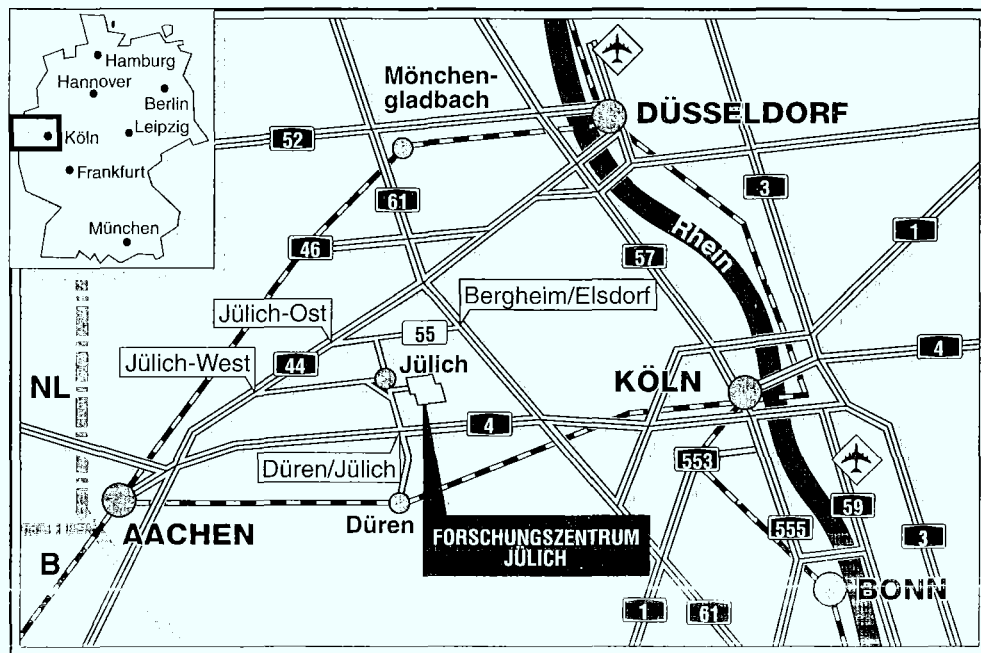


Institut für Werkstoffe der Energietechnik

**Entwicklung und Einsatzverhalten
von aktiv gekühlten Testlimitern
für das Fusionsexperiment TEXTOR**

Wolfgang Hohenauer, H. Bolt, J. Linke, H. Nickel



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3312

ISSN 0944-2952

Institut für Werkstoffe der Energietechnik Jül-3312

D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833556-70 kfa d

Entwicklung und Einsatzverhalten von aktiv gekühlten Testlimitern für das Fusionsexperiment TEXTOR

Wolfgang Hohenauer,¹ H. Bolt, J. Linke, H. Nickel

¹Dissertation

Abstract

To investigate aspects of the plasma-wall-interaction in fusion devices, TEXTOR (Toroidal Experiment for Technology Orientated Research) provides a favourable testbed. The enhanced possibilities of TEXTOR-94 enable to study typical erosion- and redeposition phenomena on plasma exposed surfaces under stationary, technology relevant conditions. For these purposes actively cooled test limiters are developed and described in their experimental behaviour. Compared to the maximum length of plasma discharges in TEXTOR of 10 s, these limiters reach a stationary state within 5,5 s.

The detailed analysis of the thermal load conditions led to an optimized geometry of the test limiters. The use of the new load lock system „TEXTOR-Schleuse-III“ limits the maximum diameter of the inserted structures to 120 mm. Both, the heat load distribution at the limiter surface and the restrictions of the load lock system, led to the selection of a hemispherical shape with a maximum diameter of 80 mm at the top of the test limiters. They were realized in two technological variants. The first variant was a brazed compound of a metallic heat sink (TZM) with carbon materials as the two directional C/C material SEPCARB-N11 or the fine grain graphite IG 610. The second one was a TZM heat sink, coated with thermally sprayed tungsten. The chosen braze was Cu1Cr. The used thermal spray technology was LPPS (Low Pressure Plasma Spraying).

For the analysis of the thermomechanical conditions in the joined hemispherical test limiter, analytical as well as numerical estimations of the transient spatial temperatures were done. Both methods predicted a stationary temperature distribution after 5,5 s. Under the nominal heat load of 10 MW/m² the maximum temperature on the C/C surface is 1150°C. In the joining zone 630°C are reached, at the cooling surface 220°C. For the coated test limiter the calculations predicted stationary conditions after 2 s and a maximum hot spot temperature of 550°C.

A qualitative, numerical analysis of the von Mises equivalent stress was done for the C/C-TZM brazing compound. In the hot spot zone moderate stress levels as well as stress amplitudes appear. Maximum stress levels and stress amplitudes were predicted in the equatorial area of the hemispherical test limiter. Stress levels in the TZM structure are approximately four times higher than in the carbon materials. Mismatches in the elastomechanical properties of the joining partners locally generate high stress levels. They were reduced by the use of the ductile Cu1Cr braze and an optimized interface design.

High heat flux tests with prototype test limiters in the ion beam test facility MARION (Material Research Ion Beam Test Facility) confirmed the calculated cooling behaviour and the application reliability of the components under high vacuum conditions and high heat loads.

An optimized brazed test limiter was inserted in TEXTOR for 101 plasma discharges. Experimental results with heat loads of up to 12 MW/m² are in excellent agreement with the mathematical models and confirmed the structural integrity of the joined structure. Physical and chemical erosion of carbon from the limiter surface could be observed. Erosion and redeposition phenomena led to an optical change of the C/C surface, but no significant loss of C/C material was detectable.

INHALT

1 EINLEITUNG	1
1.1 EINFÜHRUNG	1
1.2 JET, ITER UND DEMO BEISPIELE FÜR DIE GEPLANTE ENTWICKLUNG VOM FUSIONSEXPERIMENT ZUM FUSIONSKRAFTWERK	3
1.3 WERKSTOFFFRAGEN VOR DEM HINTERGRUND DER PLASMA - WERKSTOFF - WECHSELWIRKUNG	5
1.4 DESIGNKONZEPTE FÜR AKTIV GEKÜHLTE, PLASMAINTERAKTIVE KOMPONENTEN	8
1.5 THERMOHYDRAULISCHE UND THERMOMECHANISCHE ANALYSEN AN AKTIV GEKÜHLTEN KOMPONENTEN	11
1.5.1 THERMOHYDRAULISCHE ANALYSEN AN AKTIV GEKÜHLTEN KOMPONENTEN	11
1.5.2 NUMERISCHE ANALYSE DER RESULTIERENDEN TEMPERATUR- UND SPANNUNGSFELDER	11
1.6 ZIEL DER ARBEIT	13
2 THEORETISCHE GRUNDLAGEN	14
2.1 STRÖMUNGSMECHANIK	14
2.1.1 GRÖßEN UND EINHEITEN	14
2.1.2 GRUNDLAGEN	14
2.1.3 HYDRODYNAMISCHE DRUCKBILANZ	15
2.2 WÄRMELEITUNG, KONVEKTION	17
2.2.1 GRÖßEN UND EINHEITEN	17
2.2.2 GRUNDLAGEN	17
2.2.3 ANALYTISCHE ABSCHÄTZUNG ZUM WÄRMELEITPROBLEM	18
2.2.4 THERMODYNAMISCHE STOFFDATEN	20
2.2.5 ABSCHÄTZUNG DES WÄRMEÜBERGANGSVERHALTENS	21
2.2.6 THEORETISCHER ANSATZ	21
2.2.7 BERECHNUNGSMETHODEN ZU WÄRMEÜBERGÄNGEN	21
2.3 SPANNUNGSRECHNUNG	23

<u>3 TESTANLAGEN</u>	<u>24</u>
3.1 IONENSTRAHLANLAGE MARION	24
3.1.1 ANLAGENBESCHREIBUNG	24
3.1.2 IONEN-SPEZIESVERTEILUNG, NEUTRALISATIONSGRAD, PERVEANZGESETZ	26
3.1.3 AXIALE UND RADIALE STRAHLPROFILE	27
3.1.4 PROBENEINBAU	29
3.2 TEXTOR	30
3.2.1 BESCHREIBUNG IM ÜBERBLICK	30
3.2.2 LEISTUNGSDICHTEVERTEILUNG UND BELASTUNGSGESCHICHTE IM RANDNAHEN TEXTOR PLASMA	33
3.2.3 TEXTOR - SCHLEUSE - III AUFBAU UND EINGESETZTE DIAGNOSTIKEN	35
 <u>4 ANALYSE DER LASTEINKOPPLUNG AN ROTATIONSELLIPTISCHEN LIMITERN</u>	 <u>38</u>
4.1 VORBEMERKUNGEN	38
4.2 GEOMETRIE, LASTVERTEILUNG UND LASTEINKOPPLUNG	39
 <u>5 AKTIV GEKÜHLTER SPHÄRISCHER TESTLIMITER: BAUTEILBESCHREIBUNG</u>	 <u>44</u>
5.1 ÜBERBLICK	44
5.2 BESCHREIBUNG DER KONSTRUKTION	45
5.2.1 ALLGEMEINE GESTALTUNGSPRINZIPIEN	45
5.2.2 KONSTRUKTIVE AUSFERTIGUNG FÜR DEN TESTEINSATZ IN DER IONENSTRAHLANLAGE MARION	46
5.2.3 KONSTRUKTIVE AUSFERTIGUNG FÜR DEN TESTEINSATZ IN TEXTOR	48
5.3 BESCHREIBUNG DES HYDRAULISCHEN EINSATZVERHALTENS	49
5.3.1 KALORIMETRISCHE MITTELWERTABSCHÄTZUNG	49
5.3.2 REYNOLDSZAHL UND DRUCKVERLUST IM MARION TEST UND IM TEXTOR EXPERIMENT	49
 <u>6 ABSCHÄTZUNGEN ZUM THERMOMECHANISCHEN VERHALTEN VON SPHÄRISCHEN TESTLIMITERN</u>	 <u>52</u>

