



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Institut für Reaktorentwicklung

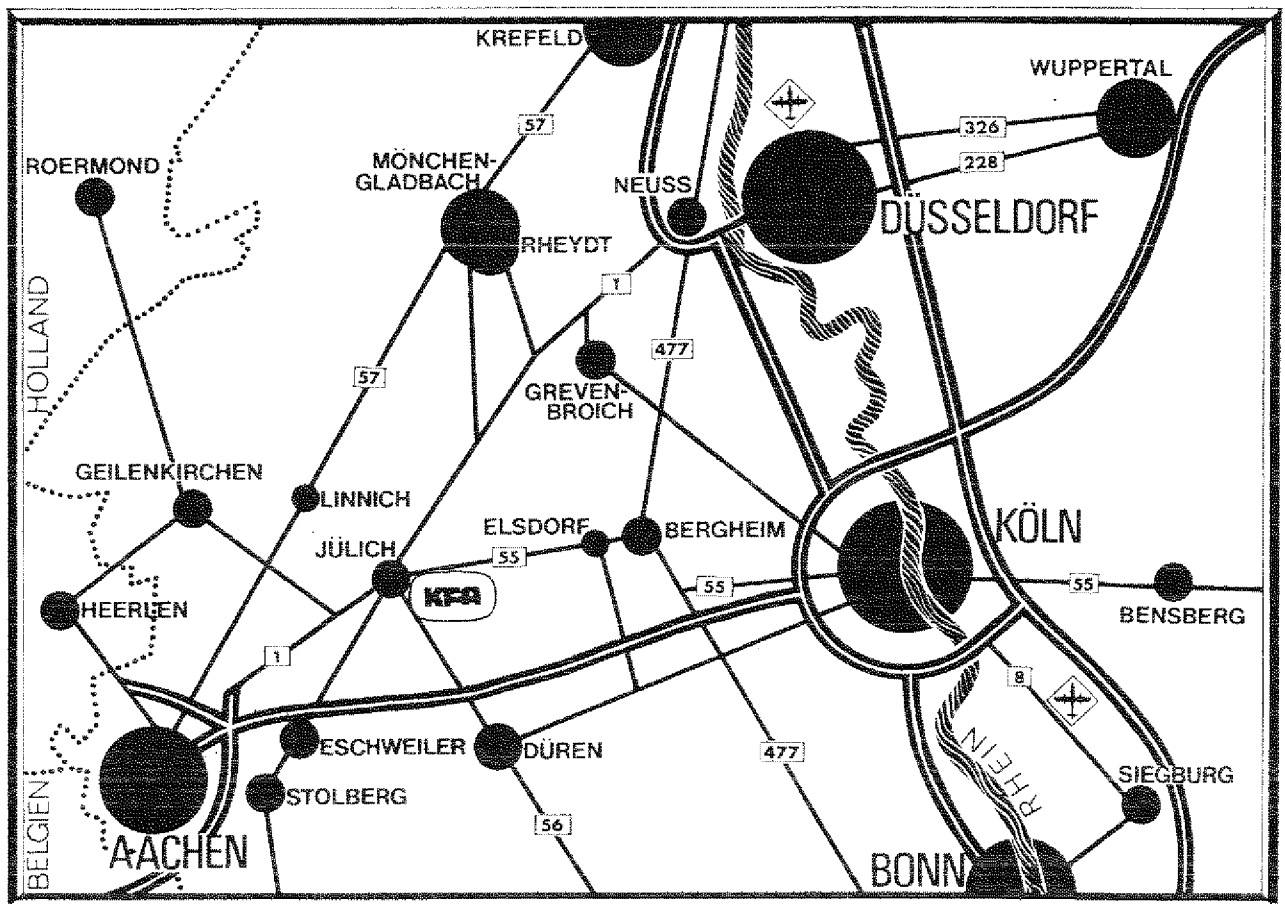
**Ein Beitrag zur Problematik von
Reaktivitätsbestimmungen mittels gepulster
Messungen;
Messungen am Kritischen Experiment ITR
(Incore-Thermionik-Reaktor)**

von

R. Hecker, S. K. Ahmad, N. Kirch und N. Paul

Jüli - 1066 - RG
Mai 1974

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1066

Institut für Reaktorentwicklung Jül - 1066 - RG

Dok.: Incore Thermionic Reactor
Pulsed Neutron Measurements
Critical Assemblies
Criticality Measurements
Prompt Neutrons
Delayed Neutrons

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

**Ein Beitrag zur Problematik von
Reaktivitätsbestimmungen mittels gepulster
Messungen;
Messungen am Kritischen Experiment ITR
(Incore-Thermionik-Reaktor)**

von

R. Hecker, S.K. Ahmad, N. Kirch und N. Paul

A CONTRIBUTION TO THE PROBLEM
OF REACTIVITY-DETERMINATION IN REACTORS
WITH LOW ABSORPTION REFLEKTORS
WITH THE AID OF PULSED NEUTRON MEASUREMENT

ABSTRACT

Pulsed measurements at a heavily reflected critical facility are described (Incore-Thermionic-facility-ITR). Special features of this facility are: 1) The use of Zirconiumhydrid as a moderator; 2) Berylliummetal as reflector material. Subcriticality is achieved either by removing fuel elements from the core and their substitution by Al-Dummies (reflector unchanged) or by moving parts of the reflector (core unchanged). Especially the last approach results in rather unsymmetrical configurations combined with the exitation of higher modes. The reactivity determination in such cases is apparently influenced by "kinetic distortion". It is shown that the application of the Sjöstrand-area ratio method gives the best results, as compared with calculations and/or measurements performed with the method of "Inverse kinetics". It is also shown that especially for unsymmetric cases counters capable to suppress the thermal neutron energy region give better agreement with the results of other methods.

EIN BEITRAG ZUR PROBLEMATIK VON REAKTIVITÄTSBESTIMMUNGEN
MITTELS GEPULSTER MESSUNGEN
MESSUNGEN AM KRITISCHEN EXPERIMENT ITR
(INCORE-THERMIONIK-REAKTOR)

von

R.Hecker
S.K.Ahmad
N.Kirch
N.Paul

KURZFASSUNG

Es werden gepulste Messungen an einer stark reflektierten kritischen Anlage beschrieben (ITR = kritische Anlage für den Incore-Thermionik-Reaktor). Die besonderen Kennzeichen dieser Anlage bestehen darin, daß Zirkonhydrid als Moderator verwendet wird und Berylliummetall als Reflektormaterial.

Die untersuchten subkritischen Zustände werden einerseits eingestellt durch das Ziehen von Brennelementen und deren Substitution durch Al-Dummies bei feststehendem Reflektor oder durch Verfahren beweglicher Reflektorsegmente bei unverändertem Core. Besonders die letzte Art bedingt stark unsymmetrische Anordnungen mit erhöhtem Oberwellengehalt; die Reaktivitätsmessungen werden dabei durch "kinetische Distortion" verfälscht.

Es wird gezeigt, daß die Anwendung der Sjöstrand-Methode generell die besten Ergebnisse im Vergleich zu Reaktorberechnungen ergibt und/oder Messungen nach der inverskinetischen Methode. Speziell beim Vorliegen stark unsymmetrischer Anordnungen kann die Verwendung von Zählern, die den thermischen Energiebereich unterdrücken, vorteilhaft sein.

EIN BEITRAG ZUR PROBLEMATIK VON REAKTIVITÄTSBESTIMMUNGEN MITTELS GEPULSTER MESSUNGEN; MESSUNGEN AM KRITISCHEN EXPERIMENT ITR (INCORE-THERMIONIK- REAKTOR)

R.Hecker, S.K.Ahmad, N.Kirch, N.Paul

Institut für Reaktorentwicklung
der Kernforschungsanlage Jülich

EINLEITUNG

Bei der Auswertung gepulster Messungen an multiplizierenden Systemen zur Ermittlung der Subkritikalität mittels der sogenannten "Flächenverhältnismethoden" wird vielfach die Methode von Gozani ^{|1|} als der von Sjöstrand ^{|2|} überlegen angesehen. Seit einiger Zeit mehren sich jedoch Stimmen, die Vorteile in der Anwendung der Sjöstrandmethode bei Systemen mit "low absorption reflectors" zu sehen glauben ^{|3|, |4|, |5|, |6|, |7|}.

Wir haben ein umfangreiches Meßprogramm an zwei Reaktorexperimenten dieser Art durchgeführt. Es handelt sich um die Anlage KAHTER ^{|8|} - ein Kritisches Experiment für den HTR mit Graphitreflektor - sowie um KEITER ^{|9|} - ein Kritisches Experiment für den Incore-Thermionik-Reaktor (ITR) mit Berylliumreflektor -. Im System ITR gestattet es im allgemeinen die Art der Anregung nicht, eine Prädominanz der prompten Grundmode zu erzielen, womit auch die Basis für eine erfolversprechende Anwendung der Methode von Gozani entfällt.

