM-115: In Abb. 5.29 sind Meßresultate für Indiumfolien dem vorausberechneten Ratenprofil gegenübergestellt. Die Abweichungen in der Vorausrechnung gegenüber den Meßwerten stehen im Widerspruch zu den mit U-235, Mn- und Goldfolien gewonnenen Erfahrungen. Die Meßwerte liegen im Ringcore erheblich über den

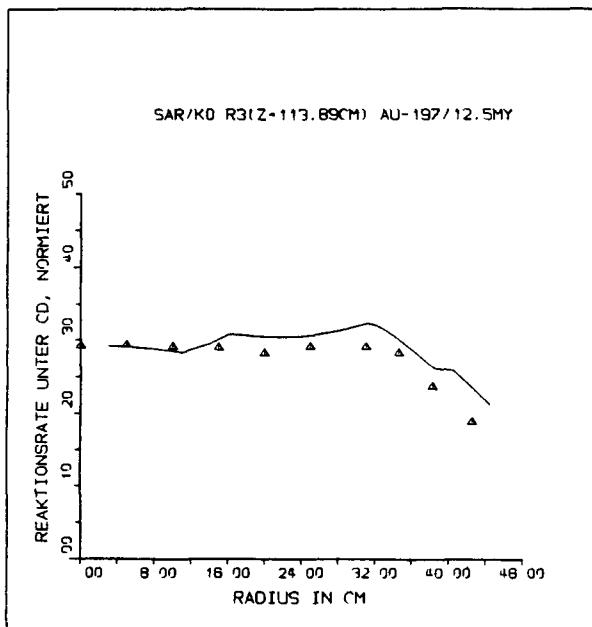


Abb. 5.26: Absorptionsraten für Goldfolien (Dicke 12,5 μm) unter Cadmiumabdeckung im Kanal R3
 — Rechnung
 ▲▲▲ Messung seitlich im Brennelement

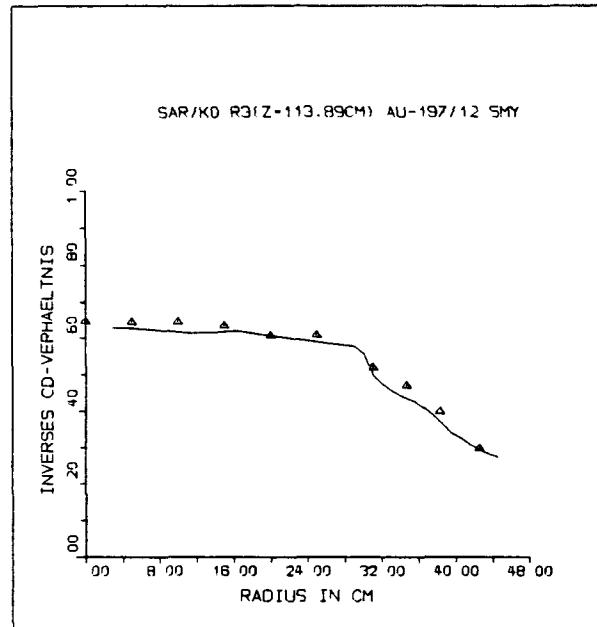


Abb. 5.27: Inverses Cadmiumverhältnis für 12,5 μm dicke Goldfolien im Kanal R3
 — Rechnung
 ▲▲▲ Messung seitlich im Brennelement

vorausberechneten Raten. Liegt nun tatsächlich eine grob fehlerhafte Berechnung des 5. Gruppenflusses vor? Aufgrund der guten Übereinstimmung von vorausberechneten Indiumraten mit den Meßergebnissen in den Axialkanälen kommt dieser Möglichkeit nur eine geringe Wahrscheinlichkeit zu. Eher dürfte die vorliegende Abweichung durch falsche Indiumquerschnitte und durch eine Unterbewertung der Folienselbstabschirmung zustandekommen. Vergleicht man nämlich die Indiumquerschnitte der 5. Energiegruppe in den verschiedenen Spektralzonen (vgl. Tab. 5.8) so stellt man fest, daß die mit THERMOS gewonnenen Wirkungsquerschnitte um etwa 40 % über den Querschnitten liegen, die mit MUPO in Zone 16 und 17 errechnet wurden.

Eine Nachrechnung der Indiumraten mit stufenweiser Reduzierung der Selbstabschirmungsfaktoren führt zu einer deutlichen Annäherung

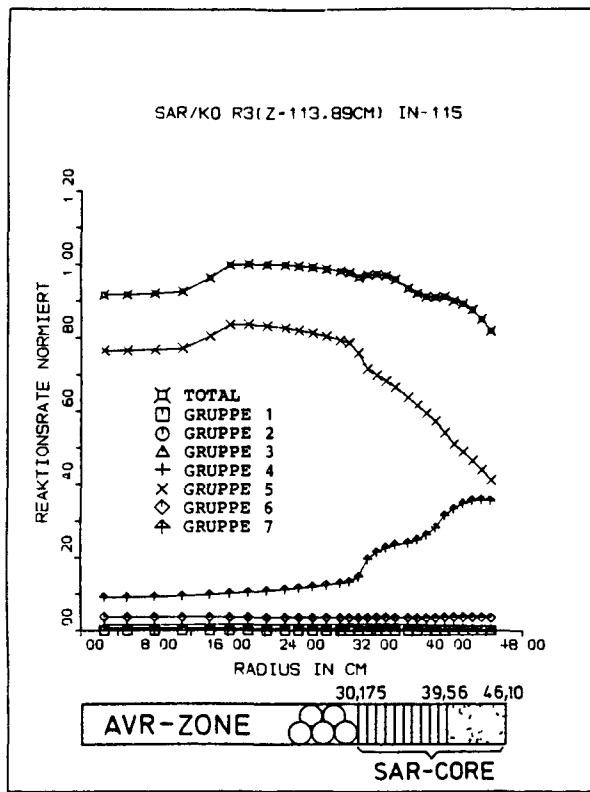


Abb. 5.28: Totale und partielle Absorptionsraten für In-115 (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal R3

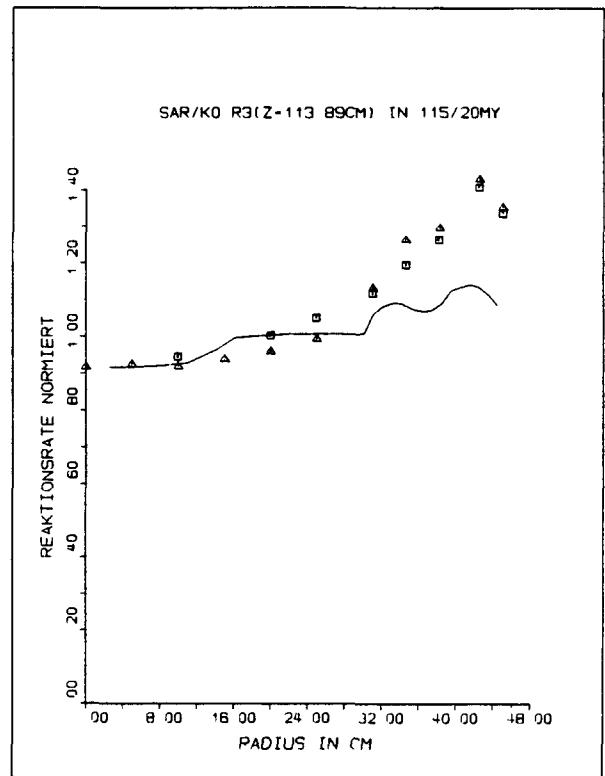


Abb. 5.29: Absorptionsraten für Indiumfolien (Dicke 20 μ m) im Kanal R3

— Rechnung

□ □ □ Messung in Mitte Brennelement

△ △ △ Messung seitlich im Brennelement

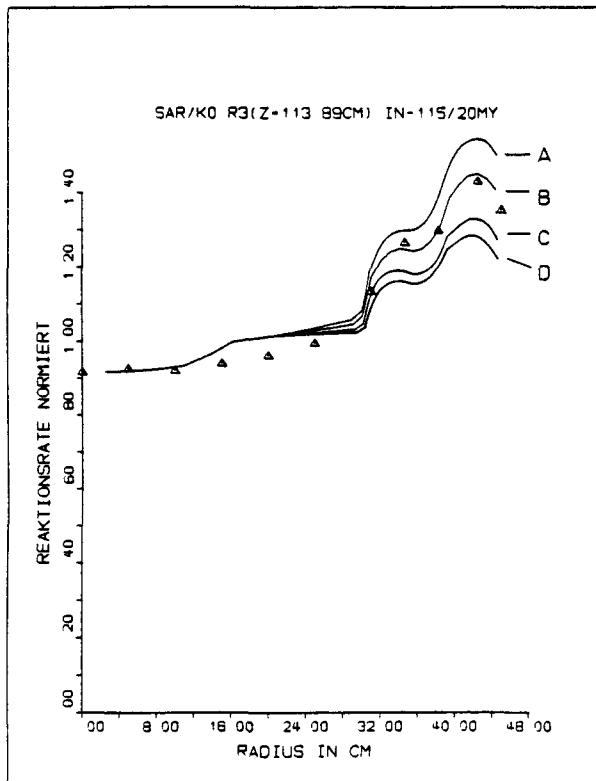


Abb. 5.30: Absorptionsraten für Indiumfolien bei Berücksichtigung verschiedener Selbstabschirmungsfaktoren im Kanal R3

— A	Rechnung: $F_{epi} = 0,20$
— B	Rechnung: $F_{epi} = 0,24$
— C	Rechnung: $F_{epi} = 0,33$
— D	Rechnung: $F_{epi} = 0,46$
△ △ △	Messung seitlich im Brennelement

an die Meßwerte (Abb. 5.30), wobei eine Reduzierung des Selbstabschirmungsfaktors praktisch einer Senkung des 5. Gruppenquerschnittes gleichkommt. Unter der Voraussetzung, daß die mit MUPO für die Zonen 16 und 17 errechneten Indiumquerschnitte auch in den übrigen Zonen annähernd gelten, entsprechen den Ratentraversen A,B,C und D in Abb. 5.30 die in Tabelle 5.15 enthaltenen Selbstabschirmungsfaktoren.

Tabelle 5.15

Resonanzselbstabschirmungsfaktoren für
Indiumfolien in Abb. 5.30

Ratenprofil	Selbstabschirmungsfaktoren F_{epi} bei Verwendung von In-Wirkungsquerschn. aus der Spektralrechnung mit:	
	THERMOS-JÜL	MUPO
A	0,20	0,27
B	0,24	0,32
C	0,33	0,455
D	0,46	0,62

Eine optimale Deckung mit den Meßwerten würde man bei Verwendung der Wirkungsquerschnitte aus der THERMOS-Rechnung mit einem Selbstabschirmungsfaktor 0,24 oder bei MUPO-Querschnitten mit 0,32 erhalten. Jedoch kann mit den vorliegenden experimentellen Ergebnissen nicht entschieden werden, ob nun tatsächlich der Selbstabschirmungsfaktor diesem optimalen Wert entspricht, oder ob das angewandte Rechenmodell den 5. Gruppenfluß ungenau errechnet.

Hingegen wurde zur Berechnung der nun folgenden Ratenprofile für Indiumfolien stets der mit MUPO für die 5. Energiegruppe in Zone 16 ermittelte Indiumquerschnitt benutzt und die Selbstabschirmung im Resonanzbereich mit dem Faktor $F_{epi} = 0,455$ korrigiert.

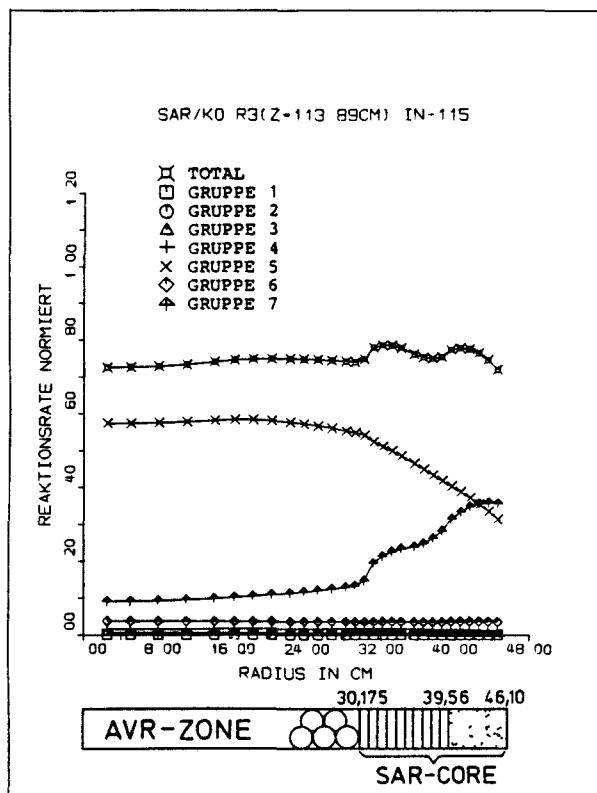


Abb. 5.31: Totale und partielle Absorptionsraten für In-115 (in unendlicher Verdünnung, MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16, gerechnet) im Kanal R3

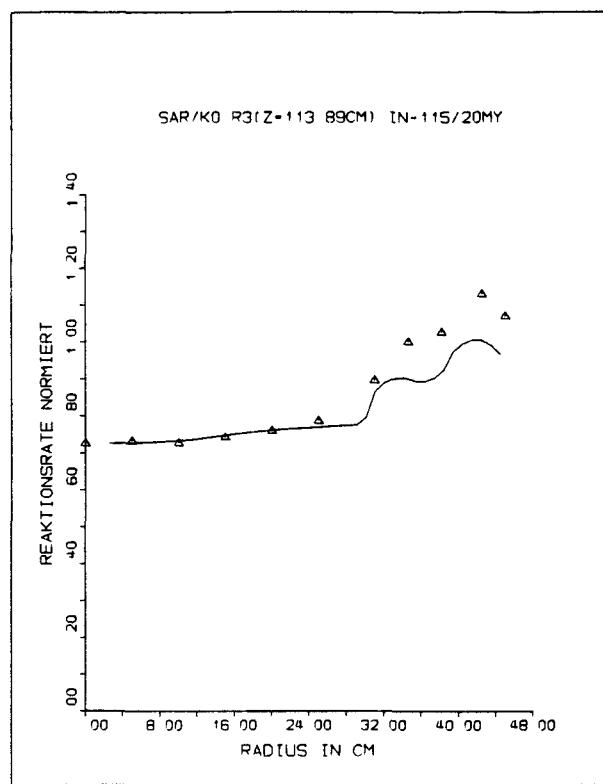


Abb. 5.32: Absorptionsraten für Indiumfolien (Dicke 20 μm) im Kanal R3

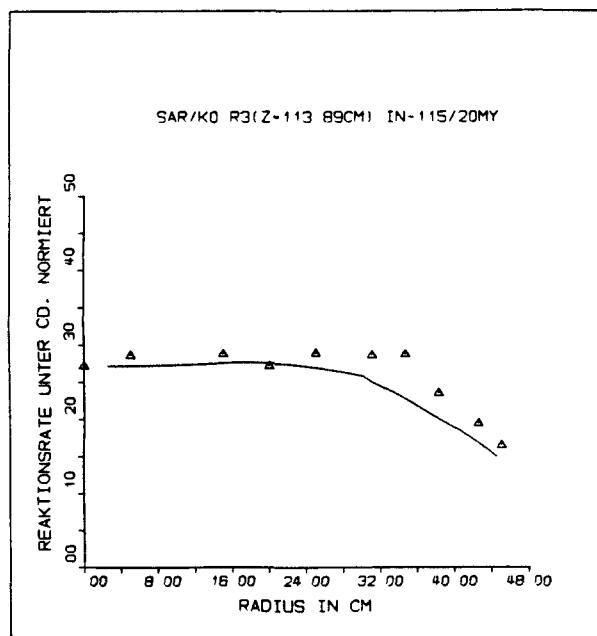


Abb. 5.33: Absorptionsraten für Indiumfolien (Dicke 20 μm) unter Cadmiumabdeckung im Kanal R3

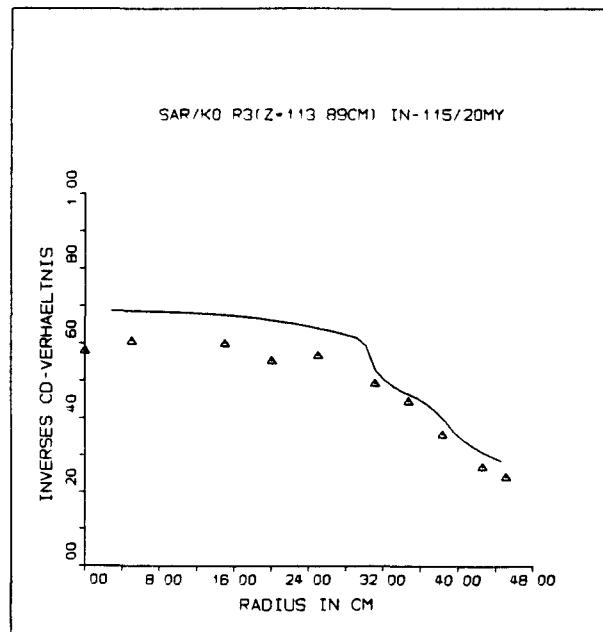


Abb. 5.34: Inverses Cadmiumverhältnis für 20 μm dicke Indiumfolien im Kanal R3

In Abb. 5.31 sind die partiellen und die totalen Absorptionsraten für Indium in unendlicher Verdünnung dargestellt. Im Gegensatz zu Abb. 5.28 fehlt hier der Sprung im Ratenprofil beim Übergang von Zone 19 zu Zone 20. Darüberhinaus erscheinen die Raten des 5. Gruppenflusses stark reduziert. Aus Abb. 5.32 ist zu erkennen, daß dieses neue Ratenprofil den Meßwerten wesentlich besser entspricht (vgl. Abb. 5.29).

Abb. 5.33 zeigt Indiumraten unter Cadmiumabschirmung. Im Ratenverlauf spiegeln sich die Abweichungen aus dem Vergleich der totalen Absorptionsraten mit den Meßwerten wider.

In Abb. 5.34 wird das vorausberechnete inverse Cadmiumverhältnis den Meßwerten gegenübergestellt. Beim Vergleich mit den Meßwerten ist zu beachten, daß durch die niedrige Resonanzenergie des Indiumpeaks dieser zum Teil mit der "Cadmiumflanke" überlappt. Die Überlappung führt im Experiment zu einem gegenüber der Vorausrechnung um einige Prozent reduzierten inversen Cadmiumverhältnis. Würde man diese Korrektur in die Rechnung miteinbeziehen, so ergäbe sich in Abb. 5.34 für den Bereich der Kugelschüttung eine bessere und im Ringcore eine etwas schlechtere Übereinstimmung als in der vorliegenden Abbildung.

5.5.2.2 Ratenprofile im Kanal A1

Der Meßkanal A1 verläuft vertikal durch das Zentrum der Substitutionszone und erstreckt sich axial über den gesamten Experimentierbehälter (oberer Graphitreflektor, AVR-Kugelschüttung, unterer Graphitreflektor). Die Anpassung der Meßwerte an das Ratenprofil der Vorausrechnung erfolgt stets an der Koordinate $Z = 114$ cm.

URAN-235: In Abb. 5.35 sind die errechneten partiellen und totalen Spaltraten für U-235 in unendlicher Verdünnung dargestellt. Die Gesamtrate wird überwiegend durch Beiträge des 6. und 7. Gruppenflusses bestimmt. Daher erlaubt vor allem die

Messung von Spaltraten eine Kontrolle des Neutronenflusses im thermischen Energiebereich (vgl. Abb. 5.36). In der Kugelschüttung herrscht sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Hingegen wird die Aufwölbung des Ratenprofiles in den axialen Graphitreflektoren nicht bestätigt. In der Vorausrechnung wird die Überhöhung des Ratenprofiles durch die Wölbung des 7. Gruppenflusses, aber auch spektral bedingt, durch einen in den Graphitreflektoren um etwa 20 % höheren Spaltquerschnitt als in der Kugelschüttung hervorgerufen (vgl. Tab. 5.10). Diese Abweichung zwischen Vorausrechnung und Experiment lässt sich teilweise durch eine zu starke Idealisierung in der modellmäßigen Darstellung des Reaktors erklären. An den 24 cm dicken Topreflektor aus Graphit (Zone 16,17) schließt nicht, wie in der Vorausrechnung angenommen, unmittelbar ein Betondeckel als Strahlenschild an, sondern dazwischen befindet sich noch ein etwa 10 cm hoher Hohlraum mit einer Ausdehnung von ca. 1560 cm im Quadrat. Darüber hinaus ist der Betondeckel an seiner Unterseite mit einer 5 mm starken Stahlplatte abgedeckt und enthält ferner eine uns unbekannte Schrotbeimengung. Der Bodenreflektor aus Graphit unterhalb der Kugelschüttung ist nicht, wie in der Vorausrechnung angenommen, 18,3 cm dick, sondern nur 10,4 cm.

Um nun die kritische Anordnung dem vorliegenden Modell besser anzupassen, wurde der Hohlraum über dem Topreflektor durch eine Betonplatte mit Stahlarmierung (Durchmesser 59,5 cm, Dicke 10 cm) teilweise gefüllt. Im Kesselboden wurde in das untere Ende des Zentralkanals ein zusätzlicher Graphitzylinder eingeführt (Abb. 5.37).