6.1 ABSCHÄTZUNG DES WÄRMEÜBERGANGSVERHALTENS	52
6.2 ANALYTISCHE ABSCHÄTZUNG DES TEMPERATURFELDES	54
6.2.1 GRUNDANNAHMEN	54
6.2.2 STATIONÄRES TEMPERATURFELD	55
6.2.3 ANALYTISCHE ABSCHÄTZUNGEN DES ZEITLICHEN VERLAUFES DER OBERFLÄCHENTEMPERATUR	56
6.3 NUMERISCHE TEMPERATURFELD- UND SPANNUNGSRECHNUNGEN FÜR DEN FÜGEVERBUND SEPCARB-N11 / TZM	58
6.3.1 MODELLIERUNG ZUR BERECHNUNG DES TEMPERATURFELDES	58
6.3.2 STATIONÄRES UND TRANSIENTES TEMPERATURVERHALTEN	58
6.3.3 ANALYSE DER SPANNUNGSVERTEILUNG	59
6.4 NUMERISCHE TEMPERATURFELDRECHNUNGEN FÜR DEN WOLFRAM BESCHICHTETEN TESTLIMITER	61
6.5 ERGEBNISSE AUS DEN ABSCHÄTZUNGEN DES THERMOMECHANISCHEN VERHALTENS VON SPHÄRISCHEN TESTLIMITERN	62
 7 TECHNOLOGISCHE UMSETZUNG	 63
7.1 DER FÜGEVERBUND	63
7.1.1 VORBEMERKUNG	63
7.1.2 DIMENSIONIERUNG DES LOTSPALTES	64
7.1.3 VERFAHREN ZUR LOTABSCHIEDUNG AN GEKRÜMMTEN FÜGEFLÄCHEN	65
7.1.4 LÖTPARAMETER	67
7.1.4.1 PROTOTYPENLÖTUNG MIT DEN WERKSTOFFVERBUNDEN: CFC SEP-N11 / Cu1Cr / TZM UND FEINKORNGRAPHIT IG 610 / Cu1Cr / TZM	67
7.1.4.2 OPTIMIERTES LÖTVERFAHREN FÜR DEN WERKSTOFFVERBUND: CFC SEP-N11 Cu1Cr TZM	68
7.1.5 GEGENÜBERSTELLUNG QUALITATIVER MERKMALE KONVENTIONELL UND OPTIMIERT GELÖTETER TESTLIMITER	69
7.1.6 BEWERTUNG DER UNTERSCHIEDLICHEN TECHNOLOGISCHEN VARIANTEN	71
7.2 THERMISCH GESPRITZTE WOLFRAM SCHICHTEN	72
7.2.1 VORBEMERKUNGEN	72
7.2.2 METHODIK DER SCHICHTENTWICKLUNG	72
7.2.3 BEWERTUNG DER BESCHICHTUNGSRISIKO IM ÜBERBLICK	74
7.2.4 STATISTISCHE ANALYSE: MODELLBILDUNG	75
7.2.5 AUSWERTUNG DER EXPERIMENTSERIE I NACH DEM STATISTISCHEN MODELL	76
7.2.6 ZUSAMMENFASSENDE BEWERTUNG	80

<u>8 UNTERSUCHUNG DES EINSATZVERHALTENS</u>	
<u>PROTOTYPISCHER TESTLIMITER IN DER</u>	
<u>IONENSTRAHLANLAGE MARION</u>	80
8.1 TESTABLAUF UND EINGESETZTE DIAGNOSTIK	80
8.2 ÜBERBLICK ÜBER DIE BELASTUNGSSTUDIEN AN DER IONENSTRAHLANLAGE MARION	81
8.3 DETAILBESCHREIBUNG DER BELASTUNGSSTUDIEN AN DER IONENSTRAHLANLAGE MARION FÜR DIE TESTEINBAUTEN IG 610 / TZM- 45°, CFC SEPCARB N-11 / TZM- 10° UND LPPS WOLFRAM BESCHICHTETE TZM WÄRMESENKE	84
8.3.1 DAS IG 610 / TZM- 45° EXPERIMENT	84
8.3.2 DAS CFC SEPCARB N-11 / TZM- 10° EXPERIMENT	85
8.3.3 LPPS WOLFRAM BESCHICHTETE TZM WÄRMESENKE	88
8.3.3.1 SCREENING TEST	88
8.3.3.2 BELASTUNGSTETS BEI VERRINGERTEM KÜHLMITTELFLUß	89
8.4 PROBENKALORIMETRIE	91
8.5 INTERPRETATION DER RESULTATE DER TEMPERATURMESSUNG	92
 <u>9 EINSATZVERHALTEN EINES OPTIMISIERTEN, GEFÜGTEN</u>	
<u>TESTLIMITERS IN TEXTOR</u>	94
9.1 TESTABLAUF UND EINGESETZTE DIAGNOSTIK	94
9.2 TEMPERATURVERHALTEN	95
9.3 METALLOGRAPHISCHE BEURTEILUNG	97
9.4 INTERPRETATION DER RESULTATE AUS DEM TEXTOR EXPERIMENT	99
 <u>10 ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION</u>	100
 <u>11 LITERATUR</u>	105

1 Einleitung

1.1 Einführung

In den Vorstellungen über künftige Technologien zur Energieversorgung der Menschheit nimmt die kontrollierte, thermonukleare Fusion eine bedeutsame Stellung ein^{1,2}. Die Natur selbst verweist eindrucksvoll auf diesen Weg: Durch die Gravitationskräfte im Inneren der Sonne kommen Kernteilchen einander so nahe, daß die auf sehr kurze Reichweite wirksamen Kernkräfte die elektrostatische Coulomb Abstoßung überwinden und durch Verschmelzung zu einem neuen Kern führen können: Helium. Der so gebildete Heliumkern ist energetisch stabiler als seine Edukte, das heißt, seine Nukleonen befinden sich auf einem tieferen Niveau potentieller Energie als das im Ausgangszustand der Fall war. Die Differenz an Bindungsenergie steht in Form von kinetischer Energie der Fusionsprodukte zur Verfügung. Abbildung 1.1 zeigt die Bindungsenergien je Nukleon als Funktion der Nukleonenzahl. Für das Helium Isotop ${}^4\text{He}$ existiert ein deutlich ausgeprägtes lokales Minimum. Dieser Umstand macht ${}^4\text{He}$ als Fusionsprodukt besonders attraktiv.

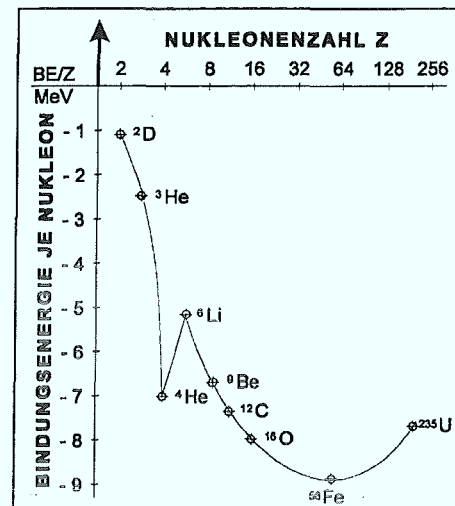
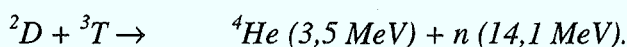
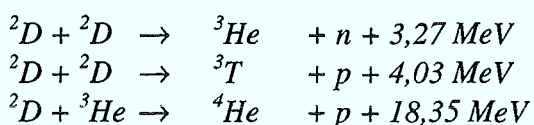


Abbildung 1.1: Bindungsenergie je Nukleon (nach [1]).

Der in Sternen realisierte Einschluß von Materie in einen fusionsfähigen Zustand wird Gravitationseinschluß genannt. Eines der Konzepte, auf der Erde Bedingungen nachzubilden die Fusion ermöglichen, nützt die Eigenschaft geladener, sich bewegender Materie, mit magnetischen Feldern in Wechselwirkung zu treten und sich so durch geeignet aufgebaute Magnetfeldkonfigurationen einschließen zu lassen. Diese Form des Einschlusses heißt Magnetischer Einschluß und wird in mehrfacher Weise umgesetzt¹: axiale Spiegelmaschinen, Reversed Field Pinch Maschinen, Stellaratoren und Tokamaks sind technologische Realisierungsansätze dafür. In einer Kernreaktion sollen Deuterium und Tritium zur Fusion gebracht werden:



Diese Kernreaktion setzt mehr Energie frei und findet mit höherer Wahrscheinlichkeit statt als das bei anderen Fusionsreaktionen wie



der Fall ist. Deuterium kommt in einem natürlichen Isotopenverhältnis $^1\text{H} : ^2\text{D} = 6700 : 1$ vor, Tritium ist radioaktiv, hat eine Halbwertszeit von 12,3 Jahren und muß aus Lithium, das in großen Mengen aus natürlichen Vorkommen gewonnen werden kann, erbrütet werden.



