

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

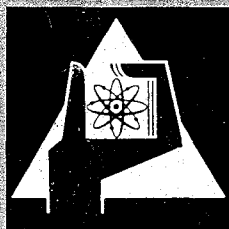
September 1967

KFK 668
EUR 3701 d

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

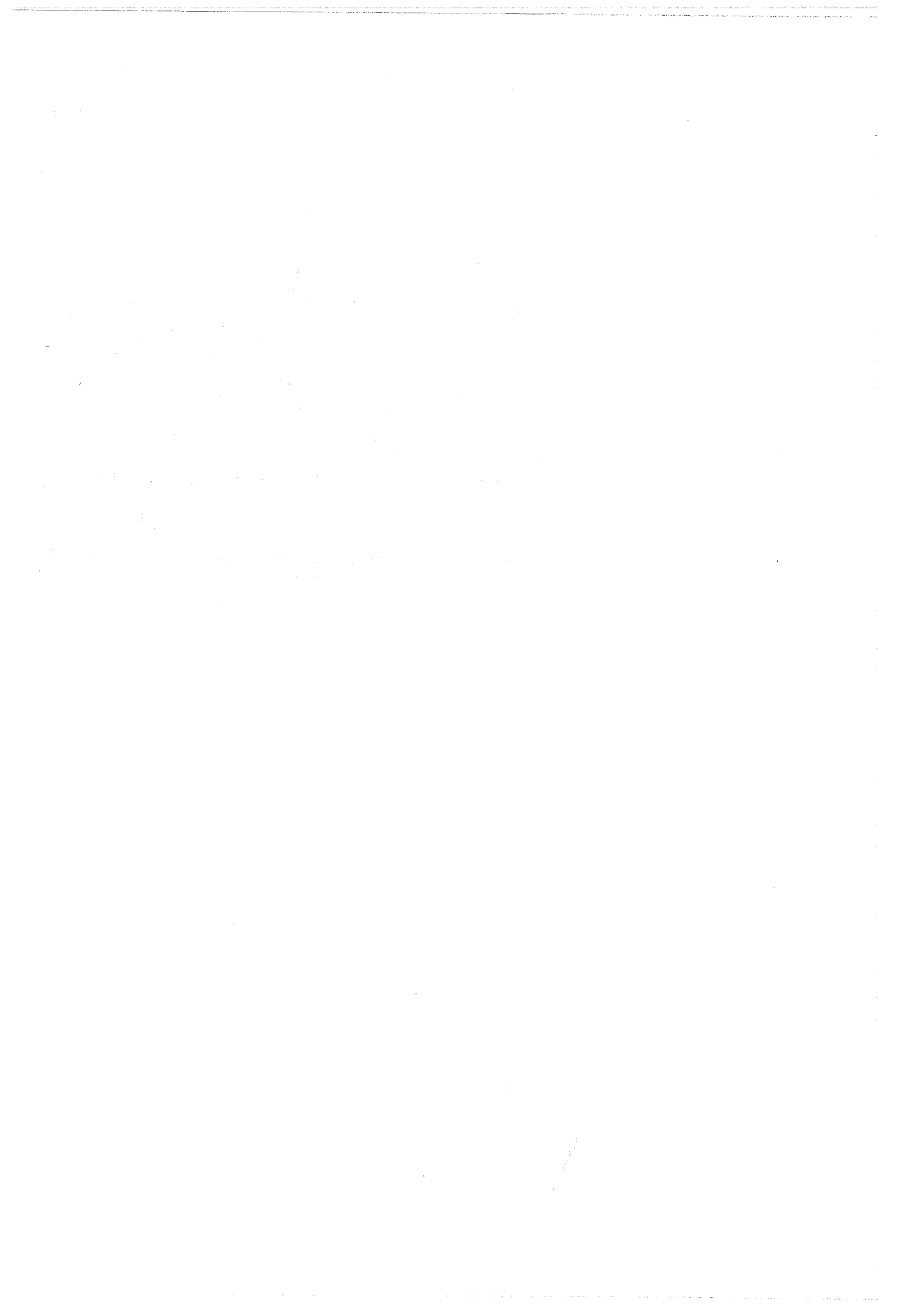
Untersuchungen an den Ladungen 3 und 4 des
Schnell-Thermischen Argonaut-Reaktors STARK

L. Barleon, Chr. Brückner, K. Burkart, G. Fieg, D. Kuhn,
G. Kußmaul, H. Meister, H. Seufert, D. Stegemann, H. Werle



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

September 1967

**KFK 668
EUR 3701 d**

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

**Untersuchungen an den Ladungen 3 und 4 des
Schnell-Thermischen Argonaut-Reaktors STARK *)**

**L.Barleon, Chr.Brückner, K.Burkart, G.Fieg, D.Kuhn, G.Kußmaul, H.Meister,
H.Seufert, D.Stegemann, H.Werle,**

zusammengestellt von

G.Kußmaul und H. Meister

***) Diese Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation zwischen der Europäi-
schen Atomgemeinschaft und der Gesellschaft für Kernforschung mbH.,
Karlsruhe, auf dem Gebiet der schnellen Reaktoren durchgeführt.**

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

Einleitung

1. Aufbau der Ladungen 3 und 4

- 1.1 Reaktor
- 1.2 Schnelle Zone
- 1.3 Übrige Zonen

2. Messungen

- 2.1 Kritische Experimente
 - 2.1.1 Experimentelle Ausrüstung
 - 2.1.2 Kritisches Experiment für Ladung 3
 - 2.1.3 Kritisches Experiment für Ladung 4
- 2.2 Untersuchung der Fluß- und Leistungsverteilung
 - 2.2.1 Flußverteilung in der thermischen Zone
 - 2.2.2 Spaltratenverteilung in der schnellen Zone
 - 2.2.3 Radiale Spaltratenverteilung im Gesamtsystem
 - 2.2.4 Leistungseichung, Leistungsverteilung im Reaktor
 - 2.2.5 Leistungsdichteverteilung im Core und im Brennstoff
- 2.3 Untersuchung des Spektrums in der schnellen Zone
 - 2.3.1 Spaltraten und Spaltratenverhältnisse
 - 2.3.2 Messung von Neutroneneinfang und Spaltung in Uranfolien
 - 2.3.3 Resonanzeinfang und inelastische Streuung in Indium
 - 2.3.4 Messung des differentiellen Neutronenspektrums
- 2.4 Reaktivitätsmessungen in der thermischen Zone
 - 2.4.1 Methoden und Meßanordnung
 - 2.4.2 Reaktivitätseichung von Regel- und Sicherheitsplatten
 - 2.4.3 Messung des Voidkoeffizienten in der thermischen Zone
 - 2.4.4 Temperaturkoeffizient der Reaktivität
 - 2.4.5 Reaktivitätswert von Brennstoffplatten
- 2.5 Reaktivitätsmessungen in der schnellen Zone
 - 2.5.1 Reaktivitätswert axial ausgedehnter Proben
 - 2.5.2 Messungen mit dem Pileoszillator
- 2.6 Kinetische Messungen nach der Pulsmethode

3. Multigruppenrechnungen

4. Diskussion der Ergebnisse

- 4.1 Neutronenspektrum in der schnellen Zone
- 4.2 Reaktionsraten und Spektralindizes
- 4.3 Reaktivitätswerte von Materialproben im Corezentrum
- 4.4 Integrale Reaktorparameter
- 4.5 Schlußfolgerungen

Einleitung

Mit dem Einbau der Ladung 4 in den STARK war beabsichtigt, innerhalb der von den Garantien des Sicherheitsberichtes gezogenen Grenzen einen größtmöglichen Reaktivitäts- und Leistungsanteil der schnellen Spaltzone bei hartem Neutronenspektrum zu erreichen. Der Reaktor sollte mit dieser Ladung die im Sicherheitsbericht $\sqrt{1}$ mit Viergruppenrechnungen vorausgesagten Eigenschaften der "Standardladung" aufweisen. Auf Grund von neuen 26-Gruppenrechnungen (ABN-Set) und Vergleichen mit den experimentellen Daten von Ladung 1 und 2 $\sqrt{2,3}$ mußte dazu jedoch für die Ladung 4 ein höherer Anreicherungsgrad in der schnellen Spaltzone als bei der "Standardladung" vorgesehen werden, bei sonst qualitativ gleicher Zusammensetzung des schnellen Cores.

Um sicherzustellen, daß mit Ladung 4 die bis zu den Grenzen der Sicherheitsgarantien gegebenen Spielräume ausgeschöpft, die Grenzen aber nicht überschritten würden, galt es, die Voraussagen der 26-Gruppenrechnungen so weitgehend wie möglich zu prüfen. Zu diesem Zweck wurde vor der Ladung 4 die "Standardladung" als Ladung 3 eingebaut und ein Meßprogramm zur Prüfung der 26-Gruppenrechnungen durchgeführt.

1. Aufbau der Ladungen 3 und 4

1.1 Reaktor

Die Abb.1 zeigt den schematischen Aufbau des STARK. Die schnelle Zone (a) besteht aus einer Anordnung von 37 Edelstahlrohren (Brennstoffhaltern), die die verschiedenen Corematerialien in Form von quadratischen Plättchen ($5,07 \times 5,07 \times 0,314 \text{ cm}^3$) enthalten.

Um das Einströmen thermischer Neutronen aus dem thermischen Ringcore (d) in die schnelle Zone abzuschwächen und dadurch Spaltleistungsspitzen am Rande der schnellen Zone zu vermeiden, ist diese von einem achteckigen, etwa 5,6 cm dicken Mantel aus Natururan (b) umgeben. Zwischen der ringförmigen thermischen Spaltzone (d) und dem Natururanmantel (b) befindet sich eine Zwischenzone (c) aus Graphit. An die thermische Spaltzone (d+e) schließt sich ein äußerer Graphitreflektor (f) an mit der thermischen Säule und den Experimentierkanälen.

Zum Regeln und Abschalten des Reaktors sind 12 Kadmiumplatten (S und R) am äußeren Rand der thermischen Zone eingebaut, von denen drei (R_1 , R_2 und R_3) als Regelplatten ausgebildet sind. Ein nach unten aus dem Core herausfahrbare Brennstoffhalter der schnellen Zone mit aufgesetztem Absorberteil, der Borkarbid enthält, dient als zusätzlicher Abschaltstab (S_4).

Für eine ausführlichere Beschreibung des Reaktors sowie dessen allgemeine Sicherheitseigenschaften verweisen wir auf frühere Arbeiten [1,4].

1.2 Schnelle Zone

Jeder der 37 Brennstoffhalter enthielt bei den Ladungen 3 und 4 eine Schichtung von 3,14 mm dicken Plättchen aus 20% angereichertem Uran (a), Natururan (b), Al_2O_3 (c) und - bei Ladung 4 als Ersatz von Al_2O_3 - 3,10 mm dicke Plättchen aus Al (d), außerdem im Bereich der axialen Blankets 25,4 mm dicke Blöcke aus Natururan (B).

Die vertikalen Anordnungen waren:

Axiale Höhe	oberes Blanket 8,4 cm	Core 60,5 cm	unteres Blanket 8,4 cm
Ladung 3: (Typ 23)	B B B b $\frac{b}{2}$	$\frac{b}{2}$ a c b a; b a c b a (37x); b a $\frac{b}{2}$	$\frac{b}{2}$ b b B B B
Ladung 4: (Typ 27)	B B B b b $\frac{b}{2}$	$\frac{b}{2}$ a d a; b a c a (46x); b a d a; $\frac{b}{2}$	$\frac{b}{2}$ b b B B B

Die Zusammensetzung in einer Einheitszelle b a c b a bzw. b a c a betrug:

	<u>Ladung 3</u>	<u>Ladung 4</u>
20% angereichertes Uran:	34,34 Vol.%	43,55 Vol.%
Natururan:	34,34 Vol.%	21,77 Vol.%
Al_2O_3 :	17,42 Vol.%	21,77 Vol.%
Nickel ^{+) :}	0,62 Vol.%	0,53 Vol.%
Edelstahl ^{++) :}	7,13 Vol.%	7,13 Vol.%
Leervolumina:	5,15 Vol.%	5,20 Vol.%

Die Teilchenzahlen pro Volumeneinheit der Einheitszelle sind in Tab.1 angegeben.

⁺⁾ Nickelschicht auf Uranplättchen,

⁺⁺⁾ mit 19,7 % Cr, 10,7 % Ni.

Das schnelle Core enthielt bei Ladung 3 insgesamt 87,23 kg U^{235} , in der Einheitszelle im Mittel zu 10,30 Gew.% angereichert, bei Ladung 4 insgesamt 106,90 kg U^{235} , in der Einheitszelle im Mittel zu 13,50 Gew.% angereichert.

1.3 Übrige Zonen

Der kritische Zustand des Reaktors wird durch Änderung der Brennstoffmenge in der thermischen Zone erreicht (s. Abschn. 2.1). Die thermische Zone wird wie beim Argonaut-Reaktor aus 24 Brennelementen (d) mit dazwischensiehenden Graphitkeilen (e) gebildet. Die Brennelemente bestehen aus einer Anzahl von Brennstoffplatten mit je 20,83 g U^{235} , die in Radialrichtung einen Abstand von 6,2 mm haben. Die Außenbereiche der Brennelemente sind mit einer je nach Beladung wechselnden Anzahl von Graphitplatten aufgefüllt. Die Betriebstemperatur des Moderatorwassers beträgt 80°C .

Alle übrigen Zonen sind gegenüber Ladung 1 [2] und Ladung 2 [3] unverändert. Bezüglich Materialzusammensetzung und Geometrie dieser Zonen wird auf den Bericht über die Ladung 1 [2] verwiesen. Die Teilchenzahlen der jeweiligen Zonen sind in der Tab.1 enthalten.

2. Messungen

2.1 Kritische Experimente

2.1.1 Experimentelle Ausrüstung

Als Neutronenquelle diente die unter das thermische Core gefahrene Sb-Befahrquelle des STARK mit einer Quellstärke von größenordnungsmäßig 10^7 n/sec. Für die Multiplikationsmessungen wurden drei Impulskanäle mit BF_3 -Zählrohren am thermischen Core (I, II, III) und ein Kanal mit einer U^{235} -Spaltkammer im Experimentierkanal V_{West} des Natururanmantels (IV) verwendet (vgl. Abb.1).

2.1.2 Kritisches Experiment für Ladung 3

Beim Beginn des kritischen Experiments für Ladung 3 enthielt die schnelle Zone des STARK 36 mit Natururan beladene Brennstoffhalter, während der Abschaltstab S_4 bereits nach dem für Ladung 3 angegebenen Beladeschema mit Corematerial gefüllt war. Die thermische Zone enthielt 216 Brennstoffplatten, 9 pro Element.

Zuerst wurde die schnelle Zone beladen, indem die Natururanelemente sektorweise fortschreitend durch die mit Corematerial gefüllten Brennstoffhalter (Typ 23) ersetzt wurden. Daran schloß sich - weitgehend gleichmäßig im Ring - das schrittweise Auffüllen der thermischen Zone an, bis der Reaktor schließlich beim Ziehen der letzten Regelplatte kritisch wurde. Tabelle 2 gibt die Beladeschritte im einzelnen an. Die Moderatortemperatur betrug durchgehend 80°C.

Die Abb.2 zeigt eine der beim kritischen Experiment aufgenommenen 1/M-Kurven (Kanal III), und zwar gemeinsam mit der Kurve für Ladung 1 und so an diese angeschlossen, daß der Ausgangswert des Experiments für Ladung 3 mit dem 1/M-Wert für den identischen Beladungszustand bei Ladung 1 (216 Brennstoffplatten) zusammenfällt. Die Abweichung durch den im Ausgangszustand bereits beladenen Abschaltstab S_4 erweist sich als vernachlässigbar klein.

Beim Beladen der schnellen Zone stieg die unterkritische Multiplikation um den Faktor (Mittelwert Kanäle I, II, III):

$$\underline{\underline{M_S^{(1 \rightarrow 3)} = 2,89 \pm 0,04}}$$

Als kritische Masse m_{krit} der thermischen Spaltzone bei 80°C ergab sich (Mittelwert Kanäle I, II, III):

$$\underline{\underline{m_{krit} = (274,2 \pm 1,5) \text{ Brennstoffplatten} \\ = (5,712 \pm 0,031) \text{ kg U}^{235}}}}$$

Eine spätere Bestimmung aus der kritischen Regelplattenstellung bei einer Beladung mit 279 Brennstoffplatten ergab unter Berücksichtigung der gemessenen Reaktivitätswerte von Regel- und Brennstoffplatten

$$\underline{\underline{m_{krit} = 274,2 \text{ Brennstoffplatten}}}}$$

26-Gruppenrechnungen (Abschnitt 3) ergaben - umgerechnet auf eine Betriebstemperatur von 80°C - :

$$\underline{\underline{m_{krit} = 265 \text{ Brennstoffplatten} \\ = 5,52 \text{ kg U}^{235}}}}$$

2.1.3 Kritisches Experiment für Ladung 4

Das kritische Experiment für Ladung 4 ging von Ladung 3 bei einer auf 163 verringerten Anzahl der Brennstoffplatten in der thermischen Zone aus. Der Reaktor enthielt dabei in der schnellen Zone 37 Brennstoffhalter vom Typ 23, in der thermischen Zone 7 Brennstoffplatten in jedem Brennelement.

Die Beladung der schnellen Zone erfolgte wieder sektorweise durch Austausch von Brennstoffhaltern (Typ 23) gegen solche mit der für Ladung 4 angegebenen Füllung (Typ 27). Anschließend wurde die thermische Zone - weitgehend ringsymmetrisch - bis zum Kritischwerden beim Ziehen der letzten Regelplatte aufgefüllt. Tabelle 3 beschreibt die einzelnen Beladeschritte.

Abb.2 zeigt die mit Kanal III gemessene $1/M$ -Kurve, und zwar angeschlossen bei 163 Brennstoffplatten an die $1/M$ -Kurve für Ladung 1 unter Berücksichtigung der beim Füllen der schnellen Zone von Ladung 3 erzielten Multiplikationserhöhung. Dabei ist angenommen, daß für die Änderung des Multiplikationsfaktors beim (fiktiven) Beladen der schnellen Zone zu der Ladung 4 entsprechenden Konfiguration von der Natururanbeladung aus, $M_S^{(1 \rightarrow 4)}$, gilt:

$$M_S^{(1 \rightarrow 4)} = M_S^{(1 \rightarrow 3)} \cdot M_S^{(3 \rightarrow 4)} .$$

Es ergibt sich so eine mit der $1/M$ -Kurve für Ladung 3 direkt vergleichbare Darstellung.

Beim Umladen der schnellen Zone (von der Ladung 3 zu der Ladung 4 entsprechenden Konfiguration) wurde der Anstiegsfaktor $M_S^{(3 \rightarrow 4)}$ für die unterkritische Multiplikation gemessen zu

$$\underline{\underline{M_S^{(3 \rightarrow 4)} = 2,40 \pm 0,08 .}}$$

Für eine (fiktive) Beladung der schnellen Zone von einer Natururanfüllung ausgehend ergibt sich somit:

$$\underline{\underline{M_S^{(1 \rightarrow 4)} = 6,94 \pm 0,32 .}}$$

Die kritische Masse m_{krit} der thermischen Spaltzone bei 80°C Betriebstemperatur ergibt sich aus den mit den vier Meßkanälen aufgenommenen $1/M$ -Kurven im Mittel zu:

$$\begin{aligned} m_{\text{krit}} &= (220,1 + 1,4) \text{ Brennstoffplatten} \\ &= (4,585 + 0,029) \text{ kg U}^{235} \end{aligned}$$

Eine spätere Bestimmung aus der kritischen Regelplattenstellung bei Be-
ladung des Reaktors mit 224 Brennstoffplatten ergab

$$m_{\text{krit}} = 219,7 \text{ Brennstoffplatten.}$$

26-Gruppenrechnungen (Abschnitt 3) ergaben - umgerechnet auf eine Be-
triebstemperatur von 80°C -

$$\begin{aligned} m_{\text{krit}} &= 194 \text{ Brennstoffplatten} \\ &= 4,04 \text{ kg U}^{235} \end{aligned}$$

2.2 Untersuchung der Fluß- und Leistungsverteilung

2.2.1 Flußverteilung in der thermischen Zone

Die Verteilung des Neutronenflusses in der thermischen Spaltzone wurde
nach der Zweifolienmethode mit Cu-Au-Sondenpaaren in vertikaler und ra-
dialer Richtung bestimmt. Der thermische Fluß ϕ_{th} und der epithermische
Fluß ϕ_{ep} ergeben sich aus den auf Sättigung umgerechneten Sondenaktivi-
täten Z_{Cu} , Z_{Au} :

$$\begin{aligned} \phi_{\text{th}} &= v_0 \int_0^{E_{\text{Cd}}} n(E) dE = \frac{1}{\alpha_{\text{Au}}} \frac{Z_{\text{Cu}}^{-b} Z_{\text{Au}}}{a-b}; & \alpha_{\text{Au}} &= \frac{N_{\text{L}}}{A} \cdot \sigma_{\text{act}} \cdot g_{\text{act}} \\ \phi_{\text{ep}} &= \frac{1}{\beta_{\text{Au}}} \frac{a Z_{\text{Au}} - Z_{\text{Cu}}}{a-b}; & \beta_{\text{Au}} &= \frac{N_{\text{L}}}{A} I_{\text{eff}} \end{aligned} \quad (2.1)$$

mit dem thermischen Aktivierungsquerschnitt von Au: $\sigma_{\text{act}} = 98,80 \text{ barn}$,
dem Westcott-Faktor für Au bei 80°C : $g_{\text{act}} = 1,0086$,
und dem effektiven Resonanzintegral von Au
(Foliendicke $\delta = 7,6 \text{ bis } 8,7 \text{ mg/cm}^2$) : $I_{\text{eff}} = 1002 \text{ barn}$.

ϕ_{ep} wird dabei als epithermischer Fluß pro Lethargieeinheit an der Stel-
le der Goldresonanz bei $E = 4,905 \text{ eV}$ erhalten.

Die Konstanten a und b geben die Verhältnisse der Sättigungsaktivitäten
der im rein thermischen Neutronenfeld bzw. im Reaktorcore unter Cadmium
bestrahlten Folienpaare an:

$$a = (Z_{\text{Cu}}/Z_{\text{Au}})_{\text{th}} \quad b = (Z_{\text{Cu}}/Z_{\text{Au}})_{\text{Cd}}$$

a wurde von früheren Messungen übernommen, b für jede Ladung in der thermischen Zone des STARK (in Pos.5/6 eines Brennelements) neu bestimmt:

Ladung	3	4
a	0,042	0,042
b	0,0046	0,0049

Die Abbildungen 3 bis 5 zeigen die so gemessenen vertikalen und radialen Verteilungen des thermischen Flusses sowie die Radialverteilungen des epithermischen Flusses, bezogen jeweils auf 1 Watt Reaktorleistung. Um eine bessere räumliche Auflösung, insbesondere zur Bestimmung des Reflektorsavings, zu erreichen, wurden die Vertikalverteilungen zusätzlich mit einer U^{235} -Spaltkammer (Nadelkammer) gemessen; diese Relativmessungen wurden an die Absolutwerte aus den Zweifolienmessungen angeschlossen.

Aus früheren Messungen an den Ladungen 1 und 2 $\sqrt{2,3}$ ist bekannt, daß die Flüsse im thermischen Core in azimuthaler Richtung konstant sind, sofern die Beladung ringsymmetrisch ist und alle Regelplatten ganz oder nahezu vollständig ausgefahren sind. Bei den Flußmessungen an den Ladungen 3 und 4 wurde auf eine entsprechende Regelplatteneinstellung (kleine Überschußreaktivität) geachtet, so daß auf Azimutalmessungen verzichtet werden konnte.

Zur Bestimmung des axialen Reflektorsavings wurden in die Vertikalverteilungen des thermischen Flusses Kosinusfunktionen eingepaßt. Es ergeben sich als mittleres Reflektorsavings δ und als effektive Corehöhe H_{eff} :

Ladung	3	4
δ (thermisch)	12,5 \pm 1,0 cm	12,5 \pm 1,0 cm
H_{eff}	36 \pm 1,5 cm	36 \pm 1,5 cm

Die Vertikalverteilungen des thermischen Flusses sind, wie die Abb.3 zeigt, in der Weise verzerrt, daß das Flußminimum am unteren Corerand weniger tief liegt als am oberen. Die Ursache dafür ist vermutlich der zum Einbau der Regelplatten sich von unten nach oben erweiternde Luftspalt zwischen Ringbehälter und Graphitreflektor. Die lokale Aufwölbung der Flußverteilung etwas unterhalb der Coremitte hat den azimuthal verlaufenden, in den Graphitkeilen der thermischen Zone ausgesparten Wasserkanal zur Ursache.

2.2.2 Spaltratenverteilung in der schnellen Zone

Die Bestimmung der Spaltratenverteilung in der schnellen Zone erfolgte mit geeichten U^{235} - und U^{238} -Spaltratenmessungen (Abschnitt 2.3.1), bei denen außerdem noch Pu^{239} -, Np^{237} - und Th^{232} -Spaltratenmessungen eingesetzt waren. Mit Hilfe einer Meßeinrichtung konnten die Kammern in einen speziell mit Rohreinsatz versehenen Brennstoffhalter eingeführt und dort auf verschiedene Höhen gefahren werden. Messungen der axialen Traversen bzw. Spaltratenmessungen in der Reaktormittelebene wurden in folgenden Positionen der schnellen Zone durchgeführt:

Ladung 3: Pos.19 (Traverse), Pos.25, 30, 36, Kanal Natururanmantel,

Ladung 4: Pos.19 (Traverse), Natururanmantel (Traverse), Pos.25, 26, 30, 32, 36.

Die Abbildungen 6 und 7 zeigen die in Reaktormitte (Pos.19) gemessenen Traversen der U^{235} - und U^{238} -Spaltraten n^{25} , n^{28} . Mit den eingepaßten Kosinusfunktionen ergeben sich folgende mittlere Reflektorsavings δ und effektive Corehöhen H_{eff} :

Ladung	3	4
$\delta(U^{235})$	12 \pm 1 cm	11 \pm 1 cm
$\delta(U^{238})$	10 \pm 2 cm	9,3 \pm 2 cm
$H_{eff}(U^{235})$	85 \pm 1,5 cm	83 \pm 1,5 cm

2.2.3 Radiale Spaltratenverteilung im Gesamtsystem

In den Abbildungen 8 und 9 sind die bei den Ladungen 3 und 4 in der schnellen Zone (Zone 1) gemessenen und die aus den Flußmessungen in der thermischen Zone (Zone 4) errechneten Spaltraten in der Reaktormittelebene in radialer Verteilung dargestellt, und zwar jeweils auf 1 Watt Reaktorleistung bezogen.

Die Eintragung der U^{235} - und U^{238} - Spaltraten in der schnellen Zone erfolgt in effektiven Radialabständen r_{eff} , die den Einfluß der stufenförmigen Grenzfläche zwischen Natururanmantel und schneller Zone berücksichtigen sollen. Hierzu wurde für jede Meßposition der mittlere Abstand a_{eff} vom Natururanmantel berechnet und - mit r_m als mittlerem Natururaninnenradius und r als Abstand der jeweiligen Meßposition von der Reaktorachse - gesetzt [37]:

$$r_{\text{eff}} = r \frac{r_m}{r + a_{\text{eff}}} + \Delta r \quad (2.2)$$

Mit Δr wird berücksichtigt, daß die Spaltkammern in jedem Meßkanal in radialer Richtung 3 mm von der Kanalachse entfernt sind.

Die im Kanal V_{West} des Natururanmantels bestimmte U²³⁵-Spaltrate wurde, um Streaming-Effekte im Bereich des Kanals zu eliminieren, unter Zugrundelegung des bei Ladung 2 mit einer U²³⁵-Nadelkammer gemessenen radialen Gradienten auf den äußeren Kanalrand extrapoliert. Die U²³⁵-Spaltrate, die dort einen sehr flachen Verlauf aufweist, wurde hingegen am tatsächlichen Meßort eingezeichnet.

Die U²³⁵-Spaltrate in der thermischen Zone wurde aus den gemessenen Radialverteilungen der thermischen und epithermischen Flüsse errechnet:

$$n^{25} = g_{\text{fiss}}^{25} \cdot \sigma_{\text{th}}^{25} \phi_{\text{th}} + \sigma_{\text{ep}}^{25} \phi_{\text{ep}} \quad (2.3)$$

(Wegen der Bedeutung der einzelnen Größen siehe Abschnitt 2.2.4).

Um einen direkten Vergleich der in der schnellen und der thermischen Zone nach verschiedenen Methoden (Spaltkammer- bzw. Folienmessung) erhaltenen Spaltraten zu ermöglichen, wurde das Verhältnis der U²³⁵-Spaltraten zwischen Pos.19 ($r = 0$ cm) der schnellen und Pos.5/6 des Elements 15 ($r = 34,8$ cm) der thermischen Zone mit einer Nadelkammer gemessen. Es zeigte sich, daß dieses Verhältnis für beide Ladungen um den Faktor $K = 1,11$ größer ist als das Verhältnis der aus den vorher beschriebenen Messungen stammenden U²³⁵-Spaltraten. Die Ursache dürften Unsicherheiten in den Absoluteichungen der Spaltkammern bzw. Folien sein.

Um eine von solchen Eichfehlern unbeeinflusste radiale Spaltratentraverse innerhalb des gesamten Reaktors zu erhalten, wurde bei der Darstellung in Abb.8 bis 10 wie auch bei der Leistungsbestimmung in Abschnitt 2.2.4/5 die Spaltrate n^{25} in der schnellen Zone mit Hilfe der Nadelkammermessung an die aus den Flußmessungen nach Gl.(2.3) errechnete Spaltrate in Pos.5/6 der thermischen Zone angeschlossen, die Spaltrate n^{28} dann an n^{25} , so daß

$$n_{\text{korr}}^{25} = K \cdot n^{25} ; \quad n_{\text{korr}}^{28} = K \cdot n^{28} \quad \text{mit } K = 1,11 .$$

Zu den gemessenen Spaltraten sind zum Vergleich die bei $r = 34,8$ cm angeschlossen Spaltratenverteilungen aus 26-Gruppenrechnungen eingetragen. Dabei tritt deutlich hervor, daß bei beiden Ladungen die gemessenen Spaltratenverteilungen in der Mitte der schnellen Zone etwas flacher verlaufen als die gerechneten (s. Abschnitt 4.2).

2.2.4 Leistungseichung, Leistungsverteilung im Reaktor

Die Reaktorleistung L und die Leistungsanteile der Zonen wurden aus den gemessenen Fluß- und Spaltratenverteilungen bestimmt.

Die Leistung der thermischen Zone L_4 folgt aus den räumlich gemittelten Flüssen $\bar{\phi}_{th}$ und $\bar{\phi}_{ep}$

$$L_4 = (g_{fiss}^{25} \sigma_{th}^{25} \bar{\phi}_{th} + \sigma_{ep}^{25} \bar{\phi}_{ep}) E_{Sp} Z_4^{25} \quad (2.4)$$

mit $\sigma_{th}^{25} = 582$ barn, thermischer Spaltquerschnitt von U^{235} ,
 $g_{fiss}^{25} = 0,9622$, Westcott-Faktor für U^{235} bei $30^\circ C$,
 σ_{ep}^{25} = epithermischer Spaltquerschnitt, von U^{235} ,
 $E_{Sp} = 197,8$ MeV, Energie pro Spaltung,
 Z_4^{25} = Anzahl der Spaltstoffkerne (U^{235}) im thermischen Core.

Die Spaltung von U^{235} durch epithermische und schnelle Neutronen wird durch den effektiven Spaltquerschnitt σ_{ep}^{25} berücksichtigt, der aus der Mittelung des 26-Gruppen-Spaltquerschnitts σ_{fi}^{25} mit den gerechneten Gruppenflüssen ϕ_i hervorgeht:

$$\sigma_{ep}^{25} = \frac{\sum_i \phi_i \sigma_{fi}^{25}}{\phi_{21} / \Delta u}$$

$\phi_{21} / \Delta u$ entspricht dabei dem bei der Goldresonanz gemessenen epithermischen Fluß. Für die beiden Ladungen ergibt sich:

Ladung	3	4
σ_{ep}^{25} (barn)	429,9	424,6
Z_4^{25}	$1,4334 \cdot 10^{25}$	$1,1953 \cdot 10^{25}$

Die Leistung der schnellen Zone setzt sich zusammen aus der Leistung im Core (1C), im Natururanmantel (2) und in den oberen und unteren Blankets (1B) durch Spaltung von U^{235} und von U^{238} :

$$L_{1C} + L_{1B} + L_2 = (L_{1C}^{25} + L_{1C}^{28}) + (L_{1B}^{25} + L_{1B}^{28}) + (L_2^{25} + L_2^{28}) \quad (2.5)$$

$$= \left[(\bar{n}_{1C}^{25} Z_{1C}^{25} + \bar{n}_{1C}^{28} Z_{1C}^{28}) + (\bar{n}_{1B}^{25} Z_{1B}^{25} + \bar{n}_{1B}^{28} Z_{1B}^{28}) + (\bar{n}_2^{25} Z_2^{25} + \bar{n}_2^{28} Z_2^{28}) \right] \cdot E_{Sp} \cdot K,$$

wobei \bar{n} die räumlich gemittelten Spaltraten und Z die Anzahl der U^{235} - bzw. U^{238} -Kerne in den entsprechenden Teilzonen angeben. Mit dem Faktor K sind die Spaltraten, wie in Abschnitt 2.2.3 ausgeführt, bei $r = 34,8$ cm an die thermische Zone angeschlossen. Die Mittelung erfolgt graphisch aus den gemessenen Verteilungen.

Die aus Gl.(2.4) und (2.5) erhaltenen Leistungsanteile L_i/L der Zonen bzw. Teilzonen des STARK sind in der Tab.4 für die beiden Ladungen in Prozenten der Gesamtleistung angegeben, außerdem die im jeweiligen Experiment gemessene Gesamtleistung L des Reaktors.

Neben diesen Werten sind, insbesondere für den Vergleich mit Ergebnissen von 26-Gruppenrechnungen, die Leistungsanteile der Zonen bzw. Teilzonen L_i/L in der Mittelebene des Reaktors von Interesse, die ebenfalls in Tab.4 angegeben werden. Sie folgen analog zu Gln.(2.4) und (2.5) aus den in der Reaktormittelebene gemessenen Fluß- und Spaltratenwerten, die über die jeweiligen Teilzonen radial gemittelt wurden.

2.2.5 Leistungsdichteverteilung im Core und im Brennstoff

Aus den gemessenen bzw. aus den Flüssen errechneten radialen Spaltratenverteilungen n^{25} , n^{28} folgt bei bekannten Spaltstoffkonzentrationen N^{25} , N^{28} in den einzelnen Reaktorzonen bzw. -teilzonen die Radialverteilung der Spaltleistungsdichte im homogenisierten Core

$$S(r) = S^{25}(r) + S^{28}(r) = n^{25}(r) N^{25} + n^{28}(r) N^{28} \quad (2.6)$$

Die gefundene Verteilung ist in Abb.10 für die Ladung 4 dargestellt.

Um die im Sicherheitsbericht diskutierte Spaltleistungsdichte $s(r)$ in den Brennstoffmaterialien zu erhalten, sind in Gl.(2.6) statt N^{25} , N^{28} die Spaltstoffkonzentrationen N_{Br}^{25} , N_{Br}^{28} im Brennstoff einzusetzen. Man findet so als maximales Spaltleistungsdichteverhältnis $(s_1/s_4)_{max}$ zwischen schneller Zone (Plättchen aus $U(19,86\%)$) und thermischer Zone (Matrix der Brennstoffplatten):

Ladung:	3	4
$(s_1/s_4)_{\max}$	$0,34 \pm 0,07$	$0,42 \pm 0,08$

Diese Werte bleiben sämtlich weit unter dem laut Sicherheitsbericht für 80°C Betriebstemperatur höchstzulässigen Wert von 1,4.

2.3 Untersuchung des Spektrums in der schnellen Zone

2.3.1 Spaltraten und Spaltratenverhältnisse

Um die Ortsabhängigkeit des Neutronenspektrums in der schnellen Zone des STARK zu untersuchen, wurden Spaltraten und Spaltratenverhältnisse der Substanzen Th²³², U²³³, U²³⁵, U²³⁸, Np²³⁷ und Pu²³⁹ bestimmt. Zur Messung dienten zylindrische Spaltkammern von 6 mm Durchmesser mit einer Spaltstoffbelegung von etwa 500 µg/cm², die mit thermischen bzw. 14 MeV-Neutronen geeicht waren. Je vier Kammern waren zu einer Meßsonde gebündelt und konnten durch einen 1,7 cm weiten, im Brennstoffhalter ausgesparten Vertikalkanal in das schnelle Core eingefahren werden.

In der Zentralposition der schnellen Zone wurden zusätzliche Messungen mit absoluten Parallelplattenkammern gemacht, die mit den Substanzen U²³³, U²³⁵, U²³⁸ (≈ 300 µg/cm²) und Th²³² (≈ 1000 µg/cm²) in gravimetrisch bekannter Menge belegt waren und einen Anschluß der entsprechenden zylindrischen Kammern erlaubten [3].

Die in verschiedenen Radialpositionen der schnellen Zone und im Kanal V_{West} des Natururanmantels in Höhe der Coremittelebene gemessenen Spaltraten n^x (pro sec und Kern der Substanz x) sind in Abb.11 zusammen mit gerechneten Kurven (Abschnitt 4.2) als Funktion des Radius r (r = Abstand Kammermitte-Reaktorachse) aufgetragen. Axiale und radiale Spaltratentraversen für die Substanzen U²³⁵ und U²³⁸ sind außerdem in Abb.6 bis 9 dargestellt.

Aus den gemessenen Spaltraten n^x wurden die Spaltratenverhältnisse

$$\sigma^x/\sigma^y = n^x/n^y \quad (2.7)$$

ermittelt. Sie sind in Abb.12 bis 16 aufgetragen.

Abb.12 und 13 zeigen die erhaltene Axialabhängigkeit der Verhältnisse U^{238}/U^{235} , Np^{237}/U^{238} und Pu^{239}/U^{235} zusammen mit den Ergebnissen ein-dimensionaler axialer Diffusionsrechnungen. Im Innenbereich der schnellen Zone ($-20 \text{ cm} < z < +20 \text{ cm}$) ergibt die Messung, wie nach der Rechnung erwartet, konstante Spaltratenverhältnisse, die darauf hinweisen, daß sich dort ein ortsunabhängiges Neutronenspektrum einstellt. Wegen der höheren Multiplikation der Innenzone erfolgt die Einstellung des Spektrums schneller als bei Ladung 2 [3].

