



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

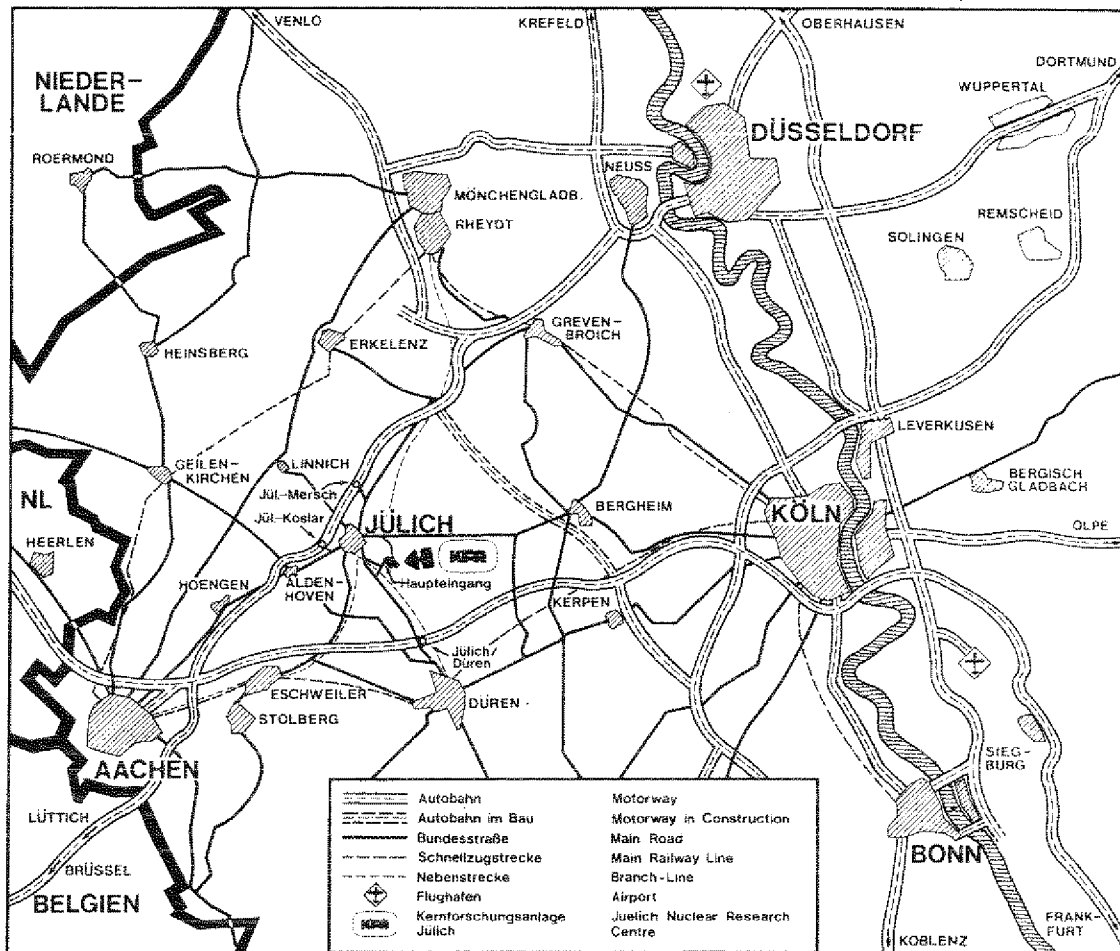
Institut für Reaktorentwicklung

**Neutronenphysikalische Untersuchungen
zum Einsatz von Lithiumaluminaten im
Tritiumbrutmantel von zukünftigen
Fusionsreaktoren.**

**Versuche zur Überprüfung von theoretischen
Vorhersagen mittels geeigneter Messtechniken**

von
A. Mohsin

**Jül - 1705
Februar 1981
ISSN 0366 - 0885**



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1705

Institut für Reaktorentwicklung Jül - 1705

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 0 24 61/6 10 · Telex: 833 556 kfa d

**Neutronenphysikalische Untersuchungen
zum Einsatz von Lithiumaluminaten im
Tritiumbrutmantel von zukünftigen
Fusionsreaktoren.**

**Versuche zur Überprüfung von theoretischen
Vorhersagen mittels geeigneter Messtechniken**

von
A. Mohsin

NEUTRONIC INVESTIGATIONS ON THE APPLICATION OF
LITHIUM ALUMINATES IN THE TRITIUM BREEDING BLANKET OF
FUTURE FUSION REACTORS

by

A. Mohsin

ABSTRACT

A survey is given about the state of development work at the blanket. It shows that present designs aim at a fusion reactor with low tritium inventory. This aim can be achieved with a solid blanket. In this paper this concept is described and the selection of appropriate materials for the solid blanket is discussed.

The lithium aluminates turned out to be the most suitable materials. Comparing the different lithium aluminates the compounds Li_5AlO_4 and LiAlO_2 proved to be the most favourable. The improvement of the breeding ratio when using lead as neutron multiplier was investigated. Employing, for example, a lead zone of 15 cm thickness in front of a 60 cm thick breeding zone, the tritium breeding ratio is raised to 1.65 for Li_5AlO_4 and to 1.48 for LiAlO_2 . The originally higher breeding ratio of the Li_5AlO_4 in contrary to the LiAlO_2 is compensated hereby. By this LiAlO_2 becomes a very interesting material for a solid blanket since it furthermore exhibits a higher melting point and higher phase transition temperature. For experimental check of the nuclear data of this material and the computational techniques used, a test model was designed and built. This blanket model was used for measuring the space-dependent tritium production rate, which could be compared to corresponding computations. The assembly was made of a lead zone as neutron multiplier, LiAlO_2 as breeding material, and polyethylene as neutron reflector.

NEUTRONENPHYSIKALISCHE UNTERSUCHUNGEN ZUM EINSATZ VON
LITHIUMALUMINATEN IM TRITIUMBRUTMANTEL VON
ZUKÜNFTIGEN FUSIONSREAKTOREN

von
A. Mohsin

KURZFASSUNG

Es wird ein Überblick über den Stand der Entwicklungsarbeiten am Blanket gegeben, aus dem zu entnehmen ist, daß heutige Entwürfe auf einen Fusionsreaktor mit niedrigem Tritiuminventar zielen. Dieses Ziel kann mit einem Feststoffblanket erreicht werden. In dieser Arbeit wird deshalb ausführlich auf dieses Konzept eingegangen, um die Auswahl von geeigneten Materialien für das Feststoffblanket zu diskutieren.

Es stellten sich die Lithiumaluminat als die geeignetsten Materialien heraus. Danach wurden die Lithiumaluminat unter sich verglichen, wobei sich die Verbindungen Li_3AlO_4 und LiAlO_2 als die geeignetsten Kandidaten erwiesen. Die durch Blei als Neutronenmultiplikator erreichbare Verbesserung der Brutrate wurde untersucht. Bei einer Bleidicke von 15 cm z.B. vor einer Brutmaterialschicht von 60 cm ergab sich eine Anhebung der Tritiumbrutrate auf 1.65 für Li_3AlO_4 und auf 1.48 für LiAlO_2 . Die ursprünglich höhere Brutrate des Li_3AlO_4 gegenüber dem LiAlO_2 wird dadurch ausgeglichen. LiAlO_2 wird somit in Verbindung mit seinem höheren Schmelzpunkt und höherer Phasenübergangstemperatur ein besonders interessantes Material für ein Feststoffblanket. Zur experimentellen Sicherung der nuklearen Daten dieses Materials und der benutzten Rechentechniken wurde ein Versuchsmodell ausgelegt und gebaut. Dieses Modellblanket diente zur Messung von ortsabhängigen Tritiumproduktionsraten, die mit entsprechenden Rechnungen verglichen werden konnten. Die Anordnung bestand aus einer Bleischicht als Neutronenmultiplikator, LiAlO_2 als Brutmaterial und Polyäthylen als Neutronenreflektor.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
EINFÜHRUNG	IV
1. DIE PHYSIKALISCHEN GRUNDLAGEN DES FUSIONSREAKTORS	1
1.1 Die Fusionsreaktionen	1
1.2 Das Blanket eines DT-Fusionsreaktors	5
1.2.1 Aufbau und Aufgaben eines Blankets	5
1.2.2 Blanket Konzepte	7
2. DAS FESTSTOFF-BLANKETKONZEPT	13
2.1 Die Auswahl des Materials für das feste Blanket	16
2.2 Die Lithiumaluminate	19
3. DER RECHENCODE	22
3.1 Die Neutronen-Transportgleichung	22
3.2 Die Monte-Carlo-Methode	23
3.2.1 Die Technik der Monte-Carlo-Methode	23
3.3 Das Monte-Carlo-Programm MORSE	27
3.3.1 Die ENDF/B-Datei	28
3.3.2 Das Programm SUPERTOG	28
4. STUDIE ZUR AUSWAHL EINES GEEIGNETEN BLANKET-MODELLS	30
4.1 Die rechnerischen Untersuchungen	31
4.1.1 Erste Ergebnisse und deren Diskussion	31
4.2 Möglichkeiten zur Verbesserung der Neutronik	34
4.2.1 Der Einfluß des Multiplikators	35
4.2.2 Der Einfluß des Reflektors	40
4.2.3 Einfluß der ^6Li -Anreicherung	42
5. BERECHNUNG EINES LiAlO_2 -VERSUCHSMODELLS	44
5.1 Dimensionierung des Pb + LiAlO_2 -Versuchsmodells	44
5.1.1 Variation der Bleizone bei einer konstanten Brut- zonendicke	45

	Seite
5.1.2 Variation der Brutzone bei einer konstanten Multiplikator- dicke	55
5.2 Erweiterung des (Pb + LiAlO ₂)-Konzeptes durch einen geeigneten Reflektor	58
5.3 Zusammenfassung der Rechenergebnisse	62
 6. DAS VERSUCHSMODELL	 64
6.1 Auswahl der Versuchsmodellgeometrie	64
6.1.1 Vergleich zwischen der zylindrischen und kubischen Geometrie in Hinsicht auf die Tritiumproduktion	64
6.2 Das kubische Versuchsmodell	65
6.3 Aufbau des Standard-Versuchsmodells	67
6.4 Das Pulver der Brutzone	73
6.4.1 Einfluß der Pulverdichte auf die Tritium- brutraten in dem Standardmodell	74
 7. MESSUNGEN AM BLANKET-VERSUCHSMODELL	 78
7.1 Einleitung	78
7.2 Methoden zur Messung der Tritiumbrutraten	78
7.2.1 Die Flüssig-Szintillator-Methode	79
7.2.2 Die Thermolumineszenzdosimetrie-Methode	81
7.2.3 Die Bestimmung der T ₆ -Brutrate durch eine Doppelionisationskammer	84
7.3 Tritiummessungen am Versuchsmodell	85
7.3.1 Die Neutronenquelle	85
7.3.2 Bestimmung der Neutronenquellstärke	87
7.3.3 Das Tritiumbrutratenexperiment mit der flüssigen Szintillationsmethode	92
7.3.3.1 Die Meßergebnisse der Flüssig-Szintillations- Methode	96
7.3.4 Vergleich zwischen den theoretisch ermittelten Tritiumbrutraten und den mit der Flüssig- Szintillationsmethode gemessenen Werten	98
7.3.5 Bestimmung der Tritiumproduktion durch die TLD-Methode	104
7.4 Vergleich der T ₆ -Messungen im Versuchsmodell mit den beschriebenen Meßmethoden	108

III

	Seite
8. ZUSAMMENFASSUNG	110
9. LITERATUR	113

EINFÜHRUNG

Die wachsende Weltbevölkerung zusammen mit dem steigenden Energieverbrauch pro Kopf bringen auf lange Sicht ernste Probleme bezüglich der Deckung des Weltenergiebedarfs. Eine effektive Deckung im 21. Jahrhundert kann aus heutiger Sicht nur durch die Kernenergie erbracht werden, etwa durch den schnellen Brüter oder den Fusionsreaktor oder durch beide. Das gleichzeitig wachsende Umweltbewußtsein wird aber möglicherweise den Fusionsreaktor begünstigen. Auch die Weltvorräte an Deuterium und Lithium, den Fusionsreaktorwerkstoffen, sprechen nach Ansicht mancher Autoren für diesen. Im Gegensatz zum schnellen Brüter steht der Fusionsreaktor jedoch ganz am Anfang seiner Entwicklung. Die Gewinnung von Energie aus der Kernverschmelzung ist deshalb in vielen Ländern ein Forschungsziel, das mit hohem Aufwand verfolgt wird. Diese Forschungsarbeiten haben in den letzten Jahren recht ermutigende Ergebnisse gebracht und bestärken die Hoffnung, noch in diesem Jahrhundert den prinzipiellen Durchbruch zur Nutzbarkeit der Fusionsenergie zu erzielen.

Eines der wichtigsten Objekte der Fusionsforschung ist das Fusionsreaktorblanket, derjenige Teil, der das Plasma umschließend die Energie der das Plasma verlassenden Neutronen aufnimmt und in Form von Wärme nutzbar macht. Darüber hinaus erfüllt das Blanket andere wichtige Aufgaben, wie das Brüten des bei der Fusion benötigten, in der Natur nicht vorkommenden, Brennstoffes Tritium. Tritium entsteht bei der Reaktion von Neutronen mit Lithium im Blanket.

Die ersten vollständigen Fusionsentwürfe sahen metallisches Lithium für das Blanket vor. Neben der Brutfunktion hatte das flüssige Lithium noch für die Kühlung zu sorgen. Es wurde das sogenannte Flüssigmetallblanket entwickelt mit einem Lithiumkreislauf für die Kühlung und den Tritiumentzug. Wegen der großen Menge an Lithium mußte auch ein großes Tritiuminventar akzeptiert werden. Aus Gründen der Umweltgefährdung und Sicherheit wurde die Entwicklung von Fusionsblankets mit geringem Tritiuminventar vorangetrieben. Anfang der Siebziger Jahre ging

man mehr und mehr zu Entwürfen von Feststoffblankets über, in denen die Kühlung durch ein gesondertes Medium, etwa Helium oder Wasser, besorgt wurde, während das Brutmaterial aus festen Lithiumverbindungen z.B. Lithiumaluminaten bestand. Diese Stoffe besitzen relativ hohe Schmelzpunkte und ein kleines Tritiumrückhaltevermögen. Die Mengen an Brutmaterial sind kleiner als beim Flüssigmetallblanket, so daß sich das gewünschte kleinere Tritiuminventar ergibt. Ein Nachteil des Feststoffblankets ist das geringere Tritiumbrutvermögen, das grundsätzlich durch Neutronenmultiplikatoren aufge bessert werden muß. Als Neutronenmultiplikatoren werden Stoffe mit hohem (n , $2n$ -Wirkungsquerschnitt) wie z.B. Beryllium eingesetzt. Einige Nachteile, unter diesen der hohe Preis und die wahrscheinlich äußerst begrenzten Weltvorräte des Berylliums, ließen das Blei als Neutronenmultiplikator in der letzten Zeit mehr in den Vordergrund treten.

Eines der Hauptziele dieser Arbeit ist es, die Einsatzmöglichkeiten des Bleies zu diesem Zweck von der Seite der Neutronenökonomie und damit des Tritiumbrutpotentials zu untersuchen. Die Arbeit gliedert sich in einen theoretischen und einen experimentellen Teil. Im theoretischen Teil wird eine Zahl von Lithiumverbindungen auf ihre Bruteigenschaften untersucht, vor allem in Kombination mit einem Bleimultiplikator. Am Ende dieser Untersuchungen stand der Entwurf einer Versuchseinrichtung, die es gestattete, die theoretisch ermittelten Ergebnisse teilweise experimentell zu überprüfen. Der experimentelle Teil umfaßte neben dem Aufbau der notwendigen Versuchseinrichtung die Messung der Tritiumproduktion in einer Modellanordnung. Die Messung der örtlichen Tritiumbrutrate wurde mit Hilfe der Flüssig-Szintillations-Methode durchgeführt. Die Eignung dieser Methode wurde in früheren Arbeiten im IRE festgestellt. Darüber hinaus wurden zwei weitere Meßmethoden, die TLD-Methode und die Messung mit einer Doppelionisationskammer, auf ihre Verwendbarkeit für die Tritiumbestimmung in einem Blanket untersucht.

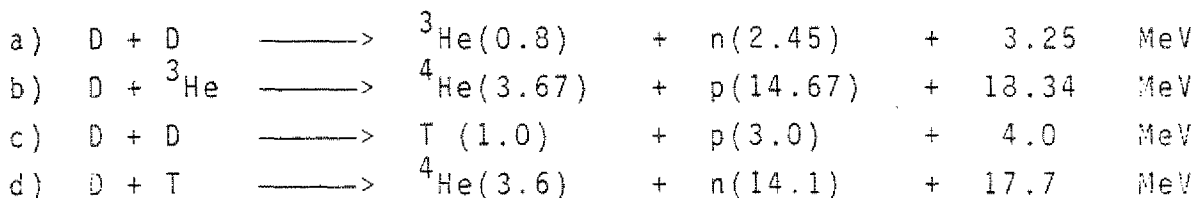
1. DIE PHYSIKALISCHEN GRUNDLAGEN DES FUSIONSREAKTORS

1.1 Die Fusionsreaktionen

Das Prinzip der Fusion besteht in einer Verschmelzung von zwei leichten Kernen zu einem schwereren, dessen Bindungsenergie viel höher ist als die Bindungsenergie der Ausgangskerne. Die Differenz dieser Bindungsenergien wird als freier Energiebetrag abgegeben. So ist beispielsweise die Bindungsenergie von ^2H gleich 2,2 MeV, die von ^4He dagegen 28 MeV, so daß bei der Fusion von zwei Deuteronen zu einem Heliumkern eine Energie von 23,6 MeV frei wird.

Die wichtigsten leichten Kerne, die für einen Fusionsreaktor in Betracht kommen, sind die Wasserstoffisotope ^1H (Proton), ^2H (Deuteron) und ^3H (Tritium) sowie das Heliumisotop ^3He .

Für den Betrieb eines Fusionsreaktors nutzbar sind die folgenden Reaktionen:



Die Wahrscheinlichkeit der Fusion eines leichten Wasserstoffatoms mit einem anderen oder mit einem schwereren Isotop ist zu klein und daher hier von geringem Interesse. Deuteronen zeigen sowohl unter sich als auch mit einem Triton- oder einem leichten Heliumkern bedeutend größere Reaktionsquerschnitte für eine Fusionsreaktion. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse als Funktion der Deuteronenenergie sind in Abb. 1 dargestellt. Zwei Deuteronen können zwei verschiedene Reaktionen (a) und (c) eingehen. Die Wirkungsquerschnitte dieser beiden Reaktionen sind ungefähr gleich.

Der leichte Heliumkern, der bei der Reaktion (a) entsteht, kann bei der Reaktion mit einem weiteren Deuteron die Reaktion (b) verursachen. Tritium auf der anderen Seite reagiert noch

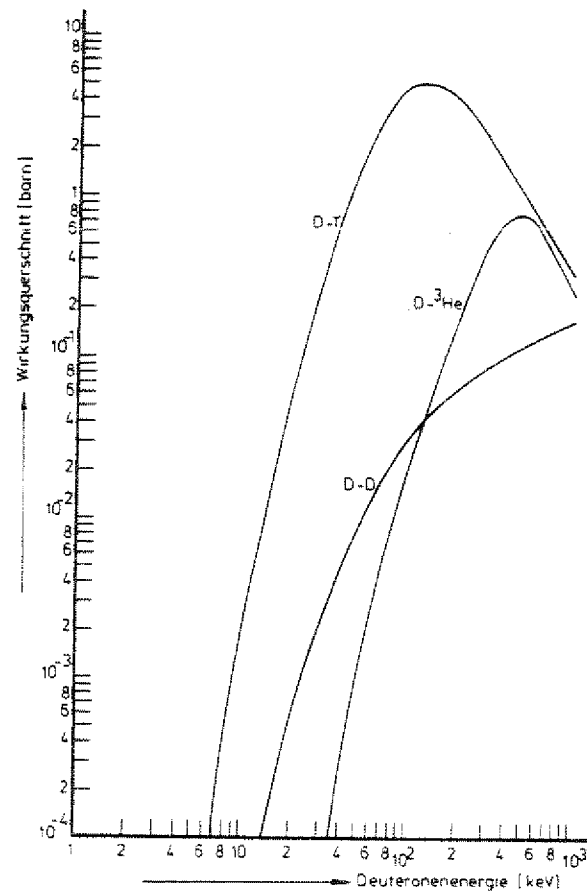


Abb. 1: Die Wirkungsquerschnitte von DT-, D^3He - und DD-Reaktionen als Funktion der Deuteronenenergie

leichter mit Deuteronen und kann dabei ungefähr die gleiche Energiemenge wie bei der Reaktion (b) freisetzen.

Bei der gesamten DD-Reaktion entfallen im Mittel 66% der Reaktionsenergie auf die geladenen Teilchen und 34% auf das Neutron. Bei der DT-Reaktion sind die entsprechenden Werte 20% und 80%. Das bedeutet aber, daß bei einer DT-Reaktion 80% der im Plasma freiwerdenden Energie durch das Neutron aus dem Plasma heraus-transportiert werden und etwa in einem dieses umgebenden moderierenden System als nutzbare Energie abgegeben werden können und 20% durch das α -Partikel zur Heizung des Plasmas zur Verfügung stehen.

Ein zukünftiger thermonuklearer Fusionsreaktor wird nach dem Prinzip des "Energieverstärkers" arbeiten. Eine bestimmte Energie muß dem Plasma zugeführt werden, um es auf Zündbedingungen zu

bringen, wobei dann durch Kernverschmelzung ein Vielfaches der aufgebrachten Energie freigesetzt wird. Um zu dieser positiven Energiebilanz zu kommen, müssen die im Plasma befindlichen Brennstoffteilchen aber die Gelegenheit haben, zu Fusionsstößen zu kommen. Da die Streuquerschnitte 10^3 -mal größer als die Fusionsquerschnitte sind, spielt dabei die Einschlußzeit eine wichtige Rolle, aber auch die Anzahl der Teilchen n pro Volumeneinheit. Lawson /1/ hat zum ersten Mal diese physikalischen Gegebenheiten erkannt und eine charakteristische Größe für den Plasmazustand eingeführt, die aus dem Produkt von Plasmadichte n (Kerne in 1 cm^3) und der Einschlußzeit τ (sec) besteht. Dieser Parameter gibt den physikalischen Zustand an, der mindestens geschaffen werden muß, um ein selbsterhaltendes Plasma zu erzeugen. Lawson zeigte, daß für einen Fusionsreaktor, der mit DT-Brennstoffmischung arbeitet, das Produkt $n \cdot \tau$ den Betrag von $\sim 10^{14}$ bis 10^{15} cm^{-3} haben muß. Reaktoren, die auf der Basis des elektromagnetischen Einschlusses arbeiten, brauchen also bei Teilchendichten von $\sim 10^{14}$ bis 10^{16} cm^{-3} Einschlußzeiten τ von 10 bis 0,1 sec. In Fusionsreaktoren, die nach dem Trägheitseinschlußprinzip arbeiten, wird eine momentane Dichte von 10^{26} cm^{-3} benötigt wegen der sehr kleinen Zeiten von $\sim 10^{-12}$ sec, in den Fusionsbedingungen vorliegen. Die Fusionsreaktionsrate zwischen Teilchen der Sorte (a) und Teilchen der Sorte (b) ist definiert als:

$$R_{ab} = n_a \cdot n_b \cdot \overline{\sigma_{ab} v_{ab}} = n_a \cdot n_b \cdot \langle \sigma v_{ab} \rangle. \quad (1)$$

n_a und n_b sind Teilchendichten, $\langle \sigma_{ab} v_{ab} \rangle$ ist das über die Geschwindigkeitsverteilung gemittelte Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Relativgeschwindigkeit. Diese Größe ist von der Temperatur des Plasmas abhängig. Sie ist demnach ein charakteristischer Parameter für die Reaktionsrate. In Abb. 2 ist der Reaktionsparameter $\langle \sigma v \rangle$ für verschiedene Reaktionen über der Ionentemperatur T_i dargestellt. Die Kurve zeigt, daß bei einer Temperatur entsprechend 20 keV die Wahrscheinlichkeit einer DT-Reaktion mehr als 10^2 mal größer ist als bei einer DD-Reaktion. Auch die Zündbedingung der DT-Reaktion ist viel günstiger als bei der DD-Reaktion. Die Zündbedingung einer Fusionsreaktion

wird erreicht, wenn die durch die geladenen Teilchen freigesetzte Fusionsleistung gleich den Energieverlusten ist.

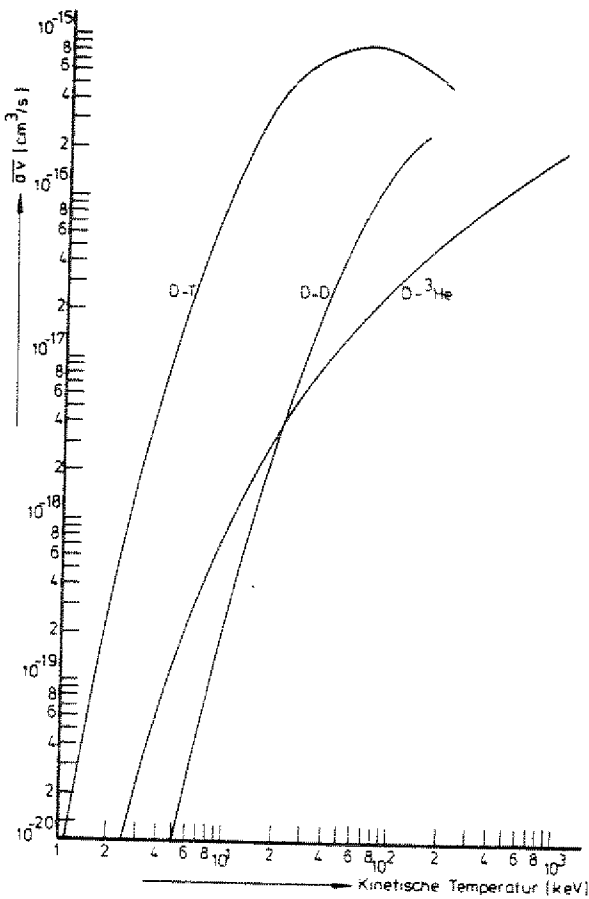


Abb. 2: Die Reaktionsparameter $\langle \sigma v \rangle$ von D-T, D-D und D-³He Plasma als Funktion der Deuteronenenergie.

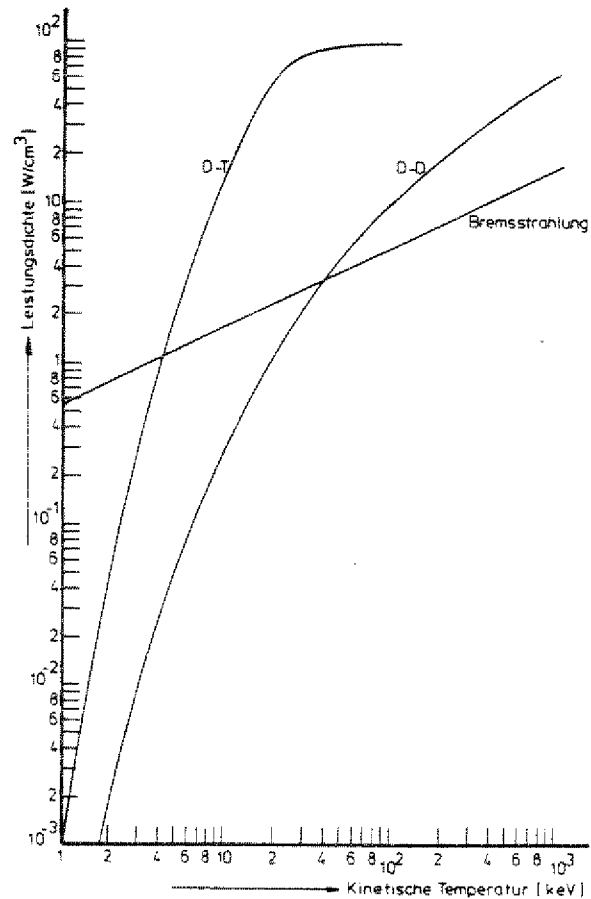


Abb. 3: Die Leistungsdichte der DT- und DD-Reaktionen sowie die Bremsstrahlung in Abhängigkeit der Temperatur.

Der meiste Energieverlust im Plasma kommt von der Bremsstrahlung. In Abb. 3 ist die Leistungsdichte pro Volumeneinheit für die DT- und DD-Reaktion sowie die Bremsstrahlung in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt [2/]. Laut Abbildung wächst die Fusionsleistungsdichte mit der Temperatur wesentlich schneller als die Strahlungsverluste. Der Schnittpunkt der beiden Kurven definiert die Zündtemperatur. Oberhalb dieses Schnittpunktes überwiegt die Aufheizung des Plasmas die Strahlungsverluste. Die Zündtemperatur eines reinen Deuteriumplasmas beträgt 35 keV, während sie bei 50% Beimischung von Tritium auf 4 keV

reduziert wird. So wirkt das Tritium im positiven Sinne auf die Zündbedingung des Plasmas (ein sogenanntes "Zündgas"). Die Vorteile des DT-Plasmas gegenüber anderen Reaktionen sind deutlich. Der erste in Zukunft zu realisierende Fusionsreaktor wird daher mit großer Wahrscheinlichkeit auf dem Prinzip der DT-Reaktion beruhen, ganz gleich, ob er nach dem Prinzip des magnetischen Einschlusses oder nach dem Trägheits-Prinzip konstruiert wird. Deuterium ist in der Natur (Ozeane) ausreichend und relativ leicht gewinnbar vorhanden, dagegen ist der "radioaktive Brennstoff" Tritium in der Natur praktisch nicht zu finden. Um auf Dauer Tritium für den Fusionsreaktor verfügbar zu haben, muß daher das Tritium z.B. in einem Blanket, das den Fusionsreaktor umgibt, erbrütet werden. Das "Blanket" eines solchen Reaktors hat also nach dem Vorangegangenen die Aufgabe, die schnellen Neutronen, in denen ja 80% der freigesetzten Energie stecken, abzubremesen und diese Energie damit als thermische Energie gewinnbar zu machen. Es soll aber auch aus Substanzen bestehen, die in der Lage sind, durch Neutroneneinfang Tritium zu erzeugen; es muß also Tritium brüten, möglichst mehr als im Plasma verbrannt wird. Schließlich muß das Blanket die Neutronenstrahlung sowie die Plasmastrahlung auch noch von den Strukturen des Reaktors wie Magnetfeldspulen etc. fernhalten; es hat also auch "Abschirmfunktionen".

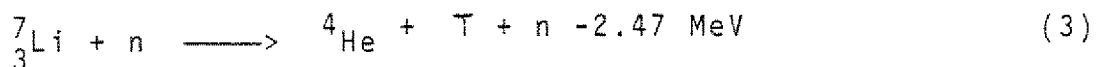
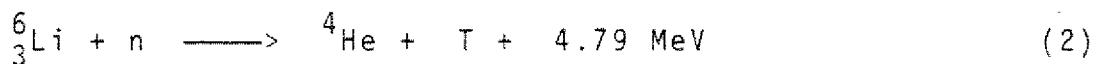
1.2 Das Blanket eines DT-Fusionsreaktors

1.2.1 Aufbau und Aufgaben eines Blankets

In einem DT-Fusionsreaktor stellt das Blanket eine wichtige Einheit dar. Es umgibt das Plasma, und seine innere Wandung ("first wall") stellt auch für den Plasmaeinschluß die feste und dichte mechanische Einfassung dar. Der Hauptteil eines Blankets ist das Brutmedium, daneben enthält es im allgemeinen das notwendige Strukturmaterial sowie Kühlmedium und in manchen Fällen den Neutronenmoderator. Einige Blankets besitzen dazu noch einen Neutronenmultiplikator nahe der ersten Wand sowie eventuell einen Neutronenreflektor. Die wichtigsten Aufgaben eines Blankets sind:

1. Das Brüten des für das Plasma benötigten Tritiums
2. Umsetzung der kinetischen Energie der Fusionsneutronen in Wärme und deren Abführung
3. Abschirmung der supraleitenden Magnetspulen und der Umgebung.

Damit die erste Aufgabe eines Blankets erfüllt werden kann, muß das Blanketmaterial aus Lithium oder Lithiumverbindungen bestehen. Für das Brüten von Tritium im Blanket sind die folgenden Reaktionen nämlich von entscheidender Bedeutung :



Wie aus den obigen Gleichungen zu ersehen ist, ist die ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ - Reaktion eine exotherme Reaktion. Hier werden zusätzlich zu den 14.1 MeV des Fusionsneutrons nochmals 4.79 MeV freigesetzt. Das bedeutet eine Erhöhung der Energiefreisetzungsrates im Blanket. Demgegenüber ist die Reaktion ${}^7\text{Li}(n,\alpha,n')\text{T}$ endotherm. Das einfallende Neutron muß mindestens eine kinetische Energie von 2.47 MeV haben, damit die Reaktion überhaupt stattfinden kann. Das Lithium-Isotop ${}^7\text{Li}$ wirkt also vorzugsweise im Bereich hoher Neutronenenergien tritiumbrütend und zeigt daselbst noch neutronenmultiplikative Eigenschaften. Die Eintrittswahrscheinlichkeiten der beiden Reaktionen hängen von der kinetischen Energie der Neutronen ab. Die makroskopischen Wirkungsquerschnitte für die Lithium-Isotope ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ sind in Abb. 4 dargestellt. Wie aus der Abbildung hervorgeht, überwiegt die endotherme Reaktion ${}^7\text{Li}(n,\alpha,n')\text{T}$ im Bereich der höheren Energien. Mit abnehmender Energie steigt die exotherme Reaktion ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ an, durchläuft bei einer Energie von 250 keV eine Resonanz und steigt mit weiter abnehmender Energie entsprechend einem $1/v$ -Verlauf.

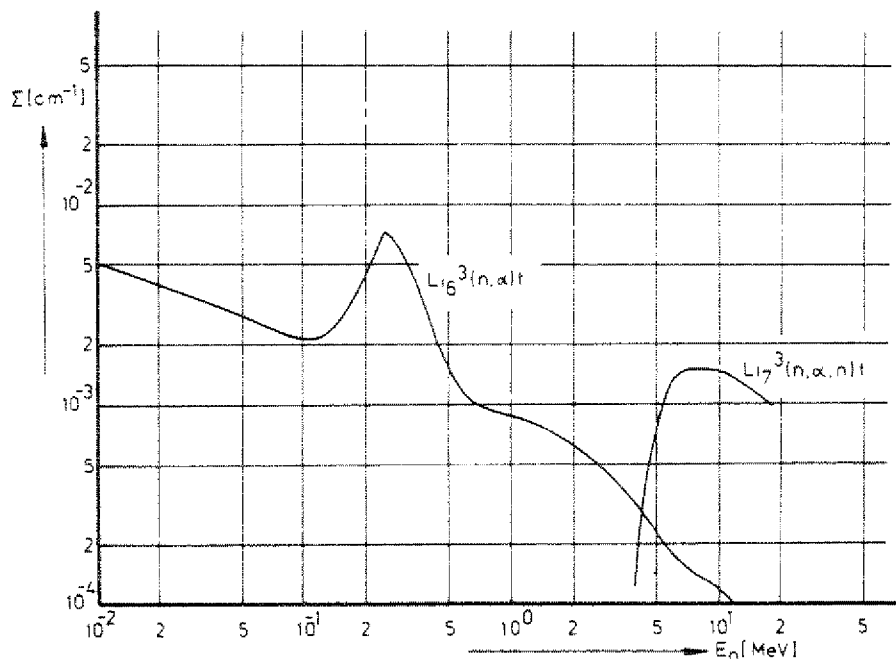


Abb. 4: Makroskopische Wirkungsquerschnitte
für Lithium

1.2.2 Blanket Konzepte

Die ersten Arbeiten für einen Blanketentwurf gehen auf das Jahr 1954 zurück. Damals wurde für einen Stellarator-Reaktor (Princeton) von Spitzer und Mitarbeitern /3/ ein Blanket vorgeschlagen. Dieses Blanket enthielt dabei im wesentlichen Lithium als Brutmaterial, Stahl als Strukturmaterial und Beryllium als Neutronenmultiplikator. Die zugehörigen neutronenphysikalischen Berechnungen wurden mit Hilfe der Fermi-Alterstheorie durchgeführt. Diese Theorie eignet sich jedoch nicht für Medien mit leichten Kernen wie Lithium, daß außerdem noch ein starker Neutronenabsorber ist. Trotz der nicht als repräsentativ zu betrachtenden Ergebnisse stellt diese Arbeit den Beginn einer Vielzahl von Untersuchungen auf diesem Gebiet dar.

Ein wesentlicher Fortschritt bei Blanketkonzeptstudien wurde Mitte der sechziger Jahre durch eine Gruppe von Wissenschaftlern /4-6/ des Massachusetts Institute of Technology (MIT) erarbeitet. Es wurde zum ersten Mal ein von Impink und Homayer /4/ entwickeltes statistisches Rechenmodell (MONTE-CARLO-Verfahren) bei den neutronenphysikalischen Berechnungen verwendet. Zudem wurden auch erstmals in realistischer Weise Materialprobleme berücksichtigt. Das MIT-Blanketkonzept besteht im wesentlichen aus 2 cm Molybdän als Vakuumwand, einer 6,25 cm dicken Salzschnmelze (2LiF BeF_2) dem sogenannten "Flibe" als Kühlmittel und einer Brutzone von 56 cm, die 79% Flibe plus 21% Graphit enthielt. An diesem Blanketkonzept wurden mehrere Parameterstudien durchgeführt. Neben Molybdän untersuchte man die Einsatzmöglichkeit von Nb, U, Th, Be und Pb als mögliche Materialien für die erste Wand. Der Einfluß der ^6Li -Anreicherung sowie die Änderung der Flibe-Zusammensetzung auf die Tritiumproduktion waren ebenfalls Gegenstand einiger Parameterstudien. Man kam zu dem Schluß, daß Molybdän neben seinen guten mechanischen und neutronischen Eigenschaften ein geeignetes Material für die erste Wand ist. Auch Flibe als Kühl- und Brutmaterial in Kombination mit Graphit als Reflektor wurden in den MIT-Arbeiten als gute "Blanketkombination" mit guten Brutraten ermittelt.

1968 entwickelte D. Steiner /7/ ein Blanketkonzept, das dem MIT-Konzept ähnelte, bei dem jedoch anstatt Molybdän Niob als Material für die erste Wand vorgeschlagen wurde.

1969 präsentierte Steiner /8/ in der "BNES-Nuclear Fusion Reactor Conference" /9/ zwei Blanketkonzepte, die sich nur in der Art der Kühlung durch Flibe oder Lithium unterschieden. Beide Konzepte besitzen eine Blanketdicke von 100 cm.

Neben mehreren Parameterstudien wurden an diesem Blanketmodell zum ersten Mal Aktivierungs- und Nachwärmeberechnungen der ersten Wand durchgeführt. In der oben genannten Konferenz (BNES) wurden auch mehrere andere Blanketkonzepte /10 - 16/ vorgestellt. Diese Arbeiten beschäftigen sich mit vielen Problemen des Blanketkomplexes. Der Schwerpunkt dieser Blanketarbeiten liegt jedoch bei der Ermittlung der neutronenphysika-

lischen Eigenschaften verschiedener Blanketmaterialien.

Als eine neue Phase bei der Untersuchung von Blanketkonzepten sind die Arbeiten, die ab Anfang der siebziger Jahre erschienen, anzusehen. Es wurde jetzt sowohl in den Forschungszentren als auch an einigen Universitäten damit begonnen, vollständige Fusionsreaktorentwürfe auch ingenieurmäßig zu durchdenken /17-23/. Einer der ersten und vollständigsten Entwürfe ist der von der Wisconsin-Universität entwickelte Fusionsreaktorentwurf UWMAK 1. Das Blanket dieses Entwurfes besteht aus Edelstahl als Material für die erste Wand, metallischem Lithium als Brutmaterial und als Kühlmedium, Beryllium als Neutronenmultiplikator und Graphit als Refektor /20/.