Damit die Deuterium - Tritium - Reaktion bei einer positiven Energiebilanz in energie-wirtschaftlich nennenswerter Häufigkeit abläuft, sind Temperaturen von 100 Mio.K bis 200 Mio.K, minimale Energieeinschlußzeiten τ_E zwischen 1 s und 2 s und Teilchendichten von $2 \cdot 10^{20}$ bis $3 \cdot 10^{20}$ Teilchen / m^3 erforderlich. Eine allgemeiner gehaltene Aussage faßt diese Forderungen zum sogenannten Fusionsprodukt³ zusammen.

$$\tau_E \cdot n \cdot T \geq 1,5 \cdot 10^{21} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{keV} \quad (1.1)$$

Der magnetische Einschluß nach dem Tokamak-Prinzip ist heute am weitesten verbreitet: er geht auf Überlegungen von Andrej D. Sacharow und Igor J. Tamm aus den frühen 50-er Jahren zurück⁵. Durch einen Ring toroidal angeordneter Feldspulen wird die prinzipielle Geometrie des magnetischen Einschlusses durch das resultierende Toroidalfeld vorgegeben. Es wird durch das Plasmagefäß vakuumtechnisch umschlossen. Diese magnetische Anordnung wirkt als Sekundärseite eines Transformators. Über eine primäre Spule induziert ein magnetischer Flußhub sekundärseitig eine Spannung, die zunächst zur Ionisation des Plasmagases führt und in weiterer Folge einen Ringstrom entlang des toroidalen magnetischen Feldes treibt. Dieser Ringstrom generiert seinerseits ein poloidal orientiertes Magnetfeld. In Summe entsteht eine schraubenförmig verwundene Magnetfeldstruktur. Erst die Überlagerung beider Komponenten des magnetischen Feldes ergibt einen wirksamen magnetischen Käfig, der die verschiedenen Teilchendriften im statistischen Mittel zentriert und so das Plasma einschließt und zusammenhält⁶. Eine schematische Darstellung des Funktionsprinzips ist in Abbildung 1.2 gezeigt. Neben der prinzipiellen Anordnung der Transformator- und Toroidalfeldspulen sind auch Vertikalfeldspulen zu sehen. Ihr Feld unterstützt den Plasmaeinschluß und dient wesentlich zur Steuerung von Form und Lage des Plasmas.

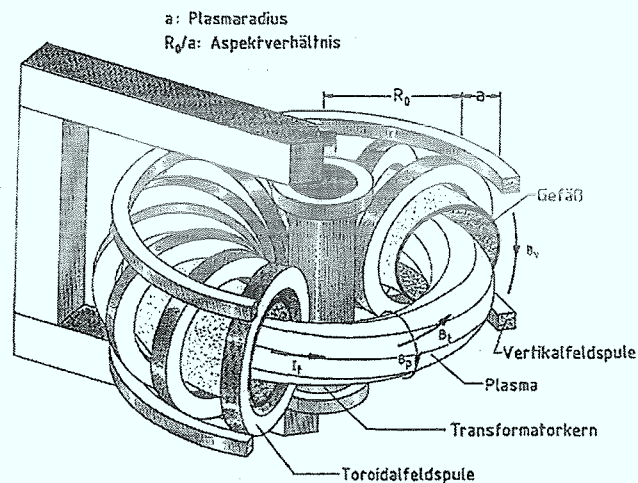


Abbildung 1.2 Prinzipische Skizze der Spulenordnung und der Felder (aus [4]) eines Tokamaks. Eine zentrale Transformatorspule treibt einen Ringstrom, der den Sekundärkreis dieses Transformatorsystems bildet. Das von diesem Strom generierte Feld B_p wird vom Magnetfeld der Toroidalfeldspulen B_t überlagert; es kommt zur Ausbildung einer verwundenen Feldkonfiguration, die das Plasma einschließt. Zusätzliche Vertikalfeldspulen unterstützen diesen Einschluß und steuern die Lage des Plasmas.

Die unproblematische Rohstofffrage, eine inhärente Systemsicherheit durch intrinsisches Abklingen der Fusionsreaktion bei Abweichungen von den Reaktorbedingungen, Umweltverträglichkeit und beherrschbare, durch Fusionsneutronen induzierte Sekundärradioaktivität durch geeignete Werkstoffwahl^{7;8}, sind die entscheidenden, zukunftsweisenden Technologievorteile.

1.2 JET, ITER und DEMO

Beispiele für die geplante Entwicklung vom Fusionsexperiment zum Fusionskraftwerk

Die Fortschritte auf dem Weg zum Fusionsreaktor sind eindrucksvoll an der Annäherung des Fusionsproduktes an die Zündbedingungen erkennbar. Während der vergangenen 30 Jahre konnten 7 Größenordnungen überwunden werden^{3;4;9}. Für den zur Zeit größten Tokamak JET (Joint European Torus) ist das Fusionsprodukt unter optimalen Betriebsbedingungen nur mehr einen Faktor 6 von den Zündbedingungen entfernt. Allerdings wird dieser Spitzenwert nur für wenige Sekunden erreicht und führt, ausgelöst durch lokale Überhitzung der Wandelemente, zu Plasmaverunreinigungen, die durch Strahlungsverluste ein Einschlußregime verminderten Energieinhaltes bewirken. Daraus leitet sich eine der wesentlichsten Aufgaben der aktuellen Fusionsforschung ab: gute Einschlußigenschaften mit stationären Betriebsbedingungen in Einklang zu bringen. Das bedeutet wesentlich das Studium der Plasma-Wand-Wechselwirkung unter fusionsrelevanten Bedingungen.

Am 9. Nov. 1991 gelang in JET das erste Tritiumexperiment FTE (First Tritium Experiment)^{10;11}. In ein Deuteriumplasma wurden mit zwei Neutralteilcheninjektoren 14% Tritium eingeschossen und 2 Sekunden lang eingeschlossen. Die Fusionsleistung betrug 1,7 MW. Damit konnte prinzipiell die physikalische Machbarkeit der kontrollierten thermonuklearen Fusion gezeigt werden. Die Kriterien für Plasmatemperatur, Dichte und Einschlußzeit wurden in getrennten Experimenten erreicht.

Die Fusionsforschung nach JET wird sowohl im europäischen Rahmen mit NET (Next European Torus) als auch im Rahmen von EU, Japan, USA und GUS in dem Gemeinschaftsprojekt ITER (International Thermonuclear Experimental Reaktor) fortgesetzt¹². Angeführt durch die Erfolge von JET liegen nun Skalierungsgesetze vor, die es erlauben, Extrapolationen bekannter plasmaphysikalischer Parameter heutiger Tokamakmaschinen zum brennenden Fusionsplasma künftiger Fusionsmaschinen durchzuführen. Daraus sind charakteristische Abmessungen und Lastszenarien für ITER ableitbar. Das gilt insbesondere für plasmaseitige Komponenten wie die Erste Wand, Divertoren und Limiter¹³. Auf die Realisierung von NET wurde zu Gunsten von ITER praktisch verzichtet. Designvorschläge zu NET gingen jedoch wesentlich in ITER Konzepte ein. Das ITER Experiment soll innerhalb dreier Jahrzehnte durchgeführt werden und einen Tokamak realisieren (vgl. Abbildung 1.3), der von seiner Plasmakapazität her darauf ausgelegt ist, ein Deuterium - Tritium - Fusionsplasma zu zünden und ein brennendes Fusionsplasma einzuschließen^{5;14}. ITER soll eine thermische Fusionsleistung von etwa 1500 MW und eine Entladungszeit von 1000 s haben^{15;16}.

ITER stellt den einzigen Zwischenschritt von JET zu einem künftigen Demonstrationsreaktor dar. Konnte mit JET die Annäherung an die Zündbedingungen sowie die physikalische

Realisierbarkeit von Kernfusion gezeigt werden, wird es zur wesentlichen Aufgabe von ITER gehören, zur Zündung zu kommen und über längere Zeiten ein quasistationäres Brennen des Fusionsplasmas bei einem Nettogewinn an Fusionsleistung zu demonstrieren.