Im System ITR finden wir unter besonders ungünstigen Umständen - bedingt durch die kinetische Störung ^{|10|} - eine stark ausgeprägte Ortsabhängigkeit der gemessenen Reaktivitäten. Die Abb.1 gibt gepulste Messungen an der ITR-Anlage mit verschiedenen Detektoren wieder. Man erkennt, daß im vorliegenden Falle, wo ein ganzes Reflektorsegment vom Core entfernt ist, eine Reaktivitätsbestimmung, die den Namen verdient - bei Verwendung herkömmlicher BF_3 -Zähler nicht möglich erscheint. Es bleibt in solchen komplizierten Fällen nur übrig - ähnlich wie Preskitt et al. ^{|11|} dies theoretisch begründeten -, für die verschiedenen Harmonischen Korrekturfaktoren zu berechnen, mit denen

die "kinetic distortion" berücksichtigt werden kann. Unter der "kinetischen Störung" verstehen wir dabei mit ^[12] die durch das Glied α_n/v in der Reaktorgleichung (α_n = Abklingkonstante für die n-te Mode) introduzierte spektrale und shape-Verschiedenheit gegenüber dem stationären Fall. Für die Berechnung der prompten Moden gilt ja die Gleichung ^[11]:

$$S(r, E, t) + \{-L(E) + \frac{\alpha_n}{v} + \chi_p(E) F, \psi_p^n(r, E)\} = 0 \quad (A)$$

Dagegen kann in den meisten Fällen der verzögerte Neutronenfluß als stationär angenommen werden und nach

$$\{-L(E) + \frac{1}{k_{eff}} \chi_T(E) F, \psi_D(r, E)\} = 0 \quad (B)$$

berechnet werden.

In allen Fällen, die wir untersuchten, konnten wir in der Tat die experimentellen Gegebenheiten so einstellen, daß galt: $\partial\phi_D/\partial t \approx 0$. Der verzögerte Fluß konnte also als in sehr guter Näherung stationär angesehen werden. Über Gleichung (B) kann man in gepulste Messungen den stationären Reaktivitätsbegriff einführen ^[7]. Zusammenfassend muß man feststellen, daß man sich beim Vorliegen einer merkbaren kinetischen Störung entweder auf die Messung von α für die Grundmode beschränken und mit Hilfe berechneter β_{eff} - und l-Werte (Lebenszeit) die Reaktivität berechnen muß, oder man wendet die Flächenverhältnismethoden an und berechnet Korrekturfaktoren. Letzteres wird angehen, solange im wesentlichen die Grundmode dominiert. Muß man höhere Harmonische auch noch berücksichtigen, so wird der Rechenaufwand beachtlich, und in starkem Maße wird das Resultat von den theoretischen Rechenmodellen abhängig; ein unbefriedigender Zustand, wenn man unterstellt, daß eine Messung ja meist dem Vergleich mit Rechnungen dienen soll. Bei diesem Stand der Dinge nimmt es nicht Wunder, wenn einige Autoren ^[13], ^[11] sich auf die Messung von α in gepulsten Messungen beschränken wollen. Die Flächenverhältnismethoden würden unter den hier vorausgesetzten Bedingungen schlicht wertlos, es sei denn, man wendet sie im nicht zu tief subkritischen Zustand bei Systemen mit langsamer Dynamik (kleine α/v -Werte) an, wo die kinetische

Störung noch nicht ausgeprägt erscheint. Da aber auch noch Oberflächen erzeugt werden, und die Art der Anregung nicht immer so gewählt werden kann (aus praktischen Gründen), daß die Grundmode dominiert, scheint es einleuchtend, wenn die Auswertung nach Sjöstrand gegenüber der von Gozani zu bevorzugen ist. Dies wurde für stark reflektierte Systeme von den Autoren Kosaly, Valkó und Fischer jüngst bewiesen ^[14].

EXPERIMENTE UND ERGEBNISSE

Wir beschreiben im folgenden nach verschiedenen Verfahren ausgewertete gepulste Messungen an einem Kritischen Experiment der KFA-Jülich GmbH. Es handelt sich um die kritische Anlage ITR (Incore-Thermionik-Reaktor), eine ZrHx-moderierte Anlage mit Berylliummetallreflektor. Hier liegen für gepulste Messungen besonders schwierige Verhältnisse vor, weil z.B. die Reaktivitätswertigkeit ganzer Reflektorsegmente zu bestimmen war, die vom Reaktorkern "weggefahren" werden, wodurch stark unsymmetrische Verhältnisse entstehen.

a) Experimentelles Verfahren

Eine abgeschmolzene Neutronengeneratorröhre mit einer zeitintegrierten Neutronenquellstärke von $5 \cdot 10^{10}$ N/sec wurde im allgemeinen direkt über der Mitte des Cores installiert (beim ITR heißt das, daß von den Neutronen noch 15 cm Be-Metall bis zur Spaltzone zu durchdringen sind). Als Detektoren wurden BF₃-Zählrohre vom Typ RSN 137 A verwendet. Es wurden spezielle präparierte Brennelemente mit Zählrohr von Core-Position zu Core-Position versetzt. Die Detektorsignale wurden mit einem Vielkanalzeitanalysator aufgenommen und die Daten mit einem Rechenprogramm nach den bekannten Flächenverfahren verarbeitet. Die unterkritischen Zustände wurden entweder durch Wegfahren ganzer Reflektorsegmente oder durch Ziehen einzelner Brennelemente und deren Substitution durch Al-Dummies erreicht. Soweit wie möglich wurden alle Experimente mit parallelen Rechnungen verglichen oder mit Messungen nach der inverskinetischen Methode.

b) Auswerten der Meßergebnisse

Die Auswertung geschah einmal nach Sjöstrand und zum anderen nach Gozani. Bei allen hier beschriebenen Messungen konnte durch vernünftige Anpassung der Pulsfolgefrequenz an den Abfall der prompten Neutronen so gepulst werden, daß der verzögerte Neutronenfluß praktisch konstant war.

ERGEBNISSE

Bei unseren Messungen (mit nacktem BF_3 -Detektor) an den ersten beiden untersuchten ITR-Konfigurationen konnten wir zunächst eine klare Tendenz zu Gunsten einer der beiden Auswertemethoden nicht feststellen (Tab. 1 und 2). Die Abbildungen 2 und 3 zeigen die zugehörigen Core-Konfigurationen. Hier wird zunächst nur sichtbar, daß die Auswertung nach Sjöstrand etwas weniger drastische räumliche Reaktivitätsveränderungen aufweist als die nach Gozani, und daß für den symmetrischen Fall erwartungsgemäß die Raumabhängigkeit der Meßergebnisse nicht so ausgeprägt ist wie für den unsymmetrischen Fall.

Nun kann man aber aus Gleichung (A) entnehmen, daß der größte Einfluß der kinetischen Störung offenbar in den thermischen Energiegruppen zutage tritt. Gelingt es, durch geeignete Sensoren (z.B. BF_3 -Zähler mit Cd-Cover) den Einfluß dieser thermischen Energiegruppen zu unterdrücken oder zu mildern, dann müßte die Raumabhängigkeit der Reaktivität im Core abnehmen, und die Meßwerte müßten besser mit der Theorie und den Ergebnissen anderer Meßverfahren (z.B. inverskinetischen Messungen) übereinstimmen. Unseres Wissens wurde ein solches Vorgehen erstmalig von Aizawa vorgeschlagen ^[17], allerdings ohne theoretische Begründung. Er erzielte auf diese Weise ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung in einer leichtwassermoderierten Anlage.

Wir versuchten, sein Verfahren auch auf unsere Systeme anzuwenden; das Ergebnis ist wieder für die beiden vorherigen ITR-Konfigurationen in Tabelle 1 und 2 dargestellt. Man erkennt sowohl für den symmetrischen wie für den unsymmetrischen Fall eine deutliche Abnahme der Raumabhängigkeit. Offenbar gelingt es im symmetrischen Fall aber eher, eine Gleichmäßigkeit

Tabelle 1: Reaktivitäten nach Sjöstrand und Gozani

CORE: III/2

REFL: III/54 (Symm. 6 cm)