Als neue Variante bei den Blanketkonzepten ist der von Powel /24/ gemachte Vorschlag anzusehen. Es wurde ein Blanketkonzept entwickelt, das eine feste Lithiumverbindung wie LiAl als Brutmaterial und gesintertes Aluminium (SAP) als Strukturmaterial vorsieht. Dieses Blanketkonzept zeichnet sich in erster Linie durch ein geringes Tritiuminventar und durch eine geringe Langzeitaktivierung aus. Diese Richtung wurde dann bei dem Entwurf von mehreren anderen Blanketkonzepten weiterverfolgt /25, 26, 28, 29, 30/.

Die in den letzten Jahren durchgeführten oder verbesserten Fusionsstudien zielen verstärkt auf einen Fusionsreaktor mit minimalem Tritiuminventar ab. Das liegt im Interesse günstiger Kosten und einer Wartungsfreundlichkeit der Anlage sowie einer geringen Umweltbelastung. Bei der Verwirklichung dieser Aufgabe spielt der Aufbau des Blankets eine wichtige Rolle.

Bei Inbetriebnahme jedes neuen Fusionsreaktors muß das für seinen Betrieb benötigte Tritium aus einer externen Tritiumquelle bezogen werden. Damit diese Menge für den Start sowie für eine gewisse Betriebszeit nicht zu groß ist, muß an das Blanketmaterial die Forderung gestellt werden: daß er nicht nur schnell und effektiv brütet, sondern auch, daß das Tritium leicht - besser kontinuierlich - zurückgewonnen werden kann für die Aufrechterhaltung des weiteren Betriebes. Diese Forderung geht Hand in Hand mit obiger Forderung nach geringem Tritium-

inventar aus Sicherheitsgründen.

Es werden daher am Anfang auch Fusionsreaktoren gebaut werden müssen, die ihr Tritiuminventar in kurzer Zeit verdoppeln können, um die Möglichkeit zu schaffen, den Brennstoff für einen neuen Fusionsreaktor bereitzustellen, da sonst Tritium mit Hilfe konventioneller Kernreaktoren relativ teuer erzeugt und erkaufte werden muß. Zwischen dieser interessierenden Tritiumverdopplungszeit - das ist die Zeit, die notwendig ist, um die Menge des Tritiums im Reaktor zu verdoppeln - und der Tritiumbrutrate besteht ein enger Zusammenhang. Dieser Zusammenhang ist in der Gleichung (4) dargestellt /25/.

$$t_D = \frac{0.693}{\left(\frac{di^-}{dt}\right) (T-1)} \quad (4)$$

Es bedeuten:

t_D = Tritiumverdopplungszeit

$\frac{di^-}{dt}$ = spezifische Abbrandrate, das ist das Produkt aus spezifischer Reaktorleistung und dem Fusionsenergie-Äquivalent

T = Tritiumbrutrate

Geht man von der Voraussetzung aus, daß die spezifische Reaktorleistung 500 MW_{th} pro kg Tritium beträgt, und setzen wir für das Fusionsenergie-Äquivalent den Wert von $1.5 \cdot 10^{-4}$ kg Tritium pro MW_{th} und Tag ein, so beträgt nach Gleichung (4) für eine Tritiumbrutrate von 1.3 die Tritiumverdopplungszeit 0.08 Jahre. Das ist eine relativ sehr kurze Zeit - aber wünschenswert -, insbesondere bei den ersten kommerziell zu betreibenden Fusionsreaktoren. Bei den späteren Fusionsreaktoren muß das Blanket nur noch in der Lage sein, den Tritiumbedarf infolge des dann langsameren Zuwachses von Fusionsreaktoren zu decken. Nach dem

jetzigen Energiezuwachs muß t_D zwischen 7 - 10 Jahren betragen. Dieser Wert ist erreichbar bei einem $T = 1.002$. Selbstverständlich setzt eine solche Angabe voraus, daß zum betrachteten Zeitraum der ganze Energiebedarf durch Zubau von Fusionsreaktoren gedeckt werden wird. Eine solche Betrachtungsweise erscheint uns im Lichte auch der Erfahrungen der Brüterentwicklung bei Spaltungsreaktoren wenig realistisch. Wir nennen diese Zahlen hier nur aus dem Bestreben, die Ansichten der Fachliteratur wiederzugeben und möglichst Zahlenbereiche aufzuzeigen, in denen Brutraten wünschbar sein sollten.

Die meisten Blanketkonzepte, die aus Sicherheitsgründen ein minimales Tritiuminventar anstreben, müssen die Tritiumreaktionsrate ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ erhöhen. Das wird einmal durch die Anreicherung von ${}^6\text{Li}$ innerhalb des Brutmaterials erreicht. Andererseits kann zur Erzielung einer Brutrate höher als 1 auch ein Neutronenmultiplikator verwendet werden, wie Beryllium oder Blei.

Ein Blanketkonzept, das auf ein minimales Tritiuminventar zielt, wurde in der Kernforschungsanlage Jülich entwickelt /26, 27/.

Der Entwurf besteht im wesentlichen aus einer 1 cm dicken Brutzone mit 25% ${}^6\text{Li}$ -Anreicherung. Als Neutronenmultiplikator dient dabei eine Berylliumschicht von 20 cm Dicke. Ebenso wird eine Graphitschicht von 80 cm Dicke als Reflektor verwendet.

Die mit diesem Blanketkonzept erreichte Tritiumbrutrate beträgt 1.22; Abb. 5 stellt den KFA-Entwurf dar.

Alle Blanketkonzepte, die als Brutmaterial "metallisches Lithium" verwenden, werden der Kategorie der "flüssigen Blankets" zugeordnet.

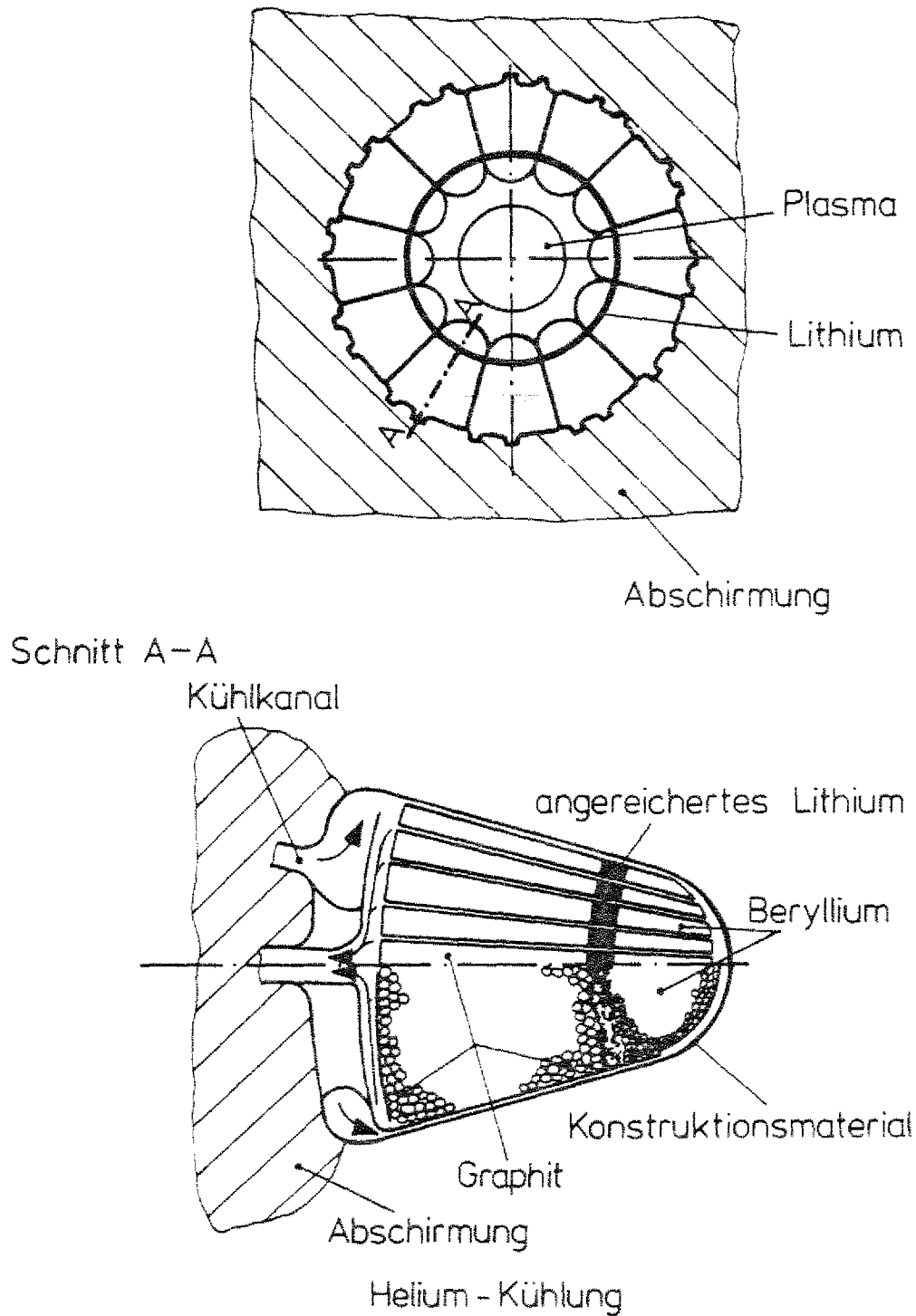


Abb. 5: Entwurf des KFA-Fusionsreaktorblankets

2. DAS FESTSTOFF-BLANKETKONZEPT

Viele ernste Probleme des Fusions-Reaktorblankets würden vermindert, wenn die in ihm enthaltene Radioaktivität heruntergesetzt werden könnte. Als Folge davon wären Reparatur und Austausch von Blanketkomponenten leichter, auch das Problem der Lagerung sperriger radioaktiver Bauteile wäre nach Austausch und Reparatur leichter zu lösen. Die Anlagekosten und Reparaturkosten würden erheblich niedriger und das Unfallrisiko vermindert. Damit würde die Einführung des Fusionsreaktors insgesamt erleichtert.

Die Realitäten stellen sich jedoch aus heutiger Sicht noch anders dar. Das Radioaktivitätsinventar eines Fusionsreaktors besteht aus zwei Komponenten: Die erste Komponente stellt die flüchtige Brennstoffkomponente Tritium, die zweite Komponente entsteht durch Wechselwirkung des Neutronenfeldes mit dem Strukturmaterial (Aktivierung). Die Mengen beider Aktivitätskomponenten hängen in erster Linie vom technischen Konzept des Reaktors ab. Mit der Wahl eines festen Blanketkonzeptes in Verbindung mit Helium als Kühlmittel könnte man das gesamte Tritiuminventar des Fusionsreaktors bis auf etwa 1 Ci/MW_e herabsetzen /31/. In einem flüssigen Blanket übernimmt das metallische Lithium mehrere Aufgaben: es dient als Brutmaterial, Moderator und Kühlmittel zugleich. Zwecks Tritiumentfernung muß das Lithium zu einer Tritiumentfernungsanlage gepumpt werden. Das bedeutet: ein großer Teil des Lithium- bzw. Tritiuminventars befindet sich nicht im Blanket, sondern im Kühl- und Tritiumentzugssystem. Die Anteile des Tritiuminventars für zwei verschiedene Fusions-Reaktorentwürfe gleicher Leistung - einmal mit Flüssigmetallblanket und einmal mit Feststoffblanket - können sich um mehr als den Faktor 100 unterscheiden; so beträgt das Tritiuminventar einmal für den mit Flüssigmetall arbeitenden Fusionsreaktorentwurf UWMAK I /20/ 8.7 kg, während der mit festen Blanket arbeitende Fusionsreaktorentwurf UWMAK II /28/ nur 0.04 kg Tritium enthält. Hier zeigt sich ganz klar ein sicherheitstechnischer Vorteil des Feststoffblankets, selbst dann wenn man andere Probleme, die der Umgang mit flüssigem Lithium mit sich bringt als "konventionelle" beiseite schiebt.

In einem festen Blanket ist der Kühlkreislauf vom Brutmaterial getrennt. Es wird bei den meisten Entwürfen, die ein festes Blanket vorsehen, Helium als Kühlmittel vorgeschlagen /24, 26, 28, 30/. Helium ist dazu ein Nebenprodukt des Fusionsreaktors, was bei der Reinigung der Brennstoffmischung zum Teil gewonnen werden könnte. Es besitzt neben seiner chemischen und neutronischen "Neutralität" eine gute Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zu anderen Gasen. Es muß aber erwähnt werden, daß die Wärmeleitfähigkeit des flüssigen Lithiums höher als die des Heliums ist. Die Trennung der Kühlung vom Brutmaterial ermöglicht im Prinzip auch die Verwendung von Strukturmaterialien wie Aluminium oder gesinterter Aluminiumverbindungen (SAP). Die Verwendung von Aluminiumwerkstoffen als Struktur- bzw. sogar als erste Wandmaterialien in einem festen Blanket setzt das Problem der induzierten Radioaktivität erheblich herab. Wegen der Korrosionsgefahr kann eine Verwendung von solchen Strukturwerkstoffen bei den flüssigen Blankets jedoch nicht erfolgen.

J. Powell /32/ hat für den Werkstoff Aluminium unter Berücksichtigung der wesentlichen Verunreinigungen das spezifische Radioaktivitätsinventar und das Gefährdungspotential - das ist per Definitionen das Verhältnis des spezifischen Radioaktivitätsinventars (Ci/kW_{th}) zu der maximal zulässigen Konzentration (MZK) in Luft (Ci/km^3) - während des Reaktorbetriebes bestimmt. Das ermittelte spezifische Reaktivitätsinventar sowie das Gefährdungspotential sind für Aluminium viel kleiner als für die Werkstoffe Niob und Edelstahl. Niob und Edelstahl sind als Strukturmaterial bei mehreren flüssigen Blanketkonzepten vorgeschlagen worden. Die Vorteile der Verwendung von Aluminium in Zusammenhang mit einem festen Blanketkonzept zeigen sich auch beim Abklingverhalten der Aktivität nach der Abschaltung des Fusionsreaktors deutlich. Die wesentliche Aktivitätskomponente des Aluminiums klingt mit 2,5 min HWZ ab. Es muß trotz dieser verlockenden Vorteile jedoch zugegeben werden, daß die Verwendung von Al andere Probleme und Begrenzungen mit sich bringt und daher noch nicht ausdiskutiert ist.

R.W. Conn /33/ untersuchte fünf leistungsgleiche Reaktorentwürfe auf ihr Aktivitäts-Zeitverhalten nach einer Betriebsdauer von zwei Jahren. Die fünf Fusionsreaktorentwürfe sind der Wisconsin

University-Entwurf (UWMAK I), der Oak Ridge National Laboratory-Entwurf (ORNL), der Princeton Plasma Physics-Laboratory-Entwurf (PPPL), der Lawrence Livermore Laboratory-Entwurf (LLL) und der Brookhaven National Laboratory-Entwurf (BNL). Das Strukturmaterial der fünf erwähnten Reaktorentwürfe ist unterschiedlich. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in der Abb. 6 dargestellt. Das Aktivitätsinventar nach einer Betriebsdauer von zwei Jahren ist für alle Reaktorentwürfe gleich und beträgt ca. $10^6 \text{ Ci/MW}_{\text{th}}$. Nach Abschalten der Reaktoren zeigte sich das schnelle Aktivitätsabklingen beim Aluminium sehr deutlich. Innerhalb von einer Woche nimmt es um 7 Größenordnungen ab.

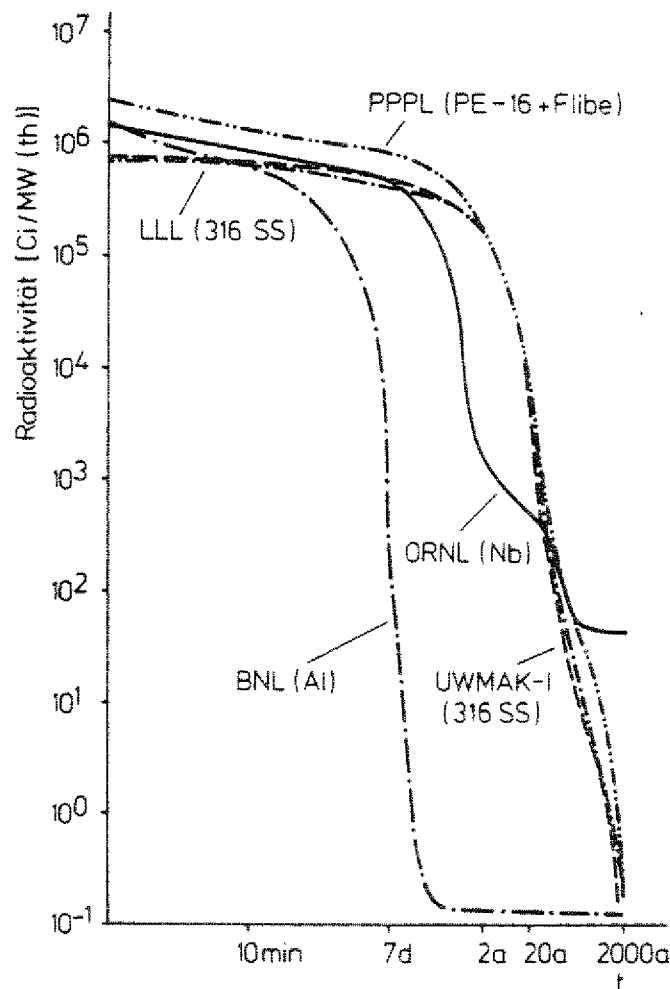


Abb. 6: Abklingverhalten des radioaktiven Inventars nach Abschaltung des Reaktors

Wie wichtig dieser Vorteil ist zeigt sich, wenn man bedenkt, daß manche Komponenten des Fusionsreaktors, wie die erste Wand, nur eine begrenzte Lebensdauer haben und von Zeit zu Zeit ausgewechselt werden müssen (u.U. in relativ kurzer Zeit).

Ein weiterer Nachteil des flüssigen Blankets gegenüber dem festen Blanket ist die Verwendung des elektrisch leitenden Lithiums. Durch das Umpumpen des Lithiums im Rohrsystem entstehen in Verbindung mit dem magnetischen Feld des Plasmaeinschlusses magnetohydrodynamische Probleme (MHD). Diese führen zu Pumpschwierigkeiten und ergeben außerdem eine empfindliche Störung des magnetischen Feldes.

2.1 Die Auswahl des Materials für das feste Blanket

Als Kandidaten für das Feststoff-Blanketmaterial sind die metallischen Lithiumlegierungen wie LiAl , Li_7Pb_2 , Li_4Si und Li_4Sn oder die keramischen Lithiumverbindungen Li_2O , LiAlO_2 , LiSO_4 , Li_2SO_3 , $\text{Li}_2\text{Be}_2\text{O}_3$, $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$, Li_5AlO_4 , LiAl_5O_8 und Li_3AlO_3 vorgeschlagen worden /34, 37/

Für eine optimale Auswahl von Materialien für die Verwendung als Brutmaterial in einem festen Blanket unter Berücksichtigung der Blanketarbeits temperatur müssen mehrere Eigenschaften gegeben sein. Man kann sie zusammenfassen als

- gute Brut-, Moderator- und Multiplikationseigenschaften
- chemische Stabilität und gute Verträglichkeit mit den anderen Komponenten des Blankets
- niedrige Aktivierbarkeit
- gute Wärmeleitfähigkeit, keine Nachsinterungsprobleme (bei den Lithiumverbindungen)
- niedrige Tritiumlöslichkeit (niedrige mittlere Tritium-Verweildauer), große Diffusionsgeschwindigkeit
- hohe Schmelztemperatur

Diese Eigenschaften sind leider in keinem festen Blanketmaterial ideal vereint. Auch ist die Untersuchung der verschiedenen festen Blanketmaterialien auf die oben erwähnten Eigenschaften noch nicht vollständig abgeschlossen und bedarf weiterer intensiver Forschung.

In den letzten Jahren sind einige Lithiumlegierungen bzw. Lithiumverbindungen als festes Brutmaterial für die Blankets einiger Fusionsreaktorentwürfe vorgeschlagen worden /24, 28, 30/. Die Festlegung der in den erwähnten Arbeiten ausgewählten Blanketmaterialien war bestimmt von den Aspekten, die prioritär bei jeweiligen Entwurf angestrebt wurden. Das sind insbesondere Radioaktivitäts-, Thermodynamik- und Ressourcen-Aspekte. Keines der ausgewählten festen Blanketmaterialien der erwähnten Arbeiten kann man bereits als das gegebene feste Blanketmaterial bezeichnen, da ihre Eigenschaften im Zusammenhang mit ihrer Verwendbarkeit für den Fusionsreaktor z.Z. noch untersucht werden.

Untersucht man die möglichen festen Blanketmaterialien auf die oben geforderten Eigenschaften, so ergibt sich, daß z.B. die Lithiumlegierungen eine bessere Wärmeleitfähigkeit gegenüber den Lithiumverbindungen besitzen. Auf der anderen Seite haben die meisten Lithiumlegierungen den großen Nachteil, daß sie bei den gewünschten Arbeitstemperaturen eines Blankets zur Bildung von flüssigen eutektischen Gemischen niedriger Schmelztemperatur neigen, und zwar durch die Reaktion der Neutronen mit den Lithiumatomen der Lithiumlegierung. So beträgt z.B. die Schmelztemperatur der Lithiumlegierung Li_3Bi 1145°C . Durch die Reaktion der Neutronen mit den Lithiumatomen der Li_3Bi -Verbindung vergrößert sich der Anteil des Wismuthelementes in der $\text{Li}_3\text{-Bi}$ -Verbindung.

Diese Li_3Bi -Verbindung mit dem hohen Bi-Anteil besitzt jetzt einen Schmelzpunkt von nur 415°C . Das führt zur Entstehung von flüssigen Phasen im normalen Blanketmaterial Li_3Bi . Der Einfluß der hohen Blanket-Temperatur in Verbindung mit der flüssigen Phase führt jedoch zur Sinterung weiterer diskreter

Partikel innerhalb des Brutmaterials. Als Folge davon ergibt sich eine radikale Absenkung der Tritiumdiffusionsrate innerhalb des Blankets. Die Erscheinung der eutektischen Flüssigkeit tritt bei den Lithiumverbindungen erst bei höheren Temperaturen auf, die meist über der Blanketarbeitstemperatur liegen /35/.

Die Bruteigenschaft der Lithiumlegierung ist wie bei den Lithiumverbindungen im wesentlichen von der Anzahl der Lithiumatome abhängig.

Ober das Verhalten der Tritiumlöslichkeit bei den Lithiumverbindungen sind in den letzten fünf Jahren mehrere Arbeiten veröffentlicht worden /36 - 38/. Die keramischen Lithiumverbindungen sind wegen ihres sehr niedrigen Tritiumlösungsvermögens an die erste Stelle unter den festen Blanketmaterialien gerückt. Zwei keramische Lithiumverbindungen sind als feste Brutmaterialien in zwei verschiedenen Fusionsreaktorentwürfen vorgeschlagen worden. Im JAERI-Entwurf wurde das Lithiumoxid Li_2O und im UWMK II das Lithiumaluminat LiAlO_2 verwendet. Lithiumoxid ist ein sehr gutes Blanketmaterial in Bezug auf Bruteigenschaften. Seine Eigenschaften in Bezug auf Tritiumlöslichkeit sind hervorragend. So besitzt es bei einer Blankettemperatur von 400 - 600 ° C eine sehr kleine Tritiumverweilzeit /38/. Dadurch ist das Tritiuminventar im Blanket (einige Gramm) sehr klein.

Leider hat das Lithiumoxid einen Nachteil: seine Affinität zum Wasser und zum CO_2 ist sehr groß. So ist seine Herstellung als trockenes Pulver sehr schwierig. Als Ausweg kann man es in Form von Lithiumhydroxyd (LiOH) herstellen und danach im Blanket durch Erhitzen entwässern. Das wird aber für ein großes Blanket und wegen des niedrigen Schmelzpunktes des Hydroxyds (471 ° C) technisch schwierig sein.

Dagegen besitzen die Lithiumaluminat e eine relativ zum Lithiumoxid sehr kleine Affinität zu Wasser und CO_2 . Ihre Herstellung in Form von trockenem Pulver ist also möglich. Auch die Lithiumaluminat e besitzen, ähnlich wie das Lithiumoxid, eine kleinere Tritiumlöslichkeit. Vorzüge der Lithiumaluminat e gegenüber dem Lithiumoxid sind eine höherer Schmelzpunkt und eine höhere Temperatur, bei der die Zersetzung der Verbindung in die Hydridform beginnt. Wegen der kleineren Anzahl der Lithiumatome und der größeren parasitären Neutronenabsorptionsrate zeigen die Lithiumaluminat e gegenüber dem Lithiumoxid schlechtere Tritiumbruteigenschaften. Man kann jedoch versuchen, diesen Nachteil durch einen guten Neutronenmultiplikator zu kompensieren.

2.2 Die Lithiumaluminat e

Durch das Tempern eines Gemisches von Li_2O und $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ bei verschiedenen Molverhältnissen und Temperaturen entsteht die Lithiumaluminat-Gruppe LiAlO_2 , LiAl_5O_8 , Li_3AlO_3 und Li_5AlO_4 . Diese Verbindungen sind in den Temperaturbereichen, die in einem CTR-Blanket herrschen, thermostabil; ausgenommen davon ist Li_3AlO_3 , das bei einer Temperatur über ca. 400°C instabil ist und in Li_5AlO_4 und $\alpha\text{-LiAlO}_2$ zerfällt.

LiAl_5O_8 ist aus der Sicht optimaler Tritiumproduktion als Blanketmaterial a priori nicht interessant, da die Anzahl der Lithiumatome in dieser Verbindung relativ zu den anderen Bestandteilen niedrig ist. Die Verbindungen LiAlO_2 und Li_5AlO_4 bleiben also als die einzigen Verbindungen aus der Gruppe der Lithiumaluminat e übrig zur Verwendung als festes Brutmaterial. Sie haben auch einen genügend hohen Schmelzpunkt. Ihre Tripelpunkte liegen bei folgenden Temperaturen:

$$T_{t,p}(\text{LiAlO}_2) = 1610^\circ\text{C} \text{ und } T_{t,p}(\gamma\text{-Li}_5\text{AlO}_4) = (1043 \pm 10)^\circ\text{C} / 40/$$

Diese Eigenschaften stehen also einer Verwendung dieser Verbindungen als Brutmaterial für feste CTR-Blankets nicht entgegen.

Die Thermostabilität dieser Verbindungen fällt aber mit Zunahme der Lithiumatome ab /41/. Das bedeutet, daß LiAlO_2 stabiler ist als Li_5AlO_4 . Ein Phasenübergang tritt bei der Verbindung $\gamma\text{-Li}_5\text{AlO}_4$ in dem Temperaturbereich $750 - 850^\circ \text{C}$ auf. Dieser Temperaturbereich ist aber höher als die Arbeitstemperatur der meisten heute diskutierten Blanketentwürfe ($\leq 700^\circ \text{C}$). Beide Verbindungen reagieren kaum mit Luft, jedoch mit der Luftfeuchtigkeit. Sie werden im Neutronenfeld wenig (radio)aktiviert, vorausgesetzt, daß hohe Reinheit sichergestellt ist. Ein kleiner Prozentsatz an Verunreinigungen ist jedoch nicht vermeidbar. Die betrachteten Verbindungen haben überdies, wie bereits festgestellt, für das erbrütete Tritium eine geringe Löslichkeit. Die Tritiumfreisetzung erfolgt schon bei etwa 600°C so schnell, daß mittels geeigneter Tritiumabsaugungen sich ein Tritiuminventar im Blanket von nur einigen Gramm, entsprechend einigen 10^4 Curie ($= 3.7 \cdot 10^5 \text{ GBq} / 37/$) einstellt. Als Nachteil ist aber auch zu sagen, daß das Tritium durch Diffusion aus dem Blanket in den bei den meisten Entwürfen vorgesehenen Helium-Kühlkreislauf gelangen kann. Im allgemeinen wird das Aluminat also aus diesen Gründen gekapselt sein müssen ("vented fuel element").

Wegen des möglichen Interesses an diesen Substanzen werden in dieser Arbeit in erster Linie nicht die technologischen Eigenschaften von Lithiumaluminaten untersucht, sondern es sollen die neutronischen, und im besonderen die Bruteigenschaften experimentell überprüft und sichergestellt werden. Damit folgen wir einer Linie, die im Institut für Reaktorentwicklung der KFA Jülich seit langem verfolgt wird: wir erarbeiten nicht nur spezielle Designs /27/, sondern wir versuchen in Experimenten (Modell) auch die neutronischen Eigenschaften spezieller Blanketmaterialien abzusichern /42/. Der von uns seit langem eingeschlagene Weg der systematischen Absicherung von Daten- und Rechenmodellen ist in jüngster Zeit besonders aktuell geworden durch die durch verschiedene Experimente /43,44/ nahegelegte Vermutung, daß der $\text{Li}^7 (n, \alpha', n)$ -Querschnitt bis zu 25% zu hoch im Energiebereich oberhalb 5 MeV angesetzt wurde. Dadurch wird es notwendig, die Brutfähigkeit bestimmter Designs experimentell zu überprüfen.

Neben diesem Test von Daten und Modellen dienen unsere Experimente auch der Entwicklung geeigneter Meßmethodiken, denn an direkten und eleganten Methoden zur Bestimmung der Brutrate bietet sich bisher nur das "Liquid Scintillation Counting" /44/ an.

Im folgenden werden zunächst die verwendete Rechenmethodik und die verwendeten Datensätze beschrieben. Schon in vorherigen Arbeiten /43/ hatte sich erwiesen, daß MONTE CARLO-Verfahren zur Lösung der Boltzmann-Gleichung mit Vorteil zur Berechnung von Blanketkonfigurationen herangezogen werden können. Hier werden demgemäß die notwendigen Vorausberechnungen mit dem Code MORSE durchgeführt.

3. DER RECHENCODE

3.1 Die Neutronen-Transportgleichung

Der Transport eines Neutrons durch das Blanket wird im allgemeinen durch die Boltzmann-Gleichung beschrieben. Sie stellt für das zeitliche sowie räumliche Verhalten der Neutronen im multiplizierenden, absorbierenden und moderierenden Medium ein ausreichendes mathematisches Modell dar.

$$\int_{E'} \int_{\Omega'} \Sigma(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\vec{\Omega}' dE' + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$$

(3.1)

$$= \vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_T(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$$

In der Gleichung bedeuten:

$\int_{E'} \int_{\Omega'} \Sigma(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\vec{\Omega}' dE'$	Zustreureate an der Raumstelle $\vec{r}$ aus dem Phasenraumelement $dE' d\vec{\Omega}'$ in das Element $dE d\vec{\Omega}$
$S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$	Quellterm
$\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$	Leckrate
$\Sigma_T(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$	Ausstreureate, das ist die Rate, die die Absorption sowie die Ausstreuung von Neutronen aus dem betrachteten Phasenraumelement berücksichtigt.

Die Gleichung (3.1) beschreibt die physikalische Gegebenheit des Neutronentransportes innerhalb eines Mediums in strenger

Form. Eine analytische Lösung dieser Gleichung ist nicht möglich. Sie kann analytisch nur aufgelöst werden, wenn eine drastische Vereinfachung der wirklichen physikalischen Probleme unternommen wird.

Will man die Transportgleichung dreidimensional energie- und richtungsabhängig auflösen, so eignen sich die statistischen Methoden dazu. Die Monte Carlo-Methode ist eine statistische Methode, die sich zur Lösung der Transportgleichung sehr bewährt hat.

3.2 Die Monte-Carlo-Methode

Die Monte Carlo-Methode wurde zuerst für die Lösung von komplizierten Problemen in der numerischen Mathematik entwickelt. Nach dem zweiten Weltkrieg gewann diese Methode verstärkt an Interesse und wurde als Rechenmethode bei der Lösung von Neutronen- bzw. Photonen-Transportproblemen angewendet. Ihre umfassende Anwendung blieb zur damaligen Zeit allerdings noch eingeschränkt wegen ihres sehr großen Rechenaufwandes. Erst nach der fortgeschrittenen Entwicklung von elektronischen Rechenanlagen (Anfang der sechziger Jahre) erlebte diese Methode ihren Durchbruch bei der Anwendung auf vielen Gebieten der Physik und Technik. Eine Diskussion dieser Methode sowie ihrer Anwendung auf Transportprobleme ist in den Arbeiten von Goertzel und Kalos /45/, Spanier und Gelband /46/ sowie in den vielen anderen Literaturstellen, die von den erwähnten Autoren angegeben wurden, zu finden. Die verbreitete Anwendung der Monte Carlo-Methode liegt in ihrer Fähigkeit begründet, sowohl komplexe Transportprozesse als auch komplexe Geometrien zu beschreiben.

3.2.1 Die Technik der Monte Carlo-Methode

Die Technik der Monte Carlo-Methode besteht im Prinzip in der Sammlung und Analysierung von statistischen Daten, entstanden durch die Modellierung von Zufallsgrößen. Eine Monte Carlo-Berechnung für ein Neutronen-Transportproblem geht von der Auswahl einer kleinen Anzahl (mehrere Hundert) von Quellneutronen

und die Verfolgung ihres Verlaufs durch das System aus. Die Rechenprozedur geschieht folgendermaßen: Ein zufällig herausgegriffenes Quellneutron wird verfolgt, um sein Schicksal zu bestimmen. Dazu hat man zunächst drei Koordinaten und drei Komponenten der Flugrichtung zu wählen. Die gewählten Variablen müssen innerhalb der durch die Problemstellung vorgeschriebenen Grenzen liegen. Die Zufälligkeit der Wahl wird dadurch sichergestellt, daß z.B. eine der Zufallszahlen ξ des Intervalls $0 \leq \xi \leq 1$ gewählt wird, worauf durch eine stochastische Transformation der entsprechende Wert der betreffenden Koordinate usw. bestimmt wird. Durch weiteres Ziehen von Zufallszahlen wird nun bestimmt, wie weit das Neutron fliegt und was am Ende dieser Strecke geschehen soll (Einfang, Spaltung, Streuung). Sodann wird der weitere Weg des Neutrons (bzw. der entstehenden Spaltneutronen) durch erneutes Ziehen von Zufallszahlen festgelegt. Das wird solange fortgesetzt, bis das Schicksal des Neutrons entschieden ist.

Damit man erkennt, wie die Zufallszahlen in einer Monte Carlo-Berechnung angewendet wurden, geht man von dem folgenden einfachen Beispiel aus: Die Startneutronen sollen monoenergetisch und isotrope Punktquellneutronen sein. Die für die Monte Carlo-Berechnung benötigten Zufallszahlen werden von dem Computer erzeugt. Es werden Zufallszahlen ($\xi_1, \xi_2, \xi_3, \dots$) aus dem Intervall $0 \leq \xi_i \leq 1$ entnommen. Das ergibt, daß die Wahrscheinlichkeit $w(\xi_i)d\xi_i$ für ξ_i zwischen ξ_i und $\xi_i + d\xi_i$ ist, wenn $0 \leq \xi_i \leq 1$.

So werden zum Beispiel zur Bestimmung der Flugrichtung des gestarteteten Neutrons zwei Zufallszahlen ξ_1 und ξ_2 ausgewählt. Danach wird ein Azimutalwinkel $\psi_1 = 2\pi\xi_1$ und der Cosinus eines Polarwinkels $\mu = 2\xi_2 - 1$ angewendet. Da die Quelle isotrop ist, haben die Anfangswerte für ψ und μ die gleiche Wahrscheinlichkeit in den Intervallen $0 \leq \psi \leq 2\pi$ und $-1 \leq \mu \leq 1$.

Nun ist die Richtung, in die das Neutron fliegen wird, festgelegt. Der nächste Schritt wird sein die Bestimmung des Ortes, an dem das Neutron eine Kollision mit den Atomen des Mediummaterials erleidet.

Die Wahrscheinlichkeit $w(x)dx$, daß ein Stoß zwischen dem betrachteten Neutron und den Atomen des Mediums eintreten wird,

ist als

$$w(x)dx = \sigma(x) \exp \left| - \int_0^x \sigma(x') dx' \right| dx \quad (3.2)$$

definiert, wobei $\sigma(x)$ der Wirkungsquerschnitt an der Stoßstelle x in der Flugrichtung ist.

Wird eine dritte Zufallszahl ξ_3 verwendet, dann kann die Stelle x unter der Verwendung der Formel:

$$\ln \xi_3 = - \int_0^x \sigma(x') dx \quad (3.3)$$

bestimmt werden.

Aus dieser Beziehung folgt:

$$d\xi_3 = - \sigma(x) dx \exp \left| - \int_0^x \sigma(x') dx' \right| \quad (3.4)$$

Da $w(x)dx = w(\xi_3)d\xi_3 = d\xi_3$ ist, ist die Stoßstelle x , aus der die richtige Verteilung $w(x)$ berechnet wurde.

Nach der Bestimmung der Stoßstelle wird mit Hilfe von weiteren Zufallszahlen und Verwendung von Verteilungsfunktionen die Art des Stoßes (Einfang, Spaltung, Streuung) bestimmt. Dieser Rechenprozeß wird solange durchgeführt, bis das Schicksal des Quellneutrons bestimmt ist. Auf diese Weise können die Zickzackwege der Neutronen bis zur Absorption oder bis zum Verlust durch Leckage verfolgt werden. Um statistisch verlässliche Ereignisse zu erhalten, muß eine hinreichend große Zahl von Einzelschicksalen durchgerechnet werden.

Die direkte Simulation der verfolgten Neutronen ("Analog-Monte Carlo-Methode") führt zu dem Nachteil, eine lange Rechenzeit für eine zu erhaltende Rechengenauigkeit zu benötigen. Um diesen Nachteil zu umgehen, bedient man sich der indirekten Neutronensimulation ("Non-Analog Monte Carlo-Methode"). Hier bietet sich die Anwendung von speziellen Techniken an, wie die

Einführung von geeigneten Gewichten und von "Splitting" sowie das "Russische Roulette". Dadurch wird jedes Quellneutron ein Startgewicht mit dem Wert Eins erhalten. Nach jedem Stoß wird das Gewicht um das Verhältnis σ_a/σ_t verkleinert, damit die Absorptionswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden kann. Die Gewichts-Technik vermeidet die Prüfung, ob das Neutron gestreut oder absorbiert wird. Sie berücksichtigt diesen Vorgang durch entsprechende Änderung des Neutronengewichtes. Das führt zur Reduzierung der Rechenzeit und zur Verbesserung der Rechenstatistik. Die Anzahl der betrachteten Neutronen ist größer als es bei der "Analog Monte Carlo-Methode" der Fall ist, da dort die Anzahl der Neutronen durch die Absorption verkleinert wird. Die Überprüfung des Neutronengewichtes wird nach jedem Stoß durchgeführt. Stellt sich heraus, daß das Gewicht zu klein ist, wird "Russisches Roulette" gespielt. In diesem Fall ergeben sich zwei Möglichkeiten: entweder das Neutron erhält ein neues höheres Gewicht, oder es wird getötet. Ist dagegen das Gewicht des Neutrons zu hoch, wird es in zwei Neutronen mit entsprechenden kleineren Gewichten geteilt ("Splitting"). Nach dieser Technik ist das Schicksal eines Neutrons bestimmt entweder durch "Russisches Roulette"-Kill oder durch Leckage nach außen.

Die Überlebenswahrscheinlichkeit eines Neutrons durch das "Russische Roulette" wird so ausgewählt, daß die Rechnung uneinflußt bleibt. Das Gewicht, bei dem das "Russische Roulette" gespielt wird, ist w_{Low} . Ein Neutron, das diese Methode überlebt, erhält das Gewicht w_{Average} . Ober das Gewicht w_{Hihe} wird ein "Splitting" notwendig. Für jede Region und Energiegruppe ist $w_{\text{Low}} < w_{\text{AVE}} < w_{\text{Hihe}}$. Die Werte der genannten Gewichte müssen, je nach Problemstellung und der angestrebten Statistik, vorher festgelegt werden.

Der Vorteil des "statistischen Gewichtes" spiegelt sich deutlich wieder, wenn in dem zu berechnenden System ein dicker wenig absorbierender Reflektor (Grafit D_2O) vorhanden ist. Diese Materialien besitzen kleinere Absorptionsquerschnitte, und ein Neutron kann im Grunde viele Stöße erleiden, bis sein Gewicht merklich abnimmt. Ein solches Neutron, das 20 bis 30 cm in einen Reflektor eingedrungen ist, besitzt eine sehr kleine Wahrscheinlichkeit, daß es zu dem System zurückgelangt.