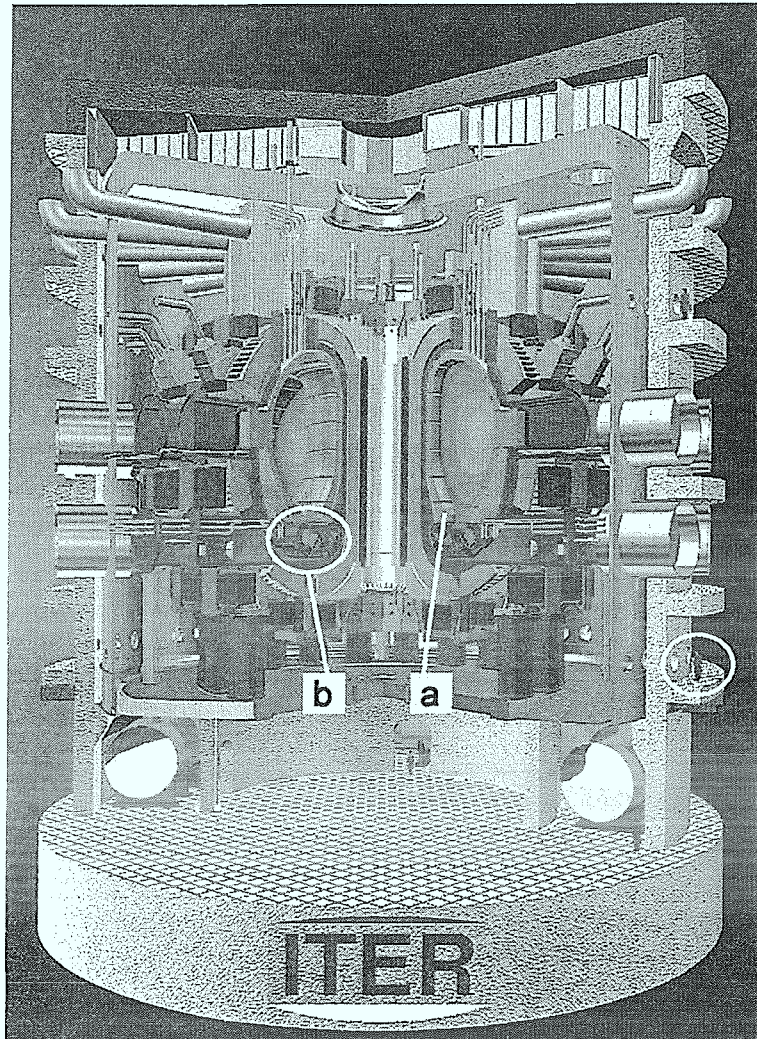


Abbildung 1.3 ITER ist mit einer Höhe von 25 m der größte Fusionsreaktor, der bisher geplant wurde. Neben den angedeuteten Spulensystemen, etc., zeigt die Abbildung Details der Ersten Wand (a) und des Divertors(b): aus [17].

Zur Erreichung des Fusionsproduktes ist eine minimale thermische Fusionsleistung von annähernd 1000 MW erforderlich³. Demnach liegt ITER mit Hinblick auf Zündung an der untersten Leistungsgrenze einer Fusionsmaschine. Mit DEMO wird für die zweite Hälfte des nächsten Jahrhunderts ein Demonstrationsreaktor diskutiert, der die Funktion der Energiegewinnung eines Kraftwerkes erfüllt. Die Fusionsleistung soll 2000 bis 3000 MW betragen. Brennen, Tritium brüten und Stromerzeugung sollen auf energiewirtschaftlicher Basis erfolgen.

1.3 Werkstofffragen vor dem Hintergrund der Plasma - Werkstoff - Wechselwirkung

Die Komponentenentwicklung für den plasmainteraktiven Bereich hat primär die Auskopplung der thermischen Belastung durch elektromagnetische Strahlung und die auftretenden Plasmateilchen zum Ziel. Nach einer funktionellen Diversifizierung unterscheidet man zwischen der Ersten Wand und Limitern bzw. Divertoren.

Die Erste Wand stellt die erste materielle Begrenzung des Plasmas nach außen dar. Im Normalbetrieb wird sie durch Abstrahlung aus dem Plasma, Ladungstauschreaktionen und Fusionsneutronen bis zu 1 MW/m^2 belastet.

Limiter sind Komponenten, die in den magnetischen Käfig eingeführt werden. Sie unterbrechen die durchgehende Feldlinienstruktur und schälen so das Plasma ab. Sie definieren damit die Plasmakontur und bilden eine Schnittstelle zur Energieauskopplung. Gepumpte Limiter gestatten zusätzlich die Abfuhr von Plasmaverunreinigungen und von Heliumasche aus dem Fusionsprozeß. In zahlreichen Fusionsmaschinen - wie auch in ITER - werden anstelle von Limitern Divertoren eingesetzt. Sie bilden dann die eigentliche Schnittstelle zur Auskopplung der Wärme- und Teilchenflüsse aus dem Fusionsplasma. Eine spezielle Magnetfeldkonfiguration in der Randzone des Plasmas lenkt geladene Teilchen auf Prallplatten, an denen der Energieübertrag stattfindet. Die deponierte Wärme wird durch Kühleinrichtungen abgeführt. Die Heliumasche aus dem Fusionsprozeß und Verunreinigungen werden abgepumpt.

Für den ITER-Divertor werden im Normalbetrieb Leistungsflüsse von mindestens 5 MW/m^2 erwartet^{18;19}. Im Falle von Plasmazusammenbrüchen (Disruptionen) treten für einige Sekunden bis zu 30 MW/m^2 auf^{20;21}. Für die erste Wand gelten um eine Größenordnung geringere Lastwerte. Die Werkstoffauswahl konzentriert sich demnach auf einige wenige Kandidatmaterialien, die eine hohe Wärmeleitfähigkeit und ein günstiges Thermoschockverhalten, d.h. eine hohe Schmelz- bzw. Sublimationstemperatur, hohe mechanische Festigkeit sowie einen geringen Elastizitätsmodul und einen geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten zeigen^{22;23;24}. Zusätzlich sind eine geringe plasmainduzierte Erosionsrate und eine möglichst geringe neutroneninduzierte Verschlechterung der thermomechanischen Eigenschaften gefordert^{25;26;27}.

Als fusionskompatible Werkstoffe sind Niedrig-Z Materialien wie Graphite, dotierte Graphite mit Anteilen von z.B. Silizium, Bor und Titan, Borcarbid und CFC-Materialien von hohem Interesse und in vielfältiger Weise in ihrem Verhalten unter fusionsrelevanten Belastungen untersucht^{28 - 47}. Der Grund dafür liegt in den, verglichen mit Hoch-Z Materialien, wesentlich geringeren Energieverlusten, die aus Wechselwirkungen des Plasmas mit erodiertem Wandmaterial herrühren. Die wesentlichen Verlustmechanismen, die eine Abkühlung des Plasmas bewirken, sind auf Ionisation des erodierten Wandmaterials und auf elektromagnetische Abstrahlung zurückzuführen.

Im aktuellen ITER Divertor Konzept sind neben Kohlenstoffwerkstoffen noch Beryllium und Wolfram für Komponenten, die sich im direkten Plasmakontakt befinden, vorgesehen^{48;49}. Die Vorteile von Beryllium liegen in seiner geringen Kernladungszahl und in seiner

niedrigen Aktivierung durch Neutronenbestrahlung. Die wesentlichen Nachteile liegen in seiner Toxizität, der niedrigen Schmelztemperatur und in der hohen Deuteriumaufnahme^{50;51}.

Abschätzungen zeigen, daß Fusionsplasmen mit Verunreinigungen von einigen Prozent Kohlenstoff, aber nur mit wenigen ppm schwerer Atome - z. B. Wolfram - am Brennen gehalten werden können^{52;53}. Refraktäre Werkstoffe wie Wolfram bieten jedoch wesentliche Vorteile. Sie liegen in der hohen Schmelztemperatur, der im Vergleich zu Kohlenstoffwerkstoffen höheren Energieschwelle für das Einsetzen physikalischer Erosion⁵⁴ und im Fehlen relevanter chemischer Erosionsreaktionen⁵⁵. Darüber hinaus konnte eine hohe Redepositionswahrscheinlichkeit nachgewiesen werden⁵⁶. Der Einsatz von Wolfram wird insbesondere in Form thermisch gespritzter Schichten erwogen. Unter inerten Beschichtungsbedingungen (LPPS = Low Pressure Plasma Spraying bzw. CAPS, Controlled Atmosphere Plasma Spraying) wird eine Porenstruktur und Porenverteilung erreicht, die den Schichten eine hohe Resistenz gegen Spannungen aus den auftretenden Temperaturgradienten und günstige Erosionseigenschaften unter fusionstypischen Bedingungen verleihen^{57 - 61}. Zudem ermöglicht eine fortgeschrittene Automatisierung durch „in situ Beschichtung“ die Erneuerung von Schutzschichten in Brennkammern von Forschungsreaktoren und künftigen Fusionsmaschinen. Werkstoffnachteile sind die hohe neutroneninduzierte Radioaktivität und das Erreichen des „Hands-On-Levels“ von $2,5 \cdot 10^{-5}$ Sv/h nach mehr als 10^6 Jahren⁶².

Neben thermischer Ermüdung stellen physikalische^{63;64} und chemische⁶⁵ Erosion sowie thermische Verdampfung bzw. Sublimation die wesentlichen Schädigungsmechanismen an plasmabegrenzenden Einbauten dar. Die Werkstoffauswahl für Komponenten, die mit Fusionsplasmen in Kontakt kommen (plasma facing components), wird daher, neben der Beurteilung der Festigkeitsforderungen, wesentlich durch das Erosionsverhalten unter Plasma-Werkstoff-Wechselwirkung bei fusionstypischen Bedingungen - das sind Wechselwirkungen mit hochenergetischen Teilchen bei hohen Temperaturen - bestimmt. Dazu müssen werkstofftypische Erosionsmechanismen und die Tendenz der erodierten Wandpartikel zur Plasmapenetration beurteilt, und die Wechselwirkungseffekte des erodierten Materials mit dem Plasma erfaßt werden^{56;66 - 70}. Die Lebensdauer von Komponenten, die mit Schutzschichten aus Wolfram ausgestattet sind, wird 10^2 bis 10^3 mal höher als die Lebensdauer von Kohlenstoffkomponenten abgeschätzt⁷¹. Die Begründung dafür liefert ein Vergleich der wichtigsten Erosionsmechanismen:

- *Physikalische Erosion:*

Physikalische Erosion folgt aus Stoßprozessen, die zunächst zwischen Fusionspartikeln, typischerweise ${}^1_2\text{D}$, ${}^1_3\text{T}$ oder ${}^4_2\text{He}$ und plasmaberandenden Strukturen stattfinden. Der maximale Energieübertrag aus elastischen Stoßvorgängen wird durch die Gleichung

$$\Delta E_{1 \rightarrow 2} = 4 \cdot E_1 \cdot \frac{M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} \quad (1.2)$$

beschrieben. Damit nimmt Wolfram unter vergleichbaren Stoßbedingungen nur 10% der Stoßenergie auf, die ansonsten an Kohlenstoff übertragen würde. Da Wolfram mit 8,7 eV und Kohlenstoff mit 7,4 eV vergleichbare Oberflächenbindungsenergien⁷² haben, liegt die Schwellenergie für das Einsetzen von Zerstäubungsprozessen unter Deuteriumbeschuß für Wolfram wesentlich höher als für Kohlenstoff (vgl. Abbildung 1.4)! Darin liegt ein wesentli-

Erosionseffekt durch Selbsterosion, die aus dem Beschuß der Wand durch erodiertes Wandmaterial herrührt, überlagert wird und bei entsprechenden Teilchenenergien zum dominierenden Erosionsmechanismus wird.

