

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 5855

# **Aktivierung von Brutmaterialien im Blanket des (d,t)-Fusionsreaktors**

**H. Tsige-Tamirat**

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Kernfusion

April 1997

---



**Forschungszentrum Karlsruhe**

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5855

**Aktivierung von Brutmaterialien im Blanket des  
(d,t)-Fusionsreaktors**

H. Tsige-Tamirat

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Kernfusion

Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)  
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1997

Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

## Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien keramisches Lithiumorthosilikat ( $Li_4SiO_4$ ) und eutektische Legierung von Lithium-Blei ( $Pb - 17Li$ ) im Blanket eines leistungserzeugenden (d,t)-Fusionsreaktors. Als Basis für die Untersuchungen dienten zwei Blanketkonzepte, ein selbstgekühltes Flüssigmetallblanket mit  $Pb - 17Li$  als Brutmaterial/Kühlmittel und mit heliumgekühlter erster Wand (Dual Coolant Blanket Concept) und ein heliumgekühltes Feststoffblanket mit  $Li_4SiO_4$  als Brutmaterial und Beryllium als Neutronenmultiplier (Breeder Outside Tube Blanket Concept), die im Rahmen des Europäischen Fusionstechnologieprogrammes im Forschungszentrum Karlsruhe für einen Demonstrations-(d,t)-Fusionsreaktor entwickelt wurden.

Die Untersuchungen wurden auf der Basis dreidimensionaler neutronenphysikalischer Modellierung durchgeführt. Dazu wurde durch die Kopplung des Monte Carlo Neutronentransportprogramms MCNP mit dem Inventarprogramm FISPACT (aus dem Europäischen AktivierungsSYSTEM EASY) ein Codesystem entwickelt, das die Behandlung der Aktivierungsanalyse von (d,t)-Fusionsreaktoren in dreidimensionaler Geometrie ermöglicht. Eine derartige Behandlung der Problematik erlaubt es, dem komplexen geometrischen Aufbau des Tokamakreaktors und dessen neutronenphysikalischem Verhalten in realistischer Weise Rechnung zu tragen, wodurch modellbedingte Unsicherheiten in der Aktivierungsrechnung weitgehend reduziert werden können. Die Zuverlässigkeit der Ergebnisse wird dadurch nur noch von den weiterhin bestehenden Unsicherheiten der zugrunde gelegten differentiellen Daten bestimmt. Zur Quantifizierung der datenbedingten Unsicherheiten wurde die Methode der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse sowie eine einfache analytische Näherung verwendet. Zu diesem Zweck wurde auf der Basis des Sensitivitäts- und Unsicherheitsprogramms SUSP und des deterministischen  $S_N$ -Transportprogramms TWODANT ein Programmsystem erstellt.

Das grundlegende Aktivierungsverhalten der behandelten Brutmaterialien, die räumliche und zeitliche Verteilung von Aktivierungsgrößen im Blanket sowie Effekte von Verunreinigungen und sequentiellen Reaktionen geladener Teilchen (SCPR) wurden untersucht. Die für das Aktivierungsverhalten der behandelten Brutmaterialien maßgeblichen Kernreaktionen und Nuklide wurden ermittelt. Wesentliche Veränderungen des Aktivierungsverhaltens aufgrund der aktivierten Verunreinigungen zeigen sich bei mittleren und längeren Abklingzeiten, die für die Entsorgungsproblematik der aktivierten Brutmaterialien relevant sind. Durch SCPR erzeugte Nuklide liefern bei der Aktivierung von  $Li_4SiO_4$  wesentliche Beiträge. Hingegen haben sie für das Aktivierungsverhalten von  $Pb - 17Li$  keine signifikante Bedeutung.

Der Beitrag der Brutmaterialaktivierung zum Gesamtaktivitätsinventar und zur Nachwärmeerzeugung des zugrunde gelegten Reaktors wird anhand von Ergebnissen vollständiger Reaktorrechnungen aufgezeigt. Die Abhängigkeit der Brutmaterialaktivierung von Betriebsparametern des Reaktors (Neutronenwandbelastung und -fluenz) wird dargestellt.

Für eine Reihe von Aktivierungsreaktionen der Brutmaterialien wurden Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalysen durchgeführt. Die Sensitivitäten der einzelnen Reaktionen bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte der Nuklide sind problemabhängig. Die Unsicherheiten infolge der Unsicherheiten in den Responsefunktionen belaufen sich auf 0,43% bis 20,0%, während die aus den Transportwirkungsquerschnitten zwischen 1,5% und 5,0% variieren. Die Fortpflanzung der Unsicherheiten der Transportwirkungsquerschnitte in die berechneten Aktivierungsgrößen wurde mit Hilfe der Unsicherheiten der Neutronenflußdichten abgeschätzt. Die berechneten Unsicherheiten der Neutronenflußdichten und die dadurch bedingten Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen sind in beiden Blankets gering ( $< 10\%$ ). Abschätzungen anhand einfacher analytischer Näherungen haben gezeigt, daß die Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte der Aktivierungsreaktionen den überwiegenden Beitrag zur Unsicherheit der berechneten Aktivierungsgrößen liefern.

Auf der Basis der erzielten Ergebnisse wurde auf radiologische Aspekte zur Entsorgung der aktivierten Brutmaterialien eingegangen. Es zeigt sich, daß beide Brutmaterialien nach einer Lagerzeit von etwa 50 Jahren als schwachradioaktiver Abfall klassifiziert werden können und gleichzeitig die Anforderungen für die Remote-Rezyklierung erfüllen, so daß als primäre Option der Entsorgung die Rezyklierung in Frage kommt. Auch scheint die direkte Endlagerung der aktivierten Brutmaterialien keine wesentliche Probleme zu bereiten.

# Activation of Breeder Materials in the Blanket of a (d,t)-Fusion Reactor

## Abstract

The present work analyses the activation behavior of two breeder materials in the blanket of a power generating (d,t)-fusion reactor: ceramic lithium orthosilicate ( $Li_4SiO_4$ ) and eutectic lithium-lead ( $Pb - 17Li$ ). The references for the analyses were two blanket concepts, which have been developed at the Forschungszentrum Karlsruhe within the European Fusion Technology program for a demonstration (d,t)-fusion reactor: a self-cooled liquid metal blanket with  $Pb - 17Li$  as a breeder/coolant with helium-cooled first wall (Dual Coolant Blanket Concept) and a helium-cooled solid breeder blanket with  $Li_4SiO_4$  as a breeder and beryllium as a neutron multiplier (Breeder Outside Tube Blanket Concept).

The analyses were performed based on a three-dimensional neutronic modeling. By coupling the Monte Carlo transport code MCNP with the fusion inventory code FISPACT from European Activation SYstem (EASY), a code system was developed which enables activation analyses for (d,t)-fusion reactor in a three-dimensional geometry. With this approach, the geometrical complexity of the tokamak-reactor and its neutronic behavior can be taken into account significantly reducing the model-related uncertainties. The reliability of the results is, therefore, determined by the uncertainties of the underlying differential data. The standard method of sensitivity and uncertainty analysis and a simple analytic approximation have been used to quantify the data related uncertainties. For this purpose, a code system has been set up based on the sensitivity/uncertainty code SUSI and the deterministic  $S_N$ -transport code TWODANT.

The basic activation behavior of the considered breeder materials, the time-dependent spatial distribution of activation quantities in the blanket, and the effects of impurities and sequential charged particle reactions (SCPR) have been analyzed. Important reactions and nuclides relevant for the activation of the considered breeder materials have been identified. The activation behavior exhibits substantial contributions from activated impurities at the intermediate and long cooling times relevant for recycling and disposal of the activated breeder materials. Nuclides induced through SCPR have substantial contribution to the activation of  $Li_4SiO_4$ . On the other hand, they are of no significance for the activation of  $Pb - 17Li$ .

The contribution of the breeder materials activation to the total activity inventory and the total afterheat generation of the underlying reactor is shown based on results of complete reactor calculations. The dependence of the breeder materials activation on operation parameters of the reactor (neutron wall loading and fluence) is shown.

Sensitivity and uncertainty analyses have been performed for selected activation reactions of the breeder materials. The sensitivities of individual reaction rates to the partial cross-sections of the nuclides are problem dependent. The uncertainties due to the response functions uncertainties are 0,43% to 20,0%, while those arising from the transport cross-sections vary between 1,5% and 5%. The propagation of the transport cross-sections uncertainties to the calculated activation quantities has been estimated based on the uncertainties of the neutron fluxes. The predicted uncertainties of the neutron fluxes and the related uncertainties of the calculated activation quantities are low (< 10%) in both blankets. Estimations using an analytic approximation have shown that the major contribution to the uncertainties of the calculated activation quantities arises from the uncertainties of activation cross-sections.

Based on the obtained results, radiological considerations for recycling and disposal of the activated breeder materials have been discussed. It is shown that both breeder materials can be classified as low-level radioactive waste after storage period of 50 years and simultaneously fulfill the requirements for remote recycling, so that recycling should be the prime option. Also, the direct disposal of the activated breeder materials seems to be feasible without substantial problems.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Aufbau eines (d,t)-Fusionsreaktors nach dem Tokamakprinzip . . . . .	3
1.2 Neutronenphysikalisches Verhalten eines (d,t)-Fusionsreaktors . . . . .	9
1.3 Zielsetzung der Arbeit . . . . .	13
<b>2. Grundlagen zur Aktivierung in einem (d,t)-Fusionsreaktor</b>	<b>15</b>
2.1 Allgemein . . . . .	15
2.1.1 Neutroneninduzierte Kernreaktionen . . . . .	17
2.1.2 Sequentielle durch geladene Teilchen induzierte Kernreaktionen . . . . .	21
2.1.3 Photoneninduzierte Kernreaktionen . . . . .	22
2.2 Berechnungsverfahren . . . . .	23
2.2.1 Die Inventargleichung . . . . .	23
2.2.2 Design-orientierte Aktivierungsanalyse . . . . .	26
2.2.3 Notwendige Daten . . . . .	29
2.3 Weiterführende Bemerkung . . . . .	32
<b>3. Die Blanketentwürfe</b>	<b>33</b>
3.1 Technische Konzeption . . . . .	35
3.1.1 Das Feststoffblanketkonzept . . . . .	37
3.1.2 Das Flüssigmetallblanketkonzept . . . . .	40
3.2 Materialanordnung und neutronenphysikalisches Verhalten der Blanketentwürfe .	43
3.2.1 Feststoffblanket . . . . .	43
3.2.2 Flüssigmetallblanket . . . . .	45
3.3 Materialdaten . . . . .	50
3.4 Charakterisierung der Bestrahlungsbedingungen . . . . .	52
<b>4. Dreidimensionale Behandlung der Brutmaterialaktivierung</b>	<b>53</b>
4.1 Beschreibung des Verfahrens . . . . .	53
4.2 Neutronik . . . . .	54
4.2.1 Das Monte Carlo Programm MCNP . . . . .	55
4.2.2 Neutronentransportdaten . . . . .	57
4.2.3 Die Geometriemodelle der Blanketenwürfe . . . . .	58
4.2.4 Quellneutronenverteilung im Plasma und Normierung . . . . .	65
4.3 Aktivierungsanalyse . . . . .	67
4.3.1 Das Europäische AktivierungsSYstem EASY . . . . .	67
4.3.2 Das Fusionsinventarprogramm FISPACT . . . . .	68
4.3.3 Die Datenbibliotheken . . . . .	69
4.4 Kopplung der Programme . . . . .	71

<b>5. Sequentielle Reaktionen geladener Teilchen (SCPR)</b>	<b>73</b>
5.1 Einbeziehung von SCPR bei der Aktivierungsrechnung . . . . .	74
5.1.1 Datenbasis . . . . .	75
5.2 SCPR in Brutmaterialien . . . . .	77
5.2.1 Anregungsfunktionen der durch geladene Teilchen induzierten Reaktionen .	77
5.2.2 Flüsse geladener Teilchen . . . . .	80
5.2.3 Pseudowirkungsquerschnitte . . . . .	82
<b>6. Die Ergebnisse der dreidimensionalen Rechnungen</b>	<b>84</b>
6.1 Neutronenwandbelastung . . . . .	84
6.2 Verteilung der Neutronenflußdichte . . . . .	87
6.3 Verteilung der Neutronenenergiespektren . . . . .	97
6.4 Tritiumerzeugung im Brutmaterial . . . . .	105
6.5 Nukleare Leistungserzeugung . . . . .	113
6.6 Das grundlegende Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien . . . . .	118
6.6.1 Das Aktivierungsverhalten von $Li_4SiO_4$ . . . . .	119
6.6.2 Das Aktivierungsverhalten von $Pb - 17Li$ . . . . .	125
6.7 Räumliche und zeitliche Verteilung der Aktivierungsgrößen im Blanket . . . . .	132
6.7.1 Verteilung der spezifischen Aktivität . . . . .	132
6.7.2 Verteilung der $\gamma$ -Dosisrate . . . . .	138
6.7.3 Verteilung der Nachwärmeleistung . . . . .	143
6.8 Einflüsse von Verunreinigungen und Spurenelementen . . . . .	149
6.9 Einflüsse von SCPR . . . . .	168
6.10 Aktivierungsverhalten anderer Blanketmaterialien . . . . .	181
6.10.1 Aktivierung von Beryllium . . . . .	181
6.10.2 Aktivierung des Strukturmaterials MANET . . . . .	193
6.11 Betrachtungen für den Demo-Reaktor . . . . .	206
6.12 Zur Abhängigkeit der Aktivierung der Brutmaterialien von Betriebsparametern .	214
6.12.1 Neutronenwandbelastung . . . . .	214
6.12.2 Neutronenfluenz . . . . .	220
6.12.3 Abbrand . . . . .	221
<b>7. Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse</b>	<b>225</b>
7.1 Problemstellung . . . . .	225
7.2 Theorie . . . . .	226
7.2.1 Sensitivitätstheorie . . . . .	227
7.2.2 Unsicherheitsanalyse . . . . .	228
7.3 Programme und Daten für die Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse . . . . .	229
7.3.1 Das Programmsystem SUSL/TWODANT . . . . .	229
7.3.2 Wirkungsquerschnitte . . . . .	233
7.3.3 Kovarianzmatrizen der Wirkungsquerschnitte . . . . .	234

7.4	Berechnungen und Ergebnisse . . . . .	239
7.4.1	Neutronenphysikalische Modellierung der Blanketentwürfe . . . . .	239
7.4.2	Konsistenzprüfung der Modelle . . . . .	242
7.4.3	Betrachtete Aktivierungsreaktionen der Brutmaterialien und partielle Wirkungsquerschnitte . . . . .	246
7.4.4	Sensitivitätskoeffizienten der Aktivierungsreaktionsraten . . . . .	248
7.4.5	Unsicherheiten der Aktivierungsreaktionsraten . . . . .	263
7.5	Globale Unsicherheitsabschätzung für die Aktivierungsgrößen . . . . .	266
7.5.1	Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse für die Neutronenflußdichte . . . . .	266
7.5.2	Effekte der Unsicherheiten der Neutronenflußdichte . . . . .	276
7.5.3	Betrachtung der Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte der Aktivierungsreaktionen . . . . .	280
7.5.4	Ergebnisse der globalen Unsicherheitsabschätzung . . . . .	282

**8. Radiologische Aspekte zur Rezyklierbarkeit und Entsorgung der aktivierten**

<b>Brutmaterialien</b>	<b>287</b>	
8.1	Charakterisierung der aktivierten Brutmaterialien . . . . .	287
8.2	Rezyklierbarkeit der Brutmaterialien . . . . .	291
8.3	Entsorgung der aktivierten Brutmaterialien . . . . .	293
8.4	Effekte potentieller Verunreinigungen . . . . .	296

**9. Zusammenfassung** **300**

<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>303</b>
-----------------------------	------------

# 1. Einleitung

Aus heutiger Sicht stellt die kontrollierte Kernfusion eine erfolgversprechende Option zur künftigen Grundlast-Elektrizitätserzeugung dar [1, 2], die vor allem in bezug auf die Umweltverträglichkeit und Sicherheit potentielle Vorteile gegenüber anderen Grundlast-Energiesystemen besitzt [3]. Daß die Fusionsenergie langfristig diese Vorteile realisieren kann, wird durch zahlreiche Untersuchungen unterstrichen [3]-[7], die auf den gegenwärtigen Stand der Technik und haltbare Extrapolationen basieren. Maßgebliche Aspekte der Sicherheit und Umweltverträglichkeit von Fusionsreaktoren werden durch das Plasmaeinschlußkonzept, den Brennstoffzyklus, die Auslegung und die Auswahl von Einsatzmaterialien bestimmt.

Die Entwicklung der letzten drei Jahrzehnte auf dem Weg zur praktischen Nutzung der kontrollierten Kernfusion zur Energiegewinnung deutet darauf hin, daß die ersten Fusionsreaktoren auf der Basis des (d,t)-Brennstoffzyklus mit magnetisch eingeschlossenem Plasma nach dem Tokamakprinzip realisiert werden können. Die Tatsache, daß der (d,t)-Fusionsreaktor den radioaktiven Brennstoff Tritium verwendet und daß die (d,t)-Reaktionen 14-MeV-Neutronen erzeugen, die zur Aktivierung der im Reaktor befindlichen Materialien führen, macht es notwendig, daß Probleme der Radioaktivität bei der Auslegung und der Sicherheitsanalyse eine wichtige Rolle spielen. Grundsätzlich ist die Aktivierung von Reaktormaterialien in einem (d,t)-Fusionsreaktor aufgrund der kernphysikalischen Wechselwirkung der energetischen Fusionsneutronen mit dem im System befindlichen Materialien unvermeidbar. Jedoch kann sie durch Auswahl geeigneter Materialien minimiert werden. Das Aktivierungs- bzw. Transmutationsverhalten ist daher ein wichtiger Gesichtspunkt bei der Auswahl von Materialien für die Auslegung der einzelnen Komponenten von (d,t)-Fusionsreaktoren, insbesondere für diejenigen Komponenten, die innerhalb des Vakuumgefäßes (in-vessel components) eingesetzt werden.

Bereits bei den ersten (d,t)-Fusionsreaktorentwürfen wurde die induzierte Radioaktivität und die Nachzerfallsleistung der Strukturmaterialien als ein wichtiges Problem angesehen [8]-[13]. Sie wurde deshalb schnell zum Untersuchungsgegenstand zahlreicher Studien. Einen umfassenden Überblick über die Literatur zur Strukturmaterialaktivierung in Fusionsreaktoren, die bis Anfang der achtziger Jahren veröffentlicht wurden, gibt die Arbeit von Jarvis [14] an. Als wesentliches Ergebnis der Bemühungen entstand Anfang der achtziger Jahre das Konzept, niedrig-aktivierende Materialien (Low Activation Materials LAMs) zu entwickeln [15]. In diesem Zusammenhang war die Arbeit von R.W. Conn et al. [16] richtungweisend. Sie befaßte sich mit der Minimierung der Langzeitaktivität und der Gasproduktion im rostfreien Stahl vom Typ 316 durch Optimierung der Isotopenzusammensetzung (isotopic tailoring) und zeigte damit, daß eine radiologische Optimierung von Materialien ohne Einbußen der mechanischen Eigenschaften möglich ist. Gegenwärtig werden zwei prinzipielle Wege verfolgt, um niedrig-aktivierende Materialien für den Einsatz in Fusionsreaktoren zu entwickeln[17]. Zum einen werden konventionelle Eisenlegierungen durch die Substitution von Legierungselementen wie Molybdän, Niob und Nickel durch Elemente wie Wolfram, Vanadin, Mangan und Tantal, die annähernd die gleichen metallurgischen Eigenschaften besitzen, bezüglich ihrer radiologischen Verhalten verbessert. Zum anderen wird die Entwicklung von Vanadinlegierungen und fortgeschrittener Materialien

wie Keramiken und Verbundwerkstoffe in Betracht gezogen. Ferner ist die Entwicklung von Methoden zur Herstellung von Materialien mit höchster Reinheit, die Verunreinigungen und Spurenelemente bis in den ppm und ppb Bereich ausschließen, ein weiteres Ziel, das vornehmlich bei Materialien, die ansonsten ein annehmbares Aktivierungsverhalten zeigen, von großer Bedeutung ist.

Untersuchungen zum Aktivierungsverhalten von Materialien in (d,t)-Fusionsreaktoren haben prinzipiell zum Ziel, Basisdaten für die Entwicklung niedrig-aktivierender Materialien und für die Auslegung von Komponenten und deren Sicherheitsanalyse bereitzustellen. Das Hauptziel im letzteren Fall besteht darin, die Aktivierung so zu minimieren, daß daraus keine Gefährdung für die Sicherheit des Reaktors in allen möglichen Betriebszuständen entsteht, sowie die Entsorgung aktivierter Komponenten und die spätere Stilllegung der Anlage mit vertretbarem Aufwand möglich ist.

Bei der Betrachtung der Aktivierung in einem (d,t)-Fusionsreaktor unterscheidet man zwischen zwei Bereichen: i) der Bereich innerhalb des Vakuumgefäßes (mit erster Wand, Divertor, Blanket und Abschirmungen), in welchem der Großteil (etwa bis zu 90%) der gesamten Radioaktivität induziert wird, der aber einen geringen Anteil des Systemvolumens einnimmt, ii) der restliche Bereich (Vakuumgefäß, Magnetsysteme, biologische Abschirmung, Kryostat, usw.), der den Großteil des Systemvolumens ausmacht, der aber nur geringfügig aktiviert wird. Im Blanket unterscheidet man weiter zwischen Aktivierung der Strukturmaterialien, Brutmaterialien, neutronenmultiplizierenden Materialien und des Kühlmittels. In Blankettypen, die neutronenphysikalisch auf das Erbrüten von Tritium optimiert sind (Brutblankets), nehmen Brutmaterialien und neutronenmultiplizierende Materialien einen beträchtlichen Teil des Blanketvolumens ein.

In der Vergangenheit wurde der Brutmaterialaktivierung relativ geringe Bedeutung beigegeben. Sie wurde deshalb selten und unzureichend untersucht. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Aktivierung des Strukturmaterials in der Regel dominierend ist. Zudem waren die meisten Studien Entsorgungs- und Störfällbetrachtungen gewidmet. Auch hierbei ist die Aktivierung des Strukturmaterials ausschlaggebend.

Bedingt durch den Abbrand und die Strahlenschädigung (außer bei flüssigen Brutmaterialien) ist die Standzeit der Brutmaterialien bzw. des Blankets begrenzt, - etwa 3 bis 5 a für zukünftige Demonstrationsreaktoren - so daß über sich die gesamte Reaktorlebensdauer das Inventar an aktiviertem Brutmaterial erhöht. In der Regel handelt es sich beim Brutmaterial um ein angereichertes hochwertiges Material, dessen Abbrand lediglich bei etwa <10% liegt. So wäre es durchaus denkbar, daß es im Sinne der Ressourcenschonung, Abfallvermeidung und möglicher Kostenvorteile eine Rezyklierung des Brutmaterials in Betracht gezogen wird. Dies gilt ebenfalls für alle anderen niedrig aktivierten bzw. schnell abklingenden Materialien. Auch müssen Möglichkeiten zur problemlosen Entsorgung konzipiert werden.

Die Aktivierungsanalyse setzt eine neutronenphysikalische Modellierung (s. Abschn. 1.2) des Reaktors bzw. des Blankets und genaue Kenntnisse der chemischen Zusammensetzung der Materialien voraus, die mit den benutzten Kerndaten und der numerischen Methode die Zuverlässigkeit der Ergebnisse bestimmt, die ihrerseits die Zuverlässigkeit der darauf aufbauenden

Untersuchungen zur Auslegung und zur Sicherheit maßgeblich bestimmt.

Bisher durchgeführte Aktivierungsanalysen von Brutmaterialien von (d,t)-Fusionsreaktoren stützen sich auf eindimensionale neutronenphysikalische Modellierung [18, 19, 20], die unter anderen geometrisch beschränkte und zudem je nach zugrundegelegtem Modell überschätzte bzw. unterschätzte Ergebnisse liefert. Andere Analysen verwenden Neutronenflußdichteverteilungen [21], die nicht konsistent sind und je nach Untersuchungsziel das Ergebnis stark beeinflussen bzw. verfälschen. Es wurden bislang noch keine Untersuchungen zu technisch ausgereiften Blanketentwürfen in dreidimensionaler Geometrie durchgeführt, obwohl diese bei dem komplexen Aufbau des (d,t)-Fusionsreaktors notwendig wären. Weiterhin wurde der Einfluß von Verunreinigungen und von sequentiellen Reaktionen geladener Teilchen (SCPR) bisher noch nicht untersucht, die im Falle von Brutmaterialien bedeutende Beiträge liefern können. Außerdem ist noch keine Überprüfung der maßgeblichen Kerndaten durchgeführt worden, obgleich die Aktivierung entscheidend von deren Genauigkeit abhängt.

In der vorliegenden Arbeit wird das Aktivierungsverhalten zweier aussichtsreicher Brutmaterialien, des eutektischen Flüssigmetalls  $Pb_{83}Li_{17}$  (auch  $Pb - 17Li$  genannt) und des keramischen Lithiumorthosilikats ( $Li_4SiO_4$ ) detailliert untersucht, wobei die oben genannten Unzulänglichkeiten bisheriger Untersuchungen gänzlich vermieden werden. Die Untersuchungen werden in technisch ausgereiften Brutblanketentwürfen durchgeführt: ein selbstgekühltes Flüssigmetallblanket mit  $Pb - 17Li$  als Brutmaterial/Kühlmittel und heliumgekühlter erster Wand (Dual Coolant Blanket Concept) [22] und ein heliumgekühltes Feststoffblanket mit  $Li_4SiO_4$  als Brutmaterial und Beryllium als Neutronenmultiplier (BOT Breeder Outside Tube Blanket Concept) [23]. Beide Brutblanketentwürfe wurden im Rahmen des Europäischen Fusionstechnologieprogrammes im Forschungszentrum Karlsruhe für einen Demonstrations-Fusionsreaktor, im folgenden Demo-Reaktor genannt, entwickelt und sollen in Fusionsreaktoren der nächsten Generation NET (Next European Torus) sowie ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) getestet werden.

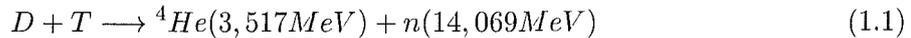
Nachfolgend soll auf den allgemeinen Aufbau eines (d,t)-Fusionsreaktors nach dem Tokamakprinzip, sodann auf das neutronenphysikalische Verhalten dessen Blankets in Kürze eingegangen werden. Im Anschluß daran werden die Zielsetzungen für diese Arbeit genauer formuliert.

## 1.1 Aufbau eines (d,t)-Fusionsreaktors nach dem Tokamakprinzip

Prinzipiell können zwei Kernprozesse, die Spaltung schwerer Kerne durch Neutronen und die Fusion (Verschmelzung) leichter Kerne, zur Energiegewinnung genutzt werden. Fusionsreaktionen finden statt, wenn die Kerne der Reaktionspartner genügend hohe Energien besitzen, um die Coulombabstoßung des Kernfeldes zu überwinden. Bei der magnetisch eingeschlossenen Fusion erfolgt die Energiezufuhr an den Reaktionspartner durch Ionisierung des Brennstoffgemisches und Erhitzen des erzeugten Plasmas auf Temperaturen im Bereich einiger keV ( $\approx 10^8 K$ ). Der Wirkungsquerschnitt für die Fusionsreaktionen ist wesentlich geringer als der für elastische Stöße, so daß die Ionen sich lange im Plasma aufhalten müssen, bevor sie Fusionsreaktionen eingehen können. Die Reaktionsrate ist direkt proportional zur Dichte der Ionen und hängt über den Fusi-

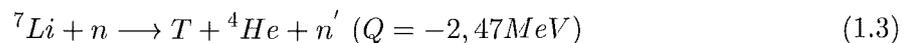
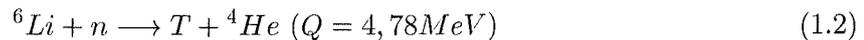
onswirkungsquerschnitt und die relative kinetische Energie der Ionen (auch Reaktionsparameter genannt) von der Plasmatemperatur ab. Das sogenannte Lawsonkriterium gibt durch eine einfache Energiebilanz die für einen Energiegewinn notwendigen Plasmaeinschlußparameter (Dichte  $n$  und Temperatur ( $T$ ) der Ionen und die Einschlußzeit  $\tau$ ) an [25]. Für ein (d,t)-Fusionsplasma im Tokamakreaktor liegen die Einschlußparameter bei  $T = 10\text{keV}$  und  $n\tau > 10^{20}\text{m}^{-3}\text{s}$  [24].

Von allen denkbaren Fusionsreaktionen zeichnet sich die Deuterium-Tritium-Reaktion



dadurch aus, daß sie den größten Wirkungsquerschnitt im Energiebereich bis einige hundert keV besitzt und eine hohe Energiefreisetzung (17,586 MeV) je Reaktion hat. Dadurch hat sie die höchste Leistungsdichte bei vorgegebener Plasmadichte und benötigt die geringste Plasmatemperatur im Vergleich zu allen anderen Fusionsreaktionen. Aus heutiger Sicht erscheint es wahrscheinlich, daß die ersten Leistungsreaktoren auf der Basis des (d,t)-Brennstoffzyklus realisiert werden.

Der Brennstoff Tritium, der in der Natur kaum vorkommt, muß durch neutroneninduzierte Kernreaktionen im Lithium, das im Blanket des (d,t)-Reaktors als Brutmaterial untergebracht wird, gemäß der Gl. 1.2 und 1.3 erbrütet werden.



Außer den beiden Reaktionen sind keine weiteren tritiumerzeugenden Kernreaktionen von praktischer Bedeutung. Das natürliche Lithium setzt sich aus 92,5%  ${}^7\text{Li}$  und 7,5%  ${}^6\text{Li}$  zusammen. Aufgrund der hohen Schwellenergie und des vergleichsweise kleinen Wirkungsquerschnittes ist der Anteil der zweiten Reaktion (Gl. 1.3) an der Tritiumproduktion im allgemeinen sehr gering. Daher ziehen viele Blanketkonzepte die Anreicherung des Brutmaterials an  ${}^6\text{Li}$  und den Einsatz von neutronenmultiplizierenden Materialien z.B. Beryllium in Betracht (s. Abschn. 3).

In einem (d,t)-Fusionsreaktor nach dem Tokamakprinzip wird das Plasma in einer axial-symmetrischen toroidalen Anordnung in einem Magnetfeld, das durch die Überlagerung von Magnetfeldkomponenten in poloidaler und toroidaler Richtung entsteht, eingeschlossen [24] - [27]. Das toroidale Magnetfeld wird durch in regelmäßigen Abständen angeordnete Toroidal-feldspulen (TF coils) erzeugt. Das poloidale Magnetfeld wird durch den toroidalen Ringstrom im Plasma gebildet, der nach dem elektromagnetischen Transformatorprinzip durch die zeitliche Änderung des Stroms in der Torusmitte befindlichen zentralen Spule induziert wird. Zur Plasmastabilisierung und -formung werden zusätzlich axialsymmetrisch angeordnete Poloidal-feldspulen verwendet. Dem äußeren Magnetfelddruck steht der kinetische Druck des Plasmas gegenüber. Das Verhältnis zwischen beiden bezeichnet man als Plasma-Beta. Die Stabilität des Plasmas ist nur unterhalb der Beta-Grenze haltbar. Die Existenz der Beta-Begrenzung ist eine fundamentale Eigenschaft des magnetisch eingeschlossenen Plasmas[26], und bestimmt mit den Plasmaparametern und der geforderten Fusionsleistung die Hauptabmessungen des Reaktors.

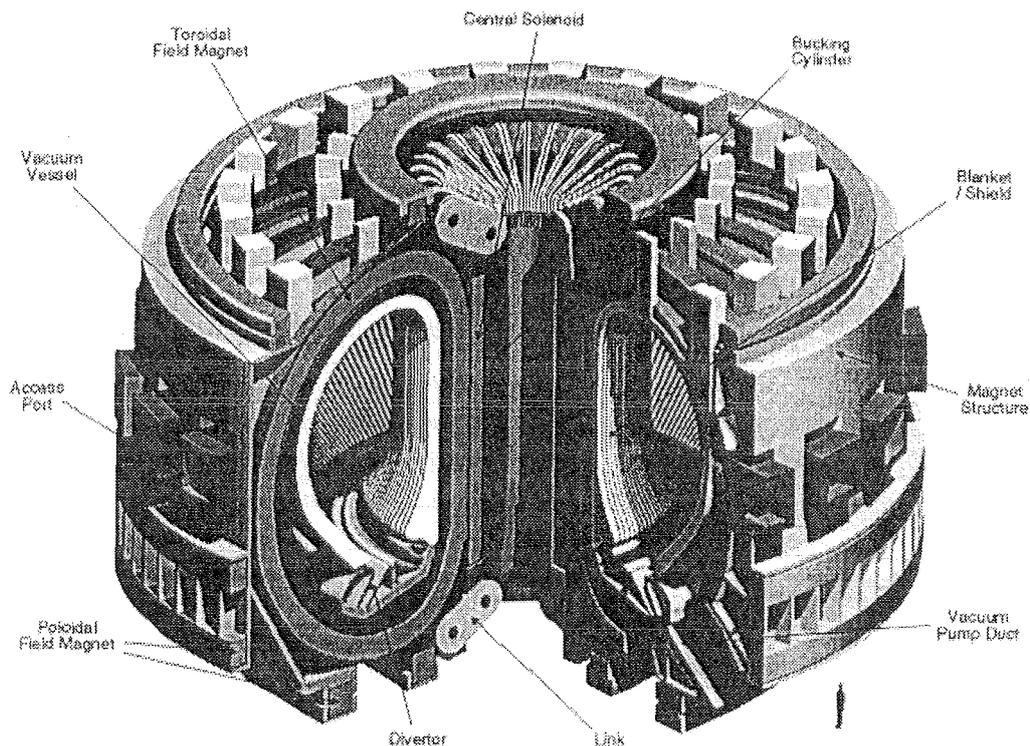


Abb. 1.1: Anordnung der Hauptkomponenten des Internationalen Thermonuklearen Experimentalreaktors ITER

Die Tokamakphysik hat in den letzten Jahren wesentliche Fortschritte erzielt. Insbesondere mit den gegenwärtig betriebenen großen Tokamakanlagen, JET (Joint European Torus)[30] und TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) [31] sind Plasmabedingungen erreicht worden, die eine sichere Extrapolation für Reaktoren der nächsten Generation wie ITER möglich erscheinen lassen [32]. Die Strategie der Europäischen Union zur Erforschung der Kernfusion sieht den sequentiellen Bau von drei Hauptanlagen vor[28]: JET zur Erforschung der physikalischen Grundlagen und zur Entwicklung wichtiger Technologien für den Entwurf und Bau von Anlagen nächster Generationen, NET zur Entwicklung von reaktorrelevanten Technologien mit langbrennendem Plasma und schließlich einen Demonstrationsreaktor (Demo-Reaktor), der die Erzeugung elektrischer Energie unter kraftwerktypischen Bedingungen demonstrieren soll. Die Entscheidung zum Bau von ITER mit nahezu identischer Zielsetzung der NET-Anlage in weltweiter Zusammenarbeit hat gegenwärtig die Arbeit für NET zurückgedrängt [28]. So geht man gegenwärtig davon aus, daß ITER an die Stelle von NET tritt und der Demo-Reaktor einen Platz zwischen ITER und dem Prototyp eines kommerziellen Reaktors einnimmt.

Im Tokamakreaktor wird das magnetisch eingeschlossene Plasma in einer Vakuumkammer auf der inneren (inboard) und äußeren (outboard) Torusseite von den an das Plasma angrenzenden Komponenten (Plasma Facing Components PFC) umgeben. Zu diesen zählen in erster Linie die erste Wand (First Wall FW) und der Divertor, die auch im eigentlichen Sinn die ersten Begrenzungen für das Plasma darstellen. Es folgt dann das System Blanket/Abschirmung, an das sich das Vakuumgefäß anschließt. Das Vakuumgefäß bildet die erste Barriere für die einge-

geschlossene Radioaktivität. Die innerhalb des Vakuumpfasses befindlichen Komponenten und die supraleitenden Magneten sind dann durch einen Kryostat eingeschlossen, der ein Vakuum formt und so den Wärmetransport zu den supraleitenden Magneten eindämmen soll. Der Kryostat bildet ferner das sekundäre Containment und dient der biologischen Abschirmung. Abbildung 1.1 zeigt die Anordnung der Hauptkomponenten der ITER-Anlage [29]. Mit den für die Zugänglichkeit der Anlage notwendigen Öffnungen, Kanälen, Stopfen usw. entsteht ein komplexer Aufbau, der charakteristisch für Tokamakreaktoren ist.

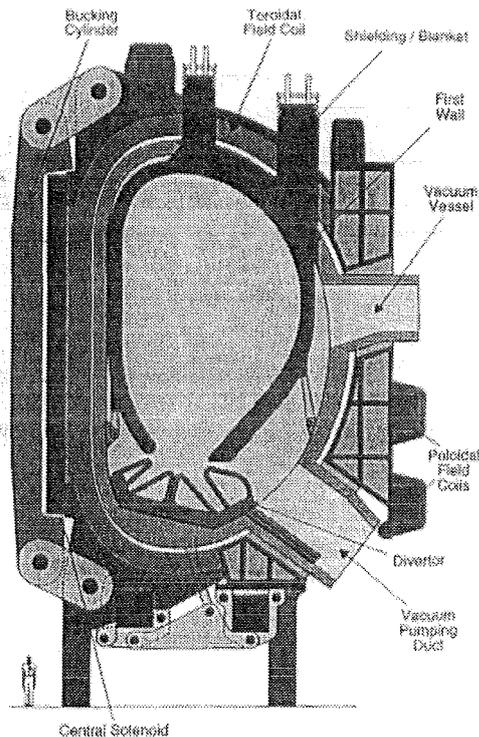


Abb. 1.2: Der Entwurf des Abschirmblankets des Internationalen Thermonuklearen Experimentalreaktors ITER

Ein fundamentales Merkmal des (d,t)-Fusionsreaktors nach dem Tokamakprinzip ist die durch die physikalische Gegebenheit bedingte räumliche Trennung der Energieerzeugung im Plasma und der Energiegewinnung im Blanket. Die physikalische Kopplung der beiden Systeme erfolgt durch die Fusionsneutronen, die 80% der erzeugten Energie vom Plasma ins Blanket transportieren. Folglich kommt dem Blanket eines (d,t)-Fusionsreaktors die formale Aufgabe zu, die energetischen Neutronen abzufangen und deren Energie nutzbar zu machen. Im einzelnen muß ein reaktorrelevantes Brutblanket folgende Hauptaufgaben erfüllen:

- Erzeugung des benötigten Brennstoffes Tritium in neutroneninduzierten Kernreaktionen gemäß Gl. 1.2 und 1.3
- Umwandlung der kinetischen Energie der Fusionsneutronen in thermisch nutzbare Energie
- Abschirmung des Vakuumpfasses und der Magnetsysteme gegen Neutronen- und  $\gamma$ -Strahlung

Obleich funktionale Anforderungen an Komponenten von (d,t)-Fusionsreaktoren und die betrieblichen Belastungen ansatzweise bekannt sind, steht die Entwicklung geeigneter Materialien, die die hohe Strahlen- und Wärmebelastung aushalten und dabei ihre thermomechanische und chemische Integrität nicht verlieren, noch am Anfang. Dies betrifft insbesondere Materialien für die erste Wand und für den Divertor, die vor allem hohe Wärme- und Zerstäubungsfestigkeit besitzen müssen. Weiterhin ist die Entwicklung von Reaktorkomponenten mit bereits vorhandenen und zu entwickelnden Materialien, die die funktionalen Anforderungen optimal gerecht werden, eine wichtige Aufgabe, von der die *technologische Machbarkeit* der Kernfusion maßgeblich abhängen wird. Unter diesem Gesichtspunkt sind die weltweiten Bemühungen zur Entwicklung von Reaktorkomponenten wie Magnetssysteme, Divertoren, erste Wand/Schutzsicht, Blankets usw. zu verstehen.

Dabei soll das Blanket eine vertretbare Lebensdauer im intensiven Strahlungsfeld aufweisen. Die Basis-Materialkonfiguration eines Blankets lässt sich aus seiner Aufgabe herleiten. Demnach enthält ein Brutblanket ein lithiumhaltiges Brutmaterial für das Tritiumbrüten, ein neutronenmultiplizierendes Material zur Vermehrung von Neutronen, Kühlmittel für die Abfuhr der erzeugten Wärme, notwendigerweise Strukturmaterialien für die mechanische Stabilität sowie Abschirmmaterialien. Bezüglich der funktionalen Anforderungen unterscheidet man zwischen Abschirm- und Brutblankets. Abschirmblankets, wie sie beispielsweise für die Basis-Betriebsphase (basic performance phase) von NET/ITER vorgesehen sind [28, 35], werden ausschließlich zur Abschirmung von Neutronen- und  $\gamma$ -Strahlung und zur Kühlung des Systems ausgelegt. Unter den Brutblankets gibt es die sog. Treiberblankets, an denen geringere Anforderungen bezüglich des Tritium-Brutvermögens angestellt wird. So ist z.B. in der ausgedehnten Betriebsphase (extended performance phase) für NET ein Treiberblanket vorgesehen, das eine Tritiumbrutrate von 0,6 besitzt und nur auf der äußeren Torusseite angebracht wird [28]. Reaktorrelevante Brutblankets müssen wesentlich strengere Anforderungen erfüllen (vgl. Abschn 3). In den Abbildungen 1.2 und 1.3 sind das ITER Abschirmblanket [29] und der BOT-Feststoffblanketentwurf des Forschungszentrums Karlsruhe für den Demo-Reaktor dargestellt [37].

Gegenwärtig verfolgte Blanketkonzepte lassen sich grob in Flüssigmetall- und Feststoffbrutblankets einteilen [36], wobei in den jeweiligen Kategorien weitere Einteilungen nach dem verwendeten Brutmaterial Flüssigmetalle (Li und Pb-17Li), und Lithiumkeramiken ( $Li_2O$ ,  $Li_4SiO_4$ ,  $LiAlO_2$ ,  $Li_2ZrO_3$  und  $Li_2TiO_3$ ), Kühlmittel (Flüssigmetalle, Helium, Wasser,...), Strukturmaterial (austenitische und martensitische Stähle, Vanadinlegierungen, faserverstärkte Verbundmaterialien SiC,...), Neutronenmultiplier (Beryllium, Blei) sowie nach der Konfiguration der Materialien und der Kühlkonzepte möglich ist. Anfänglich wurden auch Blanketkonzepte mit Brutmaterialien aus geschmolzenen Lithiumsalzen und wässrigen Lithiumlösungen vorgeschlagen, die inzwischen nicht mehr favorisiert werden. Obwohl die funktionalen Anforderungen und die betrieblichen Belastungen bei allen Blanketkonzepten ähnlich sind, unterscheiden sich die kritischen Aspekte bei der

Auslegung deutlich von einander ab. So stehen beispielsweise Probleme der Magneto-Hydrodynamik (MHD) bei den Flüssigmetallblanketkonzepten im Vordergrund, wogegen bei den Feststoffblanketkonzepten Probleme der Tritiumfreisetzung vorrangig sind. Im allgemeinen beeinflusst

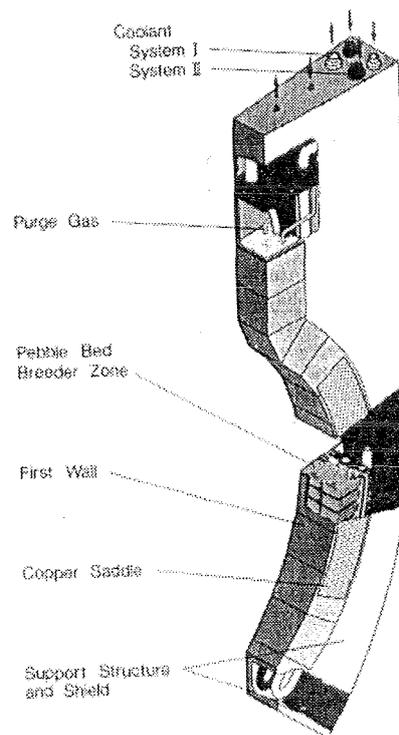


Abb. 1.3: Der Entwurf des BOT-Feststoffblanket des Forschungszentrums Karlsruhe für den Demo-Reaktor

die Wahl des Brutmaterials maßgeblich die technische und thermohydraulische Auslegung des Blankets.

Im Rahmen des Europäischen Fusionstechnologieprogrammes wird seit 1989 an der Entwicklung von insgesamt vier Brutblanketkonzepten für einen Demo-Reaktor gearbeitet [37]: zwei Feststoffbrutblankets mit Lithiumkeramik als Brutmaterial, Beryllium als Neutronenmultiplier und Helium als Kühlmittel und zwei Flüssigmetallbrutblankets mit dem eutektischen Pb-17Li als Brutmaterial und Kühlmittel (mit Heliumkühlung der FW) bzw. mit Wasserkühlung. Zwei der erfolgversprechenden Konzepte werden weiter entwickelt und voraussichtlich im ITER getestet. Wie bereits erwähnt, werden zwei von diesen Brutblanketkonzepten im Forschungszentrum Karlsruhe entwickelt und werden dieser Arbeit zugrundegelegt.

Die Entwicklungen in den letzten Jahren deuten darauf hin, daß die allgemeine Akzeptanz von (d,t)-Fusionsreaktoren maßgeblich davon abhängen wird, wie sie sich in Bezug auf die Umweltbelastung und die Sicherheit verhalten (vgl. z.B. [4]). Grundsätzlich wird die thermische Belastung der Umwelt durch Fusionskraftwerke in der Größenordnung konventioneller Kraftwerke liegen. Das radiologische Gefährdungspotential erfordert jedoch ähnliche Auslegungsmaßnahmen und ähnliches Sicherheitsvorgehen wie bei Spaltungsreaktoren, obgleich in Fusionsreaktoren grundsätzlich keine spaltbaren und brutbaren Materialien bzw. keine Aktiniden verwendet oder erzeugt werden. Dementsprechend liegt das radiologische Gefährdungspotential unterhalb dem von Spaltungsreaktoren. Der überwiegende Teil der Radioaktivität eines (d,t)-Fusionsreaktors wird durch den Brennstoff Tritium verursacht, welcher hauptsächlich in der Tritiumrückgewinnungsanlage zu finden ist. Der restliche Teil der Radioaktivität wird durch Aktivierungsprodukte bedingt, die im wesentlichen durch neutroneninduzierte Transmutationsreaktionen in den im Reaktor befindlichen Materialien entstehen, insbesondere in den Materialien, die sich innerhalb des Vakuumgefäß bzw. im System erste Wand/Blanket/Abschirmung befinden. Die eingeschlossene Radioaktivität im Zusammenhang mit der im System gespeicherten Energie stellt ein Gefährdungspotential dar, dem durch Auslegungsmaßnahmen zu begegnen ist. Der dominierende Anteil an Systemenergie wird durch die Nachzerfallswärme der Aktivierungsprodukte gestellt, der im Falle von Kühlmittelstörungen die Integrität des Systems gefährden kann, da hierbei das Plasma innerhalb kurzer Zeit aufgrund von Verunreinigungen und Brennstoffverbrauch zusammenbricht. Die derzeit vorgesehenen Sicherheitskonzepte für (d,t)-Fusionsreaktoren sind nahezu identisch mit den für Spaltungsreaktoren und beruhen auf das Mehrstufenprinzip (defence in depth) [28, 47], welches präventive und protektive Maßnahmen zur Beherrschung von Störfällen sowie zu deren Eingrenzung mitigative Schutzmechanismen vorsieht und im wesentlichen durch sichere Auslegung von Komponenten, aktive Systeme, passive Eigenschaften sowie Barrieren für die Radioaktivität erreicht werden soll. Dabei ist die erhöhte Ausnutzung der passiven Eigenschaften von fundamentaler Bedeutung. Ein erfolgversprechendes Vorgehen ist in dieser Hinsicht die Reduzierung des Radioaktivitätsinventars, die als inventarbezogene passive Sicherheit bezeichnet wird [47]. Allgemein sollen die Sicherheitsprinzipien so konzipiert sein, daß sie alle mögliche Reaktorbetriebszustände sowie die spätere Stilllegung in Betracht ziehen.

Der Board der Europäischen Union zur Bewertung der Fusionsenergie faßt die diesbezüglichen Leitlinie wie folgt zusammen [3]: der größtmögliche Unfall eines Fusionsreaktors soll nicht

zur Evakuierung außerhalb des Kraftwerks führen und durch den größtmöglichen Einsatz von niedrig aktivierbaren Materialien (LAMs) sollen die Instandsetzung vereinfacht und Probleme der Entsorgung reduziert werden. Es ist prinzipiell möglich diese Zielsetzungen zunächst durch Entwicklung bzw. Auswahl geeigneter Materialien, sodann durch konstruktive und betriebliche Maßnahmen zu erreichen.

## 1.2 Neutronenphysikalisches Verhalten eines (d,t)-Fusionsreaktors

Das Aktivierungsverhalten der Materialien in einem (d,t)-Fusionsreaktor, mithin auch die induzierte Radioaktivität, werden durch die gegebenen Bestrahlungsbedingungen bestimmt, die in erheblichem Maße von dem neutronenphysikalischen Verhalten des Systems abhängig sind. Im nachfolgenden soll daher das prinzipielle neutronenphysikalische Verhalten eines (d,t)-Fusionsreaktors und dessen Ermittlung durch die neutronenphysikalische Analyse in Kürze beschrieben werden.

Aufgrund der erwähnten räumlichen Trennung agiert das Plasma bei der neutronenphysikalischen Analyse lediglich als eine äußere Quelle, deren Quellstärke von der Ionendichte und -temperatur des Plasmas abhängt (s. Abschn. 4.2). Nach Gl. 1.1 wird die Fusionsenergie im Verhältnis 4:1 auf das Neutron und das  $\alpha$ -Teilchen verteilt. Wegen ihrer elektrischen Ladung verbleiben die  $\alpha$ -Teilchen im Plasma und geben ihre Energie durch elastische Stöße an das Plasma ab. Sie bewegen sich dabei zum Plasmarand, wo sie durch geeignete Mechanismen gesammelt und abgeführt werden. Dagegen verlassen die Fusionsneutronen ohne nennenswerte Wechselwirkungen das Plasma und treffen zunächst auf die Komponenten, die unmittelbar an die Vakuumschamber angrenzen (erste Wand und Divertor), und im weiteren Verlauf durchdringen sie das System Blanket/Abschirmung bis hin zum Vakuumgefäß und weiter. Dabei kommt es zu kernphysikalischen Wechselwirkungen, wodurch die ursprünglichen 14-MeV-Neutronen durch elastische und inelastische Streuprozesse moderiert und durch Reaktionen absorbiert werden. Währenddessen entstehen sekundäre Photonen, geladene Teilchen, Rückstoßkerne und Transmutationsprodukte, die wiederum kernphysikalische oder atomare Wechselwirkungen eingehen können.

Die neutronenphysikalische Analyse des (d,t)-Fusionsreaktors bedient sich grundsätzlich der in der klassischen Reaktorphysik bekannten deterministischen und stochastischen Methoden [40], wobei neue Anforderungen durch geänderte physikalische Rahmenbedingungen hinzukommen. Hierzu zählen vor allem der breite Energiebereich, der sich nach oben bis 14 MeV erstreckt, und die damit verbundene starke Anisotropie der gestreuten Neutronen sowie der erhöhte Einfluß der inelastischen Streuprozesse wie  $(n, n')$  und  $(n, 2n)$  auf den Neutronentransport, die die Eignung einiger konventionellen Verfahren einschränken bzw. ausschließen. Zudem kommt die komplexe Geometrie des Tokamakreaktors mit axialsymmetrischer toroidaler Hauptanordnung, die sich von der klassisch bekannten Platten-, Kugel- und Zylindergeometrie deutlich unterscheidet.

Von den deterministischen Verfahren eignet sich für die Fusionsanwendung das Verfahren der diskreten Ordinaten ( $S_N$ -Verfahren) von Carlson [40], dessen Grundidee darin liegt, die Transportgleichung in  $N$  diskreten Raumwinkelrichtungen mit entsprechenden Gewichten zu

lösen, wobei die Ordinaten und die Gewichte für die Raumwinkelrichtungen so gewählt werden, daß die Integration über den Raumwinkel mit einer Quadraturformel genähert werden kann. Die Anisotropie der Streuung wird üblicherweise durch eine abgebrochene Legendresche Reihenentwicklung ( $P_L$ ) approximiert, so daß man von einer  $P_L S_N$ -Näherung spricht. Außerdem werden die Energie durch Multigruppennäherung sowie der Ort durch Finte-Differenz-Maschen diskretisiert, so daß ein Satz in Raumwinkel, Energie und Ort diskretisierter Bilanzgleichungen entsteht, der mit bekannten Randbedingungen und mit Hilfe geeigneter Differenzenmethoden numerisch gelöst werden kann. Mit dem  $S_N$ -Verfahren ist es grundsätzlich möglich, durch höhere  $P_L S_N$ -Näherung die Anisotropie der 14-MeV-Neutronen mit entsprechend höherer Genauigkeit zu behandeln, der allerdings praktische Grenzen durch die Rechenkapazität gesetzt sind.

Der größte Nachteil der deterministischen Verfahren mithin des  $S_N$ -Verfahrens liegt darin, daß sie außer in wenigen idealisierten Fällen die Behandlung einer dreidimensionalen Konfiguration nicht erlauben [39] bzw. unvertretbar teuer werden lassen und folglich die Reduktion des dreidimensionalen Problems auf ein- bzw. zweidimensionale Geometrie verlangen, so daß systematische Fehler in Kauf genommen werden müssen. Darüberhinaus ergibt sich ein weiterer Nachteil aus der Diskretisierung in Winkel, Energie und Ort des Phasenraums und des Datenfelds, die zusätzliche systematische Unsicherheiten bedingen. Außerdem können negative Neutronenflüsse und sog. Ray-Effekte [88] auftreten, wenn die Anisotropie sehr stark ist bzw. wenn der Streukern und der Quellterm klein sind. Dennoch sind  $S_N$ -Transportprogramme, wie z.B. ANISN [41] und TWODANT [42], weitaus gängige Rechenwerkzeuge bei der neutronenphysikalischen Analyse von (d,t)-Fusionsreaktoren.

Besser geeignet für die neutronenphysikalische Analyse von (d,t)-Fusionsreaktoren ist das stochastische Monte Carlo Verfahren [39, 40], da mit ihm die Transportphänomene in dreidimensionaler Geometrie realistisch behandelt werden können. Das analoge Monte Carlo Verfahren bildet den Transportprozeß dadurch nach, daß es einzelne Teilchengeschichten probabilistisch simuliert. Der Prozeß der statistischen Modellierung erfolgt mit Hilfe von Zufallszahlen. Praktisch bedeutet dies, daß die Geburt eines Teilchen, seine Energie, seine Flugrichtung, seine Wechselwirkung mit den im System befindlichen Atomkernen, die dadurch bedingte Ereignisse neuer Teilchen, deren Energie und Flugrichtung, deren weitere Wechselwirkung usw. mit Hilfe generierte Zufallszahlen simuliert werden. Das analoge Monte Carlo Verfahren wiederholt die Simulation für  $N$  unabhängige Teilchengeschichten und registriert dabei gewünschte Ereignisse. Für große Zahlen  $N$ , d.h. für  $N \rightarrow \infty$ , wird nach dem zentralen Grenzwertsatz der Erwartungswert der Ereignisse beobachtet. Die beobachteten Ereignisse sind in der Regel Mittelwerte, beispielsweise die mittlere Anzahl der Teilchen, die in ein Gebiet eintreten bzw. das Gebiet verlassen, die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen usw. Die Zahl der zu beobachtenden Teilchen, um eine sichere Aussage zu gewinnen, hängt von dem vorliegenden Problem und von dem zu beobachtenden Ereignis ab. Im allgemeinen gilt, daß der statistische Fehler der Wurzel der Anzahl der Teilchengeschichten umgekehrt proportional ist.

Das analoge Monte Carlo Verfahren liefert brauchbare Ergebnisse, wenn ein beträchtlicher Anteil der Teilchengeschichten zum beobachteten Ereignis beiträgt. Ist diese sehr gering, so versagt die analoge Modellierung, indem der statistische Fehler trotz hohem Aufwand groß bleibt.

Ein typisches Beispiel hierfür tritt bei der Abschirmberechnung ein, wo nur eine geringe Anzahl von Teilchen die Abschirmung durchdringen und gerade diese von Interesse sind. In solchen Fällen müssen nicht-analoge Monte Carlo Techniken verwendet werden (vgl. z.B. [111]). Der entscheidende Vorteil des Monte Carlo Verfahrens gegenüber des deterministischen Verfahrens liegt darin, das mit ihm sich komplexe dreidimensionale Probleme, wie beim Tokamakreaktor der Fall ist, lösen lassen. Darüberhinaus erlaubt das Monte Carlo Verfahren die kontinuierliche Behandlung der Wirkungsquerschnitte, wodurch Fehler bei der Diskretisierung gänzlich ausgeschlossen werden können. Für die neutronenphysikalische Analyse von (d,t)-Fusionsreaktoren werden Monte Carlo Programme wie MCNP [110] eingesetzt.

Das primäre Ziel der neutronenphysikalische Analyse besteht darin, in enger Abstimmung mit der technischen und thermohydraulischen Auslegung die genannten Aufgaben des Blankets neutronenphysikalisch optimal zu gestalten. Neben den Analysen zur Erfüllung der funktionalen Anforderungen gehört auch die Ermittlung der Belastung einzelner Reaktorkomponenten durch das intensive Strahlungsfeld zum Aufgabenbereich der neutronenphysikalischen Auslegung. Hierzu gliedert sich auch die Aktivierungsanalyse, die bei der Blanketauslegung zunehmend an Bedeutung gewonnen hat. Die Aufgabe, die es hier zu lösen gilt, besteht darin, die durch energetische Fusionsneutronen induzierten Transmutationen bzw. Aktivierungen in den einzelnen Reaktorkomponenten zu bestimmen und somit Eingangsdaten für weitere Auslegungs- und Sicherheitsuntersuchungen bereitzustellen. Damit kann die Aktivierungsanalyse als eine konsequente Fortsetzung der neutronenphysikalische Analyse betrachtet werden. Tatsächlich ist diese Sichtweise deshalb notwendig, weil die Aktivierung in einem (d,t)-Fusionsreaktor in sehr hohem Maße von der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronen abhängig ist, die von der ersten Wand über das Blanket und die Abschirmung hinweg stark variiert und darüberhinaus vom Blankettyp abhängig ist.

Die Neutronen werden im Plasma erzeugt und erfahren dort wegen der sehr geringen Materialdichte keine nennenswerten Stöße und strömen durch die erste Wand ins Blanket ein. Infolge der Asymmetrie zwischen der Quellneutronenverteilung im Plasma (Plasmaquerschnitt) und der Geometrie der Vakuumkammer entsteht im Blanket eine anisotrope Neutronenstromdichte mit ausgeprägter Vorwärtskomponente. Die Materialkonfiguration des Blankets ist prinzipiell so zusammengesetzt, daß die 14-MeV-Neutronen zunächst moderiert werden, damit sie im Brutmaterial möglichst viele  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionen auslösen können. Die  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktion besitzt aufgrund des  $1/v$ -Verlaufs der Anregungsfunktion für niederenergetische Neutronen höhere Wirkungsquerschnitte. Die Moderierung der ins Blanket einströmenden Neutronen erfolgt durch elastische und inelastische Streuprozesse. Die elastische Streuung der Neutronen oberhalb 0,1 MeV ist im allgemeinen anisotrop, wobei bei leichten Materialien eine starke Winkel-Energie-Korrelation im Laborsystem vorliegt. Bei schweren Kernen ist die Winkel-Energie-Korrelation schwächer ausgeprägt. Im allgemeinen ist der Energieverlust beim elastischen Stoß gering, so daß die elastische Streuung bei der Moderation energetischer Neutronen weniger effektiv ist. Inelastische Prozesse sind hingegen weitaus effektiver. Für Energien zwischen 10 und 14 MeV liegen die Wirkungsquerschnitte der elastischen und inelastischen Streuungen in der gleichen Größenordnung, wobei der Energieverlust bei der inelastischen Streuung wesentlich größer ist.

In der Regel reicht die Abbremsung der Fusionsneutronen allein nicht aus, um die gewünschte Tritiumbrutrate von  $> 1$  zu erzielen, außer bei Blankettypen, die flüssiges Lithium oder keramisches Lithiumdioxid verwenden. Daher ist es notwendig, die Fusionsneutronen durch  $(n, 2n)$ -Reaktionen zu vermehren. Man spricht in diesem Zusammenhang von Neutronenmultiplikation und Neutronenmultiplier.  $(n, 2n)$ -Reaktionen sind grundsätzlich Schwellwertreaktionen, die erst ab einer bestimmten Energieschwelle stattfinden. Für den praktischen Einsatz zur Neutronenmultiplikation in (d,t)-Fusionsreaktoren kommen lediglich Beryllium und Blei in Frage. Die Schwellenenergie der  $(n, 2n)$ -Reaktion liegt in Beryllium bei 1,6 MeV und in Blei bei etwa 7,5 MeV. Die sekundären Neutronen aus den  $(n, 2n)$ -Reaktionen besitzen kleinere Energien als das auslösende Neutron, so daß die  $(n, 2n)$ -Reaktionen neben der Multiplikation auch eine Moderierung bewirken.

Das Neutronenspektrum im Blanketbereich eines (d,t)-Fusionsreaktors besteht grundsätzlich aus einem 14-MeV-Neutronen-Peak gefolgt vom breiten Spektrum elastisch und inelastisch gestreuter Neutronen bis hin in den thermischen Energiebereich. Der Anteil der moderierten thermischen und epithermischen Neutronen nimmt bereits in der ersten Wand ein signifikantes Ausmaß an. Diese Tatsache, deren Bedeutung für die Aktivierung erst in den letzten Jahren erkannt wurde, macht es notwendig, daß bei der Betrachtung der Aktivierung in (d,t)-Fusionsreaktoren alle Reaktionen, die unterhalb 14 MeV kinematisch erlaubt sind, berücksichtigt werden müssen.

Die Neutronentransportrechnung sowie die Aktivierungsanalyse benötigen differentielle mikroskopische Kerndaten, die den erweiterten Energiebereich bis 14 MeV, damit verbundener Anisotropie sowie die erhöhte Bedeutung inelastischer Streuprozesse berücksichtigen. In den letzten Jahren sind evaluierte Kerndatenbibliotheken entstanden, die diese fusionsrelevanten Aspekte explizit in Betracht ziehen. In [43] ist ein ausführliche Überblick evaluierter Kerndatenbibliotheken gegeben. In dieser Arbeit werden die evaluierten Kerndatenbibliotheken ENDF/B-VI (Evaluated Nuclear Data File B-IV) [44], EFF-2 (European Fusion File 2) [45] und FENDL-1 (Fusion Evaluated Nuclear Data Library) [46], verwendet.

Für den Neutronentransport sind in erster Linie die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen notwendig, die zur Absorption und Emission von Neutronen führen und somit den Neutronentransport beeinflussen. Die Absorptionsreaktionen werden durch die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte beschrieben. Für die Emissionsreaktionen werden neben den energieabhängigen Wirkungsquerschnitten auch Winkel-Energie-Verteilungen der sekundären Neutronen benötigt, die für elastische und diskrete-inelastische Streuungen in einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitten dargestellt werden, wobei die Energieverteilung der gestreuten Neutronen mit dem Streuwinkel aus der kinematischen Beziehung abgeleitet werden kann. Für die Beschreibung anderer inelastischer Prozesse sind prinzipiell sog. doppel-differentielle Wirkungsquerschnitte  $\sigma(E, E', \Omega')$  erforderlich, die in Abhängigkeit der einfallenden Neutronenenergie die korrelierte Winkel-Energie-Verteilung darstellen. Man benötigt außerdem partielle Wirkungsquerschnitte zur Berechnung wichtiger Reaktionsraten wie die Tritiumbrutrate und Gasproduktionsrate. Um den Transport von sekundären Photonen, der bei Abschirmrechnungen und bei der Berechnung der nuklearen Wärmeerzeugung notwendig ist, verfolgen zu können, sind

Photonenerzeugungs-Wirkungsquerschnitte und photoatomare Transportwirkungsquerschnitte erforderlich. Darüberhinaus benötigt man zur Berechnung der nuklearen Wärmeerzeugung sogenannte KERMA-Faktoren (Kinetic Energy Release in Materials), die die bei elastischen und inelastischen Wechselwirkungsprozessen an Rückstoßkerne und sekundäre geladene Teilchen übertragene kinetische Energie angeben.

Die Aktivierungsanalyse benötigt energieabhängige nuklidweise Wirkungsquerschnitte der Reaktionen, die zur Transmutation des Targetkerns führen. Diese müssen für sämtliche Nuklide, die zu Anfang der Bestrahlung im System befinden und während der Bestrahlung entstehen, einschließlich radioaktiver Nuklide, sowie langlebige Isomerenzustände vorhanden sein. Darüberhinaus sind Zerfallsdaten der instabilen Nuklide notwendig, die die Halbwertszeit, den Zerfallsmodus sowie das Spektrum des emittierten Teilchen beschreiben.

### 1.3 Zielsetzung der Arbeit

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Aktivierungsverhaltens der Brutmaterialien keramisches Lithiumorthosilikat ( $Li_4SiO_4$ ) und eutektische Legierung von Lithium-Blei ( $Pb - 17Li$ ) im Blanket eines leistungserzeugenden (d,t)-Fusionsreaktors. Den Untersuchungen sollen die beiden im Forschungszentrum Karlsruhe für einen Demo-Reaktor entwickelten Blanketentwürfe zugrunde gelegt werden: ein selbstgekühltes Flüssigmetallblanket mit  $Pb - 17Li$  als Brutmaterial/Kühlmittel und mit heliumgekühlter erster Wand (Dual Coolant Blanket Concept) [22] und ein heliumgekühltes Feststoffblanket mit  $Li_4SiO_4$  als Brutmaterial und Beryllium als Neutronenmultiplier (BOT Breeder Outside Tube Blanket Concept) [23].

Die technischen und betrieblichen Bedingungen für den Blanketeinsatz im Demo-Reaktor sind in realistischer Weise zu berücksichtigen und modellbedingte Unsicherheiten dadurch zu reduzieren; die Aktivierung der Brutmaterialien soll zu diesem Zweck in der dreidimensionalen Tokamakgeometrie des Demo-Reaktors behandelt werden. Auf dieser Basis soll die räumliche und zeitliche Verteilung der Aktivierungsgrößen in den Blanketsegmenten ermittelt und untersucht werden.

Die Aktivierungsanalysen sollen auf der Basis des Europäischen AktivierungsSystems EASY (European Activation System) [117], dessen Kernstück das Inventarprogramm FISPACT ist, durchgeführt werden. Die neutronenphysikalischen Berechnungen sollen mit Hilfe des Monte Carlo Transportprogramms MCNP [110] durchgeführt werden. Das Inventarprogramm FISPACT ist mit dem Neutronentransportprogramm MCNP in der Weise zu koppeln, daß eine dreidimensionale Aktivierungsanalyse für einen (d,t)-Fusionsreaktor routinemäßig durchgeführt werden kann.

Auf dieser Basis soll das grundlegende Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien detailliert analysiert und maßgebliche Kernreaktionen und Nuklide ermittelt werden. Der Einfluß von Verunreinigungen und Spurenelementen auf das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien soll untersucht werden.

Weiterhin soll der Effekt von sequentiellen Reaktionen geladener Teilchen auf das Aktivie-

rungsverhalten der Brutmaterialien analysiert werden. Zu diesem Zweck soll das Verfahren von S. Cierjacks et al. [133] herangezogen werden; die benötigte Datenbasis ist für die behandelten Brutmaterialien zu vervollständigen.

Die radiologische Bedeutung der Brutmaterialaktivierung im Demo-Reaktor soll anhand einer vollständigen Reaktorrechnung aufgezeigt werden. Ferner soll die Abhängigkeit des Aktivierungsverhaltens der Brutmaterialien von den Betriebsparametern des Demo-Reaktors untersucht werden.

Als weiterer Schwerpunkt der Arbeit sollen Untersuchungen zur Abschätzung der Unsicherheiten der berechneten Aktivierungsgrößen aufgrund der Unsicherheiten in den differentiellen Wirkungsquerschnitten durchgeführt werden. Unsicherheiten in den differentiellen Wirkungsquerschnitten beeinflussen sowohl den Neutronentransport wie auch die Aktivierungsrechnungen. Das Ausmaß der Unsicherheiten soll daher mit Hilfe der Methode der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse abgeschätzt werden. Um den Modellierungsaufwand in Grenzen zu halten, sollen die diesbezüglichen Untersuchungen in eindimensionalen Geometriemodellen der Blanketentwürfe durchgeführt werden; für die neutronenphysikalische Berechnungen soll dabei auf das deterministische  $S_N$ -Verfahren zurückgegriffen werden. Zur Durchführung der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse soll ein Programmsystem erstellt werden, das auf das Sensitivitäts- und Unsicherheits-Rechenprogramm SUSD [216] und das deterministische  $S_N$ -Transportprogramm TWODANT [219] basiert.

Für eine Reihe ausgewählter Aktivierungsreaktionen sollen detaillierte Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalysen durchgeführt werden. Dabei sollen die einzelnen Aktivierungsreaktionen als integrale Größen betrachtet werden und deren Sensitivität und Unsicherheit in den jeweiligen Blanketmodellen ausführlich behandelt werden. Die Fortpflanzung der Unsicherheiten aus dem Neutronentransport in die berechneten Aktivierungsgrößen ist mit Hilfe der Unsicherheiten der Neutronenflußdichten, die ebenfalls nach der Methode der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse bestimmt werden, abzuschätzen. Zur Abschätzung der globalen Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen, die ausschließlich durch die Unsicherheiten in den Aktivierungsquerschnitten bedingt sind, soll auf ein Näherungsverfahren zurückgegriffen werden, das im Inventarprogramm FISPACT implementiert ist.

Auf der Grundlage der Ergebnisse der Aktivierungsanalysen soll abschließend auf die Problematik der Rezyklierung und Entsorgung der aktivierten Brutmaterialien eingegangen werden.

## 2. Grundlagen zur Aktivierung in einem (d,t)-Fusionsreaktor

### 2.1 Allgemein

Die Materialien in einem (d,t)-Fusionsreaktor werden in erster Linie durch neutroneninduzierte Kernreaktionen aktiviert. Die 14-MeV-Neutronen aus der (d,t)-Fusionsreaktion im Plasma werden im Laufe der Transportprozesse moderiert, so daß in den Reaktorkomponenten Neutronspektren vorliegen, deren Energiebereich von 14 MeV bis einigen eV erstreckt. In diesem breiten Energiebereich können vielfältige Kernreaktionen stattfinden (vgl. z.B. [49]-[53]). Die schematische Darstellung in der Abb. 2.1 aus [49] zeigt prinzipielle Reaktionsmechanismen und mögliche Reaktionskanäle.

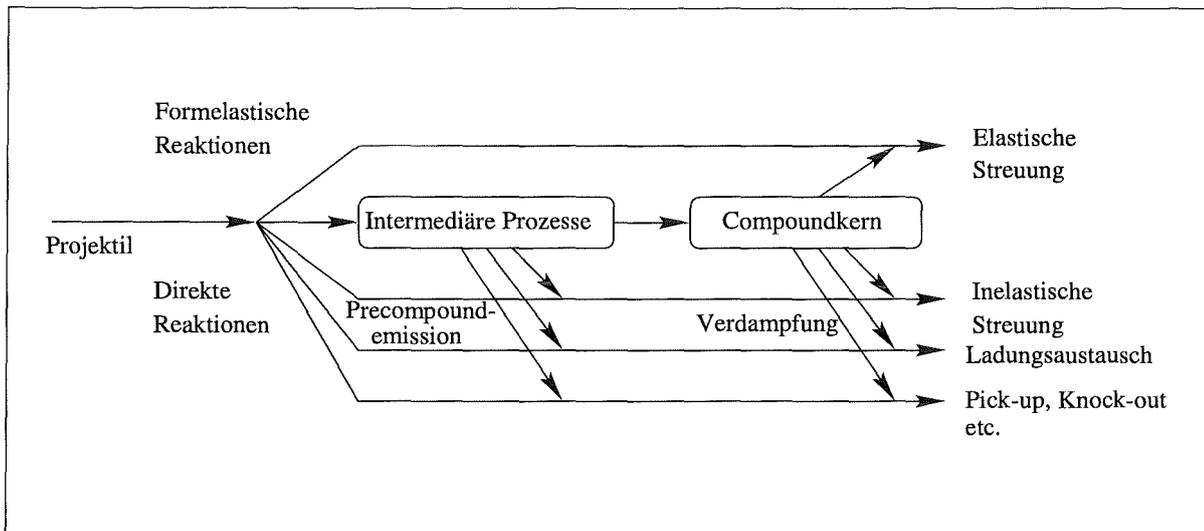


Abb. 2.1: Prinzipielle Reaktionsmechanismen und -kanäle

In dem hier interessierenden Energiebereich ( $< 20$  MeV) kommen vor allem die elastische und die inelastische Streuung sowie die Teilchen- bzw. Ladungs-Transferreaktionen vor. Grundsätzlich kann elastische Streuung durch die direkte form-elastische sowie durch compound-elastische Prozesse erfolgen, wobei letztere nur mit geringer Wahrscheinlichkeit bei niedrigerer Energie auftreten. In dem betrachteten Energiebereich findet die inelastische Streuung hauptsächlich über die Bildung von Compoundkernen statt. Die Teilchen- bzw. Ladungs-Transferreaktionen können sowohl über direkte Reaktionen durch Einteilchen- oder Kollektiv-Anregung wie auch über Compoundkern-Reaktionen ablaufen. Direkte Reaktionen und Compoundkern-Reaktionen zeigen deutlich verschiedene Winkel- und Energieabhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte, so daß sie einfach auseinander gehalten werden können [49, 50]; der Verdampfungsprozeß im Compoundkern bevorzugt die Emission niederenergetischer Teilchen mit symmetrischer Winkelverteilung, wogegen der direkte Prozeß die Emission energetischer Teilchen mit vorwärtsgerichteter Winkelverteilung bevorzugt. Außerdem zeigen die Wirkungsquerschnitte der Compoundkern-Reaktionen eine rapid variierende Energieabhängigkeit. Insbesondere sind bei niedrigen Energien in Folge der diskreten Anregungszustände des Compoundkerns aufgelöste Resonanzen zu

beobachten. Die Wirkungsquerschnitte direkter Reaktionen zeigen hingegen eine schwache Energieabhängigkeit mit gelegentlichen Riesenresonanzen [49].

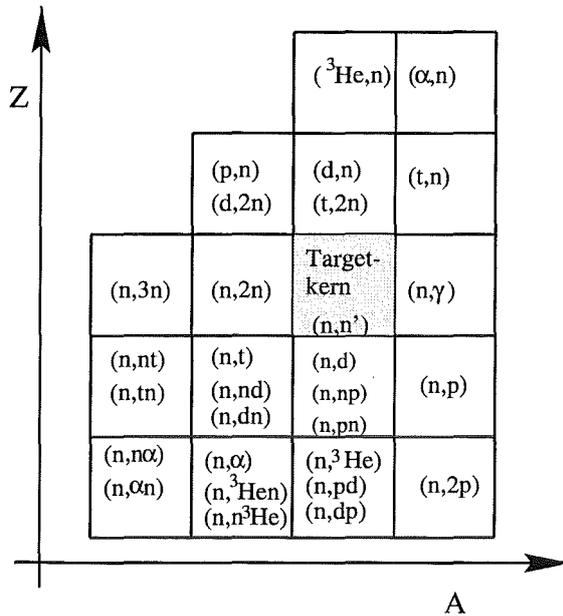


Abb. 2.2: Mögliche Transmutationsreaktionen, die unter 20 MeV kinematisch erlaubt sind

Kernreaktionen, bei denen sich der Restkern vom Targetkern durch die Massenzahl  $A$ , Ordnungszahl  $Z$  sowie die angeregten Zustände unterscheidet, werden als Transmutationen bezeichnet [50]. Die wichtigsten Gruppen von Kernreaktionen, die zur Transmutation führen, sind die Teilchen- bzw. Ladungs-Transferreaktionen. Das  $Z$ - $A$ -Diagramm in der Abb. 2.2 zeigt einige der unter 20 MeV kinematisch erlaubten neutroneninduzierten Transmutationsreaktionen. Außerdem sind Reaktionen geladener Teilchen dargestellt, die für die Aktivierung in  $(d,t)$ -Fusionsreaktoren von Bedeutung sind (s. Abschn. 2.1.2). Charakteristisch für die Transmutation in einem  $(d,t)$ -Fusionsreaktor ist, daß der hohe Neutronenfluß sukzessive Reaktionen ermöglicht, so daß lange Ketten von verschiedenen Reaktionen entstehen können und der Endkern im  $Z$ - $A$ -Feld weit vom Targetkern entfernt liegen kann. Beispielsweise kommt es bei der Transmutation von  $^{28}\text{Si}$ , welches als Basisisotop im Brutmaterial  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  vorhanden ist, durch eine dreistufige Kette von  $(n, \alpha)$ -Reaktionen gemäß  $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}(n, \alpha)^{22}\text{Ne}(n, \alpha)^{19}\text{O}$  zur Erzeugung von  $^{19}\text{O}$  in signifikanter Konzentration. Es sind aber auch komplexe Reaktionsketten mit Zerfällen möglich. Als anschauliches Beispiel dafür sei die Erzeugung von  $^{206}\text{Bi}$  in  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  genannt, gemäß  $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}(\beta^-)^{209}\text{Bi}(n, 2n)^{208}\text{Bi}(n, 2n)^{207\text{m}}\text{Bi}(IT)^{207}\text{Bi}(n, 2n)^{206}\text{Bi}$ .

Die Transmutationsprodukte können stabil oder instabil sein. Instabile Nuklide zerfallen mit bestimmten Halbwertszeiten unter der Emission von Teilchen nach dem wohlbekanntem Gesetz des radioaktiven Zerfalls (vgl. z.B. [54]). Mögliche Zerfallprozesse sind isomerischer Übergang, Elektroneneinfang,  $\beta$ - und  $\alpha$ -Zerfälle mit und ohne begleitende  $\gamma$ -Strahlung (s. Abb. 2.3). Gleichzeitig können mehrere Zerfallsmöglichkeiten vorhanden sein. Auch kann der Zerfall eines instabilen Zustands auf andere instabile Zustände führen, so daß Ketten von instabilen Zuständen

Die Bildung des Compoundkerns, mit hin auch die Wirkungsquerschnitte der Compoundkern-Reaktionen, ist von der Nukleonenzahl, d.h. von der Massen- und Ordnungszahl, abhängig. Auf der Basis der kinematischen Verhältnisse unterscheidet man zwischen Reaktionen mit und ohne Schwellenenergie. Die Anregungsfunktionen der Neutronenreaktionen ohne Schwellenenergie haben in der Regel einen  $1/v$ -Verlauf bei niedrigen Energien, gefolgt von aufgelösten Resonanzen, sodann einen fast konstanten Verlauf, der sich langsam dem geometrischen Wirkungsquerschnitt annähert. Bei Schwellenreaktionen nehmen die Anregungsfunktionen oberhalb der Schwellenenergie schnell zu, durchlaufen ein breites Maximum und fallen dann langsam bei höheren Energien ab.

entstehen können [55]. Die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls zu einem Zustand wird durch die partielle Zerfallskonstante gegeben.

Ereignet sich der Zerfall in Folge teilcheninduzierter Reaktionen, so spricht man von induzierter Radioaktivität. Der Vorgang an sich wird gewöhnlich Aktivierung genannt. Für die Aktivierung in einem (d,t)-Fusionsreaktor sind in erster Linie neutroneninduzierte Transmutationsreaktionen verantwortlich. Daneben kann es auch zur Aktivierung durch Sekundärteilchen aus den neutroneninduzierten Teilchenemissionsreaktionen ( $n, p$ ), ( $n, d$ ), ( $n, t$ ) usw. kommen (s. Abschn. 2.1.2).

Bevor auf die Methodik zur Berechnung der Aktivierung eingegangen wird, sollen zunächst Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Transmutationsreaktionen im Hinblick auf die Aktivierungsanalyse des (d,t)-Fusionsreaktors erläutert werden. Es ist darauf hinzuweisen, daß die Aktivierung in einem (d,t)-Fusionsreaktor nicht nur durch die 14-MeV-Neutronen erfolgt. Bereits in der ersten Wand befinden sich beträchtliche Anteile an moderierten thermischen und epithermischen Neutronen, so daß Reaktionen im gesamten Energiebereich von 14 MeV bishin zu thermischem Bereich berücksichtigt werden müssen.

### 2.1.1 Neutroneninduzierte Kernreaktionen

Die einfachste und häufigste Neutronenreaktion ist die elastische Streuung, die neben der inelastischen Streuung sowie den anderen Neutronenemissionsreaktionen die Transportprozesse im wesentlichen bestimmt. Bei der elastischen Streuung findet keine Anregung des Targetkernes statt, so daß sie für die Aktivierung keinen Beitrag liefert. Bereits bei niedrigen Energien tritt in Konkurrenz dazu der Strahlungseinfang auf, der maßgebliche Beiträge zur Aktivierung von mittelschweren und schweren Kernen liefert. Wie aus der Abbildung 2.4 zu sehen, nimmt der effektive Wirkungsquerschnitt <sup>1</sup> für den Strahlungseinfang mit der Massenzahl deutlich zu. Im oberen Massenbereich liegt er im Bereich von einigen barn und fällt zum unteren Massenbereich hin um etwa fünf Größenordnungen.

Die inelastische Streuung setzt bei Energien um 1 MeV an und zeigt insbesondere bei mittelschweren und schweren Kernen eine starke Zunahme mit der Neutronenenergie. Bei höheren Energien macht sie in den meisten Fällen die Hälfte des totalen Wirkungsquerschnittes aus. Die inelastische Streuung ist dann für die Aktivierung von Bedeutung, wenn sie zur Bildung

<sup>1</sup>Als effektiver Wirkungsquerschnitt bezeichnet man den mit einem Neutronenspektrum gewichteten Eingruppenwirkungswirkungsquerschnitt (s. Abschn. 2.2.1).

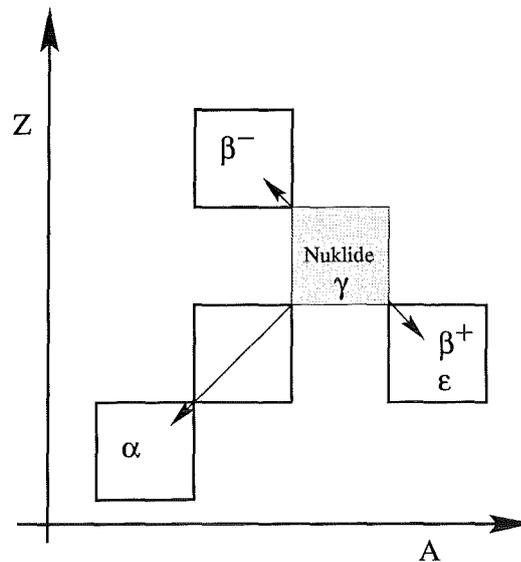


Abb. 2.3: Zerfallsmöglichkeiten radioaktiver Nuklide

langlebiger Isomerenzuständen führt. Oberhalb der Energien, bei der die Emission eines zweiten Neutrons kinematisch erlaubt ist, treten  $(n, 2n)$ -Reaktionen auf. Mit Ausnahme der  $(n, 2n)$ -Reaktion von  ${}^9\text{Be}$  liegen die Schwellenenergien der  $(n, 2n)$ -Reaktionen im Bereich 6 bis 12 MeV. Charakteristisch für die Wirkungsquerschnitte der  $(n, 2n)$ -Reaktionen ist, daß die Anregungsfunktion oberhalb der Schwellenenergie sprunghaft zunimmt, bis die Schwellenenergie für die Emission eines dritten Neutrons erreicht ist. Der Maximalwert der  $(n, 2n)$ -Anregungsfunktion nimmt mit der Massenzahl zu [56]. Der effektive Wirkungsquerschnitt ist nahezu unabhängig von der Massenzahl (s. Abb. 2.4). Bei noch höheren Energien kommt es zu  $(n, 3n)$ -Reaktionen, deren Wirkungsquerschnitte einen ähnlichen Verlauf wie die  $(n, 2n)$ -Reaktionen aufweisen.

Neutroneninduzierte Reaktionen mit geladenen Teilchen im Ausgangskanal sind, außer einigen Ausnahmen bei leichten Kernen, Schwellenreaktionen mit dem schon erwähnten charakteristischen Verlauf der Anregungsfunktionen. Der zugrundeliegende Reaktionsmechanismus ist jedoch vom emittierten Teilchentyp (Nukleon (Proton), komplexe schwach gebundene Teilchen (Deuteron, Triton und  ${}^3\text{He}$ ) und das stark gebundene  $\alpha$ -Teilchen sowie vom Targetkern abhängig. Allgemein gilt für neutroneninduzierte Reaktionen mit geladenen Teilchen im Ausgangskanal, daß die Schwellenenergie mit der Massenzahl des Targetkernes zunimmt und das Maximum der Anregungsfunktion abnimmt [56]. Die einzelnen Anregungsfunktionen nehmen dann ab, sobald die Emission eines zweiten Teilchen kinematisch erlaubt ist. Der effektive Wirkungsquerschnitt nimmt allgemein zum unteren Massenbereich hin zu (s. Abb. 2.4 und 2.5). Dies ist besonders deutlich bei den Wirkungsquerschnitten der  $(n, p)$ - und  $(n, \alpha)$ -Reaktionen zu sehen.  $(n, {}^3\text{He})$ -Reaktionen haben Wirkungsquerschnitte  $< 1 \mu\text{barn}$ , die relativ unabhängig von der Massenzahl sind. Reaktionen mit Neutronen und geladenen Teilchen im Ausgangskanal  $(n, xn\alpha q)$  haben Wirkungsquerschnitte  $< 1 \text{ mbarn}$  (siehe Abb. 2.5). Neben der Transmutation des Targetkernes führen die Teilchenemissionsreaktionen zur Bildung energetischer Teilchen, die weitere Kernreaktion eingehen können oder durch elastische Prozesse abgebremst werden und sich als Gasatome, Wasserstoff und Helium, in interatomaren Gitterplätze einlagern.

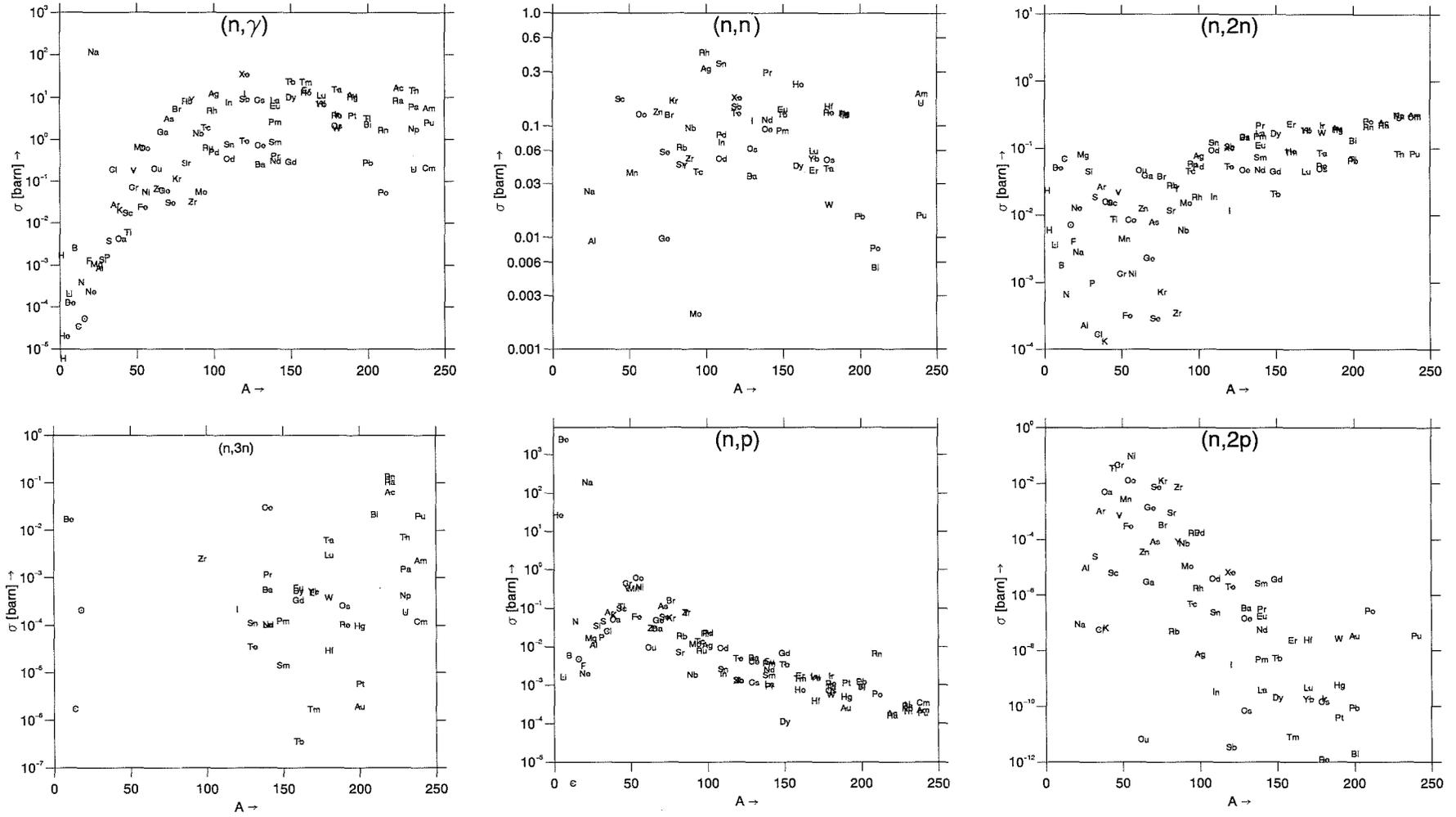


Abb. 2.4: Effektive Wirkungsquerschnitte neutroneninduzierter Aktivierungsreaktionen in Abhängigkeit von der Massenzahl  $A$  des Targetkernes

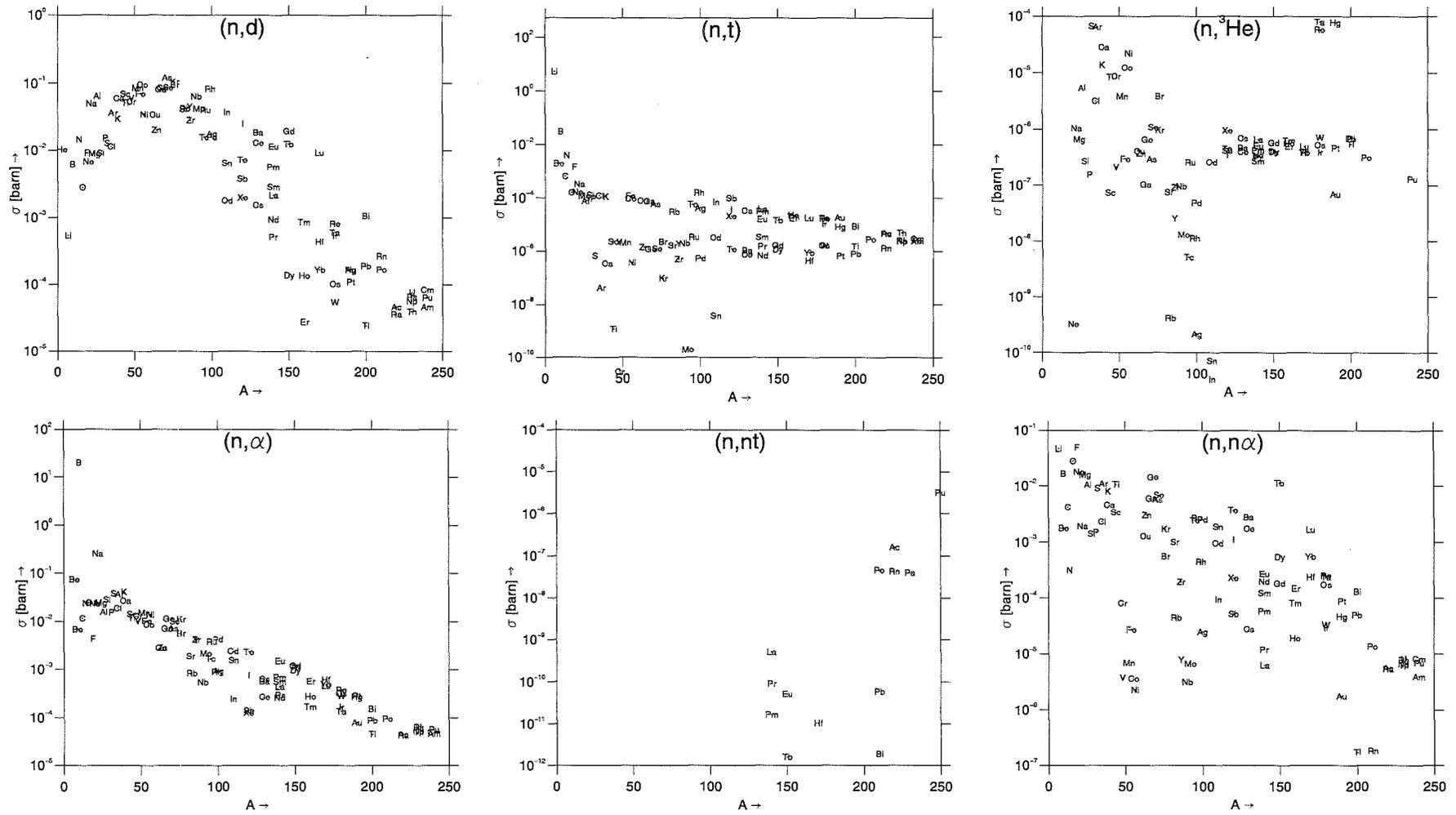


Abb. 2.5: Effektive Wirkungsquerschnitte neutroneninduzierter Aktivierungsreaktionen in Abhängigkeit von der Massenzahl  $A$  des Targetkernes

### 2.1.2 Sequentielle durch geladene Teilchen induzierte Kernreaktionen

Es gibt eine Vielzahl durch geladene Teilchen induzierter Kernreaktionen, die unterhalb von 20 MeV kinematisch erlaubt sind. Geladene Teilchen müssen zunächst die Coulomb-Barriere des Kernfeldes überwinden, bevor sie Kernreaktionen auslösen können. In Abhängigkeit ihrer Einlaufenergie können geladene Teilchen elastische oder inelastische Streuungen, Strahlungseinfänge oder Teilchenemissionsreaktionen eingehen. Außer bei den sehr leichten Kernen sind im allgemeinen durch geladene Teilchen induzierte Kernreaktionen unterhalb 0,1 MeV sehr unwahrscheinlich [54]. Bei den unteren Energien dominiert grundsätzlich der Strahlungseinfang, und mit zunehmender Energie werden dann Reaktionen mit Teilchenemissionen möglich. Die prinzipiellen Reaktionsmechanismen im Energiebereich unterhalb 20 MeV sind der Abbildung 2.1 zu entnehmen. Der Verlauf einer Reaktion hängt vom Typ und Energie des Projektils sowie von der Nukleonenzahl und von den angeregten Zuständen des Targetkernes ab.

Infolge der neutroneninduzierten Kernreaktionen mit geladenen Teilchen im Ausgangskanal können lokale Flüsse geladener Teilchen entstehen. Im Vergleich zu Neutronen haben geladene Teilchen wesentlich kürzere Reichweiten und auch höhere Schwellenenergien, um Kernreaktionen auszulösen. Die kinematischen Verhältnisse der neutroneninduzierten Kernreaktionen erlauben es, daß geladene Teilchen mit hohen Energien emittiert werden können. Somit ist zu erwarten, daß die sekundären Teilchen erneut Kernreaktionen eingehen können, obgleich gesagt werden muß, daß sie weitaus häufiger durch elastische Prozesse abgebremst werden. Der zweistufige Prozeß, der die Emission der geladenen Teilchen durch die primären neutroneninduzierten Reaktionen sowie die nachfolgende Reaktion der sekundären Teilchen einschließt, wird als sequentielle Reaktion geladener Teilchen (SCP<sub>R</sub> Sequential Charged Particle Reaction) bezeichnet.

Allgemein gibt es eine Vielzahl von Kernreaktionen geladener Teilchen, die zur Transmutation mithin auch zur Erzeugung radioaktiver Nuklide führen können. Für die Aktivierung in einem (d,t)-Fusionsreaktor sind jedoch lediglich die Reaktionen von geladenen Teilchen mit Neutronen im Ausgangskanal ( $(q,n)$ -Reaktionen), die zu den neutroneninduzierten Reaktionen invers sind, von Bedeutung. Der Grund hierfür liegt zum einen darin, daß  $(q,n)$ -Reaktionen zur Transmutation von Nukliden höherer Ordnungszahl führen, die sonst nur durch mehrfache neutroneninduzierte Reaktionen mit anschließendem  $\beta^-$ -Zerfall erreicht werden können (siehe Abbildung 2.2). Bei mehrfachen Transmutationsketten ist die Konzentration eines Nuklids der n-ten Kette dem Wirkungsquerschnitt zur n-ten Potenz direkt proportional, was bei kleinen Wirkungsquerschnitten ( $1 < \text{barn}$ ) bedeutet, daß das Erreichen eines Endkernes über lange Ketten entsprechend unwahrscheinlich ist. In solchen Fällen können daher Beiträge einstufiger  $(q,n)$ -Reaktionen die Beiträge mehrstufiger neutroneninduzierter Reaktionen übertreffen. Zum anderen stehen durch geladene Teilchen induzierte Reaktionen mit geladenen Teilchen im Ausgangskanal oft konkurrierenden einstufigen neutroneninduzierten Reaktionen gegenüber, die zum gleichen Endkern führen. Beispielsweise konkurrieren folgende Reaktionen miteinander:  $(n,t)$ ,  $(n,nd)$  und  $(n,dn)$  mit  $(p,\alpha)$  sowie  $(d,p)$ ,  $(t,d)$ ,  $(\alpha,{}^3\text{He})$  mit  $(n,\gamma)$ . In diesen Fällen dominieren grundsätzlich die Beiträge der neutroneninduzierten Reaktionen, da einerseits deren Wirkungsquerschnitte größer sind und andererseits der Neutronenfluß um mehrere Größenord-

nungen höher als der Teilchenflüsse liegt. Ein weiterer Gesichtspunkt zur Beschränkung auf  $(q, n)$ -Reaktionen besteht darin, daß deren Wirkungsquerschnitte in dem hier interessierenden Energiebereich in der Regel größer als der für die Emissionsreaktionen von geladenen Teilchen sind, da aufgrund der Coulomb-Barriere die Emission geladener Teilchen erschwert bzw. die Emission von Neutronen bevorzugt wird. Einschränkend muß hierzu gesagt werden, daß dies unter der Voraussetzung gilt, daß die Reaktionen über eine Compoundkernbildung und anschließender Verdampfung verlaufen. Andernfalls, z.B. im Falle von direkten Reaktionen, muß dies nicht zutreffen.

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß von Reaktionen geladener Teilchen vom Typ  $(q, n)$ , wobei  $q$  ein Proton, Deuteron, Triton,  ${}^3\text{He}$  oder  $\alpha$ -Teilchen ist, auf die Brutmaterialaktivierung im (d,t)-Fusionsreaktor untersucht<sup>2</sup>. Die Untersuchungen erfolgen unter Zuhilfenahme des Verfahrens von Cierjacks et al. [133], welches die Einbeziehung von sequentiellen Reaktionen geladener Teilchen in einem Inventarprogramm erlaubt (s. Abschnitt 5.) Anregungsfunktionen und effektive Wirkungsquerschnitte für sequentielle Reaktionen geladener Teilchen werden im Abschnitt 5. näher diskutiert. Es sei jedoch an dieser Stelle vorab bemerkt, daß der Einfluß der SCPR bei der Aktivierung von leichten Materialien bedeutend ist.

### 2.1.3 Photoneninduzierte Kernreaktionen

Der Einfluß photoneninduzierter Kernreaktionen auf die Aktivierung im (d,t)-Fusionsreaktor ist bislang noch nicht untersucht worden, obwohl Photonen mit Energien bis zu 20 MeV durch 14-MeV-Neutronen induziert werden können. Photonukleare Reaktionen sind im Prinzip möglich, wenn die Energie des Photons die Bindungsenergie eines Nukleons übersteigt. Dadurch können Kernreaktionen mit Neutronen oder geladenen Teilchen im Ausgangskanal ausgelöst werden. Wie oben erwähnt, wird die Emission von Neutronen grundsätzlich bevorzugt, wenn die Reaktionen über die Bildung von Compoundkernen ablaufen.

Die Schwellenenergie von  $(\gamma, n)$ -Reaktionen ist allgemein hoch. Beispielsweise liegt sie im Massenbereich  $A \approx 60$  bei 8 bis 13 MeV. In diesem Energiebereich stehen die  $(\gamma, n)$ -Reaktionen in unmittelbarer Konkurrenz zu  $(n, 2n)$ -Reaktionen, die deutlich größere Wirkungsquerschnitte haben. Außerdem ist das Neutronenspektrum in einem (d,t)-Fusionsreaktor in diesem Energiebereich recht flach, wogegen das  $\gamma$ -Spektrum bei etwa 10 MeV rapide abfällt, so daß die Neutronenflußdichte um einige Größenordnungen über der  $\gamma$ -Flußdichte liegt. Jarvis [14] schätzt den Anteil der  $(\gamma, n)$ -Reaktionen bei der Aktivierung der Strukturmaterialien im (d,t)-Fusionsreaktor auf etwa 1 % der  $(n, 2n)$ -Reaktionen.

Es bleibt jedoch zu hinterfragen, ob in bestimmten Fällen photoneninduzierte Reaktionen von Bedeutung sein können. Als Beispiel seien Reaktionen wie  ${}^7\text{Li}(\gamma, n){}^6\text{Li}(E_{th} = 7,25\text{MeV}, \beta^-)$  und  ${}^7\text{Li}(\gamma, \alpha){}^3\text{H}(E_{th} = 2,47\text{MeV}, \beta^-)$  genannt, die Wirkungsquerschnitte im Millibarn-Bereich aufweisen [57]. Ein weiteres Beispiel ist die wohlbekannteste Photoneutronenreaktion in Beryllium  ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}(n)2\alpha(E_{th} = 1,6\text{MeV})$ . In Feststoffblanketkonzepten für (d,t)-Fusionsreaktoren werden große Mengen an Beryllium als Neutronenmultiplier eingesetzt.

<sup>2</sup>Im Falle von Deuteron und Triton werden außerdem  $(d, 2n)$ - und  $(t, 2n)$ -Reaktionen betrachtet.

Aufgrund fehlender Kerndaten könnte in dieser Arbeit die photoneninduzierten Aktivierung nicht berücksichtigt werden.

## 2.2 Berechnungsverfahren

Die Berechnung der Aktivierung in einem (d,t)-Fusionsreaktor setzt voraus, daß die räumliche und energetische Verteilung der Neutronen in den Reaktorkomponenten bekannt ist, die ihrerseits die Beschreibung der Problemgeometrie einschließlich der Verteilung der Quelle, der Streu- und Absorptionszentren sowie die Lösung des stationären Transportproblems erfordert. An allen Nukliden des Systems finden elastische und inelastische Streuprozesse, Einfangs- und Teilchentransferreaktionen statt, die einerseits den Transport der Neutronen beeinflussen und andererseits das Nuklidfeld allmählich verändern. Die Entkopplung des Neutronenfeldes vom Nuklidfeld wird dadurch erreicht, daß das Neutronenfeld intervallweise quasi-statisch angenommen wird.

Prinzipiell erfolgt die Berechnung der Aktivierung in einem (d,t)-Fusionsreaktor in ähnlicher Weise wie eine Abbrandberechnung von Spaltungsreaktoren; die sukzessive Berechnung der zeitabhängigen Nuklidkonzentration und der stationären Neutronenflußdichteverteilung in einer Folge von Zeitintervallen, innerhalb denen eine zeitlich konstante Neutronenflußdichte angenommen wird. Aufgrund der Erzeugung der Neutronen im Plasma und des geringen Abbrands in den Reaktormaterialien wird im Unterschied dazu bei der Aktivierungsrechnung in einem (d,t)-Fusionsreaktor eine zeitlich konstante Neutronenflußdichte über der gesamten Bestrahlungszeit angenommen.

Die vollständige Berechnung der Aktivierung in einem (d,t)-Fusionsreaktor erfordert die Erstellung von differentiellen Wirkungsquerschnitten für die interessierenden Reaktionen und Nuklide, die Modellierung der Problemgeometrie mit der Quellverteilung und Materialkonfiguration, die Beschreibung des stationären Neutronenfeldes sowie der zeitabhängigen Veränderung des Nuklidfeldes. In den nachfolgenden Abschnitten wird auf einzelne Punkte der Aktivierungsanalyse von Fusionsreaktoren, wie sie gegenwärtig durchgeführt wird, näher eingegangen.

### 2.2.1 Die Inventargleichung

Ausgehend von der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronen in einem (d,t)-Fusionsreaktor läßt sich die räumliche und zeitliche Verteilung der Nuklide durch die Inventargleichung erfassen (Gl. 2.1). Die Zahl der Nuklide  $N_i(r, t)$  am Ort  $r$  zur Zeit  $t$ , die durch Transmutationen und Zerfälle entstehen bzw. verloren gehen, kann durch ein System gekoppelter steifer<sup>3</sup> linearer Differentialgleichungen erster Ordnung beschrieben werden. Die Gleichung für

---

<sup>3</sup>Charakteristisch für steife Differentialgleichungen ist, daß sie sowohl langsam als auch schnell veränderliche Lösungen besitzen, die nahe beieinander liegen [58]. Im vorliegenden Fall tritt dies deshalb ein, da die Halbwertszeiten sich im Bereich von einigen ms bis Millionen Jahren bewegen, so daß ein stark unterschiedliches Wachstumsverhalten einzelner Nuklide vorliegt.

ein Feld von  $m$  Nukliden lautet:

$$\begin{bmatrix} \dot{n}_1 \\ \dot{n}_2 \\ \vdots \\ \dot{n}_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1m} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{2m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & a_{m2} & \cdots & a_{mm} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_1 \\ n_2 \\ \vdots \\ n_m \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

oder in Matrizenschreibweise:

$$\dot{N} = \mathbf{A}N. \quad (2.2)$$

Dabei ist  $N$  der Konzentrationsvektor der Nuklide und  $\mathbf{A}$  ist eine Matrix deren diagonale Elemente  $a_{ij}(i=j)$  der Form

$$a_{ij(i=j)} = - \sum_j \left[ \int_E \sigma_{i \rightarrow j}(r, E) \Phi(r, E, t) dE + \lambda_{i \rightarrow j} \right] \quad (2.3)$$

und deren nichtdiagonalen Elemente  $a_{ij}(i \neq j)$  der Form

$$a_{ij(i \neq j)} = \int_E \sigma_{j \rightarrow i}(r, E) \Phi(r, E, t) dE + \lambda_{j \rightarrow i} \quad (2.4)$$

sind. Hierin ist  $\Phi(r, E, t)$  die Neutronenflußdichte,  $\sigma_i(r, E)$  der partielle orts- und energieabhängige Transmutationswirkungsquerschnitt und  $\lambda_i$  die partielle Zerfallskonstante. Die  $i$ -te Zeile der Gl. 2.1 beschreibt die zeitliche Änderung der Konzentration des  $i$ -ten Nuklids aufgrund der Transmutation und Zerfälle der Nuklide im Vektor  $N$ . Die diagonalen Elemente von  $\mathbf{A}$  stellen die Summe aller Transmutationen und Zerfälle des  $i$ -ten Nuklids dar, und die außerdiagonalen Elemente einer Spalte geben die Transmutationen und Zerfälle des  $i$ -ten Nuklids zu dem  $j$ -ten Nuklid an, so daß die Summe der Elemente einzelner Spalten von  $\mathbf{A}$  stets Null ist. Im allgemeinen ist  $\mathbf{A}$  während des Bestrahlung (im Reaktorbetrieb) asymmetrisch, da Reaktionen wie  $(n, 2n), (n, 3n)$  unterhalb der Hauptdiagonale auftreten. Beim Bestrahlungsende bzw. nach der Abschaltung des Reaktors verschwinden alle Transmutationsterme, und es entsteht eine Dreiecksmatrix, deren Elemente nur Zerfallsterme sind.

Zur Lösung der Inventargleichung sind weitere Näherungen erforderlich. In erster Linie wird eine zeitlich konstante Neutronenflußdichteverteilung über die Bestrahlungszeit angenommen, was angesichts der Neutronenerzeugung im Plasma sowie des geringen Abbrands in den Komponenten gerechtfertigt ist. Außerdem verzichtet man auf die Ortsabhängigkeit und gelangt somit zum Punktmodell, welches in der Fusionsanwendung geläufig ist. Mit der Einführung der Multigruppennäherung<sup>4</sup> zur Diskretisierung der Energiekoordinaten, die zu Gruppenflüssen  $\phi_g$  und Gruppenwirkungsquerschnitten  $\sigma_g$  führt, sowie nach einer weiteren Gruppenkondensation erhält man effektive Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_i^{eff} = \frac{\sum_g \phi_g \sigma_{ig}}{\sum_g \phi_g}, \quad (2.5)$$

mit denen man die Gl. 2.3 in ein lineares Differentialgleichungssystem erster Ordnung mit konstanten Koeffizienten

<sup>4</sup>Die Multigruppennäherung dient bei der Neutronentransportrechnung zur Diskretisierung der Energiekoordinaten. Zur Theorie der Multigruppennäherung wird auf die elegante Abhandlung von Bell et al. [59] hingewiesen.

$$\frac{dn_i}{dt} = -n_i(\sigma_i\phi + \lambda_i) + \sum_{j \neq i} n_j(\sigma_{ji}\phi + \lambda_{ji}) \quad (2.6)$$

überführen kann. Hier ist nun  $\sigma_i$  der effektive Transmutationswirkungsquerschnitt von  $n_i$ ,  $\sigma_{ji}$  der effektive partielle Transmutationswirkungsquerschnitt von  $j$  zur Bildung von  $i$  und  $\phi$  die totale Neutronenflußdichte.

Außer in den einfachsten Fällen, wie z.B. für direkte Ketten die Bateman-Methode [54], muß die Gl. 2.6 numerisch gelöst werden. Hierfür eignen sich mehrere Methoden, die aus der numerischen Mathematik bekannt sind (vgl. z.B. [60]). Weltweit gibt es zahlreiche Aktivierungsprogramme [61], die die verschiedensten numerischen Methoden verwenden. Die häufigsten sind die oben genannte Bateman-Methode, numerische Methoden gewöhnlicher Differentialgleichungen (Euler, Adams, Gear), exponentielle Matrixreihenmethode, Matrixdekompositionsmethoden (Eigenvektor, Schür) und Padé-Approximation. Näheres über die numerischen Methoden im Zusammenhang mit der Anwendung in der Aktivierungsberechnung von Fusionsreaktoren einschließlich für den gepulsten Betrieb sind in [62] und [63] zu finden. Es ist an dieser Stelle darauf hinzuweisen, daß die Mehrzahl der numerischen Methoden ausreichend hohe Genauigkeit besitzt, so daß die Unsicherheiten bei der Berechnung der Aktivierung von (d,t)-Fusionsreaktoren hauptsächlich von der Modellierung des Problems und von den Kerndaten stammen, die gleichermaßen die Neutronentransport- und Aktivierungsrechnung beeinflussen. Deshalb setzt diese Arbeit an dieser Stelle ein und versucht durch verbesserte Modellierung und Quantifizierung der datenbedingten Unsicherheiten tragfähige Ergebnisse zu erzielen.

Weiterhin lassen sich anhand der zeitabhängigen Verteilung der Nuklidinventare radiologische Größen  $I(t)$  als lineare Kombinationen

$$I(t) = \sum_i K_i n_i(t) \quad (2.7)$$

bestimmen. Dabei ist  $K_i$  ein nuklid- und größenpezifischer Faktor. Die Aktivität ( $A_i(t) = \lambda_i n_i(t)[Bq]$ ) ist eine der Grundgrößen, die die Zerfallsrate eines Radionuklids angibt. Die auf die Masse bezogene Aktivität nennt man spezifische Aktivität [Bq/kg]. Die Aktivität liefert jedoch keine Aussage über die Charakteristik der Strahlung, sie gibt lediglich die Anzahl der Zerfälle pro Zeiteinheit an. Um die Auswirkung der Strahlung näher zu beschreiben, müssen daher charakterisierende Größen definiert werden.

Um die Wärmeerzeugung durch den Zerfall eines Nuklids  $n_i(t)$  zu beschreiben, verwendet man die Nachwärmeleistung  $H_i(t)$  [Wkg<sup>-1</sup>] bzw. [Wcm<sup>-3</sup>], die sich aus den Beiträgen der einzelnen Strahlungsarten ( $\gamma$ ,  $\beta$  und  $\alpha$ ) wie folgt zusammensetzt:

$$H_i(t) = 1,602189 \cdot 10^{-13} [\sum E_\gamma \varphi(E_\gamma) A_{i\gamma}(t) + \sum E_\beta \varphi(E_\beta) A_{i\beta}(t) + \sum E_\alpha \varphi(E_\alpha) A_{i\alpha}(t)] \quad (2.8)$$

Dabei erstreckt sich die Summation über das diskret normierte Spektrum  $\varphi(E)$  des jeweiligen Teilchens.  $A_i$  ist die spezifische Aktivität und  $E$  [MeV] die Energie der emittierten Teilchen. Dabei wird angenommen, daß die emittierten Teilchen ihre Energie am Ort ihrer Entstehung abgeben. Dies trifft in guter Näherung für  $\beta$ - und  $\alpha$ -Teilchen zu, während es für energetische Photonen, die relative große freie Weglängen haben, eine vereinfachte Annahme bedeutet.

Zur Charakterisierung der Wirkung der Strahlung benutzt man im allgemeinen die Strahlungsdosis, die physikalischer, chemischer oder biologischer Art sein kann. Bei der Aktivierungsanalyse von (d,t)-Fusionsreaktoren werden häufig die  $\gamma$ -Kontakt-Dosisrate  $D[\text{Svh}^{-1}]$ , die Inhalations- und die Ingestionsdosis [Sv] verwendet. Als  $\gamma$ -Kontakt-Dosisrate, im folgenden der Einfachheit halber mit  $\gamma$ -Dosisrate bezeichnet, definiert man die Dosisleistung an der Oberfläche eines bestrahlten Teils, die durch Photonen der zerfallenden Nuklide entsteht. Die  $\gamma$ -Dosisrate kann für eine unendlich ausgedehnte Platte eines bestrahlten Materials nach der Näherungsformel [64]

$$D(t) = 5,76 \cdot 10^{-10} \frac{B}{2} \sum_j \frac{\mu_a(E_j)}{\mu_m(E_j)} E_j \varphi(E_j) A(t) \quad (2.9)$$

mit

$B =$  Dosisaufbaufaktor

$\mu_a(E_j) =$  Massenabschwächungskoeffizient der Luft [ $\text{m}^2\text{kg}^{-1}$ ]

$\mu_m(E_j) =$  Massenabschwächungskoeffizient des bestrahlten Materials [ $\text{m}^2\text{kg}^{-1}$ ]

berechnet werden. Die  $\gamma$ -Dosisrate eignet sich zur Charakterisierung der beruflichen Exposition, bei der Handhabung von bestrahlten Materialien. Auf der Basis des zulässigen jährlichen Dosisgrenzwertes für die berufliche Exposition [65] lassen sich zweckgebundene Grenzwerte in einfacher Weise herleiten.

Um die biologische Gefährdung bei der Inkorporation von bestrahlten Materialien darzustellen, werden auf die effektive Dosis <sup>5</sup> (früher effektive Äquivalentdosis genannt) bezogene Größen verwendet. Der Grad der Gefährlichkeit inkorporierter Radionuklide hängt von einer Reihe von Faktoren, wie Strahlenart, Strahlungsenergie, Halbwertszeit, dem Eingangsweg, der Ausscheidengeschwindigkeit, der Anreicherung und Verweilzeit in bestimmten Organen, ab. In der vorliegenden Arbeit werden als Richtmaße hierfür die Ingestions- und Inhalationsdosen benutzt. Sie ergeben sich unmittelbar aus dem Produkt der spezifischen Aktivität eines Radionuklids und einem Dosis-Koeffizienten, der die effektive Dosis bei einer Exposition über 50 Jahre nach der Ingestion oder Inhalation eines Radionuklids mit einer Aktivität von 1 Bq angibt. Für näheres hierzu wird auf die Dokumentation der Internationalen Strahlenschutzkommission ICRP 61 [66] hingewiesen.

## 2.2.2 Design-orientierte Aktivierungsanalyse

Aktivierungsanalysen in (d,t)-Fusionsreaktoren werden gegenwärtig mit zwei Zielsetzungen durchgeführt. Zum einen wird das grundlegende Aktivierungsverhalten von Materialien untersucht, um optimierte Materialien (z.B. LAMs), zu entwickeln, wobei man zu diesem Zweck repräsentative Bestrahlungsbedingungen eines (d,t)-Fusionsreaktors zugrundelegt (vgl. z.B. [67] - [76]). Zum anderen werden bei konkreten Reaktorentwürfen das Aktivierungsverhalten von Komponenten untersucht, um für die Auslegung, die Sicherheitsanalyse und andere Fragestellungen eine

---

<sup>5</sup>Die effektive Dosis (Sv) ist die Summe der gewichteten Äquivalentdosen in allen Geweben und Organen des Körpers (für näheres s. [65]).

Datenbasis bereitzustellen. Bei den design-orientierten Analysen wird im allgemeinen folgende Vorgehensweise verfolgt:

- Neutronenphysikalische Modellierung des Systems
- Erstellung von Datensätzen für die Neutronentransport- und Aktivierungsrechnung
- Berechnung der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronen
- Berechnung der zeitabhängigen Nuklidkonzentration und daraus abgeleiteter Größen.

Die neutronenphysikalische Modellierung, im Zuge derer die räumlichen und energetischen Verteilungen der Neutronen in den Reaktorkomponenten bestimmt werden, hat einen maßgeblichen Einfluß auf die Aktivierungsanalyse von (d,t)-Fusionsreaktoren. Ausgehend von der stationären räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronen erfolgt die Berechnung der zeitabhängigen Nuklidkonzentration mit Hilfe der Inventargleichungen, die die Bildung und Zerfälle einzelner Nuklide über die Bestrahlungszeit erfassen. Ein aktueller Gesamtüberblick der Methodik und Probleme design-orientierten Aktivierungsanalysen für Fusionsreaktoren ist in [77] zu finden. Die Mehrzahl der design-orientierten Aktivierungsanalysen beruhen bislang auf eindimensionaler neutronenphysikalischer Modellierung (vgl. z.B. [78]-[84]), wobei die Neutronentransportrechnung auf der Basis des  $S_N$ -Verfahrens erfolgt.

Der geometrische Aufbau von (d,t)-Fusionsreaktoren ist äußerest komplex, so daß eine eindimensionale neutronenphysikalische Modellierung, die in erster Linie durch die Verwendung des  $S_N$ -Verfahrens bedingt ist, dazu führt, daß modellbedingte Fehler vorab im Kauf genommen werden müssen. In Anbetracht dessen ist zu hinterfragen, in wieweit die eindimensionale Näherung, die routinemäßig der Aktivierungsanalysen von Fusionsreaktoren (beispielsweise bei NET und ITER) zugrundegelegt wird, zuverlässige Ergebnisse liefern kann.

Bei der eindimensionalen Geometrienäherung eines Tokamakreaktors versucht man meist den Torus in einem Zylinder zu überführen, so daß die neutronenphysikalischen Berechnungen in eindimensionaler Zylindergeometrie durchgeführt werden können. In Abhängigkeit der zu betrachtenden Problemgeometrie innerhalb des Reaktors können auch andere eindimensionale Geometrien in Frage kommen. Für Betrachtungen im Blanketbereich geeignete eindimensionale Modelle in Zylindergeometrie lassen sich dadurch erzeugen, indem man die magnetische Achse oder die Torussymmetrieachse mit einer horizontalen oder vertikalen Achse eines unendlich ausgedehnten Zylinders zusammenfallen läßt. Im ersten Fall wäre das Plasma durch horizontal liegender Vollzylinder repräsentiert, der von konzentrischen Zylinderringen, die die erste Wand, das Blanket und das Vakuumgefäß darstellen, umgeben wird. Der entscheidende Nachteil dieses Modells besteht darin, daß es die Trennung der Segmente auf der inneren und äußeren Torusseite aufhebt. Dieses Modell eignet sich lediglich für gezielte Untersuchungen mit angepaßter Normierung. So wurde in [85, 79] die neutronenphysikalische Analyse des Divertorbereichs von ITER anhand eines solchen Modells durchgeführt. Im zweiten Fall läßt sich die innere und äußere Torusseite getrennt darstellen (Abb. 2.6). Dabei erhalten die um die Torusachse konzentrisch aufgesetzten Zylinderringe, die das Plasma, die Blanketsegmente und das Vakuumgefäß

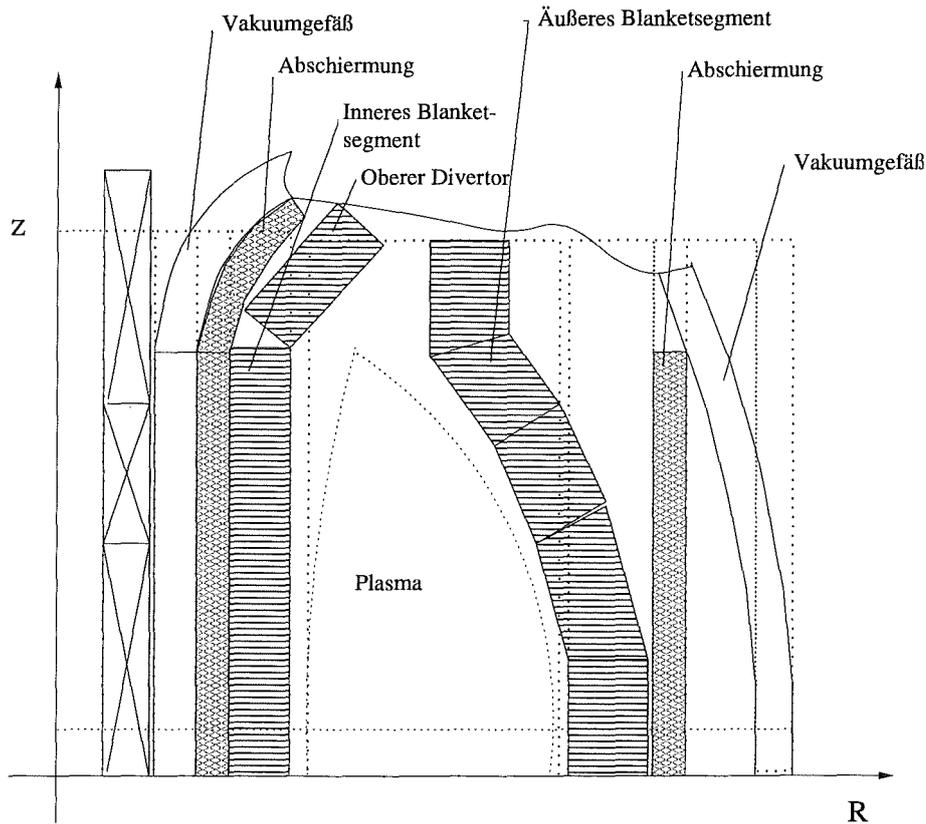


Abb. 2.6: Schematische Darstellung der eindimensionalen Näherung eines Tokamakreaktors durch um die Torusachse konzentrisch aufgesetzte Zylinderringe

darstellen, die geometrischen Abmessungen der Torusmittelebene. Dieses Modell erlaubt die gleichzeitige neutronenphysikalische Behandlung der inneren und äußeren Segmente, so daß die toroidalen Effekte durch reflektierte Neutronen berücksichtigt werden können. Dieses Modell wird für eindimensionale Berechnungen im Rahmen dieser Arbeit angewendet.

Die Probleme der eindimensionalen Näherung bei der neutronenphysikalischen Analyse von (d,t)-Fusionsreaktoren sind im allgemeinen bekannt. In der eindimensionalen Geometrienäherung können trivialerweise poloidale Variationen und Heterogenitätseffekte nicht berücksichtigt werden. In eindimensionaler Geometrie lassen sich deshalb prinzipiell nur plasma-nahe Komponenten mit guter Näherung darstellen. Je mehr man sich vom Plasma entfernt, um so größer werden die Unsicherheiten der Näherung. Im allgemeinen hängt die Genauigkeit der ermittelten neutronenphysikalischen Größen von dem betrachteten System, von den betrachteten Größen selbst und von der räumlichen Lage ab [86, 87].

Wie eingangs skizziert ergeben sich weitere Nachteile durch die Verwendung des  $S_N$ -Verfahrens. Besonders hervorzuheben ist die Diskretisierung des Phasenraums und des Datenfeldes (Multigruppennäherung), die neben der Geometriereduktion weitere systematische Unsicherheiten bedingen. Der dadurch entstehende Fehler ist in erheblichem Maße problemabhängig. Verfahrensinhärente Effekte können ebenfalls zu inadäquaten Ergebnissen führen. Hierzu zählt

der Ray-Effekt [88, 89], welcher aufgrund der diskreten Aufteilung des Raumwinkels zu nicht-physikalischen Flußverteilungen führen kann, insbesondere bei Problemen mit äußerer Quelle und geringem Streuvermögen. Daneben können lokale negative Neutronenflüsse durch inkorrekte numerische Behandlung der Differenzgleichungen insbesondere bei starker Anisotropie entstehen. Beide Effekte können durch höhere  $P_L S_N$ -Näherungen sowie durch die Erhöhung der Diskretisierung des Phasenraums abgeschwächt werden.

Die Probleme der neutronenphysikalischen Modellierung in eindimensionaler Geometrie mit dem  $S_N$ -Verfahren können durch die Verwendung des Monte Carlo Verfahrens vermieden werden. Beim Monte Carlo Verfahren ist es nicht erforderlich, eine Transportgleichung zu formulieren und zu lösen, was notwendigerweise zu einer idealisierten Geometriedarstellung führen würde. Daher erlaubt das Monte Carlo Verfahren die Behandlung komplexer dreidimensionaler Geometrien, wie es bei (d,t)-Fusionsreaktoren der Fall ist. Im allgemeinen erfolgt die dreidimensionale Geometriemodellierung mittels räumlicher Schnittflächen bzw. Körper, so daß die Darstellung komplexer Geometrien mit nahezu beliebiger Genauigkeit möglich ist. Darüberhinaus erfordert das Monte Carlo Verfahren prinzipiell keine Diskretisierung des Phasenraums und auch des Datenfelds, wodurch diesbezügliche Fehler gänzlich ausgeschlossen werden können.

Hinsichtlich modellbedingter Unsicherheiten bei der Aktivierungsanalyse von (d,t)-Fusionsreaktoren gibt es bisher keine Untersuchungen. Die standardmäßig angewendete eindimensionale Näherung führt offensichtlich zu modellbedingten Unsicherheiten, deren Ausmaß von dem betrachteten System abhängig ist. Mit einer dreidimensionalen Modellierung des Problems dürfte zu erwarten sein, daß die Zuverlässigkeit der berechneten Ergebnisse wesentlich verbessert wird.

### 2.2.3 Notwendige Daten

Die Besonderheiten der Neutronenphysik des (d,t)-Fusionsreaktors, erweiterter Energiebereich bis 14 MeV, damit verbundener starker Anisotropie, gestiegener Bedeutung inelastischer Streuprozesse sowie der Verwendung von leichten Materialien, machen es notwendig, daß für die Fusionsanwendung geeigneter Datenbibliotheken konzipiert werden müssen. So sind in den letzten Jahren evaluierte Kerndatenbibliotheken entstanden [43], die fusionsrelevante Aspekte explizit in Betracht ziehen. Stellvertretend seien die evaluierten Kerndatenbibliotheken ENDF/B-VI [90], EFF-2 [45] und FENDL-1 [46] genannt, die in dieser Arbeit verwendet werden.

Für den Neutronentransport sind in erster Linie die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen notwendig, die zur Absorption und Emission von Neutronen führen und somit den Neutronentransport beeinflussen. Die Absorptionsreaktionen werden durch die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte  $\sigma(E)$  beschrieben. Für die Emissionsreaktionen werden neben den energieabhängigen Wirkungsquerschnitten auch Winkel-Energie-Verteilungen der sekundären Neutronen benötigt, die für elastische und diskret-inelastische Streuungen in einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitten  $\sigma(E, \Omega')$  dargestellt werden, wobei die Energieverteilung der gestreuten Neutronen mit dem Streuwinkel aus der kinematischen Beziehung abgeleitet werden kann. Für die Beschreibung anderer inelastischer Prozesse sind prinzipiell doppel-differentielle Wirkungsquerschnitte  $\sigma(E, E', \Omega')$  erforderlich, die in Abhängigkeit der einfallenden Neutro-

nenenergie die korrelierte Winkel-Energie-Verteilung darstellen. Außerdem sind partielle Wirkungsquerschnitte für die Ermittlung wichtiger Reaktionsraten wie TBR, Gasproduktion usw. erforderlich. Um den Transport von sekundären Photonen, der bei Abschirmberechnungen und bei der Berechnung der nuklearen Wärmeerzeugung notwendig ist, verfolgen zu können, sind Photonenerzeugungs-Wirkungsquerschnitte und photoatomare Transportwirkungsquerschnitte erforderlich. Ferner benötigt man zur Berechnung der nuklearen Wärmeerzeugung KERMA-Faktoren (Kinetic Energy Release in Materials), die die an die Rückstoßkerne und an die sekundären geladenen Teilchen übertragene kinetische Energie angeben. Der KERMA-Faktor (Einheit eV barn) für eine bestimmte Reaktion ergibt sich aus dem Produkt der Energie des emittierten Teilchens und Rückstoßkerns mit dem jeweiligen partiellen Wirkungsquerschnitt und kann entweder direkt oder über einer Energiebilanz berechnet werden (vgl. [93]).

In den Datenbibliotheken für Fusionsanwendungen setzt sich die Tendenz durch, daß immer mehr Daten in nuklidweiser Auswertung vorliegen, was die physikalische Behandlung einiger Prozesse, z.B. Q-Werte bei einfachen kinematischen Berechnungen, verbessert. Hinsichtlich der Aufnahme von Materialien in Fusion-Datenbibliotheken setzt man die Priorität gemäß der Verwendungsmöglichkeit. Besondere Aufmerksamkeit schenkt man jenen Materialien, die als Brutstoffe, Neutronenmultiplier und Strukturmaterialien vorgesehen sind.

Die Aktivierungsanalyse benötigt energieabhängige Wirkungsquerschnitte der Reaktionen, die zur Transmutation des Targetkerns führen. Es müssen Daten für sämtliche Nuklide, die sich zu Anfang der Bestrahlung im System befinden und während der Bestrahlung entstehen, einschließlich radioaktiver Nuklide, sowie für langlebige Isomerenzustände vorhanden sein. Betrachtet man die Anzahl der in Frage kommenden Nuklide, etwa 1900, wird deutlich, wie umfangreich der Datenbedarf für die Aktivierungsanalyse ist. Die Konsequenz hiervon ist, daß man bei der Entwicklung von Aktivierungsbibliotheken in erster Linie darum bemüht ist, zunächst die Vollständigkeit zu gewährleisten, um so alle Nuklide abzudecken. Dies geschieht jedoch oft auf Kosten der Qualität, indem Daten durch vereinfachte Modellrechnungen und systematische Abschätzungen erstellt werden. Die erste umfangreiche Aktivierungsbibliothek für die Fusionsanwendung REAC wurde von Mann [91] im wesentlichen durch Berechnungen nach Systematiken erstellt und enthielt Wirkungsquerschnitte für über 6000 Reaktionen und für über 300 Targetnuklide. Gegenwärtige Aktivierungsbibliotheken enthalten über 10000 Reaktionen für über 600 Targetnuklide [92]. Beispielsweise umfaßt die in dieser Arbeit benutzte Aktivierungsbibliothek EAF-4 für 736 Targetnuklide Wirkungsquerschnitte für 13000 neutroneninduzierte Reaktionen, die unter 20 MeV kinematisch erlaubt sind (s. Abschn. 4).

Neben den Transmutationswirkungsquerschnitten sind für die Aktivierungsanalyse Zerfallsdaten für die instabilen Nuklide erforderlich, die die Halbwertszeit, den Zerfallsmodus sowie das Spektrum des emittierten Teilchen beschreiben.

Die Kerndaten in den evaluierten Datenbibliotheken sind sehr detailliert und auch parametrisiert dargestellt und müssen deshalb für die jeweiligen Anwendungen prozessiert werden. Es handelt sich hierbei in der Regel darum, die physikalischen Größen aus den evaluierten Datenbibliotheken in punktwiser oder gruppenweiser Darstellung zu rekonstruieren und Daten-

bibliotheken für spezifische Anwendungen bereitzustellen. Für diesen Zweck werden Processing Codes verwendet, die u.a. Funktionen wie Resonanzrekonstruktion, Dopplererweiterung, und Multigruppennäherung besitzen. Die in dieser Arbeit benutzten Arbeitsbibliotheken sowie alle andere Daten aus den evaluierten Datenbibliotheken wurden mit dem Processing Code NJOY [93] erstellt. Dies wird in den jeweiligen Abschnitten näher beschrieben.

Ferner muß bei neutronenphysikalischen Berechnungen die Tatsache in Betracht gezogen werden, daß die den Berechnungen zugrundeliegenden differentiellen Wirkungsquerschnitte naturgemäß Unsicherheiten enthalten, die bei deren experimenteller oder theoretischer Bestimmung entstehen [224, 225]. Prinzipiell sollte für jede evaluierte Größe entsprechende Information (die Varianzen und Kovarianzen) über deren Genauigkeit vorhanden sein. Bislang ist dies in den evaluierten Datenbibliotheken nur für bestimmte Daten der Fall, obgleich die Notwendigkeit der Verfügbarkeit von Varianz- und Kovarianzdaten längst bekannt und entsprechende Formate (ENDF MF=30-40) existieren. Detaillierte Kovarianzdaten sind lediglich für die Standard-Neutronenwirkungsquerschnitte und für eine Reihe von Neutronendosimetriereaktionen vorhanden. Darüberhinaus sind in den neuesten evaluierten Kerndatenbibliotheken ENDF/B-VI [90] und EFF-2.4 [45] für einige Materialien und Reaktionen Kovarianzdaten von Kontinuum-Wirkungsquerschnitten vorhanden. Kovarianzdaten für sekundäre Energie- und Winkelverteilungen und sekundäre  $\gamma$ -Erzeugungswirkungsquerschnitte sind bislang noch nicht verfügbar. Auch sind keine Kovarianzdaten für die Vielzahl der Aktivierungsreaktionen sowie Zerfallsdaten vorhanden.

Im allgemeinen ist bei den Wirkungsquerschnitten der Aktivierungsreaktionen mit hohen Unsicherheiten zu rechnen, da diese überwiegend durch Kernmodellrechnungen bestimmt werden. Die Güte der theoretisch berechneten Anregungsfunktionen hängt von dem theoretischen bzw. empirischen Modell, den Systematiken und denen zugrundegelegten Annahmen und experimentellen Daten ab, und kann dementsprechend stark variierende Unsicherheiten aufweisen. Beispielsweise liegt nach Forrest [127] der Unsicherheitsfaktor  $f$  (mit  $-\sigma/f < \Delta\sigma < f\sigma$ ) bei 14.5 MeV für die Systematik der Reaktionen  $(n, p), (n, \alpha), (n, d), (n, t)$  und  $(n, {}^3\text{He})$  bei 1.5, 1.6, 2.0, 1.6 und 1.9, was auch für die Mehrzahl der Wirkungsquerschnitte der Schwellenreaktionen in der EAF-Bibliothek gilt.

Für die Neutronentransport-Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Materialien gibt es eine Reihe von hochwertigen Messungen, so daß sich die Mehrzahl der Auswertungen auf fundierte Datenbasis stützt. Dennoch macht es die Forderung nach Vollständigkeit notwendig, daß hierbei ebenfalls auf Kernmodellrechnungen zurückgegriffen wird, um Wirkungsquerschnitte für Reaktionen, die experimentell überhaupt nicht oder nur in begrenztem Energiebereich gemessen werden können, zu bestimmen. Darüberhinaus liefern bei der Evaluierung von Wirkungsquerschnitten Kernmodellrechnungen die Grunddaten, die mittels experimenteller Daten angepaßt werden. Bei experimentellen Daten ist naturgemäß mit zufälligen und systematischen Fehler zu rechnen. Außerdem liegt die erreichbare Genauigkeit von Kernmodellrechnungen bei optimaler Einstellung aller relevanten Parameter bei etwa 5-10% [94].

## 2.3 Weiterführende Bemerkung

Die Untersuchung des Aktivierungsverhaltens von Materialien in einem (d,t)-Fusionsreaktor erfordert neben der neutronenphysikalischen Modellierung weitere Angaben, die die Bestrahlungsbedingung und das bestrahlte Material näher charakterisieren.

Die Bestrahlungsbedingung in einem (d,t)-Fusionsreaktor wird durch die Neutronenwandbelastung bzw. die Reaktorleistung, den Betriebsmodus des Reaktors (gepulst oder kontinuierlich) und die Bestrahlungsdauer charakterisiert. Für die hier durchgeführten Untersuchungen sind diesbezügliche Parameter durch die Spezifikationen des Demo-Reaktors gegeben und werden im Abschnitt 3 diskutiert.

Für die Aktivierungsanalyse werden ferner detaillierte chemische Zusammensetzungen der Materialien einschließlich Verunreinigungen und Spurenelemente bis in den ppm- bzw. ppb-Bereich benötigt. Da sich die Mehrzahl der Materialien für den Einsatz in (d,t)-Fusionsreaktoren noch in der Entwicklung befindet, kann derzeit bezüglich der Konzentrationen von Verunreinigungen keine endgültige Aussage getroffen werden. Für labormäßig bzw. in geringen Stückzahlen nach dem derzeit gängigen Fabrikationsverfahren hergestellte Materialien liegen chemische Analyseergebnisse vor, die im allgemeinen je nach Ausgangsmaterial, Fabrikation und verwendetem Analyseverfahren streuende Werte aufweisen.

Die Probleme von Verunreinigungen und Spurenelementen bei der Aktivierung von Materialien in (d,t)-Fusionsreaktoren sind in ihrer allgemeinen Form bekannt. Konzentrationen von Verunreinigungen unterhalb des ppm-Bereiches, die aus der Sicht der Werkstoffkunde relativ unbedeutend erscheinen, können auf das Materialaktivierungsverhalten einen wesentlichen Einfluß ausüben. Deshalb ist die Entwicklung von Methoden zur Herstellung ultra-reiner Materialien neben der radiologisch zugeschnittenen Auswahl der Basiselemente (Isotopic Tailoring) eine wesentliche Zielsetzung, die im Rahmen der Entwicklung von niedrig-aktivierbarer Materialien (Low Activation Materials LAMs) verfolgt wird. Die bei den vorliegenden Untersuchungen berücksichtigten Konzentrationen von Verunreinigungen beziehen sich auf gegenwärtig Untersuchungsergebnisse bzw. gewünschte Spezifikationen (s. Abschn. 3.3).

### 3. Die Blanketentwürfe

Künftige kommerzielle (d,t)-Fusionsreaktoren werden nach derzeitiger Annahme bezüglich globaler Abmessungen und plasmaphysikalischer Parameter von den Anlagen der nächsten Generation wie ITER aus kleinere Extrapolationen bedürfen [95]. Demgegenüber wird eingeräumt, daß für die Technologie der Reaktorkomponenten wie die erste Wand, Brutblankets, Divertoren, supraleitende Magnetsysteme usw. weitaus größere Extrapolationen notwendig werden [95]. Somit ergibt sich die Notwendigkeit, daß für einen zuverlässigen und sicheren Reaktorbetrieb erforderliche Technologien rechtzeitig entwickelt werden müssen. Die Entwicklung von reaktorrelevanten Brutblankets ist in Anbetracht der herausragenden Rolle, die dem Blanket eines (d,t)-Fusionsreaktors zukommt - die Aufrechterhaltung des Brennstoffzyklus, d.h. die Erzeugung des Tritiums sowie dessen Gewinnung, und die Sicherung der nuklearen Wärmeabfuhr unter Kühlmittelbedingungen, die mit einem ausreichendem Wirkungsgrad Energieerzeugung ermöglichen - von grundlegender Bedeutung. Weltweit sind Bemühungen im Gange, um überzeugende Blanketkonzepte zu entwickeln. Gegenwärtig verfolgte Blanketkonzepte lassen sich grob in Flüssigmetall- und Feststoffblankets einteilen, wobei weiter nach dem verwendeten Brutmaterial, Kühlmittel, Strukturmaterial und Multipliermaterial sowie nach der Konfiguration der Materialien und des Kühlkonzepts unterschieden wird. Darüberhinaus unterscheidet man nach den funktionalen Anforderungen, die an den Blanketkonzepten gestellt werden, zwischen Abschirm-, Treiber- und Brutblankets (s. Abschn. 1.1). Den Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit werden reaktorrelevante Blanketkonzepte zugrundegelegt, wobei durch die Reaktorrelevanz jene Merkmale gekennzeichnet werden, die den Einsatz in einem Leistungsreaktor charakterisieren.

Für reaktorrelevante Blanketkonzepte stellt das Erzielen eines ausreichenden Brutvermögens ein wesentliches Auslegungskriterium dar. Um eventuelle Unsicherheiten bei der Berechnung sowie Verluste durch Zerfälle und Rückhaltung zu kompensieren, wird eine TBR von  $> 1$  gefordert, wodurch die Tritiumselbstversorgung des Reaktors gesichert werden soll. Mit anderen Worten bedeutet dies, daß je (d,t)-Reaktion im Plasma mittels der freiwerdenden Neutronen in den Kernreaktionen  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$  und  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$  im Schnitt mehr als ein Triton erzeugt werden muß. Das zu diesem Zweck notwendige Lithium ist im Brutmaterial enthalten. Offensichtlich ist der Zusammenhang, daß eine hohe Lithiumatomdichte im Brutmaterial sowie eine Erhöhung der Neutronenzahl im Blanket eine hohe Tritiumbrutrate nach sich zieht. Die Wahl des Brutmaterials beeinflusst ferner in erheblichem Maße die technische und thermohydraulische Konzeption des Blankets.

Als Brutmaterial für Flüssigmetallblankets kommen reines Lithium und das Eutektikum  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  in Betracht. Lithium in flüssiger Form ( $\rho = 0,48 \text{ g/cm}^3$ , Schmelztemperatur ( $t_s$ ) =  $180,5^\circ\text{C}$ ) wurde schon seit dem Beginn der Fusionsforschung in Blanketkonzepten als Brutmaterial und Kühlmittel in Betracht gezogen. Bei optimaler Auslegung ist das Brutvermögen von solchen Blanketkonzepten recht hoch [34], da in beiden Lithiumisotopen absorbierten Neutronen überwiegend zur Tritiumerzeugung führen bzw. parasitäre Absorptionen im Brutmaterial nahezu vernachlässigbare Anteile haben. Ferner ist Lithium aufgrund seiner hohen Wärmeleitfähigkeit und geringen Masse ein geeignetes Kühlmittel. Daneben besitzt Lithium ein ausgezeichnetes

Aktivierungsverhalten, die Probleme der Nachwärmeabfuhr und der Entsorgung wesentlich erleichtern. Dennoch wird der Einsatz von reinem Lithium als Brutmaterial wegen seiner hohen chemischen Reaktivität und damit verbundenen sicherheitstechnischen Probleme in Frage gestellt. Im europäischen Fusionstechnologieprogramm wurde reines Lithium als Brutmaterial aus sicherheitstechnischen Erwägungen von Anfang an ausgeschlossen.

Das Eutektikum  $Pb - 17Li$  ( $\rho = 9,4 \text{ g/cm}^3$  bei  $350 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\rho_{Li} = 0,063 \text{ g/cm}^3$ ,  $t_s = 235 \text{ }^\circ\text{C}$ ), das zu etwa 83 at% (99,32 wt%) aus Blei und 17 at% (0,68 wt%) aus Lithium besteht, ist eines der aussichtsreichsten Brutmaterialien, welches in zahlreichen derzeitigen Blanketkonzepten verwendet wird [96]. Bezeichnend für seine Eignung als Brutmaterial ist neben seiner vergleichsweise geringen chemischen Reaktivität, daß es eine ideale Zusammensetzung vom Brut- und Multiplermaterial, also Lithium und Blei, darstellt. Trotz des geringen Massenanteils an Lithium ist mit  $Pb - 17Li$  als Brutmaterial eine ausreichende TBR erzielbar. Dazu trägt der hohe Anteil an Blei, der durch  $(n, 2n)$ -Reaktionen zur Vermehrung der Fusionsneutronen führt und somit ein ausreichendes Brutvermögen ermöglicht. Dennoch bedarf es in der Regel eine  ${}^6Li$ -Anreicherung. Flüssigmetallblankets zeichnen sich durch einen einfachen konstruktiven Aufbau aus. Außerdem läßt die Verwendung von Flüssigmetall als Kühlmittel aufgrund der hohen Wärmeabfuhrfähigkeit hohe Arbeitstemperaturen zu, die effiziente Energieumwandlung ermöglichen. Wesentliche Probleme der Flüssigmetallblanketkonzepte stellen Aspekte der MHD, der Kompatibilität des Flüssigmetalls mit Strukturmaterialien sowie der Tritiumgewinnung dar.

Als Brutmaterial für Feststoffblanketkonzepte werden keramische Lithiumverbindungen wie  $Li_2O$ ,  $Li_4SiO_4$ ,  $LiAlO_2$ ,  $Li_2ZrO_3$  und  $Li_2TiO_3$  in Form von Kugelschüttungen oder Pellets in Betracht gezogen. Eine ausführliche Darstellung der chemischen und physikalischen Eigenschaften der keramischen Brutstoffe ist in [166] zu finden. Als Kühlmittel für Feststoffblanketkonzepte kommen Wasser und Helium in Frage. Grundsätzlich erfordern keramische Brutmaterialien, mit der möglichen Ausnahme von  $Li_2O$ , den Einsatz von Materialien zur Neutronenmultiplikation, um eine ausreichende TBR zu erzielen. Hierfür eignet sich in Feststoffblankets Beryllium, da es neben äußerst günstigen Materialeigenschaften aufgrund seiner niedrigen  $(n, 2n)$ -Reaktionsschwelle ein hohes Multiplikationsvermögen besitzt. Wesentliche Merkmale, die bei der Auswahl von keramische Brutmaterialien für ein Blanketkonzept von Bedeutung sind, sind die Lithiumatomdichte, die Tritiumfreisetzungsrates, die chemische Stabilität und die Verträglichkeit mit Strukturmaterialien und Kühlmittel. Die thermische Beständigkeit ist ebenfalls ein wichtiger Gesichtspunkt. Zu nennen sind die Schmelztemperatur, die spezifische Wärmekapazität und die thermische Ausdehnung, die für die thermohydraulische Blanketauslegung wesentlich sind. Aufgrund seiner hohen Lithiumdichte ist  $Li_2O$  ein attraktives Brutmaterial, welches hohe Brutvermögen eventuell auch ohne Neutronenmultiplier ermöglicht. Nachteilig wirkt jedoch seine geringe chemische Stabilität. Dagegen sind die anderen Doppeloxyde chemisch äußerst beständig bis hin zu hohen Temperaturen, was neben günstigem Sicherheitsverhalten hohe Betriebstemperaturen ermöglicht.

Nach dem gegenwärtigen Entwicklungsstand erscheint es, daß sowohl Flüssigmetall- wie auch Feststoffblanketkonzepte die Anforderungen für den Einsatz in (d,t)-Fusionsreaktoren erfüllen können. Im Rahmen des Europäischen Fusionstechnologieprogrammes wird an der Entwicklung

von insgesamt vier reaktorrelevanten Blanketkonzepten für einen Demo-Reaktor gearbeitet [37]: zwei Feststoffblankets mit Lithiumkeramik als Brutmaterial, Beryllium als Neutronenmultiplier und Helium als Kühlmittel und zwei Flüssigmetallblankets mit dem eutektischen  $Pb - 17Li$  als Brutmaterial mit Selbstkühlung (mit Heliumkühlung der ersten Wand) bzw. mit Wasserkühlung. Das Ziel der EU Blanketentwicklung ist zunächst in einer ersten Phase, zwei erfolgversprechende Konzepte auszuwählen und in einer zweiten Phase diese Konzepte bis zum möglichen Test in einem Nächstschritt-Reaktor, z.B. ITER, weiter zu entwickeln. Dabei sollen reaktorrelevante Blankettechnologien identifiziert und der notwendige F&E-Bedarf definiert werden.

Den in dieser Arbeit durchzuführenden Untersuchungen der Brutmaterialaktivierung werden die beiden in diesem Rahmen im Forschungszentrum Karlsruhe entwickelten Blanketentwürfe, ein Flüssigmetallblanket mit heliumgekühlter ersten Wand und mit  $Pb - 17Li$  als Brutmaterial und Kühlmittel für die Brutzone (*Dual Coolant Blanket Concept*) [22] und ein heliumgekühltes Feststoffblanket mit  $Li_4SiO_4$  als Brutmaterial und Beryllium als Neutronenmultiplier (*Breeder Outside Tube BOT*) [23], zugrundegelegt. Als Basis für die Entwicklung der Blanketentwürfe diente die ad hoc Definition eines Demo-Reaktors, auf die im nachfolgenden in Kürze eingegangen wird. Für ausführliche Beschreibungen der Blanketkonzepte sowie der Entwicklungsarbeiten wird auf die Statusberichte [22, 23, 98, 99] und dort angegebenen Referenzen hingewiesen.

### 3.1 Technische Konzeption

Die Zielsetzung, die im Rahmen des Europäischen Blanketentwicklungsprogramms verfolgt wird, ist die Auswahl und Entwicklung von Blanketkonzepten, die für den Einsatz in Leistungsreaktoren geeignet sind. Um eine konsistente Basis für die Entwicklung und Bewertung der Blanketkonzepte zu haben, wurde ohne Reaktorstudie eine Reihe von Geometrie- und Betriebsparameter für einen Demo-Reaktor und Mindestanforderungen an dessen Blanket spezifiziert [100]. Den Ausgangspunkt für die Spezifikation stellte ein auf die NET-Anlage basierendes Konzept, das sukzessive verbessert wurde. Der Demo-Reaktor wird als eine Etappe zwischen den Nächstschritt-Reaktoren NET/ITER und der Prototyp eines kommerziellen Fusionsreaktors angesehen. Demnach muß der Demo-Reaktor die volle Technologie eines Fusionskraftwerkes besitzen und so den Nachweis dafür erbringen, daß die Elektrizitätserzeugung durch (d,t)-Fusionsreaktoren technologisch machbar ist. In der Tabelle 3.1 sind die spezifizierten Hauptparameter des Demo-Reaktors aufgeführt. An die Blanketentwürfe werden folgende Anforderungen gestellt:

- i) Eine TBR  $> 1,0$ , die anhand dreidimensionaler neutronenphysikalischer Berechnung nachgewiesen wird, wobei 10 horizontale Öffnungen von 3m Höhe und 1m Breite zu berücksichtigen sind.
- ii) Eine Standzeit von 20000 Vollaststunden.
- iii) Kühlmittelbedingungen, die Elektrizitätserzeugung mit einem Wirkungsgrad von größer als 30% erlauben.
- iv) Aushalten der Belastungen durch einen Plasmazusammenbruch

Großer Plasmaradius	6,3 m
Kleiner Plasmaradius	1,82 m
Aspektverhältnis	3,45
Plasmastrom	20 MA
Fusionsleistung	2200 MW
Mittlere Neutronenwandbelastung	2,2 MW/ $m^2$
Mittlere Flächenwärmebelastung	0,4 MW/ $m^2$
Betriebsmodus	Kontinuierlich
Verunreinigungskontrolle	Double-Null Divertor
Anzahl der TF-Spulen	16
Toroidale Magnetfeldstärke(Achse)	6 T
Anzahl der Blanketsegmente	32 inboard
	48 outboard
Blanket/Abschirmung-Dicke	1,18 m inboard
	1,86 m outboard

Tabelle 3.1: Hauptparameter des Demo-Reaktors

- v) Thermo-mechanische Belastungen, die für den martensitischen Stahl MANET ( MAr-tensitic Steel for NET) zulässig sind.

Darüberhinaus sind eine Reihe von Randbedingungen für den technischen Entwurf charakterisiert. Insbesondere zu nennen sind die Anordnung der Blanketsegmente sowie der Leitungssysteme im Torus unter Berücksichtigung von Ein- und Ausbaumöglichkeiten, die Aufteilung des Torus in 16 symmetrischen Sektoren angelehnt an den 16 TF-Spulen, die jeweils 3 Outboard-(Torusaußenseite) und 2 Inboard-(Torusinnenseite) Blanketsegmente enthalten und die Platzierung von Blanketmodulen hinter den Divertoren sowie Verlängerung des äußeren Blanketsegments, um eine hohe Bedeckung und damit ein höheres Brutvermögen zu erreichen.

Wesentliche Aspekte bei der Bewertung der Blanketkonzepte sind [101]: Funktionalität, Durchführbarkeit, Sicherheit, Umwelteinfluß, Zuverlässigkeit bzw. Verfügbarkeit und Entwicklungsrisiken.

Die technische Konzeption der beiden im Forschungszentrum Karlsruhe entwickelten und dieser Arbeit zugrundegelegten Blanketentwürfe wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

### 3.1.1 Das Feststoffblanketkonzept

Das BOT-Feststoffblanket verwendet das Doppeloxyd Lithiumorthosilikat  $Li_4SiO_4$  als Brutmaterial und Beryllium als Neutronenmultiplier, die in Form von Kugelschüttungen zwischen Kühlplatten untergebracht werden. Die Verwendung von Kugelschüttungen hat den Vorteil, daß zum einen thermische Spannungen, die die Integrität der Partikeln gefährden, vermieden werden und zum anderen die Tritiumfreisetzung möglichst schnell erfolgt. Außerdem erzielt man dadurch, daß das zur Verfügung stehende Blanketvolumen optimal ausgefüllt werden kann. Als Kühlmittel wird Hochdruck-Helium (8 Mpa) verwendet, wobei aus Sicherheitsgründen zwei unabhängige Kühlsysteme vorgesehen sind. Ein separates Niederdruckgassystem (0,1 Mpa) mit Wasserstoffbeimischung von 0,1% dient zur Spülung des im Brut- und Multipliermaterial erzeugten Tritiums.

Die Abbildung 3.1 zeigt einen vertikalen Schnitt durch den Torus des Demo-Reaktors ausgerüstet mit Feststoffblanket, einschließlich der Leitungssysteme und der Abschirmungen. Die Blanketsegmente bestehen aus festgeschlossenen Blanketboxen (s. Abb. 3.3), deren plasmaangrenzende Flächen die erste Wand bildet. An der Rückseite der Blanketbox sind Kühlmittelleitungen angebracht. Die Hauptkühlmittleitungen befinden sich in einer geschlossenen Box, welche an Rückseite des Blankets angeschweißt ist (Abb. 3.3). Oberhalb und hinter der Blanketsegmenten sind horizontale und radial/vertikale Abschirmungen angebracht (Abb. 3.1), die mit Helium gekühlt werden.

Die innere Blanketstruktur enthält 8 mm starke radial/toroidal liegende Kühlplatten, die in poloidalen Abständen von 11 mm bzw. 45 mm an der Blanketbox angeschweißt sind (Abb. 3.2). Der Raum zwischen den Kühlplatten ist abwechselnd mit  $Li_4SiO_4$ - und Beryllium-Kugelschüttungen gefüllt. Die Durchmesser der  $Li_4SiO_4$ -Kugeln liegt zwischen 0,3 und 0,6 mm und die der Berylliumkügelchen zwischen 0,08 und 0,18 mm bzw. 1,5 und 2,3 mm. Ausschlaggebend für die Kugelgröße ist die Wärmeleitfähigkeit des Materials, was im Falle des Berylliums größere Schütträume und Kugelgrößen ermöglicht.

Die Kühlung der Blanketbox, einschließlich der ersten Wand, erfolgt durch entgegengesetzte Führung des Kühlmittels der beiden Kühlsysteme, welches durch von den Hauptleitungen abgezwigte und in die Blanketbox hineinführende Leitungen strömt (s. Abb. 3.3). Die innere Blanketstruktur wird von den toroidal liegenden Sammelleitungen aus durch die zahlreichen radial-toroidal laufenden Kanäle in den Kühlplatten strömendes Helium gekühlt. Das Kühlmittel hat eine Eintrittstemperatur von  $250^{\circ}C$  und eine Austrittstemperatur von  $450^{\circ}C$ .

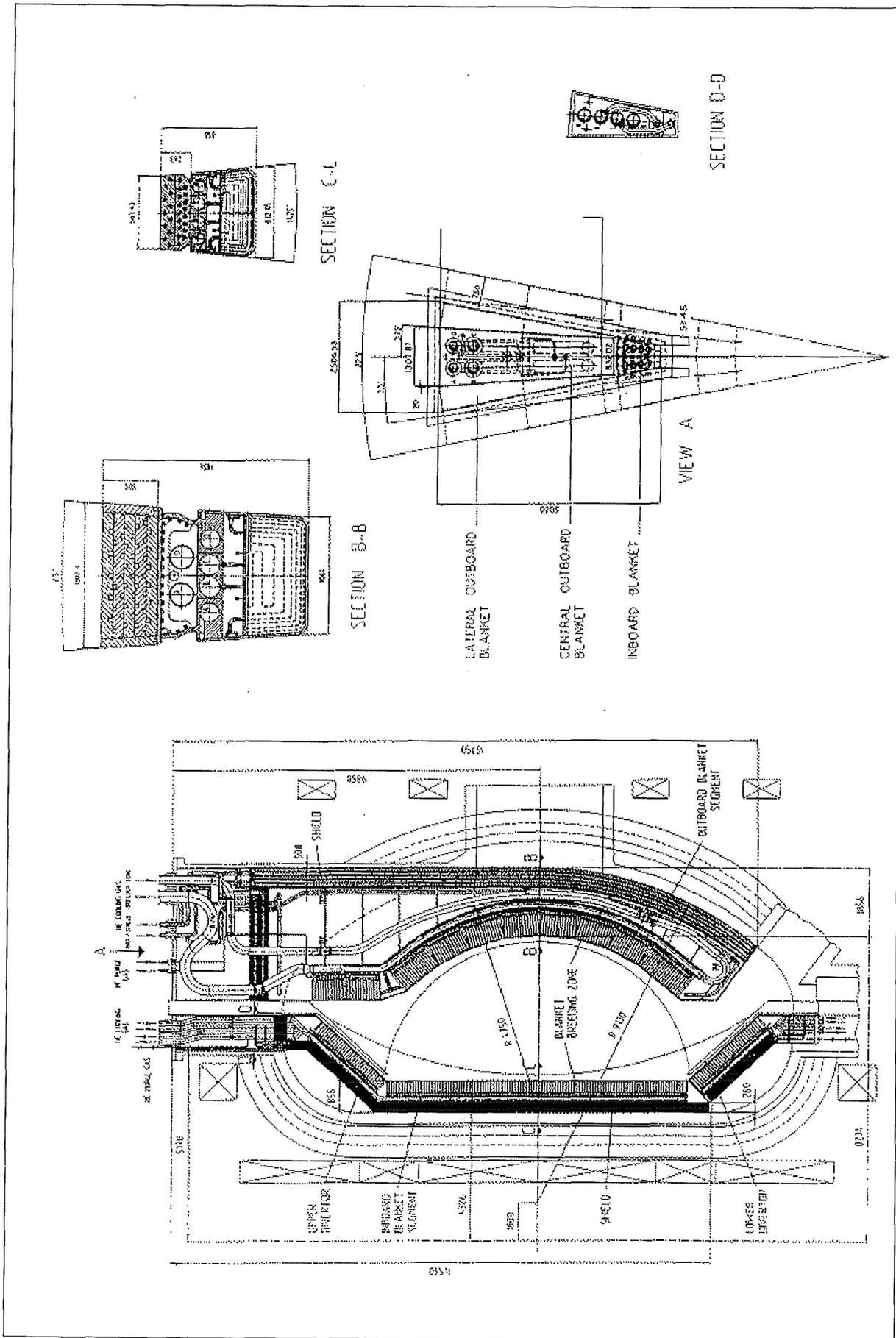


Abb. 3.1: Vertikaler Querschnitt des Demo-Torus mit BOT-Feststoffblanket

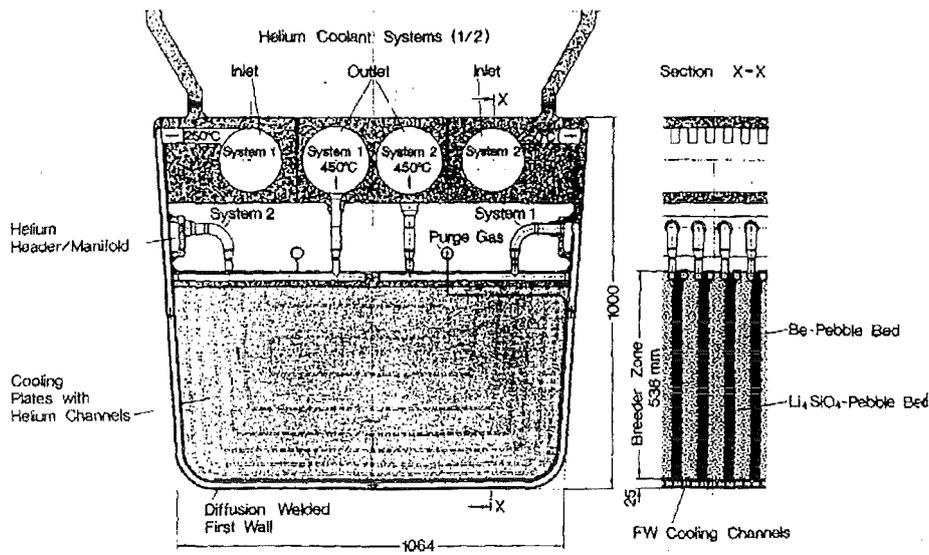


Abb. 3.2: Horizontaler und Vertikaler Querschnitt des äußeren Feststoffblanketsegments in der Torusmittelebene

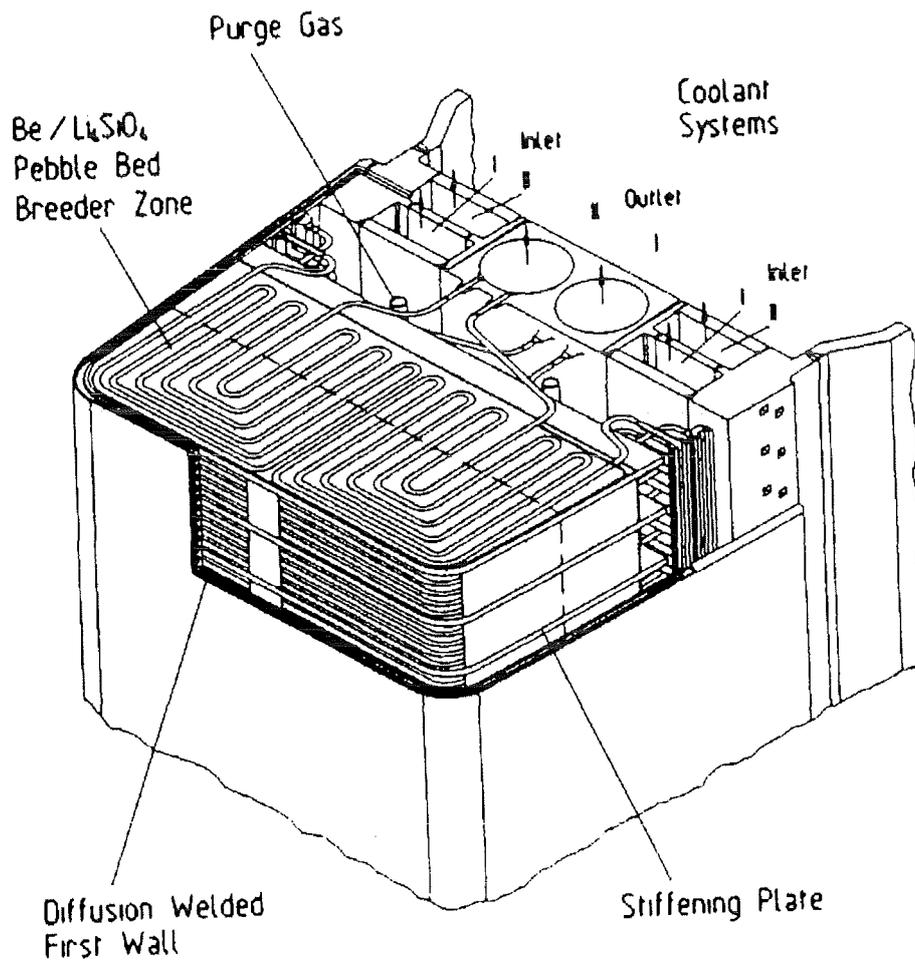


Abb. 3.3: Isometrische Darstellung eines Teilausschnitts des Feststoffblanketsegments

### 3.1.2 Das Flüssigmetallblanketkonzept

Im ersten Entwurf des Flüssigmetallblankets (selbstgekühltes Flüssigmetallblanket) wurde das Eutektikum  $Pb - 17Li$  als Brutmaterial und Kühlmittel für das gesamte Blanket einschließlich ersten Wand benutzt. Aufgrund der hohen lokalen Wärmeerzeugung erfordert jedoch die Flüssigmetallkühlung der ersten Wand hohe Strömungsgeschwindigkeiten, die ihrerseits zu hohen MHD-Druckverlusten führen. Außerdem bestand die Möglichkeit des Eindringens von Flüssigmetall ins Plasma im Falle einer Leckage. Weiterhin bestand die Gefahr, daß das Flüssigmetall beim Ausfall im Kühlkreislauf im Blanket sich verfestigen würde, womit die Abfuhr der Nachwärmeleistung nicht gewährleistet wäre. Um diesen Problemen entgegen zu wirken, wurde das *Dual-Coolant-Konzept* mit Heliumkühlung der ersten Wand und mit Flüssigmetallkühlung der Brutzone entwickelt. Durch doppelwandige Ausführung der Blanketbox wurde die Leckagegefahr vermieden. Das redundante Kühlsystem gewährleistet die Abfuhr der Nachwärmeleistung beim Ausfall im Kühlkreislauf. Das Konzept benötigt jedoch zwei grundverschiedene Kühlsysteme, die verschiedene Verfahren und Komponenten zur Wärme- und Tritiumabfuhr erfordern.

Ein vertikaler Schnitt durch den Torus des Demo-Reaktors mit Flüssigmetallblanket sowie radial-toroidale Querschnitte durch das innere und äußere Blanketsegment zeigt die Abbildung 3.4. Jedes Blanketsegment ist an einem Flüssigmetallkühlsystem und an zwei Heliumkühlsysteme angeschlossen. Die Kühlung des inneren Blanketsegments erfolgt durch zwei poloidal nach oben und unten getrennte Kühlsysteme. Durch diese Ausführung soll die aufgrund der hohen Magnetfeldstärke und Platzbeschränkung entstehenden MHD-Druckverluste gesenkt werden, indem der Massendurchsatz und die Leitungslängen reduziert werden. Das Blanketsegment besteht aus einer U-förmigen Einheit mit einer doppelwandigen Ausführung, in der Heliumleitungen verlaufen (s. Abb.3.5). Die erste Wand mit den Heliumsammelleitungen, die auf der Rückseite des Segments angebracht sind, bildet die Blanketbox, die durch netzförmig angeordnete 12 mm starke Stahlplatten aufgeteilt ist. Diese formen großvolumige Kanäle für die Strömung des Flüssigmetalls und dienen gleichzeitig zur statischen Verstärkung der Blanketbox.

Im äußeren Blanketsegment tritt das Flüssigmetall im oberen Blanketeil ein, strömt durch die hinteren drei Kanäle poloidal von oben nach unten, wird im unteren Blanketeil um  $180^\circ$  umgelenkt und fließt durch den ersten Kanal wieder nach oben. Aufgrund der größeren Flüssigmetallkanäle und der Notwendigkeit der Wärmeabfuhr nur aus dem Flüssigmetall sind die notwendigen Strömungsgeschwindigkeiten im Dual-Coolant-Konzept kleiner verglichen zum selbstgekühlten Konzept mithin auch die entstehenden MHD-Druckverluste. Dennoch erscheint eine zusätzliche Isolierung notwendig, die entweder durch Trennung der Kanalwände mit Keramiken oder durch Isolierschicht auf den Wänden selbst realisiert werden soll. Letzteres wird als Referenzlösung des derzeitigen Dual-Coolant-Konzepts betrachtet, jedoch ist deren Durchführbarkeit noch nicht demonstriert worden.