Die Weiterverfolgung solcher Neutronen ist zu zeitaufwendig. Eine Vergrößerung des w_{Low} -Wertes, bei dem das "Russische Roulette" gespielt wird, muß in diesem Fall unternommen werden.

3.3 Das Monte Carlo-Programm MORSE /47/

Das Rechenprogramm MORSE (Multigroup Oak Ridge Stochastic Experiment) ist ein Monte Carlo-Transportprogramm für Neutronen- und Gamma-Transport in dreidimensionaler Geometrie.

MORSE besitzt eine General-Geometrie-Routine, so daß die Berechnung für eine komplizierte Geometrie möglich ist. Es werden Gruppenkonstanten herangezogen zur Bestimmung der

- mittleren freien Weglänge,
- diskreten Streuwinkel- und -wahrscheinlichkeiten
- Übergänge zwischen Energiegruppen ($P_{g \rightarrow g'}$)
- Energie- und Richtungsparameter von sekundären Teilchen
- Gewichte zur Simulation der Absorption
- Spaltungswahrscheinlichkeiten und der Parameter der durch Spaltung freigesetzten Teilchen

Dazu benötigt MORSE die Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_T(g), \sigma_a(g) \text{ und } v\sigma_f(g),$$

wobei g die Energiegruppe des stoßenden Teilchens bezeichnet, $\sigma_{\text{Streu}}(g_1, g_2, g_3, \theta)$ ist der Streuquerschnitt von Gruppe g_1 nach g_2 , θ ist der Streuwinkel und wird durch die Entwicklung von σ in Legendre-Poynomen berücksichtigt.

Außerdem benötigt MORSE Spektren für die Erzeugung der Quellteilchen und der sekundären Teilchen. Die erforderlichen Gruppenkonstanten sind mit dem Programm SUPERTOG erzeugt worden. SUPERTOG verarbeitet ENDF/B-Daten und generiert verschieden strukturierte Gruppenkonstanten.

3.3.1 Die ENDF/B-Datei /48/

Die ENDF/B-Datei enthält eine Vielzahl nuklearer Grunddaten, die teilweise experimentell und teilweise durch theoretische Ableitung gewonnen wurden. Für jedes angebotene Material umfaßt die Information

- eine kurze Dokumentation über die Herkunft und Darstellung der vorhandenen Daten, falls spaltbar
- ν = Anzahl der Neutronen/Spaltung
Information über die Produktion von Radionukliden
- ν_d = Daten über verzögerte Neutronen
- ν_p = Daten über prompte Neutronen
- Zerfallsdaten
- Resonanzparameter
- Wirkungsquerschnitte
- Energie- und Winkelverteilung verzögerter Neutronen
- Parameter für die thermische Streuung

Die Datei ist nach Materialien, Reaktionsklassen und Reaktionen gegliedert, wobei hier als Reaktion die vorgenannten Punkte der Einfachheit halber bezeichnet werden sollen. Die Datenfelder können sein:

- Parameter für eine vorgegebene Formel (z.B. Resonanzparameter)
- Tabellierte Funktionen $Y_i(x_i)$ oder $Z_i(x_i; y_i)$

Tabellierten Funktionen wird dabei stets ein Interpolationschema beigelegt, so daß sie mit geringem Fehler an jeder Stelle ausgewertet werden können.

3.3.2 Das Programm SUPERTOG /49/

Für die Herstellung der Wirkungsquerschnittsbibliothek wird das Programm SUPERTOG verwendet.

SUPERTOG berechnet ausgehend von einem ENDF/B-Datenband die Gruppenquerschnitte für einzelne Neutronenreaktionen sowie für

die elastischen, inelastischen und $(n,2n)$ -Streumatrizen. Als Energiegruppenstruktur wird hier die GAM II-Energiestruktur verwendet. GAM II besteht aus 99 Energiegruppen, die sich von 0.001 eV bis 14.9 MeV erstrecken.

Das Programm SUPERTOG arbeitet in folgenden Schritten:

1. Der Input wird gelesen, die Gruppenstruktur wird festgehalten und ein Spektrum wird gewählt bzw. gelesen, mit dem die Wirkungsquerschnitte kondensiert werden sollen.
2. Falls erforderlich, werden Resonanzparameter eingelesen und Resonanzen berechnet. Dazu wird im wesentlichen die Breit-Wigner-Formel verwendet.
3. "Smooth Cross Section" wird berechnet, indem die punktweise tabellierten Funktionen auf Gruppenbreiten integriert (durch "Interpolatorische Integration") und mit Spektrum gefaltet werden.
4. Elastische und inelastische Streumatrixen werden berechnet als Koeffizienten von Legendre-Polynomen.

4. STUDIE ZUR AUSWAHL EINES GEEIGNETEN BLANKETMODELLS

Ziel dieser Studie ist, das Tritiumbrutpotential von verschiedenen Lithiumaluminaten zu ermitteln. Dazu werden zunächst theoretische Berechnungen angestellt, die später in geeigneten Experimenten zu überprüfen und abzusichern sein werden.

Die Auslegung - zunächst ebenfalls in theoretischen Studien - eines geeigneten Versuchsmodells, an dem solche Überprüfungen mit maximaler Aussagekraft vorgenommen werden können, ist ebenfalls Aufgabe der hier vorgelegten Studie. Selbstverständlich werden die neutronischen Eigenschaften eines Blankets nicht nur durch das gewählte Brutmaterial beeinflusst, sondern durch eine Reihe von anderen Stoffen, die z.B. die erste Wand bilden und zur Aufnahme von Kühlkanälen oder anderem gedacht sind. Deren Einfluß steht aber hier in dieser ersten Studie noch nicht zur Debatte; dagegen soll in diesen Untersuchungen zunächst der Einfluß von solchen Stoffen betrachtet werden, die zur Verbesserung der Neutronenökonomie dienen können ohne selbst zu brüten, z.B. Beryllium oder Blei. Das Ziel ist, in relativ einfachen Konfigurationen mit geringer Heterogenität die neutronischen Eigenschaften von Lithiumaluminaten experimentell zu überprüfen und sie mit theoretischen Berechnungen zu vergleichen, um auf diese Weise die heutigen Berechnungsmethoden und verfügbaren Datenbibliotheken zu testen. Dabei ist geplant, nach den ersten einfachen Experimenten später zu Systemen fortschreitender Komplexität überzugehen, um dem realen Entwurf so nahe wie möglich zu kommen. Nachdem in Experimenten und Rechenanalysen, die im IRE der KFA Jülich gemeinsam mit BARC-Bombay durchgeführt wurden, sichergestellt wurde daß die multiplikative Wirkung von Beryllium bis zu 25% /50-51/ kleiner ist als die, die aufgrund der vorliegenden Daten berechnet wurde, entschieden wir uns hier, in Zukunft nur noch Blei auf seine multiplikativen Eigenschaften hin zu untersuchen. Dazu kommt noch, daß wir die sicherheitstechnischen und materialtechnischen Eigenschaften des Berylliums ebenfalls mit Schwierigkeiten behaftet einschätzen und weiterhin glauben, daß die hohen Kosten des Materials ebenfalls nicht förderlich für die

Einführung des ohnehin recht kapitalintensiven Fusionsreaktors sein könnten; von Problemen der Materialverfügbarkeit (KFA-Entwurf benötigt etwa 200 to /26/) ganz zu schweigen.

4.1 Die rechnerischen Untersuchungen

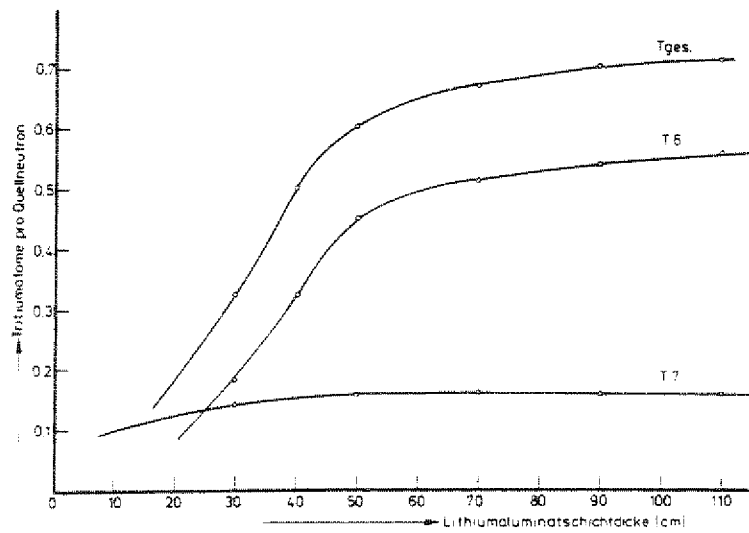
Die Größe mit der bedeutendsten Aussagekraft ist naturgemäß die Brutrate, denn gerade diese muß in erster Linie so groß wie möglich gewählt werden. Daher erfolgte in ersten Berechnungen eine Ermittlung der erreichbaren Brutrate in Abhängigkeit von Blanketgeometrie und Abmessungen für die beiden Materialkandidaten (Li_5AlO_4 , LiAlO_2). Für die ersten Übersichtsrechnungen wurde als Modellgeometrie die Zylindergeometrie zugrunde gelegt. Demgemäß besteht unser Modell für die Rechnung aus einem Hohlzylinder mit einem inneren Radius von 10 cm für die Aufnahme einer 14.1 MeV-Neutronenquelle, die das Plasma simuliert. Dann wurden die Höhe und der Außenradius des zylindrischen Lithiumaluminat-Blanketmodells variiert und die entsprechende Tritiumproduktionsrate bestimmt. Als Brutmaterialien dieses Blanketmodells wurden die Verbindungen α - LiAlO_2 mit einer Dichte von $2,51 \text{ g/cm}^3$ und β - Li_5AlO_4 mit einer Dichte von $2,15 \text{ g/cm}^3$ verwendet. Die Berechnungen wurden mit dem Rechenprogramm MORSE durchgeführt.

Die Wirkungsquerschnittsbibliothek der verwendeten Materialien wird mit Hilfe des Rechencodes SUPERTOG aus ENDF/B-III hergestellt. Als Energiegruppierungsstruktur wird die GAM II-Struktur verwendet. Es wurden bei dieser Rechnung 5000 Histories in 50 Batches zu 100 Neutronen berechnet. Die Rechnungen wurden auf den Rechenmaschinen IBM/370-168 und später auf IBM/3033 unter dem Betriebssystem MVS durchgeführt.

4.1.1 Erste Ergebnisse und deren Diskussion

In Abb. 7 sind die berechneten Tritiumbrutraten als Funktion der Dicke zunächst der γ - LiAlO_2 -Schicht dargestellt. Die Tritiumproduktion über die beiden Reaktionen ${}^7\text{Li}(n,\alpha')t$ und ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$ sind entsprechend durch T_7 und T_6 dargestellt.

T_{ges} ist die Summe von T_6 und T_7 . Aus der Abbildung geht hervor, daß nach einigen Zentimetern Schichtdicke die Brutrate T_7 Sättigung erreicht. Grund dafür ist der relativ große Anteil an Sauerstoff- und Aluminium-Atomen in der Verbindung LiAlO_2 . Sie wirken als Moderator und setzen die Energie der schnellen Neutronen nach Durchdringen von einigen Zentimetern Schichtdicke schnell herab. In der Abbildung steigt die T-Produktion aus T_6 mit zunehmender Schichtdicke an und erreicht bei einem Zylinderradius von 60 cm (Brutmaterialdicke 50 cm) eine Brutrate von 0.454.



Tritiumbrutrate pro Quellneutron als Funktion der Dicke der

Abb. 7: Lithiumaluminatschicht (β - LiAlO_2)

Die gesamte Brutrate für diese Schichtdicke beträgt 0.61. In Abb. 8 sind dagegen die berechneten integralen Brutraten T_6 , T_7 und T_{ges} für die Verbindung $\beta\text{-Li}_5\text{AlO}_4$ aufgetragen. T_7 geht rasch in Sättigung über, T_6 steigt mit zunehmender Schichtdicke und erreicht einen Wert von 0.6025 bei einem Zylinderradius von 60 cm. Bei diesem Radius beträgt die gesamte Brutrate 0.977. Infolgedessen eignet sich erwartungsgemäß die Verbindung Li_5AlO_4 als Brutmaterial vom neutronischen Standpunkt her besser als LiAlO_2 , weil schon mit kleineren Blanketanordnungen erheblich höhere Brutraten erreichbar sind. Die bessere Tritiumbrutrate beruht auf der größeren Zahl der Lithiumatome in Verbindung Li_5AlO_4 . Einen Vergleich zwischen den berechneten integralen Brutraten T_6 , T_7 und T_{ges} in den beiden Verbindungen Li_5AlO_4 und LiAlO_2 bietet Abb. 9. So hat z.B. die Verbindung

Li_5AlO_4 bei einem Zylinderradius von 60 cm eine 60% höhere Gesamtbrutrate als es bei der Verwendung der Verbindung LiAlO_2 der Fall ist.

In beiden Fällen scheint eine solche Geometrie relativ kostengünstig realisierbar zu sein, und die Brutraten erscheinen in einem solchen Modellexperiment hinreichend groß, um sie sicher ortsabhängig messen zu können, wenngleich dies für die separate Bestimmung der ortsabhängigen T_7 -Brutrate schon schwieriger sein dürfte. Deswegen wird in weiteren Modellrechnungen zu ergründen

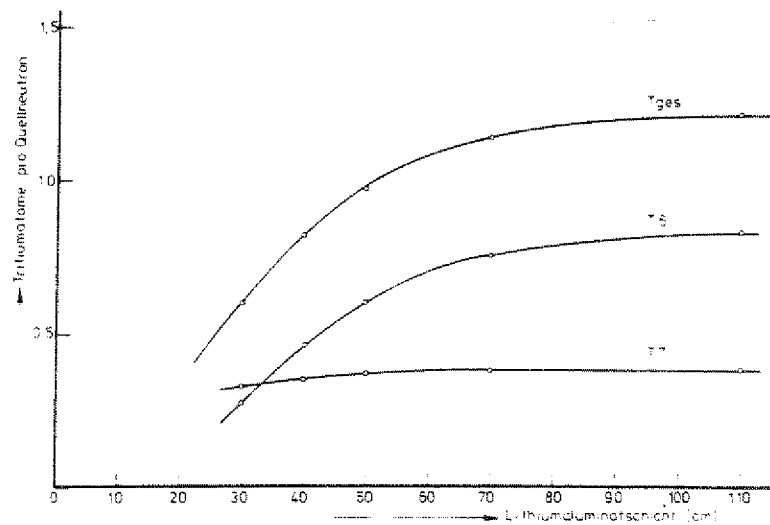


Abb. 8 Tritiumbrutrate pro Quellneutron als Funktion der Dicke der Lithiumaluminatschicht (β - Li_5AlO_4)

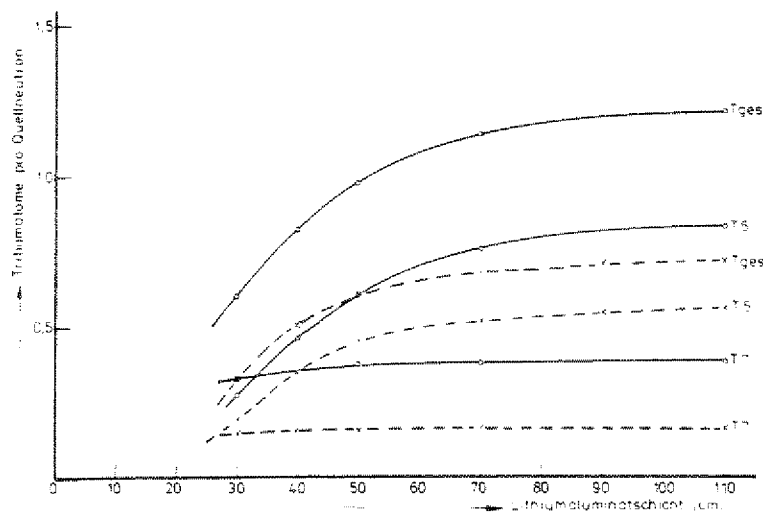


Abb. 9 Tritiumbrutrate pro Quellneutron als Funktion der Dicke der Lithiumaluminatschicht --- β - LiAlO_2 — β - Li_5AlO_4

versucht, wie sich der Neutronenhaushalt und damit die Tritiumbrutrate verbessert, wenn bei einfach bleibender Anordnung und Geometrie z.B. Reflektormaterialien oder Multiplikatoren zur Anwendung gelangen. Überdies geben solche einfachen Rechnungen selbstverständlich erste Hinweise auf die Wirksamkeit solcher Materialien im Zusammenspiel mit den hier betrachteten Lithiumaluminaten und können auch älteren Rechnungen und Experimenten an Lithiummetallblankets gegenübergestellt werden.

4.2 Möglichkeiten zur Verbesserung der Neutronik

Eine der wichtigsten Aufgaben des Blankets ist das Brüten von Tritium, wobei die Forderung erhoben wird, daß die Tritiumerzeugung im Blanket zumindest den Eigenbedarf decken soll. Praktisch muß die Erzeugung aber so groß sein, daß eventuelle Verluste bei der Tritiumrückgewinnung ausgeglichen werden können und außerdem eine gewisse Menge Tritium zum Start neuer Fusionsreaktoren bereitgestellt werden kann. Es ist daher wichtig, Maßnahmen zu ergreifen, die geeignet sind, die Tritiumbrutrate gegebenenfalls zu erhöhen.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten für eine Verbesserung der Neutronik eines Blankets:

- Multiplikation der Fusionsneutronen mit spaltbarem Material oder mit $(n,2n)$ -Reaktionen
- Verminderung des Neutronenausflusses durch Verwendung eines Reflektors
- Vermehrung der Lithiumatome im Brutmaterial
- Vermehrung der endothermischen Reaktion (T_7) in unmittelbarer Nähe der ersten Wand bei Anreicherung von Lithium (kleine Schicht) und Vermehrung der exothermischen Reaktion (T_6) bei Anreicherung von ^6Li in der darauffolgenden Schicht und/oder in unmittelbarer Nähe des Reflektors.

Einige dieser Möglichkeiten wurden in theoretischen Übersichtsrechnungen untersucht.

4.2.1 Der Einfluß des Multiplikators

Als Neutronen-Multiplikator wird hier an ein Material gedacht, das einen relativ hohen Wirkungsquerschnitt für die (n,2n)-Reaktion besitzt. Dafür eignet sich z.B. das Element Beryllium.

- Die absolute Anzahl der Neutronen wird aufgrund der (n,2n)-Reaktion erhöht.
- Das Neutronenspektrum wird jedoch weicher, d.h. niederenergetischer, da sich die kinetische Energie des einfallenden Neutrons infolge der (n,2n)-Reaktion und der Moderatorwirkung der Be-Atome vermindert, wodurch andererseits T_6 begünstigt wird.
- Damit erhöht sich die gesamte Energiefreisetzungsrate.

Für ein zylindrisches Modellblanket mit der Verbindung LiAlO_2 als Brutmaterial wurde der Einfluß von Beryllium auf die Brutrate untersucht. Die Ergebnisse der Untersuchung sind in Tab.4.1 dargestellt.

Tabelle 4.1

Multiplikator- dicke (Be) (cm)	Brutmaterial- dicke (LiAlO_2) (cm)	T_7	T_6	T_{ges}
----	60	0.1558	0.4536	0.6094
10	60	0.0737	1.6469	1.7207
15	60	0.0468	1.9232	1.9701

Die erste Schicht besteht aus 10 cm Beryllium, gefolgt von einer LiAlO_2 -Schicht von 60 cm Dicke. Die Gesamtbrutrate steigt um 282%, verglichen mit der Gesamtbrutrate ohne diese Berylliumschicht, und steigt sogar auf 323%, wenn die Berylliumschicht 15 cm dick gewählt wird.

Im Falle von Li_5AlO_4 ist es nicht nötig und aus den angegebenen

Gründen auch von zweifelhaftem Erfolg den sehr teuren Beryllium-Multiplikator zu verwenden. Man kann die Verbesserung der Brutrate hier vorteilhafter mit anderen Mitteln erreichen (s. Einfluß des Reflektors). Als billige Multiplikator-Materialien, aber mit niedrigerem Multiplikationsfaktor als Beryllium, kann man auch an die Elemente Pb und Bi und ihre Verbindungen PbO , PbS , Bi_2O_3 denken.

Neben idealen Multiplikatoreigenschaften hat Beryllium leider auch einige Nachteile. In erster Linie sind es seine begrenzten Ressourcen (Preis) und seine hohe Giftigkeit. Als Ersatz für das teure Beryllium scheint aufgrund einiger Arbeiten /39, 52, 53/ vor allem das Element Blei geeignet zu sein. Man kann dem Blei in einem Blanket eine doppelte Funktion zuordnen, nämlich

1. als Neutronenmultiplikator,
2. zur Abschirmung von γ -Strahlen

W.G.Davey et al. /53/ haben Blei auch auf seine Kühlungseigenschaften in einem Blanketmodell untersucht. Als Ergebnis fanden sie, daß bei der Verwendung von Blei in der ersten und zweiten Kühlungswand eine Abnahme der gesamten Wärme in der aus Niob bestehenden ersten Wand um 60% im Vergleich zum Standard-Blanketmodell zu beobachten war. Die Benutzung des Bleis als Kühlmittel in einem Fusionsreaktor erfordert jedoch eine große Leistung der Pumpanlagen, die aus der großen Dichte des Bleis und seiner Wechselwirkung mit dem magnetischen Feld resultiert. Im Zusammenhang mit dieser Arbeit interessiert jedoch nur der Neutronenvermehrungseffekt von Blei.

Ein Vergleich zwischen den $(n,2n)$ -Reaktionsquerschnitten von Blei und Beryllium ist in Abb. 10 dargestellt. Aus der Abbildung ist zu entnehmen, daß die Schwellenenergie für Beryllium kleiner ist als für Blei. Sie liegt für Beryllium bei 1,7 MeV und für Blei bei 6,7 MeV. Daraus folgt, daß die Bleischicht direkt an der ersten Wand liegen muß, wo die Neutronen noch eine Energie besitzen, die über der Schwellenenergie für Blei liegt.

Um den Einfluß der Blei-Multiplikatoreigenschaften auf die hier zu vergleichenden Verbindungen (Li_5AlO_2 und $LiAlO_2$)

bestimmen können, wurden einige Übersichtsrechnungen durchgeführt. Es wurde wieder die zylindrische Geometrie verwendet mit einem gesamten Zylinderaußendurchmesser von 80 cm. Der innere Durchmesser des Zylinders wird bestimmt durch eine Bleischicht variabler Dicke. Die Brutmaterialschicht hat eine konstante Dicke von 60 cm. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Tab. 4.2 eingetragen. Die gesamte Tritiumbrutrate T_{ges} der Verbindungen Li_5AlO_4 und LiAlO_2 ist als Funktion der Bleidicke in Abb. 11 dargestellt.

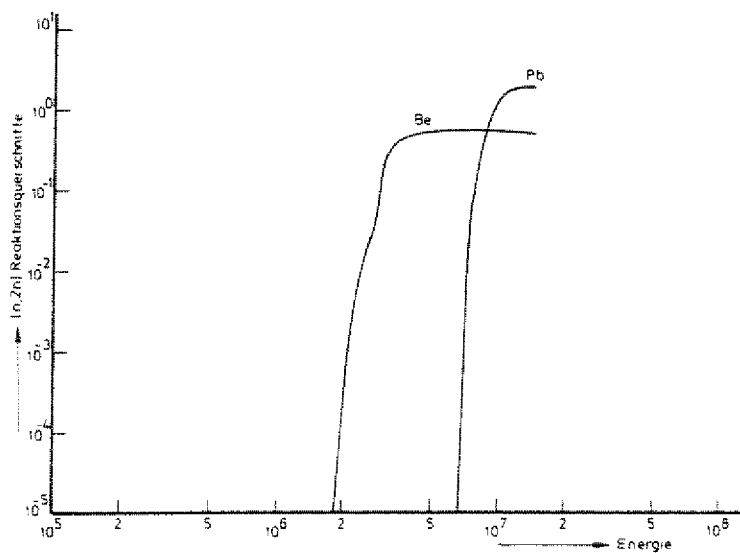


Abb. 10: Vergleich zwischen den (n, Zn) Reaktionsquerschnitten für Pb und Be als Funktion der Energie

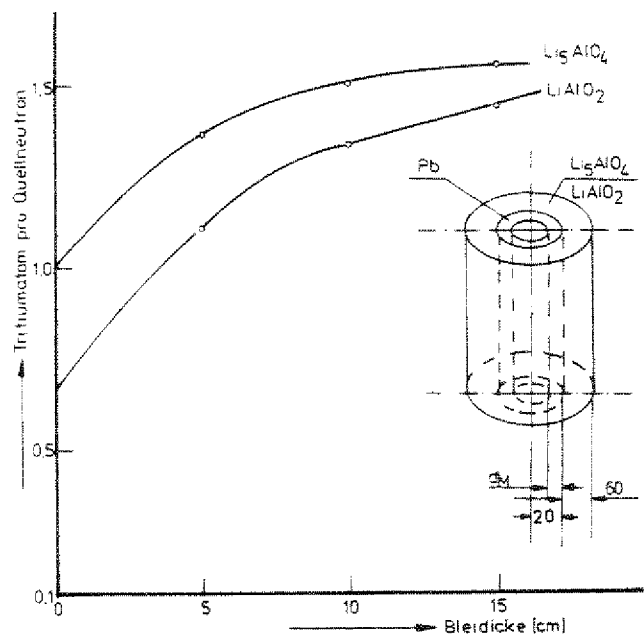


Abb. 11: Abhängigkeit der Tritiumproduktion von der Multiplikator- und Brutmaterialdicke für die Verbindungen Li_5AlO_4 und LiAlO_2 als Brutmaterial und Pb als Multiplikator. Brutmaterialdicke 60 cm

Tabelle 4.2

Bleidicke (cm)	Li_5AlO_4			LiAlO_2		
	T_7	T_6	T_{ges}	T_7	T_6	T_{ges}
0	0.360	0.640	1.000	0.153	0.509	0.662
5	0.206	1.079	1.285	0.0375	0.937	1.024
10	0.128	1.374	1.503	0.0541	1.246	1.251
15	0.080	1.572	1.652	0.0334	1.458	1.481

Aus der Abbildung ist deutlich zu erkennen, daß der Verlauf der gesamten Tritiumbrutrate der Verbindung LiAlO_2 bei wachsender Bleidicke sich dem Verlauf der T_{ges} der Verbindung Li_5AlO_4 nähert. Bei einer Bleischicht von 15 cm steigt die gesamte Tritiumbrutrate T_{ges} für die Verbindung Li_5AlO_4 um 65 % für die Verbindung LiAlO_2 um 220%, verglichen mit der Tritiumbrutrate für den Fall ohne Bleischicht. Anders ist es bei der Verwendung dieser Verbindungen unter Verzicht auf den Multiplikator. So war die gesamte Tritiumbrutrate bei der Verbindung Li_5AlO_4 um 1.7 größer als bei der Verbindung LiAlO_2 (Abb. 9). Die höhere Tritiumbrutrate der Verbindung Li_5AlO_4 gegenüber LiAlO_2 kann also durch Verwendung von Blei als Multiplikator weitgehend wettgemacht werden.

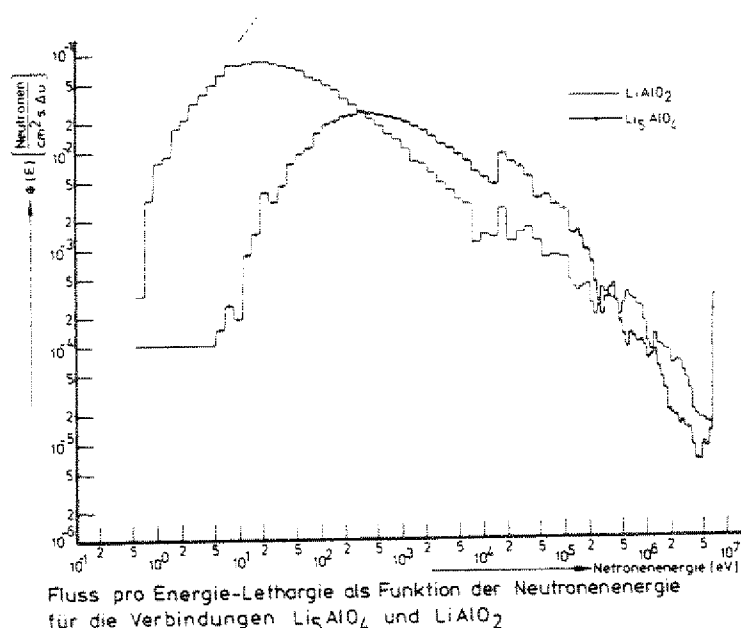
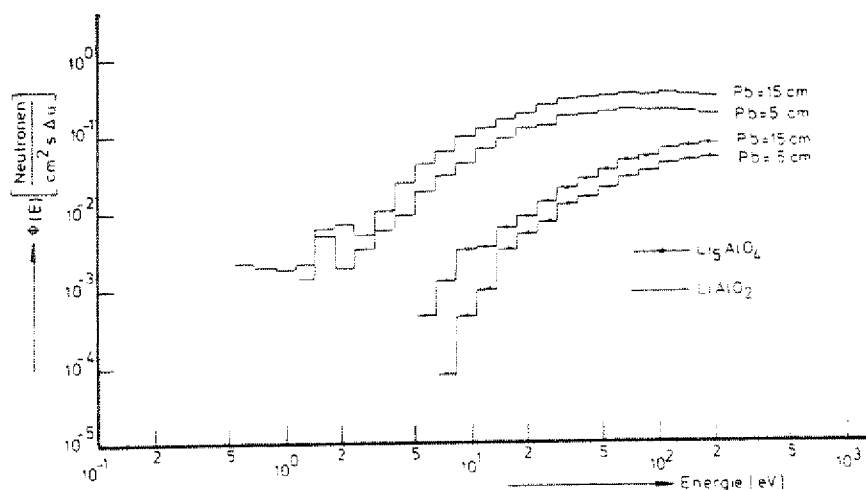


Abb. 12

Wie können diese Erscheinungen begründet werden?

In Abb. 12 ist das Flußspektrum der betrachteten Anordnungen mit jeweils Li_5AlO_4 und LiAlO_2 als Funktion der Neutronenenergie dargestellt. Daraus ist zu erkennen, daß das Flußspektrum für die Verbindung LiAlO_2 weicher ist als das für Li_5AlO_4 . Je weicher das Spektrum ist, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit der ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$ -Reaktion, da die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion mit der Abnahme der Neutronenenergie rapide ansteigen (Abb. 4). Dagegen wirkt sich das Weichwerden des Neutronenspektrums negativ auf die ${}^7\text{Li}(n,n'\alpha)t$ -Reaktion aus. Kommt noch eine Bleischicht vor die Lithiumaluminatschicht, wie es bei den Untersuchungen der Fall ist, so verschiebt sich das Neutronenspektrum noch mehr zu den niedrigen Energien hin (Abb. 13).



Fluss pro Energie-Lethargie als Funktion der Neutronenenergie
für die Verbindungen Li_5AlO_4 und LiAlO_2 als Funktion der Bleidicke

Abb. 13

Das "Weichwerden" des Neutronenspektrums ist deutlich in der ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$ -Reaktion der Anordnung mit LiAlO_2 zu beobachten. So steigt laut Tabelle 4.2 die ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$ -Reaktion in der Anordnung mit LiAlO_2 um 178% bei Vorhandensein einer 5 cm starken Bleischicht, während sie bei der Anordnung von Li_5AlO_4 mit 5 cm Bleidicke nur um 129% angestiegen ist. Deutlich ist auch in Tab. III die starke Abnahme der ${}^7\text{Li}(n,n'\alpha)t$ -Reaktionsrate in der Anordnung mit Li_5AlO_4 zu beobachten. Diese Reaktionsrate ist bei der Anordnung mit LiAlO_2 von Anfang an klein, so daß ihre Abnahme bei Vorhandensein einer Bleischicht nicht so empfindlich die gesamte Tritiumproduktion stört, wie es der Fall bei der Verbindung Li_5AlO_4 ist.

4.2.2 Einfluß des Reflektors

Für die Auswahl eines Reflektors zum Einsatz im Blanket sind folgende Eigenschaften von großer Bedeutung:

- Moderieren der Neutronen und Reflektieren eines möglichst großen Neutronenanteils in die Brutzone, um so die Produktion des Tritiums pro Volumeneinheit zu vergrößern und damit eine kleinere Brutzone zu ermöglichen.
- Aufnahme der restlichen Neutronenenergie, damit die Neutronenleckage in der Abschirmung auf ein Minimum herabgesetzt werden kann.

Das Lithiumaluminat-Blanket besitzt schon bessere "Moderatoreigenschaften" als das reine Lithium-Blanket. Dies beruht einerseits auf der höheren Dichte der Lithiumaluminat, andererseits auf dem Vorhandensein der Aluminium- bzw. Sauerstoffatome im Lithiumaluminat. Diese Kerne besitzen einen relativ hohen elastischen Wirkungsquerschnitt (insbesondere das Element O, siehe Kapitel 5.), was einen guten Beitrag zu diesen Eigenschaften leistet. Aber trotzdem werden bei einem LiAlO_2 -Blanket mit einem Radius von 60 cm noch 34% der Neutronen durch Leckage verlorengehen. Um diesen Anteil zurückzugewinnen und ihn für die Erhöhung der Tritiumbrutraten zu verwenden, braucht man einen effektiven Reflektor. Als Reflektormaterial wurden in dieser Studie Kohlenstoff (C) und Polyäthylen ausgewählt. Die Berechnungen wurden für ein Blanketmodell mit einem 60 cm Radius durchgeführt. Als Brutmaterial wurden die Verbindungen LiAlO_2 und Li_5AlO_4 wechselnd verwendet. Die Reflektordicke wurde variiert. Abb. 14 zeigt die Abhängigkeit der Tritiumbrutraten für das LiAlO_2 -Blanket von der Reflektordicke des C-Reflektors bzw. des Polyäthylen-Reflektors. Bei 15 cm Reflektordicke steigt die Tritiumbrutrate um 29% bei Verwendung des Polyäthylen-Reflektors und um 25% beim Graphit-Reflektor. Es zeigt sich, daß Polyäthylen bis zu Dicken von 35 cm bessere Reflektoreigenschaften als Kohlenstoff hat. Das

beruht auf den größeren elastischen Streuquerschnitten α_{el} der Polyäthylen-Wasserstoffatome, insbesondere in den niederenergetischen Bereichen (s. Kap. 5). Bei Vergrößerung der Reflektordicke überwiegen die positiven Eigenschaften eines C-Reflektors gegenüber denen eines Polyäthylen-Reflektors, da die Absorptionsrate des Polyäthylen mit Abnahme der Neutronenenergie zunimmt.

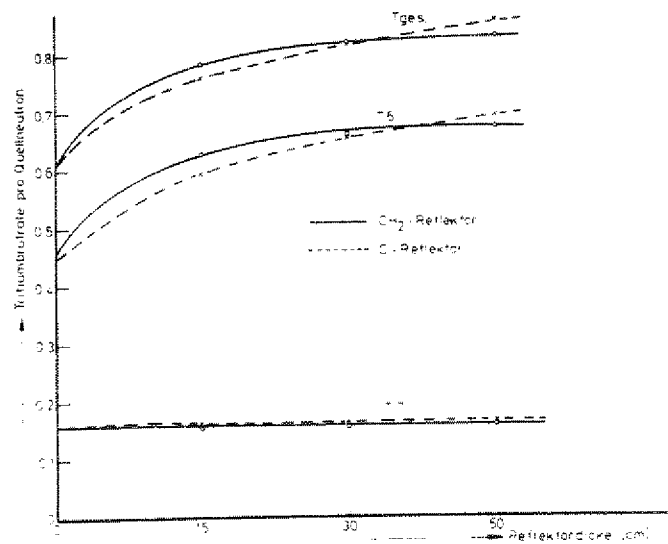


Abb. 14

Tritiumbrutraten T_6 , T_7 und T_{ges} als Funktion der Reflektorschichtdicke
Blanketmaterial LiAlO_2 mit 60 cm Radius

Bei 60 cm Reflektordicke wird eine Verbesserung des Brutrate um 41% bei Verwendung eines Graphitreflektors erreicht gegenüber einer Verbesserung von nur 36% bei Verwendung eines Polyäthylenreflektors.

Tabelle 4.3 zeigt die Ergebnisse für ein Li_5AlO_4 -Blanket mit einem 60 cm Radius und einem Graphit-Reflektor. Die Dicke des Reflektors wird zwischen 15 und 40 cm variiert.

Tabelle 4.3

Reflektor- dicke (cm)	T_7	T_6	T_{ges}	Leckage	Absorptions- rate 0	Absorptions- rate Al
15	0.3730	0.7422	1.1152	10.7	0.1784	0.0169
30	0.3819	0.7644	1.1463	7.3	0.1370	0.0173
40	0.3999	0.7756	1.1685	5.9	0.1907	0.0176

Bei 15 cm Reflektordicke wird eine Verbesserung von 11% erreicht, die kaum noch mit zunehmender Reflektordicke ansteigt.

4.2.3 Einfluß der ^6Li -Anreicherung

Das Neutronenspektrum in Lithiumaluminaten ist von Natur aus ein relativ weiches Spektrum, wie aus Abb. 12 hervorgeht. Deshalb ist der Anteil der $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ -Reaktion dominant, während der Anteil der Tritiumproduktion durch die Reaktion $^7\text{Li}(n,n'\alpha)$ sehr klein ist. Man kann deswegen auf den Gedanken kommen, das Isotopenverhältnis zugunsten des ^6Li -Anteils zu verändern, also ^6Li anzureichern. Wir wollen diese Frage speziell nur für die Verbindung LiAlO_2 untersuchen, da in dieser Verbindung der Anteil von Lithiumatomen klein ist im Vergleich zu Li_5AlO_4 . Die Berechnungen werden für ein zylindrisches Modell mit 60 cm Wanddicke durchgeführt.

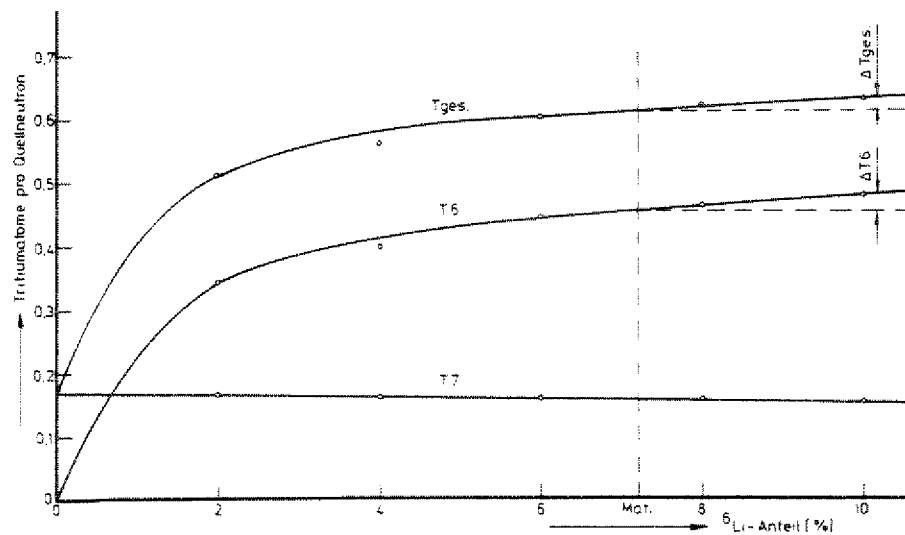


Abb. 15

Abhängigkeit der Tritiumbrute von der ^6Li -Konzentration im LiAlO_2 - Blanketmodell

Der Anteil der ^6Li -Konzentration wird in den Rechnungen von 2% bis 10% geändert. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in Abb. 15 dargestellt. Aus der Abbildung geht hervor, daß die $^7\text{Li}(n,n')\text{T}$ -Reaktion entsprechend dem sinkenden Isotopenanteil fortwährend leicht abnimmt. Der Verlauf der $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ -Reaktion in diesem Zusammenhang ist sehr interessant. Es zeigt sich deutlich, daß eine Veränderung der ^6Li -Konzentration von $\pm 3\%$

um das natürliche Isotopenverhältnis (7,4%) keine große Änderung der T_6 -Brutrate zur Folge hat.