Eine neue Messung der Spaltraten ergab eine deutliche Anhebung der Raten im Bereich des Top- und Bodenreflektors (Abb. 5.36). Die noch vorhandene Abweichung dürfte auf eine Überbewertung der Moderation im Graphit, auf den noch teilweise vorhandenen Hohlraum und die nichterfaßte Schrotbeimengung und Stahlplatte in der Betonabschirmung zurückzuführen sein. Auch könnten Verunreinigungen in den axialen Graphitreflektoren zu einer Verarmung

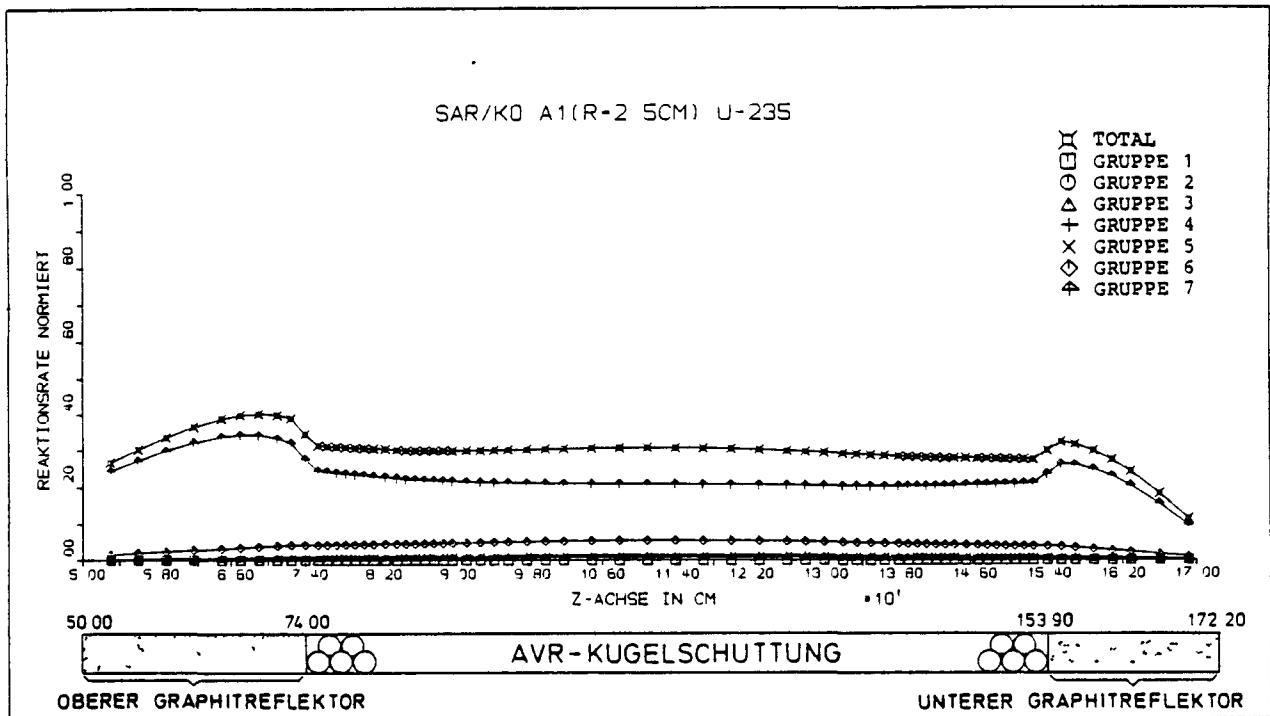


Abb. 5.35: Totale und partielle Spaltraten des Isotops U-235 (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal A1

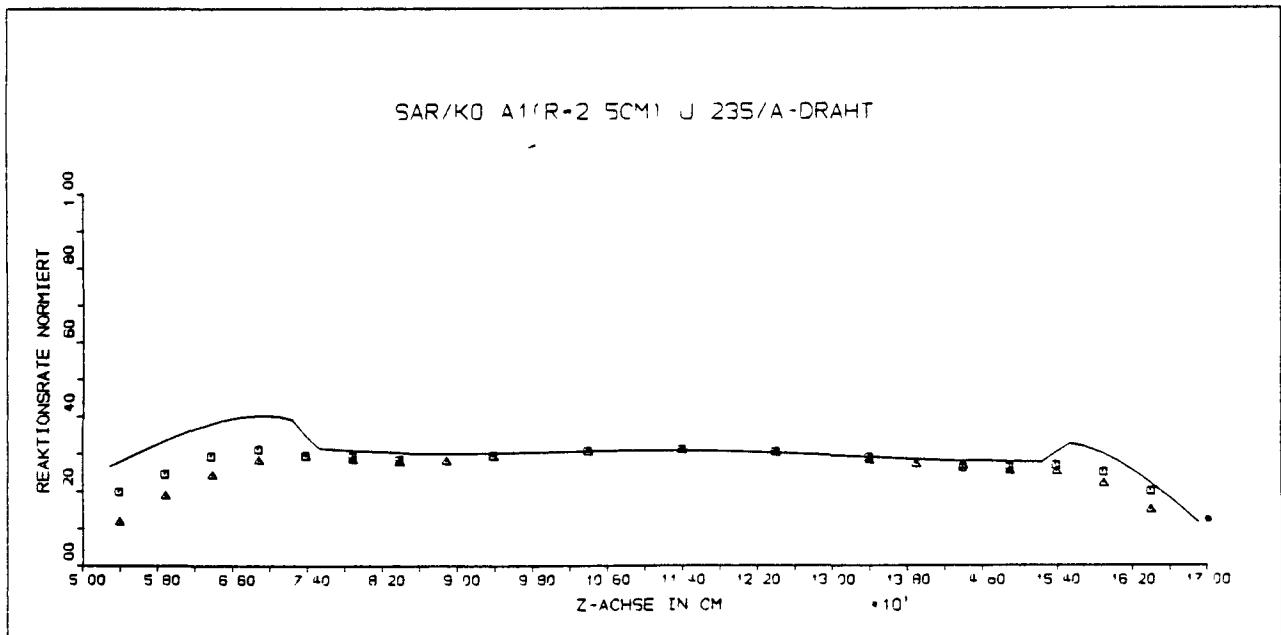


Abb. 5.36: Spaltraten von U-235 Drahtsonden (10 mm Länge, 0,7 mm Ø) im Kanal A 1

— Rechnung

▲ △ ▲ Messung (ohne zusätzl. Betondeckel und Graphitstopfen)

■ □ ▨ Messung (mit zusätzl. Betondeckel und Graphitstopfen)

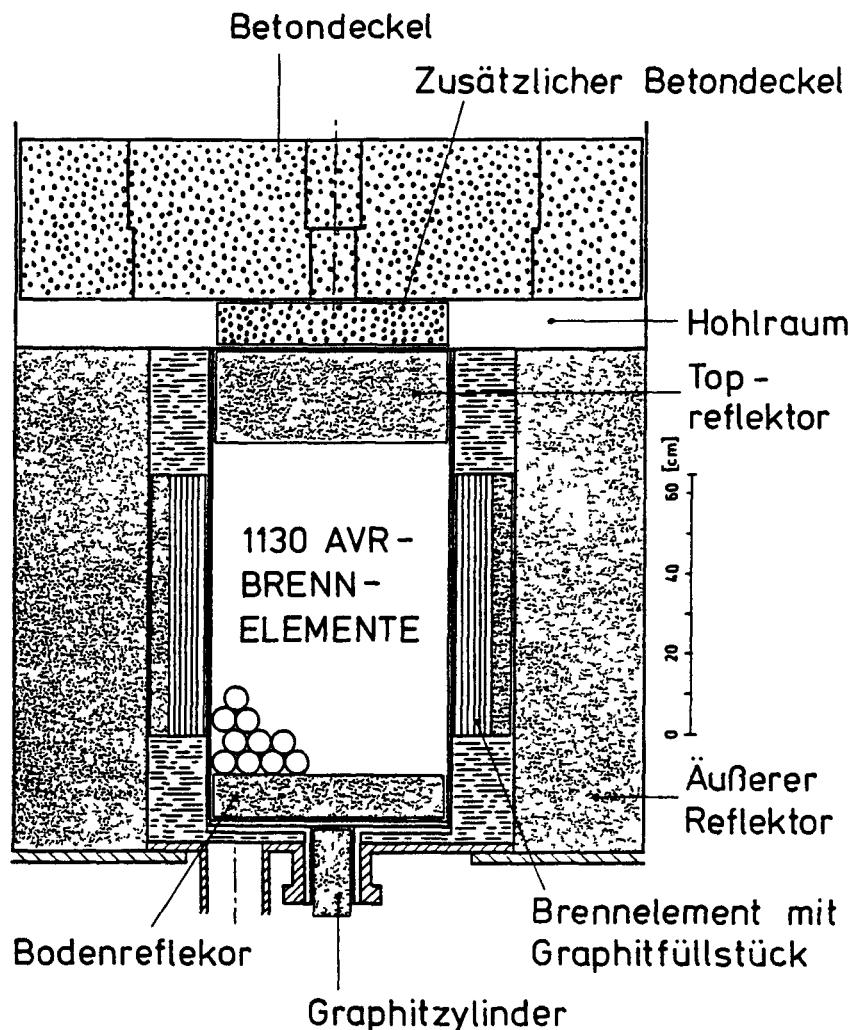


Abb. 5.37: Schnitt durch den Argonautreaktor mit Hochtemperaturreaktorzelle (zusätzlicher Betondeckel über der Experimentierzone, Graphitzylinder im unteren Flansch des Zentralkanals)

thermischer Neutronen in dieser Region beitragen.

MANGAN: Abb. 5.38 gibt einen Einblick in die Beiträge der einzelnen Neutronengruppen zum Absorptionsratenprofil für das Folienmaterial Mangan in unendlicher Verdünnung. Neben der 7. Neutronengruppe tragen - vor allem in der Kugelschüttung - auch noch der 6. und 3. Gruppenfluß spürbar zur Gesamtrate bei. Die Ratenüberhöhungen im Top- und Bodenreflektor sind im Vergleich zur Spaltrate in den U-235 Folien weniger stark ausgeprägt. Dies vor allem deshalb, da der Wirkungsquerschnitt für Mangan in der

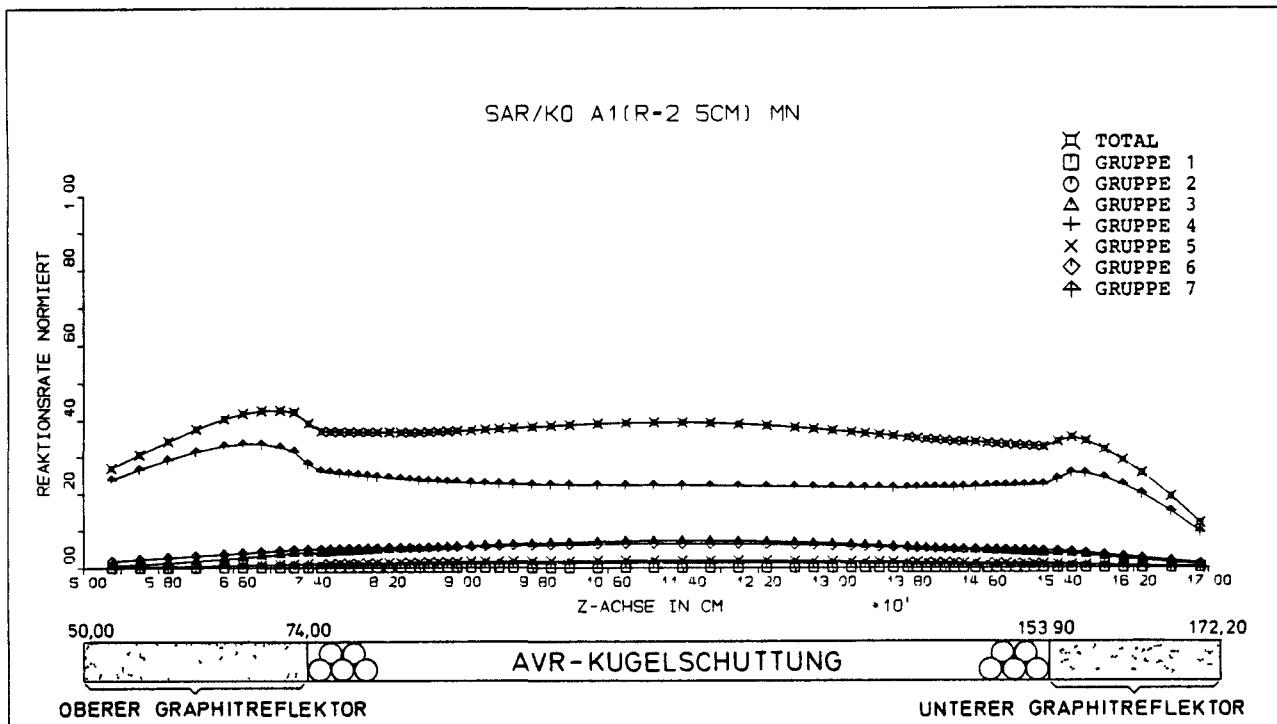


Abb. 5.38: Totale und partielle Absorptionsraten für Mangan (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal A1

7. Energiegruppe beim Übergang aus der Kugelschüttung in die Reflektoren um etwa 10 % angehoben wird.

Die Gegenüberstellung der berechneten Reaktionsraten und der Ergebnisse der Ratenmessung (Abb. 5.39) zeigt eine etwas bessere Übereinstimmung als dies für die Spaltraten des Urans der Fall war. Die Messung erfolgte mit zusätzlichem Betondeckel über dem Topreflektor und mit eingeschobenem Graphitzylinder im Zentral-kanalstutzen.

GOLD: Für das Folienmaterial Gold in unendlicher Verdünnung wird das Ratenprofil durch den 4. Gruppenfluß, in dessen Energieband die Goldresonanz liegt, maßgeblich bestimmt. Aber auch der thermische Neutronenfluß trägt noch spürbar zur Gesamtrate bei (Abb. 5.40).

Berücksichtigt man die Selbstabschirmung in den 12,5 µm starken Goldfolien, so schlägt der 7. Gruppenfluß im Ratenprofil viel

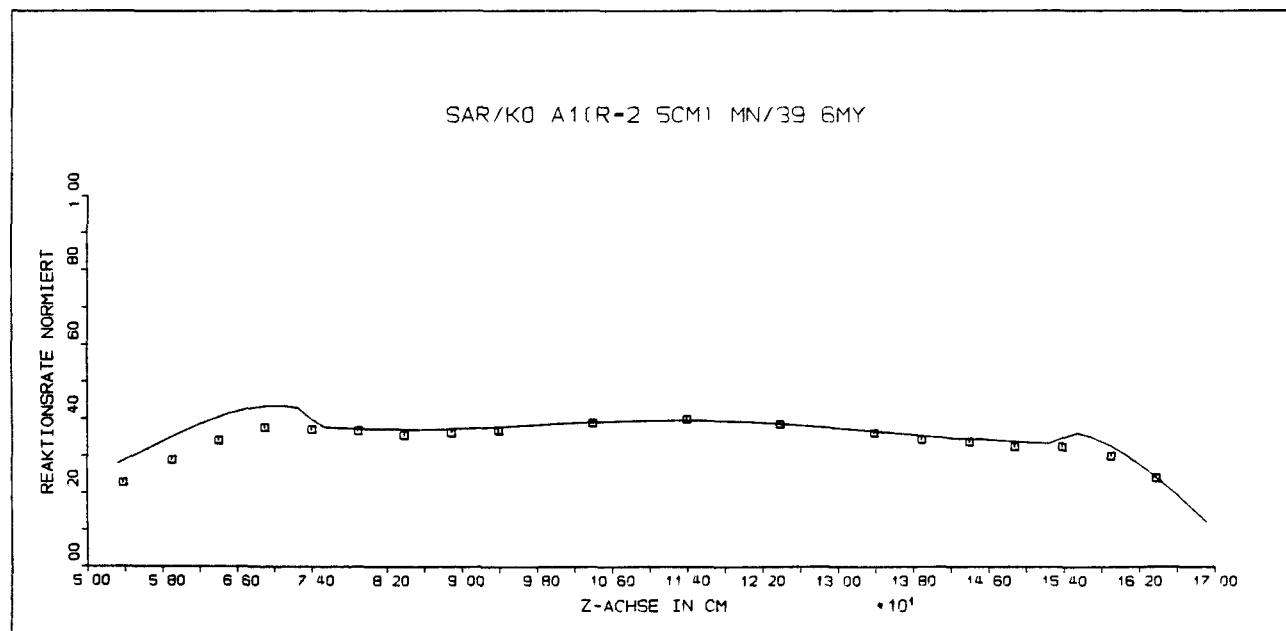


Abb. 5.39: Absorptionsraten von Manganfolien (Dicke 39,6 μm) im Kanal A1

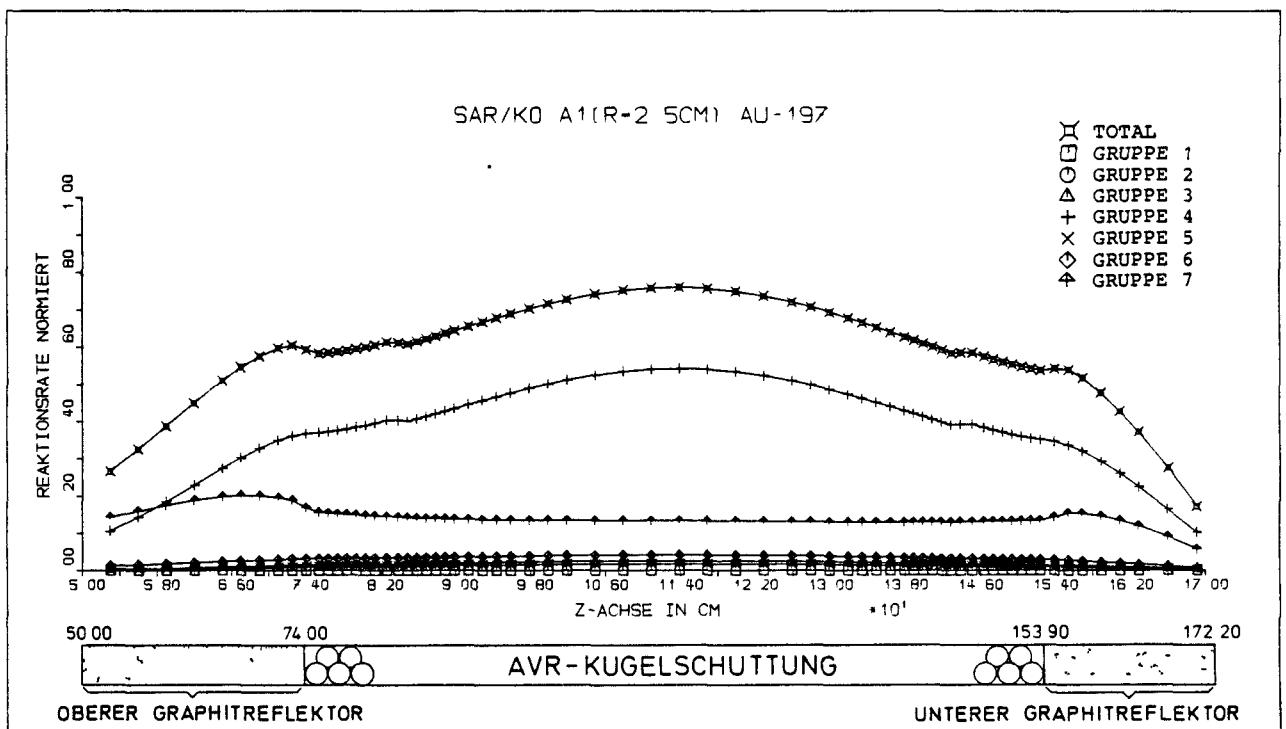


Abb. 5.40: Totale und partielle Absorptionsraten für Gold (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal A1

stärker durch. Der Vergleich mit den Meßwerten (Abb.5.41) legt die Vermutung nahe, daß die Selbstabschirmung in den Goldfolien überbewertet wird. Denn das unkorrigierte Ratenprofil würde zu einer besseren Deckung mit den Meßwerten führen.

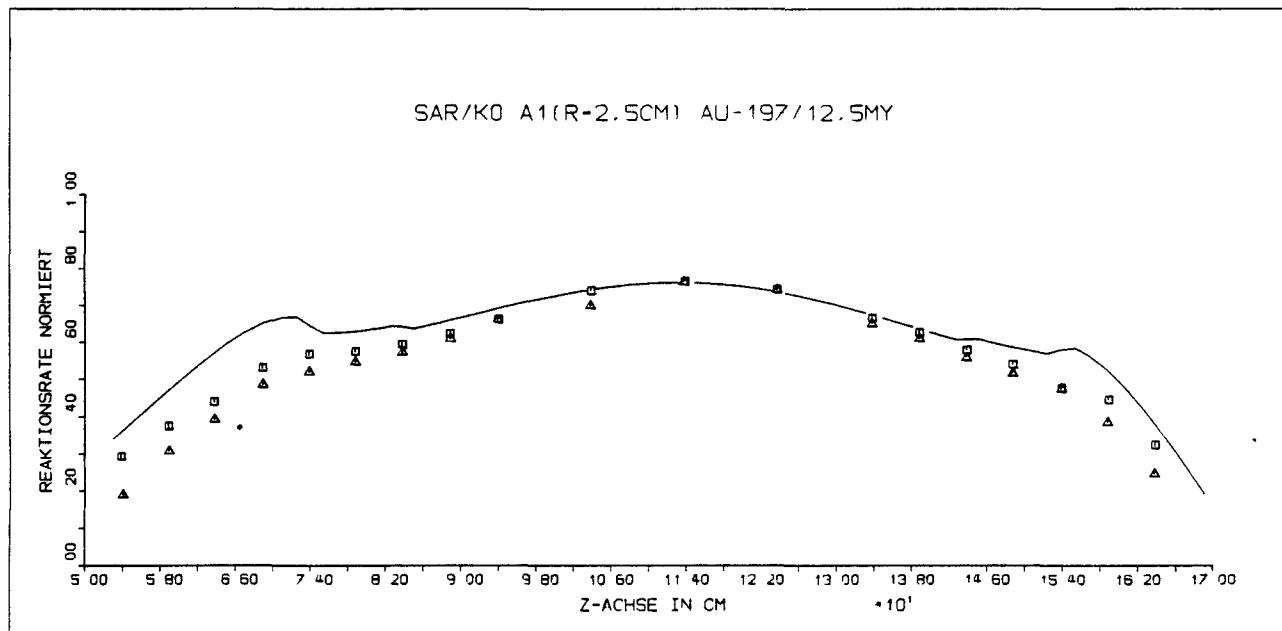


Abb. 5.41: Absorptionsraten für 12,5 μm dicke Goldfolien im Kanal A 1

— Rechnung
▲▲▲ Messung (ohne zusätzl. Betondeckel und Graphitstopfen)
■■■ Messung (mit zusätzl. Betondeckel und Graphitstopfen)

Im wesentlichen werden aber auch hier die mit Uran- und Manganfolien gewonnenen Erkenntnisse bestätigt. Der zusätzliche Betondeckel hebt jedoch die Goldraten schwächer an, als dies für Uran der Fall war. Offenbar wird durch den Betondeckel vor allem ein Entweichen thermischer Neutronen verhindert.

