

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

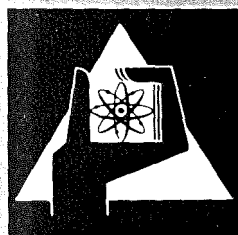
Juni 1977

KFK 2444

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

**Messung und Berechnung der durch ^{252}Cf -
Spaltneutronen in Eisen induzierten γ -Felder**

Shiang-Huei Jiang



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2444

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Messung und Berechnung
der durch ^{252}Cf -Spaltneutronen
in Eisen induzierten γ -Felder

Shiang-Huei JIANG

Dissertation, genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

Messung und Berechnung der durch ^{252}Cf -Spaltneutronen
in Eisen induzierten γ -Felder

Zusammenfassung

Es wurden die durch ^{252}Cf -Spaltneutronen in Eisen induzierten γ -Felder experimentell und theoretisch untersucht. Gemessen wurden die γ -Leckage-Spektren aus einer Reihe relativ kleiner Eisenkugeln (Durchmesser 15 - 35 cm) und die γ -Spektren ortsabhängig im Innern eines relativ großen (\approx 100 cm x 100 cm x 100 cm) Eisenpiles mit einem absolut geeichten Si(Li)-Compton-Spektrometer im Energiebereich 0,3 bis 3 MeV. Weiterhin wurden im Eisenpile mit Protonenrückstoß-Proportionalzählrohren und einem ^3He -Halbleiterspektrometer Neutronenspektren im Energiebereich zwischen 250 keV und 4 MeV und ^{235}U -Spaltraten gemessen. Die Messungen werden mit Rechnungen verglichen. Für die Berechnung der Neutronenspektren wurde der eindimensionale Neutronentransport-Code DTK (208 Energiegruppen), für die Berechnung der γ -Spektren eine auf 51 Energiegruppen erweiterte Version des eindimensionalen γ -Transport-Codes BIGGI-4T und eine aus publizierten Daten erstellte n- γ -Produktionsquerschnitts-Matrix verwendet. Der durch inelastische Neutronenstreuung hervorgerufene γ -Fluß wird von den Rechnungen gut wiedergegeben, der von Einfangprozessen herrührende Anteil wird dagegen etwas (\approx 20 %) unterschätzt.

Measurement and calculation of ^{252}Cf -fission
neutron induced γ -fields in iron

Abstract

The ^{252}Cf -fission neutron induced γ -fields in iron have been investigated experimentally and theoretically. The γ -leakage spectra out-of a series of relatively small iron spheres (diameter 15 - 35 cm) and the space-dependent γ -spectra within a relatively large (≈ 100 cm x 100 cm x 100 cm) iron pile have been measured with an absolutely calibrated Si(Li)-Compton spectrometer in the energy range 0,3 to 3 MeV. In addition neutron spectra (with a spherical proton recoil proportional counter and a ^3He -semiconductor spectrometer, energy range 250 keV to 4 MeV) and ^{235}U -fission rates have been measured within the iron pile. The measurements are compared with calculations. For the calculation of the neutron spectra the one-dimensional neutron transport code DTK (208 energy groups), for the calculation of the γ -spectra an extended version (51 energy groups) of the γ -transport code BIGGI-4T and a n- γ -production cross section matrix constructed from published data have been used. The γ -flux induced by inelastic neutron scattering is well reproduced by the calculations, whereas that induced by capture processes is somewhat underestimated (≈ 20 %).

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Einführung	1
2. Experimente	5
2.1 Meßmethoden für Neutronen- und γ -Spektren	5
2.1.1 Protonenrückstoß-Proportionalzählrohre	5
2.1.2 ^3He -Halbleiterspektrometer	8
2.1.3 Compton- γ -Spektrometer	11
2.2 Aufbau der experimentellen Anordnungen	14
2.2.1 ^{228}Th - γ -Quelle	14
2.2.2 ^{252}Cf -n-Quellen	15
2.2.3 Eisenkugeln	16
2.2.4 Eisenpile	17
2.3 Eichmessungen	17
2.3.1 Experimentelle Bestimmung der Antwort-Funktionen des Si(Li)-Detektors	17
2.3.2 Absolute Empfindlichkeit des Si(Li)- Detektors	20
2.3.3 Quellstärken der ^{252}Cf -n-Quellen	23
2.3.4 Quellstärke der ^{228}Th - γ -Quelle	25
2.4 Neutronen-Messungen im Eisenpile mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum	26
2.4.1 Neutronenspektrums-Messungen mit Protonenrückstoß-Proportionalzählrohren	26
2.4.2 Neutronenspektrums-Messungen mit dem ^3He -Halbleiterspektrometer	27
2.4.3 ^{235}U -Spaltraten-Messungen	29
2.5 γ -Messungen	30
2.5.1 γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{228}Th - γ -Quelle im Zentrum	30
2.5.2 γ -Spektrum der ^{252}Cf -n-Quelle	31
2.5.3 γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum	31
2.5.4 γ -Spektren im Eisenpile mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum	32

2.6	Fehlerdiskussion	33
2.6.1	Quellstärken der ^{252}Cf -n- und ^{228}Th - γ -Quellen	33
2.6.2	Neutronenspektren	33
2.6.3	^{235}U -Spaltraten	34
2.6.4	γ -Spektren	35
3.	Rechnungen	37
3.1	Transportgleichung und Rechenprogramme	37
3.1.1	Multigruppenmethode und S_N -Neutronentransportprogramm DTK	38
3.1.2	Integrale Form der Boltzmann-Gleichung und γ -Transportprogramm BIGGI-4T	42
3.2	Neutronen-Rechnungen	47
3.2.1	Neutronen-Gruppenkonstanten	47
3.2.2	Neutronenspektren in den Eisenkugeln bzw. im Eisenpile (^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum)	53
	3.2.2.1 Eisenkugeln	54
	3.2.2.2 Eisenpile	54
3.2.3	^{235}U -Spaltraten und Fe-Einfangraten im Eisenpile	56
3.3	Neutronen- γ -Produktionsquerschnitte in Eisen	57
3.3.1	Differentielle n- γ -Produktionsquerschnitte	57
3.3.2	n- γ -Produktionsquerschnitts-Matrix	59
3.3.3	Ortsverteilung der neutronen-induzierten γ -Quelle	61
3.4	γ -Rechnungen	61
3.4.1	γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{228}Th - γ -Quelle im Zentrum	62
3.4.2	γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum	63
	3.4.2.1 γ -Spektren der Quell- γ 's	63
	3.4.2.2 γ -Spektren der neutronen-induzierten γ 's	64
3.4.3	γ -Spektren im Eisenpile mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum	65

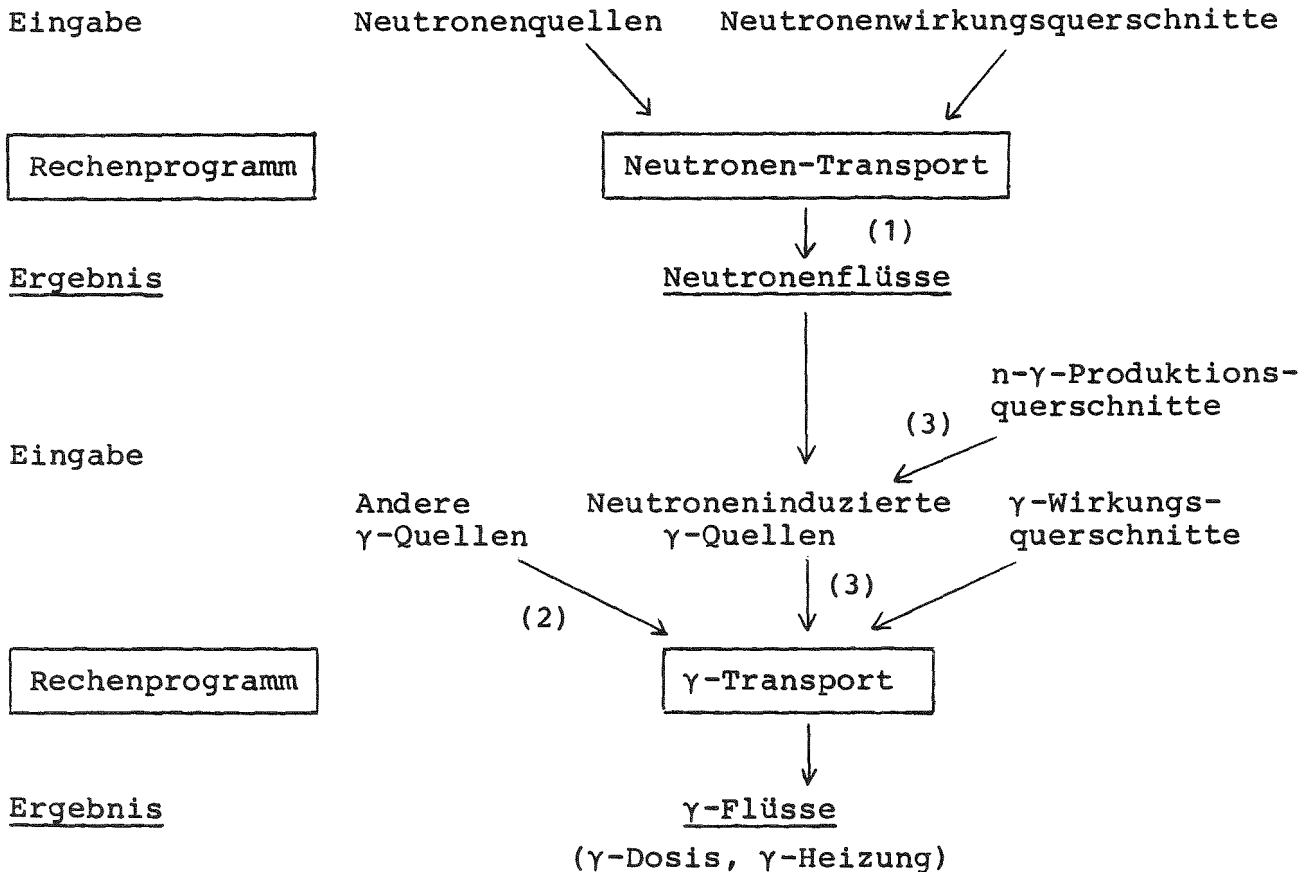
3.4.3.1	γ -Spektren der Quell- γ 's	65
3.4.3.2	γ -Spektren der neutronen- induzierten γ 's	66
4.	Vergleich von Messung und Rechnung	68
4.1	γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{228}Th - γ -Quelle im Zentrum	68
4.2	γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum	69
4.3	Neutronenspektren im Eisenpile	70
4.4	^{235}U -Spaltraten im Eisenpile	71
4.5	γ -Spektren im Eisenpile	72
4.6	Schlußfolgerung aus dem Vergleich der Messungen mit den Rechnungen	74
5.	Zusammenfassung	76
<u>Anhang</u>	n- γ -Produktionsquerschnitts-Matrix für Eisenpile	79
	Literaturverzeichnis	85
	Tabellen	92
	Abbildungen	104

1. Einführung

Da bei den meisten Wechselwirkungsprozessen von Neutronen mit Materie (z.B. Spaltung, Einfang, inelastische Streuung) Gammaquanten entstehen, sind Neutronenfelder in der Regel von intensiver γ -Strahlung begleitet. Diese neutroneninduzierten γ -Felder sind, im Zusammenhang mit Reaktoren, insbesondere wichtig für die Leistungsverteilung (γ -Heizung) und für die Auslegung der Abschirmung. Im Reaktorkern selbst trägt die γ -Strahlung größenordnungsmäßig zwar nur etwa 10 % zur gesamten Leistung bei, im Blanket und insbesondere in der Abschirmung ist dieser Prozentsatz jedoch wesentlich größer.

Bei der Leistungsverteilung ist die pro Masseneinheit absorbierte γ -Energie, bei Abschirmungsrechnungen ist die Dosis die interessierende Größe. Beides sind spezielle Integrale über den orts-, energie- und i.a. auch winkelabhängigen γ -Fluß. Die Genauigkeit, mit der diese Größen bekannt sein müssen, ist von Fall zu Fall verschieden, 10 % scheint jedoch ein für die meisten Anwendungen hinreichender Wert zu sein /1.1/. Diese Genauigkeit ist mit den derzeit verfügbaren Methoden und Daten nicht ohne weiteres zu erreichen. Das hat zur Folge, daß in der Regel für jeden Einzelfall aufwendige, experimentelle Untersuchungen notwendig sind.

Die Berechnung neutroneninduzierter γ -Felder ist deshalb besonders schwierig und unsicher, weil mehrere Rechenschritte und eine Vielzahl von Daten notwendig sind. Das zeigt folgende schematische Darstellung des Rechenverfahrens:



Die Berechnung der Neutronenflüsse erfolgt mit einem Neutronen-transport-Programm. Dazu benötigt man als Eingabe u.a. die räumliche und energetische Verteilung der Neutronenquellen und Neutronenwirkungsquerschnitte. Aus den Neutronenflüssen berechnet man mit Hilfe der n- γ -Produktionsquerschnitte die neutroneninduzierten γ -Quellen. Diese bilden zusammen mit anderen γ -Quellen und γ -Wirkungsquerschnitten die Eingabe für das γ -Transport-Programm, das schließlich die γ -Flüsse und daraus ableitbare integrale Größen wie γ -Heizung und γ -Dosis berechnet. Experimentell durch integrale Messungen überprüfbar sind die Ergebnisse der Transport-Rechnungen, d.h. der Neutronen- und γ -Fluß: Mit dem Neutronenfluß können die Neutronenwirkungsquerschnitte und der Neutronen-Transport-Code überprüft werden (1), mit dem γ -Fluß der γ -Transport-Code (2), aber auch n- γ -Produktionsquerschnitte (3).

Das generelle Ziel dieser Arbeit war es, die Berechenbarkeit neutroneninduzierter γ -Felder von für schnelle Reaktoren relevanten Anordnungen zu verbessern. Zu diesem Zweck sollten

- 1) experimentelle Daten zur Verfügung gestellt werden, mit denen Rechenmethoden und Kerndaten überprüft werden können ("benchmark"-Problem für neutroneninduzierten γ -Transport) und es sollten
- 2) diese experimentellen Daten mit verfügbaren Programmen und Daten nachgerechnet werden.

Die Arbeit bildet eine Erweiterung der Vielzahl erfolgreicher Arbeiten zur Überprüfung der Methoden und Daten für die Behandlung des reinen Neutronentransports durch Vergleich gemessener und gerechneter Neutronenspektren oder Reaktionsraten.

Im Prinzip kann jede γ -induzierte Reaktionsrate zur Überprüfung von γ -Transport-Rechnungen benutzt werden. Am besten eignet sich jedoch der γ -Fluß. Einmal ist der Fluß die primäre Größe bei γ -Transport-Rechnungen und zum anderen enthält er, wegen seiner Energieabhängigkeit, mehr Information als Reaktionsraten. Neben dem γ -Fluß ist bei neutroneninduzierten γ -Feldern der Neutronenfluß die andere wichtige Größe. Eine experimentelle Kontrolle dieser Größe kann die Interpretation von Diskrepanzen zwischen Messung und Rechnung wesentlich erleichtern.

Bei der Auswahl der untersuchten Anordnungen und Meßmethoden wurden die bei Neutronen-Transport-Untersuchungen gemachten Erfahrungen berücksichtigt /1.2/:

- Zur Vermeidung methodischer Schwierigkeiten in den Rechnungen sollten Anordnungen mit einfacher Geometrie und Zusammensetzung gewählt werden.

- Es sollte an einer Serie gleichartiger Anordnungen bzw. an einer Reihe verschiedener Positionen gemessen werden. Dieses Vorgehen erlaubt eine Prüfung der Konsistenz von zwischen Rechnung und Messung festgestellten Diskrepanzen.
- Sowohl die γ - als auch die Neutronen-Spektren sollten absolut gemessen werden. Diskrepanzen zwischen Rechnung und Messung lassen sich dann leichter interpretieren.

Die Anordnungen müssen größer oder zumindest vergleichbar mit den Transport-Weglängen der untersuchten Strahlung sein. Sie werden aus Eisen bzw. Stahl aufgebaut, weil dieses das wichtigste Strukturmaterial schneller Reaktoren ist. Um mit schnellen Reaktoren vergleichbare Neutronenspektren zu erhalten, wurden ^{252}Cf -Spaltneutronen als Neutronenquelle verwendet.

Tab. 1.1 gibt einen Überblick über in gewisser Hinsicht vergleichbare Arbeiten. Direkt vergleichbare Arbeiten, nämlich Messungen und Berechnungen neutroneninduzierter γ -Spektren in (einfachen) Eisen- bzw. Stahl-Anordnungen sind nicht bekannt.

Kapitel 2 dieser Arbeit ist den Experimenten gewidmet. Es werden die Meßmethoden, die untersuchten Anordnungen, einige Eichmessungen und die Messungen der Spaltraten sowie der Neutronen- und γ -Spektren beschrieben. In Kapitel 3 werden die Rechenmethoden und die damit durchgeführten Vergleichsmessungen behandelt. In Kapitel 4 schließlich werden die gemessenen Größen mit den berechneten Werten verglichen. Aus diesem Vergleich ergeben sich dann Schlußfolgerungen bezüglich der Zuverlässigkeit und Genauigkeit der verwendeten Rechenmethoden und Daten für die Beschreibung der hier untersuchten Anordnungen.

2. Experimente

2.1 Meßmethoden für Neutronen- und γ -Spektren

2.1.1 Protonenrückstoß-Proportionalzählrohre

Die Verwendung einfacher Protonenrückstoß-Proportionalzählrohre zur Messung kontinuierlicher, schneller Neutronenspektren ist erstmals Anfang der sechziger Jahre erwähnt /2.1, 2.2/. 1964 bestimmten Benjamin et al./2.3/ mit kleinen, kugelförmigen Proportionalzählrohren Neutronenspektren schneller Reaktoren im Energiebereich zwischen etwa 30 keV und 1 MeV. Bennett /2.4/ gelang es, den meßbaren Energiebereich der Protonenrückstoß-Proportionalzählrohre nach unten durch elektronische Impulsform-Diskrimination bis zu etwa 1 keV zu erweitern; nach oben konnte der Meßbereich von Werle /2.5/ durch Verwendung von großen, mit Krypton-Methan-Mischungen gefüllten Zählrohren bis zu etwa 10 MeV ausgedehnt werden.

Aus dem Energie- und Impulserhaltungssatz erhält man, unter der Annahme, daß die Streuung im Schwerpunktsystem isotrop ist (was unterhalb 10 MeV bei der Neutronen-Protonen-Streuung der Fall ist), für die Wahrscheinlichkeit PdE , daß nach dem Stoß eines Neutrons mit der Energie E_n das Proton eine Energie zwischen E und $E+dE$ hat

$$\begin{aligned} P(E, E_n) dE &= \frac{dE}{E_n} & \text{für } E \leq E_n, \\ P(E, E_n) dE &= 0 & \text{für } E > E_n \end{aligned} \quad (2.1)$$

d.h.

$$\begin{aligned} P(E, E_n) &= \frac{1}{E_n} & \text{für } E \leq E_n, \\ P(E, E_n) &= 0 & \text{für } E > E_n \end{aligned} \quad (2.2)$$

Das durch eine kontinuierliche Neutronenverteilung $\phi(E_n)$ (Neutronen pro $\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{MeV}$) hervorgerufene Protonenspektrum (pro MeV) wird damit

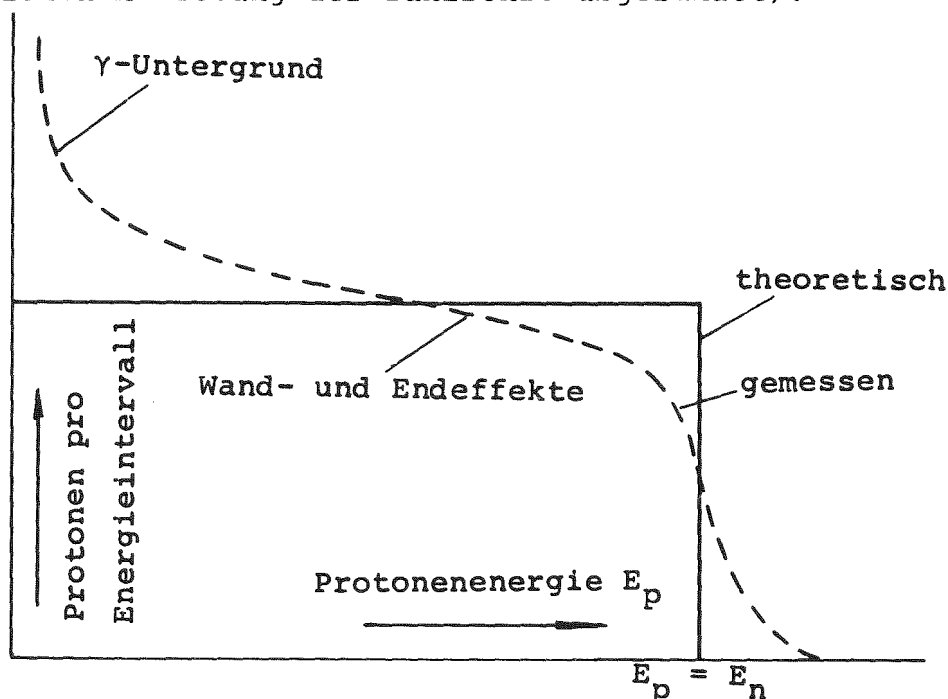
$$P(E) = N \cdot T \int_E^{\infty} \frac{\sigma(E_n)}{E_n} \phi(E_n) dE_n. \quad (2.3)$$

Umgekehrt folgt durch Differentiation von (2.3) nach E die bekannte Beziehung

$$\phi(E) = - \frac{1}{N \cdot T} \frac{E}{\sigma(E)} \frac{dP(E)}{dE}, \quad (2.4)$$

die der Bestimmung von Neutronenspektren aus der Rückstoßprotonenverteilung zugrunde liegt. Dabei ist N die Anzahl der Protonen in empfindlichen Volumen des Detektors und T die Meßzeit.

Tatsächlich wird jedoch die von einem Zählrohr nachgewiesene Protonenenergieverteilung durch unvermeidbare Wand- und Endeffekte und den koexistierenden γ -Untergrund wesentlich verändert. Die durch (2.2) beschriebene, kastenförmige Funktion wird dadurch, wie unten angedeutet, deformiert. (Der scharfe Abfall bei der maximalen Protonenenergie wird infolge der endlichen Auflösung der Zählrohre abgerundet).



Rückstoßprotonenspektren für monoenergetische Neutronen

Der γ -Untergrund kann entweder über die Impulsform /2.4/ oder durch Verwendung eines Satzes von Zählrohren eliminiert werden. Die Impulsformdiskriminierung benutzt die Tatsache, daß γ -Impulse eine wesentlich längere Anstiegszeit besitzen als Protonenimpulse. Die andere Methode beruht darauf, daß die spezifische Ionisation der von den γ 's hervorgerufenen schnellen Elektronen im Mittel wesentlich kleiner ist als die der Rückstoßprotonen. Wenn E_{\max} die höchste auswertbare Energie des gemessenen Protonenspektrums ist, dann liegen alle γ -Impulse unterhalb etwa $E_{\max}/10$. Mit einem geeigneten Zählrohrsatz können daher Neutronenspektren in jedem gewünschten Energiebereich gemessen werden. In dieser Arbeit wurde das letztere Verfahren verwendet.

Die Wand- und Endeffekte können, solange sie hinreichend klein sind, berechnet und daher korrigiert werden. Die durch diese Effekte deformierte Energieverteilung der Rückstoßprotonen beschreibt man gewöhnlich durch sogenannte Antwort-Funktionen $A(E, E_n)$ für monoenergetische Neutronen:

$$\begin{aligned} P(E, E_n) &= \frac{1}{E} A(E, E_n) \quad \text{für } E \leq E_n, \\ P(E, E_n) &= 0 \quad \text{für } E > E_n. \end{aligned} \tag{2.5}$$

Damit erhält man statt (2.3)

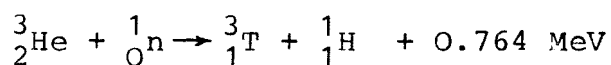
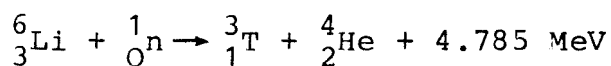
$$P(E) = N \cdot T \int_E^{\infty} \frac{\sigma(E_n)}{E_n} A(E, E_n) \phi(E_n) dE_n \tag{2.6}$$

(2.6) liegt der numerischen Entfaltung der Protonenspektren zugrunde. Die Antwort-Funktionen werden für die benutzten Kugel-Zähler analytisch berechnet.

2.1.2 ^3He -Halbleiterspektrometer

Für die Messung schneller Neutronenspektren im Energiebereich oberhalb einiger 100 keV haben sich zwei Typen von Spektrometern bewährt, nämlich ^6Li - und ^3He -Sandwichhalbleiterspektrometer. ^6Li -Spektrometer wurden zuerst von Love und Murray /2.6/ 1961 benutzt, ^3He -Spektrometer wurden 1962 von Dearnaly und Ferguson /2.7/ entwickelt. Wegen ihrer kleinen Abmessungen sind sie besonders für in-pile-Messungen geeignet.

Das Prinzip dieser Spektrometer ist folgendes: Zwischen zwei kreisförmigen Si-Oberflächensperrschichtzählern befindet sich das Targetmaterial. Bei der Reaktion der Targetkerne mit Neutronen werden zwei geladene Teilchen frei, die in Koinzidenz von den beiden Si-Detektoren nachgewiesen werden. Die Impulse der beiden Detektoren werden aufsummiert und nach Subtraktion des Q-Werts erhält man die Energie des die Reaktion auslösenden Neutrons. Die Reaktionen der beiden Spektrometer lassen sich durch die folgenden Gleichungen beschreiben:



Ein detaillierter Vergleich von ^3He und ^6Li als Targetelemente in Sandwichspektrometern zeigt erhebliche Vorteile von ^3He /2.8/:

1. Die $^3\text{He}(n,p)t$ -Reaktion besitzt einen glatten, resonanzfreien Wirkungsquerschnitt, dessen relativer Verlauf auf etwa 5 % genau bekannt ist. Die $^6\text{Li}(n,\alpha)t$ -Reaktion besitzt dagegen bei 250 keV eine ausgeprägte Resonanz und der Verlauf des Wirkungsquerschnitts ist nur auf etwa 15 % genau bekannt. Außerdem ist der Betrag des $^3\text{He}(n,p)t$ -Querschnitts oberhalb 500 keV etwa 3 - 5 mal größer.

2. Sandwichspektrometer mit ^3He können, bei gleicher Energieauflösung, etwa 20 - 30 mal empfindlicher sein als solche mit ^6Li . Der Grund liegt darin, daß ^3He , wie oben erwähnt, einen etwa 3 - 5 mal größeren Wirkungsquerschnitt besitzt und daß, wegen der geringeren spezifischen Ionisation der Reaktionsprodukte von ^3He im Target (wegen der geringeren Ladungs- und Massenzahl der Produkte selbst und der des Targetelements) bei ^3He -Sandwichspektrometern die Anzahl der Target-Kerne größer sein kann. Infolge der größeren Empfindlichkeit können bei ^3He -Spektrometern mit einem Detektorpaar erheblich mehr Spektren mit guter Statistik gemessen werden, bevor Strahlenschäden die Si-Sperrschichtzähler unbrauchbar machen.

Den Vorteilen des Sandwichspektrometers mit ^3He steht jedoch ein wichtiger Nachteil gegenüber. Ihre Empfindlichkeit gegenüber dem unvermeidbaren γ -Untergrund ist infolge des geringeren Q-Werts erheblich größer als die von ^6Li -Spektrometern. Je nach Sperrschichtdicke der verwendeten Detektoren kann das mit ^3He -Spektrometern gemessene Neutronenspektrum bis zur Energie von 1 MeV vom γ -Untergrund stark gestört oder völlig überdeckt sein. Um dieses Problem zu lösen, hat Bluhm /2.8/ eine neue Form von ^3He -Sandwichspektrometern entwickelt, in denen der Raum zwischen den beiden Si-Detektoren als Proportionalzähler mit ^3He als Füllgas benutzt wird und so als dE/dX -Detektor dient. Abb. 2.1 zeigt die Konstruktion eines solchen Spektrometers. Da die spezifische Ionisation der von γ -Quanten induzierten schnellen Elektronen im Mittel wesentlich kleiner ist als die von schweren, geladenen Teilchen, können die Impulse von γ -Quanten im Proportionalzählrohr gegen die der Reaktionsprodukte leicht diskriminiert werden. Die Diskriminierung läßt sich durch die Multiplikation der Proportionalzähler-Impulse mit denen vom Si-Detektorenkreis noch erheblich verbessern.

Einen Vergleich von gemessenen Impulshöhenverteilungen in einem schnellen Nulleistungsreaktor mit einem solchen ^3He -Sandwichhalbleiterspektrometer mit und ohne γ -Diskriminierung zeigt Abb. 2.2. Durch die Summierung der Impulse des Proportionalzählers mit denen der Si-Detektoren können die Energieverluste der geladenen Teilchen im ^3He -Gastarget korrigiert werden. Dadurch läßt sich die Energieauflösung, wie Abb. 2.3 zeigt, erheblich verbessern. Der meßbare Energiebereich wird damit nach unten bis 100 keV erweitert.

Nach der Eliminierung des γ -Untergrundes und unter der Annahme, daß die Störungen von Konkurrenzreaktionen vernachlässigt werden können, erhält man die durch ein kontinuierliches Neutronenspektrum $\phi(E_n)$ (Neutronen pro $\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{MeV}$) hervorgerufene Impulshöhenverteilung (pro MeV) durch

$$H(E) = N \cdot T \int_0^{\infty} \epsilon_g(E_n) \cdot \sigma_{np}(E_n) A(E, E_n) \phi(E_n) dE_n \quad (2.7)$$

Dabei ist $\epsilon_g(E_n)$ die geometrische Empfindlichkeit des ^3He -Sandwichspektrometers, $\sigma_{np}(E_n)$ der Wirkungsquerschnitt der $^3\text{He}(n,p)t$ -Reaktion, $A(E, E_n)$ die Antwortfunktion des Spektrometers (die Wahrscheinlichkeit, daß nach einer Reaktion mit einem Neutron der Energie E_n ein Impuls mit Energie zwischen E und $E+dE$ auftritt), N die Anzahl der ^3He -Atome und T die Meßzeit.

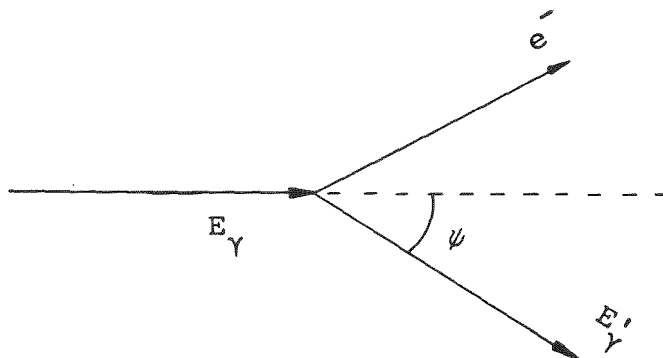
Zur Bestimmung des Neutronenspektrums durch Entfaltung von (2.7) muß zunächst die geometrische Empfindlichkeit des Spektrometers berechnet werden. Sie hängt in komplizierter Weise von der Winkel- und Energieverteilung der Reaktionsprodukte, der Winkelverteilung des Neutronenfeldes, der Geometrie (Abstand und Ausdehnung der Detektoren) des Spektrometers, dem Gasdruck sowie den Diskriminator-schwellen in der Halbleiterelektronik ab. Die Parameter zur Berechnung der geometrischen Empfindlichkeit für das hier verwendete ^3He -Sandwichhalbleiterspektrometer werden in 2.4.2 diskutiert.

2.1.3 Compton- γ -Spektrometer

Si(Li)-Halbleiterdetektoren sind aus folgenden Gründen am besten für die Messung kontinuierlicher γ -Spektren in gemischten n- γ -Feldern geeignet:

1. In durch Spaltneutronen hervorgerufenen Neutronenfeldern sind im Energiebereich oberhalb etwa 300 keV keine wesentlichen Störungen von Neutronen zu erwarten.
2. Die Wechselwirkung der γ -Quanten mit dem Detektor geschieht in einem breiten Energiebereich zwischen wenigen 100 keV und einigen MeV praktisch ausschließlich über den Compton-Effekt. Dadurch wird die Berechnung des γ -Spektrums aus der gemessenen Elektronenverteilung wesentlich erleichtert.
3. Der Detektor hat kleine Abmessungen, eine hohe Empfindlichkeit und ein gutes energetisches Auflösungsvermögen. Ende der sechziger Jahre wurden diese Vorzüge von Si(Li)-Halbleiterdetektoren von Gold /2.9, 2.10/ und Silk und Wright /2.11, 2.12/ zur Messung der kontinuierlichen γ -Spektren in schnellen Reaktoren ausgenutzt.

Da die Bindungsenergien der Hüllenelektronen vernachlässigbar klein sind gegenüber der Energie der γ -Quanten, können die Elektronen beim Compton-Effekt als frei behandelt werden.



Energien- und Winkel-Darstellung beim Compton-Effekt

Die Energie des γ -Quants nach dem Stoß E'_γ ergibt sich gemäß obiger Skizze mittels des Energie- und Impulserhaltungssatzes in Abhängigkeit vom Streuwinkel ψ zu

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos\psi)} \quad (2.8)$$

dabei ist E_γ die γ -Energie vor dem Stoß und $m_0 c^2$ die Ruheenergie des Elektrons. Die Energie des gestreuten Elektrons ist demnach

$$E = E_\gamma - E'_\gamma \quad (2.9)$$

Für Rückwärtsstreuung, d.h. $\psi = 180^\circ$ und $\cos\psi = -1$, hat das gestreute Quant eine minimale, das Elektron entsprechend eine maximale Energie E_c . Aus (2.8) und (2.9) ergibt sich mit $\cos\psi = -1$ die Energie E_c der sogenannten Compton-Kante

$$E_c = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{2m_0 c^2}} \quad (2.10)$$

Der differentielle Compton-Wirkungsquerschnitt (pro Elektron) dafür, daß ein γ -Quant der Energie E_γ ein Compton-Rückstoßelektron mit einer Energie zwischen E und $E+dE$ auslöst, kann aus der Klein-Nishina-Formel abgeleitet und in der folgenden Form geschrieben werden /2.13/

$$\frac{d\sigma}{dE}(E, E_\gamma) = \frac{\pi r_0^2}{\alpha^2 m_0 c^2} \left[2 + \left(\frac{E}{E_\gamma - E} \right)^2 \left(\frac{1}{\alpha^2} + \frac{E_\gamma - E}{E_\gamma} - \frac{2}{\alpha} \frac{E_\gamma - E}{E} \right) \right] \quad (2.11)$$

Dabei ist $r_0 = e^2/m_0 c^2 = 2.818 \cdot 10^{-13}$ cm der "klassische" Elektronenradius und $\alpha = E_\gamma/m_0 c^2$. In Abb. 2.4 sind für einige γ -Energien die nach (2.11) berechneten Compton-Rückstoßelektronenspektren dargestellt.

Elektronen mit der Energie E können nur durch Stöße von γ -Quanten mit Energien $\geq E'_\gamma$ ausgelöst werden, wobei E'_γ sich aus (2.10) ergibt:

$$E'_\gamma = \frac{E}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2m_0 c^2}{E}} \right) \quad (2.12)$$

Das durch eine kontinuierliche γ -Energieverteilung $\phi(E_\gamma)$ (Quanten pro cm^2 und MeV) hervorgerufene Compton-Rückstoßelektronenspektrum (pro MeV) ist daher gegeben durch

$$C(E) = N_e \cdot T \int_{E'_\gamma}^{\infty} \frac{d\sigma_c}{dE}(E, E_\gamma) \cdot \phi(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (2.13)$$

Dabei ist N_e die Anzahl der Elektronen im Detektor und T die Meßzeit. (2.13) gilt nur, wenn Untergrundeffekte, wie Photoeffekt, Paarbildung und Neutroneneffekte vernachlässigt werden können (was für Si(Li)-Halbleiterdetektoren der Fall ist) und für den Fall, daß der Detektor unendlich groß ist. In der Praxis werden wegen der endlichen Abmessungen des Detektors die durch (2.11) beschriebenen Compton-Energieverteilungen deformiert. Die deformierten Compton-Energieverteilungen $W(E, E_\gamma)$, die sogenannten Antwortfunktionen, sind schwer zu berechnen, deshalb wurden sie in dieser Arbeit experimentell bestimmt. Darauf wird in 2.3.1 näher eingegangen. Ersetzt man $d\sigma_c(E, E_\gamma)/dE$ in (2.13) durch $W(E, E_\gamma)$, erhält man

$$C(E) = N_e \cdot T \int_{E'_\gamma}^{\infty} W(E, E_\gamma) \phi(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (2.14)$$

Die Entfaltung der Compton-Rückstoßelektronenverteilungen zur Bestimmung der γ -Spektren beruht auf (2.14).

2.2 Aufbau der experimentellen Anordnungen

Es wurden zwei verschiedene Anordnungen untersucht: Eisenkugeln und ein quadratischer Eisenpile.

Die Eisenkugeln waren an einem Dreibein so aufgehängt, daß der Abstand zum Boden etwa 1 m und zu der nächsten Wand etwa 1,5 m betrug. Dadurch sollte der Raumstreuungseffekt klein gehalten werden. Es wurden die γ -Spektren unmittelbar auf der Oberfläche der Eisenkugeln, in deren Zentrum sich eine ^{228}Th - γ -Quelle bzw. eine kleine ^{252}Cf -n-Quelle befand, mit einem Si(Li)-Detektor gemessen.

Im Zentrum des Eisenpiles befanden sich je nach gewünschter Intensität eine schwächere ($\approx 10^8$ n/sec) oder eine stärkere (10^9 n/sec) Cf-n-Quelle. Gemessen wurden in einem zentralen Kanal Neutronenspektren mit kugelförmigen Protonenrückstoß-Proportionalzählrohren und einem ^3He -Halbleiterspektrometer, γ -Spektren mit einem Si(Li)-Detektor und Spaltraten mit einer ^{235}U -Spaltkammer.

2.2.1 ^{228}Th - γ -Quelle

^{228}Th hat eine für Messungen bequem lange Halbwertszeit von 1.91 a und emittiert im wesentlichen eine hochenergetische γ -Linie mit 2,61 MeV. Sie ist deshalb gut für die Untersuchung von γ -Transport-Prozessen, bei denen die Compton-Streuung dominiert, geeignet. Die relativen Intensitäten der verschiedenen γ -Linien der ^{228}Th -Quelle sind in Tabelle 2.1 dargestellt /2.14/.

Die in dieser Arbeit verwendete ^{228}Th -Quelle besaß eine Intensität von etwa 2 mCi und befand sich in einer doppelwandigen Kapsel aus rostfreiem Stahl. Die Abmessungen der ^{228}Th -Quelle und ihre Position im zentralen Kanal der Eisenkugeln zeigt Abb. 2.5 (a).

2.2.2 ^{252}Cf -n-Quellen

Es wurden zwei ^{252}Cf -n-Quellen verwendet. Die kleine Quelle, die sowohl in den Eisenkugeln als auch im Eisenpile eingesetzt wurde, bestand aus etwa $30\ \mu\text{g}\ ^{252}\text{Cf}$, das auf einem Träger aus SiO_2/MgO aufgebracht war. Die mit Cf beladene SiO_2/MgO -Matrix war von einer inneren Kapsel aus Zirkaloy und einer äußeren Kapsel aus AlMg_3 umschlossen. Abb. 2.5 (b) zeigt den geometrischen Aufbau der kleinen Quelle und ihre Position in den Eisenkugeln. Während der Messungen im Eisenpile befand sich die kleine Quelle zusätzlich in einer Stahlrohr-Attrappe (Abb. 2.5 (c)), um eine mit der großen Quelle vergleichbare Positionierung zu gewährleisten. Die große Quelle (Abb. 2.5 (d)) bestand aus $945\ \mu\text{g}\ ^{252}\text{Cf}$ (27.8.1971) und wurde bei den Messungen in den äußeren Bereichen des Eisenpiles verwendet.

2.2.3 Eisenkugeln

Die Eisenkugeln mit Durchmessern von 15, 20, 25, 30 und 35 cm wurden bereits in einer anderen Arbeit bei Untersuchungen von Neutronenleckage-Spektren benutzt /2.15/. Die Kugeln waren aus zylindrischen Weicheisen gedreht. Die Analyse ergab folgende prozentuale Verunreinigungen: C 0,07; Mn 0,05; P 0,009 und S 0,007.

Die Kugeln haben einen durchgehenden, zentralen Kanal (16 mm ϕ) zur Aufnahme der Quelle. Der Kanal wurde mit Ausnahme des Bereiches, der durch die Quelle eingenommen wurde, durch zylindrische Füllstücke aus demselben Material wie die Kugeln ausgefüllt.

2.2.4 Eisenpile

Der Eisenpile mit Kantenlängen von 100 x 100 x 87 cm bestand aus zwei etwas verschiedenen Materialien. Die obere Schicht war aus Stahlstäben, die untere aus Stahlplatten aufgebaut. Die Analysenwerte der Stahlstäbe (5 x 10 x 100 cm) und Stahlplatten (100 x 100 cm, verschiedene Dicke) sind

Gew. %	Fe	Mn	P	S	Si	C
Stahlstäbe	98,77	0,7	-	-	0,1	0,43
Stahlplatten	97,65	1,5	0,05	0,05	0,55	0,2

Der Eisenpile enthielt einen waagrecht, parallel zu den Kanten durch das Zentrum verlaufenden durchgehenden Meßkanal mit einem quadratischen Querschnitt von 5 x 5 cm. Der Meßkanal lag in der aus Stahlstäben aufgebauten Schicht. Die Abstände von der Achse des Meßkanals zu den beiden Seitenrändern betragen 42,5 und 57,5 cm, zum oberen Rand 42,5 cm. Der Quellkanal ($\phi = 2,6$ cm) verlief senkrecht von oben bis zur Höhe des Meßkanals. Die Achse des Quellkanals war um etwa 5 cm gegenüber der Meßkanal-Achse versetzt. Die Abstände der Achse des Quellkanals zu den beiden Seitenflächen mit den Meßkanal-Öffnungen betragen 47,5 und 52,5 cm. Die Neutronenquelle befand sich am unteren Ende des Quellkanals, der ansonsten von einem zylindrischen Füllstück aus Baustahl verschlossen war. Zur Ausfüllung des nicht von den Detektoren eingenommenen Volumens des Meßkanals dienen ebenfalls Füllstücke aus Baustahl. Die Detektoren waren von speziell angepassten Füllstücken umhüllt, um die Störung durch Hohlraum-Effekte klein zu halten. Der gesamte Eisenpile, dessen Gesamtgewicht 6,8 t beträgt, war auf einer 2 cm starken Stahlplatte eines auf Schienen stehenden Wagens aufgebaut (Abb. 2.6).

2.3 Eichmessungen

2.3.1 Experimentelle Bestimmung der Antwort-Funktionen des Si(Li)-Detektors

Die durch die Klein-Nishina-Formel (2.11) beschriebene Compton-Elektronenverteilung für eine bestimmte γ -Energie E_γ wird durch Wandeffekte deformiert, und zwar derart, daß die Verteilung im niederenergetischen Teil stärker ansteigt und daß die Comptonkante weniger stark ausgeprägt ist. Diese Deformation kann, wie in /2.10/ gezeigt wurde, erheblich reduziert werden: Mittels einer elektronischen Impulsformdiskrimination können diejenigen Impulse, deren Spuren nicht vollständig im empfindlichen Bereich des Detektors verlaufen, unterdrückt werden. Dieses Verfahren der elektronischen Impulsformdiskrimination ist jedoch sehr aufwendig und erfordert zusätzliche Korrekturen. Auf der anderen Seite bietet auch die Berechnung dieser deformierten Compton-Elektronenverteilungen, der sogenannten Antwort-Funktionen des Detektors, erhebliche Schwierigkeiten. Aus diesen Gründen wurde ohne Impulsform-Diskrimination gearbeitet und die Antwort-Funktionen wurden experimentell bestimmt.

Der verwendete Si(Li)-Detektor⁺ mit einer empfindlichen Zone von 5 mm Dicke und 110 mm² Oberfläche war in einer evakuierten Al-Kapsel eingeschlossen (Abb. 2.7a). Korn /2.16/ hatte mit einem gleichartigen Detektor γ -Spektren in der Schnellen Nullenergieanordnung SNEAK gemessen und dazu Antwort-Funktionen experimentell bestimmt. In dieser Arbeit wurden die Antwort-Funktionen, mit einem anderen Normierungsverfahren, nochmals bestimmt, weil einmal die Ergebnisse von Korn bei höheren Energien etwas unsicher waren und weil bei den hier durchgeführten Messungen die Winkelabhängigkeit eine erhebliche Rolle spielt.

⁺ Typ KEVEX B-110x5

Zur experimentellen Bestimmung von Antwort-Funktionen braucht man einen Satz von möglichst monoenergetischen γ -Quellen, die den Energiebereich von etwa 300 keV bis 3 MeV so vollständig überdecken, daß aus diesen Messungen die Antwort-Funktionen für eine beliebige Energie daraus durch Interpolation gewonnen werden können. Es wurden deshalb neben einigen üblichen γ -Eichpräparaten auch ^{65}Zn und, durch Bestrahlung mit thermalisierten ^{252}Cf -Neutronen hergestelltes, ^{24}Na benutzt. Tabelle 2.2 zeigt die verwendeten γ -Quellen, ihre Quellstärke, Halbwertszeit, γ -Energie(n), die Anzahl Gammas pro Zerfall und die zugehörigen Energien der Comptonkante.

Für jede Quelle wurden zwei Compton-Spektren aufgenommen: Ein axiales (Quelle auf der Achse des Detektors) und ein radiales (Quelle in der Mittelebene des Detektors). Der Abstand zwischen Quelle und Mittelpunkt des Detektors betrug in beiden Fällen 1,75 cm. Ein Blockschaltbild der elektronischen Anordnung zeigt Abb. 2.7b. Bei den Messungen mit der ^{24}Na -Quelle wurden die 1,39 MeV β -Teilchen durch Aluminium abgeschirmt.

Abb. 2.8 zeigt die axialen und radialen Compton-Spektren für ^{137}Cs , ^{88}Y und ^{24}Na . Der Unterschied zwischen den axialen und radialen Spektren wächst mit zunehmender γ -Energie. Während die Richtungsabhängigkeit durchaus merklich ist, sind die Spektren praktisch unabhängig von dem Abstand zwischen Quelle und Detektor. Der Peak in den ^{24}Na -Spektren wird durch Paarbildungsprozesse (Doppelentkompeak) hervorgerufen. Für die Bildung der Matrix der Antwort-Funktionen wurden die Compton-Spektren für monoenergetische Quellen nach unten bis Kanal null extrapoliert. Bei denjenigen Quellen, welche zwei γ -Linien emittieren (^{24}Na , ^{88}Y und ^{24}Na), wurde zunächst der Beitrag derjenigen Linie, für die es eine "in enger Nachbarschaft liegende" monoenergetische Quelle gab, nach entsprechender

Normierung, subtrahiert. Die auf diese Weise gewonnenen Antwort-Funktionen sind in Tab. 2.3 aufgeführt. In dieser Tabelle ist angegeben, welche γ -Linien jeweils subtrahiert wurde und für welche γ -Energien schließlich extrapolierte Comptonspektren für die Bildung der Matrix der Antwort-Funktionen zur Verfügung standen. Das der γ -Energie von 0,3 MeV entsprechende Compton-Spektrum wurde durch Extrapolation aus den Spektren der 0,511 MeV (^{22}Na)- und 0,662 MeV (^{137}Cs)-Linien gewonnen.

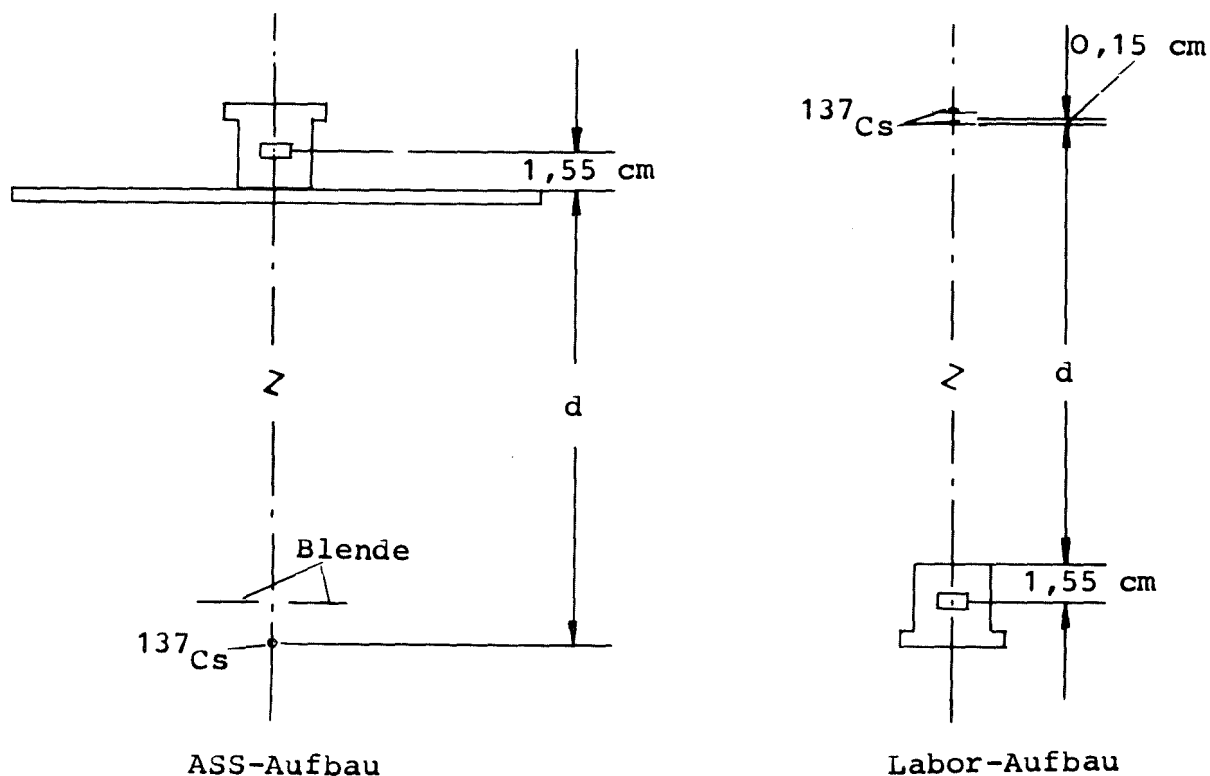
Die im Auswerteprogramm benutzten Antwort-Funktionen $W(E, E_\gamma)$ wurden aus den bis Kanal null extrapolierten Comptonspektren der einzelnen γ -Linien dadurch gewonnen, daß die Spektren in 20 äquidistante Intervalle eingeteilt und an den 21 Stützstellen zwischen $E = 0$ und $E = E_C$ die entsprechenden Werte ermittelt wurden. Der theoretisch senkrechte Abfall an der Comptonkante (wie er vom Rechenprogramm verlangt wird), wurde dadurch realisiert, daß E_C entsprechend der Energiegleichung festgelegt wurde und der Verlauf des Spektrums so bis E_C extrapoliert wurde, daß die Flächen F_1 und F_2 gleich sind. In Abb. 2.9 ist dieses Verfahren am Beispiel von ^{54}Mn dargestellt. Die so für jedes Spektrum ermittelten Werte an den 21 Stützstellen wurden anschließend durch Division mit dem jeweiligen Mittelwert jedes Spektrums aufeinander bezogen. Tabelle 2.4 zeigt diese Antwort-Funktionen für achsenparallelen (p) und radialen (r) Einfall.