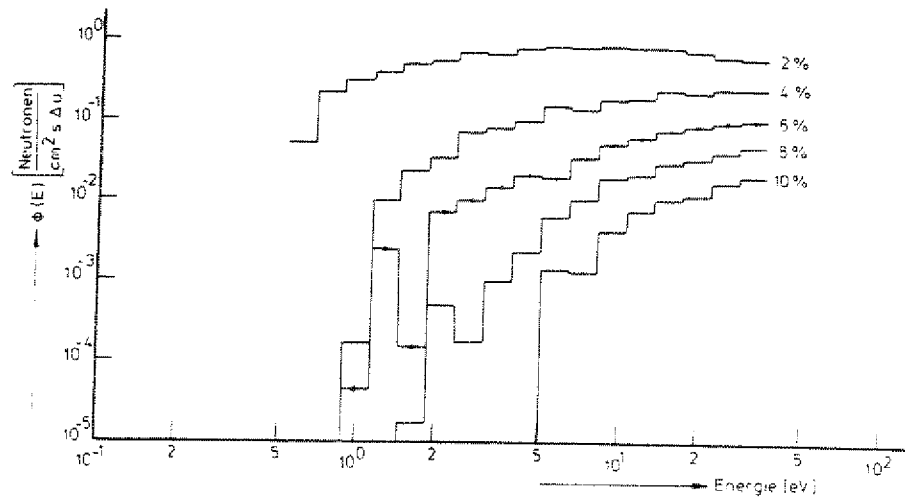


Abb. 16

Fluss pro Energie-Lethargie als Funktion der Neutronenenergie für verschiedene $Li-6$ Anreicherungen in %

Um diese Tatsache zu begründen, betrachten wir die Spektren (Abb. 16) für die Verbindung $LiAlO_2$ mit unterschiedlichen 6Li -Konzentrationen. Die Abb. 16 zeigt deutlich: je niedriger der 6Li -Anteil in der Verbindung wird, um so weicher wird das Spektrum. Bei niedrigeren Energien beobachten wir für große 6Li -Konzentrationen eine starke Abschwächung des Neutronenflusses im Vergleich zu geringeren 6Li -Konzentrationen, die über einen Energiebereich von ca. 1 bis 100 eV einen konstanten Flußverlauf aufweisen. So erklärt sich, daß eine Anreicherung der 6Li -Konzentration um 3% das Neutronenspektrum weicher macht. Die Reaktionsraten verschieben sich also etwas spektral, aber insgesamt bleiben sie konstant und damit eben auch die Brutrate.

Diese Tatsache ist im Hinblick auf die Abbrand-Frage für ein Fusions-Blanket, das mit Lithiumaluminaten der natürlichen Isotopenverhältnisse arbeitet, positiv zu bewerten. Die Anreicherung von 6Li in der Verbindung $LiAlO_2$ in bezug auf die Tritiumproduktion wird erst bei höheren 6Li -Konzentrationen wirksam und ist erforderlich bei einer Verkleinerung der Brutzone. Dies bestätigen auch die theoretischen Untersuchungen zum UWMAK II-Blanket /28/.

5. BERECHNUNG EINES LiAlO_2 -VERSUCHSMODELLS

Die vorangegangenen Untersuchungen lassen als Blanketmaterial die Verwendung von LiAlO_2 am geeignetsten erscheinen.

Das konnte durch drei Argumente begründet werden:

1. LiAlO_2 hat den höchsten Schmelzpunkt aller Lithiumaluminatate, außerdem hat es eine höhere Phasenübergangstemperatur.
2. Seine Dichte ist größer als die der Li_5AlO_4 -Verbindung, und seine Moderationseigenschaften sind besser.
3. Der Nachteil einer geringeren Tritiumproduktion wird durch einen geeigneten Multiplikator (Blei) weitgehend ausgeglichen.

Es ist aus diesen Gründen vernünftig, die Güte der Vorausberechenbarkeit einer solchen Anordnung durch geeignete Versuche zu testen.

Das Ziel dieses Kapitels wird daher der Entwurf und die Berechnung eines Versuchsmodells mit Blei als Multiplikator sein bei Verwendung von LiAlO_2 als Brutmaterial.

5.1 Dimensionierung des $\text{Pb} + \text{LiAlO}_2$ -Versuchsmodells

Die Bestimmung der optimalen Dimensionen ist für den Entwurf des Versuchsmodells von großer Bedeutung. In dem Pb-LiAlO_2 -Konzept treten verschiedene Elemente mit unterschiedlichen neutronischen Eigenschaften auf. Das Schicksal eines Quellneutrons ist sowohl stark von den unterschiedlichen Reaktionen, die es mit den verschiedenen Elementen des Modellmaterials durchführen kann, als auch von den Dimensionen des Versuchsmodells abhängig.

Sowohl die nützlichen als auch die parasitären Reaktionen hängen stark von der Energie des Neutrons ab. Um einen Kompromiß bei der Erzielung eines bestimmten Grades an nützlicher Reaktion (Tritiumproduktion) in dem Versuchsmodell zu erreichen,

ist es erforderlich, die verschiedenen Reaktionen, die ein Neutron innerhalb des Versuchsmodells ausführen kann, genau zu untersuchen. In Tabelle V sind die möglichen Reaktionen, die ein Neutron mit den Elementen des Versuchsmodells durchführen kann, aufgetragen.

Tabelle 5.1

Zone Element	Multiplikator		Brutzone			
	Pb	Li-6	Li-7	Al	O	
Reaktions- art	(n, n)	(n, n)	(n, n)	(n, n)	(n, n)	
	(n, γ , γ)	(n, n γ)	(n, n γ)	(n, n γ)	(n, n γ)	
	(n, γ)	(n, γ)	(n, γ)	(n, γ)	(n, γ)	
	(n, 2n)	(n, α)	(n, α)	(n, α)	(n, d)	
		(n, p)	(n, d)	(n, d)	(n, p)	
			(n, 2n)	(n, p)		

5.1.1 Variation der Bleizone bei einer konstanten Brutzonendicke

Als nächstes wird die Bestimmung der optimalen Dimensionen des Versuchsmodells angestrebt. Dies erfordert eine Reihe von Berechnungen für einen Modellfall, der die Pb + LiAlO₂-Zonen in gleicher Weise simuliert. Unser vereinfachtes Rechenmodell für solche Optimalisierungsrechnungen besteht aus einem Blei-Innenzylinder und einem LiAlO₂-Außenzylinder. Es wird zunächst der Einfluß der Bleizonendimension auf die verschiedenen Neutronenreaktionen in der Brutzone untersucht. Dazu wird bei den Rechnungen die Dicke des Blei-Innenzylinders variiert, während die Dicke des LiAlO₂-Außenzylinders auf 30 cm Dicke konstant gehalten wird. Die Dicke des Bleis wird dabei stufenweise geändert, und parallel werden die verschiedenen Reaktionsraten

innerhalb des Versuchsmodells berechnet.

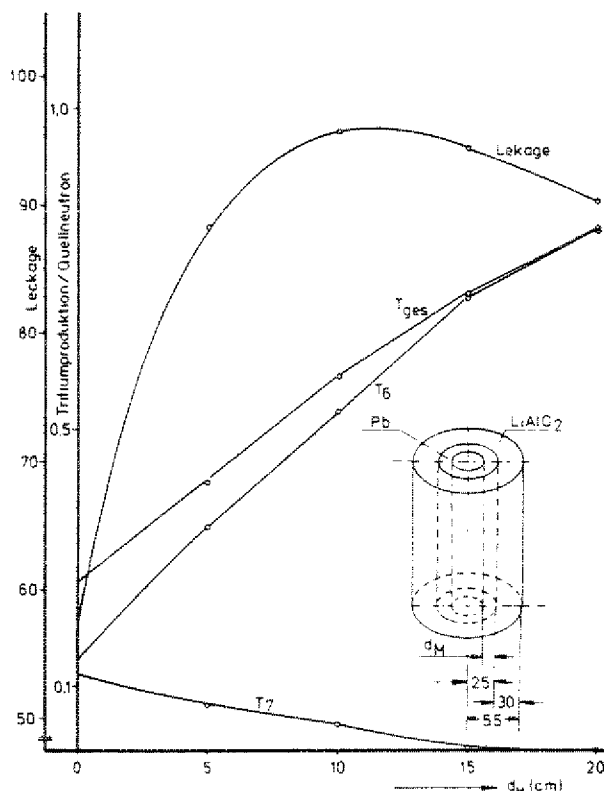


Abb. 17 Die Leakage und die Tritiumbrutrate T_{ges} . als Funktion der Multiplikatorstärke d_M

Das Hauptziel dieser Berechnung ist, die Beeinflussung der Multiplikatorzone auf die Ereignisse in der Brutzone zu bestimmen. In der Abb. 17 sind die Tritiumbrutraten sowie die Leakage als Funktion der Multiplikatorstärke aufgetragen. Wie zu erwarten, steigt die T_6 -Rate mit zunehmender Bleidicke an, während die T_7 -Rate mit wachsender Bleidicke abnimmt. Der Grund dafür liegt in der zunehmenden Moderation der Neutronen durch die wachsenden Dicke des Bleis. Die T_6 -Rate steigt indessen linear mit der Bleidicke an und weicht von diesem linearen Verlauf erst bei etwa 10 cm Bleidicke ab. Der Grund dafür läßt sich wie folgt erklären:

Ein Quellneutron vermehrt sich in der Multiplikatorzone durch die Reaktion $Pb(n, 2n)$. Das Quellneutron muß für die $Pb(n, 2n)$ -Reaktion eine Energie aufweisen, die größer oder gleich dem Schwellwert von 6,7 MeV (Abb. 10) ist. Die $Pb(n, 2n)$ -Reaktion wird bei einer Verdopplung der Bleidicke von 5 cm auf 10 cm um 60 % anwachsen. Bei einer Vergrößerung der Bleidicke von 10 cm auf 15 cm steigt sie um weitere 23 %, und bei einer wei-

teren Vergrößerung der Bleidicke von 15 cm auf 20 cm zeigt sie nur noch 12 % Steigerung. Diese "Abnahme" der prozentualen Steigerung der $Pb(n, 2n)$ -Reaktionsrate spiegelt sich in der Abweichung der T_6 -Rate von dem linearen Anstieg bei der Vergrößerung der Bleidicke. In Abb. 17 ist noch die Leckage als Funktion der Bleidicke aufgetragen. Bis zu 5 cm Bleidicke steigt die Leckagekurve fast linear mit der Zunahme der Bleidicke an. Dieser charakteristische Verlauf ist bedingt durch die zuerst sehr stark steigende $Pb(n, 2n)$ -Reaktionsrate. Steigt die Dicke des Bleis weiter an, werden die Neutronen mehr moderiert und ihre Wahrscheinlichkeit für die Durchführung der ${}^6Li(n, \alpha)$ -Reaktion steigt ebenfalls an, was die Kurve für T_6 bestätigt. Die Leckage wird auch dementsprechend abfallen.

Als nächstes wird die Abhängigkeit der parasitären Absorptionsrate innerhalb des Rechenmodells von der Dicke des Bleis untersucht. In Abb. 18 sind die parasitären Absorptionsraten für sämtliche Elemente, die in dem Rechenmodell auftreten, dargestellt. Daraus ist zu entnehmen, daß die Absorptionsrate des Bleis mit seiner zunehmenden Dicke zunimmt. Aus Tab. 5.1 ist zu entnehmen, daß bei dem Element Blei für die parasitäre Absorption vorwiegend die Reaktion $Pb(n, \gamma)$ verantwortlich ist. Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen, die ein Neutron mit dem Bleikern durchführen kann, sind in Abb. 19 aufgetragen.

Mit der Abnahme der Neutronenenergie steigt die $Pb(n, \gamma)$ -Reaktionsrate an. So steigt sie laut Abb. 18 bei einer Verdopplung der Bleidicke von 10 cm auf 20 cm im Verhältnis 1:3.

Als nächstes ist die Frage zu beantworten, wie stark die Dicke der Bleizone die Absorptionsraten in der Brutzone beeinflusst. Es wurden die Absorptionsraten für die Brutzonen-Elemente Li, Al und O als Funktion der Bleidicke berechnet und ebenfalls in Abb. 18 aufgetragen. Aus der Abbildung geht hervor, daß die parasitären Absorptionsraten für die Elemente Al und O mehrfach größer sind als für Li^6 und Li^7 . Glücklicherweise nimmt die parasitäre Absorptionsrate durch die Al- und O-Kerne mit zunehmender Bleidicke ab. Laut Tab. 5.1 sind die parasitären Absorptionsreaktionen für das Element Aluminium die Reaktionen $Al(n, \gamma)$

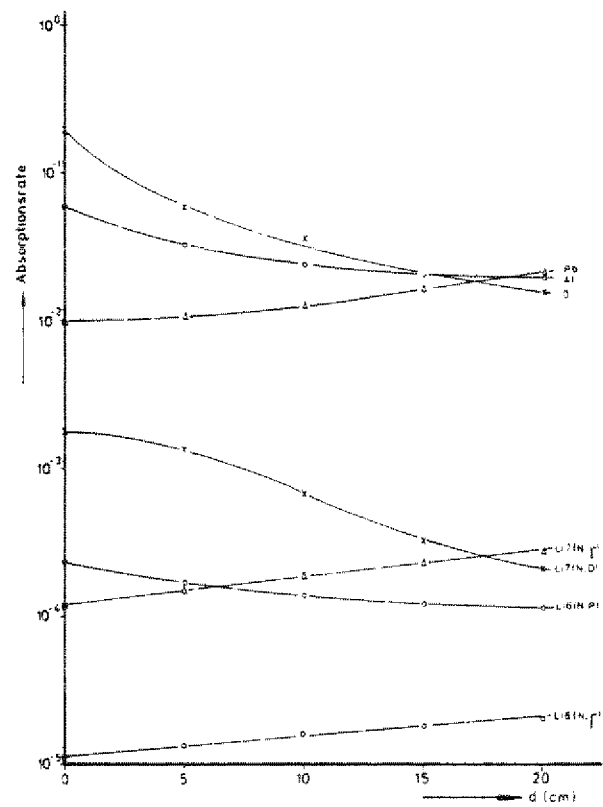


Abb. 18 Die Absorptionsraten der Blanketelemente in Abhängigkeit von der Bleidicke d

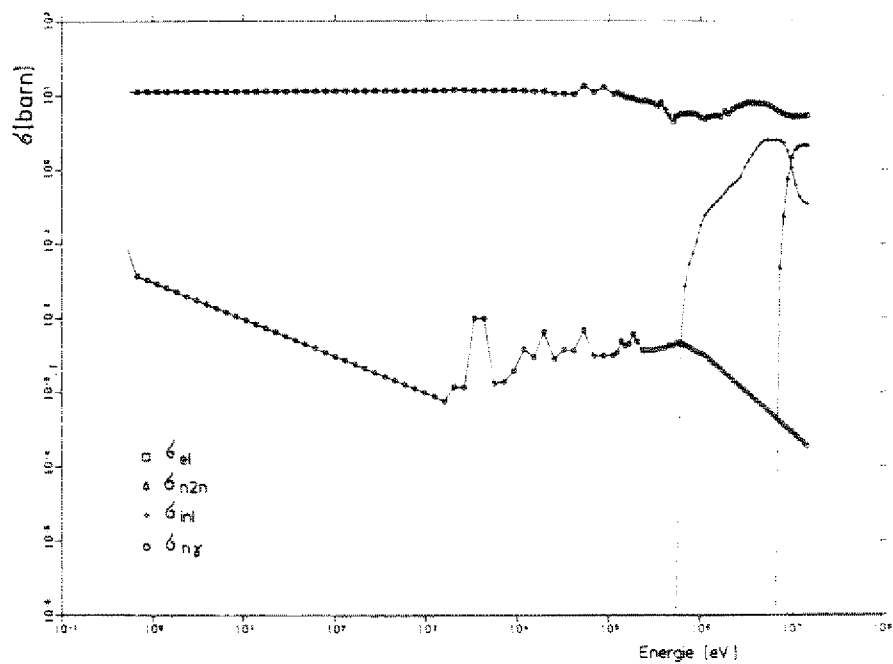


Abb. 19 Wirkungsquerschnitte des Pb als Funktion der Energie

$Al(n, d)$, $Al(n, p)$ und $Al(n, \alpha)$ und bei dem Sauerstoff die Reaktionen $O(n, \gamma)$, $O(n, d)$ und $O(n, p)$. In der Abbildung 20 bzw. 21 sind die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen, die ein Neutron mit diesen Elementen durchführen kann, dargestellt. Aus der Abb. 20 geht hervor, daß die parasitäre Reaktion bei dem Element Aluminium, insbesondere die $Al(n, p)$ -, $Al(n, d)$ - und die $Al(n, \alpha)$ -Reaktion, in dem Bereich der höheren Energien liegt. Die $Al(n, \gamma)$ -Reaktion steigt aber mit abnehmender Neutronenenergie an. Die ersten drei erwähnten Wirkungsquerschnitte des Elements Aluminium sind zehnfach größer als die $Al(n, \gamma)$ -Reaktion (Abb. 20). Aus diesem Grund wird die parasitäre Absorptionsrate des Elements Aluminium mit zunehmender Bleidicke abnehmen (Abb. 18).

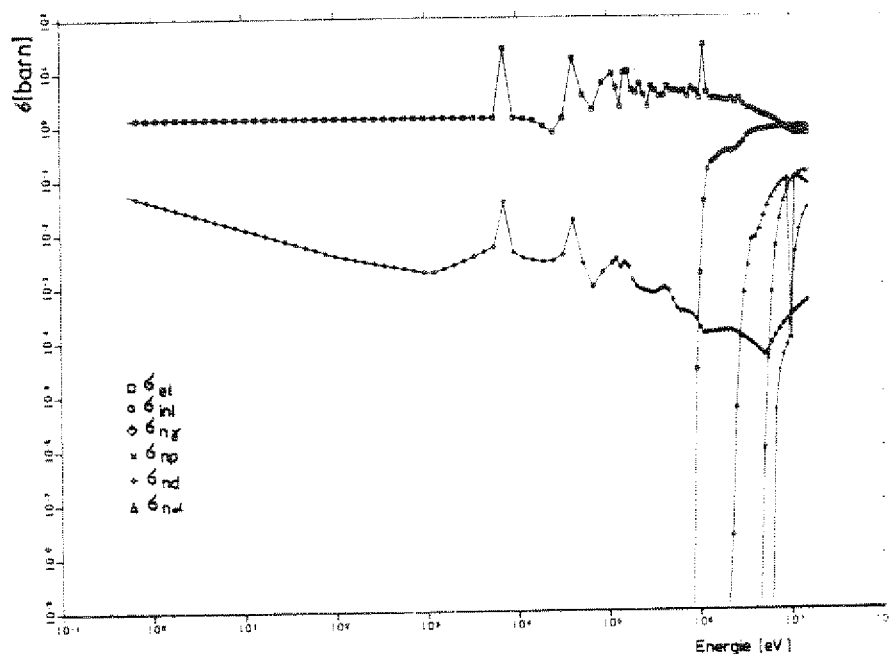


Abb. 20 Wirkungsquerschnitte des Al als Funktion der Energie

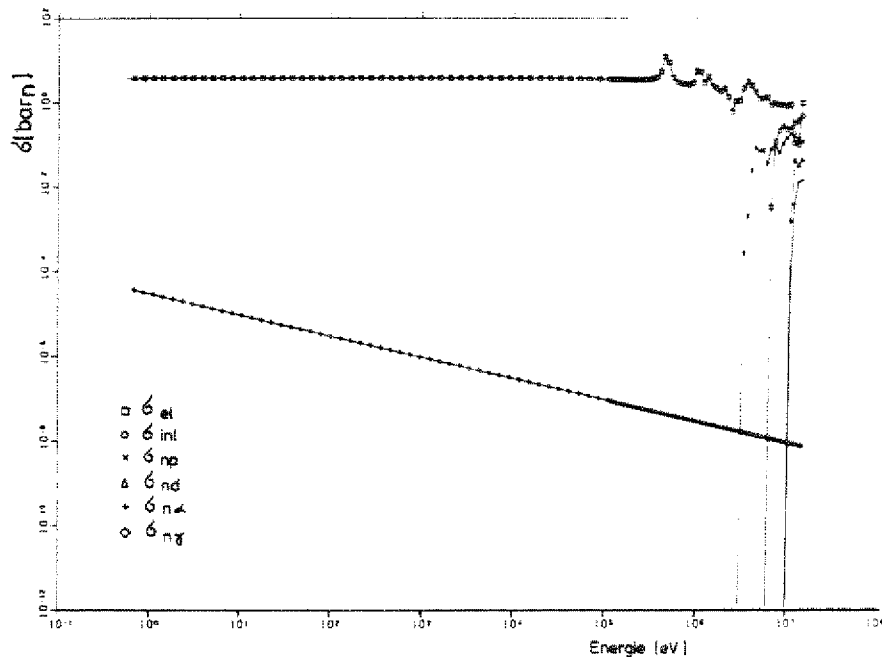


Abb. 21 Wirkungsquerschnitte des O als Funktion der Energie

Aus dem gleichen Grund nimmt auch die Absorptionsrate des Elements Sauerstoff mit der Bleidicke ab. Es ist vielleicht nützlich zu erwähnen, daß die Absorptionsrate für Sauerstoff stärker mit zunehmender Bleidicke abnimmt als bei Aluminium. Der Grund hierfür liegt darin, daß die $O(n, \gamma)$ -Reaktion viel kleiner als die $Al(n, \gamma)$ -Reaktion ist. Die parasitären Reaktionen durch das Element Lithium sind $Li^7(n, \gamma)$ und $Li^7(n, d)$ für das Isotop Li^7 bzw. $Li^6(n, p)$ und $Li^6(n, \gamma)$ für das Isotop Li^6 . Die Reaktionen $Li^7(n, d)$ und $Li^6(n, p)$ liegen in dem höheren Bereich der Neutronenenergie, so daß die Absorptionsrate für diese Reaktionen mit zunehmender Bleidicke abnimmt (Abb. 18). Anders ist der Fall bei den Reaktionen $Li^7(n, \gamma)$ und $Li^6(n, \gamma)$. Sie steigen mit der Zunahme der Bleidicke an. Der Grund liegt in der Zunahme der Wirkungsquerschnitte ($\frac{1}{v}$ Verhalten) dieser Reaktionen bei Abnahme der Neutronenenergie (Abb. 22 und 23). Als Konsequenz können wir mit gutem Gewissen

die parasitäre Absorptionsrate durch das Element Lithium vernachlässigen gegenüber der Absorptionsrate in den Elementen Blei, Aluminium und Sauerstoff.

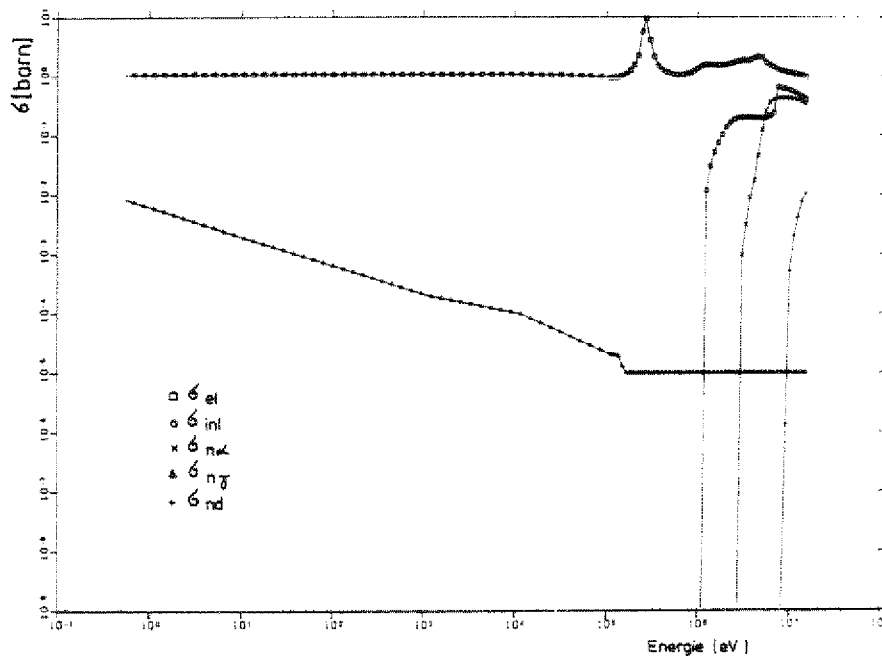


Abb. 22 Wirkungsquerschnitte des ^7Li als Funktion der Energie

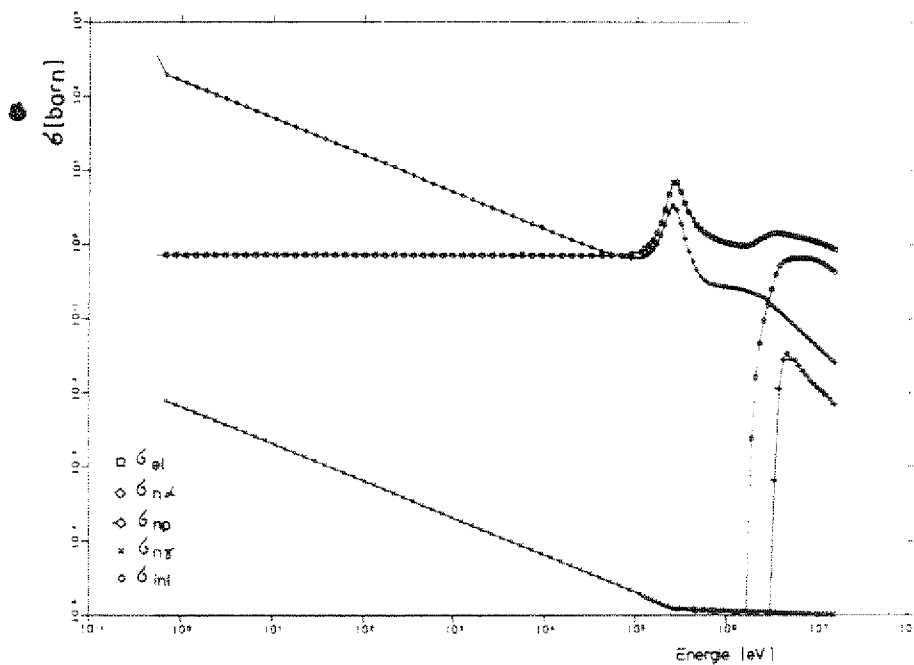


Abb. 23 Wirkungsquerschnitte des ^6Li als Funktion der Energie

Wie sieht nun die Neutronenbilanz innerhalb des Rechenmodells als Funktion der Multiplikatorordicke aus? Die Neutronen-Bilanzgleichung lautet:

$$\begin{aligned} \text{Quellneutron} + \text{Multiplikationsreaktion (Pb(n,2n))} &= \text{Tritiumreaktionsrate} \\ &+ \text{parasitäre Absorptionsrate} \\ &+ \text{Leckage} \end{aligned}$$

In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse der Bilanzgleichungen für das errechnete Rechenmodell eingetragen.

Tabelle 5.2

Bleie- dicke (cm)	Quell- neutron	Pb(n, 2n)- Reaktions- rate	Summe	Li-6(n, α)T Reaktions- rate	parasit. Absorptions- rate	Leckage	Summe
5	1.	0.361977	1.361977	0.3547308	0.1350349	0.87318	1.36294
10	1.	0.587797	1.587797	0.5316027	0.09978106	0.9585	1.58993
15	1.	0.712371	1.712371	0.6791661	0.08465468	0.94694	1.71078
20	1.	0.803385	1.803385	0.811837	0.08115241	0.9046	1.79758

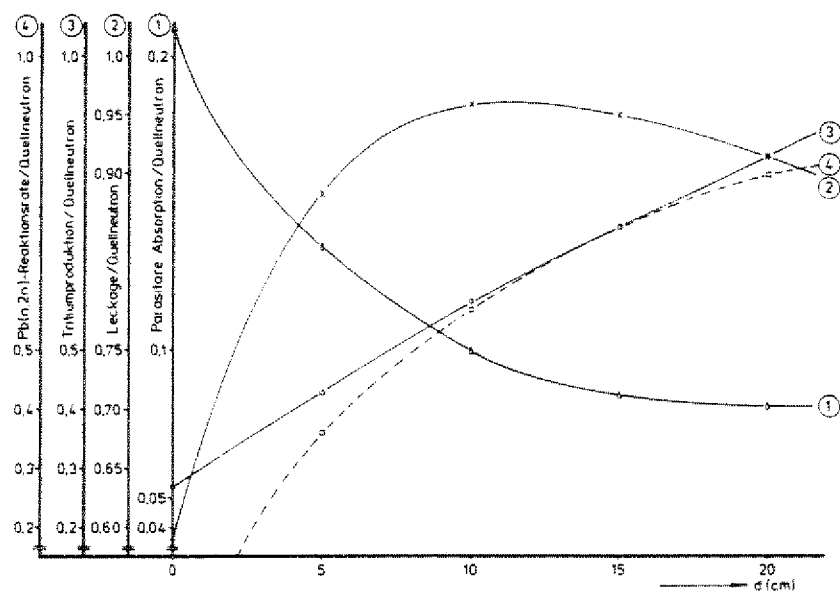


Abb. 24

Die Neutronenbilanz als Funktion der Bleidicke d

Alle Rechenergebnisse, die in Tab. 5.2 eingetragen sind, sind auf ein Quellneutron bezogen. Die Ergebnisse liegen innerhalb der Rechengenauigkeit gegeben durch Standardabweichung von 1 %. Aus der Abb. 24 sind die folgenden Tatsachen deutlich zu erkennen:

- a) Steigerung der Multiplikationsrate mit der Bleidicke
- b) Steigerung der Tritiumproduktion (T_6) mit der Bleidicke
- c) Abnahme der Leckage ab einer Bleidicke, ≥ 10 cm
- d) Abnahme der Absorptionsrate, was bedeutet, daß die parasitären n, p und n, α -Reaktionen abnehmen, und was weiterhin bedingt wird durch den größeren Wirkungsquerschnitt des Li^6 im Vergleich mit z.B. dem $Al (n, \gamma)$ -Querschnitt.

Die drei zuletzt erwähnten Vorteile sind den guten Moderationseigenschaften des Bleies zu verdanken. Für die Moderation der Neutronen innerhalb der Bleizone sind die Reaktionen $Pb (n, n')$ und $Pb (n, 2n)$ maßgebend.

Anhand von zwei Spektrumsbildern wird der Einfluß der Bleidicke auf die Moderation der Neutronen verdeutlicht. Abb. 25 stellt das Spektrum der Neutronen innerhalb der Bleizone dar. Die Ab-

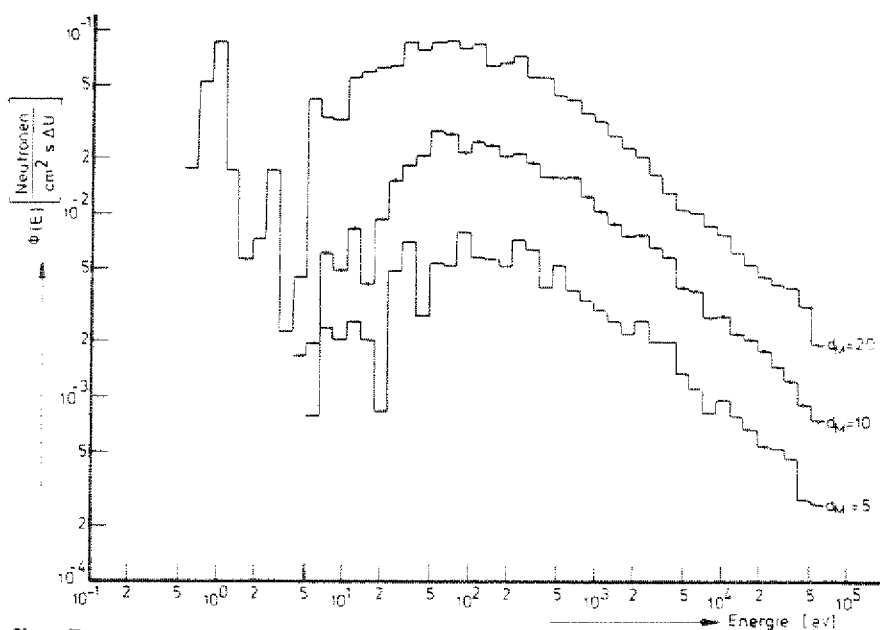


Abb. 25 Das Flußspektrum als Funktion der Neutronenenergie innerhalb der Bleizone bei Veränderung der Bleidicke

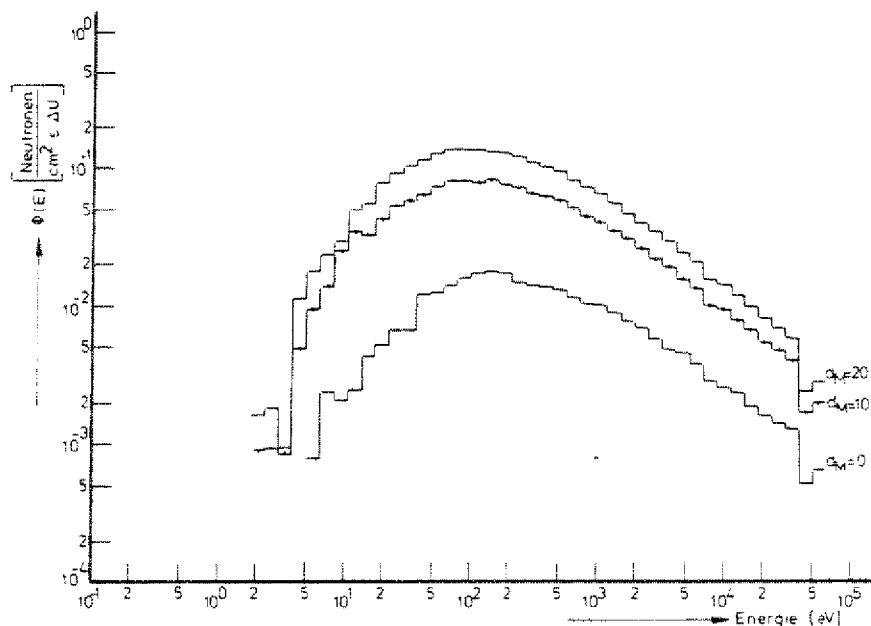


Abb. 26 Das Flußspektrum als Funktion der Neutronenenergie innerhalb der Brutzone bei Veränderung der Bleidicke (d_M)

bildung zeigt die Neutronen pro Lethargieeinheit als Funktion der Neutronenenergie mit der Bleidicke als Parameter. Aus dem Spektrumsbild sind zwei Tatsachen deutlich zu erkennen: Mit der Steigerung der Bleidicke verschiebt sich das Spektrum zu dem niedrigen Energiebereich hin. Die Neutronen werden abgebremst. Eine zweite Verschiebung des Spektrums, mit der Bleidicke als Parameter in Richtung höherer Intensitäten spiegelt die Multiplikationseigenschaft des Bleis wider.

Das Neutronenspektrum innerhalb der Brutzone ist in Abb. 26 dargestellt. Sie zeigt das Neutronenspektrum innerhalb der Brutzone einmal ohne Multiplikator und zum Vergleich das Spektrum mit der Multiplikatorstärke als Parameter. Es lassen sich hier die gleichen Beobachtungen anstellen wie oben.

Es ist noch zu bemerken, daß sich die Energiebereiche der Abb. 25 und 26 im wesentlichen nur auf den epithermischen und den thermischen Bereich beschränken, da in dem hochenergetischen Bereich kaum eine Änderung des Spektrums durch die Veränderung der Bleidicke zu verzeichnen ist.

5.1.2 Variation der Brutzone bei einer konstanten Multiplikatorordicke

Die Geometrie des Rechenmodells wird weiter verwendet. Die Dicke der Bleizone wird auf 10 cm konstant gehalten, während die Dicke der Brutzone variiert wird. Der Einfluß der Brutzonendicke auf die Tritiumproduktion, Leckage und die $Pb(n,2n)$ -Reaktionsrate ist in Abb. 27 dargestellt. Für eine Brutzonendicke von 5 cm ist die Tritiumbrutrate für die Reaktionen T_6 und T_7 fast gleich, dagegen beträgt die Leckage 144 %. Das wird sich sehr rasch ändern, je dicker die Brutzone wird. Die T_7 -Reaktion steigt bescheiden, während die T_6 -Reaktion sehr steil anwächst. Dagegen fällt die Anzahl der nach außen fließenden Neutronen mit dem Zuwachs der Brutzonendicke rasch ab. Je dicker die Brutzone ist, desto stärker werden die Quell- und Sekundärneutronen moderiert, und dadurch steigt die T_6 -Reaktionsrate, während die Leckage abnimmt.

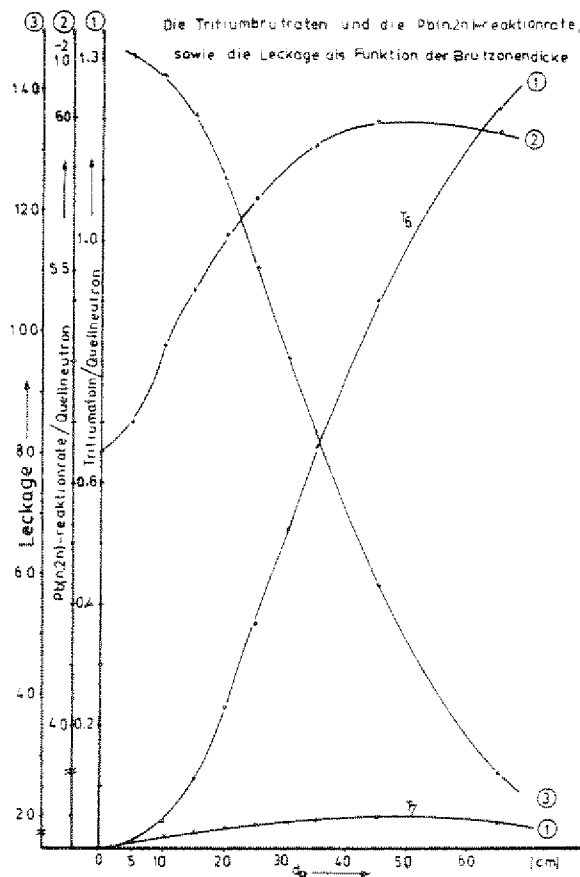


Abb. 27

Die $Pb(n, 2n)$ -Reaktion wird auch positiv beeinflusst. Bis zu einer Brutzonendicke von 40 cm steigt die $Pb(n, 2n)$ -Reaktionsrate an und fällt ab dieser Dicke. Diese Erhöhung der $Pb(n, 2n)$ -Rate ist auf die Reflektorwirkung der Brutzone zurückzuführen, die auch noch Neutronen betrifft, die über der Schwellenergie der $Pb(n, 2n)$ -Reaktion liegen. Wie stark die Dicke der Brutzone die parasitäre Absorptionsrate innerhalb des Modells beeinflusst, zeigt Abb. 28. Die parasitären Absorptionsraten für alle im Modell beteiligten Elemente steigen mit zunehmender Dicke der Brutzone an. Nur im Falle der Reaktionen ${}^7Li(n, d)$ und ${}^6Li(n, p)$ fallen die Absorptionsraten für die Brutzonendicke von über 40 cm ab. Der Grund liegt in der Abnahme der Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen mit der Abnahme der Neutronenenergie.