- *Chemische Erosion*

Der Chemismus $nC + mH \rightarrow C_nH_m$ führt bevorzugt zur Bildung von Methan CH_4 und in geringerem Ausmaß zur Bildung von kurzkettigen Alkanen und deren Radikalen: also zu flüchtigen Phasen. Für Wolfram sind derartige Reaktionskanäle unbekannt. Generell sind für Metalle jedoch Erosionsprozesse bekannt, die durch Reduktion von Metalloxiden zu Metallhydroxiden und in Folge unter Bildung von Wasser zu freien Metallatomen führen⁵⁴: $(Me)O + H \rightarrow (Me)OH$; $(Me)OH + H \rightarrow (Me) + H_2O$. Dieser Effekt wird wesentlich durch Verunreinigungen an den Einbauten und durch den Sauerstoffgehalt der Plasmen bestimmt. Für Kohlenstoff bildet die Gesamtrate der Erosion im Bereich zwischen 300°C und 700°C den sog. „chemischen Peak“ (vgl. Abbildung 1.5).

- *Strahlungsinduzierte Sublimation (RES)*⁶³

Als eine Besonderheit von Kohlenstoffwerkstoffen tritt bei hohen Temperaturen eine spontane Desorption von Kohlenstoffatomen in das umgebende Plasma auf (vgl. Abbildung 1.5). Heutige Vorstellungen erklären den Effekt durch Diffusion von Zwischengitteratomen aus Frenkeldefekten, die nicht mit Leerstellen rekombinieren. Sie können die Bauteiloberfläche erreichen und in das Plasma entweichen.

- *Sublimation und thermische Verdampfung*

Beide Prozesse setzen aufgrund der einwirkenden Umgebungswärme Wandmaterial frei und führen so zu Plasmaverunreinigungen. Der Aufbau einer Schichtwolke aus dem abgedampften Werkstoff vor dem hoch belasteten Bereich führt jedoch zu einer wirksamen Abschirmung der dahinter liegenden Komponente (vapour shielding) und trägt damit zu einer erheblichen Reduktion erosiver Effekte bei^{73 - 78}.

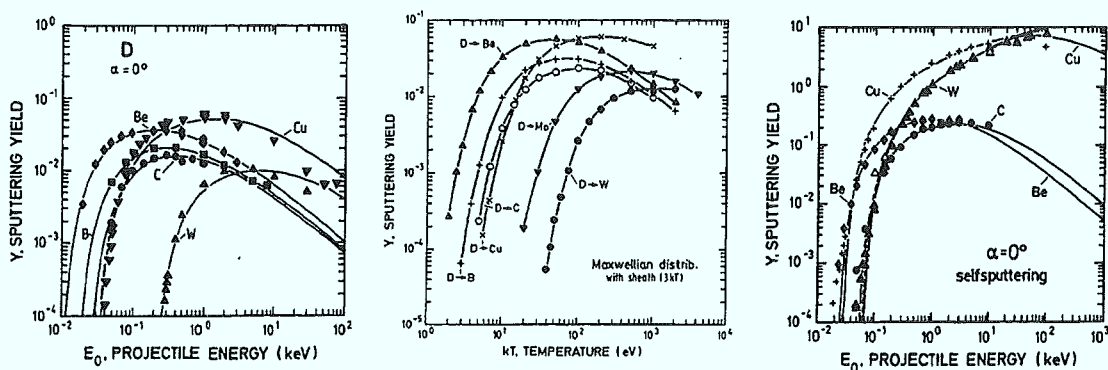


Abbildung 1.4: Vergleich der Zerstäubungsraten von Be, B, C, Cu, Mo und W in Abhängigkeit von der Ionenenergie unter Annahme eines isotropen Beschusses durch Deuterium monoenergetischer (links) und maxwellischer (mitte) Energieverteilung bzw. unter Beschuß mit Erosionsionen der eigenen Spezies - man spricht von Selbsterosion (rechts); (aus [63]).

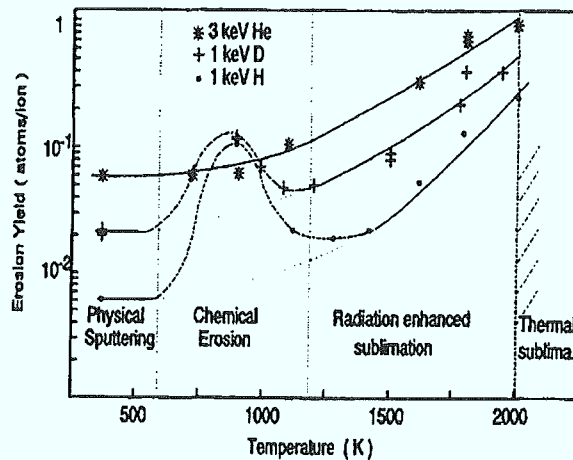


Abbildung 1.5: Vergleich der temperaturabhängigen Erosionsraten von Graphit unter Beschuß von Wasserstoff, Deuterium (1 keV) und Helium (3 keV). Im Temperaturbereich zwischen 600 K und 1200 K ist der Chemische Peak der Kohlenstofferosion deutlich erkennbar; (aus [79]).

Erosionsphänomenen stehen Redepositionseffekte entgegen, die eine Netto-Abtragsrate bewirken, die den resultierenden Erosionsabtrag um Größenordnungen verringert⁸⁰. So wurde für eine graphitische Divertorprallplatte von ITER unter der Annahme einer Belastung von 5 MW/m² ein Erosionsverlust von mehr als 10 mm pro Jahr errechnet⁸¹. Die Implementierung von Redeposition in die Modellierung reduzierte den abgeschätzten Materialverlust unter den selben Annahmen auf 23 mm pro Jahr⁸². Erosionsprozesse stellen den entscheidenden Faktor für die Lebensdauerbegrenzung von plasmainteraktiven Komponenten dar⁸³. Als ein lebensdauerbegrenzender Faktor für Experimente an Forschungsreaktoren sind sie von untergeordneter Bedeutung. Extrapoliert man jedoch auf geplante stationäre Betriebsbedingungen von kommerziell genutzten Fusionsmaschinen, gewinnen Überlegungen zum Wolframeinsatz für plasmaberandende Strukturen wie Limiter, Divertoren und Baugruppen der ersten Wand an Bedeutung^{84;85;86}. Untersuchungen zum Einsatzverhalten von Hoch-Z Materialien im Fusionsbereich sind wesentlich vor diesem Hintergrund zu sehen.

1.4 Designkonzepte für aktiv gekühlte, plasmainteraktive Komponenten

Bereits 1984 schlug Kotzlowsky für den Tokamak ASDEX aktiv gekühlte plasmaseitige Strukturen vor⁸⁷. Im Zuge der Designphase für NET wurden 1988 Konzepte für einen wasser-gekühlten Divertor ausgearbeitet, die sowohl mechanisch verschraubte wie fügetechnische Verbunde von plasmaseitigen Ziegeln aus Kohlenstoffwerkstoffen mit tragenden Strukturen aus Stählen bzw. Refraktärmetallen beschreiben^{88;89}. Die verbindungstechnische Basisvariante des Flachziegeltyps wurde in zahlreichen Studien weiterentwickelt. Beispiele für Designvarianten, Werkstoffe für plasmainteraktive Strukturen und metallische Wärmesenken sowie Untersuchungen zu Lotmaterialien und zu verbindungstechnischen Fragen sind in [18;20;90 bis 103] zitiert.

Reheis et al. beschreiben eine fortgeschrittene Verbindungstechnik, die durch eine Laserstrukturierung der plasmaseitigen Ziegel aus Graphit bzw. einem CFC Werkstoff gekennzeichnet ist und eine lokale Spannungsminderung sowie eine Vergrößerung der Verbindungsfläche bewirkt¹⁰⁰. Arbeiten zu wassergekühlten, verbindungstechnischen Designvarianten sind unter [20;104 bis 126] zitiert.

Zur Verbesserung des Wärmeüberganges werden unterschiedliche technische Lösungen beschrieben. In den Kühlkanal eingebrachte wendelförmige Leitbleche (twisted tapes, swirl tapes) bewirken eine Durchmischung des Kühlwassers und damit eine Turbulenzsteigerung, die sich in einem erhöhten Wärmeübergang niederschlägt. Das Grundprinzip ist in Abbildung 1.6 dargestellt.

