



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH

GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG

Institut für Reaktorentwicklung

**Ein Verfahren zur Bestimmung der
ortsabhängigen Tritiumproduktionsrate
in einem Fusionsreaktor-Modellblanket mit
Hilfe von Festkörper-Spurdetektoren**

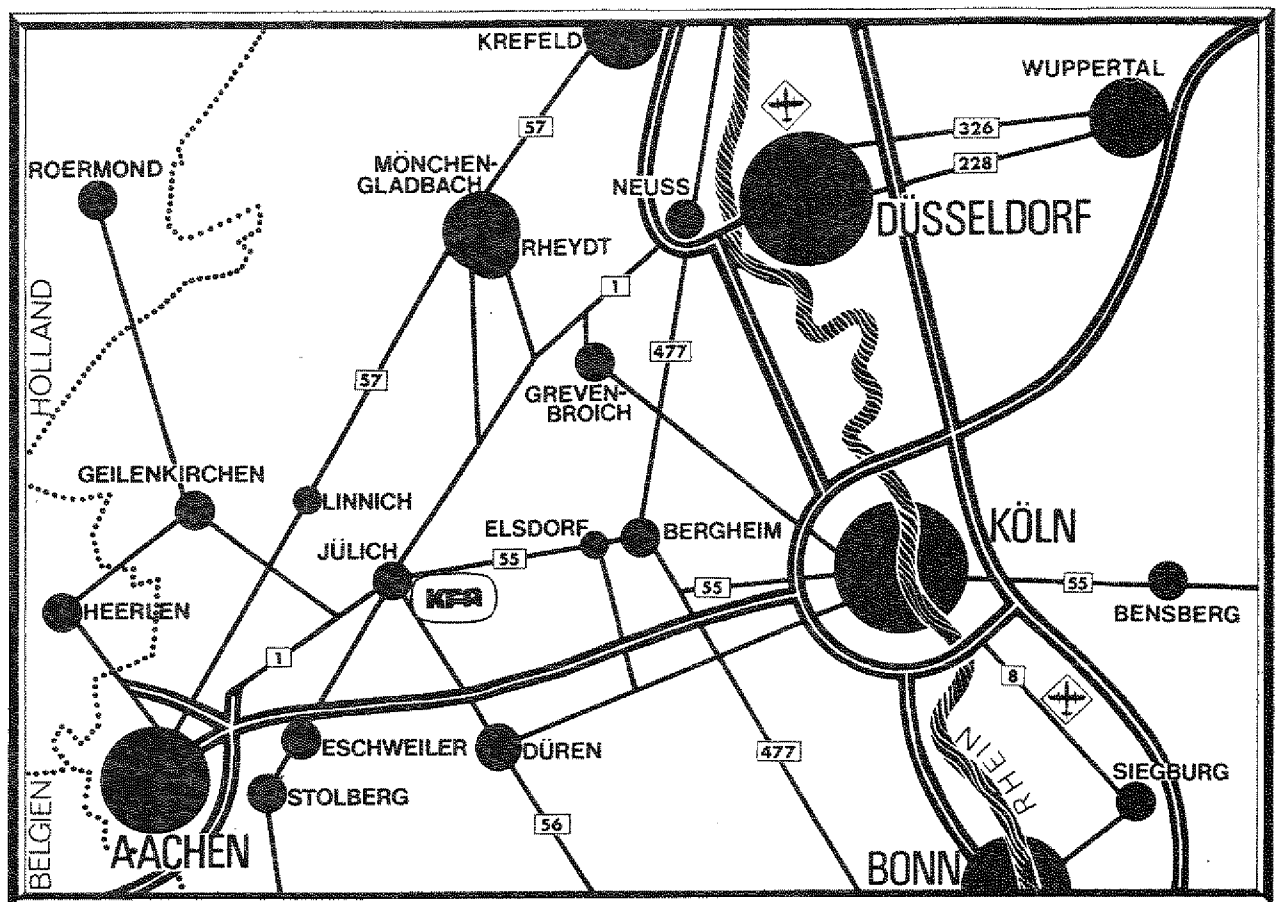
von

H. Geiser, P. Cloth, D. Filges, R. Herzing und N. Kirch

Jül - 1127 - RG

Oktober 1974

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1127

Institut für Reaktorentwicklung Jülich - 1127 - RG

Dok.: Tritium Production Rate - Determination
 Fusion Reactor Blanket Model - Tritium Production Rate
 Solid-State-Trace Detector - Use

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

Ein Verfahren zur Bestimmung der ortsabhängigen Tritiumproduktionsrate in einem Fusionsreaktor-Modellblanket mit Hilfe von Festkörper-Spurdetektoren

von

H. Geiser, P. Cloth, D. Filges, R. Herzing und N. Kirch

A METHOD FOR THE DETERMINATION OF
THE SPACE-DEPENDENT TRITIUM PRODUCTION RATE
IN A FUSION REACTOR BLANKET MODEL WITH THE AID OF
SOLID-STATE-TRACK DETECTORS

by

H. Geiser, P. Cloth, D. Filges, R. Herzing, N. Kirch

ABSTRACT

An experimental method for measuring the relative, space-dependent tritium production in a blanket model of lithium metal was developed. This method is based upon the registering of tracks of ionizing particles in solids. The special problems connected therewith are discussed.

Measurements of the tritium "breeding-rate" distribution were performed and compared with results of transport- and Monte-Carlo-calculations. Near the neutron source, considerable deviations result. Independent measurements of the fast neutron flux distribution show deviations with the same tendency. So it must be supposed that the calculations are not correct.

EIN VERFAHREN ZUR BESTIMMUNG DER ORTSABHÄNGIGEN
TRITIUMPRODUKTIONSRATE IN EINEM
FUSIONSREAKTOR-MODELLBLANKET MIT HILFE VON
FESTKÖRPER-SPURDETEKTOREN

von

H. Geiser, P. Cloth, D. Filges, R. Herzing, N. Kirch

KURZFASSUNG

Ein Meßverfahren zur Bestimmung der relativen, ortsabhängigen Tritiumproduktion in einem Modellblanket aus Lithiummetall wurde entwickelt. Dieser Methode liegt die Registrierung von Spuren ionisierender Teilchen in Festkörpern zugrunde. Die damit zusammenhängenden speziellen Probleme werden diskutiert.

Messungen der Tritiumbrutratenverteilung wurden durchgeführt und mit Ergebnissen aus Transport- und Monte-Carlo-Berechnungen verglichen. In der Nähe der Neutronenquelle ergaben sich erhebliche Abweichungen. Unabhängige Messungen der schnellen Neutronenflußverteilung zeigen Abweichungen mit gleicher Tendenz, so daß angenommen werden muß, daß die Berechnungen inkorrekt sind.

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

1. <u>Einleitung</u>	1
2. <u>Der Festkörperspurdetektor</u>	3
2.1 Spurbildung ionisierender Teilchen in Festkörpern	3
2.2 Allgemeine Nachweisbedingungen	5
2.3 Anwendung von Festkörperspurmethode	9
3. <u>Registrierverhalten von Detektormaterialien</u>	10
3.1 Registrierung von Spaltfragmenten	10
3.1.1 Quantitative Bestimmung des Neutronenflusses	
3.1.2 Richtungsabhängigkeit	
3.2 Registrierung von α -Teilchen	16
3.2.1 Untersuchung verschiedener Detektormaterialien	
3.2.2 Energieabhängigkeit	
3.2.3 Rückstoßspuren und (n, α) -Reaktionen	
3.3 Nachweis von Tritonen	29
4. <u>Das Blanketexperiment</u>	31
4.1 Thermonukleare Reaktionen	31
4.2 Das Blanket	33
4.3 Aufbau der Versuchsanordnung	35
5. <u>Messungen am Modellblanket</u>	37
5.1 Neutronenflußmessung	37
5.2 Bruteratenmessung	42
5.2.1 Aufbau der α -Detektoren	
5.2.2 Herstellung der Lithiumschicht	
5.2.3 Messung und Auswertung	
5.3 Vergleich von gemessenen und berechneten Werten	51
5.4 Fehlerdiskussion	52
6. <u>Zusammenfassung</u>	55
Verzeichnis der Abbildungen	
Literaturverzeichnis	

1. EINLEITUNG

Eine der möglichen langfristigen Lösungen des weltweiten Energieproblems scheint der Fusionsreaktor zu sein. Wegen der relativ niedrigen Fusionstemperatur erscheint z.Zt. ein Reaktortyp, der auf Deuterium-Tritium-Fusion basiert, am leichtesten zu verwirklichen.

Deuterium ist in genügendem Maße in den Ozeanen enthalten, dagegen kommt Tritium in der Natur kaum vor. Es ist daher notwendig, Tritium künstlich herzustellen. Zu diesem Zweck wird die Fusionszone eines zukünftigen Reaktors mit Brutstoff (Lithium) umgeben, aus dem über (n,t) -Reaktionen Tritium gewonnen werden kann.

Eine solche Umhüllung mit Brutmaterial nennt man Blanket. Bei der Verschmelzung von Deuterium und Tritium in der Fusionszone eines Reaktors entstehen α -Teilchen und Neutronen.

Im Blanket werden über Kernreaktionen der Neutronen mit Lithium, α -Teilchen und Tritonen gebildet.

Eines der Schlüsselprobleme für den Bau eines zukünftigen Fusionsreaktors ist ausreichende Erzeugung von Tritium im Blanket.

Es ist notwendig, mehr Tritium zu erzeugen, als bei der Fusion verbraucht wird. Um diese speziellen Tritiumbrutprobleme zu untersuchen, hat man am Institut für Reaktorentwicklung der KFA Jülich ein Lithiummetall-Modellblanket aufgebaut. Die Fusionszone, die ja realiter eine starke Neutronenquelle darstellt, wird hier mit Hilfe eines Neutronengenerators simuliert.

Durch Messungen der ortsabhängigen Tritiumbrutraten, der Neutronenflußverteilungen und Neutronenspektren an diesem Modellblanket werden theoretische Modelle und Wirkungsquerschnitte getestet, um die heutigen Systemstudien hinsichtlich der Blanketneutronik abzusichern.

Ziel dieser Arbeit ist es, eine spezielle Meßtechnik anzuwenden und weiter zu entwickeln, um die α -Teilchen, die bei der Tritiumerzeugung im Lithium ebenfalls entstehen, zu registrieren. Tritonen selbst sind schwer nachweisbar, dagegen lassen sich

α -Teilchen mit Hilfe von sog. Festkörperdetektoren gut nachweisen. Wenn es gelingt alle oder einen definierten Bruchteil der im Lithium erzeugten α -Teilchen nachzuweisen, hat man ein Maß für die Tritiumproduktion gefunden. Ionisierende Teilchen rufen in einigen Festkörpern wie z.B. in Kristallen, Gläsern oder Kunststoffen Spuren strahlungsgeschädigten Materials hervor. Die latenten Spuren lassen sich unter einem Mikroskop beobachten. Die Anzahl der Spuren pro Fläche im Detektormaterial ist ein Maß für die Anzahl der registrierten Teilchen. Man nennt einen Detektor, der nach diesem Prinzip ionisierende Teilchen nachweist, Festkörperspurdetektor.

Mit Hilfe von Festkörperspurtechniken sollen α -Teilchen in Lithium nachgewiesen und damit Aussagen über relative ortsabhängige Tritiumproduktionsraten im Modellblanket gemacht werden.

2. DER FESTKÖRPERSPURDETEKTOR

Seit einigen Jahren ist bekannt, daß schwere geladene Teilchen Spuren von strahlengeschädigtem Material in einigen Festkörpern wie in Kristallen, Gläsern oder Kunststoffen hinterlassen. Diese Tatsache nutzt man aus, um mit Hilfe sog. Festkörperspurdetektoren (solid state track detectors) geladene Teilchen nachzuweisen. Ein Festkörperspurdetektor ist also nichts anderes als ein Stückchen (ca. 1 cm^2) Detektormaterial in dem man mit Hilfe eines Mikroskopes Teilchenspuren registriert. Die Anzahl der Spuren pro Flächeneinheit ist ein Maß für die Anzahl der registrierten Teilchen.

2.1 Spurbildung ionisierender Teilchen in Festkörpern

Der Mechanismus der Spurbildung in Festkörpern ist z.Zt. noch sehr wenig bekannt. Eine genaue Analyse der Zusammenhänge bei der Wechselwirkung ionisierender Strahlung speziell mit organischen Makromolekülen ist außerordentlich schwierig. Man verzichtet deshalb auf eine detaillierte Beschreibung mikroskopischer Vorgänge und begnügt sich mit einer phänomenologischen Beschreibung der Strahlenwirkung mit Hilfe mehrerer Modelle. Am besten gesichert erscheint z.Zt. eine modifizierte Art des "ion-explosion-spike"-Modells; welches von Fleischer et al. /1/ entwickelt wurde. Danach werden beim Durchgang eines geladenen Teilchens in einem kristallinen Festkörper Elektronen von den Atomen abgelöst, die als sog. δ -Strahlen tiefer ins Material eindringen. Die zurückbleibenden positiven Ionen werden durch Coulomb'sche Abstoßungskräfte von ihren regulären Gitterplätzen losgerissen, so daß entlang der Teilchenbahn eine große Zahl von Leerstellen und Zwischengitterplätzen entsteht. In Abb. 2-1 ist dieser Prozeß schematisch dargestellt.

Voraussetzung für die Bildung einer Teilchenspur ist die schnelle Zerstreuung der beim Ionisationsvorgang gebildeten Elektronen, so daß Rekombinationen mit den positiven Ionen nur eine untergeordnete Rolle spielen. Als Detektormaterial kommen somit nur

Isolatoren in Frage, da in Materialien mit hoher Leitungselektronendichte (Metalle) oder hoher Defektelektronenbeweglichkeit (Halbleiter) sofort Rekombinationen möglich sind.

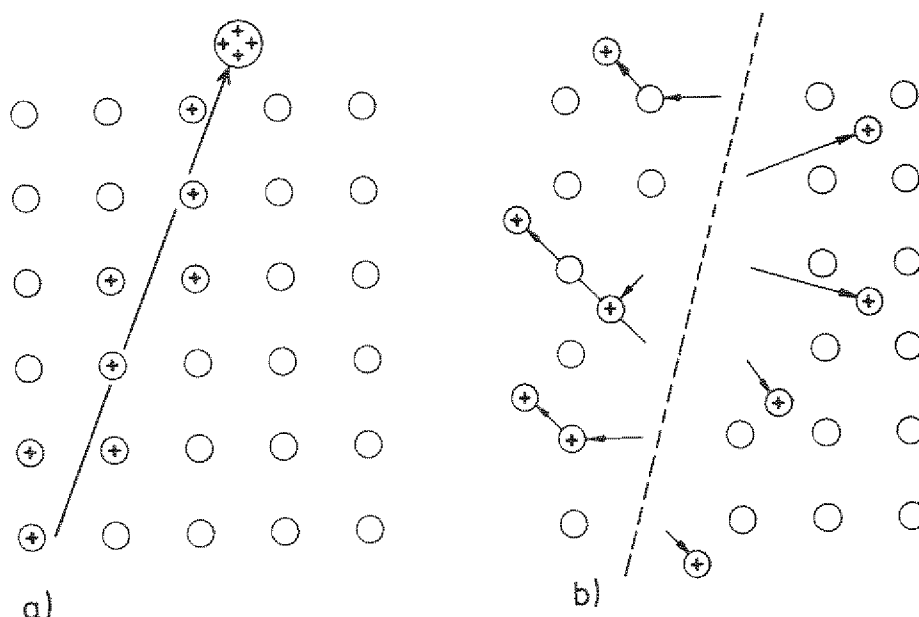


Abb. 2-1: Spurbildung in einem kristallinen Festkörper nach /1/
a) Ionisierung beim Durchgang des geladenen Teilchens
b) Coulomb'sche Abstoßung der positiven Ionen

Silikatgläser und Kunststoffe auf Cellulose- und Polycarbonatbasis finden als Detektoren häufige Verwendung. Allgemein gilt, daß in Materialien mit einem spezifischen Widerstand von mindestens $2000 \, \Omega \, \text{cm}$ latente Spuren stabil bleiben und mit Hilfe von Elektronenmikroskopen direkt beobachtet werden können. Bei den Ionisierungsprozessen in organischen Kunststoffen werden Bindungsbrücken zwischen den Makromolekülen aufgebrochen und sog. freie Radikale gebildet. Auf diese Weise entstehen chemisch gesehen besonders reaktive Zonen. Diese Bildung freier Radikale wird ausgenutzt, um mit Hilfe eines geeigneten Ätzmittels die latenten Spuren zu vergrößern und lichtmikroskopisch sichtbar zu machen, denn das Ätzmittel greift die strahlengeschädigten Gebiete entlang der Teilchenspur stärker an, als die nicht geschädigte Umgebung.

2.2 Allgemeine Nachweisbedingungen

Verantwortlich für die Erzeugung von sichtbaren Spuren, ist der mittlere differentielle Energieverlust $\frac{dE}{dx}$, den die Teilchen im Detektormaterial erleiden. Eine allgemeine Beschreibung /2/ für den Energieverlust schwerer geladener Teilchen ist mit Hilfe der Bethe-Möller Formel möglich:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N \cdot Z \cdot z^2 e^4}{m \cdot v^2} \left[\frac{\log 2m v^2}{y} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right]$$

N = Anzahl der Atome/cm³

Z = Ordnungszahl des Materials

z = Ladung des Teilchens

e = elektrische Elementarladung

m = Ruhmasse des Elektrons

v = Teilchengeschwindigkeit

y = mittleres Anregungspotential (linear mit der Kernladungszahl)

β = v/c = Teilchengeschwindigkeit zu Lichtgeschwindigkeit

Man erkennt, daß $\frac{dE}{dx}$ umso kleiner wird, je größer die Teilchenenergie wird und umso größer wird, je größer die Ladung des Teilchens ist. Proportional zu $\frac{dE}{dx}$ ist die spezifische Ionisation $\frac{dJ}{dx}$, das ist die Anzahl der pro Wegeinheit gebildeten Ionen. Da angenommen wird, daß ähnlich wie bei Ionisierung in Luft, die Energie zur Bildung eines Ionenpaares in einem Festkörper ein konstanter Betrag ist, ist die pro Volumeneinheit aufgenommene Energie ein Maß für die örtliche Schädigung. Dadurch kann das ausgesprochene Schwellwertverhalten, wie es bei Festkörperspurdetektoren auftritt erklärt werden.

Diese Ergebnisse, die bereits 1930 von Rutherford und Chadwick für die spez. Ionisation von α -Teilchen in Luft gefunden wurden (Abb. 2-2) lassen sich in modifizierter Art auf Festkörper übertragen. In Abb. 2-3 ist $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{REL}$ als Funktion der Teilchenenergie aufgetragen.