Ausgehend von diesen Antwort-Funktionen erstellt das Auswerteprogramm durch Interpolation eine Matrix von Antwort-Funktionen für vorgegebene γ -Energien. Die Antwort-Funktionen werden dann so normiert, daß die $\sum_i W(E_i, E_\gamma)$ gleich dem totalen Compton-Querschnitt bei E_γ ist.

Zur Auswertung isotroper γ -Spektren werden die Antwort-Funktionen für achsenparallelen und radialen Einfall gemittelt.

2.3.2 Absolute Empfindlichkeit des Si(Li)-Detektors

Zur Bestimmung der absoluten Empfindlichkeit eignen sich starke monoenergetische Quellen, deren Quellstärke genau bekannt ist. Man kann dann einen relativ großen Abstand zwischen Quelle und Detektor wählen und damit die durch die endliche Ausdehnung von Quelle und Detektor verursachten Unsicherheiten genügend klein machen.



Absoluteichung des Si(Li)-Detektors

Die Messungen wurden in einer geeichten ^{137}Cs -Bestrahlungsanordnung der Abteilung Strahlenschutz und Sicherheit (ASS) der GfK durchgeführt (siehe Skizze). Es wurden sowohl der Abstand als auch die Blenden variiert. Die gemessenen Compton-Elektronenspektren wurden mit den Antwort-Funktionen für achsenparallelen Einfall entfaltet. Die Versuchsbedingungen und Ergebnisse der vier durchgeführten Bestrahlungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Nr. der Messung	Abstand d (cm)	Blenden-Durchm. (cm)	+ Dosisrate im Abstand d (mr/hr)	++ Berechneter γ -Flu β im Zentrum d. Detektors ϕ_R ($1/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)	Entfalteter γ -Flu β (ϕ_E) (rel.Einh.)	Normierungsfaktor $\epsilon = \phi_R/\phi_E$ ($1/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
1	83,3	10,8	4	$2,881 \cdot 10^3$	$1,878 \cdot 10^3$	1,534
2	83,3	17,5	4	$2,881 \cdot 10^3$	$1,875 \cdot 10^3$	1,536
3	52,9	11,1	10	$7,055 \cdot 10^3$	$4,622 \cdot 10^3$	1,526
4	52,9	6,9	10	$7,055 \cdot 10^3$	$4,594 \cdot 10^3$	1,536

+ $1 \text{ mr/hr} \cong \frac{0,0188}{E_\gamma \mu_e} \text{ Quanten/cm}^2 \cdot \text{sec} / 2.17/$. F \ddot{u} r Luft ist μ_e (0,662 MeV)
 $= 3,799 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1} / 2.18/$. Damit und mit $E_\gamma = 0,662 \text{ MeV}$ folgt:
 $1 \text{ mr/hr} \cong 7,475 \cdot 10^2 \text{ Quanten/cm}^2 \text{sec}$

++ Abstand Zentrum Detektor - Quelle = d + 1,55 cm

Bestimmung der absoluten Empfindlichkeit im ^{137}Cs -Eichstand der ASS

Da eine gesicherte Kenntnis der absoluten Empfindlichkeit des Detektors die Grundvoraussetzung für die Messung absoluter γ -Flüsse ist, wurde sie zusätzlich im Labor mit Hilfe zweier ^{137}Cs -Eichpräparate (gesamte Quellstärke $19,5 \mu\text{c} \pm 2 \%$) bestimmt (siehe Skizze). Wegen der kleinen Quellstärke waren lange Meßzeiten (bei jedem Abstand etwa 10 Stunden) notwendig. Der Untergrund wurde vor der Entfaltung abgezogen. Die Daten der drei durchgeführten Messungen und ihre Ergebnisse sind im folgenden zusammengestellt:

Nr.der Messung	Abstand d (cm)	Berechn. γ -Fluß im Zentrum d. Detektors ϕ_R ($1/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)	Entfalteter γ -Fluß (ϕ_E) (rel.Einheit)	Normierungs- faktor $\epsilon = \phi_R/\phi_E$ ($1/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
1	20	$10,314 \cdot 10^1$	$6,635 \cdot 10^1$	1,555
2	30	$4,833 \cdot 10^1$	$3,142 \cdot 10^1$	1,538
3	40	$2,793 \cdot 10^1$	$1,807 \cdot 10^1$	1,546

Die Normierungsfaktoren beider Meßserien stimmen sowohl untereinander als auch, im Vergleich der beiden Serien, miteinander sehr gut überein ($\pm 2 \%$). Im Auswerte-Programm wurde daher der Mittelwert ($\epsilon = 1,539$) verwendet.

Mit dieser absoluten Normierung wurden die zur Bestimmung der Antwort-Funktionen aufgenommenen Comptonspektren der Eichpräparate entfaltet. Die entfalteten γ -Spektren sind in Abb. 2.10 (für achsenparallelen Einfall) und in Abb. 2.11 (für radialen Einfall) dargestellt. (Der kleine Peak bei etwa 2 MeV in ^{24}Na -Spektrum ist wieder der Doppelentkoppelpeak). In Tabelle 2.5 sind

die daraus durch Integration ermittelten γ -Flüsse und die aus den bekannten Quellstärken* berechneten γ -Flüsse zusammengestellt. Die durch Entfaltung ermittelten γ -Flüsse stimmen für beide Richtungen innerhalb 10 % mit den berechneten Werten überein. Diese gute Übereinstimmung der absoluten γ -Flüsse läßt den Schluß zu, daß der Fehler in der absoluten Empfindlichkeit ebenfalls 10 % nicht wesentlich überschreitet. In Tab. 2.5 sind für die Quellen, die zwei Linien emittieren, auch gemessene und berechnete Intensitätsverhältnisse angegeben. Auch hier ist die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung gut, was beweist, daß auch der relative Verlauf der Empfindlichkeit und die Antwort-Funktionen im Auswerte-Programm genügend gut beschrieben werden. Dabei ist zu berücksichtigen, daß bereits aufgrund der energieabhängigen Schwächung der γ -Strahlung in der Detektor-Kapsel (0,96 für $E_\gamma = 0,5$ MeV und 0,98 für $E_\gamma = 3$ MeV) Abweichungen der gemessenen Intensitätsverhältnisse vom theoretischen Zerfallsverhältnis von größenordnungsmäßig 3 % zu erwarten sind. Mit dem Normierungsfaktor ϵ wird die Abschwächung des γ -Feldes in der Kapselwand korrigiert, allerdings exakt nur für die zur Eichung verwendete γ -Energie von 0.662 MeV. Die dadurch verursachte Unsicherheit im Meßbereich 0.4 bis 3 MeV ist jedoch kleiner als ± 2 %.

2.3.3 Quellstärken der ^{252}Cf -n-Quellen

Zur Berechnung absoluter Neutronenspektren müssen die Quellstärken der Neutronenquellen bekannt sein. Die Bestimmung der Quellstärke der beiden ^{252}Cf -Quellen erfolgte durch einen Vergleich der Zählraten mit der einer geeichten ^{252}Cf -Quelle. Die Quellstärke der geeichten ^{252}Cf -Quelle ($2,45 \cdot 10^7$ n/sec ± 10 %) am 30.10.1975 /2.19/ war durch eine Vergleichsmessung in einem

* IAEA-Eichquellen, Quellstärke ± 2 %

Mn-Bad mit einer kleinen Primär- ^{252}Cf -Quelle, die 1972 international absolut geeicht worden war, ermittelt worden. Für die Vergleichsmessung mit den hier benutzten Quellen (Abb. 2.12 a) wurden die drei Quellen (Eichquelle, kleine und große ^{252}Cf -Meßquelle) nacheinander in die gleiche Position des Quellkanals im Eisenpile eingesetzt und die Zählraten eines 1,5 m vom Pile entfernten "long counter" registriert. Aus dem Vergleich der Zählraten ergaben sich, nach Berücksichtigung des Zerfallsgesetzes (Halbwertszeit 2,63 a /2.19/), folgende Quellstärken (bezogen auf den 5.2.1976): Kleine ^{252}Cf -Quelle $5,51 \cdot 10^7$ n/sec, große Quelle $6,77 \cdot 10^8$ n/sec.

Die Quellstärke der kleinen ^{252}Cf -Quelle wurde darüber hinaus mit einer absolut geeichten ^{235}U -Spaltkammer /2.20/ überprüft. Die Quelle befand sich in einem Abstand von 30 cm von der mit 1 mm Cd umgebenen Spaltkammer. Gemessen wurden die Zählraten mit und ohne Paraffin-"shadow-cone" (Länge 20 cm) (Abb. 2.12 b). Damit wurde die Quellstärke Q gemäß folgender Formel zu $5,60 \cdot 10^7$ n/sec (bezogen auf den 5.2.1976) bestimmt:

$$Q = 4\pi R^2 \frac{ZR}{N_{\text{eff}} \cdot \bar{\sigma}_f} \quad (2.15)$$

Dabei ist $R = 30$ cm, der Abstand zwischen Quelle und Spaltkammer,
 $N_{\text{eff}} = 5,42 \cdot 10^{19}$ Atome, die effektive ^{235}U -Teilchenzahl,
 $\bar{\sigma}_f = 1,241$ barn, der effektive ^{235}U -Spaltquerschnitt für ^{252}Cf -Spaltneutronen /2.21/ und
 $ZR = 0,3092$ Impulse/sec, die Differenz der Zählraten ohne und mit dem Paraffin-"shadow-cone".

Weiterhin wurde die Quellstärke der kleinen ^{252}Cf -Quelle am 31.10.1973 mit einem zylindrischen Protonenrückstoß-Proportionalzählrohr (83,5 cm effektive Länge; 8,9 cm Durchmesser, 3 atm CH_4 -Füllung) gemessen (Abb. 2.12 c) /2.22/. Dabei ergab sich ein Wert von $5,17 \cdot 10^7$ n/sec ± 10 % (bezogen auf den 5.2.1976).

Für die große ^{252}Cf -Quelle war eine zweite, unabhängige Quellstärkebestimmung durch die bekannte Menge ^{252}Cf möglich. Sie betrug am 27.8.1971 $945 \mu\text{g}$ /2.23/. Mit einem Wert von $2,35 \cdot 10^6 \text{ n/sec} \cdot \mu\text{g}$ /2.24/ und einer Halbwertszeit von $2,63 \text{ a}$ /2.19/ ergibt sich damit eine Quellstärke von $6,88 \cdot 10^8 \text{ n/sec}$ (bezogen auf den 5.2.1976).

Die mittels dieser verschiedenen Methoden bestimmten Quellstärken sind in Tab. 2.6 zusammengestellt. Die Werte stimmen sowohl für die kleine als auch für die große Quelle sehr gut überein. Da nur bei der Vergleichsmessung im Eisenpile beide Quellen geeicht wurden, werden diese Werte in den Rechnungen verwendet.

2.3.4 Quellstärke der ^{228}Th - γ -Quelle

Die Quellstärke der ^{228}Th - γ -Quelle wurde mit dem in 2.3.2 absolut geeichten Si(Li)-Detektor bestimmt. Die Quelle befand sich in einer Entfernung von etwa 50 cm vom Detektor. Das registrierte Compton-Spektrum wurde mit den Antwort-Funktionen für achsenparallelen Einfall entfaltet. Die absolute Intensität der $2,61 \text{ MeV}$ γ -Linie ($0,345$ Quanten pro Zerfall) ergab sich daraus zu $2,13 \cdot 10^7 \text{ Quanten/sec}$, entsprechend einer Quellstärke $1,66 \text{ mCi}$ (bezogen auf den 3.12.1975).

2.4 Neutronen-Messungen im Eisenpile mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum

Zur Überprüfung der Neutronentransport-Rechnungen (Absolut-Werte und Energieabhängigkeit der Flüsse) wurde das Neutronenfeld im Eisenpile auch experimentell untersucht. Dazu sind kompakte Detektoren notwendig, deren Empfindlichkeit nicht oder in bekannter Weise vom Einfallswinkel der Neutronen abhängt.

Die Neutronenspektren wurden mit kleinen, kugelförmigen Protonenrückstoß-Proportionalzählrohren (winkelunabhängig) und einem ^3He -Halbleiterspektrometer (bekannte Winkelabhängigkeit) in verschiedenen Energiebereichen bestimmt. Weiterhin wurden mit einer kleinen ^{235}U -Spaltkammer (winkelunabhängig) an fünf Ortspunkten Spaltraten gemessen.

2.4.1 Neutronenspektrums-Messungen mit Protonenrückstoß-Proportionalzählrohren

Die Neutronenspektren wurden im Energiebereich zwischen 250 keV und 800 keV mit einem kleinen, kugelförmigen Protonenrückstoß-Proportionalzählrohr (1,6 cm Radius, 4 atm H_2 -Füllung) gemessen. Die Messungen wurden ohne γ, n -Diskrimination durchgeführt.

Abb. 2.13 zeigt das Blockschaltbild der Meßanordnung. Die Energieeichung wurde mittels des α -Peaks eines schwachen ^{239}Pu -Präparats, das auf der Zähldrahtmitte aufgebracht war, durchgeführt. Um günstige Zählraten zu erzielen, wurde an den drei inneren Positionen mit der kleinen und an den drei äußeren Positionen mit der großen ^{252}Cf -Quelle gemessen. Am mittleren Punkt ($R = 36,10$ cm) wurde mit beiden Quellen gemessen.

Für die Berechnung der Energieverteilung der Neutronen aus den gemessenen Protonenrückstoß-Spektren wurde ein Programm von Werle /2.5/, das auf SPEC4 /2.25/ beruht, verwendet. Die Antwort-Funktionen werden dabei analytisch berechnet. Für die Korrektur

des Beitrags hochenergetischer Neutronen ($> 0,8$ MeV) im Meßbereich wurden berechnete Neutronenspektren benutzt. Da die Intensität des Spektrums oberhalb $0,8$ MeV stark abfällt, haben Ungenauigkeiten in diesen berechneten Spektren praktisch keinen Einfluß auf die Ergebnisse. Zur Reduzierung der statistischen Fehler wurden die Protonenspektren vor der Entfaltung geglättet; dabei wurde eine Intervallbreite von 7% verwendet. Die gewonnenen Neutronenspektren zeigt Abb. 2.14. Links sind die Ergebnisse für die äußeren drei Positionen ($R = 36,10$; $41,01$ und $45,95$ cm) mit der großen ^{252}Cf -Quelle und rechts die für die inneren drei Positionen ($R = 21,59$; $26,37$ und $36,10$ cm) mit der kleinen ^{252}Cf -Quelle dargestellt. Da die Abmessungen und der Fülldruck des Zählrohrs bekannt sind, sind die Meßwerte absolut.

2.4.2 Neutronenspektrums-Messungen mit dem ^3He -Halbleiter- spektrometer

Im Energiebereich von 250 keV bis etwa 4 MeV wurde mit dem ^3He -Halbleiterspektrometer gemessen. Das Spektrometer enthielt Si-Oberflächensperrschichtzähler mit einer empfindlichen Fläche von 300 mm^2 und einer Sperrschicht von $350\text{ }\mu$ und war mit $2,5\text{ atm }^3\text{He}$ und einem geringen Zusatz von Methan gefüllt. Die elektronische Meßanordnung zeigt Abb. 2.15. Die Energieeichung wurde mit einem ^6Li -Sandwichspektrometer über die von thermischen Neutronen induzierten α -($2,05$ MeV) und t -($2,73$ MeV)-Linien bestimmt. Die Verstärkung des Proportionalzählrohrkreises wurde so eingestellt, daß der thermische ^3He -Peak bei 764 keV lag. Die Schwelle des Proportionalzählrohrs lag bei 26 keV, die in den beiden Si-Zähler-Kreisen bei 140 und 180 keV. Die geometrische Empfindlichkeit des ^3He -Spektrometers für eine isotrope

Neutronenverteilung und die zu deren Bestimmung benötigten Parameter zeigt Abb. 2.16. Wegen der kleinen absoluten Empfindlichkeit wurden alle Messungen mit der großen ^{252}Cf -Quelle durchgeführt. Die Meßzeit betrug an der inneren Position etwa 15 und an der äußeren Position etwa 55 Stunden.

Zur Bestimmung des Untergrundspektrums wurde das ^3He durch ^4He , dem eine geringe Menge ^3He beigefügt war, ersetzt. Dadurch konnte auch für die Untergrundmessungen eine Eichung mit thermalisierten Neutronen durchgeführt werden. Da der Untergrund, herrührend von (n, α)- und (n,p)-Ereignissen in den Si-Detektoren und von nicht unterdrückten γ -Impulsen, sehr gering war (bei $R = 21,59$ cm betrug er bis hinauf zu 4 MeV weniger als 2 %), konnte er bei allen Positionen vernachlässigt werden.

Die gemessenen Spektren wurden auf gleiche Meßzeit normiert und mit einem Programm von Bluhm /2.8/ entfaltet. Zur Berechnung des Neutronenspektrums wurden die entfalteten Impulshöhenspektren schließlich gruppenweise durch die berechnete geometrische Empfindlichkeit und den in /2.6/ empfohlenen $^3\text{He}(n,p)t$ -Wirkungsquerschnitt dividiert.

Die so gewonnenen Neutronenspektren sind nicht absolut. Deshalb wurden sie an Position $R = 36,10$ cm an die Protonenrückstoß-Ergebnisse mit der großen ^{252}Cf -Quelle im Bereich um 400 keV angeschlossen. Mit diesem Normierungsfaktor wurden auch die Spektren an den anderen Positionen multipliziert. Die Ergebnisse sind zusammen mit den Protonenrückstoß-Messungen in Abb. 2.14 zusammengestellt. Die Ergebnisse der beiden Meßmethoden stimmen im überlappenden Energiebereich für alle Positionen gut überein.

Im längeren Meßkanal (Abstand Quelle - Kanalende 52,5 cm) wurden an den entsprechenden Punkten ($R = 21,59; 26,37; 36,10; 41,01$ und $45,95$ cm) ebenfalls Neutronenspektren gemessen. In Abb. 2.17 sind beide Meßreihen miteinander verglichen. Oberhalb etwa 400 keV sind die Spektren an einander entsprechenden Positionen, mit Ausnahme der Randposition, praktisch identisch. Unterhalb 400 keV treten größere Diskrepanzen auf, die von der erhöhten Meßgenauigkeit (durch nicht unterdrückte γ -Impulse und durch unterdrückte n-Impulse) herrühren. Für die Randposition ($R = 45,95$ cm) ist der Fluß im längeren Meßkanal unterhalb von etwa 600 keV deutlich höher als im kürzeren Meßkanal. Dieser Effekt ist auf die Reflektorwirkung des zusätzlichen Materials beim längeren Meßkanal zurückzuführen und ist auch in den Neutronen-transport-Rechnungen zu beobachten (Abb. 3.8).

2.4.3 ^{235}U -Spaltraten-Messungen

Zur Überprüfung der gerechneten Neutronenflüsse im Energiebereich unterhalb 250 keV, der durch die Spektrometer nicht mehr überdeckt wird, wurden Spaltraten mit einer geeichten ^{235}U -Spaltkammer, die auch zur Bestimmung der Quellstärke der kleinen ^{252}Cf verwendet wurde (Abschnitt 2.3.3), gemessen. Die Meßanordnung zeigt Abb. 2.18. Gemessen wurden die Spaltraten an fünf Ortspunkten im kürzeren Meßkanal ($R = 21,59; 26,37; 36,10; 41,01; 45,95$ cm) ohne und mit 1 mm Cd-Abschirmung. Die Meßergebnisse sind zusammen mit den berechneten Werten in Tabelle 4.1 dargestellt. Die Spaltraten mit der 1 mm Cd-Abschirmung sind für die inneren Positionen etwa 7 %, für die Randposition ($R = 45,95$ cm) 13 % kleiner als die ohne Cd-Abschirmung. Der Grund liegt darin, daß der Einfangquerschnitt von Cadmium im ganzen Energiebereich etwas höher ist als der von Eisen. In der Randposition sind dem Pile-Spektrum von der Umgebung rückgestreute thermische und epithermische Neutronen überlagert (Abb. 3.10) und der Einfangquerschnitt von Cd ist für diese Neutronen viel größer als der von Eisen.

2.5 γ -Messungen

Die durch die ^{228}Th - γ - bzw. ^{252}Cf -n-Quelle induzierten γ -Spektren in den Eisenkugeln bzw. im Eisenpile wurden mit dem in 2.3.2 absolut geeichten Si(Li)-Detektor gemessen. Die elektronische Meßanordnung ist in Abb. 2.7b gezeigt. Die Energieeichung erfolgte mit Hilfe der Photopeaks der γ -Eichpräparate. Für die Berechnung der γ -Spektren aus den gemessenen Compton-Elektronenverteilungen wurde das von Korn /2.16/ modifizierte Programm, das auf SPEC4 (einem Programm zur Entfaltung der Neutronenspektren mit den Protonenrückstoß-Proportionalzählrohren) /2.25/ beruht, verwendet. Bei der Auswertung wurden Quanten mit Energien oberhalb der maximalen auswertbaren Energie nicht berücksichtigt. Die Antwort-Funktionen wurden durch Interpolation der in 2.3.1 experimentell bestimmten Werte gewonnen. Die relative Breite der Energieintervalle betrug 7 %.

2.5.1 γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{228}Th - γ -Quelle im Zentrum

Es wurden die γ -Spektren an den Oberflächen der Eisenkugeln mit Durchmessern von $D = 15, 20, 25, 30$ und 35 cm mit der ^{228}Th -Quelle im Zentrum gemessen. Die gemessenen Spektren wurden mit den Antwort-Funktionen für achsenparallelen und für isotropen Einfall entfaltet. Die entfalteteten γ -Spektren zeigt Abb. 2.19. Der Einfluß der Winkelabhängigkeit auf die γ -Spektren ist unterhalb von $1,5$ MeV gering (kleiner als 3 %). Im Bereich des Peaks bei $2,61$ MeV beträgt die Abweichung (achsenparallel/isotrop) etwa 15 %. Da der γ -Einfall mehr achsenparallel als isotrop war, sollten die wirklichen Spektren zwischen beiden Auswertungen, und zwar näher an der für achsenparallelen Einfall liegen. Der Peak bei $1,82$ MeV entspricht dem Doppelentkommpeak der $2,61$ MeV γ 's. Diese durch Paarbildungs-Prozesse verursachten Peaks werden in den Antwort-Funktionen nicht berücksichtigt. Diese Vernachlässigung ist jedoch für kontinuierliche Spektren (^{252}Cf -Quelle) ohne Bedeutung.

2.5.2 γ -Spektrum der ^{252}Cf -n-Quelle

Das von der kleinen ^{252}Cf -n-Quelle direkt emittierte γ -Spektrum wurde für achsenparallelen Einfall gemessen (Entfernung Detektor - Quelle 102,5 cm). Das auf ein Quellneutron bezogene γ -Spektrum zeigt Abb. 2.20. Das Spektrum ist glatt und weist keine merklichen Peaks auf. Das Spektrum läßt sich in dem Energiebereich von 0,3 bis 1 bzw. von 1 bis 3 MeV durch je eine Potenzfunktion gut beschreiben.

2.5.3 γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum

Gemessen wurden die γ -Leckage-Spektren an den Oberflächen der Eisenkugeln mit Durchmessern von $D = 25, 30$ und 35 cm und mit der kleinen ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum. Die mit den Antwortfunktionen für achsenparallelen und isotropen Einfall entfalteten γ -Spektren (bezogen auf ein Quellneutron) sind in Abb. 2.20 zusammen mit dem γ -Spektrum der ^{252}Cf -Quelle dargestellt. Der Unterschied zwischen beiden Entfaltungen ist unterhalb 2,5 MeV gering (kleiner als 3 %). Erhebliche Diskrepanzen zeigen sich erst oberhalb 2,7 MeV (etwa 20 % bei 3 MeV). Die wahren Spektren sollten (wie im Fall der ^{228}Th -Quelle in Eisenkugeln) dazwischen liegen, und zwar näher an der Auswertung für achsenparallelen Einfall. Der deutliche Peak bei 0,847 MeV rührt von Neutronenstreuungsprozessen in Eisen her. Dieser Peak ist umso stärker ausgeprägt, je größer der Kugeldurchmesser ist. Das ist darauf zurückzuführen, daß die Quell- γ 's stärker als die Quellneutronen absorbiert werden.

2.5.4 γ -Spektren im Eisenpile mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum

Es wurden die γ -Spektren an einer Reihe von Positionen im Meßkanal gemessen. Der Abstand zwischen den einzelnen Positionen betrug jeweils 5 cm. Um günstige Zählraten zu erhalten, wurden die Messungen im inneren Bereich mit der kleinen und im äußeren Bereich mit der großen ^{252}Cf -Quelle durchgeführt. An der Position $R = 21,59$ cm wurde mit beiden Quellen gemessen. Der Untergrund (er wurde vor und nach jeder Spektrumsmessung für jeden Punkt aufgenommen) war sehr gering (kleiner als 1 %) und konnte vernachlässigt werden. Die mit den Antwort-Funktionen für isotropen Einfall entfalteten γ -Spektren (bezogen auf ein Quellneutron) an entsprechenden Punkten auf beiden Seiten des Meßkanals zeigt Abb. 2.21. Die Spektren auf beiden Seiten des Meßkanals stimmen an den inneren Positionen gut überein. Die relativ große Diskrepanz am Punkt $R = 16,95$ cm ist vermutlich auf ein Versehen beim Einstellen des Abstands zurückzuführen. Die Tatsache, daß die relative Intensität des Peaks bei 0,847 MeV zunächst mit dem Abstand bis zum Punkt $R = 21,59$ cm zu- und danach wieder abnimmt, deutet darauf hin, daß für Abstände R größer als etwa 20 cm die Quell- γ 's keine Rolle mehr spielen. Für Abstände $R \geq 41,01$ cm liegen die Spektren im längeren Meßkanal höher als die entsprechenden im kürzeren Meßkanal. An den Punkten $R = 41,01$ und 45,95 cm ist die Diskrepanz im hochenergetischen Bereich größer als im Bereich um den Peak bei 0,847 MeV. Dies weist darauf hin, daß die entsprechenden Neutronenspektren im niederenergetischen Bereich (unterhalb etwa 0,8 MeV) stärker voneinander abweichen als bei höheren Energien. Am äußersten Punkt, der beim kürzeren Meßkanal mit dem Kanalende zusammenfällt, liegt das Spektrum im längeren Meßkanal im gesamten Meßbereich etwa gleichmäßig höher als im kürzeren Meßkanal. Das ist auf einen gleichmäßig höheren Neutronenfluß im längeren Meßkanal zurückzuführen. Diese Deutung wird durch die Neutronenspektren-Messung (Abb. 2.17) und -Rechnung (Abb. 3.8) unterstützt.

2.6 Fehlerdiskussion

2.6.1 Quellstärken der ^{252}Cf -n- und ^{228}Th - γ -Quellen

Bei der Vergleichsmessung mit der kleinen geeichten ^{252}Cf -n-Quelle rührt der Fehler praktisch nur von der Ungenauigkeit der primären Eichung her ($\pm 10\%$).

Bei der Bestimmung mit der ^{235}U -Spaltkammer setzt sich der Fehler aus folgenden Beiträgen zusammen: 1) Ungenauigkeit im Eichwert der Spaltkammer ($\approx 2\%$), 2) Unsicherheit im Abstand zwischen Quelle und Spaltkammer ($\approx 2\%$) und 3) Zählratenstatistik ($\approx 2,5\%$). Der durch Verunreinigungen im Spaltmaterial (1,2% ^{234}U , 0,27% ^{236}U und 5,43% ^{238}U) herrührende Beitrag zur Spaltrate wurde korrigiert.

Bei der Bestimmung der Quellstärke der ^{228}Th - γ -Quelle mit dem geeichten Si(Li)-Detektor entsteht der Fehler hauptsächlich durch die Unsicherheit in den absoluten Antwort-Funktionen des Detektors ($\approx 10\%$). Zu diesem Fehler addieren sich noch Ungenauigkeiten im Abstand zwischen der Quelle und dem Detektor ($\approx 2\%$) und in der Zählratenstatistik ($\approx 2\%$).

2.6.2 Neutronenspektren

Protonenrückstoß-Proportionalzählrohr

Der gesamte systematische Fehler setzt sich aus den Unsicherheiten in den berechneten Antwort-Funktionen ($\approx 5\%$), im Gasdruck ($\approx 3\%$) und in der Energieeichung ($\approx 3\%$) zusammen und beträgt etwa 10%. Der statistische Fehler der einzelnen Meßpunkte beträgt 5 - 10%.

³He-Halbleiterspektrometer

Die statistischen Fehler der einzelnen Meßpunkte für die Messungen im Eisenpile sind im Folgenden zusammengestellt:

Energiebereich (MeV)	0,25-0,5	0,5-1	1-2	2-3	3-4
Meßposition (cm)					
R = 21,59	1,5%	1,5-3%	3-8%	8-15%	15-35%
R = 26,37	1,5%	1,5-3,5%	3,5-10%	10-20%	20-40%
R = 36,10	1,5-2%	1,5-4,5%	4,5-20%	20-50%	>50%
R = 41,01	1,5-2,5%	2,5-7,5%	7,5-35%	35-100%	--
R = 45,95	2,0-2,5%	2,5-10%	10-50%	>50%	--

Der systematische Fehler rührt hauptsächlich her von Ungenauigkeiten im Wirkungsquerschnitt ($\approx 2\%$) und in der geometrischen Empfindlichkeit ($\approx 5\%$), für deren Berechnung ein isotropes Neutronenfeld angenommen wurde. Im Energiebereich unterhalb etwa 0,4 MeV erhöht sich der systematische Fehler durch nicht unterdrückte γ -und durch unterdrückte Neutronen-Impulse auf etwa 15 %.

2.6.3 ²³⁵U-Spaltraten

Der Fehler entsteht durch Ungenauigkeiten im Eichwert der Spaltkammer ($\approx 2\%$) und durch die Zählratenstatistik ($\approx 0,5\%$). Da die Neutronenspektren im Eisenpile relativ weich sind, haben die geringen Verunreinigungen des Spaltmaterials praktisch keinen Einfluß.

2.6.4 γ -Spektren

Eichfehler

Ein wesentlicher Beitrag des gesamten systematischen Fehlers der gemessenen absoluten γ -Spektren rührt von den Unsicherheiten in den Antwort-Funktionen her. Diese setzen sich aus folgenden Beiträgen zusammen:

- 1) Fehler in den Quellstärken der ^{137}Cs -Eichquellen ($\approx 2\%$)
- 2) Energieabhängigkeit der γ -Absorption in den Wänden der Detektor-Kammer ($\approx 2\%$)
- 3) Extrapolation der gemessenen Antwort-Funktionen bis zur Energie Null.

Bei der Eichenergie (0.667 MeV) ist der Fehler durch 1) bestimmt. Zu den Grenzen des Meßbereichs hin nimmt der Fehler, insbesondere wegen Punkt 3), zu und beträgt dort etwa 10 %.

γ -Spektren der Eisenkugeln und im Eisenpile

Der statistische Fehler der einzelnen Meßpunkte liegt für die Spektren der Eisenkugeln bei 5 - 10 %, für die im inneren Bereich des Eisenpiles bei 3 - 10 % und im äußeren Bereich bei 5 - 15 %.

Zum gesamten systematischen Fehler tragen neben dem oben diskutierten Eichfehler noch folgende Effekte bei:

- Im Energiebereich unterhalb 0,5 MeV liefert der Neutronenuntergrund einen Beitrag zum systematischen Fehler. Darüberhinaus haben hier Unsicherheiten in der Extrapolation der Antwort-Funktionen einen besonders großen Einfluß.

- Die Winkelabhängigkeit der Detektorempfindlichkeit führt nur im oberen Energiebereich zu merklichen systematischen Fehlern (bei 3 MeV etwa 20 % und bei 2,5 MeV etwa 15 %). Im übrigen Bereich ist der dadurch hervorgerufene Fehler kleiner als 3 %.
- Der Einfluß hochenergetischer (höher als maximale auswertbare Energie) γ 's auf die Ergebnisse im Meßbereich wurde dadurch untersucht, daß für eine Reihe verschiedener Spektren die obere Grenze des Auswertebereichs variiert wurde. Abb. 2.22 zeigt vier Spektren, die sich im relativen Anteil von hochenergetischen γ 's erheblich unterscheiden. Jedes dieser Spektren wurde mit vier Werten für die obere Grenze des Auswertebereichs entfaltet (2,67; 2,35; 2,07 und 1,80 MeV). Wie Abb. 2.22 zeigt, beeinflußt diese Variation die Spektren insbesondere bei höheren Energien, und zwar stark (10 - 25 %), wenn der Anteil hochenergetischer γ 's groß ist (Abb. 2.22 rechts) und schwach (3 - 10 %), wenn der Anteil klein ist (Abb. 2.22 links). Die durch diese Variation hervorgerufenen Änderungen in den Spektren geben einen Hinweis auf den Fehler, der dadurch entsteht, daß der Beitrag der hochenergetischen γ 's im Meßbereich nicht korrigiert ist. Der Grund dafür, daß dieser Fehler relativ klein ist, liegt darin, daß das γ -Spektrum in erster Näherung aus der Steigung des Impulshöhenspektrums berechnet wird /2.16/ und daß die hochenergetischen γ 's eine relativ gleichmäßige Verteilung im Meßbereich liefern. Quantitativ läßt sich der Einfluß hochenergetischer γ 's auf die entfalteten γ -Spektren folgendermaßen zusammenfassen: Bei einem hohen Anteil hochenergetischer γ 's (äußere Bereiche des Eisenpiles) ergeben sich Unsicherheiten von 10 - 25 %, bei einem kleinen Anteil (innere Bereiche des Eisenpiles und Eisenkugeln) Unsicherheiten von 3 - 10 %.

3. Rechnungen

3.1 Transportgleichung und Rechenprogramme

Die Raum- und Energieverteilung von Neutronen bzw. γ -Quanten kann im Prinzip durch Lösung der Boltzmannschen Transportgleichung berechnet werden. Sie stellt eine Gleichgewichts-Beziehung der Teilchen in einem Phasenraumelement $dVd\Omega dE$ dar, wobei dV das Volumelement, $d\Omega$ das Winkelelement und dE das Energieelement ist. Im stationären Fall und für ein homogenes, isotropes Medium ist sie gegeben durch /3.1, 3.2/

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \int \int_{4\pi}^E \Sigma_s(\vec{r}; \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\Omega' dE' + Q(\vec{r}, E) \quad (3.1)$$

Dabei ist

$\vec{\Omega}$	der Richtungsvektor
\vec{r}	der Radiusvektor
E	die Energie
$\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$	der differentielle Winkel- und Energiefluß (Teilchen/cm ² ·sec·Sterad·Energieeinheit)
$\Sigma_t(\vec{r}, E)$	der totale Querschnitt (cm ⁻¹)
$\Sigma_s(\vec{r}; \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E)$	der Streuquerschnitt für die Streuung aus der Richtung $\vec{\Omega}'$ nach $\vec{\Omega}$ und der Energie E' nach E (cm ⁻¹ ·Sterad ⁻¹ ·Energieeinheit ⁻¹)
$Q(\vec{r}, E)$	eine (isotrope) Quelle (Teilchen/cm ³ ·sec ·Sterad·Energieeinheit)

In der linken Seite von (3.1) beschreibt der erste Term die räumliche Leckage der Teilchen aus dem Raumvolumelement dV und der zweite Term den Verlust durch die Stöße aus dem Phasenraumelement $d\Omega dE$. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt

den Gewinn an Teilchen durch Stöße in anderen Phasenraumelementen $dVd\Omega dE'$, der zweite Term den Gewinn durch die lokale Quelle.

Die Transportgleichung (3.1) ist eine lineare, partielle Differential-Integralgleichung 1. Grades. Sie kann daher mittels der charakteristischen Methode /3.3/ in eine Integralgleichung umgewandelt werden /3.1/:

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, \vec{n}, E) &= \int_0^{\infty} \exp(-\Sigma_t(E) \cdot s) \cdot q(\vec{r} - s\vec{n}, \vec{n}, E) \cdot ds \\ q(\vec{r}, \vec{n}, E) &= \iint \Sigma_s(\vec{r}; \vec{n}', E' \rightarrow \vec{n}, E) \phi(\vec{r}, \vec{n}', E') d\Omega' dE' + Q(\vec{r}, E) \end{aligned} \quad (3.2)$$

s entspricht der Flugstrecke des γ -Quants. q wird verallgemeinerte Quelle genannt, da diese Größe eine Kombination der echten Quelle und einer gestreuten Quelle darstellt. Es sei noch bemerkt, daß die Integralform der Transportgleichung auch direkt aus einer Teilchengleichgewichtsbetrachtung abgeleitet werden kann.

3.1.1 Multigruppenmethode und S_N -Neutronentransportprogramm DTK

Für die numerische Behandlung von Neutronentransportproblemen geht man gewöhnlich von der integro-differentiellen Form (3.1) der Boltzmann-Gleichung aus und unterteilt den interessierenden Energiebereich (i.a. zwischen etwa 0.01 eV und 10 MeV) in eine endliche Zahl G von Energieintervallen (Multigruppen-Methode). Das führt zu folgendem System von G gekoppelten Integro-Differentialgleichungen

$$\vec{n} \cdot \nabla \phi^g(\vec{r}, \vec{n}) + \Sigma_t(\vec{r}, \vec{n}) \cdot \phi^g(\vec{r}, \vec{n}) = \quad (3.3)$$

$$\sum_{i=1}^g \int_{4\pi} \Sigma_s^{i \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{n}' \rightarrow \vec{n}) \phi^i(\vec{r}, \vec{n}') d\Omega' + Q^g(\vec{r})$$

$$g = 1, \dots, G$$

Mit den folgenden Definitionen der Gruppenquelle, Gruppenflüsse und Gruppenquerschnitte ist das Gleichungssystem (3.3) mit (3.1) äquivalent:

$$Q^g(\vec{r}) = \int_g Q(\vec{r}, E) dE \quad (3.4)$$

$$\phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_g \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE$$

$$\Sigma_t(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_g \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE / \phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$$

$$\Sigma_s^{i \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) = \int_g dE \int_i dE' \Sigma_s(\vec{r}; \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') / \phi^i(\vec{r}, \vec{\Omega})$$

Die Berechnung der Gruppenquerschnitte setzt die Kenntnis des Wichtungsspektrums $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ voraus. Da dieses zunächst nicht bekannt ist, ist man auf eine näherungsweise Berechnung angewiesen.

Die elastische Streuung ist insbesondere bei hohen Neutronenenergien i.a. stark anisotrop. Bei der Berechnung der Gruppenquerschnitte wird diese Anisotropie dadurch berücksichtigt, daß man sowohl den Streuquerschnitt als auch den Neutronenfluß (diesen allerdings nur für diesen Zweck) nach Legendre-Polynomen entwickelt. Die sogenannte P_L-Näherung erhält man, wenn man annimmt, daß

- 1.) alle Flußmomente einer Gruppe dieselbe Energieabhängigkeit besitzen und
- 2.) die Momente des Streuquerschnitts für $l \geq L + 1$ verschwinden.

Die P_1 -Näherung erhält man, wenn man die Entwicklung nach dem zweiten Glied abbricht. Es verbleiben dann nur das nullte und erste Moment des Streuquerschnitts:

$$\sum_{s,0}^{i \rightarrow g} = \int_{-1}^1 \sum_s^{i \rightarrow g}(\mu_0) d\mu_0, \quad \sum_{s,1}^{i \rightarrow g} = \int_{-1}^1 \mu_0 \sum_s^{i \rightarrow g}(\mu_0) d\mu_0 = \bar{\mu}_0 \sum_{s,0}^{i \rightarrow g}$$

Dabei ist $\mu_0 = \vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega}$ der Cosinus des Streuwinkels. Der Streuterm von Gleichung (3.3) wird dann (in ebener Plattengeometrie, x Raumkoordinate):

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^g \sum_{s,0}^{i \rightarrow g} \int_{-1}^1 (1 + 3\bar{\mu}_0 \mu') \phi^i(x, \mu') d\mu' \quad (3.5)$$

Die gegenüber der P_L -Näherung verbesserte "Transport- oder T_{L+1} -Näherung" /3.4/ nimmt

- 1.) eine gleichbleibende Energieabhängigkeit der Flußmomente erst für Ordnungen größer als L an und es werden
- 2.) die höheren Entwicklungsglieder des Streuquerschnitts gleich dem der Ordnung $L+1$ gesetzt.

Die Transport-Näherung 1. Ordnung entspricht physikalisch einer isotropen Streuung, der eine δ -förmige Vorwärtsstreuung überlagert ist.

Für den Streuterm erhält man in dieser Näherung:

$$\sum_{i=1}^g \left[\frac{1}{2} \sum_{s,0}^{i \rightarrow g} (1 - \bar{\mu}_0) \int_{-1}^1 \phi^i(x, \mu') d\mu' + \sum_{s,0}^{i \rightarrow g} \bar{\mu}_0 \phi^i(x, \mu) \right] \quad (3.6)$$

In der "einfachen" Transport-Näherung trifft man nun weiter die Annahme

$$\sum_{i=1}^g \sum_{s_0}^{i \rightarrow g} \bar{\mu}_0^{ig} \cdot \phi^g(x, \mu) \approx \sum_{s_0}^{g \rightarrow g} \bar{\mu}_0^{gg} \cdot \phi^g(x, \mu) \quad (3.7)$$

In dieser Näherung lautet die Transportgleichung (3.3)

$$\mu \frac{\partial \phi^g(x, \mu)}{\partial x} + (\Sigma_t^g - \Sigma_{s_0}^{g \rightarrow g} \bar{\mu}_0^{gg}) \phi^g(x, \mu) = \sum_{i=1}^g \frac{\Sigma_{s_0}^{i \rightarrow g} (1 - \bar{\mu}_0^{gg} \delta_{ig})}{2} \int_{-1}^1 \phi^i(x, \mu') d\mu' + Q^g(x) \quad (3.8)$$

$$g = 1, \dots, G$$

Die Behandlung der Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses geschieht üblicherweise entweder durch Entwicklung nach Legendre-Polynomen (P_L -Methode) oder durch Aufteilung des gesamten Raumwinkels in Intervalle (S_N -Methode). Hauptsächlich wegen der schwierigen Realisierung von Randbedingungen bei der P_L -Darstellung wird meist die S_N -Methode benutzt.

Für die numerische Behandlung wird das Differentialgleichungssystem (3.8) durch Einführung eines räumlichen Stützpunktgitters und Ersetzung der Differentiale durch Differenzen in ein System von algebraischen Gleichungen überführt. Die hier behandelten Neutronentransport-Probleme wurden in der Regel mit dem eindimensionalen Multigruppen- S_N -Code DTK /3.5/ durchgeführt, der eine Weiterentwicklung des aus Los Alamos stammenden DTF-IV-Codes /3.6/ darstellt. Die Anisotropie der Streuung wurde dabei mit der "einfachen" Transport-Näherung behandelt (S_N - T_1 -Näherung).

Der Fehler in den berechneten Flüssen hängt neben den Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten u.a. von der Anzahl der Winkelgruppen und Ortspunkte und, insbesondere bei breiten Energieintervallen (z.B. 26-Gruppen-Rechnungen), von den für die Berechnung der Gruppenquerschnitte benutzten Wichtungsfunktionen ab.

3.1.2 Integrale Form der Boltzmann-Gleichung und γ -Transportprogramm BIGGI-4T

Die wichtigste Anwendung für γ -Transport-Untersuchungen ergibt sich in Zusammenhang mit Abschirmungsproblemen, die generell durch näherungsweise exponentiell abfallende Flußverläufe charakterisiert sind. Ein weiteres wichtiges Merkmal von γ -Transportproblemen ist die starke Anisotropie der Compton-Streuung, des i.a. wichtigsten Wechselwirkungsprozesses. Geht man von der integro-differentiellen Form (3.1) der Boltzmann-Gleichung aus und ersetzt in der numerischen Behandlung die Ableitungen durch Differenzen, dann ergeben sich, wegen der Fehlerfortpflanzung, bei dieser Art Probleme bereits nach einigen freien Weglängen erhebliche Fehler. Man greift daher bei der Behandlung von γ -Transportproblemen in der Regel auf die integrale Form (3.2) der Boltzmann-Gleichung zurück.

Weiterhin ist es zweckmäßig, nicht die Energie E_γ der Quanten, sondern ihre Wellenlänge λ , ausgedrückt in Compton-Einheiten,

$$1 \text{ Compton-Einheit} = h/m_0 c = 0,02426 \text{ \AA},$$

zu benutzen. Dabei ist h die Planksche Konstante, m_0 die Elektronenruhemasse und c die Lichtgeschwindigkeit. Die γ -Energie ergibt sich daraus gemäß

$$E_{\gamma} = \frac{m_0 c^2}{\lambda} \quad (\text{Compton-Einheit}) \quad (3.9)$$

Durch Einsetzen von (3.9) in (2.8) (Abschnitt 2.1.3) erhält man folgende Beziehung zwischen den Wellenlängen des Quants vor (λ) und nach (λ') der Compton-Streuung:

$$\lambda' - \lambda = 1 - \cos \psi \quad (3.10)$$

In eindimensionaler ebener Geometrie haben die Integraltransportgleichungen (3.2) folgende Form:

$$q(\omega, x, \lambda) = \int_0^{\lambda} \int n_{el} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} \delta(1 - \cos \psi + \lambda' - \lambda) \phi(\omega', x, \lambda') d\lambda' d\Omega' + S(\omega, x, \lambda) \quad (3.11)$$

$$\phi(\omega, x, \lambda) = \int_0^{\infty} \exp(-\mu \cdot s) \cdot q(\omega, x - \omega s, \lambda) ds \quad (3.12)$$

Dabei ist

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \left(\frac{\lambda'}{\lambda} \right)^2 \cdot \left(\frac{\lambda'}{\lambda} + \frac{\lambda}{\lambda'} - 1 + (1 + \lambda' - \lambda)^2 \right) \quad (3.13)$$

der differentielle Compton-Querschnitt pro Elektron für $\lambda \geq \lambda' \geq \text{Max}(0, \lambda - 2)$, μ der totale makroskopische Wirkungsquerschnitt, n_{el} die Elektronendichte, x die Ortskoordinate, ω der Richtungskosinus und e die Elementarladung. Für die numerische Behandlung ist es zweckmäßig, (3.11) und (3.12) umzuformen. Nach dem Kosinus-Gesetz der sphärischen Trigonometrie gilt (Abb. 3.1)

$$\cos \psi = \cos \theta \cdot \cos \theta' + \sin \theta \cdot \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi') = \quad (3.14)$$

$$\omega \cdot \omega' + \sqrt{1 - \omega^2} \sqrt{1 - \omega'^2} \cdot \cos(\varphi - \varphi')$$

Nach Einsetzen von (3.14) in (3.11) und Integration über den azimutalen Winkel φ' erhält man

$$q(\omega, x, \lambda) = n_{el} \int_0^\lambda \frac{d\sigma_c}{d\Omega} \int \frac{2\phi(\omega', x, \lambda') d\omega' d\lambda'}{[(1-\omega^2)(1-\omega'^2) - (1+\lambda'-\lambda-\omega\omega')^2]^{1/2}} + S(\omega, x, \lambda) \quad (3.15)$$

Dabei wurde folgende Eigenschaft der δ -Funktion verwendet:

$$\int_a^b \delta(f(z)) dz = \sum_{i=1}^n \frac{1}{|f'(z_i)|} \quad (3.16)$$

wobei z_i ($i=1, n$) die Wurzeln der Funktion $f(z)$ zwischen a und b sind. Die Integration über ω' in (3.15) erstreckt sich über den Bereich, in dem die Wurzeln reell bleiben. Die Integration von (3.11) kann in zwei Bereiche unterteilt werden:

$$\Phi(\omega, x, \lambda) = \int_0^{\Delta s} e^{-\mu s} q(\omega, x - \omega s, \lambda) ds + \int_{\Delta s}^{\infty} e^{-\mu s} q(\omega, x - \omega s, \lambda) ds \quad (3.17)$$

wobei $\Delta s = \Delta x / |\omega|$ der Weg des Quants zwischen zwei benachbarten Gitterebenen und Δx die Ortsschrittweite ist (Abb. 3.2a). Der zweite Term in (3.17) ist äquivalent mit $e^{-\mu \Delta s} \phi(\omega, x_N, \lambda)$. Der erste Term kann durch lineare Interpolation von q zwischen x und x_N berechnet werden, wobei $x_N = x - \Delta x \text{Sign } \omega$ ist. Damit erhält man

$$\begin{aligned} \Phi(\omega, x, \lambda) &= \frac{1}{\mu} q(\omega, x, \lambda) (1 - e^{-\mu \Delta s}) \\ &+ \frac{q(\omega, x_N, \lambda) - q(\omega, x, \lambda)}{\mu^2 \Delta s} [1 - (1 + \mu \Delta s) e^{-\mu \Delta s}] \\ &+ \phi(\omega, x_N, \lambda) e^{-\mu \Delta s} \end{aligned} \quad (3.18)$$

In sphärischer Geometrie (Abb. 3.2b) wird ω eine Funktion der neuen Ortskoordinate, die die Entfernung vom Quellpunkt zum Aufpunkt mißt. Man muß daher die ω -Werte bei $x, \omega(0)$, und bei $x_N, \omega(\Delta s)$ unterscheiden. Bei einem reellen Schnitt der Gitterkugeloberflächen ist $x_N = x - \Delta x \operatorname{sign} \omega$, sonst ist $x_N = x$. Δs wird aus den Ortskoordinaten der beiden Schnittpunkte berechnet. Damit erhält man aus (3.18)

$$\begin{aligned} \phi(\omega(0), x, \lambda) = & \frac{1}{m} q(\omega(0), x, \lambda) (1 - e^{-m\Delta s}) + \frac{q(\omega(\Delta s), x_N, \lambda) - q(\omega(0), x, \lambda)}{m^2 \Delta s} \\ & [1 - (1 + m\Delta s) e^{-m\Delta s}] + \phi(\omega(\Delta s), x_N, \lambda) e^{-m\Delta s} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Zur Berücksichtigung der Paarbildung, bei der zwei Quanten mit der Energie $E_\gamma = 0,511 \text{ MeV}$, d.h. der Wellenlänge $\lambda = 1$ Compton-Einheit, ausgelöst werden, wird eine Paarbildungsquelle in (3.15) eingeführt. Damit erhält man als vollständige verallgemeinerte Quelle

$$\begin{aligned} q(\omega, x, \lambda) = & n_{el} \int_0^\lambda \frac{d\sigma_c}{d\Omega} \left(\frac{2\phi(\omega', x, \lambda') d\omega' d\lambda'}{[(1-\omega^2)(1-\omega'^2) - (1-\lambda'+\lambda-\omega'\omega)^2]^{1/2}} \right. \\ & \left. + \frac{n_{el}}{2\pi} \int_0^\lambda F(x, \lambda') \sigma_{pp}(\lambda') \delta(\lambda-1) d\lambda' + S(\omega, x, \lambda) \right) \end{aligned} \quad (3.20)$$

Dabei ist σ_{pp} der Paarbildungsquerschnitt pro Elektron und

$$F(x, \lambda) = \iint_{4\pi} \phi(\omega, x, \lambda) d\Omega = 2\pi \int_{-1}^1 \phi(\omega, x, \lambda) d\omega. \quad (3.21)$$

Auf (3.19) und (3.20) basiert das γ -Transportprogramm BIGGI-4T /3.7 - 3.9/. Außer in x wird auch in ω und λ ein Stützpunktgitter eingeführt. Es sei $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ das vorgegebene Wellenlängengitter, mit $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 < \dots$ (λ_1 entspricht der höchsten Energie, bei monoenergetischen Quellen der Quellenergie). Das Programm geht dann wie folgt vor (die Variablen ω und x werden hier der Übersichtlichkeit halber weggelassen):

Stufe 1	$q(\lambda_1) \rightarrow \phi(\lambda_1)$
Stufe 2	$\phi(\lambda_1) \rightarrow q(\lambda_2) \rightarrow \phi(\lambda_2)$
Stufe 3	$\phi(\lambda_1), \phi(\lambda_2) \rightarrow q(\lambda_3) \rightarrow \phi(\lambda_3)$
Stufe 4	$\phi(\lambda_1), \phi(\lambda_2), \phi(\lambda_3) \rightarrow q(\lambda_4) \rightarrow \phi(\lambda_4)$ usw.