Abb. 5.42 zeigt das Ratenprofil unter Cadmiumabdeckung. Schließlich ist aus Abb. 5.43 die sehr gute Überdeckung des gemessenen inversen Cadmiumverhältnisses mit der Vorausrechnung zu erkennen. Nur im Bodenreflektor ist eine Abweichung von der Auslegungsrechnung festzustellen.

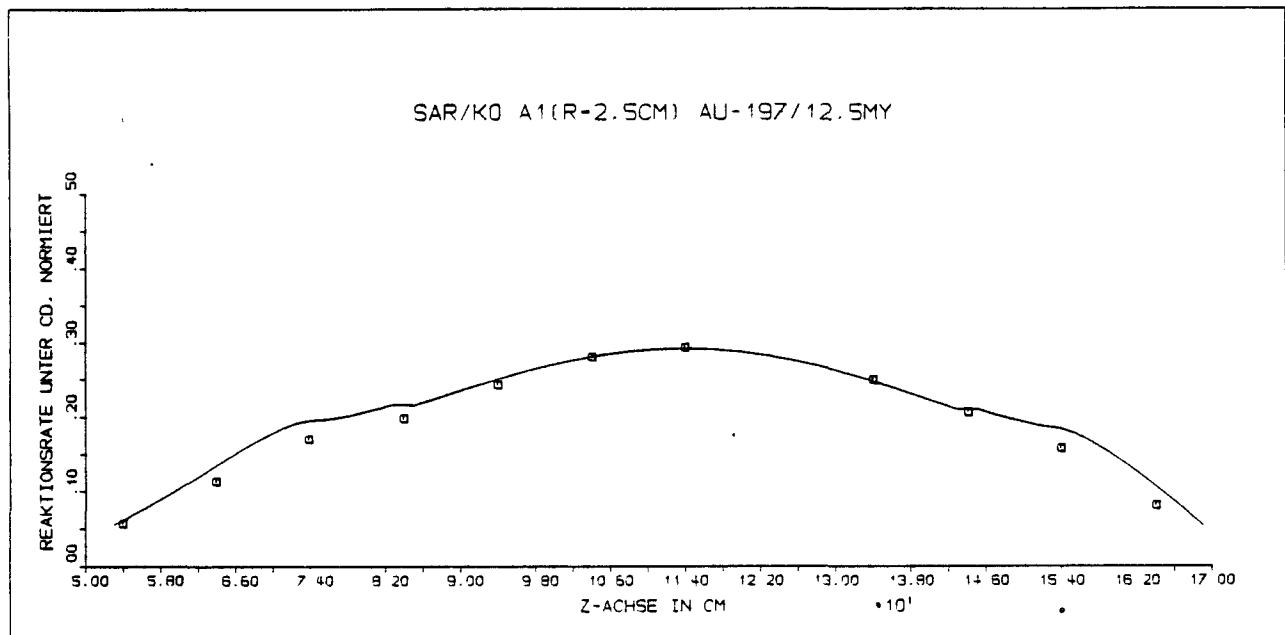


Abb. 5.42: Absorptionsraten für Goldfolien (Dicke 12,5 μm) unter Cadmiumabdeckung im Kanal A1

— Rechnung
■■■ Messung (mit zusätzl. Betondeckel und Graphitstopfen)

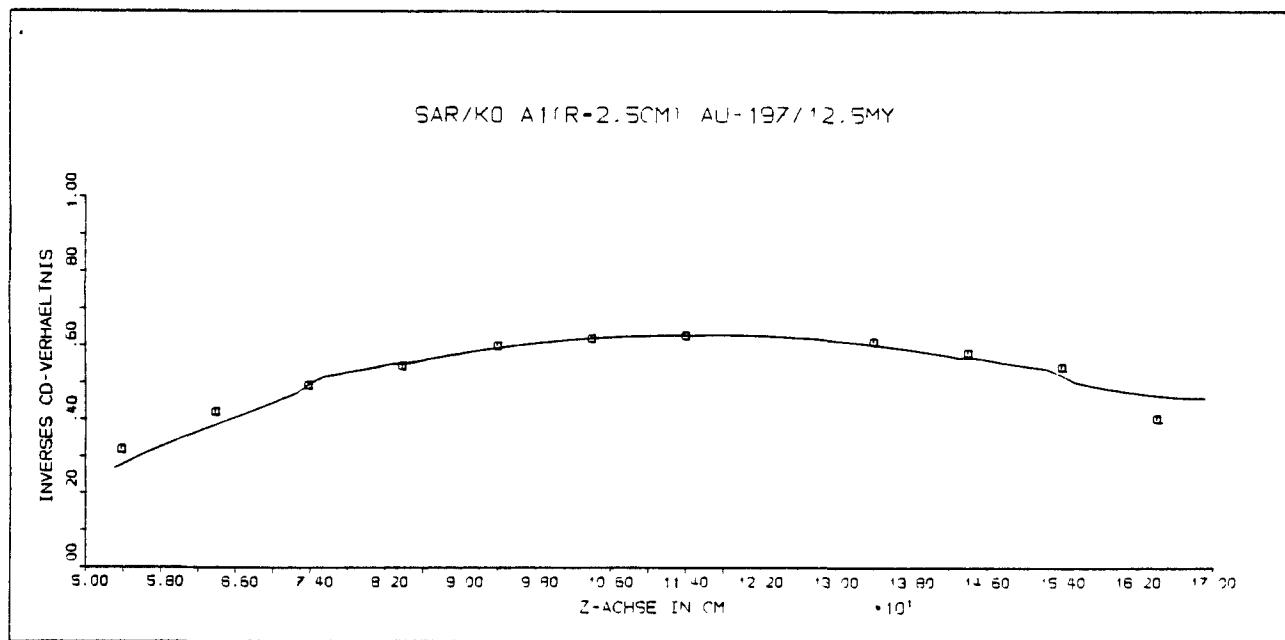


Abb. 5.43: Inverses Cadmiumverhältnis für 12,5 μm dicke Goldfolien im Kanal A1

— Rechnung, ■■■ Messung (mit zusätzl. Betondeckel u. Graphitstopfen)

INDIUM-115: Die Diskussion über Indiumraten im Kanal R3 ergab, daß mit großer Wahrscheinlichkeit die Indiumquerschnitte der 5. Energiegruppe mit THERMOS falsch berechnet werden. Diese Vermutung wird durch den Ratenvergleich im Kanal A1 bestätigt.

Betrachten wir zunächst die partiellen und totalen Reaktionsraten für unendlich verdünntes Indium. In Abb. 5.44 liegen diesen Raten THERMOS-Wirkungsquerschnitte in den Kugelzonen und MUPO-Querschnitte in den Graphitreflektoren zugrunde. Für die Berechnung der Ratentraversen in Abb. 5.45 wurde hingegen in allen Zonen der mit MUPO für die 5. Gruppe in Zone 16 generierte Absorptionsquerschnitt benutzt. Mit diesem neuen Querschnittssatz verflachen die Ratenprofile; der physikalisch irrelevante Ratensprung an der Zonengrenze zwischen Kugelschüttung und Graphitreflektor verschwindet.

Vergleicht man die berechneten Reaktionsraten mit den Meßwerten, so stellt man fest, daß die mit dem neuen Querschnittssatz gewonnenen Profile dem realen Ratenverlauf viel besser entsprechen (vgl. Abb. 5.46 und 5.47). Im Bereich der axialen Reflektoren liegen die Meßwerte über dem errechneten Ratenprofil. Diese Abweichung kann durch eine Unterbewertung der Selbstabschirmung oder durch eine fehlerhafte Berechnung des 5. Gruppenflusses gedeutet werden. Es ist bemerkenswert, daß im Gegensatz zu den hier vorliegenden Abweichungen in den Graphitreflektoren die Meßwerte für Uran-, Mangan- und Goldraten unter den errechneten Größen bleiben.

In Abb. 5.48 sind Indiumraten unter Cadmiumabdeckung dargestellt. Auch diesen Raten liegt für die 5. Gruppe der MUPO-Querschnitt aus Zone 16 zugrunde.

Abb. 5.49 zeigt den Vergleich gemessener und vorausberechneter inverser Cadmiumverhältnisse für Indium. Es sei daran erinnert, daß als Folge der teilweisen Überlappung von Indiumresonanz und Cadmiumflanke, durch eine exakte Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie die Korrektheit der Vorausrechnung nicht bewiesen wird.

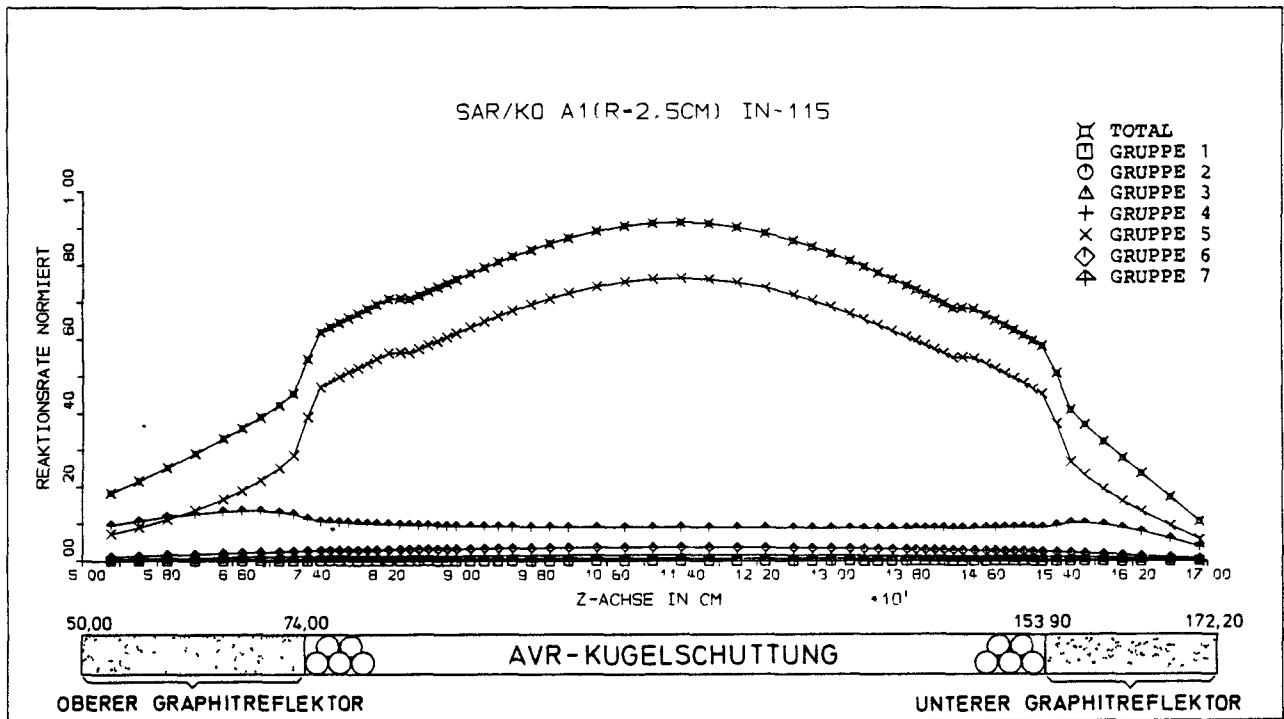


Abb. 5.44: Totale und partielle Absorptionsraten für In-115 (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal A 1

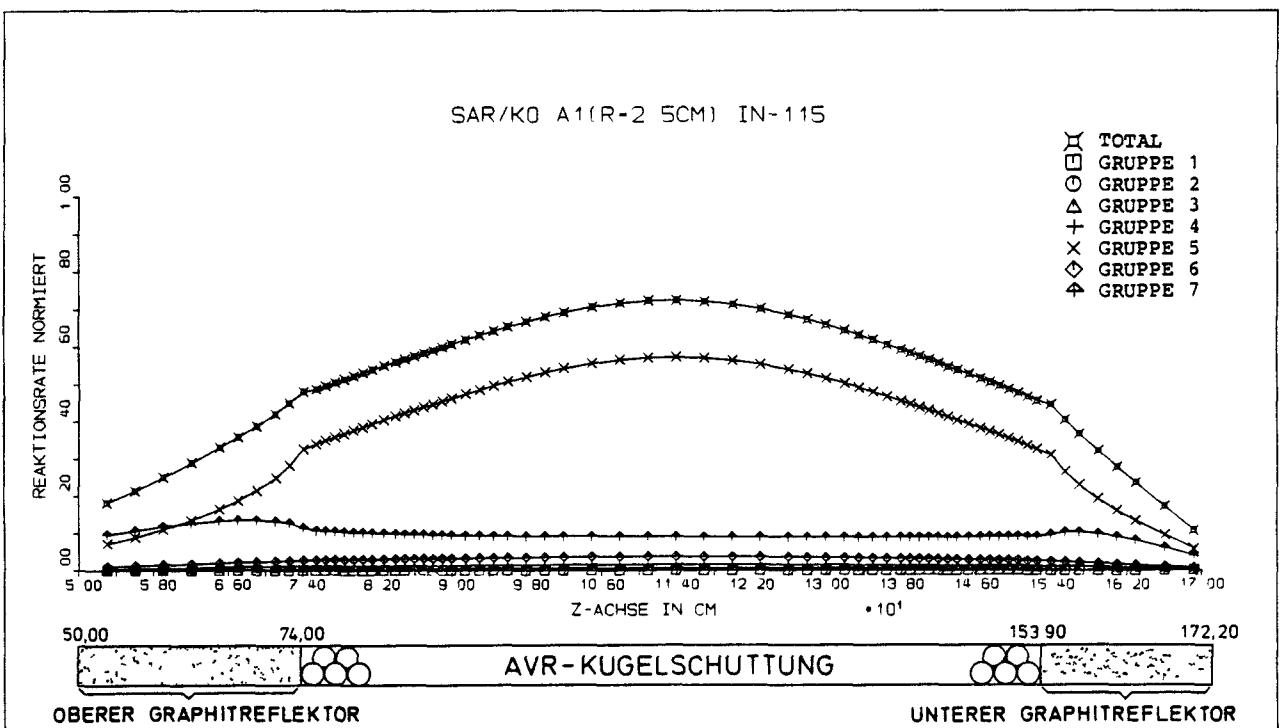


Abb. 5.45: Totale und partielle Absorptionsraten für In-115 (in unendlicher Verdünnung, MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16, gerechnet) im Kanal A 1

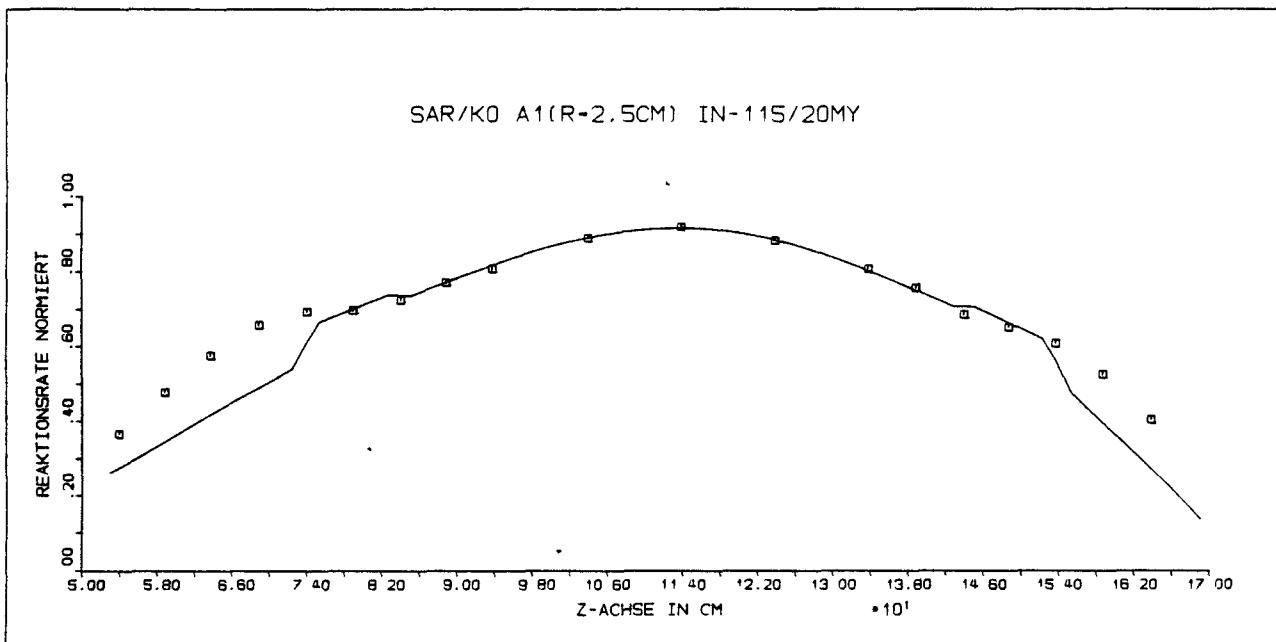


Abb. 5.46: Absorptionsraten für Indiumfolien (Dicke 20 μ m) im Kanal A 1

— Rechnung, □□□ Messung (mit zusätzl. Betondeckel und Graphitstopfen)

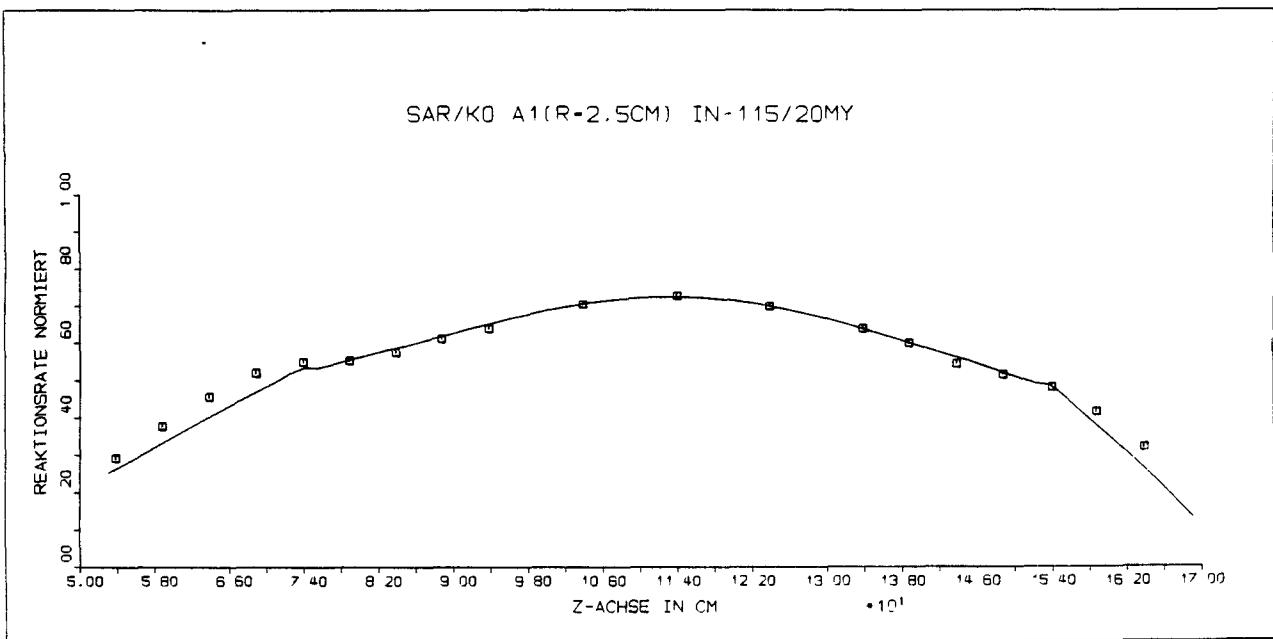


Abb. 5.47: Absorptionsraten für Indiumfolien (Dicke 20 μ m) im Kanal A1

— Rechnung (mit MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16)
□□□ Messung (mit zusätzlichem Betondeckel und Graphitstopfen)

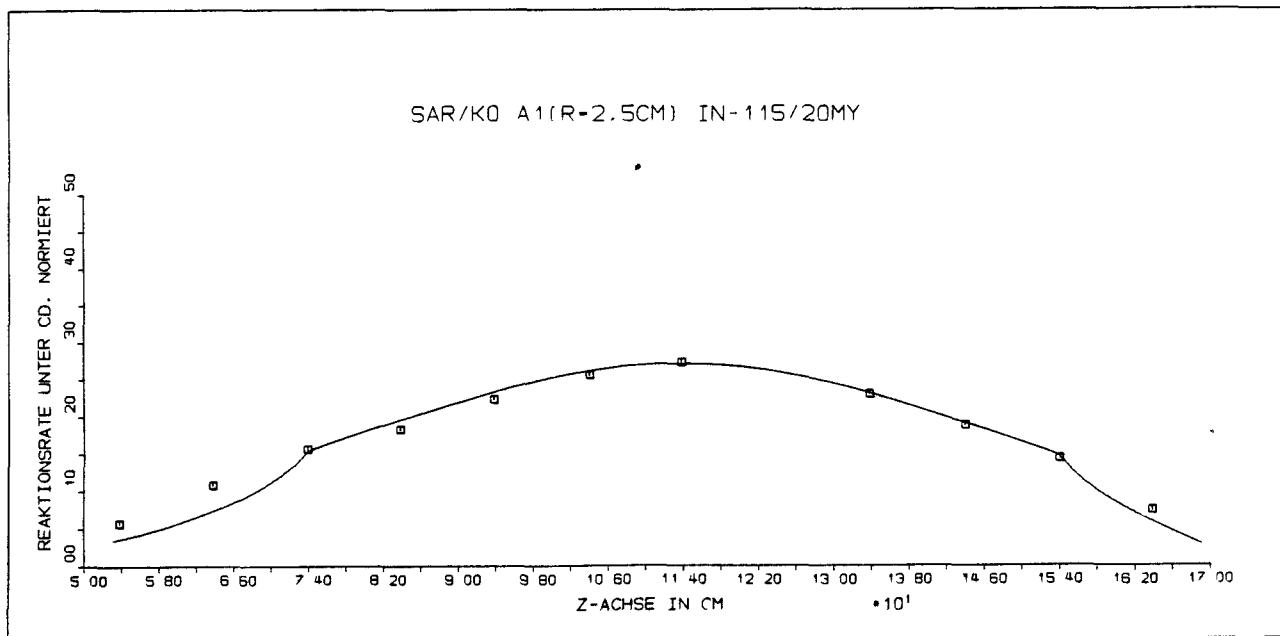


Abb. 5.48: Absorptionsraten für Indiumfolien (Dicke 20 μm) unter Cadmiumabdeckung im Kanal A1
— Rechnung (mit MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16)
□ □ □ Messung (mit zusätzlichem Betondeckel und Graphitstopfen)

