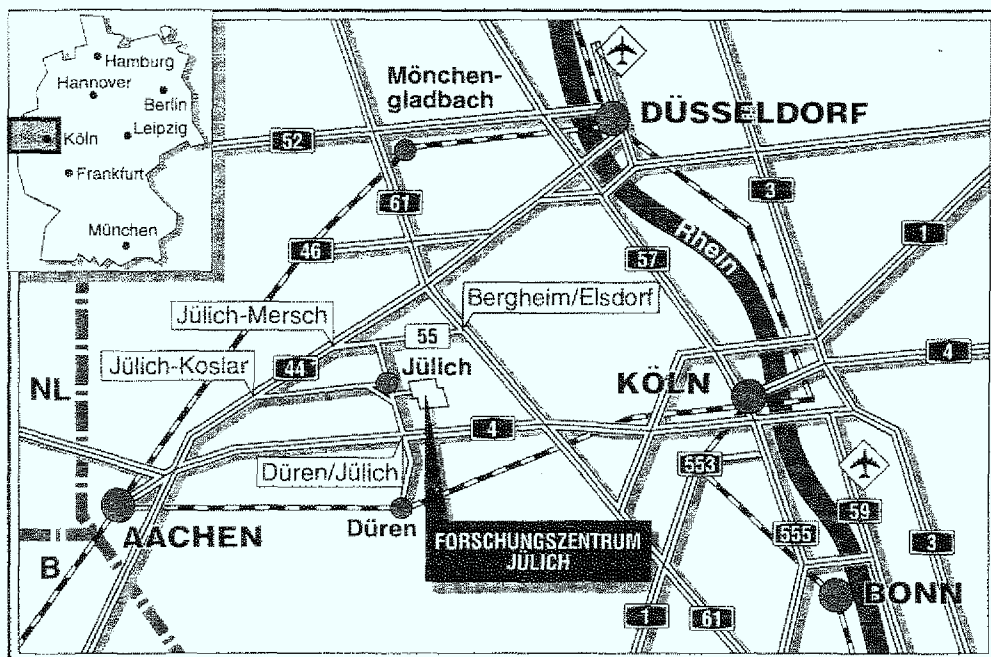


*Institut für Sicherheitsforschung
und Reaktortechnik*

**Protonenfenster und Flüssigmetall-
target für eine beschleunigergetriebene
Transmutationsanlage**

Christoph Jansen

Peter-Wilhelm Phlippen



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3152

ISSN 0944-2952

Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik Jüli-3152

D82 (RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Protonenfenster und Flüssigmetall- target für eine beschleunigergetriebene Transmutationsanlage

Christoph Jansen *

Peter-Wilhelm Phlippen

* Dissertation

Abstract

Today's concepts of the fuel cycle intend that high level nuclear waste produced by nuclear reactors shall be disposed in deep geological formations. This idea has been criticized because of the extremely long terms needed to reach an unobjectionable level by radioactive decay.

A chemical separation of isotopes with very long half-lives from the waste-stream and a subsequently nuclear transmutation into short living isotopes gives us the possibility to shorten the time needed for a safe enclosure down to 1000 years. For this period technical barriers are able to guarantee a safe enclosure of the waste.

From the point of view of safety, non-critical accelerator driven transmutation is a very interesting solution. Protons are accelerated up to high energies and impinge onto a target where they produce a high neutron flux as a result of spallation reactions. These neutrons are necessary for the transmutation of the long living isotopes.

The investigations of this doctoral thesis describe the construction of a proton beam window, which separates the accelerator vacuum from the target, and the evaluation of a liquid metal target. Aspects concerning heat transfer, theory of strength of materials, neutron physics and safety have been considered.

Zusammenfassung

Heutige Konzepte des nuklearen Brennstoffkreislaufes sehen die Endlagerung aller beim Betrieb von Kernreaktoren anfallenden radioaktiven Abfälle vor. Insbesondere die Einlagerung extrem langlebiger Nuklide in tiefen geologischen Formationen stößt wegen der unüberschaubaren Zeiträume bis zum Abklingen der Radiotoxizität auf ein unbedenkliches Niveau auf öffentliche Kritik.

Eine chemische Abtrennung von Isotopen mit besonders hohen Halbwertszeiten aus dem Abfallstrom und eine anschließende kernphysikalische Umwandlung (Transmutation) in kurzlebige verschafft die Möglichkeit, den notwendigen Abschluß von der Biosphäre auf ca. 1000 Jahre zu verkürzen. Für diesen Zeitraum können geeignete technische Barrieren einen sicheren Einschluß garantieren.

Eine aus sicherheitstechnischer Sicht interessante Lösung stellt die Transmutation in einem unterkritischen, beschleunigergetriebenen System dar. Hierbei werden Protonen in einem Linearbeschleuniger auf hohe Energien beschleunigt, treffen auf ein Target und erzeugen durch die dabei ausgelösten Spaltungsreaktionen den für die Transmutation erforderlichen hohen Neutronenfluß.

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Auslegung eines Protonenfensters, das die Beschleunigerröhre vom Target trennt, sowie eines Flüssigmetalltargets. Hierbei werden wärmetechnische, festigkeitsmechanische, neutronenphysikalische sowie sicherheitstechnische Aspekte berücksichtigt.

Inhaltsverzeichnis

1.0 Einleitung	1
2.0 Einordnung der Transmutation in den Entsorgungszweig des nuklearen Brennstoffkreislaufes	3
2.1 Abfallmengen	3
2.2 Radiotoxizität nuklearer Abfallmengen	4
2.3 Technische Alternativen der Transmutation	7
2.3.1 Kritische Systeme (Reaktoren)	7
2.3.2 Unterkritische Systeme (beschleunigergetriebene Anlagen)	8
3.0 Aufgabenstellung	11
3.1 Prinzipieller Aufbau einer beschleunigergetriebenen Transmutationsanlage	11
3.2 Diskussion grundlegender Konstruktionsmöglichkeiten von Target und Protonenfenster	12
3.2.1 Target	13
3.2.2 Protonenfenster	14
3.2.3 Auswahl einer Target-/ Protonenfensterkombination	14
4.0 Entwurf möglicher Protonenfenstervarianten	17
4.1 Anforderungen an ein Protonenfenster für ein flüssiges Bleitarget	17
4.2 Materialkandidaten	17
4.2.1 SAP	17
4.2.2 Siliziumkarbid	18
4.2.3 CVD-Diamant	24
4.2.4 Graphit	26
4.3 Vorstellung konstruktiver Lösungen	27
5.0 Wärmetechnische und festigkeitsmechanische Auslegung der Protonenfenster	33
5.1 Rotierende Protonenfenster	33
5.1.1 Wärmeeintrag	33
5.1.2 Temperaturfeldberechnung	33
5.1.3 SAP-Fenster	35
5.1.4 SiC-Fenster	36
5.1.4.1 Wärmeeintrag	36
5.1.4.2 Temperaturfelder	37
5.1.4.3 Ermittlung der thermomechanischen Spannungen	39
5.1.4.4 Strahlenschädigung	45
5.2 Protonenfenster aus CVD-Diamant	47
5.2.1 Wärmeeintrag	47
5.2.2 Temperaturfeldberechnung	48
5.2.3 Berechnung der Spannungen	49
5.2.4 Strahlenschädigung	52
5.3 Protonenfenster aus Graphit	53
5.3.1 Berechnung des Temperaturfeldes	54
5.3.2 Abschätzung der im Fenster auftretenden Wärmespannungen	60

5.4	Natriumgekühltes Protonenfenster	61
5.5	Sicherheitsbetrachtungen	62
5.5.1	SiC-Fenster	62
5.5.2	CVD-Diamant-Fenster	63
5.5.3	Graphitfenster, natriumgekühltes Fenster	64
5.6	Bewertung der Protonenfensterkonzepte	65
6.0	Targetauslegung	69
6.1	Targetkonstruktion	69
6.2	Strukturmaterialien	73
6.2.1	Manet	74
6.2.2	Niob	76
6.2.3	Zirkon (Zirkalloy)	77
6.2.4	Molybdän	78
6.3	Bestimmung der Reichweite der Protonen	79
6.4	Mechanische Auslegung des Targets	79
6.5	Wärmetechnische Auslegung	80
6.5.1	Targetauslegung	80
6.5.1.1	Wärmequelle	80
6.5.1.2	Berechnung des Temperaturprofils	81
6.5.2	Auslegung des Zwischenwärmetauschers	82
6.6	Neutronenphysikalische Auslegung	85
6.7	Strahlenschädigung der Targetbehälterwände	94
6.7.1	Fehlstellen-, Helium- und Wasserstoffproduktion	94
6.7.2	Bewertung der Strahlenschädigung der verschiedenen Strukturmaterialien	101
6.7.3	Empfehlung für die Wahl der Targetstrukturmaterialien	102
6.8	Sicherheitsbetrachtungen	103
6.8.1	Detektion von Leckagen und Brüchen, Protonenstrahlabschaltung	104
6.8.2	Störfälle mit Versagen der Strahlabschaltung	106
6.9	Bewertung des Targetkonzeptes, Ausblick	107
7.0	Zusammenfassung und Ausblick	109
8.0	Literaturverzeichnis	111
Anhang A.	Formelzeichen und Abkürzungen	119
A.1	Formelzeichen	119
A.2	Indizes	121
A.2.1	Hochzeichen	121
A.2.2	Tiefzeichen	121
A.2.3	spezielle Einheiten	122
A.3	Abkürzungen	122
Anhang B.	Stoffgesetze für Blei	125
Anhang C.	Programmbeschreibungen	127

C.1	HETC	127
C.2	XSDRNPM-S	128
C.3	Generelles Zusammenwirken der Programme	129
C.3.1	Rechnungen zum Protonenfenster	129
C.3.2	Rechnungen zum Target	130
Anhang D. Berechnungsgrundlagen für die Temperaturfeldberechnungen		131
D.1	Rotierendes Protonenfenster	131
D.2	Protonenfenster aus CVD-Diamant	134
Anhang E. Berechnungsgrundlagen für die Targetauslegung		137
E.1	Temperaturprofilberechnungen für das Target	137
E.2	Auslegung des Zwischenwärmetauschers	139

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1. Radiotoxizität von DWR-Abfällen (I)	5
Abb. 2. Radiotoxizität von DWR-Abfällen (II)	6
Abb. 3. Unterkritische Transmutationsanlage (JAERI)	8
Abb. 4. Unterkritischer Salzschnmelzenreaktor (JAERI)	9
Abb. 5. Unterkritische Transmutationsanlage (BNL)	10
Abb. 6. Transmutationsanlage	11
Abb. 7. Prinzipielle Targetkonstruktionen	12
Abb. 8. Biegefestigkeit von HIPSiC	20
Abb. 9. Weibullmodul von HIPSiC	20
Abb. 10. Wärmeleitfähigkeit von HIPSiC nach Bestrahlung	22
Abb. 11. Aktivierung von Erste Wand-Werkstoffen	23
Abb. 12. Dimensionsänderungen von SiC	23
Abb. 13. Konstruktion des SAP-Fensters	29
Abb. 14. Konstruktion des SiC-Fensters	29
Abb. 15. Konstruktion des Protonenfensters aus CVD-Diamant	30
Abb. 16. Konstruktion des Protonenfensters aus Graphit	31
Abb. 17. Quellberechnung für das SAP- und das SiC-Fenster	33
Abb. 18. Wärmeströme im rotierenden Fenster	34
Abb. 19. Temperaturfeld im SAP-Fenster	35
Abb. 20. Wärmequelle im SiC-Fenster	37
Abb. 21. Temperaturfeld im SiC-Fenster	38
Abb. 22. Spannungs- und Verformungsverteilung im SiC-Fenster (I)	41
Abb. 23. Spannungs- und Verformungsverteilung im SiC-Fenster (II)	42
Abb. 24. Temperaturprofile und Quellverteilungen	48
Abb. 25. Hauptspannungen	51
Abb. 26. Aufheizung des Fluids	55
Abb. 27. Koordinatensystem	56
Abb. 28. Ergebnisse der Temperaturberechnung für das Graphitfenster	58
Abb. 29. Thermomechanische Spannungen	60
Abb. 30. Bruch des CVD-Diamant-Fensters	64
Abb. 31. Targetkonstruktion	70
Abb. 32. Bleikreislauf, Demontage des Targets	73
Abb. 33. Neutronenversprödung von Manet	75
Abb. 34. Temperaturprofile im Target	81
Abb. 35. Wärmetauscher	85
Abb. 36. Radiale Materialanordnung im Target	87
Abb. 37. Neutronenflüsse im Target (I)	88
Abb. 38. Neutronenflüsse im Target (II)	89
Abb. 39. Neutronenflüsse im Target (III)	91
Abb. 40. Neutronenflüsse im Target (IV)	92
Abb. 41. Neutronenflußspektrum	95
Abb. 42. Schädigungsquerschnitte (I)	97
Abb. 43. Schädigungsquerschnitte (II)	98
Abb. 44. Messung von Massenstromänderungen und Leckagen im Target	105

Abb. 45. Programme für die Rechnungen zum Protonenfenster	129
Abb. 46. Programme für die Rechnungen zum Target	130
Abb. 47. Wärmestrombilanz im CVD-Diamant-Protonenfenster	135
Abb. 48. Bilanzierung der Wärmeströme im Target	138

1.0 Einleitung

Beim Betrieb von Kernreaktoren fällt infolge verschiedener kernphysikalischer Prozesse eine große Anzahl radioaktiver Nuklide an. Wegen ihrer sehr verschiedenen Halbwertszeiten und Radiotoxizitäten sind unterschiedliche Anforderungen an einen sicheren Einschluß zum Schutz der Biosphäre zu stellen.

Besonders langlebige Isotope mit Halbwertszeiten von Millionen Jahren sollen entsprechend den heutigen Entsorgungskonzepten in geeigneten Lagerstätten endgelagert werden. Die Radiotoxizität des Abfalls wird durch den Beitrag der Transurane Np, Pu, Am, Cm und der beiden Spaltprodukte Tc-99 und I-129 dominiert.

Die Einlagerung in geologische Formationen erscheint wegen der langen Zeiten, in denen eine Gefährdung der Umwelt vermieden werden muß, nicht ganz befriedigend. Eine Möglichkeit, die Langzeitgefährdung auf technisch kontrollierbare Zeiträume von beispielsweise 1000 bis 2000 Jahren zu verkürzen, bietet die Transmutation langlebiger Radionuklide in kurzlebige. Für diese Zeit ist es möglich, die Abfälle in Behältern zu lagern, die auch extremen Umgebungseinflüssen standhalten.

Neben der Umwandlung dieser Isotope in thermischen oder schnellen Reaktoren können auch unterkritische Systeme mit externer Neutronenquelle zur Transmutation genutzt werden. Da diese sich gegenüber kritischen Anordnungen durch sicherheitstechnische Vorzüge auszeichnen, sind sie Gegenstand dieser Arbeit.

Der benötigte hohe Neutronenfluß wird durch Spallationsreaktionen bereitgestellt, die von auf hohe Energien (1 - 2 GeV) beschleunigten Protonen in einem Target aus flüssigem Blei ausgelöst werden. Die zu transmutierenden Radionuklide sind in einem multiplizierenden Blanket rings um das Target angeordnet und werden dort dem Neutronenfluß ausgesetzt.

Um eine Verunreinigung des Linearbeschleunigers durch aus dem Target ausgedampfte Bestandteile zu vermeiden, muß für eine geeignete Trennung durch ein sogenanntes Protonenfenster gesorgt werden. Ein Ziel dieser Arbeit ist die Konstruktion sowie die wärmetechnische und festigkeitsmechanische Auslegung eines solchen Fensters unter den Aspekten einer möglichst geringen Schwächung des Protonenstrahls und einer Begrenzung der Materialschädigung.

Eine weitere Zielsetzung besteht in der Berechnung eines Targets, das ebenfalls unter wärmetechnischen Gesichtspunkten ausgelegt werden muß. Darüberhinaus ist eine möglichst gute Neutronenökonomie und eine Mindeststandzeit der Strukturmaterialien, die einem hohen schnellen Neutronenfluß ausgesetzt sind, zu erzielen. Sowohl das Protonenfenster als auch das Target müssen schließlich sicherheitstechnischen Anforderungen, wie sie in der Kerntechnik üblich sind, gerecht werden.

2.0 Einordnung der Transmutation in den Entsorgungszweig des nuklearen Brennstoffkreislaufes

2.1 Abfallmengen

Jährlich fallen weltweit bei einer installierten nuklearen Kraftwerksleistung von 340 GWe ca. 9000 t an verbrauchtem Kernbrennstoff (high active waste, HAW) an, die mehr als 98 % der Aktivität enthalten [13]. Daneben entstehen größere Mengen an Betriebsabfällen geringer und mittlerer Aktivität (low bzw. medium active waste, LAW bzw. MAW) wie beispielsweise Filterharze und Putzmittel. Der überwiegende Teil der Abfälle wird in Leichtwasserreaktoren (LWR) produziert. Die in einem Druckwasserreaktor (DWR) mit 1300 MWe produzierten Abfallmengen sind in Tab. 1 und Tab. 2 aufgelistet. Hierbei sei auf die extremen Volumenverhältnisse von HAW zu LAW und MAW von etwa 1 : 100 hingewiesen.

Reaktoranlage		
Entladeabbrand	MWd/kg SM	35
Entlademenge	t SM/a	32
-Strukturmaterial	t/a	13,5
-Spaltprodukte	t/a	1,2
-Plutonium	kg/a	365
-Transurane (ohne Pu)	kg/a	48
Betriebsabfälle (konditioniert)		
LAW/ MAW	m ³	190
Wiederaufarbeitung		
Uran (99,5 %)	t/a	30,3
Plutonium (99,5 %)	kg/a	363
LAW	m ³	180
MAW	m ³	130
HAW (Glas)	m ³	5

Tab. 1. nukleare Abfallmengen: pro Jahr, bezogen auf einen Druckwasserreaktor mit 1300 MWe, 10 Jahre Abklingzeit [24]

Isotop	T _{1/2} (a)	Masse (g)
Tc-99	210000	847
I-129	1,57*10 ⁷	188
U-234	244600	181
U-235	7,04*10 ⁸	9870
U-236	2,34*10 ⁷	4320
Np-237	2,14*10 ⁶	456
Pu-238	87,8	151
Pu-239	24110	5605
Pu-240	6550	2328
Pu-241	14,4	855
Pu-242	376300	492
Am-241	433	551
Am-242m	141	0,7
Am-243	7370	84
Cm-244	18,1	16,6
Cm-245	8500	0,9

Tab. 2. langlebige Spaltprodukte und Aktiniden im Abfall eines DWR: je t Schwermetall (SM), 35 MWd/kg SM, 10 Jahre Abklingzeit [95]

2.2 Radiotoxizität nuklearer Abfallmengen

Ein Kriterium für die Auswahl der für eine Transmutation in Frage kommenden Abfälle ist neben der Halbwertszeit (vgl. Tab. 2) das Gefährdungspotential, das von dem jeweiligen radioaktiven Isotop ausgeht. In der Richtlinie ICRP 61 [84] ist angegeben, welche Aktivität der verschiedenen radioaktiven Isotope ein Arbeiter jeweils jährlich durch Inhalation oder Ingestion ohne Gesundheitsschädigung aufnehmen darf (annual limits of intake ALI, s. Tab. 3). Dabei wird eine zulässige Strahlendosis von 20 mSv/a zugrunde gelegt.

Eine anschauliche Definition zur Beschreibung des Gefährdungspotentials ist die Toxizität. Hierbei wird das benötigte Volumen an Wasser angegeben, um die Menge des pro Tonne Brennstoff im Reaktorbetrieb entstandenen Nuklids soweit zu verdünnen, daß die Konzentration unterhalb der für Trinkwasser zulässigen liegt. Bei einer jährlichen Wasseraufnahme von 800 l sowie einer maximal zulässigen Dosis für die Bevölkerung von 0,3 mSv/a, wie es die deutsche Strahlenschutzverordnung [83] vorsieht, ergeben sich unter Zugrundelegung der Abfallmengen aus Tab. 2 die in Tab. 3 angegebenen Wasservolumina, die zur Verdünnung benötigt würden.

Isotop	Halbwertszeit [a]	ALI [Bq/a]	Toxizität [m ³ Wasser/t SM]
Tc-99	210000	$3 \cdot 10^7$	$9,1 \cdot 10^5$
I-129	$1,57 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$3,3 \cdot 10^5$
U-234	244600^5	$7 \cdot 10^5$	$3,2 \cdot 10^6$
U-235	$7,04 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^5$	$6,0 \cdot 10^4$
U-236	$2,34 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^5$	$7,9 \cdot 10^4$
Np-237	$2,14 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^4$
Pu-238	87,8	$4 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^{11}$
Pu-239	24110	$4 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^{10}$
Pu-240	6550	$4 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^{10}$
Pu-241	14,4	$2 \cdot 10^6$	$8,7 \cdot 10^{10}$
Pu-242	376300	$4 \cdot 10^4$	$9,5 \cdot 10^7$
Am-241	433	$3 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^{11}$
Am-242m	141	$4 \cdot 10^4$	$3,4 \cdot 10^8$
Am-243	7370	$3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^9$
Cm-244	18,1	$6 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^{10}$
Cm-245	8500	$3 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^7$

Tab. 3. ALI-Werte und Toxizität langlebiger Radionuklide: ALI nach ICRP 61 [84], Toxizität der langlebigen Spaltprodukte und Aktiniden im Abfall eines DWR pro t Schwermetall umgerechnet auf einen Abbrand 35 MWd/kg, 10 Jahre Abklingzeit, 800 l/a Trinkwasseraufnahme, 0,3 mSv/a Maximaldosis

Das zeitliche Abklingverhalten von radioaktiven Abfällen eines Druckwasserreaktors (DWR) ist in Abb. 1 und Abb. 2 dargestellt. Die Veränderung der Risikofaktoren von Spaltprodukten, Hüll- bzw. Strukturmaterialien und der Aktiniden sind in Abb. 1 abgebildet. Als Vergleichsniveaus sind mit einer Masse von jeweils einer Tonne Uranerz im natürlichen Zustand (0,2 %

Urananteil), Uranerz mit 60 % Urananteil und schließlich angereichertes Uran angegeben, so wie es in Leichtwasserreaktoren als frischer Brennstoff eingesetzt wird. Die ersten beiden Angaben sind als feste Zahlenwerte zu verstehen, die den momentanen Zustand beschreiben, während hingegen für das angereicherte Uran der radioaktive Zerfall mitberücksichtigt wird. Das zuletzt genannte Vergleichsniveau ermöglicht den direkten Vergleich des zeitlichen Verhaltens von nicht im Reaktor eingesetztem Brennstoff mit dem abgebrannten und besitzt damit eine besondere Aussagekraft. Aus diesem Grunde ist in Abb. 2 der Vergleich der direkten Endlagerung mit der Toxizität verschiedener Fraktionen des radioaktiven DWR-Abfalls (nach einer Wiederaufarbeitung bei unterschiedlichen Abtrennraten) unter Bezugnahme auf angereichertes Uran dargestellt. - Es kann folgendes geschlossen werden:

- Eine direkte Endlagerung erreicht selbst nach einer Million Jahren noch nicht das Vergleichsniveau einer Erzlagerstätte oder des angereicherten Urans. Entscheidend hierfür ist der Beitrag der Gesamtfraction der Aktiniden.
- Die Aktiniden dominieren die Radiotoxizität über die gesamten Einlagerungszeit hinweg. Einen nennenswerten Beitrag liefern außerdem die Spaltprodukte in den ersten 500 Jahren, der anschließend durch die beiden Isotope I-129 und Tc-99 bestimmt wird.
- Hüll- und Strukturmaterialien sind weitaus weniger gefährlich als die Spaltprodukte; sie erreichen die Radiotoxizität von einer Tonne angereichertem Uran bereits nach 200 Jahren.

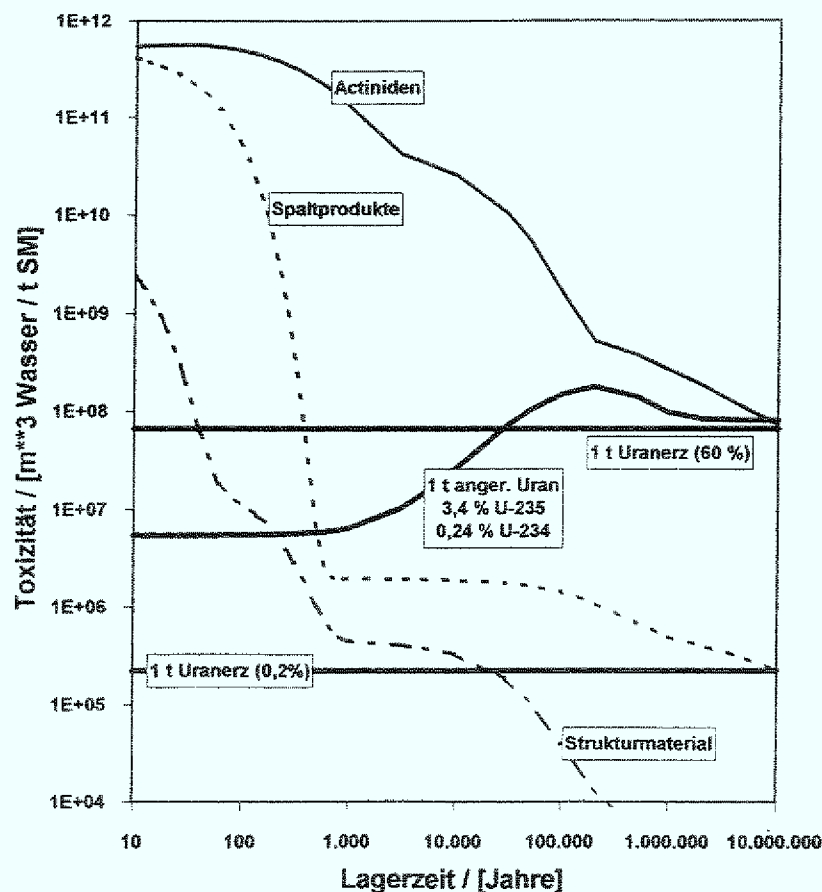


Abb. 1. Radiotoxizität von DWR-Abfällen (I): zeitlicher Verlauf des Risikoindizes für verschiedene Fraktionen des radioaktiven Abfalls über der Zeit aufgetragen (nach ICRP 61), DWR-Uran-Zyklus, Abbrand 35 MW d/kg SM [95]

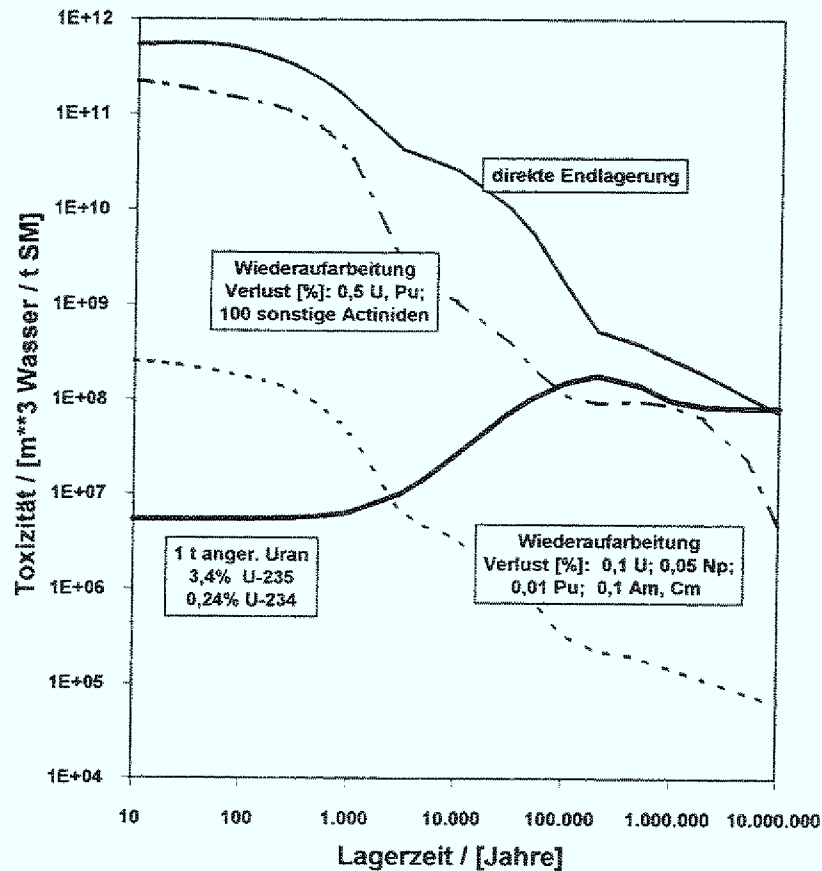


Abb. 2. Radiotoxizität von DWR-Abfällen (II): zeitlicher Verlauf des Risikoindizes für verschiedene Fraktionen des radioaktiven Abfalls nach der Wiederaufarbeitung über der Zeit aufgetragen (nach ICRP 61), DWR-Uran-Zyklus, Abbrand 35 MW d/kg SM [95]

Allerdings klingt das Isotop Nb-94 mit einer Halbwertszeit von 20.000 Jahren nur langsam ab, so daß sie erst nach ca. 50.000 Jahren das Vergleichsniveau von einer Uranerzlagerstätte erreichen.

- Um den Beitrag der Aktiniden ausreichend zu verringern, müssen offenbar mit einer sehr hohen Reinheit die Elemente Plutonium, Uran, Americium und Curium abgetrennt werden, da sie besonders langlebige Strahler sind. Bei Einsatz einer Abtrennungstechnik, die es erlaubt, aus dem HAW die genannten Stoffe mit Verlusten von 0,01 Gew.% Pu, 0,05 Gew.% Np und 0,1 Gew.% U, Am und Cm abzutrennen, wird ein Unterschreiten des Vergleichsniveaus (von angereichertem Uran) durch den restlichen DWR-Abfall nach ca. 2000 Jahren erzielt, wie Abb. 2 zeigt.

Eine Strategie, die die Abtrennung der langlebigen Aktiniden mit den genannten Reinheiten zum Ziel hat, ermöglichte es, den restlichen Abfall in technisch überschaubaren Zeiträumen von bis zu 2000 Jahren bis zum Abklingen auf ein unbedenkliches Niveau endzulagern. Die abgetrennten Fraktionen müßten einer Transmutation unterzogen werden, um ihre Langzeitgefährdung zu reduzieren.

2.3 Technische Alternativen der Transmutation

Der Begriff der Transmutation umfaßt zwei verschiedene Prozesse: Einerseits werden Nuklide durch Neutroneneinfang in schwerere umgewandelt, andererseits können sie durch neutronen-induzierte Spaltung "verbrannt" werden. In einem thermischen Spektrum ist der Neutroneneinfang dominierend, welcher die MA (minor actinides, das sind Np, Am, Cm) in spaltbare Isotope nach ein oder zwei Einfängen umwandelt. Im Spektrum eines schnellen Reaktors hingegen sind alle Nuklide der MA spaltbar, aber das Verhältnis Einfang zu Spaltung ist für jedes Isotop unterschiedlich [13]. Außerdem haben die meisten Spaltprodukte einen weitaus höheren Einfangquerschnitt im thermischen als im schnellen Bereich. - Zur Transmutation bieten sich prinzipiell kritische sowie unterkritische Systeme an. Ihre Eigenschaften und einige Konzepte werden im folgenden vorgestellt.

2.3.1 Kritische Systeme (Reaktoren)

Thermische Reaktoren: In thermischen Reaktoren kann das U-238 durch MA und durch langlebige Spaltprodukte wie Tc-99 und J-129 ersetzt werden. Allerdings sind - wie oben erwähnt - die Aktiniden im thermischen Spektrum starke Absorber, so daß in dieser kritischen Anordnung die Beladung begrenzt ist. Außerdem verkleinert sich der negative Temperaturkoeffizient, wodurch die Regelbarkeit verschlechtert wird. Insgesamt erscheinen die erzielbaren Transmutationsraten in einem solchen System ziemlich gering zu sein. - Das JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute) schlägt vor, in einem nur leicht modifizierten Druckwasserreaktor bei einer erhöhten Anreicherung des Urans (8,2 %) 3 % Np-237 dem Brennstoff homogen beizumischen [73].

Schnelle Reaktoren: Das Verhältnis von Spalt- zu Einfangquerschnitt steigt bei MA mit der mittleren Neutronenenergie. In einem Reaktor mit sehr hartem Spektrum stellen die MA zusätzliche Spaltneutronenquellen dar. Allerdings ist ihr Inventar begrenzt wegen ihrer physikalischen Eigenschaften, die bezüglich der Regelbarkeit und damit der Sicherheit ungünstig sind. So können der Dopplerkoeffizient und der Dampfblasenkoeffizient steigen bzw. positive Werte annehmen. Das Verhältnis von verzögerten zu prompten Neutronen nimmt mit steigendem Anteil an MA im Brennstoff ab. Außerdem können die Spaltprodukte Tc-99 und J-129 nur in Zonen mit lokal thermalisierten Neutronenflüssen transmutiert werden, da ihre Einfangquerschnitte im schnellen Bereich stark abnehmen [73].

Von der CEA werden zwei Konzepte vorgeschlagen, die auf der Basis eines Flüssigmetallreaktors, wie er bereits betrieben wird, entweder eine homogene oder heterogene Beladung des Brennstoffes mit Neptunium und Americium vorsieht. Dabei wird weitgehend auf die bekannte Technik zurückgegriffen, wobei die gleichen Sicherheitsanforderungen gelten sollen [73]. JAERI untersucht mehrere Vorschläge, bei denen die Aktiniden jeweils als Nitride eingesetzt werden. Beispielsweise sollen die MA als beschichtete Partikel ("coated particles") durch Helium gekühlt werden. In einem anderen Ansatz wird flüssiges Blei als Kühlmittel vorgesehen, das den in Stabform eingebrachten Brennstoff kühlt. Als besonderer Vorteil dieser Anordnungen wird das speziell auf die Verbrennung von MA ausgerichtete Design mit einem harten Neutronenspektrum und hohen Neutronenflüssen angegeben [73].

2.3.2 Unterkritische Systeme (beschleunigergetriebene Anlagen)

Die beschleunigergetriebenen Anlagen, bei denen Spallationsreaktionen in einem Target für eine starke externe Neutronenquelle sorgen, bilden eine technisch sehr aufwendige Alternative zu den vorgenannten Lösungsansätzen. Die Beschleunigertechnik benötigt noch eine erhebliche Weiterentwicklung. Darüberhinaus sind die Target- und Blanketstrukturen neutronenphysikalisch und materialtechnisch sowie das chemische Verhalten der Trägermedien und der Aktiniden noch weitgehend unerforscht. Allerdings bietet dieser Anlagentyp auch eine Reihe wesentlicher Vorteile: Die unterkritische Coreauslegung, die an sich schon sicherheitstechnisch einen großen Vorteil bedeutet, ermöglicht es, bei einer in weiten Spannen beliebigen Brennstoff- bzw. Aktiniden- und Spaltstoffzusammensetzung eine für die Zwecke der Transmutation optimierte Anordnung (Gitterstruktur) sowie durch geeignete Moderation die gewünschten Neutronenspektren einzurichten. Das radioaktive Inventar kann somit kleiner als in ausschließlich schnellen Systemen gewählt werden, und eine Umwandlung von Spaltprodukten mit thermischen Neutronen ist möglich.

Einige wenige der zahlreichen international diskutierten Konzepte werden im folgenden kurz skizziert. Wesentliche Unterscheidungsmerkmale sind das verwendete Neutronenspektrum sowie das Trägermedium für die zu transmutierenden Isotope.

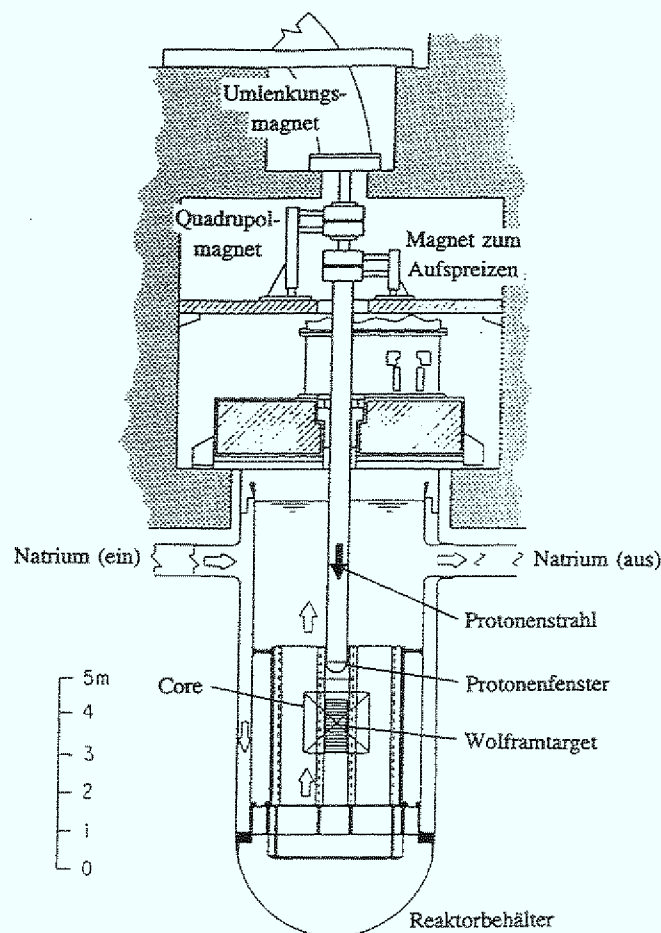


Abb. 3. Unterkritische Transmutationsanlage (JAERI): natriumgekühlte Anlage mit Wolframtarget [115]

Das JAERI schlägt eine natriumgekühlte schnelle Anordnung vor, die in Abb. 3 dargestellt ist. Ein Protonenstrahl mit 1,5 GeV Teilchenenergie bei 39 mA trifft auf ein Wolframtarget auf. Die Aktiniden sind als metallische Legierung in Brennstäben eingemischt und werden durch das Natrium gekühlt. Das Blanket soll bei $k_{\text{eff}} = 0,9$ eine Wärmeleistung von 820 MW_{th} liefern, womit durch einen dahintergeschalteten Dampfturbinenprozeß über den Strombedarf des Linearbeschleunigers hinaus elektrische Energie produziert werden soll. Bei einem Aktinideninventar von 3160 kg glaubt man, in dieser an einen Brutreaktor angelehnten Konstruktion 250 kg/a transmutieren zu können [115].

Ein weiteres Konzept des JAERI ist in Abb. 4 abgebildet. Es sieht eine Salzschnmelze (Chloride) als Träger für die verschiedenen Aktiniden vor, die direkt vom Protonenstrahl (1,5 GeV, 25 mA) getroffen wird und dabei von 550°C auf 650°C aufgeheizt wird. Den Vorteilen, kein festes Target herstellen zu müssen und eine kontinuierliche Reinigung des Salzes vornehmen zu können, steht das Problem der Salzschnmelzenkorrosion gegenüber [64].

Das BNL (Brookhaven National Laboratory) hat, basierend auf der Technik der FFTF (Fast Flux Test Facility) der Hanford Company, eine Anlage entwickelt, bei der ein Protonenstrahl (1,6 GeV, 104 mA) aufgefächert auf acht Targetmodule treffen soll, s. Abb. 5. In diesen Modulen sollen Aktiniden als oxidische, natriumgekühlte Brennelemente eingesetzt werden. Der Multiplikationsfaktor soll $k_{\text{eff}} = 0,9$ und höher betragen. Die thermische Leistung wird mit 3600 MW_{th} veranschlagt. Mit dieser Anlage hofft man, die Aktiniden und einen Teil des J-129 aus dem laufenden Betrieb von 75 LWR umwandeln zu können [120].

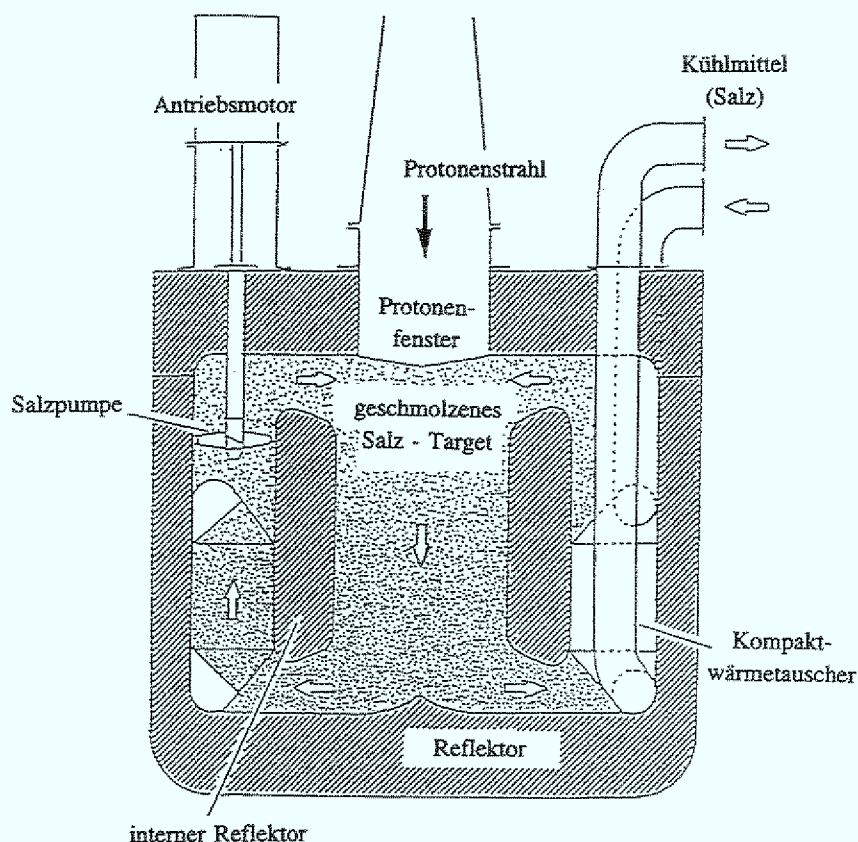


Abb. 4. Unterkritischer Salzschnmelzenreaktor (JAERI): Aktiniden als Chloride in einer Salzschnmelze [64]

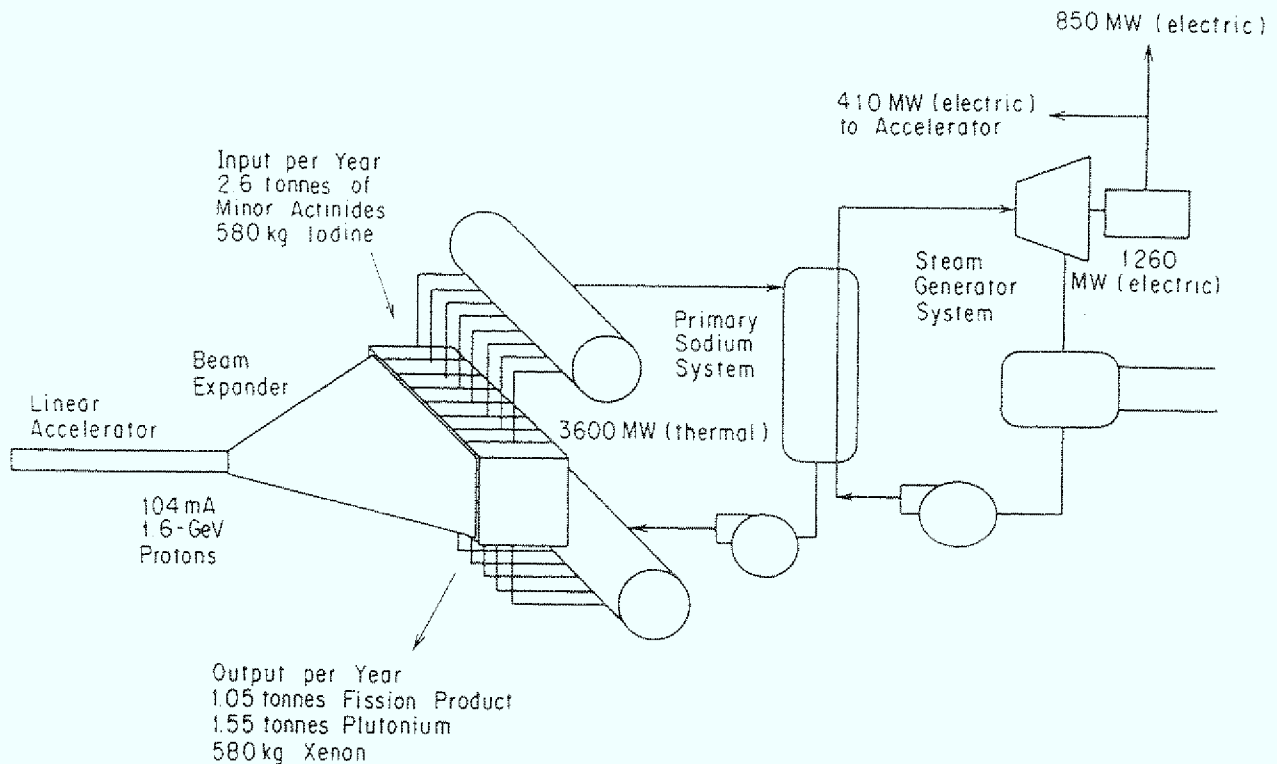


Abb. 5. Unterkritische Transmutationsanlage (BNL): schematische Darstellung des beschleunigergetriebenen Konzeptes PHOENIX [120] (Zwischenkreislauf mit Natrium ist nicht dargestellt)

Ein System, das im Gegensatz zu den oben beschriebenen mit einem thermischen Spektrum arbeiten soll, wird vom LANL (Los Alamos National Laboratory) vorgestellt. Vier Targets, die entweder als Festtarget aus Wolfram oder aus flüssigem Blei bestehen, werden mit einem in vier Teile aufgefächerten Protonenstrahl von $4 \times 62,5 \text{ mA} = 250 \text{ mA}$ bei 1,6 GeV Teilchenenergie beaufschlagt. Als Protonenfenster, das bei der Festtargetvariante notwendig ist, wird eine doppelwandige Konstruktion aus dem Stahl Inconel 718 vorgeschlagen, wie sie im Beschleuniger des LAMPF (Los Alamos Meson Physics Facility) bereits bei sehr viel niedrigerer Strahlstärke erfolgreich betrieben wurde. Das Blanket wird in Anlehnung an die CANDU-Reaktoren als D_2O -Tank mit Druckröhren, die die Aktiniden als Suspension ("Schlamm") führen, geplant. - Neben dem Nachteil einer Temperaturbegrenzung im Blanket wegen des großvolumigen Wassermoderators erscheinen aus wärmetechnischen Überlegungen heraus die Fensterkonstruktion und unter neutronischen Aspekten die geplante hohe Beladung des Trägermediums mit 75 g/l Aktiniden im Wasser sehr fraglich.

3.0 Aufgabenstellung

3.1 Prinzipieller Aufbau einer beschleunigergetriebenen Transmutationsanlage

Eine beschleunigergetriebene, unterkritische Transmutationsanlage besteht aus einem Hochleistungsbeschleuniger, einem Target und einem dieses umgebenden Blanket, s. Abb. 6. In dem horizontal angeordneten Linearbeschleuniger werden Protonen auf eine Endenergie von 1,6 GeV beschleunigt und treffen mit einem Teilchenstrom von 25 mA auf das Target. Der Strahl transportiert kontinuierlich Protonen (continuous wave, CW).

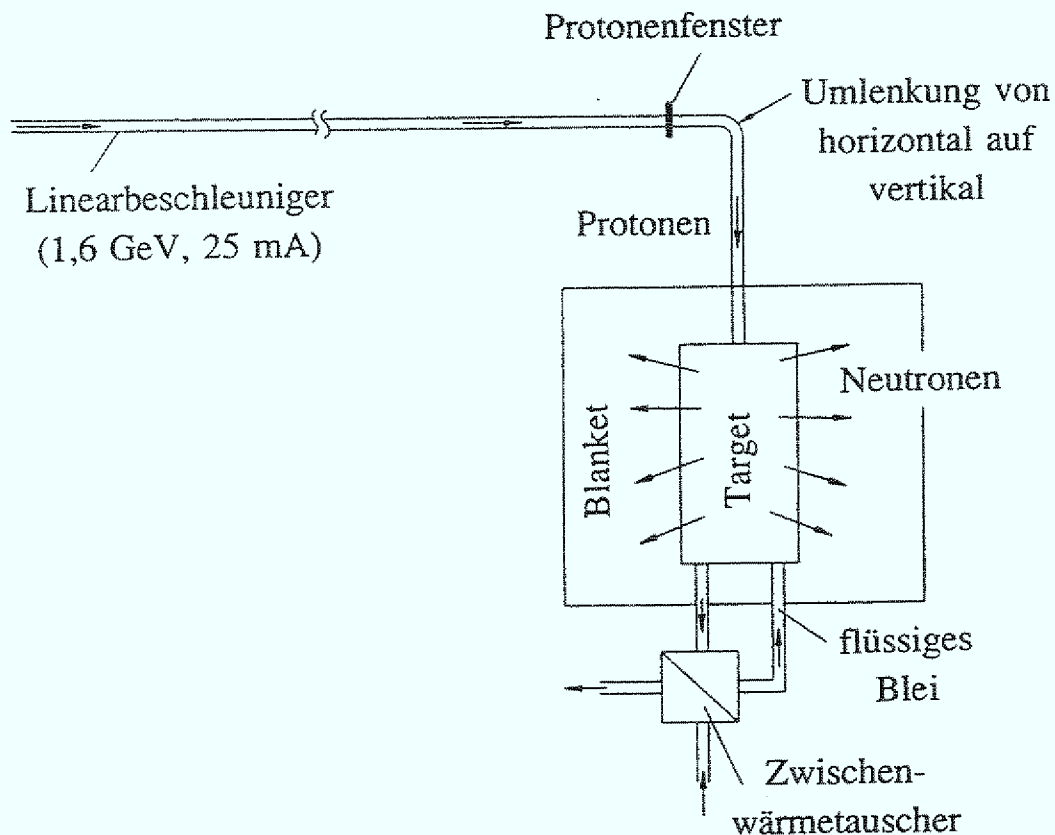


Abb. 6. Transmutationsanlage: mögliche Anordnung von Beschleuniger, Target, Blanket und einem Protonenfenster

Das Target kann aus einem Material hoher Massenzahl wie z.B. Wolfram, Blei oder Uran bestehen. Durch die aufprallenden Protonen werden entweder Schnellspaltungen der Targetkerne ausgelöst, oder die Kerne werden in einen angeregten Zustand versetzt, wonach - abhängig von der Protonenenergie und dem Targetmaterial - im Mittel zwischen 30 bis 50 Neutronen abgedampft werden. Wieviele über die Targetbegrenzungen schließlich ausfließen, hängt von der Geometrie, den Absorptionswirkungsquerschnitten und eventuell auftretenden n,xn - Reaktionen im Targetmedium ab.

Die freigesetzten Neutronen fließen aus dem Target in das Blanket. Die dort angeordneten langlebigen Radionuklide werden entweder durch Spalt- oder Einfangreaktionen transmutiert. Das Gemisch oder die Lösung der Radionuklide bzw. der Transmutationsprodukte wird kontinuierlich oder diskontinuierlich in einem Reprocessingschritt wiederaufgearbeitet und anschließend erneut dem Blanket zugeführt.

Im Target wird ein erheblicher Teil der durch den Protonenstrahl transportierten Energie deponiert (Größenordnung: 10 - 50 MW, vorrangig von der Strahlstärke abhängig). Neben einer Optimierung bezüglich der Neutronenausbeute ist demnach besonderes Augenmerk auf eine geeignete Wärmeabfuhr zu richten.

Ein Protonenfenster als Barriere für ausgedampfte Bestandteile aus dem Target kann entweder - wie in der Abb. 6 dargestellt - vor einer Umlenkung des Protonenstrahls in die Vertikale oder direkt über dem Target angeordnet sein.

3.2 Diskussion grundlegender Konstruktionsmöglichkeiten von Target und Protonenfenster

Die verschiedenen denkbaren Target- und Protonenfensterkonstruktionen werden im folgenden aufgezählt und hinsichtlich ihrer Vor- und Nachteile bewertet. Vor dem Hintergrund dieser Betrachtungen wird eine Auswahl der untersuchten Konstruktionen getroffen.

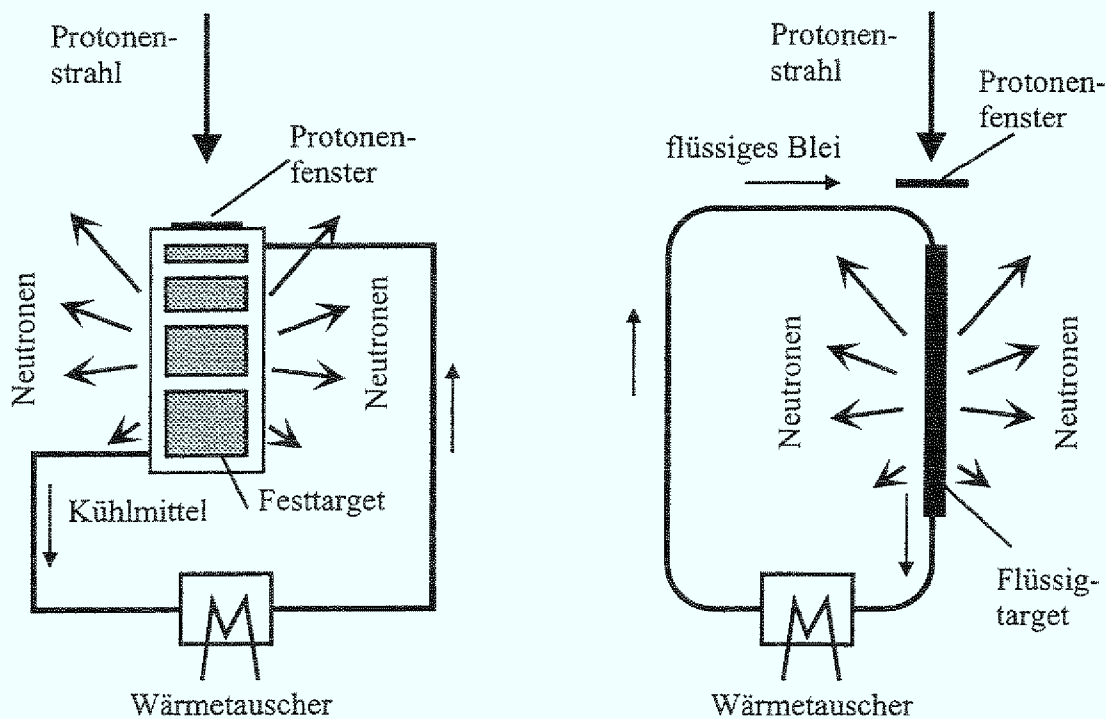


Abb. 7. Prinzipielle Targetkonstruktionen: schematische Darstellung eines Festtargets (links) und eines Flüssigtargets (rechts)

3.2.1 Target

Mögliche Targetkonstruktionen für eine beschleunigergetriebene Transmutationsanlage können hinsichtlich des Aggregatzustands des Targetmaterials in zwei Gruppen unterteilt werden: Fest- und Flüssigtargts.

Zur Erzielung einer möglichst hohen Neutronenausbeute ist ein Element mit hoher Massenzahl zu bevorzugen, da das Neutronenyield Y linear mit der Massenzahl A wächst [15]. Als Material für ein Festtarget können beispielsweise Wolfram ($A = 183,85$ in natürlicher Zusammensetzung) oder angereichertes Uran U-238 eingesetzt werden. Die im Target freigesetzte Wärme ist konvektiv mit einem geeigneten gasförmigen oder flüssigen Kühlmittel (z.B. Helium unter hohem Druck, Natrium) durch Kühlkanäle abzuführen. Hierdurch wird ein Protonenfenster erforderlich, das die Beschleunigerröhre gegen den Kühlmitteldruck abdichtet.

Ein Flüssigtargt besteht aus einem zirkulierenden Kreislauf (beispielsweise mit flüssigem Blei mit $A = 207,2$ in natürlicher Zusammensetzung als Targetmaterial) und einem Wärmetauscher, der das Targetmedium um die vom Protonenstrahl deponierte Wärmeenergie abkühlt. Bei einem senkrecht von oben eintreffenden Protonenstrahl ist u.U. kein Protonenfenster erforderlich.

Abb. 7 zeigt die geschilderten Alternativen in schematischer Darstellung. Die Vor- und Nachteile von Fest- und Flüssigtargtkonstruktionen sind in der Tab. 4 gegenübergestellt.

Festtarget	Flüssigtargt
Wärmeabtransport konvektiv durch zusätzliches Kühlmittel erforderlich, das dem Protonenstrahl ausgesetzt ist: Kühlstrukturen im Eindringbereich der Protonen	Targetmedium dient gleichzeitig dem Wärmeabtransport, keine Kühlstrukturen bzw. Wärmetauscher im Protonenstrahl erforderlich
Aggregatzustand im Betrieb und nach Abschaltung gleich	bei Schmelztemperaturen des Targetmediums oberhalb der Umgebungstemperatur Heizung für den gesamten Kreislauf notwendig
in Strahlrichtung vergleichmäßigte Neutronenproduktion durch Schichtung verschiedenen dicker Targetstrukturen	axial sehr stark ausgeprägtes Quellneutronenprofil
bedingt durch zusätzlichen Kühlkreislauf: druckfestes Protonenfenster erforderlich, das einer etwaigen Korrosion durch das Kühlmittel standhält	bei senkrecht von oben auf das Target auftreffendem Protonenstrahl: kein oder zumindestens kein druckfestes Protonenfenster erforderlich
Strukturschädigung und damit Dimensionsänderungen des Targetmaterials durch Bestrahlung	keine bestrahlungsinduzierten Dimensionsänderungen
im Kühlmittel befindliches radioaktives Inventar (Korrosionsprodukte aus dem Target, aktiviertes Kühlmittel) wird im Kühlkreislauf umgewälzt	das im hohen Maße aktivierte Flüssigtargt wird zumindestens bei der Kreislaufauflösung ständig umgewälzt und stellt bei einer möglichen Leckage eine hohe radiologische Gefährdung dar
je nach Kühlmittel: Korrosionsangriff der Strukturmaterialien	je nach Targetmaterial: Korrosionsangriff der Strukturmaterialien
je nach Kühlmittel: gewisse Auftriebs- und Gewichtskräfte, die durch das Kühlmittel verursacht werden	wegen des hohen spezifischen Gewichts des Targetmaterials: höhere Auftriebs- und Gewichtskräfte, die auf die Strukturmaterialien wirken

Tab. 4. Fest- und Flüssigtargt im Vergleich: Vor- und Nachteile

3.2.2 Protonenfenster

Das Protonenfenster und das Fenstermaterial sind aufgrund der zu erwartenden Energiedeposition durch den Protonenstrahl und der damit verbundenen hohen thermischen Belastung sowie der schädigenden Wirkung der hochenergetischen Protonen besonderen Beanspruchungen ausgesetzt. Darüberhinaus sollte der Protonenstrahl beim Durchtritt durch das Fenster nicht wesentlich abgeschwächt werden. Allgemein sind somit an das Protonenfenster und das Fenstermaterial - unabhängig von der gewählten Konstruktion - die folgenden Anforderungen zu stellen:

- hohe thermische Belastbarkeit,
- große Wärmeleitfähigkeit (Begrenzung der Wärmespannungen),
- geringe Thermoschockempfindlichkeit,
- niedriger thermischer Ausdehnungskoeffizient,
- geringer E-Modul,
- geringe Strahlenergieabsorption, deswegen niedrige Dichte und niedrige Ordnungszahl,
- geringe Strahlenschädigung (Strukturveränderungen und He-Implantationen) und
- schnell abklingende induzierte Aktivität.

Prinzipiell können zwei Kühlmöglichkeiten unterschieden werden: Einerseits ist eine reine Strahlungskühlung denkbar. Hierbei muß die Materialdicke dünn gewählt und eventuell zusätzlich eine rotierende Konstruktion vorgesehen werden, um die Temperaturspitzen im Inneren des Materials und damit die thermomechanischen Belastungen niedrig zu halten. Vorteilhaft ist die damit verbundene geringe Energiedeposition im Fenster durch den Protonenstrahl, die in einem homogenen Material näherungsweise linear mit der Fensterdicke wächst.