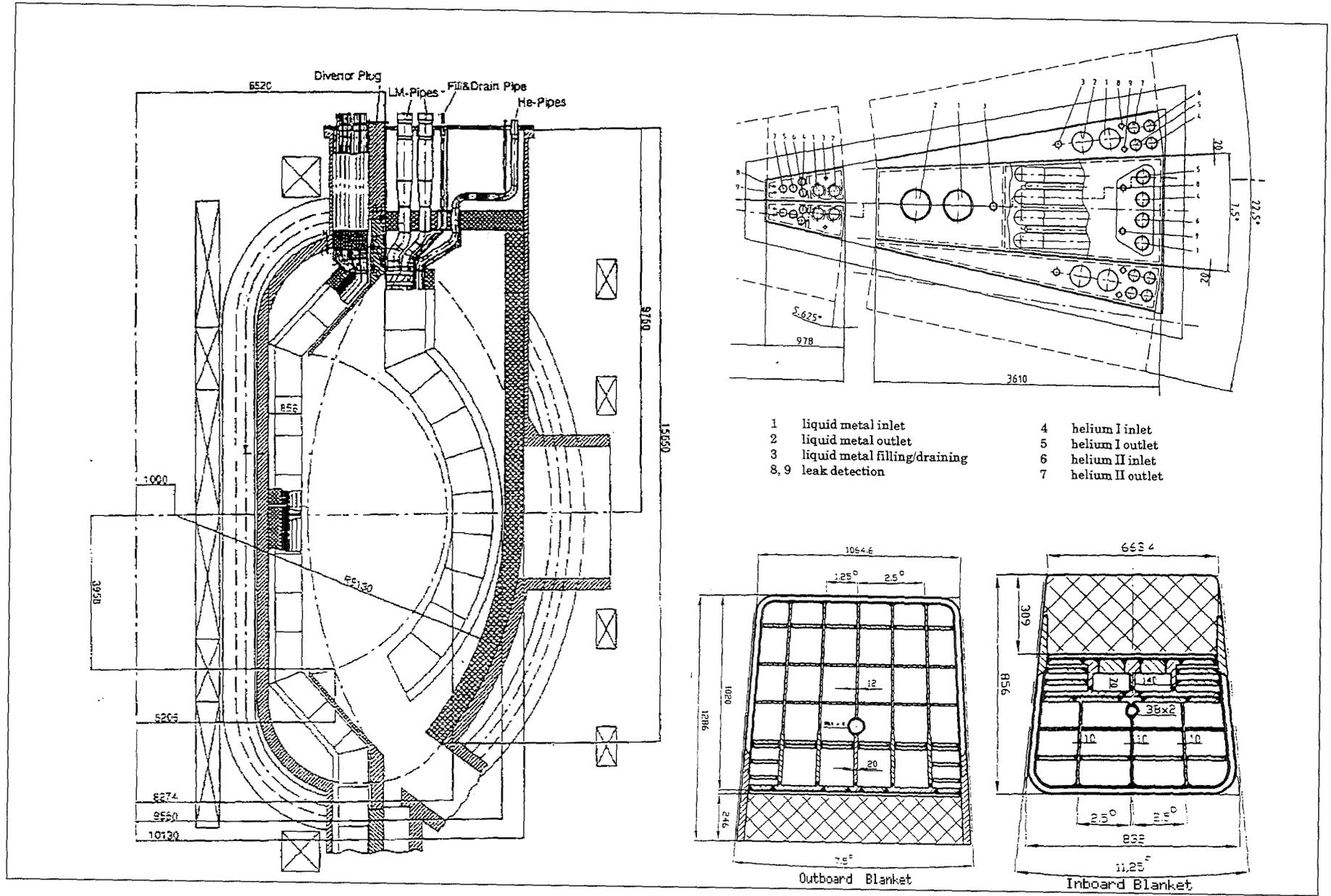


Abb. 3.4: Vertikaler Querschnitt des Demo-Torus mit Dual-Coolant-Flüssigmetallblanket sowie Querschnitte durch die Segmente

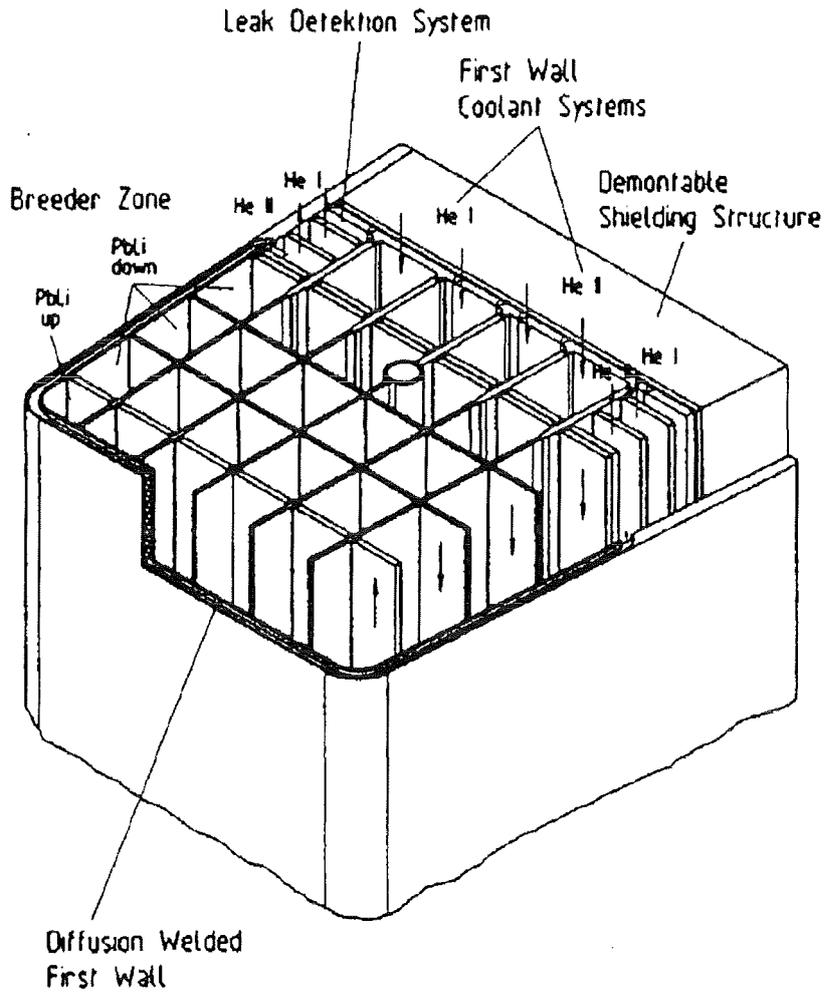


Abb. 3.5: Isometrische Darstellung eines Teilausschnitts des Flüssigmetallblanketsegments

## 3.2 Materialanordnung und neutronenphysikalisches Verhalten der Blanketentwürfe

Die Aufgaben, die das Blanket in einem (d,t)-Fusionsreaktor zu erfüllen hat, erfordern es, daß darin verschiedene Materialien (Brutmaterial, Multipliermaterial, Kühlmittel und Strukturmaterial) in relativ engem Raum bei hohen Temperaturen, unter hoher Strahlenbelastung und in chemisch aktiver Umgebung konfiguriert sind. Für die neutronenphysikalischen Betrachtungen, mithin auch für die Aktivierungsanalyse stellt die Materialkonfiguration des Blankets, neben den geometrischen Abmessungen und den Betriebsparametern, eine wichtige Systemeigenschaft dar, die bei der Modellierung von grundlegender Bedeutung ist. Das neutronenphysikalische Verhalten eines Blankets ist in charakteristischer Weise von der Materialkonfiguration abhängig und es macht sich an den berechneten neutronenphysikalischen Größen bemerkbar.

Die Materialien für die Blanketentwürfe sind mit der Spezifikation des Demo-Reaktors gegeben. Als Strukturmaterial für alle Blanketentwürfe einschließlich für die erste Wand, die ohne eine Beschichtung konzipiert ist, ist der martensitische Stahl MANET mit der Bezeichnung DIN 1.4914 - ein vergütbarer 12% -Cr-Stahl mit Niob als Stabilisierungselement - vorgesehen. Aufgrund seiner geringen Neigung zum Schwellen und niedrigen Tendenz zur neutroneninduzierten Heliumversprödung scheint MANET für die Anwendung bei hohen Neutronenbelastungen geeignet [103]. Außerdem zeichnet sich MANET gegenüber austenitischen Stählen durch gutes Betriebsverhalten bei erhöhten Temperaturen, niedrigere Wärmeausdehnungsbeiwerte und eine bessere Wärmeleitfähigkeit, die sich in geringeren Wärmespannungen äußern [103]. Da eine Divertorauslegung im Rahmen der Blanketentwicklung nicht vorgesehen ist, sind die Materialien für die Divertorplatte ad hoc zusammengestellt. Für die neutronenphysikalische Modellierung sieht die Demo-Spezifikation eine Wolframschicht von 5 mm gefolgt von einer Kupferwand von 30 mm und einem Stahlblock von 40 mm mit einem Voidanteil von 50%.

Im nachfolgenden soll die Materialanordnung der beiden Blanketentwürfe sowie das dadurch bedingte neutronenphysikalische Verhalten näher betrachtet werden.

### 3.2.1 Feststoffblanket

Im Feststoffblanket werden  $Li_4SiO_4$  und Beryllium in Form von Kugelschüttungen zwischen Kühlplatten als Brut- und Multipliermaterial verwendet. Den beträchtlichen Volumenanteil in der Brutzone nimmt das Beryllium ein, welches zur Vermehrung der Fusionsneutronen dient, um eine ausreichende TBR Brutrate zu erreichen. Beryllium besitzt hervorragende nukleare Eigenschaften, die in erster Linie auf seiner außerordentlich niedrigen ( $n, 2n$ ) -Reaktionsschwelle und auf seiner geringen Absorptionswirkung beruhen. Daneben sind seine günstigen Materialeigenschaften zu nennen: eine hohe Wärmeleitfähigkeit, hohe Schmelztemperatur, sowie gute mechanische und chemische Beständigkeit. Das keramische  $Li_4SiO_4$  zeichnet sich gegenüber den anderen Lithiumdoppeloxyden durch eine hohe Lithiumatomdichte ( $\rho_{Li} = 0,54 \text{ g/cm}^3$ ), eine hohe Tritiumbeweglichkeit, die eine rasche Tritiumfreisetzung bedingt, und nicht zuletzt durch ein günstiges Aktivierungsverhalten aus.

Der Packungsfaktor der Schüttungen liegt für die  $Li_4SiO_4$ -Kugeln bei 64% und für die Berylliumkugeln bei 80%. Das Volumenverhältnis zwischen  $Li_4SiO_4$  und Beryllium beträgt im vorliegenden Entwurf etwa 1:5 und liegt damit in der Nähe des neutronenphysikalischen Optimums, das bei etwa 1:4 liegt [102]. Die  ${}^6Li$ -Anreicherung im  $Li_4SiO_4$  liegt bei 25 at.%. Die Tabelle 3.2 zeigt den radialen Aufbau des Feststoffblanket mit den Materialverteilungen und Volumenverhältnissen, wie sie bei den neutronenphysikalischen Berechnungen dargestellt werden. Die radiale Blankettiefe (ohne Abschirmungen) beträgt 100 cm auf der äußeren Torusseite und 59,3 cm auf der inneren Torusseite, von der jeweils 50,0 bzw. 30,0 cm für die Brutzone zur Verfügung steht.

	Inboard		Outboard	
	Radiale Dicke [cm]	Material (Volumenanteil)	Radiale Dicke [cm]	Material (Volumenanteil)
Erste Wand	0,5	MANET (100%)	0,5	MANET (100%)
Erste Wandkühlung	1,4	MANET (45%) Helium,Void (55%)	1,4	MANET (45%) Helium,Void (55%)
Trennwand	0,6	MANET (100%)	0,6	MANET (100%)
Brutzone	30,0	MANET (13,2%) $Li_4SiO_4$ (9,79%) Beryllium (49,25%)	50,0	MANET (13,2%) $Li_4SiO_4$ (9,79%) Beryllium (49,25%)
Rückwand	4,0	MANET (100%)	4,0	MANET (100%)
Heliumverteilerleitungen	9,3	MANET (22,0%) Helium,Void (78,0%)	17,0	MANET (13,5%) Helium,Void (86,5%)
Heliumsammelleitungen	13,3	MANET (22,0%) Helium,Void (78,0%)	26,7	MANET (22,0%) Helium,Void (78,0%)

Tabelle 3.2: Radialer Aufbau der inneren und äußeren Segmente des Feststoffblankets

Das neutronenphysikalische Verhalten des Feststoffblanket ist dadurch gekennzeichnet, daß es durch den hohen Anteil an leichten Materialien ein vergleichsweise hohes Moderationsvermögen aufweist. Verantwortlich hierfür sind in erster Linie die elastischen Streuungen an den leichten Kernen, die wegen des hohen Energieverlustes je Stoß eine rasche Abbremsung der energetischen Neutronen bedingen. Zwar sind die elastischen Streuungen allgemein die dominierenden Prozesse, was die Wechselwirkung der Neutronen mit den Blanketmaterialien betrifft (s. Abb. 3.7), jedoch sind inelastische Prozesse, allen voran die Brutreaktion  ${}^6Li(n, \alpha)t$ , die  $(n, 2n)$ -Reaktionen im Beryllium sowie die inelastischen Streuungen im Strukturmaterial, von erheblicher Bedeutung.

Die  $(n, 2n)$ -Reaktionen im Beryllium führen neben der Neutronenmultiplikation zur Moderierung der Neutronen (s. Abb. 3.8), was letztlich auf das Brutvermögen des Blankets positiv auswirkt, da die dominante Brutreaktion  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$  eine Anregungsfunktion mit einem  $1/v$ -Verlauf hat (s. Abb. 3.6) und somit für niederenergetische Neutronen einen hohen Wirkungsquerschnitt besitzt. Die effektive  $(n, 2n)$ -Reaktionsschwelle von Beryllium beträgt etwa 1,75 MeV und die Anregungsfunktion erreicht den Maximalwert von ca. 0,5 barn bereits bei etwa 2 MeV und verläuft danach nahezu konstant (s. Abb.3.7), so daß die Neutronenmultiplikation über einen weiten Energiebereich möglich ist.

Die hohe Moderationsrate im Feststoffblanket führt dazu, daß das Erbrüten des Tritiums hauptsächlich über  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionen erfolgt und daß die  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktion diesbezüglich keine nennenswerte Rolle spielt.

### 3.2.2 Flüssigmetallblanket

Der technische Entwurf des Flüssigmetallblankets ist in erster Linie durch Überlegungen zur Vermeidung hoher MHD-Druckverluste bestimmt. Im Dual-Coolant-Flüssigmetallblanketkonzept führte dies dazu, daß für die erste Wand eine separate Heliumkühlung und für die Strömungsführung des Flüssigmetalls in der Brutzone großvolumige Kanäle vorgesehen sind. Den bedeutenden Anteil der Brutzone füllt dadurch das Flüssigmetall  $Pb - 17\text{Li}$ , das zugleich als Brutmaterial und Kühlmittel benutzt wird. Die  ${}^6\text{Li}$ -Anreicherung von  $Pb - 17\text{Li}$  beträgt im vorliegenden Blanketkonzept 90 at. %.

Die Tabelle 3.3 zeigt den radialen Aufbau des Feststoffblankets mit den Materialverteilungen und Volumenverhältnissen, wie sie bei den neutronenphysikalischen Berechnungen dargestellt werden. Die radiale Blankettiefe beträgt 102 cm im Outboard und 54,7 cm im Inboard, von der 74,0 cm im äußeren und 30,1 cm im inneren Blanketsegment als Brutzone dient.

Charakterisierend wirkt auf das neutronenphysikalische Verhalten des Flüssigmetallblankets der hohe Volumenanteil von  $Pb - 17\text{Li}$  und mithin von Blei, welches aufgrund seines hohen elastischen Wirkungsquerschnittes (Abb. 3.7) und großer Masse eine starke Neutronenreflexion bedingt. Dies führt dazu, daß das Moderationsvermögen des Blankets gering ausfällt, wodurch eine vergleichsweise flache radiale Verteilung der Neutronenflußdichte und somit der Reaktionsraten verursacht wird. Die unmittelbare Konsequenz ist, daß zunächst Neutronenverluste allgemein zunehmen und für ein optimales Brutvermögen das Blanketvolumen größer gewählt werden muß. Andererseits erhöht die hohe Reflexionsrate die Wahrscheinlichkeit der anderen Reaktionen, so daß der scheinbare Nachteil dadurch gemildert ist. Insbesondere wirkt dies vorteilhaft auf die Neutronenmultiplikation im Blei. Die Anregungsfunktion der  $(n, 2n)$ -Reaktion von Blei verläuft oberhalb der Schwellenergie ( etwa 7,4 MeV für  ${}^{208}\text{Pb}$  ) sprunghaft und erreicht Werte bis 2,096 barn in der Nähe von 14,0 MeV, so daß in diesem Energiebereich die  $(n, 2n)$ -Reaktionen durchaus mit den elastischen Streuungen, die z.B. bei 14,0 MeV mit 2,899 barn nicht wesentlich größere Wirkungsquerschnitte haben, konkurrieren können ( vgl. Abb. 3.6). Hinzu kommt, daß der Energieverlust der Neutronen je elastischer Stoß am schweren Kern Blei vergleichsweise gering ist und dadurch die 14-MeV-Neutronen mehrfach gestreut werden

	Inboard		Outboard	
	Radiale Dicke [cm]	Material (Volumenanteil)	Radiale Dicke [cm]	Material (Volumenanteil)
Erste Wand	0,5	MANET (100%)	0,5	MANET (100%)
Erste Wandkühlung	2,0	MANET (20%) Helium,Void (80%)	2,5	MANET (20%) Helium,Void (80%)
Trennwand	0,8	MANET (100%)	0,8	MANET (100%)
Brutzone	30,1	MANET (6%) <i>Pb</i> – <i>17Li</i> (94%)	74,0	MANET (6,%) <i>Pb</i> – <i>17Li</i> (94,0%)
Rückwand	4,2	MANET (100%)	2,0	MANET (100%)
Heliumkanal	14,5	MANET (64%) Helium,Void (36%)	26,4	MANET (20%) Helium,Void(80%)

Tabelle 3.3: Radialer Aufbau der inneren und äußeren Segmente des Flüssigmetallblankets

müssen - es sind 146 elastische Stöße notwendig, um ein 14-MeV-Neutron auf eine Energie von 1 MeV abzubremesen-, bevor sie die  $(n, 2n)$ -Schwelle unterschreiten. Daher zeigt Blei trotz der hohen  $(n, 2n)$ -Schwelle ein ausgesprochen gutes Neutronenmultiplikationsverhalten. Allgemein erhöht jedoch das hohe Reflektions- bzw. niedrige Moderationsvermögen die Neutronenverluste durch parasitäre Absorption und Entweichen aus dem Blanket, was sich so letztlich negativ auf das Brutvermögen auswirkt. Die niedrige Moderationsrate führt zusätzlich zur Verringerung der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionsraten wegen des angesprochenen  $1/v$ -Verlaufs der Anregungsfunktion. Folglich wird zum Erreichen einer ausreichenden Brutrate eine hohe  ${}^6\text{Li}$ -Anreicherung, typischerweise um 90 at % [34], und größere Blanketvolumina notwendig sein.

Ein anderer Gesichtspunkt betrifft die Abschirmfähigkeit des Blankets, die durch die hohe Reflektions- und niedrige Moderationsrate wesentlich beeinträchtigt wird. Aufgrund der niedrigen Moderationsfähigkeit sind die Bremswege der energetischen Neutronen im *Pb* – *17Li* z.B. im Vergleich zu *Be/Li<sub>4</sub>SiO<sub>4</sub>* bedeutend größer, so daß das Abschirmvermögen des Flüssigmetallblankets vergleichsweise gering ist.

Abb. 3.6: Neutronenwirkungsquerschnitte für ausgewählte Isotope  
47

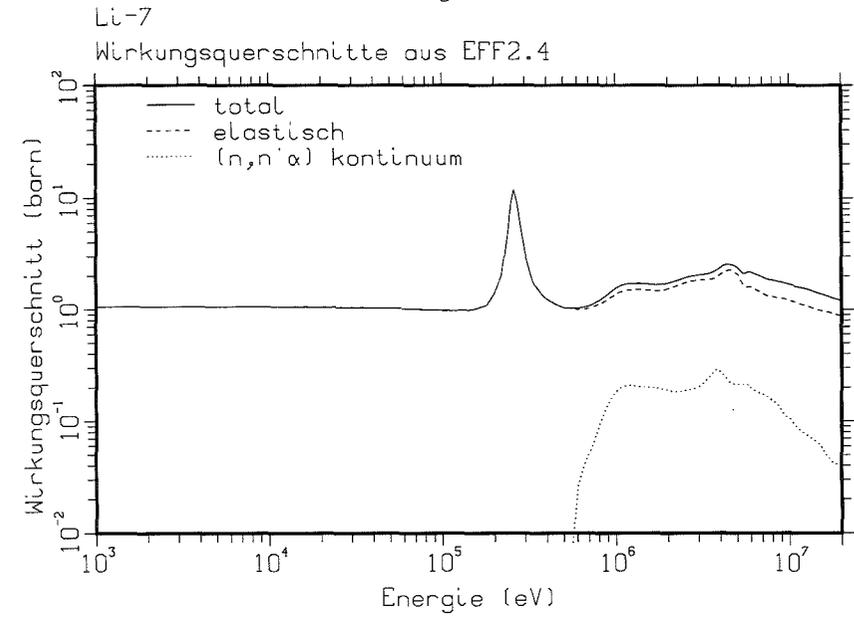
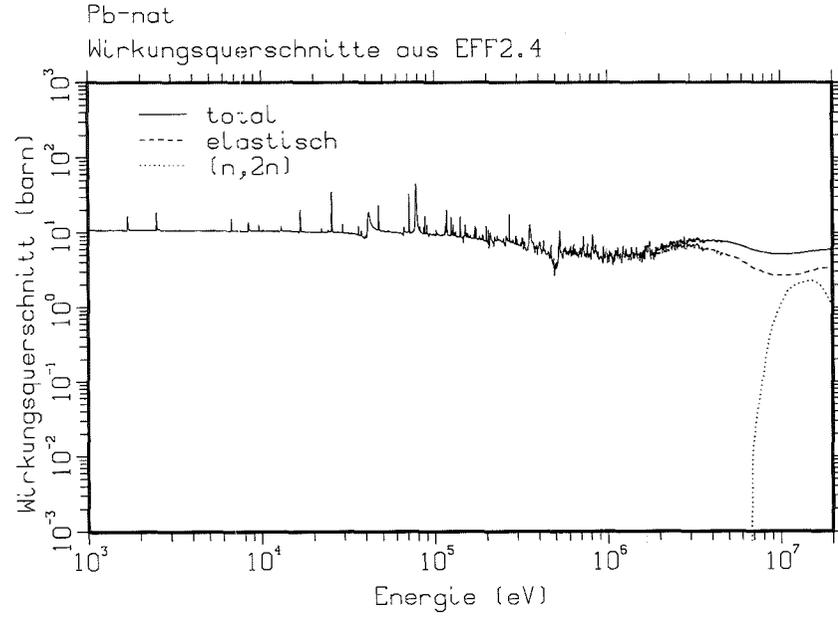
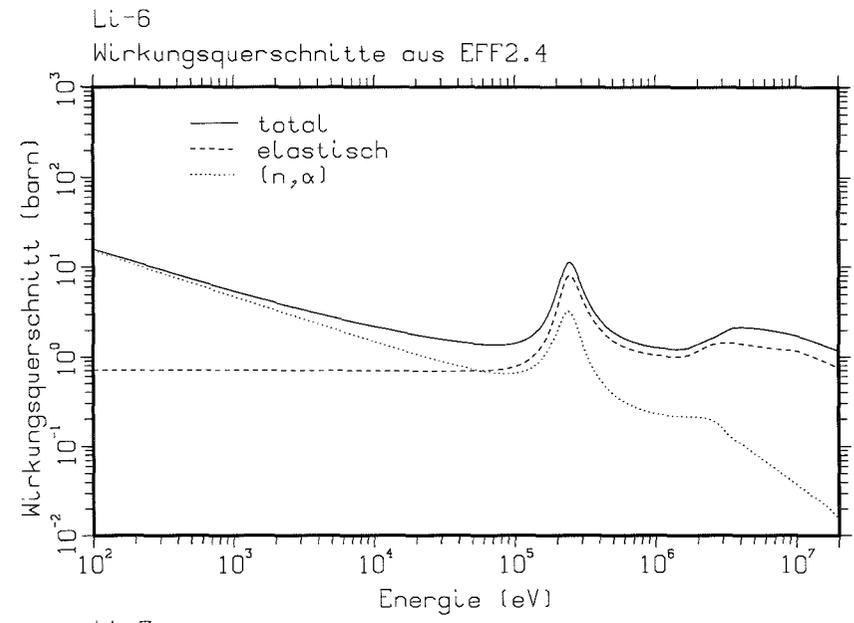
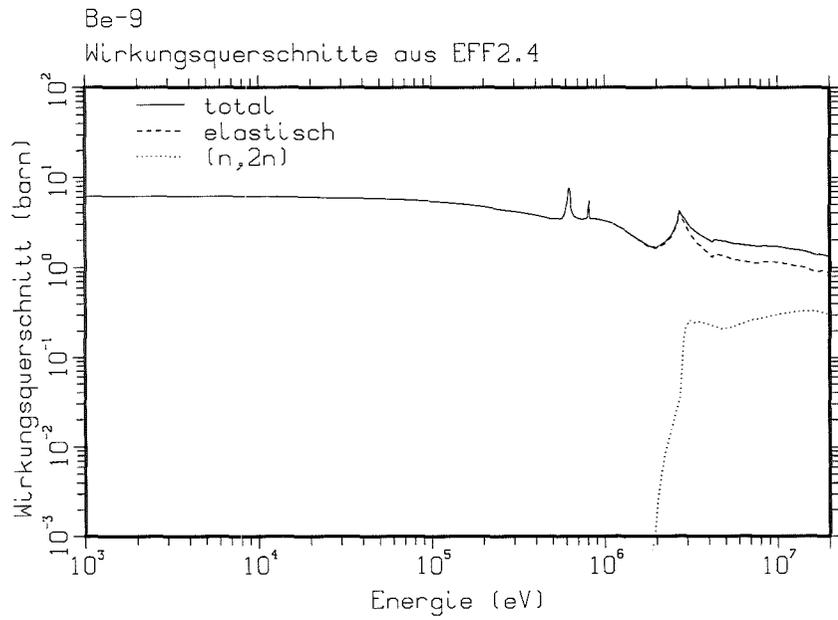
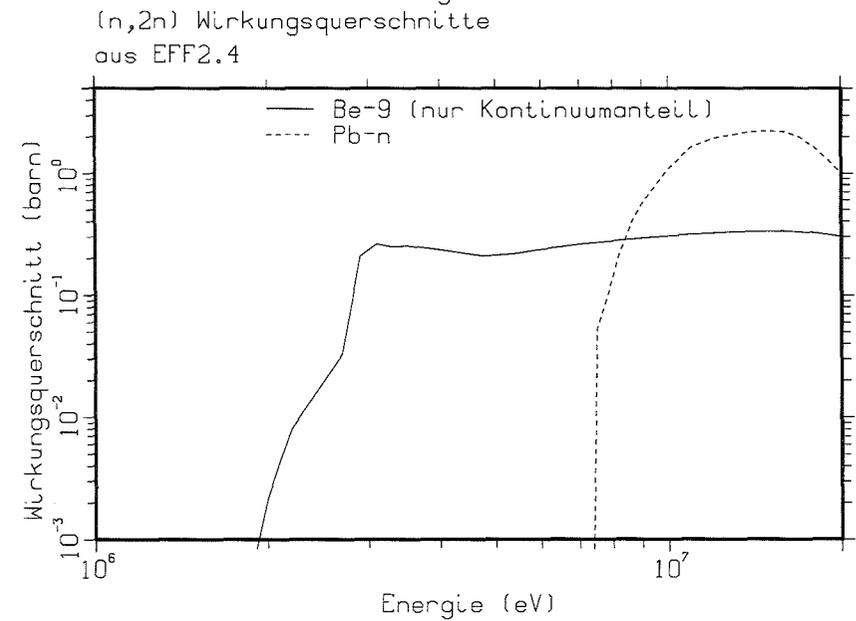
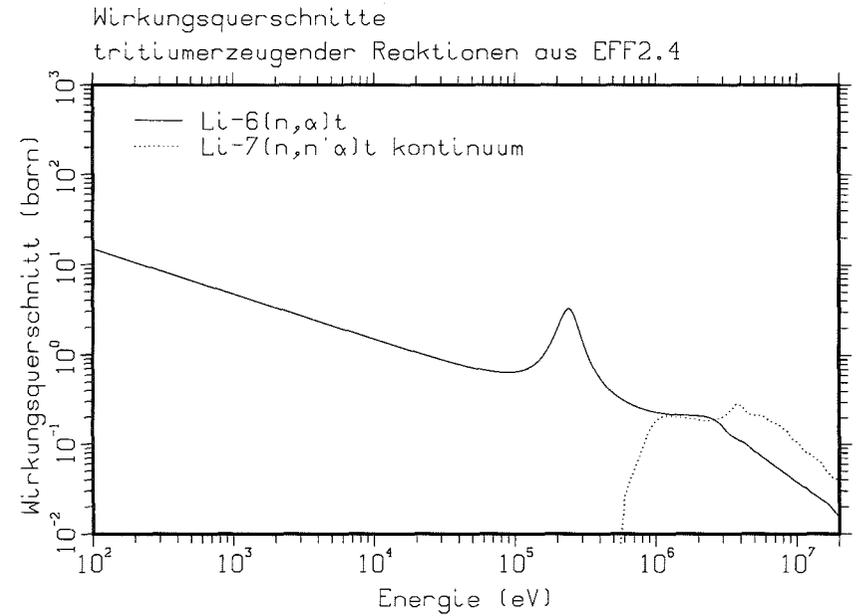
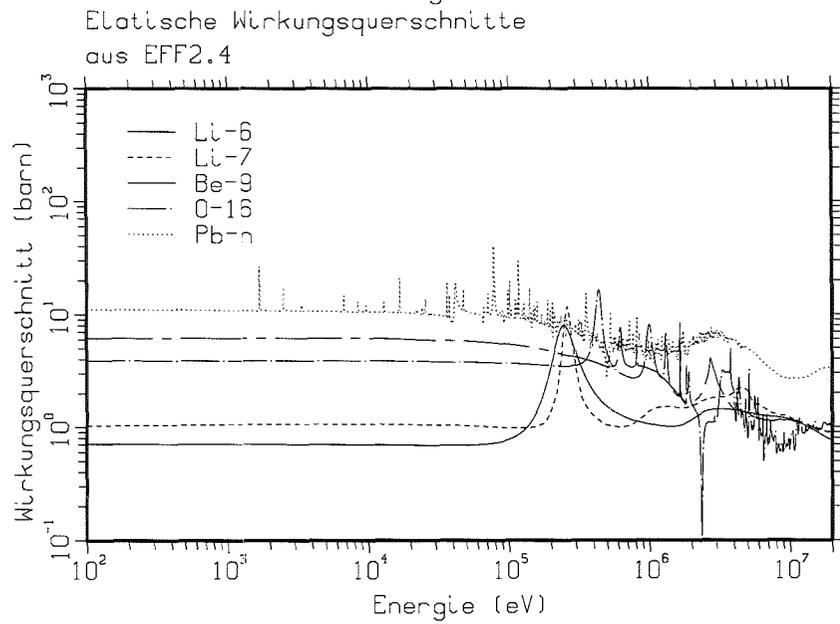
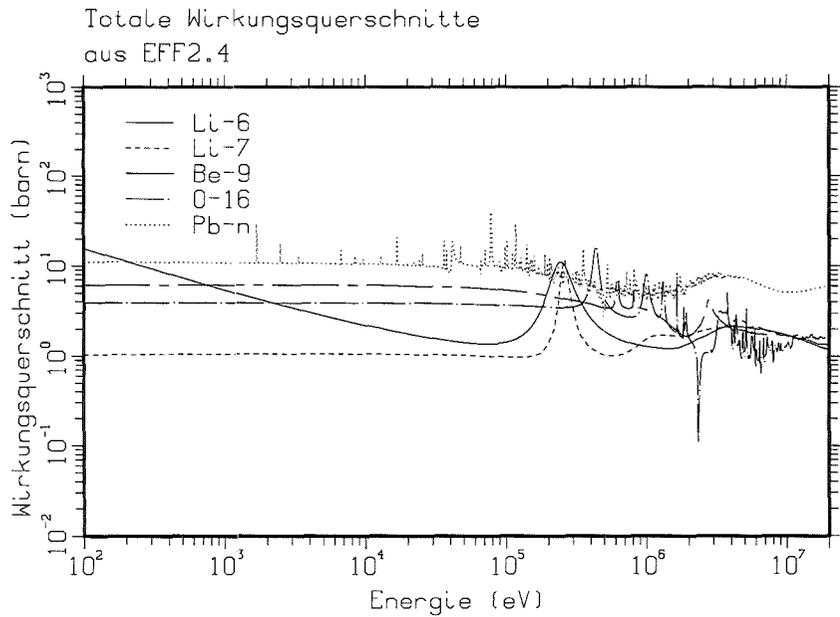


Abb. 3.7: Vergleich der Neutronenwirkungsquerschnitte für ausgewählte Isotope  
48



Be-9 : Energieverteilung (n,2n)-gestreuter Neutronen aus EFF2.4, (nur Kontinuumanteil)

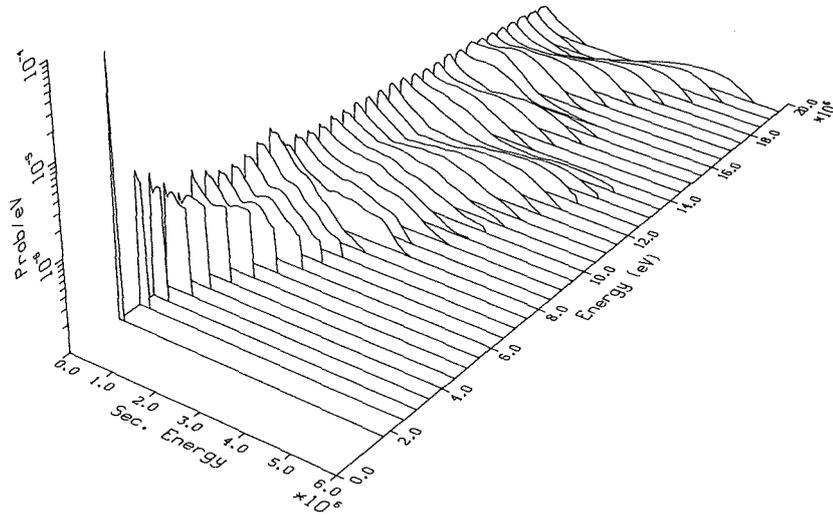


Abb. 3.8: Energiespektren (n,2n)-gestreuter Neutronen für  ${}^9\text{Be}$

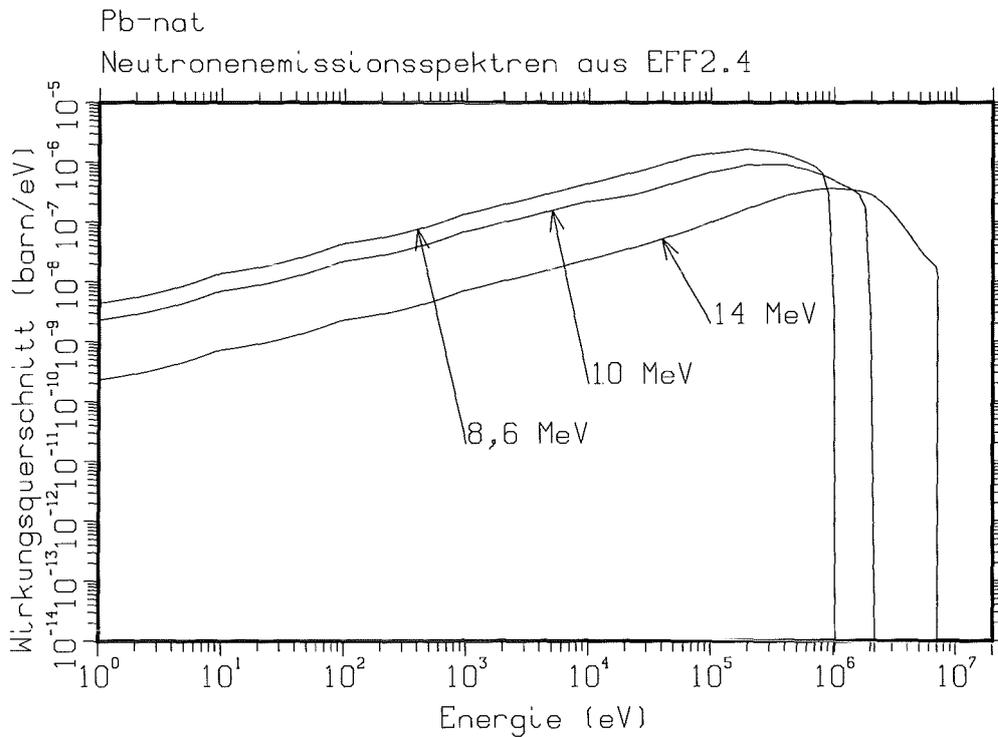


Abb. 3.9: Sekundäre Neutronenenergiespektren von Blei bei ausgewählten Einfallenergien

### 3.3 Materialdaten

Mit der Entwurfsspezifikation der Blanketkonzepte sind die grundlegenden Materialien vorgegeben (s. Abschn. 1.2). Die Auswahl der Materialien wurde primär durch Betrachtungen zur Erfüllung der gestellten funktionalen Anforderungen bestimmt. Zwar sind die zu erwartenden Belastungen und die erwünschten Materialeigenschaften bekannt und auch durch die Entwurfsspezifikation abgedeckt, dennoch ist das Materialverhalten bei den erwarteten Belastungen noch nicht ausreichend bekannt und ist überwiegend Gegenstand laufender Forschungsarbeiten. Außerdem befindet sich eine Anzahl der Materialien noch in der Entwicklung, so daß über wichtige Materialeigenschaften keine gesicherte Daten vorliegen. In Anbetracht dessen wird in [100] darauf hingewiesen, daß die derzeit vorliegende Materialdatenbasis keine endgültige Materialspezifikation für einen realen Entwurf eines Demo-Reaktors zuläßt. Als gemeinsame Datenbasis für die wichtigsten thermomechanischen und physikalischen Materialeigenschaften dient eine Zusammenstellung von Kühle [105], aus der die vorliegenden Untersuchungen benötigten Daten entnommen sind.

Für die Aktivierungsanalyse werden detaillierte chemische Zusammensetzungen der Materialien einschließlich Verunreinigungen und Spurenelemente bis in den ppm- bzw. ppb-Bereich benötigt. Bislang liegen keine konkreten Spezifikationen bezüglich der Konzentrationen von Verunreinigungen der in den Blanketentwürfen verwendeten Materialien vor. Für labormäßig bzw. in geringen Stückzahlen nach dem derzeit gängigen Fabrikationsverfahren hergestellte Materialien liegen chemische Analyseergebnisse vor, die im allgemeinen je nach Ausgangsmaterial, Fabrikation und verwendetem Analyseverfahren streuende Werte aufweisen. Diese aus der Sicht der Werkstoffkunde unter Umständen hinnehmbaren Gehaltsunterschiede führen jedoch bei der Aktivierungsanalyse zu deutlich auseinanderliegenden Ergebnissen, die nachfolgende Untersuchungen bedeutend beeinflussen können. Es wird im Abschnitt 6.8 auf diese Problematik im Zusammenhang mit der Brutmaterialaktivierung näher eingegangen.

Die für die vorliegenden Untersuchungen als Referenz angenommene chemische Zusammensetzungen der Materialien sind in der Tabelle 3.4 aufgeführt. Die angenommene chemische Zusammensetzung für das Strukturmaterial MANET entspricht der NET-Spezifikation [104], wobei für einzelne Elemente über der Spezifikations-Breite gemittelt wurde. Die hier als Referenz angenommene chemische Zusammensetzung von Beryllium (Tab. 3.4) stammt von der Herstellerfirma Brush Wellman Inc. [107]. Aus radiologischer Sicht erscheint vor allem der Gehalt an Uran sehr bedenklich. Die chemischen Analyseergebnisse der Firma Brush Wellman Inc. zeigen für drei verschiedene Chargen einen Urangehalt, der zwischen 70 und 120 wppm variiert. Es ist damit zu rechnen, daß dadurch eine erhebliche Verschlechterung des Aktivierungsverhaltens von Beryllium verursacht wird (s. Abschn. 6.10.1). Für  $Pb - 17Li$  wurde ebenfalls eine chemische Analyse der Herstellerfirma [106] als Referenz angenommen. Die für  $Li_4SiO_4$  als Referenz angenommenen Werte stammen aus einer chemischen Analyse von IMF-I [108], die für  $Li_4SiO_4$ -Kugel durchgeführt wurden, die nach dem Schmelzverfahren bei der Firma Schott Glaswerke hergestellt wurden.

Element	MANET	<i>Pb – 17Li</i>	Beryllium	<i>Li<sub>4</sub>SiO<sub>4</sub></i>
Fe	Bal.	0.001	0.0435	0.019
Pb	-	Bal.	0.002	-
Li	-	0.700	-	22.32
O	-	-	0.0512	Bal.
Be	-	-	Bal.	-
C	0.13	-	0.081	0.104
Ca	-	-	0.002	0.02
K	-	-	-	0.02
Mg	-	-	0.0250	0.0049
Na	-	-	-	0.085
Si	0.35	-	0.01	23.214
Mn	1.00	-	0.0085	-
P	0.005	-	-	-
S	0.004	-	-	0.01
Cr	10.5	-	0.006	0.008
Ni	0.85	0.0002	0.006	0.001
Mo	0.75	-	0.002	-
V	0.20	-	-	-
Nb	0.15	-	-	-
B	0.008	-	-	-
N	0.03	-	0.038	-
Al	0.05	-	0.025	0.158
Co	0.02	-	0.0004	-
Cu	0.02	-	0.004	0.0005
Zr	0.09	-	0.001	-
Zn	-	0.001	0.001	0.0007
Bi	-	0.0043	-	-
Cd	-	0.0005	-	-
Ag	-	0.0005	0.0003	-
Pt	-	-	-	-
Sn	-	0.0005	-	-
Sc	-	-	0.0005	-
Ti	-	-	0.004	0.0071
W	-	-	0.01	-
U	-	-	0.011	-

Tabelle 3.4: Chemische Zusammensetzung der Materialien in Gew.% (Referenzwerte)

### 3.4 Charakterisierung der Bestrahlungsbedingungen

Es besteht derzeit weltweiter Konsens darüber, welche Zielsetzungen mit dem Bau eines Demo-Reaktors erreicht werden sollen [109]. Darüberhinaus herrscht auch eine breite Übereinstimmung über die Hauptparameter und mögliche Betriebsdaten; beispielsweise werden Neutronenwandbelastungen von 2 bis 3  $MW/m^2$ , eine TBR  $> 1$  mit einer Verdoppelungszeit von 5 bis 10 Jahren, ein kontinuierlicher Reaktorbetrieb sowie eine Gesamtverfügbarkeit von  $> 50\%$  (Reaktorverfügbarkeit  $> 60\%$ ) mit einem thermischen Wirkungsgrad von  $> 30\%$  und eine Lebensdauer von 30 Jahren als charakteristisch für künftige Demo-Reaktoren angesehen [109]. Außerdem wird für dessen Blanket Standzeiten von 3 bis 5 Jahren ( $10 - 20 MWam^{-2}$ ) bei maximalen Neutronenwandbelastungen von 3 bis 4  $MW/m^2$  und einer Systemverfügbarkeit von 97% als realistische Parameter angesehen. Was radiologische Aspekte anbetrifft, werden Inventarwerte um  $1.0 CiW_{th}^{-1}$ , eine Nachwärmeleistung  $0,4\% \times P_{th}$  und  $\gamma$ -Kontaktdosisraten bestrahlter Komponente von  $25 \mu Sv h^{-1}$  nach 100 Jahren Abklingzeiten als erzielbare Größen betrachtet.

---

Reaktorfusionsleistung	2200 MW
Betriebsmodus	kontinuierlich
Blanketstandzeit	20000 h
Lastfaktor	1
Mittlere Neutronenwandbelastung	2,2 $MW/m^2$
Mittlerer ${}^6Li$ -Abbrand:	
Feststoffblanket	6,525 at.%
Flüssigmetallblanket	5,370 at.%
Tritiumfreisetzungsrates der Brutmaterialien	100 %

---

Tabelle 3.5: Bestrahlungsbedingung im Demo-Reaktor

Angesichts fehlender Reaktorstudien im Rahmen des Europäischen Blanketentwicklungsprogramms wäre es verfrüht, detaillierte Bestrahlungsbedingungen für einzelne Reaktorkomponenten zu bestimmen. In der Tabelle 3.5 sind die Bestrahlungsbedingungen aufgeführt, die hier als Referenz-Bestrahlungsbedingungen angenommen wurden. Die Standzeit der Blanketsegmente beträgt demnach 20000 Vollaststunden, bei einer Fusionsleistung von 2200 MW. Es sind weder Lastfaktoren noch Komponentenwechsel während der Standzeit vorgesehen. Zur weitgehenden Vereinfachung der Untersuchungen wird die Tritiumfreisetzungsrates der Brutmaterialien mit 100% angenommen. Im Flüssigmetallblanket wird ferner der Flüssigmetallumlauf als statisch betrachtet.

## 4. Dreidimensionale Behandlung der Brutmaterialaktivierung

### 4.1 Beschreibung des Verfahrens

Bisherige Aktivierungsanalysen für (d,t)-Fusionsreaktoren benutzen überwiegend eine eindimensionale neutronenphysikalische Modellierung, die dem komplexen Geometrieaufbau des Tokamakreaktors nicht gerecht werden kann (vgl. Abschn. 2). Ein wesentlicher Schwerpunkt dieser Arbeit war es daher, ein Verfahren und ein entsprechendes Codesystem zu entwickeln, das eine dreidimensionale Aktivierungsanalyse für (d,t)-Fusionsreaktoren routinemäßig ermöglicht. Im nachfolgenden soll das zu diesem Zweck auf der Basis vorhandener Rechenprogramme entwickelte Verfahren näher beschrieben werden.

Das angestrebte Lösungsverfahren beruht im wesentlichen darauf, die Neutronentransport- und Aktivierungsrechnungen gekoppelt in dreidimensionaler Geometrie und damit konsistent durchzuführen. Die Basis dafür bildet die dreidimensionale neutronenphysikalische Behandlung des Problems mit der Beschreibung der Geometrie, der Materialkonfiguration und Quellverteilung der Neutronen im Plasma. Die Geometrie wird in geeigneter Weise in Volumenelemente segmentiert, in denen volumengemittelte Neutronenenergiespektren und -flußdichten berechnet werden. Mittels dieser energetischen und räumlichen Neutronenverteilung und der entsprechenden Materialzusammensetzungen in den Volumenelementen erfolgt die Ermittlung der Aktivierungsgrößen, wobei die Inventargleichung in den jeweiligen Volumenelementen gelöst wird. Somit entstehen diskrete zeitabhängige Verteilungen der Aktivierungsgrößen. Nach diesem Verfahren läßt sich mit Hilfe eines Punktmodells, welches hier durch die Inventargleichung dargestellt wird, und mittels dreidimensionaler Neutronenflußdichteverteilungen eine realistische Modellierung der Bestrahlung in einem (d,t)-Fusionsreaktor realisieren.

Für die neutronenphysikalische Modellierung sowie Aktivierungsanalyse wird auf vorhandene Rechenprogramme zurückgegriffen, die sich im Bereich der Fusionsanwendung bewährt haben. In der Abbildung 4.1 ist das entwickelte Codesystem mit den verwendeten Datenbibliotheken dargestellt. Die neutronenphysikalische Modellierung erfolgt mit dem Monte Carlo Transportprogramm MCNP [110] und Kerndaten aus der Fusionsdatenbibliothek FENDL (Fusion Evaluated Nuclear Data Library). Für die Aktivierungsanalyse wird das Europäische AktivierungsSYSTEM EASY [117], dessen Kern das Fusionsaktivierungsprogramm FISPACT bildet, mit den zugehörigen Datenbibliotheken EAF, Europäisches Aktivierungsfile, EAF\_DEC, Zerfallsdatenfile und EAF\_HAZ, biologische Dosisdaten verwendet. Die Programme MCNP und FISPACT sind statisch mit Interfaceprogrammen gekoppelt, welche neben der Kopplung noch die Auswertung und Erfassung der Ergebnisse durchführen.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Programme, Daten, die Methodik zur Kopplung der Programme sowie die dreidimensionale neutronenphysikalische Modellierung der Blanketentwürfe näher beschrieben.

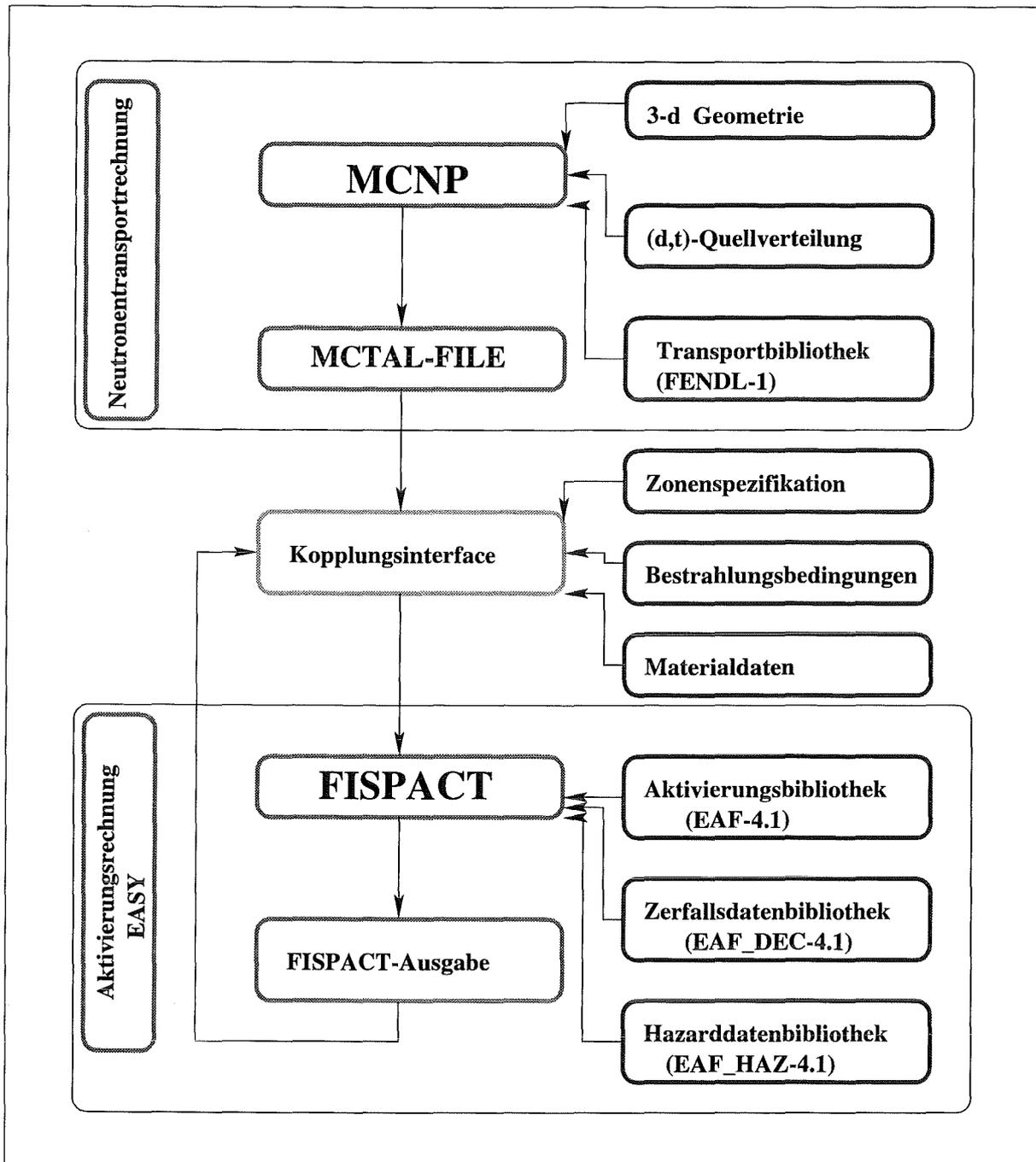


Abb. 4.1: Codesystem für die Aktivierungsanalyse in (d,t)-Fusionsreaktoren

## 4.2 Neutronik

Durch die dreidimensionalen Neutronentransportrechnungen werden die für die Aktivierungsanalyse benötigten räumlichen und energetischen Verteilungen der Neutronen in den Reaktorkomponenten bestimmt. Für die dieser Arbeit zugrundegelegten Blanketentwürfe wurden bereits umfangreiche neutronenphysikalische Untersuchungen von Fischer [22, 23, 34] durchgeführt, so daß hier von neutronenphysikalisch optimierten Blankets ausgegangen wird.

### 4.2.1 Das Monte Carlo Programm MCNP

MCNP (Monte Carlo N-Particle) ist ein von Los Alamos National Laboratory (LANL) entwickeltes Monte Carlo Teilchen-Transportprogramm für Neutronen, Photonen, Elektronen und gekoppelte N/P/E-Transporte sowie zur Berechnung von Eigenwerten für kritische Anordnungen. Der behandelte Energiebereich liegt für Neutronen zwischen  $10^{-11}$  und 20 MeV und für Photonen und Elektronen zwischen 1 keV und 1 GeV. Die nachfolgende Beschreibung bezieht sich auf der Version MCNP4A, wie sie in [110] dokumentiert ist.

MCNP benutzt sowohl analoge als auch nicht-analoge Monte Carlo Techniken zur Simulation der Transportprozesse. Das analoge Monte Carlo stellt die einfachste Form der Simulation dar. Die Geschichte eines Teilchens beginnt mit seiner Geburt im Gebiet des Phasenraums, die durch die Verteilungsfunktion der Quelle beschrieben wird. Durch die Modellierung der Quellverteilung wird zunächst der Zeitpunkt der Geburt des Teilchens, seine Ortskoordinaten, seine Energie und seine Flugrichtung bestimmt, dann wird der nächste Stoßpunkt entlang der Flugrichtung - die Wahrscheinlichkeit des ersten Stoßes zwischen  $l$  und  $dl$  entlang der Flugrichtung ist  $p(l)dl = e^{-\Sigma_t l} \Sigma_t dl$ , wobei  $\Sigma_t$  der totale Wirkungsquerschnitt ist - das Stoßnuklid, sowie die Art der Wechselwirkung (Absorption, Streuung,...) ermittelt, und dadurch bedingte Änderungen des selben Teilchens oder neuer Teilchen, deren Energie und Flugrichtung, deren weitere Wechselwirkung usw., bis das Teilchen dem System entwichen ist oder seine Energie, Lebensdauer oder Gewicht unter einer Schranke gefallen ist (Cut-Off). Das analoge Monte Carlo Verfahren wiederholt die Simulation für  $N$  unabhängige Teilchengeschichten und registriert dabei gewünschte Ereignisse. Für  $N \rightarrow \infty$  wird nach dem zentralen Grenzwertsatz der Erwartungswert der Ereignisse beobachtet. Die Ereignisse werden mittels Schätzfunktionen (collision density estimator, last-event estimator, track-length estimator, next-event (point-detector) estimator) beobachtet und sind somit statistische Mittelwerte, wie beispielsweise die mittlere Anzahl der Teilchen, die in ein Gebiet eintreten bzw. das Gebiet verlassen, die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen usw. Wie groß die Zahl der Teilchen zu wählen ist, um eine sichere Aussage zu gewinnen, hängt von dem vorliegenden Problem, dem beobachteten Ereignis und von der verwendeten Schätzfunktion ab.

Das nicht-analoge Monte Carlo Verfahren versucht grundsätzlich zwischen 'interessanten' Teilchen und 'uninteressanten' Teilchen zu unterscheiden, ein 'interessantes' Teilchen trägt mehr zum beobachteten Ereignis bei. Es gibt eine Vielzahl von nicht-analogen Monte Carlo Techniken (vgl. [111]), deren allgemeines Ziel darin besteht, den Beitrag bestimmter Teilchen so zu erhöhen, daß die Varianz eines zu beobachtenden Ereignisses schneller konvergiert, weswegen sie auch Varianzreduktionsmethoden genannt werden. MCNP stellt eine Anzahl Varianzreduktionstechniken zur Verfügung [110].

Die MCNP-Eingabe besteht aus der Geometriespezifikation, der Beschreibung der Materialkonfiguration, der Kerndaten, der Beschreibung der Quellverteilung der Teilchen, der verwendeten Varianzreduktionstechniken sowie der Beschreibung der zu berechnenden Größen, die Tallies genannt werden.

Die MCNP-Geometrie behandelt Materialkonfigurationen in dreidimensionalen volumetri-

schen Zellen, die durch Flächen erster, zweiter und vierter (elliptische Tori) Ordnung eingeschlossen sind. Die Flächen werden entweder durch die Koeffizienten der analytischen (kanonischen) Gleichungen oder für bestimmte Arten von Flächen durch bekannte Punkte auf den Flächen beschrieben. Die Zellen werden mittels boolescher Operatoren durch Schnitt-, Vereinigungs- und Komplementärmengen der räumlichen Bereiche beschrieben, die durch der Flächen eingegrenzt werden. Auf dieser Weise ergibt sich die Möglichkeit zur flexiblen Modellierung von komplexen Geometrieconfigurationen. Eine MCNP-Geometriezelle wird charakterisiert durch deren Materialzusammensetzung, die Dichte des Materials gefolgt von der Beschreibung der Flächen, die die Zelle einschließen.

MCNP benutzt Kerndaten im sogenannten ACE-Format ( A Compact ENDF), das eine kontinuierliche Energiedarstellung der Wirkungsquerschnitte ermöglicht. Das ACE-Format ist so konzipiert, daß die detaillierte Darstellung der Daten im zugrundeliegenden Basisfile nahezu erhalten bleibt (siehe nächster Abschn.).

Für die Beschreibung der Quellverteilung stellt MCNP Standardquellen: eine allgemeine Quelle, eine Flächenquelle und eine Kritikalitätsquelle zur Verfügung. Außerdem bietet es die Möglichkeit zur Eingabe von Quellen durch eine Subroutine. Dies wird in dieser Arbeit verwendet.

Als Schätzfunktion verwendet MCNP sogenannte Tallies, die mit F1 - F6 bezeichnet werden und mit entsprechenden Phasenraumangaben, Faktoren und Umformungen zur Bestimmung gewöhnlicher Reaktorgrößen wie Neutronenstromdichte, Neutronenflußdichte, Reaktionsraten, usw., benutzt werden können. Für die hier durchgeführten Berechnungen sind die F1-, F2-, F4- und F6-Tallies von Interesse.

Das F1-Tally schätzt den Teilchenstrom  $J(\vec{r}, E, t, \mu)$  durch eine Fläche  $A$  ab,

$$F1 = \int_A \int_{\mu} \int_t \int_E J(\vec{r}, E, t, \mu) dE dt d\mu dA, \quad (4.1)$$

indem es einfach die Teilchen zählt, die die Fläche durchqueren. Die Integrationsgrenzen können per Eingabe bestimmt werden. Das F1-Tally wird hier zur Berechnung von Neutronenstromdichten verwendet. Die Schätzung der F2-, F4- und F6-Tallies beruht auf der Spurlängenzählung (*track-length estimator*), dessen Prinzip nachfolgend anhand des hier zur Neutronenflußdichteberechnung verwendeten F4-Tally dargestellt werden soll. Der Teilchenfluß im Phasenraum ist definiert durch  $\phi(\vec{r}, E, t) = vN(\vec{r}, E, t)$ , wobei  $v$  die Teilchengeschwindigkeit und  $N$  die Teilchendichte sind. Die Teilchendichte ergibt sich aus dem Teilchengewicht  $W$  dividiert durch das Zellvolumen  $V$  und die Spurlänge  $T_l = vt$ , wobei  $t$  die Aufenthaltszeit des Teilchens in der Zelle ist.

$$F4 = \frac{WT_l}{V} = \int_V \int_t \int_E \phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V}, \quad (4.2)$$

Das F4-Tally, das nach Gl. 4.2 bestimmt wird, entspricht somit dem Teilchenfluß in der Zelle. Verglichen zu anderen Schätzfunktionen, wie der *collision estimator* oder *last-event estimator*, die in optisch dünnen Regionen - wegen der niedriger Zahl der Stöße - geringe statistische Zuverlässigkeit besitzen, zeigt der *track-length estimator* sowohl in optisch dünnen als auch dicken Regionen eine hohe Zuverlässigkeit [111]. Das F2-Tally schätzt die Neutronenflußdichte durch eine Fläche

und kann durch eine Grenzwertbetrachtung aus dem F4-Tally hergeleitet werden, indem man die Breite des Zellvolumens gegen Null laufen läßt. In dieser Arbeit wird das F2-Tally zur stochastischen Berechnung von Flächen verwendet. Das F6-Tally mit  $F6 = WT_l \sigma_t(E) H(E) \rho_a / m$ , wird zur Abschätzung der in einer Zelle freigesetzten Wärme verwendet. Dabei ist  $\sigma_t(E)$  der totale Wirkungsquerschnitt,  $H(E)$  die Wärmezahl (MeV je Stoß),  $\rho_a$  die Atomkerndichte (Atome/barn-cm) und  $m$  die Masse der Zelle (Gramm). Grundsätzlich entspricht das F6-Tally einem F4-Tally gefaltet mit einer energieabhängigen Funktion, die sich aus dem totalen Wirkungsquerschnitt und der Wärmezahl zusammensetzt.

MCNP ist überwiegend in Standard FORTRAN-77 geschrieben. Einige Ausnahmen sind bewegliche Common-Blocks, systemabhängige Routinen, wie die Zeitroutine, X-Window-Graphik und die dynamische Speicherallokierung, die in C-Routinen implementiert sind. Neben der Standardausgabe stellt MCNP zwei weitere Ausgabefiles, RUNTPE und MCTAL, bereit. Diese Files werden für die Kopplung von MCNP mit FISPACT verwendet. RUNTPE ist eine sequentielle nicht formatierte Datei, die alle wesentliche Informationen über den Programmzustand einschließlich Eingaben und Ausgaben (dumps) enthält. Es ermöglicht ein Restart von MCNP vom aktuellen Zustand im sogenannten Continue-Run-Modus, was in Fällen sinnvoll ist, bei denen die Ergebnisse eines Rechenlaufs aus irgendeinem Grund die geforderte Genauigkeit nicht erreicht haben. Das MCTAL-File enthält lediglich eine Ausgabe (dump) der Ergebnisse, die im wesentlichen aus den Tallies und Informationen zu deren Darstellung enthält. Genauer über die Formatbeschreibung der Files ist der Dokumentation des Programms [110] zu entnehmen.

#### 4.2.2 Neutronentransportdaten

MCNP benutzt Kerndaten im sogenannten ACE-Format, das eine kontinuierliche Energiedarstellung der Wirkungsquerschnitte ermöglicht. Das ACE-Format ist so konzipiert, daß die detaillierte Darstellung der Daten im Basisfile nahezu erhalten bleibt. Dennoch ist aus Gründen der Effizienz die vollständige Nachbildung nicht wünschenswert, da diese einen enormen Rechenaufwand ohne wesentliche Erhöhung der Genauigkeit bedeuten würde. Deshalb werden die Datentabellen von MCNP für jeden Reaktionswirkungsquerschnitt so konstruiert, daß eine lineare-lineare Interpolation zwischen den Energiepunkten mit einer Unsicherheit von weniger als 1% der evaluierten Wirkungsquerschnitten im Grundfile möglich ist. In Abhängigkeit von der Anzahl der gelösten Resonanzen sowie der zugelassenen Fehlertoleranz können in solchen Tabellen 250 bis 22500 Datenpunkte stehen.

Die Winkelverteilungen gestreuter Neutronen sind für die elastische und diskret-inelastische Streuung und für einige ENDF/B-IV-Streugesetze im Schwerpunktsystem gegeben, die durch die Wirkungsquerschnitte, die Q-Werte und die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem vollständig beschrieben sind. Für alle anderen inelastischen Streuungen sind die Winkelverteilungen im Laborsystem gegeben. Die Energieverteilungen der sekundären Neutronen werden für elastische und diskret-inelastische Streuungen mit dem Streuwinkel durch die Kinematik bestimmt. Für andere inelastische Streuungen werden sie tabelliert eingelesen. Sowohl die Winkel- als auch Energieverteilungen sind in reaktionsabhängigen Energieintervallen des einfallenden Neutrons angegeben.

In ähnlicher Form werden auch die Daten für sekundäre Photonen aus der Neutronenreaktionen mit den Neutronendaten dargestellt. Die eigentlichen Photonentransportdaten (photoatomare Wirkungsquerschnitte) werden jedoch in einer selbständigen Datenbibliothek angegeben.

Die Winkelverteilung für sekundäre Neutronen und Photonen wird in MCNP durch 32 gleich-wahrscheinliche Kosinusintervalle approximiert, gleichermaßen wird die Energieverteilung in 32 gleich-wahrscheinliche Energieintervalle approximiert. Darüberhinaus ist mit der Version MCNP4A die Behandlung doppel-differentieller Wirkungsquerschnitte (ENDF MF-6) nach dem Kalbach-87-Formalismus (LAW=1,LANG=2), nach dem Phase-Space-Gesetz (LAW=6) sowie die Behandlung direkter korrelierter Winkel-Energieverteilung (LAW=7) möglich [112].

Wie eingangs erwähnt, werden für die neutronenphysikalische Transportrechnung im Rahmen dieser Arbeit Kerndaten aus der Fusionsdatenbibliothek FENDL benutzt. FENDL wurde unter der Federführung der IAEA/NDS (International Atomic Energy Agency/ Nuclear Data Section) in internationaler Kooperation mit der Zielsetzung erstellt, um eine neutronenphysikalische Referenzdatenbasis für ITER und anderer Fusionsprojekte zur Verfügung zu stellen [113]. FENDL besteht aus vier verschiedenen Files: Transportfile, Aktivierungs- und Zerfallsdatenfile, Datenfile für Fusionsreaktionen und Dosimetrie-Datei. Das Transportfile (FENDL-1), welches Neutronentransport- und Photonenerzeugungsdaten für 65 Isotope enthält, basiert im wesentlichen auf ENDF/B-VI, JENDL-3 und BROND-2. Die Mehrzahl der enthaltenen Daten ist in nuklidweiser Auswertung gegeben, und die Daten der wichtigsten Nuklide stammen aus ENDF/B-VI.

Die ACE-Arbeitsbibliotheken aus FENDL-1 wurde mit dem ACER-Modul des Processing-codes NJOY im LANL [46] erstellt.

### 4.2.3 Die Geometriemodelle der Blanketenwürfe

Ein wesentlicher Schwerpunkt bei der dreidimensionalen neutronenphysikalischen Analyse stellt die Modellierung der Problemgeometrie dar. Der Aufwand zur Modellierung der Geometrie hängt von der Komplexität der Reaktorgeometrie ab und wächst naturgemäß mit den in Betracht gezogenen Details. Wie im Abschnitt 4.2.1 erwähnt, stellt MCNP flexible Möglichkeiten zur dreidimensionalen Geometriemodellierung zur Verfügung. Die hier verwendeten Torussektormodelle der beiden Blanketenwürfe wurden von Fischer [116] entwickelt und von Tellini [116] an die neuesten Entwürfe angepaßt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden geringfügige Modifikationen sowie die notwendigen Segmentierungen an den Modellen vorgenommen.

Der Demo-Reaktor setzt sich aus 16 äquidistant angeordneten toroidalen Ringspulen zusammen, die den Torus in 16 symmetrischen Sektoren von  $22,5^\circ$  aufteilen. In jedem Torussektor befinden sich drei äußere (zwei seitliche und ein mittleres) und zwei innere Blanketsegmente. Der Öffnungswinkel bezüglich der Torusachse beträgt  $7,5^\circ$  für ein äußeres Blanketsegment und  $11,25^\circ$  für ein inneres Blanketsegment. Für den Fall, daß alle Sektoren mit einheitlichen Blanketsegmenten bestückt sind, kann die neutronenphysikalische Modellierung auf einen  $11,25^\circ$  Torussektor beschränkt werden, in dem ein inneres Blanketsegment und eineinhalbe äußere Blanketsegmente enthalten sind. Setzt man an den seitlichen Begrenzungsflächen des Torussektors

reflektierende Randbedingungen ein, so ist durch dieses Modell der ganze Torus neutronenphysikalisch dargestellt.

Wie aus dem technischen Entwurf der Blanketsegmente (s. Abb. 3.1 und 3.4) zu sehen ist, verlaufen die Blanketsegmente in der toroidalen Richtung geradlinig. Zur geometrischen Darstellung des Torussektors in MCNP genügen daher Flächen 2. Ordnung, die den dreidimensionalen Problemraum eingrenzen sowie unterteilen. Auf dieser Weise ergibt sich eine nahezu vollständige Nachbildung der tatsächlichen Geometrie des Torussektors mit allen maßgeblichen Reaktorkomponenten: Vakuumkammer, Blanketsegmente, Divertoren, Abschirmungen, Vakuumgefäß, Kanäle usw. In den Abbildungen 4.2 bis 4.7 sind die radial-poloidalen und radial-toroidalen Querschnitte der Geometriemodelle dargestellt.

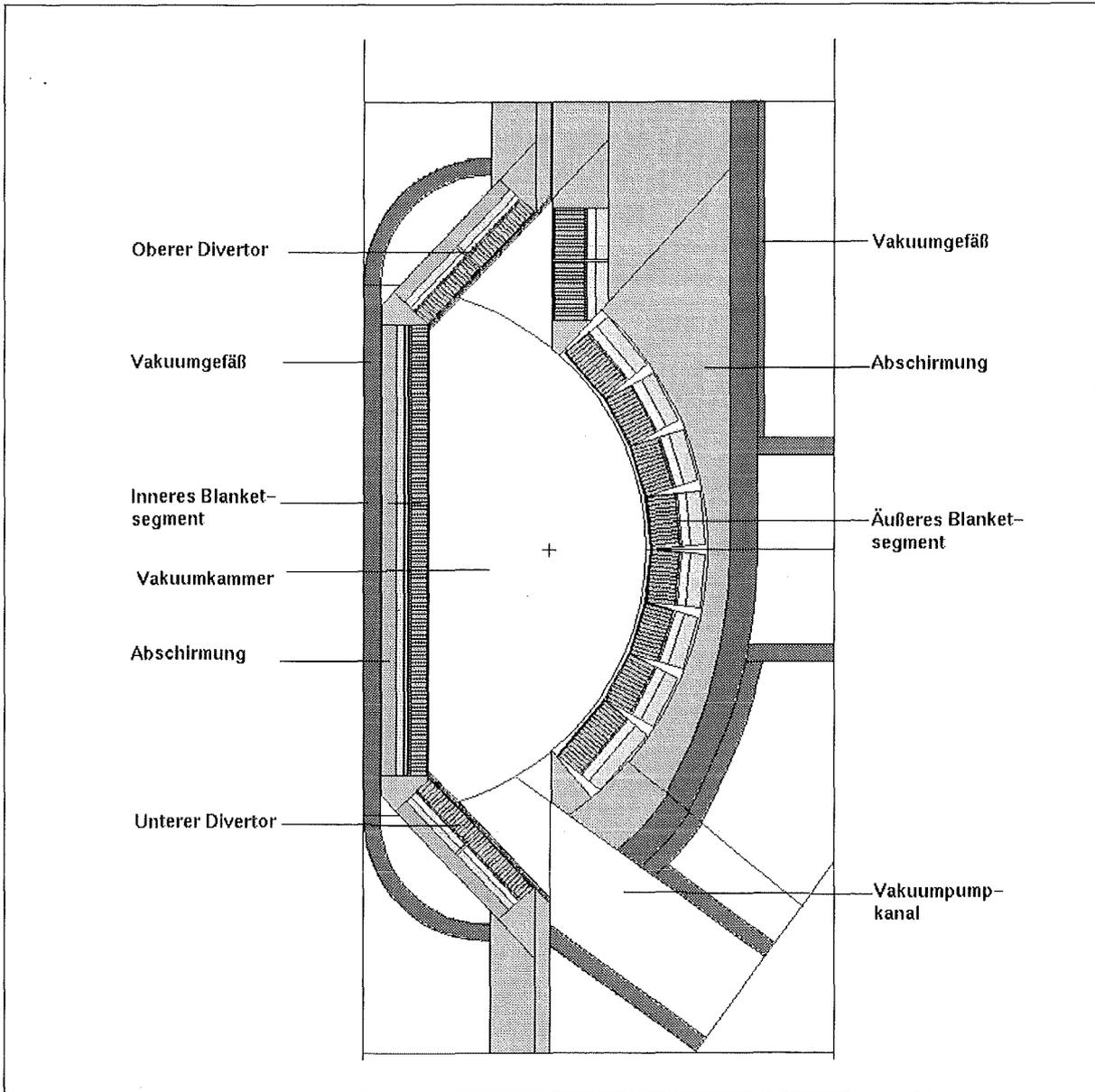


Abb. 4.2: Radial-poloidaler Schnitt durch das Torussektormodell mit BOT-Feststoffblanket

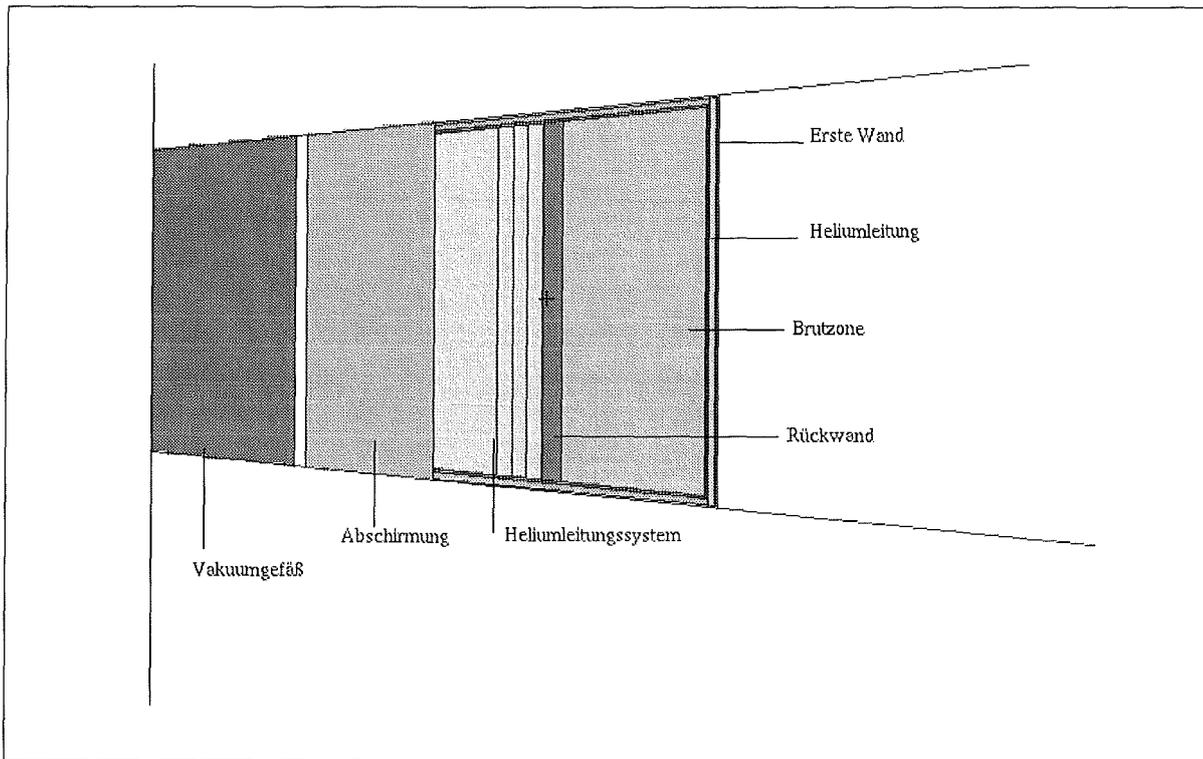


Abb. 4.3: BOT-Feststoffblanket: radial-toroidaler Querschnitt des inneren Blanketsegments

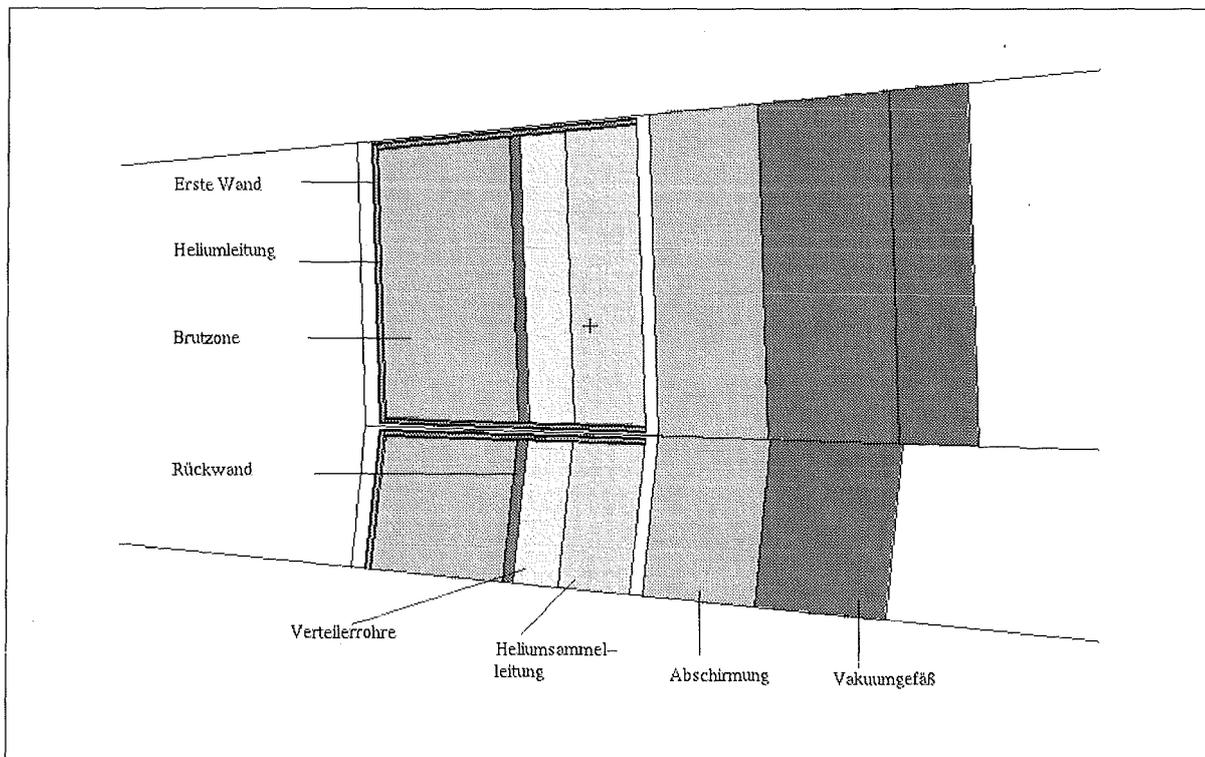


Abb. 4.4: BOT-Feststoffblanket: radial-toroidaler Querschnitt des äußeren Blanketsegments

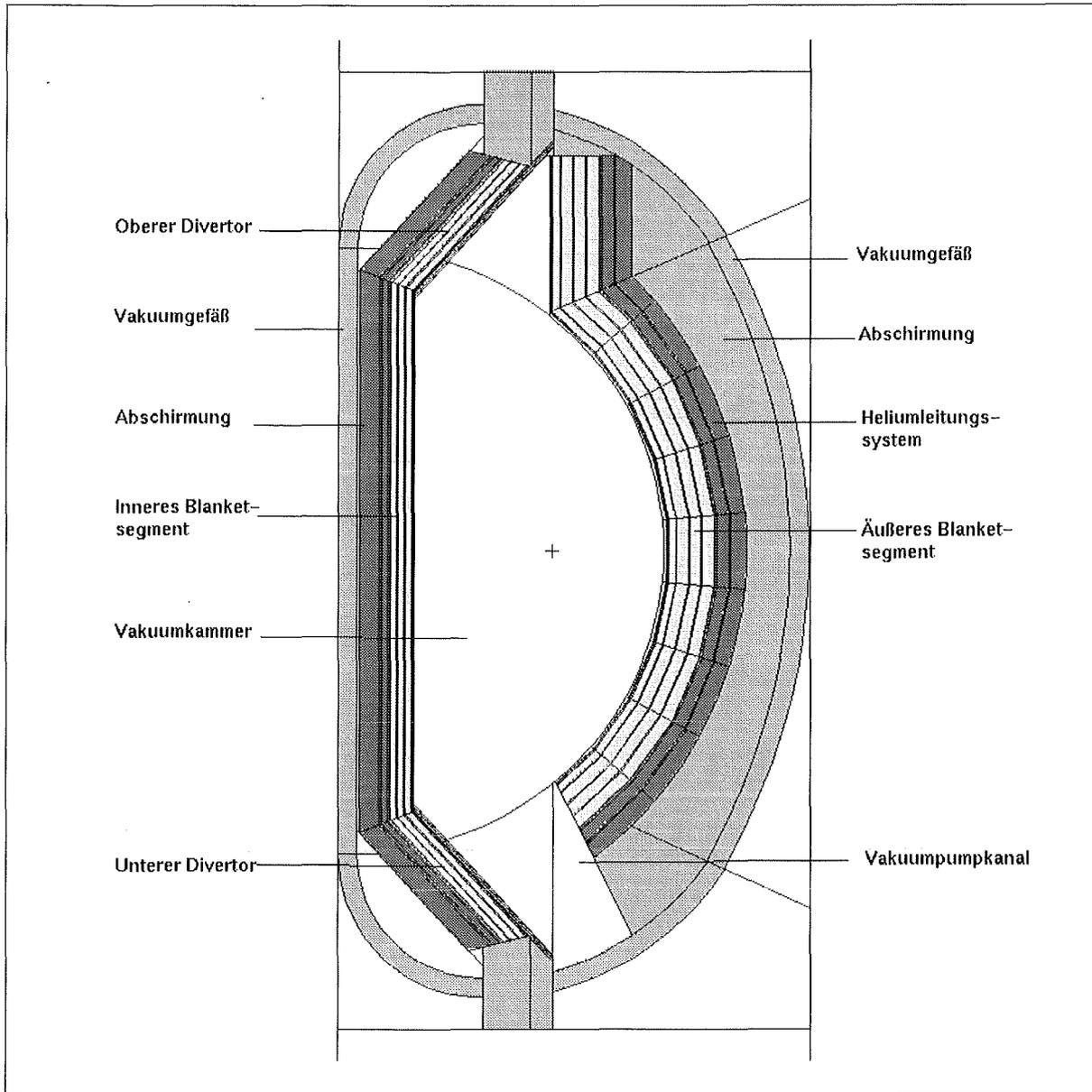


Abb. 4.5: Radial-poloidaler Schnitt durch das Torussektormodell mit Dual-Coolant-Flüssigmetallblanket

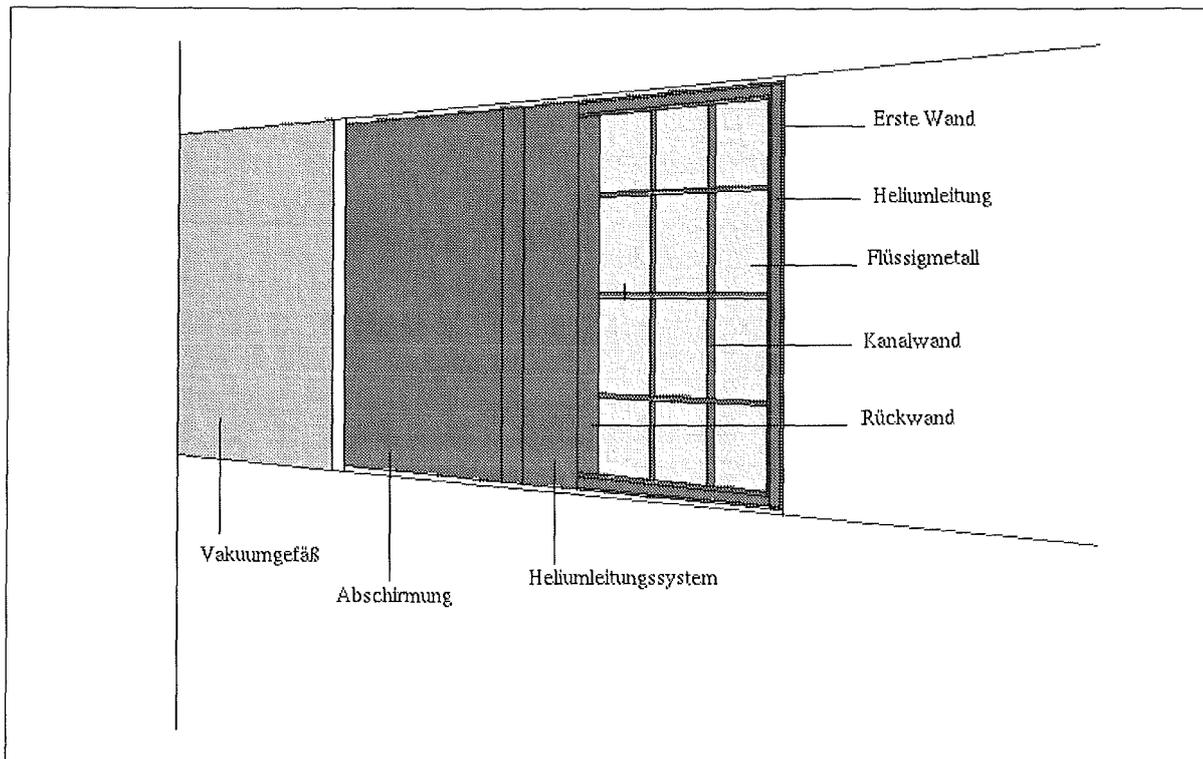


Abb. 4.6: Dual-Coolant-Flüssigmetallblanket: radial-toroidaler Querschnitt des inneren Blanketsegments

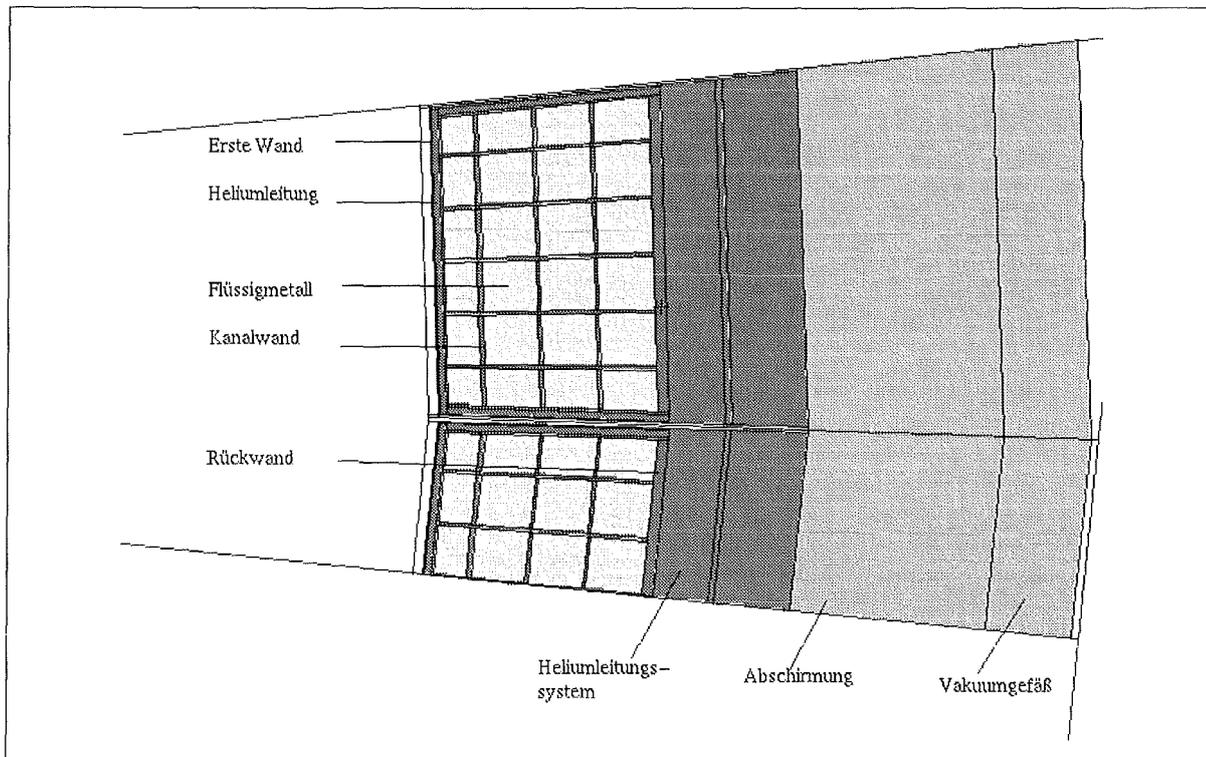


Abb. 4.7: Dual-Coolant-Flüssigmetallblanket: radial-toroidaler Querschnitt des äußeren Blanketsegments

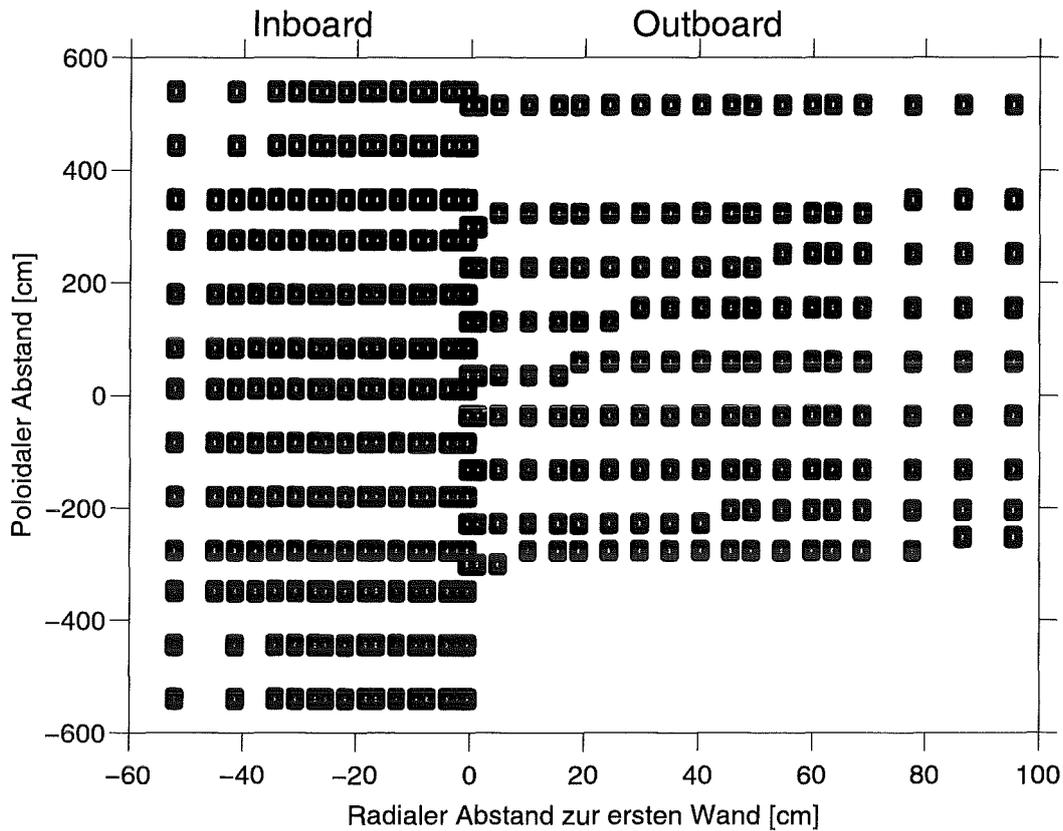


Abb. 4.8: Schematische Darstellung der segmentierten Volumenelemente im Feststoffblanket

	Poloidale Segmente		Radiale Segmente		Rechenzellen
	Inboard	Outboard	Inboard	Outboard	
Feststoffblanket	9(4)	9	18(18)	20	406
Flüssigmetallblanket	11(2)	10	19(12)	23	463

Tabelle 4.1: Anzahl der segmentierten Volumenelemente, die Werte im Klammer gelten für den Divertorbereich

Wie in Abschnitt 4.1 beschrieben wurde, muß die modellierte Geometrie in geeigneter Weise segmentiert werden, um dort zunächst die räumliche und energetische Verteilung der Neutronen und anschließend die Aktivierung der Materialien berechnen zu können. Die Segmentierung der Geometrie orientiert sich grundsätzlich an den modellierten Komponenten. Sie erfolgt in der Weise, daß jede Komponente in eine ausreichende Zahl von Segmenten aufgeteilt ist, wobei die Feinheit der Segmentierung vom Untersuchungsziel sowie den physikalischen Gegebenheiten abhängt. Beispielsweise ist bei den vorliegenden Untersuchungen die poloidale Segmentierung vergleichsweise grober ausgewählt, da die poloidale Variation der Neutronenflußdichten schwach

ist. Andererseits ist die Brutzone feiner segmentiert als alle anderen Komponenten, da das hauptsächliche Untersuchungsziel die Brutmaterialaktivierung ist. Im allgemeinen muß jedoch bei der Segmentierung gewährleistet sein, daß dadurch keine optisch dünnen Regionen entstehen, die die Recheneffizienz und mithin die Genauigkeit der Ergebnisse beeinträchtigen.

Die schematische Darstellung in Abbildung 4.8 zeigt die radiale-poloidale Segmentierung für das Feststoffblanket. Die bei den vorliegenden Untersuchungen verwendete Anzahl der segmentierten Volumenelemente ist in der Tabelle 4.1 angegeben. Von den poloidalen Segmenten im inneren Blanket entfallen für das Feststoffblanket 4 und für das Flüssigmetallblanket 2 auf den Divertorbereich, so daß die mittleren Blanketteile durch 9 bzw. 11 poloidale Segmente abgedeckt sind. In beiden Fällen ist der obere Teil im äußeren Blanket (s. Abb. 4.2 und 4.5) durch ein einziges poloidales Segment repräsentiert. Die radiale Tiefe der Volumenelemente liegt unter 5 cm innerhalb der Brutzonen und um 10 cm im Bereich der Leitungssysteme. Mehr als 60 % der Volumenelemente liegen in den jeweiligen Brutzonen.

#### 4.2.4 Quellneutronenverteilung im Plasma und Normierung

Bei der dreidimensionalen neutronenphysikalischen Modellierung kann die Quellneutronenverteilung im Plasma vollständig dargestellt werden, sofern diese in funktionaler Abhängigkeit oder in diskreter Form vorliegt. Die räumliche Verteilung der  $(d, t)$ -Reaktionsraten, mithin auch die Erzeugung der 14-MeV-Neutronen in der Vakuumkammer, ist von den Plasmaparametern Ionen-dichte und -temperatur abhängig, die ihrerseits durch die totale Fusionsleistung und der notwendigen äußeren Stabilitäts- und Geometrieparameter bestimmt werden [114].

Die Verteilung der Quellneutronendichte im Plasma kann als Funktion des kleinen Plasmaradius in der poloidalen Ebene wie folgt dargestellt werden [115]:

$$S(a) = \left[1 - \left(\frac{a}{a_p}\right)^2\right]^{e_p} \quad \text{mit} \quad 0 \leq a \leq a_p. \quad (4.3)$$

Darin ist  $S(a)$  die normierte Quellneutronendichte und  $a_p$  der kleine Plasmaradius.  $e_p$  ist der Peakingfaktor und wird für den Demo-Reaktor mit  $e_p = 4$  angenommen [34]. Die Dichte und die Temperatur der Plasmaionen sind auf den magnetischen Flächen konstant, somit auch die Quellneutronendichte. In der Gleichgewichtskonfiguration stellen die magnetischen Flächen Isobaren dar, auf denen die magnetischen Fluß- und Stromlinien stehen [114].  $S(a)$  fällt somit in der poloidalen Ebene mit den Konturlinie der magnetischen Flächen zusammen (Abb. 4.10). Die Konturlinien in einem elongierten Plasmaquerschnitt mit einer horizontalen Versetzung können durch die parametrischen Gleichungen [115]

$$R(a) = R_0 + a \cos(\alpha + \delta(a)\sin\alpha) + \epsilon(a)a_p \quad (4.4)$$

$$Z(a) = E a \sin\alpha \quad (4.5)$$

dargestellt werden, wobei  $R_0$  und  $E$  der große Plasmaradius und die Elongation sind. Für die horizontale Versetzung  $\epsilon$  und die Triangularität  $\delta$  gilt

$$\epsilon(a) = \epsilon_0 \left[1 - \left(\frac{a}{a_p}\right)^2\right] \quad (4.6)$$

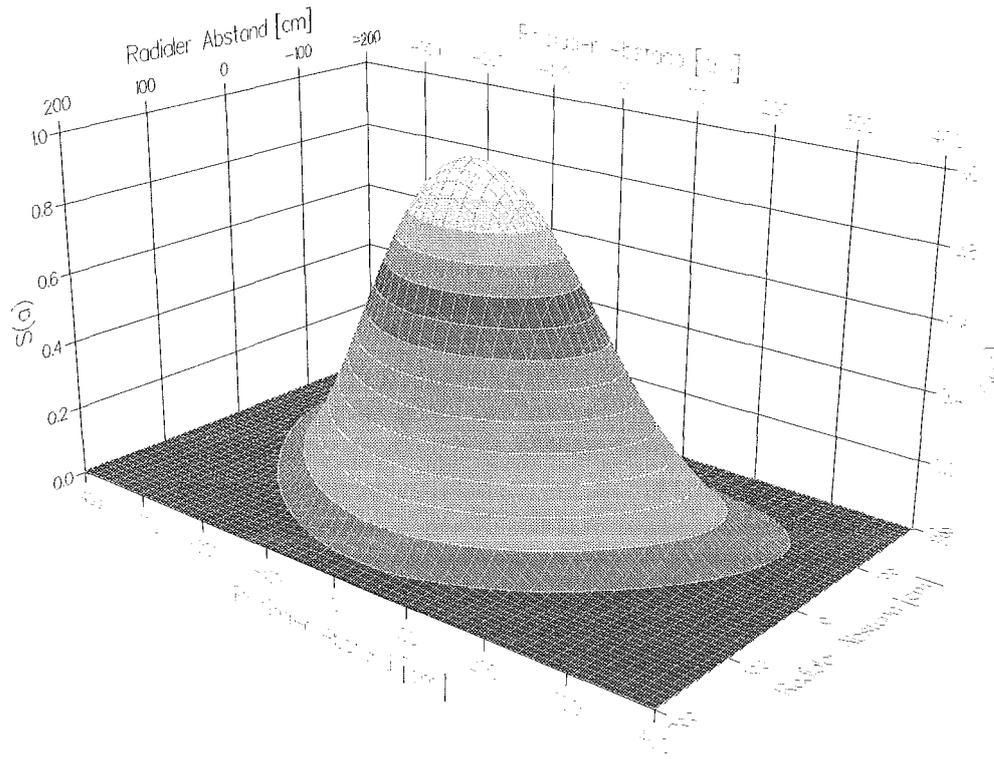


Abb. 4.9: Räumliche Darstellung der normierten Quellneutronendichteverteilung im Plasma in der radial-poloidalen Ebene

$$\delta(a) = \delta_0 \frac{a}{a_p} \quad (4.7)$$

mit  $0 \leq a \leq a_p$  und  $0 \leq \alpha \leq 2\pi$ .

Die Plasmaparameter für den Demo-Reaktor sind in der Tabelle 4.2 aufgeführt [98, 99].

---

$R_0 = 630 \text{ cm}$	$E = 2.17$	$\delta_0 = 0,57$
$a_p = 182 \text{ cm}$	$\epsilon_0 = 0,089$	

---

Tabelle 4.2: Plasmaparameter für den Demo-Reaktor

Für einen fixierten Wert von  $a$  wird anhand der Gl. 4.3 die Quellstärke ermittelt und die Konturlinie festgestellt, auf der dann die radialen und poloidalen Koordinaten mittels den Gl. 4.4 und 4.5 bestimmt werden. Die Quellneutronendichte fällt nach Gl. 4.3 von der Torusseele nach außen hin exponentiell ab und hat ihr Maximum bei  $R = R_0 + \epsilon_0 \cdot a_p$  und  $Z = 0$  (s. Abb. 4.9 und 4.10). Dies führt zu hohen Neutronenwandbelastungen im Bereich der Torusmittelebene

allgemein und insbesondere auf der äußeren Torusseite.

Die Beschreibung der Quellneutronenverteilung erfolgt nach den obigen Gleichungen in einer FORTRAN-Subroutine, die an MCNP angebunden wird. Die praktische Modellierung wird mittels Zufallszahlen realisiert, indem zunächst  $a$  und damit die Konturlinie ausgewürfelt wird. Nach der Feststellung der Konturlinie werden der poloidale Winkel  $\alpha$  und der azimutale Winkel  $\phi$  ausgewürfelt, womit dann die Anfangskoordinaten ermittelt werden.

Die beschriebene Quellneutronenverteilung stellt eine Volumen-Quelle dar, die der Leistungsdichte im Plasma direkt proportional ist. Damit ist eine direkte Normierung der Quelle auf die vorgegebene totale Fusionsleistung  $P_f$  möglich.

Die Quellneutronenerzeugung  $Q$  für den hier betrachteten Demo-Reaktor mit  $P_f = 2200$  MW beträgt

$$\begin{aligned} Q &= \frac{2200 \text{ MW}}{17,58 \text{ MeV } 1,602189 \cdot 10^{-13} \text{ J}} \\ &= 7,81 \cdot 10^{20} \text{ n/s} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Die Quellneutronenerzeugung in einem  $11.25^\circ$  Torussektor beläuft sich damit auf  $2,44 \cdot 10^{19}$  Quellneutronen je Sekunde. Die Berechnungen in MCNP beziehen sich auf ein Quellneutron pro Sekunde, so daß die berechneten Größen auf die totale Quellneutronenerzeugung normiert werden müssen.

### 4.3 Aktivierungsanalyse

#### 4.3.1 Das Europäische AktivierungsSYstem EASY

Zur Aktivierungsanalyse in dem erstellten Codesystem dient das Europäische AktivierungsSYstem EASY [117], welches im Rahmen des europäischen Forschungsprogramms *Low Activation Materials for Fusion* (LAM2) in Zusammenarbeit zwischen AEA Technology und ECN Petten entwickelt wurde. EASY, bestehend aus dem Fusionsinventarprogramm FISPACT [118] und dem Europäischen Fusionsaktivierungsfile EAF [119] mit der Zerfallsdatenbibliothek EAF-DEC [117], ist ein konsistent entwickeltes System, da das Inventarprogramm und die Datenbibliotheken durch die gemeinsame Entwicklung aufeinander abgestimmt sind.

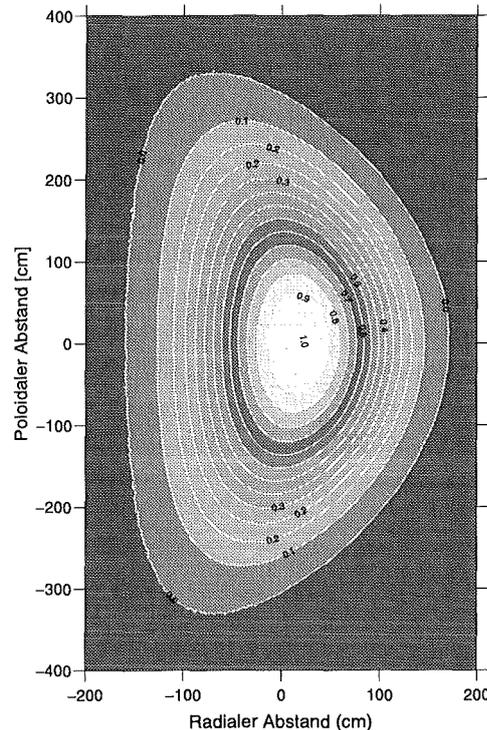


Abb. 4.10: Konturlinien der normierten Quellneutronendichteverteilung mit  $\Delta S(a) = 0,1$

### 4.3.2 Das Fusionsinventarprogramm FISPACT

FISPACT ist ein Inventarprogramm, das auf der Basis des Punktmodells die infolge neutroneninduzierter Transmutationen entstehende Nuklidinventare, induzierte Radioaktivität sowie daraus abgeleitete Größen berechnen kann. FISPACT wurde in Anlehnung an das Abbrandprogramm FISPIN [120] für Anwendungen in der Fusionstechnologie entwickelt. Eine kürzlich von der IAEA durchgeführte Vergleichstudie [61] hat gezeigt, daß FISPACT das am weitesten entwickelte Inventarprogramm für Anwendungen im Bereich der Fusion ist. Die nachfolgende Beschreibung bezieht sich auf die aktuelle Version FISPACT-4.1.

Das mathematische Modell, das den Inventarprogrammen zugrunde liegt, wurde im Abschnitt 2.2 beschrieben. FISPACT integriert die Inventargleichungen (Gl. 2.6) nach einer numerischen Methode von Sidell [121], die, ausgehend von der exponentiellen Form der Lösungen der Inventargleichungen, einen modifizierten Ansatz der Eulerschen Methode

$$n_i(t+h) = n_i(t) + \frac{(e^{\lambda_i h} - 1)}{\lambda_i} \left. \frac{dn_i}{dt} \right|_t \quad (4.9)$$

mit  $\lambda_i = \lambda_i + \sigma_i \phi$  verwendet. Sidell zeigt in [121], daß dieser Ansatz zur Lösung steifer Differentialgleichungen der vorliegenden Form effizienter als der gewöhnliche Ansatz der Eulerschen Methode ist. Während der lokale Abbruchfehler im Vergleich zur Eulerschen Methode kleiner ist, bleibt jedoch die für die Stabilität der Lösung benötigte Schrittweite  $h$  - sie ist dem größten Eigenwert umgekehrt proportional - in der gleichen Größenordnung. Dies führt dazu, daß der zugelassene Eigenwertbereich eingeschränkt werden muß. Mit anderen Worten: für Nuklide mit relativ kurzer Halbwertszeit ist die Stabilitätsvoraussetzung nicht gegeben. Deshalb werden in FISPACT kurzlebige Nuklide - relativ zur Bestrahlungszeit - als im Gleichgewicht befindlich betrachtet, wenn deren Halbwertszeit unterhalb eines vorgegebenen Schwellenwertes fällt, der per Eingabe bestimmt werden kann. Die eigentliche Berechnung verläuft in etwa folgendermaßen: man teilt das gesamte Zeitintervall der Bestrahlung zunächst in zwei Subintervalle ein, berechnet die Nuklidinventare nach der Gl. 4.9 und prüft ob die Konvergenzkriterien erfüllt sind. Ist dies nicht der Fall, so wird die Anzahl der Subintervalle verdoppelt und es erfolgt eine erneute Berechnung der Nuklidinventare sowie die Überprüfung der Konvergenz, dies wird so lange fortgesetzt bis die Konvergenz für alle Nuklide erreicht worden ist.

FISPACT ist in Standard FORTRAN-77 geschrieben und modular aufgebaut. Die Hauptdaten werden in einem Vektor eingelesen und mittels Zeigern verwaltet [122]. Der Rechenablauf ist in zwei Blöcke geteilt. Im ersten Block werden die Multigruppenwirkungsquerschnitte und ein Neutronenspektrum eingelesen. Sodann erfolgt die Berechnung der effektiven Wirkungsquerschnitte durch die Gruppenkondensation gemäß Gl. 2.5. Anschließend werden die Zerfallsdaten eingelesen und mit den effektiven Wirkungsquerschnitten und anderen relevanten Daten geordnet auf ein File ausgeschrieben, das dann für die nachfolgende Inventarrechnung als Arbeitsbibliothek dient. Im zweiten Block folgt die eigentliche Inventarrechnung, die im wesentlichen Angaben über die Materialzusammensetzung, die totale Neutronenflußdichte, die Bestrahlungs- und Abklingzeiten und die zu berechnenden Größen benötigt. Diese werden dem Programm anhand von Codewörtern mit entsprechendem Parameter übermittelt. Näheres hierzu ist in [118]

zu finden.

FISPACT berechnet standardmäßig die Nuklidinventare, die spezifische Aktivität, die Nachwärmeleistung (Gl. 2.8), die  $\gamma$ -Dosisrate, die Inhalations- und Ingestionsdosen. Die Berechnung der  $\gamma$ -Dosisrate erfolgt nach Gl. 2.9 in einer 24-Energiegruppenstruktur, wobei lediglich Photonen mit Energien über 100 keV berücksichtigt werden. Außerdem werden Beiträge energetischer  $\beta$ -Teilchen zur  $\gamma$ -Dosisrate nach einer Näherung von Jarvis [14] berücksichtigt. Dabei handelt es sich um  $\beta$ -strahlende Nuklide mit mittlerer  $\beta$ -Teilchenenergie  $\bar{E}_\beta > 0,145$  MeV und mit einer eigenen Halbwertszeit oder mit einer Halbwertszeit des Mutternuklids von  $\geq 0,5$  Jahren. Dies trifft beispielsweise für Nuklide wie  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{32}\text{P}$ ,  ${}^{36}\text{Cl}$ ,  ${}^{206}\text{Hg}$  und  ${}^{210}\text{Bi}$  zu, die bei der Aktivierung der beiden hier untersuchten Brutmaterialien entstehen.

FISPACT erlaubt die Verfolgung der Entstehungswege (Reaktionspfade) einzelner Nuklide. Hierzu wird eine Methode verwendet, die als Pfadanalyse (pathway analysis) bezeichnet wird. Obwohl die Idee der Pfadanalyse intuitiv erscheint, ist der Begriff *Pfad* in diesem Zusammenhang enger definiert. Man versteht darunter den linearen Entstehungsweg eines Nuklids, indem das Mutternuklid, Zwischennuklide und das Endnuklid in einer Reihe stehen, die durch Transmutation- und Zerfallsketten in geschlossener Form verbunden sind [118]. Die Pfadanalyse ist eine geeignete Möglichkeit, um dominierende Reaktionen- und Zerfallsketten herauszufinden. Sie wird zu diesem Zweck in dieser Arbeit intensiv eingesetzt. Darüberhinaus stellt FISPACT Möglichkeiten zur Einbeziehung sequentieller geladener Teilchenreaktionen (s. Abschnitt 5) sowie zur Sensitivitätsanalyse. Letzteres ist im Abschnitt 7.5.3 näher beschrieben.

FISPACT verwendet externe Datenbibliotheken: Aktivierungswirkungsquerschnitte, Daten zur ihren Unsicherheiten, Zerfallsdaten, biologische Dosisdaten und Daten zur Einbeziehung von sequentiellen Reaktionen geladener Teilchen (s. Abschn. 5). Die Aktivierungsbibliotheken können in verschiedenen Multigruppenstrukturen eingelesen werden: WIMS(69), GAM-II (100), XMAS(172) und VITAMIN-J (175). Letztere wird durchweg in dieser Arbeit verwendet. Die Zerfallsdaten werden im ENDF-6-Format eingelesen. Auf die beiden zuletzt genannten Datenbibliotheken wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen.

### 4.3.3 Die Datenbibliotheken

**Die Europäische Aktivierungsbibliothek EAF:** als Entwicklungsbasis für EAF diente die REAC-ECN-Bibliothek [123], die ihrerseits auf der Grundlage der REAC-Bibliothek von Mann [91] erstellt wurde. Die Zielsetzung, die bei der Entwicklung von EAF verfolgt wurde, bestand darin, eine vollständige Aktivierungsbibliothek für Fusionsanwendungen bereitzustellen, die als Target alle stabilen und instabilen Nuklide mit einer Halbwertszeit  $\geq 0,5$  Tagen und alle unter 20 MeV kinematisch erlaubten neutroneninduzierten Reaktionen abdecken sollte. Über die letzten Jahre wurde diese Zielsetzung konsequent verfolgt, was zur Entwicklung mehrerer Versionen der EAF-Bibliotheken [124] - [126] führte. Die derzeit vorliegende Version EAF-4.1 enthält für 734 Targetnuklide von Wasserstoff ( $Z=1$ ) bis Curium ( $Z=96$ ) Wirkungsquerschnitte für 13,000 neutroneninduzierte Reaktionen, die unterhalb 20 MeV kinematisch erlaubt sind [119].

Aufgrund der großen Anzahl der in Betracht kommenden Wirkungsquerschnitte spielen bei der Entwicklung von Aktivierungsbibliotheken im allgemeinen Kernmodellrechnungen und Systematiken eine herausragende Rolle. Dementsprechend wurde bei der Entwicklung der EAF-Bibliothek für die Mehrzahl der Wirkungsquerschnitte auf Kernmodellrechnungen und Systematiken zurückgegriffen. Dabei wurde prinzipiell zwischen Schwellenreaktionen und Strahlungseinfangreaktionen unterschieden, denen verschiedene Berechnungsverfahren zugrunde gelegt wurden. Im einzelnen wurde für die Berechnung der Mehrzahl der Anregungsfunktionen der Schwellenreaktionen eine modifizierte Version des semi-empirischen Programms THRES von Pearlstein [56] verwendet, wobei für die Schätzung der Wirkungsquerschnitte bei 14,5 MeV die Systematiken von Forrest [127] und Vonnach [128] sowie die Systematik von Kopecky [125] zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse von Isomeren der Wirkungsquerschnitte bei 14,5 MeV benutzt wurden. Die Berechnung der überwiegenden Zahl der Anregungsfunktionen der Strahlungseinfangreaktionen wurde mit dem Programm MASGAM [130] durchgeführt, welches Wirkungsquerschnitte für die  $1/v$ -Komponente, den statistischen Anteil und den Pre-equilibrium-Anteil getrennt berechnet und zusammensetzt. Die aufgelösten Resonanzen werden nicht berücksichtigt, stattdessen wird der statistische Anteil bis zur  $1/v$ -Komponente verlängert. Die Berechnung des statistischen Anteils beruht auf dem Hauser-Feschbach-Modell und der Pre-Equilibrium-Anteil wird durch einen empirischen Ansatz berechnet [125]. Sofern experimentelle Daten vorhanden waren, wurden die berechneten Anregungsfunktionen damit verglichen und auch normalisiert.

Im allgemeinen hängt die Güte der so berechneten Anregungsfunktionen von dem theoretischen bzw. empirischen Modell, den Systematiken und den zugrundegelegten Annahmen und experimentellen Daten ab, und kann dementsprechend stark variierende Unsicherheiten aufweisen. Beispielsweise gibt Forrest [127] Unsicherheitsfaktoren  $f$  (mit  $-\sigma/f < \Delta\sigma < f\sigma$ ) bei 14,5 MeV für die Systematik der Reaktionen  $(n, p), (n, \alpha), (n, d), (n, t)$  und  $(n, {}^3\text{He})$  von 1,5, 1,6, 2,0, 1,6, und 1,9 an, was auch für die überwiegenden Wirkungsquerschnitte der Schwellenreaktionen in der EAF-Bibliothek gilt. Als einzige Aktivierungsbibliothek besitzt EAF entsprechende Datenbibliotheken für die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte, was im Abschnitt 7.5.3 näher betrachtet wird.

Neben der Verwendung von Kernmodellrechnungen und Systematiken stellt die Übernahme aus evaluierten Datenbibliotheken eine wesentliche Quelle der EAF-Daten dar. So wurde in der neuesten Version EAF-4.1 alle Auswertungen von EFF-2.4 übernommen. Darüberhinaus wurden Daten aus IRDF-90, JEF-2.2, ENDF/B-VI und JENDL-3 übernommen, sofern diese in EFF-2.4 nicht vorhanden waren. Näheres über den aktuellen Stand der Daten ist in [119] zu finden.

Die EAF-Bibliothek ist in verschiedenen Multigruppenstrukturen verfügbar: WIMS(69), GAM-II (100), XMAS(172) und VITAMIN-J (175). Die Gruppenkonstanten sind unter der Annahme unendlicher Verdünnung und Dopplererweiterung bei 300K erstellt. Das zugrundegelegte Wichtungsspektrum besteht für WIMS(69) aus Maxwell-,  $1/E$ - und Spaltspektrum und für die restlichen Gruppenstrukturen kommt hinzu ein  $1/E$ -Anteil zwischen 10,0-12,52 MeV, ein Fusionspeak zwischen 12,52-15,68 MeV sowie ein  $1/E$ -Anteil bis 20 MeV.

**Die Zerfallsdatenbibliothek EAF\_DEC:** basiert im wesentlichen auf die JEF-2.2 Zer-

fallsdatenbibliothek [131]. Die neueste Version EAF-DEC-4.1 enthält für 1867 Nuklide Zerfallsdaten: Zerfallsmodus, Halbwertszeit, Verzweungsverhältnisse, Teilchenspektren und mittlere Energien der emittierten Teilchen.

#### 4.4 Kopplung der Programme

Wie eingangs beschrieben, soll durch die Kopplung der beiden Programme MCNP und FISPACT ein Codesystem erstellt werden, das eine Aktivierungsanalyse in dreidimensionaler Geometrie standardmäßig ermöglicht. Dieses soll dann die Berechnungsgrundlage für die Untersuchungen in dieser Arbeit stellen.

Bei der Kopplung der Programme wurde das Ziel verfolgt, den Rechenablauf soweit wie möglich zu automatisieren. Darüberhinaus wurde vorausgesetzt, daß die Kopplung in der Weise zu realisieren ist, daß keine Änderungen an den Programmen vorzunehmen ist. Zudem sollen auch keine Einschränkungen in den Berechnungsverfahren der Programme bewirkt werden. Unter diesen Rahmenbedingungen wurde die Kopplung der Programme durch eine Reihe von Prozeduren, die Teilaufgaben erfüllen, realisiert.

Dazu ist es notwendig, die Ein- und Ausgaben der Programme zu verarbeiten und zu verwalten. Zu diesem Zweck werden selbständige Prozeduren verwendet, deren Funktion nachfolgend beschrieben wird. Der Ausgangspunkt ist die oben beschriebene neutronenphysikalische Modellierung mit MCNP, der die Neutronentransportrechnung folgt, deren Ergebnisse die räumlich und energetische Verteilung der Neutronen darstellt. Bevor die Ergebnisse der Neutronentransportrechnung ausgewertet werden, erfolgt mittels einer Prozedur die Verarbeitung der zuvor erstellten MCNP-Eingaben. Die Aufgabe dieser Prozedur liegt im wesentlichen darin, die einzelnen Rechenzellen zu identifizieren, indem sie ihnen alphanumerische Namen zuweist, und deren räumlichen Koordinaten, Materialzusammensetzungen, Volumenanteile einzelner Materialien sowie Gesamtvolumina ermittelt. Letzteres kann eine stochastische Volumenberechnung mit MCNP [110] nach sich ziehen, da MCNP die Volumina komplexer Geometrien analytisch nicht berechnen kann. Nach diesem Schritt sind die Rechenzellen teilweise spezifiziert. Die nachfolgende Prozedur hat dann die Aufgabe die Ergebnisse der Neutronentransportrechnung für die spezifizierten Zellen auszuwerten. Im einzelnen werden die Tallies (s. Abschn. 4.2.1) aus dem MCTAL-File [110] gelesen, auf die Fusionsleistung normiert (s. Abschn. 4.2.2) und für die einzelnen Zellen in entsprechende Dateien ausgeschrieben. Für die Spektrum-Tallies werden einzelne Dateien angelegt. Fluß- und Volumen-Tallies werden gemeinsam mit anderen Zellengrößen auf einer Datei ausgeschrieben. An dieser Stelle beginnt eine Prozedur, die nun die Bestrahlungsbedingung in den einzelnen Zellen näher charakterisiert und gleichzeitig die FISPACT-Eingaben verarbeitet. Im einzelnen werden detaillierte Materialzusammensetzungen einschließlich Verunreinigungen und Spurenelemente spezifiziert sowie die Bestrahlungsdauer, die Rechengrößen mit den entsprechenden Parametern sowie die Abklingzeiten für die Berechnungen bestimmt. Innerhalb der gleichen Prozedur werden FISPACT-Rechnungen für die einzelnen Zellen gestartet, die zunächst effektive Wirkungsquerschnitte in den Zellen ermitteln und im Anschluß daran die Inventarrechnungen durchführen. Ein wesentlicher Punkt ist dabei die Verwaltung der gestar-

teten Rechnungen, indem die Ergebnisse der Berechnungen erfaßt und für die anschließende Auswertung aufbereitet werden. Aufgrund des großen Umfangs der Ergebnisse, (z.B. sind bei einer vollständigen Berechnung des BOT Feststoffblankets etwa 1500 Rechenläufe mit doppelt sovielen Ausgaben zu verwalten) ist es erforderlich, daß die Ausgabedateien in Verzeichnissen sortiert und anschließend komprimiert werden. Eine weitere Prozedur übernimmt die Auswertung der Inventarrechnung. Im einzelnen beinhaltet dies die Volumenintegration spezifischer Größen, die Umrechnung auf gewünschte Einheiten und schließlich die Vorbereitung von Ausgaben für tabellarische und graphische Darstellungen.

Die erste Version des Codesystems (MCNP3A/FISPACT-3.1) wurde auf dem IBM-3090 Großrechner implementiert. Dabei wurde das RUNTPE-File zur Übertragung der Ergebnisse aus MCNP benutzt. Die Prozeduren zur Kopplung der Programme bestanden aus FORTRAN-Routinen, und zur Jobverwaltung wurde der sogenannte Internal-Reader-Puffer verwendet. Die aktuelle Version (Abbildung 4.1) basiert auf MCNP4A und FISPACT-4.1 und ist auf einer IBM RS/6000 Workstation implementiert. Zur Übertragung der Ergebnisse aus MCNP wird in dieser Version das MCTAL-File benutzt. Die Prozeduren zur Kopplung der Programme bestehen aus FORTRAN-Routinen und UNIX-Shell-Scripts. Die allgemeine Programmierung der Prozeduren ist flexibel gestaltet, so daß keine auferlegten Einschränkungen der beiden Programme erzeugt wurden. Bei neuen Geometriemodellen bzw. Segmentierungen müssen lediglich in den offenen Prozeduren einige Anpassungen vorgenommen werden, die auch automatisierbar sind.

## 5. Sequentielle Reaktionen geladener Teilchen (SCPR)

Im Abschnitt 2. wurde darauf hingewiesen, daß es in einem (d,t)-Fusionsreaktor infolge sequentieller Reaktionen geladener Teilchen (SCPR Sequential Charged Particle Reaction) zur Transmutation radioaktiver Nuklide kommen kann, die das Aktivierungsverhalten von Materialien beeinflussen können. Insbesondere sind hohe Beiträge zum Inventaraufbau eines Nuklids infolge sequentieller Reaktionen geladener Teilchen dann zu erwarten, wenn sie mit mehrstufigen neutroneninduzierten Reaktionen konkurrieren oder wenn sie den einzigen Pfad zum Inventaraufbau des Nuklids darstellen. Ersteres trifft zum Beispiel für die Bildung des radioaktiven Nuklids  $^{206}\text{Bi}$  in dem hier behandelten Brutmaterial  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  zu unter der Bestrahlungsbedingung im Flüssigmetallblanket;  $^{206}\text{Bi}$  wird hauptsächlich durch die mehrstufigen Neutronenreaktionen  $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}(\beta^-)^{209}\text{Bi}(n, 2n)^{208}\text{Bi}(n, 2n)^{207}\text{Bi}(n, 2n)^{206}\text{Bi}$  und  $^{209}\text{Bi}(n, 2n)^{208}\text{Bi}(n, 2n)^{207}\text{Bi}(n, 2n)^{206}\text{Bi}$  im Blei und in dem Verunreinigungselement Wismut und durch sequentielle Reaktion geladener Teilchen  $^{206}\text{Pb}(p, n)^{206}\text{Bi}$  im Blei erzeugt. Der Beitrag der einzelnen Reaktionspfade zum lokalen Inventaraufbau von  $^{206}\text{Bi}$  variiert mit der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronenflußdichte. Im vordersten Blanketbereich liegt der Beitrag der ersten Neutronenreaktion bei 30% und der zweiten bei 35%, während der Beitrag der SCPR etwa 30% ausmacht. Mit zunehmender Blankettiefe sinken die Beiträge der mehrstufigen Neutronenreaktionen ab, während der Beitrag der einstufigen SCPR stetig zunimmt. Bereits im mittleren Blanketbereich, bei einer radialen Blankettiefe von etwa 25 cm, erfolgt die Erzeugung von  $^{206}\text{Bi}$  ausschließlich über die sequentielle  $(p, n)$ -Reaktion, deren Beitrag nun bei 98% liegt. Ein anschauliches Beispiel für die Bedeutung von SCPR stellt die Erzeugung von  $^7\text{Be}$  in den beiden Isotopen des Lithiums  $^6\text{Li}$  und  $^7\text{Li}$  dar, die nur durch SCPR zustande kommt (s. Abschn. 6).

Im allgemeinen ist der Einfluß der SCPR auf das Aktivierungsverhalten von leichten Materialien wesentlich, da leichte Kerne relativ große Wirkungsquerschnitte für Teilchenemissionsreaktionen sowie relativ große Wirkungsquerschnitte für Reaktionen geladener Teilchen aufweisen. Es ergibt sich somit die Notwendigkeit, ihren Einfluß auf die Brutmaterialaktivierung genauer zu untersuchen.

Betrachtet man die kinematischen Verhältnisse der im Blanket eines (d,t)-Fusionsreaktors stattfindenden Kernreaktionen, so stellt man fest, daß sequentielle teilcheninduzierte Reaktionen, sogar Reaktionen durch Rückstoßkerne, prinzipiell möglich sind. Die Möglichkeit der Transmutation durch sequentielle teilcheninduzierte Reaktionen ist seit langem bekannt und wird beispielsweise zur experimentellen Bestimmung von Wirkungsquerschnitten verwendet (vgl. z.B. [153]). Die Bildung von radioaktiven Nukliden durch sequentielle Teilchenreaktionen bei der Bestrahlung mit 14-MeV-Neutronen wurde von Haddou et al. [132] durch experimentelle Untersuchungen von sequentiellen  $(p, \gamma)$ ,  $(p, n)$ ,  $(p, \alpha)$ ,  $(d, n)$  und  $(t, n)$  Reaktionen an leichten Materialien ( $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  und  $^{18}\text{O}$ ) demonstriert.

Auf die Bedeutung von SCPR bei der Aktivierung in (d,t)-Fusionsreaktoren wurde erstmals von Cierjacks et al. [133] hingewiesen, die zugleich einen mathematischen Formalismus und eine entsprechende Datenbasis zur Behandlung von SCPR bei der Aktivierungsrechnung mit einem Inventarprogramm entwickelt haben. Zur Verifizierung ihrer Methode sowie zur Einschätzung

der grundsätzlichen Bedeutung von SCPR wurden experimentelle Messungen von sequentiellen  $(p, n)$ -Reaktionen an Strukturmaterialien ( $^{48}Ti, ^{56}Co, ^{56}Zn$ ) in JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute) von Ikeda et al. [134] durchgeführt. Außerdem sind ähnliche Verifizierungsarbeiten im FZK im Gange [135].

Der Einfluß der SCPR auf die Brutmaterialaktivierung in (d,t)-Fusionsreaktoren wurde bislang noch nicht untersucht, obwohl bei den leichten Materialien, die in den Brutstoffen enthalten sind, aufgrund der oben erwähnten Tatsachen wesentliche Beiträge zu erwarten sind [136]. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß von SCPR ( $(q, n); q = p, d, t, ^3He, \alpha$  sowie  $(d, 2n)$  und  $(t, 2n)$ ) auf das Aktivierungsverhalten der hier behandelten Brutmaterialien  $Li_4SiO_4$  und  $Pb - 17Li$  detailliert untersucht. Im wesentlichen wird hierfür das Verfahren und die Datenbasis von Cierjacks et al. [137] verwendet, die jedoch für den vorliegenden Zweck vervollständigt werden mußte.

## 5.1 Einbeziehung von SCPR bei der Aktivierungsrechnung

Zur Einbeziehung von SCPR bei der Aktivierungsrechnung wurde von Cierjacks et al. [137] ein numerisches Verfahren entwickelt, welches die Behandlung von SCPR in einem globalen Inventarprogramm ermöglicht. Die Idee, die dem Verfahren zugrundeliegt, ist die Einführung eines Pseudowirkungsquerschnittes zur Beschreibung der SCPR, der in gleicher Weise wie die effektiven Eingruppenwirkungsquerschnitte der neutroneninduzierten Reaktionen vom Inventarprogramm behandelt werden kann.

Ausgehend von dem Fluß des geladenen Teilchens  $q$  mit endlicher differentieller Reichweite  $\Delta R_h$ , welcher durch primäre neutroneninduzierte Reaktionen  $\phi_g \sigma_g^{nq} f_{gh'}^{nq}$  in den Nukliden  $N_i$  entsteht, kann ein auf den Neutronenfluß normierter Pseudowirkungsquerschnitt für eine sequentielle Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_h^q$  folgendermaßen definiert werden [137]:

$$\sigma_q^{pseudo} = \frac{1}{\sum_g \phi_g \Delta E_g} \sum_h \sigma_h^q \Delta R_h \sum_j \sum_i \sum_g N_i \phi_g \sigma_g^{nq} \Delta E_g \sum_{h'=h} f_{gh'}^{nq} \Delta E_{h'} \quad (5.1)$$

Hierin beschreibt die Summation über  $j$  die Erzeugung der geladenen Teilchen durch die partiellen neutroneninduzierten Reaktionen in den Nukliden  $i$ , wobei  $f_{gh'}^{nq}$  das normierte Spektrum des emittierten geladenen Teilchens darstellt. Dabei werden zwei verschiedene Energiegruppenstrukturen (mit Indizes  $g$  und  $h$ ) verwendet: für die Neutronenreaktionen wird entsprechend der Aktivierungsbibliothek die VITAMIN-J-Gruppenstruktur verwendet und für die Spektren der geladenen Teilchen und die Wirkungsquerschnitte der Geladenenteilchenreaktionen wird eine 24-Gruppenstruktur (0.5, 1.5, ..., 23.5 MeV) benutzt. Die normierten Teilchenspektren sind an 20 Stützstellen für die Energien der einfallenden Neutronen gegeben, die über den Bereich der VITAMIN-J-Gruppenstruktur repräsentativ verteilt sind.

Der Ausdruck in der Gl.5.1 für den Pseudowirkungsquerschnitt ist formal identisch mit dem effektiven Wirkungsquerschnitt der Neutronenreaktionen und kann somit vom Inventarprogramm in der gleichen Weise behandelt werden. Zur numerischen Lösung der Gl. 5.1 und Be-

reistellung der Pseudowirkungsquerschnitte für FISPACT wurde ursprünglich das Programm PCROSS von Ravndal et al. [139, 140] entwickelt, welches nunmehr in der Version 4 von FISPACT in einer Subroutine implementiert ist [118].

### 5.1.1 Datenbasis

Die Einbeziehung der SCPR in der Aktivierungsrechnung erfordert zusätzliche Daten, die die Emission der sekundären Teilchen aus den neutroneninduzierten Reaktionen sowie deren nachfolgenden Reaktionen beschreiben. Wie aus Gl. 5.1 ersichtlich ist, werden folgende zusätzliche Daten benötigt:

- Spektren sekundärer geladenen Teilchen in Abhängigkeit der Energie der einfallenden Neutronen,
- Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen der geladenen Teilchen sowie
- energieabhängige differentielle Reichweiten geladener Teilchen in Elementen.

Da Reaktionen geladener Teilchen in der konventionellen Reaktorberechnung bisher keine Rolle spielen, gibt es keine vollständig evaluierten Bibliotheken für derartige Daten. Beispielsweise ist nach [161] ECPL (Evaluated Charged Particle Library) von LLNL [160] die einzige evaluierte Datenbibliothek für Reaktionen geladener Teilchen, die international zur Verfügung steht. Sie enthält überwiegend Daten für thermonukleare Reaktionen leichter Kerne. Zwar sind einige Sammlungen experimenteller und theoretischer Daten verfügbar (vgl. [141] und [159]), sie sind jedoch unvollständig bzw. in der Mehrzahl für andere Zwecke bestimmt. Daher wurden von Cierjacks et al. [137] ausschließlich mit Hilfe von Kernmodellrechnungen neue Datenbibliotheken erstellt, die nachfolgend kurz erläutert werden. Für ausführliche Erläuterungen wird auf die Originalarbeiten [137, 138] hingewiesen.

KFKSPEC ist eine Datenbibliothek für normierte geladene Teilchenspektren von Protonen, Deuteronen, Tritonen,  ${}^3He$ - und  $\alpha$ -Teilchen, die infolge neutroneninduzierter Kernreaktionen emittiert werden. Die Datenbibliothek enthält geladene Teilchenspektren aus neutroneninduzierten Reaktionen von 633 Targetkernen mit einer Halbwertszeit von mehr als einem halben Tag. Die Datenstruktur ist - wie oben erwähnt - in 20 Energieschritten, die in der VITAMIN-J-Gruppenstruktur repräsentativ verteilt sind, für die einfallenden Neutronen und in 24 Energiegruppen für die sekundären Teilchen unterteilt. Zur Erstellung der Daten wurden sowohl Kernmodelle wie auch einfache kinematische Abschätzungen verwendet. Im einzelnen wurden die Spektren von Protonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen für Targetkerne mit  $Z \geq 5$  mit dem Programm ALICE [142] berechnet, welches Precompoundprozesse mit dem Hybridmodell [143] und die Verdampfung des Compoundkernes nach dem Weißkopf-Ewing-Modell [49] behandelt. Für Tritonen und  ${}^3He$  sind in der Bibliothek nur Energiegrenzen angegeben, die durch einfache kinematische Berechnungen ermittelt wurden. Der Grund dafür liegt darin, daß mit den in ALICE verwendeten Kernmodellen die Emission schwachgebundener komplexer Teilchen also Tritonen und  ${}^3He$ -Teilchen nicht behandelt werden kann.

KFKXN ist eine Datenbibliothek für Wirkungsquerschnitte durch geladene Teilchen induzierter Reaktionen  $(p, n), (d, n), (d, 2n), (t, n), (t, 2n), ({}^3\text{He}, n)$  und  $(\alpha, n)$ , die ebenfalls mit dem Programm ALICE berechnet wurden. Die Wirkungsquerschnitte sind in 24 Energiegruppen dargestellt. KFKXN Version 3 enthält Wirkungsquerschnitte für 745 Nuklide von Wasserstoff bis Curium, wobei die Daten für Nuklide mit  $Z \leq 5$  nicht vollständig vorliegen.

KFKSTOP enthält differentielle Reichweiten der fünf geladenen Teilchen in den Elementen von Wasserstoff bis Curium. Die in 24 Energiegruppen (0-24 MeV) angegebenen Werte entsprechen der differentiellen Reichweite (in cm) eines geladenen Teilchens im jeweiligen Element, die sich bei einem Energieverlust von 1 MeV ergibt. Zur Berechnung der Reichweiten wurde das Programm PRAL von Ziegler et al. [144] angewendet.

Zum Entwicklungsstand der Bibliotheken wird in [137] vermerkt, daß insbesondere die beiden Bibliotheken KFKSPEC und KFKXN zunächst als Nullversionen zu betrachten sind und demnach Weiterentwicklung bedürfen. Demgegenüber wird der Stand der Bibliothek KFKSTOP als ausreichend beurteilt.

Für die hier durchzuführenden Untersuchungen, bei denen leichte Materialien von besonderer Bedeutung sind, war der Stand der Bibliotheken nicht ausreichend gewesen. In diesem Zusammenhang ist zu erwähnen, daß die Daten aus den Kernmodellrechnungen mit ALICE im unteren Massenbereich sowie für die Reaktionen der schwach gebundenen Teilchen  $(d, t, {}^3\text{He})$  grundsätzlich in Frage zu stellen sind, da das zugrundeliegende Kernreaktionsmodell dies unzureichend beschreiben kann. Eine detaillierte Beurteilung und vollständige Verbesserung der Datenbasis liegt außerhalb der hier gewählten Aufgabenstellung. Dennoch wurde im Rahmen der hier gegebenen zeitlichen Möglichkeit versucht, die für den vorliegenden Zweck erforderliche Datenbasis zu verbessern und zu vervollständigen.

Dabei wurde von der Überlegung ausgegangen, daß die Genauigkeit der normierten Spektren der geladenen Teilchen für den vorliegenden Zweck ausreicht, da sie lediglich die differentielle Verteilung in den sekundären Energiegruppen bestimmen, wobei der eigentliche Betrag durch den Wirkungsquerschnitt aus der Aktivierungsbibliothek gegeben ist. Das heißt also, daß Fehler in den normierten Teilchenspektren Verschiebungen in den Teilchenflüssen bewirken, die bei den recht flachen Anregungsfunktionen der Reaktionen hinnehmbar sind. Angesichts dessen, daß andere vergleichbare Untersuchungen [145] nur kinematisch berechnete Teilchenspektren zugrundelegen, erscheint der Ansatz gerechtfertigt zu sein. Aus dieser Überlegung heraus wurde eine systematische Verbesserung der Datenbasis für die Wirkungsquerschnitte insbesondere im unteren Massenbereich als ein notwendiger Schritt angesehen, um die hier zu klärende Fragestellung, die Quantifizierung des Einflusses von SCPR auf das Aktivierungsverhalten der beiden Brutmaterialien, auf eine fundierte Datenbasis zu stellen.

Zu diesem Zweck wurden experimentelle und evaluierte Anregungsfunktionen von Reaktionen geladener Teilchen aus der Literatur [146]-[158] sowie aus verfügbaren Datenbibliotheken [159]-[161] gesammelt und ausgewertet. Referenzen für nicht explizit genannte Datenquellen sind in der EXFOR-Datensammlung des I.V. Kurchatov Instituts [159] zu finden. Kerndatenauswertungen sind im allgemeinen sehr zeitaufwendig. Daher konnte im Rahmen dieser Arbeit nur ein

Teil der KFKXXN-Bibliothek für wichtige Reaktionen und Isotope vervollständigt werden. Auf die einzelnen Schritte der Auswertungen wird nicht näher eingegangen. Im Ergebnis der diesbezüglichen Arbeit stehen evaluierte Datensätze für die Mehrzahl der Wirkungsquerschnitte der Isotope von Lithium bis Kalium, die mehrheitlich auf experimentelle Daten beruhen (s. z.B. die Abb. 5.1).

Es muß zur Verbesserung der Datenbasis angemerkt werden, daß durch andere Ansätze, wie die Verwendung besserer Kernmodelle für leichte Kerne bzw. für die Emissionen und Reaktionen komplexer Teilchen, sowie die Verbesserung der Berechnungen mit dem ALICE-Code durch Optimierungen der Modellparameter, wesentliche Fortschritte erzielt werden können. Beispielsweise stellt die neueste Version von ALICE verschiedene Niveaudichtefunktionen u.a. für leichte Kerne zur Verfügung, die möglicherweise die Zuverlässigkeit der Berechnungen erhöhen können. In dem hier für den Themenkomplex vorgesehenen Zeitraum war jedoch die Verfolgung dieser Ansätze nicht durchführbar gewesen. Es sei dennoch betont, daß eine allgemeine Verbesserung der Datenbasis von grundlegender Bedeutung ist, um die Frage der Bedeutung der SCPR bei der Aktivierung von Materialien in (d,t)-Fusionsreaktoren zu klären.

## 5.2 SCPR in Brutmaterialien

Nach dem der Formalismus zur Einbeziehung der SCPR bei der Aktivierungsrechnung diskutiert wurde, soll an dieser Stelle auf konkrete Aspekte der Brutmaterialaktivierung durch SCPR - Anregungsfunktionen, Flüsse geladener Teilchen sowie berechnete Pseudowirkungsquerschnitte - in den den Untersuchungen zugrundegelegten Blanketentwürfen eingegangen werden.

### 5.2.1 Anregungsfunktionen der durch geladene Teilchen induzierten Reaktionen

Der Verlauf der Anregungsfunktionen der durch geladene Teilchen induzierten Reaktionen ist in erheblichem Maße vom Teilchentyp sowie der Struktur des Targetkernes abhängig, so daß eine allgemeine Charakterisierung schwierig ist. In dem hier interessierenden Energiebereich unter 20 MeV verlaufen Reaktionen geladener Teilchen über direkte Mechanismen wie auch über die Bildung von Compoundkernen (s. Abschn. 2). Bei den leichten Kernen sowie bei den schwach gebundenen komplexen Teilchen können direkte Reaktionen wesentliche Anteile ausmachen. Bei den Nukleonen und  $\alpha$ -Teilchen spielt die Compoundkernbildung eine dominierende Rolle. Finden die Reaktionen über die Bildung von Compoundkernen statt, so ist der allgemeine Verlauf der Anregungsfunktion so, daß die Wirkungsquerschnitte oberhalb der effektiven Schwellenenergie zunächst mit der einfallenden Teilchenenergie zunehmen, ein Maximum durchlaufen und sodann langsam abnehmen. Eine Unterscheidung zwischen Compoundkern- und Direktreaktionen ist allein durch die Anregungsfunktionen im allgemeinen nicht möglich, hierzu eignen sich eher doppel-differentielle Emissions-Spektren.

Wie aus der Gl. 5.1 zu sehen ist, bestimmt der Verlauf der Anregungsfunktion zusammen mit den Teilchenflüssen die Größe des Pseudowirkungsquerschnittes, der seinerseits die Anzahl

der durch SCPR induzierte Nuklide bestimmt. Die Abbildung 5.1 zeigt beispielhaft Anregungsfunktionen der durch geladene Teilchen induzierten Reaktionen für die Isotope  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  und  ${}^{18}\text{O}$ , die Hauptbestandteile des keramischen Brutstoffes  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  sind. Bei den dargestellten Anregungsfunktionen handelt es sich um die im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Daten der KFKXN-Bibliotheken. Dargestellt sind auch die den Auswertungen zugrundegelegten experimentellen Daten.

Bemerkenswert ist, daß im unteren Massenbereich die Anregungsfunktionen der durch die geladenen Teilchen induzierten Reaktionen ihr Maximum bereits unterhalb 10 MeV erreichen, wo auch der Teilchenfluß recht flach verläuft (s. nächster Abschnitt). Infolgedessen ist zu erwarten, daß leichte Materialien relativ hohe Pseudowirkungsquerschnitte aufweisen werden.

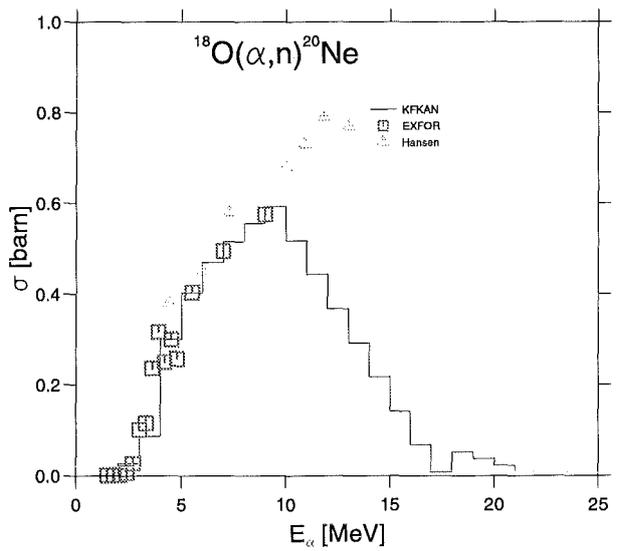
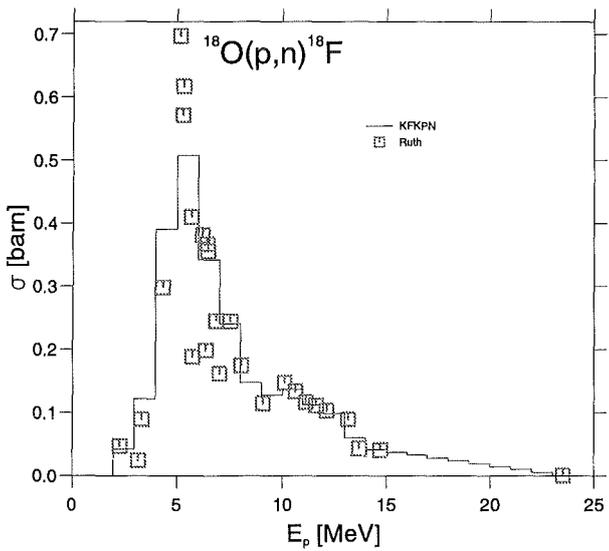
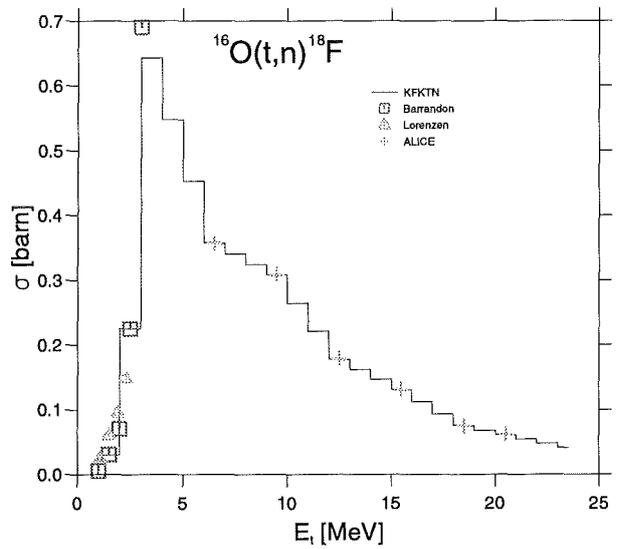
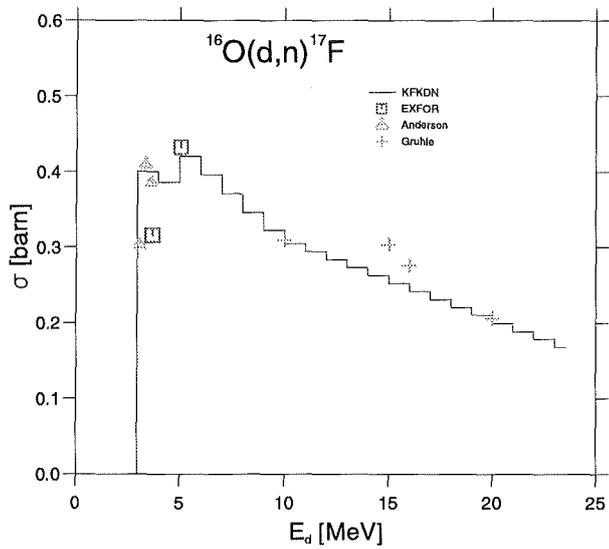
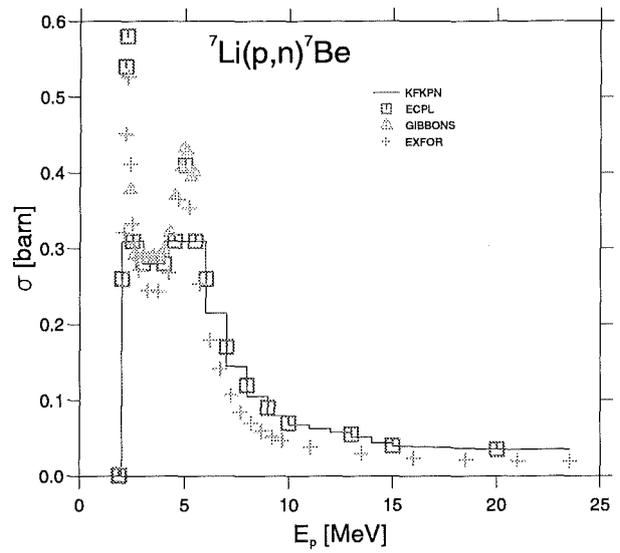
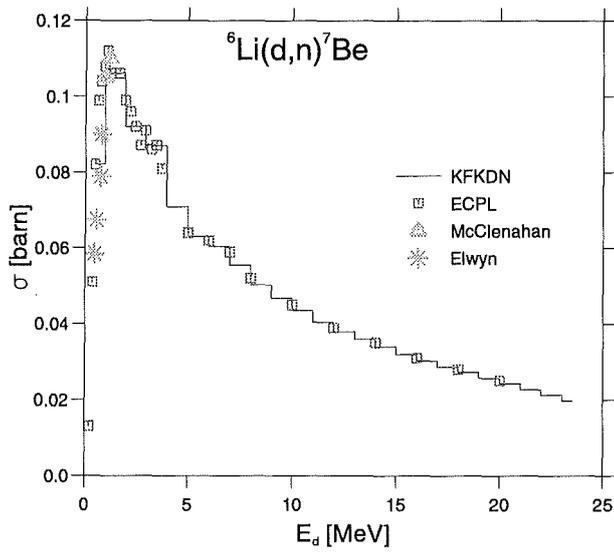


Abb. 5.1: Anregungsfunktionen Geladenenteilchenreaktionen der Nuklide  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  und  ${}^{18}\text{O}$ . Referenzen für Datenquellen: ECPL [160], McClenahan [150], Elwyn [149], Gibbons [146], EXFOR [159], Anderson [157], Gruhle [156], Barrandon [155], Lorenzen [153], Ruth [158], Hansen [152]

## 5.2.2 Flüsse geladener Teilchen

Der Prozeß der Aktivierung durch SCPR ist so zu verstehen, daß zunächst infolge der neutroneninduzierten Reaktionen Flüsse geladener Teilchen im betroffenen Material entstehen. Diese lösen dann Kernreaktionen aus, die zur Transmutation von Nukliden führen. Demnach ist in der Gl. 5.1 das Glied ab der zweiten Summation als Teilchenfluß zu interpretieren, der durch die partiellen Neutronenreaktionen ( $j$ ) in den Isotopen des Materials ( $i$ ) entsteht.

Die Abbildungen 5.2 und 5.3 zeigen die lokalen Teilchenspektren für Protonen, Deuteronen, Tritonen,  ${}^3He$ - und  $\alpha$ -Teilchen, die in den beiden Brutmaterialien  $Li_4SiO_4$  und  $Pb - 17Li$  bei der Bestrahlung in der Torusmittelebene im äußeren Segment der jeweiligen Blankets berechnet wurden. Die Bestrahlung an dieser Stelle charakterisiert die höchste Belastung, die die Brutmaterialien in den vorliegenden Blanketentwürfen ausgesetzt werden, was durch die maximale Neutronenwandbelastung, die an der ersten Wand an dieser Stelle auftritt, bedingt ist. Vollständigkeithalber sind die energieintegrierten Teilchenflüsse in der Tabelle 5.1 angegeben.

	Protonen	Deuteronen	Tritonen	${}^3He$	$\alpha$ -Teilchen
$Li_4SiO_4$	$3.38 \cdot 10^{10}$	$2.11 \cdot 10^{10}$	$5.35 \cdot 10^{11}$	$3.79 \cdot 10^4$	$1.94 \cdot 10^{11}$
$Pb - 17Li$	$1.93 \cdot 10^8$	$2.72 \cdot 10^9$	$1.80 \cdot 10^{10}$	$4.20 \cdot 10^4$	$6.53 \cdot 10^9$

Tabelle 5.1: Energieintegrierte Teilchenflüsse [ $cm^{-2}s^{-1}$ ] bei der Bestrahlung der Brutmaterialien unter der höchsten Belastung in den jeweiligen Blanketkonzepten

Wie aus den Abbildungen 5.2 und 5.3 ersichtlich ist, werden geladene Teilchen mit Energien bis zu 10 MeV und im Falle von  $\alpha$ -Teilchen auch weit darüber emittiert. Relativ hohe Teilchenflüsse sind in allen Fällen bei niedrigen Energien zu sehen. Die Teilchenspektren sind im  $Pb - 17Li$  um etwa eine Größenordnung kleiner als im  $Li_4SiO_4$ , was darauf zurückzuführen ist, daß einerseits der Massenanteil des leichten Kernes Lithium im  $Pb - 17Li$  kleiner ist und andererseits Teilchenemissionsreaktionen im schweren Blei gegenüber anderen Reaktionen wie Strahlungseinfang und inelastische Streuung vergleichsweise kleine Wirkungsquerschnitte haben. Desweiteren ist festzustellen, daß in beiden Fällen keine nennenswerte Flüsse von  ${}^3He$ -Teilchen entstehen.

Verglichen zu den Neutronenflußdichten an der gleichen Stelle sind die Flüsse der geladenen Teilchen um etwa fünf Größenordnungen kleiner, so daß bei gleichen effektiven Wirkungsquerschnitten und Kettenlängen durch die Neutronenreaktionen grundsätzlich bedeutend mehr Transmutationen induziert werden.

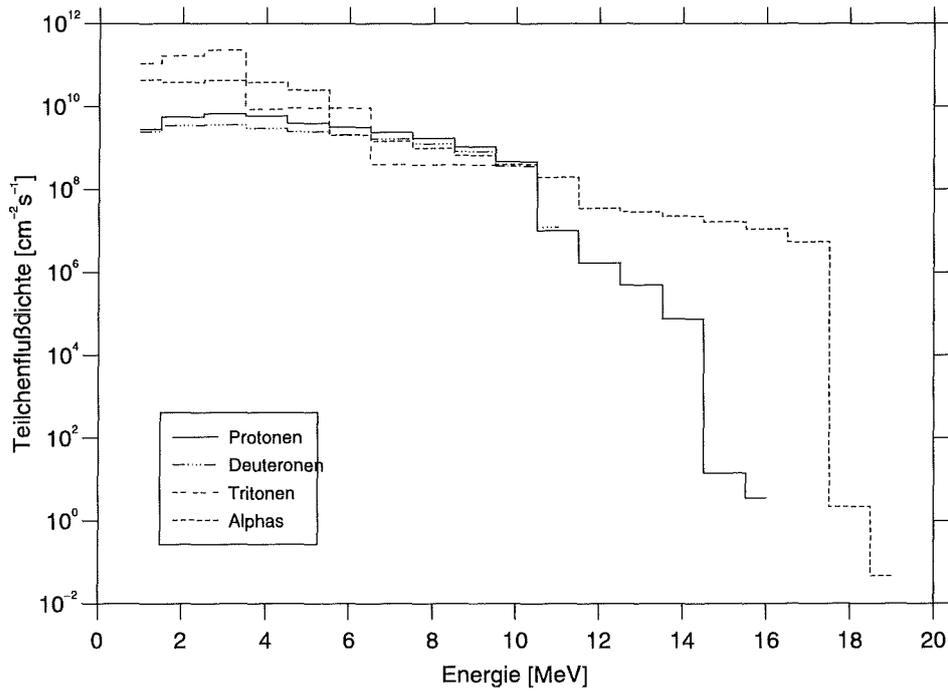


Abb. 5.2: Geladene Teilchenspektren in  $Li_4SiO_4$  bei der Bestrahlung in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

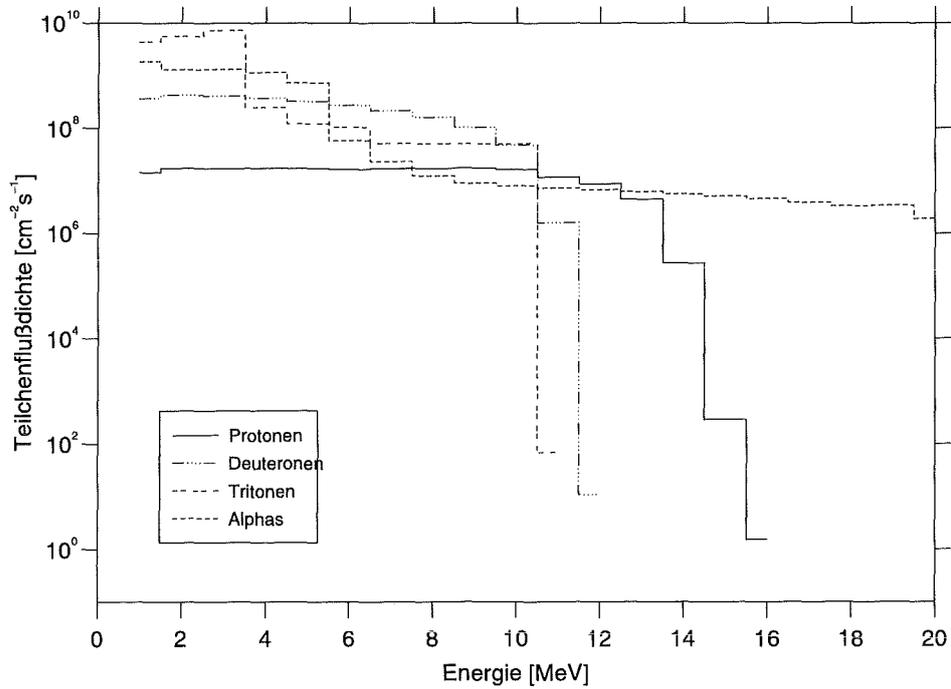


Abb. 5.3: Geladene Teilchenspektren in  $Pb - 17Li$  bei der Bestrahlung in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

### 5.2.3 Pseudowirkungsquerschnitte

Die Pseudowirkungsquerschnitte werden bei der Aktivierungsrechnung in der gleichen Weise behandelt, wie die effektiven Wirkungsquerschnitte der Neutronenreaktionen. Für die hier betrachteten SCPR sind die Pseudowirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Massenzahl des Targetkernes in der Abb. 5.4 dargestellt. Dabei wurde zur Berechnung der Pseudowirkungsquerschnitte das Neutronenspektrum in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets verwendet. Demnach müssen die dargestellten Pseudowirkungsquerschnitte wie auch die ihnen zugrundeliegenden Teilchenflüsse als maximal erreichbare Werte im Feststoffblanket betrachtet werden.

Zunächst ist festzustellen, daß eine ausgeprägte Abhängigkeit der Pseudowirkungsquerschnitte von der Massenzahl vorliegt. Mit steigender Massenzahl fällt allgemein der Pseudowirkungsquerschnitt ab, in einigen Fällen um bis zu fünf Größenordnungen. Demnach muß damit gerechnet werden, daß der Einfluß von SCPR auf das Aktivierungsverhalten mit steigender Massenzahl abnimmt. Auch fällt auf, daß die leichten Kerne relativ hohe Pseudowirkungsquerschnitte aufweisen, die teilweise mit deren effektiven Wirkungsquerschnitten für  $(n, \gamma)$ -Reaktionen vergleichbar sind (vgl. hierzu Abb. 2.4). Beispielsweise beträgt der effektive  $(n, \gamma)$ -Wirkungsquerschnitt von  $^{16}\text{O}$   $5,24 \cdot 10^{-5}$  barn, während der  $(t, n)$ -Pseudowirkungsquerschnitt mit  $6,15 \cdot 10^{-5}$  barn in der gleichen Größenordnung liegt.

Im Bereich der Strukturmaterialien erreichen die Pseudowirkungsquerschnitte Werte um  $\approx 1 \mu$  barn. Bei den schweren Kernen liegen die Pseudowirkungsquerschnitte im Bereich von einigen Nano- bis Pico-barn. Es sei dennoch daran erinnert, daß der Betrag der Pseudowirkungsquerschnitte alleine nicht entscheidend ist, da es auch darauf ankommt, welche Nuklide die SCPR induzieren. Es wird im Abschnitt 6.9 auf den Einfluß der SCPR bei der Aktivierung der beiden hier untersuchten Brutmaterialien näher eingegangen.

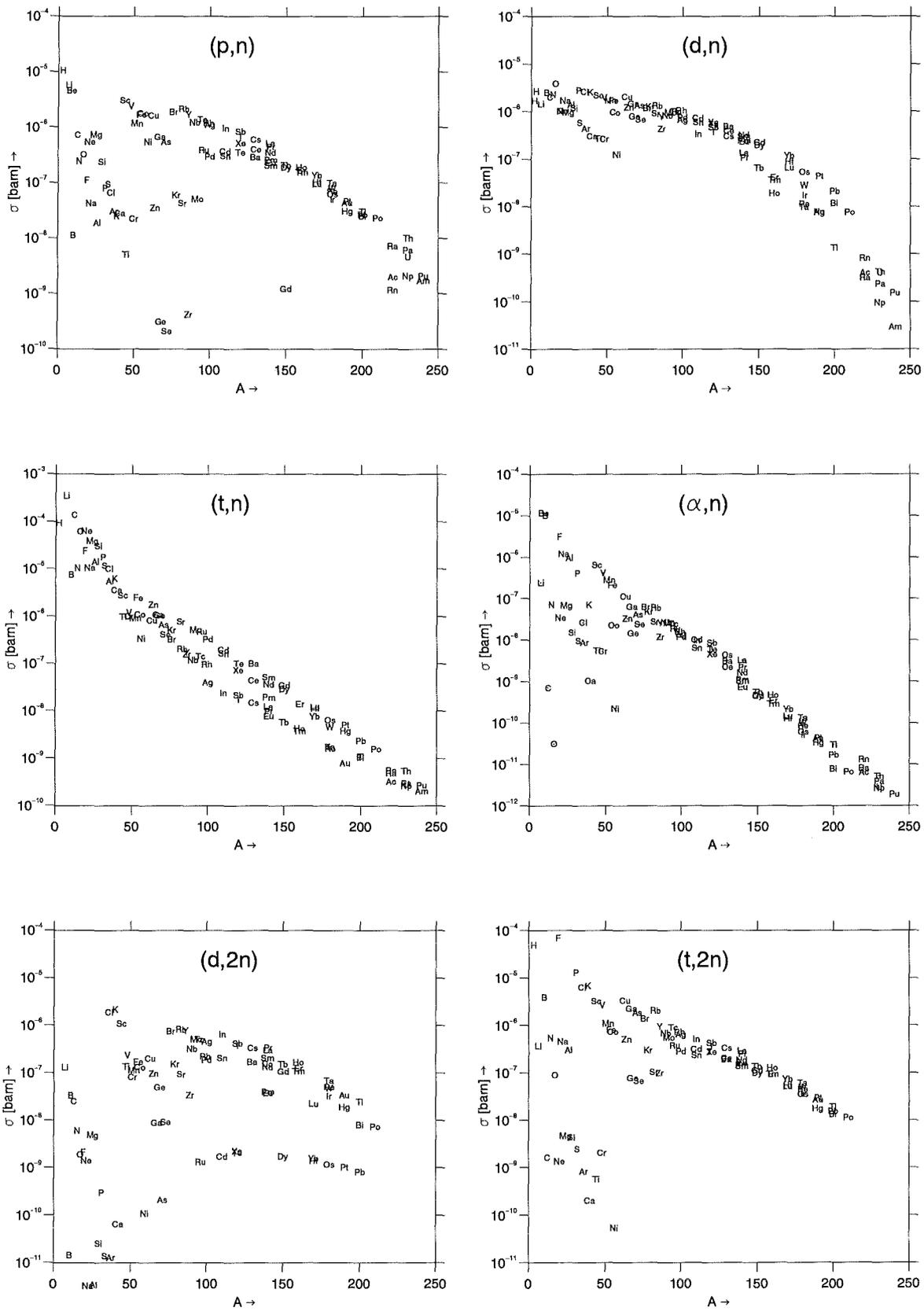


Abb. 5.4: Pseudowirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Massenzahl  $A$  des Targetkernes

## 6. Die Ergebnisse der dreidimensionalen Rechnungen

Das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien keramisches Lithiumorthosilikat ( $Li_4SiO_4$ ) und eutektisches Flüssigmetall ( $Pb - 17Li$ ) wurde anhand gekoppelter Neutronentransport- und Aktivierungsrechnungen im dreidimensionalen Torussektormodell des BOT-Feststoffblankets und des Dual-Coolant-Flüssigmetallblankets untersucht. Die Bestrahlungsbedingungen entsprechen den Betriebsbedingungen des Demo-Reaktors (vgl. Abschn. 3), der der Entwicklung der Blanketkonzepte zugrunde gelegt wurde, und entsprechen ansatzweise den Bestrahlungsbedingungen in künftigen (d,t)-Fusionsreaktoren dieser Leistungskategorie, wenn auch Änderungen bezüglich Strukturmaterialien und Auslegungskonzepten zu erwarten sind.

Im nachfolgenden werden zunächst neutronenphysikalische Größen der beiden Blanketentwürfe, soweit sie für die vorliegenden Untersuchungen von Interesse sind, dargelegt und erläutert. Anschließend wird auf das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien ausführlich eingegangen.

Für die Rechenergebnisse ist folgendes zu beachten:

- Die Berechnungen sind auf der Basis des im Abschnitt 4.1 beschriebenen Codesystems durchgeführt.
- Den Berechnungen liegen die im Abschnitt 4.2.3 dargestellten Geometriemodelle der Blanketentwürfe sowie die dort angegebenen Segmentierungen zugrunde.
- Die Brutzone des Feststoffblankets ist gemäß der in der Tabelle 3.2 angegebenen Volumenverhältnisse homogenisiert, hingegen ist die Brutzone des Flüssigmetallblankets heterogen.
- Bei Multigruppensdaten handelt es sich um Daten in VITAMIN-J-Energiegruppenstruktur (175 Energiegruppen von  $10^{-7}$  bis 19.64 MeV) [93].
- Die statistische Unsicherheit der MCNP-Rechnungen liegt allgemein unter 1%.
- Die Bestrahlungsbedingungen im Demo-Reaktor sind, sofern nicht anderes angegeben, aus der Tabelle 3.5 zu entnehmen.

Ferner werden die radial-poloidalen Verteilungen der Größen lediglich in den poloidalen Mittelsegmenten, also ohne Berücksichtigung des Divertorbereiches im inneren, und des Oberteils im äußeren Segment, dargestellt (vgl. hierzu die Abb. 4.2 und 4.5).

### 6.1 Neutronenwandbelastung

Die Neutronenwandbelastung, die als flächenbezogene Energieflußdichte <sup>1</sup> der Quellneutronen definiert ist, dient zur Charakterisierung der auf der ersten Wand auftreffenden 14-MeV-Neutronen. Sie hängt von der räumlichen Quellneutronenverteilung im Plasma und der Geometrie der

---

<sup>1</sup>Eine Neutronenwandbelastung von  $1 \text{ MW}/\text{m}^2$  führt zu einer Energieflußdichte von  $6,24146 \cdot 10^{14} \text{ MeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und entspricht einer 14-MeV-Neutronenflußdichte von  $4,43916 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Vakuumkammer ab. Die Neutronenwandbelastung wird in vielen Fällen der konstruktiven Auslegung von Komponenten zugrunde gelegt. Außerdem ist sie für die Normierung bei der eindimensionalen neutronenphysikalischen Modellierung notwendig.

Für den Demo-Reaktor ist die Neutronenwandbelastung eine Entwurfsvorgabe. Mit der gleichzeitigen Vorgabe der totalen Fusionsleistung (2200 MW) und der mittleren Neutronenwandbelastung ( $2,2 \text{ MW/m}^2$ ) ist der Reaktor überbestimmt. Wie im Abschnitt 4.2.4 gezeigt wurde, genügt es im Fall der dreidimensionalen neutronenphysikalischen Modellierung die totale Fusionsleistung als Normierungsgröße zugrunde zu legen. Die auf diese Weise berechnete Neutronenwandbelastung unterscheidet sich von der Entwurfsvorgabe. Die Neutronenwandbelastung verteilt sich ungleichmäßig auf den ersten Wandflächen der Blanketsegmente, was durch die Asymmetrie der Quellneutronenverteilung im Plasma und der Geometrie der Vakuumkammer bedingt ist. Die Verteilung der Quellneutronen im Plasma ist nahezu D-förmig und ist mit einer radialen Versetzung von 16,2 cm nach außen von der Torusseele versehen (s. Abschn. 4.2.4). Die Geometrie der Vakuumkammer wird durch die angrenzenden Blanketsegmente gebildet: vertikale ebene Flächen auf der inneren Torusseite und poloidal geneigte ebene Flächen auf der äußeren Torusseite mit stückweisem geradlinigem Verlauf in toroidaler Richtung. Die Vakuumkammer paßt sich der Plasmageometrie nur unvollkommen an. Die Neutronenquellendichte im Plasma nimmt von der Torusseele nach außen hin in der radialen wie auch in der poloidalen Richtung exponentiell ab (s. Abschn. 4.2.4). Folglich ist zu erwarten, daß sich die Maxima für die Neutronenwandbelastung in der Torusmittelebene ergeben. Aufgrund der radialen Versetzung nach außen ist das absolute Maximum auf der äußeren Torusseite zu finden. Daneben kommt es zur unterschiedlichen Ausrichtung der Einströmwinkel der Quellneutronen, was zu deutlich verschiedenen poloidal-radialen Gradienten der neutronenphysikalischen Größen auf der inneren und äußeren Torusseite führt.

Mittels des F1-Tallies von MCNP (vgl. Abschn. 4.2.1) wurde die Verteilung der Neutronenwandbelastung im entleerten Modell des Feststoffblankets berechnet. Für beide Blanketentwürfe ergeben sich wegen des gleichen geometrischen Aufbaus ihrer Vakuumkammer gleiche Verteilungen der Neutronenwandbelastungen. In den Abbildungen 6.1 und 6.2 sind poloidale Verteilungen der Neutronenwandbelastung auf der inneren und äußeren Torusseite in Abhängigkeit der poloidalen Höhe bzw. des poloidalen Winkels dargestellt. Die höchste Neutronenwandbelastung ergibt sich erwartungsgemäß in der Torusmittelebene auf der äußeren Torusseite und nimmt den Wert von  $3,772 \text{ MW/m}^2$  an. Auf der inneren Torusseite wird ein lokales Maximum von  $3,195 \text{ MW/m}^2$  ebenfalls in der Torusmittelebene erreicht. Die poloidal gemittelte Neutronenwandbelastung beträgt  $2,833 \text{ MW/m}^2$  auf der äußeren und  $1,89872 \text{ MW/m}^2$  auf der inneren Torusseite und  $0,9123 \text{ MW/m}^2$  im oberen bzw.  $0,893 \text{ MW/m}^2$  im unteren Divertor. Demnach trifft etwa 51% der erzeugten Fusionsleistung auf das Mittelsegment der äußeren und etwa 19% auf das der inneren Torusseite auf. Die Leistungsabgabe an den beiden Divertoren beträgt etwa 7,377 %, wobei der obere Divertor mit 3,754 % etwas höher belastet ist. Die mittlere Neutronenwandbelastung bezogen auf der gesamten ersten Wandfläche einschließlich der Divertoröffnungen liegt bei  $2,079 \text{ MW/m}^2$  und unter der Vernachlässigung der Divertoröffnungen erhöht sie sich auf  $2,45 \text{ MW/m}^2$ .

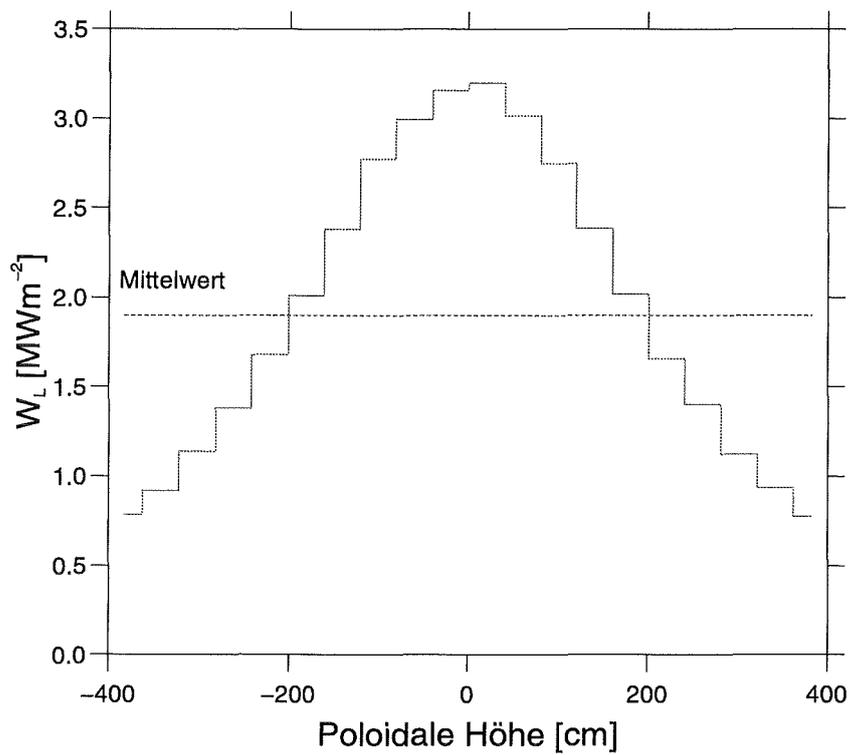


Abb. 6.1: Poloidale Verteilung der Neutronenwandbelastung auf der inneren Torusseite

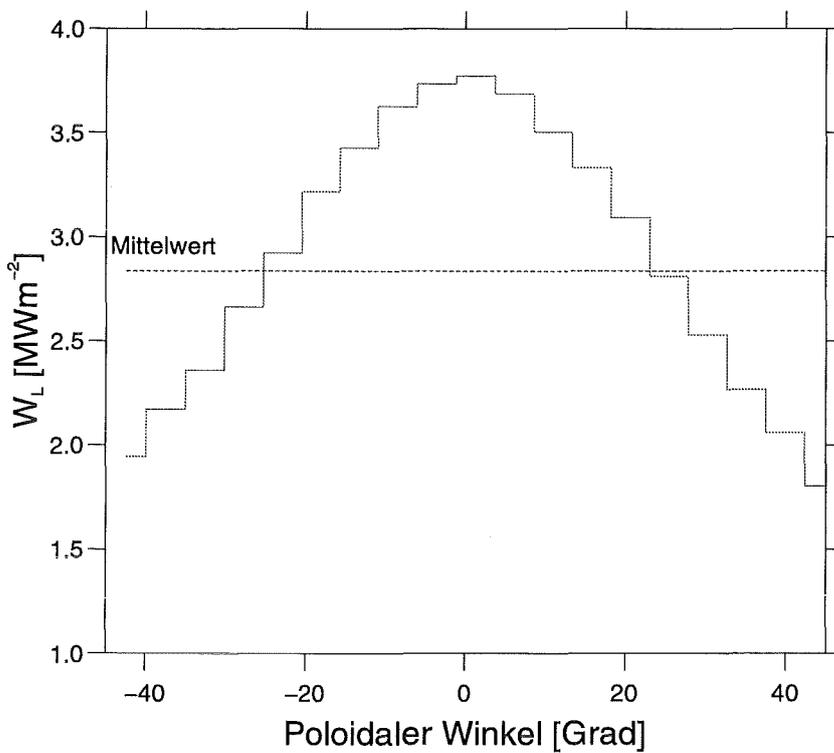


Abb. 6.2: Poloidale Verteilung der Neutronenwandbelastung auf der äußeren Torusseite

In der toroidalen Richtung kommt es zur geringfügigen Änderung der Verteilung der Neutronenwandbelastung, die durch die lokale Abstandsänderung zwischen der ersten Wand und dem Plasma verursacht wird. Die Abstandsänderung in der toroidalen Richtung ihrerseits wird durch den stückweisen geradlinigen Verlauf der Blanketsegmente und den gekrümmten Verlauf des Plasmas bedingt. Tatsächlich ist jedoch das Ausmaß der toroidalen Änderung der Neutronenwandbelastung so klein, daß es zu keinen merklichen toroidalen Variationen der neutronenphysikalischen Größen im Blanket führt.