In der Nähe des Natururan-Blankets ($|z| > 25 \text{ cm}$) werden starke Änderungen der Spaltratenverhältnisse U^{238}/U^{235} und Np^{237}/U^{238} beobachtet, die eine Erweichung am oberen Ende des Spektrums ($E \gtrsim 500 \text{ keV}$) aufzeigen, welche auf die inelastische Streuung im Natururan und den Wegfall der Spaltneutronenquelle im Blanket zurückzuführen ist.

Das Verhältnis Pu^{239}/U^{235} zeigt dagegen nur geringfügige Änderungen in der Übergangszone zum Blanket. Dies weist darauf hin, daß dort die Veränderungen im niederenergetischen Teil des Spektrums gering sind und daß insbesondere die aus der thermischen Zone kommenden und an der Betonabschirmung reflektierten epithermischen Neutronen nicht merklich in die schnelle Zone eindringen.

Die Radialverteilungen der Spaltratenverhältnisse relativ zu U^{235} und U^{238} sind in Abb.14 bis 16 dargestellt. Auch hier ergeben sich im Innern der schnellen Zone ortsunabhängige Werte. Eine ausführliche Diskussion dieser Kurven wird in Abschnitt 4.2 gegeben.

2.3.2 Messung von Neutroneneinfang und Spaltung in Uranfolien

Zur Bestimmung des Verhältnisses $\sigma_c^{28}/\sigma_f^{25}$ wurden an Ladung 4 0,1 mm dicke metallische Uranfolien an verschiedenen Positionen innerhalb der mit Corematerial gefüllten Brennstoffhalter bestrahlt und anschließend die Zerfallsrate des durch Neutroneneinfang im U^{238} gebildeten Np^{239} sowie die γ -Aktivität der Spaltprodukte gemessen.

Um die durch Neutroneneinfang im U^{238} induzierte γ -Aktivität vom γ -Untergrund der Spaltprodukte abzutrennen, wurde die bei 105 keV gelegene γ - γ -Kaskade des beim β -Zerfall von Np^{239} entstehenden angeregten Pu^{239} mit einer Koinzidenzapparatur [5] gemessen, welche die automatische Auszählung einer großen Zahl von Folien erlaubt. Die Absoluteichung der Apparatur erfolgte mit einem Am^{243} -Standard, bei dessen α -Zerfall Np^{239} als Tochtersubstanz auftritt [6].

Gleichzeitig zur Koinzidenzmessung wurde die γ -Aktivität oberhalb 660 keV bestimmt, die der Spaltrate in der Folie proportional ist. Durch Verwendung von Uranfolien verschiedener Anreicherung (0,222 Gew.% und 19,96 Gew.%) konnten hierbei die Beiträge der beiden Isotope U^{235} und U^{238} zur Spaltrate voneinander getrennt werden. Die Kalibrierung der Spaltratenmessung geschah durch Bestrahlung eines Uran-Folienpaares zwischen zwei mit U^{235} und U^{238} beschichteten Parallelplatten-Spaltkammern.

Einige Ergebnisse der Spaltfolienmessungen an Ladung 4 sind in Abb.13 und Abb.17 dargestellt. Die in Pos.19 gemessene Axialabhängigkeit (Abb.13) des Verhältnisses $\sigma_f^{23}/\sigma_f^{25}$ zeigt im Innenbereich des Cores einen konstanten Wert, der in den Randzonen zum Blanket hin abfällt. Die Messung stimmt recht gut mit der entsprechenden Spaltkammer-Messung (Abschnitt 2.3.1) überein. Abb.17 zeigt die Radialabhängigkeit der U^{238} -Einfangrate und des Verhältnisses $\sigma_c^{23}/\sigma_f^{25}$ zusammen mit Ergebnissen der Multigruppenrechnungen. Die Kurven werden in Abschnitt 4.2 diskutiert.

2.3.3 Resonanzeinfang und inelastische Streuung in Indium

In der schnellen Zone von Ladung 4 wurden Indiumfolien bestrahlt, um die Radialabhängigkeit der Reaktionsraten $In^{115}(n,\gamma)In^{116m}$ (Hauptresonanz bei 1,46 eV), $In^{113}(n,\gamma)In^{114m}$ (Resonanzen bei 4,7; 14,7; 21,7; 25,2; und 32,5 eV) und $In^{115}(n,n')In^{115m}$ (Schwelle bei 335 keV) zu untersuchen. Die Folien waren in 0,6 cm dicken Aluminium-Schubladen innerhalb der mit Corematerial beladenen Brennstoffhalter angeordnet. Die Bestimmung der einzelnen Reaktionsraten erfolgte durch Analyse der zeitlich verfolgten β -Zerfallskurven.

Die Meßergebnisse sind in Abb.18 aufgetragen. Während die beobachtete $In^{115}(n,n')$ -Traverse verhältnismäßig gut mit der Rechnung übereinstimmt, ergeben sich bei der Reaktion $In^{115}(n,\gamma)$ nach außen zu stark wachsende Abweichungen, die auf eine relativ zur Rechnung größere Intensität der Resonanzneutronen hinweisen.

Um den Beitrag der 1,46 eV-Hauptresonanz zur gesamten $In^{115}(n,\gamma)$ -Reaktionsrate zu ermitteln, wurden wie bei Ladung 2 $\sqrt{3}$ aus drei gleich dicken Indiumfolien bestehende Sandwiches bestrahlt. Das β -Aktivitätsverhältnis C_o/C_i (Deckel- zu Innensonde) in Tab.5 ist deutlich größer als der aus den 26-Gruppenflüssen (Abschnitt 3) berechnete Wert. Um Übereinstimmung zu erhalten, müßte der berechnete Fluß bei 1,46 eV in

Pos.30 ($r = 16,2$ cm) um den Faktor 6,9 angehoben werden. Bei den weiter innen gelegenen Positionen ist der Meßeffect zu klein, um eine genaue Aussage machen zu können.

2.3.4 Messung des differentiellen Neutronenspektrums mit wasserstoffgefüllten Proportionalzählern

Zur Bestimmung des differentiellen Neutronenspektrums in der schnellen Zone wurden bei Ladung 4 Messungen nach der Rückstoßprotonen-Methode [7] mit wasserstoffgefüllten kugelförmigen Proportionalzählern durchgeführt. Um den Energiebereich von 30 keV bis zu 1 MeV zu überdecken, wurden vier Zähler (4 cm Durchmesser) mit verschiedenen Füllgasdrücken (Abb.19) verwendet. Die γ -n-Pulsformdiskriminierung [8] wurde bei diesen Messungen noch nicht eingesetzt.

Spektren wurden bei Ladung 4 an drei Radialpositionen (Pos.19, 25 und 30) in der Coremittelebene gemessen; der Zähler befand sich jeweils in einem Hohlraum innerhalb eines beladenen Brennstoffhalters. Um die Totzeitverluste klein zu halten, wurde der Reaktor auf niedriger Leistung (≈ 10 mWatt) gefahren; die Zählrate betrug etwa 2000/sec.

Aus der mit dem Impulshöhenanalysator gemessenen Energieverteilung $P(E)$ der Rückstoßprotonen erhält man den Fluß $\phi(u)$ pro Lethargieeinheit nach der Gleichung

$$\phi(u) = E \phi(E) = - \frac{1}{NT} \frac{E^2}{\sigma(E)} \frac{dP(E)}{dE} \quad (2.8)$$

mit $\sigma(E) = n, p$ -Streuquerschnitt,
N = Zahl der Wasserstoffkerne im empfindlichen Volumen des Zählers,
T = Meßzeit.

Zur Energieeichung wurden die Zähler am Van-de-Graaff-Generator mit monoenergetischen Neutronen aus der Reaktion $Li^7(p, n)Be^7$ bestrahlt.

Die Auswertung der Meßdaten nach Gl.(2.8) erfolgte mit Hilfe eines Rechenprogramms, das die innerhalb eines Energieintervalls $\Delta E/E = 0,20$ gemittelte logarithmische Ableitung von $P(E)$ berechnet. Zur Korrektur von Wandeffekten wurde, wie von Benjamin [7] angegeben, von der gemessenen Verteilung $P(E)$ zunächst der mit einem Monte-Carlo-Code berechnete Beitrag der Neutronen oberhalb der Grenzenergie des Zählers abgezogen und dann die erhaltene Steigung $\frac{dP}{dE}$ mit Korrekturfaktoren versehen, die ebenfalls aus der Monte-Carlo-Rechnung stammen.

In Abb.19 und 20 sind die gefundenen Spektren zusammen mit Ergebnissen von Multigruppenrechnungen aufgetragen, die mit dem ABN- und dem KFK-Querschnittsatz erhalten wurden.

2.4 Reaktivitätsmessungen in der thermischen Zone

2.4.1 Methoden und Meßanordnung

Zur Bestimmung größerer Reaktivitätswerte ($|\rho| \gtrsim 0,05 \beta$) wurden wie schon bei den Ladungen 1 [2] und 2 [3] die folgenden Methoden angewendet: Die Bestimmung der positiven Reaktorperiode, die Rod-Drop-Methode und die kontinuierliche Methode. Bei allen Methoden wird das Zeitverhalten des Neutronenflusses nach einer Reaktivitätsänderung des kritischen Reaktors beobachtet und mit dem Zeitverhalten eines quellfreien Punktreaktors verglichen.

Der Neutronenfluß wurde mit einer B^{10} - oder einer He^3 -Ionisationskammer gemessen. Um den Zeitverlauf in einem Zeitanalysator registrieren zu können, wurde der verstärkte Kammerstrom in einem Analog-zu-Digital-Wandler in eine äquivalente Pulsfolge umgewandelt.

Die B^{10} -Kammer befand sich bei allen Messungen im Kanal K in der Nähe der thermischen Zone, die He^3 -Kammern waren in Spalte zwischen den Abschaltplatten und der Tankwand eingebaut.

2.4.2 Reaktivitätseichung von Regel- und Sicherheitsplatten

Die Untersuchungen an den Ladungen 1 und 2 [2,3] ergaben, daß das Zeitverhalten des Reaktors bei Rod-Drop-Messungen nach Abklingen des ortsabhängigen prompten Transienten, also wenige Sekunden nach einer Reaktivitätsänderung, unabhängig von der Detektorposition ist. Berücksichtigt man bei der Auswertung nur diesen Teil des Zeitverhaltens, so erhält man positionsunabhängige (globale) Reaktivitätswerte. Bei Periodenmessungen ergeben sich naturgemäß ortsunabhängige Werte.

Die zur Messung von Regelplatten-Charakteristiken verwendete kontinuierliche Methode ergibt dagegen positionsabhängige Werte, da hier der Einfluß des prompten Transienten nicht eliminiert werden kann. Wie die Untersuchungen an der Ladung 2 gezeigt haben [3], läßt sich jedoch eine Detektorposition finden, in der das Zeitverhalten dem eines Punktreaktors entspricht und in der die kontinuierliche Methode unverfälschte Ergebnisse liefert.

Die durch Rod-Drop-Messungen ermittelten Reaktivitätswerte der Regel- und Sicherheitsplatten für die Ladungen 3 und 4 sind in der Tab.6 zusammengestellt. Die Werte von Einzelplatten wie auch die Werte von Gruppen gleichzeitig eingefahrener Platten nehmen mit zunehmendem Leistungsanteil der schnellen Zone ab, der Wert des Abschaltstabes der schnellen Zone S_4 nimmt dagegen zu. Der Wert pro Platte bei einer Gruppe aus mehreren Platten ist zunächst größer als der entsprechende Wert einer Einzelplatte, sinkt dann aber mit zunehmender Plattenzahl einer Gruppe unter diesen Wert. Diese schon bei Ladung 2 $\sqrt{3}$ beobachtete Abnahme ist bei Ladung 3 und 4 noch stärker ausgeprägt. Das ist ein Hinweis darauf, daß der äußere Reflektor mit zunehmendem Leistungsanteil der schnellen Zone für das System an Bedeutung verliert.

In Abb.21 ist die aus Rod-Drop-Messungen erhaltene Charakteristik der Regelplatte R_1 für die Ladungen 3 und 4 dargestellt.

Bei Ladung 3 wurde außerdem der Beladungszustand des Reaktors durch Einsetzen eines mit Polypropylen gefüllten Elements in die schnelle Zone geändert (s. Abschnitt 2.5.1), wobei zur Kompensation der Reaktivitätszunahme die Brennstoffmenge in der thermischen Zone verringert werden mußte. Die Ergebnisse der Abb.21 zeigen, daß der Reaktivitätswert der Regelplatte mit abnehmender Brennstoffplattenzahl in der thermischen Zone, d.h. mit wachsendem Leistungsanteil der schnellen Zone, deutlich absinkt. Wegen dieser starken Beladungsabhängigkeit war es notwendig, für Reaktivitätsmessungen an einem bestimmten Reaktorzustand Regelplatten-Eichkurven zu verwenden, die an demselben Reaktorzustand gemessen worden waren.

Abb.21 zeigt ferner, daß die Form der Regelplattencharakteristik nicht merklich vom Beladungszustand abhängt. Daher ist es möglich, eine einmal gemessene Charakteristik durch Umnormieren auf den durch eine Rod-Drop-Messung bestimmten neuen Plattenendwert auf andere Beladungszustände zu übertragen.

2.4.3 Messung des Voidkoeffizienten in der thermischen Zone

Zur Messung des Voidkoeffizienten im Moderatorwasser der thermischen Zone wurde ein dünnwandiges, der Corehöhe entsprechend 61 cm langes Aluminiumrohr in die verschiedenen Plattenzwischenräume eines Brennelementes eingeführt, mit Luft leergedrückt und nach Erreichen zeitlich konstanter Reaktorleistung druckentlastet, d.h. mit Wasser gefüllt

($-\Delta V = 24 \text{ cm}^3$). Die Größe der so verursachten Reaktivitätsänderung $+\Delta\rho$ und damit der über die Corehöhe gemittelte Voidkoeffizient $\frac{\Delta\rho}{\Delta V}$ folgte aus Periodenmessungen mit einem Ionisationskammerkanal mit TMC-Zeitanalysator.

Abb.22 zeigt die so erhaltenen Radialverteilungen des Voidkoeffizienten bei Ladung 3 und 4. Ihre Form läßt sehr deutlich die relative Zunahme des Voidkoeffizienten im innengelegenen Bereich der thermischen Zone mit steigendem Leistungsanteil der schnellen Zone erkennen, die ihre Ursache in der zunehmenden Härtung des Neutronenspektrums durch Zufluß epithermischer und schneller Neutronen aus dem schnellen Core hat.

Aus den Messungen der Radialverteilung folgen als Mittelwerte:

Ladung 3:

$$\frac{\Delta\rho}{\Delta V} = -2,25 \cdot 10^{-4} \text{ } \$/\text{cm}^3$$

Ladung 4:

$$\frac{\Delta\rho}{\Delta V} = -1,98 \cdot 10^{-4} \text{ } \$/\text{cm}^3$$

Messungen der Azimutalverteilung von $\frac{\Delta\rho}{\Delta V}$ in einem Brennstoffplattenzwischenraum bei Ladung 2 hatten gezeigt, daß in der für die Radialmessungen benutzten Position des Rohres (Mitte Plattenhälfte) die erhaltenen Reaktivitätswerte gut mit den azimutalen Mittelwerten übereinstimmen [3].

Auf Grund dieses Ergebnisses und wegen des ringsymmetrischen Aufbaus der thermischen Zone sind die Mittelwerte aus den Radialverteilungsmessungen gleich den mittleren Voidkoeffizienten im Core. Das Moderatorwasservolumen beträgt bei Ladung 3: 69,6 l, bei Ladung 4: 53,8 l. Damit sind die mittleren Voidkoeffizienten in der thermischen Zone bei diesen beiden Ladungen:

Ladung 3:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\rho}{\Delta V} &= -0,157 \frac{\text{ } \$}{\% \text{ Vol.}} \\ &= -0,114 \frac{\text{ } \% \text{ k}}{\% \text{ Vol.}} \end{aligned}$$

Ladung 4:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\rho}{\Delta V} &= -0,106 \frac{\text{ } \$}{\% \text{ Vol.}} \\ &= -0,076 \frac{\text{ } \% \text{ k}}{\% \text{ Vol.}} \end{aligned}$$

Nach der Streuung der Meßwerte sind diese Ergebnisse mit einem Fehler von schätzungsweise 10% behaftet.

2.4.4 Temperaturkoeffizient der Reaktivität

Die Abhängigkeit der Reaktivität von der Temperatur der thermischen Zone wurde durch kontinuierliches Steigern der Moderatorwassertemperatur und gleichzeitiges Nachstellen der Regelplatte R_3 bei konstanter Reaktorleistung bestimmt. Der durch die Temperaturänderung verursachte Reaktivitätseffekt folgte aus der Stellungsänderung der zuvor geeichten Regelplatte. Die Änderungsgeschwindigkeit der Temperatur betrug nur ca. 4°C pro Stunde. Dadurch blieb während der Messungen das Temperaturgleichgewicht im Reaktor hinreichend gut erhalten.

Die Messung an Ladung 3 erstreckte sich über den Temperaturbereich von 62°C bis 83°C , die Messung an Ladung 4 von 70°C bis 83°C . Die Ergebnisse sind in der Abb. 23 aufgetragen. Aus ihr folgen als Temperaturkoeffizienten der Reaktivität zwischen 70°C und 83°C :

Ladung 3:

$$\frac{\Delta \rho}{\Delta T} = -1,9 \text{ } \$/^\circ\text{C}$$

Ladung 4:

$$\frac{\Delta \rho}{\Delta T} = -1,2 \text{ } \$/^\circ\text{C}$$

Der Reaktivitätsgewinn bei Abkühlung des Moderatorwassers von 80°C auf 20°C beträgt, extrapoliert durch Vergleich mit der bei Ladung 2 bis 32°C hinab gemessenen Abhängigkeit $\rho = \rho(T)$

Ladung 3:

$$\Delta \rho(80^\circ\text{C} \rightarrow 20^\circ\text{C}) = +0,85 \text{ } \beta$$

Ladung 4:

$$\Delta \rho(80^\circ\text{C} \rightarrow 20^\circ\text{C}) = +0,54 \text{ } \beta$$

2.4.5 Reaktivitätswert von Brennstoffplatten

Zur Bestimmung des Reaktivitätswerts der Brennstoffplatten in der thermischen Zone wurde in zwei gegenüberliegenden Brennelementen jeweils die äußerste Platte (einschließlich Wasserspalt) durch eine gleichdicke Graphitplatte ersetzt. Als Reaktivitätsänderung ergab sich durch Nachfahren der geeichten Regelplatte bzw. durch Periodenmessung

bei Ladung 3:

$$\frac{\Delta k}{\Delta m} = 0,067 \text{ } \%k/\text{Platte}$$

bei Ladung 4:

$$\frac{\Delta k}{\Delta m} = 0,051 \text{ } \%k/\text{Platte}$$

Die Abnahme des Plattenwerts von Ladung 3 nach 4 steht in guter Übereinstimmung mit der Rechnung (s. Tab. 10 und 11).

2.5 Reaktivitätsmessungen in der schnellen Zone

2.5.1 Reaktivitätswerte axial ausgedehnter Proben

Im Rahmen dieser Messung wurden in verschiedenen Radialpositionen der schnellen Zone die Reaktivitätswerte von Brennstoffhaltern bestimmt, die in ihrer ganzen Höhe mit folgenden Probensubstanzen gefüllt waren:

- (a) Polypropylen (23,2 g CH₂ pro cm)
- (b) Natururan (470 g U pro cm)
- (c) Borkarbid (Abschaltstab S₄, 37 g B₄C pro cm)
- (d) Leervolumen.

Diese Probeneinsätze wurden anstelle normal beladener Coreelemente in die Positionen 19, 25 und 30 eingebaut; ihr Reaktivitätswert ergab sich beim anschließenden Kritischfahren des Reaktors direkt aus der Stellungsänderung der bei diesem Reaktorzustand durch Rod-Drop bzw. Periodenmessung geeichten Regelplatte. Der Reaktivitätswert des Abschaltstabs S₄ in Pos.6 wurde nach Abschnitt 2.4.2 unmittelbar durch eine Rod-Drop-Messung erhalten.

Bei der Messung des CH₂-Werts in Ladung 3 mußte, wie in [3] beschrieben, zur Kompensation des starken Reaktivitätsanstiegs eine entsprechende Anzahl von Brennstoffplatten aus der thermischen Zone ausgebaut werden, deren Reaktivitätsäquivalent zuvor nach Abschnitt 2.4.5 bestimmt worden war.

Bei Ladung 4 wurde der Probeneinsatz nur teilweise mit CH₂ gefüllt. Um auf die volle Corehöhe extrapolieren zu können, sollte in Pos.19 die Abhängigkeit des Reaktivitätswerts von der axialen Probenlänge untersucht werden. Es wurden hierzu, von der Coremitte nach oben hin fortschreitend, CH₂-Plättchen in mehreren Einzelschritten in den Probenbehälter eingelegt und die jeweilige Reaktivitätszunahme ρ gegenüber dem Leerelement bestimmt.

In Abb.24 ist der auf 1 g CH₂ bezogene Reaktivitätswert

$$\frac{\rho^*(M)}{M} = \frac{1}{F} \frac{\rho(M)}{M} \quad (2.9)$$

als Funktion der Probenmasse M dargestellt. Durch den Korrekturfaktor

$$F = \frac{1}{h} \int_0^h \cos^2 \frac{\pi z}{H_{\text{eff}}} dz \quad (2.10)$$

mit h = axiale Probenhöhe,
 H_{eff} = effektive Corehöhe (= 84 cm)

soll die Änderung des Neutronenflusses und der Importance über den Bereich der Probe eliminiert werden. Die Abb.24 enthält außerdem Daten für kleine Proben, die nach Abschnitt 2.5.2 mit dem Pileoszillator gewonnen wurden und die sich an die hier beschriebenen stationären Messungen gut anschließen. Im Ganzen wird eine starke Zunahme des Reaktivitätswerts pro g, ρ^*/M , mit wachsender Probengröße beobachtet. Diese Zunahme erklärt sich dadurch, daß mit wachsender Probengröße infolge von Mehrfachstreuung im CH_2 die U^{238} -Resonanzabsorption zunehmend umgangen wird, so daß in der Umgebung der Probe zusätzliche U^{235} -Spaltungen durch langsame Neutronen ausgelöst werden [3].

Der gemessene Reaktivitätswert pro Masseneinheit strebt mit wachsendem M schließlich gegen einen Grenzwert

$$\frac{\rho^*(M)}{M} \longrightarrow \left(\frac{\rho^*}{M} \right)_{\infty}, \quad (2.11)$$

aus dem sich durch Extrapolation an Hand von Gl.(2.10) der Wert der in z-Richtung voll ausgedehnten Probe bestimmen läßt,

$$\frac{\rho}{M} = \left(\frac{\rho^*}{M} \right)_{\infty} \cdot \frac{1}{H_{\text{eff}}} \int_{-H_{\text{eff}}/2}^{+H_{\text{eff}}/2} \cos^2 \frac{\pi z}{H_{\text{eff}}} dz = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho^*}{M} \right)_{\infty}, \quad (2.12)$$

so daß ein Vergleich mit den übrigen Messungen möglich ist.

In Tab.7 sind die gefundenen Reaktivitätswerte zusammen mit Ergebnissen von Multigruppenrechnungen angegeben. Ähnlich wie bei Ladung 2 liegt der gemessene Wert des CH_2 -Einsatzes in der Zentralposition merklich über dem Ergebnis der Reaktorrechnung mit zentraler CH_2 -Zone. Diese Abweichung ist vorwiegend auf die Verwendung der Diffusionsnäherung zurückzuführen [3]. Die Ergebnisse der Störungsrechnung liegen wegen der vernachlässigten Flußerhöhung an der Probe um annähernd eine Größenordnung unter den Meßwerten.

Für die übrigen Probensubstanzen (B_4C , U_{nat}), bei denen die Flußverzerrungen durch die Probe geringer sind, stimmt die Störungsrechnung wesentlich besser mit der Messung überein.

In Abb.25 ist schließlich die Radialabhängigkeit des Reaktivitätswerts von Corematerial dargestellt. Bei Ladung 3 stimmen die Meßwerte gut mit der Störungsrechnung überein; die Messung an Ladung 4 ergibt dagegen deutlich kleinere Absolutwerte als nach der Rechnung. Dies läßt darauf schließen, daß der Neutronenwert im Zentrum von Ladung 4 niedriger liegt als nach der Rechnung (vgl. Abschnitt 4.3).

2.5.2 Messungen mit dem Pile-Oszillator

Zur Bestimmung des Reaktivitätswertes kleiner Materialproben (Probengewicht 1,3 g bis 150 g) im Zentrum der schnellen Zone diente ein Pile-Oszillator. Die Materialproben wurden in Form quadratischer Plättchen ($46 \times 46 \text{ mm}^2$) verschiedener Dicke oder eingefüllt in einen Aluminiumbehälter (B^{10} -Pulver) in einer Halterung an der Hubstange befestigt. Bei den Messungen im leeren Zentralkanal bestand die Hubstange aus einem Rohr aus AlMg3, das mit dem auf der oberen Abschirmung montierten pneumatischen Oszillator starr gekoppelt war und den Zentralkanal in seiner ganzen Länge durchlief.

Um den Einfluß der Probenumgebung auf die Reaktivitätswerte zu untersuchen, wurde anstelle des AlMg3-Rohres ein durchgehendes Edelstahlrohr quadratischen Querschnitts verwendet, das auf seiner ganzen Länge mit Corematerial oder mit Aluminiumplättchen gefüllt und an den Oszillator angekoppelt war. Im Edelstahlrohr waren 2 Aluminiumbehälter in einem Abstand von 40,5 cm voneinander (= Oszillatorhub) eingebaut, von denen der eine zur Aufnahme der Probe und der andere zur Kompensation des Behältereffektes diente.

Der Hub von 40,5 cm war so bemessen, daß die Probe zwischen dem Zentrum des Reaktors und einer Position außerhalb des Blankets hin- und herbewegt werden konnte. Bei den Messungen im leeren Kanal betrug die Übergangszeit zwischen beiden Stellungen ca. 0,1 bis 0,2 sec und die Verweilzeit in jeder Position ca. 19,1 bis 19,0 sec. Die Oszillationsperiode T betrug daher 38,4 sec. Das gefüllte Edelstahlrohr konnte wegen der größeren Masse nicht so schnell bewegt werden. Hier wurde eine Übergangszeit von ca. 1 sec erreicht, während die Verweilzeit auf ca. 31 sec vergrößert wurde, so daß sich eine Periode von $T = 64 \text{ sec}$ ergab. In beiden Fällen wurde bei der Auswertung der Meßdaten eine mäanderförmige Reaktivitätsoszillation zugrunde gelegt.

Als Neutronendetektor wurde eine γ -kompensierte B^{10} -Ionisationskammer im Kanal K in der Nähe des thermischen Cores verwendet. Der Kammerstrom wurde in einem Elektrometerverstärker verstärkt, wobei gleichzeitig der konstante Anteil des Signals unterdrückt wurde. Der oszillierende Signalanteil wurde in einem Analog-zu-Digital-Wandler in eine Pulsfolge umgesetzt und mit einem TMC-Zeitanalysator registriert.

Die Steuerung des Oszillators und des Zeitanalysators erfolgte synchron mit einem gemeinsamen Zeitmarkengenerator. Um die während der Meßzeit auftretende Drift zu erkennen und, falls notwendig, korrigieren zu können, wurden im Analysator jeweils zwei aufeinanderfolgende Perioden registriert. Zusätzlich wurde das Reaktorsignal mit einem Kompensationslinienschreiber aufgezeichnet. Auf diese Weise war es möglich, die Drift zu beobachten und mit einem Feinregelstab während der Messung zu kompensieren.

Zur Auswertung der Meßdaten diente ein Fortran - Programm für die IBM-7074, das die Daten einer Fourieranalyse unterzieht. Aus der Fourieramplitude c_1 der Grundfrequenz $\omega = \frac{2\pi}{T}$ kann die Reaktivitätsamplitude $\Delta = \frac{\rho}{2}$ der Probe bestimmt werden. Und zwar ist bei einer Rechteckwelle

$$\Delta = \frac{\pi}{4} \frac{c_1}{n_0 |G(j\omega)|} \quad (2.13)$$

mit $j = \sqrt{-1}$

Λ = Generationszeit der prompten Neutronen

n_0 = mittlere Reaktorleistung

$|G(j\omega)|$ = Amplitude der Reaktorübertragungsfunktion

$$G(j\omega) = \left[j\omega \left(\Lambda + \sum_{i=1}^{12} \frac{\beta_i}{j\omega + \lambda_i} \right) \right]^{-1}$$

Während eine ideale Rechteckwelle keine geradzahigen Harmonischen enthält, sind bei einer Messung die geradzahigen Harmonischen schwach angeregt, nämlich durch das Reaktorraschen und durch den Einfluß der Neutronenstreuung während der Probenbewegung. Außerdem tritt bei Messungen mit gefülltem Edelstahlrohr wegen der periodischen Entfernung von Vorläuferkernen verzögerter Neutronen aus dem Core die erste Oberwelle relativ stark auf (s. Abb.26). Die Fourieranalyse gewährleistet jedoch eine gute Trennung dieser Nebeneffekte von der Grundwelle.

In Tab.8 sind die gemessenen Reaktivitätswerte für die folgenden Materialien aufgeführt: Al, B¹⁰, C, Fe, Ni, U²³⁵, U²³⁸, B₄C, CH₂ sowie Cu und Ti. Die Werte von U²³⁵ und U²³⁸ wurden aus den Messungen für Natururan und für 19,7 % angereichertes Uran berechnet. Bei U²³⁵ (19,7 % angereichert), U_{nat} und CH₂ wurden Probengrößeneffekte untersucht. Während bei CH₂ eine sehr starke Abhängigkeit des Reaktivitätswertes von der Probengröße beobachtet wurde, ist dieser Effekt bei U²³⁵ und U_{nat} weit schwächer ausgeprägt (Abb.27).

Die Tab.8 zeigt ferner starke Unterschiede in den Reaktivitätswerten, je nachdem, ob im leeren oder gefüllten Kanal oszilliert wird. Dieser Effekt ist bei den Streusubstanzen C, Al und CH₂ besonders groß. Die unterschiedlichen Werte werden auf eine Richtungsabhängigkeit des Flusses und der Adjungierten im leeren Kanal zurückgeführt. Eine genauere Analyse der Meßwerte an Ladung 4 zeigte, daß die Unterschiede etwa proportional sind zum einflußgewichteten Transportquerschnitt der Proben, den man aus der 26-Gruppen-Störungsrechnung erhält:

$$\rho_{\text{leer}} - \rho_{\text{Core}} = \text{const.} \cdot \sum_{i=1}^{26} \phi_i^+ \sigma_{\text{tri}} \phi_i \quad (2.14)$$

Auf Grund dieser Beziehung wurde bei Ladung 3, bei der nur Messungen im leeren Kanal durchgeführt wurden, versucht, die Meßwerte auf den Fall des gefüllten Kanals umzurechnen. Diese Werte werden dann in Tab.14, bezogen auf den Wert von U²³⁵, mit störungstheoretisch berechneten Werten verglichen.

2.6 Kinetische Messungen nach der Pulsmethode

Zur Bestimmung der Zerfallskonstanten α und der Generationszeit Λ der prompten Neutronen wurden Pulsmessungen durchgeführt. Der Zerfall der periodisch in den Reaktor injizierten Neutronenpulse wurde mit einem Detektor (BF₃- oder He³-Zählrohr) beobachtet und in einem Zeitanalysator registriert. Die Meßdaten wurden zunächst auf Totzeitverluste korrigiert, sodann wurde der konstante Anteil der verzögerten Neutronen subtrahiert und aus dem exponentiellen Teil der Zerfallskurve die prompte Zerfallskonstante α ermittelt. Bei Messungen nahe am kritischen Zustand ($\rho \approx -20 \rho$) mußte in einer weiteren Korrektur der Zerfall des verzögerten Untergrundes während der Zeit zwischen zwei Quellpulsen berücksichtigt werden [37].

Als Neutronenquelle wurde ein Beschleuniger mit Duoplasmatron-Ionenquelle [9] benützt. Das Tritium-Target befand sich dabei über dem Kopf des zentralen Brennstoffhalters der schnellen Zone. Als Detektoren waren ein BF_3 -Zählrohr im Ringspalt am äußeren Rand des thermischen Cores und ein He^3 -Zählrohr auf Pos. 21 in der schnellen Zone eingebaut. Die Pulsfrequenz lag je nach dem Zustand des Reaktors bei 2 bis 20 Hz.

Nach einem von GARELIS und RUSSELL [10] angegebenen Verfahren kann aus den Meßdaten die Größe $\gamma = \frac{\beta}{\Lambda}$ bestimmt werden. Zusammen mit α läßt sich daraus die Reaktivität $\frac{\rho}{\beta}$ berechnen. Diese Methode ergibt jedoch bei reflektierten Systemen positionsabhängige Werte [11], so daß sie in unserem Fall nicht zur Bestimmung von Reaktivitätswerten herangezogen wurde. Es zeigte sich jedoch bei Ladung 2 [3], daß die γ -Werte nur wenig von der Reaktivität des Systems abhängen, wenn der Detektor sich im Ringspalt befindet. Die γ -Werte erlauben daher eine gute Extrapolation auf den kritischen Wert für α , der sich anders nur unter Schwierigkeiten bestimmen läßt. Sie stützen deshalb den Wert $\alpha_c = \frac{\beta}{\Lambda}$.

Messungen wurden am kritischen Reaktor und an verschiedenen stark unterkritischen Konfigurationen durchgeführt, wobei die Anzahl der eingefahrenen Sicherheitsplatten geändert wurde; ferner wurde der Reaktor mit dem Abschaltstab S_4 der schnellen Zone unterkritisch gemacht. In Abb. 28 sind als Beispiel die Abklingkurven für den um 0,33 % unterkritischen Reaktor dargestellt (Ladung 4, Regelplatte R_1 eingefahren). Die Messung mit dem BF_3 -Zählrohr im Ringspalt ergab einen nahezu ungestörten Exponentialabfall, aus dem die Abklingkonstante der Grundwelle auf 1% genau bestimmt werden konnte. Dagegen wurde mit dem He^3 -Zählrohr in Pos. 21 der schnellen Zone innerhalb der ersten 3 msec nach dem Neutronenpuls eine starke Beimengung von positiv angeregten Transienten beobachtet; die Abklingkonstante des langsamsten Transienten beträgt $(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$. Wegen der zur Coremittelebene symmetrischen Anordnung des Zählrohres ist anzunehmen, daß es sich hierbei um die erste radiale Oberwelle handelt.

Die α - und γ -Werte, wie sie im Ringspalt gemessen wurden, sind in der Abb. 29 über der Reaktivität dargestellt. Die Reaktivitätsskala wurde durch Rod-Drop-Messungen jeweils geeicht. Die mit zunehmender Subkritikalität wachsende Steigung der $\alpha(\frac{\rho}{\beta})$ -Kurven ist ein Hinweis auf eine Abnahme der Generationszeit Λ infolge der Verlagerung des Flusses in die schnelle Zone beim Einfahren der Abschaltplatten. Der Effekt dieser Flußverlagerung nimmt mit wachsendem Leistungsanteil der schnellen Zone zu, wie die Zunahme der Krümmung der $\alpha(\frac{\rho}{\beta})$ -Kurven von Ladung 3 nach 4 aufzeigt.

Die bei eingefahrenem Abschaltstab S_4 bestimmten α -Werte liegen deutlich unter den Werten, die bei gleicher Reaktivität mit eingefahrenen thermischen Abschaltplatten gemessen wurden. Dieser Effekt erklärt sich ebenfalls als eine Folge der in beiden Konfigurationen verschiedenen Flußverteilung. Wird nämlich S_4 eingefahren, so verlagert sich der Fluß in das thermische Core und den umgebenden Reflektor, was eine Erhöhung der Generationszeit und eine Abnahme von α bewirkt.

Für den kritischen Reaktor erhält man jeweils die Werte

$$\begin{aligned} \alpha_c &= 78,5 \pm 1,0 \text{ sec}^{-1} \text{ für Ladung 3} \\ \text{und } \alpha_c &= 97,0 \pm 1,0 \text{ sec}^{-1} \text{ für Ladung 4,} \end{aligned}$$

für die Generationszeit des kritischen Reaktors

$$\begin{aligned} c_c &= 0,94 \cdot 10^{-4} \text{ sec für Ladung 3} \\ \text{und } c_c &= 0,75 \cdot 10^{-4} \text{ sec für Ladung 4.} \end{aligned}$$

3. Multigruppenrechnungen

Zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen an Ladung 3 und 4 diente eine Reihe von Multigruppenrechnungen auf der Grundlage des 26-Gruppen-ABN-Satzes $\overline{12}$, bei dem die Resonanzabschirmung im unteren Energiebereich durch Verwendung mischungsabhängiger effektiver Querschnitte berücksichtigt ist. Um den Einfluß der Wichtung bei der Bestimmung der Gruppenquerschnitte zu untersuchen, wurden außerdem Vergleichsrechnungen mit dem 26-Gruppen-KFK-Satz $\overline{13}$ durchgeführt, dem anstelle eines $1/E$ -Spektrums das Spektrum eines natriumgekühlten schnellen Reaktors als Wichtungsspektrum zugrundeliegt.

Wie bei Ladung 2 $\overline{3}$ konnte wegen des geringen Unterschieds im gemessenen Axialbuckling beider Spaltzonen (siehe Abschnitt 2.2) ein eindimensionales zylindersymmetrisches Reaktormodell gewählt werden. Es wurden sieben homogene konzentrische Zonen angenommen, die in ihrem geometrischen Querschnitt und in ihrer Materialzusammensetzung (Tab.1) den folgenden Zonen des Reaktors entsprechen:

1. Zone: schnelle Spaltzone
2. Zone: Natururanmantel
3. Zone: Graphiteinsatz, Wärmeisolierung, Tankwände

4. Zone: thermische Zone im Bereich der Brennstoffplatten
5. Zone: Graphitfüllstücke im Außenbereich des Ringtanks
6. Zone: Tankwände, Wärmeisolierung, Luftspalt
7. Zone: äußerer Graphitreflektor.

Die Rechnungen erfolgten absichtlich in genau gleicher Weise wie bei Ladung 2. Nach der Ermittlung des kritischen Gesamtsystems durch Radieniteration an der thermischen Zone wurden Diffusions- und S_4 -Rechnungen mit nachfolgender Störungsrechnung mit Hilfe des Karlsruher Programmsystems NUSYS [14] durchgeführt; in der S_4 -Rechnung wurde isotrope Abwärtsstreuung angenommen. Der Gang der Rechnung ist in [3] genauer beschrieben.

