

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

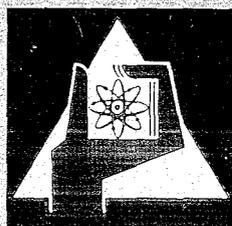
Mai 1970

KFK 1141

Institut für Angewandte Reaktorphysik
Projekt Schneller Brüter

Messung der Energie- und Ortsabhängigkeit der Neutroneneinflußfunktion
in schnellen kritischen Null-Energie-Anordnungen

E. Korthaus



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Mai 1970

KFK 1141

Institut für Angewandte Reaktorphysik

Projekt Schneller Brüter

Messung der Energie- und Ortsabhängigkeit der Neutronenein-
flußfunktion in schnellen kritischen Null-Energie-Anordnungen.

E. Korthaus

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität (TH) Karlsruhe

KURZFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wird über Messungen der Energie- und Ortsabhängigkeit der Neutroneneinflußfunktion in den SNEAK-Anordnungen 3A-2 und 3B-2 sowie über die Bestimmung der Energiespektren und Intensitäten der dabei verwendeten Neutronenquellen berichtet. Die Messungen der Neutroneneinflußfunktion werden mit Multigruppenrechnungen verglichen. Die verschiedenen, zum Teil neuartigen Meßmethoden werden ausführlich beschrieben.

In einem einleitenden Kapitel werden die mathematischen Eigenschaften der Neutroneneinflußfunktion und einige Aspekte ihrer numerischen Berechnung diskutiert.

ABSTRACT

In this work measurements of the energy and spatial dependence of neutron importance in the SNEAK-assemblies 3A-2 and 3B-2 are reported, as well as the determination of the energy spectra and intensities of the neutron sources used for the measurements. The importance measurements are compared with multigroup calculations. The various measuring methods are described in detail.

In addition, the mathematical properties of the importance function and some aspects of its numerical calculation are discussed.

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	1
2. Theoretische Betrachtungen	7
2.1 Das Variationsprinzip beim Kernreaktor; die adjungierten Gleichungen	7
2.2 Die Neutroneneinflußfunktion	12
2.3 Störungstheorie; die punktkinetischen Gleichungen	18
2.4 Die Inhour-Gleichung	21
2.5 Bemerkungen zur numerischen Berechnung der Neutroneneinflußfunktion	23
3. Das Prinzip der experimentellen Bestimmung der stati- schen Neutroneneinflußfunktion	29
3.1 Methoden zur Messung des Quellterms	30
3.2 Die Messung der Quellstärken	32
3.3 Die Messung der Quellspektren	32
4. Messung der Neutroneneinflußfunktion in den SNEAK- Anordnungen 3A-2 und 3B-2	34
4.1 Verwendete Quellen	34
4.2 Experimentelle Anordnungen	37
4.3 Durchführung der Messungen und Bestimmung der Quellterme	37
4.4 Entfaltung der integralen Werte Q_s	40
4.5 Fehlerquellen und Korrekturen	46
4.6 Meßergebnisse bei SNEAK-3A-2 und 3B-2	50
4.7 Diskussion der Meßergebnisse	53
5. Zusammenfassung	56
 A n h a n g	
A1. Das Rückstoß-Teleskopspektrometer mit elektronischer Streu- winkeldiskrimination	57
A1.1 Beschreibung des Prinzips	57
A1.2 Beschreibung des Proportionalzählrohrs und der Elektronik	59
A1.3 Die Berechnung der Detektorantwortfunktion	60
A1.4 Einstellung und Eichung des Spektrometers	62

	Seite
A2. Die Messung der Quellspektren	63
A2.1 Diskussion der Spektrumsmessungen	64
A3. Die Messung der Quellstärken nach der Manganbad-Methode	67
A3.1 Beschreibung der Apparatur	67
A3.2 Auswertung der Messungen und Korrekturen	67
Literaturverzeichnis	69
Tabellen	72
Abbildungen	

1. EINLEITUNG

Das Thema der vorliegenden Arbeit ist die experimentelle Bestimmung der Neutroneneinflußfunktion in schnellen kritischen Anordnungen in SNEAK (Schnelle Null-Energie Anordnung Karlsruhe). Diese Messungen sind zwar primär auf ihren praktischen Nutzen für die Entwicklung schneller Reaktoren, d.h. auf ihre gezielte Verwertung bei bestimmten Problemen im Rahmen des SNEAK-Programms ausgerichtet, doch muß zum Verständnis ihrer Bedeutung das Thema in einem weiteren Rahmen gesehen werden.

Die Berechnung der Eigenschaften von Kernreaktoren ist wegen der komplexen physikalischen Sachlage nur in gewissen Näherungen möglich und selbst dann zum Teil mit großem Aufwand verbunden. Dies hat bereits frühzeitig dazu geführt, daß die Methoden der Variationsrechnung und der Störungsrechnung, die aus der klassischen mathematischen Physik und der Quantenmechanik der Atome bekannt waren, in die Reaktorphysik übernommen wurden. So wurde die Störungstheorie erstmals im Jahre 1945 von E.P. Wigner /4/ angewendet bei der Berechnung der stabilen Reaktorperiode.

Grundlegend für diese Methoden ist die zusätzliche Verwendung der Gleichungen, die zu den das Problem definierenden Gleichungen adjungiert sind. Die Lösung dieser adjungierten Gleichungen hat - dies folgt aus dem Variationsprinzip - die Eigenschaften einer optimalen Wichtungsfunktion für die Bildung von integralen Größen, welche den Zustand des Systems charakterisieren.

Die Neutronenbilanz in einem Kernreaktor wird gewöhnlich durch die Boltzmann'sche Transportgleichung für die Neutronendichte N bzw. für den Fluß $\phi = v N$ beschrieben. Diese Gleichungen oder Näherungen hierfür sind aus zwei Gründen nicht selbstadjungiert:

- a) Der Kernreaktor stellt ein dissipatives und damit nicht-konservatives System dar. Das Zeitverhalten derartiger Systeme ist irreversibel im thermodynamischen Sinn einer Entropiezunahme (2. Hauptsatz). Dies kommt in der Boltzmann-Gleichung durch die ungerade Zeitableitung $\partial N / \partial t$ zum Ausdruck, die eine Richtung auf der Zeitachse definiert. In den adjungierten Gleichungen wird das Zeitverhalten umgekehrt durch den entsprechenden Term $-\partial N^+ / \partial t$.
- b) Auch im stationären Fall, d.h. beim kritischen Reaktor, sind die Bilanzgleichungen - abgesehen von der Eingruppennäherung - nicht selbstad-

jungiert aufgrund der Unsymmetrie im Abbrems- und Spaltprozeß. In der Matrixdarstellung der Multigruppenmethode äußert sich dies in einer un-symmetrischen und damit nicht selbstadjungierten Matrix, die den Bilanzoperator darstellt.

Mit der Lösung der adjungierten Gleichungen wird somit eine neue Größe eingeführt. Diese Funktion, die "adjungierte Neutronendichte" N^+ , oder, wie sie meist fälschlicherweise genannt wird, der "adjungierte Fluß", hat die fundamentale physikalische Bedeutung einer Neutroneneinflußfunktion: Sie gibt den Beitrag eines zusätzlich in den Reaktor gebrachten Neutrons zu einem Detektorsignal an, das zu einer späteren Zeit registriert wird. Damit ist die "adjungierte Neutronendichte" ebenso wie die Neutronendichte selbst direkt mit den beobachtbaren Größen verknüpft. Dies hat zur Folge, daß sich das Verhalten des Reaktors auch durch die adjungierten Gleichungen allein beschreiben läßt.

Diese Bedeutung der "adjungierten Neutronendichte" als Einflußfunktion (engl.: importance function) wurde erst in dem im Jahre 1960 erschienenen Arbeiten von Lewins /5, 6/ in vollem Umfang erkannt, obwohl wesentliche Zusammenhänge bereits früher bekannt waren /7 bis 10/. Sehr umfassend wird dieser Themenkreis in dem Buch von Lewins "Importance - The Adjoint Function" /1/, das 1965 erschienen ist, behandelt.

Die Einflußfunktion in ihrer allgemeinen zeitabhängigen Form hat bisher nur wenig praktische Anwendung gefunden (s. z.B. /11, 12, 13/). Dies hat seine Ursache zum einen darin, daß die zeitabhängigen adjungierten Gleichungen ebenso wie die zeitabhängigen Flußgleichungen auch näherungsweise nur mit großem Aufwand zu lösen sind - abgesehen von dem separierbaren Fall der stabilen Reaktorperiode - zum anderen darin, daß man sich in den meist interessierenden Fällen des kritischen oder nahezu kritischen Reaktors mit einfacher zu lösenden stationären Gleichungen begnügen kann, wobei dann die Zeitabhängigkeit unter Annahme der angenäherten Separierbarkeit behandelt wird. Neben weniger gebräuchlichen Variationsmethoden (s. z.B. 14, 15, 16/) spielt hier die Störungstheorie eine hervorragende Rolle. Die Störungsrechnung 1. Ordnung gestattet nicht nur eine einfache Berechnung der Auswirkung kleiner Störungen in der Reaktorzusammensetzung, sondern hat auch den Vorteil, den physikalischen Inhalt unmittelbar sichtbar zu machen: Die Störformel für die Änderung des Multiplikationsfaktors ist ein Ausdruck für die Änderung von Produktion und Verlust an Einfluß ($\iint N N^+ d\tau d\vec{v}$) im Verhältnis zur gesamten

Einflußproduktion im ungestörten Reaktor (die hier verwendete statische Einflußfunktion ist physikalisch als asymptotischer Grenzfall der allgemeinen zeitabhängigen Einflußfunktion definiert). So läßt sich z.B. der Materialwert eines Moderators im Corezentrum verstehen als die Änderung des Einflusses der Neutronen, die durch den Moderator nach niedrigeren Energien gestreut werden. Diese Anschaulichkeit ist u.a. von großem Nutzen bei der Klärung von Diskrepanzen zwischen gemessenen und berechneten Werten.

Die vorliegende Arbeit hat die experimentelle Bestimmung der Energie- und Ortsabhängigkeit der statischen Neutroneneinflußfunktion in SNEAK-Anordnungen zum Thema. Im SNEAK-Programm werden Testanordnungen für schnelle Brutreaktoren untersucht, um Aussagen über die voraussichtlichen Eigenschaften großer Leistungsreaktoren zu gewinnen. Experimentelle Untersuchungen hierzu sind bis heute unerläßlich, da die Unsicherheiten in den zur Verfügung stehenden Kerndatensätzen - und zum Teil auch in den Rechenmethoden - zu groß sind, um alle Eigenschaften mit ausreichender Genauigkeit vorhersagen zu können.

Aus Messungen der Einflußfunktion sind in diesem Zusammenhang folgende Informationen zu erwarten:

- a) Der Natrium-Void-Koeffizient und der Dampfdichte-Koeffizient in schnellen natrium- bzw. dampfgekühlten Brutreaktoren lassen sich bis heute nur ungenau vorhersagen. Um die Ursachen für Diskrepanzen zwischen Messungen und Berechnungen klären zu können, ist eine genaue Kenntnis der Energieabhängigkeit der Einflußfunktion besonders nützlich, da davon - störungstheoretisch ausgedrückt - der Natrium-Void- und der Dampfdichte-Koeffizient sehr empfindlich abhängen (s. Abschnitt 4.7). Von der Messung sollte der Energiebereich oberhalb etwa 1 keV erfaßt werden mit einer Meßgenauigkeit von wenigstens 2%.
- b) Messungen der Energieabhängigkeit der Einflußfunktion im Corezentrum im Zusammenhang mit weiteren zentralen Messungen von Flußspektrum, Reaktionsraten und Materialwerten können direkte Informationen über bestimmte effektive Wirkungsquerschnitte liefern, wie z.B. bei der Methode von Redman und Bretscher /17/ zur Bestimmung des Verhältnisses Σ_c / Σ_f .
- c) Die Messung der Ortsabhängigkeit der Einflußfunktion kann zum besseren Verständnis von Zonenanordnungen beitragen, wie sie häufig als Ersatz für einheitliche Cores aufgebaut werden in Ermangelung der benötigten

Mengen Spaltmaterials oder aus Gründen der Kostenersparnis. Ganz allgemein ist sie von Nutzen für die Interpretation der Ortsabhängigkeit von Materialwerten, insbesondere des Natrium-Void- und des Dampfdichtekoeffizienten.

- c) Aus der Messung der Ortsabhängigkeit des Spaltneutroneneinflusses und der Spaltrate kann das Normierungsintegral der Störungsrechnung bestimmt werden, das zum Vergleich von Materialwertmessungen in verschiedenen Anordnungen benötigt wird.

Die Messungen der Einflußfunktion können mit Hilfe mehrerer radioaktiver Neutronenquellen durchgeführt werden / 2 /. Zwar sind dies keine differentiellen Messungen - diese wären nur unter sehr großem Aufwand mit Hilfe eines Teilchenbeschleunigers mit kontinuierlich variabler Energie möglich - jedoch lassen sich aus den gemessenen integralen Größen $\int N^+(E, \vec{r}) S(E) dE$ durch Entfaltung halbdifferentielle Darstellungen mit ausreichender Auflösung gewinnen, wenn die Anzahl der verwendeten Quellen genügend groß ist und die Quellspektren $S(E)$, die i. a. ziemlich "verschmiert" sind, linear unabhängig sind. Die Methode ist äquivalent zur Bestimmung des Flußspektrums durch Messung von "Spektralindizes" $\int \phi(E, \vec{r}) \Sigma(E) dE$ mit Aktivierungsdetektoren. Da die Energieabhängigkeit der Einflußfunktion im Gegensatz zum Flußspektrum in dem erfaßbaren Energiebereich relativ flach verläuft und wenig Strukturen aufweist, ist hier eine hohe Energieauflösung nicht erforderlich.

Messungen dieser Art wurden bisher von Rose und Absalon /2/ (1957) im Uranmantel von ZEPHYR und von Tuttle /3/ (1963) in verschiedenen Zonenanordnungen bei Atomics International durchgeführt. Aus verschiedenen Gründen waren diese Messungen jedoch noch unbefriedigend:

- a) Die Anzahl der verwendeten Quellen war zu gering /3/.
- b) Die Quellspektren waren nur ungenau bekannt /2, 3/.
- c) Der Meßfehler der integralen Werte war zu groß /2/.
- d) Die untere Grenze des Meßbereichs lag bei 23 keV /2,3/.

In der vorliegenden Arbeit konnten gegenüber diesen Messungen wesentliche Verbesserungen erzielt werden. Die Anzahl der Quellen wurde erhöht auf maximal 10, wobei zwei davon durch Umhüllung zweier Quellen mit Moderatormaterial entstanden. Mit den im Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelten Spektrometern /19/ wurden die Spektren der verschiedenen Quellen mit guter Genauig-

keit gemessen /19/. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zusätzlich ein neuartiges Rückstoß-Teleskop-Spektrometer für Spektrumsmessungen an quasi-punktförmigen Neutronenquellen entwickelt.

Die untere Grenze des Meßbereiches der Einflußmessungen konnte durch die Verwendung der 24 keV γ -n-Quelle Sb/Be mit Moderatormaterial bis etwa 1 keV ausgedehnt werden. Damit wurde der Bereich des zu niedrigen Energien wieder ansteigenden Einflußspektrums erfaßt, der verschiedene wichtige Größen wesentlich beeinflusst.

Systematische Fehlerquellen durch Heterogenitätseffekte, Störungen durch die Meßeinrichtung sowie durch die Unterkritikalität (bei der Messung der Ortsabhängigkeit) wurden rechnerisch untersucht.

Aus den integralen Daten wurden durch Entfaltung nach verschiedenen Methoden erstmals halbdifferentielle Darstellungen des Einflußspektrums mit typischen Unsicherheiten zwischen 1 und 2% gewonnen.

In den folgenden Abschnitten 2.1 bis 2.4 werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Bedeutung der Einflußfunktion für die Reaktorphysik kurz dargestellt, soweit dies zum Verständnis der Arbeit wichtig ist. Dabei wird der Schwerpunkt mehr auf den physikalischen Inhalt als auf mathematische Strenge gelegt.

In Abschnitt 2.1 werden die adjungierten Gleichungen über das Variationsprinzip eingeführt. Anschließend werden in Abschnitt 2.2 dieselben Gleichungen aus der physikalischen Definition des Neutroneneinflusses abgeleitet. Die Darstellungen lehnen sich an die Ausführungen von Lewins /1/ an.

In Abschnitt 2.3 werden die Grundlagen der Störungstheorie sowie die sich daraus ableitenden punktkinetischen Gleichungen /21/ diskutiert. Der wichtige Spezialfall der stabilen Reaktorperiode, den die Inhour-Gleichung beschreibt, wird unter Abschnitt 2.4 angeführt.

In Abschnitt 2.5 finden sich einige Bemerkungen über die numerische Berechnung der Einflußfunktion in Multigruppennäherungen, wie sie in der Physik schneller Reaktoren gebräuchlich sind. Es wird untersucht, wie sich die Verwendung "falscher" Gruppenkonstanten, die für die Berechnung des Neutronenflusses bestimmt sind, auf die Neutroneneinflußfunktion auswirkt.

Die experimentellen Verfahren, die bei der Messung der Einflußfunktion bzw. der dazu benötigten Quellstärken und Quellspektren verwendbar sind, werden in Abschnitt 3. angegeben.

In den Abschnitten 4.1 bis 4.6 finden sich ausführliche Beschreibungen und Ergebnisse der Experimente an den SNEAK-Anordnungen 3A-2 und 3B-2. Beide waren Nullenergie-Testreaktoren für schnelle, dampfgekühlte Brutreaktoren. Zur Simulierung des Dampfes enthielten sie kleine Mengen Polyäthylen in Form dünner Folien. Die Anordnung 3A-2 enthielt als Brennstoff nur Uran /22/. Die Anordnung 3B-2 unterschied sich von 3A-2 im wesentlichen durch eine zentrale Zone von 60 cm Durchmesser und 80 cm Höhe, die 133 kg Plutonium in Form von PuO_2/UO_2 -Plättchen enthielt /23/.

Damit wurde erstmals die Neutroneneinflußfunktion in einer Plutonium-Anordnung gemessen. Der erschwerende Umstand hierbei ist, daß durch die Spontanspaltung des im Plutonium enthaltenen Anteils ^{240}Pu bereits eine starke Neutronenquelle in den Reaktor gebracht wird, wodurch der Signal-Rausch-Abstand bei den Messungen stark verschlechtert wird.

Für die Messungen wurden spezielle, von den bei /2/ und /3/ benutzten abweichende Verfahren angewendet, die es gestatteten, die bei SNEAK vorhandene Standard-Einrichtung zu benützen, d.h. die Probenwechslerschublade, die im Gegensatz zu sonst üblichen pneumatischen Oszillatoren nur relativ langsam bewegt werden kann, dafür aber den Vorteil hat, mit Core-Material beladen werden zu können.

Ein Vergleich der Meßergebnisse bei 3A-2 und 3B-2 mit Multigruppenrechnungen sowie eine abschließende Diskussion findet sich in Abschnitt 4.7.

Der Anhang A1 enthält eine Beschreibung der Wirkungsweise und der Konstruktionsmerkmale des neu entwickelten Rückstoß-Teleskop-Spektrometers. Einzelheiten über die Messungen der Quellspektren sowie über die Quellstärkemessungen nach der Mangansulfatbad-Methode werden ebenfalls im Anhang unter A2 und A3 angeführt.

2. THEORETISCHE BETRACHTUNGEN

Die folgenden Abschnitte sollen kurz die allgemeine Bedeutung der Neutroneneinflußfunktion für die Reaktorphysik beleuchten und die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit benötigten Grundlagen bereitstellen.

2.1 Das Variationsprinzip beim Kernreaktor; die adjungierten Gleichungen

Die Neutronenbilanz in einem Reaktor wird gewöhnlich unter Vernachlässigung der statistischen Natur der sich abspielenden Prozesse durch die Boltzmann'sche Transportgleichung oder geeignete Näherungen hiervon beschrieben. Als Größen, die den Zustand des Reaktor charakterisieren, treten hierbei die Neutronendichte $N(\vec{r}, \vec{v}, t)$ bzw. der Fluß $\phi = vN$ sowie die Konzentrationen der Vorläuferkerne für verzögerte Neutronen, $C_i(\vec{r}, t)$, auf. Dabei bedeuten \vec{r} den Ortsvektor, \vec{v} den Geschwindigkeitsvektor der Neutronen und t die Zeit.

Unter vorläufiger Vernachlässigung der verzögerten Neutronen läßt sich die allgemeine zeitabhängige Transportgleichung bei Berücksichtigung einer evtl. vorhandenen Fremdquelle $S(\vec{r}, \vec{v}, t)$ in Operatorform schreiben⁺)

$$M N(\vec{r}, \vec{v}, t) + S(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{\partial N}{\partial t} \quad (1)$$

Um eine eindeutige Lösung von (1) zu definieren, müssen noch gewisse Randbedingungen vorgegeben werden. Während als zeitliche Randbedingung eine beliebige Anfangsbedingung für N , die dem zu untersuchenden Problem entspricht, vorgegeben werden kann, drücken sich die räumlichen Randbedingungen in der Forderung aus, daß keine Neutronen von außen in den Reaktor einströmen sollen, d.h. $N(\vec{r}, \vec{v}, t)$ soll an der Reaktoroberfläche für alle nach innen gerichteten Geschwindigkeiten \vec{v} verschwinden.

Die Gleichung (1) ist für einen physikalisch realisierbaren Reaktor aufgrund ihrer Komplexität - sie enthält 7 unabhängige Variable - nicht in Strenge lösbar. Man ist daher in der Praxis auf gewisse Näherungsmethoden angewiesen. Meistens ist jedoch weniger die Lösung der Gleichung (1) selbst,

⁺) Nichtlineare Effekte bleiben im Rahmen dieser Arbeit unberücksichtigt.

d.h. die Bestimmung der Neutronendichte als Funktion aller Variabler, von Interesse, als vielmehr die Kenntnis gewisser charakteristischer Größen, die sich aus dieser Lösung ableiten, wie z.B. der Multiplikationsfaktor, die Reaktorperiode oder eine Reaktionsrate.

Hier bietet die Anwendung des Variationsprinzips die Möglichkeit, diese Größen unter Verwendung einer Näherungslösung \tilde{N} der Gleichung (1) zu berechnen, und zwar mit einer Genauigkeit von höherer Ordnung als die der verwendeten Näherung \tilde{N} .

Für den allgemeinen zeitabhängigen Fall ergibt sich die folgende Problemstellung: Der Zustand des Reaktors sei zur Zeit t_i durch $N(\vec{r}, \vec{v}, t_i)$ vorgegeben. Gesucht wird nun der Wert eines Detektorsignales $R = \iint v \Sigma_a N(\vec{r}, \vec{v}, t_f) d\tau d\vec{v}$, das für eine beliebige Reaktionsrate stehen soll, zum späteren Zeitpunkt t_f . Dieses Detektorsignal soll mit Hilfe einer Näherungslösung $\tilde{N}(\vec{r}, \vec{v}, t)$ von Gleichung (1) möglichst genau berechnet werden.

Wenn N die exakte Lösung von (1) ist, und ψ eine zunächst noch unbestimmte Funktion, die jedoch die Endbedingung $\psi(\vec{r}, \vec{v}, t_f) = v \Sigma_a(\vec{r}, \vec{v})$ und geeignete räumliche Randbedingungen erfüllt, so läßt sich für das Detektorsignal schreiben:

$$\begin{aligned} R &= \iiint_{\text{Reaktor}} \psi(\vec{r}, \vec{v}, t_i) N(\vec{r}, \vec{v}, t_i) d\tau d\vec{v} + \int_{t_i}^{t_f} \iiint \frac{\partial}{\partial t} (\psi N) d\tau d\vec{v} dt = \\ &= \iiint \psi_{t_i} N_{t_i} d\tau d\vec{v} + \int_{t_i}^{t_f} \iiint \left\{ \frac{\partial \psi}{\partial t} N + \psi \frac{\partial N}{\partial t} \right\} d\tau d\vec{v} dt = \\ &= \iiint \psi_{t_i} N_{t_i} d\tau d\vec{v} + \int_{t_i}^{t_f} \iiint \left\{ \psi M N + \psi S + N \frac{\partial \psi}{\partial t} \right\} d\tau d\vec{v} dt = \\ &= \iiint \psi_{t_i} N_{t_i} d\tau d\vec{v} + \int_{t_i}^{t_f} \iiint \left\{ N M^+ \psi + N \frac{\partial \psi}{\partial t} + \psi S \right\} d\tau d\vec{v} dt . \end{aligned}$$

Dabei wurde die Definition des adjungierten Operators verwendet:

$$\iiint \psi M \phi d\tau d\vec{v} = \iiint \phi M^+ \psi d\tau d\vec{v} \quad (2)$$

für beliebige Funktionen ϕ und ψ , die jedoch geeigneten räumlichen Randbedingungen genügen müssen.

Fordert man nun, daß ψ die Eigenschaft einer optimalen Wichtungsfunktion hat, d.h. daß der Ausdruck für das Detektorsignal R invariant gegen Fehler in N ist:

$$\delta R(\delta N) = \int_{t_i}^{t_f} \iiint \delta N \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + M^+ \psi \right) d\tau d\vec{v} dt = 0 ,$$

dann ergibt sich für ψ die Bestimmungsleichung

$$M^+ \psi = - \frac{\partial \psi}{\partial t} .$$

Dies ist die zu (1) adjungierte Gleichung; die so bestimmte Funktion ψ kann mithin als "adjungierte Neutronendichte" N^+ bezeichnet werden, die der Gleichung

$$M^+ N^+ = - \frac{\partial N^+}{\partial t} \tag{3}$$

genügt.

Die Gleichung (3) ist nicht leichter zu lösen als Gleichung (1). Da jedoch der Ausdruck

$$R = \iiint N_{t_i}^+ N_{t_i} d\tau d\vec{v} + \int_{t_i}^{t_f} \iiint (N^+ M N + N \frac{\partial N^+}{\partial t} + N^+ S) dt d\tau d\vec{v} \tag{4}$$

bistationär in N und N^+ ist - denn es gilt auch (wegen

$$N \frac{\partial N^+}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (N^+ N) - N^+ \frac{\partial N}{\partial t})$$

$$R = \iiint N_{t_f}^+ N_{t_f} d\tau d\vec{v} + \int_{t_i}^{t_f} \iiint (N^+ M N - N^+ \frac{\partial N}{\partial t} + N^+ S) dt d\tau d\vec{v}$$

$$\delta R(\delta N^+) = \int_{t_i}^{t_f} \iiint \delta N^+ (M N - \frac{\partial N}{\partial t} + S) dt d\tau d\vec{v} = 0 ,$$

so folgt, daß bei Verwendung einer Näherungslösung N^+ der resultierende Fehler in R nur von zweiter Ordnung in δN und δN^+ ist.

Dies wird mit einer Verdoppelung des Rechenaufwands erkauft, da nun neben Gleichung (1) auch noch die adjungierte Gleichung (3) näherungsweise gelöst werden muß.

Neben dem im Vorangegangenen diskutierten allgemeinen zeitabhängigen Problem, das in der Praxis wegen seiner Kompliziertheit selten behandelt wird, verdienen zwei Spezialfälle besondere Beachtung: Der stationäre unterkritische Reaktor mit Fremdquelle S und der Fall der stabilen Reaktorperiode $1/\omega$ beim quellfreien Reaktor, der mit $\omega = 0$ den Spezialfall des kritischen stationären Reaktors einschließt.

Beim stationären Reaktor lautet die Gleichung für die Neutronendichte:

$$N \bar{N} + S = 0 . \quad (5)$$

Um die hierzu adjungierte Gleichung zu finden, läßt man t_i nach $-\infty$ rücken und erhält aus (4) unter Berücksichtigung von (3) und der Beziehung $N^+(r, v, -\infty) = 0$ (denn das Detektorsignal im unterkritischen Reaktor kann nicht von $N(\vec{r}, \vec{v}, -\infty)$ abhängen):

$$R = \int_{-\infty}^{t_f} \iiint N^+ S d\tau d\vec{v} = \iiint S \left\{ \int_{-\infty}^{t_f} N^+ dt \right\} d\tau d\vec{v} = \iiint S \bar{N}^+ d\tau d\vec{v}, \quad (4a)$$

wobei gesetzt wurde

$$\bar{N}^+ = \int_{-\infty}^{t_f} N^+ dt .$$

Die zeitunabhängige Gleichung für \bar{N}^+ erhält man nun durch Integration von (3) von $-\infty$ bis t_f :

$$M^+ \bar{N}^+ + v \Sigma_a \bar{N} = 0 . \quad (6)$$

Dies ist die zu (5) adjungierte Gleichung, denn es gilt

$$\iiint \bar{N} M^+ \bar{N}^+ d\tau d\vec{v} = - \iiint v \Sigma_a \bar{N} d\tau d\vec{v} = -R = - \iiint S \bar{N}^+ d\tau d\vec{v} = \iiint \bar{N}^+ M \bar{N} d\tau d\vec{v} .$$

Der bistationäre Ausdruck für das Detektorsignal beim stationären Reaktor mit Fremdquelle lautet nun:

$$R = \iiint \left\{ \bar{N}^+ S + v \Sigma_a \bar{N} + \bar{N}^+ M \bar{N} \right\} d\tau d\vec{v}, \quad (7)$$

denn es ist:

$$\delta R(\delta \bar{N}) = \iiint \delta \bar{N} \{ v \Sigma_a + M^+ \bar{N}^+ \} d\tau d\vec{v} = 0$$

und

$$\delta R(\delta \bar{N}^+) = \iiint \delta \bar{N}^+ \{ S + M \bar{N} \} d\tau d\vec{v} = 0 .$$

Bei dem zweiten Spezialfall, dem Fall der stabilen Reaktorperiode, gelangt man durch Separation ebenfalls zu einem zeitunabhängigen Problem:

$$M N_0 = \omega N_0 \quad N = N_0 e^{\omega t} . \quad (8)$$

Hier läßt sich nun das Variationsprinzip zur Bestimmung der inversen Periode ω heranziehen. Es ist:

$$\omega = \iiint \psi M N_0 d\tau d\vec{v} / \iiint \psi N_0 d\tau d\vec{v}$$

für eine beliebige Wichtungsfunktion ψ .

Auf der Suche nach der optimalen Wichtungsfunktion fordert man, daß ω invariant sein soll gegen Fehler in N_0 :

$$\delta \omega(\delta N_0) = \frac{\iiint \psi M \delta N_0 d\tau d\vec{v}}{\iiint \psi N_0 d\tau d\vec{v}} - \frac{\iiint \psi \delta N_0 d\tau d\vec{v} \iiint \psi M N_0 d\tau d\vec{v}}{(\iiint \psi N_0 d\tau d\vec{v})^2} = \frac{\iiint \psi M \delta N_0 d\tau d\vec{v} - \omega \iiint \psi \delta N_0 d\tau d\vec{v}}{\iiint \psi N_0 d\tau d\vec{v}} = 0$$

Dies ist erfüllt, wenn ψ der Gleichung $M^+ \psi = \omega \psi$ und geeigneten Randbedingungen genügt, denn damit erhält man:

$$\frac{\iiint \delta N_0 M^+ \psi d\tau d\vec{v} - \omega \iiint \psi \delta N_0 d\tau d\vec{v}}{\iiint \psi N_0 d\tau d\vec{v}} = 0 .$$

Die so bestimmte Funktion ψ ist identisch mit dem zeitunabhängigen Teil der adjungierten Neutronendichte N_0^+ :

$$N^+ = N_0^+ e^{-\omega t} \quad M^+ N^+ = - \frac{\partial N^+}{\partial t} \quad M^+ N_0^+ = \omega N_0^+ .$$

Mit

$$\omega = \frac{\iiint N_0^+ M N_0 d\tau d\vec{v}}{\iiint N_0^+ N_0 d\tau d\vec{v}} \quad (9)$$

ist ein in N_0 und N_0^+ bistationärer Ausdruck gewonnen, denn es ist auch

$$\delta \omega(\delta N_0^+) = 0 .$$

Führt man den Multiplikationsfaktor k und die Lebensdauer l ein

$$k = \frac{\iiint \psi P N_0 \, d\tau d\vec{v}}{\iiint \psi L N_0 \, d\tau d\vec{v}} \quad l = \frac{\iiint \psi N_0 \, d\tau d\vec{v}}{\iiint \psi L N_0 \, d\tau d\vec{v}} ,$$

wobei P und L die Produktions- und Verlustoperatoren bedeuten: $P-L = M$,
so folgt

$$\omega = \frac{k-1}{l} .$$

Man kann daher auch sagen, daß N_0^+ die optimale Wichtungsfunktion für die Bildung von k und l ist, da die damit berechnete inverse Periode ω als beobachtbare Größe bistationär in N_0 und N_0^+ ist. Diese Definition von k und l ist daher in der Reaktorphysik allgemein üblich.

Im Vorangegangenen wurde die adjungierte Neutronendichte lediglich als mathematische Hilfsgröße eingeführt, ohne auf einen etwaigen physikalischen Inhalt einzugehen. Inwiefern N^+ eine physikalische Bedeutung zukommt, läßt sich jedoch bereits aus der Gleichung (4) (unter Berücksichtigung von (3)) ablesen:

$$R = \iiint N_{t_i}^+ N_{t_i} \, d\tau d\vec{v} + \int_{t_i}^{t_f} \iiint N^+ S \, dt d\tau d\vec{v} .$$

$N^+(\vec{r}, \vec{v}, t)$ gibt den Beitrag eines zur Zeit t bei \vec{r} in den Reaktor gebrachten (Quell-) Neutrons mit der Geschwindigkeit \vec{v} zum Detektorsignal R , das zur Zeit t_f gemessen wird, an. Im folgenden Abschnitt soll gezeigt werden, wie sich die adjungierte Gleichung (3) direkt aus dieser physikalischen Eigenschaft, ohne Bezugnahme auf das Variationsprinzip, ableiten lassen.

2.2 Die Neutroneneinflußfunktion

Die allgemeinste Definition der Neutroneneinflußfunktion wurde erstmals von Lewins /5/ angegeben: Ein Neutron der Geschwindigkeit \vec{v} werde zur Zeit t_i am Ort \vec{r} in den Reaktor gebracht. Zu einer späteren Zeit t_f werde mit einem Neutronendetektor ein Signal R gemessen. Die Größe R als Funktion von \vec{r} , \vec{v} und t wird Neutroneneinflußfunktion genannt.

Aus dieser Definition läßt sich eine fundamentale Eigenschaft des Einflusses ablesen: Der Einfluß eines Neutrons und seiner Nachfolger ist zeitlich konstant für $t \leq t_f$. Aus diesem Erhaltungssatz wiederum kann eine Bilanzgleichung für den Einfluß abgeleitet werden, die, wie sich zeigen wird, identisch mit der Gleichung für die adjungierte Neutronendichte N^+ ist. Dies wurde von Lewins /1/ für verschiedene Transportmodelle ausgeführt. An dieser Stelle soll kurz der Fall der Boltzmann'schen Transportgleichung unter Berücksichtigung der verzögerten Neutronen dargestellt werden. Dabei soll die Einflußfunktion bereits mit N^+ bezeichnet werden.

Wir betrachten ein Neutron, das zur Zeit t am Ort \vec{r} die Geschwindigkeit \vec{v} hat. Sein Einfluß ist $N^+(\vec{r}, \vec{v}, t)$. Zu der späteren Zeit $t + \delta t$ ist dieses Neutron mit der Wahrscheinlichkeit $(1 - \Sigma_t v \delta t)$ am Ort $\vec{r} + \vec{v} \delta t = \vec{r} + \delta \vec{r}$ angekommen und hat dort den Einfluß $N^+(\vec{r} + \delta \vec{r}, \vec{v}, t + \delta t)$. Dabei bedeutet Σ_t den totalen Reaktionsquerschnitt.

In diesem (sehr kleinen) Zeitabschnitt δt kann das Neutron gestreut werden oder eine Spaltung verursachen und dabei prompte Spaltneutronen und Vorläuferkerne für verzögerte Neutronen erzeugen. Entsprechend den Wahrscheinlichkeiten dieser Prozesse wird dabei der Einfluß

$$v \delta t \int \Sigma_s(\vec{r}, \vec{v} \rightarrow \vec{v}') N^+(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}'$$

$$v \delta t v \Sigma_f (1 - \beta) \int \chi(v') N^+(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}'$$

$$v \delta t v \Sigma_f \sum_i \int \beta_i^{\lambda}(\vec{r}, v') C_i^+(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}'$$

erzeugt.

Die verwendeten Bezeichnungen bedeuten:

Σ_s Streuquerschnitt

Σ_f Spaltquerschnitt

v Zahl der Spaltneutronen pro Spaltung

$\chi(v)$ Spektrum der prompten Spaltneutronen

$\beta_i = \int \beta_i^{\lambda}(\vec{r}, v) dv$ verzögerte Neutronenanteile; $\beta = \sum_i \beta_i$

$C_i^+(\vec{r}, \vec{v}, t)$ Einfluß eines Vorläuferkernes, der ein Neutron mit der Geschwindigkeit \vec{v} aussenden wird .

Da der Gesamteinfluß erhalten bleibt, erhält man die Bilanzgleichung

$$\begin{aligned}
 N^+(\vec{r}, \vec{v}, t) &= (1 - \Sigma_t \ v \delta t) N^+(\vec{r}, \delta \vec{r}, \vec{v}, t + \delta t) + \\
 &+ v \delta t \int \Sigma_s(\vec{r}, \vec{v} \rightarrow \vec{v}', t) N^+(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}' + \\
 &+ v \delta t v \Sigma_f (1 - \beta) \int \chi(v') N^+(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}' + \\
 &+ v \delta t v \Sigma_f \sum_i \int \beta_i(\vec{r}, v') C_i^+(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}'
 \end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung von $\frac{dN^+}{dt} = \frac{\partial N^+}{\partial t} + \vec{v} \nabla N^+$ folgt daraus für $\delta t \rightarrow 0$

$$\begin{aligned}
 - \frac{\partial N^+}{\partial t} &= \vec{v} \nabla N^+ - v \Sigma_t N^+ + v v \Sigma_f (1 - \beta) \int \chi(v') N^+(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}' \\
 &+ v \int \Sigma_s(\vec{r}, \vec{v} \rightarrow \vec{v}', t) N^+(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}' + v v \Sigma_f \sum_i \int \beta_i(\vec{r}, v') C_i^+(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}'
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

Ebenso erhält man die Gleichung für die verzögerten Neutronen: Ein Vorläuferkern mit dem Einfluß $C_i^+(\vec{r}, \vec{v}, t)$ zerfällt während der Zeit δt mit der Wahrscheinlichkeit $\lambda_i \delta t$ und erzeugt ein Neutron der Geschwindigkeit \vec{v} mit dem Einfluß $\lambda_i \delta t N^+(\vec{r}, \vec{v}', t)$. Es gilt also

$$C_i^+(\vec{r}, \vec{v}, t) = (1 - \lambda_i \delta t) C_i^+(\vec{r}, \vec{v}, t + \delta t) + \lambda_i \delta t N^+(\vec{r}, \vec{v}, t)$$

oder

$$\frac{dC_i^+}{dt} = +\lambda_i C_i^+ - \lambda_i N^+ \tag{11}$$

Diese Gleichung kann auch direkt über \vec{v} integriert werden, da die verzögerten Neutronen praktisch isotrop und mit festem Energiespektrum ausgesandt werden. Die formale Berücksichtigung von \vec{v} ist jedoch für eine allgemeine Operator-darstellung (s. unten) erforderlich.

Die Randbedingungen für die Einflußfunktion ergeben sich aus der Tatsache, daß ein Neutron, das den Reaktor verläßt, keinen Einfluß hat, da es keinen Beitrag zum Detektorsignal mehr liefern kann. Das bedeutet, daß $N^+(\vec{r}, \vec{v}, t)$ an der Reaktoroberfläche für alle nach außen gerichteten Geschwindigkeiten \vec{v} verschwinden muß. Als zeitliche Randbedingung gilt die Endbedingung $N_{t_f}^+ = v \Sigma_a$, wobei Σ_a der Wirkungsquerschnitt des Detektors ist. Diese Abhängigkeit der Einflußfunktion vom Detektor verschwindet, wenn t_f nach $+\infty$ rückt. Die von verschiedenen Neutronen hervorgerufenen Neutronendichten unterscheiden sich dann nur noch in der Amplitude, nicht aber in der Verteilung. Die zu verschiedenen Detektoren gehörenden Einflußfunktionen unterscheiden sich dann nur noch um konstante Faktoren.

Um zu zeigen, daß die Gleichungen (10) und (11) zusammen mit oben genannter Randbedingung das adjungierte Problem zu den Neutronenbilanzgleichungen darstellen, fassen wir sie zunächst zu einer Gleichung in Operatorform zusammen:

$$-\frac{\partial \hat{N}^+}{\partial t} = \hat{M}^+ \hat{N}^+ \quad (12)$$

Dabei ist der \hat{N}^+ der Vektor

$$\begin{pmatrix} N^+ \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ C_i^+ \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix}$$

\hat{M}^+ ist eine Matrix:

$$\begin{pmatrix} M_p^+ & \cdot & \cdot & \cdot & D_i^+ & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & & & & & \\ \cdot & & \cdot & & & & \\ \cdot & & & \cdot & & & \\ \lambda_i & & & & -\lambda_i & & \\ \cdot & & & & & \cdot & \\ \cdot & & & & & & \cdot \\ \cdot & & & & & & \cdot \end{pmatrix}$$

Dabei bedeuten M_p^+ den Einfluß-Bilanzoperator für prompte Neutronen und $D_i^+ = v \nu \Sigma_f d\vec{v} \beta_i$ die Einfluß-Produktionsoperatoren für verzögerte Neutronen. Gleichung (10) schreibt sich mit diesen Abkürzungen:

$$-\frac{\partial N^+}{\partial t} = M_p^+ N^+ + \sum_i D_i^+ C_i^+$$

Entsprechend läßt sich die Neutronenbilanzgleichung schreiben:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \hat{M} N \quad (13)$$

Ausgeschrieben besteht sie aus den Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} = & -\vec{v} \nabla N - v \Sigma_t N + \int v' \Sigma_s(\vec{r}, \vec{v} \rightarrow \vec{v}', t) N(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}' + \\ & + (1-\beta) \chi(v) \int v' \nu \Sigma_f(\vec{r}, \vec{v}', t) N(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}' + \sum_i \lambda_i C_i = M_p N + \sum_i \lambda_i C_i \end{aligned}$$

und

$$\frac{dC_i}{dt} = \beta_i \int v' \nu \Sigma_f(\vec{r}, \vec{v}', t) N(\vec{r}, \vec{v}', t) d\vec{v}' - \lambda_i C_i = D_i N - \lambda_i C_i$$

für die verzögerten Neutronen.