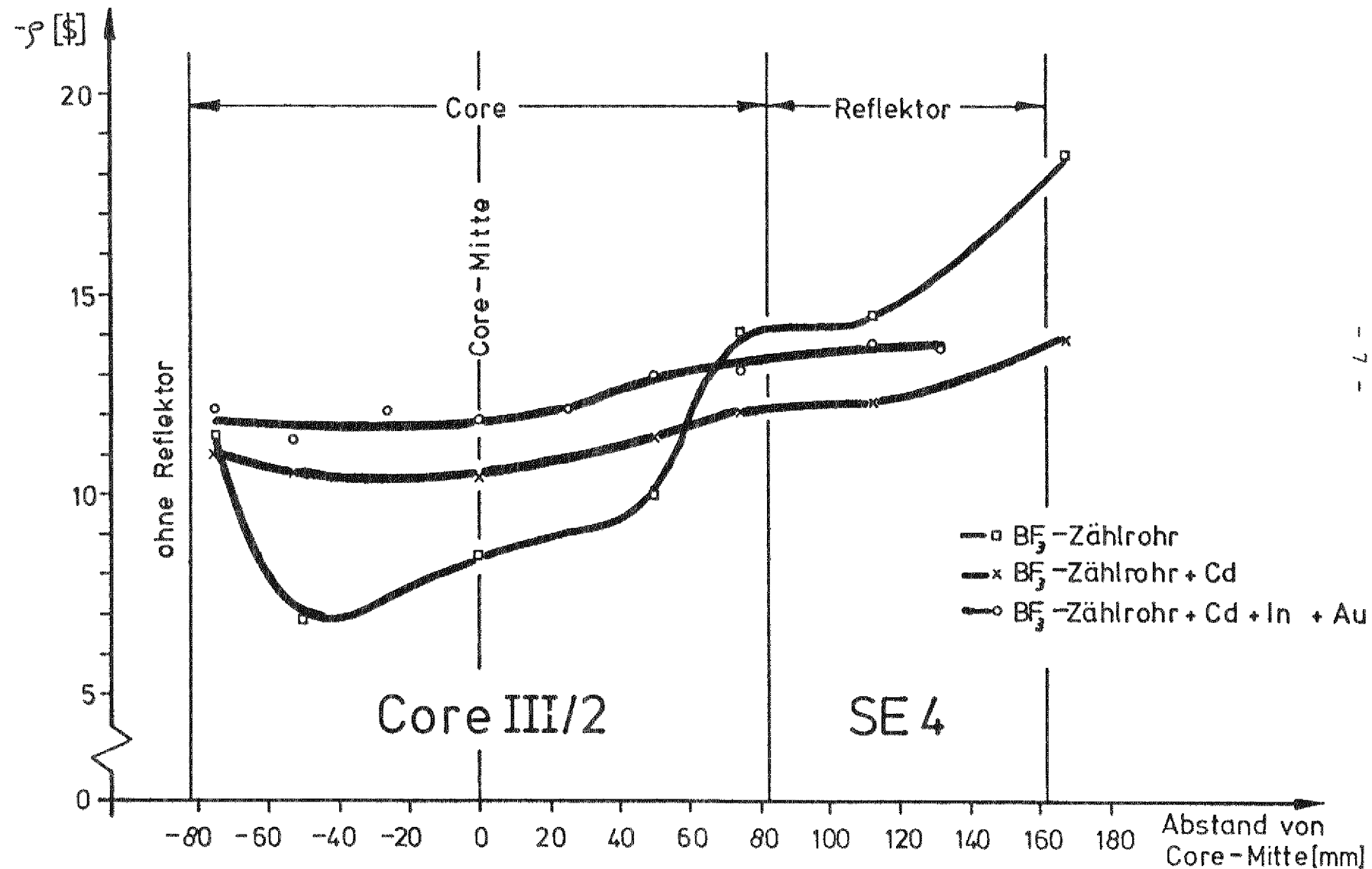
Position des Detektors	Abstand von Zentralposition in mm	$\alpha (\text{sec}^{-1})$			$\varphi_{\text{Sjös}} (-\%)$			$\varphi_{\text{Gozani}} (-\%)$		
		BF_3	$\text{Cd}+\text{BF}_3$	$\text{BF}_3+\text{Cd}+\text{In}+\text{Au}$	BF_3	$\text{Cd}+\text{BF}_3$	$\text{BF}_3+\text{Cd}+\text{In}+\text{Au}$	BF_3	$\text{Cd}+\text{BF}_3$	$\text{BF}_3+\text{Cd}+\text{In}+\text{Au}$
SE 2 Auß.Refl. (12 cm)	-203.00	--	3874.19	--	--	6.12	--	--	5.01	--
Auß.Refl. (6 cm)	-143.00	3642.84	3772.27	--	7.14	5.83	--	7.21	4.52	--
Refl. (4 cm)	-122.00	--	4093.27	4040.96	--	5.76	5.45	--	4.73	4.72
Refl. (2 cm)	-102.00	4052.48	4108.98	4206.08	6.04	5.45	5.21	6.45	4.25	4.73
G-16	- 75.00	4041.31	4186.22	4163.69	5.60	5.10	5.25	5.15	4.17	4.34
I-16	- 50.00	4106.43	4210.65	4273.66	5.37	5.13	5.26	4.38	4.14	4.23
N-16	0.00	4016.55	4246.99	4388.71	5.48	5.13	5.00	4.14	3.97	4.19

Tabelle 2: Reaktivitäten nach Sjöstrand und Gozani

CORE: III/2

REFL.: III/52 (Asymm. 8 cm, SE2 weggefahren)

Position des Detektors	Abstand von Zentralposition in mm	$\alpha(\text{sec}^{-1})$ BF ₃ +Cd Cd+BF ₃ +In+Au			$\rho_{\text{Sjös}} (-\beta)$ BF ₃ Cd+BF ₃ BF ₃ +Cd+In+Au			$\rho_{\text{Gozani}} (-\beta)$ BF ₃ Cd+BF ₃ BF ₃ +Cd+In+Au		
		BF ₃	Cd+BF ₃	+In+Au	BF ₃	Cd+BF ₃	BF ₃ +Cd+In+Au	BF ₃	Cd+BF ₃	BF ₃ +Cd+In+Au
Auß.Refl. SE4 (8 cm)	168.00	4984.45	5281.58	--	18.66	13.94	--	19.72	7.12	--
Refl. (4 cm)	122.00	--	--	5996.32	--	--	13.66	--	--	8.03
Refl. (2 cm)	102.00	5238.38	5073.43	5674.50	14.84	12.14	13.81	14.81	6.03	6.90
T-16	75.00	5133.36	5192.95	6151.76	14.12	12.06	13.40	10.03	6.77	7.55
R-16	50.00	5139.27	5014.33	5741.82	10.00	11.51	13.10	6.25	6.45	6.62
P-16	25.00	--	--	6016.85	--	--	12.37	--	--	6.32
N-16	0.00	5108.71	4921.35	5633.74	8.47	10.55	12.12	6.05	5.91	5.60
L-16	-25.00	--	--	5916.31	--	--	12.38	--	--	6.24
I-16	-50.000	5128.84	4960.75	5816.35	6.88	10.65	11.59	6.09	6.20	6.16
G-16	-75.00	4684.03	4869.64	5883.29	11.55	11.11	12.32	7.15	5.97	6.50



KFA/IRE

Abb. 1

Reaktivität des unsymmetrischen Cores, ortsabhängig gemessen mit verschiedenen Detektoren

der Werte im Core-Bereich zu erzielen als im unsymmetrischen Fall. Es liegt nahe, dafür beim unsymmetrischen Fall das Vorhandensein von mehr höheren Harmonischen (verbunden mit mehr kinetischer Störung) verantwortlich zu machen. Der Cd-bedeckte Detektor hätte dann noch nicht weitgehend genug, um im Bilde zu bleiben, die kinetische Störung unterdrückt, weil seine Abschneideenergie noch zu tief wäre.

Ausgehend von dieser Annahme konstruierten wir uns einen Detektor mit einer Hülle, die aus einer Kombination Cd-In-Au mit einer Abschneideenergie von ca. 5 eV besteht. Man erkennt jetzt deutlich aus der Tabelle 1 und 2 sowohl im symmetrischen wie im unsymmetrischen Fall einen Anstieg des Mittelwertes und die drastische Einschränkung der Raumabhängigkeit. Die Schwankungen zwischen den einzelnen Meßpositionen im Core (Ausnahme Reflektor) scheinen jetzt nur noch innerhalb der Fehlerbandbreiten (Statistik) zu liegen. Beachtlich ist nunmehr auch die gute Übereinstimmung - im unsymmetrischen Fall - mit inverskinetischen Messungen (12,5 bis 13,5 § ¹⁵) und theoretischen Berechnungen für den symmetrischen Fall, durchgeführt mit DOT II, die 5,5 § Unterkritikalität ergaben ¹⁶. Es scheint also so, als ob in diesem Reaktorsystem die Verwendung von umhüllten Detektoren zur Unterdrückung der kinetischen Störung im Verbund mit einer Auswertung nach Sjöstrand die vernünftigsten Reaktivitätswerte ergäbe, wenn ein merkbarer Oberwellenanteil vorhanden ist. Es sollte hier noch bemerkt werden, daß die Absorberkombination Cd-In-Au in keiner Weise optimalisiert war bei unseren Messungen und insbesondere zwischen 0,5 eV und 4 eV durchaus partiell durchlässig für Neutronen war; es handelte sich hier nur um die Untersuchung einer Tendenz, weshalb vorerst eine Optimierung der Abschirmung entbehrlich erschien. Die Auswertung nach Gozani ist - wie die Tabellen ebenfalls ausweisen - eine weitaus schlechtere Approximation im Falle der Messungen am ITR als die nach Sjöstrand; man erkennt aber auch, daß die Auswertung nach Sjöstrand für sich - also unter Verwendung von nur BF₃-Zählern - noch nicht zu ortsunabhängigen und mit anderen Methoden vergleichbaren Ergebnissen führt.