Dabei ist $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{REL}$ nur der Anteil, der tatsächlich vom Fest-

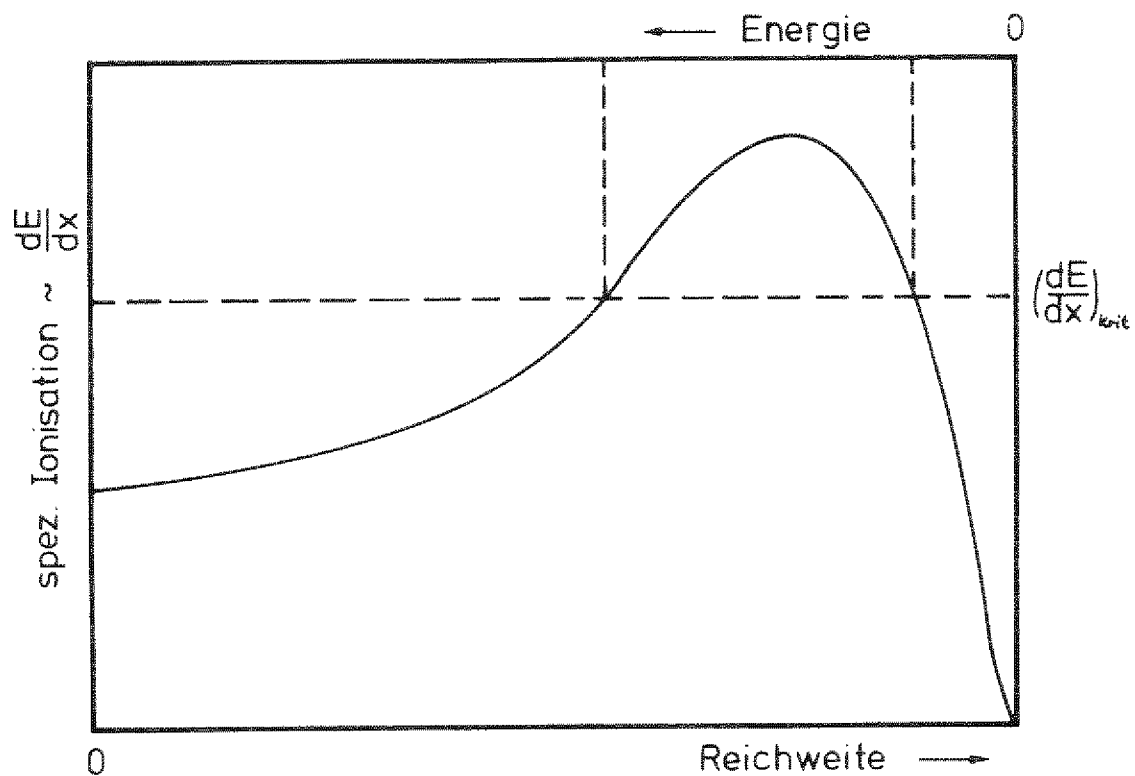


Abb. 2-2: Spezifische Ionisation von α -Strahlen in Luft als Funktion des Weges bzw. der Energie

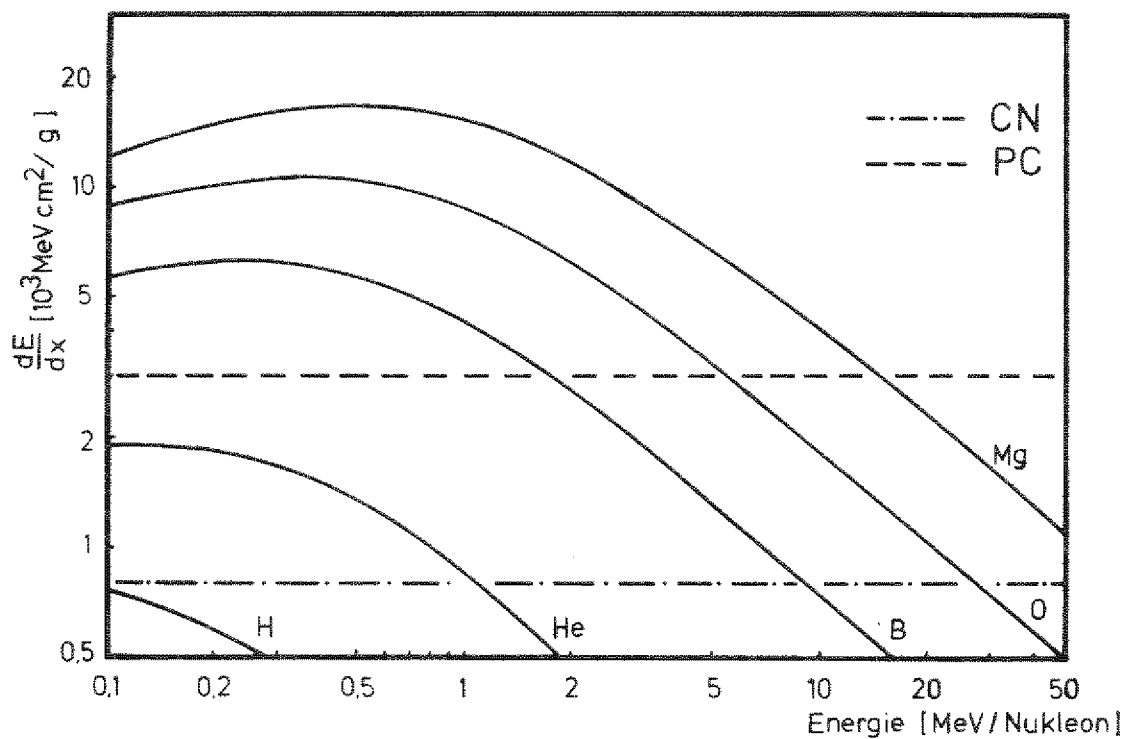


Abb. 2-3: Energieverlust (berechnet) geladener Teilchen als Funktion der Energie pro Nukleon

körper aufgenommen wird (restricted energy loss). Der Anteil, der durch die abgestreiften Elektronen großer Reichweite (einige mm) transportiert wird, wurde subtrahiert. Oberhalb eines vom Detektormaterial abhängigen kritischen Energieverlustes, können alle Teilchen sichtbar gemacht werden. In Abb. 2-3 sind die Nachweisschwellen für zwei in dieser Arbeit verwendete Detektormaterialien eingetragen. Der Nachweis ionisierender Teilchen in Festkörpern ist also energieabhängig. Wenn man bestimmte Teilchen nicht registrieren will, muß man ein Detektormaterial finden, daß aufgrund seiner Nachweisschwelle diese Teilchen ausschließt.

Daneben ist bei der Registrierung von Teilchen auch auf das spezielle Ätzverhalten der Detektormaterialien zu achten.

Die Entwicklung der Teilchenspuren in einem Ätzbad hängt in komplizierter Weise von vielen Parametern ab. Neben der Auswahl des Ätzmittels für die einzelnen Detektormaterialien sind Ätzdauer, Konzentration und Temperatur des Ätzmittels wichtige Größen. Oft werden auch spezielle Ätzverfahren wie Ätzen im Ultraschallbad oder Ätzen unter Einwirkung von Ozon angewandt. Die Ätzbedingungen müssen für verschiedene Detektormaterialien und verschiedene Teilchen experimentell ermittelt werden. Vom Ätzmittel werden nicht nur die strahlengeschädigten Stellen, sondern auch die gesamte Oberfläche des Festkörpers angegriffen. Teilchenspuren werden nur dann sichtbar, wenn der Winkel Θ , zwischen Oberfläche und Spur kleiner als ein durch die Beziehung

$$\Theta_c = \arccos (V_B/V_T)$$

festgelegter kritischer Einfallswinkel ist. Dabei ist V_B (bulk etching rate) die Ätzgeschwindigkeit senkrecht zur Detektoroberfläche und V_T (track etching rate) die Ätzgeschwindigkeit in Richtung der Spur.

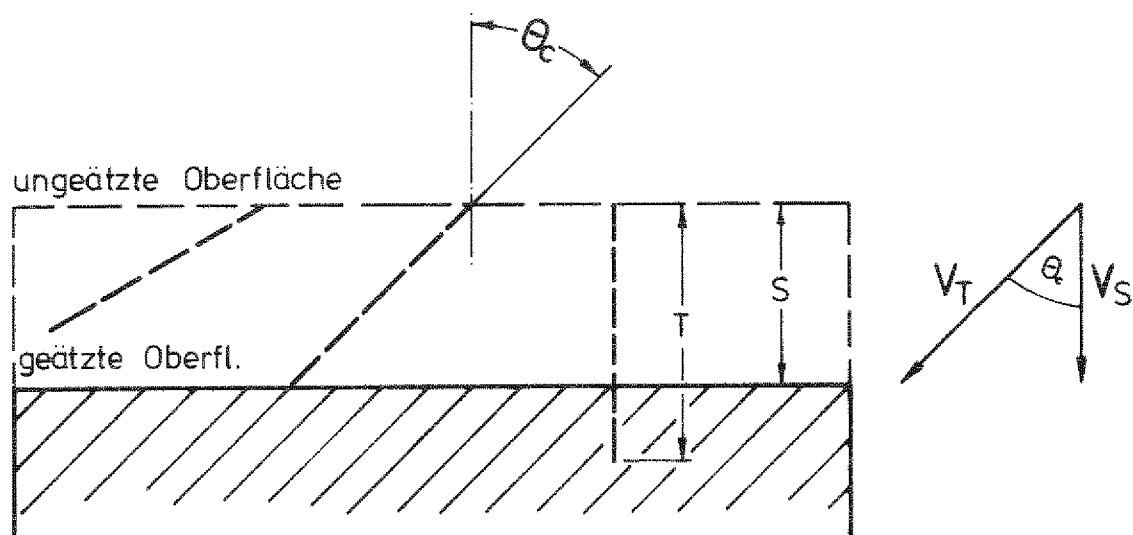


Abb. 2-4: Skizze zur Definition des krit. Winkels Θ_c

T = Spurlänge

S = abgeätzte Oberfläche, $S = V_T \cos \Theta_c$

Θ_c = krit. Einfallswinkel

Der krit. Einfallswinkel ist für jedes Material eine Konstante, die aber von den speziellen Ätzbedingungen abhängt. Für die in dieser Arbeit verwendeten Materialien ist der krit. Winkel bekannt /3/ und beträgt ca. 86° .

Obwohl der zur Registrierung notwendige Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ bei vielen Teilchen, z.B. Spaltfragmenten, immer erreicht wird, kann die Nachweiswahrscheinlichkeit kleiner als 1 sein. Aus Abb. 2-4 erkennt man, daß die Registrierung auch vom Raumwinkel Ω abhängt, unter dem die Spuren beobachtet werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ ergibt sich aus:

$$\epsilon = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\Theta_c} \sin \Theta d\phi d\Theta$$

$$\epsilon = \frac{1}{2} (1 - \cos \Theta_c)$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ gibt an, daß im Mittel nur die Hälfte aller außerhalb des Detektors erzeugten Teilchen registriert wird. Bei Prozessen in denen mehrere ionisierende Teilchen gleichzeitig erzeugt werden, ist ϵ noch mit der Anzahl der pro Prozeß freiwerdenden Teilchen zu multiplizieren.

2.3 Anwendung von Festkörperspurmethoden

Da Festkörperspurdetektoren absolut unempfindlich für Teilchen sind, deren Energieverlust unterhalb des für das Material krit. Wertes liegt, werden sie vor allem bei kernphysikalischen Messungen eingesetzt, wo störender Untergrund z.B. durch γ - und β -Strahlung den Einsatz anderer Meßmethoden unmöglich macht. Insbesondere verwendet man Festkörperspurverfahren bei der Registrierung von Spaltfragmenten aus (n,f)-Reaktionen, zur Altersbestimmung von Materialien, zur Neutronendosimetrie, zur Untersuchung kosmischer Strahlung und zur Registrierung von α -Teilchen.

Material	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{REL}$ in MeV/mg/cm ²	Leichtestes nachweisb. Teilchen
Cellulosenitrat	2	H
Celluloseacetobutyrat	2	He
Polycarbonat	4	He
Polyester	4	O
Glimmer	13	Si
Mikroskopierglas	15	S
Zirkon	19	Ca

In der Tabelle sind die Nachweisschwellen einiger gebräuchlicher Detektormaterialien angegeben. Die Verwendung mehrerer Detektoren mit unterschiedlichen $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{REL}$ -Werten eröffnet die Möglichkeit Energiespektrometrie zu betreiben. Daneben können auch aus Durchmesseranalysen der Ätzspuren Aussagen über Energie- und Winkelverteilung von Teilchen gewonnen werden.

3. REGISTRIERVERHALTEN VON DETEKTORMATERIALIEN

Es sollte eine Reihe von Messungen mit Hilfe der Festkörper-spurregistrierung am Modell-Blanket durchgeführt werden. Ein spezieller Detektor sollte entwickelt werden, der α -Spuren aus $\text{Li (n,}\alpha\text{)t}$ -Prozessen registrieren kann, und damit Aussagen über die relative Tritiumproduktion im Blanket liefert.

Dazu war es notwendig, das Registrierverhalten verschiedener Detektormaterialien zu untersuchen. Speziell mußten Konkurrenzreaktionen, die im Detektormaterial selbst stattfinden und auch α -Spuren erzeugen, näher betrachtet werden.

3.1 Registrierung von Spaltfragmenten

Der Detektor besteht aus einer Kombination einer Folie aus spaltbarem Material und einer Polycarbonatfolie (Abb. 3-1). In der Spaltfolie werden durch Neutronen Spaltungen hervorgerufen. Die dabei entstehenden Spaltfragmente können im Detektormaterial registriert werden. Die Anzahl der Spuren auf der geätzten Detektoroberfläche ist ein Maß für den Neutronenfluß am Ort des Detektors.

3.1.1 Quantitative Bestimmung des Neutronenflusses

Um eine Beziehung zwischen Spurdichte und Neutronenfluß herzustellen betrachtet man eine Spaltfolie, deren Dicke größer sei als die maximale Reichweite der energiereichsten Spaltfragmente. (Abb. 3-1)

Die Spurdichte N ist mit dem Neutronenfluß ϕ wie folgt verknüpft:

$$N = \phi \cdot n_f \cdot \epsilon \cdot \sigma_f$$

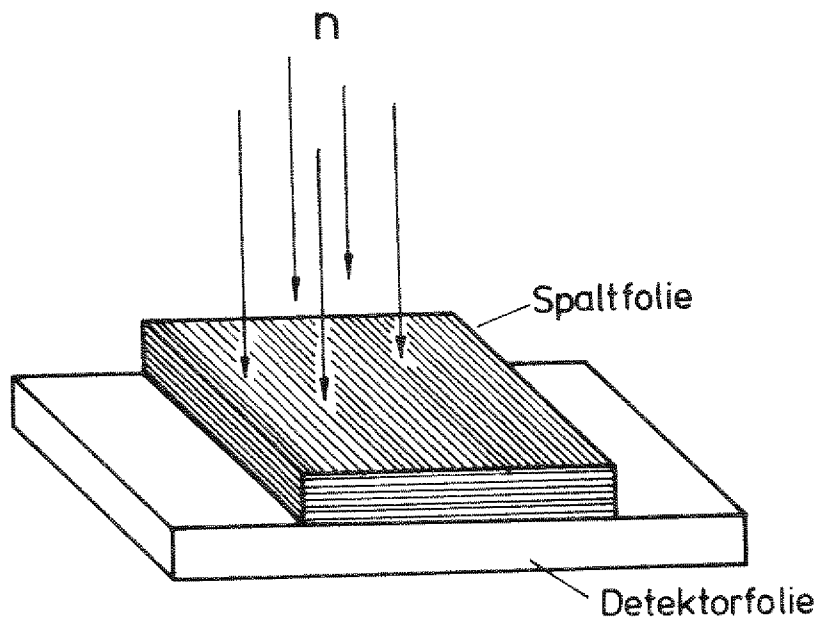


Abb. 3-1: Schematische Darstellung eines Detektors

Dabei sind:

n_f = Zahl der spaltbaren Atome pro cm^3 der Spaltfolie

σ_f = Spaltquerschnitt

ϵ = Nachweiswahrscheinlichkeit (vergl. Abschn. 2.2)

Die Anzahl der spaltbaren Atome pro cm^3 der Spaltfolie berechnet sich nach:

$$n_f = \frac{N_L}{A} \cdot \rho \cdot R$$

N_L = Loschmidtsche Konstante

A = Atommasse des Spaltstoffes

ρ = Dichte des Spaltstoffes

R = mittl. Reichweite der Spaltfragmente in der Spaltfolie

Wenn man in der obigen Formel alle Größen kennt, ist es im Prinzip möglich eine quantitative Bestimmung des Neutronenflusses

zu machen. Der größte Unsicherheitsfaktor dürfte aber in der genauen Bestimmung der Reichweite der Spaltfragmente in der Spaltfolie liegen. Im allgemeinen wird man sich mit einem Mittelwert der Reichweite von schweren und leichten Spaltfragmenten zufrieden geben müssen.

In der Tabelle sind berechnete mittlere Reichweiten von Spaltfragmenten einiger Spaltmaterialien zusammengestellt. /6/

Spaltmaterial	R in mg/cm^2
Th-Metall	10,23
U(nat)-Metall	9,48
$^{238}\text{UO}_2$	7,77
$^{235}\text{UO}_2$	7,82
$^{239}\text{PuO}_2$	7,70

Berücksichtigt man, daß die Spaltfragmente unter beliebigen Winkeln in die Detektorfolie eindringen, so wird an Stelle von R eine mittlere Normalkomponente $\bar{R}_n$ in die obige Formel eingesetzt:

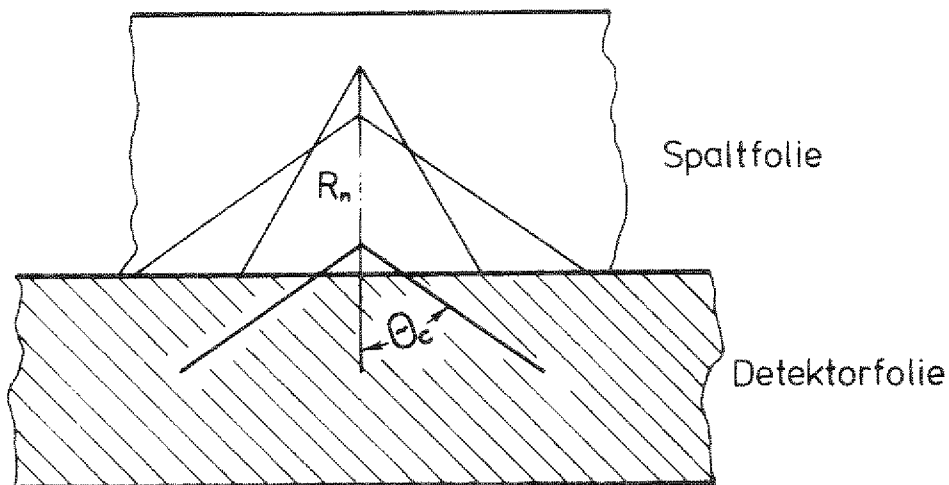


Abb. 3-2: Detektorgeometrie zur Ermittlung von $\bar{R}_n$

Man erhält $\bar{R}_n$ durch Mittelung von R über den Raumwinkel in dem die Registrierung erfolgt:

$$\bar{R}_n = \frac{2\pi \int_0^{\theta_c} R \cos \theta \sin \theta d\theta}{2\pi \int_0^{\theta_c} \sin \theta d\theta} = \frac{R}{2} \frac{\sin^2 \theta_c}{1 - \cos \theta_c}$$

Mit dieser Beziehung ergibt sich für die Spurdichte:

$$N = \phi \sigma_f \cdot \frac{N_L}{A} \cdot \rho \cdot \frac{R}{2} \sin^2 \theta_c$$

σ_f ist dabei im allgemeinen von der Neutronenenergie abhängig. Das Ergebnis ist also immer eine Aussage über den integralen Neutronenfluß oberhalb einer vom Spaltmaterial abhängigen Energieschwelle. Es kann nur so genau sein, wie der Spaltquerschnitt im betreffenden Energiebereich bekannt ist. Bei unseren Messungen wurde ^{232}Th als Spaltfolie verwandt. Die Spaltschwelle liegt bei Th bei etwa 1,10 MeV (Abb. 3-3).

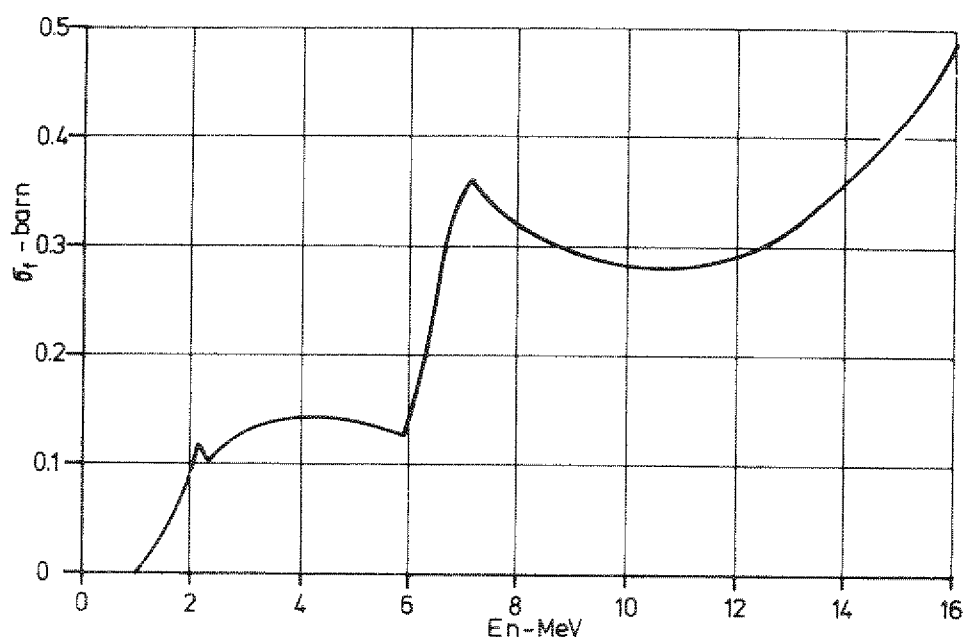


Abb. 3-3: Spaltquerschnitt σ_f als Funktion der Neutronenenergie für ^{232}Th

3.1.2 Richtungsabhängigkeit

Im Blanket liegen die Hauptflußanteile bei hohen Neutronenenergien. Es ist aber bekannt, daß die Kernspaltung bei hohen Neutronenenergien stark anisotrop ist. Da die Spaltfragmentregistrierung schon zur Messung der Richtungsabhängigkeit der Kernspaltung benutzt wurde /7/, ist auch umgekehrt eine richtungsabhängige Anzeige des Festkörperspurdetektors zu erwarten. Die Anisotropie der Kernspaltung kann unter Vernachlässigung höherer Glieder beschrieben werden durch:

$$W(\theta) = 1 + b \cos^2 \theta$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen der Einfallsrichtung der Neutronen und dem Kernfragment, b ist der sog. Anisotropieparameter, er beträgt bei einer Neutronenenergie von 14 MeV für Thorium $b = 0,96 \pm 0,38$.

