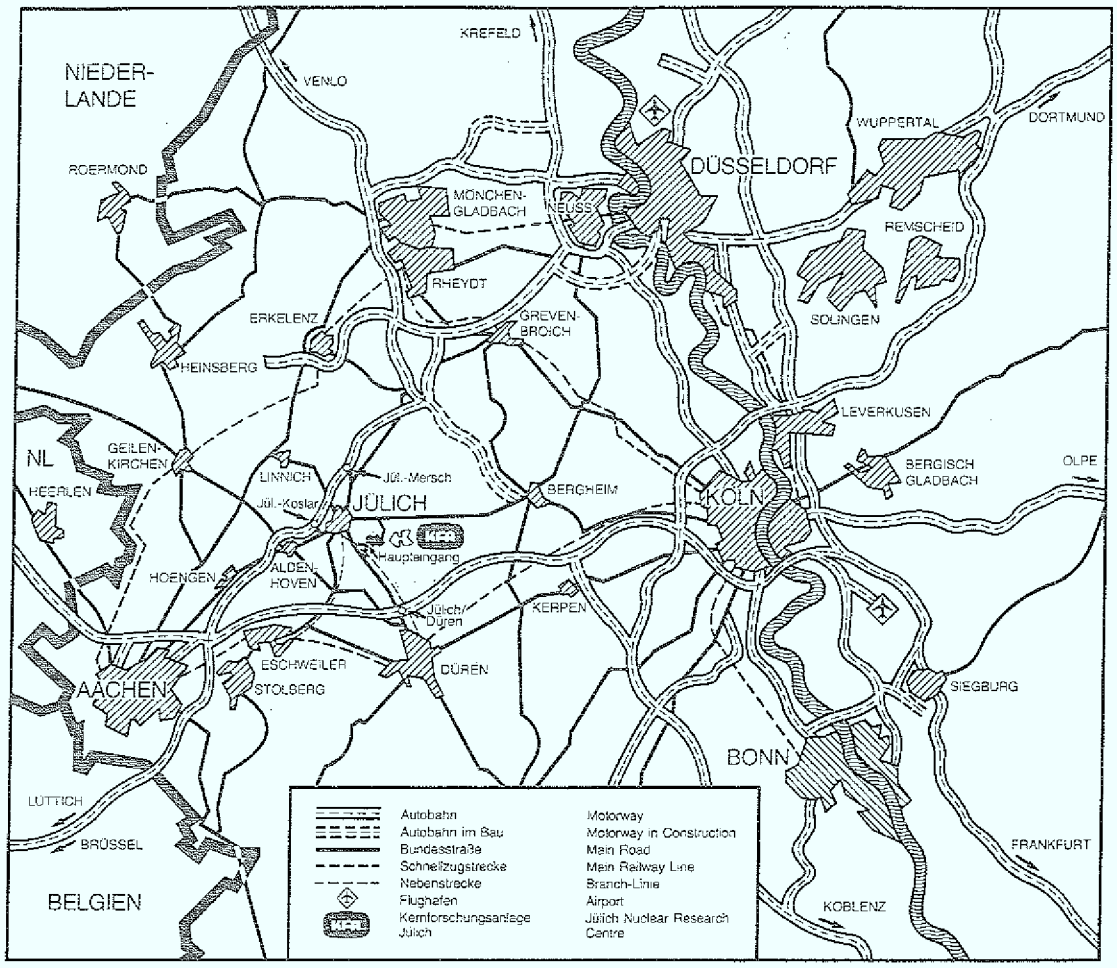
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH
Zentralabteilung Brennelement- und
Bestrahlungstechnologie

Neutronenphysikalische Rechnungen für das Bestrahlungsexperiment TRIDEX im Vertikalkanal 2V3 des Forschungsreaktors FRJ-2 (DIDO)

von

Lothar Weise

Jül - 2184
Februar 1988
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2184

Zentralabteilung Brennelement- und Bestrahlungstechnologie Jül - 2184

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

Neutronenphysikalische Rechnungen für das Bestrahlungsexperiment TRIDEX im Vertikalkanal 2V3 des Forschungsreaktors FRJ-2 (DIDO)

von

Lothar Weise

Kernforschungsanlage
Jülich GmbH ZBB

JÜL-2184

KFA-Report
February 1988

Neutronic Calculations for the Irradiation Experiment TRIDEX in the Vertical Channel 2V3 of the Research Reactor FRJ-2 (DIDO)

by

Lothar Weise

ABSTRACT

In the framework of the development of a fusion reactor blanket the irradiation experiment TRIDEX (Tritium Recovery Irradiation DIDO Experiment) takes place at the Juelich Research Reactor FRJ-2 (DIDO). The irradiations are considered in the reactor channel 6V1 of the D_2O-reflector and in the reactor channel 2V3 in a notch position at the core-edge. The topic of our neutronic calculations is the determination of intensity parameter values for the formation of Tritium from Lithium samples irradiated with neutrons on one hand and the determination of a reactivity equivalent value for the TRIDEX irradiation equipment on the other hand. The determination of the neutron spectrum needed for the neutronic calculations has been performed in a two-dimensional x-y-geometry. After recently achieved calculations for TRIDEX in the reactor channel 6V1 the analog computations in the reactor channel 2V3 have been accomplished. These calculations and their results are presented in this paper.

Kernforschungsanlage
Jülich GmbH ZBB

JÜL-2184

KFA-Report
Februar 1988

NEUTRONENPHYSIKALISCHE RECHNUNGEN FÜR DAS BESTRAHLUNGSEXPERIMENT TRIDEX IM VERTIKALKANAL 2V3 DES FORSCHUNGSREAKTORS FRJ-2 (DIDO)

von

Lothar Weise

ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen der Fusionsreaktorblanket-Entwicklung findet am Jülicher Forschungsreaktor FRJ-2 (DIDO) das Bestrahlungsexperiment TRIDEX (Tritium Recovery Irradiation DIDO Experiment) statt. Die Bestrahlungen sind in der D_2O-Reflektorposition 6V1 und in der am Core-Rand gelegenen Schartenposition 2V3 vorgesehen. Gegenstand der neutronischen Rechnungen ist einerseits die Bestimmung der Intensitätsparameterwerte für die Tritium-Bildung aus mit Neutronen bestrahlten Lithium-Proben und andererseits die Berechnung des Reaktivitätsäquivalentes des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes. Die für die neutronischen Berechnungen erforderliche Ermittlung des Neutronenspektrums erfolgte in einer zweidimensionalen x-y-Geometrie. Nach bereits früher durchdurchgeführten Kalkulationen für TRIDEX im Reaktorkanal 6V1 werden hiermit die Berechnungen und ihre Ergebnisse für TRIDEX im Reaktorkanal 2V3 vorgelegt.

INHALTSVERZEICHNIS

1. EINLEITUNG, PROBLEMSTELLUNG UND GEWÄHLTE VORGEHENSWEISE

Im Rahmen der Fusionsreaktorblanket-Entwicklung findet am Jülicher Forschungsreaktor FRJ-2 (DIDO) das Bestrahlungsexperiment

TRIDEX

(Tritium Recovery Irradiation DIDO Experiment) statt. Es dient ganz allgemein gesehen der Untersuchung von Effekten, die sich beim "Brüten" von Tritium aus Lithium-Proben unter Neutroneneinwirkung ergeben. Bekanntlich ist dies die wesentliche Funktion eines Fusionsreaktorblankets. Erste Vorüberlegungen /1/, /2/ hatten die "theoretische Machbarkeit" von Inpile-Experimenten im FRJ-2 (DIDO) zur Fusionsreaktorblanket-Entwicklung unter Realisierung der für ein INTOR-Brutblanket als typisch erachteten /3/

Tritium-Erzeugungsraten

zwischen $2 \cdot 10^{12}$ und $2 \cdot 10^{13}$ $cm^{-3}s^{-1}$

und

Volumenleistungen

zwischen 2 und 20 Wcm^{-3}

erwiesen.

In der Folgezeit wurden zunächst Bestrahlungen von TRIDEX in einer 6V-Reflektorposition im FRJ-2 (DIDO) vorgesehen, die zum Zeitpunkt der Abfassung des vorliegenden Berichtes vor ihrem unmittelbaren Beginn in der näher spezifizierten Reflektorposition 6V1 stehen. Die für die Bestrahlungen in dieser Position durchgeführten Neutronikrechnungen wurden kürzlich veröffentlicht /4/.

Desweiteren sind TRIDEX-Bestrahlungen im 2V3-Kanal unmittelbar am Rande des DIDO-Cores vorgesehen. Die hierfür erforderlichen Neutronikrechnungen und ihre Ergebnisse sind der Gegenstand des vorliegenden Berichtes.

Neutronische Rechnungen für unser Bestrahlungsexperiment haben einen doppelten Zweck:

1) Die Kenntnis der effektiven Wirkungsquerschnitte und der Erzeugungsraten für die das Tritium bildende Reaktion am Lithium für den Ort der Lithium-Proben innerhalb des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes und

2) die Kenntnis des Reaktivitätsäquivalentes des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes.

Zu Punkt 1) ist zu sagen, daß wir bei unseren sämtlichen früheren Überlegungen davon ausgegangen sind, daß die vorstehend spezifizierten Parameterwerte der Tritium-Erzeugung in den zunächst gewählten 6V-Bestrahlungspositionen im Reflektor des FRJ-2 (DIDO) einzustellen sind. Unsere genannten Voruntersuchungen hatten ergeben /1/, /2/, daß bereits für die relativ zur 2V3-Position weiter vom Core-Mittelpunkt entfernten 6V-Positionen bei einer Reaktor-Nennleistung von 23 MW auf Grund der vorliegenden Neutronenflußdichten diese spezifizierten Parameterwerte nicht nur erreicht, sondern sogar noch erheblich überschritten werden, falls man die Neutronen aller drei Energiebereiche thermisch, epithermisch und schnell zuläßt. Von den damals in's Auge gefaßten Maßnahmen zur Reduzierung der Versuchswerte /1/ wurde die Alternative "Geeignete Abschirmungsmaßnahmen" aufgegriffen. In /2/ wurde gezeigt, daß die empfohlenen Parameterbereiche bei Bestrahlungen unter Cadmium realisiert werden können. Diese Cadmium-Ummantelung läuft bekanntlich auf eine weitgehende Eliminierung der thermischen Neutronenkomponente hinaus, wenn nur die absorbierende Cadmium-Schicht hinreichend dick ist und somit über die ganze Bestrahlungszeit hinweg sichergestellt wird, daß die Tritium-Bildung aus dem Lithium-Brutmaterial praktisch ausschließlich durch die epithermischen Neutronen sowie - zu einem sehr geringen und praktisch vernachlässigbaren Anteil - durch die schnellen Neutronen bewirkt wird. Der einschlägigen Tabelle 3 der Ergebnisse dieser Berechnungen in dem genannten Bericht /2/ entnehmen wir beispielsweise, daß für einen thermischen Schwächungsfaktor $J_0/J = 10^3$, eine Bestrahlungszeit von einem halben Jahr und einem Radius der zylindrisch gedachten Cadmium-Abschirmung R = 2,5 cm die erforderliche Cadmium-Schirmdicke zu Bestrahlungsbeginn 1,167 mm beträgt, sodaß wir unter diesen Voraussetzungen mit einer 1 mm dicken Cadmium-Abschirmung auskommen, die für die ersten ein halbes Jahr andauernden TRIDEX-Bestrahlungen schließlich auch gewählt wurde.

Die eben beschriebene Methode der Intensitätsreduzierung durch Abschirmung der Lithium-Probe gegenüber den Neutronen mit Cadmium hat den Vorteil, daß

wegen der praktisch alleinigen Verwendung der epithermischen Neutronen auf Grund der bestehenden Absorptionsverhältnisse ein geringerer lokaler Gradient über den gesamten Bestrahlungseinsatz hinweg und damit eine größere Ähnlichkeit zwischen dem Inpile-Experiment im DIDO und einem realistischen Fusionsreaktor-Blanket gegeben ist, als wenn wir unter Beibehaltung der thermischen Neutronenkomponente auf eine andere Weise, z. B. durch Abreicherung des ^{6}Li-Gehaltes der Probe, die Verminderung der Tritium-Freisetzung bewirkt hätten, ganz abgesehen von möglicherweise auftretenden Schwierigkeiten im zuletzt genannten Fall.

Zur gewählten Terminologie sei bemerkt, daß wir künftig etwas ungezwungen von "Tritium-Werten" als den praktischen Maßen der Tritium-Erzeugung sprechen, die sich aus der in Kapitel 3 definierten mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate durch Multiplikation mit gewissen Umrechnungsfaktoren ergeben. Die uns speziell interessierenden Tritium-Werte sind die Tritium-Erzeugungsrate pro Kubikzentimeter, die Volumenleistung und die pro Kubikzentimeter und Sekunde erzeugte Tritium-Aktivität.

Neben der Bestimmung dieser Tritium-Werte ist es das Reaktivitätsäquivalent des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes, das die Notwendigkeit neutronischer Rechnungen begründet. Dieses Reaktivitätsäquivalent wird zur Aufstellung der Reaktivitätsbilanz des Reaktors benötigt. Für den "TRIDEX-Dreiermodul" und den "TRIDEX-Vierermodul" in 6V1 hatte die Rechnung ein Reaktivitätsäquivalent von 2 Prozent ergeben. Dieser relativ hohe Wert erscheint verständlich im Hinblick auf die große Gesamtoberfläche sämtlicher Cadmium-Schilde innerhalb des TRIDEX-Experimentes, die vom Reaktor-Core her gesehen wird.

Der Gegenstand unserer Neutronikrechnungen ist die Bestimmung der energetischen Neutronenflußdichteverteilung (Neutronenspektrum) auch in ihrer räumlichen Abhängigkeit innerhalb des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes, also die Ermittlung der spektralen Neutronenflußdichtefunktion $\phi_E(E,r)$, worin E die Neutronenenergie und r die Ortsvariable symbolisieren. Eine zeitliche Abhängigkeit der Neutronenflußdichte wollen wir hingegen nicht annehmen, vielmehr unterstellen, daß das Neutronenfeld stationär ist. Eine explizite zeitliche Abhängigkeit des Neutronenfeldes kann etwa durch die Bewegung von Steuerelementen bzw. durch den fortschreitenden Brennstoffabbrand auftreten, was keinen nennenswerten Einfluß auf die benötigten integralen Spektrumparameter hat.

Zur Berechnung der Neutronenflußdichteverteilung in ihrer energetischen und räumlichen Abhängigkeit verwenden wir den Programmzyklus GAMTERANEX, der in sukzessiver Folge auf die international bewährten Codes ZUT-DGL, GAM-I, ANISN und EXTERMINATOR-2 zurückgreift, wie in Abschnitt 4.2 genauer ausgeführt wird. Das sukzessive Fortschreiten begründet sich aus der Notwendigkeit einer ökonomischen Behandlung des überaus komplexen Problems. Durch die Aufteilung in mehrere Jobs erreichen wir bei den großen CPU-Zeiten eine vertretbare Priorität in der Bearbeitungswarteschlange.

Auf der Basis der durch die Applikation des Programmzyklus GAMTERANEX gefundenen Neutronenflußdichtefunktion $\phi_E(E,r)$ werden effektive Wirkungsquerschnitte für die Tritium-Bildung aus den Lithium-Proben als energetische Erwartungswerte im thermischen, epithermischen und schnellen Neutronenenergiebereich gebildet. Dies dient uns lediglich als Vorstufe für die Ermittlung der eigentlich interessierenden Tritium-Erzeugungsrate. Wegen des notwendigen Anschlusses an das reale Reaktorleistungsniveau müssen Meßwerte der Neutronenflußdichte im thermischen, epithermischen und schnellen Energiebereich herangezogen werden, mit denen die zugehörigen effektiven Bereichswirkungsquerschnitte zu multiplizieren sind, um daraus die gesuchten partiellen Tritium-Erzeugungsraten zu bestimmen, deren Addition die gesamte Tritium-Erzeugungsrate ergibt.
Ferner begründet die Notwendigkeit einer Vorhersage der erwarteten Tritium-Erzeugungsrate zu einem möglichst frühen Zeitpunkt die Berechnung von Anschlußfaktoren als Verhältnisse von Bereichsflußdichten am Ort der Lithium-Probe im TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 2V3 einerseits und in einer daselbst befindlichen Leerkanalanordnung andererseits, wobei in der letztgenannten Anordnung vorhersagende Flußdichtemessungen vorzunehmen sind.

Um das Reaktivitätsäquivalent des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in 2V3 zu berechnen, bedienen wir uns der Option k_{eff}-Bestimmung im Programmzyklus GAMTERANEX. Der effektive Multiplikationsfaktor k_{eff} wird dann einerseits für die Reaktorkonfiguration mit TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 2V3 und andererseits für die Reaktorkonfiguration mit Leerkanalanordnung in 2V3 ermittelt. Daraus ergibt sich durch Differenzbildung direkt das Reaktivitätsäquivalent des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in 2V3. Die GAMTERANEX-Rechnung für die Leerkanalanordnung in 2V3 dient somit gleichermaßen dem Anschluß der Rechenergebnisse an die Flußdichtemeßwerte einerseits und der Reaktivitätsbestimmung andererseits.

2. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

TRIDEX-Bestrahlungseinschübe werden grundsätzlich aus Moduln aufgebaut. Jeder Modul ist eine vollständige separate Einheit, die alle für die Bestrahlung von Lithium-Proben relevanten Bestandteile enthält. Bild 1 zeigt einen solchen Modul. In vertikaler Richtung besteht jeder Modul aus drei senkrecht übereinander angeordneten Bestrahlungskapseln aus Edelstahl. Jede Kapsel enthält ein Heizungselement, das gleichzeitig den Probenträger für die Lithium-Keramikproben darstellt. Von den Konstruktionselementen der Kreislaufsysteme können wir hier absehen. Die drei übereinander liegenden Bestrahlungskapseln werden in einem gemeinsamen Aluminium-Nutenrohr geführt. An der Außenseite dieses Nutenrohres sind bündig jeweils in Höhe der Bestrahlungskapseln Cadmium-Schirme derartig eingelassen, daß sie die Bestrahlungskapseln vollständig umschließen und axial hinreichend überdecken. Über das Aluminium-Nutenrohr ist in unmittelbarem Kontakt das Aluminium-Außenrohr geschoben, das direkt vom schweren Wasser umgeben ist.
Die Cadmium-Schilde haben für die ersten Bestrahlungen, für die zunächst eine Bestrahlungsdauer von ca. einem halben Jahr vorgesehen ist, eine Dicke von einem Millimeter. Sie sind auf Bild 1 als schwarze verdickte Striche deutlich hervorgehoben.