Gleichung (3.20) führt von den ϕ - zu den q -Werten, und (3.19) berechnet beim festen λ aus benachbarten q -Werten ϕ . In BIGGI wird eine Vakuum-Randbedingung angenommen, d.h. die eintretenden Winkelflüsse verschwinden. Da bei γ -Transport-Problemen die γ 's praktisch nicht reproduziert, sondern nur moderiert werden, braucht man nicht zu iterieren. Aus den Winkelflüssen erhält man durch Integration Spektren und Aufbauaktoren. Die Winkel-Integration wird so durchgeführt, daß zunächst zwischen zwei Stützpunkten für ω eine lineare bzw. quasi-exponentielle Interpolation durchgeführt wird. Anschließend wird eine Kombination aus Newton- und Simpson-Formel numerisch integriert. Quasi-exponentielle Interpolation heißt, daß zwischen zwei Winkelstützpunkten (ω_1, ϕ_1) und (ω_2, ϕ_2) ein weiterer Punkt $(\bar{\omega}, \sqrt{\phi_1 \phi_2})$ mit $\bar{\omega} = (\omega_1 + \omega_2)/2$, d.h. ein exponentielles Verhalten von $\phi(\omega)$ im betrachteten Intervall angenommen wird.

Die vorhandene Version von BIGGI-4T wurde in zwei Punkten erweitert. Die Anzahl der Quellenergien wurde von 9 auf 51 erhöht, damit jedem Stützpunkt in λ eine Quelle zugeordnet werden kann. Dadurch können kontinuierliche Quell-Spektren besser beschrieben werden. In der Beschreibung der n - γ -Produktion wurde der Neutronen-Eingruppen-Formalismus durch ein Multigruppen-Schema ersetzt.

Die verbesserte Version von BIGGI-4T benutzt 9 Stützpunkte in ω , 90 in x und 51 in λ . Die Rechenzeit liegt bei etwa 0.1 min pro Ortspunkt auf der IBM 370.

3.2 Neutronen-Rechnungen

3.2.1 Neutronen-Gruppenkonstanten

Die Multigruppenmethode zur Lösung der Neutronentransportgleichung setzt die Kenntnis der Gruppenkonstanten voraus. Wenn die energieabhängigen Querschnitte keine Unsicherheit besitzen, liegt das zentrale Problem bei der Bestimmung der Gruppenkonstanten in der geeigneten Auswahl der zunächst unbekanntesten energie- und ortsabhängigen Wichtungsfunktionen (Neutronenfluß, Neutronenstrom oder höhere Komponenten der Winkelflußentwicklung). Für die Bestimmung flußgewichteter Gruppenkonstanten nimmt man i.a. den über eine Zone gemittelten Fluß $\phi(E)$. Der totale makroskopische Gruppenquerschnitt für die Gruppe g ist dann definiert durch

$$\Sigma_{t,g} = \frac{\int dE \Sigma_t(E) \phi(E)}{\int dE \phi(E)} \quad (3.22)$$

Man führt nun für alle interessierenden Neutronenreaktionen (k) isotopebezogene (x) mikroskopische Gruppenquerschnitte der Art

$$\sigma_{x,g}^k = \frac{\int dE \sigma_x^k(E) \phi(E)}{\int dE \phi(E)} \quad (3.23)$$

ein. Es gilt dann:

$$\Sigma_{t,g} = \sum_k \sum_x N^k \sigma_{x,g}^k, \quad (3.24)$$

wobei N^k die Atomdichte des Isotops k ist.

Wenn die Querschnitte nur schwach veränderlich oder konstant im betrachteten Energieintervall sind, spielen die Wichtungsfunktionen keine große Rolle mehr. Daraus folgt, daß die Gruppenkonstanten praktisch unabhängig von den Wichtungsfunktionen sind, wenn der Energiebereich in genügend feine Intervalle eingeteilt wird. Bei schweren Elementen liegen jedoch die Resonanzen so nahe beieinander (insbesondere im Bereich der statistischen Resonanzen), daß die Querschnitte selbst dann nicht als konstant betrachtet werden können, wenn der Energiebereich in sehr viele (einige 1000) Intervalle unterteilt wird. Die Auswahl geeigneter Wichtungsfunktionen spielt daher auch bei Feingruppen-Rechnungen i.a. eine wesentliche Rolle.

Im allgemeinen wird bei der Auswahl von Wichtungsfunktionen im Resonanzbereich die "narrow resonance"-Approximation zugrunde gelegt /3.10/, d.h. man nimmt an, daß der Neutronenfluß $\phi(E)$ eine zum totalen Querschnitt $\Sigma_t(E)$ inverse Feinstruktur besitzt und daß die Stoßdichte $F(E) = \Sigma_t(E)\phi(E)$ sich nur schwach über eine Resonanz ändert. Führt man die Stoßdichte in (3.23) ein, so erhält man

$$\sigma_{x,g}^k = \frac{\int_g dE \frac{\sigma_x^k(E)}{\Sigma_t(E)} F(E)}{\int_g dE \frac{1}{\Sigma_t(E)} F(E)} \quad (3.25)$$

Der totale Querschnitt der anderen Isotope ($k' \neq k$) wird gewöhnlich als konstanter Untergrund angenommen. Definiert man

$$\sigma_0 = \frac{1}{N^k} \sum_{k' \neq k} \frac{N^{k'}}{E_g - E_{g+1}} \int_g \sigma_t^{k'}(E) dE, \quad (3.26)$$

wobei E_g und E_{g+1} (mit $E_g > E_{g+1}$) die Energiegrenzen der Gruppe g sind, dann läßt sich (3.25) umformen in

$$\sigma_{x,g}^k(\sigma_0) = \frac{\int_g dE \frac{\sigma_x^k(E)}{\sigma_t^k(E) + \sigma_0} F(E)}{\int_g dE \frac{1}{\sigma_t^k(E) + \sigma_0} F(E)} \quad (3.27)$$

Man definiert nun Gruppenkonstanten für unendliche Verdünnung

$$\sigma_{x,g}^{k,\infty} = \lim_{\sigma_0 \rightarrow \infty} \sigma_{x,g}^k(\sigma_0) = \frac{\int dE \sigma_x^k(E) F(E)}{\int dE F(E)} \quad (3.28)$$

Bei schweren Isotopen besitzt $\sigma_{x,g}^{k,\infty}$ i.a. eine starke Temperaturabhängigkeit $\sigma_{x,g}^k(\sigma_0, T)$. Die Definition (3.28) wird dann verallgemeinert zu

$$\sigma_{x,g}^{k,\infty} = \lim_{\sigma_0 \rightarrow \infty} \sigma_{x,g}^k(\sigma_0, T) \quad T=0 \quad (3.29)$$

Weiter definiert man den Resonanzselbstabschirmfaktor als

$$f_{x,g}^k(\sigma_0, T) = \frac{\sigma_{x,g}^k(\sigma_0, T)}{\sigma_{x,g}^{k,\infty}} \quad (3.30)$$

Dieser Faktor ist im allgemeinen ≤ 1 , falls keine Resonanzen vorhanden sind, wird er eins.

Im Resonanzbereich lassen sich damit, unter der Voraussetzung, daß die Gruppen wesentlich breiter sind als die Resonanzbreiten, mischungsabhängige Resonanzselbstabschirmfaktoren sowie "unendlich verdünnte" Gruppenkonstanten und daraus mischungsabhängige Gruppenkonstanten berechnen. Aus Gründen der Konsistenz wird gewöhnlich auch im resonanzfreien Bereich zur Bildung der Gruppenkonstanten mit der Stoßdichte gewichtet, da es hier unerheblich ist, ob mit dem Neutronenfluß oder der Stoßdichte gewichtet wird.

In der Praxis werden bei jedem Gruppenkonstantensatz für alle interessierenden Neutronenreaktionen isotopebezogene mikroskopische Gruppenquerschnitte und im Resonanzbereich mischungsabhängige Resonanzselbstabschirmfaktoren und unendlich verdünnte mikroskopische Gruppenquerschnitte gespeichert. Die makroskopischen Gruppenkonstanten für die Mischungen werden dann aus den Atomdichten und den mikroskopischen Gruppenkonstanten der Isotope gebildet.

Bei Grobgruppen-Rechnungen (z.B. 26-Gruppen) ist die Auswahl geeigneter Stoßdichten bei der Bestimmung der Gruppenkonstanten sehr wichtig. Bei Feingruppen-Rechnungen (z.B. 208 oder 275 Gruppen) ist die Stoßdichte bei nicht zu schweren Kernen innerhalb einer Feingruppe konstant oder nur schwach veränderlich und wird daher bei der Berechnung der Gruppenkonstanten gewöhnlich als $F(E) = \text{konstant}$ bzw. $F(E) = 1/E$ angenommen.

Für die hier behandelten Anordnungen wurde zunächst der Einfluß der Stoßdichte auf die Feingruppenrechnungen untersucht. Die makroskopischen Gruppenkonstanten wurden mit dem Programm GRUCAL /3.11/ aus den Daten der GRUBA-Bibliothek /3.12, 3.13/ für 208 und 275 Gruppen berechnet. Der 208-Gruppensatz /3.14/ ist oberhalb 1 keV mit der Stoßdichte $F(E) = \text{konstant}$ und unterhalb 1 keV mit der SNEAK-3A-2 Stoßdichte gewichtet, während der 275-Gruppensatz /3.13/ mit der Stoßdichte $F(E) = 1/E$ und in der thermischen Gruppe mit einem Maxwell'schen Spektrum gewichtet ist. Die Spektren wurden mit dem Neutronentransport-Programm DTK berechnet. Abb. 3.3 zeigt einen Vergleich von Spektren im Eisenpile (^{252}Cf -Quelle im Zentrum) mit diesen beiden Gruppensätzen im Energiebereich, der in Feingruppen unterteilt ist (oberhalb 1 keV). Die beiden Spektren sind praktisch identisch, was zeigt, daß für die hier betrachteten Anordnungen die für die Gruppenkonstantenbildung benutzte Stoßdichte keinen merklichen Einfluß auf die Feingruppen-Spektren hat.

Zum Vergleich wurden auch Grobgruppen-Spektren mit dem KFKINR-Gruppensatz /3.15/ berechnet. Bei diesem Satz werden die Gruppenkonstanten oberhalb 1 keV durch Wichtung mit der SNR 300-Stoßdichte, unterhalb 1 keV, wie beim 208-Gruppensatz, mit der von SNEAK-3A-2 und in der thermischen Gruppe durch Wichtung mit einem Maxwell'schen Spektrum ermittelt. Dieses Wichtungsspektrum unterscheidet sich deutlich von den Spektren in den Eisenkugeln und im Eisenpile. Abb. 3.4 zeigt einen Vergleich von Neutronengruppenflüssen aus einer 26-Gruppenrechnung mit dem KFKINR-Gruppensatz und kondensierten 208- und 275-Gruppenflüssen. Die erheblichen Abweichungen der 26-Gruppenrechnung von den Feingruppen-Rechnungen im gesamten Energiebereich zeigt, daß Grobgruppen-Rechnungen einen geeignet gewichteten Gruppenkonstantensatz voraussetzen.

Da beim KFKINR-Satz und den anderen vorhandenen 26-Gruppensätzen Wichtungs-Stoßdichten benutzt werden, die für die Berechnung der Eisenkugeln und des Eisenpiles ungeeignet sind, im 275-Gruppensatz andererseits nur Daten für Eisen vorhanden sind, nicht jedoch für andere benötigte Isotope (z.B. Kohlenstoff), wurden die Referenz-Rechnungen mit dem 208-Gruppensatz durchgeführt.

Zur Bildung der durch Neutroneneinfang hervorgerufenen n- γ -Produktionsquerschnitts-Matrix werden Gruppeneinfangquerschnitte benötigt. Dazu wurden die 208-Gruppenkonstanten zusammen mit den 208-Gruppen-Neutronengruppenflüssen (DTK-Rechnung in Kugelgeometrie) mit dem Kondensationsprogramm KARCOS-06 /3.16/ auf 26 Gruppen kondensiert. Tabelle 3.1 zeigt die kondensierten Gruppeneinfangquerschnitte, und zwar für den Eisenpile an drei Ortspunkten ($R = 10, 20$ und 50 cm) und für die Eisenkugel mit 17.5 cm Radius an zwei Ortspunkten ($R = 8$ und 14 cm) und im Vergleich dazu auch

die des KFKINR-Satzes. Sowohl für den Eisenpile als auch für die Eisenkugel unterscheiden sich die kondensierten Gruppenkonstanten an den verschiedenen Ortspunkten kaum. Das liegt daran, daß der relative Verlauf der Spektren nur schwach vom Ort abhängt. Daher wurden die mit dem Spektrum am Ortspunkt $R = 20$ cm im Eisenpile bzw. $R = 14$ cm in der Eisenkugel kondensierten Gruppeneinfangquerschnitte zur Bildung der n - γ -Produktionsquerschnitts-Matrizen für den Eisenpile bzw. für die Eisenkugeln verwendet.

Die erhebliche Abweichung des KFKINR-Satzes von den kondensierten Sätzen oberhalb 1 keV und in der thermischen Gruppe ist ebenfalls auf sehr unterschiedliche Wichtungsfunktionen zurückzuführen. Unterhalb 1 keV sind die Daten identisch, weil sowohl die Gruppeneinteilung als auch die Wichtungsfunktionen beider Sätze identisch sind.

Zur Bestimmung der Gruppenkonstanten im Resonanzbereich kann die "narrow resonance"-Approximation nur verwendet werden für homogene Medien, deren lineare Dimensionen größer sind als die mittlere, freie Weglänge der Neutronen. Für den Fall, daß sich eine dünne Folie in einem homogenen Medium befindet (z.B. die Uranfolie einer Spaltkammer im Eisenpile), ist der Neutronenfluß praktisch unabhängig vom totalen Querschnitt des Folienmaterials über eine Resonanz (und nicht umgekehrt proportional dazu). Die richtigen Gruppenkonstanten für das Folienmaterial sind deshalb die bei unendlicher Verdünnung. Tabelle 3.2 zeigt einen Vergleich zwischen den Gruppenspaltquerschnitten (kondensiert von 208 auf 26 Gruppen) von ^{235}U in einer ^{235}U -Umgebung (Untergrundquerschnitt $\sigma_0 = 0$) und bei unendlicher Verdünnung (Untergrundquerschnitt $\sigma_0 = \infty$) für zwei Positionen im Eisenpile.

3.2.2 Neutronenspektren in den Eisenkugeln bzw. im Eisenpile (²⁵²Cf-n-Quelle im Zentrum)

Sowohl die Neutronenspektren der Eisenkugeln als auch die im Eisenpile wurden mit dem eindimensionalen Programm DTK in Kugelgeometrie gerechnet. Für das Spektrum der ²⁵²Cf-Spaltneutronenquelle wurde eine Maxwell-Verteilung mit einer mittleren Energie $\bar{E} = 2,13 \text{ MeV}$ /3.17/ angenommen. Um die Winkelabhängigkeit der Neutronenflüsse genügend genau zu berücksichtigen, wurden die DTK-Rechnungen in S_{16} durchgeführt. Der Einfluß der Schrittweite wurde für die Eisenkugel mit einem Radius von 12,5 cm untersucht. Abb. 3.5 zeigt Neutronenspektren an den Ortspunkten $R = 5,2$ und 11 cm mit Schrittweiten von etwa $0,2$ und $0,6 \text{ cm}$. Diese Schrittweiten sind kleiner oder vergleichbar mit den Transportweglängen λ_{tr} . Die gute Übereinstimmung ($\pm 2,5 \%$) zwischen den beiden Spektren zeigt, daß eine Schrittweite von etwa $0,6 \text{ cm}$ ausreicht. Der Einfluß der Anisotropie der elastischen Streuung wurde für den Eisenpile untersucht. In Abb. 3.6 sind berechnete Neutronenspektren in T_1 - und P_1 -Näherung an drei Ortspunkten $R = 20,9; 35,6$ und $45,4 \text{ cm}$ dargestellt. Unterhalb $1,5 \text{ MeV}$ stimmen die mit diesen beiden Näherungen berechneten Spektren an allen Ortspunkten des Eisenpiles sehr gut überein (max. Abweichung $\pm 2 \%$). Oberhalb $1,5 \text{ MeV}$ wachsen die Abweichungen mit zunehmendem Abstand von der Quelle. Sie betragen bei $R = 35,6 \text{ cm}$ max. $\pm 5 \%$ und bei $R = 45,5 \text{ cm}$ max. $\pm 7,5 \%$. Diese durchaus merklichen Abweichungen im höheren Energiebereich haben jedoch praktisch keine Bedeutung, weil der Fluß hier schon sehr klein ist. Aus den insgesamt relativ kleinen Abweichungen zwischen diesen beiden Näherungen läßt sich schließen, daß sie für die hier untersuchten Anordnungen die Anisotropie der elastischen Streuung genügend gut beschreiben. Es ist bekannt /3.4 /, daß die T_1 -Näherung i.a. bessere Resultate liefert. Deshalb wurden die Referenz-Rechnungen mit dieser Näherung durchgeführt.

3.2.2.1 Eisenkugeln

Für die Berechnung der Neutronenspektren wurden die Eisenkugeln (Radien 12,5; 15,0 und 17,5 cm) in zwei Zonen unterteilt, eine Quell- und eine Eisenzone. Die Quellzone (Radius 0,86 cm) entsprach in ihrem Volumen dem der kleinen ^{252}Cf -Quelle. Die Teilchendichten der beiden Zonen waren:

	Quellzone		Eisenzone
Element/Isotop	^{238}U	Al	Fe
Teilchendichte (10^{24} Atome/cm ³)	$8 \cdot 10^{-9}$	$6,02 \cdot 10^{-2}$	$8,44 \cdot 10^{-2}$

Abb. 3.7 zeigt die Neutronenspektren an den Oberflächen der Eisenkugeln. Die Spektren sind relativ hart, die Neutronen konzentrieren sich im Bereich zwischen 100 keV und einigen MeV.

3.2.2.2 Eisenpile

Wie in Abschnitt 3.2.1 ausgeführt, sind Grobgruppen-Rechnungen ungeeignet und das hat zur Folge, daß nur eindimensional gerechnet werden kann. (Im verfügbaren zweidimensionalen Code kann nur mit 26 Energiegruppen gerechnet werden).

Die Berechtigung für die eindimensionale Berechnung des Eisenpiles (in Kugelgeometrie) wurde durch Kontrollrechnungen mit dem Monte Carlo Programm KAMCCO /3.29/ sowie durch Vergleich gerechneter und gemessener Spaltraten und Neutronenspektren nachgeprüft. Es zeigte sich, daß die eindimensionalen Rechnungen die inneren Bereiche des Eisenpiles (≤ 40 cm) genügend gut beschreiben (vgl. Abb. 3.8 und Tab. 4.1). In den äußeren Bereichen sind die dadurch bedingten Fehler relativ groß. Die davon herrührenden Diskrepanzen mit den Messungen werden später im einzelnen diskutiert.

Die Eisenkugel wurde wieder in eine Quell- und eine Eisenzone unterteilt. Die Quellzone (mit einem der großen ^{252}Cf -Quelle äquivalenten Volumen) besitzt einen Radius von 2,1 cm. Da der Meßkanal sich in der aus Stahlstäben aufgebauten Schicht befand, wurde die Zusammensetzung der Stahlstäbe bei den Rechnungen für die Eisenzone verwendet. Die Teilchendichten der beiden Zonen waren:

	Quellzone		Eisenzone	
Element/Isotop	^{238}U	Fe	Fe	Mn
Teilchendichte (10^{24} Atome/cm ³)	$8 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$8,36 \cdot 10^{-2}$	$6,024 \cdot 10^{-4}$
			Eisenzone	
Element/Isotop			Si	C
Teilchendichte (10^{24} Atome/cm ³)			$1,683 \cdot 10^{-4}$	$1,693 \cdot 10^{-3}$

Mangan ist in den Kerndatensätzen nicht enthalten und wurde bei der Rechnung durch Chrom ersetzt. Die Rechnung wurde mit einer Vakuum-Randbedingung durchgeführt. Der Einfluß der Verunreinigungen (Mn, Si und C) wurde durch einen Vergleich mit Rechnungen mit reinem Eisen (Teilchendichte = $8,44 \cdot 10^{22}$ Atome/cm³) in der Eisenzone untersucht. Die Neutronenspektren an drei Punkten (R = 20,9; 35,6 und 45,4 cm) des Eisenpiles aus den Rechnungen mit dem verwendeten Stahl und reinem Eisen sind in Abb. 3.9 verglichen. Die etwas weicheren Neutronenspektren des "Stahl"-Eisenpiles sind im wesentlichen auf die Moderationswirkung des Kohlenstoffs zurückzuführen.

Der Einfluß zurückgestreuter Neutronen wurde durch Variation der Randbedingungen untersucht. Anstatt Vakuum wurde eine zwei Meter dicke Luft- und eine daran anschließende 50 cm dicke Betonschicht eingeführt. Ein merklicher Einfluß ergibt sich nur im Randbereich des Eisenpiles und unterhalb etwa 5 keV. Abb. 3.10 zeigt den kondensierten Neutronengruppenfluß am Ortspunkt $R = 45,5$ cm für die Vakuum-Randbedingung und im Vergleich dazu für eine von der Luft-Beton-Schicht umgebene Eisenkugel.

3.2.3 ^{235}U -Spaltraten und Fe-Einfangraten im Eisenpile

Aus der effektiven Teilchenzahl der Spaltkammer (^{235}U : $5,42 \cdot 10^{19}$ Atome) und der Quellstärke der großen ^{252}Cf -Quelle ($6,111 \cdot 10^8$ Neutronen/sec) wurden absolute Spaltraten im Eisenpile für vier Fälle berechnet: 52 cm Radius mit Vakuum- sowie Luft-Beton-Randbedingung und 50 und 55 cm Radius mit Vakuum-Randbedingung. Die Neutronengruppenflüsse wurden auf 26 Gruppen kondensiert. Die "unendlich verdünnten" Gruppenspaltquerschnitte für ^{235}U wurden mit dem Neutronenfluß am Ortspunkt $R = 40$ cm im Eisenpile auf 26 Gruppen kondensiert (Abschnitt 3.2.2).

Die so berechneten, absoluten Spaltraten sind für fünf Ortspunkte ($R = 21,59; 26,37; 36,10; 41,01$ und $45,95$ cm) im Eisenpile in Tabelle 4.1 dargestellt. Zunächst ist zu ersehen, daß die rückgestreuten Neutronen nur im Randbereich einen merklichen Einfluß haben können (etwa 10 % bei $R = 45,95$ cm). Weiter erkennt man, daß die Abweichung der Spaltraten im Eisenpile für verschiedene Radien relativ klein (bis zu etwa 10 %) für innere Positionen und relativ groß (bis zu etwa 30 %) für äußere ist. Um die Beiträge der Neutronen aus den verschiedenen Gruppen zur Spaltrate zu verdeutlichen, sind in Abb. 3.11 Neutronengruppenflüsse und Spaltraten an fünf Meßpunkten im Eisenpile für einen Radius von 52 cm und Vakuum-Randbedingungen dargestellt. Neutronen mit Energien unterhalb 1 keV tragen bei $R = 21,59$ cm etwa 35 % und bei $R = 45,95$ cm etwa 45 % zur gesamten Spaltrate bei.

Daneben wurden auch (mit geeignet kondensierten Gruppen-einfangquerschnitten) Neutroneneinfangraten für Eisen (Abschn. 3.2.2) berechnet. Der Hauptbeitrag (etwa 80 %) zur Einfangrate wird im Energiebereich zwischen 1 keV und 1 MeV erzeugt (Abb. 3.12). Im Unterschied zur Spaltrate tragen Neutronen mit Energien unterhalb 1 keV nur zu etwa 15 % (bei $R = 21,59\text{ cm}$) bzw. zu 20 % (bei $R = 45,95\text{ cm}$) zur gesamten Einfangrate bei.

3.3 Neutronen- γ -Produktionsquerschnitte in Eisen

Bei der Wechselwirkung von Neutronen mit Materie wird γ -Strahlung induziert. Die Erzeugung dieser γ 's wird durch den n- γ -Produktionsquerschnitt beschrieben. Für Eisen, dem wichtigsten Strukturmaterial kerntechnischer Anlagen, gibt es eine Reihe von Messungen /3.18-3.21/ und Berechnungen /3.22/ zur γ -Produktion.

3.3.1 Differentielle n- γ -Produktionsquerschnitte

Im für Spaltneutronen interessierenden Energiebereich unterhalb etwa 10 MeV tragen bei Eisen folgende Reaktionen zur γ -Produktion bei: (n,n')-, (n,p)-, (n, α)- und (n, γ)-Prozesse. Oberhalb der Schwelle für inelastische Streuung (0,847 MeV) dominiert die (n,n')-Reaktion, unterhalb bestimmt im wesentlichen die (n, γ)-Reaktion die γ -Produktion.

Die beiden wichtigsten Sätze von experimentellen Daten für die γ -Produktion oberhalb von 0,8 MeV stammen von Dickens et al. /3.18/ und Orphan et al. /3.19/. Sie stimmen unterhalb etwa 6 MeV innerhalb der experimentellen Genauigkeit überein, allerdings liegen die Werte von Orphan et al. systematisch um 10 - 15 % höher.

Für die differentiellen γ -Produktionsquerschnitte $d\sigma^\gamma(E_\gamma \leftarrow E)/dE_\gamma$ (Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von γ -Quellen der Energie E_γ durch Neutronen mit der Energie E) wurde in dieser Arbeit für den Neutronenenergiebereich oberhalb 0,8 MeV der Satz von Dickens et al., auf dem auch die ENDF/BIV-Daten beruhen, verwendet. Dieser Satz ist ausführlich dokumentiert. In Tab. 3.3 ist dieser Satz in einer kondensierten Version dargestellt.

Differentielle γ -Produktionsquerschnitte können auch aus Neutronenwirkungsquerschnitten $\sigma(E)$ und γ -Ausbeuteverteilungen $y(E_\gamma \leftarrow E)$ berechnet werden durch:

$$\frac{d\sigma^\gamma(E_\gamma \leftarrow E)}{dE_\gamma} = \sigma(E)y(E_\gamma \leftarrow E). \quad (3.31)$$

γ -Ausbeuteverteilungen können weiter in γ -Multiplizitäten oder γ -Ausbeuten $y(E)$ und normierte γ -Energieverteilungen $f(E_\gamma \leftarrow E)$ zerlegt werden:

$$y(E_\gamma \leftarrow E) = y(E)f(E_\gamma \leftarrow E) \quad (3.32)$$

$$\text{Dabei ist } \int_0^\infty f(E_\gamma \leftarrow E) dE_\gamma = 1 \quad (3.33)$$

$$\text{Daher ist } \frac{d\sigma^\gamma(E_\gamma \leftarrow E)}{dE_\gamma} = \sigma(E)y(E)f(E_\gamma \leftarrow E) \quad (3.34)$$

Im Neutronenenergiebereich unterhalb von 0,85 MeV, wo γ -Quanten ausschließlich durch Neutronen-Einfangprozesse induziert werden, wurden die differentiellen γ -Produktionsquerschnitte mit (3.34) berechnet. Die dafür benötigten γ -Multiplizitäten und γ -Energieverteilungen stammen aus Berechnungen von White, die auch in ENDF/BIV /3.22/ verwendet wurden. In Tabelle 3.4 sind die γ -Multiplizitäten und in Abb. 3.13 γ -Energieverteilungen für zwei Neutronenenergieintervalle dargestellt.

3.3.2 n-γ-Produktionsquerschnitts-Matrix

Um in Multigruppen-γ-Transport-Rechnungen verwendet werden zu können, müssen die differentiellen γ-Produktionsquerschnitte, mit geeigneten Wichtungen versehen, über die γ- und Neutronen-Energie-Gruppen integriert werden. Für diesen Zweck wurden in den USA zwei Computer-Programme (LAPH /3.23/ und POPOP4 /3.24/) entwickelt. LAPH benutzt die differentiellen γ-Produktionsquerschnitte bzw. Neutronenwirkungsquerschnitte, γ-Multiplizitäten und γ-Energieverteilungen von ENDF/B, während POPOP4 eine eigene Datenbibliothek /3.25/ verwendet.

Keines dieser Programme ist in Karlsruhe verfügbar. Es wurden daher γ-Produktionsquerschnitts-Matrizen neu erstellt, und zwar folgendermaßen:

Der Neutronenenergiebereich wurde nach ABN-Gruppen /3.26/ in $N = 26$ Gruppen und der γ-Energiebereich (0,1 bis 10 MeV) wurde entsprechend der Gruppeneinteilung im γ-Transport-Code in $G = 51$ Gruppen eingeteilt. Die differentiellen γ-Produktionsquerschnitte für Neutronenenergien oberhalb 0,8 MeV von Dickens et al. wurden zunächst über die γ-Energiegruppen (Index g) integriert:

$$\sigma_g^{\gamma 1}(E) = \int_g \frac{d\sigma^{\gamma}(E_Y \leftarrow E)}{dE_Y} dE_Y \quad (3.35)$$

Der Index 1 soll andeuten, daß diese Daten nur einen Teilbereich des gesamten Neutronenenergiebereichs überdecken. In einem zweiten Schritt wurden diese Querschnitte, mit geeigneten Neutronenspektren $\phi(E)$ des Eisenpiles bzw. der Eisenkugeln gewichtet, über die Neutronenenergiegruppen (Index n) integriert:

$$\sigma_{gn}^{\gamma 1} = \frac{\int_n \sigma_g^{\gamma 1}(E) \phi(E) dE}{\int_n \phi(E) dE} \quad (3.36)$$

Zur Verdeutlichung sind in Abb. 3.14 der Querschnitt für die inelastische Streuung am ersten angeregten Niveau (0,847 MeV) sowie die Neutronenspektren an verschiedenen Ortspunkten des Eisenpiles im Energiebereich 0,8 bis 2,5 MeV dargestellt. Wegen der starken Energieabhängigkeit dieses Querschnitts hat der Verlauf der Neutronen-Wichtungsspektren einen großen Einfluß auf die diesem Energiebereich entsprechenden Elemente $\sigma_{gn}^{\gamma 1}$ der γ -Produktionsquerschnitts-Matrix.

Zur Berechnung des Anteils des γ -Produktionsquerschnitts, der von Neutronen-Einfangprozessen hervorgerufen wird, wurden zunächst die γ -Energieverteilungen $f(E_{\gamma} + E)$ über die γ -Energiegruppen g integriert:

$$f_g(E) = \int_g f(E_g + E) dE_{\gamma}. \quad (3.37)$$

Da die γ -Multiplizitäten und -Energieverteilungen sich mit der Neutronenenergie nur schwach ändern und die Neutronenenergiestützpunkte grob sind, wurde die Mittelung über die Neutronenenergiegruppen (Index n) folgendermaßen angenähert (der Index 2 kennzeichnet die durch Einfangprozesse hervorgerufenen γ -Produktions-Daten im Energiebereich unterhalb 0,85 MeV):

$$\sigma_{gn}^{\gamma 2} = \bar{\sigma}_n \frac{\int_n \gamma(E) f_g(E) dE}{\Delta E_n}, \quad (3.38)$$

mit

$$\bar{\sigma}_n = \frac{\int_n \sigma(E) \phi(E) dE}{\int_n \phi(E) dE} \quad (3.39)$$

$\Delta E_n = E_n - E_{n+1}$ ist die Breite der Neutronengruppe. Die Bestimmung von $\bar{\sigma}_n$ erfolgte mit geeigneten Neutronenspektren des Eisenpiles bzw. der Eisenkugeln mittels des Computer-Programms KARCOS-06 /3.16/ durch Kondensation von 208- in 26-Gruppen (s. 3.2.1).

Durch Summation der beiden Terme (3.36) und (3.38) erhält man eine $G(51) \times N(26)$ -Matrix des totalen n - γ -Produktionsquerschnitts $[\sigma^\gamma]_{G \times N}$ mit den Elementen

$$\sigma_{gn}^\gamma = \sigma_{gn}^{\gamma 1} + \sigma_{gn}^{\gamma 2} \quad (3.40)$$

3.3.3 Ortsverteilung der neutroneninduzierten γ -Quelle

Die Neutronen-Multigruppen-Transport-Rechnungen liefern eine ortsabhängige Neutronengruppenfluß-Matrix $[\phi]_{N \times R}$ in N Neutronengruppen und R Ortsintervallen. Die räumliche Verteilung der neutroneninduzierten γ -Quelle in G γ -Gruppen und R Ortsintervallen ergibt sich daraus durch Multiplikation der Neutronengruppenfluß-Matrix mit der γ -Produktionsquerschnitts-Matrix und der Atomdichte des Materials N :

$$[S]_{G \times R} = N \cdot [\sigma^\gamma]_{G \times N} \cdot [\phi]_{N \times R} \quad (3.41)$$

3.4 γ -Rechnungen

Berechnet wurden die Spektren der direkten Quell- γ 's und der neutroneninduzierten γ 's, und zwar mit der erweiterten Version des γ -Transportprogramms BIGGI-4T in Kugelgeometrie. Die Verteilung der Winkelstützstellen wurden den zu untersuchenden Problemen angepaßt. Für die Berechnung der Felder räumlich verteilter Quellen wurden die Stützstellen in etwa gleichmäßig über den gesamten Raumwinkel verteilt, bei Punktquellen dagegen wurde eine Verteilung gewählt, bei der die Stützstellen stark in Vorwärtsrichtung konzentriert sind (Richtungskosinusse $\omega = -1,0; -0,5; -0,2588; 0,2588; 0,5; 0,707; 0,866; 0,9659$ und $1,0$). Zwischen zwei Winkelstützstellen wurde eine

quasiexponentielle Interpolation und Integration (Abschnitt 3.1.2) durchgeführt. Für die Berechnung wurde die jeweilige Gesamtanordnung in eine Reihe aneinandergrenzende Kugelschalen-Zonen unterteilt. Am äußeren Rand wurde als Randbedingung ein schwarzer Absorber angenommen, für den inneren Rand wurde angenommen, daß die innere Vollkugel aus demselben Material besteht wie die erste Kugelschale.

3.4.1 γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{228}Th - γ -Quelle im Zentrum

Die Quelle wurde als eine isotrop emittierende Kugel bzw. Kugelschale angenommen. Der Radius dieser Kugel- bzw. Kugelschalenquelle darf, im Vergleich zu den Dimensionen des betrachteten Raumbereiches, nicht zu klein sein, damit die ungestreute Strahlung sich nicht auf ein zu enges Intervall in der Vorwärtsrichtung konzentriert. Dadurch würden bei der numerischen Integration über den Winkelbereich unzulässig große Fehler entstehen. Die optimale Quellgeometrie wurde für Kugel- und Kugelschalenquelle (Dicke 0,2 cm) durch Variation des Radius (2,0; 2,5; 3,0 und 3,5 cm) untersucht. Es zeigte sich, daß die beste Übereinstimmung mit den Messungen erreicht wird, wenn in den Rechnungen eine Kugelschalenquelle mit einem Radius von 3,5 cm (Dicke 0,2 cm) angenommen wird.

Der Energie (Wellenlänge)-Bereich von 0,1 bis 2,61 MeV wurde mit 43 Stützstellen beschrieben. Die verschiedenen Linien des Quellspektrums von ^{228}Th (Tabelle 2.1) wurden den benachbarten Stützstellen zugeordnet. Die Hohlräume in der Quellschale wurden durch eine, außen an die Quelle angrenzende, 0,28 cm dicke Luftschicht simuliert. Die Oberfläche der Eisenkugel war von einer 1,55 cm dicken Luftschicht umgeben, damit die letzte Raumstützstelle der Detektorposition entsprach. Die ganze Anordnung wird danach in der Rechnung durch vier Kugelschalen beschrieben. Die Geometrie und die Zusammensetzung der fünf untersuchten Eisenkugeln (Durchmesser $D = 15, 20, 25,$

30 und 35 cm) zeigt folgende Tabelle (Kugelschale 1 enthält die Quelle):

Kugel- schale	Material	Radius (cm) der Kugelschale									
		Innen-					Außen-				
		D=15	D=20	D=25	D=30	D=35	D=15	D=20	D=25	D=30	D=35
1	Eisen	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,7	3,7	3,7	3,7	3,7
2	Luft	3,7	3,7	3,7	3,7	3,7	3,98	3,98	3,98	3,98	3,98
3	Eisen	3,98	3,98	3,98	3,98	3,98	7,5	10,0	12,5	15,0	17,5
4	Luft	7,5	10,0	12,5	15,0	17,5	9,05	11,55	14,04	16,55	19,05

Die Schrittweite in der maßgebenden Kugelschale 3 betrug etwa 0,5 cm.

3.4.2 γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum

Der interessierende Energie (Wellenlänge)-Bereich von 0,1 bis 9 MeV wurde durch 51 Stützstellen beschrieben.

3.4.2.1 γ -Spektren der Quell- γ 's

Als γ -Spektrum der ^{252}Cf -Quelle wurde im Energiebereich zwischen 0,3 und 3 MeV das gemessene Spektrum (Abschnitt 2.5.2) und im von der Messung nicht überdeckten Energiebereich das bei der ^{235}U -Spaltung emittierte γ -Spektrum /3.27/ angenommen. Das so gewonnene Quellspektrum kann durch je eine Potenzfunktion in vier aneinandergrenzende Energiebereiche folgendermaßen beschrieben werden:

$$SP(E) = \beta_i \cdot E^{-\alpha_i} \text{ (Quanten/MeV} \cdot \text{Spaltung)}. \quad (3.42)$$

Mit 3,75 Neutronen pro Spaltung für die ^{252}Cf -Spontanspaltung /3.28/ ergeben sich für die Koeffizienten folgende Werte:

i	α_i	β_i	E (MeV)
1	0,183	43,01	0,1 - 0,3
2	1,875	5,832	0,3 - 1,0
3	1,087	5,719	1,0 - 3,0
4	5,719	959,8	3,0 - 9,0

Das durch (3.42) beschriebene Quellspektrum wurde über 51, den Stützstellen entsprechende, Energieintervalle integriert und die integrierten Werte wurden den entsprechenden Stützstellen zugeordnet.

Die Hohlräume im Quellbereich wurden durch eine 0,75 cm dicke Luftschicht simuliert. Ansonsten war die Geometrie für die drei untersuchten Kugeln (Durchmesser 25, 30 und 35 cm) dieselbe wie bei der ^{228}Th - γ -Quelle.

3.4.2.2 γ -Spektren der neutroneninduzierten γ 's

Die vier die Anordnung beschreibenden Kugelschalen wurden so gewählt, daß sich die gleichen Raumstützstellen wie die in den Neutronenrechnungen (Abschnitt 3.2.2.1) ergaben und daß ein Raumstützpunkt mit der Detektorposition zusammenfiel. Danach ergab sich für die drei untersuchten Eisenkugeln folgende Geometrie und Zusammensetzung (D = Durchmesser der Eisenkugel):

Kugelschale	Material	Radius (cm) der Kugelschale					
		Innen-			Außen-		
		D=25	D=30	D=35	D=25	D=30	D=35
1	Eisen	0,86	0,86	0,86	1,1510	1,1546	1,1572
2	Eisen	1,1510	1,1546	1,1572	12,2090	14,7054	17,2028
3	Eisen	12,2090	14,7054	17,2028	12,5	15,0	17,5
4	Luft	12,5	15,0	17,5	14,05	16,55	19,05

Die Schrittweite in der maßgebenden Kugelschale 3 betrug etwa 0,6 cm. In der inneren Vollkugel und in der Luftschicht wird keine γ -Produktion angenommen. Die berechneten 208-Gruppen-Neutronenflüsse wurden auf 26 Gruppen kondensiert. Damit wurde die räumliche Verteilung der neutroneninduzierten γ -Quellen (51 Energiegruppen) durch Multiplikation mit der n- γ -Produktionsquerschnitts-Matrix der Eisenkugeln (26 n-Gruppen und 51 γ -Gruppen) (Abschnitt 3.3.2) berechnet.

Das totale, durch die ^{252}Cf -Quelle hervorgerufene γ -Spektrum erhält man durch Addition der Spektren der Quell- und der neutroneninduzierten γ 's. Abb. 3.15 zeigt das totale Spektrum sowie die beiden Teilspektren an der Detektorposition für die drei Eisenkugeln sowie das durch (3.42) beschriebene ^{252}Cf -Quell- γ -Spektrum (Entfernung Detektor - Quelle 102,2 cm).

3.4.3 γ -Spektren im Eisenpile mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum

3.4.3.1 γ -Spektren der Quell- γ 's

Das γ -Quellspektrum und die Quellgeometrie entsprechen den Rechnungen für die Eisenkugeln mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum. Die Hohlräume im Quellbereich wurden durch eine 1,3 cm dicke Luftschicht simuliert. Der übrige Bereich wurde durch drei Kugelschalen beschrieben, die wieder so gewählt wurden,

daß die Raumstützstellen mit denen in der Neutronenrechnung zusammenfielen. Das ergab folgende Geometrie:

Kugel- schale	Material	Radius (cm) der Kugelschale	
		Innen-	Außen-
1	Stahl	3,5	3,7
2	Luft	3,7	5,0
3	Stahl	5,0	6,3524
4	Stahl	6,3524	51,716
5	Stahl	51,716	52,0

Die Schrittweite in der maßgebenden Kugelschale 4 betrug etwa 0,6 cm.

3.4.3.2 γ -Spektren der neutroneninduzierten γ 's

Da in dieser relativ großen Anordnung das Neutronenspektrum und damit die n- γ -Produktionsquerschnitts-Matrix, insbesondere deren Anteil aus der inelastischen Neutronenstreuung, sich räumlich stark ändert, wurde die Anordnung in mehrere Zonen unterteilt und für jede Zone eine eigene n- γ -Produktionsquerschnitts-Matrix verwendet. Um wieder mit den Neutronenrechnungen (Abschnitt 3.2.2.2) übereinstimmende Raumstützstellen zu erhalten, wurden die Kugelschalen folgendermaßen gewählt:

Kugel- schale	Radius (cm) der Kugelschale		n- γ -Produktions- querschnitts- Matrix
	Innen-	Außen-	
1	2,1	2,3835	NGPQM1
2	2,3835	16,560	NGPQM1
3	16,560	35,839	NGPQM2
4	35,839	51,717	NGPQM3
5	51,717	52,0	NGPQM3

Alle Kugelschalen bestanden aus einem dem Eisenpile entsprechenden Stahl. Die Schrittweite in den Kugelschalen 2, 3 und 4 betrug etwa 0,6 cm. In der inneren Vollkugel wurden keine γ 's produziert. Die Neutronenspektren aus den Rechnungen mit dem 208-Gruppensatz (Radius der Eisenkugel 52 cm, Luftschicht 198 cm und 50 cm Betonschicht) wurden auf 26 Gruppen kondensiert. Daraus ergab sich wieder die räumliche Verteilung der neutroneninduzierten γ -Quellen (in 51 Energiegruppen) durch Multiplikation mit den n- γ -Produktionsquerschnitts-Matrizen (26 n-Gruppen und 51 γ -Gruppen).

Totale γ -Spektren im Eisenpile erhält man wieder durch Addition der γ -Spektren aus Quell- und neutroneninduzierten γ 's.

4. Vergleich von Messung und Rechnung

4.1 γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{228}Th - γ -Quelle im Zentrum

Abb. 4.1 zeigt die gemessenen (entfaltet mit den Antwort-Funktionen für achsenparallelen und isotropen Einfall) und gerechneten γ -Leckage-Spektren der fünf untersuchten Eisenkugeln in absoluten Einheiten. Die beiden Entfaltungen unterscheiden sich nur unerheblich, das "wahre" Spektrum sollte dazwischen liegen. Der Vergleich zeigt im allgemeinen eine relativ gute (5 - 15 %) Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung, und zwar sowohl in den absoluten Werten als auch im energieabhängigen Verlauf. Unterhalb etwa 0,4 MeV werden die Meßwerte infolge von Elektronenuntergrund und infolge von Fehlern in der Extrapolation der Antwort-Funktionen des Detektors zunehmend unsicher. Daher sollten die gemessenen Spektren in diesem Energiebereich nicht für quantitative Vergleiche herangezogen werden.

Betrachtet man die Spektren der fünf Kugeln insgesamt, so zeigt sich, daß die gerechneten Flüsse (sowohl die gestreuten als auch die ungestreuten) mit wachsendem Kugeldurchmesser langsamer abfallen als die gemessenen Flüsse. Entsprechend liegt die Rechnung bei der kleinsten Kugel (Durchmesser = 15 cm) 5 - 15 % tiefer, bei der größten Kugel (Durchmesser = 35 cm) 5 - 10 % höher als die Messung. Die im Bereich von 1,85 MeV in den gemessenen Spektren auftretende Peak-Tal-Struktur rührt von Paarbildungsprozessen der 2,61 MeV γ 's im Detektor her. Dieser Detektoreffekt wird in den Rechnungen nicht berücksichtigt. Unterhalb etwa 0,9 MeV rührt ein großer Anteil des Spektrums von Quell- γ 's mit Energien von 0,86; 0,73 und 0,58 MeV her. In diesem Energiebereich liegt die Rechnung im allgemeinen um 10 - 25 % höher. Das ist darauf zurückzuführen, daß in den Rechnungen die nahezu punktförmige Quelle durch eine relativ große Kugelschalenquelle ersetzt wurde und dies für die niederenergetischen γ 's eine schlechte Näherung ist.

Die relativ gute Übereinstimmung (innerhalb etwa 15 %) zwischen Messung und Rechnung wurde erst nach einer sorgfältigen Optimierung einiger Parameter im Rechen-code erreicht (Winkelstützstellen und insbesondere Quellgeometrie). Das zeigt, daß der Code ohne zusätzliche experimentelle Information nicht ohne weiteres für eine genaue und zuverlässige Berechnung solcher Systeme geeignet ist.

4.2 γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum

Abb. 4.2 zeigt einen Vergleich der gemessenen und gerechneten γ -Spektren. Dargestellt sind die γ -Leckage-Spektren der drei untersuchten Eisenkugeln (Durchmesser = 25, 30 und 35 cm) und das γ -Quellspektrum der ^{252}Cf -n-Quelle (Abstand Detektor-Quelle 102,2 cm) in absoluten Einheiten (γ -Fluß pro MeV pro Quellneutron). Der Vergleich zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung oberhalb etwa 0,6 MeV. Die Diskrepanz zwischen Messung und Rechnung unterhalb etwa 0,6 MeV ist wahrscheinlich hauptsächlich auf systematische Fehler in den Messungen zurückzuführen, die vom Elektronenuntergrund, von Unsicherheiten in der Extrapolation der Antwortfunktionen des Detektors und auch vom Neutronenuntergrund herrühren. Die Diskrepanz ist hier wesentlich größer als bei der ^{228}Th - γ -Quelle und nimmt mit wachsendem Kugeldurchmesser und damit wachsendem n/ γ -Verhältnis zu. Das deutet darauf hin, daß der Neutronenuntergrund den Hauptanteil des systematischen Meßfehlers in diesem Energiebereich darstellt. Die relativ große Abweichung zwischen Messung und Rechnung in den beiden höchsten Energieintervallen dürfte zwei Ursachen haben: Auf der Seite der Messungen die Vernachlässigung des Beitrags der hochenergetischen γ 's in der Entfaltung und bei den Rechnungen die Unsicherheit des γ -Spektrums der ^{252}Cf -n-Quelle im hochenergetischen Bereich.

4.3 Neutronenspektren im Eisenpile

Abb. 4.3 zeigt die gemessenen (kurzer Meßkanal) und gerechneten (Eisenkugelradius 52 cm, 198 cm dicke Luft- und 50 cm dicke Betonschicht) Neutronenspektren an fünf Positionen im Eisenpile ($R = 21,59; 26,37; 36,10; 41,01$ und $45,95$ cm) in absoluten Einheiten. An der mittleren Position ($R = 36,10$ cm) wurde mit dem Protonenrückstoß-Proportionalzählrohr sowohl mit der kleinen als auch mit der großen ^{252}Cf -Quelle gemessen. Die gerechneten Spektren wurden für den Vergleich durch ein spezielles Programm geglättet, so daß die Auflösung etwa vergleichbar ist mit der in den Messungen.

Der Vergleich zeigt zunächst eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung sowohl in den absoluten Werten als auch im Verlauf der Spektren. Nur im Energiebereich unterhalb etwa 800 keV, wo die gerechneten Spektren relativ stark von der in den Rechnungen angenommenen Geometrie abhängen, liegt die Messung an den inneren Positionen etwas tiefer, an den äußeren etwas höher als die Rechnung. Diese Tendenz war aufgrund der in den Rechnungen angenommenen Geometrie zu erwarten.