Die Größe der Richtungsabhängigkeit /8/ kann mit Hilfe einiger Annahmen berechnet werden. Abb. 3-4 zeigt eine Skizze zur Berechnung der Richtungsabhängigkeit für Spaltfragmentspuren. Der Neutroneneinfall ist durch den Winkel α definiert. Bei $\alpha = 0^\circ$ fallen die Neutronen senkrecht ein, bei $\alpha = 90^\circ$ fallen die Neutronen parallel ein.

In einem beliebigen Punkt der Koordinaten (r, ϕ, θ) soll in der Spaltfolie eine Kernspaltung stattfinden. Das Kernfragment legt den Weg r zurück, und soll im Punkt A registriert werden. Die max. Reichweite ist $r_{\max} = R$.

Die Anzahl N der im Punkte A des Detektors registrierten Spaltfragmentspuren ist proportional.

$$N \sim \int_V \frac{1}{r^2} (1 + b \cos^2 \theta) \cos \theta \, dV$$

Fallen die Neutronen unter einem beliebigen Winkel α ein, so gilt:

$$\cos \theta = (\sin \alpha \sin \theta_c \cos \phi + \cos \alpha \cos \theta_c)$$

Nach Integration

$$N \sim 1 + \frac{b}{2} (1 + \cos^2 \theta_c) \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \sin^2 \theta_c \sin^2 \alpha$$

a) senkrechter Neutroneneinfall:

$$N \sim 1 + \frac{b}{2} (1 + \cos^2 \theta_c)$$

b) paralleler Neutroneneinfall:

$$N \sim 1 + \frac{b}{4} \sin^2 \theta_c$$

Betrachtet man die Spezialfälle $\alpha = 0^\circ$ (senkrechter Neutroneneinfall) und $\alpha = 90^\circ$ (paralleler Neutroneneinfall), so erkennt man, daß die Anzeige eines Detektors mit Spaltfolie richtungsabhängig ist. Diese richtungsabhängige Anzeige ist aber für Messungen im Blanket wegen der starken Vorwärtsstreuung der Neutronen ungünstig.

Es läßt sich aber zeigen, daß die Summe der Anzeigen zweier Detektoren, die gegeneinander um 90° gedreht angeordnet sind, richtungsunabhängig ist.

Für Messungen des Neutronenflusses im Modellblanket wird deshalb immer eine Anordnung von gekreuzten Detektoren verwendet.

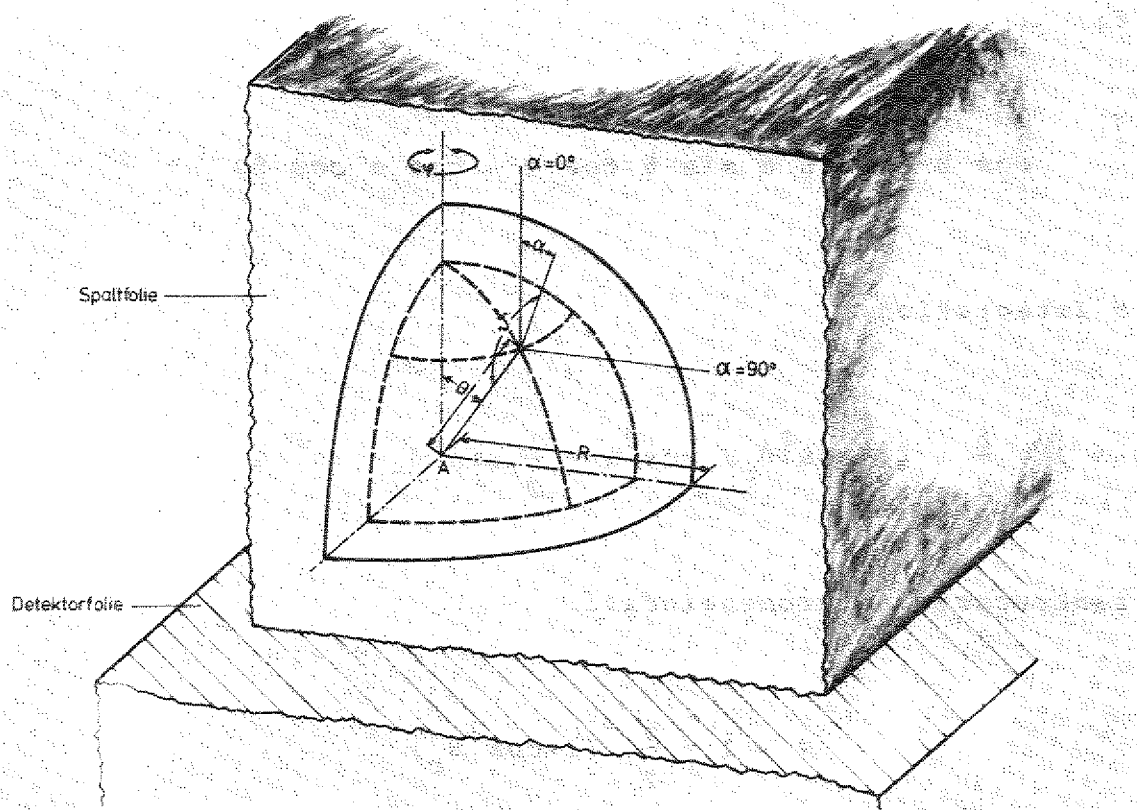


Abb. 3-4: Skizze zur Berechnung der Richtungsabhängigkeit
Darstellung in Polarkoordinaten (r, ϕ, θ)

3.2 Registrierung von α -Spuren

Da α -Teilchen wesentlich geringere $\frac{dE}{dx}$ - Werte im Detektormaterial erreichen, als Spaltfragmente (vergl. Abb. 2-3), sind auch andere Registrierungseigenschaften zu erwarten. Daneben treten bei hohen Neutronenenergien spezielle Schwierigkeiten durch sog. Rückstoßprozesse im Detektormaterial selbst auf, deren Spuren sich den α -Spuren überlagern.

3.2.1 Untersuchung verschiedener Detektormaterialien

Es sollte ein Detektormaterial gefunden werden, das α -Spuren aus $\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ -Prozessen registrieren kann. Zu diesem Zweck wurde zunächst eine Reihe von verschiedenen Materialien mit α -Teilchen bestrahlt. Als α -Quelle wurde dabei ein ^{241}Am -Präparat benutzt,

chem. Bezeichn.	Handelsname	Hersteller	relative Empfindl.	Folien- stärke mm	Ätzbedingungen		
					Mittel	Zeit min	Temp °C
Cellulose Nitrat	Celluloid 106-01 LR-115/II	Schildkröt Kodak Kodak	1,0	0,2	NaOH 30%	20	40
			1,0	0,1	NaOH 26%	3	55
			0,15	0,009	NaOH 10%	65	60
			0,25	0,013	NaOH 10%	90	60
			0,35	0,020	NaOH 10%	180	60
Cellulose Acetat	Triafo1 TN Triafo1 TX	Bayer Bayer	0,30	0,3	KOH 30%	60-180	60
			0,30	0,1	KOH 30%	60-180	60
Cellulose Acetobutyrat	Triafo1 B	Bayer	0,20	0,3	KOH 30%	60-180	60
Polycarbonat	Makrofo1 E	Bayer	0,10	0,3	KOH 30%	120	60

Tabelle 1: Zusammenstellung einiger Eigenschaften von untersuchten Detektormaterialien

das nur etwa 10 keV maximalen Energieverlust in Vorwärtsrichtung durch Selbstabsorption hatte. Die Energie der α -Teilchen konnte durch Abbremsung in Makrofol KG-Folie verschiedener Stärke (Abb. 3-5) variiert werden.

Geeignete Ätzbedingungen für einige Detektormaterialien wurden gefunden. Daneben wurden bereits aus der Literatur bekannte Ätzverfahren /11, 12/ überprüft.

Eine Übersicht über die gefundenen Eigenschaften untersuchter Materialien ist in Tabelle 1 zusammengestellt. Bei den Bestrahlungen mit ^{241}Am - α -Teilchen konnte festgestellt werden, daß in allen untersuchten Materialien α -Spuren sichtbar gemacht werden konnten. Dabei zeigte sich, daß die beiden Cellulosenitrate, Celluloid und 106-01, am empfindlichsten waren.

3.2.2 Energieabhängigkeit

Verschiedene Autoren /13, 14/ haben schon auf eine energieabhängige Registrierung von α -Teilchen hingewiesen. Da bei α -Teilchen aus $\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ -Reaktionen α -Energien von 1-5 MeV auftreten, mußte die Energieabhängigkeit für die Registrierung in diesem Bereich untersucht werden.

Die Ausgangsenergie der ^{241}Am - α -Teilchen beträgt 5.44 MeV (13%) und 5,48 MeV (87%). Durch Abbremsung in Makrofol KG-Folie verschiedener Stärke wird eine definierte Energieänderung der α -Teilchen erreicht. (Abb. 3-5)

Untersucht wurde der Energiebereich 1-5 MeV. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für alle untersuchten α -Energien beträgt aufgrund von $\frac{dE}{dx}$ - Betrachtungen $W = 1$. Allerdings wurde festgestellt, daß die zu höheren Energien gehörenden Spuren systematisch erst nach längerem Ätzen erscheinen. Bei längeren Ätzzeiten werden die Spuren zunehmend überätzt und verlieren wieder an optischen Kontrast. Diese Tatsache kann bewirken, daß die energieintegrale Nachweiswahrscheinlichkeit bei einem sehr breiten Energiespektrum zu keiner Zeit $W = 1$ sein kann.

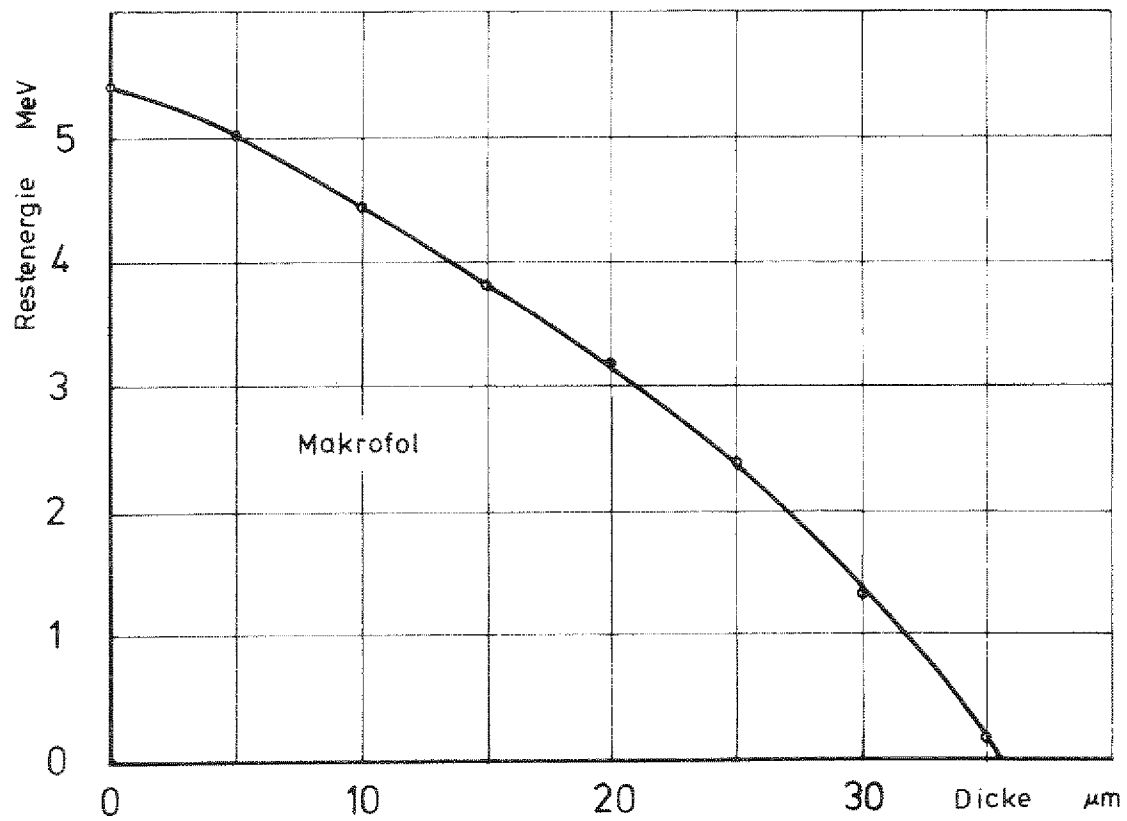


Abb. 3-5: Abbremsung von 5,48 MeV α -Teilchen in Makrofol

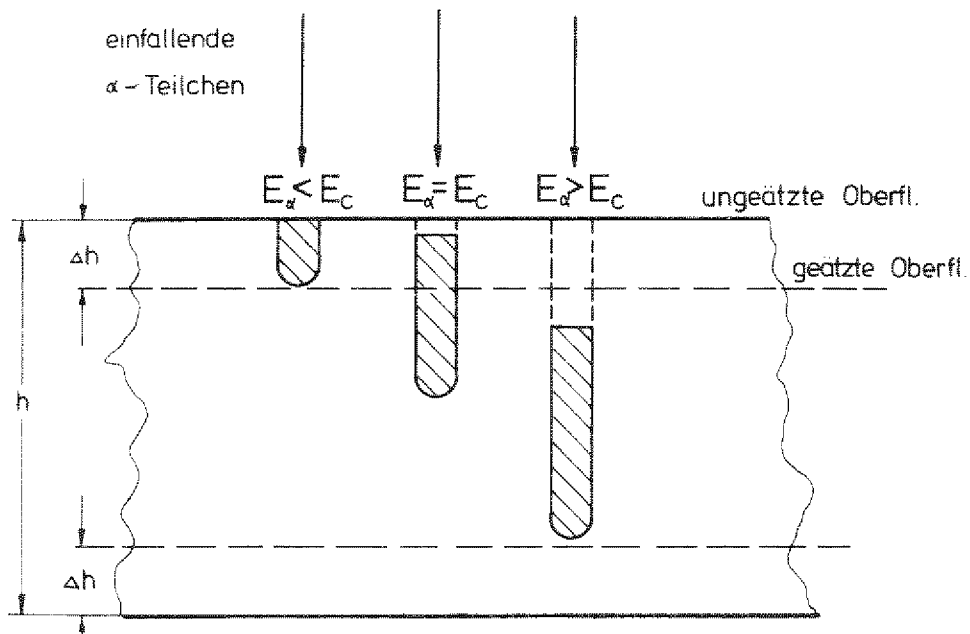


Abb. 3-6: Registrierung von α -Teilchen verschiedener Energie

In Abb. 3-6 ist eine Erklärung für diesen Sachverhalt anschaulich dargestellt. Die hochenergetischen α -Teilchen erreichen erst nach einer gewissen Wegstrecke im Material den zur Registrierung notwendigen $\frac{dE}{dx}$ - Wert. Während die Spuren der niederenergetischen Teilchen bereits vollständig ausgeätzt sind, hat das Ätzmittel die Gebiete der gleichhohen örtlichen Schädigung durch Teilchen höherer Energie noch nicht erreicht.

Die Gebiete der ausreichenden örtlichen Schädigung sind in Abb. 3-6 schraffiert gezeichnet.

Bei der Spaltfragmentregistrierung treten diese Probleme nicht auf, da Spaltfragmente aller Energien sofort den notwendigen Energieverlust im Material erreichen.

Als Ergebnis der Energieuntersuchung läßt sich folgendes festhalten:

Makrofol E und Triafol B kommen als Detektormaterial für α -Spuren aus $Li(n,\alpha)$ -Reaktionen nicht in Frage, da der Registrierbereich bei diesen Materialien max. 2 MeV beträgt. Triafol TN und Triafol TX haben einen Registrierbereich von 3 MeV.

Den größten Registrierbereich weisen alle Folien aus Cellulose-nitrat auf, mit denen man α -Spuren über den gesamten Energiebereich bis 4 MeV bei einer einzigen Ätzzeit registrieren kann. Bei unseren weiteren Versuchen wird deshalb ausschließlich Cellulose-nitratfolie zur α -Spurregistrierung verwendet.

Die Energieabhängigkeit der α -Spuren eröffnet eine interessante Möglichkeit der Energiebestimmung von α -Teilchen. Da der Durchmesser der Spuren unter anderem von der Einfallsenergie der Teilchen abhängt, (Abb. 3-7) lassen sich anhand von Durchmesseranalysen Aussagen über die Energieverteilung von α -Teilchen gewinnen.

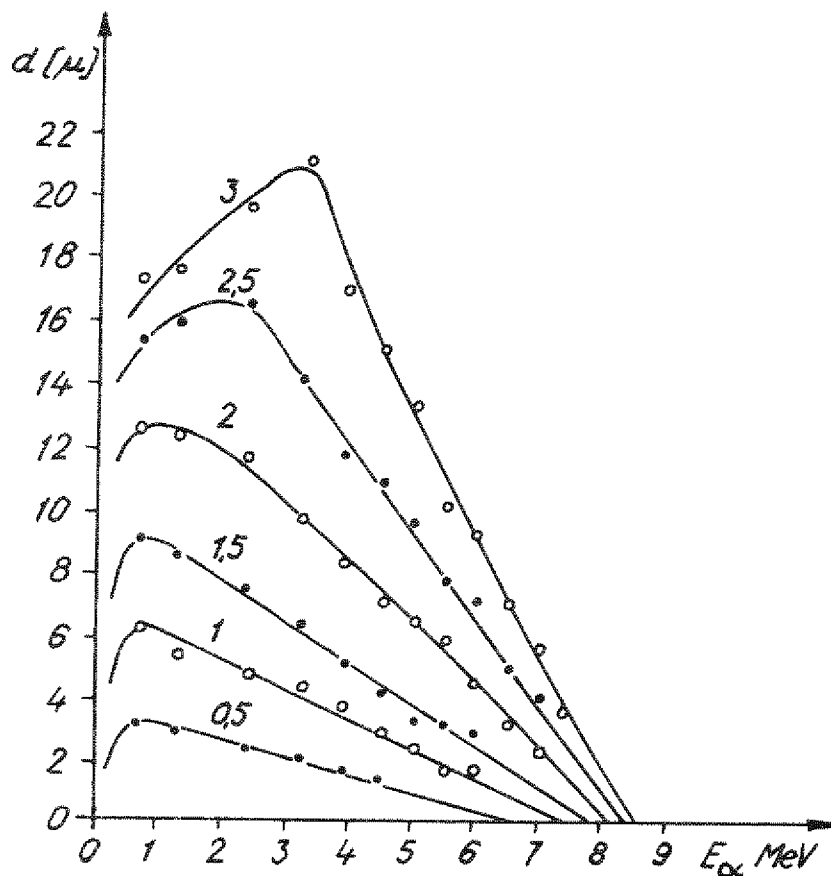


Abb. 3-7: Durchmesser von α -Spuren in Cellulosnitrat als Funktion der α -Energie nach /15/

3.2.3 Rückstoßspuren und (n, α) -Reaktionen

Bei Bestrahlungen mit schnellen Neutronen finden im Detektormaterial selbst eine Reihe von (n, α) -Reaktionen mit Sauerstoff-Kohlenstoff- und Stickstoffatomen statt. Daher werden viele α -Teilchen im Detektor registriert, ohne daß eine äußere α -Quelle vorhanden ist. Eine andere sehr störende Nebenerscheinung ist die elastische Streuung schneller Neutronen an den Atomen des Detektormaterials.

Bei der Streuung von energiereichen Neutronen an Atomkernen können Elektronenhülle und Kern voneinander getrennt werden. Die zurückbleibenden hochionisierten Rückstoßkerne können ihrerseits im Detektormaterial sichtbare Spuren erzeugen. Es ist erforderlich abzuschätzen, wie groß der Untergrund durch Rückstoßspuren auf der Detektorfolie ist. Dazu ist es notwendig drei Fragen zu untersuchen:

1. Energie der C,N und O-Rückstoßionen
2. Reichweite der Rückstoßionen als Funktion ihrer Energie im Detektormaterial
3. Zahl der Rückstoßspuren pro Neutron und Flächeneinheit des Detektors

Mit Hilfe von Energie und Impulssatz ist eine Berechnung der Energien von C,N und O-Rückstoßionen möglich. Für nicht relativistische Teilchen gilt im Laborsystem bei Erhaltung von Energie und Impuls /16,17/:

$$E_n = E'_n + E_i$$

$$\sqrt{2 M_n E_n} = \sqrt{2 M_n E'_n} \cos \gamma + \sqrt{2 M_i E_i} \cos \phi$$

$$0 = \sqrt{2 M_n E'_n} \sin \gamma - \sqrt{2 M_i E_i} \sin \phi$$

Daraus folgt für die mittlere Energie der Rückstoßteilchen:

$$\overline{E_i} = \frac{2 M_n M_i}{(M_n + M_i)^2} E_n$$

Dabei ist

E_n = Anfangsenergie des Neutrons

E'_n = Energie des Neutrons nach dem Stoß

M_n = Masse des Neutrons

E_i = kin. Energie des Rückstoßions

M_i = Masse des Rückstoßions

γ = Winkel zwischen gestreutem Neutron und ursprünglicher Einfallsrichtung des Neutrons

ϕ = Winkel zwischen gestreutem Ion und ursprünglicher Einfallsrichtung des Neutrons

Anhand der Energie kann man auf die Reichweite der Teilchen im Detektormaterial schließen. Heckmann und Barkas /18/ geben die Reichweite eines Ions der Masse M , der Kernladung Z und der Geschwindigkeit (kin. Energie) βc an:

$$R(\beta) = \frac{M}{Z^2} \lambda(\beta) + R_{\text{ext}}(\beta)$$

Dabei ist $\lambda(\beta)$ die Reichweite eines Protons mit der Geschwindigkeit βc (c = Lichtgeschw. $\beta = \frac{v}{c}$). $R_{\text{ext}}(\beta)$ ist eine Größe, die die Neutralisation des Ions durch Elektroneneinfang längs des Weges korrigiert. Eine Zusammenfassung von Energie-Reichweite-Berechnungen ist in /19/ gegeben.