Die dosimetrische Monitierung der TRIDEX-Bestrahlungseinschübe erfolgt mit Fluenz-Aktivierungsdetektoren und SPN-Detektoren, die an geeigneter Stelle eines jeden Moduls angebracht sind.
Die besondere Situation der TRIDEX-Bestrahlung in 2V3 besteht nun darin, daß hier nur ein einziger Modul präsent ist, anders als in 6V1, wo als sogenannter "TRIDEX-Dreiermodul" drei gleiche Module in den drei Ecken eines gleichseitigen "Moduldreieckes" vertikal nebeneinander direkt im schweren Wasser eines 6V-Thimble stehen. Ein "TRIDEX-Vierermodul" für 6V1, der noch in /4/ aufgeführt worden war, ist mittlerweile nicht mehr im Gespräch.

Eine weitere Vereinfachung der Bestrahlungseinrichtung in 2V3 gegenüber 6V1 ist notwendigerweise durch den Außendurchmesser eines TRIDEX-Moduls im Vergleich mit dem Innendurchmesser eines 2V-Thimbles gegeben. Da der erstgenannte 5,4 cm aufweist, während der letztgenannte standardmäßig 2" = 5,04 cm beträgt, konnte im vorliegenden Fall kein 2V-Thimble verwendet werden. Die Lösung bestand einfach darin, den TRIDEX-Einermodul in der 2V3-Position ohne 2V-Thimble freitragend in das schwere Wasser des DIDO-Tanks hineinragen zu

lassen, was einfach durch Verwendung eines 2V-Adapters am Stopfen im Reaktor-Top bewerkstelligt wurde. Diese Lösung war möglich, da sie keinerlei Störung der Reaktivitätsbilanz des Reaktors hervorruft.

3. BERECHNUNGSGRUNDLAGEN

Das Brüten von Tritium durch die Umsetzung von Lithium unter Neutroneneinwirkung verläuft nach den Reaktionen

$$^{6}_{3}Li + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{4}_{2}He + ^{3}_{1}H + 4{,}5\ MeV \quad , \qquad (1)$$

$$^{6}_{3}Li + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{4}_{2}He + ^{2}_{1}H + ^{1}_{0}n + 4{,}786\ MeV \quad \text{und} \qquad (2)$$

$$^{7}_{3}Li + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{4}_{2}He + ^{3}_{1}H + ^{1}_{0}n - 2{,}47\ MeV \qquad (3)$$

Davon interessieren uns nur die beiden ersten Reaktionen, während die dritte Reaktion eine endotherme Schwellwertreaktion ist, die erst bei höheren und hier indiskutablen Neutronenenergien einsetzt. Von den Reaktionen nach den Formeln (1) und (2) wiederum führt nur die erste auf das gewünschte Tritium. In den verfügbaren Wirkungsquerschnittbibliotheken sind jedoch allgemein nur die energetischen Gruppenwirkungsquerschnitte für die Summe beider Reaktionen nach den Formeln (1) und (2) enthalten, die wir mit ^{6}Li(n,total Helium) bezeichnen wollen. Andererseits ist die Reaktion nach Formel (2) eine exotherme Schwellwertreaktion mit einer Schwelle bei etwa 1,72 MeV, oberhalb derselben die Neutronenflußdichte im FRJ-2 schon hinreichend klein ist. Überdies beträgt der Wirkungsquerschnitt der Reaktion nach Formel (2) z. B. für 2 MeV-Neutronen nur $2{,}5 \cdot 10^{-2}$ Barn. Wir können also die energetischen Gruppenwirkungsquerschnitte für die gesamte Helium-Bildung ^{6}Li(n,total Helium) unseren Rechnungen zugrunde legen, die wir der ENDF/B-IV-Library, Tape 412.G, entnehmen.

Die ortsabhängige mikroskopische Tritium-Erzeugungsrate d(r) wird nach der Formel

$$d(r) = \int_{0}^{\infty} \sigma(E) \quad \phi_E(E,r)\, dE \qquad [\ s^{-1}\ ] \qquad (4)$$

aus der energieabhängigen Wirkungsquerschnittfunktion $\sigma(E)$ und der spektralen Neutronenflußdichteverteilung $\phi_E(E,r)$ gewonnen. Es ist dies die Anzahl der Reaktionen nach den Formeln (1) und (2) und damit die Anzahl der gebildeten Tritium-Atome pro Absorberatom, also pro ^{6}Li-Atom, und pro

Sekunde. Die Wirkungsquerschnittfunktion σ (E) wird aus den bereits genannten energetischen Gruppenwirkungsquerschnitten für die Reaktion ^{6}Li(n,total Helium) in der ENDF/B-IV-Library hergeleitet. Die spektrale Neutronenflußdichteverteilung $\phi_E(E,r)$ ist das Resultat unserer GAMTERANEX-Rechnungen.

Die mikroskopische Tritium-Erzeugungsrate d(r) nach Formel (4) ist die Grundlage zur Berechnung der integralen Parameter von eigentlichem praktischem Interesse. Wir unterscheiden in diesem Bericht sechs solcher integraler Parameter IPi(r) , i = 1 bis 6 , die aus d(r) durch Multiplikation mit gewissen Zahlenfaktoren f_i , i = 1 bis 6 , entstehen, wie es durch die Formel

$$IPi(r) = f_i \cdot d(r) \quad \text{für } i = 1 \text{ bis } 6 \tag{5}$$

zum Ausdruck kommt. Im einzelnen wird definiert:

1) IP1(r) = Anzahl der pro Sekunde in einem Kubikzentimeter natürlichen metallischen Lithiums erzeugten Tritonen,

$$f_1 = \frac{\rho_{Li} \cdot h \cdot L}{A_{Li}} = 3{,}438 \cdot 10^{21}\ cm^{-3}, \tag{6}$$

ρ_{Li} = Dichte von natürlichem metallischem Lithium
= 0,534 g cm^{-3},

h = Anteil von $^6_3$Li in natürlichem Lithium = 0,0742 ,

L = Loschmidtzahl = $6{,}0220 \cdot 10^{23}\ mol^{-1}$,

A_{Li} = Molekulargewicht des natürlichem Lithium = 6,941 g mol^{-1}

2) IP2(r) = Anzahl der pro Sekunde in einem Kubikzentimeter einer Lithium-Verbindung erzeugten Tritonen,

$$f_2 = \frac{\rho_{Li\text{-}Verb} \cdot h \cdot L \cdot n}{A_{Li\text{-}Verb}}, \tag{7}$$

$\rho_{Li\text{-}Verb}$ = Dichte der Lithium-Verbindung .
$A_{Li\text{-}Verb}$ = Molekulargewicht der Lithium-Verbindung ,
n = Anzahl der Lithium-Atome im Molekül der Lithium-Verbindung

3) IP3(r) = Pro Kubikzentimeter natürlichen metallischen Lithiums erzeugte Leistung in Watt,

$$f_3 = \frac{\rho_{Li} \cdot E \cdot h \cdot L}{A_{Li}} = 2{,}479 \cdot 10^9 \text{ J cm}^{-3} \qquad (8)$$

E = Energie pro Reaktion nach Formel (1)
= 4,5 MeV = $7{,}209 \cdot 10^{-13}$ J ,

4) IP4(r) = Pro Kubikzentimeter einer Lithium-Verbindung erzeugte Leistung in Watt,

$$f_4 = \frac{\rho_{Li\text{-}Verb} \cdot E \cdot h \cdot L \cdot n}{A_{Li\text{-}Verb}} , \qquad (9)$$

5) IP5(r) = Pro Sekunde in einem Kubikzentimeter natürlichen metallischen Lithiums erzeugte Tritium-Aktivität in Curie ,

$$f_5 = \frac{\rho_{Li} \cdot \lambda \cdot h \cdot L}{3{,}7 \cdot 10^{10} \cdot A_{Li}} = 1{,}654 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \qquad (10)$$

λ = Zerfallskonstante von Tritium
= $1{,}7836 \cdot 10^{-9}$ s^{-1} ,

6) IP6(r) = Pro Sekunde in einem Kubikzentimeter einer Lithium-Verbindung erzeugte Tritium-Aktivität in Curie ,

$$f_6 = \frac{\rho_{Li\text{-}Verb} \cdot \lambda \cdot h \cdot L \cdot n}{3{,}7 \cdot 10^{10} \cdot A_{Li\text{-}Verb}} . \qquad (11)$$

Die Darstellung der gebildeten Tritium-Aktivität in der vorstehend angegegebenen Weise, d. h. als Produkt der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate $d(r)$ nach Formel (4) mit dem Faktor f_5 nach Formel (10), bzw. mit dem Faktor f_6 nach Formel (11) ist korrekt, da der Aktivitätsabfall während der Bestrahlung wegen der langen Halbwertszeit des Tritium von 12,323 Jahren vernachlässigt werden kann.

Wir kehren in unseren Betrachtungen zur mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate $d(r)$ nach Formel (4) zurück. Diese kann dargestellt werden als eine Summe von mikroskopischen Tritium-Erzeugungsraten im thermischen, im epithermischen und im schnellen Neutronenenergiebereich, also

$$d(r) = \int_0^{E_g} \sigma(E)\,\phi_E(E,r)\,dE + \int_{E_g}^{E_s} \sigma(E)\,\phi_E(E,r)\,dE + \int_{E_s}^{\infty} \sigma(E)\,\phi_E(E,r)\,dE \quad (12)$$

Hierin bedeuten

E_g die Grenzenergie zwischen thermischem und epithermischem Neutronenenergiebereich und

E_s die Grenzenergie zwischen epithermischem und schnellem Neutronenenergiebereich.

Neutronenphysikalische Gründe legten bei unseren Rechnungen für die thermisch-epithermische Grenzenergie die Wahl $E_g = 0{,}36$ eV nahe. Für die Energiegrenze zwischen dem epithermischen und dem schnellen Bereich gibt es keine physikalische Definition, wie dies für die Energiegrenze zwischen dem thermischen und dem epithermischen Bereich sogar in mehreren möglichen Varianten der Fall ist. Die visuelle Betrachtung der durch die Anwendung des GAMTERANEX-Zyklus erhaltenen Neutronenspektren zeigte uns im nachhinein, daß die Wahl $E_s = 1$ MeV optimal ist. Diese Festsetzung ist auch deswegen sinnvoll, weil wir bei unserem Anschluß an Flußdichtemessungen im schnellen Energiebereich wie allgemein üblich als Meßgröße die "Äquivalente Aktivierungsspaltflußdichte oberhalb von 1 MeV" benutzen.
Diesen Überlegungen zufolge haben wir allgemein

$E_g = 0{,}36$ eV und
$E_s = 1{,}00$ MeV

festgesetzt.

Die Formel (12) kann in der folgenden Weise umgeschrieben werden:

$$d(r) = \frac{\int_0^{E_g} \sigma(E)\, \phi_E(E,r)\, dE}{\int_0^{E_g} \phi_E(E,r)\, dE} \cdot \int_0^{E_g} \phi_E(E,r)\, dE + \tag{13}$$

$$+ \frac{\int_{E_g}^{E_s} \sigma(E)\, \phi_E(E,r)\, dE}{\int_{E_g}^{E_s} \phi_E(E,r)\, dE} \cdot \int_{E_g}^{E_s} \phi_E(E,r)\, dE + \frac{\int_{E_s}^{\infty} \sigma(E)\, \phi_E(E,r)\, dE}{\int_{E_s}^{\infty} \phi_E(E,r)\, dE} \cdot \int_{E_s}^{\infty} \phi_E(E,r)\, dE$$

oder

$$d(r) = \bar{\sigma}^{calc}_{th} \cdot \phi_{th} + \bar{\sigma}^{calc}_{epi} \cdot \phi_{epi} + \bar{\sigma}^{calc}_{s} \cdot \phi_{s}\,, \tag{13'}$$

wobei die neu eingeführten Symbole in Formel (13') den Integralausdrücken in Formel (13) in der aufgezeigten Reihenfolge zuzuordnen sind.
Der Übergang von Formel (13) zu Formel (13') vermittelt die Definition der mittleren oder effektiven Bereichswirkungsquerschnitte

$$\bar{\sigma}^{calc}_{th}\,,\ \bar{\sigma}^{calc}_{epi} \quad \text{und} \quad \bar{\sigma}^{calc}_{s}$$

im thermischen, im epithermischen und im schnellen Neutronenenergiebereich sowie der entsprechenden Bereichsflußdichten ϕ_{th}, ϕ_{epi} und ϕ_s als Integrale bzw. Verhältnisse von Integralen über bekannte Funktionen.
Während jedoch die effektiven Bereichswirkungsquerschnitte unmittelbar aus dem durch unsere GAMTERANEX-Rechnungen gefundenen Neutronenspektrum $\phi_E(E,r)$ und der aus den energetischen Gruppenwirkungsquerschnitten abgeleiteten Wirkungsquerschnittsfunktion $\sigma(E)$ berechnet werden können, sind die Bereichsflußdichten ϕ_{th}, ϕ_{epi} und ϕ_s aus der Rechnung allein nicht zu ermitteln, da uns dieselbe nur Spektralverläufe in willkürlichen Einheiten liefert, wobei das Rechenspektrum im allgemeinen auf ein Neutron pro Reaktor im gesamten Energiebereich normiert ist und damit die reale Normierung

auf das Reaktorleistungsniveau vermissen läßt. In dieser Situation wählen wir den Ausweg, die Bereichsflußdichten in den Formeln (13) bzw. (13') in geeigneter Weise gemessenen Bereichsflußdichtewerten zuzuordnen, um die Normierung der gesamten mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate d(r) auf die reale Reaktorleistung zu bewerkstelligen. In der ZBB können in der Regel die folgenden Bereichsflußdichten mit Aktivierungsdetektoren in einem Experiment gemessen bzw. ausgewertet werden:

1) im thermischen Energiebereich die "Konventionelle thermische Neutronenflußdichte" $\phi_{\text{th konv}}^{\text{mess.exp}}$, bevorzugt mit Kobaltsonden,

2) im epithermischen Energiebereich die epithermische Neutronenflußdichte pro Lethargie-Intervall $\phi_{\text{epi}}^{\text{mess.exp}}$, ebenfalls bevorzugt mit Kobaltsonden und

3) im schnellen Energiebereich die "Äquivalente Aktivierungsspaltflußdichte oberhalb von 1 MeV", bevorzugt die "Äquivalente Nickelspaltflußdichte oberhalb von 1 MeV" $\phi_{\text{Ni},\geqslant 1\text{MeV}}^{\text{f mess.exp}}$.

Mit diesen Definitionen schreiben wir nun die mikroskopische Tritium-Erzeugungsrate approximativ in der Form

$$d(r) \approx \bar{\sigma}_{\text{th}}^{\text{calc}} \cdot \phi_{\text{th konv}}^{\text{mess.exp}} \cdot 1{,}128 + \bar{\sigma}_{\text{epi}}^{\text{calc}} \cdot \phi_{\text{epi}}^{\text{mess.exp}} \cdot n + \bar{\sigma}_{\text{s}}^{\text{calc}} \cdot \phi_{\text{Ni},\geqslant 1\text{MeV}}^{\text{f mess.exp}} . \qquad (14)$$

Neben den bereits erklärten Größen enthält die Formel (14) den "Formfaktor" 1,128 für den Übergang von der "konventionellen thermischen Neutronenflußdichte" auf die wahre thermische Neutronenflußdichte und die Anzahl n der Lethargie-Intervalle im ganzen epithermischen Energiebereich zwischen den Grenzen E_g und E_s. Die Anzahl n ist also durch die Formel

$$n = \ln\left[\frac{E_s}{E_g}\right] \tag{15}$$

gegeben. Mit unseren Werten $E_g = 0{,}36$ eV und $E_s = 1$ MeV folgt $n = 14{,}837$.

Die zur approximativen Bestimmung der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate $d(r)$ dienende Formel (14) enthält die in einem TRIDEX-Bestrahlungseinschub gemessenen Observablen

$$\phi^{\text{mess.exp}}_{\text{th konv}}, \quad \phi^{\text{mess.exp}}_{\text{epi}} \quad \text{und} \quad \phi^{\text{f mess.exp}}_{\text{Ni}, \geqslant 1\text{MeV}} .$$

Damit ist diese Beziehung zur näherungsweisen Bestimmung der tatsächlich im TRIDEX-Experiment realisierten Tritium-Erzeugungsraten nach der Durchführung dieses Experimentes geeignet. Dagegen ist die Formel (14) für eine Vorhersage der erwarteten Tritium-Erzeugungsraten nicht geeignet, da sie Meßwerte erfordert, die zum Zeitpunkt der Vorhersage noch nicht zur Verfügung stehen. Für eine Vorhersage muß man einerseits neben der GAMTERANEX-Rechnung für das Experiment auch eine GAMTERANEX-Rechnung für eine Leerkanalanordnung in der gleichen Reflektorposition durchführen, andererseits für diese Leerkanalanordnung zum Zeitpunkt der Vorhersage die einschlägigen Neutronenflußdichtemeßwerte zur Verfügung haben. Sinngemäß verwenden wir für eine approximative Vorhersage der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate $d(r)$ anstelle der Formel (14) die nachfolgende Formel:

$$d(r) \approx f_{\text{th}}(r) \cdot \overline{\sigma}^{\text{calc}}_{\text{th}} \cdot \phi^{\text{mess.leer}}_{\text{th konv}} \cdot 1{,}128 + f_{\text{epi}}(r) \cdot \overline{\sigma}^{\text{calc}}_{\text{epi}} \cdot \phi^{\text{mess.leer}}_{\text{epi}} \cdot n$$

$$+ f_{\text{s}}(r) \cdot \overline{\sigma}^{\text{calc}}_{\text{s}} \cdot \phi^{\text{f mess.leer}}_{\text{Ni}, \geqslant 1\text{MeV}} . \tag{16}$$

Hierin bedeuten neben den bereits eingeführten Symbolen

$$\phi^{\text{mess.leer}}_{\text{th konv}}, \quad \phi^{\text{mess.leer}}_{\text{epi}} \quad \text{und} \quad \phi^{\text{f mess.leer}}_{\text{Ni}, \geqslant 1\text{MeV}}$$

die in der Leerkanalanordnung gemessenen Bereichsflußdichten.

Ferner werden die folgenden Anschlußfaktoren definiert:

$$f_{th}(r) = \frac{\int_0^{E_g} \phi_E^{exp}(E,r)\, dE}{\int_0^{E_g} \phi_E^{leer}(E,r_0)\, dE} ,$$

$$f_{epi}(r) = \frac{\int_{E_g}^{E_s} \phi_E^{exp}(E,r)\, dE}{\int_{E_g}^{E_s} \phi_E^{leer}(E,r_0)\, dE} \quad \text{und} \qquad (17)$$

$$f_s(r) = \frac{\int_{E_s}^{\infty} \phi_E^{exp}(E,r)\, dE}{\int_{E_s}^{\infty} \phi_E^{leer}(E,r_0)\, dE} .$$

Dabei symbolisiert $\phi_E^{exp}(E,r)$ das gerechnete Neutronenspektrum im TRIDEX-Bestrahlungseinschub am Ort r und $\phi_E^{leer}(E,r_0)$ das gerechnete Neutronenspektrum in der Leerkanalanordnung am Ort r_0, an dem die Flußdichtemessungen durchgeführt werden. Die Ortskoordinate r ist mit dem Zentrum derjenigen TRIDEX-Kapselposition zu identifizieren, in der die mikroskopische Tritium-Erzeugungsrate bestimmt werden soll. Die Ortskoordinate r_0 dagegen bezeichnet eine möglichst zentral gelegene Referenzposition in der Leerkanalanordnung.