Wie bereits erwähnt, kommt es neben der ungleichmäßigen Neutronenwandbelastung zur unterschiedlichen Ausrichtung der Neutronenstromdichte an der ersten Wand auf der inneren und äußeren Torusseite, die auch im weiteren Verlauf durch das Blanket zu beobachten ist. Dies wird wiederum in erster Linie durch die Asymmetrie zwischen der Vakuumkammer und der Quellneutronenverteilung im Plasma bedingt. Die Neutronenstromdichte ist in der Torusmittelebene stark vorwärtsgerichtet und mit poloidaler Höhe wird die Ausrichtung immer mehr schwächer. Auf der inneren Torusseite ist die poloidale Variation der Ausrichtung der Neutronenstromdichte stärker ausgeprägt. Betrachtet man den mittleren Einfallswinkel der Quellneutronen, also den Winkel zwischen der Flugrichtung der Quellneutronen und der Flächennormalen der ersten Wand, der der Neutronenstromdichte direkt proportional ist, so zeigt es sich, daß die Neutronenstromdichte auf der äußeren Torusseite mit einem mittleren Einfallswinkel von etwa  $41^\circ$  stark vorwärtsgerichtet ist. Auf der inneren Torusseite beträgt der mittlere Einfallswinkel etwa  $62^\circ$ , was auf eine vergleichsweise schwächere Vorwärtsausrichtung der Neutronenstromdichte über das innere Segment hindeutet. Infolge der ungleichmäßigen Neutronenwandbelastung und der Anisotropie der Neutronenstromdichte ergeben sich für die neutronenphysikalischen Größen radial-poloidale Variationen, deren Ausmaß in charakteristischer Weise vom Blankettyp abhängt.

## 6.2 Verteilung der Neutronenflußdichte

Aufgrund der geringen Materialdichte im Plasma treffen die Quellneutronen ohne nennenswerte Wechselwirkungen auf die erste Wand auf. Die Verteilung der Quellneutronen auf der ersten Wand ist oben anhand der Neutronenwandbelastung beschrieben. Die weitere Einströmung der Neutronen ins Blanket sowie deren räumliche und energetische Verteilung im Blanket und anderen Reaktorkomponenten wird durch die neutronenphysikalischen Eigenschaften der im System befindlichen Materialien, die ihrerseits das neutronenphysikalische Verhalten des Systems charakterisieren, bestimmt (vgl. Abschn. 3).

Das neutronenphysikalische Verhalten des Flüssigmetallblankets wird in erster Linie durch das Brutmaterial  $Pb - 17Li$  bestimmt, das den größten Anteil des Blanketvolumens, etwa 75,5% im äußeren und 60,5% im inneren Blanketsegment, einnimmt. Wegen des hohen Massenanteils an Blei (99,3 Gw.%) ist  $Pb - 17Li$  durch eine hohe Reflektion und ein geringes Moderationsvermögen charakterisiert (s. Abschn. 3). Dies führt dazu, daß die einströmenden 14-MeV-Neutronen eine große Anzahl von Stößen erleiden, bevor sie deutlich an Energie verlieren und absorbiert werden. Im Flüssigmetallblanket beträgt die mittlere Anzahl der Stöße je Quellneutron bis zur Absorption etwa 277. Diese hohe Anzahl der notwendigen Stöße, um die

14-MeV-Neutronen zu moderieren, führt zu dem, daß die Neutronenverluste durch parasitäre Absorptionen und durch Öffnungen, Kanäle usw. sich erhöhen. Zum anderen kommt es dadurch zur Bildung härterer Neutronenspektren im vorderen Blanketbereich, die nur langsam mit der radialen Blankettiefe weich werden. Dies wirkt sich auf das Brut- und Abschirmvermögen des Flüssigmetallblankets negativ aus, so daß man beispielsweise ein größeres Blanketvolumen benötigt, um ein ausreichendes Brutvermögen zu erzielen.

Im Gegensatz zum Flüssigmetallblanket zeichnet sich das Feststoffblanket durch gute Moderationsfähigkeit aus, was auf den hohen Volumenanteil der leichten Materialien zurückzuführen ist (vgl. Abschn. 3). Insbesondere der Neutronenmultiplikator Beryllium, welcher etwa die Hälfte des Blanketvolumen einnimmt, trägt dazu bei, daß die hochenergetischen Neutronen rasch abgebremst werden. Demnach ist die mittlere Anzahl der Stöße je Quellneutron mit 167 bedeutend kleiner als im Flüssigmetallblanket. Auf der anderen Seite ist die elastische Streuung der hochenergetischen Neutronen - die weitaus häufigste Kernreaktion im Blanket - an den leichten Kernen (Li, Be und O) überwiegend anisotrop und vorwärtsgerichtet. Der mittlere Energieverlust bei anisotroper Streuung ist vergleichsweise niedrig, so daß die freie Weglänge sich vergrößert und energetische Neutronen tiefer ins Blanket eindringen können. Beide Effekte führen dazu, daß das Neutronenspektrum des Feststoffblankets sich radial nur langsam ändert, indem sie im vorderen Blanketbereich für gute Moderation mit gleichzeitiger Transparenz durch die Anisotropie der elastischen Streuung sorgen. Nachteilig wirkt dieses Verhalten auf das Abschirmvermögen des Feststoffblankets.

Die Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen die radial-poloidalen Verteilungen der totalen Neutronenflußdichte in den inneren und äußeren Segmenten des Flüssigmetallblankets bzw. des Feststoffblankets. Die totale Neutronenflußdichte erreicht ihr Maximum in beiden Blanketkonzepten in der Torusmittelebene bei einem radialen Abstand von etwa 2,5 cm von der ersten Wand entfernt: sie beträgt  $1,686 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  für das Flüssigmetallblanket und  $1,2074 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  für das Feststoffblanket. Das lokale Maximum in den inneren Blanketsegmenten ist ebenfalls in der Torusmittelebene in einem radialen Abstand von etwa 2,5 cm von der ersten Wand entfernt zu finden: es liegt bei  $1,6104 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  für das Flüssigmetallblanket und bei  $1,1567 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  für das Feststoffblanket. Die radiale Versetzung der Maxima von der ersten Wand erklärt sich dadurch, daß die totale Neutronenflußdichte überwiegend gestreute Neutronen enthält und an den Stellen, wo die Maxima auftreten, die Rückstreuungen aus den Brutzonen die Neutronenflußdichte bedeutend anheben. Tatsächlich nimmt der Anteil der gestreuten Neutronen am totalen Neutronenfluß bereits an der ersten Wand beachtliche Größen an und erhöht sich naturgemäß mit zunehmender Blankettiefe. Typischerweise liegt schon an der ersten Wand der Neutronenfluß in der Quellgruppe (13,84 bis 14,19 MeV in der hier benutzten VITAMIN-J Energiegruppenstruktur) um eine Größenordnung niedriger als der totale Neutronenfluß (s. Abb. 6.7 und 6.8). In der ersten Wand der äußeren Blanketsegmente liegt der Anteil der Neutronen der Quellgruppe am totalen Neutronenfluß mit 16,4% im Feststoffblanket merklich höher als im Flüssigmetallblanket mit 12,32% und zeigt somit die niedrigere Neutronentransparenz letzterer. An der Stelle der Maxima der totalen Neutronenflußdichte fällt der Anteil der Quellneutronen auf 13,1% im Feststoffblanket und 10,2% im Flüssigmetallblanket. Dennoch gelangen 14-MeV-Neutronen in

beiden Blanketkonzepten bis tief in das Blanket hinein (s. Abb. 6.7 und 6.8), obgleich deren radialer Abfall verglichen mit dem radialen Abfall des totalen und schnellen Flusses groß ist. Wie aus den Abbildungen 6.7 und 6.8 ersichtlich ist, führen Strömungen durch die Spalte zwischen den Blanketsegmenten sowie poloidale seitliche Einströmungen, besonders deutlich in den inneren Blanketsegmenten zu sehen, zu ausgeprägten lokalen Maxima. Dieses Bild verwischt sich jedoch, wenn man beispielsweise die in den Abbildungen 6.9 und 6.10 dargestellte Verteilungen der schnellen ( $E \geq 1\text{MeV}$ ) Neutronenflußdichte betrachtet.

Infolge der im Blanket stattfindenden kernphysikalischen Wechselwirkungsprozesse schwächt sich die Neutronenflußdichte mit zunehmender Blankettiefe ab. Die radialen Abschwächungsfaktoren an der Torusmittelebene im inneren (radialer Abstand zur ersten Wand = 30cm) und äußeren (radialer Abstand zur ersten Wand = 55cm) Segment betragen für das Feststoffblanket 3,25 und 9,27, für das Flüssigmetallblanket 2,85 und 7,15 (s. hierzu die Abb. 6.3 und 6.4). Der Unterschied im Abschirmverhalten der beiden Blanketvarianten ist auf deren verschiedene neutronenphysikalische Eigenschaften zurückzuführen. Aufgrund des hohen Reflektions- und geringen Moderationsvermögen ist die Abschwächung der Neutronenflußdichte im Flüssigmetallblanket geringer. Hingegen weist das Feststoffblanket höhere Abschwächungsfaktoren und mithin auch besseres Abschirmverhalten auf, was jedoch durch den Einfluß der anisotropen elastischen Streuung an den leichten Kernen wesentlich gemindert ist.

Ausgehend von der Torusmittelebene nimmt die Neutronenflußdichte mit steigender poloidaler Höhe ab, wobei gleichzeitig der radiale Abfall der Neutronenflußdichte ansteigt (s. Abb. 6.3 und 6.4). Bedingt wird dieses Verhalten dadurch, daß der Neutronenfluß an der Torusmittelebene stärker vorwärtsgerichtet ist und mit zunehmender poloidaler Höhe die Vorwärtsausrichtung schwächer wird. Die Vorwärtsausrichtung der Neutronenflußdichte wird in erster Linie durch die Geometrie der Blanketsegmente verursacht, die den Konturlinien der Quellneutronenverteilung im Plasma unvollkommen folgt. Die variierende Entfernung zur Neutronenquelle entlang der poloidalen Ebene trägt ebenfalls dazu bei. Im inneren Blanketsegment ist daher der poloidale Gradient der Neutronenflußdichte, mithin auch aller anderen neutronenphysikalischen Größen, die von ihr abhängen, stärker ausgeprägt. Die Ausprägung des poloidalen Gradienten ist wiederum abhängig vom Blankettyp (vgl. Abb. 6.3 und 6.4). Der poloidale Gradient ist je ausgeprägter, desto größer das Abschirmvermögen ist. Dementsprechend ist die Ausprägung des poloidalen Gradienten im inneren Segment des Feststoffblankets am stärksten. Einen wesentlichen Einfluß auf den poloidalen Verlauf der Neutronenflußdichte haben Neutronen, die durch Spalte und seitliche Einströmungen ins Blanket gelangen, was in den Abbildungen 6.3 und 6.4 deutlich zu sehen ist.

Vollständigkeithalber sind die poloidal gemittelten radialen Profile der Neutronenflußdichten im oberen Divertorbereich der beiden Blanketvarianten in den Abbildungen 6.5 und 6.6 dargestellt. An der ersten Wand des oberen Divertors liegt die Neutronenflußdichte bei  $8,20 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  im Flüssigmetallblanket und bei  $5,70 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  im Feststoffblanket. Bedingt durch reflektierte Neutronen sind die im oberen Divertor berechneten Werte höher als die im unteren Divertor.

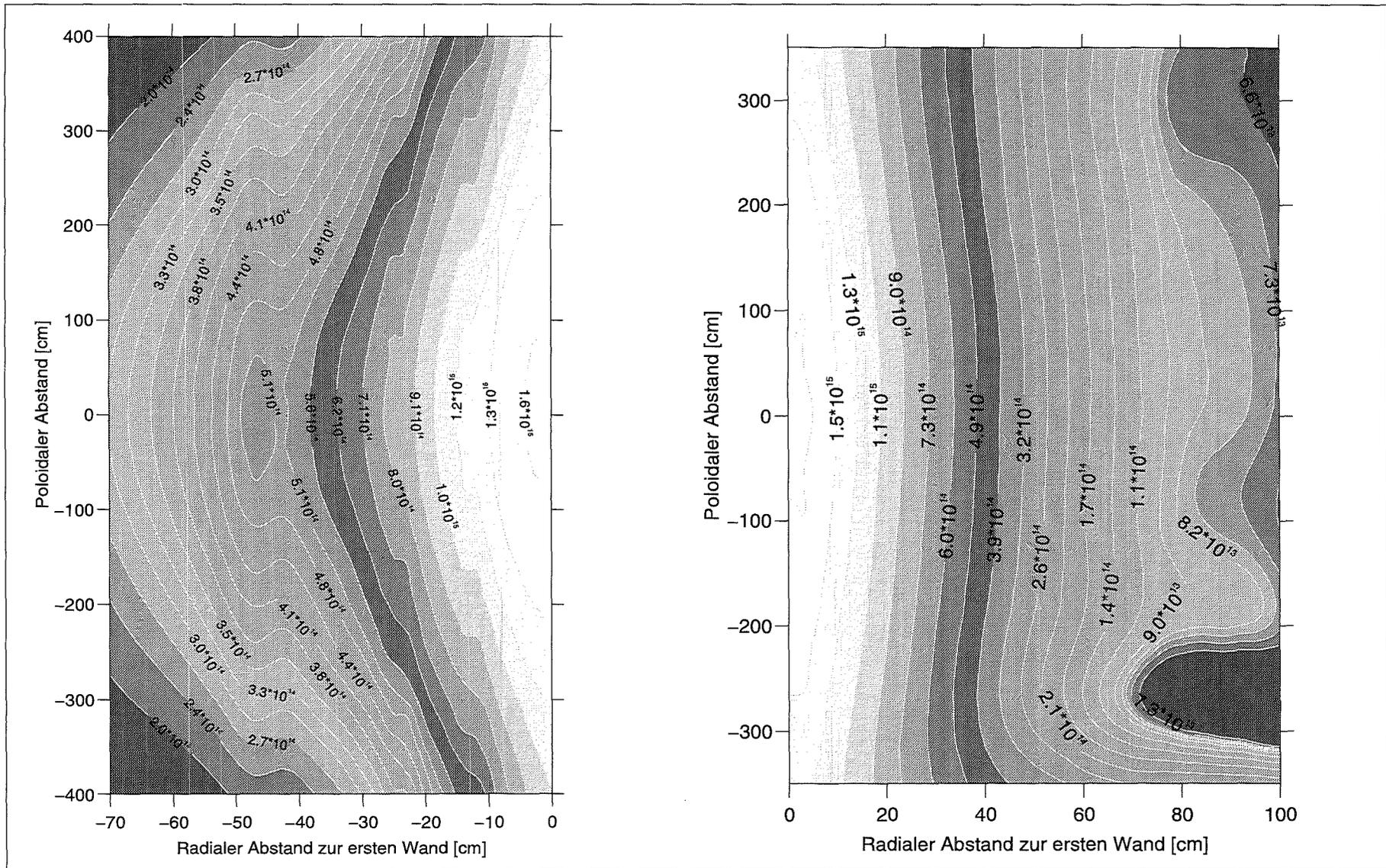


Abb. 6.3: Radial-poloidale Verteilungen der totalen Neutronenflußdichte im inneren und äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

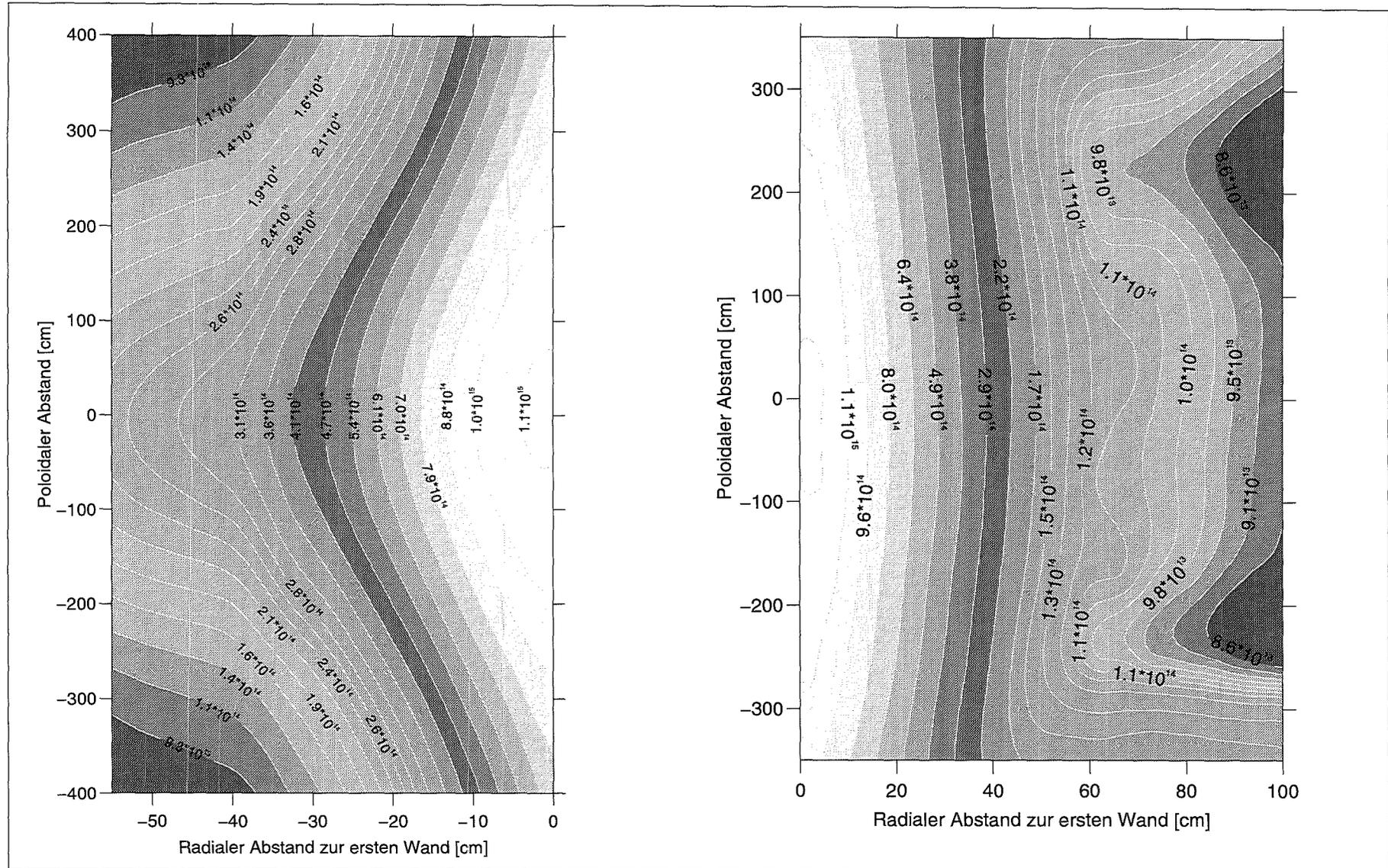


Abb. 6.4: Radial-poloidale Verteilungen der totalen Neutronenflußdichte im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

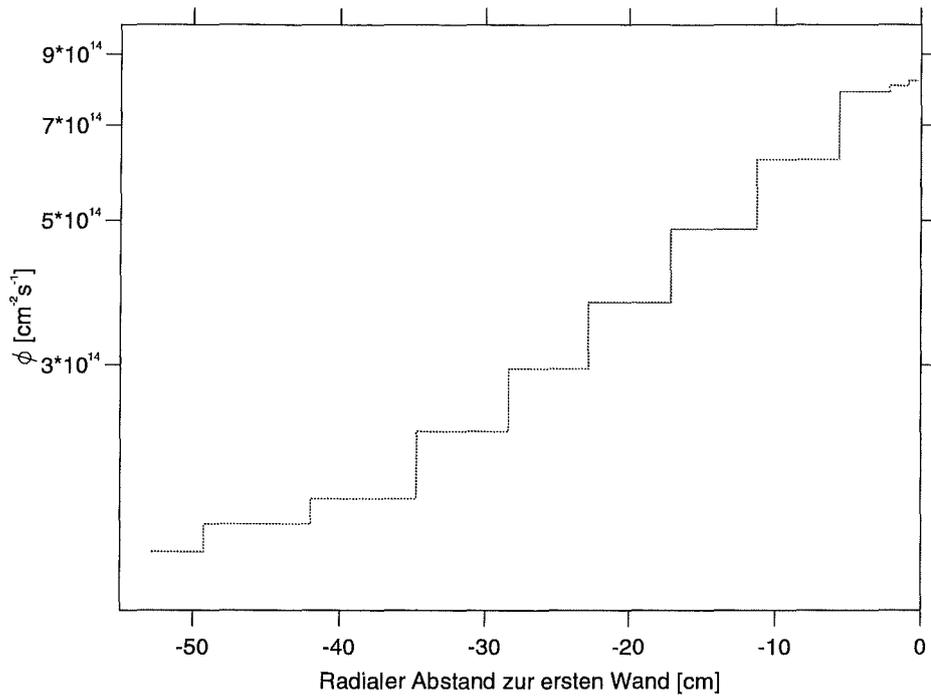


Abb. 6.5: Radiales Profil der totalen Neutronenflußdichte im oberen Divertor des Flüssigmetallblankets

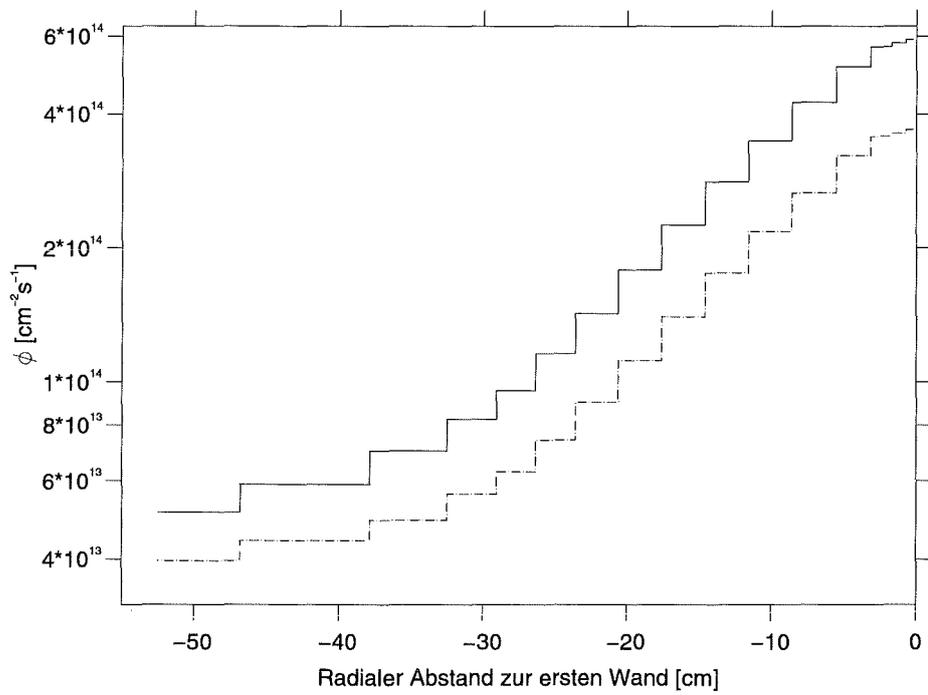


Abb. 6.6: Radiales Profil der totalen Neutronenflußdichte im oberen Divertor des Feststoffblankets







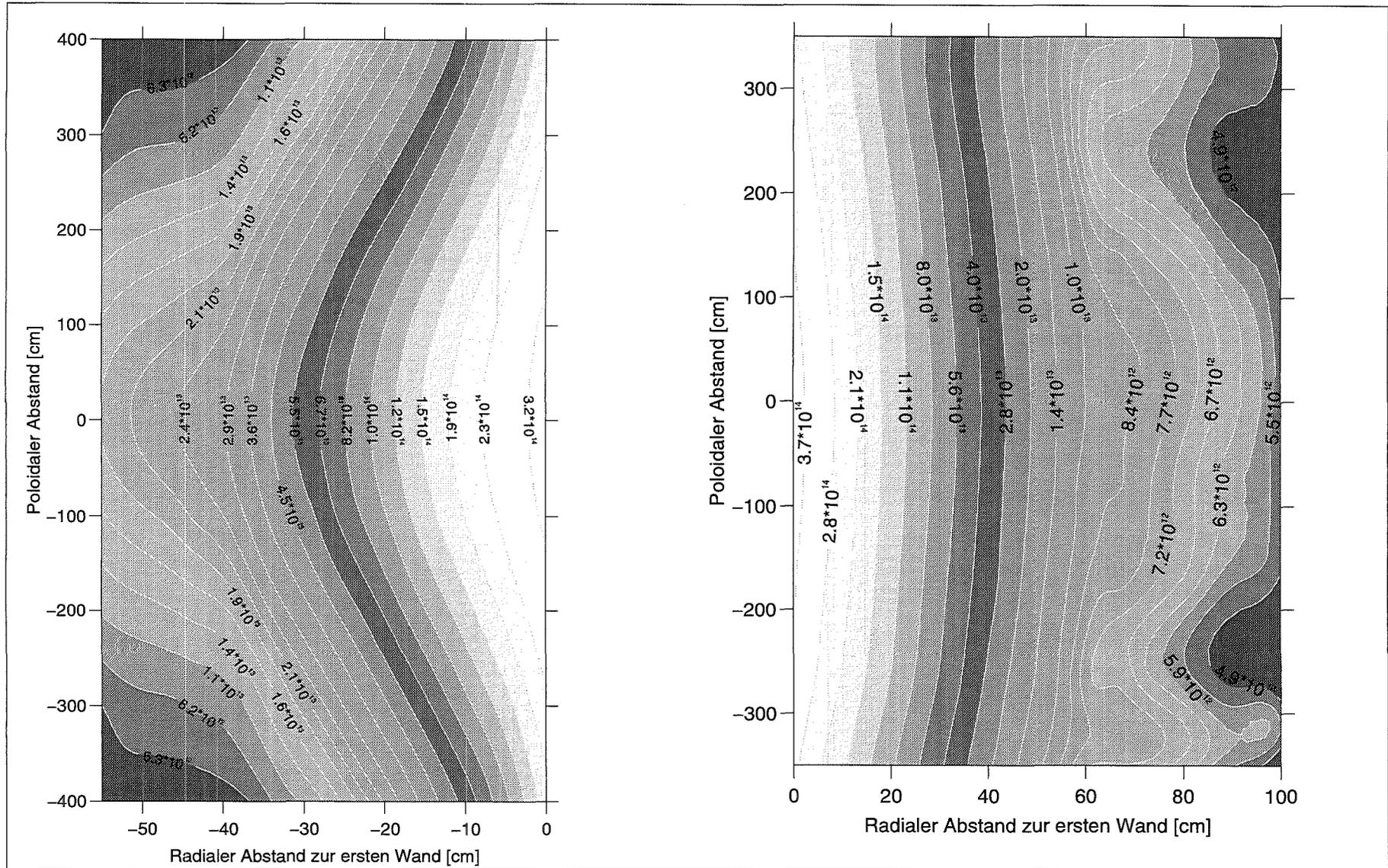


Abb. 6.10: Radial-poloidale Verteilungen der schnellen Neutronenflußdichte ( $E \geq 1$  MeV) im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

### 6.3 Verteilung der Neutronenenergiespektren

Zur Berechnung integraler Größen wie z.B. Reaktions- bzw. Transmutationsraten, die im vorliegenden Fall in der Inventargleichung (s. Abschn. 2) durch das Produkt der kondensierten Eingruppenwirkungsquerschnitte und der totalen Neutronenflußdichte dargestellt werden, ist neben der räumlichen Verteilung der Neutronen auch die energetische Verteilung der Neutronen erforderlich.

Die räumliche und energetische Verteilung der Neutronen im Blanket und in den sonstigen Reaktorkomponenten wird durch die kernphysikalischen Wechselwirkungsprozesse der einströmenden Quellneutronen mit den im System befindlichen Materialien bestimmt. Dabei sind elastische Streuungen die weitaus häufigsten Prozesse. Die zahlenmäßige Dominanz elastischer Prozesse wird zumindest im Energiebereich oberhalb 10 MeV durch die Abbremsseffizienz inelastischer Prozesse zum Teil übertroffen, da inelastische Prozesse in diesem Energiebereich in der Regel über die Bildung von Compoundkernen und anschließender Verdampfung verlaufen und so im Mittel mit größeren Energieverlusten verbunden sind. Hinzu kommt, daß im Energiebereich von etwa 10 bis 14 MeV die Wirkungsquerschnitte der elastischen und inelastischen Prozesse meist in der gleichen Größenordnung liegen. So beträgt z.B. der inelastische Wirkungsquerschnitt von Blei bei 14 MeV etwa 2,5 barn, während der elastische Wirkungsquerschnitt mit 2,8 barn nicht wesentlich größer ist. Für Beryllium ergeben sich bei 14 MeV mit 0,655 barn für den inelastischen und mit 0,953 barn für den elastischen Wirkungsquerschnitt ähnliche Verhältnisse. In beiden Fällen stellt der Wirkungsquerschnitt der  $(n, 2n)$ -Reaktion den bedeutendsten Teil des inelastischen Wirkungsquerschnittes dar.

Das Neutronenspektrum nimmt bereits an der ersten Wand eine charakteristische vom Blankettyp abhängige Form an. Die Moderationseigenschaft des Blankets prägt die entstehende energetische und auch räumliche Verteilung der Neutronen (s. z.B. Abschn. 6.2). In den Abbildungen 6.11 und 6.12 sind lethargiebezogene Neutronenspektren in VITAMIN-J-Energiegruppenstruktur an verschiedenen radialen Positionen entlang der Torusmittelebene im inneren und äußeren Segment der beiden Blanketvarianten dargestellt. Die globale Form der Spektren ist derart, daß zunächst ein Peak bei 14 MeV auftritt, der durch die Neutronen der Quellgruppe 13,84 bis 14,19 MeV bedingt ist. Der 14-MeV-Peak fällt mit zunehmender radialer Tiefe schnell ab (vgl. hierzu auch die Abb. 6.7 und 6.8 im Abschn. 6.2). Dem 14-MeV-Peak folgt bis etwa 1 MeV ein relativ flaches Spektrum, welches im wesentlichen von elastisch gestreuten Neutronen dargestellt wird. Im Anschluß daran kommt das markante Verdampfungsspektrum der inelastischen Reaktionen  $((n, n'), (n, 2n), (n, qn)$  usw.), welches sich im Bereich von etwa 1 bis 0,5 MeV erstreckt. Bei 0,25 MeV ist die Absorptionsresonanz der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktion deutlich zu erkennen. Insbesondere ist dies im Flüssigmetallblanket markant, da wegen der niedrigen Moderationsrate die  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktion überwiegend hier stattfindet. Bei etwa 0,027 MeV zeigt sich die Absorptionsresonanz des Strukturmaterials (Eisen).

Zu niedrigen Energien hin fällt das Spektrum steil ab, die Steigung des Spektrumabfalls ist wiederum in charakteristischer Weise von der Moderationseigenschaft des Blankets abhängig. Deutlicher denn je tritt der Unterschied in den Neutronenspektren der beiden Blankets in diesem

Energiebereich zur Erscheinung. Im  $Pb - 17Li$  werden die Neutronen durch eine hohe Anzahl von Stößen mit jeweils geringer Energieabgabe abgebremst<sup>2</sup>, so daß die Absorption eines Neutrons bei der hohen Stoßintensität mit abnehmender Energie immer wahrscheinlicher wird. Infolgedessen haben die Neutronenspektren im Flüssigmetallblanket einen deutlich steileren Verlauf im epithermischen bis thermischen Bereich (s. Abb. 6.11). Erst in den hinteren Blanketbereichen tritt eine merkliche Moderierung ein, die dann zur Anhebung des Spektrums im unteren Energiebereich sorgt.

Demgegenüber sind die Neutronenspektren im Feststoffblanket schon im vorderen Blanketbereich deutlich moderierter (s. Abb. 6.12). Dies erklärt sich zum einen dadurch, daß es durch die elastische Streuung an den leichten Kernen zur schnellen Abbremsung der energetischen Neutronen kommt, was auf die geringe Anzahl der notwendigen Stöße zurückzuführen ist (vgl. Fußnote 2). Zum anderen führt die schnelle Abbremsung der energetischen Neutronen zur Minderung der inelastischen Prozesse im hohen Energiebereich und bedingt so die Abflachung des Verdampfungsspektrums, was jedoch in bezug auf das Brutvermögen im intermediären sowie epithermischen Bereich ausgeglichen wird. Mit zunehmender Blankettiefe nimmt der Anteil der energetischen Neutronen zwar allgemein ab, jedoch bleibt er im Falle des Feststoffblankets aufgrund der anisotropen elastischen Streuung an den leichten Kernen relativ hoch, wodurch es zur Verschlechterung der Abschirmfähigkeit kommt.

Die radialen Verläufe der Neutronenspektren sind für poloidale Segmente in der Torusmittelebene, im Divertorbereich sowie am oberen Teil auf der äußeren Torusseite der beiden Blanketvarianten in den Abbildungen 6.13 bis 6.20 als dreidimensionale Flächen dargestellt, wobei die Energieachse entgegen der üblichen logarithmischen Darstellung in diesem Fall linear verläuft. Die Werte für die Neutronenspektren sind auf die Lethargie bezogen. Die Flächen liegen auf bilinear-interpolierten Punkten und können daher stellenweise die tatsächlichen Punkte verfehlen. Dennoch ist der physikalische Zusammenhang vollständig wiedergegeben. Durch die Darstellung soll verdeutlicht werden, welches Ausmaß an verschiedenen poloidalen Stellen die räumliche und energetische Verschiebung der Neutronenspektren annehmen kann.

Tatsächlich tritt das bisher diskutierte neutronenphysikalische Verhalten in vollem Maße zu Tage. Vergleicht man beispielsweise die in den Abbildungen 6.15 und 6.19 dargestellten radialen Verläufe der Spektren in der Torusmittelebene auf der äußeren Torusseite, so stellt man fest, daß die energetischen Verschiebungen der Spektren im Feststoffblanket aufgrund der guten Moderationseigenschaft deutlich schwächer ausfallen. Hingegen zeigt sich im Flüssigmetallblanket, daß die energetische Verschiebung des Spektrums zu niedrigen Energien hin mit zunehmender Blankettiefe schneller wird. Außerdem zeigt sich das Verdampfungsspektrum zwischen 0,5 und 1 MeV mit vergleichsweise stärkerer Ausprägung als im Feststoffblanket. Der radiale Abfall der Neutronenspektren in den einzelnen Energiegruppen ist abhängig von der poloidalen Lage (s. hierzu Abschn. 6.2).

---

<sup>2</sup> Die mittlere Anzahl der elastischen Stöße, um ein 14-MeV-Neutron auf die thermische Energie von 0,4 eV abzubremsen, beträgt in Blei 1800, hingegen liegt sie in Beryllium bei 840.

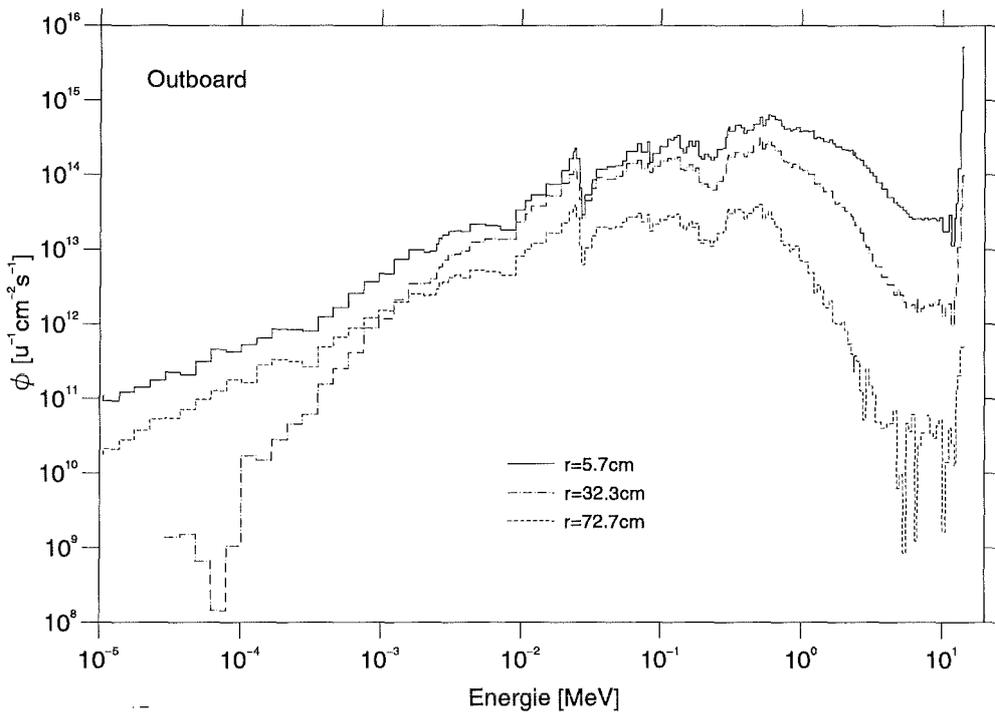
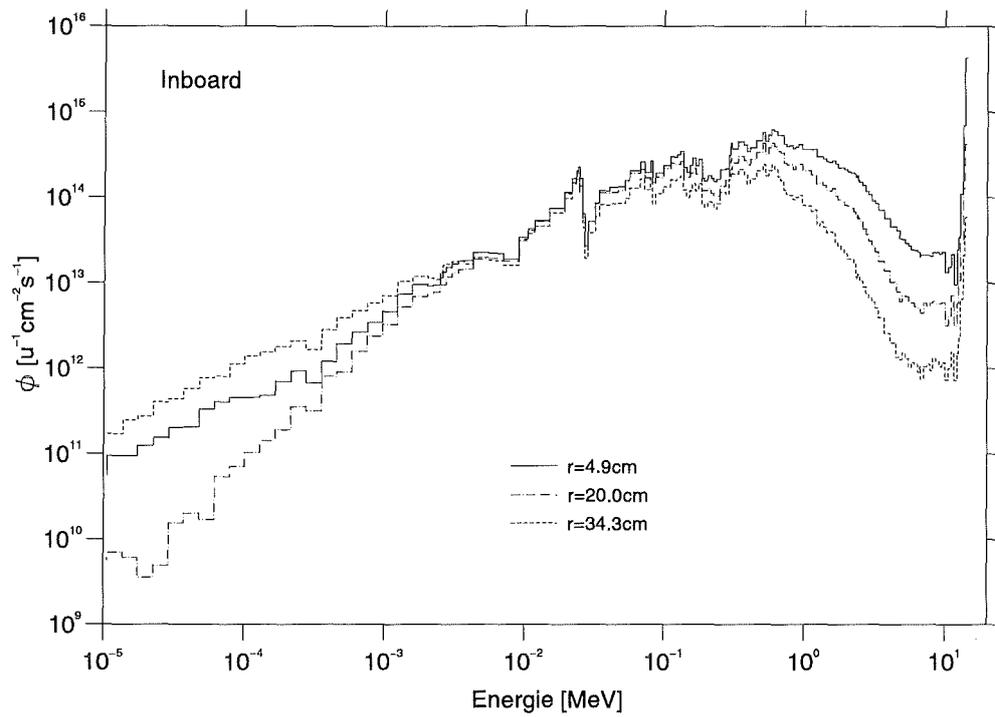


Abb. 6.11: Neutronenspektren in verschiedenen radialen Abständen innerhalb der Brutzone entlang der Torusmittelebene im Flüssigmetallblanket

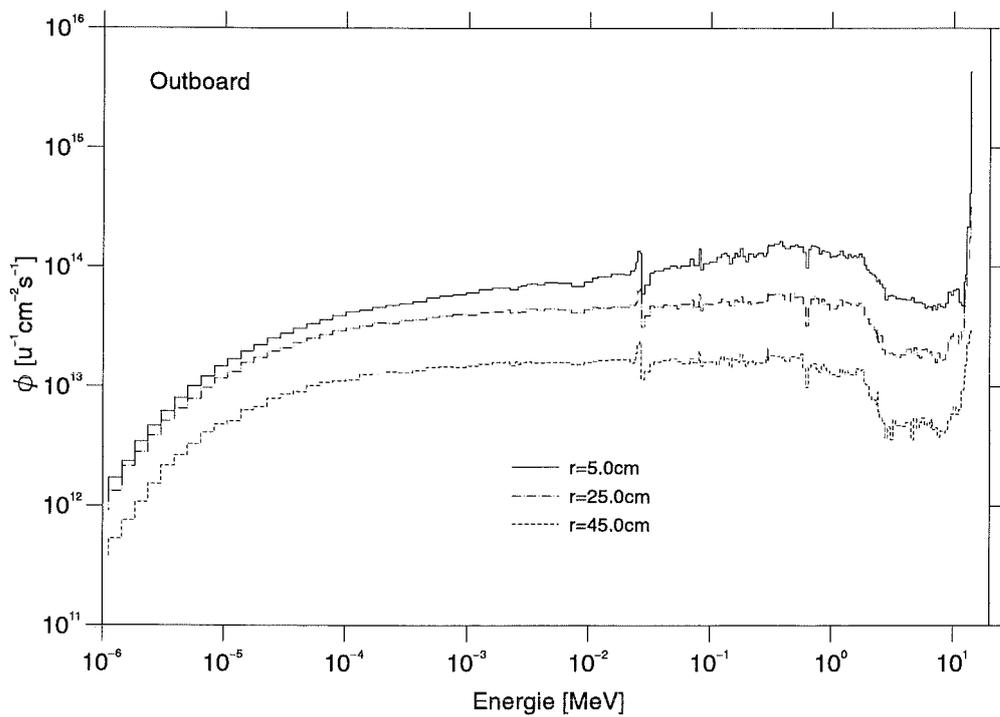
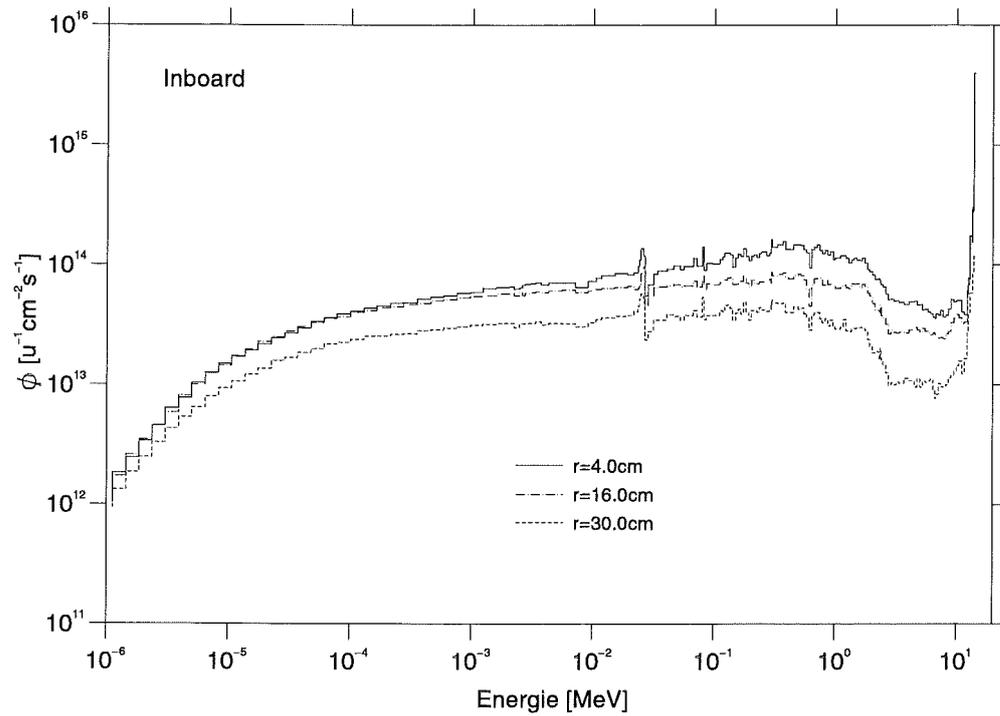


Abb. 6.12: Neutronenspektren in verschiedenen radialen Abständen innerhalb der Brutzone entlang der Torusmittelebene im Feststoffblanket

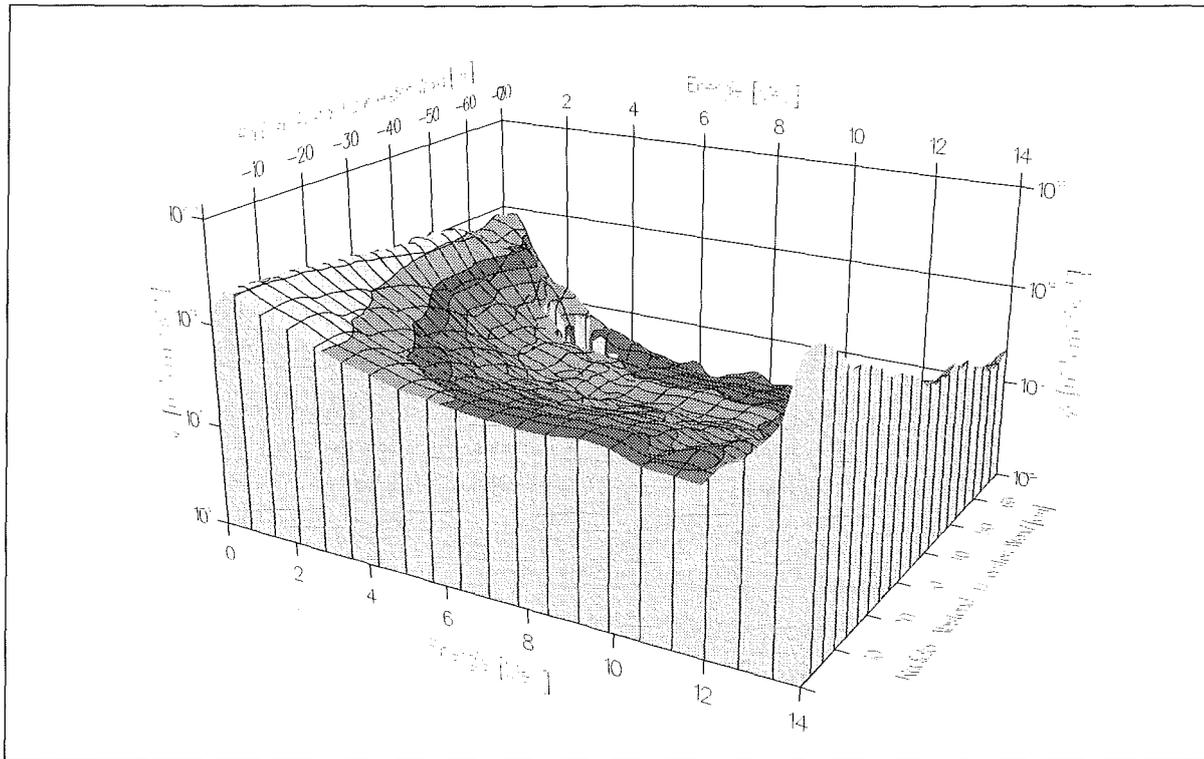


Abb. 6.13: Radialer Verlauf der Neutronenspektren in der Torusmittelebene im inneren Segment des Flüssigmetallblankets

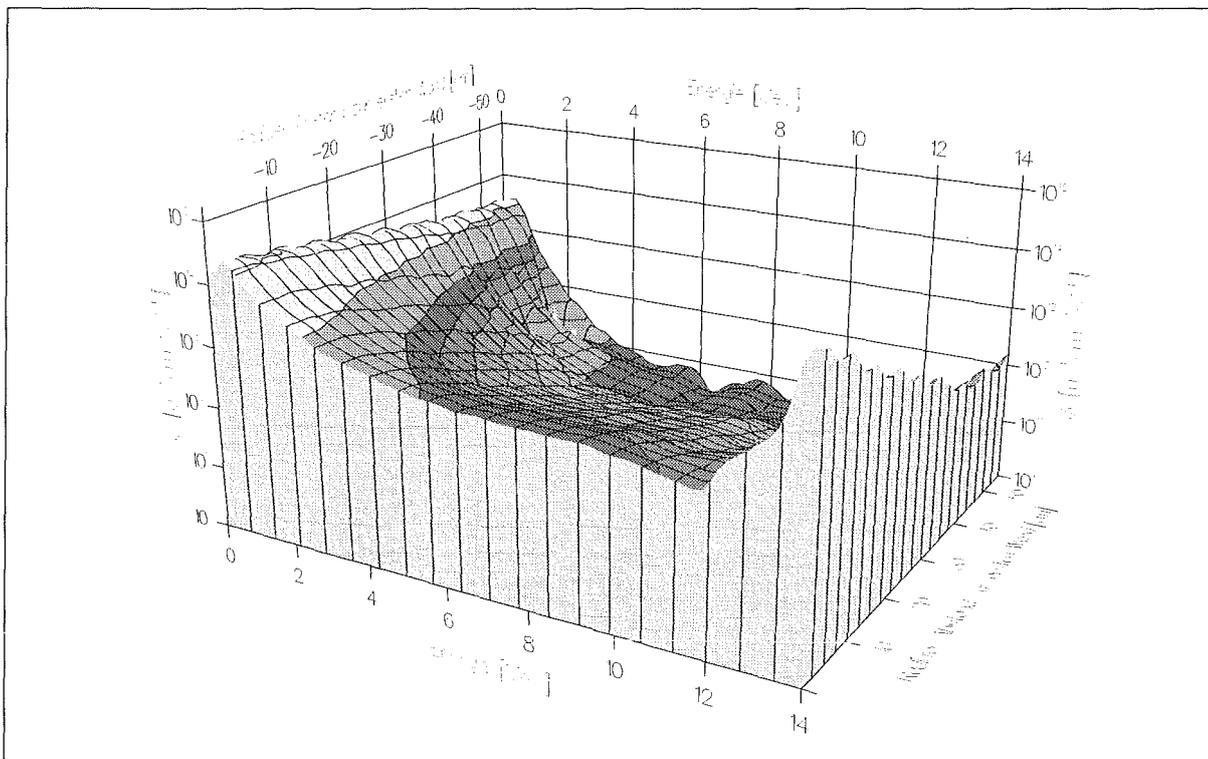


Abb. 6.14: Radialer Verlauf der Neutronenspektren im oberen Divertor des Flüssigmetallblankets

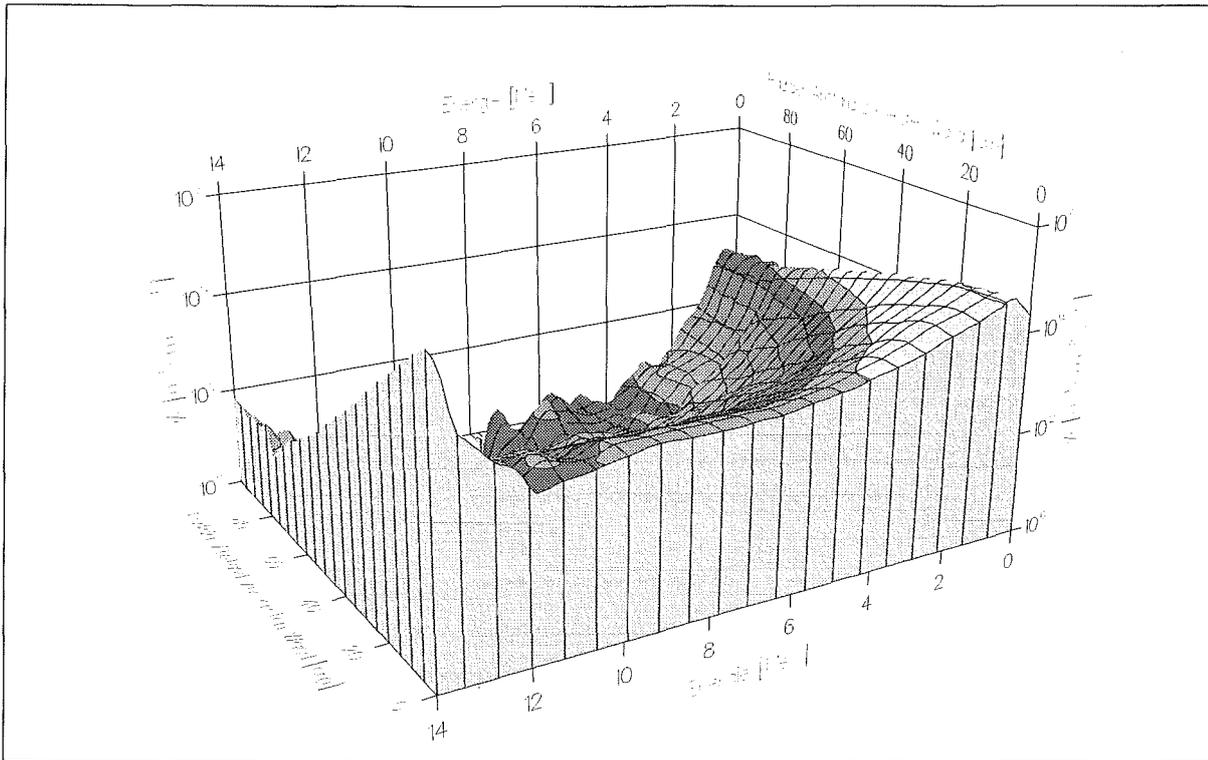


Abb. 6.15: Radialer Verlauf der Neutronenspektren in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

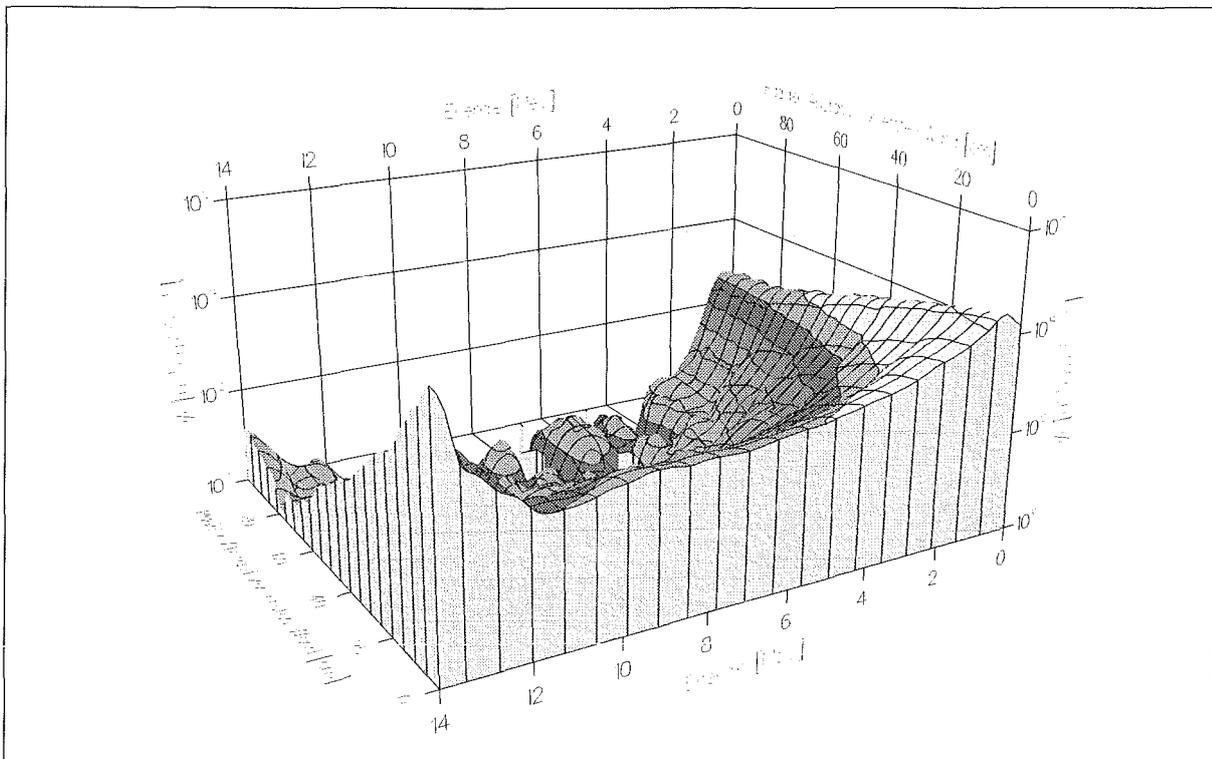


Abb. 6.16: Radialer Verlauf der Neutronenspektren im obersten Teil des äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

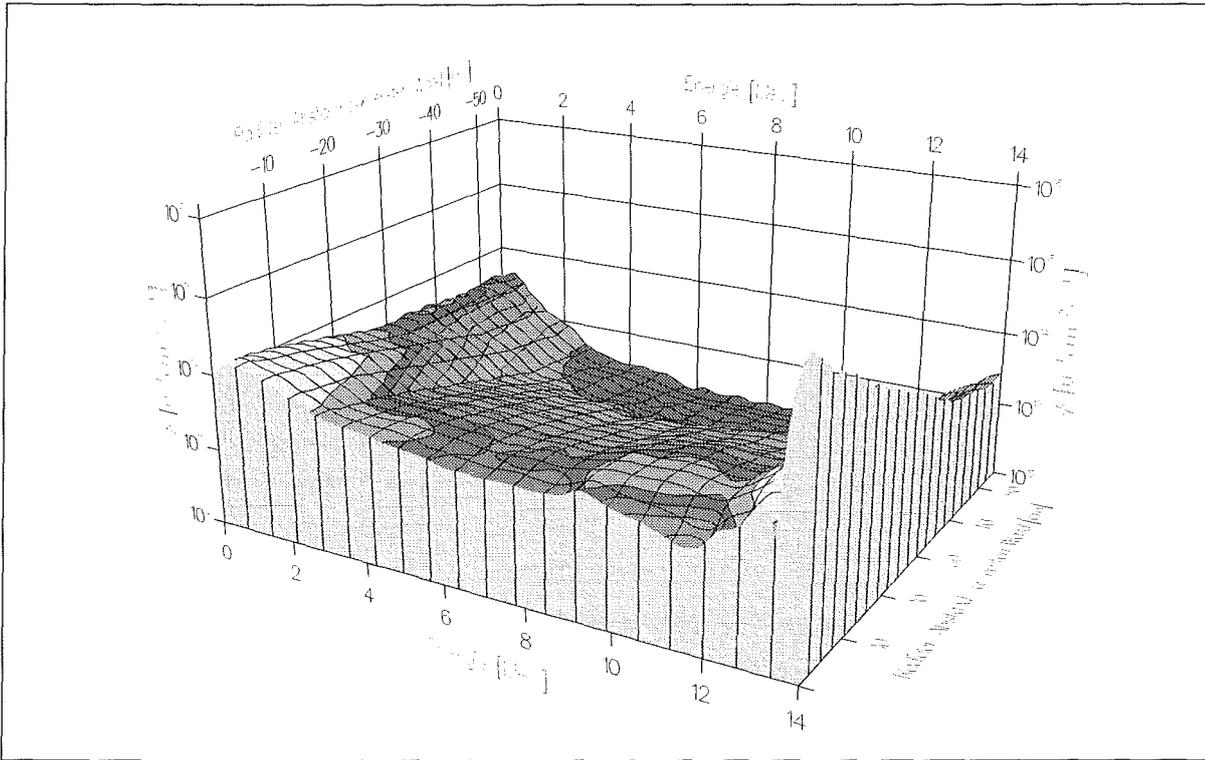


Abb. 6.17: Radialer Verlauf der Neutronenspektren in der Torusmittelebene im inneren Segment des Feststoffblankets

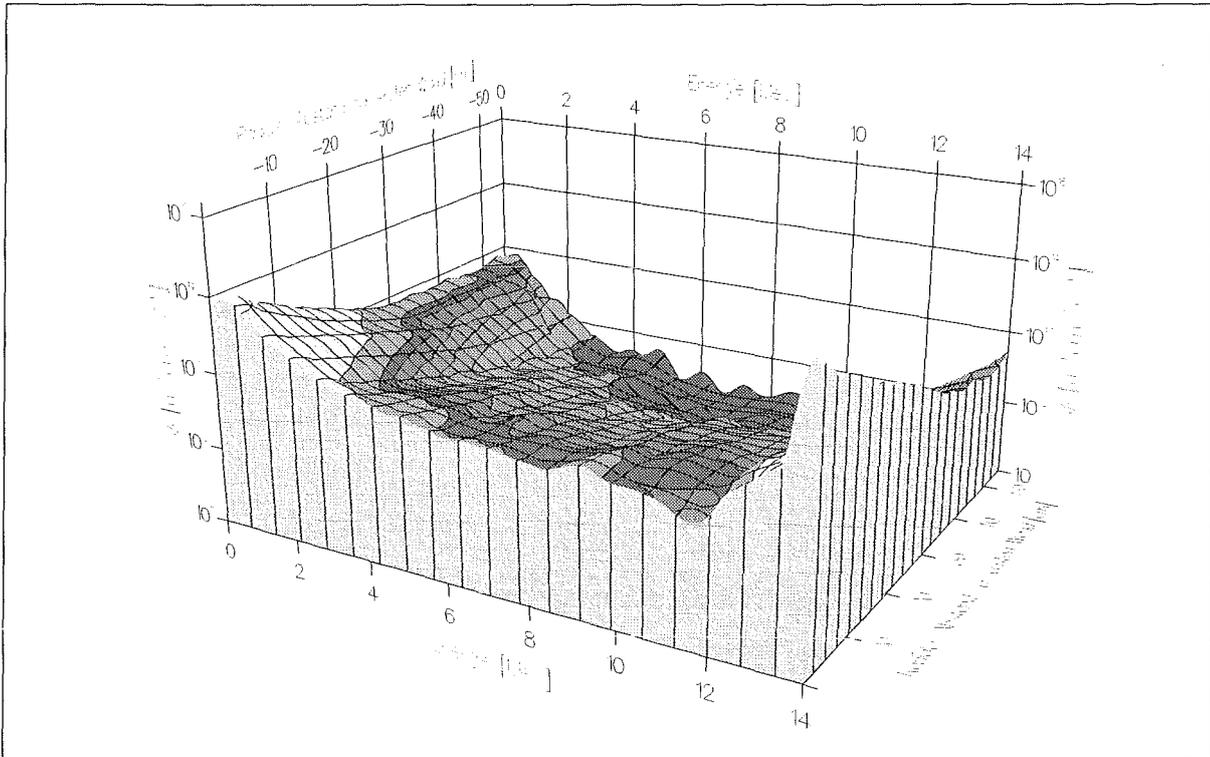


Abb. 6.18: Radialer Verlauf der Neutronenspektren im oberen Divertor des Feststoffblankets

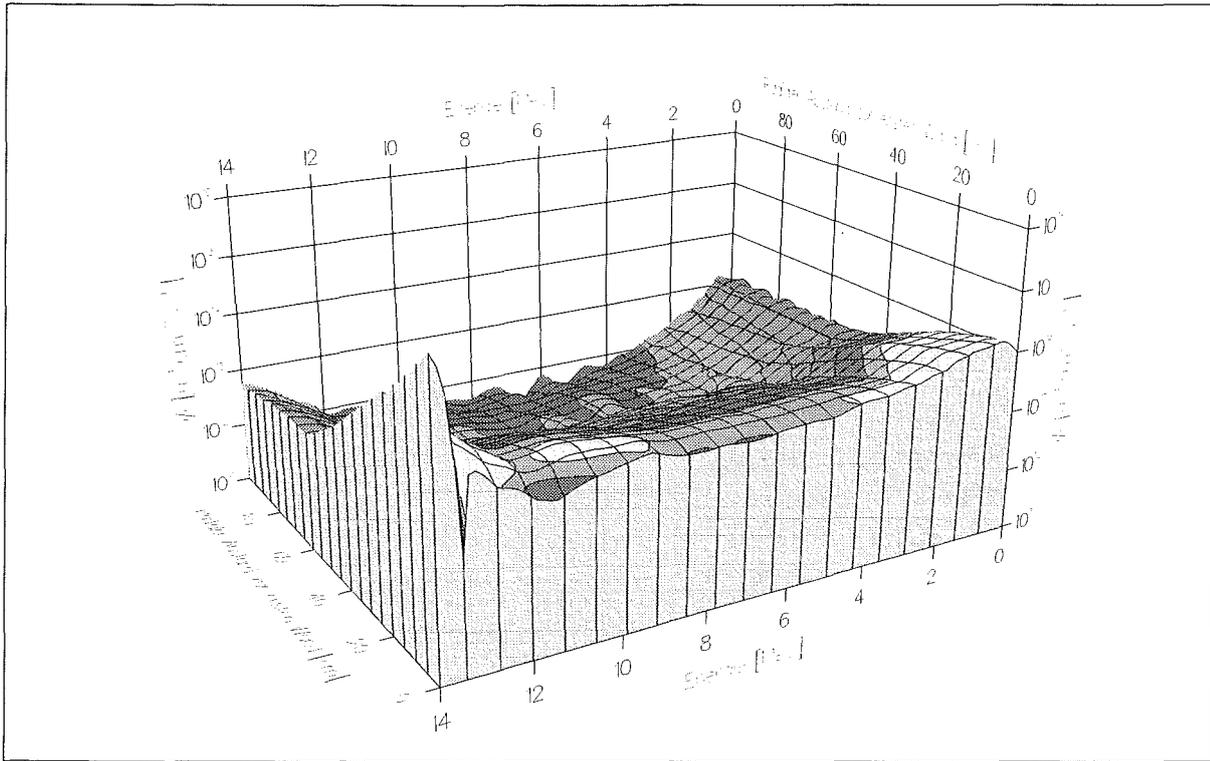


Abb. 6.19: Radialer Verlauf der Neutronenspektren in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

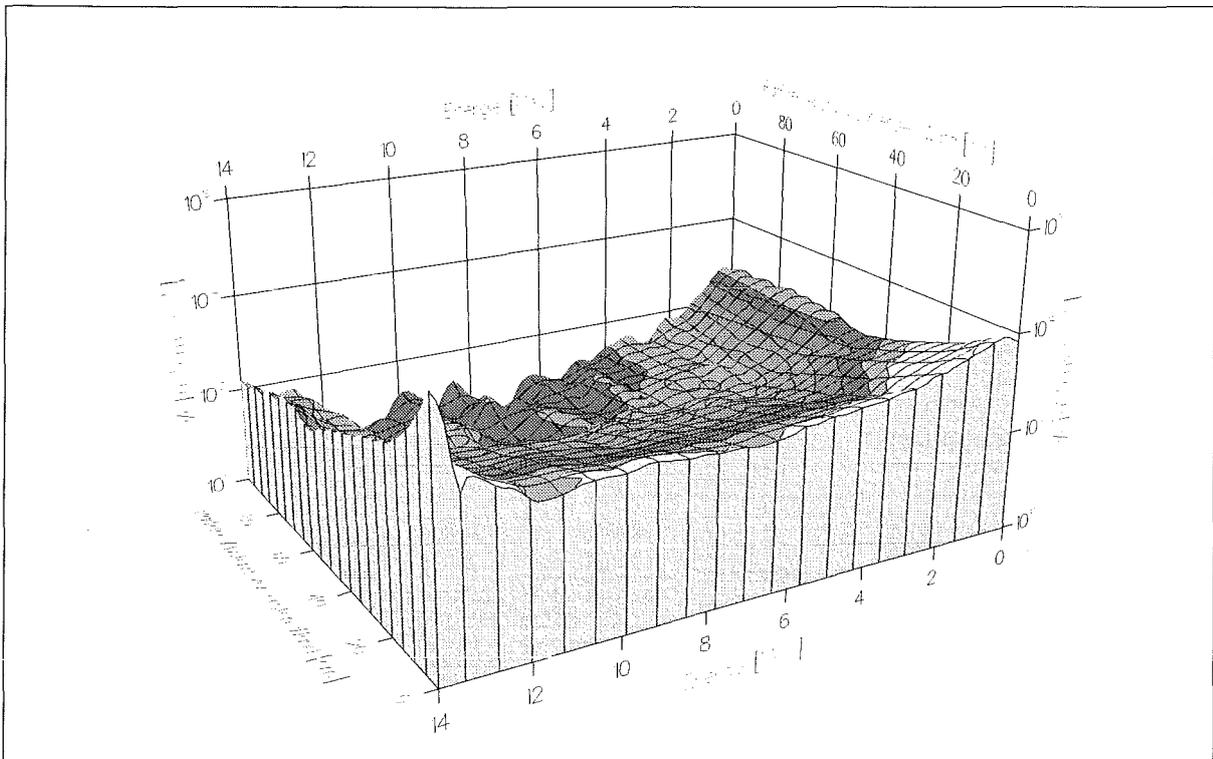


Abb. 6.20: Radialer Verlauf der Neutronenspektren im obersten Teil des äußeren Feststoffblanketsegments

## 6.4 Tritiumerzeugung im Brutmaterial

Die primäre Aufgabe des Blankets eines (d,t)-Fusionsreaktors besteht darin, das für die Aufrechterhaltung des Brennstoffzyklus benötigte Tritium in der Menge zu produzieren, daß die Selbstversorgung des Reaktors gesichert ist. Die Tritiumbrutrate ist dementsprechend ein wesentliches Auslegungsmerkmal, welches die konstruktive Gestaltung und die Materialkonfiguration des Blanketkonzepts erheblich beeinflusst. Für die hier betrachteten Blanketkonzepte gehört das Erreichen einer Brutrate von  $\geq 1$  zu den Mindestanforderungen für deren Eignung für einen Demo-Reaktor.

Aus ökonomischen und sicherheitstechnischen Gründen wird das Tritiuminventar im Reaktor so gering wie möglich gehalten. Das Tritiuminventar im Reaktor bzw. im Blanket ist in komplexer Weise abhängig von Faktoren wie der Erzeugungs- und Freisetzungsrate im Brutmaterial, der Permeation und Tritiumlöslichkeit in den verschiedenen Blanketmaterialien, der Spülungseffizienz sowie der Effizienz der Gewinnungsanlagen. Weiterhin ist zu bemerken, daß bei der später folgenden Aktivierungsanalyse der Brutmaterialien eine vollständige Tritiumfreisetzung angenommen wird und so die damit verbundene Radioaktivität nicht weiter beachtet wird. Deshalb soll die Problematik ebenfalls an dieser Stelle diskutiert werden.

Tritium ist ein radioaktives Isotop des Wasserstoffs, das mit einer Halbwertszeit von 12,33 Jahren unter Aussendung von  $\beta^-$ -Teilchen, also durch die Umwandlung eines Kernneutrons in ein Kernproton, zum stabilen  ${}^3\text{He}$  zerfällt. Die mittlere Energie der emittierten  $\beta^-$ -Teilchen liegt bei 5,7 keV, wobei Teilchen mit Energien bis maximal 18,5 keV emittiert werden können. Der  $\beta^-$ -Zerfall des Tritiums wird von einer schwachen Bremsstrahlung mit mittlerer Photonenenergie von 0,112 eV begleitet. Tritium ist demnach ein schwacher  $\beta^-$ -Strahler, der keine wesentliche direkte Strahlenbelastung des Materials bedingt und dessen Abschirmung somit keinerlei Probleme aufwirft. Jedoch hat Tritium eine große radiologische Bedeutung wegen seiner chemischen und biologischen Wirkung. Gelangt es auf irgendeinem Wege in die Biosphäre, so kann es zu Austauschreaktionen mit dem natürlichen Wasserstoff kommen. Die Gefährdung dadurch ist gering, solange Tritium als  $\text{T}_2$ -Molekül vorliegt. Verbindet es sich jedoch mit Sauerstoff in Form von HTO, so kann es in den Biozyklus gelangen, wodurch es zu schädlichen Strahlenwirkungen kommen kann.

Für die Erzeugung des Tritiums im Blanket sind in erster Linie die  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ - und  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktionen in den Brutmaterialien verantwortlich. Daneben wird Tritium auch in den verschiedenen Blanketmaterialien durch  $(n, t)$ -Reaktionen erzeugt, obgleich die Erzeugungsrate verglichen zu der im Brutmaterial sehr gering ist. Eine Ausnahme hiervon stellt das Multipliermaterial Beryllium dar, in dem eine bedeutende Menge (z.B etwa 3,1 g/d im Feststoffblanket) an Tritium hauptsächlich durch die Reaktionen  ${}^9\text{Be}(n, {}^7\text{Li})t$  und  ${}^9\text{Be}(n, \alpha){}^6\text{He}(\beta^-){}^6\text{Li}(n, \alpha)t$  erzeugt wird (s. Abschn. 6.10.1). Obwohl die Tritiumproduktionsrate im Beryllium um zwei Größenordnungen niedriger als im Brutmaterial liegt, ist das Tritiuminventar wegen der geringen Freisetzungsrate im Beryllium bedeutend größer.

Die räumliche und energetische Verteilung der Tritiumproduktionsrate ist von dem kernphysikalischen Verhalten des Blankets abhängig (s. Abschn. 3.). Aufgrund der geringen Moderati-

onsfähigkeit des Flüssigmetallblankets erfolgt die Tritiumproduktion hauptsächlich im Bereich der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Resonanz bei 0,25 MeV, wobei sie zu niedrigen Energien hin rasch abnimmt. Im Falle des Feststoffblankets liegt zwar das energetische Maximum auch in diesem Bereich, dennoch kommt es im intermediären und epithermischen Bereich zu bedeutenden Produktionsraten. Zum thermischen Energiebereich hin fällt die Tritiumproduktionsrate im Feststoffblanket ebenso rasch ab, was hauptsächlich auf den  $1/v$ -Verlauf der Anregungsfunktion der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktion zurückzuführen ist, die schon im epithermischen Bereich für hohe Absorption sorgt und so zur Abnahme des thermischen Flusses und mithin auch der Reaktionsraten führt. Bei Energien oberhalb 0,25 MeV nimmt die Tritiumproduktion in beiden Blankettypen mit steigender Neutronenenergie ab.

Der Anteil der  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktionen an der globalen Tritiumproduktion ist bei den hier betrachteten Blankettypen sehr gering. Er beträgt 1,4% für das Feststoffblanket und 0,13% für das Flüssigmetallblanket. Der relativ geringe Anteil im letzteren Fall ist hauptsächlich durch die hohe  ${}^6\text{Li}$ -Anreicherung des Flüssigmetalls  $Pb - 17\text{Li}$  und durch konkurrierende  $(n, 2n)$ -Reaktionen in Blei bedingt. Der höchste Anteil an der Tritiumproduktion aus  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktionen mit 1,55% ist im äußeren Segment des Feststoffblankets zu finden. Die lokale Tritiumproduktionsrate durch die  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktion liegt um 2 bis 4 Größenordnungen unter der der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktion.

	${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$			${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$			Summe
	Inboard	Divertor	Outboard	Inboard	Divertor	Outboard	
Flüssigmetallblanket	$1,944 \cdot 10^{-1}$	$1,044 \cdot 10^{-1}$	$7,628 \cdot 10^{-1}$	$2,796 \cdot 10^{-4}$	$3,398 \cdot 10^{-5}$	$1,099 \cdot 10^{-3}$	1,0630
Feststoffblanket	$2,583 \cdot 10^{-1}$	$9,402 \cdot 10^{-2}$	$8,082 \cdot 10^{-1}$	$3,507 \cdot 10^{-3}$	$4,293 \cdot 10^{-4}$	$1,25 \cdot 10^{-2}$	1,1769

Tabelle 6.1: Globale Tritiumbrutrate der Blankettkonzepte mit Beiträgen einzelner Segmente

Für beide Blankettkonzepte ist die globale Tritiumbrutrate mit den Beiträgen einzelner Segmente in der Tabelle 6.1 aufgeführt. Den Berechnungen liegen im Falle des Feststoffblankets  $1,2 \cdot 10^6$  Teilchengeschichten (Rechenzeit 720 Minuten, Gesamtanzahl der Stöße  $1,35 \cdot 10^8$ ) und im Falle des Flüssigmetallblankets  $2,9 \cdot 10^6$  Teilchengeschichten (Rechenzeit 2440 Minuten, Gesamtanzahl der Stöße  $8,18 \cdot 10^8$ ) zugrunde. In beiden Fällen liegen die statistischen Unsicherheiten unter 0,5%.

Die Abbildungen 6.21 bis 6.24 zeigen die radial-poloidalen Verteilungen [ $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ] der Tritiumproduktionsraten, wie sie bei der zugrundegelegten Fusionsleistung von 2200 MW vorliegen. Die Verteilung der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Tritiumproduktionsrate folgt in ihrem Verlauf im wesent-

lichen der Verteilung des totalen Flusses (vgl. Abb. 6.3 und 6.4); sie fällt auf der äußeren Torusseite im Feststoffblanket um den Faktor 4,3 über einer radialen Blankettiefe von etwa 50 cm und im Flüssigmetallblanket um den Faktor 8,9 über einer radialen Blankettiefe von etwa 72 cm ab. Auf der inneren Torusseite ist der radiale Abfall kleiner, jedoch zeigt sich eine ausgeprägte poloidale Variation (s. Abb. 6.21 und 6.23). Dagegen zeigt die Verteilung der  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Tritiumproduktionsrate einen radial-poloidalen Verlauf, der dem schnellen Fluß sehr nahe kommt, was allgemein für Schwellwertreaktionen charakteristisch ist. Sie verringert sich um 2 bis 3 Größenordnungen beim Übergang vom vorderen zum hinteren Blanketbereich.

Die Tritiumproduktion im Demo-Reaktor, der mit jeweils 32 inneren und 48 äußeren Segmenten des Flüssigmetallblankets bzw. des Feststoffblankets ausgerüstet ist, ist in der Tabelle 6.2 aufgeführt. Demnach wird etwa 70% des gesamten Tritiums in den äußeren Segmenten des jeweiligen Blankets erzeugt. Der restliche Teil verteilt sich zu 20% auf das innere Segment und zu etwa 10% auf die Divertoren. Die leistungsbezogene Tritiumproduktionsrate beträgt 0,182 g/MWd für das Feststoffblanket und 0,165 g/MWd für das Flüssigmetallblanket.

	Inboard	Divertor	Outboard	Reaktor
Flüssigmetallblanket	66,32	35,55	260,50	362,37
Feststoffblanket	89,12	32,16	279,49	400,68

Tabelle 6.2: Tritiumproduktion [g/d] des Demo-Reaktors mit 32 inneren und 48 äußeren Blanketsegmenten

Die Aktivitätserzeugung, die mit den in der Tabelle 6.2 angegebenen Tritiumproduktionsraten verbunden ist, liegt im Feststoffblanket bei  $1,76 \cdot 10^3$  Ci/MWd und im Flüssigmetallblanket bei  $1,59 \cdot 10^3$  Ci/MWd. Da Tritium ein schwacher  $\beta^-$ -Strahler ist, verursacht es keine  $\gamma$ -Dosisrate. Die Nachwärmeleistungserzeugung ist ebenso vergleichsweise gering: 130,3 W/d im Feststoffblanket und 117,9 W/d im Flüssigmetallblanket.

Die Gewinnung des Tritiums aus dem Blanket erfolgt mit den hierfür vorgesehenen Systemen. Für das Feststoffblanketkonzept ist eine Spülung des in Form von HT und HTO an der Oberfläche der  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ -Kugel gelagerten Tritiums mit Helium ( mit 1% Wasserstoffbeimischung) und eine anschließende Extraktion durch Gefrierung und molekulare Filterung in einer äußeren Gewinnungsanlage vorgesehen [23]. Im Falle des Flüssigmetallblanketkonzepts erfolgt die Tritiumgewinnung durch eine gezielte Permeation zu einem NaK-System ( welches sich im doppelwandig ausgeführten Wärmetauscher befindet), durch anschließende Trennung in einer

kalten Falle (cold trap) als Kaliumtritide und durch deren thermische Zerlegung [22]. In beiden Fällen ist die Tritiumpermeation zum primären bzw. sekundären Kühlkreislauf ein kritischer Aspekt, der unmittelbar die Aktivitätsabgabe in die Umgebung beim Normalbetrieb beeinflusst. Eine Aktivitätsabgabe von 1 TBq/d im Normalbetrieb wird als Richtwert für gegenwärtige (d,t)-Fusionsreaktor-Konzepte angesehen. In den vorliegenden Blanketentwürfen wird der Tritiumverlust an den sekundären Kühlkreislauf auf etwa 20 Ci/d geschätzt [23, 22]. Die maximale Tritiumkonzentration in  $Pb - 17Li$  liegt bei 1,2 wppb und das gesamte Tritiuminventar des Demo-Reaktors mit Flüssigmetallblanket beträgt ca. 30 g. Im Feststoffblanket liegt die Tritiumkonzentration im Brutmaterial  $Li_4SiO_4$  bei 0,14 wppm und das gesamte Tritiuminventar im Brutmaterial beträgt etwa 10 g. Das im Brutmaterial verbleibende Tritiuminventar ist wesentlich geringer als das im Struktur- und Multipliermaterial. Beispielweise beträgt das Tritiuminventar im Multipliermaterial Beryllium nach 20000 Vollaststunden etwa 2,14 kg [176].

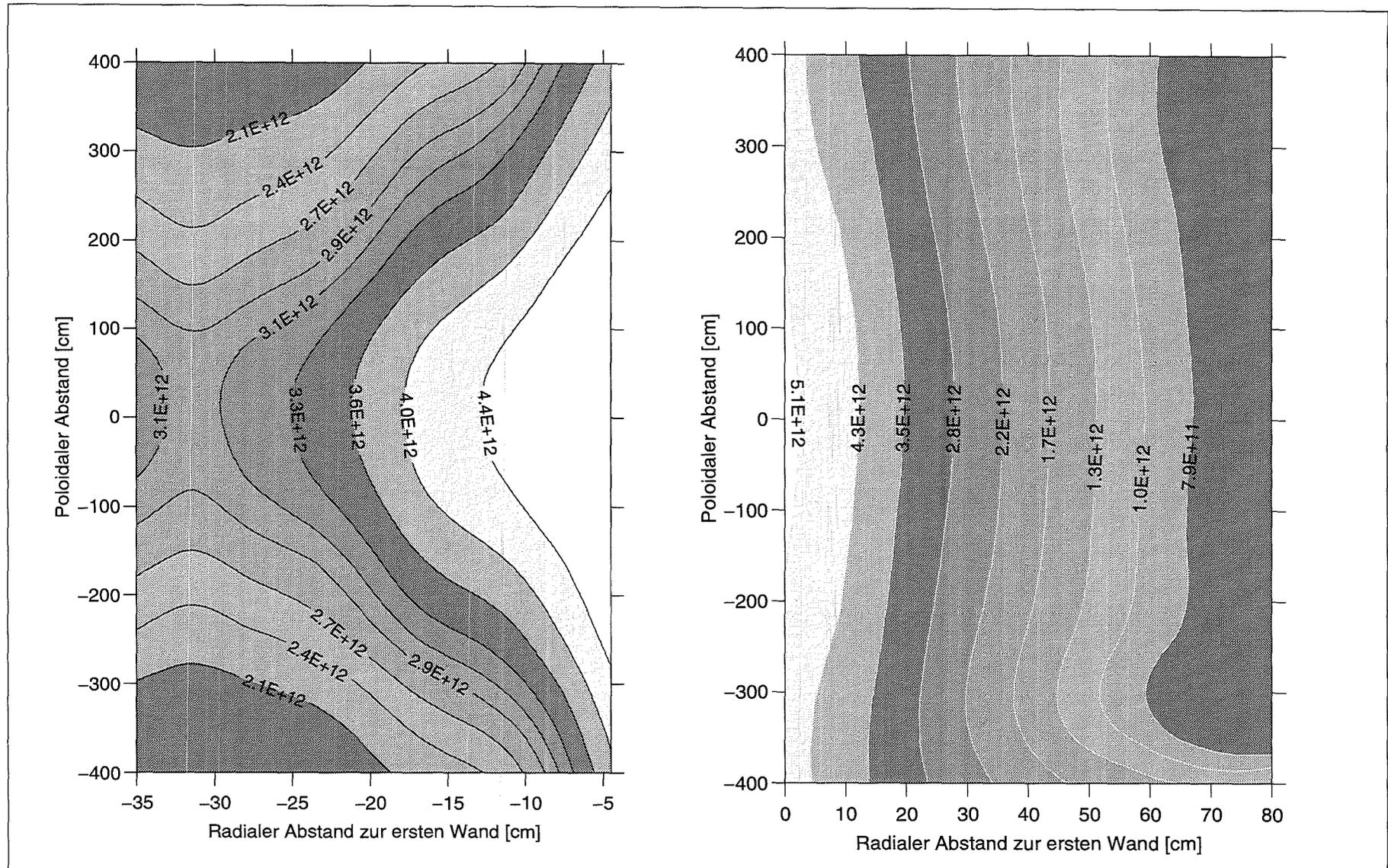


Abb. 6.21: Radial-poloidale Dichteverteilungen [ $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ] der in  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionen induzierten Tritiumatome im inneren und äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

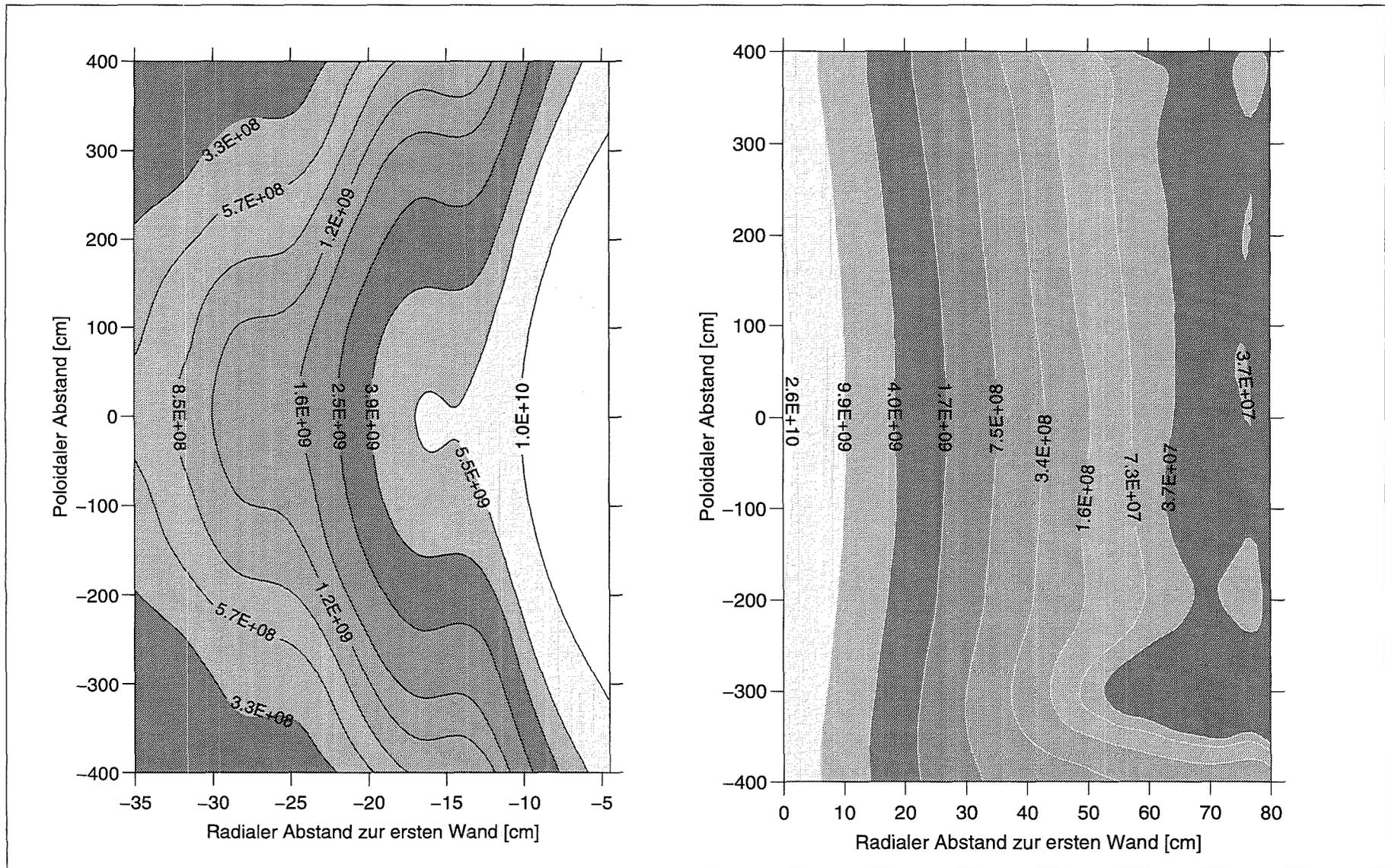


Abb. 6.22: Radial-poloidale Dichteverteilungen [ $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ] der in  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktionen induzierten Tritiumatome im inneren und äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

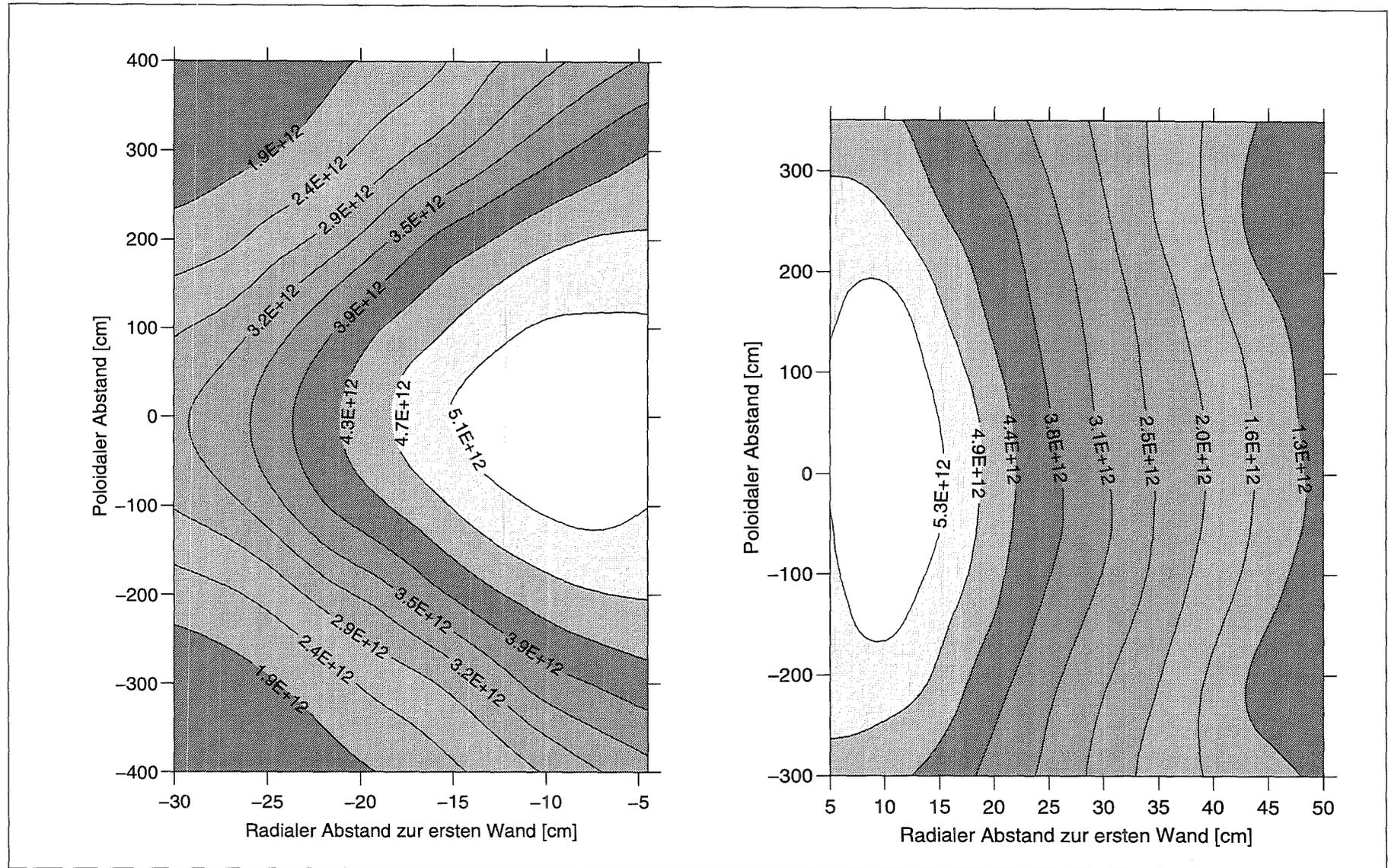


Abb. 6.23: Radial-poloidale Dichteverteilungen [ $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ] der in  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionen induzierten Tritiumatome im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

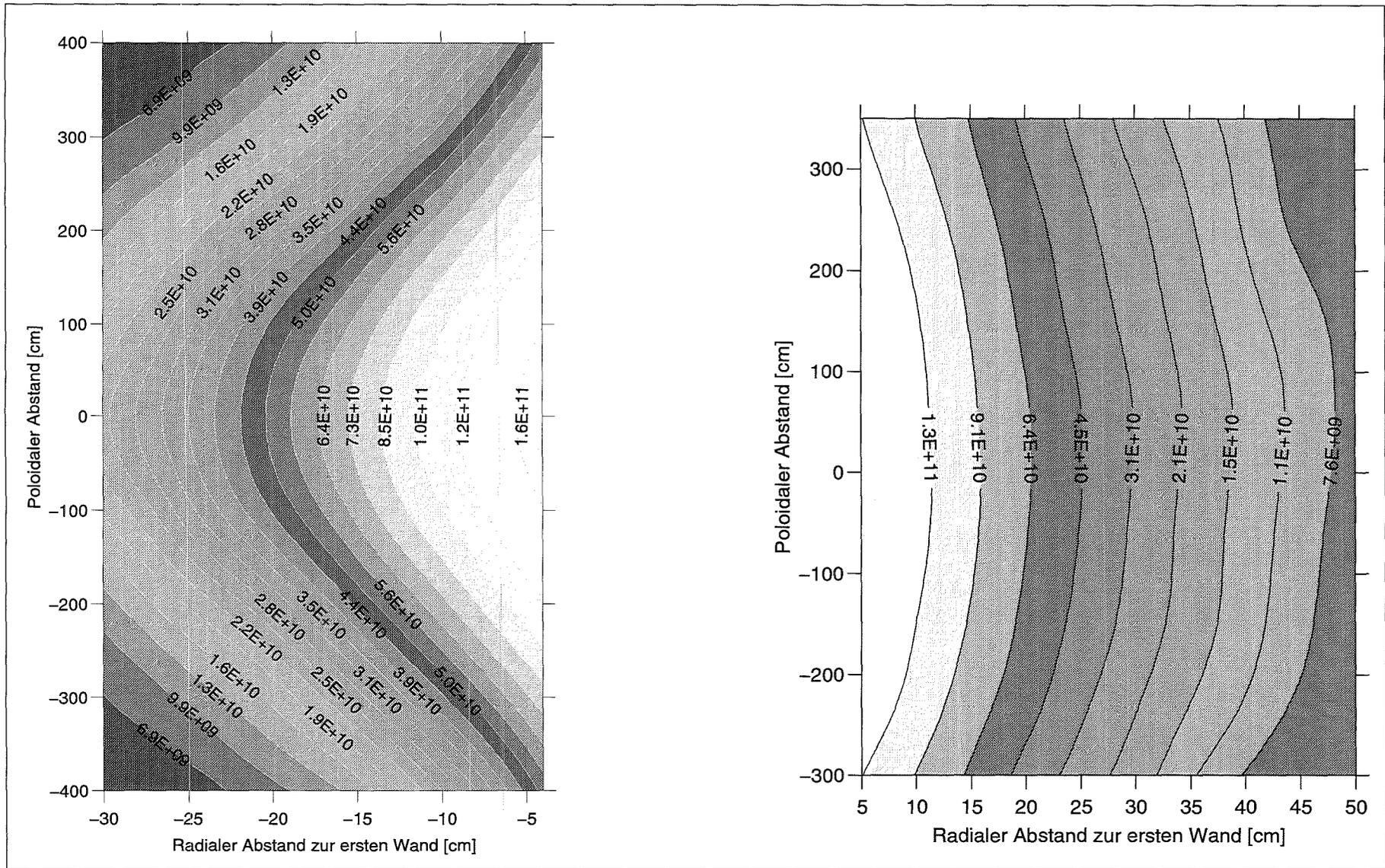


Abb. 6.24: Radial-poloidale Dichteverteilungen [ $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ] der in  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktionen induzierten Tritiumatome im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

## 6.5 Nukleare Leistungserzeugung

Für den Nachweis der Demorelevanz der Blanketkonzepte wird eine nukleare Wärmeerzeugung gefordert, die Kühlmittelbedingungen für eine Elektrizitätserzeugung mit einem thermischen Wirkungsgrad von 30% ermöglicht. Es liegt im Aufgabenbereich der neutronenphysikalischen Auslegung die räumliche Verteilung der nuklearen Wärmeerzeugung zu ermitteln, die dann die Grundlagen für die thermo-hydraulische Auslegung darstellt. Im Zusammenhang mit der vorliegenden Arbeit interessiert die nukleare Wärmeerzeugung nur am Rande, sie wird zum Vergleich mit der Nachzerfallswärmeerzeugung in Betracht gezogen.

Infolge der elastischen und inelastischen Wechselwirkungsprozesse verlieren die hochenergetischen Neutronen ihre kinetische Energie an die Stoßpartner bzw. Reaktionsprodukte (Photonen, geladene Teilchen und Rückstoßkerne), wodurch es zur nuklearen Wärmeerzeugung kommt. Während die geladenen Teilchen und Rückstoßkerne ihre Energie quasi am Ort ihrer Entstehung abgeben, wird die an sekundäre Photonen und Neutronen abgegebene Energie weiter transportiert. Sekundäre Photonen können je nach ihrer Energie eine freie Weglänge von einigen cm haben. Bei der Berechnung der nuklearen Wärmeerzeugung unterscheidet man daher zwischen der Wärmeerzeugung durch Neutronen und Photonen. Zweckmäßigerweise wird weiter zwischen der Wärmeerzeugung durch prompte und verzögerte Photonen unterschieden, wobei letztere im Rahmen der Nachzerfallswärme behandelt wird (s. Abschn. 6.7.3). Die Wärmeerzeugung durch Neutronen ist dem Produkt aus dem örtlichen Neutronenfluß und der kinetischen Energie der Rückstoßkerne bzw. der emittierten geladenen Teilchen direkt proportional. Analog ist die Wärmeerzeugung durch die Photonen dem örtlichen Fluß der sekundären Photonen multipliziert mit dem örtlichen Energieverlust durch die photoatomaren Prozesse, der bekanntermaßen mit der Ordnungszahl des Targetkerns zunimmt, direkt proportional. Die Energieabgabe an die Rückstoßkerne und geladenen Teilchen wird mit Hilfe des KERMA-Faktors beschrieben.

Die Berechnung der nuklearen Wärmeerzeugung erfolgt auf der Basis einer gekoppelten Neutronen- und Photonentransportrechnung, die mit MCNP in einem Rechengang durchgeführt werden kann. MCNP benutzt das F6-Tally (s. Abschn. 4.2.1), um die nukleare Wärmeerzeugung in einer vorgegebenen Volumenzelle zu berechnen. Die räumliche Verteilung der Leistungsdichte ist in charakteristischer Weise von der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronen im Blanket abhängig. Hierzu zeigen die Abbildungen 6.25 und 6.26 die radial-poloidale Verteilung der Leistungsdichte ( $W\text{cm}^{-3}$ ) für die inneren und äußeren Segmente des Flüssigmetallblankets bzw. des Feststoffblankets. Die Verteilung der Leistungsdichte zeigt das gleiche Verhalten wie die Verteilung der Neutronenflußdichten: erwartungsgemäß ergibt sich die höchste Leistungsdichte für beide Blankettypen in der Torusmittelebene auf der äußeren Torusseite. Mit zunehmender radialer Tiefe bzw. poloidaler Höhe nimmt die Leistungsdichte sowohl auf der inneren wie auch äußeren Torusseite ab, wobei die radial-poloidalen Gradienten sich in den Blanketsegmenten in charakteristischer Weise unterscheiden, was sich wiederum auf das neutronenphysikalische Verhalten zurückführen läßt.

Auf der inneren Torusseite wächst der poloidale Gradient mit zunehmender Blankettiefe an. Im vorderen Blanketbereich auf der äußeren Torusseite ist die poloidale Variation der Leistungs-

Blanketsegmente (11,25°) :	Inboard	Divertor	Outboard
Flüssigmetallblanket	13,168	4,456	41,384
Feststoffblanket	15,994	3,994	48,558

Tabelle 6.3: Nukleare Leistungserzeugung [MW] in einzelnen Segmenten

dichte schwach ausgeprägt, mit zunehmender Blankettiefe kommt es zur Bildung ausgeprägter poloidaler Gradienten (s. Abb. 6.25 und 6.26). Bemerkenswert ist auch, daß im Flüssigmetallblanket deutliche lokale Anhebungen der Leistungsdichte auftreten, die auf die heterogene Brutzone zurückzuführen sind. Dabei zeigen sich durchweg niedrigere Leistungsdichten in den Kanalwänden als im Flüssigmetall, was zum Teil durch die Photonenleistung, die von der Kanalwand zum Flüssigmetall transportiert wird, bedingt ist. Aufgrund der hohen Massenzahl von Blei ist im Flüssigmetall die Wärmeerzeugung durch Photonen hoch. Für die homogenisierte Brutzone des Feststoffblankets zeigt sich hingegen ein nach außen hin monoton abfallender Verlauf der Leistungsdichte, während hier die poloidalen Gradienten deutlich ausgeprägter sind. In beiden Blanketvarianten fällt die Leistungsdichte innerhalb einer radiale Tiefe von etwa 20 bis 30 cm sowohl in den inneren als auch in den äußeren Blanketsegmenten drastisch ab. Zum Beispiel sinkt die Leistungsdichte in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Flüssigmetallblankets von 23,8 auf 3,7  $\text{Wcm}^{-3}$  innerhalb einer radialen Tiefe von 25 cm. Gleichermaßen fällt sie in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets von 23,6 auf 4,96  $\text{Wcm}^{-3}$  innerhalb einer radialen Tiefe von 30 cm. Demnach findet der beträchtliche Teil der Leistungserzeugung im vorderen Blanketbereich in einer Breite von etwa 10 bis 30 cm statt. Dieses Verhalten ist hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß bei der nuklearen Wärmeerzeugung inelastische Prozesse eine herausragende Rolle spielen, die überwiegen im hochenergetischen Bereich stattfinden. Die herausragende Bedeutung der inelastischen Prozesse wird deutlich, wenn man bedenkt, daß z.B. ein 14-MeV-Neutron etwa 86% seiner Energie durch inelastische Stöße und nur etwa 0,2% durch elastische Stöße verliert. Mit zunehmender radialer Tiefe nimmt die Moderation des Spektrums zu. Es kommt dadurch vermehrt zu Strahlungseinfangreaktionen, wodurch die Wärmeerzeugung durch sekundäre Photonen immer mehr an Bedeutung gewinnt.

Die Leistungsdichte erreicht ihr Maximum in der Torusmittelebene an der ersten Wand im äußeren Segment und beträgt 23,8  $\text{Wcm}^{-3}$  für das Flüssigmetallblanket und 23,6  $\text{Wcm}^{-3}$  für das Feststoffblanket. Die höchste Leistungsdichte im Flüssigmetall  $Pb - 17Li$  liegt bei 18,4  $\text{Wcm}^{-3}$ . In der homogenisierten Brutzone des Feststoffblankets wird eine maximale Leistungsdichte von

16,1  $\text{Wcm}^{-3}$  erreicht. Die tatsächliche Leistungsdichte bei heterogener Berechnung nimmt mit 37,0  $\text{Wcm}^{-3}$  für die Keramik  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  einen weit höheren Wert an. Für Beryllium bleibt sie mit 14,9  $\text{Wcm}^{-3}$  nahezu unverändert [23].

Die örtliche Leistungsdichte integriert über das Segmentvolumen ergibt die Leistungserzeugung im Segment. In der Tabelle 6.3 ist die Leistungserzeugung in den Blanketentwürfen für einen 11,25° Torussektor ( 1 inneres Segment und 1,5 äußere Segmente) angegeben. Demnach wird etwa 70% der Gesamtleistung für beide Blanketkonzepte in den äußeren Segmenten erzeugt. Etwa 22% wird in den inneren Segmenten und etwa 5 bis 7% in den Divertoren erzeugt. Die totale nukleare Leistungserzeugung des Demo-Reaktors mit jeweils 32 inneren und 48 äußeren Blanketsegmenten beträgt im Falle des Flüssigmetallblankets 1888,2 MW und im Falle des Feststoffblankets 2191,9 MW.



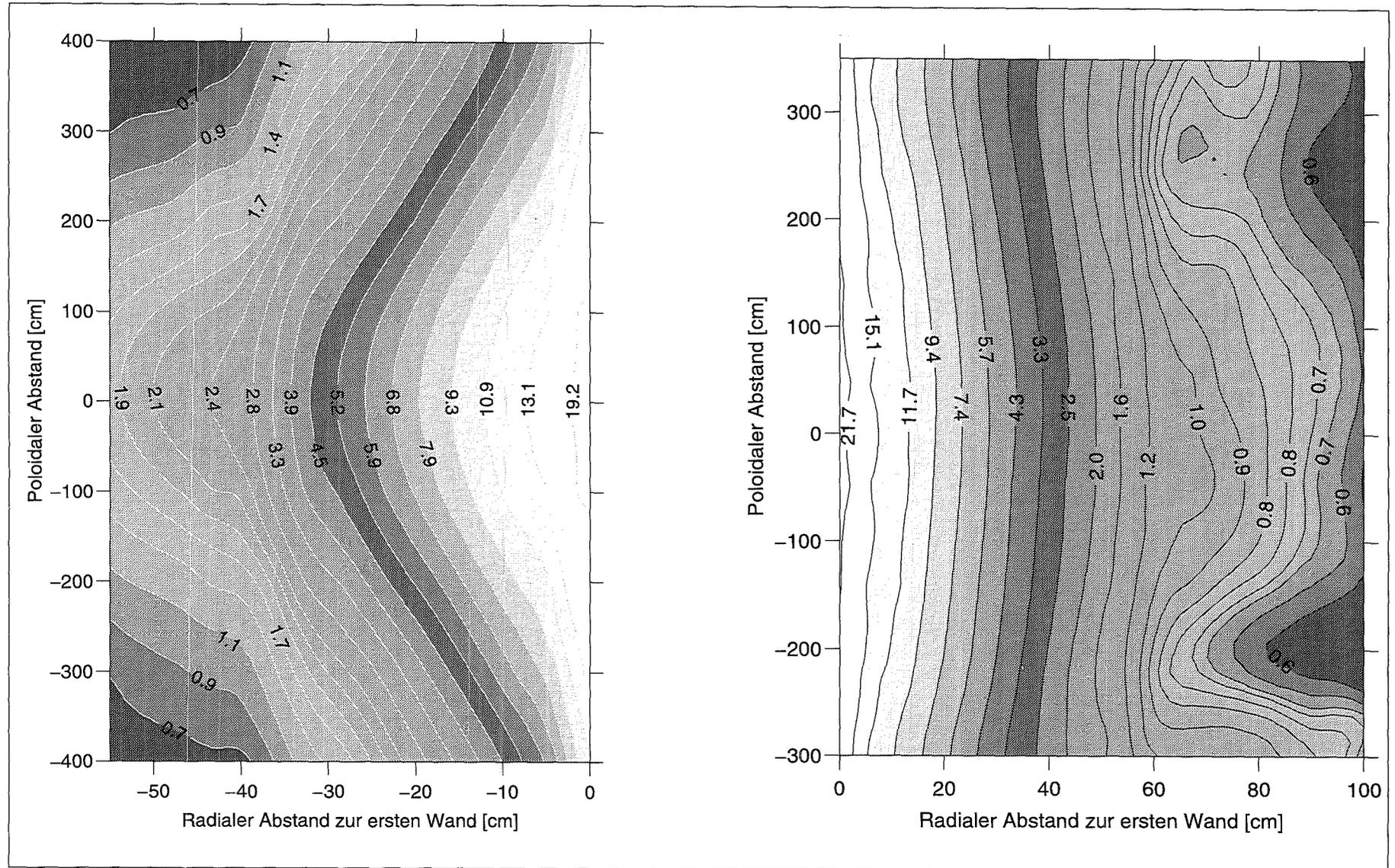


Abb. 6.26: Radial-poloidale Verteilungen der Leistungsdichte [ $\text{Wcm}^{-3}$ ] im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

## 6.6 Das grundlegende Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien

Im folgenden soll das grundlegende Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien keramisches Lithiumorthosilikat ( $Li_4SiO_4$ ) und eutektisches Flüssigmetall ( $Pb - 17Li$ ) zunächst unter der Annahme hypothetisch reiner chemischer Zusammensetzung näher untersucht werden. Die räumliche und zeitliche Abhängigkeit sowie Einflüsse von Verunreinigungen und von sequentiellen Reaktionen geladener Teilchen werden in den darauffolgenden Abschnitten behandelt.

Infolge der kernphysikalischen Wechselwirkungen der Neutronen mit den im System befindlichen Atomkernen kommt es zur Veränderung des Neutronenfeldes durch elastische und inelastische Prozesse sowie Absorptionen, die gleichzeitig Veränderungen im Nuklidfeld bewirken. Für den Neutronentransport ist das Nuklidfeld stationär, und bei der Inventarrechnung wird das Neutronenfeld intervallweise quasi-statisch angenommen. Das breite Neutronenspektrum im Blanket, das sich von 14 MeV bis einigen eV erstreckt, ermöglicht eine Reihe von Kernreaktionen, die zur Entstehung von sekundären Teilchen ( $\gamma$ , p, d, t,  ${}^3He, \alpha$ ), energetischen Rückstoßkernen und Transmutationsprodukten führt, die ihrerseits je nach den vorliegenden kinematischen Verhältnissen erneut kernphysikalische bzw. atomare Wechselwirkungen eingehen können. Ausgehend von der stationären räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronen (vgl. Abschn. 6.2 und 6.3) läßt sich die Veränderung des Nuklidfeldes mit Hilfe der Inventargleichungen beschreiben (s. Abschn. 2.2.2).

Die Bestrahlungsbedingungen im Demo-Reaktor sind im Abschnitt 3.4 charakterisiert, und die wichtigsten Daten dazu sind in Tabelle 3.5 zusammengefaßt. Demnach ist sowohl für das Feststoffblanket als auch für das Flüssigmetallblanket eine Standzeit von 20000 Vollaststunden vorgesehen. Ein wichtiger Gesichtspunkt, der die Standzeit im wesentlichen bestimmt, ist die Strahlenschädigung im Strukturmaterial (MANET) in der ersten Wand, die in den vorliegenden Entwürfen über der Standzeit integriert bei etwa 70 dpa (displacements per atom) liegt. Daneben kommt es durch Transmutationsprodukte (Wasserstoff und Helium) zum Schwellen und zur Versprödung des Strukturmaterials, was zusätzlich zur Begrenzung der Standzeit beiträgt. Darüberhinaus ist der  ${}^6Li$ -Abbrand des Brutmaterials insbesondere beim Feststoffblanketkonzept ein möglicher Grund zur Begrenzung der Standzeit. Für das Flüssigmetallblanketkonzept wirft der  ${}^6Li$ -Abbrand keinerlei Probleme auf, da der Ausgleich des Lithiumgehalts im laufenden Betrieb durch die Zugabe von  $Li_3Pb$  als durchführbar betrachtet wird [162].

Zur Beschreibung des Aktivierungsverhaltens von Materialien werden neben dem induzierten Nuklidinventar die im Abschnitt 2.2.1 genannten radiologischen Größen verwendet: spezifische Aktivität, Nachwärmeleistung,  $\gamma$ -Dosisrate und Inkorporationsdosen. Das Aktivierungsverhalten ist abhängig von der Bestrahlungsbedingung im Reaktor, welche durch das Neutronenspektrum, die Neutronenflußdichte und die Bestrahlungsdauer charakterisiert ist. Der Inventaraufbau von Nukliden während der Bestrahlung, wie auch der Zerfall nach der Beendigung der Bestrahlung, sowie die damit verbundenen radiologischen Größen sind zeitabhängig. Das Aktivierungsverhalten ergibt sich aus der Überlagerung der Beiträge einzelner Nuklide, die infolge der verschiedenen Transmutationsreaktionen und Zerfälle im Material entstehen. Das Aktivierungsverhalten zu einer gegebenen Zeit wird durch jene Nuklide geprägt, die zu den betrachteten Aktivierungsgrößen

dominante Beiträge liefern. Beispielsweise wird das Aktivierungsverhalten von  $Li_4SiO_4$  im Reaktorbetrieb hauptsächlich vom Tritium, welches die spezifische Aktivität dominiert, und von den Nukliden  $^{16}N$  und  $^{28}Al$ , die den Hauptbeitrag für die Nachwärmeleistung liefern, bestimmt.

### 6.6.1 Das Aktivierungsverhalten von $Li_4SiO_4$

Im nachfolgenden wird das Aktivierungsverhalten von  $Li_4SiO_4$  ausgehend von einem hypothetisch reinen Ausgangsmaterial mit 25 at.%  $^6Li$ -Anreicherung und theoretischer Dichte  $\rho = 2,39 \text{ g/cm}^3$  ( $\rho_{Li} = 0,545 \text{ g/cm}^3$ ) beschrieben. Die Bestrahlungsdauer beträgt 20000 Vollaststunden im Demo-Reaktor bei einer Fusionsleistung von 2200 MW.

Das ausschließlich aus leichten Elementen bestehende Brutmaterial  $Li_4SiO_4$  (Li 22,32 Gw.%, O 54,4 Gw.% und Si 23,21 Gw.%) wird überwiegend infolge Teilchenemissionsreaktionen aktiviert. Aufgrund der hohen Lithiumdichte in  $Li_4SiO_4$  und wegen der hohen  $^6Li$ -Anreicherung ist es offensichtlich, daß die  $^6Li(n, \alpha)t$ -Reaktion die höchste Transmutationsrate aufweist. Tatsächlich liegt die lokale  $^6Li(n, \alpha)t$ -Reaktionsrate etwa 2 bis 5 Größenordnungen über den lokalen Transmutationsraten anderer Reaktionen. Gegenüber der Tritiumerzeugung in  $^6Li$  ist die  $^7Li(n, n'\alpha)t$ -Reaktion von untergeordneter Bedeutung, ihre Reaktionsrate liegt ebenfalls etwa 2 Größenordnungen unter der der  $^6Li(n, \alpha)t$ -Reaktion (vgl. Abschn. 6.4). Sonst gibt es kaum bedeutende tritiumerzeugende Reaktionen, da die Schwelle in  $^{16}O$  mit 14,5 MeV und  $^{28}Si$  mit 16,16 MeV oberhalb der vorhandenen Neutronenenergie liegt. Lediglich die  $^{29}Si(n, t)^{28}Al$ -Reaktion mit einer Schwellenenergie von 11,6 MeV ist kinematisch erlaubt, dennoch hat sie wegen der geringen Reaktionsrate keine Bedeutung. Im Sauerstoff kann es durch die zweistufigen Reaktionen  $^{16}O(n, d)^{15}N(n, t)^{13}C$  und  $^{16}O(n, \alpha)^{13}C(n, t)^{11}B$  zur Tritiumerzeugung kommen, die ebenfalls von kaum nennenswerter Bedeutung sind. Obwohl hier von einer vollständigen Tritiumfreisetzung ausgegangen wird, wird in der Praxis ein Teil des erzeugten Tritiums im Brutmaterial zurückbleiben (s. Abschn. 6.4). Für die spezifische Aktivität und für die biologische Gefährdung des bestrahlten Brutmaterials wird das verbleibende Tritium von Bedeutung sein.

Neben dem Tritium werden die gasförmigen Transmutationsprodukte Helium und Stickstoff bei der Aktivierung von  $Li_4SiO_4$  in bedeutenden Mengen erzeugt. Grundsätzlich übertrifft die Produktionsrate von Helium die Tritiumproduktionsrate, da  $(n, \alpha)$ -Reaktionen physikalisch wahrscheinlicher als  $(n, t)$ -Reaktionen sind. So liegt die über eine Bestrahlungsdauer von 20000 h integrierte Produktionsrate für Helium bei etwa 10 g/kg- $Li_4SiO_4$ , während sie für Tritium einschließlich der anderen Wasserstoff-Isotope bei etwa 7.16 g/kg- $Li_4SiO_4$  liegt. Für Stickstoff ergibt sich eine Produktionsrate von 0,12 g/kg- $Li_4SiO_4$ . Von den festen Transmutationsprodukten erreichen Kohlenstoff mit ca. 1,95 g/kg- $Li_4SiO_4$  und Aluminium mit ca. 0,16 g/kg- $Li_4SiO_4$  signifikante Produktionsraten, die möglicherweise zu stöchiometrischen Veränderungen und damit auch zu Veränderungen der chemischen und physikalischen Eigenschaften führen können.

Nach der Bestrahlung im Demo-Reaktor über 20000 Vollaststunden unter der höchsten Belastung, die im äußeren Blanketsegment an der Torusmittelebene auftritt (s. Abschn. 6.2), entstehen in  $Li_4SiO_4$  von den 8 Ausgangsnukliden der Basiselemente Lithium, Sauerstoff und Silizium insgesamt 63 Transmutationsprodukte von Wasserstoff bis Schwefel, von denen 39 radio-

aktiv sind. Hierzu sind in der Tabelle 6.4 die Inventare der radioaktiven Nuklide mit relevanter Konzentration sowie die Reaktionspfade für deren Erzeugung mit ihren Beiträgen aufgeführt. Grundsätzlich werden diese radioaktiven Nuklide in allen Bereichen der Brutzone erzeugt, wenn auch mit unterschiedlicher Konzentration. Auch variieren die Beiträge der einzelnen Reaktionspfade in Abhängigkeit von der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronen, so daß die in Tabelle 6.4 angegebenen Werte lediglich für die höchste Belastung gelten. Zum Beispiel erhöht sich der Beitrag der  ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ -Reaktion zur  ${}^6\text{He}$ -Erzeugung von 42,79% im vorderen Blanketbereich auf 73,82% im hinteren Blanketbereich, während sich der Beitrag der  ${}^7\text{Li}(n,d){}^6\text{He}$ -Reaktion von 57,15% auf 26,17% verringert. Bedingt wird dieses Verhalten in erster Linie durch die energetische Verschiebung des Neutronenspektrums. Obwohl beide Schwellenreaktionen sind ( $E_s = 2,73$  MeV für  ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$  und  $E_s = 7,76$  MeV für  ${}^7\text{Li}(n,d){}^6\text{He}$ ), bewirkt die spektrale Verschiebung eine deutliche Veränderung ihrer Reaktionsraten. Zur Verschiebung der Beiträge einzelner Reaktionen kann es auch durch konkurrierende Reaktionen in anderen Nukliden, z.B. Verunreinigungen, sowie durch Reaktionen geladener Teilchen kommen. Auf diese Aspekte wird in den Abschnitten 6.8 bzw. 6.9 näher eingegangen.

Mit Ausnahme von Tritium liegt das Inventar der induzierten Radionuklide unter den genannten Bedingungen unter  $1,0 \cdot 10^{20}$  at./kg- $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ , wobei  ${}^{14}\text{C}$  mit  $8,747 \cdot 10^{19}$  at./kg- $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  das höchste Inventar unter den Radionukliden aufweist. Der maximale Abbrand in den Ausgangsnukliden am Ende der Bestrahlung beträgt 7,29 at.% in  ${}^6\text{Li}$ , 0,35 at.% in  ${}^7\text{Li}$ , 0,49 at.% in  ${}^{16}\text{O}$  und 0,30 at.% in  ${}^{28}\text{Si}$ .

Das Aktivierungsverhalten nach der Beendigung der Bestrahlung läßt sich anhand des Zeitverlaufs der radiologischen Größen veranschaulichen. Hierzu zeigen die Abbildungen 6.27 bis 6.31 die Zeitverläufe der spezifischen Aktivität,  $\gamma$ -Dosisrate, Nachwärmeleistung, Ingestions- und Inhalationsdosis nach der Bestrahlung in verschiedenen Bereichen der Brutzone entlang der Torusmittelebene. Dabei ist gemäß der getroffenen Annahme eine vollständige Tritiumfreisetzung zugrunde gelegt. In den Abbildungen sind auch jene Nuklide zu sehen, die zu den jeweiligen radiologischen Größen wesentliche Beiträge liefern. Unmittelbar nach der Abschaltung setzen sich die radiologischen Größen aus Beiträgen mehrerer kurzlebiger Nuklide zusammen, und mit fortschreitender Abklingzeit werden sie von einigen wenigen Nuklide geprägt. Für die Bestrahlung in der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment wird die spezifische Aktivität von  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  bei Abschaltung des Reaktors durch die Beiträge von  ${}^{28}\text{Al}$  (50%),  ${}^{16}\text{N}$  (30%),  ${}^6\text{He}$  (0,5%), und  ${}^8\text{Li}$  (0,19%) dominiert, wobei in den hinteren Blanketbereichen auch  ${}^{31}\text{Si}$  mit bedeutenden Beiträgen auftritt, die lokal den Beitrag von  ${}^{16}\text{N}$  übertreffen.

Im allgemeinen variiert der Beitrag der einzelnen Nuklide zu den Aktivierungsgrößen je nach der räumlichen Lage, was offensichtlich auf die Variation der Transmutationsrate zurückzuführen ist. Letztere wird ihrerseits durch Variation der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronen bedingt. Nach dem Abklingen der kurzlebigen Nuklide, die im vorliegenden Fall bis etwa 1 h dauert, treten mittellebige Nuklide wie  ${}^{27}\text{Mg}$ ,  ${}^{24}\text{Na}$  und  ${}^{32}\text{P}$  in den Vordergrund. Beispielsweise wird die  $\gamma$ -Dosisrate, die unmittelbar nach der Abschaltung vom  ${}^{16}\text{N}$  und  ${}^{28}\text{Al}$  geprägt ist, nach etwa 1 d Abklingzeit zu 99% von  ${}^{24}\text{Na}$  gestellt, was sich bis zu 30 d Abklingzeit fortsetzt, anschließend dominiert  ${}^{22}\text{Na}$  bis Abklingzeiten von 1 a.

Nuklid	Inventar [at./kg- $Li_4SiO_4$ ]	$T_{1/2}$ [s]	Reaktionspfad (Beitrag in %)
$^6He$	$1.94865 \cdot 10^{13}$	$8.081 \cdot 10^{-01}$	Li6(n,p)He6 (42.795) Li7(n,d)He6 (57.147)
$^8Li$	$3.83816 \cdot 10^{12}$	$8.420 \cdot 10^{-01}$	Li7(n,g)Li8 (99.999)
$^{10}Be$	$6.18000 \cdot 10^{18}$	$5.049 \cdot 10^{13}$	O16(n,a)C13(n,a)Be10 (99.947)
$^{12}B$	$1.35412 \cdot 10^{09}$	$2.020 \cdot 10^{-02}$	O16(n,d)N15(n,a)B12 (99.525)
$^{13}B$	$9.38865 \cdot 10^{08}$	$1.740 \cdot 10^{-02}$	O16(n,a)C13(n,p)B13 (99.970)
$^{14}C$	$8.74702 \cdot 10^{19}$	$1.808 \cdot 10^{11}$	O17(n,a)C14 (85.488) O18(n,na)C14 (8.821) O16(n,a)C13(n,g)C14 (2.648) O16(n,d)N15(n,d)C14 (1.621)
$^{15}C$	$2.65460 \cdot 10^{11}$	$2.449 \cdot 10^{00}$	O18(n,a)C15 (82.306) O16(n,d)N15(n,p)C15 (17.671)
$^{13}N$	$1.59383 \cdot 10^{09}$	$5.979 \cdot 10^{02}$	O16(n,d)N15(n,2n)N14(n,2n)N13 (99.386)
$^{16}N$	$1.19862 \cdot 10^{15}$	$7.120 \cdot 10^{00}$	O16(n,p)N16 (99.985)
$^{17}N$	$2.44289 \cdot 10^{11}$	$4.169 \cdot 10^{00}$	O17(n,p)N17 (96.823) O16(n,g)O17(n,p)N17 (1.136) O18(n,2n)O17(n,p)N17 (2.041)
$^{18}N$	$9.00343 \cdot 10^{08}$	$6.300 \cdot 10^{-01}$	O18(n,p)N18 (100.000)
$^{19}O$	$5.90203 \cdot 10^{10}$	$2.691 \cdot 10^{01}$	O18(n,g)O19 (97.779) Si28(n,a)Mg25(n,a)Ne22(n,a)O19 (2.190)
$^{18}F$	$4.95078 \cdot 10^{09}$	$6.582 \cdot 10^{03}$	O18(n,g)O19(b-)F19(n,2n)F18 (99.168)
$^{22}F$	$1.32498 \cdot 10^{08}$	$4.240 \cdot 10^{00}$	Si28(n,a)Mg25(n,a)Ne22(n,p)F22 (99.852)
$^{23}Ne$	$2.97615 \cdot 10^{11}$	$3.720 \cdot 10^{01}$	Si29(n,a)Mg26(n,a)Ne23 (98.209)
$^{22}Na$	$1.13582 \cdot 10^{13}$	$8.214 \cdot 10^{07}$	Si28(n,na)Mg24(n,d)Na23(n,2n)Na22 (18.103) Si28(n,a)Mg25(n,t)Na23(n,2n)Na22 (5.027) Si28(n,d)Al27(n,na)Na23(n,2n)Na22 (3.500) Si28(n,d)Al27(n,2n)Al26(n,na)Na22 (53.300)
$^{24}Na$	$7.61738 \cdot 10^{15}$	$5.393 \cdot 10^{04}$	Si28(n,na)Mg24(n,p)Na24 (11.390) Si28(n,a)Mg25(n,d)Na24 (11.298) Si28(n,d)Al27(n,a)Na24 (45.682) Si28(n,na)Mg24(n,p)Na24m(IT)Na24 (2.557) Si28(n,d)Al27(n,a)Na24m(IT)Na24 (10.258)
$^{24m}Na$	$8.36881 \cdot 10^{08}$	$2.020 \cdot 10^{-02}$	Si28(n,na)Mg24(n,p)Na24m (17.435) Si28(n,a)Mg25(n,d)Na24m (8.839) Si28(n,d)Al27(n,a)Na24m (69.975) Si30(n,a)Mg27(b-)Al27(n,a)Na24m (2.093)
$^{25}Na$	$7.82587 \cdot 10^{12}$	$5.960 \cdot 10^{01}$	Si28(n,a)Mg25(n,p)Na25 (99.779)
$^{26}Na$	$3.07387 \cdot 10^{09}$	$1.080 \cdot 10^{00}$	Si29(n,a)Mg26(n,p)Na26 (98.354)
$^{27}Mg$	$1.23855 \cdot 10^{15}$	$5.677 \cdot 10^{02}$	Si30(n,a)Mg27 (96.740) Si28(n,d)Al27(n,p)Mg27 (3.037)
$^{28}Mg$	$4.67840 \cdot 10^{10}$	$7.528 \cdot 10^{04}$	Si30(n,g)Si31(n,a)Mg28 (99.928)
$^{26}Al$	$1.08139 \cdot 10^{17}$	$2.272 \cdot 10^{13}$	Si28(n,d)Al27(n,2n)Al26 (96.896) Si30(n,a)Mg27(b-)Al27(n,2n)Al26 (2.899)
$^{28}Al$	$3.75209 \cdot 10^{16}$	$1.345 \cdot 10^{02}$	Si28(n,p)Al28 (99.843)
$^{29}Al$	$2.34013 \cdot 10^{15}$	$3.940 \cdot 10^{02}$	Si29(n,p)Al29 (98.573)
$^{30}Al$	$9.98984 \cdot 10^{12}$	$3.600 \cdot 10^{00}$	Si30(n,p)Al30 (99.975)
$^{31}Si$	$9.38597 \cdot 10^{16}$	$9.438 \cdot 10^{03}$	Si30(n,g)Si31 (99.726)
$^{32}Si$	$2.76935 \cdot 10^{12}$	$5.428 \cdot 10^{09}$	Si30(n,g)Si31(n,g)Si32 (72.692)
$^{30}P$	$1.24195 \cdot 10^{11}$	$1.499 \cdot 10^{02}$	Si30(n,g)Si31(b-)P31(n,2n)P30 (99.942)
$^{32}P$	$1.38061 \cdot 10^{15}$	$1.232 \cdot 10^{06}$	Si30(n,g)Si31(b-)P31(n,g)P32 (99.734)
$^{33}P$	$6.35115 \cdot 10^{09}$	$2.195 \cdot 10^{06}$	Si30(n,g)Si31(b-)P31(n,g)P32(n,g)P33 (94.636)

Tabelle 6.4: Inventar radioaktiver Nuklide in  $Li_4SiO_4$  bei Abschaltung des Reaktors nach der Bestrahlung unter der höchsten Belastung zusammen mit den Reaktionspfaden für ihre Erzeugung

Wie aus den Abbildungen zu sehen ist, wird das Aktivierungsverhalten bei längeren Abklingzeiten lediglich durch die beiden langlebigen Nuklide  $^{14}\text{C}$  und  $^{26}\text{Al}$  bestimmt.  $^{14}\text{C}$  ist ein schwacher  $\beta$ -Strahler mit  $\bar{E}_\beta = 49,5$  keV und hat somit keinen Einfluß auf die  $\gamma$ -Dosisrate. Jedoch werden die spezifische Aktivität, die Nachwärmeleistung und die Inkorporationsdosen über einen weiten Abklingzeitbereich von  $^{14}\text{C}$  dominiert.  $^{14}\text{C}$  kann auch für das Aktivierungsverhalten von  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  im Reaktorbetrieb von Bedeutung sein, wenn es in flüchtiger Form als CO oder  $\text{CO}_2$  vorliegt, was bislang noch nicht geklärt ist. Die langfristige  $\gamma$ -Dosisrate wird in erster Linie von  $^{26}\text{Al}$  bestimmt, welches durch Elektroneneinfang mit begleitender energetischer  $\gamma$ -Strahlung mit  $\bar{E}_\gamma = 1,834$  MeV zerfällt. Die Bremsstrahlung aus  $^{10}\text{Be}$  ist für die langfristige  $\gamma$ -Dosisrate von untergeordneter Bedeutung.

Das keramische Brutmaterial  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  in hypothetisch reiner Form weist ausgezeichnetes Aktivierungsverhalten auf; die Mehrzahl der in ihm induzierten Radionuklide sind kurzlebig, dementsprechend fällt die induzierte Radioaktivität innerhalb kürzer Zeit um mehrere Größenordnungen ab.

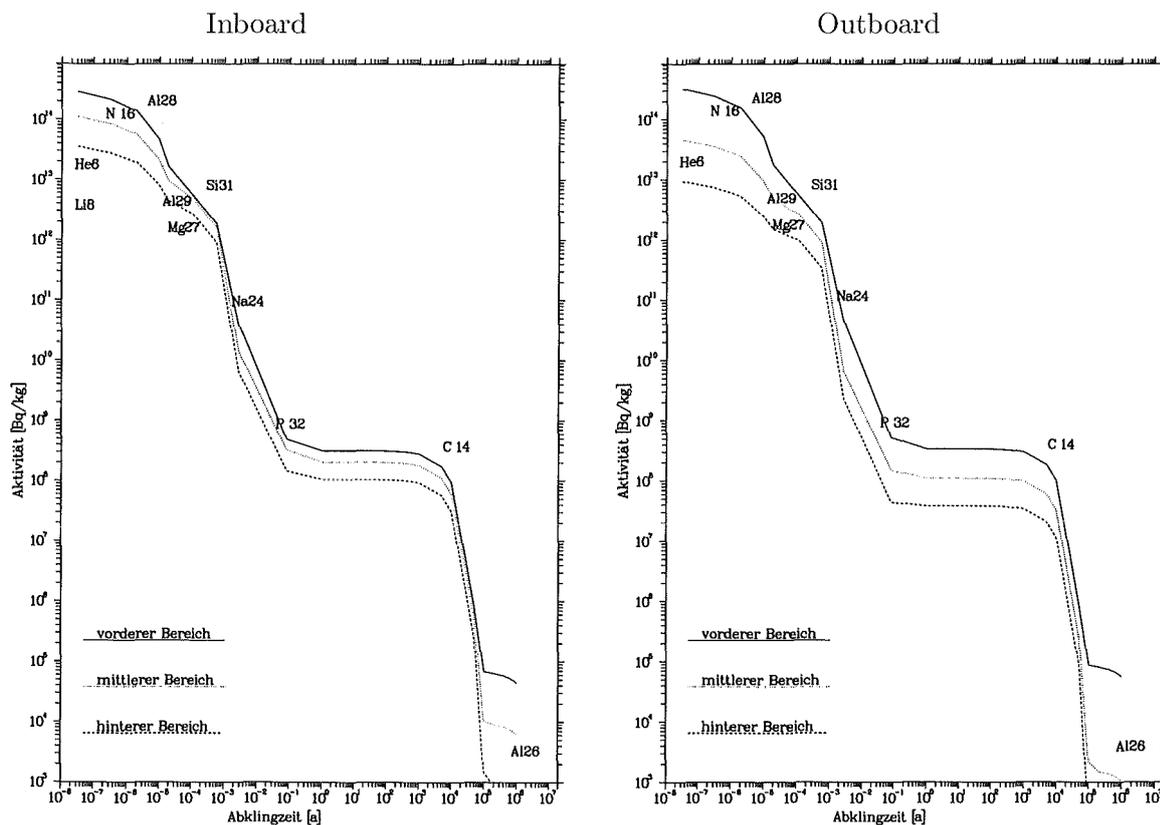


Abb. 6.27:  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ : Zeitverlauf der spezifischen Aktivität nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene

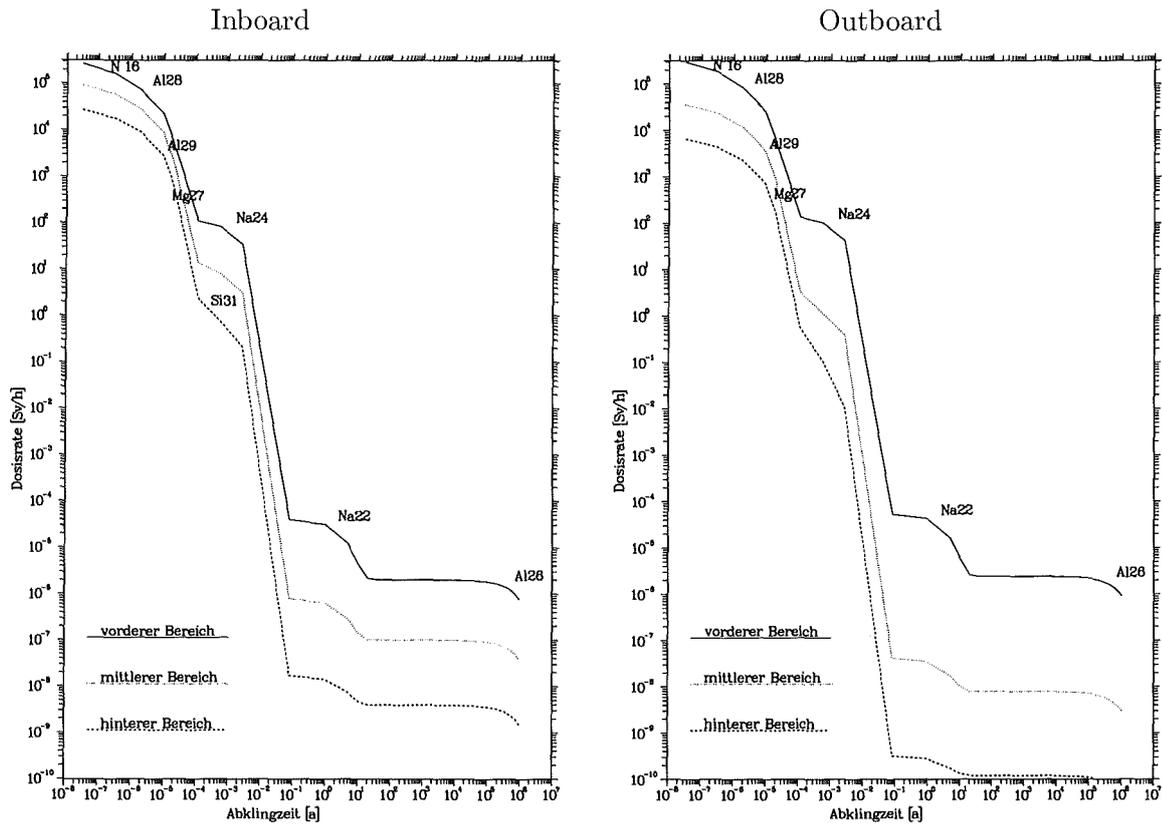


Abb. 6.28:  $Li_4SiO_4$ : Zeitverlauf der  $\gamma$ -Dosisrate nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene

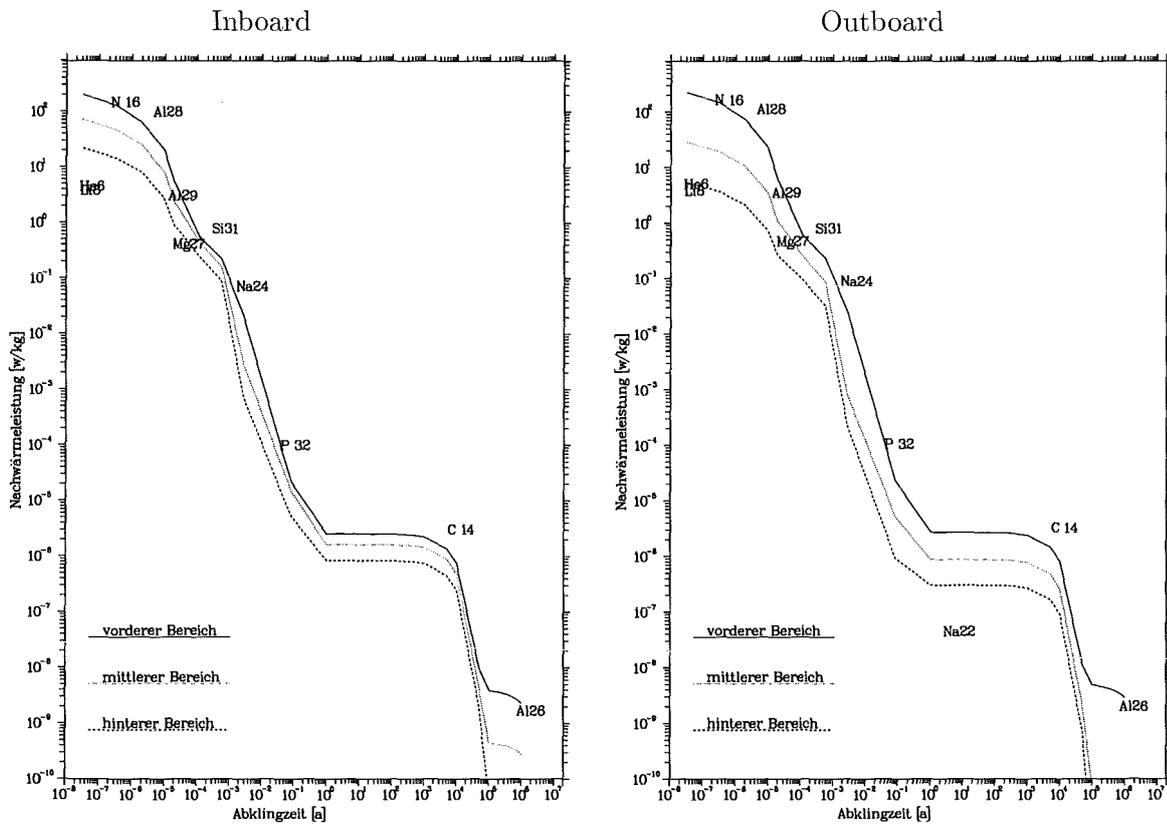


Abb. 6.29:  $Li_4SiO_4$ : Zeitverlauf der Nachwärmeleistung nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene

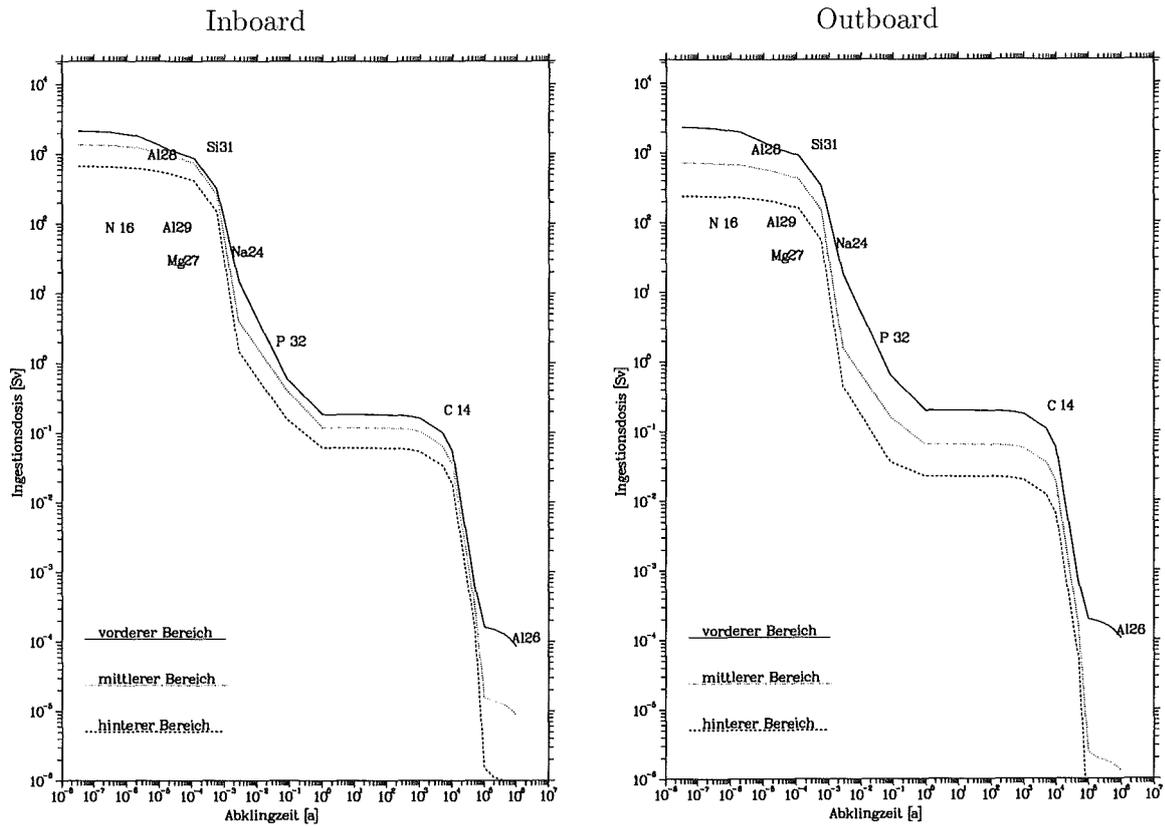


Abb. 6.30:  $Li_4SiO_4$ : Zeitverlauf der Ingestionsdosis nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene

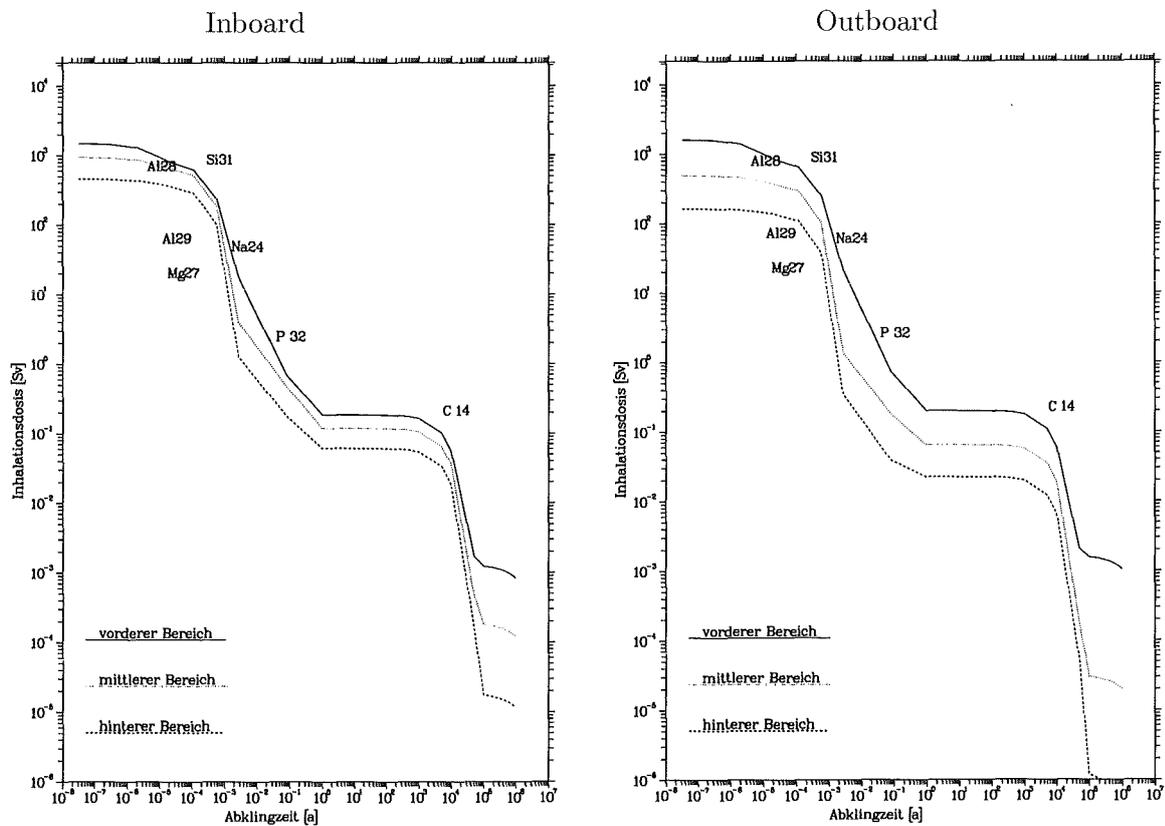


Abb. 6.31:  $Li_4SiO_4$ : Zeitverlauf der Inhalationsdosis nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene

### 6.6.2 Das Aktivierungsverhalten von $Pb - 17Li$

Nachfolgend wird das Aktivierungsverhalten des Eutektikums  $Pb - 17Li$  mit 90 at.%  ${}^6Li$ -Anreicherung beschrieben, wobei wie im vorangegangenen Abschnitt auf ein hypothetisch reines Ausgangsmaterial Bezug genommen wird. Bei  $350^\circ C$  - im vorliegenden Flüssigmetallblanketkonzept beträgt die  $Pb - 17Li$ -Ein/Austrittstemperatur  $275/425^\circ C$  [22] - liegt die Dichte von  $Pb - 17Li$  bei  $9,4 \text{ g/cm}^3$ . Das Eutektikum  $Pb - 17Li$  weist einen Lithiumgehalt <sup>3</sup> von 17 at.% (ca. 0,7 Gew.%) mit einer Lithiumdichte von etwa  $0,063 \text{ g/cm}^3$  auf. Die Bestrahlungsdauer beträgt 20000 Vollaststunden im Demo-Reaktor bei einer Fusionsleistung von 2200 MW ohne Berücksichtigung des Flüssigmetallumlaufs.

Das Aktivierungsverhalten von  $Pb - 17Li$  ist durch die Transmutationsprodukte von Blei gekennzeichnet, was offensichtlich auf den sehr hohen Massenanteil und damit auf die hohen Transmutationsraten im Blei zurückzuführen ist. Abgesehen von Tritium haben die Transmutationsprodukte von Lithium einen untergeordneten Einfluß auf das Aktivierungsverhalten von  $Pb - 17Li$ . Charakteristisch für das Aktivierungsverhalten von  $Pb - 17Li$  sind die Transmutationen in Blei, die überwiegend durch inelastische Reaktionen  $(n, n')$  und  $(n, 2n)$  und durch Strahlungseinfangreaktionen in einzelnen oder in mehrstufigen Ketten erfolgen. Reaktionen mit Emissionen von geladenen Teilchen haben in Blei niedrige Schwellenenergien, jedoch vergleichsweise kleine Wirkungsquerschnitte. Der effektive Wirkungsquerschnitt der Blei-Isotope liegt für  $(n, n')$  und  $(n, 2n)$ -Reaktionen zwischen 0,001 und 0,01 barn und für  $(n, \gamma)$ -Reaktionen zwischen 0,0001 und 0,001 barn, während er für Emissionsreaktionen geladener Teilchen unter  $10^{-4}$  barn liegt. Aufgrund des hohen Anteils der inelastischen Prozesse bei der Transmutation von Blei treten metastabile Nuklide besonders häufig auf und spielen bei der Aktivierung von  $Pb - 17Li$  eine bedeutende Rolle. Interessant ist auch, daß im Gegensatz zu allen anderen Brutmaterialien in  $Pb - 17Li$ , die Tritiumaktivität im Reaktorbetrieb von einem anderen Nuklid, nämlich von dem metastabilen Kern  ${}^{207m}Pb$ , lokal übertroffen wird. Die Tritiumerzeugung ist jedoch keinesfalls gering. Wie im Abschnitt 6.4 gezeigt, liegt die  ${}^6Li(n, \alpha)t$ -Reaktionsrate mit Werten bis etwa  $3,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$  derart hoch, daß ein ausreichendes Brutvermögen gewährleistet ist. Unterstützend kommt hinzu, daß die Transmutationsreaktionen in  $Pb - 17Li$  häufig inelastischer Art sind, so daß trotz Transmutationsreaktionen Neutronen erhalten werden und möglicherweise Tritium erzeugen können. Für die Tritiumerzeugung ist die  ${}^7Li(n, n')\alpha t$ -Reaktion von untergeordneter Bedeutung, obwohl günstige Neutronenspektren vorliegen. Dies ist durch die hohe  ${}^6Li$ -Anreicherung begründet. Auch bei den Blei-Isotopen kommt es zu keiner signifikanten Tritiumerzeugung, obwohl alle vier natürliche Isotope eine  $(n, t)$ -Schwelle um 6 MeV aufweisen. Der Grund dafür liegt in den oben genannten, vergleichsweise kleinen Wirkungsquerschnitten der Teilchenemissionsreaktionen, die durchweg um 2 bis 3 Größenordnungen unter denen der inelastischen Reaktionen liegen, was wiederum auf die hohe Kernladungszahl und die damit verbundene hohe Coulomb-Barriere zurückzuführen ist. Außerdem ist in diesem Zusammenhang bemerkenswert, daß in  $Pb - 17Li$  außer Helium, welches hauptsächlich in den Lithiumisotopen erzeugt wird, weitere gasförmige Transmutationsprodukte erzeugt werden. Die

<sup>3</sup>Neuere Untersuchungen sprechen von einem Lithiumgehalt von 15,7 at.% [163].

über die Bestrahlungszeit integrierte Konzentration beträgt 0,2 g/kg-Pb – 17Li für Tritium und 0,3 g/kg-Pb – 17Li für Helium. Bemerkenswert gering bleibt auch die Konzentration anderer Transmutationsprodukte. Mit 0,335 g/kg-Pb – 17Li weist Thallium die höchste Konzentration auf, das wegen der chemischen Ähnlichkeit mit Blei keine Probleme bezüglich der Stöchiometrie aufwerfen sollte. Weiterhin zeigt Wismut mit 0,061 g/kg-Pb – 17Li eine bedeutende Konzentration. Wismut ist ebenso dem Blei chemisch sehr ähnlich. Für Quecksilber ergibt sich eine Konzentration von 0,0076 g/kg-Pb – 17Li und für Polonium  $4,18 \cdot 10^{-6}$  g/kg-Pb – 17Li. Wegen seiner hohen Radiotoxizität ist das Polonium von besonderer Bedeutung für das Aktivierungsverhalten von Pb – 17Li. Da das Polonium nicht nur im Blei sondern auch in dem Verunreinigungselement Wismut erzeugt wird, wird auf die Poloniumerzeugung im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Unter Vernachlässigung des Flüssigmetallumlaufs und bei der höchsten Belastung in der Torusmittelebene des äußeren Blanketsegments werden von den 6 Ausgangsisotopen der Basiselemente Lithium und Blei insgesamt 80 Transmutationsprodukte (Wasserstoff, Helium, Lithium und der Rest von Platin bis Polonium) erzeugt, von denen 61 radioaktiv sind. In Tabelle 6.5 sind die radioaktiven Nuklide mit relevantem Inventar zusammen mit den Reaktionspfaden für deren Erzeugung einschließlich der Beiträge einzelner Pfade aufgeführt.

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, ist mit der Erzeugung dieser Nuklide prinzipiell in allen Bereichen der Brutzone zu rechnen, wenn auch mit unterschiedlicher Konzentration. Gleichermaßen variieren die Beiträge der einzelnen Reaktionspfade in Abhängigkeit der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronen. Ein anschauliches Beispiel für die räumliche Variation der Beiträge einzelner Reaktionspfade ist beim Betrachten der  $^{207m}\text{Pb}$ -Erzeugung entlang der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment gegeben; im vordersten Blanketbereich (etwa 5 cm hinter der ersten Wand) wird  $^{207m}\text{Pb}$ , wie in Tabelle 6.5 angegeben, durch  $^{207}\text{Pb}(n, n')^{207m}\text{Pb}$  zu 7,8% und durch  $^{208}\text{Pb}(n, 2n)^{207m}\text{Pb}$  zu 91,6% erzeugt, bei einer Blankettiefe von etwa 40 cm geht ein zusätzlicher Reaktionspfad  $^{206}\text{Pb}(n, \gamma)^{207m}\text{Pb}$  mit einem Beitrag von 1,7% auf, und die Beiträge der beiden Reaktionen verschieben sich auf 18,9% für  $^{207}\text{Pb}(n, n')^{207m}\text{Pb}$  und auf 79,4% für  $^{208}\text{Pb}(n, 2n)^{207m}\text{Pb}$ , und schließlich in dem hintersten Blanketbereich (etwa 70 cm hinter der ersten Wand) verteilen sich die Beiträge zu 13,7% auf  $^{206}\text{Pb}(n, \gamma)^{207m}\text{Pb}$ , zu 20,5% auf  $^{207}\text{Pb}(n, n')^{207m}\text{Pb}$  und zu 65,7% auf  $^{208}\text{Pb}(n, 2n)^{207m}\text{Pb}$ . Obwohl letztere Schwellwertreaktionen sind, zeigt sich eine deutliche Veränderung für ihre Reaktionsraten. Im allgemeinen ist zu erwarten, daß der Strahlungseinfang mit der Moderierung des Spektrums bedeutender wird. Daneben kann es auch zur Verschiebung der Beiträge einzelner Reaktionen durch konkurrierende Reaktionen in anderen Nukliden, z.B. Verunreinigungen, sowie durch Reaktionen geladener Teilchen kommen. Diese Aspekte werden in den Abschnitten 6.8 und 6.9 näher beschrieben.

Mit Ausnahme von Tritium und  $^{205}\text{Pb}$  liegen die Inventare der induzierten Radionuklide unter den genannten Bedingungen unter  $1,0 \cdot 10^{19}$  at./kg-Pb – 17Li. Mit  $1,63 \cdot 10^{22}$  at./kg-Pb – 17Li erreicht  $^{205}\text{Pb}$  ein Inventar, das nahezu dem Tritiuminventar, welches an der betrachteten Stelle etwa  $3,77 \cdot 10^{22}$  at./kg-Pb – 17Li beträgt, gleich ist. Aufgrund der großen Halbwertszeit von  $1,9 \cdot 10^7$  a ist die Aktivität des  $^{205}\text{Pb}$  sehr gering. Außerdem zerfällt  $^{205}\text{Pb}$  durch Elektroneneinfang

Nuklid	Inventar [at./kg- <i>Pb-17Li</i> ]	$T_{1/2}$ [s]	Reaktionspfad (Beitrag in %)
${}^6\text{He}$	$1.18274 \cdot 10^{12}$	$8.081 \cdot 10^{-01}$	Li6(n,p)He6 (95.416) Li7(n,d)He6 ( 4.579)
${}^8\text{Li}$	$2.43498 \cdot 10^{09}$	$8.420 \cdot 10^{-01}$	Li7(n,g)Li8 (99.998)
${}^{199}\text{Pt}$	$3.05714 \cdot 10^{09}$	$1.848 \cdot 10^{03}$	Pb206(n,na)Hg202(n,a)Pt199 ( 2.853) Pb206(n,na)Hg202(n,a)Pt199m(IT)Pt199 ( .866)
${}^{199}\text{Au}$	$2.42762 \cdot 10^{12}$	$2.712 \cdot 10^{05}$	Pb204(n,2n)Pb203(b+)Tl203(n,na)Au199 (32.669)
${}^{200}\text{Au}$	$2.05142 \cdot 10^{11}$	$2.904 \cdot 10^{03}$	Pb204(n,2n)Pb203(b+)Tl203(n,a)Au200 (39.665)
${}^{200m}\text{Au}$	$4.84992 \cdot 10^{11}$	$6.730 \cdot 10^{04}$	Pb204(n,2n)Pb203(b+)Tl203(n,a)Au200m (40.442)
${}^{203}\text{Hg}$	$2.75638 \cdot 10^{17}$	$4.026 \cdot 10^{06}$	Pb206(n,a)Hg203 (84.315) Pb207(n,na)Hg203 ( 4.740) Pb207(n,a)Hg204(n,2n)Hg203 ( 6.775) Pb207(n,2n)Pb206(n,a)Hg203 ( 1.669)
${}^{205}\text{Hg}$	$1.14836 \cdot 10^{14}$	$3.120 \cdot 10^{02}$	Pb208(n,a)Hg205 (99.717)
${}^{206}\text{Hg}$	$5.94390 \cdot 10^{11}$	$4.890 \cdot 10^{02}$	Pb208(n,b)Hg206 (99.967)
${}^{200}\text{Tl}$	$1.27903 \cdot 10^{09}$	$9.400 \cdot 10^{04}$	Pb204(n,2n)Pb203(n,2n)Pb202(n,t)Tl200 ( .706)
${}^{202}\text{Tl}$	$4.72316 \cdot 10^{17}$	$1.057 \cdot 10^{06}$	Pb204(n,2n)Pb203(b+)Tl203(n,2n)Tl202 (41.244)
${}^{204}\text{Tl}$	$7.30802 \cdot 10^{18}$	$1.196 \cdot 10^{08}$	Pb204(n,p)Tl204 (17.372) Pb206(n,t)Tl204 (28.678) Pb204(n,2n)Pb203(b+)Tl203(n,g)Tl204 (20.953) Pb208(n,a)Hg205(b-)Tl205(n,2n)Tl204 ( 1.509)
${}^{206}\text{Tl}$	$7.83394 \cdot 10^{13}$	$2.520 \cdot 10^{02}$	Pb206(n,p)Tl206 (61.124) Pb208(n,t)Tl206 (35.939) Pb207(n,2n)Pb206(n,p)Tl206 ( 1.314)
${}^{206m}\text{Tl}$	$3.50254 \cdot 10^{11}$	$2.256 \cdot 10^{02}$	Pb206(n,p)Tl206m (49.120) Pb207(n,d)Tl206m (19.716) Pb208(n,t)Tl206m (28.896) Pb207(n,2n)Pb206(n,p)Tl206m ( 1.056)
${}^{207}\text{Tl}$	$4.98502 \cdot 10^{13}$	$2.862 \cdot 10^{02}$	Pb207(n,p)Tl207 (52.165) Pb208(n,d)Tl207 ( .690) Pb208(n,2n)Pb207(n,p)Tl207 ( .956) Pb207(n,p)Tl207m(IT)Tl207 (41.165) Pb208(n,d)Tl207m(IT)Tl207 ( .853) Pb208(n,2n)Pb207m(IT)Pb207(n,p)Tl207 ( 2.000) Pb208(n,2n)Pb207(n,p)Tl207m(IT)Tl207 ( .568)
${}^{207m}\text{Tl}$	$1.02230 \cdot 10^{11}$	$1.330 \cdot 10^{00}$	Pb207(n,p)Tl207m (92.718) Pb208(n,d)Tl207m ( 1.922) Pb208(n,2n)Pb207(n,p)Tl207m ( 1.700) Pb208(n,2n)Pb207m(IT)Pb207(n,p)Tl207m ( 3.555)
${}^{208}\text{Tl}$	$2.96525 \cdot 10^{13}$	$1.833 \cdot 10^{02}$	Pb208(n,p)Tl208 (99.968)
${}^{201}\text{Pb}$	$1.36219 \cdot 10^{12}$	$3.359 \cdot 10^{04}$	Pb204(n,2n)Pb203(n,2n)Pb202(n,2n)Pb201 (19.333)
${}^{202}\text{Pb}$	$9.06263 \cdot 10^{16}$	$1.660 \cdot 10^{12}$	Pb204(n,2n)Pb203(n,2n)Pb202 (33.477) Pb204(n,2n)Pb203m(IT)Pb203(n,2n)Pb202 (48.608) Pb204(n,2n)Pb203(n,2n)Pb202m(IT)Pb202 ( 7.098)
${}^{202m}\text{Pb}$	$4.50013 \cdot 10^{12}$	$1.271 \cdot 10^{04}$	Pb204(n,2n)Pb203(n,2n)Pb202m (40.469) Pb204(n,2n)Pb203m(IT)Pb203(n,2n)Pb202m (58.759)
${}^{203}\text{Pb}$	$3.63276 \cdot 10^{18}$	$1.874 \cdot 10^{05}$	Pb204(n,2n)Pb203 (40.441) Pb204(n,2n)Pb203m(IT)Pb203 (58.929)
${}^{203m}\text{Pb}$	$7.20980 \cdot 10^{13}$	$6.300 \cdot 10^{00}$	Pb204(n,2n)Pb203m (99.483)
${}^{203n}\text{Pb}$	$3.19244 \cdot 10^{10}$	$4.800 \cdot 10^{-01}$	Pb204(n,2n)Pb203n (99.499)
${}^{204m}\text{Pb}$	$1.20952 \cdot 10^{16}$	$4.050 \cdot 10^{03}$	Pb204(n,n')Pb204m (50.386) Pb206(n,2n)Pb205(n,2n)Pb204m (48.343)
${}^{205}\text{Pb}$	$1.63283 \cdot 10^{22}$	$4.797 \cdot 10^{14}$	Pb204(n,g)Pb205 ( .990) Pb206(n,2n)Pb205 (97.933)
${}^{207m}\text{Pb}$	$4.20332 \cdot 10^{14}$	$8.050 \cdot 10^{-01}$	Pb207(n,n')Pb207m ( 7.839) Pb208(n,2n)Pb207m (91.609)
${}^{209}\text{Pb}$	$4.08090 \cdot 10^{16}$	$1.171 \cdot 10^{04}$	Pb208(n,g)Pb209 (99.967)
${}^{210}\text{Pb}$	$2.98046 \cdot 10^{12}$	$7.037 \cdot 10^{08}$	Pb208(n,g)Pb209(n,g)Pb210 (95.219)
${}^{206}\text{Bi}$	$3.97589 \cdot 10^{12}$	$5.394 \cdot 10^{05}$	Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,2n)Bi208(n,2n)Bi207(n,2n)Bi206 (83.243) Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,2n)Bi208m(IT)Bi208(n,2n)Bi207(n,2n)Bi206 (10.755) Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,2n)Bi208(n,2n)Bi207m(IT)Bi207(n,2n)Bi206 (8.173)
${}^{207}\text{Bi}$	$1.84323 \cdot 10^{10}$	$1.002 \cdot 10^{09}$	Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,2n)Bi208(n,2n)Bi207 (80.634) Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,2n)Bi208m(IT)Bi208(n,2n)Bi207 (10.418) Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,2n)Bi208(n,2n)Bi207m(IT)Bi207 ( 7.917)
${}^{208}\text{Bi}$	$2.31499 \cdot 10^{18}$	$1.161 \cdot 10^{13}$	Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,2n)Bi208 (88.547) Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,2n)Bi208m(IT)Bi208 (11.440)
${}^{208m}\text{Bi}$	$2.74200 \cdot 10^{07}$	$2.580 \cdot 10^{-03}$	Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,2n)Bi208m (99.981)
${}^{210}\text{Bi}$	$5.62870 \cdot 10^{14}$	$4.331 \cdot 10^{05}$	Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,g)Bi210 (99.754)
${}^{210m}\text{Bi}$	$1.20682 \cdot 10^{16}$	$9.467 \cdot 10^{13}$	Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,g)Bi210m (99.977)
${}^{208}\text{Po}$	$8.89710 \cdot 10^{11}$	$9.145 \cdot 10^{07}$	Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,g)Bi210(b-)Po210(n,2n)Po209(n,2n)Po208 (99.887)
${}^{209}\text{Po}$	$1.30150 \cdot 10^{14}$	$3.219 \cdot 10^{05}$	Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,g)Bi210(b-)Po210(n,2n)Po209 (99.34)
${}^{210}\text{Po}$	$1.18668 \cdot 10^{16}$	$1.196 \cdot 10^{07}$	Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,g)Bi210(b-)Po210 (99.791)

Tabelle 6.5: Inventar radioaktiver Nuklide in *Pb-17Li* bei Abschaltung des Reaktors nach der Bestrahlung unter der höchsten Belastung zusammen mit den Reaktionspfaden für ihre Erzeugung

verbunden mit einer schwachen Bremsstrahlung ( $\bar{E}_\gamma = 2,35$  keV), so daß aus radiologischer Sicht sein Inventar erst nach längerer Abklingzeit Bedeutung erlangt.

Neben den Blei-Isotopen weisen die Nuklide  $^{203}\text{Hg}$ ,  $^{204}\text{Tl}$  und  $^{208}\text{Bi}$  bedeutend hohe Inventare auf. Das lokale Inventar der Isotope von Polonium liegt bei  $1,1998 \cdot 10^{16}$  at./kg-Pb – 17Li, davon wird etwa 98,9% von  $^{210}\text{Po}$  gestellt. Der maximale Abbrand in den Ausgangsnukliden am Ende der Bestrahlung beträgt 7,19 at.% in  $^6\text{Li}$ , 0,047 at.% in  $^7\text{Li}$ , 1,22 at.% in  $^{208}\text{Pb}$ , 0,064 at.% in  $^{206}\text{Pb}$ , 0,064 at.% und 0,032 at.% in  $^{204}\text{Pb}$ . Demgegenüber es kommt in  $^{207}\text{Pb}$  zur Erhöhung des Inventars um ca. 0,7 at.% infolge des hohen Abbrands von  $^{208}\text{Pb}$ .

In den Abbildungen 6.32 bis 6.36 sind die Zeitverläufe der spezifischen Aktivität,  $\gamma$ -Dosisrate, Nachwärmeleistung, Ingestions- und Inhalationsdosis nach der Bestrahlung in verschiedenen Bereichen der Brutzone entlang der Torusmittelebene dargestellt. Ebenso wurde dabei eine vollständige Freisetzung des erzeugten Tritiums zugrundegelegt. In den Abbildungen sind auch jene Nuklide zu sehen, die zu den jeweiligen radiologischen Größen wesentliche Beiträge liefern. Bei der Abschaltung des Reaktors werden weit über 95% der spezifischen Aktivität, der Nachwärmeleistung sowie der  $\gamma$ -Dosisrate in Pb – 17Li von dem metastabilen  $^{207m}\text{Pb}$  gestellt, was sich mit abnehmender Tendenz bis etwa 10 s Abklingzeit fortsetzt (s. Abb. 6.32, 6.34 sowie 6.33). In den Blanketbereichen, wo das Spektrum besonders weich ist, wird die Aktivität von  $^{207m}\text{Pb}$  gelegentlich von  $^{209}\text{Pb}$  übertroffen, welches durch Strahlungseinfangreaktionen im Hauptisotop von Blei  $^{208}\text{Pb}$  induziert wird. Nach dem Zerfall von  $^{207m}\text{Pb}$  werden die spezifische Aktivität und die Nachwärmeleistung von  $^{203}\text{Pb}$ ,  $^{203m}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Pb}$  und  $^{204m}\text{Pb}$  dominiert, während die  $\gamma$ -Dosisrate im wesentlichen von den Isomeren  $^{203m}\text{Pb}$  und  $^{204m}\text{Pb}$  geprägt ist. Hier soll ebenfalls darauf hingewiesen werden, daß der Beitrag der einzelnen Nuklide zu den Aktivierungsgrößen lokale Variationen aufweist. Prinzipiell geht der Anteil der inelastisch erzeugten Nuklide, wozu auch die Isomere zählen, am lokalen Inventaraufbau zurück, während der Anteil der über Strahlungseinfangreaktionen erzeugten Nuklide zunimmt. Nach dem Zerfall der Isomeren und bis zu einer Abklingzeit von 1 d wird das Aktivierungsverhalten des reinen Pb – 17Li, wie auch des Referenzmaterials (s. Tabelle. 3.4), hauptsächlich von  $^{203}\text{Pb}$  gezeichnet, das zu allen betrachteten radiologischen Größen den Hauptbeitrag liefert.  $^{203}\text{Pb}$  ( $T_{1/2} = 2,169$  d) zerfällt über Elektroneneinfang begleitet von einer Bremsstrahlung mit mittlerer Photonenenergie von 310,4 keV, sein hoher Beitrag zu den radiologischen Größen ist mehr durch sein hohes Inventar als durch seine Strahlungsenergie begründet. Ab einer Abklingzeit von etwa 30 d, nach dem Abklingen der kurzlebigen Bleinuklide, werden die spezifische Aktivität und die Nachwärmeleistung durch die Beiträge von  $^{202}\text{Tl}$ ,  $^{204}\text{Tl}$ ,  $^{203}\text{Hg}$  sowie die  $\gamma$ -Dosisrate durch die Beiträge von  $^{202}\text{Tl}$  und  $^{203}\text{Hg}$  bestimmt, während die Ingestions- und Inhalationsdosen hauptsächlich durch die Beiträge von  $^{210}\text{Po}$  und  $^{203}\text{Hg}$  geprägt sind. Bis zu Abklingzeiten von etwa 20 a hält der Einfluß von  $^{204}\text{Tl}$  auf die radiologischen Größen an, außer der  $\gamma$ -Dosisrate, die nach dem Zerfall der obigen Nuklide hauptsächlich von  $^{207}\text{Bi}$  dominiert ist (s. Abb. 6.33). Für das mittelfristige Aktivierungsverhalten bis ca. 100 a ist in erster Linie  $^{207}\text{Bi}$  ( $T_{1/2} = 32,2$  a), welches über Elektroneneinfang mit einer Bremsstrahlung mittlerer Photonenenergie von 1,539 MeV zerfällt, verantwortlich. Daneben charakterisieren die beiden  $\alpha$ -Strahler  $^{209}\text{Po}$  ( $T_{1/2} = 102$  a) und  $^{210}\text{Po}$  ( $T_{1/2} = 22,3$  a) die biologische Gefährdung, wie aus den Abbildungen 6.35 und 6.36 zu sehen

ist.