Energien und Reichweiten in Cellulosenitrat wurden mit Hilfe der angegebenen Formel für C,N und O-Rückstoßkerne und Neutronenenergien zwischen 4 MeV und 14 MeV berechnet.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Aus der prozentualen Zusammensetzung des Detektormaterials an C,N, O-Atomen, läßt sich ungefähr die Zahl der Rückstoßspuren pro cm^2 und Neutron abschätzen, wenn man über den gesamten Energiebereich die Streuquerschnitte mittelt. Cellulosenitrat enthält 25% C, 60% O und 11,7% N. Die Gesamtzahl der Rückstoßspuren pro cm^2 N läßt sich bestimmen aus:

$$N = \phi \sum_{i=1}^3 \bar{\sigma}_{\text{iel}} N_i$$

mit

$$N_i = N_L C_i$$

Kohlenstoff				Stickstoff			Sauerstoff		
E_n MeV	E_C MeV	R_C μm	σ_{e1C} barn	E_N MeV	R_N μm	σ_{e1N} barn	E_O MeV	R_O μm	σ_{e1O} barn
4,0	0,57								
5,0	0,71	1,21	1,15	0,62					
6,0	0,85	1,37	0,87	0,75	1,22	1,0			
7,0	0,99	1,45	0,56	0,87	1,35	0,80	0,78		
8,0	1,14	1,60	1,29	0,99	1,48	0,80	0,89	1,17	0,51
9,0	1,28	1,76	0,74	1,12	1,61	0,87	1,00	1,29	0,78
10,0	1,42	1,90	0,79	1,24	1,75	0,90	1,11	1,41	0,77
11,0	1,56	1,97		1,36	1,87	0,96	1,22	1,52	
12,0	1,70	2,03		1,49	1,99	0,99	1,33	1,63	0,98
13,0	1,84	2,09		1,62	2,11		1,44	1,74	
14,0	1,99	2,15	0,77	1,74	2,21	0,87	1,55	1,85	0,88

Tabelle 2: Energien und Reichweiten von Rückstoßkernen in Cellulosenitrat

ϕ = Neutronenfluß $n \cdot \text{cm}^{-2}$
 σ_{iel} = gemittelter Streuwirkungsquerschnitt
 N_i = Konzentration der Atome pro cm^2
 N_L = Loschmidt-Konstante
 C_i = Konzentration an C, N, O

mit

$$\sigma_{elC} (5 - 10 \text{ MeV}) = 0,96 \text{ b}$$

$$\sigma_{elN} (6 - 10 \text{ MeV}) = 0,93 \text{ b}$$

$$\sigma_{elO} (8 - 10 \text{ MeV}) = 0,73 \text{ b}$$

und

$$N_C = 3,82 \cdot 10^{18} \text{ Atome/cm}^2$$

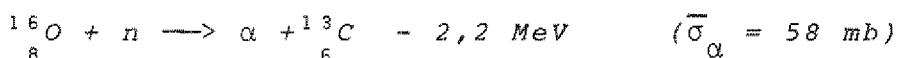
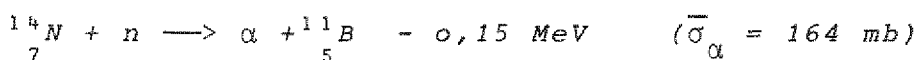
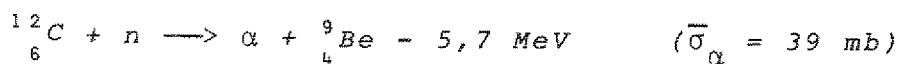
$$N_N = 1,53 \cdot 10^{18} \text{ Atome/cm}^2$$

$$N_O = 6,89 \cdot 10^{18} \text{ Atome/cm}^2$$

ergibt sich die Zahl der Rückstoßspuren pro Neutron bei einer aktiven Detektordicke von 30 μm :

$$\sum_{i=1}^3 \bar{\sigma}_{eL} \cdot N_i \approx 1 \cdot 10^{-5} \text{ Rückstoßsp./Neutron}$$

Mit Hilfe der gleichen Methode kann man versuchen, eine Abschätzung der α -Spuren aus (n, α) -Reaktionen im Detektormaterial zu finden. Im einzelnen finden folgende (n, α) -Reaktionen statt:



Bei der Berechnung der Energien der Reaktionsprodukte ist die Reaktionsenergie Q für die einzelnen (n,α) -Prozesse zu berücksichtigen. Danach erhält man die Energie der Reaktionsprodukte aus:

$$\overline{E}_\alpha = \frac{M_n^2 + M_i^2}{(M_n + M_i)^2} (E_n + Q)$$

$$\overline{E}_i = \frac{2 M_n M_i}{(M_n + M_i)^2} (E_n + Q)$$

Eine Zusammenstellung der berechneten Energien und Reichweiten ist in Tabelle 3 gegeben.

Nimmt man wieder über den gesamten Energiebereich gemittelte Wirkungsquerschnitte für die einzelnen (n,α) -Prozesse an, so ergibt sich bei einer aktiven Detektordicke von $10 \mu\text{m}$ ein α -Untergrund von:

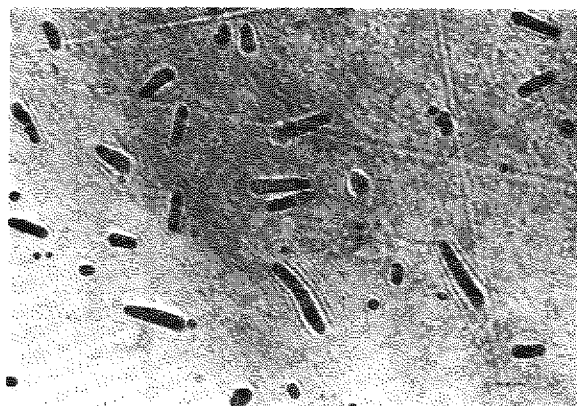
$$\sum_{i=1}^3 \overline{\sigma}_{\alpha i} N_i \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ } \alpha\text{-Spuren/Neutron}$$

Eine Abschätzung des eigentlichen Meßwertes von α -Teilchen aus $\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ -Reaktionen in der LiOH -Schicht des Detektors erhält man durch eine ähnliche Betrachtung. Über einen Neutronenenergiebereich von 4,7 bis 14 MeV erhält man einen mittleren Wirkungsquerschnitt für (n,α) -Reaktionen in natürlichem Lithium von:

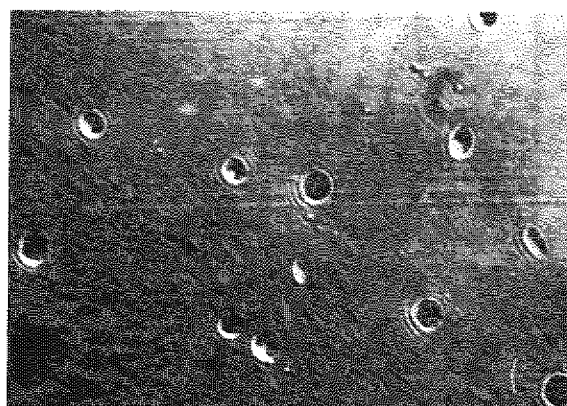
$$\overline{\sigma}_{n,\alpha} (4,7 - 14 \text{ MeV}) = 470 \text{ mb}$$

Kohlenstoff				Stickstoff			Sauerstoff		
E_n MeV	$\bar{E}_\alpha$ MeV	R_α μm	σ_α mb	$\bar{E}_\alpha$ MeV	R_α μm	σ_α mb	$\bar{E}_\alpha$ MeV	R_α μm	σ_α mb
4,0				3,37	13,6	365	1,60	5,30	76
5,0				4,25	19,2	230	2,49	9,07	89
6,0	0,25	1,07	1	5,12	25,2	95	3,38	13,6	16
7,0	1,11	3,52	10	6,0	32,5	40	4,27	19,3	63
8,0	1,97	6,8	74	6,87	40,9	60	5,16	25,5	50
9,0	2,83	10,66	59	7,75	49,2		6,04	33,0	71
10,0	3,68	15,5	126	8,63	55,5		6,93	41,4	86
11,0	4,55	21,4		9,5	60,2		7,85	49,8	
12,0	5,4	27,6		10,4	64,4		8,75	56,2	
13,0	6,25	35,0		11,3	68,0		9,65	60,8	
14,0	7,15	43,6		12,2	71,6		10,55	65,0	

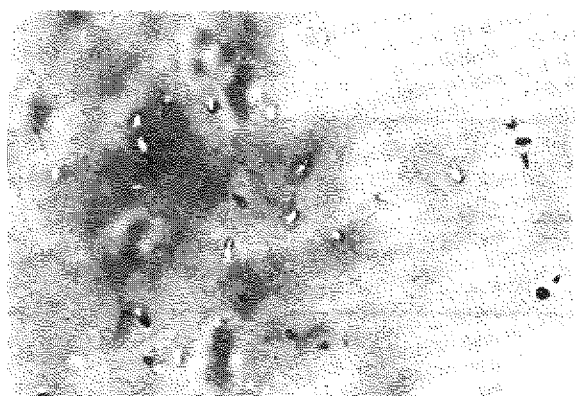
Tabelle 3: Energien und Reichweiten von α -Teilchen aus (n, α)-Reaktionen in Cellulosenitrat



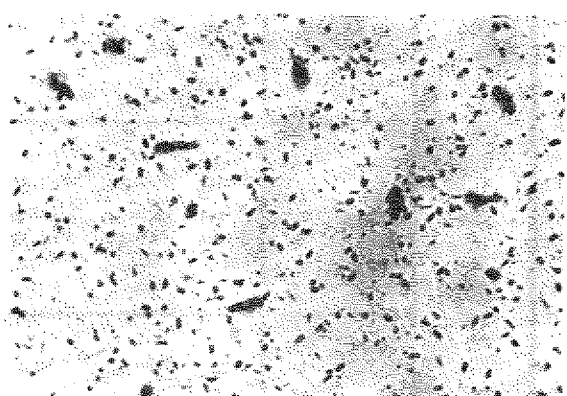
Spaltfragmentspuren in Makrofol E



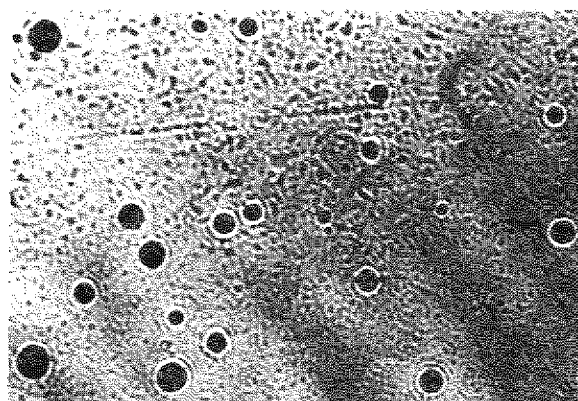
Spaltfragmentspuren in Glas



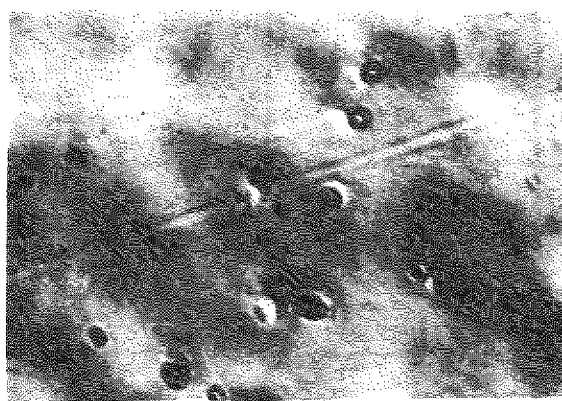
α -Spuren in Triafol T



α -Spuren + Spaltfragmentspuren in Triafol T



Rückstoßspuren in Makrofol E



Rückstoßspuren in Triafol T

Abb. 3-8: Erscheinungsformen von Teilchenspuren in verschiedenen Detektormaterialien

daraus folgt mit $N_{Li} = 9,25 \cdot 10^{18}$ Atome/cm²

$$\bar{\sigma}_{n,\alpha} \cdot N_{Li} \approx 4,3 \cdot 10^{-6} \text{ } \alpha\text{-Spuren/Neutron}$$

Aus diesen Abschätzungen der Reaktionsraten läßt sich erkennen, daß etwa 65% aller Spuren als Untergrundereignisse zu werten sind. In den späteren Messungen konnten diese Abschätzungen im wesentlichen bestätigt werden.

In Abb. 3-8 ist ein zusammenfassender Überblick über die Erscheinungsformen von Teilchenspuren in verschiedenen Detektormaterialien gegeben. Spuren von α -Teilchen aus $Li(n,\alpha)T$ -Reaktionen in Cellulosenitrat sind in Abb. 5-6 dargestellt.

3.3 Nachweis von Tritonen

Wie bereits ausgeführt, soll die rel. Tritiumbruttrate über den Nachweis der gleichzeitig entstehenden α -Teilchen bestimmt werden. Es erhebt sich nun die Frage, ob auch Tritonen im Detektormaterial nachgewiesen werden können. In einer früheren Arbeit /20/ wurde bereits die Frage nach dem gleichzeitigen Nachweis von α -Teilchen und Tritonen aus $Li(n,\alpha)T$ -Reaktionen verneint. In anderen Arbeiten /21, 22/ werden jedoch Tritonen- und Protonenspuren in Cellulosenitrat nachgewiesen.

Anhand von $\frac{dE}{dx}$ Betrachtungen (Abb. 3-9) läßt sich diskutieren, unter welchen Bedingungen Tritonen nachgewiesen werden. Abb. 3-9 zeigt den berechneten Energieverlust $\frac{dE}{dx}$, den die einfallenden Teilchen in Cellulosenitrat erleiden, als Funktion der Teilchenenergie /21/.

Wie in Abschnitt 3.2.2 ausgeführt, wurden die Ätzbedingungen so gewählt, daß gerade noch α -Teilchen von 4 MeV nachgewiesen werden. Das zugehörige Bremsvermögen, das α -Teilchen von 4 MeV erreichen beträgt $1,05 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{mg}$. Die Nachweisschwelle ist im Diagramm durch einen Pfeil gekennzeichnet. Wie aus Abb. 3-9 erkennbar ist, erreicht nur ein geringer Bruchteil der Tritonen

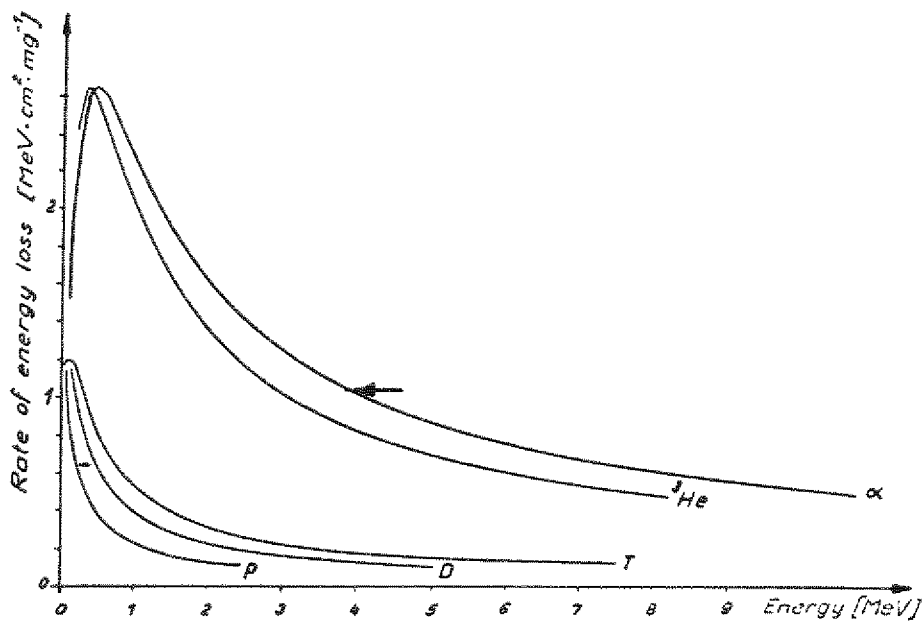


Abb. 3-9: Energieverlust geladener Teilchen in Cellulosenitrat
nach /21 /

und Protonen diese für die Registrierung notwendige Materialschädigungsrate. Das bedeutet, daß Tritonen und Protonen unter den gewählten Ätzbedingungen praktisch nicht nachgewiesen werden.

Es ist zwar möglich, die Ätzbedingungen so zu wählen, daß Tritonen und α-Teilchen nebeneinander sichtbar werden. Das Meßergebnis verliert jedoch dann an Aussagekraft, da neben den α-Teilchen und Tritonen außerdem noch Rückstoßprotonen registriert werden.

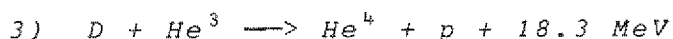
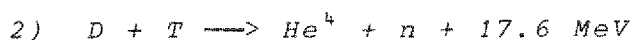
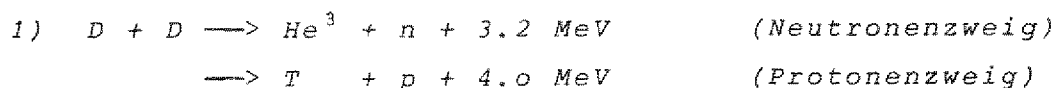
4. DAS BLANKET-EXPERIMENT

Mit Hilfe der Festkörperspurregistrierung werden in dieser Arbeit Messungen an einem speziellen Experiment zur Fusionsreaktortechnologie, dem sog. Blanket-Experiment, durchgeführt. Als Blanket bezeichnet man die Umhüllung der Fusionszone eines späteren Fusionsreaktors mit Brutstoff und Kühlmittel. Ein Modell eines Blanket wurde am Institut für Reaktorentwicklung der Kernforschungsanlage Jülich aufgebaut. Neutronenphysikalische Messungen an diesem Modell sollen mit bereits vorhandenen Rechnungen verglichen werden. Der physikalische Hintergrund zu diesem Experiment soll im folgenden kurz aufgezeigt werden.

4.1 Thermonukleare Reaktionen

Die Energiegewinnung mit Hilfe eines Reaktors beruht allgemein darauf, daß die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon bei den leichtesten und den schwersten Kernen geringer ist, als bei Kernen mittlerer Massenzahlen. Im Prinzip ist es deshalb möglich, entweder aus der Spaltung schwerer Kerne oder der Verschmelzung leichter Kerne den Differenzbetrag der Bindungsenergie zu gewinnen.

Bei einem Fusionsreaktor hängt die Energiegewinnung sehr stark von der Auswahl des Brennstoffs ab. Wegen des starken Anwachsens der Coulombabstoßung mit wachsender Kernladungszahl, kommen nur Verschmelzungsreaktionen sehr leichter Elemente in Frage. Man denkt dabei in erster Linie an D-D, D-T und D - He³-Reaktionen, da diese von allen möglichen Fusionsreaktionen den höchsten Wirkungsquerschnitt haben.



Bei der D-D-Verschmelzung kommen Neutronenzweig und Protonenzweig mit gleicher Wahrscheinlichkeit nebeneinander vor. Die bei allen Prozessen freiwerdende Reaktionsenergie verteilt sich

als kinetische Energie auf die Reaktionsprodukte.

Von allen möglichen Konzeptionen, glaubt man einen Fusionsreaktor auf der Basis von D-T-Fusion am ehesten zu verwirklichen, da diese Fusionsreaktion gegenüber anderen bei einer vergleichsweise niedrigen Plasmatemperatur (15 keV) die höchste Reaktionsrate hat.