Andererseits kann die Wärmeleistung aus dem Fenster über (vorwiegend) konvektiven Transport abgeführt werden. Mit einer solchen Konstruktion kann ein Differenzdruck zwischen Target und Beschleuniger ertragen werden. Allerdings heizt der Strahl zusätzlich das Kühlmedium beim Durchtritt auf. Die Fensterwandungen müssen gegen den statischen Kühlmitteldruck, der zur Überwindung der Druckverluste im Kühlkreislauf gehalten werden muß, dimensioniert werden, so daß diese Konstruktion insgesamt mehr Verlustenergie absorbiert als die im ersten Vorschlag. Schließlich muß eine mögliche Korrosion der Fensterwandungen durch das Kühlmittel beachtet werden.

Die folgenden Aufgaben und Anforderungen an die verschiedenen Protonenfenstervarianten sind in Tab. 5 tabellarisch zusammengestellt.

3.2.3 Auswahl einer Target-/ Protonenfensterkombination

Die konvektiv gekühlten Protonenfenster sind prinzipiell für alle Targetalternativen geeignet. Die strahlungsgekühlten Fenster hingegen können nur bei einem Flüssigtarget mit dem Protonenstrahleintritt von oben eingesetzt werden, da sie weder einem Kühlmitteldruck noch der Flüssigkeitssäule des (flüssigen) Targetmaterials standhalten können.

In Abwägung der Vor- und Nachteile der verschiedenen Target- und Protonenfenstervarianten werden im Rahmen dieser Arbeit ein Flüssigmetalltarget (mit Blei als Targetmedium und dem Strahleintritt senkrecht von oben) sowie verschiedene strahlungsgekühlte Protonenfenster (be-

Anforderungen	strahlungsge- kühltes Fenster, feststehend	strahlungsge- kühltes Fenster, rotierend	gasgekühltes Fenster	flüssigkeitsge- kühltes Fenster
Reinhaltung des Vakuums im Beschleu- niger	gut	möglich *)	gut	gut
Kühlmitteldruck stand- halten	nicht möglich	nicht möglich	nicht möglich	möglich
Korrosionsprobleme	keine	keine	unwahrschein- lich	wahrscheinlich
Materialstärke	gering	gering	hoch	hoch
zulässige Strahlstärke	mittel	hoch	niedrig	mittel
Strahlenschädigung **)	hoch	niedrig	hoch	hoch

Tab. 5. Prinzipielle Protonenfenstervarianten: Anforderungen und Eignung der verschiedenen Protonenfenster, *) in Verbindung mit Kühlfällen und einer Absaugung, **) nicht nur konstruktionsbedingt, sondern auch materialabhängig

weglich und fest) untersucht, denen zwei konvektiv gekühlte Fensterkonstruktionen gegenübergestellt werden. Die ausschlaggebenden Gründe für die Wahl des Targets sind

- ein guter Wärmeabtransport durch das Blei (hohe Wärmekapazität, große Dichte),
- ein hohe Verdampfungstemperatur des Bleis ($T_B = 1737^\circ\text{C}$ [70]),
- druckloser Betrieb (bzgl. der Targetoberfläche) möglich: Vorteile für die Konstruktion eines Protonenfensters,
- keine Strukturschädigung des Targetmaterials (wie im Feststofftarget) zu erwarten, d.h. keine bestrahlungsinduzierten Dimensionsänderungen und
- eine hohe Neutronenausbeute (u.a. wegen Multiplikationseffekt durch n, 2n- Reaktionen).

Diese positiven Eigenschaften wiegen die Nachteile dieser Variante, die insbesondere in der Korrosion durch das Blei und dessem hohen Schmelzpunkt ($T_M = 327^\circ\text{C}$ [70]) zu suchen sind, wieder auf.

Eine eutektische Mischung mit Wismut hat einen niedrigeren Schmelzpunkt ($T_M = 125^\circ\text{C}$ [56]). Allerdings entsteht aus Bi-209 durch Neutroneneinfang und anschließenden β -Zerfall der α - und γ -Strahler Po-210, der eine Halbwertszeit von ca. 138 Tagen hat, sowie Bi-210m mit einer Halbwertszeit von $3 \cdot 10^6$ a, so daß diese Mischung als Targetmaterial wegen betrieblicher Nachteile und der Erzeugung von langlebigen Sekundärabfällen nicht untersucht wird.

Ein drucklos zu betreibendes, strahlungsgekühltes Protonenfenster hat gegenüber der konvektiv gekühlten Lösung den wesentlichen Vorteil, daß es sehr dünn gebaut werden kann und somit im Vergleich den Protonenstrahl nur geringfügig beeinflusst bzw. schwächt. Dieser Vorteil wird noch durch den Wegfall einer Kühlmittelschicht in Strahlrichtung verstärkt. Da es in Verbindung mit dem gewählten Flüssigtargt eingesetzt werden kann, soll es bevorzugt Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen sein.

4.0 Entwurf möglicher Protonenfenstervarianten

4.1 Anforderungen an ein Protonenfenster für ein flüssiges Bleitarget

Die geplante Targetkonstruktion mit einem vertikal angeordnetem Flüssig-Blei-Target ermöglicht es, über der Targetoberfläche dasselbe Vakuum wie in der Beschleunigerröhre zu halten. Das Fenster braucht demnach keinen Differenzdruck zu ertragen. Ob es gasdicht gestaltet sein muß, soll die folgende Abschätzung der verdampfenden Bleimasse pro Zeiteinheit klären helfen: Die Verdampfungsrate des Bleis ist abhängig von der Oberflächentemperatur des Targets und dem Dampfdruck des flüssigen Bleis. Sie errechnet sich mit einer Formel aus der Verfahrenstechnik [49] zu

$$\dot{m}_B'' = 0,583 p \sqrt{\frac{M}{T}} \quad (4.1)$$

wobei der Druck p in [torr], das Molekulargewicht M von Blei in $[\text{kg kmol}^{-1}]$ und die Temperatur T in [K] eingesetzt die Verdampfungsrate $\dot{m}_B''$ in $[\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}]$ ergibt. Für eine Temperatur des Bleis von 758 K (die - im Vorgriff auf die Ergebnisse, die in Kapitel 6.5.1.2 dargestellt werden - näherungsweise der Oberflächentemperatur des flüssigen Targets entspricht) wird ein Dampfdruck von $1,33 \cdot 10^{-8}$ bar angegeben [56]. Damit ergibt sich die stündliche Verdampfungsrate zu lediglich $11 \text{ g m}^{-2} \text{ h}^{-1}$.

Aufgrund des äußerst niedrigen Dampfdruckes braucht das Protonenfenster nicht gegen Druck ausgelegt zu werden. Die sehr geringen Mengen an verdampftem Blei erfordern offensichtlich keine absolut gasdichte Barriere zwischen Target und Beschleunigerröhre. Mit Unterstützung entsprechend angeordneter Absaugungen und Kühlfällen genügt auch eine nicht vollständig abdichtende Fensterkonstruktion.

Ausgehend von Materialkandidaten, die den in Kapitel 3.2.2 geschilderten Anforderungen genügen, werden geeignete Konstruktionsvorschläge vorgestellt und untersucht, die einen materialgerechten Einbau der Werkstoffe ermöglichen. Untersucht werden jeweils strahlungsgekühlte Fenster aus SAP, SiC und CVD-Diamant sowie eine durch das flüssige Targetmaterial (Blei) konvektiv gekühlte Variante. Außerdem wird ein aus zwei parallelen, natriumgekühlten Platten aus Stahl bzw. SiC aufgebautes Protonenfenster betrachtet.

4.2 Materialkandidaten

4.2.1 SAP

SAP (sintered aluminum product) besteht aus einer Rein-Al-Matrix, in die Al_2O_3 mit einem Anteil zwischen 4 und 14 % eingelagert ist. Es wurde als möglicher Fensterwerkstoff für die für das Forschungszentrum Jülich geplante Spallationsneutronenquelle (SNQ) mit positivem Ergebnis untersucht [69], [110].

Materialbezeichnung			SAP 930		
Zusammensetzung [20]					
Gew.% Al ₂ O ₃	Gew.% Fe	Gew.% Si	Gew.% Zn	Gew.% C	Al
7,25	0,07	0,05	0,01	0,20	Rest
Dichte [20]		ρ	2,75 g/cm ³		
spezifische Wärmekapazität [88]		c _p	20°C: 892 J/(kg K), 100°C: 942 J/(kg K)		
Wärmeleitfähigkeit [20]		λ	(-0,0175 T [K] + 195,5) W/(mK)		
Emissionskoeffizient		ε	0,5 (geschätzt)		

Tab. 6. Materialdaten von SAP: Übersicht über die in den Rechnungen verwendeten, temperaturabhängigen Materialeigenschaften von SAP

Die Vorteile der Aluminiumwerkstoffe wie schnell abklingende induzierte Aktivität, hohe thermische Leitfähigkeit und günstiges Absorptionsverhalten unter Bestrahlung werden mit erheblichen Verbesserungen in der Warmfestigkeit und im Bestrahlungsverhalten kombiniert. Die Obergrenze für die Betriebstemperatur liegt bei den meisten Aluminiumwerkstoffen bei 150°C ($T_M \approx 650^\circ\text{C}$ [88]), während SAP Temperaturen über 400°C ertragen kann. Dabei ist durch eine Erhöhung des Al₂O₃-Anteils bis 14 % eine lineare Zunahme der Warmfestigkeitseigenschaften zu verzeichnen [69]. SAP zeichnet sich durch eine hohe Widerstandsfähigkeit gegenüber Helium- und Wasserstoffversprödung bis mindestens je 1700 appm aus. Offenbar wirkt die Oxidphase als Senke sowohl für Punktdefekte als auch insbesondere für Helium, womit eine Perforation der Korngrenzen durch Ansammlung von He-Blasen vermieden wird, die für die Gasversprödung verantwortlich ist [75].

4.2.2 Siliziumkarbid

Siliziumkarbid (SiC) weist eine Vielzahl von Eigenschaften auf, die einen möglichen Einsatz als Fensterwerkstoff rechtfertigen. Hierzu zählen seine hohe Leitfähigkeit, sehr hohe Einsatztemperaturen (weit über 1000°C), eine geringe Kerndichte und eine im Vergleich zu anderen Keramiken hohe Bruchfestigkeit. Darüberhinaus liegen wegen seiner möglichen Eignung für den Einsatz als Erste Wand-Werkstoff in Fusionsreaktoren zahlreiche Untersuchungen zur Veränderung der Materialeigenschaften nach Neutronenbestrahlung vor.

Siliziumkarbid bildet unterschiedliche Kristallformen aus. Es tritt in zwei Modifikationen auf, nämlich als kubisches β -SiC, auch Niedrigtemperaturform genannt, und als α -SiC, hexagonal oder rhomboedrisch, auch als Hochtemperaturform bekannt. Innerhalb dieser Modifikationen findet man das Siliziumkarbid in einer großen Fülle von Polytypen, die ähnliche Eigenschaften aufweisen.

Herstellungsvarianten: SiC wird in einer Vielzahl unterschiedlicher Varianten hergestellt, deren mechanische Eigenschaften differieren. Neben rekristallisiertem RSiC wird aus wirtschaftlichen Gründen siliziuminfiltriertes SiSiC am häufigsten hergestellt. Weitere Herstellungsvarianten sind dichtes, drucklos gesintertes SSiC, heißgepreßtes HPSiC, heißisostatisch gepreßtes HIPSiC sowie über chemische Gasabscheidung hergestelltes CVDSiC. - Aufgrund seiner guten

mechanischen Festigkeitseigenschaften und der guten Strahlenbeständigkeit (s.u.) ist HIPSiC der Materialkandidat für das Protonenfenster.

Dichte: Die Dichte von SiC ist stark abhängig von seiner Porosität. In den Rechnungen wird der Wert $\rho = 3,2 \text{ g/cm}^3$ verwendet, der für hochdichtes SiC typisch ist [86]. - Die Temperaturabhängigkeit der Dichte ist eher untergeordnet [77].

Maximale Einsatztemperatur: Die maximale Einsatztemperatur wird für den Einsatz in Luftatmosphäre mit 1350°C für SiSiC [87] und 1600°C für HIPSiC [86] angegeben. Letzteres soll in inerter Atmosphäre bis 2000°C einsetzbar sein [86]. Allerdings sublimiert SiC in Vakuum bei höheren Temperaturen (über ca. 1500°C) verstärkt [33]. - Durch Bestrahlung beginnt SiC temperaturabhängig zu schwellen, da insbesondere bei hohen Bestrahlungstemperaturen die Mobilität von Bestrahlungsdefekten wächst, wodurch die Bildung größerer Defektstellen und daraus resultierend Schwellen bewirkt wird. Unter 1000°C hingegen wird eine Sättigung erreicht. Eine Begrenzung der Bestrahlungstemperatur auf 1200°C [32] bzw. 900-1000°C [46] wird deshalb empfohlen.

E-Modul, Querkontraktionszahl: Der Elastizitätsmodul von Siliziumkarbid ist in erster Linie von der Porosität (bzw. der Dichte) abhängig, wobei mit steigender Porosität der E-Modul wächst. Die höchsten Werte werden für heißgepresstes SiC gemessen [77]. Für eine Dichte von $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$ und Raumtemperatur wird ein E-Modul von ca. 241 GPa und für $\rho = 3,2 \text{ g/cm}^3$ ein Wert von ca. 441 GPa für HPSiC angegeben [28]. Die Firma ESK gibt für ein hochdichtes HIPSiC mit extrem hohen Festigkeitseigenschaften einen E-Modul von 445 GPa (bei RT) an [86]. Für SiSiC wird $E = 350 \text{ GPa}$ genannt [87].

Mit zunehmender Temperatur sinkt der E-Modul. Für HPSiC ist bei 20°C $E = 457 \text{ GPa}$ und bei 1000°C $E = 438 \text{ GPa}$ [76]. Die Veränderung des Elastizitätsmoduls unter Bestrahlung mit Neutronen ist gering. Sie verringert sich in verschiedenen Experimenten (Energie der Neutronen $> 0,1 \text{ MeV}$, Fluenzen bis weit über 10^{26} n/m^2 , unterschiedliche Bestrahlungstemperaturen) um maximal 8 % [32].

Bezüglich der Wärmespannungen, die sich im Fenster aufbauen, ist ein hoher Elastizitätsmodul ungünstig. In den Rechnungen wird mit einem (konstanten) Wert von 440 GPa gerechnet, der zwar nicht die absolut obere Grenze markiert, aber unter Berücksichtigung der oben gemachten Angaben vergleichsweise hoch liegt und somit eine pessimistische Berechnung der Spannungen zuläßt.

Die Querkontraktionszahl wird mit $\nu = 0,16$ angegeben [86].

Festigkeit: Der für SiC charakteristische Festigkeitskennwert ist die (4-Punkt-) Biegefestigkeit. Diese wird i.d.R. als Mittelwert in einer Testreihe von Biegeversuchen an einem definiertem Probekörper (meist $3,5 \times 4,5 \times 40 \text{ mm}$ groß) ermittelt, wobei der Weibullmodul eine Angabe über die Verteilung der Ausfallwahrscheinlichkeit über der Belastungshöhe macht. - Für Raumtemperatur wird die Biegefestigkeit für hochdichtes HIPSiC mit 610 N/mm^2 (Weibullmodul $m = 12$) [86] und für SiSiC zu mehr als 350 N/mm^2 [87] angegeben. Bei Temperaturen bis 1400° bleibt die hohe Festigkeit praktisch konstant. Darüberhinaus erfährt SiSiC - bedingt durch das Schmelzen der freien Si-Phase - einen drastischen Festigkeitsabfall [97].

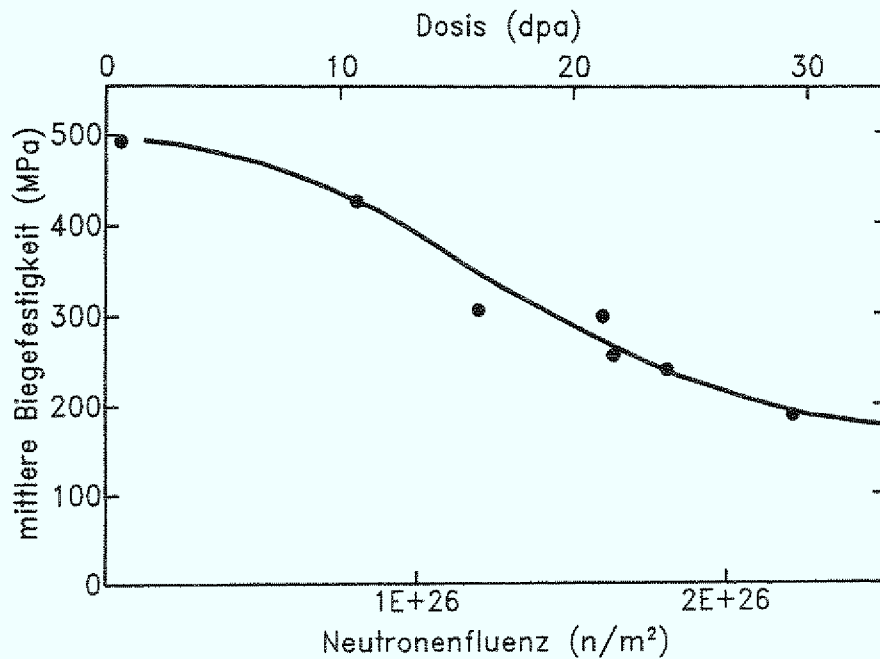


Abb. 8. Biegefestigkeit von HIPSIC: über der Neutronenfluenz aufgetragen, Bestrahlungstemperatur $T_{\text{irr}} = 600^\circ\text{C}$, Testtemperatur $T_{\text{test}} = 20^\circ\text{C}$ [32], [34] in [119]

Die Veränderung der Biegefestigkeit durch Neutronenbestrahlung ist in erster Linie abhängig von der SiC-Variante, von der Fluenz und von der Bestrahlungstemperatur. Während heißgepreßtes SiC bei Fluenzen unter 10^{25} n/m^2 ($E > 0,1 \text{ MeV}$) seine Festigkeit weitgehend behält [32], sinkt die von SiSiC schon bei um einer Größenordnung geringeren Neutronenbelastung stark ab. Dieser Effekt wird mit der Rißbildung durch das unterschiedliche Wachsen von SiC und freiem Si unter Bestrahlung erklärt [62]. Für HIPSIC ergibt sich aus Bestrahlungsexperimenten ein spürbarer Festigkeitsabfall ab Fluenzen von $3 \cdot 10^{25} \text{ n/m}^2$ ($E > 0,1 \text{ MeV}$) [32]. In

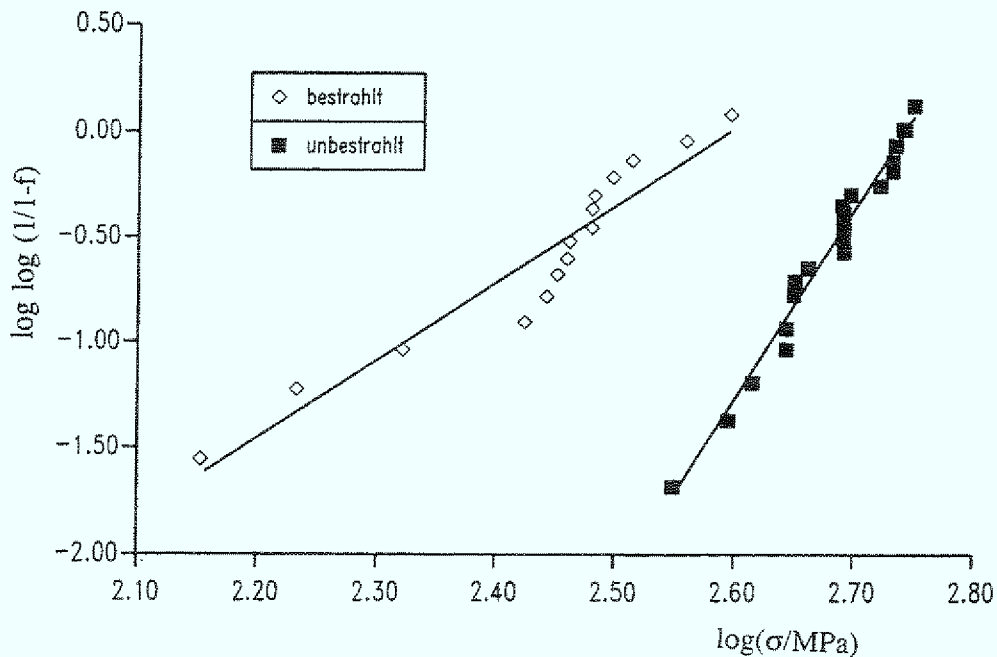


Abb. 9. Weibullmodul von HIPSIC: Weibullverteilung der Biegefestigkeit von HIPSIC vor und nach Bestrahlung ($1,65 \cdot 10^{26} \text{ n/m}^2$, $E > 0,1 \text{ MeV}$, 1170°C) [32]

Abb. 8 ist der Festigkeitsabfall für Fluenzen größer $1 \cdot 10^{25} \text{ n/m}^2$ ($E > 0,1 \text{ MeV}$) dargestellt. In [119] ist eine Korrelation der Fluenzen und Gitterschäden (in dpa) in dieses Diagramm eingetragen worden, die in der Abbildung auf der oben eingezeichneten Achse angetragen sind. - Auch der Weibullmodul wird geringer, was eine Verschiebung der Verteilung der Ausfallwahrscheinlichkeiten bewirkt, vgl. Abb. 9.

Thermische Dehnung: Die thermische Dehnung ist temperaturabhängig. Verschiedene Literaturangaben sind für einen Gültigkeitsbereich von 293 bis 2800 K zu der folgenden Gleichung zusammengefaßt worden [118]:

$$\epsilon = -9,913 \times 10^{-2} + 2,970 \times 10^{-4} T + 1,388 \times 10^{-7} T^2 - 1,548 \times 10^{-11} T^3 \quad [\%] \quad (4.2)$$

mit $[T] = \text{K}$. - Hieraus ergibt sich für Umgebungstemperatur ein linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient von $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ und für $T = 1000 \text{ K}$ $\alpha = 5,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Nach Neutronenbestrahlung sinkt der thermische Ausdehnungskoeffizient um bis zu 20% [21], [128]. - Da eine größere thermische Ausdehnung zu einem ungünstigeren Spannungsfeld führt, ist als konservative Berechnungsgrundlage die Verwendung der oben angegebenen Formel für den unbestrahlten Zustand zulässig.

Spezifische Wärmekapazität: Die spezifische Wärmekapazität wird in Abhängigkeit von der Temperatur für einen Temperaturbereich von $T = 298$ bis 1700 K mit

$$c_p = 932 + 0,313 T - 3,21 \times 10^{-7} T^{-2} \quad [\text{J}/(\text{kgK})] \quad (4.3)$$

mit $[T] = \text{K}$ angegeben [51]. Die Wärmekapazität verändert sich durch Bestrahlung nicht nennenswert [61].

Thermoschockbeständigkeit: Die Thermoschockbeständigkeit wird durch die kritische Temperaturdifferenz R_1 , ab der Versagen zu erwarten ist, und die stoffbezogene Thermoschockbeständigkeit R_2 beschrieben. Für HIPSiC werden sie für 20°C angegeben mit [86]:

$$\begin{aligned} R_1 &= 281 \text{ K} \\ R_2 &= R_1 \cdot \lambda = 51 \text{ W/mm} \end{aligned}$$

Wärmeleitfähigkeit: SiC verfügt über gute thermische Leitfähigkeit, die je nach Herstellungsvariante bis 200 W/(mK) [97] betragen kann. In [53] sind temperaturabhängige Werte für die Wärmeleitfähigkeit von SiC im Temperaturbereich von 373 K bis 1273 K aufgelistet. Eine Auswertung mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ergibt als Näherungsfunktion das folgende Polynom (mit $[T] = \text{K}$):

$$\lambda = 300 - 0,395 T + 1,461 \times 10^{-4} T^2 \quad [\text{W/mK}] \quad (4.4)$$

Nach einer Bestrahlung mit Neutronen mit unterschiedlichen Dosen ergibt sich allerdings eine starke Reduktion der Wärmeleitfähigkeit, wie die Abb. 10 zeigt. Die Verringerung ist bedingt durch die Verkürzung der mittleren freien Weglänge der Phononen im SiC durch Materialdefekte. Dabei spielt offensichtlich die Bestrahlungstemperatur eine große Rolle: Je höher sie ist, um so eher werden Defekte geheilt oder wandern, so daß größere Defektcluster entstehen. Diese

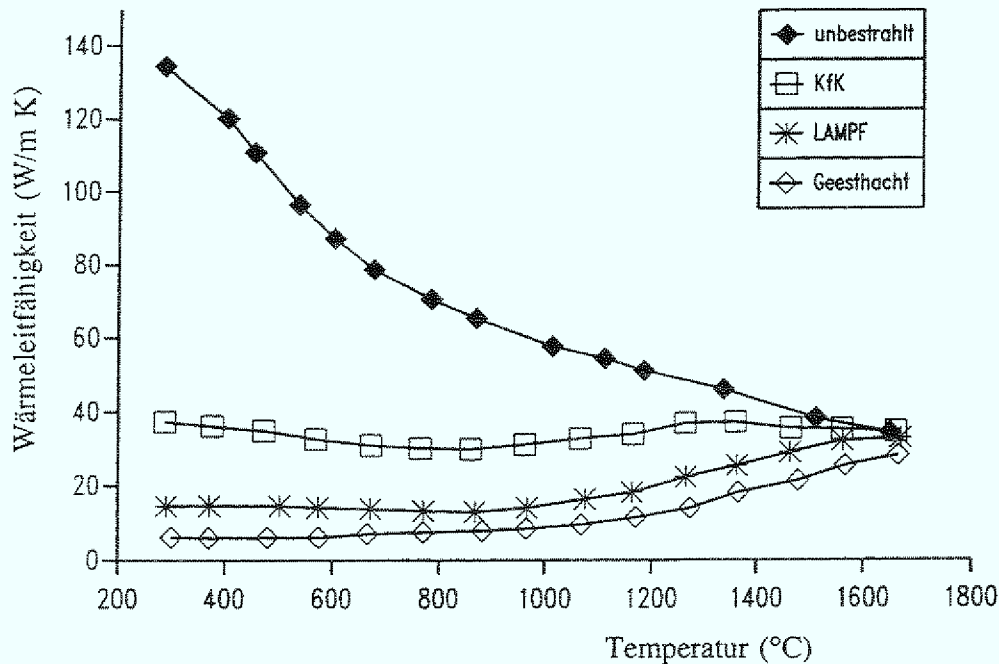


Abb. 10. Wärmeleitfähigkeit von HIPSiC nach Bestrahlung: Bestrahlung bis $10^{21} \text{ } \alpha/\text{m}^2$ (KfK-Cyclotron, 100 MeV), bis 0,5 dpa (LAMPF, ca. 300°C) und bis $4 \cdot 10^{23} \text{ n/m}^2$ (Geesthacht, 80°C) [100]

haben einen geringeren Effekt bei der Streuung der Phononen als die einzelnen Defekte [100]. - Bei höheren Temperaturen scheinen die Fehler wieder auszuheilen, so daß die Leitfähigkeit wieder die ursprünglichen Werte annehmen kann. - Für die Berechnungen werden die in Los Alamos gemessenen Werte aus Abb. 10 zugrundegelegt.

Emissionskoeffizient: Der Emissionskoeffizient ist bis zu Temperaturen weit über 1500 K weitgehend konstant. Messungen hierzu liegen in einer Bandbreite von $\epsilon = 0,82 - 0,92$ [117]. In den Rechnungen ist $\epsilon = 0,84$ gesetzt worden.

Aktivierung: Im Vergleich zu anderen Werkstoffen, insbesondere Stählen, zeigt SiC ein sehr rasches Abklingen der (durch Neutronenbestrahlung hervorgerufenen) Aktivität, wie Abb. 11 zeigt. Innerhalb weniger Tage sinkt sie auf ein Niveau von $2 \cdot 10^9 \text{ Ci W}^{-1}$, das durch ^{14}C verursacht wird [97]. Auch die Nachwärme, die das aktivierte SiC produziert, ist gering und macht keine aktive Kühlung zum Schutz vor Schmelzen notwendig [57]. Offensichtlich ist SiC geeignet, unproblematische IWR-Arbeiten schon nach vergleichsweise sehr kurzer Wartezeit nach dem Abschalten zu ermöglichen.

Dimensionsveränderung durch Bestrahlung: SiC ist relativ stabil unter Bestrahlung. Das Gitter zeigt in beiden Modifikationen nahezu isotropes Ausdehnungsverhalten [105]. Die Dimensionsänderungen sind stark abhängig von der Temperatur, bei der bestrahlt wird [105], [62]. Abb. 12 zeigt, daß mit zunehmender Bestrahlungstemperatur die Längenänderung geringer ausfällt. Bei Temperaturen unter 1000°C wird offenbar ein Sättigungswert erreicht. Die hier dargestellten Ergebnisse decken sich - auch quantitativ - recht gut mit in [62] angegebenen. - Durch Glühen kann die bestrahlungsinduzierte Längenänderung wieder teilweise rückgängig gemacht werden [62].

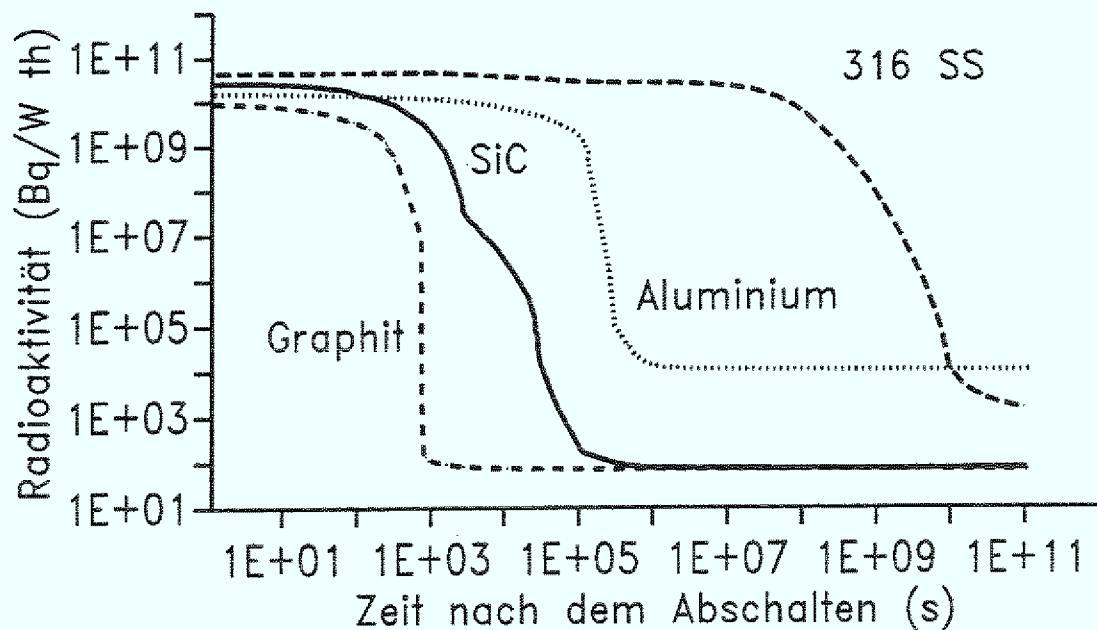


Abb. 11. Aktivierung von Erste Wand-Werkstoffen: Radioaktivität nach Abschalten, 1 MW/m² Wandbelastung, 2 Jahre dauernder Betrieb [29] (W_{th} : thermische Leistung in Watt)

Ein Verbund aus Graphit und Siliziumkarbid erscheint für den Einsatz in starker Neutronenbestrahlung eher ungeeignet, da Graphit (in weiten Temperaturbereichen) schrumpft, während SiC wächst. Untersuchungen zu einem SiC-Graphit-Laminatverbund, der einer Neutronendosis von $2 \cdot 10^{26}$ n/m² bei 400°C ausgesetzt worden ist, zeigen ein fast vollständiges Auseinanderbrechen der beiden Werkstoffe wegen des 7%igen Schrumpfens des Graphits und des 1,5 %igen Wachstums des SiC [30].

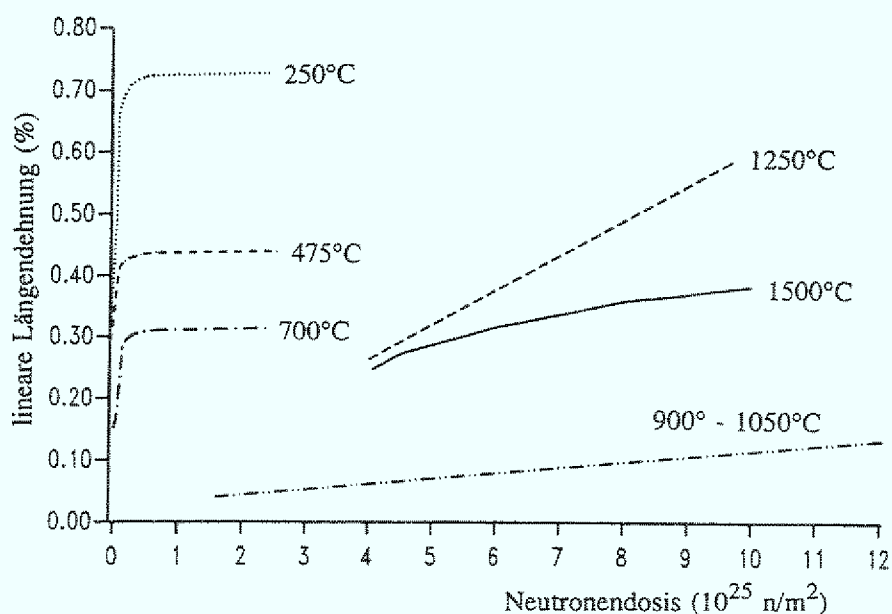


Abb. 12. Dimensionsänderungen von SiC: bestrahlungsinduzierte Längenänderung [105]

Zusammenfassend erscheint das HIPSiC insbesondere wegen seiner mechanischen Festigkeit und der höheren Strahlenbeständigkeit die beste Wahl unter den verschiedenen SiC-Varianten als Fensterwerkstoff zu sein.

4.2.3 CVD-Diamant

CVD-Diamant (CVD: chemical vapour deposited) wird i.d.R. durch Abscheidung aus einem Methan-Wasserstoff-Gemisch hergestellt, wobei mit verschiedenen Verfahren polykristalline Diamanten unterschiedlicher Güte (bzgl. der Reinheit oder der Wärmeleitfähigkeit) erzeugt werden können [11]. Neben der Möglichkeit, diesen Werkstoff extrem dünn herzustellen, ist der Werkstoff wegen der niedrigen Ordnungszahl des Kohlenstoffes, der sehr hohen Wärmeleitfähigkeit und der hohen Einsatztemperatur als strahlungsgekühltes Fenstermaterial interessant.

Herstellbare Abmessungen: Nach Angaben der Firma Philips/ Aachen sind bislang CVD-Diamanten in einem Durchmesser von ca. 9 cm und Dicken bis 1,5 mm hergestellt worden. Projiziert ist eine Anlage, die die Herstellung von Diamanten in einem Durchmesser von bis zu 40 cm zuläßt. Die Dicke soll praktisch unbeschränkt und lediglich durch die Kosten begrenzt sein, die proportional zur Abscheidungsrate des Kohlenstoffes während des Herstellungsprozesses und damit zur Dicke sind [9].

Dichte: Die Dichte von CVD-Diamanten wird mit $\rho = 3,515 \text{ g/cm}^3$ angegeben [6], [27], [63]. Eine Temperaturabhängigkeit konnte nicht ermittelt werden.

Maximale Einsatztemperatur: Diamant oxidiert in Luft ab einer Temperatur von ca. 530°C [126]. In Vakuum ist die Einsatztemperatur des Diamants allerdings weitaus höher: Unter diesen Bedingungen kann der Werkstoff bis zu 1430°C aufgeheizt werden, ohne daß sich eine Veränderung der Materialeigenschaften ergibt. Über diese Temperatur hinaus beginnt sich der metastabile Diamant in Graphit umzuwandeln; die Festigkeitseigenschaften verschlechtern sich dann drastisch [126].

E-Modul, Querkontraktionszahl: Der Elastizitätsmodul eines CVD-Diamanten hängt stark von dem Methan-Anteil im Gas bei der Herstellung ab. Mit wachsendem CH_4 -Anteil sinkt der E-Modul. Für 0,3 bis 2,5 % CH_4 bei einem Verfahren, das einen Mikrowellen-Plasma-Reaktor nutzt, werden E-Module im Bereich von über 1100 GPa bis hinunter zu 550 GPa [125] ermittelt. In [65] wird festgestellt, daß der Elastizitätsmodul und die Querkontraktionszahl von der Ausrichtung der Diamantkristalle im Verbund (Textur) abhängen. Als Mittelwerte werden ein E-Modul von $E = 1143 \text{ GPa}$ und eine Querkontraktionszahl von $\nu = 0,0691$ berechnet sowie mittels unterschiedlicher Methoden gemessen. Dieselben (berechneten) Werte werden auch in [123] angegeben. Eine Temperaturabhängigkeit dieser Werte konnte nicht gefunden werden. Unter Berücksichtigung der in den zitierten Stellen gemachten Angaben wird der E-Modul in den Berechnungen mit $E = 1140 \text{ GPa}$ und $\nu = 0,07$ eingesetzt.

Zugfestigkeit: Für die Zugfestigkeit (ultimate tensile strength, UTS) wird ebenfalls eine Abhängigkeit vom Methangehalt des zur Herstellung benutzten Gases festgestellt. Die gemessenen Werte schwanken zwischen ca. 0,8 GPa und über 5 GPa, wobei allerdings auch die Größe der jeweils untersuchten Membran eine Rolle spielt: Je höher ihr Durchmesser ist, desto geringer

ist die Zugfestigkeit, was mit der höheren Wahrscheinlichkeit von Defekten im Gefüge [125] und mit der wachsenden Zahl an Korngrenzen erklärt wird [10]. - Die Festigkeitseigenschaften von synthetischen Diamanten ändern sich über einer großen Temperaturspanne nicht. Sie bleiben bis zu einer Temperatur von knapp 800°C praktisch konstant, danach ist ein merklicher Abfall der Festigkeit zu verzeichnen [80].

Linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient: Der lineare thermische Ausdehnungskoeffizient für (natürlichen) Diamant wird für $T = 25^\circ\text{C}$ mit $\alpha = 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ angegeben [6], [113]. Für CVD-Diamanten liegt er wegen der Anwesenheit von Graphiteinschlüssen und Defekten in den Kristallen höher. Er wurde mittels zweier Methoden gemessen [99]: Der mikroskopische Ausdehnungskoeffizient wurde mit einer röntgenographischen Untersuchung und anschließender Auswertung mittels linearer Regression zu $(3,8 \pm 2,0) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ermittelt, der makroskopische hingegen mit Dilatometermessungen zu $(1,85 \pm 0,20) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Der erfaßte Temperaturbereich lag bei etwa 100 - 700°C. - Für die Berechnungen wird ein Wert von $2,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ angenommen. Damit ist zwar keine ausgesprochen pessimistische Betrachtung gewährleistet, aber im Hinblick auf die Literaturangaben ein offenbar vernünftiger Mittelwert gefunden.

Wärmeleitfähigkeit: Die Wärmeleitfähigkeit von CVD-Diamanten hängt von verschiedenen Faktoren ab. In erster Linie sind Verunreinigungen durch Fremdatome (Wasserstoff- bzw. Metallatome, bedingt durch den Herstellungsprozeß), unterschiedliche Isotopenkonzentrationen (von ^{12}C bzw. ^{14}C) und das Kristallgefüge verantwortlich für eine Behinderung der Beweglichkeit der Phononen und damit für eine Senkung der Wärmeleitfähigkeit [7], [14], [92]. Außerdem ist sie wegen der spezifischen Methode der Herstellung über dem Querschnitt unterschiedlich; mit wachsender Substratstärke steigt sie im Mittel an [48]. Schließlich ist eine Temperaturabhängigkeit erkennbar [92]. - Die in der Literatur [7], [14], [48], [92] angegebenen Werte für die Wärmeleitfähigkeit von CVD-Diamant schwanken bei Raumtemperatur zwischen ca. 1000 und 2600 W/(cmK) bei natürlicher Isotopenmischung (zum Vergleich: Kupfer hat ca. 400 W/(cmK) [92]). Für die Berechnungen wird eine temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit eingesetzt, die sich aus der Auswertung einer graphischen Darstellung der Leitfähigkeit eines Industriediamanten in [92] ergibt:

$$\lambda = 2431 - 6,21 T + 4,88 \times 10^{-3} T^2 \text{ [W/(mK)]} \quad (4.5)$$

mit $[T] = \text{K}$. Die Literaturangaben, die diesem Polynom zugrunde liegen, erstrecken sich nur über einen Temperaturbereich von 300 K bis 600 K. Da jedoch der Verlauf der Wärmeleitfähigkeit gleichmäßig fallend ist, und außerdem offensichtlich eine Sättigung bei höheren Temperaturen festzustellen ist, wird der Bereich jenseits von 600 K mit dieser Formel extrapoliert. Der hiermit für Umgebungstemperatur errechnete Wert ($\lambda = 1014 \text{ W/(mK)}$) liegt an der unteren Grenze der oben angegebenen Temperaturspanne. Die Beziehung läßt also offenbar eine pessimistische Betrachtung zu.

Da für die Wirkung der Bestrahlung auf die Wärmeleitfähigkeit kein Datenmaterial vorliegt, jedoch mit einer Reduktion, bedingt durch die Implantation von Gitterfehlern und Fremdatomen, zu rechnen ist, wird die Leitfähigkeit in zusätzlichen Berechnungen stark herabgesetzt auf die (temperaturunabhängigen) Werte 200 bzw. 20 W/(mK). Dabei ist die zuletzt genannte Wärmeleitfähigkeit ungefähr gleich der von bestrahltem Graphit [21].

Emissionskoeffizient: Laut Herstellerangaben ist der Emissionskoeffizient stark abhängig von den Eigenschaften des CVD-Diamanten, die durch die Herstellung bedingt sind. Dies sind im einzelnen die Phasenreinheit, die Korngröße (des polykristallinen Gebildes) und die Textur des Diamanten. Durch gezielte Verunreinigungen, die keinen (wesentlichen) Einfluß auf die Festigkeitseigenschaften und nur geringe Auswirkungen auf die Wärmeleitfähigkeit haben, ist es ohne großen Aufwand möglich, CVD-Diamanten herzustellen, die die Strahlungseigenschaften eines schwarzen Strahlers ($\epsilon = 1,0$) besitzen [11].

Strahlenbeständigkeit: In bezug auf die Veränderung der oben aufgelisteten Materialeigenschaften von CVD-Diamanten durch Bestrahlung, insbesondere der Wärmeleitfähigkeit und der Dehngrenze, konnte keine systematische Darstellung gefunden werden. Einige Untersuchungen über den Effekt der Bestrahlung mit Ionen haben eine konkrete Veränderung bzw. Verbesserung der Materialeigenschaften zum Ziel [63], [98]. Es wird berichtet, daß in erster Linie die Materialschäden und nicht die implantierten Fremdatome für Änderungen der Materialeigenschaften verantwortlich seien [63]. Bedingt durch die Tatsache, daß es sich beim Diamant bei Umgebungsdruck um eine metastabile Phase handelt, kann es durch die Bestrahlung zu einer teilweisen, dosisabhängigen Graphitisierung kommen. Da Graphit grundverschiedene Materialeigenschaften besitzt, ist auch mit einer Veränderung bzw. Verschlechterung der thermophysikalischen Eigenschaften des CVD-Diamanten zu rechnen [63]. Darüberhinaus erfährt der Diamant bei Bestrahlung eine Volumenänderung, die von der Bestrahlungstemperatur abhängig ist. Bei niedrigen Temperaturen (unter 50°C) wächst er bei Implantation durch Ionenbeschuß nur geringfügig, während er im Bereich von 50 bis 500°C, bedingt durch die Mobilität von interstitiell implantierten Fremdatomen bei gleichzeitiger Unbeweglichkeit der (dabei erzeugten) Leerstellen, eine deutliche Volumenzunahme erfährt [63]. Durch Glühen kann - bei nicht allzugroßer Schädigung - ein Ausheilen der Materialschäden erzielt werden. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß Diamant lediglich metastabil ist [63].

4.2.4 Graphit

Es werden lediglich einige wenige, für die Überlegungen relevante Materialeigenschaften des Graphits vorgestellt.

Festigkeitseigenschaften: Untersuchungen der CEA ergeben für zwei verschiedene Graphitsorten (S1260 und S1260 overgraphitized) 4-Punkt-Bruchfestigkeiten von 53 bzw. 45 MPa. Nach Bestrahlung bei 420 - 540°C steigen diese Werte auf ca. 75 bzw. ca. 70 MPa [21]. Da keine Angabe zur Testtemperatur gemacht wird, muß davon ausgegangen werden, daß die Meßergebnisse bei Raumtemperatur erzielt wurden. Blackman [17] gibt an, daß sich die Festigkeitswerte des Graphits bei steigenden Temperaturen erhöhen. Bei 2500°C erreichen sie ihr Maximum. Ab ca. 3500°C sublimiert Kohlenstoff. - Für eine Vordimensionierung wird mit einer Bruchfestigkeit von 50 MPa gerechnet.

Wärmeleitfähigkeit: Die Wärmeleitfähigkeit der von der CEA untersuchten Proben (S1260, S1611, S1693, 5890) werden im unbestrahlten Zustand mit 53 bis 124 W/(mK) bei 25°C und 37 bis 56 W/(mK) bei 800°C ermittelt. - Allerdings sinkt sie nach Bestrahlung im harten Neutronenfluß (Schädigung bei ca. 20 dpa) auf Werte zwischen 11 und 20 W/(mK) ab [21]. Für die

vorliegende Abschätzung wird für ein unbestrahltes Fenster mit einer (temperaturunabhängigen) Wärmeleitfähigkeit von 50 W/(mK) und für ein bestrahltes mit 15 W/(mK) verwendet.

Elastizitätsmodul, Wärmeausdehnungskoeffizient: Der Elastizitätsmodul wird mit 7,8 bzw. 9,0 MPa für unbestrahlten Graphit S 1260 bzw. S 1260 Overgraphitized angegeben. Diese Werte steigen nach Bestrahlung bei Dosen um ca. 30 dpa auf Werte bis ca. 18 MPa (Bestrahlungstemperatur im Bereich 450 bis 500°C) [21].

Der Wärmeausdehnungskoeffizient wird den Untersuchungen zufolge weniger durch die Bestrahlung als vielmehr durch die Einsatztemperatur beeinflusst [21]. - Für eine abschätzende Betrachtung wird er mit konstant $5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ für Graphit angesetzt.

Korrosionsbeständigkeit: Graphit besitzt gegenüber flüssigem Blei eine gute Korrosionsbeständigkeit [21]. Allerdings muß darauf geachtet werden, daß der Graphit bei hohen Temperaturen (größer als 400°C) nicht einer sauerstoffhaltigen Atmosphäre ausgesetzt wird, da er oxidiert [16].

Eine Zusammenstellung aller in den Rechnungen verwendeten Werkstoffeigenschaften, wie sie oben beschrieben worden sind, kann der Tab. 7 entnommen werden.

4.3 Vorstellung konstruktiver Lösungen

Wegen der Forderung an das Fenster, möglich wenig Strahlenergie zu absorbieren, und unter der Randbedingung, daß keine Druckdifferenz über dem Fenster herrscht, bieten sich dünne, rein strahlungsgekühlte Konstruktionen an. Es ergeben sich hierbei zwei Möglichkeiten, die Maximaltemperaturen zu begrenzen: Entweder muß sich das Fenster durch den Strahl hindurchbewegen, wodurch die lokale Wärmedeposition verringert wird, oder das Oberfläche/ Volumen-Verhältnis muß sehr groß sein, da der abgestrahlte Wärmestrom proportional zur Oberfläche und die durch die Wechselwirkung mit dem Protonenstrahl deponierte Leistung ebenfalls proportional zur Fensterdicke (und bei konstantem Fensterquerschnitt auch zum Volumen) ist. Neben zwei rotierenden Varianten wird ein feststehendes, strahlungsgekühltes Protonenfenster untersucht. Außerdem werden zwei konvektiv gekühlte Strukturen betrachtet. - Bis auf das direkt durch das Targetmaterial gekühlte Fenster werden die Fenster in der in Abb. 6 auf Seite 11 eingezeichneten Position eingebaut.

SAP-Fenster: Ein aus SAP gefertigtes, 1 mm starkes Blech mit einer Breite von 270 mm (+ ca. 100 mm für die Einspannung) ist in Form eines flachen Kegelstumpfes in einer geeigneten Matrix befestigt, wie Abb. 13 zeigt. Der Innendurchmesser des sichtbaren SAP-Blechtes beträgt 2 m. Die Einspannung ist so gestaltet, daß sie die Wärmedehnungen möglichst ohne zusätzlichen Spannungsaufbau im Fenster aufnimmt. Dies kann beispielsweise durch Langlöcher im SAP zur Befestigung mit Ausrichtung in der voraussichtlichen Hauptdehnungsrichtung erreicht werden. Die Matrix sitzt auf einer Achse, die wegen der evakuierten Umgebung gekapselt magnetisch gelagert ist [19], und rotiert mit einer Umlauffrequenz von 0,5 Hz.

Das SAP-Blech dient als das eigentliche Fenstermaterial und kreuzt die Beschleunigeröhre beim Umlauf durch einen Schlitz. Das Fenster ist so eingebaut, daß der Protonenstrahl möglichst

Eigenschaft	SAP	SiC	CVD-Diamant	Graphit
Variante	SAP 930	HIPSiC		S 1260
Dichte	2,75 g/cm ³	3,2 g/cm ³	3,515 g/cm ³	2,3 g/cm ³
E-Modul		440 GPa	1140 GPa	unbestr. 9 MPa bestr. 18 MPa
Querkontraktions- zahl		0,16	0,07	
Festigkeit		610 MPa (4-Punkt- Biegefestigkeit d. Probekörpers)	0,8 - 5 GPa (Zugfestigkeit UTS, größenabh.)	50 MPa (4-Punkt- Biegefestigkeit)
max. Einsatz- temperatur	400°C	2000°C (inerte Atmosphäre)	1430°C (Vakuum)	> 2500°C (inerte Atmosphäre)
lin. therm. Aus- dehnungskoeff.		25°C: 3,3*10 ⁻⁶ K ⁻¹ 500°C: 5,2*10 ⁻⁶ K ⁻¹	2,5*10 ⁻⁶ K ⁻¹	5*10 ⁻⁶ K ⁻¹
spez. Wärme- kapazität		25°C: 664 J/kgK 500°C: 1120 J/kgK		
Wärmeleitfähigkeit	25°C: 190,3 W/mK 500°C: 182,0 W/mK	unbestrahlt: 25°C: 195,3 W/mK 500°C: 82,0 W/mK bestr.: ca. 15 W/mK	unbestr. 50 W/mK bestr. 15 W/mK	
Emissionskoeff.	0,5	0,84	1,0	1,0

Tab. 7. Materialeigenschaften der Fensterwerkstoffe: Zusammenstellung der mechanischen und thermischen Eigenschaften der Fensterwerkstoffe, wie sie in den Rechnungen verwendet werden

senkrecht durch das Fenstermaterial durchtritt, um eine geringe Energiedeposition zu bewirken. Das Fenster wird am Rand durch eine berührungsfreie Labyrinthdichtung zur Trennung der Räume vor und hinter dem Protonenfenster abgedichtet. Da in dem Beschleuniger Hochvakuum herrscht, muß das Fenster ebenfalls in einer evakuierten Kammer eingeschlossen sein. Übertretende, aus dem Target ausgedampfte Partikel werden durch Absaugungen in der Dichtung und um das Fenster angeordnete Kühlfallen entfernt.

Die Kühlung des Fensters erfolgt durch Strahlung gegen die kältere (da gekühlte) Umgebung.

SiC-Protonenfenster: Das aus Siliziumkarbid gefertigte Protonenfenster ist von der Grundidee ähnlich konstruiert wie das oben vorgestellte aus SAP. Es unterscheidet sich durch die Art und Weise, wie es in der rotierenden Matrix befestigt ist: Da Keramiken nicht in Form eines biegbaren Bleches und auch nicht in beliebig großen Geometrien gefertigt werden kann (insbesondere die Größe von HIPSiC-Formteilen ist durch die Größe der Öfen, in denen sie isostatisch gepreßt werden, begrenzt), und darüberhinaus wegen des hohen Elastizitätsmoduls die Behinderung lokaler Dehnungen möglichst vermieden werden muß, dienen schlanke, sich leicht überlappende und gewölbte SiC-Platten in Form von angestellten Rotorblättern als Fenstermaterial, wie Abb. 14 zeigt. Durch die leichte Ventilationswirkung, die das Fenster bei der Rotation entwickelt, werden herandiffundierende Bleidämpfe zurückgedrängt. Ansonsten gilt das für das SAP-Fenster bereits gesagte.

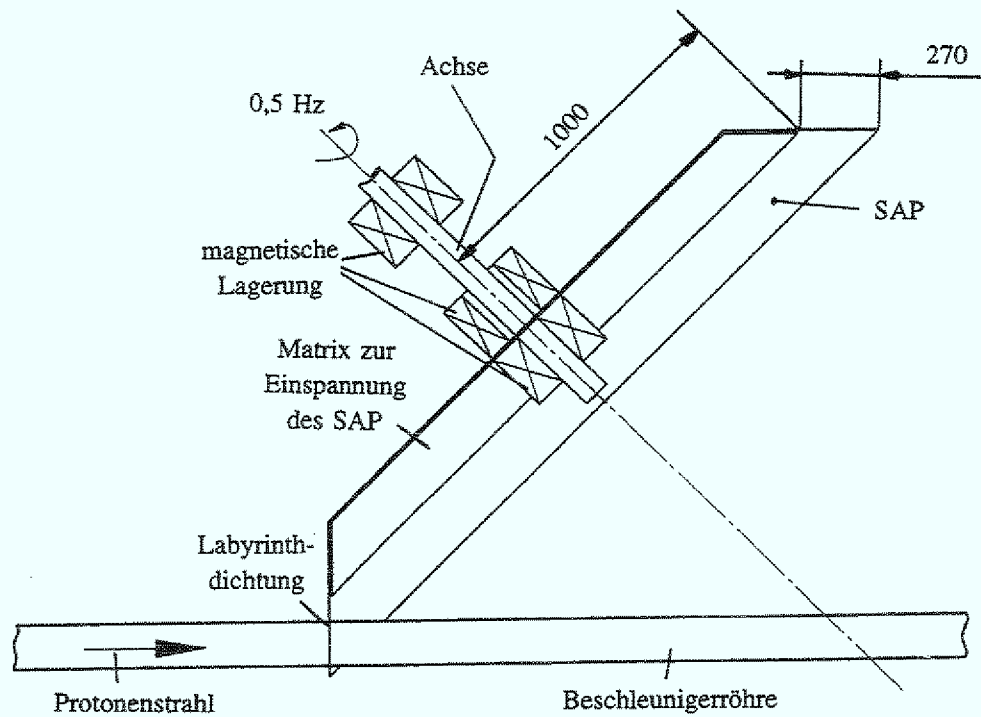


Abb. 13. Konstruktion des SAP-Fensters: schematische Darstellung der Konstruktion und Anordnung, Angaben in mm

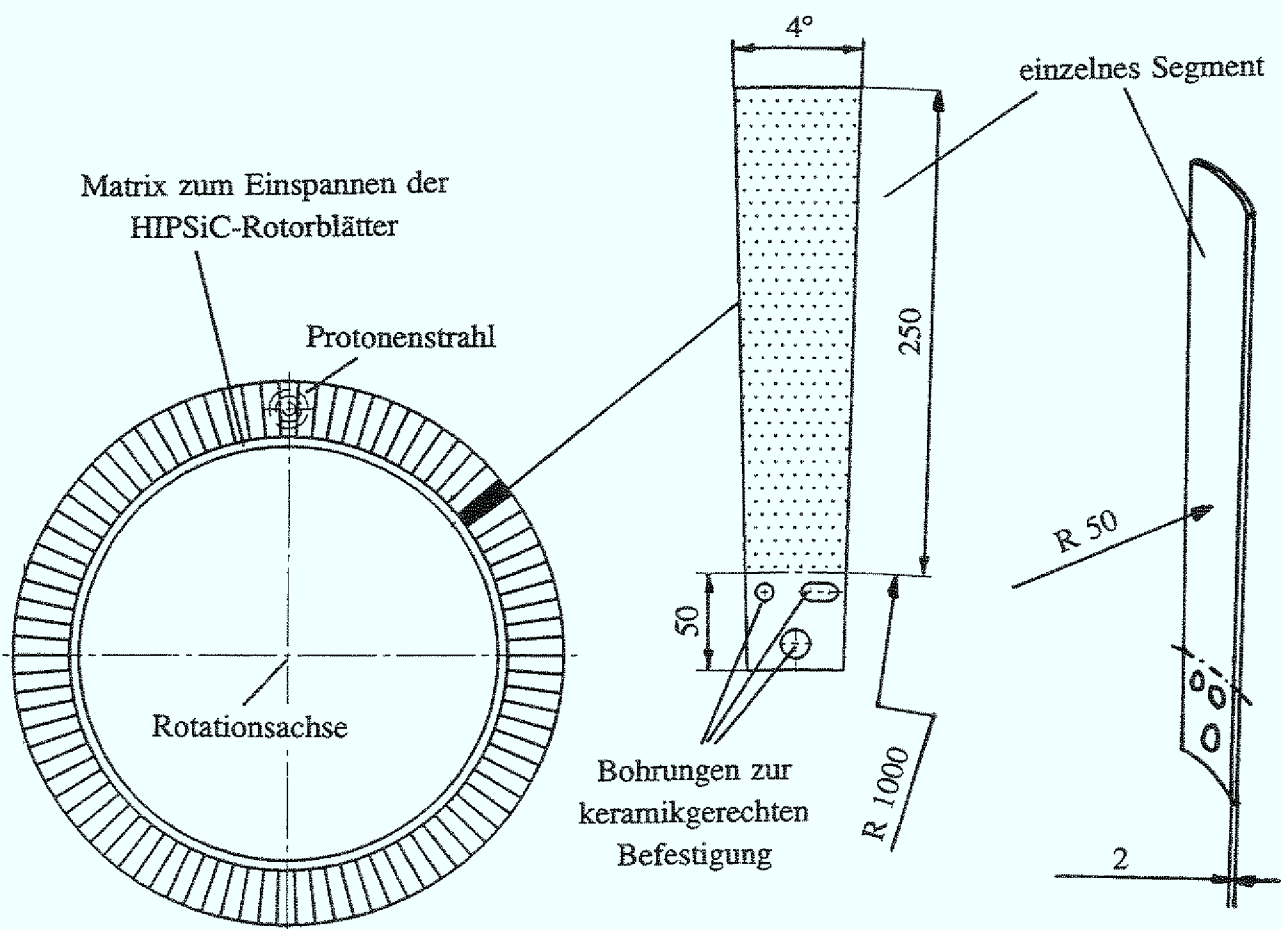


Abb. 14. Konstruktion des SiC-Fensters: links: schematische Darstellung des Fensterrades, rechts: einzelnes SiC-Rotorblatt in zwei Ansichten, Angaben in mm

CVD-Diamant-Protonenfenster: Ein großflächiger CVD-Diamant mit einer Materialstärke von $s \geq 50 \mu\text{m}$ wird senkrecht zum Protonenstrahl in die Beschleunigerröhre eingebaut, s. Abb. 15. Die Einspannung erfolgt weich (z.B. durch Klemmen mit Aluminiumtitanat [71]), um eine Verschiebbarkeit bei Dehnung zu ermöglichen und damit zusätzliche Spannungen beim Aufheizen zu vermeiden. Ein Bypass sorgt für einen Druckausgleich bei etwaigen Druckschwankungen im System, um die dünne Membran, die der Diamant darstellt, vor einer Druckbelastung zu schützen. In den Bypass hineindiffundierende Targetpartikel werden durch eine Absaugung an einem Eindringen in den Beschleuniger gehindert. - Der Wärmeabtransport erfolgt durch Wärmestrahlung gegen die kalte Umgebung.