Die in der Arbeit von Werle et al. /2.15/ in den Neutronen-Leckage-Spektren von Eisenkugeln gefundenen Abweichungen, daß nämlich der bei etwa 500 keV in den Messungen festgestellte Höcker an der niederenergetischen Seite des starken Flußpeaks bei etwa 600 keV in den Rechnungen nicht wiedergegeben wird und daß bei etwa 1 MeV die Messungen generell höher als die Rechnungen liegen, wird durch diese Untersuchungen in dem relativ großen Eisenpile bestätigt. Infolge der größeren systematischen Fehler, sowohl in den Messungen als auch in den Rechnungen sind die anderen dort festgestellten Abweichungen in dem hier gezeigten Vergleich kaum zu erkennen. Die Diskrepanz oberhalb 4 MeV für die inneren Positionen

($R = 21,59$ und $26,37$ cm) und bei $2,5$ MeV an der äußeren Position ist durch die dort anwachsenden statistischen Meßfehler verursacht.

Aus diesem Vergleich kann man feststellen, daß die Neutronenspektren des Eisenpiles im gesamten Meßbereich und bis zu einem Abstand von etwa $R = 45$ cm durch die eindimensionale Rechnung mit geeigneten gewählten Parametern gut wiedergegeben werden.

4.4 ^{235}U -Spaltraten im Eisenpile

Tabelle 4.1 zeigt die gemessenen und die mit verschiedenen Radien bzw. Randbedingungen gerechneten ^{235}U -Spaltraten an fünf Positionen ($R = 21,59; 26,37; 36,10; 41,01$ und $45,95$ cm) im kürzeren Meßkanal des Eisenpiles. Im Vergleich zu der Messung liegt die Rechnung G50 für alle Positionen viel zu tief und wird daher im folgenden nicht mehr betrachtet. Die Meßwerte liegen für die beiden inneren Positionen nahe an den Rechenwerten von G55, an den beiden folgenden Positionen nahe an denen von D52 und für die äußerste Position zwischen denen von G52 und D52. Diese Tendenz kann folgendermaßen erklärt werden: Im inneren Bereich der Anordnung wird der Neutronenfluß durch einen integralen Geometriefaktor, nämlich das Neutronenbuckling (die Kugel mit 55 cm Radius besitzt ein dem Eisenpile äquivalentes Neutronenbuckling) gut beschrieben. In den äußeren Bereichen dagegen spielen zunehmend lokale Geometrieinflüsse und insbesondere auch die Randbedingung eine Rolle. Z.B. wird offenbar in der Rechnung D52 die Reflektorwirkung der angrenzenden Luft- und Betonschichten etwas überschätzt (7% bei $R = 45,95$ cm). Insgesamt gibt jedoch die Rechnung D52 (Radius 52 cm, Randbedingung: 198 cm Luft und 50 cm Beton) die Neutronenverteilungen im ganzen Raumbereich am besten wieder (bei $R = 21,59$ und $26,37$ cm wird die Spaltrate etwa 5% unterschätzt und bei $R = 45,95$ cm, wie erwähnt, etwa 7% überschätzt).

4.5 γ -Spektren im Eisenpile

Einen Vergleich (der in beiden Meßkanälen) gemessenen mit den gerechneten γ -Spektren im Eisenpile zeigen die Abb. 4.4 (kurzer Meßkanal) und Abb. 4.5 (langer Meßkanal). Für die inneren Positionen (bis zum Abstand von $R=21,59$ cm) wurde die kleine und für die äußeren Positionen (ab $R=21,59$ cm) wurde die große ^{252}Cf -n-Quelle verwendet. Die angegebenen Abstände geben die Entfernung zwischen dem Zentrum der ^{252}Cf -n-Quelle und dem des Detektors an.

Bis zu einem Abstand von etwa $R = 30$ cm unterscheiden sich die Spektren in den beiden Meßkanälen praktisch nicht. Für größere Abstände liegen die im längeren Kanal gemessenen Spektren, wie erwartet, etwas höher. Die beiden Serien von Messungen werden mit den gleichen Rechenergebnissen verglichen. Die aus dem Vergleich gezogenen Schlußfolgerungen gelten für beide Meßreihen.

Der Vergleich zeigt zunächst eine befriedigende Übereinstimmung für die inneren Positionen im Energiebereich oberhalb $0,5$ MeV und für die äußeren Positionen im Energiebereich zwischen $0,5$ und etwa 2 MeV.

Die Diskrepanzen unterhalb $0,5$ MeV werden, wie bei den Eisenkugeln, im wesentlichen durch Neutronenuntergrund in den Messungen hervorgerufen. Das ersieht man daraus, daß sie eng mit dem n- γ -Verhältnis korreliert sind: In Quellnähe nimmt das n- γ -Verhältnis und entsprechend diese Diskrepanz mit wachsendem Abstand zu, für größere Abstände von der Quelle erreicht das n- γ -Verhältnis und analog diese Diskrepanz praktisch einen asymptotischen Wert. Ganz in der Nähe der Quelle ($R = 7,08$ cm) sind auch Fehler in den Rechnungen zu erwarten, die durch Unsicherheiten im Quellspektrum und durch die angenommene Kugelschalenquelle hervorgerufen werden. Obwohl demnach die Messungen unterhalb $0,5$ MeV für quantitative Aussagen un-

brauchbar sind, bestätigen sie doch zumindest ein Detail der Rechnungen, nämlich die durch hochenergetische γ 's in den äußeren Bereichen des Piles hervorgerufene 0,511 MeV-Paarbildungsstrahlung.

Auch die mit zunehmendem Abstand von der Quelle wachsenden Diskrepanzen oberhalb 2 MeV sind mit großer Wahrscheinlichkeit auf systematische Meßfehler zurückzuführen. Der Grund dafür ist, daß mit zunehmendem Abstand der Anteil der Einfangprozesse und damit das Gewicht der hochenergetischen γ -Quanten zunimmt. Die Vernachlässigung der davon im Meßbereich hervorgerufenen Compton- und Paarbildungs-Impulse vergrößert den systematischen Fehler, insbesondere oberhalb etwa 2 MeV. Die quantitative Analyse bleibt daher auf den Energiebereich 0,5 bis 2 MeV beschränkt.

Für alle Positionen ergibt sich eine gute Übereinstimmung (innerhalb 15 %) zwischen Messung und Rechnung für die Intensität des durch inelastische Streuprozesse hervorgerufenen 0,847 MeV Peaks. Wegen der guten Übereinstimmung der berechneten und gemessenen hochenergetischen Neutronenflüsse (Abschnitt 4.3) folgt daraus, daß die verwendeten inelastischen n- γ -Produktionsquerschnitte mit den Experimenten konsistent sind.

Im Energiebereich oberhalb 0,847 bis 2 MeV ist die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung für Abstände größer als etwa 20 cm nicht so gut, und zwar werden hier die Flüsse von der Rechnung systematisch unterschätzt (im Mittel um etwa 30 %). Die systematischen Meßfehler sind zwar hier vergleichbar mit dieser Diskrepanz, die festgestellten Diskrepanzen sollten trotzdem als ein Hinweis auf mögliche Unzulänglichkeiten in den benutzten Daten oder Programmen beachtet werden: Die in diesen Bereichen des Eisenpiles auftretenden

Einfangprozesse werden vorwiegend durch Neutronen mit Energien zwischen 1 und 800 keV hervorgerufen. In diesem Energiebereich ist die Unsicherheit in den verwendeten Einfangquerschnitten relativ groß (nicht besser als 10 %). Die γ -Multiplizitäten sowie die γ -Energieverteilungen sind ebenfalls nicht besser als auf etwa 10 % genau bekannt.

4.6 Schlußfolgerungen aus dem Vergleich der Messungen mit den Rechnungen

γ -Spektrometer. Das verwendete Compton- γ -Spektrometer liefert bei geringem Neutronenuntergrund und einem geringen Anteil hochenergetischer γ 's gute Ergebnisse im Energiebereich von etwa 200 keV bis 3 MeV. Bei hoher Neutronenintensität verschiebt sich die untere Grenze des Meßbereichs nach oben auf etwa 500 keV und ein hoher Anteil hochenergetischer γ 's erniedrigt die obere Meßbereichsgrenze auf etwa 2 MeV. Die Ausdehnung des dadurch für neutroneninduzierte γ -Felder eingeschränkten Meßbereichs ist zwar prinzipiell möglich, erfordert aber einen großen elektronischen (zur Unterdrückung des Neutronenuntergrundes) und einen großen rechnerischen bzw. experimentellen Aufwand (zur Korrektur des Beitrags hochenergetischer γ 's).

γ -Transport. Die Untersuchungen zum reinen γ -Transport (^{228}Th -Quelle in Eisenkugeln) sollten primär der Überprüfung des γ -Transport-Codes dienen. Dieser Überprüfung konnte der Code nur partiell gerecht werden. Um eine für alle Eisenkugeln befriedigende Übereinstimmung zu erzielen, waren umfangreiche Studien zur Optimierung der Winkelstützpunkte und der Quellgeometrie notwendig. Der Code ist deshalb ohne zusätzliche experimentelle Informationen nicht ohne weiteres für eine genaue und zuverlässige Berechnung solcher Systeme geeignet.

Neutronen-Transport. In Übereinstimmung mit /2.15/ zeigte sich, daß der verwendete Code und die Daten den Neutronen-transport in Eisen im hochenergetischen Bereich gut beschreiben. Die Prüfung im niederenergetischen Bereich kann sich nur auf integrale ^{235}U -Spaltraten stützen. Schwerwiegende Diskrepanzen konnten auch hier nicht festgestellt werden.

Neutroneninduzierte γ -Felder. Die Theorie liefert gute Ergebnisse, solange die γ -Felder im wesentlichen von den Quell- γ 's und von inelastischer Neutronenstreuung herühren. (Für die Berechnung des Quell- γ -Transports gelten die beim γ -Transport gemachten Einschränkungen.) Wegen der guten Übereinstimmung zwischen den gemessenen und gerechneten Neutronenfeldern folgt daraus, daß die verwendeten γ -Produktionsquerschnitte für die inelastische Streuung mit den Messungen konsistent sind. Eine Überprüfung der γ -Produktionsquerschnitte für Einfang-Prozesse war wegen der relativ großen systematischen Meßfehler nur sehr bedingt möglich. Es hat jedoch den Anschein, als ob die durch Einfangprozesse hervorgerufene γ -Produktion in den Rechnungen etwas ($\approx 20\%$) unterschätzt wird.

5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die durch Spaltneutronen in Eisen induzierten γ -Felder experimentell und theoretisch untersucht. Eisen ist das wichtigste Strukturmaterial in schnellen Reaktoren und hat auch als Abschirmmaterial Bedeutung. Als Neutronenquelle wurde ^{252}Cf verwendet, weil es ein mit schnellen Reaktoren vergleichbares Neutronenspektrum emittiert. Das generelle Ziel dieser Arbeit war es, durch Bereitstellung experimenteller Daten und deren theoretischer Interpretation, die Berechenbarkeit neutroneninduzierter γ -Felder zu überprüfen und zu verbessern. Wichtige Gesichtspunkte für die Auswahl der Anordnungen und die Durchführung der Messungen waren:

- 1) Im Interesse einer leichten Berechnung wurden Anordnungen mit einfacher Geometrie und Zusammensetzung gewählt.
- 2) Es wurde an einer Reihe gleichartiger Anordnungen bzw. an verschiedenen Positionen derselben Anordnung gemessen und die Felder wurden absolut bestimmt. Das erleichtert die Prüfung der Konsistenz von zwischen Messung und Rechnung auftretenden Diskrepanzen und deren Interpretation.

Absolute γ -Spektren wurden im Energiebereich zwischen etwa 0,3 und 3 MeV mit einem Si(Li)-Compton-Spektrometer gemessen. Die Antwort-Funktionen des Spektrometers wurden mit einem Satz monoenergetischer γ -Quellen und die absolute Empfindlichkeit mit Hilfe geeichter ^{137}Cs -Quellen (mit einer Genauigkeit von etwa 10 %) experimentell bestimmt.

Die Berechnung der neutroneninduzierten γ -Felder setzt eine zuverlässige Kenntnis der Neutronenfelder voraus. Die berechneten Neutronenfelder des Eisenpiles wurden deshalb experimentell überprüft: Im Energiebereich zwischen 250 und 800 keV wurden die Neutronenspektren absolut mit einem kugelförmigen (3,2 cm ϕ) Protonenrückstoß-Proportionalzählrohr und zwischen 250 keV und 4 MeV mit einem ^3He -Halbleiterspektrometer gemessen. Der niederenergetische Fluß wurde integral über die ^{235}U -Spaltrate gemessen. Weiterhin war es für einen absoluten Vergleich von gerechneten und gemessenen γ -Spektren notwendig, die Quellstärken der ^{252}Cf -Quellen absolut zu bestimmen.

Für die Berechnung der Neutronenspektren wurde das eindimensionale Neutronentransport-Programm DTK in Kugelgeometrie mit Feingruppeneinteilung (208 Energiegruppen) und KEDAK-Daten verwendet. Die γ -Spektren wurden ebenfalls in Kugelgeometrie mit einer auf 51 Energiegruppen erweiterten Version des eindimensionalen γ -Transport-Programms BIGGI-4T durchgeführt. Für die Berechnung der neutroneninduzierten γ -Felder wurde unter Verwendung publizierter Daten eine 26-Neutronen- und 51 γ -Energiegruppen umfassende n- γ -Produktionsquerschnitts-Matrix für Eisen erstellt. Es zeigte sich, daß BIGGI-4T nicht ohne weiteres zur Beschreibung von Punktquellen geeignet ist, es müssen vielmehr einige kritische Parameter der jeweiligen Anordnung angepaßt werden. Für diese Anpassung wurden gemessene γ -Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{228}Th - γ -Quelle im Zentrum benutzt.

Der Vergleich zwischen Messung und Rechnung ergab zunächst eine gute Übereinstimmung für die Neutronenspektren und die ^{235}U -Spaltraten. Auch die berechneten und gemessenen

γ -Spektren stimmen gut überein, solange die γ -Felder im wesentlichen von den Quell- γ 's und von inelastischer Neutronenstreuung herrühren. Daraus ist zu schließen, daß die verwendeten n- γ -Produktionsquerschnitte für die inelastische Streuung mit den Messungen konsistent sind. Wenn die Einfangprozesse den Hauptbeitrag zum γ -Feld liefern, ist die Übereinstimmung zwischen gerechneten und gemessenen γ -Spektren etwas schlechter. Es hat den Anschein, als ob die γ -Produktion durch Einfangprozesse in den Rechnungen etwas ($\approx 20\%$) unterschätzt wird.

Die Ergebnisse zeigen, daß solche Untersuchungen geeignet sind, die bei der Berechnung des neutroneninduzierten γ -Transports verwendeten Methoden und Daten zu überprüfen und zu verbessern. Eine weitere Steigerung der experimentellen Genauigkeit und/oder eine Erweiterung des Meßbereichs - beides ist möglich - würde den Wert solcher Untersuchungen weiter erhöhen.

ANHANG
NEUTRONEN-GAMMA-PRODUKTIONSQUERSCHNITTS-MATRIX (BARN) FÜR FEISENPILE (NGPQM1)

EN (EV) EG (MEV)	6.500E+06	4.000E+06	2.500E+06	1.400E+06	8.000E+05
	-1.050E+07	-6.500E+06	-4.000E+06	-2.500E+06	-1.400E+06
1.028E-01					
-1.060E-01	3.064E-03	1.024E-03	2.406E-04	8.356E-05	8.851E-05
-1.132E-01	6.488E-03	2.169E-03	5.096E-04	1.769E-04	1.883E-04
-1.215E-01	7.479E-03	2.501E-03	5.874E-04	2.040E-04	2.170E-04
-1.311E-01	8.651E-03	2.892E-03	6.794E-04	2.359E-04	2.510E-04
-1.423E-01	1.009E-02	3.374E-03	7.927E-04	2.752E-04	2.929E-04
-1.557E-01	6.539E-03	2.320E-03	5.450E-04	1.892E-04	2.013E-04
-1.718E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-1.917E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-2.131E-01	9.081E-04	3.036E-04	7.132E-05	2.477E-05	2.635E-05
-2.319E-01	1.303E-03	4.357E-04	1.024E-04	3.554E-05	3.782E-05
-2.500E-01	1.255E-03	4.195E-04	9.854E-05	3.422E-05	3.641E-05
-2.713E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-2.966E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-3.270E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-3.588E-01	4.880E-03	1.632E-03	3.833E-04	1.331E-04	1.416E-04
-3.855E-01	1.481E-02	4.951E-03	1.163E-03	4.032E-04	4.297E-04
-4.103E-01	9.057E-03	3.028E-03	7.113E-04	2.470E-04	2.628E-04
-4.385E-01	2.782E-03	9.301E-04	2.185E-04	7.587E-05	8.072E-05
-4.708E-01	1.134E-03	3.793E-04	8.910E-05	3.094E-05	3.292E-05
-5.084E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-5.524E-01	1.025E-04	3.427E-05	8.051E-06	2.796E-06	2.974E-06
-5.972E-01	1.913E-03	6.398E-04	1.503E-04	5.218E-05	5.552E-05
-6.538E-01	3.034E-04	1.015E-04	2.383E-05	8.275E-06	8.805E-06
-6.669E-01	7.532E-03	2.518E-03	5.915E-04	2.054E-04	2.186E-04
-7.036E-01	1.883E-02	8.454E-03	3.741E-03	2.198E-03	1.745E-03
-7.447E-01	1.324E-02	1.442E-02	1.124E-02	7.944E-03	6.660E-03
-7.908E-01	3.866E-02	8.003E-02	5.221E-02	3.881E-02	4.039E-02
-8.431E-01	2.693E-01	3.938E-01	3.393E-01	2.299E-01	1.551E-01
-9.027E-01	5.313E-01	5.315E-01	4.839E-01	3.479E-01	1.540E-01
-9.714E-01	2.307E-01	1.817E-01	1.407E-01	1.226E-01	3.742E-02
-1.052E+00	6.725E-02	5.356E-02	1.671E-02	9.732E-03	2.434E-03
-1.146E+00	6.853E-02	4.928E-02	1.030E-02	1.391E-03	2.739E-04
-1.259E+00	2.278E-01	1.899E-01	7.332E-02	5.601E-03	4.009E-04
-1.397E+00	2.973E-01	1.670E-01	7.026E-02	1.519E-02	1.040E-03
-1.570E+00	8.005E-02	5.172E-02	2.832E-02	2.272E-02	1.514E-03
-1.791E+00	1.307E-01	9.785E-02	4.395E-02	3.165E-03	9.712E-04
-2.037E+00	1.911E-01	1.735E-01	9.092E-02	9.556E-04	5.253E-04
-2.258E+00	1.575E-01	1.553E-01	8.466E-02	1.281E-03	9.706E-04
-2.477E+00	9.992E-02	7.474E-02	2.993E-02	6.534E-04	4.756E-04
-2.744E+00	1.783E-01	1.434E-01	3.291E-02	8.021E-04	7.467E-04
-3.073E+00	1.686E-01	8.670E-02	1.354E-02	9.879E-04	1.292E-03
-3.498E+00	2.021E-01	1.362E-01	1.965E-02	1.306E-03	1.438E-03
-3.966E+00	1.899E-01	1.357E-01	1.393E-02	8.522E-04	9.055E-04
-4.584E+00	9.274E-02	3.043E-02	2.578E-03	1.136E-03	1.034E-03
-4.796E+00	6.194E-02	1.798E-02	1.354E-03	4.083E-04	5.748E-04
-5.294E+00	8.523E-02	2.062E-02	2.963E-03	1.264E-03	1.258E-03
-5.908E+00	7.350E-02	1.263E-02	1.999E-03	6.344E-04	8.465E-04
-6.684E+00	8.217E-02	1.075E-02	2.735E-03	1.030E-03	1.262E-03
-7.695E+00	6.807E-02	9.714E-03	2.346E-03	1.165E-03	1.271E-03
-8.636E+00	9.574E-02	2.798E-02	6.965E-03	2.637E-03	3.115E-03
-1.000E+01	2.144E-02	5.673E-03	1.547E-03	1.072E-03	1.079E-03

EN(EV) EG(MEV)	4.000E+05 -8.000E+05	2.000E+05 -4.000E+05	1.000E+05 -2.000E+05	4.650E+04 -1.000E+05	2.150E+04 -4.650E+04
1.026E-01					
-1.060E-01	5.902E-05	5.994E-05	5.608E-05	1.898E-04	1.659E-04
-1.132E-01	1.250E-04	1.269E-04	1.188E-04	4.019E-04	3.513E-04
-1.215E-01	1.441E-04	1.463E-04	1.369E-04	4.633E-04	4.049E-04
-1.311E-01	1.666E-04	1.693E-04	1.583E-04	5.358E-04	4.684E-04
-1.423E-01	1.944E-04	1.975E-04	1.847E-04	6.251E-04	5.464E-04
-1.557E-01	1.337E-04	1.358E-04	1.270E-04	4.298E-04	3.757E-04
-1.718E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-1.917E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-2.131E-01	1.749E-05	1.997E-05	2.338E-05	8.616E-05	1.263E-04
-2.319E-01	2.510E-05	2.865E-05	3.355E-05	1.236E-04	1.813E-04
-2.500E-01	2.417E-05	2.759E-05	3.231E-05	1.190E-04	1.745E-04
-2.713E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-2.966E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-3.270E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-3.538E-01	9.400E-05	1.061E-04	1.246E-04	4.593E-04	6.749E-04
-3.855E-01	2.852E-04	3.219E-04	3.779E-04	1.394E-03	2.048E-03
-4.103E-01	1.745E-04	1.964E-04	2.298E-04	8.275E-04	1.114E-03
-4.385E-01	5.358E-05	5.902E-05	6.734E-05	1.935E-04	6.876E-06
-4.708E-01	2.185E-05	2.407E-05	2.746E-05	7.890E-05	2.804E-06
-5.084E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-5.524E-01	1.974E-06	1.998E-06	1.775E-06	5.573E-06	5.906E-06
-5.972E-01	3.686E-05	3.730E-05	3.314E-05	1.040E-04	1.103E-04
-6.338E-01	5.845E-06	5.784E-06	5.250E-06	1.700E-05	6.891E-06
-6.669E-01	1.451E-04	1.460E-04	1.292E-04	4.034E-04	4.247E-04
-7.036E-01	4.027E-04	2.831E-04	2.505E-04	7.817E-04	8.329E-04
-7.447E-01	2.723E-04	4.179E-06	4.452E-06	1.606E-05	1.166E-05
-7.908E-01	8.286E-05	1.274E-05	1.428E-05	5.388E-05	6.280E-05
-8.431E-01	6.827E-05	4.736E-05	4.516E-05	1.546E-04	1.529E-04
-9.027E-01	4.627E-04	4.003E-04	4.900E-04	1.914E-03	2.332E-03
-9.714E-01	2.829E-04	1.379E-04	1.280E-04	3.839E-04	2.512E-04
-1.052E+00	2.145E-04	1.220E-04	1.157E-04	3.741E-04	4.618E-04
-1.146E+00	1.183E-04	2.706E-05	2.928E-05	1.068E-04	1.189E-04
-1.259E+00	1.272E-04	1.053E-04	1.152E-04	4.201E-04	5.326E-04
-1.397E+00	3.769E-04	2.264E-04	2.339E-04	7.804E-04	9.584E-04
-1.570E+00	1.860E-04	1.008E-04	9.696E-05	3.208E-04	2.627E-04
-1.791E+00	7.278E-04	5.099E-04	5.102E-04	1.633E-03	2.560E-03
-2.037E+00	5.245E-04	2.462E-04	2.632E-04	9.347E-04	9.434E-04
-2.258E+00	5.083E-04	4.719E-04	4.711E-04	1.635E-03	1.593E-03
-2.477E+00	3.126E-04	2.539E-04	2.565E-04	8.975E-04	8.285E-04
-2.744E+00	6.961E-04	3.773E-04	4.180E-04	1.501E-03	1.801E-03
-3.075E+00	7.694E-04	5.845E-04	6.020E-04	2.100E-03	2.304E-03
-3.498E+00	8.763E-04	7.567E-04	8.051E-04	2.925E-03	3.556E-03
-3.966E+00	7.427E-04	5.172E-04	4.977E-04	1.667E-03	1.245E-03
-4.384E+00	5.914E-04	3.191E-04	4.601E-04	1.573E-03	1.885E-03
-4.796E+00	5.887E-04	6.566E-04	5.561E-04	1.801E-03	1.550E-03
-5.294E+00	6.745E-04	4.714E-04	3.815E-04	1.265E-03	1.286E-03
-5.908E+00	7.761E-04	3.915E-04	3.689E-04	1.199E-03	8.962E-04
-6.684E+00	7.587E-04	6.823E-04	8.562E-04	2.960E-03	4.542E-03
-7.695E+00	8.891E-04	3.872E-04	3.959E-04	3.015E-03	1.326E-02
-8.636E+00	2.544E-03	1.875E-03	2.131E-03	5.766E-03	1.355E-03
-1.000E+01	5.152E-04	3.355E-04	3.302E-04	9.881E-04	7.413E-05

EN (EV) EG (MEV)	1.000E+04 -2.150E+04	4.650E+03 -1.000E+04	2.150E+03 -4.650E+03	1.000E+03 -2.150E+03	4.650E+02 -1.000E+03
1.026E-01					
-1.060E-01	7.800E-05	1.417E-05	2.545E-05	6.559E-04	4.514E-05
-1.132E-01	1.052E-04	3.001E-05	5.389E-05	1.289E-03	9.560E-05
-1.215E-01	1.904E-04	3.459E-05	6.212E-05	1.601E-03	1.102E-04
-1.311E-01	2.202E-04	4.001E-05	7.185E-05	1.852E-03	1.275E-04
-1.423E-01	2.569E-04	4.668E-05	8.383E-05	2.160E-03	1.487E-04
-1.557E-01	1.766E-04	3.209E-05	5.763E-05	1.485E-03	1.022E-04
-1.718E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-1.917E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-2.131E-01	5.197E-05	1.479E-05	2.734E-05	6.191E-04	5.267E-05
-2.319E-01	7.458E-05	2.122E-05	3.924E-05	8.885E-04	7.702E-05
-2.500E-01	7.181E-05	2.043E-05	3.778E-05	8.554E-04	7.416E-05
-2.713E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-2.966E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-3.270E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-3.588E-01	2.777E-04	9.193E-05	1.454E-04	3.290E-03	2.846E-04
-3.855E-01	8.427E-04	2.789E-04	4.411E-04	9.982E-03	8.637E-04
-4.103E-01	7.066E-04	1.490E-03	3.734E-04	6.006E-03	5.119E-04
-4.385E-01	6.817E-04	3.664E-03	3.666E-04	1.603E-03	1.173E-04
-4.708E-01	2.780E-04	1.500E-03	1.495E-04	6.536E-04	4.783E-05
-5.084E-01	0.0	9.196E-06	0.0	0.0	0.0
-5.524E-01	2.844E-06	5.913E-06	1.910E-06	2.897E-05	3.793E-06
-5.972E-01	5.308E-05	2.441E-05	3.566E-05	5.408E-04	7.080E-05
-6.338E-01	9.995E-06	5.122E-06	2.229E-06	3.380E-05	4.425E-06
-6.669E-01	1.998E-04	9.234E-05	1.378E-04	2.094E-03	2.796E-04
-7.036E-01	3.860E-04	1.782E-04	2.704E-04	4.101E-03	5.476E-04
-7.447E-01	1.100E-05	7.978E-06	4.397E-06	9.494E-06	0.0
-7.908E-01	3.564E-05	1.312E-05	1.327E-05	2.140E-04	2.200E-05
-8.431E-01	6.741E-05	2.381E-05	2.174E-05	6.669E-04	3.630E-05
-9.027E-01	9.854E-04	2.157E-04	2.276E-04	9.649E-03	3.470E-04
-9.714E-01	3.937E-04	1.577E-03	1.908E-04	1.670E-03	1.761E-04
-1.052E+00	2.199E-04	1.532E-04	1.474E-04	2.361E-03	2.907E-04
-1.146E+00	7.581E-05	1.055E-04	2.677E-05	4.934E-04	3.540E-05
-1.259E+00	2.520E-04	1.902E-04	1.022E-04	2.401E-03	1.754E-04
-1.397E+00	5.975E-04	1.145E-03	3.312E-04	5.040E-03	5.410E-04
-1.570E+00	2.480E-04	6.425E-04	8.936E-05	1.188E-03	9.204E-05
-1.791E+00	1.244E-03	1.262E-03	9.937E-04	1.456E-02	1.956E-03
-2.037E+00	7.893E-04	1.513E-03	2.814E-04	3.949E-03	3.254E-04
-2.258E+00	1.065E-03	1.505E-03	4.166E-04	6.241E-03	6.002E-04
-2.477E+00	5.932E-04	8.978E-04	1.915E-04	3.167E-03	2.300E-04
-2.744E+00	1.138E-03	1.731E-03	5.231E-04	8.613E-03	7.948E-04
-3.075E+00	1.416E-03	2.111E-03	5.920E-04	1.085E-02	8.624E-04
-3.498E+00	2.084E-03	2.315E-03	9.277E-04	1.472E-02	1.531E-03
-3.966E+00	1.216E-03	2.942E-03	4.661E-04	6.108E-03	4.839E-04
-4.384E+00	1.362E-03	1.975E-03	6.313E-04	8.989E-03	1.032E-03
-4.796E+00	1.094E-03	2.077E-03	4.464E-04	7.623E-03	5.986E-04
-5.294E+00	1.050E-03	2.208E-03	4.460E-04	6.639E-03	5.903E-04
-5.908E+00	9.864E-04	2.850E-03	4.482E-04	4.544E-03	4.110E-04
-6.684E+00	2.152E-03	2.530E-03	1.373E-03	2.486E-02	2.469E-03
-7.695E+00	5.758E-03	4.082E-03	4.207E-03	8.081E-02	6.377E-03
-8.636E+00	3.201E-04	3.278E-04	3.566E-05	2.652E-04	2.619E-05
-1.000E+01	3.450E-03	2.388E-02	2.582E-03	1.129E-02	8.178E-04

EN(EV) EG(MEV)	2.150E+02 -4.650E+02	1.000E+02 -2.150E+02	4.650E+01 -1.000E+02	2.150E+01 -4.650E+01	1.000E+01 -2.150E+01
1.026E-01					
-1.060E-01	6.578E-05	9.620E-05	1.408E-04	2.066E-04	3.051E-04
-1.132E-01	1.393E-04	2.037E-04	2.981E-04	4.374E-04	6.460E-04
-1.215E-01	1.606E-04	2.348E-04	3.437E-04	5.042E-04	7.447E-04
-1.311E-01	1.857E-04	2.716E-04	3.975E-04	5.832E-04	8.614E-04
-1.423E-01	2.167E-04	3.169E-04	4.637E-04	6.804E-04	1.005E-03
-1.557E-01	1.490E-04	2.179E-04	3.188E-04	4.678E-04	6.909E-04
-1.718E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-1.917E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-2.131E-01	7.820E-05	1.144E-04	1.674E-04	2.456E-04	3.627E-04
-2.319E-01	1.122E-04	1.641E-04	2.402E-04	3.524E-04	5.205E-04
-2.500E-01	1.080E-04	1.580E-04	2.313E-04	3.393E-04	5.011E-04
-2.713E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-2.966E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-3.270E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-3.588E-01	4.147E-04	6.065E-04	8.877E-04	1.302E-03	1.924E-03
-3.855E-01	1.258E-03	1.840E-03	2.693E-03	3.952E-03	5.836E-03
-4.103E-01	7.458E-04	1.091E-03	1.596E-03	2.342E-03	3.459E-03
-4.385E-01	1.709E-04	2.499E-04	3.657E-04	5.366E-04	7.926E-04
-4.708E-01	6.969E-05	1.019E-04	1.492E-04	2.188E-04	3.232E-04
-5.084E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-5.524E-01	5.525E-06	8.082E-06	1.183E-05	1.735E-05	2.563E-05
-5.972E-01	1.032E-04	1.509E-04	2.208E-04	3.239E-04	4.785E-04
-6.338E-01	6.448E-06	9.429E-06	1.380E-05	2.025E-05	2.990E-05
-6.669E-01	4.074E-04	5.957E-04	8.719E-04	1.279E-03	1.889E-03
-7.036E-01	7.978E-04	1.167E-03	1.708E-03	2.505E-03	3.700E-03
-7.447E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-7.908E-01	3.205E-05	4.687E-05	6.860E-05	1.006E-04	1.486E-04
-8.431E-01	5.288E-05	7.734E-05	1.132E-04	1.661E-04	2.453E-04
-9.027E-01	5.056E-04	7.295E-04	1.082E-03	1.588E-03	2.345E-03
-9.714E-01	2.566E-04	3.753E-04	5.492E-04	8.058E-04	1.190E-03
-1.052E+00	4.236E-04	6.195E-04	9.066E-04	1.330E-03	1.965E-03
-1.146E+00	5.158E-05	7.544E-05	1.104E-04	1.620E-04	2.393E-04
-1.259E+00	2.556E-04	3.738E-04	5.471E-04	8.027E-04	1.186E-03
-1.397E+00	7.882E-04	1.153E-03	1.687E-03	2.475E-03	3.656E-03
-1.570E+00	1.341E-04	1.961E-04	2.870E-04	4.211E-04	6.220E-04
-1.791E+00	2.850E-03	4.168E-03	6.101E-03	8.951E-03	1.322E-02
-2.037E+00	4.742E-04	6.935E-04	1.015E-03	1.489E-03	2.199E-03
-2.258E+00	8.745E-04	1.275E-03	1.872E-03	2.746E-03	4.056E-03
-2.477E+00	3.350E-04	4.900E-04	7.171E-04	1.052E-03	1.554E-03
-2.744E+00	1.158E-03	1.694E-03	2.479E-03	3.637E-03	5.371E-03
-3.075E+00	1.257E-03	1.838E-03	2.689E-03	3.946E-03	5.828E-03
-3.498E+00	2.230E-03	3.262E-03	4.773E-03	7.003E-03	1.034E-02
-3.966E+00	7.050E-04	1.031E-03	1.509E-03	2.214E-03	3.270E-03
-4.384E+00	1.503E-03	2.199E-03	3.218E-03	4.721E-03	6.973E-03
-4.756E+00	8.721E-04	1.275E-03	1.867E-03	2.739E-03	4.045E-03
-5.294E+00	8.000E-04	1.258E-03	1.841E-03	2.701E-03	3.989E-03
-5.908E+00	5.988E-04	6.757E-04	1.282E-03	1.880E-03	2.777E-03
-6.684E+00	3.597E-03	5.261E-03	7.699E-03	1.130E-02	1.668E-02
-7.655E+00	1.221E-02	1.785E-02	2.612E-02	3.833E-02	5.661E-02
-8.836E+00	3.816E-05	5.581E-05	8.168E-05	1.198E-04	1.770E-04
-1.000E+01	1.191E-03	1.743E-03	2.550E-03	3.742E-03	5.526E-03

EN (EV) EG (MEV)	4.650E+00 -1.000E+01	2.150E+00 -4.650E+00	1.000E+00 -2.150E+00	4.650E-01 -1.000E+00	2.150E-01 -4.650E-01
1.026E-01					
-1.060E-01	4.520E-04	6.672E-04	9.699E-04	1.395E-03	2.064E-03
-1.132E-01	9.572E-04	1.413E-03	2.054E-03	2.954E-03	4.370E-03
-1.215E-01	1.103E-03	1.629E-03	2.368E-03	3.406E-03	5.038E-03
-1.311E-01	1.276E-03	1.884E-03	2.738E-03	3.939E-03	5.827E-03
-1.423E-01	1.489E-03	2.198E-03	3.195E-03	4.596E-03	6.798E-03
-1.557E-01	1.024E-03	1.511E-03	2.196E-03	3.160E-03	4.673E-03
-1.718E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-1.917E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-2.131E-01	5.374E-04	7.932E-04	1.153E-03	1.659E-03	2.460E-03
-2.319E-01	7.712E-04	1.138E-03	1.655E-03	2.380E-03	3.531E-03
-2.500E-01	7.425E-04	1.096E-03	1.593E-03	2.292E-03	3.399E-03
-2.713E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-2.966E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-3.270E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-3.588E-01	2.850E-03	4.207E-03	6.115E-03	8.797E-03	1.299E-02
-3.855E-01	8.648E-03	1.276E-02	1.856E-02	2.669E-02	3.942E-02
-4.103E-01	5.125E-03	7.565E-03	1.100E-02	1.582E-02	2.304E-02
-4.385E-01	1.174E-03	1.733E-03	2.520E-03	3.625E-03	4.466E-03
-4.708E-01	4.789E-04	7.068E-04	1.028E-03	1.478E-03	1.821E-03
-5.084E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-5.524E-01	3.798E-05	5.605E-05	8.149E-05	1.172E-04	1.742E-04
-5.972E-01	7.089E-04	1.046E-03	1.521E-03	2.188E-03	3.252E-03
-6.338E-01	4.431E-05	6.540E-05	9.507E-05	1.368E-04	2.032E-04
-6.669E-01	2.799E-03	4.132E-03	6.007E-03	8.640E-03	1.285E-02
-7.036E-01	5.483E-03	8.092E-03	1.176E-02	1.692E-02	2.517E-02
-7.447E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
-7.908E-01	2.202E-04	3.251E-04	4.726E-04	6.798E-04	1.010E-03
-8.431E-01	3.634E-04	5.364E-04	7.798E-04	1.122E-03	1.647E-03
-9.027E-01	3.475E-03	5.129E-03	7.456E-03	1.073E-02	1.571E-02
-9.714E-01	1.763E-03	2.603E-03	3.784E-03	5.443E-03	7.817E-03
-1.052E+00	2.911E-03	4.297E-03	6.246E-03	8.985E-03	1.333E-02
-1.146E+00	3.545E-04	5.232E-04	7.606E-04	1.094E-03	1.593E-03
-1.259E+00	1.757E-03	2.593E-03	3.769E-03	5.422E-03	7.995E-03
-1.397E+00	5.417E-03	7.995E-03	1.162E-02	1.672E-02	2.467E-02
-1.570E+00	9.216E-04	1.360E-03	1.977E-03	2.844E-03	4.090E-03
-1.791E+00	1.959E-02	2.891E-02	4.203E-02	6.046E-02	8.977E-02
-2.037E+00	3.259E-03	4.809E-03	6.992E-03	1.006E-02	1.458E-02
-2.258E+00	6.010E-03	8.870E-03	1.289E-02	1.855E-02	2.722E-02
-2.477E+00	2.303E-03	3.398E-03	4.940E-03	7.107E-03	1.033E-02
-2.744E+00	7.958E-03	1.175E-02	1.708E-02	2.456E-02	3.617E-02
-3.075E+00	8.635E-03	1.274E-02	1.853E-02	2.665E-02	3.904E-02
-3.498E+00	1.533E-02	2.262E-02	3.288E-02	4.730E-02	6.983E-02
-3.966E+00	4.845E-03	7.151E-03	1.040E-02	1.495E-02	2.180E-02
-4.384E+00	1.033E-02	1.525E-02	2.217E-02	3.189E-02	4.708E-02
-4.796E+00	5.993E-03	8.846E-03	1.286E-02	1.850E-02	2.697E-02
-5.294E+00	5.910E-03	8.723E-03	1.268E-02	1.824E-02	2.659E-02
-5.908E+00	4.115E-03	6.074E-03	8.829E-03	1.270E-02	1.787E-02
-6.684E+00	2.472E-02	3.649E-02	5.304E-02	7.630E-02	1.131E-01
-7.695E+00	8.388E-02	1.238E-01	1.900E-01	2.589E-01	3.845E-01
-8.636E+00	2.623E-04	3.871E-04	5.627E-04	8.095E-04	2.420E-04
-1.000E+01	8.188E-03	1.209E-02	1.757E-02	2.527E-02	3.123E-02

EN (eV)	2.520E-02
EG (MEV)	-2.520E-02
1.026E-01	
-1.060E-01	6.662E-03
-1.132E-01	1.411E-02
-1.215E-01	1.626E-02
-1.311E-01	1.881E-02
-1.423E-01	2.194E-02
-1.557E-01	1.509E-02
-1.716E-01	0.0
-1.917E-01	0.0
-2.151E-01	7.948E-03
-2.319E-01	1.141E-02
-2.500E-01	1.098E-02
-2.713E-01	0.0
-2.966E-01	0.0
-3.270E-01	0.0
-3.588E-01	4.192E-02
-3.855E-01	1.272E-01
-4.103E-01	7.407E-02
-4.385E-01	1.369E-02
-4.708E-01	5.582E-03
-5.084E-01	0.0
-5.524E-01	5.630E-04
-5.972E-01	1.051E-02
-6.338E-01	6.569E-04
-6.669E-01	4.154E-02
-7.036E-01	8.137E-02
-7.447E-01	0.0
-7.908E-01	3.264E-03
-8.431E-01	5.307E-03
-9.027E-01	5.059E-02
-9.714E-01	2.504E-02
-1.052E+00	4.307E-02
-1.146E+00	5.123E-03
-1.259E+00	2.579E-02
-1.397E+00	7.957E-02
-1.570E+00	1.311E-02
-1.791E+00	2.901E-01
-2.037E+00	4.682E-02
-2.258E+00	8.768E-02
-2.477E+00	3.321E-02
-2.744E+00	1.166E-01
-3.075E+00	1.257E-01
-3.498E+00	2.253E-01
-3.966E+00	7.013E-02
-4.384E+00	1.519E-01
-4.796E+00	8.676E-02
-5.294E+00	3.552E-02
-5.908E+00	5.694E-02
-6.684E+00	3.651E-01
-7.695E+00	1.242E+00
-8.636E+00	0.0
-1.000E+01	5.577E-02

Literaturverzeichnis

- /1.1/ Clifford, C.E. et.al.:
Experimental Studies of Radiation Heating in
Iron and Stainless Steel Shields for the
CRBR Project;
ORNL-TM-4998 (1976)
- /1.2/ Werle, H. et al.:
Messung und Berechnung der Neutronenleckage-
Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{252}Cf -Quelle
im Zentrum;
KFK 2219 (1975)
- /1.3/ Smitton, C., Bishop, G.B.:
Benchmark data for the penetration of 6 MeV
gamma photons through water;
J.Br.Nucl.Energy Soc. 14 (1975) 89
- /1.4/ Beck, H.L.:
Gamma-Ray Spectrum from a Point ^{137}Cs Source in
Infinite Water
in: Shielding Benchmark Problems;
ORNL-RSIC-25 (1969)
- /1.5/ Simons, C.C. and Olson, A.P.:
Analyses and Measurements of Gamma-Ray Heating
in the Demonstration Benchmark Plutonium-Fueled
Critical Assembly;
Nucl.Sci.Eng. 53 (1974) 176
- /1.6/ Gold, R.:
Compton Recoil Gamma-Ray Spectroscopy;
Nucl.Instr.Meth. 84 (1970) 173
- /1.7/ Silk, M.G.:
The energy distribution of gamma radiation in
the DAPHNE core;
Journ.Nucl.Energy 23 (1969) 308
- /1.8/ Korn, H.E.:
Messung der Energieverteilung der Gamma-
strahlung in einem schnellen Brüter;
KFK 2211 (1975)

- /2.1/ Benjamin, P.W.:
The use of proton-recoil methods for measuring
neutron spectra in a fast reactor;
Proc.Symp.Neutron Detection, Dosimetry and
Standardization, Harwell, Dec. 10-14, 1962,
Vol. II, IAEA, Vienna (1963) 307
- /2.2/ Benett, E.F.:
Fast neutron spectroscopy by 4π -recoil propor-
tional counting;
Proc.Am.Nucl.Soc., Shielding Division Special
Session on Fast Neutron Spectroscopy, San
Francisco (1964)
- /2.3/ Benjamin, P.W., Kemshall, C.D., and Readfearn, J.:
The use of a gas-filled spherical proportional
counter for neutron spectrum measurements in a
zero energy fast reactor;
AWRE Report No. NR2/64 (1964)
- /2.4/ Benett, E.F.:
Fast neutron spectroscopy by proton-recoil
proportional counting;
Nucl.Sci.Eng. 27 (1967) 16
- /2.5/ Werle, H.:
Spektrumsmessungen radioaktiver Neutronenquellen
im Energiebereich von 10 keV bis 10 MeV mit
Protonenrückstoß-Proportionalzählrohren;
Dissertation, Universität Karlsruhe,
KFK-Ext. 4/70-25 (1970)
- /2.6/ Love, T.A., and Murray, R.B.:
The use of surface-barrier diodes for fast
neutron spectroscopy;
IRE Trans.Nucl.Sci. NS8, No. 1 (1961) 91
- /2.7/ Dearnaly, G., and Ferguson, A.T.G.:
The new semiconductor detectors for fast neutrons;
Nucleonics 20 (1962) 84
- /2.8/ Bluhm, H.:
Neutronenspektrumsmessungen in einem abgereicherten
Uranmetallblock zur Untersuchung von diskrepanten
 ^{238}U -Wirkungsquerschnitten;
Dissertation, Universität Karlsruhe, KFK 1798 (1973)
- /2.9/ Gold, R.:
Measurements of compton-recoil continuum for in-core
gamma-ray spectroscopy;
ANL-7487 (1968)

- /2.10/ Gold, R.:
Compton recoil gamma-ray spectroscopy;
Nucl.Instr.Meth. 84 (1970) 173
- /2.11/ Silk, M.G., and Wright, S.B.:
The determination of the energy spectrum
of gamma radiation near the core center
of GLEEP;
AERE-M 1981 (1967)
- /2.12/ Silk, M.G.:
The energy spectrum of the gamma radiation
in the DAPHNE core;
J.Nucl.Energy 23 (1969) 308
- /2.13/ Evans, R.D.:
Compton Effekt;
Handbuch der Physik, Bd. XXXIV Korpuskeln und
Strahlung in Materie II;
Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg (1958),s.218
- /2.14/ Atomic Data and Nuclear Data Tables,
Vol. 13, No. 2-3 (1974)
- /2.15/ Werle, H., Bluhm, H., Fieg, G., Kappler, F.,
Kuhn, D., Lalovic, M.:
Messung und Berechnung der Neutronenleckage-
Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{252}Cf -Quelle
im Zentrum;
KFK 2219 (1975)
- /2.16/ Korn, H.E.:
Messung der Energieverteilung der Gammastrahlung
in einem schnellen Brüter;
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, KFK 2211 (1975)
- /2.17/ Glasstone, S.:
Principles of nuclear reactor engineering;
D. Van Nostrand, Princeton, N.J. (1958)
- /2.18/ Joffre, H., Pages, L.:
Coefficients d'Attenuation Massique et d'Absorption
Massique en Energie pour les Photons de 10 keV a
10 MeV;
CEA-R-3655 (1968)
- /2.19/ Giese, H., Kernforschungszentrum Karlsruhe
Private Mitteilung (1976)

- /2.20/ Kuhn, D.:
Absoluteichung von Spaltkammern zur Bestimmung
von Spaltverhältnissen;
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1964)
- /2.21/ Werle, H.:
 ^{252}Cf fission neutron spectrum and use of
 ^{252}Cf sources to examine neutron cross
sections by neutron spectrum measurements;
IAEA Seminar on the Use of ^{252}Cf in Teaching
and Research, Karlsruhe, April 1975
Grundl, J., NBS, Washington, private Mitteilung,
Nov. 1975
- /2.22/ Werle, H., Kernforschungszentrum Karlsruhe
Private Mitteilung (1976)
- /2.23/ Bleyl, H.J., Kernforschungszentrum Karlsruhe
Private Mitteilung (1975)
- /2.24/ Hall, E.J., Rossi, H.H.:
Californium-252 in Teaching and Research;
IAEA Techn. Reports Series No. 159 (1974)
- /2.25/ Benjamin, P.W., Kemshall, C.D., Brickstock, A.:
The analysis of recoil proton spectra;
AWRE Report No. 09/68 (1968)
- /2.26/ Als-Nielsen, J.:
Neutron cross sections for ^3He in the energy
range 0 - 10 MeV;
Report CCDN-NW/6 (1967)
- /3.1/ Bell, G.I., Glasstone, S.:
Nuclear Reactor Theory;
Van Nostrand Reinhold Company, New York,
Cincinnati, Toronto, London, Melbourne (1970)
- /3.2/ Weinberg, A.M., Wigner, E.P.:
The Physical Theory of Neutron Chain Reactors;
The University of Chicago Press (1958)
- /3.3/ Courant, R., und Hilbert, D.:
Methods of mathematical physics;
Interscience Publishers Inc., Vol. II (1953), S. 69
New York

- /3.4/ Wiese, H.W.:
Verbesserte Behandlung der anisotropen
elastischen Neutronenstreuung durch
konsistente Transportnäherungen energie-
abhängiger Ordnung;
KFK 2377 (1976)
- /3.5/ Günther, C., Kinnebrock, W.:
Das eindimensionale Transportprogramm DTK;
KFK 1381 (1971)
- /3.6/ Lathrop, K.D.:
DTF-IV, a Fortran-IV-Program for solving the
multigroup Transport Equation with anisotropic
scattering;
LA-3373 (1965)
- /3.7/ Penkuhn, H.:
Ein verallgemeinertes Gamma- Transportprogramm
BIGGI;
Atomkernenergie 12 (1967) 81
- /3.8/ Penkuhn, H.:
A numerical solution of the gamma transport
equation applied to concrete slabs;
EUR 2488.e (1965)
- /3.9/ Penkuhn, H.:
User's manual for the gamma transport codes
BIGGI 3P and BIGGI 4T;
EUR 3555 e (1967)
- /3.10/ Huschke, H.:
Gruppenkonstanten für dampf- und natriumgekühlte
schnelle Reaktoren in einer 26-Gruppendarstellung;
KFK 770 (EUR 3953 d) (1968)
- /3.11/ Woll, D.:
GRUCAL: Ein Programmsystem zur Berechnung
makroskopischer Gruppenkonstanten;
KFK 2108 (1975)
- /3.12/ Huschke, H.:
Die Beschreibung der Datei GRUBA für 208
Energiegruppen, Teil I (1971);
unveröffentlicht
- /3.13/ Huschke, H.:
Der Aufbau der 275 Gruppen GRUBA-Bibliothek
GRUBA-V-275 (1973);
unveröffentlicht

- /3.14/ Huschke, H., Woll, D.:
GROUCAL - Ein Verfahren zur Berechnung von
makroskopischen Gruppenkonstanten
Teil I: Methoden für ein Vielgruppenkonzept
(208 Energiegruppen) (1971)
unveröffentlicht
- /3.15/ Kiefhaber, E.:
The KFKINR-set of group constants; nuclear
data basis and first results of its appli-
cation to the recalculation of fast zero-
power reactors;
KFK 1572 (1972)
- /3.16/ Pfeiffer, K., Sanitz, D.:
KARCOS-06: Kondensation makroskopischer
Gruppenkonstanten; KARCOS Eingabebeschrei-
bungen (1973);
unveröffentlicht
- /3.17/ Werle, H.:
 ^{252}Cf fission neutron spectrum and use of
 ^{252}Cf sources to examine neutron-cross
sections by neutron spectrum measurements;
IAEA Seminar on the Use of ^{252}Cf in Teaching
and Research, Karlsruhe, April 75
Grundl, J., NBS, Washington, private Mitteilung,
Nov. 1975
- /3.18/ Dickens, J.K., Morgan, G.L., and Perey, F.G.:
Neutron-induced gamma-ray production in iron
for the energy range $0.8 \leq E_n \leq 20$ MeV;
Nucl.Sci.Eng. 50 (1973) 311; ORNL-4798 (1972)
- /3.19/ Orphan, V.J., Hoot, C.G., and Rogers, V.C.:
Gamma-ray production cross sections for iron
from 0.86 to 16.7 MeV;
Nucl.Sci.Eng. 57 (1975) 309
- /3.20/ Lachkar, J., Sigaut, J., Patin, Y., and Haouat, G.:
Gamma-ray-production cross sections for the
 $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$ reaction from 2.5- to 14.1- MeV
neutron energies;
Nucl.Sci.Eng. 55 (1974) 168
- /3.21/ Voß, F.:
Messung und Fluktuationsanalyse von γ -Produktions-
querschnitten nach inelastischer Neutronenstreuung
an ^{56}Fe und ^{27}Al zwischen 0,8 und 13 MeV;
Dissertation, Universität Karlsruhe, KFK 1611 (1972)