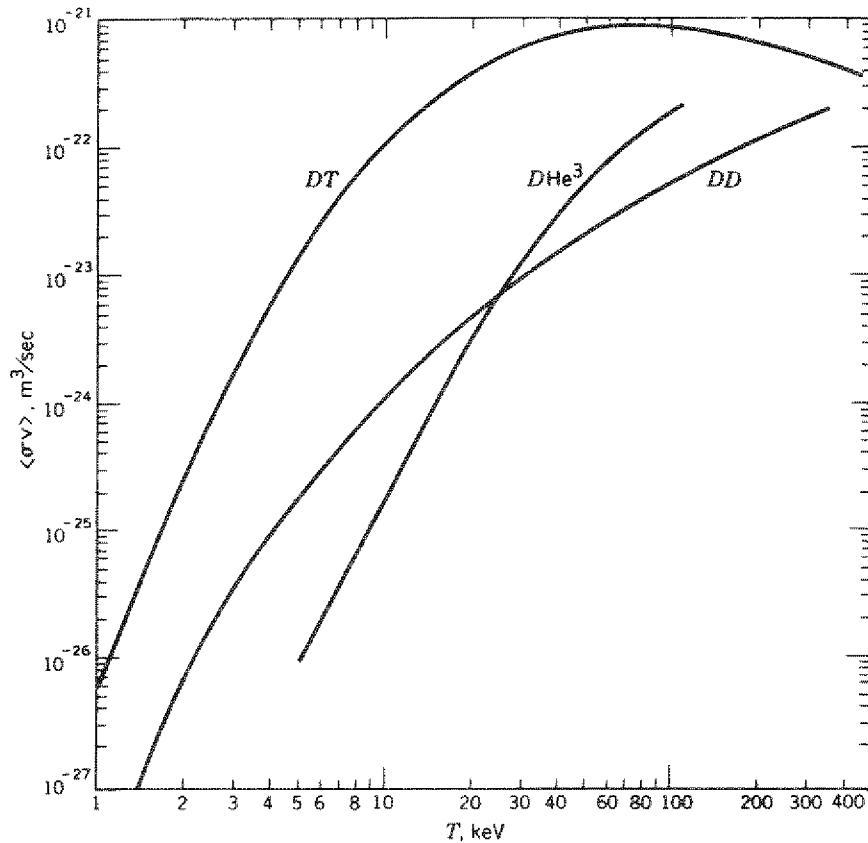


Abb. 4-1: Reaktionsrate $\langle \sigma v \rangle$ als Funktion der Temperatur für verschiedene Fusionsreaktionen nach /5/

$\langle \sigma v \rangle$ ist das über eine Maxwellverteilung gemittelte Produkt aus Fusionswirkungsquerschnitt σ und Relativgeschwindigkeit v . Die Reaktionsrate pro Einheitsvolumen ist

$$r = n_1 \cdot n_2 \langle \sigma v \rangle$$

im Falle zweier Teilchensorten der Ionendichten n_1 und n_2 und

$$r = \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle$$

im Falle einer Teilchensorte der Ionendichte n .

In Abb. 3-1 ist $\langle \sigma v \rangle$ als Funktion der Temperatur für verschiedene Fusionsreaktionen dargestellt.

4.2 Das Blanket

Deuterium ist in genügendem Maße in den Ozeanen enthalten, dagegen kommt Tritium in der Natur fast nicht vor. Es ist daher notwendig, Tritium künstlich herzustellen. Zu diesem Zweck wird die Fusionszone eines zukünftigen Reaktors mit Brutstoff (Lithium) umgeben, aus dem über (n,t) -Reaktionen Tritium in ausreichenden Mengen gewonnen werden kann.

Eine solche Umhüllung mit Brutmaterial, das gleichzeitig als Kühlmittel dienen kann, nennt man Blanket.

Abb. 4-2 zeigt die schematische Anordnung des Blankets in einem zukünftigen Fusionsreaktor.

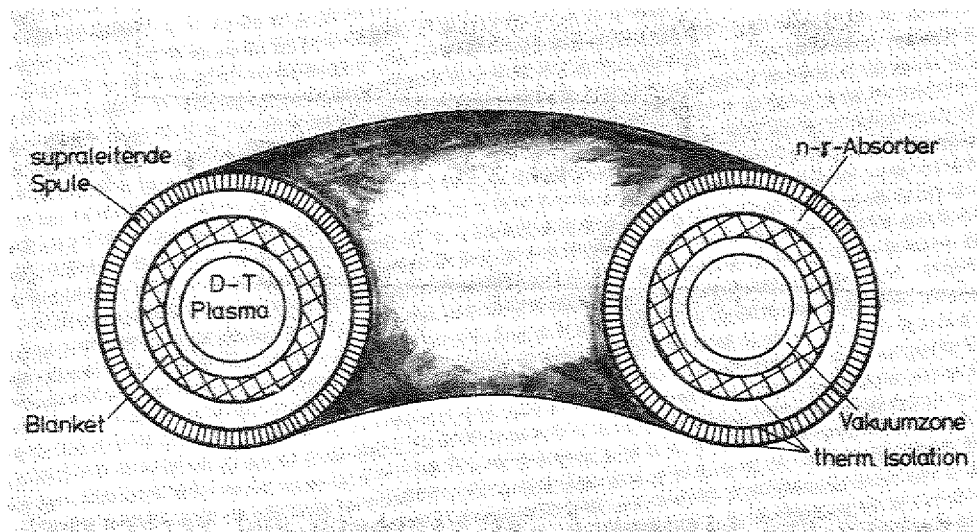
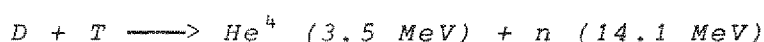


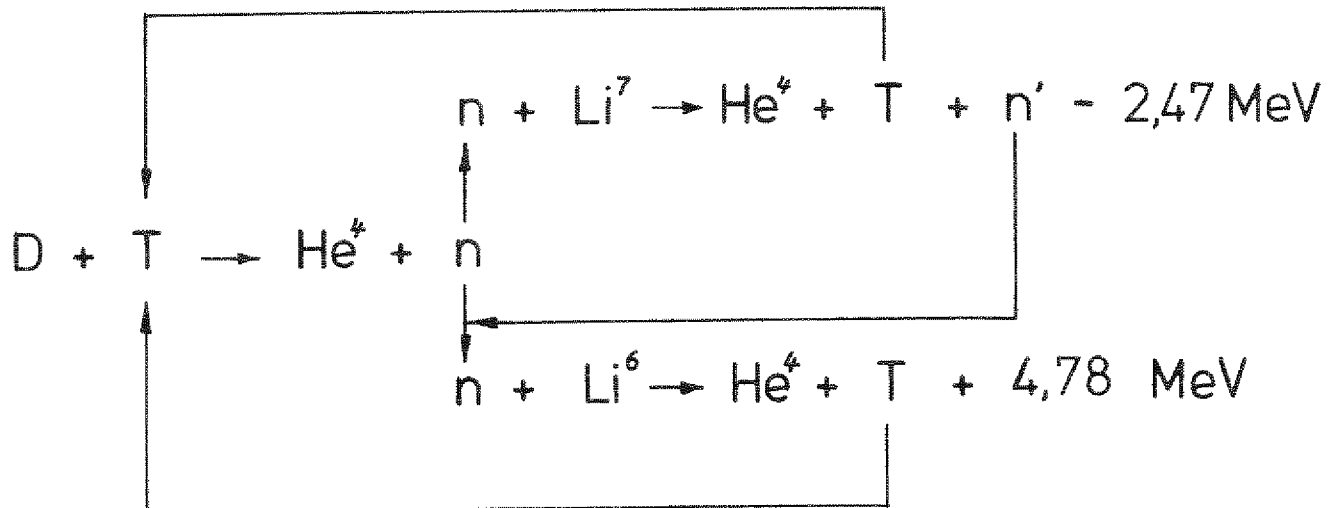
Abb. 4-2: Schematische Anordnung des Blankets in einem zukünftigen Fusionsreaktor

Die bei der D - T - Fusion freiwerdende Bindungsenergie von 17.6 MeV verteilt sich (im umgekehrten Verhältnis zur Masse) als kinetische Energie auf die Reaktionsprodukte:



He^4 erhält 3.5 MeV und das Neutron 14.1 MeV. Der Hauptteil der Energie steckt also in Form von kinetischer Energie in den freiwerdenden Neutronen. Im Blanket soll die Energie der Neutronen durch Abbremsung in Wärme umgesetzt werden. Eine weitere wichtige Aufgabe des Blankets besteht darin, Tritium über (n,t) -Reaktionen zu erzeugen.

Als Blanketmaterial ist natürliches Lithium vorgesehen, das aus einem Isotopengemisch von 7.4 % Lithium-6 und 92.6 % Lithium-7 besteht. Lithium ist ein ausgezeichneter Wärmeleiter, ein guter Moderator und besitzt zwei (n,t) -Reaktionen:



Die Brutreaktion des Lithium-6 ist exotherm und verbessert die Energiebilanz, während die Brutreaktion des Lithium-7 endotherm ist, aber gleichzeitig die Neutronenbilanz verbessert. Als Tritiumbrutrate bezeichnet man das Verhältnis der pro Zeiteinheit im Blanket erzeugten, zu den pro Zeiteinheit im Plasma verbrauchten Tritiumatome. Die Tritiumbrutrate soll möglichst größer als eins sein. In Abb. 4-3 ist der Wirkungsquerschnitt der Brutreaktionen als Funktion der Neutronenenergie aufgetragen.

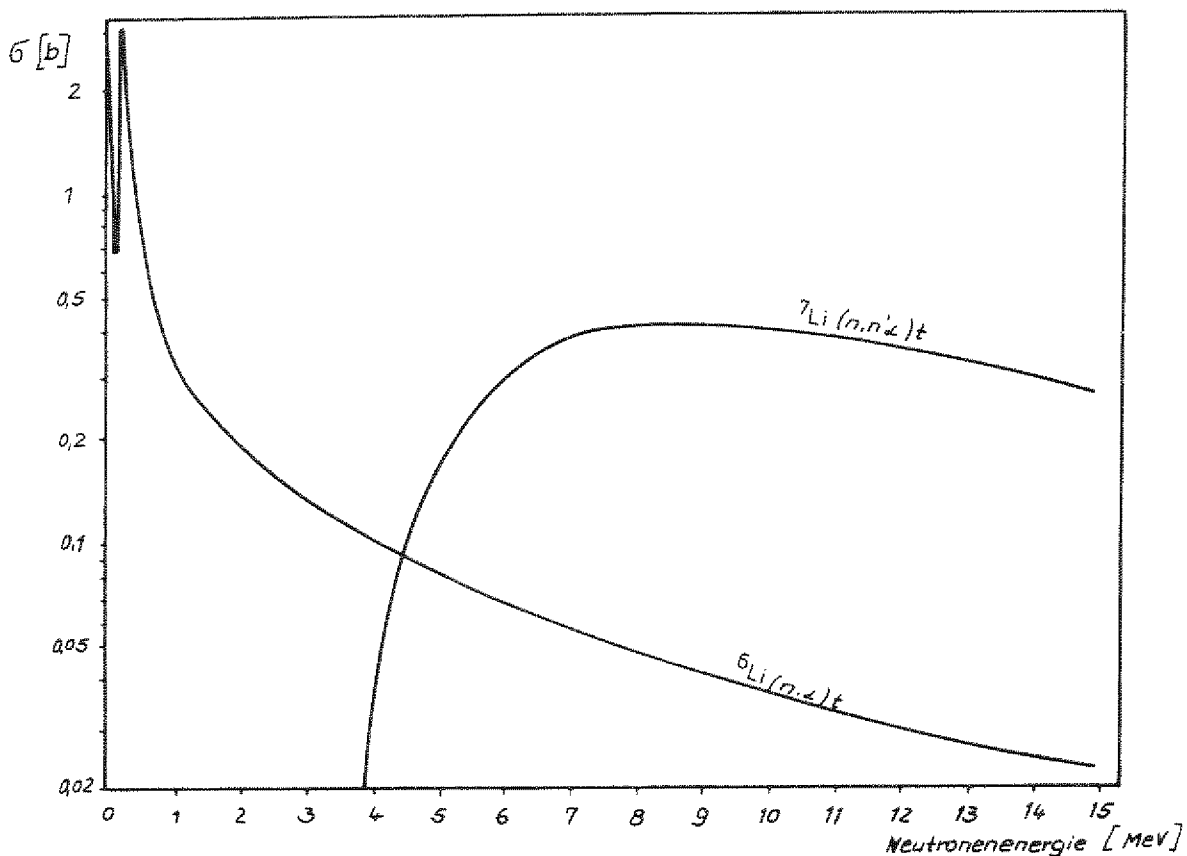


Abb. 4-3: Wirkungsquerschnitt der ${}^6\text{Li}$ - und ${}^7\text{Li}$ -Brutreaktionen als Funktion der Neutronenenergie

4.3 Aufbau der Versuchsanordnung

Das Modellblanket besteht aus einem Edelstahlzylinder, der mit natürlichem Lithium gefüllt ist. Durchmesser und Höhe des Zylinders betragen jeweils 1,20 m. In Richtung der Zylinderachse befindet sich ein Bestrahlungskanal von 20 cm Durchmesser. Rund um den Umfang symmetrisch angeordnet sind 12 Meßkanäle, die mit Lithiumstopfen verschlossen werden können.

Das Modellblanket soll einen Ausschnitt aus einem Torus repräsentieren, mit einer Li-Schichtdicke in der Größenordnung, wie sie für zukünftige toroidale Reaktorkonzepte vorgesehen ist. Die Festkörperspurdetektoren werden in verschiedenen Positionen in den Meßkanälen des Blankets bestrahlt. Die Bestrahlungen werden mit einem SAMES-Neutronengenerator durchgeführt. Dabei wird das Blanket über das Target des Neutronengenerators gefahren und mit Hilfe einer Höhenverstellung justiert. Abb. 4-4 zeigt

den gesamten Versuchsaufbau. Wegen der intensiven Neutronenstrahlung bei Bestrahlungen ist um das Blanket-Experiment eine 1 m starke Betonwand aufgebaut. Steuer und Kontrollelemente des Neutronengenerators befinden sich außerhalb dieser Abschirmung.

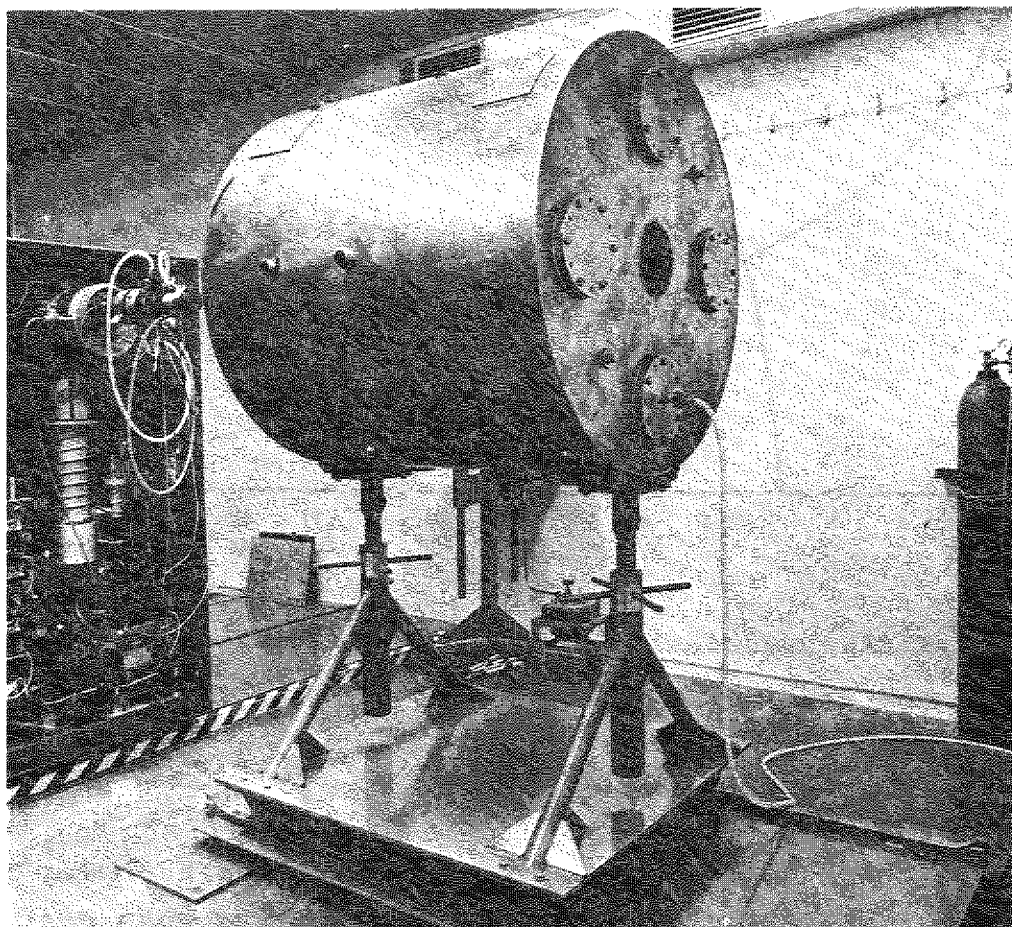


Abb. 4-4:

Versuchsaufbau des Blanketexperimentes

5. MESSUNGEN AM MODELLBLANKET

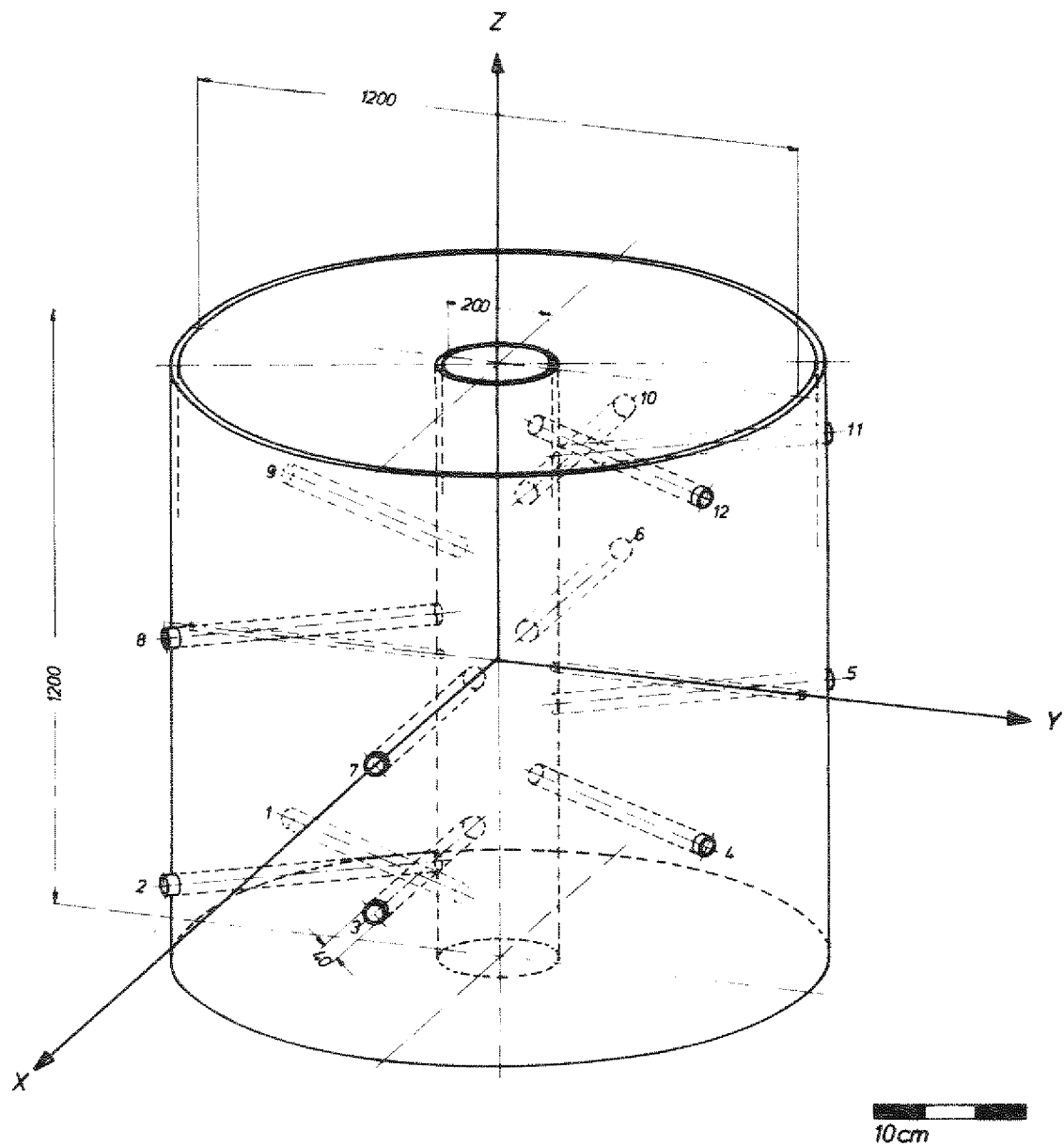
Zunächst sollte eine bereits mehrfach bewährte Technik, die Spaltfragmentregistrierungen angewendet werden, um Flußverläufe der schnellen Neutronen zu ermitteln. Anschließend wird mit Hilfe von speziellen α -Detektoren die relative ortsabhängige Tritiumproduktion im Modellblanket bestimmt.