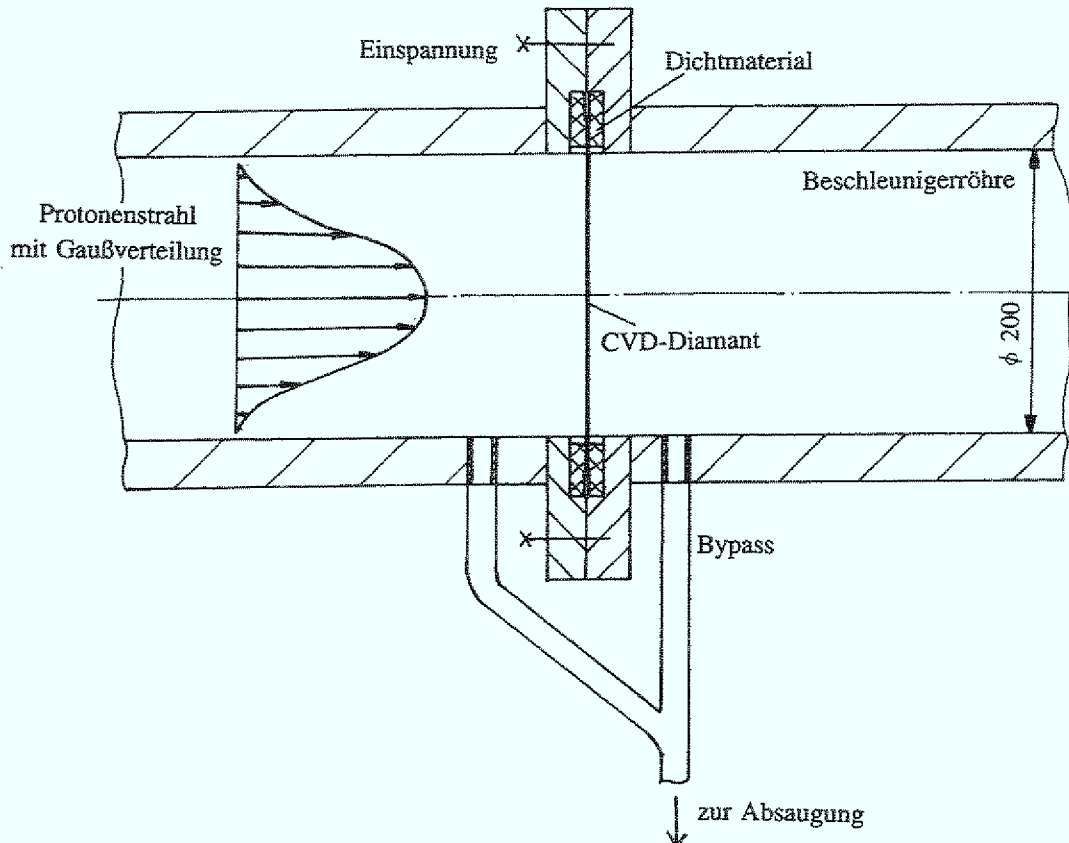


Abb. 15. Konstruktion des Protonenfensters aus CVD-Diamant: Angaben in mm

Graphit-Protonenfenster: Bei dieser Variante wird das Targetmedium (flüssiges Blei), wie in Abb. 16 dargestellt, von schräg oben in den Protonenstrahl geleitet. Das aus Graphit gefertigte Protonenfenster stellt einen Teil der Rohrwandungen dar, die das Blei führen. Durch den Kontakt mit dem vorbeiströmenden Blei wird die im Fenster deponierte Wärmeleistung konvektiv abgeführt. Die Materialstärke ergibt sich aus der Vordimensionierung gegen den Druck der Bleisäule.

Doppelwandiges, natriumgekühltes Protonenfenster: Zwei parallel angeordnete Platten, die senkrecht zum Strahl in die Beschleunigerröhre eingebaut sind und durch einen dazwischen fließenden Natriumstrom konvektiv gekühlt werden, bilden das (gasdichte) Protonenfenster. Materialkandidaten sind die aus Brütertechnologie bekannten, gegenüber Natrium korrosionsre-

sistenten Stähle AISI SS 304 und SS 316 sowie Siliziumkarbid (HIPSIC) wegen der geringen Energiedeposition in dieser Keramik und der guten festigkeitsmechanischen Eigenschaften.

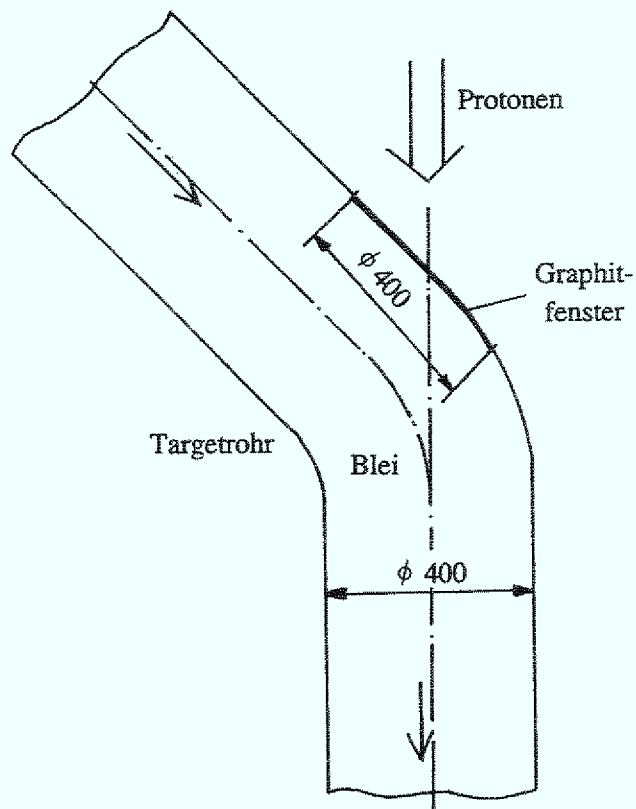


Abb. 16. Konstruktion des Protonenfensters aus Graphit: schematische Darstellung, Angaben in mm

5.0 Wärmetechnische und festigkeitsmechanische Auslegung der Protonenfenster

Die prinzipielle Vorgehensweise bei der Auslegung der verschiedenen Protonenfenstervarianten ist jeweils gleich: Die Energiedeposition durch die Wechselwirkung des Protonenstrahls mit dem Fenstermaterial wird unter Zuhilfenahme des Monte Carlo-Rechencodes HETC (high evaporation transport code, s. Anhang C.1) [41] ermittelt. Darauf aufbauend wird das Temperaturfeld in dem Protonenfenster bestimmt, wobei Veränderungen der Wärmeleitfähigkeit im Sinne einer "worst case"-Abschätzung mitberücksichtigt werden. Daran schließt sich die Berechnung der aus den Temperaturgradienten resultierenden mechanischen Spannungen an, die entweder durch ein Finite-Elemente-Programm oder aber durch eine einfache Abschätzung berechnet werden. Ein im HETC implementiertes Programmmodul (SID: spallation induced damage code, s. Anhang C.1) ermöglicht schließlich eine abschätzende Betrachtung der Materialschädigung durch die Bestrahlung mit den hochenergetischen Protonen, falls die vorhergehenden Überlegungen die Realisierbarkeit der jeweiligen Variante nicht bereits ausgeschlossen haben.

5.1 Rotierende Protonenfenster

5.1.1 Wärmeeintrag

Mittels HETC wird der Wärmeeintrag durch den zweidimensional normalverteilten Protonenstrahl für diskrete Bereiche des bestrahlten Fensters gerechnet, s. Abb. 17. Diese haben die Form konzentrischer Ringsegmente, die dieselbe Dicke wie das Fenster haben. Das mittlere Segment muß also die größte Quellstärke aufweisen, da es von der Strahlachse durchquert wird, und damit auch die größte Strahlintensität hier auftritt.

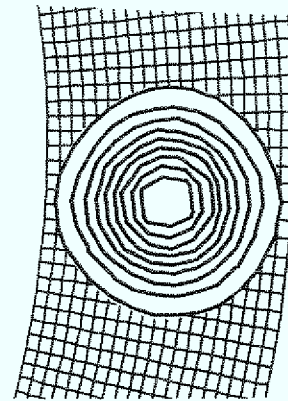


Abb. 17. Quellberechnung für das SAP- und das SiC-Fenster: Bilanzbereiche für die Berechnung von Gebieten gleicher Quellstärke

5.1.2 Temperaturfeldberechnung

Die Ermittlung der Temperaturfelder in den beiden rotierenden Protonenfenstern erfolgt über den gleichen Ansatz, wobei das SAP-Fenster die Form eines Kegelausschnitts hat, während das aus SiC gefertigte als Ringsegment mit einer geringen tangentialen Ausdehnung aufzufassen ist.

Da das Fenster rotiert, wird durch den Protonenstrahl eine umlaufende Wärmequelle in dem Material erzeugt. Im Fenster wird die Wärmeenergie durch Wärmeleitung an die Oberfläche transportiert. Die Kühlung erfolgt durch Wärmestrahlung gegen die (kalte) Umgebung. Das Temperaturfeld, das sich im Fenster einstellt, läßt sich durch die Wärmetransportgleichung in Zylinderkoordinaten beschreiben:

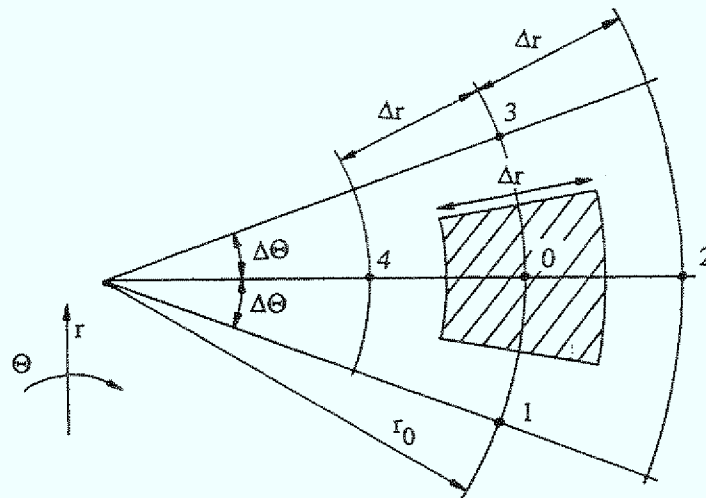


Abb. 18. Wärmeströme im rotierenden Fenster: Bilanz für einen Knotenpunkt

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \dot{q}'''(r, t) \quad (5.1)$$

mit:

- ρ Dichte des Fenstermaterials
- c_p spezifische Wärmekapazität des Fenstermaterials
- λ Wärmeleitfähigkeit des Fenstermaterials
- T Temperatur
- t Zeit
- z Laufvariable in axialer Richtung (also über die Fensterdicke hinweg)
- r Laufvariable in radialer Richtung
- θ Winkel
- $\dot{q}'''$ volumenbezogene Wärmequelle

Die Anfangs- und Randbedingungen sind:

1. Das Fenster hat zum Zeitpunkt $t = 0$ (Einschalten des Strahls) Umgebungstemperatur.
2. Die Fensterränder sind radial adiabat.

Aufgrund der geringen Materialstärke und zur Vereinfachung der Rechnung genügt eine zweidimensionale Betrachtungsweise. Zur Ermittlung der im Fensterinneren auftretenden (Maximal-) Temperaturen wird eine eindimensionale Abschätzung den Ergebnissen der Lösung der DGL angeschlossen.

Wegen der starken Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit (insbesondere von SiC) kann diese Größe zur Vereinfachung der DGL nicht als konstant angenommen werden. Darüberhinaus ist der Quellterm nicht stationär, sondern zeitlich und örtlich veränderlich. Deshalb ist es offensichtlich nicht möglich, die DGL geschlossen zu lösen. Stattdessen wird eine Lösung mittels finiter Differenzen genutzt, die in Anhang D 1 vorgestellt wird.

5.1.3 SAP-Fenster

Das Temperaturfeld, das sich im stationären Zustand in dem in Abb. 13 auf Seite 29 dargestellten SAP-Fenster einstellt, ist für einen auf $\sigma = 6$ cm aufgeweiteten Protonenstrahl untersucht worden. Die geometrischen Daten des Fensters und Angaben über die deponierte Wärmeleistung sind in Tab. 8 und Tab. 9 zusammenfassend aufgelistet.

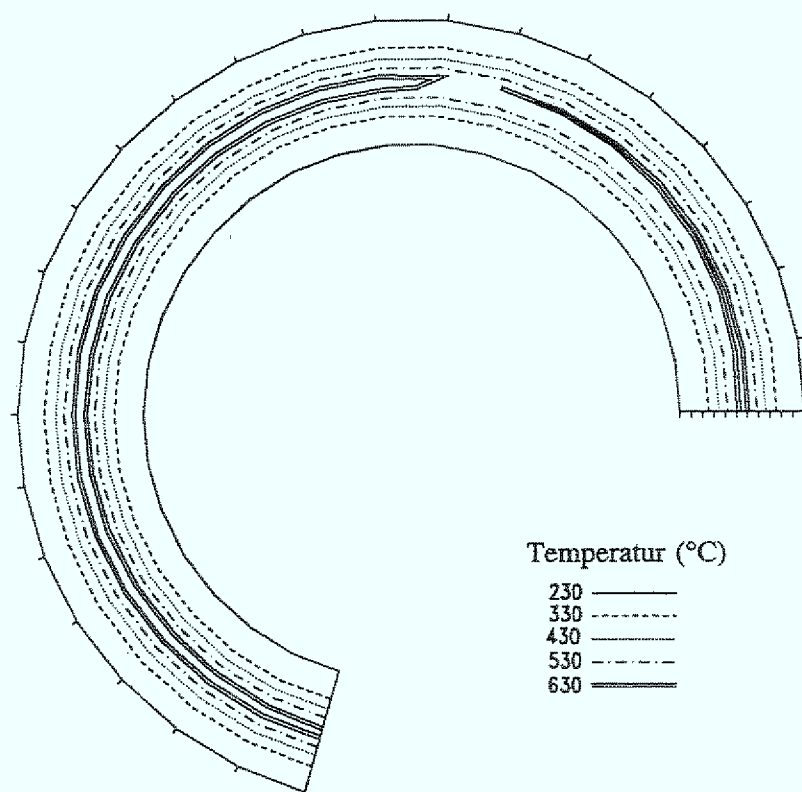


Abb. 19. Temperaturfeld im SAP-Fenster: Oberflächentemperaturen im stationären Zustand, Darstellung der Abwicklung

Form	Kegelausschnitt
Dicke	1 mm
Breite	270 mm
Neigung des Kegels	45°
Innenradius des Kegelausschnitts	1000 mm
Rotationsgeschwindigkeit	0,5 Hz

Tab. 8. SAP-Fenster: Geometrie und Bewegungsgeschwindigkeit

Quellgeometrie	normalverteilt mit $\sigma = 6$ cm
deponierte Wärmeleistung	130 kW
Flächenbelastung	575 W/cm ²
Umgebungstemperatur	-20°C
$\epsilon_{\text{effektiv}} (\epsilon_U)$	0,47 (0,9)

Tab. 9. Wärmequelle und -senke: vom Protonenstrahl deponierte Leistung und Temperatur der mit dem SAP-Fenster im Strahlungsaustausch stehenden Fläche

Das Resultat der Temperaturfeldberechnung ist für den stationären Zustand in Abb. 19 dargestellt. Trotz der relativ guten Wärmeleitfähigkeit des SAP von im Mittel $\lambda = 185$ W/(mK) bildet sich ein ausgeprägtes radiales Temperaturprofil im Fenster aus. Offensichtlich überwiegt der

Transportmechanismus der Wärmestrahlung gegenüber der Wärmeleitung in radialer Richtung bei dem gegebenen Temperaturniveau, zumal die Querschnittsfläche des Fensters - bedingt durch die geringe Stärke von $s = 1 \text{ mm}$ - klein ist.

Der Temperaturhub von $\Delta T \approx 15 \text{ K}$ über dem Umfang hinweg ist moderat. Allerdings liegen die höchsten (Oberflächen-) Temperaturen mit ca. $650 \text{ }^\circ\text{C}$ weit über der maximal zulässigen von $T = 400 \text{ }^\circ\text{C}$. Da das Fenster in der vorgestellten Geometrie bereits beachtliche Dimensionen hat (Außendurchmesser fast 3 m), die Materialstärke mit $s = 1 \text{ mm}$ und die Umgebungstemperatur gering gewählt sind, und die Strahlaufweitung auf $\sigma = 6 \text{ cm}$ eine vergleichsweise niedrige Belastung darstellt, scheint die gewählte Konstruktion mit dem Fensterwerkstoff SAP nicht oder nur schwer realisierbar zu sein.

Mit SiC als Fensterwerkstoff wird im folgenden ein Werkstoff untersucht, der sehr viel höhere Temperaturen verträgt und damit größere Wärmemengen abstrahlen in der Lage ist.

5.1.4 SiC-Fenster

Für ein rotierendes Fenster aus SiC, wie es in Abb. 14 auf Seite 29 abgebildet ist, werden verschiedene Rechnungen mit unterschiedlichen Parametern bezüglich der Geometrie und der Wärmeleitfähigkeit des Materials durchgeführt. Eine Parameterkombination, die bezüglich der Materialkennwerte von SiC realisierbar erscheint, wird zunächst vorgestellt (im folgenden als Referenzrechnung bezeichnet). Anhand einer Parametervariation wird anschließend der Einfluß der verschiedenen Größen auf das Temperaturfeld und die daraus resultierenden thermomechanischen Spannungen gezeigt.

5.1.4.1 Wärmeeintrag

Die Quellverteilung, wie sie der Referenzrechnung zugrundegelegt wird, zeigt die Abb. 20. Diese Wärmequelle wandert bedingt durch die Rotation im Fenster auf festem Radius. Der Beitrag der Wechselwirkung der Protonen mit dem Fenstermaterial zur Wärmeleistung dominiert offensichtlich erheblich über dem der Sekundärpartikel. In Tab. 10 sind die für die festen Strahlparameter $1,6 \text{ GeV}$ Teilchenenergie, 25 mA Stromstärke und $\sigma_{\text{SA}} = 3 \text{ cm}$ die resultierenden Wärmeleistungsdaten für verschiedene Materialstärken aufgelistet.

Teilchenenergie, Stromstärke, Strahlleistung		1,6 GeV, 25 mA, 40 MW (CW)	
Standardabweichung der Teilchenverteilung im Strahl σ_{SA}		3 cm	
Ausblenden des Strahls bei $r =$		$3 \sigma_{\text{SA}} = 9 \text{ cm}$	
Fensterdicke s	2 mm	3 mm	4 mm
insgesamt deponierte Leistung	36,7 kW	56,5 kW	77,6 kW
max. Leistung/ Fläche (Strahlzentrum)	650 W/cm^2	1000 W/cm^2	1370 W/cm^2
max. Leistung/ Volumen (Strahlzentrum)	3245 MW/m^3	3330 MW/m^3	3430 MW/m^3

Tab. 10. Wärmequellen im SiC-Protonenfenster: Eingabedaten und Ergebnisse der HETC-Rechnungen zur Ermittlung der Wärmequellen

Der Wärmeeintrag verhält sich offensichtlich nicht exakt proportional zur Fensterdicke, sondern steigt mit der Materialdicke überproportional. Das kann damit erklärt werden, daß ein gewisser

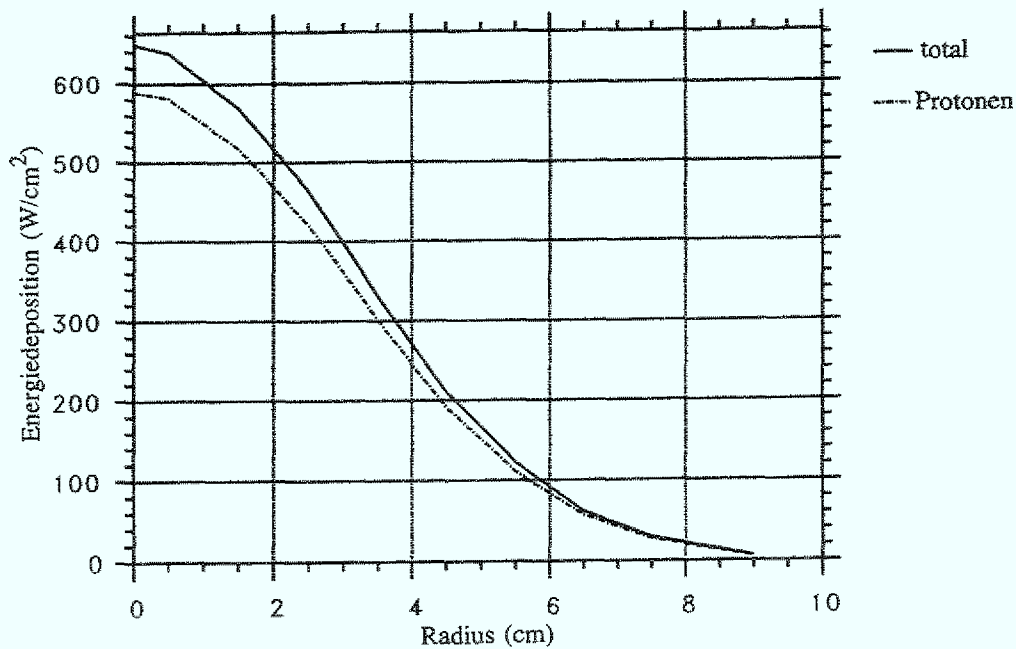


Abb. 20. Wärmequelle im SiC-Fenster: radiale Quellverteilung, resultierend aus der Wechselwirkung der Protonen mit dem Fenstermaterial (1,6 GeV, 25 mA, $\sigma = 3$ cm, Fensterwanddicke 2 mm)

Anteil der Sekundärpartikel, die durch die Wechselwirkung der Protonen mit den Gitteratomen in dem Fenster produziert werden, seinerseits ebenfalls mit zur Energiedeposition beiträgt. Bedingt durch den Impulsübertrag durch die Protonen werden sich diese Teilchen vornehmlich in Strahlrichtung bewegen. Bei einem extrem dünnen Fenster wäre es nun unerheblich für eine mögliche Interaktion dieser Sekundärteilchen mit den Gitteratomen, ob diese - in Flugrichtung der Protonen gesehen - weiter vorne oder hinten im Material entstünden. Sie würden in beiden Fällen mit geringer Wahrscheinlichkeit eine weitere Kernreaktion auslösen. Hingegen haben die in einem dickeren Fenster produzierten Sekundärpartikel (speziell jene, die ziemlich weit vorne entstehen), eine größere Chance, in Wechselwirkung mit dem Fenstermaterial zu treten und damit zur Energiedeposition beizutragen. Dieser Effekt ist allerdings nur gering. Für abschätzende Betrachtungen kann eine Proportionalität zwischen Fensterdicke und Leistungsdeposition angenommen werden.

5.1.4.2 Temperaturfelder

Die geometrischen Angaben der einzelnen Segmente (Rotorblätter), aus denen das Protonenfenster aufgebaut ist, und wie sie der Referenzrechnung zugrundegelegt sind, können der Tab. 11 entnommen werden. Die Temperaturen sind im stationären Zustand maximal, deshalb wird dieser im folgenden beschrieben.

In Abb. 21 sind für den Referenzfall die Oberflächentemperaturen in einem einzelnen SiC-Rotorblatt im stationären Zustand dargestellt. Die maximalen Temperaturen (ca. 630°C) treten dort auf, wo die Wärmebelastung am größten ist, und hier insbesondere am Rand der SiC-Platte, da an dieser Stelle die Abstrahlung durch die Überdeckung der benachbarten Platte einseitig unterbunden wird. An dieser Stelle ergibt sich eine Temperaturdifferenz von der abgedeckten Seite zur strahlenden Oberfläche mit einer Wärmeleitfähigkeit des SiC bei der ent-

sprechenden Temperatur zu $\Delta T = t_{\max} - T_S = 0,5 \text{ K}$. Der maximale Temperaturhub während eines Umlaufes beträgt - trotz der hohen Wärmeleistung des Protonenstrahls im Fenster - lediglich 18 K auf dem Radius, der vom Strahlzentrum aufgeheizt wird.

Innenradius/ radiale Abmessung (jeweils ohne Einspannung)	100 cm/ 25 cm
Winkel ¹⁾ / überdeckter Winkel ¹⁾ / Anzahl der Segmente	4°/ 1°/ 120
Materialstärke/ Volumen (ohne Einspannung) ¹⁾	2 mm/ 39,3 cm ³
Wölbungsradius ¹⁾	20 cm
Wärmeleitfähigkeit	im Mittel 50 W/mK
Emissionskoeffizient der Umgebung/ effektiver Emissionskoeffizient	0,9 / 0,77
Umgebungstemperatur	350 K

Tab. 11. Geometrische und wärmetechnische Daten des SiC-Fensters: Angaben wie in der Referenzrechnung verwendet, ¹⁾ bezogen auf ein Segment

Bei einer Reduzierung der Wärmeleitfähigkeit auf 15 W/mK werden die Temperaturprofile sehr viel steiler, da die Wärmeleistung insbesondere in radialer Richtung behindert ist. Da der Fensterquerschnitt bedingt durch die geringe Dicke klein ist, dominiert die lokale Wärmestrahlung als Wärmetransportmechanismus deutlich gegenüber der (Ausgleich schaffenden) Wärmeleitung, so daß ein Temperaturmaximum von 754°C erreicht wird. Der größte Temperaturhub pro Umdrehung bleibt gleich, was die Annahme der Dominanz der Strahlung gegenüber der Leitung untermauert. Die Temperaturdifferenz zwischen strahlender Oberfläche und abgedeckter Seite nimmt ebenfalls zu; sie beträgt maximal 3,1 K.

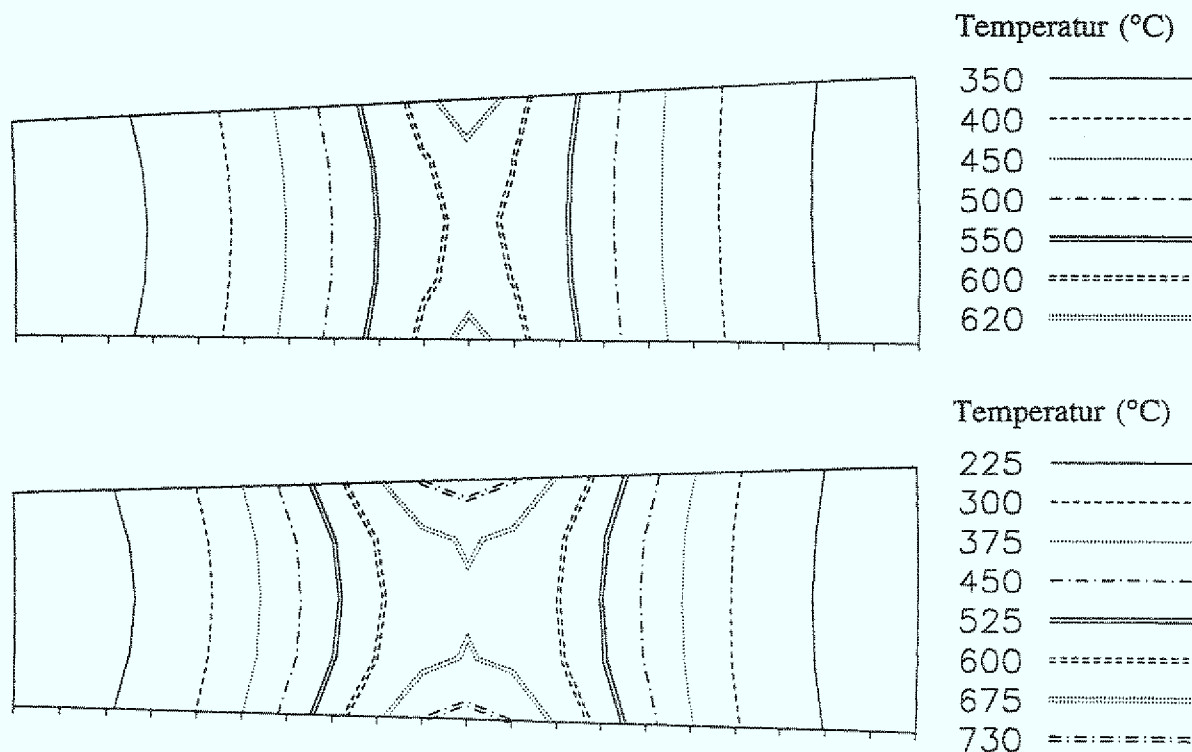


Abb. 21. Temperaturfeld im SiC-Fenster: Darstellung der Temperaturen in einem einzelnen, maximal belasteten Segment, oben: unbestrahlt, unten: reduzierte Wärmeleitfähigkeit

Eine Erhöhung der Fensterdicke führt näherungsweise zu einer proportionalen Zunahme der vom Strahl deponierten Wärmeleistung. Dies äußert sich in höheren Oberflächentemperaturen, da die größere Leistung über die Wärmestrahlung abgegeben werden muß. Die Temperaturüberhöhung im Fensterinneren ist ebenfalls höher, weil sich die Strecke, die die Wärme durch Leitung durchdringen muß, vergrößert hat.

Die Ergebnisse der Berechnungen können der Tab. 12 entnommen werden. Eine Verbreiterung der einzelnen Fenstersegmente in tangentialer Richtung führt zu keiner signifikanten Änderung der Temperaturspitzen. Ein geringfügiges Absinken der Maximaltemperaturen kann mit einer etwas stärkeren Wärmeleitung aus den überdeckten Randbereichen des Fensters in die (relativ wie auch absolut) gestiegene Fläche, die beidseitig abstrahlt, erklärt werden.

Insgesamt kann festgehalten werden, daß die Temperaturen in keiner der vorgestellten Rechnungen die maximal zulässige von mindestens 900°C für bestrahltes SiC überschreiten.

5.1.4.3 Ermittlung der thermomechanischen Spannungen

Mit Hilfe eines Finite-Elemente-Modells [109] werden die in dem Fenster auftretenden thermomechanischen Spannungen errechnet. Dabei dienen die bereits ermittelten stationären Temperaturfelder als Berechnungsgrundlage. Spannungszustände, die sich beim Aufheizvorgang vom kalten Zustand nach Einschalten des Strahls ergeben und bei denen zeitweise etwas höhere Temperaturgradienten in tangentialer wie auch in radialer Richtung auftreten können, bleiben unberücksichtigt. Die axialen Temperaturdifferenzen werden beim Einschwingen in den stationären Zustand geringer ausfallen, und somit ist es schwierig, den Zustand mit maximalen Spannungen zu ermitteln. Außerdem kann durch geeignete Maßnahmen (Vorheizen des Fensters, zeitliche Streckung des Einschaltvorgangs des Protonenstrahls) dafür gesorgt werden, daß sich das Material ohne höhere Temperaturgradienten aufheizt. Außerdem ist der Zeitanteil von Aufheizvorgängen untergeordnet.

Die Einspannung des Fensters entspricht in etwa dem in Kap. 4.3 vorgestellten Konstruktionsvorschlag, so daß nur geringe Kräfte hierdurch eingeleitet werden.

Die durch das Modell ermittelten Hauptspannungen werden anschließend in Vergleichsspannungen umgerechnet. Zwei Hypothesen sind für die Beurteilung des Bruchverhaltens spröder Werkstoffe anzuwenden:

Normalspannungshypothese: Sie ist bei spröden Werkstoffen anzuwenden, wenn mit einem Trennbruch senkrecht zur Hauptzugspannung zu rechnen ist. Es gilt

$$\sigma_v = \sigma_1 \quad (5.2)$$

mit σ_v als Vergleichsspannung und σ_1 als (absolut) größter Normalspannung [106].

Schubspannungshypothese: Sie findet Anwendung, falls Gleitbruch zum Versagen führt. Dies kann beispielsweise bei einer Druckbeanspruchung spröder Werkstoffe der Fall sein. Hierbei wird angesetzt

$$\sigma_v = 2 \tau_{\max} = \sigma_1 - \sigma_3 \quad (5.3)$$

mit $\tau_{\max}$ als maximaler Schubspannung und σ_3 als (absolut) kleinster Normalspannung [106].

Die Finite-Differenzen-Berechnungen berücksichtigen einen dreidimensionalen Spannungszustand. Für die Referenzrechnung sind die Vergleichsspannungen (nach der Normalspannungshypothese) auf der konvex geformten Seite in Abb. 22 gezeigt. Hier wird mit $\approx 80 \text{ N/mm}^2$ die maximale Spannung ermittelt. Sie ist bedingt durch die Dehnung in der durch die äußere Form vorgegebene Verformungsrichtung und tritt an den thermisch am stärksten belasteten Randbereichen in Form von Zugspannungen auf, während in der Mitte keine bzw. lediglich geringe Druckspannungen herrschen. Diese Verteilung läßt sich anhand der Verformungen erklären, die in Abb. 22 stark übertrieben ebenfalls dargestellt sind: Durch das Aufheizen dehnt sich der mittlere Bereich im Fenster besonders stark aus, so daß in der Mitte eine Druckbelastung und in den Randfasern Zugspannung auftreten. Diese Interpretation wird bestätigt durch das Ergebnis, das die Berechnung der Spannungen mit Hilfe der Schubspannungshypothese liefert: Durch die Dehnung im thermisch stärker belasteten Teil des Fensters treten im kühleren Material Schubspannungen auf, die allerdings etwas niedriger als 80 N/mm^2 sind.

Während einer Umdrehung bleiben die Spannungszustände annähernd konstant. Dieser Sachverhalt erklärt sich aus der geringen Temperaturschwankung, die das Fenster während der Rotation erfährt. Das Spannungsfeld ist also - abgesehen vom instationären Aufheiz- und Abkühlvorgang nach dem Ein- bzw. Abschalten des Protonenstrahls - statischer Natur.

Im Protonenfenster aus SiC mit auf 15 W/mK reduzierter Wärmeleitfähigkeit treten trotz höherer Temperaturgradienten niedrigere, mit der Normalspannungshypothese berechnete Maximalspannungen auf. Allerdings zeigt die Berechnung mit Hilfe der Schubspannungshypothese, daß die Schubspannungen auf ca. 112 N/mm^2 steigen, s. Abb. 23. Offenbar werden die Randfasern weniger stark gedehnt als im Referenzfall, dafür treten aber höhere Querbelastrungen in den kälteren Randzonen des Fensters auf.

Eine Erhöhung der Materialstärke erbringt qualitativ ähnliche Ergebnisse wie die oben beschriebenen Rechnungen. Die Spannungen liegen jedoch auf einem höheren Niveau, da - wie oben beschrieben - die Maximaltemperaturen sowie -gradienten größer sind. Die Ergebnisse der Rechnungen sind der Tab. 12 zu entnehmen.

Eine Vergrößerung des Krümmungsradius des Fensters bei sonst gleichen Randbedingungen im Vergleich mit der Referenzrechnung, d.h. insbesondere dieselbe Wärmequelle, hat offenbar einen positiven Effekt auf die Begrenzung der Maximalspannungen, wie Tab. 12 zeigt. Eine größere Oberfläche schließlich bewirkt eine starke Erhöhung der Hauptspannungen, da die Dehnungen stärker behindert werden.

Die in dem Fenster auftretenden Fliehkräfte sind in den Betrachtungen bislang vernachlässigt worden. Eine kurze Abschätzung zeigt die Zulässigkeit dieser Vereinfachung. Die Fliehkraft errechnet sich zu

$$F = m r \omega^2 \quad (5.4)$$

mit der Masse m eines SiC-Rotorsegmentes (etwa 126 g für die Referenzrechnung), dem Außenradius r des Fensters (konservative Annahme, hier $r = 1,25 \text{ m}$) und der Winkelgeschwindigkeit ω , die sich aus der Drehfrequenz von $0,5 \text{ Hz}$ ergibt. Die Fliehkraft beträgt $F = 1,6 \text{ N}$. Auf den (kleinsten) tangentialen Fensterquerschnitt bezogen ergeben sich zusätzliche Span-

nungen von etwa $0,01 \text{ N/mm}^2$, die vernachlässigbar sind. Das Eigengewicht des Fensters fließt bei den Rechnungen mit ein, hat aber - wie sich leicht abschätzen läßt - ebenfalls nur einen verschwindend geringen Einfluß auf die Resultate.

Der Vergleich mit maximal ertragbaren Biegespannungen aus Materialdatenblättern zur Bestimmung der Kurzzeitfestigkeit ist für Keramiken nicht direkt möglich. Keramiken versagen i.d.R. durch einen spontanen Bruch an einem Fehler im Material (z.B. einem kleinen Riß im Material, der fertigungsbedingt dort bereits vorhanden war). Größere Geometrien weisen eine höhere Anzahl von Fehlern als kleine auf, so daß eine Umrechnung einer an einem kleinen Prüfkörper gemessenen Zugfestigkeit auf große Formteile notwendig ist. Näherungsweise kann dies folgendermaßen geschehen [71], [94]:

$$\frac{\bar{\sigma}_x}{\bar{\sigma}_{4B}} = \left(\frac{V_{\text{eff}, 4B}}{V_{\text{eff}, x}} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (5.5)$$

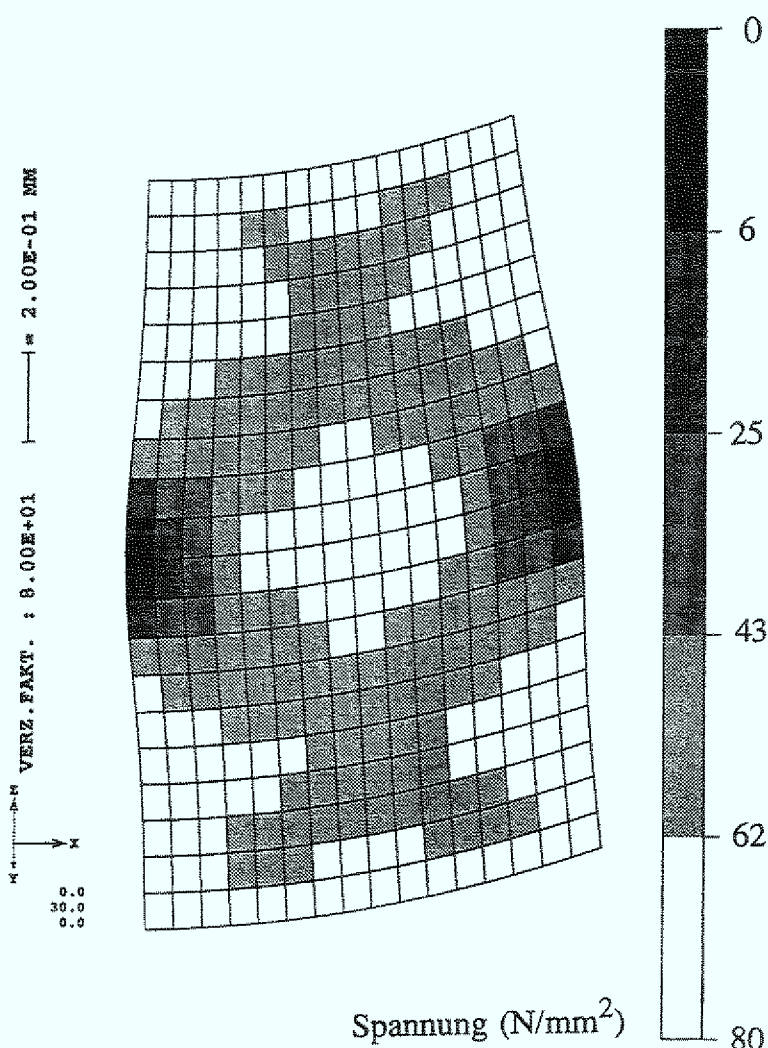


Abb. 22. Spannungs- und Verformungsverteilung im SiC-Fenster (I): verformte Struktur, Wärmeleitfähigkeit im unbestrahlten Zustand, Normalspannungshypothese, Verzerrungsfaktor 80

mit:

- $\bar{\sigma}_x$ für das Formteil und den Lastfall ermittelte Bruchfestigkeit
- $\bar{\sigma}_{4B}$ 4-Punkt-Biegefestigkeit lt. Herstellerangabe für den Prüfkörper
- $V_{eff, 4B}$ effektives Volumen des Prüfkörpers, errechnet sich bei Zugrundelegung eines Biegeversuches zu $V_{eff, 4B} = V k m + 1 / 2(m+1)^2$ mit $k = l_1/l = 0,5$ = Verhältnis der Prüflänge des Prüfkörpers zu seiner Gesamtlänge
- $V_{eff, x}$ grob näherungsweise das mit mind. 80% der auftretenden Maximalspannung beanspruchte Volumen des Bauteils [94]

Das mit mindestens 80% der in dem Protonenfenster auftretenden Maximalspannung beaufschlagte Volumen wird durch einfaches Auszählen der entsprechenden Zellen in der Finite-Elemente-Modellierung ermittelt.

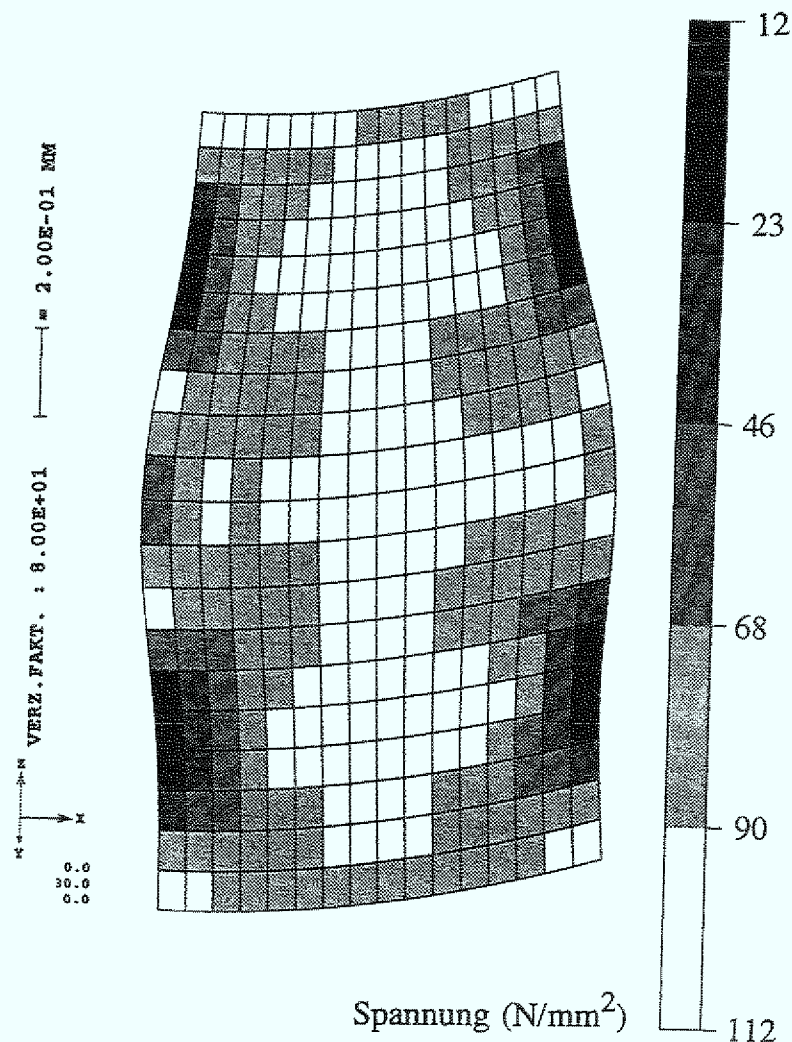


Abb. 23. Spannungs- und Verformungsverteilung im SiC-Fenster (II): verformte Struktur, Wärmeleitfähigkeit im bestrahlten Zustand, Schubspannungshypothese (Werte betragsmäßig), Verzerrungsfaktor 80

Kurzbeschreibung	T _{S,min} [°C]	T _{S,max} [°C]	σ _{V,max} (NS) ¹⁾ [N/mm ²]	σ _{V,max} (SS) ²⁾ [N/mm ²]	ΔT ³⁾ [°C]	σ _{4B, 0,001} ⁴⁾ [N/mm ²]
Referenzfall	324	631	80	79	0,5	285
bestrahlt ⁵⁾	191	754	72	112	3,1	267
Krümmungsradius 50 cm	324	631	71	70	0,5	268
s = 3 mm	383	743	95	93	1,4	275
s = 3 mm, bestrahlt ⁵⁾	236	855	78	128	6,0	259
s = 4 mm	429	833	110	108	3,1	280
s = 4 mm, bestrahlt ⁵⁾	277	931	103	147	9,2	274
Segmentbreite 7°	316	627	193	193	0,5	287
Segmentbreite 7°, bestrahlt ⁵⁾	167	758	256	194	3,2	282

Tab. 12. Ergebnisse der Rechnungen zum SiC-Fenster: zusammenfassende Darstellung der errechneten Temperaturen und Vergleichsspannungen; Erläuterungen: ¹⁾ NS: mit der Normalspannungshypothese bzw. ²⁾ SS: mit der Schubspannungshypothese errechnet, ³⁾ (max.) Temperaturdifferenz zwischen der strahlenden Oberfläche und der abgedeckten Fensterfläche, ⁴⁾ auf das aktuelle Bauteil umgerechnete maximale 4-Punkt-Biegefestigkeit mit einer Versagenswahrscheinlichkeit von $P = 0,001$, ausgehend von einer Festigkeit unter Prüfbedingungen von 610 N/mm^2 , ⁵⁾ durch Bestrahlung herabgesetzte Wärmeleitfähigkeit

Die in den Herstellerkatalogen gemachten Festigkeitsangaben beziehen sich auf Mittelwerte der experimentell gewonnenen Daten, die mit einer Weibull-Verteilung bei gegebenem Weibull-Parameter m um eben diese Durchschnittswerte streuen. Um einen Festigkeitswert bei gegebener Ausfallwahrscheinlichkeit zu ermitteln, kann die folgende Umrechnung genutzt werden [31]:

$$\sigma_{P,x} = \frac{\bar{\sigma}_x}{\Gamma\left(\frac{1}{m} + 1\right)} \left(\ln\left(\frac{1}{1 - P_f}\right) \right)^{\frac{1}{m}} \quad (5.6)$$

mit der Gammafunktion $\Gamma\left(\frac{1}{m} + 1\right)$ und

m Weibullparameter (Hersteller- bzw. Literaturangabe)

P_f Versagenswahrscheinlichkeit

$\sigma_{P,x}$ auf die Versagenswahrscheinlichkeit P_f bezogene Festigkeit

Die reduzierten Biegefestigkeiten sind mit dem für HIPSiC typischen Weibullmodul $m = 12$ und für die verschiedenen Lastfälle für eine Ausfallwahrscheinlichkeit von $P_f = 0,001$ (Kurzzeitfestigkeit, d.h. 0,1 % der Bauteile fallen bei einer Belastung mit $\sigma_{P,x}$ sofort aus) errechnet worden. Die Ergebnisse sind in der Tab. 12 aufgelistet.

Durch die Rotation des Protonenfensters heizt eine zeitlich veränderliche Wärmequelle das Fenster auf. Da die Energie jeweils sehr gebündelt auf einem kleinen Ort in das Fenster eingebracht wird, ist die Thermoschockbeständigkeit von SiC zu überprüfen. Allerdings wird das Material nicht über einen Wärmestrom über die Oberfläche aufgeheizt, sondern vielmehr durch

Kernreaktionen, die praktisch gleichförmig über dem Querschnitt entlang der Strahlrichtung verteilt sind. Entscheidend ist offensichtlich der maximale Temperaturhub, den das Material bei einer Umdrehung erleidet. Dieser ist nahezu unabhängig von dem Zeitpunkt während des Aufheizvorgangs bzw. im Dauerbetrieb, da die Energiedeposition sehr rasch vonstatten geht und die Speicherung der eingebrachten Energiemenge zunächst gegenüber der Wärmeleitung und -abstrahlung dominiert. Die kritischste Betrachtung der Thermoschockbeanspruchung erlaubt der Parameter R_1 , der eine praktisch augenblickliche Aufprägung einer Temperaturdifferenz beschreibt:

$$R_1 = \Delta T_{\max} = \frac{\sigma_{4B} (1 - \nu)}{E \alpha} \quad (5.7)$$

mit

σ_{4B} maximal zulässige Biegespannung

E Elastizitätsmodul

α linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient

ν Querkontraktionszahl

SiC ist mit $R_1 = 281$ K [86] (s. Kapitel 4.2.2) thermoschockbeständig gegenüber dem maximalen Temperaturhub von $\Delta T = 18$ K. Daraus ergibt sich eine Sicherheit $S = R_1 / \Delta T = 15,6$.

Neben der Kurzzeit- muß auch die Langzeitfestigkeit bei der Festigkeitsberechnung einer Keramik untersucht werden. Diese wird durch das unterkritische Wachstum, Ermüdungs- und Trainingsverhalten, Korrosion und Verschleiß [71] bestimmt. Für den Einsatz als Protonenfenstermaterial ist darüberhinaus die Materialschädigung durch Bestrahlung relevant, was im Kapitel 5.1.4.4 betrachtet wird.

Korrosion und Verschleiß treten im vorliegenden Anwendungsfall nicht auf. Das Ermüdungsverhalten ist nur bei zyklischen Beanspruchungen relevant [71], kann hier aber (wie oben bereits gezeigt worden ist) ausgeschlossen werden, da die thermische Belastung eine quasi statische Beanspruchung hervorruft. Die Kriechneigung ist unterhalb von 1000°C sehr gering [71] und wird hier ebenfalls nicht zu untersuchen sein.

Für das unterkritische Rißwachstum und das Rißausbreitungsverhalten sind die Rißzähigkeit bzw. der kritische Spannungsintensitätsfaktor K_{IC} und die Rißausbreitungsparameter A und n von Bedeutung. Im allgemeinen gilt für die Bestimmung der Rißausbreitungsgeschwindigkeit w der empirische Zusammenhang (Potenzgesetz)

$$w = \frac{da}{dt} = a K_{IC}^n \quad (5.8)$$

mit der Rißlänge a . Die Größen A und n sind umgebungs- und temperaturabhängig. Für eine Temperatur von $T = 1200^\circ\text{C}$ wird für HPSiC der Parameter n in Vakuum mit $n > 150$ [129], bei 600°C in Luft mit $n > 200$ [71] und für HIPSIC ebenfalls bei 600°C in Luft mit $n > 200$ [36] angegeben. Diese Werte sind sehr hoch, so daß praktisch kein unterkritisches Rißwachstum vorliegt [129], [36]. Einfach ausgedrückt heißt das, daß bei Beaufschlagung mit der Last entweder das Bauteil sofort versagt oder aber eine sehr hohe Lebensdauer (in Bezug auf das Rißwachstum) zu erwarten ist.

Um festzustellen, ob sich in dem Bauteil ein Riß befindet, der zum schlagartigen Versagen führt, bietet sich der Proof-Test [31], [71] in besonderer Weise an: Hierbei wird das Bauteil mit einer um einen bestimmten Betrag höher liegenden Prüfspannung beaufschlagt, die in ihrer örtlichen Verteilung der Beanspruchung im Einsatzfall entspricht. Für das überlebende Werkstück kann daraus eine Mindestlebensdauer abgeleitet werden.

Entscheidend für die Lebensdauer des Protonenfensters ist also offensichtlich die Strahlenschädigung, die im folgenden behandelt wird.

5.1.4.4 Strahlenschädigung

Bedingt durch die Rotation des Fensters ist die maximale Protonendosis, die dasjenige Material erfährt, das durch das Strahlzentrum hindurchwandert, geringer als bei einer feststehenden Variante. Sie errechnet sich durch Integration des Protonenstroms, den ein fester Punkt des Fensters auf dem Radius während einer Umdrehung durchtreten läßt, der sich durch das Maximum der zweidimensionalen Verteilung des Protonenstrahls bewegt. Multiplikation des gewonnenen Wertes mit der Anzahl der Umdrehungen, die das Fenster in dem betrachteten Zeitraum macht, ergibt schließlich die gefragte Dosis.

Die gesamte Zahl der Protonen pro Zeiteinheit $\dot{n}_p$ errechnet sich zu

$$\dot{n}_p = \frac{I}{e} \quad (5.9)$$

mit dem Protonenstrom I und der Elementarladung $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ As. Diese Größe muß mit der zweidimensionalen Gaußverteilung multipliziert werden, um den momentanen lokalen Protonenstrom zu errechnen [25]:

$$f(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi\sigma_{SA}^2} \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{x_1^2 + x_2^2}{\sigma_{SA}^2} \right]\right) \quad (5.10)$$

mit dem Maximum für $x_1 = x_2 = 0$ (d.h. im Symmetriezentrum in der Mitte), x_1, x_2 unkorreliert (d.h. die Kovarianz ist gleich Null) und die Standardabweichungen in den beiden Laufrichtungen $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_{SA}$. Für den Radius des Fensters mit maximaler Belastung wird eine der Laufvariablen (in guter Näherung) gleich Null, da der Radius groß im Vergleich zum Brennfleckdurchmesser ist. So "sieht" das Fenster am Ort größter Protonenbelastung

$$\int_{t_0}^{t_1} f(x_1, 0) \dot{n}_p dt, \quad (5.11)$$

wobei die Zeitpunkte t_0 und t_1 das Eintauchen in den bzw. das Herauswandern aus dem Strahl heraus markieren. Mit

$$dt = \frac{dx_1}{w} = \frac{dx_1}{2\pi r v} \quad (5.12)$$

wo w die Umfangsgeschwindigkeit des betrachteten Punktes und v die Rotationsfrequenz darstellen, und der Transformation der Integrationsgrenzen

$$t = t_0; \quad x_1 = -3\sigma_{SA} \approx -\infty$$

$$t = t_1: x_1 = 3\sigma_{SA} = \infty$$

ergibt sich die maximale Protonendosis pro Umdrehung zu

$$\int_{t_0}^{t_1} f(x_1, 0) \dot{n}_p dt = \frac{\dot{n}_p}{2\pi v r} \int_{-\infty}^{\infty} f(x_1, 0) dx_1 = \frac{\dot{n}_p}{(2\pi)^{3/2} v r \sigma_{SA}} \quad (5.13)$$

Multiplikation mit der Anzahl der Umdrehungen in einer Zeiteinheit Δt ergibt die Dosisbelastung

$$\Phi_{P, \max} = \frac{\dot{n}_p \Delta T}{(2\pi)^{3/2} r \sigma_{SA}} \quad (5.14)$$

Mit dem im HETC implementierten Damage-Code SID (s. Anhang C.1) können die Wirkungsquerschnitte für die monoenergetischen Primärpartikel bzw. Protonen, die in erster Linie für die Materialschädigung verantwortlich sind, berechnet werden. Hierbei ist zu beachten, daß der elastische Anteil der Stoßreaktionen nicht berücksichtigt wird, und somit die Materialschädigung um ca. 20 % unterschätzt wird [40]. Darüberhinaus sind die mit dem Code ermittelten Ergebnisse mit Unsicherheitsfaktoren in der Größe von 2 und mehr behaftet [8]. Die so ermittelten Wirkungsquerschnitte sowie die durch das Falten der maximalen Protonendosis, die im Strahlmittelpunkt auftritt, mit diesen Querschnitten erzielten Schädigungs- und Gasproduktionsraten sind in Tab. 13 aufgelistet. Die Schwellenenergie gibt die Energiemenge an, die einem Gitteratom mindestens beim Stoß mit einem Teilchen übertragen werden muß, um es aus der Gitterstruktur herauszuschlagen.

Teilchenenergie, Stromstärke	1,6 GeV, 25 mA (CW)
Standardabweichung des Strahls	3 cm
Schwellenenergie	27 eV
mittlere (maximale) Protonendosis	$3.9 \cdot 10^{24}$ p/(m ² a) ($9.3 \cdot 10^{24}$ p/(m ² a))
dpa-WQ, WQ He-Produktion, WQ H-Produktion	340 barn, 98 mbarn, 380 mbarn
dpa-Produktion/a, He-Produktion/a, H-Produktion/a ¹⁾	0,314 dpa/a, 90 appm/a, 355 appm/a

Tab. 13. Ergebnisse der Schädigungsrechnungen für SiC: Wirkungsquerschnitte (WQ) und jährliche Dosisbelastungen, ¹⁾ im Zentrum, d.h. bei maximaler Dosis

Der Vergleich mit Abb. 8 auf Seite 20 zeigt, daß die jährliche Belastung durch die hochenergetischen Protonen hinsichtlich ihrer gitterschädigenden Wirkung keinen signifikanten Festigkeitsabfall hervorrufen. Selbst unter der ungünstigen Annahme, daß die Schädigungsrate um den Faktor 10 zu gering ermittelt worden ist, wäre nur eine geringe Reduktion der mittleren Biegefestigkeit das Resultat. Mit der abschätzenden Betrachtung, daß in [32] die gleichen He/dpa- bzw. H/dpa-Raten bei der Bestrahlung entstanden sind, kann vermutet werden, daß das Fenster eine Lebensdauer von wenigstens einem Jahr hat. Ganz offensichtlich ist dies ein Ergebnis der großen einbezogenen Fensterfläche.

5.2 Protonenfenster aus CVD-Diamant

5.2.1 Wärmeeintrag

Die in dem Fenster deponierte Energie wird mit dem Monte-Carlo-Transportcode HETC ermittelt. Dabei ist zunächst der insgesamt im Protonenfenster eingebrachte Wärmestrom errechnet worden, der anschließend bei der Berechnung des Temperaturfeldes mit einer zweidimensionalen Gaußverteilung über dem Fenster senkrecht zur Strahlachse verteilt wird. Das ist zulässig, da die Wärmedeposition in erster Linie durch die Wechselwirkung der Gitteratome mit den Primärteilchen (Protonen) und dabei lokal erfolgt. Außerdem wird die Fensterstärke in radialer Richtung konstant gewählt. Unter diesen Voraussetzungen ist die deponierte Leistung direkt proportional zur Strahlintensität. Es ergibt sich die folgende Quellverteilung $f(r)$ bzw. die Flächenquellstärke $\dot{q}''_F(r)$ für das Protonenfenster, wobei die radiale Symmetrie des Strahls die Reduktion auf eine eindimensionale Laufvariable r zuläßt:

$$f(r) = \frac{1}{2\pi\sigma_{SA}^2} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{r^2}{\sigma_{SA}^2}\right)\right) \quad (5.15)$$

$$\dot{q}''_F(r) = \dot{q}_{ges} \times f(r) \quad (5.16)$$

mit

r Radius (Laufvariable, startend im Strahlzentrum)

σ_{SA} Standardabweichung des Strahls

$\dot{q}_{ges}$ insgesamt im Fenster deponierte Wärmeleistung

Die Berechnung der Wärmequellen ist für drei Materialstärken, nämlich $s = 1$ mm, 100 μm und 50 μm , durchgeführt worden. Dabei ist jeweils eine Standardabweichung des Protonenstrahls von $\sigma = 3$ cm zugrundegelegt worden; der Strahl ist bei 3σ ausgeblendet worden. Eine höhere Standardabweichung wird hier nicht untersucht, da die Herstellbarkeit eines Diamanten mit einem noch größeren Durchmesser als die hier benötigten knapp 20 cm zumindest fraglich erscheint. Die Teilchenenergie beträgt 1,6 GeV bei einem Strom von $I = 25$ mA. Die Ergebnisse der Rechnungen sind in der Tab. 14 zusammengefaßt dargestellt.

Teilchenenergie, Stromstärke, Strahlleistung		1,6 GeV, 25 mA, 40 MW (CW)	
Standardabweichung der Teilchenverteilung im Strahl σ		3 cm	
Ausblenden des Strahls bei $r =$		$3\sigma = 9$ cm	
Fensterdicke s	50 μm	100 μm	1000 μm
insg. dep. Leistung	890 W	1790 W	19070 W
max. Leistung/ Fläche (Strahlzentrum)	15,74 W/cm ²	31,65 W/cm ²	337,2 W/cm ²
max. Leistung/ Volumen (Strahlzentrum)	3148 MW/m ³	3165 MW/m ³	3372 MW/m ³

Tab. 14. Wärmequellen im CVD-Diamantfenster: Eingabedaten und Ergebnisse der HETC-Rechnungen zur Ermittlung der Wärmequellen

Die Quellverteilung mit den über dem Fensterquerschnitt gemittelten Wärmequellichten ist in Abb. 24 auf Seite 48 eingetragen. Man erkennt die Gaußsche Glockenkurve.