\hat{N} ist wieder ein Vektor:

$$\begin{pmatrix} N \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ C_i \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix}$$

Der Operator \hat{M} ist die Matrix

$$\begin{pmatrix} M & \cdot & \cdot & \cdot & \lambda_i & \cdot & \cdot & \cdot \\ P & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ D_i & \cdot & \cdot & \cdot & -\lambda_i & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \end{pmatrix}$$

Zu zeigen ist nun, daß die Beziehung gilt:

$$\iiint \hat{N}^+ \hat{M} \hat{N} d\tau d\vec{v} = \iiint \hat{M}^+ \hat{N}^+ d\tau d\vec{v} \quad (14)$$

Für die skalaren Terme ist dies durch einfaches Vertauschen der Integrationsreihenfolge zu bestätigen. Die den Gradienten enthaltenden Terme müssen gesondert behandelt werden. Hier ergibt sich durch partielle Integration und Anwendung des Satzes von Gauß:

$$\begin{aligned} \iiint \hat{N}^+ \vec{v} \nabla \hat{N} d\tau d\vec{v} &= \int d\vec{v} \vec{v} \int \hat{N}^+ \nabla \hat{N} d\tau = \int d\vec{v} \vec{v} \int \nabla(\hat{N}^+ \hat{N}) d\tau - \\ - \int d\vec{v} \vec{v} \int \hat{N} \nabla \hat{N}^+ d\tau &= - \iiint \hat{N} \vec{v} \nabla \hat{N}^+ d\tau d\vec{v} + \int d\vec{v} \vec{v} \int \hat{N} \hat{N}^+ d\vec{f} \\ &\quad \text{Reaktor-} \\ &\quad \text{oberfläche} \end{aligned}$$

Das letzte Integral verschwindet aber auf Grund der Randbedingungen: An der Reaktoroberfläche verschwindet N für alle nach innen zeigenden Geschwindigkeiten und N^+ für alle nach außen gerichteten Geschwindigkeiten \vec{v} .

Damit ist die Identität von Neutroneneinflußfunktion und adjungierter Neutronendichte sichergestellt. Die im vorangegangenen Abschnitt vorgenommene Vernachlässigung der verzögerten Neutronen stellt keine Beschränkung der Allgemeinheit dar, da die Ausführungen unverändert gelten, wenn \hat{N} für N , \hat{M} für M usw. eingesetzt wird.

Die Einflußgleichung wurde allgemein als Bilanzgleichung in Bezug auf ein Detektorsignal abgeleitet. Das bedeutet, daß ein beliebiges System, ob multiplizierend oder nicht, in dem Neutronen erzeugt, absorbiert, transportiert und in einem Detektor nachgewiesen werden, durch die Einflußgleichung, d.h. die adjungierte Transportgleichung beschrieben werden kann.

Die Beschreibung eines Systems durch die Einflußgleichung ist völlig gleichwertig mit der Neutronendichte bzw. der Flußbeschreibung. Der jeweilige Vorteil der einen oder anderen Beschreibung hängt nur von der Art der Fragestellung ab. Dies wird am deutlichsten an dem einfachen System Quelle-Detektor. Die Einflußfunktion ist hier nichts anderes als die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors als Funktion von Ort und Energie der Neutronenquelle.

Wir nun nach den Signalen R_j eines festen Detektors bei verschiedenen Quellverteilungen S_j gefragt, so ist die Einflußbeschreibung vorteilhaft, da hier eine einzige Rechnung die Resultate liefert:

$$R_j = \iiint N^+ S_j \, dtd\vec{v} .$$

Werden dagegen die Signale R_j von verschiedenen Detektoren Σ_a^j für eine feste Quellverteilung gesucht, so kann dies von einer einzigen Flußrechnung geliefert werden:

$$R_j = \iiint \Sigma_a^j v N \, dtd\vec{v} .$$

Der Umstand, daß in der Reaktorphysik meist eine feste Quelle - die Spaltquelle des Reaktors - vorliegt, während die Signale verschiedener Detektoren, nämlich verschiedene Reaktionsraten, insbesondere Spaltraten, von Interesse sind, erklärt die bevorzugte Verwendung der Neutronendichte bzw. der Flußbeschreibung.

Die adjungierte Beschreibung findet ihre Bedeutung in der Hauptsache als mathematisches Hilfsmittel, das sich aus der Anwendung des Variationsprinzips ableitet.

2.3 Störungstheorie; die punktkinetischen Gleichungen

Die Störungstheorie stellt eine spezielle Anwendung des Variationsprinzips dar. Durch Verwendung der Neutroneneinflußfunktion bzw. der adjungierten Neutronendichte als Wichtungsfunktion gelingt es, das Verhalten des Reaktors als Ganzes nach Einbringen einer kleinen Störung δM relativ einfach, d.h. ohne erneutes Lösen der Bilanzgleichung, zu berechnen, unter Verwendung der Lösungen N_0 und N_0^+ des ungestörten Problems (Störungsrechnung 1. Ordnung). Als ungestörtes Problem wird meist der kritische Reaktor angenommen, doch kann ebenso der Fall einer stabilen Periode als Ausgangspunkt dienen. Es soll hier kurz der erste Fall skizziert werden, der bei Berücksichtigung der verzögerten Neutronen zu den sog. punktkinetischen Gleichungen /21/ führt. Die punktkinetischen Gleichungen werden häufig - auch in der vorliegenden Arbeit - zur Interpretation von Experimenten herangezogen. Dabei ist wichtig, die Kriterien für ihre Anwendbarkeit, die sich aus den in ihnen enthaltenen Annahmen ergeben, zu beachten. Die Auswirkungen der Störung auf die verzögerten Neutronen soll vernachlässigt werden.

Die Gleichungen für den kritischen Reaktor lauten, wenn P_0 und D_0 die Produktionsoperatoren für prompte und verzögerte Neutronen und L_0 den Verlustoperator bedeuten:

$$M_0 N_0 = (P_0 + D_0 - L_0) N_0 = 0 \quad M_0^+ N_0^+ = 0 \quad .$$

Dabei soll die Normierung $\iint N_0^+ N_0 d\tau d\vec{v} = 1$ gelten.

Das Verhalten des gestörten Reaktors wird durch die Gleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial C}{\partial t} &= (M_0 + \delta M) N + S & C &= \sum_i C_i \\ \frac{\partial C_i}{\partial t} &= D_i N - \lambda_i C_i & & \end{aligned} \quad (15)$$

beschrieben. S bedeutet dabei eine evtl. vorhandene äußere Quelle.

Es wird nun eine Amplitudenfunktion $A(t)$ und eine Gestaltfunktion $n(\vec{r}, \vec{v}, t)$ eingeführt /24/:

$$N(\vec{r}, \vec{v}, t) = A(t) n(\vec{r}, \vec{v}, t).$$

Dabei soll $n(\vec{r}, \vec{v}, t)$ normiert sein: $\iint N_0^+ n d\tau d\vec{v} = 1$. Damit folgt aus (15) nach Multiplikation mit N_0^+ und Integration:

$$\frac{dA}{dt} + \frac{d}{dt} \iiint N_o^+ C d\tau d\vec{v} = A \iiint N_o^+ M_o \delta n d\tau d\vec{v} + A \iiint N_o^+ \delta M d\tau d\vec{v} + \iiint N_o^+ S d\tau d\vec{v} .$$

Dabei ist δn die Störung in der Neutronendichte $\delta n = n - N_o$.

Das erste Integral auf der rechten Seite verschwindet aber, denn es gilt:

$$\iiint N_o^+ M_o \delta n d\tau d\vec{v} = \iiint \delta n M_o^+ N_o^+ d\tau d\vec{v} = 0 .$$

Dies ist von entscheidender Bedeutung, denn im folgenden Term kann unter Vernachlässigung von Größen 2. Ordnung n durch N_o ersetzt werden:

$$\frac{dA}{dt} + \frac{d}{dt} \iiint N_o^+ C d\tau d\vec{v} = A \iiint N_o^+ \delta M N_o d\tau d\vec{v} + \iiint N_o^+ S d\tau d\vec{v} .$$

Für die verzögerten Neutronen gilt dann:

$$\frac{d}{dt} \iiint N_o^+ C_i d\tau d\vec{v} = \iiint N_o^+ D_i N_o d\tau d\vec{v} - \lambda_i \iiint N_o^+ C_i d\tau d\vec{v} .$$

Mit den in Analogie zum unendlichen, homogenen Reaktor mit einer Energiegruppe gewählten Definitionen des Multiplikationsfaktors k bzw. der Reaktivität $(k-1)/k$, der Lebensdauer l , der Konzentrationen der Vorläuferkerne für verzögerte Neutronen \bar{C}_i , der verzögerten Neutronenanteile $\bar{\beta}_i$ und des Quelltermes Q

$$k = \frac{\iiint N_o^+ (P+D) N_o d\tau d\vec{v}}{\iiint N_o^+ L N_o d\tau d\vec{v}} \quad (k-1)/k = \frac{\iiint N_o^+ \delta M N_o d\tau d\vec{v}}{\iiint N_o^+ L N_o d\tau d\vec{v}}$$

$$l = \frac{\iiint N_o^+ N_o d\tau d\vec{v}}{N_o^+ L N_o d\tau d\vec{v}} \quad \bar{C}_i = \iiint N_o^+ \bar{C}_i d\tau d\vec{v}$$

$$\bar{\beta}_i = \frac{\iiint N_o^+ D_i N_o d\tau d\vec{v}}{k \iiint N_o^+ L N_o d\tau d\vec{v}} \quad Q = \iiint N_o^+ S d\tau d\vec{v}$$

erhält man daraus die sog. punktkinetischen Gleichungen:

$$\frac{dA}{dt} + \frac{d\bar{C}}{dt} = (k-1) \frac{A}{l} + Q$$

oder

$$\frac{dA}{dt} = \{ k(1-\beta) - 1 \} \frac{A}{l} + \sum_i \lambda_i \bar{C}_i + Q$$

und

$$\frac{d\bar{C}_i}{dt} = k\bar{\beta}_i \frac{A}{l} - \lambda_i \bar{C}_i \quad (16)$$

Die Gültigkeit der punktkinetischen Gleichungen wird generell durch die Forderung einer kleinen Störung begrenzt:

$$\iint \delta M \delta n d\tau d\vec{v} \ll \iint \delta M N_0 d\tau d\vec{v} .$$

Verschiedene Fälle, bei denen zu große Abweichungen der Neutronendichte n von N_0 die Anwendbarkeit der punktkinetischen Gleichungen beschränken können, sind zu nennen:

a) Schnelle Änderung der Neutronendichte

Wird die Neutronendichte durch sehr schnelle Änderungen der Reaktivität oder der externen Quelle S schnellen Änderungen unterworfen, so bilden sich dabei räumliche und energetische Oberschwingungen aus, die sehr stark von der ungestörten Dichteverteilung abweichen. Sie klingen mit Zeitkonstanten in der Größenordnung der prompten Lebensdauer l ab.

b) Große negative Reaktivitätsänderungen

Nach einer großen negativen Reaktivitätsänderung fällt die Neutronendichte schnell stark ab. Der Zerfall der Vorläuferkerne für verzögerte Neutronen kann dem jedoch nicht folgen, so daß der Anteil der verzögerten Neutronen, der beim stationären Reaktor sehr klein ist, bald dominierend wird. Die Energiespektren und bei Mehrzonenreaktoren auch die räumliche Verteilung der verzögerten Neutronenquellen weichen stark von denen der prompten Spaltquelle ab. Daher wird auch die resultierende Neutronendichte stark vom ungestörten Zustand abweichen.

c) Unterkritischer Reaktor mit externer Quelle

Für den stationären unterkritischen Reaktor mit externer Quelle gilt:

$$\iint N_0^+ S d\tau d\vec{v} = \iint N_0^+ (P+D) N d\tau d\vec{v} k / (k-1),$$

d.h. mit zunehmender Unterkritikalität wird das Verhältnis zwischen Spaltneutronen und externen Quellneutronen immer kleiner, so daß die resultierende Neutronendichte in zunehmendem Maße durch die äußere Quelle beeinflusst wird.

Bei der Interpretation von Experimenten durch die punktkinetischen Gleichungen ist weiterhin zu beachten, daß i.a. nicht die Größe A gemessen wird, sondern lediglich die Signale einer beschränkten Anzahl von Neutronendetektoren. In diesen wird sich eine Störung z.B. besonder stark auswirken, wenn sich ein Detektor in der Nähe der Störung befindet.

All diese Effekte können in der Praxis zusammenwirken und bedürfen besonderer Beachtung, wenn die Anwendung der punktkinetischen Gleichungen sinnvoll sein soll.

Zu erwähnen ist noch der Fall einer kleinen, jedoch stark lokalisierten Störung. Hierbei ist zwar die Anwendbarkeit der punktkinetischen Gleichungen nicht gefährdet, doch die Störungsrechnung 1. Ordnung ist nicht mehr ausreichend zur Berechnung der Reaktivität $(k-1)/k$, da die Neutronendichte am Ort der Störung stark vom ungestörten Zustand abweicht.

2.4 Die Inhour-Gleichung

Um auch ohne die relativ aufwendige Lösung der punktkinetischen Gleichungen die Kritikalität des Reaktors bestimmen zu können, werden häufig sog. Periodenexperimente durchgeführt. Diese haben außerdem den Vorteil, auch bei großen Reaktivitätsänderungen, bei denen die punktkinetischen Gleichungen versagen, noch eindeutige, d.h. von Zeit und Detektor unabhängige Ergebnisse zu liefern.

Der Zusammenhang zwischen dem Multiplikationsfaktor und der stabilen Reaktorperiode wird durch die Inhour-Gleichung gegeben. Diese erhält man aus Gleichung (9) von Abschnitt 2.1, die einen bistationären Ausdruck für die inverse Periode ω darstellt, bei expliziter Berücksichtigung der verzögerten Neutronen:

$$\omega = \frac{\iint \hat{N}_o^+ \hat{M} \hat{N}_o d\tau d\vec{v}}{\iint \hat{N}_o^+ \hat{N}_o d\tau d\vec{v}}$$

Dabei gelten die Gleichungen

$$\begin{aligned} \hat{M} \hat{N}_o &= \omega \hat{N}_o & \hat{N} &= \hat{N}_o e^{\omega t} \\ \hat{M}^+ \hat{N}_o^+ &= \omega \hat{N}_o^+ & \hat{N}^+ &= \hat{N}_o^+ e^{-\omega t} \end{aligned} \quad (17)$$

oder ausgeschrieben:

$$\omega \hat{N}_o = \hat{M}_p \hat{N}_o + \sum_i \lambda_i \hat{C}_{i0}$$

$$\omega \hat{C}_{i0} = \hat{D}_i \hat{N}_o - \lambda_i \hat{C}_{i0} \quad \text{oder} \quad \hat{C}_{i0} = \frac{1}{\lambda_i + \omega} \hat{D}_i \hat{N}_o$$

und

$$\omega N_o^+ = M_p^+ N_o^+ + \sum_i D_i^+ C_{io}^+$$

$$\omega C_{io}^+ = \lambda_i N_o^+ - \lambda_i C_{io}^+ \quad \text{oder} \quad C_{io}^+ = \frac{\lambda_i}{\lambda_i + \omega} N_o^+ .$$

Durch Eliminieren von C_{io} und C_{io}^+ und Einführen der Größen k , l , $\bar{\beta}_i$

$$k = \frac{\int \int N_o^+ (P+D) N_o^+ d\tau d\vec{v}}{\int \int N_o^+ L N_o^+ d\tau d\vec{v}} \quad l = \frac{\int \int N_o^+ N_o^+ d\tau d\vec{v}}{\int \int N_o^+ L N_o^+ d\tau d\vec{v}}$$

$$\bar{\beta}_i = \frac{\int \int N_o^+ D_i N_o^+ d\tau d\vec{v}}{k \int \int N_o^+ L N_o^+ d\tau d\vec{v}}$$

folgt unmittelbar die Inhour-Gleichung:

$$k-1 = \omega l + \omega k \sum_i \frac{\bar{\beta}_i}{\lambda_i + \omega} . \quad (18)$$

Diese Gleichung hat, wenn man ihre Parameter als Konstanten auffaßt, $I+1$ Lösungen, wenn I die Anzahl der verzögerten Neutronengruppen ist. In Wirklichkeit besitzt sie jedoch in Strenge nur eine physikalisch sinnvolle Lösung, nämlich den durch die Gleichung (17) definierten Eigenwert ω . Angenähert haben jedoch auch die übrigen I Lösungen insofern einen physikalischen Sinn, als sie näherungsweise die Eigenwerte der verzögerten Eigenschwingungen, die die Ausgleichsvorgänge der Vorläuferkonzentrationen beschreiben, darstellen. Sie liegen in der Größenordnung der λ_i . Diese verzögerten Eigenschwingungen werden beim Experiment in Form der sog. Transienten beobachtbar, die sich nach einer Reaktivitätsänderung ergeben, bevor der Flußverlauf der stabilen Periode $T = 1/\omega$ folgt /25/.

Die Inhour-Gleichung (18) ist ein bistationärer Ausdruck in N_o und N_o^+ . Zur Bestimmung der stabilen Reaktorperiode genügt es daher meist, k , l und die $\bar{\beta}_i$ stationären Rechnungen zu entnehmen, die in gewissen Näherungen (s. Abschnitt 2.5) relativ einfach durchführbar sind.

2.5 Bemerkungen zur numerischen Berechnung der Neutronen- einflußfunktion

Die adjungierte Transportgleichung läßt sich für physikalisch realistische Probleme ebensowenig exakt lösen wie die Transportgleichung selbst. Zu ihrer näherungsweise Lösung mit elektronischen Rechenmaschinen müssen auch hier gewisse vereinfachende Annahmen gemacht werden, die in weitgehender Analogie zur üblichen Behandlung der Neutronendichte- bzw. Flußgleichung stehen.

Da man in der Praxis meist nicht mit der Neutronendichte N sondern mit dem Fluß $\phi = vN$ rechnet, soll auch im folgenden Teil der Arbeit nur noch der Fluß ϕ betrachtet werden. Die zur Flußgleichung adjungierte Gleichung ist identisch mit der adjungierten Dichtegleichung. Dies hat dazu geführt, daß die adjungierte Neutronendichte (bzw. Neutroneneinflußfunktion) gewöhnlich als adjungierter Fluß ϕ^+ bezeichnet wird, obwohl dies nicht korrekt ist, da die Einflußfunktion nur über die Wichtung mit v^{-1} zum Fluß adjungiert ist:

$$\frac{d}{dt} \iiint \phi^+ v^{-1} \phi dt d\vec{v} = 0 \quad . \quad (\text{quellfreier Reaktor})$$

Der Konvention entsprechend soll jedoch die Einflußfunktion im folgenden auch mit ϕ^+ bezeichnet werden.

Indem man sich auf die Behandlung stationärer Fälle beschränkt, reduziert sich die Anzahl der Variablen der Einflußgleichung auf 6. Nicht stationäre Systeme können durch Änderung von v stationär gemacht werden.

Die Energieabhängigkeit wird bei schnellen Reaktoren nach der Multi-gruppen-Methode behandelt. Dabei wird die Bilanzgleichung durch stückweise Integration über gewisse Energieintervalle in ein System von gekoppelten Gleichungen übergeführt. Unter der Annahme, daß ϕ^+ zonenweise separierbar ist,

$$\phi^+ = g(\vec{r}) \phi^+(\vec{v}) \quad ,$$

können ortsunabhängige Gruppenkonstanten als Mittelwerte der kernphysikalischen Kenngrößen des jeweiligen Mediums über die Energiegruppen eingeführt werden, wobei als Wichtungsfunktion $\phi^+(E)$ eine geeignete Schätzung zu verwenden ist.

Die Winkelvariable $\vec{\Omega} = \vec{v}/v$ kann wie bei den Flußgleichungen durch die bekannten P_N - und S_N -Methoden /26, 27/ behandelt werden. dh. durch Entwicklung von ϕ^+ und der Wirkungsquerschnitte nach Kugelfunktionen und Berück-

sichtigung der N ersten Terme (P_N), oder durch Diskretisierung von $\vec{\Omega}$ in N Winkelintervalle (S_N). Aus den P_1 -Gleichungen läßt sich unter der Annahme isotroper Übergänge zwischen den Gruppen die häufig verwendete Diffusionsnäherung mit Transportkorrektur ableiten:

$$D^g \Delta \phi_g^+ + \Sigma_t^g \phi_g^+ = \sum_{h>g} \Sigma_{g \rightarrow h} \phi_h^+ + v \Sigma_f^g \sum_i \chi_i \phi_i^+ .$$

Die Gruppenkonstanten sind wie folgt definiert:

$$D^g = 1/3 \Sigma_{tr}^g$$

$$\Sigma_{tr}^g = \frac{\int_{(g)} \Sigma_t(E) \operatorname{div} \vec{j}^+(E) dE - \int \int \mu(E, E') \Sigma_s(E \rightarrow E') \operatorname{div} \vec{j}^+(E) dE dE'}{\int_{(g)} \operatorname{div} \vec{j}^+(E) dE} \quad +)$$

$$\Sigma_t^g = \frac{\int_{(g)} \Sigma_t(E) \phi^+(E) dE}{\int_{(g)} \phi^+(E) dE}$$

$$\Sigma_{g \rightarrow h} = \frac{\int_{(g)} \int_{(h)} \Sigma_s(E \rightarrow E') \phi^+(E') dE dE'}{\int_{(h)} \phi^+(E') dE'}$$

$$v \Sigma_f^g = \frac{\int_{(g)} v(E) \Sigma_f(E) dE}{E_g - E_{g+1}}$$

$$\chi_g = \frac{\int_{(g)} \chi(E) \phi^+(E) dE}{\int_{(g)} \phi^+(E) dE}$$

Dabei bedeuten D^g die Gruppen-Diffusionskonstanten, μ den Cosinus des Streuwinkels und \vec{j}^+ den adjungierten Strom

$$\vec{j}^+ = \int_{4\pi} \phi^+(\vec{r}, \vec{v}) \cos d\vec{\Omega} .$$

Die adjungierten Gruppenflüsse ϕ_g^+ sind definiert durch:

+) Es ist nur die Anisotropie der elastischen Streuung berücksichtigt.

$$\phi_g^+ = \frac{\int_{E_{g+1}}^{E_g} \phi^+(E) dE}{E_g - E_{g+1}} = \frac{\int (g) \phi^+(E) dE}{E_g - E_{g+1}} .$$

An dieser Stelle muß bemerkt werden, daß die adjungierten Gruppenflüsse ϕ_g^+ andere Werte annehmen, wenn ein anderer Energiemaßstab (z.B. die Lethargie) gewählt wird. Dies liegt daran, daß ϕ_g^+ im Gegensatz zum Gruppenfluß ϕ_g keinen Inhalt, sondern den Mittelwert einer Wichtungsfunktion darstellt. Entsprechend ändern sich (bei der adjungierten Wichtung) auch die Werte der Gruppenquerschnitte beim Übergang zu einem anderen Maßstab.

Die Herstellung von Multigruppen-Querschnittsätzen aus mikroskopischen Daten ist sehr aufwendig. Um dies nicht für jede Reaktorzusammensetzung neu durchführen zu müssen, werden zunächst isotopebezogene Gruppenquerschnitte für die verschiedenen Materialien hergestellt, aus denen dann relativ einfach die Gruppenkonstanten der interessierenden Mischung zusammengesetzt werden können. Dabei muß jedoch gewährleistet sein, daß die isotopebezogenen Querschnitte mit einer geeigneten Schätzung von ϕ^+ (bzw. ϕ) gewichtet sind. Dabei wird gewöhnlich folgender Weg beschritten: Das Spektrum $\phi^+(E)$ wird aufgespalten in ein globales, relativ glattes Spektrum, und eine Feinstruktur, die durch die Resonanzen in den Querschnitten hervorgerufen wird. Das globale Spektrum wirkt sich in der Hauptsache auf die elastische Streumatrix aus, die ggf. aus den differentiellen Daten neu berechnet werden kann. Die Resonanzstruktur der Querschnitte führt zu dem Problem der Resonanzabschirmung, das besondere Schwierigkeiten aufwirft, weil die Abschirmung einer Resonanz vom totalen "Untergrundquerschnitt" σ_0 der Mischung, d.h. von der Verdünnung des Isotops, abhängt. Um isotopebezogene Gruppenquerschnitte verwenden zu können, die in einer beliebigen Mischung eingesetzt werden können, werden daher neben dem Gruppenquerschnitt für unendliche Verdünnung Σ^∞ sog. Abschirmfaktoren $f(\sigma_0)$ eingeführt /28/:

$$f(\sigma_0) = \Sigma(\sigma_0) / \Sigma^\infty .$$

Diese werden für einige Werte σ_0 tabelliert, so daß der entsprechende Wert für eine bestimmte Mischung durch Interpolation erhalten werden kann. Als σ_0 wird dabei der totale (unabgeschirmte) Gruppenquerschnitt der Mischung angenommen.

Auf nähere Einzelheiten über die Herstellung von Multigruppensätzen soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden.

Vielmehr soll untersucht werden, welche Fehler zu erwarten sind, wenn zur Berechnung der Einflußfunktion flußgewichtete Querschnitte verwendet werden, wie dies gewöhnlich in Ermangelung eines ϕ^+ -gewichteten Querschnittsatzes - so auch in Karlsruhe - getan wird. Dies soll für den Fall des homogenen, unendlichen Reaktors geschehen, wobei wieder Resonanzstruktur und globales Spektrum getrennt behandelt werden.

Es wird von den Gleichungen für den Fluß ϕ und den Einfluß ϕ^+ ausgegangen, die sich für diesen Fall in der folgenden Form schreiben lassen:

$$\phi(E) = \frac{\chi(E) + \int \phi(E') \Sigma(E' \rightarrow E) dE'}{\Sigma_t(E)} \quad (19)$$

$$\phi^+(E) = \frac{\nu \Sigma_f(E) + \int \Sigma(E \rightarrow E') \phi^+(E') dE'}{\Sigma_t(E)} \quad (20)$$

Dabei gelten die Normierungen:

$$\int \chi(E) dE = 1$$

$$\int \nu \Sigma_f(E) \phi(E) dE = 1$$

$$\int \chi(E) \phi^+(E) dE = 1$$

Für den zunächst zu untersuchenden Fall der Resonanzstruktur, d.h. der Resonanzselbstabschirmung, werden folgende vereinfachende Annahmen gemacht (die jedoch den wesentlichen Inhalt nicht berühren):

- 1) nur eine Resonanz innerhalb einer Gruppe,
- 2) Narrow-Resonance Approximation,
- 3) konstante Untergrundquerschnitte Σ_c^0 , Σ_f^0 , Σ_t^0 innerhalb der Gruppe,
- 4) die Resonanz tritt in einem schweren Kern auf (keine Resonanzstreuung aus der Gruppe hinaus),
- 5) außerhalb der Resonanz werden ϕ und ϕ^+ (innerhalb der Gruppe) als konstant angenommen (ϕ_g^0 , ϕ_g^{+0}),
- 6) die Resonanz soll eine einfache Rechteckform besitzen, d.h. es werden in einem Energieintervall der Breite B konstante Resonanzquerschnitte Σ_c^R , Σ_f^R , Σ_s^R angenommen.

Unter diesen Annahmen erhält man bei Verwendung flußgewichteter Gruppenquerschnitte den Gruppeneinfluß (für die Gruppe, in der die Resonanz auftritt):

$$\tilde{\phi}_g^+ = \frac{S_g^{+0} + \frac{B}{\Delta E} \nu \Sigma_f^R \frac{\Sigma_t^0}{\Sigma_t^0 + \Sigma_t^R} \frac{\phi_g^0}{\phi_g^+}}{\Sigma_t^0 + \frac{B}{\Delta E} (\Sigma_c^R + \Sigma_f^R) \frac{\Sigma_t^0}{\Sigma_t^0 + \Sigma_t^R} \frac{\phi_g^0}{\phi_g^+}} \quad (19a)$$

Dabei bedeutet S_g^{+0} die resonanzfreie adjungierte Quelle in Gruppe g:

$$S_g^{+0} = \nu \Sigma_f^0 + \sum_{h>g} \Sigma_s^{g \rightarrow h, 0} \phi_h^+$$

Bei Verwendung der richtigen, d.h. ϕ^+ -gewichteten Querschnitte findet man dagegen zunächst den entsprechenden Ausdruck für ϕ_g^+ :

$$\begin{aligned} \phi_g^+ &= \frac{S_g^{+0} + \frac{B}{\Delta E} (\nu \Sigma_f^R + \Sigma_s^R \phi_g^{+0})}{\Sigma_t^0 + \frac{B}{\Delta E} (\Sigma_c^R + \Sigma_f^R + \Sigma_s^R) \frac{(\Sigma_t^0 + \Sigma_s^R) \phi_g^{+0} + \nu \Sigma_f^R \phi_g^{+0}}{\Sigma_t^0 + \Sigma_t^R} \frac{\phi_g^{+0}}{\phi_g^+}} \\ &= \frac{S_g^{+0} + \frac{B}{\Delta E} \nu \Sigma_f^R \frac{\Sigma_t^0}{\Sigma_t^0 + \Sigma_t^R}}{\Sigma_t^0 + \frac{B}{\Delta E} (\Sigma_c^R + \Sigma_f^R) \frac{\Sigma_t^0}{\Sigma_t^0 + \Sigma_t^R} \frac{\phi_g^{+0}}{\phi_g^+}} \quad (20a) \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck unterscheidet sich, wie man leicht sieht, nur gering von $\tilde{\phi}_g^+$ (19a), wenn die Gruppenbreite ΔE groß gegen die Resonanzbreite B ist. Durch einige Umformungen von (20a) findet man explizit die Differenz zwischen ϕ_g^+ und $\tilde{\phi}_g^+$:

$$\phi_g^+ - \tilde{\phi}_g^+ = \frac{B^2}{\Delta E^2} \frac{\phi_g^0}{\phi_g^+} \frac{\Sigma_s^R \{ (\Sigma_c^R + \Sigma_f^R) \phi_g^{+0} - \nu \Sigma_f^R \}}{(1 + \frac{B}{\Delta E} \frac{\Sigma_t^0}{\Sigma_t^0 + \Sigma_t^R}) (\Sigma_t^0 + \Sigma_t^R)^2}$$

Bis auf Terme höherer Ordnung in $B/\Delta E$ ist dies gleich

$$\frac{B^2}{\Delta E^2} \frac{\Sigma_s^R}{(\Sigma_t^o + \Sigma_t^R)^2} \left\{ (\Sigma_c^R + \Sigma_f^R) \phi_g^{+o} - v \Sigma_f^R \right\}$$

Hieraus sieht man zunächst, daß ein Unterschied (auf Grund der Resonanzabschirmung) nur bei Resonanzen mit einem Streuteil auftritt.

Um eine Abschätzung für praktisch wichtige Fälle, d.h. für die Resonanzen in ^{238}U und ^{239}Pu zu erhalten, wählt man die Gruppenbreite ΔE gleich dem mittleren Resonanzabstand D . Für die Resonanzen von ^{238}U ist B/D bei 1 keV etwa $1/30$. Damit erhält man nach obiger Abschätzung Differenzen zwischen ϕ_g^+ und ϕ_g^{+o} in der Größenordnung von 0.03%. Bei den ^{239}Pu -Spaltresonanzen ist D zwar geringer ($B/D = 1/5$ bei 1 keV), doch da die Streubreiten sehr klein sind, werden auch hier die Effekte kleiner als 0.05%.

Es kann daher angenommen werden, daß die "falsche" Wichtung bei der Behandlung der Resonanzselbstabschirmung in ihrer Auswirkung auf die berechnete Einflußfunktion vernachlässigbar ist im Verhältnis zu den Unsicherheiten, die durch die Fehler in den mikroskopischen Daten der Materialien verursacht werden.

Für den Fall des globalen, d.h. resonanzfreien Spektrums läßt sich die Auswirkung der falschen Wichtung zwar qualitativ in gewissen Energiebereichen leicht abschätzen - z.B. läßt sich leicht einsehen, daß der Anstieg der Einflußfunktion nach hohen Energien hin zu flach berechnet wird - doch quantitative Aussagen können nur auf numerischem Wege gewonnen werden. Es müssen geeignete Änderungen an den flußgewichteten Querschnitten vorgenommen werden, um sie den ϕ^+ -gewichteten Querschnitten anzunähern.

Um Korrekturen 1. Ordnung zu erhalten, genügt es, die mittleren Energieableitungen der Querschnitte und der Flüsse innerhalb der Gruppen zu berücksichtigen. Diese können aus den Multigruppenwerten näherungsweise bestimmt werden. Die Integrationen lassen sich dann direkt ausführen. Etwas schwieriger ist die Korrektur der Streumatrix, doch wenn man sich auf die elastischen Streuquerschnitte (Wasserstoff ausgenommen) beschränkt, die am empfindlichsten gegen verschiedene Wichtungen sind, so kann man auch hier einfache Abschätzungen vornehmen.

Auf diese Weise wurden die Multigruppenquerschnitte (SNEAK-Satz /31/) für die Anordnung 3A-2 modifiziert. Die damit berechnete Einflußfunktion ist in Abb. 1 gezeigt, im Vergleich mit der unkorrigierten Lösung. Die Unterschiede sind sehr klein (<.6%) mit Ausnahme der Gruppe 1 (~3%).

3. PRINZIP DER EXPERIMENTELLEN BESTIMMUNG DER STATISCHEN NEUTRONENEINFLUSSFUNKTION

Im folgenden Teil der Arbeit, die die experimentelle Bestimmung der Neutroneneinflussfunktion behandelt, soll unter ϕ^+ nur noch die statische Einflussfunktion verstanden werden, die beim kritischen Reaktor durch die Gleichung

$$M^+ \phi^+ = 0 \quad (6a)$$

und bei unterkritischen Anordnungen durch

$$M^+ \phi^+ + v \Sigma_a = 0 \quad (6)$$

definiert ist, wobei Σ_a die Detektorverteilung bedeutet. Bei schwach unterkritischen Anordnungen kann die Abhängigkeit vom Detektor meist vernachlässigt werden. Die statische Einflussfunktion wird dann ebenfalls durch die homogene Gleichung (6a) bestimmt, wobei die Kritikalität durch Änderung von v herbeigeführt wird.

Wird eine Neutronenquelle $S(\vec{r}, \vec{v})$ in den Reaktor gebracht, der nahe kritisch sein soll, so bestimmt sich sein Verhalten im Sinne der punktkinetischen Gleichung (16) durch die Änderung des Quellterms Q um Q_s

$$Q_s = \iiint \phi^+(\vec{r}, \vec{v}) S(\vec{r}, \vec{v}) d\tau d\vec{v} \quad ,$$

die durch geeignete Experimente bestimmt werden kann.

Die in der Praxis zur Verfügung stehenden Quellen können als annähernd punktförmig betrachtet werden, ihre Neutronenemission ist nahezu isotrop. Damit schreibt sich die Quelltermänderung

$$Q_s = \iiint \phi^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) S(E) \delta(\vec{r} - \vec{r}') d\tau dE d\vec{\Omega} = \int \phi^+(\vec{r}', E) S(E) dE \quad .$$

Durch Verwendung verschiedener Quellen mit bekannten Quellspektren und Intensitäten können aus den integralen Werten Q_s Aussagen über die Energieabhängigkeit der Einflussfunktion ϕ^+ abgeleitet werden. Die Ortsabhängigkeit erhält man durch Variation des Quellortes.

Zur experimentellen Bestimmung der Quellterme Q_s bieten sich verschiedene Methoden an, die alle gemeinsam haben, daß sie bei relativ niedrigem Fluß, d.h. bei unterkritischem Reaktor angewandt werden müssen, da nur dann, wie man aus den punktkinetischen Gleichungen (16) ersieht, der Effekt einer äußeren Quelle deutlich spürbar wird.

Bei der Interpretation der Experimente an Hand der punktkinetischen Gleichungen wird die Amplitudenfunktion $A(t)$ mit dem Detektorsignal identifiziert. Beim unterkritischen Reaktor muß die Rechtfertigung dieser Annahme ggf. überprüft werden.

Bei sehr stark unterkritischen Anordnungen ist die Anwendung der punktkinetischen Gleichungen nicht mehr erlaubt. Hier stellt sich jedoch sehr schnell der stationäre Zustand ein. Die durch die Gleichung (6) definierte Einflußfunktion läßt sich dann direkt aus den Detektorsignalen R_s bestimmen:

$$R_s = \int \phi^+(\vec{r}', E) S(E) dE .$$

3.1 Methoden zur Messung des Quellterms

1) Die Oszillationsmethode

Die Quelle wird periodisch oszilliert zwischen einem Punkt außerhalb des Reaktors von dem aus keine Neutronen in den Reaktor gelangen können, und dem Ort im Reaktor, an dem der Einfluß der Quellneutronen gemessen werden soll.

Die Auswertung geschieht nach dem Übertragungsfunktionskonzept /29/, das aus den punktkinetischen Gleichungen hervorgeht durch die Annahme von periodischen Quelltermänderungen $Q_s \cos(\omega t)$ und daraus resultierenden Änderungen $\delta A \cos(\omega t + \phi)$, durch Fourier-Analyse der beobachteten Schwankungen im Detektorsignal.

Nachteile der Methode sind die benötigte Einschwingzeit, die Störung durch den Materialwert der Quellen, sowie die Notwendigkeit sehr kurzer Übergangszeiten, d.h. einer möglichst rechteckförmigen Oszillation.

Der störende Materialwert der Quellen kann kompensiert werden, wenn die Quellen gegen inaktive Dummy-Quellen mit gleicher Materialzusammensetzung ausgetauscht werden. Eine andere Möglichkeit ist, die Messung bei verschiedenen Reaktorleistungen durchzuführen. Während das von den Quellneutronen herrührende Signal relativ zur Reaktorleistung P mit $1/P$ kleiner wird, bleibt das vom Materialwert herrührende Signal konstant.

2) Die Methoden der inversen Kinetik

Aus dem bei geeigneten Experimenten beobachteten zeitlichen Verlauf des Detektorsignals kann durch numerische Lösung der punktkinetischen Gleichungen der Quellterm Q errechnet werden.

Zwei prinzipiell verschiedene Experimente bieten sich an:

- a) Die Quelle befindet sich am Ort, an dem der Einfluß gemessen werden soll. Sie wird während der Messung nicht bewegt. Der gewünschte Verlauf der Reaktorleistung wird durch geeignete Reaktivitätsänderungen herbeigeführt.
- b) Die Quelle wird von einem außerhalb gelegenen Punkt in den Reaktor gebracht, ggf. nacheinander an verschiedene Positionen. Diese Prozedur wird einmal bei niedriger und einmal bei hoher Reaktorleistung durchgeführt. Durch simultane Lösung der kinetischen Gleichungen für beide Fälle wird unter Elimination der Reaktivitätsänderungen die erzeugte Änderung des Quellterms Q_s errechnet.

Das Verfahren a) hat gegenüber allen anderen Methoden den Vorteil, daß der sonst störende Materialwert der Quellen sich nicht auswirkt, und daß die Quelle auch in eine Probenwechslerschublade gesetzt werden kann, die spaltbares Material enthält, ohne daß störende Effekte aufgrund der verzögerten Neutronen zu befürchten sind: Beim Verschieben von Spaltmaterial werden Vorläuferkerne für verzögerte Neutronen an Positionen mit anderem Neutroneneinfluß gebracht. Dadurch wird ein Reaktivitätseffekt, der von der Geschwindigkeit der Verschiebung abhängt, vorgetäuscht. Dieser Effekt kann nicht durch die punktkinetischen Gleichungen beschrieben werden.

Nachteilig an der Methode ist, daß die bei vorgegebener Zeit erreichbare statistische Genauigkeit geringer ist als bei den anderen Methoden.

3) Die Regelstabmethode

Während die Quelle in den Reaktor gebracht wird, wird die Reaktorleistung bzw. das Detektorsignal mit Hilfe eines geeichten automatischen Regelstabes konstant gehalten. Die dabei beobachtete Änderung der Regelstabstellung Δk ist mit der vorgenommenen Quelltermänderung ΔQ_s durch die

Beziehung $\Delta k A/1 = \Delta Q_s$ verknüpft, wenn der Materialwert der Quelle verschwindet. Dieser kann entweder bei hoher Leistung gemessen oder durch eine Dummy-Quelle kompensiert werden.

Die Regelstabmethode ist besonders für eine Automatisierung der Messungen geeignet, da nach Erreichen des gewünschten Leistungsniveaus keine weiteren Eingriffe mehr erforderlich sind (sofern die Quelloszillation auch automatisch gesteuert wird).

Die Methoden 1) und 2)b) wurden von Tuttle / 3 / verwendet, während Rose, Absalon / 2 / die stationäre unterkritische Quellmultiplikation gemessen haben, was einen Spezialfall von 2)b) darstellt.

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurde die Methode der inversen Kinetik 2)a) bei SNEAK-3A-2 sowie die Regelstabmethode 3) bei der Anordnung 3B-2 angewandt (s. Abschnitt 4.3).

3.2 Die Messung der Quellstärken

Zur Bestimmung der Energieabhängigkeit der Neutroneneinflußfunktion müssen die relativen Intensitäten der verwendeten Quellen bekannt sein. Diese lassen sich am besten nach der Manganbadmethode /24/ messen, mit der sich bei Berücksichtigung der verschiedenen Korrekturen, die von der Beschaffenheit der Quellen abhängen, eine Genauigkeit von 1% oder besser erreichen läßt.

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Apparatur sowie die durchgeführten Messungen und Korrekturrechnungen werden im Anhang A3 beschrieben.