Als nächstes wurden die in Abb. 4 und 5 gezeigten Corekonfigurationen mit 12 cm Be-Reflektor aufgebaut im Sinne der Erzeugung eines möglichst ungünstigen Verhältnisses Corevolumen zu Reflektorvolumen. Verschiedene Grade der Subkritikalität wurden erzeugt durch das Ziehen von Brennelementen (schwarz gekennzeichnete Positionen) und deren Substitutionen durch Al-Dummies. In Abb. 4 sind 13 Brennelemente entfernt und in Abb. 5 23 Brennelemente. Die Tabellen 3 und 4 zeigen für diese beiden Fälle wieder die ortsabhängig gemessenen Meßwerte mit den verschiedenen Detektoren, ausgewertet nach der Methode von Sjöstrand und Gozani. Beschränkt man sich auf die Betrachtung der Meßwerte im Corebereich, so ergibt sich für den Fall mit 13 Brennelementen eine Subkritikalität von 8 % sowohl für den Cd-bedeckten Detektor wie für den Cd-In-Au-Detektor wenn man nach Sjöstrand auswertet. Der nackte BF_3 -Zähler zeigt im Mittel etwa 8,3 %. Die Rechnungen mit DOT II ergaben für diesen Fall 8,4 %^{|16|}. Die Auswertung nach Gozani zeigt dagegen erheblich kleinere Werte. Die Auswertung nach Sjöstrand erweist sich also als der nach Gozani überlegen. Die Verwendung von umhüllten Detektoren erweist sich in diesem Falle - wegen der notwendigen Korrekturen des Detektoreinflusses - der Verwendung von nackten BF_3 -Zählrohren als unterlegen.

Tabelle 4 zeigt die Messungen an der gleichen Konfiguration für den Fall von 23 gezogenen Brennelementen. Die Auswertung nach Sjöstrand ergibt mit nacktem BF_3 -Zähler ~ 15 % Subkritikalität. Eine Rechnung mit DOT II^{|16|} ergibt den Reaktivitätswert von 16,4 %; eine relativ gute Übereinstimmung. Die Auswertung nach Gozani zeigt wieder deutlich geringere Werte. Auch in diesem Falle scheint wieder die Feststellung erlaubt, daß eine Messung mit gefiltertem Zählrohr entbehrlich scheint.

Alle hier gezeigten Messungen - gleich an welcher Kernanordnung - zeigen, daß die Auswertung nach Sjöstrand der von Gozani überlegen ist. Dazu zeigt sich, daß in bestimmten ungünstigen Sonderfällen, mit hohem Gehalt an höheren Harmonischen, die Verwendung von gefilterten Zählrohren notwendig ist um zu sinnvollen Aussagen zu kommen. Auch bei schwächer reflektierten Kernanordnungen bietet sich die Verwendung von gefilterten Zählrohren an, wie Messungen an der nahkritischen Kernanordnung mit 6 cm dickem Reflektor zeigen.

Tabelle 3: Reaktivitäten nach Sjöstrand und Gozani (Detektoreinfluß Korrigiert)

Core: I/2 (13 BME gegen Al Dummies ausgetauscht) Refl. Nr. 4,2 (12cm)

Position des Detektors	$\alpha(\text{sec}^{-1})$			Sjös (-%)			Gozani (-%)		
	BF_3	$\text{Cd}+\text{BF}_3$	$\text{BF}_3+\text{Cd}+\text{In}+\text{Au}$	BF_3	$\text{Cd}+\text{BF}_3$	$\text{BF}_3+\text{Cd}+\text{In}+\text{Au}$	BF_3	$\text{Cd}+\text{BF}_3$	$\text{BF}_3+\text{Cd}+\text{In}+\text{Au}$
N - 16	1899,53	1970,54	1964,74	8,307	8,128	8,18	7,08	6,13	6,00
L - 16	1913,25	1977,03	2003,48	8,16	7,90	7,732	6,99	6,52	6,38
I - 16	1898,88	1974,99	2070,40	8,63	8,269	7,90	7,51	6,74	6,79
Refl.(2-Reihe)	1947,87	2055,57	2098,06	8,59	8,24	8,71	9,641	6,90	7,01
Refl.(4-Reihe)	1865,28	2030,11	2026,58	9,12	8,77	8,50	10,52	7,61	6,90
Refl.(5-Reihe)	1948,75	2008,60	1986,22	9,433	-	8,984	11,56	-	7,40

Tabelle 4: Reaktivitäten nach Sjöstrand und Gozani (Det. Einfluß korrigierte)
 Core: I/2 (23 BME gegen Al Dummies ausgetauscht) Refl.-Nr. 4,2 (12 cm)

Position des Detektors	α (sec ⁻¹)			Sjöström (- \$)			Gozani (- \$)		
	BF ₃	Cd+BF ₃	BF ₃ +Cd +In+Au	BF ₃	Cd+BF ₃	BF ₃ +Cd +In+Au	BF ₃	Cd+BF ₃	BF ₃ +Cd +In+Au
N - 16	2545,02	2592,60	2644,41	15,08	15,26	15,39	10,76	10,33	10,72
L - 16	2553,59	2639,48	2597,37	15,23	13,96	14,81	11,45	10,13	10,12
I - 16	2532,25	2609,40	2641,54	14,42	14,52	14,68	11,19	10,37	10,52
Refl.(2-Reihe)	2644,89	2782,85	2684,23	16,12	15,54	15,82	18,471	11,42	10,78
Refl.(4-Reihe)	2622,28	2766,55	2743,05	17,59	17,58	17,39	21,15	12,80	11,72
Refl.(5-Reihe)	2631,22	2727,36	2640,11	18,53	18,57	18,28	22,53	13,1	11,67

Es sollte noch angemerkt werden, daß alle obigen Ausführungen im wesentlichen auf den Corebereich beschränkt werden sollten; die Messungen im Reflektor zeigen auch bei Auswertung nach Sjöstrand ganz offensichtlich zu hohe Werte bei allen untersuchten Core-Konfigurationen.

Im folgenden theoretischen Anhang wird versucht, eine Begründung für unser Vorgehen zu geben, insbesondere für die Verwendung von Zählern, mit denen der "thermische" Energiebereich unterdrückt werden kann.

THEORETISCHER ANHANG

Zur Herleitung der Flächenverhältnisse gehen wir wie Becker und Quisenberry¹⁰ von den Reaktorgleichungen in der Form aus:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v(E)} \left\{ \frac{\partial \phi_P(r, E, t)}{\partial t} + \frac{\partial \phi_D(r, E, t)}{\partial t} \right\} = & + S(r, E, t) \\ & + \left\{ -L(E) + (1-\beta) \chi_P(E) F, (\phi_P(r, E, t) + \phi_D(r, E, t)) \right\} + \\ & + \sum_{i=1}^M \chi_i(E) \lambda_i \cdot C_i(r, t) \end{aligned} \quad (1)$$

und

$$\frac{\partial C_i(r, t)}{\partial t} = \beta_i \cdot F \{ \phi_P(r, E, t) + \phi_D(r, E, t) \} - \lambda_i C_i(r, t) \quad (2)$$

Hier bedeutet:

$v(E)$	= die Neutronengeschwindigkeit entsprechend der Energie E
ϕ_P	= der prompte Neutronenfluß
ϕ_D	= der verzögerte Neutronenfluß
t	= Zeit
r	= Ortskoordinate
S	= äußere Quelle
L	= Verlustoperator
β	= effektiver Bruchteil verzögerter Neutronen $= \sum_i \beta_i$
χ_P	= Energiespektrum prompter Neutronen
F	= Spaltoperator, Produktionsoperator
χ_T	= totales Energiespektrum
χ_i	= Energiespektrum der i-ten verzögerten Neutronengruppe
λ_i	= Zerfallskonstante der i-ten verzögerten Neutronengruppe
C_i	= Konzentration der i-ten Gruppe von Vorläuferkernen
β_i	= Bruchteil der i-ten verzögerten Neutronengruppe

Wenn man Gleichung (1) und (2) zeitintegriert von 0 (einer Zeit, kurz vor Einsatz des Neutronenimpulses) bis t_E (wo prompte Population hinreichend abgefallen), die verzögerte Neutronenpopulation sei als im wesentlichen konstant vorausgesetzt (die experimentellen Bedingungen können meist so eingestellt werden, daß diese Annahme gut erfüllt ist) und die Größe $\lambda_i \int C_i dt$ eliminiert, dann kann man die erhaltene Gleichung formal in einen prompten und einen verzögerten Anteil zerlegen und erhält:

$$0 = \int_0^{t_E} S(r, E, t) dt + \{ -L(E) + (1-\beta) \chi_p(E) F, \int_0^{t_E} \phi_p dt \} \quad (3)$$

$$0 = \{ -L(E) + (1-\beta) \chi_p(E) F + \sum_{i=1}^M \chi_i(E) \beta_i F, \int_0^{t_E} \phi_D(r, E, t) dt \} + \{ \sum_{i=1}^M \chi_i(E) \beta_i F, \int_0^{t_E} \phi_p(r, E, t) dt \} \quad (4)$$

Term 2 und 3 in der Klammer von (4) kann man zusammenfassend auch schreiben: $\chi_T(E) F, \dots$

Wenn man jetzt noch den prompten Fluß nach Eigenfunktionen des Systems entwickelt

$$\phi_p(r, E, t) = \sum_{n=0}^{\infty} N_n^p \psi_n^p(r, E) \cdot e^{\alpha_n \cdot t} \quad (5)$$

und ferner berücksichtigt, daß die Funktionen $\psi_n(E, r)$ im Bereich der Quellfreiheit folgender Gleichung genügen:

$$\{ -L + \frac{\alpha_n}{v} + \chi_T F, \psi_n^p(r, E) \} = 0, \quad (6)$$

dann erkennt man unmittelbar, daß wegen $\alpha_{n+1} > \alpha_n$ die "kinetische Störung" bei den höheren Moden am ausgeprägtesten ist, d.h. je höher der Oberwellenanteil, desto mehr wird sich ihr Verlauf bezüglich Spektrum und Shape von dem des stationären Falles unterscheiden.