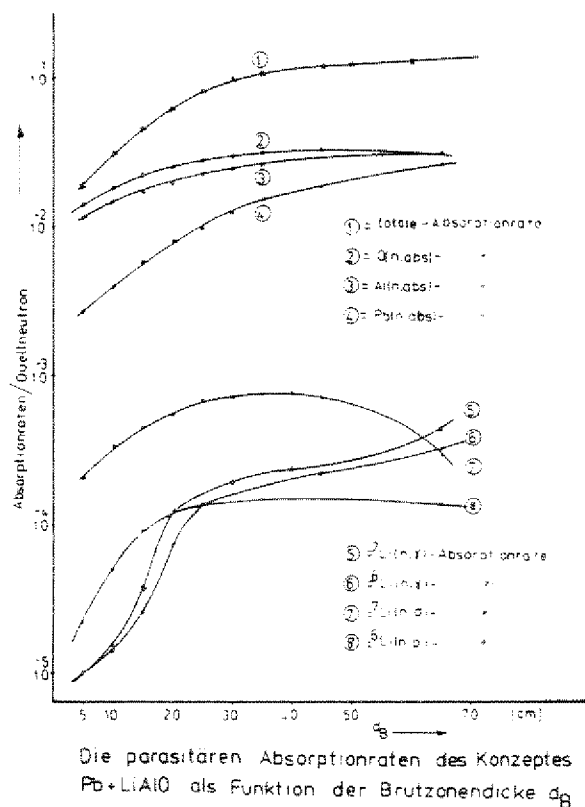


Abb. 28:

Vergleicht man die Abb. 18 und 28 miteinander, so stellt man fest, daß die Absorptionsraten für die Elemente Al und O

bei den Rechnungen zur Ermittlung des Einflusses der Bleidicke mit der wachsenden Dicke des Bleis abnehmen, während sie bei den Rechnungen, wo der Einfluß der Bleizone unterdrückt wird, mit der wachsenden Dicke des Brutmaterials ansteigen. Das bedeutet aber, daß bei der ersten Parameterstudie, in der die Dicke des Brutmaterials konstant war und die Dicke des Multiplikators variiert wurde, der Zuwachs der Multiplikatorordicke eine positive Bilanz auf die parasitären Absorptionsraten innerhalb der Brutzonen hat. Der zweite Rechengang, bei dem die Multiplikatorordicke konstant war und die Brutzonendicke variiert wurde, zeigt eine negative Bilanz auf die parasitären Absorptionsrate innerhalb der Brutzone. Daher kommen wir zu der Folgerung, daß die Dimension der Brutzone in bescheidenen Grenzen bleiben muß, damit die totale parasitäre Absorptionsrate in dieser Zone so klein wie möglich bleibt.

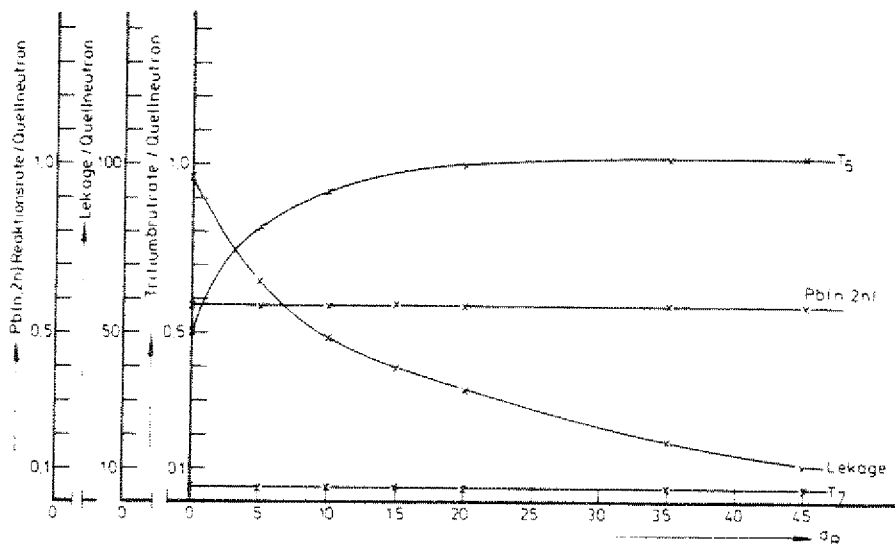
Wollen wir eine bestimmte Brutzonendicke im Sinne eines optimalen Neutronenhaushaltes in der Brutzone erhalten, nehmen wir die Abb. 27 zu Hilfe. Aus derselben geht hervor, daß bis zu einer Brutzonendicke von 30 cm die Vermehrung der Neutronen einen relativ linearen Verlauf hat. Über diese Dicke hinaus kommt es kaum zu einer wesentlichen Verbesserung der Neutronik, zumal wir wissen, daß eine Zunahme der Brutzonendicke auch einen Zuwachs der totalen parasitären Absorptionsrate mit sich bringt.

5.2 Erweiterung des (Pb + LiAlO₂)-Konzeptes durch einen geeigneten Reflektor

Bei den nunmehr festgelegten Modell-Dimensionen von 10 cm Bleidicke und 30 cm Brutzone gehen immer noch 96 % Neutronen durch Leckage verloren. Diese Rate ist sehr hoch. Man könnte eine große Anzahl von Neutronen, die nach außen entweichen, durch einen geeigneten Reflektor wieder der Brutzone zuführen. Die Dimensionen des Reflektors und seinen Einfluß auf die Ereignisse innerhalb der Multiplikator- und Brutzone zu bestimmen, wird das Ziel der nächsten Berechnung sein.

Als Reflektormaterial wird Polyäthylen verwendet. Diese Materialauswahl ist durch frühere Berechnungen (s. 4.2.2) getroffen worden. Die Geometrie des in den vorhergehenden Rechnungen verwendeten Modells wird beibehalten. Das neue Rechenmodell wird, von innen nach außen gesehen, aus einer Bleischicht von 10 cm Dicke und einer Brutschicht aus LiAlO₂ von 30 cm Dicke und einer Reflektorschicht mit veränderlicher Dicke bestehen. Die Berechnungen bezwecken die Bestimmung der optimalen Reflektordicke und ihren Einfluß auf den Neutronenhaushalt innerhalb des Rechenmodells.

Die Dicke des Reflektors wird stufenweise vergrößert. Die durchgeführten Berechnungen sind in Abb. 29 dargestellt. Aus der Ab-



Die Tritiumbrutrate, $Pb(n,2n)$ -Reaktionsrate sowie die Neutronenleckage als Funktion der Reflektordicke

Abb. 29

bildung geht hervor, daß mit zunehmender Reflektordicke die Tritiumbrutrate T_6 zuerst steil ansteigt und dann ab einer Reflektordicke von 20 cm konstant bleibt. Die Tritiumbrutrate T_7 ist von der Dicke des Reflektors unabhängig. Der Grund ist wohl bekannt. Die Anzahl der nach außen entwichenen Neutronen hat mit zunehmender Reflektordicke stark abgenommen. Anders sieht es bei den Absorptionsraten innerhalb des Reflektors aus. Sie steigen mit der Dicke des Reflektors an. Das bedeutet aber, daß mit steigender Reflektordicke die Neutronen so stark durch den Reflektor abgebremst worden sind, daß die Absorptionsrate steil angestiegen ist. Maßgeblich für die Absorption der Neutronen innerhalb der Reflektorzone sind die Reaktionen $H(n, \gamma)$ und $C(n, \gamma)$ verantwortlich. Die Wirkungsquerschnitte für die erwähnten Reaktionen sind in den Abb. 30 und 31 aufgetragen. Daraus ist zu ersehen, daß die Wirkungsquerschnitte für die (n, γ) -Reaktion des Elements Wasserstoff viel größer als beim Kohlenstoff sind. Als Konsequenz ist zu vermerken, daß eine Reflektordicke des berechneten Rechenmodells, die größer als 20 cm betragen würde, keinen nützlichen Effekt aufbringen wird.

Tabelle 5.3

Reflektor- dicke (cm)	Absorptions- rate in Pb 10^{-2}	Absorptions- rate in $LiAlO_2$ 10^{-2}	Absorptions- rate in CH_2 10^{-2}	Ges.-ab- sorptions- rate 10^{-2}
0	3.169	4.951	-	8.120
5	3.276	5.210	4.15	12.640
10	3.399	5.326	10.30	19.00
15	3.441	5.162	14.35	22.86
25	3.581	5.160	18.67	27.58
35	3.580	5.380	19.60	28.60
45	3.610	5.410	20.00	29.00

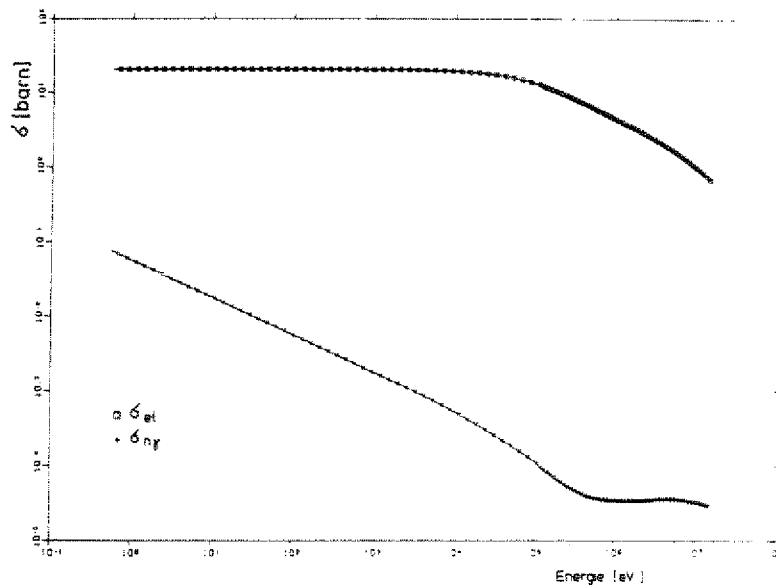


Abb. 30 Wirkungsquerschnitte des Elements H als Funktion der Energie

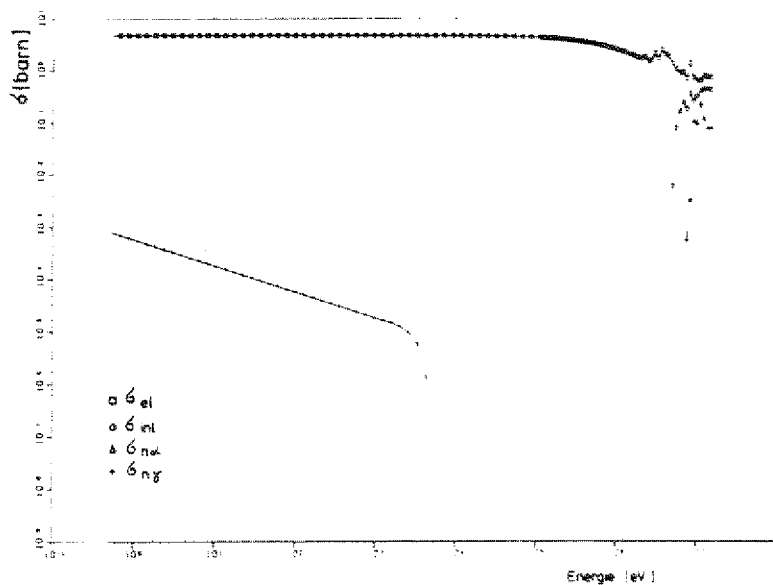


Abb. 31 Wirkungsquerschnitte des Elements C als Funktion der Energie

Wie stark die Reflektordicke die parasitären Absorptionsraten in der Multiplikatorzone als auch in der Brutzone ändern wird, zeigt die Tab. 5.3. Außerdem sind diese Daten in der Abb. 32 aufgetragen. Daraus ist zu entnehmen, daß die Reflektordicke kaum einen Einfluß auf die parasitären Absorptionsraten innerhalb der Multiplikatorzone und Brutzone hat. Das ist ein Vorteil im Sinne des Neutronenhaushalts.

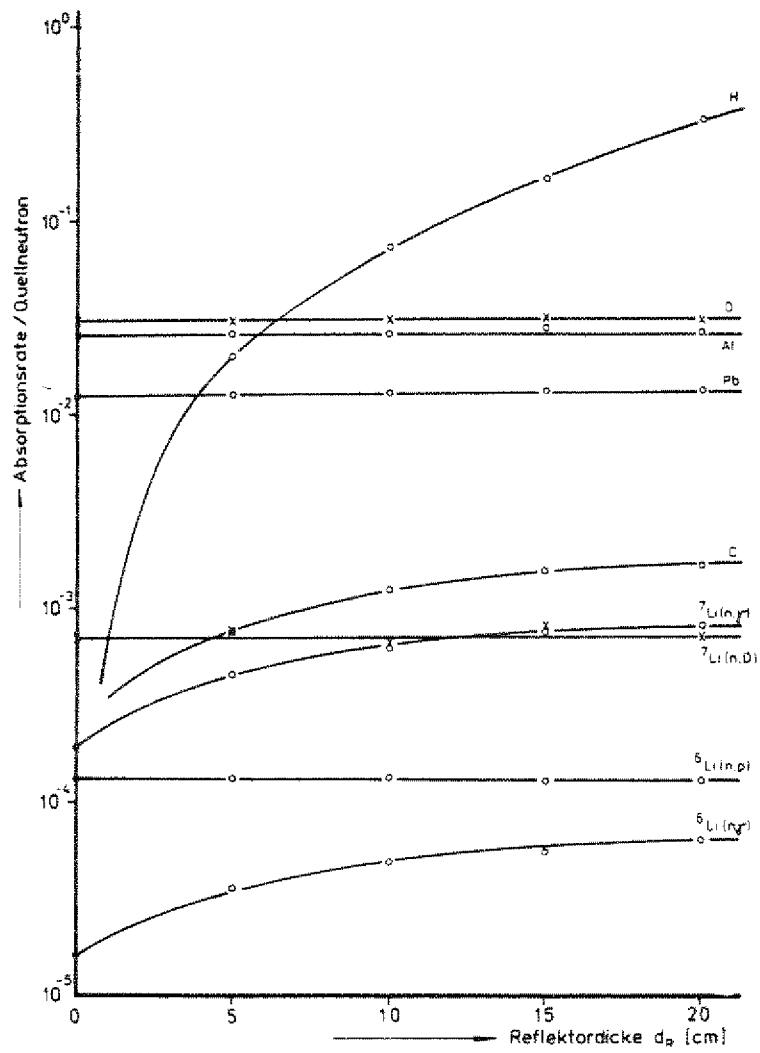


Abb. 32: Die Absorptionsrate des Rechenmodells
als Funktion der Reflektordicke d_R

5.3 Zusammenfassung der Rechenergebnisse

Aus den vorhergehenden Berechnungen ergaben sich einige Konsequenzen, die für den im folgenden zu beschreibenden Entwurf eines Versuchsmodells von wichtiger Bedeutung sind.

Das hier vorgeschlagene $\text{Pb} + \text{LiAlO}_2 + \text{CH}_2$ -Versuchsmodell stellt eine kompakte Anordnung für die Untersuchung des Brutpotentials von Lithiumaluminat dar (Billigkeit, Handlichkeit der Versuchsanordnung bei gleichzeitig lokaler Meßbarkeit der Brutraten). Die Berechnungen haben die Notwendigkeit der gegenseitigen Abstimmung der Zonendimensionen gezeigt. Das Wichtigste soll hier zusammengefaßt werden:

a) Variieren der Pb-Dicke

Die Vergrößerung der Pb-Dicke wirkt positiv auf die folgenden Reaktionen:

1. Innerhalb der Pb-Zone steigt die $\text{Pb}(n,2n)$ -Reaktionsrate. Dadurch wird der Neutronenhaushalt verbessert. Die Zunahme der $\text{Pb}(n,2n)$ -Reaktionsrate steigt mit der Bleidicke bis zu einer bestimmten Dicke an (10 cm). Ab dieser Dicke steigt sie kaum noch an, und es beginnt dagegen die parasitäre Absorption in Blei zu stark anzusteigen.
2. Durch die Abbremsung der Neutronen in der Bleizone wird die T_6 -Reaktionsrate begünstigt. Sie steigt mit wachsender Bleidicke an.
3. Die parasitären Absorptionsraten innerhalb der Brutzone werden durch die wachsende Bleidicke positiv beeinflusst. Sie nehmen mit wachsender Bleidicke ab.

b) Variieren der Brutzone

Durch das Variieren der Brutzone und Konstanthalten der Pb-Zone sind folgende Ergebnisse festgestellt worden:

1. Je dicker die LiAlO_2 -Zone ist, desto größer ist die T_6 -Reaktionsrate
2. Bis zu einer Dicke, die etwa das Doppelte der Bleidicke beträgt, wirkt die Brutzone als guter "Reflektor".
3. Bei stetigem Anwachsen der LiAlO_2 -Dicke wachsen die parasitären Absorptionsraten innerhalb der Brutzone an, und die Leckage fällt steil ab.

c) Variieren der Reflektordicke

Bei konstanter Reflektor- und Brutzonendicke wurde die Polyäthylendicke stufenweise geändert. Durch die Berechnungen ergaben sich folgende Ergebnisse:

1. Schon eine kleine CH_2 -Dicke bewirkte eine Verbesserung der T_6 -Reaktionsrate innerhalb der Brutzone
2. Bei weiterem Zuwachsen der Reflektordicke ging die T_6 -Reaktionsrate in die Sättigung über. Dagegen stieg die parasitäre Absorptionsrate in der CH_2 -Schicht steil an.
3. Die Reflektordicke hat sowohl kaum Einfluß auf die Absorptionsrate als auch auf die $\text{Pb}(n, n_2)$ -Reaktionsrate in der Bleischicht. Auch auf die parasitären Absorptionsraten innerhalb der Brutzone ist kein Einfluß erkennbar.

6. DAS VERSUCHSMODELL

6.1 Auswahl der Versuchsmodellgeometrie

In den vorhergegangenen Abschnitten sind das Material sowie die ungefähren Dimensionen für das aufzubauende Modell untersucht worden. Die bisher durchgeführten Berechnungen sind dabei aber von einem Rechenmodell mit einer zylindrischen Geometrie ausgegangen. Um den technischen Aufwand gering zu halten und leichte Manipulierbarkeit zu gewährleisten, sollte für den Aufbau des Versuchsmodells die kubische Geometrie verwendet werden. Alle drei im Versuchsmodell vorhandenen Medien können dabei in Form von einheitlichen Bausteinen verwendet werden. So wird das Blei-Medium z.B. aus einheitlichen quaderförmigen Bleisteinen aufgebaut. Das gleiche gilt für das Lithiumaluminat- und das Polyäthylen-Medium. Durch dieses Bausteinverfahren erreicht man folgende Vorteile:

- niedrige Kosten (Material und Arbeitszeit werden gespart)
- Flexibilität bei der Variation der Versuchsmodelldimensionen
- leichte Handhabung beim Auf- und Umbau.

6.1.1 Vergleich zwischen der zylindrischen und kubischen Geometrie in Hinsicht auf die Tritiumproduktion

Ziel dieses Abschnittes ist es, die Änderung der Tritiumproduktion im Versuchsmodell für den Fall festzustellen, wo die Geometrie des Versuchsmodells von einer zylindrischen in eine kubische Form wechselt. Beide Geometrien stehen sich in Abb. 33 gegenüber. Die berechneten Tritiumproduktionsraten für beide Fälle sind in Tab. 6.1 aufgetragen.

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß die Änderung der Versuchsgeometrie eine Abweichung von weniger als 1 % für die dominierende Reaktionsrate T_6 und 1,6 % für die gesamte Tritiumreaktionsrate bewirkt hat. Die Abnahme in der T_7 -Brutrate liegt innerhalb der Standardabweichung. Es folgt daraus, daß eine Änderung der Geometrie des Versuchsmodells eine nur unwesent-

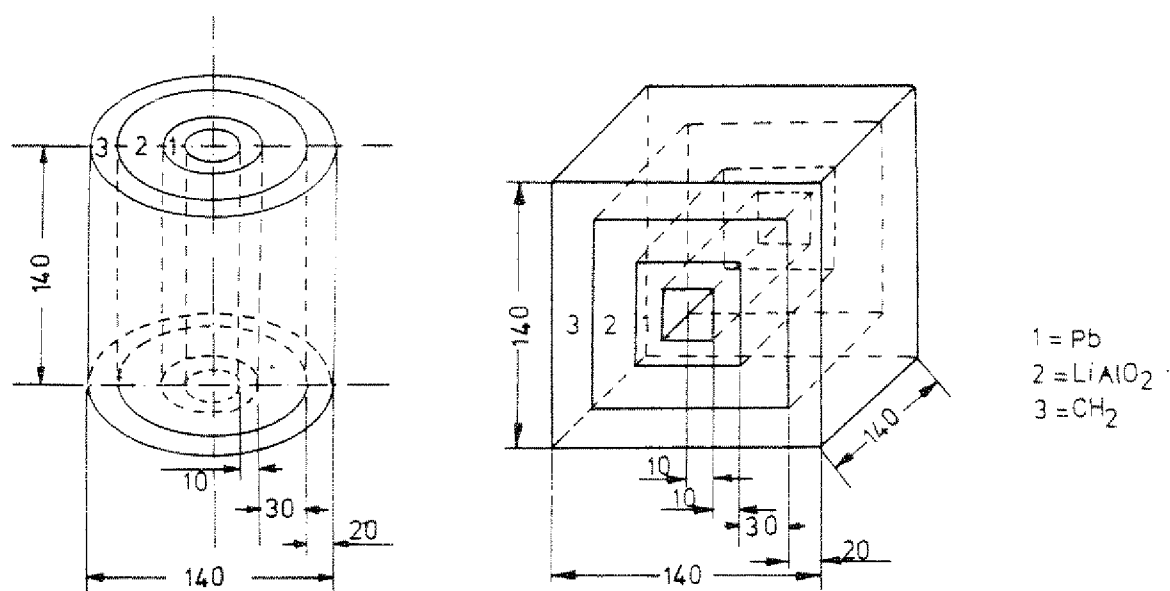


Abb. 33: Darstellung der beiden Rechengeometrien

Tabelle 6.1:

Reaktion	Zylindrisches Modell	Kubisches Modell	$\Delta\%$
T_7	0.05063	0.04229	-
T_6	1.08150	1.07219	0.86
T_{ges}	1.13213	1.1144	1.59

liche Änderung der Tritiumproduktion innerhalb der Brutzone zur Folge hat. Es kann jetzt ohne Bedenken für die später zu messenden ortsabhängigen Tritiumbrutraten das Versuchsmodell mit der kubischen Geometrie gewählt werden.

6.2 Das kubische Versuchsmodell

Das kubische Versuchsmodell besteht nun, von innen (Targetmitte) nach außen betrachtet, aus einem Hohlkanal ($20 \times 20 \times 140 \text{ cm}^3$), zum Zweck der Aufnahme der Neutronen-Drifttube, einer Blei-

schicht ($40 \times 40 \times 100 \text{ cm}^3$), einer Brutzonenschicht ($100 \times 100 \times 100 \text{ cm}^3$) und einer Polyäthylenschicht ($140 \times 140 \times 140 \text{ cm}^3$). Die Volumina der vier genannten Zonen betragen:

- Hohlkanalzone	56 l
- Bleizone	120 l
- Brutzone	840 l
- Polyäthylzone	1728 l
Gesamtvolumen	<u>2744 l</u>
	=====

Aus technischen Gründen sind wir aber gezwungen, die Außendimensionen des Versuchsmodells auf $120 \times 120 \times 120 \text{ cm}^3$ zu reduzieren. Dadurch wird das Gesamtvolumen des Versuchsmodells auf 60 % des theoretisch ermittelten Volumens reduziert. Im Hinblick auf die Kosten des Versuchsmodells ist die Brutzone (quasi nuklearreines Material) die teuerste Zone. Wir werden daher den Versuch unternehmen, die Dicke der Brutzone von 30 cm auf 20 cm zu reduzieren und in der so neu dimensionierten Brutzone die Tritiumproduktion berechnen. In Tab. 6.2 sind die Tritiumbrutraten für das Versuchsmodell mit der reduzierten Brutzonendicke eingetragen.

Tabelle 6.2:

Reaktion	Brutzonendicke		$\Delta\%$
	30 cm	20 cm	
T_7	0.042229	0.0468	10.66
T_6	1.07219	0.8975	-16.29
T_{ges}	1.1144	0.9443	-15.26

Aus der Tabelle geht hervor, daß eine Gesamtvolumen-Reduzierung auf 60 % eine nur 16%ige Abnahme in der Tritiumbrutrate T_6

bewirkt. Die T_7 -Brutrate ist kaum verändert, und ihr Anwachsen liegt innerhalb des statistischen Fehlers.

Die endgültigen Versuchsmodell-Dimensionen und die Zonen-Volumina sind in Tab. 6.3 eingetragen.

Tabelle 6.3

Zone	Dimensionen (cm)	Volumen (m ³)	Gewicht (kg)
Hohlkanal	20 x 20 x 120	48	-
Blei	40 x 40 x 80	96	1088.35
Lithiumalu- minat	80 x 80 x 80	384	468.864
Polyäthylen	120 x 120 x 120	1200	1140.-
Gesamt	120 x 120 x 120	1728	2697.214
=====			

Das gesamte Gewicht des Versuchsmodells beträgt 2697 kg. Von jetzt ab wird dieses Versuchsmodell als Standard-Versuchsmodell bezeichnet.

6.3 Aufbau des Standard-Versuchsmodells

Der Aufbau des Versuchsmodells wird, wie es am Anfang dieses Kapitels erwähnt wurde, in dem Bausteinverfahren durchgeführt. Wie es in der Abb. 34 aufgezeichnet ist, wird die Bleischicht durch das Aneinanderreihen von einheitlichen Bleisteinen der Dimension 5 x 10 x 20 cm³ erstellt. Die verwendeten Bleisteine sind reines Blei (99,98 %). Zur Erstellung der Bleizone mit den Ausmaßen 40 x 40 x 80 cm³ wurden 96 Bleisteine verwendet.

Für die Erstellung der Brutzone werden sechs Aluminiumbausteine einheitlicher Dimensionen (20 x 40 x 80 cm³) benötigt. Sie werden mit dem Brutmaterial, das in Form von Pulver vorliegt, ausgefüllt. Die Aluminiumbausteine sind aus Aluminiumplatten

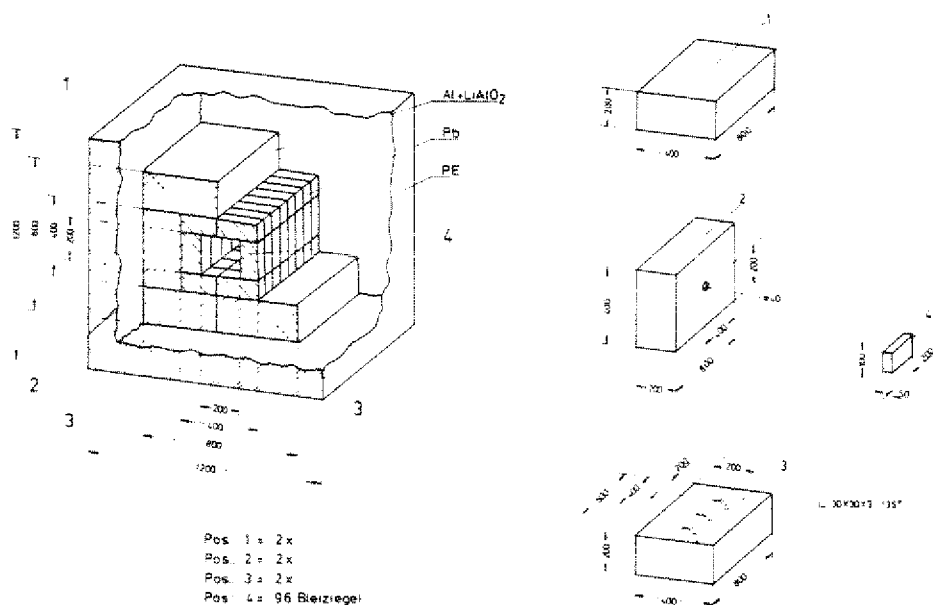


Abb. 34: Darstellung des Versuchsaufbaus

von 2,5 mm Dicke gefertigt. Der Reinheitsgrad des verwendeten Aluminiums beträgt 99,99 %. Die Anordnung dieser Bausteine wurde in Abb. 34 zur Hälfte dargestellt. Die andere Hälfte ist symmetrisch zur ersten Hälfte, so daß jeweils zwei gegenüber stehende Bausteine identisch sind. In der Abb. 34 ist die Stellung der identischen Aluminiumbausteine mit den Nummern 1, 2 und 3 bezeichnet. Die Bausteine mit der Nummer 2 haben, wie in der Abb. dargestellt, eine zylindrische Bohrung. Dieser Zylinder dient später als Meßkanal. Der Meßzylinder ist auch aus reinem Aluminium, er hat einen Durchmesser von 40 mm und eine Dicke von 3 mm und ist 20 cm lang. Die unteren Bausteine (Nr. 3) haben je 3 Aluminiumwinkel; diese verstärken die unteren Kästen mechanisch, da sie die Hauptlast der Versuchsanordnung tragen. Die Polyäthylenschicht wird in demselben Verfahren aus einheitlichen Polyäthylenblöcken erstellt. Je ein Meßkanal von 40 mm Durchmesser auf beiden Seiten wird durch das Polyäthylen gebohrt auf der gleichen Ebene zu dem Meßkanal im Aluminiumkasten, so daß das Versuchsmodell einen durchgehenden Meßkanal auf beiden Seiten quer zur Hohlzone besitzt. Die Meßkanäle können zur Verminderung von Störungen verstopft werden. Die Versuchsanordnung wird auf einem aus Eisen gefertigten Gestell aufgebaut. Das Eisengestell ist auf Schienen in Richtung Neutronengenerator beweglich (siehe Abb. 35). Außerdem besitzt