3.3 Die Messung der Quellspektren

Für die Messung von Neutronenenergiespektren oberhalb 1 keV sind bis heute zahlreiche Methoden entwickelt worden. Grundsätzlich kann unterschieden werden zwischen zwei Prinzipien:

a) Die Verwendung von Kernreaktionen

Dabei kommen praktisch die Reaktionen ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ und ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ infrage. Die ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ -Reaktion hat einen Q-Wert von +770 keV. Die Neutronenenergie bekommt man daher als Summe der Energien von Proton und Triton abzüglich des Q-Wertes von 770 keV. Die geladenen Teilchen können sowohl in einem Proportionalzählrohr, das ${}^3\text{He}$ als Füllgas enthält, als auch in zwei Halbleiterdetektoren in Sandwich-Anordnung, registriert werden. Bei der ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ -Reaktion, die einen Q-Wert von +4.8 MeV hat, bietet sich nur die letztere Möglichkeit an.

b) Die Messung von Rückstoß-Protonen

Rückstoßprotonen können in Photoemulsionen, in Halbleiterdetektoren, in wasserstoff- oder methangefüllten Proportionalzählrohren oder in wasserstoffhaltigen Szintillationskristallen registriert werden. Aufgrund der Streucharakteristik des Wasserstoffs wird das Energiespektrum der Neutronen durch Differentiation des Impulshöhenspektrums der Rückstoßprotonen gewonnen, falls nicht durch zusätzliche Streuwinkelbestimmung (Photoemulsion) oder spezielle Teleskop-Anordnungen eine eindeutige Energiezuordnung erreicht wird.

Alle genannten Methoden haben gewisse Grenzen und Nachteile hinsichtlich Energiebereich, Ansprechwahrscheinlichkeit, Energieauflösung, Störreaktionen und anderen Fehlermöglichkeiten, die hier nicht im einzelnen diskutiert werden können.

Den Messungen der Energie- und Ortsabhängigkeit der Neutroneneinflußfunktion der vorliegenden Arbeit wurden Quellspektren zugrunde gelegt, die von H. Werle /19/ mit Protonenrückstoß-Proportionalzählrohren im Energiebereich zwischen 20 keV und 12 MeV gemessen wurden, sowie eigene Messungen mit einem neu entwickelten Rückstoß-Teleskop-Spektrometer mit elektronischer Streuwinkeldiskrimination.

Aufbau und Wirkungsweise des Teleskopspektrometers werden im Anhang A1 beschrieben.

Eine ausführliche Diskussion der gemessenen Quellspektren findet sich im Anhang A2.

4. MESSUNG DER NEUTRONENEINFLUSSFUNKTION IN DEN SNEAK ANORDNUNGEN
3A-2 UND 3B-2

Die folgenden Abschnitte enthalten eine Beschreibung der in den Anordnungen 3A-2 und 3B-2 durchgeführten Messungen sowie der Methoden der Datenauswertung. Die Ergebnisse werden im Vergleich mit Multigruppenrechnungen diskutiert.

Die Anordnungen 3A-2 und 3B-2 waren als Nullenergie-Testanordnungen für schnelle, dampfgekühlte Brutreaktoren ausgelegt. Der Dampf wurde durch Polyäthylenfolien simuliert, entsprechend der "normalen" Dampfdichte von 0.0216 g/cm^3 Corevolumen.

Die Anordnung 3A-2 enthielt als Brennstoff nur Uran, mit einer mittleren Anreicherung von 20%, während 3B-2 eine zentrale Zone mit 133 kg Plutonium in Form von PuO_2 - UO_2 -Plättchen besaß.

Die Konfigurationen und Dimensionen der beiden Anordnungen sind in den Abb. 2 und 4 dargestellt. Die Abb. 3 und 5 zeigen die Einheitszellen der zentralen Core-Zonen von 3A-2 und 3B-2. Die homogenisierten Atomdichten der verschiedenen Zonen werden in der Tab. 1 angegeben.

Genaue Beschreibungen der beiden Anordnungen finden sich bei /22/ (3A-2) und /23/ (3B-2).

4.1 Verwendete Quellen

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden folgende Neutronenquellen verwendet:

1) Die Spontanspaltungsquelle ^{252}Cf

Die Halbwertszeit von ^{252}Cf beträgt 2.62 Jahre. Da es zu etwa 4% durch Spontanspaltung zerfällt, liefert bereits die winzige Menge von 1 μg eine Neutronenintensität von etwa $2.4 \cdot 10^6 \text{ n/sec}$.

2) Die (α, n)-Quellen

$^{241}\text{Am/Be}$,	Am/Be^x ,	Am/B
Am/F ,	Am/Li ,	$\text{Am/}^{10}\text{B}$

Durch die große Halbwertszeit von ^{241}Am (433 Jahre, $3 \text{ Ci} \approx 1 \text{ g AmO}_2$) sind

die Quellen relativ groß und teuer. Als Alternative bot sich ^{210}Po mit der kurzen Halbwertszeit von 138.4 Tagen an. Da jedoch bei SNEAK Messungen der Neutroneneinflußfunktion an zahlreichen Core-Anordnungen über einen Zeitraum von mehreren Jahren geplant sind, wurde diese Möglichkeit ausgeschlossen. Relativ günstig als α -Strahler wäre ^{238}Pu mit einer Halbwertszeit von 86.4 Jahren. Es war jedoch noch nicht in den erforderlichen Mengen zu bekommen.

3) Die (γ, n) -Quelle Sb/Be

Durch die sehr intensive und durchdringende γ -Strahlung wird die Handhabung dieser Quelle sehr erschwert. Die kurze Halbwertszeit von 60 Tagen stellt kein prinzipielles Hindernis dar, da die Quelle leicht in einem thermischen Leistungsreaktor aktiviert werden kann.

Die äußeren Abmessungen der einzelnen Quellen sowie die Quellstärken zum Zeitpunkt der Messungen sind in der Tab. 2 angegeben.

Die Abb. 6 bis 13 zeigen die zur Auswertung der Einflußmessungen verwendeten Quellspektren. Sie wurden aus den Ergebnissen der im Anhang unter A2 beschriebenen Spektrumsmessungen zusammengestellt.

Das Spektrum der ^{252}Cf -Spontanspaltungsquelle ist den Spaltspektren von ^{235}U und ^{239}Pu sehr ähnlich. Mit dieser Quelle kann daher direkt der Spaltneutroneneinfluß gemessen werden.

Die Spektren der (α, n) -Quellen zeigen ziemlich "verschmierte" Strukturen. Die Gründe dafür sind:

- 1) Der Restkern kann sowohl im Grundzustand als auch in angeregten Zuständen zurückbleiben, oder es tritt zusätzlich ein (α, pn) -Prozeß auf ($\text{Am}/^{10}\text{B}$ -Quelle).
- 2) Der Restkern nimmt entsprechend der Emissionsrichtung des Neutrons (relativ zum einfallenden α -Teilchen) verschiedene Rückstoßenergien auf.
- 3) Der (α, n) -Prozeß findet bei verschiedenen Energien der α -Teilchen, die im Target-Material abgebremst werden, statt.

Die leichte Verschmierung des (γ, n) -Spektrums der Sb/Be-Quelle ist in der Hauptsache auf die Moderation der Photoneutronen im Beryllium zurückzuführen.

Da es keine Quelle mit einer Neutronenenergie unterhalb 20 keV gibt, und da auch im Bereich zwischen 25 und 100 keV keine brauchbare Quelle zur Verfügung steht, wurden zusätzlich die Sb/Be- und die Am/Li-Quelle mit einer Umhüllung aus Moderatormaterial (Polyäthylen, 50x50x25 mm³) verwendet. Mit Hilfe dieser zusätzlichen "Quellen" (Sb/Be^X und Am/Li^X) konnte der Bereich zwischen 1 und 100 keV befriedigend erfaßt werden.

Die Spektren dieser moderierten Quellen (Abb. 14 und 15) wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen aus den primären Quellspektren berechnet /30/. Für die Interpretation der Einflußmessungen im Reaktor können die so gewonnen Spektren jedoch nicht direkt verwendet werden. Die Gründe dafür sind:

- 1) Ein gewisser Anteil der Quellneutronen kann aus dem umgebenden Corematerial nochmals in das Moderatormaterial gestreut und weiter moderiert werden. Der beobachtete Neutroneneinfluß ist daher einem effektiv weicherem Spektrum zuzuordnen.
- 2) Durch das Moderatormaterial wird der Einfluß der von den Quellneutronen erzeugten Spaltneutronen verändert.

Der letzte Effekt kann vernachlässigt werden, da der Wirkungsquerschnitt des Moderatormaterials für die schnellen Spaltneutronen relativ klein ist, und da die Spaltungen im Mittel in einem relativ großen Abstand (~8 cm) vom Moderator stattfinden. Mit Hilfe der ²⁵²Cf-Quelle wurde dies auch experimentell überprüft (s. unter Abschnitt 4.6).

Der unter 1) genannte Effekt läßt sich folgendermaßen berücksichtigen: Der Anteil der in den Moderator zurückkehrenden Neutronen kann als negative Quelle aufgefaßt werden, die im Moderator in eine (positive) Quelle mit niedrigerer Energie umgewandelt wird. Das effektive Spektrum errechnet sich dann als das Leckagespektrum des mit Corematerial umgebenen Systems Quelle-Moderator, wobei die durch Spaltung entstandenen Neutronen unberücksichtigt bleiben müssen.

Um zur Bestimmung dieser effektiven Spektren nicht weitere Monte-Carlo-Rechnungen durchführen zu müssen, wurde folgender Weg beschritten: Mit Hilfe von Multigruppen-S₈-Transportrechnungen (in Kugelgeometrie) wurden die Leckagespektren der freien und der mit Corematerial umgebenen Systeme berechnet. Die dabei beobachtete Spektrumserweichung wurde auf die nach der Monte-Carlo-Methode berechneten Spektren der freien Systeme übertragen.

Die Abb. 16 und 17 zeigen die Ergebnisse der Rechnungen für die Quellen Sb/Be^X und Am/Li^X. Als Umgebung ist das Corematerial der Anordnung

3A-2 angenommen. Es wurde der SNEAK-Querschnittsatz /31/ verwendet, wobei zur Unterdrückung der Spaltquelle $v=0$ gesetzt wurde.

Da der Effekt der mehrfach moderierten Neutronen nicht sehr groß ist, erscheint diese Methode der Berechnung als ausreichend.

4.2 Experimentelle Anordnung

Folgende Standard-Meßeinrichtungen von SNEAK wurden bei den Messungen benutzt:

- 1) Die Probenwechslerschublade /32/, die in der horizontalen Mittelebene des Reaktors eingebaut werden kann, und der automatische Probenwechsler /32/, der ein ferngesteuertes Wechseln von Schubladenkassetten ermöglicht.
- 2) Der lineare Kanal /32/, der aus einer Ionisationskammer (die Positionen bei 3A-2 und 3B-2 sind in den Abb. 2 und 4 eingezeichnet), einem Gleichspannungsverstärker, einem Analog-Digital-Umwandler und einer Zählereinheit mit angeschlossener Lochstreifenausgabe besteht.
- 3) Der Pile-Oszillator /32/ (in 3A-2) zur Erzeugung eines schnellen, konstanten Reaktivitätsschrittes. Seine Position ist in Abb. 2 angegeben. In das Pile-Oszillator-Element war ein B_4C -Block eingebaut, der eine Reaktivitätsänderung von 19μ ($\approx 1.3 \cdot 10^{-3} \Delta k$) verursachte.
- 4) Der automatische Regelstab /32/ (in 3B-2), der mit einer Spannung, die proportional zur Abweichung des Signals des linearen Kanals von einem vorgegebenen Wert ist, gegenphasig angesteuert wird, so daß die Reaktorleistung konstant gehalten wird. Die Regelstabstellung wird alle 0.2 sec mit einer Genauigkeit von 0.04 mm abgefragt. Die Mittelwerte dieser Stellungsangaben über wählbare Zeitintervalle werden auf Lochstreifen ausgegeben. Die Position des Regelstabes in der Anordnung 3B-2 ist in Abb. 4 eingezeichnet.

4.3 Durchführung der Messungen und Bestimmung der Quellterme

Zur Bestimmung der Quellterme $Q_s = \int \phi^+(E) S(E) dE$ wurden zwei verschiedene Methoden angewandt:

- 1) Die unter Abschnitt 3.1, 2a) genannte Methode der inversen Kinetik bei der Anordnung 3A-2.
- 2) Die unter Abschnitt 3.1, 3) angeführte Regelstabmethode bei 3B-2.

Die Methode der inversen Kinetik konnte hier nicht angewandt werden, da der große, feste Quellterm, der durch die Spontanspaltung des ^{240}Pu hervorgerufen wurde, die erreichbare Genauigkeit stark beeinträchtigte. (Dieser Quellterm entsprach etwa einer im Corezentrum befindlichen Quelle von 10^7 n/sec.)

Die Messungen in der Anordnung 3A-2 nach der Methode der inversen Kinetik verliefen wie folgt:

Nachdem die Quelle, die sich in der mit Corematerial beladenen Probenwechslerschublade befand, an die gewünschte radiale Position gebracht war, wurde der Reaktor mit Hilfe eines Regelstabes leicht unterkritisch gemacht (ca. 3 $\%$), derart, daß die vom linearen Kanal angezeigte Leistung am oberen Ende des eingestellten Meßbereiches (der sich nach der Stärke der jeweiligen Quelle richtete) lag und nahezu stationär war (Zeitpunkt t_0). Dies konnte relativ schnell erreicht werden unter Zuhilfenahme des Reaktivitätsmeters /32/, eines Analogrechners, der aus dem zeitlichen Verlauf der Reaktorleistung und eingegebenen Konstanten $\bar{\beta}_1$, λ_1 , l und Q durch Lösung der punktkinetischen Gleichungen (16) die Reaktivität $\Delta k/k\beta$ errechnet und auf einem Schreiber anzeigt. Wird der Quellterm Q gleich Null gesetzt, so errechnet das Reaktivitätsmeter gerade dann die scheinbare Reaktivität Null, wenn die augenblickliche Leistung gleich dem zu erwartenden asymptotischen Wert des stationär unterkritischen Reaktors ist, der durch die Beziehung $A = -Ql/\Delta k$ gegeben ist. Nachdem die gewünschte Leistung erreicht war, wurde also mit dem Regelstab die scheinbare Reaktivität Null eingestellt. Damit war gewährleistet, daß sich die Leistung nur noch schwach ändern und sich dem augenblicklichen Wert wieder annähern würde.

In diesem Zustand wurde der Reaktor einige Minuten belassen bis zu Zeit t_1 . Dann wurde durch Einfahren des Pile-Oszillator-Elements ein negativer Reaktivitätssprung von 19 $\%$ (ca. $1.3 \cdot 10^{-3} \Delta k/k$) vorgenommen. Dieser Zustand wurde etwa 5 min lang beibehalten bis t_2 . Die Leistung erreichte in dieser Zeit nahezu ihren asymptotischen Grenzwert bei etwa 1/10 des eingestellten Meßbereiches. Damit war ein Zyklus, der zur Bestimmung des Quell-

terms herangezogen wurde, abgeschlossen. Das Pile-Oszillator-Element wurde dann wieder ausgefahren, die Quelle durch Verschieben der Probenwechslerschublade an die nächste gewünschte Position gebracht, und die Leistung mit Hilfe des Regelstabs auf einen neuen Ausgangswert eingestellt, so daß ein neuer Zyklus beginnen konnte.

Während der Messungen wurde das Signal des linearen Kanals in Intervallen von 1 sec auf Lochstreifen ausgegeben. Jeder Wert entsprach dem über eine Sekunde integrierten Ionisationskammerstrom.

Aus diesen Daten wurde der Quellterm Q durch numerische Lösung der punktkinetischen Gleichungen (16) mit FORTRAN-Programm QUAL (Quellterm aus Leistungsverlauf), das eine Erweiterung des kinetischen Programms KINEMAT /33/ darstellt, iterativ auf folgende Weise berechnet:

Unter Annahme eines Schätzwertes Q_0 für den Quellterm wurde für das Intervall t_0 bis t_1 die Reaktivität $\Delta k_0/k_0\beta$ als Mittelwert über diesen Zeitraum berechnet, wobei die vor t_0 gebildeten Vorläuferkerne für verzögerte Neutronen berücksichtigt wurden.

Im Intervall t_1 bis t_2 wurden die kinetischen Gleichungen nach dem Quellterm Q aufgelöst unter der Annahme von $\Delta k = \Delta k_0 + \Delta$, wobei Δ den Reaktivitätshub des Pile-Oszillators bedeutet. Durch Mittelung über diesen Zeitraum wurde ein erster Quellterm Q_1 erhalten, mit dem wieder die erste Phase der Berechnung gestartet wurde usw. Bei einer um etwa 10% falschen Ausgangsschätzung genügten 4 bis 5 Iterationen für eine (Iterations-) Genauigkeit von etwa 0.1% in Q .

Auf diese Weise wurde jedoch der gesamte Quellterm bestimmt, der sich aus der eingebrachten Quelle (Q_s) und der festen Spontanspaltungsquelle (überwiegend des ^{238}U) (Q_0) zusammensetzte. Der feste Quellterm Q_0 wurde mehrfach gemessen und von den übrigen Ergebnissen abgezogen. Er entsprach einer im Core-Zentrum befindlichen Quelle von etwa $5 \cdot 10^4$ n/sec.

Die Messungen an der Anordnung 3B-2 nach der Regelstabmethode konnten weitgehend automatisch ablaufen:

Nachdem das gewünschte Leistungsniveau eingestellt war, wurde die Quelle, die sich in der automatisch gesteuerten Probenwechslerschublade befand, zwischen der jeweiligen Position im Core und einer Position außerhalb des Reaktors, die durch ein Schild aus Stahl und PVC gegen den Reaktor abgeschirmt war, mit einer Periode von 8 Minuten oszilliert. Die Reaktorleistung wurde dabei durch den automatischen Regelstab, dessen Stellung in

2 sec Schritten auf Lochstreifen ausgegeben wurde, konstant gehalten. Der Regelstab war zuvor mit Hilfe des kinetischen Programms /33/ geeicht worden. Der maximale Reaktivitätshub betrug etwa $9 \text{ } \mu$ ($5.4 \cdot 10^{-4} \Delta k/k$); die Eichkurve war nahezu linear.

Die Probenwechslerschublade war bei diesen Messungen nur mit Strukturmaterial, in der Hauptsache Aluminium, beladen, da keine Plutonium-Halbplättchen zur Verfügung standen, die für die Umgebung der Quelle benötigt werden. Dies hatte jedoch den Vorteil, daß keine störenden Effekte durch die verzögerten Neutronen von bewegtem Spaltmaterial (s. Abschnitt 3.1) auftraten, und daß die Schublade wegen des geringeren Gewichts mit einer höheren Geschwindigkeit (6 m/min) bewegt werden konnte, so daß die nicht auswertbaren Übergangszeiten verkürzt wurden.

Die Messungen wurden einmal bei niedriger Leistung ($k=0.9985$), sowie bei 100-fach höherer Leistung zur Bestimmung des Materialwertes der Quellen (und der Schublade bei evtl. inhomogener Beladung), durchgeführt. Zur Kompensation des Materialwertes wurde in einigen Fällen inaktive Dummy-Quellen in die Probenwechslerschublade eingesetzt. Sie gelangten an die Quellposition im Core, wenn sich die Quelle selbst in der Außenposition befand.

Die Meßwerte, d.h. die zeitabhängigen Regelstabstellungen, wurden mit dem FORTRAN-Programm ROD ausgewertet. Dabei wurde zunächst die Regelstabstellung mit Hilfe der Eichkurve in Reaktivitätswerte umgerechnet. Aus diesen wurde durch Mittelung über die Halbperioden der durch die Quelloszillation bewirkte Reaktivitätshub $\rho = \Delta k/k\beta$ bestimmt, wobei eine lineare Driftkorrektur vorgenommen wurde. Der gesuchte Quellterm bestimmte sich aus den bei niedriger und bei hoher Leistung beobachteten Reaktivitäten ρ_n und ρ_h zu $Q_s = \beta/1 A/0.99 (\Delta k_n - \Delta k_h)$.

4.4 Entfaltung der integralen Werte Q_s

Will man aus den integralen Werten Q_s eine Aussage über die Energieabhängigkeit der Einflußfunktion Φ^+ ableiten, so wird man vor die Aufgabe gestellt, für das Gleichungssystem

$$Q_s^i = \int_0^{\infty} \Phi^+(E) S_i(E) dE \quad i = 1, 2, \dots, I \quad (21)$$

das unendlich viele Lösungen besitzt, eine physikalisch "vernünftige" Lösungsfunktion zu finden, d.h. eine Funktion, die nicht negativ wird und keine unrealistischen Oszillationen aufweist. Dies kann durch geeignete Wahl der Darstellung der Lösungsfunktion und Einführen einer zusätzlichen Glättungs- bzw. Dämpfungsbedingung erreicht werden, so daß die Lösungsfunktion die Gleichungen (20) nur bis auf gewisse Fehler δQ^i erfüllen, die von der Größenordnung der experimentellen Fehler in den Q_s^i sind.

Dasselbe Problem stellt sich, wenn aus gemessenen Reaktionsraten R_i von Materialien mit den Reaktionsquerschnitten Σ_a^i die Energieabhängigkeit des Neutronenflusses ϕ bestimmt werden soll:

$$R_i = \int_0^{\infty} \Sigma_a^i(E) \phi(E) dE \quad i = 1, 2 \dots I .$$

Für diese Anwendung finden sich der älteren Literatur zahlreiche Methoden, die aus verschiedenen Gründen unbefriedigend sind und meist nur bei speziellen Fällen gute Resultate liefern.

Neuere Arbeiten von Cuculeanu /34/ und Ebersoldt /35/ stellen zwei Methoden vor, die für eine allgemeine Verwendung geeignet erscheinen. Das Verfahren /34/ ist verhältnismäßig einfach: Die Lösungsfunktion ist die Menge aller Werte $\phi^+(E_k)$, die man erhält, wenn man ϕ^+ als Taylorentwicklungen um die Punkte E_k bestimmt, und jeweils den Wert des Polynoms in E_k , d.h. den konstanten Term der Entwicklung als $\phi^+(E_k)$ nimmt. Nachteilig an der Methode ist, daß sie keine strenge Lösung der Gleichung (21) liefert und daß eine Dämpfung nur in Grobstufen durch Reduzierung des Grades der Polynome bei gleichzeitiger Lösung nach kleinsten Fehlerquadraten möglich ist.

Das Verfahren von Ebersoldt ist relativ aufwendig. Ausgehend von einer Schätzung der Lösungsfunktion kann eine strenge Lösung nur iterativ gewonnen werden. Über das Konvergenzverhalten werden jedoch bei /35/ keine Angaben gemacht. Hinsichtlich gewisser unschöner Eigenschaften werden noch Verbesserungen angekündigt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Verfahren zur Entfaltung von integralen Daten entwickelt und erprobt, das ohne Iteration konsistente Lösungen liefert und weiterhin folgende Eigenschaften hat:

- 1) Die mögliche Gestalt der Lösungsfunktion ist nur schwach vorherbestimmt; sie kann wahlweise als Polygonzug durch I Punkte oder, als Erweiterung

hierzu, als Kurvenzug von Kurven 2. Ordnung mit stetiger Ableitung dargestellt werden.

2) Durch eine einstellbare Dämpfung können Oszillationen der Lösungsfunktion unterdrückt werden. Die Dämpfung wird durch die Forderung

$$\int (d^2\phi^+/dE^2)^2 dE \rightarrow \text{Minimum}$$

erreicht, die in einer der jeweiligen Darstellung entsprechenden Form bei der Lösung der Gleichungen (21) berücksichtigt wird.

Die gesuchte Lösungsfunktion $\phi^+(E)$ wurde in der folgenden Form angesetzt:

$$\phi^+(E) = \phi_n + \frac{E-E_n}{E_{n+1}-E_n} (\phi_{n+1}^+ - \phi_n^+) + K_n \left\{ \left(E - \frac{E_n+E_{n+1}}{2} \right)^2 - \left(\frac{E_{n+1}-E_n}{2} \right)^2 \right\}$$

für $E_n \leq E \leq E_{n+1}$.

Dabei bedeuten E_n die Stützpunkte, ϕ_n^+ die zugehörigen Lösungspunkte $\phi^+(E_n)$. Für die beiden Endstücke wird immer $K_n = 0$, d.h. die lineare Darstellung, angenommen. Für den einfacheren Fall der Polygondarstellung werden alle K_n gleich 0 gesetzt.

Das Gleichungssystem (21) lautet damit:

$$\sum_{n=1}^I \phi_n^+ \left(\frac{E_{n+1} X_{in} - X_{in} E_n}{E_{n+1} - E_n} + \frac{X_{i(n-1)} E_{n-1} - E_{n-1} X_{i(n-1)}}{E_n - E_{n-1}} \right) +$$

$$+ \sum_{n=2}^{I-2} K_n \{ X_{in}^2 - (E_n + E_{n+1}) X_{in} + E_n E_{n+1} \} = Q_s^i / S_i \quad i = 1, 2 \dots I$$

Dabei ist

$$X_{in} = \int_{E_n}^{E_{n+1}} S_i(E) dE \quad n \neq 0, I+1 \quad X_{i0} = X_{i(I+1)} = 0$$

$$XX_{in} = \int_{E_n}^{E_{n+1}} E \cdot S_i(E) dE \quad n \neq 0, I+1 \quad XX_{i0} = XX_{i(I+1)} = 0$$

$$XXX_{in} = \int_{E_n}^{E_{n+1}} E^2 S_i(E) dE \quad n \neq 0, I+1 \quad XXX_{i0} = XXX_{i(I+1)} = 0$$

$$XXX_{i1} = XXX_{iI} = 0$$

Die Quellspektren sind normiert:

$$\int_0^{\infty} S_i(E) dE = 1 .$$

S_i sind die Quellstärken der verschiedenen Quellen.

Bei der erweiterten Darstellung mit quadratischen Termen treten hierzu noch die Gleichungen, die die Stetigkeit der Ableitung gewährleisten:

$$\frac{\phi_{n-1}^+}{E_n - E_{n-1}} - \phi_n^+ \left(\frac{1}{E_n - E_{n-1}} + \frac{1}{E_{n+1} - E_n} \right) + \frac{\phi_{n+1}^+}{E_{n+1} - E_n} + K_{n-1}(E_n - E_{n-1}) - K_n(E_{n+1} - E_n) = 0$$

$$n = 2, 3 \dots I .$$

Diese Gleichungen werden zusammen mit einer Dämpfungsbedingung, die für den linearen Fall

$$\frac{\phi_{n-1}^+}{E_n - E_{n-1}} - \phi_n^+ \left(\frac{1}{E_n - E_{n-1}} + \frac{1}{E_{n+1} - E_n} \right) + \frac{\phi_{n+1}^+}{E_{n+1} - E_n} = 0$$

$$n = 2, 3 \dots I-1$$

und für die erweiterte Darstellung

$$K_n(E_{n+1} - E_n) = 0 \quad n = 2, 3 \dots I-2$$

lautet, nach kleinsten Fehlerquadraten gelöst, wobei die Dämpfungsgleichungen mit einem vorzugebenden Wichtungsfaktor λ versehen werden. Die integralen Werte Q_s^i können ebenfalls mit verschiedenen Wichtungsfaktoren w_i , welche die unterschiedlichen experimentellen Unsicherheiten berücksichtigen, versehen werden.

Nach diesem Prinzip wurde das FORTRAN-Programm EID (Entfaltung integraler Daten) aufgebaut. Die Quellspektren können punktweise in beliebiger Weise eingegeben werden. Zur Durchführung der Integrationen wird linear interpoliert. Ausgegeben werden die Werte der Lösungsfunktion $\phi^+(E)$ an den Stützpunkten E_n und an einer wählbaren Anzahl von äquidistanten Zwischenpunkten, sowie die durch die Dämpfung erzwungenen Abweichungen ΔQ_s^i zwischen den integralen Eingabedaten Q_s^i und den zur gefundenen Lösung gehörenden Werte $Q_s^i = \int \phi^+(E) S_i(E) dE$.

Für eine sinnvolle Anwendung der Dämpfung ist es günstig, wenn die Krümmung der gesuchten Lösungsfunktion über den gesamten Bereich von ähnlicher Größenordnung ist. Daher wurde für die Darstellung der Einflußfunktion der Lethargiemaßstab anstelle des Energiemaßstabes verwendet. Dies ist ohne Modifikation des Programms möglich, wenn nur $\phi^+(E)$ durch

$\phi^+(u)$ und $S_i(E)$ durch $S_i(u) = S_i(E) \cdot E$ ersetzt werden.

Das Verfahren wurde an einem besonders geeigneten Modellfall, der auch experimentell realisiert wurde, getestet.

Die Abb. 19 zeigt die Einflußfunktion im Zentrum einer Anordnung aus abgereichertem Uran und Graphit, berechnet mit einer adjungierten S_8 -Transportrechnung unter Verwendung des SNEAK-Satzes /31/. Die Anordnung besaß angenäherte Kugelgeometrie; als Detektor diente ein BF_3 -Zählrohr, das sich in der Graphitzone befand (Abb. 18). Die Einflußfunktion (im Zentrum) dieser Anordnung ist (oberhalb von 1 keV) der Einflußfunktion typischer schneller Reaktoren sehr ähnlich, weist jedoch wesentlich ausgeprägtere Strukturen auf. Die Anordnung ist daher zum Testen der gesamten Methode besonders geeignet.

Mit Hilfe der in Abb. 19 gezeigten berechneten Einflußfunktion ϕ_1^+ wurde unter Annahme der in den Abb. 6 bis 13 gezeigten Quellspektren die integralen Werte Q_s^i bestimmt. Aus diesen Werten wurde durch Entfaltung mit dem Programm EID nach der linearen und der erweiterten Methode die ebenfalls in Abb. 19 eingezeichneten Funktionen ϕ_2^+ und ϕ_3^+ berechnet.

Mit der erweiterten Methode wird die Startfunktion gut reproduziert (abgesehen von dem Energiebereich unterhalb 20 keV), während die lineare Methode erwartungsgemäß eine weniger realistische Lösung liefert, die den Verlauf der Startfunktion weniger gut annähert.

In dem Bereich unterhalb 20 keV liegt praktisch nur noch eine Quelle, d.h. ein integraler Wert vor, so daß Strukturen in $\phi^+(u)$ hier nicht mehr erfaßt werden können. In typischen Reaktorzusammensetzungen verläuft jedoch $\phi^+(u)$ in diesem Energiebereich sehr flach, so daß ein integraler Wert ausreichend ist.

Das Ergebnis einer Entfaltung derselben integralen Werte nach der Methode von Cuculeanu /34/ ist ebenfalls in Abb. 19 mit einigen Punkten eingezeichnet (ϕ_4^+).

Obwohl sich bei diesem Verfahren unterhalb 20 keV bereits unrealistische Oszillationen der Lösungsfunktion ergeben (es wurden Entwicklungen 7. Grades verwendet), ist die erreichte Energieauflösung im mittleren Energiebereich etwas schlechter als bei der Polygonmethode.

Für die Darstellung der Meßergebnisse wird im folgenden nur noch die erweiterte Polygonmethode herangezogen werden.

Mit den genannten Quellen wurden die Quellterme Q_s^i an der oben beschriebenen Anordnung experimentell bestimmt. Das Ergebnis der Entfaltung dieser Daten, ϕ_5^+ , ist in Abb. 20 gezeigt. Außerdem sind die Ergebnisse der Multigruppenrechnung mit dem SNEAK-Satz, ϕ_1^+ , und einer Rechnung mit dem ABN-Satz /28/ eingezeichnet (ϕ_6^+), sowie ϕ_3^+ , das Ergebnis der Entfaltung der mit dem SNEAK-Satz berechneten integralen Werte.

Messung und Rechnungen zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit Ausnahme des Bereichs unterhalb 50 keV. In diesem Bereich liegt die Messung etwa zwischen SNEAK-Satz und ABN-Satz, die sehr unterschiedliche Resultate liefern. Die Rechnungen sind jedoch in diesem Energiebereich nicht sehr genau, da die ortsabhängige Resonanzselbstabschirmung von ^{238}U nur in einer groben Näherung berücksichtigt wurde.

4.5 Fehlerquellen und Korrekturen

Zum Gesamtfehler im Endergebnis tragen die Fehler in den Quelltermen Q_s , in den Quellstärken und in den Energiespektren der Quellen bei.

Die Unsicherheiten in den Quellspektren sowie die Fehlerquellen und Korrekturen bei der Messung der Quellstärken werden im Anhang unter A2 und A3 diskutiert.

Der Fehler in den Quelltermen setzt sich aus folgenden Beiträgen zusammen:

- 1) statistische Fehler durch das Reaktorraschen,
- 2) Abweichungen von der Punktkinetik,
- 3) Heterogenitätseffekte,
- 4) Störungen durch das Material der Quellen.

Diese Fehler wurden wie folgt abgeschätzt:

- 1) Bei den Messungen bei 3A-2 wurde der statistische Fehler des Quellterms Q aus den Abweichungen der von dem kinetischen Programm im Zeitabschnitt t_1 bis t_2 berechneten Einzelwerte vom Mittelwert bestimmt. Um den gesuchten Quellterm Q_s zu erhalten, mußte der ebenfalls mit einem statistischen Fehler behaftete feste Quellterm Q_0 der Spontanquelle abgezogen werden, so daß sich der Fehler in Q_s als statistischer Fehler der Differenz $Q-Q_0$ ergab. Dieser statistische Gesamtfehler lag zwischen 2 % und 4 % (bei der schwachen Am/Li-Quelle an der Core-Blanket-Grenze).

Bei dieser Fehlerberechnung aus der Schwankung der Einzelwerte wurde angenommen, daß sich systematische Fehler bei der Lösung der punktkinetischen Gleichungen (durch fehlerhafte Parameter, die einer 26-Gruppen-Diffusionsrechnung mit dem SNEAK-Satz /31/ entnommen wurden) immer gleich auswirken, so daß die Quellterme Q_s relativ zueinander davon nicht betroffen werden. Dies war gerechtfertigt, da der Ablauf aller Messungen sehr ähnlich war.

Bei den Messungen an der Anordnung 3B-2 nach der Regelstabmethode ergaben sich die statistischen Fehler aus den Schwankungen der Regelstabstellungen während der Halbperioden, über die gemittelt wurde. Dazu kamen noch die Unsicherheiten in der Eichkurve des Regelstabs, die durch stück-

weise Anpassung von Kurven dritter Ordnung an die Eichpunkte gewonnen wurde. Als Fehler der Eichkurve wurde die mittlere Abweichung der Eichpunkte von der angepaßten Kurve angenommen. Er betrug etwa $0.001 \text{ } \epsilon$ ($\sim 0.5 \cdot 10^{-7} \Delta k/k$).

Der statistische Gesamtfehler in den Quelltermen betrug zwischen 0.5% und 5% (für die schwache Am/Li-Quelle bei $r = 38 \text{ cm}$).

- 2) Beim unterkritischen Reaktor mit Fremdquelle weicht das Flußprofil - oder in adjungierter Beschreibung: das Einflußprofil - von dem des ungestörten, kritischen Reaktor ab, was bei Verwendung der punktkinetischen Gleichungen (16) zu Fehlern in der Interpretation der gemessenen Ortsabhängigkeit des Einflusses führen kann.

Zur Abschätzung dieser Effekte kann der Reaktor als stationär betrachtet werden, da auch bei den Messungen bei 3A-2 dieser Zustand im wichtigsten Zeitabschnitt nahezu erreicht war. Das Meßergebnis Q_s kann daher - anhand der punktkinetischen Gleichungen für $dA/dt = 0$ - näherungsweise geschrieben werden als

$$Q_s = \Delta k \cdot A/l = \Delta k \cdot R/lX,$$

wobei R das Detektorsignal, X der Proportionalitätsfaktor zwischen R und der Flußamplitude A, und Δk der Pile-Oszillatorhub bei 3A-2 (wenn der Ausgangswert Δk_0 vernachlässigt wird), bzw. bei 3B-2 der von dem automatischen Regelstab angezeigte Reaktivitätshub (nach Abzug des Materialwertes der Quelle) ist.

Die Größe X hängt beim unterkritischen Reaktor von der Position der Quelle ab, ebenso der Reaktivitätshub des Pile-Oszillators und des automatischen Regelstabes. Für diese Effekte lassen sich Korrekturfaktoren $f_1 = X/X'$ und $f_2 = \Delta k/\Delta k'$ einführen, wenn die ungestrichenen Größen die "punktkinetischen", die gestrichenen dagegen die "richtigen", d.h. zum unterkritischen Zustand gehörenden Größen, bedeuten. Der richtige Quellterm Q'_s wird damit

$$Q'_s = (f_2/f_1) Q_s .$$

Der Faktor f_2 hing bei der Anordnung 3B-2 nur sehr wenig von der Quellposition ab, da das Flußniveau in der Hauptsache von der starken ^{240}Pu -Spontanquelle hervorgerufen wurde. Er ist nur für die Berücksichtigung der Materialwerte der Quellen von Bedeutung (s. unten).

Die übrigen, von der Position der Quelle abhängenden Korrekturfaktoren wurden durch Vergleich von unterkritischen adjungierten Diffusions-

rechnungen mit 5 Gruppen in 2-dimensionaler R-Z-Geometrie mit den entsprechenden kritischen Rechnungen abgeschätzt. In Wirklichkeit handelt es sich dabei um 3-dimensionale Probleme (Radialtraversen in zylindrischen Anordnungen), doch da kein 3-dimensionales Programm zur Verfügung stand, wurden ähnliche Fälle, die einer Axialtraverse entsprechen, untersucht.

Bei den unterkritischen Rechnungen wurde die inhomogene Gleichung (6)

$$M^+ \phi^+ + v \Sigma_a = 0$$

gelöst. Dabei bedeutet Σ_a bei der Bestimmung von f_1 den Wirkungsquerschnitt der Ionisationskammer des linearen Kanals, bei der Bestimmung von f_2 bei 3A-2 dagegen den im Pile-Oszillatorelement eingebauten B_4C -Block, der den Reaktivitätsschritt Δ bewirkte.

Die so erhaltenen Korrekturfaktoren sind als Funktion von der Quellposition in den Abb. 21 und 22 dargestellt. Die Unterschiede zwischen den Faktoren f_1 bei 3A-2 und 3B-2 sind auf die unterschiedliche Detektorposition (Abb. 2 und 4) zurückzuführen.

Da bei diesen Rechnungen nicht die tatsächliche Geometrie erfaßt werden konnte, wurden sie nur zur Fehlerabschätzung, nicht jedoch zur Korrektur der Ergebnisse herangezogen.

Bei den Messungen bei 3B-2 nach der Regelstabmethode muß noch ein weiterer Effekt berücksichtigt werden, wenn die Materialwerte der Quellen nicht vernachlässigbar sind: Durch das veränderte Flußprofil ändert sich beim unterkritischen Reaktor das Verhältnis zwischen dem Materialwert der Quellen und dem Wert des Regelstabes. Daher wird bei hoher Leistung mit dem automatischen Regelstab ein anderer Materialwert registriert, als bei dem niedrigen Leistungsniveau, bei dem die Quellterme gemessen werden, tatsächlich wirksam wird. Dieser Effekt wurde mit Hilfe von zwei Diffusionsrechnungen in 2-dimensionaler R-Z-Geometrie abgeschätzt. Dabei ergab sich für die hohe Leistung ein etwa 1% kleinerer Wert.

Experimentell wurde dieser Effekt durch Messungen von einigen Materialproben bei hoher und niedriger Leistung untersucht. Dabei zeigte sich, daß die bei hoher Leistung gemessenen Werte zwischen 2 und 8% höher lagen. Diese Diskrepanzen sind vermutlich auf Flußstörungen durch die Kontrollstäbe, mit denen der unterkritische Zustand herbeigeführt wurde, zurückzuführen.

Es ergibt sich daraus die Notwendigkeit, zur Änderung des Leistungsniveaus möglichst viele Kontrollstäbe zu verwenden, so daß die Reaktivität möglichst gleichmäßig über den Reaktor verteilt wird und die örtlichen Störungen klein bleiben, sowie evtl. durch die Verwendung von inaktiven Dummy-Quellen dafür zu sorgen, daß die bei der Quelloszillation auftretende Reaktivitätsänderung klein ist gegenüber dem Effekt der Quellneutronen.

- 3) Bei den Messungen befanden sich die Quellen in einer stark inhomogenen Umgebung, vor allem in der Anordnung 3B-2, wo die Probenwechslerschublade nur mit Strukturmaterial beladen war.

Zur Abschätzung der Heterogenitätseffekte wurden verschiedene Multigruppen-Rechnungen durchgeführt. Der Effekt der Probenwechslerschublade wurde mit Hilfe einer 2-dimensionalen adjungierten Diffusionsrechnung in R-Z-Geometrie untersucht wobei die Schublade als Zylinder um die Z-Achse angenommen wurde. Das Ergebnis im Core-Zentrum wird in Abb. 23 gezeigt, im Vergleich mit der homogenen Rechnung (SNEAK-Satz /31/). Der flachere Anstieg des Einflusses wird in der Hauptsache durch die höhere Leckage und den (n, α) -Prozeß im Aluminium verursacht.

Die Auswirkung der Plättchenstruktur des Corematerials wurde anhand von verschiedenen Diffusionsrechnungen in Kugelgeometrie untersucht, wobei um die Quelle in unterschiedlicher Reihenfolge Kugelschalen mit der Dicke und der Zusammensetzung der Plättchen gelegt wurden. Die dabei beobachteten Änderungen der Einflußfunktion und die Abweichung vom homogen gerechneten Fall lagen in der Größenordnung von 0,1%. Da diese Abschätzung als obere Grenze anzusehen ist (bei der experimentellen Anordnung grenzten gleichzeitig verschiedene Materialien an die Quelle an), kann der Effekt der Plättchenstruktur vernachlässigt werden.

Experimentell wurde in diesem Zusammenhang festgestellt, daß der Einfluß der Quellneutronen um weniger als 1% absank, wenn sich die Quellen nicht an den Normalpositionen, sondern zwischen zwei Elementrohren befanden.

- 4) Durch das Material der Quellen wird eine Störung in den Reaktor gebracht, die den Einfluß der Quellneutronen verändert: Ein gewisser Anteil der nochmals in die Quelle zurückgestreuten Neutronen wird im Quellmaterial absorbiert. Dieser Effekt wurde durch adjungierte S_8 -Transportrechnungen

in Kugelgeometrie für die Am/¹⁰B-, Am/B, und Am/Li-Quelle zu 1.5%, 0.2% und 0.3% abgeschätzt.