Um die Abweichung des STARK-Spektrums vom Gleichgewichtsspektrum zu untersuchen (siehe Abb.30 und 31), wurden analoge Rechnungen für ein kritisches Einzonensystem gleicher Corehöhe mit der Materialzusammensetzung der schnellen Zone des STARK ausgeführt. In weiteren k_{eff} -Rechnungen zur Bestimmung des Reaktivitätswerts axial ausgedehnter Proben wurden verschiedene STARK-Reaktoren gerechnet, bei denen in einer zentralen Zone von 3,05 cm Radius das Corematerial durch B_4C oder CH_2 ersetzt war. Eine Aufstellung der Rechnungen und der dabei verwendeten Querschnittsätze und Programme wird in Tab.9 gegeben.

Ein Teil der Rechnungen (3/4-130) war vor dem Aufbau der Anordnungen gemacht worden. In ihnen wurde der Edelstahl der Brennstoffhalter als Fe angenommen und der Nickelüberzug der Uranplättchen vernachlässigt; als zonen- und gruppenunabhängiges axialbuckling wurde $B_z^2 = 14,68 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$ zugrundegelegt, was einer effektiven Corehöhe $H_{eff} = 82 \text{ cm}$ entspricht. In den nach Abschluß der Messungen durchgeführten Rechnungen (3/4-141) wurde dagegen die tatsächliche Materialzusammensetzung der vorliegenden Reaktorkonfigurationen genau berücksichtigt und in Anlehnung an die gemessenen axialen Spaltratentraversen $H_{eff} = 84 \text{ cm}$ gesetzt. Außerdem wurden die für U^{235} und U^{238} in 3/4-130 benutzten Resonanzabschirmfaktoren bei $T = 900^\circ \text{K}$ durch die Werte bei der Temperatur $T = 300^\circ \text{K}$ ersetzt.

Wie aus den in Tab.10 und 11 zusammengestellten Rechenergebnissen hervorgeht, wirken sich diese Änderungen der Eingabedaten vor allem auf die kritische Masse der thermischen Zone und damit auch auf die Leistungsanteile der Reaktorzonen aus. Der Einfluß auf das Neutronenspektrum und die Spektralindizes (Tab.12 und 13) ist dagegen gering. Eine Aufstellung der Einzeleffekte wurde in [3] für die Ladung 2 gegeben.

Der Übergang vom ABN-Satz zum KFK-Satz (Rechnung 4/141 K) zeigt nur einen geringen Einfluß auf die Kritikalität, führt jedoch zu einer merklichen Änderung des Neutronenspektrums (siehe Abb.19), was auf die starke Abhängigkeit des elastischen Bremsquerschnitts vom benutzten Wichtungsspektrum zurückgeführt wird (siehe Abschnitt 4.1). A priori ist für die schnelle Zone des STARK die Wichtung des KFK-Satzes mit dem Spektrum eines Na-Reaktors als bessere Näherung anzusehen, während im Bereich der thermischen Zone eher die $1/E$ -Wichtung des ABN-Satzes gerechtfertigt ist. In der thermischen Zone ist jedoch wegen des hohen Wasserstoffgehalts der Einfluß der Wichtung auf den Bremsquerschnitt gering.

Von der Wichtung wird auch die Größe des Spalt- und Absorptionsquerschnittes von U^{235} bzw. U^{238} in der thermischen Gruppe beeinflusst. In der KFK-Rechnung 4-141 K wurden daher für die Zonen 2 bis 7, wo ein starker Anteil thermischer Neutronen vorliegt, in der 26. Gruppe die einer Maxwell-Mittelung entsprechenden Querschnitte des ABN-Satzes benutzt.

An die Diffusionsrechnungen schloß sich, wie in [3] beschrieben, eine Störungsrechnung an, die zur Bestimmung der Generationszeit Λ , der Reaktivitätsanteile α_i der einzelnen Spaltzonen sowie der effektiven Anteile β_{effk} der verzögerten Neutronen der beiden Spaltmaterialien U^{235} und U^{238} diente. Die Ergebnisse sind in Tab.10 und 11 zusammengestellt. Außerdem wurden in der Störungsrechnung Reaktivitätswerte verschiedener Materialproben in der schnellen Zone des STARK berechnet. Um hierbei die Reaktivitätszunahme bei einer infinitesimalen Materialzugabe zu erhalten und den Einfluß einer starken Änderung der Resonanz-Abschirmfaktoren f_i zu unterdrücken, wurde innerhalb des Probenvolumens die normale Corezusammensetzung angenommen, zu der die Probensubstanz in geringer Konzentration ($10^{20} - 10^{21}$ Kerne/cm³) hinzugefügt wurde. Die Ergebnisse dieser Rechnungen werden in Tab.14 und 15 mit den Meßwerten verglichen.

4. Diskussion der Ergebnisse

4.1 Neutronenspektrum in der schnellen Zone

Abb.31 zeigt das aus der Rechnung 4-130 erhaltene Neutronenspektrum ϕ_i an verschiedenen Radialpositionen des STARK, Ladung 4. Während das Spektrum in der thermischen Zone einem angenäherten $1/E$ -Verlauf folgt, findet beim Eindringen in die schnelle Zone eine starke Schwächung der langsamen Neutronen ($E \lesssim 5$ keV) statt, wobei gleichzeitig die Neutronenintensität oberhalb 20 keV zunimmt. Im Innenbereich der schnellen Zone nähert sich das Spektrum allmählich dem Gleichgewichtsspektrum ϕ_i^{as} , wie es sich im Zentrum einer Einzonenanordnung gleicher Materialzusammensetzung einstellt (Rechnung 4-130 E). Wegen der höheren Multiplikation der schnellen Zone von Ladung 4 erfolgt die Annäherung an ϕ_i^{as} wesentlich schneller als bei Ladung 2, so daß das Spektrum im Zentrum der Ladung 4 im gesamten Energiebereich $E > 10$ keV um weniger als 2% vom Gleichgewichtsspektrum abweicht.

Unterhalb 10 keV, wo im Corezentrum weniger als 1% der U^{235} -Spaltungen stattfinden, tritt dagegen noch ein starker Überschuß langsamer Neutronen zutage, die von der thermischen Zone her durchdringen und wegen des härteren Spektrums gegenüber Ladung 2 hier relativ stärker ins Gewicht fallen. Das Spektrum aus der S_4 -Rechnung (4-120) stimmt oberhalb 10 keV gut mit der Diffusionsrechnung überein, zeigt jedoch unterhalb von etwa 1 keV, wo die Diffusionsnäherung wegen der steilen Flußgradienten nicht mehr gerechtfertigt erscheint, bis zu 30% höhere Neutronenintensitäten.

Abb.30 gibt eine analoge Darstellung für das Spektrum der Ladung 3, allerdings ohne S_4 -Rechnung. Wegen der geringeren Multiplikation in der schnellen Zone ist die Annäherung an das Gleichgewichtsspektrum hier nicht ganz so gut wie bei Ladung 4.

Die Darstellung für den adjungierten Fluß in Abb.32 zeigt im Zentrum der schnellen Zone von Ladung 4 Unterschiede in der Energieabhängigkeit von ϕ_i^+ zwischen STARK und der entsprechenden Einzonenanordnung von weniger als 2%.

Ein direkter Vergleich gerechneter Spektren mit dem Experiment ist nur bei Ladung 4 möglich, wo Messungen mit wasserstoffgefüllten Proportionalzählern gemacht wurden. Die im Zentrum der schnellen Zone ($r = 0$) und am Rande ($r = 15,3$ cm) gemessenen Spektren sind in Abb.19 und 20 zusammen mit Multigruppenspektren aufgetragen, die mit den Querschnittsätzen

26-GR.ABNSET (Rechnung 4-141) und
26-GR.KFKSET (Rechnung 4-141 K)

erhalten wurden. Die Spektren wurden im Energiebereich von 21,5 bis 1400 keV flächennormiert.

Die gemessenen Spektren zeigen deutlich die durch die Resonanzen des im Core enthaltenen Al und O hervorgerufenen Flußdepressionen, die bei der Rechnung wegen der zu groben Gruppenstruktur nicht zu sehen sind.

Die beiden gerechneten Spektren weichen beträchtlich (bis zu 20%) voneinander ab, wobei das KFK-Spektrum gegenüber dem ABN-Spektrum im Bereich $E \geq 400$ keV (= Maximum von $E\phi(E)$) niedrigere, für $E \lesssim 400$ keV dagegen höhere Neutronenintensitäten zeigt.

Der Unterschied in den gerechneten Spektren ist auf die unterschiedliche Querschnittsmittelung (mit $1/E$ - bzw. "Natrium"-Spektrum) zurückzuführen, die sich vor allem auf den elastischen Bremsquerschnitt $\sigma_{i \rightarrow i+1}^{el}$ der schweren und mittelschweren Kerne auswirkt. Dort ist der mittlere logarithmische Energieverlust ξ pro Stoß klein gegen die Lethargiebreite Δu_i der Gruppen, so daß man bei schwach energieabhängigem Streuquerschnitt σ_s^{el} erhält $\sqrt{12}$

$$\sigma_{i \rightarrow i+1}^{el} \approx \frac{\xi \sigma_s^{el}}{\Delta u_i} \frac{\psi(u_i)}{\langle \psi(u) \rangle_i}, \quad (4.1)$$

mit $\psi(u_i)$ = Wichtungsspektrum am unteren Gruppenende,
 $\langle \psi(u) \rangle_i$ = Mittelwert von ψ über Gruppe i .

Während bei der $1/E$ -Mittelung des ABN-Satzes $\psi(u_i) / \langle \psi(u) \rangle_i = 1$ wegen $\psi(u) = \text{const.}$, gilt beim Wichtungsspektrum des KFK-Satzes im allgemeinen

$$\begin{aligned} \psi(u_i) / \langle \psi(u) \rangle_i &> 1 && \text{für } E \geq 400 \text{ keV,} \\ \psi(u_i) / \langle \psi(u) \rangle_i &< 1 && \text{für } E \lesssim 400 \text{ keV.} \end{aligned}$$

Damit ist im KFK-Satz die elastische Moderation oberhalb 400 keV größer, unterhalb 400 keV kleiner als beim ABN-Satz.

Besonders groß sind die Unterschiede im elastischen Bremsquerschnitt des O in der 6-ten Gruppe infolge der unterschiedlichen Behandlung der Sauerstoffresonanz bei 442 keV in beiden Querschnittsätzen. Im KFK-Satz wurde $\sigma_{6 \rightarrow 7}^{el}$ entsprechend der exakten Definition durch Mittelung von $\sigma_s^{el}(E)$ über das Degradationsintervall erhalten, während im ABN-Satz die nur näherungsweise gültige Gl.(4.1) benutzt wurde. Demzufolge sind die Abweichungen der gerechneten Spektren in der 6-ten Gruppe besonders groß.

Die gemessenen Spektren in Abb.19 und 20 passen im allgemeinen besser zu der Rechnung mit dem ABN-Satz, obwohl die Wichtung des KFK-Satzes eigentlich als die bessere Näherung für das Spektrum in der schnellen Zone des STARK anzusehen ist. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, daß oberhalb 500 keV, wo besonders große Abweichungen zwischen Messung und KFK-Rechnung auftreten, die Meßunsicherheit wegen der Wandeffektkorrekturen bereits verhältnismäßig groß ($\approx 15\%$) ist.

4.2 Reaktionsraten und Spektralindizes

Weitere Informationen über das Neutronenspektrum und dessen Ortsabhängigkeit in der schnellen Zone des STARK kann durch eine Analyse der Radialabhängigkeit von Reaktionsraten und deren Verhältnissen untereinander gewonnen werden.

In Abb.11 wurden dazu die in Abschnitt 2.3.1 mit Spaltkammern gemessenen Spaltratenverteilungen $n^x(r)$ (pro Sekunde und Kern) der Substanzen Th²³², U²³⁵, U²³⁸ und Np²³⁷ mit Werten verglichen, die nach der Gleichung

$$n^x(r) = \sum_{i=1}^{26} f_i^x \sigma_i^x \phi_i(r) \quad (4.2)$$

mit $\sigma_i^x = \text{unabgeschirmter Spaltquerschnitt}$ }
 $f_i^x = \text{Resonanz-Abschirmfaktor}$ } der Substanz x
in der Gruppe i

aus den Flüßen $\phi_i(r)$ der 26-Gruppenrechnung folgten. Für U²³⁵ und U²³⁸ konnte $n^x(r)$ unmittelbar aus der Spaltratenausgabe der Multigruppenrechnung entnommen werden; für die übrigen, nicht im Reaktor vorkommenden Materialien wurde $n^x(r)$ mit $f_i = 1$ nach Gl.(4.2) ermittelt. Die gerechneten Werte wurden in Abb.11 so normiert, daß die U²³⁸-Spaltrate mit dem in Coremitte gemessenen Wert übereinstimmt.

Beim Vergleich mit den gerechneten Spaltraten ist zu beachten, daß die Unsicherheit der Absoluteichung der Spaltkammern etwa $\pm 5\%$ (für Pu^{239} und $\text{Np}^{237} \pm 10\%$) beträgt. Die Reproduzierbarkeit der Kammerempfindlichkeit bei den Messungen an Ladung 2 bis 4 ist jedoch wesentlich besser (± 1 bis 2%), so daß die räumliche Änderung der Spektralindizes und deren Abhängigkeit von der Corebeladung mit ausreichender Genauigkeit verfolgt werden können. Für die Meßpunkte am Rande der schnellen Zone zeigt sich bei der Auftragung in Abb.11 eine merkliche Streuung, die durch die im Gegensatz zur Rechnung stufenförmig abgesetzte Grenzfläche zwischen schneller Zone und Uranmantel (Abb.1) zustandekommt. Auf eine Korrektur des Radialabstandes r nach Gl.(2.2) wurde hier bewußt verzichtet.

Die in Abb.11 aufgetragene U^{235} -Spaltrate zeigt im Bereich des Uranmantels wegen der starken Absorption langsamer Neutronen nach innen zu eine steile Abnahme, an die sich in der schnellen Zone ein verhältnismäßig flacher Kurvenverlauf anschließt. Während die Meßwerte im Innern der schnellen Zone recht gut mit der Messung übereinstimmen, liegen sie im Bereich des Uranmantels ähnlich wie bei Ladung 2 bis zu 40% zu hoch, was auf ein im Vergleich zur Rechnung stärkeres Durchdringungsvermögen der aus der thermischen Ringzone kommenden langsamen Neutronen schließen läßt.

Für die Schwellensubstanzen Th^{232} , U^{238} und Np^{237} ergibt sich ein bis in den Uranmantel hinein flacher Spaltratenverlauf, der in seiner Form recht gut mit der Rechnung übereinstimmt. Jedoch liegen die Absolutwerte der Messung bei Th^{232} und Np^{237} , wie bereits bei Ladung 2 beobachtet, um die Faktoren 1,15 bzw. 1,30 über der Rechnung. Es ist daher anzunehmen, daß bei diesen Substanzen ein Fehler im Wirkungsquerschnitt bzw. in der Eichung der Spaltkammern vorliegt.

In Abb.14, 15 und 16 ist die Radialabhängigkeit von Spaltratenverhältnissen

$$\sigma_f^x / \sigma_f^y = n^x / n^y \quad (4.3)$$

relativ zu U^{235} und U^{238} dargestellt.

Als Indikatoren für die Anwesenheit von eV-Neutronen (23. bzw. 25. Gruppe) wurden in Abb.14 die Spaltratenverhältnisse $\text{U}^{233}/\text{U}^{235}$ und $\text{Pu}^{239}/\text{U}^{235}$ aufgetragen. Wegen der stärkeren Schwächung der thermischen Neutronen gegenüber den eV-Neutronen durchlaufen die berechneten Kurven im Bereich des Uranmantels ausgeprägte Maxima und gehen dann nach innen zu mit zunehmender Abschwächung der eV-Neutronen in die asymptotischen Werte des schnellen

Spektrums über. Die gemessenen U^{233}/U^{235} und Pu^{239}/U^{235} -Verhältnisse liegen im Bereich des Uranmantels erheblich über den gerechneten Kurven und lassen wie bei Ladung 2 auf ein tieferes Eindringen der U^{233} - bzw. Pu^{239} -Resonanzneutronen schließen.

Ein ähnliches Verhalten zeigt sich auch bei der in Abb.18 dargestellten $In^{115}(n,\gamma)$ -Reaktionsrate, deren Resonanz bei 1,46 eV liegt. Aus den Indium-Sandwichmessungen (Tab.5) mußte geschlossen werden, daß in Pos.30 ($r = 15,3$ cm) der Fluß bei 1,46 eV um den Faktor 6,9 über dem Ergebnis der Diffusionsrechnung liegt; bei Benutzung der S_4 -Rechnung reduziert sich die Diskrepanz auf den Faktor 4. Die Ursachen der verbleibenden Abweichungen (Heterogenität der Plättchenstruktur) wurden in [3] erörtert.

Wie aus Abb.14 zu ersehen ist, gehen die gemessenen U^{233}/U^{235} - bzw. Pu^{239}/U^{235} -Verhältnisse im Innenbereich der schnellen Zone - wie nach der Rechnung erwartet - in einen völlig flachen Verlauf über. Dies bedeutet, daß im Innern der schnellen Zone (im Gegensatz zu Ladung 2) die eV-Neutronen keinen meßbaren Beitrag mehr zur U^{233} - und Pu^{239} -Spaltung leisten. Auch bei der Indium-Sandwichmessung (Tab.5) im Zentrum der schnellen Zone liegt der Anteil der 1,46 eV-Neutronen an der Nachweisgrenze.

Der gegenüber Ladung 2 wesentlich geringere Effekt der eV-Neutronen im Corezentrum ist auf den höheren U^{235} -Gehalt der schnellen Zone und auf das Fehlen von wasserstoffhaltigem Material zurückzuführen.

Auch bei den für das Spektrum im oberen keV-Bereich charakteristischen Spaltratenverhältnissen der Schwellensubstanzen (Th^{232} , U^{238} und Np^{237}) relativ zu U^{235} (Abb.15 und 16) wurde im Innenbereich der schnellen Zone ein ortsunabhängiger Verlauf gefunden. Die Einstellung des asymptotischen Wertes erfolgt allerdings wegen des stärkeren Durchdringungsvermögens der langsamen Neutronen nicht ganz so schnell wie nach der Rechnung erwartet. Die für Änderungen am oberen Ende des Spektrums empfindlichen Verhältnisse der Schwellensubstanzen untereinander zeigen in Abb.15 und 16 in Übereinstimmung mit der Rechnung ebenfalls einen flachen Verlauf, der sich bis in den Uranmantel hinein erstreckt.

In Abb.17 wird schließlich die $U^{238}(n,\gamma)$ -Reaktionsrate untersucht. Ihre Radialabhängigkeit stimmt gut mit der Rechnung überein, selbst im Randbezirk der schnellen Zone, wo eigentlich Abweichungen wegen der Ortsabhängigkeit der U^{238} -Resonanzabschirmung zu erwarten sind.

Das gemessene Verhältnis $\sigma_c^{28}/\sigma_f^{25}$ liegt im Innern der schnellen Zone um rund 6% über der Rechnung. Es konnte bis jetzt noch nicht entschieden werden, ob diese Abweichung auf Fehler in der Absolutmessung der U^{238} - bzw. U^{235} -Rate oder auf eine echte Diskrepanz mit der Rechnung zurückgeht.

In Tab.12 und 13 werden schließlich die im Corezentrum gemessenen Spaltratenverhältnisse mit den Ergebnissen der verschiedenen Multigruppenrechnungen verglichen. Beim Vergleich der Rechnungen untereinander zeigt sich, daß die Spektralindizes im Zentrum des STARK von den Werten des Gleichgewichtsspektrums nicht merklich abweichen (Vergleich 3/4-141 mit 3/4-141 E). Auch der Unterschied der Materialzusammensetzung der schnellen Zone und die Änderung der f-Faktoren zwischen den Rechnungen 3/4-130 und 3/4-141 wirkt sich kaum auf die berechneten Spaltratenverhältnisse aus. Beim Übergang vom ABN- zum KFK-Satz ergeben sich dagegen, wie nach den Spektren in Abb.19 erwartet, merkliche Unterschiede in den Spektralindizes.

Die gemessenen Werte stimmen, mit Ausnahme von Th^{232} und Np^{237} , im allgemeinen recht gut mit den Rechnungen überein. Eine Entscheidung zwischen den mit dem ABN- bzw. KFK-Satz berechneten Spektren ist jedoch wegen der Unsicherheit der Kammereichung nur schwer möglich.

4.3 Reaktivitätswerte von Materialproben im Corezentrum

Die mit dem Pileoszillator im Corezentrum gemessenen Reaktivitätswerte der Probensubstanzen werden nach Korrektur für Probengrößen- und Anisotropieeffekt (Abschnitt 2.5.2) in Tab.14 und 15 mit Ergebnissen von Störungsrechnungen 1. Ordnung verglichen, die im Anschluß an die Diffusionsrechnungen ausgeführt wurden. Die berechneten Reaktivitätswerte pro Kern ergeben sich nach der Gleichung

$$\rho = \rho_a + \rho_f + \rho_m \quad (4.4)$$

wobei

$$\left. \begin{aligned} \rho_a &= \frac{1}{F} \sum_{i=1}^{26} \phi_i^+ \sigma_{a_i} \phi_i \\ \rho_f &= \frac{1}{F} \sum_{i,j=1}^{26} \phi_j^+ \chi_j \nu \sigma_{f_i} \phi_i \\ \rho_m &= \frac{1}{F} \sum_{i,j=1}^{26} (\phi_j^+ - \phi_i^+) \sigma_{i \rightarrow j} \phi_i \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

die Beiträge der Neutronenabsorption, Spaltung und Moderation angeben. Hierbei sind σ_{a_i} , σ_{f_i} und $\sigma_{i \rightarrow j}$ die effektiven Absorptions-, Spalt- und Transferquerschnitte des zugefügten Probenmaterials, χ_j das Energiespektrum der Spaltneutronen, ϕ_i und ϕ_i^+ der reale bzw. adjungierte Fluß am Ort der Probe sowie

$$F = \int_{\text{Reaktor}} \sum_{i,j=1}^{26} \phi_j^+ \chi_j \nu \Sigma_{f_i} \phi_i \, dV \quad (4.6)$$

das über den Reaktor erstreckte Normierungsintegral der Störungstheorie.

Ein Vergleich der Meßwerte mit der Störungsrechnung erlaubt es, and Hand von Gl.(4.5) einige qualitative Schlüsse über die Energieabhängigkeit der Spektren ϕ_i und ϕ_i^+ oder auch der effektiven Wirkungsquerschnitte σ_i zu ziehen. Bei der folgenden Diskussion sollen zunächst nur die Rechnungen mit dem ABN-Satz (3/4-141) berücksichtigt und alle Querschnitte σ_i als bekannt angesehen werden.

Der zentrale Reaktivitätswert des im Core enthaltenen Spaltmaterials U^{235} ist überwiegend durch den Anteil ρ_f gegeben. Seine Größe ist nach Gl.(4.5) ein Maß dafür, wie sich das Produkt der U^{235} -Spaltquelle $\sum_{i=1}^{26} \phi_i \nu \sigma_{f_i}^{25}$ und des Spaltneutronenwerts $\sum_{j=1}^{26} \phi_j^+ \chi_j$ am Probenort zum entsprechenden Integral über den Gesamtreaktor verhält. Bei Ladung 4 liegt der im Corezentrum gemessene U^{235} -Wert (Tab.15) um 27% unter der Rechnung, während die dort gemessene U^{235} -Spaltrate (Abb.9) nur um etwa 12% zu niedrig liegt. Hieraus ist zu schließen, daß auch der Spaltneutronenwert in Coremitte (relativ zum Gesamtsystem) wesentlich niedriger liegen muß als nach der Rechnung. Diese Abweichungen, die in geringerem Maße auch bei Ladung 3 zu finden sind, werden vorwiegend auf die Unterschiede zwischen berechneter und tatsächlicher Brennstoffmenge der thermischen Zone zurückgeführt (siehe Abschnitt 4.4).

Ein Vergleich der U^{235} -Werte, die mit leerem bzw. mit Corematerial gefülltem Zentralelement gemessen wurden (Tab.8), zeigt, daß der jeweilige Beladungszustand des Reaktors auf dem Wege über das Normierungsintegral F in Gl.(4.5) die erhaltenen Reaktivitätswerte stark beeinflusst. Um zu beladungsunabhängigen Aussagen über die Energieabhängigkeit von ϕ_i und ϕ_i^+ am Probenort zu gelangen, sollen daher im folgenden nur noch die Verhältnisse ρ/ρ^{25} der Reaktivitätswerte relativ zu U^{235} betrachtet werden, in die die Ortsabhängigkeit von ϕ_i und ϕ_i^+ bzw. das Normierungsintegral F nicht mehr direkt eingeht.

Die Verhältnisse ρ/ρ^{25} der gemessenen Reaktivitätswerte in Tab.14 und 15 weichen im allgemeinen wesentlich stärker von den Rechnungen ab, als dies bei den Spektralindizes der Fall war.

Abweichungen von weniger als 15% sind nur bei den Verhältnissen Ni/U^{235} und $\text{U}^{238}/\text{U}^{235}$ zu finden. Diese Verhältnisse hängen nicht sehr stark von der Form des Spektrums ab, da die Hauptbeiträge zu ρ im wesentlichen aus dem gleichen Energiebereich (4. bis 11. Gruppe) herrühren wie bei der Bezugssubstanz U^{235} .

Im Falle von B^{10} überwiegt der Absorptionsanteil ρ_a , zu dem die langsamen Neutronen relativ stärker beitragen als zum Spaltanteil des U^{235} (siehe Abb.33). Das gemessene $\text{B}^{10}/\text{U}^{235}$ -Verhältnis ist bei beiden Anordnungen um $\approx 30\%$ stärker negativ als nach der Rechnung. Dies weist auf ein weicherer Spektrum im Bereich niedriger Energien hin.

Bei den Streusubstanzen A1, C und H ergeben sich teilweise sehr große Diskrepanzen zur Rechnung, die sich nicht allein durch Abweichungen im Spektrum erklären lassen. Bei diesen Materialien überwiegt der Moderationsanteil ρ_m , dessen Gruppenbeiträge nach Gl.(4.5) der Änderung $(\phi_j^+ - \phi_i^+)$ des adjungierten Flusses proportional sind und damit Werte beiderlei Vorzeichens annehmen können, die sich z.B. im Falle von C weitgehend gegenseitig kompensieren, so daß kleine Änderungen in der Energieabhängigkeit von ϕ_i , ϕ_i^+ und $\sigma_{i \rightarrow j}$ eine große Auswirkung auf die resultierenden Reaktivitätswerte haben können.

Dies wird illustriert in Abb.34, wo für C und H die Gruppenbeiträge zu ρ_m als Funktion der Energie dargestellt sind, und zwar für Rechnungen nach dem ABN- und dem KFK-Satz. Der Unterschied zwischen den beiden Rechnungen ist auf die verschiedene Energieabhängigkeit des adjungierten Flusses wie auch auf den in Abschnitt 4.1 diskutierten Einfluß des Wichtungsspektrums auf den elastischen Bremsquerschnitt $\sigma_{i \rightarrow i+1}$ zurückzuführen.

Wie aus Tab.15 hervorgeht, werden bei Benutzung des KFK-Satzes mit der dem STARK-Spektrum besser entsprechenden Querschnittwichtung die Diskrepanzen zur Messung im allgemeinen verringert (insbesondere bei B^{10} , A1 und C), während bei H das Gegenteil zu beobachten ist. Der Einfluß der Wichtung reicht nicht aus, die bestehenden Abweichungen vollständig zu erklären.

Als mögliche Ursache der verbleibenden Abweichungen kommt noch der adjungierte Fluß ϕ_1^+ in Betracht, dessen Energieabhängigkeit sich besonders stark auf den Reaktivitätswert der Streusubstanzen auswirkt. Nach der Diffusionsrechnung ist im STARK das Minimum der Adjungierten bei ≈ 500 keV etwas tiefer ausgebildet als in der Einzonenanordnung; dies ist auf den flacheren Radialverlauf des Spaltneutronenwerts im Mehrzonensystem und die Energieabhängigkeit der freien Weglänge zurückzuführen. Um die gemessenen Reaktivitätswerte der Streusubstanzen zu erklären, müßte das Minimum von ϕ^+ noch stärker ausgeprägt sein als nach der Diffusionsrechnung.

Um diese Vermutung zu prüfen, wurden S_4 -Rechnungen an einem kugelsymmetrischen Modell des STARK (Ladung 4) ausgeführt. Abb.35 zeigt für diese Anordnung die relative Abweichung der Adjungierten ϕ^+ von derjenigen im Einzonensystem. Die Resultate der S_4 -Rechnung zeigen eine bis zu dreimal größere Abweichung vom Einzonensystem als nach der Diffusionsnäherung. Eine Änderung von ϕ^+ in Richtung auf die S_4 -Rechnung würde die Reaktivitätswerte von C und Al in Tab.15 stärker negativ, den des H dagegen stärker positiv machen und damit die Diskrepanzen verringern. Eine quantitative Untersuchung dieses Effekts ist jedoch zur Zeit noch nicht möglich, da das gegenwärtig verfügbare S_N -Programm für Zylindergeometrie den adjungierten Fluß nicht berechnet.

4.4 Integrale Reaktorparameter

In Tab.10 und 11 werden die gemessenen integralen Parameter des STARK mit den Ergebnissen der 26-Gruppenrechnungen verglichen. Bei diesem Vergleich sollen vor allem die ABN-Rechnungen 3/4-141 betrachtet werden, bei denen Geometrie und Materialzusammensetzung des STARK am genauesten berücksichtigt sind.

Die kritische Brennstoffmenge der thermischen Zone wurde in Abschnitt 2.1 bei einer Moderatortemperatur von 30°C gemessen. Um einen Vergleich mit den Rechnungen zu ermöglichen, wurde dieser Wert in Tab.10 und 11 unter Benutzung des gemessenen Temperaturkoeffizienten (Abschnitt 2.4.4) und des Reaktivitätswerts der Brennstoffplatten (Abschnitt 2.4.5) auf 20°C umgerechnet. Die berechneten kritischen Massen liegen für Ladung 4 um 12%, bei Ladung 3 um etwa 4% unter dem Meßwert, was einer Abweichung des berechneten vom gemessenen k_{eff} von +1,45 bzw. +0,72 %k entspricht; bei Ladung 2 betrug diese Abweichung nur + 0,4 %k. In Anbetracht der Näherungsannahmen bei der Behandlung der thermischen Zone $\sqrt{3}$ und der Unsicherheit im

angenommenen axialen Buckling wäre eine Abweichung von $+ 1,5 \% k$ noch als befriedigend anzusehen, wenn nicht der Unterschied zwischen Messung und Rechnung eine systematische Zunahme mit dem Leistungsanteil der schnellen Zone zeigte, die darauf hindeutet, daß die Kritikalität der schnellen Zone durch die ABN- wie auch die KFK-Rechnung um 1 bis 2% überschätzt wird.

Der Leistungsanteil γ_1 der schnellen Zone nimmt von Ladung 3 nach 4 auf Kosten der thermischen Zone stark zu, während der Leistungsanteil γ_2 des Natururanmantels annähernd konstant bleibt. Bei Ladung 3 stimmt der gemessene Leistungsanteil γ_1 verhältnismäßig gut mit der Rechnung überein; bei Ladung 4 liegt er um rund 17% unter der Rechnung, was zum Teil durch die Abweichung der Brennstoffmenge in der thermischen Zone bedingt ist. Entsprechendes gilt auch für den Wert der Spaltneutronen im schnellen Core, wie die Reaktivitätsmessungen mit U^{235} -Proben gezeigt haben (siehe Abschnitt 4.3).

Neben einem zu kleinen Leistungsanteil γ_1 wurde bei Ladung 4 auch ein im Vergleich zur Rechnung flacherer Radialverlauf der Reaktionsraten (siehe Abb.11, 17 und 18), d.h. ein kleineres radiales Buckling beobachtet. Beides weist darauf hin, daß die 26-Gruppenrechnung die Kritikalität der schnellen Zone von Ladung 4 überschätzt.

Die Ergebnisse der Messungen und Rechnungen zeigen, daß die kritische Brennstoffmenge m der thermischen Zone eng mit dem Leistungsanteil γ_1 der schnellen Zone korreliert ist. Der Zusammenhang beider Größen ist unter Berücksichtigung der Ergebnisse von Ladung 2 $\overline{[3]}$ in Abb.36 graphisch dargestellt. In den Rechnungen stellte sich heraus, daß die Verknüpfung von γ_1 und m praktisch unabhängig von der speziellen Materialzusammensetzung der schnellen Zone ist. Daher konnten die Einzelwerte der Ladungen 2 bis 4 durch Kurven verbunden werden, so daß eine Interpolation zwischen den drei Anordnungen möglich ist. Trotz der Abweichungen zwischen den gemessenen und berechneten Einzelwerten stimmen die entsprechenden Kurven recht gut miteinander überein.

Auch die gemessenen Reaktivitätswerte zeigen in Tab.10 und 11, insbesondere bei Ladung 3, im allgemeinen eine befriedigende Übereinstimmung mit der Rechnung. Der Wert des mit Corematerial gefüllten Zentralelements wurde nach der Störungstheorie 1. Ordnung berechnet. Der Wert des B_4C -Abschaltstabes S_4 (Abb.1) ergab sich aus einer Reaktorrechnung mit zentraler B_4C -Zone und einer anschließenden Umrechnung mit Hilfe der störungstheoretischen Radialabhängigkeit. Der Reaktivitätswert einer äußeren Brennstoffplatte wurde schließlich aus der bei der Radieniteration gefundenen Abhängigkeit des k_{eff} von der Dicke der thermischen Zone erhalten.

Größere Abweichungen von der Messung ergaben sich für den H_2O -Voidkoeffizienten, der nach einer Störungsrechnung für das homogenisierte thermische Core erhalten wurde. Die Ursache der Diskrepanz ist in der Vernachlässigung der Plattenstruktur der thermischen Brennelemente zu suchen.

Im oberen Teil der Abb.36 ist schließlich die Abhängigkeit einiger Reaktorparameter vom Leistungsanteil γ_1 der schnellen Zone dargestellt, wobei ebenfalls die Daten von Ladung 2 berücksichtigt wurden. Als Abszisse wurde statt γ_1 die damit verknüpfte Brennstoffmenge m in der thermischen Zone (bei $80^\circ C$) gewählt. Aufgetragen sind der in Abschnitt 2.4.2 gemessene Reaktivitätswert Δk einer einzelnen Abschaltplatte sowie die nach der Puls-methode gemessene Generationszeit Λ der prompten Neutronen. Beide Größen verringern sich mit wachsendem Reaktivitäts- bzw. Leistungsanteil der schnellen Zone, d.h. mit abnehmender Brennstoffmenge in der thermischen Zone. Die gemessene Abhängigkeit des Reaktivitätswerts Δk einer Einzelplatte von der Reaktorbeladung ist etwas stärker ausgeprägt als nach der Störungsrechnung für einen rein thermischen Absorber; für die Abschaltwirkung von Gruppen mehrerer gleichzeitig eingefahrener Platten ergibt sich (wegen der gegenseitigen Abschirmung) eine noch stärkere Abhängigkeit vom Beladungszustand (Tab.6).

4.5 Schlußfolgerungen

Die Untersuchungen an den STARK-Ladungen 3 und 4 haben gezeigt, daß die wichtigsten reaktorphysikalischen Eigenschaften dieser Anordnungen durch eindimensionale Diffusionsrechnungen mit dem 26-Gruppen-ABN-Satz in ihren Grundzügen richtig beschrieben werden.

Spektralindex-Messungen wie auch Multigruppenrechnungen haben gezeigt, daß sich im Innenbereich der schnellen Zone ($r \lesssim 10$ cm) ein Neutronenspektrum ausbildet, das im Energiebereich $E \gtrsim 10$ keV dem Gleichgewichtsspektrum in einer schnellen kritischen Anordnung gleicher Materialzusammensetzung sehr nahe kommt. Im Energiebereich unterhalb ≈ 1 keV, wo infolge Eindringens langsamer Neutronen aus der Treiberzone das STARK-Spektrum vom Gleichgewichtsspektrum abweicht, ergeben sich charakteristische Unterschiede zwischen Diffusions- und S_4 -Rechnung wie auch zwischen S_4 -Rechnung und Messung; die experimentellen Daten weisen auf ein im Vergleich zur Rechnung stärkeres Eindringen der langsamen Neutronen hin. Der Beitrag dieser Neutronen zu den Reaktionsraten im Zentrum der schnellen Zone ist jedoch vernachlässigbar klein.

Die Form des berechneten 26-Gruppenspektrums oberhalb 10 keV hängt merklich von der Art des Wichtungsspektrums bei der Bestimmung der Gruppenkonstanten ab, wie ein Vergleich von Rechnungen mit den ABN- und KFK-Querschnittssätzen ergab. Das gemessene Spektrum paßt im allgemeinen besser zur Rechnung mit dem ABN-Satz. Hier ist eine Verbesserung der Rechnung durch Einführung einer größeren Gruppenzahl bzw. durch eine Querschnittwichtung mit dem STARK-Spektrum anzustreben.

Die integralen Parameter, wie kritische Masse, Neutronenlebensdauer, Reaktivitätswert von Abschaltplatten etc., stimmen im Rahmen der Unsicherheiten des benutzten Modells mit den 26-Gruppenrechnungen überein. Der Einfluß des Wichtungsspektrums ist hier gering.

Bei den im Corezentrum gemessenen Reaktivitätswerten von Materialproben ergaben sich, insbesondere für die Streusubstanzen Al, C und H, zum Teil erhebliche Abweichungen von den Rechnungen. Der Einfluß des benutzten Wichtungsspektrums ist hier besonders groß, jedoch lassen sich dadurch nicht alle Diskrepanzen erklären. Die Meßwerte von Al, C und H deuten darauf hin, daß die Energieabhängigkeit des adjungierten Flusses von der Diffusionsrechnung abweicht. Erste Modellrechnungen mit der S_4 -Näherung bestätigen qualitativ diese Vermutung.

An Hand der Rechnungen läßt sich feststellen, daß die Diskrepanzen in den Probenwerten eine Folge der kleinen Abmessungen der schnellen Zone sind und nicht so sehr darauf beruhen, daß hier eine thermische Treiberzone verwendet wurde. Es zeigt sich also, daß die Einstellung des asymptotischen Neutronenspektrums leichter zu verwirklichen ist als eine ent-

sprechend gute Einstellung des adjungierten Flusses. Um eine befriedigende Voraussage der Probenwerte im STARK zu ermöglichen, müßte eine S_N -Störungsrechnung bei gleichzeitiger Verbesserung der Querschnittwichtung eingesetzt werden.