- /3.22/ Penny, S.K., Kinney, W.E.:
A re-evaluation of natural iron neutron and
gamma-ray production cross sections -
ENDF/B material 1124;
ORNL-4617 (ENDF-139) UC-34-Physics (1971)
- /3.23/ Dudziak, D.J., Marshall, A.H., and Seamon, R.E.:
LAPH: a multigroup photon production matrix and
source reactor code for ENDF/B;
LA-4337, ENDF-132 (1969)
- /3.24/ Ford III, W.E., and Wallace, D.H.:
POPOP4, a code for converting γ -ray spectra to
secondary γ -ray production cross sections;
CTC-12, Computer Technology Center, ORNL (1969)
- /3.25/ Ford III, W.E.:
The POPOP4 library of neutron-induced secondary
 γ -ray yield and cross section data;
CTC-42, Computer Technology Center, ORNL (1970)
- /3.26/ Abagjan, L.P., Bazazjanc, N.O., Bondarenko, I.I.,
Nikolaev, M.N.:
Gruppenkonstanten schneller und intermediärer
Neutronen für die Berechnung von Kernreaktoren;
KFK-tr-144
- /3.27/ Blizard, E.P., Abbott, L.S.:
Reactor Handbook, second edition, Vol. III,
Part B, Shielding;
Interscience Publishers, New York (1962)
- /3.28/ Nifenecker, H., Signarbieux, C., Babinet, R.,
Poitou, J.:
Neutron and gamma emission in fission;
LBL-1950 (1973)
- /3.29/ Arnecke, G., Borgwaldt, H., Brandl, V., Lalovic, M.:
KAMCCO, ein reaktorphysikalischer Monte Carlo
Neutronentransportcode
KFK 2190 (1976)

Tabelle 1.1 Übersicht über Untersuchungen zum γ -Transport, Neutronen-Transport und neutroneninduzierten γ -Transport

Materialien Untersuchte Größen	Eisen/Stahl	Andere
γ -Spektren	--	z.B. Smitton and Bishop /1.3/ Beck /1.4/
Neutronenspektren	Werle et.al. /1.2/ und dort zitierte Arbeiten Diese Arbeit	Viele Arbeiten
Neutroneninduzierte γ -Heizung	z.B. Clifford et.al. /1.1/	z.B. Simons and Olson /1.5/
Neutroneninduzierte γ -Spektren	Diese Arbeit	Gold /1.6 Silk /1.7/ Korn /1.8/

Tabelle 2.1 γ -Emission von ^{228}Th

γ -Energie (MeV)	γ -Quanten/Zerfall	γ -Energie (MeV)	γ -Quanten/Zerfall
2.61	3.45-1	0.300	2.90-2
1.62	1.41-2	0.288	3.58-3
1.51	2.78-3	0.277	2.24-2
1.09	1.39-3	0.253	3.14-3
1.08	5.20-3	0.241	2.24-2
0.953	2.24-3	0.239	4.48-1
0.893	3.27-3	0.234	1.16-2
0.861	4.31-2	0.216	3.14-3
0.785	1.02-2	0.211	9.0 -4
0.763	5.78-3	0.177	5.4 -4
0.727	6.36-2	0.166	9.0 -4
0.583	2.87-1	0.132	1.43-3
0.550	1.12-3	0.115	5.38-3
0.511	7.66-2	.0844	4.48-3
0.453	3.63-3	.0399	4.48-3
0.328	1.21-3		

Tabelle 2.2 Zur Bestimmung der Antwort-Funktionen verwendete γ -Quellen

γ -Quelle	Quellstärke (μC)	Halbwertszeit $T_{1/2}$	γ -Energie E_{γ} (MeV)	Gammas pro Zerfall (%)	Comptonkante E_C (MeV)
^{137}Cs	10.2	30 Y	0.662	85.1	0.477
^{60}Co	9.25	5.26 Y	1.173 1.332	100 100	0.963 1.118
^{22}Na	5.65	2.6 Y	0.511 1.275	181 100	0.341 1.062
^{54}Mn	1.57	312.5 d	0.835	100	0.640
^{88}Y	0.0523	106.5 d	0.898 1.836 2.76	91.5 99.5 0.5	0.699 1.612 2.526
^{65}Zn	--	245 d	0.511 1.115	3.4 49	0.341 0.907
^{24}Na	--	15 h	1.369 2.754	100 100	1.153 2.520

Tabelle 2.3 Zur Bildung der Antwort-Funktionen benutzte γ -Quellen

γ -Quelle	γ -Energien E_{γ} (MeV)	Subtrahierte Linie E_{γ} (MeV) (mittels γ -Linie und γ -Quelle)	γ -Energie der Antwort-Funktion E_{γ} (MeV)
--	0.3	--	0.3
^{22}Na	0.511/1.275	1.275 (1.25 ^{60}Co)	0.511
^{137}Cs	0.662	--	0.662
^{54}Mn	0.835	--	0.835
^{65}Zn	1.115	--	1.115
^{22}Na	0.511/1.275	0.511 (0.511 ^{22}Na)	1.275
^{88}Y	0.898/1.836	0.898 (0.835 ^{54}Mn)	1.836
^{24}Na	1.369/2.754	1.369 (1.275 ^{22}Na u. 1.836 ^{88}Y)	2.754

Tabelle 2.4 Gemessene Antwort-Funktionen $W(E, E_\gamma)$ des Si(Li)-Detektors für achsenparallelen (p) und radialen (r) Einfall
(Normierung $\sum_{i=1}^N W(E_i, E_\gamma) = N$, $N = 21$)

E/E _c	Stützpunkt	γ-Quelle		--	²² Na	¹³⁷ Cs	⁵⁴ Mn	⁶⁵ Zn	²² Na	⁸⁸ Y	²⁴ Na
		E _γ	E _c	0.3	0.511	0.662	0.835	1.115	1.275	1.836	2.754
				0.162	0.341	0.477	0.640	0.907	1.062	1.612	2.520
0.00	1	p		3.170	2.306	1.858	1.690	1.691	1.904	1.832	2.296
		r		3.170	2.211	1.737	1.625	1.625	1.794	1.737	2.177
0.05	2	p		2.550	1.898	1.656	1.538	1.585	1.660	1.631	2.059
		r		2.550	1.804	1.576	1.473	1.519	1.571	1.538	1.979
0.10	3	p		2.000	1.763	1.454	1.408	1.479	1.464	1.499	1.821
		r		2.000	1.682	1.374	1.365	1.426	1.391	1.419	1.742
0.15	4	p		1.600	1.492	1.333	1.300	1.360	1.318	1.366	1.584
		r		1.600	1.424	1.293	1.257	1.321	1.242	1.300	1.512
0.20	5	p		1.350	1.261	1.228	1.192	1.255	1.217	1.260	1.410
		r		1.350	1.207	1.172	1.148	1.215	1.147	1.207	1.338
0.25	6	p		1.100	1.099	1.107	1.105	1.162	1.126	1.194	1.306
		r		1.100	1.058	1.050	1.062	1.123	1.062	1.141	1.164
0.30	7	p		0.920	1.017	1.010	1.018	1.096	1.083	1.101	1.108
		r		0.920	0.976	0.970	0.975	1.057	1.019	1.048	1.069
0.35	8	p		0.800	0.895	0.939	0.958	1.017	1.015	1.015	1.029
		r		0.800	0.854	0.883	0.932	0.991	0.956	0.968	0.998
0.40	9	p		0.660	0.793	0.848	0.896	0.938	0.952	0.961	0.990
		r		0.660	0.766	0.855	0.867	0.911	0.892	0.915	0.966
0.45	10	p		0.580	0.746	0.794	0.845	0.872	0.898	0.908	0.910
		r		0.580	0.719	0.811	0.823	0.845	0.899	0.862	0.887
0.50	11	p		0.510	0.673	0.757	0.832	0.828	0.855	0.869	0.792
		r		0.510	0.673	0.782	0.802	0.802	0.815	0.829	0.768
0.55	12	p		0.470	0.639	0.726	0.782	0.771	0.809	0.842	0.776
		r		0.470	0.664	0.761	0.758	0.746	0.754	0.802	0.756
0.60	13	p		0.450	0.621	0.712	0.761	0.742	0.782	0.809	0.744
		r		0.450	0.658	0.739	0.727	0.713	0.721	0.776	0.728
0.65	14	p		0.400	0.614	0.701	0.753	0.703	0.709	0.776	0.665
		r		0.400	0.651	0.732	0.727	0.693	0.675	0.743	0.657
0.70	15	p		0.450	0.619	0.697	0.721	0.677	0.683	0.749	0.610
		r		0.450	0.658	0.747	0.758	0.674	0.677	0.716	0.602
0.75	16	p		0.470	0.633	0.729	0.716	0.678	0.653	0.716	0.578
		r		0.470	0.678	0.757	0.759	0.671	0.662	0.696	0.570
0.80	17	p		0.500	0.662	0.756	0.754	0.688	0.655	0.686	0.530
		r		0.500	0.705	0.808	0.814	0.693	0.688	0.676	0.526
0.85	18	p		0.530	0.698	0.818	0.803	0.715	0.700	0.646	0.507
		r		0.530	0.759	0.880	0.853	0.766	0.727	0.696	0.507
0.90	19	p		0.580	0.773	0.880	0.853	0.766	0.727	0.696	0.507
		r		0.580	0.841	0.929	0.972	0.857	0.817	0.769	0.534
0.95	20	p		0.630	0.848	0.937	0.972	0.898	0.828	0.750	0.451
		r		0.630	0.909	1.010	1.083	0.977	0.956	0.884	0.593
1.00	21	p		0.700	0.949	1.083	1.086	1.057	0.956	0.868	0.467
		r		0.700	1.031	1.139	1.213	1.175	1.115	1.082	0.672

Tabelle 2.5 Vergleich von experimentell (durch Entfaltung der Compton-Verteilungen) ermittelten und berechneten absoluten γ -Flüssen

γ -Quelle	γ -Energie (MeV)	Gemessener γ -Fluß ($1/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)		Berechneter γ -Fluß ($1/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
		achsenparalleler Einfall	radialer Einfall	
^{137}Cs	0.662	$7.98 + 3$	$8.00 + 3$	$8.34 + 3$
^{60}Co	1.250	$1.91 + 4$	$1.83 + 4$	$1.78 + 4$
^{22}Na	0.511	$9.77 + 3$	$9.70 + 3$	$9.83 + 3$
	1.275	$5.54 + 3$	$5.33 + 3$	$5.43 + 3$
	0.511/1.275	$1.76 *$	$1.82 *$	$1.81 *$
^{54}Mn	0.835	$1.40 + 3$	$1.37 + 3$	$1.51 + 3$
^{88}Y	0.898	$4.69 + 1$	$4.55 + 1$	$4.60 + 1$
	1.836	$5.22 + 1$	$4.99 + 1$	$5.00 + 1$
	0.898/1.836	$0.90 *$	$0.91 *$	$0.92 *$
^{24}Na	1.369	$4.30 + 2$	$3.83 + 2$	---
	2.754	$4.32 + 2$	$3.88 + 2$	---
	1.369/2.754	$1.00 *$	$0.98 *$	$1.00 *$
^{65}Zn	1.115	$1.56 + 3$	$1.32 + 3$	---

$7.98 + 3$ heißt $7.98 \cdot 10^3$

* Flußverhältnis

Tabelle 2.6 Quellstärken (n/sec) der ^{252}Cf -n-Quellen aus verschiedenen Eichmessungen (bezogen auf den 5.2.1976)

Meßverf. (Datum d. Messung) Quelle	Geeichte ^{252}Cf -Quelle (5.2.1976)	^{235}U -Spalt- kammer (5.7.1976)	p-Rückstoß- Proportional- zählrohr (31.10.1973)	^{252}Cf -Masse (27.8.1971)
kleine ^{252}Cf -Quelle	$5,51 \cdot 10^7$	$5,60 \cdot 10^7$	$5,17 \cdot 10^7$	---
große ^{252}Cf -Quelle	$6,77 \cdot 10^8$	---	---	$6,88 \cdot 10^8$

Tabelle 3.2 Makroskopische Gruppenspaltquerschnitte(cm^{-1})⁺ für ^{235}U (kondensiert von 208 auf 26 Gruppen)

Gruppe	$\sigma_0 = 0$		$\sigma_0 = \infty$	
	ϕ (R=15cm)	ϕ (R=40cm)	ϕ (R=15cm)	ϕ (R=40cm)
1	9.126-5	9.183-5	9.126-5	9.183-5
2	9.428-5	6.422-5	6.428-5	6.422-5
3	6.969-5	6.997-5	6.969-5	6.997-5
4	7.046-5	7.023-5	7.046-5	7.023-5
5	6.624-5	6.594-5	6.624-5	6.594-5
6	6.396-5	6.394-5	6.396-5	6.394-5
7	7.107-5	7.149-5	7.108-5	7.149-5
8	8.232-5	8.273-5	8.232-5	8.273-5
9	9.703-5	9.730-5	9.703-5	9.730-5
10	1.234-4	1.245-4	1.234-4	1.245-4
11	1.470-4	1.470-4	1.470-4	1.470-4
12	1.944-4	1.943-4	2.076-4	2.075-4
13	2.523-4	2.523-4	2.812-4	2.811-4
14	3.335-4	3.335-4	3.981-4	3.981-4
15	4.596-4	4.596-4	6.025-4	6.025-4
16	6.229-4	6.229-4	8.844-4	8.844-4
17	7.181-4	7.181-4	1.090-3	1.090-3
18	7.298-4	7.298-4	1.620-3	1.620-3
19	7.724-4	7.724-4	2.081-3	2.081-3
20	1.019-3	1.019-3	2.596-3	2.596-3
21	7.432-4	7.432-4	2.700-3	2.700-3
22	5.516-4	5.516-4	9.248-3	9.248-3
23	1.134-3	1.134-3	1.725-3	1.725-3
24	3.208-3	3.208-3	3.301-3	3.301-3
25	7.115-3	7.115-3	8.062-3	8.062-3
26	1.330-2	1.330-2	1.330-2	1.330-2

⁺ multipliziert mit der Teilchendichte $5.42 \cdot 10^{19}$ Atome/ cm^3

Tabelle 3.3 n- γ -Produktionsquerschnitte für Eisen
(mb/Sterad) nach /3.18/

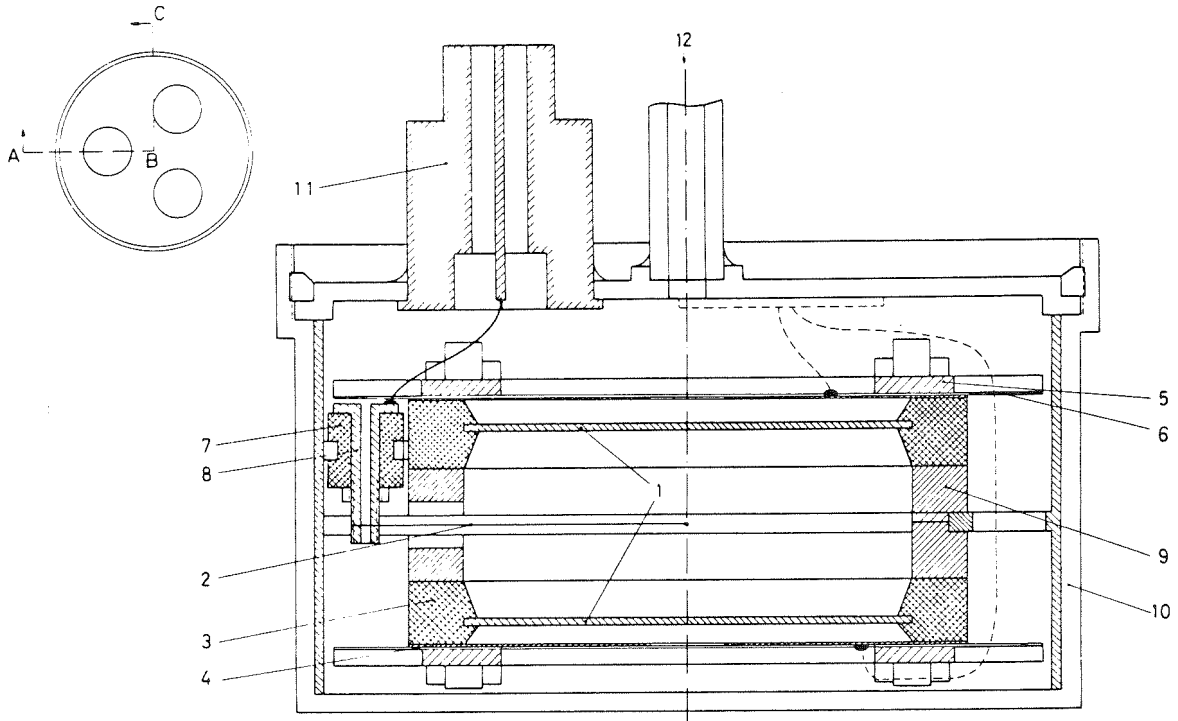
E_{γ} (keV)	Neutronenenergie (MeV)									
	0.856-	1.320-	2.140-	3.070-	4.110-	5.140-	6.130-	7.750-	9.830-	12.600- 16.740
707										
-945	32.0	54.2	74.2	84.0	91.7	95.1	90.3	80.4	71.1	49.0
-1184	0.2	1.5	2.2	5.4	12.8	14.4	16.4	16.3	14.8	13.6
-1423		1.2	6.3	12.3	19.1	31.0	36.8	37.6	41.4	32.5
-1662		0.8	1.3	1.1	1.5	4.2	5.9	5.9	6.1	6.6
-1901		0.1	2.6	10.9	13.5	16.3	16.0	14.9	11.9	8.4
-2140			0.4	8.7	11.0	12.7	13.3	11.8	9.6	5.7
-2379			0.2	6.1	6.2	7.5	9.2	7.7	6.9	4.3
-2618			0.1	3.7	8.9	10.2	11.4	11.1	9.5	5.5
-2857				1.7	5.0	6.4	8.7	7.6	7.6	4.2
-3096				0.9	3.6	4.4	6.3	7.2	6.7	4.3
-3335				0.9	4.4	5.7	7.1	7.4	7.4	4.6
-3574				1.9	7.3	8.2	8.6	8.2	7.2	3.8
-3813				0.6	3.8	6.2	6.4	7.1	6.7	3.9
-4052				0.1	0.8	2.7	3.0	4.3	4.5	3.0
-4290					0.1	1.2	1.7	3.2	3.7	2.3
-4529					0.1	0.6	1.8	2.7	2.8	2.2
-4768					0.1	0.4	1.6	2.0	2.7	1.7
-5007						0.4	1.3	1.8	3.2	1.7
-5246						0.4	1.5	2.0	2.8	2.2
-5485						0.1	1.2	2.0	2.8	1.4
-5724							0.8	1.6	2.3	1.3
-5963							0.8	1.3	1.9	1.7
-6202							0.6	1.4	2.3	1.8
-6441							0.4	1.5	2.4	1.3
-6680							0.3	1.3	2.2	1.9
-6919							0.1	1.2	1.7	1.6
-7158							0.1	1.0	1.3	1.0
-7397								0.8	1.5	0.9
-7636								0.6	1.4	0.8
-7875								0.4	1.1	0.7

Tabelle 3.4 γ -Multiplizitäten für Neutronen-Einfangprozesse in Eisen

Neutronen- Energieintervall	γ -Multiplizität	Neutronen- Energieintervall	γ -Multiplizität
10^{-5} - 0.414 eV	2.3244	10 - 20 keV	2.3772
0.414 - 1000 eV	2.3148	20 - 23 keV	2.3354
1 - 1.4 keV	2.5833	23 - 33 keV	2.3917
1.4 - 2.0 keV	2.2655	33 - 49 keV	2.7563
2.0 - 3.0 keV	2.2814	49 - 60 keV	2.7856
3.0 - 4.5 keV	2.0624	60 - 200 keV	2.7437
4.5 - 5.0 keV	1.9240	200 - 400 keV	2.8245
5.0 - 6.5 keV	1.7575	400 - 1000 keV	2.9317
6.5 - 9.0 keV	1.6026	1 - 2.122 MeV	3.0000
9.0 - 10 keV	1.9725	2.122 - 20 MeV	3.1000

Tabelle 4.1 ^{235}U -Spaltraten im Eisenpile

Abstand Quelle - Detektor (cm)	Rechnung				Messung	
	50cm Radius R.B.:Vakuum G50	52cm Radius R.B.:Vakuum G52	52cm Radius R.B.: 198cm Luft +50cm Beton D52	55cm Radius R.B.:Vakuum G55	ohne Cd	mit Cd
21,59	90,93	94,02	94,50	97,87	98,71	--
26,37	68,77	71,99	72,37	76,05	76,04	70,3
36,10	35,98	39,45	39,88	43,99	40,67	38,4
41,01	22,97	26,53	27,21	31,29	27,13	25,0
45,95	11,51	15,12	16,97	20,05	15,84	13,78



- | | | |
|------------------------|-------------------|--------------------|
| 1 Si-Detektoren | 5 Al-Ring | 9 Al-Abstandsringe |
| 2 W-Zähldraht 36 μ | 6 Teflon-Scheibe | 10 Gehäuse |
| 3 Keramikringe | 7 Teflon-Isolator | 11 Stecker |
| 4 Ag-Kontakttringe | 8 Cu-Kontakt | 12 Gaszufuhr |

Abb. 2.1 Schnitt ABC durch das ^3He -Sandwichhalbleiterspektrometer mit Proportionalzählrohr /2.8/

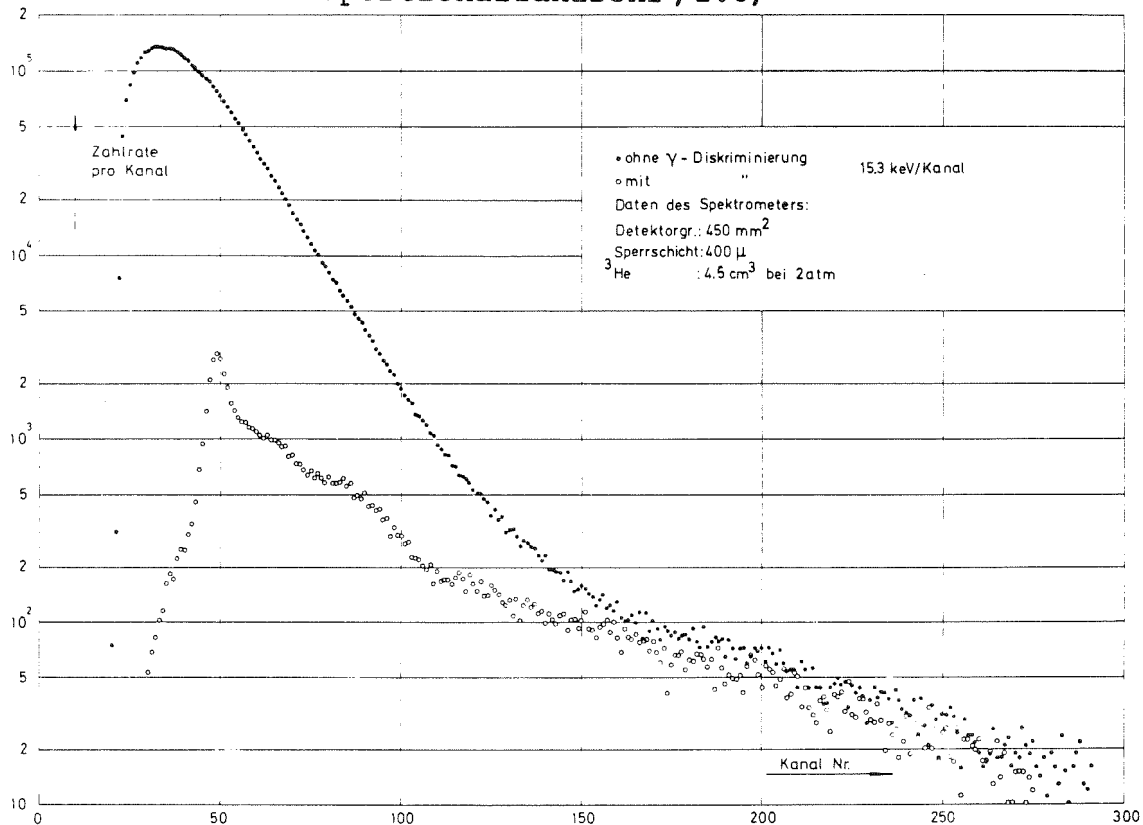


Abb. 2.2 Impulshöhenspektren des ^3He -Spektrometers mit und ohne γ -Diskriminierung in STARK 6 /2.8/

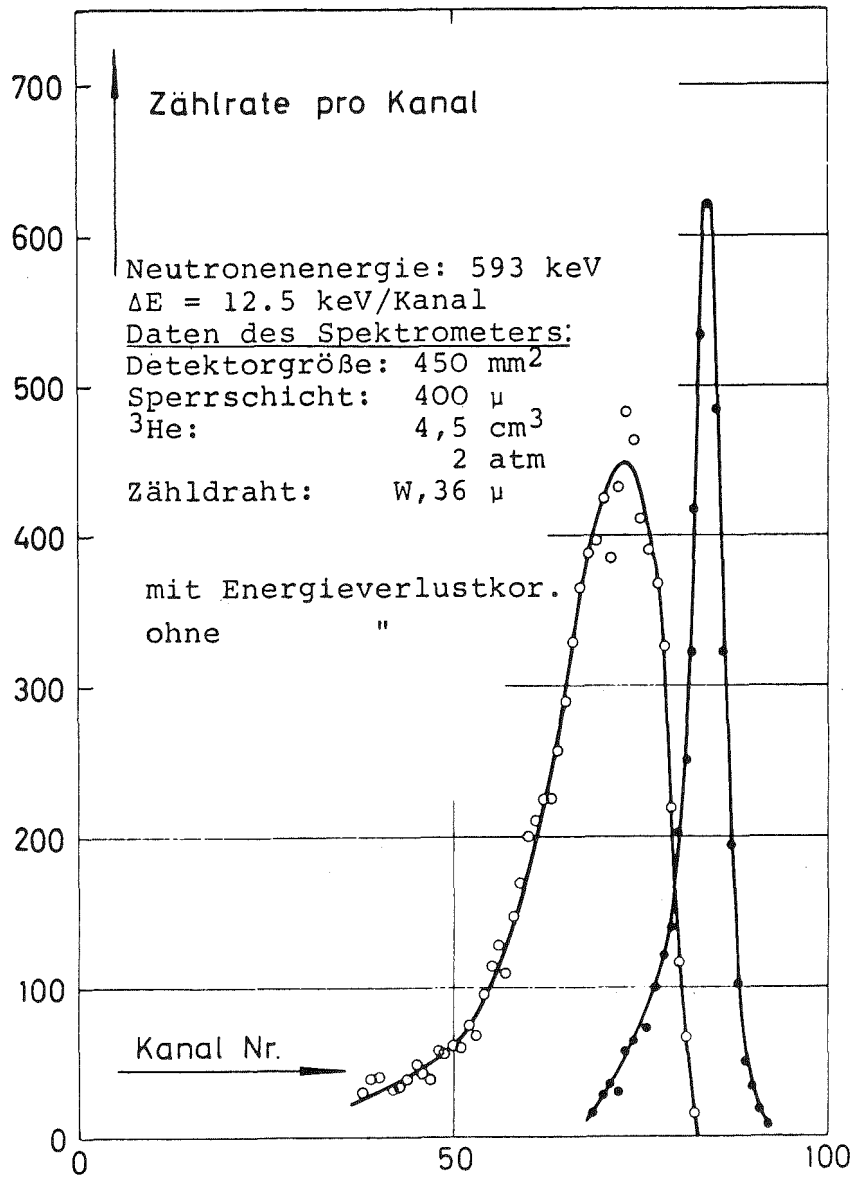


Abb. 2.3 Antwortfunktion des ^3He -Spektrometers auf monoenergetische Neutronen mit und ohne Energieverlustkorrektur /2.8/

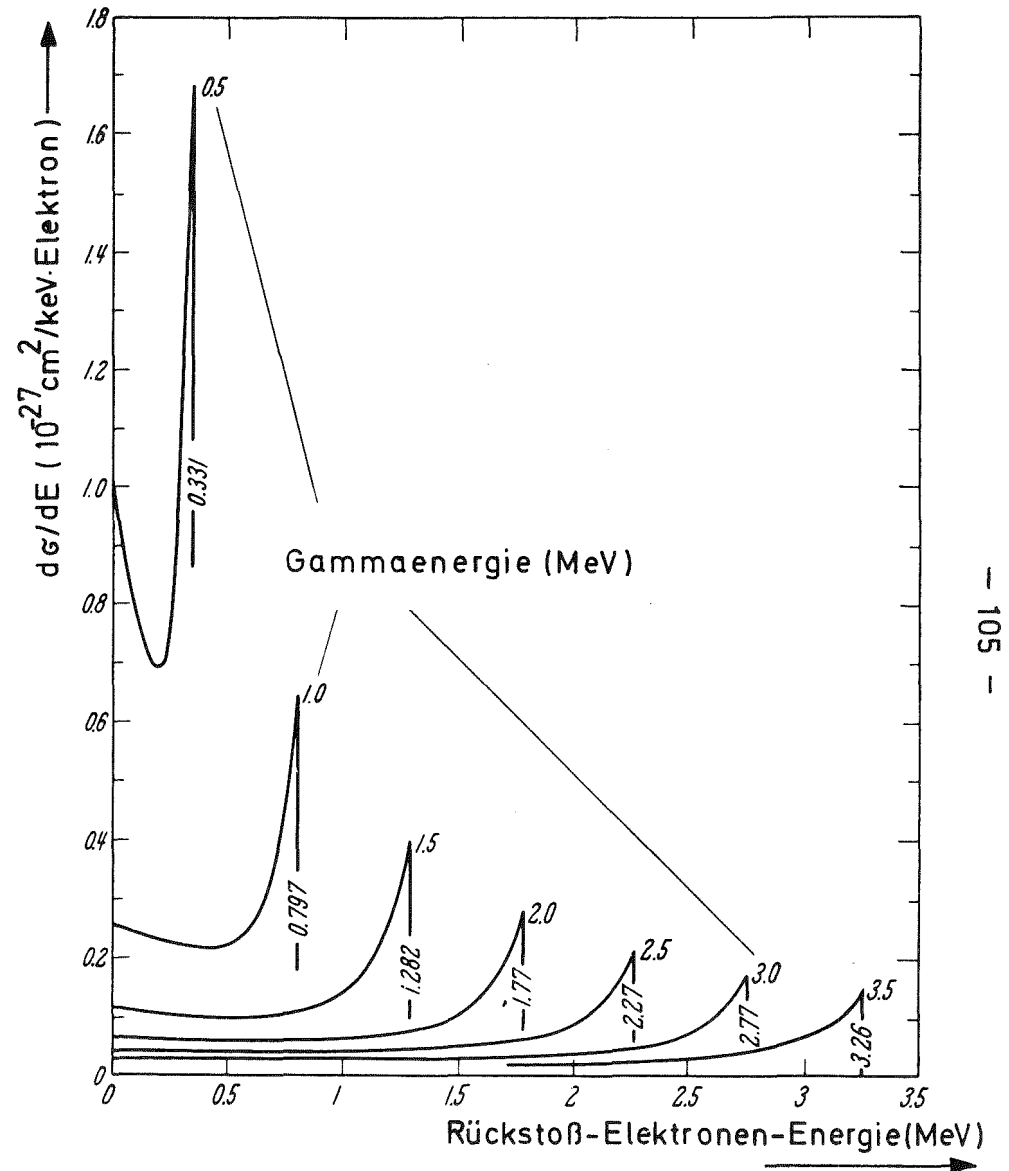


Abb. 2.4 Compton-Rückstoßelektronenspektren /2.13/

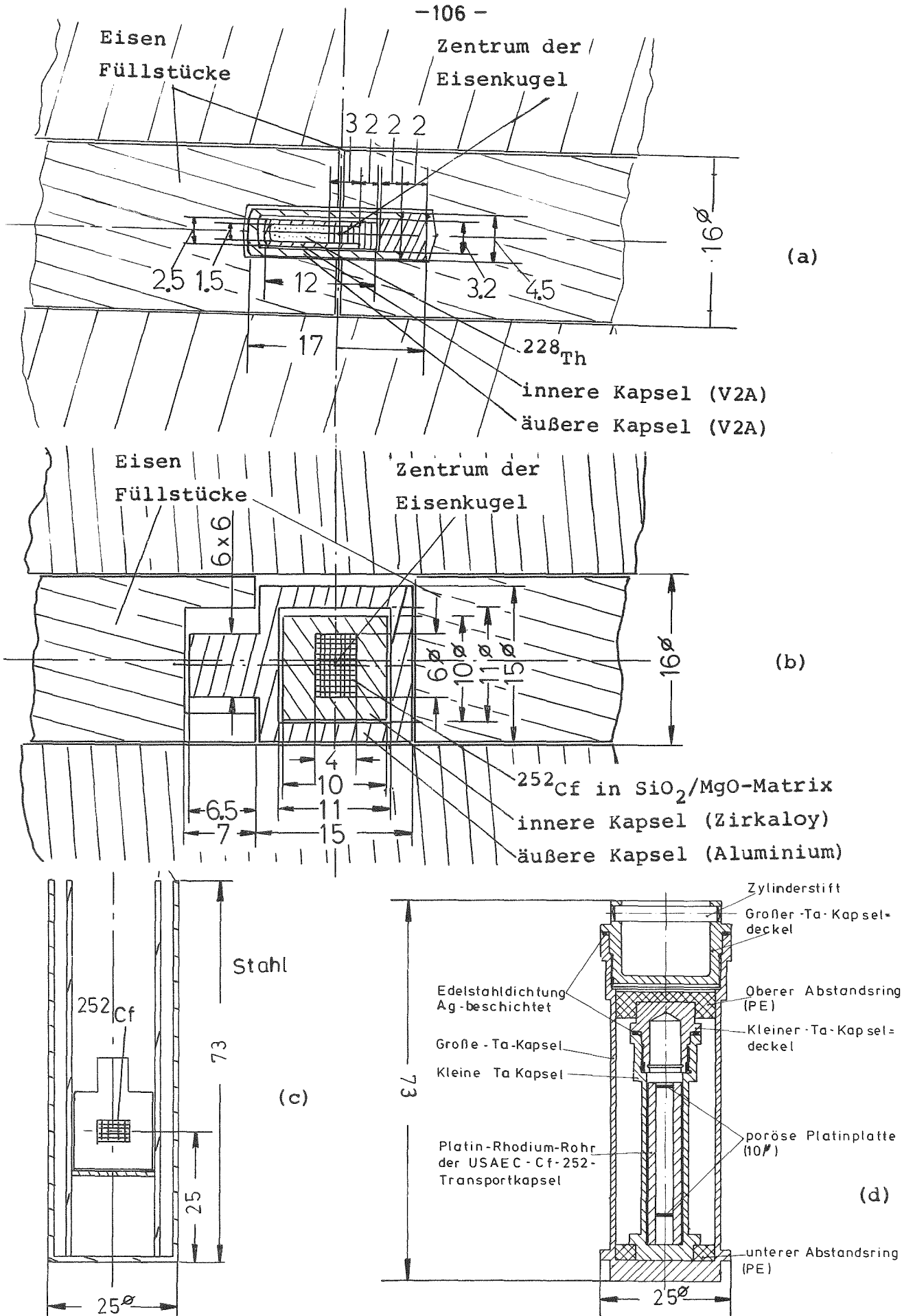
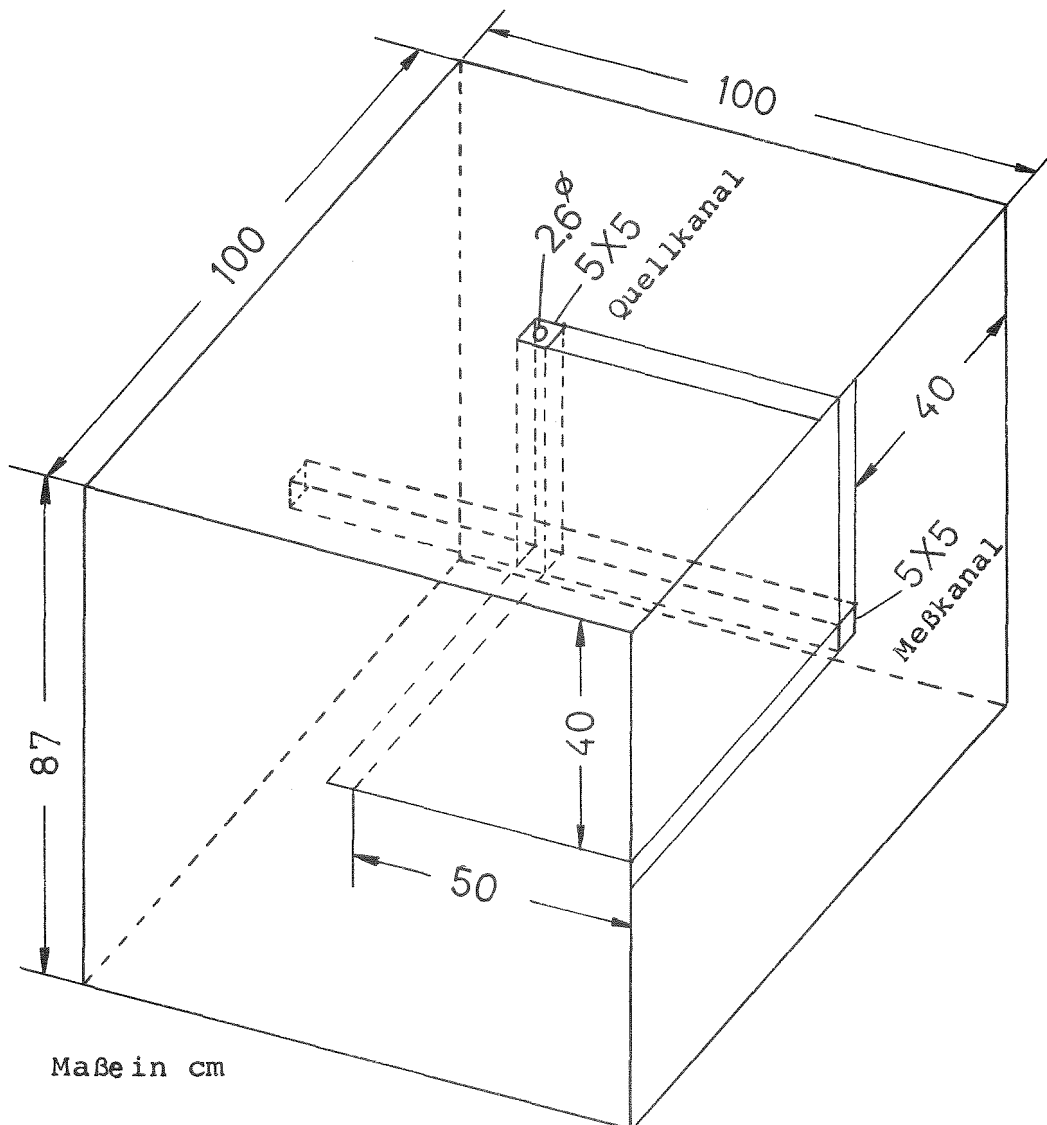
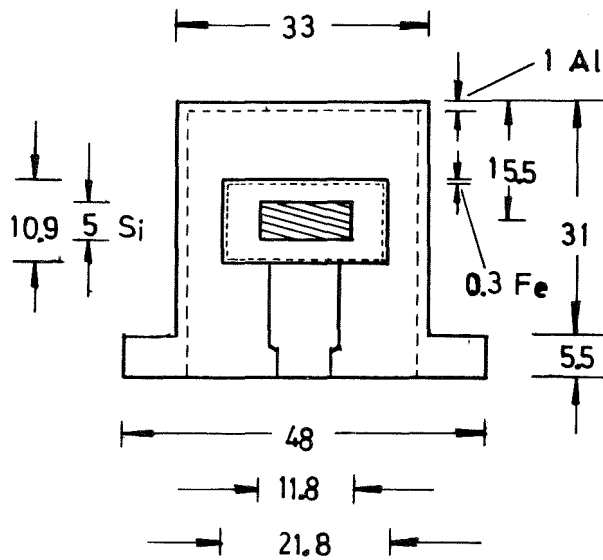


Abb. 2.5 a) ^{228}Th -Quelle in Eisenkugeln; b) kleine ^{252}Cf -Quelle in Eisenkugeln; c) kleine ^{252}Cf -Quelle in einer Strahlrohr-Attrappe; d) große ^{252}Cf -Quelle (Maße in mm)

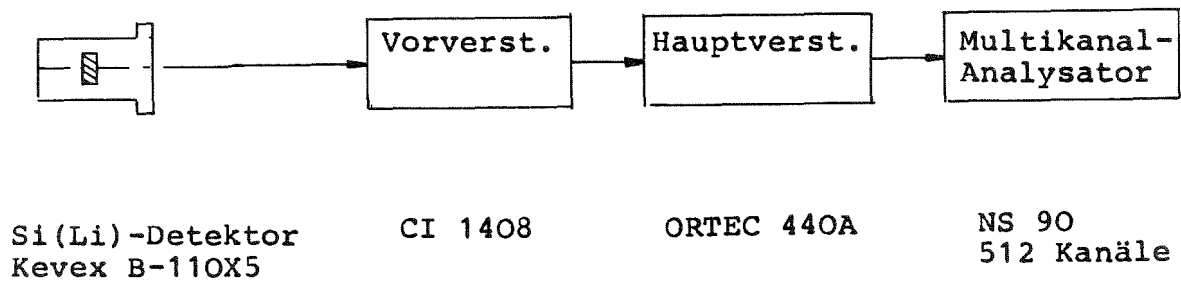


Maße in cm

Abb. 2.6 Der vollständig aufgebaute Eisenpile



(a)



(b)

Abb. 2.7 a) Si(Li)-Detektor in Al-Kapsel (Maße in mm);
b) Elektronische Anordnung zur Messung von γ -Spektren mit dem Si(Li)-Detektor

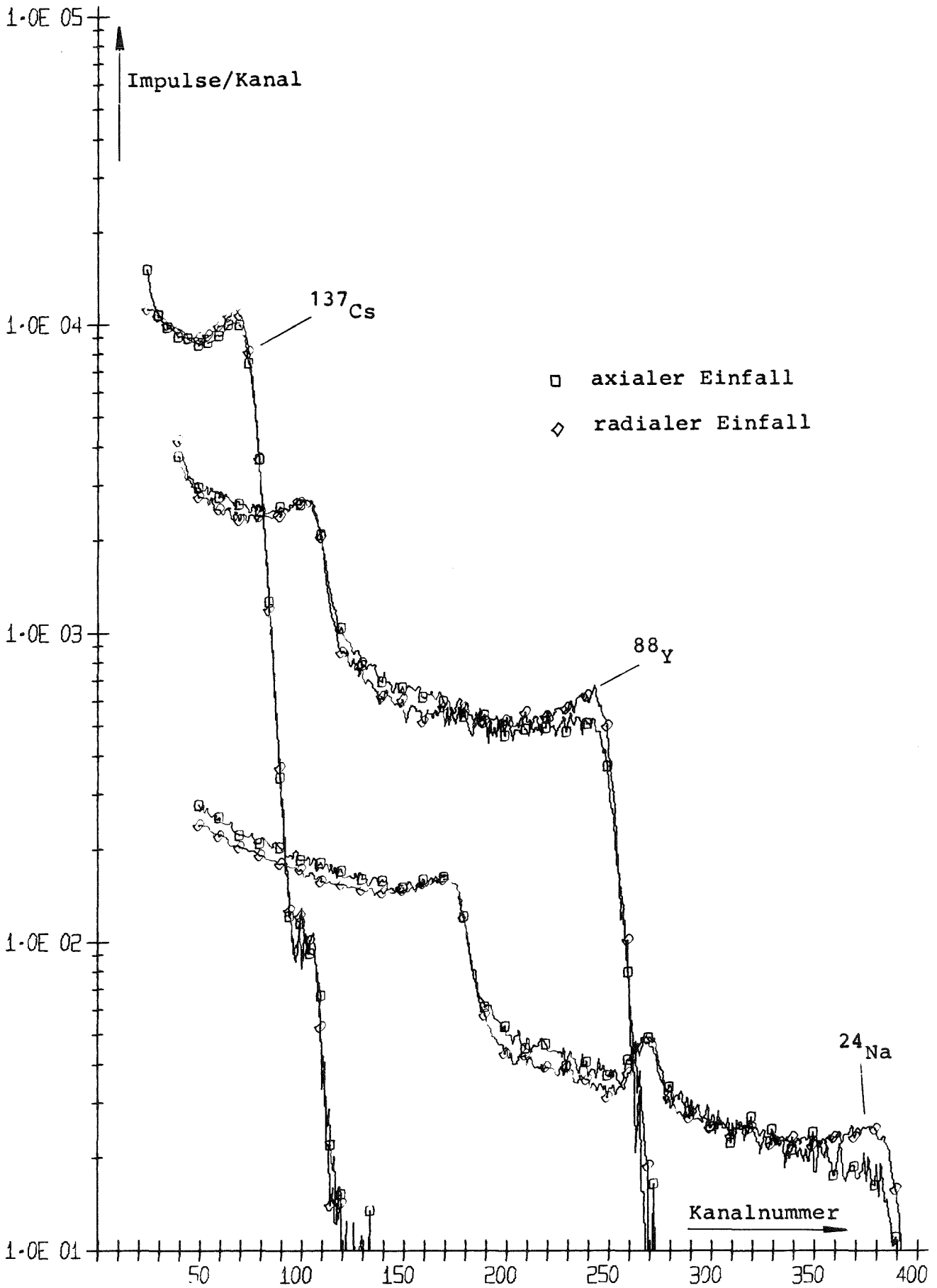


Abb. 2.8 Compton-Elektronenspektren bei axialem und radialem Einfall für ^{137}Cs , ^{88}Y und ^{24}Na

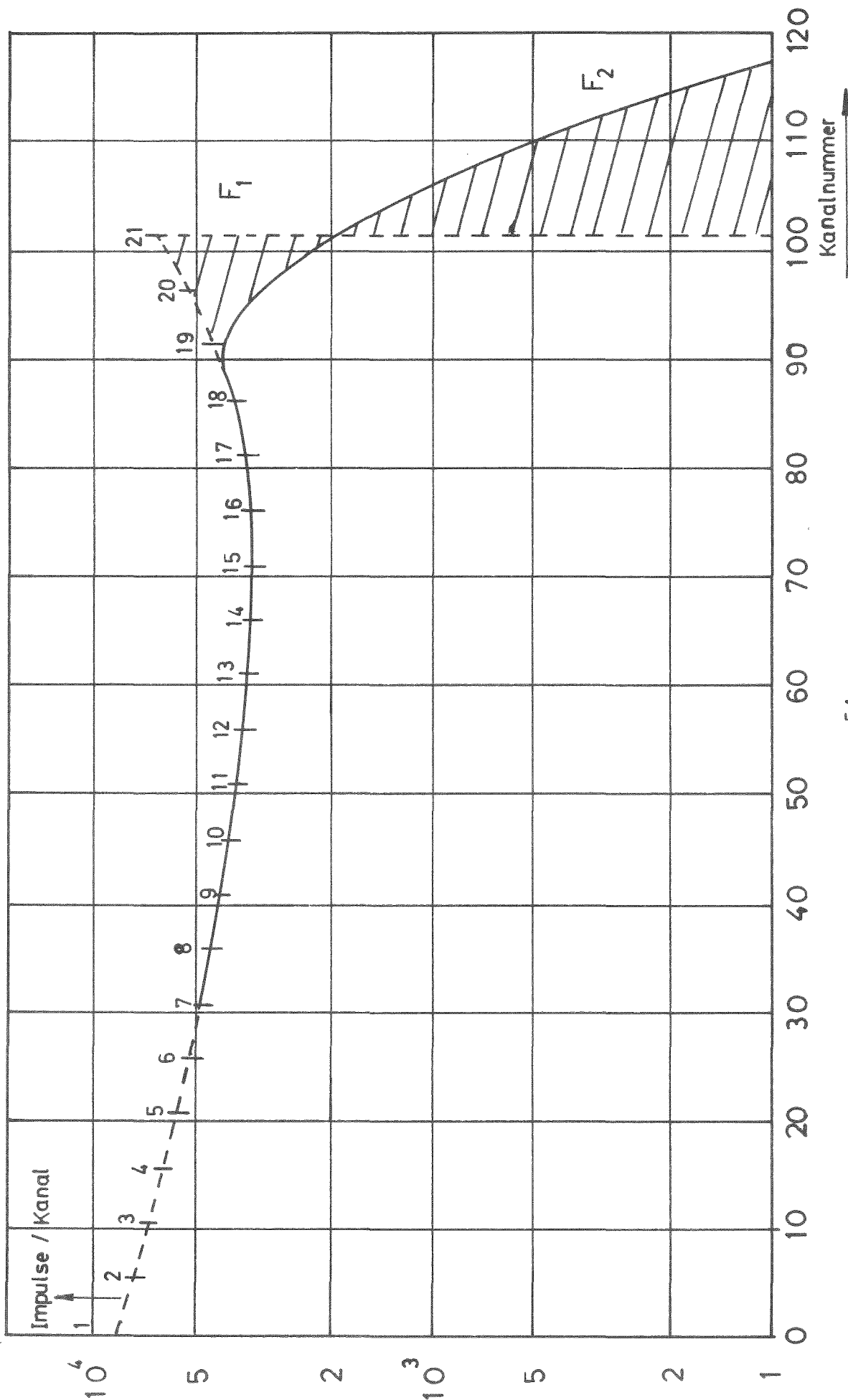


Abb. 2.9 Ermittlung der Antwort-Funktion für ^{54}Mn
 ($E_\gamma = 0,835 \text{ MeV}$, $E_C = 0,640 \text{ MeV}$)