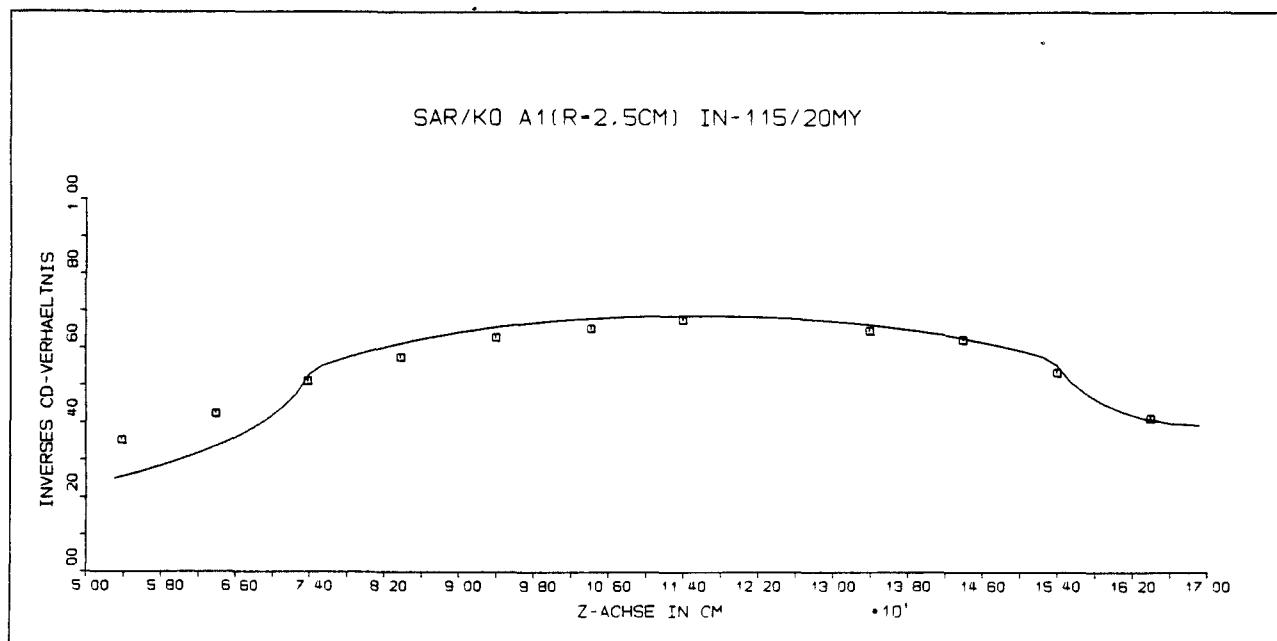


Abb. 5.49: Inverses Cadmiumverhältnis für 20 μm dicke Indiumfolien im Kanal A1
— Rechnung (mit MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16)
□ □ □ Messung (mit zusätzlichem Betondeckel und Graphitstopfen)

5.5.2.3 Ratenprofile im Kanal A3

Der Kanal A3 dient zur Messung von Reaktionsraten im Ringcore des SAR. Er verläuft wahlweise zentral oder peripher in axialer Richtung durch das Brennelement Nr. 5 (Abb.5.17). Damit soll die Heterogenität im Ringcore durch den periodischen Wechsel von Brennelement und Graphitkeil im Ratenbild gegenüber der im Modell zylindersymmetrischen Coredarstellung erfaßt werden. Vorausrechnung und Meßergebnisse werden im Kanal A3 stets bei $Z=114$ cm durch einen Normfaktor zur Deckung gebracht.

URAN-235: Abb. 5.50 zeigt die für U-235 Folien typische quasi-Proportionalität zwischen 7. Gruppenfluß und Spaltrate. Die gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment wird durch Abb. 5.51 dokumentiert. Auch in den Spektralzonen 7 und 8 (Moderatorwasser) weichen die Meßergebnisse nur geringfügig von der Vorausrechnung ab.

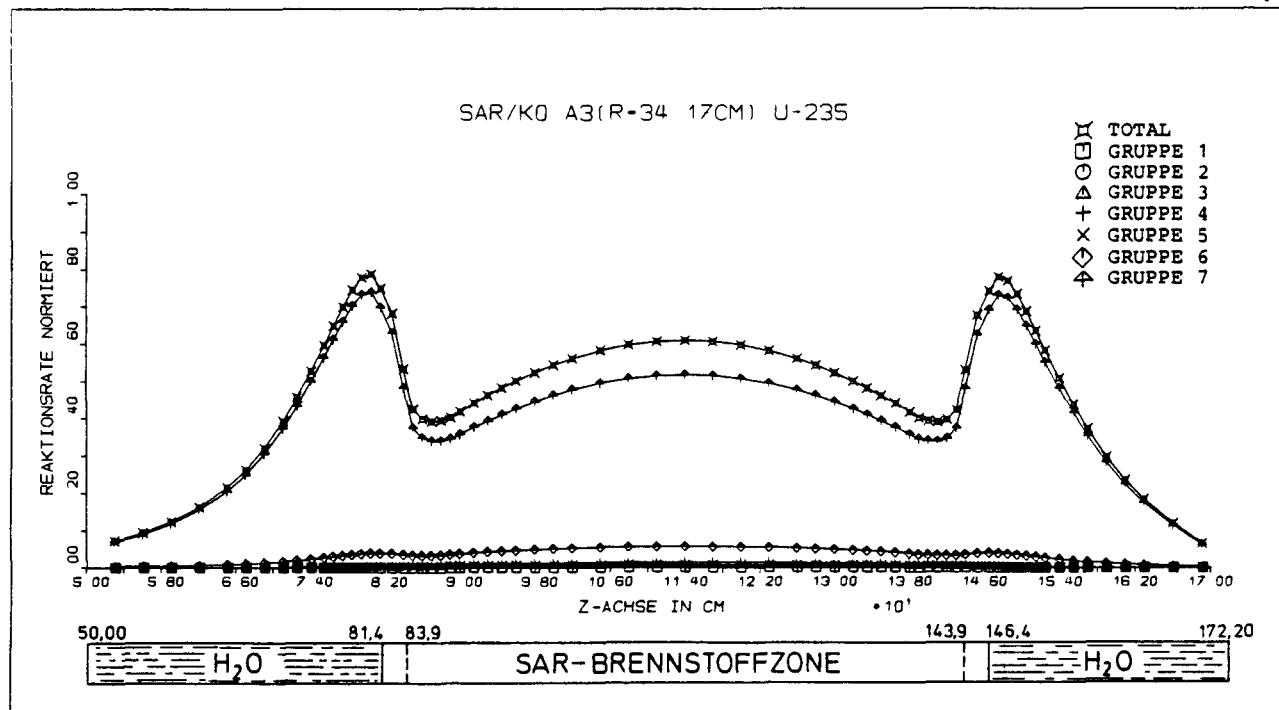


Abb.5.50: Totale und partielle Spaltraten des Isotops U-235 (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal A3

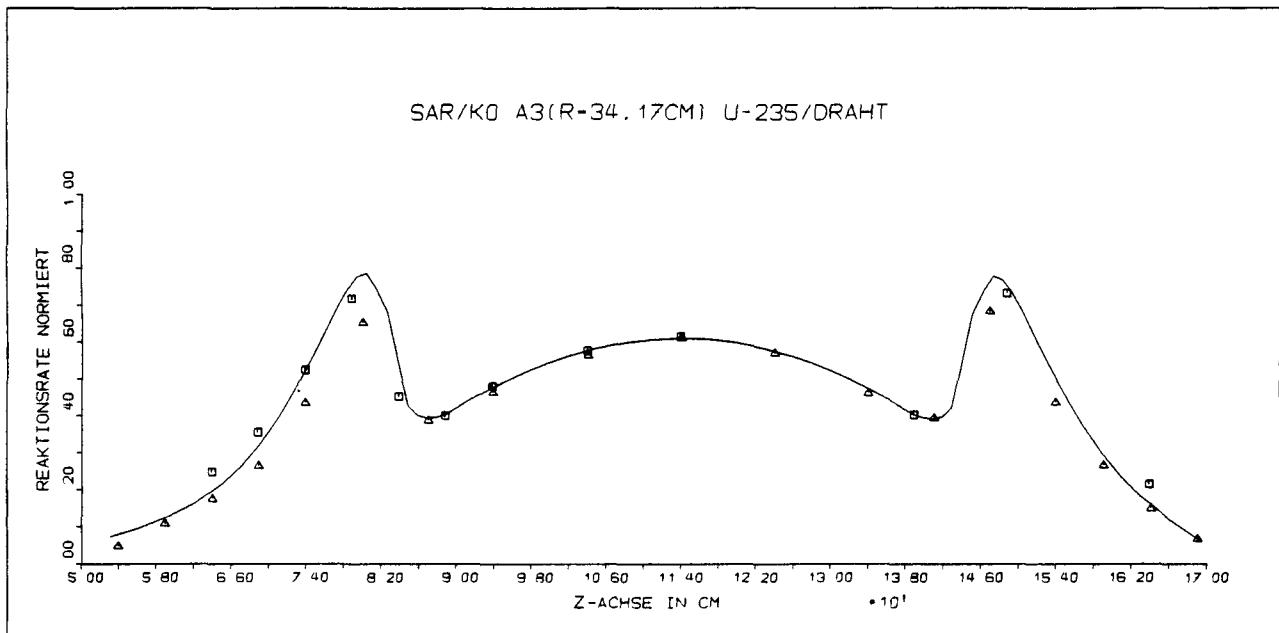


Abb. 5.51: Spaltraten von U-235 Drahtsonden (10 mm Länge, 0,7 mm Ø) im Kanal A3

— Rechnung
■ ■ ■ Messung in Mitte Brennelement
▲ ▲ ▲ Messung seitlich im Brennelement

MANGAN: Die partiellen und totalen Reaktionsraten für Mangan in unendlicher Verdünnung sind in Abb. 5.52 zusammengefaßt. Das Ratenprofil ist, wie zu erwarten, dem für Uranfolien sehr ähnlich. Der Vergleich vorausberechneter und gemessener Raten zeigt eine hervorragende Übereinstimmung (Abb. 5.53). In bemerkenswerter Weise werden die errechneten thermischen Flußüberhöhungen in den axialen Moderatorwasserzonen im Experiment bestätigt. Bei zentraler Orientierung des Meßkanals ist die Überdeckung zwischen Theorie und Experiment in einem noch höheren Maß gegeben, als dies bei seitlichem Verlauf des Kanals durch das Brennelement der Fall ist.

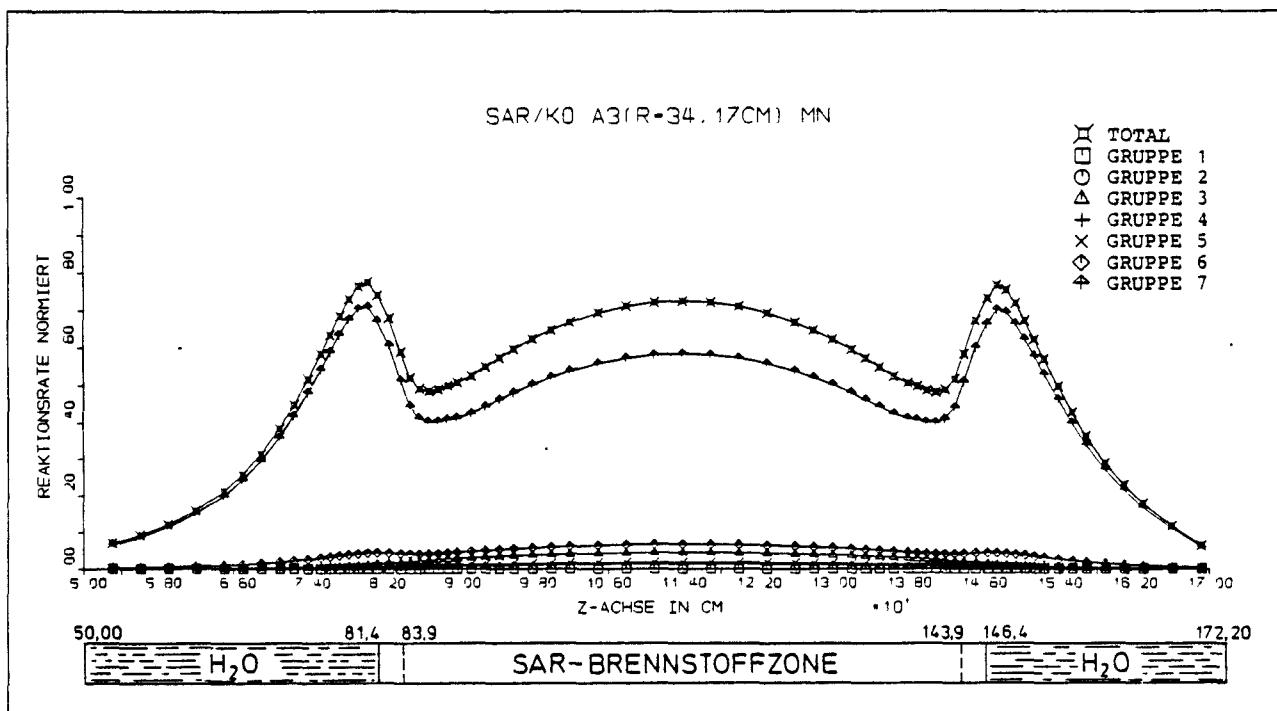


Abb. 5.52: Totale und partielle Absorptionsraten für Mangan (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal A3

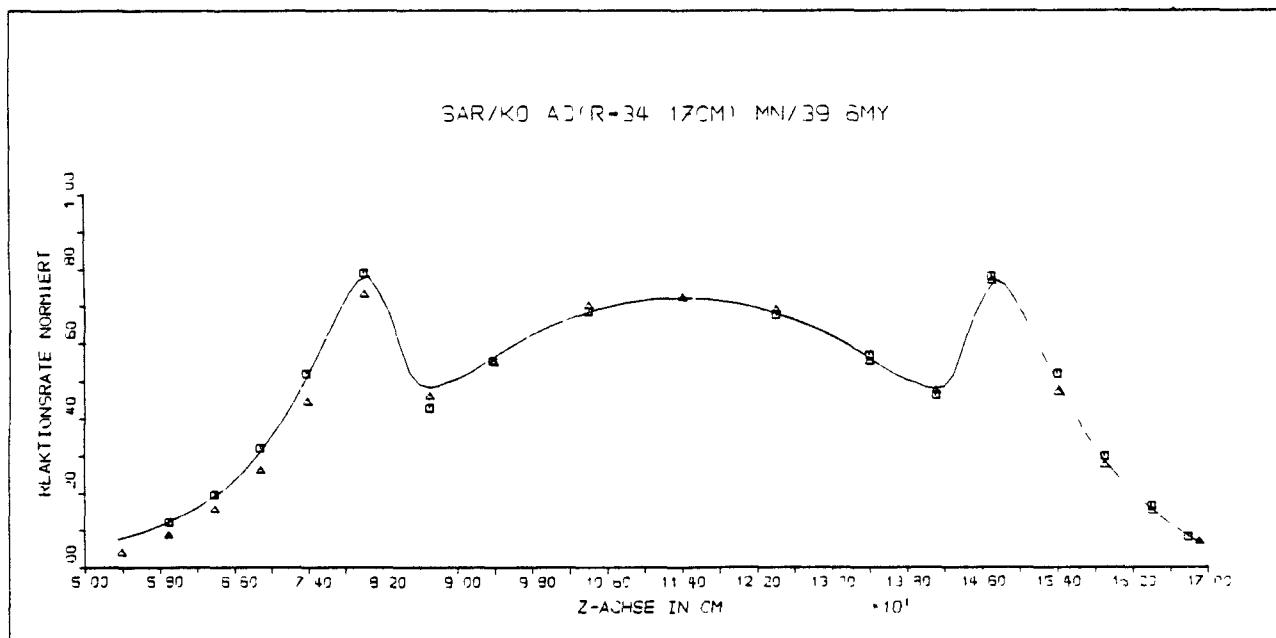


Abb. 5.53: Absorptionsraten von Manganfolien (Dicke 39,6 μm) im Kanal A3

— Rechnung
 ■ ■ ■ Messung in Mitte Brennelement
 △ △ △ Messung seitlich im Brennelement

GOLD: Das Ratenbild für Gold in unendlicher Verdünnung (Abb. 5.54) zeigt, daß im Brennelement die Resonanzabsorption gegenüber der thermischen dominiert und sich diese Verhältnisse in den Wasserzonen umkehren. Die thermische Flußüberhöhung als Folge der guten Moderation in den Wasserzonen kommt in der Gesamtabsorptionsrate nur gedämpft zum Ausdruck.

In den Abb. 5.55, 5.56 und 5.57 wird eine Serie von Ratenmessungen mit 2 μm , 12,5 μm und 25 μm dicken Goldfolien den vorausberechneten und mit entsprechenden Faktoren für die Selbstabschirmung (vgl. Tab. 5.14) korrigierten Raten gegenübergestellt. Je dicker die Folie, umso stärker schlägt die Absorption im thermischen Energiebereich durch. Die Übereinstimmung zwischen Auslegungsrechnung und Experiment ist für alle drei Foliendicken als sehr gut zu bezeichnen. Dies berechtigt zur Annahme, daß sowohl die Korrekturfaktoren für die verschiedenen Foliendicken als auch die errechnete Flußverteilung der Realität entsprechen.

Aus Abb. 5.56 ist auch die Änderung im Ratenprofil bei einer Verschiebung des Meßkanals vom Zentrum des Brennelementes zur Peripherie hin ersichtlich.

Wird die thermische Absorption durch eine Cadmiumabdeckung der Folie unterdrückt, erhält man ein in Abb. 5.58 dargestelltes Ratenprofil. Zwischen Vorausrechnung und Experiment ist praktisch keine Abweichung feststellbar.

Diese sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie wird auch durch den Vergleich vorausberechneter und gemessener inverser Cadmiumverhältnisse in Abb. 5.59 bestätigt.

INDIUM-115: So wie in den übrigen Kanälen werden auch hier für Indium die Ratenprofile stets für zwei Wirkungsquerschnittssätze dargestellt. Im Fall A benützten wir THERMOS-Querschnitte. Im Fall B wird in allen Zonen in der 5. Energiegruppe der mit MUPO für Indium-115 in Zone 16 generierte Querschnitt herangezogen.

Für das Folienmaterial in unendlicher Verdünnung zeigen die Abb. 5.60 und 5.61 den Unterschied im Ratenbild von Fall A zu Fall B auf.