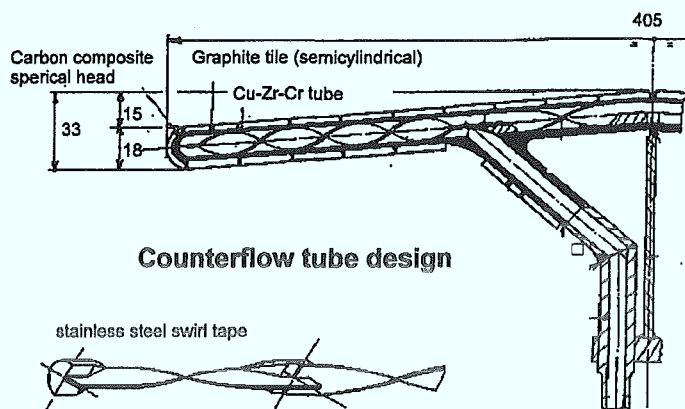


Abbildung 1.6: Limiterelement mit integriertem wendelförmigen Strömungsleitblech (swirl tape) für Tore Supra (aus [91]).

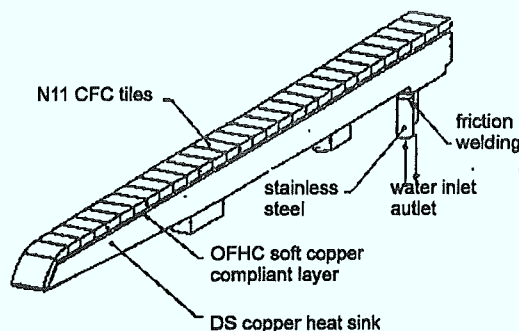


Abbildung 1.7: Einzelelement des aktiv gekühlten, gepumpten Limiters von Tore Supra; (aus [128]).

Dieses Kühlkonzept wird in einem wassergekühlter Divertor¹²⁷, und in einem gepumpten Limiter^{104;128;129} für Tore Supra umgesetzt. Es ist auf eine Maximallast von 15 MW/m² ausgelegt. Die Wärmesenke ist aus einem Kupferwerkstoff (CuCrZr - Outokumpu) gefertigt. Im Fall des gepumpten Limiters sind SEPCARB-N11 Platten auf 2 mm starke Trägerbleche aus sauerstofffreiem Kupfer gelötet, die zum Spannungsausgleich dienen. Das Kühlwasser fließt

10 m/s auf einem Druckniveau von 5 - 7,5 bar. Bei einer Belastung von 3,5 MW/m² wurden an der CFC - Oberfläche Temperaturen von ca. 500°C gemessen. In Abbildung 1.7 wird das Design der Limiterelemente von Tore Supra gezeigt.

Analoge Experimente an JET beschreiben das Einsatzverhalten eines Divertor mock-ups, der als Lötverbund des CFC Werkstoffes Dunlop DMS 704 mit sauerstofffreiem Kupfer gestaltet ist. Die Kühlung erfolgt auf einem Druckniveau von 7 bar durch Wasser, das mit 6 m/s strömt. Auch diese Anordnung verfügt über twisted tapes. Thermische Lasten von 15 MW/m² bewirken auf den CFC Ziegeln Oberflächentemperaturen um 1500°C. Numerische Rechnungen weisen für Belastungen von 10 MW/m² Oberflächentemperaturen von 1100°C bzw. 1600°C bei einer Belastung von 15 MW/m² aus.¹³⁰

Falter et al. beschreiben einen als Vapotron gestalteten, aktiv gekühlten Divertor für JET, der als Lötverbund von Beryllium mit einer CuCrZr Wärmesenke ausgeführt ist¹³¹. Ein quer zur Flußrichtung gerippter Strömungskanal wird von Kühlwasser mit 10 m/s durchflossen. Die Querrippung vergrößert die Benetzungsfläche zum Kühlwasser und trägt wesentlich zu dessen Durchmischung bei. Der Druck mißt im Mittel 5 bar. Mit der in Abbildung 1.8 gezeigten Anordnung können 16 MW/m² bei einer Oberflächentemperatur von maximal 800°C abgeführt werden. Ein vergleichbares Design wird gegenwärtig mit längs zur Strömungsrichtung des Kühlwassers gerippten Kühlkanälen für den Divertor des Stellarators W7X realisiert¹³². Die aktiv gekühlten Module werden von Wasser mit 10 m/s durchströmt. Der Druck beträgt hier 16 bar. Der Divertor ist als Lötverbund des CFC Werkstoffes SEPCARB-N11 mit TZM gestaltet und für Oberflächenlasten von maximal 10 MW/m² ausgelegt.



Abbildung 1.8: Vergleich einer Kühlstruktur für JET (links, aus [131]) mit dem aktuellen Divertor- Kühlkonzept von W7X (rechts [132]).

Ein alternativer Weg wird durch die Verwendung von Helium als Kühlmedium beschrieben^{133;134}. Die maximal abführbaren thermischen Lasten bewegen sich bei Helium gekühlten Strukturen um 10 MW/m².

1.5 Thermohydraulische und thermomechanische Analysen an aktiv gekühlten Komponenten

1.5.1 Thermohydraulische Analysen an aktiv gekühlten Komponenten

Das Einsatzverhalten aktiv gekühlter Komponenten wird wesentlich vom thermischen Lastfall, von konstruktiven Details, den eingesetzten Werkstoffen und den thermohydraulischen Kühlbedingungen bestimmt. Theoretische Grundlagen zur Abschätzung transienter wie stationärer Temperaturfelder sind unter [135 - 142] zitiert, Auslegungsgrundlagen aus der Anwendungspraxis des Maschinenbaues findet man unter [143 - 145].

Theoretische wie experimentelle Arbeiten zum Wärmeübergangsverhalten und zur kritischen Wärmestrombelastung der beaufschlagten Oberflächen (CHF: critical heat flux) liegen für zahlreiche Designvorschläge vor [146 - 152]. Zusammengefaßt gehen die unterschiedlichen Konzepte zur Aktivkühlung von einer mittleren thermischen Auslegungslast von 15 MW/m^2 aus. Der Systemdruck bewegt sich zwischen 5 und 15 bar. Die Kühlbedingungen sehen eine Strömungsgeschwindigkeit des Kühlwassers von annähernd 10 m/s vor. Die Abschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten geschieht sowohl unter der Annahme eines einphasigen Mediums als auch unter der Annahme eines Wasser - Dampf - Gemisches und ergibt für thermohydraulisch optimierte Systeme im Übergangsbereich zum Blasensieden Maximalwerte von $120.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ [152]. Konstruktive Maßnahmen zur verbesserten Durchmischung des Kühlmediums erhöhen den Wärmeübergangskoeffizienten annähernd um einen Faktor 1,5 [149].

Nach der Literatur^{104 - 134} sieht die plasmaseitige Ausführung der Kühlstruktur für die Wärmesenke minimale Wandstärken von 2,5 bis 5 mm und für die aufgetragenen Ziegel Dicken von 3 bis 10 mm vor. Abhängig von der Wärmeleitfähigkeit der eingesetzten Werkstoffe resultieren für CFC - Metall Verbundkomponenten stationäre Oberflächentemperaturen zwischen 1100°C und 1600°C . Die ITER Vorgaben sehen hier eine obere Grenztemperatur von 1100°C vor¹⁵³. Für Metall - Metall Werkstoffverbunde werden unter den selben Vorgaben Oberflächentemperaturen erreicht, die deutlich unter 1000°C liegen¹³¹.

1.5.2 Numerische Analyse der resultierenden Temperatur- und Spannungsfelder

In Fügeverbunden aus Werkstoffen unterschiedlichen thermischen Dehnungsverhaltens bauen sich temperaturabhängige Eigenspannungen auf, die den Fügepartner mit dem geringeren thermischen Dehnungskoeffizienten unter Druckspannungen, denjenigen mit dem höheren thermischen Dehnungskoeffizienten unter Zugspannungen setzen. Werden die Grenzlaster für eine elastische Verformung überschritten, kommt es zu plastischer Verformung, zur

Bildung von Mikrorissen und schließlich zum Bauteilversagen durch Bruch. Werkstoffe mit unzureichender plastischer Verformbarkeit, wie Keramiken oder graphitische Werkstoffe, bilden Risse nahe der Grenzschicht zum Fügepartner oder generieren Risse im Lot¹⁵⁴. Thermische Beanspruchung superponiert ein Spannungsfeld, das den Eigenspannungszustand zum Teil mindert, die Ausbreitung vorhandener Schadensbilder jedoch begünstigt. Insbesondere zyklische Wärmelasten begünstigen das Rißwachstum im keramischen Fügepartner bzw. im Lot.

Zweidimensionale, für komplexe Bauteilgeometrien dreidimensionale Modellierungen mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente ermöglichen unter Berücksichtigung der tatsächlichen Bauteilgeometrie die Berechnung des belastungsspezifischen Temperaturfeldes und der daraus resultierenden Spannungen und Verformungen der Verbundstruktur. Daraus wird das ortsabhängige Spannungsfeld berechnet¹⁵⁵. Spannungssingularitäten, die theoretisch aufgrund des unstetigen Überganges der mechanischen Eigenschaften an freien Grenzflächen des Verbundes auftreten können, sind erfassbar und können dargestellt werden^{156;157}. Die Stärke einer Spannungssingularität kann analytisch bestimmt werden und wird durch die Singularitätspotenz repräsentiert^{158;159}.