Die durch die Anwendung des GAMTERANEX-Zyklus von uns berechneten Neutronenspektren weisen sämtlich eine Struktur von 40 Energiegruppen auf. Die zugehörigen Gruppengrenzen sind in der Tabelle 1 im Anhang aufgelistet. Die verwendeten energetischen Gruppenwirkungsquerschnitte für die Reaktion

^{6}Li(n,total Helium) aus der ENDF/B-IV-Library standen in der 620-Energiegruppenstruktur der SAND-II-Bibliothek /5/ zur Verfügung.

Aus rechentechnischen Gründen im Hinblick auf sämtliche im Anschluß an die GAMTERANEX-Rechnungen benutzten Rechenprogramme wählten wir als einheitliche Energiegruppenstruktur die zuletzt genannte 620-Gruppenstruktur der Sand-II-Bibliothek.
Die hohe Gruppenanzahl ist also ausschließlich eine Forderung der Praxis und spiegelt keineswegs eine entsprechend hohe Energieauflösung wider.

Zur Umwandlung der energetischen Neutronenflußdichteverteilungen aus GAMTERANEX in die SAND-II-Gruppenstruktur fand ein FORTRAN-Rechenprogramm /6/ Anwendung, das auf der Interpolation dieser Verteilungen durch natürliche kubische Spline-Funktionen beruht /7/.

Die bildliche Darstellung der resultierenden TRIDEX-Spektren in der 620-Gruppen-Struktur erfolgte mit Hilfe eines FORTRAN-Plottprogrammes /8/. Dabei wurde die spektrale Neutronenflußdichte in relativen Einheiten der Lethargie $u = \ln(E_0/E)$ mit $E_0 = 10$ MeV , also die Spektralfunktion $\phi_u(u) = E \cdot \phi_E(E)$, gegen die Energie E in bilogarithmischem Maßstab aufgetragen. Dieses Verfahren läßt bekanntlich besonders augenfällig die relativen Anteile der thermischen, epithermischen und schnellen Neutronen erkennen.

Die Berechnung der Integrale in den Formeln (14) und (16) erfolgte durch ein FORTRAN-Rechenprogramm, basierend auf der abschnittsweisen Integration durch ein Newtonsches Interpolationspolynom mit jeweils vier Stützstellen /6/.

Zur Bestimmung des Reaktivitätsäquivalents des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in der Reaktorposition 2V3 muß neben der Neutronikrechnung für den mit dem TRIDEX-Bestrahlungseinschub in der 2V3-Position stationär laufenden Reaktor auch eine Neutronikrechnung für einen Reaktor ohne TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 2V3, der im übrigen mit dem erstgenannten Reaktor völlig identisch ist und infolgedessen nicht mehr stationär sein kann, durchgeführt werden. Aus den in diesen beiden Fällen gefundenen effektiven Multiplikationsfaktoren k_{eff} kann durch Differenzbildung der zugehörigen Reaktivitäten das Reaktivitätsäquivalent des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in der Reaktorposition 2V3 abgeleitet werden.

Das Reaktivitätsäquivalent $\Delta\rho^{\text{TRIDEX}}_{\text{in 2V3}}$ des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in der Reaktorposition 2V3 ist gegeben durch

$$\Delta\rho^{\text{TRIDEX}}_{\text{in 2V3}} = \rho^{\text{ohne Experiment}} - \rho^{\text{mit TRIDEX}}_{\text{in 2V3}} \quad . \qquad (18)$$

Hierin bedeuten

$\rho^{\text{ohne Experiment}}$ die Reaktivität des Reaktors ohne TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 2V3 und

$\rho^{\text{mit TRIDEX}}_{\text{in 2V3}}$ die Reaktivität des Reaktors mit TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 2V3.

Es gilt

$$\rho^{\text{ohne Experiment}} = \frac{k^{\text{ohne Experiment}}_{\text{eff}} - 1}{k^{\text{ohne Experiment}}_{\text{eff}}} \qquad (19)$$

und

$$\rho^{\text{mit TRIDEX}}_{\text{in 2V3}} = \frac{k^{\text{mit TRIDEX}}_{\text{eff in 2V3}} - 1}{k^{\text{mit TRIDEX}}_{\text{eff in 2V3}}} \quad . \qquad (20)$$

Die effektiven Multiplikationsfaktoren $k^{\text{ohne Experiment}}_{\text{eff}}$ und $k^{\text{mit TRIDEX}}_{\text{eff in 2V3}}$ werden durch entsprechende GAMTERANEX-Rechnungen in der Option k_{eff}-Bestimmung für eine Reaktorkonfiguration ohne bzw. mit TRIDEX-Experiment in 2V3 ermittelt. Die Einsetzung der Formeln (19) und (20) in die Formel (18) liefert den endgültigen Ausdruck für das Reaktivitätsäquivalent des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in der Reaktorposition 2V3 nach

$$\Delta\rho^{\text{TRIDEX}}_{\text{in 2V3}} = \frac{k^{\text{ohne Experiment}}_{\text{eff}} - 1}{k^{\text{ohne Experiment}}_{\text{eff}}} - \frac{k^{\text{mit TRIDEX}}_{\text{eff in 2V3}} - 1}{k^{\text{mit TRIDEX}}_{\text{eff in 2V3}}} \quad (21)$$

als Funktion von durch GAMTERANEX bestimmbaren Parametern.

4. NEUTRONIK-RECHNUNGEN

4.1 Reaktormodell

Der Reaktorkanal 2V3 als Ort der gegenwärtig vorgesehenen TRIDEX-Bestrahlungen liegt unmittelbar am Rande des DIDO-Cores und kann gewissermaßen als Schartenposition aufgefaßt werden. Die diese Scharte noch "halbwegs" umgebenden Brennelementkanäle sind die Kanäle B1 und D1. Die speziellen Lageverhältnisse gehen aus Bild 2 hervor. Dieser "Top View" zeigt die Anordnung der Brennelemente und der vertikalen Experimentierrohre im Reaktor FRJ-2, wobei zur Verdeutlichung die 25 Brennelemente des DIDO-Cores von einem dick ausgezogenen Linienzug umgeben sind. Der Übersichtlichkeit halber werden in Bild 2 nur die näher interessierenden Reaktorkanäle benannt; dies sind die TRIDEX-Bestrahlungspositionen 2V3 und 6V1 sowie die der 2V3-Position benachbarten Brennelementkanäle B1 und D1.

Unsere Neutronikrechnungen werden in zweidimensionaler Geometrie durchgeführt. Diese zwei Dimensionen spannen eine horizontale Ebene durch das Reaktorzentrum auf. Die räumliche Flußdichtevariation in Richtung der vertikalen Reaktorachse wird also nicht betrachtet. Dies war notwendig und ist auch vertretbar, da wir das Neutronenspektrum nur in der Gegend der Reaktormittelebene zu betrachten haben. Wir können also von axialen Randeffekten absehen und die z-Richtung als quasi-unendlich ansehen.

Die Behandlung der geometrischen Verhältnisse einschließlich der räumlichen Struktur in der 2V3-Experimentposition ist nur in einem x-y-Koordinatensystem möglich. Hier war es bei der relativ komplizierten Geometrie nötig, allen Modell-Zonen eine Rechteckstruktur zu geben, um noch vertretbare Rechenzeiten zu erhalten. Von dem rektangularisierten Reaktormodell des FRJ-2 wird in Bild 3 das schematisierte DIDO-Core mit der 2V3-Schartenposition gezeigt. Die übrigen Vertikal-Kanäle werden - ob sie nun mit Experimenten besetzt sind oder nicht - in unserer Rechnung vernachlässigt. Genauer gesagt werden sie durch den umgebenden Moderator D_2O ersetzt bzw. als abwesend bebetrachtet. Die Applikation dieses vereinfachten Reaktormodelles ist erlaubt, da der Abstand zwischen der 2V3-Position und dem nächsten vertikalen Experimentierrohr groß ist gegen die Transportweglänge in D_2O, die 2,45 cm beträgt. Damit wird die spektrale Neutronenflußdichteverteilung $\phi_E(E,r)$ in der für die TRIDEX-Bestrahlung gewählten 2V3-Position durch die Modalitäten der benachbarten vertikalen Experimentierrohre nicht beeinflußt. Eine rechnerische Berücksichtigung der zur gewählten 2V3-Experimentposition benachbarten Expe-

rimentkanäle wäre auf Grund der sich dann ergebenden immensen Rechenzeiten ohnehin nicht möglich gewesen. Bereits in unserem vereinfachten Reaktormodell wurde für einen EXTERMINATOR-Rechenlauf in den gewählten 40 Energiegruppen und einer räumlichen 34x49-Maschenmatrix für den halben Reaktor [1], also für insgesamt 40x34x49 = 66640 Maschenpunkte, auf der IBM 3081 des Zentralinstituts für Angewandte Mathematik der KFA Jülich maximal eine Rechenzeit von drei Stunden benötigt. Auch dürfte die dauernd wechselnde Belegung der umliegenden Experimentkanäle eine generelle rechnerische Berücksichtigung derselben im Planungsstadium unmöglich machen.

4.2 Der Programmzyklus GAMTERANEX /9/

Als Leitfaden für die folgenden Ausführungen dient uns das Blockdiagramm des Programmzyklus GAMTERANEX in Bild 4.

4.2.1 Das Programm ZUT-DGL /10/

In ZUT-DGL werden die Wirkungsquerschnitte der aufgelösten und unaufgelösten Resonanzen von Uran 238 berechnet. Eingabedaten sind sämtliche erforderlichen Resonanzparameter des Resonanzabsorbers Uran 238. Der Code verbucht die berechneten Absorptionsquerschnitte auf GAM-Energiegruppen.

4.2.2 Das Programm GAM-I /11/

Die Boltzmann-Gleichung wird in nulldimensionaler Transportrechnung, d.h. ohne Berücksichtigung einer örtlichen Abhängigkeit, für 68 Energiegruppen in P1-Näherung gelöst. Dazu werden die Konzentrationen aller auftretenden Nuklide auf die gesamte Reaktorquerschnittsfläche homogenisiert. Eingabedaten sind im wesentlichen die GAM-Library, die in der vorhergehenden Stufe vom Programm ZUT-DGL berechneten Resonanzquerschnitte und die homogenisierten Atomzahldichten. Vom Programm GAM-I werden die Wirkungsquerschnitte mit dem Lösungsspektrum auf 10 Energiegruppen kondensiert. Zusätzlich werden

---

[1] Wie aus Abschnitt 4.2.4 hervorgeht, wird das EXTERMINATOR-Modell grundsätzlich für den halben Reaktor erstellt, falls das Vorhandensein einer Symmetrieebene dies zuläßt.

die durch das Programm TERRY aufbereiteten 30 thermischen Gruppenwirkungsquerschnitte aus der THERMOS-Library durch das Programm DTFLIB angekoppelt, so daß für die folgende Stufe ein 40-Gruppensatz von Wirkungsquerschnitten, die sogenannte DTF-Library, zur Verfügung steht.

4.2.3 Das Programm ANISN /12/

Die Boltzmann-Gleichung wird nun in eindimensionaler Transportrechnung, für den ganzen heterogenen Reaktor nach der S_n-Methode gelöst. Eingabedaten sind im wesentlichen die in der vorhergehenden Stufe erzeugte DTF-Library der Wirkungsquerschnitte, die über die "ANISN Mixing Table" einzugebenden Atomzahldichten und eine Reihe problemspezifischer Parameter. Bild 5 zeigt das verwendete ANISN-Modell. Die 2V3-Schartenposition kann hier nur als dünne Zylinderschale eingeführt werden. Der wirksame Cadmium-Anteil der Steuerstäbe wurde in einem "Cadmium Concentration Search" durch Abgleich des Reaktormodelles auf Kritikalität bestimmt. Das Uran 235-Inventar der Brennelemente wurde mit einem mittleren Abbrand von 25 % für alle Brennstäbe gleich angesetzt.

Am Ende der Rechnung werden die makroskopischen Wirkungsquerschnitte der einzelnen ANISN-Zonen mit dem ANISN-Lösungsspektrum gemittelt und in 40 Energiegruppen, also bei unveränderter Gruppenstruktur, für die nächste Stufe bereitgestellt. Die dafür erforderliche Umformung wird mit dem Übergabeprogramm ANEX bewerkstelligt.

4.2.4 Das Programm EXTERMINATOR-2 /13/

Der GAMTERANEX-Zyklus wird mit einer zweidimensionalen Rechnung mit dem Neutronik-Code EXTERMINATOR-2 beschlossen. Bild 6 zeigt das gewählte EXTERMINATOR-Modell mit Ausnahme der Maschenstruktur in EXTERMINATOR-Zone 2. Wegen der angenommenen Symmetrie umfaßt dieses EXTERMINATOR-Modell nur den halben Reaktor bis zur sogenannten Symmetrieebene. Die EXTERMINATOR-Eingabe fordert zur korrekten Erfüllung der Symmetrierandbedingung ("Symmetry boundary"), daß die Symmetrieebene die Bildfläche genau in der Mitte des zentralen Maschenintervalls schneidet, wie dies in Bild 6 durch die gestrichelte Linie angedeutet ist, worauf man bei der Erstellung der Modellspezifikationen zu achten hat. In Bild 6 verläuft von links nach rechts die

x-Ordinate und von unten nach oben die y-Ordinate.
Bild 7 zeigt den Ausschnitt des EXTERMINATOR-Modells, der sich auf die 2V3-Experimentposition bezieht. Man erkennt deutlich den rektangularisierten Cadmium-Schild von 1 mm Wandstärke.

Eingabedaten des Programmes sind im wesentlichen die durch den Übergabe-Code ANEX konvertierten makroskopischen ANISN-Wirkungsquerschnitte in den ANISN-Zonen und die geometrischen Bestimmungsstücke des EXTERMINATOR-Modells. Dabei wurde eine eindeutige Zuordnung zwischen den fünf ANISN-Zonen und den fünf EXTERMINATOR-Zonen getroffen. Eine sechste EXTERMINATOR-Zone wird durch die Gesamtheit der Cadmium-Schilde im TRIDEX-Experiment gebildet. Diese wird mit mikroskopischen Cadmium-Wirkungsquerschnitten beaufschlagt.

Die Einschränkung durch die im EXTERMINATOR-Modell gewählte Rechteckstruktur bedeutet, daß das EXTERMINATOR-Lösungsspektrum nur hinreichend weit von den Zonenrändern korrekt ist, welche Bedingung wir durch die Wahl des Mittelpunktes einer hinreichend strukturierten Zone als Aufpunkt erfüllten.

5. ERGEBNISSE

5.1 Einleitende Bemerkungen

Die benötigten Ergebnisse der vorliegenden Neutronikrechnungen sind einerseits die Tritium-Werte am Orte der Lithium-Proben im TRIDEX-Bestrahlungseinschub in der 2V3-Schartenposition und andererseits das Reaktivitätsäquivalent dieses Experimentes. Da wir das Neutronenspektrum nicht in drei räumlichen Dimensionen betrachten, sondern nur in deren zwei, die eine horizontale Ebene durch das Reaktorzentrum aufspannen sollen, können spektrale Variationen in der z-Richtung nicht berücksichtigt werden. Dies ist erlaubt, da die Variation des Neutronenspektrums in der z-Richtung über den Gesamtbereich der 3 TRIDEX-Bestrahlungskapseln hinweg nur geringfügig ist und auf die spektrum-integralen Parameter der Tritium-Werte und des Reaktivitätsäquivalents praktisch überhaupt keinen Einfluß haben dürfte.

Hinsichtlich der absoluten Höhe und der Variation der spektrum-integralen Strahlungsintensität in z-Richtung gehen wir zum Zwecke des Anschlusses an die reale Reaktorleistung von Flußdichtemeßwerten im räumlichen Flußdichtemaximum aus und geben uns durch eine Flußdichteprofilmessung über die räumliche Veränderung der Flußdichte in der sich über den gesamten Bestrahlungseinschub hinweg erstreckenden vertikalen Distanz Rechenschaft, die ihrerseits eine völlig adäquate Variation der Tritium-Werte zur Folge hat.

Als rechnerische Verwirklichung einer "Leerkanalanordnung", die ja nach den Ausführungen am Ende von Kapitel 1 sowohl für den Absolutanschluß der GAMTERANEX-Rechenergebnisse an die reale Rektorleistung als auch für die Bestimmung des Reaktivitätsäquivalentes des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in der 2V3-Schartenposition gebraucht wird, wählen wir dasjenige EXTERMINATOR-Modell, was aus unserem ursprünglichen Reaktor-Rechenmodell in Bild 6 dadurch hervorgeht, daß einfach die den Bestrahlungseinschub darstellende EXTERMINATOR-Zone 2 herausgelassen wird. Anders ausgedrückt soll für diesen Fall die Fläche der bisherigen EXTERMINATOR-Zone 2 ebenfalls mit zur EXTERMINATOR-Zone 3 gehören, die ja den D_2O-Reflektor darstellt. Dieses Verfahren mag freilich zunächst nicht ganz korrekt erscheinen, da es das gelochte 2V3-Leerkanal-Thimble nicht berücksichtigt, welches bei nicht in 2V3 vorhandenem Experiment dennoch im D_2O des Reaktortanks hängt, und das im Falle einer Flußdichtemessung in 2V3 außerdem noch einen zentrisch angeordneten Stringer enthält, der mit Aktivierungssonden bestückt ist.

Detaillierte Rechnungen jedoch sowie die Erfahrungen, die bei den Untersuchungen für die TRIDEX-Bestrahlungen in der Reflektorposition 6V1 /4/ gemacht wurden, zeigen, daß die vernachlässigte Thimble-Wand aus AlMg3 sowie der nicht berücksichtigte Sondenstringer aus Zirkalloy (in der Bestrahlungszone) keinen relevanten Einfluß auf die ermittelten Tritium-Werte am Orte der Lithium-Proben im TRIDEX-Bestrahlungseinschub sowie auf das berechnete Reaktivitätsäquivalent dieses Experimentes haben. Ein anderer Sachverhalt wäre bei den in Frage kommenden homogenisierten Atomzahldichten auch nicht zu erwarten gewesen.