5.2.2 Temperaturfeldberechnung

Das Temperaturfeld im Protonenfenster kann durch Lösung der Wärmetransportgleichung ermittelt werden. Eine ausführliche Beschreibung einer numerischen Lösung kann dem Anhang D.2 entnommen werden.

Die Temperaturverteilungen für die verschiedenen Fensterdicken sind in Abb. 24 abgebildet. Dabei sind die Temperaturprofile für jeweils eine Fensterstärke und die drei verschiedenen Wärmeleitfähigkeiten (unbestrahlter Zustand, $\lambda = 2 \text{ W/(cmK)}$ und $\lambda = 0,2 \text{ W/(cmK)}$) sowie die entsprechende Wärmequellverteilung in einem Diagramm zusammengefaßt worden.

Die Temperaturprofile weisen eine ähnliche Form auf wie die radialen Quellverteilungen, die das Profil einer Gaußschen Glockenkurve haben. Allerdings wird der jeweilige Mittelwert bei den Temperaturverteilungen erst bei einem größeren Radius erreicht als bei den Wärmequellen. Dies kann mit der Temperaturabhängigkeit der Wärmeabstrahlung (T^4 im Stefan-Boltzmann-Gesetz) und der Vergleichmäßigung des Profils durch die radiale Wärmeleitung im Fenster erklärt werden. Die maximale Temperatur liegt bei der Fensterstärke $50 \mu\text{m}$ (Abb. 24) mit ca.

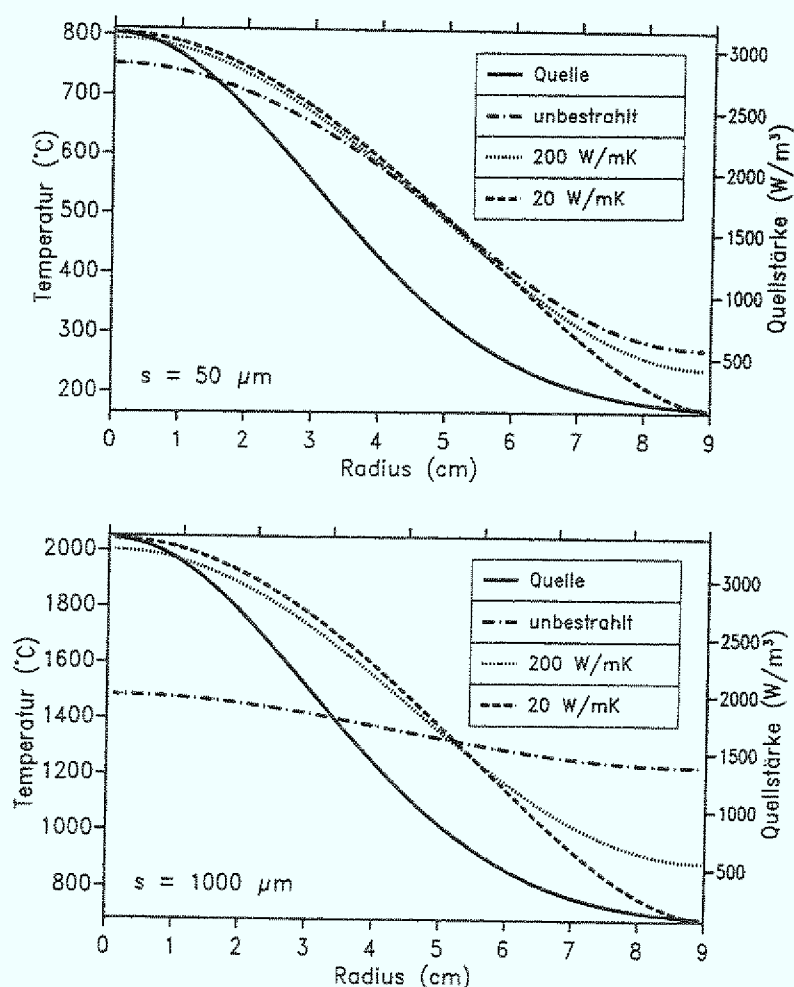


Abb. 24. Temperaturprofile und Quellverteilungen: für verschiedene Wärmeleitfähigkeiten über dem Radius aufgetragen, oben: $s = 50 \mu\text{m}$, unten: $s = 1000 \mu\text{m}$

760°C im unbestrahlten Zustand im tolerablen Bereich, bei 100 µm mit 910°C jedoch nicht mehr. Bei einer Verringerung der Wärmeleitfähigkeit als mögliche Folge einer Strahlenschädigung allerdings steigt sie auf Werte von 810°C bzw. 1010°C. Dabei spielt die Absenkung von 2 auf 0,2 W/(cmK) für die Maximaltemperatur keine große Rolle, da offenbar in diesem Temperaturbereich die Wärmeabstrahlung gegenüber der -leitung überwiegt. Im Gegensatz hierzu ist dies in den Randbereichen nicht der Fall, da auf niedrigerem Temperaturniveau das T⁴-Gesetz einen geringeren Einfluß nimmt, und der Wärmeleitung eine höhere Bedeutung zukommt. Zumindest für den Fall des 100 µm starken Protonenfensters erscheint die höchste Temperatur deutlich zu hoch in Anbetracht des Festigkeitsabfalls bei hohen Temperaturen, da sich - wie oben beschrieben - ab 800°C die Festigkeitswerte drastisch verringern.

Für ein Fenster, das 1 mm dick ist (Abb. 24 unten), kann - unabhängig von etwaigen Strahlenschäden - festgestellt werden, daß es im Strahlzentrum zu heiß wird, da die dort auftretenden Temperaturen über 1500°C liegen, und damit eine Graphitisierung mit dem damit verbundenen Abfall der mechanischen Kennwerte des Diamants einhergeht.

5.2.3 Berechnung der Spannungen

Berechnungsgrundlagen: In dem Fenster bauen sich, bedingt durch das Temperaturfeld, das sich durch den Wärmeeintrag aufbaut, Spannungen auf. Diese werden mit einem Finite-Elemente-Programm [109] ermittelt. Zur Berechnung der Vergleichsspannungen wird sowohl die Normalspannungs- wie auch die Schubspannungshypothese herangezogen, da es sich bei dem Diamanten um einen spröden Werkstoff handelt, in dem örtliche Druckspannungen auftreten. Als lokale Vergleichsspannung wird der jeweils maximale der mit den beiden Hypothesen errechnete Werten betrachtet.

Berechnet werden die Wärmespannungen, die sich im stationären, d.h. im eingeschwungenen Zustand ergeben. Dieser spiegelt bezüglich der Höhe der Temperaturgradienten und damit der Spannungen die ungünstigsten Verhältnisse wider. Die Begründung hierfür liefert die folgende Betrachtung, bei der die Wärmeleitfähigkeit im Fenster unterdrückt wird: Bedingt durch den Exponenten 4 in dem Ansatz für die Wärmeabstrahlung werden die Orte im Fenster, die einer hohen Energiedeposition ausgesetzt sind, sich weniger schnell dem Endwert der Temperatur im statischen Zustand nähern als dies bei Stellen niedrigeren Wärmeeintrags der Fall ist. Beim Aufheizvorgang werden sich also im Protonenfenster flachere Profile ausbilden, als sie beim eingeschwungenen Zustand ermittelt werden können. Eine vorhandene Wärmeleitfähigkeit wird diesen Effekt mildern, aber nicht aufheben oder umkehren.

Die sich durch ein Volumenwachstum des Diamantes zusätzlich ergebenden Eigenspannungen konnten in den Rechnungen nicht berücksichtigt werden, da hierzu kein geeignetes Datenmaterial vorlag.

Ergebnisse: Die sich in dem Fenster aufbauenden Wärmespannungen sind für die verschiedenen Wärmeleitfähigkeiten in Abb. 25 für eine Materialstärke von $s = 50 \mu\text{m}$ dargestellt. Dabei wurde elastisches Werkstoffverhalten vorausgesetzt. Eine Druckbelastung wird entsprechend der oben genannten Voraussetzungen nicht berücksichtigt. Die Einspannung läßt eine freie Beweglichkeit senkrecht zur Stralachse zu. Die Verläufe der Hauptspannungen sind in allen Lastfällen ein-

s	λ	$T_{\max}$	$T_{\min}$	$\sigma_{V,\max}$
[μm]	[W/(cmK)]	[$^{\circ}\text{C}$]	[$^{\circ}\text{C}$]	[N/mm ²]
50	u	760	280	510
50	0,2	810	160	720
100	u	910	400	550
100	0,2	1020	230	890
1000	u	1500	1240	250
1000	0,2	2080	690	1600

Tab. 15. Temperaturen und Spannungen im CVD-Diamant-Protonenfenster: maximale und minimale Temperaturen sowie Maximalvergleichsspannungen für die verschiedenen Materialstärken zusammengefaßt, keine Druckdifferenz (u: Wärmeleitfähigkeit im unbestrahlten Zustand)

ander ähnlich. Deshalb ist die graphische Darstellung auf eine Materialstärke beschränkt. Die in den übrigen untersuchten Geometrien auftretenden Maximalspannungen sind in Tab. 15 zusammengestellt.

Man erkennt in der Abb. 25, daß es sich um einen ebenen Spannungszustand handelt: Eine der Hauptspannungen hat jeweils den Wert 0. Das Fenster dehnt sich in der Mitte besonders stark aus, da hier die höchsten Temperaturen auftreten. Es wird dabei allerdings von dem umgebenden, kälteren Bereichen behindert, wodurch Druckspannungen aufgebaut werden. Am Rand treten entsprechend Zugspannungen auf, die aus der weniger starken, temperaturbedingten Dehnung der kälteren Bereiche resultieren.

Die in den verschiedenen Varianten auftretenden maximalen Vergleichsspannungen sind durchweg akzeptabel (bis auf $s = 1000 \mu\text{m}$ bei verringerter Wärmeleitfähigkeit). Allerdings dürfte mit einem Abfall der Festigkeit des Diamanten bei zunehmender Strahlenschädigung gerrechnet werden (z.B. durch Graphitisierung), so daß sich die dünnste untersuchte Materialstärke am günstigsten darstellt, da in diesem Fall wegen der geringsten thermischen Belastung auch die resultierenden Spannungen am niedrigsten sind. Darüberhinaus könnte ein Schwellen des Diamants unter der Bestrahlung zu zusätzlichen Spannungen führen. Weiterführende Materialuntersuchungen sind hier dringend nötig.

Zusätzlich wird überprüft, ob das Protonenfenster Druckspannungen standhalten könnte, wie sie bei etwaigen Lufteinbrüchen in das Beschleuniger- oder Targetsystem auftreten können. Dabei wäre u.U. eine schlagartige Belastung des Fensters mit Atmosphärendruck die Folge. Zur Berechnung dieser Last bietet sich die folgende Formel an, mit deren Hilfe die Spannungen in einer ringsum eingespannten Kreisscheibe unter Druckbelastung berechnet werden kann, wo R den Radius der Einspannung bezeichnet [106]:

$$\sigma_r = \sigma_t = 0,75 p \frac{R^2}{s^2} \quad (5.17)$$

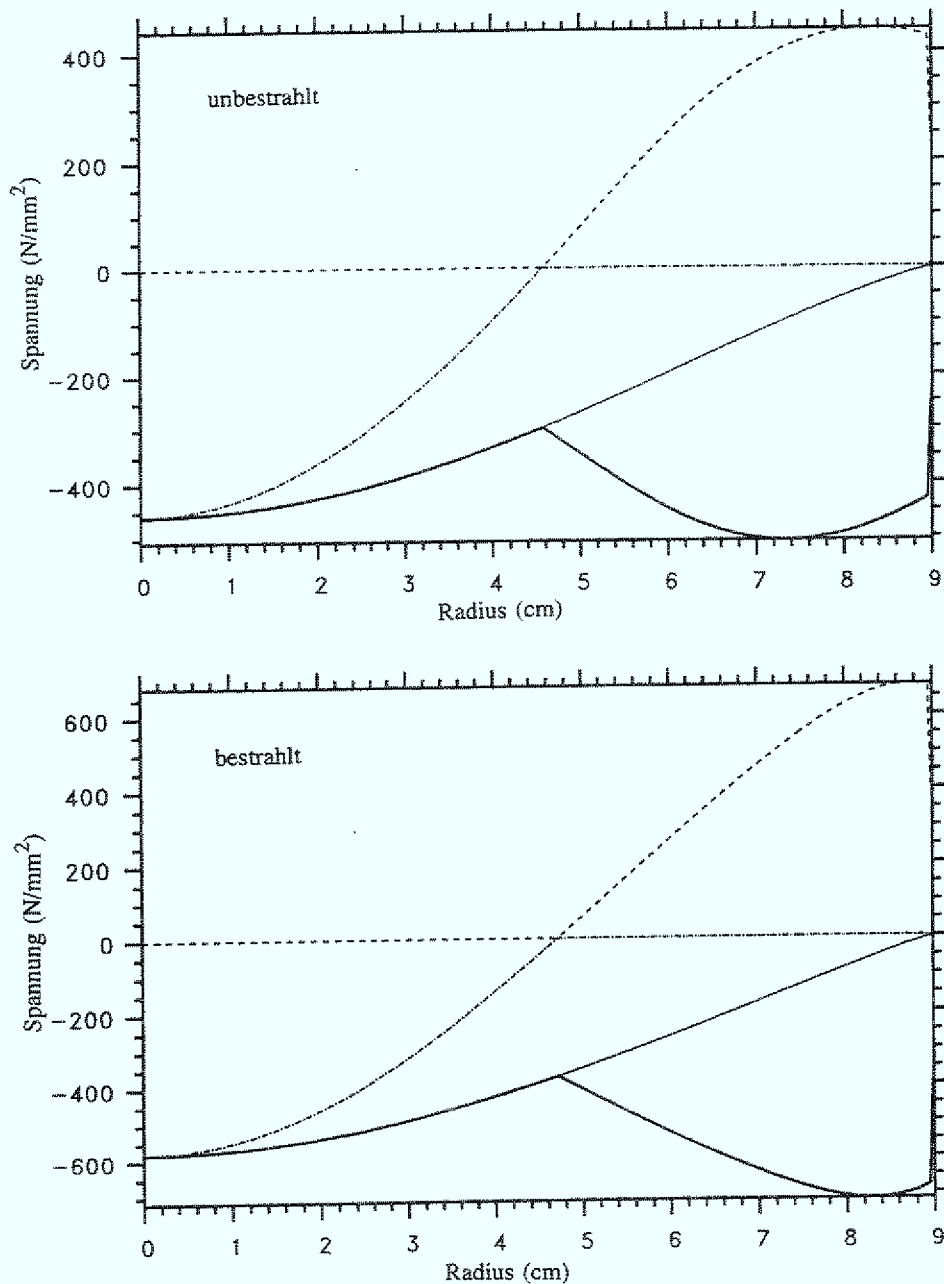


Abb. 25. Hauptspannungen: alle Hauptspannungen und die Vergleichsspannung nach der Schubspannungshypothese (durchgezogen, fett) über dem Radius dargestellt; $s = 50 \mu\text{m}$, drucklos, oben: unbestrahlt, unten: $\lambda = 2 \text{ W/(cmK)}$

Für eine Fensterstärke von $50 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Spannung von $\sigma_t = \text{ca. } 250000 \text{ N/mm}^2$. Sie ist um Größenordnungen zu hoch. Differenzdrücke im mbar-Bereich, wie sie beim An- oder Abfahren auftreten können, werden jedoch ertragen, zumal ein Bypass zum Druckausgleich vorgesehen ist.

Für eine Materialstärke von $s = 1 \text{ mm}$ kann $\sigma_t = 610 \text{ N/mm}^2$ errechnet werden, was kein Bauteilversagen nach sich ziehen würde. Allerdings wurde oben festgestellt, daß die Temperaturbelastung für diese Materialstärke zu hoch ist.

5.2.4 Strahlenschädigung

Die Materialschädigung wird wiederum mit Damage-Code SID (s. Anhang C.1) ermittelt. Die Schädigungen bzw. Aufbauraten sind zusammen mit der Fluenz in der Tab. 16 aufgelistet. Es ist nochmals darauf hinzuweisen, daß die ermittelten Wirkungsquerschnitte mit einem hohen Unsicherheitsfaktor behaftet sind, der den Wert 2 oder höher annehmen kann. Die maximale Teilchenbelastung durch den Protonenstrahl tritt in der Mitte auf, d.h. bei $r = 0$:

$$\Phi_{P, \max} = f(0,0) \dot{n}_p = \frac{\dot{n}_p}{2 \pi \sigma_{SA}^2} \quad (5.18)$$

wo f die zweidimensionale Dichtefunktion der Normalverteilung ist, s. Gleichung 5.29. In Anbetracht der hohen Fluenzen ist die Schädigungsrate erstaunlich gering. Dieser Sachverhalt kann mit dem niedrigen Wirkungsquerschnitt des Kohlenstoffs (niedrige Ordnungszahl) bezüglich der hochenergetischen Protonen begründet werden. Zum Vergleich: Experimentelle Untersuchungen im LAMPF ergaben für Aluminium eine Schädigungsrate von $7.0 \cdot 10^{-6}$ dpa/s beim Beschuß mit 800 MeV Protonen [26], allerdings bei einer Stromdichte von 10 A/m^2 gegenüber max. $4,4 \text{ A/m}^2$ in den vorliegenden Berechnungen. Mit dieser Rate würde man eine Materialschädigung von ca. 220 dpa in einem Jahr erreichen.

Teilchenenergie, Stromstärke	1,6 GeV, 25 mA (CW)
Standardabweichung des Strahls	3 cm
Schwellenenergie	55 eV
mittlere (maximale) Protonendosis	$1,9 \cdot 10^{26} \text{ p/(m}^2\text{a)}$ ($8,7 \cdot 10^{26} \text{ p/(m}^2\text{a)}$)
dpa-WQ, WQ He-Produktion, WQ H-Produktion	33 barn, 1,7 mbarn, 5,5 mbarn
dpa-Produktion/a, He-Produktion/a, H-Produktion/a *)	2,9 dpa/a, 145 appm/a, 480 appm/a

Tab. 16. Strahlenschädigung des CVD-Diamant: Ergebnisse der SID-Rechnung bzw. der Überlegungen zur Ermittlung der Fluenzen, *) im Zentrum, d.h. bei maximaler Dosisbelastung

Allerdings handelt es sich bei CVD-Diamant um eine metastabile Phase. Wahrscheinlich wird mit der Strahlenschädigung eine weitestgehend irreversible Graphitisierung einhergehen. Somit dürfte die Standzeit des Fensters auf wenige Wochen beschränkt sein. - Um einen deswegen erforderlichen häufigen Wechsel möglichst problemlos zu gestalten, könnten beispielsweise mehrere CVD-Diamant-Protonenfenster in einem kreisförmigen Magazin installiert sein, von dem jeweils eines im Betrieb befindlich wäre. Nach einer bestimmten Betriebszeit könnte durch ein Weiterbewegen des Magazins das Fenster schnell gewechselt werden.

5.3 Protonenfenster aus Graphit

Für die Rechnungen wird eine Standardabweichung von $\sigma = 6 \text{ cm}$ vorausgesetzt, um die thermische Belastung zu begrenzen. Bei $r = 3\sigma$ wird der Strahl radial ausgeblendet. Das Fenster hat einen Radius von $R = 20 \text{ cm}$.

Ausgehend von der in Kap. 4.3 vorgestellten Konstruktion wird das Fenster gegen eine Bleiflüssigkeitssäule von $h = 1 \text{ m}$ ausgelegt. Hierbei baut sich ein Druck von

$$p = \rho_{\text{Pb}} g h \quad (5.19)$$

auf. Für eine Dichte von Blei $\rho_{\text{Pb}} = 10,5 \text{ g/cm}^3$ ergibt sich ein Druck von ca. 1 bar.

Für eine ringsum eingespannte Kreisscheibe, mit der in grober Näherung das Fenster beschrieben werden kann, gilt am Rand, wo die höchste Spannung erwartet wird [106]:

$$\sigma_r = \sigma_t = 0,75 p \frac{R^2}{s^2} \quad (5.20)$$

Für $p = 1 \text{ bar}$, $R = 20 \text{ cm}$ und einer Scheibendicke von $s = 1 \text{ cm}$ ergibt sich eine Spannung von ca. $\sigma = 30 \text{ MPa}$. In Anbetracht der hier angenommenen Bruchfestigkeit von 50 MPa , einer möglichen Korrosion des Fensters, einer zusätzlichen Belastung durch thermomechanische Spannungen und - nicht zuletzt - der sicherheitsrelevanten Bedeutung des Fensters scheint eine derartige Überdimensionierung erforderlich ($S = 1,7$).

Die der Rechnung zugrundegelegten Eigenschaften des Fensters sowie des Targets sind in Tab. 17 zusammengefaßt.

Fenster		
Material		Graphit
Wärmeleitfähigkeit unbestrahlt, bestrahlt	λ	50 W/(mK), 15 W/(mK)
E-Modul unbestrahlt, bestrahlt	E	9 MPa, 18 MPa
Wärmeausdehnungskoeffizient, 4-Pkt.-Biegefestigkeit	α, σ_{4B}	$5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, 50 MPa
Dicke, Durchmesser	s, d	10 mm, 40 cm
Auslegungsdruck, Sicherheitsfaktor	p, S	1 bar, 1,7
Umgebungstemperatur	T_U	25°C
Target		
Durchmesser	d	40 cm
Massenstrom, Volumenstrom	$\dot{m}_{\text{Pb}}, \dot{V}_{\text{Pb}}$	2000 kg/s, ca. 190 l/s
Fließgeschwindigkeit	w	1,5 m/s
Bleieintrittstemperatur	$T_{\text{Pb,ein}}$	400°C

Tab. 17. Eigenschaften des Graphitfensters und des Targets: den Berechnungen zugrundegelegte Eigenschaften

5.3.1 Berechnung des Temperaturfeldes

Für die Berechnung des Temperaturfeldes, das sich im Fenster einstellt, sind die folgenden Annahmen bzw. Vereinfachungen gemacht worden:

1. Die Quelle ist über der Fensterdicke konstant. Konzentrisch um die Strahlachse entspricht die Quellverteilung einer Gaußverteilung.
2. Die Fluidtemperatur wird bei der Berechnung des Wärmeübergangs als konstant angenommen.
3. Die Wärmeleitung senkrecht zur Strahlachse wird vernachlässigt.
4. Das Fenster wird als ebenes Problem aufgefaßt.

Die erste Annahme findet ihre Begründung darin, daß der Protonenstrahl ebenfalls einer Gaußverteilung entspricht. Die Energiedeposition ist darüberhinaus direkt proportional zur Stromstärke. Außerdem zeigen Berechnungen mit dem Monte-Carlo-Code HETC, daß der Energieeintrag in erster Näherung linear mit der Materialstärke wächst.

Die zweite Vereinfachung ergibt sich aus der Tatsache, daß nur ein sehr geringer Teil der im Target deponierten Leistung aus dem Fenster stammt. Der weitaus größere Anteil rührt aus Wechselwirkung der Protonen mit dem Blei her. Wegen der zu erwartenden hohen Turbulenz der Rohrströmung kann kein exaktes Temperaturprofil im Blei bestimmt werden. Es wird daher eine mittlere Temperatur eines Fluidelementes in Fensternähe zugrundegelegt.

Die starke Vereinfachung, die mit der dritten Annahme erzielt wurde, erleichtert die Berechnung erheblich. Sie ist zulässig, da nur ein geringer Prozentsatz der im Fenster eingebrachten Wärme durch Wärmeleitung radial zur Strahlachse transportiert wird. Dieser Sachverhalt wird allerdings in der Auswertung der Rechenergebnisse eingehender beleuchtet.

Ermittlung der Quellverteilung: Die im System durch Teilchenwechselwirkung deponierte Wärmeleistung ist mit HETC ermittelt worden. Zur Ermittlung der radialen Quellverteilung im Fenster wird die Gesamtleistung $\dot{q}_F$, mit der das Fenster beaufschlagt wird, entsprechend der ersten Annahme mit der Normalverteilung, die der Strahlquerschnitt hat, multipliziert (s. Gleichung 5.34). Die axiale Verteilung wird als konstant über dem Querschnitt angenommen.

Im Blei wird eine Wärmedeposition $\dot{q}_{Pb}$ für das in Abb. 26 dargestellte Kontrollelement mit HETC errechnet. - Die Ergebnisse der Rechnungen sind zusammen mit den Strahlparametern und den geometrischen Abmessungen des Kontrollelementes in Tab. 18 dargestellt.

Teilchenenergie, Stromstärke	E_p, I	1,6 GeV, 25 mA (CW)
Standardabweichung im Strahl, Radius	σ_{SA}, R	6 cm, $3 \cdot \sigma_{SA} = 18$ cm
inges. im Fenster dep. Wärmeleistung	$\dot{q}_F$	ca. 264 kW
max. Leistungsdichte im Fenster	$\dot{q}_F''$	$1,2 \cdot 10^9$ W/m ³
Durchmesser, Länge des Kontrollelementes	d, L	40 cm, 40 cm
im Kontrollelement (Blei) dep. Wärmeleistung	$\dot{q}_{Pb}$	ca. 13,4 MW

Tab. 18. Wärmequellen im Graphitfenster und im benachbarten Bleitarget: Ergebnisse

Berechnung der Fluidtemperatur: Das in Abb. 26 dargestellte Kontrollelement wird bilanziert. Bekannt sind die Energieeinträge $\dot{q}_{Pb}$ im Blei und $\dot{q}_F$ im Fenster aus der HETC-Rechnung. Die Energiebilanz ergibt unter Vernachlässigung der vom Fenster abgestrahlten Wärme

$$\dot{m}_{Pb} \bar{c}_{p,Pb} (T_{Pb,aus} - T_{Pb,ein}) = \dot{q}_{Pb} + \dot{q}_F \quad (5.21)$$

mit der Bleiaustrittstemperatur $T_{Pb,aus}$ als Unbekannte. Die temperaturabhängigen Stoffwerte von Blei können dem Anhang B entnommen werden. Die in der Rechnung verwendete mittlere Bleitemperatur ist das arithmetische Mittel der Ein- und Austrittstemperatur des Bleis:

$$\bar{T}_{Pb} = (T_{Pb,aus} + T_{Pb,ein})/2 \quad (5.22)$$

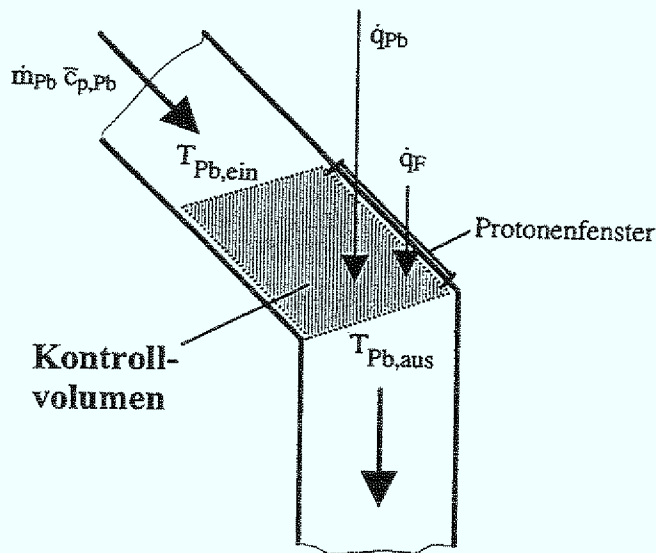


Abb. 26. Aufheizung des Fluids: Kontrollelement mit Wärmeströmen

Mit den in Tab. 17 aufgelisteten Vorgaben und den Ergebnissen aus Tab. 18 ergibt sich eine mittlere Bleitemperatur von $\bar{T}_{Pb} = 430^\circ\text{C}$.

Temperaturverteilung im Fenster: Unter Berücksichtigung der oben getroffenen Annahmen ergibt sich für die Beschreibung der Temperaturverteilung im Fenster:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{\dot{q}_F''}{\lambda} = 0, \quad (5.23)$$

wobei z die Laufvariable über der Fensterdicke und $\dot{q}_F''$ die volumenbezogene Quellstärke im Fenster darstellt, vgl. Abb. 27. Die Randbedingungen lauten für ein System im stationären Zustand:

$$\begin{aligned} z = s: \quad & \alpha (T_F(s) - \bar{T}_{Pb}) = -\bar{\lambda}_F \frac{dT_F}{dx} \\ & \dot{q}_F'' - \alpha (T_F(s) - \bar{T}_{Pb}) = \sigma_{\text{Boltz}} (T_F^4(0) - T_U^4), \end{aligned}$$

wobei $\sigma_{\text{Boltz}} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$ die Stefan-Boltzmann-Konstante darstellt.

Zweifache Integration und Auflösen nach $T_F(z)$ ergibt

$$T_F(x) = -\frac{1}{2} \frac{\dot{q}_F''}{\bar{\lambda}_{Fs}} z^2 - (\alpha (T_F(s) - \bar{T}_{Pb}) - \dot{q}_F'') \frac{z}{\bar{\lambda}_F} + (T_U^4 + \frac{\dot{q}_F'' - \alpha (T_F(s) - \bar{T}_{Pb})}{\sigma_{\text{Boltz}}})^{\frac{1}{4}} \quad (5.24)$$

Die unbekannte Größe $T_F(s)$ läßt sich ermitteln, indem die Gl. 5.24 für $z = s$ aufgestellt wird. $T_F(s)$ ist implizit in der sich nunmehr ergebenden Gleichung enthalten und kann iterativ ermittelt werden.

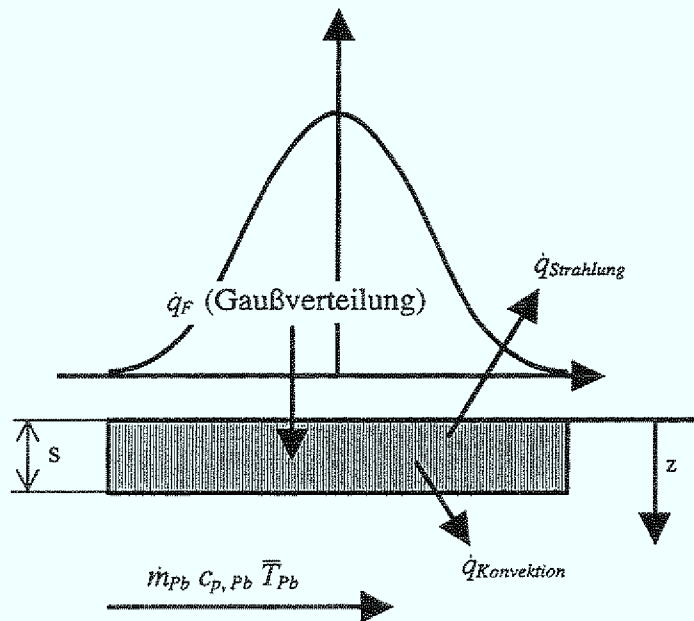


Abb. 27. Koordinatensystem: vereinfachtes Modell des Fensters mit Koordinatensystem und Wärmeströmen

Die Wärmeübergangszahl α ergibt sich aus dem Nußelt-Gesetz für turbulente Rohrströmung von Schwermetallen [35] (wobei der turbulente Strömungszustand mittels der Reynoldszahl noch zu überprüfen ist, hier aber schon als gegeben angenommen wird):

$$Nu_t = 5,0 + 0,025 Pe^{0,8} \quad (5.25)$$

mit den Ähnlichkeitsparametern

$$Re = \frac{\bar{\rho}_{Pb} w d}{\bar{\eta}_{Pb}}, \quad Pr = \frac{\bar{\eta}_{Pb} \bar{c}_{p,Pb}}{\bar{\lambda}_{Pb}}, \quad Pe = Re \times Pr \quad (5.26 - 5.28)$$

mit den über der Temperatur gemittelten Stoffwerten des Bleis (s. Anhang B), der Strömungsgeschwindigkeit w und dem Targetdurchmesser d . Daraus ergibt sich die mittlere Wärmeübergangszahl $\bar{\alpha}$ zu

$$\bar{\alpha} = \frac{Nu \bar{\lambda}_{Pb}}{d} \quad (5.29)$$

Das Temperaturprofil über der Fensterstärke wird im Inneren des Fensters ein Maximum haben und zu den Rändern hin abflachen, da dort Wärme abfließt. Das Maximum der Temperatur läßt sich ermitteln, indem die erste Ableitung der Temperaturgleichung 5.52 gleich Null gesetzt und nach z aufgelöst wird:

$$z(T = T_{\max}) = s \left(1 - \frac{\alpha (T_F(s) - \bar{T}_{Pb})}{\dot{q}_F} \right) \quad (5.30)$$

Dieser Wert gibt den Wert der z -Laufkoordinate an, an der die höchste Temperatur über der Fensterdicke auftritt. Eingesetzt in Gl. 5.52 ergibt sich die maximale Temperatur.

Die Rechnungen für den konvektiven Wärmeübergang Fenster/ Blei ergeben die (mittleren) Kennzahlen und die Wärmeübergangszahl α :

Reynoldszahl	$Re = 2900000$ (damit hochturbulente Strömung!)
Prandtlzahl	$Pr = 0,0186$
Pecletzahl	$Pe = 53600$
Nußeltzahl	$Nu = 157$
mittl. Wärmeübergangszahl	$\alpha = 6800 \text{ W/m}^2\text{K}$

Es sind zwei Rechnungen durchgeführt worden: In der ersten wurde die Wärmeleitfähigkeit von unbestrahltem ($\lambda = 50 \text{ W/(mK)}$), in der zweiten von bestrahltem Graphit ($\lambda = 15 \text{ W/(mK)}$) zugrunde gelegt.

Ergebnisse für unbestrahlten Graphit: Wärmeleitfähigkeit $\lambda = 50 \text{ W/(mK)}$: konvektiver Anteil der Wärmeabfuhr: 231 kW
Strahlungsanteil der Wärmeabfuhr: 33,2 kW
maximale Temperatur: 2424°C

$r \rightarrow$ $h \downarrow$	0 cm	2 cm	4 cm	6 cm	8 cm	10 cm	12 cm	14 cm	16 cm	18 cm
0 cm	2360	2294	2103	1805	1440	1078	792	604	502	453
1 cm	2402	2333	2130	1819	1445	1079	792	604	502	453
2 cm	2422	2349	2138	1819	1440	1074	788	602	501	453
3 cm	2418	2343	2128	1805	1426	1063	782	599	500	453
4 cm	2391	2315	2099	1776	1402	1047	772	594	498	452
5 cm	2340	2265	2051	1734	1369	1024	760	588	495	451
6 cm	2267	2193	1984	1677	1326	996	744	580	492	450
7 cm	2169	2099	1899	1606	1273	962	725	571	488	449
8 cm	2049	1982	1795	1521	1211	922	702	560	484	447
9 cm	1905	1844	1672	1422	1139	877	677	548	478	445
10 cm	1738	1683	1531	1309	1058	825	648	534	473	443

Tab. 19. Temperaturfeld im unbestrahlten Graphitfenster: Angaben in °C, r: Laufvariable in radialer Richtung und h: in axialer Richtung

Die Temperaturen nehmen entsprechend der Gaußverteilung des eingebrachten Wärmestroms radial ab. In der axialen Temperaturverteilung ist - wie erwartet - ein Temperaturmaximum im Platteninneren zu beobachten. Der konvektive Wärmetransportmechanismus überwiegt gegenüber der Wärmestrahlung bei dem sich einstellenden Temperaturniveau mit ca. 87 % Anteil an der abgeführten Wärme.

Die Maximaltemperatur liegt mit $T_F = 2424^\circ\text{C}$ bei $z = 2,3 \text{ mm}$ auf der Fensterachse nahe 2500°C , bei dem Graphit seine maximale Festigkeit erreicht [17]. Abzuschätzen bleibt, ob die im Fenster auftretenden Spannungen aufgrund der Temperaturgradienten in Verbindung mit der statischen Belastung durch die Bleisäule standgehalten werden können.

Ergebnisse für bestrahlten Graphit: Wärmeleitfähigkeit $\lambda = 15 \text{ W/(mK)}$: konvektiver Anteil der Wärmeabfuhr: 201,5 kW
Strahlungsanteil der Wärmeabfuhr: 62,6 kW

maximale Temperatur: 3144°C

r → h ↓	0 cm	2 cm	4 cm	6 cm	8 cm	10 cm	12 cm	14 cm	16 cm	18 cm
0 cm	2651	2596	2434	2172	1828	1432	1045	745	565	479
1 cm	2889	2816	2606	2284	1886	1455	1051	746	565	480
2 cm	3049	2962	2715	2349	1912	1457	1047	743	564	480
3 cm	3131	3034	2763	2366	1906	1441	1032	734	560	479
4 cm	3136	3033	2748	2336	1868	1405	1006	720	554	477
5 cm	3062	2958	2670	2259	1798	1350	970	701	546	474
6 cm	2911	2810	2531	2135	1695	1275	924	677	536	471
7 cm	2682	2588	2329	1964	1561	1181	867	648	523	466
8 cm	2376	2292	2065	1745	1395	1067	799	614	508	461
9 cm	1991	1923	1738	1479	1197	935	721	574	491	455
10 cm	1529	1480	1350	1166	967	782	632	530	472	448

Tab. 20. Temperaturfeld im bestrahlten Graphitfenster: Angaben in °C, r: Laufvariable in radialer Richtung und h: in axialer Richtung

Die bei dieser Rechnung ermittelten Temperaturprofile zeigen qualitativ die gleiche Form wie die mit der Wärmeleitfähigkeit von unbestrahltem Graphit ermittelten. Jedoch liegt das Temperaturniveau insgesamt sehr viel höher, da der Abfluß der Wärme aus dem Fenster hinaus durch die geringere Wärmeleitung behindert ist.

Der Einfluß der Wärmestrahlung nimmt zu und hat nunmehr einen Anteil von 24 % an der gesamten abzuführenden Leistung. Dies liegt daran, daß die Wärmestrahlung dem Stefan-Boltzmann-Gesetz gehorcht, welches eine Zunahme der abgestrahlten Wärme mit der 4. Potenz der Temperatur vorsieht. Hingegen wächst der durch Leitung wie auch konvektiv abgeführte

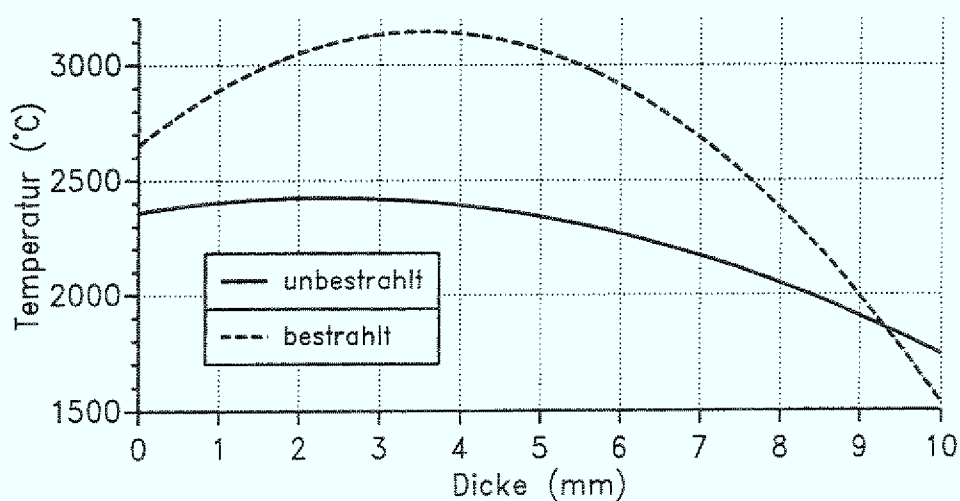


Abb. 28. Ergebnisse der Temperaturberechnung für das Graphitfenster: Temperaturprofile im Zentrum des Protonenfensters über der Fensterdicke aufgetragen; Ergebnisse für unbestrahlten und bestrahlten Graphit

Wärmestrom nur linear mit der treibenden Temperaturdifferenz. Bei verschlechterter Wärmeleitung verschiebt sich das Temperaturmaximum über der Plattendicke weiter zur strahlungsgekühlten Seite, da die im Fenster deponierte Leistung mit geringerem Widerstand bei erhöhter Plattenoberflächentemperatur abgestrahlt wird als zur konvektiv gekühlten Seite des Fensters geleitet wird. Die in der Nähe der strahlungsgekühlten Oberfläche deponierte Leistung wird also quasi stärker gegenüber der anderen Fensteroberfläche isoliert und bei leicht erhöhtem Temperaturniveau abgestrahlt.

Die maximal ermittelte Temperatur (3144°C bei $z = 3,6$ mm, s. Abb. 29) dürften bei einer Sublimationstemperatur von Graphit bei ca. 3500°C zu hoch sein.

Es bleibt zu überprüfen, ob die Fehler, die durch die Vereinfachungen in der Rechnung gemacht wurden, einen nennenswerten Effekt auf die Höhe der Maximaltemperaturen haben. Diese Frage wird im folgenden Abschnitt behandelt.

Überprüfung der Annahme eindimensionaler Wärmeleitung: Bei der Berechnung des Temperaturfeldes im Graphitfenster wurde die Wärmeleitung radial zur Strahlachse vernachlässigt. Ob diese Annahme gerechtfertigt ist, wird über eine Abschätzung der Wärmemenge, die durch den Fensterquerschnitt radial wegfließen kann, überprüft. Für die Wärmeleitung gilt der folgende Ansatz:

$$\dot{q}_{\text{radial}} = -2 \pi r s \bar{\lambda}_F \frac{\partial T}{\partial r} \quad (5.31)$$

Die Integration von einem Temperaturstützpunkt zum nächsten ergibt

$$\dot{q}_{\text{radial}} = \frac{2 \pi s \bar{\lambda}_F}{\ln\left(\frac{r_{i+1}}{r_i}\right)} (T_i - T_{i+1}) \quad (5.32)$$

Der maximale Wert beträgt für eine Wärmeleitfähigkeit von $\bar{\lambda}_F = 50$ W/(mK) $\dot{q}_{\text{radial}} = 5,3$ kW und für $\bar{\lambda}_F = 15$ W/(mK) $\dot{q}_{\text{radial}} = 2,1$ kW. Der Vergleich mit der im Fenster insgesamt deponierten Leistung ($\dot{q}_F = 264$ kW) zeigt, daß diese Anteile mit 2 % bzw. unter 1 % vernachlässigbar sind hinsichtlich der Berechnung der maximalen Temperaturen: Eine untere Schranke hierfür ergibt sich durch eine Rechnung mit einer um die genannten Beträge verringerten deponierten Energie. Es ergeben sich Maximaltemperaturen von 2400°C bzw. 3136°C (für den unbestrahlten bzw. den bestrahlten Werkstoff) gegenüber den oben angegebenen von 2424°C bzw. 3144°C.

5.3.2 Abschätzung der im Fenster auftretenden Wärmespannungen

Ein sehr einfacher Ansatz zur Abschätzung der im Fenster auftretenden Wärmespannungen ergibt bei der optimistischen Annahme einer nicht behinderten Dehnung und einem linearen Temperaturverlauf über der Plattendicke die folgende Spannungs-Dehnungsbeziehung (vgl. Abb. 29):

$$\sigma_{\text{max}} = E_C \varepsilon = \frac{1}{2} E_C \bar{\alpha}_C (T_{F,\text{max}} - T_{F,\text{min}}) \quad (5.33)$$

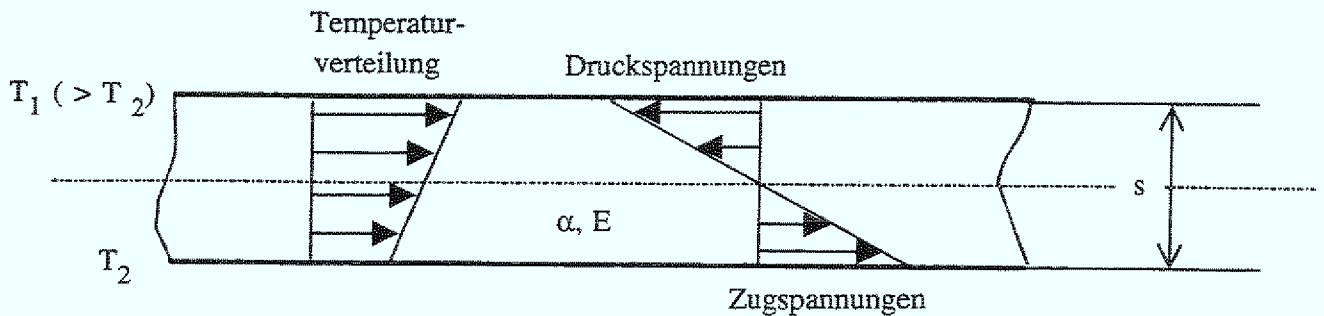


Abb. 29. Thermomechanische Spannungen: Abschätzung der im Fenster durch die unterschiedliche thermische Belastung auftretenden Spannungen

Den Wärmespannungen werden die Spannungen, die sich aufgrund der Druckbelastung durch die Bleisäule ergeben, überlagert. Dabei werden sich die Spannungen teilweise kompensieren: Die an der strahlungsgekühlten Oberfläche des Fensters auftretenden Druckspannungen (bedingt durch die thermische Belastung) werden durch die Zugspannungen verringert, die sich aus der von dem Bleiinnendruck hervorgerufenen Biegung ergeben. Die fluidseitig auftretenden (Wärme-)Zugspannungen werden durch die aus der Biegung resultierenden Druckspannungen ebenfalls erniedrigt. Zur Abschätzung der maximalen Spannungen scheint also eine Subtraktion der beiden Lastanteile gerechtfertigt. Bei den oben angenommenen Elastizitätsmoduli von 9 MPa (unbestrahlt) bzw. 18 MPa (bestrahlt), einem durchschnittlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von $5 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ und unter Zugrundelegung der jeweils höchsten Temperaturdifferenz auf der Mittelachse des Fensters ergeben sich maximale Wärmespannungen von

unbestrahlt/ bestrahlt (Temperaturdifferenz $\Delta T = 690 \text{ K} / 1615 \text{ K}$):

$$\sigma_{\text{max,th}} = \pm 16 \text{ N/mm}^2 / \pm 73 \text{ N/mm}^2$$

Zu diesen Spannungen wird die sich aus der Druckbelastung durch die Bleisäule ergebende Zugspannung von 20 N/mm^2 (vgl. Abschnitt 2.2) addiert. Es ergeben sich die folgenden Maximalspannungen:

unbestrahlt/ bestrahlt:

$$\sigma_{\text{max}} = \pm 4 \text{ N/mm}^2 / \pm 53 \text{ N/mm}^2$$

Zumindest im unbestrahlten Zustand sind die maximal im Fenster auftretenden Spannungen niedriger als die zulässige von 50 N/mm^2 . Nach der Bestrahlung liegen sie, bedingt durch den sich erhöhenden E-Modul und die ungünstigere Temperaturverteilung, im maximal zulässigen Bereich. Detaillierte Analysen, eventuell für ein Material mit günstigeren Festigkeitseigenschaften sowie geeigneteren thermophysikalischen Eigenschaften bei ähnlich geringer Energie-deposition, müßten hierzu angefertigt werden, um eine genauere Quantifizierung zu erreichen.

Es stellt sich die Frage, nach welcher Bestrahlungsdauer ein Austausch eines solchen Fensters nötig wäre, falls nach Erreichen einer bestimmten Dosis sich die Materialeigenschaften derart verschlechtert hätten, daß die Spannungen unzulässig hoch würden. Hierzu ist eine genaue Kenntnis der Veränderung der thermophysikalischen Materialdaten über der Fluenz nötig. Durch einen Vergleich mit der maximal auftretenden Dosisleistung von $6,9 \cdot 10^{14} \text{ p/cm}^2$ kann errechnet werden, wann das Fenster ausgewechselt werden muß. Allerdings konnte keine genaue Bezie-

hung ermittelt werden, die das Verhältnis Dosis zu Wärmeleitfähigkeitsänderung für Graphit beschreibt. Somit kann dieser Aspekt nicht weiter verfolgt werden.

5.4 Natriumgekühltes Protonenfenster

Das aus zwei planparallelen Platten bestehende Fenster wird von einem dazwischen fließenden Natriumstrom gekühlt; der Protonenstrahl tritt senkrecht durch das Fenster. Der Vorteil von Natrium als Kühlmedium besteht in der geringen Kerndichte und damit verbunden in der niedrigen Energiedeposition durch Wechselwirkung mit dem Protonenstrahl. Außerdem bewirkt Natrium einen sehr guten Wärmeübergang und hat eine hohe Verdampfungstemperatur (883°C unter Normalbedingungen [70]).

Als Fenstermaterialien werden die Stähle AISI 304 und AISI 316 untersucht, die in schnellen Reaktoren mit Natriumkühlung Standardwerkstoff sind. Darüberhinaus wird Siliziumkarbid als Materialkandidat bewertet [18]. Abweichend von den Randbedingungen der übrigen Fensterkonstruktionen ist eine Auslegung für einen Strahl mit 1,6 GeV und 50 mA (gegenüber 25 mA) untersucht worden, was eine doppelt so hohe thermische Belastung bedeutet.

Aufbauend auf eine mit HETC ermittelte Quellverteilung im Fenster und im Fluid ist das Temperaturfeld im Fenster ermittelt worden. Über geeignete Nußeltgesetze wurden der lokale Wärmeübergang und damit die Oberflächentemperaturen bestimmt. Anschließend sind die Temperaturprofile senkrecht zur Fensteroberfläche unter der (berechtigten) Annahme vernachlässigbarer Wärmeleitung parallel zur Oberfläche errechnet worden. Die resultierende Temperaturverteilung diente zusammen mit der statischen Drucklast durch den Natriumstrom als Grundlage für eine anschließende Finite-Differenzen-Berechnung der mechanischen Spannungen im Fenster.

Bei der Dimensionierung sind verschiedene, konkurrierende Einflüsse zu beachten: Die Druckbelastung durch den Natriumstrom erfordert eine bestimmte Mindestmaterialstärke. Je dicker jedoch das Material ist, desto größer ist die Energiedeposition durch den Protonenstrahl, was im Fensterinneren größere Temperaturgradienten und entsprechende mechanische Spannungen hervorrufen wird. - Durch eine stärkere Strahlaufweitung kann die lokale Energiedeposition verringert werden. Allerdings muß damit auch die Fensterfläche entsprechend der veränderten Strahlgeometrie vergrößert werden. Die Materialstärke verhält sich bei konstanter Drucklast quadratisch gegenüber der Fensterbreite, so daß dieser Maßnahme wegen der höheren Wärmeleistung pro Flächeneinheit enge Grenzen gesetzt sind.

Die Untersuchungen kommen zu dem Ergebnis, daß ein Fenster aus den beiden austenitischen Stählen SS 304 oder SS 316 aus festigkeitsmechanischen Gründen nicht realisierbar ist, da die aus den hohen Temperaturgradienten resultierenden Spannungen über den für die Materialien zulässigen liegen. Die Alternativlösung, die Siliziumkarbid (HIPSIC) als Fenstermaterial vorsieht, scheidet ebenfalls aus, da die mechanischen Belastungen zu hoch sind. Allerdings machen die Spannungen, die aus der Druckbelastung resultieren, einen hohen Anteil aus.

Festigkeitsmechanisch günstiger ist sicherlich eine gewölbte Fenstergeometrie (beispielsweise in Form einer Kugelkalotte), die mit geringerer Materialstärke ausgelegt werden könnte. Dies

könnte ein Ansatzpunkt für weitere Untersuchungen sein, die eine Fensterauslegung mit einem Protonenstrahl geringerer Leistung (d.h. mit $I = 25 \text{ mA}$) zum Ziel haben.

5.5 Sicherheitsbetrachtungen

Eine Transmutationsanlage muß als kerntechnische Anlage besonderen Sicherheitsanforderungen entsprechen. Dies gilt insbesondere im Hinblick auf das umfangreiche radioaktive Inventar, das mehrere Tonnen an Aktiniden und langlebigen Spaltprodukten umfassen kann. Ziel von Sicherheitsbetrachtungen muß es sein, zu untersuchen,

- wie eine Beschädigung oder eine Zerstörung der betreffenden Komponente (hier des Protonenfensters) verhindert werden kann,
- wie eine mögliche Fehlfunktion oder ein Versagen der untersuchten Bauteile sicher detektiert werden kann,
- welche Folgen ein Versagen im Sinne einer "worst-case"-Betrachtung haben wird und
- wie man die Schadensfolge auf ein vertretbares Maß reduzieren kann.

Generell darf angenommen werden, daß ein totales Versagen des Protonenfensters - zumindest bei den Varianten, die nicht im direkten Kontakt mit dem Targetmedium stehen - keine das Blanket betreffenden Folgen nach sich zieht. Eine Kontaminierung der Beschleunigerröhre durch die aus dem Target verdampften, mit radioaktiven Substanzen belasteten Bleidämpfen ist die schlimmste Folge, die hierbei denkbar wäre. Die sofortige Abschaltung des Strahls und eine damit um Größenordnungen niedrigere Verdampfungsrate (s. Gl. 4.1) ist wünschenswert; somit muß ein sicheres Signal im Schadensfall ausgesandt und umgesetzt werden.

Ein Hintereinanderschalten von zwei oder mehreren Protonenfenstern unterschiedlicher Bauweise erhöht die Sicherheit erheblich. Allerdings ist hierbei die verstärkte Energieabsorption aus dem Protonenstrahl zu beachten. In erster Linie kommen hierfür also die dünnen, strahlungsgekühlten Fenster, insbesondere die Variante mit CVD-Diamant als Fensterwerkstoff, in Betracht. Um beim Versagen der Fenster ein Eindringen der Bleidämpfe in den Beschleuniger zu verhindern, kann durch Schließen von Schiebern nach dem Abschalten des Protonenstrahls die Beschleunigerröhre gasdicht verschlossen werden.

5.5.1 SiC-Fenster

Folgende Stör- und Schadensfälle sind denkbar:

1. Das Fensterrad verlangsamt sich oder bleibt stehen.
2. Das Fenstermaterial (SiC) zeigt Rißbildung. Als Folge brechen ein oder mehrere Rotorblätter.
 - a. Die abgebrochenen Teile fallen aus dem Fenster heraus und stören den weiteren Betrieb bzw. die Rotation der Konstruktion nicht.
 - b. Die abgebrochenen Teile verklemmen sich im Fenster, behindern die Rotation aber nicht.
 - c. Die abgebrochenen Teile blockieren das Rad oder zerstören es vollständig.

zu 1: Diese Störung kann auftreten, wenn der Antrieb oder die magnetische Lagerung versagen oder aber der Fall 2c.) eintritt. Die Folge ist - bei Weiterbetrieb des Beschleunigers - die lokale Überhitzung eines oder mehrerer Rotorblätter und ein durch die Thermospannungen bedingter Bruch nach einigen Sekunden. Die Drehzahl des Fensters kann jedoch über geeignete, in der Technik übliche Drehzahlmesser (z.B. Wirbelstromtachometer, Tachogenerator [108]) sicher abgegriffen werden. Bei einer Verlangsamung des Rades über einen festen Betrag hinaus kann der Protonenstrahl umgehend durch dieses Signal abgeschaltet werden. Dabei ist die Signalgebung nach dem "fail-safe"-Prinzip auszulegen: Im Normalbetrieb ist eine Signalspannung notwendig, um den Strahl eingeschaltet zu lassen. Bei einer Störung des Protonenfensterbetriebs oder aber des Drehzahlmessers fällt die Signalspannung ab oder ganz aus und schaltet den Beschleuniger ab. Dies hat den Vorteil, daß bei einem Ausfall des Signalgebers (Wegfall der Signalspannung) schlimmstenfalls der Protonenstrahl unnötigerweise abgeschaltet würde, im Störfall jedoch seine Funktion gewährleistet ist. Darüberhinaus können die Prinzipien der Redundanz und der Diversifikation realisiert werden.

zu 2a: Dieser Störfall hat relativ geringe Konsequenzen für den Betrieb der Anlage. Die mögliche Folge ist ein etwas erhöhter Übertritt kontaminierter Bleidämpfe aus dem Targetbereich in den Beschleuniger. Durch mehrere, die Rotorblattenden überwachende Lichtschranken ist es möglich, den Strahl kurz nach Auftreten des Schadens abzuschalten.

zu 2b: Durch diesen Schadensfall kann es - neben einer leichten Kontamination der Beschleunigerröhre wie in 2a - durch behinderte Wärmestrahlung zu einer lokalen Überhitzung und daraus resultierend zum Bruch weiterer SiC-Segmente kommen. Die Detektierung ist etwas schwieriger als in 2a. Mit Hilfe auf verschiedenen Radien angebrachter Lichtschranken kann aber auch dieser Schaden aufgedeckt werden. Für Fall 2a und 2b können ebenfalls die in der Kerntechnik üblichen Prinzipien fail-safe, Redundanz und Diversifikation angewandt werden. Fall 2c ist bereits oben erläutert worden.

5.5.2 CVD-Diamant-Fenster

Die Beschädigung des Protonenfensters aus CVD-Diamant (z.B. durch hohe Druckschwankungen oder aber durch eine teilweise Graphitisierung) hat mit hoher Wahrscheinlichkeit einen totalen Ausfall und die Freisetzung der gesamten Öffnung zur Folge, da es sich bei dem Fenster praktisch um eine Folie handelt und der Diamant sehr spröde ist. Die Detektierung einer Beschädigung kann wie in Abb. 30 dargestellt realisiert werden: Diamant hat einen extrem hohen optischen Brechungsindex von $n_{12} = 2,417$ (bei 20°C und einer Wellenlänge von $\lambda = 5890 \text{ \AA}$). Zum Vergleich: Kronglas hat bei denselben Bedingungen einen Brechungsindex von nur 1,51 [45]. So bietet es sich an, einen Lichtstrahl vom Punkt A (s. Abb. 30) in genügend großem Winkel α , der über dem Grenzwinkel der Totalreflektion liegen muß (bei den genannten Zahlen ist dies $\alpha_{\text{Grenz}} = 24,4^\circ$) auf das Fenster zu schicken. Im intakten Zustand wird er vom Diamant reflektiert und trifft diesseits des Fensters auf der gegenüberliegenden Beschleunigerwand in B auf, um dort registriert zu werden. Um ihn von der Strahlung des heißen und damit ebenfalls strahlenden Diamanten zu unterscheiden, kann der Strahl moduliert werden. Falls das Fenster birst, wird der Strahl ungehindert in C auftreffen und damit das Abschalten des Strahls bewirken. Diese Schaltung kann ebenfalls fail-safe eingerichtet werden. Außerdem kann mit dieser Anordnung eine fortschreitende Graphitisierung wegen der Strahlenschädigung durch die damit

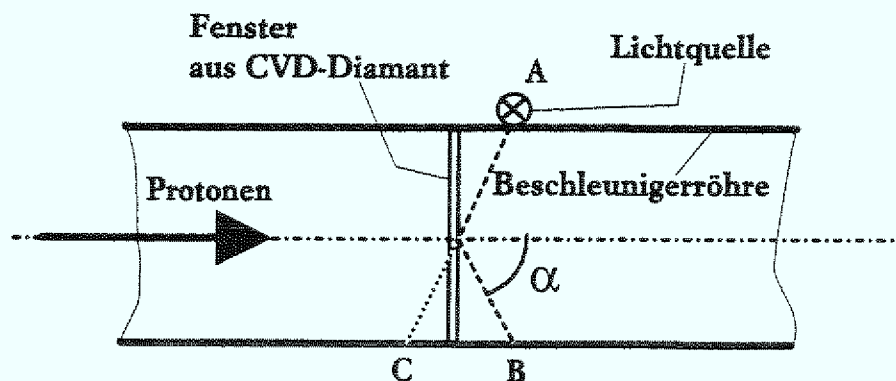


Abb. 30. Bruch des CVD-Diamant-Fensters: technische Lösung zur Detektierung eines Teil- oder Totalversagens des Protonenfensters

verbundene Änderung des Brechungsindizes bestimmt werden und ein rechtzeitiger Austausch erfolgen.