Wir danken der Betriebsgruppe des STARK für die Hilfe und Unterstützung während der experimentellen Arbeiten sowie Fräulein R. Kurmis für die numerische Auswertung von experimentellen Daten und Multigruppenrechnungen.

Literatur

- [1] MEISTER, H., et al., Sicherheitsbericht für den gekoppelten schnellthermischen Argonaut-Reaktor Karlsruhe (STARK), Fassung März 1964, unveröffentlicht
- [2] BRÜCKNER, Chr., G.KUSSMAUL, H.MEISTER, D.STEGEMANN, Die Ladung 1 (Natururanladung) des schnellthermischen Argonaut-Reaktors Karlsruhe, STARK, unveröffentlicht
- [3] BARLEON, L., A.BAYER, Chr.BRÜCKNER, K.BURKART, D.KUHN, G.KUSSMAUL, H.MEISTER, D.STEGEMANN, Untersuchungen an der Ladung 2 des Schnellthermischen Argonaut-Reaktors STARK, KFK-592 (1967)
- [4] MEISTER, H., K.H.BECKURTS, W.HÄFELE, W.H.KÖHLER, and K.OTT, The Karlsruhe Fast-Thermal Argonaut-Reactor Concept, KFK-217, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1964)
- [5] BLANK, K.H., H.SEUFERT, An Automatic Sample Changer with a Special Changing Method for γ - and γ - γ -Active Sources, Nuclear Instruments and Methods, Vol.46, 1966, No.1
- [6] BAYER, A., H.SEUFERT, and D.STEGEMANN, Special Experimental Techniques Developed Recently for Application in Fast Zero Power Assemblies, KFK-474 (1966)
- [7] BENJAMIN, P.W., et al., The Use of a Gas-Filled Spherical Proportional Counter for Neutron Spectrum Measurements in a Zero Energy Fast Reactor, AWRE Report No. NR 2/64 (1964)
- [8] BENNETT, E.F., Neutron Spectrum Measurements in a Fast Critical Assembly, ANL, RPD-EPM Memo No.50 (1965)
- [9] EYRICH, W. and A.SCHMIDT, Two Compact High-Intensity Pulse Neutron Sources, KFK-304 and IAEA-Proceedings on Pulsed Neutron Research, Vol.II, 589-608 (1965)
- [10] GARELIS, E. and J.L.RUSSELL, Jr., Theory of Pulsed Neutron Source Measurements, Nucl. Sc. Eng. 16, 263-270 (1963)
- [11] EDELMANN, M., G.KUSSMAUL, H.MEISTER, D.STEGEMANN, and W.VÄTH, Pulsed Source and Noise Measurements on the STARK Reactor at Karlsruhe, KFK-303, and IAEA-Proceedings on Pulsed Neutron Research, Vol.II, 799-824 (1965)
- [12] ABAGJAN, L.P., N.O.BAZ ZJANC, I.I.BONDARENKO, and M.N.NIKOLAEV, Gruppenkonstanten schneller und intermediärer Neutronen für die Berechnung von Kernreaktoren, KFK-tr-144, Übersetzung des Kernforschungszentrums Karlsruhe (1964)
- [13] KÜSTERS, H. and M.METZENROTH, The Influence of Some Important Group Constants on Integral Fast Reactor Quantities, Proceedings of the Conference on Safety Fuels and Core Design in Large Fast Power Reactors, ANL-7120, 423-433 (1965)
- [14] BACHMANN, H., et al., The Karlsruhe Nuclear Code System NUSYS, im Druck.

Tab.1 Teilchenzahlen pro cm^3 in den verschiedenen Zonen des STARK (Rechnung 3-141 bzw. 4-141)

Zone	1		2	3	4		5	6	7	
	schnelle Zone		Uran- mantel	Graphit + Tankwände	thermische Zone		Graphit	Luftspalt+ Tankwände	Graphit	
Ladung	3	4	3, 4	3, 4	3	4	3, 4	3, 4	3, 4	
äußerer Radius	18,6	18,6	24,2	30,5	40,43	37,74	44,74	48,74	84,74	cm
Al - 27	$7,762 \cdot 10^{21}$	$9,702 \cdot 10^{21}$		$9,264 \cdot 10^{21}$	$1,295 \cdot 10^{22}$	$1,343 \cdot 10^{22}$		$7,260 \cdot 10^{21}$.	cm^{-3}
C - 12				$4,922 \cdot 10^{22}$	$1,723 \cdot 10^{22}$	$1,468 \cdot 10^{22}$	$8,526 \cdot 10^{22}$	$4,289 \cdot 10^{22}$	$8,526 \cdot 10^{22}$	cm^{-3}
Cr - 52	$1,271 \cdot 10^{21}$	$1,271 \cdot 10^{21}$								cm^{-3}
Fe - 56	$4,180 \cdot 10^{21}$	$4,180 \cdot 10^{21}$								cm^{-3}
H - 1				$3,680 \cdot 10^{20}$	$3,592 \cdot 10^{22}$	$3,726 \cdot 10^{22}$		$5,267 \cdot 10^{20}$		cm^{-3}
Ni - 59	$1,175 \cdot 10^{21}$	$1,140 \cdot 10^{21}$								cm^{-3}
O - 16	$1,164 \cdot 10^{22}$	$1,455 \cdot 10^{22}$			$1,931 \cdot 10^{22}$	$2,003 \cdot 10^{22}$				cm^{-3}
U - 235	$3,417 \cdot 10^{21}$	$4,197 \cdot 10^{21}$	$3,437 \cdot 10^{20}$		$1,0116 \cdot 10^{20}$	$1,0495 \cdot 10^{20}$				cm^{-3}
U - 238	$2,940 \cdot 10^{22}$	$2,657 \cdot 10^{22}$	$4,739 \cdot 10^{22}$		$4,042 \cdot 10^{20}$	$4,193 \cdot 10^{20}$				cm^{-3}

Tab.4 Leistungsanteile der Reaktorzonen

Ladung:	Leistungsanteil in z-Richtung integriert			Leistungsanteil in der Coremittelebene				
		3	4		3		4	
		Messung	Messung		Messung	Rechnung 3-141	Messung	Rechnung 4-141
schnelle Zone:	L_1 / L	19,5 %	29,9 %	$\gamma_1 = l_1 / 1$	19,7 %	21,34 %	31,0 %	37,41 %
Core, U^{235}	L_{1C}^{25} / L	14,9 %	23,6 %	$l_1^{25} / 1$	15,4 %	16,79 %	25,0 %	30,32 %
Core, U^{238}	L_{1C}^{28} / L	4,1 %	5,6 %	$l_1^{28} / 1$	4,3 %	4,55 %	6,0 %	7,09 %
Blanket, U^{235}	L_{1B}^{25} / L	0,1 %	0,2 %	-				
Blanket, U^{238}	L_{1B}^{28} / L	0,4 %	0,5 %	-				
Uranmantel:	L_2 / L	12,5 %	13,1 %	$\gamma_2 = l_2 / 1$	10,7 %	10,73 %	11,5 %	12,08 %
Uranmantel, U^{235}	L_2^{25} / L	7,5 %	8,0 %	$l_2^{25} / 1$	6,2 %	6,30 %	6,6 %	6,77 %
Uranmantel, U^{238}	L_2^{28} / L	5,0 %	5,1 %	$l_2^{28} / 1$	4,5 %	4,43 %	4,9 %	5,31 %
thermische Zone:	L_4 / L	68,0 %	57,0 %	$\gamma_4 = l_4 / 1$	69,6 %	67,93 %	57,5 %	50,51 %
U^{235} , thermisch	L_{4th}^{25} / L	62,7 %	53,0 %	$l_{4th}^{25} / 1$	64,0 %	61,78 %	53,3 %	45,82 %
U^{235} , epithermisch	L_{4ep}^{25} / L	5,3 %	4,0 %	$l_{4ep}^{25} / 1$	5,6 %	6,15 %	4,2 %	4,69 %
Gesamtleistung:	L	9,4 Watt	8,3 Watt	-				

Tab.5 Aktivitätsverhältnis C_o/C_i (äußere zu innere Folie) bei Messungen mit Indium-Sandwiches in Ladung 4

Flächenbelegung	Radialposition r	C_o/C_i (Messung)	C_o/C_i (26-Gr.-Rechnung)	exp.Fluß bei 1,46 eV
				ber.Fluß bei 1,46 eV
3 · 11,3 mg/cm ²	0	1,038 ± 0,020	1,001	-
3 · 87,7 mg/cm ²	0	1,012 ± 0,020	1,000	-
3 · 89,0 mg/cm ²	16,2 cm	1,396 ± 0,020	1,147	6,9

Tab.6 Reaktivitätswerte der Regel- und Sicherheitsplatten

Platten	Ladung 3		Ladung 4	
	Reaktivitäts- wert (§)	Wert pro Platte (§)	Reaktivitäts- wert (§)	Wert pro Platte (§)
R ₁	- 0,46	-	- 0,323	-
R ₂	- 0,427	-	- 0,312	-
R ₃	- 0,50	-	- 0,360	-
3 Platten	- 1,48	- 0,493	- 1,05	- 0,350
6 Platten	- 3,14	- 0,523	- 1,84	- 0,307
12 Platten	- 4,8	- 0,40	- 2,90	- 0,242
S ₄	- 0,818	-	- 1,70	-

Tab.7 Reaktivitätswerte axial ausgedehnter Proben im schnellen Core des STARK

	Pos.	r (cm)	Reaktivitätswert Δk (%k)					
			Ladung 3			Ladung 4		
			Messung	Diff.-Rechng. 3-030 P	Störungs- rechnung 3-141	Messung	Diff.-Rechng. 4-030 P	Störungs- rechnung 4-141
CH ₂ -Einsatz (Austausch gegen Corematerial)	19	0	+1,76 ± 0,15	+ 1,02	+ 0,0749	+2,60 ± 0,25	+ 1,28	+ 0,526
	25	7,65	+1,53 ± 0,12		+ 0,0371	-		+ 0,424
	30	15,30	+0,58 ± 0,04		- 0,2004	-		- 0,0485
Brennstoffhalter mit Corematerial (Austausch gegen Leerelement)	19	0	+0,213± 0,008	-	+ 0,230	+0,483±0,015	-	+ 0,711
	25	7,65	+0,207± 0,008		+ 0,218	+0,438±0,015		+ 0,650
	30	15,30	+0,182± 0,008		+ 0,186	+0,336±0,015		+ 0,498
Brennstoffhalter mit U _{nat} (gegen Corematerial)	19	0	-0,328± 0,02	-	- 0,406	-	-	- 0,992
Abschaltstab S ₄ mit B ₄ C gefüllt (gegen Corematerial)	19	0	-	- 0,638	- 0,763	-	- 1,472	- 1,773
	6	10,8	-0,605± 0,010	- 0,638	- 0,730	-1,24 ±0,02	- 1,174	- 1,410

Tab.8 Ergebnisse der Pile-Oszillatormessungen und Vergleich mit den Störungsrechnungen 3-141 und 4-141.
Zahlenwerte der Messungen und Rechnungen in Einheiten $\Delta k/10^{30}$ Atome bzw. $\Delta k/10^{30}$ Moleküle.

Material	Proben- gewicht (g)	Ladung 3		Ladung 4			
		Meßwerte Kanal leer	Rechnung	Meßwerte Kanal leer	Meßwerte mit Al-Füllung	Meßwerte mit Corematerial- füllung	Rechnung
Al	40,66 ¹⁾	- 11,9 \pm 0,15	- 7,62	- 18,6 \pm 0,2	- 13,46 \pm 0,2	- 13,44 \pm 0,2	- 11,70
B ¹⁰	1,593	-386 \pm 2	- 419,3	- 715 \pm 3	- 741 \pm 3	- 821 \pm 3	- 882,1
C	22,04	- 12,1 \pm 0,15	- 4,50	- 14,7 \pm 0,15	- 9,83 \pm 0,15	- 9,55 \pm 0,15	- 1,02
Fe	77,14	-	- 11,33	- 22,8 \pm 0,3	- 17,4 \pm 0,3	- 19,5 \pm 0,3	- 21,06
Ni	123,8	-	- 18,11	- 32,1 \pm 0,3	- 26,6 \pm 0,3	- 28,8 \pm 0,3	- 36,47
U ²³⁵ ³⁾	-	+639 \pm 3	+ 899,9	+1115 \pm 5	+1169 \pm 5	+1298 \pm 5	+1764,2
U ²³⁸ ³⁾	-	- 48,8 \pm 0,3	- 51,66	- 80,8 \pm 0,5	- 74,8 \pm 0,5	- 77,4 \pm 0,5	- 91,42
Ti	62,49	-	-	- 20,5 \pm 0,2	-	-	-
Cu	87,81	-	-	- 37,8 \pm 0,4	-	-	-
B ₄ C	33,1	-	- 334,15	- 675 \pm 2	-	-	- 669,5
CH ₂	Extrap. ²⁾	+ 46,3 \pm 0,5	+ 61,68	+ 169 \pm 2	+ 202 \pm 2	+ 221 \pm 2	+ 271,3
U(19,7 %)	Extrap. ²⁾	+ 88,1 \pm 0,5	+ 135,98	+ 157,5 \pm 1	+ 176,6 \pm 1	+ 200,6 \pm 1	+ 274,51
U _{nat}	Extrap. ²⁾	- 43,9 \pm 0,3	- 44,88	- 72,2 \pm 0,5	- 65,0 \pm 0,5	- 66,9 \pm 0,5	- 78,20

1) Bei Beladung 4: 34,76 g.

2) Die Meßwerte wurden durch Extrapolation auf verschwindende Probengröße gewonnen (s. Abb.27).

3) Die Werte wurden aus den Messungen von U (19,7 %) und U_{nat} errechnet.

Tab.9 Aufstellung der durchgeführten Rechnungen

Rechng. Nr.	Anordnung	Rechenprogramm	Näherung	Querschnitts-satz	Corehöhe Heff	f-Faktoren bei Temperatur T		k _{eff}
<u>Ladung 3:</u>								
3-141	STARK, normal beladen	NUSYS	Diff.	ABN	84 cm	T = 300° K	+)	1,0000 (RI)
3-130	STARK, normal beladen	NUSYS	Diff.	ABN	82 cm	T = 900° K		1,0000 (RI)
3-141 E	Einzonen-System	NUSYS	Diff.	ABN	84 cm	T = 300° K		1,0000 (RI)
3-030	STARK, normal beladen	MGP	Diff.	ABN	82 cm	T = 900° K	+)	1,0000 (RI)
3-030 H ₂ O	STARK, mit H ₂ O-Einsatz auf Zentralposition	MGP	Diff.	ABN	82 cm	T = 900° K	+)	1,01028
3-030 B	STARK, mit B ₄ C-Einsatz auf Zentralposition	MGP	Diff.	ABN	82 cm	T = 900° K	+)	0,99362
<u>Ladung 4:</u>								
4-141	STARK, normal beladen	NUSYS	Diff.	ABN	84 cm	T = 300° K	+)	1,0000 (RI)
4-141 K	STARK, normal beladen	NUSYS	Diff.	KFK	84 cm	T = 300° K		1,0000 (RI)
4-141 E	Einzonen-System	NUSYS	Diff.	ABN	84 cm	T = 300° K		1,0000 (RI)
4-130	STARK, normal beladen	NUSYS	Diff.	ABN	82 cm	T = 900° K		1,0000 (RI)
4-120	STARK, normal beladen	NUSYS	S - 4	ABN	82 cm	T = 900° K		1,00547
4-130 E	Einzonen-System	NUSYS	Diff.	ABN	82 cm	T = 900° K		1,0000 (RI)
4-030	STARK, normal beladen	MGP	Diff.	ABN	82 cm	T = 900° K	+)	1,0000 (RI)
4-030 H ₂ O	STARK, mit H ₂ O-Einsatz auf Zentralposition	MGP	Diff.	ABN	82 cm	T = 900° K	+)	1,01293
4-030 B	STARK, mit B ₄ C-Einsatz auf Zentralposition	MGP	Diff.	ABN	82 cm	T = 900° K	+)	0,98528

+) Teilchenzahlen in Zone 1 gegenüber Tab.1 um den Faktor 0,99 kleiner, Cr und Ni durch Fe ersetzt (N_{Fe} = 6,042 · 10²¹ Kerne/cm³).

RI = Radieniteration an der 4. Zone.

Tab.10 Reaktorparameter des STARK, Ladung 3

	Messung	Rechnung 3-141 ABN; $H_{\text{eff}} = 84 \text{ cm}$	Rechnung 3-130 ABN; $H_{\text{eff}} = 82 \text{ cm}$	
Kritikalitätsdaten:				
Brennstoffmenge, schnelle Zone	87,23			kg U ²³⁵
Anreicherung, schnelle Zone	10,30	10,30	10,30	Gew. %
Brennstoffmenge, thermische Zone (20°C)	5,56 \pm 0,03	5,328	5,829	kg U ²³⁵
Abweichung in k_{eff} (Rechnung - Messung)		+ 0,72	- 0,86	% k
Leistungsanteile:				
γ_1 (schnelle Zone)	20,0 \pm 0,8	21,34	19,42	%
γ_2 (Uranmantel)	10,2 \pm 1,0	10,73	10,07	%
Reaktivitätsanteile:				
α_1 (schnelle Zone)	-	27,77	24,95	%
α_2 (Uranmantel)	-	11,84	11,14	%
Reaktivitätswerte, schnelle Zone:				
Corematerial gegen leer (Pos.19)	+0,213 \pm 0,008	+ 0,230	+ 0,203	% k
Abschaltstab S ₄	-0,60 \pm 0,010	-	- 0,64	% k
Reaktivitätswerte, thermische Zone:				
Wert einer äußeren Brennstoffplatte	+0,067 \pm 0,004	+ 0,0618	+ 0,0653	% k
Voidkoeffizient	-0,114 \pm 0,010	- 0,147	- 0,165	%k/% Void
Temperaturänderung 80 \rightarrow 20°C	+0,625 \pm 0,02	-	-	% k
Wert einer Abschaltplatte	-0,340 \pm 0,01	-	-	% k
Kinetische Parameter:				
Generationszeit Λ	0,94 \pm 0,01	0,916	0,902	$\times 10^{-4} \text{ sec}$
Anteil der verzögerten Neutronen				
$\beta_{\text{eff}}^{25} / \beta_{\text{eff}}$	-	0,797	0,813	
$\beta_{\text{eff}}^{28} / \beta_{\text{eff}}$	-	0,203	0,187	
β_{eff}	-	7,370	7,380	$\times 10^{-3}$

Tab.11 Reaktorparameter des STARK, Ladung 4

	Messung	Rechnung 4-141 ABN; $H_{eff} = 84$ cm	Rechnung 4-130 ABN; $H_{eff} = 82$ cm	Rechnung 4-141 K KFK; $H_{eff} = 84$ cm	
Kritikalitätsdaten:					
Brennstoffmenge, schnelle Zone	106,90				kg U ²³⁵
Anreicherung, schnelle Zone	13,50	13,50	13,50	13,50	Gew. %
Brennstoffmenge, thermische Zone (20°C)	4,43 \pm 0,03	3,877	4,429	3,892	kg U ²³⁵
Abweichung in k_{eff} (Rechnung - Messung)		+1,45	-0,01		% k
Leistungsanteile:					
γ_1 (schnelle Zone)	31,1 \pm 1,2	37,41	33,49	37,34	%
γ_2 (Uranmantel)	10,9 \pm 1,0	12,08	11,36	11,59	%
Reaktivitätsanteile:					
α_1 (schnelle Zone)	-	54,45	49,24	54,55	%
α_2 (Uranmantel)	-	12,02	11,75	11,63	%
Reaktivitätswerte, schnelle Zone:					
Corematerial gegen leer (Pos.19)	+0,483 \pm 0,015	+0,711	+0,627	+0,710	% k
Abschaltstab S ₄	-1,24 \pm 0,02	-	-1,17	-	% k
Reaktivitätswerte, thermische Zone:					
Wert einer äußeren Brennstoffplatte	+0,051 \pm 0,004	0,050	+0,0545	0,050	% k
Voidkoeffizient	-0,076 \pm 0,007	0,0840	-0,103	0,0856	% k / % Void
Temperaturänderung 80 \rightarrow 20°C	+0,394 \pm 0,01	-	-	-	% k
Wert einer Abschaltplatte	-0,242 \pm 0,01	-	-	-	% k
Kinetische Parameter:					
Generationszeit	0,75 \pm 0,01	0,630	0,655	0,586	$\times 10^{-4}$ sec
Anteile der verzögerten Neutronen					
$\beta_{eff}^{25} / \beta_{eff}$	-	0,698	0,718	-	
$\beta_{eff}^{28} / \beta_{eff}$	-	0,302	0,282	-	
β_{eff}	-	7,271	7,282	-	$\times 10^{-3}$

Tab.12 Spaltratenverhältnisse σ^x/σ^y im Zentrum der schnellen Zone von Ladung 3

Verhältnis	Messung ¹⁾		26-Gruppenrechnung ²⁾			Messung Rechnung 3-141
	zylindrische Kammer	Parallelplatten- kammer	3-141	3-130	3-141 E	
Th ²³² /U ²³⁵	0,00785	-	0,00668	0,00674	0,00664	1,175
U ²³⁸ /U ²³⁵	0,0351	-	0,03395	0,03427	0,003377	1,034
Np ²³⁷ /U ²³⁵	0,336	-	0,2529	0,2541	0,2513	1,329
U ²³³ /U ²³⁵	-	-	1,490	1,490	1,489	-
Pu ²³⁹ /U ²³⁵	1,054	-	1,108	1,110	1,107	0,951
Th ²³² /U ²³⁸	0,224	-	0,1966	0,1968	0,1967	1,139
Np ²³⁷ /U ²³⁸	9,57	-	7,450	7,43	7,441	1,285

1) Relativer statistischer Fehler < 2%

2) siehe Tab.9

Tab.13 Spaltratenverhältnisse σ^x/σ^y im Zentrum der schnellen Zone von Ladung 4

Verhältnis	Messung 1)		26-Gruppenrechnung 2)				Messung Rechnung 4-141
	zylindrische Kammer	Parallelplatten- kammer	4-141	4-130	4-141 E	4-141 K	
Th ²³² /U ²³⁵	0,00922	0,0087	0,00788	0,00793	0,00790	0,00749	1,170
U ²³⁸ /U ²³⁵	0,0408	0,0407	0,04002	0,04023	0,04010	0,03777	1,019
Np ²³⁷ /U ²³⁵	0,375	-	0,2769	0,2774	0,2775	0,2529	1,354
U ²³³ /U ²³⁵	-	1,525	1,492	1,492	1,492	1,515	1,022
Pu ²³⁹ /U ²³⁵	1,071	-	1,122	1,123	1,122	1,122	0,955
Th ²³² /U ²³⁸	0,226	0,215	0,1970	0,1971	0,1970	0,1982	1,147
Np ²³⁷ /U ²³⁸	9,18	-	6,920	6,89	6,920	6,696	1,327

1) Relativer statistischer Fehler < 2%

2) siehe Tab.9

Tab.14 Reaktivitätswert ρ/ρ^{25} pro Atom (bezogen auf U^{235}) im Zentrum der schnellen Zone der Ladung 3

Material	Messung ¹⁾	26-Gruppen-Störungsrechnung ³⁾			Messung Rechnung 3-141
		3-141	3-130	3-141 E	
Al	- 0,013	- 0,00846	- 0,00917	- 0,00817	1,537
B ¹⁰	- 0,60	- 0,466	- 0,454	- 0,469	1,288
C	- 0,014	- 0,00500	- 0,00645	- 0,00456	2,800
Fe	-	- 0,01260	- 0,01290	- 0,01233	-
Ni	-	- 0,02012	- 0,02036	- 0,01994	-
U ²³⁸	- 0,065	- 0,0574	- 0,0594	- 0,0574	1,132
CH ₂	+ 0,090	+ 0,0685	- 0,00873	+ 0,0694	1,314
Reaktivitätswert ρ^{25} des U ²³⁵ [in Δk pro 10^{30} Atome]					
U ²³⁵	+ 639 ²⁾	+ 899,9	+ 828,8	(+ 1573,6)	0,710

1) Messung im leeren Zentralkanal, korrigiert nach Gl.(2.14) für Anisotropie-Effekt.

2) Messung im leeren Zentralkanal.

3) Siehe Tab.9.

Tab.15 Reaktivitätswert ρ/ρ^{25} pro Atom (bezogen auf U^{235}) im Zentrum der schnellen Zone der Ladung 4

Material	Messung 1)	26-Gruppen-Störungsrechnung 3)				Messung	Messung
		4-141	4-130	4-141 E	4-141 K	Rechnung 4-141	Rechnung 4-141 K
Al	- 0,0104	- 0,00663	- 0,00724	- 0,00644	- 0,00762	1,569	1,365
B ¹⁰	- 0,633	- 0,500	- 0,489	- 0,502	- 0,542	1,266	1,168
C	- 0,0073	- 0,00058	- 0,00186	- 0,00037	- 0,00326	12,59	2,239
Fe	- 0,0150	- 0,01194	- 0,01224	- 0,01171	- 0,01184	1,256	1,267
Ni	- 0,0222	- 0,02067	- 0,02084	- 0,02054	- 0,02500	1,074	0,888
U ²³⁸	- 0,0596	- 0,0518	- 0,0542	- 0,0513	- 0,0519	1,151	1,148
CH ₂	+ 0,170	+ 0,1538	+ 0,0857	+ 0,1502	+ 0,1365	1,105	1,245
Reaktivitätswert ρ^{25} des U ²³⁵ [in Δk pro 10^{30} Atome]							
U ²³⁵	+ 1298 1) + 1115 2)	+ 1764,2	+ 1619,6	(+ 2388,8)	1785,3	0,736 1) 0,632 2)	0,727 1) 0,625 2)

1) Messung im mit Corematerial gefüllten Zentralkanal

2) Messung im leeren Zentralkanal

3) siehe Tab.9

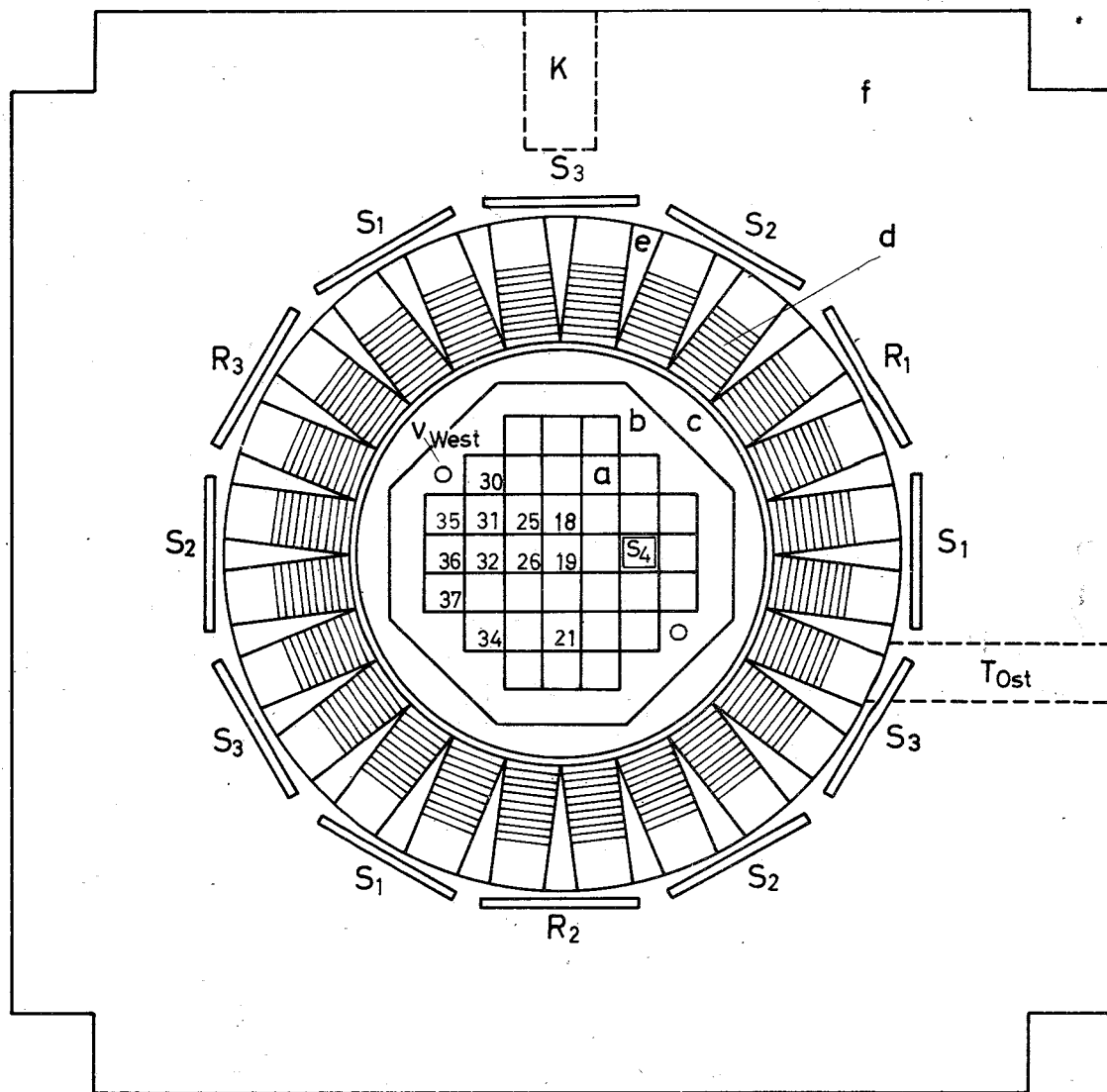


Abb.1 Schematischer Querschnitt durch den STARK

- a - schnelle Zone
- b - Natururanmantel
- c - Graphiteinsatz
- d - thermische Zone (Brennelemente)
- e - thermische Zone (Graphitfüllstücke)
- f - Graphitreflektor

19;25; ... Nummern der Meßpositionen bei den Spaltkammer- und Folienmessungen

R₁,R₂,R₃ - Regelplatten

S₁,S₂,S₃ - Sicherheitsplatten

S₄ - Abschaltstab in der schnellen Zone

V_{West} - Vertikalkanal im Uranmantel

K, T_{Ost} - Experimentierkanäle im Graphitreflektor

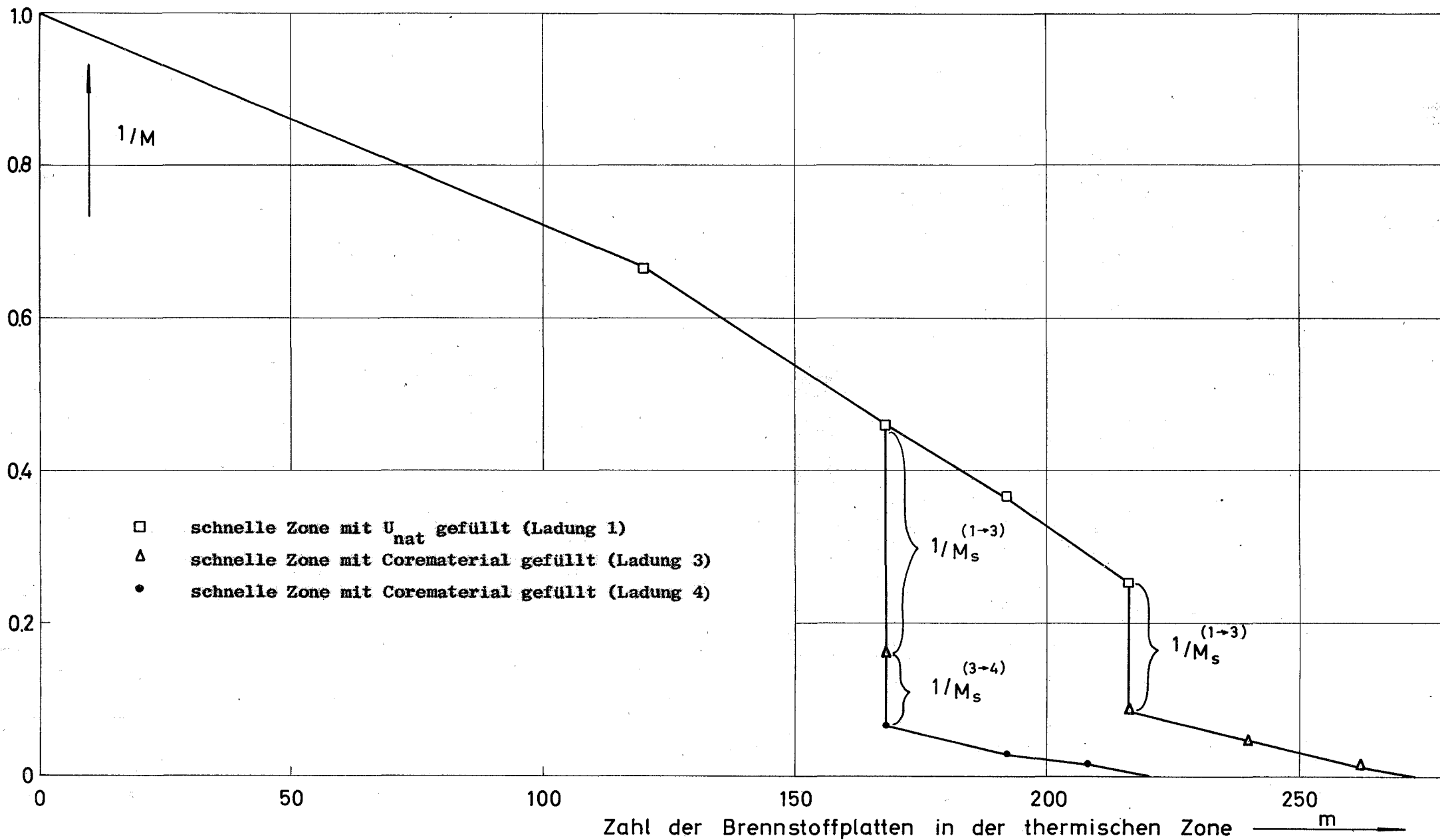


Abb.2 $1/M$ -Kurve beim Beladen der thermischen Zone, Messung mit Kanal III, alle Regel- und Sicherheitsplatten ausgefahren.