5.2 Neutronenspektren

Bild 8 zeigt das EXTERMINATOR-Spektrum am Ort der mittleren Lithium-Probe im "Einermodul" des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in der 2V3-Scharten-Position. Es steht praktisch auch für die Neutronenspektren in der oberen und in der unteren Lithium-Probe, da unserer obigen Bemerkung entsprechend die axiale Variation des Neutronenspektrums im Bereich der TRIDEX-Bestrahlungskapseln nur geringfügig ist.

Bild 9 gibt das EXTERMINATOR-Spektrum im räumlichen Zentrum der in Abschnitt 5.1 definierten "Leerkanalanordnung" wieder. Der wesentliche Unterschied zwischen den Bildern 8 und 9 ist natürlich, daß im letzten Fall eine ungestörte thermische Flußdichtekomponente vorhanden ist, die im ersten Fall durch den Cadmium-Absorber abgeschnitten erscheint. In Bild 9 ist gewissermaßen ein von Experimenten ungestörtes Neutronenspektrum in einem gut moderierten Reaktor ("Well Moderated Reactor") zu sehen, bei dem die Spektralverläufe im thermischen, im epithermischen und im schnellen Neutronenenergiebereich gewissermaßen "lehrbuchmäßig" gut ausgeprägt sind. Bei dem visuellen Vergleich zwischen Bild 8 und Bild 9 ist darauf zu achten, daß für die optisch optimale Darstellung die Ordinate im ersten Fall in 7 Zehnerpotenzen und im letzten Fall nur in 5 Zehnerpotenzen geteilt wurde.
Das Bild 10 schließlich enthält das EXTERMINATOR-Spektrum im Zentrum der Core-Zone. Dieses Neutronenspektrum besteht - wie zu erwarten war - aus einem monomodalen thermischen Neutronenspektrum mit Maxwellscher Verteilung, einer ziemlich genauen 1/E-Verteilung im epithermischen Energiebereich und einer schnellen Spektrumkomponente. Die Genauigkeit der 1/E-Verteilung erhellt aus der Horizontalität des Spektrumsverlaufes in der

gewählten Darstellung. Der Gipfel der schnellen Spektrumkomponente oder - anders ausgedrückt - das Maximum des Spaltspektrums ist intensitätsmäßig "untergegangen". Es lag die Vermutung nahe, daß dies ein Effekt der zu groben Energiegruppenstruktur im schnellen Neutronenenergiebereich, die aus Tabelle 1 im Anhang hervorgeht, ist. Im Interesse einer sehr feinen Gruppenstruktur im thermischen und im unteren epithermischen Energiebereich mußten wir nämlich mit den Gruppen im schnellen Energiebereich sparen. Ein EXTERMINATOR-Rechenlauf mit einer geänderten Energiegruppenstruktur, bei dem wir zu Lasten des epithermischen Energiebereiches eine feinere Unterteilung des schnellen Energiebereiches vornahmen, bestätigte unsere Erwartung, indem sich dabei sehr deutlich der "schnelle Höcker" ausbildete.

Der Vergleich der Bilder 9 und 10 läßt eine erhebliche relative Abnahme der schnellen und epithermischen Spektrumkomponente beim Übergang vom Core-Zentrum zur 2V3-Leerkanalanordnung erkennen, während sich die thermische Spektrumkomponente unterhalb ihres Maximums nur unwesentlich ändert. Dieses Verhalten ist selbstverständlich durch die Moderation und Thermalisation der Neutronen begründet.

5.3 Effektive Wirkungsquerschnitte

Unter Verwendung des gefundenen EXTERMINATOR-Spektrums am Orte der mittleren Lithium-Probe im "Einermodul" des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in der 2V3-Schartenposition nach Bild 8 und der energetischen Gruppenwirkungsquerschnitte für die Reaktion ^{6}Li(n,total Helium) aus der ENDF/E-IV-Library haben wir die nach den Formeln (13) und (13') definierten effektiven Bereichswirquerschnitte $\bar{\sigma}^{calc}_{th}$, $\bar{\sigma}^{calc}_{epi}$ und $\bar{\sigma}^{calc}_{s}$ für den thermischen, den epithermischen und den schnellen Neutronenenergiebereich berechnet. Außerdem wurden die entsprechenden effektiven Bereichswirkungsquerschnitte unter Verwendung des gefundenen EXTERMINATOR-Spektrums nach Bild 9 im räumlichen Zentrum der vorstehend definierten "Leerkanalanordnung" in 2V3 ermittelt.

Schließlich haben wir auf die gleiche Art unter Verwendung des gefundenen EXTERMINATOR-Spektrums im Zentrum der Core-Zone nach Bild 10 die effektiven Bereichswirkungsquerschnitte für das Core-Zentrum errechnet.

Es versteht sich von selbst, daß die für die "Leerkanalanordnung" in 2V3 und das Core-Zentrum erhaltenen effektiven Bereichswirkungsquerschnitte keine unmittelbare Bedeutung für die Bestimmung der benötigten Tritium-Werte im TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 2V3 haben. Diese Daten sind uns aber für Vergleiche und zur Konsistenzkontrolle unserer GAMTERANEX-Rechnung sehr willkommen.

Die erhaltenen Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle 2 zusammengestellt.

Position	Effektiver Thermischer Querschnitt [barn]	Effektiver Epithermischer Querschnitt [barn]	Effektiver Schneller Querschnitt [barn]
Mittlere Lithium-Probe in TRIDEX-2V3	372,58	39,655	0,39447
2V3-Leerkanalanordnung	823,74	46,412	0,39565
Zentrum der Core-Zone	738,79	33,260	0,36864

Tabelle 2: Effektive Bereichswirkungsquerschnitte im thermischen, epithermischen und schnellen Neutronenspektrum für verschiedene Reaktorpositionen, berechnet aus den bezüglichen EXTERMINATOR-Spektren und den energetischen Gruppenwirkungsquerschnitten für die Reaktion ^{6}Li(n,total Helium) aus der ENDF/B-IV-Bibliothek

Vergleicht man die Zahlenwerte dieser Tabelle mit den entsprechenden Zahlenwerten für die TRIDEX-Bestrahlungen in der Reflektorposition 6V1 in der Tabelle 3 auf Seite 23 des eingangs genannten JOL-Reports /4/, so zeigt sich hier wie dort im wesentlichen das gleiche Verhalten der einander entsprechenden Bereichswirkungsquerschnitte. Insbesondere heben wir noch einmal für unsere gegenwärtige Untersuchung die folgenden drei Punkte hervor:

1) Der epithermische und der schnelle effektive Bereichswirkungsquerschnitt nehmen betragsmäßig beide ab, wenn man vom Core-Rand her kommend auf das Core-Zentrum zugeht. Für den thermischen effektiven Bereichswirkungsquerschnitt gilt diese Feststellung ebenfalls für die beiden einander vergleichbaren Positionen "2V3-Leerkanalanordnung"

und "Zentrum der Core-Zone". Natürlich fällt der effektive thermische Wirkungsquerschnitt an der mittleren Lithium-Probe in TRIDEX-2V3 bei diesem Vergleich durch seine extreme Kleinheit total heraus, da hier die thermischen Neutronen durch den Cadmium-Schild größtenteils eliminiert sind. Die Abnahme der effektiven Bereichswirkungsquerschnitte beim Fortschreiten von außen nach innen wird ausnahmslos auch für andere Traversalen durch den Reaktor mit vergleichbaren Positionen beobachtet.

2) Sämtliche Bereichswirkungsquerschnitte liegen für die 2V3-Leerkanalanordnung höher als die entsprechenden Bereichswirkungsquerschnitte am Orte der Lithium-Probe im TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 2V3. Auch dies wurde ausnahmslos für die TRIDEX-Bestrahlungen in 6V1 beobachtet.

3) Betrachtet man den thermischen effektiven Bereichswirkungsquerschnitt für die Leerkanalanordnungen in 6V1 und in 2V3 sowie in Zentrum der Core-Zone, so findet man in dieser Richtung ein Abfallen von 854,61 barn über 823,74 barn bis auf 737,62 barn. Der zuletzt genannte Wert ist das arithmetische Mittel des thermischen effektiven Bereichswirkungsquerschnittes im Zentrum der Core-Zone aus unserer früheren Rechnung in Höhe von 736,46 barn und unserer jetzigen Rechnung in Höhe von 738,79 barn. Der Grund für dieses Verhalten ist darin zu suchen, daß die Moderation und Thermalisation abnimmt, wenn man im Reaktor von außen nach innen geht. Der thermische effektive Bereichswirkungsquerschnitt in der Leerkanalanordnung in 6V1 entspricht dem mittleren thermischen Bereichswirkungsquerschnitt im ungestörten Neutronenspektrum eines gut moderierten Reaktors ("Well Moderated Reactor"). Er stimmt mit 855 barn relativ gut mit dem thermischen Wirkungsquerschnitt in einem Maxwellschen Neutronenspektrum überein, der nach der Karlsruher Nuklidkarte /14/ 940 barn beträgt.

Die vorstehenden Feststellungen sind konsistente Aussagen und können reaktorphysikalisch begründet werden. Sie zeigen, daß die durchgeführten GAMTERANEX-Rechnungen in Bezug auf diese Fragestellungen realistische Ergebnisse geliefert haben.

5.4 Gemessene Neutronenflußdichten

Zur Normierung der berechneten energetischen Neutronenflußdichteverteilung auf das reale Reaktorleistungsniveau und damit zur Ermittlung der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate d(r) nach Formel (16) werden die in einer "Leerkanalanordnung" gemessenen Bereichs-Neutronenflußdichten

$\phi^{\text{mess.leer}}_{\text{th konv}}$, $\phi^{\text{mess.leer}}_{\text{epi}}$ und $\phi^{\text{f mess.leer}}_{\text{Ni}, \geqslant 1\text{MeV}}$, die in Kapitel 3

definiert wurden, benötigt. Zum Zeitpunkt der Abfassung dieses Berichtes standen nur ältere Flußdichtemeßwerte in der 2V3-Leerkanal-Schartenposition zur Verfügung. Wir haben deshalb ergänzende Information aus der Flußdichtemessung gezogen, die ganz speziell für unsere TRIDEX-Bestrahlungen in der Reflektorposition 6V1 im zentrisch gelagerten Aktivierungssondenstringer innerhalb eines daselbst eingesetzten Leerkanal-Thimbles durchgeführt worden war /15/. Dies ist deshalb möglich, weil letztendlich unser EXTERMINATOR-Spektrum in irgendeinem räumlichen Maschenpunkt des EXTERMINATOR-Modelles, in dessen unmittelbarer Umgebung Flußdichtemeßwerte vorliegen, an das reale Reaktorleistungsniveau angeschlossen werden kann, wodurch dann die absoluten, d. h. auf diese Reaktorleistung normierten Flußdichtewerte in den anderen Maschenpunkten des EXTERMINATOR-Modelles ebenfalls zur Verfügung stehen.

Für die einander zugeordneten Bereichs-Neutronenflußdichtemeßwerte in den Reaktorkanälen 2V3 und 6V1 $\phi^{\text{mess.leer}}_{\text{th konv}}$, $\phi^{\text{f mess.leer}}_{\text{epi}}$ und $\phi^{\text{f mess.leer}}_{\text{Ni}, \geqslant 1\text{MeV}}$

gelten offenbar die folgenden Beziehungen:

$$\phi^{\text{mess.leer}}_{\text{th konv},2V3} = \frac{\int_0^{E_g} \phi^{\text{EXTERMINATOR}}_{E,\,2V3,\text{leer}}(E)\,dE}{\int_0^{E_g} \phi^{\text{EXTERMINATOR}}_{E,\,6V1,\text{leer}}(E)\,dE} \cdot \phi^{\text{mess.leer}}_{\text{th konv},\,6V1} ,$$

$$\phi^{\text{mess.leer}}_{\text{epi},2V3} = \frac{\int_{E_g}^{E_s} \phi^{\text{EXTERMINATOR}}_{E,\,2V3,\text{leer}}(E)\,dE}{\int_{E_g}^{E_s} \phi^{\text{EXTERMINATOR}}_{E,\,6V1,\text{leer}}(E)\,dE} \cdot \phi^{\text{mess.leer}}_{\text{epi},6V1} \quad \text{und} \qquad (22)$$

$$\phi^{f\,mess.leer}_{Ni,\gg 1MeV,2V3} = \frac{\int_{E_s}^{\infty} \phi^{EXTERMINATOR}_{E,2V3,leer}(E)\,dE}{\int_{E_s}^{\infty} \phi^{EXTERMINATOR}_{E,6V1,leer}(E)\,dE} \cdot \phi^{f\,mess.leer}_{Ni,\gg 1MeV,6V1} \quad , \tag{22}$$

wobei der Reaktorkanal als Index angeschrieben ist. Die Flußdichtemessung bzw. Normierung wird für eine Reaktor-Nennleistung von 23 MW durchgeführt, so daß die errechnete mikroskopische Tritium-Erzeugungsrate d(r) entsprechend Formel (16) für den Voll-Lastbetrieb des Reaktors zu verstehen ist. Unter Benutzung der in /4/ angegebenen Bereichsflußdichten in 6V1 und mit den berechneten Integralen über das EXTERMINATOR-Leerkanalspektrum erhalten wir aus den Formeln (22) die gesuchten Bereichsflußdichten in 2V3. Sie befinden sich in guter Übereinstimmung mit unseren älteren Flußdichtemeßwerten in 2V3. Nach Durchführung des Anschlusses an die 6V1-Position werden die folgenden Flußdichtemeßwerte für 23 MW Reaktorleistung im gemeinsamen Flußdichtemaximum bei z_{max} = - 5 cm relativ zur Core-Mittelebene festgesetzt:

$$\phi^{max.leer}_{th\ konv,2V3}(z_{max}) = 2{,}02 \cdot 10^{14}\ cm^{-2}\ s^{-1} \quad \pm 4{,}6\ \% \quad ,$$

$$\phi^{mess.leer}_{epi,2V3}(z_{max}) = 1{,}40 \cdot 10^{13}\ cm^{-2}\ s^{-1} \quad \pm 13{,}4\ \% \quad \text{und} \tag{23}$$

$$\phi^{f\,mess.leer}_{Ni,\gg 1MeV,2V3}(z_{max}) = 3{,}65 \cdot 10^{12}\ cm^{-2}\ s^{-1} \quad \pm 5{,}2\ \% \quad .$$

Auf diese Werte gründet sich die Berechnung der integralen Parameter im nächsten Abschnitt. Die angegebenen einfachen relativen Standardabweichungen folgen unmittelbar aus den Fehlerrechnungen in Abschnitt 5.7.

Im Sondenstringer in 6V1 wurden auch die axialen Profile der Bereichsflußdichten gemessen. Das Profilmaximum lag hier bei z_{max} = -5 cm. Genau genommen hängt dieses Maximum jedoch von der Reaktorbeladung, der Steuerstabstellung und natürlich von der örtlichen Position im Reaktor ab. Diese Angaben können also nur als Näherungen angesehen werden. Die Tritium-Werte sind im wesentlichen durch die epithermische Neutronenflußdichte bestimmt, deren Maximum nach

obigem Ergebnis bei -5 cm relativ zur Core-Mitte liegt. Die Mitte der mittleren TRIDEX-Bestrahlungskapsel liegt bei -3,5 cm relativ zur Core-Mitte und damit praktisch im Flußdichtemaximum, wenn man die obengenannte Unsicherheit desselben berücksichtigt. Die Mitten der oberen und unteren TRIDEX-Bestrahlungskapsel liegen bei resp. +15,5 cm und -22,5 cm relativ zur Core-Mittelebene. Die Messung wies daselbst eine um etwa je 20 % niedrigere epithermische Neutronenflußdichte aus als im Flußdichtemaximum bei -5 cm relativ zur Core-Mittelebene, so daß die Tritium-Werte in der oberen und unteren TRIDEX-Bestrahlungskapsel in demselben Ausmaß kleiner zu erwarten sind als die Tritum-Werte in der mittleren Bestrahlungskapsel.

5.5 Tritium-Erzeugungsrate, Volumenleistung und Aktivität

Auf der Grundlage der effektiven Bereichswirkungsquerschnitte in der ersten Zeile von Tabelle 2 auf Seite 25, der unter Verwendung der gefundenen EXTERMINATOR-Spektren nach den Bildern 8 und 9 berechneten Anschlußfaktoren nach den Formeln (17) und der postulierten Bereichsflußdichten nach den Formeln (23) werden nach den Formeln (5), (6), (8), (10) und (16) die auf den Kubikzentimeter natürlichen metallischen Lithiums bezogenen integralen Parameter Tritium-Erzeugungsrate, thermische Leistung (Volumenleistung) und pro Sekunde erzeugte Tritium-Aktivität im axialen Flußdichtemaximum bei z_{max} = -5 cm innerhalb des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in der 2V3-Schartenposition ermittelt. Wie am Ende des vorigen Abschnittes bemerkt, sind die so erhaltenen Tritium-Werte repräsentativ für die mittlere Lithium-Probe im TRIDEX-Einermodul.

Wir erhielten für natürliches metallisches Lithium unter 1 mm Cadmium in TRIDEX-2V3:

Maximale Tritium-Erzeugungsrate pro Kubikzentimer $= 2{,}42 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}\ s^{-1}$,

Maximale Volumenleistung $= 17{,}5\ W\ cm^{-3}$ und (24)

Maximal erzeugte Tritium-Aktivität pro Kubikzentimeter und Sekunde $= 1{,}17 \cdot 10^{-6}\ Ci\ cm^{-3}\ s^{-1}$.

Die erhaltenen maximalen Tritium-Werte liegen also - bedingt durch die höhere Neutronenintensität in 2V3 gegenüber 6V1 - am oberen Ende der eingangs für ein Fusionsreaktorblanket als repräsentativ erachteten Bereiche zwischen $2 \cdot 10^{12}$ und $2 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} s^{-1} für die Tritium-Erzeugungsrate pro Volumeneinheit und zwischen 2 und 20 W cm^{-3} für die Volumenleistung. Jedoch beziehen sich die vorstehenden Zahlenwerte nach Formel (24) auf natürliches metallisches Lithium, von dem auch in unserer ersten Untersuchung /1/ ausgegangen worden war. Um die integralen Parameter auch für die in den Bestrahlungen zur Diskussion stehenden Lithium-Verbindungen zu bestimmen, ist es nur nötig, für jede derartige Lithium-Verbindung einen Bewertungsfaktor f_B einzuführen, mit dem die Zahlenwerte nach Formel (24) zu multiplizieren sind, um daraus die entsprechenden theoretischen, die Porosität der Probe (siehe weiter unten) <u>nicht</u> reflektierenden Zahlenwerte für die fragliche Lithium-Verbindung zu erhalten. Nach unseren Definitionen auf den Seiten 8 und 9 von Kapitel 3 ist dieser Bewertungsfaktor nach der Formel

$$f_B = \frac{\rho_{Li\text{-}Verb} \cdot A_{Li} \cdot n}{\rho_{Li} \cdot A_{Li\text{-}Verb}} \qquad (25)$$

zu berechnen. Hierin bedeuten

ρ_{Li} Dichte von natürlichem metallischem Lithium = 0,534 g cm^{-3},

$\rho_{Li\text{-}Verb}$ theoretische Dichte der Lithium-Verbindung (ohne Berücksichtigung der Porosität) ,

A_{Li} Molekulargewicht des natürlichen metallischen Lithiums = 6,941 g mol^{-1} ,

$A_{Li\text{-}Verb}$ Molekulargewicht der Lithium-Verbindung und

n Anzahl der Lithium-Atome im Molekül der Lithium-Verbindung .