5.5.3 Graphitfenster, natriumgekühltes Fenster

Ein Bruch der konvektiv gekühlten Fenstervarianten hat weitreichendere Konsequenzen als bei den rein strahlungsgekühlten Konstruktionen: Durch das Auslaufen des jeweiligen Kühlmediums (Flüssig-Blei bzw. Natrium) werden eine schwer zu beseitigende Verschmutzung und Zerstörung sowie die Kontamination der damit in Berührung kommenden Strukturmaterialien die Folge sein.

Graphitfenster: Ein Bruch des Fensters kann im wesentlichen durch zwei Ursachen hervorgerufen werden:

1. Der Bleistrom stockt oder aber setzt - eventuell auch nur zeitweise - aus. Durch die thermische Überlastung bricht das Fenster.
2. Das Fenster bricht unter dem Bleidruck wegen der fortgeschrittenen strahleninduzierten Materialschädigung.

zu 1: Das Fenster heizt sich ohne Wärmeabfuhr durch das Blei und bei Weiterbetrieb des Beschleunigers innerhalb kurzer Zeit auf Sublimationstemperatur auf, wie die folgende Abschätzung zeigt. Für die thermisch maximal belastete Stelle im Fenster liefert die Bilanzierung

$$\Delta t = \frac{\rho_C c_{p,C} (T_S - T_0)}{\dot{q}_{\max}'''} \quad (5.34)$$

Für eine spezifische Wärmekapazität des Graphits von $c_{p,C} = 1800 \text{ J/kg K}$ (gültig für 800°C [21]), $\dot{q}_{\max}''' = 1,2 \times 10^9 \text{ W/m}^3$ und einer Aufheizspanne bis zum Erreichen der Sublimationstemperatur von $\Delta T = 1000 \text{ K}$ ergibt sich die eine Zeitspanne von weniger als 5 s. Das Fenster wird allerdings voraussichtlich schon vorher wegen der hohen thermomechanischen Spannungen zerbersten.

Falls der Bleistrom nicht weiter fließt, hat dieses Fensterversagen keine wesentlichen Folgen. Allerdings fallen die Bruchstücke in das Target und verschmutzen das (restliche) Blei. (Die Bleiaufheizung bei stockendem Fluidstrom wird im Kapitel 6.8.2 diskutiert.) - Weitaus problematischer ist ein Weiterfließen des Bleis nach kurzfristigem Aussetzen des Massenstroms und Bruch des Fensters, da in diesem Fall Blei aus dem Target austritt. Notwendig erscheint damit die Detektierung einer Veränderung des Bleimassenstroms mit anschließender Zwangsabschaltung des Protonenstrahls und der Bleiförderpumpen. Hierauf wird bei der sicherheitstechnischen Behandlung des Targets in Kapitel 6.8 näher eingegangen.

zu 2: Der Bruch des Fensters macht nicht nur das Abschalten des Protonenstrahls, sondern auch des Bleimassenstroms umgehend erforderlich. Eine Detektierung austretenden Bleis kann auf verschiedene Art und Weise (s. Kapitel 6.8) geschehen, ist aber als Indikator bzw. Warnsignal zu träge, da mit Versagen des Fensters schlagartig größere Mengen Blei austreten können. Sinnvoller ist es, das Fenster beispielsweise mit einem Ultraschalldetektor zu überwachen, der bei einem Bruch praktisch unmittelbar Protonenstrahl und Bleiförderpumpe abschaltet. Durch die Massenträgheit des Bleis wird trotzdem eine gewisse Menge Blei austreten. Sie wird zwischen die erste und die (doppelte) Schutzwand laufen. Für eine geeignete Auffangvorrichtung (Wanne) am Fuß des Targets muß deshalb gesorgt werden, vgl. Kapitel 6.8.2.

Doppelwandiges, natriumgeköhltes Fenster: Die Schadensfälle, die für das Na-geköhlte Fenster konstruiert werden können, sind denen des Graphitfensters sehr ähnlich, haben allerdings weniger schwerwiegende Folgen. Ein Bruch beider oder wenigstens einer der Wände, bedingt durch die thermische Überlastung bei Kühlmittelverlust oder - für den letzteren der beiden genannten Fälle - durch Materialermüdung kann zu einem Austreten des Natriums führen. Allerdings wird das Natrium weniger stark aktiviert als Blei, so daß die beim Versagen des Fensters benetzten Strukturen unproblematischer auszutauschen sind. Darüberhinaus ist der Volumenstrom sehr viel geringer ($\dot{V}_{\text{Na}} / \dot{V}_{\text{Pb}} \approx 0,1$), so daß die austretende Menge begrenzt bleibt.

Ein Bruch des Fensters kann beispielsweise über einen Druckabfall im Kühlkreislauf ermittelt werden. Ein sofortiges Abschalten des Protonenstrahls und der Kühlmittelförderpumpen ist notwendig und sollte fail-safe konstruiert sein. Eine geeignete Strömungsbarriere kann das tiefe Eindringen des Natriums in den Beschleuniger verhindern; diese Vorrichtung sollte durch einen in unmittelbarer Fensternähe angeordneten Auffangtank unterstützt werden.

5.6 Bewertung der Protonenfensterkonzepte

Ausgehend von der Forderung, eine Barriere im Beschleuniger zur Verhinderung einer Kontamination durch austretende Bleidämpfe in Form eines Protonenfensters zu schaffen, sind verschiedene Konzepte untersucht worden. Diese unterscheiden sich im wesentlichen durch zwei Kriterien, nämlich durch die Eigenschaften gasdicht oder nicht sowie durch die Art der Kühlung: konvektiv oder durch Wärmestrahlung.

Die strahlungsgeköhlte Variante mit SAP als Fensterwerkstoff scheidet aufgrund zu hoher Materialtemperaturen aus. Ein ebenfalls durch Strahlung geköhltes Fenster mit SiC-Rotorblättern hingegen ist einsetzbar und bietet verschiedene Vorteile: Neben der hohen thermischen Belast-

barkeit und der geringen Energieabsorption sorgt eine geringe Materialschädigung durch die Bestrahlung für eine lange Standzeit dieser Konstruktion, die mindestens ein Jahr betragen wird. Auch sicherheitstechnisch erweist sich diese Variante vorteilhaft: Störfallbetrachtungen zeigen nur geringe und lokal sehr begrenzte Auswirkungen auf die Betriebssicherheit der Anlage. Falls keine absolute Dichtigkeit für das Protonenfenster gefordert wird und unter der Voraussetzung, daß der Raum über dem Target ebenso wie die Beschleunigerröhre drucklos sein werden, ist hiermit eine gut realisierbare Lösung gefunden. Allerdings werden noch Materialuntersuchungen bezüglich der Strahlenschädigung durch die Wechselwirkung mit den hochenergetischen Protonen notwendig sein.

Ein strahlungsgekühltes Protonenfenster aus CVD-Diamant zeichnet sich durch seine äußerst geringe Energieabsorption aus, die ein Resultat der extrem dünnen Struktur und der niedrigen Ordnungszahl des Kohlenstoffes ist. Die Konstruktion ist einfach und relativ kostengünstig herzustellen; sie bietet einen gasdichten Abschluß der Beschleunigerröhre vom Target. Allerdings ist das Fenster sehr empfindlich gegenüber Druckschwankungen. Ein weiterer Nachteil besteht in der möglichen Graphitisierung der Diamantstruktur durch die Wechselwirkung mit dem Protonenstrahl, die die Standzeit wahrscheinlich auf einige Wochen begrenzt. Ein Versagen des Fensters wird aber voraussichtlich nur geringe Konsequenzen für die Sicherheit und den Betrieb der Anlage haben. Außerdem erscheint es sinnvoll, wegen der niedrigen Verlustenergie mehrere CVD-Diamant-Fenster in Reihe zu schalten, wodurch eine gewisse Redundanz gegeben ist.

Das in erster Linie durch das Targetmedium konvektiv gekühlte Graphitfenster hat die Vorteile einer Gasdichtigkeit sowie einer einfachen Kühlung durch das notwendigerweise vorhandene flüssige Blei. Allerdings wird in dem Fenster wegen der größeren Dicke mehr Energie als bei den bereits vorgestellten Varianten absorbiert. Bei einer strahleninduzierten Reduktion der Wärmeleitfähigkeit werden darüberhinaus die Maximaltemperaturen zu hoch. Schließlich ist das Fenster sicherheitstechnisch bedenklich, da ein Versagen weitreichende Folgen für den Weiterbetrieb der Anlage haben kann.

Ein doppelwandiges konvektiv gekühltes Fenster, das einen eigenen Kühlmittelkreislauf benötigt, scheint aus mehreren Gründen den Alternativlösungen unter den vorliegenden Einsatzbedingungen unterlegen zu sein: Ein solches Fenster ist in der untersuchten Geometrie thermomechanisch nicht auslegbar. Die Energieabsorption liegt mit Sicherheit über dem geringen Betrag, der in den strahlungsgekühlten Konstruktionen deponiert wird. Der eigene (Natrium-) Kühlkreislauf erfordert aufwendige zusätzliche Installationen; bei einem Versagen ist mit Kühlmittelaustritt und einer Kontamination angrenzender Anlagenteile zu rechnen.

Eine vergleichende Aufstellung der Charakteristika und der Untersuchungsergebnisse zu den verschiedenen Protonenfensterkonzepten liefert die Tab. 21.

Kriterium	SAP-Fenster	SiC-Fenster	CVD-Diamant-Fenster	Graphit-Fenster	doppelwandiges, natriumgekühltes Fenster
Kurzbeschreibung	rotierendes, kegelförmiges Blech aus SAP	Rotor mit SiC-Rotorblättern	freistehende Membran aus CVD-Diamant	graphitischer Teil der Struktur, die das Targetmedium leitet	planparallele Platten aus Stahl oder SiC
Kühlungsart	Strahlung	Strahlung	Strahlung	Konvektion und Strahlung	hauptsächlich Konvektion
Gasdichtigkeit	nicht gegeben	nicht gegeben	gegeben	gegeben	gegeben
Energieabsorption	mäßig	mäßig	sehr gering	hoch	hoch
thermische Stabilität	nicht gegeben	gegeben	gegeben	gegeben	gegeben
mechanische Stabilität	nicht gegeben	gegeben	gegeben	nach Bestrahlung nicht mehr gegeben	nicht gegeben
Strahlenschädigung	gering	gering	mittel	mittel	mittel bis hoch
vermutete Standzeit	Sekunden	1 Jahr	einige Wochen	einige Wochen	Sekunden

Tab. 21. Ergebnisse der Protonenfensteruntersuchungen: Vergleich der untersuchten Varianten

6.0 Targetauslegung

Ziel der vorliegenden Untersuchungen ist es, ein Target unter wärmetechnischen, neutronen-ökonomischen und sicherheitstechnischen Gesichtspunkten zu optimieren. Dabei ist das Target zur Vereinfachung der Rechnungen von einem homogenisierten Blanket umgeben, das demnach noch gestaltet und ebenfalls optimiert werden muß. Eine Targetauslegung in diesem Sinne bildet also die Grundlage für die Verbesserung einer Blanketkonfiguration.

Die Gestaltung eines Targets für eine Transmutationsanlage kann jedoch nur im Zusammenhang mit den Anforderungen gesehen werden, die sich aus der Auslegung des das Target umgebenden Blankets ergeben. Dies ist insbesondere im Hinblick auf die Wahl der Höhe des Protonenstroms von besonderer Bedeutung. Berechnungen zu einem möglichen Blanketkonzept ergeben, daß die Wahl einer Stromstärke von 25 mA für eine Transmutationsanlage sinnvoll ist [68].

6.1 Targetkonstruktion

Das Target besteht aus einem Kreislauf mit flüssigem Blei als dem eigentlichen Targetmaterial, in das der Protonenstrahl von oben auftrifft. Der prinzipielle Aufbau der geplanten Transmutationsanlage ist bereits in Kapitel 3 geschildert worden. In Abb. 31 ist dargestellt, wie das Target im Detail aussieht.

Das Target ist Bestandteil eines Flüssig-Bleikreislaufes. Von einer mechanischen Bleipumpe wird das Blei in ein Hosenrohr hochgepumpt, wo es in einen Ringspalt gelenkt wird. Am oberen Ende des Targets wird es umgelenkt in das vom Ringspalt umschlossene Zentralrohr und fließt senkrecht nach unten. Nachdem das Blei durch das Hosenrohr geflossen ist, strömt es in einen tiefergelegenen, bleigekühlten Zwischenwärmetauscher. Durch die Bleipumpe wird es wieder nach oben gesogen.

Der Protonenstrahl trifft von oben auf die freie Bleioberfläche, die sich hinter der Umlenkung des Bleimassenstroms vom Ringspalt in das Zentralrohr ausbildet. Die hochenergetischen Protonen erzeugen durch die Wechselwirkung mit den Bleiatomen den gewünschten Neutronenfluß. Das eigentliche Target ist also das obere Ende des vom Ringspalt umschlossenen Zentralrohrs, innerhalb dessen sich die Spallationsreaktionen abspielen. Das Blanket befindet sich rings um dem Target, wie in der Abb. 31 angedeutet. Die Position einer Abschirmung, die die unterhalb des Targets (und des Blankets) installierten Komponenten gegen die Neutronenstrahlung durch eine genügend dicke Graphitschicht schützen soll, ist ebenfalls in der Zeichnung eingetragen.

Die durch den Protonenstrahl im Target deponierte Wärmeleistung wird im Zwischenwärmetauscher abgeführt. Gleichzeitig werden die Strukturmaterialien durch den vorbeifließenden Bleimassenstrom gekühlt. Sämtliche bleiführenden Strukturen müssen wegen des hohen Schmelzpunktes von Blei beheizt werden können. Lediglich das Target selbst muß hiervon ausgeschlossen werden, da davon auszugehen ist, daß eine Rohrheizung den starken Neutronenfluß nicht ertragen kann. Um ein Erstarren des Bleis in diesem Bereich zu vermeiden, muß eine entsprechende Betriebsführung gewählt werden.

Abb. 31. Targetkonstruktion: Darstellung des Targets sowie der darunterliegenden Strukturen

→

Das Außenrohr des Targets ist am oberen Ende durch ein angeschweißtes Rohr an der darüberliegenden Decke fixiert. Zusätzliche Abstützung erhält es durch einen Käfig von vier T-Profil-Trägern, gegenüber denen es wegen der Wärmedehnungen vertikal verschiebbar ist. Das Zentralrohr ist im Hosenrohr eingeschweißt und damit relativ zum Außenrohr fixiert. Durch Abstandhalter, die am Zentralrohr angeschweißt sind, aber frei verschiebbar gegenüber dem Außenrohr sind, erhält es die notwendige Stabilität gegenüber seitlichem Wegknicken. Unterhalb des Hosenrohrs sind beide Rohre durch eine federnde Aufhängung gegen eine zu starke Beanspruchung durch die Gewichtskraft der Bleisäule zusätzlich abgestützt. - Da sowohl der Wärmetauscher als auch die Bleipumpe fixiert sind, müssen die in dem Rohrsystem auftretenden thermischen Längendehnungen durch die in Abb. 31 eingezeichneten Kompensatoren ausgeglichen werden.

Rings um das Außenrohr angeordnet ist ein Container aus Zirkon installiert, der ebenfalls als Ringspalt ausgebildet ist und Berylliumoxid als Moderator für die schnellen, aus dem Target austretenden Neutronen enthält. Der Käfig, der zu Abstützung des Außenrohres dient, befindet sich in diesem Container und durchdringt ihn mit seinen Abstützungen targetseitig.

Zwischen der inneren Containerwand und dem Außenrohr befindet sich ein schmaler Spalt. Im Falle einer Leckage des Außenrohrs fließt das austretende Blei durch diesen Spalt nach unten in einen kleinen Sammelbehälter. Geringe Mengen können von diesem aufgefangen werden. Ein Leckagedetektor registriert den Störfall und schaltet den Protonenstrahl ab. Größere Mengen an Blei werden in eine Wanne geleitet, die den Sammelbehälter umschließt, und fließen durch eine Abableitung in einen unterhalb des Targets angeordneten Auffangbehälter, der das gesamte Volumen des im Kreislauf zirkulierenden Bleis (etwa 5 m^3) aufnehmen kann.

Der gesamte Bleikreislauf ist in der Abb. 32 dargestellt. Ein Teilstrom wird zwischen der oberen Bleipumpe (die mit der in Abb. 31 eingezeichneten identisch ist) und dem Target abgezweigt, um einer kontinuierlich arbeitenden Bleireinigungsanlage zugeführt zu werden. Durch eine zweite Pumpe wird das Blei weiter unten wieder eingespeist. Weitere Rohrverbindungen ermöglichen ein Ablassen bzw. Auspumpen des Bleis in den oben bereits erwähnten Sammelbehälter, der im massiven Leckagestörfall ebenfalls das flüssige Blei aufnimmt. Durch die in der Abb. 32 gezeigte Schaltung ist es möglich, mit der zweiten Pumpe den Teilstrom zur Bleireinigungsanlage abzuzweigen sowie das Abpumpen in den Sammelbehälter und ein Wiederbefüllen des Kreislaufes durchzuführen.

Da das Target aufgrund der hohen Belastungen (hohe Temperaturen, Bleikorrosion und Neutronenversprödung) voraussichtlich im Jahresrhythmus ausgetauscht werden muß, ist ein einfacher Austausch erforderlich, der wegen der hohen Aktivierung der Komponenten fernbedient ausgeführt werden muß. Der Ein- und Ausbau findet von oben her statt. Zu diesem Zweck muß das Ende der Beschleunigerröhre abgebaut werden. Das Außenrohr kann nach Entfernung der Graphitabschirmung unterhalb des Targetbereiches in der in Abb. 31 eingezeichneten Posi-

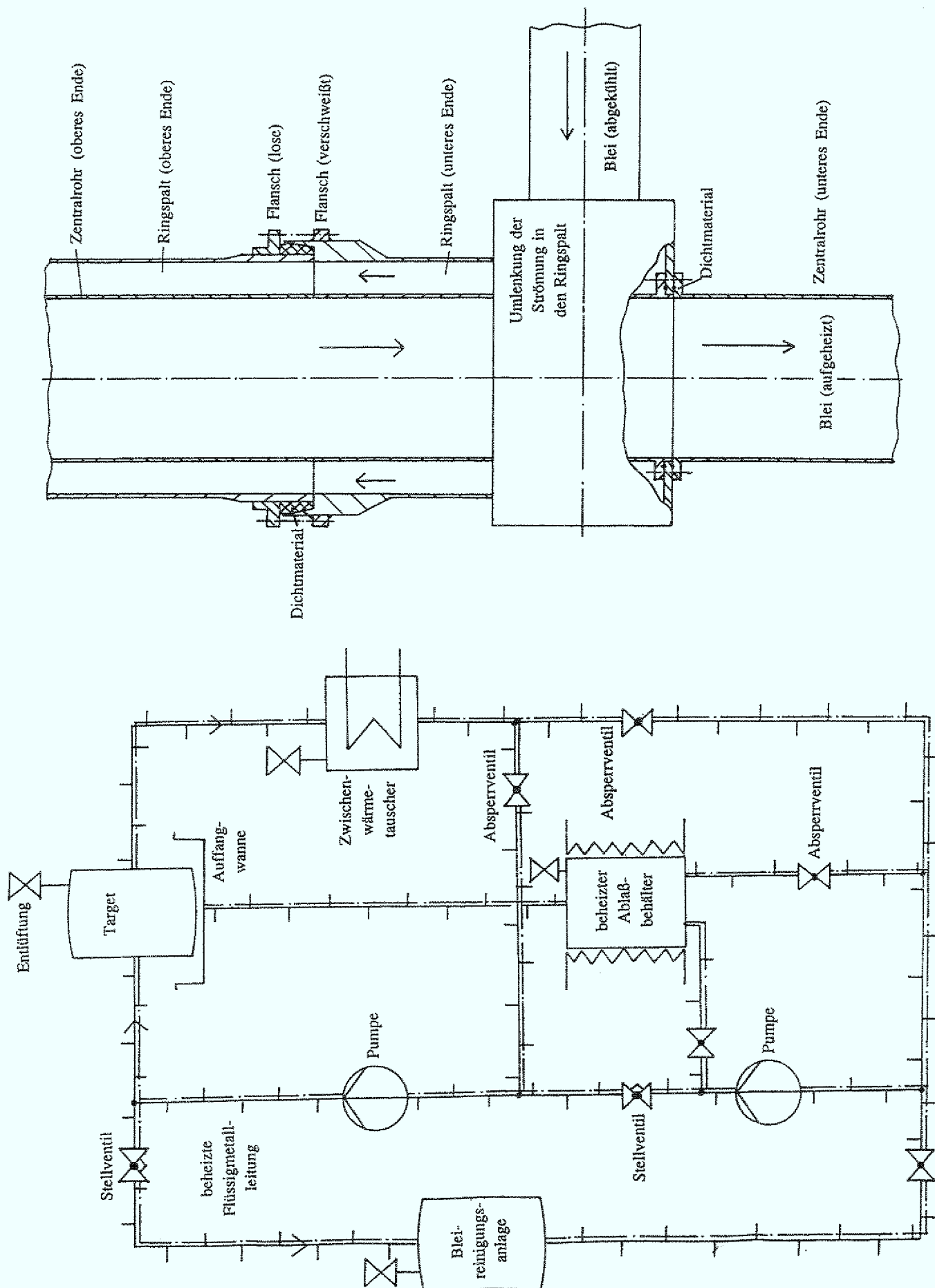


Abb. 32. Bleikreislauf, Demontage des Targets: links: kompletter Primärbleikreislauf, rechts: Alternativlösung zum Hosenrohr für die Verbindung des Targets mit dem übrigen Kreislauf, Vorteil: einfachere Demontage

←

tion durch einen Schneidbrenner getrennt werden. Durch Anheben des Mantelrohrs nach Lösen der Fixierung kann auch das Zentralrohr geschnitten werden. Anschließend kann erst das Zentralrohr und anschließend das Mantelrohr senkrecht nach oben gezogen werden. - Da die geschilderte Prozedur des fernbedienten Schneidens für einen häufigen Wechsel des Targets unpraktikabel ist, und ein Verschweißen der neuen Targetröhren mit den durch die thermische Belastung verformten Anschlußbrohren schwierig ist, wird in Abb. 32 eine Alternativlösung zu dem Hosenrohr vorgestellt: Das Mantelrohr ist oberhalb der Strömungszuführung des Bleis in den Ringspalt durch eine Klemmverbindung mit dem darunter liegenden Teil verbunden. Das obere Ende des Zentralrohrs durchdringt die Einrichtung, die (etwa in Form einer Turbinenschnecke konstruiert) zur Umlenkung des abgekühlten Bleis in den Ringspalt dient, und ist ebenso wie der darunterliegende Teil des Zentralrohrs unten in der Umlenkung angeflanscht. Beim Targetwechsel brauchen also nur noch die Klemm- und die Flanschverbindung gelöst zu werden.

Das strömungstechnische Verhalten der Bleiströmung in der Umlenkung vom Ringspalt in das Zentralrohr und die Ausbildung einer freien Oberfläche bedürfen noch weiterer, auch experimenteller Untersuchungen, um eine optimale Geometrie zu finden. Für ein Target, das als Freistrahler aus flüssigem Blei konzipiert wurde, sind solche Überlegungen anhand strömungstheoretischer Modelle sowie an einem Versuchsstand mit Wasser als fließendes Medium bereits untersucht worden [38], [96].

6.2 Strukturmaterialien

An die Strukturmaterialien des Targets ergeben sich im wesentlichen die folgenden Anforderungen:

- hohe Warmfestigkeit
- sofern im Kontakt mit dem Blei: hohe Korrosionsbeständigkeit gegenüber dem flüssigen Blei
- geringe Neutronenversprödung
- geringe Neutronenabsorption
- geringe Aktivierung

Drei Materialkandidaten, die diesen Anforderungen zumindestens teilweise entsprechen, sind Manet, Niob und Zirkon (Zirkalloy). Molybdän bietet sich als Beschichtungsmaterial zur Vorbeugung der Bleikorrosion an.

6.2.1 Manet

Im Rahmen der NET-Arbeiten (Next European Torus) zur Erforschung der Kernfusion wird als Erste Wand-Werkstoff ein martensitischer Cr-Stahl (Typ 1.4914) mit der Bezeichnung Manet in modifizierter Spezifikation untersucht. Seine Vorteile liegen in der hohen Warmfestigkeit, in gegenüber austenitischen Stählen niedrigeren Wärmeausdehnungsbeiwerten und einer besseren Wärmeleitfähigkeit [107] sowie einer sehr guten Strahlenbeständigkeit [101]. Günstig ist auch der niedrige Nickelgehalt: Durch n,γ -Reaktionen entstehen aus Nickel die Isotope Ni-59 und Ni-63, die als β^- -Strahler mit langer Halbwertszeit radiologische Probleme bereiten. Ni-59 hat darüberhinaus einen hohen n,α -Querschnitt, so daß im Neutronenfluß eine lokale Heliumproduktion zu erwarten ist.

Zusammensetzung: Die Zusammensetzung kann Tab. 22 entnommen werden. Auffallend sind der hohe Chromgehalt und die niedrigen Kohlenstoff- sowie Nickelanteile.

C	Si	Mn	Cr	Ni	Mo	V	Nb	Al
0,16-0,18	0,25-0,35	0,60-0,80	10,2-10,7	0,75-0,95	0,45-0,65	0,20-0,30	0,10-0,20	0,03-0,10

Tab. 22. Zusammensetzung von Manet: Angaben in % [107], berücksichtigt sind nur Bestandteile mit einem Anteil von mindestens 0,1 %

Streckgrenze: Der Stahl ist hochwarmfest; bei 500°C ist eine Streckgrenze von $R_{p,0,2} > 500 \text{ N/mm}^2$ gegeben [107].

thermophysikalische Daten:

Temperatur	Wärmeleitfähigkeit	Dichte	spez. Wärmekapazität	E-Modul	Poisson-Zahl	lin. therm. Ausdehnungskoeffizient
T	λ	ρ	c_p	E	ν	α
(°C)	(W/mK)	(g/cm ³)	(J/kg K)	(10 ³ MPa)	(-)	(10 ⁻⁶ 1/K)
20	24,0	7,7	450	217	0,3	10
400	26,0		620	190		12,0
500	26,2		700	181		12,2
600	26,5		780	171		12,5

Tab. 23. Werkstoffdaten von Manet: thermophysikalische Daten [130]

Strahlenbeständigkeit: Die Neutronenversprödung eines Stahls kann an der Erhöhung der Übergangstemperatur (DBTT: ductile to brittle temperature) und der Absenkung der Schlagarbeit abgelesen werden. Ein Bauteil ist so auszulegen, daß sich sein Werkstoff unter allen Betriebsbedingungen oberhalb der jeweiligen DBTT (also im duktilen Bereich) befindet bzw. sich die Schlagarbeit auf dem bis hinunter zur DBTT hohen Niveau (auf der sog. Hochlage) befindet. Die Veränderung dieser beiden Materialeigenschaften ist in erster Linie abhängig von der Bestrahlungstemperatur und -dosis. Das Diagramm in Abb. 33 zeigt diese Zusammenhänge: Während bei niedrigen Bestrahlungstemperaturen (ca. 290°C) die Übergangstemperatur mit wachsender Dosis um etwa 280°C steigt, nimmt sie bei hoher Temperatur (470°C) nur um we-

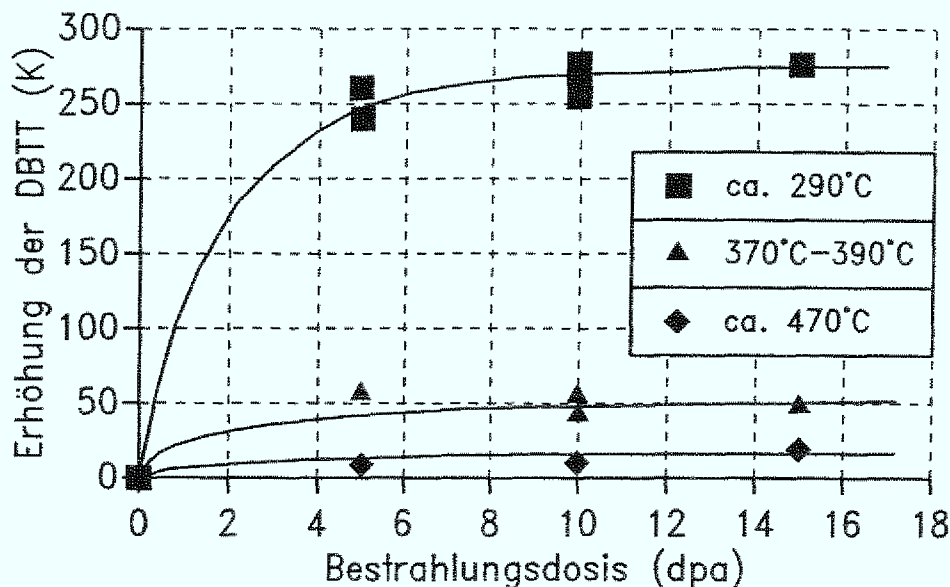


Abb. 33. Neutronenversprödung von Manet: Erhöhung der Übergangstemperatur (DBTT) bei unterschiedlichen Bestrahlungstemperaturen [101]

niger als 20° zu. Nach einer Dosis von je 15 dpa scheint ein Sättigungsbereich erreicht, ab dem keine weitere Versprödung zu beobachten ist [101].

Die elastischen Eigenschaften (Zugfestigkeit, Spannungs-Dehnungsverhalten) sind für He- und H-Implantationen bis Konzentrationen von 500 appm untersucht worden. Für Bestrahlungstemperaturen größer als ca. 400°C konnte keine Veränderung der genannten Materialeigenschaften festgestellt werden [12]. Wasserstoffversprödung scheint im übrigen eine untergeordnete Rolle bei hohen Temperaturen (um 500°C) zu spielen, da Eisen- und Nickelbasislegierungen eine sehr hohe Diffusionskonstante bezüglich Wasserstoff haben [42]. Das bestrahlungsinduzierte Schwellen wird ebenso wie das Kriechen als vernachlässigbar eingestuft [52], [54].

Korrosionsfestigkeit gegenüber flüssigem Blei: Ein Korrosionsangriff von Strukturmaterialien durch Flüssigmetalle kann zwei Effekte haben: Einerseits wird Material abgetragen, was zu einer Verschwächung bis hin zum Leck in der entsprechenden Struktur führen kann. Andererseits kann in einem anisothermen Kreislauf das im heißen Teil des Kreislaufes gelöste Material im kalten Ende wegen Überschreiten der Löslichkeitsgrenze wieder ausfallen und zu Verstopfungen führen.

Als mögliches Strukturmaterial im Brutblanket eines Fusionsreaktors wird Manet insbesondere hinsichtlich seiner chemischen Kompatibilität zu Blei-Lithium-Eutektikum Pb-17Li getestet. Gegenüber den austenitischen Stählen AISI 304 bzw. 316 ist der Korrosionsangriff um fast eine Größenordnung niedriger [112]. Bei Temperaturen bis 550°C, Temperaturdifferenzen bis 250 K und Flüssigmetallgeschwindigkeiten bis 0,3 m/s konnten die folgenden Mittelwerte für den Korrosionsabtrag ermittelt werden: bei 500°C 0,13 mm/a, bei 550°C 0,9 mm/a und (extrapoliert) 0,02 mm/a bei 450°C [72]. Die Korrosionsbeständigkeit von Stählen in reinem Blei ist ebenfalls untersucht worden [1], [2], [3] und [4]. Als Ergebnis wird wiederum eine Überlegenheit der ferritischen bzw. martensitischen gegenüber den austenitischen Stählen in bezug auf die Korrosionsbeständigkeit festgestellt.

6.2.2 Niob

Niob ist als Targetstrukturmaterial interessant wegen seines geringen Einfangsquerschnitts für thermische Neutronen, seiner guten Hochtemperatureigenschaften und seiner Korrosionsbeständigkeit gegenüber flüssigem Blei [90], [2], [122]. Ein Zusatz von 1 % Zirkon erhöht die Zugfestigkeit erheblich [90]. Allerdings ist der Werkstoff (wie alle refraktionären Metalle) weniger gut zu verarbeiten; u.a ist er schlecht zu schweißen. Ein weiterer gravierender Nachteil ist der Aufbau von Nb-94 durch eine n,γ -Reaktion. Dieses Isotop stellt wegen seiner hohen Halbwertszeit über einen langen Zeitraum hinweg einen nicht unerheblichen Risikofaktor dar, vgl. Kapitel 2.2.

Korrosionsfestigkeit gegenüber flüssigem Blei: Die Korrosionsfestigkeit von Niob, Niob- 1% Zirkon und Niob- 5% Vanadin gegenüber flüssigem Blei ist in anisothermen Kreisläufen untersucht und im Vergleich mit Stählen als sehr gut befunden worden [2], [4]. Den geringsten Korrosionsangriff zeigt reines Niob. Bei Temperaturen von über 600°C und Temperaturdifferenzen von bis zu 150°C wird kein oder nur ein geringer Korrosionsangriff gemessen. Da die gemessenen maximalen Eindringtiefen sehr stark von der Geschwindigkeit, den übrigen im Kreislauf verwendeten Materialien und den Temperaturdifferenzen abhängen, kann allerdings keine repräsentative Abtragsrate angegeben werden. Sie dürfte jedoch deutlich unter 1 mm/a liegen. Auch in anderen Literaturstellen [122], [90] wird Niob eine gute Korrosionsbeständigkeit gegenüber flüssigem Blei zumindest bei moderaten Temperaturen bescheinigt. Allerdings ist Niob gegenüber im Blei gelösten Sauerstoff sehr anfällig [90].

Strahlenbeständigkeit: Untersuchungen zur Strahlenbeständigkeit von Niob sind rar. Niob sowie die Legierung Nb-1% Zr sind im schnellen Reaktor (EBR-II) bis Fluenzen von $3,7 \cdot 10^{22}$ n/cm² (entspricht einer Versetzungsrate von 34 dpa) bei Bestrahlungstemperaturen um 450°C untersucht worden [124]. Die Zugfestigkeit nimmt zu (in den Versuchen um den Faktor 2-3). Der Werkstoff versprödet dabei, so daß die Bruchdehnung auf ein Drittel sinkt, aber immer noch wenigstens 10 % des ursprünglichen Wertes beträgt. Reines Niob zeigt auch nach der Bestrah-

Dichte	ρ	20°C	8,57 g/cm ³
Schmelzpunkt	T_s		2470°C
spez. Wärmekapazität	c_p	20°C	270 J/kgK
		900°C	272 J/kgK
Wärmeleitfähigkeit	λ	20°C	52,25 W/mK
		100°C	54,4 W/mK
		600°C	65,2 W/mK
Ausdehnungskoeffizient	α	0-1000°C	$7,88 \cdot 10^{-6}$
Zugfestigkeit	R_m	20°C	geglüht: 250-350 N/mm ² , kalt verformt: 350-500 N/mm ²
		800°C	Nb: mind. 110 N/mm ² , Nb + 1% Zr: mind. 230 N/mm ²

Tab. 24. Eigenschaften von Niob: temperaturabhängige Materialeigenschaften [90]

lung im Temperaturbereich von 25 bis 650°C konventionelles Spannungs-Dehnungs-Verhalten (elastische und plastische Dehnung qualitativ ähnlich wie vor der Bestrahlung), so daß der Werkstoff auch nach der Bestrahlung offensichtlich noch eingesetzt werden kann. - Durch Bestrahlung hervorgerufenen Schwellen ist im Temperaturbereich bis ca. 650°C bei Versetzungsraten bis mindestens 50 dpa vernachlässigbar [130].

6.2.3 Zirkon (Zirkalloy)

Zirkon bzw. die Legierung Zirkalloy-2 (oder Zirkalloy-4) kommen wegen der geringen thermischen Absorption von Neutronen als Behältermaterial für das Target in Betracht. Allerdings ist Zirkon nicht ausreichend korrosionsbeständig gegenüber flüssigem Blei [103], so daß eine Beschichtung mit einem anderem Material (z.B. Molybdän) als Korrosionsschutz notwendig ist. Zudem ist die Warmfestigkeit gegenüber den anderen beiden Materialkandidaten für die Targetstruktur niedriger.

Strahlenbeständigkeit: Zirkalloy neigt unter Bestrahlung zur Neutronenversprödung, d.h. die Festigkeit nimmt zu bei einem gleichzeitigen Duktilitätsverlust. Die Bruchdehnung sinkt von ca. 20% auf 2 bis 4% ab, während die Bruchfestigkeit um mehr als 100 N/mm² steigen kann. Dieser Effekt findet seine Sättigung bei ca. 10²⁰ n/cm² [67]. - Zirkalloy ist schwellresistent, da es keine (heliumgefüllten) Blasen bildet [37]. Die Wasserstoffversprödung ist gegenüber den übrigen Bestrahlungseffekten von untergeordneter Bedeutung [59]. - Allerdings wächst der Werkstoff im Neutronenfluß anisotrop, d.h. bei gleichzeitiger Volumenkonstanz vergrößert sich ein einzelnes Kristall entsprechend seiner Ebenenanordnung in einer Richtung und verkleinert sich in der anderen. Da die Kristalle bedingt durch das Herstellungsverfahren (z.B. Walzen) in einer bestimmten Textur ausgerichtet sind, ist dieses Verhalten auch makroskopisch festzustellen: So längen sich Rohre unter Bestrahlung bei gleichzeitiger Durchmesserreduktion. Dieser Effekt verstärkt sich mit steigender Temperatur. Für 400°C wird eine Rate von etwa 7·10⁻²⁹ m²/n für einen schnellen Neutronenfluß (E > 1 MeV) [102] und für ca. 430°C etwa 2·10⁻²⁸ m²/n [39] angegeben. - Schließlich ist das Kriechverhalten von Zirkalloy unter Belastung von Bedeutung, da die Kriechneigung mit der Bestrahlung zunimmt. Die resultierende Dehnung errechnet sich mit der (sehr konservativen) Abschätzung zu [127]

$$\epsilon = 3,98 \times 10^{-15} \phi^{0,85} t \exp(-14000/(R_m T)) \sinh(1,67 \times 10^{-2} \sigma) \quad (6.1)$$

mit

ϵ	Dehnung durch Kriechen (in %)
t	Zeit (in h)
R_m	Gaskonstante (2 cal/mol)
T	Temperatur (in K)
ϕ	Neutronenfluß > 1 MeV (in n/m ² s)
σ	Spannung im Bauteil (in N/mm ²)

Dichte	ρ		6,53 g/cm ³ (*)
Schmelzpunkt	T_S		1710°C
spez. Wärmekapazität	c_p	25°C	280 J/kgK
Wärmeleitfähigkeit	λ	25°C	11,72 W/mK
		300°C	16,74 W/mK
Ausdehnungskoeffizient	α	20-350°C	6,5*10 ⁻⁶
		20-700°C	5,8*10 ⁻⁶
0,2-Dehngrenze	$R_{p,0,2}$	20°C	700 N/mm ²
		400°C	245 N/mm ²
		500°C	210 N/mm ²

Tab. 26. Eigenschaften von Zirkalloy-2 bzw. -4: temperaturabhängige Materialeigenschaften [91], (*) [104]

6.2.4 Molybdän

Molybdän kommt wegen seiner guten Hochtemperatureigenschaften, der ausgezeichneten Korrosionsbeständigkeit gegenüber Blei und seiner Eignung als Beschichtungsmaterial [89] als Korrosionsschutzschicht für Zirkon in Frage, zumal diese beiden Werkstoffe ein sehr ähnliches thermisches Ausdehnungsverhalten haben. Allerdings ist auf den relativ hohen thermischen Einfangquerschnitt des mit 15,9 % in der natürlichen Mischung enthaltenen Mo-95 von 14,5 barn [111] hinzuweisen.

Korrosionsfestigkeit gegenüber flüssigem Blei: Molybdän soll gegenüber flüssigem Blei bis 1200°C korrosionsfest sein. Allerdings darf kein Sauerstoff im Blei gelöst sein [89].

Strahlenbeständigkeit: Molybdän neigt zu einer starken Versprödung durch Neutronenbeschuß, wie Untersuchungen mit Fluenzen bis $6,1 \cdot 10^{22} \text{ n/cm}^2$ gezeigt haben [124]. Die DBTT steigt auf bis zu 650°C. Das Material kommt deswegen als alleiniges Strukturmaterial nicht in Frage. Außerdem ist die Möglichkeit von Ribildung unter Bestrahlung bei Einsatz als Beschichtungsmaterial zu untersuchen.

Dichte	ρ		10,2 g/cm ³
Schmelzpunkt	T_S		2620°C
spez. Wärmekapazität	c_p	20°C	250 J/kgK
		1000°C	310 J/kgK
Wärmeleitfähigkeit	λ	20°C	142 W/mK
		1000°C	105 W/mK
Ausdehnungskoeffizient	α	20-1000°C	5,8*10 ⁻⁶

Tab. 25. Eigenschaften von Molybdän: temperaturabhängige Materialeigenschaften [89]

6.3 Bestimmung der Reichweite der Protonen

Ab einer bestimmten Eindringtiefe der Protonen in das Targetmaterial bricht die Neutronenproduktion abrupt ab. Diese Reichweite erklärt sich aus der Tatsache, daß die Protonen auch durch Ionisation Energie verlieren, was bei niedrigen Energien unterhalb etwa 400 MeV der dominierende Faktor ist [15]. Die Reichweite W errechnet sich zu [15]:

$$W(E) = 233 \rho^{-1} Z^{0,23} (E - 0,032)^{1,4} \text{ (cm)} \quad (6.2)$$

mit der Dichte ρ (in g/cm^3) und der Ordnungszahl Z des Targetmaterials sowie der Protonenenergie E (in GeV).

Für ein Bleitarget mit $\rho_{\text{Pb}} = 10,5 \text{ g/cm}^3$ und einer Protonenenergie von 1,6 GeV ergibt sich eine Reichweite von $W \approx 115 \text{ cm}$.

6.4 Mechanische Auslegung des Targets

Die mechanische Auslegung der Targetstruktur, d.h. des Zentralrohrs und der den Ringspalt umschließenden Wand (im folgenden als erste Wand bezeichnet) erfolgt auf der Basis der AD-Merkblätter [81], [82]. Sowohl sicherheitstechnisch besonders relevant als auch einer größeren statischen Last ausgesetzt ist die erste Wand. Sie wird für eine Temperatur von ca. 500°C gegen eine Bleisäule von ca. 2 m (Überdruck ca. 2 bar) ausgelegt, was den konstruktiven Überlegungen der vorhergehenden Kapitel entspricht.

Als Berechnungsgrundlage zur Bestimmung der minimalen Wandstärke s (in mm) wird angegeben [82]

$$s = \frac{D_a p}{20 \frac{K}{S} v + p} + c_1 + c_2, \quad (6.3)$$

wobei D_a den Außendurchmesser der Zylinderschale (in mm), K den Festigkeitskennwert bei Berechnungstemperatur (in N/mm^2) und p den Innendruck (in bar) angibt. Der Sicherheitsbeiwert S beträgt 1,5 für Walz- und Schmiedestähle. Der Faktor v gibt die Ausnutzung der zulässigen Berechnungsspannung in der Schweißnaht an und kann Werte $v \leq 1,0$ annehmen. Er wird in den Rechnungen auf $v = 1,0$ gesetzt. Die Minustoleranz c_1 wird für alle Werkstoffe gleich 0 gesetzt. c_2 bezeichnet den Abnutzungszuschlag, der bei ferritischen Stählen $c_2 = 1 \text{ mm}$ beträgt. Dieser Wert ist im Vergleich zu dem oben beschriebenen Korrosionsverhalten von Manet und Niob realistisch für eine Betriebsdauer von mindestens einem Jahr.

Für die im Kapitel 6.2 vorgestellten Materialien ergeben sich die in Tab. 27 aufgelisteten Mindestwandstärken. Die Zugfestigkeiten sind im Hinblick auf die thermische Belastung für $T = 400^\circ\text{C}$ gewählt worden. Die Druckbelastung wurde für eine Bleisäule von ca. 2 m Höhe mit $p = 2 \text{ bar}$ angesetzt.

	Manet	Niob	Zirkon
K	500 N/mm ²	230 N/mm ²	245 N/mm ²
S	1,5	1,5	1,5
p	2 bar	2 bar	2 bar
c ₂	1 mm	1 mm	0 *)
D _a	800 mm	800 mm	800 mm
s (gerechnet)	1,24 mm	1,52 mm	0,25 mm
s (gewählt)	3 mm	3 mm	2 mm

Tab. 27. Mindeststärke der Targetwand: für die verschiedenen Materialkandidaten gerechnete Mindestwandstärken, *) zuzüglich Mo-Beschichtung

6.5 Wärmetechnische Auslegung

6.5.1 Targetauslegung

Zu berechnen sind die Aufheizung des Bleistroms durch die durch den Protonenstrahl eingebrachte Leistung sowie das Temperaturprofil im Blei.

6.5.1.1 Wärmequelle

Die im Bleitarget durch die Protonen eingebrachte Leistung kann mit HETC über das Auslesen von Energiedetektoren ermittelt werden. Eine Formel zur Berechnung der deponierten Leistung $\dot{q}_{\text{ges}}$ gibt [15] an, wobei die Protonenenergie E in GeV eingesetzt werden muß:

$$\dot{q}_{\text{ges}}(E) = 230 + 200 E \left(\frac{\text{MeV}}{p^+} \right) \quad (6.4)$$

Die Leistungsverteilung im Target folgt einem exponentiellen Verlauf. Für die Laufvariable z kann die Leistungsverteilung folgendermaßen formuliert werden (wobei $z = 0$ den Strahleintritt markiert, und $z \leq W$ sein muß) [15]:

$$\dot{q}'(z) = \dot{q}_0(E) e^{-\Sigma z} \left(\frac{\text{MeV}}{p^+} \right) \quad (6.5)$$

mit

$$\Sigma = 3,01 \times 10^{-2} \rho A^{-1/3} (\text{cm}^{-1}) \quad (6.6)$$

$$\dot{q}'_0(E) = \frac{\Sigma \dot{q}(E)}{1 - e^{-\Sigma W}} \left(\frac{\text{MeV}}{p^+ \text{ cm}} \right) \quad (6.7)$$

Für einen Protonenstrahl mit 1,6 GeV Teilchenenergie bei 25 mA ist die in dem Bleitarget deponierte Leistung mit HETC zu 14,3 MW und der Gleichung 6.4 zu knapp 15 MW bestimmt worden. (Insgesamt transportiert der Strahl eine Leistung von 40 MW.) Die mittlere Wärmeleistungsdichte beträgt, bezogen auf ein Zylindervolumen, das durch die Reichweite der Protonen W und der Strahlbreite $6 \sigma_{SA}$ aufgespannt wird, 122 MW/m³ (bei der Gesamtleistung

von 14,3 MW). Die entsprechende maximale Leistungsdichte, die rein rechnerisch im Strahlzentrum bei $z = 0$ auftritt, kann durch die Verwendung der Formel 6.5 und unter Beachtung der zweidimensionalen Normalverteilung des Strahls zu 13530 MW/m^3 bestimmt werden.

6.5.1.2 Berechnung des Temperaturprofils

Für das Target sind die axialen Temperaturprofile sowohl im Zentralrohr als auch im Ringspalt bestimmt worden. Die Berechnungsgrundlagen hierfür sind ausführlich in Anhang E.1 dargestellt.

Wegen einer möglichen Flüssigmetallversprödung wird als generelle Regel angegeben, eine Minimaltemperatur von 50 K oberhalb des Schmelzpunktes zu wählen [47]. Für reines Blei bedeutet dies eine kleinste Temperatur in dem Kreislauf von $T_{\min} = 377^\circ\text{C}$ bzw. 650 K. Da jedoch der Bleistrom in einem Zwischenwärmetauscher mit einem sekundären Bleikreislauf gekühlt wird (s.u.), an den die gleichen Anforderungen gestellt werden müssen, und darüberhinaus eine treibende Temperaturdifferenz vorhanden sein muß, wird die Eintrittstemperatur mit $T_{\text{ein}} = 400^\circ\text{C}$ festgesetzt. - Die Strömungsgeschwindigkeit des Bleikreislaufes ist nach unten durch die Aufheizspanne, resultierend aus der Wechselwirkung des Bleis mit dem Protonenstrahl, begrenzt. Die Temperaturdifferenz zwischen ein- und ausströmendem Blei soll auf $\Delta T = 100 \text{ K}$ begrenzt werden, da in stark anisothermen Bleikreisläufen das Problem einer lokal höheren Korrosion der Strukturmaterialien im heißen Ende auftritt, wohingegen die gelösten Bestandteile wegen der niedrigeren Löslichkeit im kalten Teil des Kreislaufes wieder ausfallen und zu einer Verstopfung führen können [2].

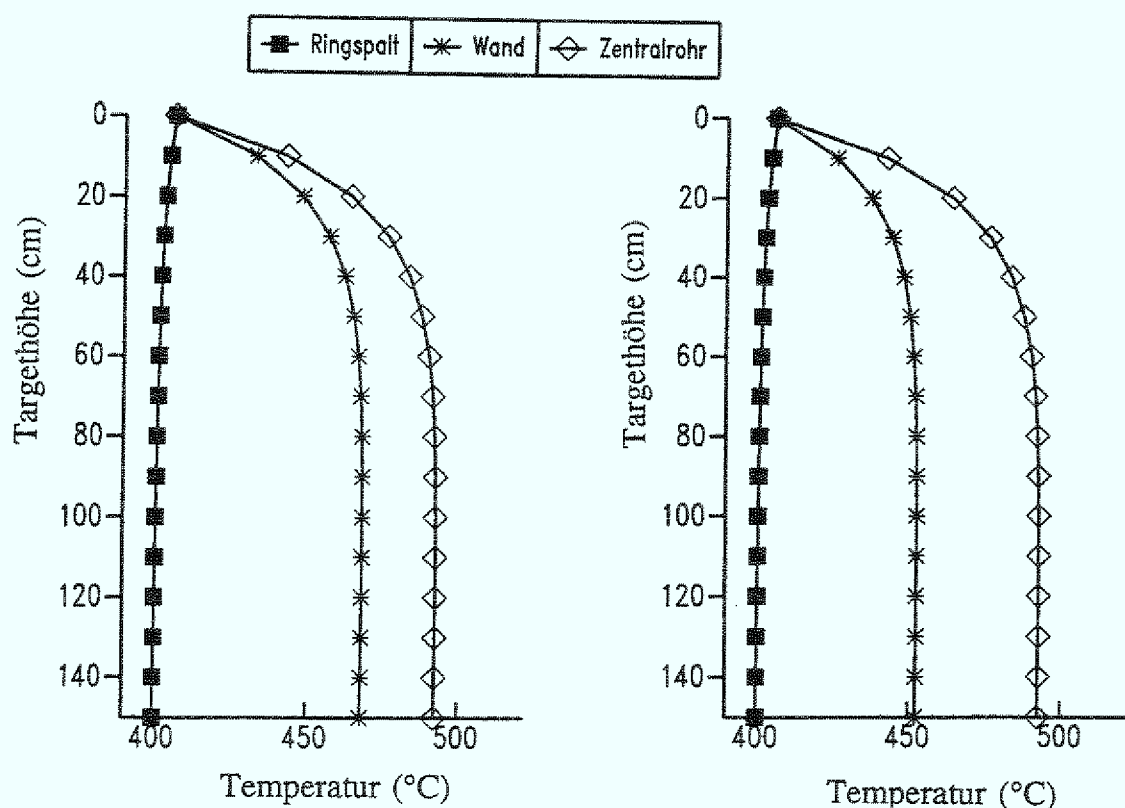


Abb. 34. Temperaturprofile im Target: links für einen Targetdurchmesser von 30 cm, rechts für 80 cm in Abhängigkeit von der Targethöhe aufgetragen; Wand: Zentralrohr

Temperaturprofilberechnungen sind für Targetdurchmesser von 30 cm sowie 80 cm durchgeführt worden; die wesentlichen Ergebnisse sind in Tab. 28 aufgelistet. Der Volumenstrom ist mit 100 l/s entsprechend der Begrenzung der Aufheizspanne gewählt worden. Die errechneten Temperaturprofile sind in Abb. 34 dargestellt. Für die verschiedenen Targetdurchmesser sind sie praktisch gleich, lediglich die Wandtemperaturen differieren leicht. Offensichtlich ist der Wärmeübertrag durch Konvektion von dem Bleimassenstrom im Zentralrohr an die Ringspaltströmung trotz hochturbulenter Strömung und einer hohen Wärmeübergangszahl von untergeordneter Bedeutung gegenüber dem lokalen Wärmeeintrag durch den Strahl, allenfalls die Verschiebung der Wandtemperatur bei unterschiedlichen Durchmessern läßt den Einfluß des konvektiven Wärmeübergangs erkennbar werden. Das über den Querschnitten von Zentralrohr und Ringspalt jeweils gemittelte axiale Temperaturprofil ist also vorrangig durch den (gleichbleibend hohen) Kapazitätsstrom festgelegt. - Der Einfluß der unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten der verschiedenen Strukturmaterialien schließlich ist nicht signifikant.

6.5.2 Auslegung des Zwischenwärmetauschers

Der Zwischenwärmeaustauscher hat die Aufgabe, die vom Protonenstrahl im Target deponierte und vom Bleimassenstrom transportierte Wärmeleistung abzuführen. Er soll unter dem Target

Innendurchmesser Zentralrohr	206 mm	564 mm
Innendurchmesser l. Wand	300 mm	800 mm
Wandstärke	3 mm	3 mm
Material	Manet	Manet
eintretender Volumenstrom	100 l	100 l
Massenstrom	1060 kg/s	1060 kg/s
mittlere Fließgeschwindigkeit	3 m/s	0,4 m/s
Eintrittstemperatur	400 °C	400 °C
deponierte Strahlleistung	14,3 MW	14,3 MW
mittlere Leistungsdichte *)	122 MW/m ³	122 MW/m ³
maximale Leistungsdichte	13,53 GW/m ³	13,53 GW/m ³
spezifische Wärmekapazität **)	146 J/kg K	146 J/kg K
Dichte **)	10,5 g/cm ³	10,5 g/cm ³
dynamische Viskosität **)	0,0021 Pa s	0,0021 Pa s
Reynoldszahl ***)	3,3*10 ⁶ (1,1*10 ⁶)	1,2*10 ⁶ (420000)
Wärmeübergangszahl ***)	13800 W/m ² K (10800 W/m ² K)	2300 W/m ² K (2190 W/m ² K)
maximale Bleitemperatur	492 °C	492 °C

Tab. 28. Temperaturberechnungen für das Target: geometrische Abmessungen, Randbedingungen, Stoffwerte und Ergebnisse der Rechnungen; *) auf das Zylindervolumen bezogen, das durch die Reichweite der Protonen $W = 115$ cm und durch die Strahlbreite $6 \cdot \sigma_{SA} = 18$ cm begrenzt ist, **) über dem gesamten Bleiinventar im Target gemittelt, ***) Angaben für das Zentralrohr (in Klammern: Ringspalt)

angeordnet sein, was den Vorteil einer kavitationsfreien Strömung hat und darüberhinaus sicherheitstechnisch (Störfallbetrachtung einer Leckage) günstig ist. Eine senkrechte Anordnung scheint - trotz der zu erwartenden Bauteiltiefe - vorteilhaft gegenüber einer waagerechten zu sein, da unterhalb des Blankets genügend Raum für Zu- und Ableitungen frei sein muß. Außerdem ergibt sich hieraus eine geringere statische Belastung des Behälters durch das hohe spezifische Gewicht von Blei.

Der Wärmeträger soll auch sekundärseitig Blei sein. Die Vorteile hiervon sind:

- kein Sieden bei geringen Drücken und hohen Temperaturen
- sehr guter Wärmeübergang (typisch für Flüssigmetallkühlung)
- geringe Volumenströme wegen des hohen Wärmekapazitätsstroms nötig
- keine (chemische oder physikalische) Reaktion zwischen den Wärmetauschermedien im Falle einer Leckage
- bei senkrecht stehendem Wärmetauscher: keine (zusätzliche) statische Belastung der Wärmetauscherrohre durch unterschiedlich dichte Medien in und außerhalb der Rohre

Prinzipiell kann bei der Konstruktion eines Wärmetauschers zwischen pool- und loop- (bzw. pipe-) Konzept unterschieden werden [93]:

1. Beim pool-Konzept ist der Wärmetauscher intern in dem Pool des Flüssigmetalls angeordnet. Dadurch bedingt ist ein relativ großes Inventar an Blei erforderlich, wodurch die Verunreinigungen verdünnt werden, und eine Reinigung somit erschwert wird. Außerdem ergeben sich Probleme bei der Abschirmung des Wärmetauschers.
2. Beim loop-Konzept wird das zu kühlende Medium aus dem System hinaus in einen extern angeordneten Wärmetauscher gepumpt und dort gekühlt. Vorteilhaft ist die leichtere Zugänglichkeit bei Wartungsarbeiten. Nachteilig hierbei ist allerdings die höhere Pumpleistung, die gegenüber dem anderen Konzept aufgebracht werden muß.

Wegen der einfacheren Abschirmung eines extern angeordneten Wärmetauschers in dem diskutierten Targetsystem ist diese Variante Gegenstand der weiteren Betrachtungen.

Die Zuordnung von Primär- und Sekundärkühlmittelstrom auf die Rohr- bzw. Mantelseite kann nach verschiedenen Kriterien erfolgen:

- Verteilung nach Viskosität: Das Medium mit der höheren Viskosität (kleinere Re-Zahl) soll außerhalb der Rohre fließen. In vorliegenden Fall ergibt sich ein Unterschied nur durch die Temperaturdifferenz der beiden Strömungen.
- Zuordnung nach dem Druck: Das Medium mit dem höheren Druck soll in den Röhren geführt werden. Wegen der Kontamination des Primärstroms muß das Sekundärkreiskühlmittel mit etwas höherem Druck umgewälzt werden, da damit im Fall einer internen Leckage im Wärmetauscher nicht das kontaminierte Blei in den anderen Kreislauf dringt. Eine Druckdifferenz von $\Delta p \approx 5 - 10 \text{ psi}$, d.h. $0,34 - 0,7 \text{ bar}$ wird für Flüssigmetalle vorgeschlagen [93]. (Bei Wasser als Kühlmittel wird $\Delta p \approx 20 \text{ psi}$ angesetzt). - Dies spricht dafür, daß der Primärstrom rohrseitig geführt werden sollte.
- Verteilung nach Materialabtrag/- abscheidung: Da die Strömung rohrseitig ungehinderter fließen kann als mantelseitig, sollte hier das Medium mit größerem Materialabtrag und damit auch mit der höheren Abscheidungsrate eingesetzt werden. - Da im primären Kreislauf,

bedingt durch die Spallationsreaktionen im Target, radioaktives Inventar transportiert wird, das an feste, unlösliche Partikel gebunden sein kann, sollte dafür gesorgt werden, daß diese Stoffe nicht sedimentieren. Dieser Grund ist ausschlaggebend für die Entscheidung, daß in den weiteren Untersuchungen das Primärmedium rohrseitig und das (sekundäre) Kühlmittel mantelseitig geführt werden soll.

abzuführende Wärmeleistung	$\dot{q}$	14,3 MW
Eintrittstemperatur primärseitig	$T_{P, \text{ein}}$	493°C
Volumenstrom primärseitig	$\dot{V}_{Pb}$	100 l/s
Primärmassenstrom	$\dot{m}_{Pb}$	1062 kg/s
Rohrgeometrie	$d_a \times s$	25 x 2 mm ($d_i = 21$ mm)
Strömungsgeschwindigkeit	w	1 m/s

Tab. 30. Auslegungsdaten des Wärmetauschers: Leistung, Rohrgeometrie und Temperaturvorgaben

Die Leistungsanforderungen, die Rohrgeometrie und Randbedingungen sind in Tab. 30 aufgelistet. Den Rechnungen sind die mittleren Stoffdaten des Bleis aus dem vorhergehenden Abschnitt zugrundegelegt. Das Behältermaterial (Manet) hat eine mittlere Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_W = 26$ W/mK und das flüssige Blei $\lambda_{Pb} = 17$ W/mK.

Die Strömungsgeschwindigkeit w ist mit 1 m/s im Vergleich zu im Betrieb befindlichen Flüssigmetallwärmetauschern recht niedrig (zum Vergleich: 1,67 m/s im SNR 300 [5]). Damit wird der Korrosionsproblematik Rechnung getragen. Außerdem liegt die Strömungsgeschwindigkeit im Target - zumindest bei einem Durchmesser von 80 cm - noch niedriger.