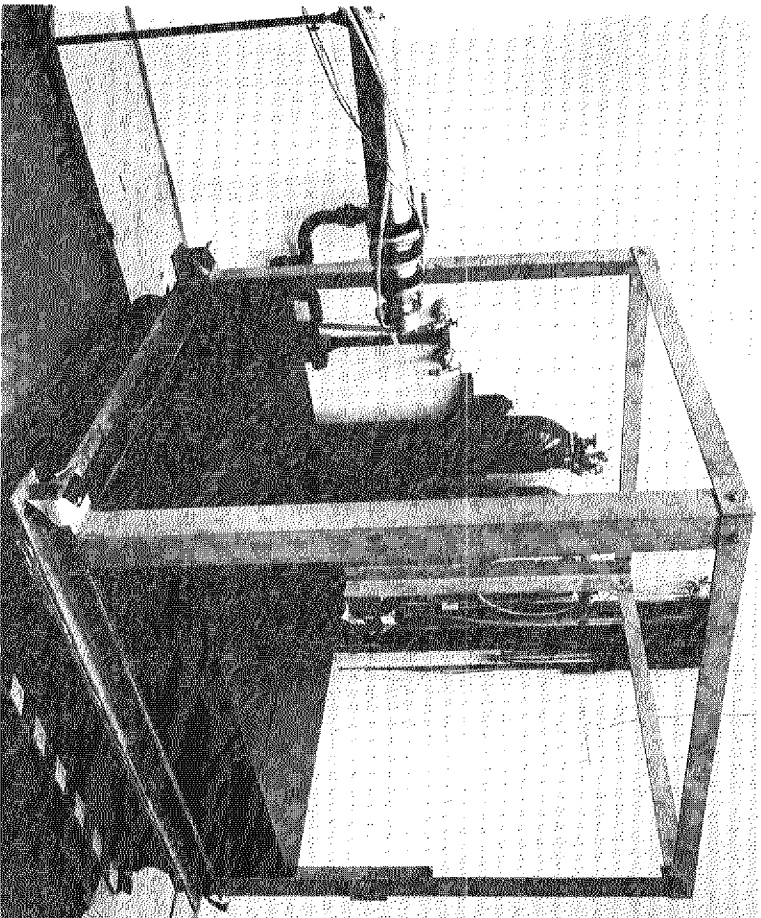


Abb. 39

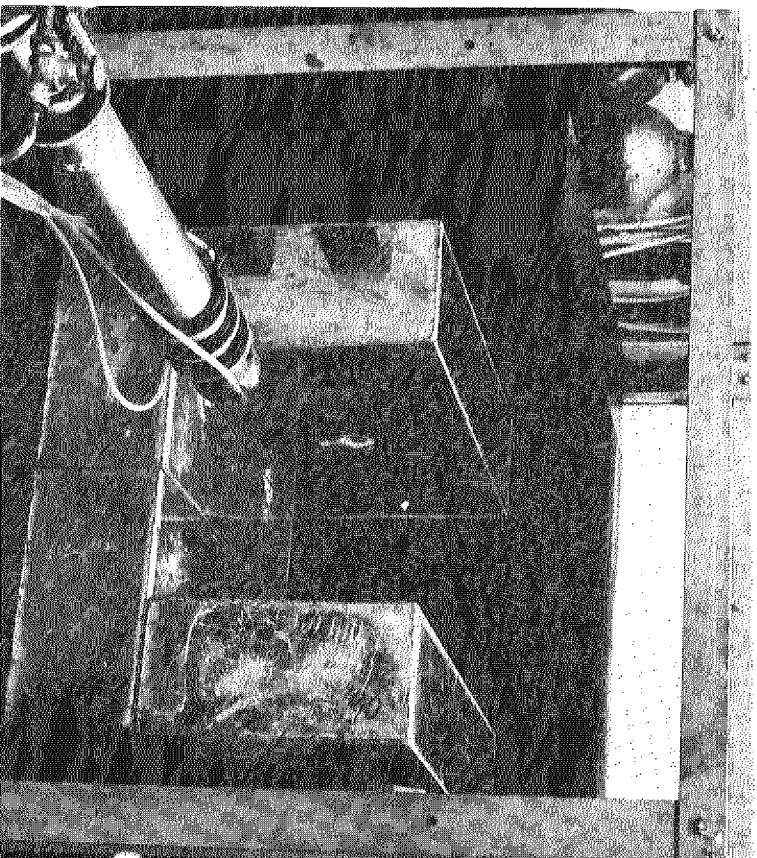


Abb. 40

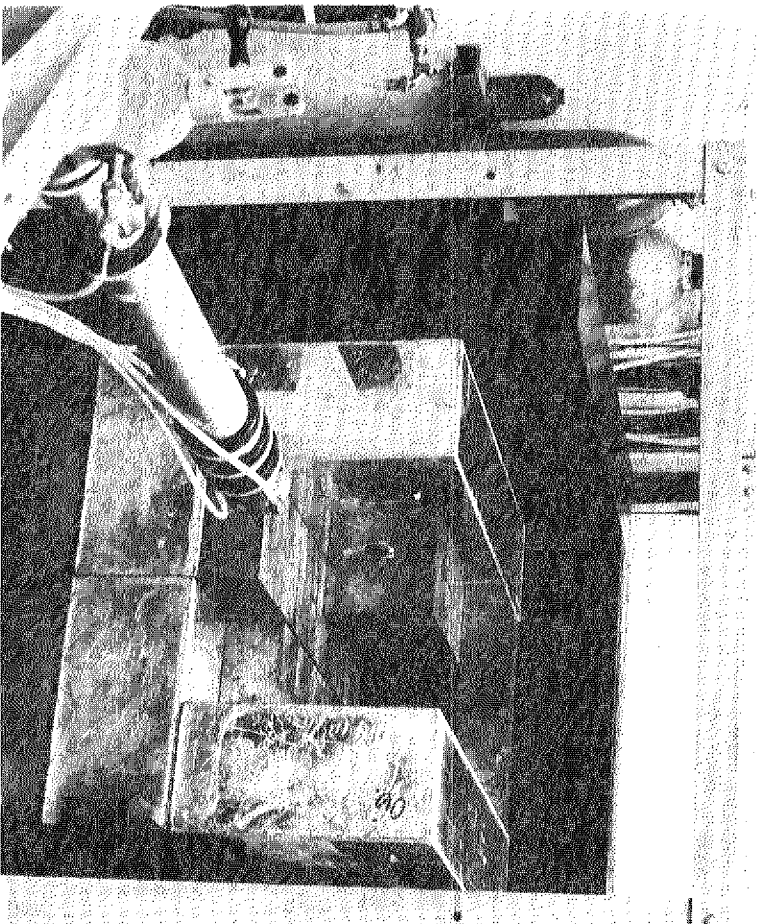


Abb. 37

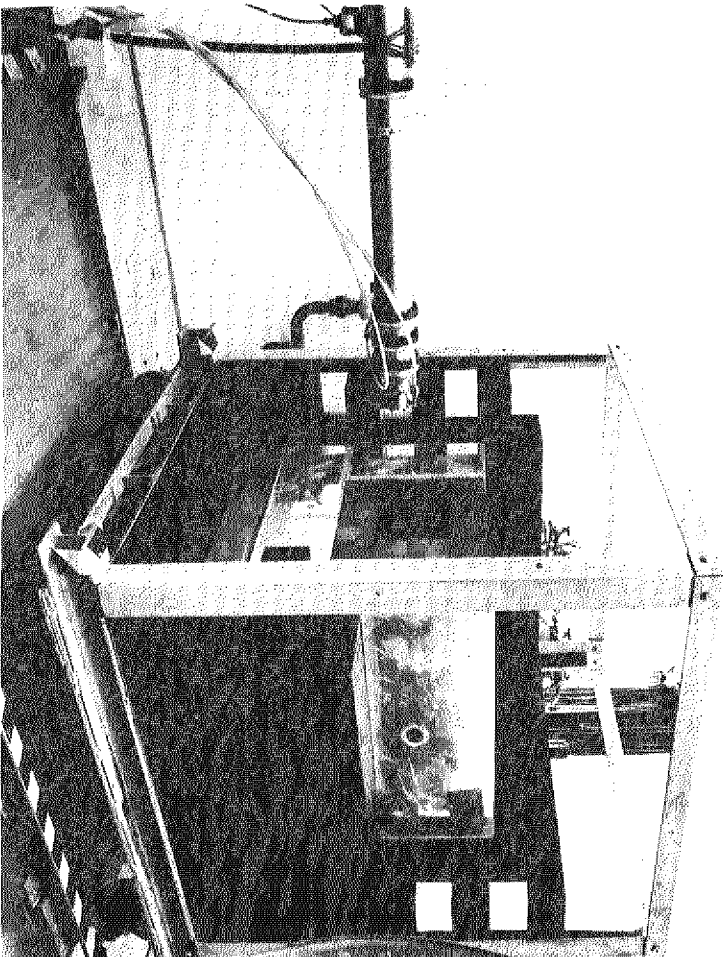


Abb. 38

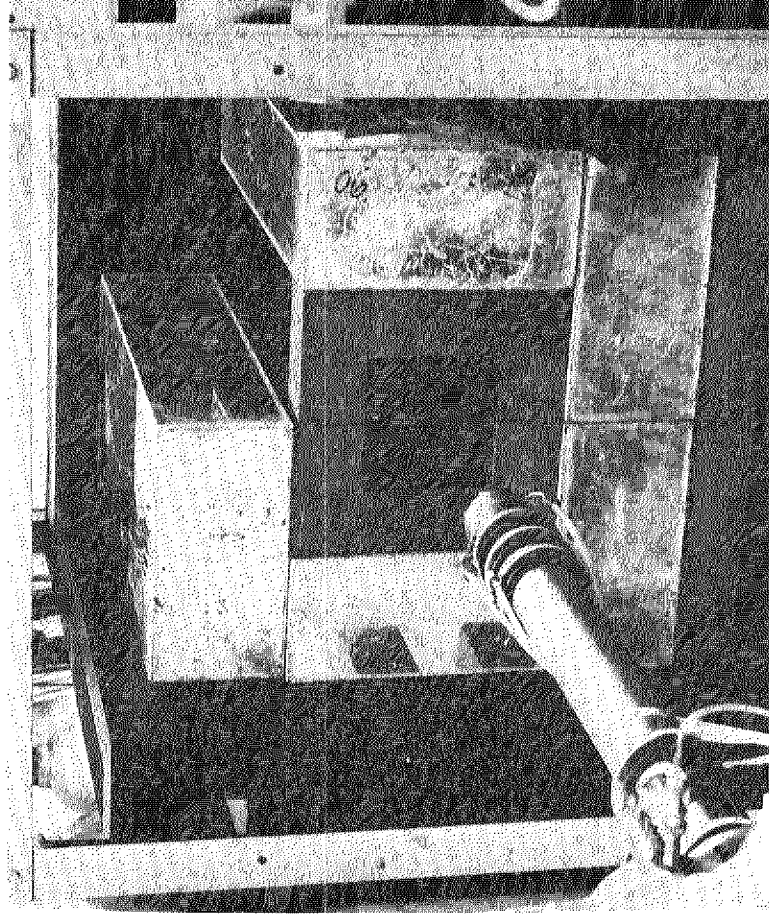


Abb. 35

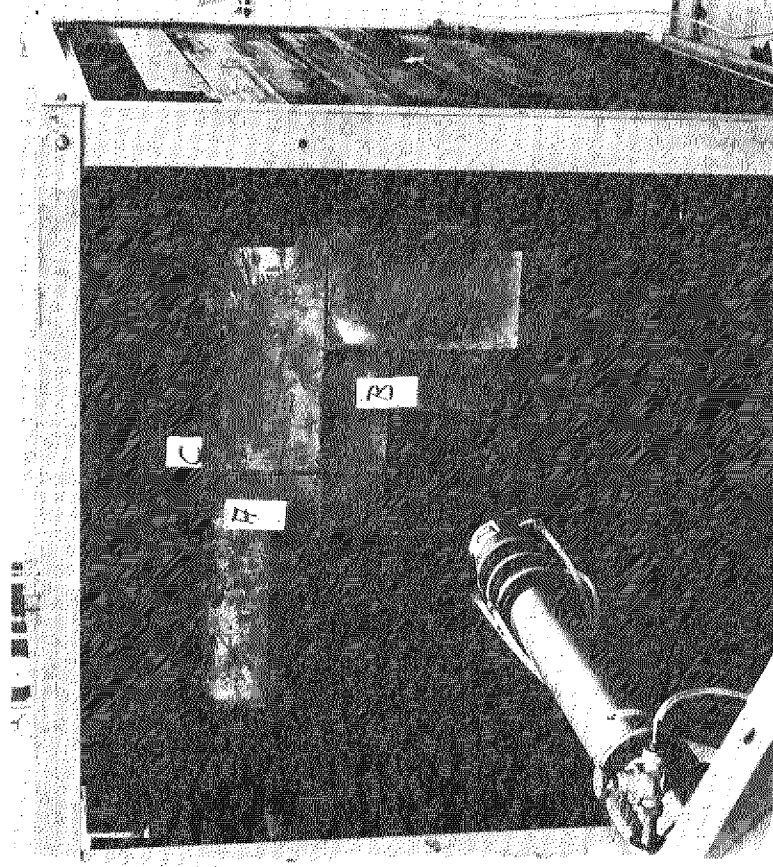


Abb. 36

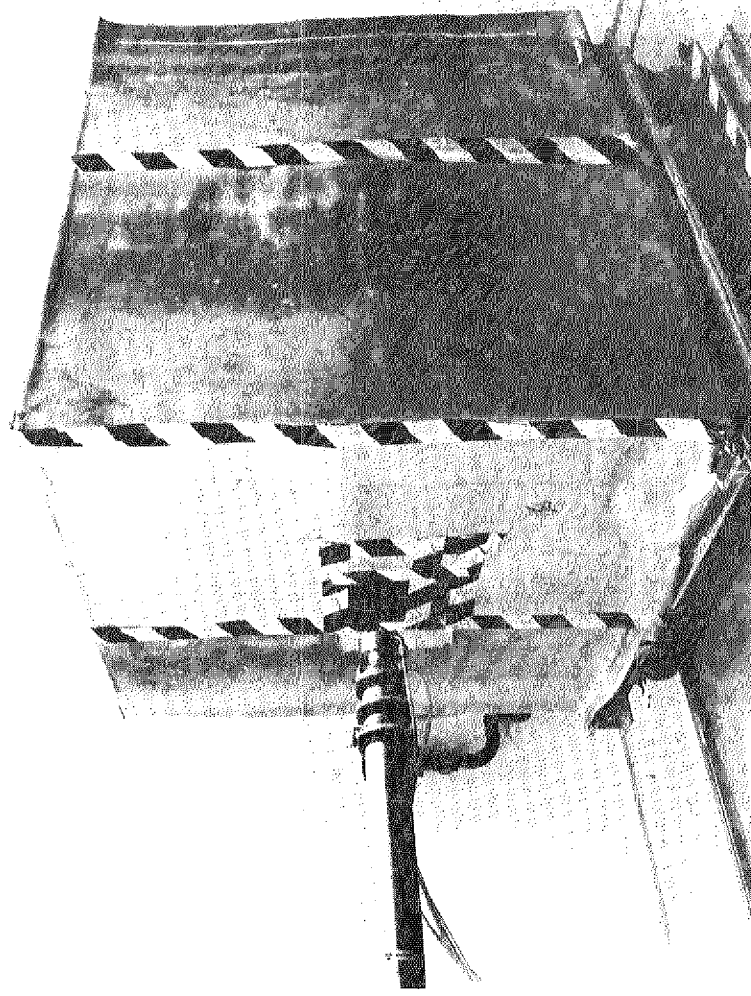


Abb. 41

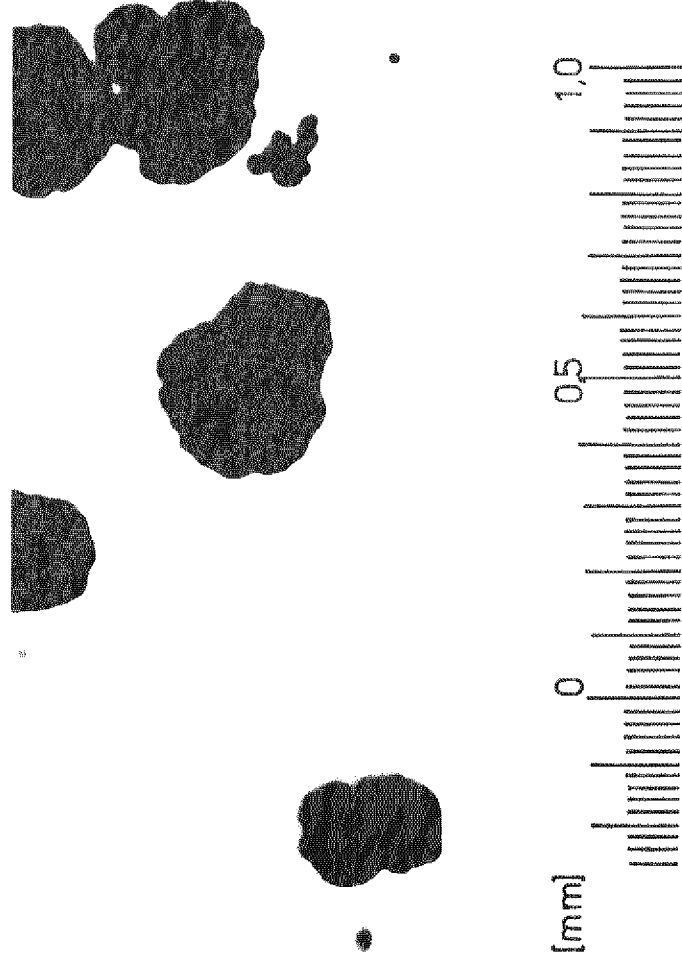


Abb. 42: Die Korngröße des LiAlO_2 -Pulvers

das Eisengestell eine hydraulische Einrichtung zur Justierung des Blankets, so daß der "Drifttube" des Neutronengenerators zentral in die Hohlzone eingeführt werden kann. Das fertige Versuchsmodell wird dann mit einem Abschirmer (Cadmium) bedeckt, um die nach außen entwichenen Neutronen, die von den Wänden rückgestreut werden, zu absorbieren und so Verfälschungen zu vermeiden. Die Abbildungen 35 bis 41 zeigen die Entstehung der Versuchsanordnung.

6.4 Das Pulver der Brutzone

Die als geeignetes Brutmaterial gefundene Verbindung LiAlO_2 wird wie alle Lithiumaluminate als weißes Pulver hergestellt. Die Beschaffung dieser Verbindung in großen Mengen in Deutschland war nicht möglich, da dieses Material in der Industrie derzeit keine Verwendung findet und deshalb nach unserem Wissen nicht hergestellt wird. Die Lithium-Cooperation in den USA (New York) war in der Lage, in kurzer Zeit die von uns gewünschten Mengen zu liefern. Die gelieferten Mengen betrugen 600 kg LiAlO_2 -Pulver mit unterschiedlichen Li^6 -Anreicherungen. Das Pulver bestand zu 92 bis 96 % aus Körnern mit 0.15 mm Durchmesser und aus einem Anteil von 0.5 bis 1,5 % aus Körnern größer als 0.177 mm Durchmesser (Abb. 42). Es wurde eine lose Dichte von 0.93 g/cm^3 und eine Schütteldichte von 1,1 bis $1,2 \text{ g/cm}^3$ angegeben.⁺

Mit diesem Pulver wurden die Aluminiumkästen (s.o.) aufgefüllt. Beim Auffüllen des Pulvers in die Aluminiumkästen wurde eine elektrische Schüttelmaschine verwendet, um die Dichte des Pulvermaterials zu erhöhen. Die mittlere Pulverdichte in allen Kästen betrug 1.221 g/cm^3 . Um ein Verformen der Aluminiumkästen bei Schüttelvorgang zu verhindern, wurden diese in ein Gestell gespannt, um so sicherzustellen, daß die ursprüngliche geometrische Form erhalten bleibt.

Das Pulver wurde mittels Isotopenanalyse⁺⁺ und chemischer Ana-

⁺) Lithium-Cooperation Company, USA

⁺⁺) Institut für Nuklearchemie der Kernforschungsanlage Jülich

lyse⁺ untersucht. Die Isotopenanalyse ergab einen Anteil von 3,1 % Li^6 (es handelt sich also um abgereichertes Material). Bei der chemischen Analyse wurden folgende Mengen an Verunreinigungselementen ermittelt: Na (0.4 %), Cr (7,5 ppm), Fe (380 ppm), Cu (2 ppm), Mg (10 ppm), Mn (7 ppm), Si (400 ppm). Der Absorptionswirkungsquerschnitt dieser Verunreinigung beträgt etwa 2 % vom Absorptionsquerschnitt des ^6Li .

6.4.1 Einfluß der Pulverdichte auf die Tritiumbrutraten in dem Standardmodell

Das Ziel dieses Abschnittes ist es, zu untersuchen, wie stark die Änderung der Pulverdichte die Tritiumproduktion in dem Standard-Versuchsmodell beeinflussen kann. Es werden für das Standard-Versuchsmodell die Tritiumbrutraten bei verschiedenen Pulverdichten und unter Berücksichtigung der Pulver-Lithium-isotopenanteile berechnet. In Tab. 6.4 sind die ermittelten Tritiumbrutraten für drei verschiedene prozentuale Pulverdichten angegeben. Die drei in der Tab. auftretenden Pulverdichten sind prozentual bezogen auf die Einkristalldichte (100 %) der Lithiumaluminate LiAlO_2 .

Tabelle 6.4:

Pulverdichte (%)	T_7	T_6	T_{ges}
100	0.0341	0.8089	0.8430
70	0.0310	0.7628	0.7938
48.6	0.0234	0.6903	0.7137
30	0.0096	0.6473	0.6569

Die Daten für die gesamte Tritiumbrutrate T_{ges} aus der Tab. 6.4 sind in Abb. 43 dargestellt. Als Vergleich wird die Rechnung wiederholt mit dem Unterschied, daß das Pulver ein natürliches Lithium-Isotopenverhältnis hat. Die daraus er-

⁺) Zentralinstitut für analytische Chemie der Kernforschungsanlage Jülich

mittelten gesamten Tritiumbrutraten als Funktion der Pulverdichte sind in Abb. 43 aufgetragen. Die Abnahme der Tritiumproduktion bleibt als Funktion der prozentualen Pulverdichten für beide Kurven relativ gleich, so daß die Kurvenverläufe sich in beiden Fällen nur wenig unterscheiden. Aus der Tabelle 6.4 und der Abbildung 43 stellt man fest, daß die Abnahme der gesamten Tritiumbrutraten nicht in demselben Verhältnis zu der Abnahme der Pulverdichten von 100 % auf 48,6% eine Abnahme in den gesamten Brutraten von 15.3%.

Um das zu erklären, betrachten wir Abb. 44, die die Anzahl der Neutronenstreuungen in den Medien des Versuchsmodells als Funktion der Flußdichte darstellt. Aus der Abbildung geht hervor, daß die Anzahl der Neutronenstreuungen in der Bleizone bzw. LiAlO_2 -Zone sehr stark mit der Abnahme der Pulverdichte abfällt. Dieser Abfall ist durch die Abnahme der Anzahl der LiAlO_2 -Atome pro Volumeneinheit entstanden. Auch in dem Blei-medium fällt die Anzahl der Neutronenstreuungen mit der Abnahme der Pulverdichte ab, jedoch ist dieser Abfall nicht so stark wie es bei der LiAlO_2 -Zone der Fall war. Durch die Abnahme der LiAlO_2 -Pulverdichte wird die Anzahl der von den LiAlO_2 -Atomen in die Bleizone reflektierten Neutronen abnehmen. Hiermit werden die Reflektoreigenschaften der LiAlO_2 -Verbindung bestätigt.

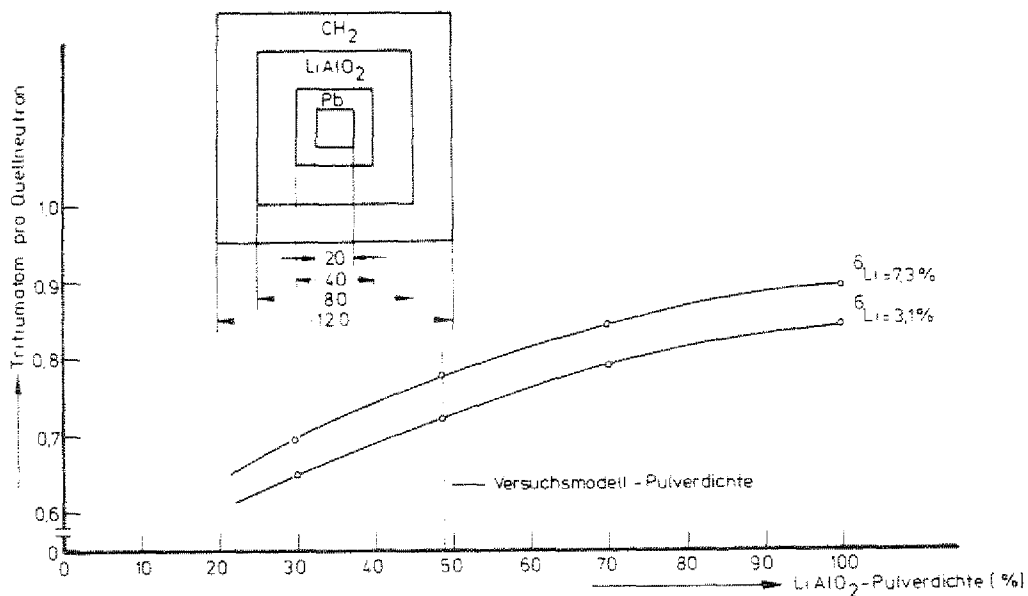
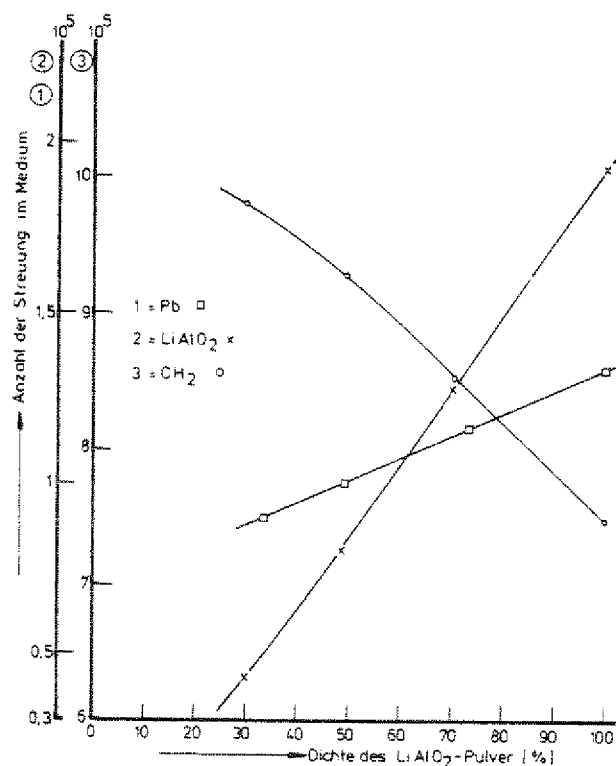


Abb. 43 Tritiumproduktion als Funktion der LiAlO_2 -Pulverdichte für ein Standardversuchsmodell

In der Polyäthylenzone steigt die Anzahl der Neutronenstreuungen in demselben Maß an wie sie in der Pulverzone abfällt, da die beiden Kurven (Kurve 2 und 3) betragsgemäß dieselbe Steigung besitzen. So werden die Neutronen, die aus der Pulverzone in das Polyäthylen gelangen, von diesem Medium abgebremst und wieder in die Pulverzone reflektiert. Sie kehren in die Brutzone mit niedrigerer Energie zurück. Dadurch nimmt die Anzahl der thermischen Neutronen in der Brutzone durch eine Abnahme der Pulverdichte zu (Abb. 45), und die Wahrscheinlichkeit der ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$ -Reaktion steigt an. Laut Tabelle 6.4 nimmt die T_6 -Brutrate nicht in demselben Verhältnis ab, wie sich die Anzahl der ${}^6\text{Li}$ -Atome pro cm^3 verringert. Eine 70%ige Abnahme der ${}^6\text{Li}$ -Atome pro cm^3 bewirkt eine 24,9%ige Abnahme der T_6 -Brutrate, d.h., daß die durch die unterschiedliche Korngröße mögliche Inhomogenität der Pulverdichte für Messungen vernachlässigt werden kann.



Anzahl der Neutronenstreuungen in den Medien des Standard-Versuchsmodells als Funktion der LiAlO₂-Pulverdichte

Abb. 44

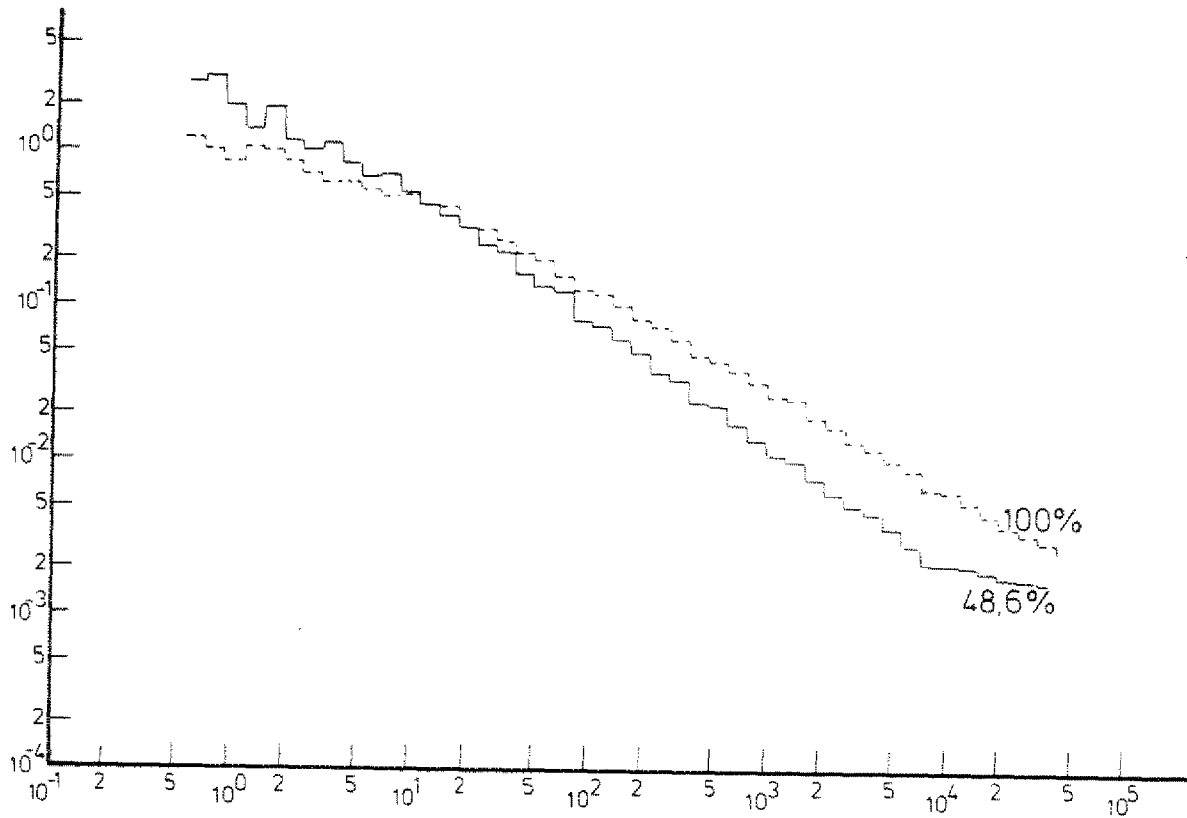


Abb. 45: Der Neutronenfluß pro Quellneutron und Energie-
Lethargie als Funktion der Neutronenenergie (eV)
für zwei Pulverdichten

7. MESSUNGEN AM BLANKET-VERSUCHSMODELL

7.1 Einleitung

Experimente sind derzeit, ähnlich wie bei Beginn der "konventionellen Reaktorphysik", von großer Bedeutung für die Untersuchung von Blanketkonzepten für Fusionsreaktoren. Sie gestatten Inkonsistenzen der theoretischen Modelle aufzudecken sowie Datenunsicherheiten zu beseitigen. Dies ist besonders wichtig, weil einmal die Fusionsreaktortechnik weitgehend andere Materialien verwendet als die konventionelle Reaktortechnik und weiter, weil Wirkungsquerschnitte im Bereich hoher Energien größere Ungenauigkeiten aufweisen als im Niederenergiebereich. Eine wesentliche Voraussetzung für den Erfolg solcher Experimente ist es aber, daß man genau messen kann. Die Meßmethoden der FRT-Blanketneutronik bedürfen aber z.T. selbst noch erheblicher Verbesserungen. Über den derzeit in etwa erreichten Stand der Genauigkeit von Meßmethoden wurde in /41/ berichtet. Einer der wichtigsten Parameter des Blanket-Versuchsmodells ist die Tritiumproduktion. Mit ihrer Messung und den dafür geeigneten Methoden werden wir uns in diesem Kapitel hauptsächlich beschäftigen.

7.2 Methoden zur Messung der Tritiumbrutraten

Die wichtige Größe "Tritiumbrutrate" kann nach mehreren Verfahren bestimmt werden. Nach der Kernreaktionsgleichung



der Tritiumproduktion gibt es grundsätzlich zwei verschiedene Wege zu diesem Ziel. Es kann die Kernreaktion, die zur Bildung eines Tritons führt, direkt nachgewiesen werden, oder das während einer bestimmten Bestrahlungszeit gebildete Tritium wird am Ende dieser Zeit bestimmt. Wegen der geringen erreichbaren Konzentration ist hier aber nur der Nachweis über die Aktivität des Tritiums praktisch möglich. Bei der Messung der Tritiumbrutraten stützen wir uns auf Erfahrungen, die bei früheren Blanket-

experimenten im Institut für Reaktorentwicklung (IRE) der Kernforschungsanlage Jülich gemacht wurden /42-44/.

Diese Messungen wurden an einem Experiment mit natürlichem metallischen Lithium durchgeführt /42 /. An diesem Experiment wurden drei Tritium-Meßmethoden getestet: Die Festkörper-Spur-Methode /54 /, die Flüssigkeits-Szintillator-Methode /55 / und die Radiochemische Methode / 56/. Dabei wurde festgestellt, daß die Festkörper-Spur-Methode zwar schnell durchzuführen ist, aber eine geringe Genauigkeit liefert.

Dagegen hat die Tritiumzählung mit dem angegebenen Zählverfahren der radiochemischen Methode einen Wirkungsgrad von 75.9 % / 56/. Ein großer Nachteil dieser Methode ist der große apparative Aufwand der Meßeinrichtung und die langen Bestrahlungszeiten (ca. 78 Tage / 44/).

Die Flüssigkeits-Szintillator-Methode hat sich bei unseren bisherigen Untersuchungen als die beste von allen drei genannten Methoden ergeben. Wir werden sie deshalb neben anderen neuen Methoden, die hier erstmals erprobt wurden für die Messung der Tritiumbrutraten im Blanket-Versuchsmodell verwenden.

7.2.1 Die Flüssigkeits-Szintillaotor-Methode

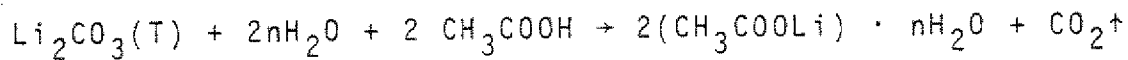
Die Anwendung flüssiger Szintillatoren bei der quantitativen Bestimmung von schwachen Betastrahlen hat eine Reihe von Vorteilen gegenüber der Anwendung anderer Szintillatoren. Zu den Vorteilen gehören eine hohe Quantenausbeute, extrem kurze Abklingzeit (einige ns), hohe Transparenz für das eigene Fluoreszenzlicht. Außerdem lassen sich derartige Szintillatoren leicht und billig in jeder beliebigen Form und Größe herstellen, so daß die Vorteile einer 4π -Zählgeometrie ausgenutzt werden können.

Jedoch haften der Nachweismethode mit flüssigen Szintillatoren auch prinzipielle Nachteile an. Verschiedene Substanzen, die sich in diesen Szintillatoren befinden und die unter dem Begriff "Löschler" (Quencher) zusammengefaßt werden können, stören den Szintillationsprozeß, da sie entweder wegen ihrer Eigenfarbe Licht (Energiequencher) absorbieren oder die Frequenz des Lichtes herabsetzen (Farbquencher). Diesen höchst unerwünschten Löscheffekten kann man z.B. durch Einstellungsänderung der

Instrumente oder durch Verwendung innerer Standards / 57 / sowie durch die Extrapolationsmethode begegnen / 58 /.

Die flüssigen Szintillatoren sind ihrer chemischen Natur nach organische Lösungen. Die durch Strahlung auf die Flüssigkeit übertragene Energie regt zunächst die Moleküle des im allgemeinen nicht szintillierenden Lösungsmittels an. Diese Anregungsenergie überträgt sich dann auf die Moleküle eines in relativ geringer Konzentration von einigen Gramm pro Liter gelösten Stoffes. Von dort wird ein Bruchteil dieser Energie als Licht abgestrahlt. Die erzeugten Lichtblitze werden in einer Koinzidenzanordnung von zwei Photomultipliern registriert. Eine Registrierung erfolgt aber nur, wenn beide Multiplier koinzidente Impulse erzeugen, und diese innerhalb des ausgewählten Energiebereiches liegen. Der Zählungsvorgang läßt sich vollautomatisieren.

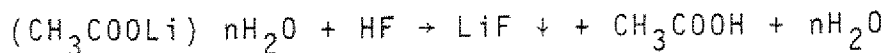
Ein flüssiges organisches Szintillatorsystem besteht gewöhnlich aus einem aromatischen Lösungsmittel (z.B. Dixon, Benzol..) und einem in geringen Mengen zugesetzten organischen Primärszintillator (z.B. PPO, POPOP, PBD...), dessen Fluoreszenzemission meist im Ultravioletten liegt. Um das emittierte Fluoreszenzlicht besser der spektralen Empfindlichkeitscharakteristik des Photomultipliers anzupassen, fügt man dieser Lösung häufig Spuren eines blau fluoreszierenden Sekundärszintillators (z.B. Naphtalin) zu. Der Sekundärszintillator wirkt als Frequenzwandler in Richtung höherer Frequenzen des Spektrums. Dadurch verringert sich die Eigenabsorption des Lichtes im Szintillator. Die Anwendung der flüssigen Szintillatoren bei der Bestimmung von geringen Tritiummengen im Blanket wurde zum ersten Mal von R. Dierckx vorgeschlagen / 55 /. Die Dierckxsche Methode sieht die Bestrahlung von Lithiumkarbonat-Pulver (Li_2CO_3) im Blanket vor. Nach dem Bestrahlungsvorgang wird das bestrahlte Pulver in einem chemischen Prozeß behandelt, um das gebundene Tritium in Form von wässrigem HTO abzutrennen. Der chemische Prozeß verläuft in zwei Stufen. In der ersten Stufe werden 0.7 g bestrahltes Pulver in einer 24 ml fassenden Flasche mit 1 cm^3 destilliertem Wasser versetzt, danach werden 2 cm^3 100%ige Essigsäure



hinzugefügt.

Nach Dierckx ist das Tritium als HTO gebunden.

$2(\text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O COOLi}) \cdot \text{nH}_2\text{O}$ ist unlöslich in dem flüssigen Szintillator, deshalb werden $0,7 \text{ cm}^3$ 40%ige Flußsäure



in die Probenflasche gegeben.

Dadurch wird das Lithium abgetrennt und setzt sich als weiße Schicht unten ab. Dieser Prozeß dauert, da er exotherm ist, nur einige Minuten, während der erste Prozeß zwischen 6 bis 12 Stunden dauert. Der Probe werden 20 cm^2 flüssiger Szintillator (Cocktail) zugefügt. Der von Dierckx angegebene flüssige Szintillator (Szintillator-Teil) besteht aus den folgenden Komponenten:

Dioxan	1 l
PPO	7 g/l
POPOP	0,3 g/l
Naphtalin	100 g/l

Zur Optimierung der Methode kann man das Verhältnis-Standard-Teil/Szintillator-Teil verändern / 44/. Die optimalen Mengen müssen durch Experimente ermittelt werden.

7.2.2 Die Thermolumineszenzdosimetrie-Methode

Das Prinzip des Thermolumineszenzdosimeters (TLD) besteht in der Ausnutzung der Eigenschaft einiger anorganischer Stoffe, nach Anregung durch ionisierende Strahlung Licht auszusenden. Bei der Bestrahlung solcher Stoffe bilden sich freie Elektronen, die sich an Fremdatome oder Fehlstellen anlagern. Bei der Erwärmung des bestrahlten TLD kehren die freien Elektronen in das Valenzband unter Aussendung von Lumineszenzlicht zurück. Das bei Erwärmung emittierte Licht wird als Maß für die Bestrahlungsdosis betrachtet. In weiten Bereichen besteht Proportionalität zwischen Dosis und integraler Lichtausbeute.

Wenn man das Lumineszenzlicht über der Aufheiztemperatur aufträgt, bekommt man eine sogenannte "Glow curve". Die Fläche unter dieser Kurve ist ein Maß für die empfangene Strahlendosis / 59/.

In der Natur existieren zahlreiche Stoffe, die sich als TLD eignen. In der Praxis werden hauptsächlich die folgenden Stoffe verwendet: LiF , CaF_2 , CaSO_4 und $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$. Der praktische Anwendungsbereich der TLD ist sehr breit. Die TLD-Methode als Nachweismittel zur Bestimmung der Tritiumproduktion in einem Blanket-Versuchsmodell wurde zum ersten Mal durch H. Mackawa / 60/ durchgeführt: In einem aus metallischem Lithium bestehenden Versuchsmodell wurden 25 mg LiF , die in einer Glaskapsel (2 mm $\varnothing$ x 10 mm) eingefüllt waren, verwendet. Es wurde eine begrenzte Anzahl von Messungen durchgeführt, wobei für jede Messung vier TLD-Proben verwendet wurden. Die vier TLD-Proben bestanden aus je zwei Proben ^6LiF (^6Li : 95.62 %) und ^7Li (^7Li : 99.99 %).

Die ^7LiF -Proben wurden für die Bestimmung des Nullwertes benötigt. Die Mengen des Tritiums, das in den Proben entstanden war, waren sehr klein, so daß laut Angabe des Verfassers die Ergebnisse danach nur zu einer quantitativen Aussage zu verwenden waren. Es wurde festgestellt, daß das Verhältnis der berechneten Werte zu den gemessenen gleich war bei verschiedenen Bestrahlungsstärken bzw. verschiedenen Bestrahlungszeiten. Daraus kann man auf eine gute Linearität zwischen der Neutronenquellstärke und der Selbstbestrahlungszeit schließen. Damit ist auch der mögliche Nachweis des LiF -TLD durch eine Tritiumbrutratemessung gegeben. Bei dieser Arbeit betrug das Verhältnis zwischen den berechneten und gemessenen Werten etwa 50:1. Der Produktionswirkungsgrad von T_6 betrug durch die Selbstbestrahlungsmessung etwa 2 %. Der Verfasser rechtfertigte das durch die kleine Anzahl von Experimenten, die durchgeführt wurden, sowie durch die kleine Neutronenausbeute, die zur Verfügung stand.

Bei der Verwendung von LiF -TLD im Blanket sind die $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ - und die $^7\text{Li}(n, \alpha'n')t$ -Reaktionen von großer Bedeutung. Die genannten Reaktionen gestatten es, die Tritiumbrutrate durch zwei

verschiedene Messungen zu bestimmen. Die erste Messung - genannt die "direkte Messung" - nutzt die TL-Effekte aus, die durch die Energieabgabe der α - und t-Partikel bei der Li-Spaltung im TLD entstehen. Diese Methode wurde von Herrn Prof. Dr. Hecker vorgeschlagen. Die Direkt-Messung kann im Grunde gleich nach der Beendigung der Bestrahlung ausgewertet werden, wir warteten hier aber ca. 2 Tage. Bei der Bestrahlung von TLD-Proben in einem Blanket-Versuchsmodell spielt die Energie des Quellneutrons mit 14 MeV eine wichtige Rolle. Es entstehen neben Tritium auch andere hier unerwünschte Radionuklide /60/. Zu den wichtigsten Reaktionen gehören die $^{19}\text{F}(n,2n)^{18}\text{F}$ -, die $^{24}\text{Mg}(n, p)^{24}\text{Na}$ - und die $^{19}\text{F}(\alpha, n)^{22}\text{Na}$ -Reaktionen. Die Halbwertszeit von ^{18}F und ^{24}Mg beträgt 109.7 Minuten bzw. 14.96 Stunden. Dagegen besitzt ^{22}Na eine Halbwertszeit von 2,6 Jahren. Verglichen mit dem in den TLD entstehenden Tritium, ist die Aktivität von ^{22}Na sehr klein und kann deshalb vernachlässigt werden. Es wurde festgestellt, daß diese Reaktionen nach den hier vorliegenden experimentellen Gegebenheiten jedoch nur einen vernachlässigbaren Beitrag zur "Direkt-Messung" liefern /61/.

Die zweite an den bestrahlten TLD-Proben zur Bestimmung der Tritiumproduktion mögliche Messung ist die "Selbstbestrahlungsmessung". Hier wird nach "Ausheizen" des direkten Effektes gewartet bis der β -Zerfall des Tritiums genügend TL-Zentren neu gebildet hat. Sie ist erst durchführbar, wenn die Direkt-Messung beendet ist. Das durch die Reaktionen $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ oder $^7\text{Li}(n, \alpha n')t$ gebildete Tritium sendet β -Strahlen aus, die ihre Energie an den TLD abgeben und dadurch TL-Zentren erzeugen. Durch die dauernde Energieabgabe der ausgesandten β -Strahlung steigt die Vordosis der TLD-Probe mit der Lagerungszeit ständig an. Der Anstieg der TLD-Vordosis als Funktion der Lagerungszeit wird als Maß für das Tritium, das in der TLD-Probe während der Bestrahlungszeit entstanden ist, angesehen.

E. Pietsch u.a. /62/ untersuchten die Linearität zwischen dem Vordosiswert und der Bestrahlungsstärke mit unterschiedlicher Lagerungszeit als Parameter. Für diese Versuche wurden TLD-600-Proben in einem weiten Dosisbereich mit thermischen Neutronen ($10^9 \dots 10^{14} \text{ n/cm}^2$) bestrahlt. Man hatte aus dieser Messung festgestellt, daß zwischen der Vordosis und der Neutronendosis unter Berücksichtigung der Lagerungszeit bis zu

einer gewissen Grenze Linearität herrscht. Je stärker das Neutronenfeld ist, desto eher tritt eine Nichtlinearität auf. Dies wurde mit Schädigungseffekten begründet. Auch eine extrem lange (2 Jahre) Lagerungszeit konnte zu einer Sättigung der Probe führen und dadurch eine Nichtlinearität hervorrufen.

Solche Effekte werden bei unserer Messung mit großer Wahrscheinlichkeit nicht auftreten, da wir innerhalb des Blanket-Versuchsmodells mit relativ kleinem thermischen Neutronenfeld arbeiten.

7.2.3 Die Bestimmung der T_6 -Brutrate durch eine Doppelionisationskammer

Diese Methode wurde zum ersten Mal zur Bestimmung der Tritiumbrutrate in einem Blanketversuchsmodell getestet. Die Methode wurde von Herrn O.P. Joneja vorgeschlagen /61/. Der Detektoraufbau ist in Abb. 46 dargestellt. Angereichertes LiF (95.6 % ^6Li -Anreicherung) wurde mit 0.305 mg/cm^2 auf einer sehr dünnen Nickelscheibe ($19,05 \text{ }\mu\text{m}$), die zwecks mechanischer Stabilität auf einer Kupferscheibe befestigt wurde, aufgebracht. Die mit ^6LiF bedeckte Fläche wurde mit einer dünnen Goldfolie ($15 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$) überdeckt, um eine gleichmäßige Feldverteilung in den beiden Kammern des Detektors zu erzielen. Das ganze wurde in die Form einer Kreisscheibe gebracht, dann in eine chemische Lösung ($\text{CH}_3\text{COOH} + \text{NH}_4\text{OH} + \text{H}_2\text{O}$) gelegt, um das Kupfer von der Scheibe abzulösen. Zwei Nickelscheiben, die als Anoden dienten, wurden mit Teflonringen in einem Aluminiumgehäuse befestigt, wobei in der Mitte als gemeinsame Kathode die ^6LiF -Scheibe angebracht wurde. Der Abstand zwischen je einer Anode und der Kathode betrug $4,5 \text{ mm}$. Der Raum in den zwei Kammern war mit Xenongas (4.5 bar) ausgefüllt. Der aktive Raum einer Kammer betrug ca. 3 cm^3 , wobei das gesamte Detektorvolumen 20 cm^3 betrug.

Das Prinzip der Tritiummessung besteht in der Zählung der durch die Reaktion $^6\text{Li} (n, \alpha) t$ entstehenden α - und t -Partikel.

Zur Vermeidung von Zählungen eines Partikels in beiden Kammern wurde eine Koinzidenzschaltung verwendet. Zwecks Nullwertbestimmung wurde ein zweiter Detektor gefertigt, identisch mit dem ersten, aber ohne ^6LiF -Schicht.

Im Meßkanal des Versuchsmodells wurde die Tritiumzählung an verschiedenen Stellen gemessen. Die Ergebnisse der Messungen werden in dem folgenden Abschnitt 7.4 behandelt.

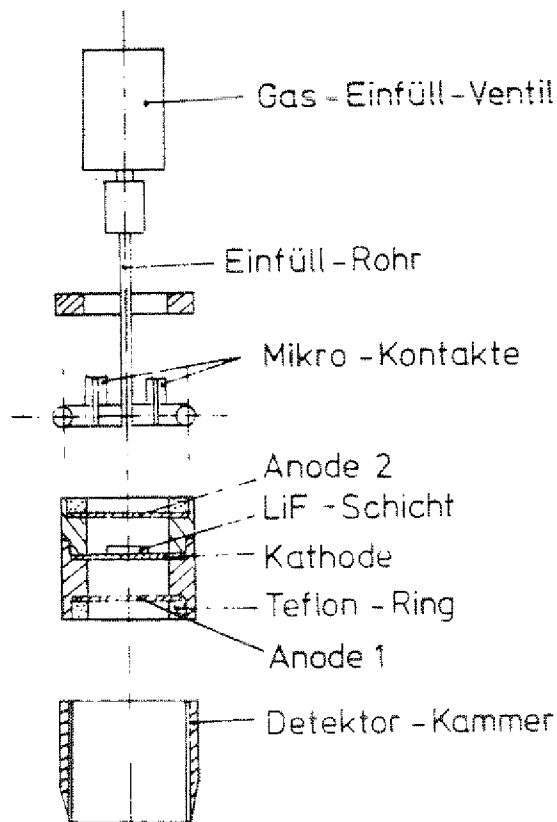


Abb. 46: Doppelionisations-Kammer-Detektor (nach Joneja)

7.3 Tritiummessungen am Versuchsmodell

7.3.1 Die Neutronenquelle

Die für die Messungen im Versuchsmodell benötigten Neutronen von 14 MeV wurden durch einen Neutronengenerator TB8 der Firma SAMES Grenoble/Frankreich erzeugt. Die Hochspannung des Generators ist 300 kV und der maximale Deuteronenstrom beträgt 8 mA. Basierend auf der Reaktion $T(d, n)^4\text{He}$, ist dieser Generator in der Lage, eine Neutronenausbeute von maximal 10^{12} n/s je nach Zustand des Tritiumtargets zu liefern. Das verwendete Tritiumtarget wird durch die Firma NUKEM Hanau/Deutschland bezogen und trägt die Bezeichnung

CuTiT-2. Das Target hat einen Durchmesser von 49 mm und eine Dicke von 1 mm. Der effektive Durchmesser der Tritiumbelegung auf dem Target ist 30 mm und hat eine Masse von 0.4 mg/cm^2 . In Abb. 47 ist der Targethalter, der aus 99.99 % Aluminium besteht, dargestellt. Für die Kühlung des Targets werden ca. 20 l/min Wasser benötigt.