Da der Bewertungsfaktor nach Formel (25) die theoretische Dichte der Lithium-Verbindung enthält, resultieren bei seiner Verwendung auch nur die theoretischen Tritium-Werte für die in Rede stehende Lithium-Verbindung,

wobei die Porosität der Bestrahlungsproben nicht berücksichtigt ist. Aus den theoretischen Tritium-Werten erhält man durch Multiplikation mit dem Verhältnis von tatsächlicher Dichte zur theoretischen Dichte der Lithium-Verbindung, welcher Quotient die vorhandene "Porosität" berücksichtigt, die tatsächlichen Tritium-Werte. Porositäten um 20% werden im allgemeinen angestrebt.

Die folgende Tabelle 3 enthält für verschiedene in Frage kommende Lithium-Verbindungen neben deren theoretischen Dichten $\rho_{Li\text{-}Verb}$ und ihren Molekulargewichten $A_{Li\text{-}Verb}$ die nach Formel (25) berechneten Bewertungsfaktoren f_B .

Lithium-Verbindung	Theoretische Dichte [1] $\rho_{Li\text{-}Verb}$ [g cm^{-3}]	Molekulargewicht $A_{Li\text{-}Verb}$ [g mol^{-1}]	Bewertungsfaktor f_B nach Formel (25)
Li_2O	2,01	29,881	1,7487
$LiAlO_2$	2,60	65,921	0,5127
Li_5AlO_4	2,15	125,684	1,1117
Li_2SiO_3	2,52	89,966	0,7282
Li_4SiO_4	2,56	119,85	1,1106
Li_6SiO_5	(1,40)	149,728	0,7292
Li_8SiO_6	(1,80)	179,610	1,0421
Li_7Pb_2	4,59	462,987	0,9020

Tabelle 3: Dichten, Molekulargewichte und Bewertungsfaktoren f_B nach Formel (25) für geeignete Lithium-Brutmaterialien

[1] Werte in Klammern sind keine theoretischen, sondern erreichte Dichten.

Auf der Grundlage der maximalen Tritium-Werte für natürliches metallisches Lithium nach Formel (24) und der Bewertungsfaktoren f_B nach Tabelle 3 kann man die maximal erreichbaren Tritium-Werte bei der Bestrahlung von Proben der angegebenen Target-Materialien im TRIDEX-Bestrahlungseinschub in der Schartenposition 2V3 als Produkt der erstgenannten und der letztgenannten Zahlenwerte sowie des Verhältnisses von tatsächlicher Dichte zur theoretischen

Dichte der Lithium-Verbindung bestimmen. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in der nachfolgenden Tabelle 4 zusammengestellt, wobei für das genannte Dichteverhältnis der Wert 0,8 angenommen wurde.

Lithium-Verbindung	Tritium-Erzeugungsrate pro Kubikzentimeter [cm^{-3} s^{-1}]	Volumenleistung [W cm^{-3}]	Erzeugte Tritium-Aktivität pro Kubikzentimeter und Sekunde [Ci cm^{-3} s^{-1}]
Li_2O	$3{,}38 \cdot 10^{13}$	24,5	$1{,}64 \cdot 10^{-6}$
$LiAlO_2$	$9{,}93 \cdot 10^{12}$	7,18	$4{,}80 \cdot 10^{-7}$
Li_5AlO_4	$2{,}15 \cdot 10^{13}$	15,6	$1{,}04 \cdot 10^{-6}$
Li_2SiO_3	$1{,}41 \cdot 10^{13}$	10,2	$6{,}82 \cdot 10^{-7}$
Li_4SiO_4	$2{,}15 \cdot 10^{13}$	15,5	$1{,}04 \cdot 10^{-6}$
Li_6SiO_5	$1{,}41 \cdot 10^{13}$	10,2	$6{,}82 \cdot 10^{-7}$
Li_8SiO_6	$2{,}02 \cdot 10^{13}$	14,6	$9{,}75 \cdot 10^{-7}$
Li_7Pb_2	$1{,}75 \cdot 10^{13}$	12,6	$8{,}44 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 4: Maximal erreichbare Tritium-Werte bei Bestrahlung von Proben aus verschiedenen Lithium-Materialien im TRIDEX-Bestrahlungseinschub im Reaktorkanal 2V3

Nur für Lithium-Oxyd werden die oberen Grenzen der angestrebten Versuchsbereiche von $2 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} s^{-1} für die Tritium-Erzeugungsrate pro Volumeneinheit und von 20 W cm^{-3} für die Volumenleistung signifikant überschritten. Dieses Material hat jedoch im Rahmen unseres Bestrahlungsprogrammes keine große Bedeutung.

5.6 Reaktivitätsäquivalent des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes

Die GAMTERANEX-Rechnung in der Option k_{eff}-Bestimmung ergab für eine Reaktorkonfiguration mit TRIDEX-Experiment in 2V3 einen effektiven Multiplikationsfaktor

$$k_{\substack{\text{mit TRIDEX}\\ \text{eff in 2V3}}} = 1{,}0000944 \quad , \tag{26}$$

was im Rahmen der Rechenfehler auf Stationarität des Reaktors mit eingesetztem TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 2V3, d. h. auf

$$k_{\substack{\text{mit TRIDEX}\\ \text{eff in 2V3}}} = \text{Eins} \quad ,$$

hinaus läuft.

Für die Reaktorkonfiguration ohne TRIDEX-Experiment in 2V3 erbrachte die Rechnung einen effektiven Multiplikationsfaktor

$$k_{\substack{\text{ohne Experiment}\\ \text{eff}}} = 1{,}0256176 \quad . \tag{27}$$

Durch Einsetzung der Zahlenwerte nach den Formeln (26) und (27) in die Formel (21) in Abschnitt 3 auf Seite 17 erhält man das Reaktivitätsäquivalent des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in der Reaktorposition 2V3 zu

$$\Delta\rho_{\substack{\text{TRIDEX}\\ \text{in 2V3}}} = 0{,}0248833 \tag{28}$$

entsprechend 2,49 Prozent. Im Vergleich dazu war das Reaktivitätsäquivalent des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in der Reflektorposition 6V1 zu 1,99 Prozent bestimmt worden mit nur geringfügigen Abweichungen im Promille-Bereich zwischen TRIDEX-Dreiermodul und dem nicht mehr aktuellen TRIDEX-Vierermodul /16/. Es erweist sich also, daß der TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 2V3 einen geringfügig größeren Einfluß auf die Reaktivitätsbilanz des Reaktors hat als der TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 6V1, obwohl die Masse der die Neutronen absorbierenden Materialien bei den gleichen mikroskopischen Absorptionsquerschnitten im TRIDEX-Einermodul kleiner ist als im TRIDEX-Dreiermodul. Die Erklärung für dieses Verhalten liegt natürlich darin, daß ein stark absorbie-

render Experimenteinschub in der Schartenposition 2V3 unmittelbar am Core-Rand, der also noch halbwegs von Brennelementen umgeben ist, wesentlich stärker den Neutronenhaushalt beeinträchtigt, als ein etwa vergleichbarer Bestrahlungseinsatz, der sich relativ weit außen im D_2O-Reflektor in der Position 6V1 befindet.

5.7 Fehlerbetrachtungen

Die Fehler der durch den GAMTERANEX-Zyklus gefundenen Gruppenflüsse der energetischen Neutronenflußdichteverteilung folgen in sehr komplizierter Weise aus den Fehlern der Eingabedaten, also im wesentlichen der energetischen Gruppenwirkungsquerschnitte der GAM-Bibliothek und der THERMOS-Bibliothek, ferner aus recheninternen Unsicherheiten. Da es bei der immensen Komplexität der Rechenprogramme des gesamten Zyklus nicht möglich ist, eine herkömmliche Fehlerfortpflanzungsrechnung durchzuführen, da außerdem die Fehler der Eingabedaten nicht immer hinreichend genau bekannt sind, ist eine exakte Berechnung der Fehler der Gruppenflüsse praktisch nicht möglich. Eine grobe Vorstellung über die auftretenden Fehler der Gruppenflüsse kann man erhalten, wenn man in Vergleichsrechnungen Eingabeparameter stochastisch oder systematisch - je nach Problemcharakter - verändert und die daraus resultierenden Verschiebungen der Gruppenflußwerte betrachtet. So würde man aus einer zufallsbedingten Änderung der eingegebenen energetischen Gruppenwirkungsquerschnitte im Rahmen der für dieselben vorliegenden Fehlerangaben durch Vergleichsrechnungen die durch die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte bedingten Gruppenflußschwankungen erhalten. Eine andere Fehlerstudie wäre die systematische Veränderung des räumlichen Maschennetzes nach Maschenlage und Maschenanzahl in der Eingabe des EXTERMINATOR-Programmes, um daraus die durch die Maschennetzwahl bedingte Unsicherheit der Gruppenflüsse abzuleiten. Eine große Palette weiterer Verfahrensweisen ließe sich in diesem Zusammenhang postulieren.

Es ist klar, daß diese Untersuchungen sehr aufwendig und langwierig und oft nicht praktisch durchführbar oder auch nur wegen ihres Aufwandes vertretbar sind. Wir müssen uns im vorliegenden Fall mit einer groben und pauschalen Aussage begnügen und gehen davon aus, daß in ähnlichen Situationen eine maximale Standardabweichung der Gruppenflüsse zwischen 10 % und 20 % erwartet wurde. Praktisch werden die Standardabweichungen der Gruppenflüsse teilweise wohl unter diesem Limit liegen.

Sind wir einmal im Besitz der Standardabweichungen für die EXTERMINATOR-Gruppenflüsse, so ist das weitere Vorgehen in unserer Fehleranalyse unkritisch. Im Endeffekt werden die Standardabweichungen für gewisse aus den Gruppenflüssen abzuleitende integrale Parameter benötigt, die im allgemeinen erheblich kleiner sind als die Standardabweichungen der Gruppenflüsse selbst. Die uns interessierenden integralen Parameter sind einerseits die nach den Formeln (13) und (13') definierten effektiven Bereichswirkungsquerschnitte $\bar{\sigma}^{calc}_{th}$, $\bar{\sigma}^{calc}_{epi}$ und $\bar{\sigma}^{calc}_{s}$, die allgemein die Form

$$\bar{\sigma}(E_u,E_o;r) = \frac{\int_{E_u}^{E_o} \sigma(E)\, \phi_E(E,r)\, dE}{\int_{E_u}^{E_o} \phi_E(E,r)\, dE} \qquad (29)$$

haben, andererseits die Anschlußfaktoren $f_{th}(r)$, $f_{epi}(r)$ und $f_s(r)$ nach den Formeln (17) von der Gestalt

$$f(E_u,E_o;r) = \frac{\int_{E_u}^{E_o} \phi_E^{exp}(E,r)\, dE}{\int_{E_u}^{E_o} \phi_E^{leer}(E,r_o)\, dE}, \qquad (30)$$

wobei die untere und obere Integralgrenze E_u und E_o durch unsere in Kapitel 3 vorgenommene Einteilung in drei Neutronenenergiebereiche festgelegt sind. Die Ermittlung der Standardabweichung für die integralen Parameter nach den Formeln (29) und (30) geschieht auf dem Weg einer einfachen Fehlerfortpflanzungsrechnung, wobei neben den Unsicherheiten der aus den Gruppenflüssen hervorgehenden spektralen Neutronenflußdichteverteilung $\phi_E(E,r)$ auch die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnittfunktion $\sigma(E)$ in Rechnung zu stellen sind.

Bei unseren Rechnungen gehen wir von einer maximalen relativen Standardabweichung der Gruppenflüsse von 20 % aus, die nach den einleitenden Bemerkungen eine obere Grenze der Unsicherheit darstellen.

Die in der beschriebenen Weise für die TRIDEX-Bestrahlungen in 2V3 abgeleiteten relativen Standardabwichungen der effektiven Bereichswirkungsquerschnitte und der Anschlußfaktoren sind in der folgenden Tabelle 5 enthalten.
Eine andere Gruppe von benötigten Standardabweichungen bilden die Fehler der für die Tritium-Erzeugungsratennormierung gemessenen Bereichsflußdichten, die aus den Modalitäten des Meßvorganges und der Meßauswertung abzuleiten sind.

Auf der Grundlage der Kenntnis aller dieser partiellen Standardabweichungen errechnet man die Standardabweichung der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate, die entweder im TRIDEX-Bestrahlungseinschub selbst nach Formel (14) bestimmt wird oder unter Benutzung von Ergebnissen einer Leerkanal-Flußdichtemessung nach Formel (16) vorherzusagen ist. Das Mittel zu diesem Zweck ist die Applikation einer einfachen Fehlerfortpflanzungsrechnung auf diese beiden genannten Formeln.

In der folgenden Tabelle 5 sind für die in den Formeln (14) und (16) auftretenden Observablen die für die vorliegenden Rechnungen anzunehmenden relativen Standardabweichungen eingetragen.

Parameter	Relative Standardabweichung [%]	Parameter		Relative Standardabweichung [%]
$\bar{\sigma}^{calc}_{th}$	6,34	$\phi^{mess}_{th\ konv}$	mit Kobalt	2,7
$\bar{\sigma}^{calc}_{epi}$	2,53	$\phi^{mess}_{th\ konv}$	mit Gold	2,7
$\bar{\sigma}^{calc}_{s}$	4,58	ϕ^{mess}_{epi}	mit Kobalt	13,3
$f_{th}(r)$	5,59	ϕ^{mess}_{epi}	mit Gold	3,8
$f_{epi}(r)$	1,84	$\phi^{f\ mess}_{Ni,\ \geq 1MeV}$		2,7
$f_{s}(r)$	4,60			

Tabelle 5: Relative Partialfehler für die Bestimmung der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate nach den Formeln (14) und (16)

Die relativen Fehler der Neutronenflußdichten sind Optimalwerte für hinreichend hohe Gamma-Aktivitäten der Aktivierungssonden. Da die Verwendung von Gold-Drähten für die Messung der epithermischen Neutronenflußdichte pro Lethargie-Intervall ϕ_{epi}^{mess} im TRIDEX-Bestrahlungseinschub wegen der kurzen Halbwertszeit des Meßnuklides ^{198}Au von nur 2,693 Tagen nicht möglich ist, müssen wir die hohe relative Standardabweichung von 13,3 % bei der Messung mit Kobalt-Drähten für diese Observable in Kauf nehmen. In der Leerkanalmessung wirkt sich die Anwesenheit von Gold-Drähten durch die sehr hohe Aktivität des entstehenden Meßnuklides ^{198}Au beim Stringerziehvorgang sehr störend aus. Mit den Fehlerangaben aus Tabelle 5 einschließlich der genannten 13,3 Prozent für ϕ_{epi}^{mess} liefert die Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf die Formeln (14) und (16) die beiden folgenden Fehleraussagen:

Relative Standardabweichung der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate aus der Experimentmonitierung = 13,32 %	(31)

und

Relative Standardabweichung der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate aus der Leerkanalmessung = 13,41 %	. (32)

In den Feststellungen (31) und (32) kommen zwei bemerkenswerte Fakten zum Audruck:

1) Der relative Fehler der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate für beide Meßprozeduren übersteigt nur geringfügig den relativen Fehler der mit Kobalt-Drähten gemessenen epithermischen Neutronenflußdichte in Höhe von 13,3 %. Dies wird verständlich bei der Betrachtung der Tabelle 5, die diesen relativen Meßfehler als den weitaus größten sämtlicher relativen Partialfehler ausweist.

2) Wegen des zusätzlichen Auftretens der fehlerbehafteten Anschlußfaktoren $f_{th}(r)$, $f_{epi}(r)$ und $f_s(r)$ in Formel (16) gegenüber Formel (14) muß der relative Fehler der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate aus der Leerkanalmessung größer sein als der entsprechende relative Fehler aus der Experimentmonitierung. Es zeigt sich jedoch, daß dies unter unseren gegebenen Umständen nur in sehr geringem Maße der Fall ist. Dies findet seine Erklärung in den absoluten Intensitätsverhältnissen für die drei Neutronenenergiebereiche, die auf ein Überwiegen der epithermischen Komponente hinauslaufen, sowie in der Vernachlässigbarkeit der relativen

Varianz für den epithermischen Flußdichteverhältnisfaktor $f_{epi}(r)$ gegenüber der Summe der relativen Varianzen für die übrigen Observablen im epithermischen Neutronenenergiebereich.

Der Schritt von der fehleranalytischen Behandlung der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate bis zur endgültigen Ermittlung der Unsicherheiten der von uns verwendeten praktischen integralen Tritium-Parameter ist schnell getan. Nach ihren Definitionen in Kapitel 3 enthalten die letztgenannten Maße nur noch multiplikative Faktoren, die sich aus Dichten, Molekulargewichten, Häufigkeiten, der Loschmidt-Zahl L, der Energie E pro Reaktion nach Formel (1) und der Zerfallskonstante λ von Tritium zusammensetzen. Alle diese Größen sollen als fehlerfrei betrachtet werden. Dies ist zwar nicht ganz korrekt, aber in derartigen Untersuchungen allgemein üblich und bei der Größe der vorstehend abgehandelten Fehlerbeiträge sicher auch gerechtfertigt.

Daraus folgt, daß für die Tritium-Erzeugungsrate pro Kubikzentimeter, die Volumenleistung und die pro Kubikzentimeter und Sekunde erzeugte Tritium-Aktivität einer Lithium-Verbindung dieselben Fehlerangaben zu machen sind wie für die mikroskopische Tritium-Erzeugungsrate. Insbesondere gelten auch hier die Feststellungen über die relative Standardabweichung der Tritium-Werte aus der Experimentmonitierung nach der Beziehung (31) und aus der Leerkanalmessung nach der Beziehung (32).

6. REKAPITULIERUNG UND BEWERTUNG

Die vorliegenden neutronischen Rechnungen dienen der Bestimmung der Tritiumwerte und des Reaktivitätsäquivalentes für einen als "Einermodul" konzipierten TRIDEX-Bestrahlungseinschub, der in der unmmittelbar am Core-Rand gelegenen 2V3-Schartenposition angeordnet ist.
Die Tritium-Werte in der eingangs gegebenen Definition entstehen aus der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate durch Multiplikation mit gewissen bekannten Zahlenfaktoren, die sich aus Materialdaten und elementaren Konstanten zusammensetzen.