Bei den moderierten Quellen Sb/Be^x und Am/Li^x tritt eine Störung durch das Moderator material auf, die durch ein weiches, effektives Spektrum berücksichtigt werden kann, wie dies in Abb. 4.1 gezeigt wurde. Den dort beschriebenen Rechnungen wurde auch die gleichfalls auftretende Absorption im Quellmaterial und im Moderator entnommen. Sie betrug 0.8% bei der Sb/Be^x-, 3% bei der Am/Li^x-Quelle.

4.6 Meßergebnisse bei SNEAK-3A-2 und 3B-2

Im folgenden werden die bei den Anordnungen 3A-2 und 3B-2 gewonnenen Meßergebnisse angegeben und mit Multigruppen-Rechnungen verglichen.

Folgende Querschnittsätze wurden für die Rechnungen verwendet:

- 1) Der KFK-SNEAK Satz /31/
- 2) Der H2Ø-PMB+α-Satz /36/
- 3) Der russische ABN-Satz /28/.

Der H2Ø-PMB+α-Satz unterscheidet sich von dem SNEAK-Satz durch niedrigere Werte von $^{28}\sigma_c$, $^{25}\sigma_c$ und $^{25}\sigma_f$ im Energiebereich zwischen 10 keV und 800 keV sowie durch höhere Werte von Pu-α zwischen 465 eV und 21.5keV.

Zur Berechnung der annähernd zylinderförmigen Anordnungen (s. Abschn.3 und 5) wurden eindimensionale Diffusions- und S_g-Transportrechnungen in Zylindergeometrie sowie zweidimensionale Diffusionsrechnungen in x-y- und r-z-Geometrie durchgeführt. Die axialen Bucklings für die eindimensionalen Rechnungen und die zweidimensionalen x-y-Rechnungen waren durch Iteration von sukzessiven radialen und axialen Rechnungen bestimmt worden.

Es ergaben sich praktisch keine Unterschiede zwischen den zweidimensionalen x-y-Rechnungen, die zur Erfassung des nicht exakt kreisförmigen Reaktorquerschnitts durchgeführt wurden, und den eindimensionalen Diffusionsrechnungen, für die ein mittlerer Radius angenommen wurde.

In der Anordnung 3A-2 wurde mit allen unter 4.1 genannten Quellen im Core-Zentrum und mit mehreren davon an weiteren 10 radialen Positionen (in der Core-Mittelebene) gemessen. Die Messungen in der Plutonium enthaltenden Anordnung 3B-2 erforderten für die gleiche statistische Genauigkeit eine erheblich größere Meßzeit. Da der Reaktor nur für eine begrenzte Zeit zur Verfügung stand, mußte die Anzahl der Meßpunkte stark eingeschränkt werden.

1) Die Ortsabhängigkeit der Einflußfunktion

Die Abbildungen 24 bis 31 zeigen die in der Anordnung 3A-2 gemessene radiale Ortsabhängigkeit der Quellterme Q_s für die Quellen ^{252}Cf , Am/Be, Am/B, Am/F, Am/ ^{10}B , Am/Li, Sb/Be und Sb/Be \times . Die eingezeichneten Fehlergrenzen ergaben sich aus dem statistischen Fehler und den durch Abweichungen von der Punktkinetik verursachten Unsicherheiten (s. Abschnitt 4.5).

Die durchgezogenen Kurven wurden einer adjungierten Diffusionsrechnung in eindimensionaler Zylindergeometrie entnommen, die unter Verwendung des SNEAK-Satzes /31/ durchgeführt wurde. Als Quellspektren sind die in den Abb. 6 bis 13 gezeigten zugrunde gelegt.

Außerdem ist bei der ^{252}Cf -Traverse (Abb. 24) das Ergebnis einer Rechnung mit dem ABN-Satz /28/ und bei der Am/Be-Traverse das einer S_8 -Transportrechnung mit dem SNEAK-Satz eingezeichnet (Abb. 25).

Rechnung und Messung sind jeweils auf den Zentralwert 1 normiert.

In Abb. 32 ist die in der Anordnung 3B-2 mit der ^{252}Cf -Quelle gemessene radiale Ortsabhängigkeit des Spaltneutroneneinflusses gezeigt, im Vergleich mit eindimensionalen Diffusionsrechnungen mit dem SNEAK-Satz /31/ und dem PMB \rightarrow α -Satz /36/. Die mit der Sb/Be-Quelle an einigen Punkten gemessenen Werte zeigt die Abb. 33, ebenfalls im Vergleich mit diesen Rechnungen.

2) Die Energieabhängigkeit der Einflußfunktion

In den Tab. 3 bis 5 ist der in der Anordnung 3A-2 im Corezentrum, bei $r=32.6$ cm und bei $r=43.5$ cm gemessene Neutroneneinfluß der verschiedenen Quellen, Q_s^i/S_i , angegeben. Die angegebenen Fehler setzen sich zusammen aus dem statistischen Fehler im Quellterm (s. Abschnitt 4.5), dem Fehler in der Quellstärke S_i (s. Abschnitt A3), und der Unsicherheit im Quellspektrum (s. Abschnitt A2), d.h. deren Auswirkung auf den Quellterm Q_i , die mit Hilfe einer berechneten Einflußfunktion abgeschätzt wurde.

Zum Vergleich sind jeweils die Ergebnisse der Multigruppenrechnungen mit dem SNEAK-Satz /31/ und dem ABN-Satz /28/ aufgeführt. Dabei sind die in den Abb. 6 bis 15 gezeigten Quellspektren zugrunde gelegt.

Messung und Rechnung sind jeweils auf den Wert 1 für den Einfluß der ^{252}Cf -Spaltneutronen normiert.

Die experimentell bestimmten integralen Werte Q_s^i/S_i wurden nach dem in Abschnitt 4.4 beschriebenen Verfahren (erweiterte Darstellung) entfaltet. Die Ergebnisse werden in den Abb. 34 bis 36 gezeigt, wieder im Vergleich mit den Multigruppenrechnungen. Die eingezeichneten Fehlergrenzen wurden durch unabhängige Variation der integralen Werte innerhalb ihrer Fehlergrenzen ermittelt.

Bei den Entfaltungen wurde der Energiebereich oberhalb 500 eV berücksichtigt. Ein merklicher Anteil der Neutronen der moderierten Quellen Am/Li^X und Sb/Be^X hat jedoch Energien unter 500 eV (Abb. 14, 15). Der Einfluß dieser Neutronen wurde mit Hilfe einer Multigruppenrechnung (SNEAK-Satz) bestimmt und als Korrektur berücksichtigt. Im Corezentrum wurde außerdem durch Messung mit einer stärker moderierten Quelle eine zusätzliche integrale Information über die Einflußfunktion unterhalb 500 eV gewonnen. Sie wurde ebenfalls als Korrektur mitberücksichtigt.

Die Tabellen 6 und 7 enthalten die in der Anordnung 3B-2 im Core-Zentrum und bei $r=38.1$ cm gemessenen Werte Q_g/S im Vergleich mit Rechnungen mit dem SNEAK-Satz /31/ und dem $\text{H}_2\text{O-PMB}+\alpha$ -Satz /36/. (Für das Core-Zentrum sind dies zweidimensionale Diffusionsrechnungen in r - z -Geometrie, die den Effekt der mit Strukturmaterial beladenen Probenwechslerschublade berücksichtigen (s. Abschnitt 4.5); an der Position 38.1 cm ist die Störung der Einflußfunktion als Korrektur berücksichtigt.) Die angegebenen Fehler setzen sich aus dem statistischen Fehler im Quellterm, dem Fehler in der Quellstärke und im Quellspektrum, sowie der Unsicherheit im Materialwert der Quellen, der bei hoher Leistung gemessen wurde (s. Abschnitt 4.5), zusammen.

In Abb. 37 ist das Ergebnis der Entfaltung der im Corezentrum gemessenen integralen Werte gezeigt, im Vergleich mit den Multigruppenrechnungen. Die Sb/Be^X -Quelle wurde wegen des großen Meßfehlers bei der Entfaltung nicht berücksichtigt. Messung und Rechnung sind wieder auf den Wert 1 für die ^{252}Cf -Quelle normiert.

In der Anordnung 3A-2 wurde mit der ^{252}Cf -Quelle eine Kontrollmessung für die moderierten Quellen Am/Li^X und Sb/Be^X durchgeführt (s. Abschnitt 4.1): Neben die ^{252}Cf -Quelle, die sich im Core-Zentrum befand, wurde im Abstand von etwa 3 cm das System Sb/Be^X , das jedoch nur eine inaktive Dummyquelle enthielt, eingesetzt. Der beobachtete Quellterm zeigte innerhalb der Fehlergrenzen keine Abweichung von dem ungestörten ^{252}Cf -Wert. Dies bestätigt die Annahme, daß der Einfluß der Spaltneutronen, die von Neutronen der moderierten Quellen erzeugt werden, durch das Vorhandensein des Systems Quelle-Moderator nicht wesentlich beeinflusst wird.

4.7 Diskussion der Ergebnisse

1) Die Ortsabhängigkeit der Einflußfunktion

Die in der Anordnung 3A-2 gemessenen Radialtraversen der Quellen ^{252}Cf , Am/B, Am/F, Am/ ^{10}B , Sb/Be und Sb/Be^x (Abb. 24, 26, 27, 28, 30, 31) zeigen im Mittel gegenüber der Diffusionsrechnung bei Verwendung des SNEAK-Satzes /31/ einen etwas flacheren Verlauf. Dasselbe gilt für die Am/Be-Quelle im Vergleich mit der S_g -Transportrechnung, die bei diesen hohen Neutronenergien merklich von der Diffusionsrechnung abweicht (Abb. 25). Die mit der Am/Li-Quelle gemessene Traverse (Abb. 29) weist dagegen einen geringfügig steileren Verlauf auf als die mit dem SNEAK-Satz berechnete, die Meßfehler sind hier jedoch wegen der geringen Intensität der Quelle relativ groß.

Abgesehen von der Am/Li-Quelle kann aus den Messungen innerhalb der Fehlergrenzen geschlossen werden, daß die "Wirklichkeit" etwa zwischen dem SNEAK-Satz und dem ABN-Satz /28/, der allgemein einen etwas flacheren Verlauf der Traversen liefert (Abb. 24), liegt. Ein ähnliches Ergebnis wurde auch bei der Messung von Spaltratentraversen in der Anordnung 3A-2 gefunden /49/.

Die in Abb. 32 gezeigte Radialtraverse der ^{252}Cf -Quelle in der Anordnung 3B-2 zeigt an den Positionen um $r=20$ cm einen geringfügig steileren Verlauf gegenüber den Rechnungen, die sich bei Verwendung des SNEAK-Satzes und des $\text{H}2\emptyset$ -PMB+ α -Satzes /36/ kaum unterscheiden.

Dagegen zeigen sich bei der Sb/Be-Quelle stärkere Diskrepanzen (Abb. 33). Die Meßwerte liegen in der Uranzone deutlich unter der Rechnung, wobei die Abweichungen bei Verwendung des $\text{H}2\emptyset$ -PMB+ α -Satzes /36/ noch etwas größer sind. Allerdings sind die Unsicherheiten der Meßwerte relativ groß, da die Quelle zum Zeitpunkt der Messungen sehr schwach war (Tab. 2).

2) Die Energieabhängigkeit der Einflußfunktion

Die im Core-Zentrum der Anordnung 3A-2 gemessenen integralen Werte (Tab. 3) zeigen - bei der gewählten Normierung auf den Wert 1 für die ^{252}Cf -Quelle - eine gute Übereinstimmung mit den Rechnungen, mit Ausnahme der niederenergetischen Quellen Sb/Be und Sb/Be^x, die deutlich über der Rechnung liegen (wobei der ABN-Satz /28/ für die Sb/Be-Quelle eine geringere Abweichung liefert). Der daraus resultierende steilere Anstieg der Einflußfunktion unterhalb 100 keV, wie er nach Entfaltung der integralen Werte sichtbar wird (Abb. 34), unterstützt die bereits aus anderen Experimenten abgeleitete Vermutung, daß der Einfangquerschnitt von ^{238}U im keV-Bereich zu groß angenommen wird /22/.

Für die Positionen $r=27.2$ cm und 38.1 cm ergeben sich durch die steiler abfallende Am/Li-Traverse (Abb. 29) größere Abweichungen zwischen Experiment und Rechnung im Energiebereich um 300 keV. Dagegen wird die Übereinstimmung am unteren Ende des Energiebereiches zum Core-Blanket-Rand hin besser (Abb. 35, 36).

Aus den Messungen ergibt sich ein wichtiger Hinweis für den Dampfdruckkoeffizienten im Core-Zentrum. Dieser läßt sich unter Verwendung der Störungstheorie 1. Ordnung in Multigruppen-Näherung unter Vernachlässigung des kleinen Absorptionsbeitrags schreiben

$$\frac{\delta k / \delta \rho}{k / \rho} = \frac{\sum_{g,h} \int_V \phi_g \sum_s^{g,h} (\phi_h^+ - \phi_g^+) d\tau}{\sum_{g,h} \int_{\text{Reaktor}} \phi_g \nu \Sigma_f^g \chi^h \phi_h^+ d\tau}$$

Dabei bedeutet $\delta \rho$ die Änderung der Dampfdrucke in dem kleinen Volumenelement V , $\sum_s^{g,h}$ den makroskopischen Streuquerschnitt des Dampfes.

Der Dampfdruckkoeffizient hängt sehr empfindlich vom Verlauf der Einflußfunktion ab, da er sich als Summe von positiven und negativen Beiträgen, die proportional zu $d\phi^+/dE$ sind, zusammensetzt.

Wird in obigem Ausdruck die Einflußfunktion entsprechend dem experimentell beobachteten steileren Anstieg nach niedrigen Energien hin modifiziert, so resultiert ein um etwa 20% größerer Wert. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Materialwertmessungen von $(\text{CH}_2)_n$ /22/ und der Messungen des Void-Effekts /22/, die ebenfalls 20 bis 30% über den Rechnungen lagen.

Die in Tab. 6 angegebenen Meßwerte im Zentrum der Anordnung 3B-2 zeigen - bei der gewählten Normierung auf den ^{252}Cf -Wert - deutliche Abweichungen von den Rechnungen bei der Am/F- und der Am/Li-Quelle. Dies führt zu niedrigeren Werten der Einflußfunktion im Energiebereich um 300 keV, wie das Ergebnis der Entfaltung in Abb. 37 zeigt. Der große Meßfehler bei der moderierten Sb/Be^x-Quelle (die deshalb nicht bei der Entfaltung berücksichtigt wurde) ist auf die zum Zeitpunkt der Messungen geringe Intensität ($\sim 3 \cdot 10^5$ n/sec) zurückzuführen. Das Verhältnis zwischen dem Materialwert und der effektiven Quellstärke war dadurch sehr ungünstig, so daß sich die Unsicherheit in dem bei hoher Leistung gemessenen Materialwert stark auswirkte (s. Abschnitt 4.5). Auch bei der Am/B-Quelle, bei der keine Dummy-Quelle verwendet wurde, ist der Meßfehler hauptsächlich auf die Unsicherheit im Materialwert zurückzuführen. Bei der schwachen Am/Li-Quelle^{+) zeigte sich, daß die Ergebnisse von verschiedenen Meßreihen wesentlich}

^{+) Eine stärkere ^{238}Pu /Li-Quelle wird in naher Zukunft verfügbar sein ($6 \cdot 10^5$ n/sec).}

stärker voneinander abwichen, als es nach der Statistik zu erwarten war. Einige Beobachtungen deuten darauf hin, daß dies auf mechanische Mängel des automatischen Regelstabes, der für diese Messungen erstmals eingesetzt wurde, zurückzuführen ist.

Die Meßwerte bei $r=38.1$ cm (Tab. 7) zeigen im Vergleich mit den Rechnungen einen etwas stärkeren Anstieg des Einflusses mit steigender Energie der Quellneutronen. Auf eine Entfaltung dieser Daten wurde verzichtet, da der Meßfehler bei der schwachen Am/Li-Quelle zu groß ist, bedingt durch das ungünstige Verhältnis zwischen Intensität und Materialwert der Quelle (es wurde keine Dummy-Quelle zur Kompensation des Materialwertes verwendet).

Aufgrund der größeren Unsicherheiten bei den Messungen an der Anordnung 3B-2 können hier noch keine zuverlässigen Aussagen über die Energieabhängigkeit der Einflußfunktion gemacht werden. Aus den Ergebnissen können jedoch die Bedingungen dafür formuliert werden, wie bei zukünftigen Messungen an ähnlichen, d.h. größere Mengen Plutonium enthaltende Anordnungen, die erforderliche Genauigkeit erreicht werden kann:

- 1) Die zum Übergang von der hohen zur niedrigen Leistung notwendige Reaktivitätsänderung muß mit Hilfe von mehreren Kontrollstäben durchgeführt werden, derart, daß die auftretenden Störungen im Fluß möglichst klein gehalten werden. Dadurch kann erreicht werden, daß die Abweichungen zwischen den bei hoher und bei niedriger Leistung gemessenen Materialwerten klein bleiben. Hierbei wird die Möglichkeit, die Messungen in Zukunft im on-line Betrieb durchführen zu können, eine wirksame Hilfe bieten.
- 2) Bei den Quellen, bei denen das Verhältnis zwischen Quellstärke und Materialwert zu ungünstig ist, müssen Dummy-Quellen zur Kompensation des Materialwertes verwendet werden. Als Richtwert kann angenommen werden, daß der Materialwert weniger als 10% der durch die Quellneutronen verursachten Scheinreaktivität ausmachen soll.

Bei den in Zukunft zu untersuchenden Testanordnungen für natriumgekühlte Brutreaktoren wird es sich hinsichtlich dieser Effekte günstig auswirken, daß die Materialwerte von einigen Quellen aufgrund der wesentlich härteren Flußspektren bedeutend kleiner werden.

5. ZUSAMMENFASSUNG

Die in dieser Arbeit durchgeführten Verbesserungen und Erweiterungen der Technik der Messung der Neutroneneinflußfunktion in schnellen Nullenergie-Anordnungen mit geeichten Neutronenquellen haben zu einer allgemein verwendbaren Methode geführt, die es ermöglicht, die Einflußfunktion in dem Umfang zu bestimmen, daß sie als wertvolle Meßgröße zur Auswertung integraler Experimente herangezogen werden kann.

Die Messungen lieferten nützliche Hinweise für die Verbesserung des SNEAK-Querschnittsatzes /31/: Im Core-Zentrum der Anordnung 3A-2 ergaben die Messungen gegenüber der Rechnung unterhalb 100 keV einen wesentlich steileren Anstieg der Einflußfunktion nach niedrigen Energien hin. Dies unterstützt die aus anderen Messungen abgeleitete Vermutung, daß der Einfangquerschnitt von ^{238}U im unteren Energiebereich im SNEAK-Satz zu groß angenommen wird /22/.

Aus dem steileren Anstieg der Einflußfunktion resultiert ein um etwa 20% höherer Dampfdichtekoeffizient. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen dieser Größe /22/.

Der Verfasser dankt Herrn Prof. Dr. W. Häfele, der das Thema vorschlug und die Durchführung der Arbeit ermöglichte.

Herrn Dr. P. Engelmann dankt der Verfasser für nützliche Anregungen, sowie Herrn Wickenhäuser für die Durchführung der Programmierarbeiten.

A N H A N G

A1 DAS RÜCKSTOSS-TELESKOPSPEKTROMETER MIT ELEKTRONISCHER
STREUWINKELDISKRIMINATION

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiges Rückstoß-Teleskopspektrometer entwickelt und erprobt, das gegenüber herkömmlichen Teleskop-Anordnungen den Vorteil einer höheren Ansprechwahrscheinlichkeit besitzt. Mit diesem Spektrometer konnten die Spektren der Quellen ^{252}Cf , Am/Be, Am/Be^x, Am/B, Am/F, Am/ ^{10}B und Am/Li im Energiebereich zwischen 250 keV und 11 MeV mit guter Statistik gemessen werden (s. Abschnitt A2).

Herkömmliche Rückstoß-Teleskope (s. z.B. /40, 41/) verwenden als Konverter eine dünne wasserstoffhaltige Folie (Polyäthylen). Die aus dieser in Vorwärtsrichtung herausgeschlagenen Rückstoßprotonen werden in einem Detektor (Halbleiterdetektor oder Szintillator) registriert. Im Interesse einer guten Energieauflösung muß die Konverterfolie sehr dünn gehalten werden. Die Ansprechwahrscheinlichkeit wird dadurch sehr gering, und durch Störreaktionen in den Wänden der Apparatur oder im Detektor selbst (z.B. (n,p), (n, α) Prozesse) wird ein relativ hoher Untergrund verursacht. Durch besondere Maßnahmen kann dieser Untergrund zwar weitgehend unterdrückt werden, doch dies ist mit beträchtlichem technischen Aufwand verbunden.

Das hier beschriebene Spektrometer verwendet ein "dickes" (gasförmiges) Target, in dem die Rückstoßteilchen völlig gestoppt werden. Daraus ergibt sich eine höhere Ansprechwahrscheinlichkeit bei relativ geringem Untergrund. Gegenüber anderen Spektrometertypen ergibt sich hieraus der Vorteil, daß Spektrumsmessungen bei niedrigen Energien auch dann möglich sind, wenn gleichzeitig ein überwiegender Anteil von hochenergetischen Neutronen vorhanden ist.

A1.1 Beschreibung des Prinzips

Das Grundelement des Teleskop-Spektrometers mit elektronischer Streuwinkeldiskrimination ist ein zylindrisches Proportionalzählrohr mit einem Durchmesser von 2.6 cm und einer Länge von 45 cm. Das Füllgas stellt gleichzeitig das Target dar. Gasart und Gasdruck richten sich nach dem zu untersuchenden Energiebereich. Für Neutronenergien zwischen 200 keV und 3 MeV können Wasserstoff und Wasserstoff-Methan Gemische Verwendung finden, für Energien zwischen 1.5 MeV und 11 MeV bietet sich Helium an.

Die (als punktförmig angenommene) Neutronenquelle, deren Spektrum gemessen werden soll, befindet sich etwa 12 bis 15 cm vor einem Ende des Zählrohres (auf der Verlängerung der Zylinderachse). Am anderen Ende des Zählrohres ist direkt der Vorverstärker angeschlossen.

Die Neutronen erzeugen an beliebigen Punkten im Zählrohr durch elastische Streuung Rückstoßteilchen mit einer Winkelverteilung, die vom differentiellen Streuquerschnitt der Targetkerne, d.h. des Füllgases abhängt. Ein großer Teil der Bremsspuren endet dabei in der Zählrohrwand.

Es sollen jedoch nur die Ereignisse registriert werden, deren Spuren nahezu parallel zur Zylinderachse (d.h. Vorwärtsrichtung) liegen und nicht in der Außenwand enden, so daß die volle Ionisation, die proportional zur Energie des Rückstoßkernes ist, am Anodendraht wirksam wird.

Dies läßt sich durch eine Stromimpulshöhendiskrimination erreichen aufgrund folgender 3 Tatsachen, die sich aus der Wirkungsweise von zylindrischen Proportionalzählrohren /37/ ergeben:

- 1) Ereignisse, deren Spuren parallel zum Anodendraht liegen, erzeugen einen kürzeren, aber höheren Stromimpuls als Ereignisse, deren Bremsspuren einen großen Winkel mit dem Anodendraht bilden.
- 2) Der Stromimpuls ist um so kürzer und größer, je näher die Spur am Anodendraht liegt.
- 3) Die Ionisationsdichte erreicht ihr Maximum nahe dem Ende einer Spur. Bei einer Spur, die in der Zählerwand endet, fehlt gerade dieser Anteil, der einen relativ großen Anteil zum Stromimpuls liefert.

Durch Einführen einer Minimalforderung an das Strommaximum eines Impulses können die gewünschten Ereignisse aussortiert werden. Aus technischen Gründen wird nicht der Strom selbst, sondern der über ein kleines Zeitintervall Δt integrierte Strom dieser Minimalforderung unterworfen. Solange Δt ausreichend klein gehalten wird, hat dies den gleichen Erfolg.

Es zeigt sich, daß die so durchgeführte Winkeldiskrimination über einen weiten Energiebereich, d.h. für sehr verschiedene Längen der Bremsspuren, nur schwach energieabhängig ist, so daß eine besondere Berücksichtigung der Energie, wie sie z.B. bei der γ -n-Diskrimination bei 4π -Rückstoßzählern in Form des $\Delta E/E$ -Kriteriums vorgenommen wird /42/, nicht erforderlich ist. Vom Prinzip her wird daher die gesamte Anordnung relativ einfach. Erschwerend wirkt sich jedoch die Tatsache aus, daß die Integrationszeit Δt in der Größenordnung von 10 nsec ge-

halten werden muß, um gute Resultate zu erhalten. Die Impuls-Anstiegszeit der Elektronik soll merklich kleiner sein. Mit den heute zur Verfügung stehenden Transistoren und Tunnelnioden können zwar Verstärker- und Diskriminator-schaltungen mit Impuls-Anstiegszeiten von 1 bis 2 nsec aufgebaut werden, jedoch ist dies mit einigem Aufwand verbunden.

Verhältnismäßig aufwendig ist auch die Bestimmung der Detektorantwortfunktion des Spektrometers. Bei der Berechnung müssen einige Näherungen gemacht werden, so daß eine experimentelle Überprüfung vorgenommen werden sollte. Die Verhältnisse liegen hier ähnlich wie bei den ^3He - und ^6Li -Sandwich-Spektrometern.

A1.2 Beschreibung des Proportionalzählrohres und der Elektronik

Die speziell zu diesem Zweck gebauten Proportionalzählrohre bestanden aus Edelstahlrohren von 0.2 mm Wandstärke. Der innere Durchmesser betrug 2.58 cm, die aktive Länge 44 cm. An dem der Neutronenquelle zugewandten Ende war eine Hilfselektrode zur Feldkorrektur angebracht. Als Anode wurde Wolframdraht mit Durchmessern von 0.016 und 0.036 mm verwendet.

Das Blockschaltbild der Elektronik zeigt die Abb. 38. Die Einheit I, die den Vorverstärker enthält, ist direkt mit dem Zählrohr verbunden. Die Schaltung ist in Abb. 39 dargestellt.

Die Eingangsschaltung ist hochohmig mit einer Zeitkonstante von etwa 100 μsec , so daß der aus dem Zählrohr kommende Stromimpuls integriert wird und ein Signal liefert, das proportional zur primären Ionisation und damit zur Energie der Rückstoßkerne ist. Dieses Signal wird bereits nach der zweiten Verstärkerstufe ausgekoppelt und gelangt über die Einheit III in den Vielkanal-Analysator.

In der Einheit I wird das Signal einer Impulsformung durch die Kombination L-R unterworfen und anschließend weiterverstärkt. Diese Impulsformung hat folgende Bedeutung: Der Stromimpuls $J(t)$, der von einer punktförmigen Primärionisation (d.h. Spurlänge 0) hervorgerufen wird, hat nicht die Form einer δ -Funktion, wie man aus einer naiven Vorstellung von der Wirkungsweise eines Proportionalzählrohres erwarten würde, sondern vielmehr etwa den Verlauf $J(t) = J_0 / (t - t_0)$, wobei t_0 von verschiedenen charakteristischen Daten des Zählrohres abhängt /37/. Bei den Zählrohren, wie sie hier Verwendung finden, liegt t_0 in der Größenordnung von 2 bis 5 nsec.

Durch das L-R-Glied wird aus diesem Impuls - im wesentlichen durch Differentiation - eine angenäherte δ -Funktion gemacht, d.h. ein idealisierter Stromimpuls

$J^x(t)$, der praktisch nur zum Zeitpunkt der Ankunft der Elektronen am Anodendraht von 0 verschieden ist.

Da der Stromimpuls am Verstärkereingang bereits integriert wurde, erhält man nun durch Klippen mit dem Kabel K mit der Impulslaufzeit $\Delta t/2$ einen Impuls, der proportional zu der gewünschten Größe

$$\Delta Q(t) = \int_t^{t+\Delta t} J^x(t') dt'$$

ist. Dieser Impuls gelangt nach weiterer Verstärkung in der Einheit II (Abb. 40) auf einen Tunnelioden-Diskriminator, dessen Schwelle (ΔQ_{\min}) so eingestellt wird, daß er nur bei den gewünschten Ereignissen anspricht. Sein Ausgangssignal, das auf den "memory location" Eingang des Impulshöhen-Analysators gegeben wird, bewirkt, daß der gleichzeitig am linearen Eingang des Analysators ankommende Impuls in der zweiten Hälfte des Gedächtnisses gespeichert wird. So kann gleichzeitig das Spektrum der "guten" und der "schlechten" Ereignisse aufgenommen werden.

Die Impuls-Anstiegszeiten der Einheiten I und II sind kleiner als 2 nsec. Das Schaltungsprinzip der einzelnen Verstärkerstufen wurde zuerst von Cherry und Hooper /43/ angegeben.

Bei derart kurzen Impulsdauern ist die Impulslaufzeit im Zählrohr (1.5 nsec für 45 cm) nicht mehr vernachlässigbar. Reflexionen müssen daher möglichst vermieden werden. Diesem Zweck dient der Widerstand R_1 in der Einheit I. Über die Rückwirkungskapazität des Eingangstransistors wird damit eine Gegenkopplung wirksam, die eine bessere Anpassung des Verstärkereinganges an den Wellenwiderstand des Zählrohres bewirkt.

Die Einheit III enthält eine spezielle Impulsform- und Verstärkerschaltung für das lineare Signal, das von dort in den Vielkanal-Impulshöhenanalysator gelangt. Die Schaltung ist in Abb. 41 gezeigt.

A1.3 Die Berechnung der Detektorantwortfunktion

Zur rechnerischen Bestimmung der Detektorantwortfunktion $w(E_n, E_r)$ wurde das FORTRAN-Programm RESPONSE geschrieben. Mit ihm können die Ionisationsspuren von Rückstoßteilchen daraufhin untersucht werden, ob der von ihnen erzeugte "Stromimpuls"

$$\Delta Q(t) = \int_t^{t+\Delta t} J^x(t') dt'$$

eine vorgegebene Schwelle ΔQ_{\min} übersteigt, d.h. ob sie als "gute" Ereignisse registriert werden.

Die Ereignisse (Spuren) werden durch einen Radius r_0 (Reaktionsort), einen Streuwinkel θ , einen Azimutwinkel ϕ und die Neutronenenergie E_n charakterisiert. Es werden Unterteilungen in Intervalle mit gleicher Wahrscheinlichkeit, d.h. äquidistante Werte r_{oi}^2 , ϕ_i , und $\sin^2 \theta_i$ (d.h. isotrope Streuung im CM-System) angenommen. Aus der Energie der Rückstoßteilchen, $E_r = E_n (\cos^2 \theta) \frac{4M}{(1+M)^2}$, wird über eine Energie-Reichweite-Beziehung die Länge der Spur und die Verteilung der Ionisationsdichte berechnet. (M ist die Massenzahl der Rückstoßteilchen.)

Die Abhängigkeit der Elektronendriftgeschwindigkeit v von der elektrischen Feldstärke F wird durch die Beziehung

$$v = A (F/P)^n$$

angenähert. P bedeutet den Gasdruck. Der Proportionalitätsfaktor A und der Exponent n hängen von der Gasart ab. Durch dieses Gesetz lassen sich die in Wasserstoff /38/ und Helium /50, 51/ gemessenen Driftgeschwindigkeiten in dem hier interessierenden Feldstärkenbereich gut wiedergeben. Der Wert des Exponenten n liegt für diese Gase sowie für Helium mit kleinen Zusätzen CH_4 nahe bei 0.5.

Aus obiger Beziehung ergibt sich für die Elektronendriftgeschwindigkeit $v(r)$ im Zählrohr, wenn man die Feldstärkeverteilung

$$F(r) = \frac{U}{\ln(R/r_a)} \cdot \frac{1}{r}$$

berücksichtigt, zu

$$v(r) = A \left(\frac{U}{P \ln(R/r_a)} \right)^n \cdot \frac{1}{r^n}$$

U bedeutet die am Zählrohr angelegte Spannung, R den Kathoden- und r_a den Anodenradius.

Durch Integration erhält man daraus die Zeit $t(r)$, die ein Elektron benötigt, um von seinem Entstehungsort r bis an den Anodendraht zu gelangen:

$$t(r) = \int_{r_a}^r \frac{1}{v(r)} dr = \int_0^r \frac{1}{v(r)} dr = \frac{1}{(n+1)A} \left(\frac{P \ln R/r_a}{U} \right)^n \cdot r^{n+1} = A^* r^{n+1}$$

Unter Verwendung dieser Beziehung errechnet sich der "Stromimpuls" $\Delta Q(t)$ als den Anteil der Primärionisation, der zwischen 2 konzentrischen Zylinderflächen mit den Radien $r_1 = (r/A^*)^{1/n+1}$ und $r_2 = ((t+\Delta t)/A^*)^{1/n+1}$ liegt.

Das Programm errechnet jeweils diese Größe, während r_1^{n+1} und $r_2^{n+1} = r_1^{n+1} + d$, $d = \Delta t/A^*$, in kleinen äquidistanten Schritten die Werte zwischen 0 und R^{n+1} durchlaufen, und vergleicht sie mit der vorgegebenen Schwelle ΔQ_{\min} . Jedes für "gut" befundene Ereignis wird außerdem daraufhin untersucht, ob seine Spur in der Zählrohrwand endet, d.h. ob ein "Wandeffekt" auftritt.

Als Beispiel einer derartigen Rechnung zeigt die Abb. 42 die Detektorantwortfunktion, $w(E_n, E'_r)$, $E'_r = \frac{25}{16} E_r$, eines Spektrometers mit einer Gasfüllung von 4.7 atm He für 5 Neutronenenergien. Die Werte der Parameter ΔQ_{\min} und $d = \Delta t/A^*$ betragen 1.2 MeV und $0.11 \text{ mm}^{1.5}$ ($n=0.5$).

Al.4 Einstellung und Eichung des Spektrometers

Für die Energieeichung enthielten die Zählrohre eine kleine Menge ^3He , dessen Reaktion mit langsamen Neutronen, $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$, eine Ionisation entsprechend 764 keV erzeugt. In ^4He -gefüllten Zählrohren entspricht dies einer Neutronenenergie von 1.193 MeV (bei zentralem Stoß).

Der Wert des Parameters ΔQ_{\min} wird als untere Abschneidegrenze des Impulshöhenspektrums sichtbar. Er wird durch Verändern der Diskriminatorschwelle (Einheit II) eingestellt. Dieser Vorgang entspricht dem Einstellen der Blendenöffnung eines herkömmlichen Teleskop-Spektrometers. Es kann damit ein geeigneter Kompromiß zwischen Energieauflösung und Ansprechwahrscheinlichkeit geschlossen werden.

Der Parameter $d = \Delta t/A^*$ wird durch die Länge des Klipp-Kabels K bestimmt.

Die Einstellung des Spektrometers wurde jeweils überprüft durch Vergleich der Zählraten, die von den Quellen (mit bekannter Quellstärke) hervorgerufen wurden, mit den für diese Quellen berechneten Zählraten.

Die Einstellung des Spektrometers ist nicht kritisch: Sowohl rechnerisch als auch experimentell wurde festgestellt, daß die Energieabhängigkeit der Detektorantwortfunktion nicht empfindlich von den einzelnen Parametern abhängt.

Als Beispiel für eine Spektrumsmessung zeigt die Abb. 43 das durch die elektronische Streuwinkeldiskrimination aussortierte Impulshöhenspektrum der Am/Be^x-Quelle, zusammen mit dem durch Entfaltung gewonnenen Quellspektrum. Das Zählrohr hatte eine Gasfüllung von 4 atm Helium + 3% Methan. In Abb. 44 ist das dazugehörige gesamte Impulshöhenspektrum gezeigt, das den für Rückstoßspektren typischen starken Anstieg nach niedrigen Energien hin aufweist, in diesem Fall verstärkt durch den großen Wandeffekt.

Die Entfaltung des Impulshöhenspektrums wurde mit dem FORTRAN-Programm HOOKE /44/ unter Verwendung der berechneten Detektorantwortfunktion und des differentiellen Streuquerschnitts von ^4He /39/ durchgeführt.

Die Ergebnisse aller durchgeführten Spektrummessungen werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

A2. DIE MESSUNG DER QUELLSPEKTREN

Die Energiespektren der Quellen ^{252}Cf , Am/Be, Am/Be^x, Am/B, Am/F, Am/ ^{10}B , Am/Li und Sb/Be wurden von H. Werle /19/ nach der Protonenrückstoßmethode mit Proportionalzählrohren im Energiebereich zwischen 10 keV und 12 MeV gemessen. Die verwendeten Zählrohre hatten folgende Abmessungen und Gasfüllungen:

- 1) Zylinderzähler, 9.0 cm ϕ , L = 83.5 cm , 2.0 atm Kr + 2.0atm CH_4
- 2) " " " , L = 83.5 " , 3.0 " CH_4
- 3) " " " , L = 33.5 " , 1.5 " Kr + 1.5atm H_2
- 4) " " " , L = 33.5 " , 2.0 " H_2 + 0.1atm CH_4
- 5) " " " , L = 105.0 " , 3.0 " CH_4 .

Die von hochenergetischen Protonen verursachten Wandeffekte wurden durch Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt und nach der von Benjamin /45/ beschriebenen Methode korrigiert. Zur Messung des Spektrums unterhalb 40 keV (Sb/Be-Quelle) wurde die von Bennet /42/ angegebene γ -n-Diskriminationsmethode angewendet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Spektren der oben genannten Quellen (mit Ausnahme der Sb/Be-Quelle) mit dem neuentwickelten, unter A1. beschriebenen Rückstoß-Teleskopspektrometer im Energiebereich zwischen 200 KeV und 12 MeV gemessen.

Es wurden 3 Zählrohre mit folgenden Gasfüllungen verwendet:

- 1) 1.5 atm H_2 200 keV - 1 MeV
- 2) 6 " " 500 " - 2.5 "
- 3) 4.0 " $\text{He}(+3\% \text{CH}_4)$ 2 MeV - 11 " .

Die Ergebnisse dieser Messungen, die in den Abb. 45 bis 54 dargestellt sind, werden im folgenden diskutiert und ggf. mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen.

A2.1 Diskussion der Spektrummessungen

1) ^{252}Cf , Abb. 45

Beide Meßmethoden (Werle /19/, diese Arbeit) zeigen eine befriedigende Übereinstimmung der Ergebnisse. Die größten Abweichungen betragen etwa 15%. Das von Meadows /52/ nach der Flugzeitmethode gemessene Spektrum ist etwas härter. Die Abweichungen sind evtl. auf Fehler in der energieabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeit der dort verwendeten ^6Li -Glas- und Flüssigkeitsszintillator-Detektoren zurückzuführen.

2) Am/Be, Abb. 46

Die Messung von Werle /19/ gibt die Strukturen des Spektrums oberhalb 3 MeV wegen der relativ schlechten Energieauflösung nur ungenügend wieder. Aus dem selben Grunde ist auch die Energieeichung (mit ^3He) nicht sehr genau. Das obere Ende des Spektrums liegt mit 12 MeV im Vergleich zu Messungen anderer Autoren und den Messungen dieser Arbeit etwas zu hoch. Korrigiert man die Energieskala in diesem Sinne, so erhält man - innerhalb der gegebenen Auflösung - eine befriedigende Übereinstimmung mit der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messung. Unterhalb 1 MeV allerdings zeigen sich beträchtliche Abweichungen. Bei der Messung von Werle /19/ tritt offenbar noch ein merklicher Untergrund, herrührend von hochenergetischen Neutronen, auf. Wegen derartigen Untergrund-Schwierigkeiten konnten bisher noch keine Messungen an $\text{Be}(\alpha, n)$ -Quellen in diesem Energiebereich durchgeführt werden. Die Neutronen in diesem Bereich stammen in der Hauptsache von der Reaktion $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$. Die Messung dieser Arbeit ist als obere Grenze für das Spektrum in diesem Energiebereich anzusehen, da die Möglichkeit eines gewissen Untergrundanteils, hervorgerufen durch hochenergetische Neutronen, nicht ganz auszuschließen ist.

3) Am/Be^x, Abb. 47

Für die Messungen an dieser Quelle gilt entsprechend das unter 2) Gesagte. Diese Quelle wurde mit relativ grobkörnigem AmO_2 -Pulver hergestellt. Dies hat zur Folge, daß die α -Teilchen im Mittel schon einen merklichen Teil ihrer Energie verloren haben, bevor sie in das Beryllium gelangen. Aus dem Verlauf der $\text{Be}(\alpha, n)$ -Wirkungsquerschnitte ist zu erwarten, daß durch den Energieverlust der α -Teilchen eine relative Anhebung des Spektrums oberhalb 6 MeV und eine Verringerung des Anteiles unterhalb 1 MeV hervorgerufen wird. Während unterhalb 1 MeV praktisch kein Unterschied zwischen beiden Quellen zu beobachten ist, wird

der Effekt oberhalb 6 MeV durch die Messung tatsächlich bestätigt. Leider ist der Effekt nicht sehr stark ausgeprägt, so daß eine gleichzeitige Verwendung der Am/Be- und Am/Be^X-Quelle für die Messung der Neutroneneinflußfunktion nur bedingt sinnvoll ist.

4) Am/B, Abb. 48

Oberhalb 1 MeV zeigen beide Messungen eine befriedigende Übereinstimmung. Der ausgeprägte Peak am unteren Ende des Spektrums in der Messung von Werle /19/ scheint nicht reell zu sein, da er in der Messung dieser Arbeit nicht auftritt. Vermutlich handelt es sich um einen von hochenergetischen Neutronen hervorgerufenen Untergrund. Die zusätzlich eingezeichnete Messung von Bluhm /54/ wurde mit einem ⁶Li-Sandwich-Spektrometer durchgeführt. Die Verschiebung nach höheren Energien ist vermutlich auf einen Fehler in der Energieeichung zurückzuführen /58/.

5) Am/F, Abb. 69

Hier zeigen sich etwas größere Abweichungen zwischen beiden Messungen. Wesentlich größere Abweichungen weist die Messung von Lehmann /55/ (Photoemulsionsmethode) an einer ²³⁹Pu/F-Quelle auf. Die um 330 keV niedrigere α -Energie von ²³⁹Pu kann diese Unterschiede nicht erklären. Evtl. sind sie auf Störungen durch das Material der Quelle (10 kg PuF₄) verursacht. Vom Autor wird dieser Effekt allerdings als vernachlässigbar bezeichnet.