Da Gleichung (6) gelten soll, erkennt man auch, daß der prompte Flußverlauf sich im allgemeinen vorwiegend im niederenergetischen Bereich merkbar von dem des verzögerten Neutronenflusses unterscheiden wird, der als stationär vorausgesetzt wurde, während für die höheren Energien der Term α/v weniger ins Gewicht fällt. Dieser Sachverhalt verdient festgehalten zu werden für die späteren Ausführungen. Gleichung (4) bezüglich Raum (Reaktorvolumen) und Energie ($0 - \infty$) integriert, ergibt (Doppelintegration symbolisiert durch $\langle \rangle$):

$$\langle -L(E) + \chi_T(E)F, \int_0^t \phi_D dt \rangle + \langle \sum_{i=1}^M \chi_i(E) \beta_i F, \int_0^t \phi_p(r, E) dt \rangle = 0 \quad (7)$$

Gleichung (7) stellt für uns im folgenden die "Grundgleichung" der Flächenverhältnismethode dar.

Für ϕ_p führen wir Ansatz (5) ein und brechen diese Reihenentwicklung nach $n = 1$ ab, ohne Verlust an Allgemeingültigkeit, weil sich ohne weiteres einsehen läßt, daß die folgenden Rechnungen auch mit höheren n Gültigkeit besitzen. Es folgt

$$\begin{aligned} & \langle -L(E) + \chi_T(E)F, \psi_D(r, E) \rangle \int_0^t N_D dt + \\ & \langle \sum_{i=1}^M \chi_i(E) \beta_i F, \psi_p^0(r, E) \rangle \int_0^t N_0 e^{\alpha_0 \cdot t} dt + \\ & \langle \sum_{i=1}^M \chi_i(E) \beta_i F, \psi_p^1(r, E) \rangle \int_0^t N_1 e^{\alpha_1 \cdot t} dt = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

Wie Quisenberry und Becker führen wir die statische Reaktivität ein gemäß:

$$\rho = \frac{\langle -L + \chi_T F, \psi_D(r, E) \rangle}{\langle \chi_T F, \psi_D(r, E) \rangle} \quad (9)$$

Aus (8) und (9) ergibt sich:

$$\rho = \frac{\langle \sum_{i=1}^M \chi_i(E) \beta_{i,F,\psi_p^0} \rangle}{\langle \chi_{T,F,\psi_D} \rangle} \frac{\int_0^E N_O^p e^{\alpha_0 t} dt}{\int_0^E N_D dt} + \frac{\langle \sum_{i=1}^M \chi_i \beta_{i,F,\psi_p^1} \rangle}{\langle \chi_{T,F,\psi_D} \rangle} \frac{\int_0^E N_1^p e^{\alpha_1 t} dt}{\int_0^E N_D dt} \quad (10)$$

und mittels der weiteren Definitionen:

$$\beta_{\text{eff } 0} = \frac{\langle \sum_{i=1} \beta_i \chi_{i,F,\psi_p^0}(r,E) \rangle}{\langle \chi_{T,F,\psi_p^0}(r,E) \rangle} \quad (10a)$$

$$\beta_{\text{eff } 1} = \frac{\langle \sum_{i=1} \beta_i \chi_{i,F,\psi_p^1}(r,E) \rangle}{\langle \chi_{T,F,\psi_p^1}(r,E) \rangle}$$

$$\rho = \beta_{\text{eff } 0} \frac{\psi_D(r)}{\psi_p^0(r)} \frac{\langle \chi_{T,F,\psi_p^0}(r,E) \rangle}{\langle \chi_{T,F,\psi_D}(r,E) \rangle} \frac{\int_0^E \phi_p^0(r,t) dt}{\int_0^E \phi_D(r,t) dt} + \beta_{\text{eff } 1} \frac{\psi_D(r)}{\psi_p^1(r)} \frac{\langle \chi_{T,F,\psi_p^1}(r,E) \rangle}{\langle \chi_{T,F,\psi_D}(r,E) \rangle} \frac{\int_0^E \phi_p^1(r,t) dt}{\int_0^E \phi_D(r,t) dt} \quad (11)$$

Allgemeiner gilt, wie man leicht sieht:

$$\frac{\rho}{\beta_0} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta_n}{\beta_0} \frac{\psi_D(r)}{\psi_P^n(r)} \frac{\langle \chi_{t^F, \psi_P^n(r, E)} \rangle}{\langle \chi_{t^F, \psi_D^n(r, E)} \rangle} \frac{\int_0^t \phi_P^n(r, t) dt}{\int_0^t \phi_D^n(r, t) dt} \quad (12)$$

Diese Gleichung ist nur rechnerisch auszuwerten und entspricht der in^[11] abgeleiteten. Die vor dem Integral stehenden Korrekturfaktoren berücksichtigen die Verschiedenheit der Shapes der verschiedenen höheren Harmonischen gegenüber dem verzögerten Neutronenfluß. Nur wenn diese Faktoren Eins sind, gelangt man zur alten Sjöstrand-Formel für die Reaktivität:

$$\frac{\rho}{\beta_0} \approx \sum_n \frac{\int_0^t \phi_P^n dt}{\int_0^t \phi_D^n dt} ; \quad (13)$$

nur dann kann also eine Reaktivitätsbestimmung aus der Bestimmung der prompten und verzögerten Flächen hergeleitet werden.

Im Falle der Prädominanz der Grundmode resultiert aus Gl. (13) die Methode von Gozani. Im Falle der Prädominanz der Grundmode kann man darüber hinaus den Korrekturfaktor in Gl.(12) auch relativ leicht berechnen, aber im allgemeinen muß man die höheren Moden berücksichtigen. Wenn man alle Harmonischen aber mitrechnen muß, wird die Berechnung aufwendig; von Messung kann letztlich keine Rede mehr sein.

Hier ist es an der Zeit, sich daran zu erinnern, daß die Shapeunterschiede zwischen promptem und verzögertem Fluß vorwiegend im niederenergetischen Bereich liegen. Es liegt daher die Idee nahe, diesen Bereich versuchsweise zu unterdrücken, wie das schon von Aizawa^[17] getan wurde, allerdings ohne theoretische Begründung. Es wäre dann allerdings zu beweisen, daß die so modifiziert gemessenen Flächenverhältnisse nicht nur ortsunabhängig werden - was bei hinreichend hoher Abschneideenergie wahrscheinlich gewährleistet ist, weil doch die Shapeunterschiede bei höheren Energien weitgehend verschwin-

den -, sondern auch keine im Prinzip zu kleine oder zu große Reaktivität ergeben.

Diese Frage ist nicht trivial, weil sie ja defacto bedeutet, daß wir die Energieintegration von Gleichung (7) nunmehr nicht mehr von $0 \rightarrow \infty$ durchführen, sondern von einer gewissen Abschneideenergie $E_1 \rightarrow \infty$. Wir müssen also zusehen, ob unser Vorgehen noch mit der Definition von k bzw. ρ konsistent bleibt. Wir wollen dazu unsere Ableitung, die zu Gleichung (7) führte, etwas verändern. Für die prompte Population soll anstelle von (5) der Ansatz gelten:

$$\phi_p(r, E, t) = N_p \cdot \psi_p(r, E) \cdot \theta(t) \quad (14)$$

Wir fordern also nur die Separierbarkeit bezüglich Zeit und Raum/Energie. Die experimentellen Bedingungen seien laut Voraussetzung so, daß der verzögerte Neutronenfluß zeitlich konstant ist. Dann können wir die Reaktivität $(1-\rho) = \frac{1}{k_{\text{eff}}}$ bzw. die effektive Multiplikation über den verzögerten Neutronenfluß einführen aus der Gleichung:

$$\left\{ -L + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \chi_T^F \cdot \psi_D(r, E) \right\} = 0, \quad (15)$$

wobei k_{eff} den größten Eigenwert des Systems bedeutet.