5.1 Neutronenflußmessung

Zur Bestimmung des relativen Neutronenflußverlaufes in einem Meßkanal des Blankets werden an sieben verschiedenen Positionen Festkörperspurdetektoren angeordnet. Die Detektoren bestehen aus einer Spaltfolie aus Thoriumblech (0.1 mm Stärke) und einer Folie aus Makrofol E (Makrofol E ist der Handelsname einer Polycarbonatfolie von Bayer Leverkusen) (0.3 mm Stärke). Wegen der beschriebenen Richtungsabhängigkeit befinden sich an den einzelnen Meßpunkten jeweils zwei um 90° gegeneinander gedrehte Detektoren. Der Mittelwert aus beiden Anzeigen ist der eigentliche Meßwert. Aus Abb. 5-2 ist die Anordnung der Detektoren ersichtlich. Die Bestrahlung im Blanket erfolgt mit Hilfe eines Neutronengenerators. Da im Target des Generators Neutronen durch dieselben Prozesse entstehen, (d.h. gleiche Verteilung der Neutronenenergie), wie in der Fusionszone eines Reaktors, sind solche Bestrahlungen gut geeignet um eine Fusionszone zu simulieren.

Abb. 5-1 zeigt die Geometrie des Modellblankets. Alle Messungen werden in Kanal 6 und 7 durchgeführt.

Nach der Bestrahlung werden die Detektoren in 30%iger Kalilauge bei 60°C geätzt. Nach etwa 5 min werden im Mikroskop bei 500-facher Vergrößerung Spuren von Spaltfragmenten sichtbar. Die Anzahl der Spuren pro Fläche nimmt mit zunehmender Ätzzeit zunächst linear zu, und bleibt dann nach etwa 40 min konstant.



KFA-IRE

Lithium - Blanket

Abb. 5-1: Geometrie des Modellblankets

(Die Messungen werden in Kanal 6 und 7 durchgeführt)

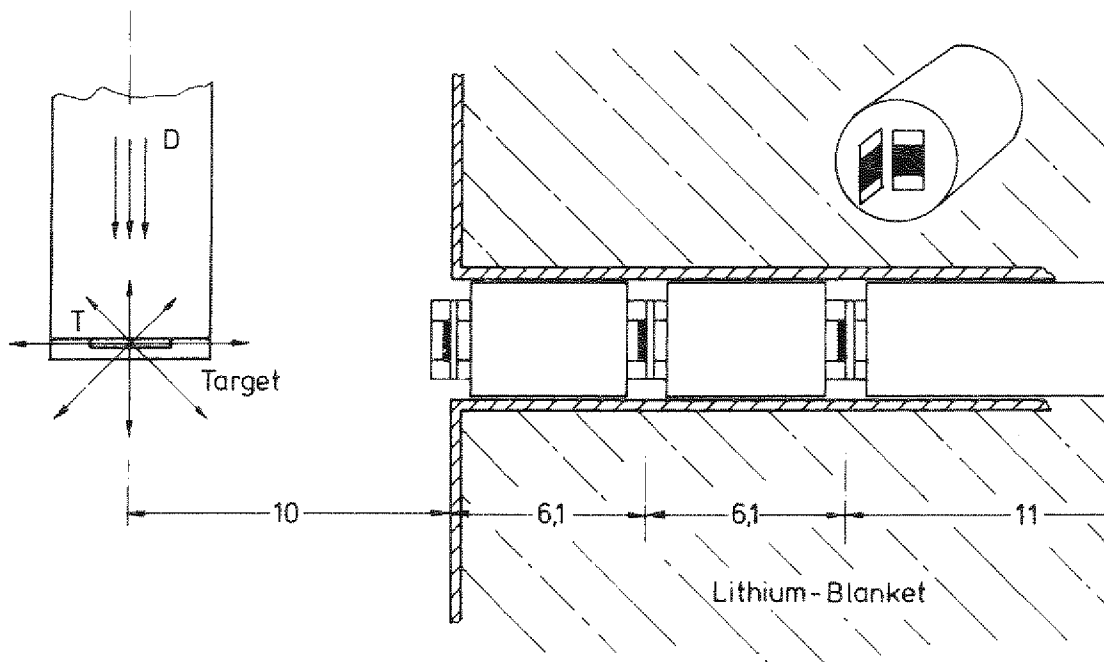


Abb. 5-2: Anordnung der Detektoren im Blanket

In Abb. 5-3 sind Spuren von Spaltfragmenten für verschiedene Ätzzeiten zu sehen. Für die verschiedenen Ätzzeiten wurde jeweils der gleiche Bildausschnitt bei 500facher Vergrößerung ausgewählt. Man erkennt deutlich, daß mit zunehmender Ätzzeit die Spuren größer werden, aber von einem gewissen Zeitpunkt ab 40 min, die Anzahl der Spuren pro Fläche nicht mehr zunimmt. Sogar das Gegenteil kann eintreten, daß Spuren bei langen Ätzzeiten an optischen Kontrast verlieren und unsichtbar werden. Alle Detektorfolien wurden bei unseren Versuchen 40 min lang geätzt, und anschließend ca. 1 h unter fließendem Wasser gewässert, damit Laugenreste in der Folie ausgewaschen werden. Nach Trocknung an Luft werden die Folien bei geeigneter Vergrößerung, meist 500fach, unter einem normalen Mikroskop ausgezählt. Die Anzahl der Spuren/Fläche ist ein Maß für die Spaltrate am Ort des Detektors. Die effektive Spaltschwelle für Th-232 liegt bei 1.75 MeV, somit ist die Spaltrate auch ein Maß für den integralen Neutronenfluß oberhalb dieser Schwellenenergie.

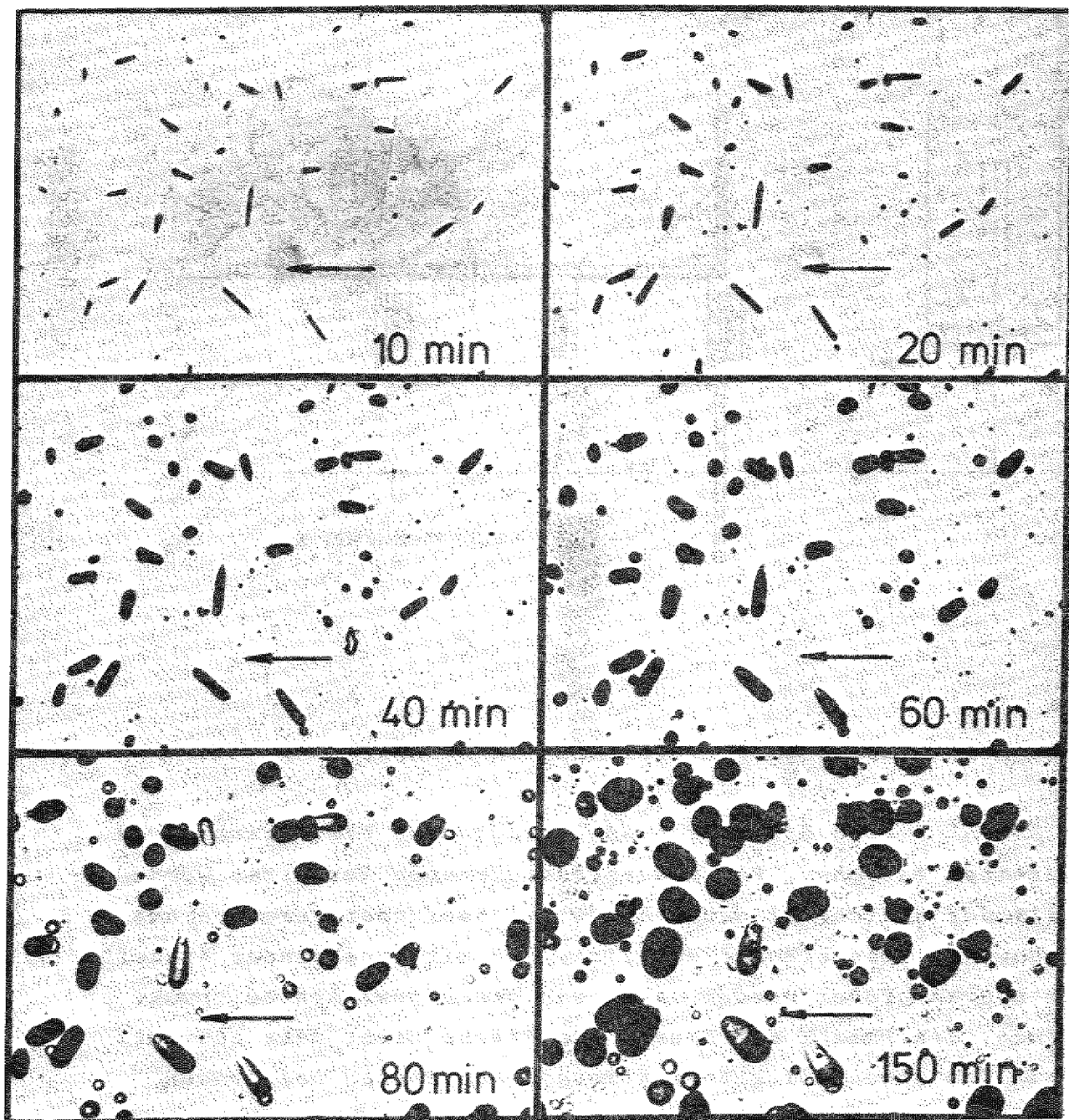


Abb. 5-3: Spuren von Spaltfragmenten nach verschiedenen Ätzzeiten, aber gleicher Vergrößerung am gleichen Ort der Detektorfolie

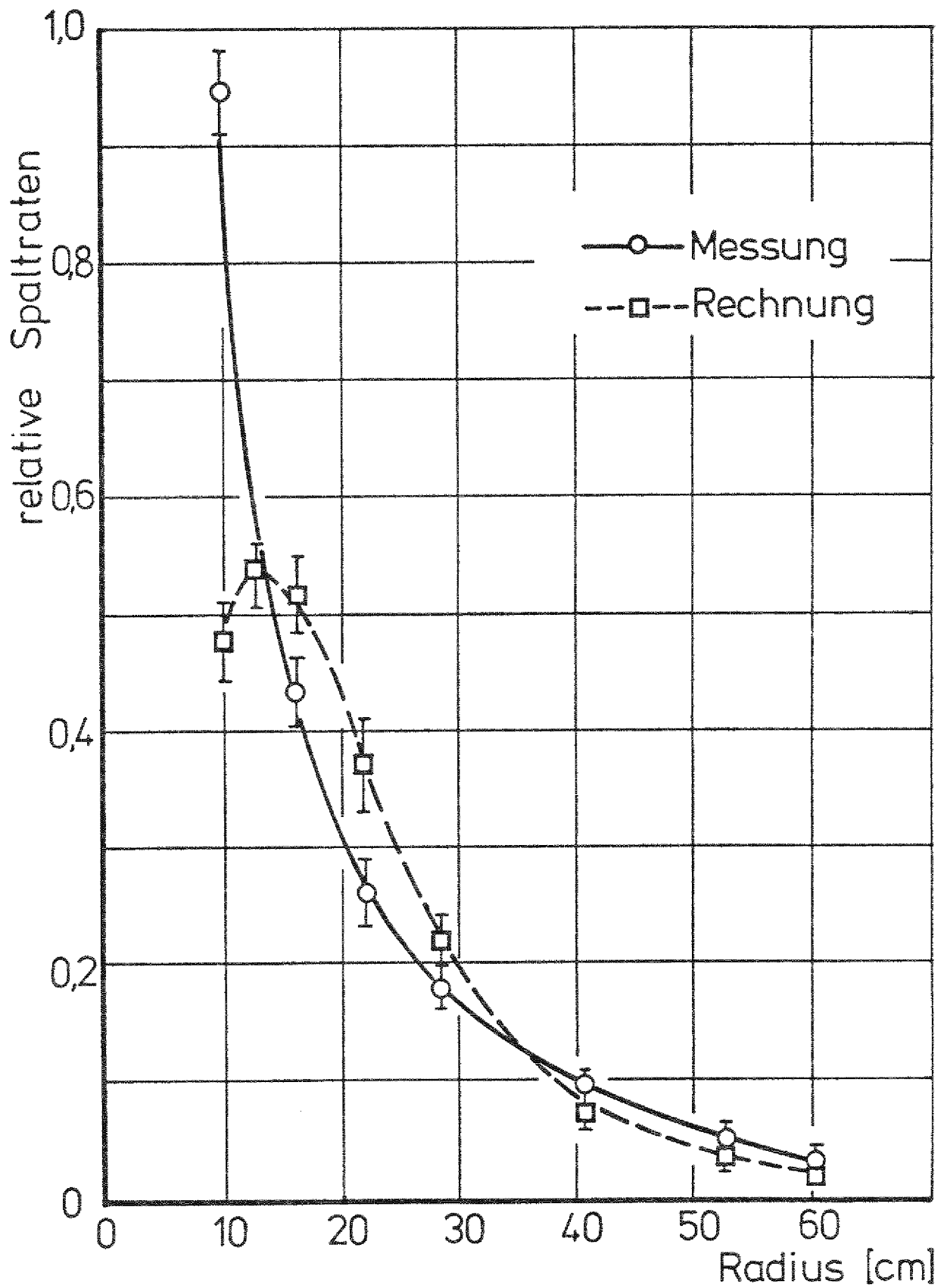


Abb. 5-4: Verteilung des schnellen Neutronenflusses im Blanket
gemessen mit Th-Spaltspeurdetektoren

In Abb. 5-4 ist das Meßergebnis für einen mittleren Meßkanal im Blanket aufgetragen. Daneben sind theoretisch berechnete Spaltraten eingetragen. Die berechneten Werte wurden mit Hilfe des dreidimensionalen Rechenprogramms MORSE erstellt. Die Diskrepanzen zwischen Messung und Rechnung werden in Abschnitt 5-3 diskutiert.

5.2 Brutratenmessung

Bei der Brutratenmessung konnte auf keine bewährte Meßtechnik zur α -Teilchenregistrierung mit Festkörpermethode zurückgegriffen werden. Es sollte ein spezieller Detektor entwickelt werden, der α -Spuren aus $\text{Li}(n,\alpha)$ T-Prozessen registrieren kann, und damit Aussagen über die relative Tritiumproduktion im Blanket liefert.

5.2.1 Aufbau eines α -Detektors

Aufgrund der vorausgegangenen Untersuchungen wurde als Detektorfolie die spezielle Cellulosenitratfolie LR-115 von Kodak ausgewählt. In Übereinstimmung mit anderen Autoren /23/ war nämlich festgestellt worden, daß das "signal to noise"-Verhältnis bei dieser Folie günstiger ist, als bei anderen Cellulosenitratfolien.

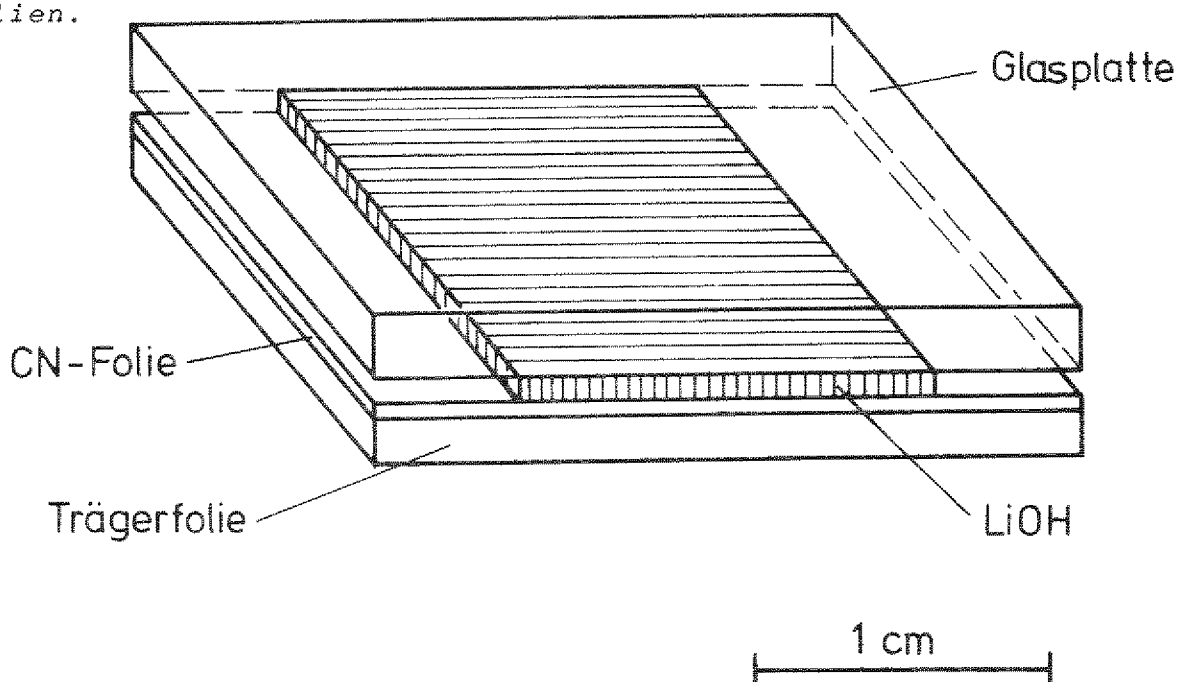


Abb. 5-5: Schematische Darstellung des α -Detektors

Der Grund hierfür ist im besonderen Aufbau der Folie zu sehen. Die 10 μm dicke empfindliche Cellulosenitrat-Schicht ist auf eine unempfindliche 200 μm starke Trägerfolie aufgebracht. Dadurch ist die Detektorfolie mechanisch sehr stabil, hat aber durch die geringe Menge an Cellulosenitrat relativ wenig Rückstoß- und (n,α) -Prozesse als Untergrund bei Neutronenbestrahlung. Der gesamte Detektor besteht aus einer Kombination der Detektorfolie und einer Glasplatte auf die metallisches Lithium aufgedampft ist. In Abb. 5-5 ist diese Anordnung schematisch dargestellt.

5.2.2 Herstellung der Lithiumschicht

Die Lithiumschicht auf der Glasplatte liegt in Form von Lithiumhydroxid vor und ist ca. 20 μm dick. Obwohl metallisches Lithium in einer Hochvakuum-Aufdampfanlage aufgebracht wurde, ist es nicht gelungen, die metallische Li-Schicht zu konservieren. Es wurden eine Reihe von Versuchen unternommen, Lithium direkt auf das Detektormaterial aufzubringen und durch eine weitere Aufdampfung von Aluminium über der Lithiumschicht diese luftdicht abzuschließen. Diese Versuche sind jedoch alle gescheitert, weil Lithium chemisch sehr reaktiv ist, und selbst unter Vakuum mit Sauerstoff aus der Umgebung (z.B. aus der Cellulosenitratfolie) reagiert. Zum Schluß wurde dann die skizzierte Anordnung gewählt. Das metallische Lithium wird auf ein Glasplättchen unter Vakuum aufgedampft. Nach Belüftung oxidiert die Lithiumschicht innerhalb von wenigen Minuten (dunkle Farbe). Nach einigen Stunden (ca. 24 h) ist das Lithiumoxid vollständig in stabiles Lithiumhydroxid (weiße Farbe) übergegangen. Glas wird deshalb als Trägermaterial genommen, weil die Haftung der Hydroxidschicht hier besonders gut ist. Die Dicke der Lithiumhydroxidschicht wird durch Wägung ermittelt. Sie soll größer sein als die Reichweite der energiereichsten α -Teilchen in dieser Schicht, damit nur Teilchen aus einem bestimmten Volumen, welches durch die Reichweite der Teilchen bestimmt wird, registriert werden. 20 bis 30 μm dicke Aufdampfungen können gut erreicht werden, ohne daß die Schichten porös werden oder abblättern.

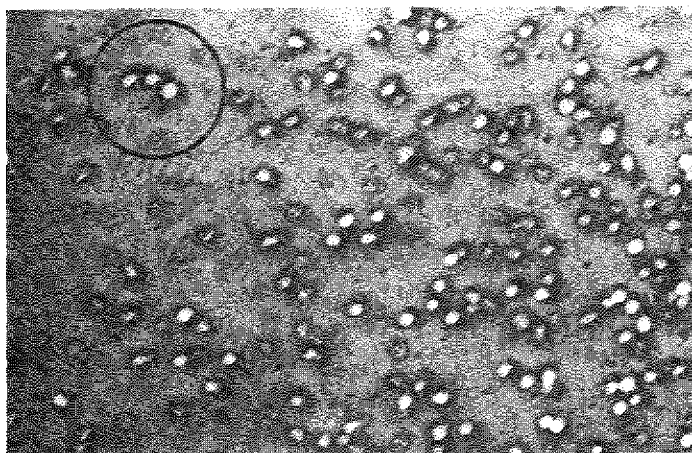
Insgesamt wurden drei verschiedene Lithiumisotopengemische aufgedampft: natürliches Lithium ($92,6\% {}^7\text{Li}$; $7,4\% {}^6\text{Li}$), 95% angereichertes Lithium-6 und 99,99% angereichertes Lithium-7.