6) Am/¹⁰B, Abb. 70

Abgesehen vom hochenergetischen Ende des Spektrums stimmen beide Messungen befriedigend überein; die Abweichungen betragen weniger als 20%. Die ebenfalls eingezeichnete Messung von Geiger, Jarvis /56/ (Photemulsionsmethode) an einer ²¹⁰Po/¹⁰B-Quelle zeigt ein etwas härteres Spektrum. Dieser Unterschied ist evtl. zum Teil auf eine Erweichung des primären Spektrums der wesentlich größeren Am/¹⁰B-Quelle durch elastische Streuung am ¹⁰B zurückzuführen.

7) Am/Li, Abb. 51

Die Messungen von Werle /19/ und von Bennett /57/, die nach derselben Methode durchgeführt sind, stimmen gut überein. Die Messung dieser Arbeit ist in dem erfaßten Energiebereich oberhalb 250 keV in befriedigender Übereinstimmung mit diesen Messungen.

8) Sb/Be, Abb. 52

Wegen der extrem starken γ -Strahlung mußte die Quelle trotz γ -n-Diskrimination mit einer dicken Bleiabschirmung umhüllt werden /59/. Es wurde an 3 verschiedenen Anordnungen mit Bleiabschirmungen von 10, 15 und 20 cm Dicke gemessen. Durch Untersuchung dieser Systeme mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen /59/ konnte aus dem gemessenen Neutronenspektrum auf das Quellspektrum der Sb/Be-Quelle rückgeschlossen werden. Die mittlere Energie der Hauptlinie der Sb/Be-Neutronen beträgt hiernach 26 ± 1.3 keV. Messungen anderer Autoren hierfür sind: Hanson /60/ : 24 ± 3 keV; Roberts et al. /61/ : 20 ± 4 keV; Culp, Hammermesh /62/ : 24.5 ± 4 keV.

9) Sb/Be^x, Abb. 53

Das Leckage-Spektrum dieses Systems Quelle-Moderator wurde aus dem Sb/Be-Spektrum 8) mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung ermittelt /30/.

10) Am/Li^x, Abb. 54

Das Leckage-Spektrum dieses Systems wurde aus dem Am/Li-Spektrum (Abb. 12) mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung bestimmt /30/.

Aus den angeführten Messungen 1) bis 7) wurden durch geeignete Mittelung die in den Abb. 6 bis 12 gezeigten Quellspektren abgeleitet, die für die Auswertung der Messungen der Neutroneneinflußfunktion verwendet wurden. Im Falle der Quellen Am/Be, Am/Be^x und Am/B wurden im Bereich unterhalb 1 MeV die Messungen dieser Arbeit angenommen.

Die Auswirkung der wahrscheinlichen Unsicherheiten der Spektren $S_i(E)$ auf die integralen Werte $Q_i = \int S_i(E) \phi^+(E) dE$ wurden durch Faltung der Meßergebnisse der verschiedenen Autoren mit einer typischen Einflußfunktion $\phi^+(E)$ abgeschätzt. Die so ermittelten Fehler, die als weiterer Beitrag zum Gesamtfehler der gemessenen Quellterme berücksichtigt wurden (s. Abschnitt 4.6), liegen für alle Quellen unter 0.5%.

A3. DIE MESSUNG DER QUELLSTÄRKEN NACH DER MANGANBAD-METHODE

Mit Hilfe einer Manganbad-Apparatur wurden die relativen Quellstärken der Neutronenquellen bestimmt. Auf der Basis des Wertes der ^{252}Cf -Werte, die in Amsterdam /46/ absolut geeicht wurde (angegebener Fehler 0.6%), können die Messungen auch als Absoluteichungen betrachtet werden. Für die Bestimmung der Energie- und Ortsabhängigkeit der Neutroneneinflußfunktion ist jedoch nur die Kenntnis der relativen Quellstärken erforderlich.

Die Ergebnisse der Messungen sind in der Tab. 2 aufgeführt.

A3.1 Beschreibung der Apparatur

Das Manganbad bestand aus einem zylinderförmigen Behälter aus Polyäthylen (Durchmesser 104 cm, Höhe 107 cm), der mit einer MnSO_4 -Lösung der Konzentration 460 g MnSO_4 /1 Lösung gefüllt war.

Die Quellen konnten in einem Schlauch aus dünner Polyäthylenfolie in das Zentrum des Behälters gebracht werden. Die Durchmischung der Flüssigkeit nach der Aktivierung wurde durch Einblasen von Stickstoff erreicht. Die beim Zerfall des ^{56}Mn auftretende γ -Strahlung wurde mit einem 3" · 3" - NaJ(Tl) Szintillationsspektrometer, das ins Zentrum des Tanks gebracht wurde, registriert, und in einem 256-Kanal Impulshöhenanalysator gespeichert.

A3.2 Auswertung der Messungen und Korrekturen

Aus der Intensität der 850 keV γ -Linie, deren genaue Lage im Impulshöhenspektrum durch einen Gauß-Fit bestimmt wurde, ergab sich unter Berücksichtigung des Zerfallsgesetzes von ^{56}Mn (und ggf. der Quelle), der Totzeit des Analysators und des mehrfach gemessenen konstanten Untergrundes, eine zur Sättigungsaktivierung proportionale Größe.

Um von dieser Größe zur gesuchten (relativen) Quellstärke zu kommen, müssen folgende 3 Effekte, deren Größenordnung von der Beschaffenheit der Quelle abhängen, berücksichtigt werden:

- 1) Leckageverluste
- 2) Einfang von Neutronen im Material der Quelle
- 3) Verlust schneller Neutronen durch (n,p)-, (n,d)-, und (n, α)-Prozesse im Sauerstoff, Mangan und Schwefel .

Die Leckageverluste wurden mit Hilfe von S_8 -Transportrechnungen untersucht. Zur Bestimmung der Quellabsorption wurden sowohl S_8 -Transportrechnungen als auch Monte-Carlo-Rechnungen /47/ durchgeführt. Mit der Monte-Carlo-Methode konnte auch die Resonanzabsorption bei der Sb/Be Quelle erfaßt werden.

Für den letzten der genannten Effekte finden sich in der Literatur /48/ Ergebnisse von Monte-Carlo-Rechnungen (Korrekturfaktoren als Funktion der Neutronenenergie). Diese Daten wurden übernommen.

Die so - unter Zugrundelegung der in den Abb. 6 bis 13 gezeigten Quellspektren - gewonnen Korrekturfaktoren für die einzelnen Quellen werden in der Tab. 8 angegeben.

Literaturverzeichnis

- /1/ J. Lewins, "Importance; The Adjoint Function", Pergamon Press 1965
- /2/ H. Rose, R.M. Absalom, A.E.R.E. R/R.2150 United Kingdom Atomic Energy Authority, Harwell 1957
- /3/ R.J. Tuttle, AI-8549 Atomics International, 1963
- /4/ E.P. Wigner, CP-3048, 1945
- /5/ J. Lewins, Nucl.Sci.Eng. 7, 268 (1960)
- /6/ J. Lewins, J. Nuclear Energy A 13, 1 (1960)
- /7/ H. Grumm, K.H. Höcker, Z. angew. Physik 9, 305 (1957)
- /8/ D. Emendörfer, Nukleonik 1, Heft 4, 128 (1958)
- /9/ A.M. Weinberg und E.P. Wigner, "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors" Chicago University Press, 1958
- /10/ L.N. Ussachoff, "Equations for the Importance of Neutrons, Reactor Kinetics and the Theory of Perturbations", Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy 5, 503, United Nations, New York, 1955
- /11/ J. Lewins, J. Nucl. Energy A 12, 108 (1960)
- /12/ S. Kaplan, O.J. Marlowe, J. Bewick, Nucl. Sci. Eng. 18, 167 (1964)
- /13/ E.A. Fischer, "Über die Bedeutung des adjungierten Flusses in der Reaktor-kinetik", KFK 508 (1967)
- /14/ G. Rowlands, J. Nucl. Energy A 13, 176 (1961)
- /15/ M. Becker, H. Fenech, Transactions American Nucl. Soc. 7,1 11 (1964)
- /16/ P.F. Gast, Nucl. Sci. Eng. 19, 196 (1964)
- /17/ W.C. Redman, M.M. Bretscher, Nucl. Sci. Eng. 27, 34 (1967)
- /18/ D.S. Selengut, Transactions American Nucl. Soc. 5,1 40 (1962)
- /19/ H. Werle, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Bericht in Vorbereitung
- /20/ H. Werle, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Bericht in Vorbereitung
- /21/ A.F. Henry, Nucl. Sci. Eng. 3, 52 (1958)
- /22/ R. Schröder et al., "Physics Investigations of Uranium-Fueled Fast Steam-Cooled Reactors in SNEAK, Assemblies 3A-0, 3A-2, 3A-3", KFK-847 (1968)
- /23/ M. Edelmann, E.A. Fischer, F. Helm, R. Schröder, "Physics Measurements in the SNEAK Facility on Steam-Cooled Fast Reactor Systems with Uranium and Plutonium Fuel", Proc. of the Conf. on Fast Reactor Physics, London, 1969

- /24/ K.H. Beckurts, K. Wirtz, "Neutron Physics", Springer Verlag 1964
- /25/ T. Gozani, Nukleonik 5, 55 (1963)
- /26/ B. Davison, "Neutron Transport Theory", Oxford at the Clarendon Press 1958
- /27/ B.G. Carlson, "Solution of the Transport Equation by S_N Approximation"
LA-1891 (1955)
- /28/ L.P. Abagjan et al., KFK-tr-144, Deutsche Übersetzung von "Group Constants of Fast and Intermediate Neutrons for the Calculation of Nuclear Reactors", States Committee for the Use of Atomic Energy in the USSR
- /29/ M.A. Schultz, "Control of Nuclear Reactors and Power Plants" 2nd Edition, McGraw Hill, New York 1961
- /30/ M. Lalovic, Kernforschungszentrum Karlsruhe, unveröffentlicht
- /31/ H. Bachmann et al., "The Group Cross-Section Set KFK-SNEAK - Preparation and Results", KFK 628 (1967)
- /32/ P. Engelmann et al., "Construction and Experimental Equipment of the Karlsruhe Fast Critical Facility SNEAK, KFK 471 (1966)
- /33/ H. Borgwaldt et al., "Experience Obtained at Karlsruhe with Different Kinetic Methods of Reactivity Determination", KFK-899 (1968)
- /34/ V. Cuculeanu, Rev. Roum. Phys. 12, 6, 603 (1967)
- /35/ F. Ebersoldt, J. Nucl. Energy 22, 665 (1968)
- /36/ H. Küsters et al., "Analysis of Fast Critical Assemblies and Large Fast Power Reactors with Group-Constant Sets Recently Evaluated at Karlsruhe", KFK-793 (1968)
- /37/ E. Fünfer, H. Neuert, "Zählrohre und Szintillationszähler", Verlag G. Braun, Karlsruhe 1959
- /38/ N.E. Bradbury, R.A. Nielson, Phys. Rev. 49, 388 (1936)
- /39/ J.J. Schmidt, "Neutron Cross Sections for Light Nuclei in the Range 0.01 eV to 10 MeV", KFK-120, Teil I, Abschnitt I (1966)
- /40/ J.L. Fowler, J.E. Brolley, Rev. Mod. Phys. 28, 103 (1956)
- /41/ G.J. Perlow, Rev. Scient. Instr. 27, 460 (1956)
- /42/ E.F. Bennet, Nucl. Sci. Instr. 27, 16 (1967)
- /43/ E.M. Cherry, D.E. Hooper, Proc. IEE 110, 365 (1963)
- /44/ M.J.L. Yates, A.W.R.E., Aldermaston, Berks. United Kingdom Atomic Energy Authority, wird veröffentlicht
- /45/ P.W. Benjamin, C.D. Kemshall, J. Redfearn, A.W.R.E. NR 2/64 (1964)
- /46/ J. Kooi, Radiochim. Acta, 6, 218 (1966)

- /47/ M. Lalovic, Kernforschungszentrum Karlsruhe, unveröffentlicht
- /48/ Murphy, Nucl. Instr. Meth. 37, 13
- /49/ R. Böhme, H. Seufert, Nucl. Appl. 7, 494 (1969)
- /50/ J.C. Bowe, Phys. Rev. 117, 1411 (1960)
- /51/ J.L. Friedes, R.E. Chriem, Rev. Sci. Instr. 35, 471 (1964)
- /52/ J.W. Meadows, Phys. Rev. 157, 1076 (1967)
- /53/ P. Cloth, R. Hecker, Nukleonik 12, 4, 163 (1969)
- /54/ H. Bluhm, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Bericht in Vorbereitung
- /55/ R.L. Lehmann, Phys. Rev. 171, 1311 (1968)
- /56/ K.W. Geiger, C.J.D. Jarvis, Can. J. Ph. 40,1 33 (1962)
- /57/ E.F. Bennett, ANL-7110, 337 (1964-1965)
- /58/ H. Bluhm, Kernforschungszentrum Karlsruhe, persönliche Mitteilung
- /59/ M. Lalovic, H. Werle, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Veröffentlichung
in Vorbereitung für J. Nucl. Energy
- /60/ A.O. Hanson, Phys. Rev. 75, 1794 (1949)
- /61/ M. Roberts et al., Phys. Rev. 80, 6 (1950)
- /62/ R. Culp, B. Hammermesh, Phys. Rev. 93, 1025 (1954)

Tabelle 1: Homogenisierte Teilchendichten (in 10^{20} cm^{-3})
der SNEAK-Anordnungen 3A-2 und 3B-2

	3A-2 Core-Zone 1	3A-2 Core-Zone 2	3B-2 Pu-Zone	3B-2 U-Zone	Blanket
^{239}Pu			14.76		
^{240}Pu			1.33		
^{241}Pu			0.11		
^{235}U	20.31	20.25	0.56	20.40	1.62
^{238}U	81.04	81.21	81.86	81.39	399.41
Al	129.10	129.36	125.60	129.66	
C	9.32	9.08	9.73	8.76	0.14
Co	0.19	0.18	0.14	0.18	
Cr	34.53	34.36	33.72	34.09	11.08
Fe	121.85	121.33	119.70	120.47	39.55
H	17.92	17.45	18.49	16.81	
Mg	0.64	0.64	1.31	0.65	
Mn	1.94	1.96	2.23	1.99	0.87
Ni	18.54	18.27	17.55	18.43	9.84
O	145.29	145.67	122.20	146.28	
Si	1.88	1.86	2.54	1.84	0.46
Ti	0.40	0.39	0.30	0.38	
No+Nb	0.39	0.39	0.38	0.40	0.19

Tabelle 2: Verwendete Neutronenquellen

Quelle	Abmessungen (mm)	Materialzusammensetzung	Aktivität	Quellstärke
^{252}Cf (29.1.68)	15.0·15.0 \emptyset	0.8 μg ^{252}Cf	0.41 mCi	$(2.680 \pm 0.018) \cdot 10^6$
Am/Be	31.0·22.4 \emptyset	4.4g Be, 0.13g AmO_2	400 mCi	$(1.101 \pm 0.014) \cdot 10^6$
Am/Be ^x	20.0·12.0 \emptyset	2.0g Be, 0.5g AmO_2	1.5 Ci	$(1.318 \pm 0.017) \cdot 10^6$
Am/B	48.5·22.4 \emptyset	14.2g B, 0.7g AmO_2	2.0 Ci	$(1.211 \pm 0.01) \cdot 10^6$
Am/F	48.5·22.4 \emptyset	18.8g CaF_2 , 1.0g AmO_2	3.0 Ci	$(4.580 \pm 0.018) \cdot 10^5$
Am/ ^{10}B	48.5·22.4 \emptyset	13.2g ^{10}B (96%) 0.7g AmO_2	2.0 Ci	$(4.326 \pm 0.056) \cdot 10^5$
Am/Li	48.5·22.4 \emptyset	9.7g LiH, 1.0g AmO_2	3.0 Ci	$(1.089 \pm 0.018) \cdot 10^5$
Sb/Be (13.1.68)	36.0·23.0 \emptyset	25.5g Sb, 7.2g Be	1.6 Ci	$(2.055 \pm 0.018) \cdot 10^6$
Sb/Be (19.7.68)	36.0·23.0 \emptyset	25.5g Sb, 7.2g Be	0.26 Ci	$(3.386 \pm 0.03) \cdot 10^5$

Tabelle 3: Der Einfluß der Quellneutronen im Zentrum der Anordnung 3A-2

Quelle	Messung	Rechnung	
		SNEAK-Satz	ABN-Satz
^{252}Cf	1.00 \pm 0.008	1.00	1.00
Am/Be	1.078 \pm 0.017	1.083	1.079
Am/Be ^x	1.102 \pm 0.02	1.095	1.091
Am/B	1.034 \pm 0.018	1.023	1.035
Am/F	0.959 \pm 0.012	0.963	0.960
Am/ ^{10}B	0.977 \pm 0.02	0.985	0.992
Am/Li	0.932 \pm 0.02	0.939	0.954
Sb/Be	1.056 \pm 0.01	1.001	1.027
Am/Li ^x	1.081 \pm 0.025	1.065	1.070
Sb/Be ^x	1.214 \pm 0.02	1.171	1.183

Tabelle 4: Der Einfluß der Quellneutronen an der Position $r=27.2$ cm in der Anordnung 3A-2

Quelle	Messung	Rechnung	
		SNEAK-Satz	ABN-Satz
^{252}Cf	1.00 \pm 0.01	1.00	1.00
Am/Be	1.070 \pm 0.02	1.085	1.082
Am/B	1.041 \pm 0.02	1.026	1.036
Am/F	0.949 \pm 0.02	0.943	0.956
Am/ ^{10}B	0.982 \pm 0.025	0.984	0.990
Am/Li	0.903 \pm 0.04	0.932	0.945
Sb/Be	1.045 \pm 0.015	0.994	1.020
Sb/Be ^x	1.213 \pm 0.025	1.170	1.173

Tabelle 5: Der Einfluß der Quellneutronen an der Position $r=38.1$ cm in der Anordnung 3A-2

Quelle	Messung	Rechnung	
		SNEAK-Satz	ABN-Satz
^{252}Cf	1.00 ± 0.01	1.00	1.00
Am/Be	1.082 ± 0.02	1.101	1.110
Am/B	1.028 ± 0.02	1.032	1.051
Am/F	0.939 ± 0.02	0.932	0.943
Am/ ^{10}B	0.992 ± 0.025	0.983	0.985
Am/Li	0.863 ± 0.045	0.912	0.914
Sb/Be	0.983 ± 0.015	0.961	0.969
Sb/Be ^x	1.139 ± 0.025	1.156	1.152

Tabelle 6: Der Einfluß der Quellneutronen im Zentrum der Anordnung 3B-2

Quelle	Messung	Rechnung	
		SNEAK-Satz	PMB+ α -Satz
^{252}Cf	1.00 ± 0.01	1.00	1.00
Am/Be	1.074 ± 0.02	1.078	1.078
Am/B	1.041 ± 0.03	1.050	1.050
Am/F	0.921 ± 0.02	0.953	0.952
Am/ ^{10}B	1.013 ± 0.02	0.987	0.987
Am/Li	0.850 ± 0.03	0.906	0.901
Sb/Be	0.863 ± 0.025	0.889	0.873
Sb/Be ^x	0.806 ± 0.10	1.064	1.032
Am/Be ^x	1.122 ± 0.025	1.097	1.097

Tabelle 7: Der Einfluß der Quellneutronen an der Position $r=38.1$ cm in der Anordnung 3B-2

Quelle	Messung	Rechnung	
		SNEAK-Satz	PMB+ α -Satz
^{252}Cf	1.00 ± 0.015	1.00	1.00
Am/Be	1.119 ± 0.03	1.112	1.112
Am/B	1.083 ± 0.03	1.061	1.061
Am/F	0.930 ± 0.03	0.938	0.938
Am/Li	0.741 ± 0.08	0.894	0.896
Sb/Be	0.845 ± 0.04	0.923	0.948

Tabelle 8: Korrekturfaktoren für die Quellstärkemessungen nach der Manganbadmethode

Quelle	Leckage	Absorption im Quellmaterial	(n,p), (n,d) (n, α) Prozesse	Total
^{252}Cf	1.004	1.005	1.013	1.022 ± 0.005
Am/Be	1.012	1.0035	1.0455	1.061 ± 0.012
Am/Be ^x	1.013	1.002	1.047	1.062 ± 0.012
Am/B	1.006	1.022	1.007	1.035 ± 0.007
Am/F	1.003	1.008	1.001	1.012 ± 0.003
Am/ ^{10}B	1.003	1.043	1.005	1.051 ± 0.012
Am/Li	1.002	1.073	1.000	1.075 ± 0.015
Sb/Be	1.000	1.015	1.000	1.015 ± 0.008

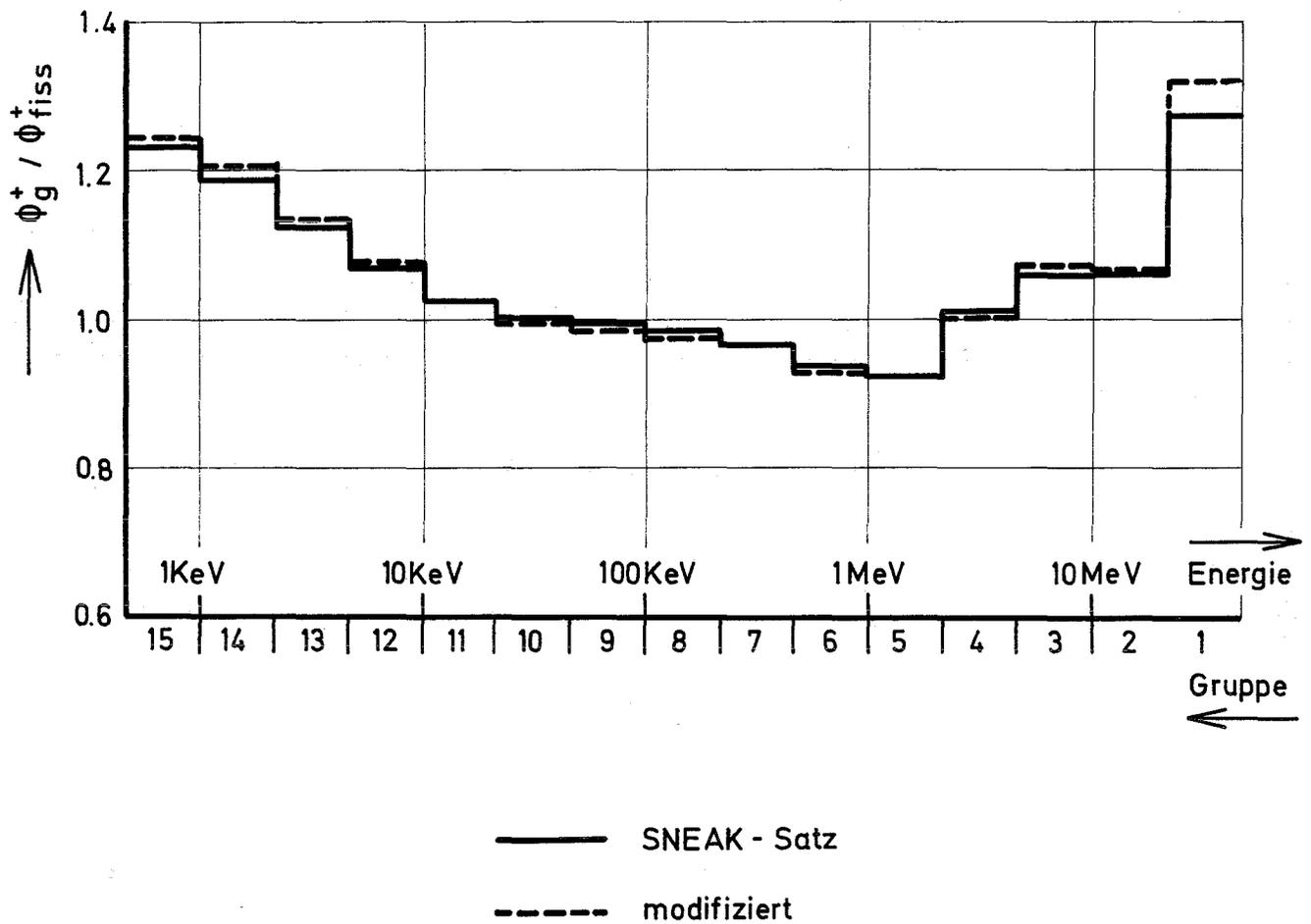
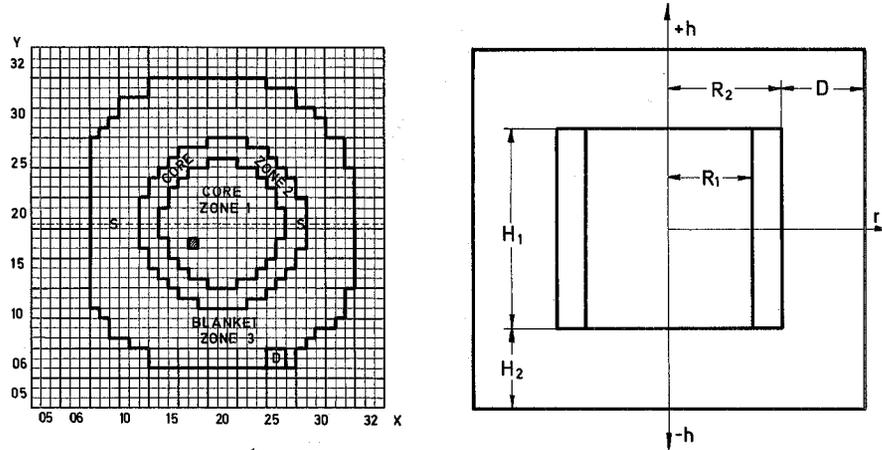


Abb.1 Die Auswirkung der Verwendung flußgewichteter Gruppenkonstanten auf die Berechnung der Neutroneneinflußfunktion

Abb.2 Konfiguration der Anordnung 3A-2



D	Detektor	H ₁ Core-Höhe	80.54 cm
S	Schublade	H ₂ Höhe des axialen Blankets	30.5
▨	Pile - Oszillator	R ₁ Radius der Core-Zone 1	33.76
		R ₂ Radius der Core-Zone 2	45.8
		D Dicke des radialen Blankets	34.2

Abb.3 Einheitszelle der Anordnung 3A-2
(Core - Zone 1)

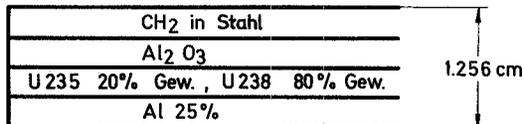
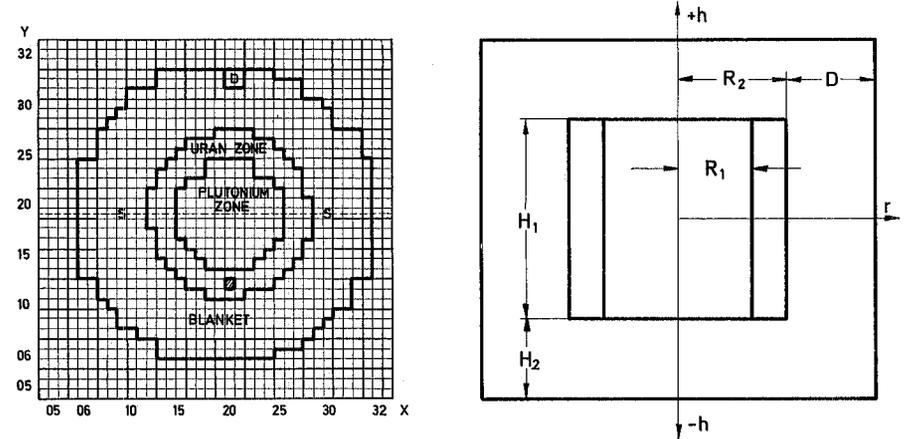


Abb.4 Konfiguration der Anordnung 3B-2



D	Detektor	H Core-Höhe	80.54 cm
S	Schublade	H Höhe des axialen Blankets	30.5
▨	Autom. Regelstab	R Radius der Pu-Zone	29.91
		R Radius der U-Zone	44.53
		D Dicke des radialen Blankets	37.59

Abb.5 Einheitszelle der Anordnung 3B-2
(Pu - Zone)

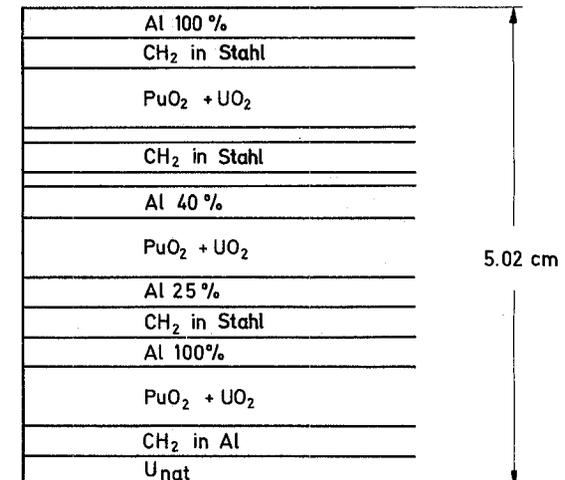


Abb.6 Verwendetes Spektrum
der ^{252}Cf - Quelle

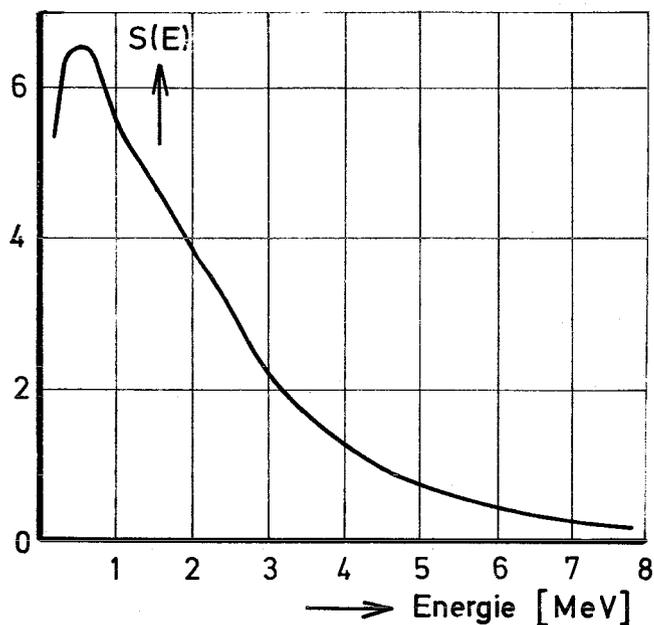


Abb.7 Verwendetes Spektrum
der Am/Be - Quelle

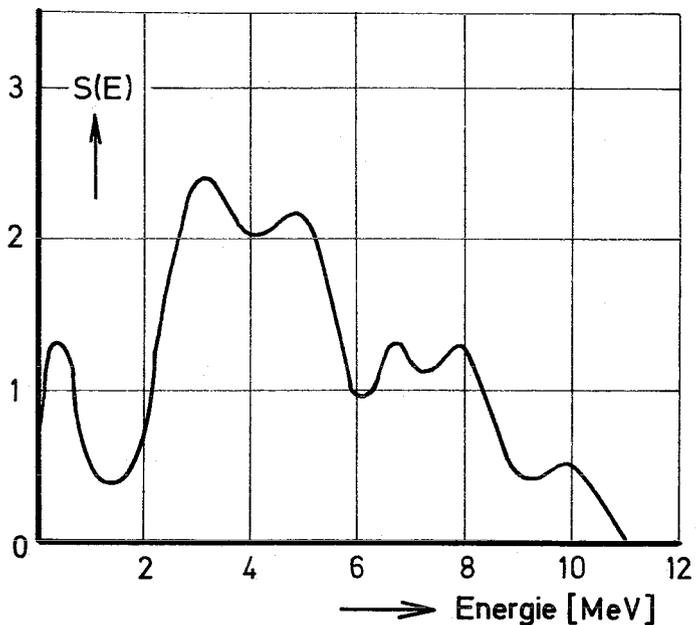


Abb.8 Verwendetes Spektrum
der Am/Be^x - Quelle

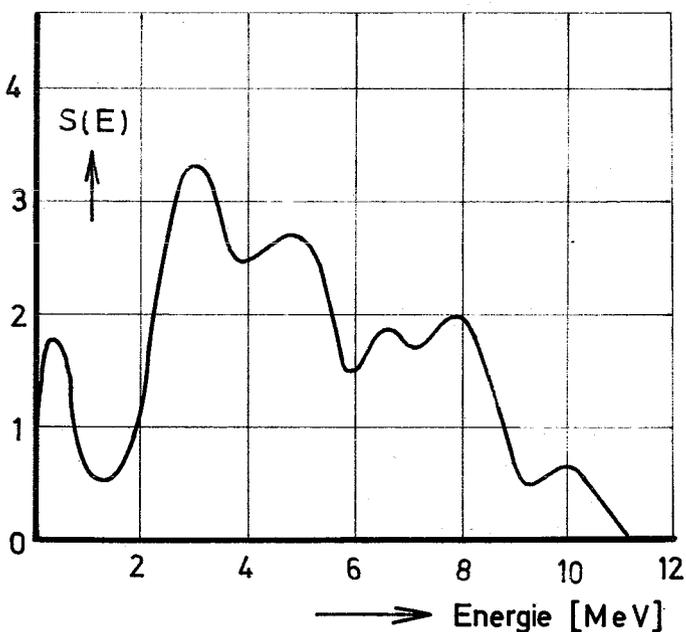


Abb.9 Verwendetes Spektrum
der Am/B - Quelle

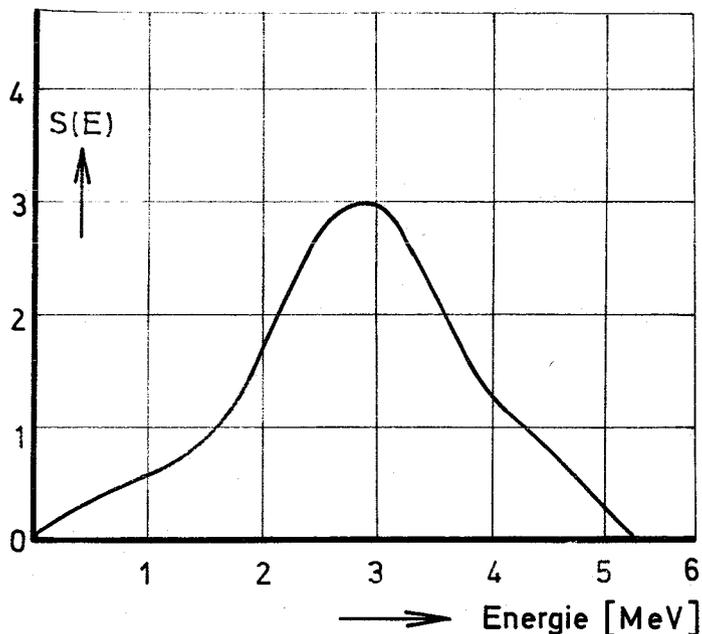


Abb.10 Verwendetes Spektrum
der Am/F - Quelle

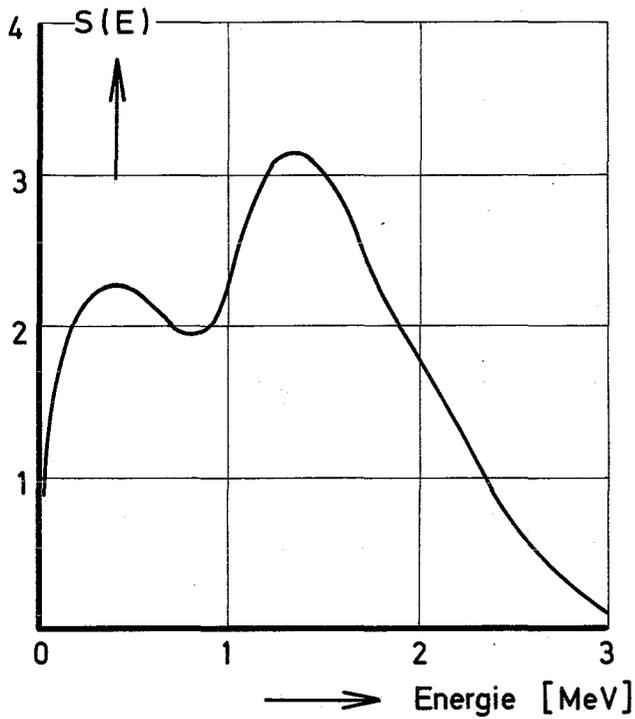


Abb.11 Verwendetes Spektrum
der Am/¹⁰B - Quelle

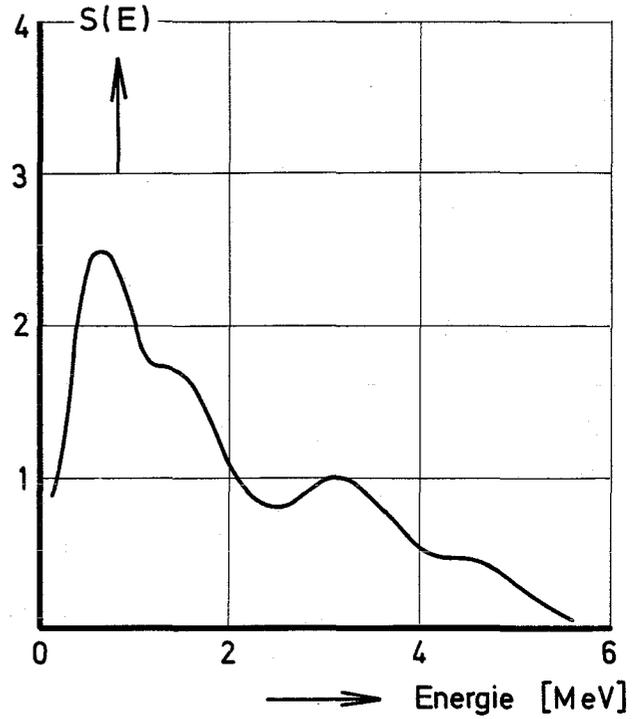


Abb.12 Verwendetes Spektrum
der Am/Li - Quelle

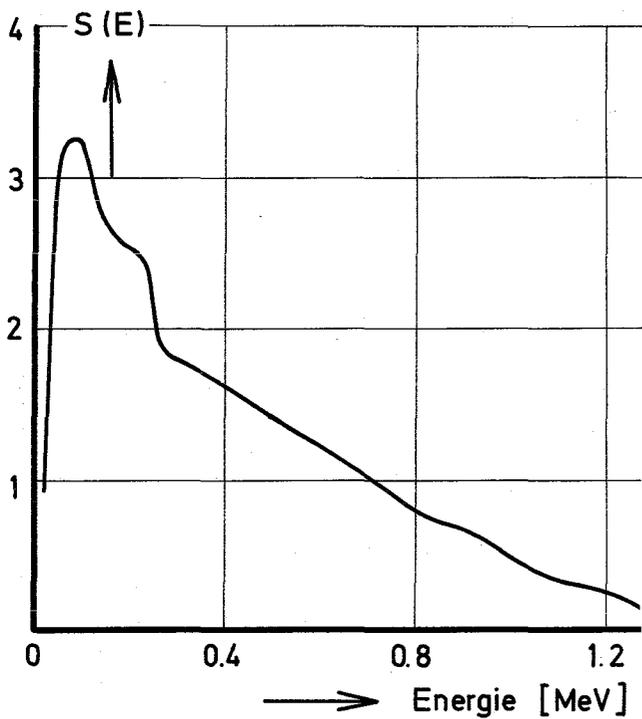


Abb.13 Verwendetes Spektrum
der Sb/Be - Quelle

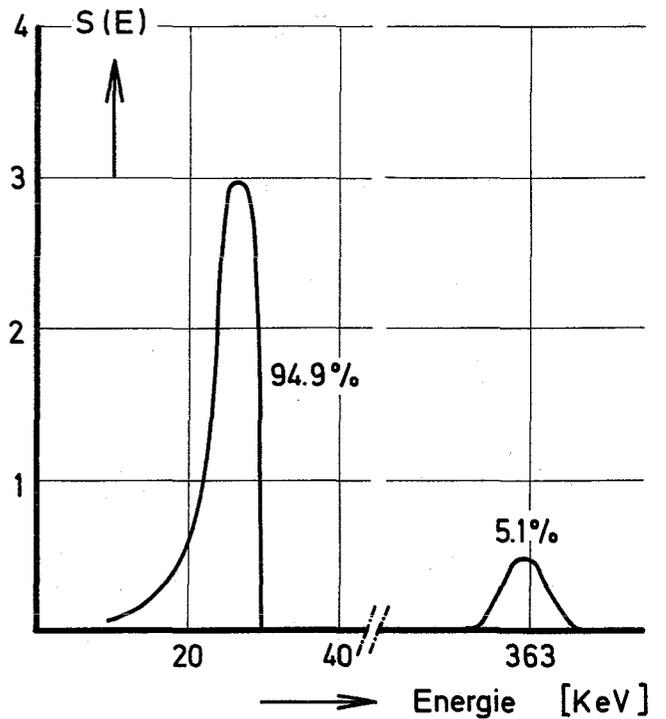


Abb.14 Verwendetes Spektrum der Am/Li^X - Quelle

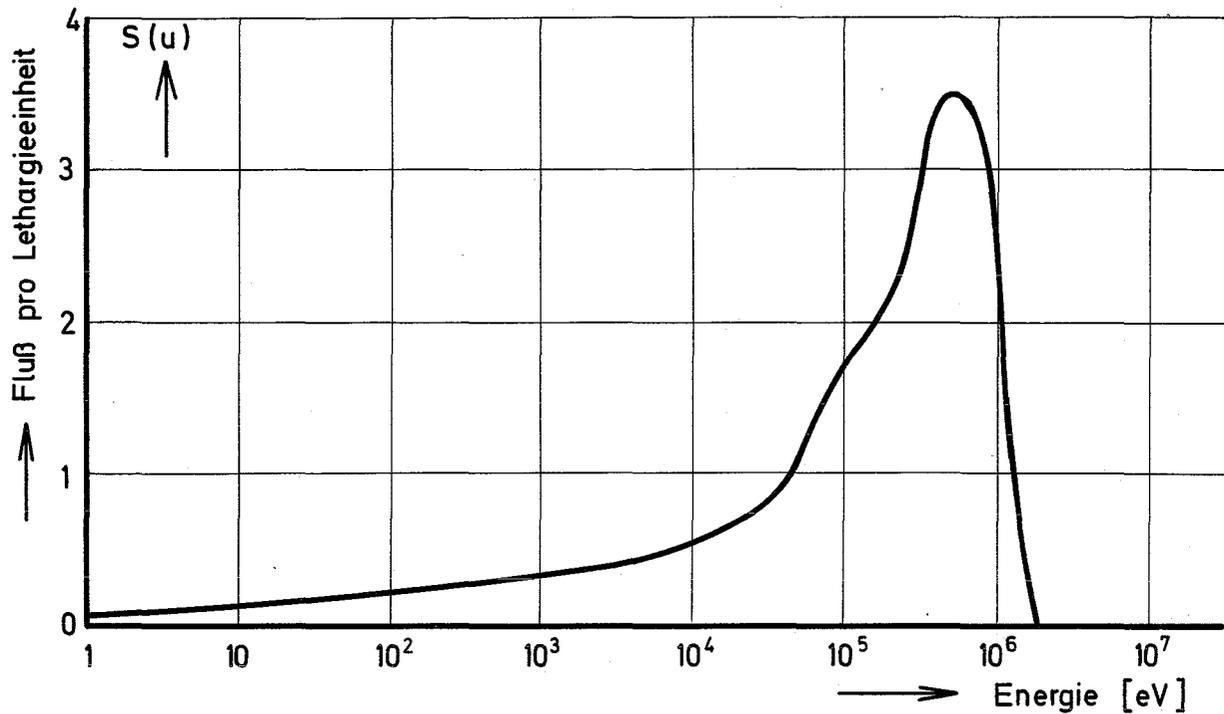


Abb.15 Verwendetes Spektrum der Sb/ Be^X - Quelle

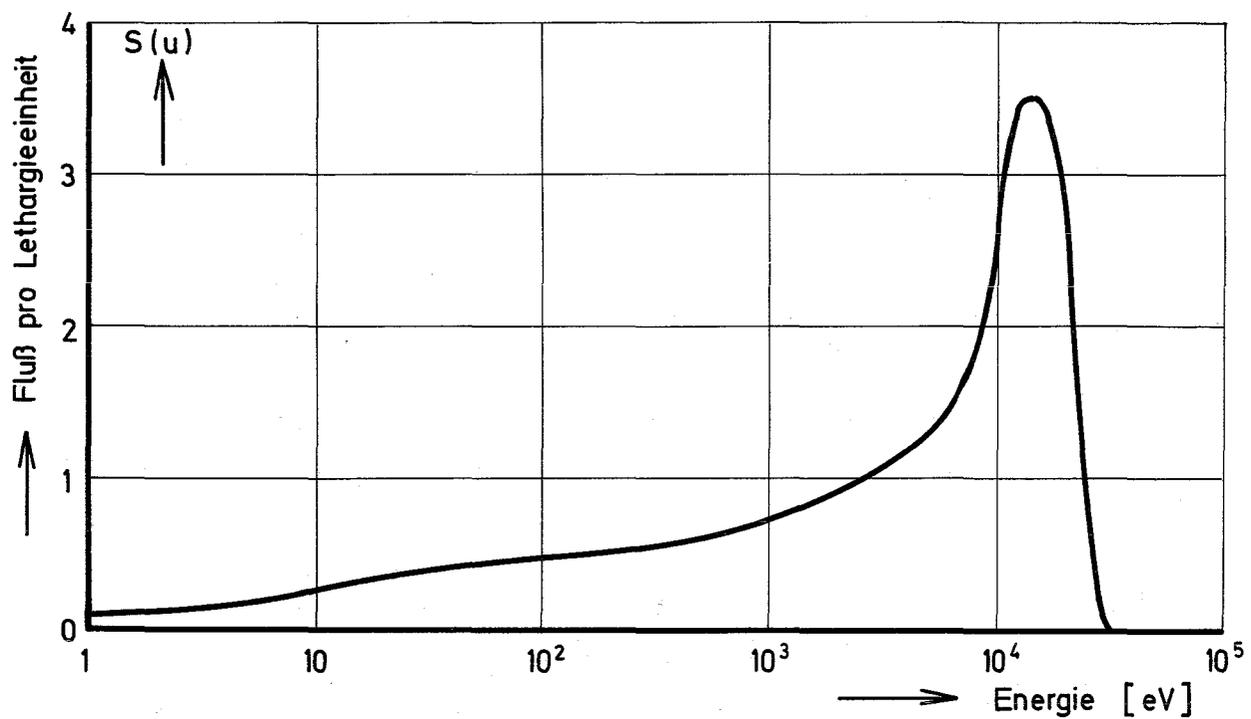


Abb.16 Die Änderung des effektiven Spektrums der moderierten Quelle Am / Li^x im Core