Die Gleichung (15) integrieren wir wieder bezüglich E von E_1 bis ∞ und bezüglich r über das Reaktorvolumen. E_1 sei dabei eine Energie, die hoch genug ist, um den Einfluß von $\frac{\alpha_n}{v}$ der höchsten, noch merkbaren prompten Mode gegenüber L in Gleichung (6) zu vernachlässigen. Damit verschwinden im betrachteten Energiebereich weitgehend Shapeunterschiede zwischen dem prompten und dem verzögerten (stationären) Restfluß. Andererseits, da k_{eff} ein Eigenwert ist, gilt unabhängig von E_1 :

$$k_{\text{eff}} = \frac{E_1 \int_{E_1}^{\infty} \chi_T^F \cdot \psi_D(r, E) \, dE}{E_1 \int_{E_1}^{\infty} L \psi_D(r, E) \, dE} \quad (16)$$

oder

$$\rho = - \frac{E_1 \int_{E_1}^{\infty} \left\{ -L + \chi_T^F \cdot \psi_D(r, E) \right\} \, dE}{E_1 \int_{E_1}^{\infty} \chi_T^F \cdot \psi_D(r, E) \, dE}$$

Die Gleichung (7) integrieren wir jetzt entsprechend nicht mehr von $E = 0 \rightarrow \infty$, sondern nur von $E = E_1$ bis ∞ und über das Reaktorvolumen. Es ergibt sich:

$$E_1 < -L + \chi_T^{F, \Psi_D}(r, E) > \int_0^{t_E} N_D dt + \quad (17)$$

$$E_1 < \sum_{i=1}^M \chi_i^F \beta_i, \Psi_P(r, E) > \int_0^{t_E} N_P \theta(t) dt = 0$$

mit (16) wird aus (17)

$$\rho = \frac{E_1 < \sum_{i=1}^M \beta_i \chi_i^{F, \Psi_P}(r, E) >}{E_1 < \chi_T^{F, \Psi_D}(r, E) >} \frac{\int_0^{t_E} N_P \theta(t) dt}{\int_0^{t_E} N_D dt} \quad (18)$$

Anders geschrieben:

$$\frac{\rho}{\beta} = \frac{\int_0^{t_E} \phi_{P_1}(E, t) dt}{\int_0^{t_E} \phi_{D_1}(E, t) dt}, \quad (19)$$

also schlicht die bezüglich der unteren Energiegrenze modifizierte Sjöstrand-Formel.

Die Definition von β liegt auf der Hand. Damit wäre also die Vorgehensweise klar. Man integriert zeitlich von 0 bis t_E ,

wie Sjöstrand, und unterdrückt die Shapeunterschiede durch Verwendung eines Detektors, der mit Cd oder gegebenenfalls mit Cd + In + Au oder ähnlichem ummantelt ist. Solange k_{eff} als Eigenwert des Systems aufgefaßt werden kann, müßte man so im Corebereich den richtigen ortsunabhängigen Reaktivitätswert erhalten.

Die Frage, die in diesem Zusammenhang noch zu diskutieren ist, stellt sich wie folgt: Wie unterscheidet sich das in Gleichung (19) verwendete β von dem statisch berechneten β ; von hier aus könnte ja ein prinzipieller Unterschied in die Reaktivitätsbestimmung mittels gepulster Messungen im Vergleich zu statischen Berechnungen eingeschleppt werden?

Betrachten wir deshalb die Definition von β in unserem Falle, wo gilt:

$$\beta = \frac{\langle \sum_{i=1}^{E_1} \beta_i \chi_i(E) F, \psi_p(r, E) \rangle}{\langle \chi_T F, \psi_D(r, E) \rangle} \quad (20)$$

Wir stellen dabei fest, daß ein grundsätzlicher Unterschied nicht nur bezüglich der unteren Integrationsgrenze besteht gegenüber den Definitionen von Gleichung (10a), sondern auch bezüglich des Auftauschens von ψ_D im Nenner anstelle von ψ_p .

Immerhin sieht man auch sofort, daß die Definition im stationären Fall und bei Integration von $E = 0$ bis $E = \infty$ identisch ist mit der üblichen Definition. Was bewirkt nun die Hochlegung der unteren Integrationsgrenze auf E_1 ? Um diesen Einfluß zu erkennen ist es gut, sich die Definition von F ins Gedächtnis zurückzurufen; es gilt doch:

$$F, \psi_p = \int_0^{\infty} v(E') \Sigma_f(E') \psi_p(E', r) dE'$$

und analog F, ψ_D .

Schreiben wir zunächst einmal die Gleichung für β_{stat} ausführlich mit dieser obigen Definition an, so folgt

$$\beta_{\text{stat}} = \frac{\langle \sum_{i=1}^M \beta_i \chi_i(E) \cdot \int_0^{\infty} v(E') \Sigma_f(E') \psi_{\text{stat}}(E', r) dE' \rangle}{\langle \chi_T(E) \cdot \int_0^{\infty} v(E') \Sigma_f(E') \psi_{\text{stat}}(E', r) dE' \rangle} \quad (21)$$

mit ψ_{stat} als stationärem Fluß

Im nichtstationären Fall haben wir im allgemeinen eine andere Orts- und Energieabhängigkeit von ψ_p als im stationären Fall, weshalb allgemein in Strenge

$$\beta_{\text{stat}} \neq \beta^+ \quad (22)$$

sein muß. (β^+ steht für den instationären Fall bei Integration bezüglich der Energiegrenzen $E = 0$ bis $E = \infty$.) Im Falle des Arbeitens mit der Abschneideenergie E_1 erhält man im Prinzip wieder ein anderes $\beta_{E_1}^+$ und es gilt:

$$\beta_{\text{stat}} \neq \beta^+ \neq \beta_{E_1}^+ \quad \text{mit} \quad (23)$$

$$\beta^+ = \frac{\sum_{E=0}^{\infty} \left\langle \sum_{i=1}^M \beta_i \chi_i(E) \int_0^{\infty} v(E') \Sigma_f(E') \psi_p'(E'r) dE' \right\rangle}{\sum_{E=0}^{\infty} \left\langle \chi_T(E') \int_0^{\infty} v(E') \Sigma_f(E') \psi_D(E'r) dE' \right\rangle} \quad (24)$$

(Zur Unterscheidung des prompten Flusses im stationären Falle von dem des instationären Falles wurde hier die Bezeichnung ψ_p' gewählt.)

Weiter gilt:

$$\beta_{E_1}^+ = \frac{\sum_{E=E_1}^{\infty} \left\langle \sum_{i=1}^M \beta_i \chi_i(E) \int_0^{\infty} v(E') \Sigma_f(E') \psi_p'(E'r) dE' \right\rangle}{\sum_{E=E_1}^{\infty} \left\langle \chi_T(E') \int_0^{\infty} v(E') \Sigma_f(E') \psi_D(E'r) dE' \right\rangle} \quad (25)$$

Man sieht aus einem Vergleich von (24) und (25) zunächst einmal, daß die Integration bezüglich E' (Integrale in den Klammern) von einer Veränderung der Integrationsgrenzen bezüglich E nicht betroffen ist. Die Integration bezüglich E betrifft also im wesentlichen den Ausdruck:

$$\frac{\sum_{i=1}^M \beta_i \chi_i(E)}{\chi_T(E)}$$

Da jedoch die weit überwiegende Mehrzahl der verzögerten Neutronen "schnell" geboren werden, also weit über der Abschneideenergie E_1 , wirkt sich eine Hochlegung der Integrationsgrenze praktisch nicht aus und damit ist in ziemlich guter Näherung erfüllt:

$$\beta^+ \approx \beta_{E_1}^+ \quad (26)$$

Gleichzeitig wird hier als Bedingung für die Anwendung gefilterter Neutronenzählrohre aber auch sichtbar, daß man E_1 nicht so hoch wählen darf, daß wesentliche Teile des "Spaltspektrums" der verzögerten Neutronen weggeschnitten werden, z.B. darf man keinen Schnellspaltdetektor verwenden.