Beispielhaft sei hier auf Arbeiten von Vieider et al.²⁰ und Smid et al.¹¹⁴ verwiesen, in denen das Temperaturfeld von Divertormodulen des Flachziegeltyps aus dem Werkstoffverbund Aerolor-A05 mit TZM berechnet wird. Für einen Wärmefluß von 10 MW/m² wurden CFC seitige Oberflächentemperaturen von 1600°C bis 1700°C nachgewiesen, ein stationärer Zustand stellt sich nach 25 s ein. In einer weiteren Arbeit von Smid et al.¹⁵³ wurde für eine Vielzahl von Werkstoffverbunden aus CFC Materialien und Feinkorngraphit mit Wärmesenken aus Kupferwerkstoffen, TZM, W5Re und kupferinfiltriertem Wolfram W30Cu eine Analyse des thermomechanischen Verhaltens durchgeführt. Die Berechnungen beziehen sich auf eine Nennlast nach ITER Vorgaben von 15 MW/m². Für thermisch gut angepaßte Werkstoffverbunde aus CFC Werkstoffen und refraktären Wärmesenken aus TZM oder W5Re konnte die strukturelle Integrität numerisch bestätigt werden. Die ITER Vorgaben hinsichtlich einer maximalen Oberflächentemperatur von 1100°C werden jedoch nicht erfüllt. An Verbundstrukturen aus CFC Ziegeln mit Kupfer-Werkstoffen können die Temperaturvorgaben des ITER Konzeptes erfüllt werden, die auftretenden Spannungen können jedoch nur mit komplexen Verbundstrukturen, die duktile Zwischenlagen (compliant layer) vorsehen, zufriedenstellend aufgenommen werden. Akiba et al.¹⁶⁰ weisen für den Flachziegeltyp nach, daß die Spannungsrechnung höhere Spannungsfelder vorhersagt, als sie experimentell bestätigt werden können. Eine umfangreiche Analyse des thermomechanischen Verhaltens eines zyklisch belasteten, ebenen CFC/TZM Lotverbundes unter Verwendung eines Cu1Cr Aktivlotes wird von You et al. gegeben^{161;162}. Als Hauptursache des mikroskopischen Bauteilversagens wird hier thermische Ermüdung nachgewiesen.

1.6 Ziel der Arbeit

Mit TEXTOR¹⁶³ (Toroidal Experiment for Technology Orientated Research) verfügt das Forschungszentrum Jülich über einen Tokamak, der als Forschungstokamak für technologische Fragestellungen konzipiert wurde. Durch die erweiterten Möglichkeiten an TEXTOR-94 sind maximale Entladungszeiten von 10 s erreichbar¹⁶⁴. Damit besteht unter anderem die Möglichkeit zu Studien von Plasma-Werkstoff Wechselwirkungen unter quasistationären Bedingungen, die insbesondere zu Erosions- und Redepositionsphänomenen detailliertere Aussagen erwarten lassen¹⁶⁵.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung von aktiv gekühlten Testlimitern zum Studium von Plasma-Werkstoff Wechselwirkungen, die innerhalb der Dauer einer Plasmaentladung an TEXTOR-94 einen annähernd stationären Zustand erreichen. Die Testlimiter werden für eine Nennlast von 10 MW/m² ausgelegt.

Aus der Analyse des thermischen Lastfalles, der durch die Bedingungen im TEXTOR Randschichtplasma gegeben ist, wird eine optimierte Bauteilgeometrie abgeleitet. Für den experimentellen Einsatz in der vorgesehenen TEXTOR Schleuse III wird eine sphärische Bauform gewählt, die in zwei verbindungstechnischen Varianten realisiert wird. Die Werkstoffverbunde sehen plasmaseitig den CFC - Werkstoff SEPCARB-N11 bzw. Wolfram vor. Für die wassergekühlte, metallische Wärmesenke wird die Molybdänlegierung TZM verwendet.

Der Verbund CFC-TZM wird durch flußmittelfreies Aktivlöten hergestellt. Die sphärische Bauform des Testlimiters erfordert eine verfahrenstechnisch optimierte Verbundlösung. Aus der Analyse des fügetechnisch bedingten Eigenspannungszustandes und der Entwicklung des resultierenden Spannungsfeldes unter Nennlast werden Gestaltungs- und Fertigungsvorschriften abgeleitet.

Wolfram wird als thermisch gespritzte Schicht durch Niederdruck-Plasmaspritzen (LPPS: Low Pressure Plasma Spraying) auf TZM aufgebracht. Dabei soll unter Einsatz handelsüblicher Spritzpulver sowohl eine reproduzierbare Schichtporosität von ca. 10% als auch eine hohe Auftragsleistung erreicht werden.

Das Bauteilverhalten beider technologischer Varianten wird mit prototypischen Testlimitern an der Ionenstrahlanlage der KFA durch Screening Tests untersucht. Das modellierte Kühlverhalten und die Einsatzsicherheit der Testlimiter unter Hochvakuumbedingungen wird experimentell bestätigt.

Optimierte Testlimiter werden in TEXTOR eingesetzt. Die numerischen Analysen der transienten wie stationären Temperaturfelder werden experimentell verifiziert. Durch erste Untersuchungen zum Erosionsverhalten erfolgt eine qualitative Bestätigung der Einsatzmöglichkeiten aktiv gekühlter Testlimiter zum Studium von Plasma-Werkstoff Wechselwirkungen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Strömungsmechanik

2.1.1 Größen und Einheiten

m	1 kg	Masse
T	1 K	Temperatur
d	1 m	(charakteristischer) Durchmesser
d _h	1 m	hydraulischer Durchmesser
l	1 m	(charakteristische) Länge
u	1 m/s	(Strömungs-)geschwindigkeit
ρ	1 kg/m ³	Dichte
c _p	1 J/kg.K	isobare spezifische Wärme
ν	1 m ² /s	kinematische Viskosität
g	9,81 m/s ²	Erdbeschleunigung
h	1 m	rel. Höhe des lokalen Querschnittes der Flüssigkeitssäule
p	1 Pa = 10 ⁻⁵ bar	Druck
ξ _j	1	Rohrreibungszahl des Rohrabchnittes „j“
ξ _i	1	Widerstandsbeiwert des Einbauelementes „i“
δ	1 m	Dicke der Grenzschicht der Strömung
k	1 m	Oberflächenrauigkeit.

2.1.2 Grundlagen

Aus der eingekoppelten Wärmelast und einem maximal zulässigen Temperaturhub im Kühlmedium kann ein minimaler Kühlmitteldurchsatz nach Gleichung (2.1) abgeschätzt werden

$$P = \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T \quad (2.1)$$

Es ist bekannt, daß die Effizienz des Wärmeüberganges stark an die Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmediums gekoppelt ist^{143;144}. Sie nimmt prinzipiell mit der Reynoldszahl und daher mit höherer Strömungsgeschwindigkeit zu. Aus der Literatur sind für wassergekühlte Komponenten im plasmainteraktiven Einsatz Strömungsgeschwindigkeiten um 10 m/s bekannt^{148;166;167}. Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung der Hydraulik läßt sich nun aus der Kenntnis des erforderlichen Mindestdurchsatzes der maximal zulässige Strömungsquerschnitt bestimmen. Damit ist eine überschlägige Bestimmung der Reynoldszahl und die Klassifizierung nach dem Turbulenzgrad möglich. Für Kühlaufgaben wird eine turbulente Strömung angestrebt. Die kritische Reynoldszahl beschreibt den Übergang von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung. Es gilt das Kriterium

$$\text{laminar: } 2320 < Re_{krit.} < 10^4 \quad \text{turbulent} \quad (2.2)$$

Die Reynoldszahl wird nach Gleichung (2.3) ermittelt.

$$Re = \frac{u \cdot d_h}{\nu} \quad (2.3)$$

Die Berechnung hydraulischer Durchmesser d_h durchströmter Querschnitte erfolgt nach Gleichung (2.4), wobei A der effektive, der Strömung zur Verfügung stehende Querschnitt und U der benetzte Umfang ist.

$$d_h = \frac{4 \cdot A}{U} \quad (2.4)$$

2.1.3 Hydrodynamische Druckbilanz

Die Abschätzung der hydrodynamischen Druckbilanz erfolgt mit der um einen Verlustterm erweiterten Bernoulligleichung.

$$\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u^2 + \rho \cdot g \cdot h + p + \Delta p_{\text{Verlust}} = \text{const.} \quad (2.5)$$

Der Verlustterm $\Delta p_{\text{Verlust}}$ wird als Summe eines reinen Rohrreibungstermes und der Druckverluste durch die diversen Einbauten dargestellt¹⁶⁸. Es gilt

$$\Delta p_{\text{Verlust}} = \frac{1}{2} \cdot \sum_{j=1}^n \frac{\xi_j \cdot l_j}{d_j} \cdot \rho \cdot u_j^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \zeta_i \cdot \rho \cdot u_i^2 \quad (2.6)$$

In Abhängigkeit von den Strömungsverhältnissen und dem Verhältnis aus Wandrauhigkeit k zu Grenzschichtdicke δ des Stromprofils kann die Rohrreibungszahl ξ rechnerisch ermittelt werden. Man spricht von hydraulisch glatten Rohren, wenn $\delta/k \geq 1$ ist. Diese Bedingung wird in guter Näherung durch die Abschätzgleichung¹⁶⁸ $Re < 65 \cdot d/k$ beschrieben. Rauigkeiten von neuen, nahtlos gewalzten oder gezogenen Stahlrohren betragen 0,02 mm bis maximal 0,1 mm, im Falle extremer Abnutzung 1 mm.