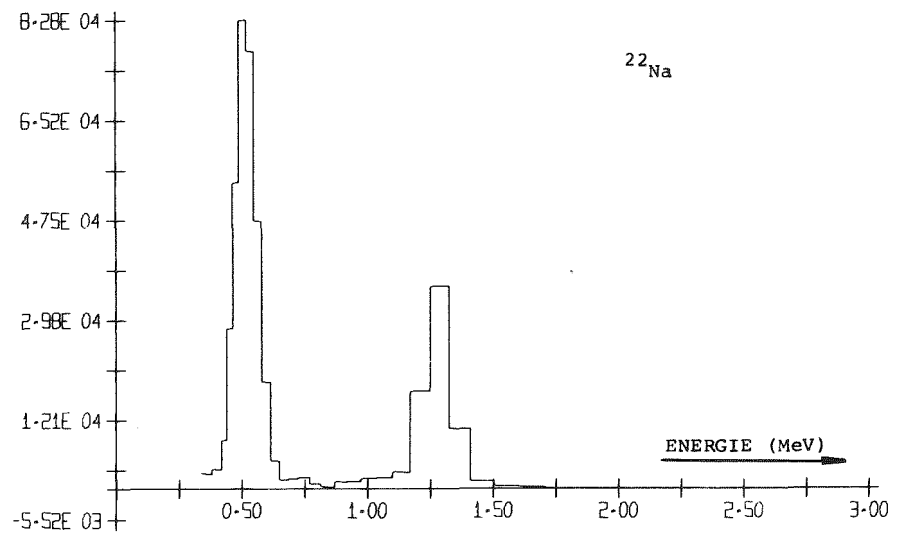
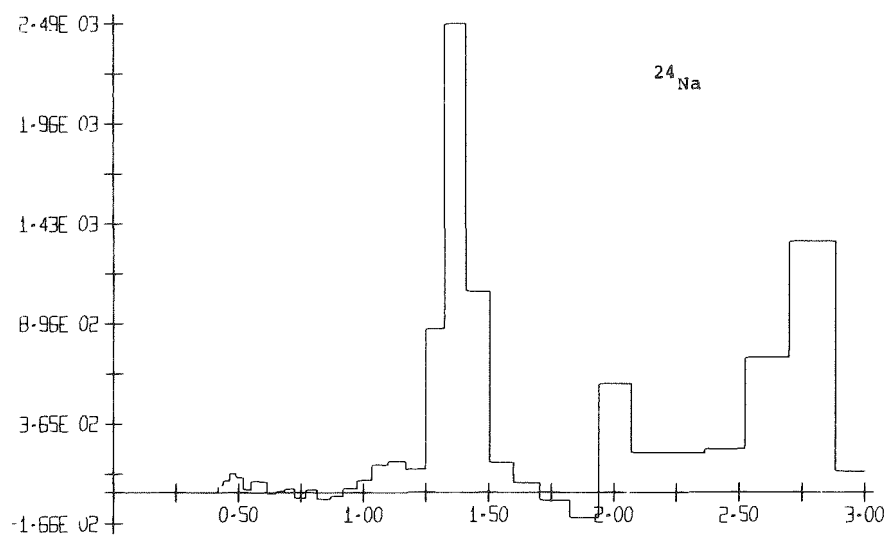
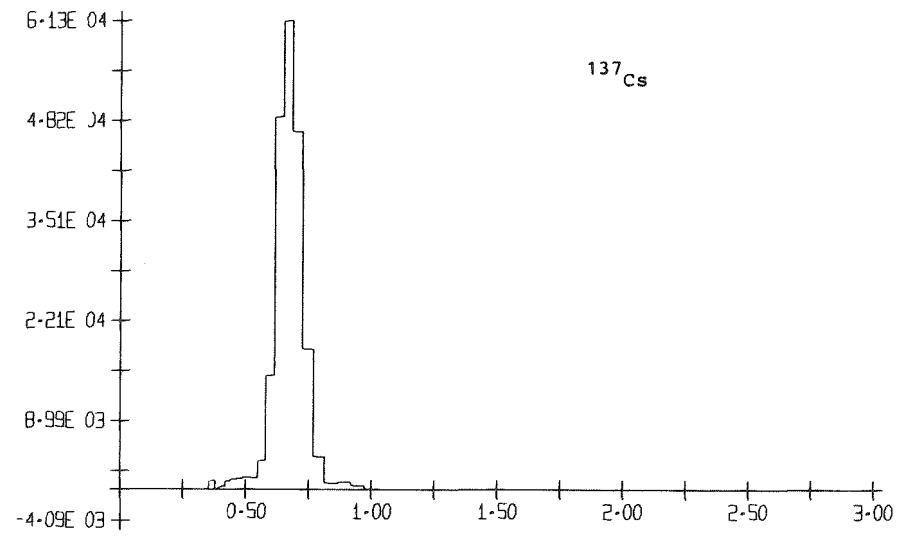
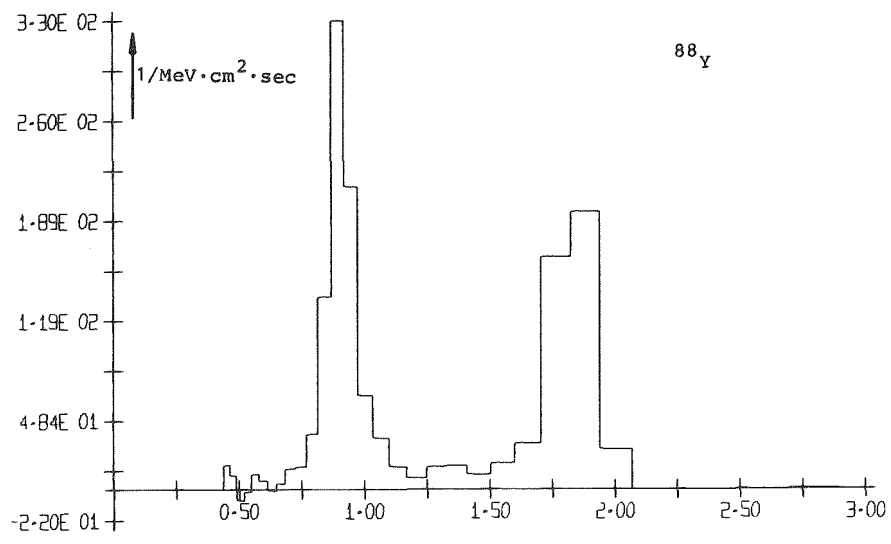


Abb. 2.10 Entfaltete γ -Spektren von ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{88}Y und ^{24}Na , achsenparalleler Einfall

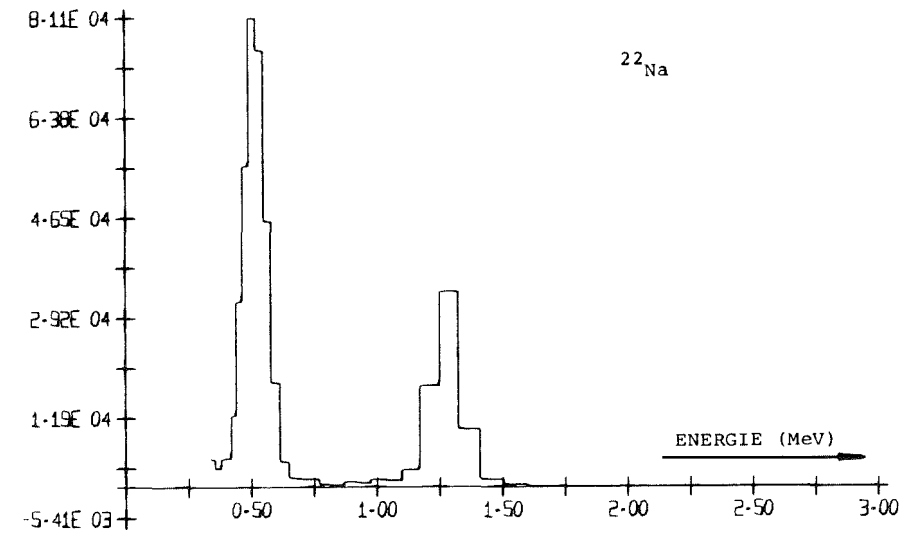
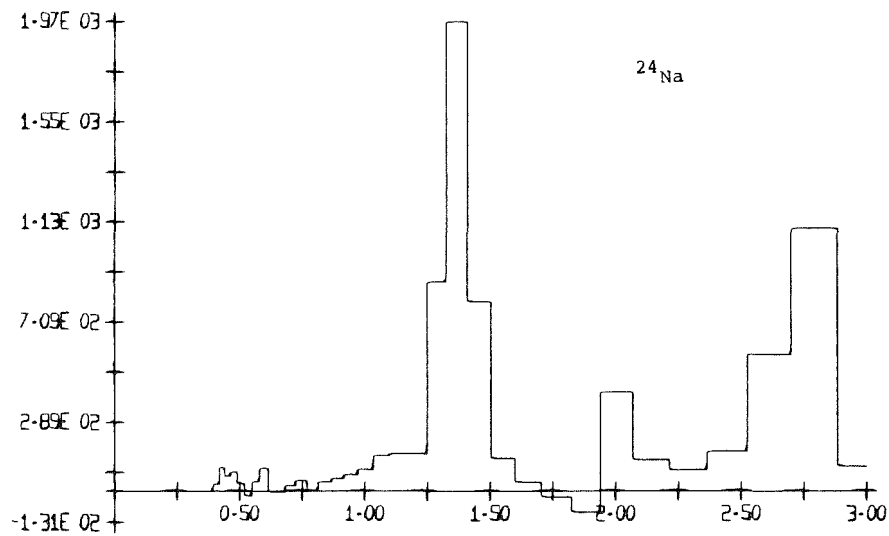
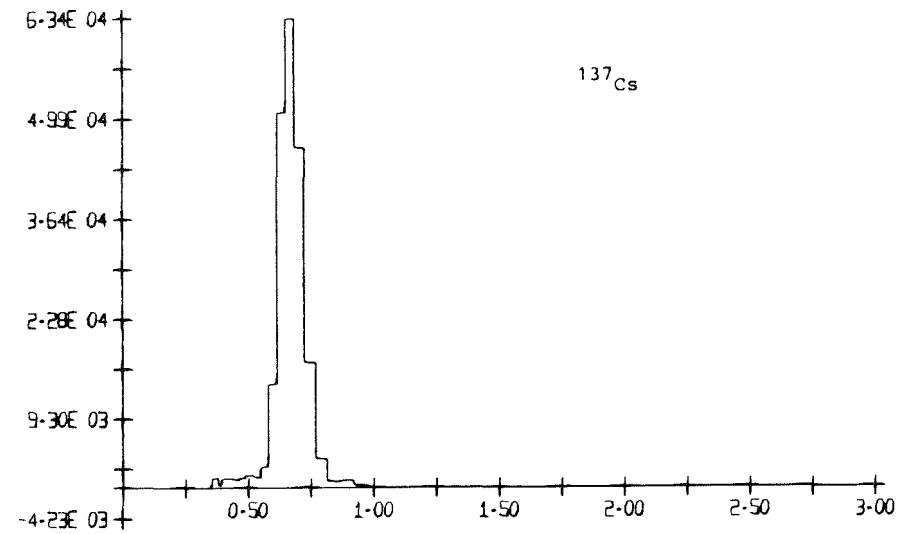
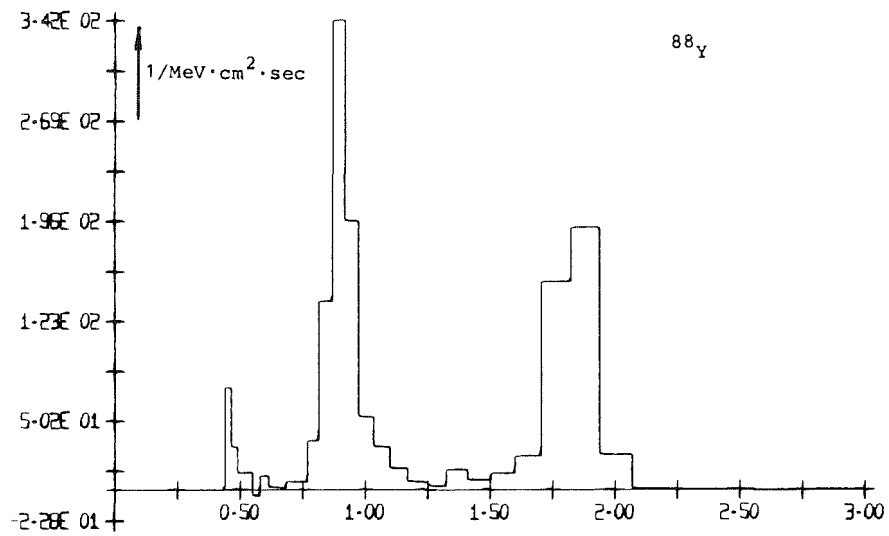
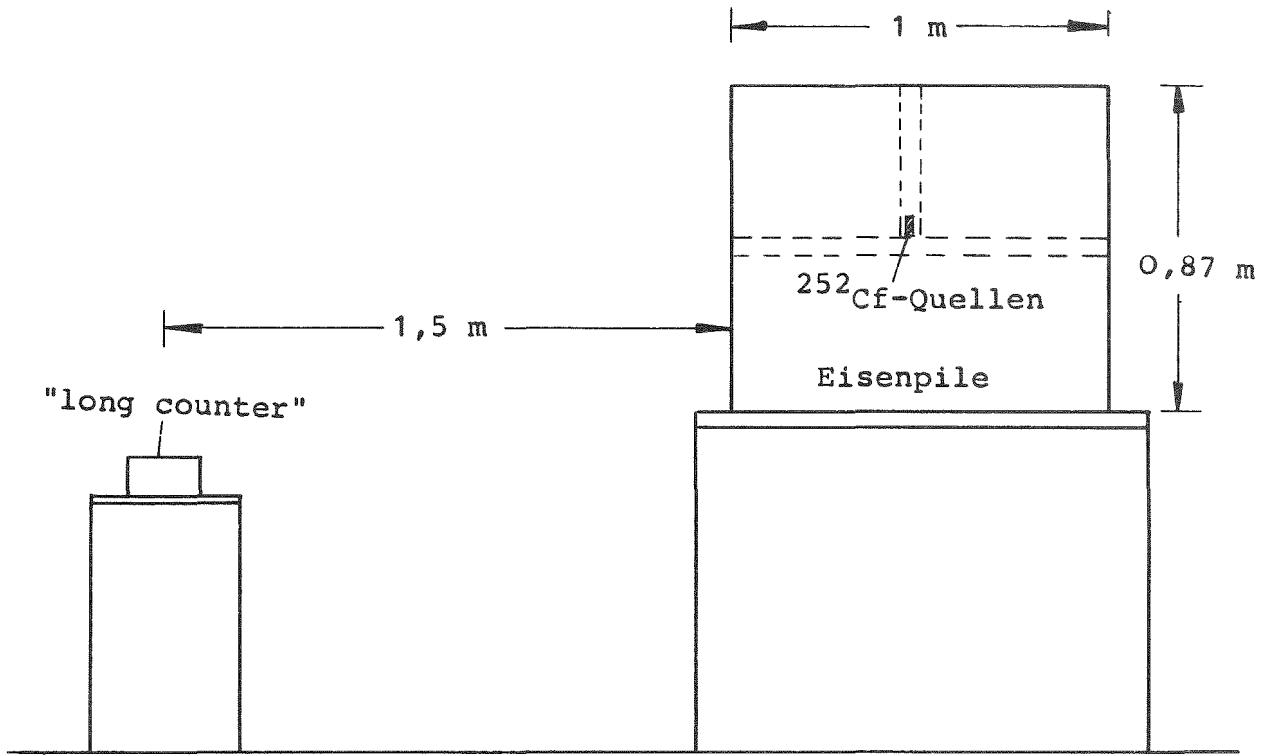
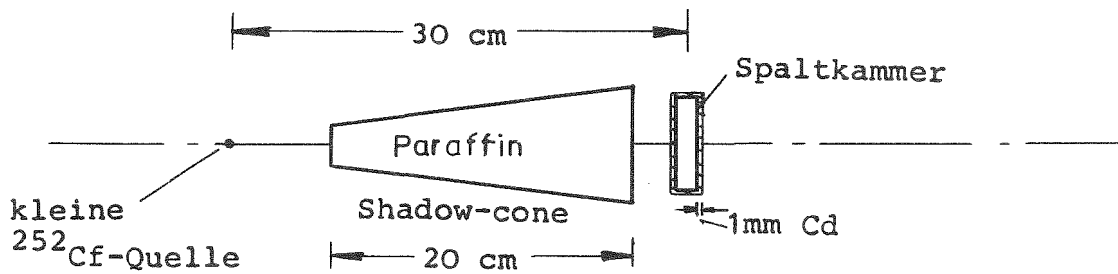


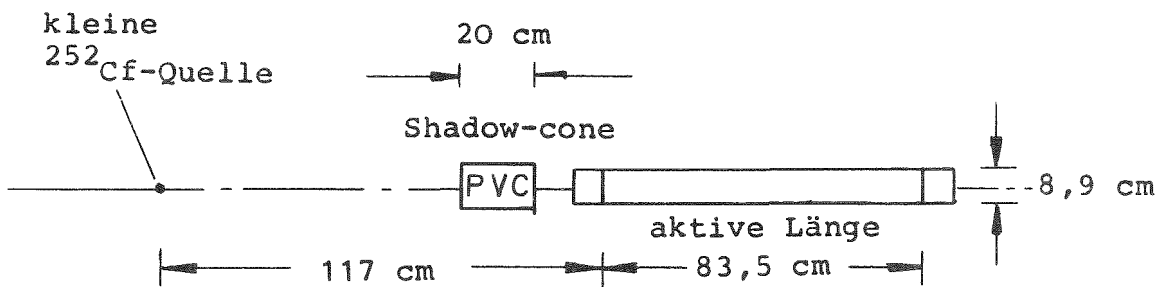
Abb. 2.11 Entfaltete γ -Spektren von ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{88}Y und ^{24}Na ,
radialer Einfall



(a)



(b)



(c)

Abb. 2.12 Bestimmung der Quellstärke der ^{252}Cf -n-Quellen, mit (a) "long counter", (b) ^{235}U -Spaltkammer und (c) Protonenrückstoß-Proportionalzählrohr

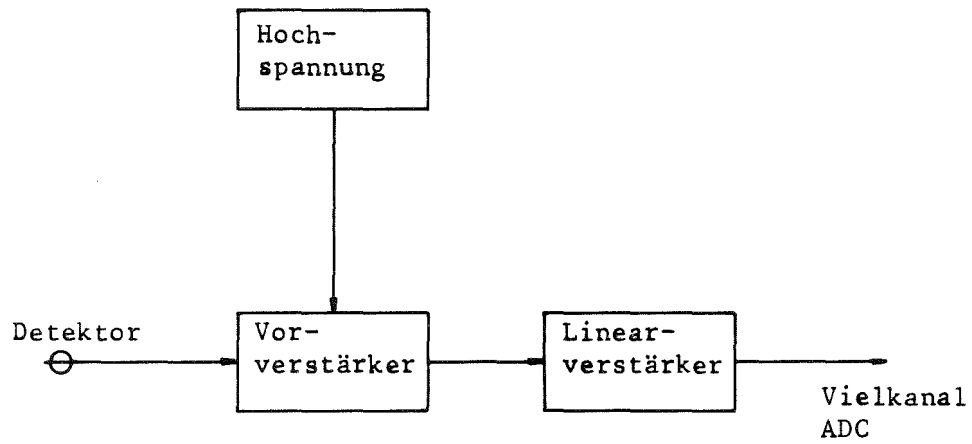


Abb. 2.13 Blockschaltbild für Protonenrückstoß-Proportionalzählrohr

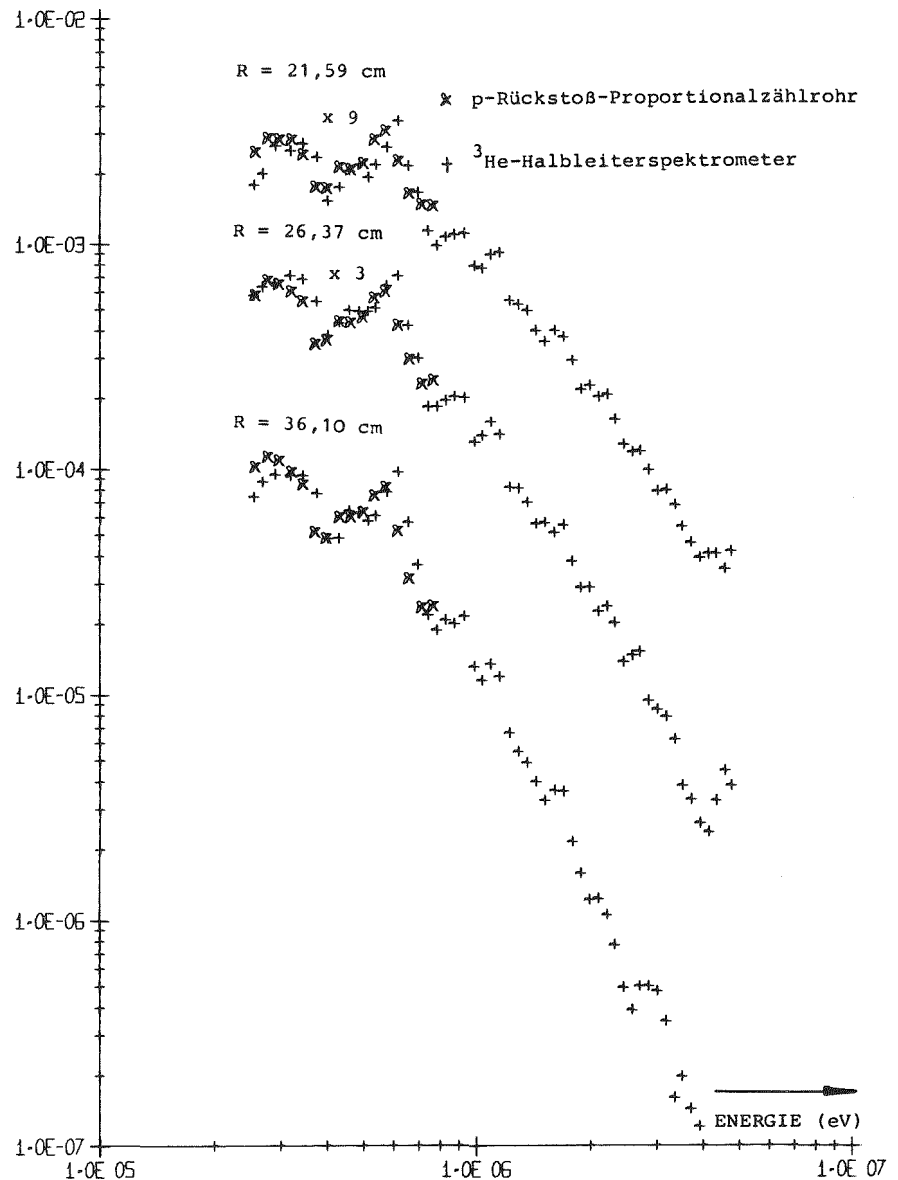
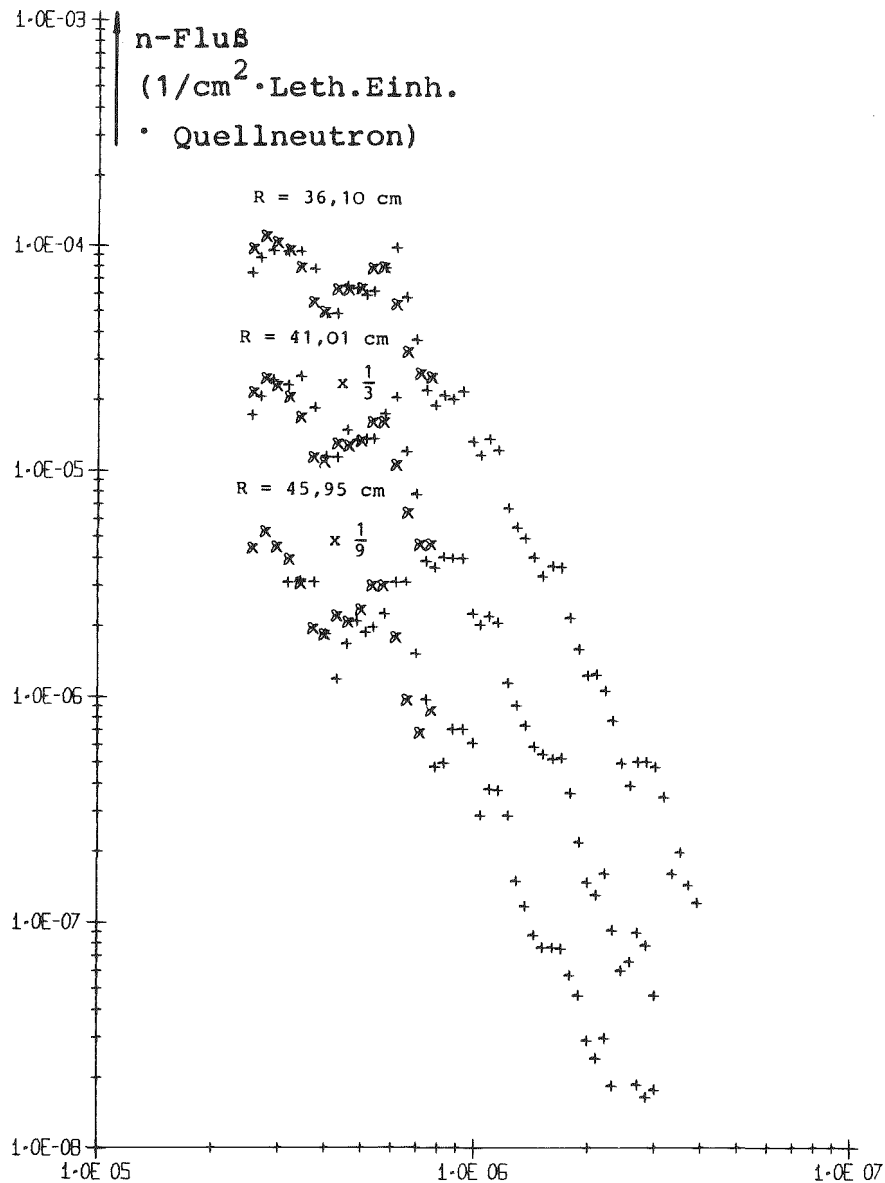


Abb. 2.14 Gemessene Neutronenspektren mit Protonenrückstoß-
 Proportionalzählrohr und ^3He -Halbleiterspektrometer

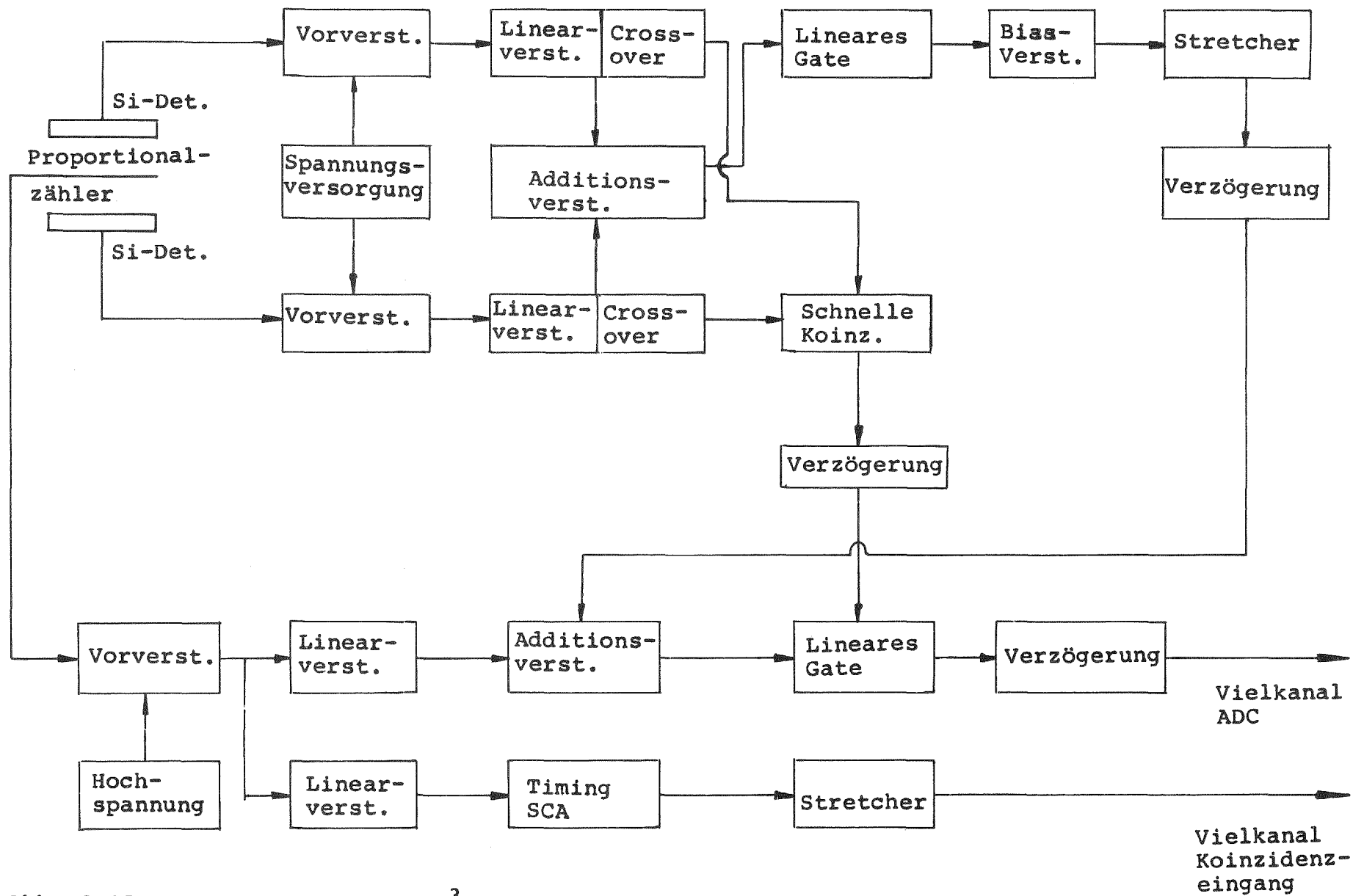


Abb. 2.15 Blockschaltbild des ^3He -Spektrometersystems

Detektorabstand = 1,0 cm
Detektorradius = 0,98 cm
Spektrometerradius = 1,10 cm
Untere Schwelle = 140 keV
Obere Schwelle = 180 keV
Proportionalzähler-Schwelle = 26 keV
³He-Gasdruck = 2,5 atm

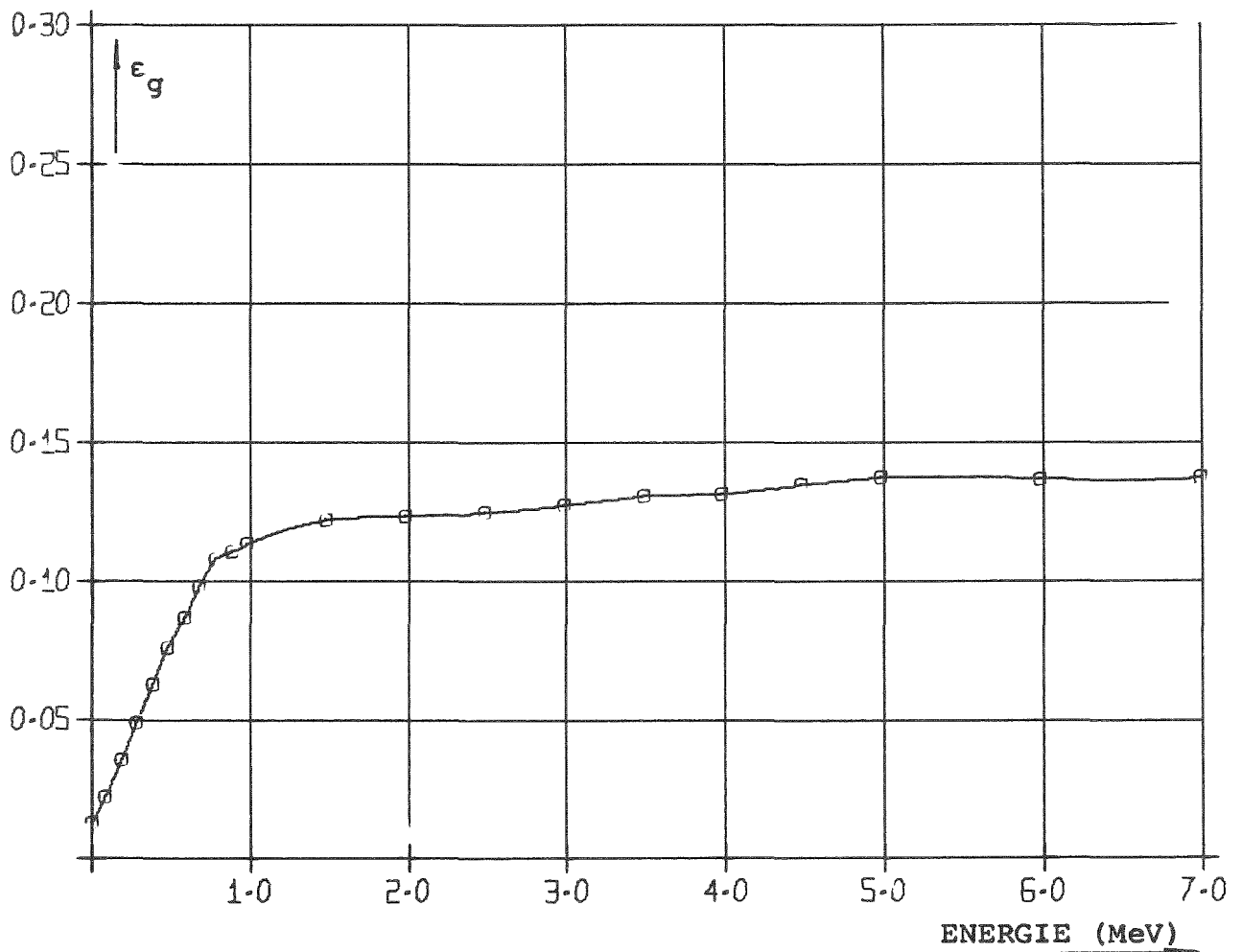


Abb. 2.16 Geometrische Empfindlichkeit des ³He-Spektrometers für isotrope Neutronenflußverteilung

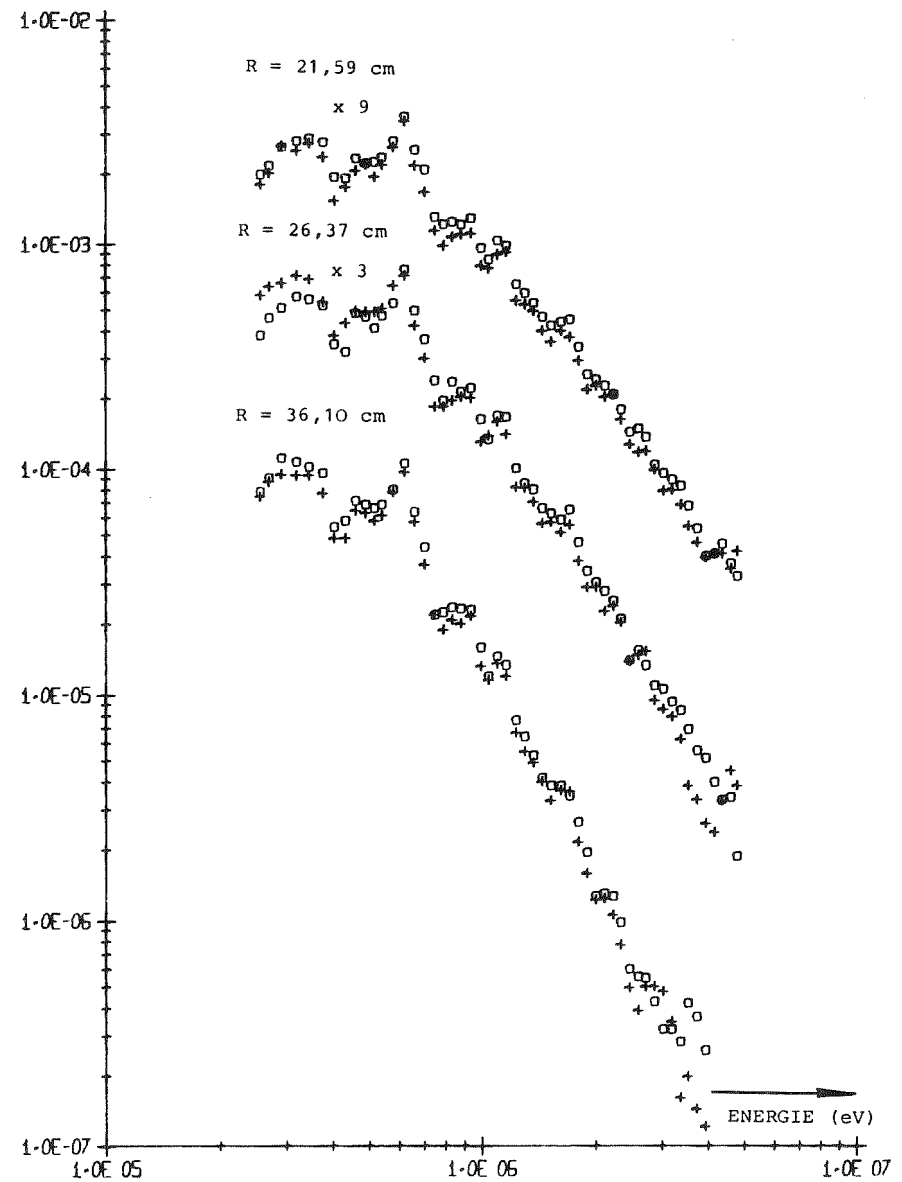
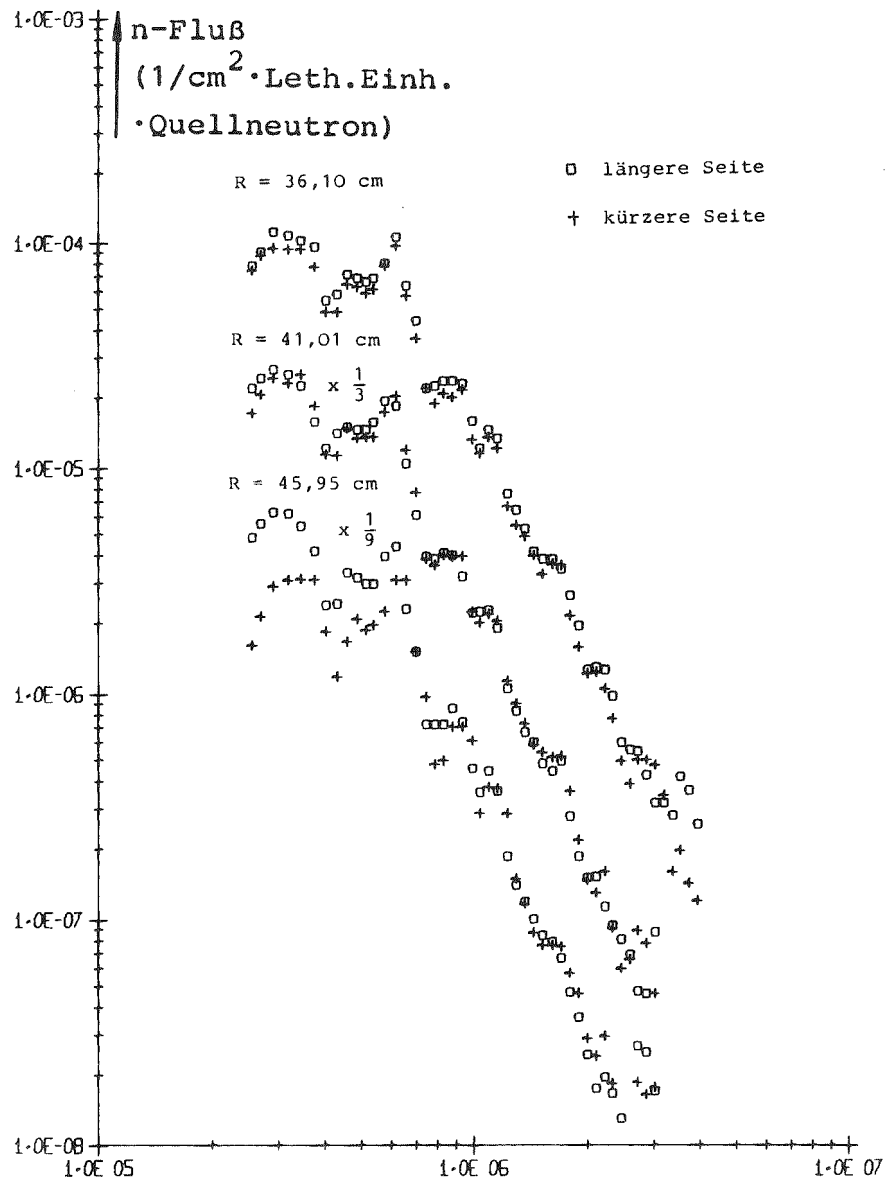


Abb. 2.17 Gemessene Neutronenspektren mit ³He-Halbleiterspektrometer
(an beiden Seiten des Meßkanals)

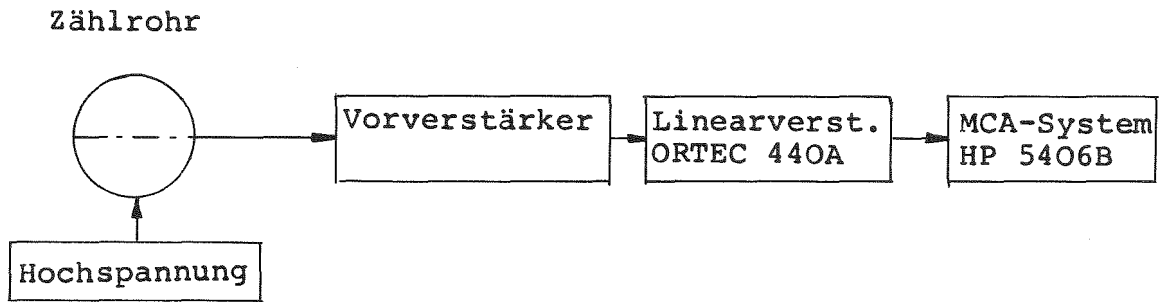


Abb. 2.13 Blockschaltbild für Neutronenspektrums-Messungen mit Protonenrückstoß-Proportionalzählrohr

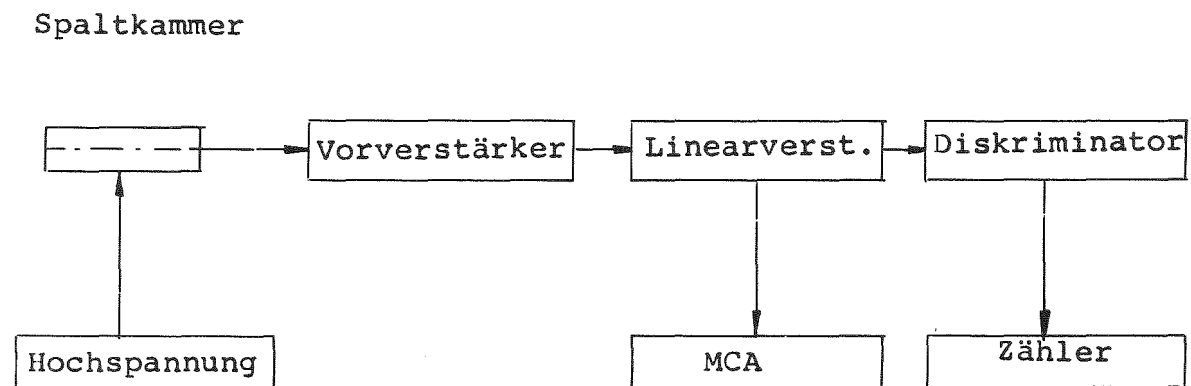


Abb. 2.18 Blockschaltbild für Spaltraten-Messung

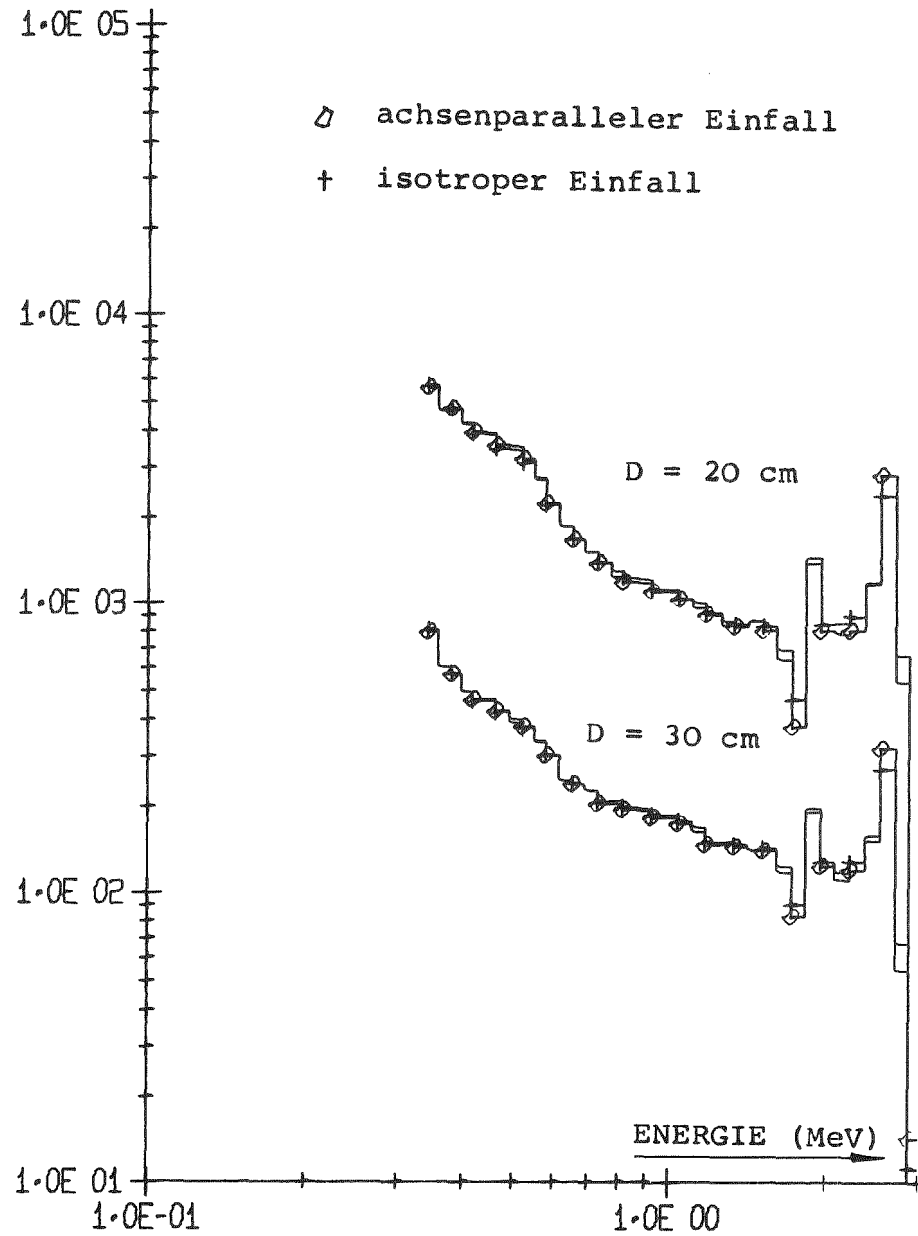
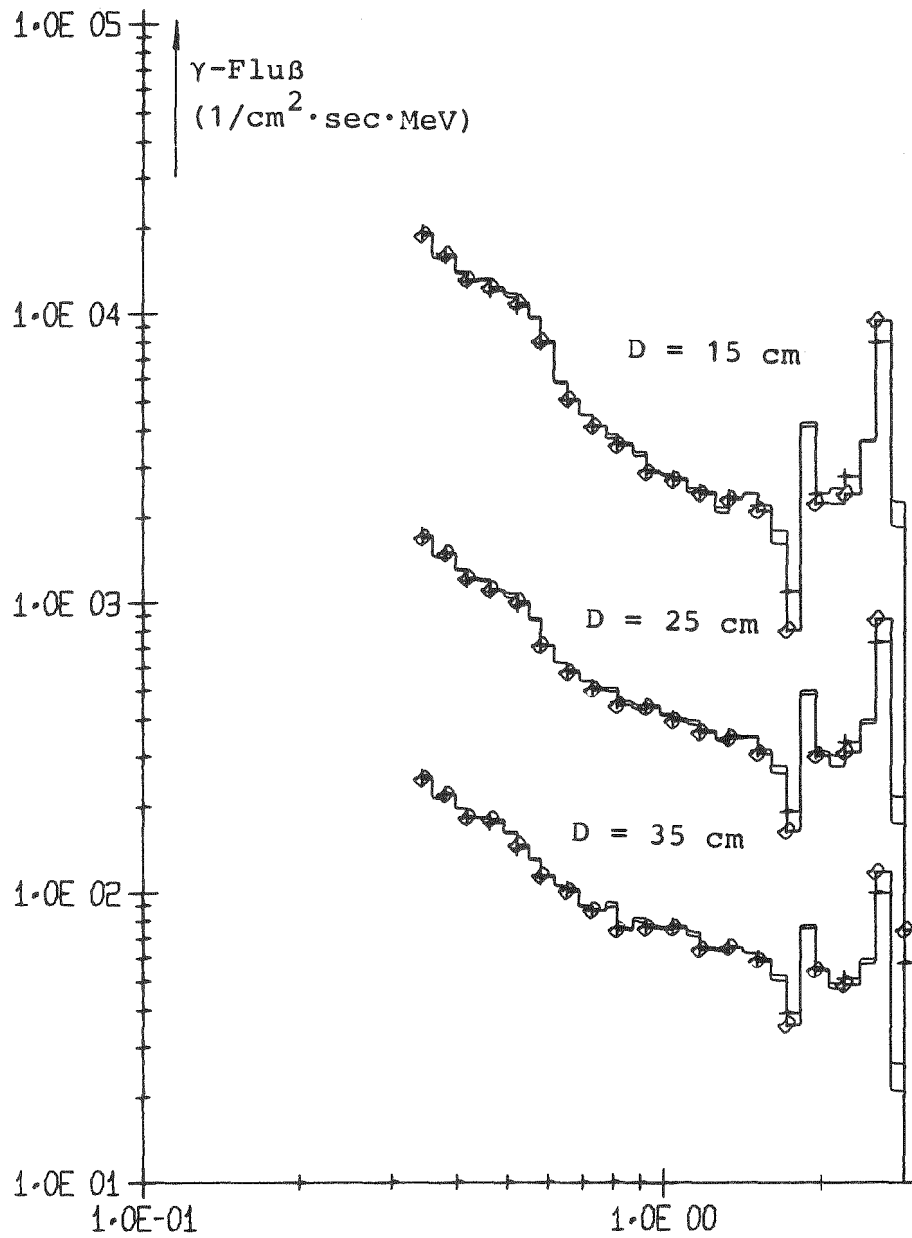


Abb. 2.19 Gemessene γ -Spektren an den Oberflächen der Eisenkugeln mit der ²²⁸Th- γ -Quelle im Zentrum