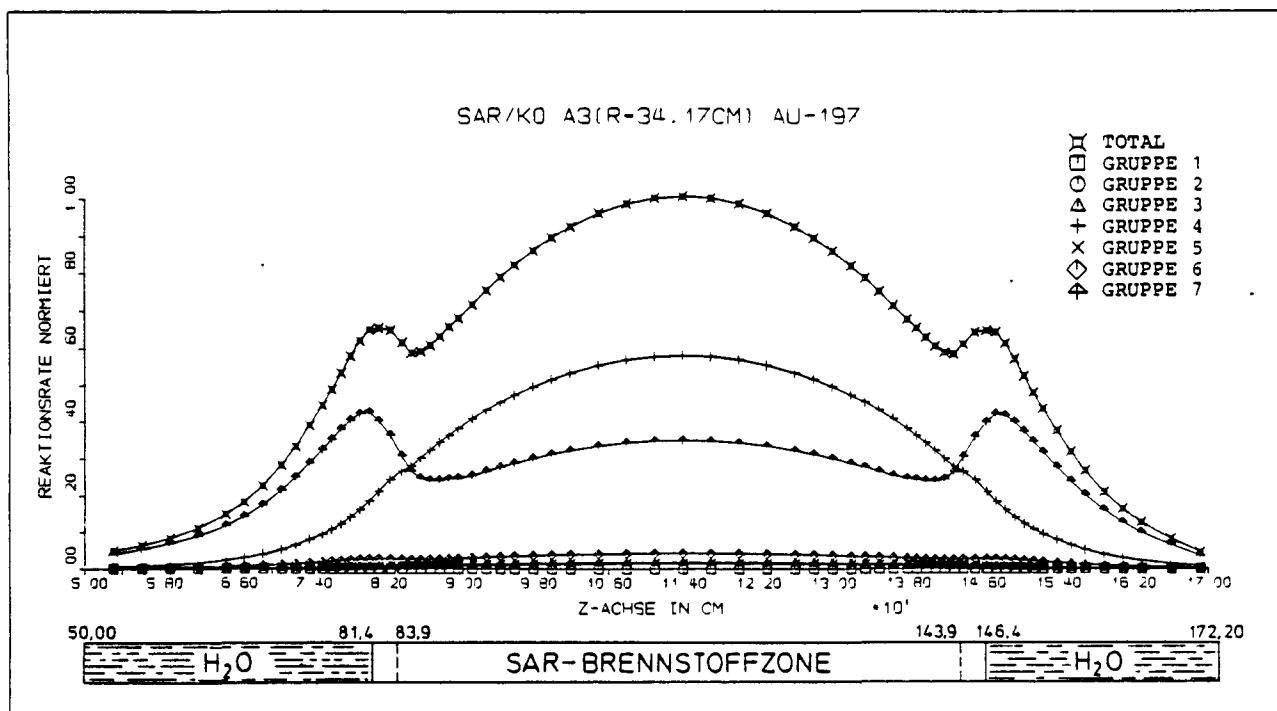


Abb. 5.54: Totale und partielle Absorptionsraten für Gold (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal A3

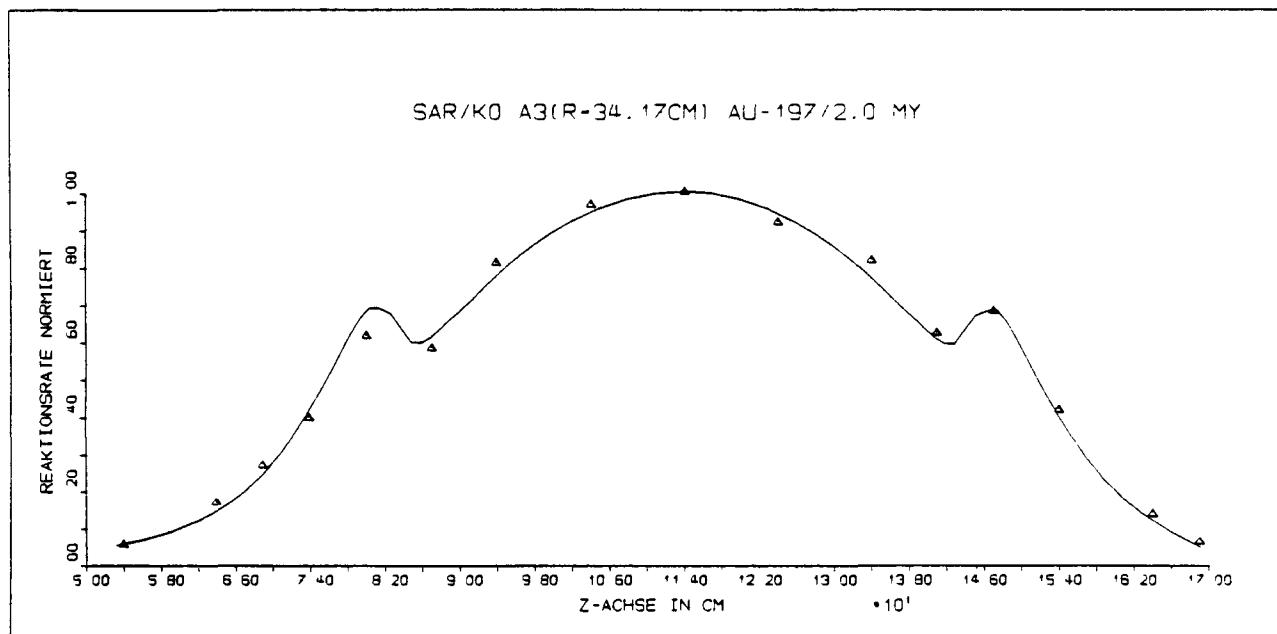


Abb. 5.55: Absorptionsraten für 2 μ m dicke Goldfolien im Kanal A3

— Rechnung

▲▲▲ Messung seitlich im Brennelement

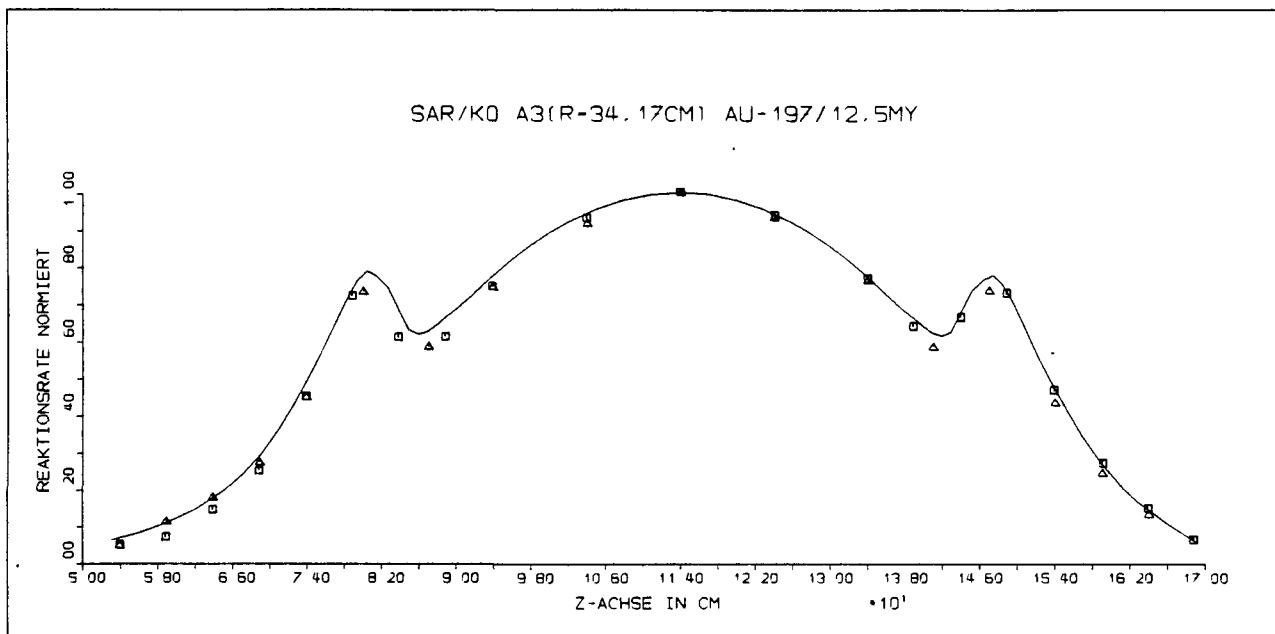


Abb. 5.56: Absorptionsrate für 12,5 μm dicke Goldfolien im Kanal A3

— Rechnung

■ ■ ■ Messung in Mitte Brennelement

△ △ △ Messung seitlich im Brennelement

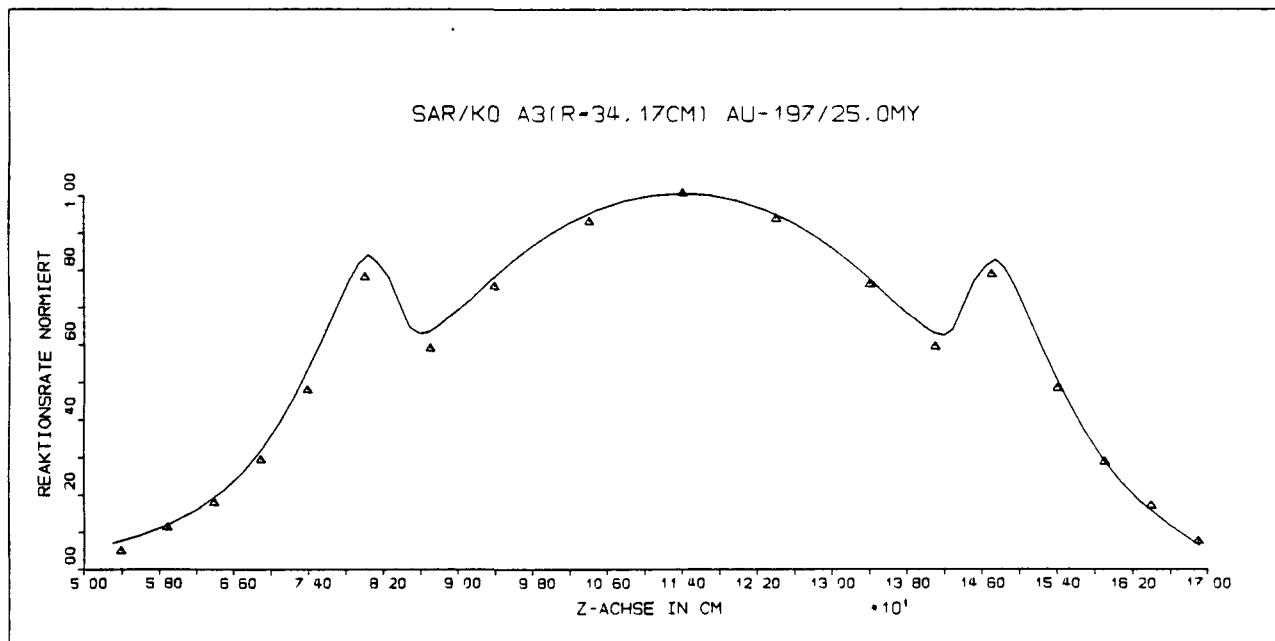


Abb. 5.57: Absorptionsrate für 25 μm dicke Goldfolien im Kanal A3

— Rechnung

△ △ △ Messung seitlich im Brennelement

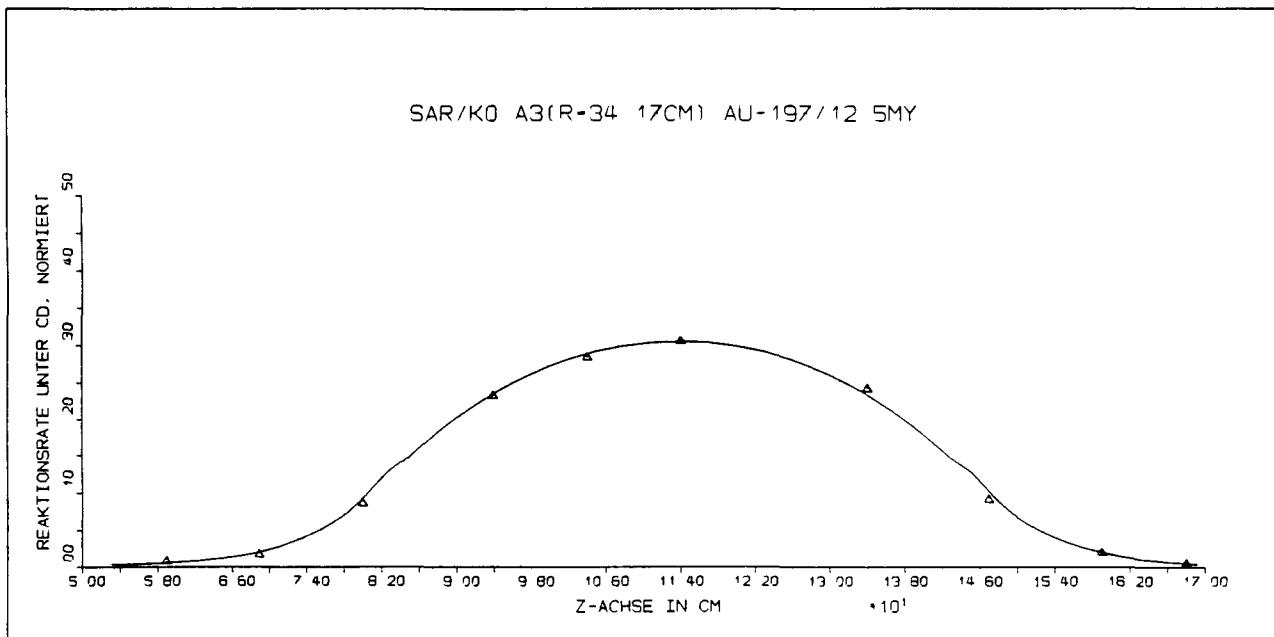


Abb. 5.58: Absorptionsraten für Goldfolien (Dicke 12,5 μm) unter Cadmiumabdeckung im Kanal A3

— Rechnung
▲▲▲ Messung seitlich im Brennelement

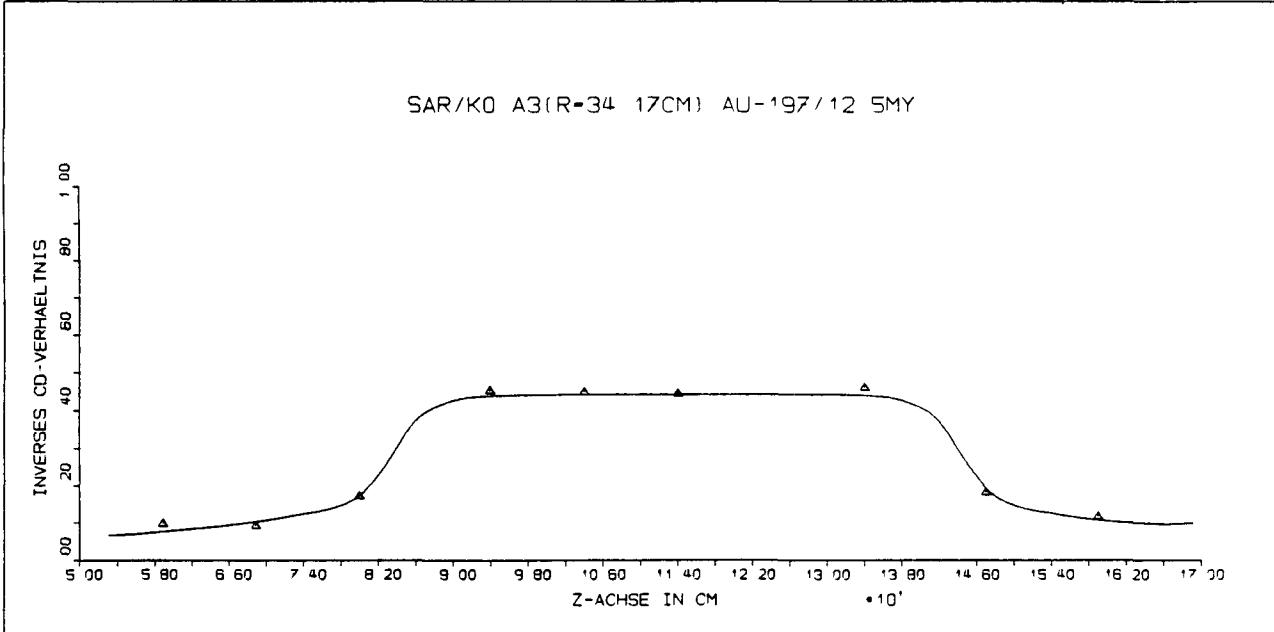


Abb. 5.59: Inverses Cadmiumverhältnis für 12,5 μm dicke Goldfolien im Kanal A3

— Rechnung
▲▲▲ Messung seitlich im Brennelement

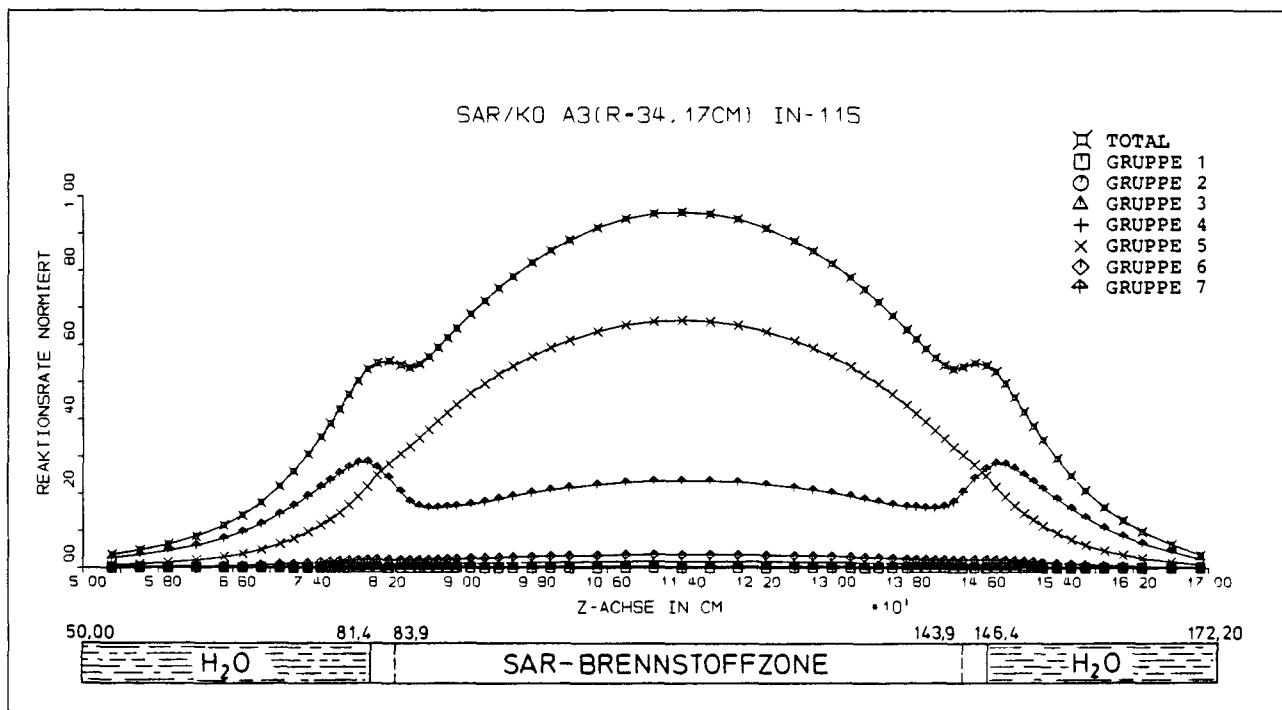


Abb. 5.60: Totale und partielle Absorptionsraten für In-115 (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal A3

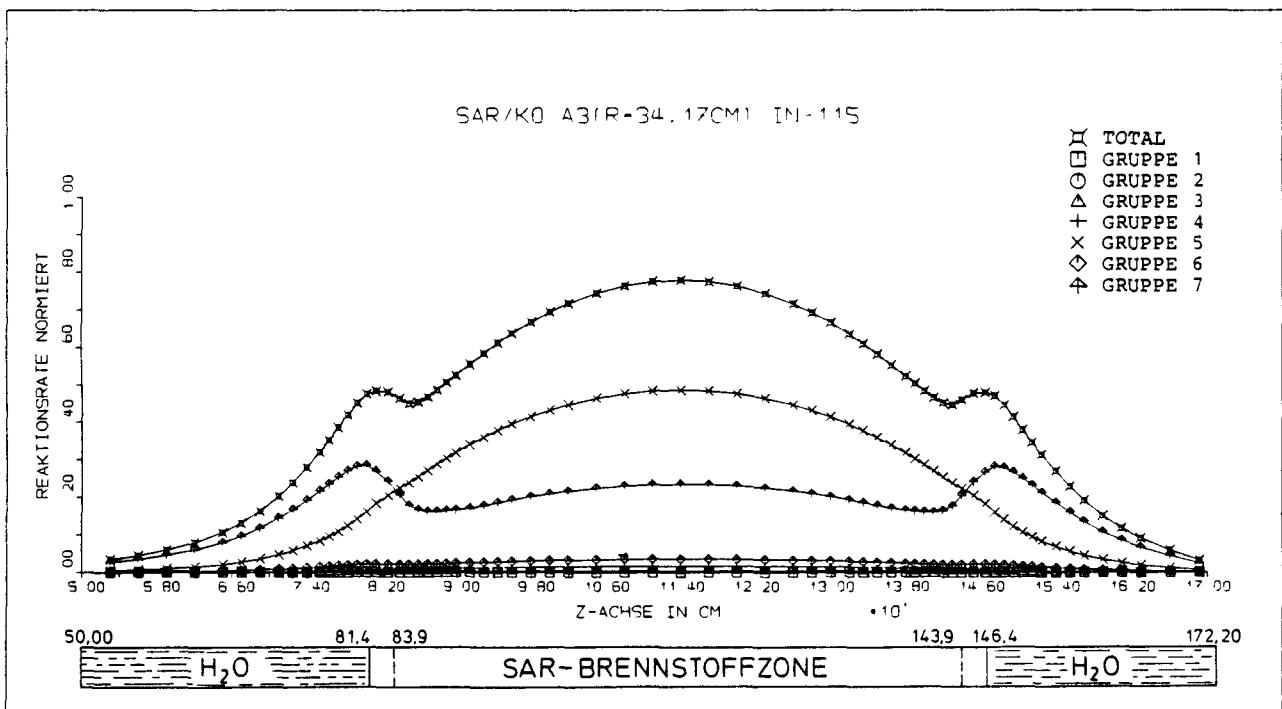


Abb. 5.61: Totale und partielle Absorptionsraten für In-115 (in unendlicher Verdünnung, MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16, gerechnet) im Kanal A3