Bei längeren Abklingzeiten wird das Aktivierungsverhalten von  $Pb - 17Li$  durch die langlebigen Nuklide  $^{205}Pb$ ,  $^{208}Bi$ ,  $^{210m}Bi$  sowie  $^{202}Pb$  geprägt. Die Bleinuklide  $^{205}Pb$  und  $^{202}Pb$  zerfallen durch Elektroneneinfang ohne nennenswerte Bremsstrahlung. Beim Zerfall von  $^{202}Pb$  kommt es jedoch zur Entstehung des  $\gamma$ -Strahlers  $^{202}Tl$ , welcher geringfügige Beiträge zur  $\gamma$ -Dosisrate liefert.  $^{208}Bi$  mit  $T_{1/2} = 3,68 \cdot 10^5$  a zerfällt zwar zu 100% durch Elektroneneinfang, erzeugt jedoch eine starke Bremsstrahlung mit mittlerer Photonenenergie von 2,668 MeV und bestimmt im wesentlichen den langfristigen Zeitverlauf der  $\gamma$ -Dosisrate, wohingegen die spezifische Aktivität sowie die Inkorporationsdosen hauptsächlich vom  $^{205}Pb$  dominiert sind. Das metastabile  $^{210m}Bi$  geht unter Ausstrahlung von  $\alpha$ -Teilchen zu  $^{206}Tl$  über, welches seinerseits zu stabilem  $^{206}Pb$  durch  $\beta^-$ -Zerfall übergeht.  $^{210m}Bi$  ist allgemein aufgrund seiner äußerst langen Halbwertszeit von  $3,0 \cdot 10^6$  a von untergeordneter Bedeutung.

Das Aktivierungsverhalten des hypothetisch reinen  $Pb - 17Li$  wird hauptsächlich durch Transmutationsprodukte der Blei-Isotope geprägt. Insbesondere bei kürzeren Abklingzeiten dominieren die metastabilen Nuklide von Blei, die das Aktivierungsverhalten prägen.

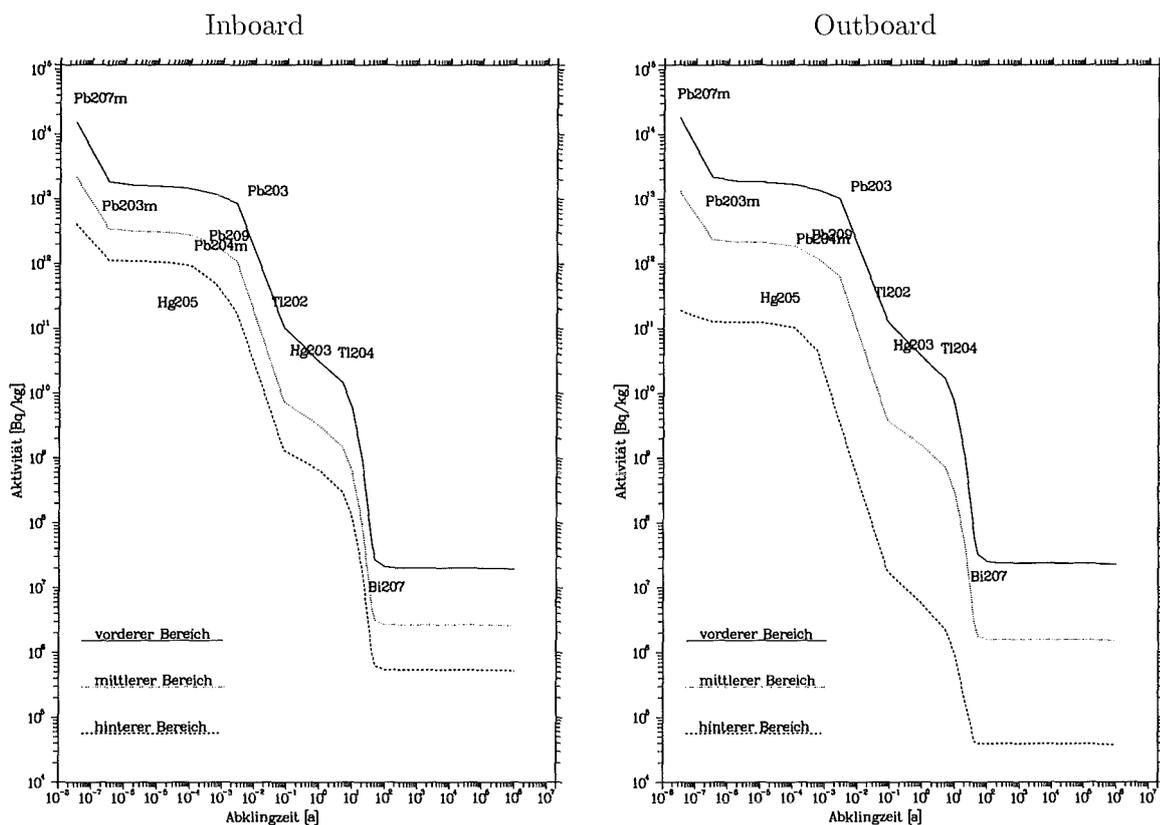


Abb. 6.32:  $Pb - 17Li$ : Zeitverlauf der spezifischen Aktivität nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene

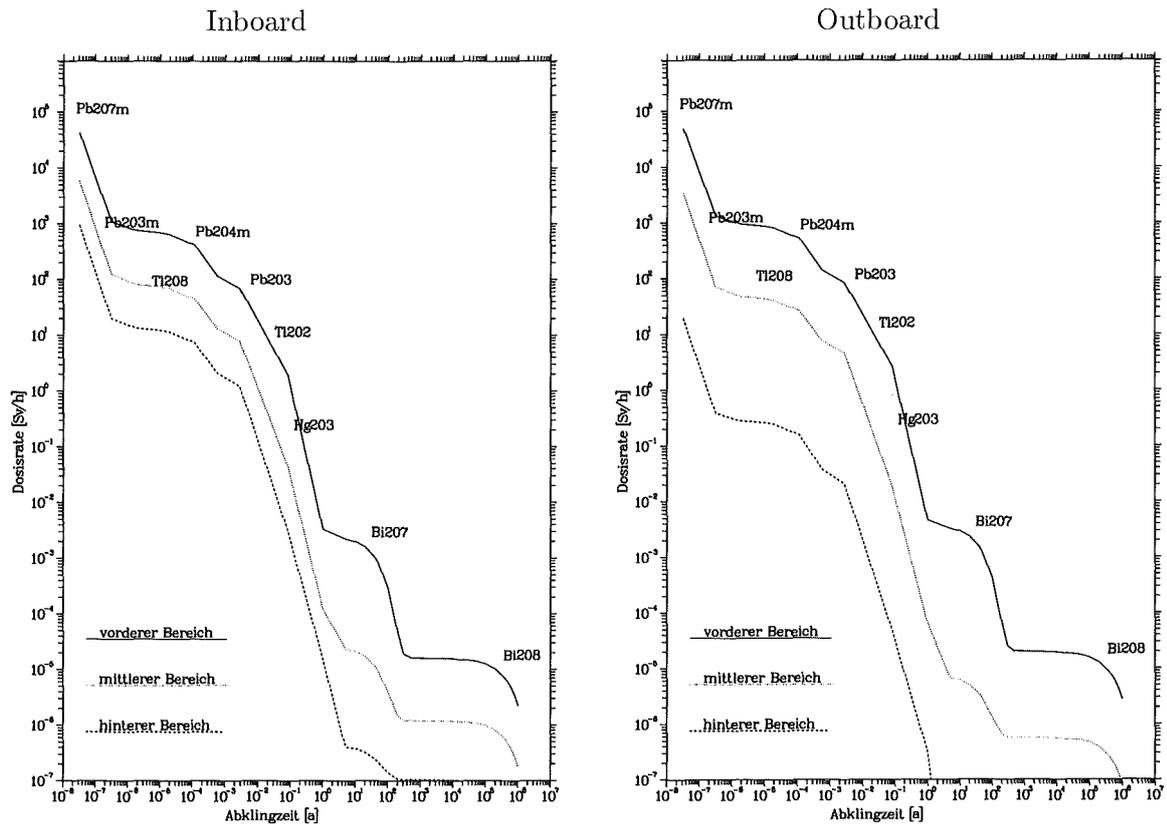


Abb. 6.33:  $Pb - 17Li$ : Zeitverlauf der  $\gamma$ -Dosisrate nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene

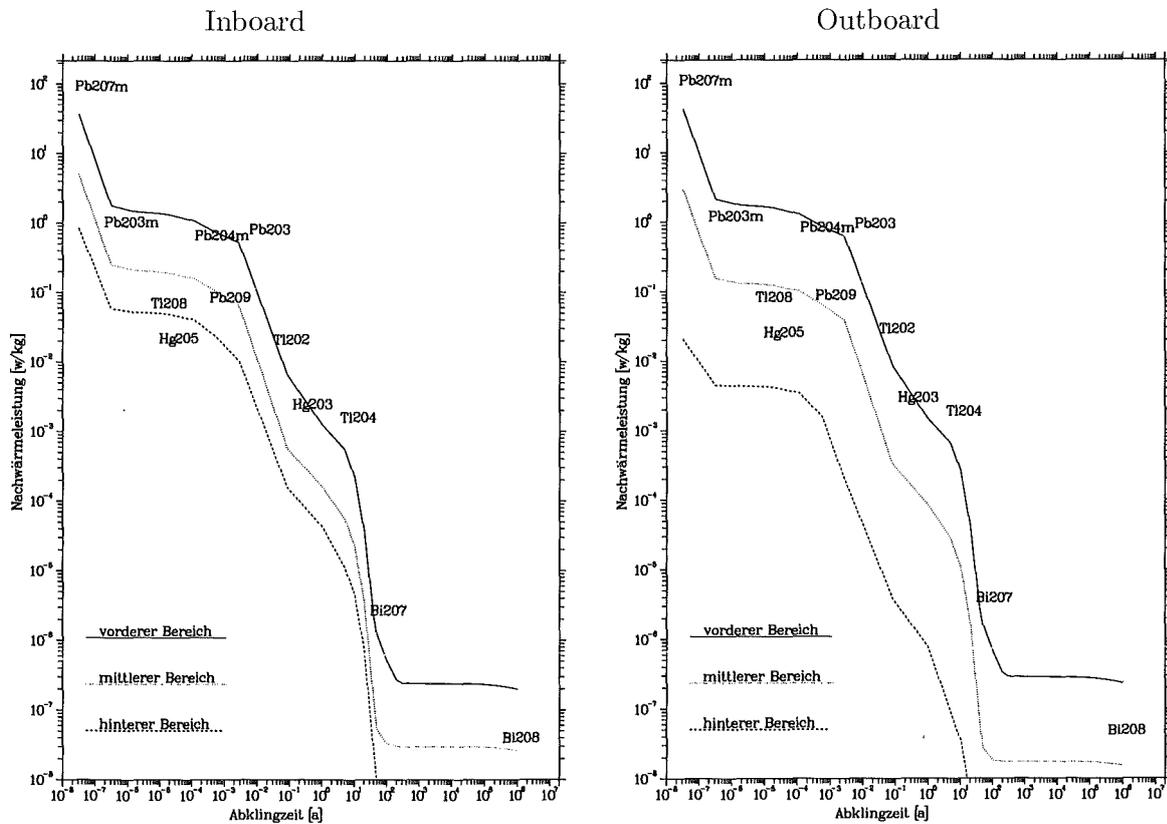


Abb. 6.34:  $Pb - 17Li$ : Zeitverlauf der Nachwärmleistung nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene

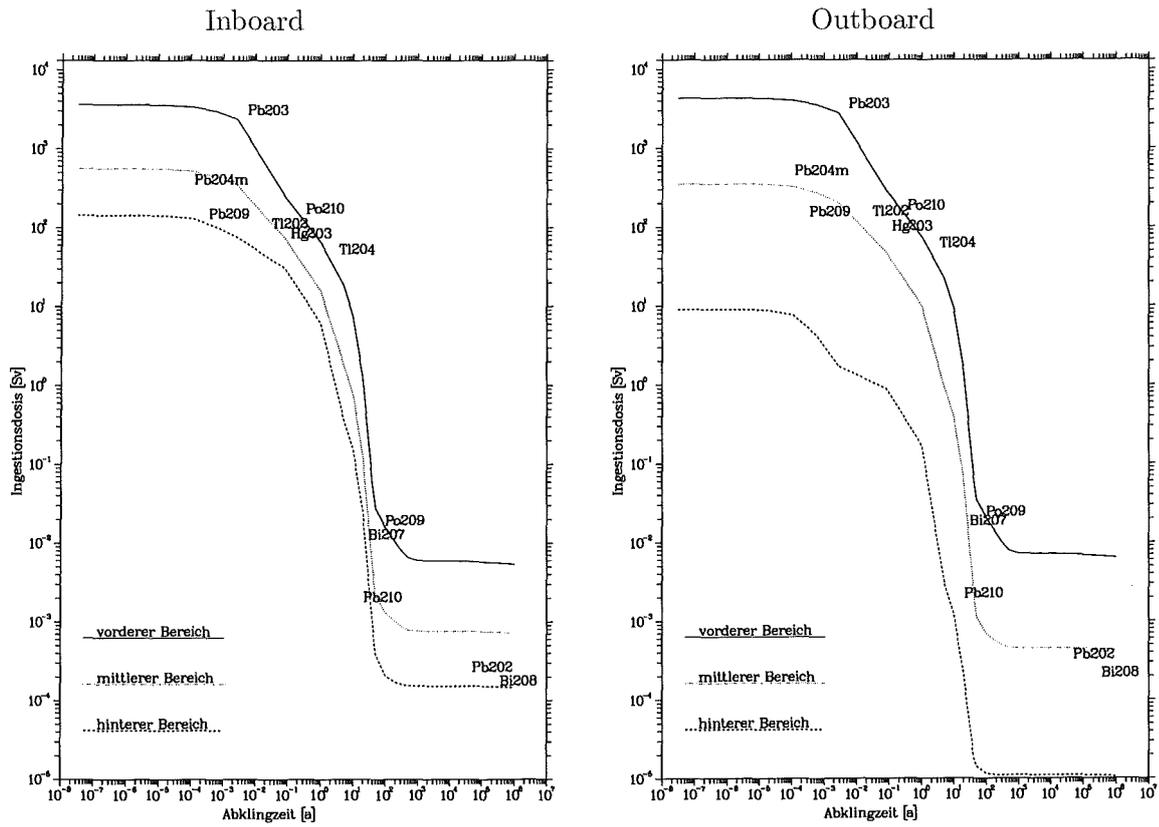


Abb. 6.35:  $Pb - 17Li$ : Zeitverlauf der Ingestionsdosis nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene

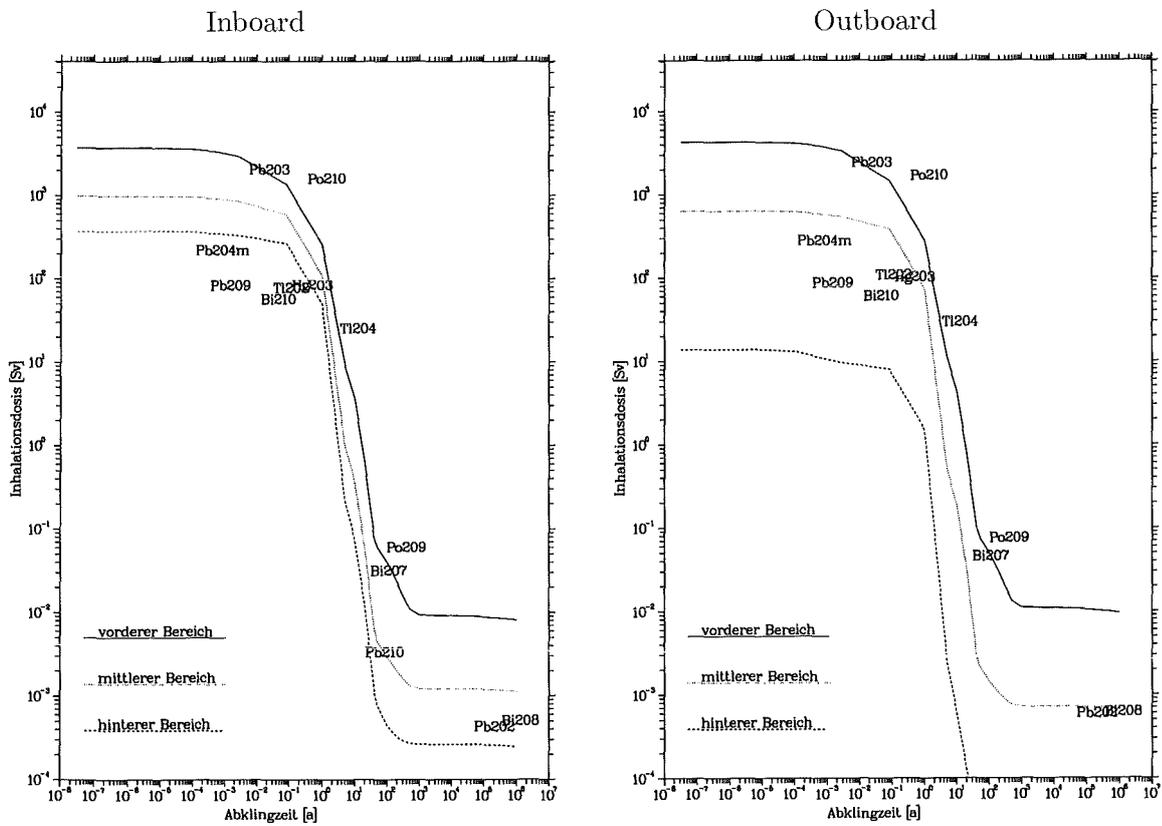


Abb. 6.36:  $Pb - 17Li$ : Zeitverlauf der Inhalationsdosis nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene

## 6.7 Räumliche und zeitliche Verteilung der Aktivierungsgrößen im Blanket

In den vorangegangenen Abschnitten wurde darauf hingewiesen, daß die Transmutationsraten einzelner Nuklide und mithin auch die aus ihnen abgeleiteten Aktivierungsgrößen räumlichen Variationen unterliegen. Im nachfolgenden sollen die räumlichen Variationen der Aktivierungsgrößen mit Hilfe des im Abschnitt 4 beschriebenen Verfahrens in den dreidimensionalen Torus-sektormodellen der beiden Blanketentwürfe untersucht und dargestellt werden. In vielen Fällen der Blanketauslegung und Sicherheitsanalyse dienen solche räumlichen Verteilungen als Eingangsgrößen für weitere Untersuchungen. Beispielsweise ist die Verteilung der Nachwärmeleistung von grundlegender Bedeutung für die Untersuchung von Kühlmittelverlust- und Kühlmitteldurchsatzverluststörfällen (Lose of Coolant Accident LOCA, Lose of Flow Accident LOFA). Weitere wichtige Aspekte sind Betrachtungen zur Aktivitätsfreisetzung sowie Fragestellungen zum Zustand des abgeschalteten Reaktors, wie beispielsweise sein Strahlungsfeld und thermischer Zustand. Für die Blanketentwürfe sind diesbezügliche Betrachtungen in [164] und [165] zu finden.

Ausgehend von der stationären Verteilung der Neutronenflußdichte werden die Verteilungen der Aktivierungsgrößen in Volumenelementen, die das Blanket radial-poloidal unterteilen (s. Abschn. 4), berechnet. Die zugrundeliegenden Geometriemodelle der Blanketentwürfe sowie das Segmentierungsschema sind im Abschnitt 4 beschrieben. Da der Aufbau der Aktivität im allgemeinen sehr schnell verläuft, werden die Verteilungen der Aktivierungsgrößen am Ende der Standzeit von 20000 Vollaststunden, bei Abschaltung des Demo-Reaktors und danach für verschiedene Abklingzeiten betrachtet.

Hierbei sind zwei Punkte besonders hervorzuheben. Zum einen werden den Berechnungen die Referenz-Materialzusammensetzungen gemäß Tabelle 3.4 zugrundegelegt, um ein realistisches Bild zu geben. Zum anderen wird angenommen, daß im Brutmaterial erzeugtes Tritium während des Reaktorbetriebs vollständig abgeführt wurde. Darüberhinaus wird im Falle des Flüssigmetallblankets vereinfachend angenommen, daß das Flüssigmetall über die Standzeit hinweg statisch bleibt, also nicht zirkuliert wird.

Zur Veranschaulichung der räumlichen und zeitlichen Verteilungen der Aktivierungsgrößen werden Konturdarstellungen verwendet, die durch bivariate Interpolationen der radial-poloidalen Verteilungen der berechneten Aktivierungsgrößen in den einzelnen Volumenelementen bestimmt wurden. Die angewendete Interpolation gewährleistet, daß die Konturlinien auf den tatsächlich berechneten Werten liegen.

### 6.7.1 Verteilung der spezifischen Aktivität

Die spezifische Aktivität eines Nuklidgemisches ergibt sich durch die lineare Überlagerung der Aktivitäten der einzelnen Nuklide. Setzt sich eine Volumenzelle aus mehreren Materialien zusammen, so läßt sich die spezifische Aktivität in dem Volumenelement durch gewichtete Summation der Aktivitäten der einzelnen Materialien berechnen, was im übrigen auch für die  $\gamma$ -Dosisrate und für die Nachwärmeleistungsdichte gilt. Das Aktivitätsinventar im Reaktor ergibt sich bei-

spielsweise durch die Volumenintegration der Inventare in den einzelnen Komponenten. Die spezifische Aktivität wie auch das Aktivitätsinventar gibt grundsätzlich keinen Hinweis auf die radiologische Gefährdung, da die Aktivität lediglich die Zerfallsrate, jedoch nicht die Auswirkung der Strahlung charakterisiert. Doch ist die Aktivität eine fundamentale Größe, aus der sich andere radiologische Größen ableiten lassen.

Die Abbildungen 6.37 bis 6.40 zeigen die radial-poloidalen Verteilungen der spezifischen Aktivität der Brutmaterialien in den inneren und äußeren Segmenten der beiden Blankets unmittelbar nach der Abschaltung des Reaktors (nach einem Betrieb von 20000 Vollaststunden) sowie für ausgewählte Abklingzeiten (1 Tag, 50 und 100 Jahre). Es kann anhand analytischer Betrachtungen an der Inventargleichung gezeigt werden, daß die Abhängigkeit der induzierten Aktivität vom Neutronenfluß im allgemeinen nicht linear ist. Lediglich im Falle von einstufigen Reaktionsketten und kurzlebigen Nukliden gilt in erster Näherung, daß das Nuklidinventar dem Neutronenfluß direkt proportional ist. Bei anderen Reaktionsketten kommt es in der Regel zu einer Abhängigkeit des Nuklidinventars von nichtlinearen Kombinationen des Neutronenflusses.

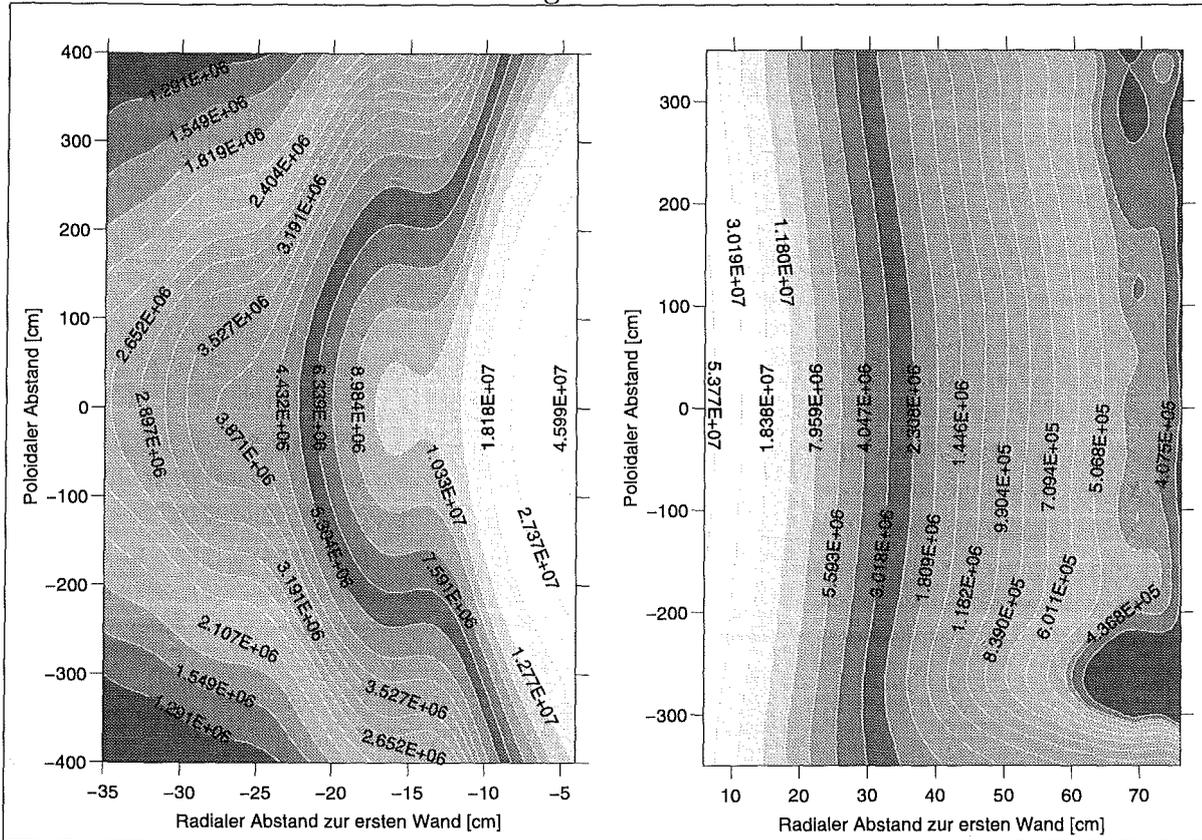
Die Verteilungen der spezifischen Aktivität in den Brutmaterialien nach der Abschaltung des Reaktors (s. Abb. 6.37 und 6.39) weist deutliche radial-poloidale Variationen auf, wobei die poloidalen Gradienten in den inneren Blanketsegmenten ausgeprägter sind (vgl. hierzu Abschn. 6.2). Besonders interessant ist die Feststellung, daß die ausgeprägten räumlichen Verteilungen über längere Abklingzeiten hinweg erhalten bleiben. Dies ist nicht nur für die Inventarberechnung sondern auch für die darauffolgenden Betrachtungen obengenannter Art von Interesse.

Bei der Abschaltung des Reaktors wird die maximale spezifische Aktivität in den Brutmaterialien erwartungsgemäß in der Torusmittelebene in den äußeren Blanketsegmenten erreicht: sie liegt bei  $3,903 \cdot 10^{14}$  Bq/kg für  $Pb - 17Li$  und bei  $3,502 \cdot 10^{14}$  Bq/kg für  $Li_4SiO_4$ . Dabei zeigt sich im Flüssigmetallblanket eine stärkere räumliche Veränderung, die ausgehend von der Torusmittelebene sowohl im inneren wie auch im äußeren Blanketsegment deutliche Abschwächungen zeigt. Dies ist in erster Linie durch die niedrige Neutronentransparenz im Flüssigmetallblankets bedingt. Hingegen ist die räumliche Abschwächung der spezifische Aktivität von  $Li_4SiO_4$  im Feststoffblanket vergleichsweise schwach ausgeprägt, was wiederum mit der relativ hohen Neutronentransparenz begründet ist (vgl. Abschn. 6.2).

Es läßt sich ebenfalls aus den Abbildungen entnehmen, wie der zeitliche Abbau der Aktivität verläuft. Innerhalb eines Tages fällt die spezifische Aktivität im Mittel für  $Pb - 17Li$  um zwei und für  $Li_4SiO_4$  um drei Größenordnungen. Nach einer Abklingzeit von 50 a ist die spezifische Aktivität in  $Pb - 17Li$  um sieben bzw. in  $Li_4SiO_4$  um sechs Größenordnungen gefallen. Über die Abklingzeiten zwischen 50 und 100 Jahren kommt es in beiden Fällen zu keinem nennenswerten Aktivitätsabbau. Dies erklärt sich damit, daß zu diesen Zeiten bereits die langlebigen Nuklide  $^{207}Bi$  in  $Pb - 17Li$  und  $^{14}C$  in  $Li_4SiO_4$  das Aktivitätsinventar prägen.



Abklingzeit = 50 Jahre



Abklingzeit = 100 Jahre

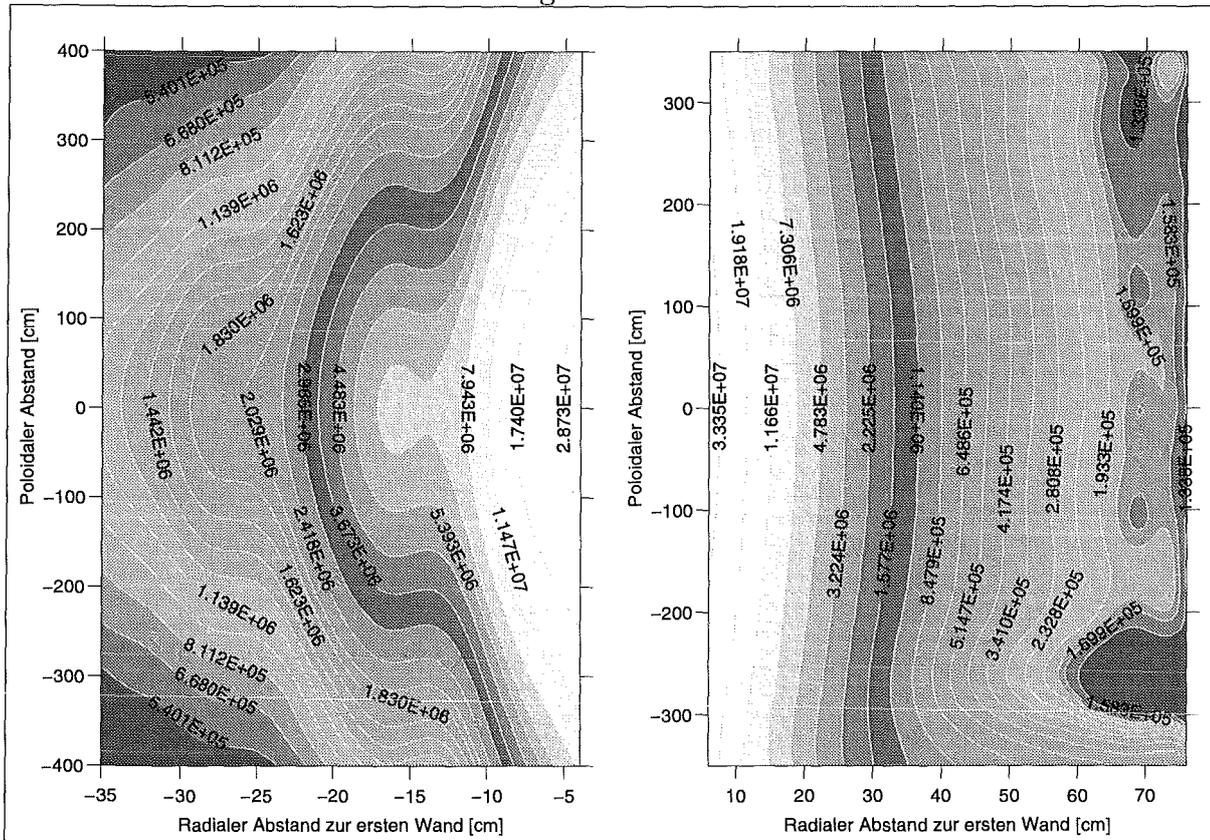
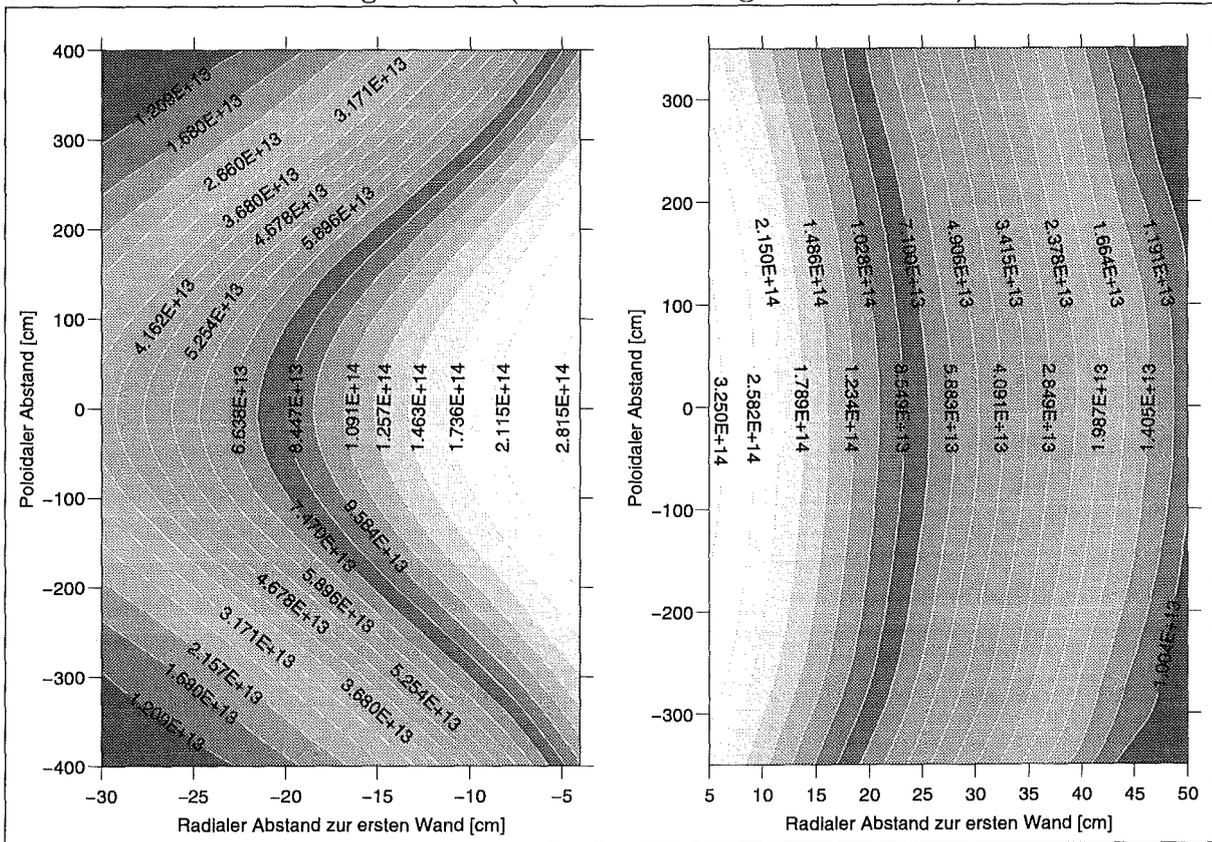


Abb. 6.38:  $Pb - 17Li$ : radial-poloidale Verteilungen der spezifischen Aktivität [Bq/kg] im inneren und äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 1 Tag

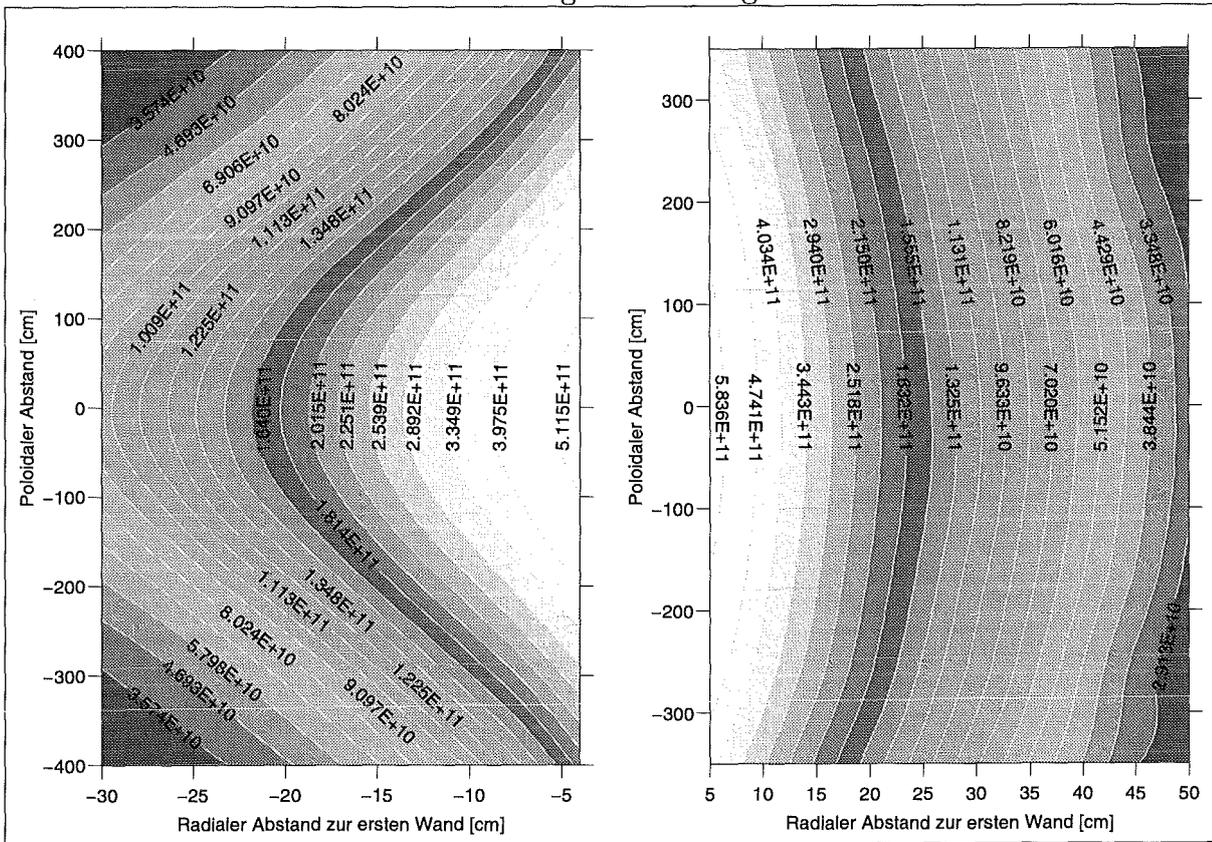
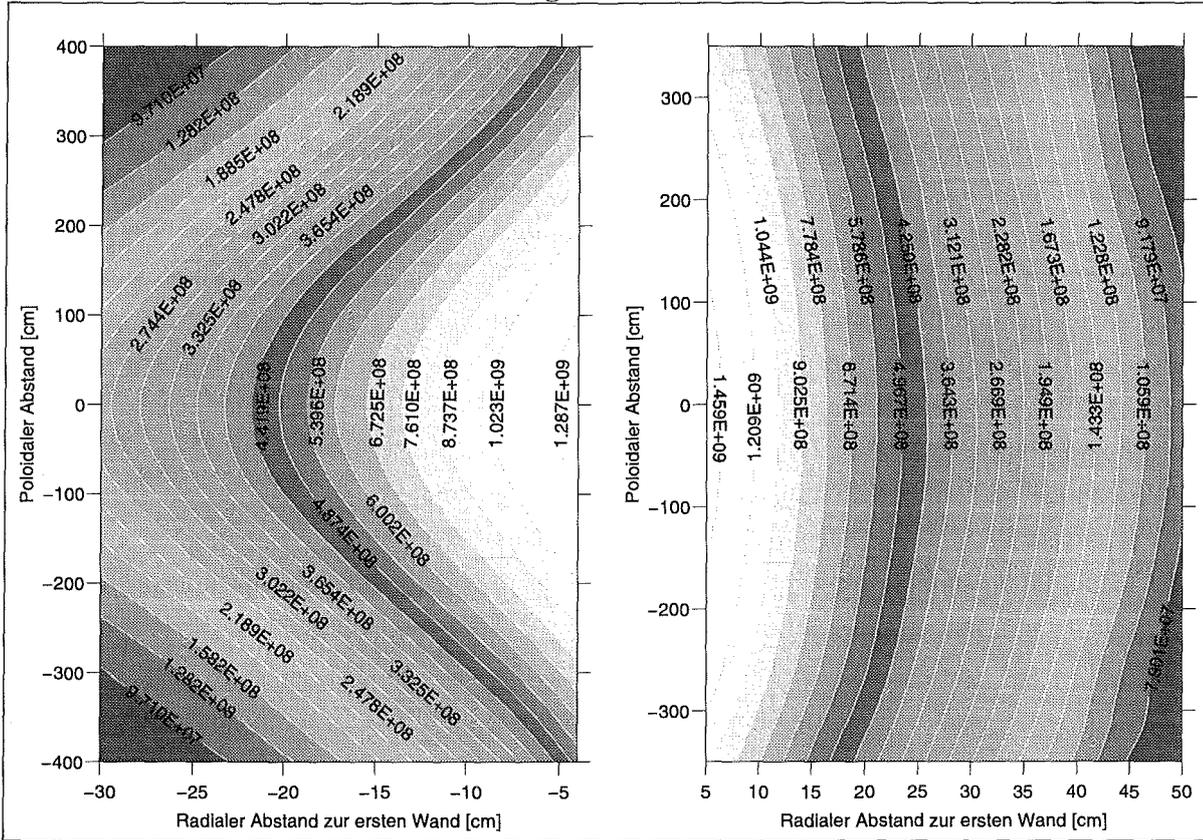


Abb. 6.39:  $Li_4SiO_4$ : radial-poloidale Verteilungen der spezifischen Aktivität [Bq/kg] im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

Abklingzeit = 50 Jahre



Abklingzeit = 100 Jahre

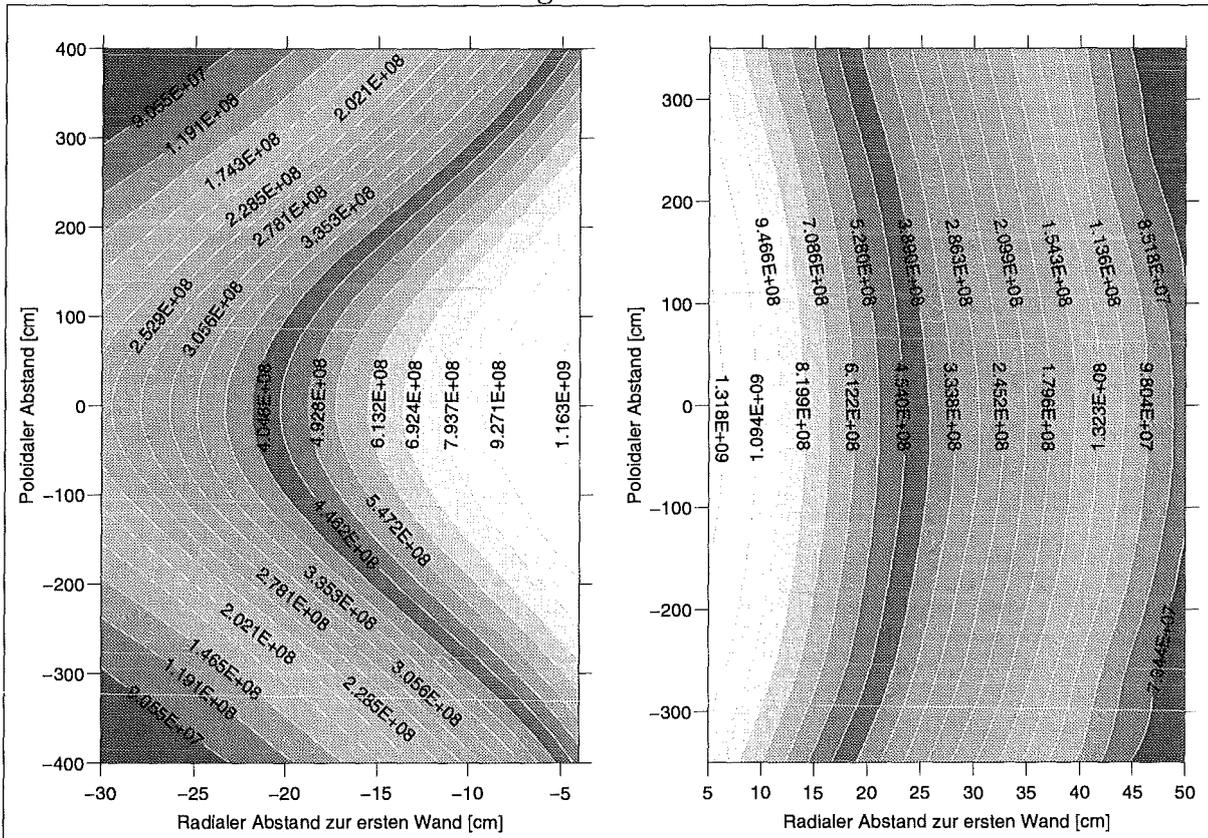


Abb. 6.40:  $Li_4SiO_4$ : radial-poloidale Verteilungen der spezifischen Aktivität [Bq/kg] im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

### 6.7.2 Verteilung der $\gamma$ -Dosisrate

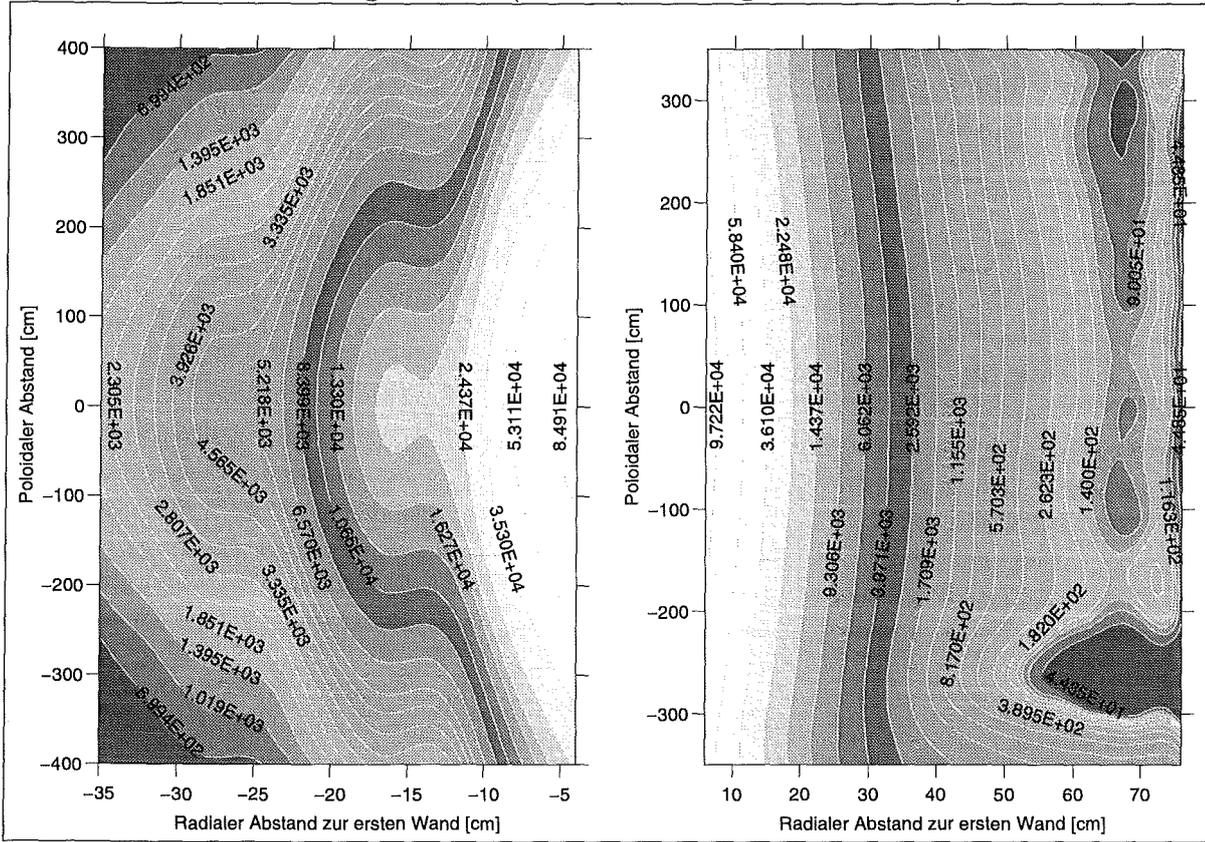
Den Berechnungen der räumlich-zeitlichen Verteilungen der  $\gamma$ -Dosisrate liegen die Oberflächen- $\gamma$ -Dosisraten zugrunde, die in den segmentierten Volumenelementen im Blanket nach der Näherungsformel der Gl. 2.9 berechnet wurden. In diesem Zusammenhang ist zu bemerken, daß die so berechneten  $\gamma$ -Dosisratenverteilungen entsprechend der Näherung lediglich einen Hinweis auf die tatsächliche Verteilung geben. Eine genauere Ermittlung der  $\gamma$ -Dosisratenverteilungen kann dadurch erhalten werden, daß man zunächst die räumliche Verteilung der  $\gamma$ -Quellen durch eine Inventarrechnung ermittelt und anschließend eine  $\gamma$ -Transportrechnung durchführt. Dadurch würde man eine genauere Verteilung erhalten, was insbesondere für Untersuchungen, die auf das Strahlungsfeld unmittelbar nach der Reaktorabschaltung abzielen, von Bedeutung ist.  $\gamma$ -Dosisratenverteilungen, die nach der obigen Vorgehensweise ermittelt werden, können für Untersuchungen, die längere Abklingzeiten in Betracht ziehen, wie etwa die Entsorgungsproblematik, von Bedeutung sein (vgl. Abschn. 8)

Wie im Falle der spezifischen Aktivität ist es möglich, für die nach der genannten Näherung berechneten  $\gamma$ -Dosisraten durch gewichtete Summation die  $\gamma$ -Dosisrate in einem Volumenelement zu bestimmen. In den Abbildungen 6.41 bis 6.44 sind die radial-poloidalen Verteilungen der  $\gamma$ -Dosisrate in den Brutmaterialien im inneren und äußeren Segment der Blanketentwürfe unmittelbar bei Abschaltung des Reaktors (nach einem Betrieb von 20000 Vollaststunden) und für ausgewählte Abklingzeiten dargestellt. Die Verteilung der  $\gamma$ -Dosisrate bei Abschaltung der Reaktors ist für die Klärung der Zugänglichkeit der Anlage von Bedeutung, obgleich diesbezüglich die  $\gamma$ -Dosisrate im Strukturmaterial die dominierende Rolle spielt, da zum einen durch die räumliche Lage die  $\gamma$ -Strahlung der Brutmaterialien durch die Blanketstruktur abgeschirmt wird und zum anderen für betrachte Brutmaterialien ein rascher Abfall der  $\gamma$ -Dosisrate zu beobachten ist. Insofern ist die  $\gamma$ -Strahlung aus den Brutmaterialien für die Zugänglichkeit der Anlage von untergeordneter Bedeutung. Von besonderer Wichtigkeit ist die  $\gamma$ -Dosisrate aber für die Handhabung des bestrahlten Brutmaterials.

Wie aus der Abbildung 6.41 zu sehen ist, zeigt sich bei Abschaltung des Reaktors für die Verteilung der  $\gamma$ -Dosisrate von  $Pb - 17Li$  im Flüssigmetallblanket eine deutliche räumliche Abschwächung, die von der Torusmittelebene aus radial-poloidal um etwa drei Größenordnungen abfällt. Entlang der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment schwächt sich die  $\gamma$ -Dosisrate von  $Pb - 17Li$  von  $1,148 \cdot 10^5$  Sv/h im vordersten Bereich auf etwa  $8,476 \cdot 10^1$  Sv/h ab. Im Feststoffblanket ist die räumliche Variation der  $\gamma$ -Dosisrate in  $Li_4SiO_4$  deutlich schwächer ausgeprägt (vgl. Abb. 6.43); sie fällt entlang der Torusmittelebene im äußeren Blanket von  $3,187 \cdot 10^5$  Sv/h im vordersten Bereich auf etwa  $6,986 \cdot 10^3$  Sv/h im hintersten Bereich ab.

Der zeitliche Abbau der  $\gamma$ -Dosisrate zeigt in den beiden Brutmaterialien ähnliches Verhalten. Nach einer Abklingzeit von einem Tag sinkt die  $\gamma$ -Dosisrate im Mittel um drei Größenordnungen (s. Abb. 6.41 und 6.43). Bei der aus der Sicht der Entsorgung interessanten Abklingzeiten von 50 bzw. 100 Jahren ist festzustellen, daß hier auch deutliche Variationen der  $\gamma$ -Dosisratenverteilungen vorliegen.

Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 1 Tag

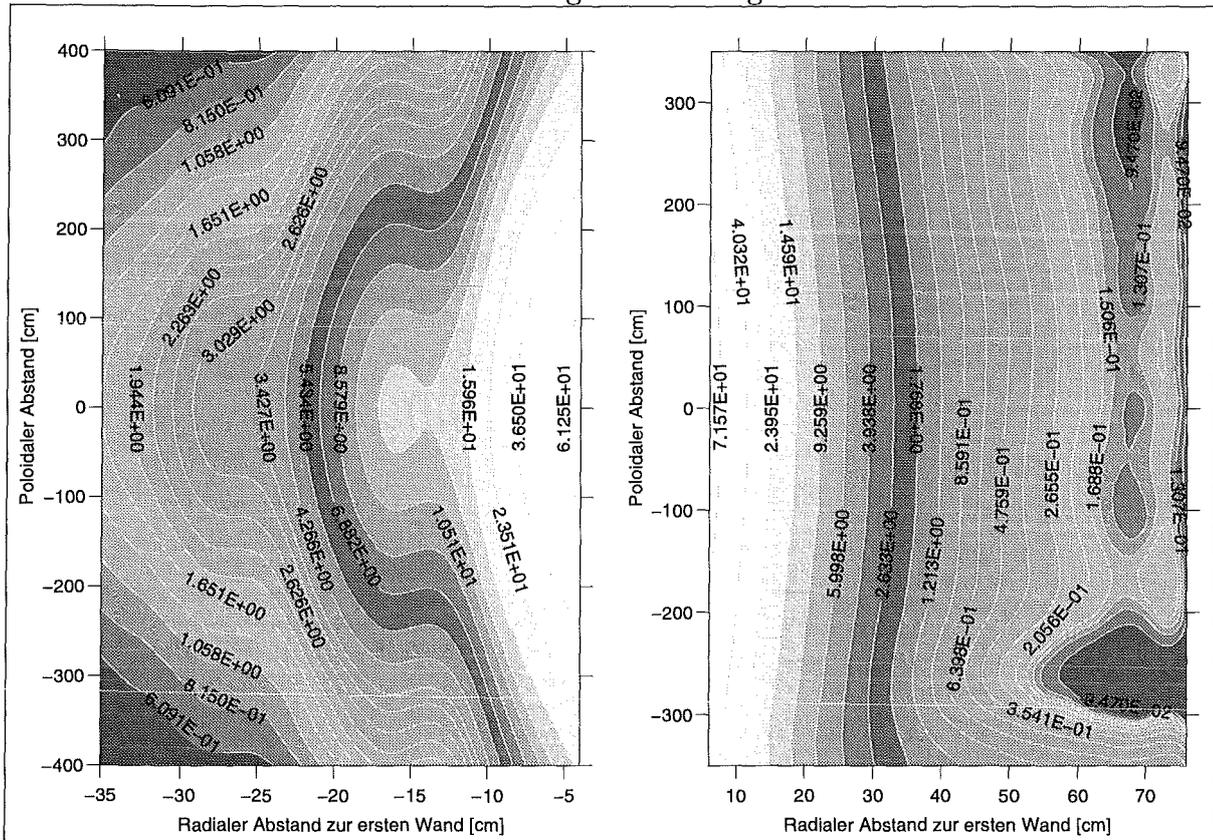
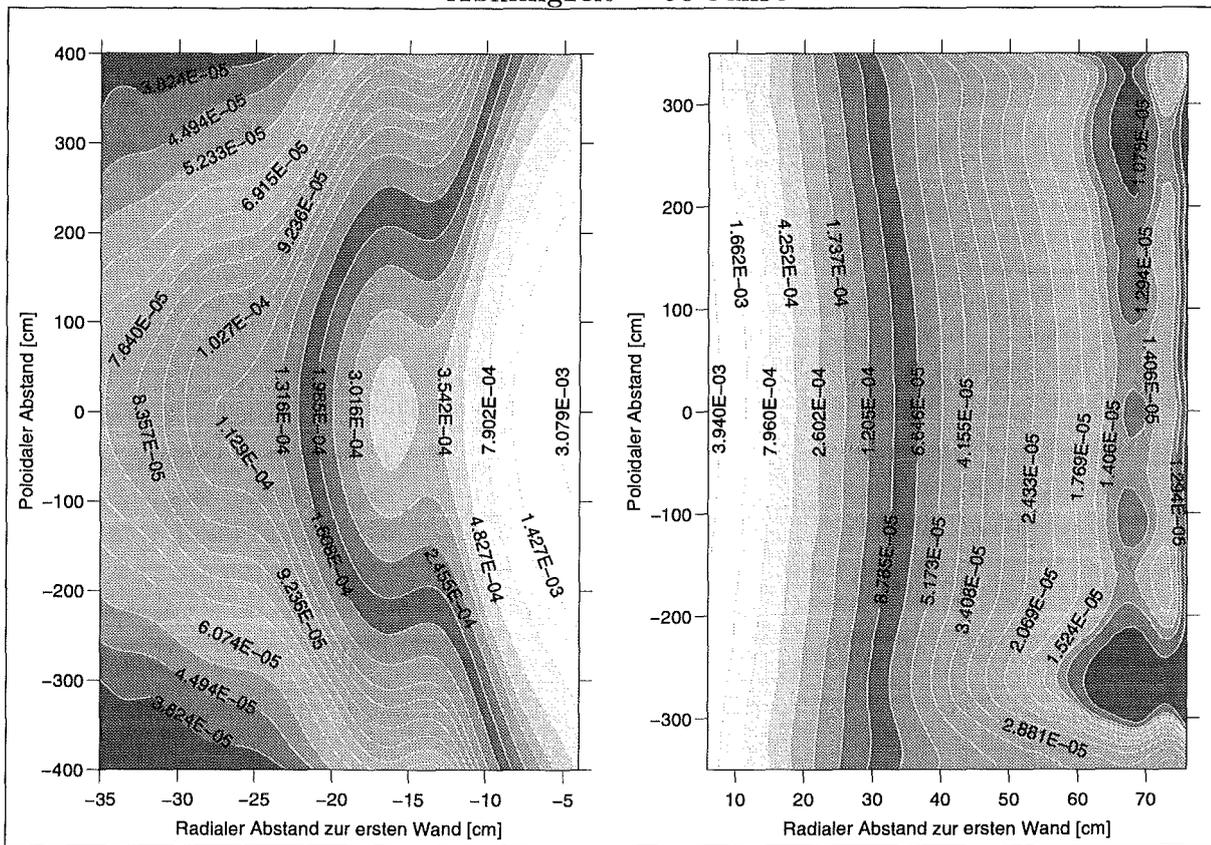


Abb. 6.41:  $Pb - 17Li$ : radial-poloidale Verteilungen der  $\gamma$ -Dosisrate [Sv/h] im inneren und äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

Abklingzeit = 50 Jahre



Abklingzeit = 100 Jahre

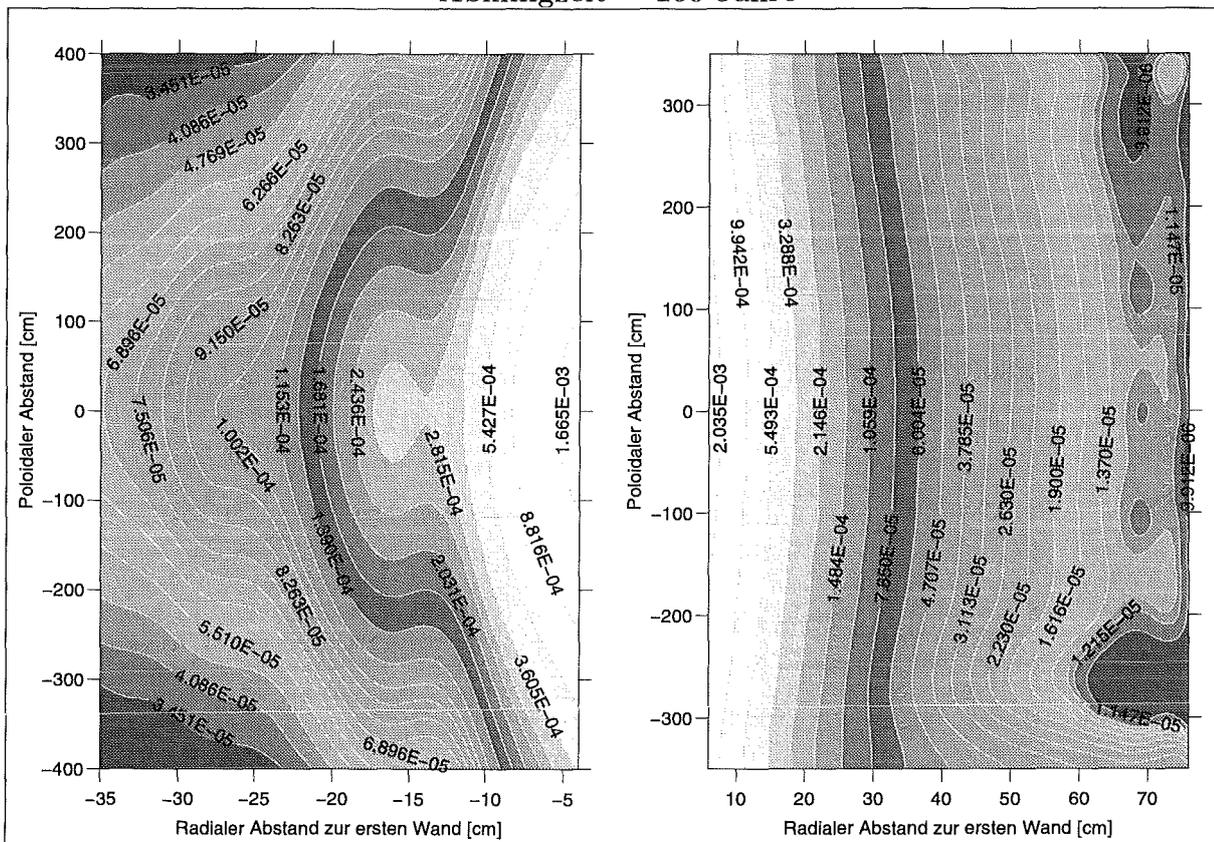
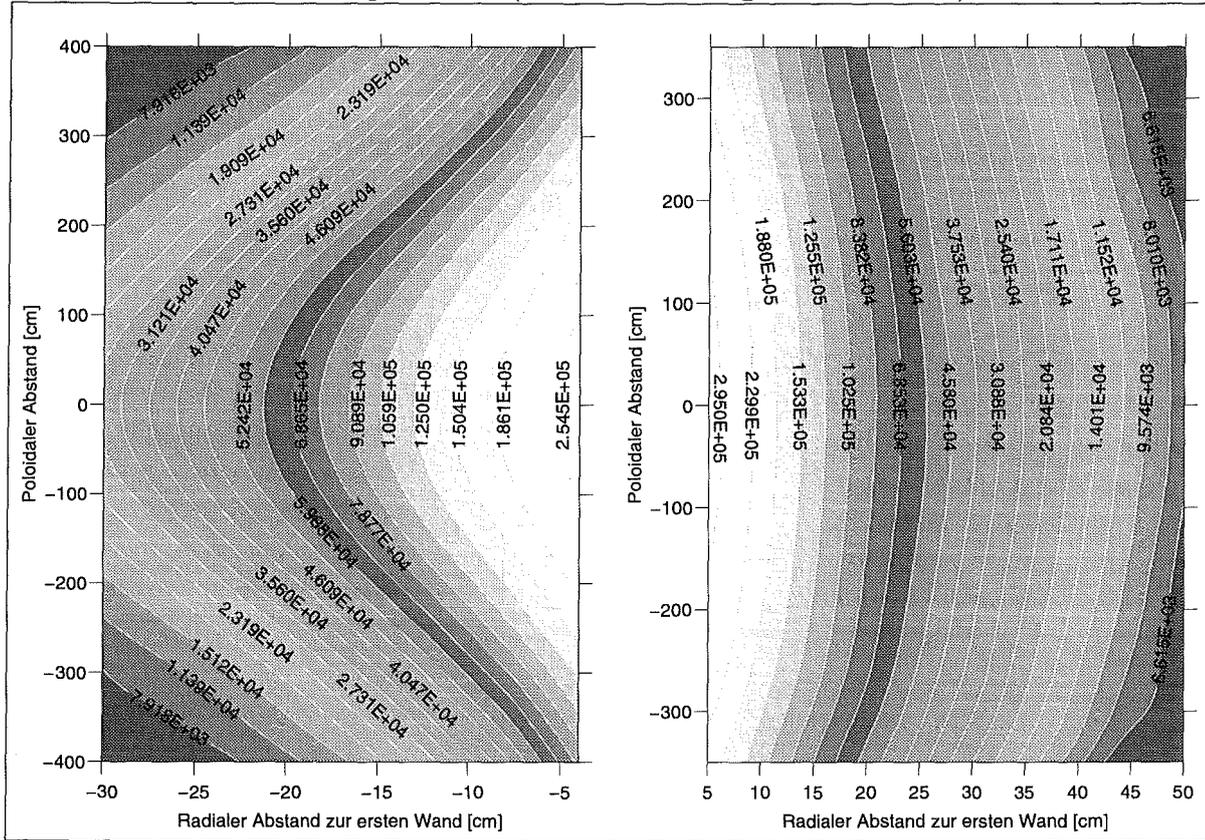


Abb. 6.42:  $Pb-17Li$ : radial-poloidale Verteilungen der  $\gamma$ -Dosisrate [Sv/h] im inneren und äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 1 Tag

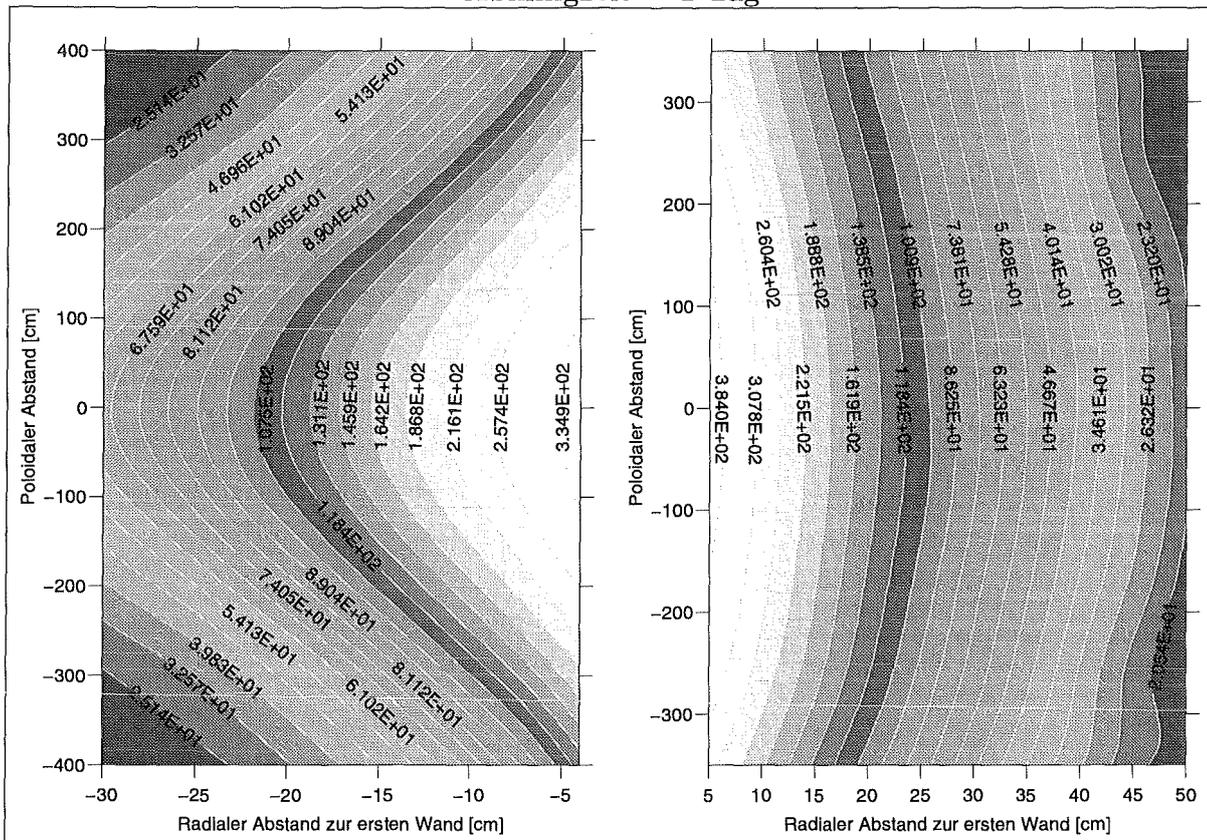


Abb. 6.43:  $Li_4SiO_4$ : radial-poloidale Verteilungen der  $\gamma$ -Dosisrate [Sv/h] im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets



### 6.7.3 Verteilung der Nachwärmeleistung

Bei der Abschaltung des Reaktors nach einem Leistungsbetrieb ist mit einer thermischen Leistungserzeugung zu rechnen, die infolge der Energieabgabe zerfallender Nuklide entsteht. Im allgemeinen liegt die Nachwärmeleistungserzeugung in einem (d,t)-Fusionsreaktor bei etwa 2-3% der Fusionsleistung (s. Abschn. 6.11) und ist somit beim Leistungsbetrieb von untergeordneter Bedeutung. Im abgeschalteten Reaktor dagegen ist die Nachwärmeleistung für das thermische Verhalten des Systems verantwortlich. Bei Störungen infolge von Kühlmittel- oder Kühlmitteldurchsatzverlusten stellt die Nachwärmeleistung ein Problem dar, welches die Integrität des Systems gefährden kann. Man geht im allgemeinen davon aus, daß im Falle einer Störung das Plasma sehr schnell infolge von Verschmutzungen durch Verunreinigungen zusammenbricht oder durch Steuersysteme innerhalb kürzester Zeit abgeschaltet werden kann. Bei einem Plasmazusammenbruch kommt es zur Freisetzung der gespeicherten Plasmaenergie, die für den Demo-Reaktor typischerweise bei etwa 1 GJ liegt [164]. Bei einer verzögerten Plasmaabschaltung nach einer Kühlungsstörung kommt es zur Stauung der erzeugten Leistung, deren Ausmaß von der Verzögerungszeit abhängt. Im Demo-Reaktor führt eine Verzögerungszeit von einer Sekunde zur Energieabgabe von 9,2 GJ an die erste Wand und 1,8 GJ an das Blanket [164]. Die Energiequellen aus dem Plasma sind in jedem Fall von begrenzter Lebensdauer. Demgegenüber ist die Nachwärmeleistungserzeugung von bleibender Natur. Die im Demo-Reaktor akkumulierte Nachwärme liegt bei etwa 1,2 GJ in der ersten Minute nach einer Störung und erhöht sich bis auf 3200 GJ nach einem Monat. Die Kenntnis der Nachwärmeleistungserzeugung sowie deren räumlich-zeitliche Verteilung ist somit von grundlegender Bedeutung.

Die Berechnung der räumlich-zeitlichen Verteilungen der Nachwärmeleistungsdichte in den Blanketentwürfen wurde auf der Basis der Nachwärmeleistung in den segmentierten Volumenelementen durchgeführt. Die lokale Leistungsdichte in einem Volumenelement ergibt sich durch gewichtete Summation der Nachwärmeleistung der einzelnen Materialien, die das Volumenelement ausfüllen. Bei der Berechnung der Nachwärmeleistung wird davon ausgegangen, daß die emittierten Teilchen am Ort ihrer Entstehung ihre kinetische Energie abgeben. Während dies für geladene Teilchen, Elektronen, Positronen und  $\alpha$ -Teilchen, zutrifft, ist es für energetische  $\gamma$ -Teilchen nicht mehr der Fall, da diese freie Weglängen von mehreren cm besitzen und somit ihre Energie von ihrem Entstehungsort weg transportieren. Demzufolge stellt die Berechnungsmethode eine Näherung dar, die unter Umständen zur Überschätzung der lokalen Nachwärmeleistung führen kann. Eine korrekte Behandlung ist durch die Verfolgung des Transports der  $\gamma$ -Teilchen möglich. Für die totale Nachwärmeleistungserzeugung ist dies jedoch von geringfügiger Bedeutung, da in jedem Fall die Mehrzahl der  $\gamma$ -Teilchen aufgrund der großen Abmessung des Systems ihre Energie dem System abgeben werden. Insbesondere im Flüssigmetallblanket dürfte zu erwarten sein, daß die Nachwärmeleistungsdichten in  $Pb - 17Li$  unterschätzt werden.

Die radial-poloidalen Verteilungen der Nachwärmeleistungsdichte der beiden Brutmaterialien sind in den Abbildungen 6.45 - 6.47 für die inneren und äußeren Segmente der Blanketentwürfe unmittelbar nach der Abschaltung des Reaktors nach 20000 Vollaststunden und für Abklingzeiten von 1 Minute, 1 Stunde und 1 Tag dargestellt. Die maximale Nachwärmeleistungsdichte in

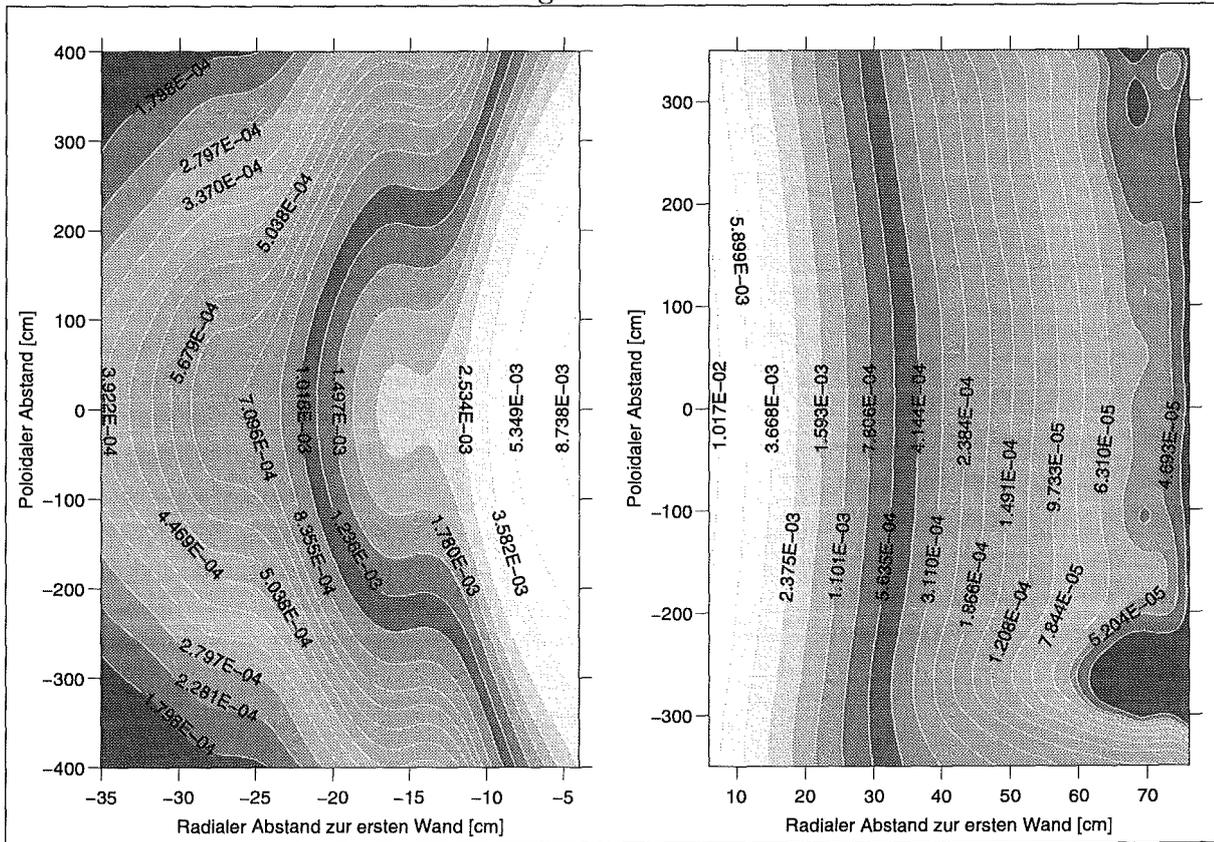
den Brutmaterialien bei der Reaktorabschaltung wird für beide Blanketentwürfe in der Torusmittelebene in den äußeren Blanketsegmenten erreicht: sie beträgt für  $Pb - 17Li$   $0,92 \text{ W/cm}^3$  und für  $Li_4SiO_4$   $0,576 \text{ W/cm}^3$ . Nachwärmeleistungsdichten von dieser Größenordnung sind auch bei Leistungsbetrieb zu erwarten, da sie in erster Linie durch kurzlebiger Nuklide gestellt werden, die bekanntermaßen ihre Sättigung innerhalb kurzer Bestrahlungszeit erreichen. Im Vergleich zu den direkten Leistungsdichten (s. Abschn. 6.5), die an der genannten Stelle in  $Pb - 17Li$   $18,4 \text{ W/cm}^3$  und in  $Li_4SiO_4$  etwa  $37,0 \text{ W/cm}^3$  betragen, sind die Nachwärmeleistungsdichten von untergeordneter Bedeutung. Über der gesamten Blankettiefe schwächt sich die Nachwärmeleistungsdichte von  $Pb - 17Li$  im Mittel um zwei Größenordnungen und in  $Li_4SiO_4$  um eine Größenordnung ab.

Bemerkenswert ist der äußerst schnelle zeitliche Abfall der Nachwärmeleistung in  $Pb - 17Li$ . Bereits nach einer Sekunde sinkt sie um die Hälfte und nach 10 Sekunden um  $1/50$  ihres Anfangswerts. Die schnelle Absenkung in den ersten Sekunden erklärt sich damit, daß die Nachwärmeleistung in  $Pb - 17Li$  zu über 95% vom metastabilen  $^{207m}Pb$  mit einer Halbwertszeit von 796 ms gestellt wird. Demgegenüber verläuft der zeitliche Abfall der Nachwärmeleistung in  $Li_4SiO_4$  wesentlich langsamer. Nach einer Sekunde ist keine wesentliche Senkung festzustellen, erst nach etwa 10 Sekunden kommt es zur einer merklichen Verringerung. Dies ist darauf zurückzuführen, daß im Falle von  $Li_4SiO_4$  die Nachwärmeleistung zunächst von  $^{16}N$  ( $T_{1/2} = 7,12 \text{ s}$ ), anschließend von  $^{28}Al$  ( $T_{1/2} = 2,24 \text{ min}$ ) dominiert ist. Insbesondere bleibt der Einfluß von  $^{28}Al$  bis zu einigen Minuten erhalten und ist somit für den langsamen Abfall verantwortlich.

Grundsätzlich muß die Nachwärmeleistung in den Brutmaterialien in Verbindung mit der Nachwärmeleistung in den anderen Blanketmaterialien betrachtet werden, da bei den oben genannten Kühlungsstörungen bzw. bei Abschaltung des Reaktors die Wärmequellen aus den Beiträgen aller Blanketmaterialien zusammengesetzt sind. Im Falle des Flüssigmetallblankets wird die Nachwärmeleistungsdichte in  $Pb - 17Li$  bei der Reaktorabschaltung derart groß sein, daß sie lokal die Nachwärmeleistungsdichte im Strukturmaterial (MANET) deutlich übertrifft. Wegen dem raschen Abklingverhalten ist dies jedoch von kurzer Dauer. Nach Abklingzeiten von etwa 10 Sekunden ist die Nachwärmeleistungsdichte in  $Pb - 17Li$  so deutlich gesunken, daß die Nachwärmeleistungsdichte im Strukturmaterial überall im System dominierend wird. Hingegen ist im Feststoffblanket die Nachwärmeleistungsdichten in  $Li_4SiO_4$  zu allen Zeiten niedriger als im Strukturmaterial, jedoch höher als im Multipliematerial Beryllium. Im Abschnitt 6.11 wird bei der Betrachtung der Leistungserzeugung des gesamten Systems auf Beiträge der einzelnen Komponenten sowie Materialien näher eingegangen.



Abklingzeit = 1 Stunde



Abklingzeit = 1 Tag

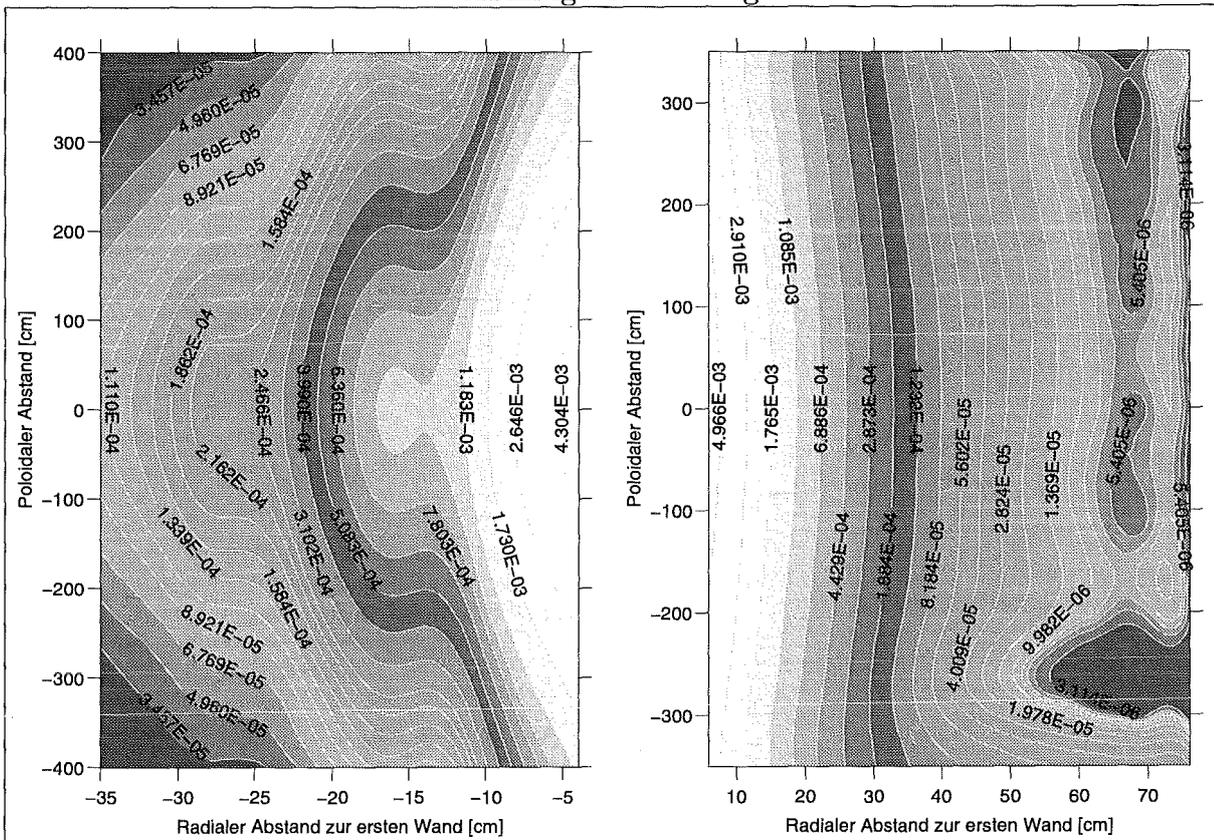
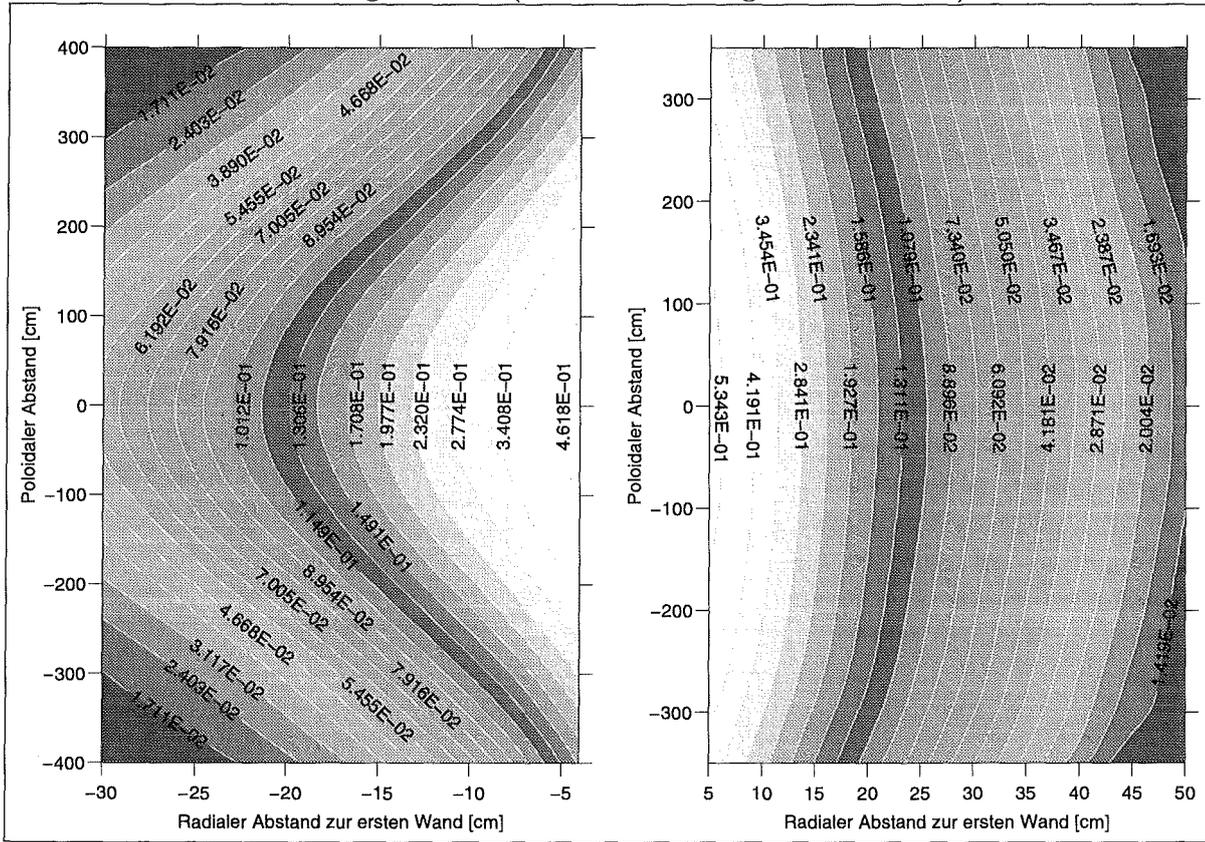


Abb. 6.46:  $Pb - 17Li$ : radial-poloidale Verteilungen der Nachwärmeleistung [ $W/cm^3$ ] im inneren und äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 1 Minute

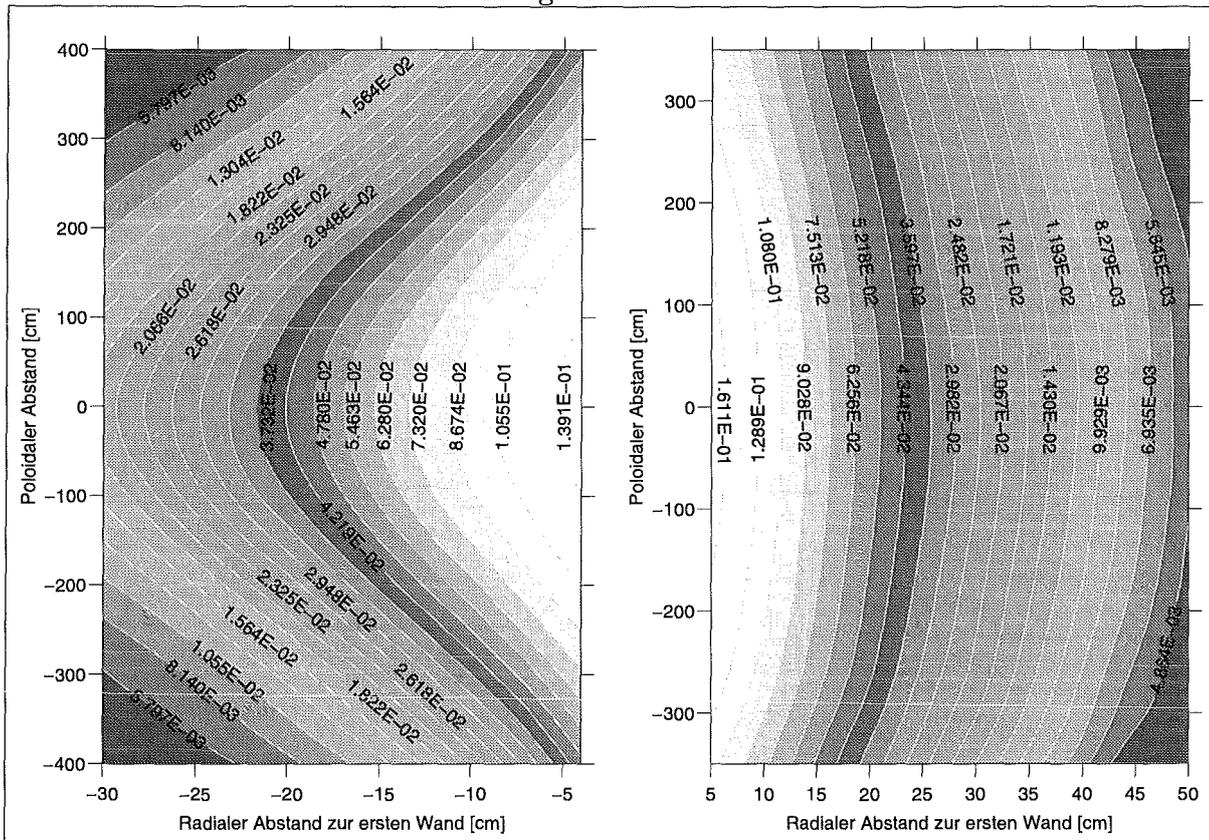
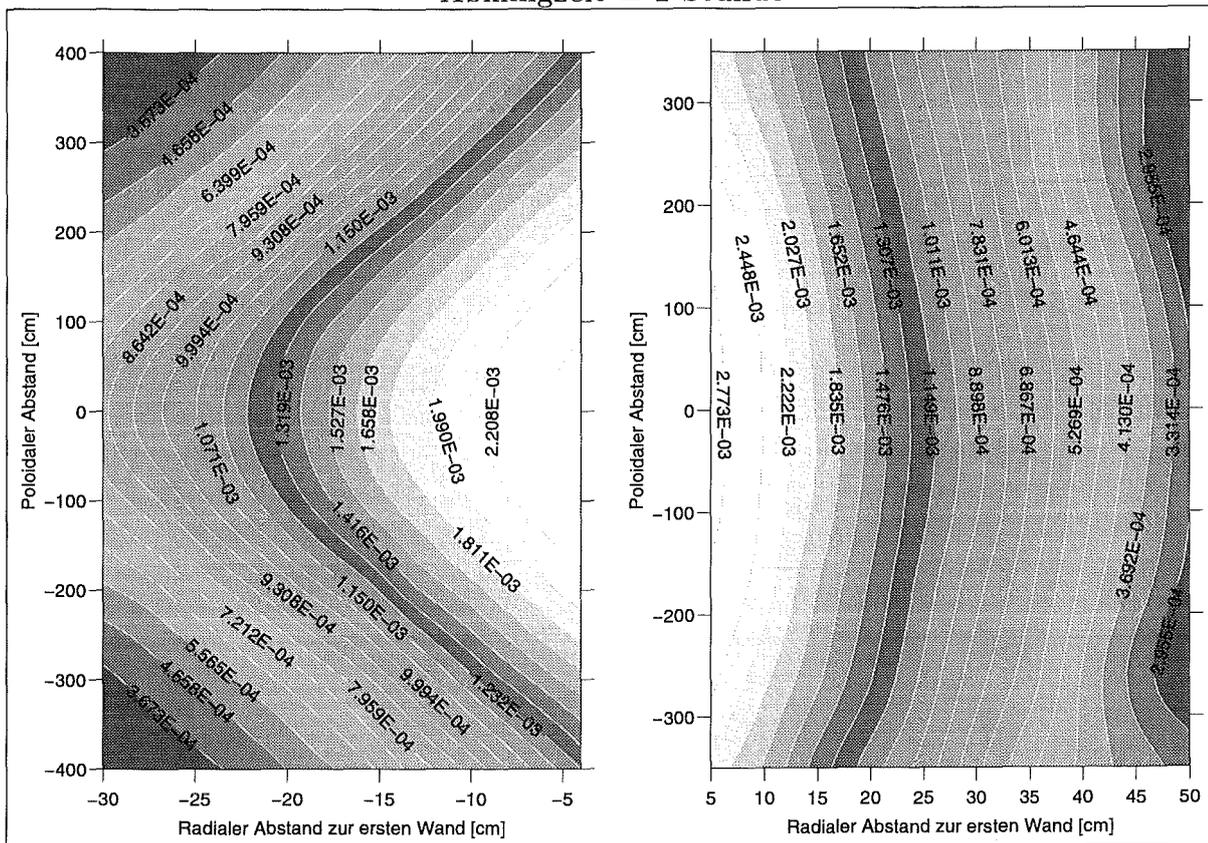


Abb. 6.47:  $Li_4SiO_4$ : radial-poloidale Verteilungen der Nachwärmeleistung [ $W/cm^3$ ] im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

Abklingzeit = 1 Stunde



Abklingzeit = 1 Tag

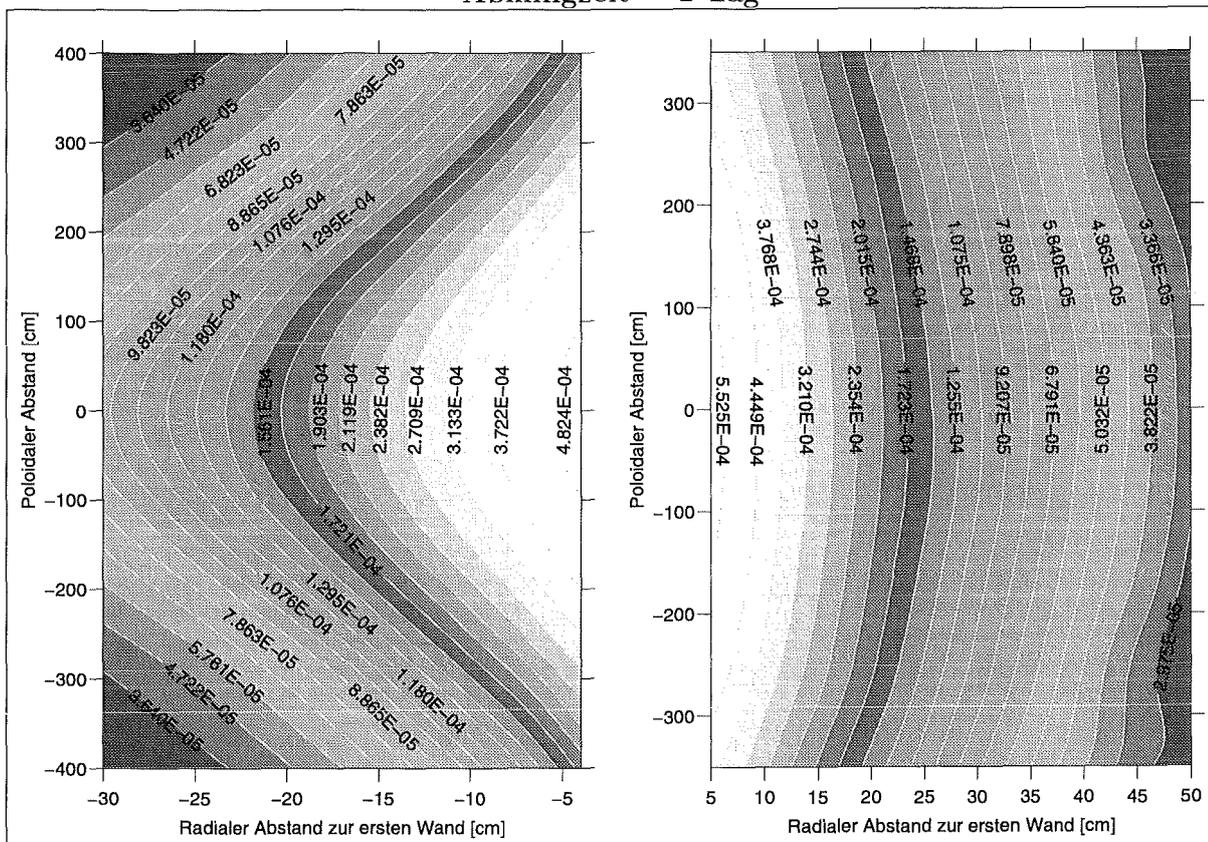


Abb. 6.48:  $Li_4SiO_4$ : radial-poloidale Verteilungen der Nachwärmeleistung [ $W/cm^2$ ] im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

## 6.8 Einflüsse von Verunreinigungen und Spurenelementen

Die Probleme von Verunreinigungen und Spurenelementen bei der Aktivierung von Materialien in (d,t)-Fusionsreaktoren sind in ihrer allgemeinen Form bekannt. Verunreinigungsgehalte unterhalb des ppm-Bereiches, die aus der Sicht der Werkstoffkunde relativ unbedeutend erscheinen, können auf das Materialaktivierungsverhalten einen wesentlichen Einfluß ausüben. Deshalb ist die Entwicklung von Methoden zur Herstellung ultra-reiner Materialien neben der radiologisch zugeschnittenen Auswahl der Basiselemente (Isotopic Tailoring) eine wesentliche Zielsetzung, die im Rahmen der Entwicklung von niedrig-aktivierbaren Materialien (Low Activation Materials LAMs) verfolgt wird.

Bei den bisherigen Berechnungen wurde zum einen auf hypothetisch reine Zusammensetzungen und zum anderen auf die Referenz-Zusammensetzungen Bezug genommen. Wie im Abschnitt 3.4 beschrieben, sind die in den Referenz-Zusammensetzungen angegebenen Verunreinigungsgehalte charakteristisch für die derzeitigen Herstellungsverfahren. Im allgemeinen geht man von der Annahme aus, daß für die künftigen Fusionsreaktormaterialien bessere Reinheitsgrade zu erwarten sind, wie es z.B. heute im Bereich der Luftfahrt und der Elektronik der Fall ist. Es ist dennoch damit zu rechnen, daß gewisse Verunreinigungen aus Gründen der Herstellungskosten oder der Fabrikationsmethoden gänzlich unvermeidbar sind. Beispielsweise wird bei der Herstellung von Lithiumkeramiken die Aufnahme von Verunreinigungen aus dem Tiegelmaterial kaum vermeidbar sein. Ähnlich wird eine vollständige Entwismutung von Blei aus Kostengründen nicht möglich sein.

Bezüglich der erzielbaren Reinheit künftiger Brutmaterialien sind derzeit keine genauen Angaben zu finden. Auch für die derzeit hergestellten Brutmaterialien stellt die Bestimmung des Verunreinigungsgehalts in den hier gewünschten Konzentrationsgrenzen unter dem ppm-Bereich ein schwieriges Problem dar. Dabei ist zu bemerken, daß die verschiedenen Analysemethoden weit streuende Ergebnisse liefern. In der Regel weisen nahezu alle Analysemethoden Bestimmungsgrenzen auf, die bei etwa 0,001 ppm liegen. Weitere Probleme entstehen dadurch, daß für einzelne Verunreinigungselemente verschiedene Nachweismethoden verwendet werden müssen. Darüberhinaus variiert der Verunreinigungsgehalt je nach Ausgangsmaterial und Herstellungsverfahren. Sogar verschiedene Chargen gleicher Fabrikation weisen relevante Unterschiede an Verunreinigungsgehalten auf, die bei der Untersuchung des Aktivierungsverhaltens zu bedeutenden Unterschieden führen können.

Nach der Referenz-Zusammensetzung (s. Tab. 3.4) beträgt der Verunreinigungsgehalt in  $Pb - 17Li$  75 wppm, von dem über die Hälfte (43 wppm) von Wismut gestellt wird. Der restliche Anteil verteilt sich auf Eisen und Zink mit je 10 wppm sowie Cadmium, Silber und Zinn mit je 5 wppm. Inwieweit diese Angaben dem tatsächlichen Verunreinigungsgehalt des künftigen Eutektikums  $Pb - 17Li$  entsprechen, kann an dieser Stelle keine definitive Aussage gemacht werden. Literaturstudien in diesem Zusammenhang konnten keine schlüssigen Erkenntnisse bringen. Es wurde lediglich festgestellt, daß hierzu streuende Angaben gemacht werden. In der Arbeit von Casini et al. [20], die sich ebenfalls mit der Aktivierung von  $Pb - 17Li$  in Leistungsfusionsreaktoren beschäftigt, wird von einem Verunreinigungsgehalt von 10 wppm (mit 5 wppm Wismut,

2 wppm Thallium und mit je 1 wppm Kupfer, Silber und Cadmium) ausgegangen, und dieser wird als typischer Verunreinigungsgehalt für kommerziell erhältliche Bleilegerungen in Europa genannt. In der amerikanischen ESECOM-Studie [4] (Senior Committee on Environmental, Safety, and Economic Aspects of Magnetic Fusion Energy) geht man dagegen von einem wesentlich höheren Verunreinigungsgehalt von 4340 wppm aus, der sich auf insgesamt 32 Elemente verteilt <sup>4</sup>. Darin nimmt Strontium den größten Anteil mit 0,1 Gew.% ein. Außerdem sind Zink und Phosphor mit je 500 wppm und Wismut mit 100 wppm angegeben. Dieser äußerst hohe Verunreinigungsgehalt scheint nicht realistisch zu sein, da man nach der heutigen Bleihüttentechnik in der Lage ist, Bleilegerungen mit Reinheitsgraden von 99,99% und darüber herzustellen [167, 168]. Insbesondere ist für den hohen Gehalt an Strontium kein Anhaltspunkt in der Literatur zu finden. Außerdem gibt es in der Bleihüttentechnik bekannte Raffinationsverfahren zur Entzinkung, Entphosphierung und Entwismutung, die die oben angegebenen Werten deutlich unterschreiten (vgl. hierzu [167] und [168]). In der Arbeit von Fetter [169], die sich mit der radiologischen Gefährdung von Fusionsreaktoren beschäftigt, wird von einem Gesamtverunreinigungsgehalt von 59,8 wppm in *Pb - 17Li* ausgegangen, wobei der Wismutgehalt mit 40 wppm und der Silbergehalt mit 10 wppm angegeben wird. Der Rest verteilt sich auf Na, K, Ca, Cu und Sb. Nach Fetter [169] entsprechen die Angaben dem Verunreinigungsgehalt von elektrolytisch hergestelltem Blei.

Da binäre Blei-Lithiumlegierungen bisher keine signifikante technische Verwendung erlangt haben [167, 168], ist über deren industrielle Herstellung, mithin auch über die erzielbaren Reinheitsgrade, wenig bekannt. Andererseits sind sowohl Lithium als auch Blei häufig benutzte Metalle, so daß man davon ausgehen kann, daß die bei ihnen erzielte Reinheitsgrade auch bei den Blei-Lithiumlegierungen erreicht werden können. Nach dem heutigen Stand der Raffinationstechnik kann man Blei jedes beliebigen Reinheitsgrades unabhängig von der Art des Ausgangsmaterials erzeugen [167]. Zur Entfernung der häufigsten Verunreinigungen des Rohbleis (Werkblei) (Fe, Zn, S, As, Sn, Sb, Ag, Au, Pt, O und gelegentlich Ni, Co sowie Tl [170]) gibt es bewährte Raffinationstechniken, die es gestatten, hochreines Blei mit Reinheitsgraden bis zu 99,99% herzustellen [167, 168]. Nach Hofmann [167] ist die Herstellung noch reinerer Bleisorten möglich. Was die aus radiologischer Sicht besonders bedeutenden Verunreinigungen Silber und Wismut betrifft, ist zu bemerken, daß deren Gehalt sich im Blei auf 10 wppm für Silber und auf 50 wppm für Wismut durch bekannte Entsilberungs- und Entwismutungsverfahren reduzieren läßt (vgl. z.B. die Spezifikation für Feinblei DIN 1719). Die weitere Reduktion des Wismut-Gehalts bis auf 10 wppm ist nach Hofmann [167] möglich. In der neueren Arbeit von Blaskett und Boxall [168] wird gar von der Möglichkeit sowie konkreter Planung der industriellen Herstellung von Blei mit einem Wismutgehalt kleiner als 10 wppm gesprochen.

Für metallisches Lithium sind auch hohe Reinheitsgrade zu erwarten, da Lithiummetall derzeit ausschließlich über Schmelzelektrolyse (aus Lithiumchlorid) gewonnen wird [170]. Außerdem soll daran erinnert werden, daß die Verunreinigungen in *Pb - 17Li* aus dem Lithiummetall auf-

<sup>4</sup>Chemische Zusammensetzung von *Pb - 17Li* nach ESECOM [4] in Gew.% : 99.22 Pb; .68 Li; 0.1 Sr; .05 P, Zn; .03 S, K, As, Zr; .026 O; .01 Na, Ca, Fe, Ba, Bi; .005 Al, Cd; .003 Ti, V, Co, Mo, Sb; .002 Cl, Cr; .001 Be, B, N, Mg, Si, Mn, Ni, Cu, Ag, Sn.

grund der Massenverdünnung um zwei Größenordnungen niedrigere Werte einnehmen und daher von geringer Bedeutung sind.

Zum Verunreinigungsgehalt des keramischen  $Li_4SiO_4$  finden sich in der Literatur ebenfalls streuende Angaben (vgl. [166]). In der Regel handelt es sich dabei um labormäßig hergestellte Materialien. Im allgemeinen läßt sich der unterschiedliche Verunreinigungsgehalt der labormäßig hergestellten Keramiken auf die unterschiedlichen Ausgangsmaterialien und Herstellungsmethoden zurückführen. Die zur Herstellung von  $Li_4SiO_4$  verwendeten Ausgangsmaterialien sind Lithiumcarbonat ( $Li_2CO_3$ ) und Siliciumdioxid ( $SiO_2$ ). Lithiumcarbonat ist auch die Basis für die technische Herstellung aller übrigen Lithiumverbindungen [170] und daher ein gängiger industrieller Stoff. Lithiumcarbonat wird technisch aus Mineralien oder Salzlauge gewonnen, sein Verunreinigungsgehalt ist je nach Erztyp, Gewinnungsverfahren sowie Verarbeitung unterschiedlich (s. [171]). Nach Laidler [171] ist im Lithiumcarbonat mit oxidischen Verunreinigungen durch Natrium, Schwefel, Calcium, Aluminium sowie Eisen zu rechnen. Beim Siliciumdioxid werden als typische Verunreinigungen die Oxide von Aluminium, Eisen, Titan, Calcium, Magnesium, Natrium und Kalium genannt [170]. Zur chemischen Analyse und Spezifikation von Siliciumdioxid (Quarzsand) wird auf DIN 52342 hingewiesen. Da die Ausgangsmaterialien für die Herstellung von  $Li_4SiO_4$  technisch sehr gängig sind, liegt die Vermutung nahe, daß diese mit hohen Reinheitsgraden hergestellt werden können. Beispielsweise geben Kaukis et al. [173] für das von ihnen zur Herstellung von  $Li_4SiO_4$  verwendete Lithiumcarbonat und Siliciumdioxid einen Verunreinigungsgehalt von kleiner als 1 wppm an. Arons et al. [174] geben für ein von ORNL bezogenes Lithiumcarbonat einen Verunreinigungsgehalt von 109 wppm an. Bemerkenswert ist, daß in den Ausgangsmaterialien für die Herstellung von  $Li_4SiO_4$  keine schweren metallischen Verunreinigungen zu finden sind.

Die für diese Arbeit als Referenz angenommene Zusammensetzung von  $Li_4SiO_4$  (s. Tabelle 3.4) bezieht sich auf eine chemische Analyse des Instituts für Materialforschung des Forschungszentrums Karlsruhe (IMF-I) für  $Li_4SiO_4$ -Kügelchen, die nach dem Schmelzverfahren (Versprühen einer  $Li_4SiO_4$ -Schmelze und schnelles Abkühlen der Tröpfchen [99]) bei der Firma Schott Glaswerke hergestellt wurden. Da die genauen Einzelheiten der industriellen Herstellung bisher noch nicht bekannt gegeben sind [172], ist die Verfolgung der Quellen der einzelnen Verunreinigungselemente nicht möglich. Für labormäßig hergestellte Lithiumorthosilikate beschreibt Suiter [166] mögliche Ursachen der Kontamination. Insbesondere nennt er die Aufnahme von Verunreinigungen aus dem Tiegelmaterial, welches für die labormäßige Herstellung aus Platin besteht. Er beschreibt, daß bei einigen Versuchen Platinspuren bis 1000 wppm festgestellt wurden, die ausschließlich aus dem Tiegel stammen [166]. Eine andere Möglichkeit der Kontamination sieht Suiter darin, daß beim Zermahlen von  $Li_4SiO_4$ -Proben mit  $Al_2O_3$ -Bällchen der Aluminiumgehalt des gemahlten Lithiumorthosilikats zugenommen hat. Die Zunahme schätzte er auf 100 wppm Al. Somit liegt die Vermutung nahe, daß die Herstellungsmethode einen wesentlichen Einfluß auf den Verunreinigungsgehalt haben kann.

Nachfolgend soll der Einfluß von Verunreinigungen und Spurenelementen auf das Aktivierungsverhalten der beiden Brutmaterialien näher untersucht werden. Es geht zunächst darum, die dadurch bedingte Veränderung des Aktivierungsverhaltens zu quantifizieren. Im Abschnitt 8

erfolgt die Bewertung der Effekte in bezug auf radiologische Betrachtungen zur Rezyklierbarkeit und Entsorgung.

Der Einfluß von Verunreinigungen auf das Aktivierungsverhalten hängt in erster Linie von der Konzentration und der Bestrahlungsbedingung ab, wobei die Auswirkung auf die einzelnen radiologischen Größen naturgemäß unterschiedlich ist. Es ist außerdem zu erwähnen, daß lediglich eine Reihe von Verunreinigungen zu signifikanten Veränderungen des Aktivierungsverhaltens führen können. Um dies zu zeigen, wird zunächst anhand von Vergleichsrechnungen unter einer Referenzbedingung der Effekt der in der Referenz-Zusammensetzung angegebenen Verunreinigungen untersucht. Anschließend werden die Effekte im gesamten Blanketbereich betrachtet.

Als Referenz wird angenommen, daß die Brutmaterialien in der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment der jeweiligen Blanketkonzepte über die 20000 Vollaststunden bestrahlt werden. Dies stellt die höchste Neutronenbelastung dar, der die Brutmaterialien im Demo-Reaktor ausgesetzt werden. Für beide Brutmaterialien wird eine vollständige Tritiumfreisetzung im Reaktorbetrieb angenommen. Ferner wird das Flüssigmetall als statisch betrachtet.

In beiden Brutmaterialien es kommt zur Veränderung des Aktivierungsverhaltens infolge der Transmutationen der Isotope der Verunreinigungen und Spurenelemente. Grundsätzlich kann man davon ausgehen, daß dadurch das Aktivierungsverhalten während des Reaktorbetriebs bis hin zu kurzen Abklingzeiten nach der Abschaltung nicht wesentlich beeinflusst wird, da keine kurzlebigen Nuklide mit signifikantem Inventar durch die Transmutationen der Verunreinigungen entstehen können. Der Grund hierfür ist darin zu sehen, daß kurzlebige Nuklide rasch ihre Sättigungsinventare erreichen, die in erster Näherung zu den Konzentrationen der Mutternuklide direkt proportional sind. Da jedoch die Konzentrationen der Mutternuklide, in diesem Fall also die Konzentrationen der Isotope der Verunreinigungselemente verglichen zu den Konzentrationen der Isotope der Basiselemente um 5 bis 6 Größenordnungen niedriger liegen, kann es demnach zu keinem bedeutenden Inventaraufbau kurzlebiger Nuklide aus den Verunreinigungen kommen. Dementsprechend sind signifikante Effekte von Verunreinigungen auf das Aktivierungsverhalten bei mittleren und längeren Abklingzeiten zu erwarten. Für mittel- und langlebige Nuklide trifft die oben genannte direkte Proportionalität zwischen Mutter- und Tochternuklid nicht mehr zu, hier kommt es in der Regel zu Abhängigkeiten, die durch die Länge der Reaktions- und Zerfallskette bestimmt werden.

Die radioaktiven Nuklide mit relevantem Inventar, die infolge der Transmutationen in den Verunreinigungen in beiden Brutmaterialien bei der oben spezifizierten (Referenz) Bestrahlungsbedingung entstehen, sind in den Tabellen 6.6 und 6.7 aufgeführt. Außerdem sind die bedeutenden Reaktionspfade für ihre Entstehung einschließlich der Beiträge der einzelnen Reaktionspfade zu den angegebenen Inventaren aufgelistet. Prinzipiell ist mit der Erzeugung dieser Nuklide in allen Blanketbereichen zu rechnen, gleichwohl die Nuklidinventare wie auch die Reaktionspfade zu deren Erzeugung in Abhängigkeit der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronenflußdichte deutlich variieren.

Durch die Transmutationen der Verunreinigungen, die in  $Pb - 17Li$  gemäß der Referenz-Zusammensetzung angenommen wurden, kommt es zu keinen bedeutenden Konzentrationen

Nuklid	Inventar [at./kg- <i>Pb</i> - 17 <i>Li</i> ]	$T_{1/2}$ [s]	Reaktionspfad (Beitrag in %)
$^{53}\text{Mn}$	$4.46456 \cdot 10^{16}$	$1.167 \cdot 10^{14}$	Fe54(n,d)Mn53 (99.370 )
$^{54}\text{Mn}$	$1.61637 \cdot 10^{16}$	$2.698 \cdot 10^{07}$	Fe54(n,p)Mn54 (97.505 ) Fe56(n,d)Mn55(n,2n)Mn54 ( .797 )
$^{55}\text{Fe}$	$3.08540 \cdot 10^{17}$	$8.631 \cdot 10^{07}$	Fe54(n,g)Fe55 ( 1.581 ) Fe56(n,2n)Fe55 (93.799 )
$^{57}\text{Co}$	$3.40904 \cdot 10^{16}$	$2.348 \cdot 10^{07}$	Ni58(n,d)Co57 (95.869 ) Ni58(n,2n)Ni57(b+)Co57 ( 3.997 )
$^{58}\text{Co}$	$1.11122 \cdot 10^{16}$	$6.122 \cdot 10^{06}$	Ni58(n,p)Co58 (47.878 ) Ni58(n,p)Co58m(IT)Co58 (51.858 )
$^{60}\text{Co}$	$8.13843 \cdot 10^{15}$	$1.664 \cdot 10^{08}$	Ni60(n,p)Co60 (50.465 ) Ni61(n,d)Co60 ( .898 ) Ni60(n,p)Co60m(IT)Co60 (46.449 ) Ni61(n,d)Co60m(IT)Co60 ( 1.322 )
$^{59}\text{Ni}$	$3.65161 \cdot 10^{16}$	$2.398 \cdot 10^{12}$	Ni58(n,g)Ni59 (60.297 ) Ni60(n,2n)Ni59 (39.640 )
$^{63}\text{Ni}$	$2.31178 \cdot 10^{16}$	$3.124 \cdot 10^{09}$	Ni62(n,g)Ni63 ( 6.526 ) Ni64(n,2n)Ni63 ( 8.544 ) Zn64(n,2p)Ni63 ( .674 ) Zn66(n,a)Ni63 (80.267 ) Zn67(n,na)Ni63 ( 1.624 ) Zn64(n,p)Cu64(b+)Ni64(n,2n)Ni63 ( 1.786 )
$^{65}\text{Zn}$	$1.18483 \cdot 10^{17}$	$2.110 \cdot 10^{07}$	Zn64(n,g)Zn65 (59.585 ) Zn66(n,2n)Zn65 (40.287 )
$^{107}\text{Pd}$	$4.21510 \cdot 10^{15}$	$2.050 \cdot 10^{14}$	Ag107(n,p)Pd107 (32.922 ) Ag107(n,d)Pd106(n,g)Pd107 ( 1.273 ) Ag107(n,p)Pd107m(IT)Pd107 (25.867 ) Ag107(n,2n)Ag106(b+)Pd106(n,g)Pd107 (19.308 ) Ag107(n,2n)Ag106m(b+)Pd106(n,g)Pd107 (11.675 ) Ag107(n,g)Ag108(b+)Pd108(n,2n)Pd107 ( 1.832 )
$^{106m}\text{Ag}$	$1.26453 \cdot 10^{15}$	$7.310 \cdot 10^{05}$	Ag107(n,2n)Ag106m (99.882 )
$^{108m}\text{Ag}$	$1.23761 \cdot 10^{17}$	$1.319 \cdot 10^{10}$	Ag107(n,g)Ag108m ( 6.004 ) Ag109(n,2n)Ag108m (93.954 )
$^{110m}\text{Ag}$	$1.41202 \cdot 10^{16}$	$2.158 \cdot 10^{07}$	Ag109(n,g)Ag110m (99.781 )
$^{109}\text{Cd}$	$8.67373 \cdot 10^{15}$	$3.997 \cdot 10^{07}$	Ag107(n,g)Ag108(b-)Cd108(n,g)Cd109 (50.152 ) Ag109(n,2n)Ag108(b-)Cd108(n,g)Cd109 (12.410 ) Ag109(n,g)Ag110(b-)Cd110(n,2n)Cd109 (36.032 ) Ag109(n,g)Ag110m(b-)Cd110(n,2n)Cd109 ( 1.063 )
$^{113}\text{Sn}$	$1.09008 \cdot 10^{15}$	$9.944 \cdot 10^{06}$	Sn112(n,g)Sn113 (44.922 ) Sn114(n,2n)Sn113 ( 9.686 ) Sn112(n,g)Sn113m(IT)Sn113 (18.531 ) Sn114(n,2n)Sn113m(IT)Sn113 (26.470 )
$^{117m}\text{Sn}$	$1.57805 \cdot 10^{15}$	$1.175 \cdot 10^{06}$	Sn116(n,g)Sn117m ( 1.714 ) Sn117(n,n')Sn117m (19.075 ) Sn118(n,2n)Sn117m (77.216 )
$^{119m}\text{Sn}$	$4.63516 \cdot 10^{16}$	$2.532 \cdot 10^{07}$	Sn118(n,g)Sn119m ( 7.714 ) Sn119(n,n')Sn119m (20.179 ) Sn120(n,2n)Sn119m (70.623 )
$^{121m}\text{Sn}$	$1.15151 \cdot 10^{16}$	$1.736 \cdot 10^{09}$	Sn120(n,g)Sn121m ( 4.592 ) Sn122(n,2n)Sn121m (95.378 )
$^{123}\text{Sn}$	$3.42212 \cdot 10^{15}$	$1.116 \cdot 10^{07}$	Sn124(n,2n)Sn123 (99.688 )
$^{125}\text{Sb}$	$2.79470 \cdot 10^{15}$	$8.707 \cdot 10^{07}$	Sn124(n,g)Sn125(b-)Sb125 ( 5.477 ) Sn124(n,g)Sn125m(b-)Sb125 (94.569 )
$^{207}\text{Bi}$	$3.82791 \cdot 10^{16}$	$1.002 \cdot 10^{09}$	Bi209(n,2n)Bi208(n,2n)Bi207 (80.640 ) Bi209(n,2n)Bi208m(IT)Bi208(n,2n)Bi207 (10.419 ) Bi209(n,2n)Bi208(n,2n)Bi207m(IT)Bi207 ( 7.917 )
$^{208}\text{Bi}$	$3.21681 \cdot 10^{18}$	$1.161 \cdot 10^{13}$	Bi209(n,2n)Bi208 (88.555 ) Bi209(n,2n)Bi208m(IT)Bi208 (11.441 )
$^{210m}\text{Bi}$	$1.67341 \cdot 10^{16}$	$9.467 \cdot 10^{13}$	Bi209(n,g)Bi210m (99.986 )
$^{210}\text{Po}$	$1.06423 \cdot 10^{16}$	$1.196 \cdot 10^{07}$	Bi209(n,g)Bi210(b-)Po210 (99.645 )

Tabelle 6.6: Inventar radioaktiver Nuklide, die infolge der Transmutationen von Verunreinigungen entstehen, zusammen mit den Reaktionspfaden für ihre Erzeugung unter der Referenz-Bestrahlungsbedingung

Nuklid	Inventar [at./kg- $Li_4SiO_4$ ]	$T_{1/2}$ [s]	Reaktionspfad (Beitrag in %)
$^{10}Be$	$1.61250 \cdot 10^{17}$	$5.049 \cdot 10^{13}$	C13(n,a)Be10 ( 99.818 )
$^{14}C$	$6.04882 \cdot 10^{16}$	$1.808 \cdot 10^{11}$	C13(n,g)C14 ( 99.791 )
$^{22}Na$	$2.53792 \cdot 10^{17}$	$8.214 \cdot 10^{07}$	Na23(n,2n)Na22 ( 99.859 )
$^{24}Na$	$6.51972 \cdot 10^{16}$	$5.393 \cdot 10^{04}$	Na23(n,g)Na24 ( 4.839 ) Mg24(n,p)Na24 ( 2.332 ) Al27(n,a)Na24 ( 53.067 ) Na23(n,g)Na24m(IT)Na24 ( 14.705 ) Mg24(n,p)Na24m(IT)Na24 ( 1.042 ) Al27(n,a)Na24m(IT)Na24 ( 23.754 )
$^{26}Al$	$2.08255 \cdot 10^{18}$	$2.272 \cdot 10^{13}$	Al27(n,2n)Al26 ( 99.953 )
$^{32}P$	$1.81742 \cdot 10^{17}$	$1.232 \cdot 10^{06}$	S32(n,p)P32 ( 99.746 )
$^{33}P$	$3.64455 \cdot 10^{15}$	$2.195 \cdot 10^{06}$	S33(n,p)P33 ( 56.899 ) S34(n,d)P33 ( 11.365 ) S32(n,g)S33(n,p)P33 ( 1.882 ) K39(n,a)Cl36(n,a)P33 ( 28.262 )
$^{35}S$	$9.38988 \cdot 10^{15}$	$7.560 \cdot 10^{06}$	S34(n,g)S35 ( 10.955 ) S36(n,2n)S35 ( 3.094 ) K39(n,na)Cl35(n,p)S35 ( 6.099 ) K39(n,a)Cl36(n,d)S35 ( 40.404 ) K39(n,d)Ar38(n,a)S35 ( 5.191 ) K39(n,p)Ar39(n,na)S35 ( 30.744 ) Ca40(n,2p)Ar39(n,na)S35 ( 2.312 )
$^{36}Cl$	$1.09880 \cdot 10^{19}$	$9.530 \cdot 10^{12}$	K39(n,a)Cl36 ( 99.373 )
$^{37}Ar$	$4.04918 \cdot 10^{17}$	$3.027 \cdot 10^{06}$	Ca40(n,a)Ar37 ( 99.704 )
$^{39}Ar$	$1.66630 \cdot 10^{19}$	$8.489 \cdot 10^{09}$	K39(n,p)Ar39 ( 92.482 ) Ca40(n,2p)Ar39 ( 6.954 )
$^{40}K$	$1.85248 \cdot 10^{19}$	$4.039 \cdot 10^{16}$	K39(n,g)K40 ( 23.258 ) Ca40(n,p)K40 ( 74.405 )
$^{42}K$	$1.00693 \cdot 10^{15}$	$4.453 \cdot 10^{04}$	K41(n,g)K42 ( 95.043 ) Ca42(n,p)K42 ( 4.547 )
$^{41}Ca$	$1.04234 \cdot 10^{18}$	$3.250 \cdot 10^{12}$	Ca40(n,g)Ca41 ( 90.639 ) Ca42(n,2n)Ca41 ( 9.084 )
$^{45}Ca$	$4.12166 \cdot 10^{10}$	$1.406 \cdot 10^{07}$	Ca44(n,g)Ca45 ( 21.560 ) Ti48(n,a)Ca45 ( 77.576 )
$^{46}Sc$	$3.61278 \cdot 10^{16}$	$7.242 \cdot 10^{06}$	Ti46(n,p)Sc46 ( 58.833 ) Ti47(n,d)Sc46 ( 9.128 ) Ti46(n,p)Sc46m(IT)Sc46 ( 26.385 ) Ti47(n,d)Sc46m(IT)Sc46 ( 3.795 )
$^{47}Sc$	$1.28216 \cdot 10^{15}$	$2.891 \cdot 10^{05}$	Ti47(n,p)Sc47 ( 46.707 ) Ti48(n,d)Sc47 ( 28.930 ) Ti48(n,2n)Ti47(n,p)Sc47 ( 1.548 ) Ca48(n,2n)Ca47(b-)Sc47 ( 21.067 ) Ti50(n,a)Ca47(b-)Sc47 ( 1.375 )
$^{48}Sc$	$1.30562 \cdot 10^{15}$	$1.572 \cdot 10^{05}$	Ti48(n,p)Sc48 ( 99.676 )
$^{49}V$	$1.10110 \cdot 10^{17}$	$2.851 \cdot 10^{07}$	Cr50(n,d)V49 ( 97.831 ) Cr50(n,2n)Cr49(b+)V49 ( 1.916 )
$^{50}V$	$1.25585 \cdot 10^{17}$	$4.700 \cdot 10^{24}$	Cr50(n,p)V50 ( 95.221 ) Cr52(n,2n)Cr51(b+)V51(n,2n)V50 ( 2.608 )
$^{51}Cr$	$9.38814 \cdot 10^{16}$	$2.394 \cdot 10^{06}$	Cr50(n,g)Cr51 ( 13.771 ) Cr52(n,2n)Cr51 ( 80.633 ) Fe54(n,a)Cr51 ( 5.413 )
$^{53}Mn$	$7.09520 \cdot 10^{17}$	$1.167 \cdot 10^{14}$	Fe54(n,d)Mn53 ( 99.389 )
$^{54}Mn$	$3.04559 \cdot 10^{17}$	$2.698 \cdot 10^{07}$	Fe54(n,p)Mn54 ( 95.858 ) Fe54(n,d)Mn53(n,g)Mn54 ( 2.722 )
$^{55}Fe$	$4.81870 \cdot 10^{18}$	$8.631 \cdot 10^{07}$	Fe54(n,g)Fe55 ( 3.464 ) Fe56(n,2n)Fe55 ( 95.087 ) Ni58(n,a)Fe55 ( 1.369 )
$^{59}Fe$	$2.00452 \cdot 10^{15}$	$3.845 \cdot 10^{06}$	Fe58(n,g)Fe59 ( 90.950 ) Ni62(n,a)Fe59 ( 2.226 ) Fe57(n,g)Fe58(n,g)Fe59 ( 1.848 ) Ni58(n,p)Co58(b+)Fe58(n,g)Fe59 ( 1.241 )
$^{57}Co$	$1.43767 \cdot 10^{17}$	$2.348 \cdot 10^{07}$	Ni58(n,d)Co57 ( 96.033 ) Ni58(n,2n)Ni57(b+)Co57 ( 3.906 )
$^{58}Co$	$2.27479 \cdot 10^{16}$	$6.122 \cdot 10^{06}$	Ni58(n,p)Co58 ( 47.653 ) Ni58(n,p)Co58m(IT)Co58 ( 51.072 )
$^{60}Co$	$6.54295 \cdot 10^{16}$	$1.664 \cdot 10^{08}$	Ni60(n,p)Co60 ( 29.171 ) Cu63(n,a)Co60 ( 10.431 ) Ni60(n,d)Co59(n,g)Co60 ( 1.587 ) Ni60(n,p)Co60m(IT)Co60 ( 26.854 ) Cu63(n,a)Co60m(IT)Co60 ( 9.604 ) Ni58(n,p)Co58(n,g)Co59(n,g)Co60 ( 3.284 ) Fe58(n,g)Fe59(b-)Co59(n,g)Co60 ( 1.116 ) Ni60(n,d)Co59(n,g)Co60m(IT)Co60 ( 2.018 )
$^{59}Ni$	$1.86601 \cdot 10^{17}$	$2.398 \cdot 10^{12}$	Ni58(n,g)Ni59 ( 72.762 ) Ni60(n,2n)Ni59 ( 27.216 )
$^{63}Ni$	$6.85742 \cdot 10^{16}$	$3.124 \cdot 10^{09}$	Ni62(n,g)Ni63 ( 25.449 ) Ni64(n,2n)Ni63 ( 12.423 ) Cu63(n,p)Ni63 ( 40.134 ) Zn66(n,a)Ni63 ( 17.347 ) Cu63(n,g)Cu64(b+)Ni64(n,2n)Ni63 ( 2.299 )
$^{65}Zn$	$9.57812 \cdot 10^{16}$	$2.110 \cdot 10^{07}$	Zn64(n,g)Zn65 ( 71.003 ) Zn66(n,2n)Zn65 ( 28.378 )

Tabelle 6.7: Inventar radioaktiver Nuklide, die infolge der Transmutationen von Verunreinigungen entstehen, zusammen mit den Reaktionspfaden für ihre Erzeugung unter der Referenz-Bestrahlungsbedingung

von Isotopen, die die Zusammensetzung der Legierung in irgendeiner Weise beeinflussen können. Auch der Abbrand der Verunreinigungen ist sehr gering; er liegt unterhalb 0,05%, so daß bei den Massenanteilen der Verunreinigungselemente im bestrahlten  $Pb - 17Li$  keine wesentlichen Veränderungen festzustellen sind. Bemerkenswert ist auch, daß die Transmutationen der Verunreinigungen in  $Pb - 17Li$  nahezu keine gasförmigen Produkte erzeugen.

Von den radioaktiven Nukliden, die infolge der Transmutationen der Verunreinigungen in  $Pb - 17Li$  entstehen, erreicht  $^{208}Bi$  mit  $3,217 \cdot 10^{18}$  at./kg- $Pb - 17Li$  das höchste Inventar, was eine Erhöhung um den Faktor 1,4 gegenüber der  $^{208}Bi$ -Erzeugung im reinen  $Pb - 17Li$  entspricht (vgl. Tab. 6.5 und 6.6). Die Nuklide  $^{55}Fe$ ,  $^{65}Zn$ , und  $^{108m}Ag$  weisen hohe Inventare auf ( $> 1,0 \cdot 10^{17}$  at./kg- $Pb - 17Li$ ), die gegenüber den Inventaren der anderen Nuklide um eine Größenordnung höher liegen. Das Inventar von  $^{210}Po$ , das durch die Transmutation von  $^{209}Bi$  entsteht, beträgt  $1,042 \cdot 10^{16}$  at./kg- $Pb - 17Li$  und beläuft sich damit nahezu auf der gleichen Erzeugungsrate wie im reinen  $Pb - 17Li$ . Dies gilt nur für die lokale Bestrahlungsbedingung. Zu den hinteren Blanketbereichen hin erhöht sich die  $^{210}Po$ -Erzeugung im Wismut und übertrifft jene im Blei (s. Tab. 6.9). Auffallend ist bei den Nukliden mit hohen Inventaren, daß sie überwiegend durch inelastische Streuungen und  $(n, \gamma)$ -Reaktionen erzeugt werden. Damit ist wahrscheinlich, daß ihr Inventaraufbau sowohl beim harten Spektrum im vorderen Blanketbereich wie auch beim weichen Spektrum im hinteren Blanketbereich möglich ist.

Im Falle von  $Li_4SiO_4$  kommt es infolge der Transmutationen der Verunreinigungen zur Erzeugung gasförmiger Transmutationsprodukte. Die Erzeugung von Wasserstoff, Helium und Stickstoff bleibt nahezu unverändert, während sich die Erzeugung von Fluor und Neon gegenüber reinem  $Li_4SiO_4$  um etwa eine Größenordnung erhöht. Außerdem kommt es durch die Transmutation von Kalium und Calcium zur Erzeugung des gasförmigen Argons, dessen lokales Inventar bis zu  $1,8 \cdot 10^{-3}$  g/kg- $Li_4SiO_4$  betragen kann. Der Abbrand der Verunreinigungselemente bleibt auch im Falle von  $Li_4SiO_4$  sehr gering; er liegt unterhalb von 0,03%. Dementsprechend kommt es auch nicht zur Veränderung der Massenanteile der Elemente infolge der Transmutationen der Verunreinigungen, so daß dadurch die Stöchiometrie des Materials unbeeinflusst bleibt, abgesehen von den ohnehin in bedeutender Menge als Verunreinigung vorhandenen Elementen Aluminium und Kohlenstoff.

Wie aus der Tabelle 6.7 zu ersehen ist, erfolgt die Mehrzahl der Transmutationen in den Verunreinigungen in  $Li_4SiO_4$  durch Teilchenemissionsreaktionen, die überwiegend Schwellwertreaktionen sind, so daß in diesem Fall zu erwarten ist, daß der Einfluß der räumlichen und energetischen Veränderung der Neutronenflußdichteverteilung auf die Transmutation in Verunreinigungen bedeutend sein wird (s. weiter unten). Von den radioaktiven Nukliden, die infolge der Transmutationen der Verunreinigungen in  $Li_4SiO_4$  entstehen, erreichen die Nuklide  $^{36}Cl$ ,  $^{39}Ar$  und  $^{40}K$  deutlich hohe Inventare ( $> 1,0 \cdot 10^{19}$  at./kg- $Li_4SiO_4$ , s. Tab. 6.7). Das Inventar von  $^{26}Al$ ,  $^{41}Ca$  und  $^{55}Fe$  liegt oberhalb  $1,0 \cdot 10^{18}$  at./kg- $Li_4SiO_4$  und ist damit um eine Größenordnung höher als das Inventar anderer Nuklide. Das Inventar von  $^{26}Al$  erhöht sich gegenüber dem im reinen  $Li_4SiO_4$  um etwa 90%. Dagegen ist für  $^{14}C$  trotz des hohen Kohlenstoffgehalts kein bedeutender Inventaraufbau zu bemerken. Die zuletzt genannten Nuklide sind für das Aktivierungsverhalten bei längeren Abklingzeiten von Bedeutung.

Die Abbildungen 6.49 bis 6.53 zeigen den Vergleich des Zeitverlaufs der Aktivierungsgrößen nach der Bestrahlung gemäß der oben spezifizierten (Referenz) Bestrahlungsbedingung für den Fall der Referenz-Zusammensetzung (mit Verunreinigungen) bzw. für den Fall des reinen Brutmaterials (ohne Verunreinigungen). Daneben sind auch die Nuklide zu sehen, die zu den jeweiligen Aktivierungsgrößen wesentliche Beiträge liefern. Wie oben angedeutet und wie ebenfalls aus den Abbildungen ersichtlich ist, bewirken die Verunreinigungen keine wesentlichen Veränderungen des Aktivierungsverhaltens der Brutmaterialien während des Reaktorbetriebs wie auch nach dessen Abschaltung bis hin zu Abklingzeiten im Bereich von einigen Stunden. Es kommt lediglich zur Erhöhung der Radiotoxizität, wie es bei den Ingestions- und Inhalationsdosen zu beobachten ist. Dies ist auf die allgemeine Erhöhung der Inventare der radiotoxischen Nuklide zurückzuführen. In  $Pb - 17Li$  ist hierfür in erster Linie die Erhöhung des Inventars von  $^{210}Po$  verantwortlich, welches im Wismut nach der Reaktion  $^{209}Bi(n, \gamma)^{210}Bi(\beta^-)^{210}Po$  erzeugt wird. Wie weiter unten zu sehen ist, kann sich das lokale Inventar von  $^{210}Po$  dadurch um etwa 50% bis 90% erhöhen. Im Falle von  $Li_4SiO_4$  sorgt für die Erhöhung der Ingestions- und Inhalationsdosen im Reaktorbetrieb ausschließlich  $^{24}Na$ , welches in den Isotopen der Verunreinigungselemente Natrium, Magnesium und Aluminium induziert wird (s. Tab. 6.7). Die Erzeugung von  $^{24}Na$  im Basisisotop von  $Li_4SiO_4$   $^{28}Si$  hat lediglich im vorderen Blanketbereich nennenswerte Beiträge zum lokalen Inventar von  $^{24}Na$ , so daß der überwiegende Teil von  $^{24}Na$  in den Isotopen der Verunreinigungselemente erzeugt wird (s. Tab. 6.8).

Eine wesentliche Veränderung des Aktivierungsverhaltens von  $Pb - 17Li$  aufgrund der aktivierten Verunreinigungen tritt nach dem Abklingen von  $^{202}Tl$ , das im Blei durch den  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{203}Pb$  zu  $^{203}Tl$  und anschließende  $(n, 2n)$ -Reaktion entsteht, ein. Nach dessen Zerfall dominieren im reinen  $Pb - 17Li$   $^{203}Hg$  und  $^{204}Tl$ , die jedoch bei der Berücksichtigung der Verunreinigungen deutlich an Dominanz einbüßen. Der Einfluß der Verunreinigungen wirkt sich auf die einzelnen Aktivierungsgrößen unterschiedlich aus. Für die Nachwärmeleistung von  $Pb - 17Li$  zeigen sich infolge der Aktivierung der Verunreinigungen nur geringfügige Veränderungen (s. Abb. 6.51). Ähnlich bleibt die spezifische Aktivität über den bedeutenden Teil der Abklingzeit unverändert (s. Abb. 6.49). Hingegen kommt es bei der  $\gamma$ -Dosisrate zu deutlichen Anhebungen oberhalb einer Abklingzeit von etwa 1 d. Bei den Ingestions- und Inhalationsdosen zeigen sich deutliche Anhebungen schon im Reaktorbetrieb, die sich auch nach der Abschaltung fortsetzen.

Die  $\gamma$ -Dosisrate von  $Pb - 17Li$  (mit Verunreinigung) bei Abklingzeiten oberhalb einiger Tage bis hin zu etwa einem Jahr wird von den Nukliden  $^{54}Mn$ ,  $^{65}Zn$ ,  $^{106m}Ag$  und  $^{110m}Ag$  bestimmt, die ausschließlich infolge der Transmutationen in den Verunreinigungen entstehen (s. Tab. 6.6). Zum Beispiel wird die  $\gamma$ -Dosisrate bei einer Abklingzeit von 1 a zu 53% von  $^{65}Zn$ , zu 26,4% von  $^{110m}Ag$  und zu etwa 0,9% von  $^{54}Mn$  gestellt. Dabei ist zu bemerken, daß dieser Abklingzeitbereich im Zusammenhang mit Wartungsarbeiten von Interesse ist. Bei Abklingzeiten oberhalb von 2,5 a bis etwa 20 a wird die  $\gamma$ -Dosisrate von den Nukliden  $^{60}Co$ ,  $^{125}Sb$  und  $^{207}Bi$  dominiert, wobei zu erwähnen ist, daß nur im vorderen Blanketbereich  $^{207}Bi$  durch die Transmutation des Wismuts entsteht. Im hinteren Blanketbereich wird es überwiegend im Blei durch neutroneninduzierte Reaktionen und SCPR erzeugt (s. nächster Abschnitt). Der weitere zeitliche Verlauf der  $\gamma$ -Dosisrate wird nachhaltig von  $^{207}Bi$  und später dann mit wesentlichen Beiträgen von

$^{108m}\text{Ag}$  geprägt, wobei der Einfluß von  $^{108m}\text{Ag}$  sich weiter bis Abklingzeiten von etwa 1000 a und darüber fortsetzt (s. Abb. 6.50). Bei längeren Abklingzeiten ( $> 5000$  a) ist für die  $\gamma$ -Dosisrate hauptsächlich  $^{208}\text{Bi}$  verantwortlich, welches im vorderen Blanketbereich zu mehr als 50% und im hinteren Blanketbereich zu mehr als 80% in Wismut erzeugt wird (vgl. Tab. 6.9).

Wie oben betont, erhöht sich allgemein die Radiotoxizität von  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  infolge der Transmutationen der Isotope der Verunreinigungen (s. Abb. 6.52 und 6.53). Hauptsächlich ist hierfür  $^{210}\text{Po}$  verantwortlich, das zur Erhöhung der Radiotoxizität sowohl im Reaktorbetrieb als auch nach dessen Abschaltung führt. Die hohe Radiotoxizität von  $^{210}\text{Po}$  ( $T_{1/2} = 138,176$  d) rührt daher, daß es ein starker  $\alpha$ -Strahler mit mittlerer Teilchenenergie von 5,304 MeV ist. Die Erzeugungsrate von  $^{210}\text{Po}$  im Wismut variiert je nach der räumlichen Lage (s. Tab. 6.9). Unter der Referenz-Bestrahlungsbedingung ergibt sich für das  $^{210}\text{Po}$ -Inventar eine Erhöhung von etwa 50% gegenüber reinem  $\text{Pb} - 17\text{Li}$ . Eine bedeutende Anhebung der Ingestionsdosis infolge von im Wismut induzierten  $^{210}\text{Po}$  zeigt sich im Bereich von Abklingzeiten, die in der Nähe seiner Halbwertszeit liegen. Andererseits erfährt die Inhalationsdosis im Reaktorbetrieb, bei dessen Abschaltung sowie bis hin zu Abklingzeiten im Bereich von etwa 1 a, wesentliche Erhöhungen aufgrund der Zunahme des  $^{210}\text{Po}$ -Inventars. Bei Abklingzeiten oberhalb von 1 a werden auch andere Nuklide aus der Transmutation der Verunreinigungen von Bedeutung (s. Abb. 6.52 und 6.53). Das infolge von  $(n, 2n)$ -Reaktionen auf  $^{210}\text{Po}$  entstehende  $^{209}\text{Po}$  liefert wesentliche Beiträge für die Ingestions- und Inhalationsdosis bei Abklingzeiten im Bereich von etwa 100 a.

Auf das Aktivierungsverhalten von  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  ist der Einfluß der Transmutationsprodukte der Verunreinigungen vergleichsweise hoch, was auch an den in den Abbildungen 6.49 bis 6.53 dargestellten Aktivierungsgrößen zu sehen ist. Es kommt jedoch zu keiner wesentlichen Erhöhungen der spezifischen Aktivität, der Nachwärmeleistung sowie der  $\gamma$ -Dosisrate im Reaktorbetrieb. Hingegen zeigt sich für die Radiotoxizität im Reaktorbetrieb eine deutliche Anhebung (s. Abb. 6.52 und 6.53), die auf die allgemeine Inventarerhöhung und insbesondere auf die äußerst hohe Zunahme des Inventars von  $^{24}\text{Na}$  zurückzuführen ist.

Nach der Abschaltung des Reaktors und nach dem Zerfall der kurzlebigen Nuklide prägt das Nuklid  $^{24}\text{Na}$  in eindeutiger Weise das Aktivierungsverhalten von  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ . Aufgrund seiner moderaten Halbwertszeit, die 14,659 h beträgt, - der  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{24}\text{Na}$  ist von energetischer  $\gamma$ -Strahlung mit mittlerer  $\gamma$ -Teilchenenergie von 4,123 MeV begleitet - und der vielfältigen Reaktionspfade (s. Tab. 6.7), die zu seiner Entstehung aus den Isotopen der Verunreinigungselemente Natrium, Magnesium und Aluminium führen, erhöht sich sein Inventar gegenüber reinem  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  um mehr als 90% (s. auch Tab. 6.8), was deutliche Anhebungen der Aktivierungsgrößen bei Abklingzeiten oberhalb 1 h bewirkt und aus den Abbildungen 6.49 bis 6.53 sichtbar ist. Bei Abklingzeiten oberhalb einiger Tage werden die spezifische Aktivität und die Nachwärmeleistung im wesentlichen von  $^{32}\text{P}$  dominiert, das zu etwa 98% aus dem Schwefelisotop  $^{32}\text{S}$ , welches als Verunreinigung in  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  vorhanden ist, infolge  $(n, p)$ -Reaktionen erzeugt wird. Die  $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$ -Reaktion hat eine niedrige Schwellenenergie von 0,928 MeV, die die Erzeugung von  $^{32}\text{P}$  auch bei weicheren Neutronenspektren ermöglicht.  $^{32}\text{P}$  ist ein Positronenstrahler mit mittlerer Teilchenenergie von 0,695 MeV ohne nennenswerte Bremsstrahlung (1,18 keV) und liefert demnach keinen Beitrag zur  $\gamma$ -Dosisrate.

Das Aktivierungsverhalten von  $Li_4SiO_4$  wird in den Abklingzeiten zwischen 1 d und 100 a ausschließlich durch Transmutationsprodukte der Verunreinigungen bestimmt (s. Abb. 6.49 bis 6.53). Im Falle der  $\gamma$ -Dosisrate, die bei der Klärung der Fragestellungen zur Rezyklierbarkeit und Entsorgung von grundlegender Bedeutung ist, ist der Einfluß der Verunreinigungen in dem genannten Zeitbereich besonders hoch. Nach dem Zerfall von  $^{24}Na$ , bei Abklingzeiten oberhalb von 1 d bis hin zu 1 a, wird die  $\gamma$ -Dosisrate in erster Linie von  $^{22}Na$  dominiert, welches nunmehr ausschließlich infolge der Transmutation des Natriums entsteht. Daneben kommen wesentliche Beiträge zur  $\gamma$ -Dosisrate von  $Li_4SiO_4$  von den Nukliden  $^{46}Sc, ^{51}Cr, ^{54}Mn, ^{56}Co, ^{57}Co$  und  $^{65}Zn$ , die durch die Transmutation der metallischen Verunreinigungen entstehen. Bei Abklingzeiten bis etwa 50 a ist die  $\gamma$ -Dosisrate vollständig von  $^{60}Co$  dominiert, welches in vielfältiger Weise aus den Verunreinigungselementen Eisen, Nickel und Kupfer erzeugt wird (s. Tab. 6.7).

Für die Erhöhung der Radiotoxizität sind - wie oben erwähnt - zunächst die Nuklide  $^{24}Na$  und  $^{32}P$  verantwortlich. Nachdem diese zerfallen sind, ist es eine Reihe von Nukliden, insbesondere  $^{22}Na, ^{55}Fe$  und  $^{65}Zn$ , die für die Ingestions- und Inhalationsdosen wesentliche Beiträge liefern. Eine besonders hohe Anhebung der Ingestions- und Inhalationsdosen findet bei Abklingzeiten oberhalb von etwa 1 a statt, die hauptsächlich durch das gasförmige Nuklid  $^{39}Ar$  bedingt ist. Dies erstreckt sich bis zu Abklingzeiten von etwa 1000 a (s. Abb. 6.52 und 6.53).

Besonders deutliche Veränderungen im langfristigen Aktivierungsverhalten ( $> 100$  a) von  $Li_4SiO_4$  infolge der Aktivierung der Verunreinigungen tritt bei der  $\gamma$ -Dosisrate ein, während die Veränderung bei den anderen Aktivierungsgrößen relativ moderat ausfällt. Für dieses Verhalten sorgt das Nuklid  $^{14}C$ , dessen Erzeugung trotz des hohen Verunreinigungsgehalts an Kohlenstoff nicht ansteigt. Wie aus der Tabelle 6.4 bzw. 6.7 zu entnehmen ist, führt die Erzeugung von  $^{14}C$  im Kohlenstoff selbst zu keiner nennenswerten Inventarerhöhung. Demgegenüber nimmt die Erzeugung von  $^{26}Al$  infolge der Transmutationen des als Verunreinigung enthaltenen Aluminiums drastisch zu und erhöht das  $^{26}Al$ -Inventar um mehr als 90%. Folglich kommt es zu einer deutlichen Anhebung der  $\gamma$ -Dosisrate, während sich die anderen Aktivierungsgrößen nur geringfügig erhöhen. Zur Veränderung des Langzeit-Aktivierungsverhaltens tragen auch die Nuklide  $^{36}Cl, ^{41}Ca$  und  $^{59}Ni$  bei, die ebenfalls aus Transmutationen der Verunreinigungen stammen.

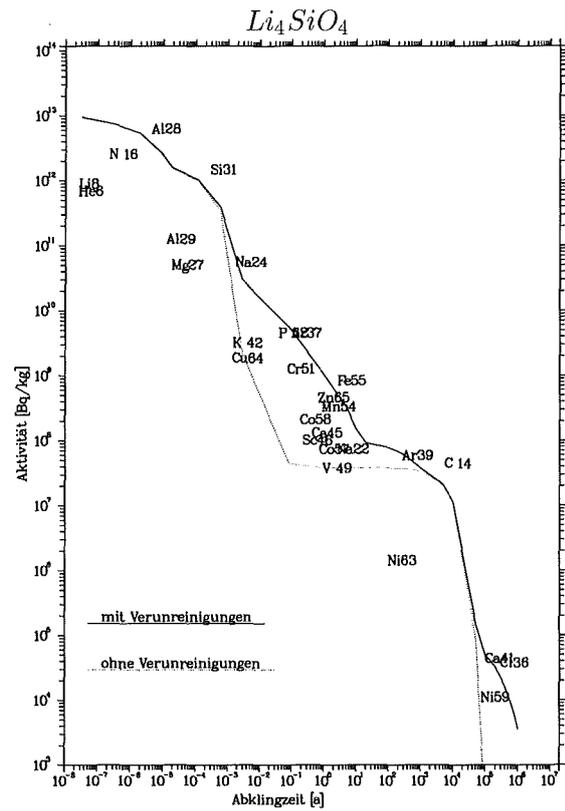
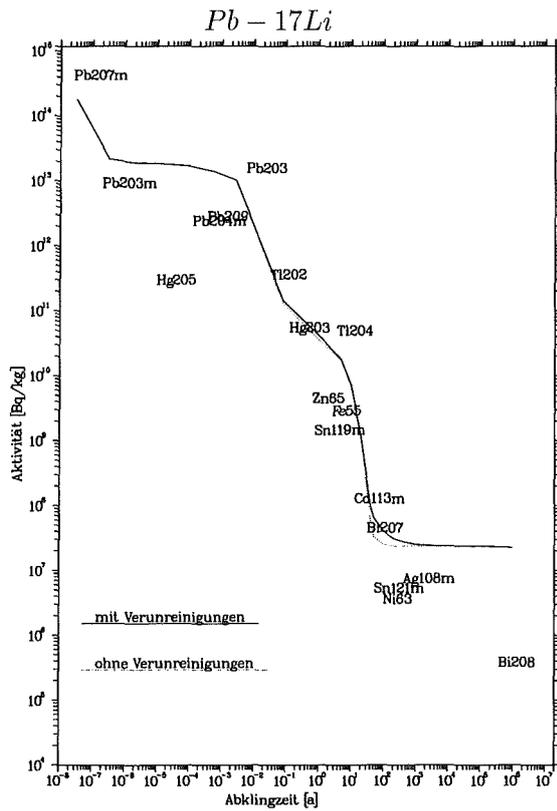


Abb. 6.49: Vergleich des Zeitverlaufs der spezifischen Aktivität der Brutmaterialien bei der Bestrahlung in der Torusmittelebene, mit und ohne Verunreinigungen

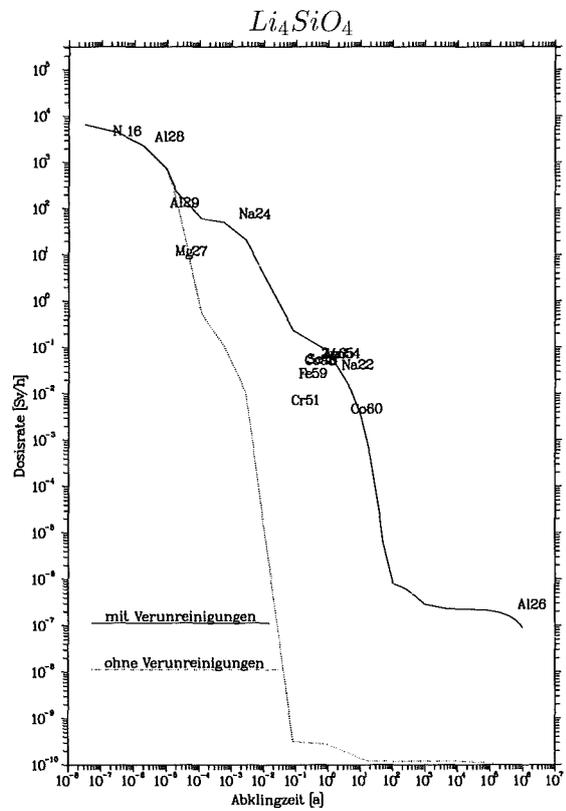
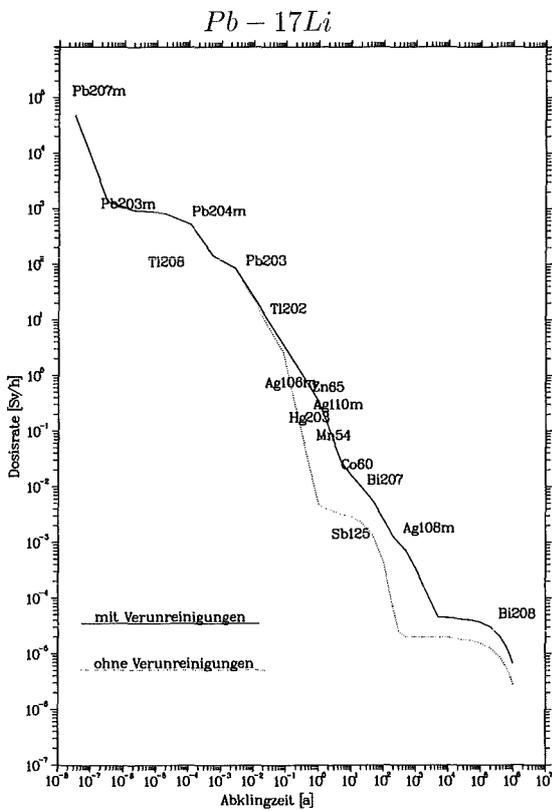


Abb. 6.50: Vergleich des Zeitverlaufs der  $\gamma$ -Dosisrate der Brutmaterialien bei der Bestrahlung in der Torusmittelebene, mit und ohne Verunreinigungen

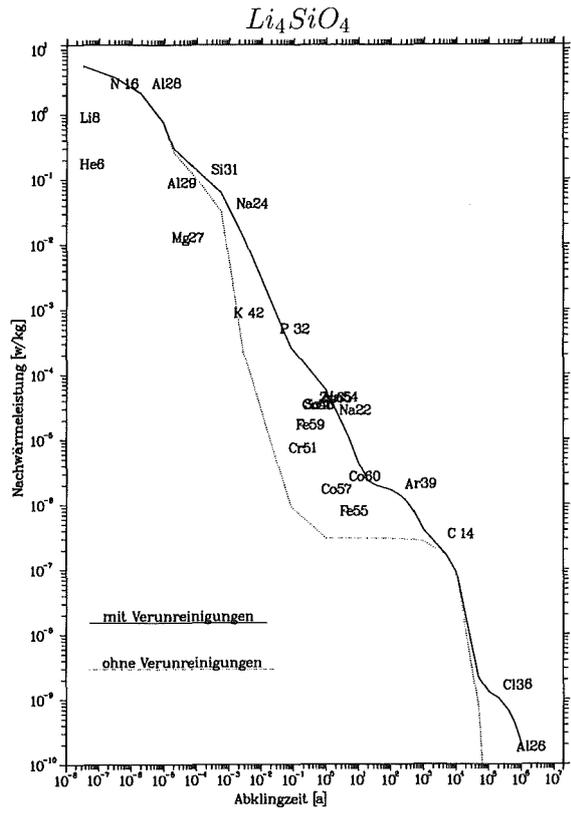
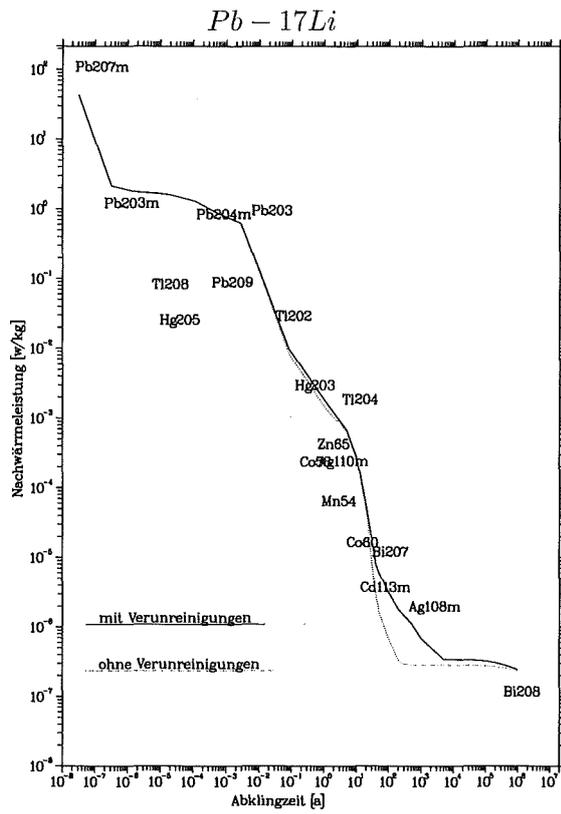


Abb. 6.51: Vergleich des Zeitverlaufs der Nachwärmeleistung der Brutmaterialien bei der Bestrahlung in der Torusmittelebene, mit und ohne Verunreinigungen

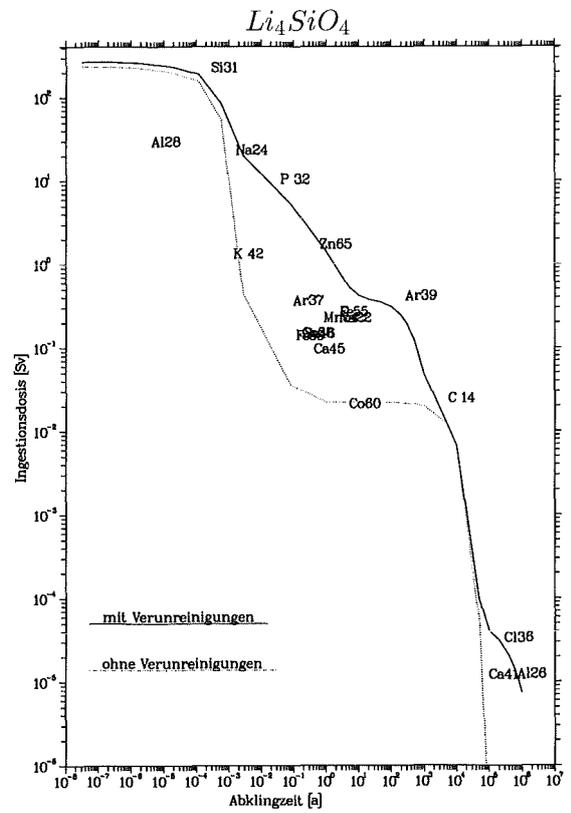
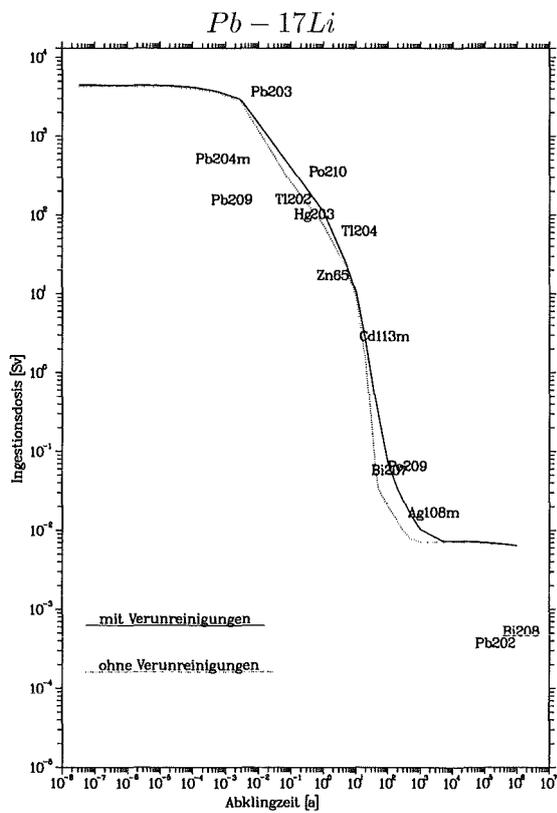


Abb. 6.52: Vergleich des Zeitverlaufs der Ingestionsdosis der Brutmaterialien bei der Bestrahlung in der Torusmittelebene, mit und ohne Verunreinigungen

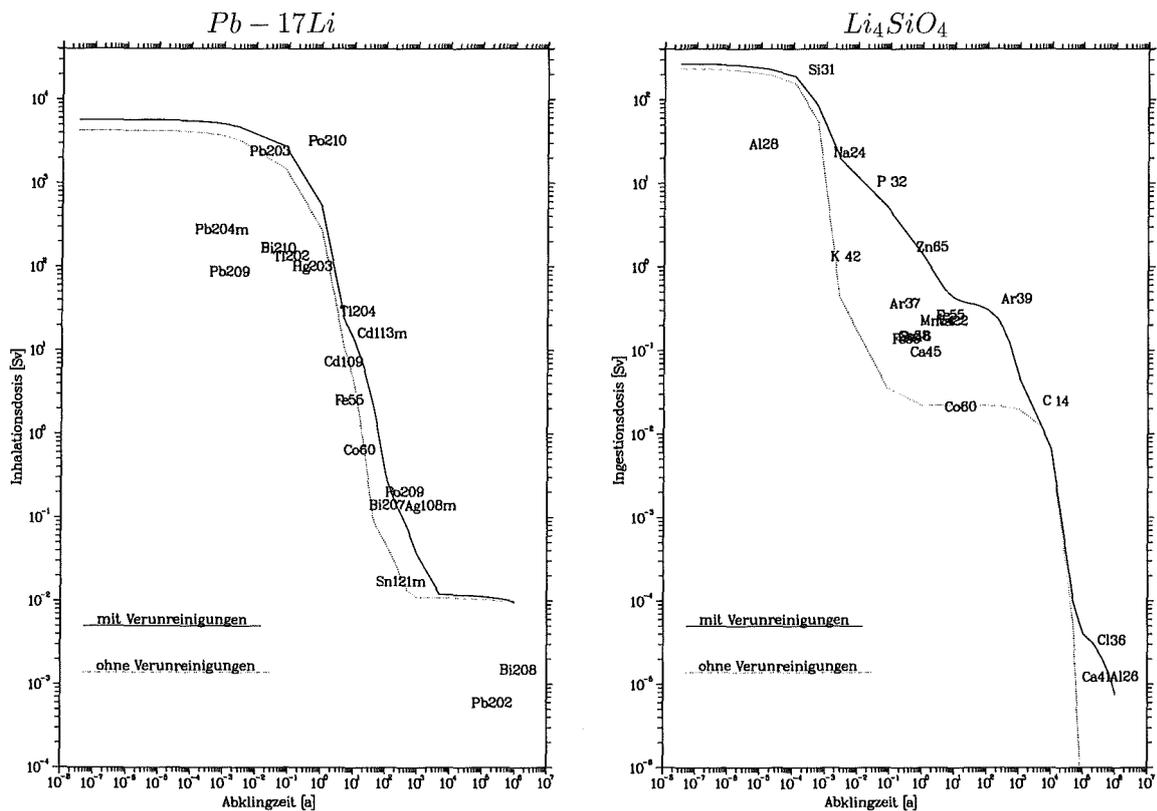


Abb. 6.53: Vergleich des Zeitverlaufs der Inhalationsdosis der Brutmaterialien bei der Bestrahlung in der Torusmittelebene, mit und ohne Verunreinigungen

Der Einfluß der Verunreinigungen und Spurenelemente auf das Aktivierungsverhalten der beiden Brutmaterialien wurde bisher unter der Referenz-Bestrahlungsbedingung in der Torusmittelebene in den äußeren Segmenten der jeweiligen Blanketkonzepte betrachtet. Zwar stellt diese Bestrahlungsbedingung die höchste Belastung für die Brutmaterialien in den vorliegenden Blanketentwürfen und damit auch die höchste Transmutationsrate dar, ist jedoch keinesfalls eine repräsentative Bedingung. Nachfolgend soll nun der Einfluß der Verunreinigungen auf das Aktivierungsverhalten der beiden Brutmaterialien im gesamten Blanketbereich betrachtet werden. Insbesondere sollen dadurch Effekte der Veränderung der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronenflußdichte und das damit zusammenhängende Aktivierungsverhalten untersucht werden.

Die Transmutationsraten in den Verunreinigungen der Brutmaterialien variieren naturgemäß in Abhängigkeit der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronenflußdichte. Wie in den Abschnitten 6.6.1 und 6.6.2 für das Transmutationsverhalten der reinen Brutmaterialien diskutiert wurde, weisen sowohl die lokalen Inventare der Nuklide, wie auch die Reaktionspfade zu deren Bildung, deutliche räumliche Variationen auf. Im allgemeinen ist die Variation derart, daß ausgehend von der Torusmittelebene mit steigender radialer Blankettiefe Transmutationsraten infolge von Schwellwertreaktionen abnehmen, während Transmutationsraten durch den Strahlungseinfang, der bekanntermaßen keine energetische Schwelle besitzt, und andere Reaktionen ohne Schwelle zunehmen. Der Inventaraufbau eines Nuklids erfolgt folglich auf unterschiedliche Weise in Abhängigkeit von der räumlichen Lage.

Radialer Abstand zur ersten Wand (cm)	5.0	15.0	25.0	35.0	45.0	50.0
Lokales Inventar (Atome)	$7.281 \cdot 10^{16}$	$3.629 \cdot 10^{16}$	$1.849 \cdot 10^{16}$	$9.492 \cdot 10^{15}$	$5.044 \cdot 10^{15}$	$3.756 \cdot 10^{15}$
Beitrag zum lokalen Inventar in %						
Na23(n,g)Na24	4.333	8.316	11.141	13.572	15.550	16.736
Mg24(n,p)Na24	2.088	1.858	1.594	1.330	1.097	.956
Al27(n,a)Na24	47.515	41.745	35.619	29.526	24.348	21.186
Si28(n,na)Mg24(n,p)Na24	1.192	-	-	-	-	-
Si28(n,a)Mg25(n,d)Na24	1.182	-	-	-	-	-
Si28(n,d)Al27(n,a)Na24	4.779	1.386	-	-	-	-
Na23(n,g)Na24m(IT)Na24	13.166	25.363	34.012	41.465	47.529	51.167
Mg24(n,p)Na24m(IT)Na24	.933	.831	.713	.595	-	-
Al27(n,a)Na24m(IT)Na24	21.269	18.672	15.927	13.201	10.885	9.471
Si28(n,d)Al27(n,a)Na24m(IT)Na24	1.073	-	-	-	-	-

Tabelle 6.8: Radiale Abhängigkeit der Beiträge einzelner Reaktionspfade zum lokalen Inventar von  $^{24}\text{Na}$  entlang der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

Radialer Abstand zur ersten Wand (cm)	5.68	13.22	26.15	39.73	52.26	66.29
Lokales Inventar (Atome)	$2.257 \cdot 10^{16}$	$1.772 \cdot 10^{16}$	$9.499 \cdot 10^{15}$	$4.892 \cdot 10^{15}$	$2.748 \cdot 10^{15}$	$1.486 \cdot 10^{15}$
Beitrag zum lokalen Inventar in %						
Bi209(n,g)Bi210(b-)Po210	47.095	52.246	65.011	77.410	86.424	92.935
Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,g)Bi210(b-)Po210	52.590	47.518	34.866	22.530	13.545	7.050
Lokales Inventar (Atome)	$5.532 \cdot 10^{18}$	$1.830 \cdot 10^{18}$	$2.744 \cdot 10^{17}$	$4.193 \cdot 10^{16}$	$8.144 \cdot 10^{15}$	$1.933 \cdot 10^{15}$
Beitrag zum lokalen Inventar in %						
Bi209(n,2n)Bi208	51.487	55.838	65.849	74.655	80.588	84.613
Bi209(n,2n)Bi208m(IT)Bi208	6.652	7.188	8.445	9.531	10.218	10.704
Pb208(n,g)Pb209(b-)Bi209(n,2n)Bi208	37.049	32.737	22.764	14.004	8.140	4.136

Tabelle 6.9: Radiale Abhängigkeit der Beiträge einzelner Reaktionspfade zum lokalen Inventar von  $^{210}\text{Po}$  und  $^{208}\text{Bi}$  entlang der Torusmittelebene im äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

Um dies zu verdeutlichen, sind in den Tabellen 6.8 und 6.9 die lokalen Beiträge einzelner Reaktionspfade zu den lokalen Inventaren von  $^{24}\text{Na}$  in  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  und von  $^{208}\text{Bi}$  bzw.  $^{210}\text{Po}$  in  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  bei verschiedenen radialen Blankettiefen entlang der Torusmittelebene im äußeren Segment der Blanketentwürfe angegeben. Wie daraus deutlich zu sehen ist, ergeben sich für den lokalen Inventaraufbau recht unterschiedliche Reaktionspfade. Beispielsweise erfolgt die  $^{210}\text{Po}$ -Erzeugung im vorderen Blanketbereich je zur Hälfte in Blei und in Wismut, während es im hinteren Blanketbereich zu über 90% in Wismut erzeugt wird. Der Grund hierfür ist darin zu sehen, daß die  $^{210}\text{Po}$ -Erzeugung über  $^{209}\text{Bi}(n, \gamma)^{210}\text{Bi}(\beta^-)^{210}\text{Po}$  in erster Näherung dem Neutronenfluß direkt proportional ist, während sie bei der mehrstufigen Kette  $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}(\beta^-)^{209}\text{Bi}(n, \gamma)^{210}\text{Bi}(\beta^-)^{210}\text{Po}$  dem Quadrat des Neutronenflusses direkt proportional ist. Somit bedingt der radiale Abfall des Neutronenflusses eine quadratische Abnahme der  $^{210}\text{Po}$ -Erzeugung aus dem Blei. Interessanterweise sind bei den Reaktionspfaden zur  $^{24}\text{Na}$ -Erzeugung die oben genannte allgemeine Abnahme der Schwellwertreaktionen bzw. Zunahme der Nicht-Schwellwertreaktionen zu beobachten.

Prinzipiell ließen sich anhand solcher Betrachtungen Erkenntnisse über lokale Erzeugungspfade gewinnen. Jedoch erscheint ein derartiges Vorgehen aufgrund des hohen Umfangs der in Betracht kommenden Reaktionen und Nuklide nicht sinnvoll zu sein, es sei denn, man beschränkt sich auf eine Reihe von Reaktionen und Nukliden. Dennoch kann die räumliche Abhängigkeit des

Einflusses der Verunreinigungen auf das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien auf recht einfache Weise aufgezeigt werden, indem man die räumlichen Verteilungen der Aktivierungsgrößen mit und ohne Berücksichtigung der Verunreinigungen zu einer bestimmten Abklingzeit berechnet und deren Verhältnisse betrachtet. Die auf diese Weise berechneten Verhältnisse können graphisch dargestellt und analysiert werden. In den Abbildungen 6.54 bis 6.59 sind radial-poloidale Verteilungen der Verhältnisse der Aktivierungsgrößen im äußeren Segment der Blanketentwürfe für ausgewählte Abklingzeiten dargestellt.