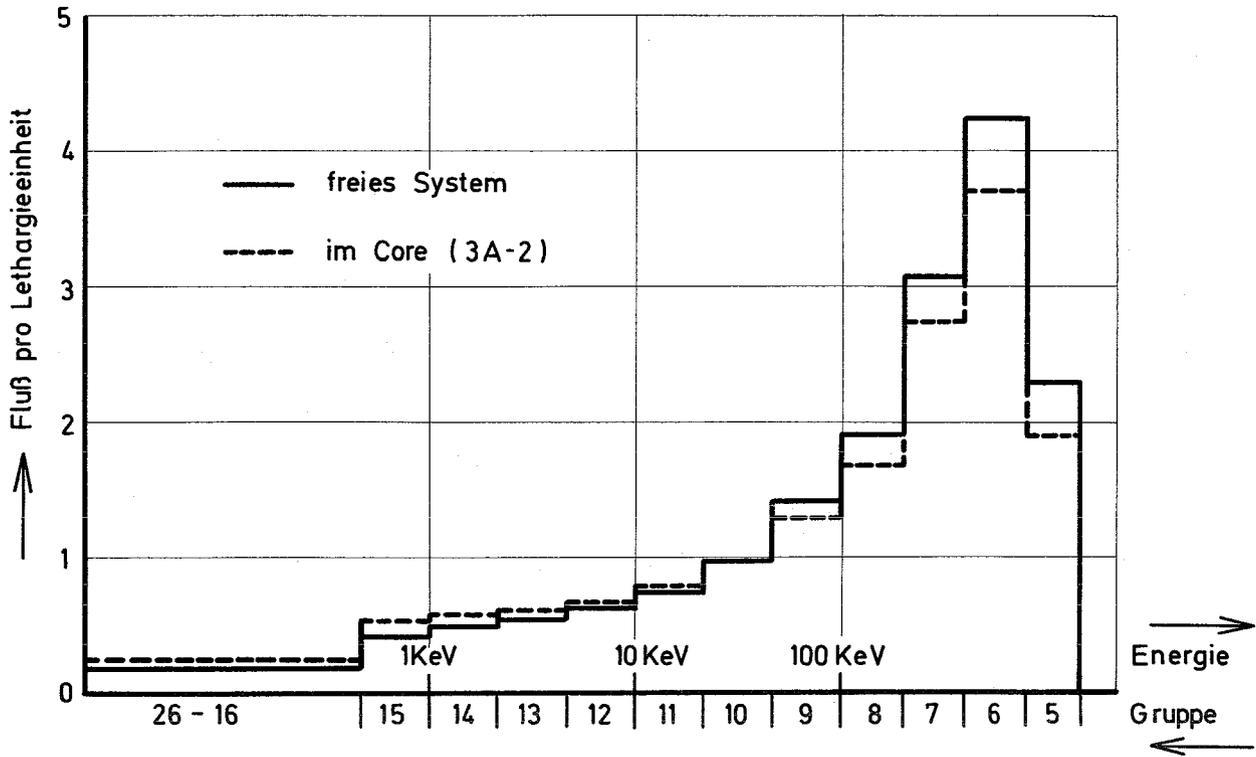


Abb.17 Die Änderung des effektiven Spektrums der moderierten Quelle Sb / Be^x im Core

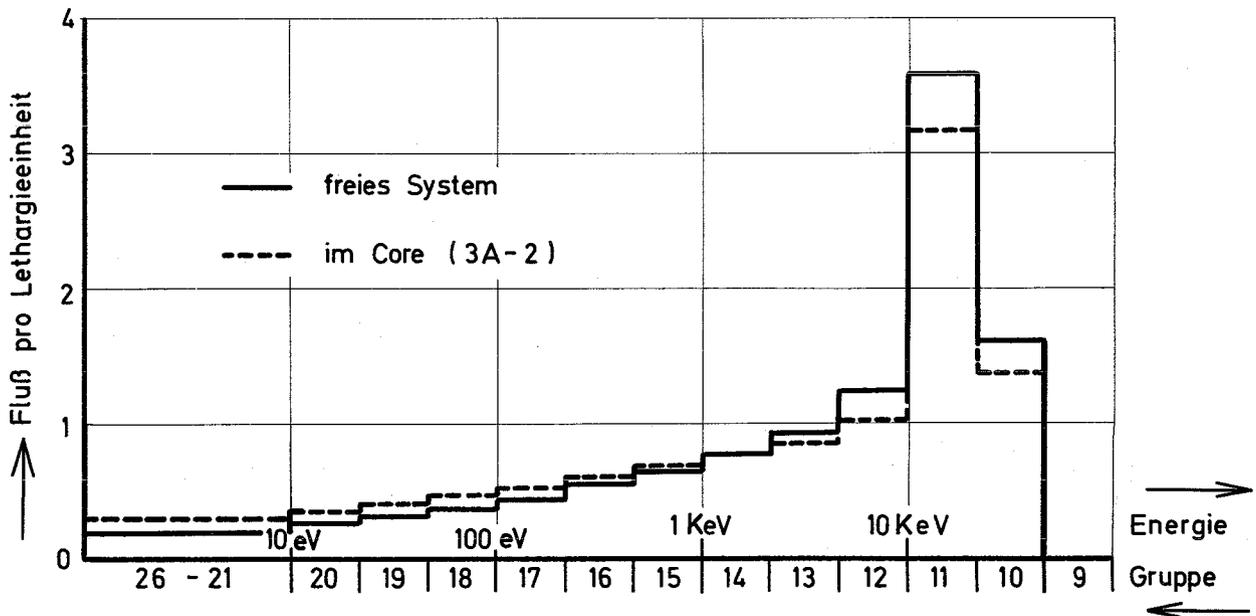
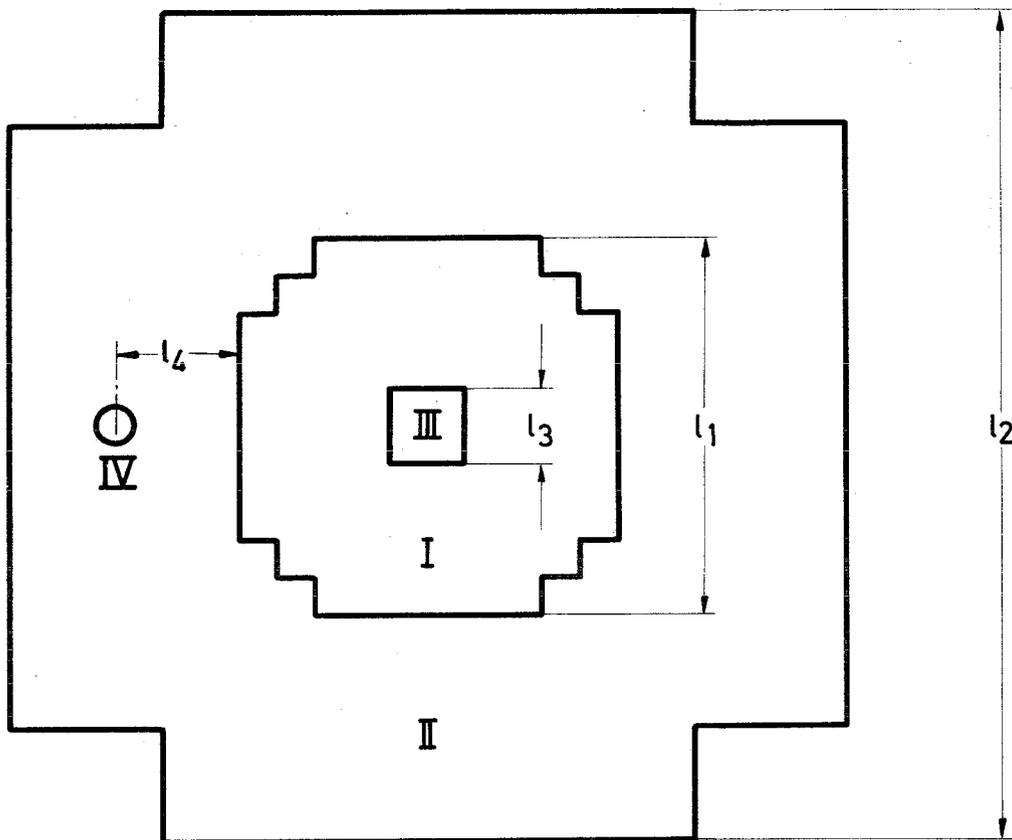


Abb. 18 Konfiguration der ^{238}U - Graphit-Testanordnung



Zone I	abger. Uran	$l_1 = 26 \text{ cm}$
Zone II	Graphit	$l_2 = 55 \text{ cm}$
Zone III	Raum für Quellen	$l_3 = 5.2 \text{ cm}$
Zone IV	BF_3 - Zählrohr	$l_4 = 9 \text{ cm}$

Abb. 19 Einflußfunktion der ^{238}U - Graphit - Anordnung.
Entfaltungsmethoden

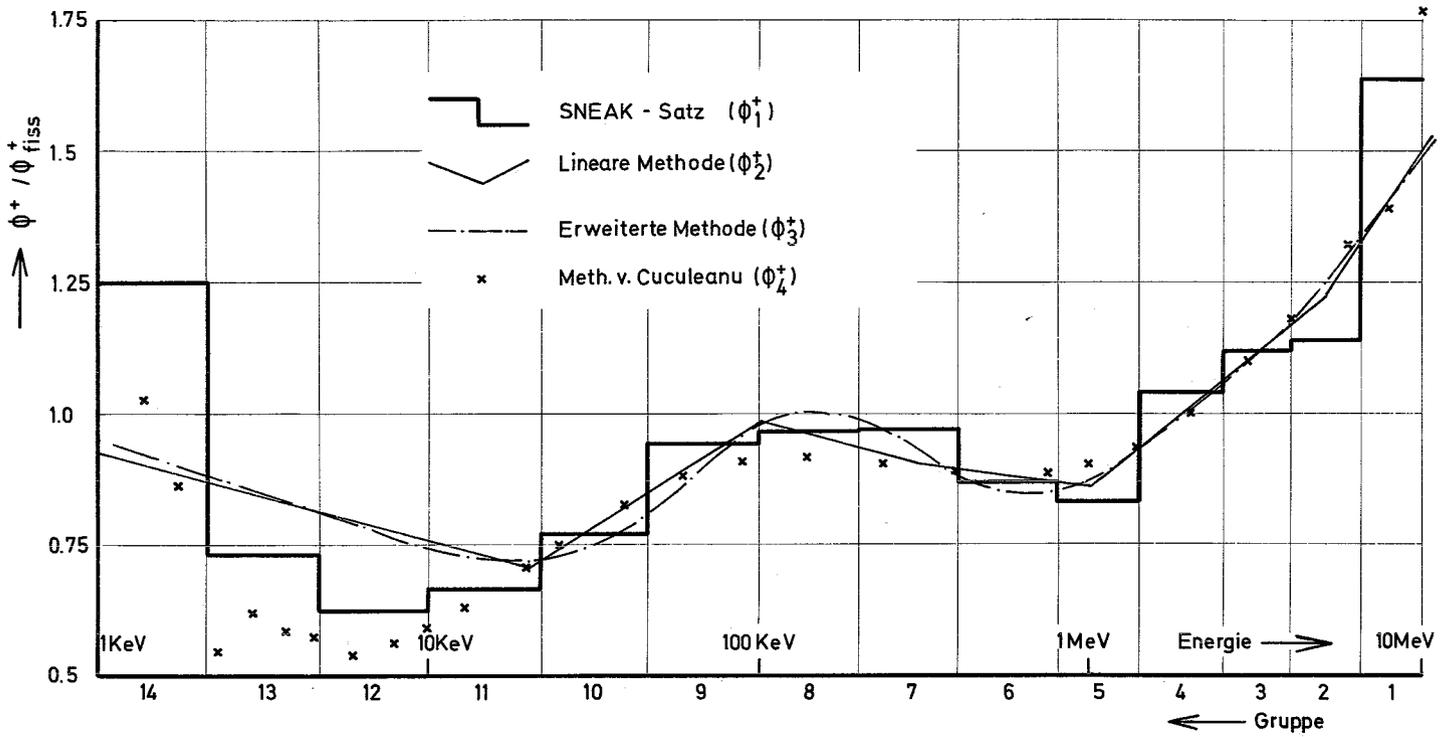


Abb. 20 Die Einflußfunktion im Zentrum der ^{238}U -
Graphit - Testanordnung

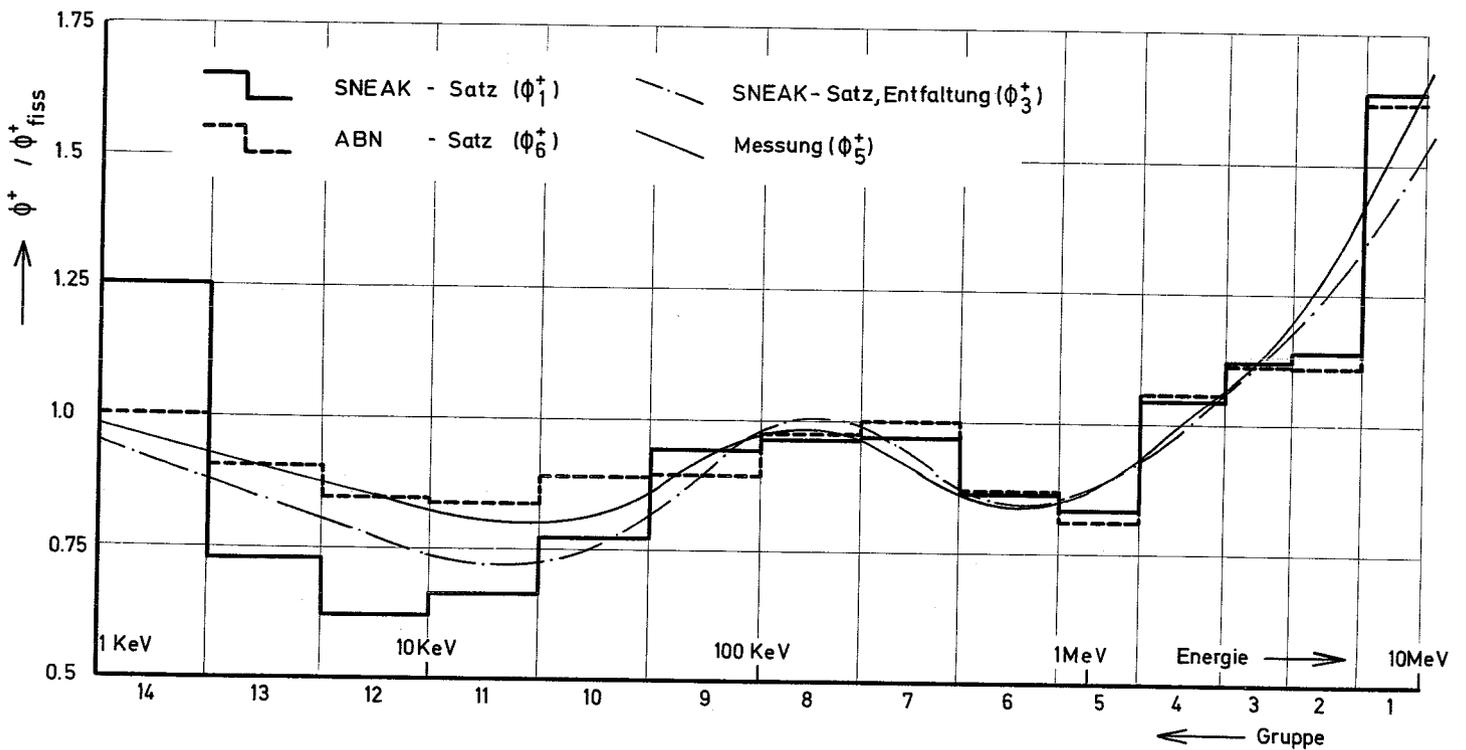


Abb. 21 Korrekturfaktoren für die Abweichungen von der Punktkinetik (Anordnung 3A-2)

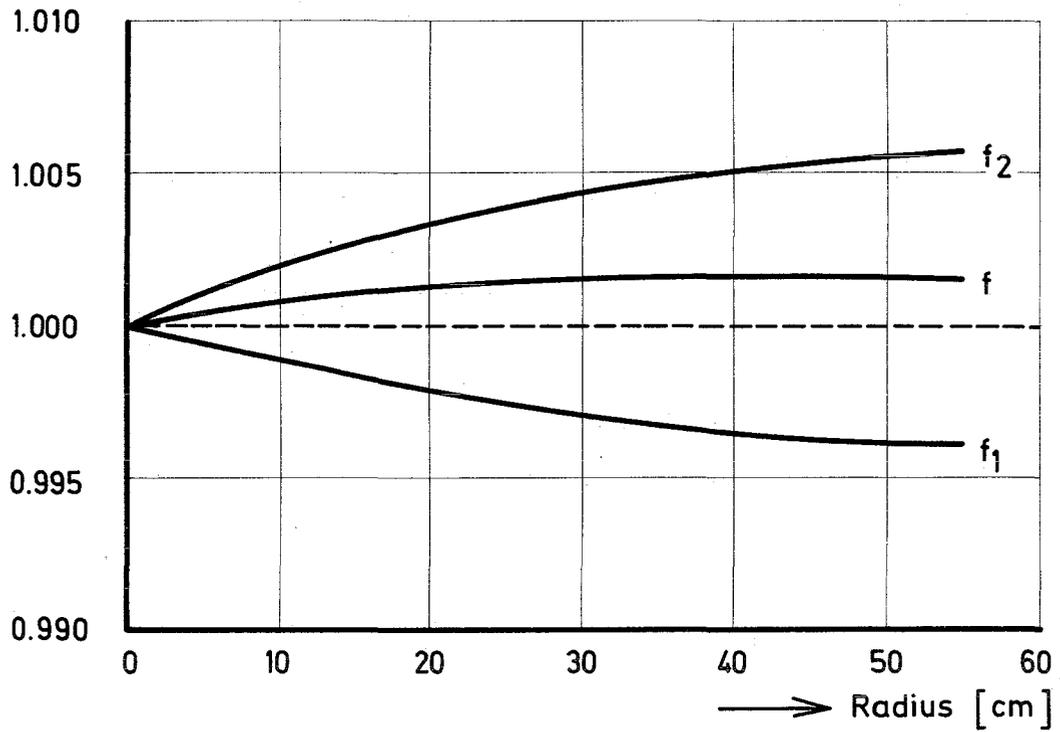


Abb. 22 Korrekturfaktor für die Abweichung von der Punktkinetik (Anordnung 3B-2)

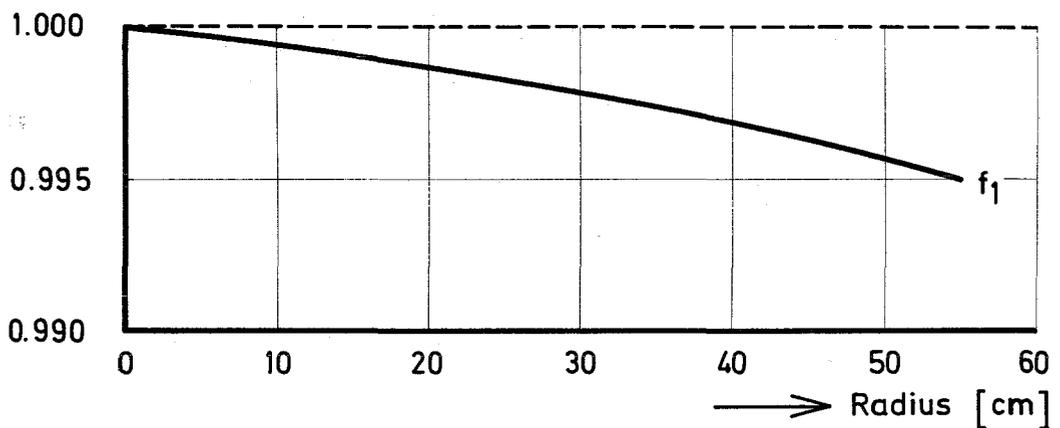


Abb.23 Die Störung der Einflußfunktion durch die Probenwechslerschublade in der Anordnung 3B-2