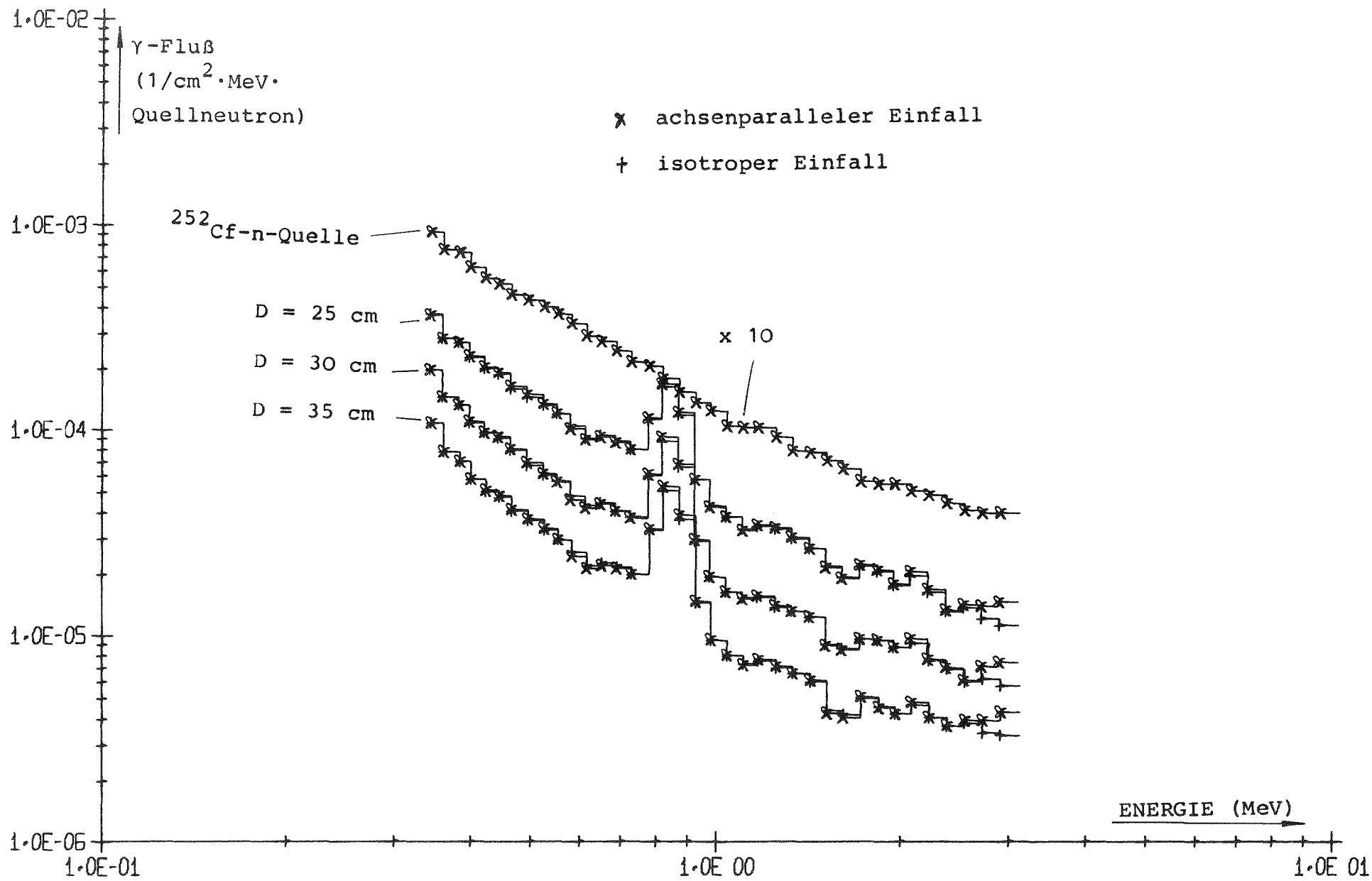


Abb. 2.20 Gemessene γ -Spektren der $^{252}\text{Cf-n-Quelle}$ und an den Oberflächen der Eisenkugeln mit der $^{252}\text{Cf-n-Quelle}$ im Zentrum

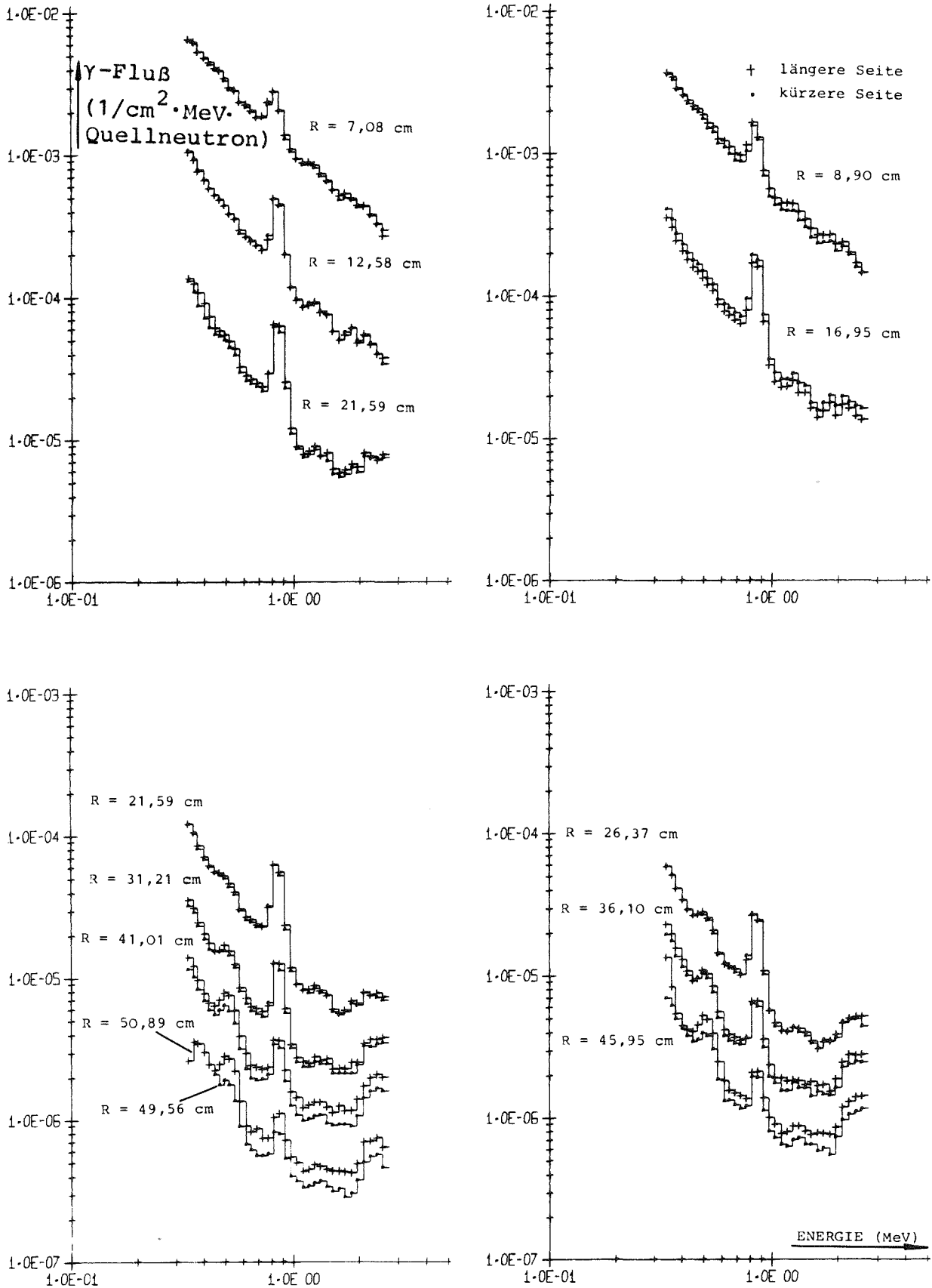


Abb. 2.21 Gemessene γ -Spektren an beiden Seiten des Meßkanals im Eisenpille mit der kleinen (oben) und großen (unten) ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum

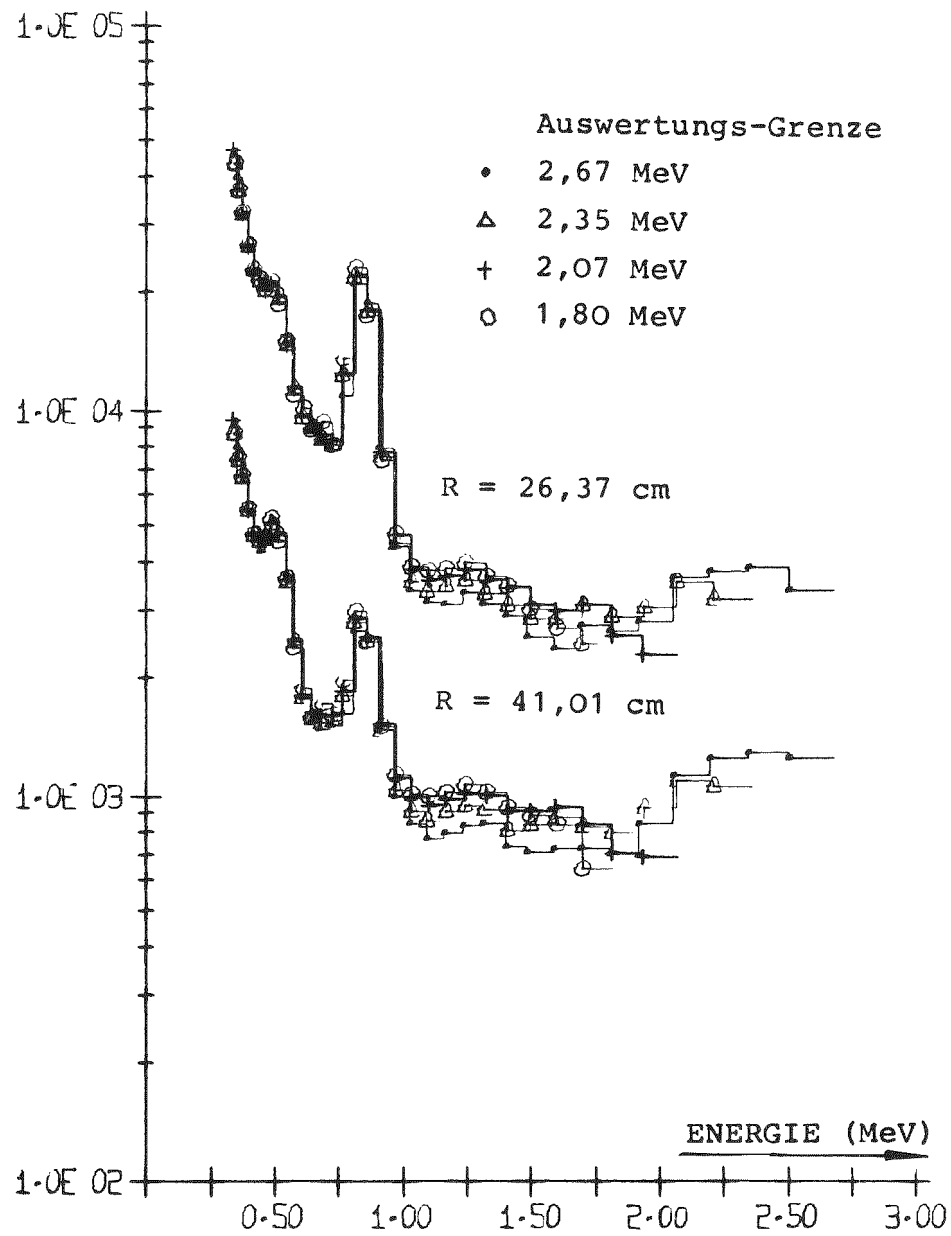
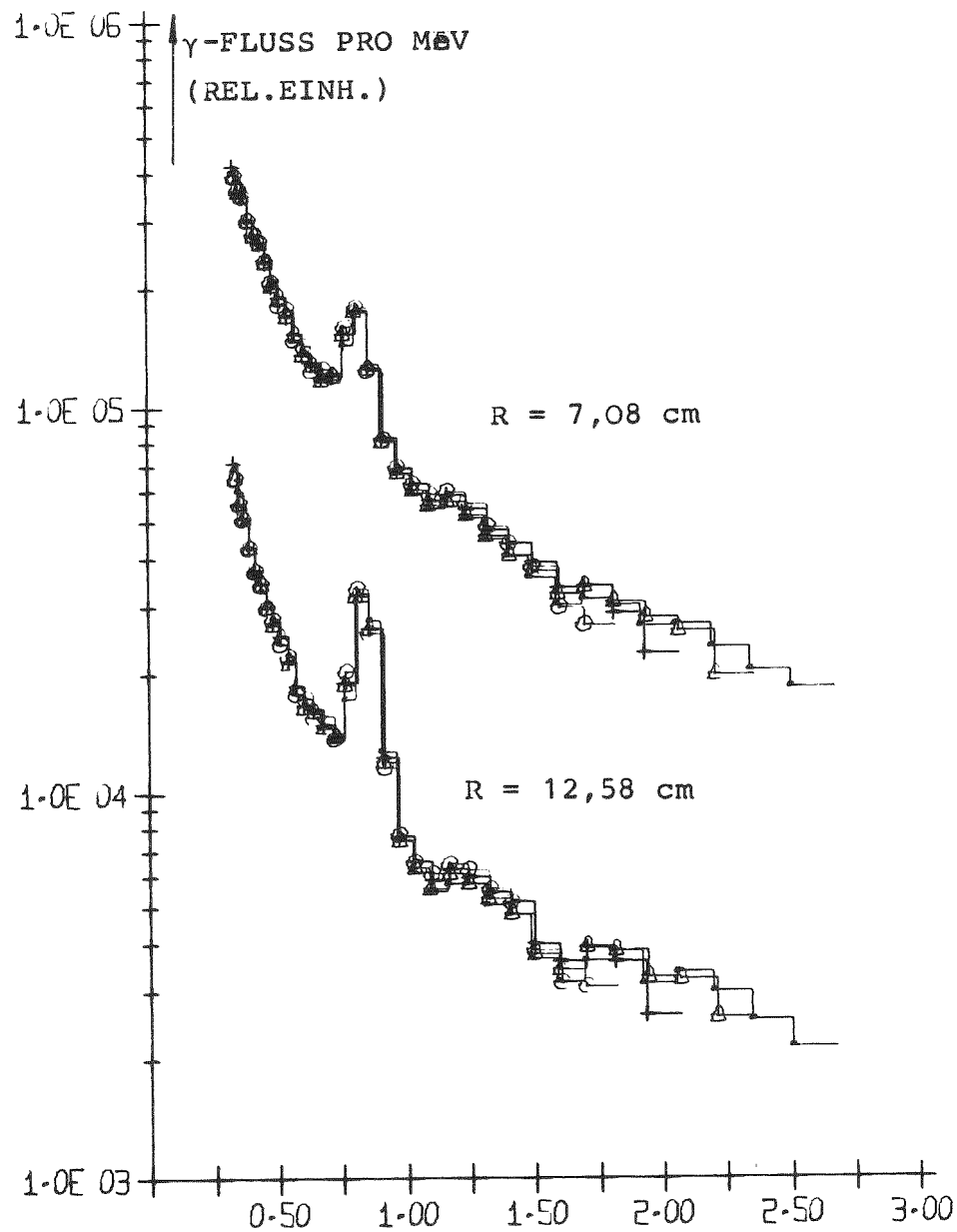


Abb. 2.22 Einfluß der oberen Grenze des Auswertebereichs auf die γ -Spektren im Eisenpile (R Abstand von der Quelle)

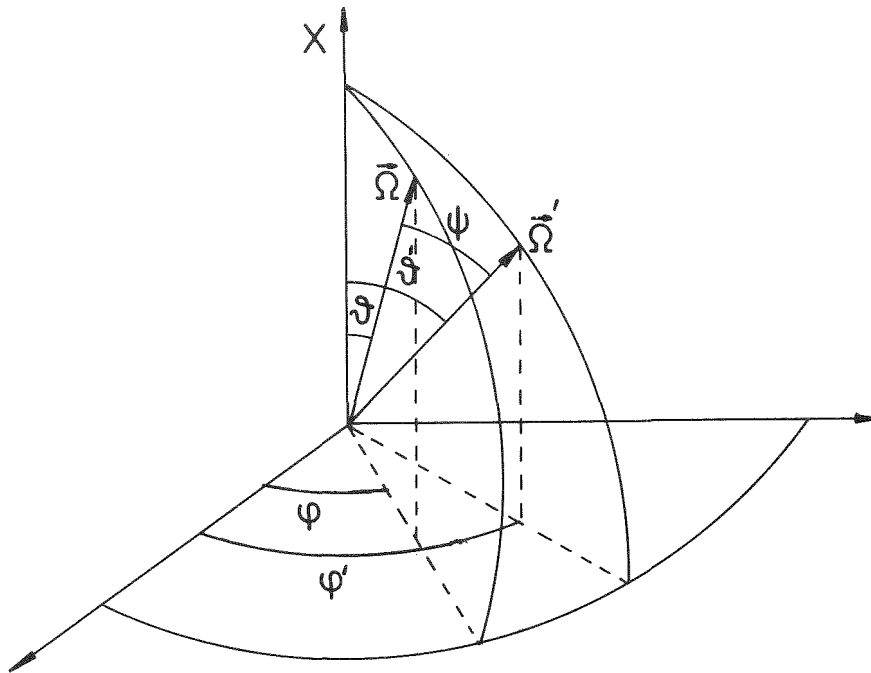


Abb. 3.1 Schematische Darstellung des Streuprozesses ($\vec{\Omega}$ und $\vec{\Omega}'$ Flugrichtungen des Quants vor und nach der Streuung)

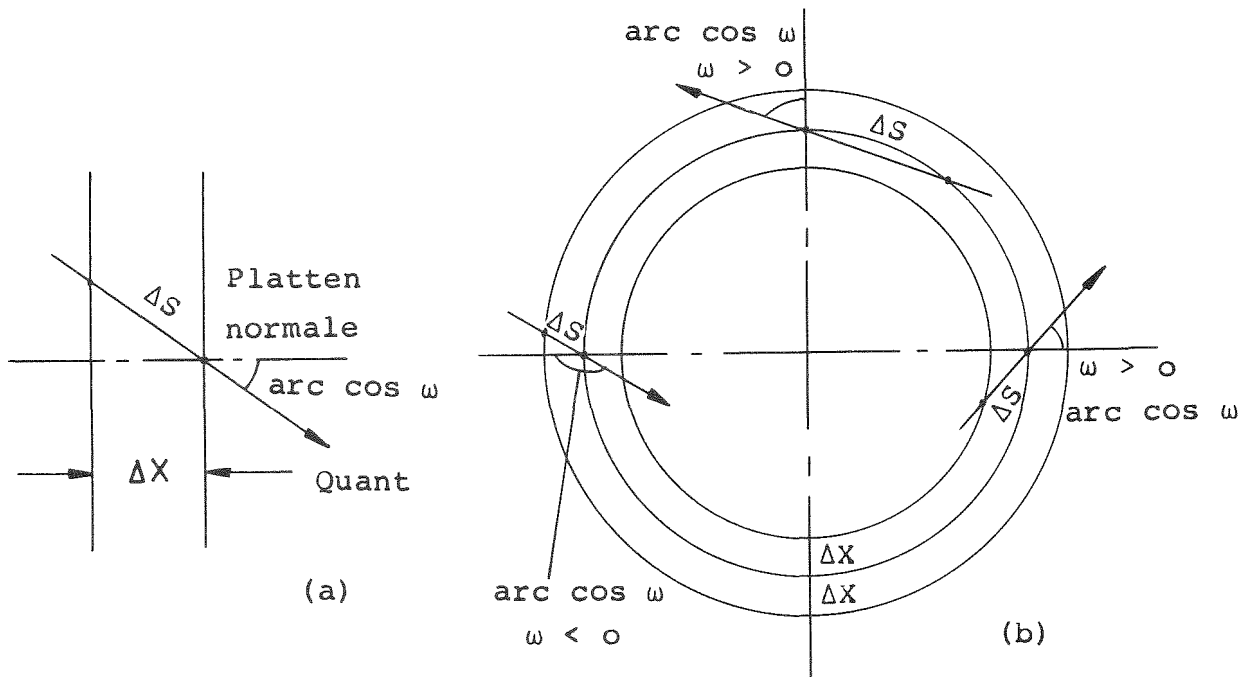


Abb. 3.2 a) Durchtritt eines γ -Quants durch zwei benachbarte Gitterebenen;
 b) Drei Möglichkeiten des Durchtritts eines γ -Quants durch benachbarte Gitterkreise (genauer: Gitterkugeloberflächen): links und rechts reeller Schnitt, oben kein reeller Schnitt

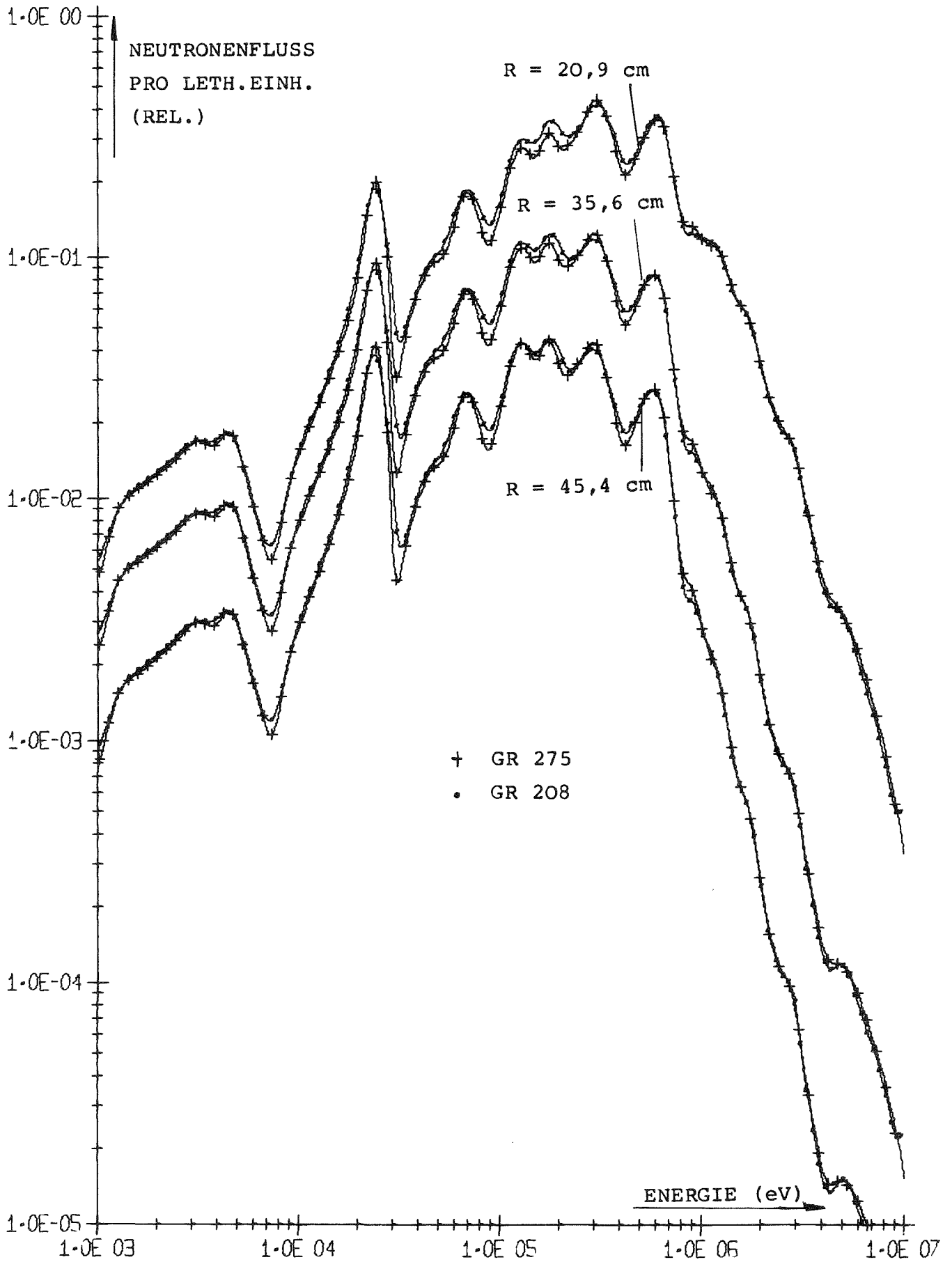


Abb. 3.3 Neutronenspektren im Eisenpile. Vergleich 208- und 275-Gruppenrechnung (R Abstand von der Quelle)

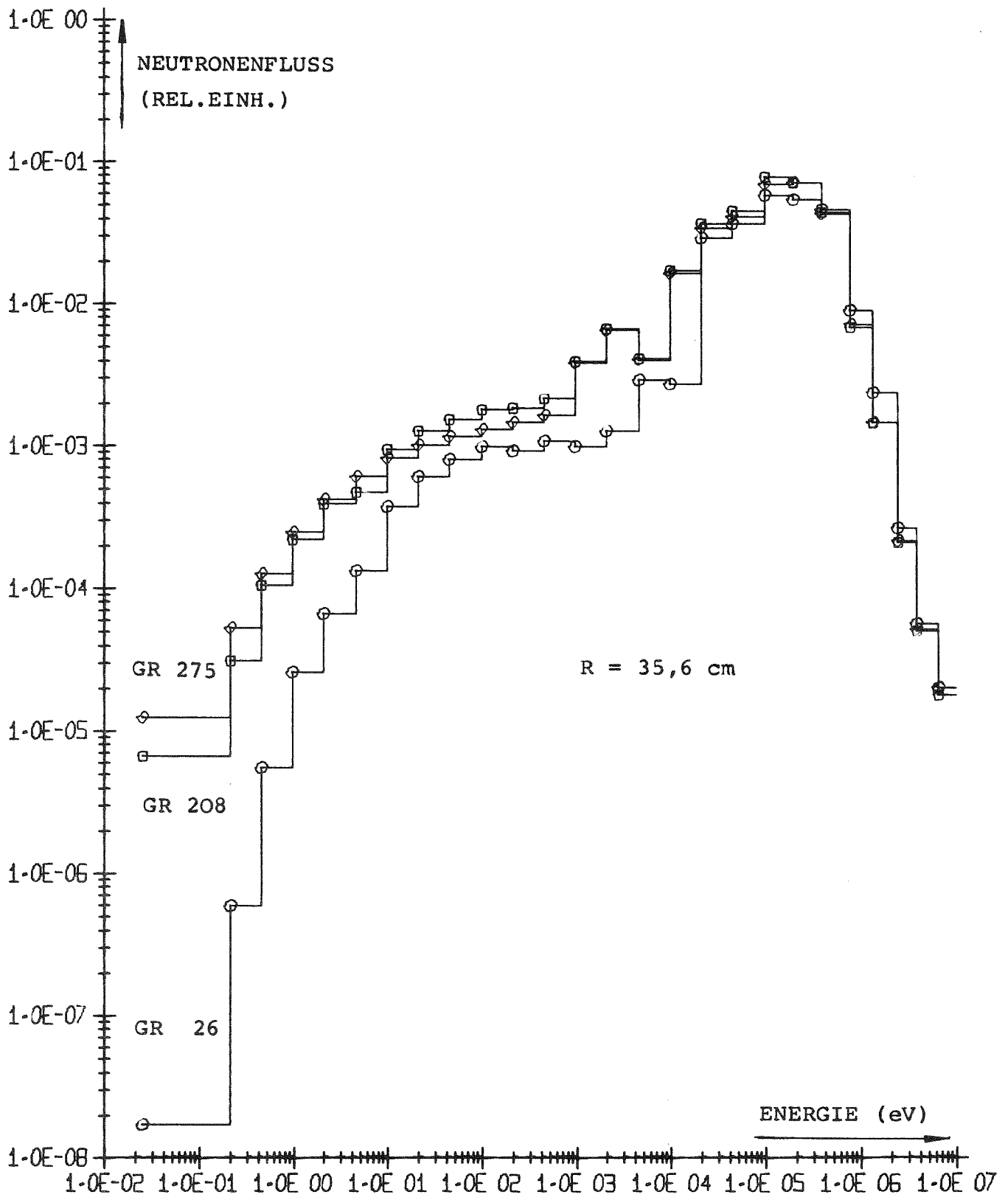


Abb. 3.4 Neutronenspektren im Eisenpile. Vergleich 26-Gruppen KFKINR-Satz und kondensierte 208- bzw. 275-Gruppenrechnungen

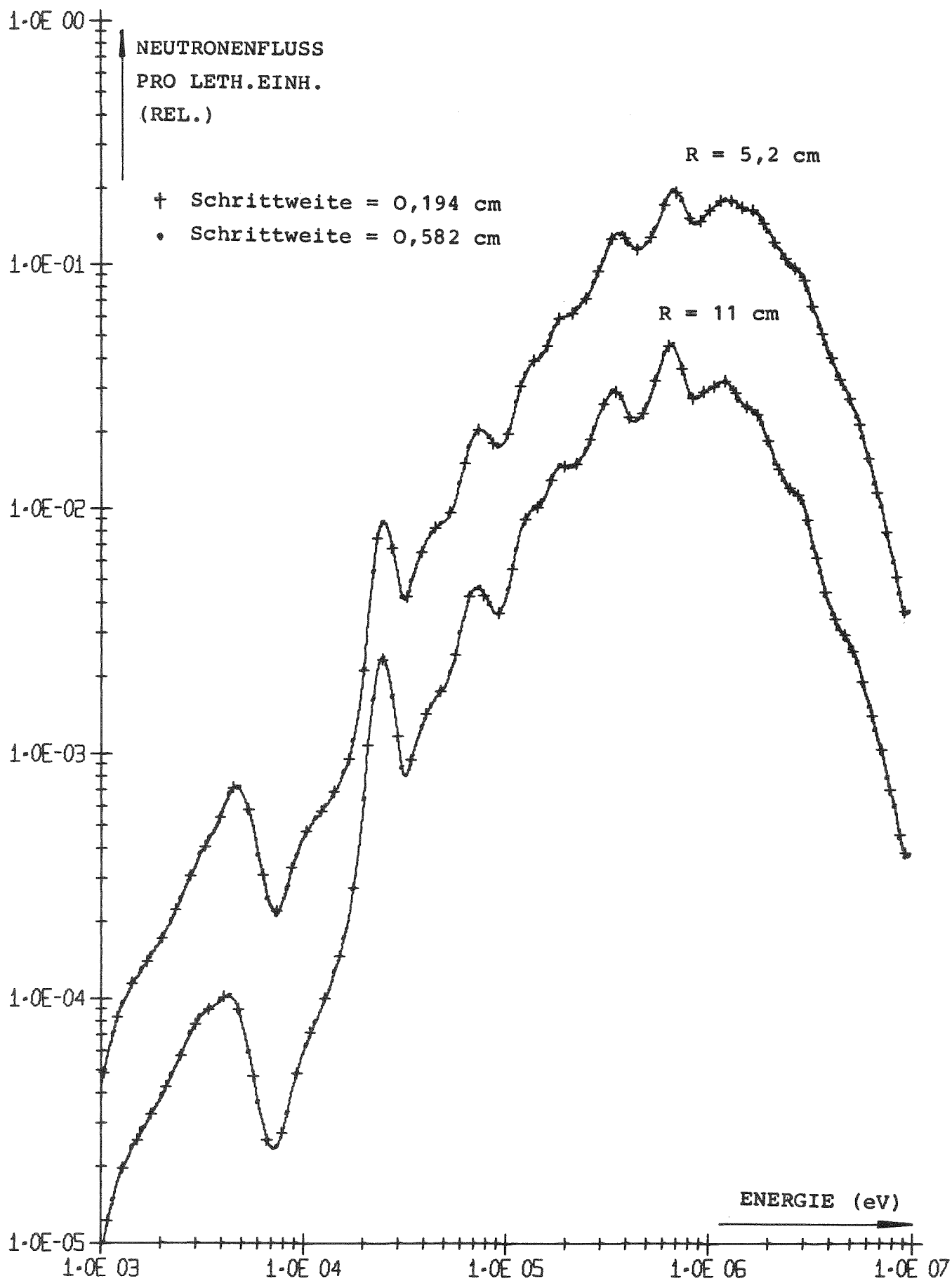


Abb. 3.5 Neutronenspektren in einer Eisenkugel (25 cm ϕ) mit verschiedenen Schrittweiten

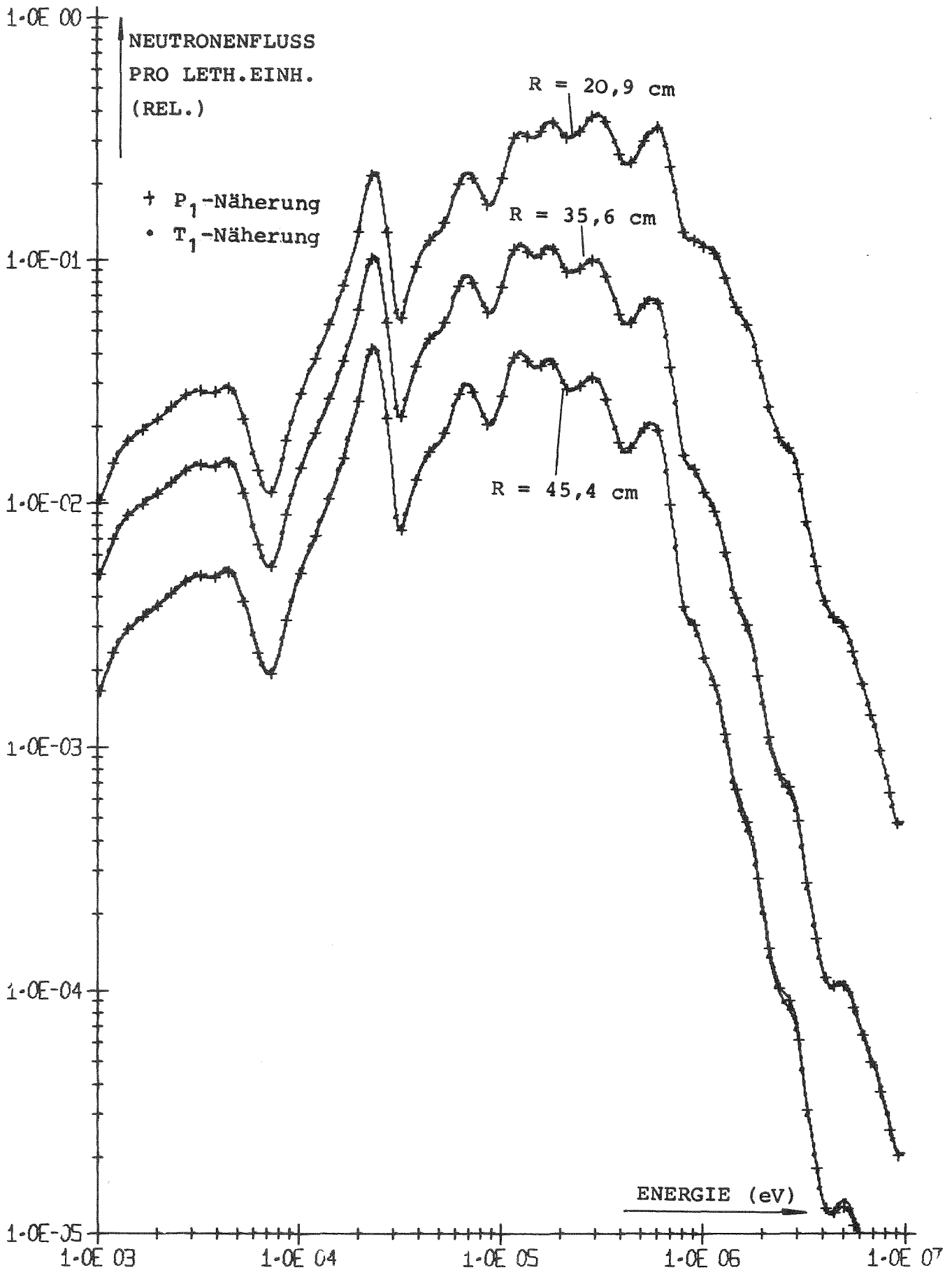


Abb. 3.6 Neutronenspektren im Eisenpile. Vergleich von T_1 und P_1 -Näherung für die elastische Streuung

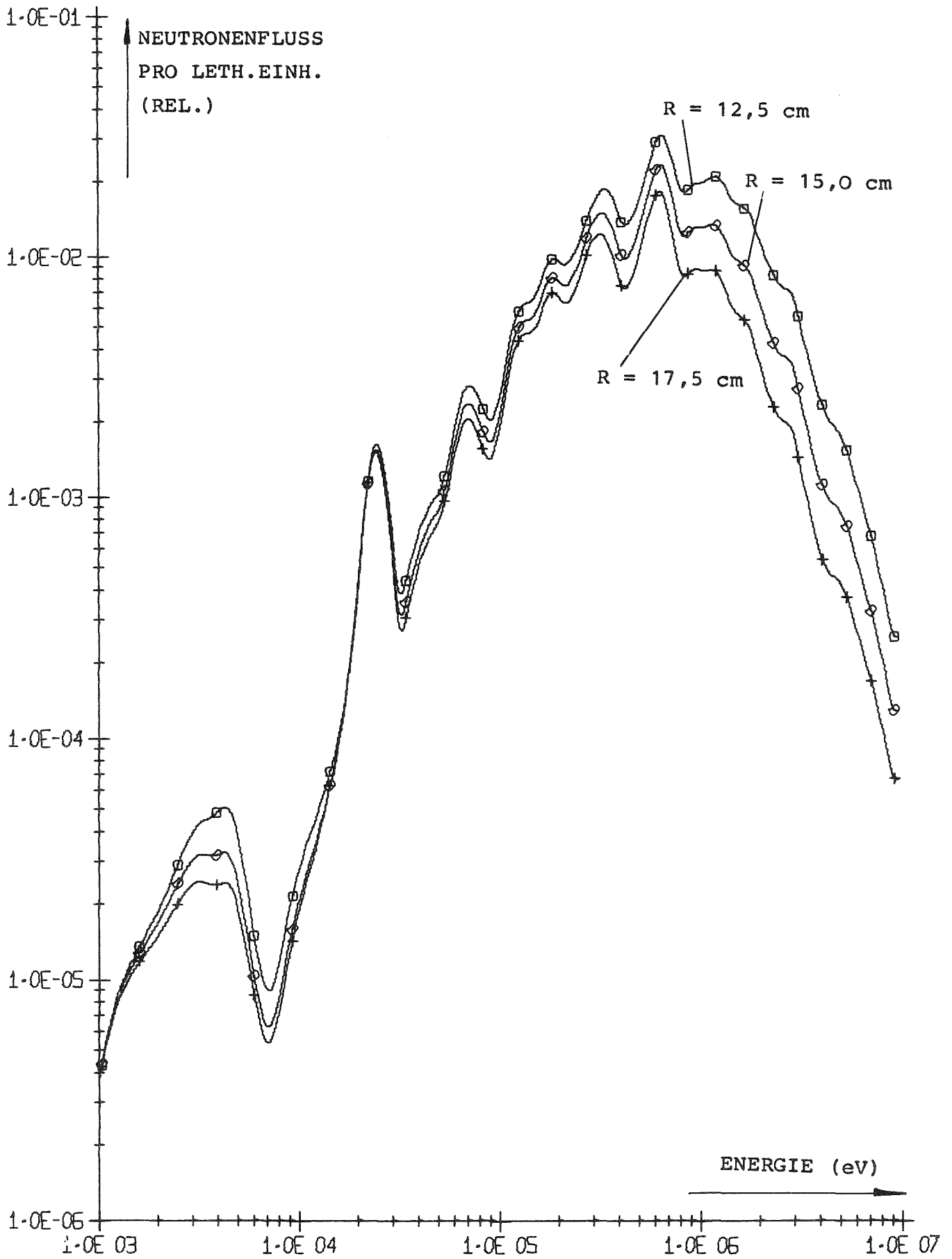


Abb. 3.7 Neutronenspektren an den Oberflächen der Eisenkugeln

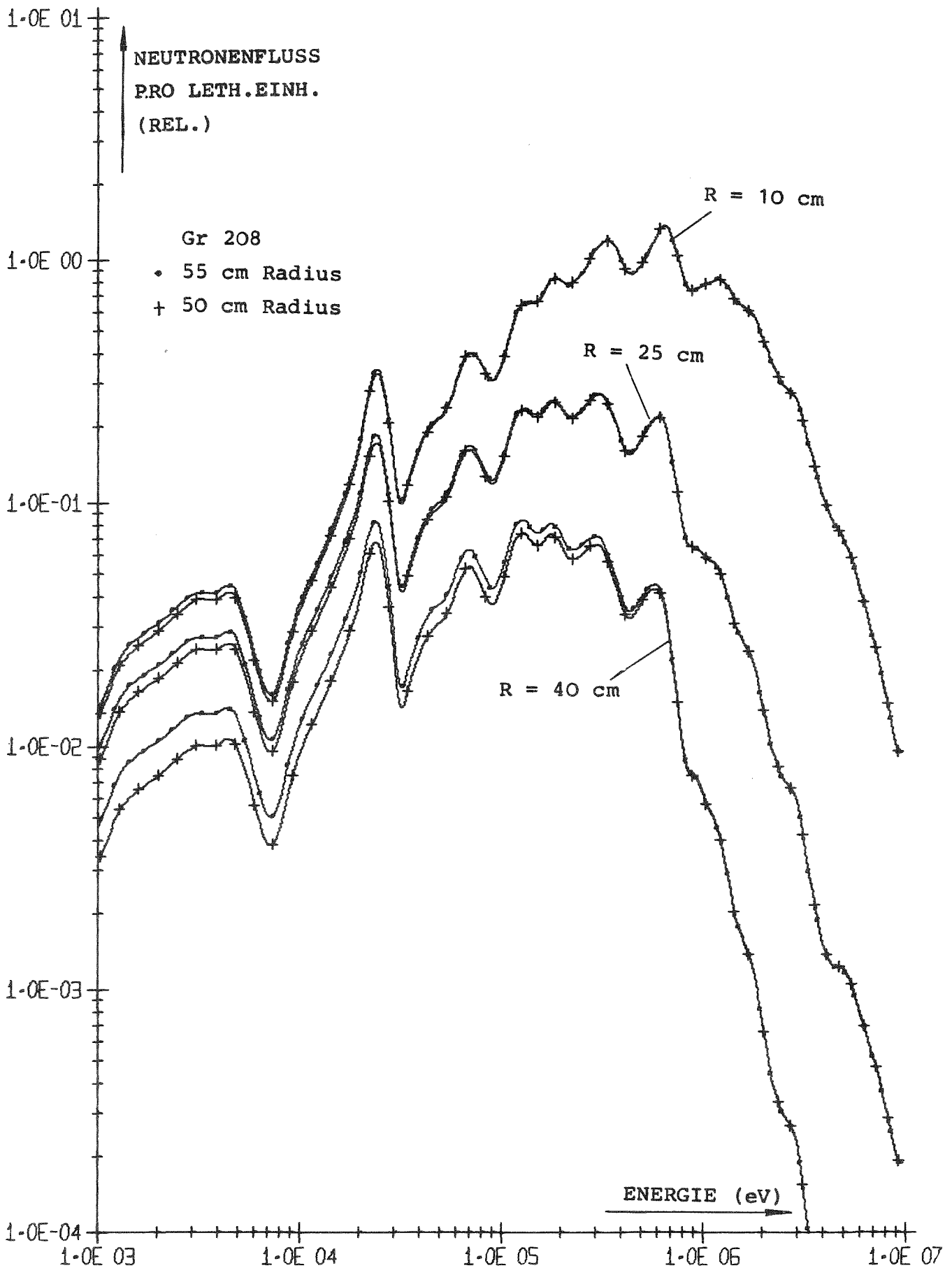


Abb. 3.8 Neutronenspektren in Eisenkugeln mit verschiedenen Radien

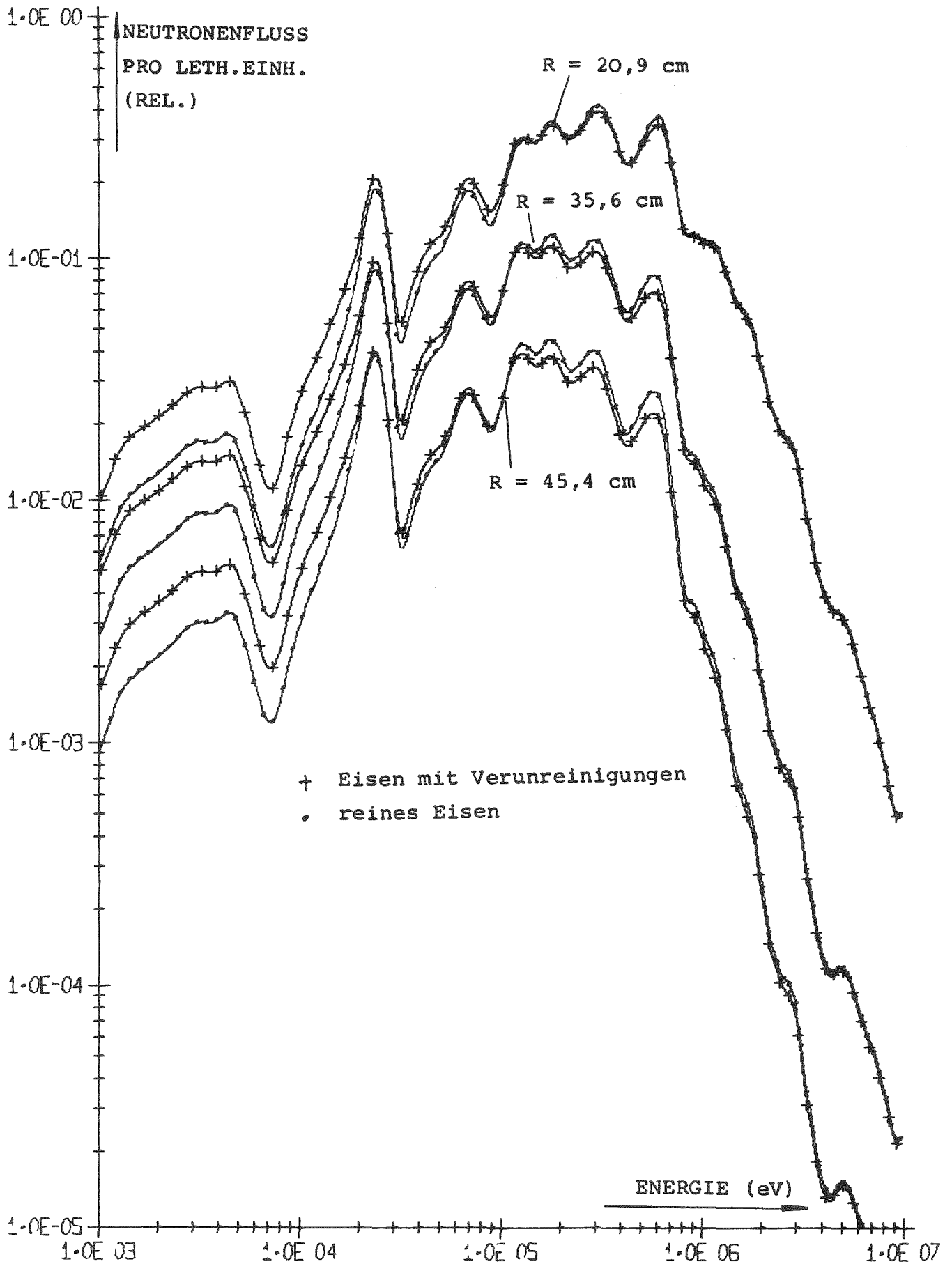


Abb. 3.9 Neutronenspektren im Eisenpile mit und ohne Verunreinigungen

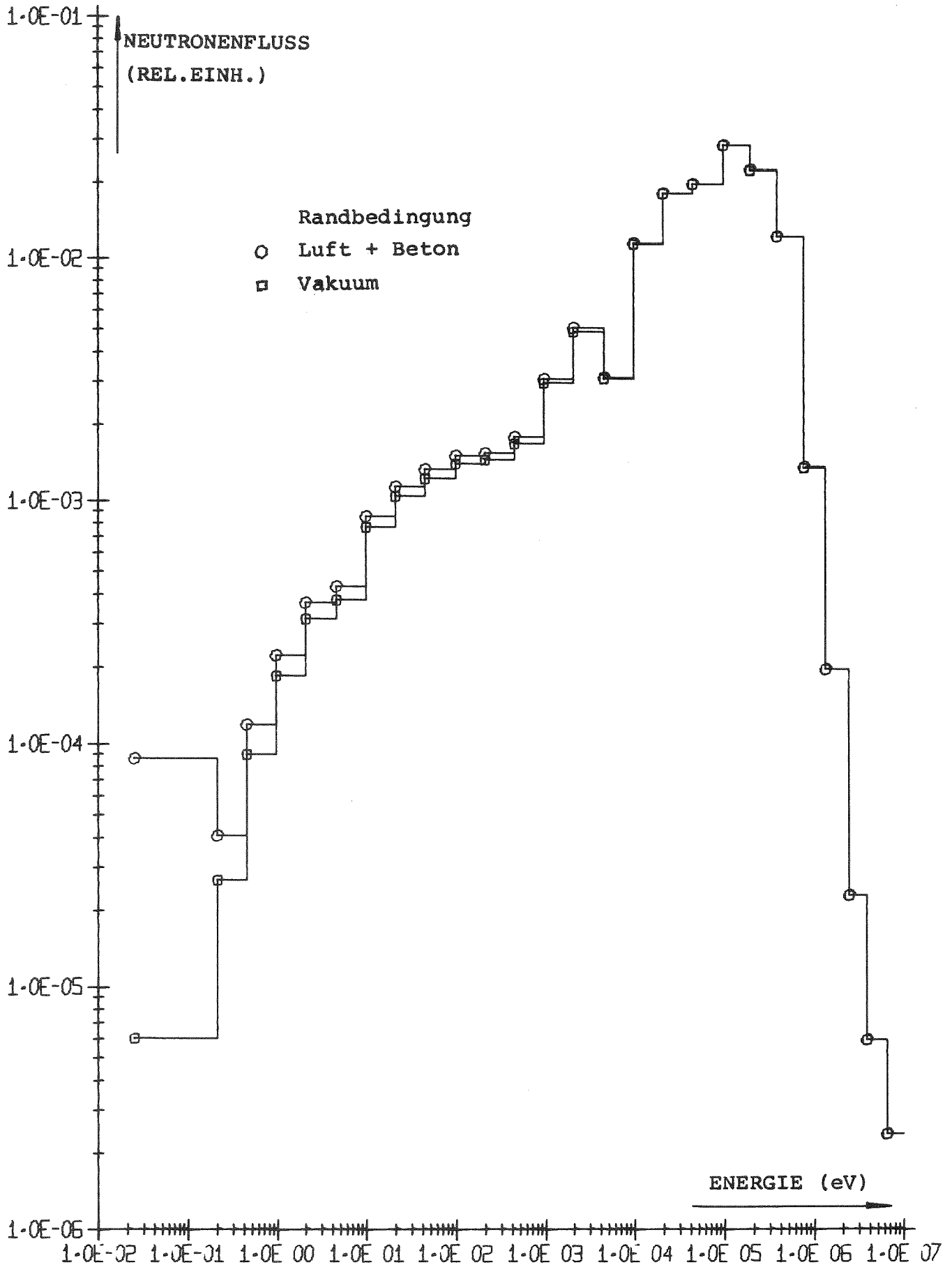


Abb. 3.10 Neutronengruppenfluß am Ortspunkt R = 45,5 cm im Eisenpile mit verschiedenen Randbedingungen