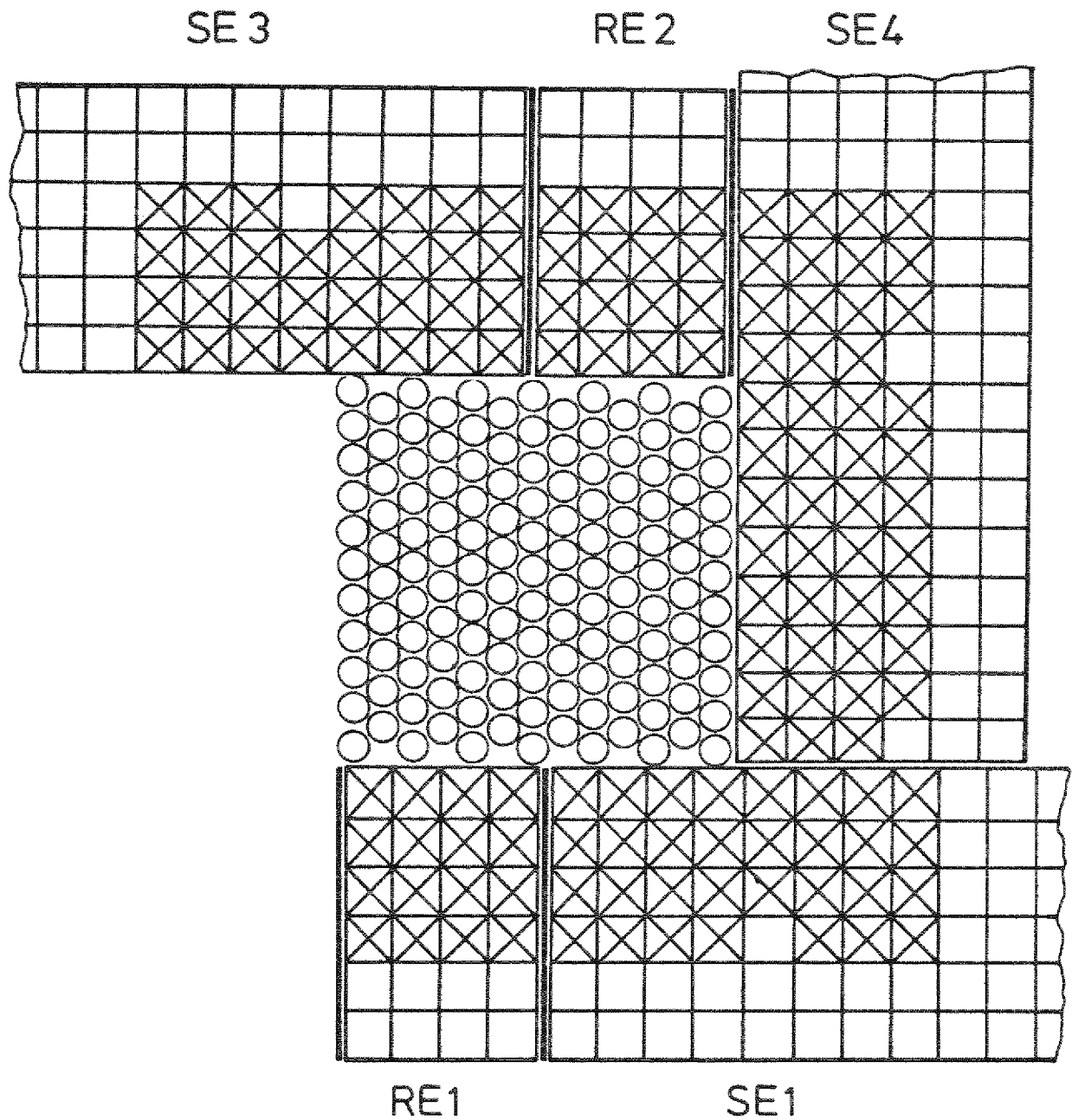
Mit (26) ist zunächst einmal die Aussage verbunden, daß das $\beta_{E_1}^+$ keine anderen Problematiken aufweist als die Verwendung von β^+ bei gepulsten Messungen ohne "Filter". Es werden also jedenfalls durch die Verwendung von "Filtern" bezüglich von β keine anderen Fehler introduziert als bei gewöhnlichen herkömmlichen gepulsten Messungen. Jedoch scheint uns, daß man im Falle des Vorliegens von "kinetischer Störung" bisher dem Problem der Fehler, bedingt durch die Annahme $\beta_{\text{stat}} = \beta^+$, noch nicht genügende Aufmerksamkeit gewidmet hat. Im Rahmen unserer weitergehenden Untersuchungen werden deshalb Rechnungen dieser Art ausgeführt, um diesen Einfluß abschätzen zu lernen.

ZUSAMMENFASSUNG

Insgesamt ist also gezeigt, daß unser Verfahren unter den Bedingungen, wie sie z.B. für den ITR vorliegen ein gutes Maß für die statische Reaktivität ergibt. Prinzipiell ist dabei aber immer ein Fehler vorhanden, weil $\beta^+ \approx \beta_{E_1}^+$ sich vom statischen β etwas unterscheiden. Wie sehr sich dieser Unterschied auswirkt, muß durch Rechnung bestimmt werden, wobei hier nur darauf hingewiesen werden soll, daß bisher im allgemeinen bei gepulsten Messungen dieser Fragestellung wenig Beachtung geschenkt wurde. Selbstverständlich sind in kleineren Anlagen auch Korrekturen für die Erhöhung der Unterkritikalität durch das Einführen des Detektors anzubringen und zu beachten.

Die Verwendung von Zählern mit Filter im Verbund mit der Auswertung nach der Sjöstrandschen Flächenmethode gestattet also auch eine Reaktivitätsmessung durch gepulste Messungen im Corebereich, wenn in Systemen mit low absorption-Reflektor eine ausgeprägte kinetische Störung auftritt. Im Prinzip ist eine einzige Messung an einem Punkt des Cores ausreichend, es entfällt also die Notwendigkeit wie in ^[12] vorgeschlagen, viele ortsabhängige Messungen durchzuführen und aus ihnen Korrekturfaktoren zu ermitteln.

Ein solches Vorgehen würde nach unserer Meinung den praktischen Wert der Methode stark beeinträchtigen. Unsere Messungen unterstützen bezüglich der Anwendbarkeit der Sjöstrand-Methode die Aussage anderer Autoren ^[14], gehen aber noch über deren Ergebnisse hinaus, weil sie kinetic distortion mit einschließen. Der nach unserer Kenntnis auf Aizawa ^[17] zurückgehende Vorschlag, "gefilterte" Zählrohre zu verwenden, erfährt hier eine theoretische Motivation.