5.2.3 Messung und Auswertung

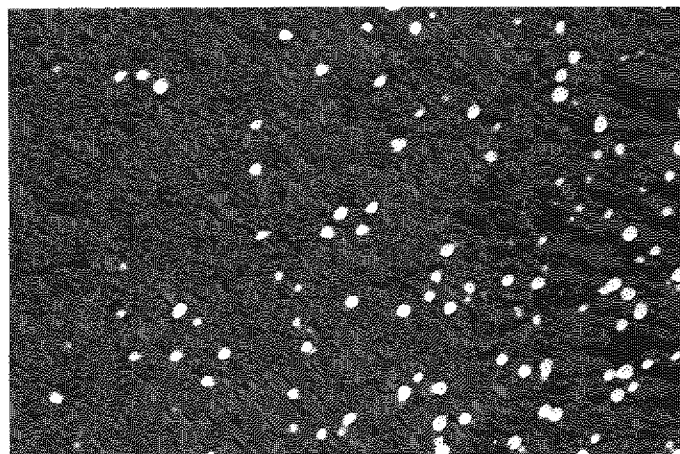
Die beschriebenen α -Detektoren werden an die gleichen Meßpositionen gebracht wie die Th-Spaltspurdetektoren (vgl. Abb. 5-2). Ein Teil der α -Teilchen, die durch (n,α) -Prozesse im LiOH entstehen, wird in der Detektorfolie registriert, und ist ein rel. Maß für die Tritiumproduktion an der Stelle. Da bisher keine richtungsabhängige Anzeige dieser Detektoren beobachtet wurde, wird auf eine Anordnung mit gekreuzten Folien verzichtet. Dagegen muß wegen des Untergrundes an α -Spuren und Rückstoßspuren in der Detektorfolie selbst, an jeder Meßposition eine Leerfolie ohne LiOH mitbestrahlt werden.

Nach der Neutronenbestrahlung werden die Detektorfolien 65 min bei 60°C in 2,5 normaler NaOH geätzt. Die Auswertung, d.h. Auszählung der Spurenzahl pro Fläche, erfolgt durch einen Beobachter an einem Projektionsmikroskop. Die spezielle Kodakfolie LR-115 erlaubt eine besondere Auswertetechnik. Die dünne Cellulosenitratschicht ist rot eingefärbt. Die dickere unempfindliche Trägerfolie ist dagegen farblos. Die Anätzung der α -Spuren wird solange fortgesetzt, bis die Cellulosenitratschicht durchstoßen ist. Die α -Spuren heben sich dann als helle Punkte deutlich auf dem dunkelroten Untergrund ab. Diese Technik kann noch weiter verbessert werden, wenn man mit Hilfe eines Grünfilters den Schirm des Beobachtungsmikroskopes beleuchtet. Der rote Untergrund wird durch das grüne Licht in schwarz umgewandelt und nur noch die Spuren bleiben als hellgrüne Punkte sichtbar.

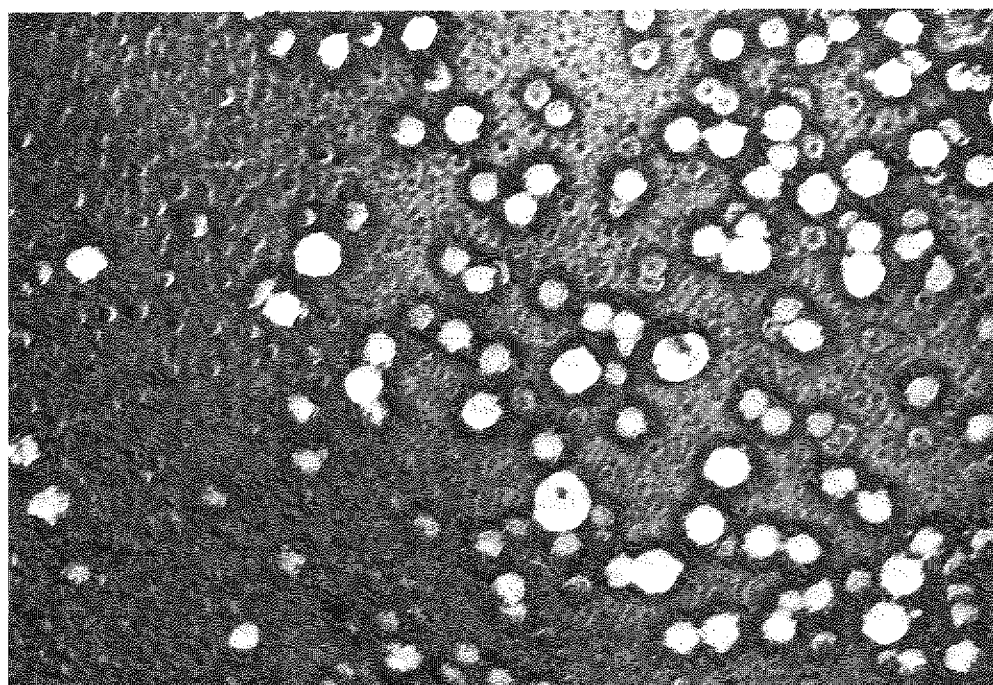
In Abb. 5-6 sind Spuren von α -Teilchen aus Li (n,α) T-Reaktionen in LR-115 mit und ohne Grünfilter dargestellt. Bei einem Vergleich von α -Spuren in LR-115 mit Spaltfragmentspuren oder α -Spuren in Makrofol erkennt man, daß die α -Spuren fast alle kreisförmig sind, während die Spaltfragmentspuren z.T. länglich sind. Der Grund für diese Formunterschiede ist darin zu sehen, daß bei Makrofol die gesamte Detektorschicht empfindlich ist, in der alle Spuren verschiedener Einfallswinkel bis zum Ende der Teilchen-



a)



b)



c)

Abb. 5-6: Spuren von α -Teilchen in Cellulosenitratfolie LR-115
a) ohne Grünfilter 125-fache Vergrößerung
b) mit Grünfilter 125-fache Vergrößerung
c) ohne Grünfilter 500-fache Vergrößerung
(links im Bild ist kein Lithium)

bahn ausgeätzt werden.

In LR-115 ist nur eine dünne Schicht des Detektors wirksam, die alle Teilchen verschiedener Einfallsrichtung durchschlagen. Als Ätzbild ergibt sich fast immer ein Kreis (Abb. 5-7)

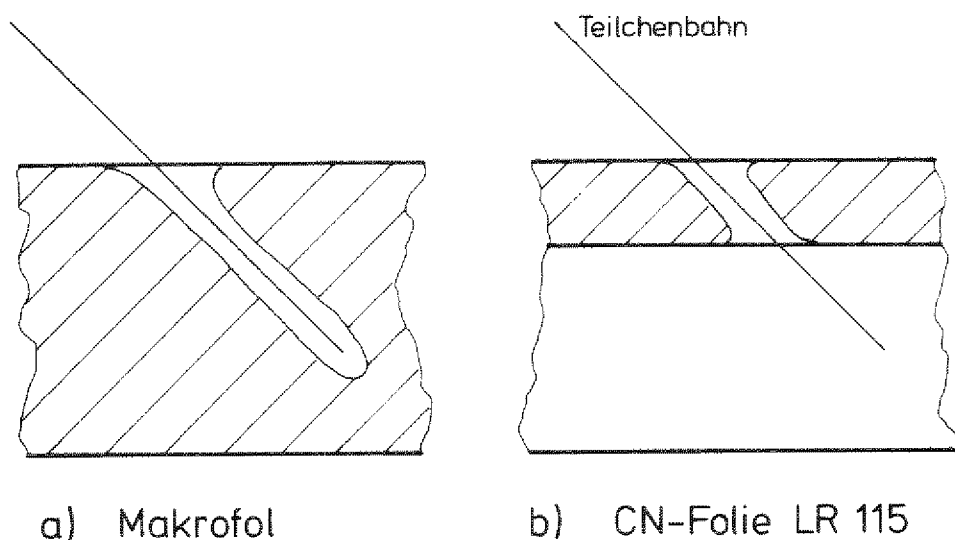


Abb. 5-7: Spurbildung a) in Makrofol b) in CN-Folie LR-115

Von der Anzahl der Spuren eines Detektors in Kontakt mit LiOH wurde die Anzahl der Spuren auf der Leerfolie subtrahiert. Der Untergrund aus (n, α) -Reaktionen und Rückstoßspuren beträgt bis zu 60% der Gesamtspurenzahl. Dies ist auch aus dem Vergleich der Wirkungsquerschnitte für (n, α) -Reaktionen in Lithium und Cellulosenitrat zu erwarten.

Bei hohen Neutronenenergien (10-14 MeV) sind die Reaktionsraten in beiden Stoffen von der gleichen Größenordnung. Das Festkörperspurverfahren dient zunächst als relatives Meßverfahren zur Bestimmung der relativen ortsabhängigen Tritiumproduktion im Modellblanket.

Ein Absolutanschluß ist z.Zt. wegen der energieabhängigen Registrierung der α -Teilchen noch nicht möglich. Ein geeignetes Eichverfahren müßte noch ausgearbeitet werden.

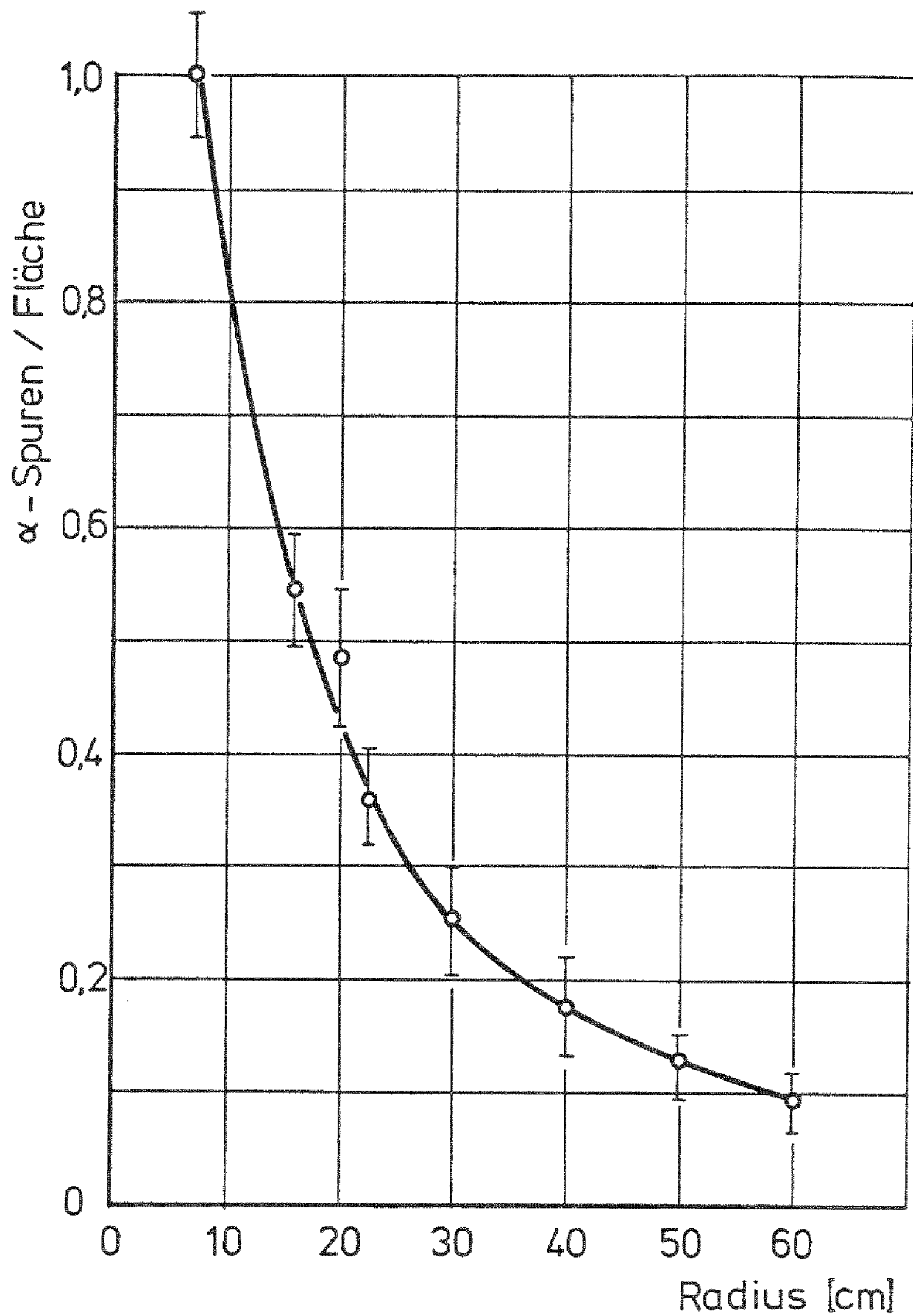


Abb. 5-8: Tritiumproduktion als Funktion des Radius in natürl. Lithium (Meßwerte auf $r=10$ cm normiert).

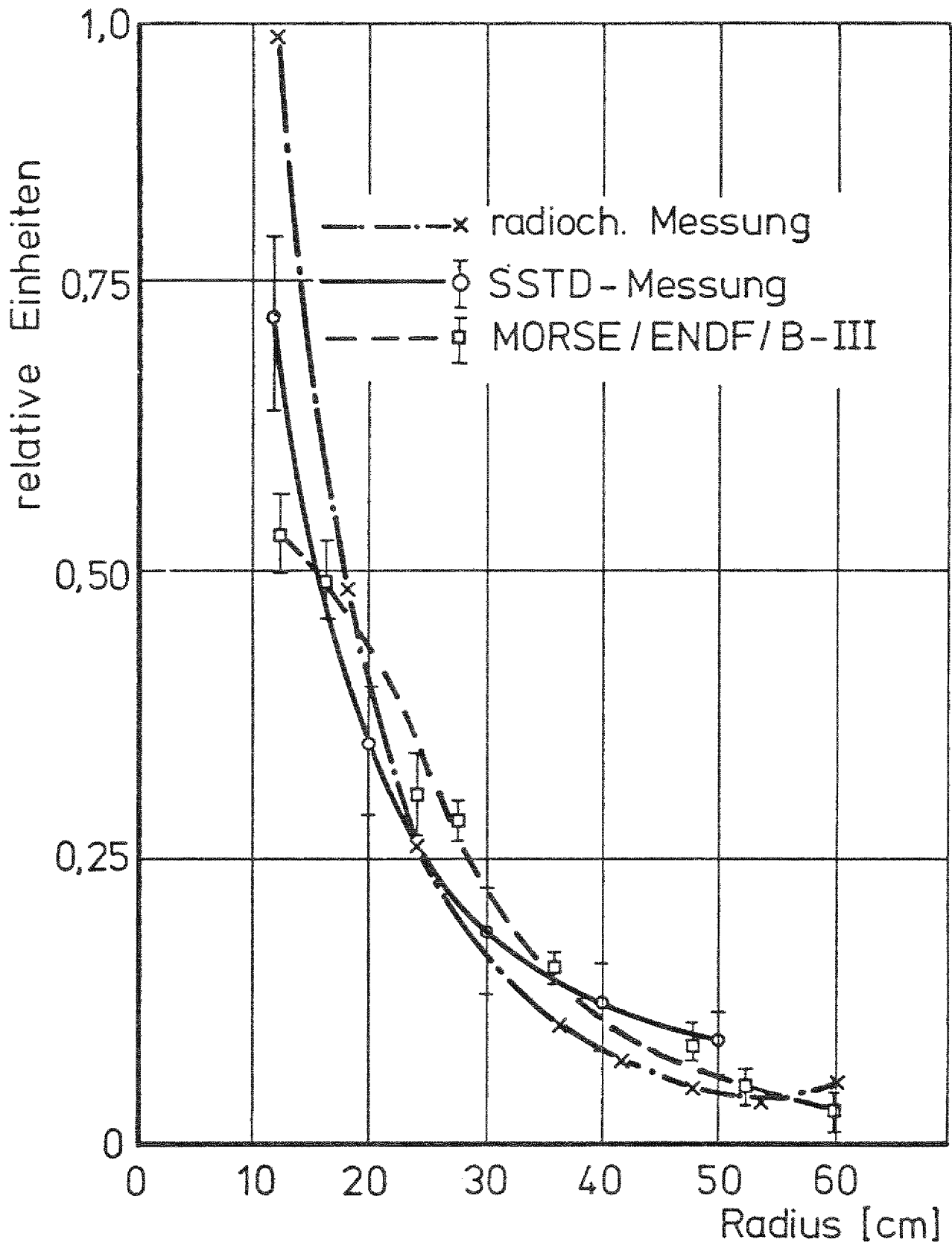


Abb. 5-9: Experimentelle und theor. Tritiumproduktionsraten in nat. Lithium (flächennormiert)

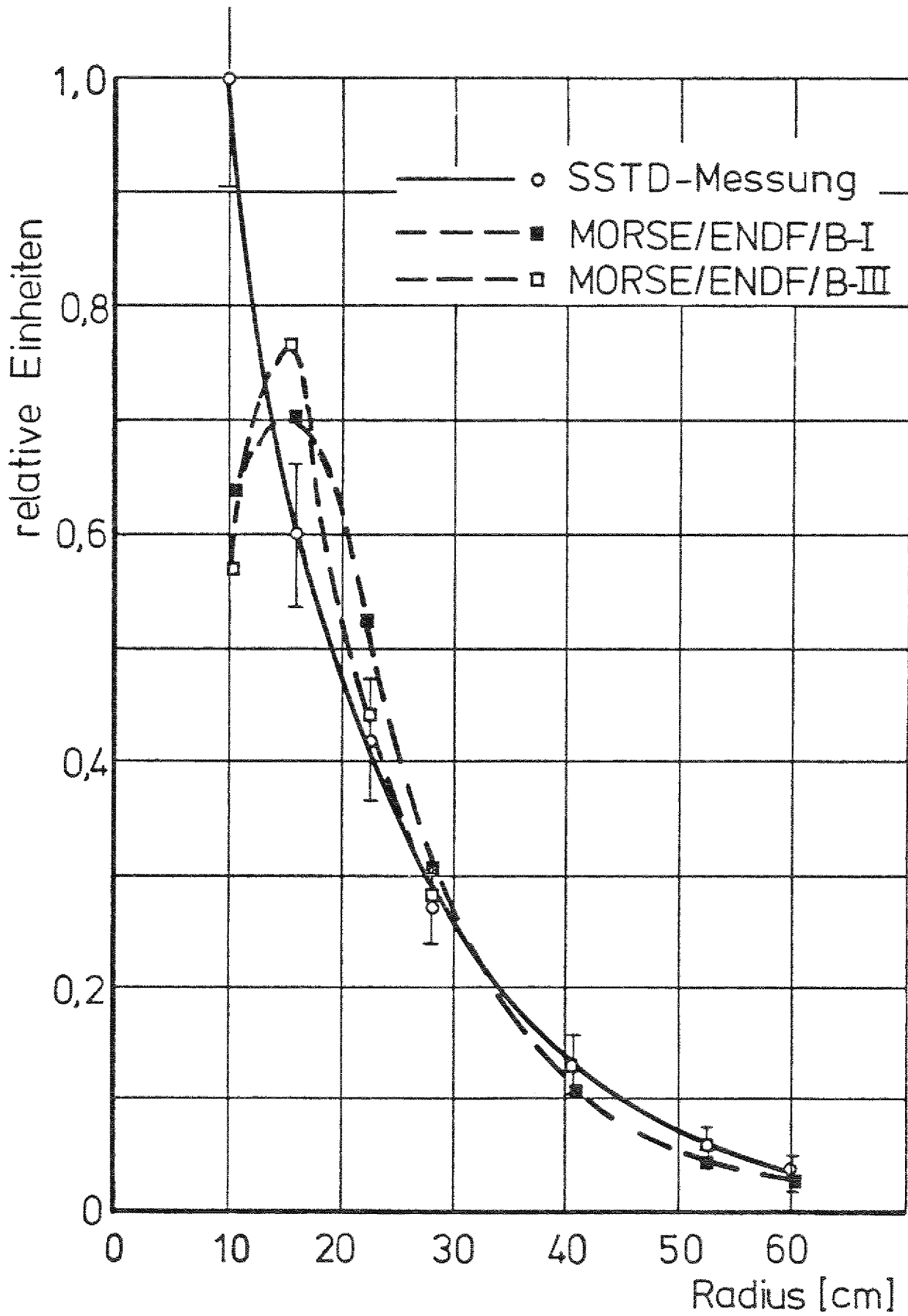


Abb. 5-10: Experimentelle und berechnete Tritiumproduktionsraten in Lithium-7

In den Abb. 5-8 bis 5-10 sind die Meßergebnisse der ortsabhängigen α -Spurenzahl/Einheitsfläche als Funktion der Meßposition im Modellblanket für verschiedene Lithiumisotopengemische aufgetragen.