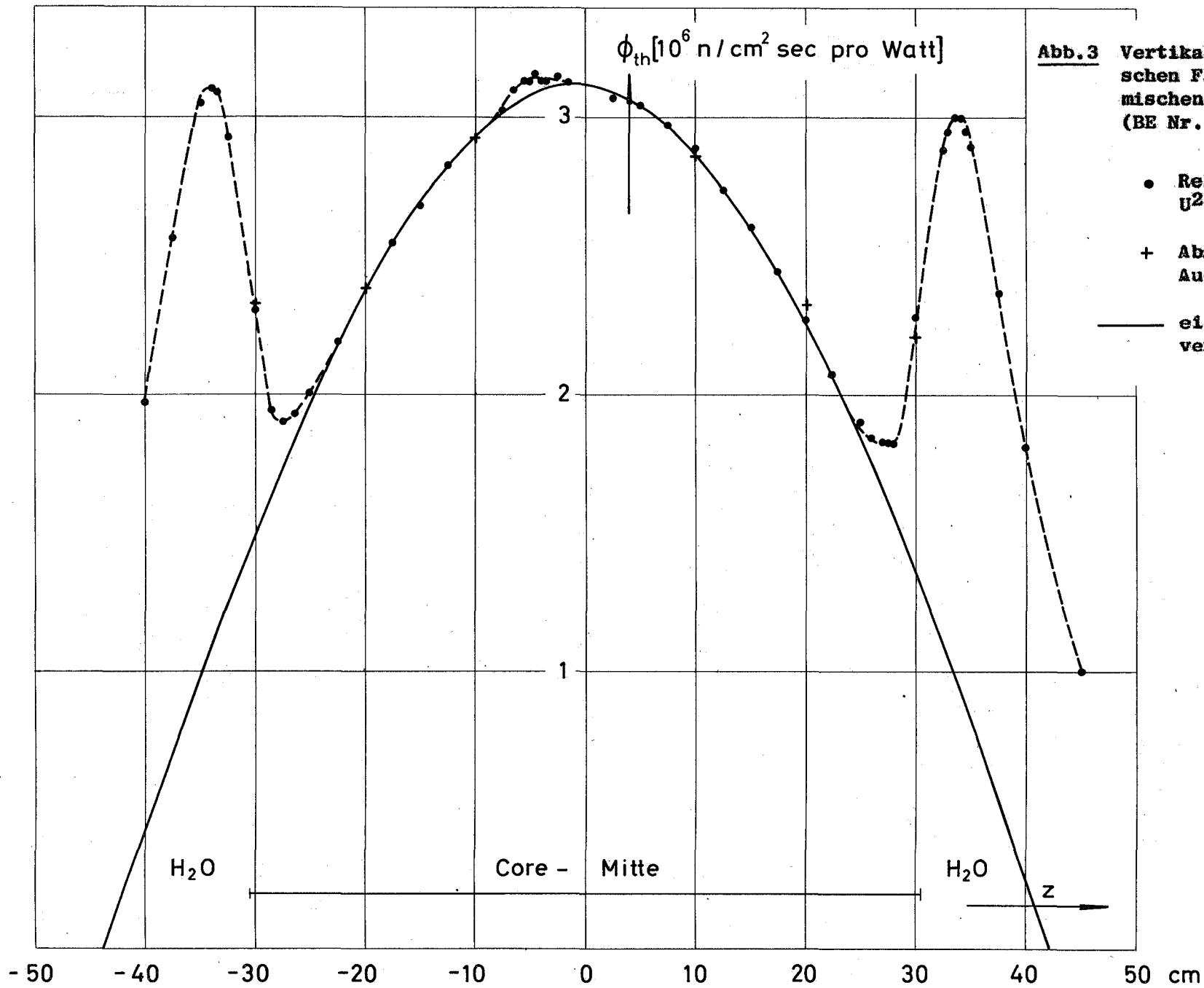


Abb.3 Vertikalverteilung des thermischen Flusses ϕ_{th} in der thermischen Zone von Ladung 4 (BE Nr.16, Pos.5/6)

- Relativmessung mit der ^{U235}-Nadelkammer
- + Absolutmessung mit Au-Cu-Folien
- eingepaßte Kosinusverteilung

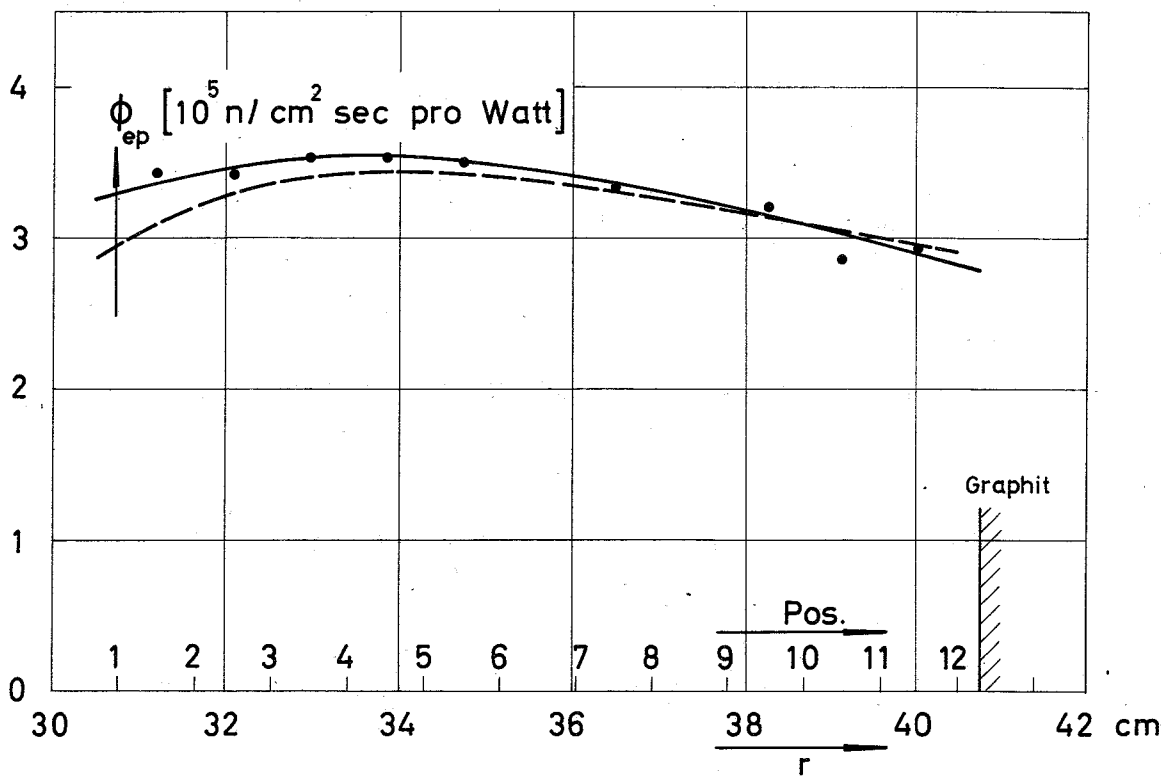
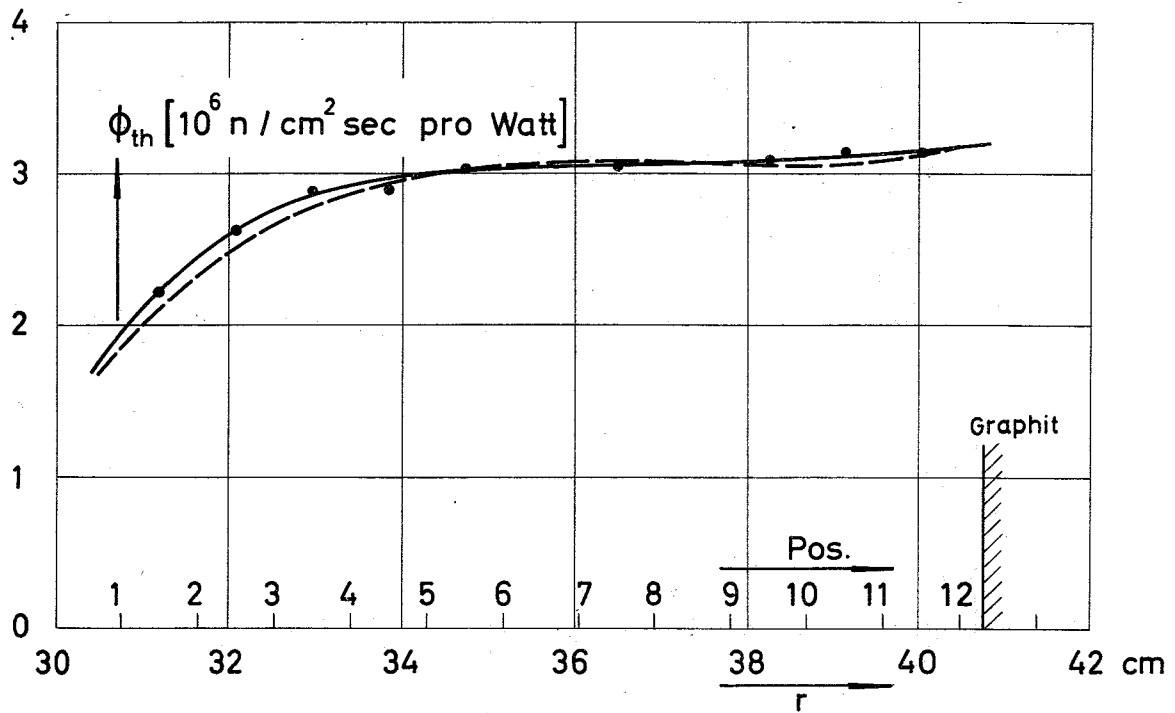


Abb.4 Radialverteilung des thermischen und epithermalen Flusses in der thermischen Zone, Ladung 3

- Messung mit Au-Cu-Folien
- — — 26-Gruppen-Diffusionsrechnung 3-141
(ϕ_{th} an Messung angepaßt bei $r = 34,8 \text{ cm}$)

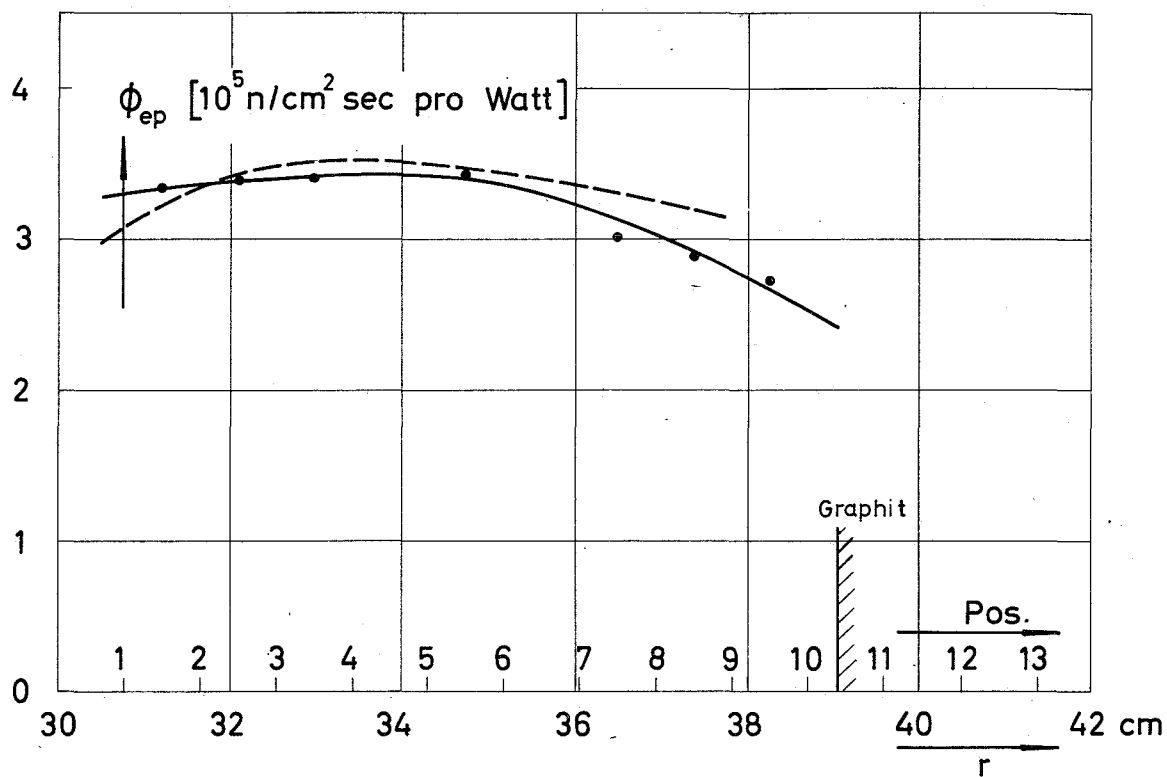
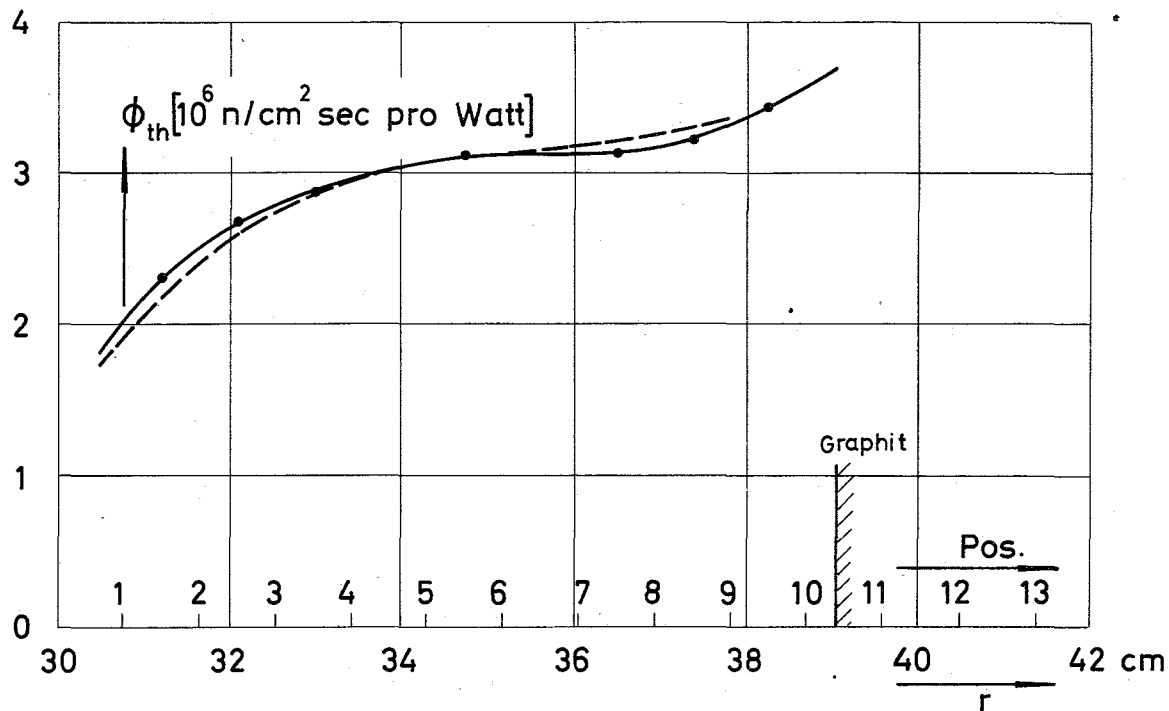


Abb.5 Radialverteilung des thermischen und epithermischen Flusses in der thermischen Zone, Ladung 4

- Messung mit Au-Cu-Folien
- 26-Gruppen-Diffusionsrechnung 4-141
(ϕ_{th} an Messung angepaßt bei $r = 34,8$ cm)

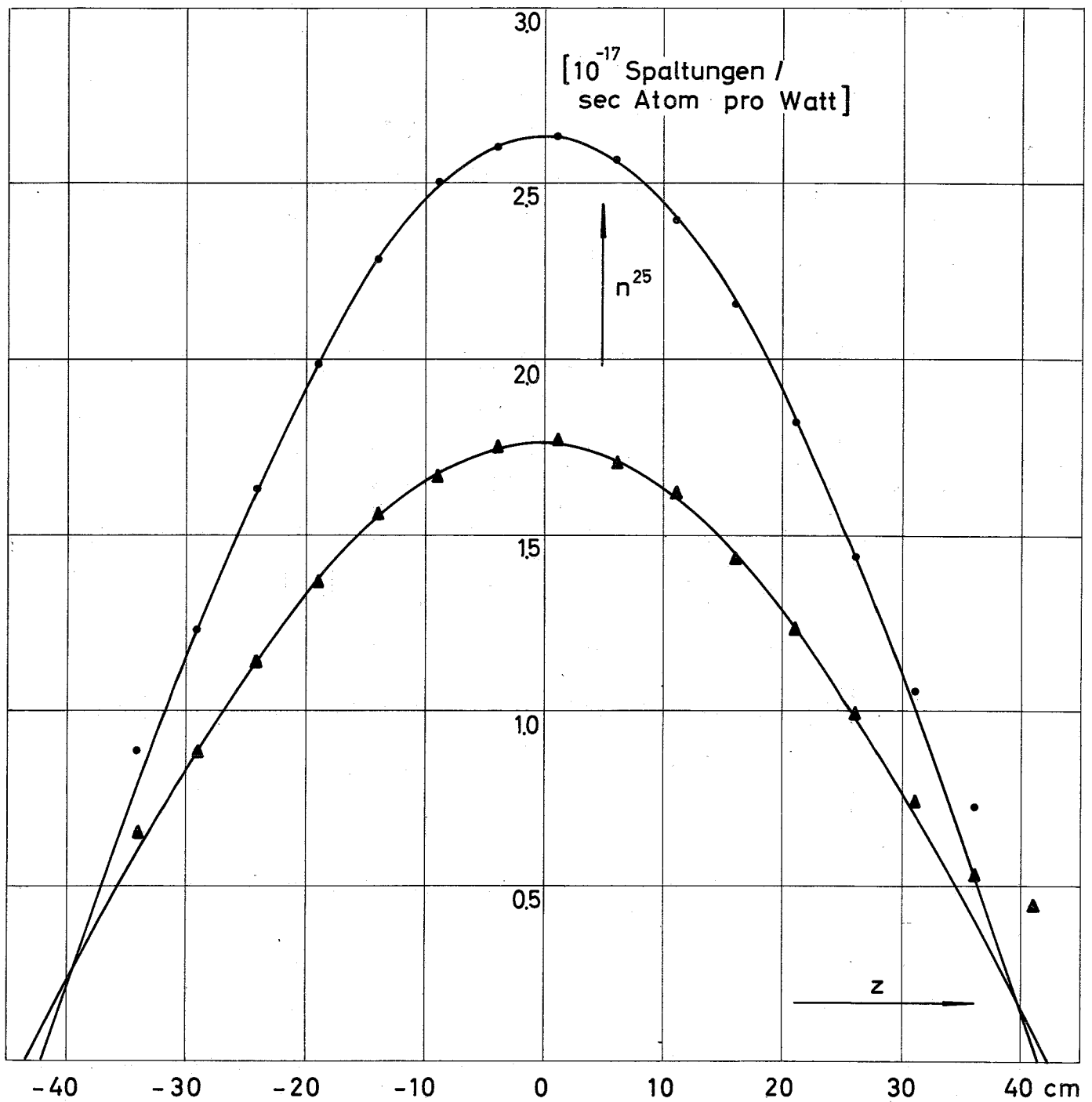


Abb.6 Mit Spaltkammer gemessene Axialverteilung der U²³⁵-Spaltrate in Position 19 der schnellen Zone

- ▲ Messung Ladung 3
- Messung Ladung 4
- eingepaßte Kosinusverteilung

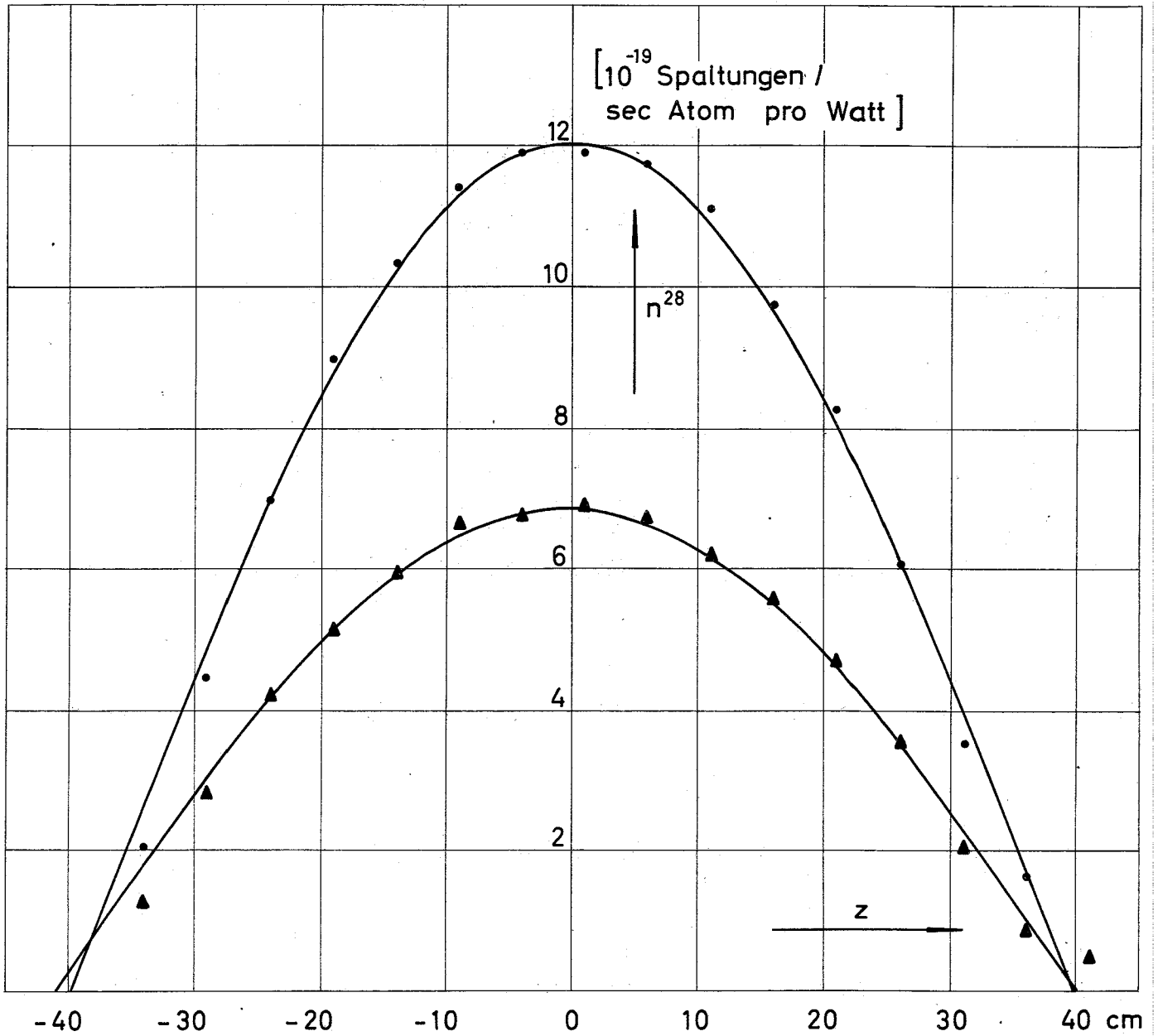
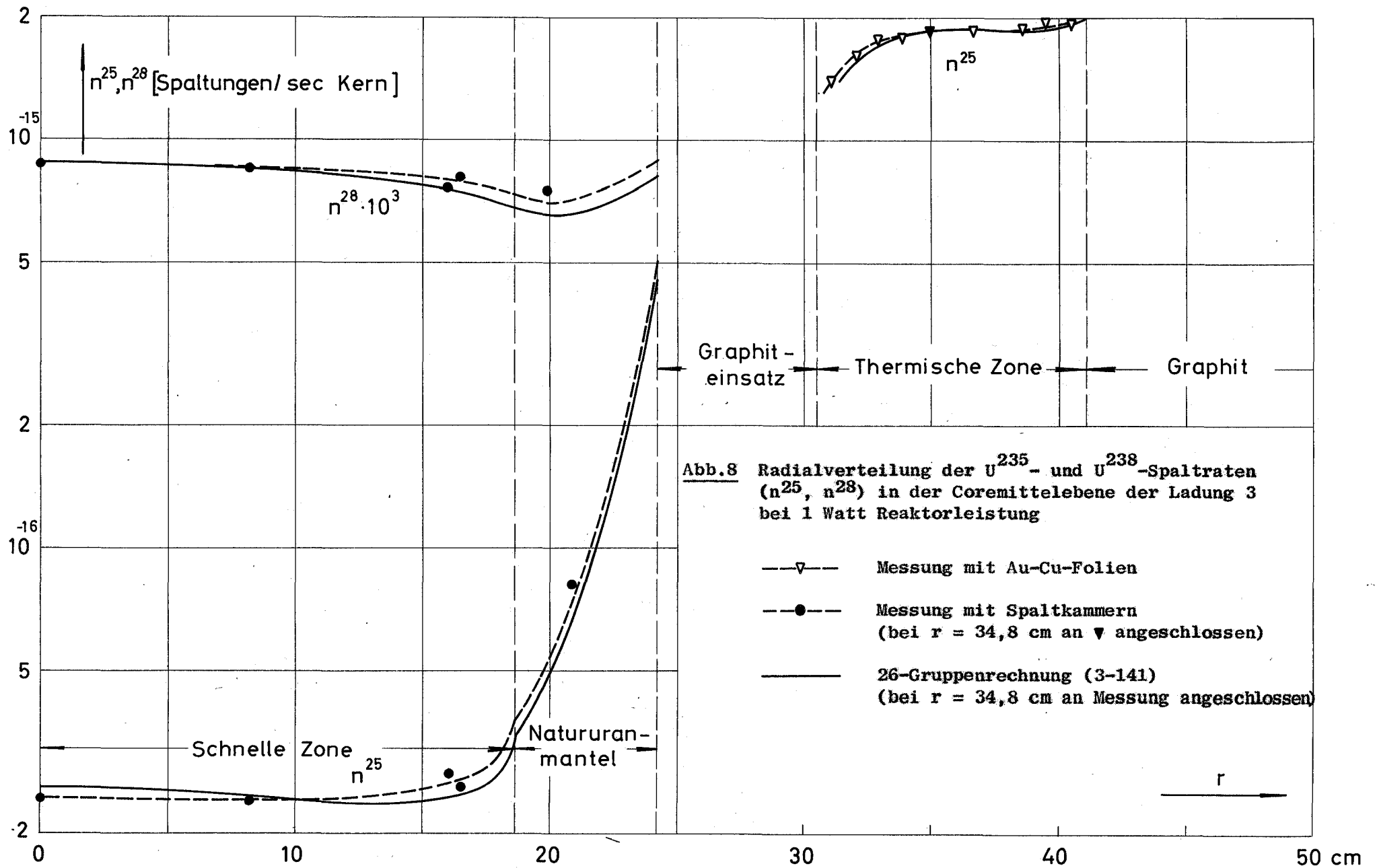


Abb.7 Mit Spaltkammer gemessene Axialverteilung der U²³⁸-Spaltrate in Position 19 der schnellen Zone

- ▲ Messung Ladung 3
- Messung Ladung 4
- eingepaßte Kosinusverteilung



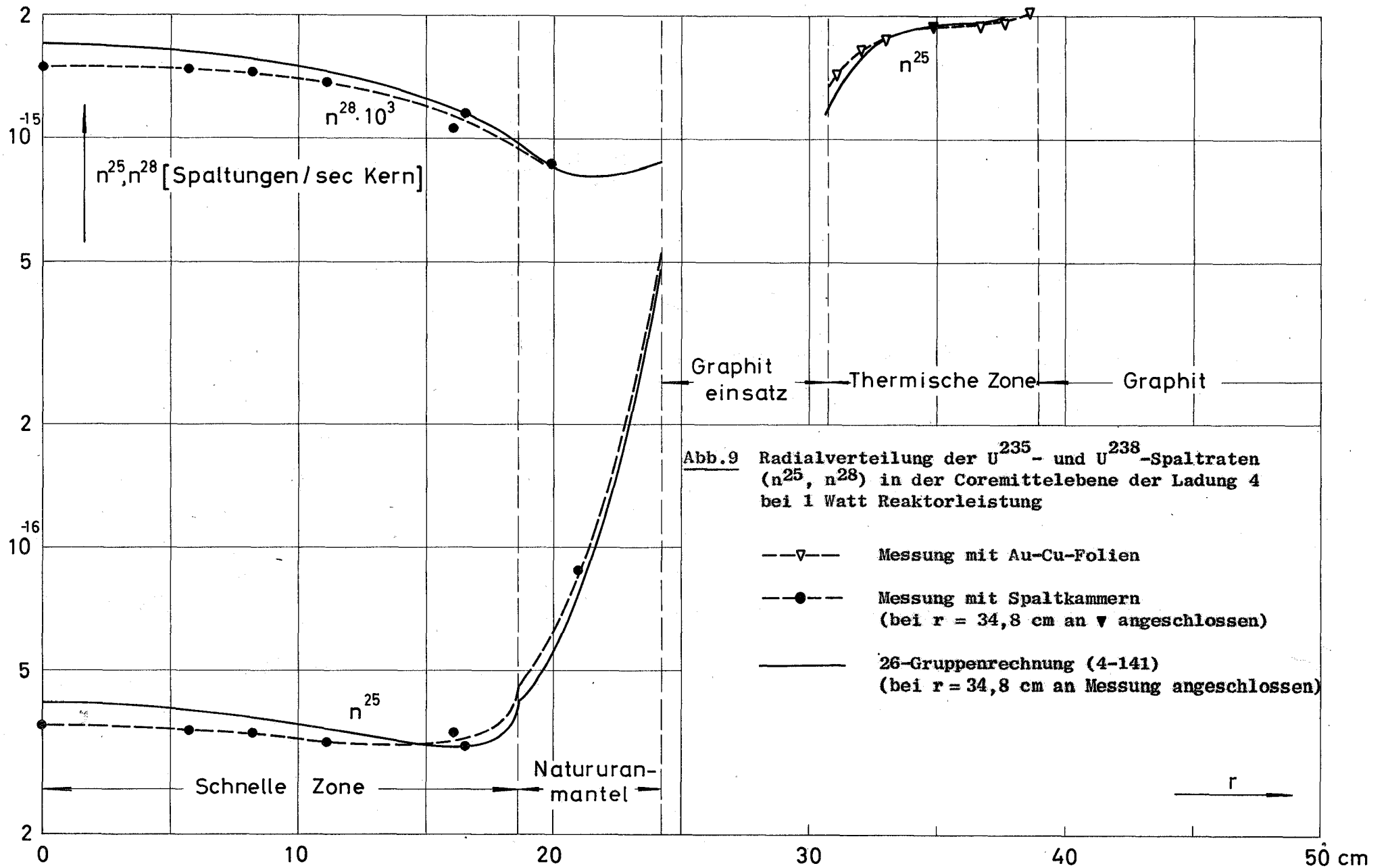
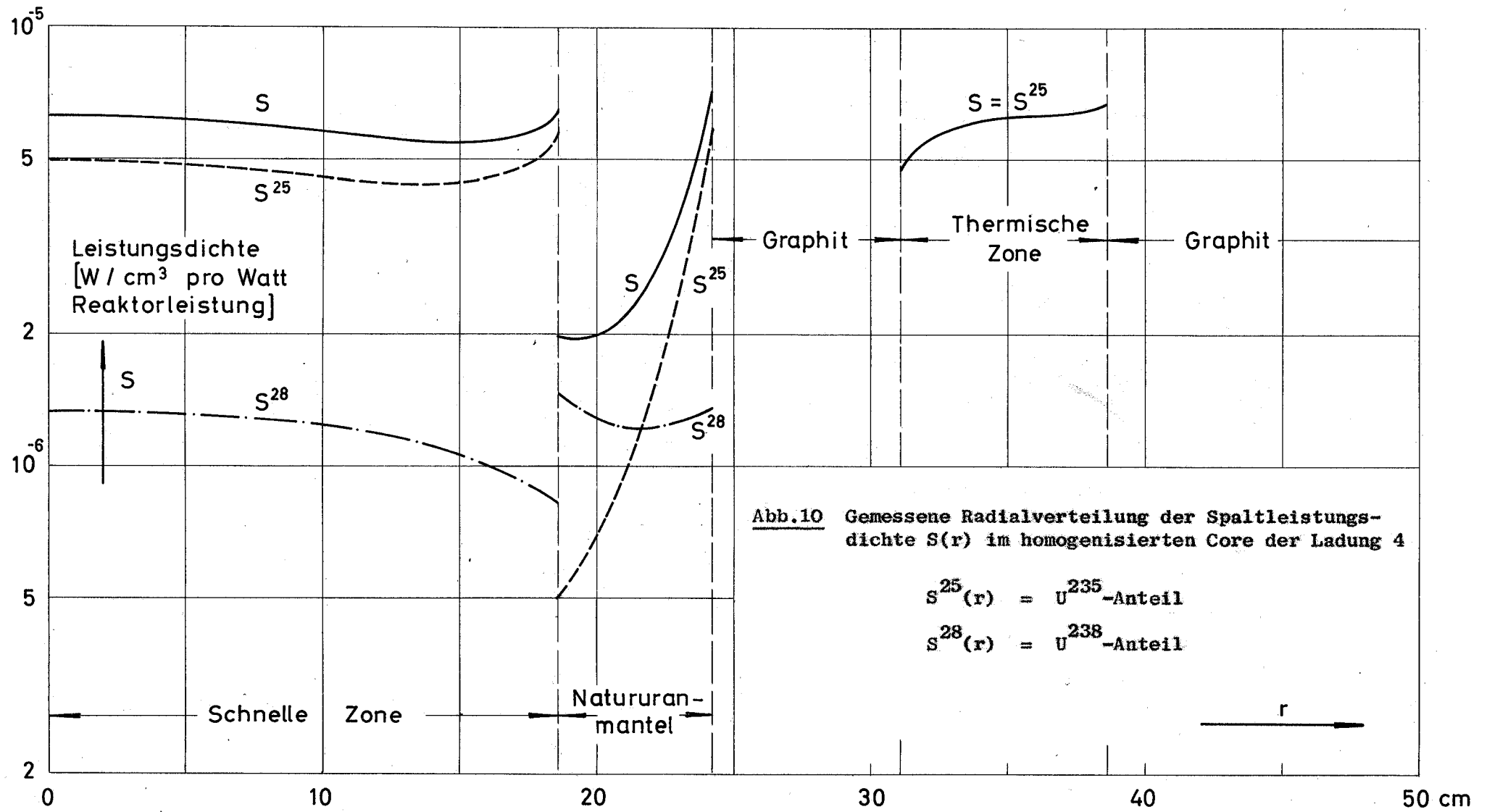


Abb.9 Radialverteilung der U^{235} - und U^{238} -Spaltraten (n^{25} , n^{28}) in der Coremittelebene der Ladung 4 bei 1 Watt Reaktorleistung

- ▽--- Messung mit Au-Cu-Folien
- Messung mit Spaltkammern (bei $r = 34,8$ cm an ▽ angeschlossen)
- 26-Gruppenrechnung (4-141) (bei $r = 34,8$ cm an Messung angeschlossen)



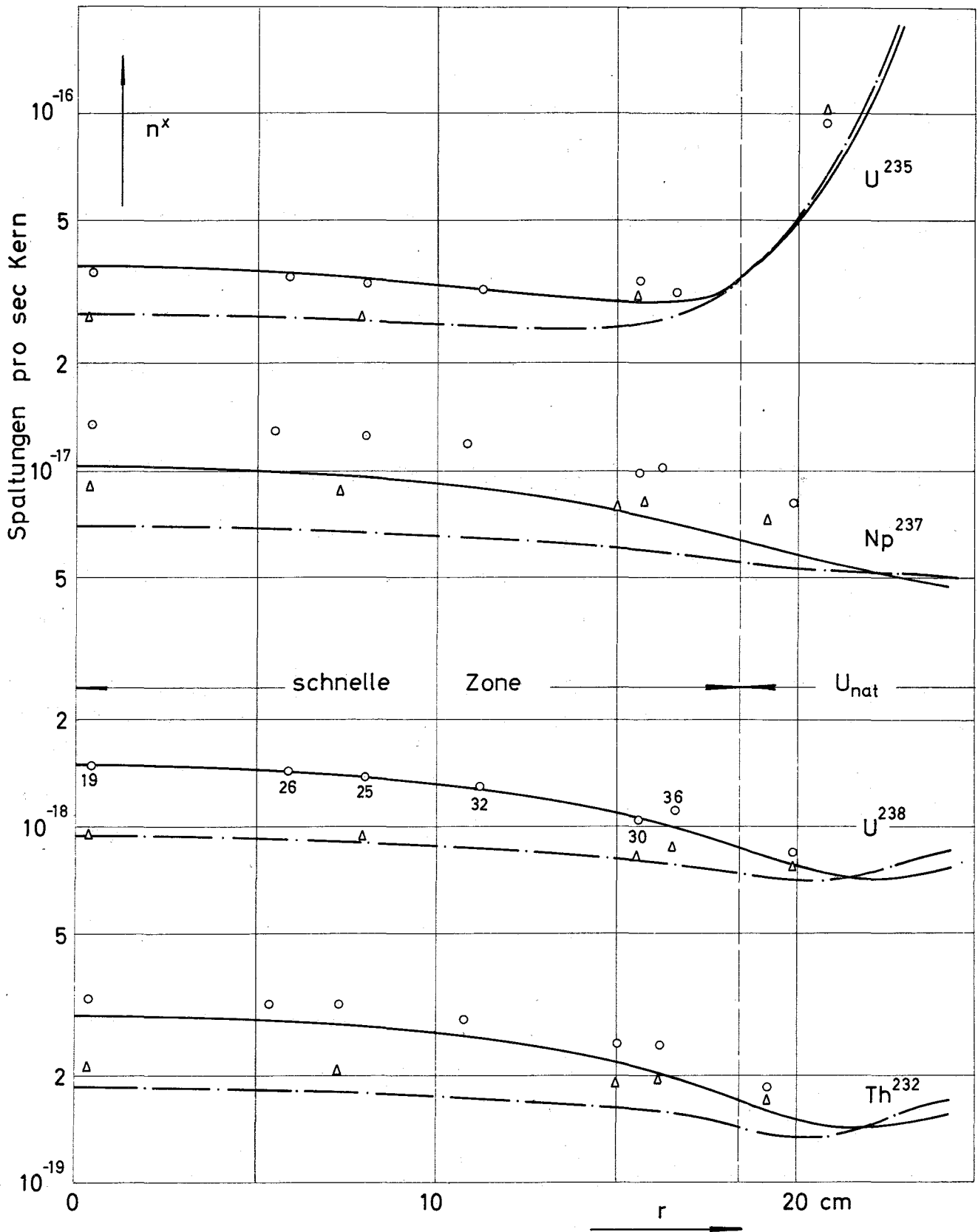


Abb.11 Radialverlauf der Spaltraten in der schnellen Zone von Ladung 3 und 4

- | | | | |
|-------|----------|---|---|
| △ | Ladung 3 | } | Messung mit zylindrischen Spaltkammern |
| ○ | Ladung 4 | | |
| - - - | Ladung 3 | } | 26-Gruppen-Diffusionsrechnung
(für U ²³⁸ bei r = 0 an Messung angepaßt) |
| — | Ladung 4 | | |

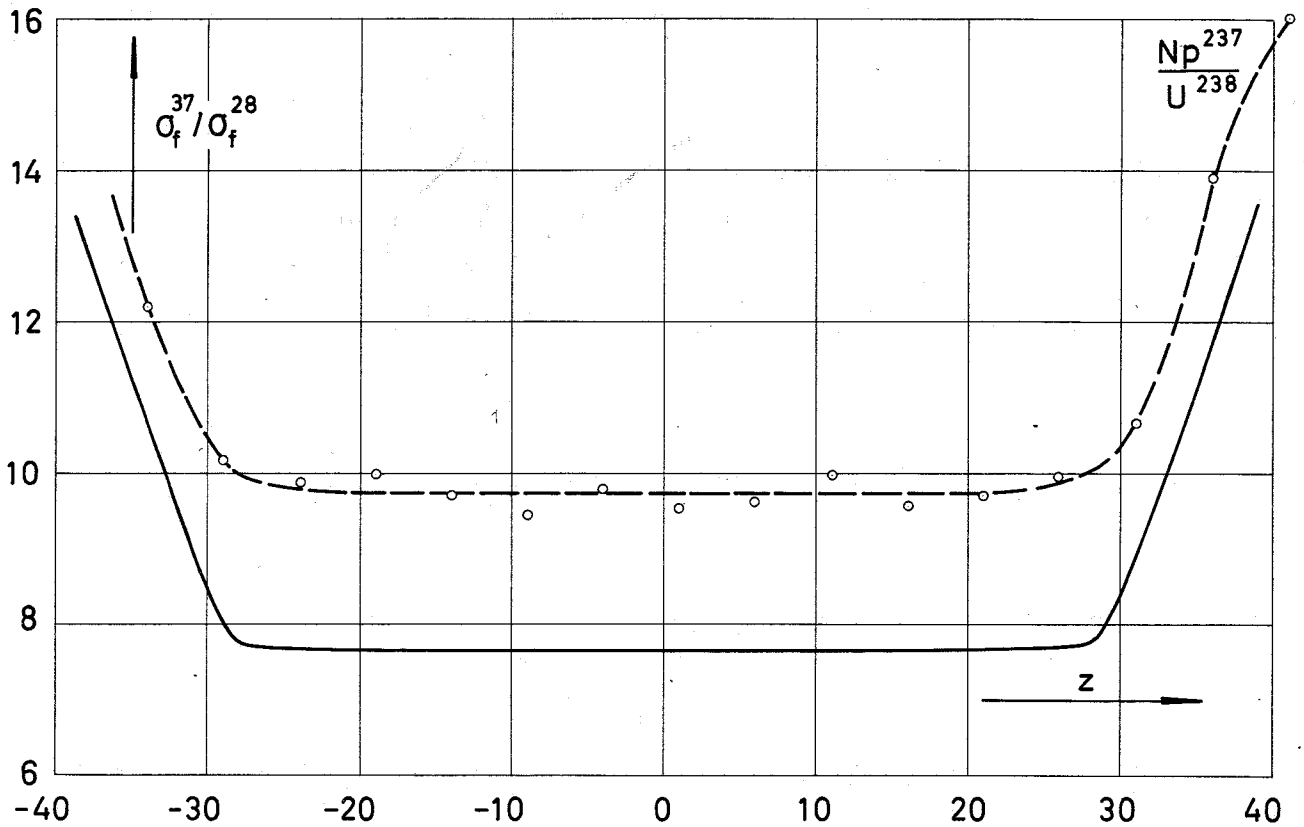
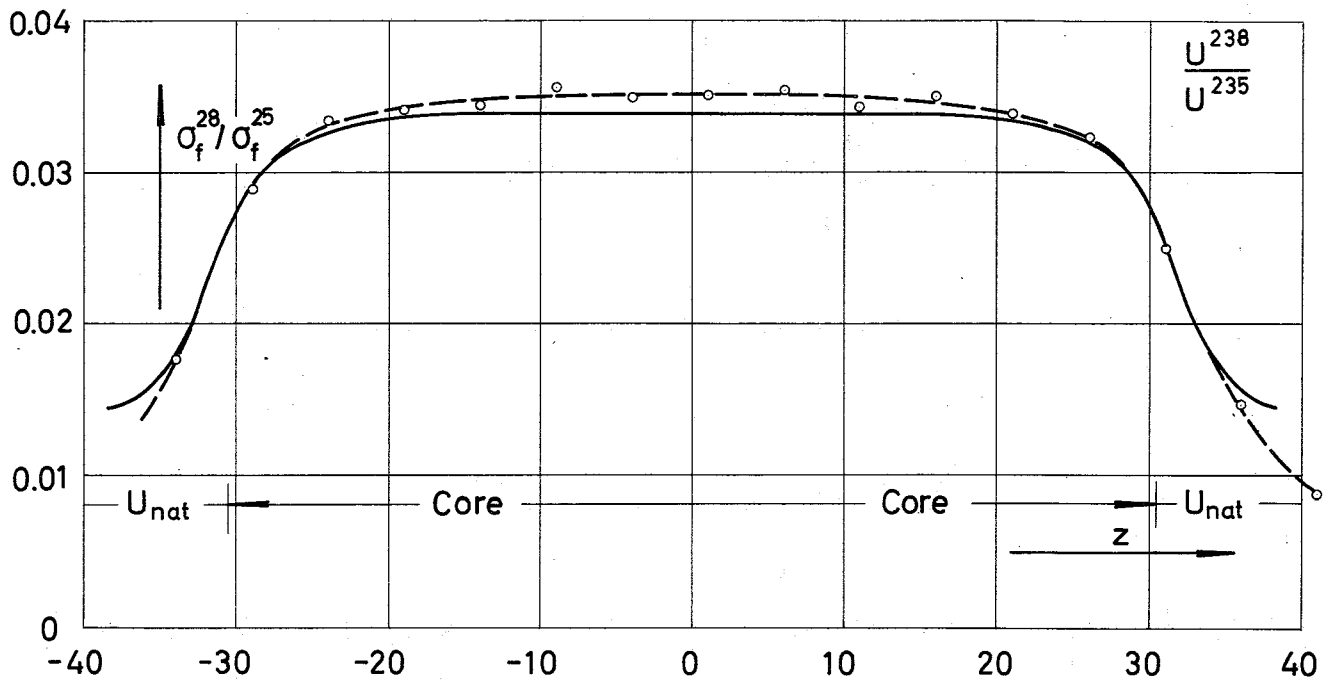