Anhand der in der Abbildung 6.54 dargestellten radial-poloidalen Verteilung der Verhältnisse der spezifischen Aktivität bei der Abklingzeit von 50 a soll eine nähere Erläuterung der räumlichen Abhängigkeit des Einflusses der Verunreinigungen auf das Aktivierungsverhalten von  $Pb - 17Li$  gegeben werden. Bei dieser Abklingzeit wird die spezifische Aktivität von  $Pb - 17Li$  (mit Verunreinigungen) im vorderen Blanketbereich hauptsächlich von den Nukliden  $^{205}Pb$ ,  $^{207}Bi$  und  $^{113m}Cd$  dominiert, wobei der Hauptbeitrag mit über 35% von  $^{205}Pb$  gestellt wird. Der Beitrag von  $^{207}Bi$  liegt bei etwa 20%, und der von  $^{113m}Cd$  liegt bei etwa 10%. Während  $^{205}Pb$  und  $^{207}Bi$  durch einfache bzw. mehrfache Ketten von  $(n, 2n)$ -Reaktionen entstehen, besitzt  $^{113m}Cd$  drei verschiedene Erzeugungspfade aus einstufigen  $(n, \gamma)$ ,  $(n, n')$  und  $(n, 2n)$  Reaktionen. Wie oben beschrieben, sinkt der Beitrag der beiden ersten Nuklide zur gesamten lokalen spezifischen Aktivität mit zunehmender Blankettiefe ab, da die Zahl der induzierten Nuklide entsprechend abnimmt. Insbesondere zeigt sich für das Inventar von  $^{207}Bi$  ein rascher Abfall, der durch die zunehmende Moderierung des Neutronenspektrums bedingt ist. Bei  $^{113m}Cd$  kommt es zu Verschiebungen der Beiträge der einzelnen Reaktionen, so daß ein recht flaches radiales Profil des Inventaraufbaus möglich ist. Andererseits kommt es in den hinteren Blanketbereichen zum Inventaraufbau anderer Nuklide, die überwiegend durch Strahlungseinfangreaktionen induziert werden, zu denen neben dem oben genannten  $^{113m}Cd$  eine Reihe anderer Transmutationsprodukte von Verunreinigungen zählen. So wird die spezifische Aktivität bei der interessierenden Abklingzeit im hinteren Blanketbereich hauptsächlich von Nukliden dominiert, die infolge der Transmutationen von Verunreinigungen entstehen. Im einzelnen sind es die Nuklide  $^{113m}Cd$ ,  $^{108m}Ag$  und  $^{63}Ni$ , die zusammen über etwa 80% der lokalen spezifischen Aktivität stellen, wobei der größte Anteil, etwa 60%, dem Nuklid  $^{113m}Cd$  zuzuschreiben ist. Der Anteil von  $^{205}Pb$  liegt bei etwa 10%, während  $^{207}Bi$  mit einem Beitrag von etwa  $5,0 \cdot 10^{-5}\%$  unbedeutend ist. Aus den hohen Beiträgen der Transmutationsprodukte von Verunreinigungen in den hinteren Blanketbereichen folgt, daß hier der relative Einfluß größer sein muß. Dies geht auch in eindeutiger Weise aus der in der Abbildung 6.54 dargestellten radial-poloidalen Verteilung des Verhältnisses der spezifischen Aktivität ( $Q_a$ ) mit und ohne Verunreinigungen hervor.

Ein gänzlich anderes Verhalten zeigt sich für die radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der spezifischen Aktivität von  $Li_4SiO_4$  mit und ohne Berücksichtigung der Verunreinigungen bei einer Abklingzeit von 50 a (Abb. 6.54). Hierbei ist es im Gegensatz zum  $Pb - 17Li$  ein einziges Nuklid  $^{39}Ar$ , das in allen Blanketbereichen die spezifische Aktivität dominiert.  $^{39}Ar$  wird hauptsächlich durch  $^{39}K(n, p)^{39}Ar$ -Reaktion erzeugt. Da diese Reaktion exotherm ist, also keine energetische Schwelle besitzt, ergibt sich für die Transmutationsrate zur Erzeugung von  $^{39}Ar$  ein flaches Profil, das mit zunehmender Blankettiefe nur langsam abnimmt. Somit ist der

relative Einfluß der Verunreinigungen auf die spezifische Aktivität zu der Bezugsabklingzeit am vorderen Blanketbereich größer und nimmt mit zunehmender Blankettiefe entsprechend ab (s. auch die Abb. 6.54).

In der gleichen Weise ist eine Analyse der Verteilungen für die Verhältnisse der  $\gamma$ -Dosisrate und Nachwärmeleistung möglich. Zum Beispiel wird die Nachwärmeleistung von  $Li_4SiO_4$  mit Berücksichtigung der Verunreinigungen nach einer Abklingzeit von 1 d in allen Blanketbereichen von  $^{24}Na$  dominiert, welches durch eine Reihe von Reaktionspfaden in vier Nukliden erzeugt wird (s. Tab. 6.8). Dadurch ergibt sich auch ein komplexes Verhalten für die dargestellten Verhältnisse der Nachwärmeleistung (s. Abb. 6.59), welches jedoch anhand des in der Tabelle 6.8 angegebenen Verlaufs der einzelnen Reaktionen angedeutet werden kann.

Somit ist gezeigt, daß Verunreinigungen je nach den Bestrahlungsbedingungen - in Abhängigkeit des Neutronenspektrums und der Neutronenflußdichte - unterschiedliche Auswirkungen auf das Aktivierungsverhalten haben können.

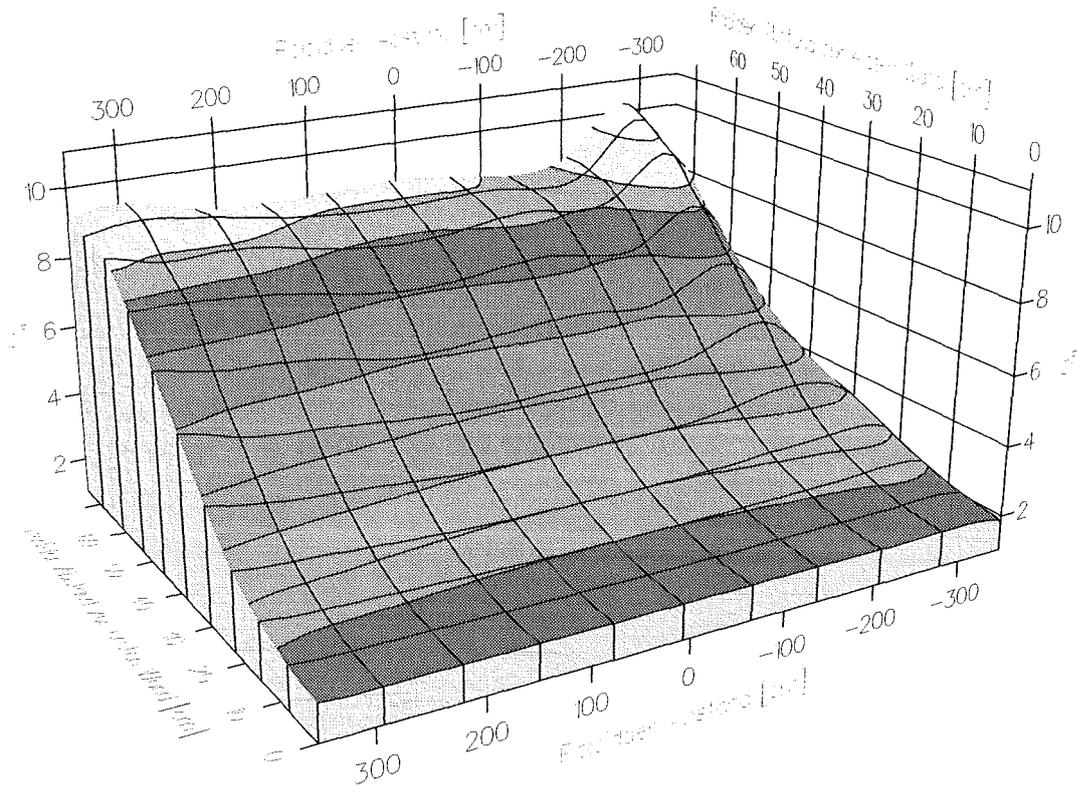


Abb. 6.54:  $Pb - 17Li$ : Radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der spezifischen Aktivität ( $Q_a$ ) mit Verunreinigungen (Referenz-Zusammensetzung) zu reinem  $Pb - 17Li$  bei einer Abklingzeit von 50 a.

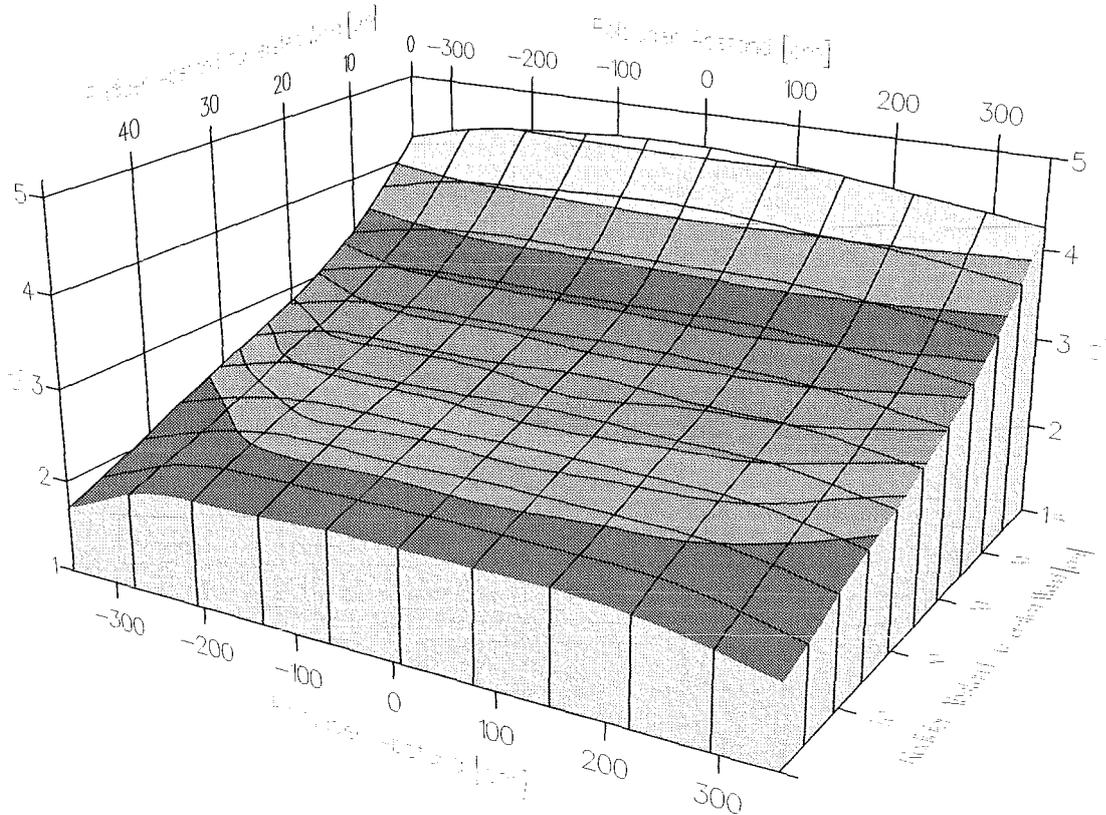


Abb. 6.55:  $Li_4SiO_4$ : Radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der spezifischen Aktivität ( $Q_a$ ) mit Verunreinigungen (Referenz-Zusammensetzung) zu reinem  $Li_4SiO_4$  bei einer Abklingzeit von 50 a.

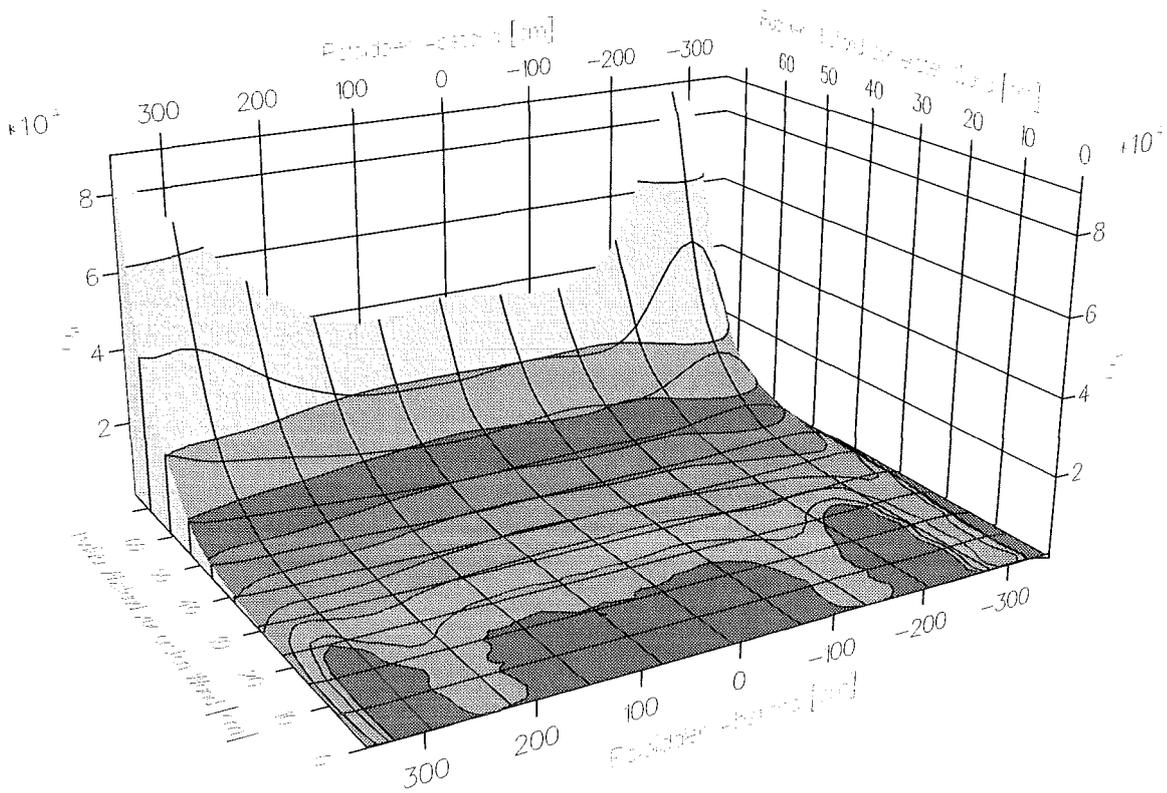


Abb. 6.56:  $Pb - 17Li$ : Radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der  $\gamma$ -Dosisrate ( $Q_d$ ) mit Verunreinigungen (Referenz-Zusammensetzung) zu reinem  $Pb - 17Li$  bei einer Abklingzeit von 50 a.

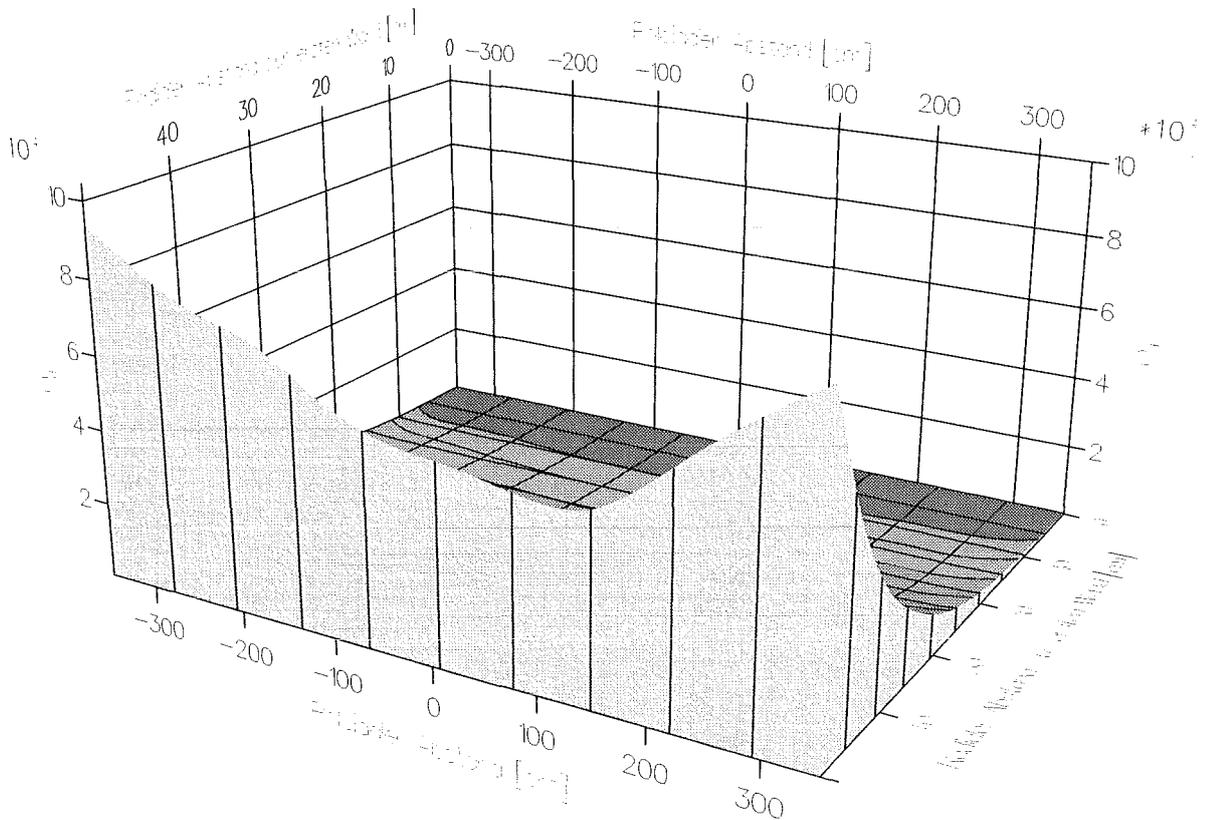


Abb. 6.57:  $Li_4SiO_4$ : Radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der  $\gamma$ -Dosisrate ( $Q_d$ ) mit Verunreinigungen (Referenz-Zusammensetzung) zu reinem  $Li_4SiO_4$  bei einer Abklingzeit von 50 a.

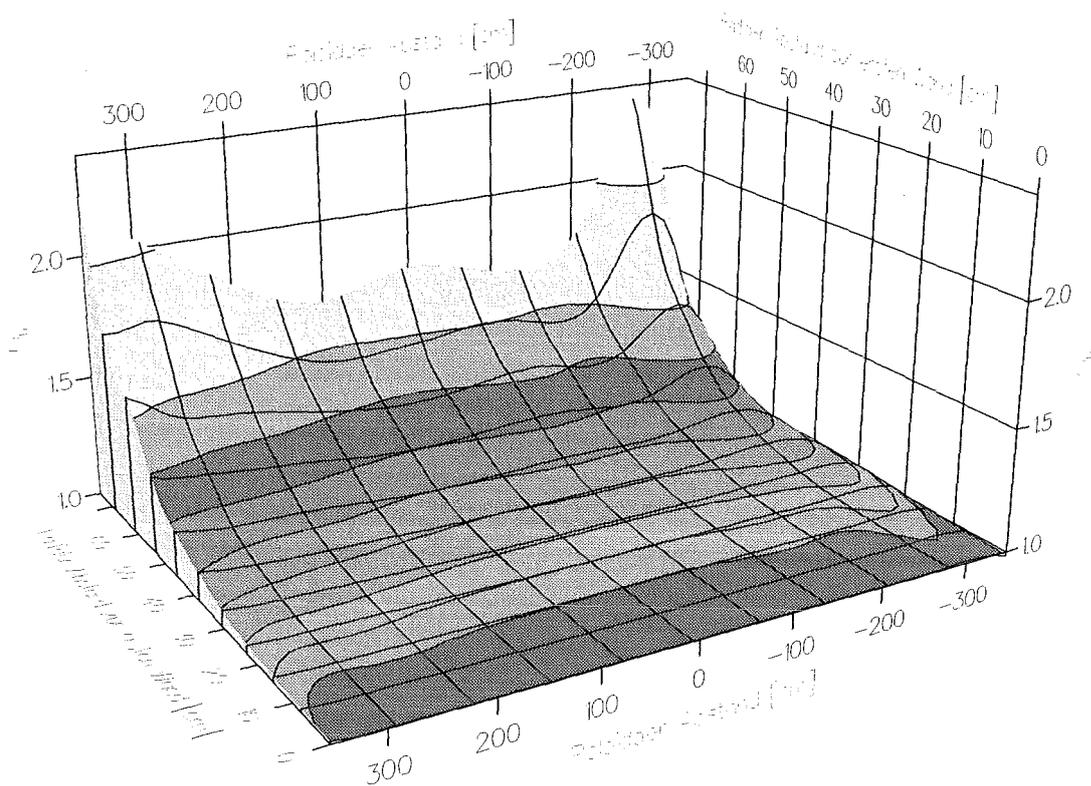


Abb. 6.58:  $Pb - 17Li$ : Radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der Nachwärmeleistung ( $Q_h$ ) mit Verunreinigungen (Referenz-Zusammensetzung) zu reinem  $Pb - 17Li$  bei einer Abklingzeit von 1 d.

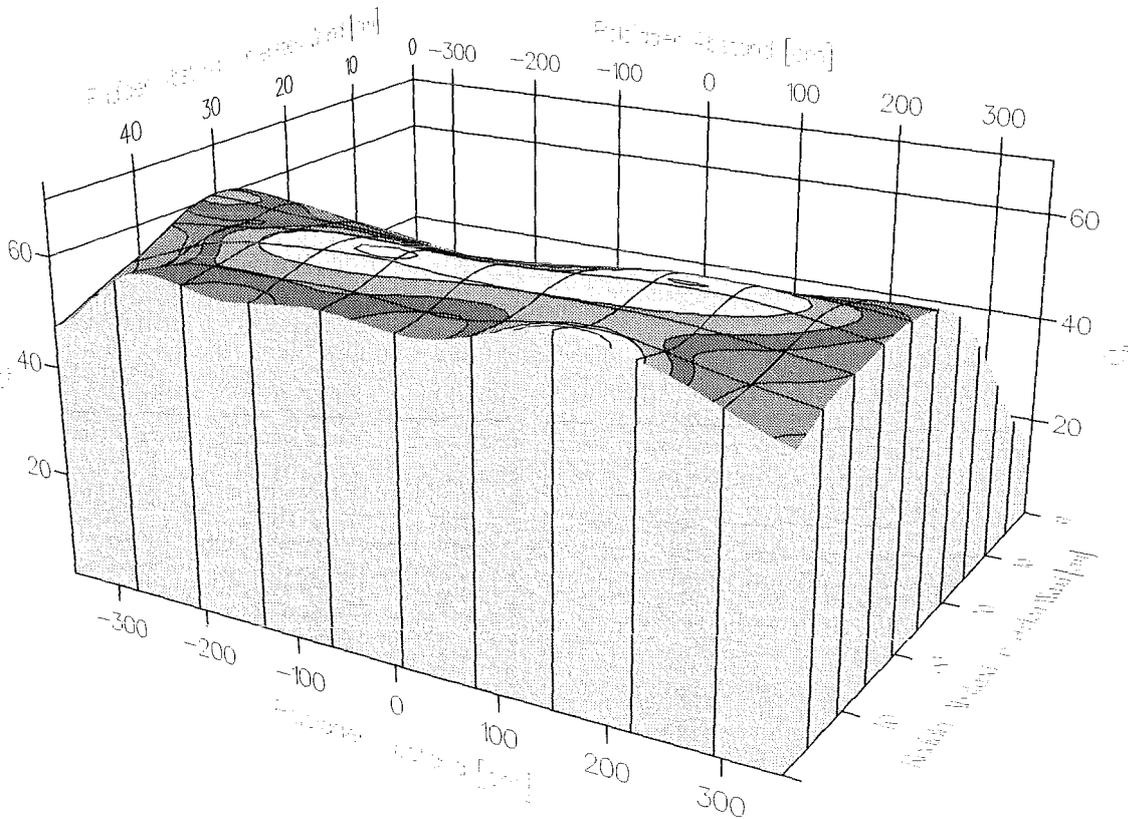


Abb. 6.59:  $Li_4SiO_4$ : Radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der Nachwärmeleistung ( $Q_h$ ) mit Verunreinigungen (Referenz-Zusammensetzung) zu reinem  $Li_4SiO_4$  bei einer Abklingzeit von 1 d.

## 6.9 Einflüsse von SCPR

Die Grundlage zur Einbeziehung von sequentiellen Reaktionen geladener Teilchen (SCPR) wurde im Abschnitt 5 dargelegt. Dabei wurden die entstehenden Spektren der geladenen Teilchen bei der höchsten Neutronenbelastung der Brutmaterialien sowie die zugehörigen Pseudowirkungsquerschnitte, die in die Aktivierungsrechnung genauso wie die effektiven Wirkungsquerschnitte der Neutronenreaktionen eingehen, diskutiert. Der Fluß der geladenen Teilchen liegt im allgemeinen um etwa 4 bis 5 Größenordnungen unter dem Neutronenfluß. Ebenso sind die Pseudowirkungsquerschnitte allgemein kleiner als die effektiven Wirkungsquerschnitte der Neutronenreaktionen. Es ist somit zu erwarten, daß SCPR keine drastischen Veränderungen des Aktivierungsverhaltens der Materialien bewirken. Wie bereits erwähnt, sind SCPR dann von Bedeutung, wenn sie zur Erzeugung von Nukliden führen, die sonst von neutroneninduzierten Reaktionen in geringem Umfang oder überhaupt nicht erzeugt werden. Es ist außerdem davon auszugehen, daß SCPR im unteren Massenbereich von Bedeutung sind, da sowohl die Wirkungsquerschnitte für Emissionen geladener Teilchen wie auch die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen geladener Teilchen im oberen Massenbereich vergleichsweise kleiner sind. Dies trifft in erster Linie für die Emissionen und Reaktionen von Nukleonen (Protonen) und  $\alpha$ -Teilchen zu. Für die Emission von schwach gebundenen Teilchen ( $d, t, {}^3\text{He}$ ) infolge neutroneninduzierter Reaktionen zeigt sich keine signifikante Massenabhängigkeit. Außerdem sind deren Reaktionen überwiegend exotherm.

Um den Einfluß von SCPR auf das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien zu quantifizieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Reihe von Untersuchungen durchgeführt, die vor allem, wie in Abschnitt 5 beschrieben, zur Verbesserung der grundlegenden Daten geführt haben. Auf der Basis der verbesserten Datensätze und des nunmehr im FISPACT-Code implementierten Verfahrens von Cierjacks et al. [133] wird der Einfluß von SCPR auf das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien im dreidimensionalen Torussektormodell analysiert. Die Untersuchungen werden zunächst wie in den vorangegangenen Abschnitten unter einer Referenz-Bestrahlungsbedingung durchgeführt. Im einzelnen wird die Referenz-Bestrahlungsbedingung wie folgt angenommen: hypothetisch reine Zusammensetzung der Brutmaterialien, die Bestrahlung erfolgt an der Torusmittelebene im äußeren Segment der jeweiligen Blankets und die Bestrahlungsdauer beträgt 20000 Vollaststunden bei einer Fusionsleistung von 2200 MW.

Für das Aktivierungsverhalten von  $Pb - 17Li$  haben SCPR keine signifikante Bedeutung. Dies ist die Erwartung, da bei den schweren Kernen von Blei, das der hauptsächliche Bestandteil von  $Pb - 17Li$  ist, sowohl die Wirkungsquerschnitte für die Emission von geladenen Teilchen wie auch die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen geladener Teilchen und dementsprechend die entstehenden Teilchenflüsse bzw. die Pseudowirkungsquerschnitte vergleichsweise klein sind. Das radiale Profil der Teilchenflüsse, die in  $Pb - 17Li$  durch die neutroneninduzierten Reaktionen entstehen, ist in der Abbildung 6.60 dargestellt.

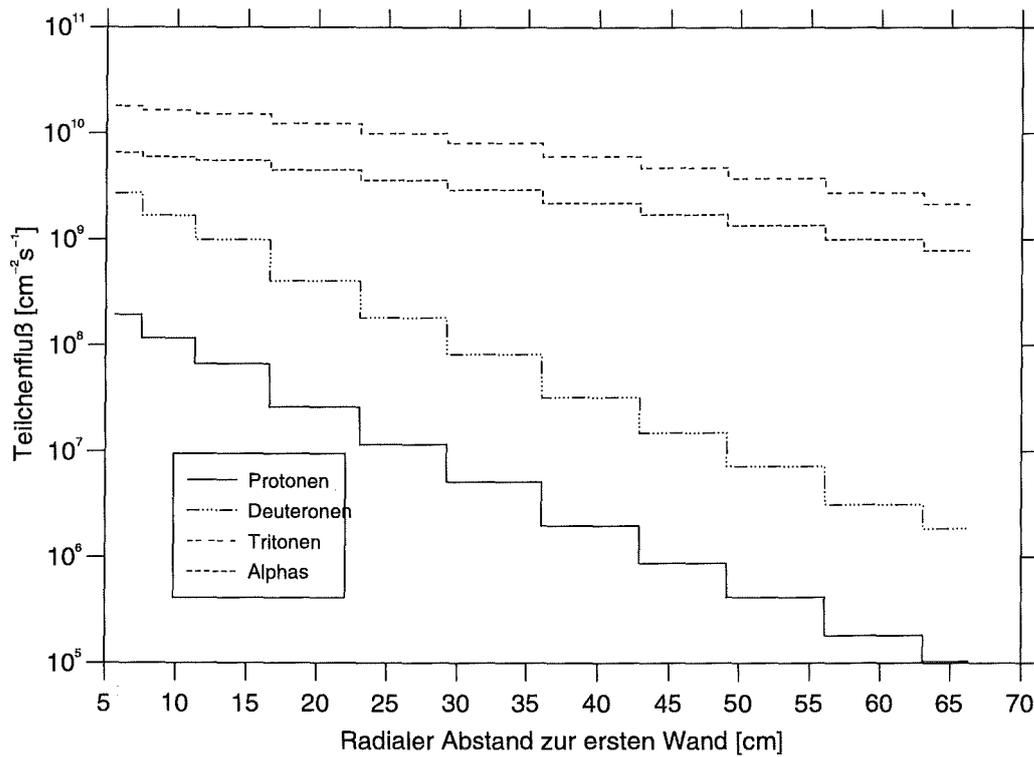


Abb. 6.60: Radiale Profile der Teilchenflußdichten in  $Pb - 17Li$  in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

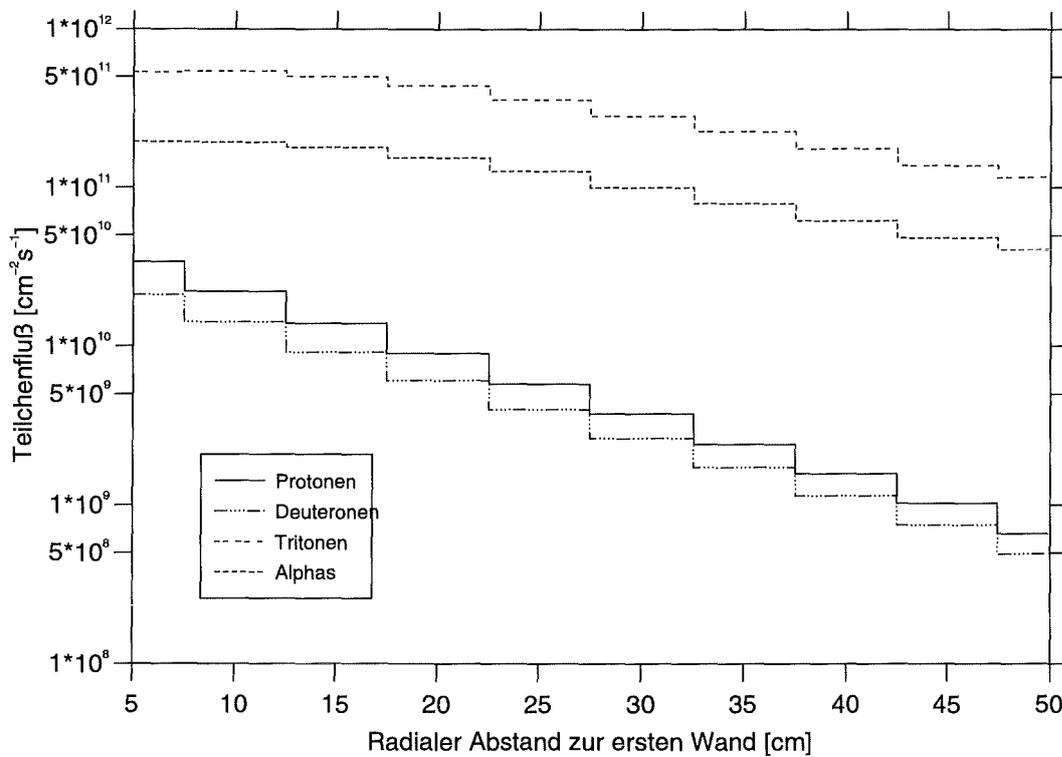
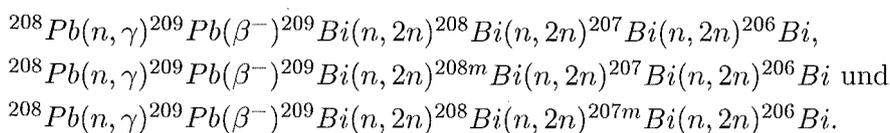


Abb. 6.61: Radiale Profile der Teilchenflußdichten in  $Li_4SiO_4$  in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

Nuklid	Inventar at./kg-Pb – 17Li		Reaktionspfad mit Beitrag in %
	ohne SCPR	mit SCPR	
${}^7\text{Be}$	0.0	$1.44097 \cdot 10^{13}$	Li6(d,n)Be7 97.411 Li7(p,n)Be7 2.563
${}^{10}\text{Be}$	0.0	$3.41101 \cdot 10^{11}$	Li7(t,n)Be9(n,g)Be10 97.103 Li7(a,n)B10(n,p)Be10 2.896
${}^{206}\text{Bi}$	$3.97589 \cdot 10^{12}$	$9.38318 \cdot 10^{12}$	Pb206(p,n)Bi206 54.272 Pb207(n,2n)Pb206(p,n)Bi206 1.167 Pb207(p,n)Bi207(n,2n)Bi206 1.091
${}^{207}\text{Bi}$	$1.84323 \cdot 10^{16}$	$1.90980 \cdot 10^{16}$	Pb206(d,n)Bi207 .935 Pb207(p,n)Bi207 2.406
${}^{208}\text{Po}$	$8.89710 \cdot 10^{11}$	$1.10229 \cdot 10^{12}$	Pb206(a,n)Po209(n,2n)Po208 6.640
${}^{209}\text{Po}$	$1.30150 \cdot 10^{14}$	$1.39730 \cdot 10^{14}$	Pb206(a,n)Po209 6.640

Tabelle 6.10: Inventare der durch SCPR induzierten Nuklide in  $Pb - 17Li$

In  $Pb - 17Li$  ist eine Erhöhung des Inventaraufbaus infolge von SCPR bei den Nukliden  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{206}\text{Bi}$ ,  ${}^{207}\text{Bi}$ ,  ${}^{208}\text{Po}$  und  ${}^{209}\text{Po}$  zu beobachten. Hierzu sind in der Tabelle 6.10 die Inventare der Nuklide mit und ohne Berücksichtigung von SCPR sowie die SCPR-Pfade mit ihren Beiträgen zum lokalen Inventar für die oben genannte Referenz-Bestrahlungsbedingung angegeben. Während  ${}^7\text{Be}$  und  ${}^{10}\text{Be}$  in  $Pb - 17Li$  ausschließlich infolge von SCPR induziert werden, werden die schweren Nuklide auch durch reine neutroneninduzierte Reaktionen erzeugt. Die  ${}^7\text{Be}$ -Erzeugung erfolgt aufgrund der hohen  ${}^6\text{Li}$ -Anreicherung hauptsächlich durch deutroneninduzierte Reaktionen in  ${}^6\text{Li}$ . Außerdem liegt der Deutronenfluß in  $Pb - 17Li$  um etwa eine Größenordnung über dem Protonenfluß. Im Falle von  ${}^{206}\text{Bi}$  zeigt sich eine deutliche Erhöhung des Inventaraufbaus, der unter der Referenz-Bestrahlungsbedingung trotz konkurrierender neutroneninduzierter Reaktionen eine Verdopplung des lokalen Inventars bewirkt. Dabei konkurrieren die SCPR mit den Neutronenreaktionen:



Während sich der Beitrag der Neutronenreaktionen zur lokalen  ${}^{206}\text{Bi}$ -Erzeugung mit zunehmender Blankettiefe verringert, erhöht sich der Beitrag der einstufigen SCPR  ${}^{206}\text{Pb}(p, n){}^{206}\text{Bi}$  mit zunehmender Blankettiefe. Bei einer Blankettiefe von etwa 25 cm geht die gesamte  ${}^{206}\text{Bi}$ -Erzeugung auf die SCPR-Pfade zurück. Ebenfalls steigt der Beitrag der SCPR-Pfade zur lokalen Erzeugung von  ${}^{207}\text{Bi}$  und  ${}^{209}\text{Po}$  mit zunehmender Blankettiefe. In den hinteren Blanketberei-

chen erreichen die Beiträge der SCPR-Pfade zur Erzeugung der beiden Nuklide bis zu 90%. Es zeigt sich hierbei, daß SCPR durchaus mehrstufigen Ketten von Neutronenreaktionen überlegen sind. Jedoch ist zu bemerken, daß der Inventaraufbau von Nukliden, die durch mehrstufigen Ketten erzeugt werden, insgesamt mit zunehmender Blankettiefe sehr schnell abfällt.

Aufgrund des geringen Inventaraufbaus bzw. der geringfügigen Erhöhung der Inventare infolge von SCPR kommt es in  $Pb - 17Li$  zu keiner signifikanten Änderung des Aktivierungsverhaltens. Dementsprechend zeigt sich ebenfalls keine merkliche Anhebung der Zeitverläufe der Aktivierungsgrößen.

Die Berücksichtigung von Verunreinigungen in  $Pb - 17Li$  nach der Referenz-Zusammensetzung führt lediglich zur Verringerung der Beträge von SCPR-Pfaden zur  $^{207}Bi$ -Erzeugung, da der bedeutende Anteil des  $^{207}Bi$ -Inventars in Wismut erzeugt wird. Daneben kommt es in den vorderen Blanketbereichen zur Erhöhung des Inventars von  $^{56}Co$  um etwa 3% infolge der  $^{56}Fe(p, n)^{56}Co$ -SCPR.

SCPR haben einen bedeutenden Einfluß auf das Aktivierungsverhalten von  $Li_4SiO_4$ . In erster Linie tragen hierzu die Transmutationen der leichten Isotope durch Emissionsreaktionen bei, die zur Entstehung von hohen Flüssen geladener Teilchen führen (s. Abb. 6.61). Tritonen und  $\alpha$ -Teilchen erreichen Teilchenflußdichten über  $1,0 \cdot 10^{11} [cm^{-2}s^{-1}]$ , deren radiale Profile vergleichsweise flach verlaufen. Die Flußdichten der Protonen und Deuteronen in  $Li_4SiO_4$  erreichen im vordersten Blanketbereich in der Torusmittelebene des äußeren Blanketsegments Werte von  $3,4 \cdot 10^{10}$  bzw.  $2,11 \cdot 10^{10} cm^{-2}s^{-1}$  und fallen etwa um zwei Größenordnungen zu den hinteren Blanketbereichen hin. Die hohen Teilchenflüsse in Verbindung mit den ebenfalls relativ großen Wirkungsquerschnitten bedingen vergleichsweise große Pseudowirkungsquerschnitte in den leichten Isotopen des keramischen Brutmaterials  $Li_4SiO_4$ .

Im einzelnen werden infolge von SCPR der Lithiumisotope Beryllium-, Bor- und Kohlenstoffnuklide erzeugt. In Sauerstoff führen die SCPR zur Bildung von Fluor-, Neon- und Natriumnukliden. Im Falle von Silizium kommt es zur Bildung von Nukliden von Phosphor, Schwefel, Chlor und in geringem Maße von Argon. Da neutroneninduzierte Reaktionen der Sauerstoffisotope ebenfalls zur Bildung von Beryllium-, Bor- und Kohlenstoffnukliden führen, bleibt der Beitrag der SCPR der Lithiumisotope für die meisten Nuklide unbedeutend. Gleiches gilt für die SCPR in Sauerstoff bei der Erzeugung von Natriumnukliden, die durch neutroneninduzierte Reaktionsbeiträge von Silizium zumindest in den vorderen Blanketbereichen übertroffen werden. In der Regel bilden sich auch Ketten von SCPR und neutroneninduzierten Reaktionen, so daß Nuklide, die infolge von SCPR induziert wurden, weitere Transmutationen durch neutroneninduzierte Reaktionen erfahren. Umgekehrt werden ebenfalls Nuklide, die durch neutroneninduzierte Reaktionen erzeugt werden, durch SCPR weitere Transmutationen erfahren. Aufgrund der niedrigen Wirkungsquerschnitten sind dennoch mehrstufige SCPR-Ketten sehr unwahrscheinlich.

Durch die SCPR werden in  $Li_4SiO_4$  eine Reihe von Nukliden mit bedeutenden Inventaren induziert, die das Aktivierungsverhalten beim Reaktorbetrieb sowie nach der Abschaltung des Reaktors wesentlich beeinflussen. In der Tabelle 6.11 sind die Inventare der wichtigsten radioaktiven Nuklide mit und ohne Berücksichtigung von SCPR sowie die SCPR-Pfade mit ihren

Beiträgen zum lokalen Inventaraufbau für die oben genannte Referenz-Bestrahlungsbedingung zusammengefaßt. Daneben sind in den Abbildungen 6.62 und 6.63 Vergleiche der Zeitverläufe der spezifischen Aktivität, Nachwärmeleistung,  $\gamma$ -Dosisrate und Inhalationsdosis mit und ohne Berücksichtigung von SCPR einschließlich deren Differenzen dargestellt. Außerdem sind in den Abbildungen jene Nuklide zu sehen, die zu den jeweiligen radiologischen Größen wesentliche Beiträge liefern. Es sei angemerkt, daß dabei eine vollständige Tritiumfreisetzung zugrunde gelegt wurde.

Nuklid	Inventar at./kg- $Li_4SiO_4$		Reaktionspfad mit Beitrag in %
	ohne SCPR	mit SCPR	
${}^7Be$	0.0	$3.67791 \cdot 10^{16}$	Li6(d,n)Be7 6.755
			Li7(p,n)Be7 93.222
${}^{10}Be$	$6.18000 \cdot 10^{18}$	$6.18213 \cdot 10^{18}$	Li7(t,n)Be9(n,g)Be10 0.085
			Li7(a,n)B10(n,p)Be10 0.002
${}^{18}F$	$4.95078 \cdot 10^{09}$	$1.37155 \cdot 10^{16}$	O16 (t,n)F18 99.940
${}^{22}Na$	$1.13582 \cdot 10^{13}$	$1.21860 \cdot 10^{13}$	Si28(n,na)Mg24(n,na)Ne20(t,n)Na22 1.036
			O18(t,n)F20(b-)Ne20(t,n)Na22 1.199
			Si28(n,a)Mg25(n,a)Ne22(p,n)Na22 2.279
			Si28(n,a)Mg25(d,n)Al26(n,na)Na22 1.350
${}^{26}Al$	$1.08139 \cdot 10^{17}$	$1.11953 \cdot 10^{17}$	Si28(n,na)Mg24(t,n)Al26 .801
			Si28(n,a)Mg25(d,n)Al26 2.544
${}^{32}Si$	$2.76935 \cdot 10^{12}$	$1.72140 \cdot 10^{13}$	Si30(t,n)P32(n,p)Si32 83.625
${}^{30}P$	$1.24195 \cdot 10^{11}$	$3.58995 \cdot 10^{13}$	Si28(t,n)P30 98.258
			Si29(d,n)P30 .900
${}^{32}P$	$1.38061 \cdot 10^{15}$	$1.46527 \cdot 10^{16}$	Si30(t,n)P32 90.006

Tabelle 6.11: Inventare der durch SCPR induzierten Nuklide in  $Li_4SiO_4$

Wie aus der Tabelle 6.11 zu entnehmen ist, kommt es infolge der SCPR zu bedeutenden Erhöhungen der Inventare von Nukliden sowie zur Erzeugung neuer Nuklide. Bemerkenswert ist der Inventaraufbau von  ${}^7Be$  ( $T_{1/2} = 53,3$  d), der vollständig auf Transmutationen durch SCPR in den Lithiumisotopen zurückgeht (s. Tab. 6.11). Im Gegensatz zum  $Pb - 17Li$  wird  ${}^7Be$  hauptsächlich durch protoneninduzierte Reaktionen in  ${}^7Li$  erzeugt, was einerseits auf den hohen Protonenfluß und andererseits auf die vergleichsweise geringe  ${}^6Li$ -Anreicherung zurückzuführen ist. Eine drastische Erhöhung des Inventaraufbaus ist ebenfalls bei dem Nuklid  ${}^{18}F$  zu beobachten. Der Inventaraufbau von  ${}^7Be$  und  ${}^{18}F$  zeigt entsprechend des flachen Verlaufs der

Teilchenflüsse geringfügige Abschwächung mit zunehmender Blankettiefe; entlang der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment sinkt das lokale  ${}^7\text{Be}$ -Inventar beispielsweise von  $3,678 \cdot 10^{16}$  at./kg- $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  im vordersten Blanketbereich (etwa 5,0 cm hinter der ersten Wand) auf  $5,216 \cdot 10^{15}$  at./kg- $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  im hintersten Blanketbereich (ca. 50,0 cm hinter der ersten Wand) und im Falle von  ${}^{18}\text{F}$  sinkt das lokale Inventar von  $1,371 \cdot 10^{16}$  at./kg- $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  im vordersten Blanketbereich auf  $2,542 \cdot 10^{15}$  at./kg- $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  im hintersten Blanketbereich. Für den Inventaraufbau von  ${}^{22}\text{Na}$ , welches sowohl infolge von Transmutationen durch mehrstufige SCPR in  ${}^{17}\text{O}$  und  ${}^{18}\text{O}$ , wie auch durch neutroneninduzierte Reaktionen in  ${}^{28}\text{Si}$  mit anschließender SCPR in  ${}^{24}\text{Mg}$  und  ${}^{25}\text{Mg}$ , aber auch durch reine mehrstufige neutroneninduzierte Reaktionen in  ${}^{28}\text{Si}$  erzeugt wird, zeigt sich hingegen ein rascher Abfall mit zunehmender Blankettiefe, wobei der Beitrag der SCPR in  ${}^{18}\text{O}$  zum lokalen Inventaraufbau stetig zunimmt. Im vorderen Blanketbereich wird lediglich etwa 6% des lokalen  ${}^{22}\text{Na}$ -Inventars durch SCPR erzeugt (s. Tab. 6.11). Mit zunehmender Blankettiefe steigt insbesondere der SCPR-Anteil von  ${}^{18}\text{O}$  zum lokalen  ${}^{22}\text{Na}$ -Inventaraufbau und erreicht etwa 90% im hinteren Blanketbereich, wobei das  ${}^{22}\text{Na}$ -Inventar um etwa drei Größenordnungen gegenüber dem Inventar im vorderen Blanketbereich gefallen ist. Die Zunahme der SCPR-Anteile zum lokalen  ${}^{22}\text{Na}$ -Inventaraufbau geschieht auf Kosten der Abnahme der gemischten Neutronenreaktion-SCPR-Pfade von  ${}^{28}\text{Si}$ . Bei den langlebigen Nukliden  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{32}\text{Si}$  und  ${}^{26}\text{Al}$  fällt die Erhöhung der Inventare infolge SCPR geringfügig aus. Darüberhinaus ist zu erwähnen, daß neben den aufgeführten Nukliden eine Reihe anderer Nuklide mit niedrigen Inventaren erzeugt werden.

Das Aktivierungsverhalten von  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  während des Reaktorbetriebs erfährt durch das gasförmige Nuklid  ${}^{18}\text{F}$  eine merkliche Veränderung, die außerdem von dem kurzlebigen und flüchtigen Nuklid  ${}^{30}\text{P}$  zusätzlich beeinflusst wird.  ${}^{18}\text{F}$  ( $T_{1/2} = 1,83$  h) zerfällt durch Elektroneneinfang mit begleitender energetischer Bremsstrahlung bei einer mittleren Teilchenenergie von 0,21 keV. Sein Beitrag zu den Aktivierungsgrößen im Reaktorbetrieb wird zwar durch den Beitrag der kurzlebigen Nuklide abgeschirmt (s. Abb. 6.62 und 6.63), dennoch ist er an den Kurven für die Differenzen deutlich zu sehen. Bei einer Abklingzeit von 1 h liegt der Beitrag von  ${}^{18}\text{F}$  zur spezifischen Aktivität und zur Nachwärmeleistung bei 20% und zur  $\gamma$ -Dosisrate bei etwa 60%. Das kurzlebige Nuklid  ${}^{30}\text{P}$  ( $T_{1/2} = 2,49$  min), welches ebenfalls durch Elektroneneinfang mit begleitender Bremsstrahlung bei einer mittleren Teilchenenergie von 4,0 keV (maximale Teilchenenergie bis zu 3,7 MeV) zerfällt und dessen Inventar infolge der Transmutationen durch SCPR um etwa 90% erhöht ist, ist aufgrund des geringen Gesamtinventars von untergeordneter Bedeutung.

Von den infolge von Transmutationen durch SCPR induzierten Nukliden erlangt  ${}^7\text{Be}$  einen entscheidenden Einfluß auf das Aktivierungsverhalten von  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ . Sein Zerfall erfolgt durch Elektroneneinfang begleitet von schwacher Bremsstrahlung mit maximaler Teilchenenergie bis 862 keV.  ${}^7\text{Be}$  dominiert dennoch alle Aktivierungsgrößen im Abklingzeitbereich zwischen 1 d und 1 a (s. Abb. 6.62 und 6.63). Beispielsweise liefert es bei einer Abklingzeit von 30 d unter der oben genannten Referenz-Bestrahlungsbedingung etwa 60% der spezifischen Aktivität, 48% der Nachwärmeleistung sowie mit 98% nahezu die gesamte  $\gamma$ -Dosisrate.

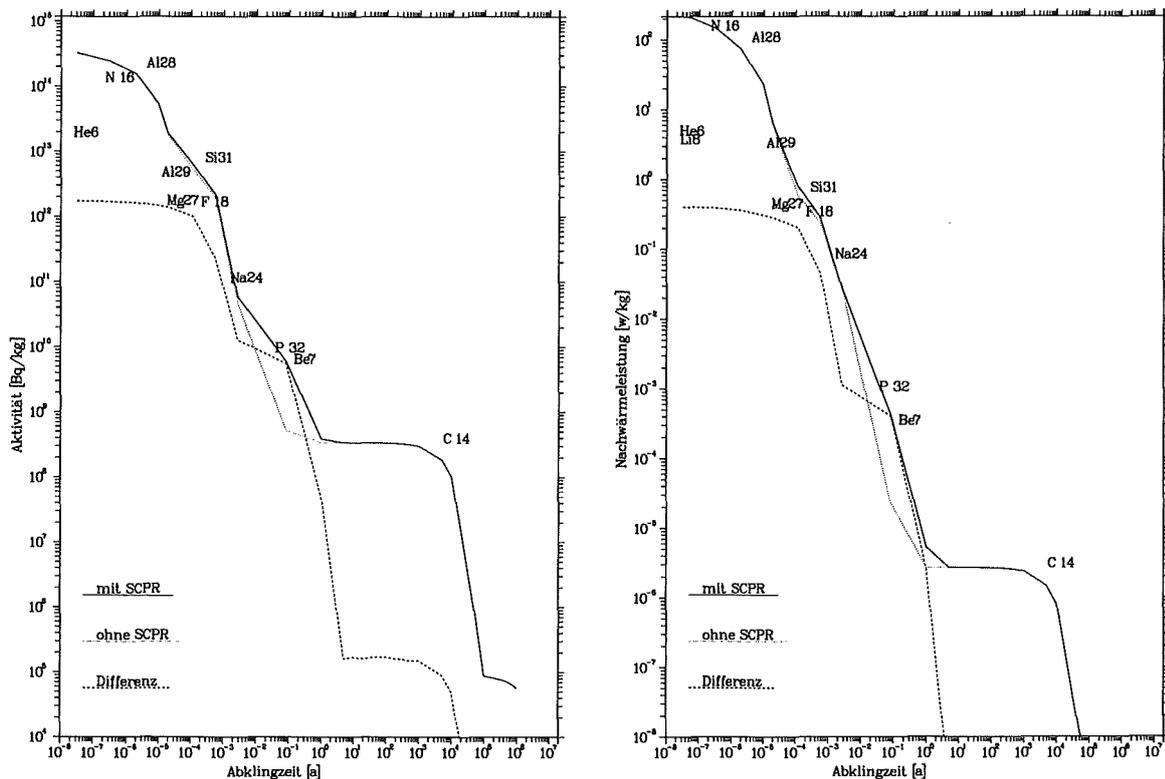


Abb. 6.62: Vergleich des Zeitverlaufs der spezifischen Aktivität und der Nachwärmeleistung von  $Li_4SiO_4$  mit und ohne Berücksichtigung von SCPR, nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

Neben  ${}^7Be$  liefert  ${}^{32}P$  ( $T_{1/2} = 14,23$  d), welches ebenso hauptsächlich durch SCPR induziert wird, bedeutende Beträge zu der spezifischen Aktivität und der Nachwärmeleistung in dem erwähnten Abklingzeitbereich. Auch bei Abklingzeiten oberhalb von 1 a kommt es zur merklichen Anhebung der Aktivierungsgrößen durch Nuklide, die infolge der Transmutationen durch SCPR induziert werden. Die Erhöhung des Inventars von  ${}^{22}Na$  ( $T_{1/2} = 2,6$  a) bewirkt eine Anhebung der  $\gamma$ -Dosisrate bei Abklingzeiten zwischen 1 und 5 a. Dies ist insbesondere in den hinteren Blanketbereichen deutlich ausgeprägt.

Bei längeren Abklingzeiten ist keine wesentliche Veränderung der Aktivierungsgrößen festzustellen, obgleich sich die Inventare der langlebigen Nuklide  ${}^{10}Be$ ,  ${}^{32}Si$  und  ${}^{26}Al$  infolge der Transmutationen durch SCPR merklich erhöht haben. Die Erhöhung des  ${}^{26}Al$ -Inventars ist auf den vorderen Blanketbereich beschränkt, wo durch das harte Neutronenspektrum der Inventaraufbau der Mutternuklide  ${}^{24}Mg$  und  ${}^{25}Mg$  ausreichend ist, um weitere Transmutationen durch SCPR zu ermöglichen. Hingegen erhöht sich der Inventaraufbau von  ${}^{10}Be$  und  ${}^{32}Si$  durch SCPR in allen Blanketbereichen.

Berücksichtigt man die Verunreinigungen in  $Li_4SiO_4$  gemäß der Referenz-Zusammensetzung bei der Betrachtung des Einflusses der SCPR, so ist festzustellen, daß der Einfluß, der durch die Transmutationsprodukte der Verunreinigungen hervorgerufen wird, wesentlich prägender ist, als jener durch die Transmutationsprodukte von SCPR. Somit geht der Einfluß von SCPR auf

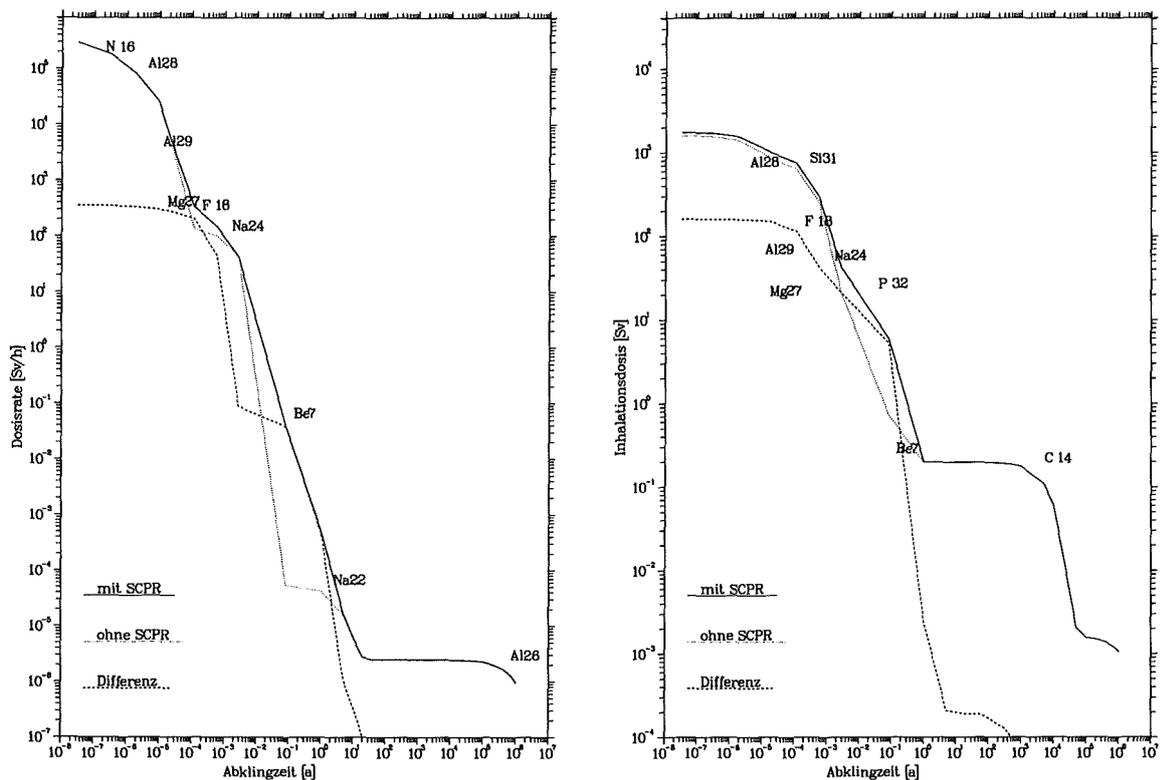


Abb. 6.63: Vergleich des Zeitverlaufs der  $\gamma$ -Dosisrate und der Inhalationsdosis von  $Li_4SiO_4$  mit und ohne Berücksichtigung von SCPR, nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

das Aktivierungsverhalten von  $Li_4SiO_4$  bei der Berücksichtigung von Verunreinigungen zurück. Hierzu zeigt die Abbildung 6.64 den Zeitverlauf der spezifischen Aktivität und  $\gamma$ -Dosisrate für den Fall, daß zum einen SCPR und Verunreinigungen in  $Li_4SiO_4$  berücksichtigt wurden und zum anderen nur Verunreinigungen ohne SCPR berücksichtigt wurden. Wie daraus zu sehen ist, werden die Beiträge der Transmutationsprodukte von SCPR nahezu vollständig von Beiträgen der Transmutationsprodukte der Verunreinigungen abgeschirmt. Merkwürdig bleibt lediglich der Einfluß von  $^{18}F$ . Bei einigen der Isotope der Verunreinigungselemente kommt es auch zu Transmutationen durch SCPR. Hierzu zählen die Nuklide  $^{56}Co$ ,  $^{48}V$  und  $^{26}Al$ , die durch folgende SCPR erzeugt werden:  $^{54}Fe(t, n)^{56}Co$ ,  $^{56}Fe(p, n)^{56}Co$ ,  $^{46}Ti(t, n)^{48}V$ ,  $^{47}Ti(d, n)^{48}V$ ,  $^{48}Ti(p, n)^{48}V$ ,  $^{23}Na(a, n)^{26}Al$  und  $^{24}Mg(t, n)^{26}Al$ .

Trotz des erwähnten Rückgangs der Bedeutung von SCPR bei der Berücksichtigung von Verunreinigungen auf das Aktivierungsverhalten von  $Li_4SiO_4$  bleibt der Einfluß einiger Nuklide aus Transmutationen durch SCPR bedeutend, insbesondere der Nuklide  $^{18}F$ ,  $^{32}P$  und  $^7Be$ .

Ein weiterer Gesichtspunkt bei der Untersuchung des Einflusses von SCPR auf das Aktivierungsverhalten ist die Abhängigkeit von der Bestrahlungsbedingung innerhalb des Blankets, die durch die Variation der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronenflußdichte verursacht wird. Wie oben gezeigt, ist die Variation der Flußdichten der geladenen Teilchen

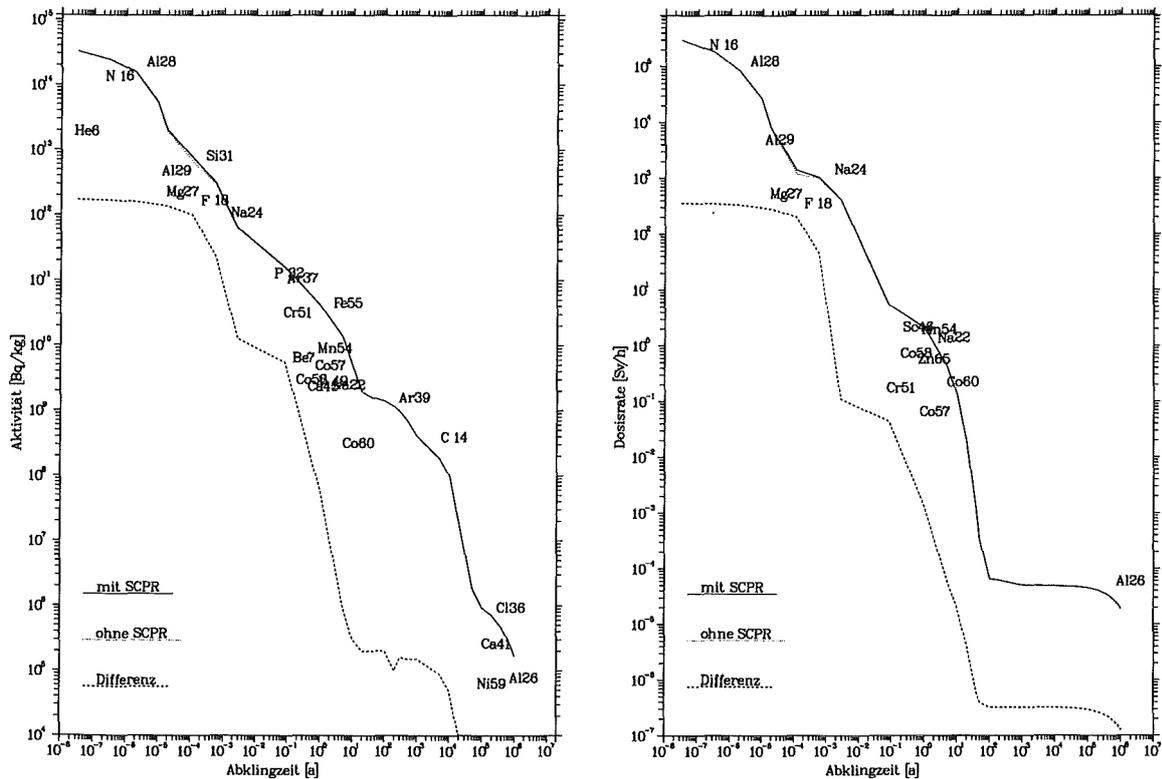


Abb. 6.64: Vergleich des Zeitverlaufs der spezifischen Aktivität und der  $\gamma$ -Dosisrate von  $Li_4SiO_4$  nach der Referenz-Zusammensetzung mit und ohne Berücksichtigung von SCPR, nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

vergleichsweise schwach. Dementsprechend zeigt der Inventaraufbau durch SCPR eine schwach ausgeprägte räumliche Schwankung. Um dies zu verdeutlichen, sind in den Abbildungen 6.65 bis 6.70 die radial-poloidalen Verteilungen der Verhältnisse der Aktivierungsgrößen mit und ohne Berücksichtigung von SCPR im reinen  $Li_4SiO_4$  für ausgewählte Abklingzeiten dargestellt.

Bei einer Abklingzeit von 1 d steigt die spezifische Aktivität infolge der Erhöhung des  $^{32}P$ -Inventars nahezu gleichmäßig im gesamten Blanketbereich an. Der geringfügige Anstieg bei einer Abklingzeit von 100 a ist lediglich auf den vorderen Bereich des Blanketsegments beschränkt (s. Abb. 6.65 und 6.66). Letzteres ist dadurch bedingt, daß hierfür die ebenfalls auf den vorderen Bereich beschränkte Erhöhung des  $^{26}Al$ -Inventars verantwortlich ist. Bei der radial-poloidalen Verteilung der Verhältnisse der  $\gamma$ -Dosisrate bei einer Abklingzeit von 1 d ist hingegen eine Zunahme zum hinteren Blanketbereich hin festzustellen (s. Abb. 6.67). Der Grund dafür liegt darin, daß die  $\gamma$ -Dosisrate bei dieser Abklingzeit von  $^{24}Na$ , dessen Erzeugungsrate bekanntermaßen mit zunehmender Blankettiefe abfällt, dominiert ist, so daß die Beiträge der durch SCPR induzierten Nuklide mit zunehmender Blankettiefe bedeutender werden. Für die Erhöhung der Verhältnisse der  $\gamma$ -Dosisrate bei einer Abklingzeit von 100 a zum hinteren Blanketbereich hin (Abb. 6.68) ist die wachsende Bedeutung des Bremsstrahlungsbeitrags von  $^{10}Be$ , dessen Erzeugungsrate durch SCPR mit zunehmender Blankettiefe steigt, verantwortlich.

Die Nachwärmeleistung bei einer Abklingzeit von 1 h zeigt im gesamten Blanketbereich eine Erhöhung um den Faktor 1,4 (Abb. 6.69), die ausschließlich auf die Erhöhung des  $^{18}\text{F}$ -Inventars zurückgeht. Die deutliche Anhebung der Verhältnisse der Nachwärmeleistung bei einer Abklingzeit von 1 d (Abb. 6.70) ergibt sich wie im Falle der spezifischen Aktivität aus der Verringerung des  $^{24}\text{Na}$ -Inventars und der dadurch bedingten Erhöhung der Beiträge der durch SCPR induzierten Nuklide  $^7\text{Be}$  und  $^{18}\text{F}$ .

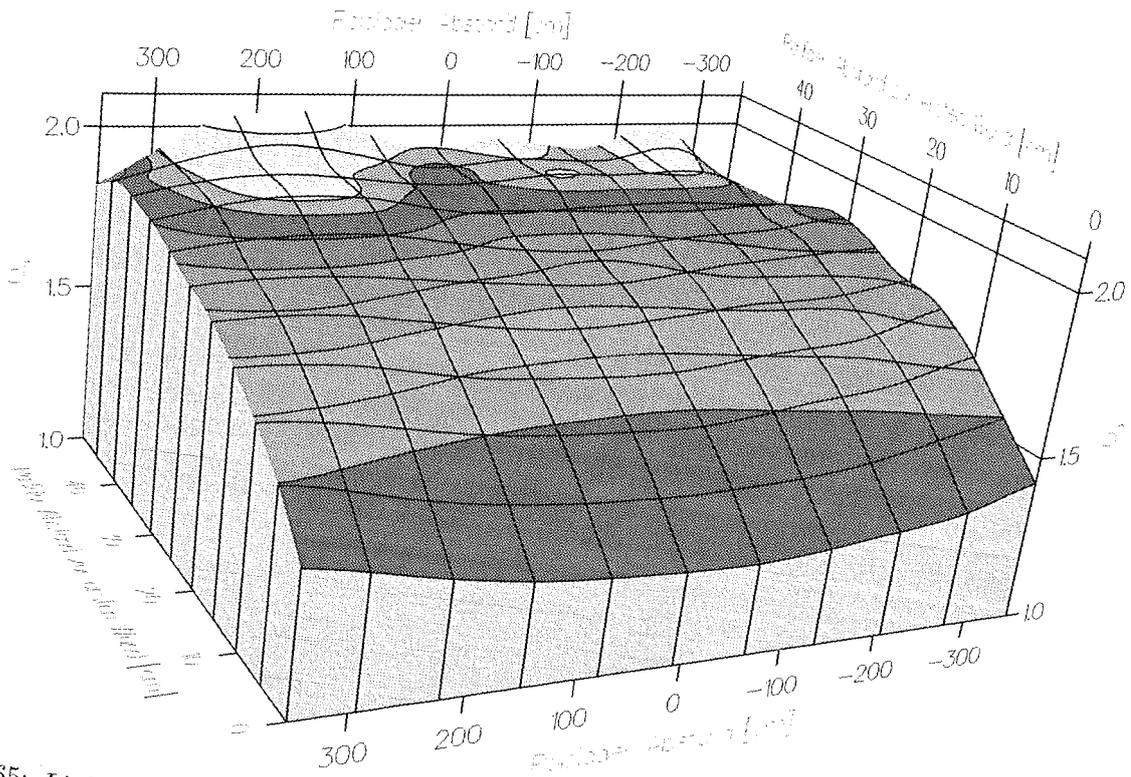


Abb. 6.65:  $Li_4SiO_4$ : radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der spezifischen Aktivität ( $Q_a$ ) mit und ohne Berücksichtigung von SCPR bei einer Abklingzeit von 1 d.

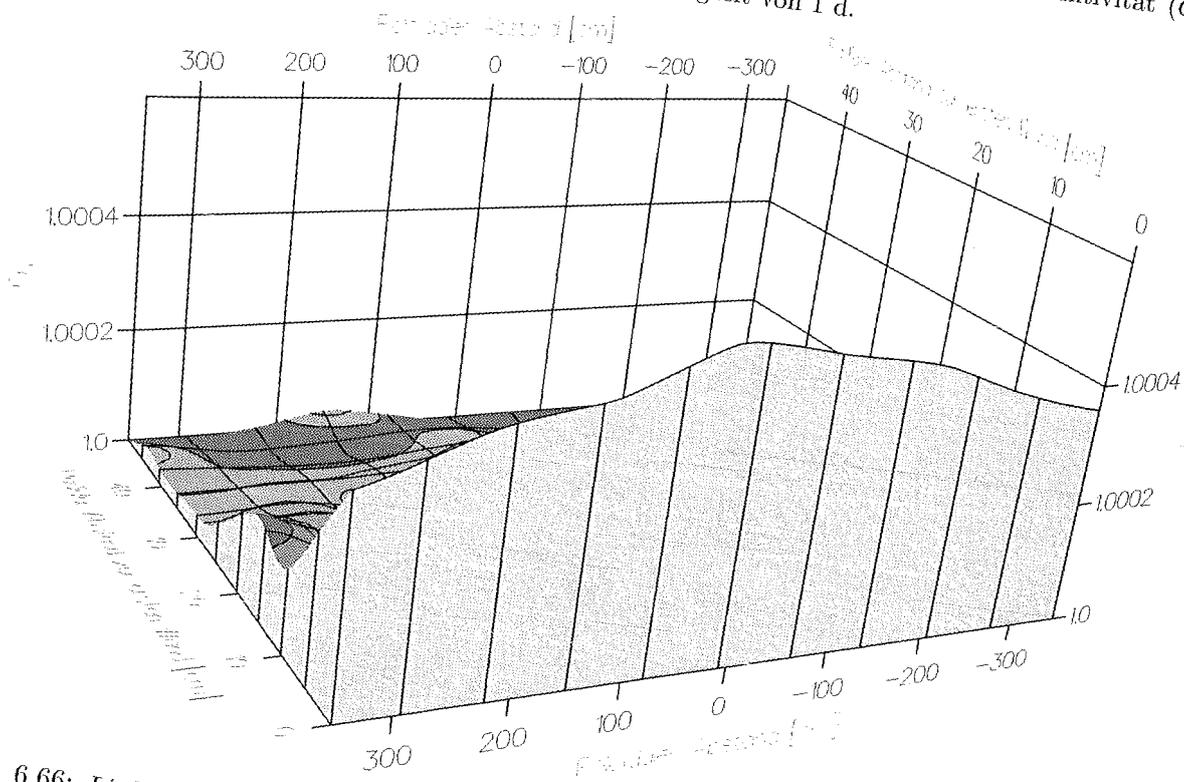


Abb. 6.66:  $Li_4SiO_4$ : radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der spezifischen Aktivität ( $Q_a$ ) mit und ohne Berücksichtigung von SCPR bei einer Abklingzeit von 100 a.

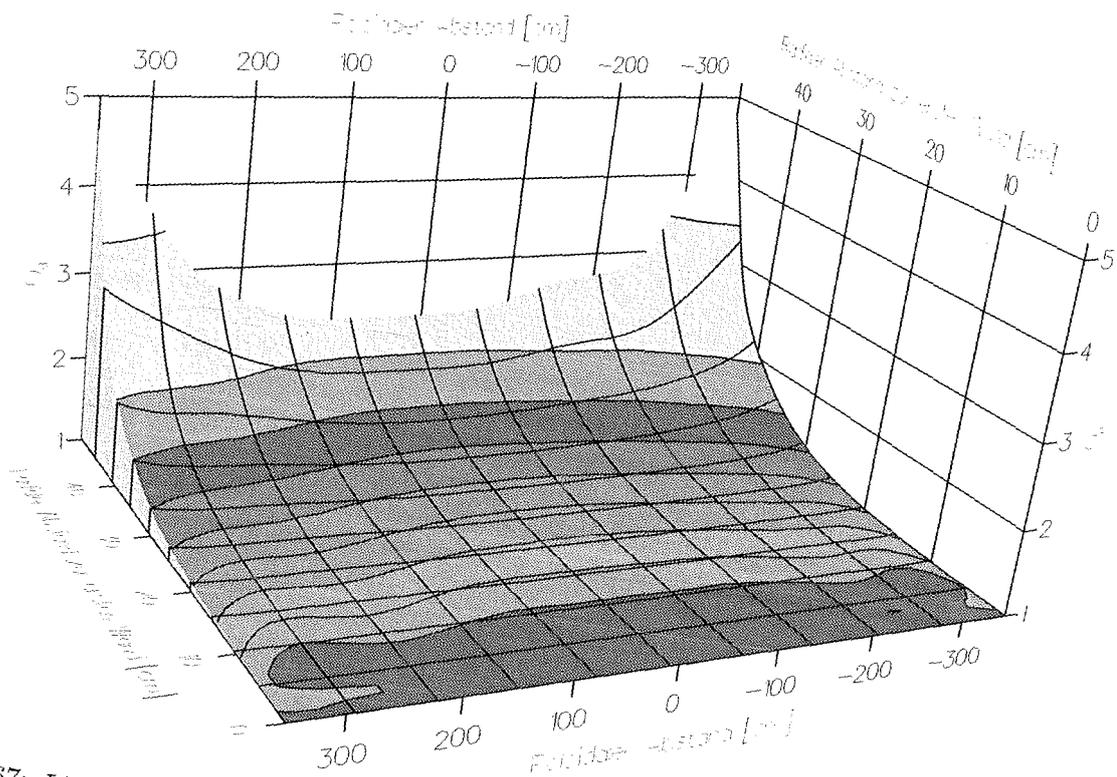


Abb. 6.67:  $Li_4SiO_4$ : radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der  $\gamma$ -Dosisrate ( $Q_d$ ) mit und ohne Berücksichtigung von SCPR bei einer Abklingzeit von 1 d.

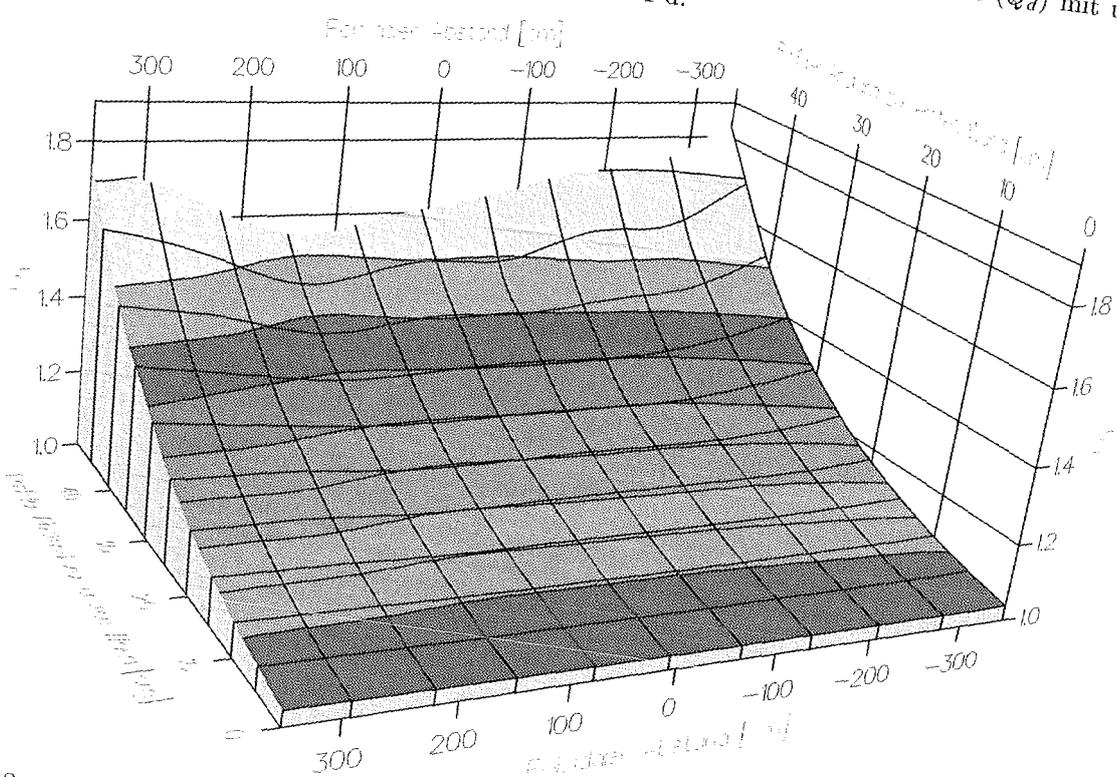


Abb. 6.68:  $Li_4SiO_4$ : radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der  $\gamma$ -Dosisrate ( $Q_d$ ) mit und ohne Berücksichtigung von SCPR bei einer Abklingzeit von 100 a.

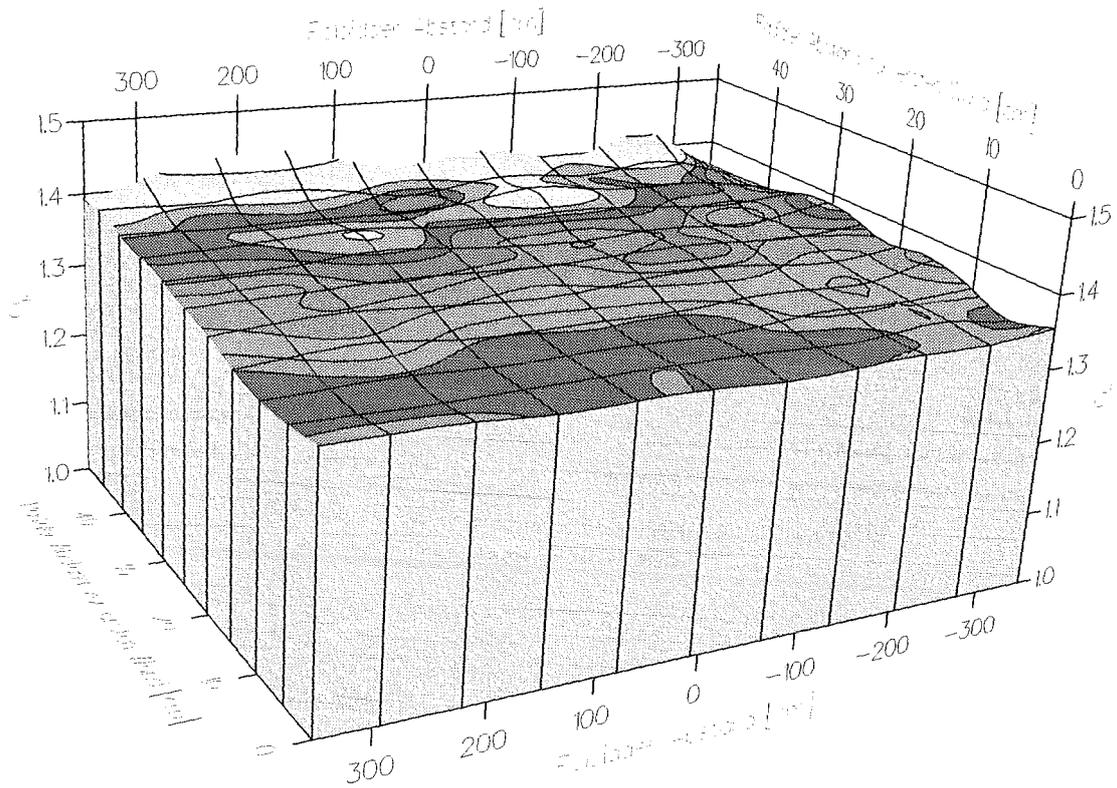


Abb. 6.69:  $Li_4SiO_4$ : radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der Nachwärmeleistung ( $Q_h$ ) mit und ohne Berücksichtigung von SCPR bei einer Abklingzeit von 1 h.

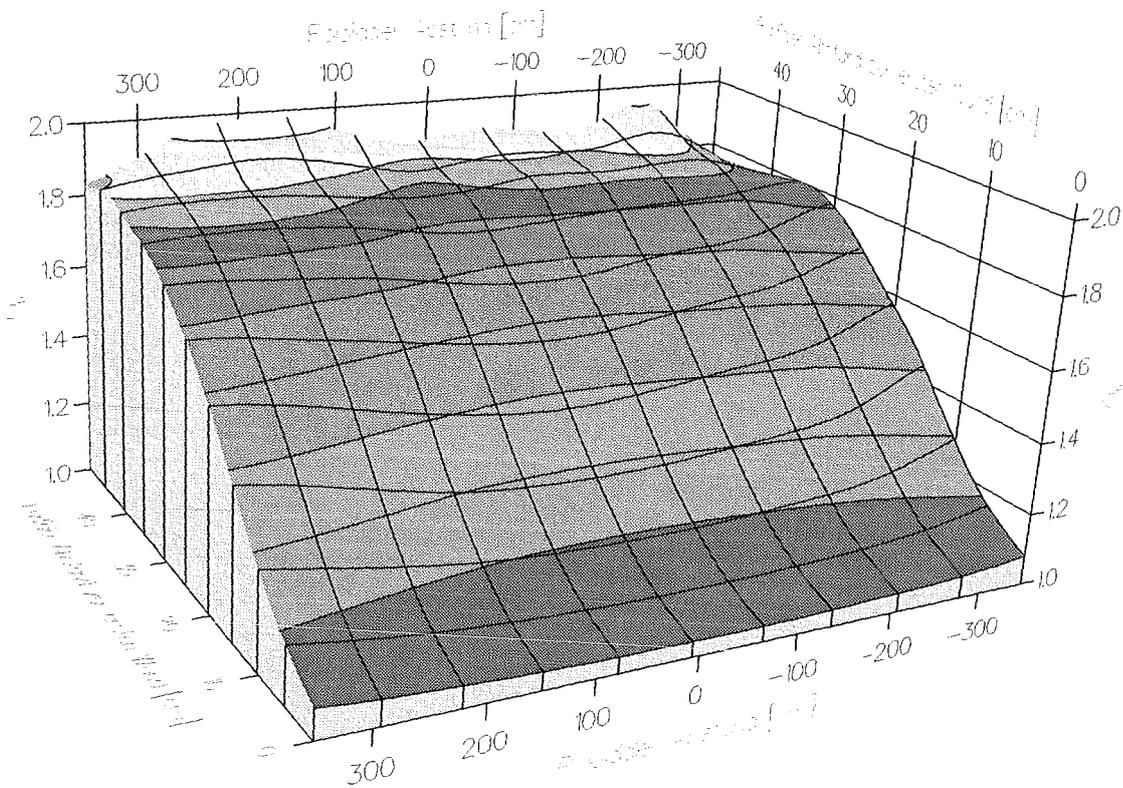


Abb. 6.70:  $Li_4SiO_4$ : radial-poloidale Verteilung des Verhältnisses der Nachwärmeleistung ( $Q_h$ ) mit und ohne Berücksichtigung von SCPR bei einer Abklingzeit von 1 d.

## 6.10 Aktivierungsverhalten anderer Blanketmaterialien

### 6.10.1 Aktivierung von Beryllium

Im Feststoffblanket nimmt der Neutronenmultiplier Beryllium einen beträchtlichen Teil des Blanketvolumens ein. Das neutronenphysikalische Verhalten des Blankets ist im wesentlichen von ihm bestimmt (s. Abschn. 3). In Bezug auf das Aktivierungsverhalten zeigt Beryllium äußerst günstige Eigenschaften, die durch geringe Anzahl von  $\gamma$ -strahlenden Transmutationsprodukten gekennzeichnet sind. Die häufigste Transmutation in Beryllium erfolgt durch die  $(n, 2n)$ -Reaktion, die auch die inelastische Streuung  $(n, n')$  und die  $(n, n'\alpha)$ -Reaktion mit einschließt. Sie führt zur Bildung von sehr kurzlebigen Zwischenkernen von  ${}^8\text{Be}$  ( $T_{1/2} = 6,7 \cdot 10^{-17}$  s),  ${}^9\text{Be}$  und  ${}^5\text{He}$  ( $T_{1/2} = 7,6 \cdot 10^{-22}$  s), die anschließend zum stabilen  ${}^4\text{He}$  zerfallen. Daneben sind unterhalb 14 MeV lediglich die Reaktionen  $(n, \gamma)$ ,  $(n, t)$  und  $(n, \alpha)$  kinematisch erlaubt, wobei der effektive Wirkungsquerschnitt der  $(n, \gamma)$ -Reaktion mit etwa  $1,26 \cdot 10^{-4}$  barn um eine Größenordnung unter dem der  $(n, t)$ - und  $(n, \alpha)$ -Reaktion liegt, der seinerseits um etwa eine Größenordnung unter dem effektiven Wirkungsquerschnitt der  $(n, 2n)$ -Reaktion liegt. Direkte radioaktive Transmutationsprodukte von Beryllium sind demnach Tritium,  ${}^6\text{He}$  und  ${}^{10}\text{Be}$ , die allesamt durch  $\beta^-$ -Zerfall in stabile Nuklide übergehen. Wie bereits erwähnt, verursacht Tritium keine  $\gamma$ -Strahlung. Bei  ${}^{10}\text{Be}$  ist infolge der Bremsstrahlung der energetischen  $\beta$ -Teilchen mit geringfügiger  $\gamma$ -Strahlenbelastung zu rechnen. Hingegen wird der Zerfall von  ${}^6\text{He}$  ( $T_{1/2} = 806,7$  ms) von energetischer Bremsstrahlung mit maximaler Teilchenenergie bis 3,5 MeV begleitet. Dementsprechend wird das Aktivierungsverhalten von reinem Beryllium im Reaktorbetrieb in erster Linie von  ${}^6\text{He}$  bestimmt. Aufgrund der kurzen Halbwertszeit erreicht  ${}^6\text{He}$  die Sättigung bei geringem Inventar, das beispielsweise an der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets bei etwa  $1,0 \cdot 10^{14}$  at./kg-Be liegt.

Das Aktivierungsverhalten des reinen Berylliums läßt sich wie folgt zusammenfassen: die spezifische Aktivität, die Nachwärmeleistung sowie die  $\gamma$ -Dosisrate im Reaktorbetrieb werden hauptsächlich von  ${}^6\text{He}$  dominiert, während die Radiotoxizität in erster Linie durch Tritium geprägt ist. Nach der Abschaltung des Reaktors fällt die  $\gamma$ -Dosisrate infolge des Zerfalls von  ${}^6\text{He}$  innerhalb einiger Sekunden um 8 bis 9 Größenordnungen ab und zeigt sodann einen konstanten Verlauf, der von dem Bremsstrahlungsbeitrag von  ${}^{10}\text{Be}$  bestimmt ist (vgl. Abb. 6.72). Die spezifische Aktivität und die Nachwärmeleistung fallen ebenso infolge des  ${}^6\text{He}$ -Zerfalls rasch ab und werden danach im wesentlichen durch den Beitrag von Tritium geprägt. Es muß hierbei unterstrichen werden, daß man mit der Freisetzung eines Teils (etwa der Hälfte) des erzeugten Tritiums im Reaktorbetrieb rechnet [176], so daß die Aktivierungsgrößen bei Abschaltung des Reaktors entsprechend kleiner ausfallen.

Das ausgezeichnete Aktivierungsverhalten von Beryllium wird durch Verunreinigungen und Spurenelemente erheblich beeinflusst (s. Abb. 6.71 und 6.72). Wie im Abschnitt 3.3 dargelegt, ist auch bei Beryllium mit Verunreinigungen zu rechnen, die erz- und fabrikationsbedingt sind. Die verbreitete Anwendung von Beryllium in der Kerntechnik und anderen Industriezweigen hat dazu geführt, daß es eine Vielzahl von Spezifikationen für ihn gibt, die wesentliche Unterschiede an Verunreinigungsgehalten zeigen (vgl. z.B. [177] und [178]).

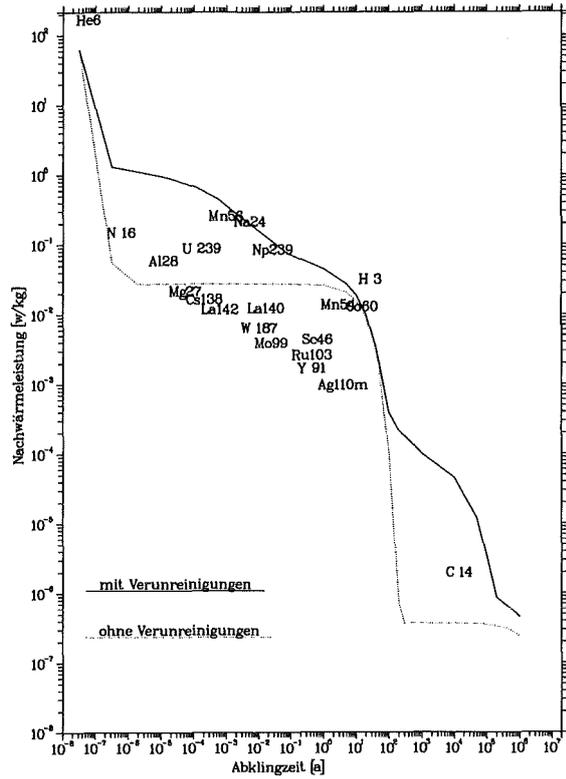
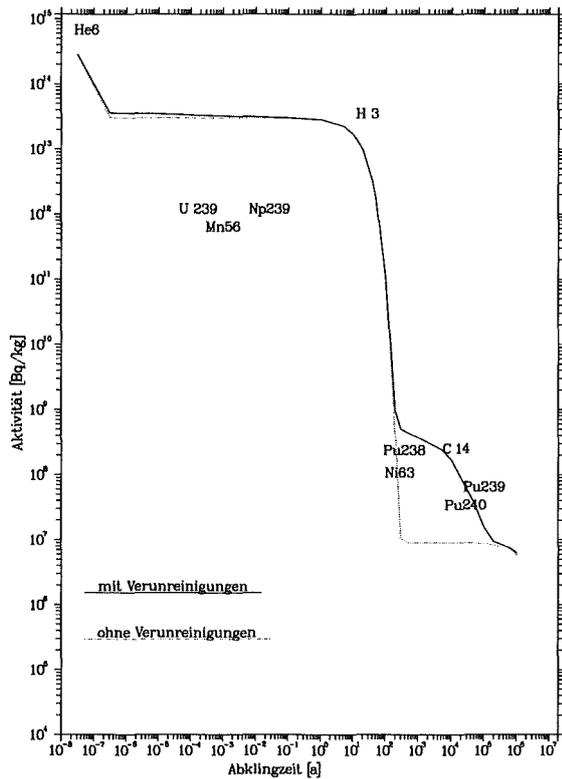


Abb. 6.71: Vergleich des Zeitverlaufs der spezifischen Aktivität und der Nachwärmeleistung von Beryllium nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

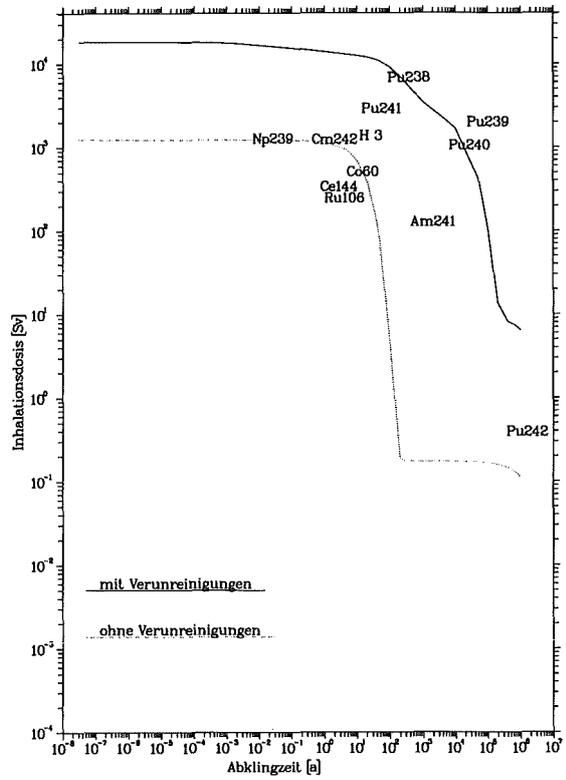
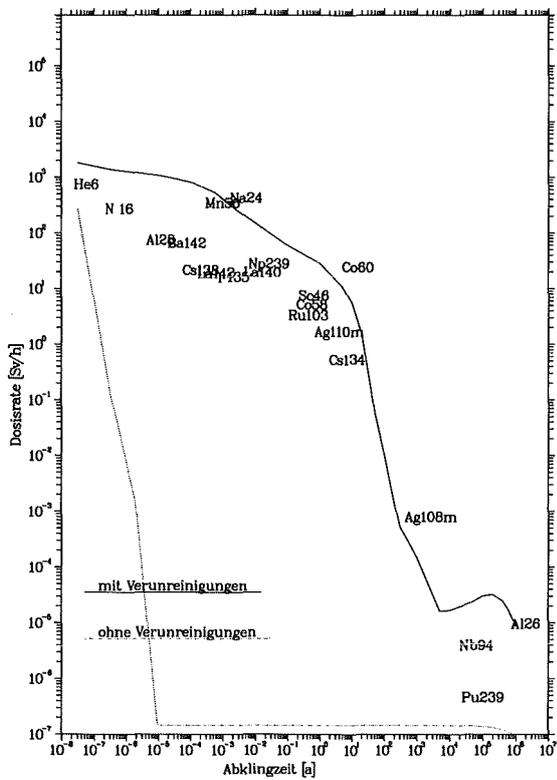


Abb. 6.72: Vergleich des Zeitverlaufs der  $\gamma$ Dosisrate und der Inhalationsdosis von Beryllium nach der Bestrahlung in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

Wegen seiner leichten Oxidierbarkeit weist Beryllium in der Regel 0,1-1,0 Gew.% an BeO auf. Darüberhinaus ist je nach Spezifikation mit Verunreinigungen aus Kohlenstoff (200-1200 wppm), Eisen (150-3000 wppm), Aluminium (35-300 wppm) und Silizium (55-1000 wppm) zu rechnen. Die unteren Werte gelten für hoch-reines Beryllium ( High-purity ingot wire and foil) [178]. Als fabrikationsbedingte Verunreinigungen werden Magnesium, Fluor und Chlor genannt. Hinzu kommen metallische Verunreinigungen aus Kupfer, Kobalt und Nickel sowie nichtmetallische Verunreinigungen aus Wasserstoff und Stickstoff. Die für die vorliegende Arbeit als Referenz angenommene chemische Zusammensetzung von Beryllium (Tab. 3.4) stammt von der Herstellerfirma Brush Wellman Inc. und enthält weitere Spurenelemente. Aus radiologischer Sicht erscheint vor allem der Gehalt an Uran <sup>5</sup> sehr bedenklich. Es ist damit zu rechnen, daß dadurch eine erhebliche Verschlechterung des Aktivierungsverhaltens von Beryllium verursacht wird (s. auch die Abb. 6.71 und 6.72), die möglicherweise die Rezyklierbarkeit und die Entsorgung erschweren wird. Die Anwesenheit von Aktiniden erhöht hinzu die Radiotoxizität mithin auch die biologische Gefährdung im Reaktorbetrieb und auch nach dessen Abschaltung.

Nachfolgend soll das Aktivierungsverhalten von Beryllium (mit Verunreinigungen nach der Referenz-Zusammensetzung gemäß Tab. 3.4) unter der Referenz-Bestrahlungsbedingung in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets betrachtet werden. Es wird dabei eine Bestrahlungsdauer von 20000 Vollaststunden bei einer Fusionsleistung 2200 MW zugrundegelegt. Ferner wird im Gegensatz zu den Brutmaterialien hierbei eine vollständige Rückhaltung des erzeugten Tritiums angenommen. Tatsächlich wird etwa die Hälfte des erzeugten Tritiums während des Reaktorbetriebs freigesetzt und von Spülgas (Helium) (s. Abschn. 3) weggeführt. Insofern wird die Aktivität des Tritiums bei der Abschaltung des Reaktors nur noch die Hälfte betragen. Die Inventare der wichtigsten Nuklide einschließlich der Spaltprodukte und Aktiniden, die durch die Transmutationen der Uran-Isotope entstehen, bei Abschaltung des Reaktors für die Referenz-Bestrahlungsbedingung sind in der Abbildung 6.73 zusammengefaßt. Die Reaktionspfade zur Erzeugung der Nuklide mit ihren Beiträgen zum lokalen Inventar sind in den Tabellen 6.12 und 6.13 aufgeführt.

Die über die Bestrahlungszeit integrierte lokale Konzentration des Tritiums beträgt etwa 0,084 g/kg-Be. Das bei der Bestrahlung erzeugte Helium interessiert im Zusammenhang mit der Veränderung der Materialeigenschaften. Helium kann zum Schwellen und zur Versprödung des bestrahlten Berylliums führen. Zur Erzeugung von Helium führt in erster Linie der  $(n, 2n)$ -Aufbruch, zu dem die inelastische Streuung und die  $(n, n'\alpha)$ -Reaktion zugerechnet werden. Tatsächlich ist die Erzeugungsrate von Helium sehr hoch: die über die Bestrahlungszeit integrierte lokale Konzentration liegt bei 4,37 g/kg-Be. Daneben werden eine Reihe gasförmiger Transmutationsprodukte hauptsächlich durch Reaktionen im Sauerstoff erzeugt, von denen Stickstoff mit 0,377 g/kg-Be und Fluor mit 0,509 g/kg-Be signifikante Konzentrationen erzielen. Von den festen Transmutationsprodukten zeigt lediglich Lithium eine hohe Produktionsrate; seine über die Bestrahlungszeit integrierte lokale Konzentration beträgt 0,482 g/kg-Be, von dem etwa 70% <sup>6</sup>Li-Isotope sind.

---

<sup>5</sup>Die chemischen Analyseergebnisse der Firma Brush Wellman Inc. zeigen für drei verschiedene Chargen einen Urangehalt, der von 70 wppm bis 120 wppm variiert.

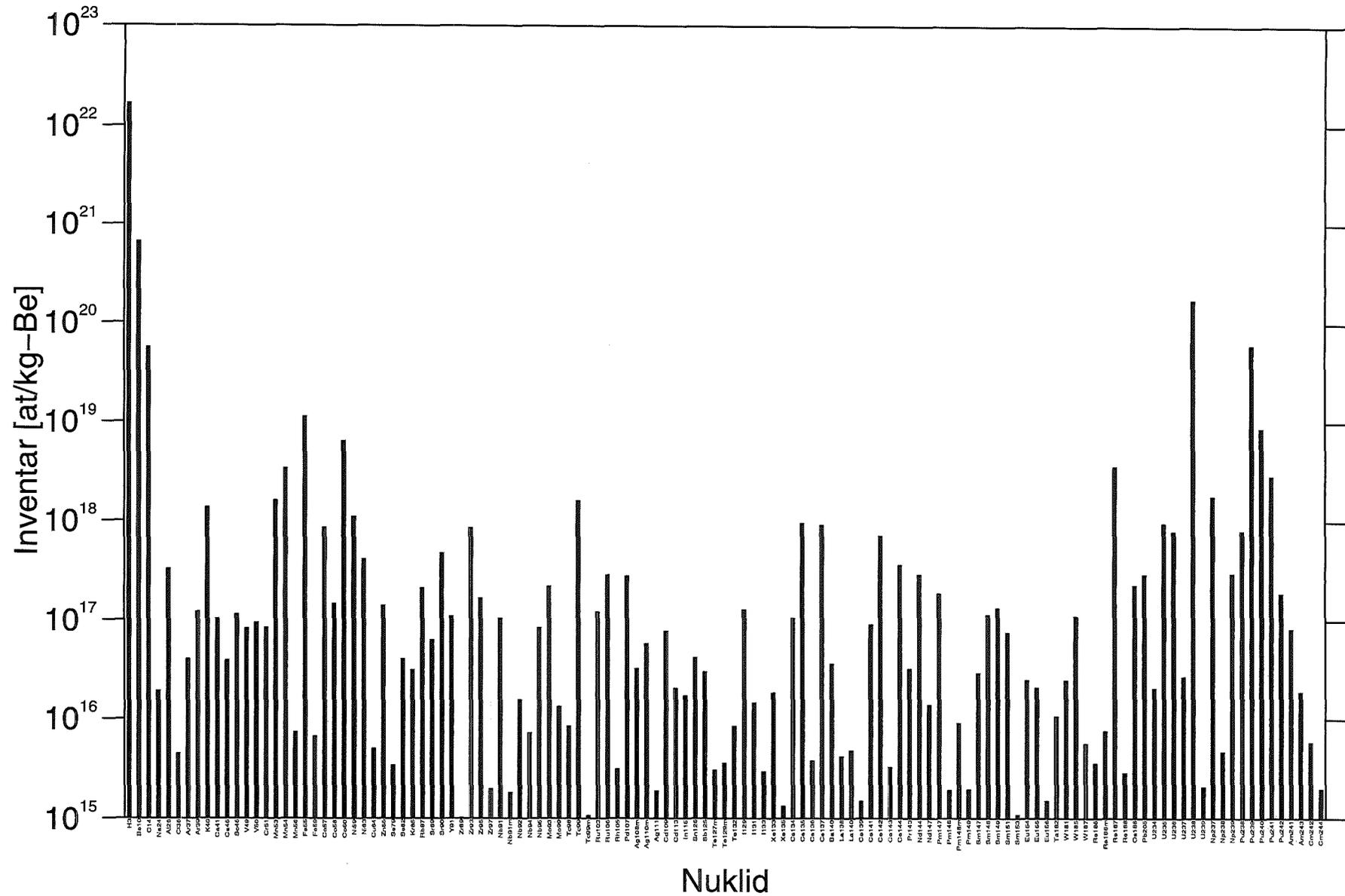


Abb. 6.73: Inventare radioaktiver Nuklide im Beryllium bei Abschaltung des Reaktors für die Referenz-Bestrahlungsbedingung, mit Verunreinigungen gemäß Tab. 3.4

Nuklid	Reaktionspfad	Beitrag in %	Nuklid	Reaktionspfad	Beitrag in %
<sup>3</sup> H	Be9(n,Li7)H3	61.492	<sup>63</sup> Ni	Ni62(n,g)Ni63	25.270
	Be9(n,a)He6(b-)Li6(n,a)H3	36.235		Ni64(n,2n)Ni63	12.335
	Be9(n,Li7)H3(b-)He3(n,p)H3	1.586		Cu63(n,p)Ni63	53.136
<sup>6</sup> He	Be9(n,a)He6	99.986	<sup>62</sup> Cu	Cu63(n,2n)Cu62	99.948
<sup>10</sup> Be	Be9(n,g)Be10	99.979	<sup>64</sup> Cu	Cu63(n,g)Cu64	79.942
<sup>14</sup> C	N14(n,p)C14	99.706		Cu65(n,2n)Cu64	17.632
<sup>13</sup> N	N14(n,2n)N13	99.999	<sup>65</sup> Zn	Zn64(n,g)Zn65	69.382
<sup>16</sup> N	O16(n,p)N16	99.985		Zn66(n,2n)Zn65	27.731
<sup>23</sup> Ne	Mg26(n,a)Ne23	97.314	<sup>88</sup> Y	Zr90(n,d)Y89(n,2n)Y88	8.357
<sup>22</sup> Na	Mg24(n,d)Na23(n,2n)Na22	58.174		Zr90(n,d)Y89m(IT)Y89(n,2n)Y88	2.725
	Al27(n,2n)Al26(n,na)Na22	30.134	<sup>89m</sup> Y	Zr90(n,2n)Zr89(b+)Y89m	75.804
	Mg26(n,a)Ne23(b-)Na23(n,2n)Na22	9.335		Zr90(n,2n)Zr89m(IT)Zr89(b+)Y89m	17.652
<sup>24</sup> Na	Mg24(n,p)Na24	40.291	<sup>90m</sup> Zr	Zr90(n,n')Zr90m	82.811
	Al27(n,a)Na24	28.440		Zr91(n,2n)Zr90m	16.049
	Mg24(n,p)Na24m(IT)Na24	18.014	<sup>95</sup> Zr	Zr94(n,g)Zr95	36.438
	Al27(n,a)Na24m(IT)Na24	12.731		Zr96(n,2n)Zr95	60.611
<sup>24m</sup> Na	Mg24(n,p)Na24m	58.274	<sup>91</sup> Nb	Mo92(n,d)Nb91	62.506
	Al27(n,a)Na24m	41.194		Mo92(n,d)Nb91m(IT)Nb91	13.331
<sup>27</sup> Mg	Al27(n,p)Mg27	98.699		Mo92(n,2n)Mo91(b+)Nb91	22.179
<sup>26</sup> Al	Al27(n,2n)Al26	99.938	<sup>92m</sup> Nb	Mo92(n,p)Nb92m	82.648
<sup>28</sup> Al	Al27(n,g)Al28	20.608		Mo92(n,d)Nb91(n,g)Nb92m	10.134
	Si28(n,p)Al28	79.186	<sup>91m</sup> Nb	Mo92(n,d)Nb91m	97.008
<sup>29</sup> Al	Si29(n,p)Al29	98.573	<sup>94</sup> Nb	Mo94(n,p)Nb94	32.652
<sup>37</sup> Ar	Ca40(n,a)Ar37	99.966		Mo94(n,p)Nb94m(IT)Nb94	50.430
<sup>39</sup> Ar	Ca40(n,2p)Ar39	94.519		Mo95(n,d)Nb94m(IT)Nb94	9.935
	Ca40(n,d)K39(n,p)Ar39	3.395	<sup>95</sup> Nb	Mo95(n,p)Nb95	7.427
<sup>45</sup> Ca	Sc45(n,p)Ca45	51.740		Zr94(n,g)Zr95(b-)Nb95	31.630
	Ti48(n,a)Ca45	45.580		Zr96(n,2n)Zr95(b-)Nb95	52.681
<sup>44</sup> Sc	Sc45(n,2n)Sc44	59.838	<sup>93</sup> Mo	Mo92(n,g)Mo93	40.541
	Sc45(n,2n)Sc44m(IT)Sc44	40.002		Mo94(n,2n)Mo93	53.655
<sup>46</sup> Sc	Sc45(n,g)Sc46	52.566		Mo94(n,2n)Mo93m(IT)Mo93	5.048
	Ti46(n,p)Sc46	10.366	<sup>90</sup> Mo	Mo98(n,g)Mo99	77.745
	Sc45(n,g)Sc46m(IT)Sc46	29.595		Mo100(n,2n)Mo99	20.198
<sup>48</sup> Sc	Ti48(n,p)Sc48	99.632	<sup>90m</sup> Tc	Mo98(n,g)Mo99(b-)Tc99m	76.974
<sup>40</sup> V	Cr50(n,d)V49	97.827		Mo100(n,2n)Mo99(b-)Tc99m	19.982
<sup>52</sup> V	Cr52(n,p)V52	69.075	<sup>106m</sup> Ag	Ag107(n,2n)Ag106m	99.514
	Mn55(n,a)V52	29.091	<sup>108</sup> Ag	Ag107(n,g)Ag108	98.412
<sup>51</sup> Cr	Cr50(n,g)Cr51	12.552	<sup>108m</sup> Ag	Ag107(n,g)Ag108m	31.624
	Cr52(n,2n)Cr51	73.496		Ag109(n,2n)Ag108m	67.895
	Fe54(n,a)Cr51	13.742	<sup>100m</sup> Ag	Ag109(n,n')Ag109m	32.752
<sup>54</sup> Mn	Mn55(n,2n)Mn54	79.639		Ag109(n,2n)Ag108m(n,g)Ag109m	5.508
	Fe54(n,p)Mn54	19.486	<sup>110</sup> Ag	Ag109(n,g)Ag110	97.847
			<sup>110m</sup> Ag	Ag109(n,g)Ag110m	98.801
<sup>56</sup> Mn	Mn55(n,g)Mn56	85.951	<sup>109</sup> Cd	Ag107(n,g)Ag108(b-)Cd108(n,g)Cd109	69.192
	Fe56(n,p)Mn56	13.304		Ag109(n,g)Ag110(b-)Cd110(n,2n)Cd109	28.139
			<sup>182</sup> Ta	W180(n,g)W181(b+)Ta181(n,g)Ta182	9.445
<sup>55</sup> Fe	Fe54(n,g)Fe55	3.375		W182(n,2n)W181(b+)Ta181(n,g)Ta182	89.334
	Fe56(n,2n)Fe55	92.634	<sup>181</sup> W	W180(n,g)W181	10.055
	Ni58(n,a)Fe55	3.496		W182(n,2n)W181	88.061
<sup>59</sup> Fe	Fe58(n,g)Fe59	62.122	<sup>185</sup> W	W184(n,g)W185	65.859
	Co59(n,p)Fe59	22.278		W186(n,2n)W185	9.066
<sup>56</sup> Co	Ni58(n,t)Co56	8.189		W183(n,g)W184(n,g)W185	14.095
	Ni58(n,d)Co57(n,2n)Co56	87.949		W182(n,g)W183(n,g)W184(n,g)W185	5.918
<sup>57</sup> Co	Ni58(n,d)Co57	96.030	<sup>187</sup> W	W186(n,g)W187	99.142
<sup>58</sup> Co	Ni58(n,p)Co58	44.114	<sup>184</sup> Re	W184(n,g)W185(b-)Re185(n,2n)Re184	62.869
	Ni58(n,p)Co58m(IT)Co58	47.278		W186(n,2n)W185(b-)Re185(n,2n)Re184	11.927
<sup>58m</sup> Co	Ni58(n,p)Co58m	90.625	<sup>186</sup> Re	W184(n,g)W185(b-)Re185(n,g)Re186	61.566
<sup>60</sup> Co	Co59(n,g)Co60	41.130		W186(n,2n)W185(b-)Re185(n,g)Re186	11.389
	Co59(n,g)Co60m(IT)Co60	52.295		W186(n,g)W187(b-)Re187(n,2n)Re186	10.898
<sup>60m</sup> Co	Co59(n,g)Co60m	91.022	<sup>188</sup> Re	W186(n,g)W187(b-)Re187(n,g)Re188	95.717
<sup>57</sup> Ni	Ni58(n,2n)Ni57	100.000	<sup>207m</sup> Pb	Pb207(n,n')Pb207m	9.471
<sup>59</sup> Ni	Ni58(n,g)Ni59	72.717		Pb208(n,2n)Pb207m	89.949
	Ni60(n,2n)Ni59	27.200			

Tabelle 6.12: Reaktionspfade zur Erzeugung radioaktiver Nuklide im Beryllium mit ihren Beiträgen zum lokalen Inventaraufbau

Nuklid	Reaktionspfad	Beitrag in %
<sup>95</sup> Nb	U238(n,f)Y95(b-)Zr95(b-)Nb95	21.790
<sup>228</sup> Th	U234(n,3n)U232(a)Th228	11.601
<sup>228</sup> Th	U235(n,2n)U234(n,3n)U232(a)Th228	3.619
<sup>233</sup> Pa	U238(n,2n)U237(b-)Np237(n,na)Pa233	12.242
	U235(n,a)Th232(n,g)Th233(b-)Pa233	13.679
	U235(n,g)U236(n,a)Th233(b-)Pa233	11.491
	U238(n,3n)U236(n,a)Th233(b-)Pa233	25.279
	U238(n,2n)U237(b-)Np237(a)Pa233	24.634
	U235(n,t)Pa233	6.801
<sup>232</sup> U	U234(n,3n)U232	6.389
	U235(n,2n)U234(n,3n)U232	2.911
<sup>234</sup> U	U235(n,2n)U234	31.020
	U238(n,3n)U236(n,3n)U234	6.115
<sup>235m</sup> U	U234(n,g)U235m	9.598
	U235(n,n')U235m	50.128
	U235(n,2n)U234(n,g)U235m	7.967
<sup>237</sup> U	U238(n,2n)U237	85.602
	U235(n,g)U236(n,g)U237	4.343
	U238(n,3n)U236(n,g)U237	9.611
<sup>239</sup> U	U238(n,g)U239	99.993
<sup>237</sup> Np	U238(n,2n)U237(b-)Np237	92.446
	U238(n,3n)U236(n,g)U237(b-)Np237	5.449
<sup>238</sup> Np	U238(n,2n)U237(b-)Np237(n,g)Np238	92.399
	U238(n,3n)U236(n,g)U237(b-)Np237(n,g)Np238	5.446
<sup>239</sup> Np	U238(n,g)U239(b-)Np239	100.00
<sup>238</sup> Pu	U238(n,g)U239(b-)Np239(b-)Pu239(n,2n)Pu238	17.957
	U238(n,2n)U237(b-)Np237(n,g)Np238(b-)Pu238	78.156
<sup>240</sup> Pu	U238(n,g)U239(b-)Np239(b-)Pu239(n,g)Pu240	97.908
<sup>241</sup> Pu	U238(n,g)U239(b-)Np239(b-)Pu239(n,g)Pu240(n,g)Pu241	97.100
<sup>239</sup> Pu	U238(n,g)U239(b-)Np239(b-)Pu239	99.881
<sup>236</sup> Pu	U238(n,2n)U237(b-)Np237(n,2n)Np236m(b-)Pu236	84.666
	U238(n,2n)U237(b-)Np237(n,g)Np238(b-)Pu238(n,3n)Pu236	8.112
<sup>242</sup> Pu	U238(n,g)U239(b-)Np239(b-)Pu239(n,g)Pu240(n,g)Pu241(n,g)Pu242	95.068
<sup>241</sup> Am	U238(n,g)U239(b-)Np239(b-)Pu239(n,g)Pu240(n,g)Pu241(b-)Am241	96.147
<sup>242m</sup> Am	U238(n,g)U239(b-)Np239(b-)Pu239(n,g)Pu240(n,g)Pu241(b-)Am241(n,g)Am242m	94.533
<sup>243</sup> Am	U238(n,g)U239(b-)Np239(b-)Pu239(n,g)Pu240(n,g)Pu241(n,g)Pu242(n,g)Pu243(b-)Am243	94.198
<sup>242</sup> Cm	U238(n,g)U239(b-)Np239(b-)Pu239(n,g)Pu240(n,g)Pu241(b-)Am241(n,g)Am242(b-)Cm242	95.463
<sup>244</sup> Cm	U238(n,g)U239(b-)Np239(b-)Pu239(n,g)Pu240(n,g)Pu241(n,g)Pu242(n,g)Pu243(b-)	
	Am243(n,g)Am244(b-)Cm244	4.746
	U238(n,g)U239(b-)Np239(b-)Pu239(n,g)Pu240(n,g)Pu241(n,g)Pu242(n,g)Pu243(b-)	
	Am243(n,g)Am244m(b-)Cm244	88.113

Tabelle 6.13: Reaktionspfade zur Erzeugung radioaktiver Nuklide aus den Aktiniden ( 110 wppm U in Beryllium nach der Referenz-Zusammensetzung) mit ihren Beiträgen zum lokalen Inventaraufbau

Bei der angenommenen maximalen Belastung liegt der lokale Abbrand in Beryllium am Bestrahlungsende bei 0,7%. Die Inventare der induzierten Radionuklide mit Ausnahme des Inventars von Tritium und <sup>10</sup>Be liegen unter den oben genannten Bestrahlungsbedingungen unter 1,0 10<sup>20</sup> at./kg-Be (s. Abb. 6.73). Neben Tritium und <sup>10</sup>Be weisen die Nuklide <sup>14</sup>C, <sup>55</sup>Fe, <sup>239</sup>U und <sup>239</sup>Pu bedeutend hohe Inventare auf.

In den Abbildungen 6.74 und 6.75 sind die Zeitverläufe der spezifischen Aktivität,  $\gamma$ -Dosisrate, Nachwärmeleistung und Inhalationsdosis für Beryllium (Referenz-Zusammensetzung) nach der Bestrahlung an verschiedenen Bereichen der Brutzone entlang der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment dargestellt. Außerdem sind in den Abbildungen die Nuklide zu sehen, die zu den jeweiligen radiologischen Größen wesentliche Beiträge liefern. Bei der Abschaltung des Reaktors werden weit über 90% der spezifischen Aktivität, der Nachwärmeleistung sowie der  $\gamma$ -Dosisrate von dem kurzlebigen Nuklid <sup>6</sup>He gestellt. Nach dessen Zerfall ab etwa 10 s Abklingzeit wird die

spezifische Aktivität ausschließlich von Tritium dominiert. Dies setzt sich bis Abklingzeiten von etwa 100 a fort (s. Abb. 6.74). Die Nachwärmeleistung und die  $\gamma$ -Dosisrate nach dem Zerfall von  ${}^6\text{He}$  sind im wesentlichen von den Transmutationsprodukten der Verunreinigungen bestimmt (s. Abb. 6.75). Bei einer Abklingzeit von etwa 10 s wird die Nachwärmeleistung durch die Beiträge von  ${}^{56}\text{Mn}$  mit 17%,  ${}^{24}\text{Na}$  mit 14%, und nicht zuletzt von den Aktiniden  ${}^{239}\text{U}$  und  ${}^{239}\text{Np}$  mit je 0,5% bestimmt. Für die  $\gamma$ -Dosisrate bei dieser Abklingzeit sind ebenfalls hauptsächlich die Nuklide  ${}^{56}\text{Mn}$  (20%) und  ${}^{24}\text{Na}$  (25%) verantwortlich. Nach deren Zerfall treten wiederum andere Transmutationsprodukte von Verunreinigungen auf (s. hierzu die Abb. 6.74 und 6.75).

Bei längeren Abklingzeiten sind auch Transmutationsprodukte von Verunreinigungen dominierend. So sind für die spezifische Aktivität oberhalb von 100 a die Nuklide  ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{63}\text{Ni}$ ,  ${}^{238}\text{Pu}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$  und  ${}^{240}\text{Pu}$  und für die  $\gamma$ -Dosisrate die Nuklide  ${}^{108\text{m}}\text{Ag}$ ,  ${}^{26}\text{Al}$ ,  ${}^{94}\text{Nb}$  und  ${}^{239}\text{Pu}$  verantwortlich.

Für die Radiotoxizität des bestrahlten Berylliums liefern neben Tritium die Aktiniden bedeutende Beiträge. Die Inhalationsdosis (Abb. 6.75) zeigt einen nahezu konstanten Verlauf von der Abschaltung bis Abklingzeiten von etwa 100 a. Erst nach dem vollständigen Zerfall von Tritium ist bei einer Abklingzeit von etwa 100 a ein merklicher Abfall zu beobachten. Sodann ist sie nur noch durch die Beiträge der Aktiniden bestimmt.

Neben dem Einfluß von Verunreinigungen wurde auch der Einfluß von SCPR auf das Aktivierungsverhalten von Beryllium untersucht. Wie eingangs erwähnt, sind im Beryllium nur wenige Emissionsreaktionen geladener Teilchen unterhalb von 14 MeV kinematisch erlaubt. Demnach dürfte zu erwarten sein, daß in Beryllium keine bedeutenden Teilchenflüsse entstehen werden. Die  $(n, 2n)$ -Reaktion führt zwar zur Erzeugung von  $\alpha$ -Teilchen, die einerseits nach dem hier verwendeten Verfahren nicht berücksichtigt werden können, da sie durch den Zerfall von Zwischenkernen entstehen und dementsprechend als Zerfallsprodukte betrachtet werden. Tatsächlich geht man auch von der Annahme aus, daß die  $\alpha$ -Teilchen aus der  $(n, 2n)$ -Reaktion überwiegend durch den Zerfall von Zwischenkernen entstehen und deren Emission verzögert erfolgt (vgl. z.B. [180]). Andererseits führen  $\alpha$ -Teilchen in  ${}^9\text{Be}$  zur Bildung des stabilen  ${}^{12}\text{C}$ -Kern, so daß für die Aktivierung einstufige  $\alpha$ -teilcheninduzierte SCPR keine Bedeutung haben. Ebenfalls führen deutronen- und tritoneninduzierte SCPR zur Bildung von stabilen Kernen von Bor ( ${}^{10}\text{B}$  und  ${}^{11}\text{B}$ ). Lediglich können  $(p, n)$ -SCPR zur Bildung von  ${}^9\text{B}$  führen, was jedoch aufgrund der extrem kurzen Halbwertszeit ( $T_{1/2} = 8 \cdot 10^{-19}$  s) keine Bedeutung hat. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß durch SCPR das Aktivierungsverhalten von Beryllium in keiner Weise beeinflusst ist.

Die radial-poloidalen Verteilungen der spezifischen Aktivität, der  $\gamma$ -Dosisrate und der Nachwärmeleistungsdichte sind in den Abbildungen 6.76, 6.77 und 6.78 bei Abschaltung des Reaktors, bei einer Abklingzeit von 50 a bzw. 1 h dargestellt. Die räumliche Variation bei Abschaltung des Reaktors ist bei allen Aktivierungsgrößen geringfügig, da die Erzeugung des dominierenden kurzlebigen Nuklids  ${}^6\text{He}$  vergleichsweise geringe räumliche Abhängigkeit aufweist. Das  ${}^6\text{He}$ -Inventar bei der Abschaltung des Reaktors sinkt entlang der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment von  $6,78 \cdot 10^{14}$  at./kg-Be im vorderen Blanketbereich auf  $4,02 \cdot 10^{13}$  at./kg-Be im hinteren Blanketbereich, mithin um den Faktor 16, was ebenfalls dem radialen Abfall der Aktivierungs-

größen entspricht (s. Abb. 6.76-6.78). Die räumlichen Verteilungen der  $\gamma$ -Dosisrate und der Nachwärmeleistungsdichte bei längeren Abklingzeiten sind in erster Linie durch Beiträge der Transmutationsprodukte von Verunreinigungen geprägt. Hingegen sind die räumlichen Verteilungen der spezifischen Aktivität bei Abklingzeiten bis zu etwa 100 a hauptsächlich durch den Beitrag von Tritium bestimmt.

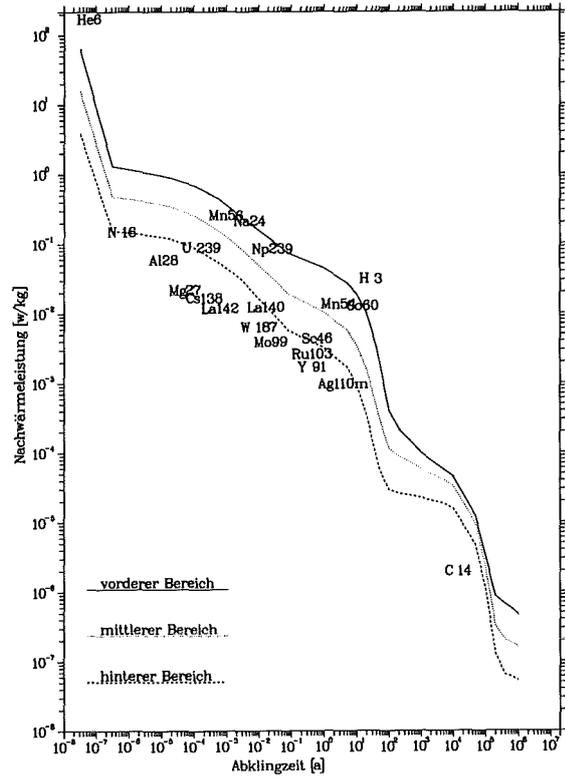
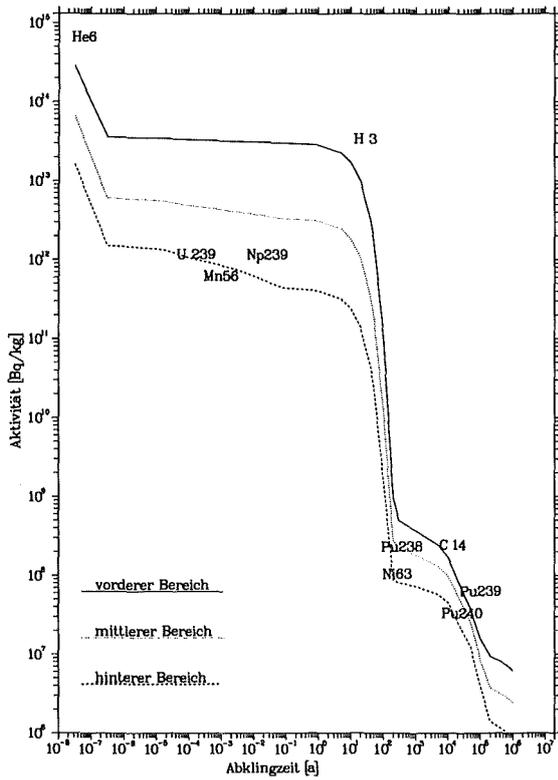


Abb. 6.74: Zeitverlauf der spezifischen Aktivität und der Nachwärmeleistung von Beryllium nach der Bestrahlung an verschiedenen radialen Bereichen entlang der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

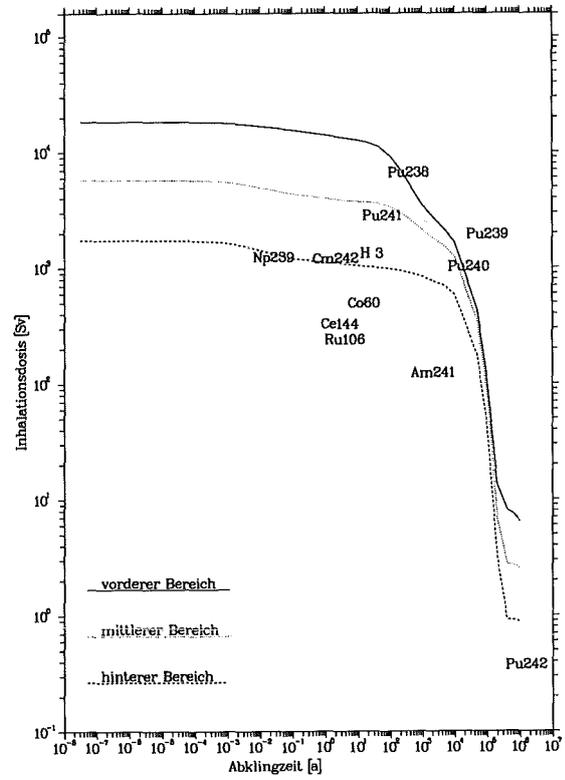
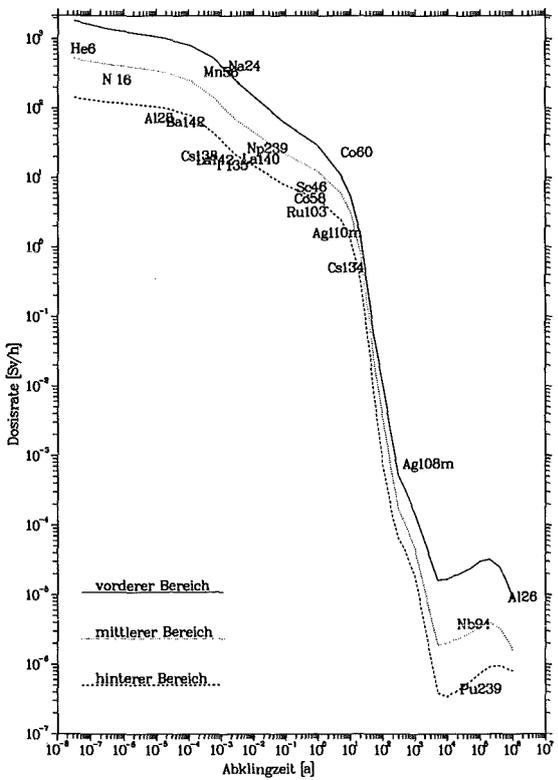
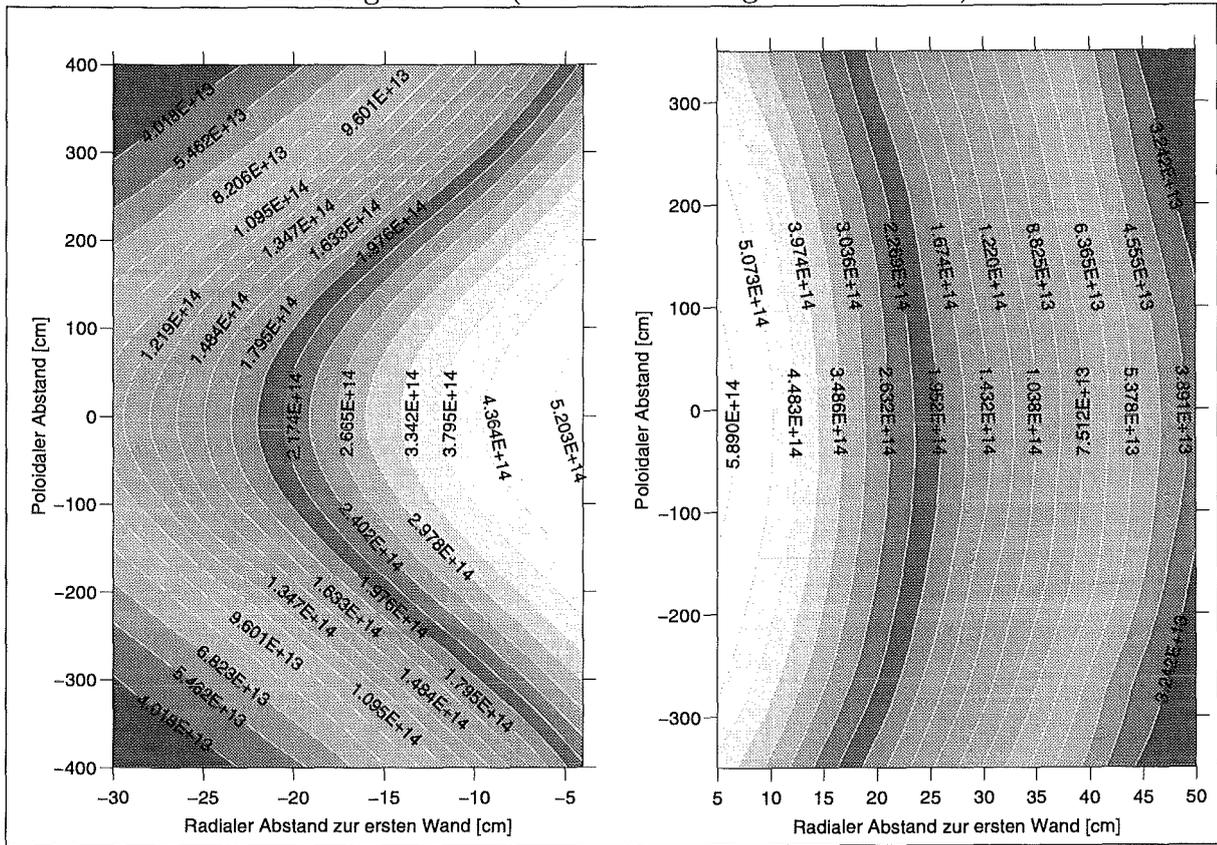


Abb. 6.75: Zeitverlauf der  $\gamma$ -Dosisrate und der Inhalationsdosis von Beryllium nach der Bestrahlung an verschiedenen radialen Bereichen entlang der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 50 Jahre

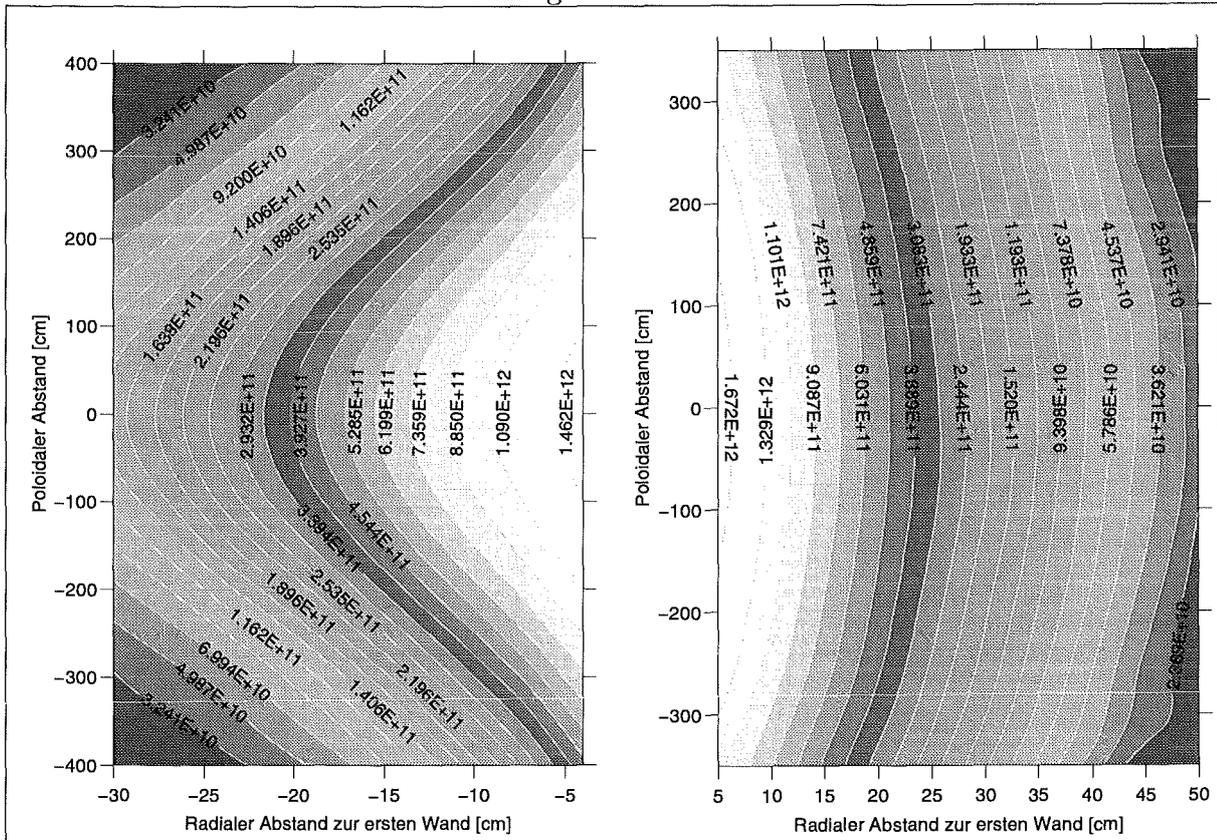
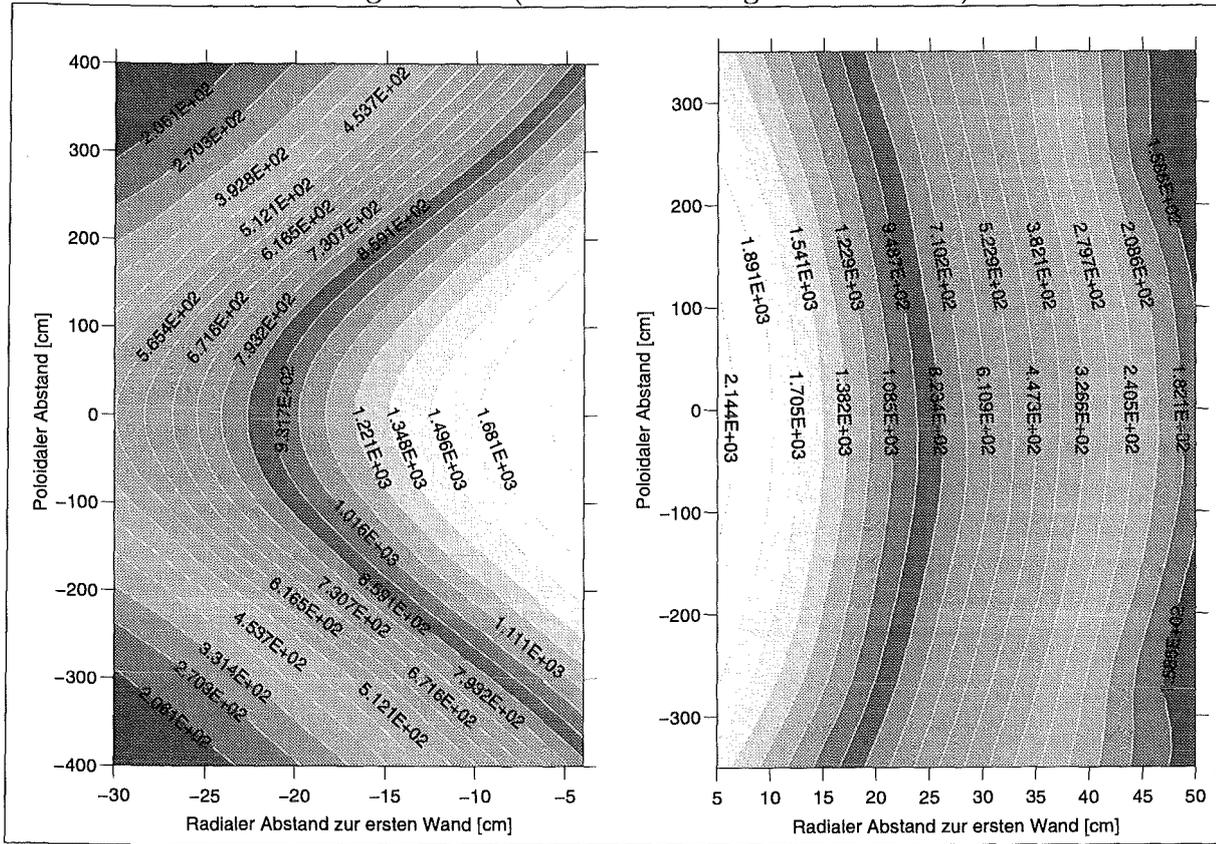


Abb. 6.76: **Beryllium**: radial-poloidale Verteilungen der spezifischen Aktivität [Bq/kg] im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 50 Jahre

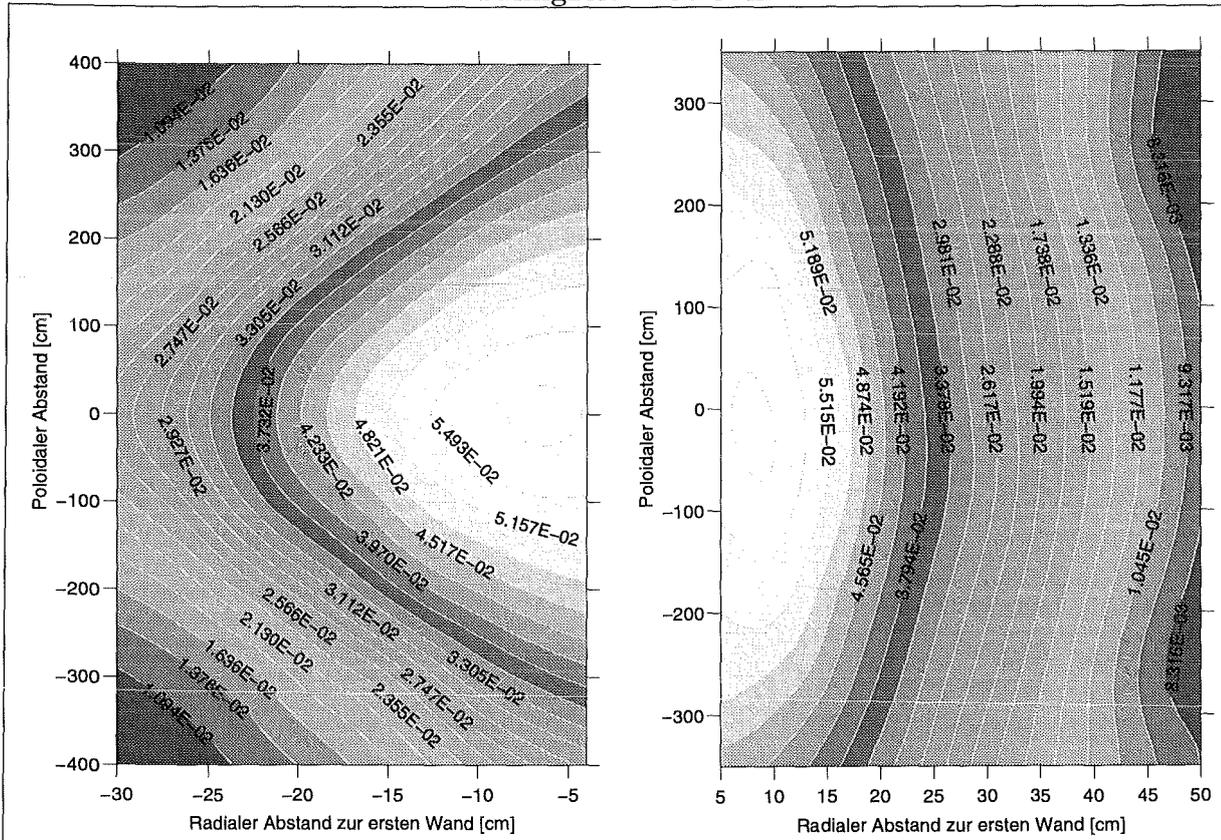
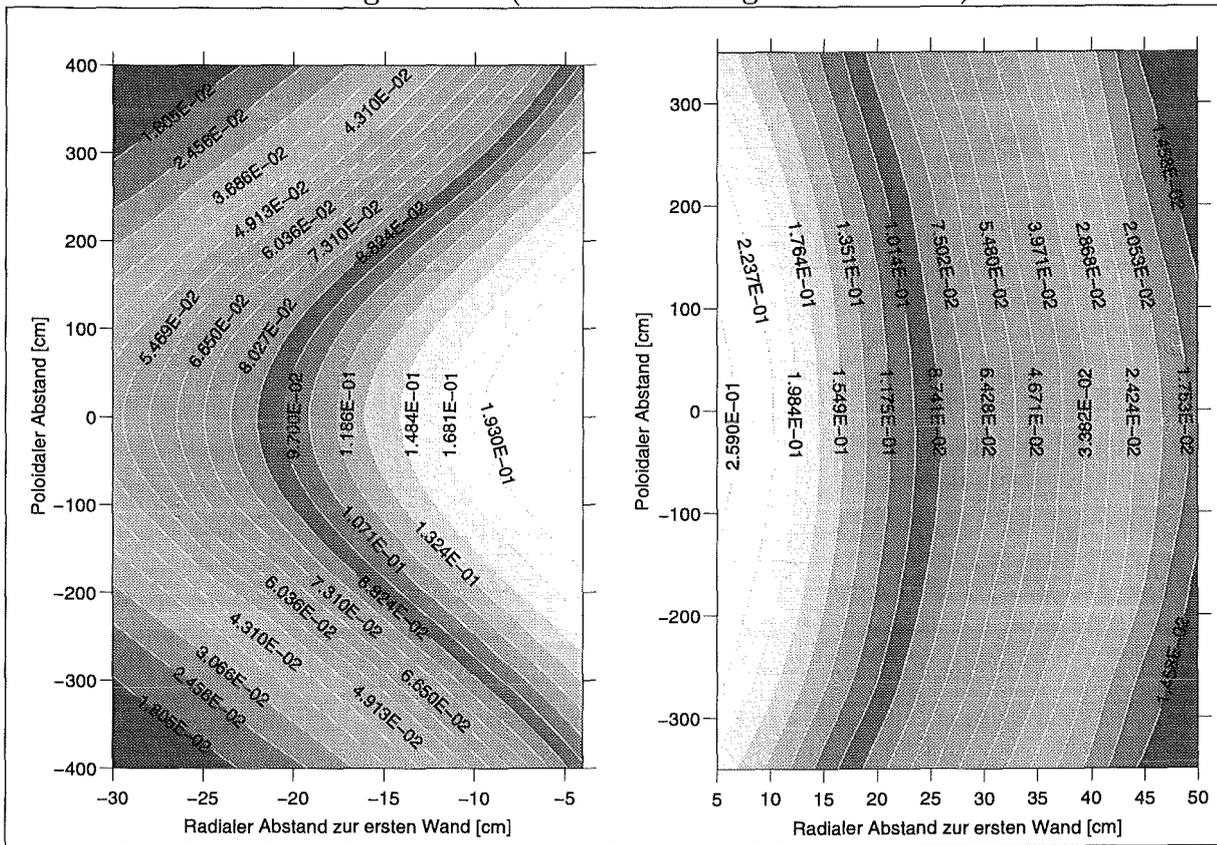


Abb. 6.77: Beryllium: radial-poloidale Verteilungen der  $\gamma$ -Dosisrate [Sv/h] im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 1 Stunde

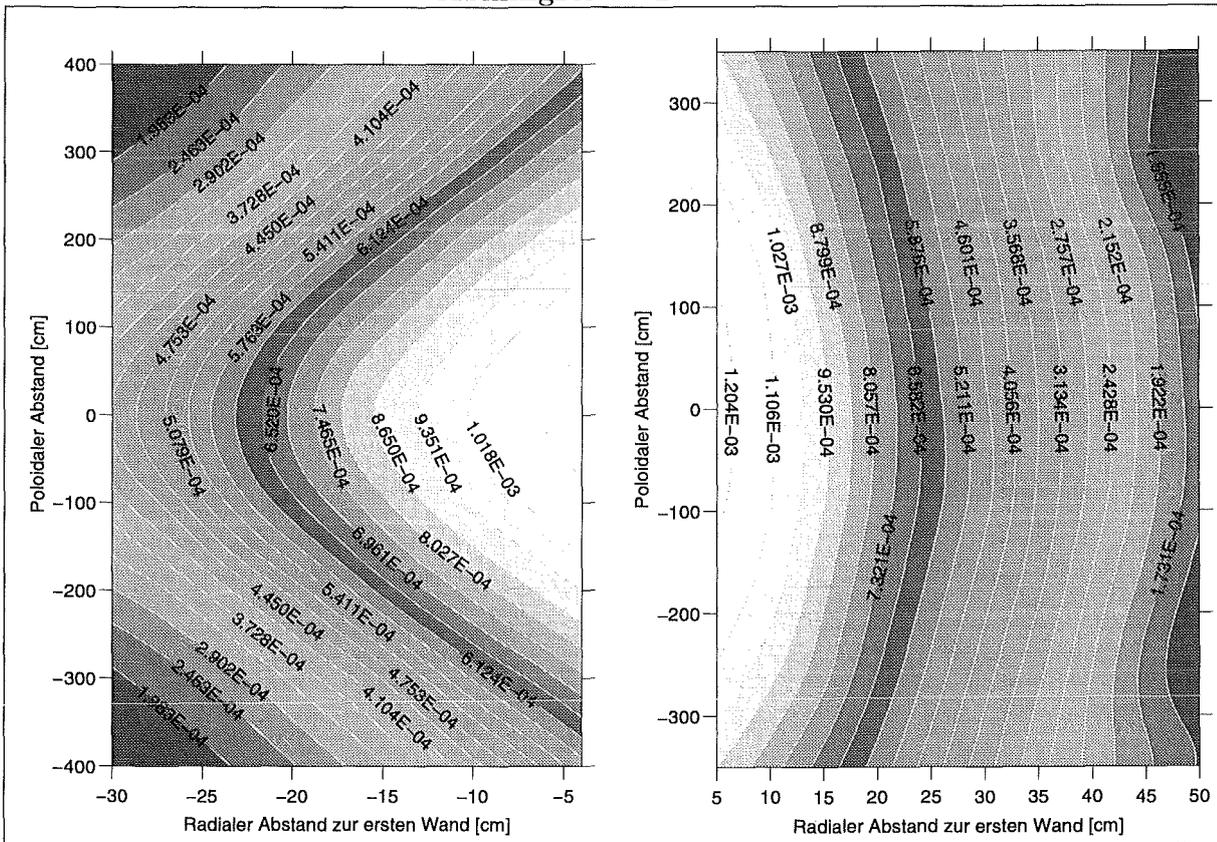


Abb. 6.78: **Beryllium**: radial-poloidale Verteilungen der Nachwärmeleistungsdichte [W/cm<sup>2</sup>] im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

### 6.10.2 Aktivierung des Strukturmaterials MANET

Der martensitische Stahl MANET wurde aufgrund seines geringen Schwellens und seiner geringen Tendenz zur neutroneninduzierten Heliumversprödung bei hohen Neutronenbelastungen als Strukturmaterial für die Blanketentwürfe des Demo-Reaktors spezifiziert. MANET (Typ 1.4914) ist ein vergütbarer 12% Cr-Stahl mit Niob als Stabilisierungselement. Die hier als Referenz angenommene chemische Zusammensetzung ist in Tabelle 3.4 angegeben und entspricht der NET-Spezifikation für MANET-1 [104]. MANET ist radiologisch nicht optimiert. Demnach ist sein Aktivierungsverhalten grundsätzlich vergleichbar mit den konventionellen Stählen wie z.B. der austenitische Stahl 316. Verantwortlich für das ungünstige Aktivierungsverhalten sind in erster Linie die Legierungselemente Nickel, Niob und Molybdän. Dagegen zeigen die Hauptlegierungselemente Eisen und Chrom, sowie die Elemente Mangan und Vanadin annehmbares Aktivierungsverhalten. Das grundlegende Aktivierungsverhalten von MANET sowie von anderen für die Fusionsanwendung in Frage kommenden Stählen ist z.B. in [72] zu finden. Ebenfalls ist das Aktivierungsverhalten von MANET in den hier betrachteten Blanketentwürfen in [181] und [23] detailliert beschrieben. Daher wird an dieser Stelle auf ausführliche Erläuterungen verzichtet. Es werden lediglich ausgewählte Ergebnisse dargestellt.

Die Abbildung 6.79 zeigt die Inventare der radioaktiven Nuklide im MANET, die nach der Bestrahlung an der ersten Wand an der Torusmittelebene des äußeren Segments des Feststoffblankets bei Abschaltung des Reaktors nach 20000 Vollaststunden entstehen. Daneben sind in der Tabelle 6.14 die Reaktionspfade zur Erzeugung dieser Nuklide mit ihren Beiträgen aufgeführt. Ferner zeigen die Abbildungen 6.80 und 6.81 den Zeitverlauf der spezifischen Aktivität, der  $\gamma$ -Dosisrate, der Nachwärmeleistung und der Inhalationsdosis an verschiedenen radialen Positionen entlang der Torusmittelebene in den äußeren Segmenten der beiden Blanketentwürfe. Die Bezeichnung 'vorderer Bereich' bezieht sich in diesem Fall auf die erste Wand. Wie aus den Abbildungen zu sehen ist, sind hinsichtlich der induzierten Aktivität des Strukturmaterials in beiden Blanketentwürfen keine wesentlichen Unterschiede festzustellen. So liegt die spezifische Aktivität des Strukturmaterials an der ersten Wand in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets bei  $7,46 \cdot 10^{14}$  Bq/kg und am gleichen Ort im Flüssigmetallblanket bei  $7,56 \cdot 10^{14}$  Bq/kg, wobei der Neutronenfluß an dieser Stelle im Feststoffblanket  $1,1884 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  und im Flüssigmetallblanket  $1,6583 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  beträgt. Aufgrund des unterschiedlichen neutronenphysikalischen Verhaltens der beiden Blanketentwürfe (s. Abschn. 6.3) erfolgt jedoch der Inventaraufbau der einzelnen Nuklide auf recht unterschiedliche Weise, was beispielsweise am Inventaraufbau des für die betriebliche Aktivität des Strukturmaterials hauptsächlich verantwortlichen Nuklids  $^{56}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 2,578 \text{ h}$ ) an der ersten Wand in der Torusmittelebene im äußeren Segment der beiden Blanketentwürfe anschaulich gezeigt werden kann. Wie in der Tabelle 6.14 angegeben, wird  $^{56}\text{Mn}$  an dieser Stelle im Feststoffblanket durch die Reaktionen  $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$  zu etwa 15% und  $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$  zu etwa 82,3% erzeugt. Hinzu kommt die zweistufige Reaktion  $^{56}\text{Fe}(n, d)^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$ , in der etwa 1% des  $^{56}\text{Mn}$ -Inventars erzeugt wird. Im Flüssigmetallblanket hingegen erfolgt der Inventaraufbau von  $^{56}\text{Mn}$  überwiegend durch die  $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ -Reaktion, die etwa 97% der gesamten Transmutation zum In-

ventaraufbau ausmacht. Der Beitrag der  $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$  Reaktion liegt nur noch bei 2,26% und die zweistufige Reaktion  $^{56}\text{Fe}(n, d)^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$  hat keinen signifikanten Beitrag. Das lokale  $^{56}\text{Mn}$ -Inventar liegt im Feststoffblanket bei  $3,498 \cdot 10^{18}$  at./kg-MANET und im Flüssigmetallblanket bei  $3,222 \cdot 10^{18}$  at./kg-MANET. Es soll darauf hingewiesen werden, daß der totale Neutronenfluß im Flüssigmetallblanket etwas höher ist. Der Grund für den unterschiedlichen Inventaraufbau liegt darin, daß das Neutronenspektrum an der ersten Wand des Feststoffblankets vergleichsweise gut moderiert ist und dadurch der Strahlungseinfang, der bekanntermaßen bei niedrigen Neutronenenergien wahrscheinlicher ist, hohe Transmutationsraten bedingt. Dahingegen überwiegen in dem geringfügig moderierten Neutronenspektrum des Flüssigmetallblankets naturgemäß Transmutationen infolge von Schwellwertreaktionen. Bedingt durch das relativ hohe Inventar von  $^{56}\text{Mn}$  sind die Nachwärmeleistung und die  $\gamma$ -Dosisrate bei Abschaltung des Reaktors an der oben genannten Stelle im Feststoffblanket größer als im Flüssigmetallblanket. Aufgrund der vergleichsweise hohen Moderationsfähigkeit ist im allgemeinen die Aktivierung des Strukturmaterials im Feststoffblanket stärker.

Im Unterschied zu den Brutmaterialien werden die Aktivierungsgrößen im Strukturmaterial im Reaktorbetrieb von mittellebigen Nukliden dominiert, die in den Hauptlegierungselementen Eisen und Mangan induziert werden. Im einzelnen wird die spezifische Aktivität im Reaktorbetrieb und bis Abklingzeiten von etwa 5 a von den Nukliden  $^{56}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 2,578$  h) und  $^{55}\text{Fe}$  ( $T_{1/2} = 2,73$  a) geprägt (s. Abb. 6.80), die Nachwärmeleistung und  $\gamma$ -Dosisrate werden im Reaktorbetrieb wie auch danach bis Abklingzeiten von einigen Stunden hauptsächlich durch  $^{56}\text{Mn}$  bestimmt (s. Abb. 6.81). Nach dem Zerfall von  $^{56}\text{Mn}$  sind die Nachwärmeleistung und die  $\gamma$ -Dosisrate von  $^{54}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 312,2$  d) dominiert. Bei Abklingzeiten oberhalb von 1 a fallen die Nachwärmeleistung und  $\gamma$ -Dosisrate sehr rasch ab, wobei dies von hauptsächlich im Verunreinigungselement erzeugten  $^{60}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 5,27$  a) geringfügig beeinflusst wird. Bei Abklingzeiten oberhalb von 10 a werden alle Aktivierungsgrößen von den Transmutationsprodukten von Niob dominiert. Insbesondere ist  $^{94}\text{Nb}$  ( $T_{1/2} = 2,0 \cdot 10^4$  a) für die langfristige  $\gamma$ -Dosisrate verantwortlich. Transmutationsprodukte von Nickel und Molybdän haben ebenfalls hohe Beiträge für die langfristige Radioaktivität (s. Abb. 6.80 und 6.81).

Auf das Aktivierungsverhalten von MANET haben Verunreinigungen und Spurenelemente keinen wesentlichen Einfluß. Von den in der Referenz-Zusammensetzung (Tab. 3.4) angegebenen Verunreinigungen haben lediglich Transmutationsprodukte von Kobalt ( $^{60}\text{Co}$ ), Aluminium ( $^{26}\text{Al}$ ), Stickstoff ( $^{14}\text{C}$ ) und Bor ( $^3\text{H}$ ) signifikante Beiträge (s. Abb. 6.80 und 6.81).

Der Einfluß von SCPR auf das Aktivierungsverhalten von MANET ist ebenfalls kaum von Bedeutung. Lediglich im Bereich der ersten Wand kommt es zur Erhöhung des Inventaraufbaus bei den Nukliden  $^{52}\text{Mn}$  durch  $^{52}\text{Cr}(p, n)^{52}\text{Mn}$  um etwa 4%,  $^{56}\text{Co}$  durch  $^{56}\text{Fe}(p, n)^{56}\text{Co}$  um etwa 84% und  $^{97}\text{Tc}$  durch  $^{97}\text{Mo}(p, n)^{97}\text{Tc}$  um etwa 6%. Dennoch kommt es dadurch zu keiner signifikanten Anhebung der Aktivierungsgrößen.

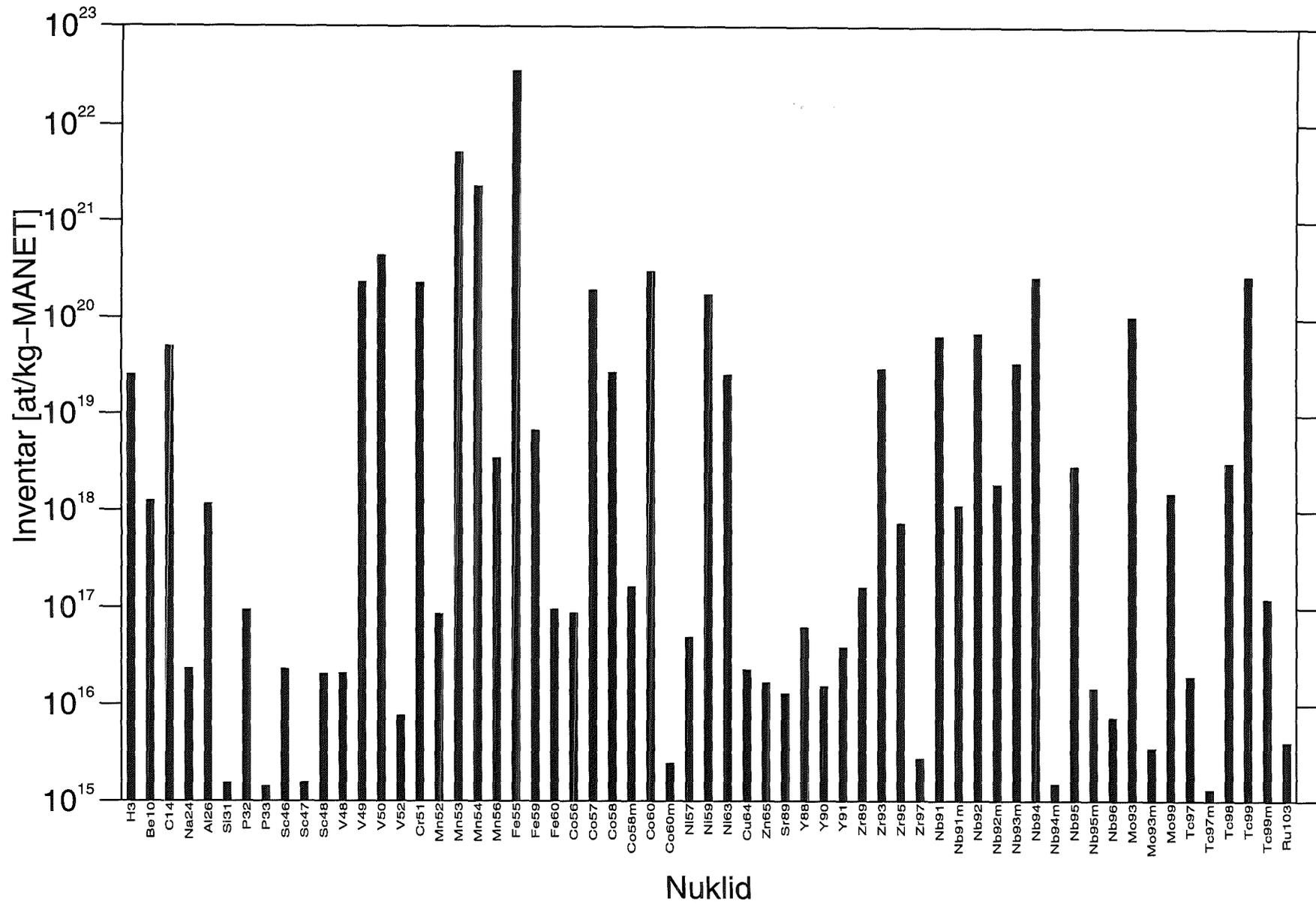


Abb. 6.79: Inventare radioaktiver Nuklide in MANET bei Abschaltung des Reaktors, Bestrahlungsbedingung: die erste Wand in der Torusmittelebene im äußeren Segment des Feststoffblankets

Nuklid	Reaktionspfad	Beitrag in %	Nuklid	Reaktionspfad	Beitrag in %
$^{14}C$	N14(n,p)C14	99.780	$^{89m}Y$	Zr90(n,2n)Zr89(b+)Y89m	70.698
$^{24}Na$	Al27(n,a)Na24	67.985		Mo92(n,a)Zr89(b+)Y89m	6.685
	Al27(n,a)Na24m(IT)Na24	30.452		Zr90(n,2n)Zr89m(IT)Zr89(b+)Y89m	16.483
$^{26}Al$	Al27(n,2n)Al26	99.522	$^{90}Y$	Zr90(n,p)Y90	33.977
$^{28}Al$	Si28(n,p)Al28	98.277		Nb93(n,a)Y90	14.601
$^{32}P$	S32(n,p)P32	97.128		Zr90(n,p)Y90m(IT)Y90	17.058
$^{48}Sc$	V51(n,a)Sc48	80.116		Nb93(n,a)Y90m(IT)Y90	23.248
	Cr52(n,2n)Cr51(b+)V51(n,a)Sc48	12.393	$^{89}Zr$	Zr90(n,2n)Zr89	74.232
$^{53}V$	Cr53(n,p)V53	93.555		Mo92(n,a)Zr89	7.002
	Fe56(n,a)Cr53(n,p)V53	3.872		Zr90(n,2n)Zr89m(IT)Zr89	17.385
$^{49}V$	Cr50(n,d)V49	97.268	$^{90m}Zr$	Zr90(n,n')Zr90m	79.086
	Cr50(n,2n)Cr49(b+)V49	2.036		Zr91(n,2n)Zr90m	18.619
$^{52}V$	V51(n,g)V52	3.978	$^{95}Zr$	Zr94(n,g)Zr95	22.633
	Cr52(n,p)V52	90.755		Zr96(n,2n)Zr95	64.200
	Mn55(n,a)V52	2.648		Mo98(n,a)Zr95	12.755
$^{54}V$	Cr54(n,p)V54	88.645	$^{93}Zr$	Zr92(n,g)Zr93	9.003
	Fe54(n,p)Mn54(b+)Cr54(n,p)V54	6.303		Zr94(n,2n)Zr93	69.940
$^{51}Cr$	Cr50(n,g)Cr51	6.720		Nb93(n,p)Zr93	16.106
	Cr52(n,2n)Cr51	78.337	$^{91}Nb$	Mo92(n,d)Nb91	61.090
	Fe54(n,a)Cr51	14.643		Mo92(n,d)Nb91m(IT)Nb91	13.033
$^{55}Cr$	Cr54(n,g)Cr55	10.954		Mo92(n,2n)Mo91(b+)Nb91	22.904
	Mn55(n,p)Cr55	68.883	$^{91m}Nb$	Mo92(n,d)Nb91m	95.879
	Fe58(n,a)Cr55	6.941	$^{92}Nb$	Nb93(n,2n)Nb92	88.492
	Fe56(n,2n)Fe55(b+)Mn55(n,p)Cr55	7.006		Mo92(n,p)Nb92	10.944
$^{52}Mn$	Fe54(n,d)Mn53(n,2n)Mn52	94.607	$^{92m}Nb$	Nb93(n,2n)Nb92m	90.663
$^{53}Mn$	Fe54(n,d)Mn53	99.264		Mo92(n,p)Nb92m	7.024
$^{54}Mn$	Mn55(n,2n)Mn54	22.448	$^{93m}Nb$	Nb93(n,n')Nb93m	92.994
	Fe54(n,p)Mn54	73.211		Nb93(n,2n)Nb92(n,g)Nb93m	4.965
$^{56}Mn$	Mn55(n,g)Mn56	14.965	$^{94}Nb$	Nb93(n,g)Nb94	30.586
	Fe56(n,p)Mn56	82.266		Nb93(n,g)Nb94m(IT)Nb94	67.720
	Fe56(n,d)Mn55(n,g)Mn56	.928	$^{94m}Nb$	Nb93(n,g)Nb94m	97.093
$^{57}Mn$	Fe57(n,p)Mn57	94.435		Mo94(n,p)Nb94m	1.061
	Fe56(n,g)Fe57(n,p)Mn57	5.180	$^{95}Nb$	Mo95(n,p)Nb95	5.516
$^{53}Fe$	Fe54(n,2n)Fe53	99.976		Nb93(n,g)Nb94(n,g)Nb95	23.178
$^{55}Fe$	Fe54(n,g)Fe55	1.705		Zr96(n,2n)Zr95(b-)Nb95	8.627
	Fe56(n,2n)Fe55	97.929		Nb93(n,g)Nb94m(IT)Nb94(n,g)Nb95	51.318
$^{59}Fe$	Fe57(n,g)Fe58(n,g)Fe59	1.561	$^{93}Mo$	Mo92(n,g)Mo93	26.685
	Fe58(n,g)Fe59	94.481		Mo94(n,2n)Mo93	65.614
$^{56}Co$	Ni58(n,d)Co57(n,2n)Co56	14.012		Mo94(n,2n)Mo93m(IT)Mo93	6.372
$^{57}Co$	Ni58(n,d)Co57	95.761	$^{99}Mo$	Mo98(n,g)Mo99	66.382
	Ni58(n,2n)Ni57(b+)Co57	4.107		Mo100(n,2n)Mo99	32.177
$^{58m}Co$	Co59(n,2n)Co58m	4.296	$^{101}Mo$	Mo100(n,g)Mo101	99.995
	Ni58(n,p)Co58m	94.614	$^{97}Tc$	Mo98(n,g)Mo99(b-)Tc99(n,2n)Tc98(n,2n)Tc97	6.380
$^{58}Co$	Ni58(n,p)Co58	45.789		→ Tc99m(IT)Tc99(n,2n)Tc98(n,2n)Tc97	47.231
	Ni58(n,p)Co58m(IT)Co58	49.108		Mo100(n,2n)→ Tc98(n,2n)Tc97	22.816
$^{60}Co$	Co59(n,g)Co60	34.890		→ Tc98(n,2n)Tc97m(IT)Tc97	7.715
	Ni60(n,p)Co60	7.739	$^{98}Tc$	Mo98(n,g)Mo99(b-)Tc99(n,2n)Tc98	7.965
	Co59(n,g)Co60m(IT)Co60	44.359		Mo100(n,2n)Mo99(b-)Tc99(n,2n)Tc98	3.849
	Ni60(n,p)Co60m(IT)Co60	7.125		Mo98(n,g)Mo99(b-)Tc99m(IT)Tc99(n,2n)Tc98	58.962
$^{60m}Co$	Co59(n,g)Co60m	74.643		Mo100(n,2n)Mo99(b-)Tc99m(IT)Tc99(n,2n)Tc98	28.494
	Ni60(n,p)Co60m	12.912	$^{99}Tc$	Mo98(n,g)Mo99(b-)Tc99	7.944
$^{57}Ni$	Ni58(n,2n)Ni57	99.979		Mo98(n,g)Mo99(b-)Tc99m(IT)Tc99	58.813
$^{59}Ni$	Ni58(n,g)Ni59	58.806		Mo100(n,2n)Mo99(b-)Tc99m(IT)Tc99	28.444
	Ni60(n,2n)Ni59	41.084	$^{99m}Tc$	Mo98(n,g)Mo99(b-)Tc99m	65.579
$^{63}Ni$	Ni62(n,g)Ni63	49.942		Mo100(n,2n)Mo99(b-)Tc99m	31.770
	Ni64(n,2n)Ni63	44.007	$^{100}Tc$	Mo98(n,g)Mo99(b-)Tc99(n,g)Tc100	7.942
	Cu63(n,p)Ni63	5.320		Mo98(n,g)Mo99(b-)Tc99m(IT)Tc99(n,g)Tc100	58.797
				Mo100(n,2n)Mo99(b-)Tc99m(IT)Tc99(n,g)Tc100	28.437

Tabelle 6.14: Reaktionspfade zur Erzeugung radioaktiver Nuklide im MANET zusammen mit ihren Beiträgen zum lokalen Inventaraufbau

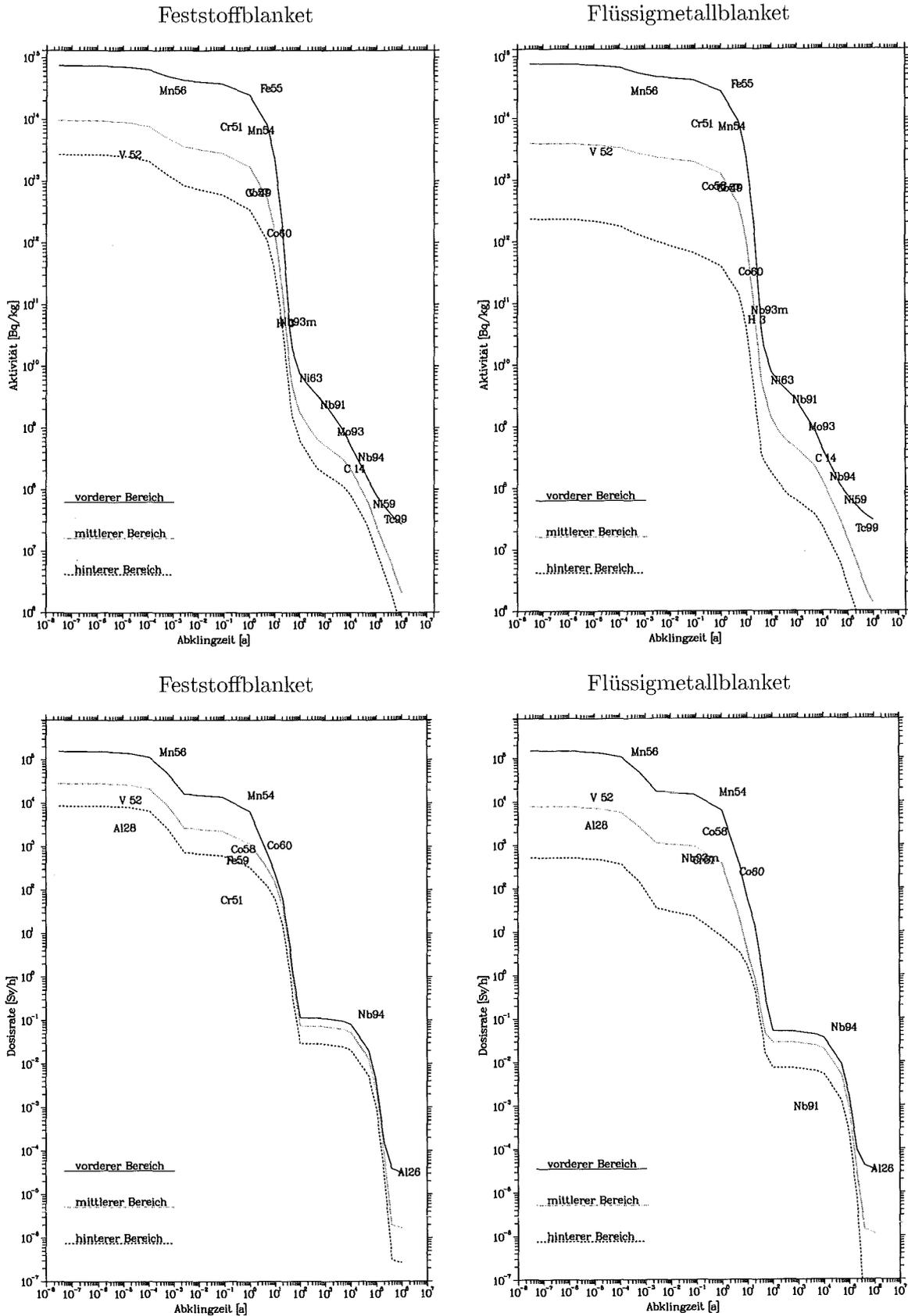


Abb. 6.80: MANET: Zeitverlauf der spezifischen Aktivität und der  $\gamma$ -Dosisrate nach der Bestrahlung an verschiedenen radialen Bereichen entlang der Torusmittelebene in den äußeren Blanketsegmenten

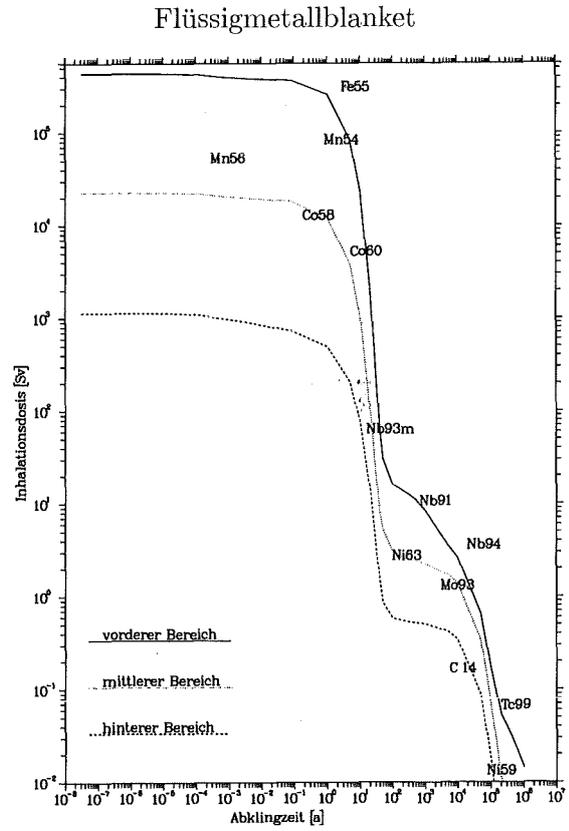
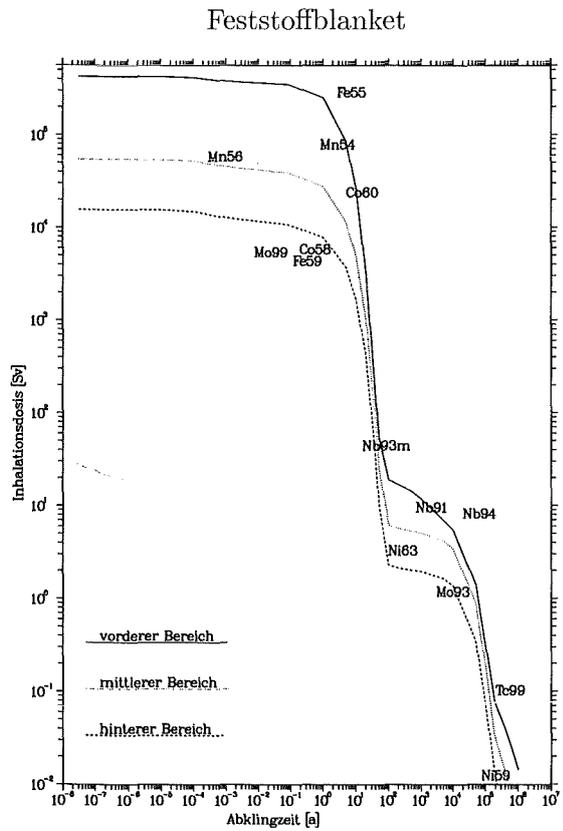
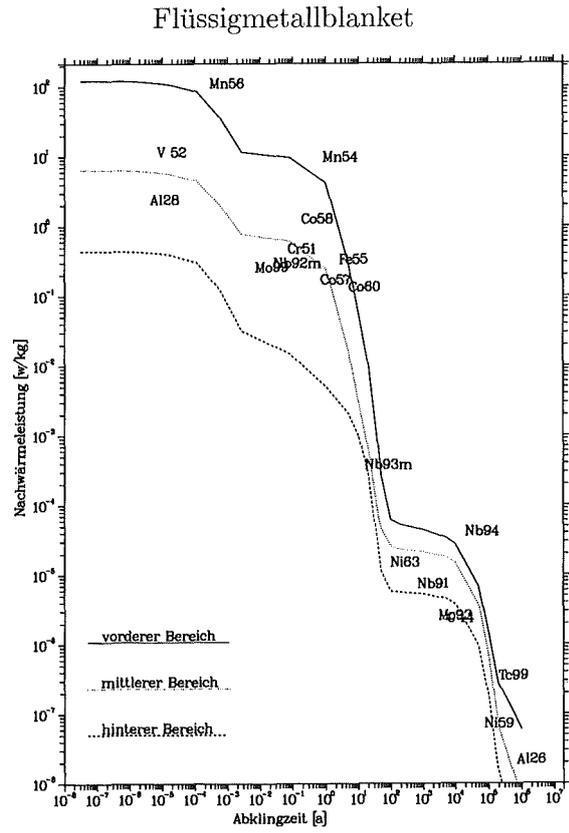
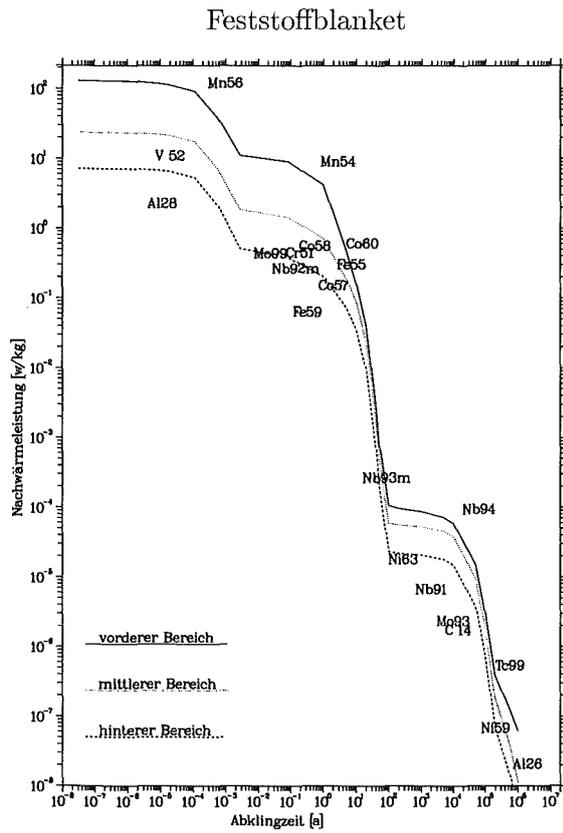


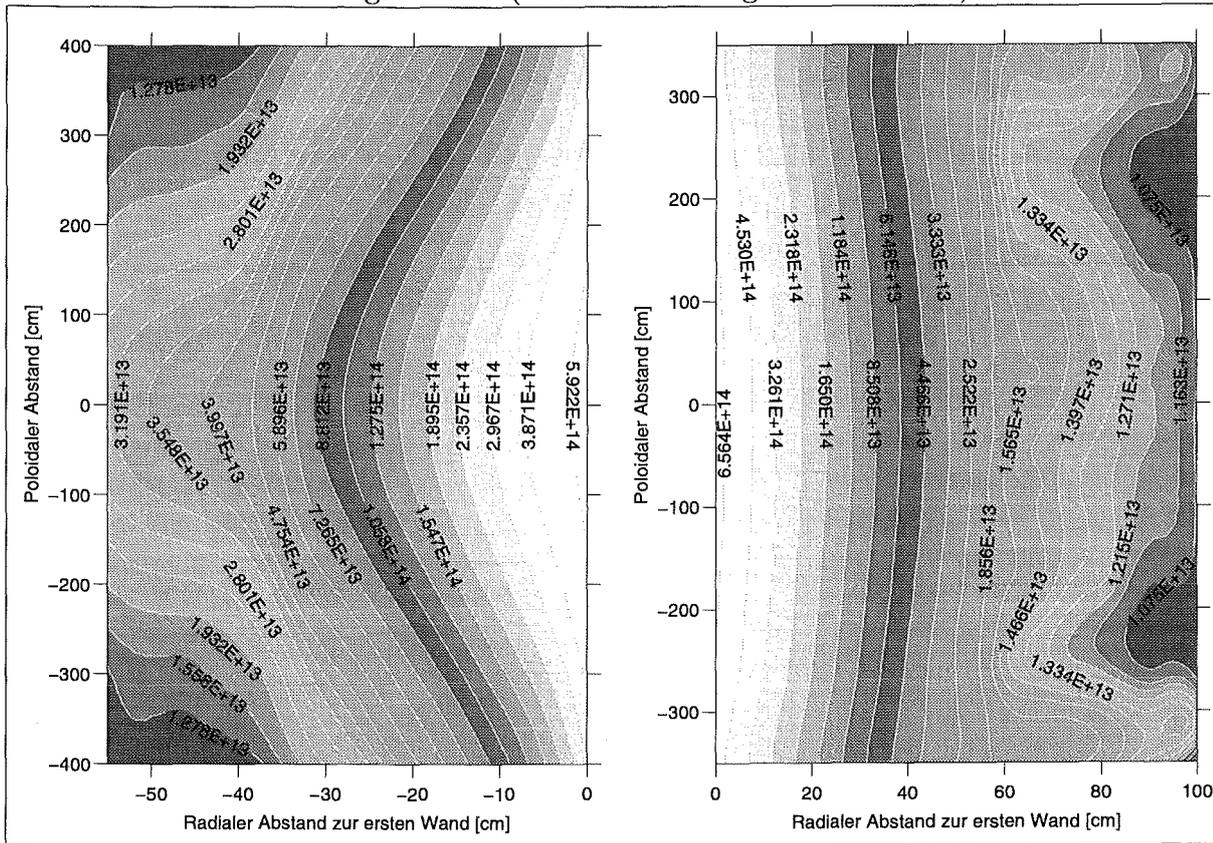
Abb. 6.81: MANET: Zeitverlauf der spezifischen Nachwärmleistung und der Inhalationsdosis an verschiedenen radialen Bereichen entlang der Torusmittelebene in den äußeren Blanketsegmenten

Die radial-poloidalen Verteilungen der spezifischen Aktivität, der  $\gamma$ -Dosisrate und der Nachwärmleistungsdichte im Strukturmaterial sind in den Abbildungen 6.45 bis 6.47 für die inneren und äußeren Segmente der Blanketentwürfe bei Abschaltung des Reaktors nach 20000 Vollaststunden und für Abklingzeiten von 50 a bzw 1 h dargestellt.