Die Auslegung des Wärmetauschers lehnt sich an eine bereits existierende Anlage mit ähnlicher Leistung an [121]. Das Primärmedium fließt aus den oben genannten Gründen durch die Rohre.

primärseitige Durchtrittsfläche	$A_{\text{ges}, P}$	0,1 m ²
sekundärseitige Durchtrittsfläche	$A_{\text{ges}, S}$	0,1 m ²
Anzahl Wärmetauscherrohre	n	289
pitch	a	31 mm
Innendurchmesser des Wärmetauschers	D_T	664 mm
Innendurchmesser des Zentralrohrs	$D_{Z, i}$	357 mm
Wärmetauscherlänge	L	10 m
mittl. Wärmedurchgangszahl (Wärmetauscherrohre)	k	3640 W/ m ² K
logarithmische Temperaturdifferenz	$\Delta T_{\ln}$	18 K

Tab. 29. Ergebnisse der Wärmetauscherauslegung: Geometrie und wärmetechnische Kenndaten

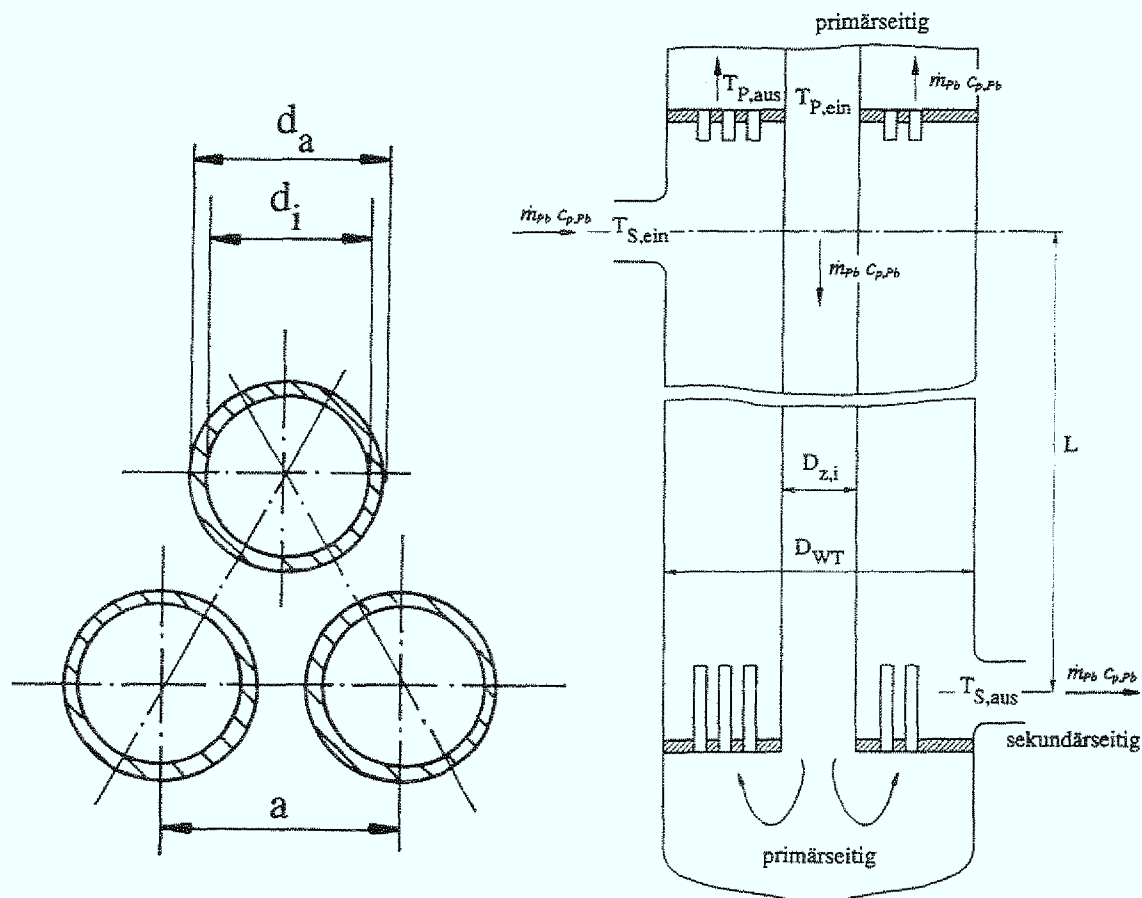


Abb. 35. Wärmetauscher: links: Dreiecksanordnung der Wärmetauscherrohre (a : pitch), rechts: schematische Darstellung des aktiven Teils des Zwischenwärmetauschers

Die ausführliche wärmetechnische Berechnung des Zwischenwärmetauschers ist im Anhang E.2 dargestellt. Die wesentlichen Ergebnisse sind in der Tab. 29 dargestellt.

6.6 Neutronenphysikalische Auslegung

Hinsichtlich der neutronenphysikalischen Auslegung des Targets sind die folgenden Kriterien zu berücksichtigen:

- Die Strukturmaterialien sollen der Neutronenbelastung mit dem harten Spektrum der Spallationsneutronenquelle möglichst lange standhalten. Eine Mindeststandzeit von einem Jahr sollte realisierbar sein. Für die Dimensionierung des Targets bedeutet dies, daß der Durchmesser möglichst groß gewählt werden sollte, um aus geometrischen Gründen die Dosis im Wandmaterial des Targets möglichst gering zu halten.
- Optimierung der Neutronenökonomie: Die Zahl der pro auftreffendem (Primär-) Proton aus dem Target ausfließenden Neutronen ist zu maximieren, um eine möglichst hohe Umsatzrate im Blanket zu erzielen. Hierbei finden die folgenden Kriterien Beachtung:

- Das Neutronenyield, d.h. die Zahl der pro einschlagendem Proton erzeugten Neutronen, sollte möglichst hoch sein. Ab einem gewissen Targetdurchmesser ist mit einer Sättigung zu rechnen. Diese sollte zumindestens näherungsweise erreicht werden.
- Andererseits sollte das Target möglichst klein gehalten werden, um die Masse an Strukturmaterialien und damit die Höhe der parasitären Absorption der Neutronen gering zu halten.
- Der als Schutz der Blanketstrukturmaterialien vor zu hohen schnellen Neutronenflüssen geplante BeO-Moderator zwischen Target und Blanket sollte so bemessen sein, daß die Flußniveaus, resultierend aus den Spallationsreaktionen im Target und der Kernspaltungen im Blanket, an der Trennwand zwischen Moderator und Blanket gleich sind. Somit ist eine maximale Schutzwirkung des Moderators zu erwarten; eine weitere Vergrößerung ist sinnlos und verschlechtert die Neutronenökonomie.

Berechnungsgrundlagen, Vorgehensweise: Ausgehend von einer Anordnung (im folgenden als Referenzrechnung bezeichnet), die sich im Rahmen der neutronenphysikalischen Berechnungen als günstig erwiesen hat, wird der Einfluß unterschiedlicher Strukturmaterialien und einer Veränderung des Targetdurchmessers sowie die Wirkung eines Moderators rings um dem Target betrachtet. Im Hochenergiebereich, d.h. oberhalb der Cutoff-Energie von 15 MeV, werden sowohl die Spallationsreaktionen wie auch die folgenden Wechselwirkungen der dabei entstehenden Sekundärpartikel mit den Targetkernen mit dem Monte-Carlo-Code HETC bestimmt (s. Anhang C.1). Die Neutronen, die unterhalb der Cutoff-Energie abgebremst worden sind, dienen anschließend als Quelle für Transportrechnungen im Niederenergiebereich. Diese Berechnungen werden mit dem eindimensional rechnenden, deterministischen Transportprogramm XSDRN-PM (s. Anhang C.2) durchgeführt. - In Anbetracht der vielen Unsicherheiten materialtechnischer Natur sowie in bezug auf die Rückwirkung der Blanketstruktur auf die im Target auftretenden Flüsse und der dadurch bedingten unterschiedlichen Kritikalitätswerte genügt die Beschränkung auf eine Dimension (nämlich der in radialer Richtung) in einer Zylindergeometrie für eine abschätzende Betrachtung. - Eine Übersicht über das Zusammenwirken der verschiedenen Programmodule kann dem Anhang C.3.2 entnommen werden.

Die Neutronenquelle, die der dreidimensional rechnende Code HETC liefert, muß auf die radiale Dimension umgerechnet werden. Sie wird über die ersten 50 cm Targethöhe (gemessen ab der Targetoberfläche, auf die der Protonenstrahl auftrifft) gemittelt. Da die spektrale Verteilung über der Targethöhe praktisch gleich bleibt, wird die Optimierung hinsichtlich einer möglichst guten Neutronenökonomie nicht beeinflusst, da dabei nur relative Ergebnisse einfließen. Allerdings ist die absolute Höhe der Flüsse entscheidend für die sich anschließende Beurteilung der Materialschädigung durch die Bestrahlung. Durch die getroffene Wahl der Quelle ist eine konservative Betrachtungsweise möglich, da in der Nähe der Targetoberfläche die höchsten Flüsse auftreten.

Referenzrechnung: Die berechnete Anordnung ist in der Abb. 36 dargestellt. Dabei sind die folgenden Überlegungen berücksichtigt worden: Der Targetdurchmesser, d.h. der Bereich, in dem das flüssige Blei fließt, ist in Anlehnung an Rechnungen bezüglich einer Maximierung des Neutronenyields (inklusive der n , $2n$ -Reaktionen im Blei) in einem Bleitarget mit $d = 80$ cm gewählt worden. Untersuchungen aus der Literatur geben eine Sättigung für eine Teilchenener-

gie von 1,6 GeV bei diesem Durchmesser an [60]. Wie bereits geschildert, orientiert sich das Verhältnis der Radien von Zentralrohr und Ringspalt an einer Flächengleichheit der Durchtrittsflächen für das strömende Blei. Als Wandmaterial wird Zirkon wegen seiner niedrigen Absorption gewählt, das an den Stellen, wo Bleikontakt auftritt, mit einer Molybdänschutzschicht von 1 μm Dicke beschichtet ist.

Rings um das Target ist - wie oben bereits erwähnt - ein Moderator aus BeO-Granulat in einem Behälter aus Zirkon als Schüttung untergebracht. Die dem Target zugewandte Wand dient dabei zugleich als Schutz bei Versagen der ersten Wand. Die Verwendung von BeO hat den Vorteil, daß infolge der in Beryllium auftretenden $n,2n$ -Reaktionen die Zahl der Neutronen nochmals erhöht wird. Das Granulat ist darüberhinaus nicht empfindlich gegenüber etwaigen bestrahlungsinduzierten Dimensionsänderungen. - Die Dichte von BeO wird mit 3 g/cm^3 [78] bei einer Schüttdichte von 0,65 angenommen. Somit ergibt sich eine effektive Dichte von $\rho_{\text{BeO}} = 1,95 \text{ g/cm}^3$.

Das umgebende Blanket ist bezüglich der Neutronik nicht optimiert. Es enthält neben Blei (in einem Volumenanteil von 20 %) als Trägermedium verschiedene Aktiniden, die in Zirkalloyrohren geführt werden und von einer Graphitmatrix umgeben sind.

Besonders hinzuweisen ist auf die Borschicht, die als starker thermischer Absorber hinter dem BeO-Moderator angeordnet ist. Damit wird eine Ausnutzung des hohen thermischen Neutronenflusses hinter dem Moderator durch die Transmutation von dort untergebrachtem Tc-99 simuliert. Technetium ist aus Gründen der Vereinfachung nicht in den Rechnungen eingesetzt worden, da es wegen seiner Resonanzen eine aufwendige rechentechnische Behandlung benötigt, die die Struktur der Tc-Anordnung (z.B. Stäbe) mitberücksichtigt.

Ergebnisse:

Das Neutronenyield Y wird hier als Anzahl der Neutronen pro Proton verstanden, die von HETC als Quelle an XSDRN weitergegeben werden. Für das Gesamtsystem ist es mit HETC zu $Y \approx 40$ bestimmt worden. Es ist zu beachten, daß damit nicht die Menge der Neutronen, die das Target verlassen, bezeichnet wird, sondern nur die insgesamt produzierte Anzahl.

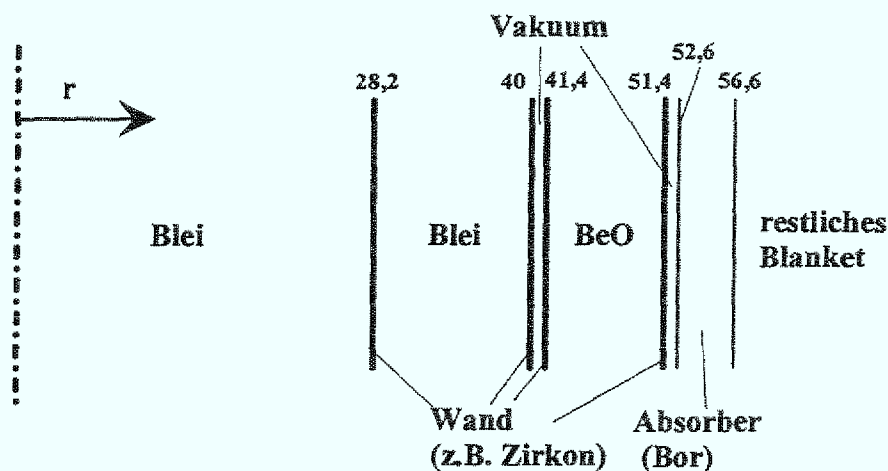


Abb. 36. Radiale Materialanordnung im Target: der Referenzrechnung zugrunde gelegte, eindimensionale Anordnung der Target- und Blanketmaterialien

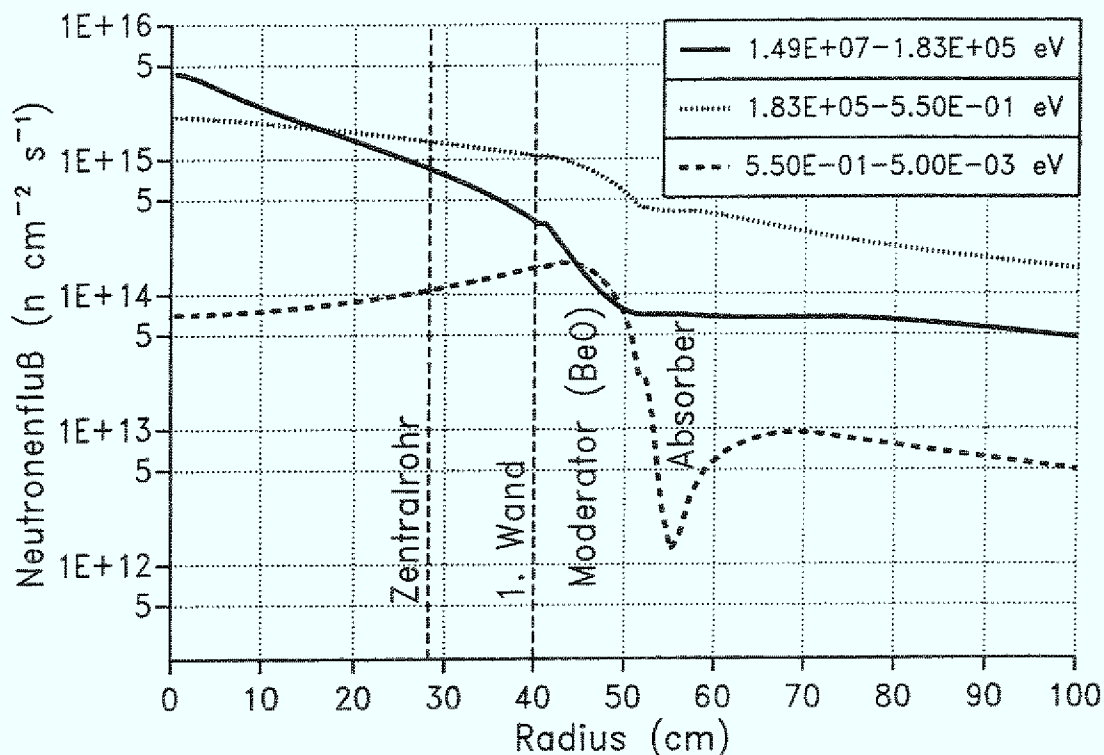


Abb. 37. Neutronenflüsse im Target (I): Neutronenflüsse im Target und in Targetnähe, Ergebnisse der Referenzrechnung

In Abb. 37 sind die von XSRDN bestimmten Neutronenflußverläufe dargestellt. Dabei wurde eine Aufteilung in drei Energiegruppen vorgenommen, die (in etwa) eine Bestimmung von schnellem, epithermischem und thermischem Fluß zuläßt. - Im Target dominiert der schnelle Fluß, da dort durch die Spallationsreaktionen in erster Linie hochenergetische Neutronen entstehen. In radialer Richtung fällt der Fluß in dieser Energiegruppe exponentiell ab. Die Ursachen hierfür sind die Normalverteilung der Protonen im Strahl (und damit verbunden die räumliche Begrenzung der Quelle), die Verdünnung der Neutronen aus geometrischen Gründen in radialer Richtung und die Absorption sowie die Streuung in niedrigere Gruppen durch die Wechselwirkung mit den Targetkernen. Der letztgenannte Mechanismus äußert sich auch darin, daß der Anteil der epithermischen Neutronen am Gesamtspektrum gegenüber den schnellen außerhalb des Targets größer wird. Allerdings werden im Blanket die Flüsse durch die spaltbaren Medien (z.B. Plutonium) festgelegt. - Der thermische Anteil am Neutronenspektrum wird in erster Linie durch die Absorptionen im Blanket (und dort insbesondere durch die Absorberschicht) sowie durch die Wirkung des BeO-Moderators hinter der Targetwand bestimmt: Während im Blanket trotz der Anwesenheit von Moderator die thermischen Flüsse niedrig sind, liegen sie im Target in etwa eine Größenordnung höher. Durch die starke Absorption des Bors und der damit verbundenen Senke im langsamen Bereich wird das neutronische Geschehen innerhalb dieser Energiegruppe im Target von dem im Blanket entkoppelt.

Einfluß unterschiedlicher Strukturmaterialien: Statt der molybdänbeschichteten Zirkonwände werden Manet und Niob als Material für das Zentralrohr und die erste Wand in den Rechnungen bei sonst gleichbleibender Target-/ Blanketzusammensetzung eingesetzt. Die resultierenden Neutronenflüsse sind in Abb. 38 dargestellt.

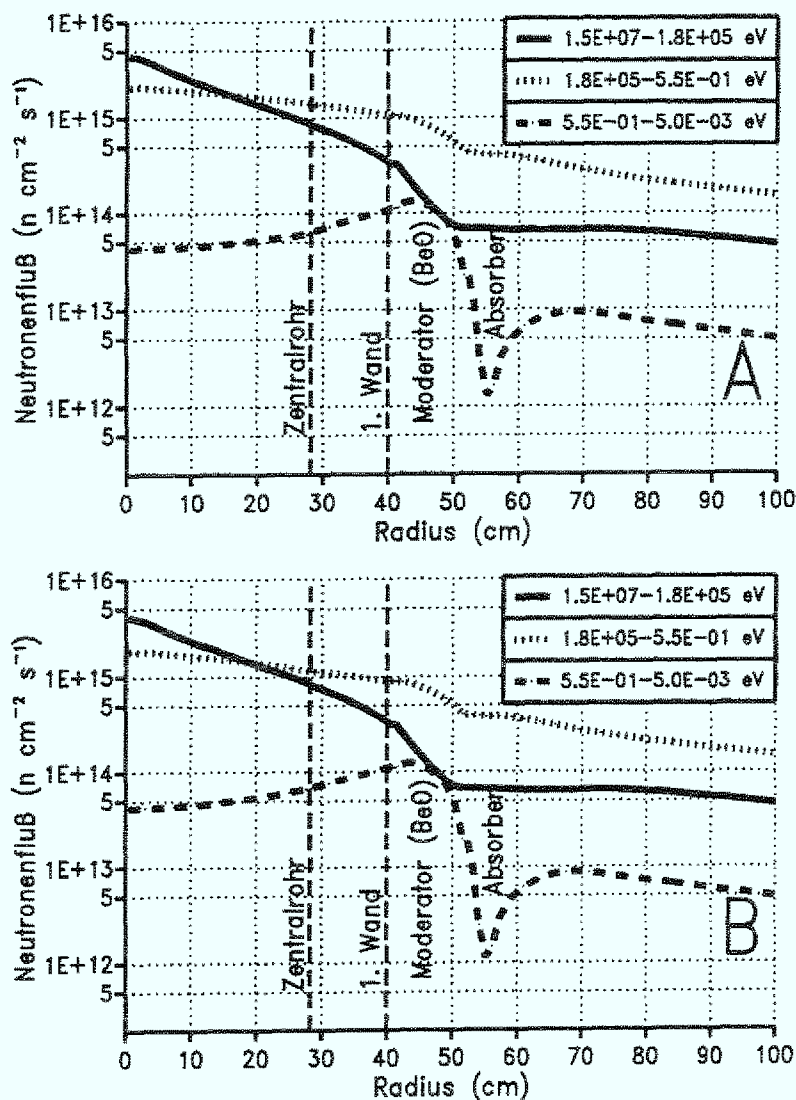


Abb. 38. Neutronenflüsse im Target (II): unterschiedliche Strukturmaterialien, oben (A): Manet, unten (B): Niob

Manet als Strukturwerkstoff beeinflusst den schnellen und den epithermischen Fluß offenbar nicht stärker als Zirkon. Allerdings ist der thermische Fluß im Target niedriger als in der Referenzrechnung. Dieses Phänomen kann mit dem niedrigen thermischen Absorptionswirkungsquerschnitt von Zirkon erklärt werden, weshalb dieses Material bevorzugt Verwendung als Strukturwerkstoff in thermischen Systemen findet. Die thermischen Flüsse im Blanket hingegen bleiben unbeeinflusst von der Wahl des Wandwerkstoffes. Sie werden offenbar in erster Linie durch Moderation aus den höheren Energiegruppen im Blanket erzeugt. Der hohe thermische Fluß im Target hingegen wird durch die Moderationswirkung des Berylliumoxids bewirkt, wobei das Blei nur eine geringe Absorptionswirkung für die thermalisierten Neutronen hat.

Niob als Wandmaterial hat den gleichen Absorptionseffekt auf die langsamen Neutronen wie Manet. Darüberhinaus ist der epithermische Fluß im Target ein wenig niedriger als bei den an-

deren beiden Werkstoffen, was mit Resonanzabsorptionen in dieser Energiegruppe durch das Niob begründet werden kann.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, daß die Wahl des Strukturmaterials auf das neutronenphysikalische Geschehen im Blanket nur sehr geringen bzw. keinen Einfluß hat. Die Wahl des geeigneten Werkstoffes sollte sich deshalb an anderen Kriterien wie einer möglichst guten Korrosionsbeständigkeit gegenüber dem flüssigen Blei sowie einer geringen Schädigung durch die Neutronenbestrahlung und damit einer langen Standzeit orientieren.

Einfluß des Berylliumoxid-Moderators: Um den Einfluß einer Moderation des schnellen Flußanteils durch einen BeO-Moderator rings um das Target abschätzen zu können, wird zunächst eine Anordnung ohne einen solchen Moderator und dann in verschiedenen Schritten die Wirkung einer wachsenden BeO-Schicht (Dicke: 5, 8 und 10 cm) untersucht. Die mit den XSDRN-Rechnungen ermittelten Flußverläufe sind in Abb. 39 graphisch dargestellt.

Die erste Graphik (Bild A), die die Ergebnisse für das System ohne BeO-Moderator, wohl aber mit doppelter erster Wand darstellt, zeigt einen um den Faktor 10 geringeren thermischen Fluß im Target gegenüber dem Blanket. Das Niveau des schnellen Flußanteils hinter der ersten Wand bzw. im Absorber wird offenbar von den schnellen Neutronen, die aus dem Target ausfließen, dominiert. Bild B zeigt die Wirkung eines Moderators vor dem (thermischen) Absorber: Durch eine 5 cm starke BeO-Schicht wird der schnelle Fluß beim Übertritt ins Blanket um den Faktor 2 - 3 abgesenkt. Dafür wird allerdings der thermische Fluß im Target stark erhöht, so daß er sogar höher als im Blanket ist. Dort allerdings wird der thermische Fluß leicht gesenkt gegenüber einer Anordnung ohne Berylliumoxid, da der schnelle Fluß, der durch den Moderator (Graphit) im Blanket auf niedrigere Energien abgebremst wird und somit zum Aufbau des thermischen Spektralanteils beiträgt, niedriger ist, und Target und Blanket im langsamen Bereich durch den starken Bor-Absorber entkoppelt sind. Bild C zeigt die Wirkung der auf 8 cm verbreiterten BeO-Schicht, während sie in der Referenzrechnung auf 10 cm vergrößert worden ist. Phänomenologisch ergeben sich die gleichen, allerdings stärker ausgeprägten Resultate wie bei einer Schichtdicke von 5 cm. In der Referenzrechnung (s. Abb. 37) sinkt der schnelle Fluß im BeO-Moderator auf der dem Blanket zugewandten Seite auf das Niveau, wie es im Blanket selber herrscht. Somit ist offenbar hiermit ein Optimum in der Schutzwirkung der Blanketstrukturen erreicht, da nunmehr die Flußhöhe in Targetnähe nicht mehr signifikant über dem der übrigen Bereiche im Blanket liegt und damit die dort befindlichen Materialien zumindestens nicht wesentlich mehr als in größerer Targetferne belastet werden.

Dieser Eingriff auf das neutronenphysikalische Geschehen hat allerdings auch eine (negative) Wirkung auf die Neutronenökonomie: Obgleich im Berylliumoxid durch $n,2n$ -Reaktionen eine Erhöhung der Zahl der freien Neutronen bewirkt wird, sinkt die Menge der aus dem Target ausfließenden Neutronen. Tab. 31 listet für die unterschiedlichen Moderatorstärken die Zahl der austretenden Neutronen bezogen auf das Ergebnis in der Referenzrechnung auf. Dabei werden die Neutronen betrachtet, die über die Containerwand des BeO-Granulats (bzw. die Wand hinter der ersten Wand in der Rechnung ohne BeO) hinüber in das Blanket treten. Offenbar ist das Resultat für eine Anordnung, bei der man auf den BeO-Moderator ganz verzichtet, um 7 % besser als in der Referenzrechnung. Die Ursache hierfür liegt in der Tatsache begründet, daß durch die Moderation die Neutronen wegen der höheren Querschnitte im thermischen Bereich

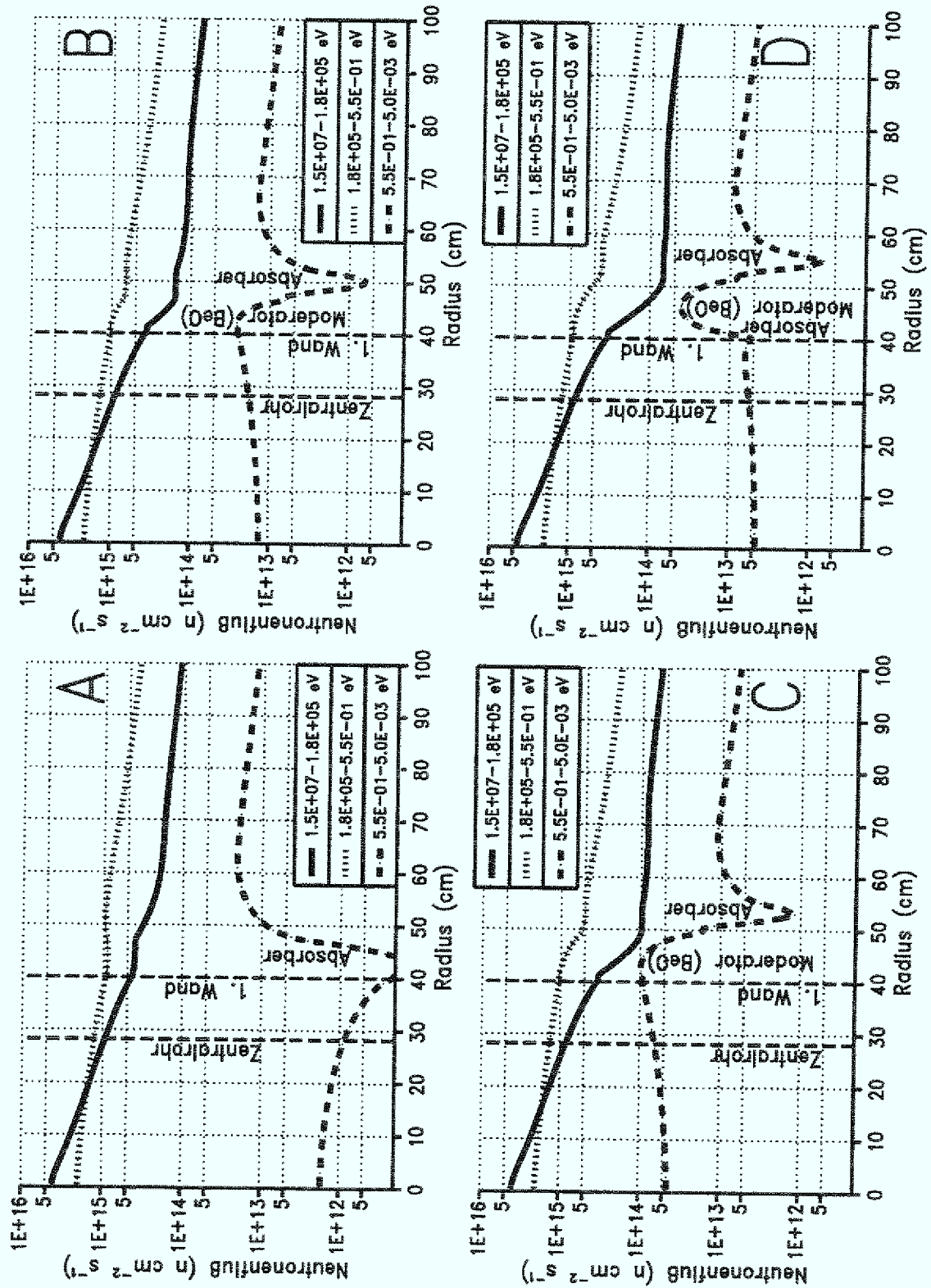


Abb. 39. Neutronenflüsse im Target (III): A: kein zusätzlicher BeO-Moderator, B: BeO-Schichtdicke 5 cm und C: 8 cm, D: zusätzlicher Absorber zwischen 1. Wand und BeO-Container

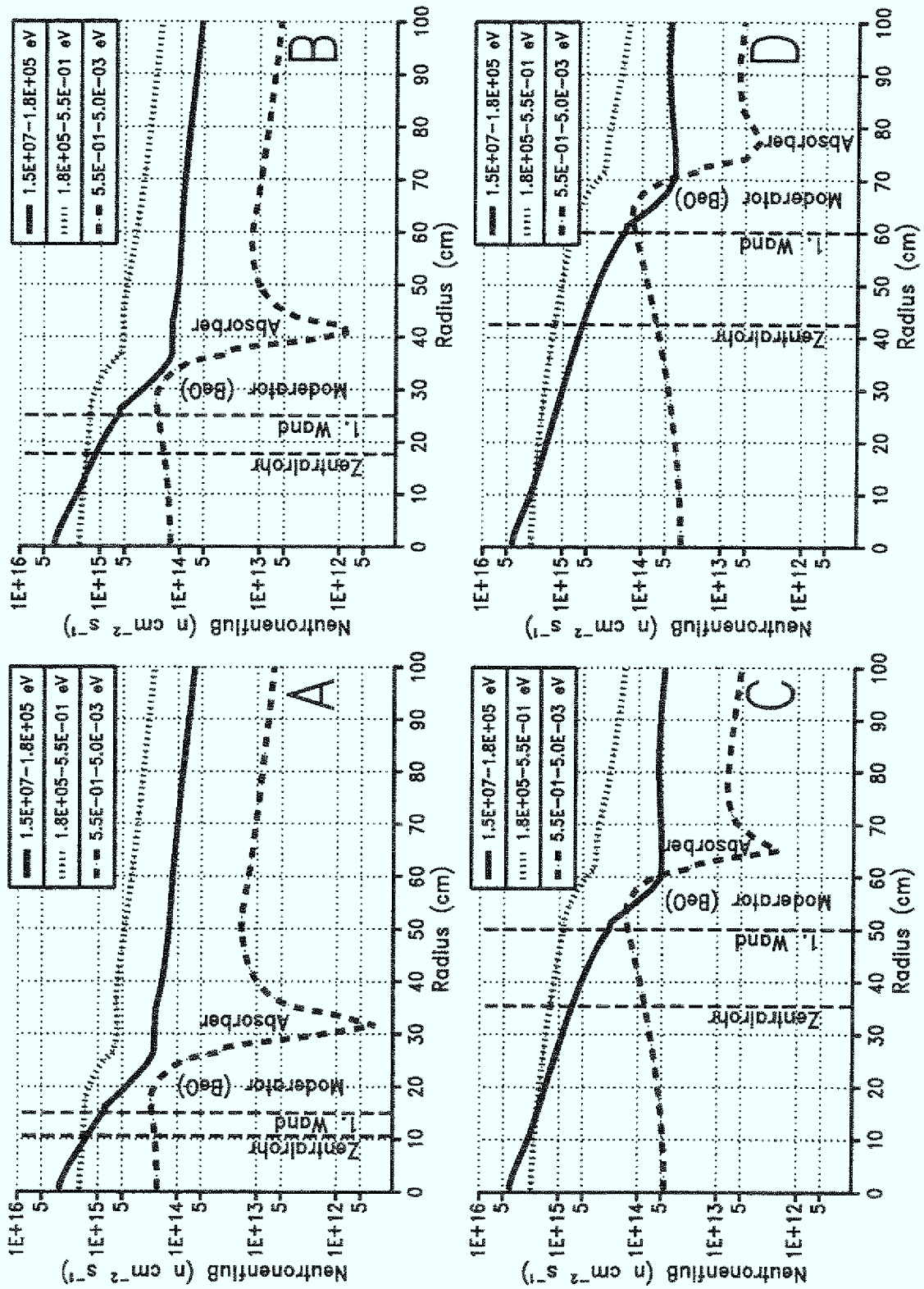


Abb. 40. Neutronenflüsse im Target (IV): A: Targetdurchmesser 30 cm, B: 50 cm, C: 100 cm, D: 120 cm

in den Strukturmaterialien leichter absorbiert werden können, die wegen des zusätzlichen Zirkalloy-Containers, der das BeO-Granulat aufnimmt, auch noch in einer größeren Konzentration vorhanden sind. Bei der Blanketauslegung muß also genau bedacht werden, ob man die zusätzliche Schutzwirkung tatsächlich benötigt und bereit ist, die schlechtere Neutronenökonomie in Kauf zu nehmen.

BeO-Schichtdicke	0 cm	5 cm	8cm	10 cm
auf die Ref.rechnung bezogener Ausfluß aus dem Target	1,07	1,05	1,01	1,0

Tab. 31. Neutronenökonomie des Targets (1): Neutronenausfluß durch die äußere Begrenzung des BeO-Moderators für verschiedene Moderatorschichtdicken

Um den hohen thermischen Fluß in unmittelbarer Targetnähe zu nutzen und damit abzusenken, könnte hinter der ersten Wand ein starker thermischer Absorber wie beispielsweise Tc-99 angeordnet werden. Bild D in Anhang D.3.2 zeigt die Wirkung einer zwischen der ersten Wand und dem BeO-Container eingebrachten Bor-Schicht, mit der die Anwesenheit von Tc-99 simuliert wird. Im Target kann durch diese Maßnahme der langsame Fluß um eine Größenordnung abgesenkt werden. Wegen der bereits erwähnten Entkoppelung des thermischen Flusses vor und hinter dem Bor-Absorber, der sich auf der dem Blanket zugewandten Seite neben dem BeO befindet, wird das neutronenphysikalische Geschehen im Blanket praktisch nicht beeinflusst.

Variation des Targetdurchmessers: Die Untersuchung der Veränderung des Targetdurchmessers erfolgt unter zwei Gesichtspunkten: Einerseits wird die Wirkung auf die Neutronenökonomie betrachtet, und andererseits soll in Erfahrung gebracht werden, inwieweit durch eine Vergrößerung der schnelle Fluß in den Targetstrukturmaterialien abgesenkt und somit die Materialschädigung reduziert werden kann.

Die Anordnung wird mit den Targetdurchmessern 30, 60, 80 (Referenzrechnung), 100 und 120 cm untersucht. Die Position der Zentralrohrwand wird über die oben geforderte Flächen-gleichheit von Innenrohr- und Ringspaltquerschnitt festgelegt. Die Geometrie der Blanketanordnung wird jeweils nur so verändert, daß hierdurch eine möglichst geringe Beeinflussung der Ergebnisse zu erwarten ist. So ist insbesondere die Dicke der BeO-Schicht jeweils konstant, da dadurch die Weglänge, die die Neutronen bei ihrem Austritt aus dem Target und dem Eintritt in das Blanket zurücklegen müssen, gleich bleibt. Im Blanket hingegen wird eine Volumen-gleichheit gleichartiger (aktiver) Bereiche gewählt. - Die Ergebnisse der Neutronenflußberechnungen sind in Abb. 40 dargestellt.

Im Target ist jeweils ein annähernd exponentieller Abfall des schnellen Flusses bei allen fünf Anordnungen zu beobachten. Für diesen Verlauf sind verschiedene Effekte verantwortlich, besonders hervorzuheben sind die Wirkung der (zylindrischen) Geometrie, die einen Abfall des Flusses umgekehrt proportional zum Radius verursacht sowie die Absorption und Streuung in tiefere Energiegruppen, die - zumindest bei einer ebenen Anordnung - eine exponentielle Abnahme verursacht. Allerdings ist der Gradient des schnellen Flußanteils bei den verschiedenen Anordnungen unterschiedlich. Bei einem kleineren Targetdurchmesser ist er höher, da auch die Wegstrecke zum Blanket (wo ein niedrigeres Flußniveau im schnellen Bereich herrscht) kleiner und somit das treibende Gefälle größer ist. Zwischen den Anordnungen mit minimalem und maximalem Targetdurchmesser ist der Unterschied der Flußhöhe im schnellen Bereich in der

ersten Wand der Faktor 5. Allerdings hat ab einem Durchmesser von 80 cm (Referenzfall) eine weitere Vergrößerung nur noch wenig Effekt.

Zur Beurteilung der Neutronenökonomie werden die Neutronenyields in dem gesamten System und außerdem die Neutronenausflüsse aus den Targets der verschiedenen Anordnungen miteinander verglichen. Die Tab. 32 zeigt die erzielten Ergebnisse: Das Yield steigt mit wachsendem Durchmesser und hat bei $D = 80$ cm praktisch eine Sättigung erfahren. Dieses Ergebnis deckt sich also mit dem bereits oben erwähnten [60], obwohl im vorliegenden Fall auch im Blanket mit einem Prozentsatz von 20 % (Volumenanteil) Blei enthalten ist, was speziell bei den schlankeren Targets zu einem (allerdings recht geringem) Anteil zum Neutronenyield beiträgt (beispielsweise 5 % bei $D = 30$ cm). Der Neutronenausfluß aus dem Target, d.h. hier die Anzahl an Neutronen, die über die erste Wand hinwegtreten, ist - wiederum normiert auf das Ergebnis der Referenzrechnung - ebenfalls in der Tabelle aufgelistet. Offensichtlich liegt das Optimum bei $D = 80$ cm. Bei geringerem Durchmesser ist das Yield kleiner, während bei größeren Targets die Absorption durch die in einem größeren Volumen vorhandenen Strukturmaterialien an Einfluß zunimmt.

Zentralrohrinnendurchmesser (cm)	21,2	35,4	56,4	70,8	84,8
Targetinnendurchmesser insgesamt (cm)	30	60	80	100	120
Neutronenyield (n/p)	38,6	40,6	42,0	42,5	42,6
auf die Referenzrechnung bezogener Ausfluß aus dem Target	0,89	0,98	1,0	0,98	0,98

Tab. 32. Neutronenökonomie des Targets (2): Neutronenyield und -ausfluß aus dem Target für unterschiedliche Targetdurchmesser

Wie die Rechnungen gezeigt haben, ist die Referenzrechnung bezüglich der hier untersuchten Parameter optimal. Sie dient deshalb auch als Grundlage für die Untersuchung der strahleninduzierten Materialschädigung.

6.7 Strahlenschädigung der Targetbehälterwände

Um eine Aussage über die Lebenserwartung der Targetstrukturmaterialien machen zu können, werden die Schädigungsmechanismen durch Bestrahlung und ihr Einfluß auf die makroskopischen Eigenschaften der Metalle untersucht. Die Betrachtungen bleiben auf die Produktion und die Wirkung von Gitteratomverschiebungen (displacements), Wasserstoff und Helium beschränkt, da ihr Einfluß als allgemein dominierend angesehen wird. - Einer Berechnung der entsprechenden Raten folgt eine Beurteilung bezüglich der Schädigungswirkung auf die vorgeschlagenen Behältermaterialien Manet, Niob und Zirkon. Dabei wird eine Targetgeometrie mit 80 cm Durchmesser entsprechend der Referenzrechnung im vorhergehenden Kapitel zugrundegelegt.

6.7.1 Fehlstellen-, Helium- und Wasserstoffproduktion

Die Schädigung der Targetbehälterwände, d.h. die Gitterstrukturerschädigung und der Aufbau von Gaseinschlüssen (Wasserstoff- und Helium-Produktion), wird für Protonen- und Neutronenflüsse

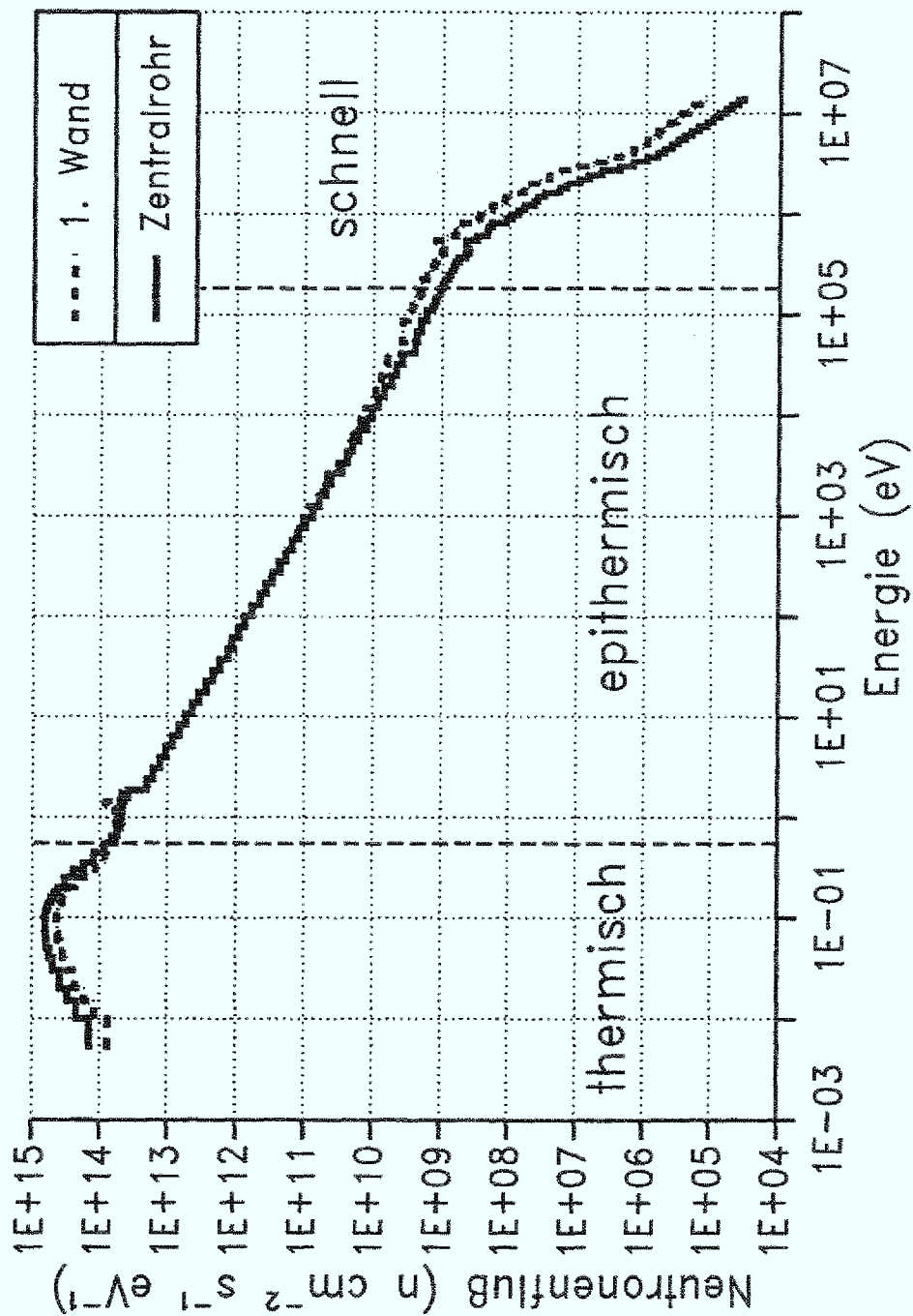


Abb. 41. Neutronenflußspektrum: Energieverteilung der Neutronen in dem Zentralrohr und der ersten Wand, Quelle über eine Höhe von 50 cm gemittelt, beginnend ab der Targetoberfläche

oberhalb einer Cutoff-Energie von 15 MeV und für Neutronenflüsse unterhalb dieser Energie getrennt gerechnet. Unter Kenntnis der für die verschiedenen Schädigungsarten verantwortlichen Wirkungsquerschnitte kann die Schädigungsrate K mit der folgenden Formel ermittelt werden:

$$K = \int \sigma_D(E) \phi(E) dE \quad (6.18)$$

wobei σ_D allgemein den jeweiligen, energieabhängigen Schädigungsquerschnitt und $\phi(E)$ den auf die Energie bezogenen Teilchenfluß oder die Fluenz repräsentieren. Bei der Verwendung von einem energiegruppenweise zusammengefaßten Neutronen- bzw. Protonenspektrum geht die Beziehung in eine Summe über, wobei die Flüsse mit den über der jeweiligen Energiegruppe gemittelten Wirkungsquerschnitten multipliziert werden.

Mit Hilfe des SID-Codes werden für Protonen und Neutronen im Hochenergiebereich Wirkungsquerschnitte für die Schädigung der verschiedenen Strukturmaterialien (Manet, Zirkon und Niob) punktweise ermittelt. Dabei kann allerdings nur der elastische Anteil der Teilchenwechselwirkungen erfaßt werden. Daneben sind für die Heliumproduktion Querschnitte der Literatur entnommen worden [66]. Zur Ermittlung der Materialschädigung werden entsprechend der Energiegruppeneinteilung in der Ausgabe von HETC (bzw. in [66]) die Wirkungsquerschnitte an den Grenzen der jeweiligen Energiegruppe linear interpoliert und anschließend über dem Energieintervall arithmetisch gemittelt. Die resultierenden Wirkungsquerschnitte werden dann mit den in den Targetwänden errechneten Protonen- und Neutronenfluenzen (z.B. für den Zeitraum von einem Jahr) multipliziert. Die in den Targetwänden ermittelte Spektralverteilung der Neutronen ist in Abb. 41 dargestellt.

Im Niederenergiebereich (d.h. unterhalb von $E = 15$ MeV) wird die Materialschädigung durch Neutronen mit Hilfe der RECOIL-Datenbasis (ORNL [43]) und einem Analyseprogramm simuliert. Vorrangig werden bei diesem Verfahren Wirkungsquerschnitte aus der ENDF/B IV-Datenbibliothek ausgewertet, die materialschädigende Vorgänge bei der Wechselwirkung der Neutronen mit den Atomkernen der bestrahlten Materialien beschreiben. Die Querschnittsverläufe für Gitterschädigung und Gasproduktion sind in Abb. 42 und Abb. 43 für beide Energiebereiche dargestellt.

Die Kurvenverläufe ober- und unterhalb von der Cutoff-Energie gehen nicht ineinander über, da sie mit verschiedenen Modellen gerechnet werden. Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Energien größer als 15 MeV sind dabei mit einer ziemlich hohen Unsicherheit behaftet, wie bereits oben beschrieben wurde. Einem Vorschlag von Armstrong [8] folgend sind die Wirkungsquerschnitte für die Displacement-Produktion durch Neutronen oberhalb der Cutoff-Energie durch Multiplikation mit einem (für die verschiedenen Metalle jeweils konstanten) Faktor den Daten, die vom Recoil-Code geliefert werden, angepaßt worden. In Abb. 42 ist Ergebnis dieser Umrechnung eingetragen. - Die Wirkungsquerschnittsverläufe für die Heliumproduktion durch Neutronenbestrahlung, wie sie mit SID ermittelt worden sind, weichen ober- und unterhalb von 15 MeV stark voneinander ab. Es erscheint schwierig, sie aneinander anzupassen. Hingegen sind die in [66] vorgeschlagenen Querschnitte durchaus im Einklang mit den ENDF/B-IV-Daten, lediglich die He-Produktion in Zirkon scheint überbewertet, s. Abb. 43. Aus diesem Grunde werden die mit den letztgenannten Querschnitten ermittelten Raten bei der Beurteilung der Strukturmaterialien diskutiert.

Da für die Wasserstoffproduktion durch Neutronenbestrahlung keine anderen Querschnittsdaten vorliegen, andererseits die Anbindung der ENDF/B-IV-Daten mit den vom SID-Code ermittelten schwierig erscheint, werden die unkorrigierten Werte benutzt. Mangels experimenteller Vergleichsdaten und in Anbetracht der geringen Protonenflüsse werden die Schädigungsraten durch die Einwirkung der Protonen mit den von SID ermittelten Querschnitten errechnet.

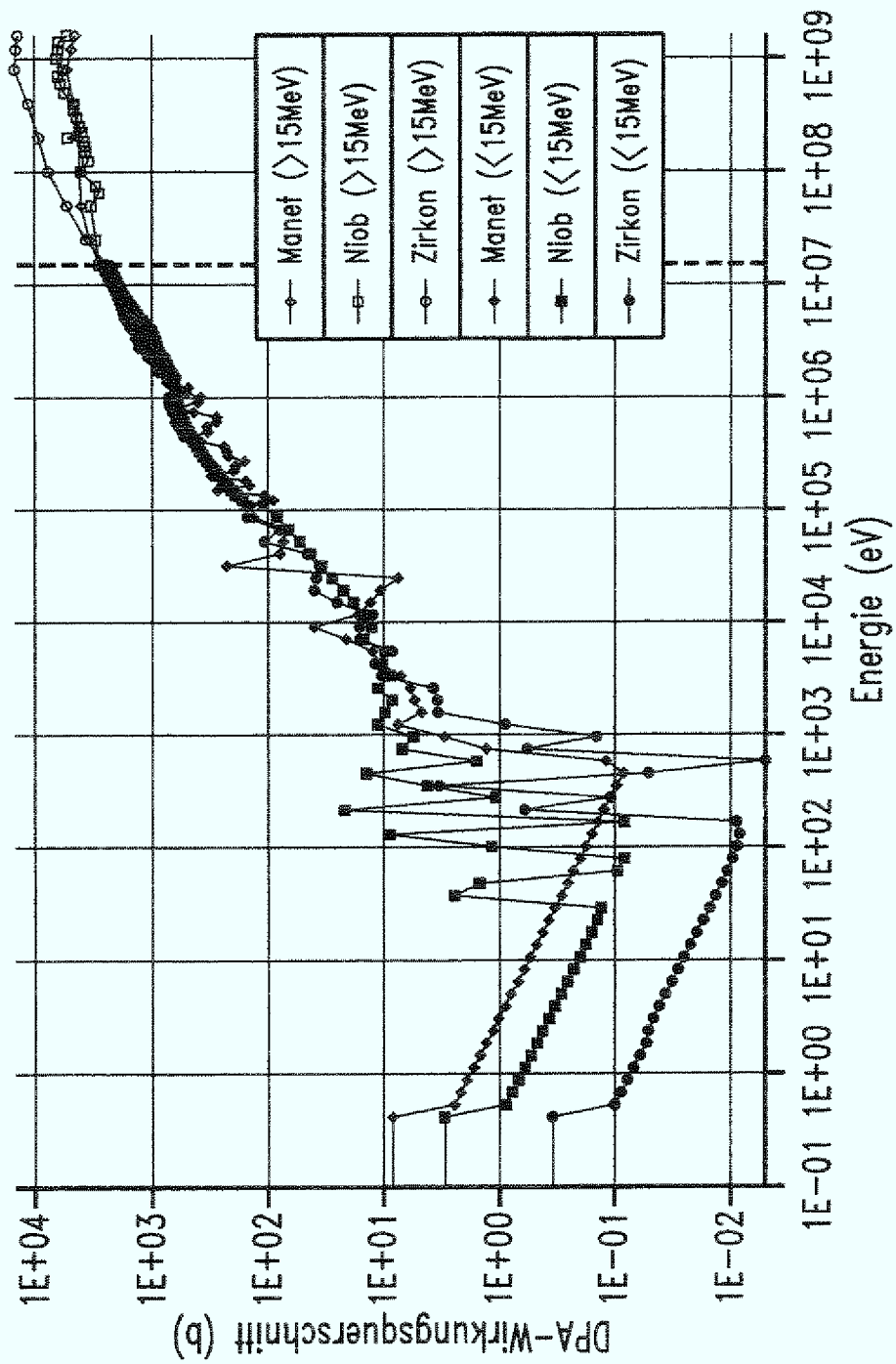


Abb. 42. Schädigungsquerschnitte (I): Wirkungsquerschnitte für Versetzungen durch Neutronenbestrahlung

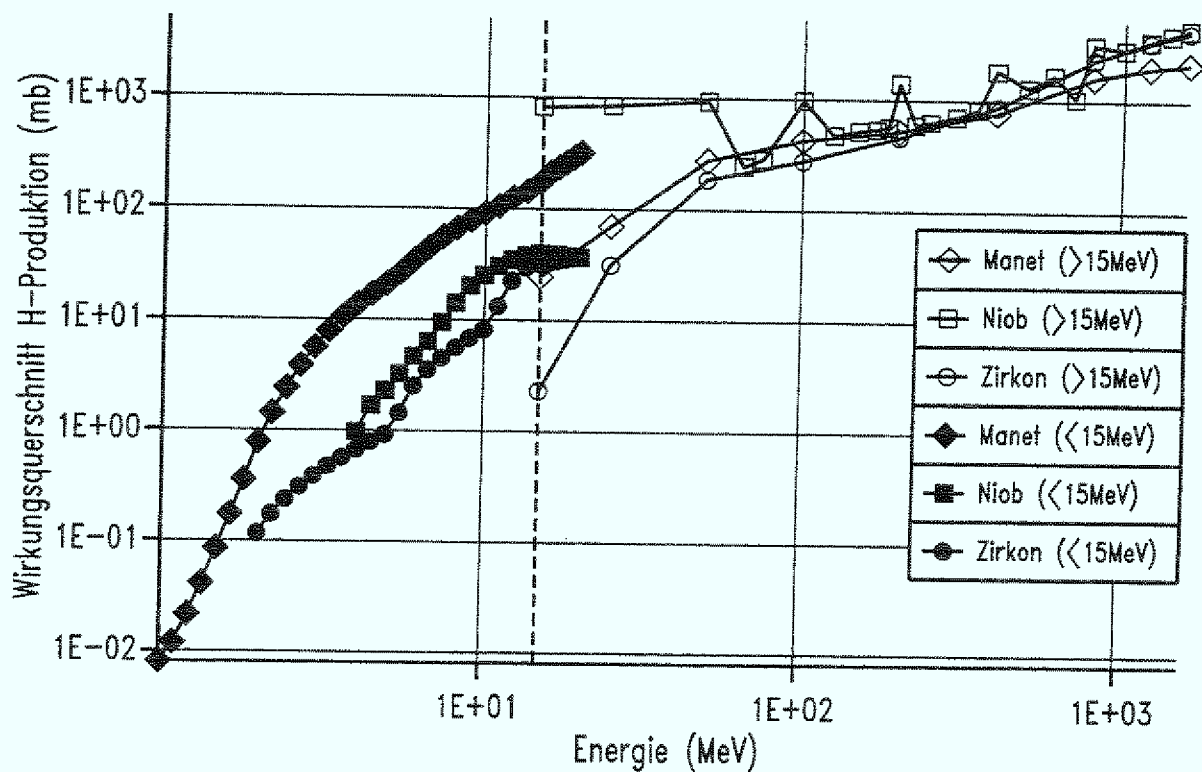
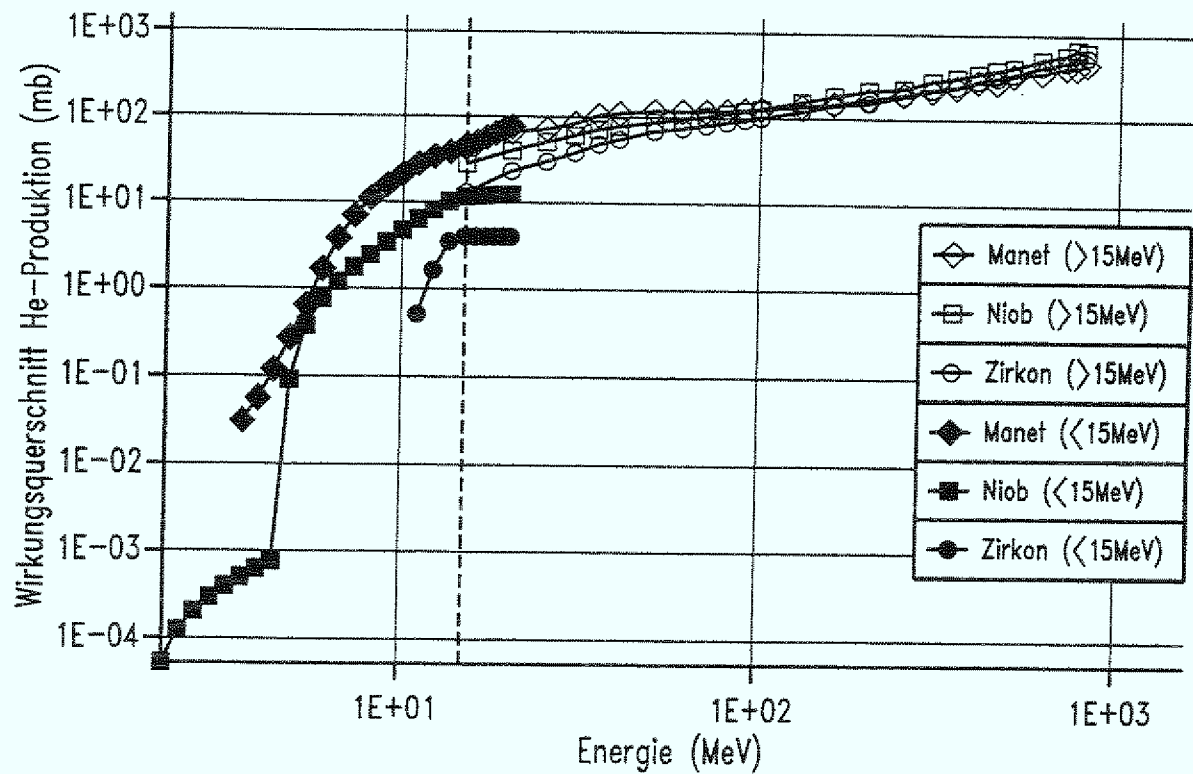


Abb. 43. Schädigungsquerschnitte (II): Wirkungsquerschnitte für die Helium- (oben) und Wasserstoffproduktion (unten) durch Neutronenbestrahlung

Unterhalb der Cutoff-Energie können für die Protonen keine Materialschädigungen errechnet werden, da die entsprechenden Wirkungsquerschnittsverläufe nicht vorliegen.