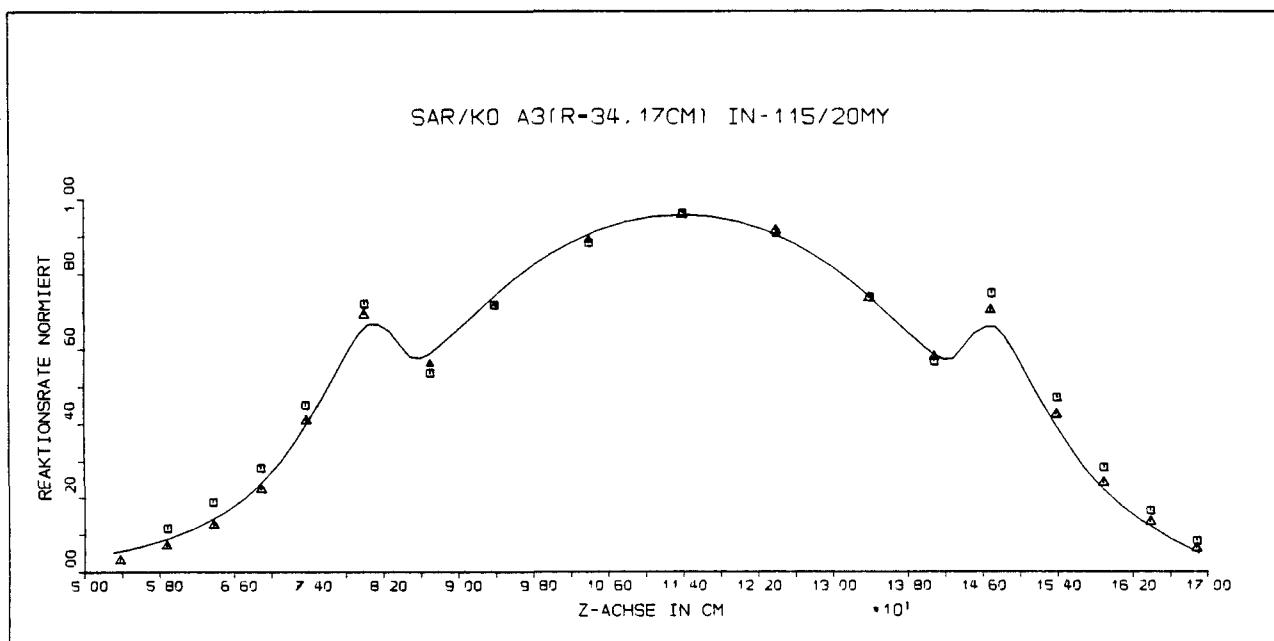


Abb. 5.62: Absorptionsraten für Indiumfolien (Dicke 20 μm) im Kanal A3

— Rechnung

■■■ Messung in Mitte Brennelement

▲▲▲ Messung seitlich im Brennelement

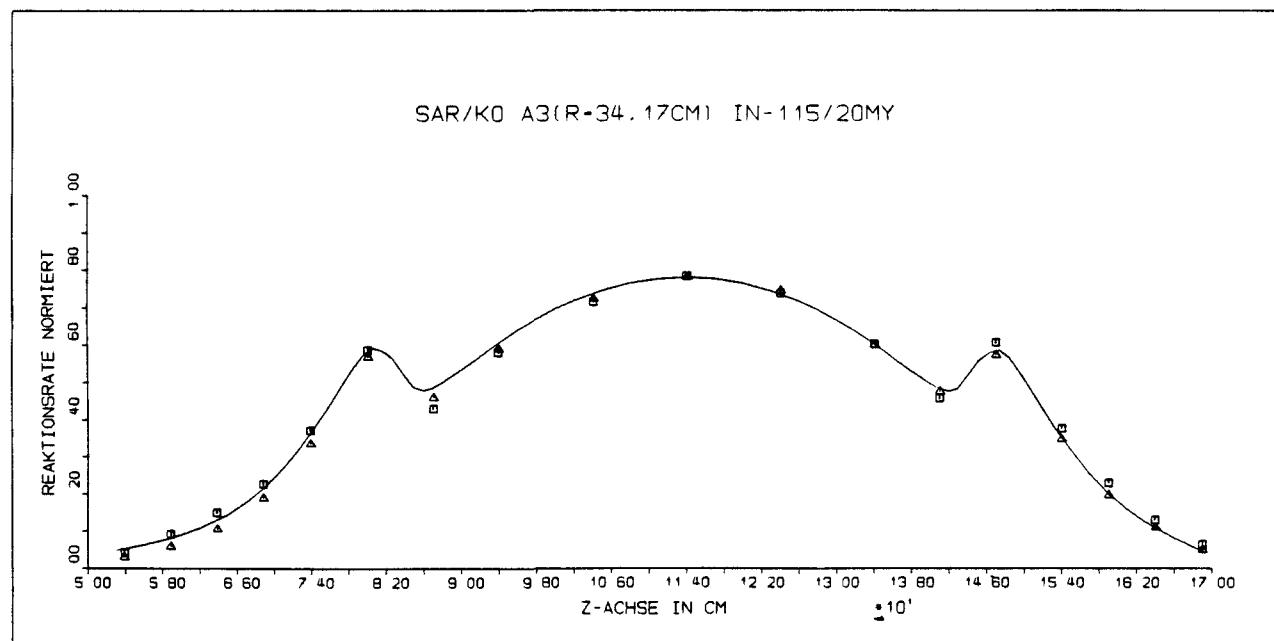


Abb. 5.63: Absorptionsraten für Indiumfolien (Dicke 20 μm) im Kanal A3

— Rechnung (mit MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16)

■■■ Messung in Mitte Brennelement

▲▲▲ Messung seitlich im Brennelement

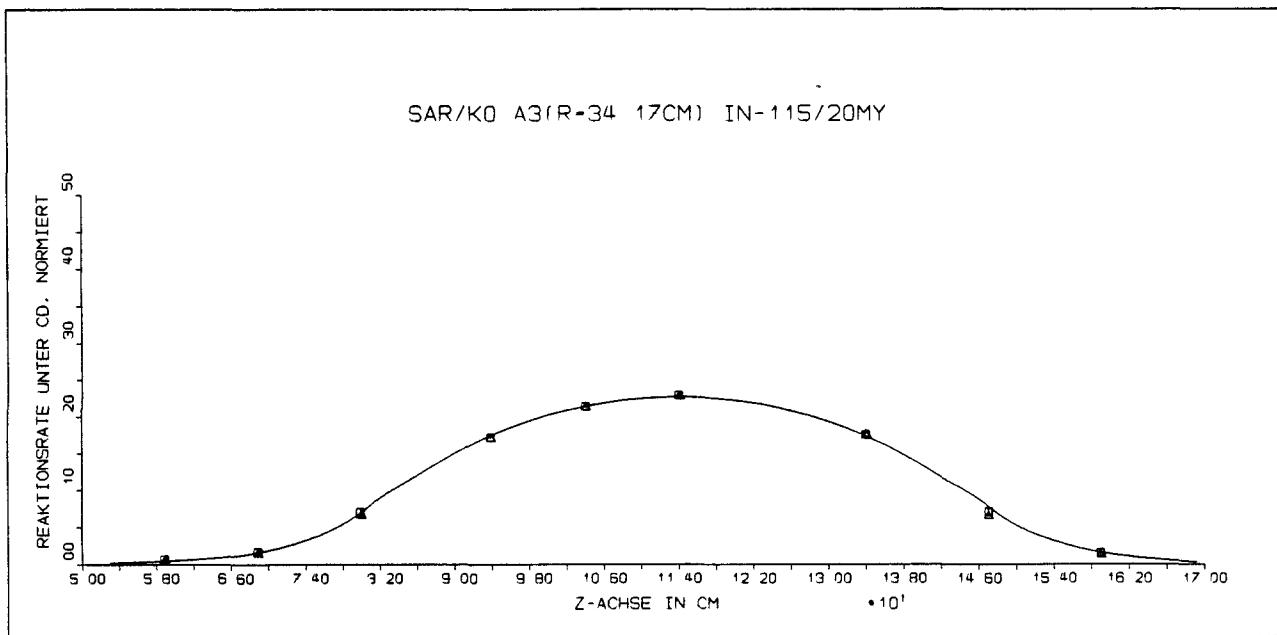


Abb. 5.64: Absorptionsraten für Indiumfolien (Dicke 20 μm) unter Cadmiumabdeckung im Kanal A3

— Rechnung (mit MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16)

■ □ ▢ Messung in Mitte Brennelement

△ ▲ ▲ Messung seitlich im Brennelement

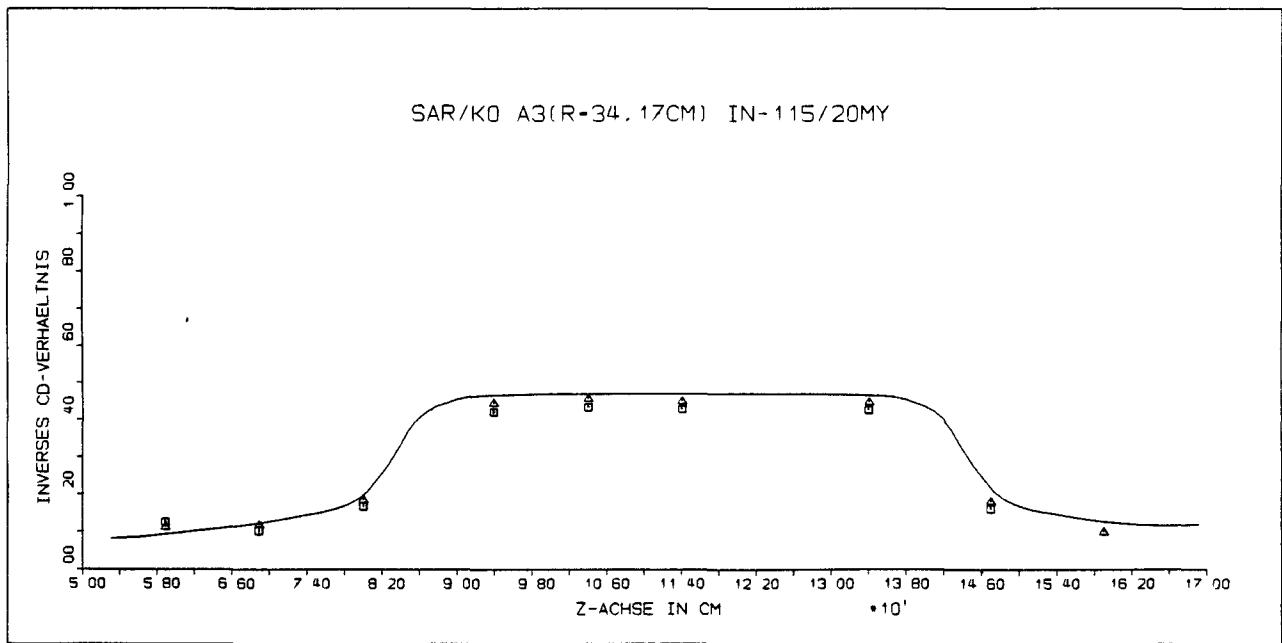


Abb. 5.65: Inverses Cadmiumverhältnis für 20 μm dicke Indiumfolien im Kanal A3

— Rechnung (mit MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16)

■ □ ▢ Messung in Mitte Brennelement

△ ▲ ▲ Messung seitlich im Brennelement

Aus dem Vergleich vorausberechneter Raten mit den Meßwerten in Brennelementmitte und an deren Peripherie wird deutlich, daß im Fall B (Abb.5.63) der errechnete Ratenverlauf dem experimentellen Ergebnis viel besser entspricht als für den Querschnittssatz A in Abb. 5.62.

Die unter Cadmiumabdeckung gemessenen Indiumraten stimmen mit den vorausberechneten überein und sind in Brennelementmitte und an der Peripherie praktisch identisch (Abb.5.64).

Auch das numerisch ermittelte Cadmiumverhältnis wird durch die Messung bestätigt (Abb.5.65). Es entspricht den Erwartungen, daß die Meßwerte etwas unterhalb der vorausberechneten Kurve liegen. Eine Folge der teilweisen Überlappung von Cadmiumflanke und Indiumresonanz.

5.5.2.4 Ratenprofile im Kanal A4

Der Meßkanal A4 verläuft axial durch den Graphitkeil zwischen Brennelement Nr. 17 und 18 in unmittelbarer Nachbarschaft der 3. Regelplatte (vgl. Abb.5.17). Die Anpassung der Meßwerte an die berechneten Profile erfolgt bei $Z=114$ cm.

MANGAN: Abb. 5.66 zeigt die partiellen und totalen Absorptionsraten für Mangan in unendlicher Verdünnung. Die Raten des 7. Gruppenflusses dominieren und sind teilweise sogar mit der Gesamtrate identisch.

Die gemessene Ratentraverse für Manganfolien (Abb.5.67) ist deutlich asymmetrisch. Offenbar drückt die benachbarte Regelplatte aus Cadmium auf die Neutronenbevölkerung im thermischen Energiebereich. (Die Regelplatte stand um 9,5 cm tiefer als in der Auslegungsrechnung angenommen !)

In der unteren Corehälfte erscheinen die Meßwerte gegenüber der Vorausrechnung überhöht - eine Folge der willkürlich gewählten Normierung. Es wäre zweckmäßiger, die Kanalposition in größerer Entfernung von Regel- und Sicherheitsplatten festzulegen.

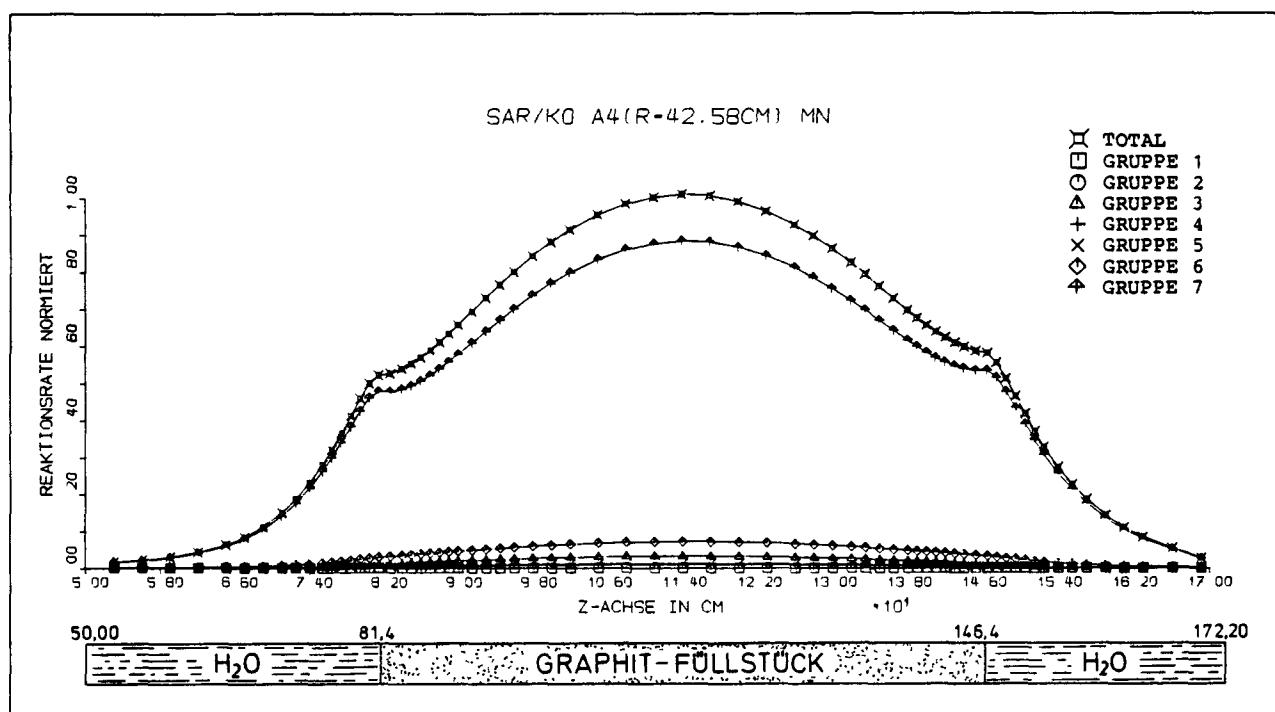


Abb. 5.66: Totale und partielle Absorptionsraten für Mangan (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal A4

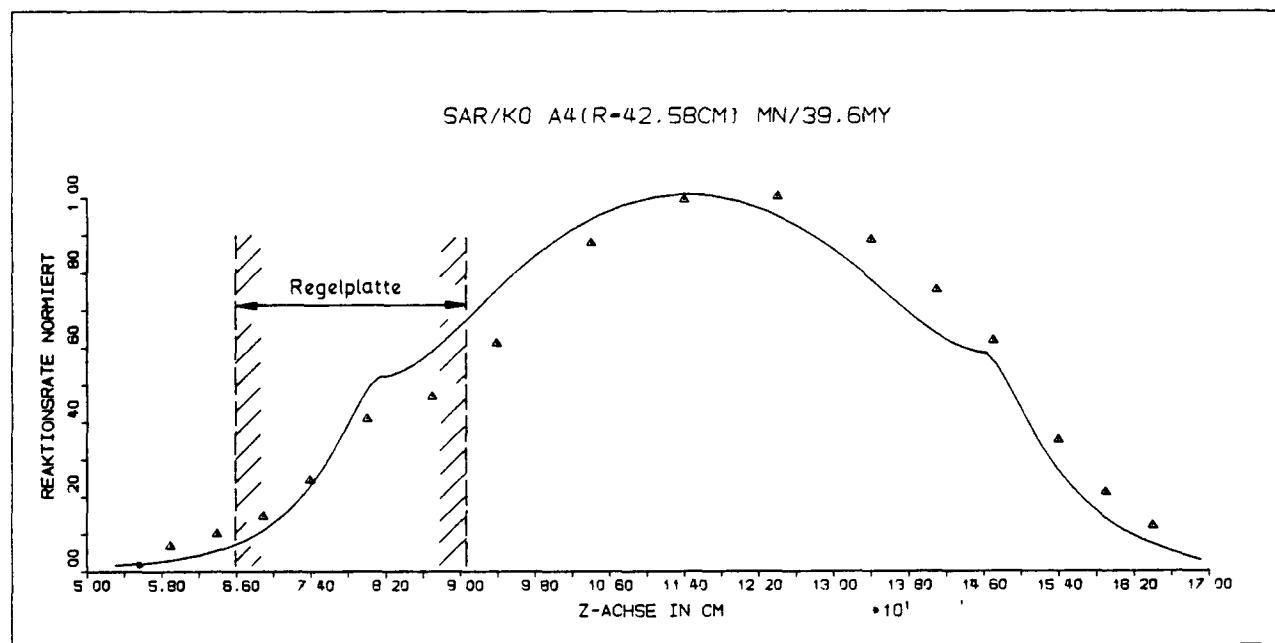


Abb. 5.67: Absorptionsraten für Manganfolien (Dicke 39,6 μm) im Kanal A4

— Rechnung
△ △ △ Messung

GOLD: Die partiellen und die Gesamtabsorptionsraten für ideal dünne Goldfolien sind in Abb.5.68 dargestellt. Man erkennt aus den einzelnen Beiträgen zur Gesamtrate, daß außen im Graphitkeil das Neutronenspektrum viel schwächer variiert als in den übrigen Meßkanälen.

Auch das experimentell gewonnene Ratenprofil zeigt eine Asymmetrie durch die Absorberwirkung der Regelplatten (vgl. Abb.5.69), aber nicht mehr so deutlich wie für Manganfolien, da in den

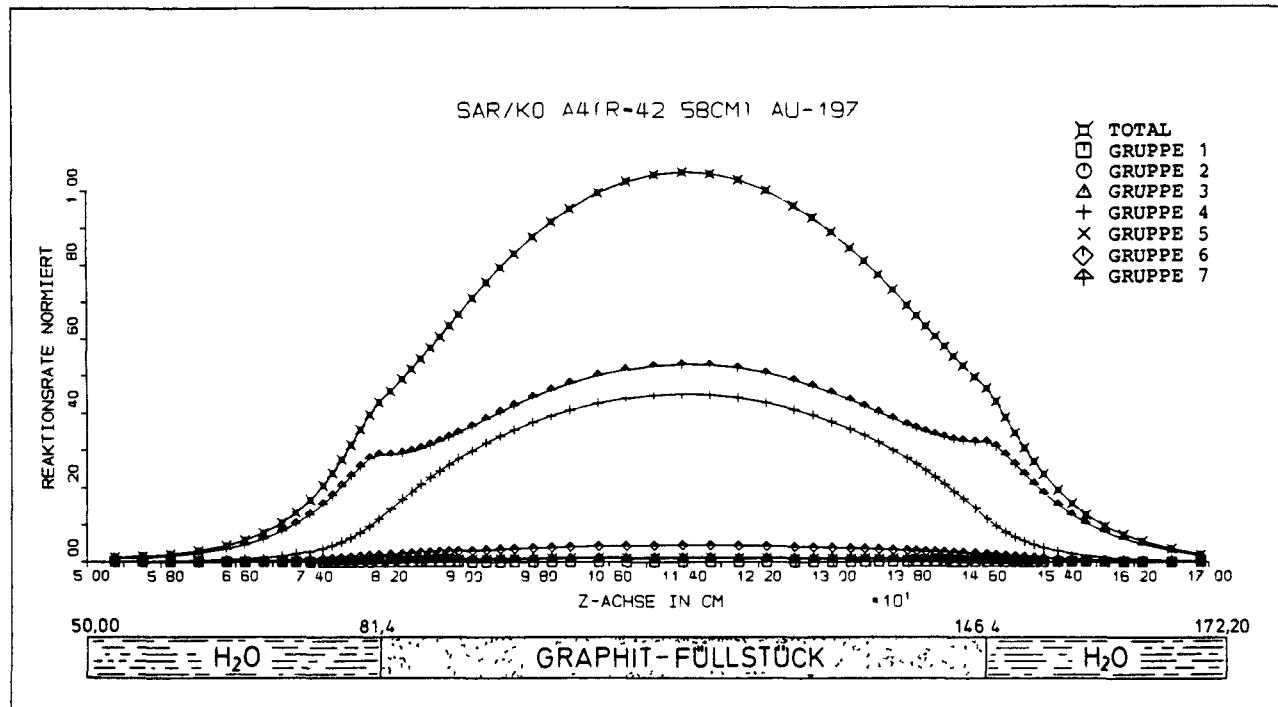


Abb.5.68: Totale und partielle Absorptionsraten für Gold (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal A4