Die maximale spezifische Aktivität im Strukturmaterial bei Abschaltung des Reaktors wird erwartungsgemäß in der ersten Wand in der Torusmittelebene in den äußeren Blanketsegmenten erreicht: sie liegt bei  $7,56 \cdot 10^{14}$  Bq/kg im Flüssigmetallblanket und bei  $7,46 \cdot 10^{14}$  Bq/kg im Feststoffblanket. Ebenso liegt das Maximum der  $\gamma$ -Dosisrate und der Nachwärmleistungsdichte an dieser Stelle. Letzteres beträgt im Flüssigmetallblanket  $0,967 \text{ W/cm}^3$  und im Feststoffblanket  $1,026 \text{ W/cm}^3$ , was etwa 4% der direkten nuklearen Leistungsdichte an dieser Stelle entspricht (s. Abschn. 6.5). Die Nachwärmleistungsdichte des Strukturmaterial im Flüssigmetallblanket wird bei der Reaktorabschaltung von der Nachwärmleistungsdichte im  $Pb - 17Li$  übertroffen, was jedoch wegen dem raschen Abklingverhalten nur von kurzer Dauer ist (s. Abschn. 6.7.3). Dagegen ist im Feststoffblanket die Nachwärmleistungsdichte im  $Li_4SiO_4$  zu allen Zeiten niedriger als im Strukturmaterial.

Die räumliche Abschwächung ist für alle Aktivierungsgrößen im Flüssigmetallblanket aufgrund der geringen Neutronentransparenz ausgeprägter als im Feststoffblanket. Der zeitliche Abbau der induzierten Aktivität verläuft in beiden Blanketentwürfen gleichermaßen (vgl. die Abb. 6.80 und 6.81). Der zeitliche Abfall der Aktivierungsgrößen erfolgt im MANET im Vergleich zu den Brutmaterialien langsamer.

Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 50 Jahre

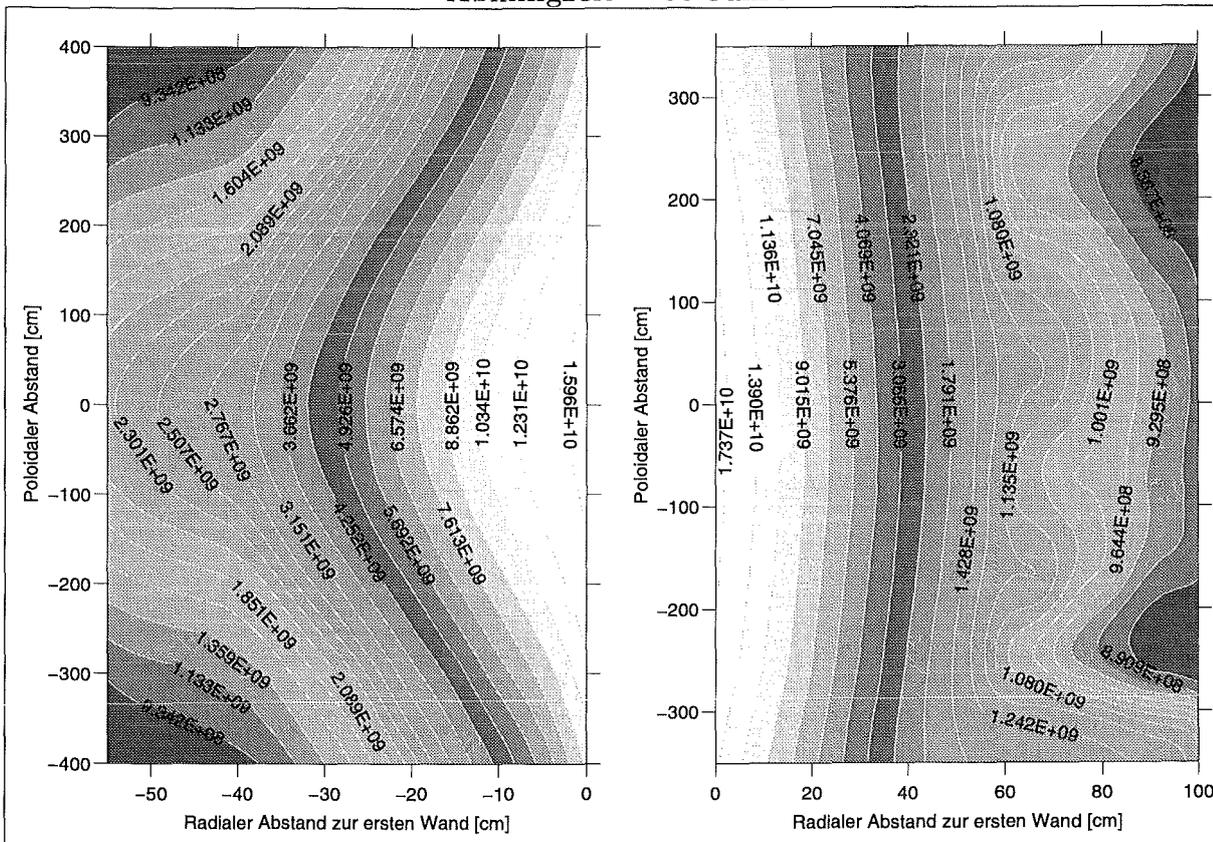
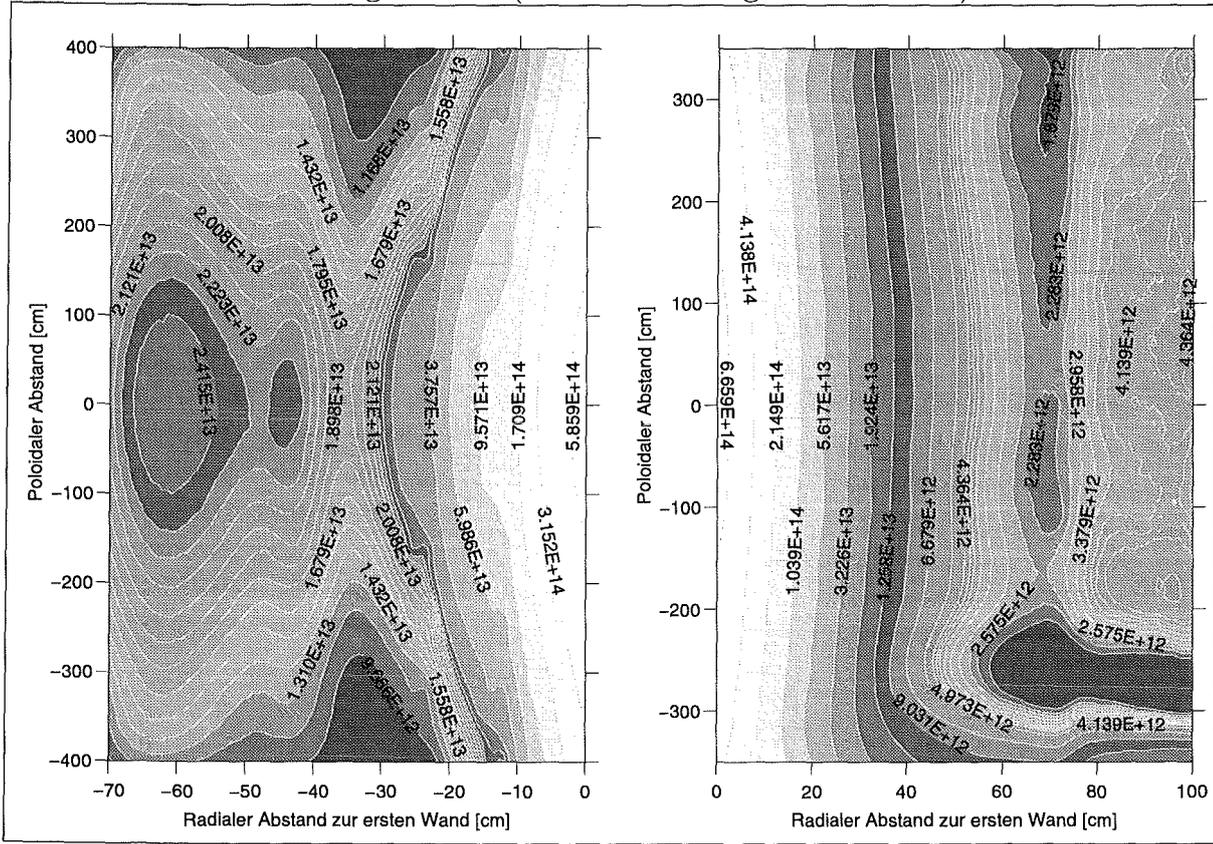


Abb. 6.82: MANET: radial-poloidale Verteilungen der spezifischen Aktivität [Bq/kg] im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 50 Jahre

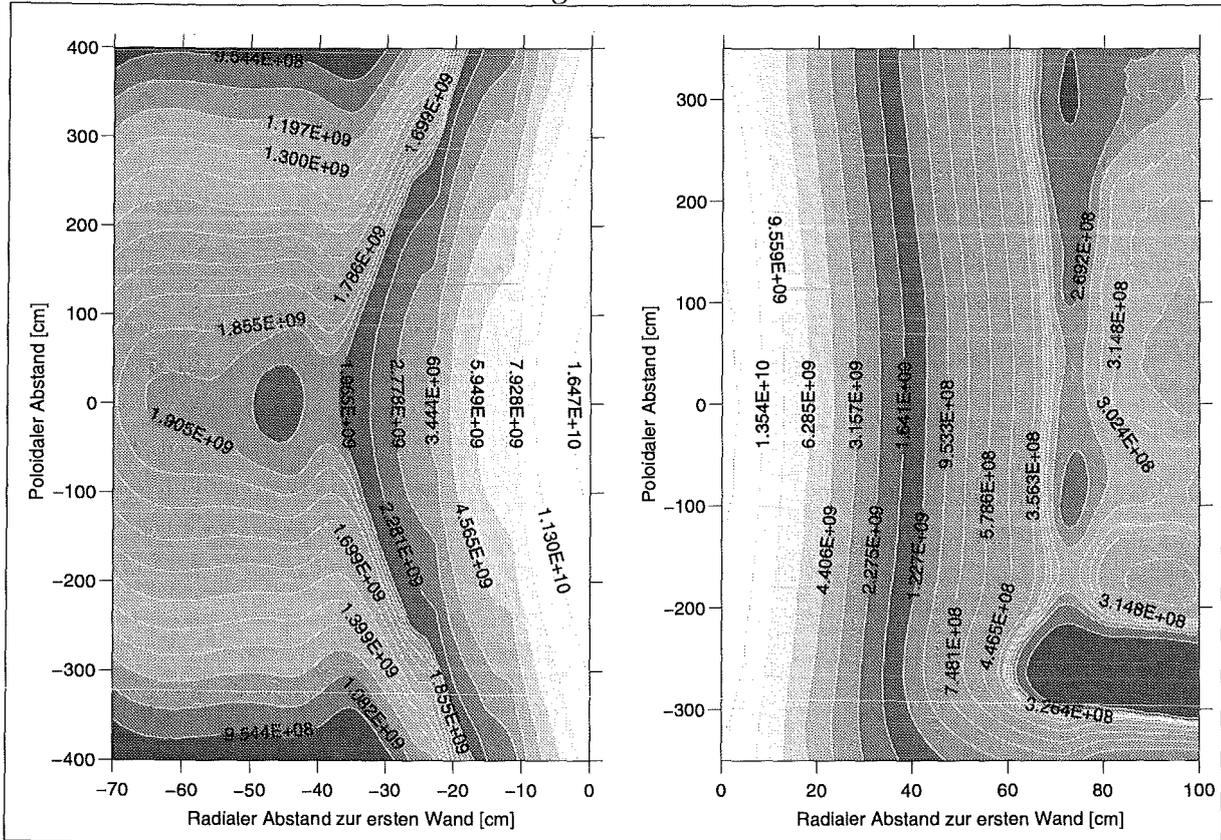
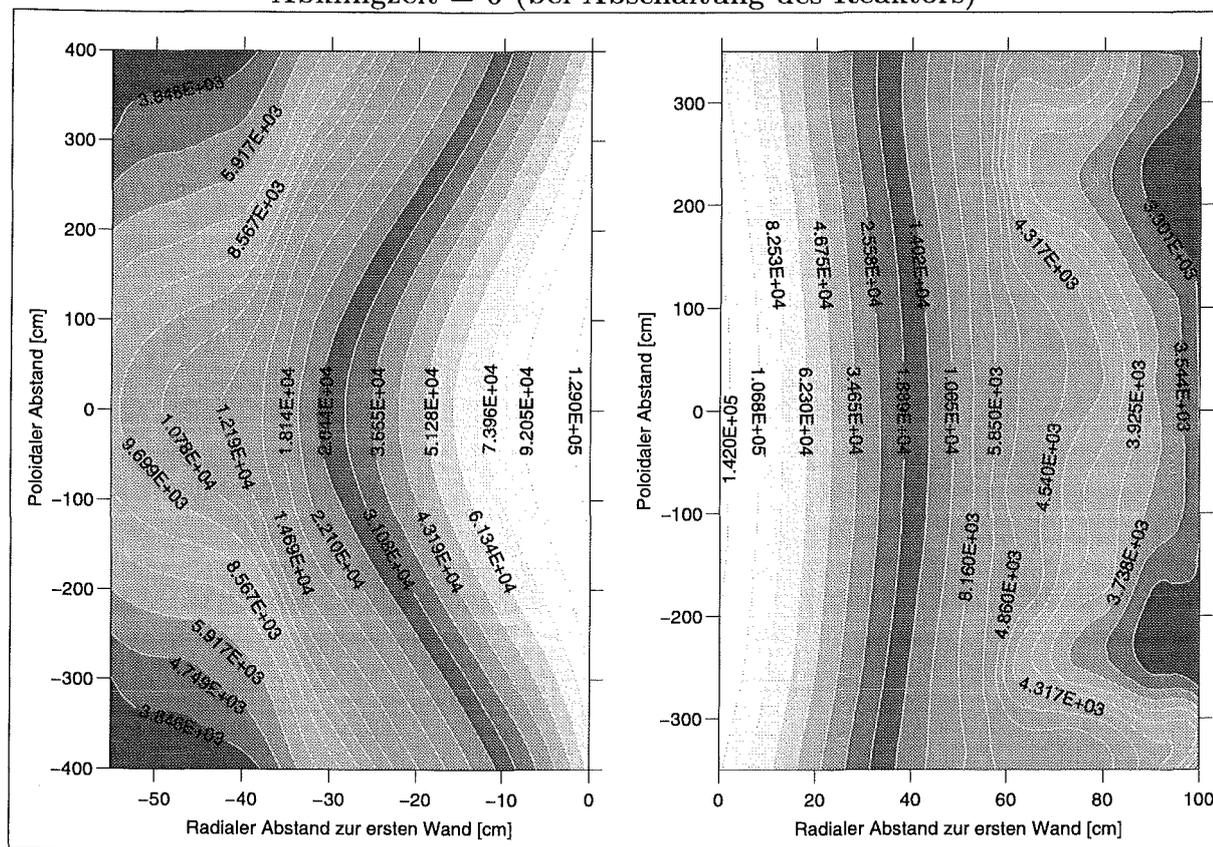


Abb. 6.83: MANET: radial-poloidale Verteilungen der spezifischen Aktivität [Bq/kg] im inneren und äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 50 Jahre

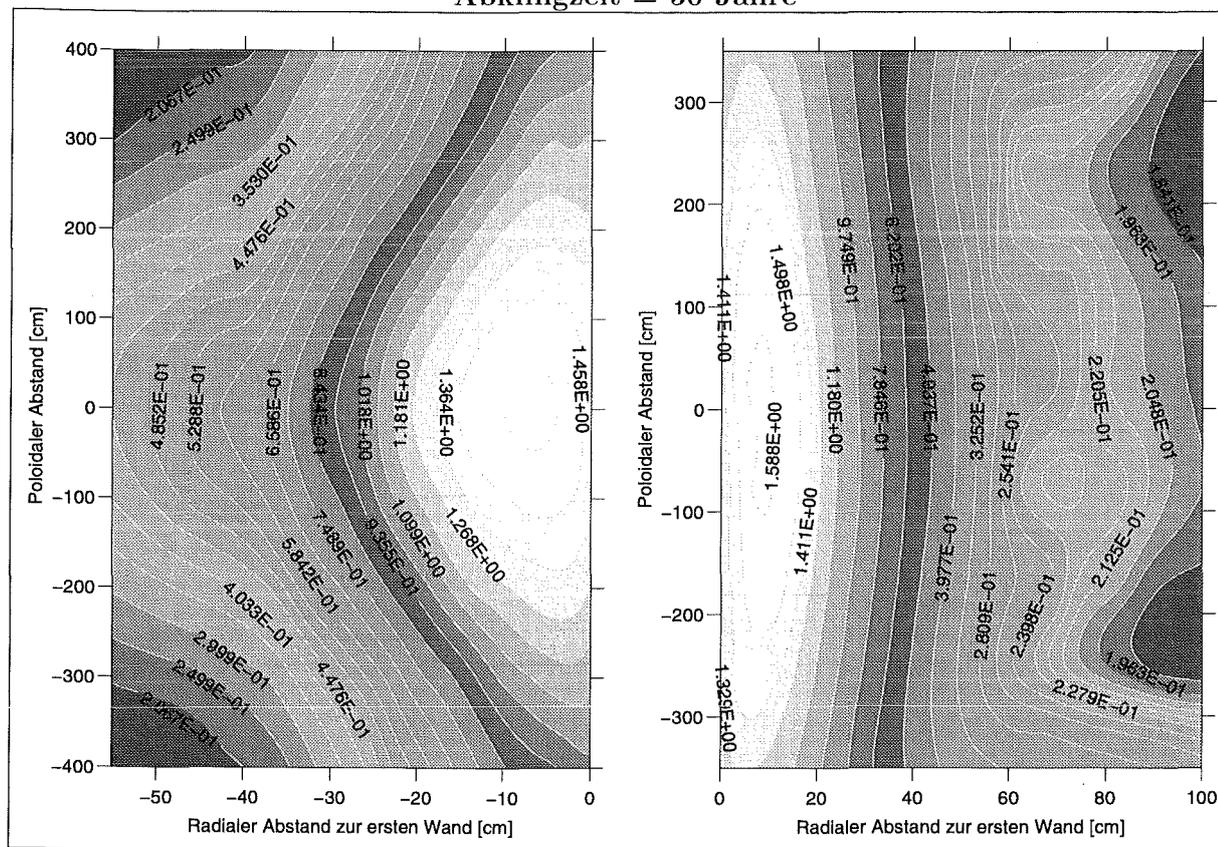
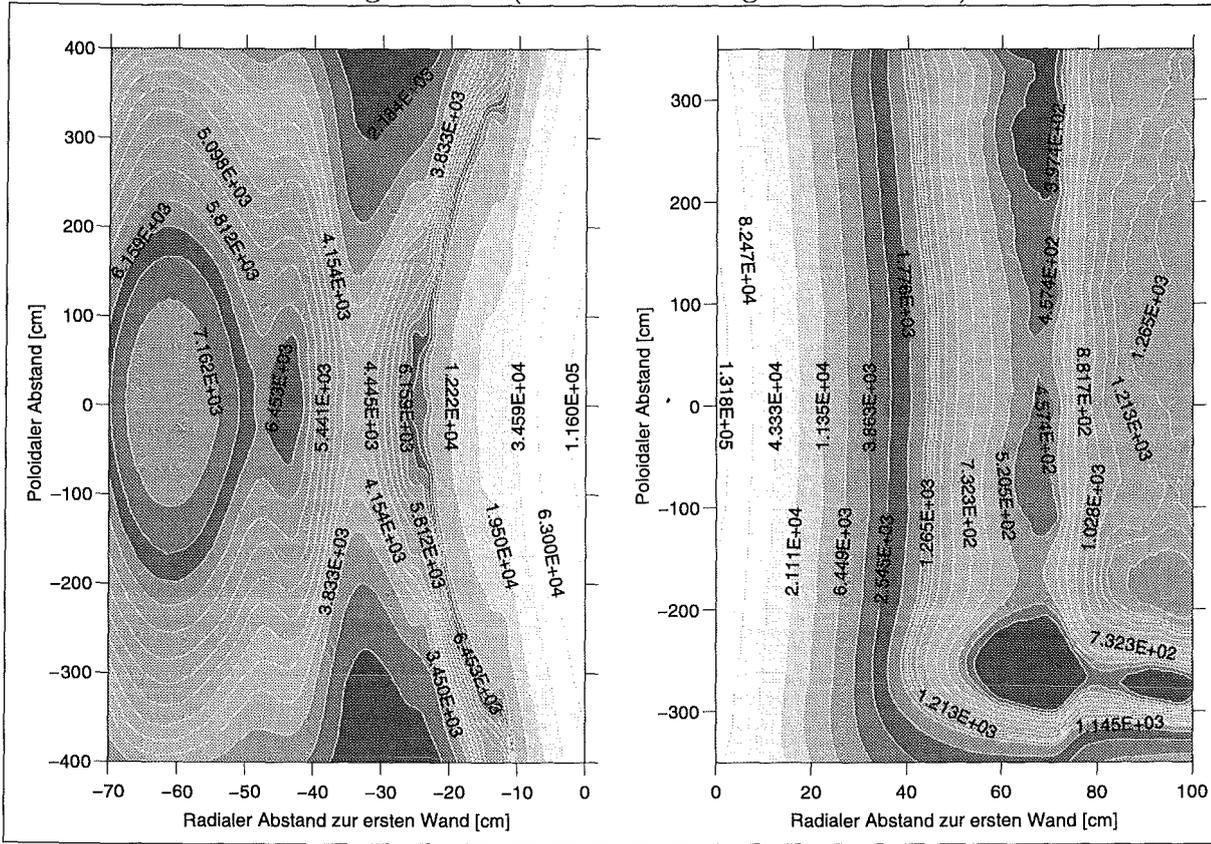


Abb. 6.84: MANET: radial-poloidale Verteilungen der  $\gamma$ -Dosisrate [Sv/h] im inneren und äußeren Segment des Feststoffblankets

Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 50 Jahre

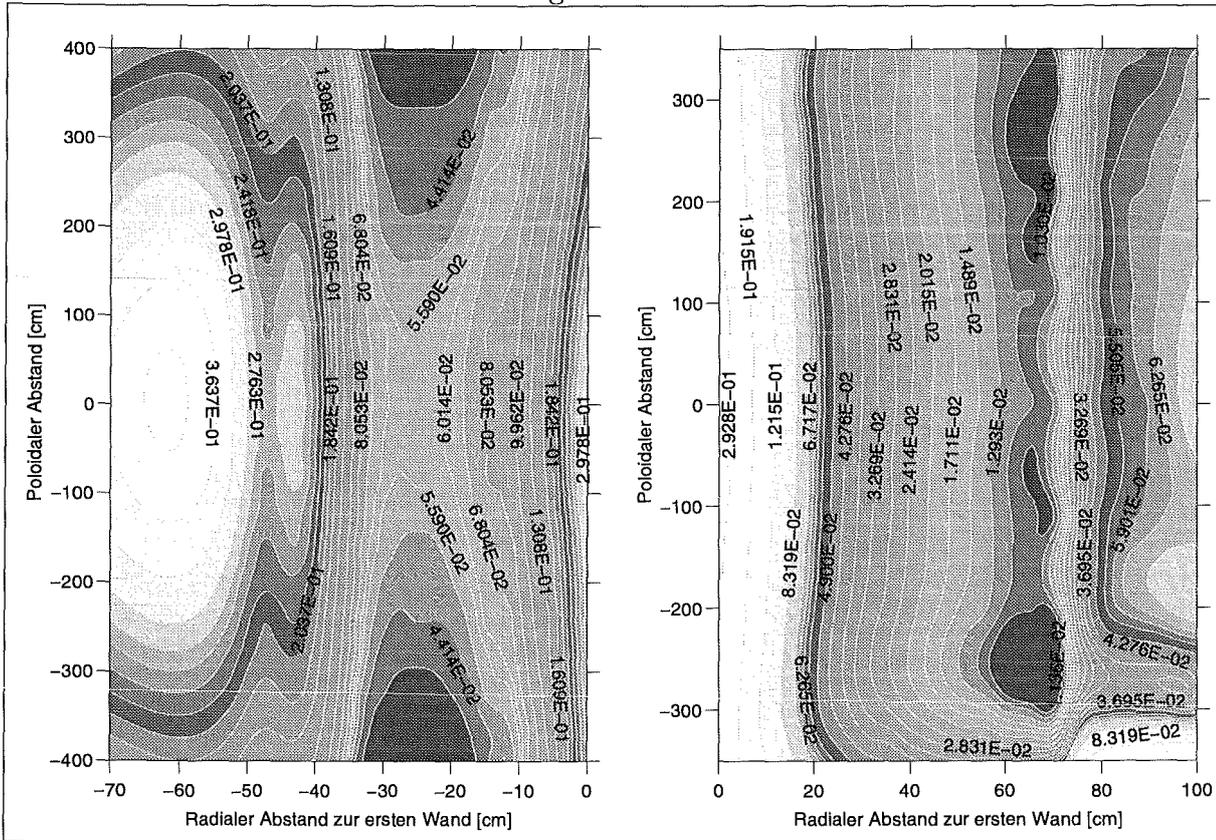
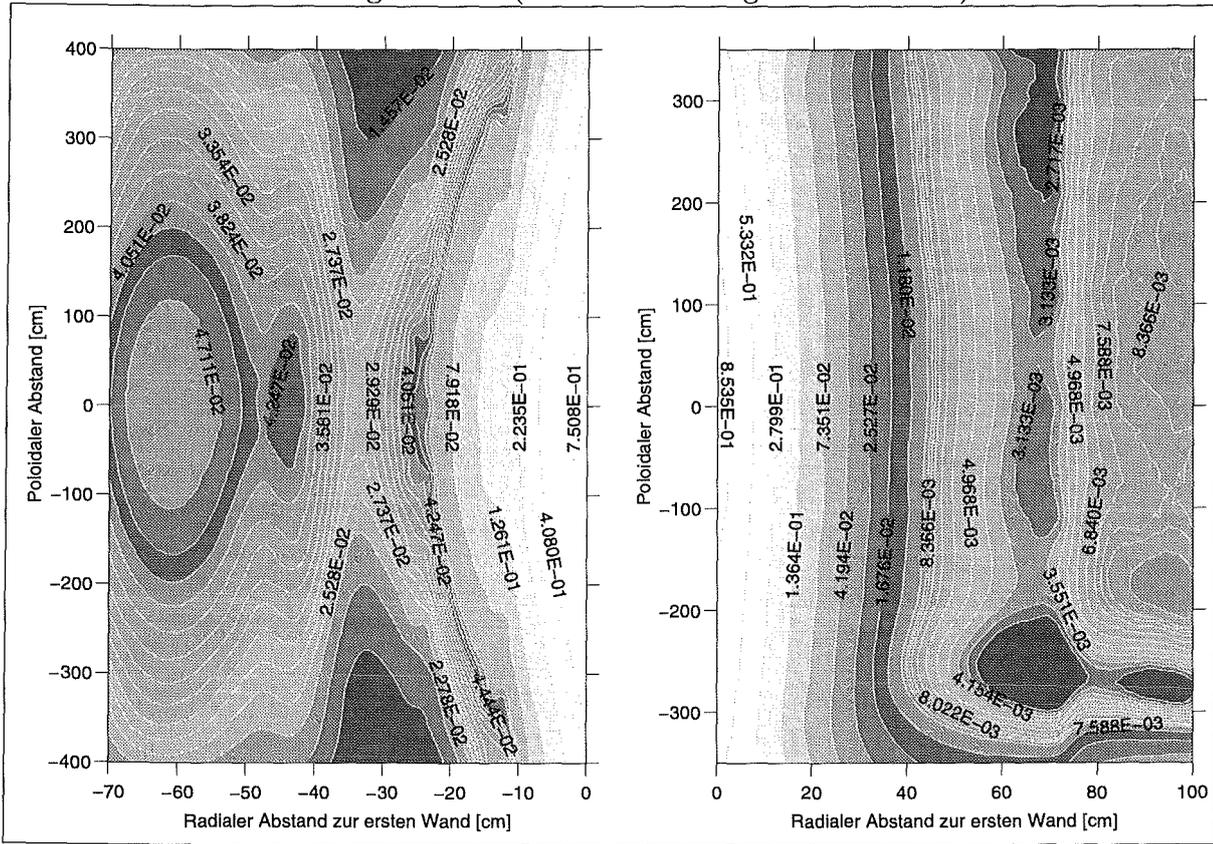


Abb. 6.85: MANET: radial-poloidale Verteilungen der  $\gamma$ -Dosisrate [Sv/h] im inneren und äußeren Segment des Flüssigmetallblankets



Abklingzeit = 0 (bei Abschaltung des Reaktors)



Abklingzeit = 1 Tag

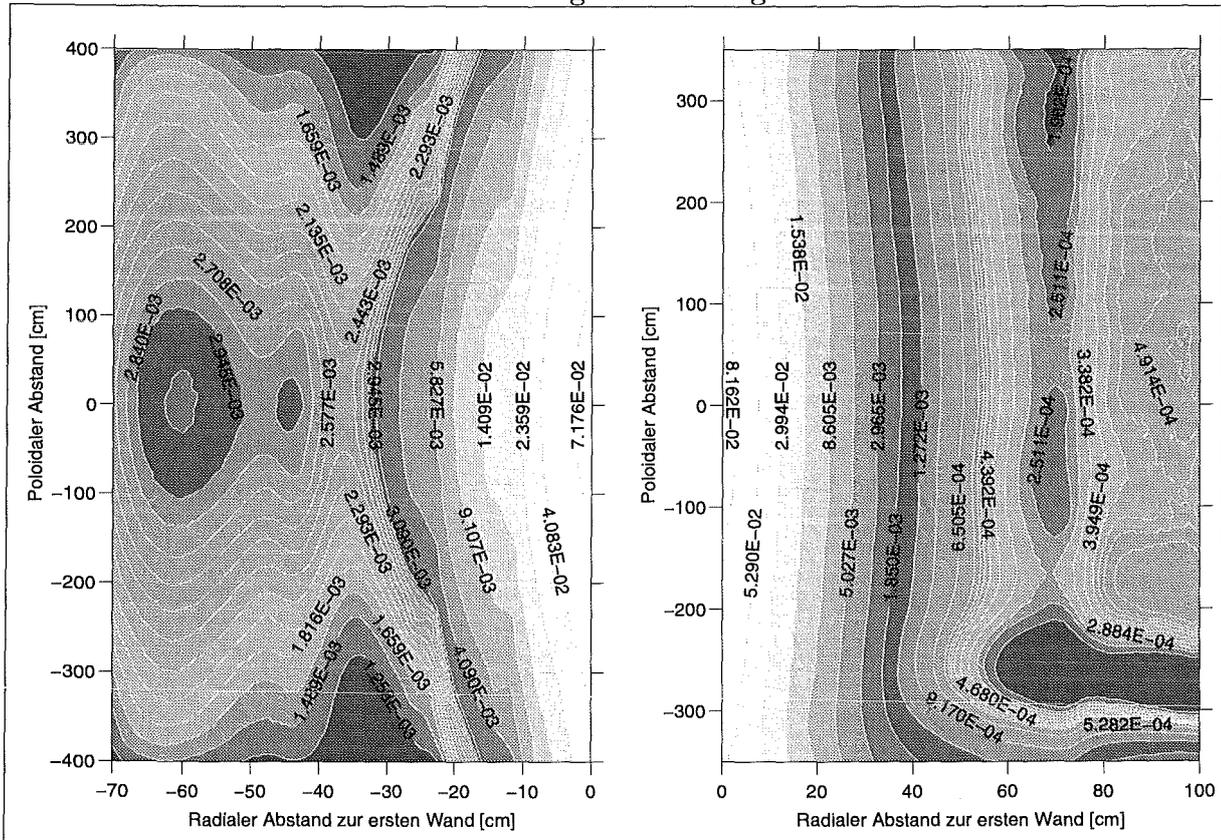


Abb. 6.87: MANET: radial-poloidale Verteilungen der Nachwärmeleistung [ $W/cm^3$ ] im inneren und äußeren Segment des Flüssigmetallblankets

## 6.11 Betrachtungen für den Demo-Reaktor

Auf der Basis der Ergebnisse der dreidimensionalen Berechnungen sollen nachfolgend für den Demo-Reaktor einige Betrachtungen, die von allgemeinem Interesse sind, in Kürze dargestellt werden. Für ausführliche Diskussionen wird auf die Statusberichte der Blanketentwürfe [22] und [23] hingewiesen. Die Hauptabmessungen und Betriebsparameter des Demo-Reaktors sind in Abschnitt 3 beschrieben und die davon abgeleitete Referenz-Bestrahlungsbedingung für Reaktorkomponenten ist in Tabelle 3.5 angegeben.

Folgende Ergebnisse werden für den Demo-Reaktor dargestellt:

- ${}^6\text{Li}$ -Abbrand der Brutmaterialien, wobei im Flüssigmetallblanket der Umlauf des Flüssigmetalls nicht berücksichtigt wurde.
- Masseninventare bedeutender Radionuklide bei Abschaltung des Reaktors; hierbei wurden die Nuklide ausgewählt, die besonderes hohe Beiträge zu der induzierten Radioaktivität, der Nachwärmeleistung, der  $\gamma$ -Dosisrate sowie der Radiotoxizität haben.
- Aktivitätsinventar des Demo-Reaktors
- Nachwärmeleistungserzeugung des Demo-Reaktors

In der Tabelle 6.15 ist der  ${}^6\text{Li}$ -Abbrand in den Brutmaterialien aufgeführt. Der maximale Abbrand ist in beiden Blanketkonzepten im äußeren Blanketsegment in der Torusmittelebene ermittelt. Im Flüssigmetallblanket ist der  ${}^6\text{Li}$ -Abbrand deutlich geringer trotz der Annahme von statischem Flüssigmetall. Der mittlere Abbrand in den inneren und äußeren Segmenten unterscheidet sich in beiden Blanketentwürfen nur geringfügig.

	maximaler	mittlerer Abbrand		
	Abbrand	Outboard	Inboard	Demo-Reaktor
Feststoffblanket	7,29	6,62	6,33	6,525
Flüssigmetallblanket	7,19	4,46	4,50	5,370

Tabelle 6.15:  ${}^6\text{Li}$ -Abbrand der Brutmaterialien in at.%

Die Tabellen 6.16 und 6.17 fassen die Masseninventare der wichtigsten Radionuklide bei Abschaltung des Demo-Reaktors nach 20000 Vollaststunden bei einer Fusionsleistung von 2200 MW zusammen. Im oberen Tabellenteil sind die Masseninventare der Blanketmaterialien für 11.25° Segmente (entspricht auf der inneren Torusseite 1 Segment und auf der äußeren Torusseite 1,5 Segmente) und für den Demo-Reaktor, der mit 32 inneren und 48 äußeren Blanketsegmenten ausgerüstet ist, angegeben.

Segment (11.25'')				Segment (11.25'')				Segment (11.25'')			
Masseninventar[kg]	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor	Masseninventar[kg]	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor	Masseninventar[kg]	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor
* <b>Pb-17Li</b>	9.44925 10 <sup>4</sup>	2.72163 10 <sup>4</sup>	3.89468 10 <sup>6</sup>	<b>Pb-17Li</b>	9.44925 10 <sup>4</sup>	2.72163 10 <sup>4</sup>	3.89468 10 <sup>6</sup>	<b>MANET</b>	2.54565 10 <sup>4</sup>	1.70572 10 <sup>4</sup>	1.36044 10 <sup>6</sup>
Masseninventar[g]				Masseninventar[g]				Masseninventar[g]			
Segment (11.25'')				Segment (11.25'')				Segment (11.25'')			
Nuklid	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor	Nuklid	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor	Nuklid	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor
* reines Pb – 17Li				<sup>54</sup> Mn	1.22054 10 <sup>-2</sup>	3.80168 10 <sup>-3</sup>	5.12227 10 <sup>-1</sup>	<sup>3</sup> H	2.37542 10 <sup>-1</sup>	9.00646 10 <sup>-2</sup>	1.04834 10 <sup>+1</sup>
				<sup>55</sup> Fe	2.15159 10 <sup>-1</sup>	6.48831 10 <sup>-2</sup>	8.96134 10 <sup>+0</sup>	<sup>14</sup> C	6.54458 10 <sup>+0</sup>	5.40639 10 <sup>+0</sup>	3.82431 10 <sup>+2</sup>
				<sup>58</sup> Co	9.60326 10 <sup>-3</sup>	3.02245 10 <sup>-3</sup>	4.04023 10 <sup>-1</sup>	<sup>26</sup> Al	9.65026 10 <sup>-2</sup>	3.58676 10 <sup>-2</sup>	4.23585 10 <sup>+0</sup>
				<sup>60</sup> Co	6.03780 10 <sup>-3</sup>	1.81146 10 <sup>-3</sup>	2.51176 10 <sup>-1</sup>	<sup>28</sup> Al	7.71537 10 <sup>-5</sup>	3.12634 10 <sup>-5</sup>	3.46935 10 <sup>-3</sup>
				<sup>63</sup> Ni	2.26089 10 <sup>-2</sup>	7.21243 10 <sup>-3</sup>	9.54282 10 <sup>-1</sup>	<sup>40</sup> V	3.92719 10 <sup>+1</sup>	1.48507 10 <sup>+1</sup>	1.73193 10 <sup>+3</sup>
				<sup>65</sup> Zn	2.88991 10 <sup>-1</sup>	1.05996 10 <sup>-1</sup>	1.26396 10 <sup>+1</sup>	<sup>52</sup> V	1.40690 10 <sup>-3</sup>	6.74551 10 <sup>-4</sup>	6.60064 10 <sup>-2</sup>
				<sup>106m</sup> Ag	1.64962 10 <sup>-3</sup>	4.93437 10 <sup>-4</sup>	6.85779 10 <sup>-2</sup>	<sup>51</sup> Cr	4.07800 10 <sup>+1</sup>	2.20218 10 <sup>+1</sup>	2.00966 10 <sup>+3</sup>
				<sup>108m</sup> Ag	1.99466 10 <sup>-1</sup>	6.33575 10 <sup>-2</sup>	8.41036 10 <sup>+0</sup>	<sup>53</sup> Mn	9.47532 10 <sup>+2</sup>	3.59486 10 <sup>+2</sup>	4.18246 10 <sup>+4</sup>
				<sup>110m</sup> Ag	8.37323 10 <sup>-2</sup>	3.46384 10 <sup>-2</sup>	3.78786 10 <sup>+0</sup>	<sup>54</sup> Mn	4.51170 10 <sup>+2</sup>	1.77873 10 <sup>+2</sup>	2.01294 10 <sup>+4</sup>
				<sup>125</sup> Sb	1.72023 10 <sup>-2</sup>	6.81141 10 <sup>-3</sup>	7.68438 10 <sup>-1</sup>	<sup>56</sup> Mn	6.22178 10 <sup>-1</sup>	4.16568 10 <sup>-1</sup>	3.32399 10 <sup>+1</sup>
				<sup>109</sup> Cd	7.55735 10 <sup>-2</sup>	2.65076 10 <sup>-2</sup>	3.26660 10 <sup>+0</sup>	<sup>55</sup> Fe	6.69002 10 <sup>+3</sup>	2.82408 10 <sup>+3</sup>	3.04451 10 <sup>+5</sup>
				<sup>113m</sup> Cd	1.74520 10 <sup>-1</sup>	6.00939 10 <sup>-2</sup>	7.50764 10 <sup>+0</sup>	<sup>59</sup> Fe	1.60176 10 <sup>+0</sup>	3.14572 10 <sup>+0</sup>	1.51919 10 <sup>+2</sup>
				<sup>115m</sup> Cd	3.65334 10 <sup>-2</sup>	1.41633 10 <sup>-2</sup>	1.62230 10 <sup>+0</sup>	<sup>57</sup> Co	3.81693 10 <sup>+1</sup>	1.44854 10 <sup>+1</sup>	1.68495 10 <sup>+3</sup>
				<sup>119m</sup> Sn	9.67794 10 <sup>-2</sup>	3.16134 10 <sup>-2</sup>	4.10857 10 <sup>+0</sup>	<sup>58</sup> Co	1.30817 10 <sup>+1</sup>	5.24414 10 <sup>+0</sup>	5.86427 10 <sup>+2</sup>
				<sup>121m</sup> Sn	1.86340 10 <sup>-2</sup>	5.71721 10 <sup>-3</sup>	7.79240 10 <sup>-1</sup>	<sup>60</sup> Co	3.00505 10 <sup>+1</sup>	9.98698 10 <sup>+1</sup>	4.15745 10 <sup>+3</sup>
				<sup>203</sup> Hg	6.39753 10 <sup>-1</sup>	1.86200 10 <sup>-1</sup>	2.64305 10 <sup>+1</sup>	<sup>50</sup> Ni	8.60932 10 <sup>+1</sup>	1.01560 10 <sup>+2</sup>	6.00491 10 <sup>+3</sup>
				<sup>202</sup> Tl	6.18515 10 <sup>-1</sup>	1.30628 10 <sup>-1</sup>	2.39726 10 <sup>+1</sup>	<sup>63</sup> Ni	8.70409 10 <sup>+0</sup>	1.13992 10 <sup>+1</sup>	6.43306 10 <sup>+2</sup>
				<sup>204</sup> Tl	1.63368 10 <sup>+1</sup>	4.94884 10 <sup>+0</sup>	6.81142 10 <sup>+2</sup>	<sup>93</sup> Zr	1.18018 10 <sup>+1</sup>	6.75443 10 <sup>+0</sup>	5.93799 10 <sup>+2</sup>
				<sup>208</sup> Tl	7.33174 10 <sup>-5</sup>	2.16240 10 <sup>-5</sup>	3.03812 10 <sup>-3</sup>	<sup>91</sup> Nb	2.01486 10 <sup>+1</sup>	7.59882 10 <sup>+0</sup>	8.87919 10 <sup>+2</sup>
				<sup>203</sup> Pb	9.12081 10 <sup>+0</sup>	2.73228 10 <sup>+0</sup>	3.79299 10 <sup>+2</sup>	<sup>92</sup> Nb	2.34537 10 <sup>+1</sup>	8.97296 10 <sup>+0</sup>	1.03765 10 <sup>+3</sup>
				<sup>203m</sup> Pb	1.79269 10 <sup>-4</sup>	5.35975 10 <sup>-5</sup>	7.45172 10 <sup>-3</sup>	<sup>93m</sup> Nb	2.63208 10 <sup>+1</sup>	1.30352 10 <sup>+1</sup>	1.25939 10 <sup>+3</sup>
				<sup>204m</sup> Pb	2.58873 10 <sup>-2</sup>	7.33454 10 <sup>-3</sup>	1.06310 10 <sup>+0</sup>	<sup>92m</sup> Nb	5.99120 10 <sup>-1</sup>	2.28723 10 <sup>-1</sup>	2.64910 10 <sup>+1</sup>
				<sup>205</sup> Pb	4.24037 10 <sup>+4</sup>	1.28519 10 <sup>+4</sup>	1.76818 10 <sup>+6</sup>	<sup>94</sup> Nb	1.54876 10 <sup>+2</sup>	2.59891 10 <sup>+2</sup>	1.32726 10 <sup>+4</sup>
				<sup>207m</sup> Pb	1.10267 10 <sup>-3</sup>	3.33189 10 <sup>-4</sup>	4.59473 10 <sup>-2</sup>	<sup>93</sup> Mo	5.68211 10 <sup>+1</sup>	4.44998 10 <sup>+1</sup>	3.24227 10 <sup>+3</sup>
				<sup>200</sup> Pb	3.52551 10 <sup>-1</sup>	1.24921 10 <sup>-1</sup>	1.52791 10 <sup>+1</sup>	<sup>90</sup> Mo	6.49147 10 <sup>-1</sup>	9.65761 10 <sup>-1</sup>	5.16771 10 <sup>+1</sup>
				<sup>207</sup> Bi	7.33217 10 <sup>-2</sup>	1.51712 10 <sup>-2</sup>	2.83177 10 <sup>+0</sup>	<sup>98</sup> Tc	5.83698 10 <sup>-1</sup>	1.87519 10 <sup>-1</sup>	2.46789 10 <sup>+1</sup>
				<sup>208</sup> Bi	1.29074 10 <sup>+1</sup>	3.66670 10 <sup>+0</sup>	5.30372 10 <sup>+2</sup>	<sup>90</sup> Tc	1.34460 10 <sup>+2</sup>	1.97049 10 <sup>+2</sup>	1.06083 10 <sup>+4</sup>
				<sup>209</sup> Po	6.89959 10 <sup>-4</sup>	1.81794 10 <sup>-4</sup>	2.78961 10 <sup>-2</sup>				
				<sup>210</sup> Po	1.77490 10 <sup>-1</sup>	6.69324 10 <sup>-2</sup>	7.82152 10 <sup>+0</sup>				

Tabelle 6.16: Masseninventare radioaktiver Nuklide bei der Abschaltung des Demo-Reaktors mit Flüssigmetallblanket nach 20000 Vollaststunden bei einer Fusionsleistung von 2200 MW, (Materialzusammensetzung gemäß Tabelle 3.4)

Massen- Segment (11.25°)				Massen- Segment (11.25°)				Massen- Segment (11.25°)			
inventar[kg]	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor	inventar[kg]	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor	inventar[kg]	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor
<b>Li<sub>4</sub>SiO<sub>4</sub></b>	1.6240 10 <sup>3</sup>	7.76880 10 <sup>2</sup>	7.68284 10 <sup>4</sup>	<b>Beryllium</b>	6.47817 10 <sup>3</sup>	3.09898 10 <sup>3</sup>	3.06469 10 <sup>5</sup>	<b>MANET</b>	2.32418 10 <sup>4</sup>	1.27409 10 <sup>4</sup>	1.15145 10 <sup>6</sup>
Masseninventar[g]				Masseninventar[g]				Masseninventar[g]			
Segment (11.25°)				Segment (11.25°)				Segment (11.25°)			
Nuklid	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor	Nuklid	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor	Nuklid	Outboard	Inboard	DEMO-Reaktor
<sup>6</sup> He	7.06359 10 <sup>-8</sup>	2.27016 10 <sup>-8</sup>	2.98680 10 <sup>-6</sup>	<sup>3</sup> H	1.04311 10 <sup>+2</sup>	3.24923 10 <sup>+1</sup>	4.37770 10 <sup>+3</sup>	<sup>3</sup> H	2.72784 10 <sup>-1</sup>	1.06229 10 <sup>-1</sup>	1.21284 10 <sup>+1</sup>
<sup>10</sup> Be	1.91408 10 <sup>-2</sup>	4.34599 10 <sup>-3</sup>	7.51578 10 <sup>-1</sup>	<sup>6</sup> He	1.21336 10 <sup>-5</sup>	4.11214 10 <sup>-6</sup>	5.19865 10 <sup>-4</sup>	<sup>14</sup> C	5.77078 10 <sup>+0</sup>	2.95322 10 <sup>+0</sup>	2.79168 10 <sup>+2</sup>
<sup>14</sup> C	1.15078 10 <sup>+0</sup>	4.55169 10 <sup>-1</sup>	5.13905 10 <sup>+1</sup>	<sup>10</sup> Be	2.82845 10 <sup>+1</sup>	1.17241 10 <sup>+1</sup>	1.28027 10 <sup>+3</sup>	<sup>26</sup> Al	9.56780 10 <sup>-2</sup>	3.74137 10 <sup>-2</sup>	4.25893 10 <sup>+0</sup>
<sup>16</sup> N	9.82875 10 <sup>-6</sup>	3.05862 10 <sup>-6</sup>	4.12396 10 <sup>-4</sup>	<sup>14</sup> C	3.00311 10 <sup>+0</sup>	1.18244 10 <sup>+0</sup>	1.33938 10 <sup>+2</sup>	<sup>28</sup> Al	9.48015 10 <sup>-5</sup>	3.75764 10 <sup>-5</sup>	4.23609 10 <sup>-3</sup>
<sup>22</sup> Na	2.87408 10 <sup>-3</sup>	1.00745 10 <sup>-3</sup>	1.24209 10 <sup>-1</sup>	<sup>24</sup> Na	9.99246 10 <sup>-4</sup>	3.11499 10 <sup>-4</sup>	4.19439 10 <sup>-2</sup>	<sup>49</sup> V	4.03263 10 <sup>+1</sup>	1.57882 10 <sup>+1</sup>	1.79566 10 <sup>+3</sup>
<sup>24</sup> Na	1.13849 10 <sup>-3</sup>	3.99246 10 <sup>-4</sup>	4.92074 10 <sup>-2</sup>	<sup>26</sup> Al	1.33097 10 <sup>-2</sup>	4.17855 10 <sup>-3</sup>	5.59624 10 <sup>-1</sup>	<sup>52</sup> V	1.71003 10 <sup>-3</sup>	7.05425 10 <sup>-4</sup>	7.72946 10 <sup>-2</sup>
<sup>27</sup> Mg	2.32444 10 <sup>-5</sup>	7.22632 10 <sup>-6</sup>	9.75063 10 <sup>-4</sup>	<sup>46</sup> Sc	2.61240 10 <sup>-2</sup>	1.11059 10 <sup>-2</sup>	1.19136 10 <sup>+0</sup>	<sup>51</sup> Cr	4.98930 10 <sup>+1</sup>	2.14839 10 <sup>+1</sup>	2.28406 10 <sup>+3</sup>
<sup>26</sup> Al	2.19165 10 <sup>-2</sup>	6.82230 10 <sup>-3</sup>	9.19642 10 <sup>-1</sup>	<sup>54</sup> Mn	3.81035 10 <sup>-1</sup>	1.19659 10 <sup>-1</sup>	1.60222 10 <sup>+1</sup>	<sup>53</sup> Mn	9.81229 10 <sup>+2</sup>	3.84727 10 <sup>+2</sup>	4.37106 10 <sup>+4</sup>
<sup>28</sup> Al	6.04705 10 <sup>-4</sup>	1.89266 10 <sup>-4</sup>	2.54071 10 <sup>-2</sup>	<sup>56</sup> Mn	2.11903 10 <sup>-3</sup>	9.02239 10 <sup>-4</sup>	9.66805 10 <sup>-2</sup>	<sup>54</sup> Mn	5.45952 10 <sup>+2</sup>	2.17427 10 <sup>+2</sup>	2.44281 10 <sup>+4</sup>
<sup>29</sup> Al	3.84392 10 <sup>-5</sup>	1.20217 10 <sup>-5</sup>	1.61475 10 <sup>-3</sup>	<sup>58</sup> Co	2.44400 10 <sup>-2</sup>	8.17759 10 <sup>-3</sup>	1.04376 10 <sup>+0</sup>	<sup>56</sup> Mn	1.11960 10 <sup>+0</sup>	5.08347 10 <sup>-1</sup>	5.20943 10 <sup>+1</sup>
<sup>31</sup> Si	3.76816 10 <sup>-3</sup>	1.62439 10 <sup>-3</sup>	1.72562 10 <sup>-1</sup>	<sup>60</sup> Co	2.16376 10 <sup>+0</sup>	9.37808 10 <sup>-1</sup>	9.92503 10 <sup>+1</sup>	<sup>55</sup> Fe	6.99062 10 <sup>+3</sup>	2.80743 10 <sup>+3</sup>	3.13538 10 <sup>+5</sup>
<sup>32</sup> P	3.75713 10 <sup>-3</sup>	1.19744 10 <sup>-3</sup>	1.58546 10 <sup>-1</sup>	<sup>65</sup> Zn	3.60531 10 <sup>-2</sup>	1.48651 10 <sup>-2</sup>	1.62938 10 <sup>+0</sup>	<sup>59</sup> Fe	5.65874 10 <sup>+0</sup>	3.07715 10 <sup>+0</sup>	2.79548 10 <sup>+2</sup>
<sup>36</sup> Cl	2.53740 10 <sup>-1</sup>	8.29546 10 <sup>-2</sup>	1.07742 10 <sup>+1</sup>	<sup>95</sup> Zr	6.16809 10 <sup>-2</sup>	2.39020 10 <sup>-2</sup>	2.73865 10 <sup>+0</sup>	<sup>57</sup> Co	3.97569 10 <sup>+1</sup>	1.55895 10 <sup>+1</sup>	1.77108 10 <sup>+3</sup>
<sup>37</sup> Ar	9.86728 10 <sup>-3</sup>	3.18047 10 <sup>-3</sup>	4.17528 10 <sup>-1</sup>	<sup>94</sup> Nb	1.36096 10 <sup>-3</sup>	4.23614 10 <sup>-4</sup>	5.71064 10 <sup>-2</sup>	<sup>58</sup> Co	7.98216 10 <sup>+0</sup>	3.33697 10 <sup>+0</sup>	3.62212 10 <sup>+2</sup>
<sup>39</sup> Ar	4.04839 10 <sup>-1</sup>	1.31080 10 <sup>-1</sup>	1.71494 10 <sup>+1</sup>	<sup>95</sup> Nb	3.12347 10 <sup>-2</sup>	1.21154 10 <sup>-2</sup>	1.38720 10 <sup>+0</sup>	<sup>60</sup> Co	2.48347 10 <sup>+2</sup>	1.35471 10 <sup>+2</sup>	1.22822 10 <sup>+4</sup>
<sup>41</sup> Ca	4.97217 10 <sup>-2</sup>	2.11376 10 <sup>-2</sup>	2.26750 10 <sup>+0</sup>	<sup>103</sup> Ru	4.95129 10 <sup>-2</sup>	1.92168 10 <sup>-2</sup>	2.19935 10 <sup>+0</sup>	<sup>59</sup> Ni	1.03863 10 <sup>+2</sup>	5.59132 10 <sup>+1</sup>	5.11285 10 <sup>+3</sup>
<sup>45</sup> Ca	1.22927 10 <sup>-3</sup>	4.43837 10 <sup>-4</sup>	5.35396 10 <sup>-2</sup>	<sup>108m</sup> Ag	1.33146 10 <sup>-2</sup>	5.33084 10 <sup>-3</sup>	5.96654 10 <sup>-1</sup>	<sup>63</sup> Ni	1.49759 10 <sup>+1</sup>	7.88506 10 <sup>+0</sup>	7.31550 10 <sup>+2</sup>
<sup>46</sup> Sc	9.24818 10 <sup>-4</sup>	2.89491 10 <sup>-4</sup>	3.88579 10 <sup>-2</sup>	<sup>110m</sup> Ag	5.63267 10 <sup>-2</sup>	2.65956 10 <sup>-2</sup>	2.65351 10 <sup>+0</sup>	<sup>93</sup> Zr	1.25486 10 <sup>+1</sup>	5.38297 10 <sup>+0</sup>	5.73809 10 <sup>+2</sup>
<sup>49</sup> V	2.33225 10 <sup>-3</sup>	7.29364 10 <sup>-4</sup>	9.79718 10 <sup>-2</sup>	<sup>135</sup> I	4.95719 10 <sup>-4</sup>	1.92704 10 <sup>-4</sup>	2.20295 10 <sup>-2</sup>	<sup>91</sup> Nb	2.04156 10 <sup>+1</sup>	7.98940 10 <sup>+0</sup>	9.08959 10 <sup>+2</sup>
<sup>51</sup> Cr	2.77598 10 <sup>-3</sup>	9.78477 10 <sup>-4</sup>	1.20142 10 <sup>-1</sup>	<sup>134</sup> Cs	4.09778 10 <sup>-2</sup>	1.41191 10 <sup>-2</sup>	1.76310 10 <sup>+0</sup>	<sup>92</sup> Nb	2.47919 10 <sup>+1</sup>	9.77568 10 <sup>+0</sup>	1.10616 10 <sup>+3</sup>
<sup>53</sup> Mn	1.83965 10 <sup>-2</sup>	5.75311 10 <sup>-3</sup>	7.72789 10 <sup>-1</sup>	<sup>138</sup> Cs	3.75810 10 <sup>-5</sup>	1.46215 10 <sup>-5</sup>	1.67048 10 <sup>-3</sup>	<sup>93m</sup> Nb	1.94259 10 <sup>+1</sup>	8.63353 10 <sup>+0</sup>	8.97900 10 <sup>+2</sup>
<sup>54</sup> Mn	1.03613 10 <sup>-2</sup>	3.29072 10 <sup>-3</sup>	4.36865 10 <sup>-1</sup>	<sup>140</sup> La	2.70063 10 <sup>-3</sup>	1.05035 10 <sup>-3</sup>	1.20031 10 <sup>-1</sup>	<sup>92m</sup> Nb	6.57022 10 <sup>-1</sup>	2.57707 10 <sup>-1</sup>	2.92713 10 <sup>+1</sup>
<sup>55</sup> Fe	1.31304 10 <sup>-1</sup>	4.24488 10 <sup>-2</sup>	5.56007 10 <sup>+0</sup>	<sup>142</sup> La	8.71406 10 <sup>-5</sup>	3.38165 10 <sup>-5</sup>	3.87063 10 <sup>-3</sup>	<sup>94</sup> Nb	3.53591 10 <sup>+2</sup>	1.94881 10 <sup>+2</sup>	1.75511 10 <sup>+4</sup>
<sup>57</sup> Co	3.99073 10 <sup>-3</sup>	1.24794 10 <sup>-3</sup>	1.67637 10 <sup>-1</sup>	<sup>239</sup> U	3.40610 10 <sup>-3</sup>	1.53051 10 <sup>-3</sup>	1.57971 10 <sup>-1</sup>	<sup>93</sup> Mo	5.73307 10 <sup>+1</sup>	2.70607 10 <sup>+1</sup>	2.70052 10 <sup>+3</sup>
<sup>58</sup> Co	9.72875 10 <sup>-4</sup>	3.25544 10 <sup>-4</sup>	4.15494 10 <sup>-2</sup>	<sup>239</sup> Np	4.91045 10 <sup>-1</sup>	2.20706 10 <sup>-1</sup>	2.27760 10 <sup>+1</sup>	<sup>99</sup> Mo	1.62522 10 <sup>+0</sup>	8.65314 10 <sup>-1</sup>	7.96972 10 <sup>+1</sup>
<sup>60</sup> Co	2.14888 10 <sup>-3</sup>	6.66997 10 <sup>-4</sup>	9.01080 10 <sup>-2</sup>	<sup>238</sup> Pu	4.05990 10 <sup>-1</sup>	1.21077 10 <sup>-1</sup>	1.68661 10 <sup>+1</sup>	<sup>98</sup> Tc	9.98854 10 <sup>-1</sup>	3.48758 10 <sup>-1</sup>	4.31236 10 <sup>+1</sup>
<sup>59</sup> Ni	1.23824 10 <sup>-2</sup>	5.24772 10 <sup>-3</sup>	5.64164 10 <sup>-1</sup>	<sup>239</sup> Pu	1.07260 10 <sup>+2</sup>	4.88586 10 <sup>+1</sup>	4.99581 10 <sup>+3</sup>	<sup>99</sup> Tc	3.07541 10 <sup>+2</sup>	1.65064 10 <sup>+2</sup>	1.51234 10 <sup>+4</sup>
<sup>65</sup> Zn	6.28626 10 <sup>-3</sup>	2.59748 10 <sup>-3</sup>	2.84280 10 <sup>-1</sup>	<sup>240</sup> Pu	1.03639 10 <sup>+1</sup>	4.24309 10 <sup>+0</sup>	4.67424 10 <sup>+2</sup>				

Tabelle 6.17: Masseninventare radioaktiver Nuklide bei der Abschaltung des Demo-Reaktors mit Feststoffblanket nach 20000 Vollaststunden bei einer Fusionsleistung von 2200 MW, (Materialzusammensetzung gemäß Tabelle 3.4)

Für das Flüssigmetallblanket sind zusätzlich Masseninventare der Radionuklide für reines  $Pb - 17Li$  aufgelistet. Obwohl der Massenanteil des Strukturmaterials im Flüssigmetallblanket größer ist, sind die Inventare der Radionuklide im Feststoffblanket aufgrund der stärkeren Aktivierung des Strukturmaterials deutlich größer. So liegt beispielweise das Tritiuminventar im Strukturmaterial des Feststoffblankets bei 12,13 g, während es im Flüssigmetallblanket 10,5 g beträgt. Ein direkter Vergleich der Daten mit anderen Quellen ist nicht möglich, da für Demo-Reaktoren bislang derartige Ergebnisse noch nicht vorliegen.

In den Tabellen 6.18 und 6.19 sind Aktivitätsinventare des Demo-Reaktors für ausgewählte Abklingzeiten angegeben. Daneben zeigen die Abbildungen 6.88 und 6.89 den Zeitverlauf des Aktivitätsinventars.

Das Gesamtaktivitätsinventar des Demo-Reaktors mit Flüssigmetallblanket beträgt bei Abschaltung des Reaktors etwa  $2,02 \cdot 10^{20}$  Bq, wobei etwa 62% vom Brutmaterial  $Pb - 17Li$  stammt. Wie im Abschnitt 6.6.2 beschrieben, fällt jedoch die spezifische Aktivität im  $Pb - 17Li$  wegen der kurzen Halbwertszeit des dominierenden Nuklids, das metastabile  $^{207m}Pb$  ( $T_{1/2} = 796$  ms), drastisch ab. Dadurch wird - wie aus der Abbildung 6.18 ersichtlich - ein merklicher Abfall des Gesamtaktivitätsinventar bewirkt.

Im Demo-Reaktor mit Feststoffblanket liegt das Gesamtaktivitätsinventar bei der Abschaltung des Reaktors bei ca.  $1,50 \cdot 10^{20}$  Bq. Etwa 65% davon wird von dem Strukturmaterial (MANET) gestellt. Der Beitrag des Brutmaterials  $Li_4SiO_4$  liegt dabei mit 3,44% deutlich unter dem des Neutronenmultipliers Beryllium, welcher bei etwa 31,4% liegt. Die spezifische Aktivität im Beryllium sinkt ebenfalls sehr schnell (s. Abb. 6.89), da das zu Anfang dominierende Nuklid  $^6He$  ( $T_{1/2} = 806,7$  ms) kurzlebig ist (s. Abschn. 6.10.1).

In beiden Fällen ist der Zeitverlauf des Gesamtaktivitätsinventars bei Abklingzeiten oberhalb einiger Sekunden in erster Linie vom Strukturmaterial bestimmt. Die spezifische Aktivität des Strukturmaterials wird von Anfang an von den Nukliden  $^{56}Mn$  ( $T_{1/2} = 2,578$  h) und  $^{55}Fe$  ( $T_{1/2} = 2,73$  a) dominiert (s. auch Abschn. 6.10.2). Folglich tritt eine merkliche Abnahme des Aktivitätsinventars im Strukturmaterial zunächst nach einigen Stunden (vgl. Abb. 6.88 und 6.89) und danach nach etwa 10 a Abklingzeit ein. In Abklingzeitbereichen oberhalb von 1 a kommen einige andere Nuklide wie  $^{54}Mn$ ,  $^{49}V$ ,  $^{58}Co$  und  $^{60}Co$  hinzu, die den Zeitverlauf des Aktivitätsinventars mitbestimmen (s. auch Abschn. 6.10.2). Im weiteren Zeitverlauf bei etwa 100 a ist im Strukturmaterial ein deutlicher Abfall zu sehen, der durch den Zerfall der oben genannten Nuklide bedingt ist.

Es soll hier darauf hingewiesen werden, daß die Tritiumfreisetzung aus den Brutmaterialien zu 100% angenommen wurde und im Falle von Beryllium eine vollständige Rückhaltung unterstellt wurde. Wie bereits erwähnt, wird jedoch etwa die Hälfte des im Beryllium erzeugten Tritiums freigesetzt, und bei den Brutmaterialien ist mit geringfügigem Tritiuminventar zu rechnen (s. Abschn. 6.4). Es ist daher abzusehen, daß die Aktivitätsinventare in den Brutmaterialien höher liegen, wohingegen sie im Beryllium niedriger ausfallen werden.

In den Tabellen 6.20 und 6.21 ist die Nachwärmeleistungserzeugung im Demo-Reaktor bei dessen Abschaltung nach 20000 Vollaststunden bei einer Fusionsleistung von 2200 MW und für

Aktivitätsinventar [Bq]			
Abklingzeit	MANET	Pb-17Li	Total
0	7.62169 10 <sup>19</sup>	1.25682 10 <sup>20</sup>	2.01899 10 <sup>20</sup>
1.0 Tag	4.32382 10 <sup>19</sup>	3.12573 10 <sup>18</sup>	4.63639 10 <sup>19</sup>
30.0 Tage	3.67874 10 <sup>19</sup>	3.84139 10 <sup>16</sup>	3.68258 10 <sup>19</sup>
1.0 Jahr	2.39790 10 <sup>19</sup>	1.31612 10 <sup>16</sup>	2.39922 10 <sup>19</sup>
50.0 Jahre	3.44086 10 <sup>15</sup>	2.12897 10 <sup>13</sup>	3.46215 10 <sup>15</sup>
100. Jahre	1.47511 10 <sup>15</sup>	1.27411 10 <sup>13</sup>	1.48785 10 <sup>15</sup>

Tabelle 6.18: Aktivitätsinventar des Demo-Reaktors mit Flüssigmetallblanket

Aktivitätsinventar [Bq]				
Abklingzeit	MANET	Li <sub>4</sub> SiO <sub>4</sub>	Beryllium	Total
0	9.79365 10 <sup>19</sup>	5.16646 10 <sup>18</sup>	4.71299 10 <sup>19</sup>	1.50233 10 <sup>20</sup>
1.0 Tag	4.74971 10 <sup>19</sup>	1.04146 10 <sup>15</sup>	1.80534 10 <sup>18</sup>	4.93035 10 <sup>19</sup>
30.0 Tage	3.95616 10 <sup>19</sup>	1.67590 10 <sup>14</sup>	1.59434 10 <sup>18</sup>	4.11562 10 <sup>19</sup>
1.0 Jahr	2.54550 10 <sup>19</sup>	9.80373 10 <sup>12</sup>	1.49290 10 <sup>18</sup>	2.69480 10 <sup>19</sup>
50.0 Jahre	3.68671 10 <sup>15</sup>	8.50661 10 <sup>12</sup>	9.43568 10 <sup>16</sup>	9.80520 10 <sup>16</sup>
100. Jahre	1.49910 10 <sup>15</sup>	8.45533 10 <sup>12</sup>	5.76200 10 <sup>15</sup>	7.26956 10 <sup>15</sup>

Tabelle 6.19: Aktivitätsinventar des Demo-Reaktors mit Feststoffblanket

weitere Abklingzeiten aufgeführt. Außerdem zeigen die Abbildungen 6.90 und 6.91 den Zeitverlauf der Nachwärmeleistungserzeugung. Die Nachwärmeleistungserzeugung liegt bei etwa 1,6% bis 2,1% der Fusionsleistung des Reaktors.

Im Demo-Reaktor mit Flüssigmetallblanket beträgt die Nachwärmeleistungserzeugung bei Abschaltung des Reaktors etwa 44,7 MW und stammt zu etwa 69,6% vom Brutmaterial  $Pb - 17Li$ . Sie sinkt innerhalb einer Sekunde um etwa 40% ihres Anfangswertes, was auf den schnellen Zerfall des im  $Pb - 17Li$  dominierenden Nuklids  $^{207m}Pb$  zurückzuführen ist. Bei Abklingzeiten oberhalb von 10 s ist die Nachwärmeleistungserzeugung im  $Pb - 17Li$  um nahezu eine Größenordnung kleiner als im Strukturmaterial (s. Abb. 6.90).

Die Nachwärmeleistungserzeugung im Demo-Reaktor mit Feststoffblanket liegt bei Abschaltung des Reaktors etwa bei 35,3 MW, wovon etwa 57,7% im Strukturmaterial und etwa 32,3% im Neutronenmultiplier erzeugt wird. Mit etwa 9,8% ist der Beitrag des Brutmaterials vergleichsweise gering. Bemerkenswert ist der schnelle Abfall der Nachwärmeleistungserzeugung im Neutronenmultiplier Beryllium, der durch den Zerfall von  $^6He$  bedingt ist.

Nachwärmeleistung [MW]			
Abklingzeit	MANET	Pb-17Li	Total
0	1.35609 10 <sup>1</sup>	3.11370 10 <sup>1</sup>	4.46979 10 <sup>1</sup>
10.0 s	1.34678 10 <sup>1</sup>	6.84537 10 <sup>-1</sup>	1.41524 10 <sup>1</sup>
1.0 h	9.54715 10 <sup>0</sup>	4.27458 10 <sup>-1</sup>	9.97461 10 <sup>0</sup>
1.0 Tage	1.24521 10 <sup>0</sup>	1.92766 10 <sup>-1</sup>	1.43798 10 <sup>0</sup>
30.0 Tage	9.83542 10 <sup>-1</sup>	3.47327 10 <sup>-3</sup>	9.87016 10 <sup>-1</sup>
1.0 Jahr	4.36815 10 <sup>-1</sup>	8.32883 10 <sup>-4</sup>	4.37648 10 <sup>-1</sup>

Tabelle 6.20: Nachwärmeleistungserzeugung des Demo-Reaktors mit Flüssigmetallblanket

Nachwärmeleistung [MW]				
Abklingzeit	MANET	Li <sub>4</sub> SiO <sub>4</sub>	Beryllium	Total
0	2.04121 10 <sup>1</sup>	3.45681 10 <sup>0</sup>	1.13913 10 <sup>1</sup>	3.52602 10 <sup>1</sup>
10.0 s	2.02814 10 <sup>1</sup>	2.06514 10 <sup>0</sup>	1.42003 10 <sup>-1</sup>	2.24885 10 <sup>1</sup>
1.0 h	1.46361 10 <sup>1</sup>	2.55249 10 <sup>-2</sup>	7.39373 10 <sup>-2</sup>	1.47355 10 <sup>1</sup>
1.0 Tage	1.63913 10 <sup>0</sup>	2.26113 10 <sup>-4</sup>	2.61885 10 <sup>-2</sup>	1.66554 10 <sup>0</sup>
30.0 Tage	1.29054 10 <sup>0</sup>	1.21770 10 <sup>-5</sup>	6.29960 10 <sup>-3</sup>	1.29685 10 <sup>0</sup>
1.0 Jahr	6.34425 10 <sup>-1</sup>	1.35213 10 <sup>-7</sup>	3.55081 10 <sup>-3</sup>	6.37976 10 <sup>-1</sup>

Tabelle 6.21: Nachwärmeleistungserzeugung des Demo-Reaktors mit Feststoffblanket

In beiden Blanketkonzepten ist der Zeitverlauf der Nachwärmeleistungserzeugung bei Abklingzeiten oberhalb einiger Sekunden in erster Linie vom Strukturmaterial bestimmt. Die Nachwärmeleistung im Strukturmaterial ist zunächst von  $^{56}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 2,578$  h) und nach dessen Zerfall von  $^{54}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 312,2$  d) dominiert (s. auch Abschn. 6.10.2). Ein deutlicher Abfall der Nachwärmeleistungserzeugung im Strukturmaterial zeigt sich infolge des Zerfalls von  $^{56}\text{Mn}$  bei Abklingzeiten oberhalb einiger Stunden (vgl. Abb. 6.90). Eine weitere merkliche Abnahme der Nachwärmeleistungserzeugung im Strukturmaterial tritt bei Abklingzeiten oberhalb von etwa 1 a ein, die durch den Zerfall von  $^{54}\text{Mn}$  bedingt ist. Bei Abklingzeiten oberhalb von etwa 100 a ist der Verlauf der Nachwärmeleistungserzeugung ausschließlich von  $^{94}\text{Nb}$  ( $T_{1/2} = 2,0 \cdot 10^4$  a) bestimmt. Die Tritiumfreisetzung bzw. -rückhaltung in den Brutmaterialien und im Beryllium ist für die Nachwärmeleistungserzeugung des Systems von untergeordneter Bedeutung. Der Flüssigmetallumlauf ist ebenfalls in diesem Zusammenhang von geringer Bedeutung, da die Nuklide, die wesentliche Beiträge zur Nachwärmeleistungserzeugung im  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  liefern, kurzlebig sind und dadurch ihr Sättigungsinventar während der Verbleibzeit des Flüssigmetalls im Blanket erreichen.

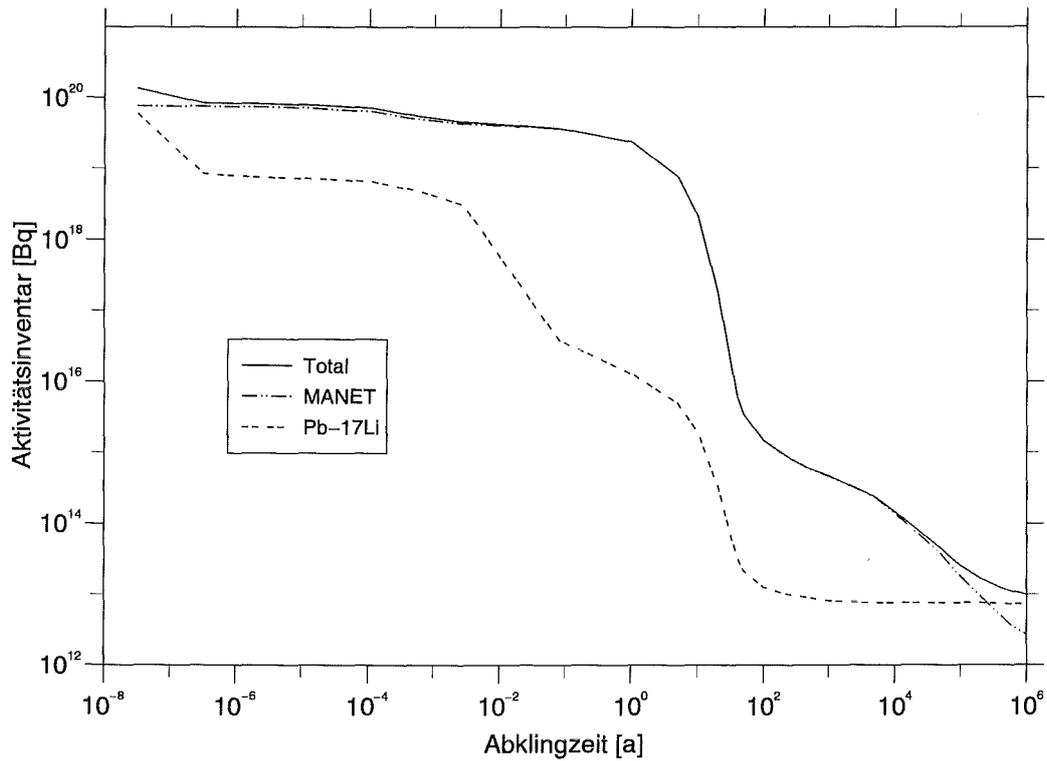


Abb. 6.88: Zeitverlauf des Aktivitätsinventars des Demo-Reaktors mit Flüssigmetallblanket

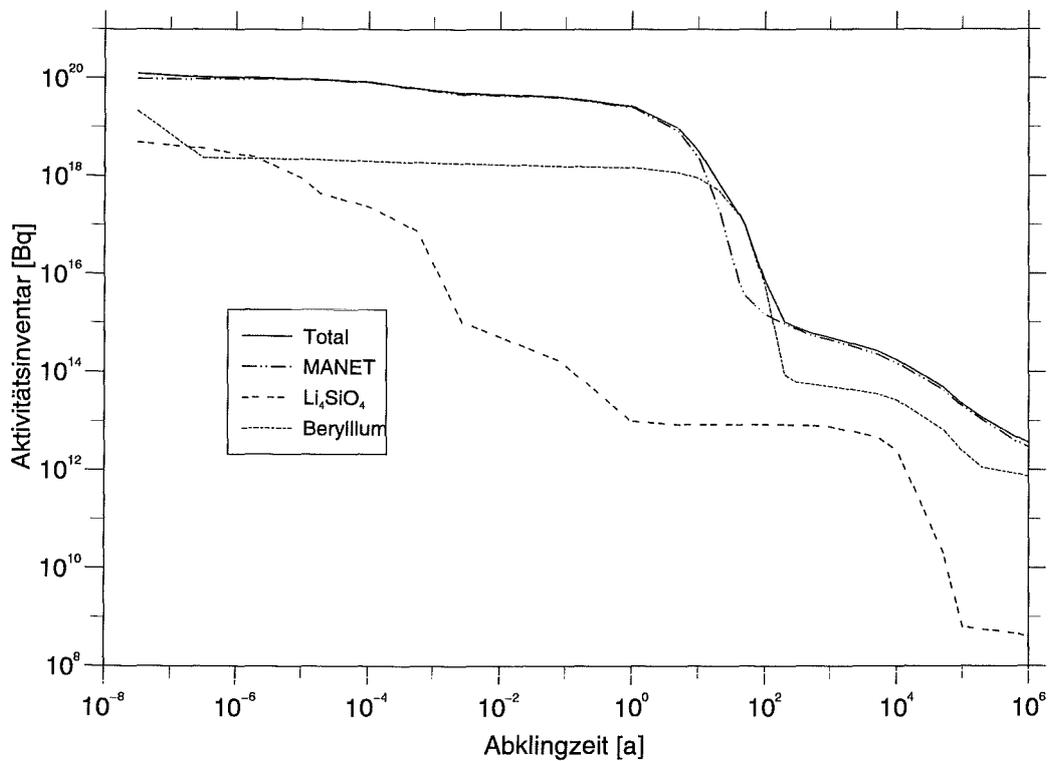


Abb. 6.89: Zeitverlauf des Aktivitätsinventars des Demo-Reaktors mit Feststoffblanket

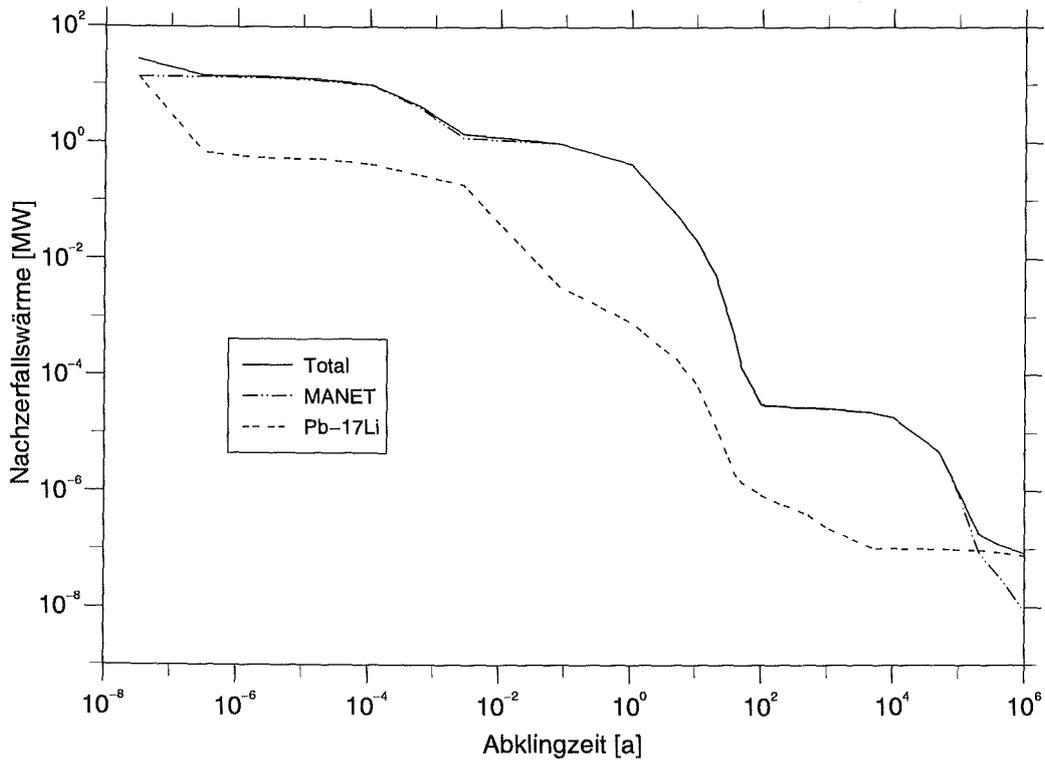


Abb. 6.90: Zeitverlauf der Nachwärmeleistung des Demo-Reaktors mit Flüssigmetallblanket

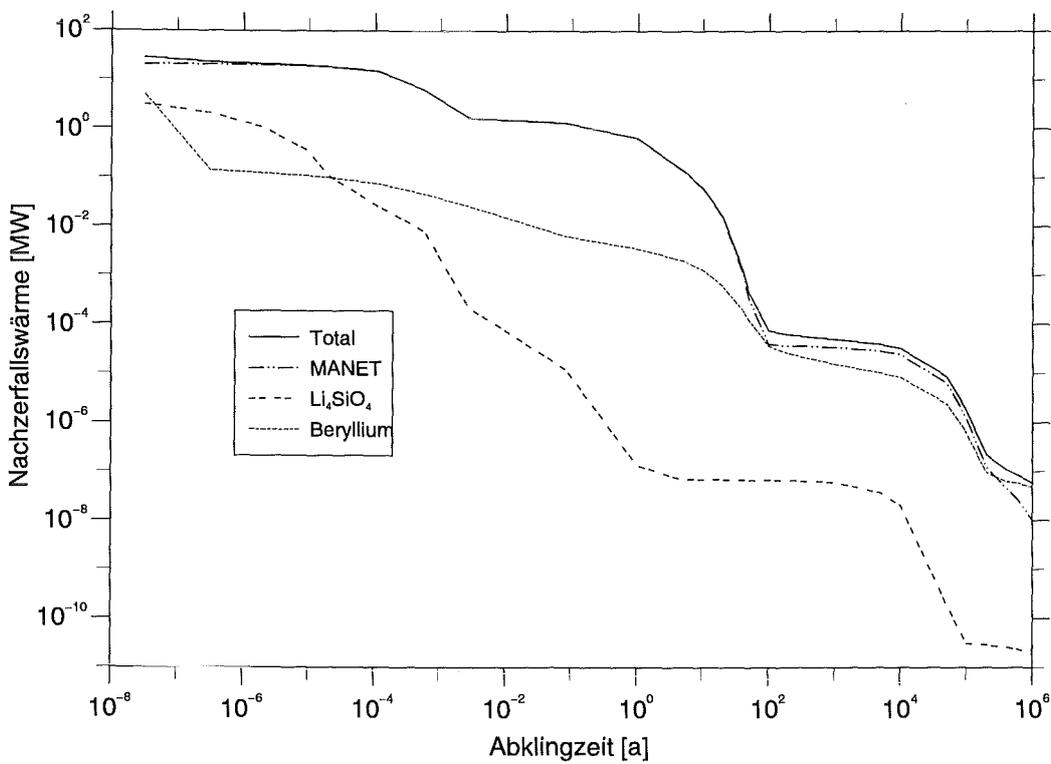


Abb. 6.91: Zeitverlauf der Nachwärmeleistung des Demo-Reaktors mit Feststoffblanket

## 6.12 Zur Abhängigkeit der Aktivierung der Brutmaterialien von Betriebsparametern

### 6.12.1 Neutronenwandbelastung

In dem hier zugrundegelegten Demo-Reaktor variiert die Neutronenwandbelastung in der poloidalen Richtung von  $1,75 \text{ MW/m}^2$  im oberen Blanketteil bis  $3,77 \text{ MW/m}^2$  in der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment und von  $0,93 \text{ MW/m}^2$  bis  $3,2 \text{ MW/m}^2$  im inneren Blanketsegment (s. Abschn. 6.1). Insofern ist die Abhängigkeit des Aktivierungsverhaltens der Brutmaterialien von der Neutronenwandbelastung bei den bisherigen dreidimensionalen Berechnungen und bei der Darstellung der Ergebnisse implizit gegeben. Dabei handelt es sich um die poloidale Variationen der Aktivierungsgrößen, die infolge der poloidalen Variation der Neutronenwandbelastung bzw. der Neutronenspektren und -flußdichten hervorgerufen sind. Dennoch soll nachfolgend die Abhängigkeit des Aktivierungsverhaltens der Brutmaterialien von der Neutronenwandbelastung in anschaulicher Weise untersucht werden.

Wie im Abschnitt 6.1 erwähnt, wird die Neutronenwandbelastung einer Reihe von Auslegungsbetrachtungen zugrundegelegt. Bei gegebener Plasma- und Vakuumkammer-Geometrie ist die Neutronenwandbelastung der totalen Fusionsleistung direkt proportional, so daß eine Erhöhung der Neutronenwandbelastung gleich bedeutend ist mit der Erhöhung der totalen Fusionsleistung. Beispielsweise entspricht im hier betrachteten Demo-Reaktor die Erhöhung der maximalen Neutronenwandbelastung in der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment auf  $10 \text{ MW/m}^2$  der Erhöhung der totalen Fusionsleistung auf  $5831 \text{ MW}$ . Mit den nachfolgenden Untersuchungen zur Abhängigkeit des Aktivierungsverhaltens der Brutmaterialien von der Neutronenwandbelastung ist daher die Abhängigkeit von der totalen Fusionsleistung mit einbezogen.

Als Referenz wird die Bestrahlungsbedingung in der Torusmittelebene im äußeren Segment der jeweiligen Blanketentwürfe zugrundegelegt. Als Nominalwert dient die Neutronenwandbelastung an der ersten Wand in der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment, die in beiden Blanketenwürfen  $3,77 \text{ MW/m}^2$  beträgt (s. Abschn. 6.1). Darüberhinaus werden die Referenz-Zusammensetzungen der Brutmaterialien nach Tabelle 3.4 angenommen. Die  ${}^6\text{Li}$ -Anreicherung beträgt im keramischen Brutmaterial  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  25% und im Flüssigmetall  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  90%. Ausgehend von dem nominalen Wert wird die Neutronenwandbelastung bis auf  $10 \text{ MW/m}^2$  erhöht und die Auswirkung auf das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien unter sonst gleichbleibenden Bedingungen betrachtet. Die lokale Neutronenflußdichte an der ersten Wand erhöht sich linear mit der Erhöhung der Neutronenwandbelastung. Dies gilt ebenfalls näherungsweise für Stellen, die von der ersten Wand nicht wesentlich entfernt sind. Die lokale Neutronenflußdichte, im vorliegenden Fall in einem radialen Abstand von  $5 \text{ cm}$  hinter der ersten Wand, kann ausgehend von der nominalen Neutronenwandbelastung  $W=3,77 \text{ MW/m}^2$  linear nach

$$\phi' = \frac{W'}{W} \phi \quad (6.1)$$

skaliert werden, wobei  $W'$  und  $\phi'$  die erhöhte Neutronenwandbelastung bzw. Neutronenflußdichte sind. Die Gruppenflüsse werden ebenso nach der obigen Vorschrift skaliert. Damit läßt

sich die Abhängigkeit des Aktivierungsverhaltens von der Neutronenwandbelastung unter sonst gleichen Bedingungen untersuchen.

Die Abhängigkeit der Aktivierungsgrößen von der Neutronenwandbelastung bzw. von der totalen Fusionsleistung ist im allgemeinen nicht linear. In den Abbildungen 6.92 bis 6.97 sind die Verhältnisse der spezifischen Aktivität, der Nachwärmeleistung und die  $\gamma$ -Dosisrate bei verschiedenen Neutronenwandbelastungen bezogen auf die Werte bei der nominalen Neutronenwandbelastung von  $3,77 \text{ MW/m}^2$  im Demo-Reaktor dargestellt. Die Erhöhung der Neutronenwandbelastung und mithin der Neutronenflußdichte führt allgemein zu erhöhten Transmutationsraten und damit zu hohem Inventaraufbau der Nuklide. Folglich kann es zur Erhöhung der Kettenlänge der einzelnen Reaktionspfade kommen, wodurch die Erzeugung neuer Nuklide möglich wird. Die Konsequenzen auf das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien ist abhängig von der betrachteten Aktivierungsgröße und Abklingzeit. Aufgrund des direkten Zusammenhangs zwischen der spezifischen Aktivität und der Nachwärmeleistung zeigt die Erhöhung der Neutronenwandbelastung gleiche Auswirkungen bei beiden Größen. Dagegen ist bei der  $\gamma$ -Dosisrate ein gänzlich anderes Verhalten zu beobachten (s. Abb. 6.92 - 6.97).

Grundsätzlich erscheint dennoch, daß alle Aktivierungsgrößen bei kurzen Abklingzeiten bis hin im Reaktorbetrieb mit der Neutronenwandbelastung nahezu linear variieren. Dies erklärt sich damit, daß die kurzlebigen Nuklide, die für das Aktivierungsverhalten im Reaktorbetrieb und bei kurzen Abklingzeiten in erster Linie verantwortlich sind, hauptsächlich durch einstufige Reaktionspfade erzeugt werden. Es kann anhand analytischer Betrachtungen gezeigt werden, daß der Inventaraufbau durch einstufige Ketten mit der Neutronenflußdichte linear variiert. Im Falle mehrstufiger Reaktions- bzw. Zerfallspfade ist der Zusammenhang im allgemeinen nicht linear. Um den Zusammenhang im letzteren Fall zu bestimmen, muß man die jeweilige Kette näher betrachten. Demnach führt die Erhöhung der Neutronenwandbelastung zu differenzierter Erhöhung des Inventaraufbaus einzelner Nuklide.

Die Erhöhung der Neutronenwandbelastung hat unterschiedliche Auswirkungen auf das Aktivierungsverhalten der beiden Brutmaterialien, insbesondere bei längeren Abklingzeiten (s. Abb. 6.92 - 6.97). Beispielsweise ergeben sich die höchsten Anhebungen in der spezifischen Aktivität bei  $Pb - 17Li$  bei Abklingzeiten im Bereich von 0,01 - 100 a, wohingegen diese im  $Li_4SiO_4$  bei längeren Abklingzeiten oberhalb von  $10^4$  a zu finden sind. Die Erklärungen hierfür liegt in der oben angedeuteten unterschiedlichen Auswirkung der Erhöhung der Neutronenflußdichte auf den Inventaraufbau einzelner Nuklide, insbesondere der Nuklide, die in diesen Abklingzeiten dominierend sind. Im Falle von  $Pb - 17Li$  wird in diesen Abklingzeiten die spezifische Aktivität hauptsächlich von den Nukliden  $^{203}Hg$ ,  $^{204}Tl$  und  $^{207}Bi$  dominiert, deren Erzeugung sowohl durch einstufige Ketten (außer bei  $^{207}Bi$ ) wie auch durch mehrstufige Ketten erfolgt (s. Abschn. 6.6.2 bzw. 6.8). Wie oben erwähnt, führen die letzteren zu einem überproportionalen Zuwachs des Inventaraufbaus bei der Erhöhung der Neutronenflußdichte. Gleichermäßen ist der überproportionale Zuwachs des Inventaraufbaus von  $^{26}Al$  für die höheren Anhebungen bei längeren Abklingzeiten oberhalb von  $10^4$  a verantwortlich.  $^{26}Al$  wird in den Silizium-Isotopen  $^{28}Si$  und  $^{30}Si$  durch mehrstufige Ketten induziert und dominiert die spezifische Aktivität oberhalb  $10^3$  a (s. Abschn. 6.6.1 bzw. 6.8).

Auf der Basis derartiger Betrachtungen lassen sich ebenfalls die Abhängigkeiten der anderen Aktivierungsgrößen interpretieren. Es bleibt festzuhalten, daß die Erhöhung der Neutronenwandbelastung im allgemeinen zu nicht-linearen Erhöhungen der Aktivierungsgrößen führen.

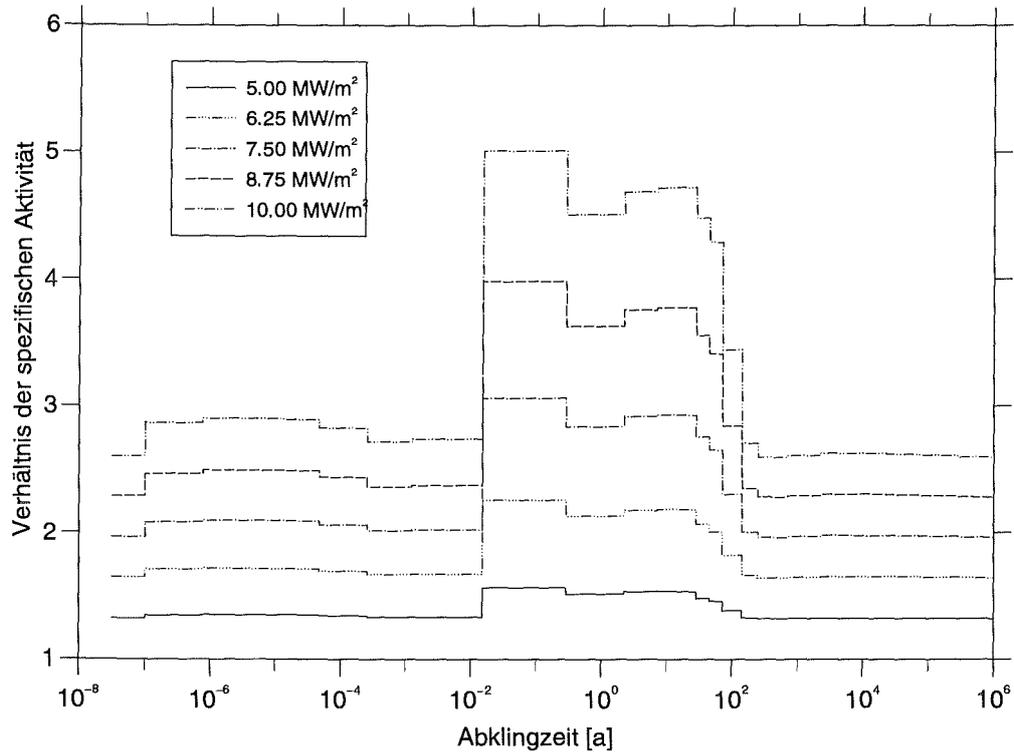


Abb. 6.92:  $Pb - 17Li$ : spezifische Aktivität bei verschiedenen Neutronenwandbelastungen bezogen auf den Wert bei der nominalen Neutronenwandbelastung im Demo-Reaktor

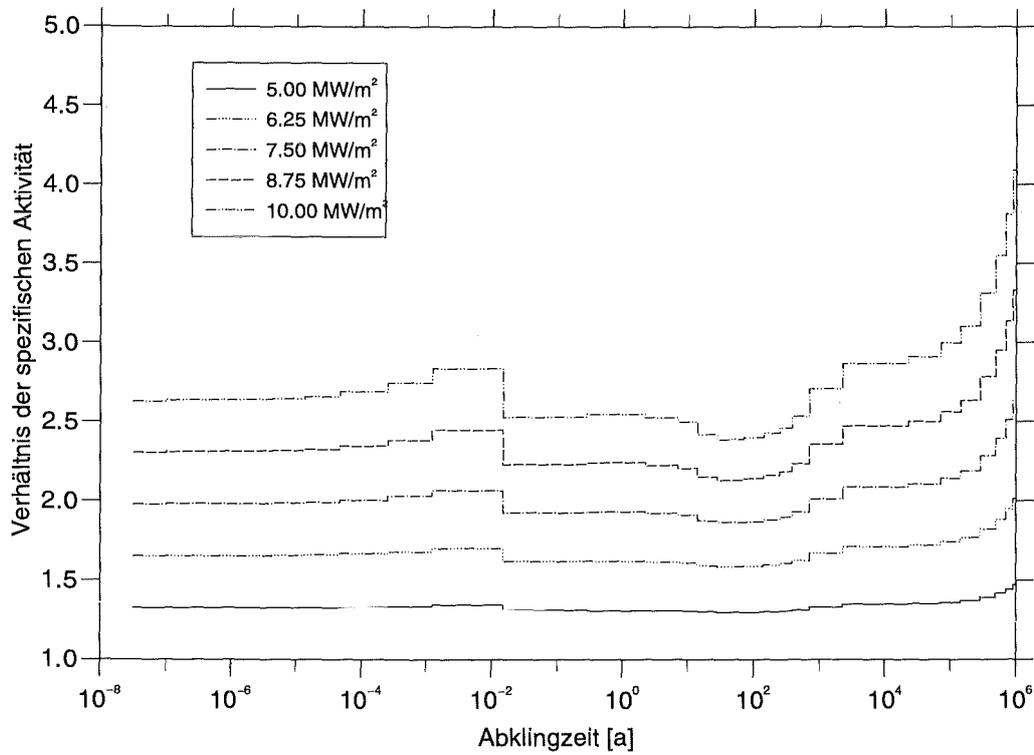


Abb. 6.93:  $Li_4SiO_4$ : spezifische Aktivität bei verschiedenen Neutronenwandbelastungen bezogen auf den Wert bei der nominalen Neutronenwandbelastung im Demo-Reaktor

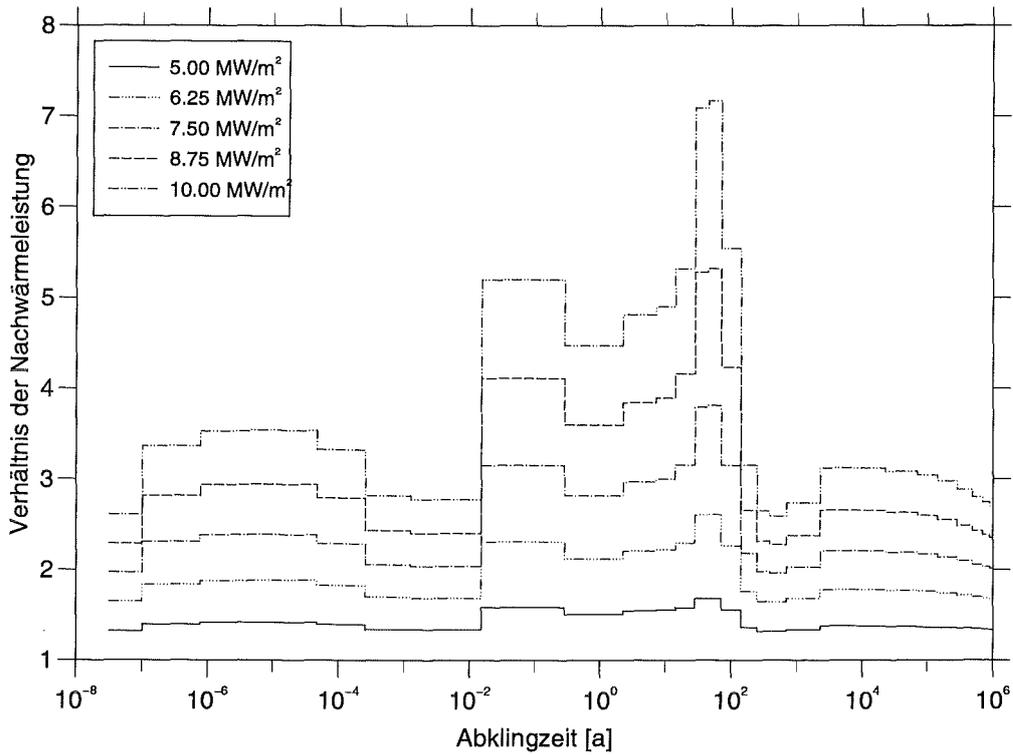


Abb. 6.94:  $Pb - 17Li$ : Nachwärmeleistung bei verschiedenen Neutronenwandbelastungen bezogen auf den Wert bei der nominalen Neutronenwandbelastung im Demo-Reaktor

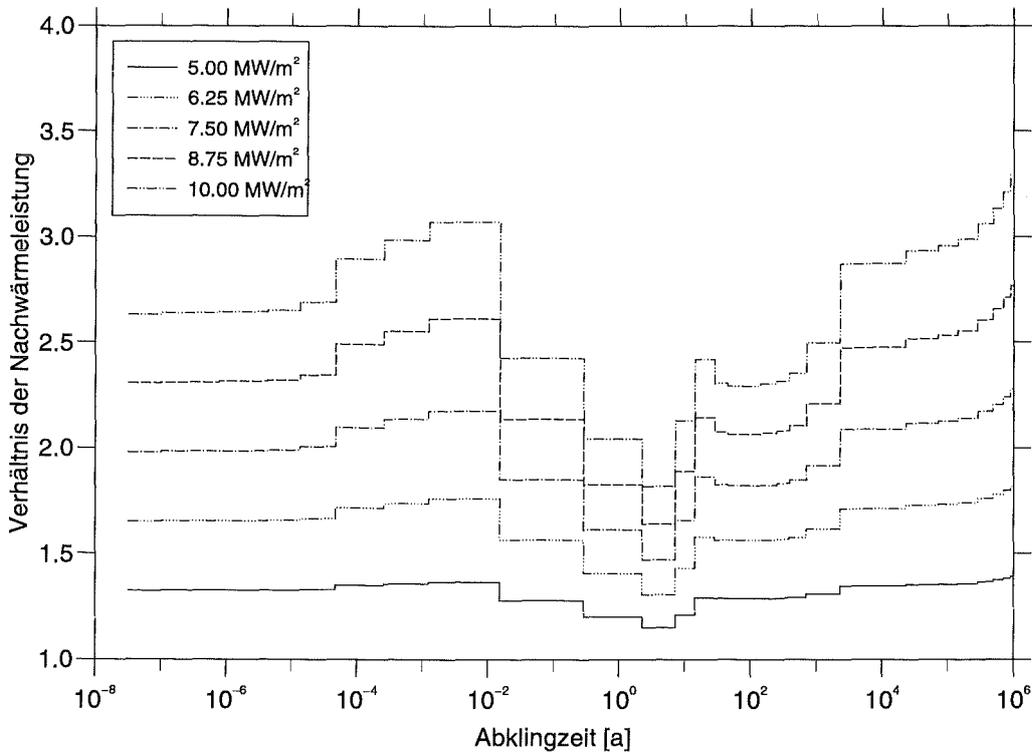


Abb. 6.95:  $Li_4SiO_4$ : Nachwärmeleistung bei verschiedenen Neutronenwandbelastungen bezogen auf den Wert bei der nominalen Neutronenwandbelastung im Demo-Reaktor

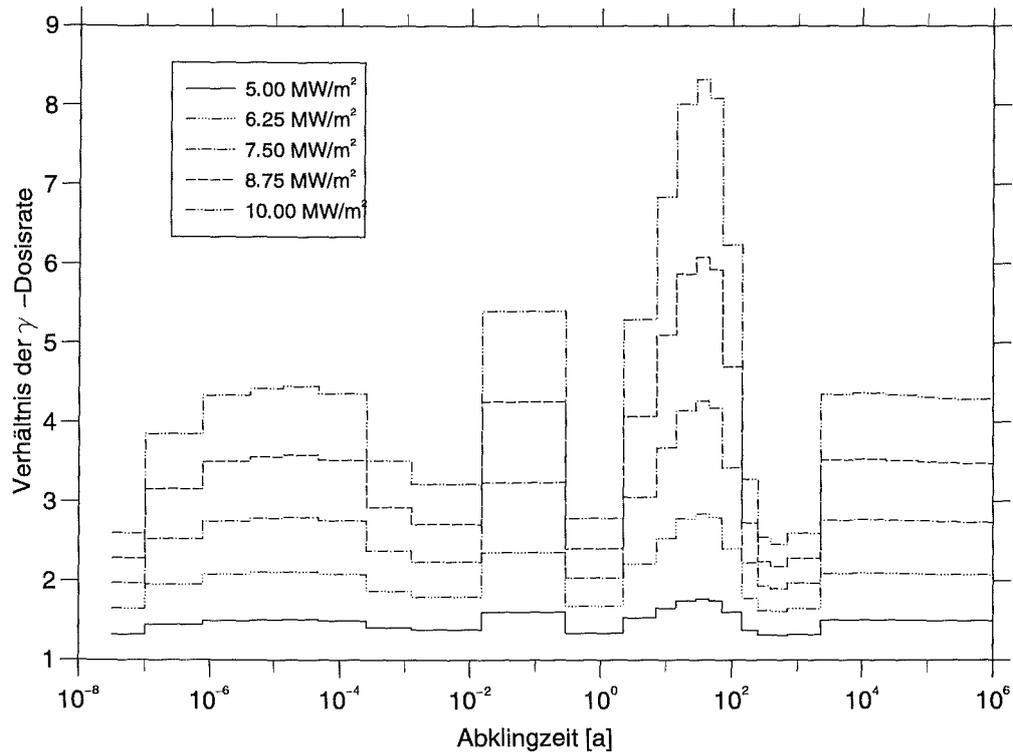


Abb. 6.96:  $Pb - 17Li$ :  $\gamma$ -Dosisrate bei verschiedenen Neutronenwandbelastungen bezogen auf den Wert bei der nominalen Neutronenwandbelastung im Demo-Reaktor

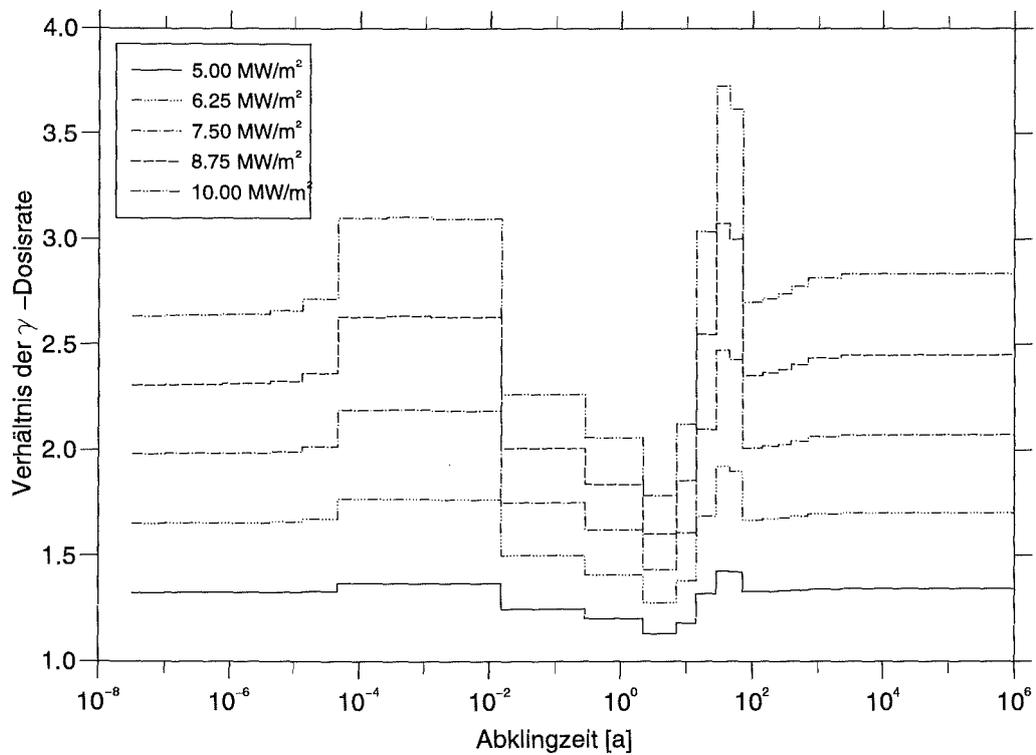


Abb. 6.97:  $Li_4SiO_4$ :  $\gamma$ -Dosisrate bei verschiedenen Neutronenwandbelastungen bezogen auf den Wert bei der nominalen Neutronenwandbelastung im Demo-Reaktor

### 6.12.2 Neutronenfluenz

Die Lebensdauer von künftigen Demo-Reaktoren soll bei 30 Jahren liegen [109], was mit der Lebensdauer heutiger Kernspaltungsreaktoren vergleichbar ist. Während für Reaktorkomponenten außerhalb des Vakuumgefäßes wie Magnetspulen, Abschirmungen usw. vergleichbare Lebensdauern in Betracht gezogen werden, sind für Reaktorkomponenten innerhalb des Vakuumgefäßes kürzere Betriebsdauern vorgesehen. Beispielsweise werden für Blankets von Demo-Reaktoren Standzeiten von 3 bis 5 a bei Neutronenwandbelastungen von 3-4 MW/m<sup>2</sup> in Betracht gezogen [109]. Die damit verbundene Neutronenfluenz liegt im Bereich von 10 bis 20 MWa/m<sup>2</sup>. Der Auslegung der hier betrachteten Blanketentwürfe liegt eine Standzeit von 20000 Vollaststunden bei einer Fusionsleistung von 2200 MW zugrunde. Die höchste Neutronenfluenz, der eine Komponente im Blanket ausgesetzt ist, beträgt somit 8,6 MWa/m<sup>2</sup> und trifft für die erste Wand in der Torusmittelebene zu.

Nachfolgend soll die Auswirkung der Erhöhung der Blanketstandzeit und mithin der Neutronenfluenz auf das Aktivierungsverhalten der hier behandelten Brutmaterialien betrachtet werden. Wie im vorangegangenen Abschnitt wird hier als Referenz die Bestrahlungsbedingung in der Torusmittelebene im äußeren Segment der jeweiligen Blanketentwürfe zugrundegelegt. Darüberhinaus werden die Referenz-Zusammensetzungen der Brutmaterialien nach der Tabelle 3.4 angenommen. Die <sup>6</sup>Li-Anreicherung beträgt im keramischen Brutmaterial  $Li_4SiO_4$  25% und im Flüssigmetall  $Pb - 17Li$  90%.

Bei konstanter Neutronenwandbelastung ist die Erhöhung der Bestrahlungsdauer gleichbedeutend mit der Erhöhung der Neutronenfluenz. Ausgehend von der Auslegungsstandzeit der Blanketentwürfe von 20000 h (2,281 a) wird bei sonst gleichen Bedingungen die Bestrahlungsdauer bis auf 10 Jahre erhöht und die Auswirkung auf das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien betrachtet. Um die Betrachtung übersichtlich zu gestalten, wird die Neutronenfluenz auf die Neutronenwandbelastung an der ersten Wand in der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment normiert. Damit ergeben sich für beide Blanketentwürfe gleiche Intervalle der Neutronenfluenzen. Im einzelnen wird die Bestrahlungszeit zunächst auf von 2,281 auf 4 a erhöht. Danach wird sie mit einem Zeitschritt von 2 a bis auf 10 a erhöht, womit die Neutronenfluenz von den nominalen Wert 8,6 MWa/m<sup>2</sup> bei der Auslegungsstandzeit von 2,281 a bis auf 37,7 MWa/m<sup>2</sup> bei einer Standzeit von 10 a erhöht wird.

In den Abbildungen 6.98 bis 6.103 sind die Verhältnisse der spezifischen Aktivität, der Nachwärmeleistung und die  $\gamma$ -Dosisrate bei verschiedenen Neutronenfluenzen bezogen auf die Werte bei der nominalen Neutronenfluenz von 8,6 MWa/m<sup>2</sup> im Demo-Reaktor dargestellt. Im Unterschied zur Erhöhung der Neutronenwandbelastung führt die Erhöhung der Neutronenfluenz, mithin der Bestrahlungsdauer, überwiegend zur Erhöhung der Aktivierungsgrößen bei längeren Abklingzeiten (s. Abb. 6.98 - 6.103), wobei die allgemeine Tendenz ähnlich bleibt. Dies erklärt sich damit, daß die Verlängerung der Bestrahlungsdauer den Inventaraufbau langlebiger Nuklide allgemein erhöht. Bei kurzlebigen Nukliden wird das Sättigungsinventar, das in erster Näherung lediglich vom Neutronenfluß abhängig ist, in jedem Falle erreicht, so daß die Aktivierungsgrößen im Reaktorbetrieb sowie bei kurzen Abklingzeiten sich bei der Erhöhung der Neutronenfluenz

nicht wesentlich verändern, was in den Abbildungen 6.98 - 6.103 deutlich zu sehen ist.

Die Erhöhung der Aktivierungsgrößen bei längeren Abklingzeiten infolge der Erhöhung der Neutronenfluenz ist nicht linear, was wohl mit den überwiegend mehrstufigen Ketten der Erzeugung der langlebigen Nuklide zusammenhängt (s. auch Abschn. 6.11.1). Beim keramischen Brutmaterial  $Li_4SiO_4$  führt die Erhöhung der Neutronenfluenz zu signifikanten Erhöhungen in den Aktivierungsgrößen ab Abklingzeiten von etwa 10 a. Insbesondere kommt es bei längeren Abklingzeiten wegen des bereits angesprochen überproportionalen Zuwachses des Inventaraufbaus von  $^{26}Al$  zu deutlichen Anhebungen bereits bei geringfügiger Erhöhung der Neutronenfluenz (s. Abb. 6.99, - 6.103). Im Falle von  $Pb - 17Li$  zeigt sich ab Abklingzeiten von etwa 0,01 a die Auswirkung der Erhöhungen der Neutronenfluenz. Hier sind ebenfalls die bereits angesprochen Nuklide  $^{203}Hg$ ,  $^{204}Tl$  und  $^{207}Bi$  verantwortlich, die ebenso durch mehrstufige Ketten erzeugt werden (s. Abschn. 6.6.2 bzw. 6.8).

### 6.12.3 Abbrand

Die Erzeugung von Neutronen in einem (d,t)-Fusionsreaktor erfolgt im Plasma, so daß der Abbrand im Brutmaterial lediglich den Transportprozeß im Blanket mithin der dort stattfindenden kernphysikalischen Prozesse beeinflusst. Prinzipiell ist somit die Möglichkeit gegeben, daß die räumliche und energetische Verteilung der Neutronen im Blanket sich über die Bestrahlungszeit verändern kann. Wie im Abschnitt 6.11 gezeigt, ist jedoch der Abbrand in den Brutmaterialien derart gering, daß im Zuge dessen keine signifikante Veränderung in der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronen zu beobachten ist.

Es erscheint daher berechtigt, wenn man bei der Aktivierungsanalyse von (d,t)-Fusionsreaktoren von der Annahme einer zeitlich stationären Verteilung der Neutronenflußdichte ausgeht.

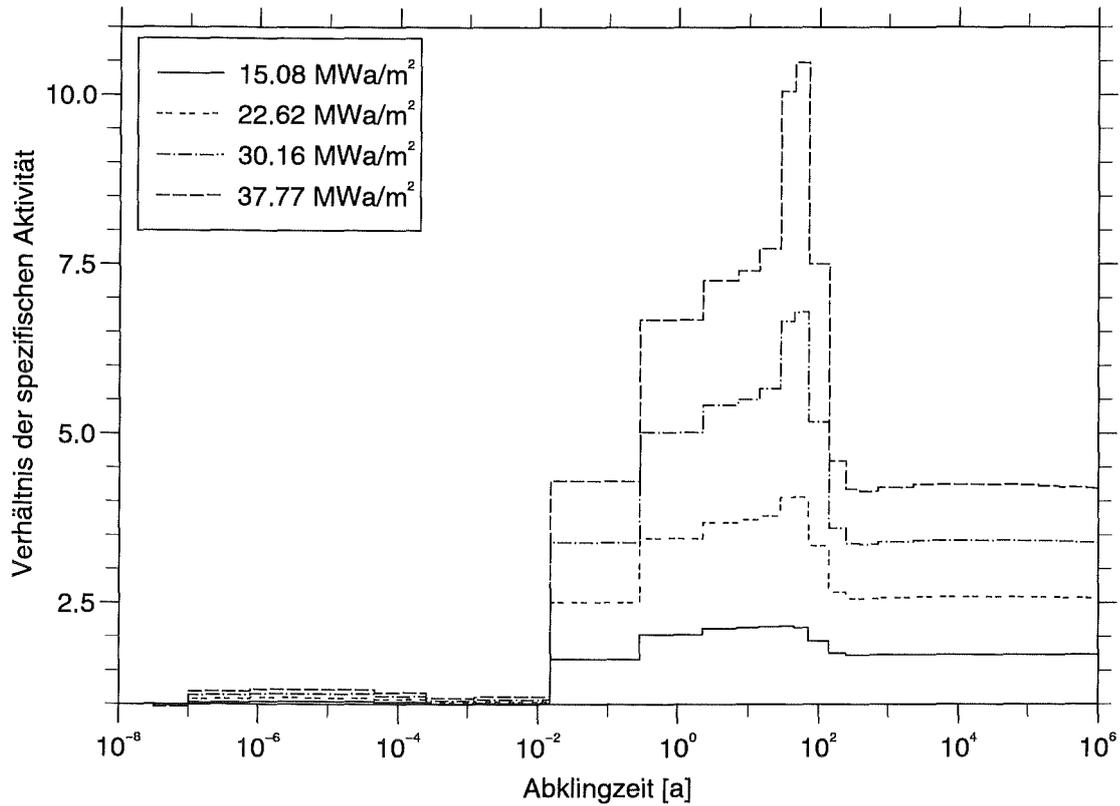


Abb. 6.98:  $Pb - 17Li$ : spezifische Aktivität bei verschiedenen Fluenzen bezogen auf den Wert bei der nominalen Fluenz im Demo-Reaktor

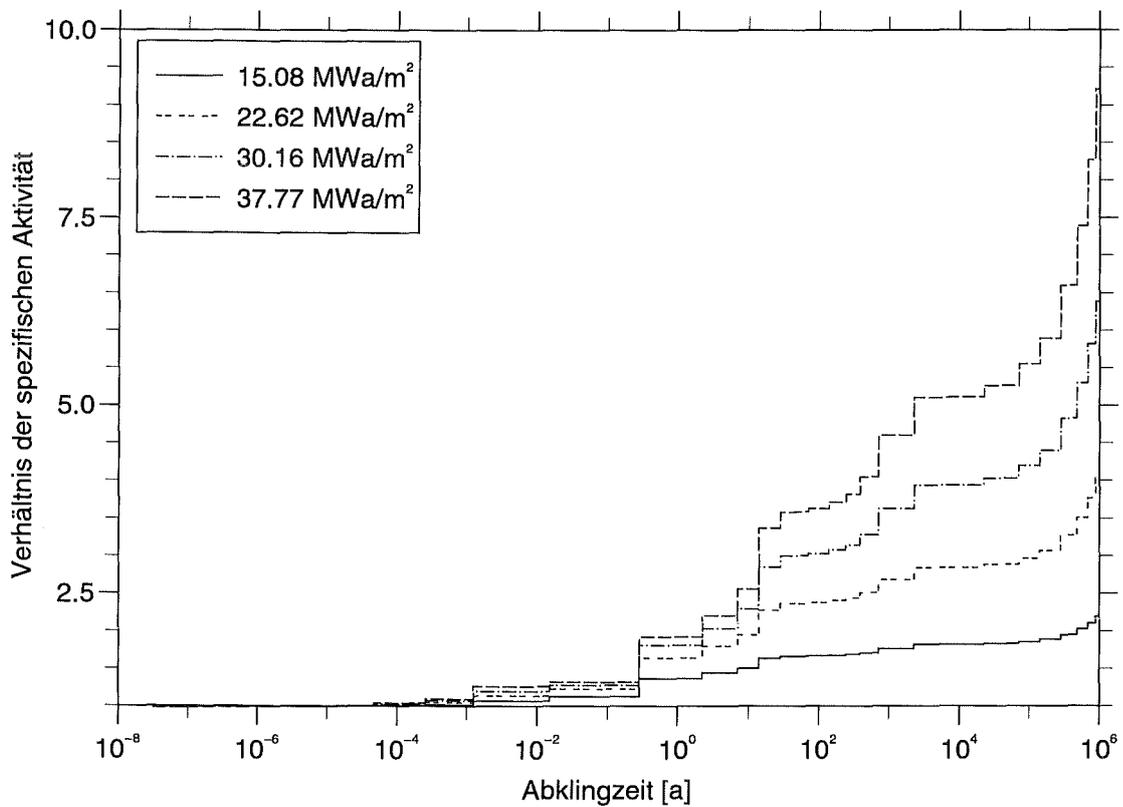


Abb. 6.99:  $Li_4SiO_4$ : spezifische Aktivität bei verschiedenen Fluenzen bezogen auf den Wert bei der nominalen Fluenz im Demo-Reaktor

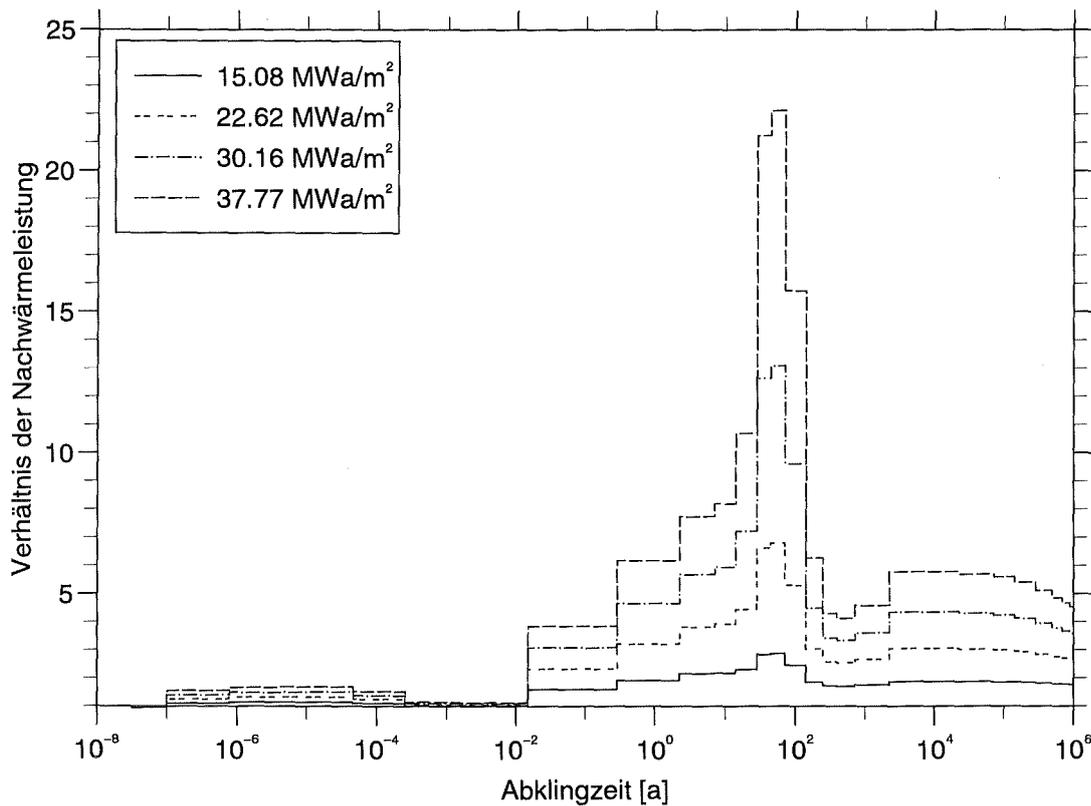


Abb. 6.100:  $Pb - 17Li$ : Nachwärmeleistung bei verschiedenen Fluenzen bezogen auf den Wert bei der nominalen Fluenz im Demo-Reaktor

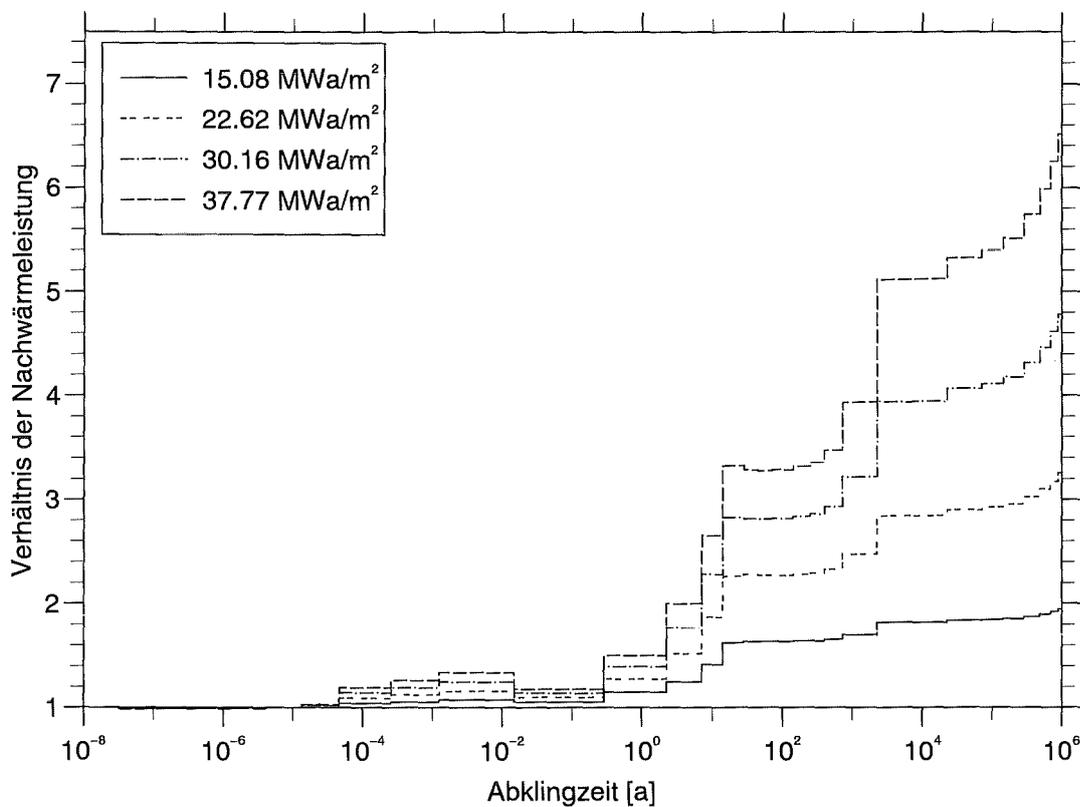


Abb. 6.101:  $Li_4SiO_4$ : Nachwärmeleistung bei verschiedenen Fluenzen bezogen auf den Wert bei der nominalen Fluenz im Demo-Reaktor

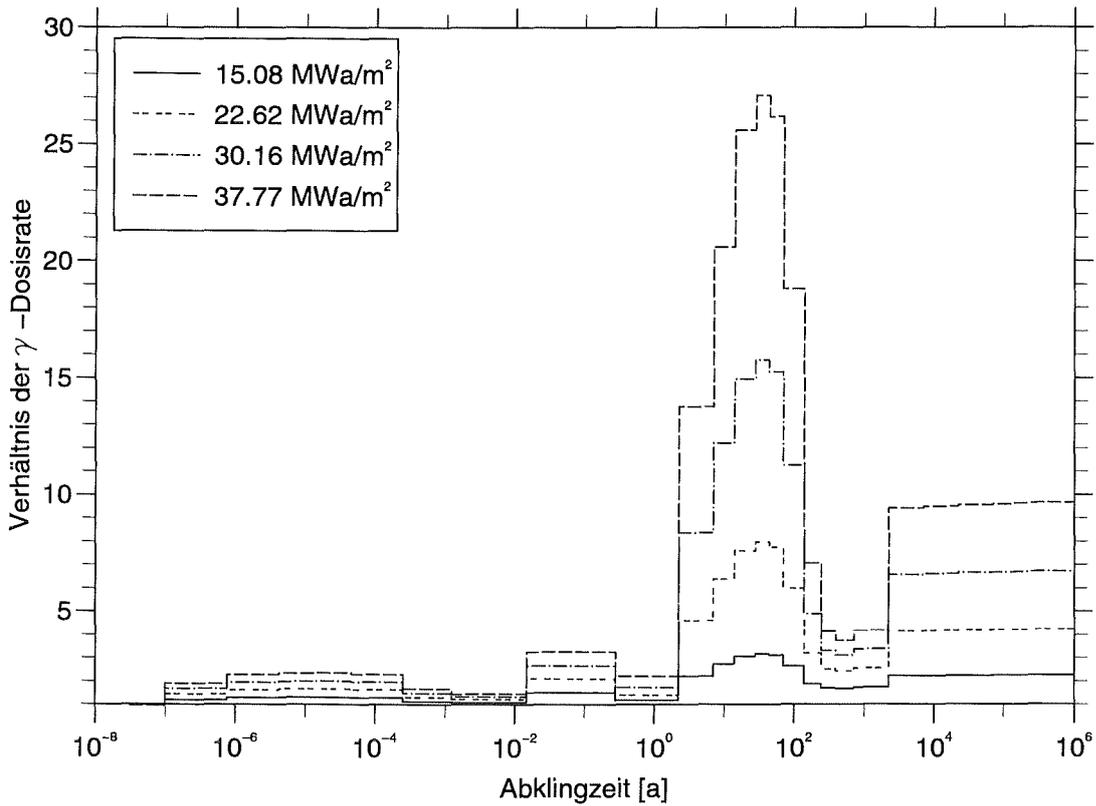


Abb. 6.102:  $Pb - 17Li$ :  $\gamma$ -Dosisrate bei verschiedenen Fluenzen bezogen auf den Wert bei der nominalen Fluenz im Demo-Reaktor

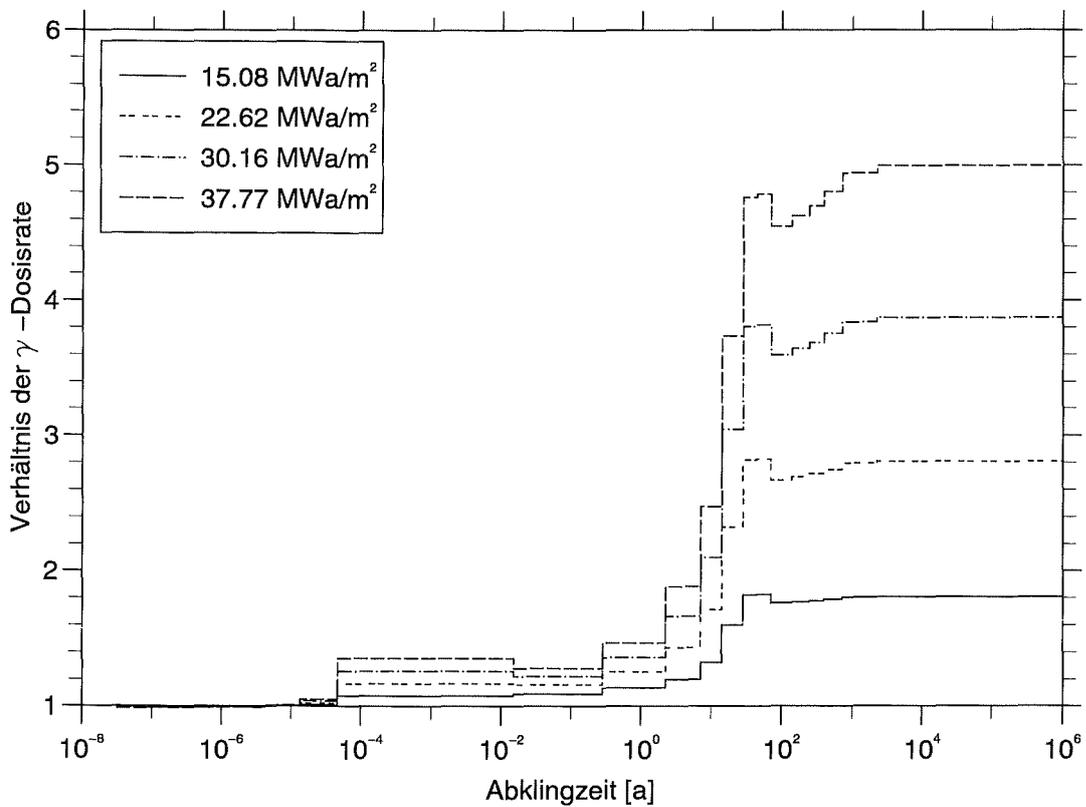


Abb. 6.103:  $Li_4SiO_4$ :  $\gamma$ -Dosisrate bei verschiedenen Fluenzen bezogen auf den Wert bei der nominalen Fluenz im Demo-Reaktor

## 7. Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse

### 7.1 Problemstellung

Im allgemeinen enthalten neutronenphysikalische Berechnungen Unsicherheiten, die durch Näherungen bei der Modellierung des Problems, wie Geometrienäherungen, Näherungen im verwendeten Rechenverfahren (Diskretisierung des Phasenraums, Näherungen der numerischen Methode) sowie durch Unsicherheiten in den differentiellen Wirkungsquerschnitten, die zur Berechnung des Systems verwendet wurden, entstehen (vgl. hierzu die Abhandlung von Kujawski und Weisbin in [182]). Allgemein lassen sich modellbedingte Unsicherheiten durch verbesserte Modellierung reduzieren. Ebenso ist die Reduzierung der datenbedingten Unsicherheiten durch Verbesserung der verwendeten Datensätze prinzipiell möglich. Bei den hier durchgeführten Berechnungen ist die Reduzierung der modellbedingten Unsicherheiten durch die Verwendung des Monte Carlo Verfahrens in dreidimensionaler Geometrie im wesentlichen erzielt, und gegebenenfalls sind weitere Verbesserungen der Geometriemodellierung in nahezu beliebiger Genauigkeit möglich, sofern Forderungen diesbezüglich gestellt werden. Weiterhin sind die Neutronentransportrechnungen ohne Diskretisierung des Phasenraums durchgeführt, wodurch diesbezügliche Fehler gänzlich ausgeschlossen sind. Das Augenmerk der nachfolgenden Untersuchung ist der Quantifizierung der Unsicherheiten der berechneten Aktivierungsgrößen infolge der Unsicherheiten in den differentiellen Wirkungsquerschnitten gewidmet. Durch die Unsicherheiten in den differentiellen Wirkungsquerschnitten werden sowohl der Neutronentransport- als auch die Aktivierungsrechnung beeinflusst.

Zur Analyse von Unsicherheiten berechneter Größen infolge von Unsicherheiten in differentiellen Wirkungsquerschnitten sind im Rahmen der Reaktorphysik verschiedene Methoden bekannt, u.a. Vergleiche mit integralen Messungen [183], direkte Techniken (Datenmanipulation, Benchmarkrechnungen) und die Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse [184]. In erster Linie bemüht man sich dabei, datenbedingte Unsicherheiten zu quantifizieren, um sicherzustellen, daß Entwurfsspezifikationen und Genauigkeitsanforderungen mit dem vorhandenen Datensatz erfüllt werden können (a priori Unsicherheitsanalyse). Bezüglich der Materialaktivierung in (d,t)-Fusionsreaktoren, mithin auch bezüglich der Aktivierung von Brutmaterialien, gibt es bislang keine integrale Messungen, auch liegen derzeit weder konkrete Entwurfsspezifikationen noch Genauigkeitsanforderungen vor. Daher beschränkt sich die vorliegende Untersuchung lediglich auf die Quantifizierung der Unsicherheiten der berechneten Größen anhand analytischer Methoden. Im einzelnen werden dabei folgende Schritte verfolgt:

- Für eine Reihe ausgewählter Aktivierungsreaktionen werden detaillierte Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalysen durchgeführt, wobei die Auswahl der Reaktionen in erster Linie durch die Verfügbarkeit von Kovarianzdaten bestimmt wurde. Dabei werden die einzelnen Reaktionsraten als integrale Größen betrachtet und deren Sensitivität und Unsicherheit in den jeweiligen Blanketmodellen ausführlich behandelt. Auf das Aufzeigen des Einflusses der Unsicherheiten dieser Reaktionen auf die berechneten Aktivierungsgrößen wird jedoch verzichtet.

- Die Unsicherheit der berechneten Aktivierungsgrößen aufgrund der Unsicherheiten in den Transport-Wirkungsquerschnitten wird mit Hilfe der Unsicherheiten der Neutronenflußdichten abgeschätzt, die ebenfalls nach der Methode der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse bestimmt werden.
- Die globalen Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen, die ausschließlich durch die Unsicherheiten in den Aktivierungsquerschnitten bedingt werden, werden mit einer Näherung bestimmt, die unter Verwendung der Varianzen der kondensierten Aktivierungsquerschnitte die Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen ermittelt. Hierfür ist im FISPACT-Code eine Methode implementiert, die im Abschnitt 7.5.3 näher beschrieben wird.

Am zweckmäßigsten wäre es, wenn man die Untersuchung zur Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse in konsistenter Weise in dreidimensionaler Geometrie beruhend auf dem Monte Carlo Verfahren führen könnte. Dies erscheint jedoch gegenwärtig nicht möglich, da es keine ausgereifte mathematische Basis sowie Umsetzungen in Anwendungsprogrammen im Rahmen des Monte Carlo Verfahrens gibt. Bisherige Arbeiten in dieser Richtung sind in der Mehrzahl noch numerische Experimente, die die Durchführbarkeit derartigen Analysen nachweisen wollen (vgl. z.B. [185, 186]). Daher wird für neutronenphysikalische Berechnungen für die Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse auf das deterministische  $S_N$ -Verfahren zurückgegriffen. Außerdem erfolgt die Geometriemodellierung in eindimensionaler Zylindergeometrie, um den Modellierungsaufwand gering zu halten. Die Geometriereduktion, die in erster Linie verfahrenbedingt ist, wird offenbar die quantitativen Aussagen beeinträchtigen. Dennoch können aus den qualitativen Aussagen, insofern bei der Modellierung die bedeutenden Systemeigenschaften (Symmetrie, Volumenverhältnisse und Normierung) erhalten sind, Aufschlüsse gewonnen werden, die das allgemeine Ausmaß der Unsicherheiten der berechneten Größen reflektieren. Ansatzweise wird dies auch von vorliegenden Untersuchungen bestätigt, die Vergleiche zwischen Ergebnissen ein- und zweidimensionaler Analysen durchgeführt haben [187]-[189].

Nachfolgend soll zunächst auf die theoretische Grundlage der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse in Kürze eingegangen werden. Sodann werden die für die Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse verwendeten Programme und Daten vorgestellt.

## 7.2 Theorie

Die zur neutronenphysikalischen Berechnung eines Systems benutzten differentiellen Wirkungsquerschnitte enthalten Unsicherheiten, die deren experimentelle sowie theoretische Bestimmung naturgemäß zugrundeliegen [224, 225]. Zur Quantifizierung der Fortpflanzung dieser Unsicherheiten in berechnete Größen eignet sich die Methode der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse. Die Sensitivitätstheorie liefert die sogenannten Sensitivitätskoeffizienten, anhand derer die Varianzen berechneter Größen unter Einbeziehung der Kovarianzen der differentiellen Wirkungsquerschnitte ermittelt werden können. Letzteres nennt man Unsicherheitsanalyse.

### 7.2.1 Sensitivitätstheorie

Die mathematische Grundlage der Sensitivitätstheorie und Anwendungen auf verschiedenste Probleme der Reaktorphysik sind in den Ref. [190]-[197] zu finden. Für Anwendungen im Bereich von Fusionsreaktoren sei auf die Ref. [198]-[209] hingewiesen. Nachfolgend werden lediglich Grundbegriffe der Sensitivitätstheorie genannt, damit bei der späteren Anwendung Zusammenhänge deutlicher nachvollziehbar sind.

Es ist offensichtlich, daß die Fragen nach der Sensitivität einer Größe dann gestellt werden können, nachdem das System (Reaktor, Blanket) im Sinne der neutronenphysikalischen Analyse ausreichend beschrieben ist, d.h., daß seine Systemeigenschaften (Geometrie, Materialkonfiguration, Quellverteilung usw.) definiert sind und die interessierenden Größen bereits bestimmt wurden. Somit ist die Analyse an ein bestimmtes System gebunden. Daher ist in der Regel die Sensitivitätsanalyse in höchstem Maße problemabhängig, so daß die Übertragung der Ergebnisse einer Analyse auf andere Systeme nur bedingt möglich ist.

Das Hauptanliegen der Sensitivitätstheorie ist es funktionale Zusammenhänge differentieller Änderungen mittels Sensitivitätskoeffizienten darzustellen. Der Sensitivitätskoeffizient gibt den mit den Systemeigenschaften gewichteten Effekt eines partiellen Wirkungsquerschnitts auf eine integrale Größe an.

Die interessierenden Größen, deren Sensitivitäten untersucht werden soll, sind in vorliegendem Fall flußintegrierte Größen (Reaktionsraten) folgender Art:

$$I = \int_r dr \int_{\Omega} d\Omega \int_E dE R(r, E) \Phi(r, \Omega, E). \quad (7.1)$$

Dabei ist  $R(r, E)$  die Detektor-Responsefunktion und  $\Phi(r, \Omega, E)$  ist die differentielle Neutronenflußdichte. Als den Sensitivitätskoeffizienten der integralen Größe  $I$  bezüglich eines partiellen Wirkungsquerschnitts  $\Sigma_x(\rho)$  bezeichnet man die differentielle Änderung

$$P_{\Sigma_x(\rho)}(\rho) = \frac{\partial I}{\partial \Sigma_x(\rho)} \frac{\Sigma_x(\rho)}{I} \quad (7.2)$$

wobei  $\rho$  einen Teil der Phasenraumvariablen darstellt. Mit anderen Worten ist der Sensitivitätskoeffizient der ersten Ableitung von  $I$  nach  $\Sigma_x$  um  $\rho$  direkt proportional. Im allgemeinen ist die funktionale Abhängigkeit der integralen Größe  $I$  von  $\Sigma_x$  nicht linear, so daß die Gl. 7.2 lediglich für relativ kleine Änderungen in  $\Sigma_x$  gilt. Den lethargiebezogenen Sensitivitätskoeffizienten bezeichnet man als Sensitivitätsprofil. Die Integralsensitivität  $S_{\Sigma_x}$  ist definiert als

$$S_{\Sigma_x} = \int_{\rho} P_{\Sigma_x(\rho)}(\rho) d\rho, \quad (7.3)$$

und kann als die prozentuale Änderung von  $I$ , die sich durch eine einprozentige Erhöhung von  $\Sigma_x$  in allen Bereichen des Phasenraums ergibt, interpretiert werden.

Ein expliziter Ausdruck für den Sensitivitätskoeffizienten der Gl. 7.1 kann mit Hilfe der verallgemeinerten Störungstheorie (Generalized Perturbation Theory GPT) [184, 193], der Variationsrechnung [190] oder der Funktionsanalyse (Funktionale Ableitungen) [210] hergeleitet werden. Alle drei Formalismen führen zu einem identischen Ausdruck (vgl. [211]) folgender Form:

$$\begin{aligned}
P_{\Sigma_x(E)}(E) &= \frac{1}{I} \left[ \int_r dr \int_{\Omega} d\Omega [ -\Sigma_{tx}(r, E)\Phi^*(r, \Omega, E)\Phi(r, \Omega, E) \right. \\
&+ \int_{\Omega'} d\Omega' \int_{E'} dE' \Sigma_{sx}(r, \Omega \rightarrow \Omega', E \rightarrow E')\Phi^*(r, \Omega', E')\Phi(r, \Omega, E) \\
&+ \left. R_x(r, E)\Phi(r, \Omega, E) \right] \quad (7.4)
\end{aligned}$$

Darin ist  $\Phi^*(r, \Omega, E)$  der adjungierte differentielle Fluß,  $\Sigma_{tx}$ ,  $\Sigma_{sx}$  und  $R_x$  sind die jeweiligen Anteile des partiellen Wirkungsquerschnitts  $\Sigma_x$  in dem totalen makroskopischen Wirkungsquerschnitt, in dem makroskopischen Streuquerschnitt und in der Responsefunktion. Die einzelnen Terme der Gl. 7.4 nennt man nacheinanderfolgend Verlustterm, Gewinnterm und Direktterm. Die ersten zwei Terme werden als Indirektterm zusammengefaßt. Die einzelnen Terme sind dann von Null verschieden, wenn der betroffene partielle Wirkungsquerschnitt zu ihnen beiträgt. Nach der Entwicklung des Streukerns nach Legendreschen Polynomen, der Diskretisierung des Raumwinkels im Rahmen des  $S_N$ -Formalismus [38] und der Multigruppennäherung ergibt sich aus der Gl. 7.4 ein Ausdruck, der numerisch gelöst werden kann (vgl. z.B. [216]).

Neben den Sensitivitätskoeffizienten der partiellen Wirkungsquerschnitte können Sensitivitätskoeffizienten für eine integrale Größe bezüglich der Winkel- und Energieverteilung der sekundären Neutronen (SED/SAD) im Gewinnterm formuliert werden [212, 213]. Im Unterschied zu den Sensitivitätskoeffizienten der partiellen Wirkungsquerschnitte ergeben sich für SED/SAD-Sensitivitätskoeffizienten Ausdrücke, die Funktionen zweier unabhängiger Variablen sind. Dies führt zu methodologischen Problemen bei der Behandlung von SED/SAD-Unsicherheiten, wenn insbesondere Korrelationen der Unsicherheiten der sekundären Energie- und Winkelverteilungen berücksichtigt werden müssen.

### 7.2.2 Unsicherheitsanalyse

Die Unsicherheitsanalyse hat zum Ziel, die Unsicherheit  $\delta I$  der berechneten integralen Größe  $I$  aufgrund der Unsicherheiten  $\delta\Sigma_x$  in den partiellen Wirkungsquerschnitten  $\Sigma_x$  zu ermitteln. Die Unsicherheitsanalyse beruht auf der Anwendung der Sensitivitätstheorie zur statistischen Schätzung von Varianzen berechneter Größen (statistical-predictive application of sensitivity theory) (vgl. Weisbin et al. [192]).

Unter der Verwendung der Kovarianzmatrizen der Wirkungsquerschnitte läßt sich die Varianz von  $I$  bestimmen, wenn man die Annahme zugrundelegt, daß  $\delta I$  durch die Taylorsche Entwicklung erster Ordnung

$$\delta I \approx \sum_g \frac{\partial I}{\partial \Sigma_g} \delta \Sigma_g. \quad (7.5)$$

approximiert werden kann, wobei  $\Sigma_g$  nun der partielle Multigruppenwirkungsquerschnitt mit dem Gruppenindex  $g$  ist. Die Varianz von  $I$ , die sich auf die statistische Population der möglichen Werte von  $\delta\Sigma_g \cdots \delta\Sigma_h \cdots$  bezieht, läßt sich durch

$$var(I) = E[\delta I^2] = E \left[ \sum_{gh} \frac{\partial I}{\partial \Sigma_g} \frac{\partial I}{\partial \Sigma_h} \delta \Sigma_g \delta \Sigma_h \right] \quad (7.6)$$

darstellen [224]. Da  $\partial I/\partial \Sigma_g$  und  $\partial I/\partial \Sigma_h$  für die betrachtete statistische Population Konstanten sind, folgt aus der Gl. 7.6

$$\text{var}(I) = \sum_{gh} \frac{\partial I}{\partial \Sigma_g} \frac{\partial I}{\partial \Sigma_h} E[\delta \Sigma_g \delta \Sigma_h], \quad (7.7)$$

wobei  $E[\delta \Sigma_g \delta \Sigma_h] = \text{cov}(\Sigma_g, \Sigma_h)$  die Kovarianzmatrix der partiellen Wirkungsquerschnitte darstellt. Durch Einsetzen von Multigruppen-Sensitivitätskoeffizienten ( $P_{\Sigma_g} \cdots P_{\Sigma_h} \cdots$ ) in der Gl. 7.7 erhält man

$$\text{rvar}(I) = \sum_{gh} P_{\Sigma_g} P_{\Sigma_h} \text{rcov}(\Sigma_g, \Sigma_h). \quad (7.8)$$

Darin ist  $\text{rvar}(I)$  die relative Varianz von  $I$  und  $\text{rcov}(\Sigma_g, \Sigma_h)$  ist die relative Kovarianzmatrix. Die Wurzel der relativen Varianz  $\text{rvar}(I)$  ist die relative Standardabweichung bzw. Unsicherheit der berechneten integralen Größe aufgrund der Unsicherheiten in den partiellen Wirkungsquerschnitten. Um die gesamte Unsicherheit  $\delta I$  zu bestimmen, muß die Gl. 7.8 über alle Nuklide und deren partielle Wirkungsquerschnitte summiert werden.

Zusammenfassend ist zu bemerken, daß die Unsicherheit einer integralen Größe sich durch die Faltung der problemabhängigen Sensitivitätskoeffizienten und der Kovarianzmatrizen der partiellen Wirkungsquerschnitte ergeben. Bei den vorliegenden Untersuchungen werden lediglich Unsicherheiten in den partiellen Wirkungsquerschnitten in Betracht gezogen. Unsicherheiten sekundärer Energie- und Winkelverteilungen werden hauptsächlich wegen fehlender Kovarianzdaten nicht untersucht. In diesem Zusammenhang ist zu erwähnen, daß bislang keine vollständigen Kovarianzdaten für SED und SAD existieren. Lediglich in der neuesten Version des Europäischen Fusionsfiles EFF-2.4 sind für die Nuklide  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Ni}$  SAD-Kovarianzdaten für die elastische Streuung bei Energien oberhalb 0,8 MeV angegeben, die jedoch standardmäßig nicht prozessierbar sind [214].

### 7.3 Programme und Daten für die Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse

Die Berechnung der Unsicherheiten berechneter integraler Größen aufgrund der Unsicherheiten in den zugrundeliegenden Daten ist prinzipiell ein einfaches, aber technisch aufwendiges Problem und erfordert den Einsatz einer Reihe von Rechenprogrammen verbunden mit der Verarbeitung enormer Datenmengen. Im folgenden wird ein Programmsystem zur Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse beschrieben, das im Rahmen der vorliegenden Arbeit auf der Grundlage von bereits existierenden Programmen zusammengestellt wurde. Neben der Beschreibung des Rechenablaufs und der Implementierung der Programme wird auf die Bereitstellung von Multigruppenkonstanten und Multigruppen-Kovarianzmatrizen für Wirkungsquerschnitte eingegangen.

#### 7.3.1 Das Programmsystem SUSD/TWODANT

Die praktische Durchführung der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse erfordert den Einsatz einer Reihe von Programmen bzw. eines Programmsystems. Es existieren bereits eine Reihe solcher Programmsysteme, die unterschiedliche Komplexitätsgrade je nach Verwendungszweck aufweisen (vgl. [215]). Als Beispiele sind folgende Programmsysteme zu nennen; FROSS von Oak

Rige National Laboratory (ORNL), SENSIT/ONEDANT von Los Alamos National Laboratory (LANL) (vgl. Ref. [215] und dort angegeben Referenzen) und SUSL/DORT von ECN-Petten [209]. Derartige Programmsysteme enthalten neben Programmen zur Berechnung von Sensitivitätskoeffizienten und Unsicherheiten, u.a. deterministische Neutronentransportprogramme sowie Programme zur Prozessierung von Daten aus evaluierten Datenbibliotheken, Programme zur Erstellung von Multigruppenkonstanten und von Multigruppen-Kovarianzmatrizen. Die Implementierung derartiger Programmsysteme ist in der Regel auf Bedürfnisse des Entwicklers zugeschnitten, so daß sie allgemein nicht verfügbar sind. Auch sind die Mehrzahl der Programmsysteme zweckgebunden entwickelt und dadurch in ihrem Anwendungsgebiet beschränkt. Daher wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Programmsystem für die Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse zusammengestellt, welches die Behandlung ein- und zweidimensionaler Probleme sowie die Berücksichtigung von SED- und SAD-Unsicherheiten ermöglicht (s. Abb. 7.1). Den Kern des Programmsystems SUSL/TWODANT bildet das Sensitivitäts- und Unsicherheits-Rechenprogramm SUSL [216] mit dem deterministischen  $S_N$ -Transportprogramm TWODANT [219]. Bevor die einzelnen Programme näher beschrieben werden, soll zunächst der Ablauf der Berechnung von Sensitivitätskoeffizienten und Unsicherheiten kurz dargestellt werden.

Der prinzipielle Rechenablauf kann der Abbildung 7.1 entnommen werden. Den ersten Schritt bildet dabei die Erstellung der benötigten Daten. Im einzelnen zählen dazu die Prozessierung von Multigruppenwirkungsquerschnitten aus den evaluierten Kerndatenbibliotheken sowie die Erstellung von Multigruppenkonstanten (Transporttabelle) für die Neutronentransportrechnung einschließlich partieller Wirkungsquerschnitte zur Berechnung von integralen Größen. Außerdem zählt dazu die Erstellung von Multigruppen-Kovarianzmatrizen der Wirkungsquerschnitte. Den zweiten Schritt stellt die neutronenphysikalische Modellierung des Problems dar, wozu die Erstellung der Geometriemodelle mit den Materialverteilungen sowie die Normierung des Systems einschließlich der Bestimmung der Quellneutronenverteilung zählen. Sodann erfolgt die Neutronentransportrechnung und die Berechnung interessierender integraler Größen, deren Sensitivität und Unsicherheit später untersucht werden soll. Weiterhin werden für jede integrale Größe die entsprechenden adjungierten Flüsse berechnet. Als dritter Schritt folgt die Berechnung der Sensitivitätskoeffizienten und Unsicherheiten der einzelnen Größen.

Als Datenbasis für Wirkungsquerschnitte und deren Kovarianzdaten dienen die evaluierten Kerndatenbibliotheken ENDF/B-VI [90], EFF-2.4 [45] und FENDL-1 [113]. Um die Wirkungsquerschnitte und deren Kovarianzdaten aus den evaluierten Kerndatenbibliotheken in Form von Multigruppengruppendaten zu verarbeiten, wird der Prozessierungs-Code NJOY [93] benutzt, welcher mit seinen verschiedenen Modulen den gesamten Inhalt evaluierter Kerndatenbibliotheken in ENDF-6-Format prozessieren kann (näheres hierzu ist in der Code-Dokumentation [93] zu finden). Im einzelnen werden mit den NJOY-Modulen GENDF- und MATXS-Files von Multigruppenwirkungsquerschnitten sowie Multigruppen-Kovarianzmatrizen im sogenannten ERROR-Format erstellt. Das Format vom GENDF (Groupwise Evaluated Nuclear Data File) erlaubt die Darstellung von Multigruppenwirkungsquerschnitten, anisotroper Streumatrizen und Photonenerzeugungsmatrizen von Neutronenreaktionen und folgt in seinen Grundzügen der Darstellungsweise in den evaluierten Kerndatenbibliotheken. Die nuklidweisen GENDFs werden mit dem

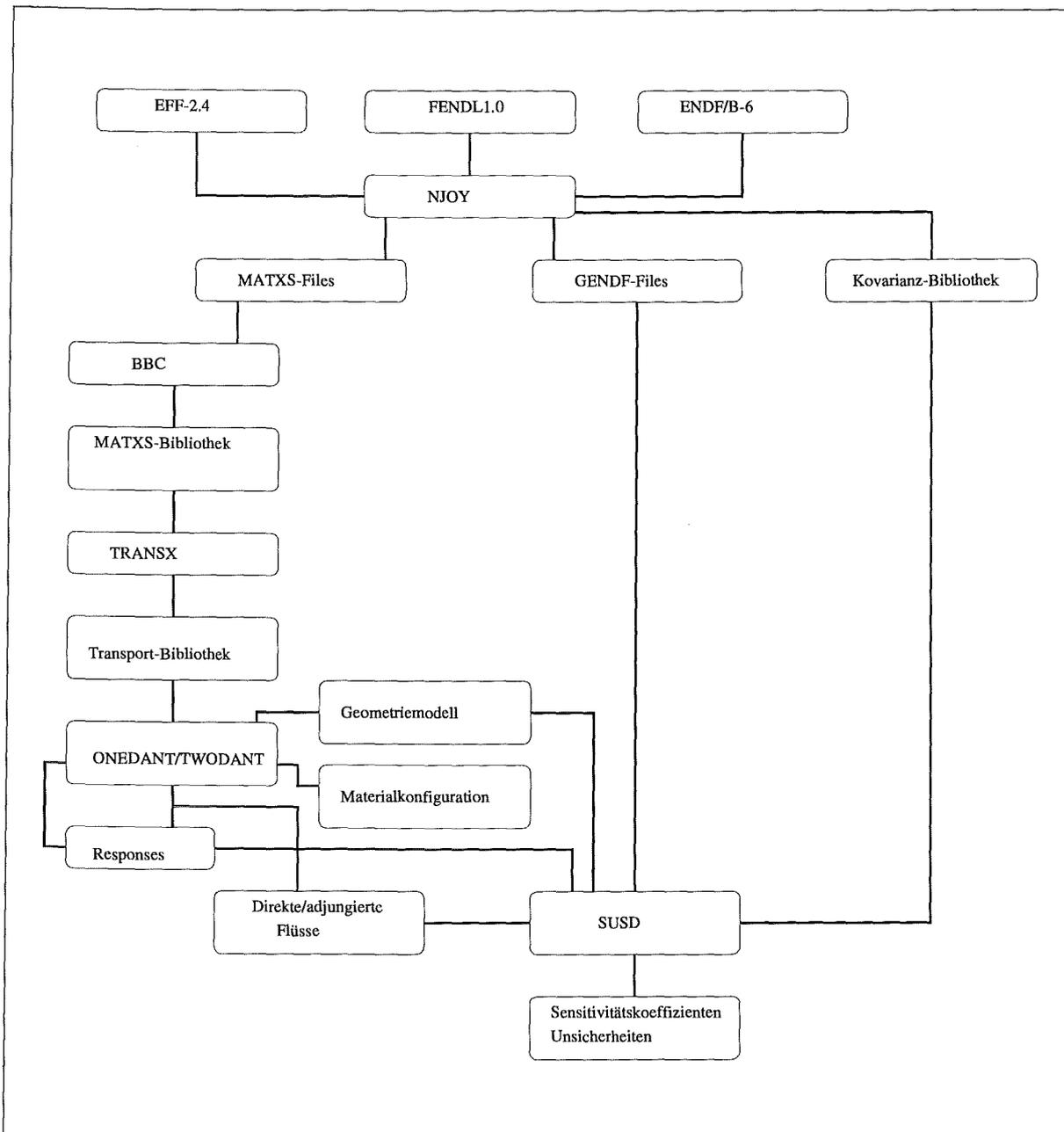


Abb. 7.1: Programmsystem für die Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse

GROUPR-Modul von NJOY erzeugt. Sie werden weiterhin in das Interface-Format MATXS verarbeitet und dienen ebenfalls als Eingabefiles für das Programm SUS. Die Vorschrift zur Berechnung der Multigruppennaten ist in [93] zu finden. Das MATXS-Format (Material Cross Section Format) ist ein verallgemeinertes Interface-Format nach dem Standard von CCCC (Committee on Computer Code Coordination) [217] und wird vom MATXS SR-Modul von NJOY erzeugt. Im MATXS-Format können für Neutronen, Photonen und geladene Teilchen Multigruppenwirkungsquerschnitte und anisotrope Streumatrizen mit Berücksichtigung der Selbstabschirmung und für verschiedene Temperaturen dargestellt werden. Die MATXS-Files werden mit

Hilfe von Interface-Codes zur Erstellung von Multigruppenkonstanten bzw. Transportbibliothek benutzt.

Im Programmsystem SUSD/TWODANT erfolgt die Erstellung der Transportbibliothek mit dem Programm TRANSX [218]. Als Eingabe für TRANSX dient die Bibliothek von MATXS-Files, die zuvor mit dem Utilityprogramm BBC [218] aus einzelnen MATXS-Files zusammengefaßt und in binäre Form umgewandelt wurde. Daraus erzeugt TRANSX anisotrope Multigruppen-Transporttabellen für einzelne Isotope oder Isotopengemische, wie sie von  $S_N$ -Transportprogrammen benötigt werden (vgl. [219]). An den Multigruppengruppendaten können im TRANSX Transportkorrekturen, Energiegruppen- und Raum-Kondensation sowie Temperatur- und Hintergrund-Wirkungsquerschnitt-Interpolationen durchgeführt werden.

Die neutronenphysikalischen Berechnungen erfolgen mit dem  $S_N$ -Transportprogramm ONE/TWODANT ( nunmehr verfügbar im DANTSYS-Code-System [219]). Da die hier durchgeführten Berechnungen in eindimensionaler Zylindergeometrie erfolgen, wird im nachfolgenden lediglich auf ONEDANT Bezug genommen. Das  $S_N$ -Neutronentransportprogramm ONEDANT löst die nach der Methode der diskreten Ordinaten diskretisierten Multigruppen-Transportgleichungen. Zur Berücksichtigung der Anisotropie der gestreuten Neutronen wird der Streuterm durch eine abgebrochene Reihenentwicklung nach Legendre-Polynomen ( $P_L$ ) dargestellt. Eine Reihe von Transportproblemen, wie z.B. Probleme mit äußerer Quelle einschließlich Spaltquelle und Aufwärtsstreuung, Eigenwertprobleme usw., können mit ONEDANT in eindimensionaler Platten-, Zylinder- oder Kugelgeometrie gelöst werden.

Die Berechnung der Sensitivitätskoeffizienten und der Varianzen der integralen Größe erfolgt mit dem Programm SUSD [216], welches in diskretisierter Form die Gl. 7.4 löst. Dabei werden die einzelnen Terme der Sensitivitätskoeffizienten getrennt ermittelt. Dafür benötigt das Programm neben der integralen Größe die Momente der direkten und adjungierten Neutronenflußdichten bzw. die differentiellen Neutronenflußdichten. Im letzteren Fall werden hinzu die Gewichte und der Cosinus der Winkel-Quadraturen benötigt, um die Momente der Neutronenflußdichten zu berechnen. Zudem benötigt SUSD das Geometriemodell, das dem neutronenphysikalischen Geometriemodell entspricht, einschließlich der Materialverteilungen, die Multigruppenwirkungsquerschnitte und die Streumatrizen, die bei der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse berücksichtigt werden. Letztere werden aus einer Bibliothek von GENDFs eingelesen.

Die numerische Aufgabe, die von dem Sensitivitätsprogramm SUSD zu erfüllen gilt, besteht im wesentlichen darin, zunächst die sogenannten  $(\Phi^*\Phi)$ -Matrizen [216] für die einzelnen Terme - das sind der Gewinn-, Verlust- und Direktterm - der Gl. 7.4 zu berechnen, die dann auf einer Datei für direkten Zugriff geschrieben werden. Die Größe der  $(\Phi^*\Phi)$ -Matrizen ist von der Anzahl der Maschen- bzw. Zonen in der zugrundeliegenden Geometrie, von der Anzahl der Energiegruppen und von der Ordnung der benutzten Legendre-Polynomen abhängig. Danach erfolgt durch die Multiplikation der  $(\Phi^*\Phi)$ -Matrizen mit den partiellen Wirkungsquerschnitten bzw. den Streumatrizen der Berechnung der Sensitivitätskoeffizienten. Nach dem Einlesen der Kovarianzmatrizen der Wirkungsquerschnitte folgt die Berechnung der Varianzen der integralen Größe bezügliche der einzelnen partiellen Wirkungsquerschnitte durch die Multiplikation der

Sensitivitätskoeffizienten mit den Kovarianzmatrizen der Wirkungsquerschnitte nach der Gl. 7.8. Abschließend erfolgt die Summation über die Varianzen der integralen Größe bezüglich der einzelnen partiellen Wirkungsquerschnitte, wodurch sich die totale Varianz bzw. die Unsicherheit der integralen Größe ergibt.