— ungestört
 - - - gestört

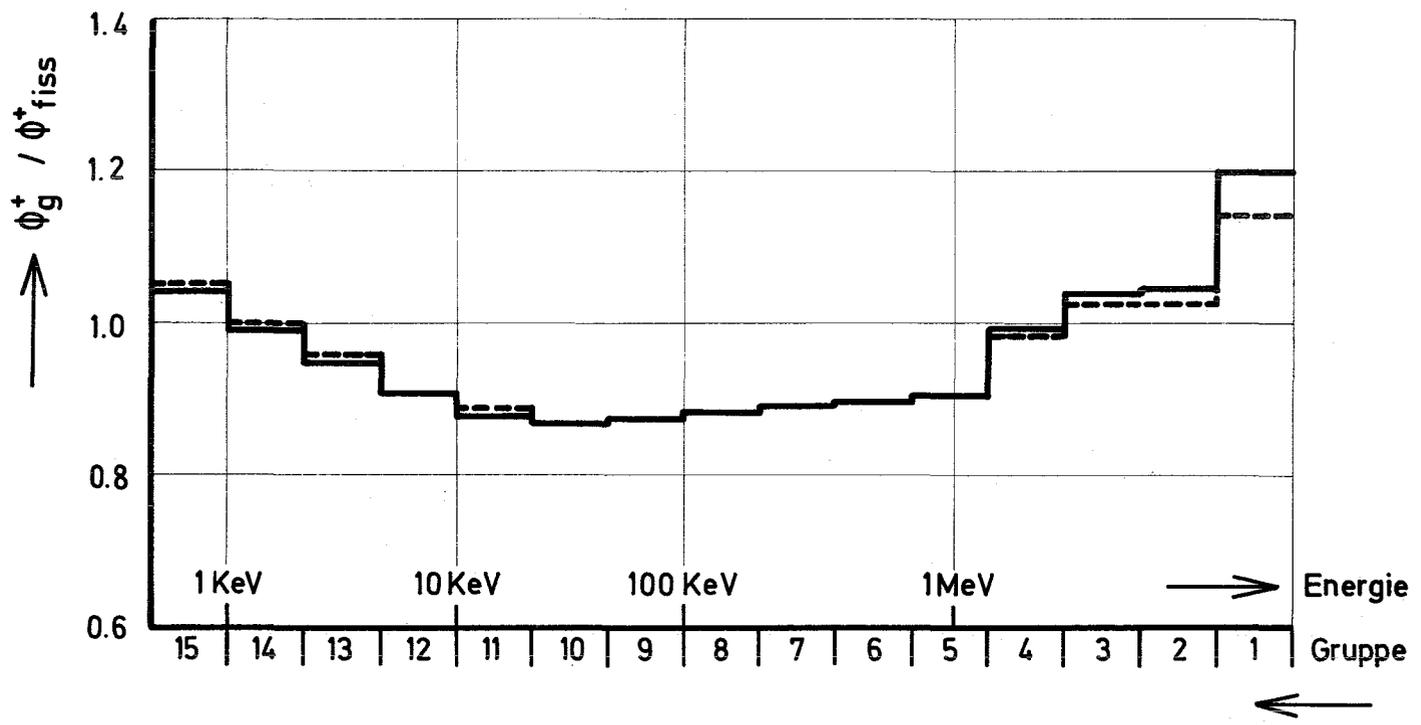


Abb. 24 Radialtraverse der ^{252}Cf - Quelle
in der Anordnung 3A - 2

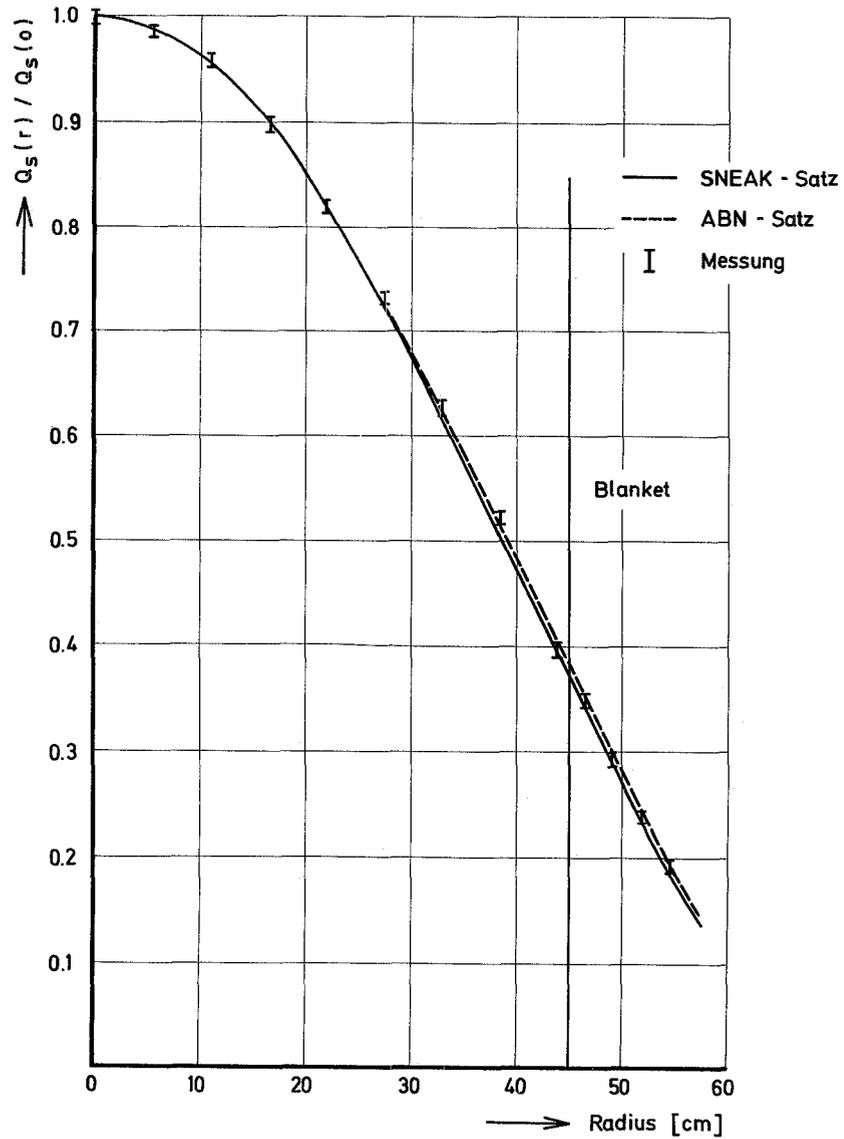


Abb. 25 Radialtraverse der Am / Be - Quelle
in der Anordnung 3A - 2

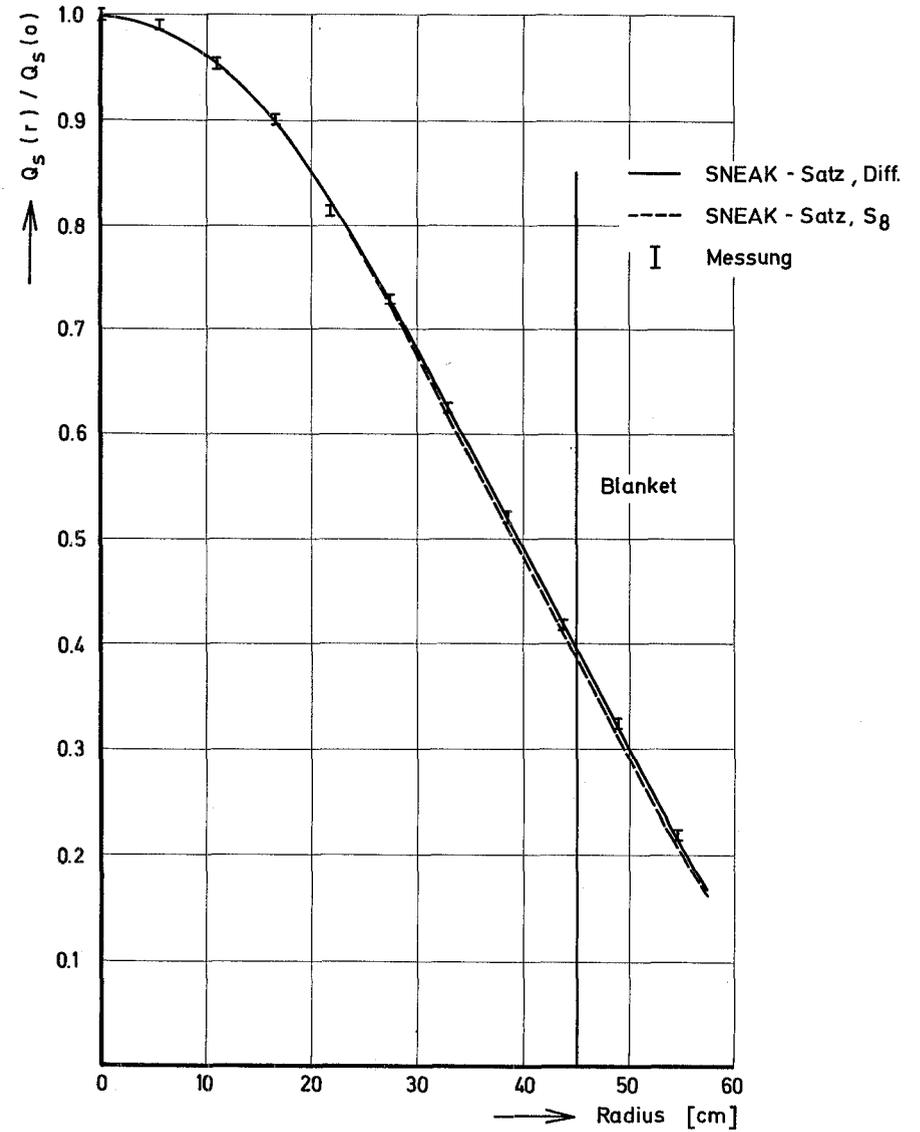


Abb. 26 Radialtraverse der Am / B - Quelle
in der Anordnung 3A - 2

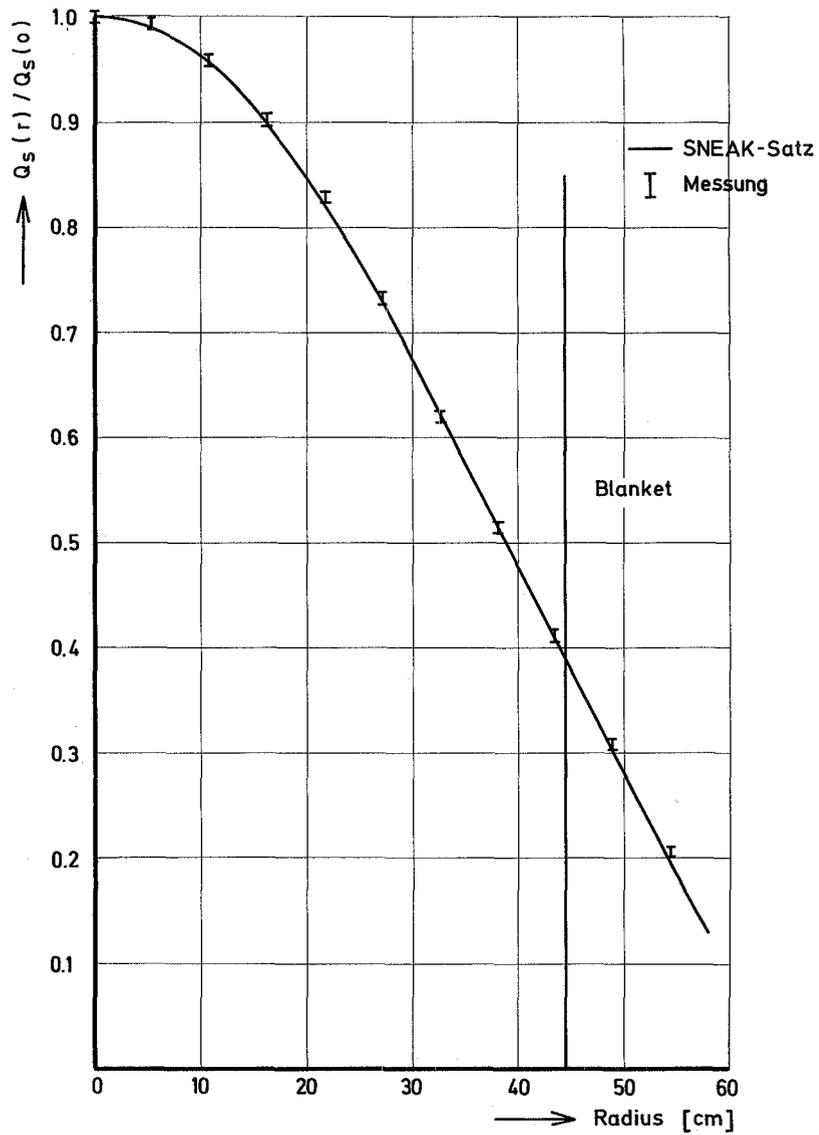


Abb. 27 Radialtraverse der Am / F - Quelle
in der Anordnung 3A - 2

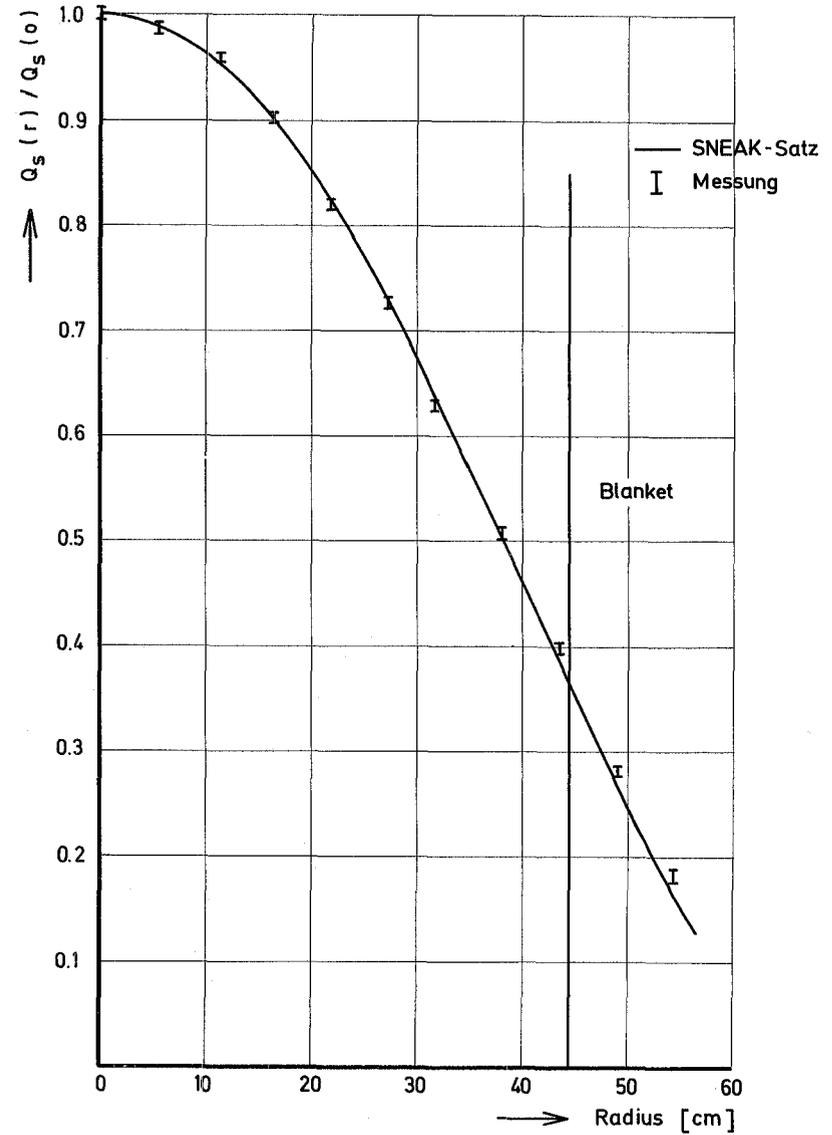


Abb.28 Radialtraverse der Am / ¹⁰B - Quelle
in der Anordnung 3A - 2

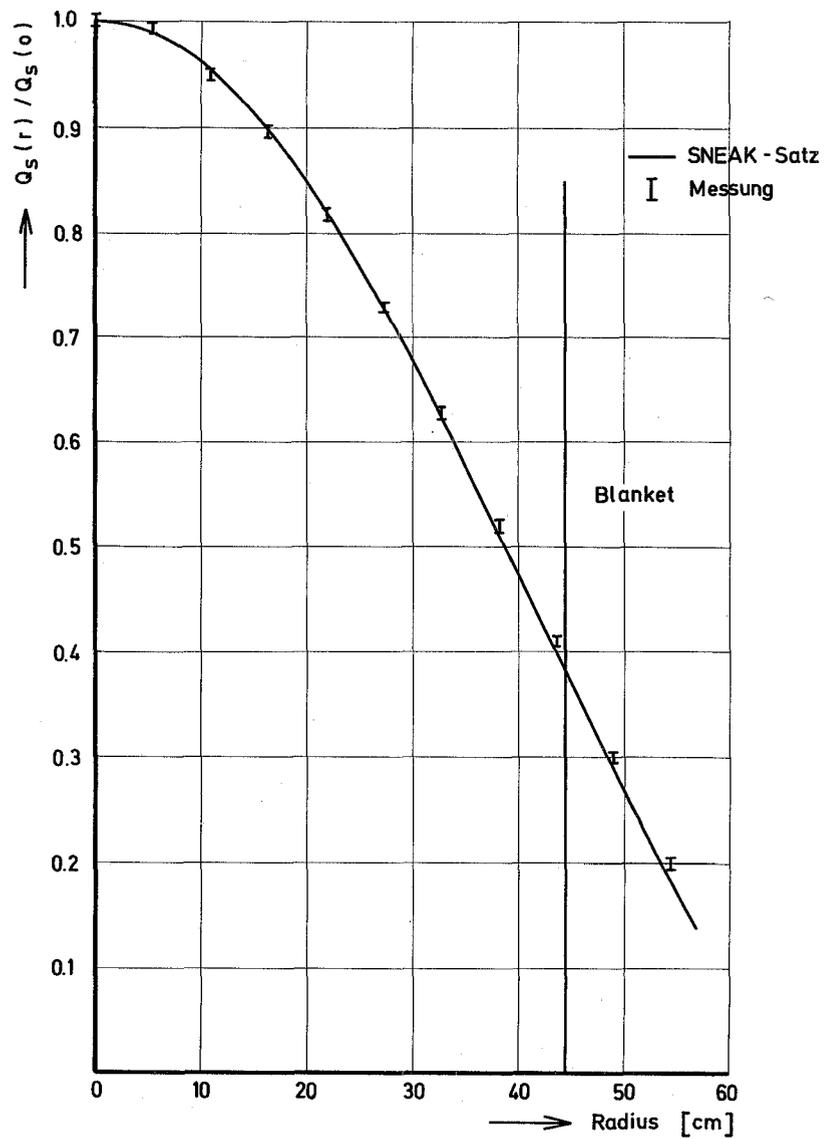


Abb.29 Radialtraverse der Am / Li - Quelle
in der Anordnung 3A-2

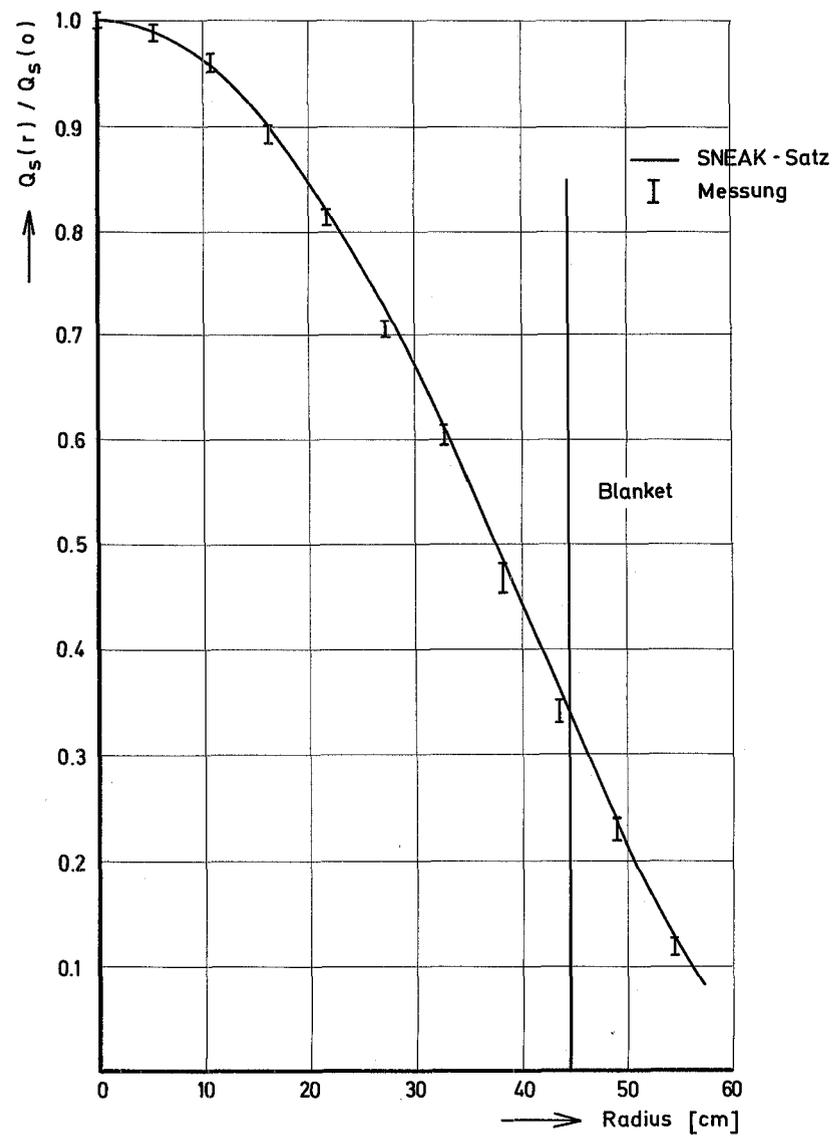


Abb. 30 Radialtraverse der Sb/Be - Quelle
in der Anordnung 3A-2

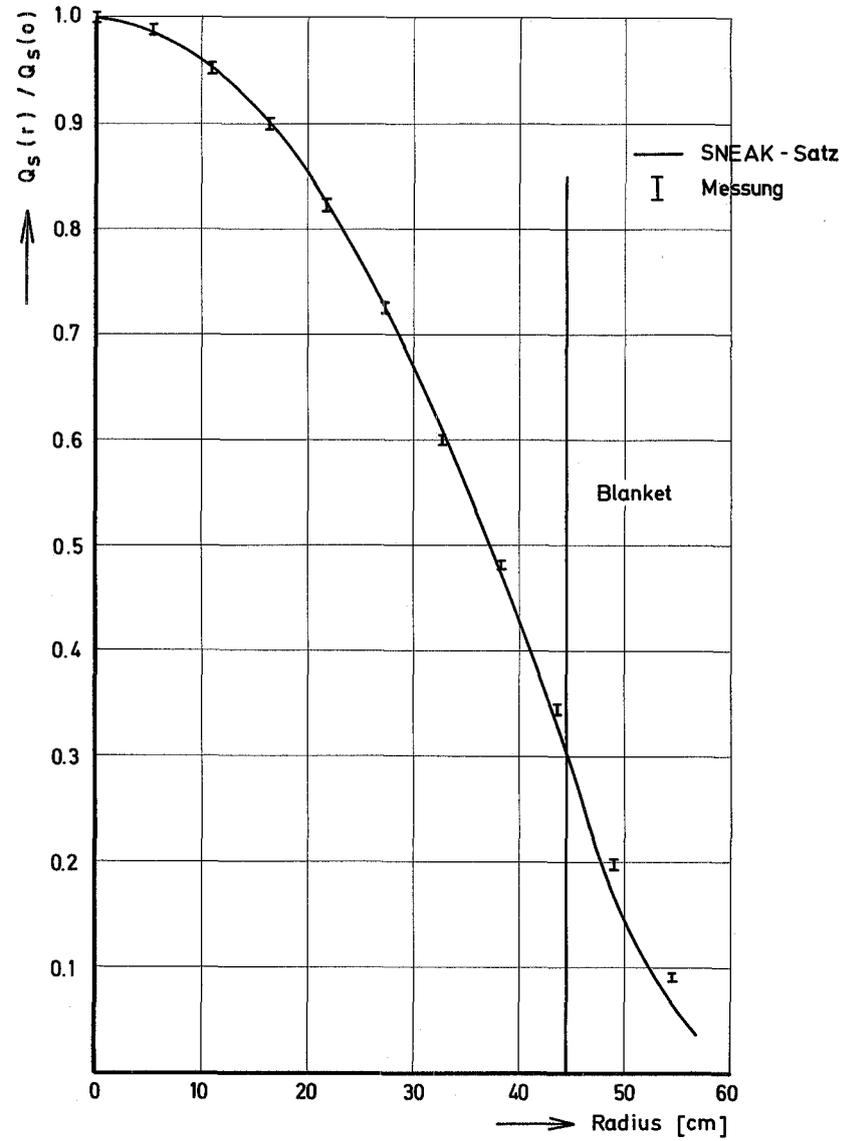


Abb. 31 Radialtraverse der Sb / Be* - Quelle
in der Anordnung 3A-2

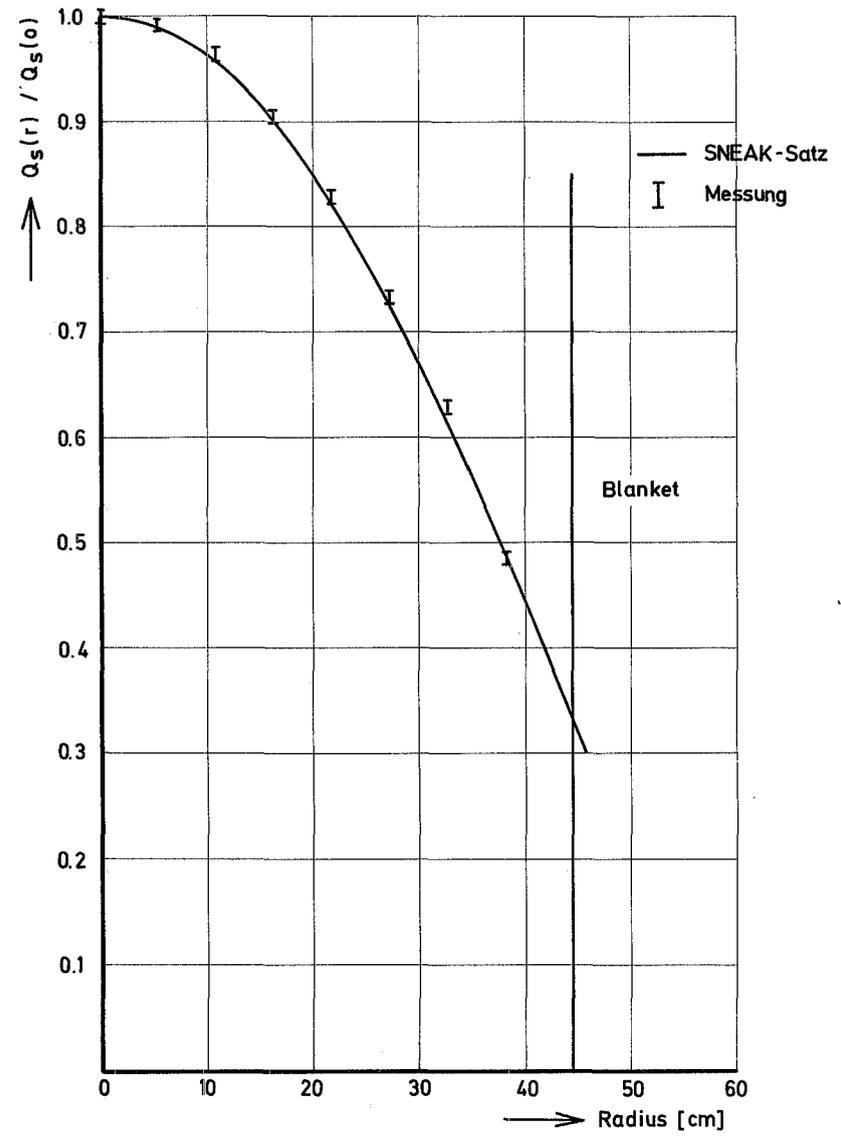


Abb. 32 Radialtraverse der ^{252}Cf - Quelle
in der Anordnung 3B-2

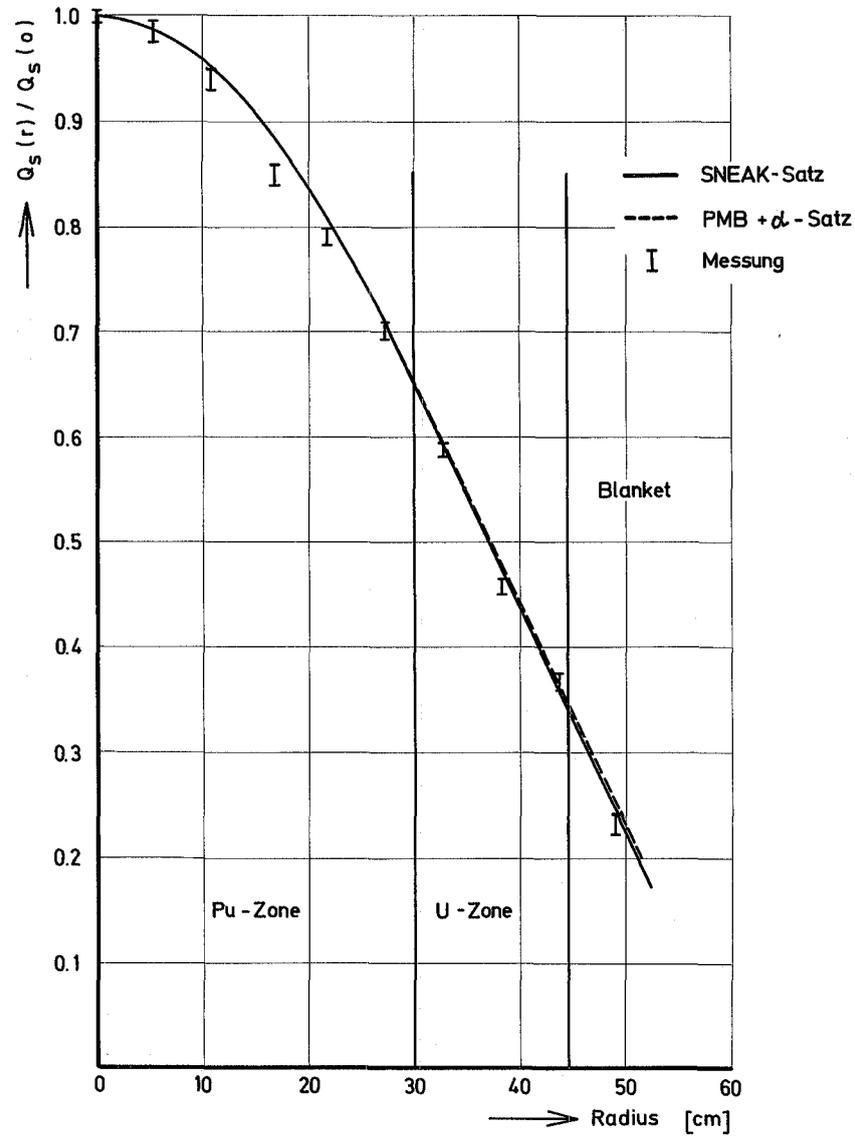


Abb. 33 Radialtraverse der Sb / Be - Quelle
in der Anordnung 3B-2

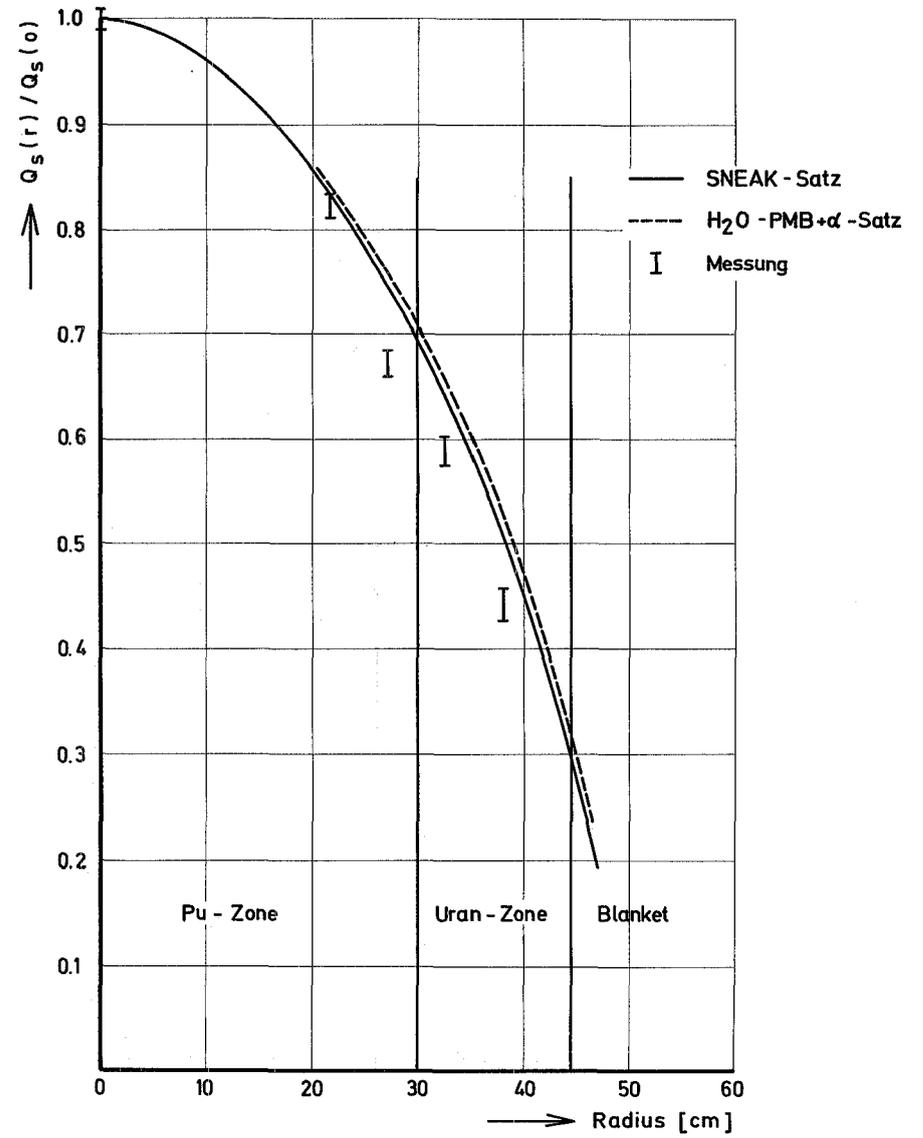


Abb. 34 Die Einflußfunktion im Zentrum der Anordnung 3A-2

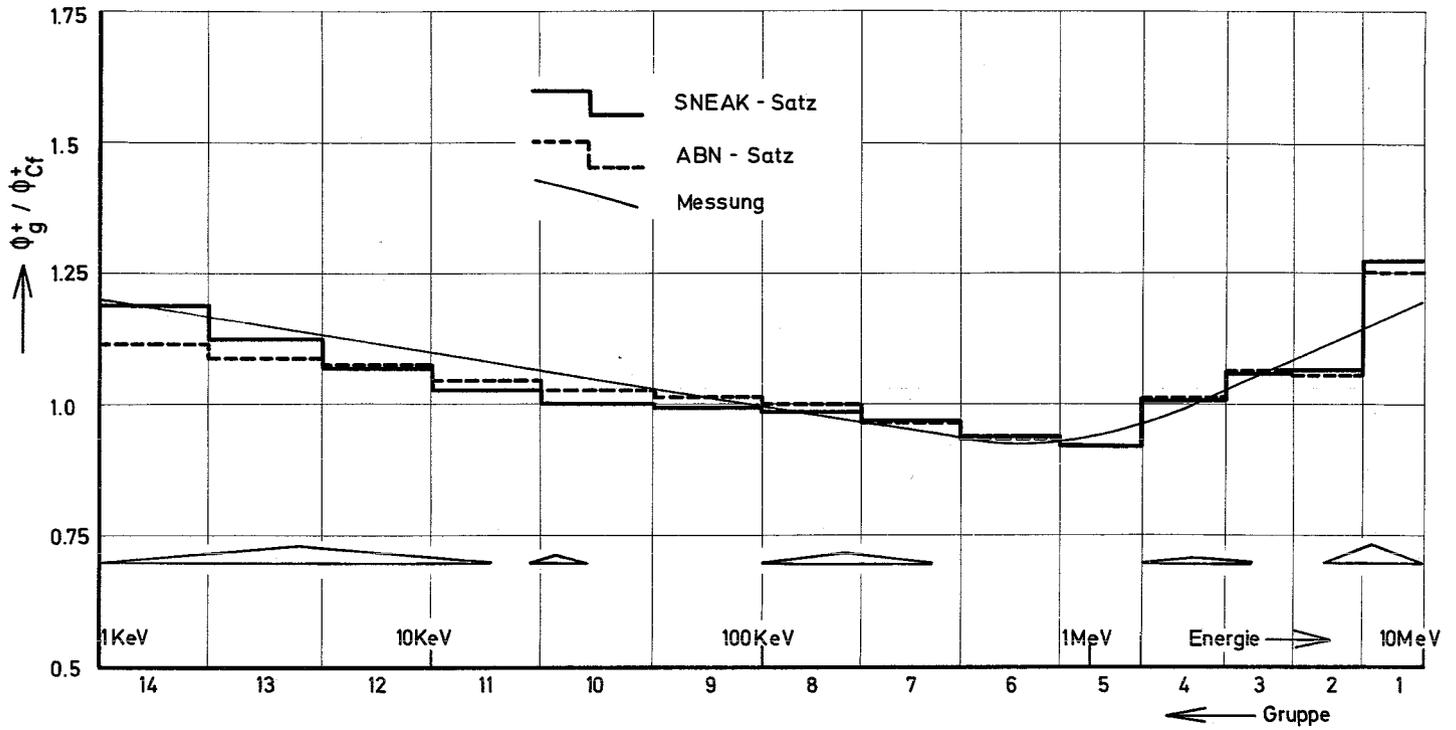


Abb. 35 Die Einflußfunktion bei $r = 27.2$ cm in der Anordnung 3A-2

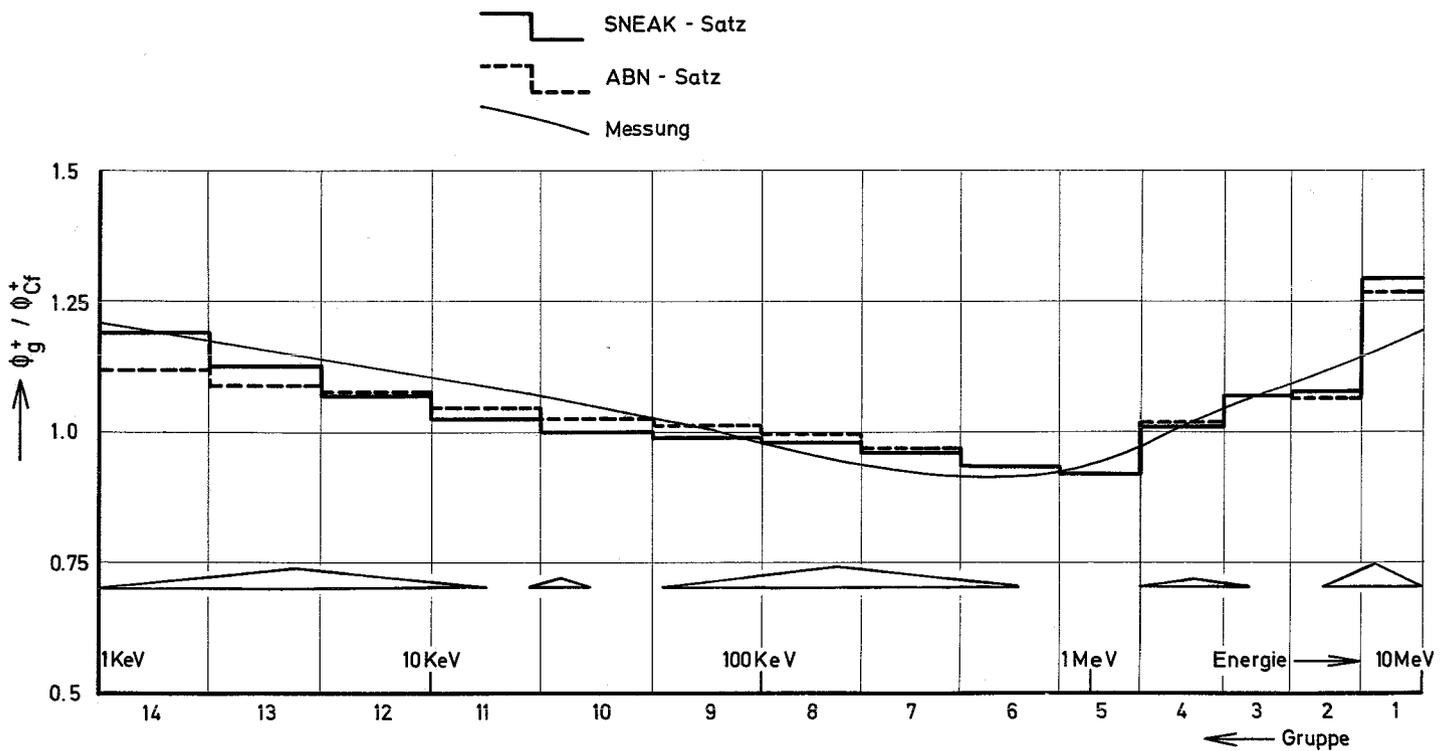


Abb. 36 Die Einflußfunktion bei $r = 38.1$ cm
in der Anordnung 3A-2

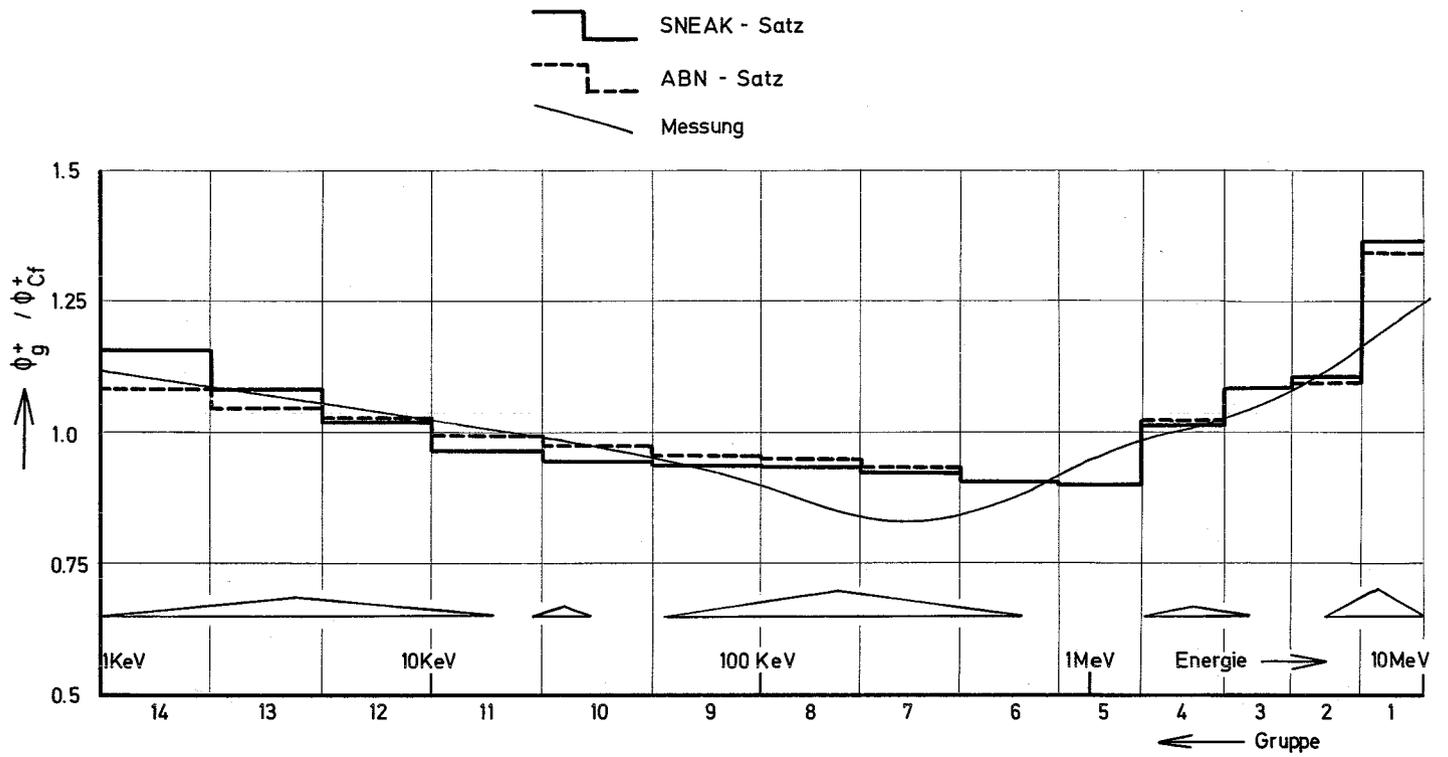


Abb. 37 Die Einflußfunktion im Zentrum
der Anordnung 3B-2

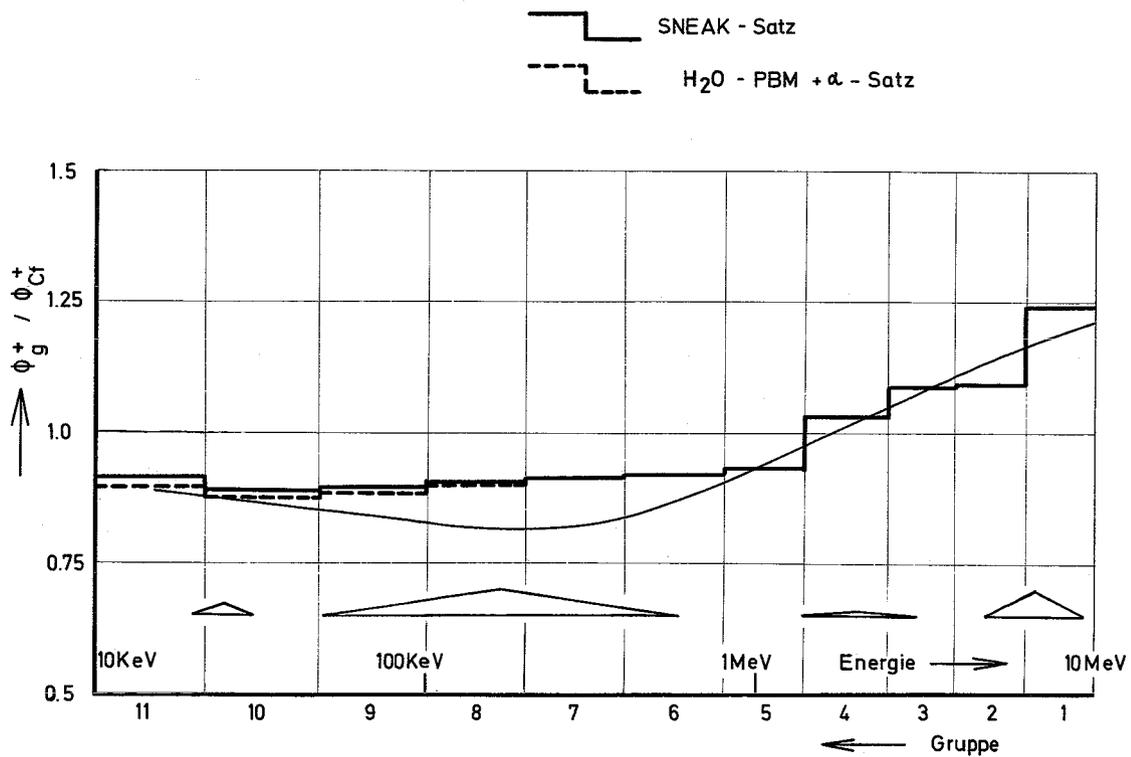
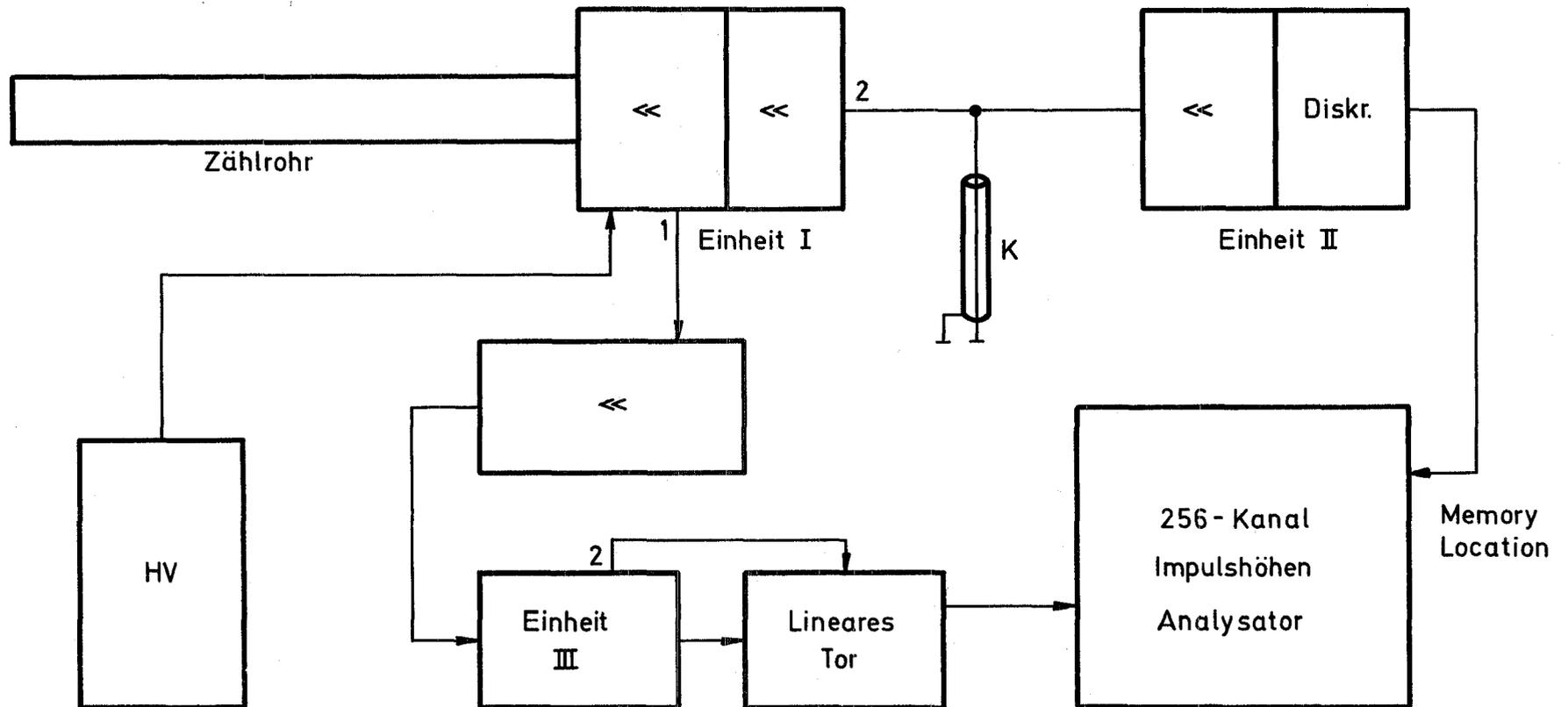


Abb. 38 Blockschaltbild des Teleskop - Spektrometers



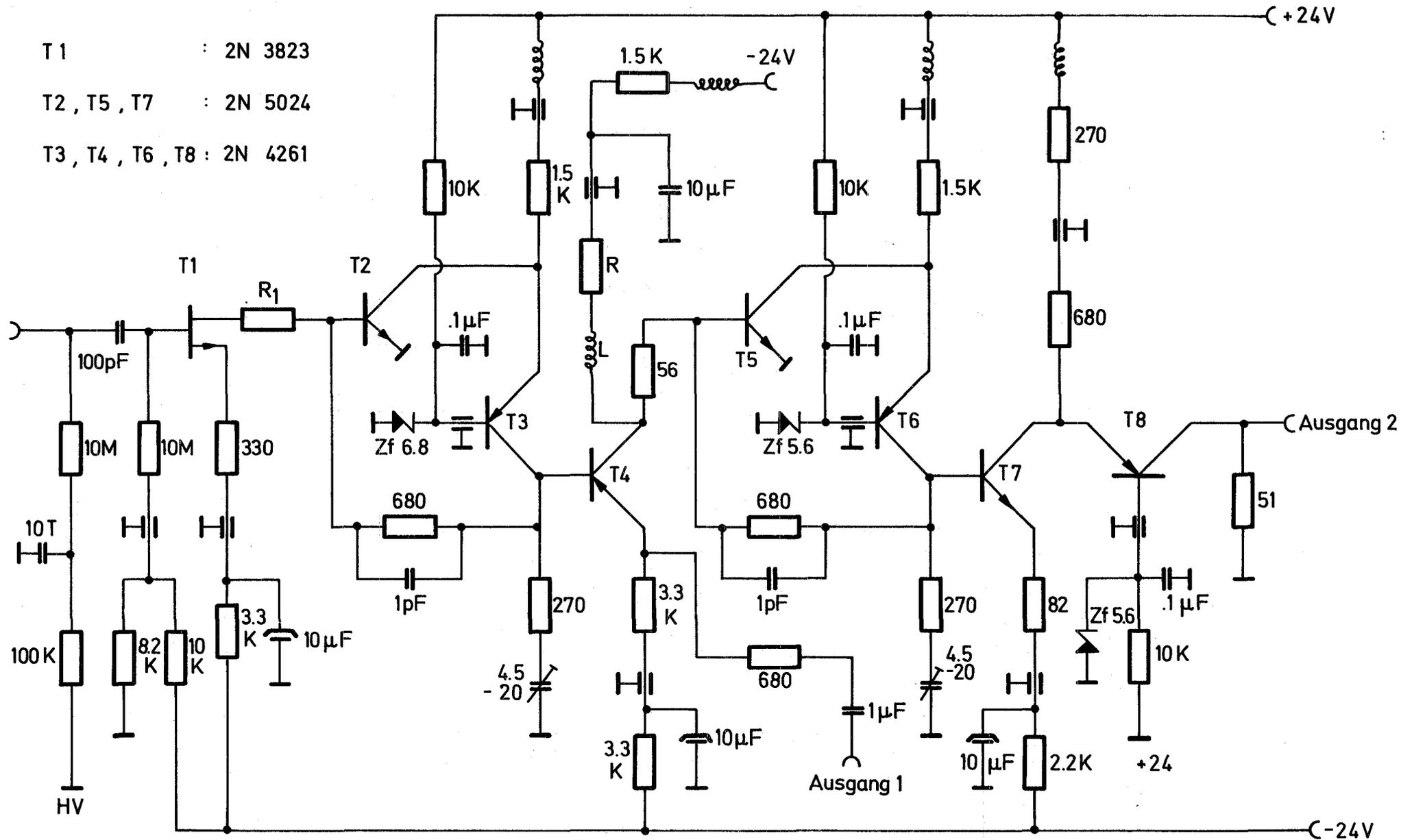


Abb. 39 Prinzipschaltbild der Einheit I der Spektrometerelektronik

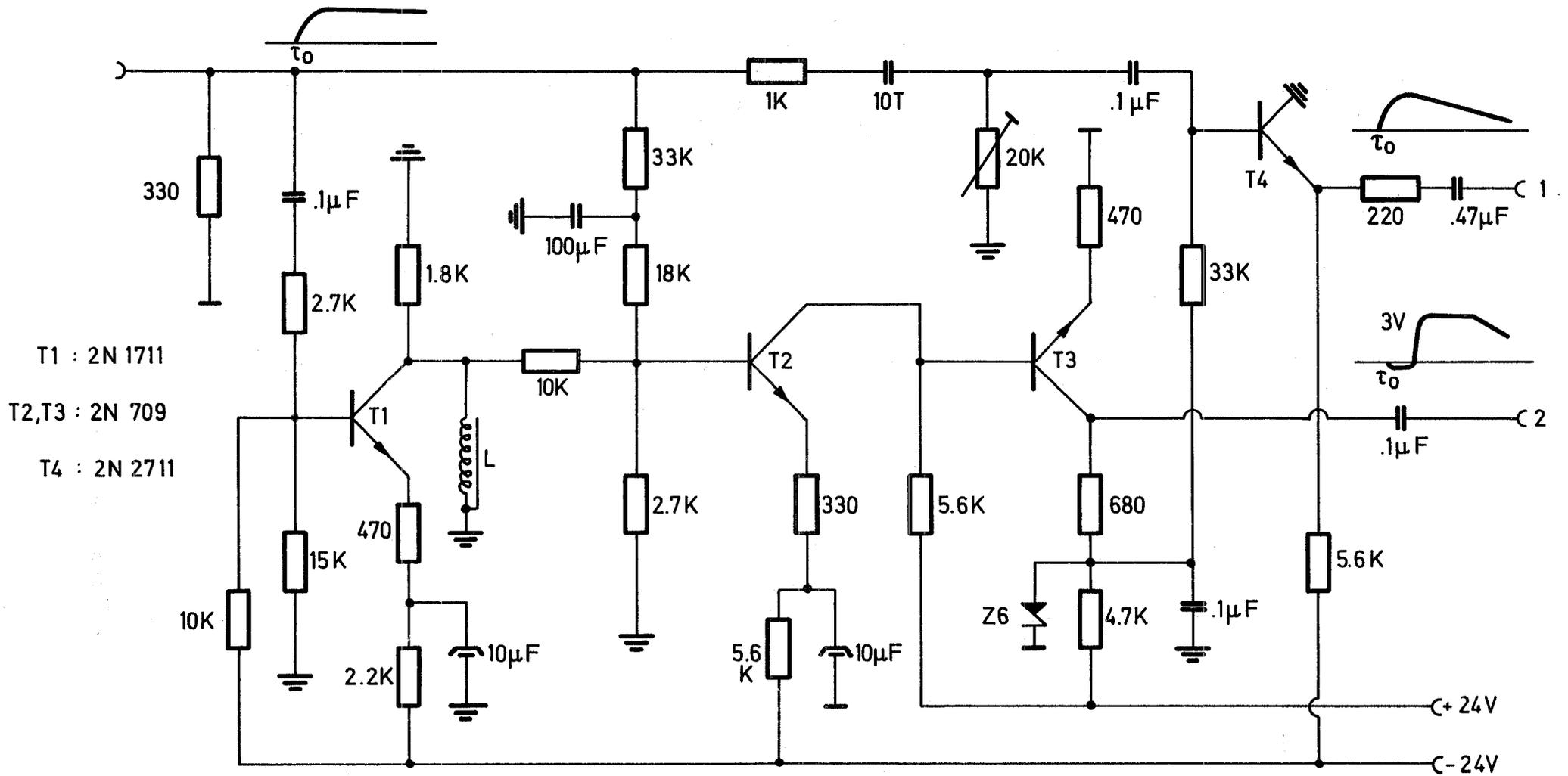


Abb. 41 Prinzipschaltbild der Einheit III der Spektrometerelektronik

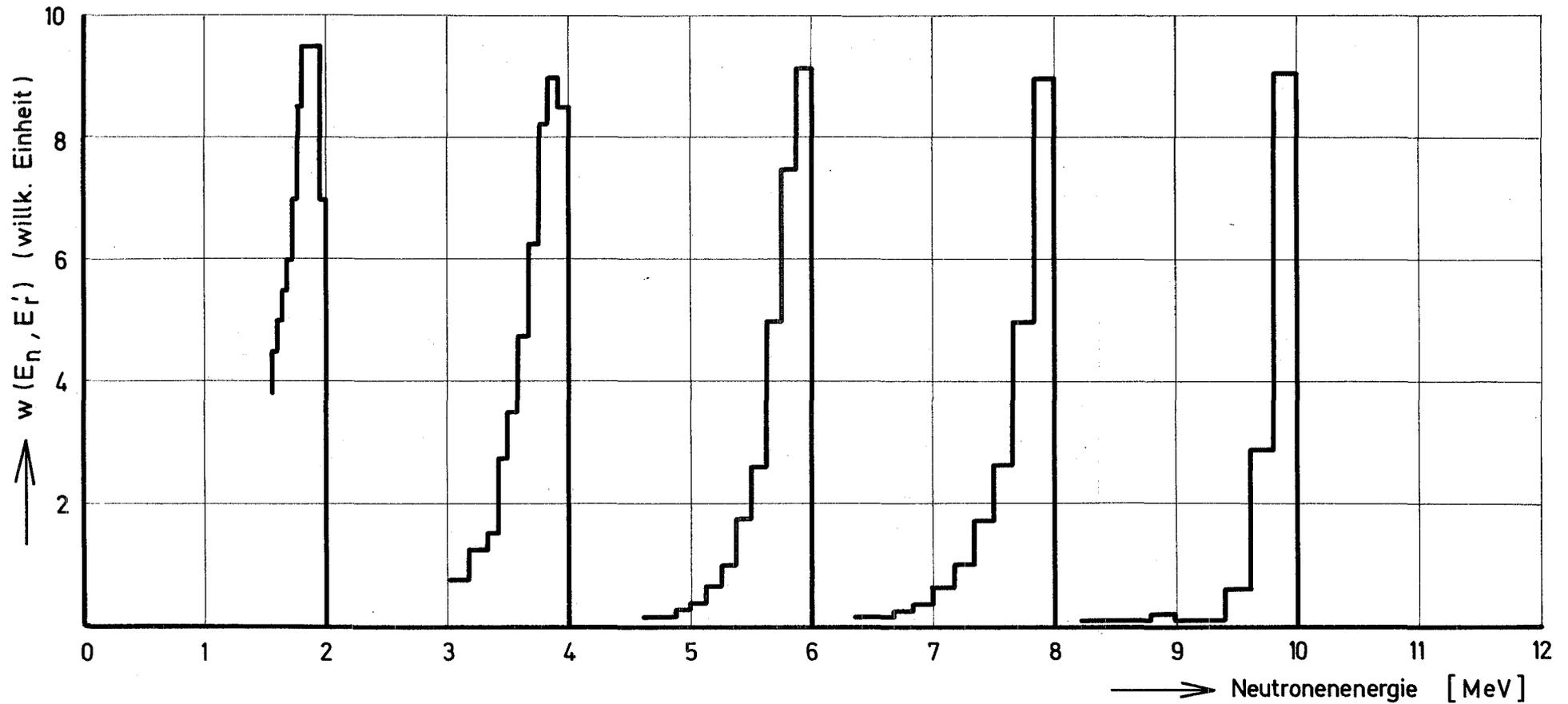


Abb. 42 Die Energieabhängigkeit der Detektorantwortfunktion $w(E_n, E_r')$ des Rückstoßteleskops (4.7 Atmosphären ^4He ; der Wirkungsquerschnitt von ^4He ist nicht berücksichtigt).