Bisher wurden Konkurrenzreaktionen zu den tritiumerzeugenden Reaktionen ${}^7\text{Li}(n,n'\alpha)\text{T}$ und ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ vernachlässigt. Für das hier angewandte Nachweisverfahren sind das alle anderen (n,α) -Prozesse im Lithium. Die Wirkungsquerschnitte der in Betracht kommenden Reaktionen sind in Abb. 5-11 dargestellt.

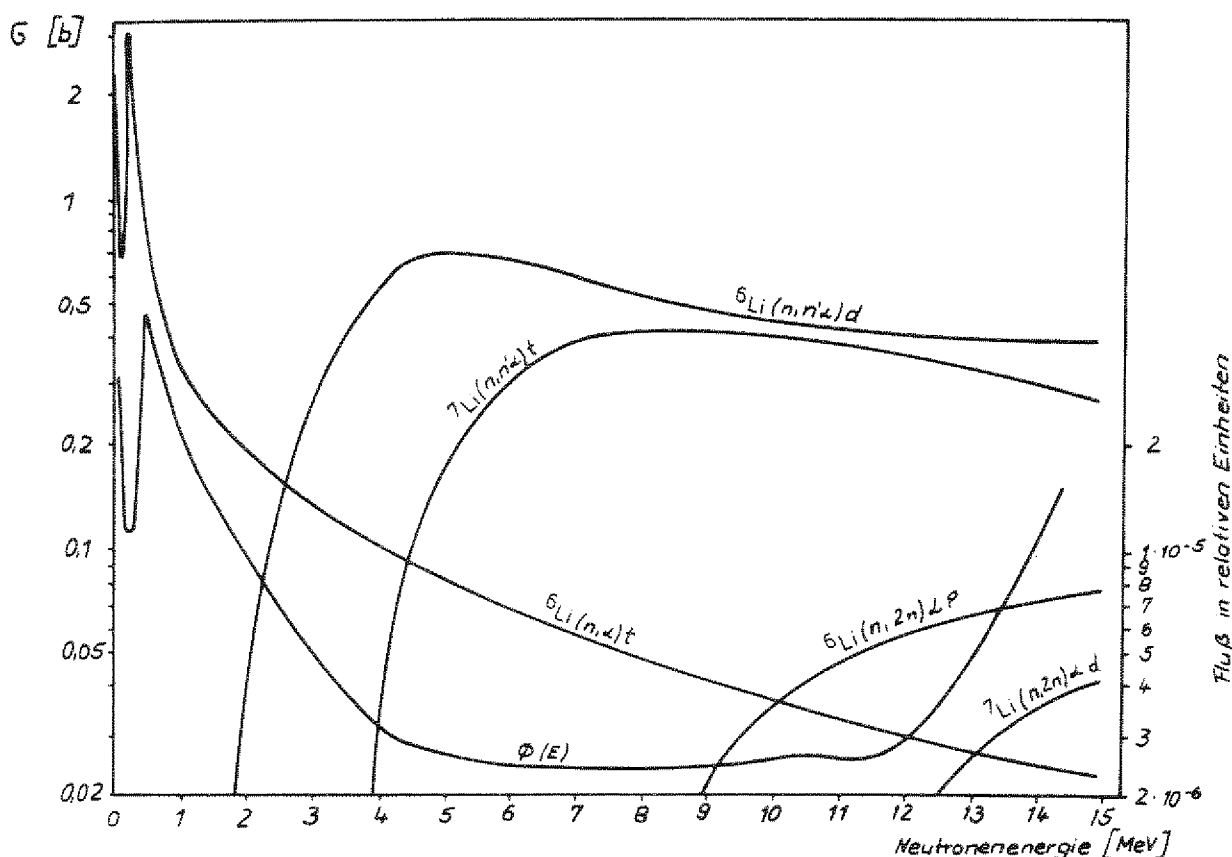


Abb. 5-11: Wirkungsquerschnitte der (n,α) -Reaktionen des Lithiums

Um den Beitrag dieser parasitären Reaktionen auf die gesamte α -Rate abschätzen zu können, wurde gleichzeitig das berechnete Neutronenspektrum des Modellblankets dargestellt. Man sieht, daß die Tritiumproduktion im ${}^6\text{Li}$ in einem solchen Spektrum um etwa 30% zu hoch bewertet wird durch den Einfluß der ${}^6\text{Li}(n,n'\alpha)\text{D}$ -Reaktion. Da ${}^6\text{Li}$ im natürlichen Lithium nur zu 7,4%

vorkommt, konnte dieser Fehler bei den entsprechenden Messungen vernachlässigt werden. Etwa ab 12 MeV kommt ein kleiner Beitrag von der ${}^7\text{Li}(n,2n)\alpha\text{p}$ -Reaktion, der jedoch ebenfalls vernachlässigt wurde.

5.3 Vergleich von gemessenen und gerechneten Werten

Mit Hilfe der dreidimensionalen Monte-Carlo-Rechnung MORSE wurden die Reaktionsraten für Thoriumspaltung und Tritiumproduktion ortsabhängig im Blanket berechnet. Außerdem wurden vergleichende Berechnungen mit den ein- bzw. zweidimensionalen Transportprogrammen ANISN und DOT-II durchgeführt /24, 26/. Dabei wurden die jeweils neuesten Wirkungsquerschnittsdaten der ENDF/B-Datenbibliothek benutzt. Damit die gemessenen Werte mit den theoretisch berechneten Reaktionsraten vergleichbar werden, sind in den Abbildungen alle Werte flächennormiert aufgetragen. Die Flächennormierung wurde deshalb einer Punktnormierung vorgezogen, um eine Auszeichnung eines bestimmten Meßpunktes zu vermeiden. In Abb. 5-4 ist die Verteilung des schnellen Neutronenflusses gemessen mit Thorium-Spaltspurdetektoren in einem mittleren Kanal des Modellblankets dargestellt. Die theoretisch berechnete Flußverteilung ist gestrichelt eingezeichnet. Systematische Abweichungen zwischen Messung und Rechnung treten in der Nähe der Neutronenquelle ($r=10$ cm) auf.

Im Bereich 20-60 cm ist die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung zufriedenstellend. Abb. 5-9 zeigt den Vergleich von gemessenen und berechneten Tritiumproduktionsraten in natürlichem Lithium. Auch hier treten die größten Abweichungen in der Nähe der Quelle auf. Als Vergleich ist in Abb. 5-9 eine weitere experimentelle Tritiumproduktionsmessung, die mit Hilfe einer radiochemischen Methode gefunden wurde, neben der SSTD-Messung eingetragen /25/.

Diese Messung zeigt gegenüber der Rechnung die gleiche Tendenz der Abweichung im Nahbereich der Quelle.

Abb. 5-10 zeigt den Vergleich der Werte für Lithium-7.

Dabei sind zwei berechnete Kurven einmal mit etwas älteren Wirkungsquerschnittsdaten ENDF/B-I und einmal mit den neuesten Daten ENDF/B-III nebeneinander eingetragen. Es ist deutlich

zu erkennen, daß die mit den neueren Daten berechnete Kurve für Lithium-7 besser mit der Messung übereinstimmt. Die systematische Abweichung bei beiden Vergleichen bleibt aber auch hier in der Nähe der Neutronenquelle erhalten.

Im Bereich von 20 bis 60 cm ist eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung im Rahmen der Fehlergrenzen erzielt worden.

5.4 Fehlerdiskussion

Wie schon erwähnt, werden die Meßergebnisse durch Auszählen von Spuren unter einem Mikroskop durch einen Beobachter gefunden. Dabei ist nicht auszuschließen, daß der Beobachter Kratzer und Staubteilchen als wahre Information registriert. Außerdem können sich durch mangelhafte Konzentration und Ermüdung des Beobachters Zählfehler einschleichen. Diese subjektiven Fehlerquellen können reduziert werden, wenn mehrere Beobachter unabhängig voneinander die Detektoren auswerten. So wurde auch bei allen Auswertungen in dieser Arbeit verfahren. Eine Größe des Meßfehlers in Prozent durch die subjektiven Eigenschaften des Beobachters selbst ist wohl kaum anzugeben.

Daneben können auch andere systematische Fehler, die durch ungleichmäßige Herstellung der Lithiumschichten und Detektorfolien auftreten nur schwer zählenmäßig erfaßt werden. Andere Auswertfehler, die z.B. durch Schwankungen der Ätztemperatur oder Ätzmittelkonzentration innerhalb des Ätzbades hervorgerufen werden, spielen bei Relativmessungen kaum eine Rolle, da angenommen werden kann, daß die Ätzbedingungen für eine einzige Charge gleich sind.

Ein anderer systematischer Meßfehler entsteht dadurch, daß die Ätzbedingungen bewußt so gewählt sind, daß keine α -Teilchen oberhalb 4 MeV registriert werden. Beim ^7Li -Brutprozeß können aber α -Energien bis 5 MeV auftreten. Bei der Auswertung der Messung konnte eine Korrektur in dieser Richtung nicht vorgenommen werden, da die Energieverteilung der α -Teilchen nicht bekannt ist.

Bleiben noch die statistischen Meßfehler, die auch in den Abbildungen als Fehlerbalken eingezeichnet sind. Bei Spaltraten-

messungen (Abb. 5-4) können diese Fehler relativ klein gehalten werden. Sie liegen je nach Meßposition bei 3-6%. Bei der Bestimmung der Tritiumbruttrate aus α -Registrierung sind die stat. Meßfehler erheblich größer. Wegen Fehlerfortpflanzung bei der Subtraktion des rel. hohen Untergrundes erreichen diese Fehler je nach Meßposition 25-35% des Meßwertes. Die größten Fehler treten wegen der relativ geringen Zählstatistik an den Randpositionen des Blankets auf. Man wäre natürlich durchaus in der Lage diese stat. Fehler zu verringern, müßte dann aber auf eine automatische Auszählung der Detektorfolien mit Maschinen zurückgreifen.

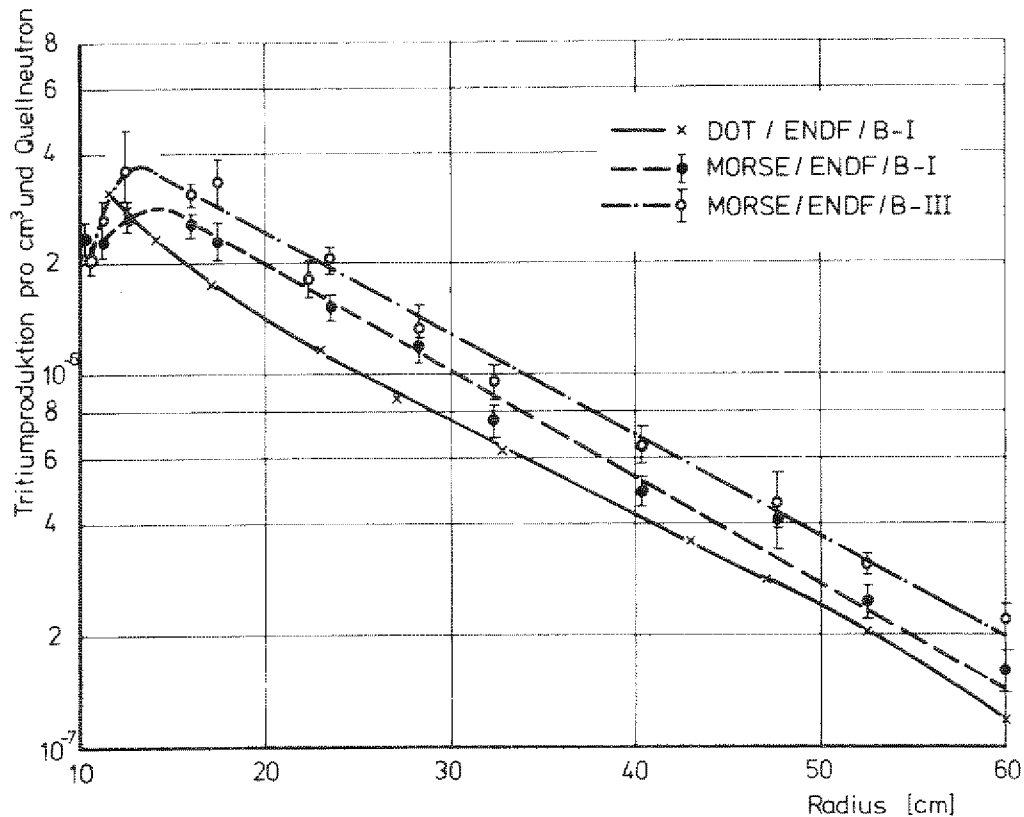


Abb. 5-12: Ortsabhängige Tritiumproduktion im Blanket berechnet mit DOT und MORSE und ENDF/B-I bzw. ENDF/B-III Datensätzen nach /26/

Die Diskrepanzen zwischen Messung und Rechnung, besonders im quellnahen Teil des Blankets, können von der ungenügenden Kenntnis der nuklearen Daten im hohen Neutronenenergiebereich herrühren,

die bei der Rechnung verwendet werden. Diese Vermutung liegt nahe, da die voneinander unabhängig durchgeführte radiochemische Meßtechnik die gleiche Abweichung ergibt. Abb. 5-12 zeigt deutlich, daß bei der gleichen Rechentechnik, aber verschiedenen Datensätzen (ENDF/B-I und ENDF/B-III) schon systematische Unterschiede zu erkennen sind.

In nachfolgenden Arbeiten werden die Ursachen für die Unterschiede zwischen den experimentellen Ergebnissen und den Rechnungen weiter untersucht.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Eine Meßtechnik zur Bestimmung der relativen ortsabhängigen Tritiumbrutrate in einem Modellblanket wurde entwickelt. Die speziellen Probleme der α -Spurregistrierung in Festkörpern, die dieser Meßmethode zugrunde liegt, wurden diskutiert. Relativmessungen der ortsabhängigen Tritiumproduktion wurden für verschiedene Lithiumisotopengemische durchgeführt. Absolutmessungen mit dieser Methode können erst gemacht werden, wenn geeignete Eichverfahren zur Verfügung stehen.

Brutratenmessungen und auch Messungen des schnellen Neutronenflusses mit Spaltspurdetektoren wurden mit bereits vorhandenen Rechnungen verglichen. Diskrepanzen zwischen Messung und Rechnung sind vor allem im quellenahen Bereich aufgetreten. Es wird vermutet, daß die ungenaue Kenntnis der nuklearen Daten für diese Abweichung verantwortlich ist.

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

- Abb. 2-1: Spurbildung in einem kristallinen Festkörper nach /1/
- Abb. 2-2: Spezifische Ionisation von α -Strahlen in Luft als Funktion des Weges bzw. der Energie
- Abb. 2-3: Energieverlust (berechnet) geladener Teilchen als Funktion der Energie pro Nukleon
- Abb. 2-4: Skizze zur Definition des krit. Winkels θ_c
- Abb. 3-1: Schematische Darstellung eines Detektors
- Abb. 3-2: Detektorgeometrie zur Ermittlung von $\bar{R}_n$
- Abb. 3-3: Spaltquerschnitt σ_f als Funktion der Neutronenenergie für ^{232}Th
- Abb. 3-4: Skizze zur Berechnung der Richtungsabhängigkeit
- Abb. 3-5: Abbremsung von 5,48 MeV α -Teilchen in Makrofol
- Abb. 3-6: Registrierung von α -Teilchen verschiedener Energie
- Abb. 3-7: Durchmesser von α -Spuren in Cellulosenitrat als Funktion der α -Energie nach /15/
- Abb. 3-8: Erscheinungsformen von Teilchenspuren in verschiedenen Detektormaterialien
- Abb. 3-9: Energieverlust geladener Teilchen in Cellulosenitrat nach /21/
- Abb. 4-1: Reaktionsrate $\langle\sigma v\rangle$ als Funktion der Temperatur für verschiedene Fusionsreaktionen nach /5/
- Abb. 4-2: Schematische Anordnung des Blankets in einem zukünftigen Fusionsreaktor
- Abb. 4-3: Wirkungsquerschnitte der Tritiumbrutreaktionen als Funktion der Neutronenenergie nach /10/
- Abb. 4-4: Versuchsaufbau des Blanketexperimentes
- Abb. 5-1: Geometrie des Modellblankets
- Abb. 5-2: Anordnung der Detektoren im Blanket

- Abb. 5-3: Spuren von Spaltfragmenten nach verschiedenen Ätzzeiten aber gleicher Vergrößerung am gleichen Ort der Detektorfolie
- Abb. 5-4: Verteilung des schnellen Neutronenflusses im Blanket gemessen mit Th-Spaltspurdetektoren
- Abb. 5-5: Schematische Darstellung eines α -Detektors
- Abb. 5-6: Spuren von α -Teilchen in Cellulosenitratfolie LR-115
- Abb. 5-7: Spurbildung a) in Makrofol b) in CN-Folie LR-115
- Abb. 5-8: Tritiumproduktion als Funktion des Radius in natürlichem Lithium
- Abb. 5-9: Experimentelle und theor. Tritiumproduktion in nat. Lithium
- Abb. 5-10: Experimentelle und berechnete Tritiumproduktionsraten in Lithium-7
- Abb. 5-11: Wirkungsquerschnitte der (n,α) -Reaktionen des Lithiums
- Abb. 5-12: Ortsabhängige Tritiumproduktion im Blanket berechnet mit DOT- und MORSE-Programmen und ENDF/B-I bzw. ENDF/B-III Datensätzen nach /26/
- Tabelle 1: Zusammenstellung einiger Eigenschaften von untersuchten Detektormaterialien
- Tabelle 2: Energien und Reichweiten von Rückstoßkernen in Cellulosenitrat
- Tabelle 3: Energien und Reichweiten von α -Teilchen aus (n,α) -Reaktionen in Cellulosenitrat

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

- Abb. 2-1: Spurbildung in einem kristallinen Festkörper nach /1/
- Abb. 2-2: Spezifische Ionisation von α -Strahlen in Luft als Funktion des Weges bzw. der Energie
- Abb. 2-3: Energieverlust (berechnet) geladener Teilchen als Funktion der Energie pro Nukleon
- Abb. 2-4: Skizze zur Definition des krit. Winkels θ_c
- Abb. 3-1: Schematische Darstellung eines Detektors
- Abb. 3-2: Detektorgeometrie zur Ermittlung von $\bar{R}_n$
- Abb. 3-3: Spaltquerschnitt σ_f als Funktion der Neutronenenergie für ^{232}Th
- Abb. 3-4: Skizze zur Berechnung der Richtungsabhängigkeit
- Abb. 3-5: Abbremsung von 5,48 MeV α -Teilchen in Makrofol
- Abb. 3-6: Registrierung von α -Teilchen verschiedener Energie
- Abb. 3-7: Durchmesser von α -Spuren in Cellulosenitrat als Funktion der α -Energie nach /15/
- Abb. 3-8: Erscheinungsformen von Teilchenspuren in verschiedenen Detektormaterialien
- Abb. 3-9: Energieverlust geladener Teilchen in Cellulosenitrat nach /21/
- Abb. 4-1: Reaktionsrate $\langle\sigma v\rangle$ als Funktion der Temperatur für verschiedene Fusionsreaktionen nach /5/
- Abb. 4-2: Schematische Anordnung des Blankets in einem zukünftigen Fusionsreaktor
- Abb. 4-3: Wirkungsquerschnitte der Tritiumbrutreaktionen als Funktion der Neutronenenergie nach /10/
- Abb. 4-4: Versuchsaufbau des Blanketexperimentes
- Abb. 5-1: Geometrie des Modellblankets
- Abb. 5-2: Anordnung der Detektoren im Blanket

LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ R.L.Fleischer, P.B.Price, R.M.Walker
Journal of Applied Physics 36, 11, 3645 (1965)
- /2/ R.Hecker
Vorlesung SS 73, RWTH Aachen
- /3/ R.L.Fleischer et.al.
Phys. Rev. 133, A 1443 (1964)
- /4/ E.Benton
USNRL-TR-68-14 (1968)
- /5/ J.L.Tuck
Nuclear Fusion, 1,201 (1961)
- /6/ E.L.Draper
Nucl. Sc. Ing., 46,31 (1971)
- /7/ J.Nucl. Energy, 21, 375 (1967)
- /8/ H.Geiser
Interner KFA-Bericht, ZST 135, 9 (1970)
- /9/ Stolz, Dörschel
Kernenergie, 11, 137, (1968)
- /10/ Brockmann
Diss. TH-Aachen (1973)
- /11/ H.G.Paretzke
GSF-Bericht S. 138 (1971)
- /12/ K.Barbier
private Mitteilung
- /13/ H.G.Paretzke
8th Conf. on Nuclear Photogr. Bucarest (1972)
- /14/ K.Becker
Health Phys. 16, 113 (1969)
- /15/ G.Somogyi
6th Intern. Conf. on Corpusc. Photogr. Rom 1966
- /16/ R.D.Evans
The atomic nucleus Mc. Graw-Hill (1955)