Das Programmsystem SUSD/TWODANT ist durch eine lose Kupplung der einzelnen Programme realisiert, indem überwiegend die bestehenden Ausgabefiles der einzelnen Programme als Interface-Files benutzt werden. Eine Modifizierung des Quell-Codes war lediglich bei dem Programm SUSD notwendig, um die Kompatibilität mit ONEDANT bzw. TWODANT zu ermöglichen. Die ursprüngliche Version von SUSD benutzte die differentiellen Neutronenflußdichten von Maschengrenzen, die beispielsweise von dem Transportprogramm ANISN [41] erzeugt werden. Eine von Kodeli [220] modifizierte Version von SUSD ermöglichte die Verwendung der Flußmomente von ONEDANT bzw. TWODANT. Jedoch war diese Version stellenweise fehlerhaft und wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit abermals modifiziert. Die nun vorliegende Version von SUSD verwendet die maschen- bzw. zonenweise gemittelten Flußmomente, die durch die Interface-Files von ONEDANT bzw. TWODANT geliefert werden. Die Verwendung der Flußmomente an der Stelle der differentiellen Neutronenflußdichten bringt praktische Rechenvorteile mit sich, die den Rechenaufwand und den Speicherbedarf reduzieren.

Bei der Implementierung des Programmsystems wurden eine Reihe von Hilfsprogrammen zum Zwecke der Prüfung der Richtigkeit der Ergebnisse der einzelnen Programme sowie der Datensätze erstellt, die hier im einzelnen nicht beschrieben werden. Die Richtigkeit der Ergebnisse der einzelnen Programme sowie des Programmsystems wurden anhand von trivialen Testrechnungen und unter der Verwendung von Identitäten (z.B.  $I = \langle R, \Phi \rangle = \langle \Phi^*, Q \rangle$ ) und von zu erfüllenden Bedingungen (z.B.  $S_{\Sigma_x} = \int_E P_{\Sigma_x(E)}(E)dE = 1$  für  $\Sigma_x(E) = R(E)$ , wobei der Beitrag von  $R(E)$  zum Boltzmann-Operator Null ist) und nicht zu letzt durch Vergleiche mit konsistenten ein- und dreidimensionalen Monte Carlo Rechnungen überprüft. Ergebnisse derartiger Berechnungen sind im Abschnitt 7.4.2 zu finden.

Das Programmsystem SUSD/TWODANT wurde in der ersten Version auf dem IBM-3090 Großrechner des FZK implementiert. Die derzeitige und bei der vorliegenden Untersuchung benutzte Version ist auf einer IBM RS/6000 Workstation implementiert.

### 7.3.2 Wirkungsquerschnitte

Als Datenbasis für die Erstellung der Multigruppenwirkungsquerschnitte bei der nachfolgenden Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse dient die evaluierte Kerndatenbibliothek FENDL-1 (vgl. auch Abschn. 4.2.2), so daß bezüglich der grundlegenden Daten eine Konsistenz mit den vorangegangenen dreidimensionalen Berechnungen gegeben ist. Die Kovarianzmatrizen der Wirkungsquerschnitte werden jedoch von den evaluierten Kerndatenbibliotheken ENDF/B-VI, EFF-2.4 und anderen prozessierten Bibliotheken entnommen (s. nächster Abschn.).

Die bei der vorliegenden Untersuchung verwendeten Multigruppenwirkungsquerschnitte wurden in GENDF- und MATXS-Format aus FENDL-1 mit den NJOY-Modulen GROUPR und

MATXS im Rahmen des FENDL-Projekts in LANL prozessiert [113]. Lediglich für die Isotope von Blei und Silizium war eine erneute Prozessierung erforderlich. Die GENDFs und die MATXS-Files enthalten partielle Wirkungsquerschnitte, anisotrope Streumatrizen und Photoneuerzeugungsmatrizen von Neutronenreaktionen in 175 VITAMIN-J-Energiegruppenstruktur für Neutronen und in 42 Energiegruppenstruktur für Photonen. Bei der Erstellung der Multigruppenwirkungsquerschnitte wurde das VITAMIN-E-Wichtungsspektrum [93] benutzt. Die Dopplererweiterung wurde bei einer Temperatur von 300 K durchgeführt. Die Ordnung der Legendre-Polynome zur Darstellung der Streumatrizen beträgt sechs. Die GENDFs dienen als Eingabe für das Sensitivitätsprogramm SUSP, während die MATXS-Files zur Erstellung der Transportbibliothek benutzt werden (s. Abschn. 7.3.1).

Die Multigruppenkonstanten für die Neutronentransportbibliothek wurden mit dem Programm TRANSX (Version 2.15) [218] im sogenannten materialweisen CARD-Format [219], die von dem Neutronentransportprogramm ONEDANT verarbeitet werden kann, aus der zuvor mit dem Utilityprogramm BBC [218] erstellten binären MATXS-Bibliothek erzeugt. Dabei wurde ebenfalls die VITAMIN-J-Energiegruppenstruktur benutzt. Die Transportbibliothek enthält für die einzelnen Materialien die Transporttabellen, die ihrerseits die sogenannten Prinzipal-Wirkungsquerschnitte (totaler, Absorption- und Spalt-Wirkungsquerschnitt), Streumatrizen und partielle Wirkungsquerschnitte enthält. Wie die einzelnen Wirkungsquerschnitte in der Transporttabelle geordnet sind, ist z.B. in [219] zu finden.

Die Validierung von FENDL-1 anhand von Benchmarkrechnungen ist bereits abgeschlossen [221]. Ebenso werden kontinuierliche Energie- und Multigruppenwirkungsquerschnitte auf der Basis von FENDL-1 derzeit standardmäßig bei der neutronenphysikalische Analyse von ITER und anderen Fusionsreaktoren verwendet, so daß die Zuverlässigkeit der Daten zweifelsohne gegeben ist.

### 7.3.3 Kovarianzmatrizen der Wirkungsquerschnitte

Wie im Abschnitt 7.2.2 beschrieben, werden zur Berechnung der Varianzen bzw. Unsicherheiten einer integralen Größe die Kovarianzmatrizen der partiellen Wirkungsquerschnitte benötigt. Obwohl die Bedeutung der Kovarianzdaten bei der neutronenphysikalische Analyse und bei der Datenevaluierung längst bekannt ist, ist deren konsequente Evaluierung und Aufnahme in den Kerndatenbibliotheken nur in einigen Fällen erfolgt. Der gegenwärtige Status von Kovarianzdaten in den weltweit vorhandenen evaluierten Datenbibliotheken ist in [226] zusammengefaßt. Es zeigt sich darin, daß bislang vollständige Kovarianzdaten lediglich für die Standard-Neutronenwirkungsquerschnitte und für eine Reihe von Neutronendosimetriereaktionen (zu finden in der internationalen Dosimetrie-Bibliothek IRDF-90) verfügbar sind. Darüberhinaus sind in den neuesten evaluierten Kerndatenbibliotheken ENDF/B-VI [90] und EFF-2.4 [45] für die wichtigen Materialien und Reaktionen Kovarianzdaten von Kontinuum-Wirkungsquerschnitten enthalten. Mit Ausnahme der bereits erwähnten SAD-Kovarianzdaten für einige Isotope in EFF-2.4 sind Kovarianzdaten für sekundäre Energie- und Winkelverteilungen sowie sekundäre  $\gamma$ -Erzeugungsquerschnitte bislang noch nicht verfügbar. Auch sind keine Kovarianzdaten für die

Vielzahl der Aktivierungsreaktionen sowie Zerfallsdaten vorhanden.

Die punktweisen Kovarianzdaten in den evaluierten Kerndatenbibliotheken geben Informationen über die Genauigkeit der evaluierten Daten an und sind somit von prinzipieller Bedeutung. Die Kovarianzdaten erfassen im wesentlichen die zufälligen und systematischen Fehler der den evaluierten Daten zugrundeliegenden experimentellen und theoretischen Daten. Die theoretische Grundlage zu Kovarianzdaten von Wirkungsquerschnitten und anderen Kerndaten ist beispielsweise in [225] zu finden. Die Erstellung von Kovarianzdaten für experimentell bzw. theoretisch bestimmte Wirkungsquerschnitte ist in [224] beschrieben.

In den evaluierten Kerndatenbibliotheken nach ENDF-Format können Kovarianzdaten für die mittlere Zahl von Neutronen je Spaltung ( $\nu$ ) (MF=31), für Resonanzparameter (MF=32), für Wirkungsquerschnitte (MF=33) sowie für sekundäre Winkel- und Energieverteilungen (MF=34 und MF=35) dargestellt werden. Eine wichtige Erwägung bei der Konzipierung des ENDF-Formats für Kovarianzdaten war die Erleichterung der Erstellung von Multigruppen-Kovarianzmatrizen, so daß diese für Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalysen verwendet werden können [224]. Die theoretische Grundlage zur Erstellung von Multigruppen-Kovarianzmatrizen ist in [93] zu finden. Die Prozessierung von Multigruppen-Kovarianzmatrizen erfolgt mittels Vorschriften, die die Rekonstruktion der parametrisiert dargestellten punktweisen Kovarianzen in den evaluierten Kerndatenbibliotheken ermöglichen (vgl. z.B. [93]). Die bei der vorliegenden Untersuchung verwendeten Multigruppen-Kovarianzmatrizen der partiellen Wirkungsquerschnitte wurden mit dem ERROR-Modul von NJOY [93] erstellt. Das hier zugrundegelegte Datenfile FENDL-1 enthält bisher keine Kovarianzdaten, daher wurden die Kovarianzmatrizen für die Wirkungsquerschnitte aus verschiedene Quellen zusammengestellt, wobei die Konsistenz der Daten überprüft wurde. Im einzelnen wurden Kovarianzmatrizen für die Wirkungsquerschnitte aus den evaluierten Datenbibliotheken ENDF/B-VI, und EFF-2.4 und aus den Multigruppen-Kovarianzdaten-Bibliotheken COVFILS-2 [227] und ZZ-VITAMIN-J/COVA [223] zusammengestellt. Alle Kovarianzmatrizen für die Wirkungsquerschnitte der Strukturmaterialien sind aus EFF-2.4 und wurden von Panini [222] in VITAMIN-J-Multigruppenstruktur prozessiert. Die Kovarianzmatrizen für die Blei-Isotope wurden aus ENDF/B-VI ebenfalls in VITAMIN-J-Multigruppenstruktur im Zuge der vorliegenden Untersuchung prozessiert. Multigruppen-Kovarianzmatrizen wurden für  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  und  ${}^{\text{nat}}\text{Si}$  von COVFILS-2 [227] und für  ${}^7\text{Li}$  und  ${}^{16}\text{O}$  von ZZ-VITAMIN-J/COVA [223] entnommen. Die Multigruppen-Kovarianzmatrizen wurden dann zu einer Arbeitsbibliothek von relativen Multigruppen-Kovarianzmatrizen im sogenannten ERROR-Format zusammengefaßt. Diese wird mit den Multigruppenwirkungsquerschnitten aus den GENDFs für die Unsicherheitsanalyse benutzt.

Um die Brauchbarkeit der so zusammengestellten Arbeitsbibliothek zu überprüfen, wurden numerische und graphische Methoden benutzt. Kovarianzmatrizen besitzen ausgezeichnete mathematische Eigenschaften, mit denen man die Brauchbarkeit der Daten nachweisen kann [224]. Die grundlegenden Eigenschaften der Kovarianzmatrizen von Wirkungsquerschnitten sind in [224] ausführlich beschrieben. Demnach sind Kovarianzmatrizen von Wirkungsquerschnitten reell und per Definition symmetrisch. Aus der Symmetrie folgt, daß sämtliche Eigenwerte einer

Kovarianzmatrix reell sind <sup>1</sup>. Da die Varianzen einer integralen Größe nach der Gl. 7.8 stets nicht negativ sein müssen, sind die quadratischen Formen  $P_{\Sigma_g} cov(\Sigma_g, \Sigma_h) P_{\Sigma_h}$  mithin auch die Matrix  $cov(\Sigma_g, \Sigma_h)$  positiv semidefinit, woraus weiter folgt, daß die Eigenwerte der Matrix  $cov(\Sigma_g, \Sigma_h)$  stets nicht negativ sein müssen <sup>2</sup>. Somit ist es offensichtlich, daß, wenn Kovarianzmatrizen negative Eigenwerte aufweisen, es zur Berechnung von negativen Varianzen der integralen Größe kommt, was unphysikalisch ist. Es gilt darüberhinaus nach der Schwarzschen Ungleichung, daß

$$|cov(\Sigma_g, \Sigma_h)| \leq [cov(\Sigma_g, \Sigma_g)cov(\Sigma_h, \Sigma_h)]^{1/2} \quad (7.9)$$

ist, woraus folgt, daß der Korrelationskoeffizient stets die Bedingung

$$-1 \leq \frac{cov(\Sigma_g, \Sigma_h)}{[var(\Sigma_g)var(\Sigma_h)]^{1/2}} \leq 1 \quad (7.10)$$

erfüllen muß.

Der Überprüfung der Brauchbarkeit der Kovarianzmatrizen wurden die oben genannten mathematische Eigenschaften zugrundegelegt. Im einzelnen wurden für alle Kovarianzmatrizen in der Arbeitsbibliothek die Korrelationskoeffizient-Matrix berechnet und auf Erfüllung der Bedingung in der Gl. 7.10 getestet. Zudem wurden die Eigenwerte sämtlicher Kovarianzmatrizen in der Arbeitsbibliothek berechnet und nach negativen Eigenwerten durchsucht. Dabei ergaben sich in einigen Fällen, hauptsächlich bedingt durch numerische Darstellungsfehler, Korrelationskoeffizienten, die die Bedingung in der Gl. 7.10 geringfügig überschreiten. Weiterhin ergaben sich negative Eigenwerte der Kovarianzmatrizen der unelastischen und  $(n, \gamma)$  Wirkungsquerschnitte von  $^{52}Cr$ ,  $^{56}Fe$  und  $^{58}Ni$  sowie der lumped-partiellen inelastischen Wirkungsquerschnitte (MF=851) von  $^{56}Fe$  und  $^{60}Ni$ , die der Prozessierung aus EFF-2.4 stammen [222]. Der Betrag der negativen Eigenwerte liegt in alle Fällen unter 0,2% der Summe aller Eigenwerte. Nach Peelle [224] sind kleine negative Eigenwerte unter Vorbehalt bzw. mit geringen Risiken hinnehmbar. Ferner wurden alle Kovarianzmatrizen in der Arbeitsbibliothek graphisch mit dem COVR-Modul von NJOY [93] dargestellt und optischer Sichtung unterzogen. Die Abbildungen 7.2 und 7.3 zeigen als Beispiel die relativen Standardabweichungen und die Korrelationskoeffizienten für den Wirkungsquerschnitt der  $^6Li(n, \alpha)t$ -Reaktion und für den totalen Wirkungsquerschnitt von  $^{56}Fe$ .

<sup>1</sup>Sämtliche Eigenwerte einer symmetrischen Matrix sind reell.

<sup>2</sup>Es gilt der Satz; sind die Eigenwerte einer symmetrischen Matrix sämtlich nicht negativ, dann ist die quadratische Form stets nicht negativ.

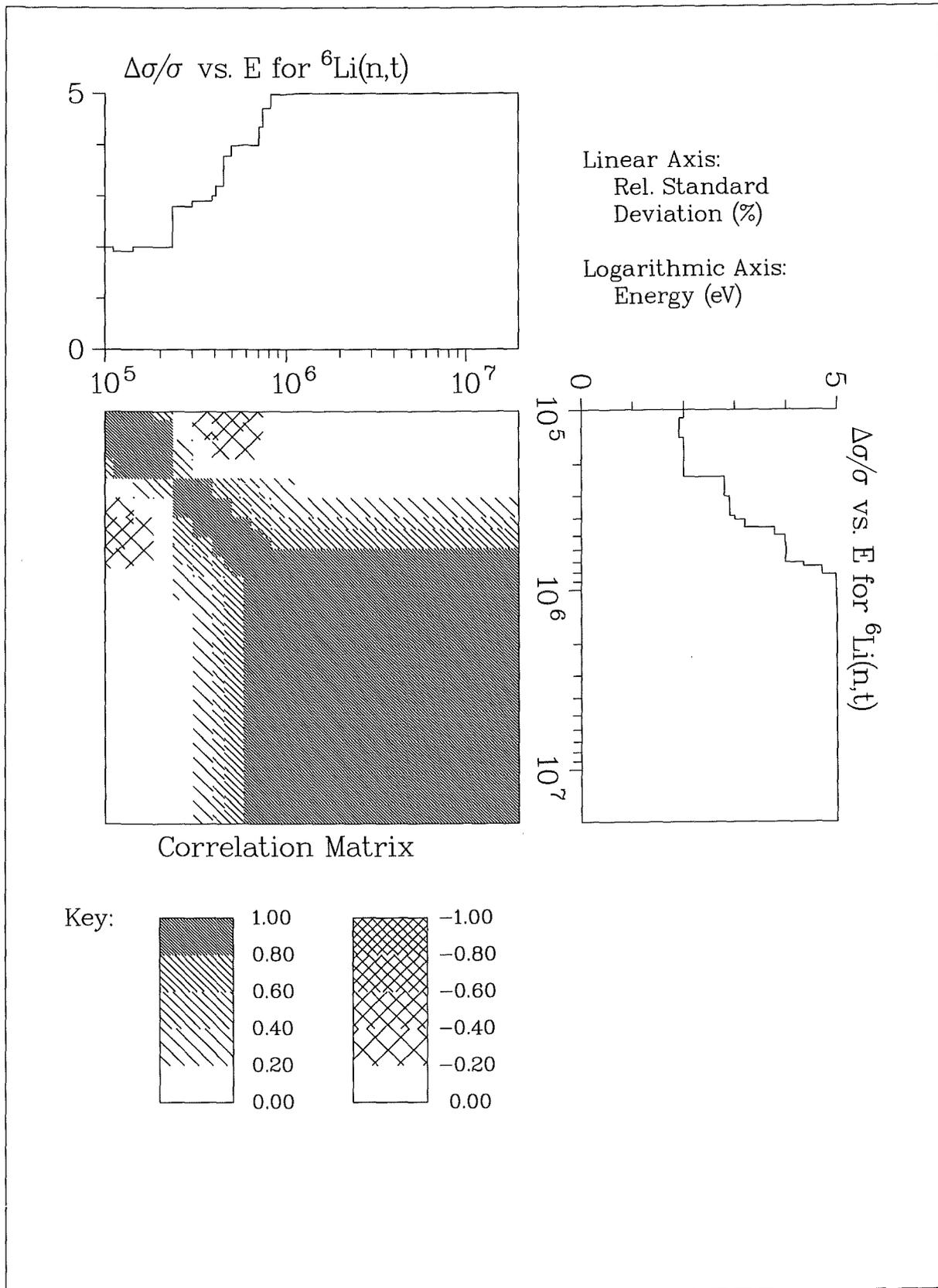


Abb. 7.2: Relative Standardabweichung und Korrelationskoeffizienten des Wirkungsquerschnittes der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktion

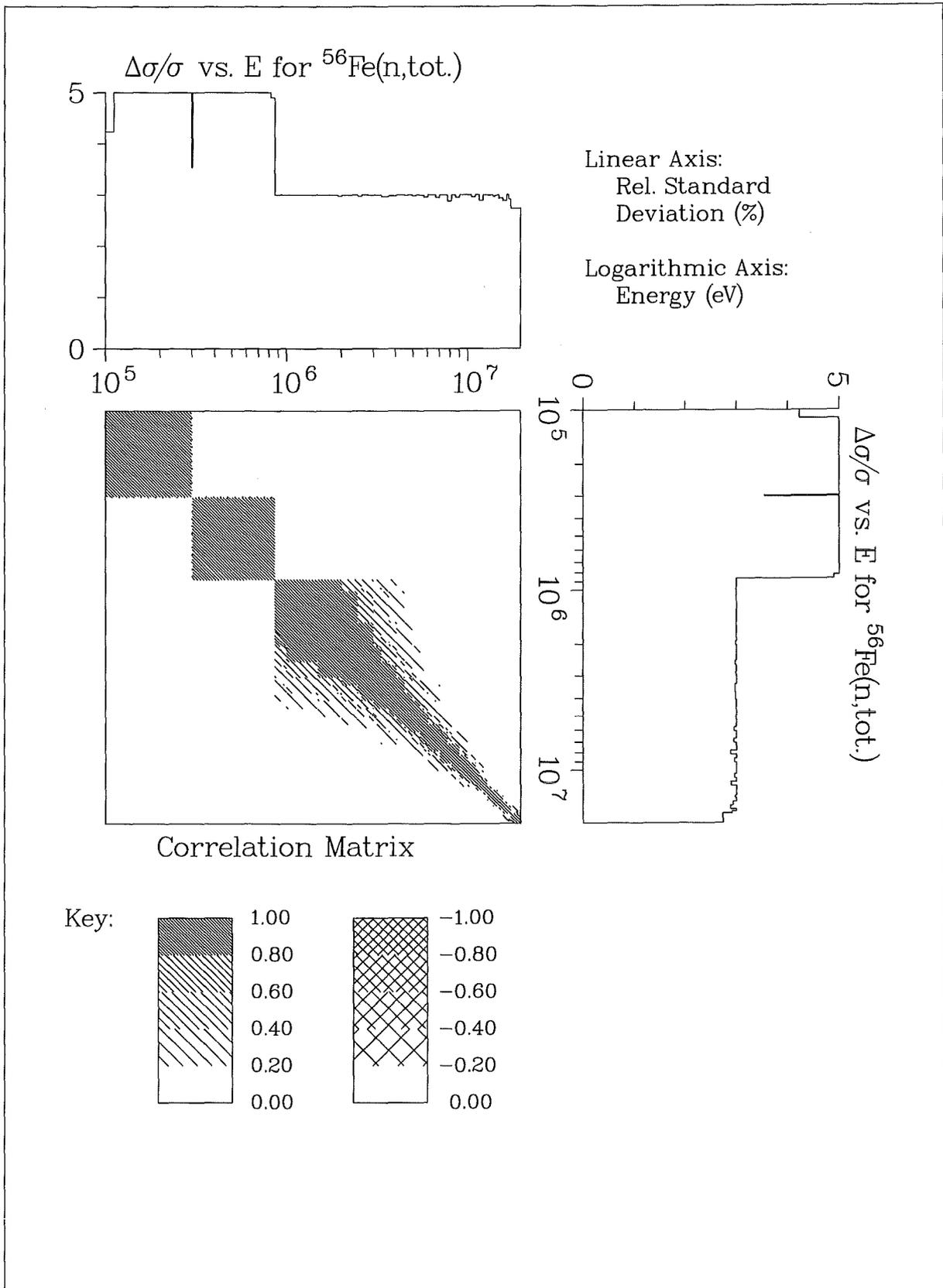


Abb. 7.3: Relative Standardabweichung und Korrelationskoeffizienten des totalen Wirkungsquerschnittes von  $^{56}\text{Fe}$

## 7.4 Berechnungen und Ergebnisse

### 7.4.1 Neutronenphysikalische Modellierung der Blanketentwürfe

Den Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalysen werden eindimensionale neutronenphysikalische Modelle der Blanketentwürfe zugrunde gelegt (s. Abschn. 7.1), wobei die Neutronentransportrechnungen nach dem  $S_N$ -Verfahren in Zylindergeometrie erfolgen. Nachfolgend wird die eindimensionale neutronenphysikalische Modellierung der Blanketentwürfe in eindimensionaler Zylindergeometrie dargestellt. Wesentliche Aspekte sind dabei die Geometrienäherung mit den entsprechenden Materialverteilungen, die Darstellung der Quellneutronenverteilung im Plasma und die Normierung der Berechnungen.

Ein für den vorliegenden Zweck geeignetes eindimensionales Modell der Blanketentwürfe läßt sich in Zylindergeometrie gewinnen, indem der Torus durch um die Torusachse konzentrisch aufgesetzte Zylinderringe genähert wird, wobei die Achsen der einzelnen Zylinderringe stets mit der der Torusachse zusammenfallen (s. Abb. 2.6). Zweckmäßigerweise wählt man die radialen Abmessungen der Zylinderringe derart, daß diese die radialen Segmente der Blanketkomponenten in der Torusmittelebene darstellen; es ergibt sich somit für die Blanketsegmente in der eindimensionalen Geometrie die dortige toroidale Krümmung. Der Vorteil dieser Näherung liegt in erster Linie darin, daß die neutronenphysikalische Kopplung der inneren und äußeren Blanketsegmente wie im tatsächlichen Fall gegeben ist, so daß die toroidalen gegenseitigen Beeinflussungen durch reflektierte Neutronen berücksichtigt werden können.

In der Abbildung 7.4 sind die eindimensionalen Modelle der Blanketentwürfe in Zylindergeometrie mit den radialen Abmessungen und den Materialverteilungen dargestellt. Wie oben genannt, entsprechen die radialen Abmessungen und die Materialverteilungen denen an der Torusmittelebene in der tatsächlichen Geometrie. Die Volumenverhältnisse und die Anreicherung der Brutmaterialien sind ebenfalls wie im dreidimensionalen Fall angenommen (vgl. Abschn. 3.). Die Brutzonen sind für beide Blankets homogenisiert dargestellt. Im Gegensatz zu den dreidimensionalen Modellen für die Monte Carlo Rechnung muß bei der eindimensionalen Modellierung für das  $S_N$ -Verfahren die gesamte radiale Ausdehnung des Reaktors berücksichtigt werden. Besonders wichtig ist dabei die korrekte Darstellung der Reaktorkomponente auf der inneren Torusseite, von der aus die neutronenphysikalische Rechnung erfolgt.

Für die Neutronentransportrechnung mit ONEDANT werden 28 Zonen und 256 Maschen verwendet, wobei die Breite der Maschenintervalle im Plasma, in den Blanketsegmenten bis hin zu den Abschirmungen unter 1 cm liegen. In den sonstigen Blanketkomponenten und in den Void-Regionen werden Maschenintervalle mit Breiten bis zu etwa 10 cm benutzt. Auf der äußeren Torusseite wird eine Vakuumrandbedingung angenommen. Aufgrund der Geschlossenheit der Zylindergeometrie ergibt sich auf der inneren Torusseite eine reflektierende Randbedingung.

Die Neutronentransportrechnung erfolgt in der Vitamin-J Energiegruppenstruktur (175 Energiegruppen). Die Quellneutronen werden aus der 8. Gruppe, die sich über Energien von 13,84 bis 14,19 MeV erstreckt, emittiert. Zur Näherung der Streumatrizen werden Legendre-Polynome 5. Ordnung ( $P_5$ ) verwendet.

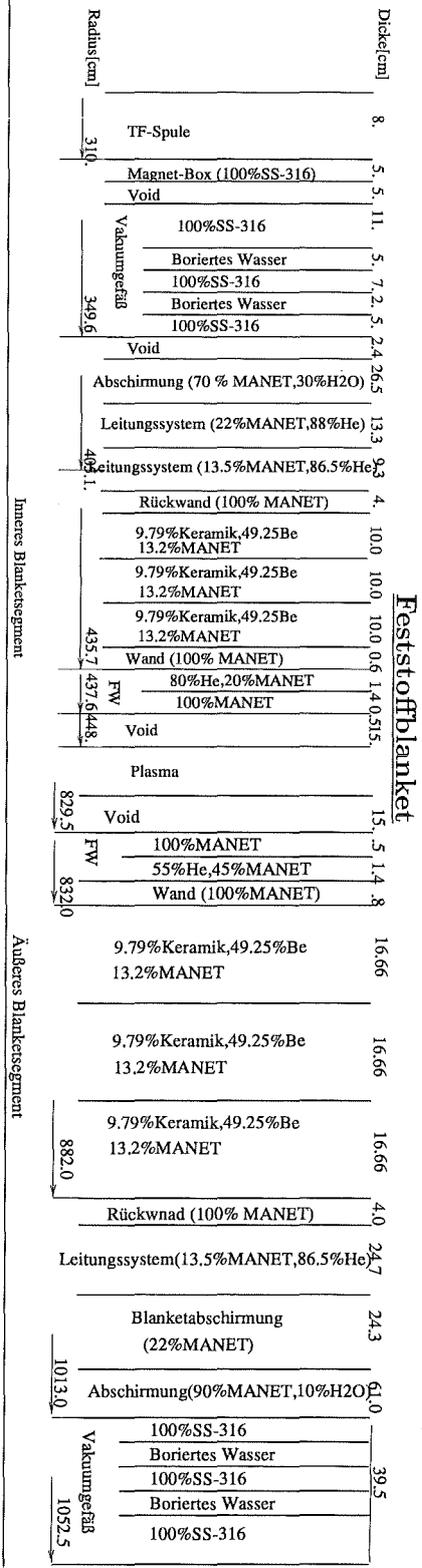
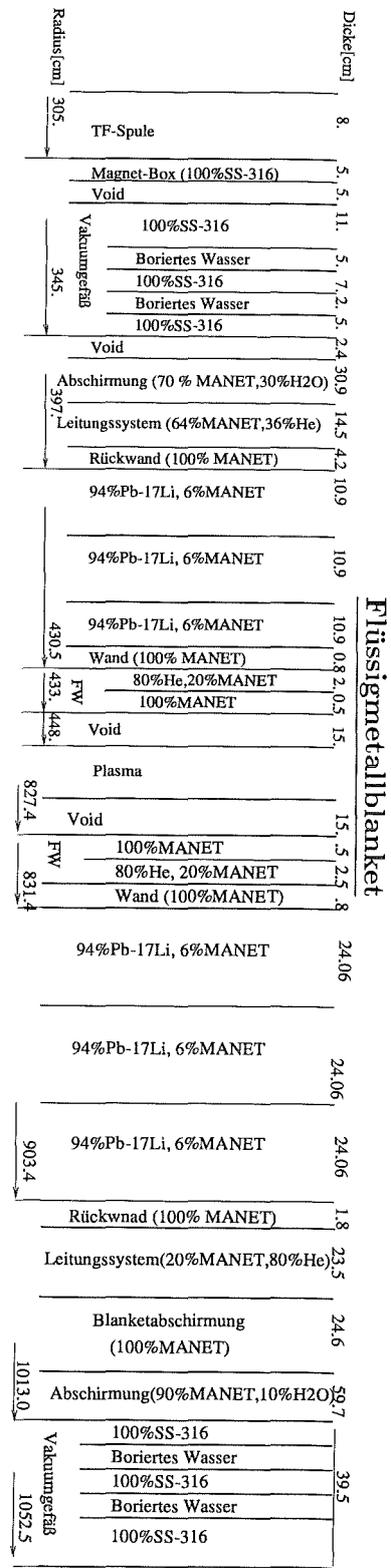


Abb. 7.4: Eindimensionale Modelle der Blanketentwürfe in Zylindergeometrie

Um die höheren Terme, die durch die abgebrochene Darstellung vernachlässigt werden, näherungsweise zu berücksichtigen, wird die Transportkorrektur der Wirkungsquerschnitte nach dem BHS-Verfahren [59] durchgeführt. Zur Diskretisierung des Raumwinkels wird eine  $S_{16}$ -Näherung angewendet - dafür werden in Zylindergeometrie 72 Quadraturpunkte benötigt -, wobei vollständig symmetrische Quadraturkonstanten benutzt werden. Letzteres sind in ONEDANT als Built-in-Quadraturkonstanten ( $GQ_N$  Generalized Quadrature constants) verfügbar. Somit erfolgt die Transportrechnung in einer  $P_5S_{16}$ -Näherung.

Bei der eindimensionalen Näherung kommt es zwangsläufig zum Verlust der räumlichen Ausdehnung der Quellneutronenverteilung im Plasma, dem durch entsprechende eindimensionale Quellneutronenverteilung und angepaßte Normierung zu begegnen ist. Da die totale Fusionsleistung mit der Quellverteilung zusammenhängt - die Integration der Quellverteilung über das Plasmavolumen ergibt die totale Fusionsleistung -, ist die Normierung der eindimensionalen Näherung anhand der totalen Fusionsleistung nicht möglich. Aufgrund dessen verwendet man bei der eindimensionalen Näherung die Neutronenwandbelastung bzw. die 14-MeV-Neutronenstromdichte an der ersten Wand als Erhaltungsgröße, so daß diese der Normierung zugrundegelegt werden kann. Die Verteilung der Quellneutronen im Plasma wird bei den vorliegenden Berechnungen durch eine gleichverteilte isotrope Volumenquelle dargestellt, wobei zu erwähnen ist, daß die Verwendung einer isotropen Quellverteilung grundsätzlich zur Inkonsistenz führt, insbesondere was die Anisotropie der Einströmung der Quellneutronen betrifft. Dabei spielt die Vernachlässigung der radialen Verteilung der Quellneutronen im Plasma eine weitaus untergeordnete Rolle. Eine konsistente Modellierung ist nur anhand anisotroper Quellverteilung [34, 86] möglich, deren Darstellung bei eindimensionalen  $S_N$ -Näherung ohne weiteres nicht möglich ist.

Die Normierung in der eindimensionalen Rechnungen erfolgt in der Weise, daß die poloidal gemittelten Neutronenwandbelastungen der dreidimensionalen Rechnungen an der inneren und äußeren ersten Wand erhalten bleiben, so daß das eindimensionale Modell im Mittel das dreidimensionale Modell repräsentiert. Dies entspricht der Forderung:

$$\begin{aligned} W_{L,IB}^{1d} &= \overline{W_{L,IB}^{3d}} \\ W_{L,OB}^{1d} &= \overline{W_{L,OB}^{3d}} \end{aligned} \quad (7.11)$$

Dabei sind  $\overline{W_{L,IB}^{1d}}$  und  $\overline{W_{L,OB}^{1d}}$  die Neutronenwandbelastungen in dem eindimensionalen Modell, und  $\overline{W_{L,IB}^{3d}}$  und  $\overline{W_{L,OB}^{3d}}$  sind die poloidal gemittelten Neutronenwandbelastungen im dreidimensionalen Modell. Mit  $\overline{W_{L,IB}^{3d}} = 1,898 \text{ MW/m}^2$  und  $\overline{W_{L,OB}^{3d}} = 2,8335 \text{ MW/m}^2$  (s. Abschn. 6.1) ergeben sich Erzeugungsgraten für die Quellneutronen von etwa  $8,8733 \cdot 10^{17} \text{ n/s}$ .

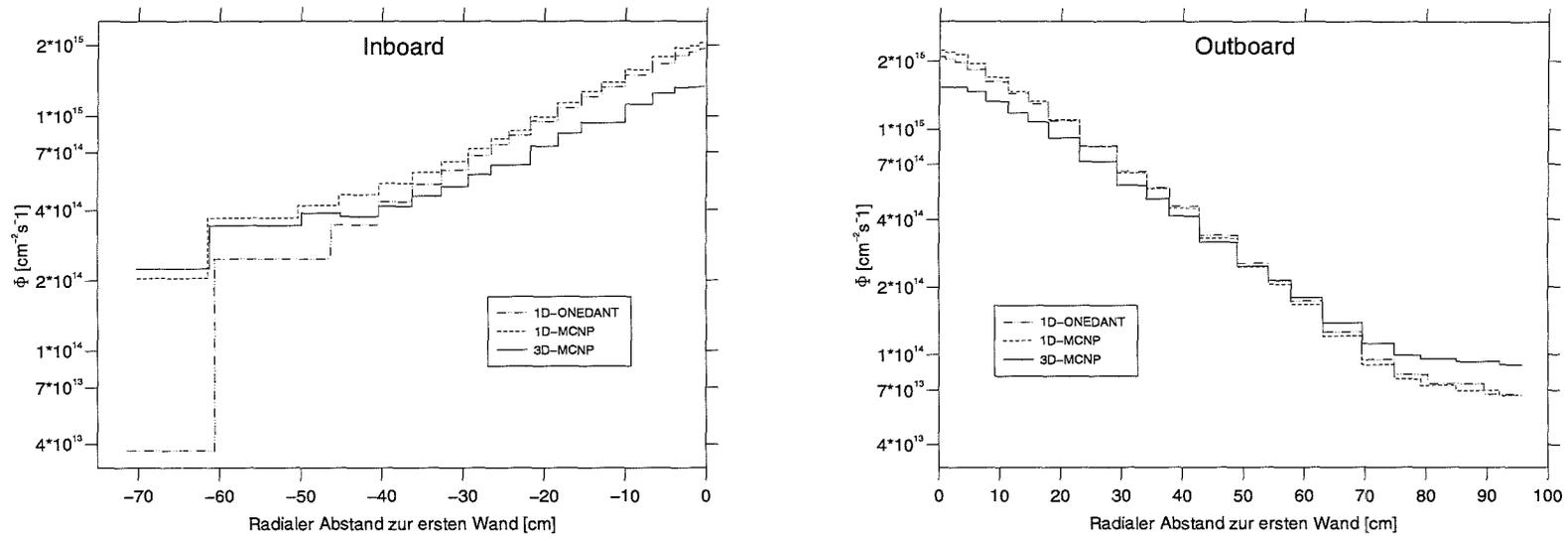
Die Berechnung im eindimensionalen Modell mit isotroper Volumenquelle und der Normierung nach der obigen Forderung ergibt eine Neutronenwandbelastung von  $1,834 \text{ MW/m}^2$  an der inneren und von  $2,869 \text{ MW/m}^2$  an der äußeren ersten Wand des Feststoffblankets, womit gezeigt ist, daß die Normierung in der eindimensionalen Modellierung die Erhaltung der Neutronenwandbelastung bzw. der 14-MeV-Neutronenstromdichte an der ersten Wand gewährleistet.

### 7.4.2 Konsistenzprüfung der Modelle

Die neutronenphysikalische Konsistenz der eindimensionalen Modellierung mit dem tatsächlichen dreidimensionalen Modell ist für die Brauchbarkeit der Ergebnisse der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalysen von grundlegender Bedeutung. Die Normierung der eindimensionalen Modellierung entsprechend der Bedingung 7.11 erzwingt, daß die 14-MeV-Neutronenstromdichte an der ersten Wand mit der in dreidimensionaler Geometrie übereinstimmt. Desweiteren wird von dem eindimensionalen Modell erwartet, daß es im weiteren Verlauf - im Blanket und die Abschirmungen hindurch radial nach außen - im Mittel das dreidimensionale Modell repräsentiert. Demnach müssen die im eindimensionalen Modell berechneten neutronenphysikalischen Größen prinzipiell mit den poloidalen Mittelwerten der dreidimensionalen Berechnungen übereinstimmen. Im nachfolgenden soll anhand von Ergebnissen der Berechnungen der dreidimensionalen Blanketmodelle die Konsistenz der eindimensionalen Modellierung überprüft werden. Von Interesse ist auch dabei die Feststellung der Richtigkeit der neutronenphysikalischen Berechnungen nach dem  $S_N$ -Verfahren in der eindimensionalen Geometrie. Zu diesem Zweck wird neben dem dreidimensionalen MCNP-Modell ein eindimensionales MCNP-Modell hinzugezogen.

Die Abbildung 7.5 zeigt die Profile der totalen Neutronenflußdichte in den inneren und äußeren Segmenten der Blanketentwürfe, die anhand eindimensionaler Rechnung mit ONEDANT und MCNP sowie dreidimensionaler Rechnung mit MCNP bestimmt sind. Letztere sind poloidal gemittelte Werte. Außerdem sind in der Abbildung 7.6 Spektren bei verschiedenen Blankettiefen dargestellt, die ebenfalls anhand ein- und dreidimensionaler Rechnung ermittelt wurden. Zunächst ist festzustellen, daß die eindimensionalen Rechnungen über weite Bereiche gute Übereinstimmungen zeigen, was sowohl für die berechneten Neutronenflußdichten als auch für die Spektren gilt. Im vorderen Blanketbereich der inneren und äußeren Segmente ergeben sich bei den eindimensionalen Rechnungen Neutronenflußdichten, die gegenüber den poloidal gemittelten Werten der dreidimensionalen Rechnungen deutlich überhöht sind (s. Abb. 7.5), wobei dies auf der inneren Torusseite ausgeprägter ist. Mit zunehmender Blankettiefe fällt die Neutronenflußdichte der eindimensionalen Rechnungen steiler ab als die poloidal gemittelten Werte der dreidimensionalen Rechnungen und unterschreitet diese im weiteren Verlauf durch das Blanket. Am ehesten erfolgt dies im äußeren Segment des Feststoffblankets, bereits bei einer Blankettiefe von etwa 20 cm (s. Abb. 7.5), und steht in Übereinstimmung mit der physikalischen Erwartung. Auch im inneren Segment des Feststoffblankets kommt es zur Unterschreitung der poloidal gemittelten Werte der dreidimensionalen Rechnungen innerhalb der Brutzone. Demgegenüber zeigt sich im Flüssigmetallblanket die Neutronenflußdichte der eindimensionalen Rechnungen über weite Blanketbereiche konservativ, obgleich es in den hinteren Blanketbereichen ebenfalls zur Unterschreitung kommt.

## Flüssigmetallblanket



## Feststoffblanket

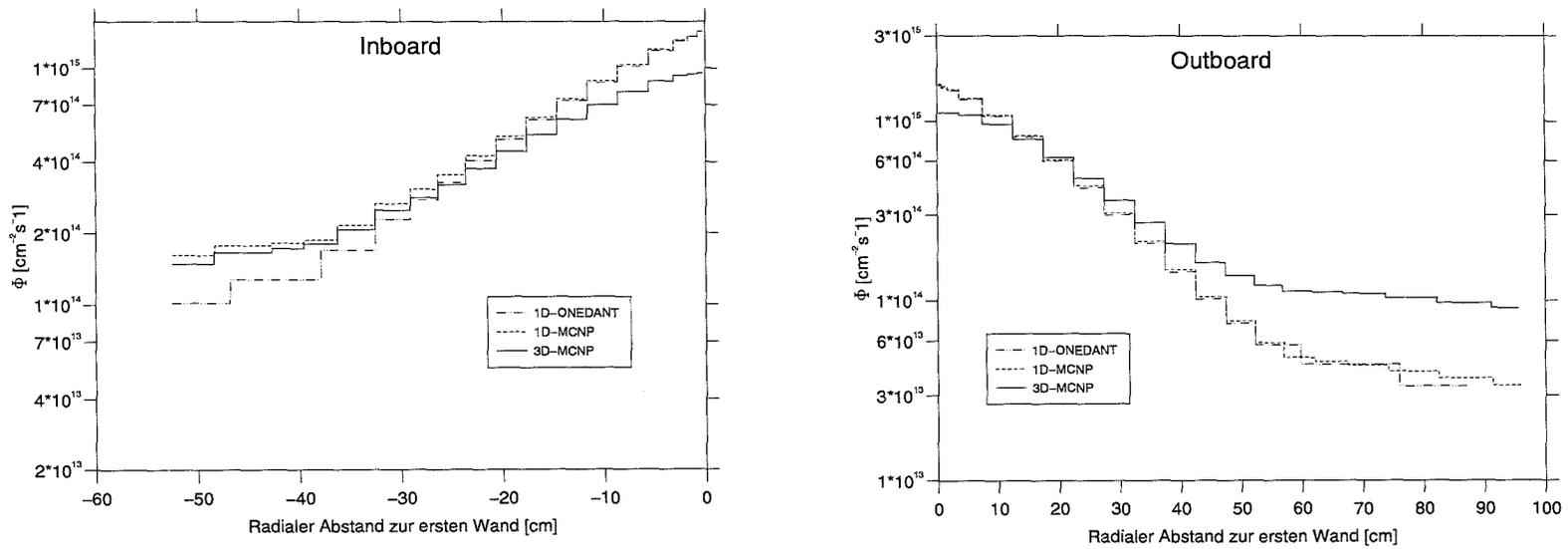
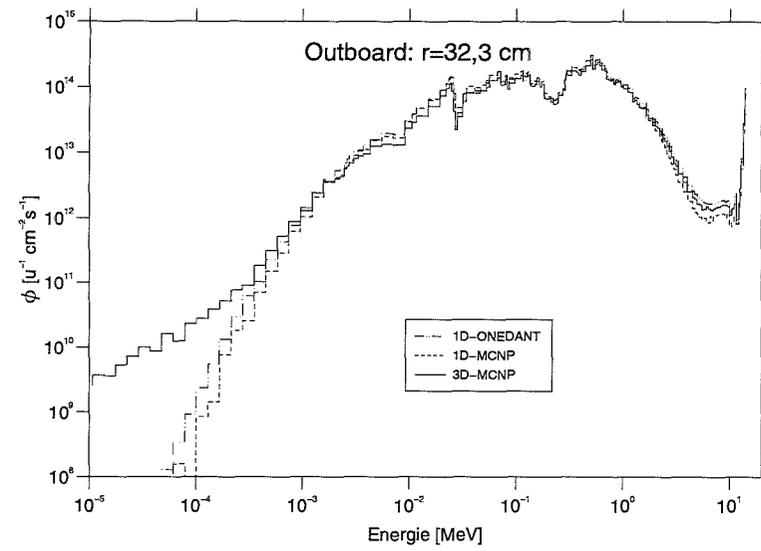
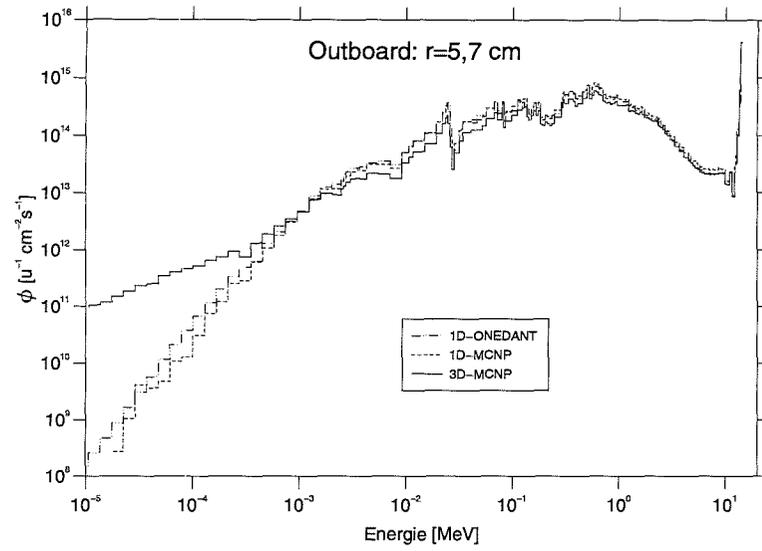


Abb. 7.5: Vergleich der radialen Profile der totalen Neutronenflußdichte

## Flüssigmetallblanket



## Feststoffblanket

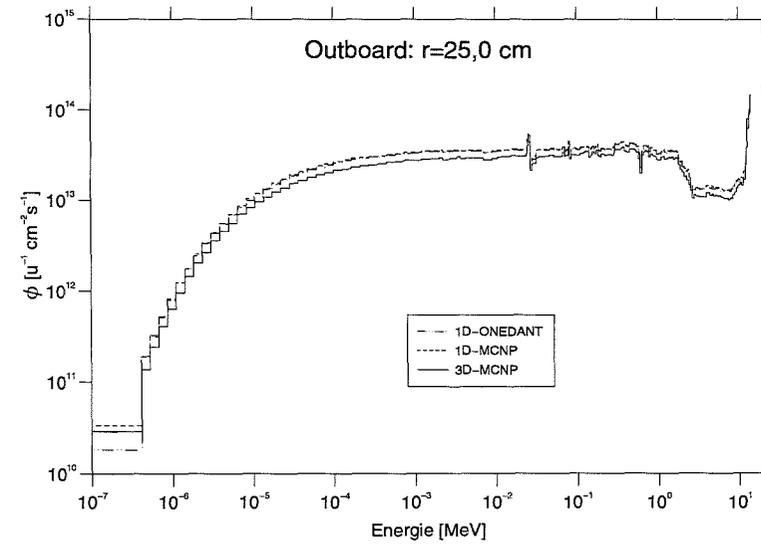
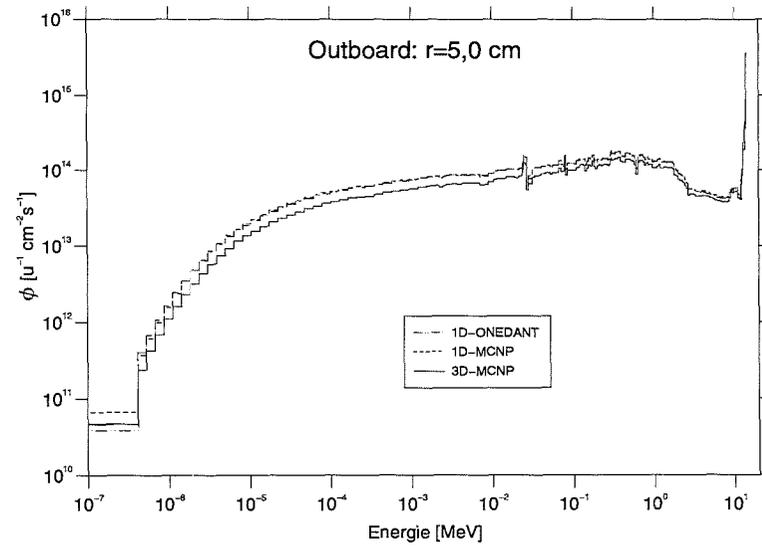


Abb. 7.6: Vergleich der Neutronenenergiespektren bei verschiedenen radialen Blankettiefen

	${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$			${}^7\text{Li}(n, n' \alpha)t$		
	ONEDANT	1D-MCNP	3D-MCNP	ONEDANT	1D-MCNP	3D-MCNP
Inboard	3.468E-1	3.810E-1	2.988E-1	2.552E-3	4.406E-4	3.136E-4
Outboard	9.826E-1	1.015E+0	7.628E-1	7.467E-3	1.280E-3	1.099E-3
Summe	1.330	1.396	1.062	1.002E-2	1.720E-3	1.413E-3

Tabelle 7.1: Vergleich der globalen TBR des Flüssigmetallblankets

	${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$			${}^7\text{Li}(n, n' \alpha)t$		
	ONEDANT	1D-MCNP	3D-MCNP	ONEDANT	1D-MCNP	3D-MCNP
Inboard	3.758E-1	3.988E-1	3.523E-1	1.005E-3	4.547E-3	3.936E-3
Outboard	9.974E-1	1.016E+0	8.082E-1	3.068E-2	1.424E-2	1.250E-2
Summe	1.373	1.415	1.160	4.073E-2	1.879E-2	1.643E-2

Tabelle 7.2: Vergleich der globalen TBR des Feststoffblankets

Dieses Verhalten rührt zum Teil daher, daß die Anisotropie der ins Blanket einströmenden Neutronen, welche in der tatsächlichen Geometrie durch die Asymmetrie der Quellverteilung im Plasma und der Blanketsegmente entsteht und im dreidimensionalen Fall explizit behandelt wird, bei der eindimensionalen Modellierung aufgrund der isotropen Verteilung der Volumenquelle nicht berücksichtigt wurde. Interessant ist in diesem Zusammenhang die Beobachtung der ausgeprägten Auswirkung dessen im Feststoffblanket, was mit der hohen Bedeutung der anisotropen Streuung begründet ist, die ihrerseits durch die im System befindlichen leichten Kerne bedingt ist. Im Gegensatz dazu kommt es im Flüssigmetallblanket durch das hohe Reflektionsvermögen des Brutmaterials zur Abschwächung der Auswirkung der anisotropen Einströmung. Die verbleibende Überschätzung der eindimensionalen Modelle in den vorderen Blanketbereichen ist modellbedingt; die vielfachen Streuprozesse durch die Vakuumkammer hindurch führen im dreidimensionalen Fall zu Ausstreuungen durch Öffnungen und Kanäle, die im eindimensionalen Fall nicht auftreten können. Zusätzlich wird dieser Effekt dadurch verstärkt, daß den eindimensionalen Modellen isotrope Einströmung zugrunde gelegt wurde, wodurch sich die Rückstreuung in Richtung Vakuumkammer mithin auch die Neutronenflußdichten erhöhen.

Die Gegenüberstellung der Neutronenspektren der eindimensionalen Rechnungen ergibt durchweg eine gute Übereinstimmung (s. Abb. 7.6). Der Vergleich dieser mit den poloidal gemittelten Spektren aus der dreidimensionalen Rechnung zeigt für das Feststoffblanket eine deutliche Überschätzung in nahezu allen Energie- und Blanketbereichen, gleichwohl die Form der Spektren grundsätzlich übereinstimmt (s. Abb. 7.6). Im Falle des Flüssigmetallblankets zeigt sich ein differenziertes Bild; im vorderen Blanketbereich liegen bei Energien unter 1 keV die poloidal gemittelten Spektren aus der dreidimensionalen Rechnung oberhalb der Werte der eindimensio-

nalen Rechnungen, bei höheren Energien bis etwa 10 MeV sind die eindimensionalen Spektren überlegen, und bei Energien oberhalb von 10 MeV zeigt sich eine Übereinstimmung der Spektren aller Rechnungen. Im weiteren Verlauf durch das Blanket kommt es in höheren Energiebereichen zum Ausgleich der Spektren, während bei Energien unter 1 keV nach wie vor die Spektren der dreidimensionalen Rechnung höhere Werte aufweisen.

Die eindimensionalen Rechnungen führen prinzipiell zur Überschätzung in den berechneten integralen Größen. Tatsächlich kann es unter bestimmten Bedingungen in Abhängigkeit des neutronenphysikalischen Verhaltens, der betrachteten Responsefunktion und des Integrationsbereichs zu Unterschätzungen kommen. In den Tabellen 7.1 und 7.2 sind die globalen Tritiumbrutraten (TBR) - die TBR ist eine integrale Größe, die sich durch die Volumenintegration der beiden Tritiumproduktionsraten  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$  und  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$  über der Brutzone und bezogen auf ein Quellneutron ergibt (s. auch Abschn. 6.4) - für die Blanketkonzepte in den verschiedenen Modellen angegeben. Deutlich wird dabei, daß in den eindimensionalen Modellen höhere Tritiumbrutraten berechnet wurden, so daß die eindimensionale Rechnung für integrale Größen aus dem Blanketbereich grundsätzlich konservative Werte liefert. Was die Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse anbetrifft, wird dies durch entsprechend konservative partielle Beiträge kompensiert.

#### 7.4.3 Betrachtete Aktivierungsreaktionen der Brutmaterialien und partielle Wirkungsquerschnitte

Das Ziel ist die Unsicherheit von Aktivierungsreaktionen der Brutmaterialien  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  und  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  nach der Methode der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse zu ermitteln. Wie bereits im Abschnitt 7.1 erwähnt, beschränkt sich die Untersuchung auf eine Reihe von Aktivierungsreaktionen, die in erster Linie aufgrund der Verfügbarkeit von Kovarianzdaten ausgewählt wurden. Die Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse erfolgt mit dem im Abschnitt 7.3.1 beschriebenen Programmsystem SUSD/TWODANT. Die dabei verwendeten Datensätze, Multigruppenwirkungsquerschnitte und -Kovarianzmatrizen, sind in den Abschnitten 7.3.2 und 7.3.3 beschrieben. Darüberhinaus ist im Abschnitt 7.4.1 die neutronenphysikalische Modellierung in eindimensionaler Geometrie erläutert. Für die Neutronentransportrechnung wird eine  $P_5S_{16}$ -Näherung angewendet.

Die untersuchten Aktivierungsreaktionen mit deren direkt und adjungiert berechneten Reaktionsraten bezogen auf ein Quellneutron sind in den Tabellen 7.3 und 7.4 aufgeführt. Einzelheiten über die Bedeutung der aufgeführten Reaktionen bei der Aktivierung der Brutmaterialien ist der Diskussion im Abschnitt 6.6 zu entnehmen. Desweiteren sei hier darauf hingewiesen, daß für die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen zu den metastabilen Zuständen der gesamte Wirkungsquerschnitt der jeweiligen Reaktion mit einem Verzweigungsfaktor von 1 angenommen wurde. Die Aktivierungsreaktionsraten stellen im weiteren die integralen Größen dar, deren Sensitivität und Unsicherheit untersucht werden soll. Dementsprechend stellen die Wirkungsquerschnitte der Aktivierungsreaktionen die Responsefunktionen dar.

Reaktion	$\langle \Sigma, \Phi \rangle$	$\langle \Phi^*, Q \rangle$
${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$	1.32943E+00	1.32886E+00
${}^7\text{Li}(n, n' \alpha)t$	1.00185E-02	1.00180E-02
${}^7\text{Li}(n, d){}^6\text{He}$	4.50147E-05	4.50412E-05
${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$	4.96528E-06	4.96197E-06
${}^{206}\text{Pb}(n, 2n){}^{205}\text{Pb}$	1.15600E-01	1.15643E-01
${}^{206}\text{Pb}(n, \gamma){}^{207m}\text{Pb}$	2.48231E-02	2.48133E-02
${}^{207}\text{Pb}(n, n'){}^{207m}\text{Pb}$	4.17160E-01	4.17116E-01
${}^{208}\text{Pb}(n, 2n){}^{207m}\text{Pb}$	2.56365E-01	2.56463E-01
${}^{208}\text{Pb}(n, \gamma){}^{209}\text{Pb}$	5.14908E-03	5.14801E-03

Tabelle 7.3: Reaktionsraten der untersuchten Reaktionen im Flüssigmetallblanket bezogen auf ein Quellneutron

Reaktion	$\langle \Sigma, \Phi \rangle$	$\langle \Phi^*, Q \rangle$
${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$	1.37324E+00	1.37307E+00
${}^7\text{Li}(n, n' \alpha)t$	4.07300E-02	4.07382E-02
${}^7\text{Li}(n, d){}^6\text{He}$	3.45490E-04	3.45647E-04
${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$	1.94146E-04	1.94121E-04
${}^{16}\text{O}(n, \alpha){}^{13}\text{C}$	1.31244E-02	1.31289E-02
${}^{16}\text{O}(n, p){}^{16}\text{N}$	2.09365E-03	2.09461E-03
${}^{\text{nat}}\text{Si}(n, \alpha)$	2.96533E-03	2.96637E-03
${}^{\text{nat}}\text{Si}(n, p)$	5.16134E-03	5.16545E-03

Tabelle 7.4: Reaktionsraten der untersuchten Reaktionen im Feststoffblanket bezogen auf ein Quellneutron

Im Prinzip müssen bei der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse neben der Responsefunktion der integralen Größe sämtliche partielle Wirkungsquerschnitte der im Systems befindlichen Nuklide berücksichtigt werden. In der Praxis bezieht man jedoch lediglich jene partiellen Wirkungsquerschnitte ein, die für das neutronenphysikalische Verhalten des Systems und für die betrachtete integrale Größe von Bedeutung sind. Naturgemäß zählen hierzu große partielle Wirkungsquerschnitte bzw. partielle Wirkungsquerschnitte von Nukliden mit hohen Nukliddichten. Die Bedeutung von einzelnen partiellen Wirkungsquerschnitten für eine integrale Größe läßt sich anhand von Sensitivitätsrechnung ermitteln (s. Abschn. 7.4.4). Nach der Betrachtung der Ergebnisse der Sensitivitätsanalyse kann unter Umständen auf die Berücksichtigung einiger par-

tieller Wirkungsquerschnitte bei der anschließenden Unsicherheitsanalyse verzichtet werden. Bei der hier durchgeführten Unsicherheitsanalyse wurden die betrachteten partiellen Wirkungsquerschnitte in erster Linie aufgrund der Verfügbarkeit von Kovarianzdaten bestimmt. Die Tabelle 7.5 faßt die in der Unsicherheitsanalyse berücksichtigten partiellen Wirkungsquerschnitte zusammen.

Nuklid	partielle Wirkungsquerschnitte
${}^6\text{Li}$	$(n, n), (n, t)$
${}^7\text{Li}$	$(n, n), (n, n'), (n, 2n), (n, n'1), (n, \gamma), (n, d)$
${}^9\text{Be}$	$(n, n), (n, n'), (n, \gamma), (n, t), (n, \alpha)$
${}^{16}\text{O}$	$(n, n), (n, n'), (n, p), (n, \alpha)$
${}^{\text{nat}}\text{Si}$	$(n, n), (n, n'), (n, p), (n, \alpha)$
${}^{52}\text{Cr}$	$(n, n), (n, n'), (n, 2n), (n, \gamma), (n, p)$
${}^{56}\text{Fe}$	$(n, n), (n, n'), (n, 2n), (n, \gamma), (n, p), (n, \alpha)$
${}^{206}\text{Pb}$	$(n, n), (n, n'), (n, 2n), (n, n'1), (n, \gamma)$
${}^{207}\text{Pb}$	$(n, n), (n, n'), (n, 2n), (n, n'1), (n, \gamma)$
${}^{208}\text{Pb}$	$(n, n), (n, n'), (n, 2n), (n, 3n), (n, n'1), (n, \gamma)$

Tabelle 7.5: Die in den Unsicherheitsanalysen betrachteten partiellen Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide;  $(n, n)$  elastischer und  $(n, n')$  total-inelastischer (MF=4) Wirkungsquerschnitt

Für Nuklide in den Brutmaterialien werden alle wesentlichen partiellen Wirkungsquerschnitte berücksichtigt. Für den  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitt von Beryllium sind bislang keine Kovarianzdaten erstellt worden, so daß er trotz seiner enormen Bedeutung für den Neutronentransport im Feststoffblanket in der Unsicherheitsanalyse nicht berücksichtigt werden kann. Bei dem Strukturmaterial MANET sind alle relevanten partiellen Wirkungsquerschnitte der Nuklide mit den hohen Nukliddichten - diese sind  ${}^{52}\text{Cr}$  und  ${}^{56}\text{Fe}$  - berücksichtigt.

#### 7.4.4 Sensitivitätskoeffizienten der Aktivierungsreaktionsraten

Nach der Definition in der Gl. 7.4 gibt der Sensitivitätskoeffizient den mit den Systemeigenschaften (Spektren und Zusammensetzungen) gewichteten Effekt eines partiellen Wirkungsquerschnitts auf eine integrale Größe im betroffenen System an. Neben seiner Verwendung bei der Unsicherheitsanalyse - die Varianz einer integralen Größe ergibt sich durch die Faltung ihrer Sensitivitätskoeffizienten und der Kovarianzmatrizen der partiellen Wirkungsquerschnitte der im System befindlichen Nuklide - zeigt der Sensitivitätskoeffizient die Bedeutung verschiedener physikalischer Prozesse für eine betrachtete integrale Größe. In diesem Sinne kann der Sensitivitätskoeffizient als eine differentielle Funktion für die Bedeutung von physikalischen Prozessen interpretiert werden (vgl. z.B. [184]). Im nachfolgenden werden die Sensitivitätskoeffizienten

(Sensitivitätsprofile) und Integralsensitivitäten der Aktivierungsreaktionsraten der Brutmaterialien  $Pb - 17Li$  und  $Li_4SiO_4$  im Flüssigmetallblanket bzw. Feststoffblanket betrachtet.

Für den Sensitivitätskoeffizienten einer integralen Größe tragen allgemein sämtliche partielle Wirkungsquerschnitte der im System befindlichen Nuklide über den Indirekt- bzw. Direktterm bei. Der Indirektterm berücksichtigt dabei die Änderung der integralen Größe infolge der Änderung des direkten und adjungierten Neutronenflusses (s. Abschn. 7.2.1). Die Änderung der integralen Größe infolge der Änderung in der Responsefunktion wird durch den Direktterm berücksichtigt. Der Beitrag einzelner partieller Wirkungsquerschnitte zu den Termen des Sensitivitätskoeffizienten ist von der betrachteten integralen Größe bzw. dessen Responsefunktion sowie den Systemeigenschaften abhängig.

Den vorliegenden Untersuchungen zur Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse liegen die eindimensionalen Modelle der Blanketentwürfe zugrunde (s. Abschn. 7.4.1), wobei als Problemraum die Brutzone der inneren und äußeren Blanketsegmente einschließlich der ersten Wand betrachtet werden, so daß sich die Volumenintegration der Gl.7.4 über diesen Bereich erstreckt. Die einzelnen Terme des Sensitivitätskoeffizienten werden gemäß der Gl.7.4 addiert. Allerdings geht die Addition auf Kosten der Anschaulichkeit, da es dabei infolge unterschiedlicher Vorzeichen der einzelnen Terme zu Aufhebungseffekten kommt.

Die über die partiellen Sensitivitätsprofile ( $P_{\Sigma_x} u^{-1}$ ) einzelner Nuklide summierten Sensitivitätsprofile ( $P_{\Sigma} u^{-1}$ ) einiger der betrachteten Aktivierungsreaktionen sind in den Abbildungen 7.7 bis 7.12 dargestellt. Es ist zu erwähnen, daß die gruppenweise Summation der partiellen Sensitivitätsprofile ( $P_{\Sigma_x} u^{-1}$ ) für ein Nuklid das Sensitivitätsprofil des totalen Wirkungsquerschnittes ergibt. Die gestrichelten Linien repräsentieren negative Sensitivitäten, was heißt, daß die betroffene Reaktionsrate abnimmt, wenn der totale Wirkungsquerschnitt sich erhöht, und die vollen Linien geben positive Sensitivitäten an, also den umgekehrten Fall. Stellt man partielle Sensitivitätsprofile ( $P_{\Sigma_x} u^{-1}$ ) einzelner Nuklide auf dieser Weise dar, so zeigen diese in klarer Weise wie und in welchem Energiebereich der jeweilige partielle Wirkungsquerschnitt die betrachtete Reaktionsrate beeinflusst.

Wie aus den Abbildungen zu sehen ist, zeigen die Sensitivitäten der einzelnen Reaktionen bezüglich der Wirkungsquerschnitte der Nuklide ein typisches Verhalten, das mit der betrachteten Reaktionsrate zusammenhängt und mit den Erwartungen aus der Sensitivitätstheorie übereinstimmt. Die Sensitivitätsprofile der einzelnen Reaktionsraten werden an dieser Stelle nicht detailliert diskutiert, stattdessen sollen allgemeine Eigenschaften von Sensitivitätskoeffizienten genannt werden, mit denen die Verhalten der dargestellten Sensitivitätsprofile gedeutet werden können. Die Sensitivität einer Reaktionsrate bezüglich seiner Responsefunktion ist stets positiv und ist im Direktterm des Sensitivitätskoeffizienten enthalten. Trägt die Responsefunktion maßgeblich zum Neutronentransport im System bei, so kommt der Indirektterm hinzu, dessen Beitrag bekanntlich negativ (Verlustterm) bzw. positiv (Gewinnterm) sein kann. Die Responsefunktion trägt zum Gewinnterm des Sensitivitätskoeffizienten nur dann bei, wenn sie einen elastischen oder inelastischen Streuquerschnitt darstellt. Alle partiellen Wirkungsquerschnitte neutronenabsorbierender Reaktionen, sofern sie nicht zur Responsefunktion zählen, tragen le-

diglich zum Verlustterm des Sensitivitätskoeffizienten bei und bedingen somit negative Sensitivitäten. Hingegen tragen elastische und inelastische partielle Wirkungsquerschnitte zum Gewinn- und Verlustterm des Sensitivitätskoeffizienten bei. Ob der Nettobeitrag letztlich positiv oder negativ ist, hängt in starkem Maße von der betrachteten Reaktionsrate ab. Beispielsweise haben die  $(n, 2n)$ -Reaktionen in beiden Blankets positive Sensitivitäten für die Strahlungseinfangreaktionen und für die Brutreaktionen  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$  und negative Sensitivitäten für alle übrigen Reaktionen mit Ausnahme der inelastischen Streuung im  ${}^{207}\text{Pb}$  (s. Tab. 7.6 bis 7.9). Der Grund hierfür liegt darin, daß die  $(n, 2n)$ -Reaktionen zwar Neutronen multiplizieren, aber auch gleichzeitig die energetischen Neutronen moderieren. Dadurch haben sie auf die Schwellwertreaktion negative Einflüsse, da sie denen energetische Neutronen entziehen, so daß es letztlich zu negativen Sensitivitäten kommt. Hingegen führt die Multiplikation sowie die damit verbundene Moderation der energetischen Neutronen zur Erhöhung des moderierten Teils des Neutronenspektrums, so daß die Reaktionen mit hohen Wirkungsquerschnitten im niederenergetischen Bereich davon profitieren. Dadurch kommt es letztlich zu positiven Sensitivitäten. Im allgemeinen sind positive Sensitivitäten für Reaktionsraten mit hoher Schwellenenergie lediglich von partiellen Wirkungsquerschnitten zu erwarten, die Neutronenemission mit geringem Energieverlust zulassen. Hierzu zählt neben der elastischen Streuung die inelastische Streuung, sofern sich der Energieverlust der emittierten Neutronen in Grenzen hält, die erneutes Auslösen der betroffenen Reaktion zulassen.

Die Sensitivitäten der einzelnen Reaktionen bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte der Nuklide ist offensichtlich systemabhängig und kann ohne weiteres mit dem neutronenphysikalischen Verhalten des Systems in Zusammenhang gebracht werden. Als Beispiel hierfür sollen die Sensitivitätsprofile für die Brutreaktionsrate  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$  bezüglich der Wirkungsquerschnitte der Isotope des Strukturmaterials MANET  ${}^{52}\text{Cr}$  und  ${}^{56}\text{Fe}$  in den Blankets betrachtet werden (vgl. Abb. 7.7 und 7.10). Die Sensitivitätsprofile der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktion bezüglich der totalen Wirkungsquerschnitte der beiden Isotope zeigen im Feststoffblanket im Energiebereich von etwa 1,6 bis 2,4 MeV positive Sensitivitäten, was ausschließlich durch den Beitrag der inelastischen Streuung  $(n, n'1)$  bedingt ist, deren Anregungsfunktion bei beiden Isotopen in diesem Energiebereich ihr Maximum hat. Im Flüssigmetallblanket zeigen sich dagegen für den gleichen Fall positive Sensitivitäten lediglich im epithermischen Energiebereich, und dies ist auf den Beitrag der elastischen Streuung zurückzuführen. Wie im Abschnitt 6.3 beschrieben, zeichnet sich das Feststoffblanket durch gut moderierte Neutronenspektren im ganzen Blanketbereich aus, während sich im Flüssigmetallblanket erst bei hohen Blankettiefen die Moderation der Neutronenspektren bemerkbar macht. In beiden Blankets hat die  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionsrate ihr energetisches Maximum im Bereich der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Resonanz, wobei aufgrund der guten Moderation im Feststoffblanket auch im intermediären und im epithermischen Bereich bedeutende Reaktionsraten auftreten. Die Neutroneneinfangsreaktionen im Strukturmaterial bedingen in beiden Blankets naturgemäß negative Sensitivitäten der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionsrate. Die elastische Streuung hingegen führt im Flüssigmetallblanket zu positiven Sensitivitäten, indem sie zur Moderation der Neutronenspektren und somit auch zur Erhöhung der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionsrate beiträgt. Demgegenüber führt sie im Feststoffblanket zu negativen Sensitivitäten, da elastische Prozesse an den mittelschweren Strukturmaterialien in dem ohnehin gut moderierten Spektrum lediglich zur Erhöhung anderer

Absorptionsprozesse führen. Die inelastische Streuung im Strukturmaterial bewirkt ihrerseits eine effektive Moderation mit geringer Anzahl von Wechselwirkungen, so daß sie unterhalb der Schwellenergie der  $(n, 2n)$ -Reaktionen in beiden Blankets positive Sensitivitäten bedingt. Diese Zusammenhänge gehen aus den Abbildungen 7.7 und 7.10 nicht unmittelbar hervor, da es durch die Summation der einzelnen Terme des Sensitivitätskoeffizienten sowie die Summation über der Beiträge der einzelnen partiellen Wirkungsquerschnitte infolge unterschiedlicher Vorzeichen zu Aufhebungseffekten kommt.

Sowohl im Flüssigmetallblanket als auch im Feststoffblanket weisen die betrachteten Aktivierungsreaktionsraten der Brutmaterialien hohe Sensitivitäten bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte von  $^{56}\text{Fe}$ , welches die Hauptkomponente des Strukturmaterials MANET ist, auf. Besonders hohe Sensitivitäten ergeben sich dabei bezüglich des inelastischen Wirkungsquerschnittes von  $^{56}\text{Fe}$ . Im Feststoffblanket zeigen sich auch hohe Sensitivitäten für die Aktivierungsreaktionsraten bezüglich des Wirkungsquerschnittes der  $(n, 2n)$ -Reaktion im Beryllium, die in Einzelfällen die Sensitivitäten des Strukturmaterials  $^{56}\text{Fe}$  übertreffen. In ähnlicher Weise zeigen sich im Flüssigmetallblanket hohe Sensitivitäten für die Aktivierungsreaktionsraten bezüglich der Wirkungsquerschnitte der Isotope  $^{206}\text{Pb}$  und  $^{207}\text{Pb}$ , wobei dafür in erster Linie der inelastische Wirkungsquerschnitt verantwortlich ist. Die Sensitivitäten der Aktivierungsreaktionsraten bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte von  $^{208}\text{Pb}$  liegen durchweg um etwa eine Größenordnung niedriger als für die Isotope  $^{206}\text{Pb}$  bzw.  $^{207}\text{Pb}$  und ist auf seine vergleichsweise geringen Wirkungsquerschnitte zurückzuführen. Bemerkenswert ist, daß die Sensitivitäten der Aktivierungsreaktionsraten bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte von  $^6\text{Li}$  und  $^7\text{Li}$  in beiden Blankets überwiegend klein sind. Eine Ausnahme hiervon bildet der Wirkungsquerschnitt der  $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktion, der bei den Aktivierungsreaktionsraten ohne Schwellenenergie bedeutende Sensitivitäten aufweist.

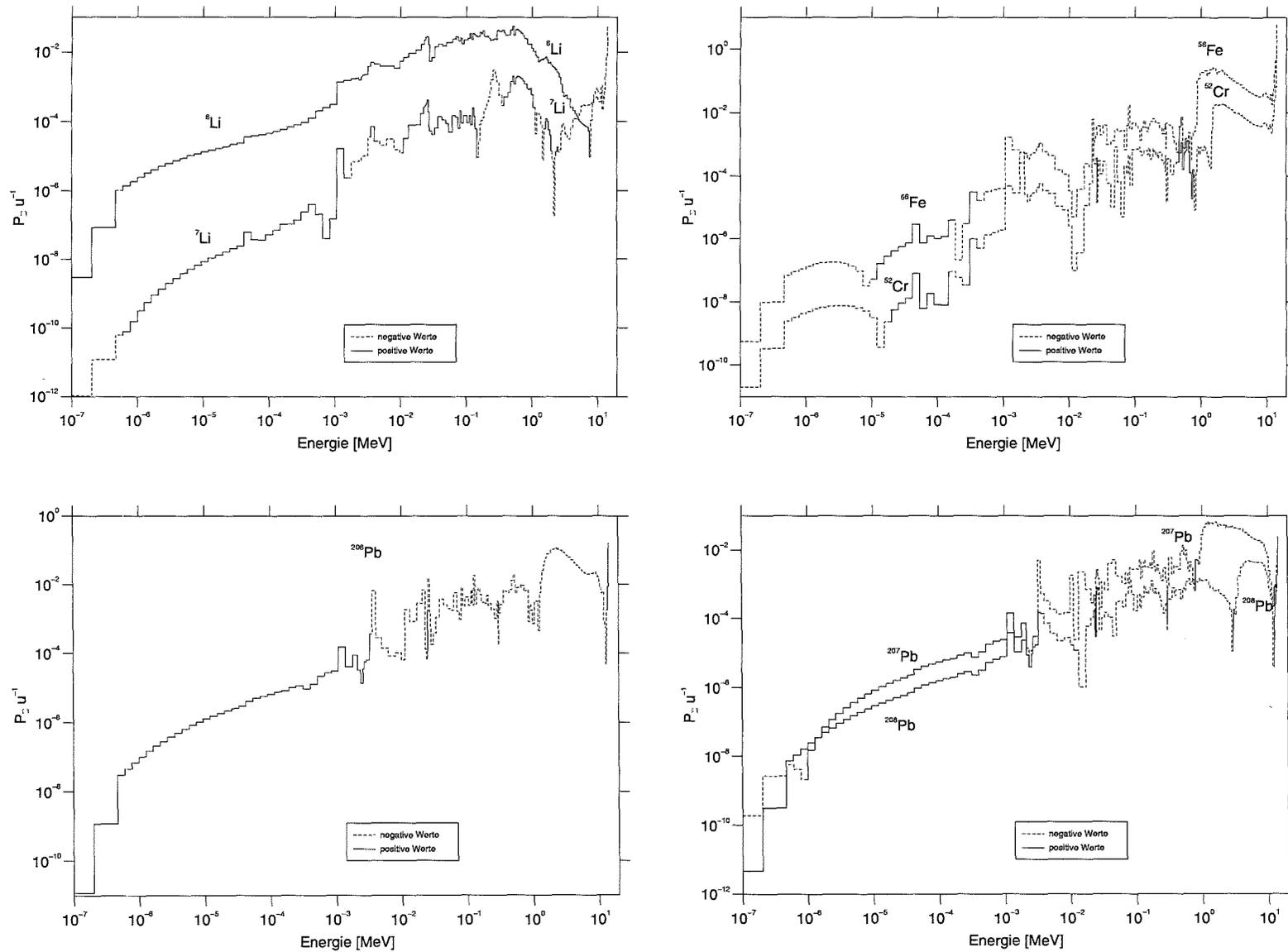


Abb. 7.7: Sensitivitätsprofile  $P_{\Sigma}/u$  für die  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionrate bezüglich der Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Flüssigmetallblanket, nach gruppenweiser Summation der partiellen  $P_{\Sigma_x}/u$

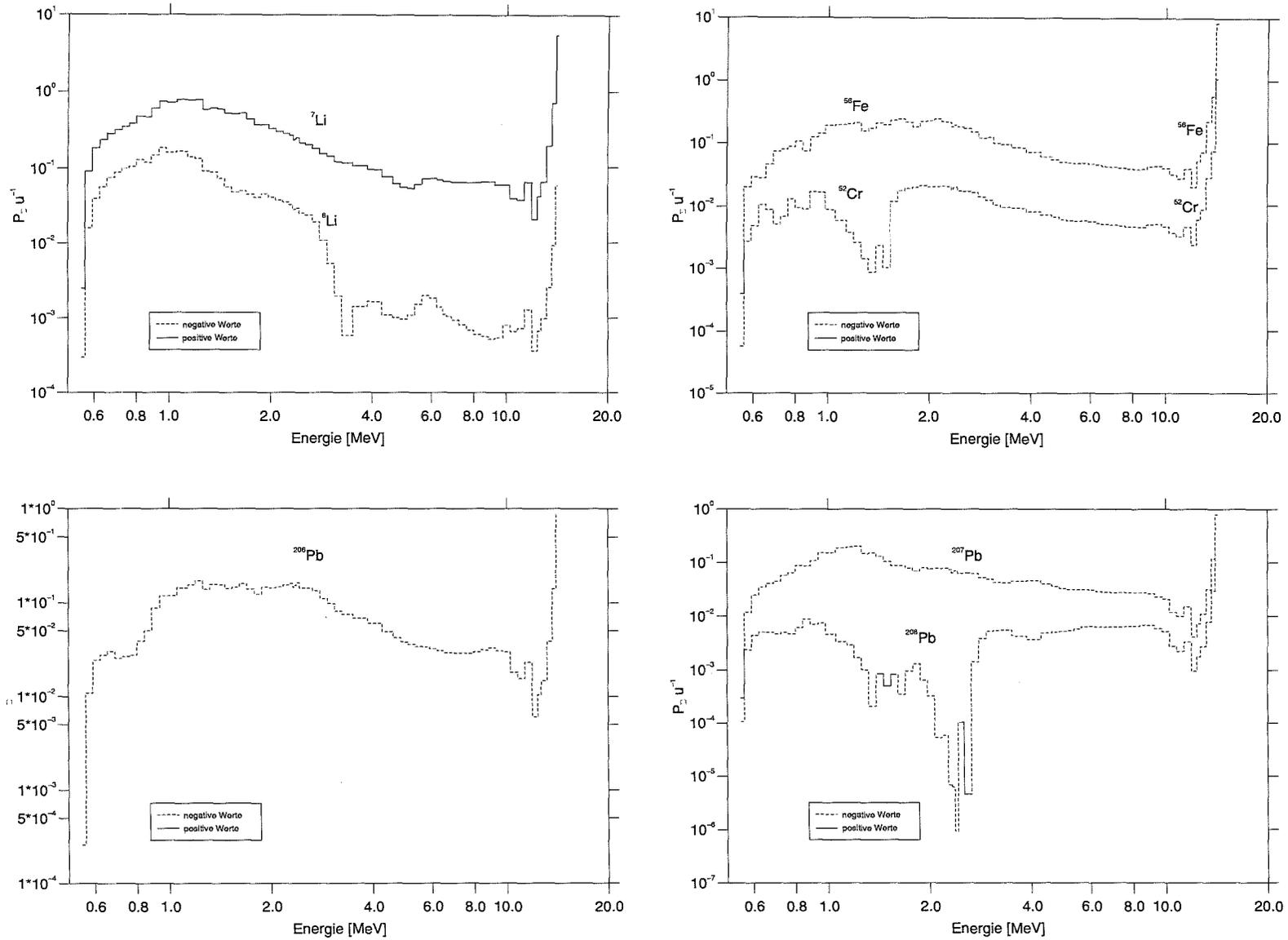


Abb. 7.8: Sensitivitätsprofile  $P_{\Sigma}/u$  für die  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktionrate bezüglich der Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Flüssigmetallblanket, nach gruppenweiser Summation der partiellen  $P_{\Sigma_x}/u$

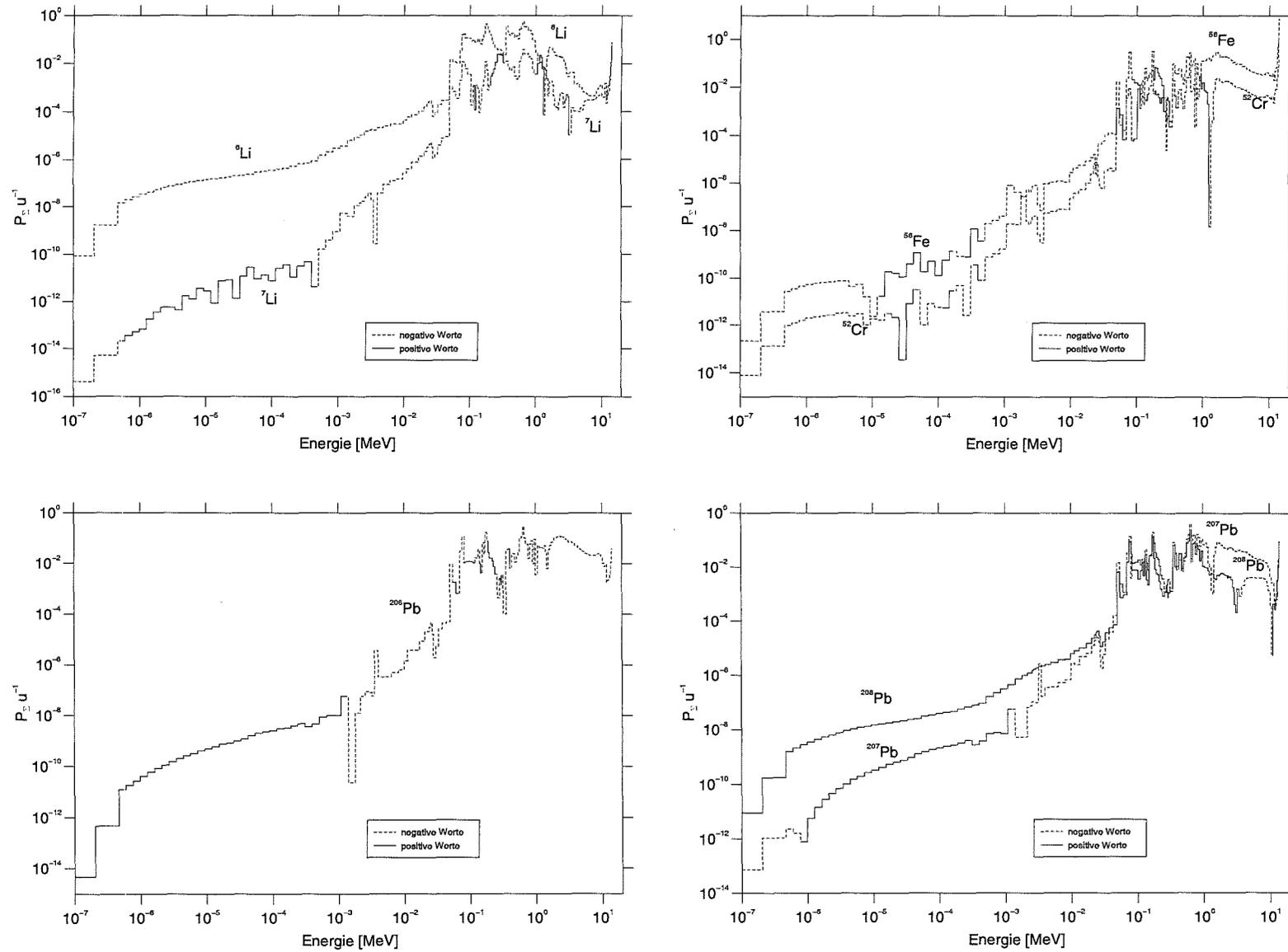


Abb. 7.9: Sensitivitätsprofile  $P_{\Sigma}/u$  für die  ${}^{208}\text{Pb}(n,\gamma){}^{209}\text{Pb}$ -Reaktionrate bezüglich der Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Flüssigmetallblanket, nach gruppenweiser Summation der partiellen  $P_{\Sigma_{\alpha}}/u$

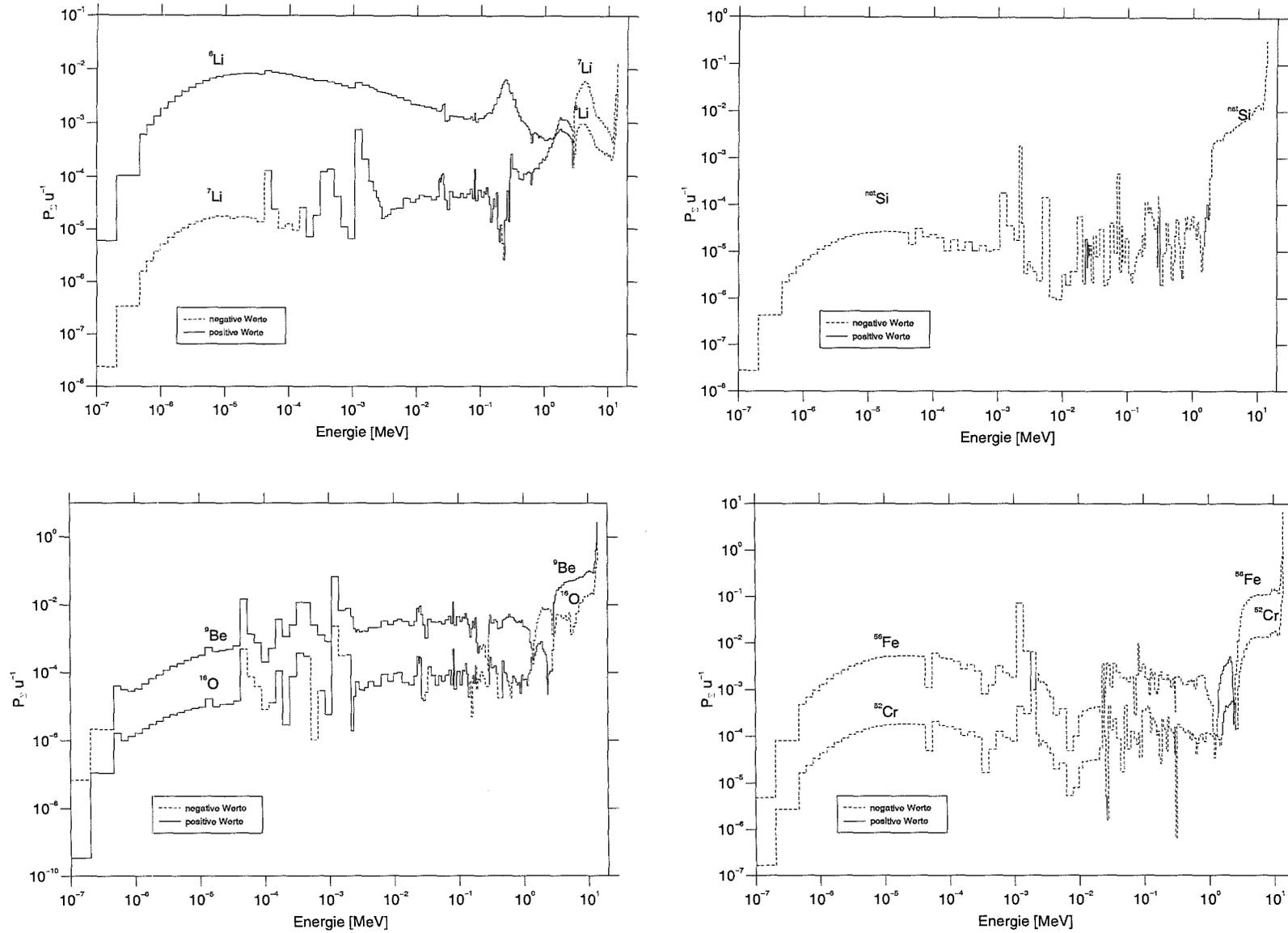


Abb. 7.10: Sensitivitätsprofile  $P_{\Sigma_x}/u$  für die  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionrate bezüglich der Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Feststoffblanket, nach gruppenweiser Summation der partiellen  $P_{\Sigma_x}/u$

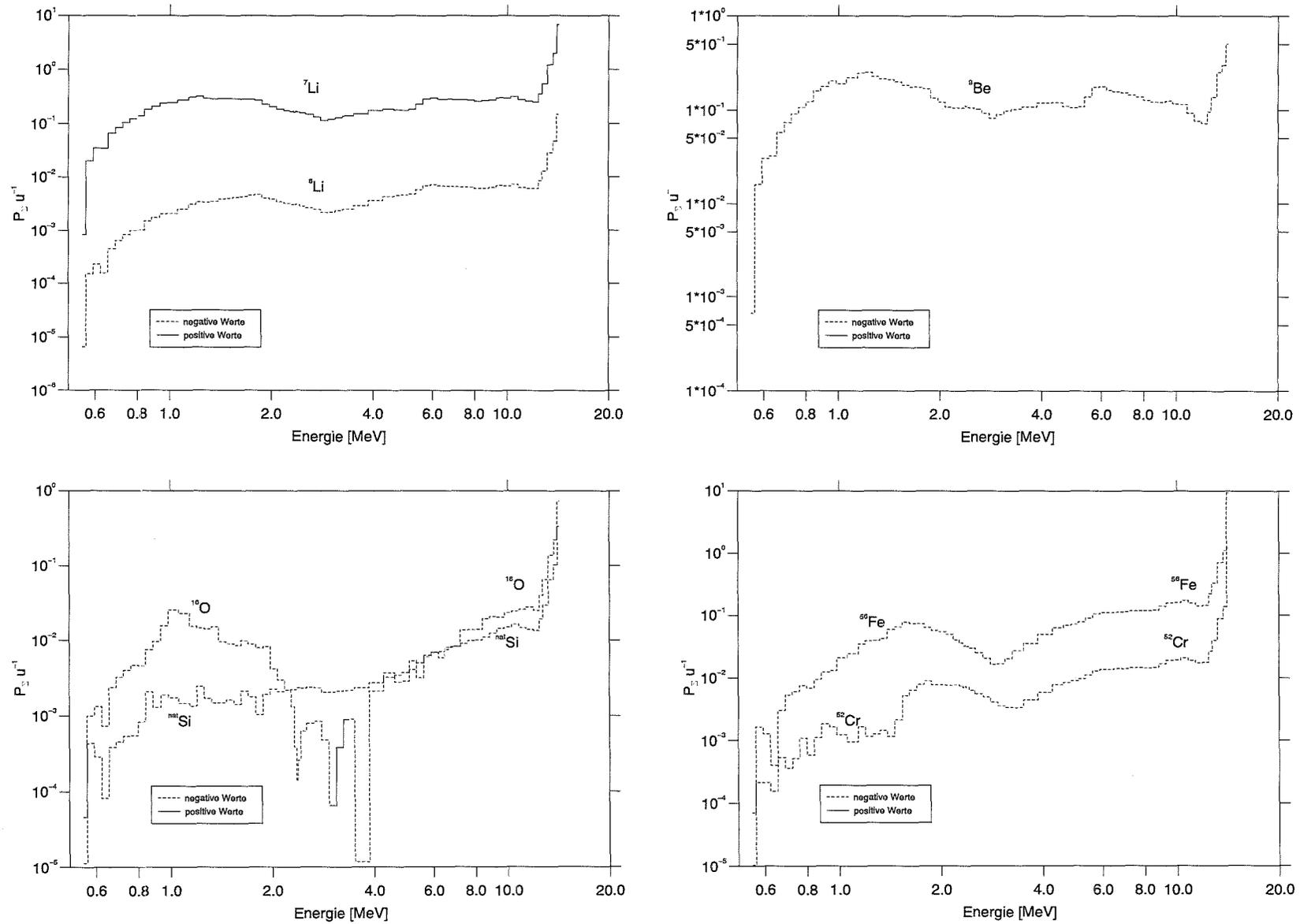


Abb. 7.11: Sensitivitätsprofile  $P_{\Sigma}/u$  für die  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktionrate bezüglich der Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Feststoffblanket, nach gruppenweiser Summation der partiellen  $P_{\Sigma_x}/u$

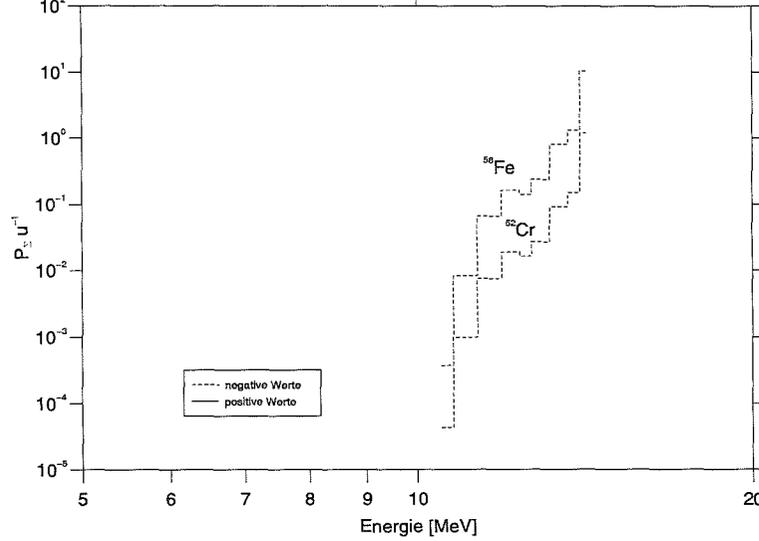
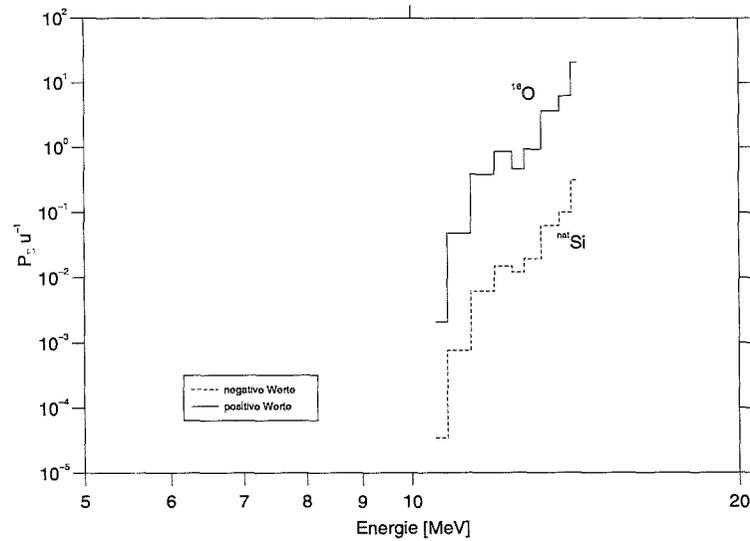
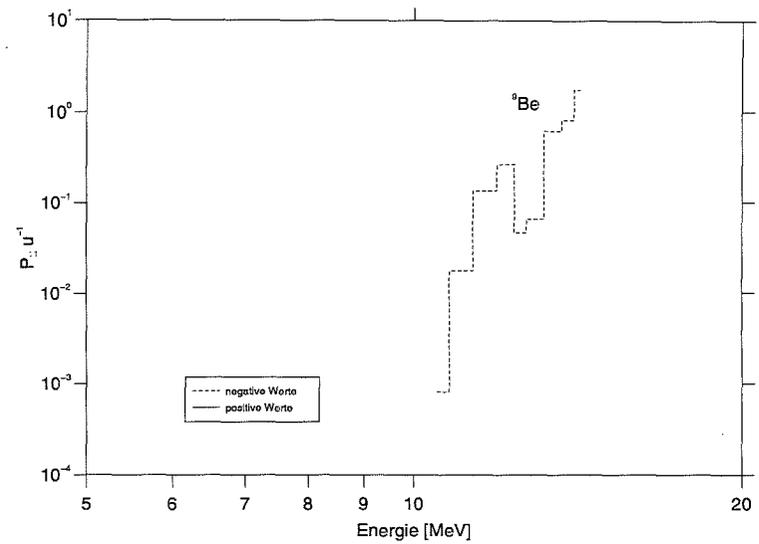
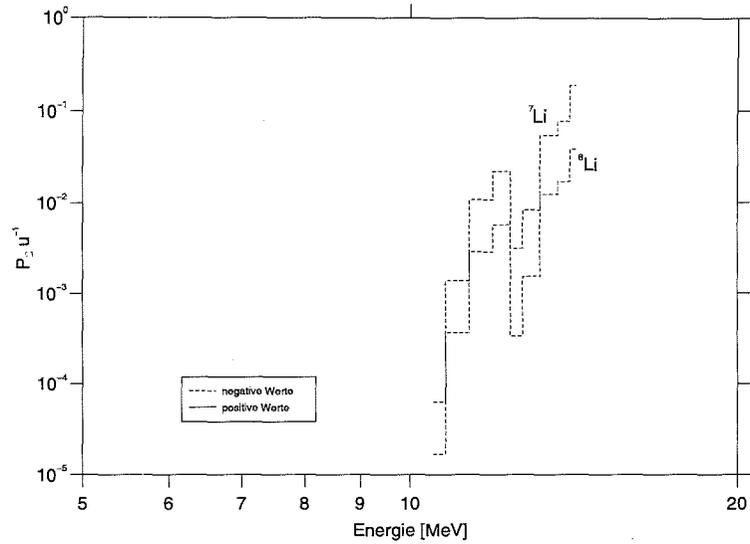


Abb. 7.12: Sensitivitätsprofile  $P_{\Sigma}/u$  für die  ${}^{16}\text{O}(n,p){}^{16}\text{N}$ -Reaktionrate bezüglich der Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Feststoffblanket, nach gruppenweiser Summation der partiellen  $P_{\Sigma_x}/u$

Um einen vollständigen Überblick über die Sensitivität der betrachteten Aktivierungsreaktionen bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte der Nuklide zu geben, sind in den Tabellen 7.6 bis 7.9 Integralsensitivitäten für alle betrachteten Reaktionen aufgeführt. Gemäß der Definition der Integralsensitivität (s. Abschn. 7.2.1) bedeuten die aufgeführten Werte, die prozentuale Erhöhung der jeweiligen Reaktionsrate bei einer 1%-igen Erhöhung des jeweiligen partiellen Wirkungsquerschnittes in allen Energiegruppen. Die Mehrzahl der hohen Sensitivitäten ( $| > 0,5|$ ) sind naturgemäß auf direkte Effekte zurückzuführen. Hohe Sensitivitäten infolge indirekter Effekte sind bei dem Strukturmaterial  $^{56}\text{Fe}$ , bei den Neutronenmultiplern  $^9\text{Be}$ ,  $^{206}\text{Pb}$  und  $^{207}\text{Pb}$  zu beobachten. Die Integralsensitivität der Responsefunktion liegt stets bei 1,0, sofern die Responsefunktion bei dem Neutronentransport keine wesentliche Rolle spielt (s. Tab. 7.6 bis 7.9). Falls die Responsefunktion für den Neutronentransport von Bedeutung ist, kommt es zu Integralsensitivitäten, die von 1,0 abweichen (s. z.B. die Integralsensitivitäten der Reaktionen  $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ ,  $^{208}\text{Pb}(n, 2n)^{207m}\text{Pb}$  sowie  $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}$ ).

Die Summen der Integralsensitivitäten der partiellen Wirkungsquerschnitte eines Nuklids ergeben die prozentuale Erhöhung der jeweiligen Reaktionsrate bei einer 1%-igen Erhöhung des totalen Wirkungsquerschnittes des Nuklids in allen Energiegruppen. Letzteres entspricht auch einer 1%-igen Erhöhung der Zahlendichte des jeweiligen Nuklids, so daß anhand dessen die Sensitivität der Reaktionsrate bezüglich der Nukliddichte möglich ist. Dies ermöglicht darüberhinaus die Erweiterung der Sensitivitätsanalyse auf Unsicherheiten in anderen Auslegungsgrößen.

Die Betrachtung der Sensitivitätsprofile und der Integralsensitivitäten ermöglicht die Einschätzung der Bedeutung einzelner partieller Wirkungsquerschnitte für eine betrachtete integrale Größe. Anhand derartiger Betrachtungen kann auch die Bedeutung der einzelnen partiellen Wirkungsquerschnitte bei der Unsicherheitsanalyse bewertet werden. Beispielsweise ist deutlich, daß die  $(n, 2n)$ -Reaktion von Beryllium bei allen betrachteten Reaktionsraten im Feststoffblanket zu bedeutenden Sensitivitäten (Integralsensitivität  $> 0,1$ ) führt und demnach dessen Unsicherheit für das Systemverhalten von Bedeutung ist. Hingegen ist z.B. der Strahlungseinfang in den Lithiumisotopen mit Integralsensitivitäten von  $10^{-7}$  bis  $10^{-4}$  von relativ geringer Bedeutung für das Systemverhalten, womit deren Unsicherheit ebenfalls von untergeordneter Bedeutung wäre. Mit anderen Worten; man kann nach der Betrachtung der Sensitivitäten unter Umständen bei der Unsicherheitsanalyse auf einige partielle Wirkungsquerschnitte begründet verzichten.

$S_{\Sigma_p}$  für die Reaktion  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	2.87998E-03	-3.30138E-02	-	1.55848E-03	-2.46585E-05	-5.47551E-04	-	1.15059E-01	-	8.59113E-02
${}^7\text{Li}$	4.04999E-04	-7.09445E-03	3.12410E-05	5.46575E-03	-3.32990E-06	-	-4.85698E-05	-	-	-1.24434E-03
${}^{200}\text{Pb}$	-8.29983E-03	-2.42359E-01	2.41360E-02	1.14016E-01	-1.56756E-02	-7.01525E-05	-	-1.89296E-05	-9.49388E-05	-1.28367E-01
${}^{207}\text{Pb}$	-8.70037E-03	-2.72434E-01	2.34540E-02	1.63689E-01	-9.92328E-03	-6.20821E-05	-	-1.80657E-05	-7.94317E-05	-1.04074E-01
${}^{208}\text{Pb}$	-2.05994E-03	-1.24567E-02	5.64840E-03	3.20036E-03	-3.38586E-04	-6.18224E-06	-	-4.28813E-06	-1.37842E-05	-6.03062E-03
${}^{52}\text{Cr}$	1.80006E-04	-4.53959E-02	2.65111E-03	1.45952E-02	-1.32002E-03	-2.57348E-03	-	-	-8.51655E-04	-3.27146E-02
${}^{50}\text{Fe}$	2.23923E-03	-4.73478E-01	3.39505E-02	2.59557E-01	-1.49294E-02	-2.79318E-02	-1.44632E-03	-8.38501E-07	-1.08148E-02	-2.32856E-01

 $S_{\Sigma_p}$  für die Reaktion  ${}^7\text{Li}(n, n' \alpha)t$ 

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-7.94780E-02	-3.77150E-02	-	6.37455E-04	-3.26403E-06	-6.34258E-04	-	-5.35334E-02	-	-1.70726E-01
${}^7\text{Li}$	-1.13067E-02	9.92905E-01	1.78940E-05	2.05936E-03	-1.56261E-07	-	-5.29007E-05	-	-	9.83622E-01
${}^{200}\text{Pb}$	-1.58700E-02	-2.80274E-01	-1.07530E-02	3.94675E-02	-1.73228E-03	-7.63239E-05	-	-2.05831E-05	-1.03289E-04	-2.69362E-01
${}^{207}\text{Pb}$	-1.45999E-02	-2.75671E-01	-4.96000E-03	7.06591E-02	-1.80358E-03	-6.75604E-05	-	-1.96439E-05	-8.62932E-05	-2.26549E-01
${}^{208}\text{Pb}$	-3.23400E-03	-1.47463E-02	-2.06180E-03	2.24185E-03	-7.64322E-05	-6.72230E-06	-	-4.66274E-06	-1.49577E-05	-1.79030E-02
${}^{52}\text{Cr}$	-6.32200E-03	-4.60635E-02	-3.32705E-03	6.44160E-03	-1.19608E-04	-2.51217E-03	-	-	-8.29014E-04	-5.27317E-02
${}^{50}\text{Fe}$	-3.81501E-02	-4.69414E-01	-2.59879E-02	1.23436E-01	-1.42390E-03	-2.72336E-02	-1.40280E-03	-8.12702E-07	-1.05524E-02	-4.50730E-01

 $S_{\Sigma_p}$  für die Reaktion  ${}^7\text{Li}(n, d) {}^6\text{He}$ 

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-8.42430E-03	-2.60966E-02	-	1.33187E-05	-5.55000E-07	-3.37112E-04	-	-1.43054E-03	-	-3.62758E-02
${}^7\text{Li}$	-1.12038E-03	-2.25245E-03	-1.91835E-04	1.91994E-04	-2.49031E-08	-	9.99941E-01	-	-	9.96568E-01
${}^{200}\text{Pb}$	2.78701E-03	-2.48055E-02	-1.43469E-01	6.19152E-04	-8.53183E-05	-8.61307E-05	-	-2.33235E-05	-1.16568E-04	-1.65180E-01
${}^{207}\text{Pb}$	2.76901E-03	-2.70933E-02	-1.34710E-01	5.03618E-06	-7.11019E-05	-7.60425E-05	-	-2.22586E-05	-9.73178E-05	-1.59296E-01
${}^{208}\text{Pb}$	6.67602E-04	-6.56196E-03	-3.26772E-02	3.00908E-04	-1.91494E-05	-7.61717E-06	-	-5.28340E-06	-1.67970E-05	-3.83195E-02
${}^{52}\text{Cr}$	4.90800E-04	-2.30648E-02	-6.15666E-03	7.14377E-04	-1.96232E-05	-2.16586E-03	-	-	-7.26394E-04	-3.09282E-02
${}^{50}\text{Fe}$	5.81901E-03	-1.62242E-01	-8.06225E-02	1.33363E-02	-1.48122E-04	-2.36624E-02	-1.25773E-03	-7.30270E-07	-9.11204E-03	-2.57890E-01

 $S_{\Sigma_p}$  für die Reaktion  ${}^7\text{Li}(n, \gamma) {}^8\text{Li}$ 

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	1.48080E-01	-3.27323E-02	-	1.57296E-03	-3.48509E-05	-5.42982E-04	-	-1.17304E+00	-	-1.05670E+00
${}^7\text{Li}$	1.13360E-02	-6.95794E-03	2.86360E-05	5.61208E-03	9.99995E-01	-	-4.82803E-05	-	-	1.00997E+00
${}^{200}\text{Pb}$	4.49944E-03	-2.37849E-01	2.30530E-02	1.19298E-01	-2.09334E-02	-6.97364E-05	-	-1.88177E-05	-9.43757E-05	-1.12115E-01
${}^{207}\text{Pb}$	6.00052E-03	-2.65620E-01	2.20900E-02	1.73460E-01	-1.24443E-02	-6.17128E-05	-	-1.79589E-05	-7.89620E-05	-7.66737E-02
${}^{208}\text{Pb}$	1.28007E-03	-1.23491E-02	5.33640E-03	3.20799E-03	-3.77259E-04	-6.14570E-06	-	-4.26279E-06	-1.37026E-05	-2.92586E-03
${}^{52}\text{Cr}$	5.91004E-03	-4.51407E-02	3.03242E-03	1.54336E-02	-1.82365E-03	-2.57579E-03	-	-	-8.52455E-04	-2.60166E-02
${}^{50}\text{Fe}$	3.62005E-02	-4.71273E-01	3.67546E-02	2.71566E-01	-1.99421E-02	-2.79573E-02	-1.44772E-03	-8.39331E-07	-1.08246E-02	-1.86924E-01

Tabelle 7.6: Integralsensitivitäten  $S_{\Sigma_p}$  der Aktivierungsreaktionsraten bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Flüssigmetallblanket

$S_{\Sigma_r}$  für die Reaktion  $^{206}\text{Pb}(n, 2n)^{205}\text{Pb}$

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6\text{Li}$	-4.41020E-03	-2.69360E-02	-	3.00657E-05	-5.71095E-07	-3.51656E-04	-	-1.48476E-03	-	-3.31531E-02
$^7\text{Li}$	-5.95210E-04	-2.32910E-03	-1.95502E-04	2.89357E-04	-2.56299E-08	-	-5.98000E-05	-	-	-2.89028E-03
$^{206}\text{Pb}$	3.35900E-03	-2.70514E-02	8.14784E-01	7.08557E-04	-8.90313E-05	-8.64002E-05	-	-2.33473E-05	-1.16918E-04	7.91484E-01
$^{207}\text{Pb}$	3.33400E-03	-2.86013E-02	-1.37643E-01	5.97848E-06	-7.43093E-05	-7.63598E-05	-	-2.22813E-05	-9.75698E-05	-1.63175E-01
$^{208}\text{Pb}$	8.02901E-04	-6.96760E-03	-3.33676E-02	6.49887E-04	-1.98729E-05	-7.62511E-06	-	-5.28891E-06	-1.68588E-05	-3.89321E-02
$^{52}\text{Cr}$	8.33800E-04	-2.37648E-02	-6.20440E-03	1.11503E-03	-2.00761E-05	-2.21151E-03	-	-	-7.40717E-04	-3.09927E-02
$^{56}\text{Fe}$	9.65002E-03	-1.67686E-01	-8.13833E-02	1.62503E-02	-1.50527E-04	-2.41324E-02	-1.27053E-03	-7.35889E-07	-9.31090E-03	-2.58034E-01

$S_{\Sigma_r}$  für die Reaktion  $^{206}\text{Pb}(n, \gamma)^{207m}\text{Pb}$

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6\text{Li}$	3.48201E-02	-3.31731E-02	-	1.49741E-03	-2.23712E-05	-5.50481E-04	-	-7.75310E-01	-	-7.72738E-01
$^7\text{Li}$	1.27099E-03	-7.32492E-03	3.21180E-05	5.16021E-03	-2.94302E-06	-	-4.88001E-05	-	-	-9.13351E-04
$^{206}\text{Pb}$	-3.21999E-02	-2.48387E-01	2.39850E-02	1.08547E-01	9.43910E-01	-7.04835E-05	-	-1.90186E-05	-9.53867E-05	7.95670E-01
$^{207}\text{Pb}$	-2.22006E-02	-2.81748E-01	2.36110E-02	1.57906E-01	-8.92404E-03	-6.23770E-05	-	-1.81506E-05	-7.98035E-05	-1.31516E-01
$^{208}\text{Pb}$	-5.22995E-03	-1.25153E-02	5.65140E-03	3.15856E-03	-3.35763E-04	-6.21131E-06	-	-4.30829E-06	-1.38484E-05	-9.29540E-03
$^{52}\text{Cr}$	-2.40004E-03	-4.56044E-02	2.36020E-03	1.41898E-02	-1.14817E-03	-2.57087E-03	-	-	-8.50746E-04	-3.60243E-02
$^{56}\text{Fe}$	-1.16401E-02	-4.78677E-01	3.16720E-02	2.52743E-01	-1.39311E-02	-2.79029E-02	-1.44466E-03	-8.37518E-07	-1.08037E-02	-2.59986E-01

$S_{\Sigma_r}$  für die Reaktion  $^{207}\text{Pb}(n, n')^{207m}\text{Pb}$

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6\text{Li}$	-8.77340E-02	-4.15507E-02	-	6.61044E-04	-3.35704E-06	-7.31485E-04	-	-5.48650E-02	-	-1.84224E-01
$^7\text{Li}$	-1.21332E-02	-7.28116E-03	6.40210E-05	2.15119E-03	-1.60695E-07	-	-5.19114E-05	-	-	-1.72512E-02
$^{206}\text{Pb}$	-1.70500E-02	-3.15341E-01	9.55801E-03	4.04802E-02	-1.72798E-03	-7.49546E-05	-	-2.02131E-05	-1.01439E-04	-2.84277E-01
$^{207}\text{Pb}$	-1.59100E-02	6.98520E-01	1.62220E-02	7.39431E-02	-1.88136E-03	-6.63520E-05	-	-1.92908E-05	-8.47578E-05	7.70723E-01
$^{208}\text{Pb}$	-3.54299E-03	-1.71064E-02	2.59070E-03	2.31089E-03	-8.07211E-05	-6.60140E-06	-	-4.57888E-06	-1.46953E-05	-1.58545E-02
$^{52}\text{Cr}$	-6.73799E-03	-5.04067E-02	-3.61825E-03	6.53768E-03	-1.19810E-04	-2.54948E-03	-	-	-8.39785E-04	-5.77343E-02
$^{56}\text{Fe}$	-4.18600E-02	-5.00846E-01	-2.63499E-02	1.26161E-01	-1.47966E-03	-2.76190E-02	-1.42030E-03	-8.23095E-07	-1.07047E-02	-4.84119E-01

$S_{\Sigma_r}$  für die Reaktion  $^{208}\text{Pb}(n, 2n)^{207m}\text{Pb}$

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6\text{Li}$	-3.34600E-03	-2.74018E-02	-	3.89598E-05	-5.79333E-07	-3.60843E-04	-	-1.51705E-03	-	-3.25873E-02
$^7\text{Li}$	-4.32180E-04	-2.37162E-03	-1.96294E-04	3.22728E-04	-2.60032E-08	-	-5.98649E-05	-	-	-2.73726E-03
$^{206}\text{Pb}$	3.53700E-03	-2.88709E-02	-1.46663E-01	7.36581E-04	-9.10352E-05	-8.63617E-05	-	-2.33222E-05	-1.16864E-04	-1.71578E-01
$^{207}\text{Pb}$	3.51000E-03	-2.98835E-02	-1.38629E-01	6.77140E-06	-7.61565E-05	-7.63507E-05	-	-2.22573E-05	-9.75151E-05	-1.65268E-01
$^{208}\text{Pb}$	8.45000E-04	-7.30451E-03	6.64130E-02	7.39356E-04	-2.02184E-05	-7.61693E-06	-	-5.28323E-06	-1.68555E-05	6.06429E-02
$^{52}\text{Cr}$	9.13301E-04	-2.41458E-02	-6.22690E-03	1.16996E-03	-2.02931E-05	-2.23301E-03	-	-	-7.46974E-04	-3.12897E-02
$^{56}\text{Fe}$	1.05600E-02	-1.70727E-01	-8.17056E-02	1.68128E-02	-1.51691E-04	-2.43443E-02	-1.27577E-03	-7.38516E-07	-9.40468E-03	-2.60237E-01

$S_{\Sigma_r}$  für die Reaktion  $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}$

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6\text{Li}$	-9.05300E-02	-3.38805E-02	-	1.36272E-03	-9.52861E-06	-5.61310E-04	-	-3.58629E-01	-	-4.82248E-01
$^7\text{Li}$	-5.69600E-03	-7.66850E-03	3.03160E-05	4.46859E-03	-8.83035E-07	-	-4.97396E-05	-	-	-8.91622E-03
$^{206}\text{Pb}$	-3.90396E-02	-2.52861E-01	1.97180E-02	9.25633E-02	-7.37435E-03	-7.18143E-05	-	-1.93754E-05	-9.71869E-05	-1.87182E-01
$^{207}\text{Pb}$	-4.73399E-02	-2.96995E-01	2.03450E-02	1.34001E-01	-5.60147E-03	-6.35595E-05	-	-1.84911E-05	-8.12925E-05	-1.95754E-01
$^{208}\text{Pb}$	-9.72998E-03	-1.27742E-02	4.76650E-03	3.02604E-03	9.96788E-02	-6.32784E-06	-	-4.38912E-06	-1.41047E-05	8.49423E-02
$^{52}\text{Cr}$	-9.45300E-03	-4.56935E-02	1.23051E-03	1.22644E-02	-5.18742E-04	-2.55809E-03	-	-	-8.46416E-04	-4.55749E-02
$^{56}\text{Fe}$	-7.30801E-02	-4.74436E-01	2.13250E-02	2.22453E-01	-7.34403E-03	-2.77623E-02	-1.43660E-03	-8.32709E-07	-1.07502E-02	-3.51033E-01

Tabelle 7.7: Integralsensitivitäten  $S_{\Sigma_r}$  der Aktivierungsreaktionsraten bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Flüssigmetallblanket

$S_{\Sigma_x}$  für die Reaktion  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-4.27008E-04	-1.21951E-02	-	2.53584E-04	-3.76836E-05	-2.47188E-04	-	6.21030E-02	-	4.94496E-02
${}^7\text{Li}$	-2.25401E-03	-3.47247E-02	3.53030E-04	1.57112E-02	-1.32834E-04	-	-3.61428E-04	-	-	-2.14088E-02
${}^{10}\text{O}$	-8.99792E-04	-2.66380E-02	-	8.96349E-04	-7.45147E-07	-2.19038E-03	-7.38948E-04	-	-1.31744E-02	-4.27457E-02
${}^{nat}\text{Si}$	-1.57982E-04	-1.55846E-02	6.26690E-06	1.80604E-04	-4.62325E-04	-5.09502E-03	-1.63877E-03	-2.51744E-07	-2.90040E-03	-2.56525E-02
${}^9\text{Be}$	2.87971E-02	-	2.84589E-01	-	-1.08462E-03	-	-	-1.07248E-02	-4.99798E-02	2.51601E-01
${}^{52}\text{Cr}$	-2.81036E-04	-6.05456E-02	2.58913E-03	1.22440E-02	-3.13199E-03	-3.41843E-03	-	-	-1.10014E-03	-5.36441E-02
${}^{50}\text{Fe}$	-1.69945E-03	-5.33647E-01	3.35480E-02	1.83210E-01	-5.34181E-02	-3.66097E-02	-1.71097E-03	-9.65405E-07	-1.43741E-02	-4.24702E-01

$S_{\Sigma_x}$  für die Reaktion  ${}^7\text{Li}(n, n' \alpha)t$

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-3.26570E-03	-1.27094E-02	-	9.95508E-05	-3.18094E-07	-2.43841E-04	-	-2.48260E-03	-	-1.86023E-02
${}^7\text{Li}$	-1.28360E-02	9.68209E-01	-5.42929E-04	7.93251E-03	-3.93710E-07	-	-4.00770E-04	-	-	9.62362E-01
${}^{10}\text{O}$	-1.36620E-02	-2.99185E-02	-	7.68748E-04	-1.56309E-09	-2.43641E-03	-8.18641E-04	-	-1.45578E-02	-6.06246E-02
${}^{nat}\text{Si}$	-1.69610E-03	-1.62395E-02	-1.50572E-05	6.14160E-05	-1.01216E-05	-5.73226E-03	-1.81093E-03	-2.76615E-07	-3.28264E-03	-2.87255E-02
${}^9\text{Be}$	-2.39660E-01	-	-1.56157E-01	-	-1.58901E-04	-	-	-1.18304E-02	-4.29565E-02	-4.50763E-01
${}^{52}\text{Cr}$	-5.58399E-04	-5.49529E-02	-6.42180E-03	4.42595E-03	-5.22697E-05	-3.34701E-03	-	-	-1.07325E-03	-6.19797E-02
${}^{50}\text{Fe}$	7.83026E-04	-4.46549E-01	-7.28498E-02	6.89033E-02	-4.89062E-04	-3.57670E-02	-1.63697E-03	-9.17541E-07	-1.40840E-02	-5.01691E-01

$S_{\Sigma_x}$  für die Reaktion  ${}^7\text{Li}(n, d) {}^6\text{He}$

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-2.69768E-03	-6.89116E-03	-	2.72751E-06	-1.45439E-07	-9.09535E-05	-	-3.82293E-04	-	-1.00595E-02
${}^7\text{Li}$	-9.58940E-03	-1.61662E-02	-1.35031E-03	1.18269E-03	-1.76282E-07	-	9.99803E-01	-	-	9.73880E-01
${}^{10}\text{O}$	-8.50440E-03	-2.42698E-02	-	-	-4.67495E-10	-2.39249E-03	-8.27862E-04	-	-9.61215E-03	-4.56067E-02
${}^{nat}\text{Si}$	-3.12070E-04	-8.31214E-03	-3.04136E-05	1.29578E-06	-5.56937E-06	-4.29396E-03	-1.84296E-03	-2.88636E-07	-2.13112E-03	-1.69272E-02
${}^9\text{Be}$	-1.19226E-01	-	-3.56533E-01	-	-7.52488E-05	-	-	-1.21997E-02	-8.22408E-03	-4.96258E-01
${}^{52}\text{Cr}$	3.78400E-04	-3.02707E-02	-7.29862E-03	7.66708E-04	-2.50805E-05	-2.75859E-03	-	-	-9.20872E-04	-4.01287E-02
${}^{50}\text{Fe}$	4.79501E-03	-2.14219E-01	-9.78056E-02	1.53457E-02	-1.84361E-04	-3.01396E-02	-1.52570E-03	-8.63675E-07	-1.16234E-02	-3.35358E-01

$S_{\Sigma_x}$  für die Reaktion  ${}^7\text{Li}(n, \gamma) {}^8\text{Li}$

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	9.90033E-05	-1.21920E-02	-	2.53451E-04	-3.85122E-05	-2.47129E-04	-	-9.58573E-01	-	-9.70698E-01
${}^7\text{Li}$	-1.03301E-03	-3.46838E-02	3.48720E-04	1.57047E-02	1.00007E+00	-	-3.61458E-04	-	-	9.80049E-01
${}^{10}\text{O}$	-1.29938E-04	-2.66393E-02	-	8.95232E-04	-7.61679E-07	-2.19056E-03	-7.39013E-04	-	-1.31741E-02	-4.19784E-02
${}^{nat}\text{Si}$	6.10054E-05	-1.55759E-02	6.16580E-06	1.80590E-04	-4.69840E-04	-5.09517E-03	-1.63892E-03	-2.51768E-07	-2.90043E-03	-2.54327E-02
${}^9\text{Be}$	4.69017E-02	-	2.85007E-01	-	-1.10110E-03	-	-	-1.07258E-02	-4.98648E-02	2.70213E-01
${}^{52}\text{Cr}$	-1.87039E-04	-6.04993E-02	2.60834E-03	1.22590E-02	-3.17916E-03	-3.41825E-03	-	-	-1.10010E-03	-5.35165E-02
${}^{50}\text{Fe}$	-8.99315E-04	-5.33035E-01	3.35870E-02	1.83228E-01	-5.43385E-02	-3.66080E-02	-1.71090E-03	-9.65367E-07	-1.43734E-02	-4.24151E-01

Tabelle 7.8: Integralsensitivitäten  $S_{\Sigma_x}$  der Aktivierungsreaktionsraten bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Feststoffblanket

$S_{\Sigma,p}$  für die Reaktion  $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$ 

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6Li$	-1.19530E-03	-1.10729E-02	-	3.28939E-05	-2.16819E-07	-1.90783E-04	-	-7.19727E-04	-	-1.31460E-02
$^7Li$	-5.18940E-03	-2.56414E-02	-1.45924E-03	4.39416E-03	-2.63901E-07	-	-4.26690E-04	-	-	-2.83228E-02
$^{16}O$	-1.34570E-03	-3.12662E-02	-	3.48740E-04	-7.55613E-10	-2.60050E-03	-8.69453E-04	-	9.85466E-01	9.49733E-01
$^{nat}Si$	-1.05900E-04	-1.38008E-02	-3.23186E-05	1.30505E-05	-7.18716E-06	-5.92730E-03	-1.92257E-03	-2.92675E-07	-3.35023E-03	-2.51336E-02
$^9Be$	-3.38200E-02	-	-3.42543E-01	-	-1.11333E-04	-	-	-1.25388E-02	-1.88641E-02	-4.07877E-01
$^{52}Cr$	8.31299E-04	-4.32260E-02	-7.52973E-03	2.05647E-03	-3.09497E-05	-3.26673E-03	-	-	-1.05707E-03	-5.22227E-02
$^{56}Fe$	1.05410E-02	-3.20350E-01	-1.01759E-01	2.82828E-02	-2.21965E-04	-3.49868E-02	-1.59840E-03	-8.91713E-07	-1.37969E-02	-4.33890E-01

 $S_{\Sigma,p}$  für die Reaktion  $^{16}O(n,p)^{16}N$ 

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6Li$	-2.10880E-03	-7.17677E-03	-	3.16774E-06	-1.51459E-07	-9.46019E-05	-	-3.98045E-04	-	-9.77520E-03
$^7Li$	-7.92260E-03	-1.68412E-02	-1.41518E-03	1.43212E-03	-1.83580E-07	-	-4.11829E-04	-	-	-2.51589E-02
$^{16}O$	-5.82180E-03	-2.52323E-02	-	-	-4.86851E-10	9.97667E-01	-8.62277E-04	-	-1.00038E-02	9.55746E-01
$^{nat}Si$	-1.23790E-04	-8.67908E-03	-3.16237E-05	1.69268E-06	-5.76270E-06	-4.46752E-03	-1.90927E-03	-2.95888E-07	-2.22189E-03	-1.74375E-02
$^9Be$	-9.49720E-02	-	-3.74341E-01	-	-7.83627E-05	-	-	-1.25891E-02	-8.54692E-03	-4.90527E-01
$^{52}Cr$	8.56400E-04	-3.11605E-02	-7.40206E-03	1.14477E-03	-2.57360E-05	-2.83183E-03	-	-	-9.45025E-04	-4.03640E-02
$^{56}Fe$	1.01440E-02	-2.20598E-01	-9.96003E-02	1.76122E-02	-1.88551E-04	-3.09581E-02	-1.55543E-03	-8.75284E-07	-1.19318E-02	-3.37077E-01

 $S_{\Sigma,p}$  für die Reaktion  $^{nat}Si(n,\alpha)$ 

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6Li$	-6.37500E-04	-1.07802E-02	-	2.98191E-05	-2.14110E-07	-1.68570E-04	-	-6.58847E-04	-	-1.22155E-02
$^7Li$	-2.28460E-03	-2.55945E-02	-1.58131E-03	4.35125E-03	-2.60349E-07	-	-4.33749E-04	-	-	-2.55432E-02
$^{16}O$	6.62304E-04	-3.26965E-02	-	2.46408E-04	-7.29126E-10	-2.64492E-03	-8.82338E-04	-	-1.49137E-02	-5.02287E-02
$^{nat}Si$	3.14992E-05	-1.36858E-02	-3.34133E-05	8.92844E-06	-7.06361E-06	-6.17802E-03	-1.94707E-03	-2.95224E-07	9.59642E-01	9.37831E-01
$^9Be$	-1.30800E-02	-	-3.58792E-01	-	-1.10158E-04	-	-	-1.26781E-02	-1.58424E-02	-4.00503E-01
$^{52}Cr$	9.57802E-04	-4.23989E-02	-7.52509E-03	2.13353E-03	-3.09445E-05	-3.32358E-03	-	-	-1.07367E-03	-5.12608E-02
$^{56}Fe$	1.17650E-02	-3.13193E-01	-1.01886E-01	2.83594E-02	-2.15681E-04	-3.55306E-02	-1.60212E-03	-8.91672E-07	-1.40597E-02	-4.26364E-01

 $S_{\Sigma,p}$  für die Reaktion  $^{nat}Si(n,p)$ 

Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6Li$	-1.27240E-03	-9.63669E-03	-	2.17950E-05	-1.93828E-07	-1.45811E-04	-	-5.75528E-04	-	-1.16088E-02
$^7Li$	-4.49210E-03	-2.28268E-02	-1.51568E-03	3.41291E-03	-2.35492E-07	-	-4.22733E-04	-	-	-2.58446E-02
$^{16}O$	-2.06590E-03	-3.01303E-02	-	1.77232E-04	-6.51451E-10	-2.56974E-03	-8.65441E-04	-	-1.33616E-02	-4.88158E-02
$^{nat}Si$	-7.34804E-05	-1.21079E-02	-3.25576E-05	6.65436E-06	-6.61985E-06	9.57958E-01	-1.91524E-03	-2.93103E-07	-3.11779E-03	9.40711E-01
$^9Be$	-4.44430E-02	-	-3.58157E-01	-	-9.98506E-05	-	-	-1.25261E-02	-1.35918E-02	-4.28818E-01
$^{52}Cr$	7.71299E-04	-3.88288E-02	-7.45846E-03	1.72976E-03	-2.92108E-05	-3.15659E-03	-	-	-1.02885E-03	-4.80009E-02
$^{56}Fe$	9.53701E-03	-2.84055E-01	-1.00675E-01	2.43825E-02	-2.06164E-04	-3.39376E-02	-1.57932E-03	-8.83282E-07	-1.33405E-02	-3.99875E-01

Tabelle 7.9: Integralsensitivitäten  $S_{\Sigma,p}$  der Aktivierungsreaktionsraten bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Feststoffblanket

### 7.4.5 Unsicherheiten der Aktivierungsreaktionsraten

Die Sensitivitätskoeffizienten geben die Variationen der Aktivierungsreaktionsraten bezüglich der Änderungen in den partiellen Wirkungsquerschnitten der im System befindlichen Nuklide an und sind in hohem Maße problemabhängig. Die Unsicherheiten der partiellen Wirkungsquerschnitte sind in den Kovarianzmatrizen enthalten. Die Faltung der problemabhängigen Sensitivitätskoeffizienten und der Kovarianzmatrizen ergibt die Varianzen der Aktivierungsreaktionsraten, was das Ziel der Unsicherheitsanalyse ist. Nachfolgend werden die Ergebnisse der Unsicherheitsanalyse für die im Abschnitt 7.4.3 genannten Aktivierungsreaktionsraten der Brutmaterialien  $Li_4SiO_4$  und  $Pb - 17Li$  dargestellt. Die in der Unsicherheitsanalyse berücksichtigten partiellen Wirkungsquerschnitte sind aus der Tabelle 7.5 zu entnehmen. Aufgrund fehlender Kovarianzdaten könnten nicht alle partiellen Wirkungsquerschnitte der im System befindlichen Nuklide berücksichtigt werden. Darunter ist auch der  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitt von Beryllium, der im Feststoffblanket von enormer Bedeutung ist (s. Abschn. 7.4.4).

Die relativen Varianzen der Aktivierungsreaktionsraten bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte der einzelnen Nuklide lassen sich nach der Gl. 7.8 berechnen. Sind die Korrelationen zwischen den partiellen Wirkungsquerschnitten eines Nuklids mit entsprechender Kovarianzmatrix gegeben, so werden die diesbezüglichen relativen Varianzen ebenfalls nach der Gl. 7.8 berechnet. Ferner müssen auch Korrelationen zwischen den partiellen Wirkungsquerschnitten verschiedener Nuklide in Betracht gezogen werden. Die hierfür notwendigen Kovarianzmatrizen sind für keine der hier betrachteten Nuklide vorhanden, so daß bei den vorliegenden Untersuchungen lediglich die Korrelationen der ersten Art berücksichtigt werden können. Die Varianzen aus den Beiträgen der einzelnen Nuklide werden als unkorreliert angenommen. Die totale relative Varianz für eine Aktivierungsreaktionsrate ergibt sich folglich durch einfache Summation der Beiträge der einzelnen Nuklide. Die Wurzel der totalen relativen Varianz ergibt die relative Standardabweichung der betrachteten Reaktionsrate.

In den Tabellen 7.10 und 7.11 sind die relativen Standardabweichungen der betrachteten Aktivierungsreaktionen der Brutmaterialien in den jeweiligen Blankets angegeben. Die relativen Standardabweichungen im Direktterm ergeben sich ausschließlich infolge der Unsicherheiten in den Aktivierungswirkungsquerschnitten der Reaktionen, ohne deren Beitrag infolge indirekter Effekte berücksichtigt zu haben. Im Indirektterm sind die relativen Standardabweichungen angegeben, die sich aus den Unsicherheiten des Neutronentransportes infolge der Unsicherheiten der partiellen Wirkungsquerschnitte ergeben, wobei sämtliche partielle Wirkungsquerschnitte einschließlich der Aktivierungswirkungsquerschnitte selbst berücksichtigt wurden. Die totalen relativen Standardabweichungen stellen die Unsicherheit bei gleichzeitiger Berücksichtigung direkter und indirekter Effekte dar.

Die relativen Standardabweichungen der Aktivierungsreaktionen infolge direkter Effekte belaufen sich im Feststoffblanket zwischen 0,43 und 20,0% und im Flüssigmetallblanket zwischen 0,77 und 17,0%. Kleine Unsicherheiten (relative Standardabweichung  $< 5\%$ ) infolge direkter Effekte zeigen sich lediglich für die Reaktionen  ${}^6Li(n, \alpha)t$ ,  ${}^{208}Pb(n, 2n){}^{207m}Pb$  und  ${}^{208}Pb(n, \gamma){}^{209}Pb$ . Offensichtlich weisen die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen vergleichsweise geringe Unsi-

Reaktion ( $I$ )	$(\Delta I/I)\%$		
	Direktterm	Indirektterm	Total
${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$	1.2662	4.5828	4.4452
${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$	8.2668	3.3570	8.9215
${}^7\text{Li}(n, d){}^6\text{He}$	12.000	1.5212	12.095
${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$	16.938	5.0564	17.676
${}^{206}\text{Pb}(n, 2n){}^{205}\text{Pb}$	9.2979	1.5655	8.7407
${}^{206}\text{Pb}(n, \gamma){}^{207m}\text{Pb}$	6.1934	4.4780	7.5592
${}^{207}\text{Pb}(n, n'){}^{207m}\text{Pb}$	8.5468	3.5743	7.7859
${}^{208}\text{Pb}(n, 2n){}^{207m}\text{Pb}$	0.9550	1.5803	1.7638
${}^{208}\text{Pb}(n, \gamma){}^{209}\text{Pb}$	0.7664	4.0854	4.1562

Tabelle 7.10: Unsicherheiten (relative Standardabweichungen) der Aktivierungsreaktionen von  $Pb - 17Li$  im Flüssigmetallblanket

Reaktion ( $I$ )	$(\Delta I/I)\%$		
	Direktterm	Indirektterm	Total
${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$	0.4307	2.6371	2.6064
${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$	5.8386	1.4556	5.9388
${}^7\text{Li}(n, d){}^6\text{He}$	12.002	1.5028	12.092
${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$	6.7187	2.6416	7.2185
${}^{16}\text{O}(n, \alpha){}^{13}\text{C}$	10.580	1.4042	10.584
${}^{16}\text{O}(n, p){}^{16}\text{N}$	13.622	1.4403	13.686
${}^{nat}\text{Si}(n, \alpha)$	19.963	1.4536	19.938
${}^{nat}\text{Si}(n, p)$	19.284	1.3509	19.215

Tabelle 7.11: Unsicherheiten (relative Standardabweichungen) der Aktivierungsreaktionen von  $Li_4SiO_4$  im Feststoffblanket

cherheiten auf; beispielsweise beträgt die relative Standardabweichung des Wirkungsquerschnittes für die  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktion oberhalb 1 MeV etwa 5% und geht zu niedrigen Energien hin bis etwa auf 2% (s. Abb. 7.2) zurück, und für die  ${}^{208}\text{Pb}(n, \gamma){}^{209}\text{Pb}$ -Reaktion liegt sie bei etwa 10% unterhalb 1 MeV und wächst bis auf 20% bei etwa 14 MeV. Im Falle des  ${}^{208}\text{Pb}(n, 2n){}^{207m}\text{Pb}$ -Wirkungsquerschnittes sind die relative Standardabweichungen um die Schwellenenergie der Reaktion bei etwa 7,4 MeV mit etwa 90% sehr groß - betroffen sind jedoch lediglich 3 Energie-

gruppen - fallen dann auf etwa 37% bei etwa 8,6 MeV und auf 10% bei 14 MeV ab. Im allgemeinen muß man hierzu bemerken, daß die relativen Standardabweichungen der betrachteten Aktivierungsreaktionen infolge direkter Effekte vergleichsweise gering sind, da die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen weit geringere Unsicherheiten aufweisen als gewöhnliche Aktivierungswirkungsquerschnitte (s. Abschn. 7.5).

Die Unsicherheiten der betrachteten Aktivierungsreaktionen infolge indirekter Effekte sind im Flüssigmetallblanket deutlich größer als im Feststoffblanket (s. Tab. 7.10 und 7.11). Im Flüssigmetallblanket variieren die relativen Standardabweichungen aus indirekten Effekten zwischen 1,5 und 5% und im Feststoffblanket zwischen 1,35 und 2,64%. Für den bedeutenden Teil der indirekten Unsicherheiten sind im Feststoffblanket die partiellen Wirkungsquerschnitte des Strukturmaterials  $^{56}\text{Fe}$  und insbesondere der inelastische Wirkungsquerschnitt verantwortlich. Beispielsweise wird etwa 93% der totalen Varianz der  $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionsrate im Feststoffblanket durch die Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten von  $^{56}\text{Fe}$  bedingt, wobei davon etwa 68% auf den inelastischen Wirkungsquerschnitt und etwa 21,5% auf den  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitt zurückzuführen sind. Allerdings soll hier darauf hingewiesen werden, daß die Unsicherheiten des  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnittes von Beryllium, der für den Neutronentransport im Feststoffblanket von grundlegender Bedeutung ist, nicht berücksichtigt wurde. Im Flüssigmetallblanket geht etwa 24,4% der totalen Varianz der  $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionsrate auf die Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten von  $^{56}\text{Fe}$  zurück, während sich der Rest auf die Blei-Isotope  $^{206}\text{Pb}$  mit 26,5% und  $^{207}\text{Pb}$  mit 48,6% verteilt. Dabei kommen die Beiträge im Falle von  $^{56}\text{Fe}$  aus dem inelastischen Wirkungsquerschnitt mit etwa 17,3% und aus dem  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitt mit 6,8%. Auch bei den Beiträgen von  $^{206}\text{Pb}$  und  $^{207}\text{Pb}$  spielt der inelastische Wirkungsquerschnitt mit Beiträgen von jeweils 25,0% und 47,7% eine bedeutende Rolle.

Grundsätzlich ist festzuhalten, daß die Unsicherheiten in den Aktivierungsreaktionsraten bedeutende Beiträge aus direkten und indirekten Effekten enthalten. Sind die Unsicherheiten im Aktivierungswirkungsquerschnitt relativ groß, so ist der Beitrag der indirekten Effekte zu der Unsicherheit der betroffenen Reaktionsrate vergleichsweise gering, mit der Voraussetzung, daß der Aktivierungswirkungsquerschnitt für den Neutronentransport von untergeordneter Bedeutung ist. Wenn andererseits der Aktivierungswirkungsquerschnitt geringe Unsicherheiten aufweist, so sind naturgemäß Beiträge aus indirekten Effekten von Bedeutung.

## 7.5 Globale Unsicherheitsabschätzung für die Aktivierungsgrößen

Unsicherheitsanalysen für alle Reaktionen, die bei der Aktivierung der Brutmaterialien von Bedeutung sind, nach der Methode der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse sind aufgrund fehlender Daten sowie wegen des hohen Rechenaufwands nicht durchführbar. Um dennoch die globale Unsicherheit der Aktivierungsgrößen der Brutmaterialien abzuschätzen, werden nachfolgend anhand einfacher Methoden Untersuchungen durchgeführt. Die Unsicherheit der berechneten Aktivierungsgrößen aufgrund der Unsicherheiten in den Transport-Wirkungsquerschnitten wird mit Hilfe der Unsicherheiten der Neutronenflußdichten abgeschätzt, die ebenfalls nach der Methode der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse bestimmt werden. Die Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen infolge der Unsicherheiten in den Aktivierungswirkungsquerschnitten werden mit Hilfe der im FISPACT-Code implementierten Methode zur Unsicherheitsanalyse aufgezeigt.

### 7.5.1 Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse für die Neutronenflußdichte

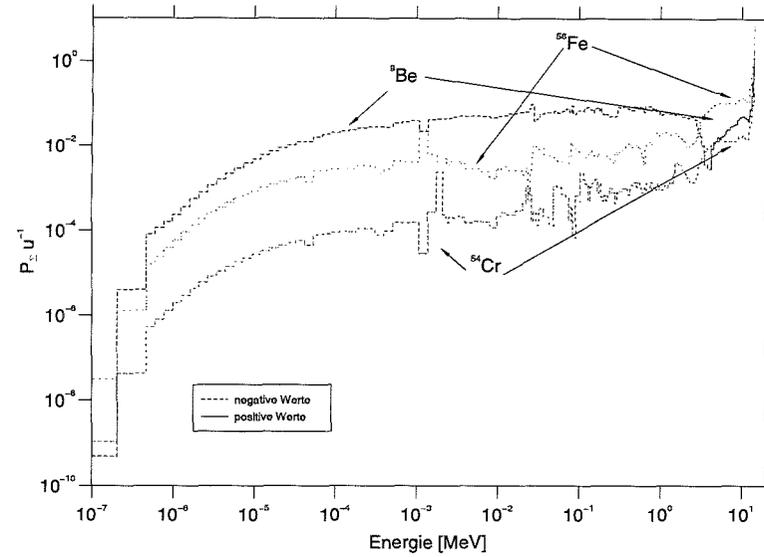
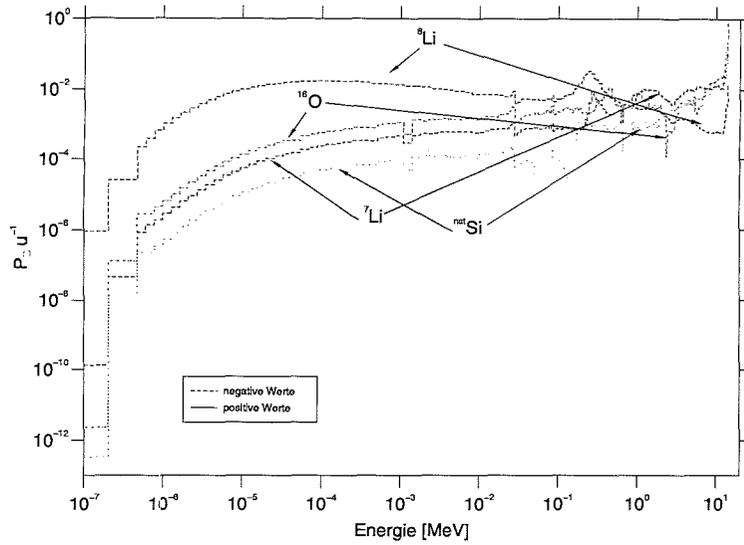
Um Unsicherheiten im Neutronentransport zu untersuchen, wurden Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalysen für die totale, schnelle ( $> 0,5$  MeV) und 14-MeV-Neutronenflußdichte in verschiedenen radialen Bereichen der beiden Blanketentwürfe durchgeführt. Die Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse für die Neutronenflußdichten ist völlig analog zur Analyse für die Aktivierungsreaktionen. Hierzu ist es erforderlich, eine entsprechende Responsefunktion für die Neutronenflußdichten einzuführen. In einem gewählten Raumbereich hat die Responsefunktion für die totale Neutronenflußdichte in allen Energiebereichen den Wert von Eins, für die schnelle Neutronenflußdichte oberhalb 0,5 MeV sowie für die 14-MeV-Neutronenflußdichte in der Quellgruppe zwischen 13,84 und 14,19 MeV. Damit ergibt sich eine integrale Größe nach der Gl. 7.1, die der jeweiligen Neutronenflußdichte entspricht und deren Sensitivität und Unsicherheit untersucht werden kann. Bei den vorliegenden Untersuchungen werden die inneren und äußeren Segmente der Blanketentwürfe in drei gleich große Bereiche unterteilt: vorderer, mittlerer und hinterer Bereich. Die radialen Abmessungen der einzelnen Bereiche sind der Abbildung 7.4 zu entnehmen.

Sensitivitätskoeffizienten der Neutronenflußdichten bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte der im System befindlichen Nuklide wurden in den radialen Bereichen der beiden Blanketentwürfe berechnet. Die Abbildung 7.13 zeigt hierzu die über die partiellen Sensitivitätsprofile ( $P_{\Sigma_x}/u$ ) summierten Sensitivitätsprofile für die totale Neutronenflußdichte im vorderen Bereich der äußeren Segmente der Blanketentwürfe bezüglich der Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide. Naheliegenderweise besitzt der Sensitivitätskoeffizient für die Neutronenflußdichte keinen Direktterm, so daß die eingezeichneten Verläufe der Sensitivitätsprofile die Beiträge des Indirektterms der einzelnen Nuklide erfassen. Die Deutung der Kurvenverläufe ist analog zu den bereits diskutierten Sensitivitätsprofilen der Aktivierungsreaktionsraten (s. Abschn. 7.4.4). In beiden Blankets zeigt die totale Neutronenflußdichte im betrachteten Bereich hohe Sensitivitäten bezüglich der Wirkungsquerschnitte des Strukturmaterials  $^{56}\text{Fe}$  insbesondere bei Energien oberhalb 5,0 MeV. Im Feststoffblanket sind die Sensitivitäten der totalen Neutronenflußdichte

bezüglich der Wirkungsquerschnitte von  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^9\text{Be}$  vergleichsweise groß. Im Falle des Flüssigmetallblankets zeigen sich hohe Sensitivitäten der totalen Neutronenflußdichte bezüglich der Wirkungsquerschnitte der Blei-Isotope  ${}^{206}\text{Pb}$  und  ${}^{207}\text{Pb}$ .

Einen vollständigen Überblick über die Sensitivität der Neutronenflußdichten bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte der Nuklide geben die in den Tabellen 7.12 bis 7.17 aufgeführten Integralsensitivitäten der totalen, schnellen und 14-MeV-Neutronenflußdichten an. Nach der Definition der Integralsensitivität (s. Abschn. 7.2.1) entsprechen die aufgeführten Werte der prozentualen Erhöhung der jeweiligen Neutronenflußdichte bei einer 1%-igen Erhöhung des jeweiligen partiellen Wirkungsquerschnittes in allen Energiegruppen. Wie oben angedeutet, sind hohe Sensitivitäten bei dem Strukturmaterial  ${}^{56}\text{Fe}$ , bei den Neutronenmultipliern  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{206}\text{Pb}$  und  ${}^{207}\text{Pb}$  sowie  ${}^6\text{Li}$  zu beobachten. Betrachtet man einzelne partielle Wirkungsquerschnitte, so zeigen sich hohe Sensitivitäten im Feststoffblanket für den elastischen und  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitt von  ${}^9\text{Be}$ , für den inelastischen Wirkungsquerschnitt von  ${}^{56}\text{Fe}$  sowie für den  $(n, t)$ -Wirkungsquerschnitt von  ${}^6\text{Li}$ . Letzteres bedingt hohe Sensitivitäten lediglich bei der totalen Neutronenflußdichte. Im Falle des Flüssigmetallblankets ergeben sich hohe Sensitivitäten der Neutronenflußdichten bezüglich der inelastischen Wirkungsquerschnitte der Nuklide  ${}^{56}\text{Fe}$ ,  ${}^{206}\text{Pb}$  und  ${}^{207}\text{Pb}$ . Für die 14-MeV-Neutronenflußdichte ergeben sich hinzu bezüglich des  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnittes von  ${}^{206}\text{Pb}$  und  ${}^{207}\text{Pb}$  hohe Sensitivitäten.