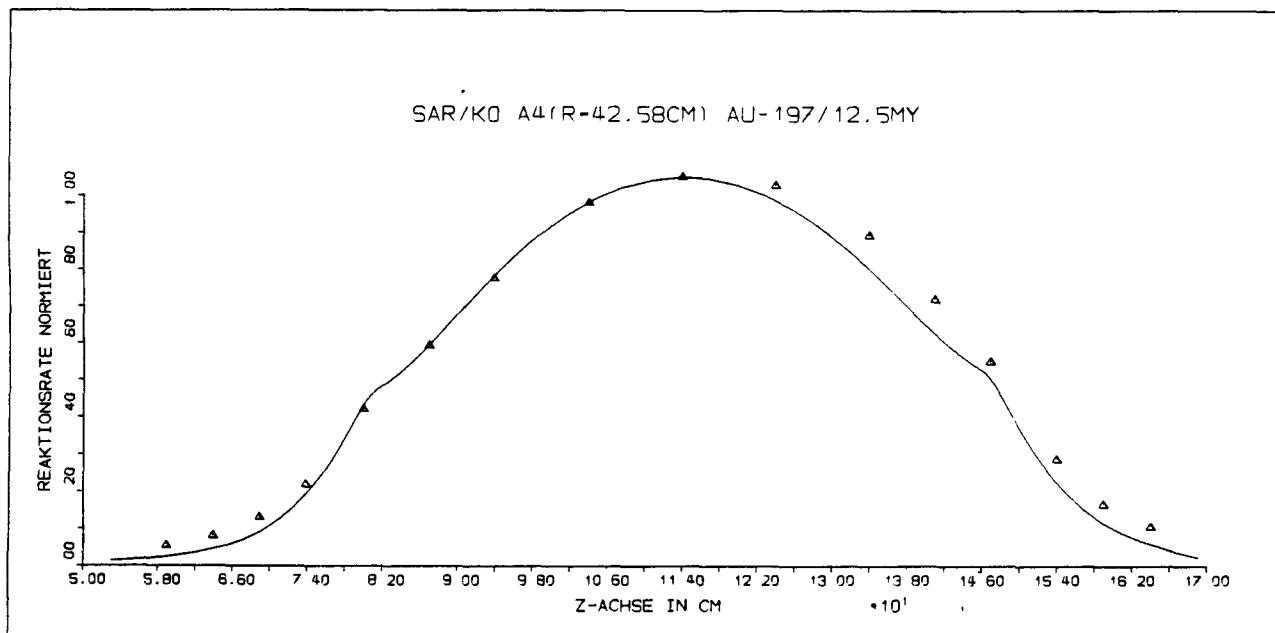


Abb. 5.69: Absorptionsraten für 12,5 μ m dicke Goldfolien im Kanal A4

— Rechnung
△△△ Messung

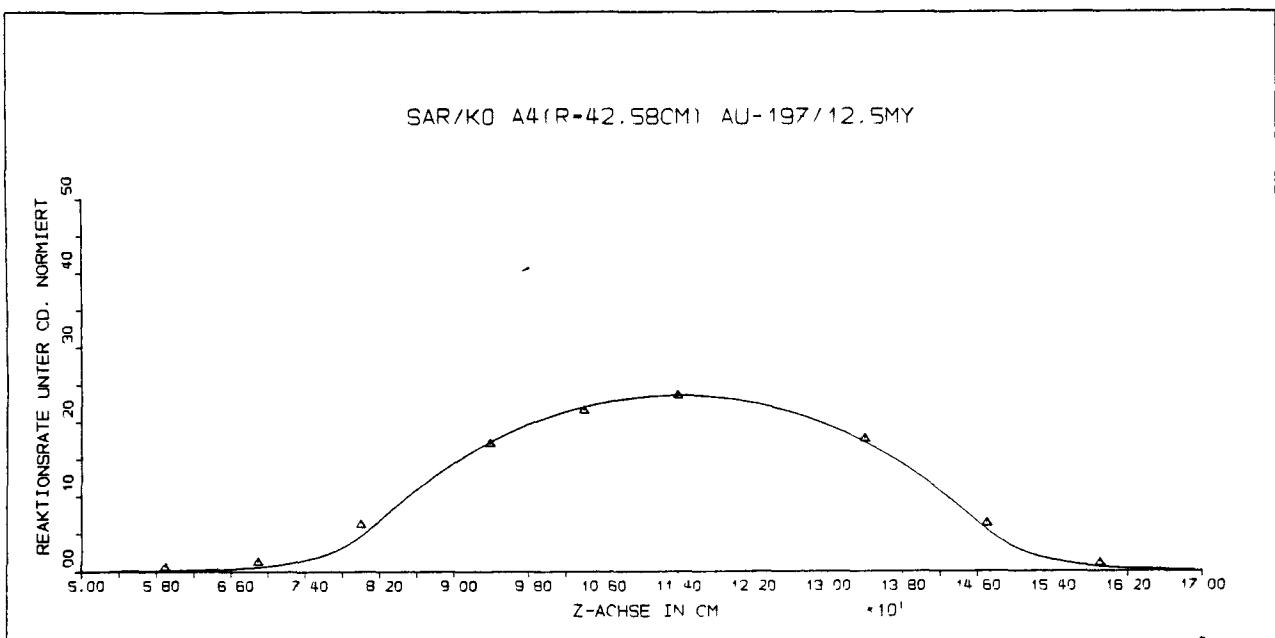


Abb. 5.70: Absorptionsraten für Goldfolien (Dicke 12,5 μ m) unter Cadmiumabdeckung im Kanal A4

— Rechnung
△△△ Messung

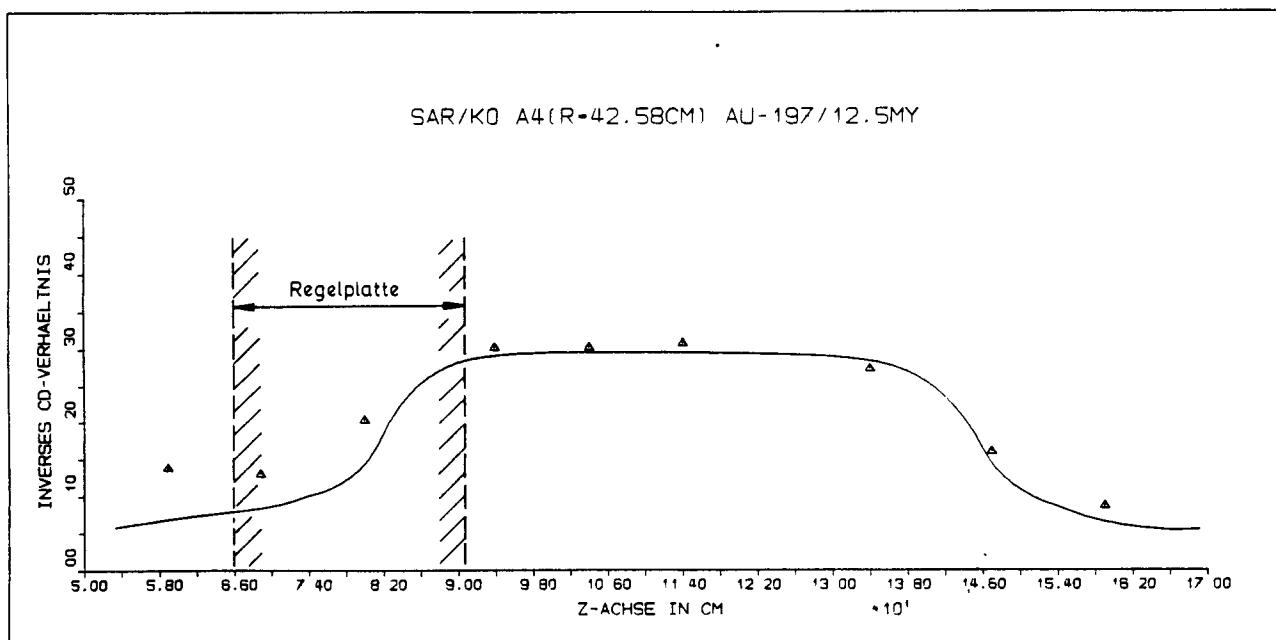


Abb. 5.71: Inverses Cadmiumverhältnis für 12,5 μm dicke Goldfolien im Kanal A4

— Rechnung

▲▲▲ Messung

Cadmiumplatten vor allem thermische Neutronen absorbiert werden. Hingegen verläuft das Profil der Resonanzabsorptionsrate für Goldfolien (Messung unter Cadmiumabschirmung) bereits vollkommen symmetrisch (Abb. 5.70). Das überhöhte inverse Cadmiumverhältnis im linken Bildteil von Abb. 5.71 lässt die Wirkung der Regelplatte wieder deutlich erkennen. Im übrigen Teil des Kanals stimmen Meßwerte und Vorausrechnung recht gut überein.

INDIUM-115: Die Abb. 5.72 und 5.73 zeigen vorausberechnete partielle und totale Raten für Indium in unendlicher Verdünnung. Während der Abbildung 5.72 für Indium THERMOS-Querschnitte zugrunde liegen, wurde zur Berechnung der Raten in Abb. 5.73 der 5. Gruppenquerschnitt durch den mit MUPO für die Zone 16 errechneten Wert substituiert. Wie der Vergleich mit den Meßwerten in den

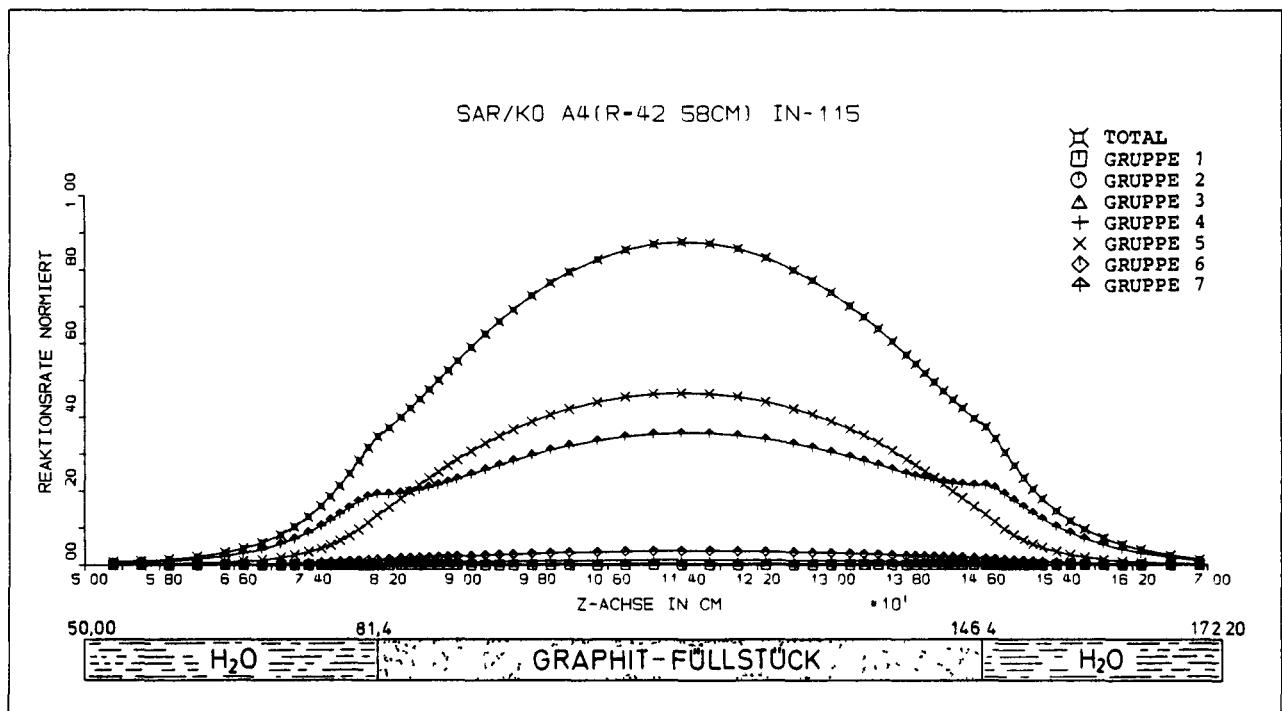


Abb. 5.72: Totale und partielle Absorptionsraten für In-115 (in unendlicher Verdünnung, gerechnet) im Kanal A4

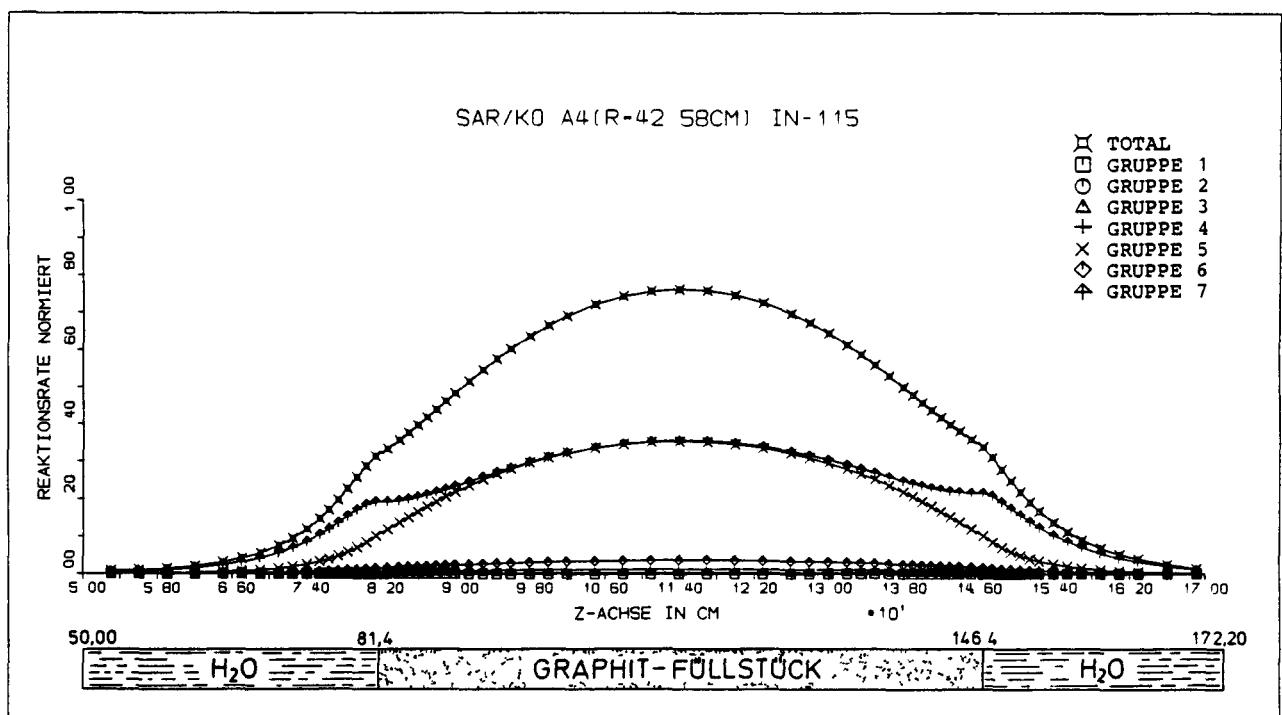


Abb. 5.73: Totale und partielle Absorptionsraten für In-115 (in unendlicher Verdünnung, MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16, gerechnet) im Kanal A4

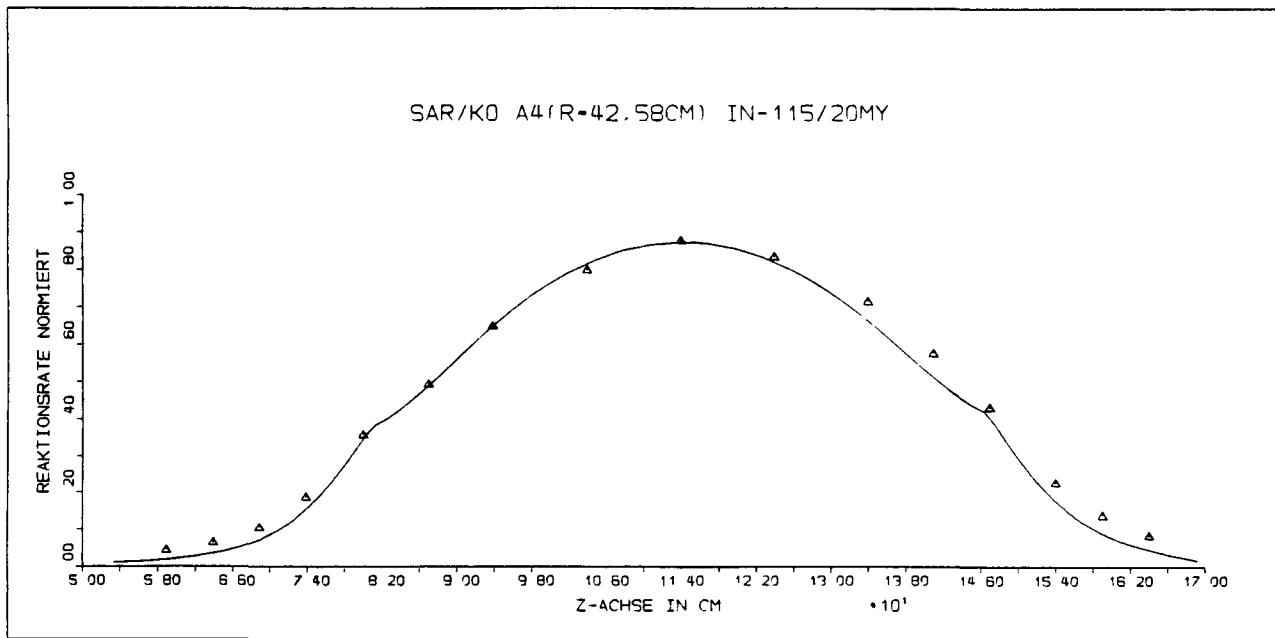


Abb. 5.74: Absorptionsraten für Indiumfolien (Dicke 20 μ m) im Kanal A4

— Rechnung
▲▲▲ Messung

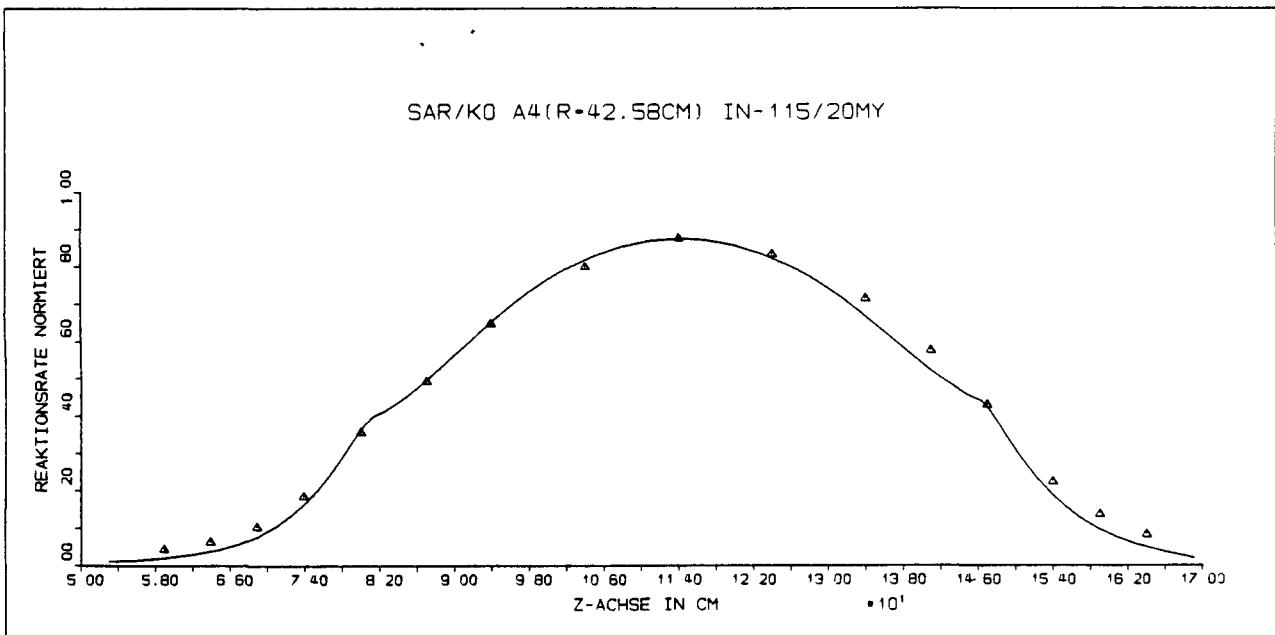


Abb. 5.75: Absorptionsraten für Indiumfolien (Dicke 20 μ m) im Kanal A4

— Rechnung (mit MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16)
▲▲▲ Messung

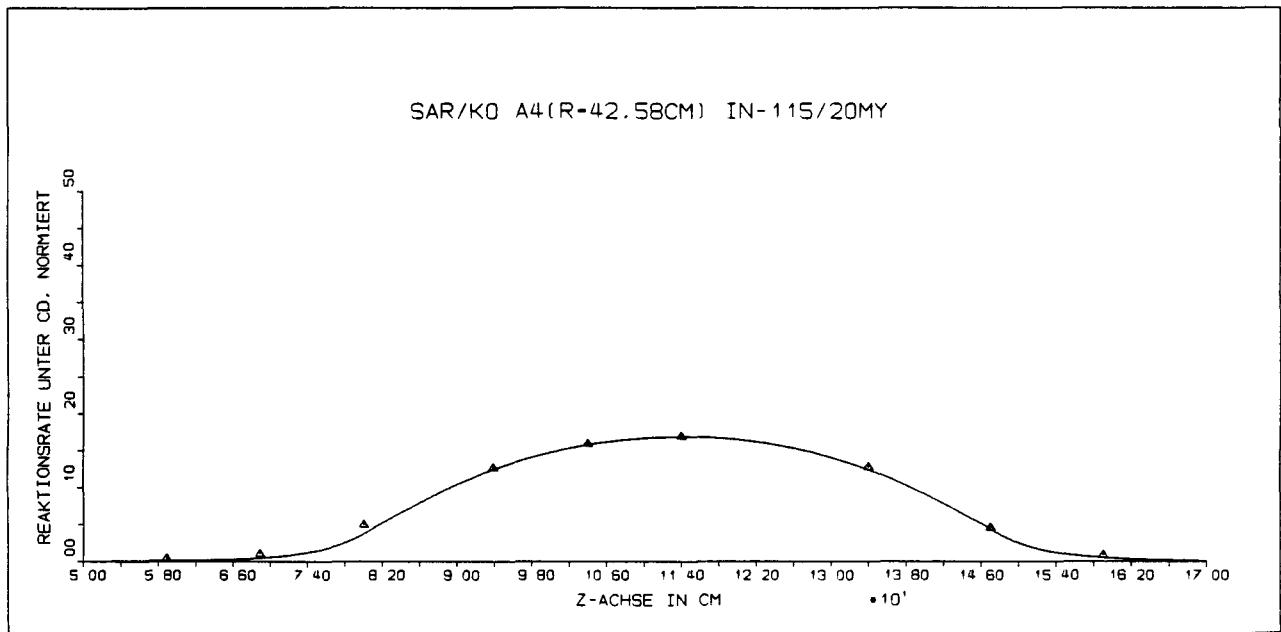


Abb. 5.76: Absorptionsrate für Indiumfolien (Dicke 20 μm) unter Cadmiumabdeckung im Kanal A4
— Rechnung (mit MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16)
△△△ Messung