Abb. 43 Impulshöhenspektrum und entfaltetes Energiespektrum der Am/Be^X-Quelle

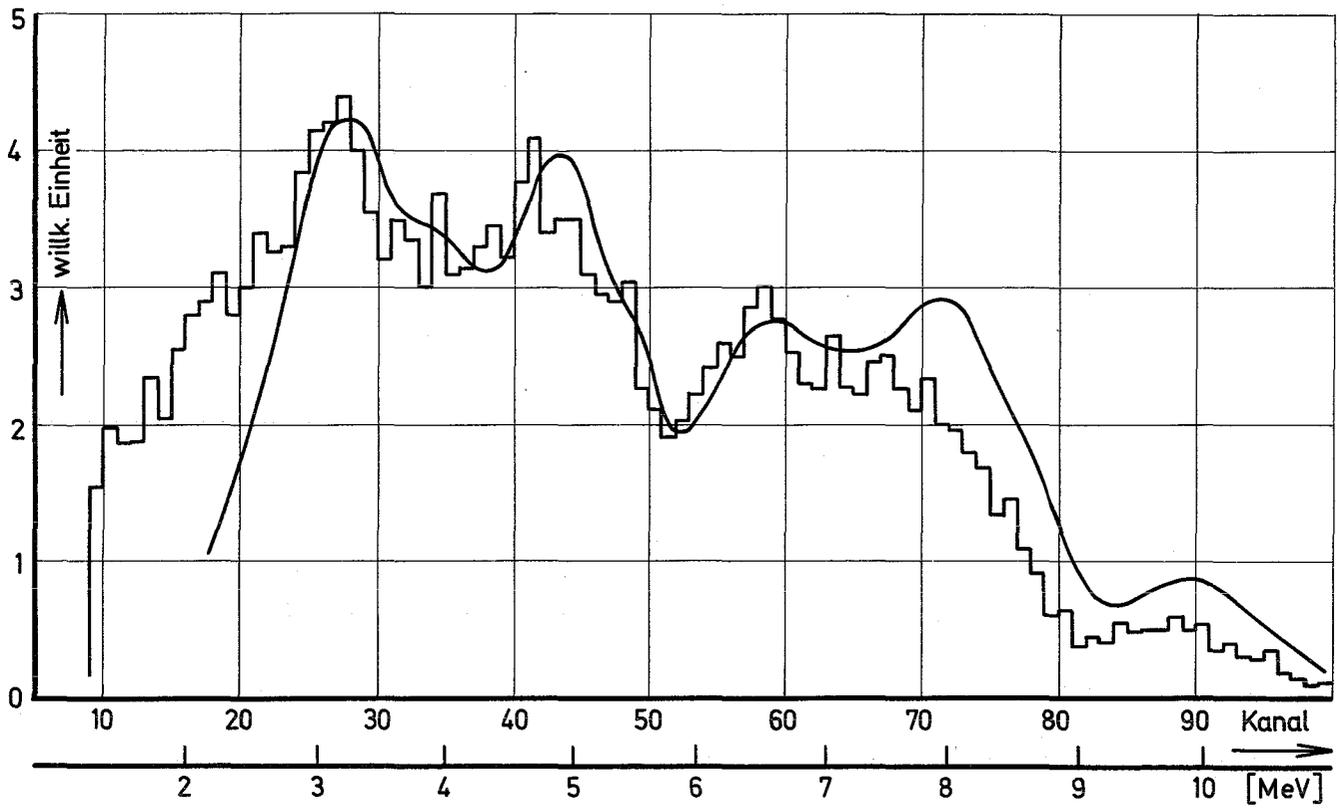
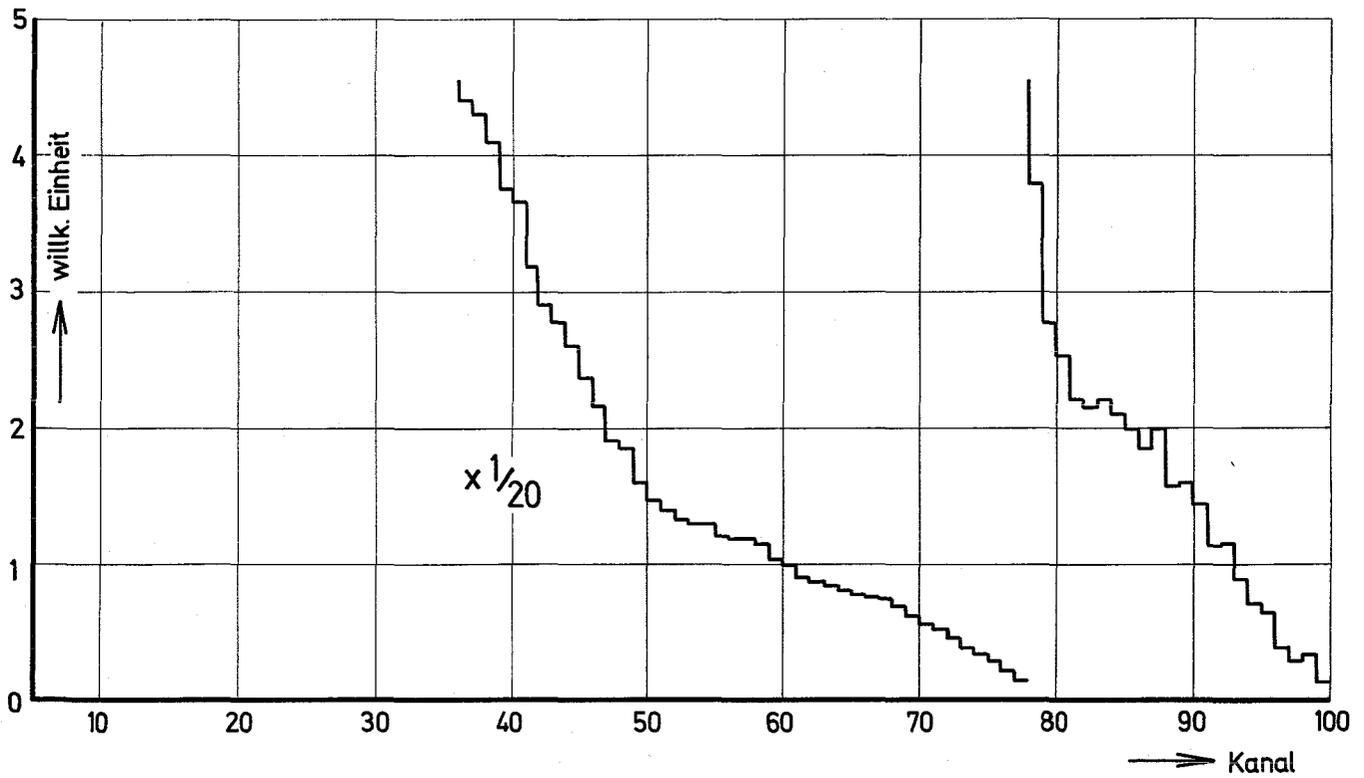


Abb. 44 Gesamtes Impulshöhenspektrum der Am/Be^X-Quelle (ohne Diskrimination)



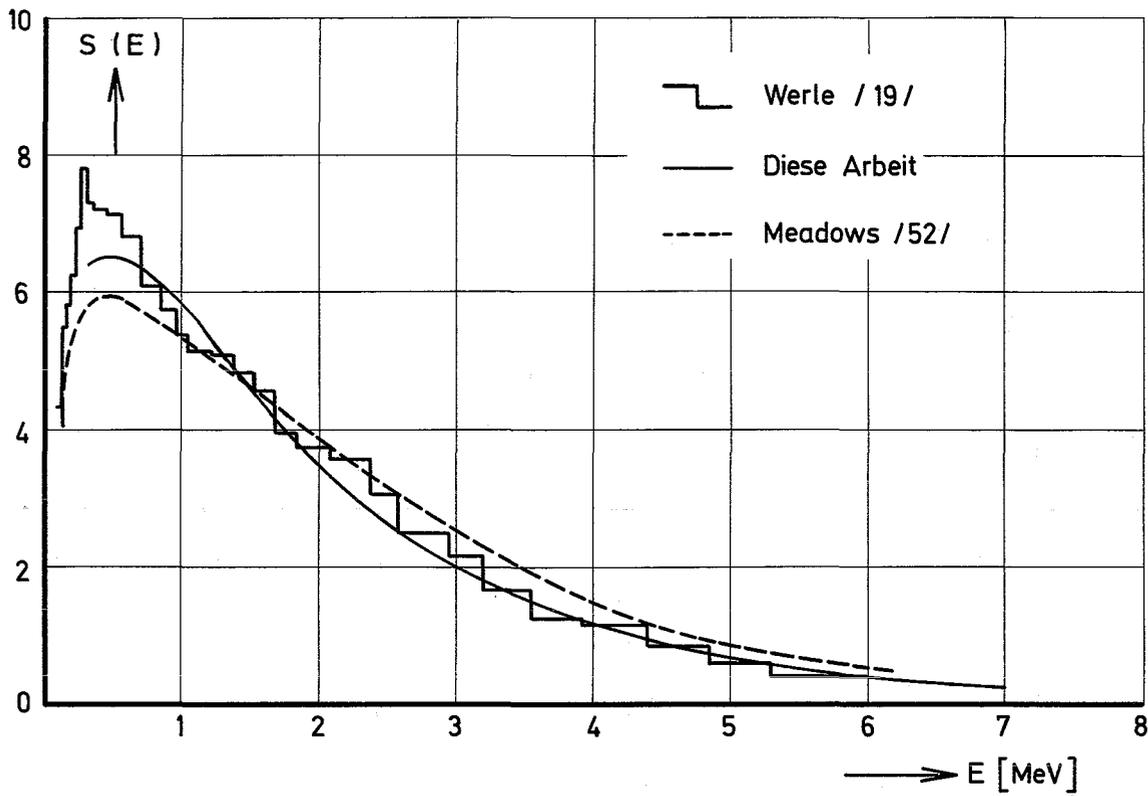


Abb. 45 Energiespektrum der ^{252}Cf - Quelle

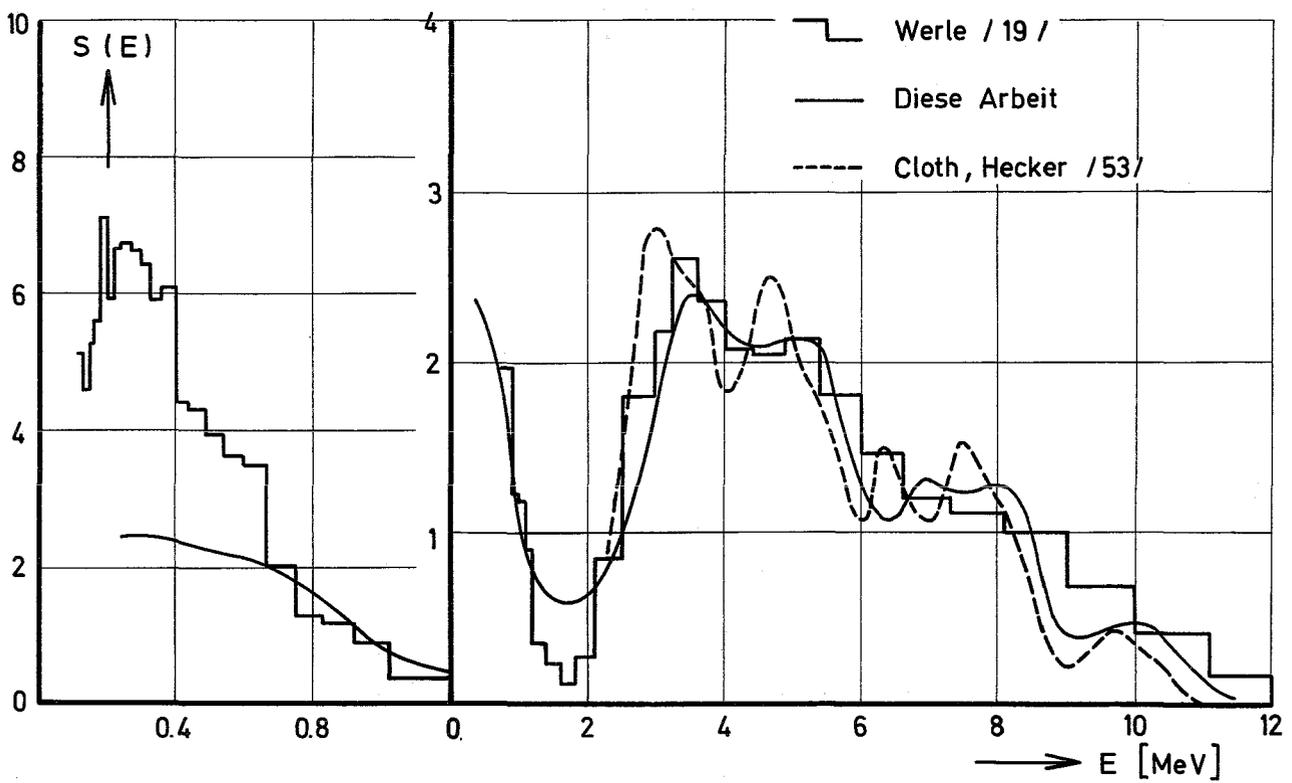


Abb. 46 Energiespektrum der Am/ Be - Quelle

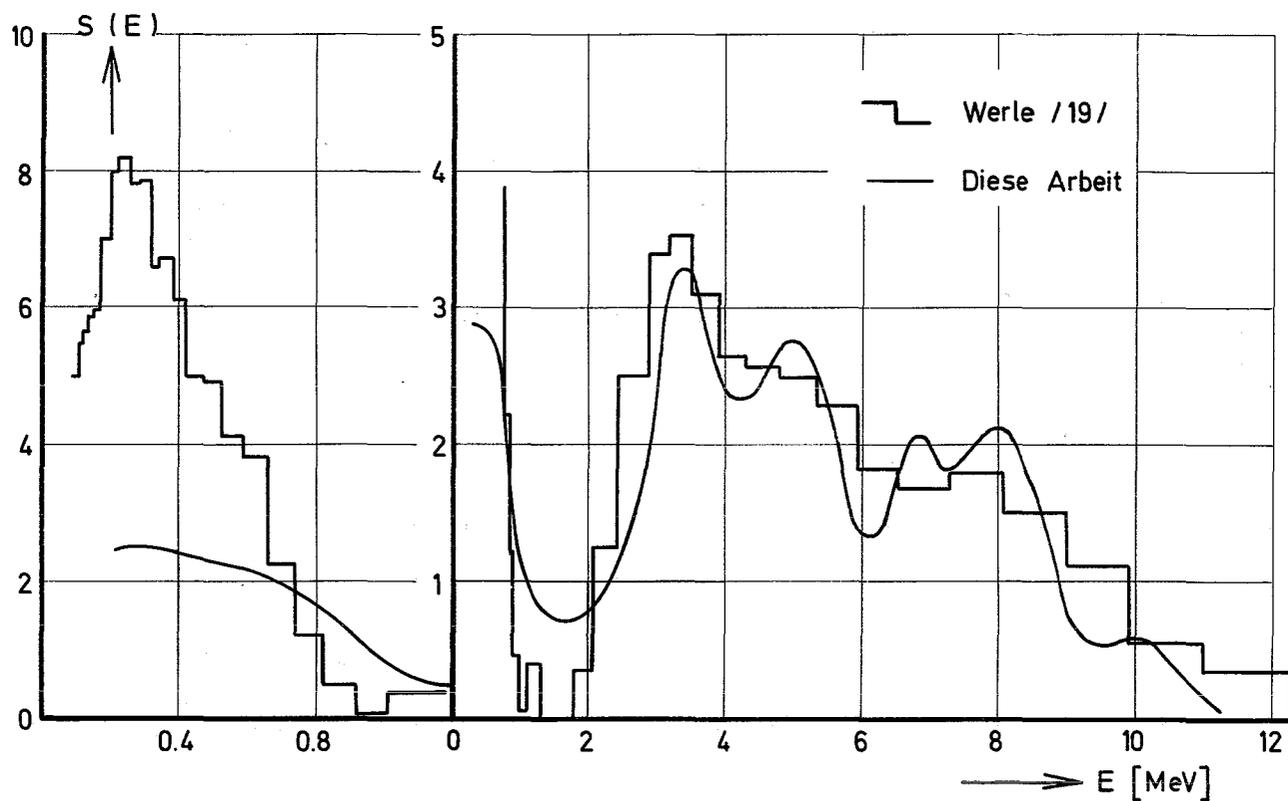


Abb. 47 Energiespektrum der Am/Be^x-Quelle

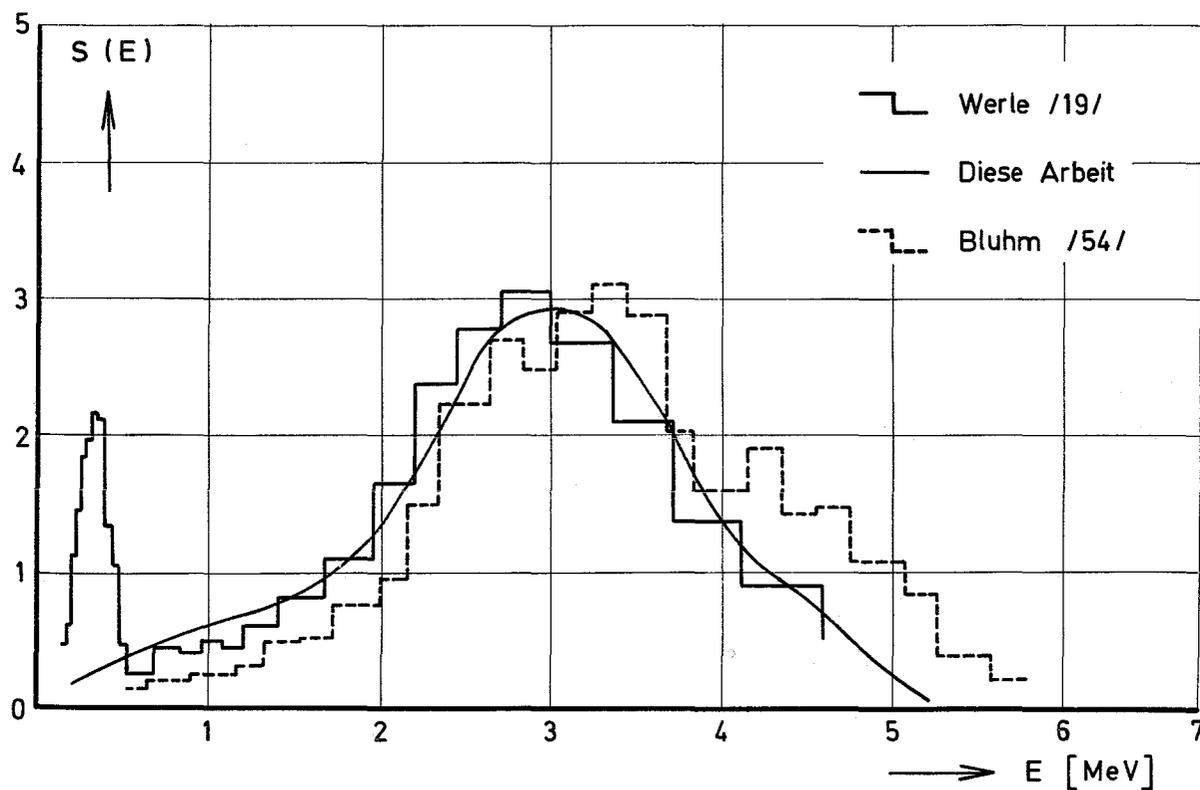


Abb. 48 Energiespektrum der Am/B - Quelle

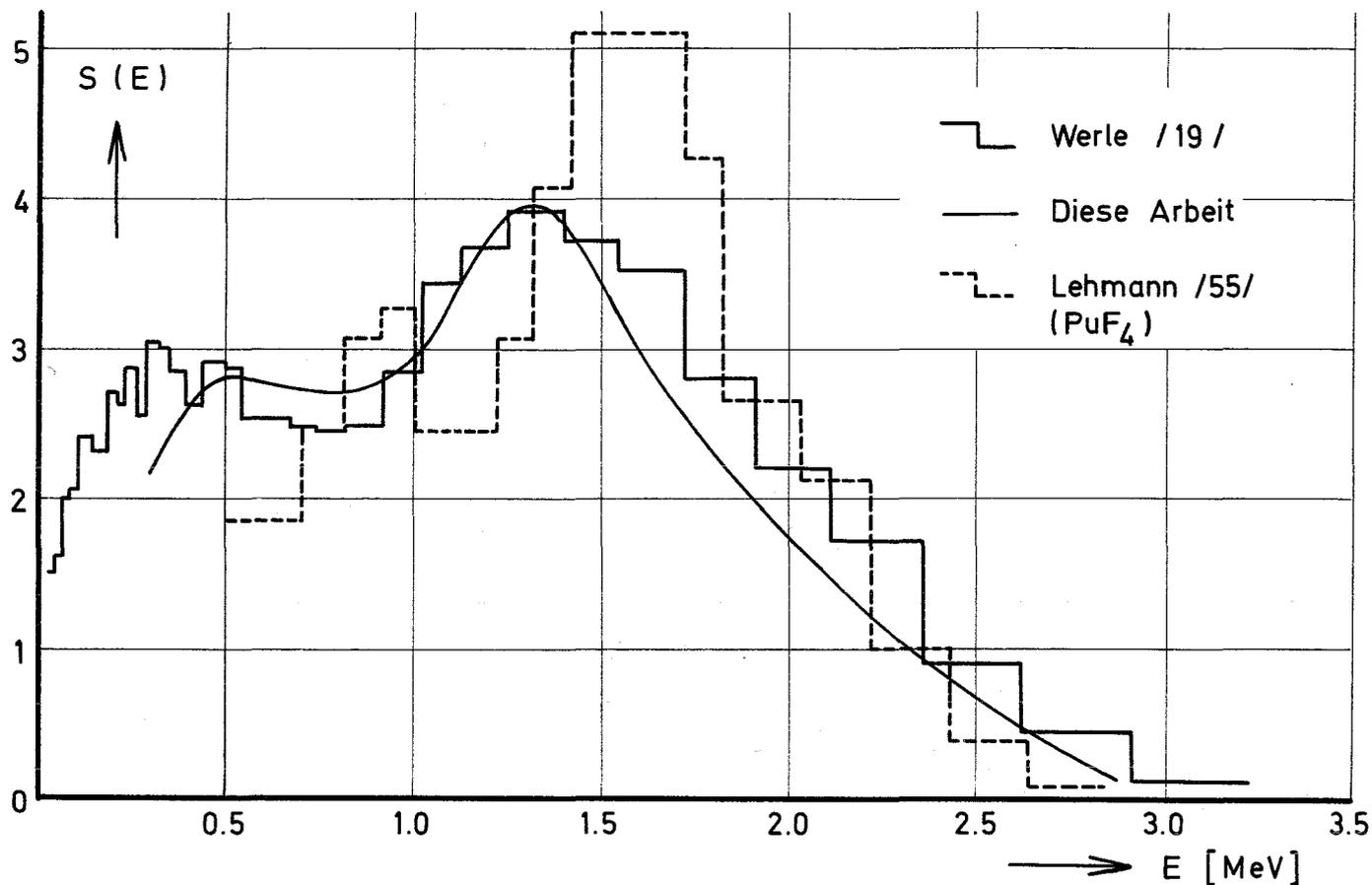


Abb.49 Energiespektrum der Am / F - Quelle

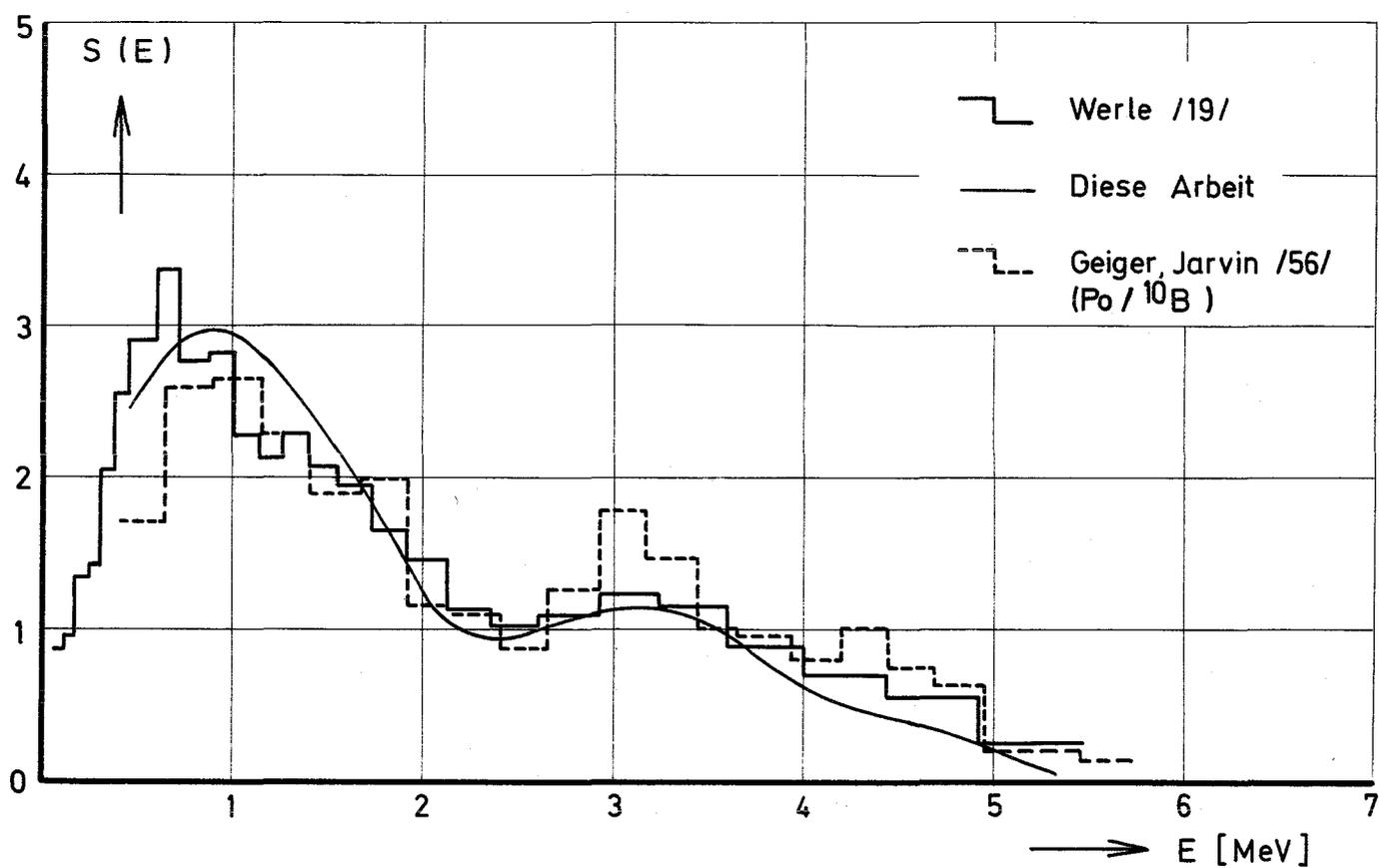


Abb.50 Energiespektrum der Am / ¹⁰B - Quelle

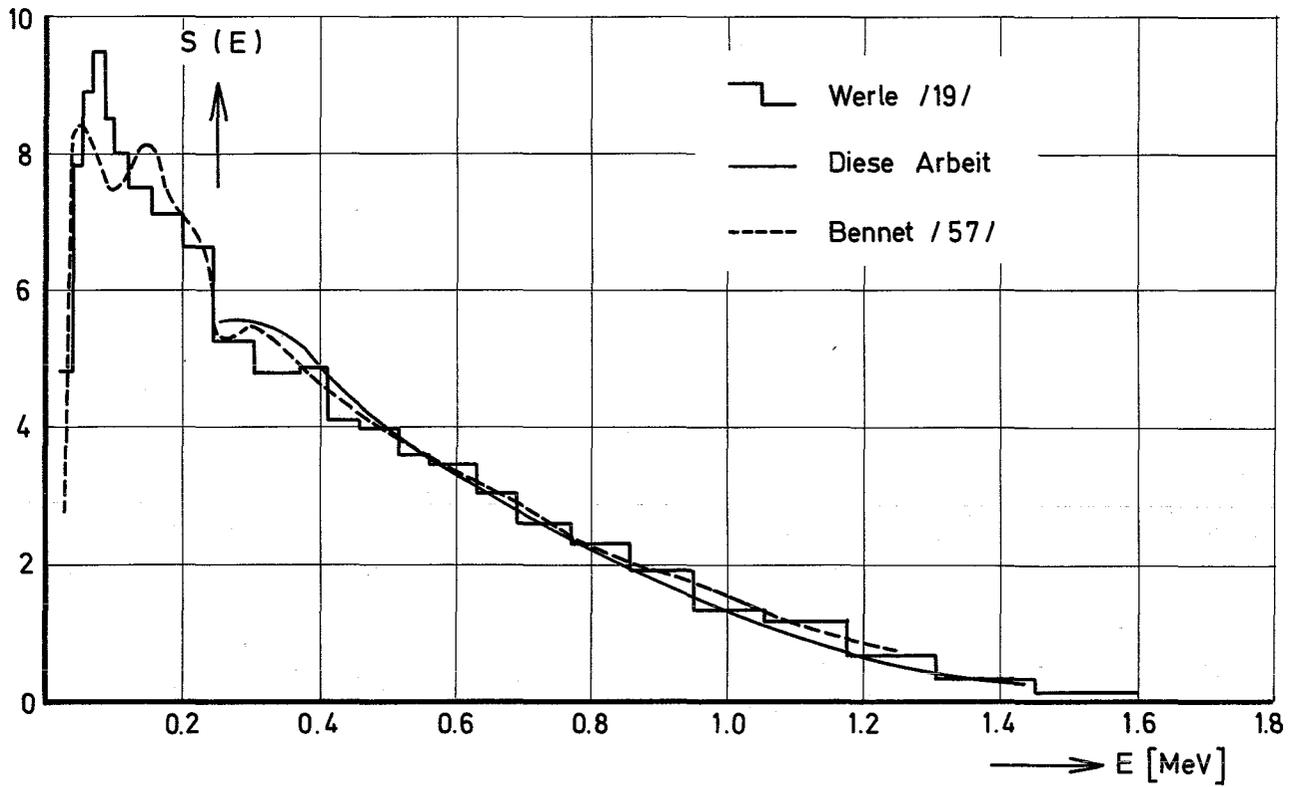


Abb. 51 Energiespektrum der Am / Li - Quelle

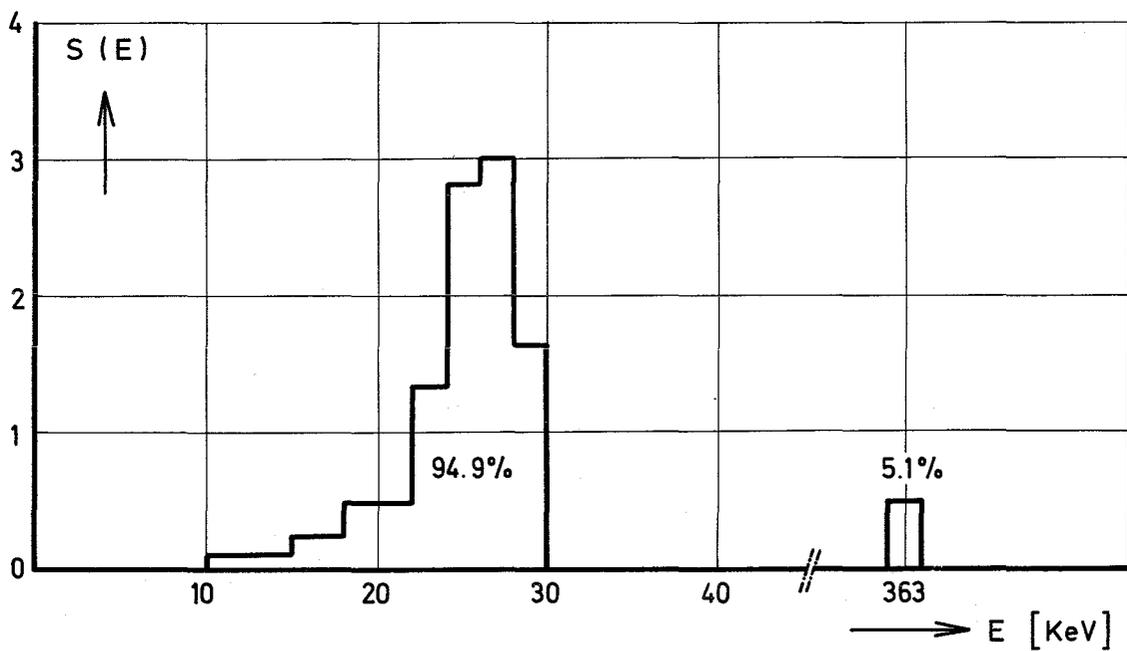


Abb. 52 Energiespektrum der Sb / Be - Quelle

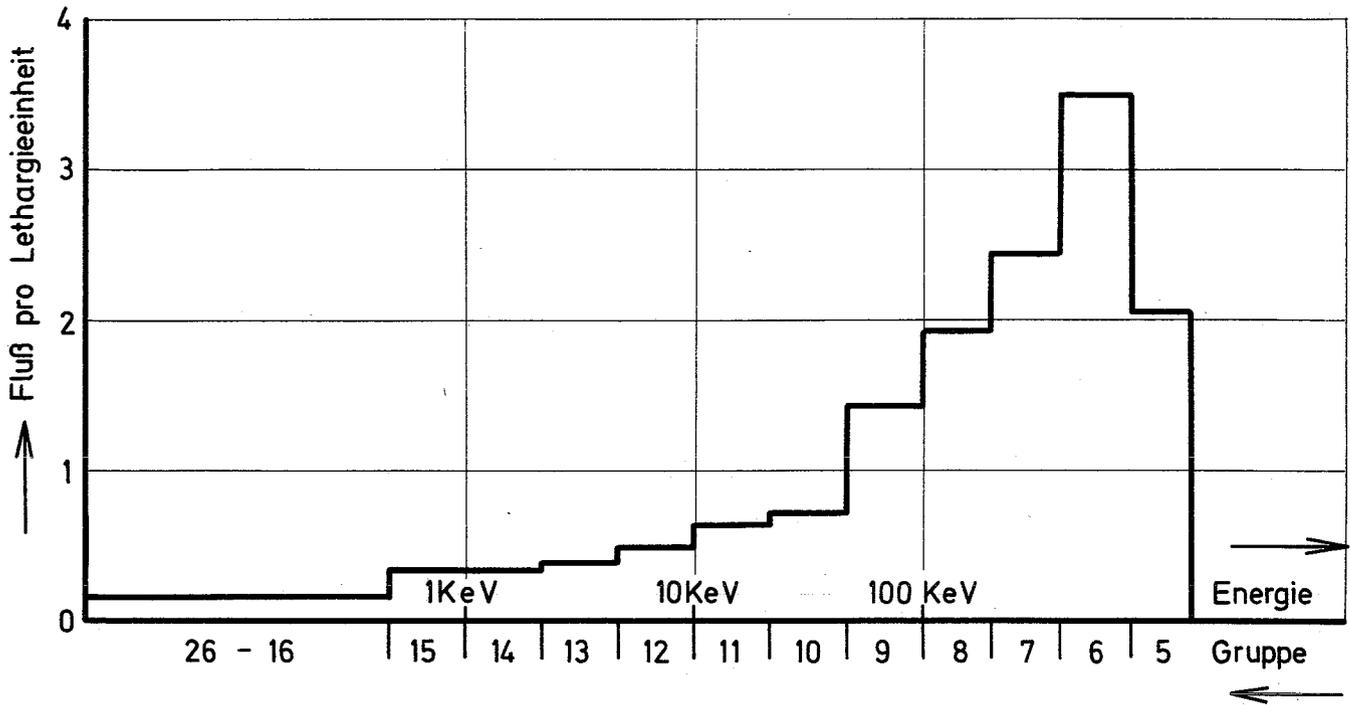


Abb. 53 Das Spektrum der moderierten Quelle
Am / Li^x

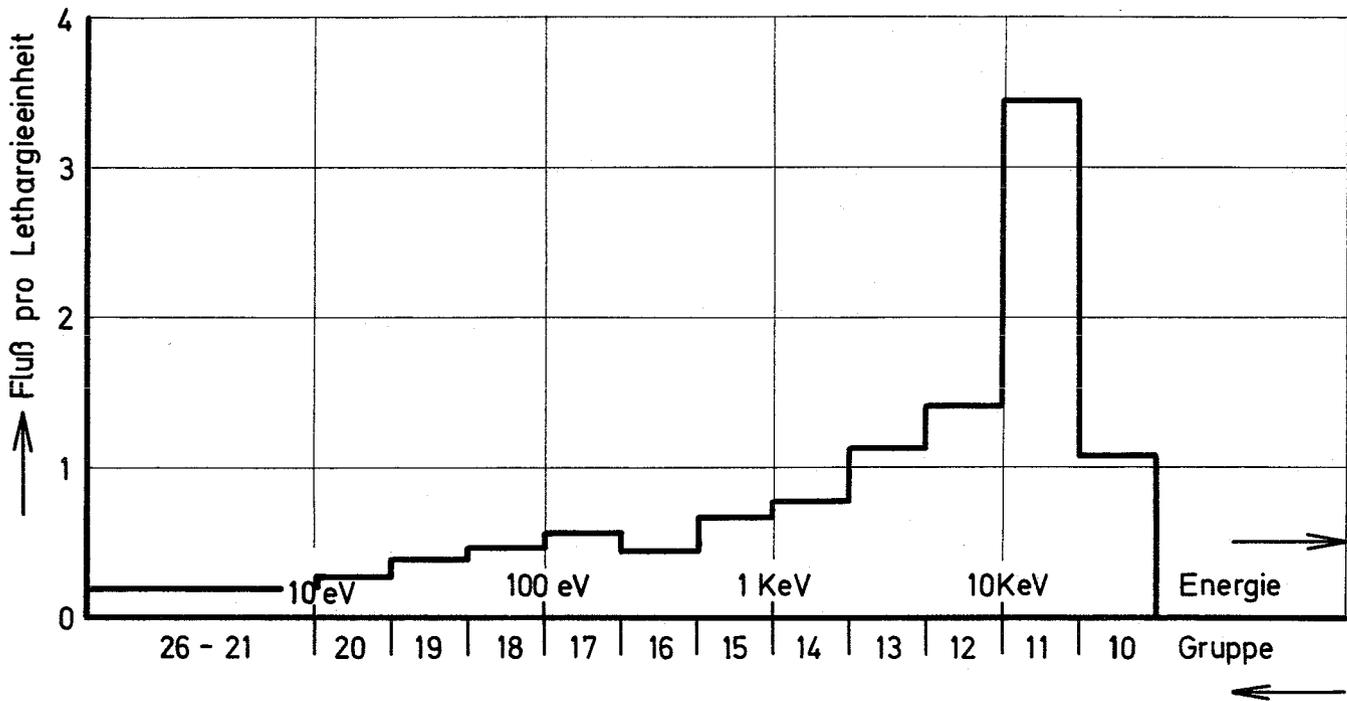


Abb. 54 Das Spektrum der moderierten Quelle
Sb / Be^x