Abb.12 Axialverteilung von Spaltratenverhältnissen in der Zentralposition der schnellen Zone, Ladung 3

- o--- Spaltkammer-Messung
- axiale 26-Gruppen-Diffusionsrechnung mit ABN-Querschnittssatz

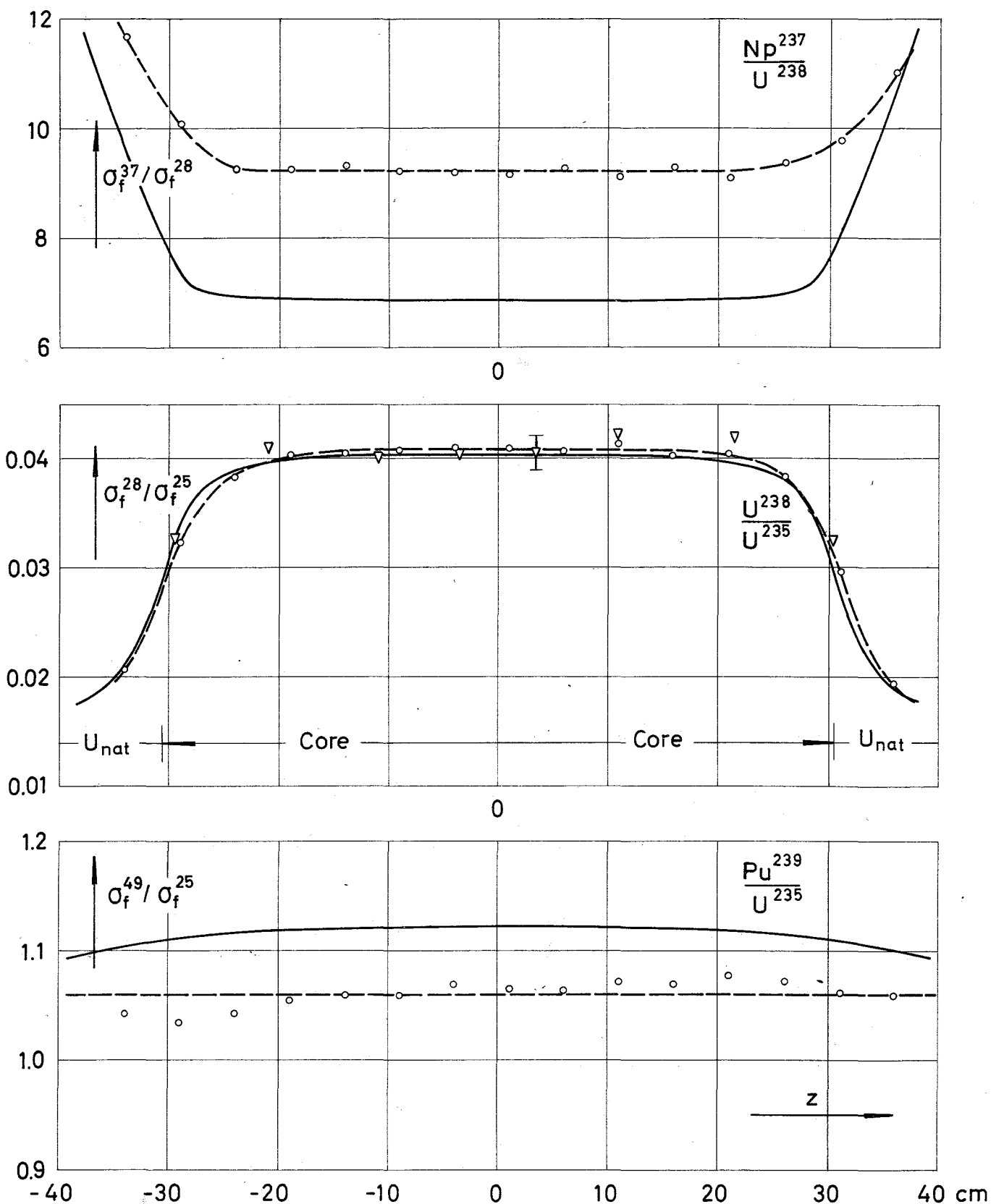


Abb.13 Axialverteilung von Spaltratenverhältnissen in der Zentralposition der schnellen Zone, Ladung 4

- Spaltkammer-Messung
- ▽ Messung mit Spaltfolien
- axiale 26-Gruppen-Diffusionsrechnung mit ABN-Querschnittssatz

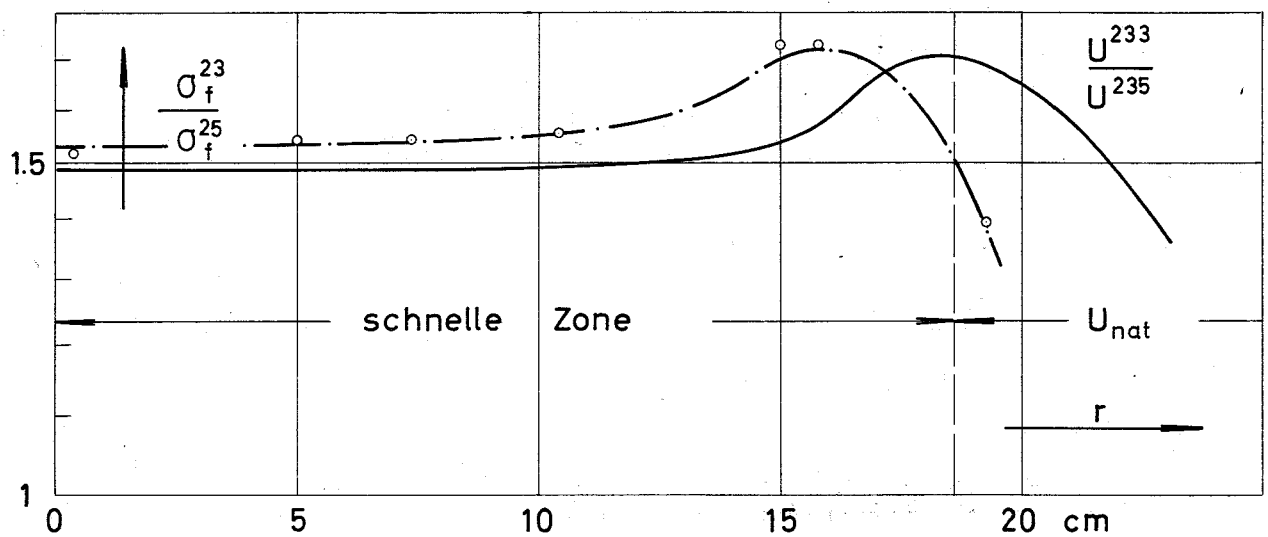
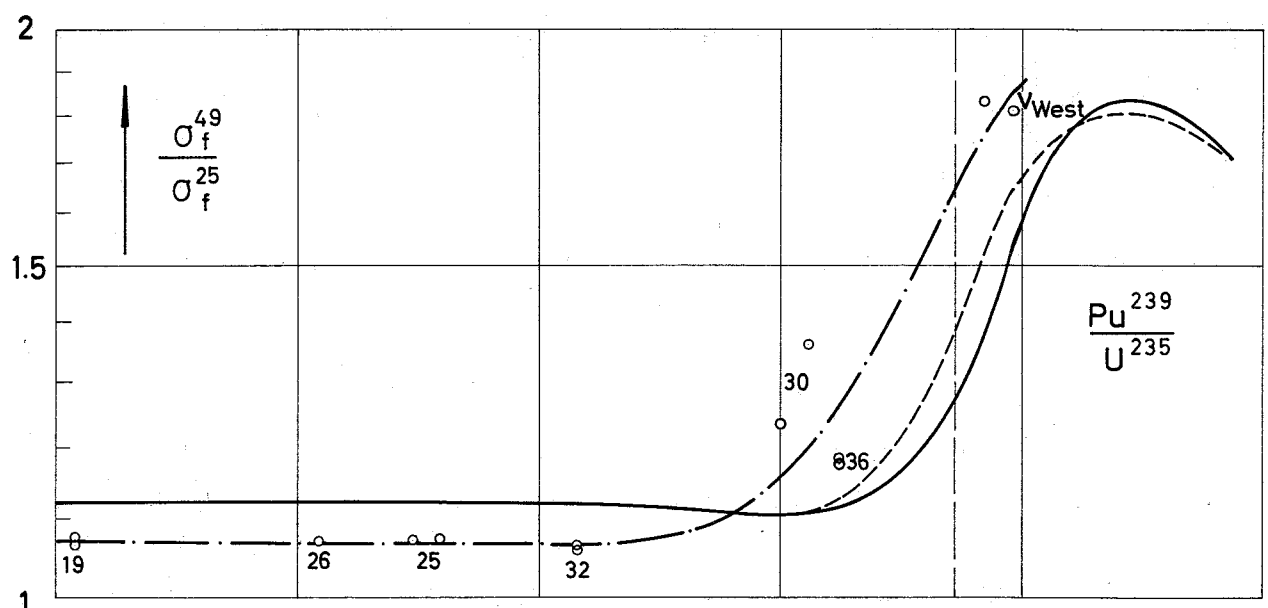
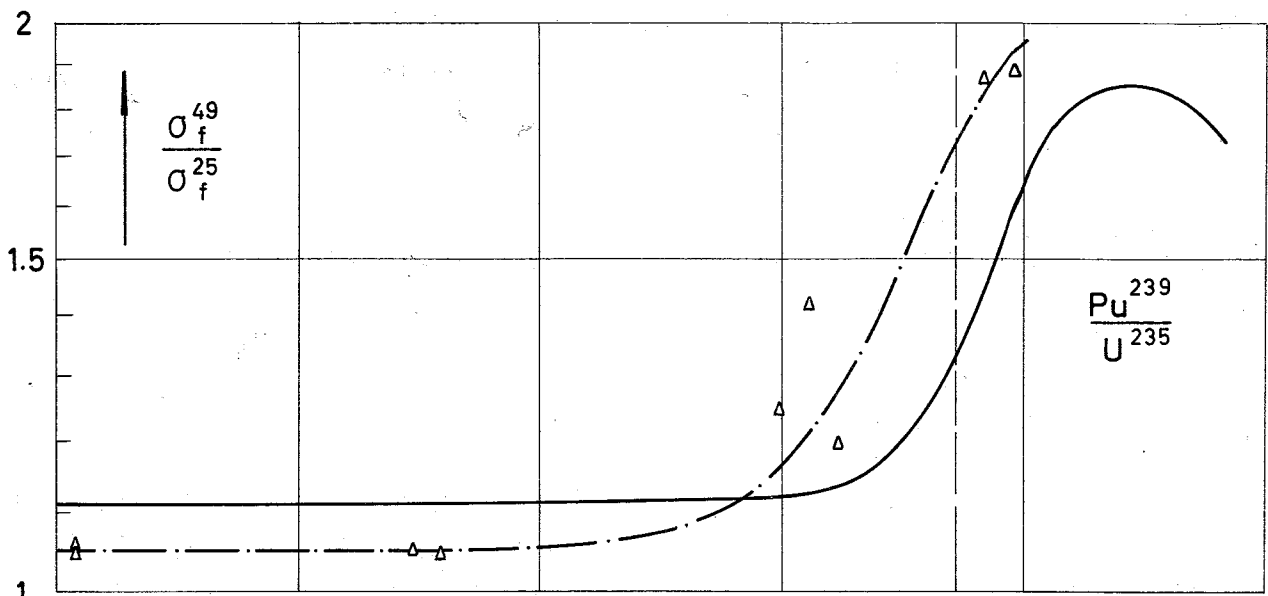


Abb.14 Radialabhängigkeit der $\frac{Pu^{239}}{U^{235}}$ - und $\frac{U^{233}}{U^{235}}$ -Spalttratenverhältnisse in der Coremittelebene (19,26,...= Nr. der Mespos. in Abb.1)

- Δ — Spaltkammer-Messung Ladung 3
- \circ — Spaltkammer-Messung Ladung 4
- 26-Gruppen-Diffusionsrechnung (3/4-141)
- 26-Gruppen-S₄-Rechnung (4-120)

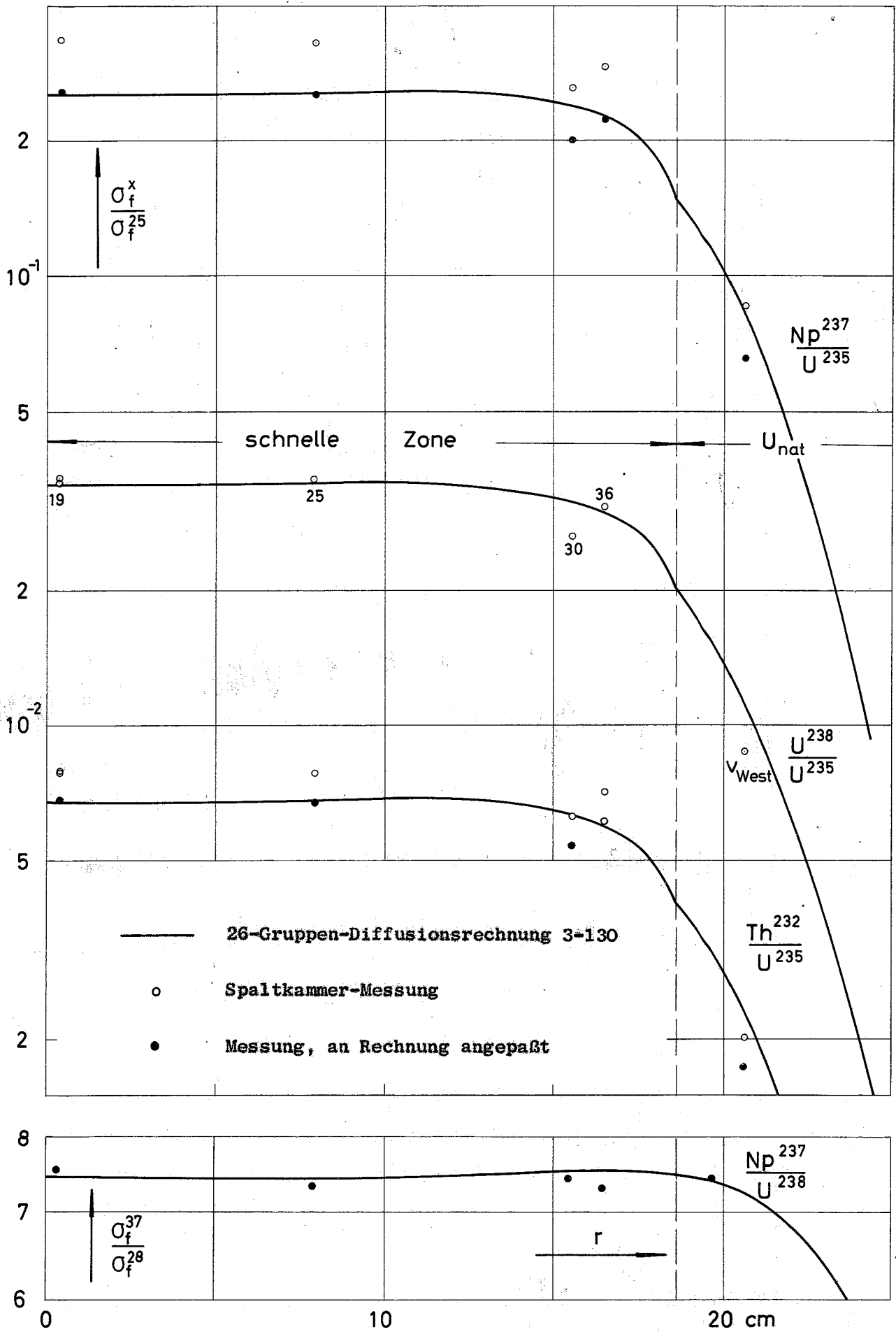


Abb.15 Spaltratenverhältnisse in der Coremittelebene von Ladung 3
 (19, 25, ... = Nr. der Meßposition in Abb.1)

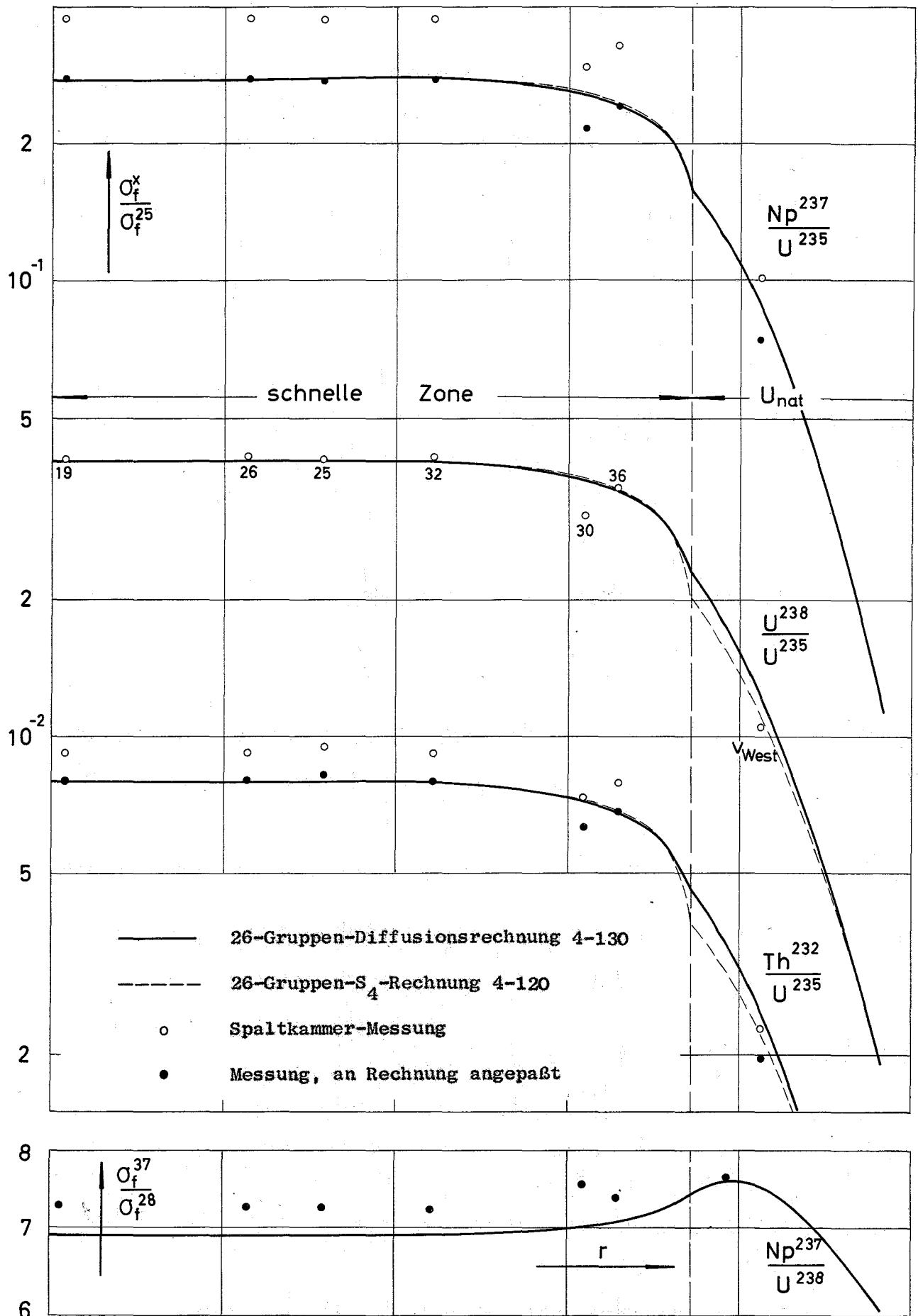


Abb.16 Spaltratenverhältnisse in der Coremittelebene von Ladung 4
 (19, 26, ... = Nr. der Meßposition in Abb.1)

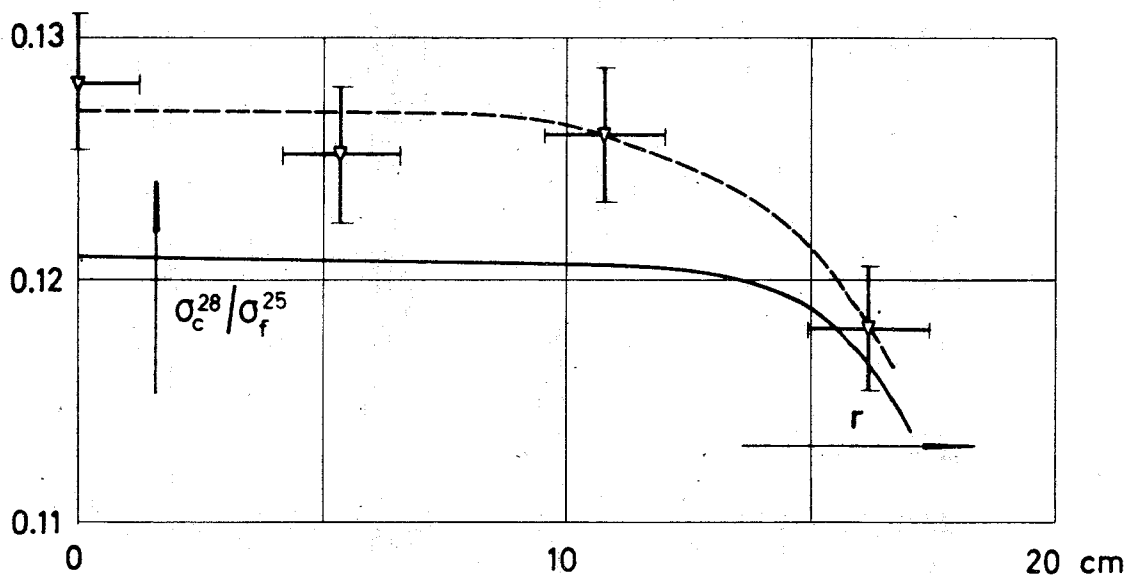
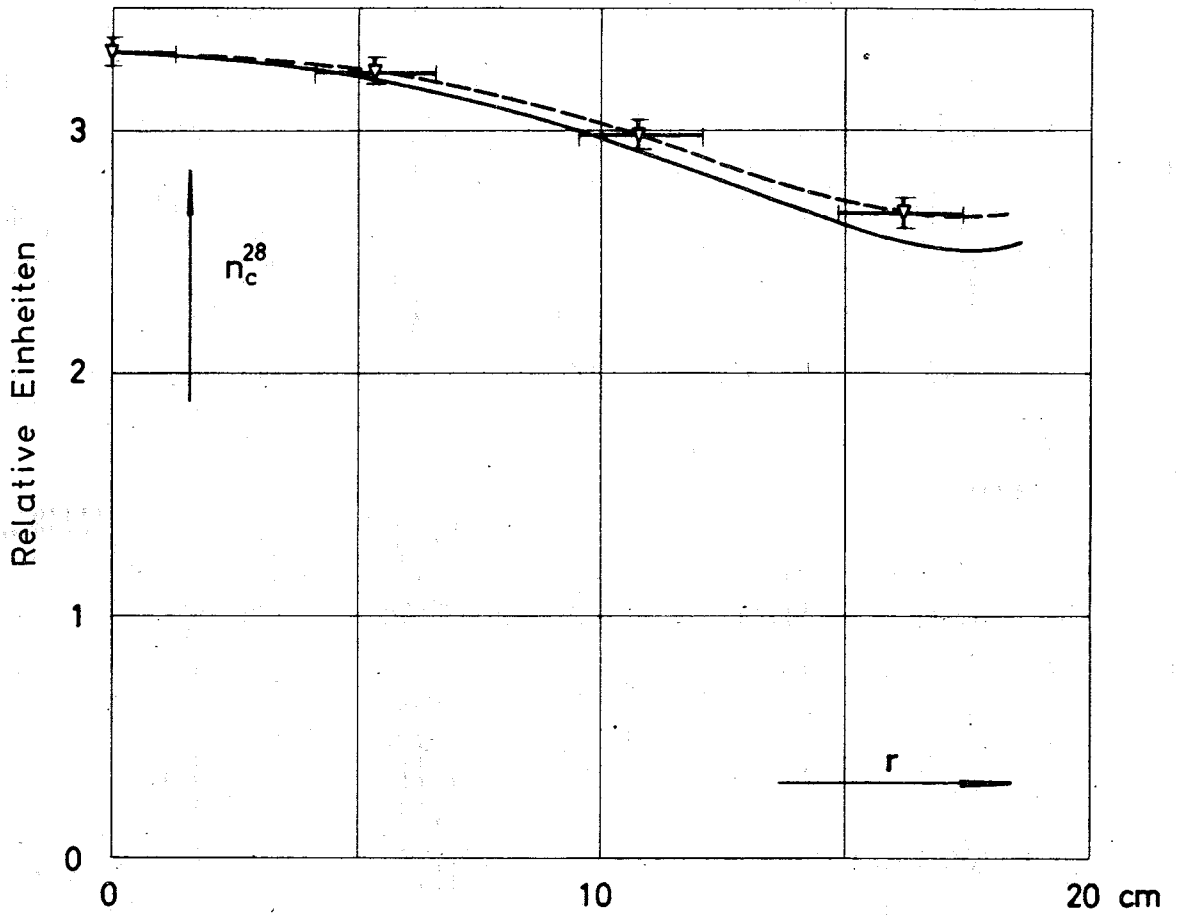
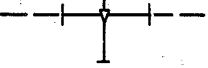



Abb.17 Radialabhängigkeit der Einfangrate n_c^{28} in U^{238} und des Verhältnisses $\sigma_c^{28}/\sigma_f^{25}$ in der Mittelebene des STARK, Ladung 4

 Messung mit Spaltfolien
 26-Gruppen-Diffusionsrechnung 4-130

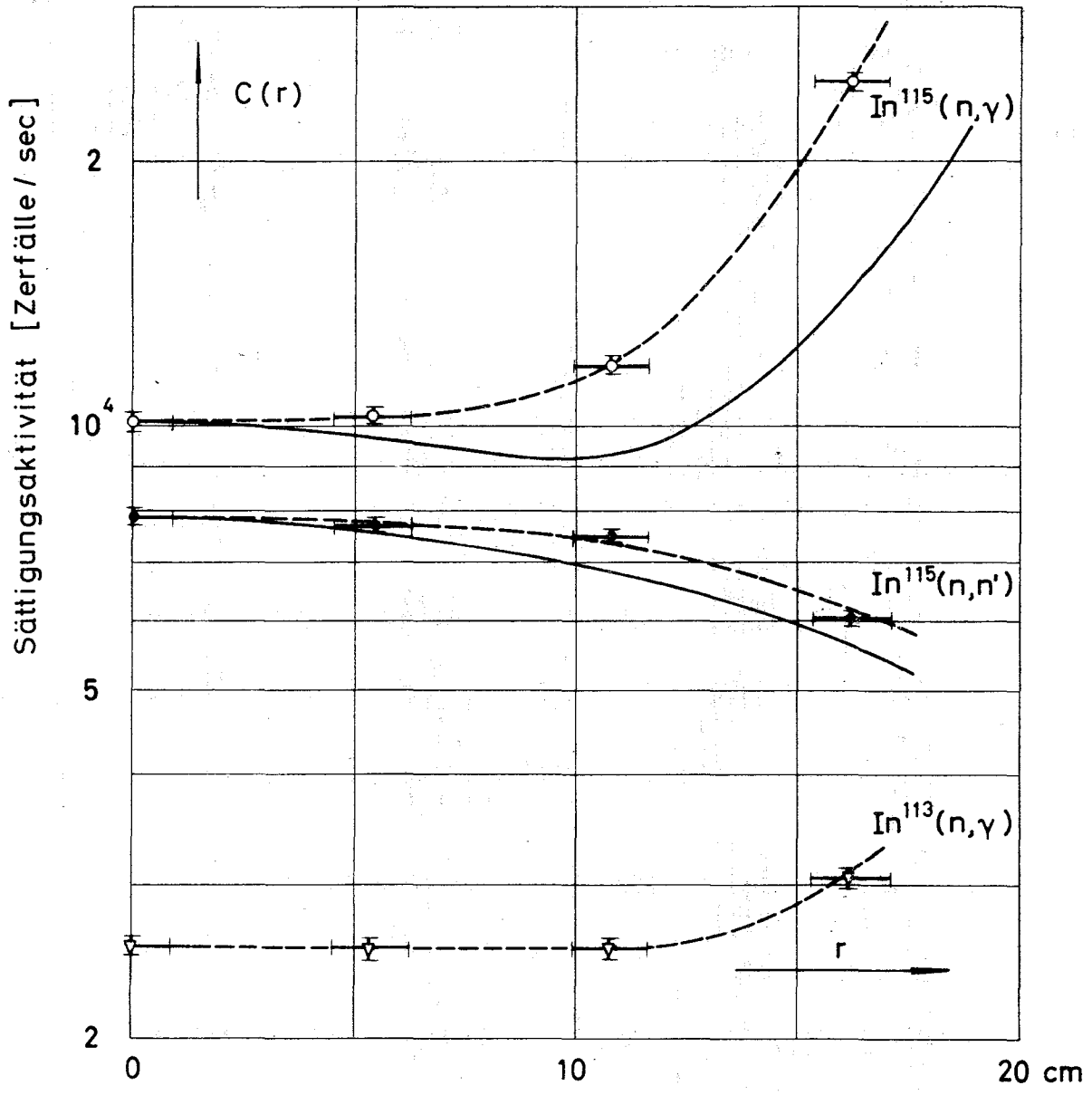


Abb.18 Radialverteilung von (n, γ)- und (n,n')-Reaktionsraten bei Messungen mit Indiumfolien in der Mittelebene der schnellen Zone von Ladung 4

- gemessene Reaktionsrate $\text{In}^{115}(n,\gamma)$ In^{116m}
- gemessene Reaktionsrate $\text{In}^{115}(n,n')$ In^{115m}
- ▽--- gemessene Reaktionsrate $\text{In}^{113}(n,\gamma)$ In^{114m}
- 26-Gruppen-Diffusionsrechnung 4-130
(bei $r = 0$ an Messung angeschlossen)

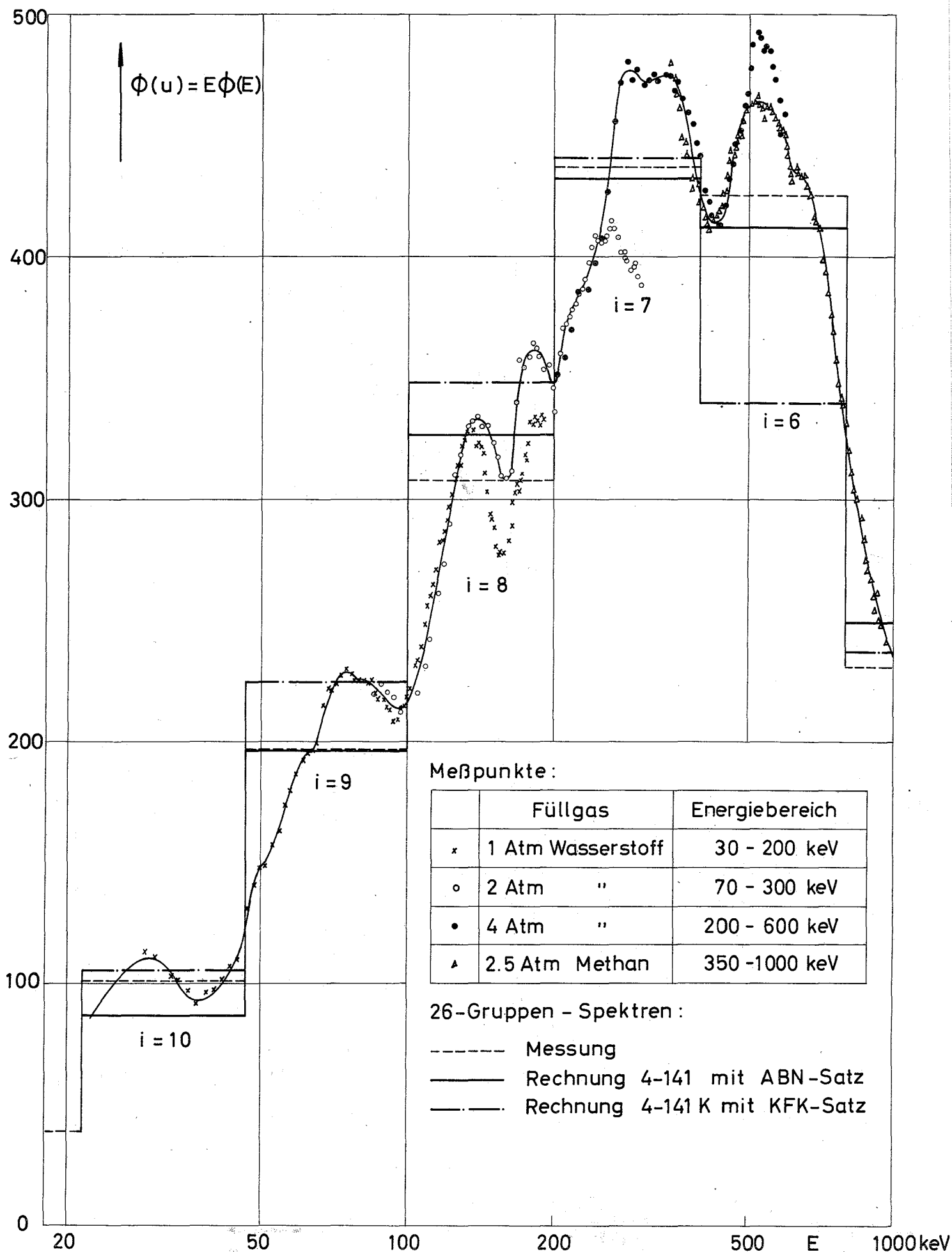


Abb.19 Neutronenspektrum in der Zentralposition der schnellen Zone (Ladung 4), gemessen mit wasserstoffgefüllten Rückstoßprotonen-Zählern. (Spektren flächennormiert im Bereich 21,5 - 1400 keV)

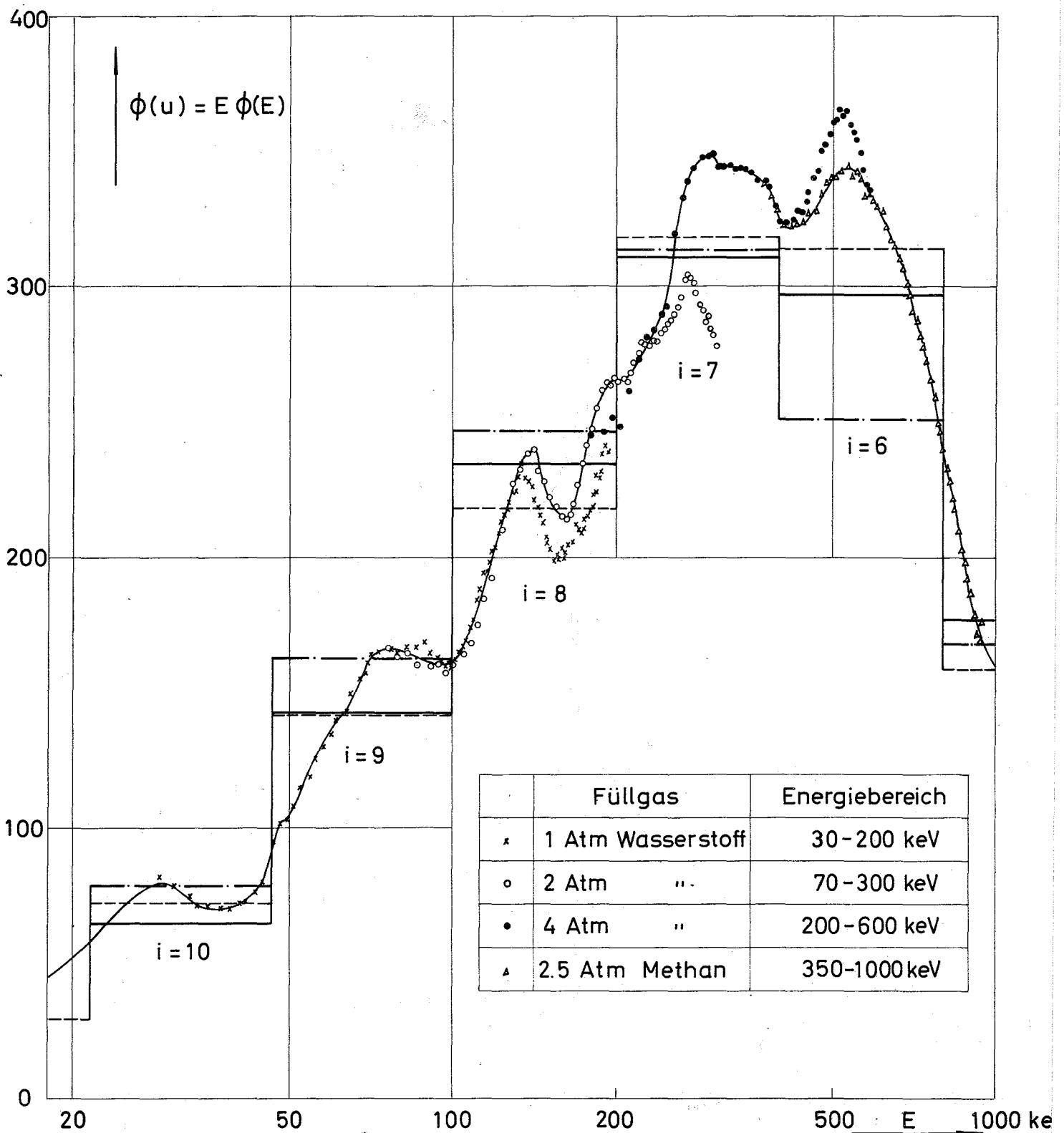


Abb.20 Neutronenspektrum in Pos.30 ($r = 15,3$ cm) der schnellen Zone, Ladung 4

- x — o — • — ▲ — Messung mit Rückstoßprotonen-Zähler
- - - - - 26-Gruppenspektrum aus Messung
- 26-Gruppen-Diffusionsrechnung 4-141 (ABN-Satz)
- · - · - 26-Gruppen-Diffusionsrechnung 4-141 K (KFK-Satz)
(Spektren flächennormiert im Bereich 21,5 - 1400 keV)