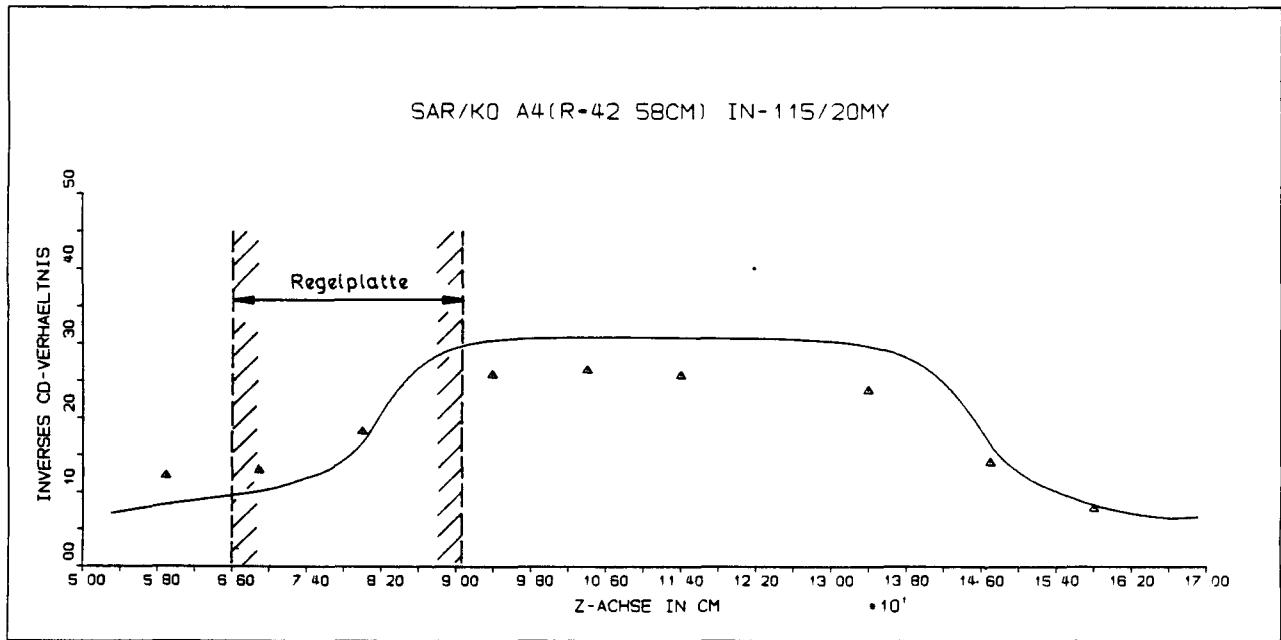


Abb. 5.77: Inverses Cadmiumverhältnis für 20 μm dicke Indiumfolien im Kanal A4
— Rechnung (mit MUPO-WQ in 5. Gruppe aus Zone 16)
△△△ Messung

Abb. 5.74 und 5.75 zeigt, wirkt sich der Wechsel im Wirkungsquerschnitt jedoch nicht mehr in einem Kleiner-oder Größerwerden der Abweichungen im relativen Ratenvergleich aus. Auch der Einfluß der Regelplatten auf die Indiumrate ist schwach, aber noch zu erkennen.

Für die Indiumraten unter Cadmiumabdeckung herrscht sehr gute Übereinstimmung mit der Vorausrechnung (Abb. 5.76). Hingegen bleibt im gemessenen inversen Cadmiumverhältnis die Wirkung der Regelplatten deutlich sichtbar (Abb. 5.77).

6. Zusammenfassung

Die vorliegende Studie dient der Untersuchung von Hochtemperatur-Kugelhaufenreaktorzellen unter Verwendung des Argonaut-Reaktors (SAR) als zusätzlichem Neutronenproduzenten. Der flexible Aufbau des SAR gestattet die Substitution seines inneren Reflektors durch eine Schüttung aus kugelförmigen Brennelementen, so daß es gelingt, eine unerkritische, graphitmoderierte Hochtemperaturreaktorzelle an das wassermoderierte Ringcore des SAR neutronenphysikalisch zu koppeln. Die damit gewonnene kritische Anordnung ermöglicht die Messung reaktorphysikalischer Kenngrößen, welche etwa die Auswirkungen eines Störfalles durch einen Wassereinbruch in das Core eines Hochtemperaturreaktors oder den Effekt eines neuartigen Notabschaltsystems unter der Verwendung kleiner borierter Graphitkugeln betreffen, um nur einige Anwendungsbeispiele zu nennen. Darüber hinaus kommt solchen Experimenten eine besondere Bedeutung in der Verifizierung theoretisch-numerischer Modelle zur neutronenphysikalischen Auslegung von Kugelhaufenreaktoren unter den genannten außerdörflichen Betriebsbedingungen zu.

Die Vorausberechnung der Reaktivität und der Neutronenflußverteilung in der beschriebenen Versuchsanordnung wurde für eine statistische Schüttung aus AVR-Brennelementen in der Testzone des SAR mit dem Code GAMTEREX vorgenommen. In Ergänzung hiezu kam für die Spektralrechnung in homogenen Zonen der Anordnung der nulldimensionale Diffusionscode MUPO zum Einsatz, während die Resonanzrechnung in den Brennstoffzonen mit ZUT-DGL erfolgte. Die bereits mehrfach zur Auslegung von graphit- als auch von wassermoderierten Reaktoren bewährten Programmsysteme wurden mit ihrer Anwendung auf die gegenständliche, extrem heterogene Versuchsanordnung einem weiteren Test unterworfen.

Zur Beschreibung der Neutronenpopulation unterteilten wir das relevante Energieintervall in sieben breite Neutronengruppen, vier im schnellen und drei im thermischen Energiebereich, und betrieben Buckling- und Albedo-Recycling, um den Einfluß

benachbarter Materialzonen auf ihr Neutronenspektrum in die Zellspektralrechnung einzubinden.

Im Zuge der Auslegungsrechnung traten folgende Probleme auf:

- Der Transportcode GAM-1 lieferte in den Spektralzonen des Argonaut-Ringcores und zum Teil auch in der AVR-Kugelschüttung mit extremer, gruppenweise sehr unterschiedlicher Flußwölbung negative Transportquerschnitte, häufig für H, seltener für C, O und Al. Diese wiederum gaben in der Folge zu negativen Transferquerschnitten in den betreffenden Zonen Anlaß. Offenbar wird durch extreme Bucklings im Recycling-Prozeß die Neutronenbilanz so sehr gestört, daß der Code unphysikalische Ergebnisse generiert. Diese Eigenart ließ sich jedoch durch die Rückkopplung einer gruppenunabhängigen, mittleren Flußwölbung an das Spektralprogramm beseitigen. War dieser Eingriff in Zonen mit mittlerer positiver Flußwölbung notwendig, wurde in GAM-1 die der P_1 -Näherung überlegene B_1 -Approximation aktiviert.
- Derartige Probleme zeigten sich auch beim Einsatz von MUPO in Regionen mit großer Flußwölbung (Regelplattenzone). Auch hier konnte durch die Rückkopplung eines mittleren Bucklings für alle Gruppen Abhilfe geschaffen werden.

Dennoch empfinden wir es als Nachteil, daß gerade in Regionen mit extrem variabler Flußwölbung auf ein gruppenspezifisches Buckling-Recycling verzichtet werden muß.

- Ferner erwies sich das Buckling-Recycling-Verfahren in GAMTEREX bei einer Wahl von sehr wenig Maschenpunkten in den Spektralzonen des Ringcores als instabil oder divergent.

Aus dem Vergleich vorausberechneter Daten mit den Meßwerten konnten folgende Erkenntnisse gewonnen werden:

- Der effektive Multiplikationsfaktor des Argonaut-Reaktors in seiner Standardversion (mit innerem Reflektor ohne Kugelschüttung) wird mit GAMTEREX um etwa 1,1 - 1,7 % überschätzt.
- Mit dieser Abweichung vom Meßwert dürfte auch der vorausberechnete effektive Multiplikationsfaktor der Anordnung SAR/KO

(AVR-Kugelschüttung anstelle des inneren Graphitreflektors) behaftet sein. Ein exakter Vergleich zwischen Vorausrechnung und Experiment konnte nicht erfolgen, da der Füllfaktor in der Kugelschüttung zu groß angesetzt worden war. In der räumlich begrenzten Testzone fanden nämlich im Experiment anstelle von 1192 nur 1130 Brennstoffkugeln in statistischer Schüttung Platz. Eine weitere Abweichung gegenüber der der Auslegungsrechnung zugrundegelegten Versuchsanordnung bestand darin, daß im Ringcore des Argonautreaktors 41 Brennstoffplatten mit 20% Uran-Anreicherung wegen chemischer Veränderungen im Cladding durch Platten mit zu 90 % angereichertem Uran ersetzt werden mußten.

Auf den Vergleich der Sättigungsaktivität der im Reaktor bestrahlten Foliedetektoren mit den vorausberechneten Reaktionsraten hatten die genannten Abweichungen praktisch keinen Einfluß. Als Folienmaterialien wurden die Absorber Mangan, Gold und Indium gewählt; Drähte aus hochangereichertem Uran kamen als Spaltsonden zum Einsatz.

Die Aktivierung der Foliedetektoren zur indirekten Kontrolle der vorausberechneten Flußtraversen erfolgte

- in einem Radialkanal in halber Corehöhe,
- in einem Achsialkanal durch das Zentrum der Kugelschüttung,
- entlang der Brennstoffplatten im Ringcore des Argonaut-Reaktors
- und in einer Bohrung durch den Graphitkeil an der Peripherie des Argonaut-Ringcores.

Die Gold- und Indiumfolien wurden nackt und unter Kadmiumabdeckung aktiviert.

Um den Einfluß der einzelnen Gruppenflüsse auf das Ratenprofil hervorzuheben, wurden sowohl die totalen als auch die gruppenspezifischen Raten im unendlich verdünnten Folienmaterial berechnet und graphisch dargestellt. Für den Vergleich der vorausberechneten Raten mit den Meßwerten erwies sich mit Ausnahme der Spaltsonden eine Korrektur der Absorptionsraten als Folge der Folienselbstabschirmung als notwendig.

Im wesentlichen lieferte der Ratenvergleich in den einzelnen Kanälen folgende Ergebnisse:

- Radialkanal:

Um die Azimutalvariation des Ratenprofiles aufgrund der Core-heterogenität zu erfassen, wurde der Meßkanal alternativ zentral oder seitlich zum Brennelement orientiert. Für Mn-Folien und U-235 Drahtsonden ergab sich im Bereich der Kugelschüttung eine gute Übereinstimmung zwischen den vorausberechneten Reaktionsraten und den Meßwerten, während an der Peripherie des Ringcores das Ratenprofil deutlich oberhalb der Meßwerte lag.

Um den Effekt der Selbstabschirmung in den Golddetektoren zu untersuchen, wurden Meßserien mit verschiedener Foliendicke durchgeführt. Trotz Berücksichtigung der Selbstabschirmung zeigte sich bei dünnen Folien eine bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Dies läßt den Schluß zu, daß entweder der 7. Gruppenfluß überschätzt oder der epithermische Korrekturfaktor für die Folienselbstabschirmung zu hoch angesetzt worden war. Sowohl für die Raten unter Kadmiumabdeckung, als auch für das inverse Kadmiumverhältnis konnte eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Vorausrechnung erzielt werden.

Für das Folienmaterial Indium-115 lieferte THERMOS Wirkungsquerschnitte, die um 40 % über den entsprechenden MUPO-Querschnitten lagen. Da bei einer Verwendung der letztgenannten Querschnitte die vorausberechneten Ratenprofile den Meßwerten viel besser entsprachen, liegt die Vermutung nahe, daß THERMOS für In-115 falsche Wirkungsquerschnitte generiert. Allerdings dürfte auch die Selbstabschirmung in den Indiumfolien durch die benützten Korrekturfaktoren im epithermischen Energiebereich eine leichte Überbewertung erfahren.

Als problematisch erwies sich die Messung des inversen Kadmiumverhältnisses für Indiumfolien. Die Indiumresonanz überlappt teilweise mit der Kadmiumflanke. Diese Eigenart führt zu einem systematischen Fehler im Vergleich der vorausberechneten Kadmiumverhältnisse mit ihren Meßwerten.

- Achsialkanal durch die AVR-Kugelschüttung:

Für Mn-Folien und U-235 Drahtsonden wurde im Bereich der Kugelschüttung eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Vorausrechnung und Experiment festgestellt; lediglich die Aufwölbung der Ratentraversen über den Boden- und Topreflektor konnte experimentell nicht bestätigt werden. Als Ursache hierfür kommen Verunreinigungen im Reflektörgraphit als auch ein Nichtberücksichtigen des Hohlraumes oberhalb des Topreflektors in der Auslegungsrechnung in Betracht. Mit dem nachträglichen Einbau einer Betonplatte in den erwähnten Hohlraum konnte eine bessere Übereinstimmung der vorausberechneten Daten mit den Meßwerten erzielt werden.

Die Absorptionsraten der Goldfolien zeigten eine mittelmäßige, das inverse Kadmiumverhältnis jedoch eine sehr gute Deckung zwischen Rechnung und Messung. Im Verein mit der sehr guten Übereinstimmung der gemessenen Indiumraten mit den Rechenergebnissen - sofern MUPO-Querschnitte für Indium-115 Verwendung finden - wird deutlich, daß die Abweichungen im Bereich der axialen Reflektoren offenbar nur den thermischen Fluß betreffen.

- Axiale Ratenmessung durch die Brennstoffzone im Ringcore:

Bedingt durch die Coreheterogenität wurden die Raten sowohl in Brennelementmitte als auch seitlich an deren Peripherie bestimmt. Trotz extremer Flußwölbung im Moderatorwasser ober- und unterhalb der Brennstoffplatten erweisen sich die vorausberechneten Raten und inversen Kadmiumverhältnisse für alle Detektoren mit den Meßwerten deckungsgleich. Darüber hinaus läßt die sehr gute Übereinstimmung der Ratenprofile für Goldfolien verschiedener Dicke auf eine hinreichend genaue Erfassung der Selbstabschirmung in den Folien schließen.

- Achsialkanal durch den Graphitkeil:

Das für Manganfolien gemessene Ratenprofil zeigt eine deutliche Asymmetrie. Der Neutronenfluß erscheint quasi in die untere Reaktorhälfte abgedrängt. Im Profil der Gold- und Indium-115 Raten ist diese Asymmetrie weniger ausgeprägt, und für die unter Kadmium gemessenen Goldraten verschwindet sie gänzlich.

Die Ursache hiefür liegt offenbar in den gegenüber der Auslegungsrechnung wesentlich tiefer in das Core eingefahrenen Regelplatten, deren Kadmiumbleche vor allem zu einer thermischen Neutronenabsorption und Flußverdrängung Anlaß geben. Ein Effekt, der sich auch durch die Messung des inversen Kadmiumverhältnisses für Goldfolien nachweisen ließ.

Mit dem vorliegenden Bericht liegt eine umfassende neutronenphysikalische Beschreibung einer Versuchsanordnung vor, in der dem Argonaut-Ringcore die Rolle einer Treiberzone für die in das Zentrum des Reaktors eingefügte HTR-Zelle zukommt. Der detaillierte Vergleich vorausberechneter Reaktionsraten mit gemessenen Sättigungsaktivitäten ausgewählter Foliendetektoren bildet eine Vergleichsbasis für den Test neutronenphysikalischer Berechnungsmethoden für HTR-Reaktorzellen unter normalen und außerordentlichen Betriebsbedingungen.

LITERATURVERZEICHNIS

Kapitel 1

/1.1/ Scherer,W.,H.Gerwin,R.D.Neef: Theoretische Analyse des kritischen HTR-Experimentes KAHTER, JÜL-1136-RG (Nov.1974).

/1.2/ Nabi,R.: Entwicklung einer Rechenmethode zur HTR-Auslegung im Rahmen des Programmsystems RSYST und deren Erprobung an der kritischen Anlage "KAHTER", JÜL-1611 (Aug.1979).

Kapitel 2

/2.1/ Sicherheitsbericht des Siemens Argonaut-Reaktors in Graz, Reaktorinstitut Graz.

/2.2/ F.Schürrer,R.D.Neef: Zur Auslegung kritischer Experimente am Siemens Argonaut Reaktor Graz zum Studium des Wasser- einbruchs im Kugelhaufen, RIG 7 (1979).

/2.3/ H.P.Kreiner: Bestimmung der Reaktionsraten in einer Brennelement-Kugelschüttung im Siemens Argonaut-Reaktor Graz durch Folienaktivierung, Diplomarbeit TU Graz 1982.

Kapitel 3

/3.1/ Scherer,W.: Das kritische HTR-Experiment CESAR-2. JÜL-975-RG (Juli 1973).

/3.2/ Scherer,W.,H.Gerwin,R.D.Neef: Theoretische Analyse des kritischen HTR-Experimentes KAHTER, JÜL-1136-RG (Nov.1974).

/3.3/ Joanou,G.D., J.S.Dudek: GAM-1: A consistent P1 multi- group code for the calculation of fast neutron spectra and multigroup constants, USAEC-Report, GA-1850 (1961).

/3.4/ Darvas,J.: Ankopplung der Spektralprogramme GAM und THERMOS an das zweidimensionale Diffusionsprogramm EXTERMINATOR-II (GAMTEREX). KFA-Jülich, interner Be- richt IRE-69-2 (Juni 1969).

- /3.5/ Neef,H.J., W.Scherer: THERMOS-JÜL, Modifikationen und Korrekturen am thermischen Zellprogramm THERMOS. KFA-Jülich, interner Bericht, IRE-IB-26 (1972).
- /3.6/ Honeck,H.C.: THERMOS, A thermalization transport code for reactor lattice calculations. BNL 5826 (1961).
- /3.7/ Fowler,T.B., M.L.Tobias, D.R.Vondy: EXTERMINATOR-2, a FORTRAN IV code for solving multigroup neutron diffusion equations in two dimensions. USAEC-Report, ORNL-4078 (1967).
- /3.8/ Lauer,A.: Rechenprogramm EXTERMINATOR-2-JÜL. KFA-Jülich interner Bericht IRE-70-9 (1970).
- /3.9/ Schlosser,J.: MUPO, An IBM-7090 program to calculate neutron spectra and multigroup constants. Dragon-Report 172 (1963).
- /3.10/ Nordheim,L.W.,G.F.Kuncir: A program of research and calculations of resonance absorption. GA-2527 (1961).
- /3.11/ Teuchert,E., R.Breitbart: Resonanzintegralberechnung für mehrfach heterogene Anordnungen. JÜL-551-RG (Sept.1968).
- /3.12/ Teuchert,E., K.A.Haas: ZUT-DGL-V.S.O.P., Programmzyklus für die Resonanzabsorption in heterogenen Anordnungen. KFA-Jülich, interner Bericht IRE-70-1 (1970).
- /3.13/ Fröhling,W.: Beiträge zur Neutronenphysik des Kugelhaufens, JÜL-771-RG (1971).
- /3.14/ Behrens,D.J.: Proc.Phys.Soc. 62 A (1949) 607-616.
- /3.15/ Neef,R.D.: Neutronen-Strömungskorrekturen an Systemen mit kugelförmigen Brennelementen. KFA-Jülich, Aktennotiz SON/4/73/ (1974).

Kapitel 4

- /4.1/ Bensch,F., C.M.Fleck: Neutronenphysikalisches Praktikum I. Mannheim: Bibliographisches Institut 1968.
- /4.2/ E.Fritzer et al.: Nukleonik, 4, Heft 1, 1-9 (1962).

- /4.2a/ K.H.Lindackers: Praktische Durchführung von Abschirmungsrechnungen, Verlag K.Thiemig.
- /4.3/ Reactor Physics Constants. ANL-5800, 2nd Edition 1963.
- /4.4/ S.F.Mughabghab, D.I.Garber: Neutron Cross Sections, Volume I, Resonance parameters, BNL 325, 1973.
- /4.5/ J.Keinert: Kerndaten Nr. 13, IKE Stuttgart (1975).

Kapitel 5

- /5.1/ F.Schürrer, R.D.Neef: Zur Auslegung kritischer Experimente am Siemens-Argonaut-Reaktor Graz zum Studium des Wassereinbruches im Kugelhaufen, R.I.G. 7 (1979).
- /5.2/ C.B.Bigham, B.G.Chidley and R.B.Turner: Nucl.Sci.Eng. 16, 68-84 (1963).
- /5.3/ N.P.Baumann: Resonance Integrals and Self-Shielding Factors for Detector Foils, DP-817, Savannah River Laboratory (1963).
- /5.4/ H.Yamamoto, K.Yamamoto: Self-Shielding Factors for Resonance Foils, J.Nucl.Sci.Tech., 2, 421 (1965).
- /5.5/ W.N.Selander: Theoretical Evaluation of Self-Shielding Factors Due to Scattering Resonances in Foils, CRT-927, Chalk River, Ontario, (1960).
- /5.6/ H.L.Brown, T.J.Connolly: Cadmium Cutoff Energies for Resonance Absorbers in Activation and Reactivity Measurements, N.S.E., 24, 6-17 (1966).
- /5.7/ C.B.Bigham, R.B.Turner, B.G.Chidley: Neutron Temperature Distributions in a Cylinder of Hot Moderator, N.S.E., 16, 85-100 (1963).