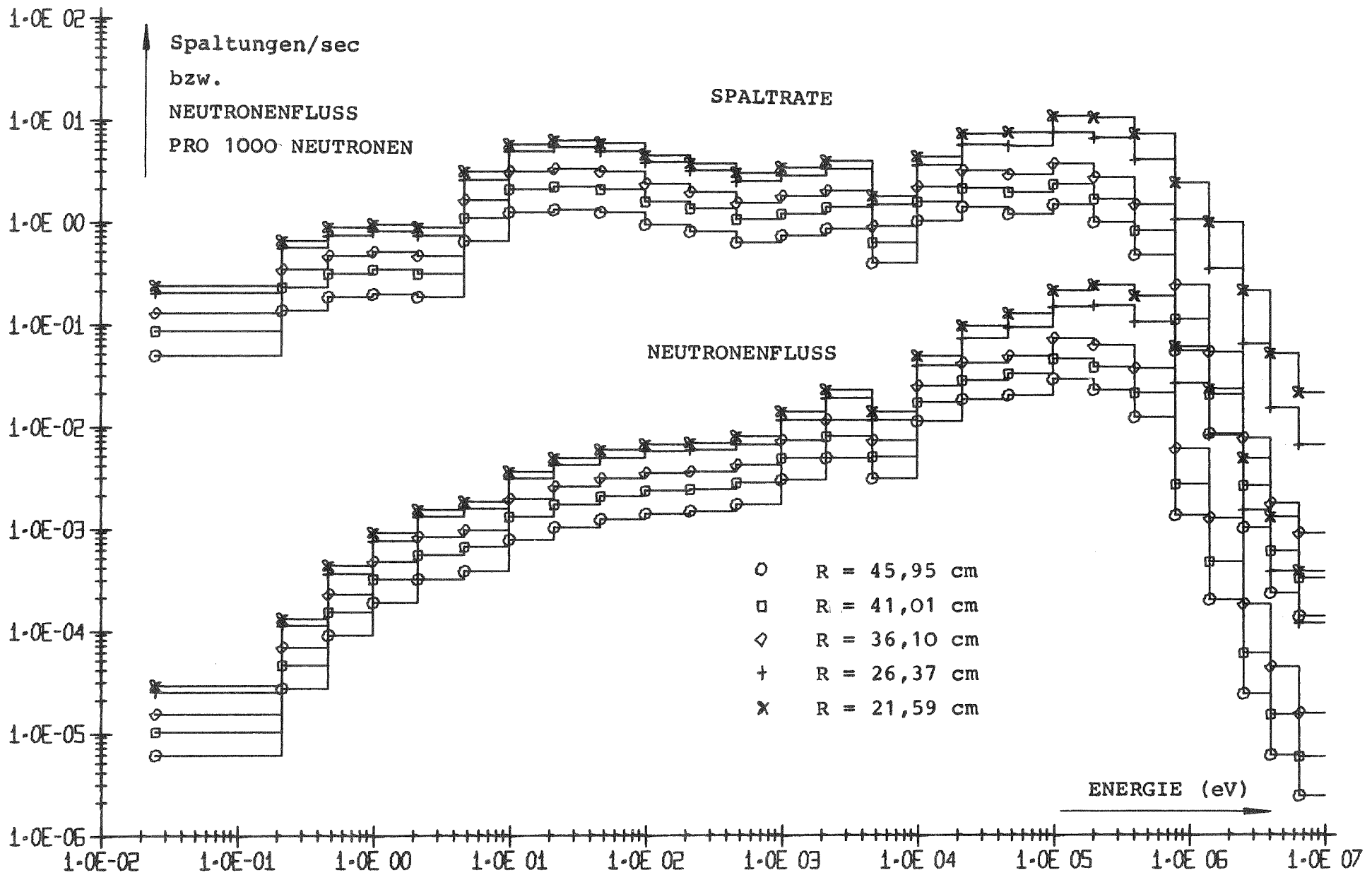


Abb. 3.11 Neutronengruppenflüsse und ^{235}U -Spaltraten im Eisenpile

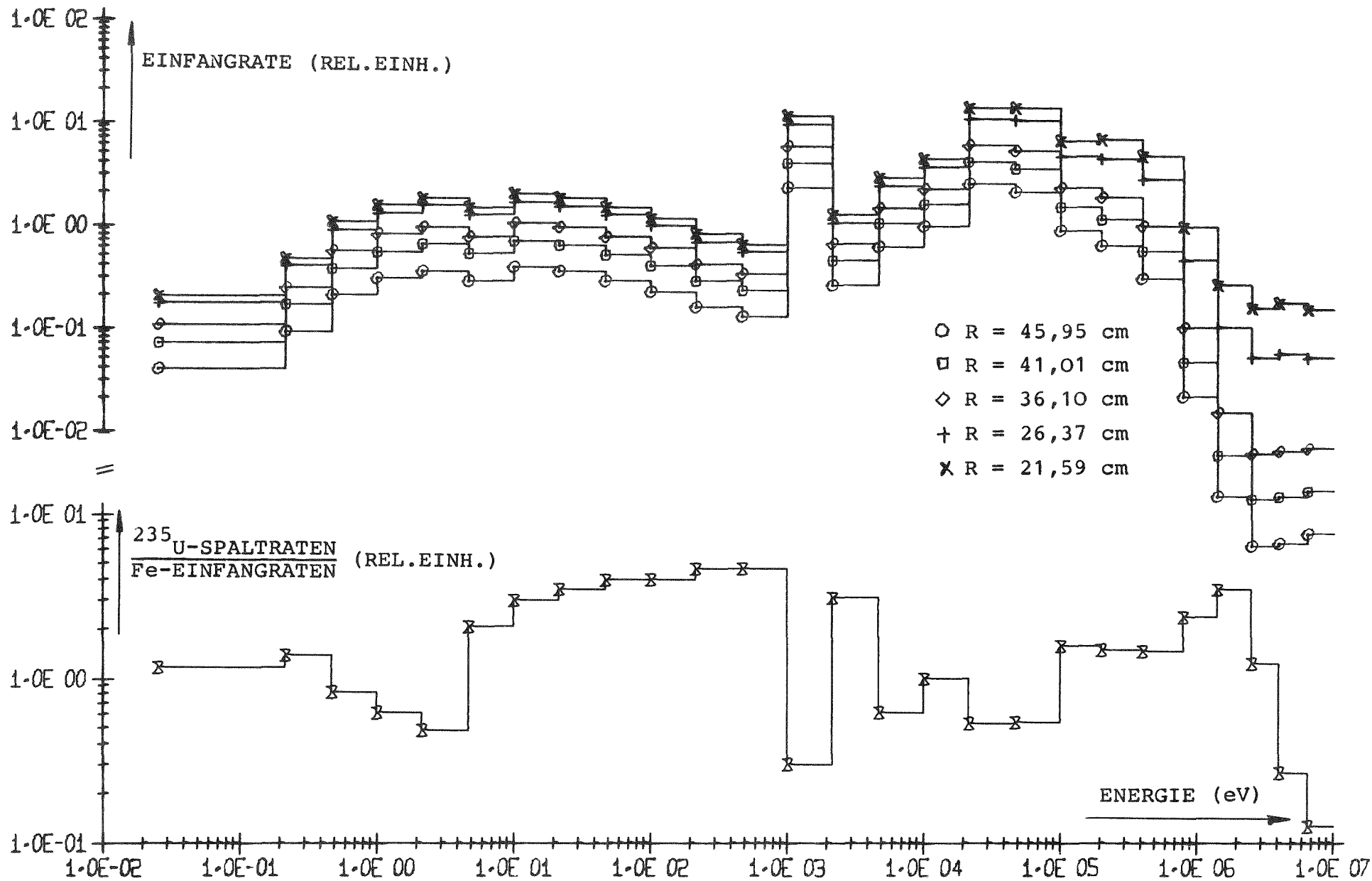
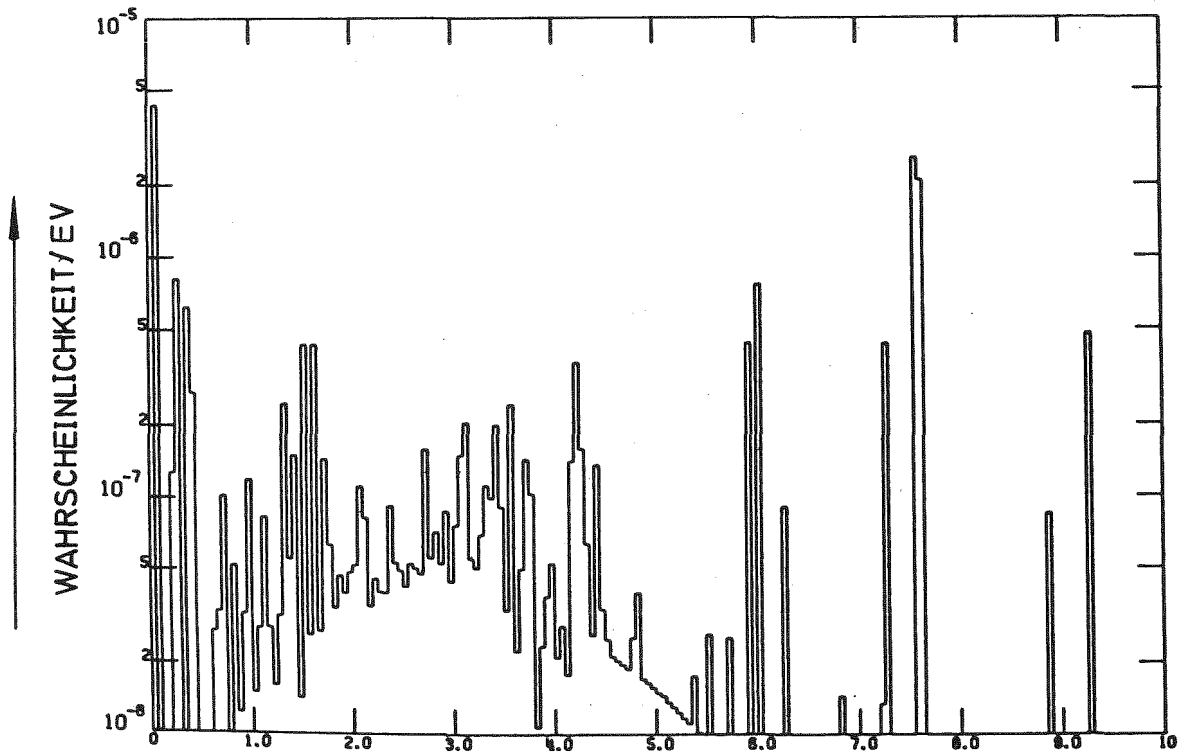
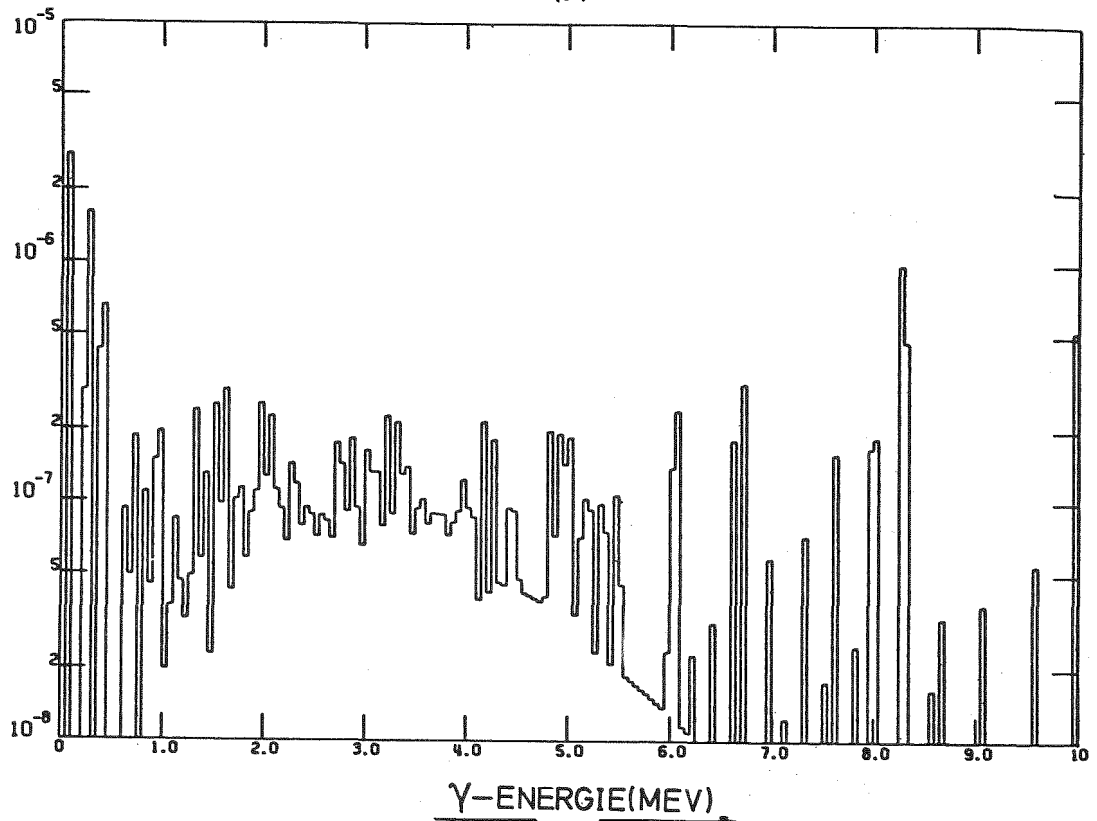


Abb. 3.12 Fe-Einfangraten und Verhältnis ^{235}U -Spaltraten zu Fe-Einfangraten im Eisenpile



(a)



(b)

Abb. 3.13 γ -Energieverteilungen für Neutronen-Einfangprozesse in Eisen /3.22/
a) für Neutronenenergien zwischen 10^{-5} und 0,414 eV
b) für Neutronenenergien zwischen 0,4 und 15 MeV

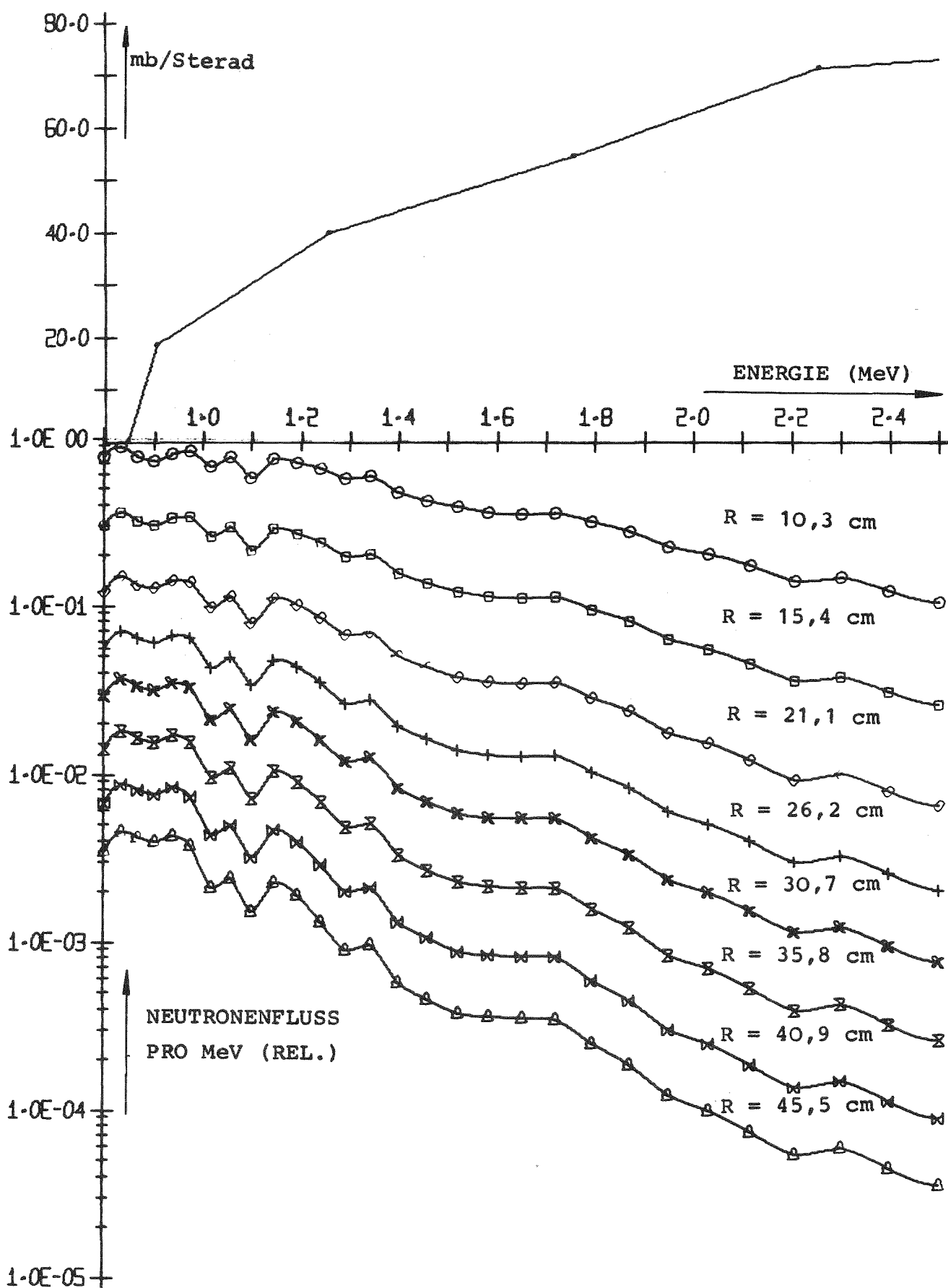


Abb. 3.14 γ -Produktionsquerschnitt für die γ -Energiegruppe zwischen 0,707 und 0,945 MeV (oben) und Neutronenspektren im Eisenpile (R Abstand von Quelle)

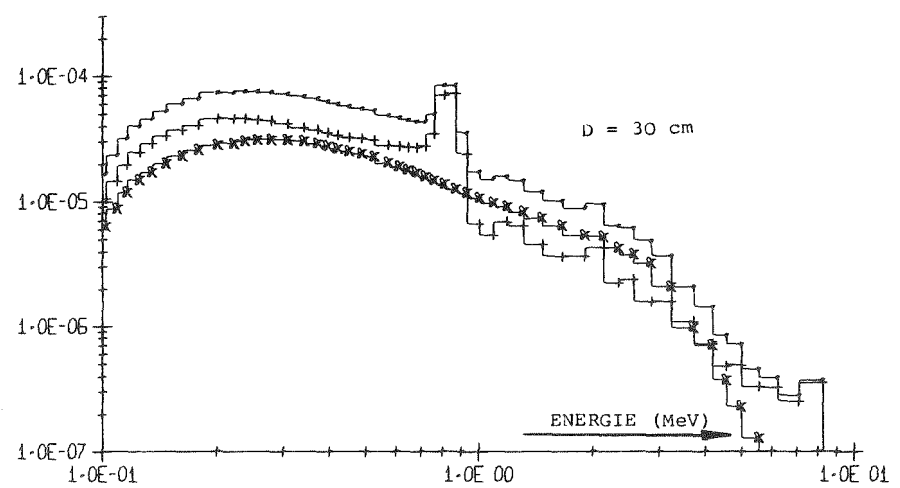
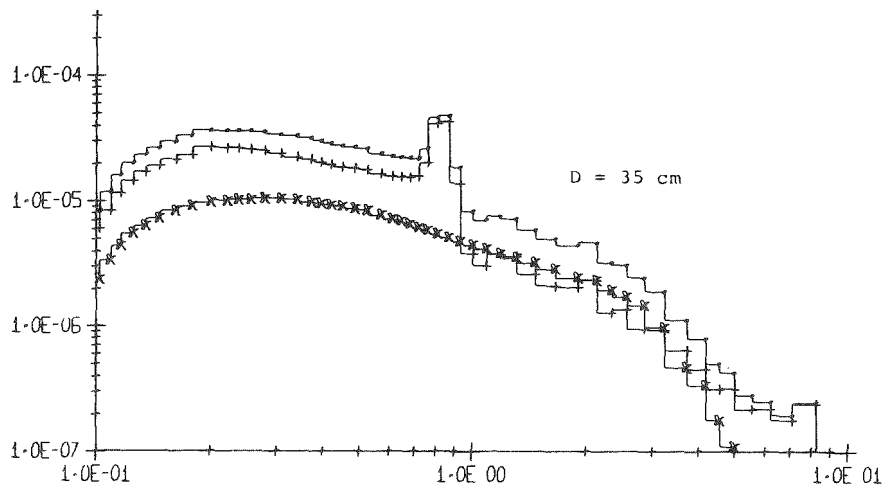
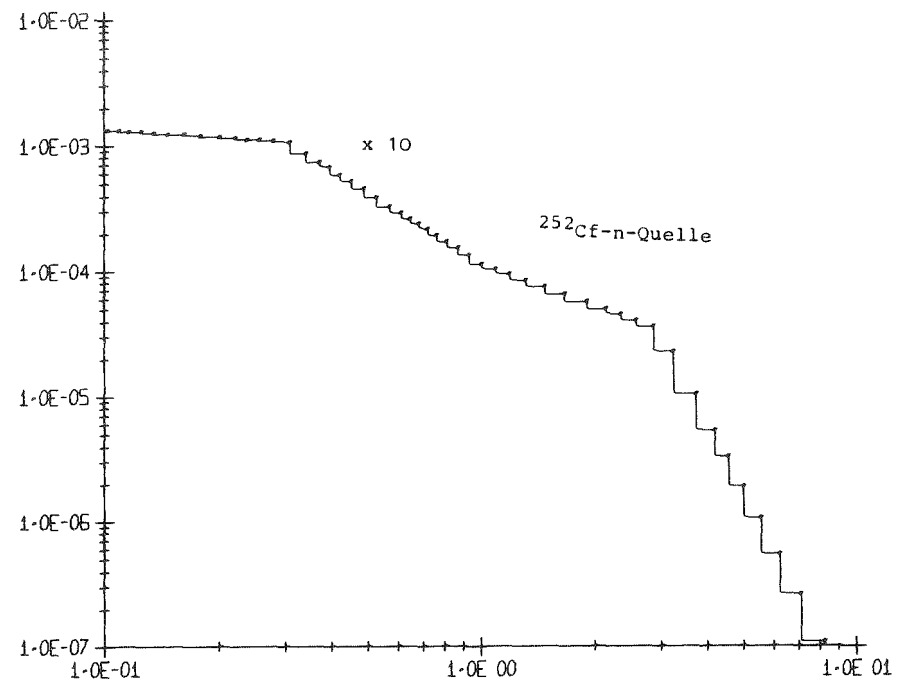
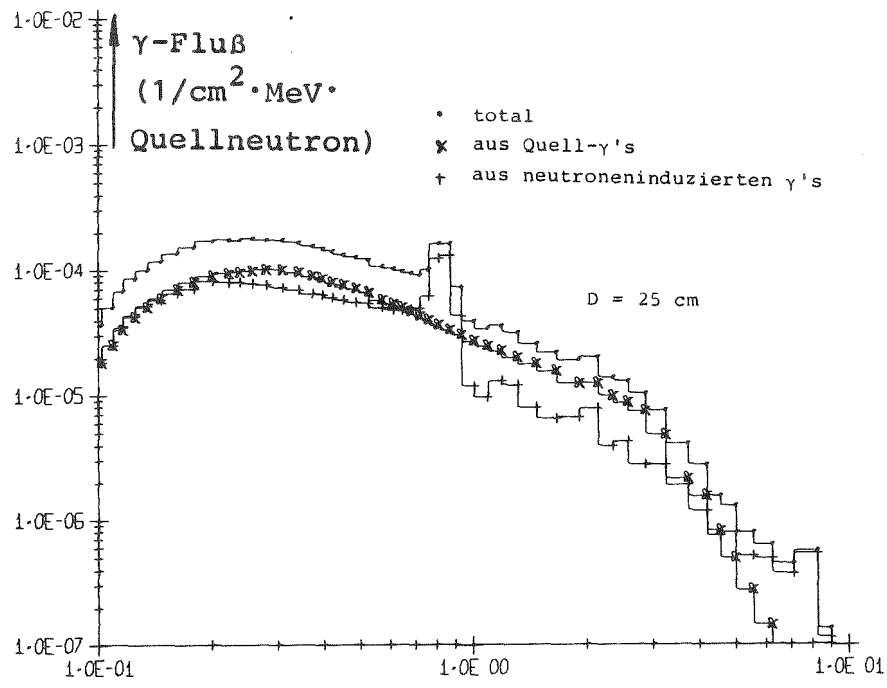


Abb. 3.15 Gerechnete γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum und γ -Spektrum der ^{252}Cf -n-Quelle (D = Durchmesser der Eisenkugel)

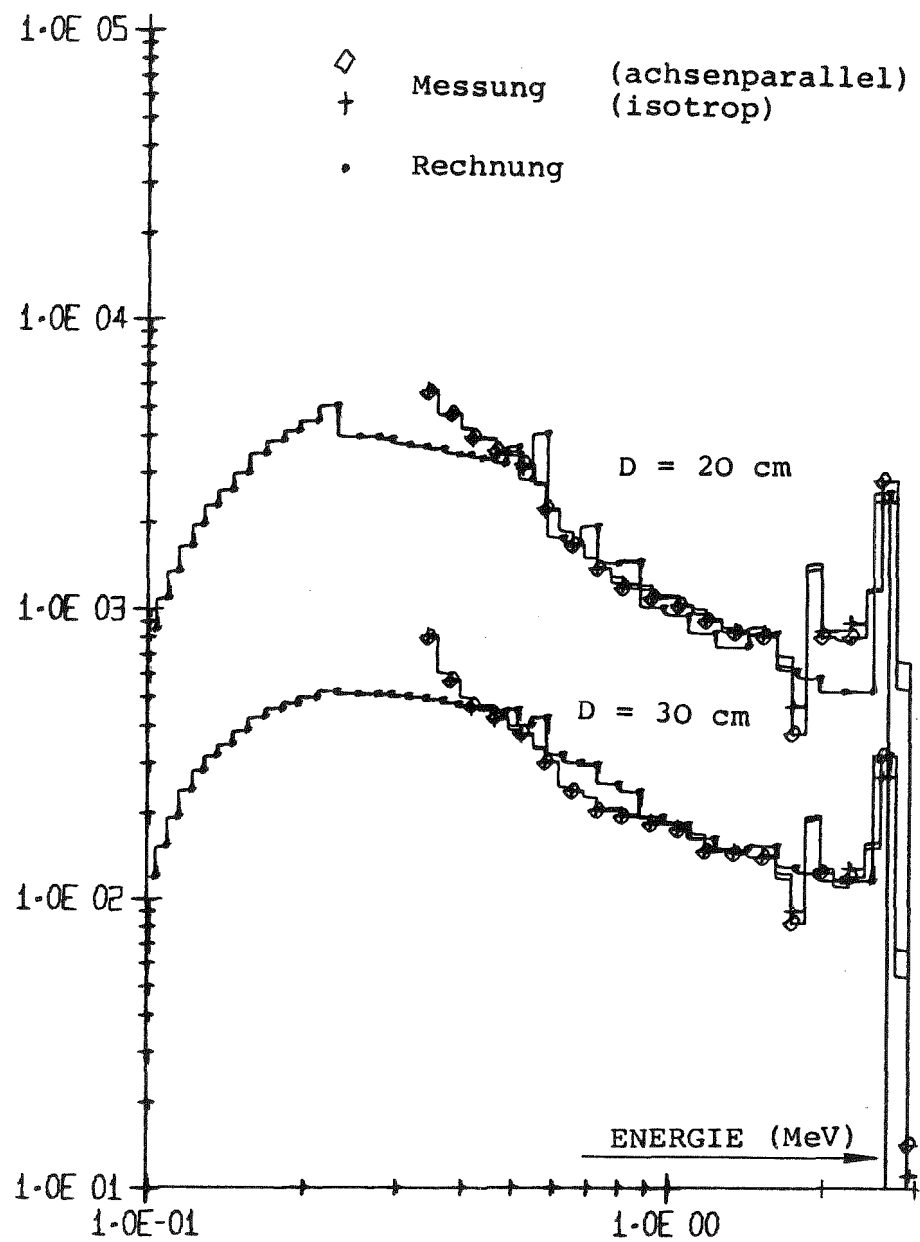
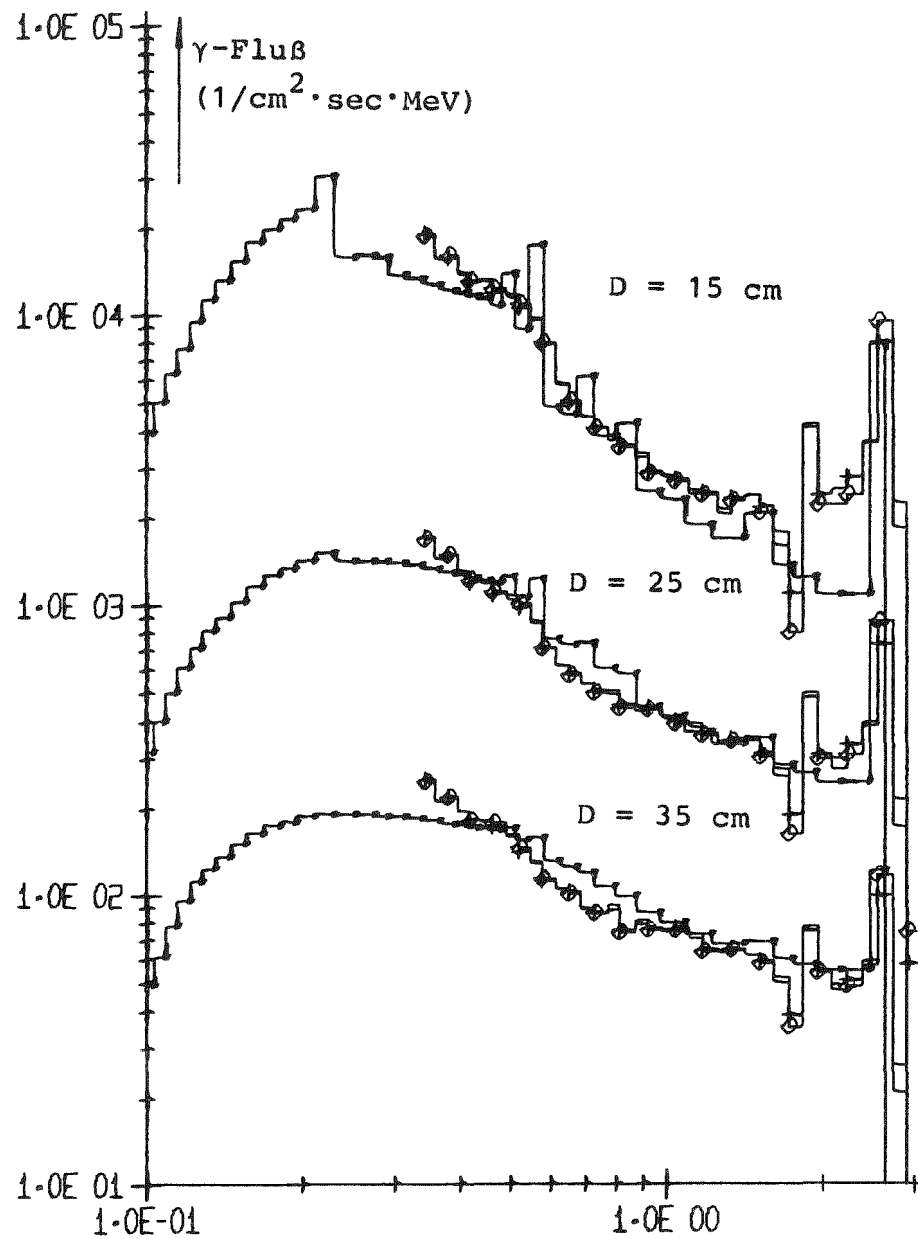


Abb. 4.1 Gemessene und gerechnete γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ^{228}Th - γ -Quelle im Zentrum

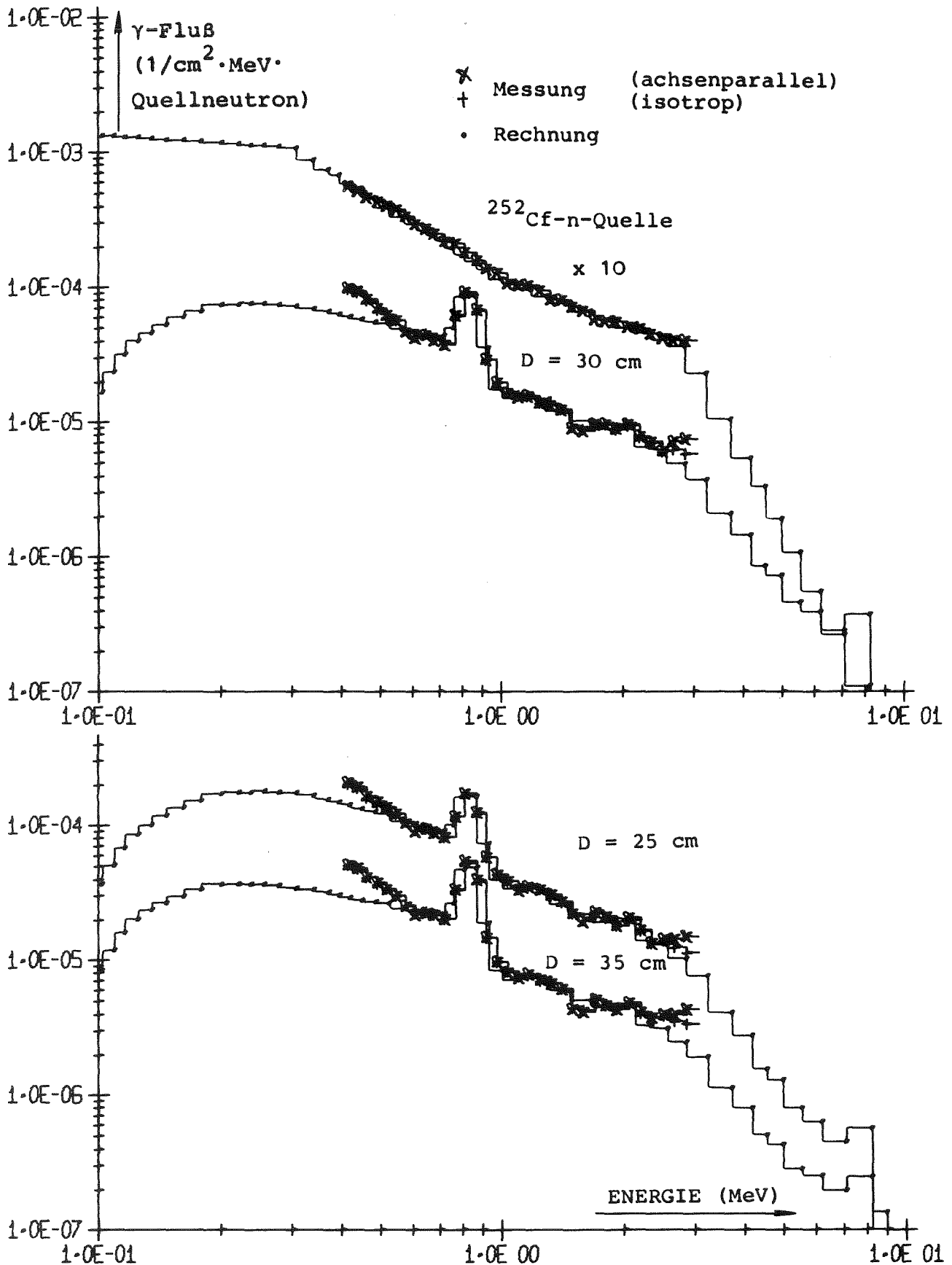


Abb. 4.2 Gemessene und gerechnete γ -Leckage-Spektren von Eisenkugeln mit einer ²⁵²Cf-n-Quelle im Zentrum und Quell- γ -Spektren (Abstand Quelle - Detektor 102,2 cm)

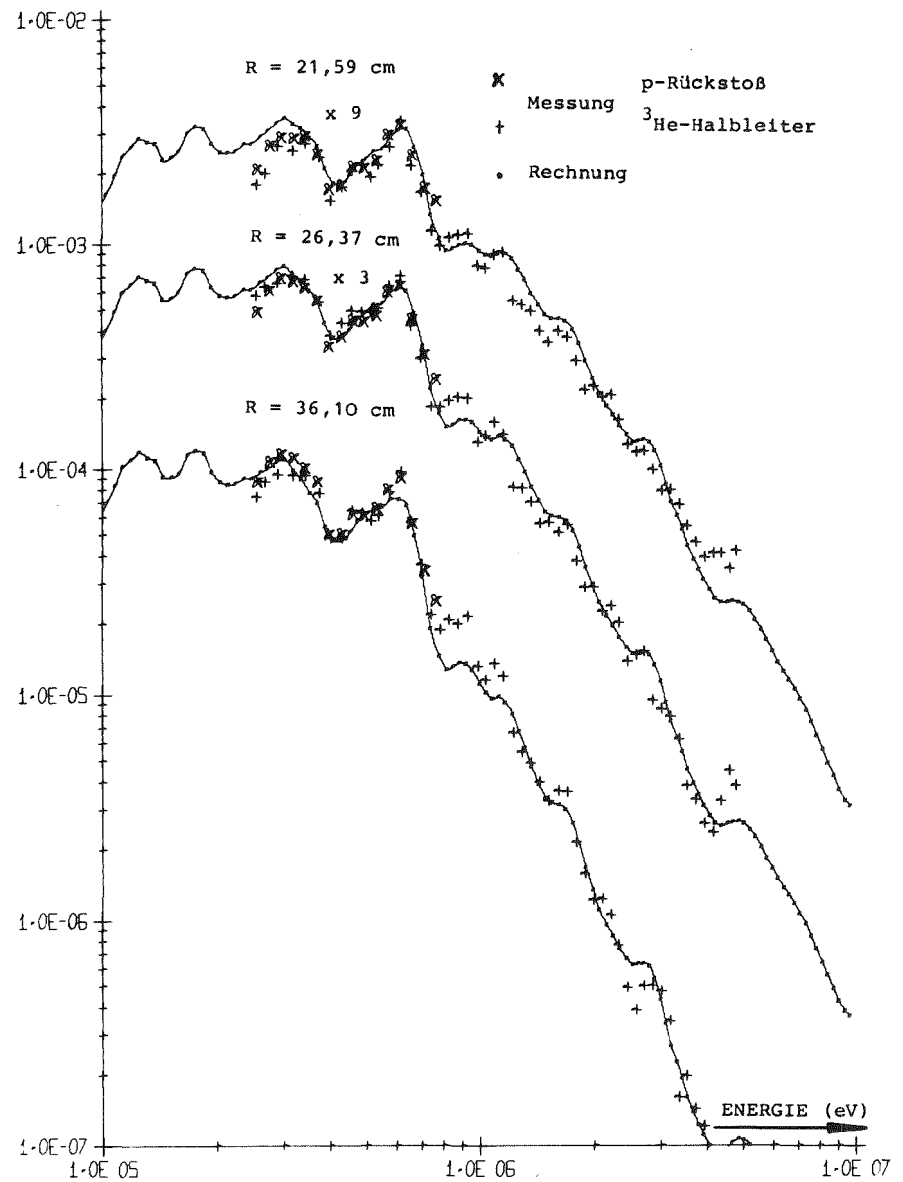
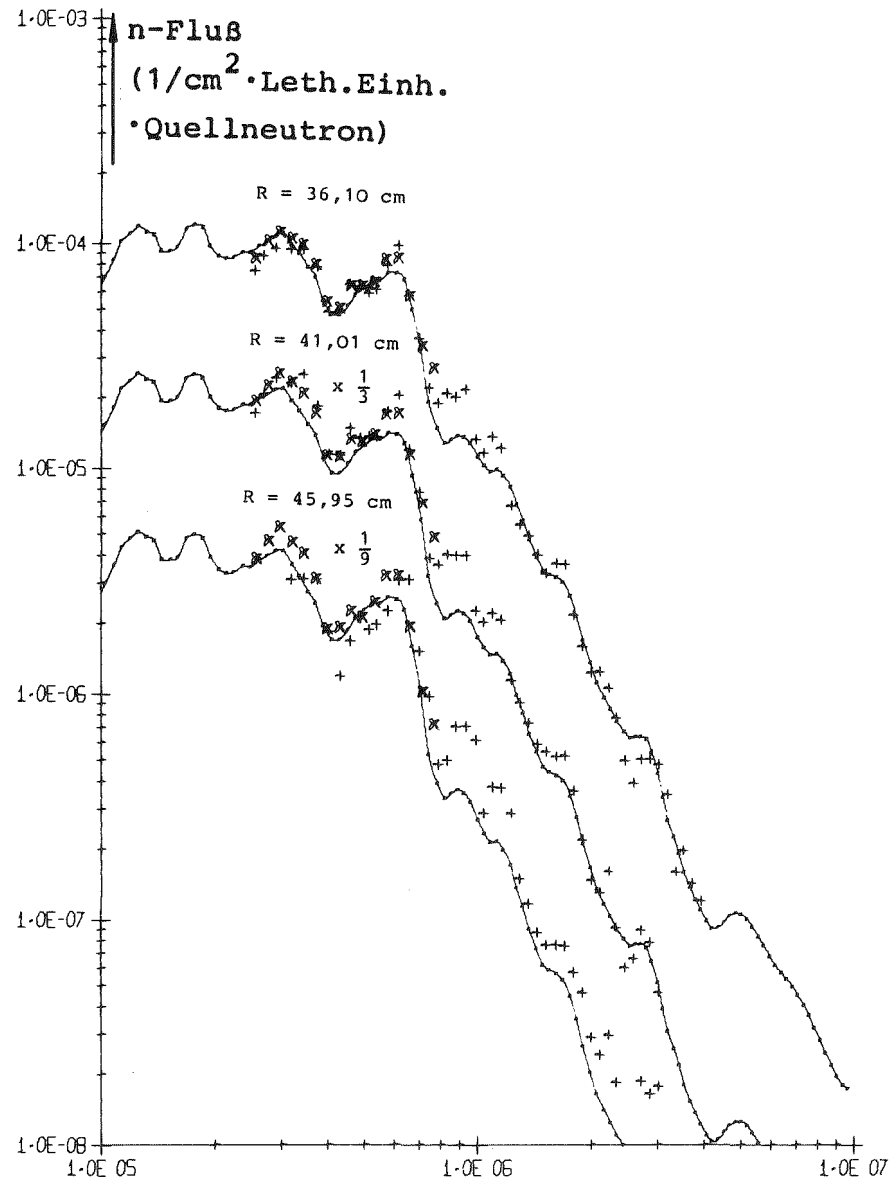


Abb. 4.3 Gemessene und gerechnete Neutronenspektren im Eisenpile mit einer ^{252}Cf -n-Quelle im Zentrum (links große Quelle, rechts kleine Quelle)

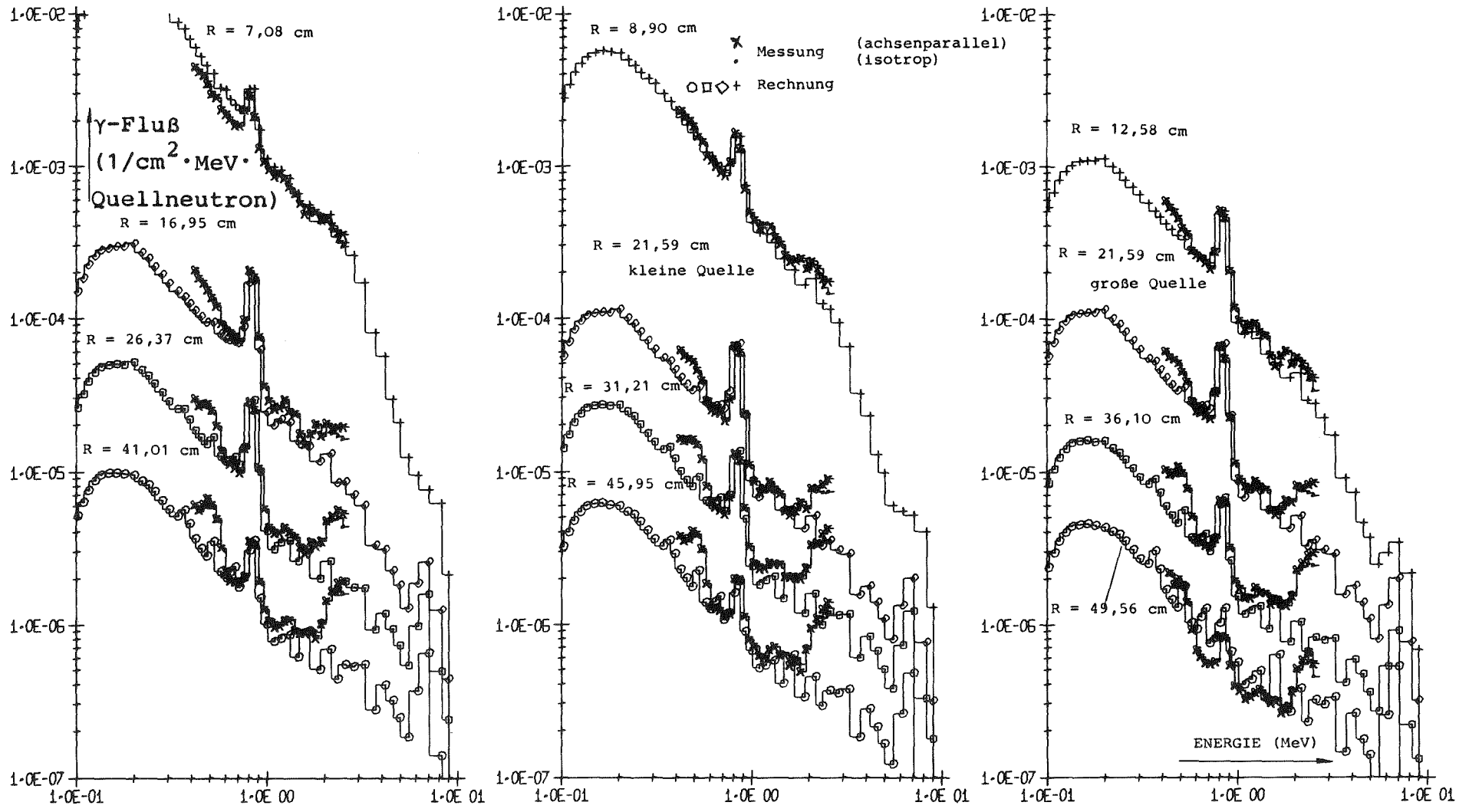


Abb. 4.4 Vergleich der gemessenen (kürzerer Meßkanal) und gerechneten γ -Spektren im Eisenpille

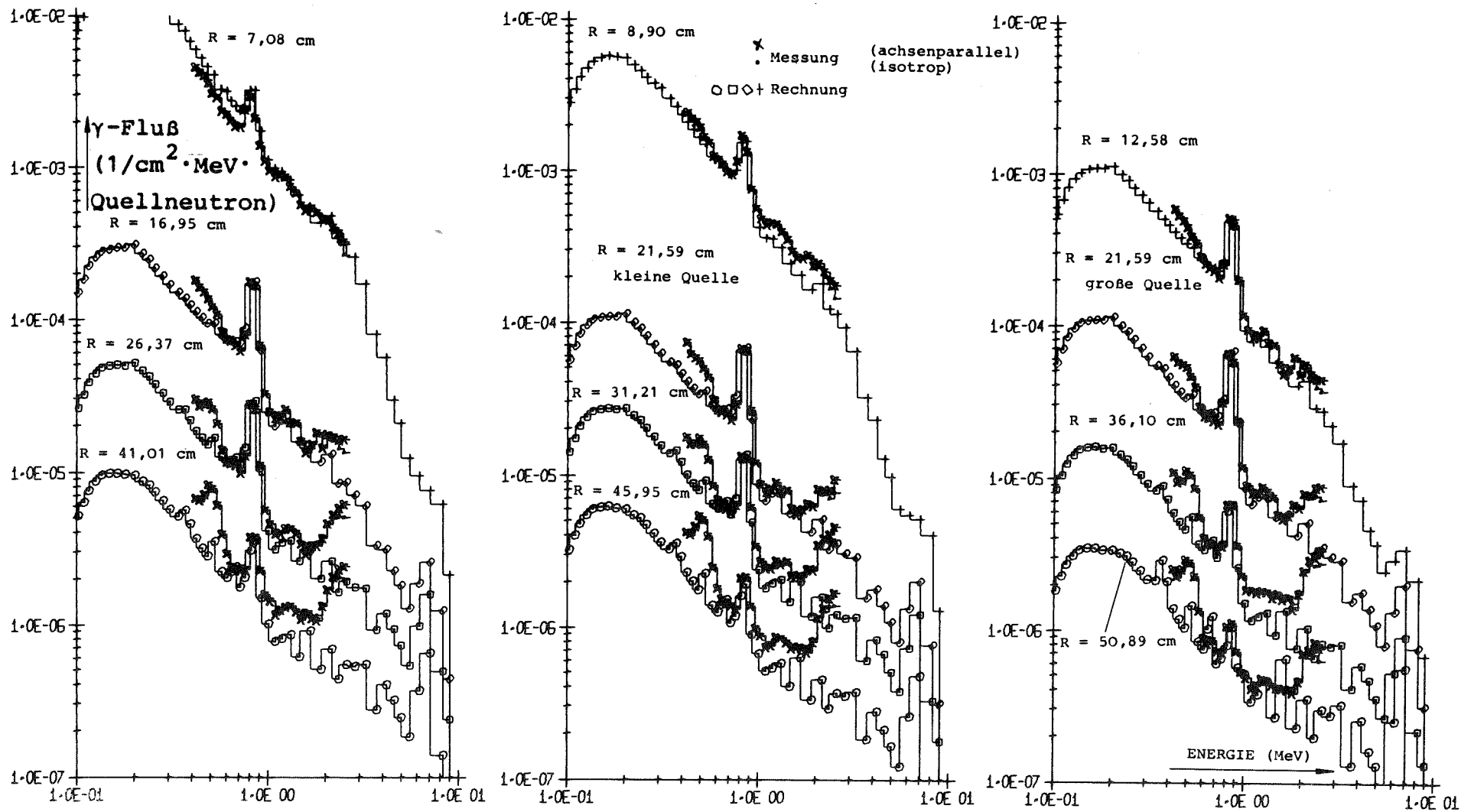


Abb. 4.5 Vergleich der gemessenen (längerer Meßkanal) und gerechneten γ -Spektren im Eisenpile