Die Ergebnisse der Rechnungen für die verschiedenen Teilchenarten und Energiegruppen zeigen Tab. 33 und Tab. 34, während Tab. 35 eine Zusammenfassung der Resultate bezüglich der Gitterversetzungen, der Wasserstoff- und Heliumproduktion bietet. Als Faustformel wird für Zirkon angegeben, daß bei einer Fluenz von 10^{25} n/m^2 ($E > 1 \text{ MeV}$) eine Materialschädigung von etwa 2 dpa zu erwarten ist [67]. Für die erste Wand kann ein Fluß von ca. $5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$

MANET			
Fluß >15 MeV	$1,6 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ ($9,5 \cdot 10^{10} \text{ p/cm}^2 \text{ s}$)		
Fluß <15 MeV	$2,31 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$		
	dpa	He	H
WQ >15 MeV	3770 b (1720 b)	16 mb (64 mb) Konobeyev: 110 mb	255 mb (772 mb)
WQ <15 MeV	180 b	$2,2 \cdot 10^{-2} \text{ mb}$	0,173 mb
Prod./ Jahr >15 MeV	1,9 dpa/a (0,005 dpa/a)	8 appm/a (0,19 appm/a) Konobeyev: 55,8 appm/a	128,2 appm/a (2,3 appm/a)
Prod./ Jahr <15 MeV	13,1 dpa/a	1,6 appm/a	12,6 appm/a
NIOB			
Fluß >15 MeV	$1,6 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ ($9,5 \cdot 10^{10} \text{ p/cm}^2 \text{ s}$)		
Fluß <15 MeV	$2,1 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$		
	dpa	He	H
WQ >15 MeV	3250 b (2960 b)	469 mb (271 mb) Konobeyev: 100 mb	726 mb (754 mb)
WQ <15 MeV	235 b	$6 \cdot 10^{-3} \text{ mb}$	0,03 mb
Prod./ Jahr >15 MeV	1,6 dpa/a (0,009 dpa/a)	237 appm/a (0,81 appm/a) Konobeyev: 50,4 appm/a	366,2 appm/a (2,3 appm/a)
Prod./ Jahr <15 MeV	15,6 dpa/a	0,4 appm/a	2,0 appm/a
ZIRKON			
Fluß >15 MeV	$1,6 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ ($9,5 \cdot 10^{10} \text{ p/cm}^2 \text{ s}$)		
Fluß <15 MeV	$2,33 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$		
	dpa	He	H
WQ >15 MeV	5520 b (2920 b)	97 mb (270 mb) Konobeyev: 74 mb	187 mb (748 mb)
WQ <15 MeV	227 b	$8,5 \cdot 10^{-4} \text{ mb}$	0,02 mb
Prod./ Jahr >15 MeV	2,8 dpa/a (0,009 dpa/a)	49 appm/a (0,81 appm/a) Konobeyev: 37,3 appm/a	94,5 appm/a (2,2 appm/a)
Prod./ Jahr <15 MeV	16,7 dpa/a	0,06 appm/a	1,33 appm/a

Tab. 33. Damagerechnungen für das Zentralrohr: Flüsse, mittlere Wirkungsquerschnitte und Produktionsraten für die verschiedenen Materialkandidaten (Werte für Neutronen bzw. Klammerwerte für Protonen, Konobeyev: Rechnungen mit den in [66] vorgeschlagenen Wirkungsquerschnitten, WQ: Wirkungsquerschnitt)

MANET			
Fluß >15 MeV	5,5*10 ¹² n/cm ² s (3,6*10 ¹⁰ p/cm ² s)		
Fluß <15 MeV	1,52*10 ¹⁵ n/cm ² s		
	dpa	He	H
WQ >15 MeV	3740 b (1720 b)	14 mb (110 mb) Konobeyev: 108 mb	242 mb (902 mb)
WQ <15 MeV	112 b	9*10 ⁻³ mb	0,073 mb
Prod./ Jahr >15 MeV	0,7 dpa/a (0,002 dpa/a)	2,4 appm/a (0,12 appm/a) Konobeyev: 18,8 appm/a	42,2 appm/a (1 appm/a)
Prod./ Jahr <15 MeV	5,4 dpa/a	0,4 appm/a	3,5 appm/a
NIOB			
Fluß >15 MeV	5,5*10 ¹² n/cm ² s (3,6*10 ¹⁰ p/cm ² s)		
Fluß <15 MeV	1,37*10 ¹⁵ n/cm ² s		
	dpa	He	H
WQ >15 MeV	3230 b (3080 b)	474 mb (358 mb) Konobeyev: 95 mb	728 mb (1098 mb)
WQ <15 MeV	146 b	2,5*10 ⁻³ mb	0,013 mb
Prod./ Jahr >15 MeV	0,6 dpa/a (0,003 dpa/a)	82,6 appm/a (0,4 appm/a) Konobeyev: 16,6 appm/a	127 appm/a (1,2 appm/a)
Prod./ Jahr <15 MeV	6,3 dpa/a	0,1 appm/a	0,5 appm/a
ZIRKON			
Fluß >15 MeV	5,5*10 ¹² n/cm ² s (3,6*10 ¹⁰ p/cm ² s)		
Fluß <15 MeV	1,56*10 ¹⁵ n/cm ² s		
	dpa	He	H
WQ >15 MeV	5380 b (3030 b)	88 mb (339 mb) Konobeyev: 70 mb	172 mb (1092 mb)
WQ <15 MeV	138b	7,4*10 ⁻³ mb	3,3*10 ⁻⁴ mb
Prod./ Jahr >15 MeV	0,9 dpa/a (0,003 dpa/a)	15,4 appm/a (0,38 appm/a) Konobeyev: 12,2 appm/a	30 appm/a (1,2 appm/a)
Prod./ Jahr <15 MeV	6,8 dpa/a	0,37 appm/a	0,02 appm/a

Tab. 34. Damagerechnungen für die erste Wand: Flüsse, Wirkungsquerschnitte und Produktionsraten für die verschiedenen Materialkandidaten (Werte für Neutronen bzw. Klammerwerte für Protonen, Konobeyev: Rechnungen mit den in [66] vorgeschlagenen Wirkungsquerschnitten, WQ: Wirkungsquerschnitt)

($E > 1$ MeV) ermittelt werden. Mit der Abschätzung errechnet sich die Materialschädigung zu 3,2 dpa/a. Die Diskrepanz zu dem mit den Damage-Codes ermittelten Wert von 7,7 dpa kann - neben den Ungenauigkeiten in den beiden Berechnungsmethoden - mit dem vergleichsweise harten Neutronenspektrum der Spallationsneutronenquelle erklärt werden. Zumindest läßt der letztgenannte Wert eine konservative Bewertung der Materialschädigung zu.

Die Heliumproduktionsraten scheinen zu hoch ermittelt zu sein. Für ein schnelles Spektrum (EBR-II) wird für Niob bzw. Zirkon ein Verhältnis He/ dpa von 0,05 bzw. 0,001 an Stellen

Manet/Niob/Zirkon	Zentralrohr	erste Wand
dpa-Produktion/ Jahr	15/17,2/19,5 dpa/a	6/6,9/7,7 dpa/a
He-Produktion/ Jahr	58/52/39 appm/a	19/17/13 appm/a
H-Produktion/ Jahr	144/371/98 appm/a	47/129/31 appm/a

Tab. 35. Schädigungssummen: aufsummierte Raten pro Jahr erzeugt durch die Neutronen- und die Protonenbestrahlung; in die He-Produktion sind die Raten eingerechnet, die mit den in [66] angegebenen WQ ermittelt wurden; Targetgeometrie entsprechend dem Referenzfall

höchster Flußbelastungen und für ein Fusionsspektrum (MFR, 1 MW/m², max. 14,1 MeV Teilchenenergie) von 4 bzw. 1,3 in [44] errechnet.

6.7.2 Bewertung der Strahlenschädigung der verschiedenen Strukturmaterialien

Manet: Bezugnehmend auf das Kapitel 6.2.1 kann festgestellt werden, daß die jährlichen Schädigungs- sowie He- und H-Produktionsraten mit 15 dpa/a und 58 bzw. 144 appm/a unter den in der Literatur gemachten Angaben liegen, unterhalb derer keine signifikante bestrahlungsbedingte Veränderung der Materialeigenschaften zu verzeichnen ist. Somit kann eine Lebensdauer von wenigstens einem Jahr vorausgesagt werden.

Niob: Die für Niob vorausgesagten jährlichen Versetzungsraten von 17,2 dpa/a liegen unter den in Kapitel 6.2.2 als zulässig angegebenen. Allerdings liegen keine konkrete Angaben über die Auswirkung einer Helium- bzw. Wasserstoffversprödung vor, so daß die berechneten Aufbauraten mangels experimenteller Daten nicht zur Bestimmung des Materialverhaltens herangezogen werden können. Ein ähnliches Verhältnis von Gitterschädigungs- und Gasproduktionsraten bei den in der Literatur beschriebenen Materialtests [124] im Vergleich mit den in der Transmutationsanlage herrschenden Bedingungen vorausgesetzt, scheint der Schluß gerechtfertigt, daß Niob als Targetmaterial wenigstens ein Jahr nicht durch Versprödung bedingt versagt. Schwellen als Versagenskriterium kommt nicht in Betracht, da Niob bis ca. 50 dpa bei den geplanten Temperaturen schwellresistent ist.

Zirkon: Für Zirkon konnten keine konkreten Abhängigkeiten zwischen der Materialschädigung in der Einheit dpa und der Veränderung der Werkstoffeigenschaften gefunden werden. Vielmehr ist häufig die Korrelation zwischen der Fluenz in n/(s cm²) (E > 1 MeV) und den daraus resultierenden Veränderungen im Materialverhalten zu finden. Das Wachsen in Längsrichtung (axial) bewirkt bei der in Kapitel 6.2.3 angegebenen Rate von 2*10⁻²⁸ m²/n (E > 1 MeV) bei einem Neutronenfluß von 5*10¹⁷ n/(m²s) (E > 1 MeV) eine Dimensionsänderung von 0,3 %. Bestrahlungsinduziertes Kriechen hingegen wird zusammen mit der Druckbelastung eine Dehnung in tangentialer Richtung in der ersten Wand hervorrufen. Die im Material aus der Belastung durch die Bleisäule p resultierende Spannung σ_t kann mit der folgenden Formel berechnet werden:

$$\sigma_t = p \frac{R}{s} \quad (6.19)$$

wo R den Radius der ersten Wand und s die Materialstärke darstellen. Für $s = 2 \text{ mm}$ und $R = 40 \text{ cm}$ errechnet sich für eine Bleisäule von etwa 2 m die Spannung zu $\sigma_t = 40 \text{ N/mm}^2$. Da der maximale Fluß jedoch im oberen Teil des Targets mit etwa $5 \cdot 10^{17} \text{ n/(m}^2\text{s)}$ auftritt, ergeben diese Werte eingesetzt in der konservativen Formel 6.1 eine sehr pessimistische Betrachtungsweise. Für $T = 450^\circ$ ergibt sich eine Dehnung von $\varepsilon = 1,8 \%$. Da die Bruchdehnung unter Bestrahlung auf minimal 2 % abnimmt, scheinen die Schädigungsmechanismen Wachsen sowie Kriechen die Lebensdauer nicht unter ein Jahr zu beschränken. Zusammen mit den in Kapitel 6.2.3 zusammengefaßten Aussagen bezüglich der untergeordneten Materialschädigung durch H- und He-Produktion kann eine Standzeit von wenigstens einem Jahr vorausgesagt werden. Allerdings kann nicht abgeschätzt werden, ob die Beschichtung mit Molybdän den Belastungen im Target (insbesondere in Anbetracht der hohen Neutronenflüsse) standhält.

6.7.3 Empfehlung für die Wahl der Targetstrukturmaterialien

Als Werkstoff für das Zentralrohr sowie die erste Wand kann der martensitische Cr-Stahl Manet (Typ 1.4914) aufgrund seiner hohen Warmfestigkeit, der ausreichenden Korrosionsbeständigkeit gegenüber Blei, der gegenüber den anderen untersuchten Materialien guten technischen Verarbeitbarkeit, der im Vergleich mit anderen austenitischen Stählen geringen thermischen Dehnung sowie der sehr guten Strahlenbeständigkeit empfohlen werden. Die etwas höhere Absorption von Neutronen im thermischen Bereich spielt nur eine untergeordnete Rolle in der betrachteten Anordnung und ist kein ausschlaggebendes Auswahlkriterium.

Niob ist vorteilhaft wegen seiner guten Korrosionsbeständigkeit gegenüber dem flüssigen Blei und scheint ausreichend strahlenbeständig zu sein. Allerdings ist es schlechter zu verarbeiten als Stahl, und die Neutronenbestrahlung bewirkt die Bildung des langlebigen Isotops Nb-94.

Material	Festigkeit	Korrosions- beständigkeit	fertigungs- technische Verarbeitung	Strahlenbe- ständigkeit	Absorption (schneller Bereich)	Absorption (epitherm. Bereich)	Absorption (thermischer Bereich)	Standzeit
Manet	++	+/-	+/-	+	+	+	-	+
Niob	+/-	++	-	+ (o) *)	+	+/-	-	o
Zirkon	+	- **)	+/-	+ (o) ***)	+	+	+	o

Tab. 36. Eignung der Strukturmaterialien: Vergleich der untersuchten Materialkandidaten bzgl. ihrer Eignung als Targetwandmaterial (++: sehr gut geeignet, +: geeignet, +/-: weniger geeignet, -: ungeeignet, o: keine Aussage möglich), *) nur Aussage bzgl. der Versetzungen möglich, **) gute Korrosionseigenschaften in Verbindung mit einer Mo-Schutzschicht, ***) keine Aussage über die Strahlenbeständigkeit eines Mo/ Zr- Verbunds möglich)

Zirkon kann nur in Verbindung mit einem Korrosionsschutz eingesetzt werden. Da die dauerhafte Verbindung der Molybdänschicht unter den Einsatzbedingungen nicht erforscht ist, und darüberhinaus die geringe Neutronenabsorption im thermischen Bereich keinen signifikanten Vorteil bietet, erscheint Zirkon weniger geeignet als Werkstoff für das Zentralrohr und die erste Wand. Allerdings kann es als Containermaterial für den BeO-Moderator eingesetzt werden, da hier keine Korrosion auftritt, und die hohen thermischen Flußanteile an diesem Ort ein Strukturmaterial mit geringem thermischen Absorptionsquerschnitt erfordern.

6.8 Sicherheitsbetrachtungen

Für das Target müssen die gleichen Sicherheitsbetrachtungen durchgeführt werden, wie sie in Kapitel 5.5 für das Fenster bereits aufgelistet worden sind. Allerdings liegen die Anforderungen an die Targetkonstruktion deutlich höher, da ein Versagen u.U. wesentlich gravierendere Folgen verursachen kann.

Im einzelnen müssen die folgenden Stör- und Schadensfälle untersucht werden:

1. Der Bleistrom verlangsamt sich, stockt oder kommt gänzlich zum Erliegen.
2. Der Bleistrom reißt (wegen eines Lecks im Bereich außerhalb des Targets) ab; das Target läuft leer.
3. Die Strukturmaterialien versagen wegen Materialermüdung. Es kommt zum Bruch der bleiführenden Strukturen, wobei unterschiedliche Leckgrößen auftreten können.

In allen drei Fällen ist ein augenblickliches Abschalten des Protonenstrahls notwendig: In der ersten geschilderten Situation kann es zum lokalen Sieden im Blei innerhalb kurzer Zeit kommen. Die folgende Betrachtung liefert eine Abschätzung, nach welcher Zeit für eine konstante Bremsbeschleunigung des Bleistroms die Siedetemperatur erreicht wird. Unter Zuhilfenahme der Berechnungsgrundlagen aus Kapitel 6.5.1 kann eine konstante Geschwindigkeit ermittelt werden, bei der die Siedetemperatur im unteren Teil des Targets erreicht wird. Die Zeit, die bis zur Abbremsung des Bleistroms auf diese Geschwindigkeit $v_{\text{Pb,S}}$ bei einer konstanten Bremsbeschleunigung a_{B} verstreicht, stellt eine untere Schranke für die Zeitspanne dar, nach der sich Sieden im Blei einstellt. Für die Geschwindigkeit v_{Pb} gilt:

$$v_{\text{Pb}}(t) = a_{\text{B}}t + v_{\text{Pb,0}} \quad (6.20)$$

wobei $v_{\text{Pb,0}}$ die Geschwindigkeit des Bleis vor der Störung darstellt. Die etwas unanschauliche Größe einer Bremsbeschleunigung wird durch die Zeit $t_{1/2}$ ersetzt, nach der sich der Massenstrom halbiert hat. Für die Zeit $t_{\text{Pb,S}}$ bis zum Erreichen von $v_{\text{Pb,S}}$ ergibt sich damit

$$t_{\text{Pb,S}} = 2 t_{1/2} \left(1 - \frac{v_{\text{Pb,S}}}{v_{\text{Pb,0}}} \right) \quad (6.21)$$

Bei einem Innendurchmesser des Zentralrohrs von 56,6 cm, wie er in der Referenzrechnung benutzt worden ist, ergeben sich die Strömungsgeschwindigkeiten des Bleis zu $v_{\text{Pb,0}} = 0,4 \text{ m/s}$ und $v_{\text{Pb,S}} = 0,03 \text{ m/s}$. Hieraus errechnen sich die in Tab. 37 aufgelisteten Zeiten bzw. Beschleunigungen.

Im zweiten Fall wird der Protonenstrahl beim Weiterbetrieb die Targetwand in der Umlenkung durchschmelzen und die darunterliegenden Strukturen beschädigen. Die dritte Situation kann bei größeren Leckagen ein Verdampfen des Bleis, später auch ein Schmelzen der Targetwände verursachen, falls der Strahl nicht abgeschaltet wird. Ziel der Untersuchungen muß es also zunächst sein, sicherzustellen, daß der Protonenstrahl im Schadensfall schnell abgeschaltet wird. In einem weiteren Schritt kann dann überlegt werden, welche Vorkehrungen getroffen werden müssen, um bei einem Versagen dieser Maßnahmen den Schaden zu begrenzen.

$t_{1/2}$ [s]	0,5	1	2	5	10	20
a_B [m/s ²]	-0,4	-0,2	-0,1	-0,04	-0,02	-0,01
$t_{Pb,S}$ [s]	0,925	1,85	3,7	9,25	18,5	37

Tab. 37. Störfall Ausfall der Bleipumpen: Zeitspannen bis zum Erreichen der Siedetemperatur für unterschiedliche Bremsbeschleunigungen

6.8.1 Detektion von Leckagen und Brüchen, Protonenstrahlabschaltung

Mehrere Meßmethoden, die entweder Schwankungen des Bleimassenstroms oder Leckagen detektieren, werden nach dem fail-safe-Prinzip dem Beschleuniger aufgeschaltet: Falls eines dieser Meßinstrumente eine Störung anzeigt, muß zwangsläufig abgeschaltet werden. Dies kann dadurch erreicht werden, daß im Normalbetrieb die Instrumente eine Meßspannung aufrechterhalten, die den Beschleunigerbetrieb erst zuläßt. Falls eines der Instrumente eine Fehlfunktion hat (z.B. einen Totalausfall), so schaltet der Beschleuniger automatisch ab. Somit wird verhindert, daß bei Ausfall eines Instrumentes und gleichzeitigem Auftreten einer Störung im Targetsystem nicht abgeschaltet wird. Durch eine Reihenschaltung der Instrumente ist eine redundante sowie (wegen der unterschiedlichen Funktionsprinzipien) diversitäre Anordnung erreicht. Im folgenden werden einige Möglichkeiten vorgestellt.

Temperaturmessung: Im Targetbereich wird es schwierig oder sogar unmöglich sein, die Temperaturen des Bleis und der Behälterwände zu messen, da der hohe Neutronenfluß eine verfälschende Wirkung auf die Meßergebnisse hat sowie eine Beschädigung der Meßfühler verursachen wird. Sinnvollerweise wird man die Temperaturmessung im Zu- bzw. Abfluß installieren. Hierzu können in der Rohrwand eingebettete Thermoelemente genutzt werden, die z.B. in einem Meßbereich von 0° bis 1500°C (Platinrhodium-Platinrhodium) eingesetzt werden können [79]. Über eine Temperaturdifferenzmessung kann bei konstanter Strahlleistung unmittelbar auf den Massendurchfluß geschlossen werden. Allerdings reagiert dieses System nur relativ träge auf Durchflußveränderungen: Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 0,4 m/s und einer Strecke von ca. 1,5 m von Targetoberfläche bis zu einer möglichen Einbauposition des nächsten Thermoelementes kann es bis zu 4 s dauern, bevor eine Veränderung registriert wird. Eine andere Möglichkeit, die Temperatur zu messen, besteht darin, die von der heißen Targetoberfläche ausgesandten Photonen geeignet aus dem Bereich mit hohem Neutronenfluß herauszuleiten und außerhalb, beispielsweise mit einer Infrarotkamera mit CCD-Chip (Charge Coupled Device), auszuwerten [79]. Diese Anordnung wird sicherlich flinker auf Temperaturschwankungen im Targetbereich reagieren, wirft allerdings eine Reihe technischer Probleme auf.

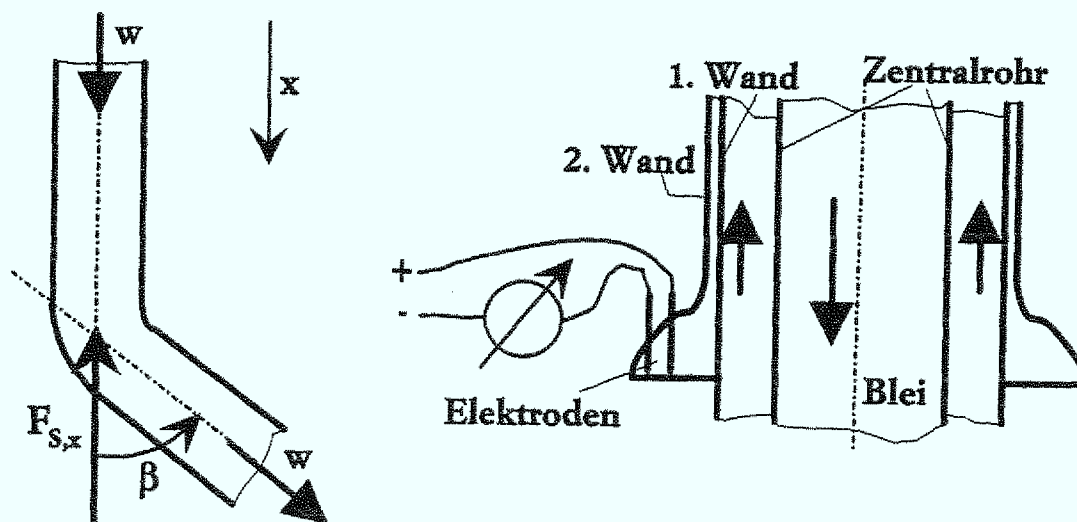


Abb. 44. Messung von Massenstromänderungen und Leckagen im Target: links: Ermittlung von Massenstromänderungen nach dem gyrostatischen Prinzip; rechts: Ermittlung von Leckagen durch Auffangen des austretenden Bleis und Detektion durch Benetzung von Elektroden

Massendurchflußmessung nach dem gyrostatischen bzw. Coriolis-Prinzip: Bei diesem Meßprinzip wird die Kraft ausgenutzt, die ein rotierender Körper ausübt [22]. In der diskutierten Targetkonstruktion wird aus abschirmtechnischen Gründen eine Umlenkung des Bleimassenstroms aus der Vertikalen beim Ausfluß unterhalb des Targets notwendig sein. Die Auflagerkraft, die die umgelenkte Strömung dabei auf die Rohrwandung ausübt, kann als Maß für die Höhe des Massenstroms dienen, s. Abb. 44. Der Impulssatz liefert für eine Umlenkung bei konstanten Querschnitten für die Stützkraft die folgende Formel:

$$F_{\text{Cor}} = \rho_{\text{Pb}} w A (\cos \beta - 1) \quad (6.22)$$

Für eine Geschwindigkeit der Bleiströmung $w = 0,4 \text{ m/s}$, einer Querschnittsfläche $A = 2 \pi r \approx 1 \text{ m}^2$ und $\rho_{\text{Pb}} = 10,5 \text{ g/cm}^3$ ergibt sich beispielsweise für die 45° -Umlenkung die Stützkraft zu ca. 1240 N. Zu beachten ist jedoch, daß die Gewichtskraft der Bleisäule

$$F_G = m g = \rho_{\text{Pb}} h A g \quad (6.23)$$

bei einer Bleisäulenhöhe von $h = 1,5 \text{ m}$ ca. 155000 N beträgt und somit die Durchflußänderung ein schwierig aufzulösendes, aber dafür promptes Meßsignal liefert. Darüberhinaus muß die Konstruktion anders als in Kapitel 6.1 dargestellt abgestützt bzw. fixiert werden.

Magnetisch-induktive Durchflußmessung: Da es sich bei flüssigem Blei um ein leitfähiges Fluid handelt, bietet sich als weiteres Meßverfahren zur Volumen- bzw. Massenstrombestimmung die magnetisch-induktive Meßmethode an. Hierbei wird durch die Wechselwirkung der Strömungsgeschwindigkeit des Bleis und einem Magnetfeld eine elektrische Spannung erzeugt. Nach dem Faradayschen Induktionsgesetz wird dadurch eine elektrische Feldstärke entstehen. Die technische Realisierung könnte folgendermaßen aussehen: Das Blei fließt - außerhalb des Neutronenflusses - durch ein isoliert ausgekleidetes Rohr, in dessen Wand senkrecht zu

Magnetfeld und Fließrichtung zwei Elektroden gegenüberliegend angeordnet sind. Die abgegriffene Spannung ist der mittleren Strömungsgeschwindigkeit proportional [22]. - Da es sich beim Blei um ein inkompressibles Medium handelt, wird das Meßsignal prompt eine Veränderung des Massenstroms anzeigen. Desweiteren hat diese Meßmethode den Vorteil, daß die Apparatur ohne mechanische Bauteile auskommt, die im direkten Kontakt mit dem Blei stehen.

Neben der Bestimmung von Massenstromänderungen müssen auch kleinere Lecks im Rohrsystem detektiert werden, die keinen signifikanten Einfluß auf die Strömung haben. Hierzu bieten sich die folgenden Systeme an:

Leckage-Detektion durch Elektroden: Die einfachste Möglichkeit, eine Leckage des Targetrohrs zu detektieren, besteht darin, das auslaufende Blei in einer Wanne aufzufangen und dort mit Hilfe zweier Elektroden, die unter Spannung stehen, anzuzeigen [74], s. Abb. 44. Falls die erste Wand leckt, wird das Blei zwischen dieser und der doppelten nächsten Wand nach unten rinne. Eine Auffangvorrichtung kann das Blei schließlich zu den Elektroden leiten. Allerdings wird diese Messung zeitverzögert erfolgen.

Akustisches Leckortungssystem: Bei diesem System wird mit einem akustischen Sensor, der an der Außenwand des zu überwachenden Systems (hier die erste Wand) installiert ist, der bei laufendem Betrieb erzeugte Schall registriert. Mittels eines Fourieranalysators wird aus dem empfangenen Zeitsignal eine sogenannte Audiospektraldichte (ASD) gebildet, die ein Maß für den Energieinhalt über der Frequenz darstellt. Die ASD besitzt für jeden Leckort bei vorgegebener Sensorposition eine charakteristische Form. Falls sie sich ändert, ist ein Leck im Betrieb aufgetreten, das rasch erkannt und anhand der speziellen ASD auch lokalisiert werden kann [50].

Eine weitere, hier nicht näher erläuterte Methode kann die Analyse der Gaszusammensetzung in dem Spalt zwischen erster und zweiter Wand sein.

6.8.2 Störfälle mit Versagen der Strahlabschaltung

Die möglichen Folgen eines Versagens der Protonenstrahlabschaltung im Störfall sind bereits oben kurz diskutiert worden. Im folgenden wird beschrieben, welche Vorsorgemaßnahmen für diese Situation getroffen werden können.

Beim Stillstand der Bleiströmung und Weiterbetrieb des Beschleunigers wird das Blei derart aufgeheizt, daß die Targetstrukturen aufgeschmolzen werden. Es muß in diesem Fall dafür gesorgt werden, daß das Blei und die darin eingemischte Schmelze nicht in das Blanket vordringt. Da ein Blanket mit einer Graphitmatrix als Moderator vorgesehen ist, schmilzt das Blei allenfalls den rings um das Target angeordneten Container, der den BeO-Moderator enthält, auf. Das Graphit hat eine höhere thermische Belastbarkeit: Es sublimiert bei ca. 3500°C [17], womit ein Schutz für das Blanket gegeben ist. Somit muß eine Wanne unter dem Target installiert sein, die - quasi wie der für moderne Kernkraftwerke diskutierte Corecatcher - die Schmelze auffängt. Dabei entwickeln das Blei und die Strukturmaterialien nur eine sehr geringe Nachwärme.

Falls das Target leerläuft, kann bei Versagen der Abschaltvorrichtungen für den Beschleuniger der Protonenstrahl zwangsabgeschaltet werden, indem eine für den Betrieb essentiell notwendige Stromzufuhr in Form einer Schmelzsicherung unterhalb des Targets installiert wird. Der Strahl schmilzt somit zunächst die Targetwand durch, um dann die eigene Stromversorgung durch Schmelzen der Sicherung zu unterbrechen. Allerdings muß durch eine geeignete geometrische Anordnung der Schmelzsicherung dafür Sorge getragen werden, daß durch eventuell heruntertropfendes geschmolzenes Metall nicht wieder Kontakt hergestellt werden kann.

6.9 Bewertung des Targetkonzeptes, Ausblick

Mit dem Flüssig-Blei-Target kann ein Konzept vorgestellt werden, das verschiedenen Anforderungen entspricht: Eine wärmetechnisch sowie festigkeitsmechanisch relativ problemlos auslegbare Konstruktion, die zudem auf die oben vorgestellten Protonenfenster abgestimmt ist, hat wesentliche Vorzüge gegenüber einem Feststofftarget. Dies sind im wesentlichen die einfache Wärmeabfuhr und die Vermeidung einer Gitterschädigung des Targetmediums. Darüberhinaus erscheint Blei bezüglich der Neutronenökonomie vorteilhaft. Manet ist ein Strukturwerkstoff, der wahrscheinlich den Korrosions- sowie Strahlenschädigungsmechanismen unter Betriebsbedingungen widerstehen kann und zumindest die angestrebte Standzeit von einem Jahr zuläßt.

Das Problem der Flüssigmetallkorrosion bedarf jedoch noch weiterer Untersuchungen, zumal im Target unterschiedliche Belastungen zusammentreffen, die sich in ihrer Wirkung u.U. akkumulieren: hohe Temperaturen, Strahlenschädigung, Bildung neuer Stoffe im Blei durch die Spallationsreaktionen (mit unerforschter Korrosionswirkung) etc. Sicherheitstechnisch wirft die Konzeption einige Probleme auf, die allerdings technisch beherrschbar sind und einen Störfall mit schwerwiegenden Folgen offenbar nicht zulassen. Die Aktivierung sowohl des Targetmediums als auch der Strukturmaterialien durch die Kernreaktionen ist noch zu untersuchen.

Schließlich bedarf es in Zukunft einer detaillierten Abstimmung der Targetauslegung auf die Gestaltung des Blankets. In Form eines iterativen Prozesses kann die Optimierung beider Komponenten erfolgen, wobei neben der Maximierung von Umsatzraten Fragen der technischen Machbarkeit sowie sicherheitstechnische Aspekte letztlich eine dominierende Rolle spielen.

7.0 Zusammenfassung und Ausblick

Für eine spallationsgetriebene Transmutationsanlage sind verschiedene Konzepte sowohl für das Protonenfenster als auch für das Flüssigmetalltarget unter den Aspekten der Wärmetechnik, der Festigkeitsmechanik und der materialschädigenden Wirkung der Teilchenwechselwirkung ausgelegt worden. Die Komponenten sind hinsichtlich ihrer Sicherheitseigenschaften im Rahmen möglicher Störfallszenarien überprüft worden.

Durch den durchtretenden Protonenstrahl wird das Protonenfenster lokal stark aufgeheizt. Neben zwei überwiegend konvektiv gekühlten Varianten wurden mehrere rein strahlungsgekühlte Fenster untersucht, wobei ein Protonenstrahl mit 1,6 GeV Teilchenenergie und einer Stromstärke von 25 mA zugrundegelegt wurde. Die Strahlungskühlung ist möglich, da keine Druckdifferenz zwischen Target und Beschleuniger in der betrachteten Anlage ertragen werden muß und somit dünne Strukturen eingesetzt werden können. Vorteilhaft erweist sich hierbei die geringe Energieabsorption aus dem Protonenstrahl, die sich in guter Näherung proportional zur Fensterstärke verhält. Im Gegensatz dazu müssen flüssigkeitsgekühlte Alternativen gegen den Druck des Kühlmediums ausgelegt werden. Neben der damit verbundenen höheren Energiedeposition im Fenster sowie in der Flüssigkeit resultieren hieraus hohe Wärmespannungen, die diese Art der Kühlung sehr nachteilhaft erscheinen läßt.

Falls keine absolute Gasdichtigkeit gefordert wird, kann als Strömungsbarriere zwischen Target und Beschleuniger ein rotierendes Protonenfenster empfohlen werden, das in Form eines Rotors mit (angelegten) Blättern aus HIPSiC durch die Beschleunigerröhre dreht. Aufgeheizt wird das Fenstermaterial während des Strahldurchtritts. Die Kühlung erfolgt durch Wärmestrahlung gegen die kalte Umgebung. Diese Konstruktion zeichnet sich - neben der prinzipiellen Machbarkeit - insbesondere durch die hohe Standzeit von mindestens einem Jahr aus. - Eine ähnliche Konstruktion mit dem Aluminiumsinterwerkstoff SAP, der bereits als Fenstermaterial für die für das Forschungszentrum Jülich geplante Spallationsneutronenquelle untersucht worden ist, scheidet wegen zu hoher Maximaltemperaturen oberhalb des Schmelzpunktes aus.

Eine gasdichte, feststehende Variante besteht im wesentlichen aus strahlungsgekühltem CVD-Diamant. Die Maximaltemperaturen werden hierbei durch die äußerst geringe Schichtdicke von 50 µm begrenzt. Neben der sehr niedrigen Energiedeposition (< 1 kW) ist die einfache Konstruktion hervorzuheben. Allerdings verursacht der Protonenstrahl voraussichtlich eine derartig hohe Strahlenschädigung des Fenstermaterials infolge Graphitisierung, so daß die Standzeit auf wenige Wochen beschränkt sein dürfte.

Als Target wurde ein Flüssigmetallkreislauf untersucht. Das Targetmedium (flüssiges Blei) wird in einem vertikal angeordneten Ringspalt hochgepumpt und fließt nach einer 180°-Umlenkung in dem vom Ringspalt umschlossenen Rohr wieder nach unten. Der Protonenstrahl trifft senkrecht von oben auf die freie Bleioberfläche und löst Spallationsreaktionen aus, die den gewünschten Neutronenfluß erzeugen. Die dabei freigesetzte Wärmeleistung ($P_{th} = 15$ MW bei 40 MW Strahlleistung) kann sehr einfach durch die Bewegung des Bleimassenstroms aus dem Target abtransportiert und in einem ebenfalls bleigekühlten Zwischenwärmetauscher ausgekoppelt werden. Die unter wärme- und festigkeitstechnischen Gesichtspunkten ausgelegte Konstruktion wurde neutronenökonomisch optimiert.

Verschiedene Strukturmaterialien, die hinsichtlich ihrer Warmfestigkeit und ihrer Korrosionseigenschaften geeignet erscheinen, wurden im Hinblick auf die materialschädigende Wirkung des harten Neutronenspektrums untersucht. Am besten abgeschnitten hat hierbei der martensitische Chromstahl Manet, der aus der Fusionsforschung bekannt ist. Eine Standzeit des Targets von einem Jahr erscheint mit diesem Werkstoff realisierbar zu sein.

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß die beiden Komponenten Protonenfenster und Target mit den vorgegebenen Strahlparametern ausgelegt werden können. Allerdings bedürfen einige offene Fragen noch einer weiteren Untersuchung. So müssen die Protonenfenster hinsichtlich der Strahlenschädigung durch die Teilchenwechselwirkung mit dem Protonenstrahl eingehend experimentell überprüft werden, um die rechnergestützten Aussagen verifizieren zu können. Das Target erfordert ebenfalls experimentelle Untersuchungen. Insbesondere die gleichzeitige Beaufschlagung thermischer und mechanischer Lasten in einem Bereich hoher Neutronenflüsse bei gleichzeitiger Korrosion durch das flüssige Blei stellen eine starke Belastung der Behältermaterialien dar. Die Konstruktion muß schließlich der Blanketauslegung angepaßt werden. Hierbei dürfte es sich um einen iterativen Prozeß handeln.

8.0 Literaturverzeichnis

- [1] **Ali-Khan, I.**, Solubility of iron in liquid lead, in: Borgstedt, H.U. (Hrsg.), Material Behaviour and Physical Chemistry im Liquid Metal Systems, Plenum Press, New York, London 1982, S.237-242.
- [2] **Ali-Khan, I.**, Corrosion of steels and refractory metals in liquid lead, in: Borgstedt, H.U. (Hrsg.), Material Behaviour and Physical Chemistry im Liquid Metal Systems, Plenum Press, New York, London 1982, S.243-252.
- [3] **Ali-Khan, I.**, Korrosionsverhalten von Stählen in stationären Bleischmelzen, Jül-694-RW, KFA Jülich 1970.
- [4] **Ali-Khan, I.**, Korrosionsverhalten von Stählen und hochschmelzenden Metallen gegenüber Blei in anisothermen Kreislaufsystemen, Jül-721-RW, KFA Jülich 1970.
- [5] **Amon, F., Eisfelder, H.-J., Ernst, H., Lill, G., Tischer, G., Uhde, W.**, Natriumgekühlter Hochleistungsbrüter, Referenzstudie Bd. I, Forschungsbericht BMFT-FB K 73-04, Großwelzheim/ Main 1971, S.3-123.
- [6] **Angus, J.C.**, Diamond and diamond-like films, in: Thin Solid Films, 216 (1992) S.126-133.
- [7] **Anthony, T.R.**, The thermal conductivity of CVD diamond films, in: Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, 342 (1993) S.245-251.
- [8] **Armstrong, T.W., Colborn, B.L.**, Software Development for Predicting Materials Damage from High-Energy Spallation Radiation, Armstrong & Associates, La Jolla, California, USA, Report Nr. AA-844910, Dez. 1984.
- [9] **Bachmann, P.K.**, Persönliche Mitteilung, 7.3.1994.
- [10] **Bachmann, P.K.**, Persönliche Mitteilung, 5.5.1994.
- [11] **Bachmann, P.K., Linz, U.**, Diamant aus heißen Gasen, in: Spektrum der Wissenschaft, Sept. 1992, S.30-41.
- [12] **Bae, K.K., Ehrlich, K., Möslang, A.**, Tensile behaviour and microstructure of the helium and hydrogen implanted 12% Cr-steel MANET, J. Nucl. Mat. 191-194 (1992) S.905-909.
- [13] **Baetslé, L.H.**, Partitioning and Transmutation of Actinides and Fission Products, Atomwirtschaft 4 (1993) S.266-270.
- [14] **Banholzer, W.F., Anthony, T.R.**, Diamond properties as a function of isotopic composition, in: Thin Solid Films, 212 (1992) S.1-10.
- [15] **Bauer, G.S.**, Überlegungen zu Protonenenergie, Stromstärke und Betriebsweise der Spallations-Neutronenquelle, Notiz, KFA Jülich 1978.
- [16] **Belitskus, D.**, Fiber and Whisker Reinforced Ceramics for Structural Applications, New York, Basel, Hong Kong 1993, S.46 f.
- [17] **Blackman, L.C.F.**, Modern Aspects of Graphite Technology, London, New York 1970, S. 219 f.
- [18] **Boch, C.**, Wärmetechnische und mechanische Auslegung eines Protonenfensters, Studienarbeit, RWTH Aachen, März 1994.
- [19] **Boden, K.**, Persönliche Mitteilung, Januar 1994.
- [20] **Boerman, D.J., Grin, M., Veaux, M.**, Mechanical properties of Al-Al₂O₃ composites, Euratom EUR 4074 e, part I: SAP-ISML, 1969.

- [21] **Bonal, J.P., Froment, K., Moulinier, D.,** Thermal and Mechanical Properties of Graphites and Silicon Carbides Subjected to Fast Neutron Fluence, Rapport DMT/92-339, CEA CE Saclay 1992.
- [22] **Bonfig, K.W.,** Technische Durchflußmessung, Vulkan-Verlag, 2. Aufl., Essen 1987.
- [23] **Bousack, H., Phlippen, P.W.,** Instationäre Temperaturentwicklung und Verformung von einseitig durch Wärme fluß beheizten Kühlplatten aus Kupfer für Neutralteilcheninjektoren, Jül-2078, KFA Jülich 1986.
- [24] **Brennecke, P., Martens, B.R.,** Endlagerungsbedingungen und Produktkontrolle, Bundesamt für Strahlenschutz, Bericht BfS ET-10/91-REV-1, Salzgitter 1992.
- [25] **Bronstein, I.N., Semendjajew, K.A.,** Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt/ Main 1985.
- [26] **Brown, R.D., Sommer, W.F., Green, W.V.,** Irradiation Damage in Metals Produced by 800-MeV Protons, Informal Report LA-7939-MS, LASL, Los Alamos 1979.
- [27] **Bull, S.J., Matthews, A.,** Diamond for wear and corrosion applications, in: Diamond and Related Materials, 1 (1992) S.1049-1064.
- [28] **Carnahan, R.D.,** J. Am. Ceram. Soc. 51 (1968) S.223-224.
- [29] **Cheng, E.T., Hopkins, G.R., Wong, C.P.C., Maya, I.,** Proc. 4th Top. Meet. on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, King of Prussia, PA, 1980, in Rep. CONF-801011 (1980) S.1248, U.S. Department of Energy.
- [30] **Clinard, F.W. jr., Hurley, G.F., Hobbs, L.W., Rohr, D.L., Youngman, R.A.,** J. Nucl. Mat. 122+123 (1984) S.1386 f.
- [31] **Creyke, W.E.C., Sainsbury, L.E.J., Morrell, R.,** Design with Non-ductile Materials, Applied Science Publishers, London, New York 1982.
- [32] **Dienst, W.,** Assessment of silicon carbide as a potential wall protection material for fusion reactors, Fusion Engineering and Design 16 (1991) S.311-316.
- [33] **Dienst, W., Fett, T., Heidinger, R., Röhrig, H.D., Schulz, B.,** Investigations on ceramic materials for fusion technology, J. Nucl. Mat. 174 (1990) S.102-109.
- [34] **Dienst, W.,** Reduction of the mechanical strength of Al_2O_3 , AlN and SiC under neutron irradiation, J. Nucl. Mat. 191-194 (1992) S.552-559.
- [35] **Dwyer, O.E.,** Liquid-Metal Heat Transfer, in: Sodium-NaK Engineering Handbook, Vol. II, New York, London, Paris 1976.
- [36] **Evans, A.G., Lange, F.F.,** Crack propagation and fracture in silicon carbide, J. Mat. Science 10 (1975) S.1659-1664.
- [37] **Farrell, K.,** Experimental effects of Helium on cavity formation during irradiation - a review, Rad. Eff. 53 (1980) S.175-194.
- [38] **Felsch, K.O., Piesche, M., Veith, W.,** Theoretische Untersuchung der reibungsbehafteten Strömung in rotationssymmetrischen Düsen zur Auslegung eines Flüssigmetalltargets für eine Spallationsneutronenquelle, KfK 3158, Karlsruhe 1981.
- [39] **Fidleris, V.,** The irradiation creep and growth phenomena, J. Nucl. Mat. 159 (1988) S.22-42.
- [40] **Filges, D.,** Persönliche Mitteilung, August 1994.
- [41] **Filges, D.,** Moderne Monte Carlo Teilchentransport-Simulationsverfahren für sicherheitstechnische Anwendungen und Fragestellungen in der Beschleunigertechnik und in der Raumfahrt, Habilitationsschrift, Jül-2609, Forschungszentrum Jülich 1992.
- [42] **Forcey, K.S., Ross, D.K., Simpson, J.C.B., Evans, D.S.,** J. Nucl. Mat. 160 (1988) S.117-124.

- [43] **Gabriel, T.A., Amburgey, J.D., Greene, N.M.**, Radiation-damage calculations: Primary recoil spectra, displacement rates, and gas-production rates, ORNL/TM-5160, contract no. W-7405-eng-26, Oak Ridge, Tennessee 1976.
- [44] **Gabriel, T.A., Bishop, B.L., Wiffen, F.W.**, Nucl. Technol. 38 (1978) S.427.
- [45] **Gerthsen, C., Kneser, H.O., Vogel, H.**, Physik, Lehrbuch, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1982, 14. Aufl..
- [46] **Ghoniem, N.M.**, High-temperature mechanical and material design for SiC composites, J. Nucl. Mat. 191-194 (1992) S.515-519.
- [47] **Gordon, J.D., Garner, J.K., Hoffman, N.J.**, Application of lead and lithium-lead in fusion reactor blankets, in: Proc. 3. Int. Conf. Liquid metal engineering and technology in Oxford, 9.-13.4.84, Vol. 1, BNES, London 1984, S.329-336.
- [48] **Graebner, J.E., Jin, S., Kammlott, G.W., Wong, Y.-H., Herb, J.A., Gardinier, C.F.**, Thermal conductivity and the microstructure of state-of-the-art chemical-vapor-deposited (CVD) diamond, in: Diamond and Related Materials, 2 (1993) S.1059-1063.
- [49] **Grassmann, P.**, Physikalische Grundlagen der Chemie-Ingenieur-Technik, Verlag H.R. Sauerländer & Co., Aarau, Frankfurt am Main 1961, S.217-220.
- [50] **Hamann, D., Kätzmer, D.**, Das akustische Leckortungssystem MALOS, in: Thier, B., Leckagen, Vulkan-Verlag, Essen 1993, S.293-297.
- [51] **Hanitzsch, E.**, Spezifische Wärmekapazität, in: Blanke, W., Thermophysikalische Stoffdaten, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo 1989, S.171-188.
- [52] **Harries, D.R., Zolti, E.**, Structural mechanics and material aspects of the next European torus, Nucl. Eng. Des./ Fus. 3 (1986) S.331-344.
- [53] **Hemminger, W.**, Wärmeleitfähigkeit, in: Blanke, W., Thermophysikalische Stoffdaten, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo 1989, S.215-270.
- [54] **Herschbach, K.**, In pile creep of the martensitic 1.4914, J. Nucl. Mat. 127 (1985) S.239-241.
- [55] **Hofmann, W.**, Lead and Lead Alloys, Duisburg 1970, S.11.
- [56] **Holland, Steckelmacher, Yarwood**, Vacuum Manual, New York 1974, S. 8.
- [57] **Hopkins, G.R.**, Proc. 4th Top. Meet. on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, King of Prussia, PA, 1980, in Rep. CONF-801011 (1980) S.583, U.S. Department of Energy.
- [58] **Ireland, J.R., Cappiello, M.W.**, Target/ Blanket Conceptual Design for the Los Alamos ATW Concept, Specialists' Meeting on Accelerator Based Transmutation, Paul Scherrer Institut, Würenlingen/ Villigen (Schweiz) 24.-26.3.1992.
- [59] **Jahreiß, W., Manzel, R., Ortlieb, E.**, Einfluß des Wasserstoffgehaltes und der Bestrahlung auf das mechanische Verhalten von Brennelementstrukturteilen aus Zirkaloy, in: Tagungsbericht der Jahrestagung Kerntechnik '93, Köln 25.-27.5.1993, S.303-306.
- [60] **Lone, M.A., Wong, P.Y.**, Neutron yields from proton-induced spallation reactions in thick targets of lead, Proc. Int. Conf. on Future Nuclear Systems: Emerging Fuel Cycles and Waste Disposal Options Global '93, 12.-17. Sept. 1993, Seattle, Washington, Herausg. ANS, La Grange Park, Illinois 1993.
- [61] **Lee, C.W., Pineau, F.J., Corelli, J.C.**, Thermal properties of neutron irradiated SiC: effect of boron doping, J. Nucl. Mat. 108 + 109 (1982) S.678-684.

- [62] **Iseki, T., Maruyama, T., Yano, T., Suzuki, T., Mori, T.**, Effects of neutron irradiation and subsequent annealing on strength and toughness of SiC ceramics, *J. Nucl. Mat.* 1970 (1990) S.95-100.
- [63] **Kalish, R.**, Ion beam modification of diamond, in: *Diamond and Related Materials*, 2 (1993) S.621-633.
- [64] **Kato, Y., Katsuta, H., Takizuka, T., Takada, H., Yosida, H.**, Accelerator Molten Salt Target Systems for Transmutation of Long Lived Nuclides, Specialists' Meeting on Accelerator Based Transmutation, Paul Scherrer Institut, Würenlingen/ Villigen (Schweiz) 24.-26.3.1992.
- [65] **Klein, C.A., Cardinale, G.F.**, Young's modulus and Poisson's ratio of CVD diamond, in: *Diamond and Related Materials*, 2 (1993) S.918-923.
- [66] **Konobeyev, A.Y., Korovin, Y.A.**, Helium production cross sections in structural materials irradiated by protons and neutrons at energies up to 800 MeV, *J. Nucl. Mat.* 195 (1992) S.286-300.
- [67] **Lemaignan, C., Motta, A.T.**, Zirconium Alloys in Nuclear Applications, in: Frost, B.R.T., *Material Science and Technology*, Vol. 10 B: Nuclear Materials Part II, VCH-Verlag, Weinheim, New York, Basel, Cambridge, Tokyo 1994, S.1-51.
- [68] **Lizana, P., Lypsch, F., Jansen, C., Phlippen, P.W.**, Design Considerations and Evaluations of an Accelerator-Driven Fluid Fuel Thermal Transmuter, Int. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications Program, Las Vegas 25.-29.7.1994.
- [69] **Lohmann, W.**, Aluminiumwerkstoffe für die Spallations-Neutronenquelle, Arbeitsbericht RSN-T-0039TA, in: Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle, Teil III, Annex A, Bd.2, Jülich, Karlsruhe 1981.
- [70] **Lyon, R.N. et al.**, Liquid-metals handbook, Atomic Energy Commission, Department Of The Navy, NAVEXOS P-733 (Rev.), Washington, D.C., 1952, S. 42.
- [71] **Maier, H.R.**, Leitfaden Technische Keramik, IKKM Aachen, Vorlesungsumdruck, 1.Aufl., Aachen 1992.
- [72] **Malang, S. et al.**, Das Konzept eines Brutblankets mit der eutektischen Blei-Lithium Legierung Pb-17Li als Brutstoff und Kühlmittel, *KfK-Nachr. Jahrg.* 21, 4/89, S.213-223.
- [73] **Matsuura, S. et al.**, Overview of Physics Aspects of Different Transmutation Concepts, OECD Nuclear Energy Agency, NEA/NSC/DOC(94)11, 1994.
- [74] **Mattil, V.**, Leckage-Detektoren bei wassergefährdenden Flüssigkeiten, in: Thier, B., *Leckagen*, Vulkan-Verlag, Essen 1993, S.248-292.
- [75] **Maziasz, P.J., Farrell, K.**, The tensile properties of high-oxide SAP containing helium and tritium, *J. Nucl. Mat.* 85 + 86 (1979) S.913f.
- [76] **McHenry, K.D., Tressler, R.E.**, Subcritical crack growth in silicon carbide, *J. Mat. Science* 12 (1977) S.1272-1278.
- [77] **Meyer, R.J., Pietsch, E.H.E., Kotowski, A., Becke-Goehring, M., Buschbeck, K.Ch.**, Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie, Silicon Suppl. Vol. B2, 8. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo 1984, S.63 ff.
- [78] **Meyer, R.J., Pietsch, E.**, Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie, Beryllium, Nr. 26, 8. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, 1930, S.82 ff.
- [79] **Nitsche, W.**, Strömungsmeßtechnik, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 1994.
- [80] **Novikov, N.V., Mal'nev, V.I., Voronin, G.A.**, *Industrial Diamond Review*, 45 (1985) S.17-18

- [81] N.N., AD-Merkblatt B 0, Berechnung von Druckbehältern, Ausgabe 6.86.
- [82] N.N., AD-Merkblatt B 1, Zylinder- und Kugelschalen unter innerem Überdruck, Ausgabe 6.86.
- [83] N.N., Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen, Strahlenschutzverordnung - StrlSchV vom 30. Juni 1989.
- [84] N.N., Annual limits of intake of radionuclides by workers based on 1990 recommendations, ICRP 61, Annuals of the ICRP 21 4 (1991).
- [85] N.N., Jahresbericht 81/82 der KFA Jülich GmbH, S.5.
- [86] N.N., Ingenieurkeramik, Materialdatenblatt der Fa. Elektroschmelzwerk Kempten GmbH, Kempten 1991.
- [87] N.N., Ingenieurkeramik, Prospektmaterial der Fa. Schunk Ingenieurkeramik GmbH, Willich.
- [88] N.N., Heavy water organic cooled reactor, SAP handbook, contract AT(38-1)-430, The U.S. Atomic Energy Commission, AI-CE-MEMO-24, Rev.2, Brookhaven 1976.
- [89] N.N., Molybdän, Prospektmaterial der Fa. Metallwerk Plansee GmbH, Reutte, Österreich.
- [90] N.N., Niob, Prospektmaterial der Fa. Metallwerk Plansee GmbH, Reutte, Österreich.
- [91] N.N., Zirkalloy, Prospektmaterial der Fa. VDM-Zirkonium-Gesellschaft m.b.H., Duisburg.
- [92] **Ositinskaya, T.D., Podoba, A.P., Shmegeera, S.V.**, Influence of point defects on the thermal conductivity of diamond single crystals: state of the art, in: Diamond and Related Materials, 2 (1993) S.1500-1504.
- [93] **Pearson, E.N., Moore, H.**, Intermediate Heat Exchangers (IHX's), in: Foust, O.J., Sodium-NaK Engineering Handbook, Vol. 2, New York, London, Paris 1976, S.193-271.
- [94] **Pfaff, E.**, persönliche Mitteilung, IKKM Aachen, 26.4.94.
- [95] **Philippen, P.W.**, persönliche Mitteilung, Oktober 1994.
- [96] **Piesche, M., Veith, W., Felsch, K.O., Hoffmann, H.**, Fluidodynamische Untersuchungen zur Auslegung eines Flüssigmetalltargets für eine Spallationsneutronenquelle, KfK 3171, Karlsruhe 1981.
- [97] **Porz, F., Grathwohl, G., Thümmeler, F.**, SiC as a Structural Material in the Plasma Chamber of Nuclear Fusion Reactors, Mat. Science and Engineering 71, (1985) S.273-282.
- [98] **Prins, J.E., Derry, T.E., Sellschop, J.P.F.**, Volume expansion of diamond during ion implantation, in: Physical Review B, 34 (1986) S.8870.
- [99] **Qadri, S., Kim, C., Skelton, E.F., Hahn, T., Butler, J.E.**, Thermal expansion of chemical vapor deposition grown diamond films, in: Thin Solid Films, 236 (1993) S. 103-105.
- [100] **Rhode, M.**, Reduction of thermal conductivity of SiC by radiation damage, J. Nucl. Mat. 182 (1991) S.87-92.
- [101] **Rieth, M., Dafferner, B., Wassilew, C.**, Der Einfluß von Wärmebehandlung und Neutronenbestrahlung auf die Kerbschlageigenschaften des martensitischen 10,6% Cr-Stahls MANET-I, KfK 5243, KfK Karlsruhe 1993.
- [102] **Rogerson, A.**, Irradiation growth in Zirconium and its alloys, J. Nucl. Mat. 159 (1988) S.43-61.

- [103] **Romano, A.J., Klamut, C.J., Gurinsky, D.H.**, The investigation of container materials for Bi and Pb alloys, part I, in: Thermal convection loops, BNL-811 (T-313), Brookhaven 1963.
- [104] **Ross, R.B.**, Materials Specification Handbook, 3.Aufl., E. & F.N. Spon Ltd., London, New York 1980.
- [105] **Rovner, L.H., Hopkins, G.R.**, Nucl. Technol., 29 (1976) S.274 f.
- [106] **Rumpel, G., Sondershausen, H.D.**, Festigkeitslehre, in: Beitz, W., Küttner, K.H., Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau, Springer-Verlag, 16. Aufl., Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo 1987, S.C6 und S.C37.
- [107] **Schirra, M., Heger, S., Meinzer, H., Ritter, B., Schweiger, W.**, Untersuchungen zum Vergütungsverhalten, Umwandlungsverhalten und der mechanischen Eigenschaften am martensitischen Stahl 1.4914, KfK 4561, KfK Karlsruhe 1989.
- [108] **Schöne, A.**, Meßtechnik, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 1994.
- [109] **Schrem, E.**, Handbook for linear static analysis, PERMAS Version 4, INTES Publication UM 404, REV D, Stuttgart 1991.
- [110] **Schröder, G. et al.**, A SAP/AL-Mg-Si Composite Alloy for Use as a Proton Beam Window of a High-Power Proton Accelerator, Jül-Spez-423, KFA Jülich 1987.
- [111] **Seelmann-Eggebert, W., Pfennig, G., Münzel, H., Klewe-Nebenius, H.**, Karlsruher Nuklidkarte, 5. Aufl., KfK Karlsruhe 1981.
- [112] **Smith, D.L., Mattas, R.F., Billone, M.C.**, Fusion Reactor Materials, in: Frost, B.R.T., Material Science and Technology, Vol. 10 B: Nuclear Materials Part II, VCH-Verlag, Weinheim, New York, Basel, Cambridge, Tokyo 1994, S.245-340.
- [113] **Spear, K.E.**, Diamond - Ceramic Coating of the Future, in: J. Am. Ceram. Soc., 72, 2 (1989) S.171-191.
- [114] **Subbotin, V.I. et al.**, Heat Removal from the Reactor Fuel Elements Cooled by Liquid Metals, in: Proc. 3th Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Genf (1964) Vol. 8, S.192-200, U.N., New York 1965.
- [115] **Takizuka, T.**, Overview on Nuclear Design Problems of Accelerator-based Transmutation Systems with Emphasis on Target Facilities and Their Interfaces with Accelerators, Specialists' Meeting on Accelerator Based Transmutation, Paul Scherrer Institut, Würenlingen/ Villigen (Schweiz) 24.-26.3.1992.
- [116] **Touloukian, Y.S. et al.**, Thermal Conductivity, in: Thermophysical Properties of Matter, Vol. 1, New York, Washington 1970, S. 191.
- [117] **Touloukian, Y.S., DeWitt, D.P.**, Thermal Radiative Properties, in: Thermophysical Properties of Matter, Vol. 8, New York, Washington 1972, S. 792 f.
- [118] **Touloukian, Y.S., Kirby, R.K., Taylor, R.E., Lee, T.Y.R.**, Thermal Expansion, in: Thermophysical Properties of Matter, Vol. 13, New York, Washington 19xx, S. 873 f.
- [119] **Ullmaier, H.**, Radiation damage in materials for fusion reactors, in: Spatschek, H., Uhlenbusch, J., Contributions to High-Temperature Plasma Physics, Akademie Verlag, 1994.
- [120] **Van Tuyle, G.J., Todosow, M., Geiger, M.J., Aronson, A.L., Takahashi, H.**, Accelerator-Driven Subcritical Target Concept for Transmutation of Nuclear Wastes, Workshop on Nuclear Transmutation of Long-lived Nuclear Power Radiowastes, Obninsk 1.-5.7.1991.
- [121] **Vautrey, L.**, Test Rigs for the Rapsodie Coolant Circuits, Nucl. Eng. 8 (1963) S.321-323.