Zur Realisierung der mikroskopischen Tritium-Erzeugungsrate muß man sowohl die Rechnung als auch das Meß-Experiment heranziehen. Die Rechnung liefert uns die energetische Neutronenflußdichteverteilung (Neutronenspektrum), die jedoch nicht auf die korrekte Höhe, sondern auf die fiktive Intensität von einem Neutron pro Reaktor im ganzen Energiebereich normiert ist. Deshalb muß man auf Messungen der Neutronenflußdichte in den drei gewählten Energiebereichen thermischer, epithermischer und schneller Neutronen zurückgreifen.

Wird die energieabhängige Wirkungsquerschnittfunktion für die Bildung von Tritium aus dem Brutstoff Lithium unter Neutroneneinwirkung mit dem berechneten Neutronenspektrum in den interessierenden Energiebereichen thermischer, epithermischer und schneller Neutronen gewichtet, so erhält man dadurch die effektiven oder mittleren Wirkungsquerschnitte in diesen Bereichen, die ein Maß für die relative Intensität der Tritium-Bildung sind. Daraus entsteht durch Multiplikation derselben mit den diesbezüglichen gemessenen Bereichsflußdichten und die nachfolgende Addition der drei erhaltenen Produkte die gesuchte absolute mikroskopische Tritium-Erzeugungsrate. Von den drei Bereichserzeugungsraten hat nur die epithermische Komponente eine Bedeutung. Die thermische Komponente haben wir durch die Verwendung eines Cadmium-Schildes weitgehend eliminiert bzw. auf wenige Prozent der gesamten Tritium-Erzeugungsrate herabgedrückt. Die schnelle Komponente spielt auf Grund des geringen effektiven Bereichswirkungsquerschnittes einerseits und der zu vernachlässigenden schnellen Neutronenflußdichte andererseits überhaupt keine Rolle.

Zur Bestimmung des Reaktivitätsäquivalents des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in 2V3 werden unabhängig voneinander je eine Berechnung des effektiven

Multiplikationsfaktors k_{eff} für eine Reaktorkonfiguration ohne TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 2V3 und für eine Reaktorkonfiguration mit TRIDEX-Bestrahlungseinschub in 2V3 durchgeführt. Durch Differenzbildung der dabei erhaltenen Reaktivitäten von der Form

$$\varrho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}$$

folgt das Reaktivitätsäquivalent $\Delta\varrho$ des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in 2V3.

In allen Stadien der Neutronikrechnung wurden die partiellen Ergebnisse sehr sorgfältig auf ihre physikalische Relevanz geprüft und als plausibel bzw. im Einklang mit reaktorphysikalischen Überlegungen befunden.

Hinsichtlich ihrer Unsicherheiten sind die in die mikroskopische Tritium-Erzeugungsrate eingehenden Bestimmungsgrößen von sehr unterschiedlicher Qualität. Obwohl wir bei der schwierigen Abschätzung des Fehlers der gerechneten Gruppenflüsse nur sehr pauschal eine maximale Unsicherheit von 10 % bis 20 % in einfacher Standardabweichung annehmen konnten, sind die Integrale über das Neutronenspektrum und die Integrale über das Produkt aus Neutronenspektrum und energieabhängiger Wirkungsquerschnittfunktion nur auf wenige Prozent unsicher. Andererseits entsteht ein großer Unsicherheitsbeitrag durch die Messung der epithermischen Neutronenflußdichte mit Kobalt-Drähten in Höhe von 13,3 %, da bei den Gegebenheiten der TRIDEX-Bestrahlungen die Verwendung von Gold-Drähten für diesen Zweck, die mit der relativen Standardabweichung von nur 3,8 % gemessen werden könnten, reaktormetrologisch nicht möglich ist. Alles in allem können wir nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz bei unserer Dreibereichsnormierung durch die Messung der thermischen, der epithermischen und der schnellen Neutronenflußdichte für die Tritium-Erzeugungsrate eine Unsicherheit in einfacher Standardabweichung von 13,4 % sowohl aus der Experimentmonitierung als auch aus der Leerkanalmessung annehmen. Damit ist die Unsicherheit der Tritium-Erzeugungsrate wesentlich durch die Unsicherheit der gemessenen epithermischen Neutronenflußdichte bestimmt.

Für das Reaktivitätsäquivalent $\Delta\varrho$ des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes in der Schartenposition 2V3 kann gegenwärtig keine rechnungsbedingte Unsicherheit angegeben werden.

Resultate für Tritium-Werte und Reaktivitätsäquivalent

Der vorliegende Report ermöglicht die Berechnung der Tritium-Werte in den Bestrahlungskapseln eines in der Schartenposition 2V3 positionierten TRIDEX-Einermoduls auf der Grundlage des gerechneten Neutronenspektrums und der gemessenen Bereichsflußdichten für alle als Brutmaterial in Frage kommenden Lithium-Verbindungen. Dabei zeigt sich, daß nur für das im Rahmen unseres Bestrahlungsprogramms unerhebliche Lithium-Oxyd Li_2O die Tritium-Werte oberhalb der nach /3/ für ein Fusionsreaktorblanket spezifizierten Bereiche für die Tritium-Erzeugungsrate

$$\text{von } 2 \cdot 10^{12} \quad \text{bis} \quad 2 \cdot 10^{13} \ cm^{-3} \ s^{-1}$$

und für die Volumenleistung

$$\text{von } 2 \quad \text{bis} \quad 20 \ Wcm^{-3}$$

liegen. Wie sich bei unseren früheren Neutronikrechnungen /4/ gezeigt hatte, liegen bei den TRIDEX-Bestrahlungen in der D_2O-Reflektorposition 6V1 nur die Tritium-Werte für das Lithium-Aluminat $LiAlO_2$ in der intensitätsschwächsten TRIDEX-Kapselposition geringfügig unterhalb der unteren Grenze der spezifizierten Bereiche, während daselbst keine Bereichsüberschreitungen nach oben auftreten.

Somit werden nach dem Resultat der durchgeführten neutronischen Rechnungen für die Gesamtheit sämtlicher TRIDEX-Bestrahlungen in 6V1 und 2V3 die Zahlenwerte der für die Tritium-Bildung maßgebenden Intensitätsparameter im wesentlichen innerhalb der empfohlenen Bereiche anzutreffen sein.

Das Reaktivitätsäquivalent für die TRIDEX-Bestrahlungen in 2V3 wurde zu 2,49 % gefunden und ist damit geringfügig größer als das früher berechnete Reaktivitätsäquivalent /16/ für die TRIDEX-Bestrahlungen in 6V1 in Höhe von 1,99 %. Der Grund hierfür dürfte in der unmittelbaren Core-Nähe der 2V3-Position zu suchen sein, die - am Core-Rand liegend - noch halbwegs von den Brennelementen in den Positionen B1 und D1 umgeben ist, während 6V1 eine weiter außerhalb liegende Bestrahlungsposition im D_2O-Reflektor darstellt.

7. REFERENZEN

Klärende Diskussionen über die TRIDEX-Bestrahlungen im Reaktorkanal 2V3 und den experimentellen Aufbau des Bestrahlungseinschubes fanden mit den Herren W. Krug von der Zentralabteilung Brennelement- und Bestrahlungstechnologie (ZBB) sowie W. Meuthen und F. Schmidt von der Zentralabteilung für Allgemeine Technologie (ZAT), sämtlich KFA Jülich, statt. Der Fortgang der Arbeit war begleitet von zahlreichen Gesprächen mit Herrn G. Borchardt (ZBB) über reaktorphysikalische und reaktormetrologische Fragen.

Das Institut für Reaktorentwicklung (IRE) der KFA hat die Rechenprogramme des GAMTERANEX-Zyklus zur Verfügung gestellt.

Die Rechenläufe in den einzelnen Stadien des GAMTERANEX-Zyklus wurden auf der IBM 3081 des Zentralinstituts für Angewandte Mathematik (ZAM) der KFA Jülich durchgeführt.

Die Reinschrift des Manuskriptes besorgte Frau H. Ihlenfeld (ZBB).

Allen Beteiligten wird hiermit gedankt.

8. LITERATUR

/1/ Krug, W., und L. Weise
Berechnung der möglichen Tritium-Erzeugung in Bestrahlungspositionen des FRJ-2 (DIDO) für Fusionsblanket-Experimente.
Jül-1727, Juli 1981.

/2/ Krug, W., und L. Weise
Berechnung der Tritium- und Leistungs-Erzeugung in einem mit Cadmium ummantelten Inpile-Fusionsblanket-Experiment im FRJ-2 (DIDO).
Interner Bericht KFA-ZBB-IB-21/81, Dezember 1981.

/3/ Krug, W., and Blanket Group of KFA
Lay-Out Studies for Inpile-Testing of Blanket Materials and Sub-Modules.
12th Symposium on Fusion Technology, Jülich, September 1982.

/4/ Weise, L.
Bestimmung von effektiven Wirkungsquerschnitten und Erzeugungsraten für Tritium im Bestrahlungsexepriment TRIDEX.
JÜL-2058, 1986.

/5/ McElroy, W. N., S. Berg, T. Crocket and R. G. Hawkins
A Computer-Automated Iterative Method for Neutron Flux Spectra Determination by Foil Activation.
AFWL-TR-67, Vol. I-IV, 1967.

/6/ Weise, L.
Neutronenspektrumentfaltungen aus gemessenen Sondenaktivierungen - Das FORTRAN-Rechenprogramm SAND-MX2.
Jül-1837, März 1983.

/7/ Späth, H.
Spline-Algorithmen zur Konstruktion glatter Kurven und Flächen.
München-Wien, R. Oldenbourg Verlag, 1978.

/8/ Borchardt, G.
Das FORTRAN-Rechenprogramm BOPLO.
Persönliche Mitteilung, 1973.

/9/ Scherer, W.
Der Programmzyklus GAMTERANEX.
Interner Bericht IRE-27-72, Oktober 1972.

/10/ Teuchert, E., und K. Haas
ZUT-DGL-V.S.O.P. Programmzyklus für die Resonanzabsorption in heterogenen Anordnungen.
Interner Bericht IRE-70-1, Januar 1970.

/11/ Joanou, G. D., und J. S. Dudek
GAM-I: A Consistent P1 Multigroup Code for the Calculation of Fast Neutron Spectra and Multigroup Constants.
GA-1850, June 28, 1961.

/12/ Engle, Jr., Ward, W.
A Users Manual for ANISN - A One Dimensional Discrete Ordinates Transport Code With Anisotropic Scattering.
ORNL-K-1693, March 30, 1967.

/13/ Fowler, T. B., M. L. Tobias and D. R. Vondy
EXTERMINATOR-2: A FORTRAN IV Code for Solving Multigroup Neutron Equations in Two Dimensions.
ORNL-4078, April 1967.

/14/ Seelmann-Eggebert, W., G. Pfennig, H. Münzel und H. Klewe-Nebenius
Karlsruher Nuklidkarte, 5. Auflage, 1981.

/15/ Borchardt, G., und G. Segelhorst
Persönliche Mitteilung, März 1986.

/16/ Weise, L.
in Antrag auf Konstruktionsprüfung LV51 - TRIDEX im FRJ-2.
Interner Bericht KFA-ZBB-IB-16/86, Dezember 1986.
Abschn. 4.2: Reaktivitätsänderungen.

9. ANHANG

Gruppen-Nummer	Untere Gruppengrenze [eV]	Obere Gruppengrenze [eV]	Gruppen-Nummer	Untere Gruppengrenze [eV]	Obere Gruppengrenze [eV]
1	$7{,}790 \cdot 10^{6}$	$1.000 \cdot 10^{7}$	21	$5{,}825 \cdot 10^{-1}$	$6{,}915 \cdot 10^{-1}$
2	$6{,}070 \cdot 10^{6}$	$7{,}790 \cdot 10^{6}$	22	$4{,}950 \cdot 10^{-1}$	$5{,}825 \cdot 10^{-1}$
3	$4{,}720 \cdot 10^{6}$	$6{,}070 \cdot 10^{6}$	23	$4{,}650 \cdot 10^{-1}$	$4{,}950 \cdot 10^{-1}$
4	$2{,}230 \cdot 10^{6}$	$4{,}720 \cdot 10^{6}$	24	$4{,}170 \cdot 10^{-1}$	$4{,}650 \cdot 10^{-1}$
5	$1{,}050 \cdot 10^{6}$	$2{,}230 \cdot 10^{6}$	25	$3{,}550 \cdot 10^{-1}$	$4{,}170 \cdot 10^{-1}$
6	$1{,}110 \cdot 10^{5}$	$1{,}050 \cdot 10^{6}$	26	$3{,}250 \cdot 10^{-1}$	$3{,}550 \cdot 10^{-1}$
7	$1{,}170 \cdot 10^{4}$	$1{,}110 \cdot 10^{5}$	27	$2{,}950 \cdot 10^{-1}$	$3{,}250 \cdot 10^{-1}$
8	$1{,}230 \cdot 10^{3}$	$1{,}170 \cdot 10^{4}$	28	$2{,}650 \cdot 10^{-1}$	$2{,}950 \cdot 10^{-1}$
9	$1{,}010 \cdot 10^{2}$	$1{,}230 \cdot 10^{3}$	29	$2{,}350 \cdot 10^{-1}$	$2{,}650 \cdot 10^{-1}$
10	1,860	$1{,}010 \cdot 10^{2}$	30	$1{,}900 \cdot 10^{-1}$	$2{,}350 \cdot 10^{-1}$
11	1,700	1,860	31	$1{,}300 \cdot 10^{-1}$	$1{,}900 \cdot 10^{-1}$
12	1,470	1,700	32	$9{,}750 \cdot 10^{-2}$	$1{,}300 \cdot 10^{-1}$
13	1,225	1,470	33	$8{,}750 \cdot 10^{-2}$	$9{,}750 \cdot 10^{-2}$
14	1,127	1,225	34	$7{,}750 \cdot 10^{-2}$	$8{,}750 \cdot 10^{-2}$
15	1,085	1,127	35	$6{,}750 \cdot 10^{-2}$	$7{,}750 \cdot 10^{-2}$
16	1,037	1,085	36	$4{,}500 \cdot 10^{-2}$	$6{,}750 \cdot 10^{-2}$
17	$9{,}850 \cdot 10^{-1}$	1,037	37	$2{,}265 \cdot 10^{-2}$	$4{,}500 \cdot 10^{-2}$
18	$9{,}400 \cdot 10^{-1}$	$9{,}850 \cdot 10^{-1}$	38	$9{,}000 \cdot 10^{-3}$	$2{,}265 \cdot 10^{-2}$
19	$8{,}630 \cdot 10^{-1}$	$9{,}400 \cdot 10^{-1}$	39	$4{,}500 \cdot 10^{-3}$	$9{,}000 \cdot 10^{-3}$
20	$6{,}915 \cdot 10^{-1}$	$8{,}630 \cdot 10^{-1}$	40	$3{,}590 \cdot 10^{-16}$	$4{,}500 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 1: Intervallgrenzen der gewählten Energiegruppenstruktur

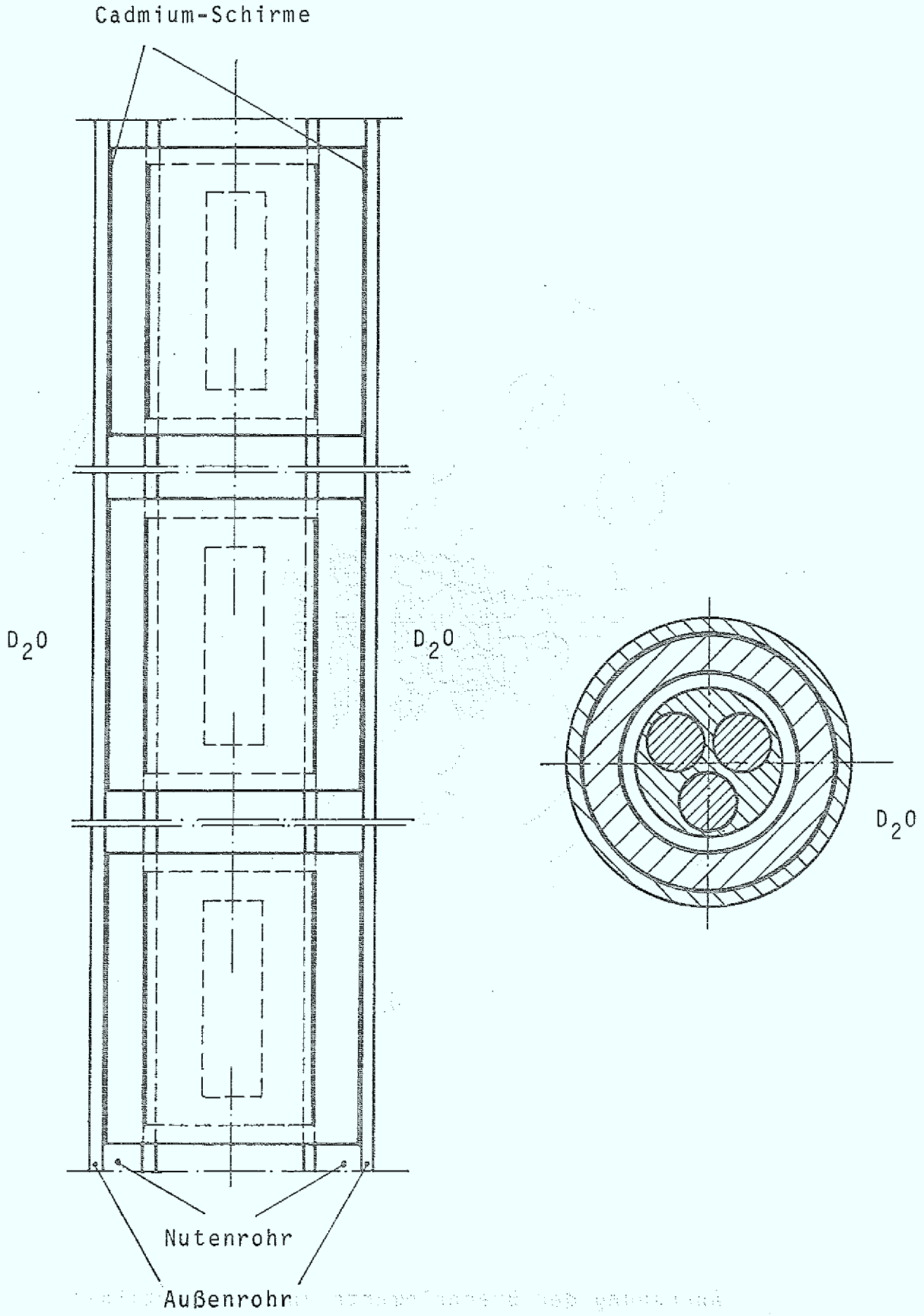


Bild 1: Aufbau des TRIDEX-Bestrahlungseinschubes im Reaktorkanal 2V3 ("TRIDEX-Einermodul"), nicht maßstabstreu