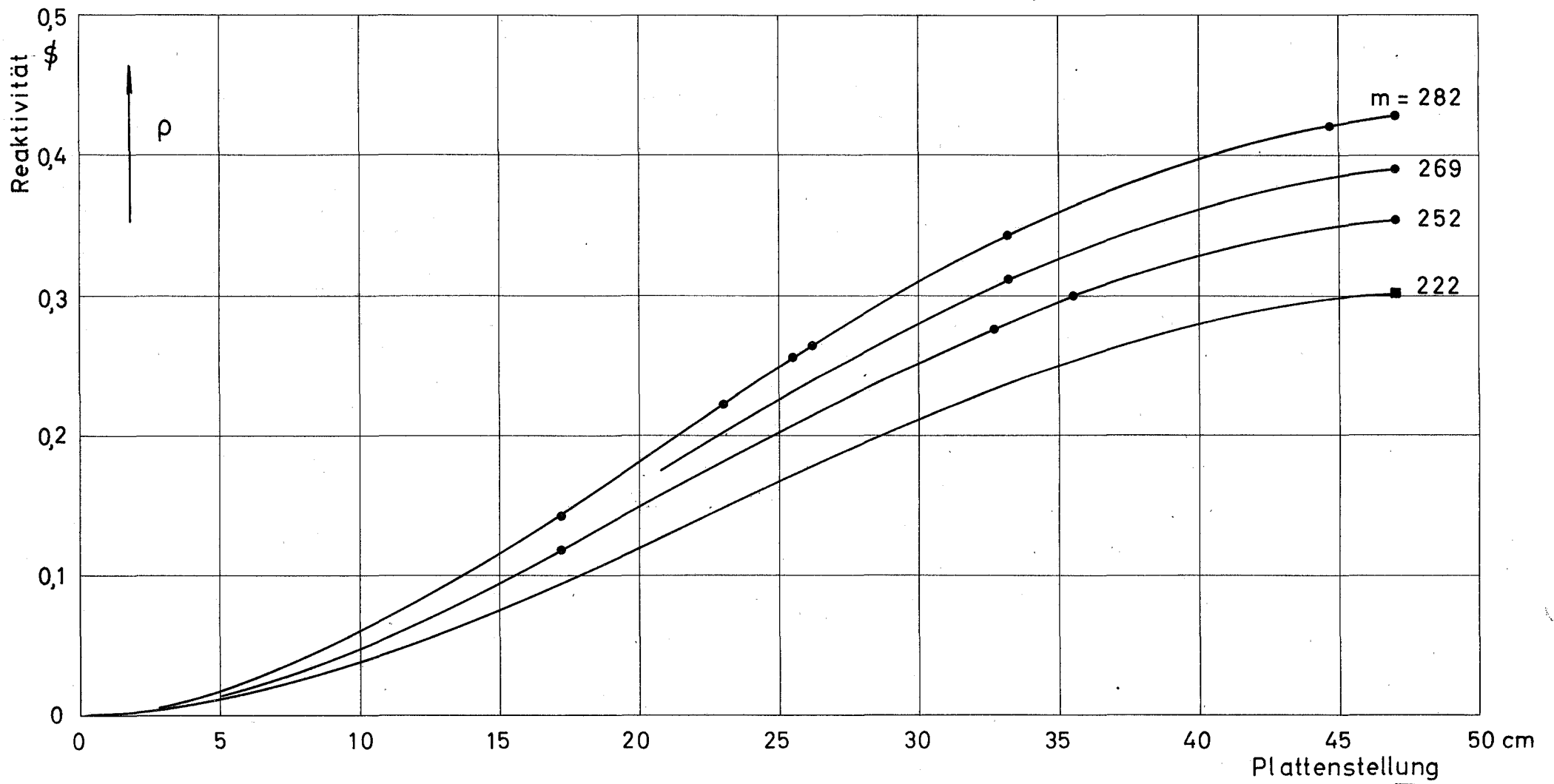


Abb.21 Charakteristik der Regelplatte R_1 bei verschiedenen Beladungszuständen (m = Zahl der Brennstoffplatten in der thermischen Zone)

- Rod-Drop-Messung Ladung 3
- Rod-Drop-Messung Ladung 4

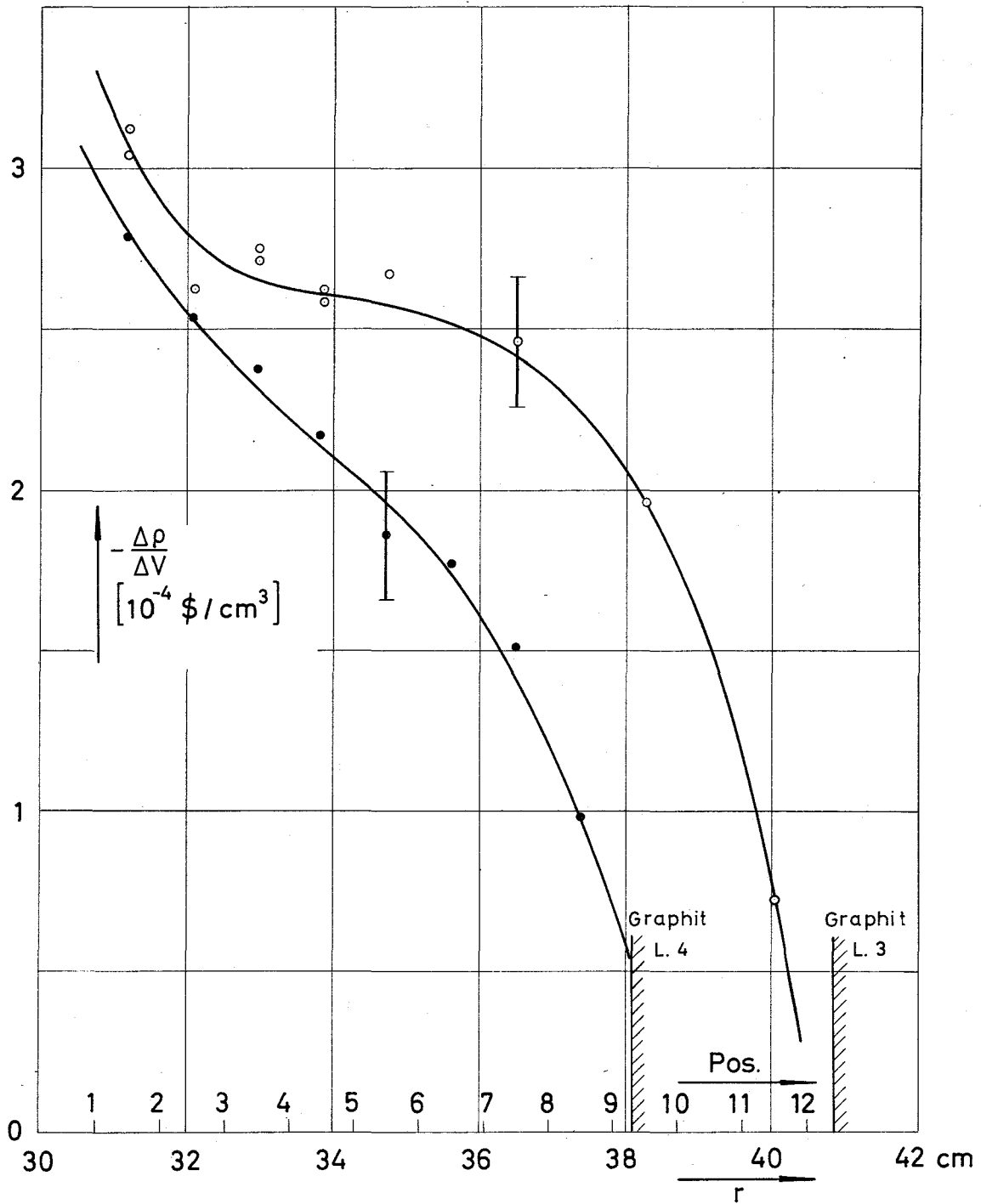


Abb.22 Radialabhängigkeit des H₂O-voidkoeffizienten $\frac{\Delta\rho}{\Delta V}$,
in Axialrichtung gemittelt gemessen.

- Messung an Ladung 3
- Messung an Ladung 4

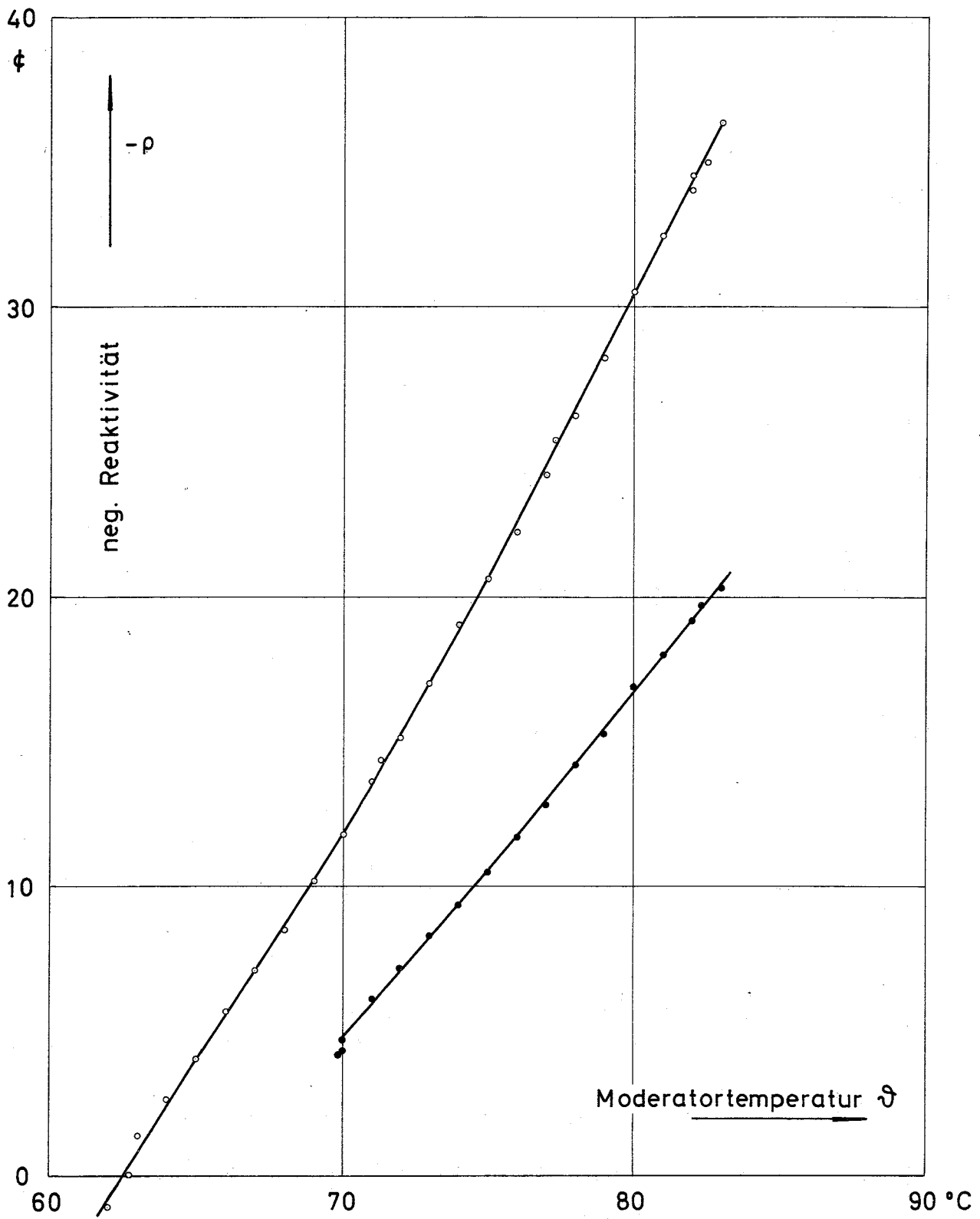


Abb.23 Temperaturabhängigkeit der Reaktivität

- Messung an Ladung 3
- Messung an Ladung 4

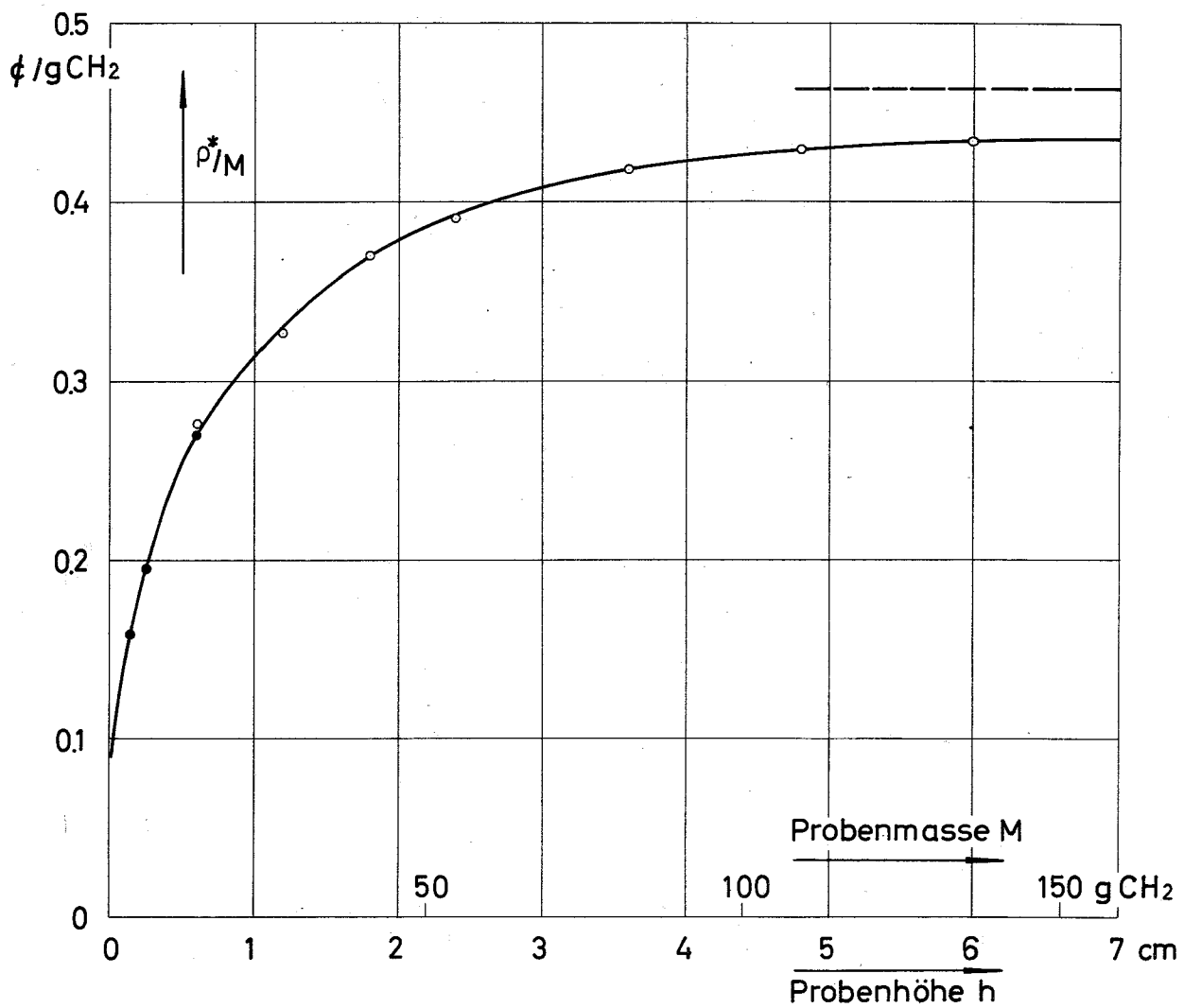


Abb. 24 Reaktivitätswert von Polypropylen ($(CH_2)_n$) im Zentrum der schnellen Zone der Ladung 4 in Abhängigkeit von der Probenmasse.

- Oszillatormessung an kleinen Proben
- stationäre Messung an größeren Proben
- Grenzwert $(\frac{\rho^*}{M})_{\infty}$

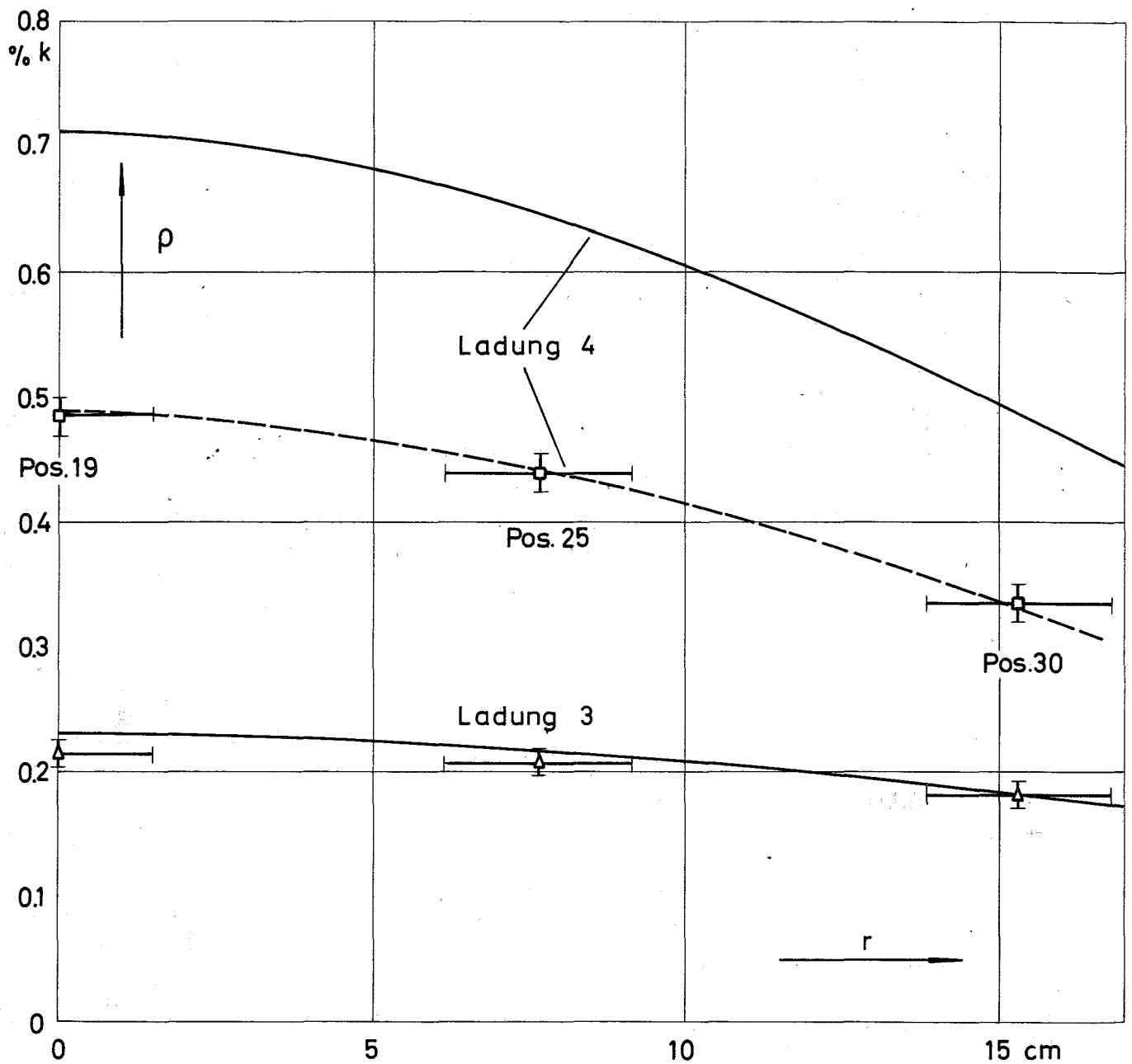


Abb.25 Reaktivitätswert eines mit Core-Material gefüllten Brennstoffhalters in verschiedenen Radialpositionen der schnellen Zone

- ▲— Messung Ladung 3
- Messung Ladung 4
- 26-Gruppen-Störungsrechnung 3/4-141
- - - - - Rechnung, an Messung angeschlossen

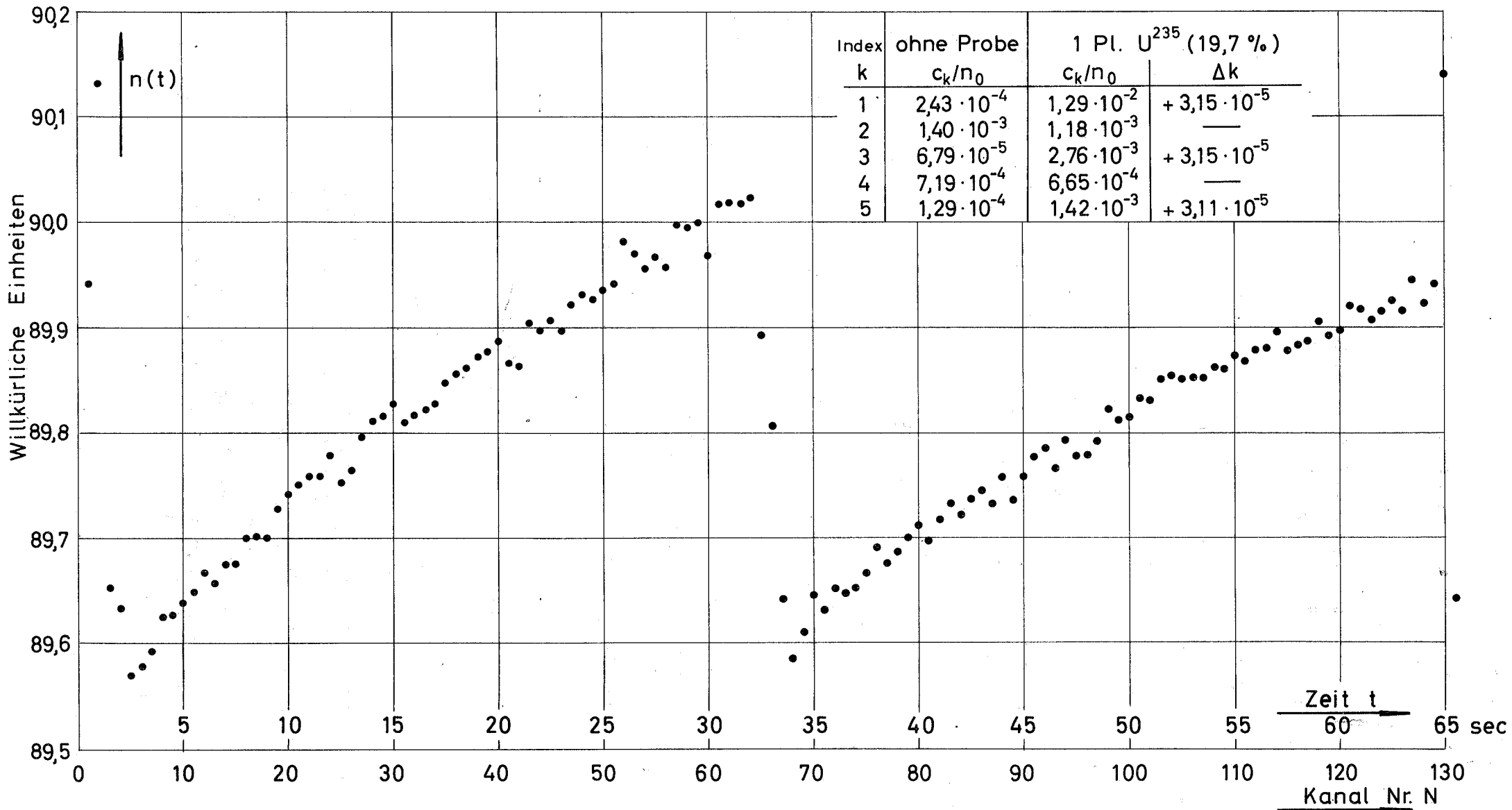


Abb. 26 Flußverlauf bei Oszillation des brennstoffgefüllten Elementes ohne Probe während einer Periode von 64 sec. Die Tabelle zeigt die Fourieramplituden c_k/n_0 der ersten fünf Harmonischen der obigen Kurve und, zum Vergleich, diejenigen mit einer U^{235} (19,7 %) Probe, ferner die daraus ermittelten Reaktivitätswerte Δk .

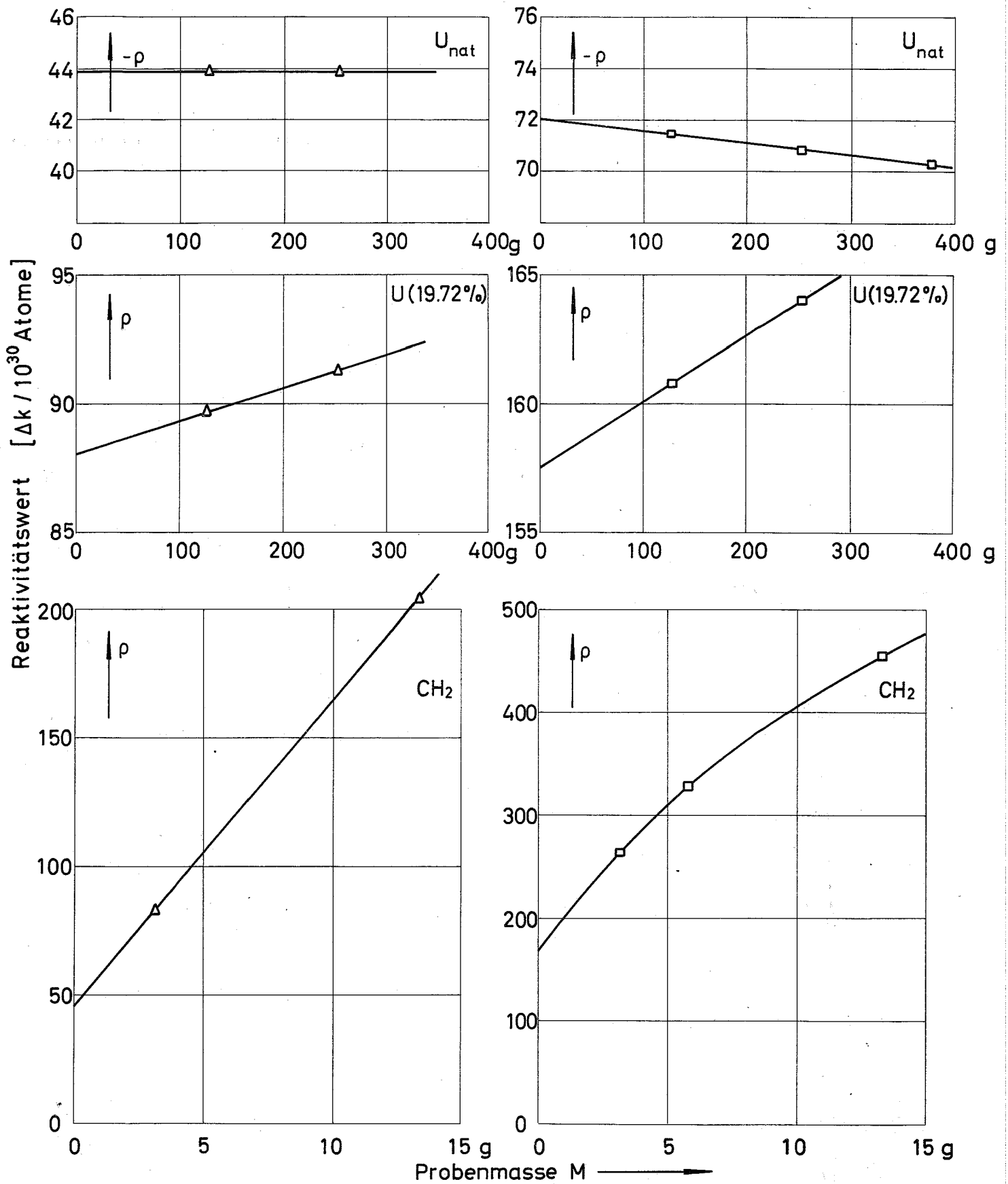


Abb. 27 Im Corezentrum gemessene Reaktivitätswerte in Abhängigkeit von der Probenmasse M

- △— Messung Ladung 3
- Messung Ladung 4

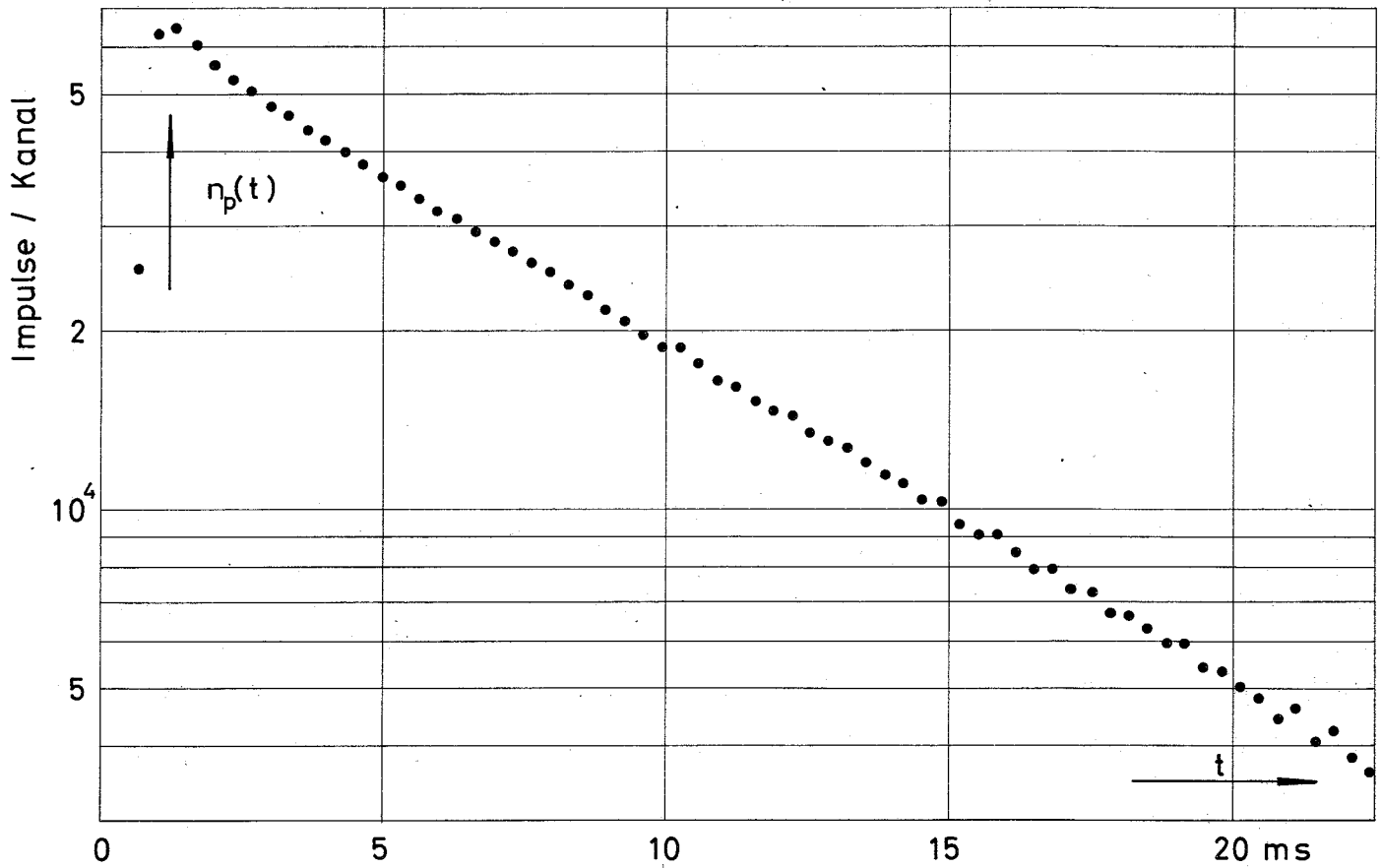
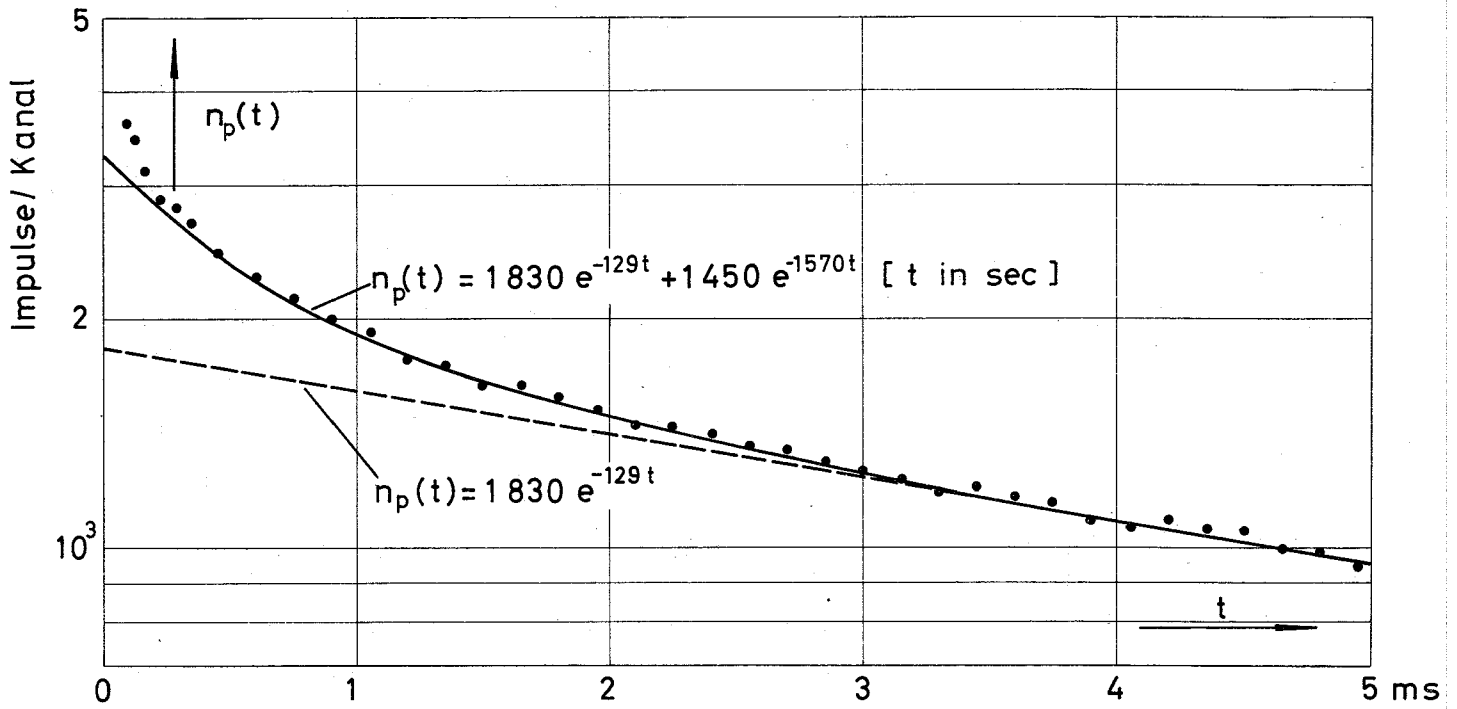


Abb. 28 Abklingkurven $n_p(t)$ der prompten Neutronen bei Ladung 4 (Regelplatte R_1 eingefahren, $\rho/\beta = -0,33 \beta$)

obere Kurve: He^3 -Zählrohr auf Pos. 21 der schnellen Zone
 untere Kurve: BF_3 -Zählrohr im Ringspalt