- [122] **Weeks, J.R.**, Lead, bismuth, tin and their alloys as nuclear coolants, *Nuclear Engineering and Design* 15 (1971) S.363-372.
- [123] **Werner, M., Hein, S., Obermeier, E.**, Elastic properties of thin polycrystalline diamond films, in: *Diamond and Related Materials*, 2 (1993) S.939-942.
- [124] **Wiffen, F.W.**, The tensile properties of fast reactor neutron irradiated BCC metals and alloys, in: *Proc. Int. Conf. on Defects and Defect Clusters in B.C.C. Metals and Their Alloys*, Gaithersburg, Maryland 1973.
- [125] **Windischmann, H., Epps, G.F., Ceasar, G.P.**, Tensile strength and biaxial Young's modulus of diamond films, in: *Messier, R., Glass, J.T., Butler, J.E., Roy, R., New Diamond Science and Technology, Proc. Conf. Washington 1990*, S.767 f.
- [126] **Wilks, J., Wilks, E.**, *Properties and Applications of Diamond*, Verlag Butterworth-Heinemann, Oxford 1991, S.342 f.
- [127] **Wood, D.S.**, Dose Dependence of Irradiation Creep of Zirkaloy-2, in: *Properties of Reactor Structural Alloys After Neutron or Particle Irradiation*, ASTM STP 570, Am. Soc. Test. Mat., 1975, S.207-217.
- [128] **Wu, C.H., Bonal, J.P., Kryger, B.**, The effect of high-dose neutron irradiation on the properties of graphite and silicon carbide, *J. Nucl. Mat.* 208 (1994) S.1-7.
- [129] **Yamauchi, Y., Ohji, T., Kanematsu, W., Ito, S., Kubo, K.**, Fatigue behaviour of structural ceramics, in: *Bradt, R.C. et al., Fracture Mechanics of Ceramics*, Vol. 9, Plenum Press, New York 1992, S.465-480.
- [130] **Zolti, E.**, Material data, NET, internal note N/ I/ 3300/ 5/ A, 2. ed., 1990.

Anhang A. Formelzeichen und Abkürzungen

A.1 Formelzeichen

Da viele physikalische Größen in der Literatur gängige Formelzeichen haben, die in dieser Arbeit auch verwendet werden, diese aber wegen der Begrenztheit des Alphabets teilweise mehrfach gleich sind, kann nicht immer eine einheitliche Bezeichnungsweise gewährleistet werden, die sich durch die gesamte Arbeit hindurchzieht. Im Zweifelsfall ist die Bezeichnung aber im Text erläutert, so daß Verwechslungen ausgeschlossen sind. Es sind jeweils - unabhängig von den in der Arbeit verwendeten und für einige Zahlenwertformeln bindend vorgegebene Einheiten - in der folgenden Liste jeweils SI-Einheiten angegeben. Hoch- und Tiefzeichen sind gesondert erläutert, sofern sie bei mehreren unterschiedlichen Formelzeichen Verwendung finden.

A	Fläche [m ²]
A	Massenzahl [-]
A	Ordnungszahl [-]
A	Temperaturfeldmatrix
a	Beschleunigung
a	Rißlänge [m]
$\vec{a}$	Abstand zwischen zwei Wärmetauscherrohren (pitch) [m]
$\vec{B}$	Vektor zur Lösung der Temperaturfeldmatrix
C	Hilfsvariable zur Bestimmung des Eigenwertes λ_1 [K]
c_p	spezifische Wärmekapazität [J/(kgK)]
c_1	Minustoleranz bei der Bestimmung der Mindestwandstärke bei der Druckbehälterauslegung [m]
c_2	Abnutzungszuschlag bei der Bestimmung der Mindestwandstärke bei der Druckbehälterauslegung [m]
C_1, C_2, C_3	Konstanten, Hilfsvariablen
d	Durchmesser [m]
D_a	Außendurchmesser [m]
E	Elastizitätsmodul, Young-Modul [Pa]
E	Teilchenenergie [eV]
e	Elementarladung [$1,6022 \cdot 10^{-19}C$]
e	Fehlerschranke [-]
E_d	Schwellenenergie für die bestrahlungsinduzierte Materialschädigung [eV]
$f(x_1, x_2)$	Dichtefunktion der zweidimensionalen Normalverteilung [-]
g	Normalfallbeschleunigung [$9,81 \text{ m/s}^2$]
h	Höhe [m]
I	Stromstärke des Protonenstroms [A]
K	Schädigungsrate [Ereignisse pro s]
K	Festigkeitskennwert bei Berechnungstemperatur bei der Druckbehälterauslegung [N/m^2]
k	Wärmedurchgangszahl [$W/(m^2K)$]
K_{IC}	Spannungsintensitätsfaktor [$MPa \text{ m}^{1/2}$]
L	Länge [m]
M	Molekulargewicht [kg/mol]

m	Dimension der Temperaturmatrix in tangentialer Richtung [-]
n	Dimension der Temperaturmatrix in radialer Richtung [-]
$\dot{n}_p$	Zahl der Protonen pro Zeiteinheit [p/s]
Nu	Nußeltzahl [-]
Pe	Pécletzahl [-]
P_f	Versagenswahrscheinlichkeit [-]
Pr	Prandtlzahl [-]
q	Wärmequelle
$\dot{q}_F$	durch Wechselwirkung mit dem Protonenstrahl deponierte Wärmeleistung
$\dot{q}_S$	vom Fenster abgestrahlte Wärmeleistung
R	Außenradius [m]
r	Laufvariable in der radialen bzw. r-Koordinate [m]
R_m	Gaskonstante [8,314 J/(mol K)]
r_0	Verdampfungsenthalpie [J/(kg K)]
$R_{p,0,2}$	0,2 %-Dehngrenze [N/m ²]
R_1	kritische Temperaturdifferenz (Thermoschockparameter) [K]
R_2	stoffbezogene Thermoschockbeständigkeit [W m ⁻¹]
Re	Reynoldszahl [-]
S	Sicherheitsbeiwert [-]
s	Dicke [m]
T	Temperatur [°C]
T_B	Verdampfungstemperatur [°C]
T_M	Schmelztemperatur [°C]
T_S	Sublimationstemperatur [°C]
T_U	Umgebungstemperatur [°C]
t	Zeit [s] oder [h]
U	Umfang [m]
V	Volumen [m ³]
v	Ausnutzung der zulässigen Spannung in der Schweißnaht bei der Druckbehälterauslegung [-]
W	Reichweite der Protonen im Bleitarget [m]
w	Geschwindigkeit [m/s]
x_1, x_2	Laufvariablen der Dichtefunktion der zweidimensionalen Normalverteilung [m]
Y	Neutronenyield [n/p]
Z	Ordnungszahl [-]
z	Laufvariable in der axialen bzw. z-Koordinate [m]
α	Wärmeübergangszahl [W/(m ² K)]
α	linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient [K ⁻¹]
α	Winkel [°]
β	Winkel [°]
Δ	Differenz [-]
ϵ	Dehnung [-]
ϵ	Emissionskoeffizient [-]
Γ	Gammafunktion [-]
κ	Wärmeübertragungskenngröße eines Wärmetauschers [-]

λ	Wärmeleitfähigkeit [W/(mK)]
η	dynamische Viskosität [Pa s]
ν	Frequenz, Rotationen pro Zeiteinheit [s]
ν	Querkontraktionszahl [-]
ν^c	Anzahl der Versetzungen pro Kollision
ϕ	Neutronenfluß [n/(m ² s)]
ϕ	Betriebscharakteristik eines Wärmetauschers [-]
ρ	Dichte [kg/m ³]
σ	Spannung [N/m ²]
σ_D	Wirkungsquerschnitt für Materialschädigung [barn]
σ_{el}	elastischer Wirkungsquerschnitt [barn]
σ_{nel}	nichtelastischer Wirkungsquerschnitt [barn]
σ_{Boltz}	Stefan-Boltzmann-Strahlungskonstante [5,67 * 10 ⁻⁸ W/(m ² K ⁴)]
σ_{SA}	Standardabweichung des Protonenstrahls [m]
σ_V	Vergleichsspannung [N/m ²]
$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$	Hauptspannungen [N/m ²]
τ	Schubspannung [N/m ²]
Θ	Übertemperatur (T - T _U) [K]
Θ	Winkel
ω	Relaxationsfaktor [-]
ψ	dimensionsloses Verhältnis zwischen den Scheinkoeffizienten des Wärme- zum Impulsübertrag [-]

A.2 Indizes

A.2.1 Hochzeichen

-	gemittelt
.	pro Zeiteinheit bzw. nach der Zeit abgeleitet
'	pro Längeneinheit
"	pro Fläche
'''	pro Volumen
~	nachfolgender Zeitschritt

A.2.2 Tiefzeichen

a	außen
aus	Austritt
ax	axial
B	Brems-
C	Graphit
Cor	Coriolis(kraft)
ein	Eintritt
F	Fenster (Quelle: vom Protonenstrahl deponierte Wärmeleistung)
G	Gewicht

ges	gesamt
i	innen
i, j	Indizierung des momentan bilanzierten Knotenpunktes bei Finite-Differenzen-Berechnungen
irr	bestrahlt
max	maximal
Na	Natrium
P	zum Primärkreislauf gehörig
Pb	Blei
P,Masche	durch Protonenstrahl, auf die betrachtete Masche bezogen
r	radial
S	an der Oberfläche (Quelle: strahlende Oberfläche)
S	Siedezustand
s	zum Sekundärkreislauf gehörig
T	Target
t	turbulent
t	tangential
test	unter Testbedingungen
th	thermisch
U	Umgebung
0,1,2,3,4	Knotenpunktnummern bei Finite-Differenzen-Berechnungen
4B,0,001	4-Punkt-Biegefestigkeit, auf eine Ausfallwahrscheinlichkeit von $P = 0,001$ gerechnet

A.2.3 spezielle Einheiten

dpa	displacements per atom
GWe	Gigawatt elektrisch
MWe	Megawatt elektrisch
n	Zahl der Neutronen
p	Zahl der Protonen

A.3 Abkürzungen

ALI	annual limits of intake
ASD	Audiospektraldichte
BNL	Brookhaven National Laboratory
Candu	kanadischer, schwerwassermoderierter Druckwasserreaktor
CCD	charged coupled device
CEA	Commissariat à l'énergie atomique, französische Atomenergiebehörde
CVD	chemical vapor deposition
cw	continous wave
DBTT	ductile to brittle transition temperature
DGL	Differentialgleichung
DWR	Druckwasserreaktor
HAW	high active waste (hochradioaktiver Abfall)

HETC	high energy transport code, Monte-Carlo-Code zur Berechnung des Teilchentransports im Hochenergiebereich
HPSiC	heiß isostatisch gepreßtes Siliziumkarbid
HPSiC	heiß gepreßtes Siliziumkarbid
ICRP	International Commission on Radiological Protection
INCE	intra nuclear cascade evaporation
IWR	Instandhaltung, Wartung, Reparatur
JAERI	Japan Atomic Energy Research Institute
KfK	Kernforschungszentrum Karlsruhe
LAMPF	Los Alamos Meson Physics Facility (Hochenergiebeschleuniger)
LANL	Los Alamos National Laboratory
LAW	low active waste (schwachradioaktiver Abfall)
MA	minor actinides (Np, Pu, Am, Cm)
MAW	medium active waste (mittelradioaktiver Abfall)
NET	Next European Torus
SAP	sintered aluminum product
SiC	Siliziumkarbid
SID	spallation-induced damage code, Rechencode zur Ermittlung von Wirkungsquerschnitten für strahleninduzierte Materialschädigungen
SiSiC	siliziuminfiltriertes Siliziumkarbid
SNQ	für das Forschungszentrum Jülich geplante Spallationsneutronenquelle
UTS	ultimate tensile strength (Bruchfestigkeit)
WQ	Wirkungsquerschnitt
XSDRN	eindimensional, deterministisch rechnendes Neutronentransportprogramm für den Niederenergiebereich

Anhang B. Stoffgesetze für Blei

Schmelzpunkt [70]:

$$T_M = 327,4^\circ\text{C}$$

Siedepunkt [70]:

$$T_B = 1737^\circ\text{C}$$

Dichte [55]:

$$\rho = (11,381 - 1,1653 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1} T) \text{ g/cm}^3$$

gültig für $600,6 \text{ K} < T < 1123,15 \text{ K}$

spezifische Wärmekapazität [77]:

$$c_p = (156,82 - 1,482 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1} T) \text{ J/(kgK)}$$

gültig für $600,6 \text{ K} < T < 1200 \text{ K}$

Wärmeleitfähigkeit [116]:

$$\lambda = (34,407 - 1,52929 \cdot 10^4 \text{ K T}^{-1} + 2,366625 \cdot 10^6 \text{ K}^2 \text{ T}^{-2}) \text{ W/(mK)}$$

gültig für $600,6 \text{ K} < T < 1000 \text{ K}$

dynamische Viskosität [77]:

$$\lg\left(\frac{\eta}{\text{mPas}}\right) = -0,2935 + 430,93 \text{ K T}^{-1}$$

gültig für $623,15 \text{ K} < T < 1173,15 \text{ K}$

Anhang C. Programmbeschreibungen

C.1 HETC

Das dreidimensional rechnende Programm HETC (high energy transport code) ermöglicht es, Aussagen über die von den Protonen (und anderen geladenen Teilchen) im Fenster- bzw. Targetmaterial ausgelösten Prozesse (Teilchenkaskaden, Evaporation von Neutronen und anderen Elementarteilchen) zu treffen. Es benutzt das theoretische Modell INCE (Intra-Nuclear-Cascade-Evaporation), welches die nichtelastische und die elastische Wechselwirkung von hochenergetischen Hadronen mit den Atomkernen der beschossenen Materie beschreibt. Die wesentlichen physikalischen Modelle sind in Tab. 38 beschrieben. HETC verfolgt die Teilchenschicksale (primäre Teilchen, d.h. in der vorliegenden Anwendung Protonen, aber auch die durch Wechselwirkung erzeugten Sekundärteilchen) oberhalb einer Cutoff-Energie, die hier auf 15 MeV gesetzt wird, wobei es nach der Monte-Carlo-Methode arbeitet. Die Information über Ort und Energie von Teilchen, die auf niedrigere Energie abgebremst worden sind, werden in einer Datei abgelegt.

Durch Detektoren, die in der Geometrie verteilt gesetzt werden, können Informationen über Flußhöhen, aber auch über Nuklidproduktionen und Energiedeposition gesammelt werden. Der von HETC für einen fest umrissenen Ausschnitt der Geometrie ausgegebene, auf ein Primärteilchen (Proton) bezogene Energiebeitrag wird mit einem Koppelprogramm entsprechend der vorgesehenen Stromstärke umgerechnet und dient als Wärmequelle für die Ermittlung des Temperaturfeldes.

Vom HETC kann ein Damage-Code (SID: spallation induced damage) angesprochen werden. Im wesentlichen auf der Theorie von Lindhard basierend können die durch die Wechselwirkung der Protonen mit dem Fenstermaterial hervorgerufenen Schädigungen im Fenstermaterial ermittelt werden. Der Code rechnet Dünntargets, d.h. es werden nur Primärteilchen berücksichtigt. Als Ergebnis werden (mikroskopische) Wirkungsquerschnitte ausgegeben, die u.a. die DPA (displacement per atom), He- und H-Produktionsraten pro Einheit Fluenz angeben.

Für die Anzahl der Gitterversetzungen v_d^c in dpa ist die Energie der auftreffenden Protonen E_p und die (mittlere) Schwellenenergie (threshold energy) E_d , oberhalb derer Versetzungen in dem entsprechenden Material berücksichtigt werden, von Bedeutung. Die Anzahl der Versetzungen v_d^c errechnet sich für $E_p > 2 E_d$ zu [8]

$$v_d^c = \frac{\beta E_p}{2 E_d} \quad (C.1)$$

mit $\beta = 0,8$. Der Wirkungsquerschnitt der Versetzungen $\bar{\sigma}_D^{\text{dis}}$ ergibt sich als

$$\bar{\sigma}_D^{\text{dis}} = \sigma_{\text{nel}} v_{\text{nel}}^c + \sigma_{\text{el}} v_{\text{el}}^c \quad (C.2)$$

σ_{nel} inelastischer Wirkungsquerschnitt

σ_{el} elastischer Wirkungsquerschnitt

v^c Anzahl der Versetzungen pro Kollision

Der elastische Teil wird allerdings in der von den Rechnungen benutzten Version nicht berücksichtigt, was eine Unterschätzung der Materialschädigung von bis zu 20 % [40] verursacht. Allerdings sind die Ergebnisse, die mit SID erzielt werden können, insgesamt mit einer recht hohen Unsicherheit behaftet. Vergleichende Untersuchungen für Schädigungs- und Heliumproduktionsraten in einem 1 cm dicken Target aus Aluminium bzw. Kupfer, die sowohl mit SID wie auch mit anderen Modellen errechnet wurden, haben gezeigt, daß die mit SID ermittelten Werte um den Faktor 2 bis 4 (und höher) unter den Ergebnissen der anderen Berechnungen liegen können [8].

Programm-Name	HETC-KFA-2 (High Energy Radiation Transport Code, KFA-Version 2)
Teilchenart	n, p, π^+ , π^- , μ^+ , μ^- , d, t, He ³ , α , Ionen bis A<20
Energiebereich	> 15 MeV bis einige GeV für Neutronen ≤1 MeV für geladene Teilchen bis einige GeV (mit Dual Parton Chain Decay-Modell bis TeV)
Physik-Simulation	• Wechselwirkungsmodelle: Intra-Nuclear-Cascade-Evaporation (INCE), Dual-Parton-Chain-Decay (n, p, $\pi^\pm$, $\mu^\pm$, etc.; π^--Einfang; π^0, d, t, He³, α-Erzeugung; Restkernerzeugung mit Restanregungsenergie) • Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation (dE/dx) • Kleinwinkel-Coulombstreuung primärer Teilchen • Zerfall für $\pi^\pm$ und $\mu^\pm$ im Flug und im Endzustand • Skalierungsmodell oberhalb 3,5 GeV (in neuerer Entwicklung durch Quark-Modell abgelöst) (Energiebereich für Skalierung p,n-E_{max} ≤ 25 GeV, $\pi^\pm$-E_{max} ≤ 15 GeV) • elastische Teilchenkern-Wechselwirkung für p, n bis 20 GeV • Hochenergiespaltungsmodell im Verdampfungsteil • automatischer Parameter-Update in der "Level"-Dichteformel • analog Zerfall für $\pi^\pm$ • nichtisotrope Verteilung von Verdampfungsteilchen

Tab. 38. HETC: Das Hadronen-Kaskaden-Modul HETC-KFA-2 [41]

C.2 XSDRNPM-S

Das Programm XSDRNPM-S ist ein deterministischer Code, der die eindimensionale Boltzmann-Gleichung in Ebenen-, Zylinder- oder Kugelkoordinaten löst. Es können vom Benutzer alternativ P_n-Theorie, Diffusionstheorie, unendliches Medium oder B_n-Theorie gewählt werden. Das Programm rechnet mit Neutronen unterhalb einer Cutoff-Energie, die auf 15 MeV gesetzt wird. Als Neutronenquelle dienen die Daten, die HETC auf der Datei abgelegt hat. Diese werden mit einem Koppelprogramm in eine für XSDRN verwertbare Form umgerechnet als $f(E_i, \vec{r})$.

Neben den in der gewählten Geometrie auftretenden Neutronenflüssen, aufgelistet in den jeweiligen Energiegruppen, kann das Programmodul XSDRN Wirkungsquerschnitte der verwendeten Nuklide in kondensierter Form ausgeben, d.h. die (energieabhängigen) Querschnitte werden innerhalb vorgegebener Energiegruppen flußgewichtet zusammengefaßt. Durch die Wichtung kommt allerdings eine zusätzliche Ortsabhängigkeit in die verwendeten Querschnitte, falls sich die Neutronenspektren stark voneinander unterscheiden.

C.3 Generelles Zusammenwirken der Programme

C.3.1 Rechnungen zum Protonenfenster

Abb. 45 zeigt die bei den Untersuchungen zum Protonenfenster verwendeten Programme: Aufbauend auf Angaben zur Geometrie, Materialdaten (Zusammensetzung, Kerndichten, Ordnungs- und Massenzahlen, Bertini-Daten) und Protonenstrahlangaben (Teilchenenergie, Standardabweichung der Strahlverteilung) errechnet HETC die Wärmedeposition und mit dem implementierten Damage-Code SID die Materialschädigungen im Protonenfenster. Die hieraus ermittelten Wärmequellstärken dienen zusammen mit thermophysikalischen Materialangaben (Wärmeleitfähigkeit, Wärmekapazität etc.) als Eingabedaten für das jeweilige Programm zur Ermittlung des Temperaturfeldes im Protonenfenster. Dieses wiederum bildet zusammen mit Materialdaten (E-Modul, Querkontraktionszahl etc.) die Grundlage für die Finite-Differenzen-Rechnungen zur Bestimmung der Vergleichsspannungen. Die Ergebnisse können jeweils graphisch dargestellt werden.

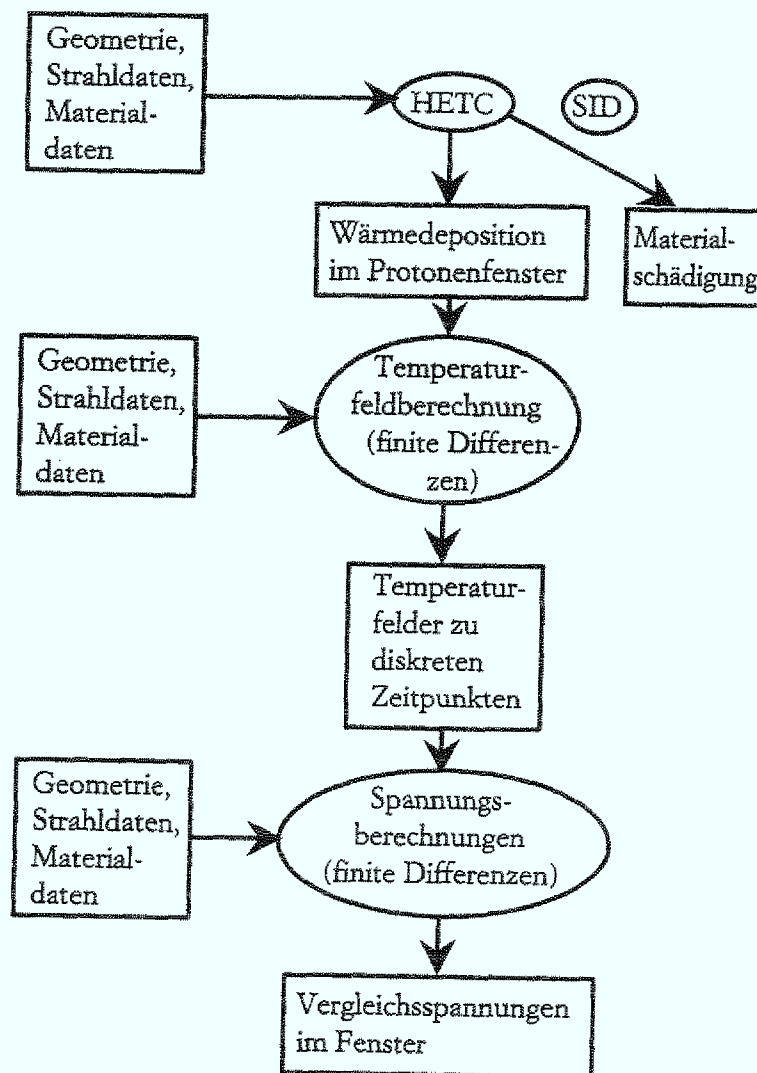


Abb. 45. Programme für die Rechnungen zum Protonenfenster: Zusammenwirken der Programme und Datenfluß

C.3.2 Rechnungen zum Target

Abb. 46 zeigt die für die Targetberechnungen eingesetzten Programmodule: HETC liefert auf der Grundlage der Materialdaten, der Strahlparameter und der Geometrieangaben die Wärmedeposition im Target, woraus das Temperaturfeld ermittelt werden kann. Die auf einer Datei abgelegten Neutronen mit einer Energie < 15 MeV, die über der Geometrie verteilt sind, werden von dem Neutronentransportprogramm XSDRN weiterbehandelt. Als Ergebnis wird die Neutronenflußverteilung in dem betrachteten System ausgegeben. Da die Strukturmaterialien nicht nur monoenergetischen, sondern einem Spektrum von Teilchen ausgesetzt sind, werden mit SID Schädigungsquerschnitte für die Wechselwirkung mit Neutronen und Protonen über dem gesamten betrachteten Energiebereich ermittelt und mit den entsprechenden Teilchenflüssen gefaltet, um die Materialschädigung zu bestimmen.

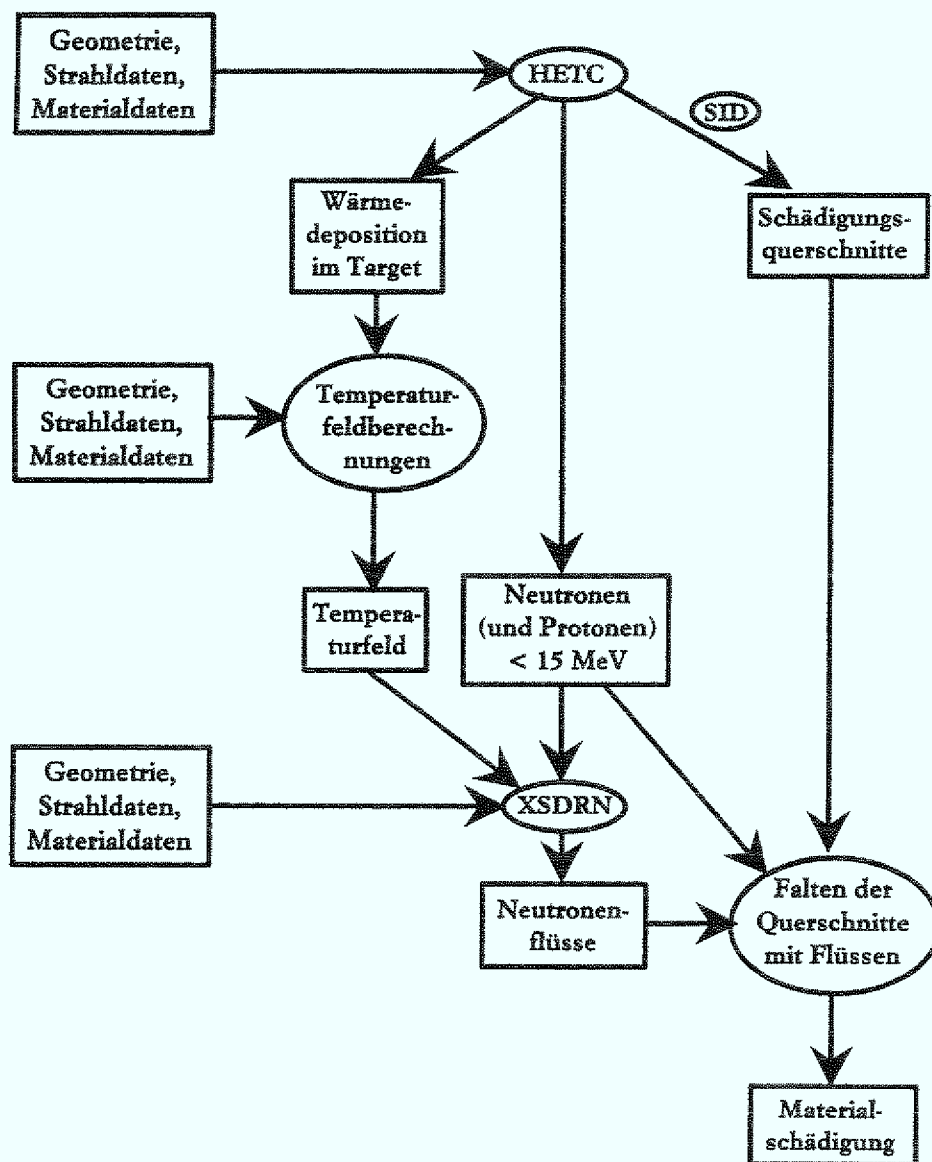


Abb. 46. Programme für die Rechnungen zum Target: Zusammenwirken der Programme und Datenfluß

Anhang D. Berechnungsgrundlagen für die Temperaturfeldberechnungen

D.1 Rotierendes Protonenfenster

Das Fenster wird radial und azimuthal unterteilt, s. Abb. 18. Für den Knotenpunkt 0 ergibt die Bilanzierung der ein- und austretenden Energieströme die Gleichung D.1, wobei die Indizierung die Nummern der betrachteten Knotenpunkte anzeigt. Die Wärmeleitfähigkeit ist jeweils mit dem Mittelwert benachbarter Temperaturen berechnet worden. Auf der rechten Seite der Gleichung ist die Temperaturdifferenz zwischen nachfolgendem ($\bar{\cdot}$) und vorhergehendem Zeitschritt eingesetzt. Die Fensterdicke wird mit s bezeichnet.

$$\begin{aligned} & \lambda(T_0, T_1) \Delta r s \frac{T_1 - T_0}{r_0 \Delta \theta} + \lambda(T_0, T_3) \Delta r s \frac{T_3 - T_0}{r_0 \Delta \theta} \\ & + \lambda(T_0, T_2) \Delta \theta (r_0 + \frac{\Delta r}{2}) s \frac{T_2 - T_0}{\Delta r} + \lambda(T_0, T_4) \Delta \theta (r_0 - \frac{\Delta r}{2}) s \frac{T_4 - T_0}{\Delta r} \\ & + \dot{q}''' \Delta r \Delta \theta r_0 s = \rho c_p \Delta r \Delta \theta r_0 s \frac{\bar{T}_0 - T_0}{\Delta t} \end{aligned} \quad (D.1)$$

Die Knotenpunkte, die auf dem Rand liegen, sind entsprechend der Randbedingung "adiabater Rand" zu bilanzieren. Das SAP-Fenster ist umlaufend und hat somit nur zwei Ränder, wohingegen ein Fensterelement aus SiC vier adiabate Ränder hat. Beim letztgenannten ist zusätzlich eine Überlappung benachbarter Segmente zu berücksichtigen, was zu einer behinderten Wärmeabstrahlung führt.

Es ergibt sich ein Gleichungssystem

$$\underline{A} \times \vec{T}(i, j) = \vec{B}, \quad (D.2)$$

das das Temperaturfeld im Fenster beschreibt. Da ein solches System bei der Lösung mit diskreten Zeitschritten zur Instabilität neigt und deswegen u.U. eine sehr geringe Zeitschrittweite erfordert, wird das arithmetische Mittel der Temperaturen zu Beginn und zum Ende eines Zeitschrittes verwendet, was zu der nach Crank-Nicholson benannten Differenzenformulierung führt:

$$T_i = (\bar{T}_i + T_i) / 2 \quad (D.3)$$

Dieses Verfahren zeichnet sich durch sein stabiles Verhalten für beliebige Zeitschrittweiten [23] aus. Der Quellterm setzt sich aus der wandernden Wärmequelle, die durch den Protonenstrahl induziert wird, und dem Verlustterm, der durch die Wärme(ab)strahlung hervorgerufen wird, zusammen:

$$\dot{q}''' = \dot{q}_{P/Masche} / \Delta V + \frac{\dot{q}_s''}{s} \quad (D.4)$$

mit:

ΔV Volumen des um einen Knotenpunkt orientierten Fenstersegmentes

$\dot{q}_{P/Masche}$ in die Bilanzierung eines Knotens entsprechend dem aktuellen Zeitschritt vom Protonenstrahl eingebrachte Wärmeleistung
 $\dot{q}_S''$ die bei der Bilanzierung berücksichtigte Wärmestrahlung (negativer Term, da kalte Umgebung)

Dabei wird die vom Protonenstrahl deponierte Leistung diskret für einen Zeitschritt berechnet, d.h. mit einem numerischen Verfahren wird der aktuelle Wärmeeintrag in die momentan von Protonen durchstrahlten Fensterbereiche errechnet. Die abgestrahlte Wärme ergibt sich zu

$$\dot{q}_S'' = -2 \varepsilon \sigma_{\text{Boltz}} (T_i^4 - T_u^4) \quad (\text{D.5})$$

mit:

T_U Umgebungstemperatur, d.h. die Temperatur der das Fenster umgebenden Matrix des Beschleunigers
 σ_{Boltz} Stefan-Boltzmann-Konstante ($5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{K}^4)$)
 ε effektiver, totaler Emissionskoeffizient des Fensters (s.Gl. 5.7)

Dabei resultiert der Faktor 2 aus der Tatsache, daß das Fenster auf zwei Seiten abstrahlt. Der Emissionskoeffizient errechnet sich aus den Emissionseigenschaften des Fenstermaterials und der Umgebung. Ein Strahlungsaustausch des Fensters mit sich selbst wird nicht zugelassen. Der effektive Emissionskoeffizient errechnet sich wie folgt:

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_F} + \frac{1}{\varepsilon_U} - 1} \quad (\text{D.6})$$

mit:

ε_F (totaler) Emissionskoeffizient des Fensters
 ε_U (totaler) Emissionskoeffizient der Umgebung

Linearisierung der Gl. D.5 ergibt:

$$\dot{q}_S'' = -2 \varepsilon \sigma_{\text{Boltz}} (T_i^2 + T_u^2) (T_i + T_u) (T_i - T_u) \quad (\text{D.7})$$

Das Gleichungssystem D.2 ist auf unterschiedliche Art und Weise lösbar. Die Methode der Gaußelimination wird zur Lösung nicht genutzt, da sie hier zu rechenzeitaufwendig ist. Ein Verfahren, das weniger Rechenzeit benötigt, ist das Gauß-Seidel-Verfahren, das mit dem folgenden Algorithmus arbeitet [25]:

$$\sum_{j=1}^i a_{ij} \tilde{T}_j = b_i - \sum_{j=i+1}^n a_{ij} T_j \quad (\text{D.8})$$

also:

$$\tilde{T}_i = -\frac{1}{a_{ii}} \left(\sum_{j=i+1}^n a_{ij} T_j + \sum_{j=1}^{i-1} a_{ij} \tilde{T}_j - b_i \right) \quad (\text{D.9})$$

für $i = 1, 2, \dots, n$.

Zur Beschleunigung der Konvergenz der Lösung wird die Überrelaxation angewendet. Diese setzt die Kenntnis des betragsmäßig größten Eigenwertes λ_1 der Matrix voraus. Um die hierzu notwendige Matrizeninversion zu umgehen, ermittelt man einen Schätzwert aus der Veränderung des Temperaturfeldes dreier aufeinanderfolgender Temperaturfelder [23]:

$$C^r = \sum_{i=1}^n |T_i^r - T_i^{r-1}| \quad (D.10)$$

für den Zeitschritt $r-1$ nach r und

$$C^{r+1} = \sum_{i=1}^n |T_i^{r+1} - T_i^r| \quad (D.11)$$

für r nach $r+1$. λ_1 wird ermittelt als

$$\lambda_1 \approx \frac{C^{r+1}}{C^r} \quad (D.12)$$

Der optimale Relaxationsfaktor errechnet sich zu

$$\omega = \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \lambda_1^2}} \quad (D.13)$$

mit einer Beschränkung des Wertebereiches auf $1 \leq \omega \leq 2$. Das Temperaturfeld im Iterationsschritt $r+1$ errechnet sich damit zu

$$T_{\text{neu}}^{r+1} = T^r + \omega (T_{\text{alt}}^{r+1} - T^r) = \tilde{T} \quad (D.14)$$

wobei die Indizierung "alt" den zunächst errechneten Wert und "neu" den bei der folgenden Iteration weiterverwendeten Wert bezeichnet. Eine Lösung für mehrere aufeinanderfolgende Iterationsschritte ist gegeben, wenn die Fehlerschranke e mit

$$\left| \frac{\tilde{T} - T}{T} \right| \leq e \quad (D.15)$$

unterschritten wird, wobei die Tilde ($\tilde{}$) wiederum den nächsten Zeitschritt markiert. Zur Überprüfung der Reliabilität des Temperaturfeldes, das sich im stationären Zustand einstellt, wird eine Gesamtenergiebilanz für das Fenster aufgestellt, d.h. es wird ein Vergleich zwischen dem vom Protonenstrahl eingebrachten und dem durch Wärmestrahlung abgestrahlten Energiestrom gemacht, die im Gleichgewichtszustand betragsmäßig gleich sein müssen.

Die Ermittlung des axialen Temperaturprofils (d.h. über die Fensterdicke hinweg) erfolgt über eine einfache eindimensionale Betrachtung. Diese Betrachtung überschätzt die Temperaturspitzen und damit die daraus resultierenden Wärmespannungen, da in der Realität die radiale Wärmeleitung über dem Querschnitt des Fensters Temperaturmaxima glättet.

Es wird der eingeschwungene Zustand untersucht. Die deponierte und abzuführende Wärmeleistung wird als gleichverteilte Quelle in Höhe der abgestrahlten Wärmeleistung berücksichtigt. Für die Laufvariable x und einer über dem Plattenquerschnitt konstanten Wärmeleitfähigkeit $\bar{\lambda}$

und Wärmequellendichte $\dot{q}'''_s$ gilt also bei Unterdrückung der radialen und tangentialen Wärmeleitung

$$\bar{\lambda} \frac{d^2 T}{dz^2} + \dot{q}'''_s = 0 \quad (D.16)$$

mit den Randbedingungen an den Plattenoberflächen

$$1. \ z = 0: \quad T(z = 0) = T_S$$

$$2. \ z = s: \quad T(z = s) = T_S$$

(wobei T_S die Oberflächentemperatur und s die Plattendicke darstellt) und mit der Wärmequelle

$$\dot{q}'''_s = \frac{\varepsilon \sigma_{\text{Boltz}} (T_S^4 - T_U^4)}{s} \quad (D.17)$$

Zweifache Integration unter Berücksichtigung der Randbedingungen ergibt schließlich für die Plattenmitte, in der die maximalen Temperaturen zu erwarten sind,

$$T_{\text{max}} - T_S = T(s/2) - T_S = \frac{1}{8} \frac{\dot{q}'''_s s^2}{\bar{\lambda}} = \frac{1}{4} \varepsilon \sigma_{\text{Boltz}} (T_S^4 - T_U^4) s \quad (D.18)$$

Eine andere Beziehung ergibt sich für Orte auf dem Fenster, wo die Abstrahlung einseitig behindert ist (SiC-Fenster). Dabei tritt das Temperaturmaximum auf der Seite der Platte auf, die überdeckt wird:

$$T_{\text{max}} - T_S = \frac{1}{2} \frac{\dot{q}'''_s s^2}{\bar{\lambda}} = \frac{1}{2} \varepsilon \sigma_{\text{Boltz}} (T_S^4 - T_U^4) s \quad (D.19)$$

D.2 Protonenfenster aus CVD-Diamant

Unter Vernachlässigung der axialen Wärmeleitung (wegen des extremen Dicke/ Radius-Verhältnisses des Fensters von etwa 0,001) ergibt sich für den stationären Zustand der folgende Ansatz zur Beschreibung des Temperaturfeldes:

$$0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\lambda} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\dot{q}''(r)}{s} \quad (D.20)$$

wo (näherungsweise)

$$\dot{q}''(r) = \dot{q}''_F(r) - 2 \sigma_{\text{Boltz}} \varepsilon (T^4 - T_u^4) \quad (D.21)$$

mit:

s	Dicke des Protonenfensters
r	Laufvariable in radialer Richtung
$\bar{\lambda}$	mittlere Wärmeleitfähigkeit des Diamanten
T	Temperatur des Fensters (in K)
T_U	Umgebungstemperatur
σ_{Boltz}	Stefan-Boltzmann-Konstante, $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{K}^4)$

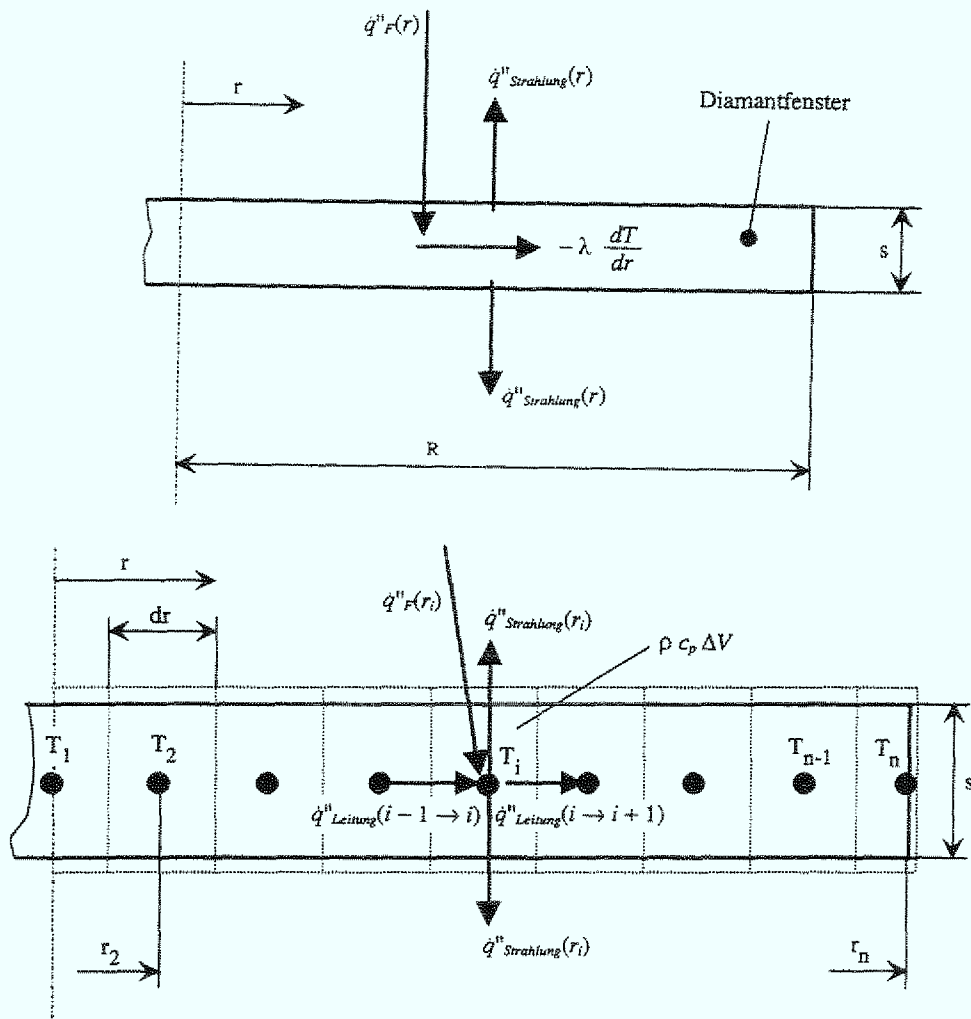


Abb. 47. Wärmestrombilanz im CVD-Diamant-Protonenfenster: Koordinatensystem zur Ermittlung des Temperaturfeldes im Fenster auf analytischem (oben) und numerischem Wege (unten)

ε mittl. Emissionskoeffizient

$\dot{q}''_F$ durch Wechselwirkung mit dem Protonenstrahl deponierte Wärmeleistung

Die Randbedingungen sind

$$1. r = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0$$

$$2. r = R: \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0$$

Die Wärmeleitfähigkeit wird als konstant angenommen. Die Temperatur hängt offenbar nur von dem Radius ab. Somit kann die Differentialgleichung zur Beschreibung des Temperaturfeldes (Gl. D.20) unter Berücksichtigung der Gln. 5.15 und 5.16 (Quelltherm) folgendermaßen geschrieben werden:

$$0 = \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} - \frac{2\sigma_{\text{Boltz}} \varepsilon}{s\bar{\lambda}} (T^4 - T_u^4) + \frac{1}{2\pi\sigma_{\text{SA}}^2 s\bar{\lambda}} \dot{q}_{\text{ges}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{r^2}{\sigma_{\text{SA}}^2}\right)\right) \quad (\text{D.22})$$

Der Term, der die Strahlung beschreibt, kann wie folgt linearisiert werden:

$$T^4 - T_u^4 = (\hat{T}^2 + T_u^2)(\hat{T} + T_u)(T - T_u) \quad (D.23)$$

Dabei wird die Fenstertemperatur $T \approx \hat{T}$ der beiden ersten Terme festgehalten. Hierfür wird ein geeigneter Schätzwert und anschließend - falls eine geschlossene Lösung der Differentialgleichung gefunden werden konnte - $\hat{T}$ und damit T iterativ berechnet.

Nach Einführung einer Übertemperatur $\Theta = T - T_u$ und den Konstanten

$$C_1 = \frac{2 \sigma_{\text{Boltz}} \varepsilon}{s \bar{\lambda}} (\hat{T}^2 + T_u^2)(\hat{T} + T_u) \quad (D.24)$$

$$C_2 = \frac{\dot{Q}_{\text{gesamt}}}{2 \pi \sigma_{\text{SA}}^2 s \bar{\lambda}} \quad (D.25)$$

$$C_3 = \frac{1}{2 \sigma_{\text{SA}}^2} \quad (D.26)$$

vereinfacht sich die Differentialgleichung zu

$$\frac{d^2 \Theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Theta}{dr} - C_1 \Theta(r) = -C_2 \exp(-C_3 r^2) \quad (D.27)$$

Der homogene Teil der DGL stellt eine Besselsche Differentialgleichung 0. Ordnung dar und ist lösbar. Probleme bereitet indes der inhomogene Anteil, wodurch die DGL offensichtlich unlösbar wird. Aus diesem Grunde wird im folgenden eine numerische Lösung des Problems vorgenommen. Das Protonenfenster wird, wie in Abb. 47 dargestellt, in radiale Segmente aufgeteilt. Die Bilanz des i -ten Segmentes, bezogen auf den Knotenpunkt, ergibt

$$\begin{aligned} \rho c_p 2\pi r_i \Delta r s \frac{\tilde{T}_i - T_i}{\Delta t} &= 2\pi(r_i - \frac{\Delta r}{2})s\lambda \frac{T_{i-1} - T_i}{\Delta r} + 2\pi(r_i + \frac{\Delta r}{2})s\lambda \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta r} \\ &+ 2\pi r_i \Delta r \dot{q}_F'' - 2\pi r_i \Delta r 2\sigma_{\text{Boltz}} \varepsilon (T_i^2 + T_u^2)(T_i - T_u)(T_i + T_u) \end{aligned} \quad (D.28)$$

wobei die Tilde die Temperatur am Ende eines Zeitschritts indiziert. Die Randelemente müssen dabei entsprechend der oben genannten Randbedingungen und ihres geringeren Volumens bilanziert werden.

Da eine numerische Lösung, so wie sie mit Gl. D.28 vorgestellt wurde, zur numerischen Instabilität neigt, wird das arithmetische Mittel der Temperatur zwischen Zeitschrittende und Anfang für die Fenstertemperatur eingesetzt nach Crank-Nicolson, s. Gl. D.3. Umstellen der Gleichungen ergibt ein Gleichungssystem der Form $A \times \vec{T} = \vec{B}$, wobei der Vektor $\vec{B}$ die bekannten Temperaturen zu Beginn des Zeitschritts enthält, wohingegen der Vektor $\vec{T}$ die zu berechnenden Temperaturen am Ende des Zeitschrittes repräsentiert. Die Matrix A enthält u.a. die temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit des Diamants an dem jeweiligen Knotenpunkt. Da das Gleichungssystem in Form einer Bandmatrix aufgebaut ist, bietet sich die Lösung mittels der Gaußelimination an [25].

Anhang E. Berechnungsgrundlagen für die Targetauslegung

E.1 Temperaturprofilberechnungen für das Target

Der bei einer vorgegebenen maximalen Temperaturspanne zwischen Ein- und Austritt des Bleis im Target notwendige Volumenstrom errechnet sich aus einer einfachen Energiebilanz:

$$\dot{q} = \rho_{\text{Pb}} \dot{V} c_{p, \text{Pb}} \Delta T \quad (\text{E.1})$$

mit der Dichte ρ_{Pb} und der spezifischen Wärmekapazität des flüssigen Bleis $c_{p, \text{Pb}}$, die jeweils über dem Temperaturbereich gemittelt sind. Die Durchtrittsflächen des Zentralrohrs und des Ringspalts sollen gleich sein, um Beschleunigungen in der Bleiströmung zu vermeiden. Die somit im Zentralrohr wie im Ringspalt gleiche Fließgeschwindigkeit des Bleis w_{Pb} ergibt sich über

$$w_{\text{Pb}} = \frac{\dot{V}}{\pi r_1^2} \quad (\text{E.2})$$

Die Bilanzierung des Targets ist in Abb. 48 dargestellt. Dabei gelten die Randbedingungen

$$\begin{aligned} [1] \quad z = 0: \quad T_1 &= T_2 \\ [2] \quad z = L: \quad T_2 &= T_{\text{ein}} \end{aligned}$$

Darüberhinaus werden die folgenden Annahmen gemacht:

- [1] Wärmequellen in den Strukturmaterialien werden vernachlässigt bzw. dem Blei zugeschlagen.
- [2] Die Targetaußenwand (die erste Wand) wird als adiabat betrachtet.

Die Energiebilanz um das Zentralrohr ergibt:

$$dT_1 = \frac{1}{mc_p} (\dot{q}'_1(z) dz - k U (T_1 - T_2) dz) \quad (\text{E.3})$$

Die Energiebilanz um den Ringspalt lautet:

$$-dT_2 = \frac{1}{mc_p} (\dot{q}'_2(z) dz + k U (T_1 - T_2) dz) \quad (\text{E.4})$$

Dabei wird die Wärmeleistung $\dot{q}'_1$ (und analog $\dot{q}'_2$) wie folgt formuliert:

$$\dot{q}'_1 = C_1 e^{-\Sigma z} \quad (\text{E.5})$$

wobei die Konstante C_1 dem Faktor $\dot{q}_0(\text{E})$ entspricht, der allerdings auf den Protonenstrom (25 mA) bezogen wird und nach Umrechnung die Einheit (J) besitzt. Addition von E.3 und E.4 und Integration unter Berücksichtigung der Randbedingungen liefert

$$T_1(z) - T_2(z) = \frac{1}{mc_p \Sigma} (1 - e^{-\Sigma z})(C_1 + C_2) \quad (\text{E.6})$$

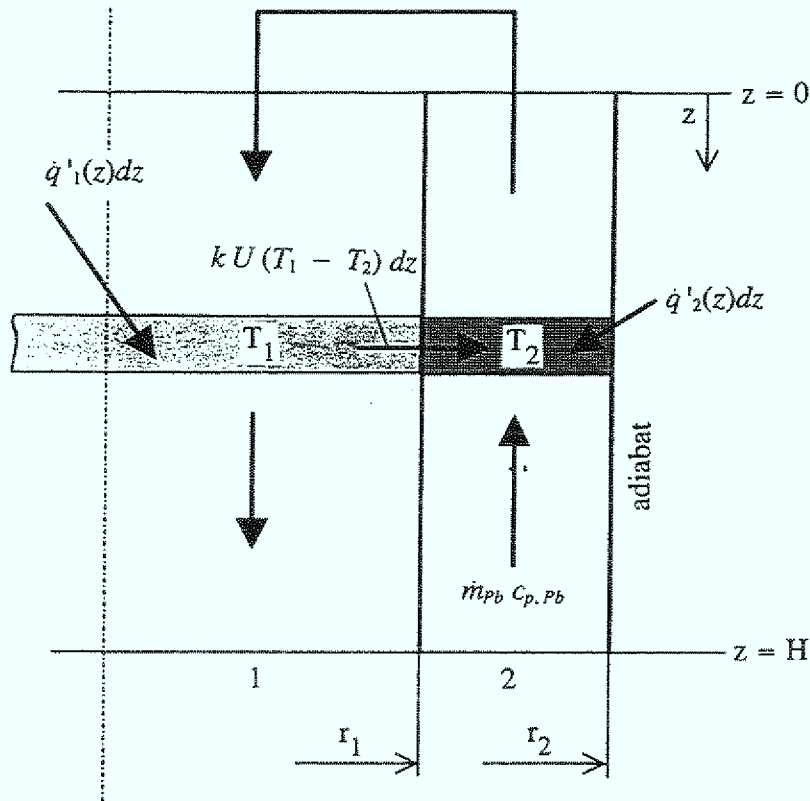


Abb. 48. Bilanzierung der Wärmeströme im Target: Betrachtung der Wärmeströme in einem Bilanzenelement im Zentralrohr (1) und im Ringspalt (2)

Anschließendes Einsetzen von E.6 wiederum in E.4 ergibt nach Integration

$$T_2(z) = T_{\text{ein}} + \frac{1}{\dot{m} c_p} \left\{ \frac{C_2}{\Sigma} (e^{-\Sigma z} - e^{-\Sigma L}) + \frac{kU}{\dot{m} c_p} \frac{C_1 + C_2}{\Sigma} (e^{-\Sigma z} - e^{-\Sigma L} + L - z) \right\} \quad (\text{E.7})$$

mit dem (Außen-) Umfang des Innenrohrs U und der Wärmedurchgangszahl k . Die Wandtemperatur errechnet sich zu

$$T_w(z) = T_1 - \frac{kU}{\alpha_1 U_1} (T_1 - T_2) \quad (\text{E.8})$$

wobei U_1 den Innenumfang des Zentralrohrs und α_1 die zugehörige Wärmeübergangszahl bezeichnet. Die Wärmeübergangsgesetze zur Bestimmung von α bzw. für die Wärmedurchgangszahl k sind in [35] für Flüssigmetalle formuliert. Voraussetzung in den Berechnungen ist eine einphasige, turbulente Rohrströmung, was über die Reynoldszahl anschließend überprüft wird. Außerdem ist das über dem Querschnitt gemittelte, dimensionslose Verhältnis zwischen den Scheindiffusionskoeffizienten des Wärme- zum Impulsübertrages $\bar{\psi} = 1$.

Wärmeübergang im Zentralrohr, innere Seite

$$\text{Nu}_t = 5,0 + 0,025 \text{Pe}^{0,8} \quad (\text{E.9})$$

Wärmeübergang im Zentralrohr, äußere Seite

$$\text{Nu}_t = 4,82 + 0,697 y + 0,0222 \text{Pe}^x \quad (\text{E.10})$$

mit $x = 0,758 y^{0,053}$ und $y = r_2/(r_1 + s)$, s. Abb. 48.

Da die Stoffwerte temperaturabhängig sind, muß die lokale Temperatur iterativ mit jeweils korrigierten Stoffwerten bestimmt werden.

E.2 Auslegung des Zwischenwärmetauschers

Die primärseitige Durchtrittsfläche $A_{ges,P}$ beträgt

$$A_{ges,P} = \frac{V_{Pb}}{w} = \frac{0,1 \text{ m}^3/\text{s}}{1 \text{ m/s}} = 0,1 \text{ m}^2 \quad (\text{E.11})$$

Daraus errechnet sich die Anzahl der benötigten Wärmetauscherrohre zu

$$n = \frac{A_{ges,P}}{\pi d_i^2/4} \approx 289 \quad (\text{E.12})$$

Da die Sekundärseite den gleichen Anforderungen (z.B. bezüglich der Korrosion) unterliegt wie die Primärseite, wird die Strömungsgeschwindigkeit und damit auch die Durchtrittsfläche gleich gewählt:

$$A_{ges,P} \stackrel{!}{=} A_{ges,S} = A_{ges} \quad (\text{E.13})$$

Bei einer dreiecksförmigen Anordnung der Rohre ergibt sich der Abstand a (pitch) zwischen den Mittellinien der Rohre zu

$$a = \sqrt{\frac{\pi}{2\sqrt{3}} (d_i^2 + d_a^2)} = 31 \text{ mm} \quad (\text{E.14})$$

Entsprechend der Abb. 35 auf Seite 85 errechnen sich der Innen- bzw. der Außendurchmesser des Zentralrohrs im Wärmetauscher $D_{Z,i}$ bzw. $D_{Z,a}$ und der Durchmesser des gesamten Wärmetauschers D_{WT} zu

$$D_{Z,i} = \sqrt{\frac{4 A_{ges}}{\pi}} = 357 \text{ mm} \quad (\text{E.15})$$

mit einer Wandstärke des Zentralrohrs von 3 mm

$$D_{Z,a} = 363 \text{ mm}$$

$$D_{WT} = \sqrt{\frac{4 A_{ges}}{\pi} + D_{Z,a}^2 + d_a^2 n} = 664 \text{ mm} \quad (\text{E.16})$$

Die Ähnlichkeitsparameter ergeben sich mit den gemittelten Stoffwerten primärseitig zu

$$Re_P = \frac{\rho_{Pb} w_{Pb} d_i}{\eta_{Pb}} = 105000 \quad (\text{E.17})$$

$$Pr_P = \frac{\eta_{Pb} c_{p,Pb}}{\lambda_{Pb}} = 1,804 \times 10^{-2} \quad (\text{E.18})$$

$$Pe_P = Re_P Pr_P = 1894 \quad (\text{E.19})$$

Für den Wärmeübergang in den Rohren kommt das gleiche Stoffgesetz (Gl. E.9) wie bei der Targetauslegung zur Anwendung. Die Wärmeübergangszahl α_p ergibt sich damit zu

$$\alpha_p = \frac{Nu \lambda_{pb}}{d_i} = 12520 \text{ W/m}^2 \text{ K} \quad (\text{E.20})$$

Analog errechnet sich mantelseitig:

$$Re_S = \frac{\rho_{pb} w_{pb} d_a}{\eta_p} = 125000, \quad Pr_S = Pr_p, \quad Pe_S = 2255$$

Für eng angeordnete Rohre, d.h. $a/d_a \leq 1,35$, ist das tangentielle Temperaturprofil nicht zu vernachlässigen [35]. In der Rechnung ist $a/d_a = 1,24$. Das folgende empirisch ermittelte Nußeltgesetz wird vorgeschlagen [114]:

$$Nu_{t,S} = 0,58 \left[\frac{2\sqrt{3}}{\pi} \left(\frac{a}{d_a} \right)^2 - 1 \right]^{0,55} Pe^{0,45} = 15,3 \quad (\text{E.21})$$

$$\alpha_S = 10420 \text{ W/m}^2 \text{ K}$$

Die Wärmedurchgangszahl k ergibt sich zu

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_p} \frac{d_a}{d_i} + \frac{d_a}{2\lambda_w} \ln\left(\frac{d_a}{d_i}\right) + \frac{1}{\alpha_S}} = 3640 \text{ W/m}^2 \text{ K} \quad (\text{E.22})$$

Die Temperaturen, die sich im Gegenstromwärmetauscher am Ein- und am Austritt primär- und sekundärseitig einstellen, können mit Hilfe der Betriebscharakteristik ϕ bestimmt werden:

$$\phi = \frac{T_{p,\text{ein}} - T_{p,\text{aus}}}{T_{p,\text{ein}} - T_{s,\text{ein}}} = \frac{1 - \exp[-\kappa(1-\mu)]}{1 - \mu \exp[-\kappa(1-\mu)]} \quad (\text{E.23})$$

mit der Indizierung "ein" für den Ein- bzw. "aus" für den Austritt der Flüssigkeiten. μ stellt das Verhältnis der beiden Wärmekapazitätsströme dar und κ die Wärmeübertragungskenngröße mit

$$\kappa = \frac{k A_a}{\dot{m}_{pb} c_{p,pb}} \quad (\text{E.24})$$

wobei sich die gesamte Wärmeübertragungsfläche A_a bei einer Höhe L des Wärmetauschers (s. Abb. 35) errechnet zu

$$A_a = n L \pi d_A \quad (\text{E.25})$$

Im vorliegenden Fall beträgt $\mu = 1$. Nach der Regel von de l'Hospital vereinfacht sich die Beziehung zu

$$\phi = \frac{\kappa}{\kappa + 1} \quad (\text{E.26})$$

Für $L = 10 \text{ m}$ errechnet sich $A_a = 227 \text{ m}^2$, $\kappa = 5,33$, $\phi = 0,84$ und damit $T_{p,\text{aus}} = 395^\circ\text{C}$ für eine Kühlmiteleintrittstemperatur von $T_{s,\text{ein}} = 377^\circ\text{C}$. Die übertragenen Wärmeleistung wird wie folgt überprüft:

$$\dot{q} = k A_a \Delta T_{\ln} \quad (\text{E.27})$$

wobei hier $\Delta T_{\ln}$ wegen der Gleichheit der Wärmekapazitätsströme gleich der Temperaturdifferenz $T_{P,\text{aus}} - T_{S,\text{ein}} = T_{P,\text{ein}} - T_{S,\text{aus}} = 18 \text{ K}$ sein muß. $\dot{q}$ ergibt sich zu 14,87 MW, womit die erforderte Wärmeleistung des Wärmetauschers erbracht ist.

Anmerkung: Falls die Eintrittstemperatur des Kühlmittels um 7 K abgesenkt werden kann, verringert sich die Wärmetauscherlänge auf die Hälfte.

Jül-3152
Dezember 1995
ISSN 0944-2952