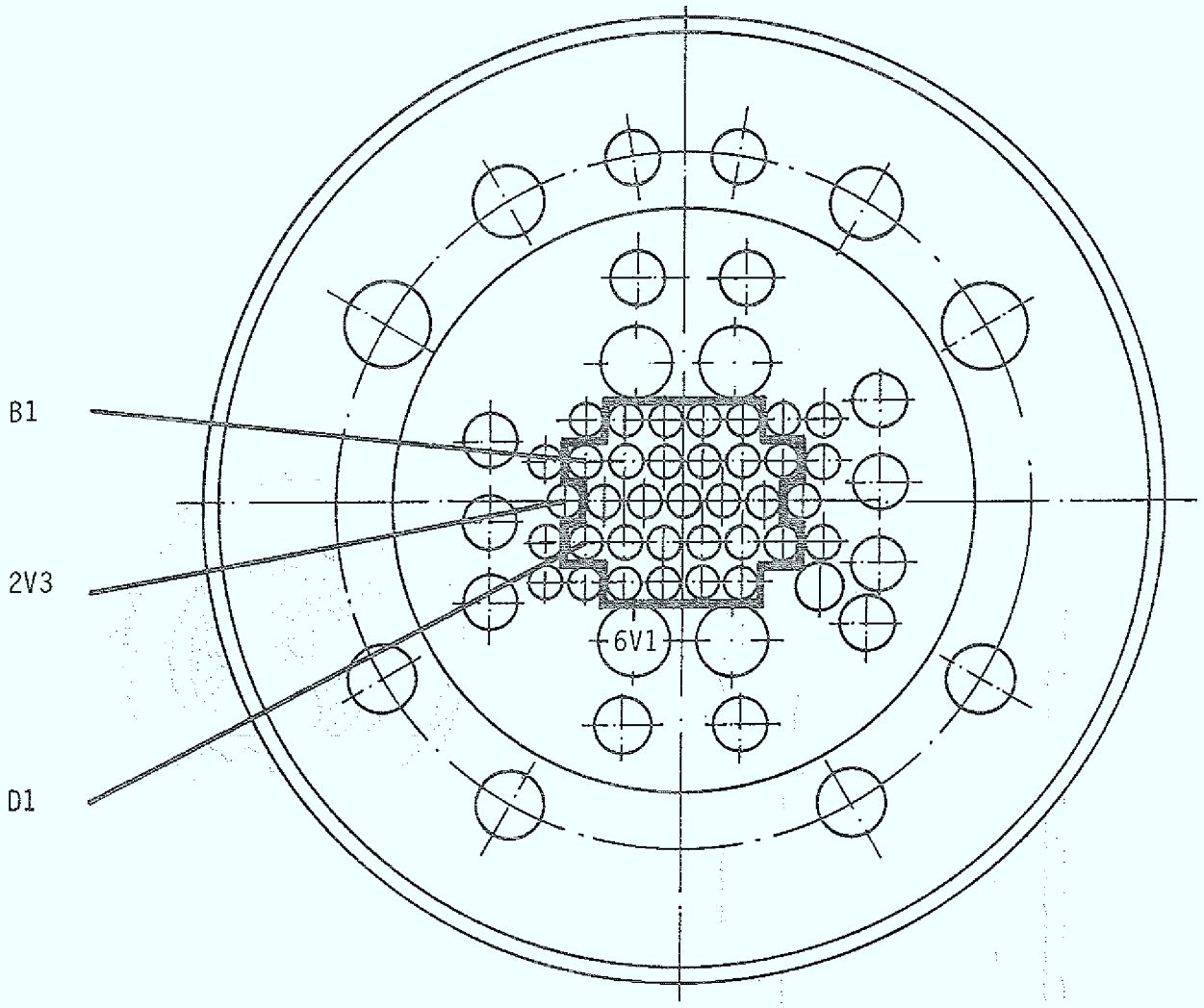


Bild 2: Anordnung der Brennelemente und der vertikalen Experimentierrohre im Reaktor FRJ-2 (DIDO) unter Hervorhebung problemrelevanter Reaktorkanäle

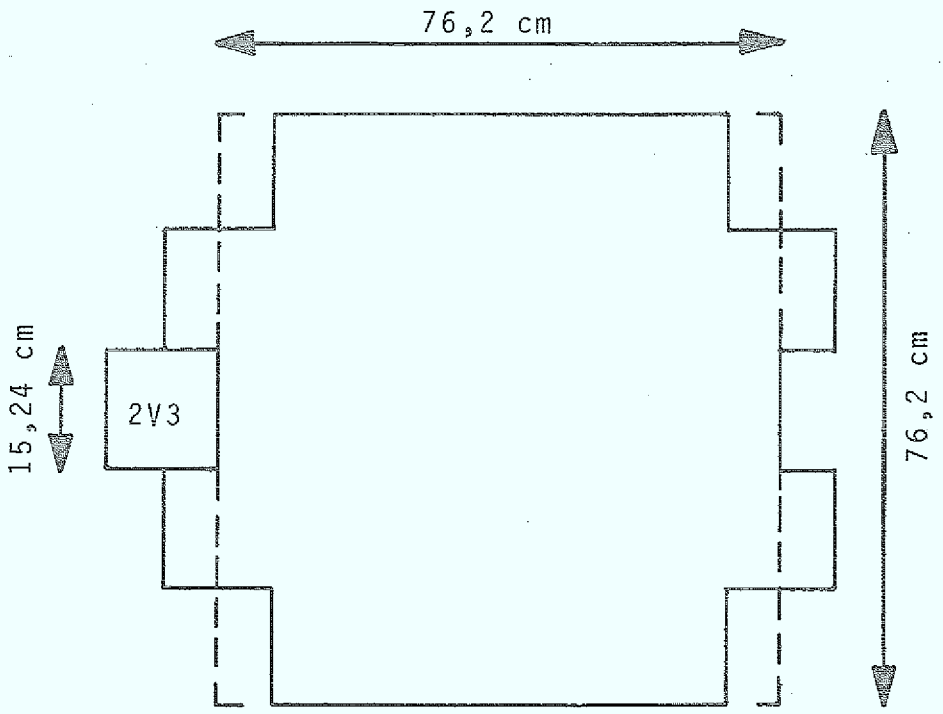


Bild 3: Schematisiertes DIDO-Core mit rektangularisierter 2V3-Schartenposition

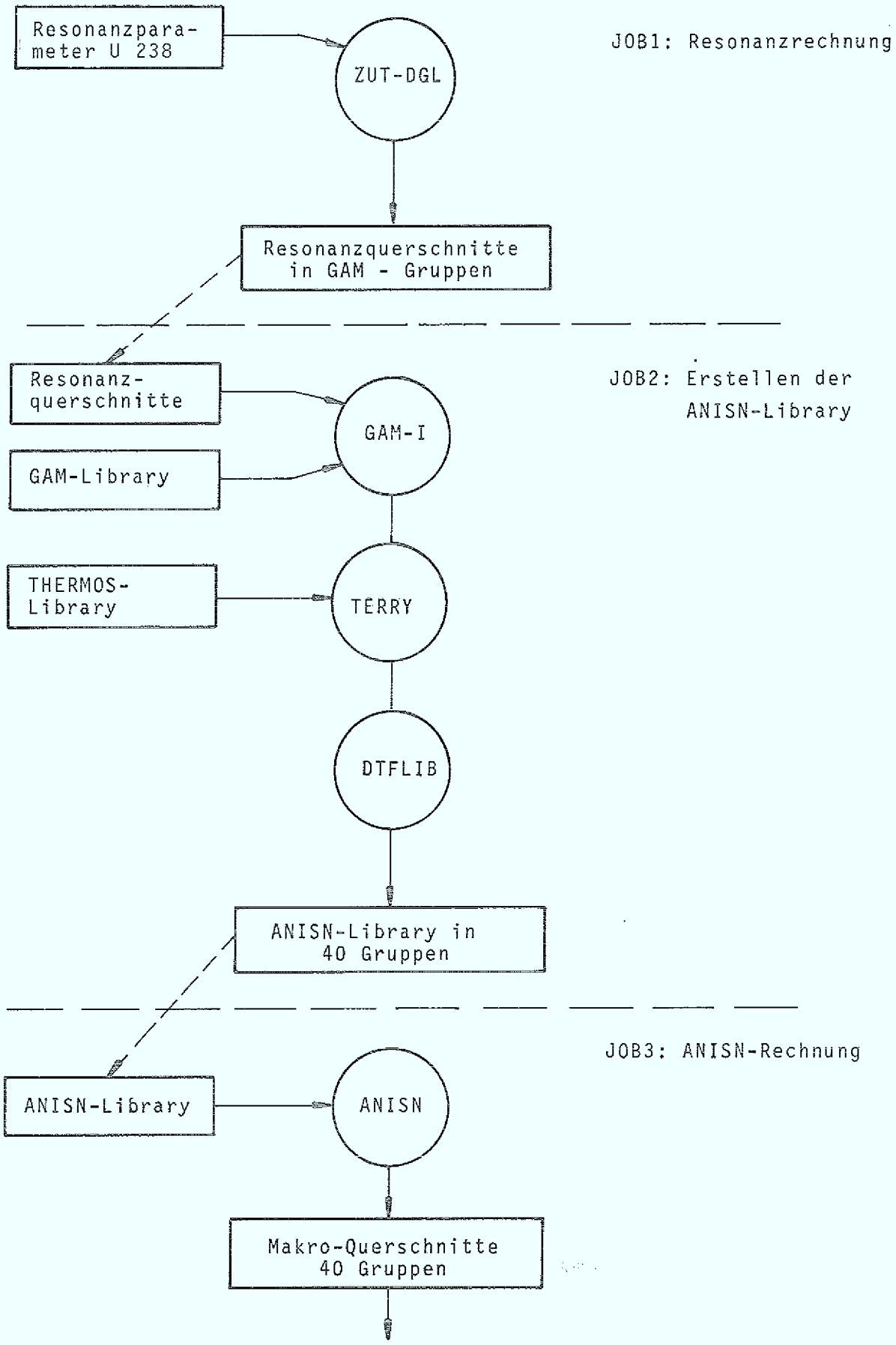


Bild 4: Blockdiagramm des Programmzyklus GAMTERANEX

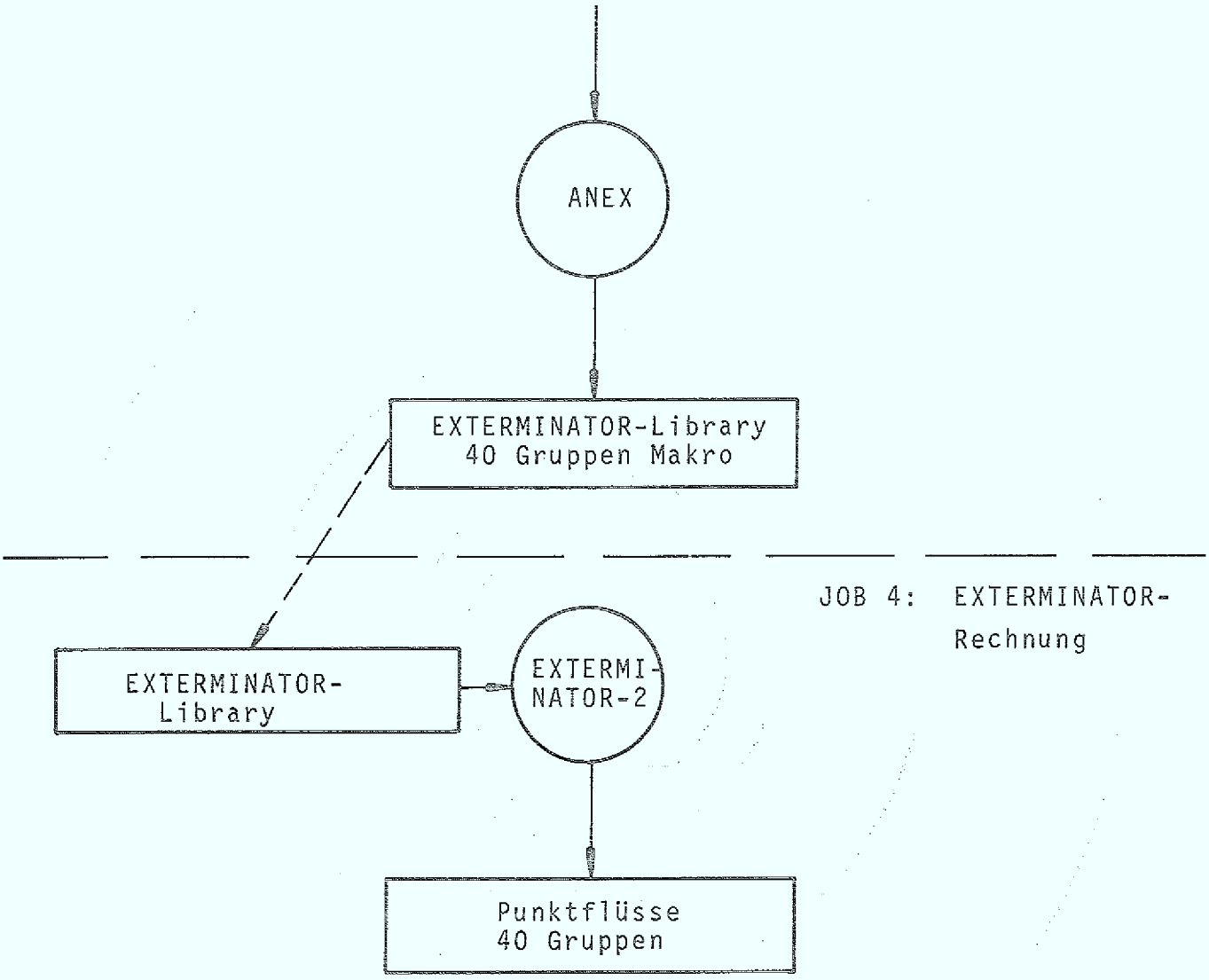


Bild 4: Blockdiagramm des Programmzyklus GAMTERANEX
(Fortsetzung)