### Feststoffblanket: Outboard vorderer Bereich



### Flüssigmetallblanket: Outboard vorderer Bereich

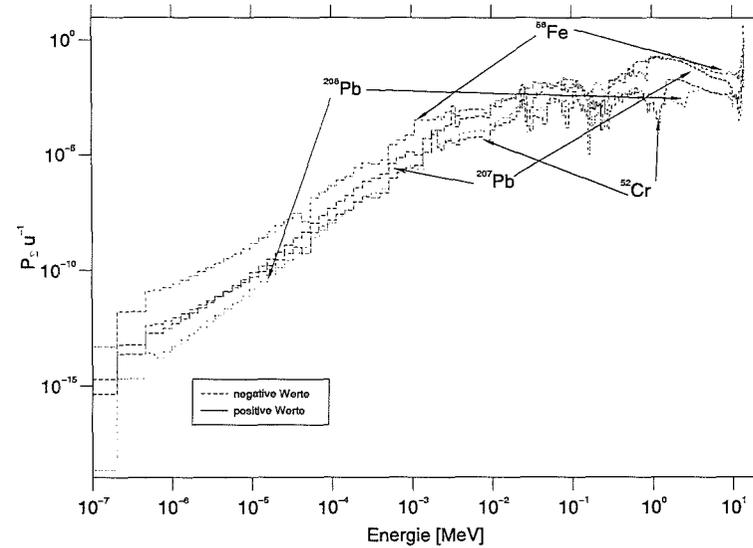
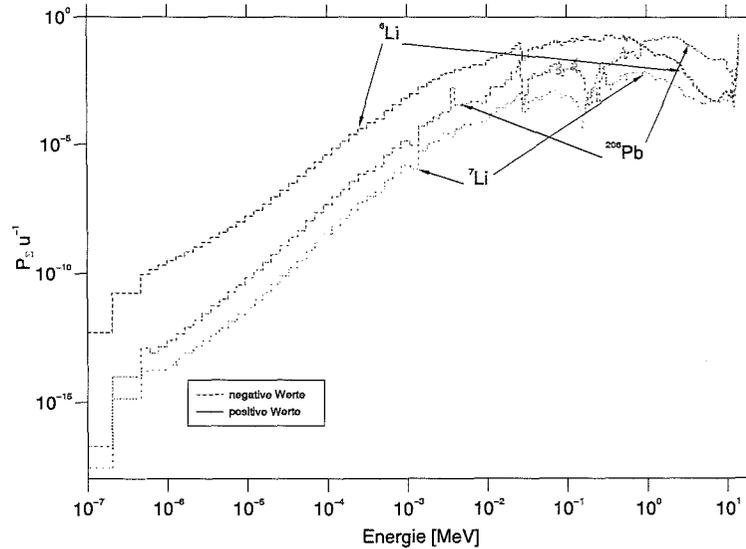


Abb. 7.13: Sensitivitätsprofile  $P_{\Sigma}/u$  für die totale Neutronenflußdichte im vorderen Bereich der äußeren Segmente der Blanketentwürfe bezüglich der Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide, nach gruppenweiser Summation der partiellen  $P_{\Sigma_x}/u$

$S_{\Sigma}$  für die totale Neutronenflußdichte

Inboardblanket vorderer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-5.30300E-03	-1.10945E-02	-	1.90016E-04	-5.40702E-06	-2.16306E-04	-	-1.42159E-01	-	-1.58588E-01
${}^7\text{Li}$	-1.79060E-02	-3.10899E-02	1.40170E-04	1.20214E-02	-1.88674E-05	-	-3.62272E-04	-	-	-3.72155E-02
${}^{10}\text{O}$	-3.32189E-02	-2.56875E-02	-	7.21952E-04	-1.02329E-07	-2.18154E-03	-7.41923E-04	-	-1.22709E-02	-7.33790E-02
${}^{nat}\text{Si}$	-4.77299E-03	-1.41359E-02	5.08000E-07	1.32360E-04	-1.40768E-04	-4.85087E-03	-1.65439E-03	-2.57134E-07	-2.69868E-03	-2.81210E-02
${}^9\text{Be}$	-6.66302E-01	-	1.49448E-01	-	-4.50026E-04	-	-	-1.08642E-02	-4.35304E-02	-5.71698E-01
${}^{52}\text{Cr}$	-1.78701E-03	-6.22496E-02	2.88917E-03	1.20183E-02	-1.32671E-03	-3.58842E-03	-	-	-1.16075E-03	-5.52051E-02
${}^{56}\text{Fe}$	-2.92501E-02	-5.48051E-01	3.92670E-02	1.82093E-01	-1.73519E-02	-3.85289E-02	-1.83571E-03	-1.04092E-06	-1.50864E-02	-4.28745E-01
Inboardblanket mittlerer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-4.60900E-03	-1.26589E-02	-	2.36350E-04	-7.20004E-06	-2.53599E-04	-	-1.88517E-01	-	-2.05809E-02
${}^7\text{Li}$	-1.44700E-02	-3.59947E-02	2.17180E-04	1.50492E-02	-2.51949E-05	-	-3.81664E-04	-	-	-3.56052E-02
${}^{10}\text{O}$	-2.09299E-02	-2.79872E-02	-	8.89810E-04	-1.37190E-07	-2.31427E-03	-7.81197E-04	-	-1.37570E-02	-6.48800E-02
${}^{nat}\text{Si}$	-1.58000E-03	-1.62571E-02	2.84830E-06	1.67887E-04	-1.81326E-04	-5.34329E-03	-1.73205E-03	-2.65942E-07	-3.03265E-03	-2.79559E-02
${}^9\text{Be}$	-6.24300E-01	-	1.95383E-01	-	-5.54346E-04	-	-	-1.13366E-02	-5.24768E-02	-4.93286E-01
${}^{52}\text{Cr}$	1.90201E-03	-6.26182E-02	-1.08770E-04	1.09948E-02	-9.76558E-04	-3.56430E-03	-	-	-1.14845E-03	-5.55195E-02
${}^{56}\text{Fe}$	4.71020E-03	-5.47315E-01	5.78700E-03	1.68682E-01	-1.32317E-02	-3.81938E-02	-1.78966E-03	-1.00998E-06	-1.49891E-02	-4.36341E-01
Inboardblanket hinterer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-3.60200E-03	-1.34177E-02	-	2.61050E-04	-8.04041E-06	-2.73203E-04	-	-2.09537E-01	-	-2.26577E-01
${}^7\text{Li}$	-9.45398E-03	-3.84546E-02	2.09720E-04	1.68624E-02	-2.81138E-05	-	-3.81798E-04	-	-	-3.12464E-02
${}^{10}\text{O}$	-4.01998E-03	-2.87333E-02	-	1.00068E-03	-1.53516E-07	-2.32591E-03	-7.80479E-04	-	-1.44066E-02	-4.92656E-02
${}^{nat}\text{Si}$	2.16201E-03	-1.73485E-02	3.07650E-06	1.88463E-04	-1.95345E-04	-5.52944E-03	-1.72361E-03	-2.62390E-07	-3.18374E-03	-2.56274E-02
${}^9\text{Be}$	-4.83702E-01	-	2.03207E-01	-	-5.94555E-04	-	-	-1.12526E-02	-5.79249E-02	-3.50267E-01
${}^{52}\text{Cr}$	6.36700E-03	-6.10657E-02	-2.63680E-03	9.90703E-03	-8.76197E-04	-3.46238E-03	-	-	-1.11267E-03	-5.28797E-02
${}^{56}\text{Fe}$	4.94599E-02	-5.28947E-01	-2.37885E-02	1.53556E-01	-1.24041E-02	-3.70475E-02	-1.71529E-03	-9.64884E-07	-1.45647E-02	-4.15451E-01
Outboardblanket vorderer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-4.80400E-03	-1.12706E-02	-	2.01481E-04	-5.41114E-06	-2.22140E-04	-	-1.42320E-01	-	-1.58421E-01
${}^7\text{Li}$	-1.59810E-02	-3.15792E-02	2.56840E-04	1.25817E-02	-1.88705E-05	-	-3.57601E-04	-	-	-3.50981E-02
${}^{10}\text{O}$	-2.84400E-02	-2.56622E-02	-	7.78421E-04	-1.02333E-07	-2.15739E-03	-7.31786E-04	-	-1.23871E-02	-6.86002E-02
${}^{nat}\text{Si}$	-3.95399E-03	-1.43839E-02	3.55560E-06	1.39798E-04	-1.41201E-04	-4.86539E-03	-1.62909E-03	-2.52311E-07	-2.72643E-03	-2.75569E-02
${}^9\text{Be}$	-6.12000E-01	-	1.91625E-01	-	-4.53967E-04	-	-	-1.06864E-02	-4.47971E-02	-4.76314E-01
${}^{52}\text{Cr}$	-5.41902E-03	-5.92425E-02	2.08372E-03	1.09123E-02	-1.10099E-03	-3.37878E-03	-	-	-1.09014E-03	-5.72355E-02
${}^{56}\text{Fe}$	-5.18398E-02	-5.20200E-01	2.99530E-02	1.65022E-01	-1.44888E-02	-3.62316E-02	-1.70832E-03	-9.65845E-07	-1.42071E-02	-4.43701E-01
Outboardblanket mittlerer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-4.36801E-03	-1.43747E-02	-	2.90921E-04	-7.86092E-06	-2.98722E-04	-	-2.05774E-01	-	-2.24532E-01
${}^7\text{Li}$	-1.22670E-02	-4.11110E-02	4.69740E-04	1.82994E-02	-2.74422E-05	-	-3.84343E-04	-	-	-3.50206E-02
${}^{10}\text{O}$	-1.28599E-02	-2.97600E-02	-	1.13021E-03	-1.49487E-07	-2.35360E-03	-7.84468E-04	-	-1.52534E-02	-5.98813E-02
${}^{nat}\text{Si}$	1.99676E-06	-1.86173E-02	9.39450E-06	2.06443E-04	-1.96959E-04	-5.77646E-03	-1.72437E-03	-2.59887E-07	-3.37575E-03	-2.94733E-02
${}^9\text{Be}$	-6.20300E-01	-	2.89590E-01	-	-6.15961E-04	-	-	-1.12255E-02	-6.30101E-02	-4.05569E-01
${}^{52}\text{Cr}$	-2.50041E-05	-6.02174E-02	-1.73403E-03	9.87930E-03	-8.75360E-04	-3.29491E-03	-	-	-1.05263E-03	-5.73200E-02
${}^{56}\text{Fe}$	-6.16026E-03	-5.25111E-01	-1.36041E-02	1.51483E-01	-1.22991E-02	-3.51529E-02	-1.58947E-03	-8.88233E-07	-1.38632E-02	-4.56298E-01
Outboardblanket hinterer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-3.62000E-03	-1.62618E-02	-	3.41993E-04	-9.20426E-06	-3.49365E-04	-	-2.39481E-01	-	-2.59379E-01
${}^7\text{Li}$	-6.69801E-03	-4.69546E-02	3.86210E-04	2.21017E-02	-3.20853E-05	-	-3.76392E-04	-	-	-3.15732E-02
${}^{10}\text{O}$	9.08005E-03	-3.13205E-02	-	1.35236E-03	-1.75295E-07	-2.33627E-03	-7.64627E-04	-	-1.68295E-02	-4.08185E-02
${}^{nat}\text{Si}$	4.83000E-03	-2.13243E-02	7.43540E-06	2.48897E-04	-2.23187E-04	-6.20027E-03	-1.66141E-03	-2.43978E-07	-3.74835E-03	-2.80715E-02
${}^9\text{Be}$	-5.18700E-01	-	2.79605E-01	-	-6.96218E-04	-	-	-1.07304E-02	-7.62826E-02	-3.26804E-01
${}^{52}\text{Cr}$	6.40199E-03	-5.99257E-02	-4.11973E-03	9.49072E-03	-9.21152E-04	-3.16659E-03	-	-	-1.00314E-03	-5.32436E-02
${}^{56}\text{Fe}$	5.05900E-02	-5.21235E-01	-4.39461E-02	1.47350E-01	-1.32534E-02	-3.36293E-02	-1.46599E-03	-8.11453E-07	-1.33314E-02	-4.28922E-01

Tabelle 7.12: Integralsensitivitäten  $S_{\Sigma}$  der totalen Neutronenflußdichte bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Feststoffblanket

$S_{\Sigma_r}$  für die 14-MeV-Neutronenflußdichte

Inboardblanket vorderer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6\text{Li}$	-6.19558E-03	-4.37008E-03	-	-9.33002E-08	-5.58367E-05	-	-2.38061E-04	-	-1.08597E-02
$^7\text{Li}$	-2.16194E-02	-1.01487E-02	-8.72519E-04	-1.13005E-07	-	-2.76194E-04	-	-	-3.29169E-02
$^{16}\text{O}$	-2.03375E-02	-1.58808E-02	-	-2.96106E-10	-1.56007E-03	-5.56388E-04	-	-5.88300E-03	-4.42178E-02
$^{nat}\text{Si}$	-1.54371E-03	-5.02633E-03	-2.10669E-05	-3.88438E-06	-2.75135E-03	-1.29727E-03	-2.21152E-07	-1.28554E-03	-1.19294E-02
$^9\text{Be}$	-3.41282E-01	-	-2.34788E-01	-4.83368E-05	-	-	-8.72238E-03	-5.06597E-03	-5.89907E-01
$^{52}\text{Cr}$	-3.10570E-03	-2.52546E-02	-7.17576E-03	-2.18585E-05	-2.41644E-03	-	-	-8.12996E-04	-3.87874E-02
$^{56}\text{Fe}$	-3.57850E-02	-1.77140E-01	-9.25312E-02	-1.67619E-04	-2.63783E-02	-1.44560E-03	-8.55830E-07	-1.01585E-02	-3.43607E-01
Inboardblanket mittlerer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6\text{Li}$	-5.92267E-03	-4.20451E-03	-	-8.97654E-08	-5.37213E-05	-	-2.29041E-04	-	-1.04100E-02
$^7\text{Li}$	-2.06392E-02	-9.76415E-03	-8.39462E-04	-1.08724E-07	-	-2.65729E-04	-	-	-3.15086E-02
$^{16}\text{O}$	-1.88822E-02	-1.52791E-02	-	-2.84887E-10	-1.50096E-03	-5.35308E-04	-	-5.66011E-03	-4.18577E-02
$^{nat}\text{Si}$	-1.34565E-03	-4.83590E-03	-2.02687E-05	-3.73721E-06	-2.64711E-03	-1.24812E-03	-2.12773E-07	-1.23683E-03	-1.13378E-02
$^9\text{Be}$	-3.23580E-01	-	-2.25892E-01	-4.65054E-05	-	-	-8.39192E-03	-4.87403E-03	-5.62784E-01
$^{52}\text{Cr}$	-1.60310E-03	-2.16842E-02	-6.16128E-03	-1.87682E-05	-2.07482E-03	-	-	-6.98058E-04	-3.22402E-02
$^{56}\text{Fe}$	-1.98760E-02	-1.52096E-01	-7.94495E-02	-1.43922E-04	-2.26491E-02	-1.24123E-03	-7.34837E-07	-8.72229E-03	-2.84179E-01
Inboardblanket hinterer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6\text{Li}$	-5.20789E-03	-3.69090E-03	-	-7.87998E-08	-4.71588E-05	-	-2.01062E-04	-	-9.14709E-03
$^7\text{Li}$	-1.81542E-02	-8.57138E-03	-7.36915E-04	-9.54423E-08	-	-2.33268E-04	-	-	-2.76958E-02
$^{16}\text{O}$	-1.67140E-02	-1.34126E-02	-	-2.50086E-10	-1.31761E-03	-4.69916E-04	-	-4.96868E-03	-3.68828E-02
$^{nat}\text{Si}$	-1.20868E-03	-4.24516E-03	-1.77928E-05	-3.28068E-06	-2.32375E-03	-1.09565E-03	-1.86781E-07	-1.08574E-03	-9.98024E-03
$^9\text{Be}$	-2.85095E-01	-	-1.98298E-01	-4.08244E-05	-	-	-7.36678E-03	-4.27863E-03	-4.95079E-01
$^{52}\text{Cr}$	-8.18400E-04	-1.93458E-02	-5.49684E-03	-1.67442E-05	-1.85107E-03	-	-	-6.22778E-04	-2.81516E-02
$^{56}\text{Fe}$	-1.15050E-02	-1.35694E-01	-7.08816E-02	-1.28401E-04	-2.02065E-02	-1.10737E-03	-6.55591E-07	-7.78167E-03	-2.47305E-01
Outboardblanket vorderer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^3\text{Li}$	-5.99890E-03	-4.22242E-03	-	-9.01477E-08	-5.39501E-05	-	-2.30017E-04	-	-1.05054E-02
$^7\text{Li}$	-2.09411E-02	-9.80574E-03	-8.43037E-04	-1.09187E-07	-	-2.66861E-04	-	-	-3.18569E-02
$^{16}\text{O}$	-1.98416E-02	-1.53442E-02	-	-2.86101E-10	-1.50736E-03	-5.37588E-04	-	-5.68422E-03	-4.29150E-02
$^{nat}\text{Si}$	-1.52930E-03	-4.85650E-03	-2.03551E-05	-3.75313E-06	-2.65839E-03	-1.25344E-03	-2.13680E-07	-1.24210E-03	-1.15641E-02
$^9\text{Be}$	-3.31233E-01	-	-2.26854E-01	-4.67035E-05	-	-	-8.42766E-03	-4.89479E-03	-5.71456E-01
$^{52}\text{Cr}$	-4.56120E-03	-2.11239E-02	-6.00209E-03	-1.82833E-05	-2.02121E-03	-	-	-6.80022E-04	-3.44067E-02
$^{56}\text{Fe}$	-4.99810E-02	-1.48167E-01	-7.73967E-02	-1.40203E-04	-2.20639E-02	-1.20915E-03	-7.15850E-07	-8.49693E-03	-3.07456E-01
Outboardblanket mittlerer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6\text{Li}$	-5.90143E-03	-4.16673E-03	-	-8.89587E-08	-5.32385E-05	-	-2.26983E-04	-	-1.03485E-02
$^7\text{Li}$	-2.05843E-02	-9.67640E-03	-8.31918E-04	-1.07747E-07	-	-2.63341E-04	-	-	-3.13560E-02
$^{16}\text{O}$	-1.91547E-02	-1.51418E-02	-	-2.82327E-10	-1.48748E-03	-5.30497E-04	-	-5.60925E-03	-4.19237E-02
$^{nat}\text{Si}$	-1.41903E-03	-4.79244E-03	-2.00866E-05	-3.70363E-06	-2.62332E-03	-1.23691E-03	-2.10861E-07	-1.22572E-03	-1.13214E-02
$^9\text{Be}$	-3.24309E-01	-	-2.23862E-01	-4.60875E-05	-	-	-8.31650E-03	-4.83023E-03	-5.61364E-01
$^{52}\text{Cr}$	-4.41210E-03	-1.98568E-02	-5.64205E-03	-1.71866E-05	-1.89997E-03	-	-	-6.39231E-04	-3.24673E-02
$^{56}\text{Fe}$	-4.82940E-02	-1.39279E-01	-7.27541E-02	-1.31793E-04	-2.07404E-02	-1.13662E-03	-6.72910E-07	-7.98724E-03	-2.90324E-01
Outboardblanket hinterer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
$^6\text{Li}$	-5.66423E-03	-3.98630E-03	-	-8.51066E-08	-5.09331E-05	-	-2.17154E-04	-	-9.91870E-03
$^7\text{Li}$	-1.97715E-02	-9.25739E-03	-7.95894E-04	-1.03081E-07	-	-2.51938E-04	-	-	-3.00768E-02
$^{16}\text{O}$	-1.86861E-02	-1.44861E-02	-	-2.70102E-10	-1.42306E-03	-5.07525E-04	-	-5.36635E-03	-4.04691E-02
$^{nat}\text{Si}$	-1.43181E-03	-4.58492E-03	-1.92168E-05	-3.54325E-06	-2.50973E-03	-1.18334E-03	-2.01731E-07	-1.17264E-03	-1.09054E-02
$^9\text{Be}$	-3.12655E-01	-	-2.14168E-01	-4.40918E-05	-	-	-7.95638E-03	-4.62107E-03	-5.39445E-01
$^{52}\text{Cr}$	-4.32680E-03	-1.91834E-02	-5.45071E-03	-1.66037E-05	-1.83553E-03	-	-	-6.17552E-04	-3.14306E-02
$^{56}\text{Fe}$	-4.73460E-02	-1.34555E-01	-7.02867E-02	-1.27324E-04	-2.00370E-02	-1.09808E-03	-6.50089E-07	-7.71636E-03	-2.81167E-01

Tabelle 7.13: Integralsensitivitäten  $S_{\Sigma_r}$  der 14-MeV-Neutronenflußdichte (Quellgruppe 13,84-14,19 MeV) bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte einzelner Reaktionen und Nuklide im Feststoffblanket

$\Sigma_{\Sigma_p}$  für die schnelle Neutronenflußdichte

Inboardblanket vorderer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-5.38410E-03	-1.16206E-02	-	1.24397E-04	-3.68010E-07	-2.19802E-04	-	-3.90229E-03	-	-2.10028E-02
<sup>7</sup> Li	-2.01180E-02	-3.15266E-02	-1.12070E-04	8.61510E-03	-4.67320E-07	-	-3.94365E-04	-	-	-4.35364E-02
<sup>10</sup> O	-3.10270E-02	-2.76990E-02	-	6.83688E-04	-2.21380E-09	-2.37358E-03	-8.07982E-04	-	-1.30445E-02	-7.42684E-02
<sup>nat</sup> Si	-4.40740E-03	-1.49418E-02	-6.54550E-06	8.11824E-05	-1.27247E-05	-5.21052E-03	-1.80272E-03	-2.80552E-07	-2.88028E-03	-2.91811E-02
<sup>9</sup> Be	-4.91740E-01	-	-4.80970E-02	-	-1.80737E-04	-	-	-1.18430E-02	-4.58548E-02	-5.97716E-01
<sup>52</sup> Cr	-7.77990E-04	-6.34508E-02	-3.87220E-03	7.55799E-03	-9.41328E-05	-3.67104E-03	-	-	-1.18833E-03	-6.54965E-02
<sup>50</sup> Fe	-4.57001E-03	-5.46119E-01	-2.95068E-02	1.22404E-01	-1.09684E-03	-3.94256E-02	-1.87652E-03	-1.06299E-06	-1.54384E-02	-5.15630E-01
Inboardblanket mittlerer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-4.96260E-03	-1.41141E-02	-	1.75601E-04	-4.57331E-07	-2.80230E-04	-	-5.07506E-03	-	-2.42568E-02
<sup>7</sup> Li	-1.72090E-02	-3.88405E-02	-2.10002E-06	1.21515E-02	-5.81226E-07	-	-4.14592E-04	-	-	-4.43153E-02
<sup>10</sup> O	-2.04920E-02	-3.09887E-02	-	9.52759E-04	-2.81801E-09	-2.53040E-03	-8.48869E-04	-	-1.53641E-02	-6.92713E-02
<sup>nat</sup> Si	-1.93280E-03	-1.84270E-02	-3.10250E-06	1.18399E-04	-1.53093E-05	-5.94664E-03	-1.87222E-03	-2.84310E-07	-3.40962E-03	-3.14886E-02
<sup>9</sup> Be	-4.53580E-01	-	-1.97181E-02	-	-2.23821E-04	-	-	-1.22199E-02	-6.13072E-02	-5.47049E-01
<sup>52</sup> Cr	2.94700E-03	-6.25506E-02	-5.96599E-03	6.69670E-03	-7.67806E-05	-3.55391E-03	-	-	-1.14236E-03	-6.36459E-02
<sup>50</sup> Fe	2.89100E-02	-5.29460E-01	-5.95766E-02	1.08650E-01	-8.31216E-04	-3.80323E-02	-1.75305E-03	-9.83380E-07	-1.49550E-02	-5.07049E-01
Inboardblanket hinterer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-3.81170E-03	-1.42882E-02	-	1.92948E-04	-4.68258E-07	-2.89710E-04	-	-5.31246E-03	-	-2.35096E-02
<sup>7</sup> Li	-1.12580E-02	-3.95368E-02	-3.89400E-05	1.34894E-02	-5.95649E-07	-	-3.89346E-04	-	-	-3.77343E-02
<sup>10</sup> O	-6.37901E-03	-3.01010E-02	-	1.04448E-03	-2.92055E-09	-2.38902E-03	-7.95121E-04	-	-1.52959E-02	-5.39156E-02
<sup>nat</sup> Si	8.86500E-04	-1.87912E-02	-3.37720E-06	1.33274E-04	-1.54891E-05	-5.83377E-03	-1.74547E-03	-2.62374E-07	-3.40493E-03	-2.87747E-02
<sup>9</sup> Be	-3.52300E-01	-	-1.44080E-02	-	-2.28781E-04	-	-	-1.13551E-02	-6.49797E-02	-4.43271E-01
<sup>52</sup> Cr	6.28100E-03	-5.90055E-02	-6.49505E-03	6.27526E-03	-6.92201E-05	-3.35422E-03	-	-	-1.07532E-03	-5.74431E-02
<sup>50</sup> Fe	5.62600E-02	-4.95773E-01	-7.08982E-02	1.02066E-01	-7.41109E-04	-3.58377E-02	-1.63221E-03	-9.13087E-07	-1.41193E-02	-4.60676E-01
Outboardblanket vorderer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-4.80710E-03	-1.13663E-02	-	1.28424E-04	-3.57665E-07	-2.17523E-04	-	-3.79064E-03	-	-2.00535E-02
<sup>7</sup> Li	-1.76490E-02	-3.07742E-02	1.95199E-05	8.77878E-03	-4.53892E-07	-	-3.73930E-04	-	-	-3.99993E-02
<sup>10</sup> O	-2.58470E-02	-2.66227E-02	-	7.24451E-04	-2.14770E-09	-2.25571E-03	-7.65408E-04	-	-1.26814E-02	-6.74478E-02
<sup>nat</sup> Si	-3.60740E-03	-1.46495E-02	-3.11940E-06	8.35333E-05	-1.22615E-05	-5.03036E-03	-1.70425E-03	-2.64100E-07	-2.80386E-03	-2.77275E-02
<sup>9</sup> Be	-4.39100E-01	-	-1.40370E-02	-	-1.75645E-04	-	-	-1.11814E-02	-4.54786E-02	-5.09973E-01
<sup>52</sup> Cr	-4.05900E-03	-5.74962E-02	-3.75796E-03	6.47122E-03	-8.10610E-05	-3.28852E-03	-	-	-1.06114E-03	-6.32727E-02
<sup>50</sup> Fe	-2.88700E-02	-4.92922E-01	-3.06401E-02	1.04184E-01	-9.28215E-04	-3.52614E-02	-1.65515E-03	-9.33698E-07	-1.38331E-02	-4.99927E-01
Outboardblanket mittlerer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-4.67840E-03	-1.56128E-02	-	2.13047E-04	-5.04967E-07	-3.22667E-04	-	-5.71612E-03	-	-2.61175E-02
<sup>7</sup> Li	-1.51670E-02	-4.30082E-02	2.09350E-04	1.45675E-02	-6.41696E-07	-	-3.98379E-04	-	-	-4.37974E-02
<sup>10</sup> O	-1.29520E-02	-3.18377E-02	-	1.18019E-03	-3.13971E-09	-2.46323E-03	-8.12715E-04	-	-1.65594E-02	-6.34448E-02
<sup>nat</sup> Si	-8.53494E-04	-2.05897E-02	2.29000E-06	1.43824E-04	-1.64589E-05	-6.22900E-03	-1.77198E-03	-2.62449E-07	-3.69501E-03	-3.30098E-02
<sup>9</sup> Be	-4.33000E-01	-	2.83390E-02	-	-2.46705E-04	-	-	-1.14831E-02	-7.18878E-02	-4.88279E-01
<sup>52</sup> Cr	9.14007E-04	-5.95026E-02	-5.60338E-03	6.24696E-03	-7.00534E-05	-3.22197E-03	-	-	-1.02531E-03	-6.22623E-02
<sup>50</sup> Fe	1.24300E-02	-5.05078E-01	-5.92740E-02	1.00935E-01	-7.54810E-04	-3.43002E-02	-1.51290E-03	-8.38170E-07	-1.35676E-02	-5.01124E-01
Outboardblanket hinterer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n 1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-3.82390E-03	-1.69247E-02	-	2.49401E-04	-5.52726E-07	-3.61979E-04	-	-6.43632E-03	-	-2.72981E-02
<sup>7</sup> Li	-9.55401E-03	-4.68844E-02	4.07300E-05	1.73198E-02	-7.03161E-07	-	-3.71526E-04	-	-	-3.94501E-02
<sup>10</sup> O	4.21301E-03	-3.20598E-02	-	1.33493E-03	-3.49094E-09	-2.32860E-03	-7.52767E-04	-	-1.74809E-02	-4.70741E-02
<sup>nat</sup> Si	2.54170E-03	-2.25460E-02	-1.48910E-06	1.74195E-04	-1.76425E-05	-6.39864E-03	-1.62216E-03	-2.33861E-07	-3.92611E-03	-3.17964E-02
<sup>9</sup> Be	-3.50620E-01	-	3.27402E-03	-	-2.69411E-04	-	-	-1.04203E-02	-8.25893E-02	-4.40625E-01
<sup>52</sup> Cr	5.20800E-03	-5.92261E-02	-5.85930E-03	6.50725E-03	-6.93358E-05	-3.09669E-03	-	-	-9.77759E-04	-5.75139E-02
<sup>50</sup> Fe	4.60401E-02	-5.05207E-01	-6.82014E-02	1.05841E-01	-7.51894E-04	-3.28202E-02	-1.40095E-03	-7.70328E-07	-1.30465E-02	-4.69548E-01

Tabelle 7.14: Integralsensitivitäten  $\Sigma_{\Sigma_p}$  der schnellen Neutronenflußdichte (> 0,5 MeV) bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Feststoffblanket

$S_{\Sigma, n}$  für die totale Neutronenflußdichte

Inboardblanket vorderer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n1)	(n,γ)	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n,α)	Summe
<sup>6</sup> Li	-2.02099E-02	-2.99186E-02	-	1.15539E-03	-1.22773E-05	-4.94456E-04	-	-4.42903E-01	-	-4.92383E-01
<sup>7</sup> Li	-3.08200E-03	-5.95788E-03	1.91050E-05	3.74952E-03	-1.49887E-06	-	-4.46217E-05	-	-	-5.31738E-03
<sup>200</sup> Pb	-6.68898E-02	-2.06410E-01	9.10000E-03	7.78594E-02	-8.51180E-03	-6.45641E-05	-	-1.74330E-05	-8.73792E-05	-1.95022E-01
<sup>207</sup> Pb	-6.94499E-02	-2.26422E-01	9.82800E-03	1.12493E-01	-5.55627E-03	-5.71143E-05	-	-1.66374E-05	-7.30749E-05	-1.79254E-01
<sup>208</sup> Pb	-1.60899E-02	-1.12207E-02	2.24000E-03	2.54028E-03	-2.25704E-04	-5.69341E-06	-	-3.94907E-06	-1.26676E-05	-2.27783E-02
<sup>52</sup> Cr	-2.78002E-03	-4.64910E-02	2.27083E-03	1.36040E-02	-9.54231E-04	-2.64141E-03	-	-	-8.74353E-04	-3.78662E-02
<sup>56</sup> Fe	-2.46201E-02	-4.77935E-01	3.16181E-02	2.39332E-01	-1.14064E-02	-2.86725E-02	-1.48734E-03	-8.62973E-07	-1.10992E-02	-2.84272E-01
Inboardblanket mittlerer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n1)	(n,γ)	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n,α)	Summe
<sup>6</sup> Li	-1.65700E-02	-3.18006E-02	-	1.32745E-03	-1.53620E-05	-5.28715E-04	-	-5.54888E-01	-	-6.02475E-01
<sup>7</sup> Li	-2.68100E-03	-6.83746E-03	2.70760E-05	4.46426E-03	-1.89799E-06	-	-4.60364E-05	-	-	-5.07504E-03
<sup>200</sup> Pb	-2.82497E-02	-2.39431E-01	1.64920E-02	9.32000E-02	-1.06283E-02	-6.64533E-05	-	-1.79269E-05	-8.99313E-05	-1.68792E-01
<sup>207</sup> Pb	-2.99501E-02	-2.65386E-01	1.71660E-02	1.35714E-01	-6.90733E-03	-5.88169E-05	-	-1.71087E-05	-7.52211E-05	-1.49515E-01
<sup>208</sup> Pb	-6.50001E-03	-1.20735E-02	3.97270E-03	2.87447E-03	-7.7029E-04	-5.85479E-06	-	-4.06100E-06	-1.30523E-05	-1.20263E-02
<sup>52</sup> Cr	-2.52998E-03	-4.64458E-02	1.50724E-03	1.31804E-02	-8.70790E-04	-2.61415E-03	-	-	-8.65278E-04	-3.86383E-02
<sup>56</sup> Fe	-2.22998E-02	-4.81672E-01	2.36897E-02	2.35600E-01	-1.06177E-02	-2.83753E-02	-1.47109E-03	-8.53324E-07	-1.09851E-02	-2.96132E-01
Inboardblanket hinterer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n1)	(n,γ)	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n,α)	Summe
<sup>6</sup> Li	-2.26699E-02	-3.24758E-02	-	1.38339E-03	-1.70988E-05	-5.41081E-04	-	-6.14699E-01	-	-6.69019E-01
<sup>7</sup> Li	-2.90000E-03	-7.36923E-03	3.01020E-05	4.81229E-03	-2.11014E-06	-	-4.62954E-05	-	-	-5.47526E-03
<sup>200</sup> Pb	2.83995E-02	-2.58610E-01	1.87830E-02	1.00510E-01	-1.17869E-02	-6.67505E-05	-	-1.79990E-05	-9.03313E-05	-1.22879E-01
<sup>207</sup> Pb	2.79999E-02	-2.89192E-01	1.97230E-02	1.47926E-01	-7.70460E-03	-5.99967E-05	-	-1.71775E-05	-7.55673E-05	-1.01400E-01
<sup>208</sup> Pb	7.17020E-03	-1.23957E-02	4.54360E-03	2.99387E-03	-3.06337E-04	-5.87837E-06	-	-4.07736E-06	-1.31199E-05	1.98251E-03
<sup>52</sup> Cr	-1.05298E-03	-4.65482E-02	9.65580E-04	1.27703E-03	-8.13402E-04	-2.59781E-03	-	-	-8.59821E-04	-3.81363E-02
<sup>56</sup> Fe	-1.22600E-02	-4.86114E-01	1.84254E-02	2.31971E-01	-1.00238E-02	-2.81972E-02	-1.46145E-03	-8.47635E-07	-1.09165E-02	-2.98577E-01
Outboardblanket vorderer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n1)	(n,γ)	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n,α)	Summe
<sup>6</sup> Li	-1.90600E-02	-3.23842E-02	-	1.26827E-03	-1.33208E-05	-5.34997E-04	-	-4.78650E-01	-	-5.29374E-01
<sup>7</sup> Li	-3.02200E-03	-6.50400E-03	2.64280E-05	4.13115E-03	-1.62017E-06	-	-4.82092E-05	-	-	-5.41826E-03
<sup>200</sup> Pb	-5.38201E-02	-2.25394E-01	1.53940E-02	8.58863E-02	-9.26207E-03	-6.97440E-05	-	-1.88305E-05	-9.43894E-05	-1.87378E-01
<sup>207</sup> Pb	-5.60904E-02	-2.47642E-01	1.59120E-02	1.24107E-01	-6.04772E-03	-6.16990E-05	-	-1.79711E-05	-7.89386E-05	-1.69920E-01
<sup>208</sup> Pb	-1.28500E-02	-1.21472E-02	3.69510E-03	2.80412E-03	-2.46921E-04	-6.14981E-06	-	-4.26563E-06	-1.36851E-05	-1.87691E-02
<sup>52</sup> Cr	-6.72799E-03	-4.50897E-02	1.80937E-03	1.27956E-02	-8.59318E-04	-2.54313E-03	-	-	-8.41433E-04	-4.14567E-02
<sup>56</sup> Fe	-4.99902E-02	-4.64940E-01	2.63915E-02	2.26277E-01	-1.03966E-02	-2.76006E-02	-1.42883E-03	-8.28359E-07	-1.06866E-02	-3.12375E-01
Outboardblanket mittlerer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n1)	(n,γ)	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n,α)	Summe
<sup>6</sup> Li	-3.15300E-02	-3.90760E-02	-	1.68642E-03	-2.16204E-05	-6.51943E-04	-	-7.72639E-01	-	-8.42232E-01
<sup>7</sup> Li	-4.42199E-03	-9.20465E-03	5.09610E-05	6.04349E-03	-2.66203E-06	-	-5.52930E-05	-	-	-7.59017E-03
<sup>200</sup> Pb	1.51005E-02	-3.21223E-01	3.60400E-02	1.25850E-01	-1.51738E-02	-7.96573E-05	-	-2.14724E-05	-1.07796E-04	-1.59616E-01
<sup>207</sup> Pb	1.38998E-02	-3.62539E-01	3.64690E-02	1.86455E-01	-9.80854E-03	-7.05376E-05	-	-2.04925E-05	-9.01872E-05	-1.35706E-01
<sup>208</sup> Pb	4.26006E-03	-1.49581E-02	8.53540E-03	3.69333E-03	-3.93593E-04	-7.01280E-06	-	-4.86423E-06	-1.56645E-05	1.10960E-03
<sup>52</sup> Cr	-6.47300E-03	-4.64201E-02	6.14850E-04	1.26208E-02	-8.48436E-04	-2.53371E-03	-	-	-8.37934E-04	-4.38775E-02
<sup>56</sup> Fe	-4.92401E-02	-4.93642E-01	1.44454E-02	2.33299E-01	-1.05196E-02	-2.74923E-02	-1.42000E-03	-8.22503E-07	-1.06478E-02	-3.45218E-01
Outboardblanket hinterer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, n1)	(n,γ)	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n,α)	Summe
<sup>6</sup> Li	-8.30901E-02	-4.20060E-02	-	1.78835E-03	-2.90044E-05	-7.02188E-04	-	-1.02250E+00	-	-1.14654E+00
<sup>7</sup> Li	-9.23699E-03	-1.13879E-02	5.92180E-05	7.13931E-03	-3.57375E-06	-	-5.77463E-05	-	-	-1.34877E-02
<sup>200</sup> Pb	1.30300E-01	-3.92870E-01	4.00700E-02	1.47496E-01	-2.04184E-02	-8.29961E-05	-	-2.23513E-05	-1.12308E-04	-9.56397E-02
<sup>207</sup> Pb	1.30500E-01	-4.56199E-01	4.15030E-02	2.26461E-01	-1.32286E-02	-7.35411E-05	-	-2.13312E-05	-9.40160E-05	-7.11520E-02
<sup>208</sup> Pb	3.15599E-02	-1.62155E-02	9.58770E-03	3.96508E-03	-5.22460E-04	-7.29994E-06	-	-5.06340E-06	-1.63536E-05	2.83460E-02
<sup>52</sup> Cr	-3.97301E-03	-4.76474E-02	-2.12260E-04	1.22361E-02	-9.30716E-04	-2.52346E-03	-	-	-8.34247E-04	-4.38850E-02
<sup>56</sup> Fe	-3.41601E-02	-5.22414E-01	6.61881E-03	2.37835E-01	-1.15546E-02	-2.73769E-02	-1.41205E-03	-8.17461E-07	-1.06049E-02	-3.63070E-01

Tabelle 7.15: Integralsensitivitäten  $S_{\Sigma, n}$  der totalen Neutronenflußdichte bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Flüssigmetallblanket

$S_{\Sigma, p}$  für die 14-MeV-Neutronenflußdichte

Inboardblanket vorderer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-3.03531E-02	-2.13853E-02	-	-4.56571E-07	-2.73241E-04	-	-1.16497E-03	-	-5.31771E-02
<sup>7</sup> Li	-3.92372E-03	-1.83939E-03	-1.58139E-04	-2.04816E-08	-	-5.00586E-05	-	-	-5.97133E-03
<sup>206</sup> Pb	-1.14060E-02	-1.95177E-02	-1.19116E-01	-6.83321E-05	-7.54436E-05	-	-2.06615E-05	-1.02201E-04	-1.50306E-01
<sup>207</sup> Pb	-1.12580E-02	-2.21465E-02	-1.11365E-01	-5.69150E-05	-6.62270E-05	-	-1.97182E-05	-8.56017E-05	-1.44998E-01
<sup>208</sup> Pb	-2.70250E-03	-5.31701E-03	-2.69939E-02	-1.54358E-05	-6.74610E-06	-	-4.67921E-06	-1.46812E-05	-3.50549E-02
<sup>52</sup> Cr	-2.61750E-03	-2.26340E-02	-6.43115E-03	-1.95903E-05	-2.16569E-03	-	-	-7.28633E-04	-3.45966E-02
<sup>56</sup> Fe	-3.03800E-02	-1.58758E-01	-8.29296E-02	-1.50226E-04	-2.36411E-02	-1.29559E-03	-7.67024E-07	-9.10434E-03	-3.06260E-01
Inboardblanket mittlerer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-3.26428E-02	-2.31080E-02	-	-4.93350E-07	-2.95252E-04	-	-1.25881E-03	-	-5.73053E-02
<sup>7</sup> Li	-4.21548E-03	-1.98756E-03	-1.70878E-04	-2.21315E-08	-	-5.40910E-05	-	-	-6.42803E-03
<sup>206</sup> Pb	7.98100E-03	-2.10899E-02	-1.28711E-01	-7.38365E-05	-8.15208E-05	-	-2.23259E-05	-1.10434E-04	-1.42108E-01
<sup>207</sup> Pb	8.02100E-03	-2.39305E-02	-1.20336E-01	-6.14997E-05	-7.15619E-05	-	-2.13066E-05	-9.24972E-05	-1.36492E-01
<sup>208</sup> Pb	1.94710E-03	-5.74531E-03	-2.91683E-02	-1.66792E-05	-7.28953E-06	-	-5.05614E-06	-1.58639E-05	-3.30114E-02
<sup>52</sup> Cr	-1.36560E-03	-1.96708E-02	-5.58920E-03	-1.70256E-05	-1.88217E-03	-	-	-6.33242E-04	-2.91580E-02
<sup>56</sup> Fe	-1.71210E-02	-1.37974E-01	-7.20727E-02	-1.30559E-04	-2.05461E-02	-1.12598E-03	-6.66607E-07	-7.91243E-03	-2.56883E-01
Inboardblanket hinterer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-2.95838E-02	-2.09477E-02	-	-4.47228E-07	-2.67650E-04	-	-1.14113E-03	-	-5.19408E-02
<sup>7</sup> Li	-3.82017E-03	-1.80175E-03	-1.54903E-04	-2.00625E-08	-	-4.90342E-05	-	-	-5.82583E-03
<sup>206</sup> Pb	1.43610E-02	-1.91183E-02	-1.16678E-01	-6.69338E-05	-7.38997E-05	-	-2.02387E-05	-1.00110E-04	-1.21696E-01
<sup>207</sup> Pb	1.43690E-02	-2.16934E-02	-1.09086E-01	-5.57503E-05	-6.48718E-05	-	-1.93147E-05	-8.38500E-05	-1.16634E-01
<sup>208</sup> Pb	3.47860E-03	-5.20821E-03	-2.64415E-02	-1.51199E-05	-6.60805E-06	-	-4.58346E-06	-1.43808E-05	-2.82118E-02
<sup>52</sup> Cr	-7.05000E-04	-1.81142E-02	-5.14691E-03	-1.56783E-05	-1.73323E-03	-	-	-5.83133E-04	-2.62982E-02
<sup>56</sup> Fe	-1.01340E-02	-1.27056E-01	-6.63694E-02	-1.20228E-04	-1.89202E-02	-1.03688E-03	-6.13857E-07	-7.28630E-03	-2.30924E-01
Outboardblanket vorderer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-3.21359E-02	-2.26130E-02	-	-4.82782E-07	-2.88927E-04	-	-1.23185E-03	-	-5.62701E-02
<sup>7</sup> Li	-4.15511E-03	-1.94498E-03	-1.67218E-04	-2.16574E-08	-	-5.29324E-05	-	-	-6.32026E-03
<sup>206</sup> Pb	-1.19690E-02	-2.06381E-02	-1.25954E-01	-7.22549E-05	-7.97746E-05	-	-2.18477E-05	-1.08068E-04	-1.58843E-01
<sup>207</sup> Pb	-1.18100E-02	-2.34179E-02	-1.17758E-01	-6.01824E-05	-7.00290E-05	-	-2.08502E-05	-9.05159E-05	-1.53227E-01
<sup>208</sup> Pb	-2.83420E-03	-5.62225E-03	-2.85435E-02	-1.63219E-05	-7.13338E-06	-	-4.94783E-06	-1.55241E-05	-3.70439E-02
<sup>52</sup> Cr	-4.08100E-03	-1.85551E-02	-5.27219E-03	-1.60599E-05	-1.77542E-03	-	-	-5.97326E-04	-3.02971E-02
<sup>56</sup> Fe	-4.46650E-02	-1.30149E-01	-6.79848E-02	-1.23154E-04	-1.93808E-02	-1.06211E-03	-6.28799E-07	-7.46365E-03	-2.70829E-01
Outboardblanket mittlerer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-4.06190E-02	-2.87599E-02	-	-6.14018E-07	-3.67467E-04	-	-1.56670E-03	-	-7.13137E-02
<sup>7</sup> Li	-5.24465E-03	-2.47369E-03	-2.12673E-04	-2.75446E-08	-	-6.73211E-05	-	-	-7.99836E-03
<sup>206</sup> Pb	3.74100E-02	-2.62483E-02	-1.60192E-01	-9.18962E-05	-1.01460E-04	-	-2.77866E-05	-1.37445E-04	-1.49389E-01
<sup>207</sup> Pb	3.73320E-02	-2.97837E-02	-1.49769E-01	-7.65419E-05	-8.90651E-05	-	-2.65179E-05	-1.15121E-04	-1.42528E-01
<sup>208</sup> Pb	9.02270E-03	-7.15056E-03	-3.63026E-02	-2.07588E-05	-9.07247E-06	-	-6.29282E-06	-1.97440E-05	-3.44863E-02
<sup>52</sup> Cr	-3.98800E-03	-1.84960E-02	-5.25539E-03	-1.60087E-05	-1.76976E-03	-	-	-5.95423E-04	-3.01206E-02
<sup>56</sup> Fe	-4.37390E-02	-1.29734E-01	-6.77682E-02	-1.22761E-04	-1.93190E-02	-1.05873E-03	-6.26795E-07	-7.43987E-03	-2.69182E-01
Outboardblanket hinterer Bereich									
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
<sup>6</sup> Li	-4.03129E-02	-2.85406E-02	-	-6.09336E-07	-3.64665E-04	-	-1.55475E-03	-	-7.07735E-02
<sup>7</sup> Li	-5.20548E-03	-2.45483E-03	-2.11051E-04	-2.73345E-08	-	-6.68077E-05	-	-	-7.93820E-03
<sup>206</sup> Pb	4.18020E-02	-2.60481E-02	-1.58971E-01	-9.11954E-05	-1.00686E-04	-	-2.75747E-05	-1.36397E-04	-1.43573E-01
<sup>207</sup> Pb	4.17390E-02	-2.95566E-02	-1.48627E-01	-7.59582E-05	-8.83860E-05	-	-2.63157E-05	-1.14243E-04	-1.36750E-01
<sup>208</sup> Pb	1.00922E-02	-7.09603E-03	-3.60258E-02	-2.06005E-05	-9.00328E-06	-	-6.24483E-06	-1.95934E-05	-3.30851E-02
<sup>52</sup> Cr	-3.85120E-03	-1.82475E-02	-5.18478E-03	-1.57936E-05	-1.74598E-03	-	-	-5.87423E-04	-2.96327E-02
<sup>56</sup> Fe	-4.23210E-02	-1.27991E-01	-6.68577E-02	-1.21112E-04	-1.90594E-02	-1.04450E-03	-6.18373E-07	-7.33991E-03	-2.64735E-01

Tabelle 7.16: Integralsensitivitäten  $S_{\Sigma, p}$  der 14-MeV-Neutronenflußdichte (Quellgruppe 13,84-14,19 MeV) bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte einzelner Reaktionen und Nuklide im Flüssigmetallblanket

$S_{\Sigma_r}$  für die schnelle Neutronenflußdichte

Inboardblanket vorderer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-1.04286E-01	-3.07548E-02	-	8.09414E-04	-3.99696E-06	-5.08085E-04	-	-7.83301E-02	-	-2.13074E-01
${}^7\text{Li}$	-1.16066E-02	-6.19029E-03	2.00660E-05	2.39111E-03	-2.06785E-07	-	-4.52444E-05	-	-	-1.54431E-02
${}^{200}\text{Pb}$	-6.61900E-02	-2.20036E-01	9.60000E-04	4.80236E-02	-2.81470E-03	-6.54858E-05	-	-1.76829E-05	-8.86274E-05	-2.40229E-01
${}^{207}\text{Pb}$	-6.23801E-02	-2.38661E-01	4.03600E-03	7.50695E-02	-2.68093E-03	-5.79293E-05	-	-1.68759E-05	-7.40898E-05	-2.24766E-01
${}^{208}\text{Pb}$	-1.41230E-02	-1.15735E-02	5.38399E-04	2.14689E-03	-1.34289E-04	-5.77501E-06	-	-4.00567E-06	-1.28375E-05	-2.31681E-02
${}^{52}\text{Cr}$	-7.63699E-03	-4.84108E-02	-5.45990E-04	9.17233E-03	-2.26888E-04	-2.66104E-03	-	-	-8.80555E-04	-5.05900E-02
${}^{56}\text{Fe}$	-5.63800E-02	-4.96565E-01	7.30280E-03	1.81334E-01	-3.43967E-03	-2.88817E-02	-1.49812E-03	-8.69398E-07	-1.11804E-02	-4.09309E-01
Inboardblanket mittlerer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-1.40474E-01	-3.39469E-02	-	1.01476E-03	-5.33676E-06	-5.65631E-04	-	-1.07901E-01	-	-2.81878E-01
${}^7\text{Li}$	-1.52253E-02	-7.74523E-03	3.46070E-05	3.12442E-03	-2.78420E-07	-	-4.75165E-05	-	-	-1.98593E-02
${}^{200}\text{Pb}$	-3.75700E-02	-2.79831E-01	1.39860E-02	6.41474E-02	-3.90240E-03	-6.85033E-05	-	-1.84697E-05	-9.27031E-05	-2.43349E-01
${}^{207}\text{Pb}$	-3.28898E-02	-3.08032E-01	1.70370E-02	1.00984E-01	-3.67972E-03	-6.06533E-05	-	-1.76268E-05	-7.75066E-05	-2.26736E-01
${}^{208}\text{Pb}$	-6.41996E-03	-1.30142E-02	3.59340E-03	2.63796E-03	-1.80450E-04	-6.03210E-06	-	-4.18400E-06	-1.34492E-05	-1.34069E-02
${}^{52}\text{Cr}$	-6.58301E-03	-4.81474E-02	-1.04331E-03	9.70677E-03	-2.30616E-04	-2.61052E-03	-	-	-8.63807E-04	-4.97719E-02
${}^{56}\text{Fe}$	-4.81701E-02	-5.02340E-01	9.89601E-04	1.83269E-01	-3.48780E-03	-2.83325E-02	-1.46826E-03	-8.51653E-07	-1.09690E-02	-4.10510E-01
Inboardblanket hinterer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-1.62136E-01	-3.49481E-02	-	1.08997E-03	-6.13967E-06	-5.83282E-04	-	-1.25627E-01	-	-3.22211E-01
${}^7\text{Li}$	-1.72576E-02	-8.66114E-03	3.90870E-05	3.50099E-03	-3.20862E-07	-	-4.77906E-05	-	-	-2.24268E-02
${}^{200}\text{Pb}$	1.98100E-02	-3.12978E-01	1.82030E-02	7.29856E-02	-4.55085E-03	-6.87742E-05	-	-1.85294E-05	-9.30661E-05	-2.06711E-01
${}^{207}\text{Pb}$	2.37100E-02	-3.48709E-01	2.14430E-02	1.16135E-01	-4.27792E-03	-6.09211E-05	-	-1.76838E-05	-7.78227E-05	-1.91855E-01
${}^{208}\text{Pb}$	7.33298E-03	-1.34891E-02	4.60760E-03	2.83307E-03	-2.08209E-04	-6.05169E-06	-	-4.19758E-06	-1.35150E-05	1.05257E-03
${}^{52}\text{Cr}$	-4.63399E-03	-4.82253E-02	-1.36892E-03	9.64686E-03	-2.34360E-04	-2.58722E-03	-	-	-8.56046E-04	-4.82590E-02
${}^{56}\text{Fe}$	-3.48201E-02	-5.09873E-01	-2.79430E-03	1.84878E-01	-3.53307E-03	-2.80788E-02	-1.45442E-03	-8.43437E-07	-1.08714E-02	-4.06548E-01
Outboardblanket vorderer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-1.14260E-01	-3.38257E-02	-	9.07779E-04	-4.46153E-06	-5.58085E-04	-	-8.76589E-02	-	-2.35399E-01
${}^7\text{Li}$	-1.25774E-02	-6.87875E-03	2.99280E-05	2.69789E-03	-2.31021E-07	-	-4.97282E-05	-	-	-1.67783E-02
${}^{200}\text{Pb}$	-5.37601E-02	-2.44718E-01	8.26700E-03	5.43337E-02	-3.15340E-03	-7.19693E-05	-	-1.94329E-05	-9.74021E-05	-2.39220E-01
${}^{207}\text{Pb}$	-4.98302E-02	-2.65687E-01	1.14460E-02	8.48981E-02	-2.99807E-03	-6.36665E-05	-	-1.85460E-05	-8.14268E-05	-2.22335E-01
${}^{208}\text{Pb}$	-1.09550E-02	-1.27134E-02	2.26250E-03	2.43057E-03	-1.49429E-04	-6.34653E-06	-	-4.40209E-06	-1.41096E-05	-1.91496E-02
${}^{52}\text{Cr}$	-1.10810E-02	-4.59713E-02	-7.16950E-04	9.04999E-03	-2.13153E-04	-2.50495E-03	-	-	-8.28365E-04	-5.22657E-02
${}^{56}\text{Fe}$	-8.02300E-02	-4.73781E-01	4.12650E-03	1.68737E-01	-3.21587E-03	-2.71809E-02	-1.40578E-03	-8.14837E-07	-1.05251E-02	-4.23476E-01
Outboardblanket mittlerer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-2.20950E-01	-4.39794E-02	-	1.38077E-03	-8.11547E-06	-7.34762E-04	-	-1.67181E-01	-	-4.31472E-01
${}^7\text{Li}$	-2.36652E-02	-1.12592E-02	6.99490E-05	4.50454E-03	-4.25103E-07	-	-5.98772E-05	-	-	-3.04102E-02
${}^{200}\text{Pb}$	8.09669E-04	-4.04499E-01	4.05880E-02	9.34021E-02	-6.07649E-03	-8.61030E-05	-	-2.31916E-05	-1.16514E-04	-2.76001E-01
${}^{207}\text{Pb}$	7.09963E-03	-4.54264E-01	4.40450E-02	1.49204E-01	-5.68886E-03	-7.62851E-05	-	-2.21332E-05	-9.74365E-05	-2.59800E-01
${}^{208}\text{Pb}$	4.55999E-03	-1.69977E-02	9.86360E-03	3.66199E-03	-2.75977E-04	-7.57437E-06	-	-5.25375E-06	-1.69268E-05	7.82128E-04
${}^{52}\text{Cr}$	-1.07990E-02	-4.82883E-02	-1.47164E-03	9.60259E-03	-2.53084E-04	-2.50912E-03	-	-	-8.29317E-04	-5.45478E-02
${}^{56}\text{Fe}$	-7.94899E-02	-5.23996E-01	-4.60280E-03	1.87898E-01	-3.83303E-03	-2.72193E-02	-1.40342E-03	-8.12386E-07	-1.05441E-02	-4.63191E-01
Outboardblanket hinterer Bereich										
Nuklid	(n,elastic)	(n,inelast.)	(n,2n)	(n,n1)	(n, $\gamma$ )	(n,p)	(n,d)	(n,t)	(n, $\alpha$ )	Summe
${}^6\text{Li}$	-3.34564E-01	-4.74631E-02	-	1.51061E-03	-1.12950E-05	-7.92758E-04	-	-2.38372E-01	-	-6.19693E-01
${}^7\text{Li}$	-3.57776E-02	-1.47048E-02	7.73930E-05	5.50240E-03	-5.95070E-07	-	-6.22600E-05	-	-	-4.49654E-02
${}^{200}\text{Pb}$	1.07910E-01	-5.17081E-01	4.47820E-02	1.16180E-01	-8.73875E-03	-8.92310E-05	-	-2.40015E-05	-1.20738E-04	-2.57182E-01
${}^{207}\text{Pb}$	1.14140E-01	-6.01105E-01	4.91320E-02	1.91630E-01	-8.08972E-03	-7.91310E-05	-	-2.29062E-05	-1.01029E-04	-2.54495E-01
${}^{208}\text{Pb}$	3.12999E-02	-1.85060E-02	1.09341E-02	4.04097E-03	-3.88265E-04	-7.83906E-06	-	-5.43734E-06	-1.75838E-05	2.73497E-02
${}^{52}\text{Cr}$	-9.60502E-03	-5.01338E-02	-1.96404E-03	9.78072E-03	-3.02813E-04	-2.50315E-03	-	-	-8.26993E-04	-5.55551E-02
${}^{56}\text{Fe}$	-7.42600E-02	-5.71728E-01	-9.89030E-03	2.01096E-01	-4.61972E-03	-2.71495E-02	-1.39720E-03	-8.08193E-07	-1.05194E-02	-4.98469E-01

Tabelle 7.17: Integralsensitivitäten  $S_{\Sigma_r}$  der schnellen Neutronenflußdichte (> 0,5 MeV) bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte einzelner Nuklide im Flüssigmetallblanket

Nachdem die Sensitivitätskoeffizienten für die Neutronenflußdichten bestimmt sind, lassen sich deren Unsicherheiten bezüglich der Unsicherheiten in den partiellen Wirkungsquerschnitte durch die Faltung der Sensitivitätskoeffizienten und der Kovarianzmatrizen berechnen. Die dabei berücksichtigten partiellen Wirkungsquerschnitte sind der Tabelle 7.5 zu entnehmen.

In den Tabellen 7.18 und 7.19 sind die berechneten Unsicherheiten (genauer die relativen Standardabweichungen) der totalen, schnellen und 14-MeV-Neutronenflußdichten ( $\frac{\Delta\Phi_{fast}}{\Phi_{fast}}\%$ ,  $\frac{\Delta\Phi_{14MeV}}{\Phi_{14MeV}}\%$  und  $\frac{\Delta\Phi_{tot}}{\Phi_{tot}}\%$ ) für die verschiedenen radialen Blanketbereiche aufgeführt. Die relativen Standardabweichungen der Neutronenflußdichten variieren im Feststoffblanket zwischen 1,85 und 3,4% und im Flüssigmetallblanket zwischen 1,29 und 7,3%. Die höchste relative Standardabweichung ergibt sich im Feststoffblanket für die 14-MeV-Neutronenflußdichte im vorderen Bereich des inneren Blanketsegments und im Flüssigmetallblanket für die schnelle Neutronenflußdichte im hinteren Bereich des äußeren Segments.

	Inboard			Outboard		
	$\frac{\Delta\Phi_{fast}}{\Phi_{fast}}\%$	$\frac{\Delta\Phi_{14MeV}}{\Phi_{14MeV}}\%$	$\frac{\Delta\Phi_{tot}}{\Phi_{tot}}\%$	$\frac{\Delta\Phi_{fast}}{\Phi_{fast}}\%$	$\frac{\Delta\Phi_{14MeV}}{\Phi_{14MeV}}\%$	$\frac{\Delta\Phi_{tot}}{\Phi_{tot}}\%$
Vorderer Bereich	2.1713	3.4240	3.1253	1.8756	3.2903	2.8194
Mittlerer Bereich	1.9272	3.2305	2.6926	1.8646	3.2153	2.4351
Hinterer Bereich	1.8541	2.8519	2.2579	2.0113	3.0999	2.3229

Tabelle 7.18: Unsicherheiten der Neutronenflußdichten im Feststoffblanket

	Inboard			Outboard		
	$\frac{\Delta\Phi_{fast}}{\Phi_{fast}}\%$	$\frac{\Delta\Phi_{14MeV}}{\Phi_{14MeV}}\%$	$\frac{\Delta\Phi_{tot}}{\Phi_{tot}}\%$	$\frac{\Delta\Phi_{fast}}{\Phi_{fast}}\%$	$\frac{\Delta\Phi_{14MeV}}{\Phi_{14MeV}}\%$	$\frac{\Delta\Phi_{tot}}{\Phi_{tot}}\%$
Vorderer Bereich	3.3226	1.3267	3.5997	3.5029	1.2868	3.7607
Mittlerer Bereich	3.9589	1.3822	3.9502	5.5463	1.7053	5.0057
Hinterer Bereich	4.3759	1.2864	4.1436	7.2927	1.7121	5.9322

Tabelle 7.19: Unsicherheiten der Neutronenflußdichten im Flüssigmetallblanket

Der Hauptbeitrag für die Unsicherheiten der Neutronenflußdichten im Feststoffblanket kommt von den Wirkungsquerschnitten der Nuklide  ${}^9Be$ ,  ${}^{16}O$  und  ${}^{56}Fe$ ; im einzelnen sind es die elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitte aller dreier Nuklide sowie der  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitt von  ${}^{56}Fe$ . Im Flüssigmetallblanket kommen die Hauptbeiträge zur Unsicherheit der Neutronenflußdichten von den Nukliden  ${}^6Li$ ,  ${}^{56}Fe$ ,  ${}^{206}Pb$  und  ${}^{207}Pb$ , wobei hier die elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitte sowie der  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitt im Vordergrund stehen. Der Beitrag von  ${}^{56}Fe$  zur Unsicherheit der Neutronenflußdichten variiert im Feststoffblanket zwischen 50 und 75% und im Flüssigmetallblanket zwischen 25 und 30%. Es ist bemerkenswert, daß die Unsicherheit der 14-MeV-Neutronenflußdichte im Feststoffblanket zu über

90% auf die Unsicherheit des elastischen Wirkungsquerschnittes von  ${}^9\text{Be}$  zurückzuführen ist. Im Unterschied hierzu tragen zur Unsicherheit der 14-MeV-Neutronenflußdichte im Flüssigmetallblanket die Wirkungsquerschnitte der oben genannten Nuklide mit bedeutenden Beiträgen bei; der elastische Wirkungsquerschnitt von  ${}^6\text{Li}$  mit etwa 4%, die inelastischen und die  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitte von  ${}^{56}\text{Fe}$ ,  ${}^{206}\text{Pb}$  und  ${}^{207}\text{Pb}$  mit etwa 26% , 35% und 32

Die berechneten Unsicherheiten der Neutronenflußdichten sind in beiden Blankets bemerkenswert gering ( $< 10\%$ ). Es muß jedoch hierzu bemerkt werden, daß die Berechnungen sich auf über weite Blanketbereiche gemittelte Neutronenflußdichten beziehen, wodurch lokale Effekte durch die Mittelung verloren gehen. Würde man Neutronenflußdichten an einer bestimmten Stelle betrachten, so wäre es durchaus möglich, daß die Unsicherheiten bedeutend größer werden.

### 7.5.2 Effekte der Unsicherheiten der Neutronenflußdichte

Die Ergebnisse der Unsicherheitsanalyse haben gezeigt, daß die Neutronenflußdichten Unsicherheiten bis etwa 3,4% im Feststoffblanket und bis etwa 7,3% im Flüssigmetallblanket aufweisen. Im nachfolgenden werden Effekte der Unsicherheiten der Neutronenflußdichten auf das Aktivierungsverhalten der hier behandelten Brutmaterialien  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  und  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  untersucht. Die Untersuchungen sind nicht umfassend, sie beschränken sich lediglich auf die Klärung der Frage, wie die Änderung der Neutronenflußdichten im Bereich ihrer Unsicherheiten die verschiedenen Aktivierungsgrößen der Brutmaterialien beeinflussen. Zudem werden lediglich die Unsicherheiten der totalen und der 14-MeV-Neutronenflußdichten in Betracht gezogen, wobei diese ad hoc in einem repräsentativen Bereich zwischen 1 und 5% vom Referenzwert aus variiert werden. Die Änderung in den Aktivierungsgrößen infolge der Änderung in den Neutronenflußdichten dient sodann zur Bewertung der Effekte der Unsicherheiten der Neutronenflußdichten auf das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien.

Die Aktivierungsrechnungen werden mit dem FISPACT-Code durchgeführt, wobei Neutronspektren und -flußdichten aus den eindimensionalen  $S_N$ -Rechnungen benutzt werden. Als Referenz wird die Bestrahlungsbedingung im vorderen Bereich des äußeren Segments der Blanketentwürfe (im eindimensionalen Modell) zugrunde gelegt. Die Bestrahlungsdauer beträgt 20000 Vollaststunden. Die chemische Zusammensetzung der Brutmaterialien wird nach der Tabelle 3.4 angenommen. Die totale Neutronenflußdichte im vorderen Bereich des äußeren Segments beträgt im Feststoffblanket  $1,327 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  und im Flüssigmetallblanket  $1,844 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , und die 14-MeV-Neutronenflußdichte beträgt  $8,500 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  im Feststoffblanket und Flüssigmetallblanket  $1,027 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Aktivierungsrechnungen für die Brutmaterialien auf der Basis dieser Werte stellen die Referenzwerte der Aktivierungsgrößen: spezifische Aktivität, Nachwärmeleistung und  $\gamma$ -Dosisrate. Ausgehend von diesen Referenzflüssen werden die totale Neutronenflußdichte bzw. die 14-MeV-Neutronenflußdichte mit einem Schritt von 1% bis auf 5% erhöht und die entsprechen Aktivierungsgrößen ermittelt. Die Differenzen der Aktivierungsgrößen von den Referenzwerten stellen dann die Änderungen der Aktivierungsgrößen dar, die durch Änderungen in den Neutronenflußdichte hervorgerufen werden.

In den Abbildungen 7.14 und 7.15 sind die Änderungen der spezifischen Aktivität  $\Delta A$ ,

der Nachwärmeleistung  $\Delta H$  und der  $\gamma$ -Dosisrate  $\Delta D$  von  $Li_4SiO_4$  und  $Pb-17Li$  infolge der Änderungen der totalen bzw. 14-MeV-Neutronenflußdichte ( $\Delta\Phi_{tot}$  bzw.  $\Delta\Phi_{14MeV}$ ) dargestellt. Die Auswirkung der Änderungen der totalen Neutronenflußdichte ist analog zu der bereits diskutierten Auswirkung der Änderungen in der Neutronenwandbelastung und stellt insofern keine qualitativ neuen Ergebnisse dar (s. auch Abschn. 6.12.1). Die Änderung der 14-MeV-Neutronenflußdichte bewirkt eine überproportionale Änderung der Aktivierungsgrößen der Brutmaterialien, die zudem über die Abklingzeit deutliche Schwankungen zeigt. Der diesem Verhalten zugrundeliegende physikalische Prozeß ist ebenfalls im wesentlichen im Abschnitt 6.12.1 diskutiert. Im allgemeinen kommt es durch die Erhöhung 14-MeV-Neutronenflußdichte zur Erhöhung der Transmutation durch Schwellwertreaktionen, mithin auch zur Erhöhung des Inventaraufbaus der Nuklide, die hauptsächlich durch Ketten von Schwellwertreaktionen erzeugt werden (vgl. hierzu die Tabellen 6.4, 6.5, 6.6 und 6.7).

Die Auswirkung der Änderung der Neutronenflußdichten auf das Aktivierungsverhalten der Brutmaterialien kann in erster Näherung als direkt proportional betrachtet werden, wobei die Änderung die 14-MeV-Neutronenflußdichte deutlich höhere Effekte hervorruft. Die Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen, die durch die Unsicherheiten in den Neutronentransportwirkungsquerschnitten entstehen, liegen folglich in der Größenordnung der Unsicherheiten der Neutronenflußdichten. Die datenbedingten Unsicherheiten der Neutronenflußdichten liegen unterhalb von 10% in beiden hier betrachteten Blankets (s. Abschn. 7.2.1).

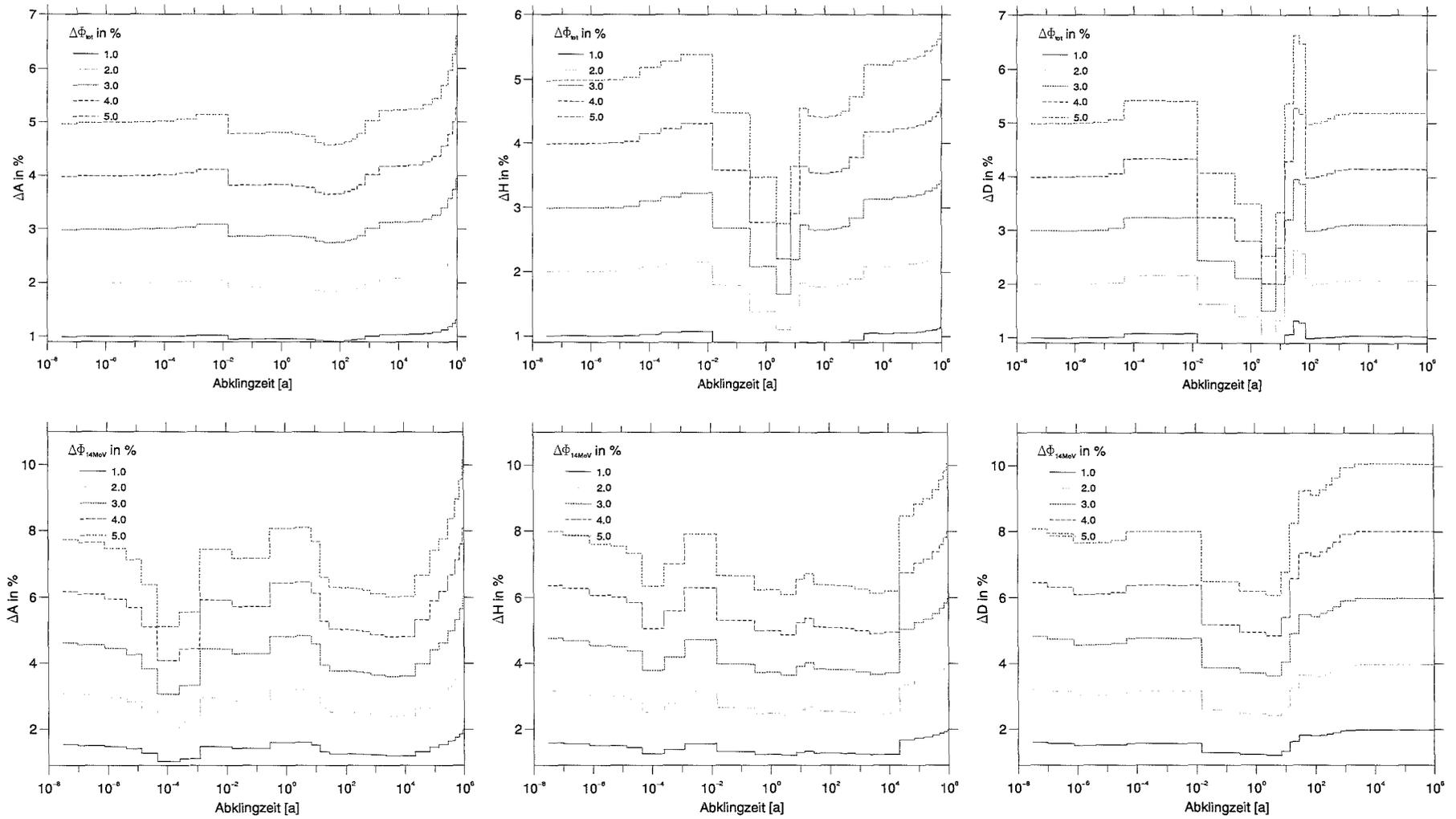


Abb. 7.14:  $Li_4SiO_4$ : Änderungen der spezifischen Aktivität  $\Delta A$ , der Nachwärmeleistung  $\Delta H$  und der  $\gamma$ -Dosisrate  $\Delta D$  infolge der Änderungen der totalen bzw. 14-MeV-Neutronenflußdichte ( $\Delta\Phi_{tot}$  bzw.  $\Delta\Phi_{14MeV}$ )

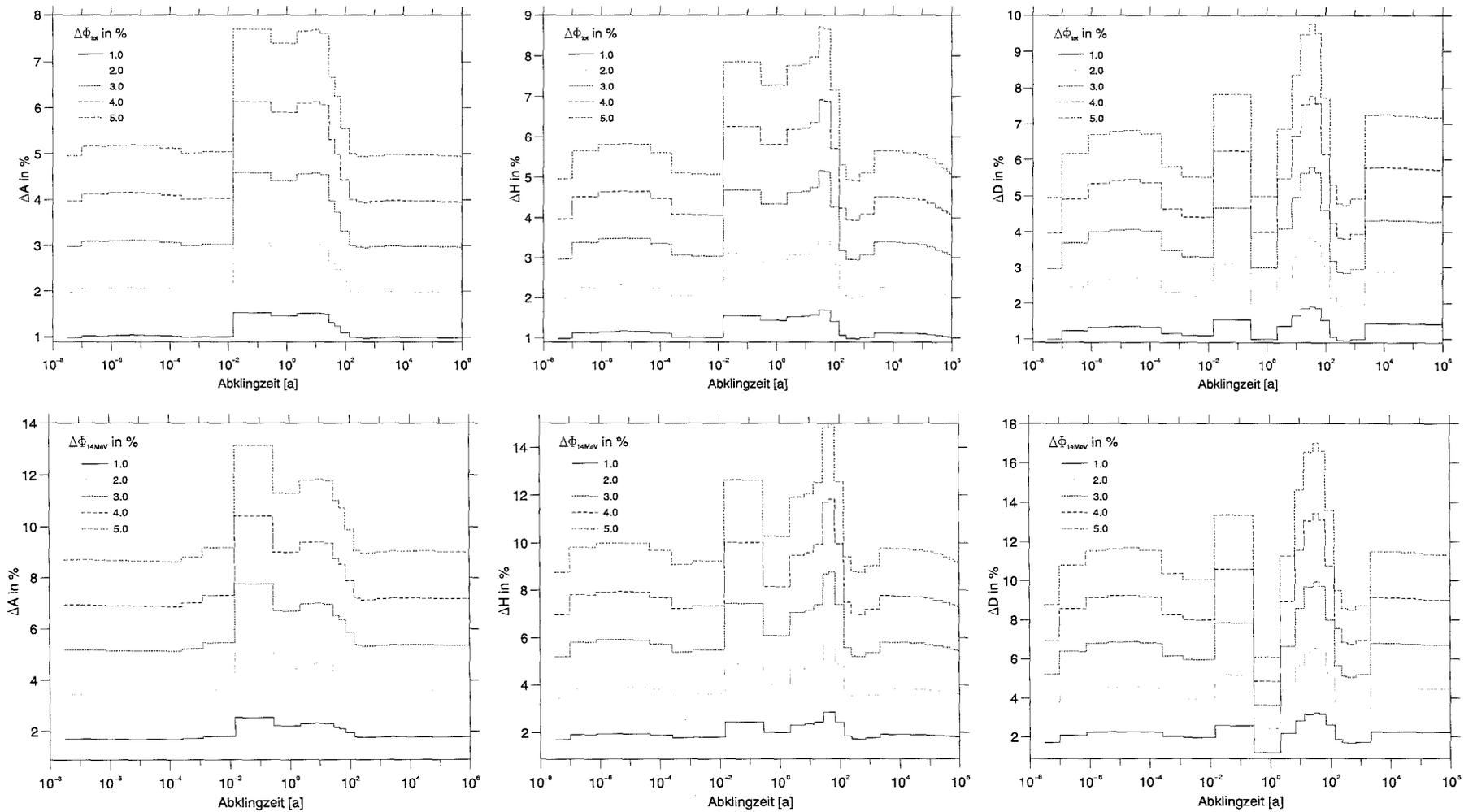


Abb. 7.15:  $Pb - 17Li$ : Änderungen der spezifischen Aktivität  $\Delta A$ , der Nachwärmeleistung  $\Delta H$  und der  $\gamma$ -Dosisrate  $\Delta D$  infolge der Änderungen der totalen bzw. 14-MeV-Neutronenflußdichte ( $\Delta\Phi_{tot}$  bzw.  $\Delta\Phi_{14MeV}$ )

### 7.5.3 Betrachtung der Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte der Aktivierungsreaktionen

Daß die Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte der Aktivierungsreaktionen für den überwiegenden Teil der Unsicherheit berechneter Aktivierungsgrößen verantwortlich ist, ergibt sich aus der Tatsache, daß die Mehrzahl der Wirkungsquerschnitte aus Kernmodellrechnungen bzw. Systematiken und nicht zuletzt aus einfachen Abschätzungen stammt und somit hohe Unsicherheiten aufweist (s. weiten unten). Um die datenbedingten Unsicherheiten bei der Aktivierungsrechnung zu erfassen, wurde erstmalig im Rahmen des Europäischen AktivierungsSYstems (EASY) eine Datenbibliothek für die Unsicherheiten von von Aktivierungswirkungsquerschnitten (EAF\_UN) als Zusatz zur Bibliothek der Aktivierungswirkungsquerschnitte EAF erstellt. Parallel dazu wurden im Inventarprogramm FISPACT Methoden zur Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse implementiert. Im nachfolgenden werden auf dieser Basis die globalen Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen der hier behandelten Brutmaterialien  $Pb - 17Li$  und  $Li_4SiO_4$  untersucht. Zuvor sollen jedoch die im FISPACT implementierten Methoden der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse sowie die dazu benötigte Datenbasis in Kürze erläutert werden. Ergebnisse der Untersuchungen werden im nächsten Abschnitt dargestellt.

Zur Unsicherheitsanalyse wird im Inventarprogramm FISPACT zum einen eine numerische Methode verwendet, die nach dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung die Berechnung der Unsicherheiten der Inventare der Nuklide und der Aktivierungsgrößen ermöglicht [118]. Zum anderen wird ein analytischer Ansatz verwendet, der ebenfalls eine Unsicherheitsanalyse von Nuklidinventaren und Aktivierungsgrößen bezüglich den Aktivierungswirkungsquerschnitten gestattet. Die erste Methode beruht auf Sensitivitätskoeffizienten, die sich durch direkte Ableitung der Inventargleichungen nach den Wirkungsquerschnitten und Zerfallskonstanten ergeben. Hierbei wird die Quasilinearität der Inventargleichungen ausgenutzt. Es wird unterstellt, daß die Aktivierungswirkungsquerschnitte beim Neutronentransport von geringer Bedeutung sind, so daß der Sensitivitätskoeffizient lediglich aus dem Direktterm besteht. Wenn im Direktterm die funktionale Abhängigkeit der integralen Größe vor der Responsefunktion explizit bekannt ist, so lassen sich Sensitivitätskoeffizienten durch direkte Ableitungen gewinnen. Die Zahl der erzeugten Nuklide als Funktion der Wirkungsquerschnitte ist durch die Inventargleichung bzw. deren Lösung gegeben, so daß durch die Ableitung dieser nach den Wirkungsquerschnitten bzw. Zerfallskonstanten Sensitivitätskoeffizienten für Nuklidinventare gewonnen werden können<sup>3</sup>. Die Methode zur Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse mit Hilfe von Sensitivitätskoeffizienten wurde im

<sup>3</sup>Der Sensitivitätskoeffizient für das Inventar des  $i$ -ten Nuklids  $N_i$  bezüglich eines effektiven Wirkungsquerschnittes  $\sigma_k$  ist gegeben durch:

$$P_{\sigma_k}^{N_i} = \frac{\sigma_k}{N_i} \frac{\partial N_i}{\partial \sigma_k}. \quad (7.12)$$

Die Bestimmung von  $\partial N_i / \partial \sigma_k$  erfordert die Lösung der Gleichung

$$\frac{d(\partial N_i / \partial \sigma_k)}{dt} = A \frac{\partial N_i}{\partial \sigma_k} + \frac{\partial A}{\partial \sigma_k} N_i. \quad (7.13)$$

Darin ist  $A$  die Matrix für die effektiven Wirkungsquerschnitte und Zerfallskonstanten (s. Abschn. 2.2.1). Die Gl. 7.13 ist der Inventargleichung 2.2 völlig analog und kann nach der gleichen numerischen Methode gelöst werden. Näheres zur Theorie und numerischen Implementierung der Methode im FISPACT ist in [67] zu finden.

FISPACT von Khursheed [67] implementiert, sie ist jedoch numerisch recht aufwendig. Die Zahl der zu berechnenden Sensitivitätskoeffizienten ist gleich dem Produkt der Anzahl der Nuklide und der Anzahl der Wirkungsquerschnitte; für die hier vorliegenden Datenbasis etwa  $2,4 \cdot 10^7$ . Aufgrund des erheblichen Rechenaufwands ist diese Methode für eine vollständig Unsicherheitsanalyse nicht geeignet. Darüberhinaus ist die Verwendung dieser Methode angesichts der großen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte fragwürdig, da die Änderungen in den Nuklidinventaren infolge der Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte dermaßen groß ( $> 50\%$ ) ist, daß der lineare Ansatz der Fehlerfortpflanzung nicht tragbar ist.

Für die globale Unsicherheitsabschätzung wird im FISPACT eine analytische Näherung angewendet, die von der Lösungen der Inventargleichungen ausgeht [118]; liegen die Lösung der Inventargleichungen für ein Nuklid  $N_i$ , dessen Inventar aus Beiträgen verschiedener Reaktionspfade ( $j$ )  $N_i = \sum_j N_{ij}$  mit  $N_{ij} = \beta \sum_k \prod_k \sigma_K$  und  $\beta = konst.$  zusammengesetzt ist, kann analytisch gezeigt werden, daß für den Fehler  $\Delta N_i$  folgendes gilt:

$$\frac{\Delta N_i^2}{N_i^2} = \sum_j \frac{N_{ij}^2}{N_i^2} \sum_k \frac{\Delta \sigma_K^2}{\sigma_K^2}. \quad (7.14)$$

Hierin ist  $\Delta \sigma_K$  die Unsicherheit der effektiven Wirkungsquerschnitte  $\sigma_K$ , wobei diese als vollständig unkorreliert angenommen werden. Weiterhin gilt für die Unsicherheit einer Aktivierungsgröße  $\Delta I$ , die sich aus Beiträgen einzelner Nuklide in der Weise  $I = \sum_i K_i N_i$  zusammensetzt;

$$\frac{\Delta I^2}{I^2} = \sum_i \frac{(K_i N_i)^2}{I^2} \sum_j \frac{N_{ij}^2}{N_i^2} \sum_k \frac{\Delta \sigma_K^2}{\sigma_K^2}. \quad (7.15)$$

Die Lösung der Gl. 7.14 und 7.15 setzt voraus, daß die Lösungen der Inventargleichung einschließlich der Reaktionspfade zur Erzeugung einzelner Nuklide vorliegen. Darüberhinaus müssen die Unsicherheiten der effektiven Wirkungsquerschnitte verfügbar sein.

Die Datenbibliothek EAF\_UN des Europäischen AktivierungsSYSTEMS EASY enthält energieabhängige Unsicherheiten für die Wirkungsquerschnitte der Aktivierungsreaktionen der EAF-Bibliothek. Im Falle von Schwellwertreaktionen sind die Unsicherheiten in einer Energiegruppe gegeben, die den Bereich von der Schwellenenergie bis 20 MeV abdecken. Für Strahlungseinfangs- und Spaltungsreaktionen sind die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte in drei Energiegruppen gegeben, die folgende Energiebereiche abdecken;  $10^{-5}$  eV bis zum Ende des  $1/v$ -Bereiches ( $E_v$ ), von  $E_v$  bis zum Ende des Bereiches der aufgelösten Resonanzen und der restliche Bereich bis hin zu 20 MeV. Die Unsicherheit eines Bereiches wird dabei durch eine Unsicherheit an einem repräsentativen Energiepunkt approximiert [119]. Bei der Erzeugung der Unsicherheiten für die effektiven Wirkungsquerschnitte werden die Unsicherheiten der einzelnen Bereiche als vollständig unkorreliert betrachtet.

Die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte in der Datenbibliothek EAF\_UN sind auf der Basis von experimentellen Daten (für Schwellwertreaktionen bei Energien um 14,5 MeV und für Strahlungseinfangs- und Spaltungsreaktionen bei 0,0253 eV, im Bereich der aufgelösten Resonanzen und bei 14,5 MeV), von Systematiken sowie Abschätzungen bestimmt. Hierbei wurde der Verwendung experimenteller Quellen höchste Priorität eingeräumt. In der Tabelle 7.20 ist

der Unsicherheitsfaktor  $f$  ( $-\sigma/f < \Delta\sigma < f\sigma$ ) für Wirkungsquerschnitte aus Systematiken dargestellt.

Reaktion	$f$	Systematik
$(n, n')$	1.5	Vonach [128]
$(n, 2n)$	1.2	Badikov [129]
$(n, 3n)$	3.0	Schätzung
$(n, n\alpha)$	3.0	Schätzung
$(n, nt)$	5.0	Schätzung
$(n, n\ ^3He)$	5.0	Schätzung
$(n, \gamma)$	1.5	Kopecky [126]
$(n, p)$	1.5	Forrest [127]
$(n, \ ^3He)$	1.9	Forrest [127]
$(n, \alpha)$	1.6	Forrest [127]

Tabelle 7.20: Unsicherheitsfaktor  $f$  ( $-\sigma/f < \Delta\sigma < f\sigma$ ) für Wirkungsquerschnitte aus Systematiken bei 14.5 MeV [119]

Die Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte aus Systematiken beruht auf der statischen Auswertung der der Systematik zugrundegelegten Daten (vgl. z.B. [127]). Die Abschätzungen der Unsicherheiten der Systematiken sind im allgemeinen konservativ. Für Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte zu metastabilen Zustände wird allgemein ein Unsicherheitsfaktor von  $1,6f$  unterstellt, wobei  $f$  die Unsicherheit des Wirkungsquerschnittes zur Bildung des Grundzustandes ist [119].

#### 7.5.4 Ergebnisse der globalen Unsicherheitsabschätzung

Nach der im Abschnitt 7.5.3 beschriebenen analytischen Methode des Inventarprogramms FISPACT wurden Unsicherheitsabschätzungen für die Inventare einzelner Nuklide und für die Aktivierungsgrößen der Brutmaterialien  $Pb - 17Li$  und  $Li_4SiO_4$  bezüglich der Unsicherheiten in Wirkungsquerschnitten in den Blanketentwürfen durchgeführt. Aufgrund der einfachen Näherung im verwendeten Rechenverfahren sowie aufgrund der Tatsache, daß die zugrundegelegten Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte überwiegend den Charakter von Schätzungen haben, sind die berechneten Ergebnisse als Richtmaße für die Unsicherheit der jeweiligen Größen zu betrachten. Interessiert man sich beispielsweise für die Unsicherheit des Inventars eines Nuklids, so läßt sich anhand derartiger Ergebnisse ein erster Eindruck gewinnen.

Die Unsicherheiten in den berechneten Inventaren der wichtigsten Nuklide ( $\Delta N$ ) bei der Aktivierung von  $Pb - 17Li$  und  $Li_4SiO_4$  sind in den Tabellen 7.21 und 7.22 aufgeführt. Verunreinigungen und Spurenelemente in der chemischen Zusammensetzung der Brutmaterialien

sind gemäß der Tabelle 3.4 berücksichtigt, wobei die Bestrahlungsbedingung im Demo-Reaktor in der Torusmittelebene im äußeren Segment der Blanketentwürfe (dreidimensionale Modelle) zugrundegelegt wurde. Wie man aus den Tabellen ersehen kann, variieren die Unsicherheiten der Inventare der Nuklide über weite Bereiche, für einige Nuklide liegen diese sogar weit über 100%. Dies ist auf die hohen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte der Aktivierungsreaktionen zurückzuführen. Die besonders hohen Unsicherheiten der metastabilen Nuklide sind durch die generelle Annahme hoher Unsicherheit für die Reaktionen zu metastabilen Zuständen begründet.

Die Unsicherheiten für die Aktivierungsgrößen (spezifische Aktivität  $\Delta A$ ,  $\gamma$ -Dosisrate  $\Delta D$  und Nachwärmeleistung  $\Delta H$ ) der Brutmaterialien  $Pb - 17Li$  und  $Li_4SiO_4$  sind für ausgewählte Abklingzeiten in den Tabellen 7.23 und 7.24 angegeben. Die Unsicherheiten der einzelnen Aktivierungsgrößen zeigen in beiden Fällen deutliche Größenunterschiede, was damit zu begründen ist, daß die einzelnen Größen aus Beiträgen verschiedener Nuklide zusammengesetzt sind. Die Abhängigkeit der Unsicherheit der Aktivierungsgrößen von der Abklingzeit ergibt sich daraus, daß zu den verschiedenen Abklingzeiten unterschiedliche Nuklide zu den jeweiligen Größen beitragen. Nach der Gl. 7.15 ist die relative Unsicherheit einer Aktivierungsgröße der Summe der relativen Varianzen der Unsicherheiten der Nuklidinventare, die zu den betrachteten Aktivierungsgröße betragen. Die Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen werden folglich durch die Unsicherheiten der Inventare der dominanten Nuklide bestimmt.

Nuklid	$N$ (Atome)	$\Delta N$ in %	Nuklid	$N$ (Atome)	$\Delta N$ in %
$^3H$	3.77822E+22	59.29	$^{115}In$	1.61959E+17	36.24
$^6He$	1.18274E+12	47.94	$^{115m}In$	2.59601E+13	52.39
$^8Li$	2.43498E+09	73.51	$^{113}Sn$	1.21004E+14	55.45
$^{10}Be$	3.40999E+11	39.30	$^{117m}Sn$	1.58114E+15	143.57
$^{50}V$	3.62168E+13	72.62	$^{119m}Sn$	4.63516E+16	133.33
$^{53}Mn$	4.46452E+16	99.45	$^{121m}Sn$	1.08119E+16	172.03
$^{54}Mn$	1.61636E+16	48.75	$^{123}Sn$	3.42204E+15	179.43
$^{56}Mn$	2.47192E+13	49.76	$^{124}Sb$	3.40802E+13	107.69
$^{55}Fe$	3.08540E+17	37.60	$^{125}Sb$	2.74061E+15	39.41
$^{59}Fe$	3.36407E+13	23.75	$^{123}Te$	5.19300E+12	-
$^{56}Co$	8.81804E+12	95.49	$^{125m}Te$	1.14856E+13	37.26
$^{57}Co$	3.40886E+16	95.93	$^{202}Tl$	4.72316E+17	76.01
$^{58}Co$	1.11124E+16	141.28	$^{204}Tl$	7.30802E+18	42.56
$^{60}Co$	8.13874E+15	137.61	$^{206}Tl$	7.83424E+13	145.52
$^{57}Ni$	8.32860E+12	39.98	$^{207}Tl$	4.98503E+13	133.00
$^{59}Ni$	3.64997E+16	17.10	$^{208}Tl$	2.96525E+13	49.91
$^{63}Ni$	2.23225E+16	48.38	$^{203}Hg$	2.75638E+17	51.88
$^{64}Cu$	1.17365E+14	48.91	$^{205}Hg$	1.14836E+14	59.82
$^{63}Zn$	2.65101E+12	39.98	$^{202}Pb$	9.05707E+16	151.26
$^{65}Zn$	1.18484E+17	24.98	$^{202m}Pb$	4.50013E+12	181.55
$^{102}Rh$	1.34382E+12	333.38	$^{203m}Pb$	7.20980E+13	178.92
$^{107}Pd$	4.41731E+15	89.65	$^{203}Pb$	3.63276E+18	128.55
$^{105}Ag$	2.44664E+14	44.14	$^{204m}Pb$	1.20952E+16	134.76
$^{106}Ag$	4.12112E+12	179.32	$^{205}Pb$	1.63283E+22	39.20
$^{106m}Ag$	1.26828E+15	178.98	$^{207m}Pb$	4.20332E+14	165.58
$^{108m}Ag$	1.23860E+17	168.74	$^{209}Pb$	4.08092E+16	17.59
$^{108}Ag$	1.88612E+12	51.75	$^{210}Pb$	2.79781E+12	73.63
$^{110m}Ag$	1.43382E+16	41.22	$^{206}Bi$	1.58735E+13	100.17
$^{109}Cd$	3.91964E+16	29.59	$^{207}Bi$	5.73744E+16	138.74
$^{113}Cd$	3.24111E+18	4.20	$^{208}Bi$	5.53275E+18	114.95
$^{113m}Cd$	6.90943E+16	115.06	$^{210}Bi$	9.54948E+14	20.32
$^{115}Cd$	3.05159E+14	53.09	$^{210m}Bi$	2.88020E+16	18.26
$^{115m}Cd$	6.84927E+15	49.20	$^{208}Po$	2.51099E+12	44.21
$^{117}Cd$	1.72834E+12	48.49	$^{209}Po$	3.57358E+14	33.86
$^{117m}Cd$	1.19266E+12	48.38	$^{210}Po$	2.25173E+16	19.54

Tabelle 7.21: Unsicherheiten der Inventare der wichtigsten Nuklide bei der Aktivierung von  $Pb - 17Li$

Nuklid	$N$ (Atome)	$\Delta N$ in %	Nuklid	$N$ (Atome)	$\Delta N$ in %
$^3H$	1.39164E+24	56.55	$^{36}Cl$	1.07388E+19	59.60
$^6He$	1.94910E+13	61.05	$^{37}Ar$	4.04919E+17	59.77
$^7Be$	3.68271E+16	-	$^{39}Ar$	1.66629E+19	48.31
$^8Li$	3.83805E+12	9.77	$^{41}Ar$	1.73336E+13	42.86
$^{12}B$	1.35906E+09	115.52	$^{40}K$	1.85248E+19	39.84
$^{13}B$	9.51095E+08	77.07	$^{42}K$	1.00694E+15	4.89
$^{14}C$	8.75628E+19	54.25	$^{45}Ca$	4.12165E+16	46.58
$^{16}N$	1.19861E+15	49.97	$^{47}Ca$	3.34931E+14	37.62
$^{17}F$	8.42464E+12	-	$^{46}Sc$	3.61359E+16	132.28
$^{18}F$	1.36346E+16	-	$^{47}Sc$	1.09202E+15	38.19
$^{20}F$	7.25439E+12	59.27	$^{48}Sc$	1.30558E+15	49.86
$^{22}Na$	2.53817E+17	39.79	$^{48}V$	3.32314E+12	46.34
$^{23}Ne$	1.01288E+13	47.88	$^{49}V$	1.00485E+17	97.63
$^{24m}Na$	1.05439E+10	122.35	$^{52}V$	3.35895E+12	48.82
$^{24}Na$	7.28148E+16	115.36	$^{51}Cr$	9.38764E+16	32.38
$^{25}Na$	7.91086E+12	77.11	$^{54}Mn$	3.04707E+17	47.91
$^{27}Mg$	1.61294E+15	46.13	$^{56}Mn$	4.47204E+14	48.08
$^{26}Al$	2.20493E+18	170.07	$^{55}Fe$	4.81875E+18	37.98
$^{28}Al$	3.75475E+16	49.80	$^{59}Fe$	1.97369E+15	14.49
$^{29}Al$	2.34019E+15	49.14	$^{56}Co$	6.58508E+13	44.80
$^{30}Al$	9.99058E+12	49.95	$^{57}Co$	1.43786E+17	95.98
$^{31}Si$	9.38946E+16	4.44	$^{58}Co$	2.27919E+16	139.52
$^{30}P$	3.56946E+13	-	$^{60}Co$	6.54482E+16	85.56
$^{32}P$	1.96316E+17	46.15	$^{57}Ni$	2.21222E+13	40.01
$^{33}P$	3.55053E+15	38.87	$^{64}Cu$	6.95791E+14	8.65
$^{35}S$	7.40378E+15	80.50	$^{65}Zn$	9.57859E+16	13.26

Tabelle 7.22: Unsicherheiten der Inventare der wichtigsten Nuklide bei der Aktivierung von  $Li_4SiO_4$

Abklingzeit	$A$ [Bq/kg]	$\Delta A$ in %	$D$ [Sv/h]	$\Delta D$ in %	$H$ [kW/kg]	$\Delta H$ in %
.0	3.90E+14	153.8	1.15E+05	162.7	9.78E-02	160.4
5.0 min	1.85E+13	94.4	8.76E+02	113.1	1.67E-03	84.3
1.0 h	1.68E+13	102.2	5.29E+02	108.2	1.30E-03	90.1
1.0 d	1.02E+13	123.4	8.65E+01	107.3	6.28E-04	122.3
30.0 d	1.44E+11	34.3	3.68E+00	51.5	9.87E-06	37.2
1.0 a	4.14E+10	36.4	3.50E-01	19.8	1.84E-06	31.3
5.0 a	1.80E+10	40.2	2.86E-02	72.1	6.74E-07	40.9
50.0 a	6.53E+07	39.3	5.24E-03	109.4	6.07E-09	92.2
100.0 a	4.01E+07	36.9	2.60E-03	107.6	3.12E-09	94.9
500.0 a	2.73E+07	38.2	7.11E-04	158.1	1.12E-09	113.7
1000.0 a	2.54E+07	37.4	3.36E-04	146.7	6.82E-10	83.9
10000.0 a	2.40E+07	38.6	4.45E-05	111.3	3.42E-10	43.3

Tabelle 7.23: Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen für  $Pb - 17Li$ : spezifische Aktivität  $A$ ,  $\gamma$ -Dosisrate  $D$  und Nachwärmeleistung  $H$

Abklingzeit	$A$ [Bq/kg]	$\Delta A$ in %	$D$ [Sv/h]	$\Delta D$ in %	$H$ [kW/kg]	$\Delta H$ in %
.0	3.49E+14	32.4	3.19E+05	36.1	2.45E-01	33.8
5.0 min	5.45E+13	37.9	2.68E+04	42.4	2.37E-02	42.3
1.0 h	7.57E+12	14.0	1.41E+03	95.3	1.42E-03	54.3
1.0 d	6.34E+11	57.3	4.12E+02	112.4	2.52E-04	105.6
30.0 d	1.60E+11	23.1	5.43E+00	39.9	6.83E-06	28.4
1.0 a	4.19E+10	28.1	2.09E+00	25.6	1.50E-06	24.0
5.0 a	1.35E+10	31.1	4.38E-01	34.1	3.57E-07	28.9
50.0 a	1.54E+09	37.4	3.13E-04	71.6	4.48E-08	45.2
100.0 a	1.39E+09	36.5	4.96E-05	168.8	3.96E-08	45.0
500.0 a	6.93E+08	26.1	4.92E-05	170.1	1.57E-08	40.4
1000.0 a	4.02E+08	42.0	4.92E-05	170.1	6.05E-09	35.8
10000.0 a	1.01E+08	53.6	4.88E-05	170.1	8.65E-10	49.8

Tabelle 7.24: Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen für  $Li_4SiO_4$ : spezifische Aktivität  $A$ ,  $\gamma$ -Dosisrate  $D$  und Nachwärmeleistung  $H$

## 8. Radiologische Aspekte zur Rezyklierbarkeit und Entsorgung der aktivierten Brutmaterialien

### 8.1 Charakterisierung der aktivierten Brutmaterialien

Die Mehrzahl der plasmanahen Komponenten in einem (d,t)-Fusionsreaktor werden aufgrund der strahleninduzierten und thermo-mechanischen Belastungen nur begrenzte Einsatzdauer haben. Hierzu zählt auch das Blanketsegment, das in erster Linie aufgrund der Strahlenschädigung der Blanketstruktur und des  ${}^6\text{Li}$ -Abbrandes des Brutmaterials periodisch ausgewechselt werden muß. Für Blanketkonzepte von Demo-Reaktoren werden gegenwärtig Standzeiten im Bereich von 3 bis 5 Jahren ( $10 - 20 \text{ MWam}^{-2}$ ) [109] in Betracht gezogen. Die Auslegungsstandzeit der hier zugrundegelegten Blanketentwürfe beträgt 20000 Vollaststunden bei einer Fusionsleistung von 2200 MW (vgl. Abschn. 3.). Ob am Ende der vorgesehenen Standzeit ganze Blanketsegmente oder nur Teile davon ausgewechselt werden, ist derzeit noch nicht im Detail spezifiziert. Möglicherweise müssen die erste Wand mit der Blanketstruktur sowie im Falle des Feststoffblankets das Brut- und Multipliematerial ersetzt werden. Nach der Auslegung sind die Abschirmungen der Blanketsegmente für mehrere Einsätze vorgesehen. Auch steht der Weiterverwendung des Flüssigmetalls  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  nichts im Wege, da die Durchführbarkeit des Ausgleiches des  ${}^6\text{Li}$ -Abbrandes wie auch der Kontrolle von Korrosions- und Aktivierungsprodukte während des Reaktorbetriebs möglich erscheint. Dennoch wird bei der vorliegenden Untersuchungen von radiologischen Bedingungen in den Brutmaterialien ausgegangen, die nach einem einmaligen Einsatz im Demo-Reaktor vorliegen.

Die Charakterisierung der aktivierten Brutmaterialien bezieht sich auf bereits genannte Einsatzbedingungen im Demo-Reaktor; im Feststoffblanket wird das keramische Brutmaterial  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  in Form von Kugel-Schüttungen mit einer  ${}^6\text{Li}$ -Anreicherung von 25 at.% verwendet, und im Flüssigmetallblanket wird das Brutmaterial  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  in Form von eutektischer Schmelze benutzt. Die Massen und Volumina der Brutmaterialien (Schüttung bzw. Schmelze) sind in Tabelle 8.1 angegeben. Der chemische Zusammensetzung ist aus der Tabelle 3.4 zu entnehmen. Die Bestrahlungsdauer der Brutmaterialien im Demo-Reaktor beträgt 20000 Vollaststunden bei einer Fusionsleistung von 2200 MW. Der mittlere  ${}^6\text{Li}$ -Abbrand liegt in  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  bei 6,5 at.% und in  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  bei 5,4 at.% (s. auch Tab. 6.15). Das Aktivitätsinventar und die Nachwärmeleitung, mit der Annahme einer vollständigen Freisetzung der erzeugten Tritium im Reaktorbetrieb, sind in der Tabelle 8.1 angegeben. Daraus lassen sich die mittleren spezifischen Aktivität und Nachwärmeleistung berechnen. Mittlere Konzentrationen langlebiger Nuklide in den aktivierten Brutmaterialien sind in den Tabellen 8.2 und 8.3 angeführt.

Brutmaterial	Volumen [cm <sup>3</sup> ] Masse [kg]	Aktivität [Bq] nach Abklingzeiten von			Nachwärmeleistung [MW] nach Abklingzeiten von		
		0	50 a	100 a	0	50 a	100 a
<i>Li<sub>4</sub>SiO<sub>4</sub></i> (Schüttung)	3.3116 10 <sup>7</sup> 7.6828 10 <sup>4</sup>	5.166 10 <sup>18</sup>	8.507 10 <sup>12</sup>	8.455 10 <sup>12</sup>	3.457	6.746 10 <sup>-8</sup>	6.705 10 <sup>-8</sup>
<i>Pb – 17Li</i> (Flüssig- metall)	4.1433 10 <sup>8</sup> 3.8947 10 <sup>6</sup>	1.257 10 <sup>20</sup>	2.129 10 <sup>13</sup>	1.274 10 <sup>13</sup>	31.14	1.467 10 <sup>-6</sup>	8.762 10 <sup>-7</sup>

Tabelle 8.1: Massen und Volumina der Brutmaterialien mit Aktivitätsinventar und Nachwärmeleistung

Bei dem angegebenen Volumen der Keramik *Li<sub>4</sub>SiO<sub>4</sub>* handelt es sich um das Volumen von Kugel-Schüttungen mit einem Packungsfaktor von 0,64. Ebenso bezieht sich die Volumenangabe für *Pb – 17Li* auf das Volumen des Flüssigmetalls im Blanket, das Flüssigmetall außerhalb des Blankets ist nicht berücksichtigt.

Bei den Brutmaterialien und anderen Komponenten, die innerhalb des Vakuumgefäß eingesetzt werden, wird die Kontamination mit Tritium erheblich sein und wird bei Betrachtungen zu deren Behandlung eine wichtige Rolle spielen. Die Kontamination durch aktivierte Korrosionsprodukte anderer Blanketmaterialien muß ebenfalls in Betracht gezogen werden. Die Tritiumkontamination kann entweder durch Detritierungmaßnahmen oder durch längere Lagerzeiten - bei einer Lagerzeit von 50 a fällt das Tritiuminventar um etwa 1 Größenordnung - reduziert werden. Die diesbezügliche Problematik bei der Entsorgung der aktivierten Brutmaterialien wird hier nicht weiter berücksichtigt.

Bemerkenswert ist die geringe Massenkonzentration der langlebigen Radionuklide in den aktivierten Brutmaterialien. Mit Ausnahme von <sup>205</sup>*Pb* liegt die Konzentration der langlebigen Radionuklide unterhalb des ppm-Bereiches.

Nuklid	Abklingzeit = 0			Abklingzeit = 50 a			Abklingzeit = 100 a		
	Outboard	Inboard	Mittelwert	Outboard	Inboard	Mittelwert	Outboard	Inboard	Mittelwert
<sup>10</sup> Be	11.786	5.594	9.783	11.786	5.594	9.782	11.786	5.594	9.782
<sup>14</sup> C	708.604	585.894	668.900	704.331	582.360	664.866	700.088	578.849	660.856
<sup>26</sup> Al	13.495	8.782	11.970	13.495	8.781	11.969	13.494	8.781	11.969
<sup>32</sup> Si	.002	.001	.001	.001	.001	.001	.001	.001	.001
<sup>32</sup> P	2.313	1.541	2.064	.000	.000	.000	.000	.000	.000
<sup>36</sup> Cl	156.243	106.779	140.237	156.225	106.767	140.222	156.207	106.755	140.206
<sup>39</sup> Ar	249.284	168.726	223.217	219.150	148.331	196.233	192.658	130.400	172.513
<sup>42</sup> Ar	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
<sup>40</sup> K	398.126	307.920	368.938	398.126	307.920	368.938	398.126	307.920	368.938
<sup>41</sup> Ca	30.617	27.208	29.514	30.606	27.199	29.504	30.596	27.190	29.494
<sup>50</sup> V	2.155	1.424	1.919	2.155	1.424	1.919	2.155	1.424	1.919
<sup>53</sup> Mn	11.328	7.405	10.059	11.328	7.405	10.059	11.328	7.405	10.058
<sup>55</sup> Fe	80.852	54.640	72.370	.000	.000	.000	.000	.000	.000
<sup>60</sup> Fe	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
<sup>60</sup> Co	1.323	.859	1.173	.002	.001	.002	.000	.000	.000
<sup>59</sup> Ni	7.625	6.755	7.343	7.621	6.752	7.340	7.618	6.749	7.336
<sup>63</sup> Ni	2.093	1.615	1.938	1.475	1.138	1.366	1.039	.802	.962

Tabelle 8.2: Konzentrationen langlebiger Radionuklide in  $Li_4SiO_4$  in ppb nach einem Einsatz im Demo-Reaktor

Nuklid	Abklingzeit = 0			Abklingzeit = 50 a			Abklingzeit = 100 a		
	Outboard	Inboard	Mittelwert	Outboard	Inboard	Mittelwert	Outboard	Inboard	Mittelwert
<sup>53</sup> Mn	.301	.311	.303	.301	.311	.303	.301	.311	.303
<sup>60</sup> Fe	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
<sup>60</sup> Co	.064	.067	.064	.000	.000	.000	.000	.000	.000
<sup>59</sup> Ni	.884	1.101	.933	.884	1.100	.932	.883	1.100	.932
<sup>63</sup> Ni	.239	.265	.245	.169	.187	.173	.119	.132	.122
<sup>107</sup> Pd	.058	.059	.058	.058	.059	.058	.058	.059	.058
<sup>108m</sup> Ag	2.111	2.328	2.159	1.943	2.143	1.988	1.788	1.972	1.829
<sup>113</sup> Cd	577.260	575.648	576.900	577.262	575.648	576.902	577.263	575.648	576.902
<sup>113m</sup> Cd	1.847	2.208	1.928	.147	.176	.154	.012	.014	.012
<sup>115</sup> In	8.621	11.569	9.281	9.026	12.113	9.716	9.026	12.113	9.716
<sup>121</sup> Sn	.003	.004	.003	.000	.000	.000	.000	.000	.000
<sup>121m</sup> Sn	.197	.210	.200	.105	.112	.107	.056	.060	.057
<sup>123</sup> Te	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
<sup>204</sup> Tl	172.890	181.834	174.890	.018	.019	.019	.000	.000	.000
<sup>202</sup> Pb	1.256	.921	1.181	1.255	.920	1.180	1.254	.920	1.179
<sup>205</sup> Pb	448752.000	472213.344	453998.781	448750.969	472213.344	453996.219	448749.906	472213.344	453996.219
<sup>210</sup> Pb	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
<sup>207</sup> Bi	.776	.557	.727	.261	.187	.244	.087	.063	.082
<sup>208</sup> Bi	136.597	134.724	136.179	136.584	134.712	136.166	136.572	134.699	136.153
<sup>210m</sup> Bi	2.704	3.584	2.901	2.704	3.584	2.901	2.704	3.584	2.901
<sup>209</sup> Po	.007	.007	.007	.005	.005	.005	.004	.003	.004
<sup>210</sup> Po	1.878	2.459	2.008	.000	.000	.000	.000	.000	.000

Tabelle 8.3: Konzentrationen langlebiger Radionuklide in Pb – 17Li in ppb nach einem Einsatz im Demo-Reaktor

## 8.2 Rezyklierbarkeit der Brutmaterialien

Es gibt derzeit keine einheitlichen radiologischen Kriterien zur Bewertung der Rezyklierbarkeit von aktivierten Komponenten. Gegenwärtig gängige Ansätze sowie Vorschläge zur Vereinheitlichung der radiologischen Kriterien sind in der Dokumentation der internationalen Atomenergiebehörde IAEA [229] erläutert. Allgemein hängt die technische Realisierung der Rezyklierung in erheblichem Maße von der Art und Menge der verbleibenden Radioaktivität des Materials ab. Ein sinnvolles Maß liefert hierfür die  $\gamma$ -Dosisrate, anhand derer die Handhabung aktivierter Materialien auf der Basis zulässiger Dosisgrenzwerte leicht bestimmt werden kann. Tatsächlich werden auch gegenwärtig bei der Bewertung der Rezyklierung von aktivierten Komponenten aus (d,t)-Fusionsreaktoren ausschließlich radiologische Kriterien auf der Basis der  $\gamma$ -Dosisrate angewendet (vgl. [230]). Ebenfalls wird bei der vorliegenden Untersuchungen ausschließlich auf die  $\gamma$ -Dosisrate Bezug genommen. Die zugrunde gelegten  $\gamma$ -Dosisgrenzwerte unterscheiden sich je nach der Option der Rezyklierung. Man unterscheidet zwischen direkter (hands-on) und fernbedienter (remote) Option der Rezyklierung. Die entsprechenden  $\gamma$ -Dosisgrenzwerte für die Optionen der Rezyklierung sind in der Tabelle 8.4 angegeben.

Rezyklierungsoption	$\gamma$ -Dosisrate
Remote	< 10 mSv/h
Hands-on	< 10 $\mu$ Sv/h

Tabelle 8.4:  $\gamma$ -Dosisgrenzwerte für Rezyklierungsoptionen

Bei  $\gamma$ -Dosisraten unter 10  $\mu$ Sv/h ist die Handhabung von Materialien mit minimalem Aufwand an Strahlenschutzmaßnahmen möglich. Dabei bleiben die beruflichen Strahlenbelastungen - bei angenommener Exposition von 40 h/Woche und 50 Arbeitswochen/a - unterhalb des zulässigen Grenzwertes von 20 mSv/a. Der für die Remote-Rezyklierungsoption angesetzte Grenzwert beruht auf Untersuchungsergebnissen zur Rezyklierung aktivierter Stähle [230]. Man geht gegenwärtig davon aus, daß Materialien, die als niedrig aktivierend kategorisiert werden, den Grenzwert für die Remote- bzw. Hands-on-Rezyklierung unterhalb von Lagerzeiten von 50 bzw. 100 a erreichen werden [231, 232].

Nach einem Einsatz im Demo-Reaktor können die hypothetisch reinen Brutmaterialien  $Li_4SiO_4$  und  $Pb - 17Li$  nach einer Lagerzeit von etwa 10 a hands-on rezykliert werden; die berechnete mittlere  $\gamma$ -Dosisrate nach der Lagerzeit von 10 a liegt für die  $Li_4SiO_4$ -Schüttung (gemittelt über das gesamte Schüttvolumen) bei  $1,3 \cdot 10^{-2} \mu$ Sv/h und für das Flüssigmetall  $Pb - 17Li$  (ebenfalls gemittelt über das gesamte Volumen des Flüssigmetalls) bei  $6,78 \cdot 10^{-1} \mu$ Sv/h. Die  $\gamma$ -Dosisraten in der  $Li_4SiO_4$ -Schüttung variieren zwischen  $6,6 \cdot 10^{-6}$  und  $6,1 \mu$ Sv/h, so daß der Grenzwert tatsächlich überall erreicht ist. Im Falle des Flüssigmetalls kommt es durch die Umwälzung zur Durchmischung, damit auch zu einem mittleren  $\gamma$ -Dosiswert, der ebenso unterhalb des Grenzwertes liegt. Die Nuklide mit den dominanten Beiträgen zu der  $\gamma$ -Dosisrate bei 10 a sind in  $Li_4SiO_4$   $^{22}Na$  und  $^{26}Al$  und in  $Pb - 17Li$  lediglich  $^{207}Bi$  (s. auch Abschn. 6.6.1 und 6.6.2).

Das äußerst günstige Abklingverhalten der Brutmaterialien wird durch Verunreinigungen und Spurenelemente wesentlich beeinträchtigt (vgl. Abschn. 6.8). Beispielsweise sind die bei der Berücksichtigung der Verunreinigungen gemäß der Referenz-Zusammensetzung (s. Tab. 3.4) berechneten mittleren  $\gamma$ -Dosisraten nach einer Lagerzeit von 10 a etwa um den Faktor 1000 höher (s. Tab. 8.5). Bei längeren Abklingzeiten setzt sich der Trend unvermindert weiter, so daß bei beiden Brutmaterialien die langfristige  $\gamma$ -Dosisrate nahezu vollständig auf Aktivierungsprodukte von Verunreinigungen zurückzuführen ist.

Brutmaterial mit Verunreinigungen	Mittlere $\gamma$ -Dosisrate [ $\mu\text{Sv/h}$ ]		
	nach Abklingzeiten von		
	10 a	50 a	100 a
$\text{Li}_4\text{SiO}_4$	8986.8	52.66	6.17
$\text{Pb} - 17\text{Li}$	928.5	279.62	174.65

Tabelle 8.5: Mittlere  $\gamma$ -Dosisrate der Brutmaterialien nach einem Einsatz im Demo-Reaktor (chemische Zusammensetzung nach Tab. 3.4)

Nach den mittleren  $\gamma$ -Dosisraten in der Tabelle 8.5 erfüllen zwar beide Brutmaterialien das Kriterium für die Remote-Rezyklierung nach einer Lagerzeit von etwa 10 a, dennoch erscheint es günstiger, eine Lagerzeit von etwa 50 a anzusetzen, da die  $\gamma$ -Dosisraten im Falle von  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  um etwa 2 Größenordnungen und im Falle von  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  um den Faktor 3,3 fallen werden. Der Vorteil der Verlängerung der Lagerzeit von 50 a auf 100 a ist vergleichsweise gering; die  $\gamma$ -Dosisraten verringern sich in  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  um den Faktor 9 und in  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  lediglich um den Faktor 1,6. Dabei erfüllt  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  das für die Hands-on-Rezyklierung notwendige Kriterium, während  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  dieses weiter überschreitet.

Durch den Einfluß von Verunreinigungen erhöht sich die für beide Rezyklierungsoptionen notwendige Lagerzeit der aktivierten Brutmaterialien in erheblichem Maße. Verantwortlich dafür sind in  $\text{Pb} - 17\text{Li}$  in erster Linie die Verunreinigungen an Silber (5 ppm) und Wismut (43 ppm); das im Silber induzierte Nuklid  $^{108m}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 127$  a,  $\bar{E}_\gamma = 1,68$  MeV) und das hauptsächlich im Wismut induzierte Nuklid  $^{207}\text{Bi}$  ( $T_{1/2} = 32,2$  a,  $\bar{E}_\gamma = 1,54$  MeV) sorgen für die Erhöhung der langfristigen  $\gamma$ -Dosisraten (s. Abschn. 6.8). Im Falle von  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  sind in erster Linie die Verunreinigungen an Nickel (10 ppm), Kupfer (5 ppm) und Eisen (190 ppm) mit ihrem gemeinsamen Aktivierungsprodukt  $^{60}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 5,27$  a,  $\bar{E}_\gamma = 2,5$  MeV) sowie die Verunreinigung an Aluminium (158 ppm) mit seinem Aktivierungsprodukt  $^{26}\text{Al}$  ( $T_{1/2} = 7,2 \cdot 10^5$  a,  $\bar{E}_\gamma = 1,84$  MeV), die für die Erhöhung der langfristigen  $\gamma$ -Dosisraten sorgen (s. Abschn. 6.8). Die Erzeugung von  $^{207}\text{Bi}$  und  $^{26}\text{Al}$  ist ebenfalls in den Basisisotopen der Brutmaterialien (Blei und Silicium) möglich, dennoch ist es von untergeordneter Bedeutung, wenn Verunreinigungen der angenommenen Größenordnung anwesend sind. Interessant ist in diesem Zusammenhang die Feststellung, daß eine Reihe der in den Brutmaterialien enthaltenen Verunreinigungen bei der dosisbezogenen Beurteilung der Rezyklierbarkeit von geringer Bedeutung sind. Es handelt sich

dabei um die Verunreinigungen an Kohlenstoff, Magnesium, Kalium, Calcium sowie Chrom, die diesbezüglich als völlig bedenkenlos eingestuft werden können. Neben den oben genannten kritischen Verunreinigungen müssen die Konzentrationen von Natrium, Titan, Zink, Cadmium und Zinn so gering wie möglich reduziert werden. Ein Gesamtüberblick über annehmbare Gehalte an Verunreinigungen wird im Abschnitt 8.4 gegeben.

Die radiologische Beurteilung der Rezyklierbarkeit der Brutmaterialien ausschließlich auf der Basis der  $\gamma$ -Dosisrate ist naheliegenderweise als erster Versuch der Darstellung einer komplexen Problematik, die in dem hier gegebenen Rahmen nicht angegangen werden kann, zu werten. Tatsächlich ist eine Reihe anderer Faktoren noch in Betracht zu ziehen; u.a. das Inventar an Tritium und anderer flüchtiger bzw. chemisch flüchtig werdender Nuklide (wie z.B.  $^{14}\text{C}$ ), die Kontamination der Brutmaterialien durch Aktivierungsprodukte anderer Blanketmaterialien (z.B. Korrosionsprodukte in  $\text{Pb} - 17\text{Li}$ ) und Einzelheiten der Verfahren zur Rezyklierung. Im Hinblick auf Rezyklierungsverfahren und -strategien werden derzeit einige Ansätze diskutiert [233]-[235]. Betrachtet werden neben anderen die folgenden Optionen: die Trennung des Lithiums aus dem aktivierten Brutmaterial und Endlagerungen des restlichen Teils, die Rezyklierung des gesamten Brutmaterials ohne jegliche Dekontamination sowie die Rezyklierung des gesamten Brutmaterials mit weitgehender Dekontamination auf chemischem oder metallurgischem Wege.

### 8.3 Entsorgung der aktivierten Brutmaterialien

Die derzeit diskutierten Konzepte zur Entsorgung radioaktiver Abfälle aus (d,t)-Fusionsreaktoren verfolgen neben der Rezyklierung den Weg der direkten Endlagerung. Dies ist insofern notwendig, als die ökonomischen und technischen Aspekte zukünftiger Rezyklierungsverfahren derzeit noch nicht abgeschätzt werden können. Die Entwicklung und die Auswahl von Materialien für den Einsatz in (d,t)-Fusionsreaktoren soll sich daher nicht nur auf die Rezyklierbarkeit, sondern auch auf die Endlagerfähigkeit ausrichten. Die Beibehaltung beider Optionen erhöht die Flexibilität in bezug auf die Auswahl von Materialien. Für die Entsorgung aktivierter Materialien aus (d,t)-Fusionsreaktoren werden sowohl Konzepte der oberflächennahen Lagerung - vor allem in den USA - wie auch die Lagerung in geologischen Formationen in Betracht gezogen. Unabhängig von der gewählten Lagerungsoption gilt als Grundsatz die radiologische Gefährdung so zu minimieren, daß Mensch und Umwelt keinen wesentlichen Belastungen ausgesetzt sind. Der wesentliche Teil des radioaktiven Abfalls aus (d,t)-Fusionsreaktoren - abgesehen von den Betriebs- und Dekommissionierungsabfällen - entsteht aus bestrahlten Komponenten (erste Wand, Divertor, Blanket usw.), die aufgrund begrenzter Lebensdauer periodisch ersetzt werden müssen. Es handelt sich dabei um aktivierte Struktur-, Brut-, Multiplier- und Divertormaterialien. Radioaktive Abfälle aus (d,t)-Fusionsreaktoren enthalten grundsätzlich keine  $\alpha$ -strahlende Nuklide oder Aktiniden, zudem ist die Wärmerzeugung vergleichsweise gering. Hingegen wird die Kontamination mit Tritium erheblich sein.

Über die Klassifizierung radioaktiver Abfälle und Optionen zur Entsorgung liegt derzeit kein einheitlicher Konsens vor, vielmehr werden diese durch nationale Richtlinien geregelt [236]. Hinzu kommt, daß die geltenden nationalen Richtlinien für Abfälle aus dem Bereich der Spal-

tungsreaktoren und aus anderen Industriezweigen konzipiert sind, so daß in vielen Hinsichten die Beurteilung radioaktiver Abfälle aus (d,t)-Fusionsreaktoren auf dieser Basis schwierig bis fraglich ist. In Anbetracht dessen hält man sich bisweilen mit weitgehenden Beurteilungen zurück (vgl. z.B. ITER Safety [47]).

Bei der Bewertung von Materialien für den Einsatz in (d,t)-Fusionsreaktoren in bezug auf die Entsorgung wurde nach einem Vorschlag von Conn et al. [15] die Erfüllung der Anforderungen für die oberflächennahe Lagerung nach dem amerikanischen Code of Federal Regulations (10CFR61) [237], insbesondere die Erfüllung der Anforderungen für schwachradioaktive Abfälle (Waste Class C), als wünschenswertes Ziel angesetzt. Die Klassifizierung der Abfälle im 10CFR61 beruht auf nuklidbezogene Grenzwerte für die spezifische Aktivität [237]. Die der Berechnung der Grenzwerte zugrundegelegten Modelle - eine Oberflächentiefe von 5 m bei einer Lagerzeit von 500 a sowie eine zulässige Ganzkörperdosis der Bevölkerung von 5 mSv/a - sind unter der Betrachtung der Bedingungen von Abfällen aus dem Bereich der Medizin und der Spaltungsreaktoren erstellt worden [239], so daß ihre Eignung für Abfälle aus dem Fusionsbereich grundsätzlich in Frage gestellt wird [238]. Europäische Experten halten die 10CFR61 Grenzwerte für viel zu optimistisch [240]. Die Entsorgungsstrategie vieler Europäischer Länder - hinsichtlich radioaktiver Abfälle aus dem Bereich der Spaltungsreaktoren - zielt auf Endlagerungen in geologischen Formationen. Die Anforderungen an endzulagernden Abfällen sind im allgemeinen von der Lagerstätte abhängig (vgl. z.B. in [241] die Anforderungen für das Endlager Morsleben). Um eine neutrale radiologische Beurteilung zu ermöglichen sowie zur Vereinfachung der vorliegenden Betrachtungen wird hier auf die im Rahmen des SEAFP vorgeschlagene Klassifizierung radioaktiver Abfälle aus (d,t)-Fusionsreaktoren zurückgegriffen [228, 240].

Der Vorschlag von SEAFP sieht vor [228, 240], daß radioaktive Abfälle aus (d,t)-Fusionsreaktoren nach Vorbehandlungen für einen Zeitraum von etwa 50 a zwischengelagert werden und anschließend in Abhängigkeit von der verbleibenden Aktivität klassifiziert und entsorgt werden. Die Klassifizierung der Abfälle erfolgt auf der Basis der spezifischen Aktivität (A),  $\gamma$ -Dosisrate (D) und Nachwärmeleistung (H):

- nichtradioaktiver Abfall (NAW) :  $A < 400 \text{ kBq/kg}$
- schwachradioaktiver Abfall (LLW):  $D < 2 \text{ mSv/h}$ ,  $H < 1 \text{ W/m}^3$
- mittelfradioaktiver Abfall (MLW):  $2 < D < 20 \text{ mSv/h}$ ,  $1 < H < 10 \text{ W/m}^3$
- hochradioaktiver Abfall (HLW):  $D > 20 \text{ mSv/h}$ ,  $H > 10 \text{ W/m}^3$

Nichtradioaktive Abfälle können ohne weiteres für die allgemeine Verwertung freigegeben werden. Für Abfälle, die als LLW und MLW klassifiziert werden, kommt nach den im Abschnitt 8.2 genannten dosisbezogenen Kriterien die Remote-Rezyklierung in Frage. Bei einer weiteren Absenkung der  $\gamma$ -Dosisrate, insbesondere für LLW, kann ebenfalls die Hands-on-Rezyklierung in Betracht gezogen werden. Unter den radiologischen Bedingungen, die nach einem einmaligen Einsatz im Demo-Reaktor für 20000 Vollaststunden bei einer Fusionsleistung von 2200 MW vorliegen, sollen nachfolgend die aktivierten Brutmaterialien auf der Basis der obigen Kriterien

klassifiziert werden. Wesentliche Merkmale der aktivierten Brutmaterialien sind im Abschnitt 8.1 dargestellt; die Konzentrationen langlebiger Nuklide sind in den Tabellen 8.2 und 8.3 angegeben. Die chemische Zusammensetzung der Brutmaterialien ist aus der Tabelle 3.4 zu entnehmen.

Brutmaterial mit Verunreinigungen	Aktivierungsgröße	Abklingzeit			
		10 a	50 a	100 a	1000 a
$Li_4SiO_4$	A [Bq/kg]	$1.11 \cdot 10^8$	$1.10 \cdot 10^8$	$1.10 \cdot 10^8$	$9.87 \cdot 10^7$
	D [mSv/h]	8,99	$5.27 \cdot 10^{-2}$	$6.17 \cdot 10^{-3}$	$6.12 \cdot 10^{-3}$
	H [W/m <sup>3</sup> ]	$2.05 \cdot 10^{-3}$	$2.04 \cdot 10^{-3}$	$2.02 \cdot 10^{-3}$	$1.80 \cdot 10^{-3}$
$Pb - 17Li$	A [Bq/kg]	$5.14 \cdot 10^8$	$5.47 \cdot 10^6$	$3.27 \cdot 10^6$	$2.09 \cdot 10^6$
	D [mSv/h]	$9.28 \cdot 10^{-1}$	$2.80 \cdot 10^{-1}$	$1.75 \cdot 10^{-1}$	$3.13 \cdot 10^{-2}$
	H [W/m <sup>3</sup> ]	$1.83 \cdot 10^{-1}$	$3.54 \cdot 10^{-3}$	$2.11 \cdot 10^{-3}$	$5.62 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 8.6: Mittlere spezifische Aktivität A,  $\gamma$ -Dosisrate D und Nachwärmeleistung H der Brutmaterialien nach einem Einsatz im Demo-Reaktor (chemische Zusammensetzung nach Tab. 3.4)

Die für die Klassifizierung notwendigen Aktivierungsgrößen sind in der Tabelle 8.6 aufgeführt. Bereits nach 10 a Lagerzeit erfüllt das Flüssigmetall  $Pb - 17Li$  die Kriterien für die Klassifizierung als schwachradioaktiver Abfall, während die Keramik  $Li_4SiO_4$  aufgrund der hohen  $\gamma$ -Dosisrate lediglich die Kriterien für mittelradioaktiven Abfall erfüllt. Die hohe  $\gamma$ -Dosisrate in  $Li_4SiO_4$  bei der genannten Abklingzeit ist durch die Nuklide  $^{22}Na$  und  $^{60}Co$  bedingt (s. Abschn. 6.8). In beiden Brutmaterialien fällt die Nachwärmeleistung weit unter  $1 \text{ W/m}^3$  innerhalb kurzer Zeit, so daß bei der Lagerung des aktivierten Materials mit keiner wesentlichen Wärmezeugung zu rechnen ist. Nach einer Lagerzeit 50 a erfüllen beide Brutmaterialien die Kriterien für die Klassifizierung als schwachradioaktiver Abfall mit ausreichender Sicherheit. Wie aus der Tabelle 8.6 zu ersehen ist, bringt die weitere Erhöhung der Lagerzeit über 50 a hinaus keine wesentlichen Änderungen in den Aktivierungsgrößen. Dies erklärt sich damit, daß nach einer Abklingzeit von etwa 50 a langlebige Nuklide die Aktivierungsgrößen dominieren; die spezifische Aktivität und die Nachwärmeleistung in  $Li_4SiO_4$  ist hauptsächlich durch die langlebigen Nuklide  $^{14}C$  und  $^{39}Ar$  dominiert, und in  $Pb - 17Li$  durch  $^{108m}Ag$ ,  $^{207}Bi$  und  $^{208}Bi$ . Der langfristige Zeitverlauf der  $\gamma$ -Dosisrate ist ebenfalls durch langlebige Nuklide bestimmt; in  $Li_4SiO_4$  in erster Linie durch  $^{26}Al$  und in  $Pb - 17Li$  durch  $^{108m}Ag$  und  $^{207}Bi$  (s. auch Abschn. 6.6-6.9). Bei beiden Brutmaterialien ist festzustellen, daß die langfristige radiologische Gefährdung überwiegend durch Aktivierungsprodukte von Verunreinigungen bestimmt wird.

Es bleibt festzuhalten, daß beide Brutmaterialien nach einer Lagerzeit von etwa 50 a als schwachradioaktiver Abfall klassifiziert werden können und gleichzeitig die Anforderungen für die Remote-Rezyklierung erfüllen, so daß als primäre Option der Entsorgung die Rezyklierung in Frage kommt. Ist diese Option aus irgendwelchen Gründen nicht durchführbar, so scheint die direkte Endlagerung der aktivierten Brutmaterialien keine wesentliche Probleme zu bereiten.

## 8.4 Effekte potentieller Verunreinigungen

Wie die Berechnungen im Abschnitt 6.8 gezeigt haben, haben Verunreinigungen und Spurenelemente wesentliche Einflüsse auf das Aktivierungsverhalten der behandelten Brutmaterialien. Insbesondere wird das langfristige radiologische Verhalten in erster Linie durch Aktivierungsprodukte von Verunreinigungen bestimmt. Wie den Betrachtungen in den vorangegangenen Abschnitten zu entnehmen ist, ist letzteres für die Entsorgungsproblematik von grundlegender Bedeutung. Es hat sich aber auch gezeigt, daß nur eine Reihe von Verunreinigungen wesentliche Effekte haben. Darüberhinaus ist zu bemerken, daß die in den Brutmaterialien angenommenen Verunreinigungsgehalte keine endgültigen Spezifikationen darstellen. Es ist daher damit zu rechnen, daß die Verunreinigungsgehalte variieren und andere Verunreinigungen hinzukommen werden. Es wird beispielsweise derzeit in Betracht gezogen, zur Erhöhung der mechanischen Stabilität dem keramischen Brutmaterial  $Li_4SiO_4$  1,7 Gw.% an Tellur beizumischen [242]. Oft stellt sich die Frage, welche Verunreinigungen oder Elemente zulässig sind und in welcher Höhe. Es ist allgemein unmöglich, darauf eine pauschale Antwort zu geben. Der Effekt der Verunreinigungen hängt grundsätzlich von der Bestrahlungsbedingung, von dem betrachteten Aspekt, von der betrachteten Aktivierungsgröße sowie von der Betrachtungszeit ab. Beispielsweise ist der Einfluß der in den untersuchten Brutmaterialien enthaltenen Verunreinigungen für das Aktivierungsverhalten im Reaktorbetrieb sowie für kurze Zeiten danach von untergeordneter Bedeutung. Andererseits stehen bei den Betrachtungen nach längeren Abklingzeiten Effekte von Verunreinigungen im Vordergrund.

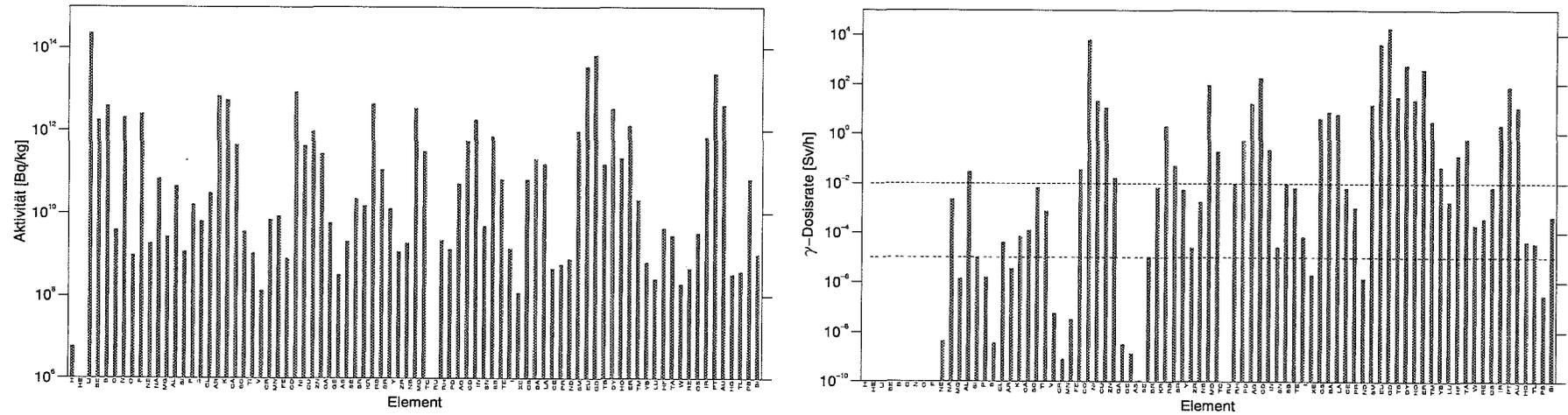
Der Einfluß der Verunreinigungen, die in der Referenz-Zusammensetzung der Brutmaterialien enthalten sind, ist im Abschnitt 6.8 ausführlich diskutiert. Um mögliche Effekte von potentiellen Verunreinigungen ansatzweise zu veranschaulichen, sind in den Abbildung 8.1 für alle stabilen Elemente von Wasserstoff bis Wismut die spezifische Aktivität und die  $\gamma$ -Dosisrate, die unter der Bestrahlungsbedingung im Demo-Reaktor mit dem Feststoffblanket, in der Torusmittelebene im äußeren Blanketsegment, für eine Bestrahlungsdauer von 20000 Vollaststunden berechnet wurden, für Abklingzeiten von 50 und 100 a dargestellt.

Einen weitaus besseren Einblick gewinnt man, wenn man zu einer bestimmten Abklingzeit auf der Basis der Aktivierungsgrößen Kriterien zugrundelegt und zulässige Konzentrationen einzelner Elemente betrachtet. Auf der Basis der im Abschnitt 6.2 genannten Dosiskriterien zur Rezyklierung sollen zulässige Konzentrationen der einzelnen Elemente demonstrativ aufgezeigt werden. Die Berechnung ist denkbar einfach; die oben berechneten  $\gamma$ -Dosisraten werden durch die Dosisgrenzwerte zum jeweiligen Zeitpunkt dividiert. Es ergibt sich daraus die maximal zulässige Konzentration (genau gesagt der Massenanteil) der jeweiligen Elemente (s. Tab. 8.7), die nicht zur Überschreitung der angesetzten Dosisgrenzwerte führt. Es ist offensichtlich, daß, wenn ein Material sich aus mehreren Elementen zusammensetzt oder mehrere Elemente als Verunreinigung enthält, die zulässige Konzentration der einzelnen Elemente gemäß ihres Massenanteils sich verringert.

Grundsätzlich sind diejenigen Elemente als besonders kritisch zu behandeln, deren zulässige Konzentration im ppm-Bereich liegt. Bemerkenswert ist, daß die Elemente im unteren Massen-

bereich (von Wasserstoff bis Mangan) mit Ausnahme von Aluminium und Scandium nach den angesetzten Dosiskriterien in nahezu beliebige Konzentrationen auftreten dürfen. Demgegenüber ergeben sich für die Elemente, die als Strukturmaterialien in Frage kommen, mit Ausnahme von Eisen wesentlich geringere Konzentrationsgrenzen. Um beispielweise das Dosiskriterium für die Remote-Rezyklierung nach 50 a zu erreichen, muß die Konzentration von Kobalt unter 2 ppm, von Nickel und Kupfer unter 800 ppm und von Niob unter 100 ppm liegen (vgl. auch Abb. 8.1). Unter dem Dosiskriterium für Hands-on-Rezyklierung nach 100 a zeigt sich für eine Reihe von Elementen Konzentrationsgrenzen unter 1 ppm. Hierzu zählen von den fusionsrelevanten Elementen Niob, Silber und Wismut. Besonders auffällig sind ebenfalls in diesem Zusammenhang die Lanthanoide (die Elemente von Lanthan bis Lutetium) mit Ausnahme von Cer, Praseodym und Ytterbium.

## Abklingzeit = 50 a



## Abklingzeit = 100 a

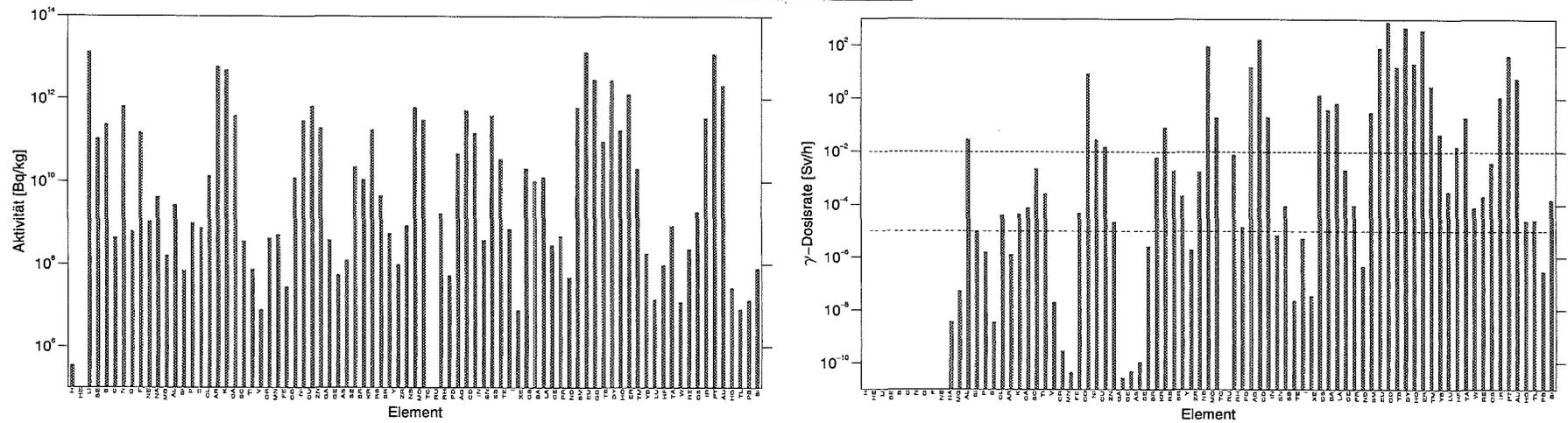


Abb. 8.1: Spezifische Aktivität und  $\gamma$ -Dosisrate aller stabilen Elemente von Wasserstoff bis Wismut nach der Bestrahlung im Demo-Reaktor mit Feststoffblanket (in der Torusmitteleben im äußeren Segment), die Bestrahlungsdauer beträgt 20000 Vollaststunden bei einer Fusionsleistung von 2200 MW

Element	< 10mSv/h nach 50 a	< 10µSv/h nach 100 a	Element	< 10mSv/h nach 50 a	< 10µSv/h nach 100 a
H	100.0 %	100.0 %	Mo	5.110 %	51.838 ppm
He	100.0 %	100.0 %	Tc	100.0 %	100.0 %
Li	100.0 %	100.0 %	Ru	99.344 %	.129 %
Be	100.0 %	100.0 %	Rh	1.900 %	69.290 %
B	100.0 %	100.0 %	Pd	602.918 ppm	.655 ppm
C	100.0 %	100.0 %	Ag	55.249 ppm	.060 ppm
N	100.0 %	100.0 %	Cd	4.399 %	49.344 ppm
O	100.0 %	100.0 %	In	100.0 %	100.0 %
F	100.0 %	100.0 %	Sn	100.0 %	10.546 %
Ne	100.0 %	100.0 %	Sb	100.0 %	100.0 %
Na	100.0 %	100.0 %	Te	100.0 %	100.0 %
Mg	100.0 %	100.0 %	I	100.0 %	100.0 %
Al	34.108 %	341.099 ppm	Xe	.235 %	7.427 ppm
Si	100.0 %	99.960 %	Cs	.132 %	25.738 ppm
P	100.0 %	100.0 %	Ba	.162 %	14.780 ppm
S	100.0 %	100.0 %	La	100.0 %	.473 %
Cl	100.0 %	24.243 %	Ce	100.0 %	10.261 %
Ar	100.0 %	100.0 %	Pr	100.0 %	100.0 %
K	100.0 %	22.024 %	Nd	655.222 ppm	32.312 ppm
Ca	100.0 %	12.889 %	Sm	2.316 ppm	.122 ppm
Sc	100.0 %	.431 %	Eu	.536 ppm	.013 ppm
Ti	100.0 %	3.781 %	Gd	313.293 ppm	.618 ppm
V	100.0 %	100.0 %	Tb	16.941 ppm	.021 ppm
Cr	100.0 %	100.0 %	Dy	424.827 ppm	.462 ppm
Mn	100.0 %	100.0 %	Ho	24.864 ppm	.026 ppm
Fe	27.753 %	19.866 %	Er	.324 %	3.338 ppm
Co	1.615 ppm	1.157 ppm	Tm	20.927 %	215.406 ppm
Ni	480.008 ppm	343.843 ppm	Yb	100.0 %	3.089 %
Cu	896.379 ppm	642.096 ppm	Lu	7.482 %	615.877 ppm
Zn	60.731 %	43.163 %	Hf	1.690 %	51.528 ppm
Ga	100.0 %	100.0 %	Ta	100.0 %	12.428 %
Ge	100.0 %	100.0 %	W	100.0 %	4.599 %
As	100.0 %	100.0 %	Re	100.0 %	.256 %
Se	100.0 %	100.0 %	Os	.470 %	8.587 ppm
Br	100.0 %	.164 %	Ir	131.313 ppm	.237 ppm
Kr	.502 %	124.231 ppm	Pt	888.099 ppm	1.759 ppm
Rb	19.624 %	.498 %	Au	100.0 %	38.867 %
Sr	100.0 %	4.510 %	Hg	100.0 %	37.150 %
Y	100.0 %	100.0 %	Tl	100.0 %	100.0 %
Zr	100.0 %	.558 %	Pb	100.0 %	6.336 %
Nb	107.518 ppm	.108 ppm	Bi	208.229 ppm	.607 ppm

Tabelle 8.7: Maximal zulässige Konzentrationen von Elementen zur Erfüllung der angegebenen Dosiskriterien

## 9. Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung des Aktivierungsverhaltens der Brutmaterialien keramisches Lithiumorthosilikat ( $Li_4SiO_4$ ) und eutektisches Flüssigmetall ( $Pb - 17Li$ ) im Blanket eines leistungserzeugenden (d,t)-Fusionsreaktors. Die dazu notwendigen Berechnungen wurden in dreidimensionalen Geometriemodellen für die zugrundegelegten Blanketentwürfe des Demo-Reaktors durchgeführt. Eine derartige Behandlung der Problematik erlaubt es, dem komplexen geometrischen Aufbau des Tokamakreaktors und dessen neutronenphysikalischem Verhalten in realistischer Weise Rechnung zu tragen, wodurch modellbedingte Unsicherheiten in der Aktivierungsrechnung weitgehend reduziert werden können. Die Zuverlässigkeit der Ergebnisse wird dadurch nur noch von den weiterhin bestehenden Unsicherheiten der zugrundegelegten differentiellen Daten bestimmt, so daß eine Abschätzung dieser notwendig ist.

Durch die Kopplung des Monte Carlo Neutronentransportprogramms MCNP mit dem Inventarprogramm FISPACT (aus dem Europäischen AktivierungsSYSTEM EASY) mit Hilfe von Interface-Programmen wurde ein Codesystem erstellt, das die Behandlung der Aktivierungsanalyse von (d,t)-Fusionsreaktoren in dreidimensionaler Geometrie ermöglicht. Das Rechenverfahren sowie die Datenverwaltung und -auswertung wurden weitgehend automatisiert, so daß das Codesystem neben seiner Verwendung bei der vorliegenden Untersuchung auch in die Routine-Auslegungsrechnung Eingang finden könnte.

Zur Quantifizierung der Unsicherheiten der berechneten Aktivierungsgrößen aufgrund der Unsicherheiten in den differentiellen Wirkungsquerschnitten wurde die Methode der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse sowie eine einfache analytische Näherung verwendet. Zu diesem Zweck wurde auf der Basis des Sensitivitäts- und Unsicherheitsprogramms SUSD und des deterministischen  $S_N$ -Transportprogramms TWODANT ein Programmsystem erstellt, welches die Behandlung ein- und zweidimensionaler Probleme unter Berücksichtigung von Unsicherheiten sekundärer Energie- und Winkelverteilungen ermöglicht. Weiter wurden Programme zur Prozessierung von Kerndaten und zur Erstellung von Multigruppenwirkungsquerschnitte und -Kovarianzmatrizen im Programmsystem integriert. Die Berechnungen zur Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse wurden in eindimensionalen Modellen der Blanketentwürfe durchgeführt. Dabei wurde die Konsistenz der eindimensionalen Modellierung mit der dreidimensionalen Modellierung durch eine angepaßte Normierung erzielt und durch Vergleichsrechnungen überprüft.

Das grundlegende Aktivierungsverhalten der behandelten Brutmaterialien, die räumliche und zeitliche Verteilung von Aktivierungsgrößen im System sowie Effekte von Verunreinigungen und sequentiellen Reaktionen geladener Teilchen wurden ausführlich betrachtet. Die für das Aktivierungsverhalten der behandelten Brutmaterialien maßgeblichen Kerneaktionen und Nuklide wurden identifiziert. Das aus leichten Elementen bestehende keramische Brutmaterial  $Li_4SiO_4$  aktiviert überwiegend infolge Teilchenemissionsreaktionen und weist in hypothetisch reiner Form eine geringe Aktivierung auf; die Mehrzahl der an den Basisisotopen erzeugten Radionuklide ist kurzlebig. Das Aktivierungsverhalten des hypothetisch reinen Eutektikums  $Pb - 17Li$  wird hauptsächlich durch Transmutationsprodukte der Blei-Isotope geprägt. Mit Ausnahme von  ${}^6Li$  bleibt der Abbrand der Basisisotope in beiden Brutmaterialien gering.

Bedingt durch Variationen der räumlichen und energetischen Verteilung der Neutronen kommt es zu Variationen der Transmutationsraten einzelner Nuklide, mithin auch der aus ihnen abgeleiteten Aktivierungsgrößen. Das Ausmaß der Variationen für einzelne Aktivierungsgrößen sowie die zeitabhängigen räumlichen Verteilungen wurden ausführlich dargestellt. Auf dieser Weise konnte eine detaillierte Datenbasis zur Aktivierung der Brutmaterialien im Blanket gewonnen werden.

Bei der Bewertung des Einflusses von Verunreinigungen auf die Aktivierung der Brutmaterialien wurde auf vorliegende chemische Analysen Bezug genommen. In beiden Brutmaterialien kommt es zur Veränderung des Aktivierungsverhaltens infolge von Transmutationen in den Verunreinigungen. Erwartungsgemäß bewirken Verunreinigungen keine wesentlichen Veränderungen des Aktivierungsverhaltens der Brutmaterialien beim Reaktorbetrieb bis hin zu kurzen Abklingzeiten; es kommt lediglich zur Erhöhung der Radiotoxizität, wie es bei den Ingestions- und Inhalationsdosen zu beobachten ist. Wesentliche Veränderungen des Aktivierungsverhaltens aufgrund der aktivierten Verunreinigungen zeigen sich bei mittleren und längeren Abklingzeiten. Insbesondere bei Abklingzeiten, die für die Entsorgungproblematik der aktivierten Brutmaterialien relevant sind, sind Effekte aktivierter Verunreinigungen erheblich.

Effekte von sequentiellen Reaktionen geladener Teilchen (SCPR) auf das Aktivierungsverhalten der behandelten Brutmaterialien wurden untersucht. Dazu wurde zunächst die vorhandene Datenbasis durch neue Auswertungen von Wirkungsquerschnitten für Reaktionen geladener Teilchen für leichte Kerne vervollständigt. Für das Aktivierungsverhalten von  $Pb - 17Li$  haben SCPR keine signifikante Bedeutung. Der Effekt von SCPR auf das Aktivierungsverhalten von  $Li_4SiO_4$  ist vergleichsweise bedeutend. Hierzu trägt im wesentlichen die Transmutation der leichten Isotope durch Emissionen geladener Teilchen bei. Berücksichtigt man Verunreinigungen nach der vorliegenden Zusammensetzung bei der Betrachtung des Einflusses der SCPR, so ist festzustellen, daß der Einfluß, der durch die Transmutationsprodukte der Verunreinigungen hervorgerufen wird, wesentlich prägender ist, als jener durch die Transmutationsprodukte von SCPR. Dennoch bleibt im Falle von  $Li_4SiO_4$  der Einfluß einiger durch SCPR induzierter Nuklide bedeutend, wie z.B.  ${}^7Be$ ,  ${}^{18}F$  und  ${}^{32}P$ .

Anhand von vollständigen Reaktorrechnungen, im Zuge derer auch das Aktivierungsverhalten anderer Blanketmaterialien untersucht wurde, ist der Beitrag der Brutmaterialaktivierung zum Gesamtaktivitätsinventar und zur Nachwärmeerzeugung des betrachteten Demo-Reaktors aufgezeigt worden. Die Abhängigkeit der Aktivierung der Brutmaterialien von Betriebsparametern des Demo-Reaktors (Neutronenwandbelastung und -fluenz) wurde in anschaulicher Weise untersucht und dargestellt.

Für eine Reihe von Aktivierungsreaktionen der Brutmaterialien, für die Kovarianzdaten verfügbar waren, wurden Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalysen durchgeführt. Die Sensitivitäten der einzelnen Reaktionen bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte der Nuklide sind problemabhängig. In beiden Blankets weisen die betrachteten Aktivierungsreaktionsraten der Brutmaterialien hohe Sensitivitäten bezüglich der partiellen Wirkungsquerschnitte von  ${}^{56}Fe$  auf. Im Feststoffblanket zeigen sich auch hohe Sensitivitäten für die Aktivierungsreaktionsraten

bezüglich des  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitts von Beryllium. Die Unsicherheiten infolge der Unsicherheiten in den Responsefunktionen belaufen sich auf 0,43% bis 20,0%. Offensichtlich weisen die Wirkungsquerschnitte der betrachteten Reaktionen vergleichsweise geringe Unsicherheiten auf, was für die Wirkungsquerschnitte der Aktivierungsreaktionen mehrheitlich nicht zutrifft. Die Unsicherheiten infolge der Unsicherheiten in den Transportwirkungsquerschnitten variieren zwischen 1,5% und 5,0%, wobei hierfür in erster Linie die partiellen Wirkungsquerschnitte des Strukturmaterials und insbesondere der inelastische Wirkungsquerschnitt von  $^{56}\text{Fe}$  verantwortlich sind.

Zur globalen Abschätzung der Fortpflanzung der Unsicherheiten der Transportwirkungsquerschnitte in die berechneten Aktivierungsgrößen wurden die Unsicherheiten der Neutronenflußdichten verwendet, die nach der Methode der Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse bestimmt wurden. Betrachtet wurden dabei die Unsicherheiten für die totale, schnelle ( $> 0,5$  MeV) und 14-MeV-Neutronenflußdichte in verschiedenen radialen Bereichen der beiden Blanketentwürfe. Die berechneten Unsicherheiten der Neutronenflußdichten sind in beiden Blankets bemerkenswert gering ( $< 10\%$ ). Allerdings beziehen sich die Berechnungen auf über weite Blanketbereiche gemittelte Neutronenflußdichten. Für lokale Neutronenflußdichten können die Unsicherheiten erheblich größer sein. Die Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen, die durch die Unsicherheiten in den Transportwirkungsquerschnitten entstehen, liegen in der Größenordnung der Unsicherheiten der Neutronenflußdichten.

Die globalen Unsicherheiten der Aktivierungsgrößen, die ausschließlich durch die Unsicherheiten in den Aktivierungsquerschnitten bedingt werden, wurden mit einer analytischen Näherung bestimmt, die im Inventarprogramm FISPACT implementiert ist. Die Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte der Aktivierungsreaktionen stellt den überwiegenden Beitrag zur Unsicherheit der berechneten Aktivierungsgrößen dar. Dies liegt daran, daß die Wirkungsquerschnitte größtenteils aus Kernmodellrechnungen bzw. Systematiken und nicht zuletzt aus einfachen Abschätzungen stammen und dadurch mit hohen Unsicherheiten behaftet sind. Aufgrund der einfachen Näherung im verwendeten Rechenverfahren sowie aufgrund der Tatsache, daß die zugrundegelegten Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte überwiegend den Charakter von Schätzungen haben, sind die berechneten Ergebnisse als Richtmaße zu betrachten. Die Unsicherheiten der einzelnen Aktivierungsgrößen zeigen deutliche Größenunterschiede, was damit zu begründen ist, daß die einzelnen Größen aus unterschiedlichen Beiträgen der beteiligten Nuklide zusammengesetzt sind.

Auf der Basis der erzielten Ergebnisse wurde auf radiologische Aspekte zur Rezyklierbarkeit und zur Entsorgung der aktivierten Brutmaterialien eingegangen. Dabei handelt es sich im wesentlichen um einfache Bewertungen der Entsorgungsproblematik auf der Basis gegenwärtig gängiger radiologischer Kriterien. Es hat sich gezeigt, daß beide Brutmaterialien nach einer Lagerzeit von etwa 50 Jahre als schwachradioaktiver Abfall klassifiziert werden können und gleichzeitig die Anforderungen für die Remote-Rezyklierung erfüllen, so daß als primäre Option der Entsorgung die Rezyklierung in Frage kommt. Auch scheint die direkte Endlagerung der aktivierten Brutmaterialien keine wesentliche Probleme zu bereiten.

## Literaturverzeichnis

- [1] S. Mori, Prospect and Strategy for the Development of Fusion Reactors, *J. Nucl. Mater.* 191-194, (1992)3.
- [2] R.S. Pease, Global Energy Scenarios and the Potential Role of Fusion Energy in the 21st Century, *J. Nucl. Mater.* 191-194, (1992)7.
- [3] J. Raeder et al., Report on the European Blanket Safety and Environmental Assessment of Fusion Power (SEAFP), ISFNT-3, *Fus. Eng. and Des.*, 29(1995)121-140.
- [4] J.P. Holdren et al., Exploring the Competitive Potential of Magnetic Fusion Energy: The Interaction of Economics with Safety and Environmental Characteristics, *Fusion Technol.*, 13, 7(1988).
- [5] R.S. Pease et al., Environmental, Safety-Related and Economic Potential of Fusion Power, PEC Ltd, Warrington, 1989.
- [6] M.g. Sowerby and R.A. Forrest, A study of the Environmental Impact of Fusion, AEA Technology Report AERE R13708(1990).
- [7] R.A. Krakowski et al., Lessons Learned from the Tokamak Advanced Reactor Innovation and Evaluation Study (ARIES), *Fusion Technol.*, 26, 1111(1994).
- [8] D.J. Dudziak, A Technical Note on D-T Fusion Reactor Afterheat, *Nucl. Technol.*, 10, 391, (1971).
- [9] D. Steiner and A.P. Fraas, Preliminary Observation on the Radiological Implications of Fusion Power, *Nuclear safety* 13(1972)535.
- [10] D. Steiner, The Nuclear Performance of Vanadium as a Structural Material in Fusion Reactor Blankets, *Nucl. Fusion* 14, 33, (1974).
- [11] W.F. Vogelsang et al., Transmutation, Radioactivity, and Afterheat in a Deuterium-Tritium Tokamak Fusion Reactor, *Nucl. Technol.*, 22, 379, (1974).
- [12] D.J. Dudziak and R.A. Krakowski, Radioactivity induced in a Theta-Pinch Fusion Reactor, *Nucl. Technol.*, 26, 125(1975).
- [13] R.W. Conn et al., Comparative Study of Radioactivity and Afterheat in Several Fusion Reactor Blanket Designs, *Nucl. Technol.*, 26, 391(1975).
- [14] O.N. Jarvis, Low-Activity Material: Reuse and Disposal, UKAEA Harwell Report no. AERE-R-10860, HMSO, London (1983).
- [15] R.W. Conn et al., Lower Activation Materials and Magnetic Fusion Reactors, *Nucl. Technol./Fusion*, 5, 291 (1984).

- [16] R.W. Conn et al., Minimizing Radioactivity and other Features of Elemental and Isotopic Tailoring of Materials for Fusion Reactors, Nucl. Technol., 41, 389(1978).
- [17] D.R. Harries et al., Evaluation of Reduced-Activation Options for Fusion Materials Development, J. Nucl. Mater. 191-194(1992)92-99.
- [18] J. Jung, An Analysis of Activation and the Impact of Tritium Breeding Media and Structural Materials for a Commercial Tokamak Fusion Reactor Design, Nucl. Technol./Fusion, 4, 566(1983).
- [19] E.T. Cheng et al., Activation Evaluation of Fusion Solid Breeder Materials, 13th IEEE Symposium on Fusion Engineering, Knoxville, 1116, 2-6 Oct., (1989).
- [20] G. Casini et al., Radioactivity Effects of  $Pb - 17Li$  in Fusion Power Reactors, ISFNT-2, Fus. Eng. and Des., 17(1991)351-357.
- [21] G.J. Butterworth, Activation Characteristics and Waste Management Options for some Candidate Tritium Breeders, J. Nucl. Mater. 184(1991)197-211.
- [22] S. Malang et al., Dual Coolant Blanket Concept, KfK 5424, Nov. 1994.
- [23] M. Dalle Donne et al., European DEMO BOT Solid Breeder Blanket, KfK 5429, Nov. 1994.
- [24] K. Nishikawa and M. Wakatani, Plasma Physics: Basic Theory with Fusion Application, Springer-Verlag, Berlin, 1990.
- [25] K. Miyamoto, Plasma Physics for Nuclear Fusion, The MIT Press, Cambridge, 1989.
- [26] J. Reader et al., Kontrollierte Kernfusion, Teubner-Studienbücher, Stuttgart, 1981.
- [27] E. Teller (Ed.), Fusion, Volume 1, Magnetic Confinement, Academic Press, New York, 1981.
- [28] The NET Team, NET Predesign Report, Fus. Eng. and Des., 21(1993).
- [29] D.C. Lousteau, The ITER in-Vessel System, Proc. Eleventh Topical Meeting on the Technology of Fusion Energy, Fusion Technol., 26, 292(1994).
- [30] E. Bertolini et al., Impact of JET Experimental Results and Engineering Development on the Definition of the ITER Design concept, ISFNT-3, Fus. Eng. and Des., 27(1995)27-38.
- [31] D.M. Meade et al., TFTR Experience with D-T Operation, ISFNT-3, Fus. Eng. and Des., 27(1995)17-26.
- [32] P.-H. Rebut et al., ITER: The First Experimental Fusion Reactor, 18th Symposium on Fusion Technology, Karlsruhe, Germany, August 22-26, 1994, 85-118.
- [33] ITER Conceptual Design Report, ITER Documentation Series, No.18, IAEA, Vienna, 1991.

- [34] U. Fischer, Die neutronenphysikalische Behandlung eines (d, t)-Fusionsreaktors nach dem Tokamakprinzip (NET), KfK 4790 , Okt. 1990.
- [35] Y. Gohar et al., ITER Blanket Design, ISFNT-3, Fus. Eng. and Des., 27(1995)52-61.
- [36] M.A. Abdou et al., Blanket Material and Engineering Issues, and Requirements for Experiments and Facilities, J. Nucl. Mater. 141-143, 10, 1986.
- [37] S. Malang et al., European Blanket Development for a Demo Reactor, Fusion Technol., 26, 1069(1994).
- [38] G.I. Bell and S. Glasstone, Nuclear Reactor Theory, V.N. Reinhold Company, 1970.
- [39] E.E. Lewis and W.F. Miller Jr., Computational Methods of Neutron Transport, J. Wiley & Sons Inc., New York, 1984.
- [40] H. Greenspan et al., Computing Methods in Reactor Physics, Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1968.
- [41] W.W. Engle, Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant Report K-1693, 1967.
- [42] R.D. O'Dell et al., Revised User's Manual for ONEDANT: A Code Package for One-dimensional, Diffusion-accelerated, Neutral Particle Transport, LANL Report LA-9184-M Rev., 1989.
- [43] J.J. Schmidt, Evaluation of Nuclear Data - Past, Present and Future, Inter. Sympos. on Nuclear Data Evaluation Methodology, BNL, Upton, NY, Oct. 12-16, 1992, 3-23.
- [44] C.L. Dunford et al., ENDF/B-VI Nuclear Data Evaluation for Fusion Application, Fusion Technol., 15, 429(1989).
- [45] J. Kopecky et al., European Fusion File EFF-2.4 Final Report on Basic Data File, Report, ECN-C-94-016, July 1994.
- [46] S. Ganesan, Summary Report of the IAEA Advisory Group Meeting held at Tokai Research Establishment, JAERI, Japan, Nov. 8-12, 1993.
- [47] ITER Safety, ITER Documentation Series, No.36, IAEA, Vienna, 1991.
- [48] P. Rocco and M. Zucchetti, Criteria for Defining Low Activation Materials in Fusion Reactor Applications, Fus. Eng. and Des., 15(1992)235-224.
- [49] E. Gadioli and P.E. Hodgson, Pre-Equilibrium Nuclear Reactions, Clarendon Press, Oxford, 1992.
- [50] H. Feshbach, Theoretical Nuclear Physics: *Nuclear Reactions*, J. Wiley & Sons Inc., New York, 1992.
- [51] P. Marmier and E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Volume I, Academic Press, New York, 1969.

- [52] S. DeBenedetti, Nuclear Interactions, J. Wiley & Sons Inc., New York, 1964.
- [53] G. Musiol et al., Kern- und Elementarteilchenphysik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1988.
- [54] I. Kaplan, Nuclear Physics, Addison-Wesley Pub. Com. Inc., Massachusetts, 1963.
- [55] E. Browne et al., Table of Radioactive Isotopes, J. Wiley & Sons, New York, 1986.
- [56] S. Pearlstein, Neutron-Induced Reactions in Medium Mass Nuclei, J. Nucl. Energy, Vol.27, 81-99, 1973.
- [57] V.V. Varlamov et al., Photodisintegration Channel Cross Section for  ${}^7\text{Li}$  in the Gaint-Resonance Region, English. Transl. of Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya, Vol. 51, No.1, 195-220, 1987.
- [58] W. Luther et al., Gewöhnliche Differentialgleichungen: *Analytische und numerische Behandlungen*, Vieweg, Braunschweig, 1987.
- [59] G.I. Bell, G.E. Hansen, and H.A. Sandmeier, Multitable Treatments of Anisotropic Scattering in  $S_N$  Multigroup Transport Calculations, Nucl. Sci. Eng. 28, 376-383(1968).
- [60] C. Moler and C.V. Loan, Nineteen Dubious Ways to Compute the Exponential of a Matrix, SIAM Rev. 20, 801, 1978.
- [61] E.T. Cheng et al., Report on the Second International Activation Calculation Benchmark Comparison Study, INDC(NDS)-300, Feb. 1994.
- [62] S.E. Spangler et al., Computational Models for the Treatment of Pulsed/Intermittent Activation within Fusion Energy Devices, Fus. Eng. and Des., 22(1993)349-366.
- [63] H. Attaya, Radioactivity Computation of Steady-State and Pulsed Fusion Reactors Operation, Argonne National Laboratory, ANL/FPP/TM-273, 1994.
- [64] R.G. Jaeger (Ed.), Engineering Compendium on Radiation Shielding, Vol. 1, Springer Verlag, 1968.
- [65] ICRP Veröffentlichung 60: Empfehlung der Internationalen Strahlenschutzkommission 1990, G. Fischer Verlag, Stuttgart, 1993.
- [66] ICRP Publication 61: Dose Coefficients for Intake of Radionuclides by Workers ( Replacement of ICRP Publication 61), Elsevier Science Ltd., Oxford, 1995.
- [67] A. Khursheed, Neutron-Induced Activation of Materials for the First Wall of Conceptual Fusion Reactor, PhD Thesis, Imperial College, London (1989).
- [68] M. Zucchetti, Impurity Concentration Limits and Activation in Fusion Reactor Structural Materials, Fusion Technol., 19, 294(1991).

- [69] P. Rocco et al., Silicon Carbide and the New Low Activation Requirements for a Fusion Reactor First Wall, J. Nucl. Mater. 191-194(1992)1479.
- [70] G.M. Smith and G.J. Butterworth, Neutron Activation and the Radiological Implication for Development and Use of Low Activation Materials, J. Nucl. Mater. 191-194(1992)1455.
- [71] H. Attaya and D. Smith, Activation Analyses for Different Fusion Structural Alloys, J. Nucl. Mater. 191-194(1992)1469.
- [72] J-Ch. Sublet and G.J Butterworth, Fusion Activation of Ferrous Alloys-Dependence on Flux, Irradiation Time and Fluence, AEA/FUS 201 (1992).
- [73] D. Murphy et al., Reclamation of Tungsten from Activated Fusion Reactor Components, Fus. Eng. and Des., 22(1993)379-392.
- [74] J-Ch. Sublet and G.J Butterworth, The Potential of Isotopic Tailoring for Titanium, J. Nucl. Mater. 208(1994)8-17.
- [75] C.B.A. Forty et al., Burnup of Some Refractory Metals in a Fusion Neutron Spectrum, J. Nucl. Mater. 212-215(1994)640-643.
- [76] H.W. Scholz et al., Purity and Radioactivity decay Behavior of Industrial 2D-Reinforced SiC<sub>f</sub> / SiC Composites, J. Nucl. Mater. 212-215(1994)655-661.
- [77] M. Zucchetti, Problems and Methods of Activation Calculations for Experimental and Next-Step Fusion Devices, Fusion Technol., 26, 1275(1994).
- [78] H. Y Khater et al., Activation analysis for the aqueous Self-cooled Blanket and shield of ITER, Fusion Technol., 15, 893(1989).
- [79] H. Attaya et al., US-ITER Activation Analysis, Fusion Technol., 19, 1837(1991).
- [80] H. Y Khater and M.E. Sawan, Activation Analysis for the D-<sup>3</sup>He Reactor ARIES-III, Fusion Technol., 21, 2112(1992).
- [81] I. Jun and M. Abdou, Activation Analysis for the Cavity of the PROMETHEUS ICF Design, Fusion Technol., 21, 2159(1992).
- [82] N. Miya et al., One-Dimensional Activation Analysis of Vacuum Vessel of JT-60U with Deuterium Gas Discharges, J. Nucl. Sci. and Technol. 31[5], 398-406(1994).
- [83] H. Y Khater, Activation analysis for the Different Design Options Considered in the US ITER Blanket Trade-off Study, ISFNT-3, Fus. Eng. and Des., 28(1995)589-595.
- [84] H. Attaya, Summary Report for ITER Task-D4: Activation Calculations for the Lithium Vanadium ITER Design, ANL/FPP/TM-282, 1995.
- [85] L. El-Guebaly, Overview of the US-ITER Magnet Shield: Concept and Problems, Fusion Technol., 19, 1475(1991).

- [86] U. Fischer, Quantification of Neutronic Blanket and Shielding Calculation in a One-Dimensional Approach to Tokamak Reactors, *Fusion Technol.*, 22, 251(1992).
- [87] S.L. Liew and L.P. Ku, Three-dimensional Monte Carlo Calculations of Nuclear Heating in CIT and Comparisons with Results from Simpler Models, *Fusion Technol.*, 19, 1853(1991).
- [88] K.D. Lathrop, Remedies for Ray effects, *Nucl. Sci. Eng.* 32, 357-369(1968).
- [89] L.M. Gomes and P.N. Stevens, First and Second Collision Source for Mitigating Ray Effects in Discrete Ordinates Calculations, *Fusion Technol.*, 19, 1996(1991).
- [90] P.F. Rose and C.L. Dunford, ENDF-6 Formats Manual, Version of July 1990, US National Nuclear Data Center, BNL, July 1990.
- [91] F.M. Mann et al., REAC Nuclear Data Libraries, Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Sante Fe, New Mexico, 13-17 May, 1985, 260.
- [92] A.B. Pashchenko and P.K. McLaughlin, JONACS Joint Neutron Activation Cross-Section Data Library, IAEA-NDS-148, Rev.1, April 1994.
- [93] R.E. MacFarlane and D.W. Muir, The NJOY Nuclear Data Processing System, LANL Report, LA-12740-M.
- [94] H. Vonach et al., Evaluation of the Fast Neutron Cross Section of  $^{56}\text{Fe}$  Including Complete Covariance Information, *Physics Data*, Fachinformationszentrum Karlsruhe, No. 13-7, 1992.
- [95] P.-H. Rebut, Issues in the Development of Commercial Fusion Reactor, *Transactions of Fusion Technol.*, 27, 3(1995).
- [96] M.A. Abdou et al., Thermal, Fluid Flow, and Tritium Release Problems in Fusion Blankets, *Fusion Technol.*, 18, 165(1990).
- [97] N. Roux et al., Summary of Experimental Results for Ceramic Breeder Materials, ISFNT-3, *Fus. Eng. and Des.*, 27(1995)154-166.
- [98] S. Malang et al., DEMO-Relevant Test Blankets for NET/ITER Self-cooled Liquid Metal Breeder, KfK 4908 , Dez. 1991.
- [99] M. Dalle Donne et al., DEMO-Relevant Test Blankets for NET/ITER BOT Helium Cooled Solid Breeder Blanket, KfK 4928 und 4929, Okt. 1991.
- [100] European Community/Fusion Technology Programme, Test Blanket Conceptual Design Status Report, Unveröffentlichter Bericht.
- [101] S.J. Booth (Ed.), Selection of European Reference Designs for the Demo Blanket - Criteria for the Comparison of Current Blanket Concepts -, Unveröffentlichter Bericht.
- [102] U. Fischer, Optimal Use of Beryllium for Fusion Reactor Blankets, *Fusion Technol.*, 13, 143(1988).

- [103] M. Schirra et al., MANET-II, Untersuchungen zum Umwandlungs- und Vergütungsverhalten und Prüfung mechanischer Eigenschaften, KfK 5177, Mai 1993.
- [104] M. Schirra et al., Untersuchungen zum Vergütungsverhalten, Umwandlungsverhalten und der mechanischen Eigenschaften am martensitischen Stahl 1.4914 (NET-Charge MANET-1), KfK 4561, Juni 1989.
- [105] M. Kühle, Unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Feb. 1990.
- [106] J-Ch. Sublet, Elemental Composition of Structural Materials Including Impurities and Tramp Elements, SEAFP/R-A6/2(93), June 1993.
- [107] Brush-Wellman Material Specification for Beryllium Pebbles.
- [108] M. Dalle Donne, Persönliche Mitteilung (1993).
- [109] M.A. Abdou, A Volumetric Neutron Source for Fusion Nuclear Technology Testing and Development, ISFNT-3, Fus. Eng. and Des., 27(1995)111-153.
- [110] J.F. Briemeister (Ed), MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code Version 4A, Report LA-12625-M, 1993.
- [111] L.L. Carter and E.D. Cashwell, Particle Transport Simulation with the Monte Carlo Method, ERDA CRS, TID-26607, 1975.
- [112] J.S. Hendricks and R.C. Brockhoff, Comparison of Scientific Computing Platforms for MCNP4A Monte Carlo Calculations, Nucl. Sci. Eng. 116, 269-277(1994).
- [113] A.B. Pashchenko and S. Ganesan, Status of the International Fusion Evaluated Nuclear Data Library (FENDL), Proc. of the 1993 Symp. on Nucl. Data, JAERI, Tokai, Japan, Nov. 18-19, 1993.
- [114] W.M. Stacey Jr., Fusion Plasma Analysis, J. Wiley & Sons, New York, 1981.
- [115] K.A. Verschuur, FURNACE 2 Toroidal Geometry Program System Method Description and Users Manual, ECN-C-95-081, Oct. 1995.
- [116] U. Fischer, Persönliche Mitteilung (1994).
- [117] R.A. Forrest and J. Kopecky, The European Activation System (EASY), IAEA Advisory group meeting on FENDL, Vienna, November 1991.
- [118] R.A. Forrest and J-Ch. Sublet, FISPACT 4 User Manual, UKAEA FUS 287, July 1995.
- [119] J. Kopecky and D. Nierop, The European Activation File EAF-4, ECN Progress Report, EAF-DOC-007, September 1994.
- [120] R.F. Burstall, FISPIN - A Computer Code for Nuclide Inventory Calculation, ND-R-328(R), October 1979.

- [121] J. Sidell, EXTRA - A Digital Computer Program for the Solution of Stiff Sets of Ordinary Value, First Order Differential Equations, AEEW-R-799, June 1972.
- [122] R.A. Forrest et al., Fispact-Program Manual, AEA Harwell, AERE M 3655, April 1988.
- [123] J. Kopecky and H. Gruppelaar, The REAC-ECN-4 Data Library with Activation Cross-Sections, Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol., Mito, Japan, May 30-June 3. 1988, 245-248.
- [124] J. Kopecky and D. Nierop, Contents of EAF-2 a Supplement to the EAF-2 Data File, Report, ECN-I-91-053, July 1991.
- [125] J. Kopecky et al., Revisions and Extension of Neutron Capture Cross-Section in the European Activation File EAF-3, Report, ECN-C-92-051, July 1992.
- [126] J. Kopecky et al., The European Activation File EAF-3 with Neutron Activation and Transmutation Cross-Sections, Report, ECN-C-92-058, September 1992.
- [127] R.A. Forrest, Systematics of Neutron-Induced Threshold Reactions with Charged Products at 14.5 MeV, AERE-R-12419, 1986.
- [128] H. Vonach, Excitation of Isomeric States in  $(n, n')$  Reactions, Proc. IAEA Adv. Group Meeting, Gaussig, IAEA-TECDOC-457, 1986.
- [129] S.A. Badikov et al., Cross-Section Evaluation for Activation Data Library, Proc. Nucl. Data for Sci. and Technol., May 13-17, 1991, Jülich, 930-931.
- [130] J. Kopecky et al., Testing New Approaches to Calculate Radiative Capture Cross-Sections, Proc. of Spec. Meeting on Neutron Activation Cross-Sections for Fission and Fusion Energy application, Argonne National Laboratory, 13-15 Sep. 1989, 201-216.
- [131] J. Blachot and C. Nordborg, Decay Data Evaluation for JEF-2, Inter. Sympos. on Nuclear Data Evaluation Methodology, BNL, Upton, NY, Oct.12-16, 1992, 623-632.
- [132] A.A. Haddou et al., Yields and Average Cross Sections of Recoil Charged Particle Induced Reactions on  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ , and  $^{18}\text{O}$ , J. Radioanal. Nucl. Chem., 102, 159, 1986.
- [133] S. Cierjacks and Y. Hino, The Importance of Sequential  $(x, n)$  Reactions on Element Activation of Fusion Reactor Materials, J. Nucl. Mat., 170(1990)134-139.
- [134] Y. Ikeda, Measurement of Radioactivity Production for  $^{48}\text{V}$ ,  $^{56}\text{Co}$ , and  $^{65}\text{Zn}$  via the  $(p, n)$  Sequential Reaction Processes in the Titanium, Iron, and Copper Metals associated with 14-MEV Neutron Irradiation. Nucl. Sci. Eng., 116, 19-27(1994).
- [135] S. Kelzenberg, Persönliche Mitteilung, Dezember 1993.
- [136] H. Tsige-Tamirat, Impact of Sequential Charged Particle Reactions on the Activation Behavior of  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ , 18th Symposium on Fusion Technology, Karlsruhe, Germany, August 22-26, 1994, 1245-1248.

- [137] S. Cierjacks et al., Development of a Novel Algorithm and Production of New Nuclear Data Libraries for the Treatment of Sequential (x, n) Reactions in Fusion Material Activation Calculation, *Fusion Technol.*, 24, 277(1993).
- [138] S. Cierjacks et al., Nuclear Data Libraries for the Treatment of Sequential (x, n) Reactions in Fusion Materials Activation Calculation, KfK 4867, April 1991.
- [139] S. Ravndal et al., User Manual for the KfK Code PCROSS, KfK 4873, June 1991.
- [140] S. Ravndal et al., Reference Manual for the KfK Code PCROSS, KfK 4956, Dez. 1991.
- [141] H. Münzel, Karlsruhe Charged Particle Data Compilation, Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik, 1982.
- [142] M. Blann and J. Bislinghoff, CODE ALICE/LIVERMORE 82, Report LLNL UCID-10614, Nov. 1982.
- [143] M. Blann, Hybrid Model for Pre-Equilibrium Decay in Nuclear Reactions, *Phys. Rev. Lett.* 27, 337(1971).
- [144] J.F. Ziegler et al., *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York, 1985.
- [145] T.D. Beynon and B.S. Sim,  $^{10}\text{Be}$  und  $^{14}\text{C}$  Production Rates in NET-Type CTR Blankets, *Ann. nucl. Energy*, Vol. 17, No.5, 271-278, 1990.
- [146] J.H. Gibbons and R.L. Macklin, Total Neutron Yields from Light Elements under Proton and Alpha Bombardment, *Phys. Rev.*114(1959)571.
- [147] J.H. Gibbons and R.L. Macklin, Total Cross Section for  $^9\text{Be}(\alpha, n)$ , *Phys. Rev.*137(1964)1508.
- [148] N. Jarmie and B.C. Diven, Li(t, n)Be Thick Target Yields, *Nucl. Sci. Eng.*, 17, 433-434(1963).
- [149] A.J. Elwyn et al., Absolute Cross Sections for Deuteron-Induced Reactions on  $^6\text{Li}$  at Energies below 1 MeV, *Phys. Rev. C* 16, (1977)1744.
- [150] C.R. McClenahan and R.E. Segel, Cross Sections for the  $^7\text{Li}(d, p)^8\text{Li}$ ,  $^6\text{Li}(^3\text{He}, n)^8\text{B}$ ,  $^6\text{Li}(d, \alpha)^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}(d, p)^7\text{Li}$ , and  $^6\text{Li}(d, n)^7\text{Be}$  Reactions, *Phys. Rev. C* 11, (1975)370.
- [151] R.G. Clark et al., Evaluation of Cross Section of  $^6\text{Li}(d, \alpha)\alpha$  Reactions, *Phys. Rev. C* 18, (1978)1127.
- [152] L.F. Hansen et al., The  $(\alpha, n)$  Cross Sections on  $^{17}\text{O}$  and  $^{18}\text{O}$  between 5 and 12.5 MeV, *Nucl. Phys. A*98(1967)25-32.
- [153] K. Lorenzen und D. König, Über eine Methode zur Bestimmung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $^{16}\text{O}(t, n)^{18}\text{F}$ , *Z. Naturforschg.* 16a, 933-936(1961).

- [154] G. Revel et al., Section Efficace de la Réaction  $^{16}\text{O}(t,n)^{18}\text{F}$  Application au Dosage de l'Oxygène, *Revue Phys. Appl.*, 12, 81-86, 1977.
- [155] J.N. Barrandon et Ph. Albert, Contribution au Dosage de l'Oxygène dans les Pellicules Superficielles par Irradiation avec des Tritons de 3 MeV, *Revue Phys. Appl.*, 3, 111-115, 1977.
- [156] W. Gruhle et al., The  $^{14}\text{N}(\alpha,n)$  and  $^{16}\text{O}(d,n)$  Excitation Functions, *Nucl. Phys. A186*, 257-263, 1972.
- [157] B.D. Anderson et al.,  $^{16}\text{O}(d,n)$  Polarization and Cross Sections from 3 to 4 MeV, *Phys. Rev. C6*, 1513-1521, 1972.
- [158] T.J. Ruth and A.P. Wolf, Absolute Cross Sections for the Production of  $^{18}\text{F}$  via the  $^{16}\text{O}(t,n)^{18}\text{F}$  Reaction, *Radiochim. Acta* 26, 21-24, 1979.
- [159] F.E. Chukreev, International Cooperation for Compilation and Evaluation of the Data on Charged Particle Nuclear Reactions, *Proc. Nucl. Data for Sci. and Technol.*, May 13-17, 1991, Jülich, 840-841.
- [160] O. Schwerer, ECPL-86 The LLNL Evaluated Charged Particle Data Library, Summary of Contents, Report IAEA-NDS-56 Rev. 1, IAEA, Wien (1987).
- [161] R. Feldbacher, Charged Particle Nuclear Cross Sections for Advanced Fusion Fuels, *Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Sci. and Technol.*, Mito, Japan, May 30-June 3, 1988, 217-220.
- [162] H. Feuerstein et al., Eutectic Mixture  $\text{Pb} - ^{17}\text{Li}$ -in-situ Production and Li-Adjustment, 18th Symposium on Fusion Technology, Karlsruhe, Germany, August 22-26, 1994, 1257-1260.
- [163] P. Hubberstey et al., Is  $\text{Pb} - ^{17}\text{Li}$  really the Eutectic Alloy? A Redetermination of the lead-rich Section of the  $\text{Pb} - ^{17}\text{Li}$  Phase Diagram ( $0.0 < x_{\text{Li}} < 22.1$ ), *J. Nucl. Mater.* 191-194, (1992)283-287.
- [164] K. Kleefeldt et al., Safety and Environmental Impact of the Dual Coolant Blanket Concept, FZKA 5764, 1996.
- [165] K. Kleefeldt et al., Safety and Environmental Impact of the BOT Helium Cooled Solid Breeder Blanket for DEMO, FZKA 5754, 1996.
- [166] D.J. Suiter, Lithium Based Oxide Ceramics for Tritium Breeding Applications, McDonnell Douglas Corp., Report MDC E2677, June 1983.
- [167] W. Hofmann, *Blei und Bleilegerungen*, Springer-Verlag, Berlin, 1962.
- [168] D.R. Blaskett and D. Boxall, *Lead and Its Alloys*, Ellis Horwood Ltd., 1990.
- [169] S. Fetter, Radiological Hazards of Fusion Reactors: Models and Comparisons, PhD Thesis, University of California, Berkeley (1985).

- [170] Ullmanns Encyklopädie der technischen Chemie, 4. Aufl., Verlag Chemie, Weinheim, 1978.
- [171] D.S. Laidler, Lithium and Its Compounds, The Royal Institute of Chemistry, Lectures, Monographs and Reports, No. 6, 1957.
- [172] S. Dorner, unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Mai 1992.
- [173] Kaukis et al., Preparation and Properties of Lithium Silicates and Zirconates Ceramic Blanket Materials, ISFNT-2, Fus. Eng. and Des., 17(1991)13-16.
- [174] R.M. Arons et al., Preparation of Solid Ceramic Breeder Materials, J. Nucl. Mater. 103-104, (1981)573-578.
- [175] D.J. Suiter et al., Preparation of Solid Tritium Breeding Compounds for Fusion Reactors, J. Nucl. Mater. 103-104, (1981)579-584.
- [176] F. Scaffidi-Argentina, Modellierung des Schwellens und der Tritium-Freisetzung von bestrahltem Beryllium, FZKA 5632, 1995.
- [177] D. Webster and G.J. London (Ed.), Beryllium Science and Technology, Volume 1, Plenum Press, New York, 1979.
- [178] D.R. Floyds and J.N. Lowe (Ed.), Beryllium Science and Technology, Volume 2, Plenum Press, New York, 1979.
- [179] T.J. McCarville et al., Technical Issues for Beryllium Use in Fusion Blanket Applications, UCID-20319, 1985.
- [180] T.D. Beynon and B.S. Sim, Modeling of the  ${}^9\text{Be}(n, 2n)$  Double-Differential Cross Section, Ann. nucl. Energy, Vol. 15, No. 1., 27-34, 1988.
- [181] H. Tsige-Tamirat and U. Fischer, Three-dimensional Activation and Afterheat Analysis for the Dual Coolant Liquid Metal Breeder Blanket, FZKA 5675, 1996.
- [182] E. Kujawski and C.R. Weisbin, Computational Methodology and associated Uncertainties, Advances in Nucl. Sci. and Technol., Plenum Press, New York, 14, 87-145(1982).
- [183] P.J. Collins, Integral Experiment Information for Fast Reactors, Advances in Nucl. Sci. and Technol., Plenum Press, New York, 14, 159-192(1982).
- [184] E. Greenspan, Sensitivity Functions for Uncertainty Analysis, Advances in Nucl. Sci. and Technol., Plenum Press, New York, 14, 193-243(1982).
- [185] H. Rief, Generalized Monte Carlo Perturbation Algorithms for Correlated Sampling and Second-Order Taylor Series Approach, Ann. nucl. Energy, Vol.11, No.9, 455-476(1984).
- [186] Z. Koreshi et al., Neutronic Sensitivity Analysis of the Experimental Test Reactor TIBER II Blanket Design, Fusion Technol., 22, 371(1992).

- [187] M.J. Embrecht, Two-Dimensional Cross-Section Sensitivity and Uncertainty Analysis for Fusion Reactor Blankets, LANL Report LA-9232-T, 1982.
- [188] Y. Seki et al., Comparison of One- and Two-Dimensional Sensitivity Calculations for a Fusion Reactor Shielding Experiment, Nucl. Sci. Eng., 73, 87(1980).
- [189] I.A. Kodeli, Uncertainty and Data Adjustment Analysis for PWR Shielding, ANS Topical, M&C, Pittsburg, 1991.
- [190] W. M. Stacey Jr., Variational Methods in Nuclear Reactor physics, Academic Press, New York, 1974.
- [191] E. Greenspan, Developments in Perturbation Theory, Advances in Nucl. Sci. and Technol., Academic Press, New York, 9, 182-264(1977).
- [192] C.R. Weisbin et al., Application of Sensitivity and Uncertainty Methodology to Fast Reactor Integral Experiment Analysis, Nucl. Sci. Eng., 66, 307(1978).
- [193] A. Gandini, Generalized Perturbation Theory (GPT); A Heuristic Approach, Advances in Nuclear Science and Technology, Volume 19, 205-380, 1987.
- [194] D.G. Cacuci, Sensitivity Theory for General Systems of Nonlinear Equations, Nucl. Sci. Eng., 75, 88(1980).
- [195] A. Gandini, Generalized Perturbation Theory for Nonlinear Systems from the Importance Conservation Principle, Nucl. Sci. Eng., 77, 316(1981).
- [196] A. Gandini, Higher Order Time-Dependant Generalized Perturbation Theory, Nucl. Sci. Eng., 67, 91(1978).
- [197] A. Dubi and D. J. Dudziak, Higher-Order Flux Perturbation, Nucl. Sci. Eng., 77, 153(1981).
- [198] D.E. Bartine et al., Radiation Transport Cross-Section Analysis - A General Approach Illustrated for a Thermonuclear Source in Air, Nucl. Sci. Eng., 55, 147(1974).
- [199] D.E. Bartine et al., Cross-Section Sensitivity of Breeding Ratio in a Fusion-Reactor Blanket, Nucl. Sci. Eng., 53, 304(1974).
- [200] R.G. Alsmiller et al., Comparison of the Cross-Section Sensitivity of the Tritium Breeding Ratio in Various Fusion-Reactor Blankets, Nucl. Sci. Eng., 57, 122(1975).
- [201] S.A.W. Gerstl et al., Cross-Section Sensitivity and Uncertainty Analysis with Application to a Fusion Reactor, Nucl. Sci. Eng., 62, 137(1977).
- [202] T. Wu and C.W. Maynard, The Application of Uncertainty Analysis in Conceptual Fusion Reactor Design, Proc. Seminar-Workshop on Theory and Application Sensitivity and Uncertainty Analysis, Oak Ridge, Tennessee, Aug. 22-24, 1978, 191-218.

- [203] M.Z. Youssef et al., Cross-Section Sensitivity Analysis for a Tandem Mirror Hybrid Reactor and the Impact of New  ${}^9\text{Be}$  (n, 2n) Cross-Section Evaluation on Performance, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 41, 175(1982).
- [204] M.Z. Youssef and M.A. Abdou, Uncertainties in Prediction of Tritium Breeding in Candidate Blanket Design Due to Present Uncertainties in Nuclear Data Base, *Fusion Technol.*, 9, 286(1985).
- [205] J.W. Davidson et al., Recent Joint Developments in Cross-Section Uncertainty Analysis at Los Alamos and EIR, *Proc. of IAEA Advisory Group Meet. on Nucl. Data for Fusion Reactor Technol.*, Gaussig, 1-5 Dec. 1986.
- [206] K. Furuta et al., A Cross-Section Sensitivity and Uncertainty Analysis on Fusion Reactor Blankets with SAD/SED Effects, *Nucl. Eng. and Des./Fus.* 3,(1986)287.
- [207] A. Hogenbirk, Sensitivity and Uncertainty Analysis of the Nuclear Heating in the Coil of a Fusion Reactor, Report, ECN-I-90-034, August 1990.
- [208] P.M. Song et al., A New Method and Computational Algorithm for Sensitivity/Uncertainty Analysis for SED and SAD with Application to Beryllium Integral Experiment, Report, UCLA-FNT-54, Oct. 1991.
- [209] A. Hogenbirk, Uncertainty Calculation Made Easier, Report, ECN-RX-94-035, July 1994.
- [210] E.M. Obloj, Sensitivity Theory from a Differential Viewpoint, *Nucl. Sci. Eng.*, 59, 187(1976).
- [211] S.A.W. Gerstl and W.M. Stacey Jr., A Class of Second-Order Approximate Formulations of Deep Penetration Radiation Transport Problems, *Nucl. Sci. Eng.*, 51, 339(1973).
- [212] S.A.W. Gerstl, Sensitivity Profiles for Secondary Energy and Angular Distributions, *Proc. 5th Int. Conf. on Reactor Shielding*, Knoxville, Tennessee, April 1977, 101-111.
- [213] S.A.W. Gerstl, Uncertainty Analysis for Secondary Energy Distributions, *Proc. Seminar-Workshop on Theory and Application Sensitivity and Uncertainty Analysis*, Oak Ridge, Tennessee, Aug. 22-24, 1978, 219-229.
- [214] S. Tagesen and H. Vonach, Uncertainty Estimates for the EFF-Files for  ${}^{52}\text{Cr}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$ ,  ${}^{58}\text{Ni}$  and  ${}^{60}\text{Ni}$ , *Proc. Nucl. Data for Sci. and Technol.*, May 13-17, 1991, Jülich, (Springer-Verlag, Berlin, 1992), 871-873.
- [215] M.Z. Youssef, Status of Methods, Codes and Applications for Sensitivity and Uncertainty Analysis, *Fusion Technol.*, 8, 1552(1985).
- [216] K. Furuta et al., SUSD: A Computer Code for Cross Section Sensitivity and Uncertainty Analysis Including Secondary Neutron Energy and Angular Distributions, UTNL-R-0185, 1986.

- [217] B.M. Carmichael, Standard Interface Files and Procedures for Reactor Physics Codes, Version III, Informal Report, LA-5486-MS, Feb. 1974.
- [218] R.E. MacFarlane, TRANSX 2: A Code for Interfacing MATXS Cross-Section Libraries to Nuclear Transport Codes, Report LA-12312-MS, July 1992.
- [219] R.E. Alcouffe et al., DANTSYS: A Diffusion Accelerated Neutral Particle Transport Code System, Report LA-12969-M, June 1995.
- [220] I. Kodeli, Modifications to SUSD Code, NEA Data Bank, NEA 1151/03, Dec. 1991.
- [221] U. Fischer (Ed.), Integral Data Tests of the FENDL-1 Nuclear Data Library for Fusion Applications, Summary Report of the International Working Group on Experimental and Calculational Benchmarks on Fusion Neutronics for FENDL Validation, FZKA-5785, August 1996.
- [222] M. Frisoni and G.C. Panini, Group Nuclear Data Libraries for the European Programme for Fusion, EFF Meeting, NEA Data Bank, Paris, Dec.8-9, 1994.
- [223] I. Kodeli and E. Sartori, Covariance data library ZZ-VITAMIN-J/COVA, Report for NEA 1264/03 package, 1990.
- [224] R.W. Peelle, Uncertainties in the Nuclear Data Used for Reactor Calculations, Advances in Nucl. Sci. and Technol., Plenum Press, New York, 14, 11-73(1982).
- [225] D. L. Smith, Probability, Statistics, and Data Uncertainties in Nuclear Science and Technology, ANS, La Grange Park, 1991.
- [226] H. Vonach, Covariances of Evaluated Nuclear Data - Present Status and Prospects For the Future, Inter. Sympos. on Nuclear Data Evaluation Methodology, BNL, Upton, NY, Oct.12-16, 1992, 635-641.
- [227] D.W. Muir , COVFILS-2: Neutron Data and Covariances for Sensitivity and Uncertainty Analysis, Fusion Technol., 10, 1461(1986).
- [228] K. Brodén et al., Treatment and Disposal of Radioactive Waste from Fusion Power Reactor, 18th Symposium on Fusion Technology, Karlsruhe, Germany, August22-26, 1994, 1525-1528.
- [229] Factors Relevant to the Recycling or Reuse of Components Arising from the Decommissioning and Refurbishment of Nuclear Facilities, Technical Report Series No. 293, IAEA, Vienna, 1988.
- [230] C.R. Gomer et al., The Feasibility of Recycling Activated Steel First Wall/Blanket Materials from Fusion Reactors, Fus. Eng. and Des., 11(1990)423-440.
- [231] P. Rocco and M. Zucchetti, The Impact of Low-Activation Criteria on the Development of Novel Materials for Fusion, J. Nucl. Mater. 212-215, (1992)649-654.

- [232] E.T. Cheng et al., Material Recycling Considerations for D-T Fusion Reactors, Fusion Technol., 21, 2001(1992).
- [233] J.H. Miles and G.J. Butterworth, Management Options for Used Lithium Ceramic Breeder Materials, J. Nucl. Mater. 191-194, (1992)199-203.
- [234] G.J. Butterworth, Can we Recycle Fusion Materials?, Fusion Technol., 21, 1994(1992).
- [235] T.J. Dolan and G.J. Butterworth, Vanadium Recycling, Fusion Technol., 26, 1015(1994).
- [236] Report on Radioactive Waste Disposal, Technical Report Series No. 349, IAEA, Vienna, 1993.
- [237] Code of Federal Regulations, Licensing Requirements for Land Disposal of Radioactive Waste, Title 10, Part 61, Washington DC, NRC, Dec. 1982.
- [238] D.G. Doran, Toward Improved Guidelines for Reduced Activation Materials Development in the US, J. Nucl. Mater. 191-194, (1992)1439-1443.
- [239] S. Fetter et al., Long-term Radioactivity in Fusion Reactors, Fus. Eng. and Des., 6(1992)123-130.
- [240] H. Dworschak et al., Waste Management Strategies for Fusion Materials, Fus. Eng. and Des., 29(1995)176-180.
- [241] K. Kugel et al., Anforderungen an endzulagernde radioaktive Abfälle und Maßnahmen zur Produktkontrolle radioaktive Abfälle, Endlager für radioaktive Abfälle Morsleben (ERAM), Teil I: Endlagerungsbedingungen, BFS-ET-14/92-REV-2, Salzgitter, 1993.
- [242] M. Dalle Donne, Persönliche Mitteilung (1996).