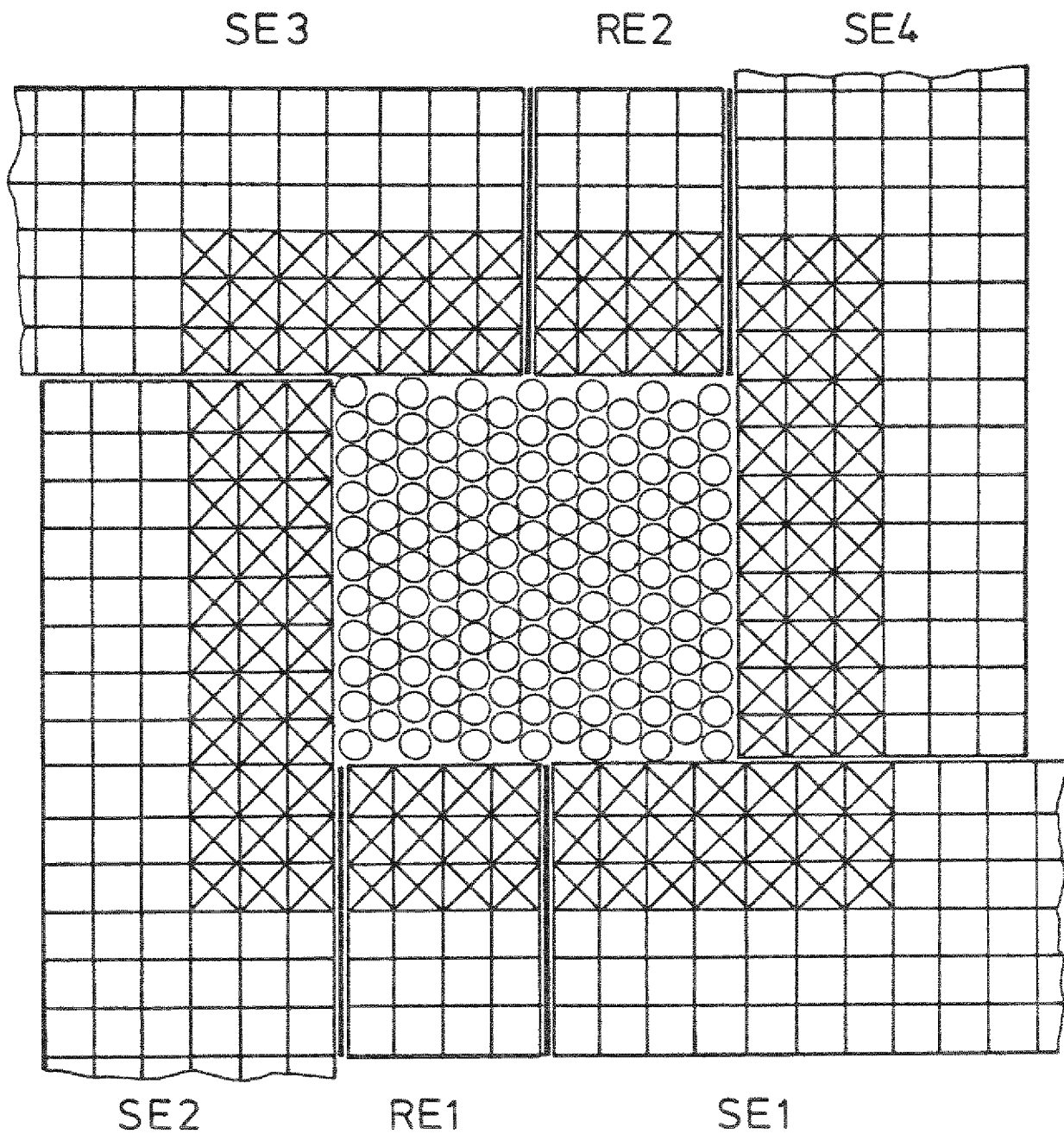


Core III/2

KFA/IRE

Unterkritische Corekonfiguration:
SE 2 entfernt

Abb. 2

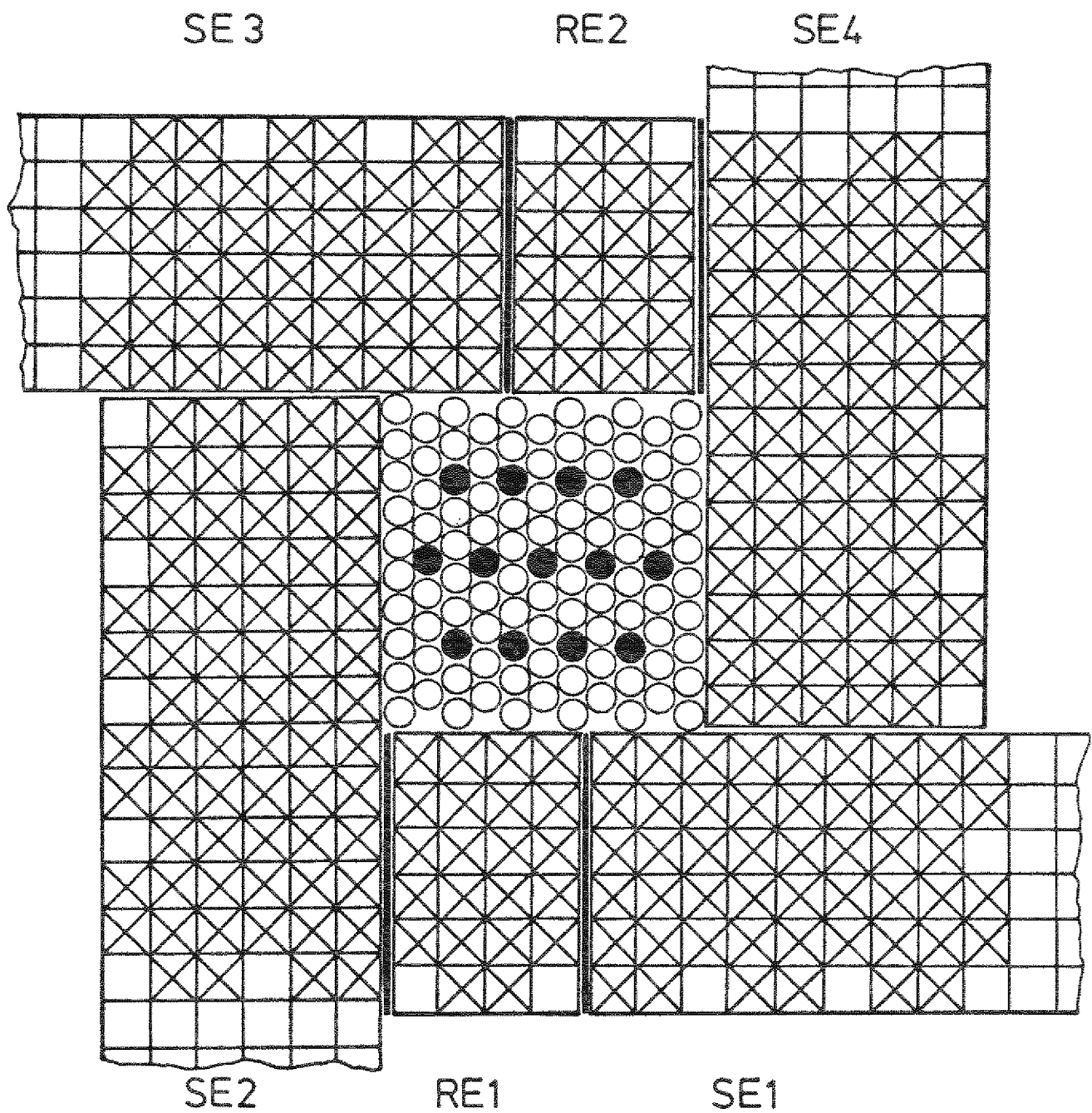


Core III/2

KFA/IRE

Abb. 3

Unterkritische Corekonfiguration:
Reflektor auf 6cm verdünnt

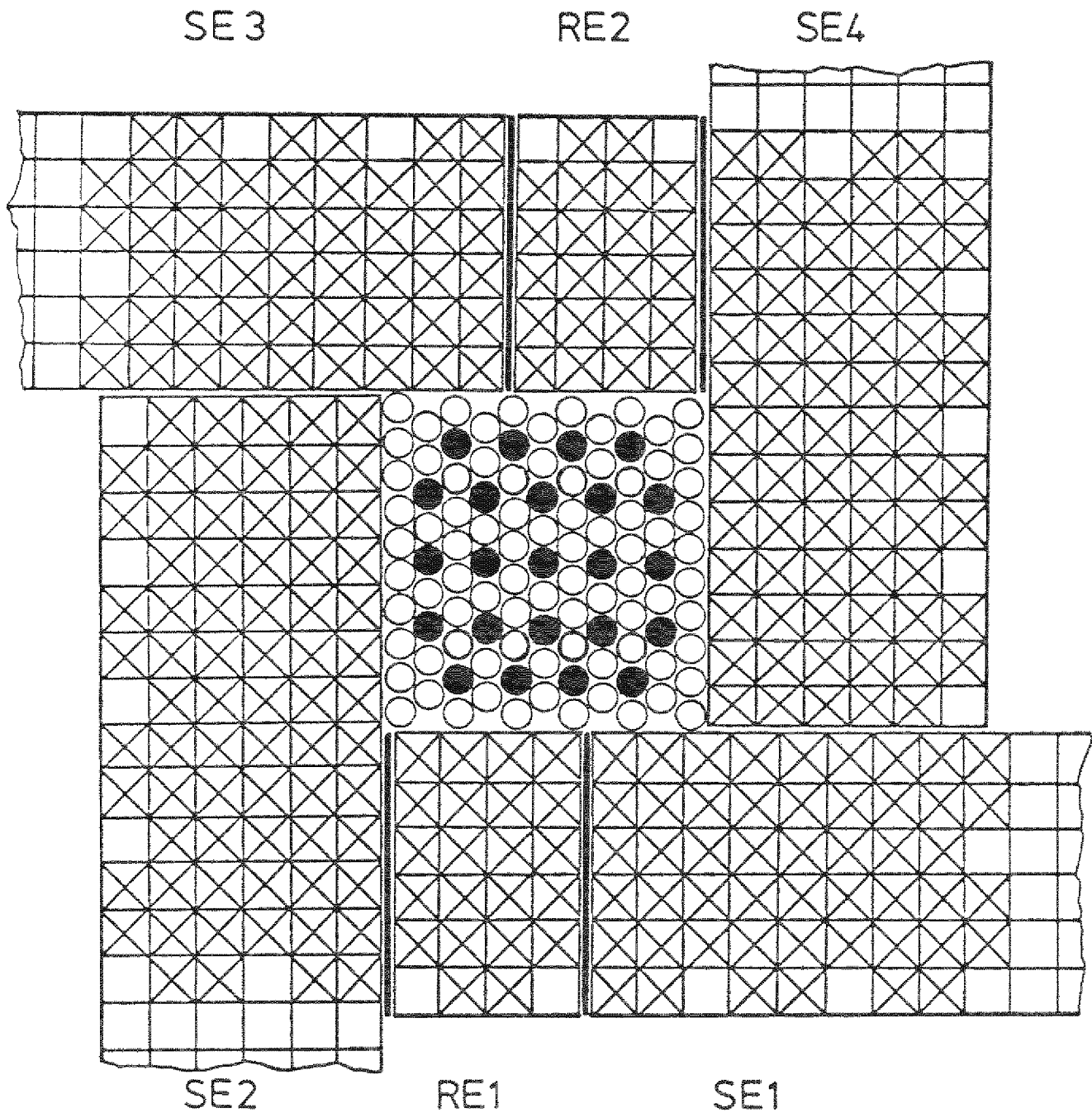


Core I 13 Al-Stäbe

KFA/IRE

Abb. 4

Unterkritische Corekonfiguration
(Brennelemente durch Al-Dummies ersetzt)



Core I 23 Al-Stäbe

KFA/IRE

Abb. 5

Unterkritische Corekonfiguration
(Brennelemente durch Al-Dummies ersetzt)

Literaturverzeichnis

- | | | |
|----|---|--|
| 1 | Gozani, T. | Nukleonik 4, 348 (1962) |
| 2 | Sjöstrand, N.G. | Archiv Fysik 11, 233 (1956) |
| 3 | Waltar, A.E.
Ruby, L. | Nukleonik 10, 70 (1967) |
| 4 | Masters, C.F.
Cady, K.B. | Nucl.Sci.Eng. 29, 272 (1967) |
| 5 | Kosaly, G.
Valko, J. | J.Nucl.Energy 25, 297 (1971) |
| 6 | Dragt, S.B. | Nucl.Sci.Eng. 50, 216 (1973) |
| 7 | Kosaly, G.
Fischer, A. | J.Nucl.Energy 26, 17 (1972) |
| 8 | | Sicherheitsbericht HTR (KAHTER)
KFA-IRE (1971) |
| 9 | | Sicherheitsbericht ITR (KEITER)
KFA-IRE (1970) |
| 10 | Becker, M.
Quisenberry, K.S. | Univ.of Arizona Symp. Neutron
Dynamics and Control (1965) |
| 11 | Preskitt, C.E.
Nephew, E.A. | Nucl.Sci.Eng. 29, 283 (1967) |
| 12 | Difilippo, F.C.
Pieroni, N.B.
Vinez, J.C. | Nucl.Sci.Eng. 16, 263 (1973) |
| 13 | Kolb, M.
Böttcher, G. | ATKE 13, 340 (1968) |
| 14 | Kosaly, G.
Valko, J.
Fischer, A. | Atomkernenergie
in Druck befindlich |
| 15 | Rodiek, I. | Diplomarbeit Th-Aachen
Lehrstuhl f.Reaktortechnik (1973) |
| 16 | Bernnat, W. | priv.Mitteilung aus dem
IKE-Stuttgart |
| 17 | Aizawa, O. | J.Nucl.Sci.Techn. 6, 498 (1969) |