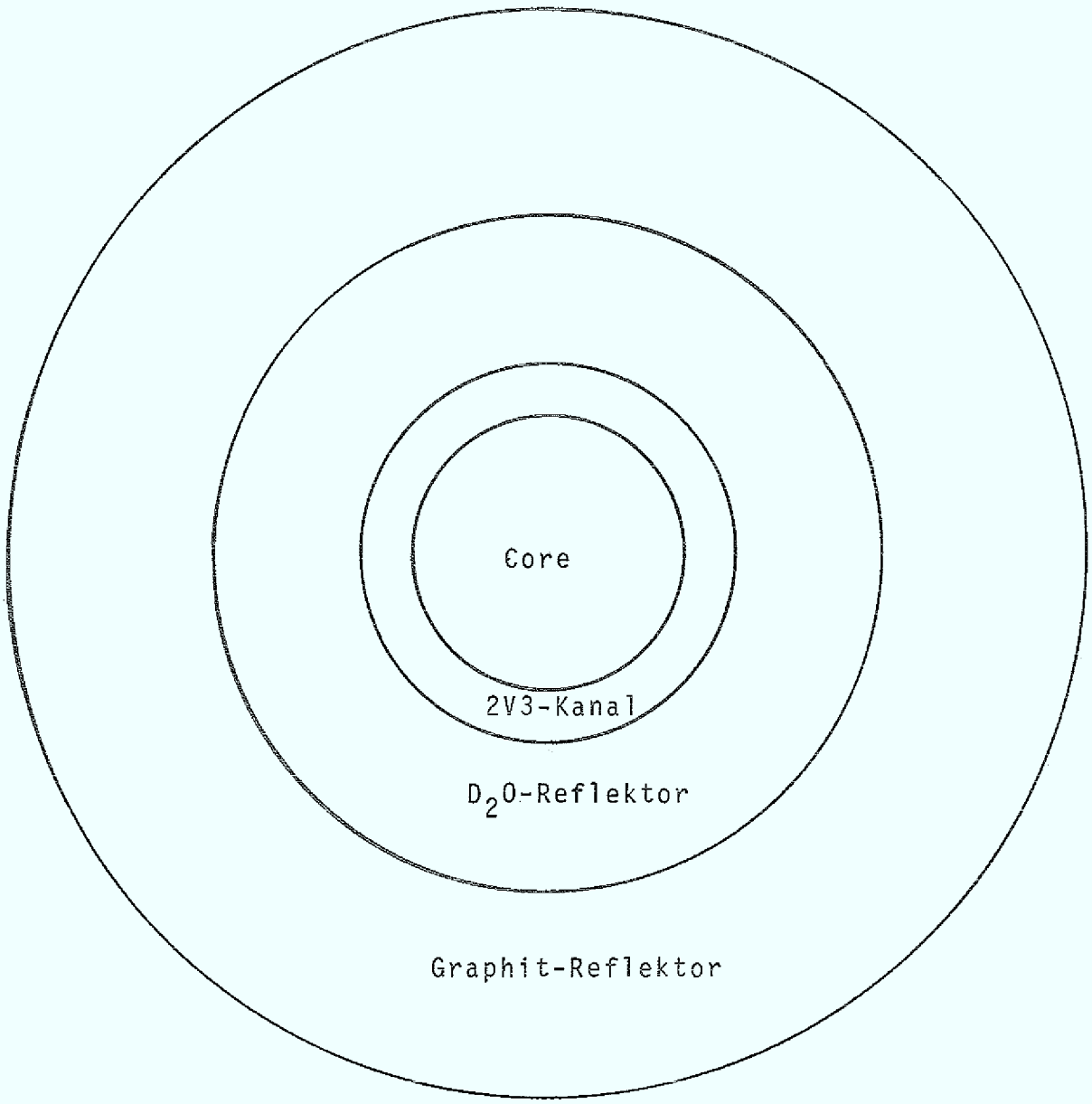


Bild 5: ANISN-Modell

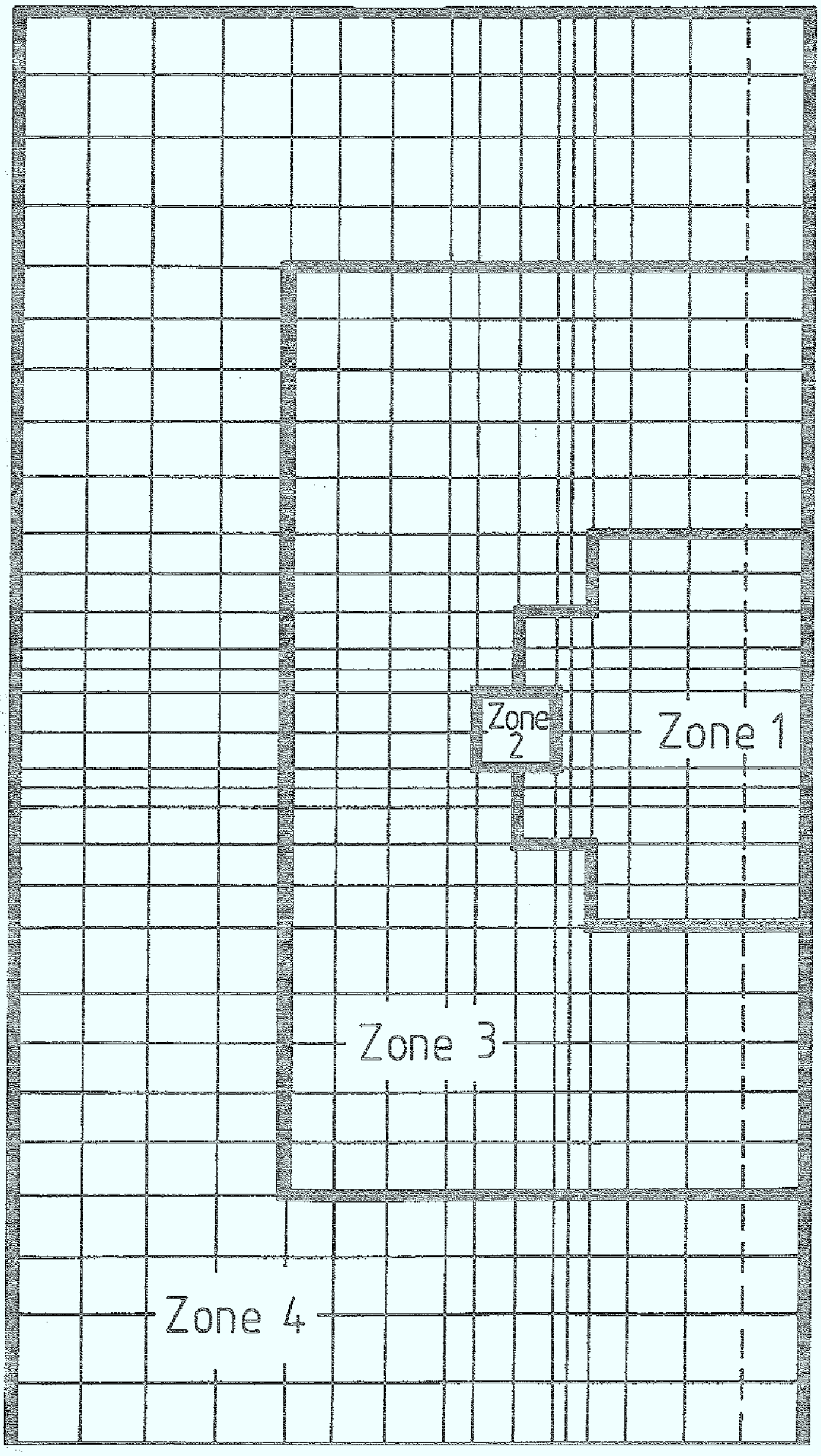


Bild 6: EXTERMINATOR-Modell für den halben Reaktor ohne Maschenstruktur in EXTERMINATOR-Zone 2

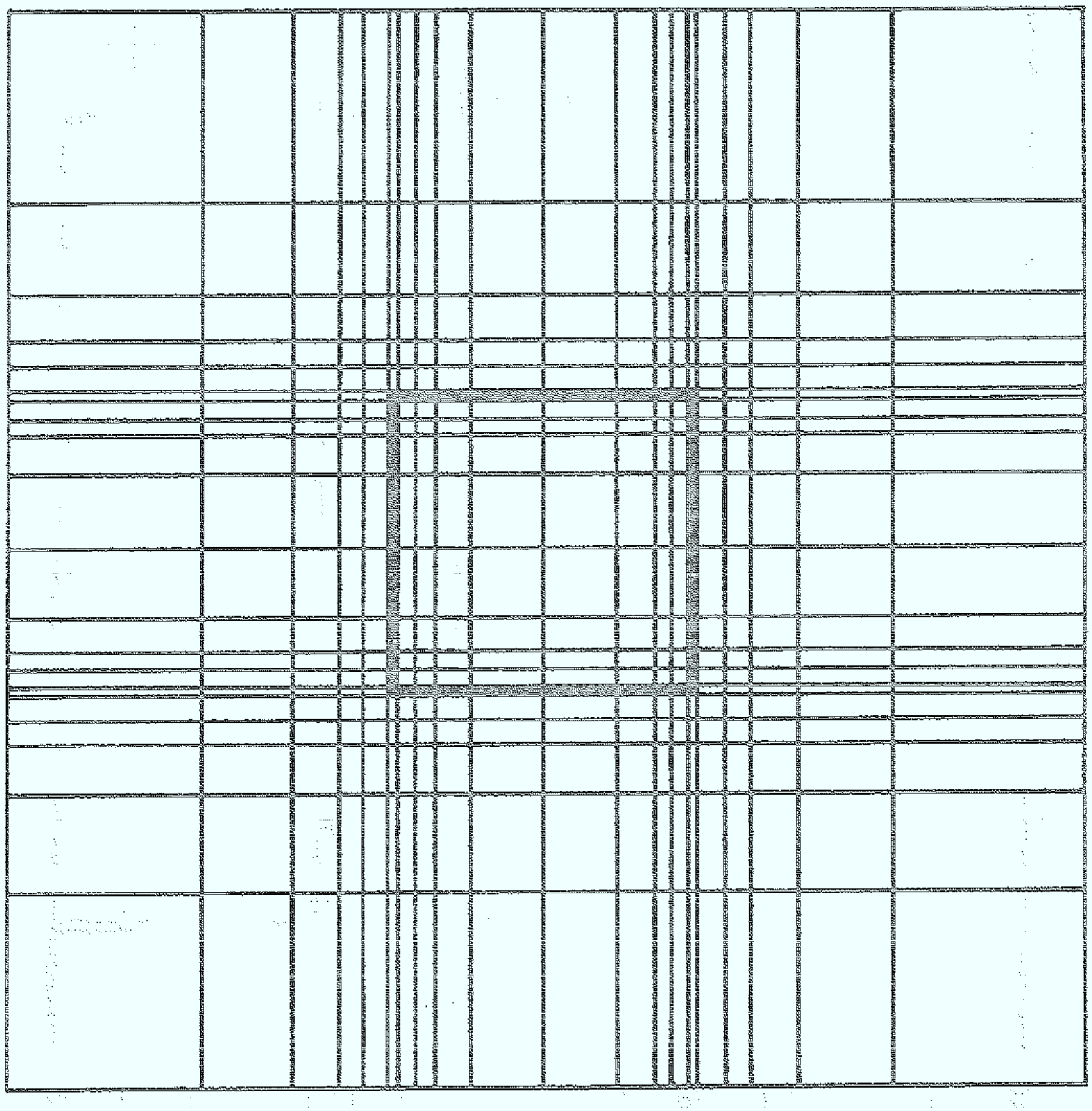


Bild 7: EXTERMINATOR-Modell der 2V3-Experimentposition mit TRIDEX-Einermodul entsprechend EXTERMINATOR-Zone 2

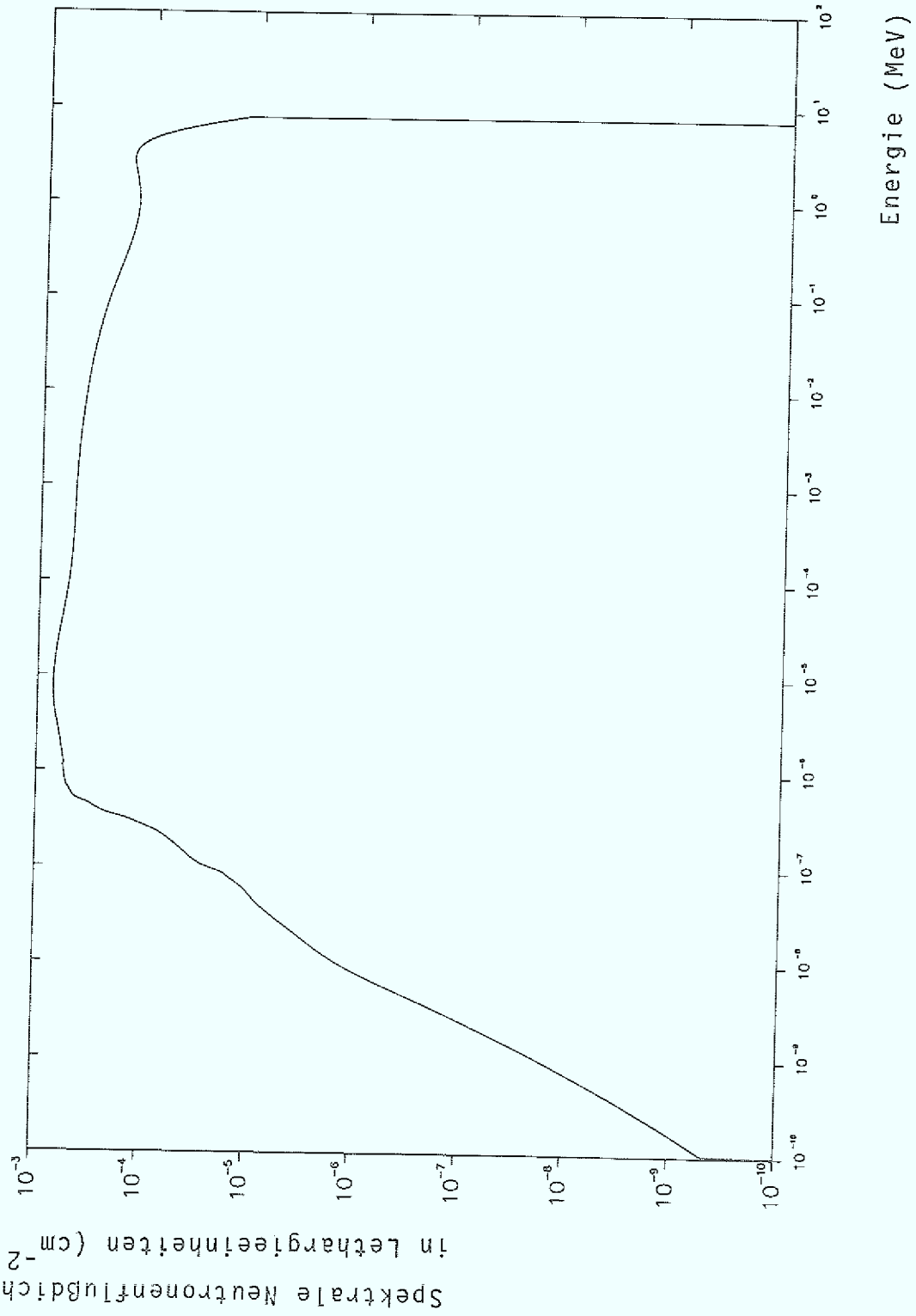


Bild 8: Neutronenspektrum aus EXTERMINATOR im Zentrum des TRIDEX-Einermoduls in der 2V3-Schartenposition

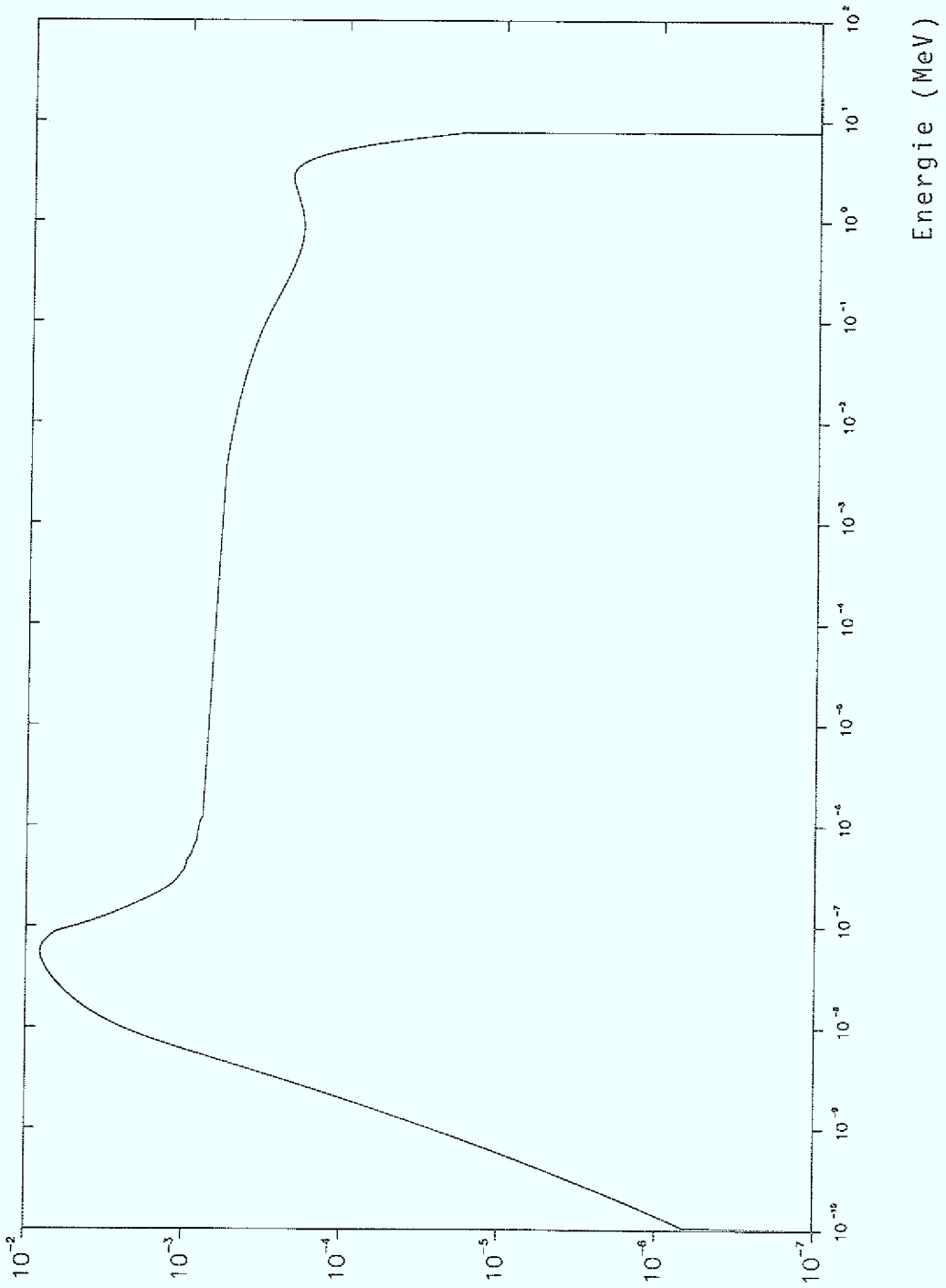


Bild 9: Neutronenspektrum aus EXTERMINATOR im Zentrum der Leerkanalanordnung in der 2V3-Schartenposition

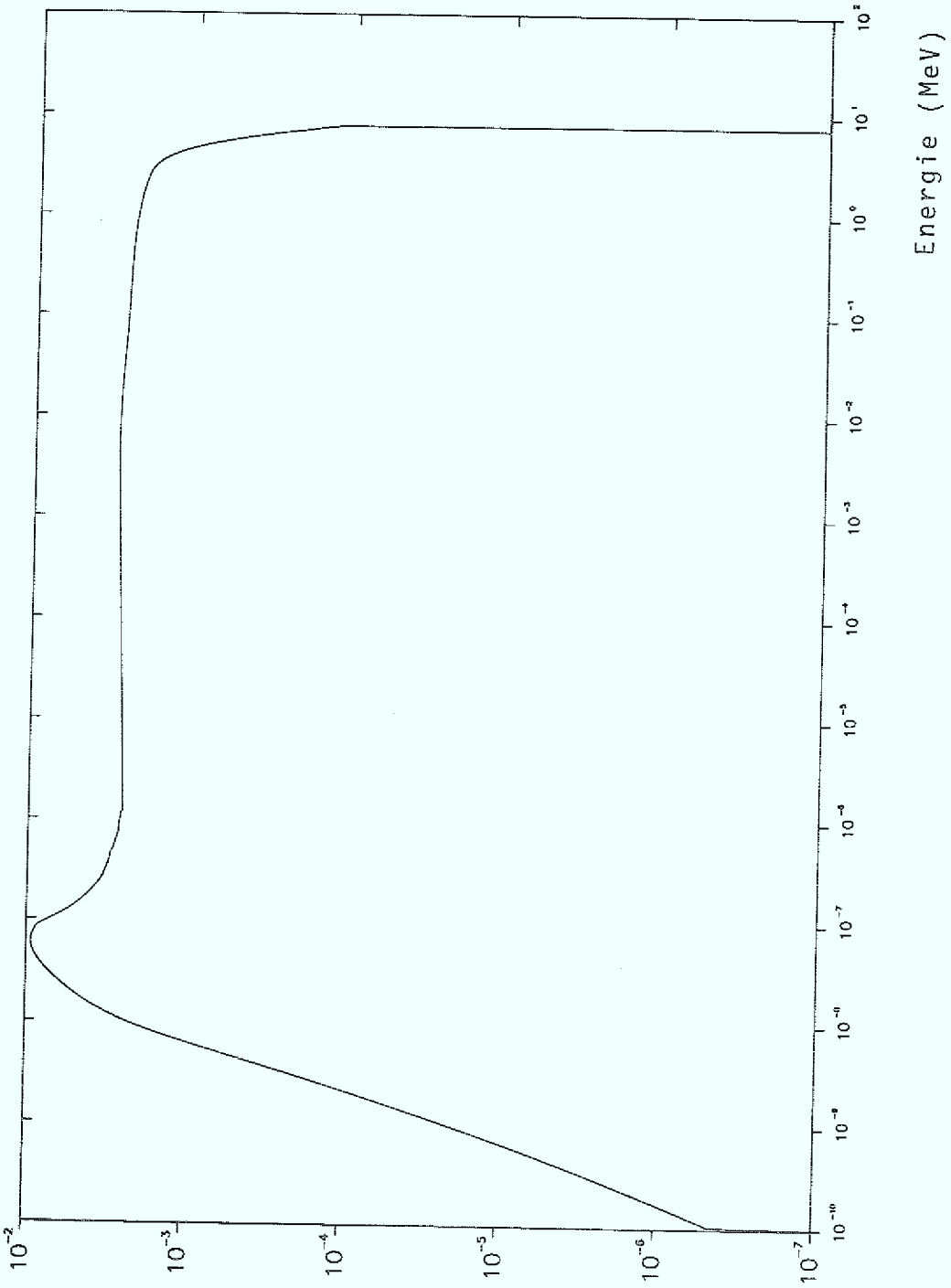


Bild 10: Neutronenspektrum aus EXTERMINATOR im Zentrum der Core-Zone