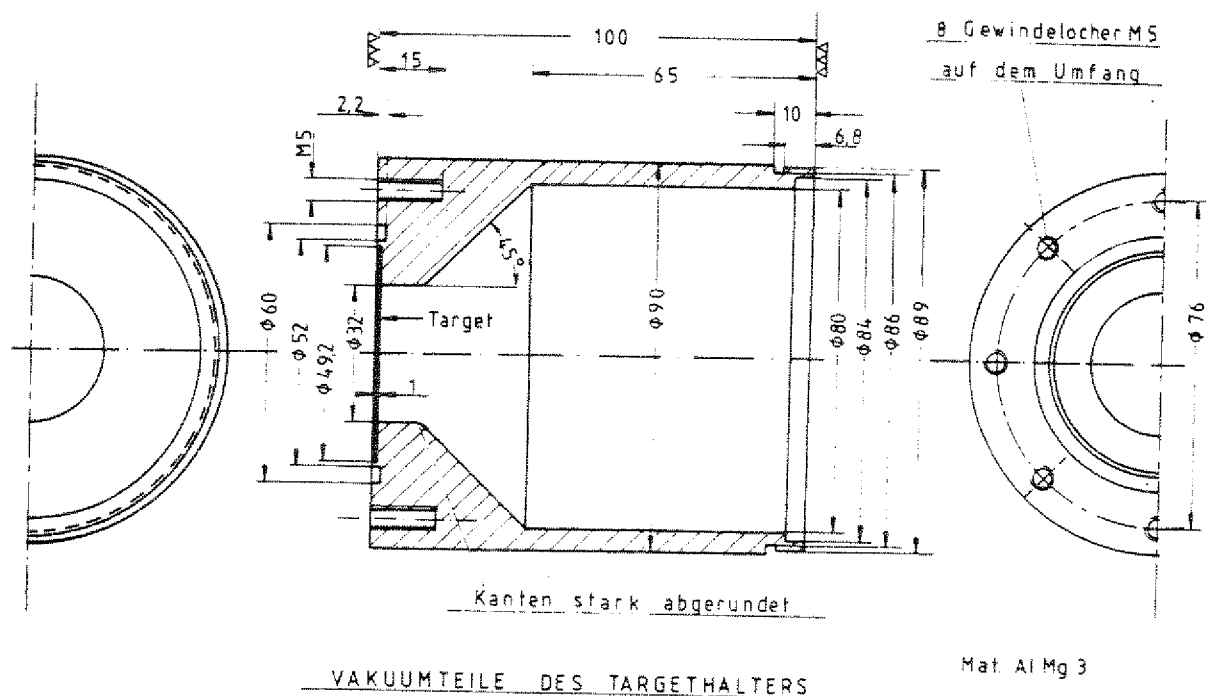


Abb. 47: Targethalter des SAMES-Neutronengenerators

7.3.2 Bestimmung der Neutronenquellstärke

Im allgemeinen verwendet man in der Praxis Aktivierungs-sonden, die es gestatten, durch die Messung ihrer Aktivitäten die Flußdichte ϕ zu bestimmen. Zu diesem Zweck verwendeten wir 4 Teflonscheiben, die um 90° gegeneinander versetzt am Targethalter befestigt werden.

Wir nutzen dabei die Reaktion $^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$ mit einer Energieschwelle von 11.8 MeV, die durch die Quellneutronen mit 14 MeV verursacht wird. Außerdem verwenden wir zwei große BF_3 -Detektoren (Monitordetektoren), um die zeitliche Änderung des Neutronenflusses zu erfassen. Diese BF_3 -Detektoren stecken am Dach des Blanketmodells an zwei verschiedenen Stellen in Bohrungen in Polyäthylen (haben also long-Counter Eigenschaften). Für die absolute Bestimmung des Neutronenflusses müssen zwei Korrekturen vorgenommen werden. Diese berücksichtigen

- a) den Aktivitätszerfall des zu messenden radioaktiven Nuklids während der Bestrahlungszeit und des Meßvorganges
- b) die zeitliche Veränderung des Neutronenflusses während der Bestrahlungszeit.

Die Bestimmung der Radioaktivität des Nuklides ^{18}F wird mit einem 3" x 3"-NaJ(Tl)-Detektor gemessen. Der Detektor befindet sich in einem 0.15 m dicken Bleigefäß und ist damit nach außen abgeschirmt. Um die Photopeakfläche des Radionuklides bestimmen zu können, wird der NaJ(Tl)-Detektor mit einem Vielkanalanalysator der Firma Canberra/USA angeschlossen.

In Abbildung 48 ist der Aktivierungsvorgang und der Zerfallsvorgang der bestrahlten Teflonscheibe als Funktion der Zeit dargestellt. Dabei bedeutet t_1 Ende der Bestrahlung, t_2 und t_3 den Anfang bzw. das Ende der Aktivitätsmessung, t_m ist die Meßzeit.

Aus dem γ -Spektrum der bestrahlten Teflonscheibe werden wir mit Hilfe des Vielkanalanalysators die Photopeakfläche des ^{18}F bestimmen. Sie lautet

$$\text{Peakfläche} = \int_{t_2}^{t_1} A(t=t_2) e^{-\lambda t} \cdot dt \quad (1)$$

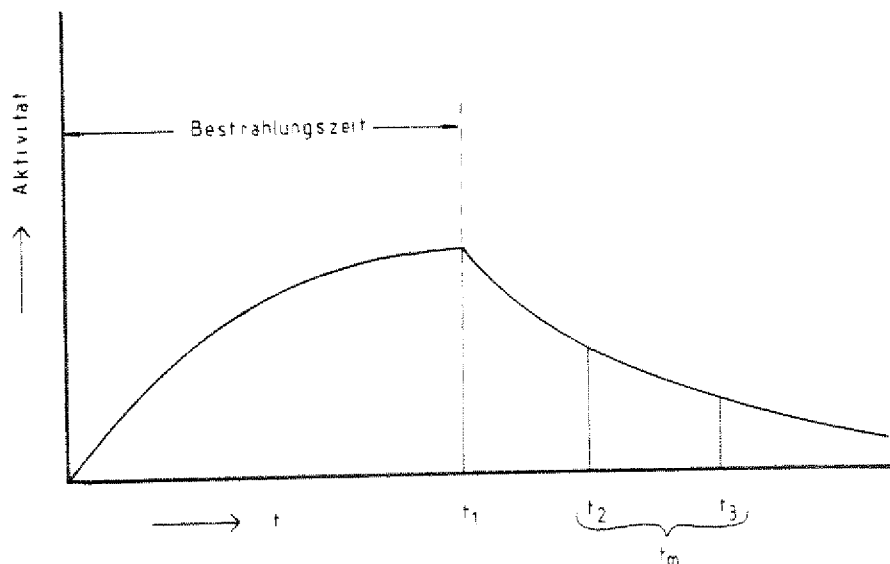


Abb. 48: Typischer Verlauf des Aktivierungsvorgangs bzw.-Zerfalls von bestrahlten Teflonscheiben

wobei A die Aktivität des Nuklids und λ die Zerfallskonstante bedeuten.

$$\text{Peakfläche} = \frac{A(t_2) \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_m})}{\lambda} \quad (2)$$

In Gleichung (2) ist $A(t_2)$ die Aktivität zur Meßzeit t_2 . Um die Aktivität $A(t_1)$ am Ende der Bestrahlungszeit berechnen zu können, muß der Zerfallsvorgang der Nuklidaktivität in der Zeit $(t_2 - t_1)$ berücksichtigt werden.

$$A(t_1) = A(t_2) \cdot e^{\lambda \cdot (t_2 - t_1)} \quad (3)$$

Nach Einsetzen der Gleichung (3) in (2) erhalten wir

$$A(t_1) = \frac{(\text{Peakfläche}) \cdot e^{\lambda(t_2-t_1)} \cdot \lambda}{(1 - e^{-\lambda t_m})} \quad (4)$$

Um die Aktivität $A(t_1)$ zu bestimmen, muß noch die Wahrscheinlichkeit berücksichtigt werden, mit der bei jedem Zerfall des Nuklids im betrachteten Energiebereich ein γ -Quant ausgesendet wird. Diese Wahrscheinlichkeit wird durch die Angabe des Emissionsfaktors $\xi(E)$ berücksichtigt. Außerdem muß noch der Geometriefaktor $\varepsilon(r, E)$ berücksichtigt werden, so daß wir für $A(t_1)$ schreiben können:

$$A(t_1)_{18F} = \frac{(\text{Photopeakfläche}) \cdot \lambda \cdot e^{\lambda(t_2-t_1)}}{(1 - e^{-\lambda t_m}) \cdot \xi_F \cdot \varepsilon} \quad (5)$$

Zur absoluten Bestimmung des Nuklids ^{18}F verwenden wir eine Standardquelle mit bekannter Aktivität. Wir werden dazu einen ^{22}Na -Strahler verwenden, der dieselbe γ -Linie bei 511 keV besitzt wie das Nuklid ^{18}F (Vernichtungspeak). Für die gemessene ^{22}Na -Peakfläche können wir schreiben:

$$A(^{22}Na) = \frac{(\text{Photofläche})_{Na} \cdot \lambda}{(1 - e^{-\lambda t_{m1}}) \cdot \xi_{Na} \cdot \varepsilon} \quad (6)$$

wobei t_{m1} die Meßzeit bedeutet.

Da die Halbwertszeit von ^{22}Na (2,6 Jahre) gegenüber der Meßzeit (einige Minuten) viel größer ist, können wir $(1 - e^{-\lambda t_{m1}})$ durch den Anfang einer Reihenentwicklung vereinfachen:

$$1 - e^{-\lambda t_{m1}} = [1 - (1 - \lambda t_{m1} - (\lambda t_{m1})^2 + \dots)] \quad (7)$$

Es ergibt sich

$$1 - e^{-\lambda t_{m1}} = \lambda \cdot t_{m1}$$

Gleichung (6) kann jetzt in der Form

$$A(^{22}\text{Na}) = \frac{(\text{Photopeakfläche})_{\text{Na}}}{\xi_{\text{Na}} \cdot \epsilon \cdot t_{m1}} \quad (8)$$

geschrieben werden.

Aus den Gleichungen (5) und (8) können wir die Aktivität des Radionuklides ^{18}F bestimmen

$$\frac{A(^{18}\text{F})}{A(^{22}\text{Na})} = \frac{(\text{Photopeakfläche})_{\text{F}} \cdot \xi_{\text{Na}} \cdot \lambda \cdot \epsilon \cdot e^{\lambda(t_2 - t_1)} \cdot t_{m1}}{(1 - e^{-\lambda t_m}) (\text{Photopeakfläche})_{\text{Na}} \cdot \xi_{\text{F}} \cdot \epsilon} \quad (9)$$

$$A(^{18}\text{F}) = \frac{(\text{Photopeakfläche})_{\text{F}} \cdot \xi_{\text{Na}} \cdot \lambda \cdot e^{\lambda(t_2 - t_1)} \cdot t_{m1}}{(1 - e^{-\lambda t_m}) \cdot (\text{Photopeakfläche})_{\text{Na}} \cdot \xi_{\text{F}}} \cdot A(^{22}\text{Na}) \quad (10)$$

Alle Größen auf der rechten Seite der Gleichung (10), die für die Bestimmung von $A(^{18}\text{F})$ benötigt werden, sind bekannt.

Es muß hier erwähnt werden, daß der Faktor ϵ weggelassen wurde, weil für die Aktivitätsmessung beider Nuklide dieselbe Meßanordnung verwendet wurde bei gleichem Probenabstand.

Abb. 49 zeigt einen typischen Verlauf der von einem der BF_3 -Detektoren registrierten zeitlichen Änderung des Flußverlaufs. Aus der gemessenen Radioaktivität, die durch die Aktivierung der Teflonscheibe erzeugt wurde, können Neutronenintensität und Flußdichte gemessen werden. Ist N die Anzahl der aktivierbaren Atomkerne, σ der Aktivierungsquerschnitt und λ die Zerfallskonstante des aktiven Produktisotops, dann kann man nach der Bestrahlungszeit die Aktivität im allgemeinen angeben mit

$$A(t) = \sigma N \phi (1 - e^{-\lambda t}) \quad (11)$$

dabei ist ϕ die Neutronenflußdichte.

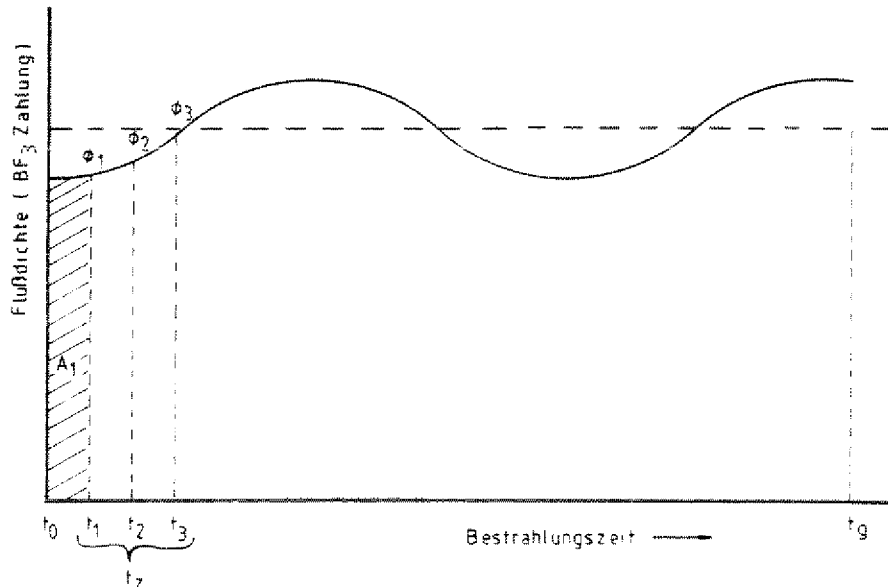


Abb. 49: BF_3 -Zählrate als Funktion der Bestrahlungszeit

Will man die zeitliche Änderung des Neutronenflusses, die durch unterschiedlichen Targetstrom des Neutronengenerators entstehen kann, in Gleichung (10) berücksichtigen, muß eine Korrektur an der Gleichung vorgenommen werden.

Man kann die gesamte Aktivität, die während der gesamten Bestrahlungszeit t_{ges} entstehen würde, in einheitlichen kleinen Zeitschritten berechnen und die Anteile summieren. So beträgt die Teilaktivität zwischen den Zeiten $t = 0$ und $t = t_1$ mit dem Zeitschritt t_z :

$$A_1 = \sigma N \phi_1 \cdot (1 - e^{-\lambda t_z}) e^{-\frac{\lambda(t_{\text{ges}} - t_1)}{t_{\text{ges}}} t_{\text{ges}}} = \sigma N \phi_1 \cdot (1 - e^{-\lambda t_z}) e^{-\lambda(t_{\text{ges}} - t_1)} \quad (12)$$

Der Faktor $e^{-\lambda(t_{\text{ges}} - t_1)}$ berücksichtigt den Aktivitätszerfall innerhalb der Bestrahlungszeit. Summiert man alle Teilaktivitäten, so erhält man

$$A(t_{\text{ges}}) = N \cdot \sigma \sum_{i=1}^n \phi_z(t) (1 - e^{-\lambda t_z}) \cdot e^{-\lambda(t_{\text{ges}} - t_i)} \quad (13)$$

t_i ist die Zeit vom Intervallende bis zum Bestrahlungsende t_{ges} .

Um die Rechnung zu vereinfachen, gehen wir von der Annahme aus, daß eine mittlere Neutronenflußdichte $\bar{\phi}$ im Intervall Δt existiere. Danach können wir die Gleichung (13) in der Form

$$A(t_{\text{ges}}) = N \cdot \sigma \cdot \bar{\phi} \sum_{i=1}^n \Delta \phi_z (1 - e^{-\lambda t_z}) e^{-\lambda(t_{\text{ges}} - t_i)} \quad (14)$$

schreiben.

Dabei ist $\Delta \phi_i = \frac{\bar{\phi}_z}{\phi}$.

Aus der Gleichung (13) folgt für die zeitintegrierte Neutronenflußdichte

$$\bar{\phi} = \frac{A(t_{\text{ges}})}{N \cdot \sigma \cdot \sum_{i=1}^n \Delta \phi_z (1 - e^{-\lambda t_z}) \cdot e^{-\lambda \cdot \Delta t_i} t_{\text{ges}}} \quad (15)$$

wobei $A(t_{\text{ges}}) = A(^{18}\text{F})$ ist.

Unter der Annahme einer isotropen Neutronenausgabe beträgt die produzierte Neutronenausbeute

$$\text{Neutronenausbeute} = 4\pi r^2 \cdot \bar{\phi}$$

wobei r der Abstand der Teflonscheibe von der Targetmitte ist.

7.3.3 Das Tritiumbrutraten-Experiment mit der flüssigen Szintillationsmethode

Als erstes wird die Bestrahlungszeit, die für die Ermittlung der Tritiumbrutraten durch die Flüssig-Szintillations-Methode be-

nötigt wird, bestimmt.

Der Nullwert für die 7.2.1 beschriebenen Proben wurde zu $0,416 \text{ s}^{-1}$ bestimmt. Eine zu Eichzwecken vorbereitete Standardprobe ergab eine Zählrate von 68.3 s^{-1} . Es wurde 0.1 ml tritiiertes Wasser mit der bekannten spezifischen Aktivität von $30.35 \cdot 10^2 \text{ Bq/ml}$ verwendet, d.h. die Probe enthielt $5,21 \cdot 10^9$ Tritiumatome. In Monte-Carlo-Berechnungen wurde gefunden, daß in einer Probe an der Stelle der minimalen Tritiumproduktionsrate aus der ^6Li -Reaktion $2.09 \cdot 10^{-5}$ Tritiumatome pro eingestrahltm Quellneutron erzeugt werden. Es wurde verlangt, daß an dieser Stelle der Meßwert um den Faktor 5 größer sein sollte als der Null-effekt. Mit einem mittleren Wert für die Quellstärke des Neutronengenerators von $4 \cdot 10^{10} \text{ n/sec}$ ergibt sich eine Bestrahlungszeit von rund 2 Stunden. Für ^7Li beträgt die minimale Erzeugungsrate pro Quellneutron $7.927 \cdot 10^{-8}$. Daraus resultiert eine Bestrahlungszeit von rund 413 Stunden.

Während T_6 offensichtlich gut meßbar ist, stößt die Bestimmung von T_7 wegen der langen Bestrahlungszeit auf praktische Schwierigkeiten. Die Targetlebensdauer für die angegebene Neutronenausbeute beträgt nur ca. 10 Stunden. Außerdem bereitet die relative Messung der Neutronenausbeute Schwierigkeiten, da die Halbwertszeit von ^{18}F nur ca. 110 Minuten beträgt.

In den Meßkanal des Versuchsmodells werden an verschiedenen interessierenden Stellen Li_2CO_3 -Detektoren eingebracht. In Abb. 50 ist der Meßkanal des Versuchsmodells mit acht der erwähnten Detektoren dargestellt. Wie aus der Abbildung hervorgeht, befinden sich fünf der Detektoren in der Brutzone und drei in der Reflektorzone. Die Menge des Lithiumkarbonats in den einzelnen Detektoren beträgt $1,6 \text{ g}$. Die Umhüllung der Detektoren besteht aus einem dünnen Hohlzylinder aus Plexiglas. Die Dimension der Detektoren ist aus Abbildung 51 zu entnehmen. In der Brutzone liegt zwischen je zwei Li_2CO_3 -Detektoren ein Aluminiumzylinder aus reinem Aluminium von 1 mm Dicke, gefüllt mit LiAlO_2 . In der Reflektorzone liegt ein Zylinder aus Reflektormaterial (Polyäthylen) zwischen je zwei Detektoren.

Für die Bestimmung von T_7 werden Proben mit Li_2CO -Pulver verwendet, das einen ^7Li -Isotopenanteil von 99,99 % hat. Bei der Bestimmung der T_6 -Brutrate beträgt der ^6Li -Isotopenanteil 95,62%. Das Li_2CO_3 -Pulver mit großer Reinheit an ^6Li wurde vom "Oak Ridge National Laboratory", USA, geliefert. Das Li_2CO_3 mit ^7Li wurde aus entsprechendem metallischen Lithium mit 99,99% Reinheit im Institut für chemische Analyse der Kernforschungsanlage Jülich hergestellt. Das metallische Lithium wurde von der Firma "Merck LTd., Deutschland" geliefert.

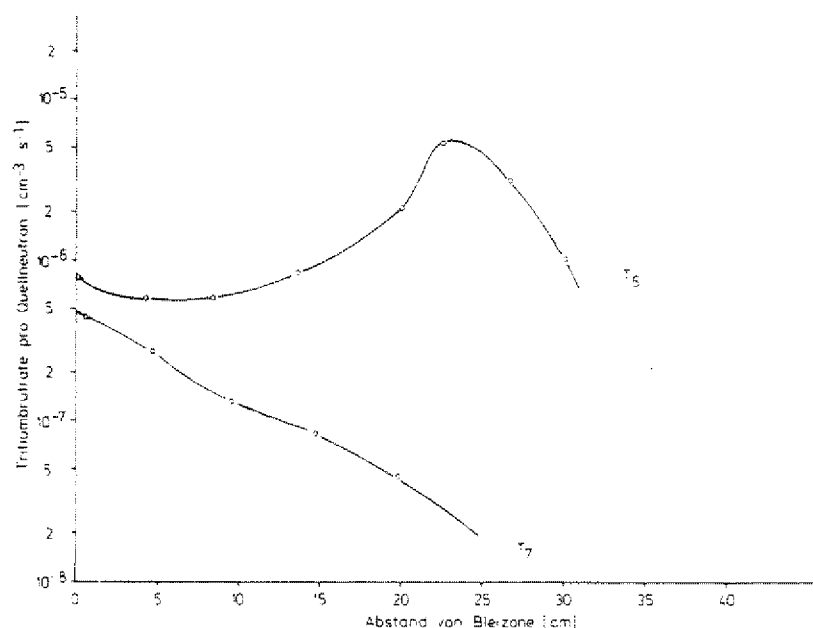
Als Neutronenquelle wurde ein Sames-Neutronengenerator (siehe Abschnitt 7.3.1) verwendet. Die Bestrahlungszeiten für beide Meßreihen sind unterschiedlich.

7.3.3.1 Die Meßergebnisse der Flüssig-Szintillations-Methode

Mit den in 7.2.2 beschriebenen Verfahren wurde eine Anzahl von Versuchen für die Bestimmung der ortsabhängigen Tritium-Brutrate T_6 und T_7 durchgeführt. Bei der Bestimmung der T_7 -Brutrate wurden fünf $^7\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Detektoren verwendet. Diese wurden an fünf Stellen in den Meßkanälen der LiAlO_2 -Zone eingesetzt. An acht Stellen in den Meßkanälen, davon fünf in der LiAlO_2 -Zone und drei in der Polyäthylen-Zone, wurden $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Detektoren für die Messung der T_6 -Brutrate eingesetzt. Die Bestrahlungszeit bei der T_7 -Messung betrug 37 Stunden mit einer mittleren Neutronenausbeute von $4,5 \cdot 10^{10}$ sec. Diese extrem lange Bestrahlungszeit war notwendig, da das Neutronenspektrum in dem Versuchsmodell durchweg weich ist und die $^7\text{Li}(n,\alpha n')t$ -Reaktion, da ihre Schwelle bei 2.47 MeV liegt, nur geringe Reaktionsraten in einem solchen Spektrum zeigt. Dagegen wurden bei der Messung von T_6 nur ca. 2 Stunden benötigt. Die Ergebnisse der T_7 - bzw. T_6 -Messungen sind in Abb. 52 dargestellt. Zum Verlauf der Kurven ist folgendes zu sagen: Die T_6 -Kurve besitzt ein Minimum bei etwa 5 cm Abstand von der Bleischicht. Von dort ab steigt sie zur Blei- bzw. Polyäthylenschicht an. Der Grund für diesen Anstieg nach links ist in der Vermehrung der Quellneutronen in der Bleischicht ($(n,2n')$ -Reaktion) zu sehen. Der Anstieg zur Polyäthylenschicht ist durch

Abb. 52:

Die experimentell ermittelten Tritiumreaktionsbrutraten T_7 und T_6



die Neutronenmoderation des Polyäthylens begründet. Durch diesen Reflektor werden die Neutronen außerdem zur Brutzone zurückreflektiert. Die große Steigung der Kurve, insbesondere in unmittelbarer Nähe des Reflektors, gibt uns ein relatives Maß über die Häufigkeit der "thermischen" Neutronen an dieser Stelle. Das Maximum der Kurve wird in 2 cm Tiefe der Polyäthylenschicht erreicht. Danach fällt die Kurve mit Zunahme der Polyäthylendicke ab infolge der starken Absorption der thermischen Neutronen, insbesondere durch die Wasserstoffatome des Polyäthylens. Da der Reaktionswirkungsquerschnitt für die T_7 -Brutrate im höheren Bereich des Neutronenspektrums liegt, zeigt der Verlauf der T_7 -Kurve eine ständige Abnahme der schnellen Neutronen als Funktion der Versuchsmodelldicke.

Im allgemeinen spiegelt der Kurvenverlauf die physikalische Gegebenheit im Blanket deutlich wider. Um die Flüssig-Szintillations-Methode auf ihre Reproduzierbarkeit zu untersuchen, wurde die T_6 -Messung mehrere Male wiederholt. Um gute Meßwerte bei kurzer Bestrahlungszeit zu erhalten, wurde diese Untersuchung mit $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Proben unternommen. Vier Messungen wurden für diesen Zweck durchgeführt. Es ergab sich eine Reproduktionsgenauigkeit von besser als 10 %. Zur Reproduktionsgenauigkeit der Flüssig-Szintillations-Methode tragen verschiedene Faktoren bei. Strebt man eine sehr gute Reproduktionsgenauigkeit von einigen Prozenten an, so muß man folgendes beachten:

1. Die absolute Gleichheit der Detektoren sowohl in den verwendeten Pulvermengen als auch im Material und den Abmessungen der Detektorumhüllung.
2. Das genaue Abwiegen der Pulvermengen, die zur Zählung benötigt werden.
3. Die absoluten Mengenummessungen der Chemikalien und des flüssigen Szintillators
4. Die gleichen Umstände bezüglich Dunkelagerung und Messung der fertigen Proben
5. Gleiche Meßeinrichtung, gleiche Umgebungsbedingungen (z.B. Temperatur, Nulleffekt)
6. Verwendung der gleichen Standardprobe

Die für die Fertigung der Proben benötigten Pulvermengen wurden mit einer Mettler H10T-Waage ausgewogen. Die Waage hat eine Genauigkeit von 0.1 %. Die fertigen Proben wurden im TD-DE-Institut (KFA) mit einem Flüssig-Szintillations-Spektrometer SL-30 ausgezählt.

Der Raum, in dem sich dieses Gerät befindet, ist nicht klimatisiert, so daß eine Abweichung von 1 % infolge von elektronischer Instabilität möglich ist. Der Nullwert der Umgebung des Zählgerätes ist sehr klein und beträgt 0.18 Impulse pro Sekunde.

Bei der Herstellung der Standardproben (Punkt 6) wird 0.1 ml tritiiertes Wasser mit einer Aktivität von 1.0927 MBq in die Standardflasche gegeben. Es ergab sich für die Standardprobe eine mittlere Zählrate von 4013/min, während die kleinste Zählrate für die zu messenden Proben ca. 120 ist. Die Standardprobe ist danach über 300mal größer als die zu messenden Proben. Der Fehler bei der Messung des 0.1 ml tritiierten Wasser geht unmittelbar in das Ergebnis ein. Außerdem muß die Temperatur des Raumes, in dem das tritiierte Wasser gelagert ist, kontrolliert und möglicherweise konstant gehalten werden, denn durch das Ausdehnen des tritiierten Wassers kann es zu einer ernsten Abweichung der zu messenden Probenaktivität kommen. Der Fehler aus dieser Quelle kann aber noch nicht von obiger globaler Aussage separiert werden, dazu bedarf es weiterer Untersuchungen. So hat es bei unserer Aussage 10 % Meßgenauigkeit vorerst zu bleiben.

7.3.4 Vergleich zwischen den theoretisch ermittelten Tritiumbrutraten und den mit der Flüssig-Szintillations-Methode gemessenen Werten

Zum Zwecke des genauen Vergleichs mit der Messung wurden die ortsabhängigen Tritiumbrutraten T_6 und T_7 wie sie real in den verwendeten Sonden auftreten mit dem Rechencode MORSE bestimmt. Dabei wurde bei der Berechnung das Strukturmaterial berücksichtigt sowie versucht, das genaue Volumen und den genauen Ort der Neutronendetektoren im Rechenprogramm ebenfalls zu berücksichtigen. Die Volumendetektoren wurden um den Faktor 2.5 in der axialen Richtung im Vergleich zum Original vergrößert, damit genügend viele Neutronen in diesem Volumen mit Stoßkernen reagieren konnten (Statistik). Es wurden für die Rechnung 180000 Neu-

tronenschicksale verfolgt. Die Rechenzeit betrug auf der IBM 370/3033-Rechanlage ca. 4 Stunden. Die mittlere Standardabweichung der Reaktionsraten betrug trotzdem 8 %. Man kann diese Standardabweichung verbessern, indem man entweder das Volumen der Detektoren oder die Anzahl der Neutronenschicksale vergrößert. Bei der ersten Möglichkeit entsteht jedoch ein systematischer Fehler, insbesondere wenn der Volumendetektor in einem steilen Anstieg der zu ermittelnden Tritiumbildungskurve liegt. Die zweite Möglichkeit verursacht eine extrem lange Rechenzeit und bringt eine nicht so große Verbesserung der Standardabweichung. Die mit MORSE berechneten ortsabhängigen Tritiumbrutraten der realen Sonden sind zusammen mit den Werten aus dem Experiment in Abb. 53 dargestellt. Vergleicht man die T_7 -Meßwerte mit den aus dem Rechenprogramm ermittelten Werten, so stellt man eine relativ gute Übereinstimmung der beiden Kurven, insbesondere bis zu 10 cm Tiefe in der $LiAlO_2$ -Zone fest. Die Abweichung der beiden Kurven beträgt etwa 12 %. Verfolgt man die beiden Kurven tief in die $LiAlO_2$ -Zone, so wird die Abweichung um so größer, je näher man der Reflektorzone kommt. Diese Abweichung ist durch den wachsenden statistischen Fehler in der Zählrate begründet. Will man diesen Fehler so gering wie möglich halten, dann wird eine längere Bestrahlungszeit nötig. Die Messung der T_7 -Brutrate in der Reflektorzone hat aber wenig Sinn, da die Anzahl der Neutronen, die eine Energie von 2.4 MeV besitzen, sehr gering ist. Vergleicht man dann die gemessene Kurve der T_6 -Reaktion mit der gerechneten, so stellt man eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den beiden Kurven bis zu 5 cm Tiefe in der $LiAlO_2$ -Zone fest. Die Abweichung der beiden Kurven im genannten Bereich beträgt 5 %. Ab 5 cm in Richtung des Reflektors weichen die beiden Kurven stark voneinander ab. Die Abweichung wird um so größer, je mehr sich die Meßorte dem Reflektor nähern. Auch in der Reflektorzone, (in der normalerweise kein Tritium produziert wird), setzt sich die Vergrößerung der Kurvenabweichung fort. Man konnte vermuten, daß die große Abweichung zwischen den beiden Kurven vielleicht auf einen Selbstabschirmungs- und Flußdepressionseffekt in dem bei der Messung verwendeten 6Li_2CO_3 -Volumen-Detektor begründet ist (Anreicherung von 95.62 % 6Li verglichen mit 3.1 % 6Li im $LiAlO_2$). Der Verdacht des

Selbstabschirmungseffektes im ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ bekräftigt sich, wenn wir die Schwächung des thermischen Flusses durch den ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Detektor nach der Formel /63/ abschätzen:

$$\frac{\phi_0 - \phi}{\phi_0} = 1 - e^{-\Sigma_a \cdot d} \quad (1)$$

wobei ϕ_0 der einfallende Fluß, ϕ der aus der Folie austretende Fluß ist, Σ_a der makroskopische Absorptionswirkungsquerschnitt und d die Dicke des Detektors. Die Anzahl der thermischen Neutronen steigt ständig in Richtung des Reflektors an.

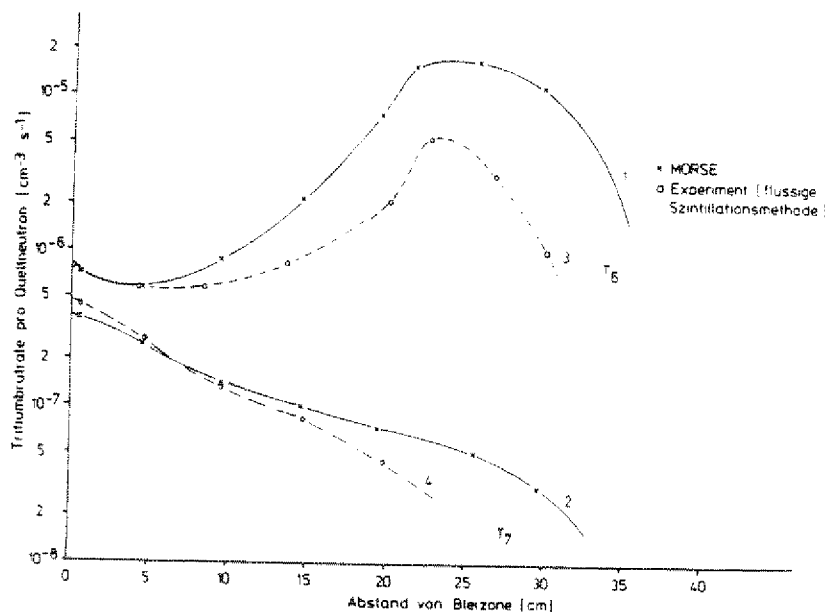


Abb. 53: Vergleich zwischen den experimentell ermittelten Tritiumreaktionsraten T_7 und T_6 und den durch MORSE berechneten Werten.

Aus der MORSE-Rechnung ergibt sich der Anteil des thermischen Neutronenflusses in der thermischen Energiegruppe 0.532 - 0.001 eV in der Reflektorzone zu 93 %. Setzt man für die Reaktion ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ in dem genannten Energiebereich den Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 953$ barn entsprechend $\Sigma = 2.7 \text{ cm}^{-1}$ in die Gleichung (1) ein, so ergibt sich:

$$\frac{\phi_0 - \phi}{\phi_0} = 1 - e^{(-2.7 \cdot 0.3)} = 0.555 \quad (2)$$

(bei der Anwendung dieser Formel auf dieses Problem sind wir uns sehr wohl darüber im Klaren, daß es sich hier nur um eine erste Grobabschätzung handelt.)

Daraus folgt

$$\phi = 0.445 \phi_0$$

Das bedeutet, daß der einfallende thermische Neutronenfluß um mehr als die Hälfte geschwächt wird. Diese Rechnung vermittelt uns einen Überblick über das Maß der direkten Beeinflussung des Neutronenflusses im Meßkanal durch den Detektor selbst. Die Dicke des Detektors von 0.3 cm war für die Ermittlung der T_6 -Brutrate in der Nähe der Bleizone gerade noch ausreichend dimensioniert. Das ist zu verstehen, wenn man berücksichtigt, daß der Neutronenfluß in der Nähe der Bleizone noch sehr hart ist. Diese Tatsache wird auch durch die Experimentwerte für T_6 , verglichen mit denjenigen aus der MORSE-Rechnung, bestätigt. Das Neutronenspektrum wird aber immer weicher, je mehr man sich der Reflektorzone nähert. Die Kurvenabweichung wird entsprechend größer. Wir können annehmen, daß die Selbstabschirmung der Volumendetektoren mit Zunahme der Versuchsmodell-dicke zunimmt. So waren die Volumendetektoren von 0.3 cm Dicke für die Messung der T_6 -Brutrate in den angesprochenen thermischen Gebieten zu dick (aus meßtechnischen Gründen mußten aber solche Detektoren verwendet werden).

In der durch MORSE ermittelten Rechenkurve der ortsabhängigen Tritiumbrutraten sind LiAlO_2 -Detektoren mit 3.1 % ^6Li -Anreicherung eingesetzt. Diese theoretische Berechnung wurde wiederholt, aber statt LiAlO_2 enthielten die Detektoren diesmal das im Versuch verwendete $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Pulver mit 95,62 %, wobei die Originaldimensionen der Detektoren angesetzt wurden. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind zusammen mit den aus dem Experiment ermittelten Werten (Kurve 3) als auch mit der ersten rechnerisch ermittelten Kurve 1 in Abb. 54 eingetragen.

Nachdem die richtigen Detektordimensionen bzw. die richtige ^6Li -Anreicherung des Detektorpulvers im MORSE-Code berücksichtigt wurde, decken sich die ortsabhängigen Tritiumbrutraten insbesondere in der LiAlO_2 -Zone mit den Experimentwerten. Daraus können wir schließen, daß die Selbstabschirmung bzw. die Flußdepressionen, die von dem großen ^6Li -Gehalt in den Meßwerten herrühren, durch den Rechencode richtig korrigiert

werden.

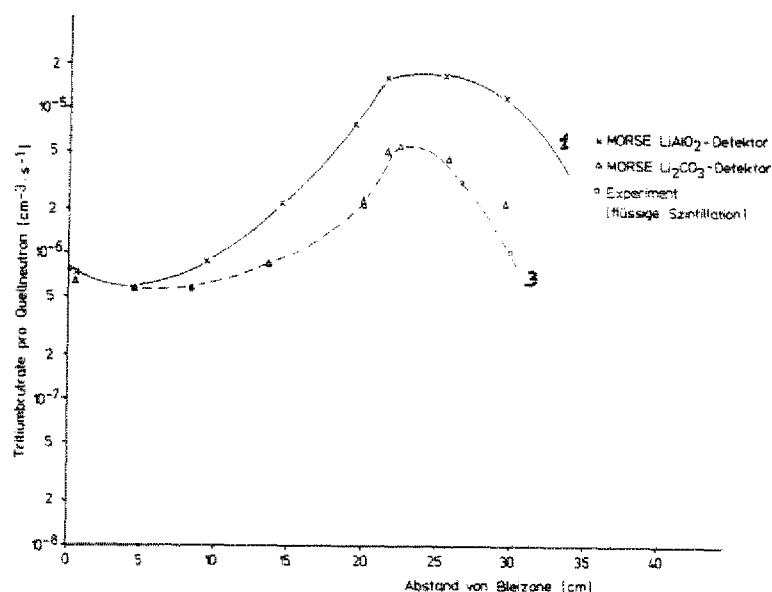


Abb. 54: Vergleich von MORSE-Rechnungen mit experimentell ermittelten Tritiumbrutraten

Die Untersuchung der Selbstabschirmung in den Detektoren war auch das Ziel eines weiteren Experimentes mit der Flüssig-Szintillations-Methode. In diesem Versuch wurde die im Volumendetektor verwendete Pulvermasse reduziert. In der Polyäthylenzone, wo der Neutronenfluß weicher ist, wurden drei Detektoren an drei verschiedenen Stellen eingebracht. Direkt an der Brutzone wurde ein Detektor mit 0,5 g $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Pulver, dann bei 2 cm bzw. 8 cm vor der Brutzone entfernt wurden die Detektoren mit je 0,3 g $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Pulver eingesetzt. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abb. 55 aufgetragen. Die neu gemessenen Werte sind für den ersten Detektor um 1,5, für die übrigen beiden Detektoren um den Faktor 2 größer als die mit normalen oben beschriebenen Detektoren gemessenen Werte. Im Prinzip könnte man die Masse des Pulvers in den Volumendetektoren noch mehr reduzieren, um eine möglichst geringe Verfälschung durch Flußdepression und Selbstabschirmung der Meßwerte zu erzielen. Aber in diesem Fall muß die Neutronenausbeute sowie die Bestrahlungszeit erhöht werden, um statistische Fehler in der Auszählung der Proben mit der sehr kleinen bestrahlten Pulvermenge zu vermeiden.