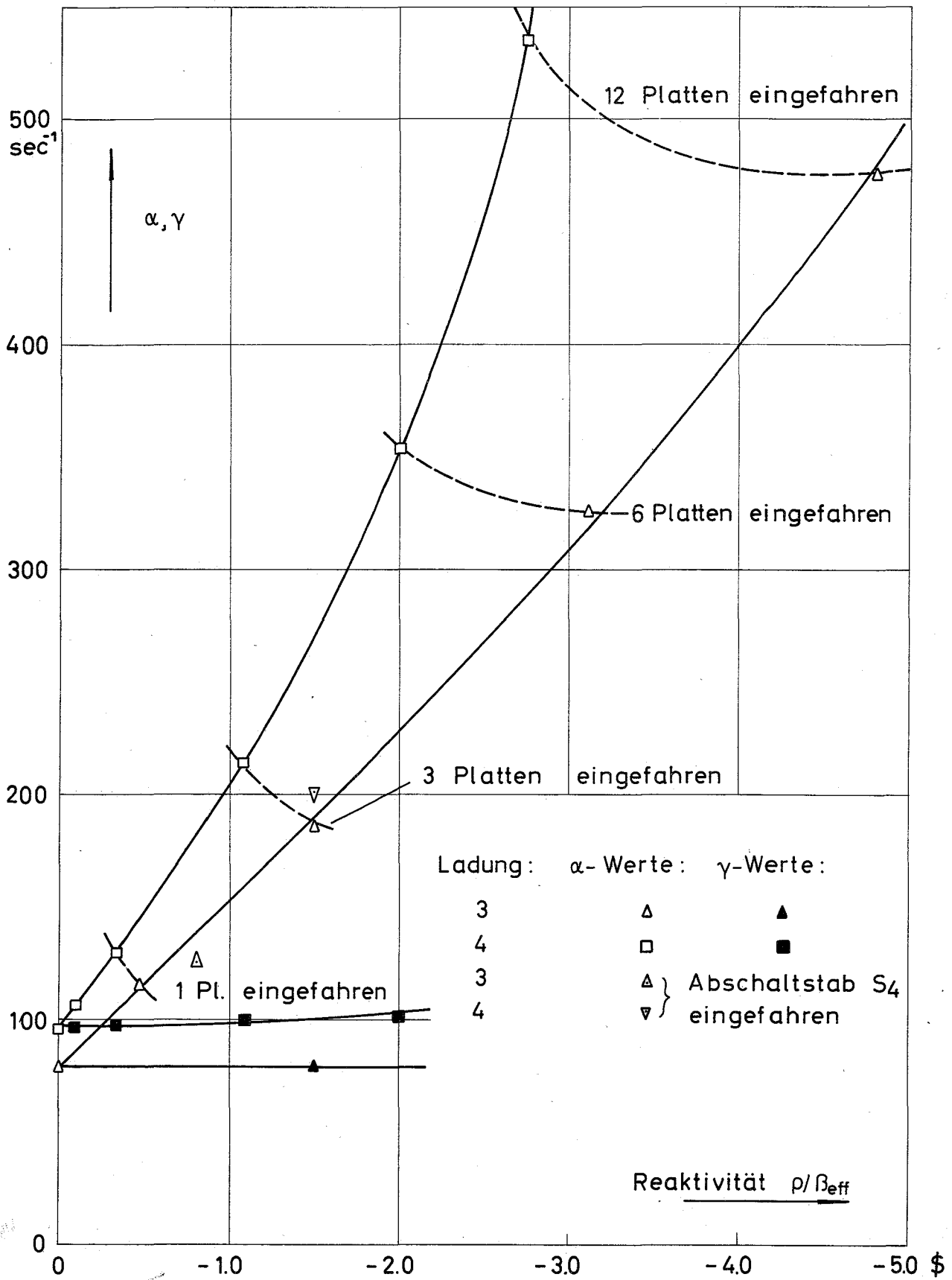


Abb.29 Zerfallskonstante α und $\gamma = \beta_{\text{eff}}/\Lambda$ aus Pulsmessungen bei verschiedenen Konfigurationen eingefahrener Abschaltplatten
 Abszisse: Reaktivität ρ/β_{eff} aus Rod-Drop-Messung

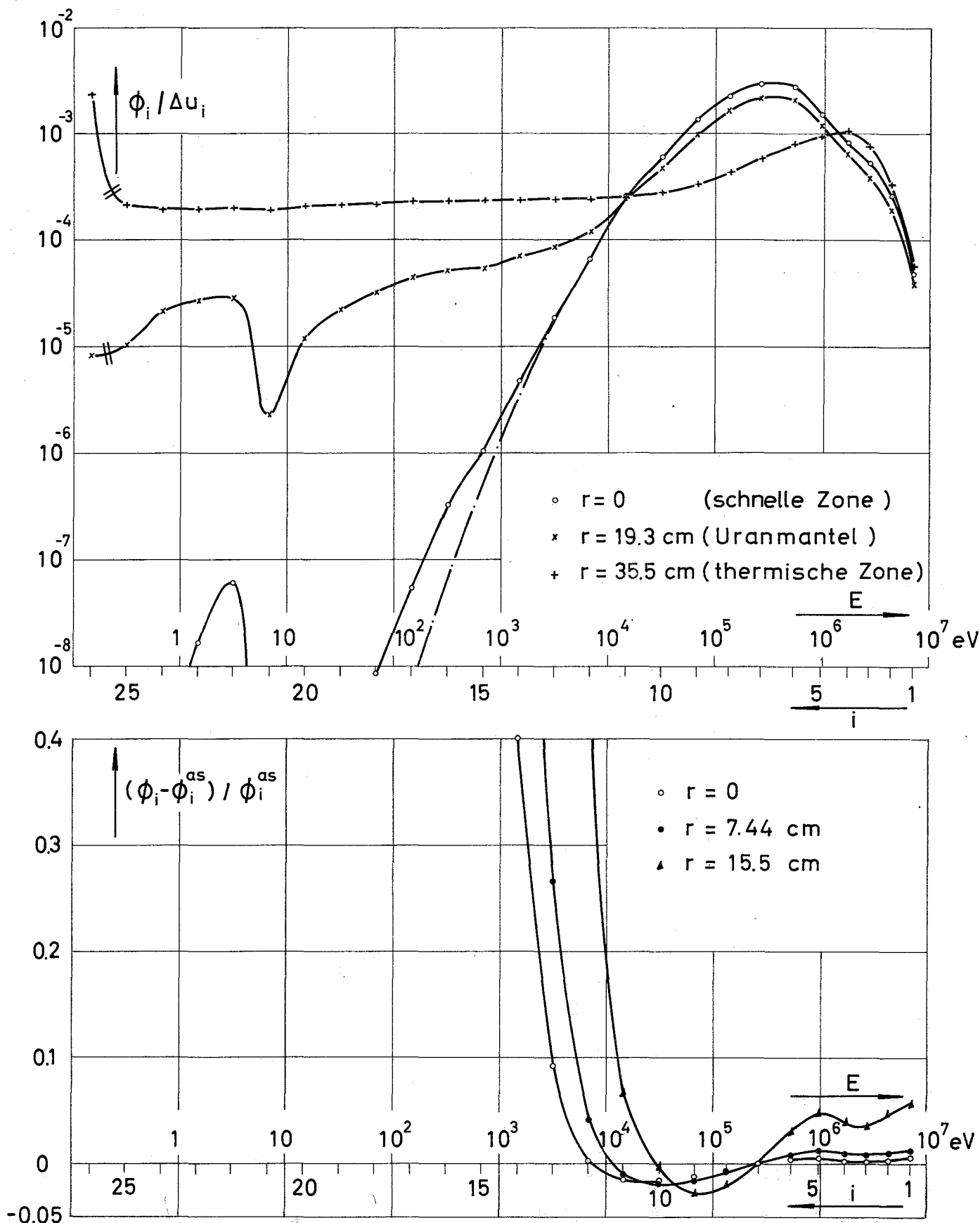


Abb.30 Neutronenspektrum $\phi_1(r)$ und dessen Abweichung vom Gleichgewichtsspektrum ϕ_1^{as} in verschiedenen Radialpositionen von Ladung 3

- STARK-Spektrum, 26-Gruppen-Diffusionsrechnung 3-141
- Gleichgewichtsspektrum, 26-Gruppen-Diffusionsrechnung 3-141E

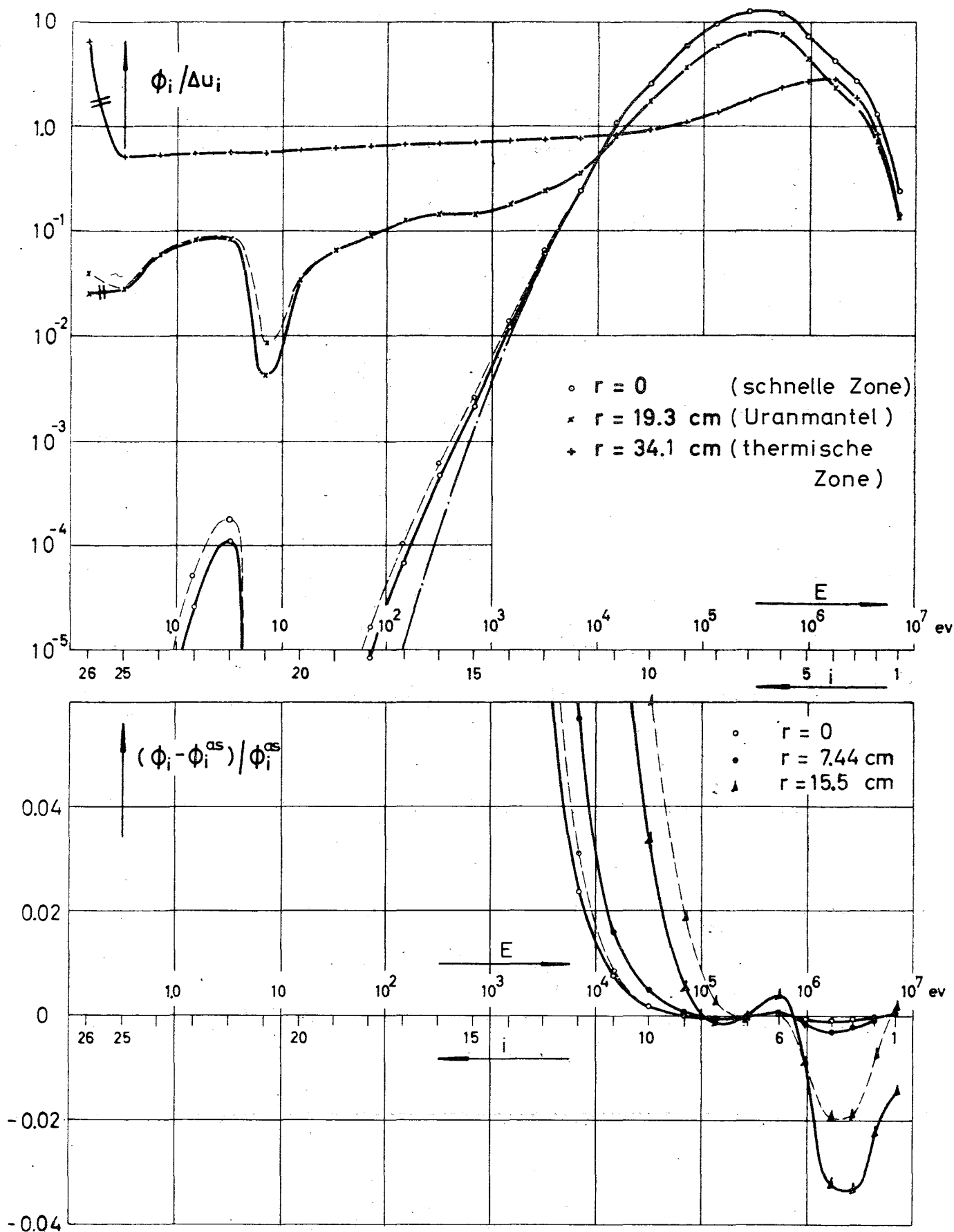


Abb.31 Neutronenspektrum $\phi_i(r)$ und dessen Abweichung vom Gleichgewichtsspektrum ϕ_i^{as} in verschiedenen Radialpositionen von Ladung 4

- STARK-Spektrum, 26-Gruppen-Diffusionsrechnung 4-130
- STARK-Spektrum, 26-Gruppen- S_4 -Rechnung 4-120
- · — · Gleichgewichtsspektrum, Diffusionsrechnung 4-130 E

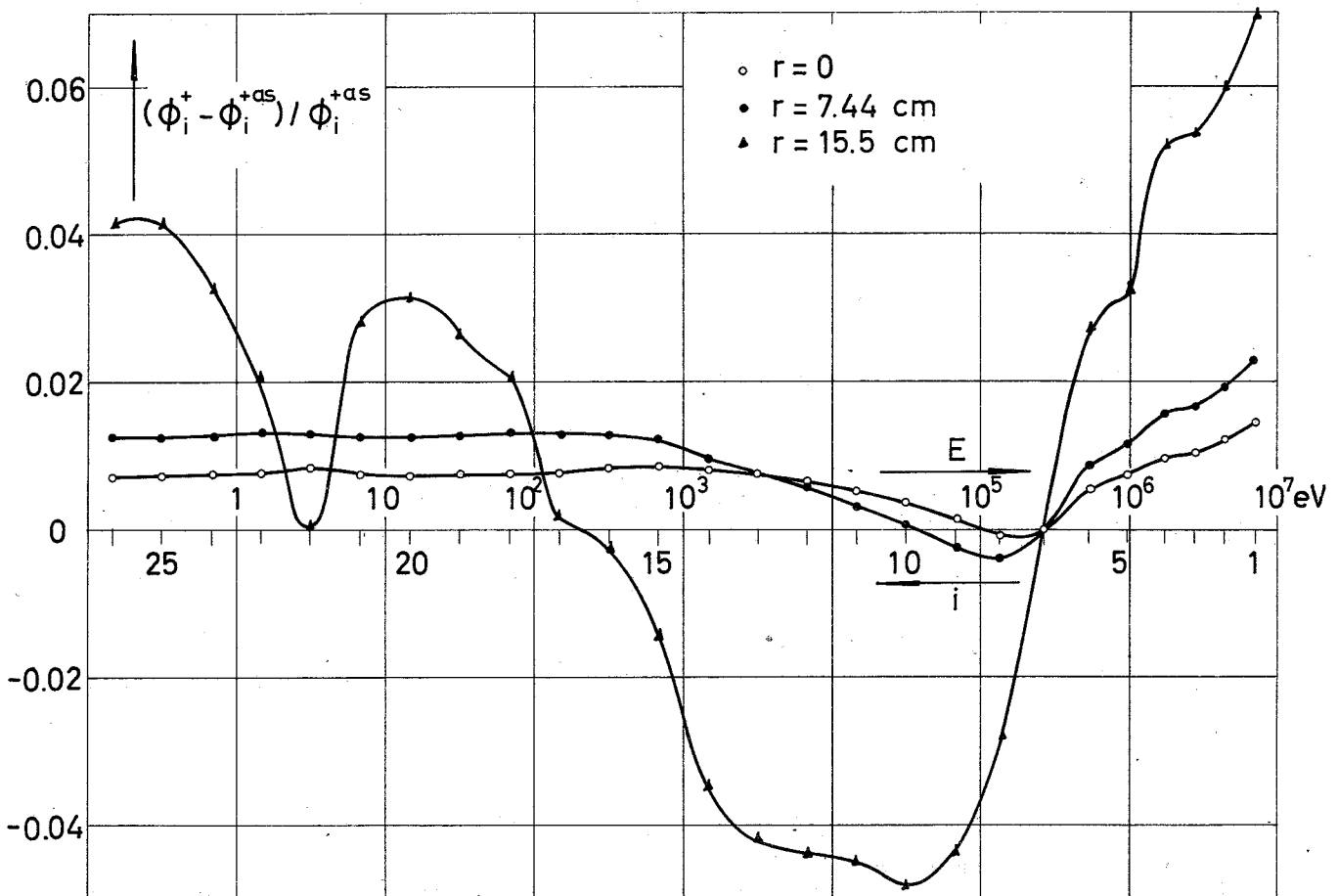
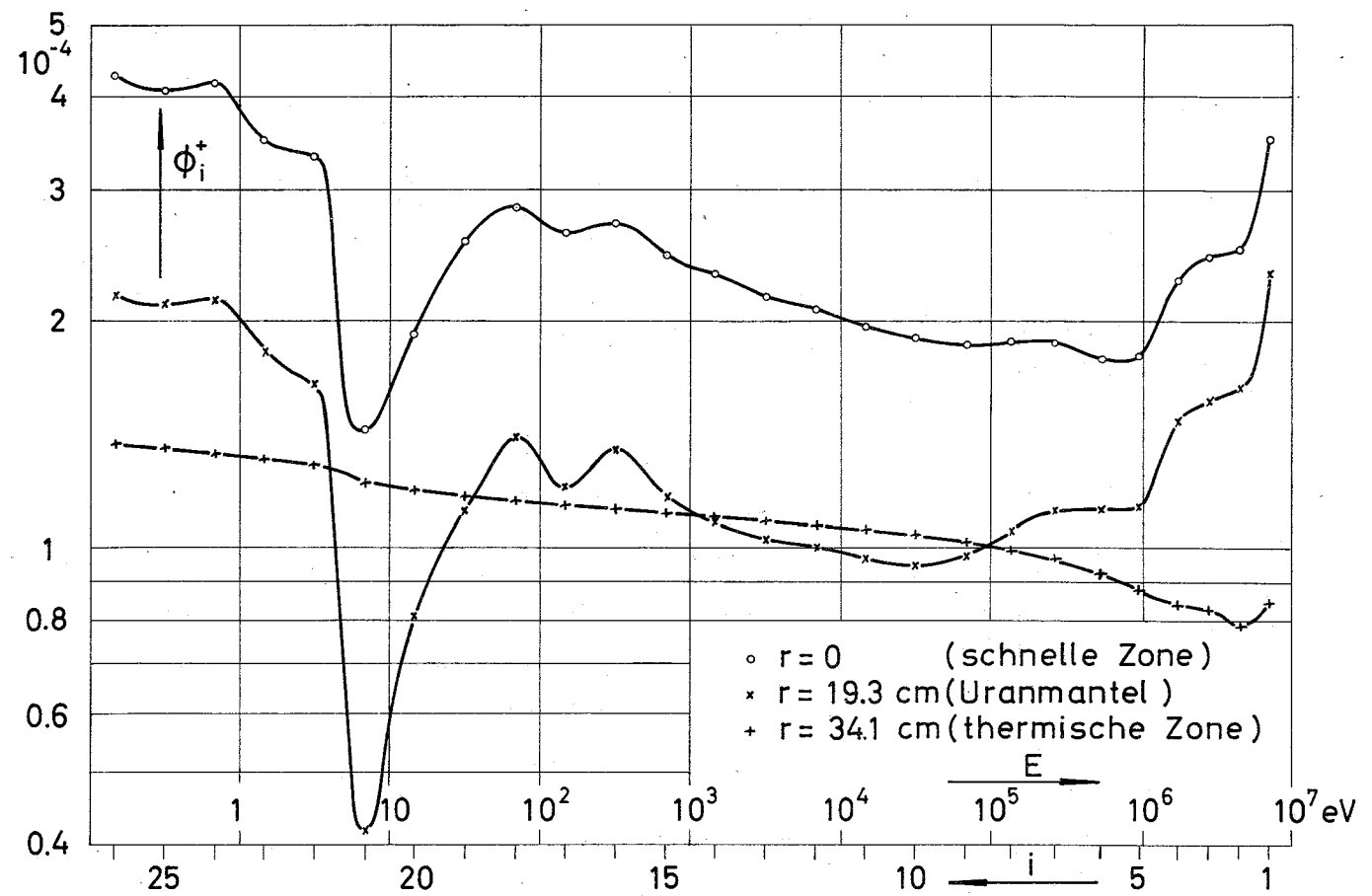


Abb.32 Adjungierter Fluß $\phi_i^+(r)$ und dessen Abweichung von ϕ_i^{+as} des Einzonensystems an verschiedenen Radialpositionen r von Ladung 4

ϕ_i^+ aus Diffusionsrechnung 4-141

ϕ_i^{+as} aus Diffusionsrechnung 4-141 E

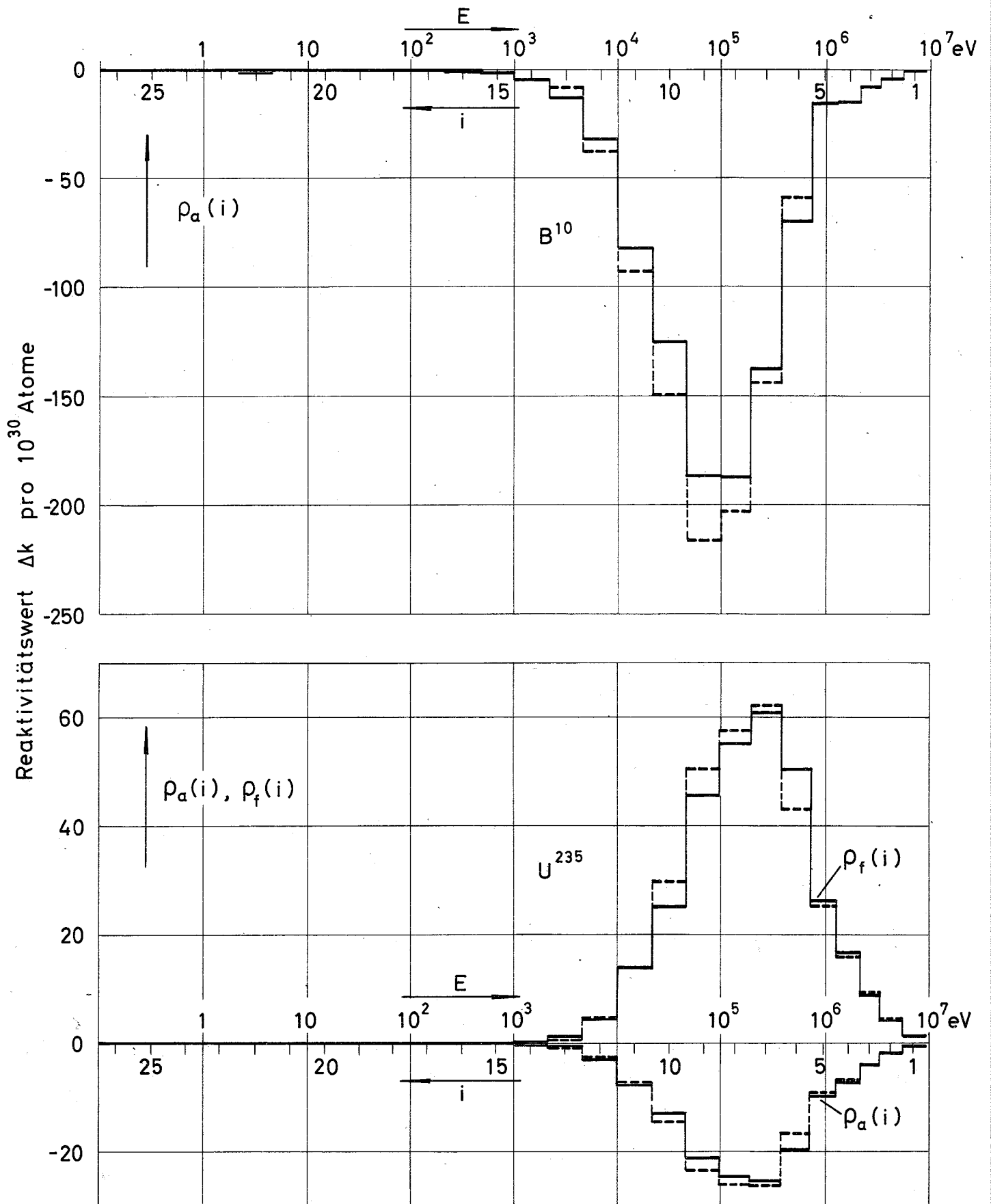


Abb.33 Gruppenbeiträge zum zentralen Reaktivitätswert von B^{10} und U^{235} in Ladung 4 (ρ_a = Absorptionsanteil, ρ_f = Spaltanteil)

- 26-Gruppen-Störungsrechnung 4-141 (ABN-Satz)
- 26-Gruppen-Störungsrechnung 4-141 K (KFK-Satz)

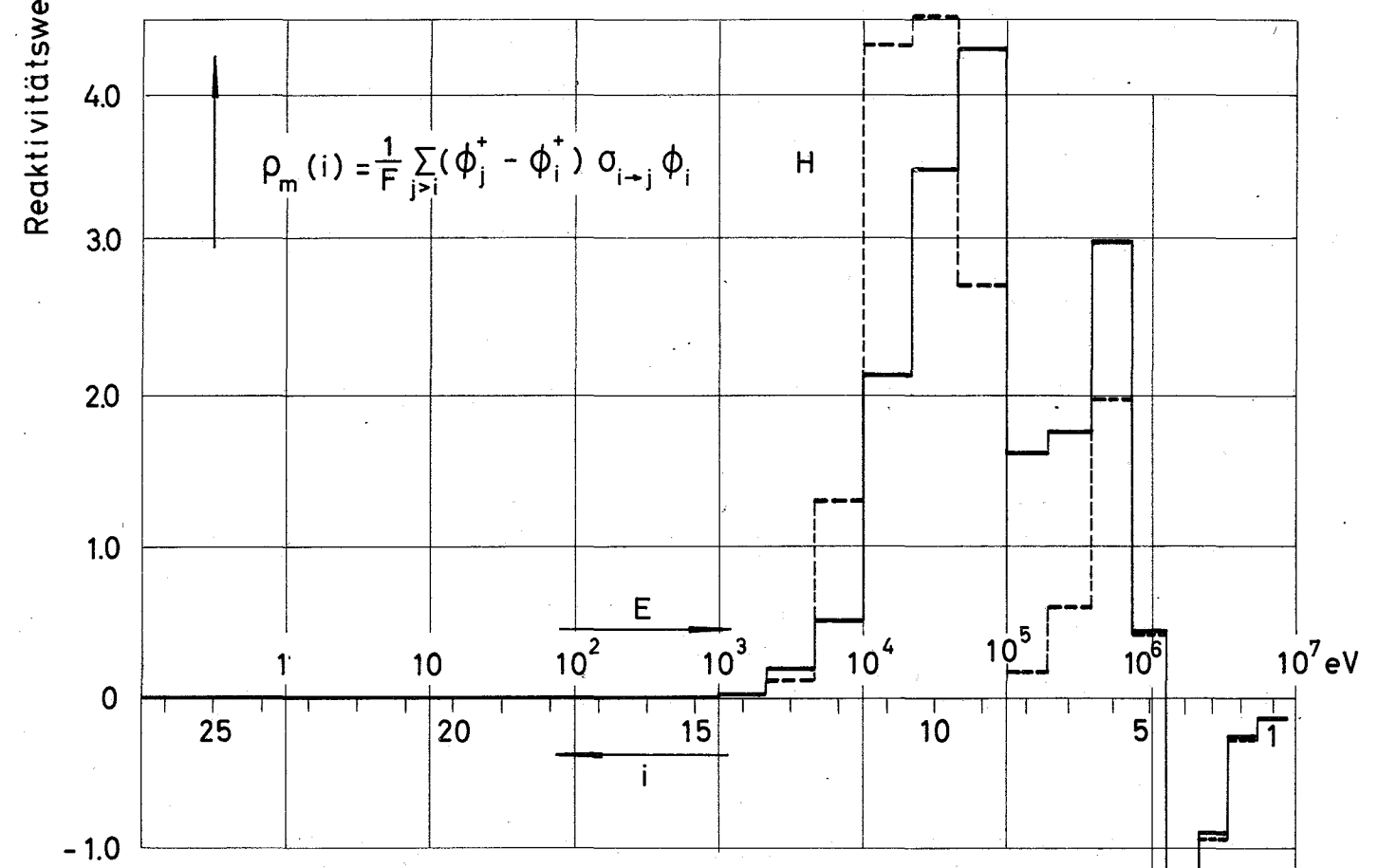
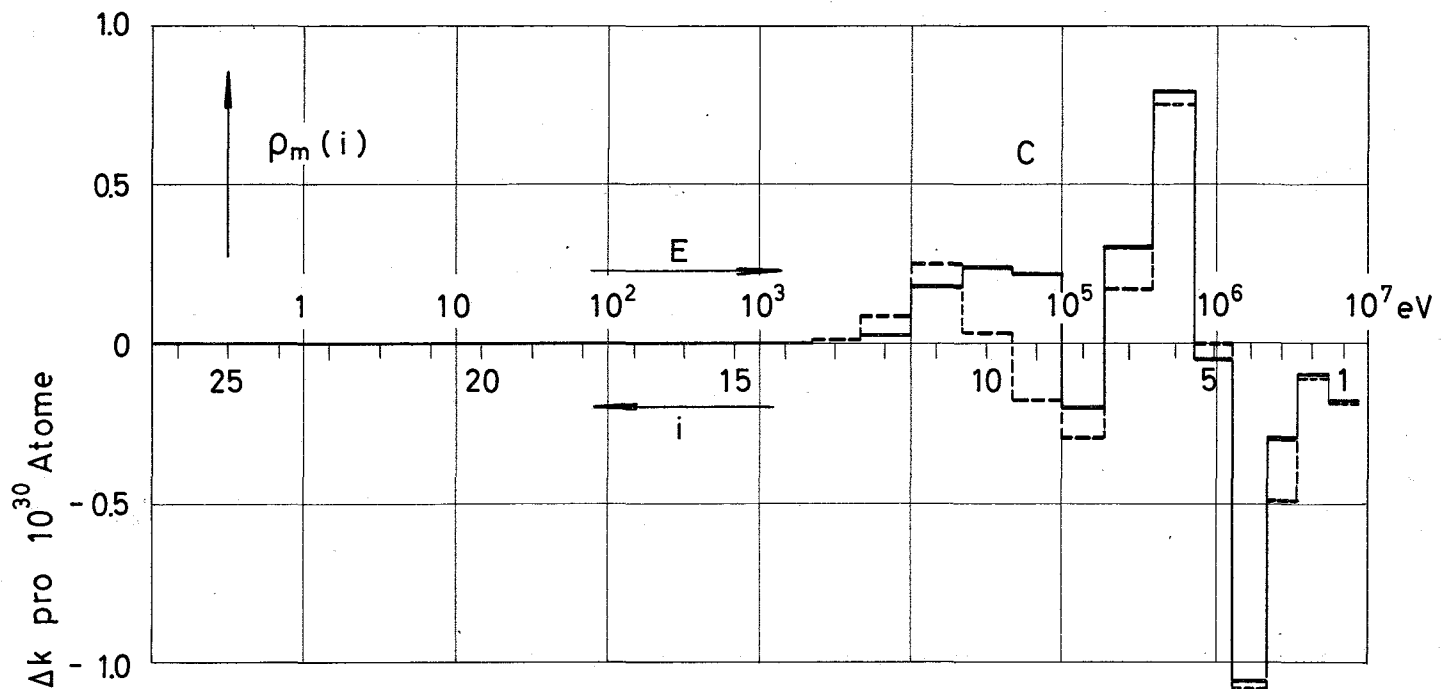


Abb.34 Gruppenbeiträge zum Moderationsanteil ρ_m des zentralen Reaktivitätswerts von C und H in Ladung 4

- 26-Gruppen-Störungsrechnung 4-141 (ABN-Satz)
- - - 26-Gruppen-Störungsrechnung 4-141 K (KFK-Satz)

-20
-30

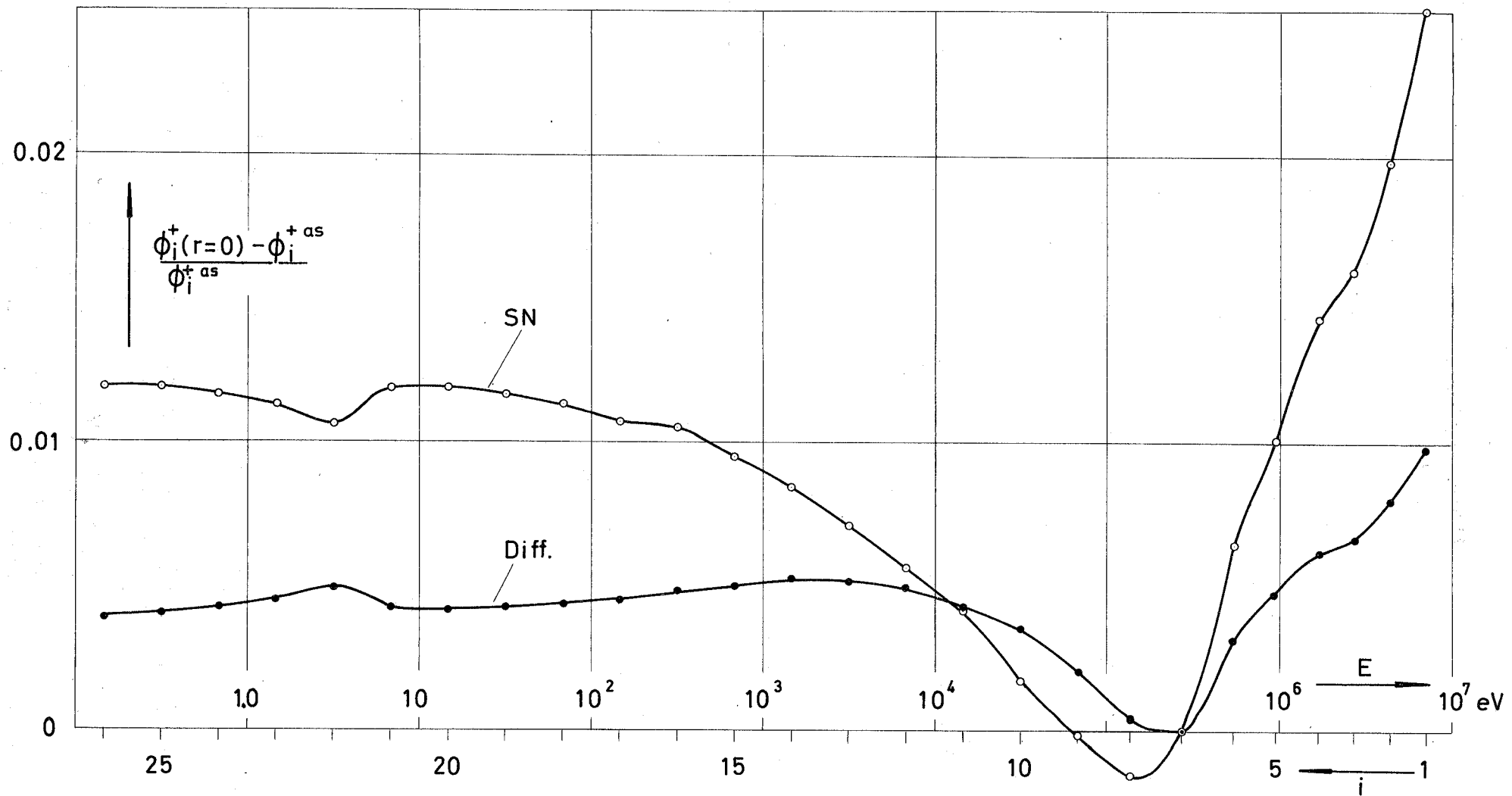


Abb.35 Abweichung der Energieabhängigkeit des adjungierten Flusses $\phi_i^+(0)$ für ein kugelsymmetrisches Modell des STARK (Ladung 4) von derjenigen im Einzonensystem $(\phi_i^{+as})^i$

- 26-Gruppen-Diffusionsrechnung
- 26-Gruppen-S₄-Rechnung

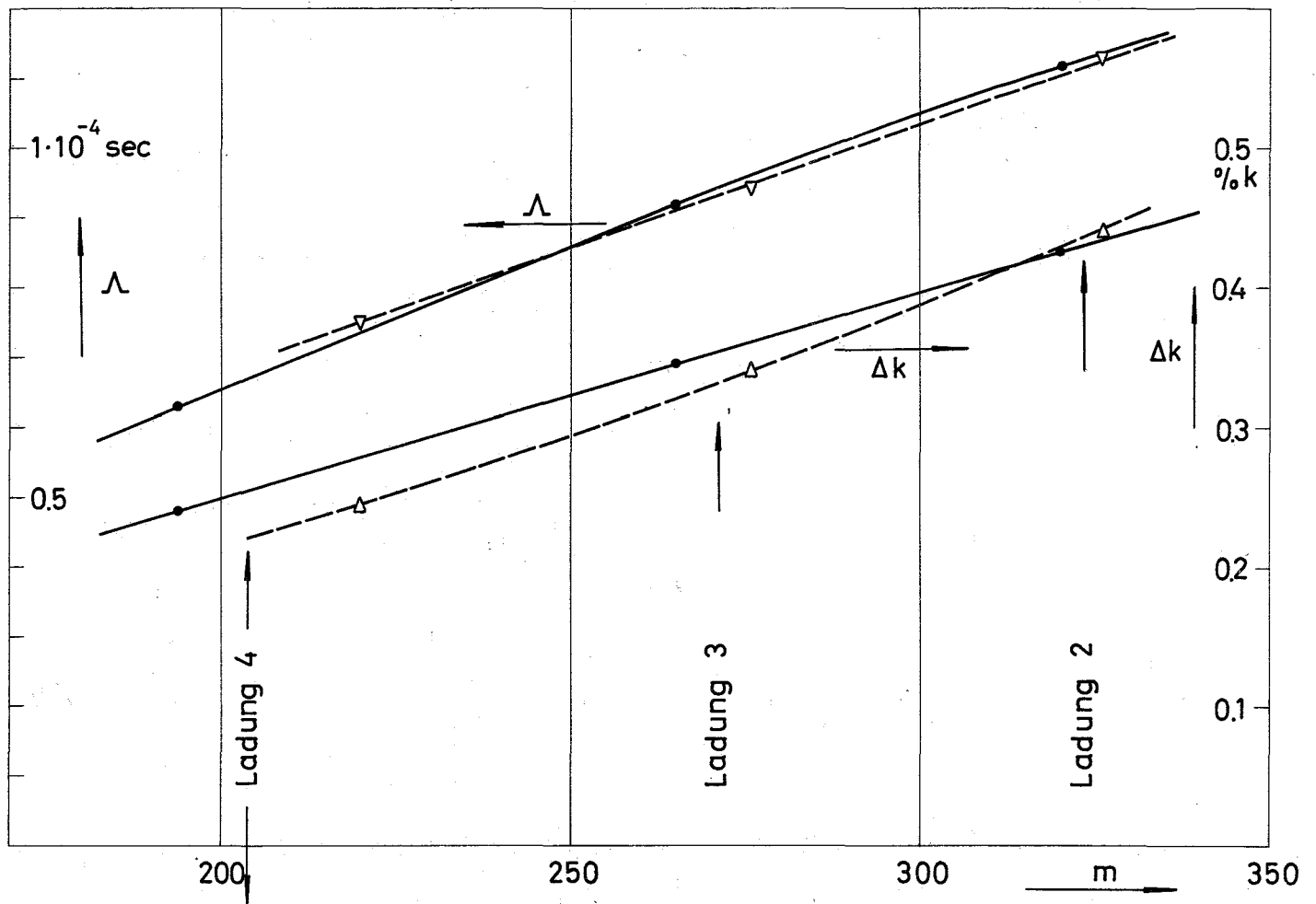


Abb.36 Abhängigkeit verschiedener Reaktorparameter vom Beladungszustand (m = Zahl der Brennstoffplatten in Zone 4)

- | | | |
|---------|--|-----------|
| ---▽--- | Generationszeit Λ | } Messung |
| ---△--- | Reaktivitätswert Δk einer Abschaltplatte | |
| ---□--- | Leistungsanteil γ_1 der schnellen Zone | |
| —●— | 26-Gruppen-Diffusionsrechnung 2 bis 4/141 | |