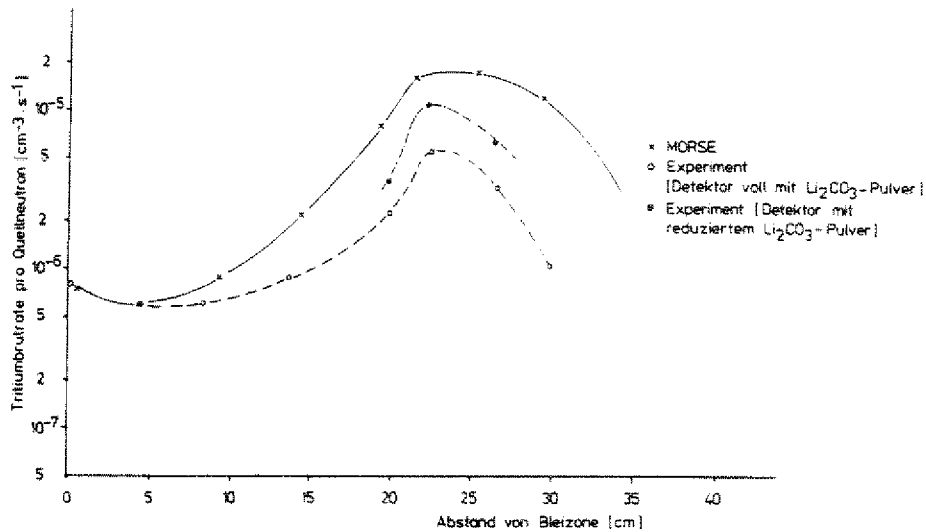


Abb. 55: Einfluß der Detektor-Pulvermenge auf die Bestimmung der Tritiumreaktionsrate T_6

Aus der letzten Messung können wir mit Sicherheit behaupten, daß in den Detektoren, die sich in der Reflektorzone befanden, ein Abschirmungsfaktor von mindestens zwei vorhanden ist. Das wird auch durch die einfache Abschätzung nach Gleichung (1) bestätigt.

Die Abweichung zwischen den Experimentwerten (Kurve 2) und den theoretisch ermittelten Werten (Kurve 1) beruht nicht nur auf dem Abschirmungseffekt der Detektoren, sondern ein bestimmter Anteil wird durch die Flußdepression im Meßkanal verursacht. Eine andere Quelle für Abweichungen der theoretischen von der experimentellen Kurve insbesondere im thermischen Bereich, ist die benutzte Energiegruppenstruktur (GAM II). GAM II ist eine Energiegruppenstruktur mit 99 Gruppen. Die Unterteilung der Energie ist stärker im höheren bzw. epithermischen Bereich. Für den thermischen Bereich sind nur drei Energiegruppen vorgesehen, wobei die dritte Gruppe sich von 0.53 bis 0.001 eV erstreckt. In der Reflektorzone entsteht die integrale Tritiumbrutrate zu 93 % in der letzten GAM-II-Gruppe. Eine feinere Teilung des thermischen Energiebereiches würde die Neutronenflüsse besser erfassen und die daraus ermittelte Tritiumbrut-

rate genauer bestimmbar machen.

7.3.5 Bestimmung der Tritiumproduktion durch die TLD-Methode

Für die Bestimmung der Tritiumbrutraten im Versuchsmodell wurden TLD-Detektoren verwendet, die die Bezeichnung TLD-700 (99,99 % ^7Li -Anreicherung), TLD-600 (95,62 % ^6Li -Anreicherung) und TLD-100 (natürliche Lithiumisotope) haben. Die TLD-Proben wurden von der Firma "HARSHAW CHEMICAL COMPANY" (Deutschland) bezogen. Die in diesem Experiment benutzten TLD-Proben sind die HARSHAW-Standardproben mit den Dimensionen $3 \times 3 \times 0,9 \text{ mm}^3$. Je fünf TLD-Proben der Typen TLD-700 bzw. TLD-600 wurden für die erste Messung verwendet. An vier verschiedenen Plätzen in der LiAlO_2 -Zone wurden je zwei TLD-Proben in den Meßkanal eingebracht. Am Neutronentarget wurden zwei TLD befestigt. Es wurde ca. 8 Stunden lang mit einer mittleren Neutronenquellstärke von $2,19 \cdot 10^{10} \text{ n/sec}$ bestrahlt. Die Prozedur der Auswertung der bestrahlten TLD-Proben vollzog sich in folgenden Schritten:

a) Untersuchung der Proben auf γ -Aktivität

Die bestrahlten TLD-Proben wurden mit einem $3" \times 3"$ -NaJ-(NI)-System auf γ -Aktivität untersucht.

Die Messung erstreckte sich auf ca. 2 Tage. Es konnte am Ende der Meßzeit nur noch eine kleine Peakfläche der Reaktion $^{19}\text{F}(n, 2n) ^{18}\text{F}$ wahrgenommen werden.

b) Auswertung der Proben mit einem "HARSHAW-Reader", der sich in der Zentralabteilung für Strahlenschutz der KFA befindet

Die TLD-Proben wurden zuerst für 20 Minuten auf 100°C erhitzt, um mögliche Fading-Effekte auszuschließen. Danach wurden die Proben in dem HARSHAW-Gerät zwecks direkter Auswertung auf eine maximale Temperatur von 220°C gebracht, die Aufheizdauer betrug 30 Sekunden.

c) Aufheizen und Lagerung der Proben

Die Proben wurden bei 400°C eine Stunde lang geglüht und danach für eine Zeit von 2 Stunden bei 100°C ausgeheizt. Für die Selbstbestrahlungs-Messung wurden die Proben 18

Tage lang gelagert.

d) Selbstbestrahlungsmessung

Die Selbstbestrahlungsmessung erforderte die gleiche Prozedur wie bei b) beschrieben.

Aus der Messung ergibt sich folgendes:

Die Untersuchung der bestrahlten Proben auf ihre γ -Aktivität schließt auf eine vernachlässigbare niedrige Aktivität, die durch die unerwünschten Reaktionen entstanden ist. Dadurch können wir behaupten, daß die für die Direkt-Messung maßgebende TL nur durch die energiereichen Partikel α und T entstehen. Die Wirkung der Targethalter als γ -Quelle während der Bestrahlung und ihr eventueller Einfluß auf die Ereignisse in den TLD-Proben wurde bestimmt und als vernachlässigbar klein ($< 1\%$ der gesamten TLD-Dosis) angesehen. In Abb. 56 sind die Versuchsergebnisse der Direkt- bzw. Selbstbestrahlungs-Messung dargestellt.

Vergleicht man die Kurven miteinander, so stellt man fest, daß die Ausbeute an Lumineszenz der direkten Messung um den Faktor 10 besser sind als bei der Selbstbestrahlungsmessung.

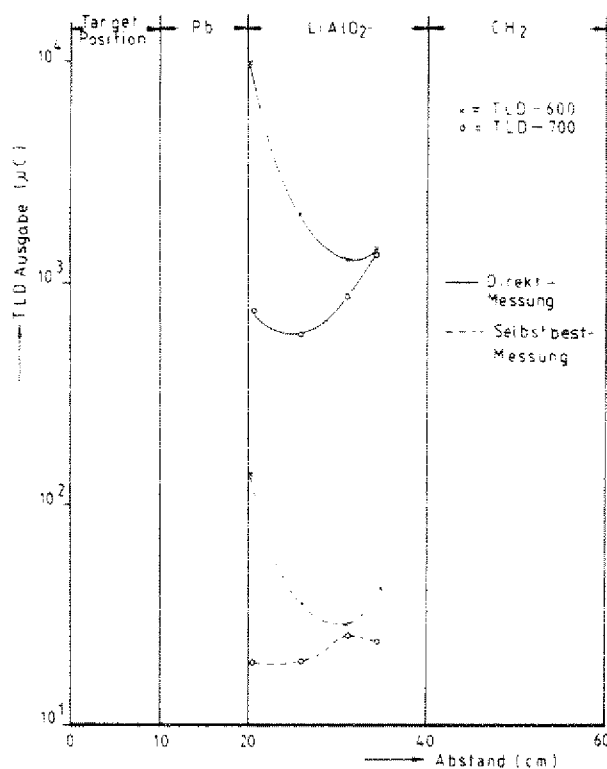


Abb. 56

TLD-Ausgabe der Direkten bzw Selbstbestrahlungs-Messung als Funktion des Abstandes in dem Versuchsmodell-Meßkanal

Außerdem stellt man fest, daß die TL-Anregung in TLD-700, verglichen mit der aus TLD-600, kleiner ist. Daraus können wir schließen, daß die schnellen Neutronen nur einen geringen Beitrag zum TL-Effekt leisten. Das bekräftigt die Aussage des seltenen Auftretens von unerwünschten Reaktionen in den TLD-Proben während der Bestrahlung. Um die geringe TLD-Dosis, die bei der Selbstbestrahlungs-Messung festgestellt wurde, zu verbessern, benutzten wir andere HARSHAW-TLD-Proben. Die neuen TLD-Proben besitzen die Dimensionen $6 \times 6 \times 0.9 \text{ mm}^3$. Es wurden diesmal 8 TLD-Proben dieser Type verwendet. Sieben von ihnen wurden im Versuchsmodell-Meßkanal an denselben Stellen wie bei den Flüssig-Szintillationsproben eingesetzt (siehe Abb. 50). Eine Probe wurde direkt an der Bleischicht in 10 cm Abstand vom Targetzentrum befestigt. Mit einer mittleren Neutronenquellstärke von $2.34 \cdot 10^{10} \text{ n/s}$ wurde diesmal ca. 12 Stunden lang bestrahlt. Die ganze Versuchs- und Meßprozedur wurde entsprechend dem ersten Versuch wiederholt. Die TLD-Ergebnisse der direkten bzw. der Selbstbestrahlungsmessung sind in Abb. 57 eingetragen.

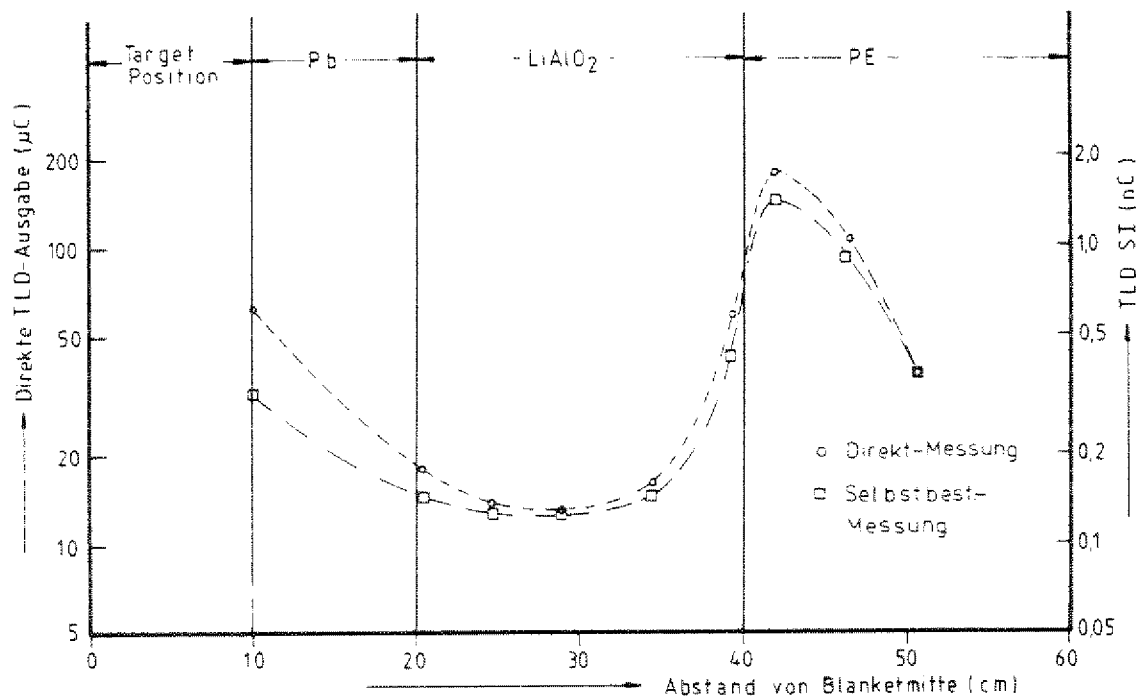


Abb. 57: TLD-Ausgabe der Direkten bzw. Selbstbestrahlungs-Messung als Funktion des Abstandes in dem Versuchsmodell-Meßkanal

Es muß hier noch erwähnt werden, daß die Lagerungszeit für die Selbstbestrahlungsmessung diesmal 24 Tage betrug. Daraus kann man den Schluß ziehen, daß die Direkt-Messung als bequemer und einfacher anzusehen ist als die Selbstbestrahlungsmethode. Diese Aussage beschränkt sich allerdings auf unser quasi-thermisches Blanketversuchsmodell und auf die Vernachlässigung aller unerwünschter Nebenreaktionen. Ein Vergleich zwischen der aus TLD-Methode und der Flüssig-Szintillationsmethode ermittelten Tritiumbrutrate wird in Abschnitt 7.4 durchgeführt.

7.4 Vergleich der T_6 -Bestimmung im Versuchsmodell mit den beschriebenen Meßmethoden

Zum Vergleich sind die durch die Flüssig-Szintillation, die TLD- und die Doppelionisationskammer gemessenen T_6 -Brutraten in Abb. 58 eingetragen.

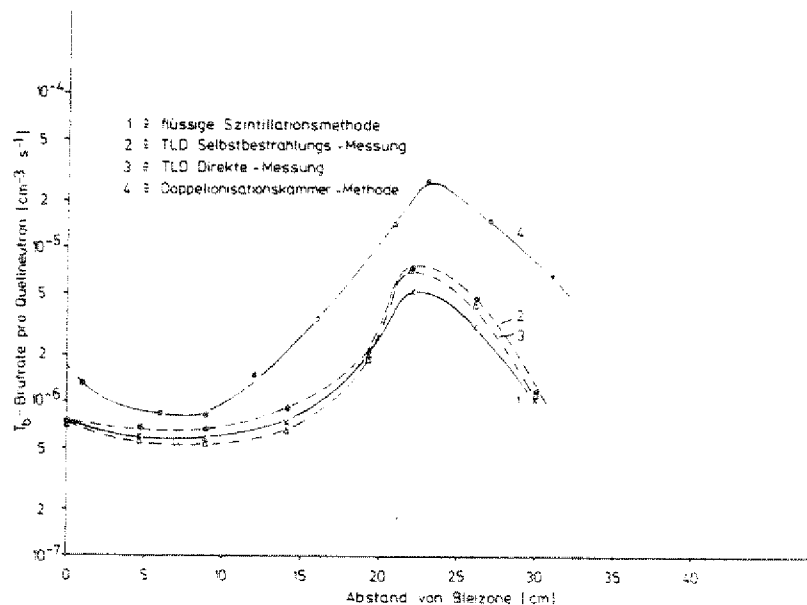


Abb. 58: Tritiumreaktionsrate T_6 , verglichen für drei verschiedene Meßverfahren

Für die Flüssig-Szintillations-Methode sowie für die TLD-Methode wurden die verwendeten Detektoren an denselben Stellen im Meßkanal eingesetzt. Bei der Doppelionisationskammer ergaben sich wegen der relativ großen Detektorabmessungen und der für die Hochspannung bzw. für das Signal benötigten Kabel ganz andere Verhältnisse. So waren z.B. bei der Messung direkt an der Bleifläche im Meßkanal in der LiAlO_2 -Zone nur noch der Detektor und seine Kabel vorhanden. In der Polyäthylenzone wurden die Kabel durch Polyäthylen nach außen geführt. Bei der nächsten Meßstelle, 5 cm entfernt von der Bleischicht, wurde ein Aluminiumzylinder von 5 cm Länge, gefüllt mit Brutmaterial, in den Meßkanal eingesetzt, direkt gefolgt von einem Doppelionisations-Detektor. Ähnlich wurde bei den anderen Meßstellen verfahren. Die gemessenen Tritiumwerte, verglichen mit denjenigen

aus der Szintillationsmethode, sind viel zu hoch, insbesondere im Gebiet des thermischen Flusses. Durch den an vielen Stellen leeren Meßkanal ist der Fluß im Meßkanal höher als bei der Flüssig-Szintillations-Messung, da die Absorption der Neutronen durch den offenen Kanal hier zum Teil entfällt. Nach dem Verlauf der Doppelionisationskammer-Kurve kann man annehmen, daß der Detektor die physikalischen Gegebenheiten im Versuchsmodell in ihrem Verlauf richtig widerspiegelt.

Ein direkter Vergleich der mit der Doppelionisationskammer gemessenen T_6 -Rate mit den anderen Meßmethoden ist aus den angegebenen Gründen nicht möglich. Man muß hier noch erwähnen, daß diese Methode dem Zeitaufwand und den Kosten nach günstiger als die Flüssig-Szintillations-Methode ist.

Einen direkten Vergleich kann man zwischen den nach der TLD-Methode und den nach der Flüssig-Szintillations-Methode gemessenen T_6 -Brutraten durchführen. Es muß hier noch erwähnt werden, daß die aus dem TLD-Experiment aufgetragenen Werte der direkten bzw. der Selbstbestrahlungsmethode nicht absolut sind, sondern relativ, da die Eichung des Neutronenflusses im Experiment noch fehlt. Die beiden Kurven aus der direkten Messung (Kurve 2) und aus der Selbstbestrahlungsmessung (Kurve 3) sind auf den ersten Meßpunkt der Flüssig-Szintillations-Kurve normiert. Der Verlauf der Kurven 2 und 3 ist dem der Kurve 1 sehr ähnlich.

So sind das Minimum und das Maximum aller drei Kurven an denselben Stellen. Die Kurven der TLD-Messung laufen in der LiAlO_2 -Zone auseinander, decken sich aber in der Polyäthylenzone. Das könnte zu der Annahme verleiten, daß die Meßgenauigkeit der TLD in den weichen Flußbereichen besser ist als in den harten. In der LiAlO_2 -Zone bildet die Flüssig-Szintillations-Kurve ungefähr den Mittelwert der Kurven 2 und 3. In der Polyäthylenzone weicht die Kurve 1 von der Kurve der TLD-Messung ab. Diese Abweichung kann zum Teil auf Kosten eines höheren Selbstabschirmungsfaktors im Flüssig-Szintillations-Detektor gehen, zumal das Gewicht der Flüssig-Szintillations-Detektoren 15mal größer als die TLD-Probe ist.

8. ZUSAMMENFASSUNG

Im ersten Teil dieser Arbeit wurden die Vorteile der DT-Reaktion gegenüber anderen möglichen Fusionsreaktionen herausgearbeitet und diskutiert. Aufbau und Wirkungsweise des Fusionsreaktorblankets wurden kurz beschrieben. Ein Überblick über den Stand der Entwicklungsarbeiten am Blanket wurde gegeben, aus dem zu entnehmen ist, daß heutige Entwürfe auf einen Fusionsreaktor mit niedrigem Tritiuminventar zielen. Dieses Ziel kann mit einem Feststoffblanket erreicht werden. In dieser Arbeit wurde deshalb ausführlich auf dieses Konzept eingegangen, um die Auswahl von geeigneten Materialien für das Feststoffblanket zu diskutieren.

Es stellten sich die Lithiumaluminat als die geeignetsten Materialien heraus. Danach wurden die Lithiumaluminat unter sich verglichen, wobei sich die Verbindungen Li_5AlO_4 und LiAlO_2 als die geeignetsten Kandidaten erwiesen. In Bezug auf das Tritiumbrüten ist Li_5AlO_4 besser als LiAlO_2 . Die durch Blei als Neutronenmultiplikator erreichbare Verbesserung der Brutrate wurde untersucht. Bei einer Bleidicke von 15 cm z.B. vor einer Brutmaterialschicht von 60 cm ergab sich eine Anhebung der Tritiumbrutrate auf 1,65 für Li_5AlO_4 und auf 1,48 für LiAlO_2 . Die ursprünglich höhere Brutrate des Li_5AlO_4 gegenüber dem LiAlO_2 kann also weitgehend ausgeglichen werden durch Verwendung von Blei als Multiplikator, dadurch wird LiAlO_2 in Verbindung mit seinem höheren Schmelzpunkt und höherer Phasenübergangstemperatur ein besonders interessantes Material für ein Feststoffblanket. Zur experimentellen Sicherung der neutronischen Daten dieses Materials wurde ein Versuchsmodell ausgelegt und gebaut. Dieses Modellblanket diente zur Messung von ortsabhängigen Tritiumproduktionsraten, die mit entsprechenden Rechnungen verglichen werden konnten. Die Anordnung bestand aus einer Bleischicht als Neutronenmultiplikator, LiAlO_2 als Brutmaterial und Polyäthylen als Neutronenreflektor. Aus Gründen der technischen Einfachheit wurde kubische Geometrie gewählt. Die optimalen Dimensionen des Versuchsmodells wurden in Kapitel 5 ermittelt.

Das Lithiumaluminat wurde in Form von Pulver verwendet mit einem ^6Li -Isotopenanteil von 3,1 %. Es zeigte sich, daß dieser gegenüber dem natürlichen Anteil (7,3 %) verminderte Wert keine große Änderung der Tritiumbrutrate zur Folge hat. Diese Tatsache ist im Hinblick auf den Abbrand des ^6Li im Blanket besonders interessant. Auch die Verringerung der LiAlO_2 -Dichte gegenüber der Einkristalldichte durch Verwendung von Pulver ($1,22 \text{ g/cm}^3$ gegenüber $2,51$) bewirkt nur eine Absenkung der Tritiumproduktion von etwa 18 %. Da die Tritiumdiffusionsgeschwindigkeit mit der Abnahme der Pulverdichte zunimmt, wäre möglicherweise die Verwendung des pulverförmigen Aluminates vorteilhafter als gesintertes Material, zumal die Sinterung der Lithiumaluminat-technisch relativ schwierig ist.

In Kapitel 7 werden die Messungen der Tritiumproduktion im Modellblanket beschrieben. Zur Bestimmung der ortsabhängigen Brutrate wurde die Flüssig-Szintillations-Methode als Standardverfahren angewandt. Bei der Messung der Rate T_6 hat sich eine besonders gute Übereinstimmung mit den mit dem Rechenprogramm MORSE berechneten Werten gezeigt, insbesondere direkt hinter der Bleischicht, wo das Neutronenspektrum noch hart ist. Je mehr sich die Meßpunkte im Meßkanal dem Reflektor nähern, um so größer wird die Abweichung von den berechneten Werten. Es wurde festgestellt, daß diese Abweichung auf die Selbstabschirmung der Detektoren, als auch auf die durch sie verursachte Flußdepression zurückzuführen ist. Dieser Sachverhalt wurde sowohl experimentell als auch theoretisch bestätigt. Die Bestimmung von T_7 war schwieriger (höherer statistischer Fehler) und benötigte eine relativ lange Bestrahlungszeit, wegen der Kleinheit dieses Brutratenanteils. Entsprechend der Erweichung des Neutronenenergiespektrums nimmt T_7 ab. Der Anteil von T_7 an der gesamten Brutrate beträgt hier nur 2,3 %, d.h. T_7 spielt nur eine unbedeutende Rolle im Feststoffblanket, so daß die relativ große Ungenauigkeit des $^7\text{Li} (n, \alpha') t$ -Wirkungsquerschnitts keinen wesentlichen Einfluß auf die Güte der Berechnungen hat. Der $^6\text{Li} (n, \alpha) t$ -Querschnitt gilt als gut gesichert.

Für die Bestimmung von T_6 wurden noch zwei weitere Methoden erstmals untersucht: Die TLD-Methode und die Doppelionisationskammer-

methode. Der Verlauf der Tritiumproduktion im Versuchsmodell wurde nach beiden Verfahren bestimmt. Die Doppelionisationskammer ergab große Abweichungen verglichen mit den Meßwerten der Flüssig-Szintillations-Detektoren. Die großen Abmessungen und Kabelzuführungen dürften in der Hauptsache dafür verantwortlich sein, sie stören die "normale Umgebung". Die TLD-Detektoren wurden sowohl nach der Selbstbestrahlungsmethode, als auch nach der direkten Methode ausgewertet. Ein absoluter Vergleich mit der Flüssig-Szintillations-Methode war leider noch nicht möglich, da eine Kalibrierung nicht vorgenommen werden konnte, jedoch werden die relativen Flußverläufe (Shapes) sehr gut getroffen. Die Methode muß für diesen Zweck weiter ausgebaut werden, zeigt aber in diesen ersten Versuchen "gute Eignung".

Es muß hier noch einmal auf das Hauptziel dieser Arbeit, die Ermittlung des Brutpotentials des Blei-Lithium-Aluminat-Konzepts nachzuweisen, hingewiesen werden. Die Flüssig-Szintillations-Methode erwies sich erneut als das bisher geeignetste Verfahren zur Bestimmung von Tritium. Die hier erreichte Meßgenauigkeit dürfte um 20 % liegen, davon gehen etwa 10 % auf die Reproduzierbarkeit der Tritiummessung. In Zukunft müssen verbesserte Verfahren zur Bestimmung der absoluten Neutronenausbeute erarbeitet werden und Anstrengungen zur Erreichung besserer Genauigkeiten bei der Zählung und Herstellung der Meßproben unternommen werden. Es muß auch auf die im MORSE verwendete Energiegruppenstruktur GAM II hingewiesen werden, die im thermischen Energiebereich mit einer Gruppe von 0,001-0,53 eV relativ grob ist und gewisse Unsicherheiten in die Berechnungen bringt.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ LAWSON, J.D. "Some Criteria for a useful Thermo-nuclear Reactor"
AERE-GP/R-1807, Atomic Energy
Research Establishment, Harwell,
Berks, England (1955)
- /2/ GLASSTONE, S.
LORBERG, R.H. "Kontrollierte thermonukleare Reak-
tionen"
München: Verlag Karl Thiemig KG 1963
- /3/ SPITZER, L. et al. "Problems of the Stellarator as a
useful Power Source"
USAEC-Report NYO-6047 (1954)
- /4/ IMPINK Ir A.J. "Neutron Economy in Fusion Reactor
Blanket Assemblies"
Technical report No. 434, M.I.T.
Research Laboratory of Electronics,
Cambridge, Mass. (1965)
- /5/ HOMEYER, W.G. "Thermal and Chemical Aspects of the
Thermonuclear Blanket Problem"
Technical report No. 435, M.I.T.
Laboratory of Electronics,
Cambridge Mass. (1965)
- /6/ LONTAI, L. "Study of a Thermonuclear Reactor
Blanket with Fissile Nuclides"
Technical Report No. 436, M.I.T.
Laboratory of Electronics,
Cambridge, Mass. (1965)
- /7/ STEINER, D. "Neutronics Calculations and Cost
Estimates for Fusion Reactor
Blanket Assemblies"
ORNL-TM-2360 (1968)
- /8/ STEINER, D. "Neutronic Behaviour of Two Fusion
Reactor Blanket Desings"
Proceedings of B.N.E.S. Nuclear Fusior
Reactor Conference, Culham (1969) 483
- /9/ Proceedings of B.N.E.S. Nuclear Fusion
Reactor Conference Culham (1969)

- /10/ BLOW, S.
CROCKER, V.S. and
WADE, B.O.: "Neutronics calculations for Blanket
Assemblies of a fusion reactor"
Proceedings of B.N.E.S. Nuclear Fusion
Reactor Conference, Culham (1969)
Paper 5.5
- /11/ LEE, J.D. "Tritium Breeding and Energy Generation
in Liquid Lithium Blankets"
Proceeding of B.N.E.S. Nuclear Fusion
Conference, Culham (1969) Paper 5.3
- /12/ WERNER, R.W. "Module Approach to Blanket design A
Vacuum Wall Free Blanket Using Heat
Pipes"
Proceedings of B.N.E.S. Conference,
Culham (1969), paper 6.2
- /13/ HOPKINS, G.R. and
MELESE-D'HOSPITAL, G.: "Direct Helium Cooling Cycle for a
Fusion Reactor"
Proceedings of B.N.E.S. Nuclear Fusion
Reactor Conference, Culham (1969)
paper 6.1
- /14/ WERNER, R.W
MEYERS, B.
MOHR, P.B
LEE, J.D. and
CHRISTOFILOS, N.C.: "Preliminary Design Consideration for
an Astron Power Reactor System"
Proceedings of B.N.E.S. Nuclear Fusion
Reactor Conference, Culham (1969)
paper 5.2
- /15/ JOHNSON, E.F.: "Overall Tritium Balances in Fusion
Reactors"
Proceedings of B.N.E.S. Nuclear Fusion
Reactor Conference, Culham (1969)
paper 5.1
- /16/ FRAAS, A.P.: "Conceptual Design of a Fusion Power
Reactors"
Proceedings of B.N.E.S. Nuclear Fusion
Reactor Conference, Culham (1969)
- /17/ Proceedings of IAEA Fourth Conference
on Plasma Physics and Controlled
Nuclear Fusion, Research, Madison,
Wisconsin (Juni 1971)
- /18/ Proceedings of the International
Working Sessions on Fusion Reactor
Technology,
Oak Ridge National Laboratory,
CONF-710624 (Juni 28-Juli 1971)

- /19/ HANCOX, R.: Culham I reactor design. International School of Fusion Reactor Technology, Report EUR-4999e, Erice (1972), p. 135
- /20/ BADGER, B. et al: "A Wisconsin Tokamak Reactor Design, UWMAK-I" UWFD-68, Nuclear Engineering Department, University of Wisconsin (Nov. 1973)
- /21/ FRAAS, A.P. "Conceptual Design of the Blanket and Shield Region and Related System for a Full Scale Toroidal Fusion Reactor" ORNL-TM-3096, Oak Ridge National Laboratory (May 1973)
- /22/ PRICE, Jr., W.G. "Blanket Neutron Studies for a Fusion Power Reactor" Trans. Am. Nucl. Soc., 17, 35 (1973)
- /23/ LEE, J.D.: "Geometry and Heterogeneous Effects on the Neutronics Performances of a Ying-Yang Mirror Reactor Blanket" UCRL-75141, Lawrence Livermor Laboratory (1973)
- /24/ POWEL, J.R.
MILES, F.T.
ARONSON, A., and
WINSCH, W.E. "Studies of Fusion Reactor Blankets with Minimum Radioactive Inventory and with Tritium Breeding in Solid Lithium Compounds" BNL-18236, Design 4A, p. 79 Brookhaven National Laboratory (June 1973)
- /25/ STEINER, D.: "The Nuclear Performance of Fusion Reactor Blankets" Nucl. Appl. Technol., 9, 83 (1970)
- /26/ DARVAS, J.: Proc. of the IAEA Workshop on Fusion Reactor Design Problems, Culham, England 1974
- /27/ BROCKMANN, H.
DARVAS, J.
FÖRSTER, S.
LUTZE, W.: "Konzeptstudie zum Fusionsreaktor-Blanket" Reactortagung Mannheim 1977
- /28/ BADGER, B., et al: "UWMAK-II, an conceptual tokamak power reactor design" University of Wisconsin, Report UWFD-112 (1975)
- /29/ BADGER, B., et al: "UWMAK-III, a high performance noncircular tokamak power reactor design" University of Wisconsin, Report UWFD-150 (1976)
- /30/ SAKO, K., et al: "Conceptual Design of a Gas Cooled Tokamak Reactor" JAERI-M 5502, (1973)

- /31/ POWELL, J. et al.: "Minimum Activity Blankets Using Aluminium Structure"
Proceedings of the First Topical meeting on the Technology of controlled nuclear Fusion, April 16-18, 1974, San Diego, California
- /32/ POWELL, J.R.: "Preliminary reference design of a fusion reactor blanket exhibiting very low residual radioactivity"
BNL 19565 (1974)
- /33/ CONN, R.W. and SUNG, T.Y. "Comparative Study of radioactivity and afterheat in several Fusion reactor blanket design"
Nuclear Technology Vol. 26 August 1975
- /34/ POWELL, J.R., et al: "Studies of Fusion Reactor Blankets with Tritium Breeding in Solid Lithium Compounds"
A Preliminary Report, BNL 18236, (June 1973)
- /35/ ABDOU, M.A., WITTENBERG, L.J., MAYNARD, C.W. "A Fusion Design Study of Nonmobile Blanket with low lithium and Tritium Inventories"
Nuclear Technology, Vol.26, Aug. 1975
- /36/ WISWALL, R.H. WIRSING, E.: "Removal of Tritium from Solid CTR Blanket Materials; A Progress Reprot", BNL-19766, Febr. 1975
- /37/ GUGGI, D. IHLE, H.R. KURZ, U.: "Tritium release from neutron irradiated Lithium-Aluminium Oxides"
Proceeding of the 9th Symposium on Fusion Technology, Garmisch-Partenkirchen (FRG) June 14-18,1976
- /38/ TANAKA, K. KUDO, H. AMANO, H.: "Tritium Recovery of the Fusion Reactor of Lithium Oxide Blanket"
JAERI-memo 6308 (Nor. 1975)
- /39/ POWELL, J.R.: "Tritium Recovery from Fusion Blanket using solid Lithium-Compounds"
CONF-750989, Volume III, Radiation Effects and Tritium Technology for Fusion Reactors, Oak Ridge National Laboratory (1976)
- /40/ JANAF Thermochemical Tables
- /41/ GUGGI, D., IHLE, H.R. NEUBERT, A. "Thermal Stability of Solid Lithium Compound proposed for use in CTR Blankets"
Proceeding of the 9th Symposium on Fusion Technology, Garmisch-Partenkirchen (FRG) Jene 14-18, 1976

- /42/

CLOTH, P.,
FILGES, D.,
HAMMELMANN, K.H.,
Kirch, N.

"A Homogeneous Lithium-Methal Cylinder for CTR-Blanket Experiment"
Nuclear Instruments and Methods, 124,
(1975)
- /43/

HERZING, R.

"Erprobung neutronenphysikalischer Rechenverfahren an Lithiumblanketmodellen für einen Fusionsreaktor"
Diss. Jül-1357, Dez. 1976
- /44/

Kuijpers, L.

"Experimental Model Studies for a Fusion Reactor Blanket"
Diss. Jül-1356 , Nov. 1976
- /45/

GOERTZEL, G. and
KALOS, M.H.:

"Monte Carlo Methods in Transport Problems"
Progress in Nuclear Energy, Vol. II,
Series I, Physics and Mathematics,
D.J.Hughes, J.E. Sanders and J. Horvitz,
Eds., Pergamon Press, New York
- /46/

SPANIER, Jerome and
GELBARD, Ely M.:

"Monte Carlo Principles and Neutron Transport Problems,
Addison-Wesley Publishing Co., Reading,
Mass., 1969
- /47/

STRAKER, E.A.
STEVENS, P.N.
IRVING, C.C.
CAIN, V.R.:

"The MORSE-Code, A Multigroup Neutron and Gamma Ray Monte Carlo Transport Code"
ORNL-4585, 1970
- /48/

DRAKE, M.K.:

"Data Formats and Procedures for ENDF/B-3 Neutron Cross Section Library"
BNL 50274 (T 601)
ENDF 102, Brookhaven National Laboratory,
1970
- /49/

WRIGHT, R.G.
LUCIUS, J.L.
GREEN, N.H.
CRAVEN, C.W.

"Supertog-3, A Program to Generate Fine Group Constants and P_N Scattering Matrices from ENDF/B
- /50/

CLOTH, P.
FILGES, D.
HERZING, R.
KIRCH, N.

"Neutron Multiplication Effect of CTR Blankets containing Beryllium"
Proceedings of the 9th Symposium on Fusion Technology
Garmisch-Partenkirchen (FRG) June 14-18,
1976
- /51/

BASU, T.K.,
NARGUNDKAR, V.R.
CLOTH, P.
FILGES, D. and
TACZANOWSKI, S.

"Neutron Multiplication Studies in Beryllium for Fusion Reactor Blankets"
Nuclear Science & Engineering: 70,
309-313 (1979)

- /52/ QUIMBY, D.C.,
WOODRUFF, G.L.:
"A Consistent Comparison of Neutron Multipliers for Fusion Blankets"
American Nuclear Society,
Blanket Engineering and Fusion/Technology
p. 35-40 (1978)
- /53/ DARVEY, W.G.
PARISH, E.
BECK, C.L.
PALMER, R.G.:
"Use of Tantalum and Liquid Lead in a Fusion Reactor"
CONF-740402-P2 (1976)
- /54/ GEISER, H.
CLOTH, P.
FILGES, D.
HERZING, R.
KIRCH, N.
"Ein Verfahren zur Bestimmung der ortsabhängigen Tritiumproduktionsrate in einem Fusionsreaktor-Modellblanket mit Hilfe von Festkörper-Spurdetektoren"
Jül-1127, Okt. 1974
- /55/ DIECKX, R.
"Direct Tritium Production Measurement in Irradiated Lithium"
Nuclear Instruments and Methods,
Vol. 107, S. 397-398, 1973
- /56/ QUAIM, S.M.
WOLFE, R.
STÖCKLIN, G.
"Radiochemical Methods in the Determination of Nuclear Data for fusion Reaktor Technology 8th Radiochemical Conference Marionske Lazne, CSSR, 1975
- /57/ CHIH, H.Wang
Atomlight Nr. 21, 1962, Jan.
- /58/ PENG, C.T.
Anal.Chemistry 32, S. 1292 (1960)
- /59/ SCHRÖFER, E.
"Strahlung und Strahlungsmeßtechnik in Kernkraftwerken"
Elitera-Verlag, Berlin 33, 1974
- /60/ MACKAWA, H.
"A Method for Obtaining the Tritium Production Rate Distribution with LiF Thermoluminescence Dosimeter
JAERI-M 6055 (March 1975)
- /61/ JONEJA, O.P.
MOHSIN, A.
SHARABATI, H.
Status report on breeding experiments in LiAlO_2 Blanket.
KFA-IRE² INTERNAL
- /62/ PIESCH, E.
BURGKHARDT
SAYED, A.M.
"Activation and Damage Effekt in TLD 600 after Neutron irradiation"
Nuclear Instruments and Methods
157 (1978) 179-184
- /63/ Hecker, R.
Vorlesung über Meßverfahren und Experimente an Reaktoren I und II

Bei Herrn Prof.Dr.R.Hecker bedanke ich mich für die Stellung des Themas und für die stetige Förderung der Arbeit.

Herrn Prof.Dr.R.Schulten sage ich Dank für die Übernahme des Korreferates und die sorgfältige Durchsicht der Arbeit.

Den Herren Dr. Filges und Dr. Cloth möchte ich meinen Dank aussprechen für die vielen fruchtbaren Diskussionen und Anregungen sowohl für die theoretischen Berechnungen als auch für die Durchführung der Experimente.

Bei Herrn G. Sterzenbach bedanke ich mich für die Hilfestellung bei notwendigen Programmierungsarbeiten, bei Herrn Gelissen für die Hilfe bei den experimentellen Arbeiten, insbesondere für die Durchführung von Bestrahlungen mit dem Neutronengenerator.

Herrn Möbert danke ich für die sorgfältige Anfertigung von Zeichnungen und last not least danke ich Frau Ch. Sauer für das sorgfältige Schreiben des Manuskripts der vorliegenden Arbeit. Gleichfalls sage ich Fräulein Hermanns meinen Dank für die saubere Durchführung der photographischen Arbeiten.