Zur Abschätzung der Rohrreibungszahl ξ , gilt für den Übergangsbereich von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung: $2320 < Re_{\text{krit.}} < 10^4$ die Formel von Blasius, für den turbulenten Bereich mit $10^5 < Re_{\text{krit.}} < 10^8$ rechnet man nach Nikuradse. Prantl und Kármán geben eine Bestimmungsgleichung an, die für den gesamten turbulenten Bereich gültig ist. Wegen ihrer impliziten Form wird sie in der Praxis jedoch häufig durch eine Näherungsdarstellung ersetzt. In der Zusammenschau von Tabelle 2.1 wird ein Überblick gegeben.

Die Bestimmung des Widerstandsbeiwertes ζ eines gekrümmten Rechteckquerschnittes der Spaltweite s und der abgewinkelten Querschnittslänge b geschieht näherungsweise nach Gleichung (2.7).

$$\zeta = \zeta_0 \cdot \frac{s}{b} \quad (2.7)$$

ζ_0 ist der Widerstandsbeiwert eines winkelgleichen Rohrkrümmers mit Kreisquerschnitt¹⁶⁸ bei einem Durchmesser $d = d_h$. Die Kontrolle des Widerstandsbeiwertes kann über eine Abschätzung nach Mishra und Gupta¹⁶⁹ erfolgen. Danach wird der Widerstandsbeiwert für eine turbulent durchströmte Rohrwendel nach Gleichung (2.8) berechnet.

$$\zeta = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \cdot \left[1 + 0,095 \cdot \left(\frac{d_h}{2 \cdot r_{HotSpot}} \right)^{0,5} \cdot Re^{0,25} \right] \quad (2.8)$$

Anwendungsfall		Gleichung für die Rohrreibungszahl ¹⁶⁸
hydraulisch glatt		
1	Blasius $2320 < Re_{krit.} < 10^4$	$\xi = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}}$
2	Nikuradse $10^5 < Re_{krit.} < 10^8$	$\xi = 0,0032 + \frac{0,221}{Re^{0,237}}$
3	Prandtl und Kármán $2320 < Re_{krit.}$ gesamter Turbulenzbereich	$\xi = \frac{1}{\left[2 \cdot \lg \left(\frac{Re \cdot \sqrt{\xi}}{2,52} \right) \right]^2} \equiv \frac{0,309}{\left[2 \cdot \lg \left(\frac{Re}{7} \right) \right]^2}$
hydraulisch rauh		
4	Nikuradse gesamter Bereich	$\xi = \frac{1}{\left[2 \cdot \lg \left(\frac{3,71 \cdot Re}{k} \right) \right]^2}$
Mischbereich		
5	Colebrook gesamter Bereich	$\xi = \frac{1}{\left[2 \cdot \lg \left(\frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{\xi}} \right) + \frac{0,27}{d/k} \right]^2}$

Tabelle 2.1 Zusammenstellung einiger Bestimmungsgleichungen für die Rohrreibungszahl.

2.2 Wärmeleitung, Konvektion

2.2.1 Größen und Einheiten

P	1 W	Leistung
$P_{/A}$	1 W/m ²	Wärmestrom
$A_{\text{eff.}}$	1 m ²	effektive Wechselwirkungsfläche
T	1 K	Temperatur
t	1 s	Zeit
l	1 m	(charakteristische) Länge
ρ	1 kg/m ³	Dichte
λ	1 W/m.K	Wärmeleitfähigkeit
α	1 W/m ² .K	Wärmeübergangskoeffizient
a	1 m ² /s	Temperaturleitfähigkeit
c_p	1 J/kg.K	isobare spezifische Wärme

2.2.2 Grundlagen

Das zeit- und ortsabhängige Temperaturfeld eines Körpers unter thermischer Belastung wird durch die Wärmeleitungsgleichung beschrieben. In der Bilanzgleichung (2.9) beschreibt das Volumsintegral die Abnahme des Wärmehaltes in einem geschlossenen Gebiet G, die beiden Flächenintegrale bilanzieren diesen Wärmeverlust als Wärmestrom über die geschlossene, das Gebiet G berandende Fläche ∂G . Dabei wird im zweiten Flächenintegral die Newton'sche Beschreibung des Wärmestromes nach Gleichung (2.10) als Fluß in Richtung des maximalen Temperaturunterschiedes, genauer, in Richtung der maximalen Temperaturabnahme, gewichtet um einen Vorfaktor λ , der die Wärmeleitfähigkeit des Mediums, welches das umschlossene Gebiet ausfüllt, benutzt. Das negative Vorzeichen kommt durch die Definition des Gradienten eines Skalarfeldes: als Vektor in Richtung der maximalen Zunahme des Skalarfeldes, zustande.

$$-\iiint_G \frac{\partial q(\vec{x}, t)}{\partial t} d^3x = \iint_{\partial G} \bar{P}_{/A}(\vec{x}, t) \cdot d\vec{f} = -\iint_{\partial G} \lambda \cdot \nabla T(\vec{x}, t) \cdot d\vec{f} \quad (2.9)$$

$$\bar{P}_{/A}(\vec{x}, t) = -\lambda \cdot \nabla T(\vec{x}, t) \quad (2.10)$$

Aus der Anwendung des Gauß'schen Integralsatzes auf das rechte der beiden Flächenintegrale in Gleichung (2.9) leitet sich die allgemein gebräuchliche, Fourier'sche Form der Wärmeleitungsgleichung ab. Dabei gilt für den auf das Einheitsvolumen reduzierten Wärmehalt des Mediums im Gebiet G die bekannte Beziehung: $q = \rho \cdot c_p \cdot T$. Es bedeuten ρ die Dichte des betrachteten Mediums, c_p dessen spezifische Wärme unter isobaren Bedingungen und λ dessen Wärmeleitfähigkeit. Unter der Voraussetzung einer ortsunabhängigen Wärmeleitfähigkeit gilt

$$\frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \cdot \Delta T(\vec{x}, t) = a \cdot \Delta T(\vec{x}, t). \quad (2.11)$$

Der Vorfaktor a heißt Temperaturleitfähigkeit. Die koordinatenfreie Formulierung des Wärmeleitproblems erfordert zur Konkretisierung auf den Anwendungsfall die Darstellung in einem, durch die Ränder des aktuellen Problems vorgegebenen Koordinatensystem. Die exakte analytische Lösung des Wärmeleitproblems ist für viele technische Anwendungen nicht möglich. Hier werden numerische Verfahren nach der Methode der Finiten Elemente erfolgreich eingesetzt. Die räumliche Struktur des lösenden Funktionensystems kann jedoch in vielen Fällen für eine erste Abschätzung sowohl der stationären Bedingungen als auch des Zeitverhaltens unberücksichtigt bleiben.

Der Newton'sche Ansatz zur Beschreibung des Wärmetransportes innerhalb eines Mediums in der Form $\vec{P}_{/A}(\vec{x}, t) = -\lambda \cdot \nabla T(\vec{x}, t)$ beschreibt den Wärmestrom mit Hilfe des Gradienten des anliegenden Temperaturfeldes. Da aus Energieerhaltungsgründen keine Wärme verloren gehen kann, müssen die Grenzwerte der Temperaturfelder an der Grenzfläche zweier Medien identisch sein. Diese Aussage behält ihre Gültigkeit auch im Fall eines Wärmeüberganges von einem Festkörper in ein strömendes Medium. Der Newton'sche Ansatz lautet für diesen Fall

$$\vec{P}_{/A}(\vec{x}, t) = -\alpha \cdot (T_{\infty} - T_{Wand})|_{(\vec{x}, t)}, \quad (2.12)$$

wobei T_{∞} die asymptotische Temperatur bedeutet, gegen die das Temperaturprofil innerhalb des strömenden Mediums bei hinreichender Entfernung von der angeströmten Grenzfläche strebt. T_{Wand} ist die lokale Grenzflächentemperatur des angeströmten Festkörpers. Der Wärmeübergangskoeffizient α ist Transportkoeffizient für den Wärmeübergang. Seine Dimension beträgt $1 \text{ W/m}^2\text{K}$; das entspricht der Einheitengleichung $[\alpha] = [\lambda] / [L]$. Somit kann α als eine, auf das Wärmeübergangsproblem charakteristische Länge des Transportphänomens bezogene Wärmeleitfähigkeit interpretiert werden. Diese charakteristische Länge ist die Dicke der thermischen Grenzschicht δ_{th} . Es gilt die Beziehung

$$\alpha = \frac{\lambda_{Medium}}{\delta_{th}} \quad (2.13)$$

2.2.3 Analytische Abschätzung zum Wärmeleitproblem

Die analytischen Abschätzungen des stationären wie des transienten Temperaturfeldes erfolgen auf der Basis von bekannten Lösungen der Wärmeleitungsgleichung und des Newton'schen Ansatzes zur Beschreibung des Wärmestromes. In der Formulierung des thermischen Lastfalles wird in unterschiedlicher Weise zu vereinfachenden Darstellungen gegriffen. Aus der Literatur sind für viele Spezialfälle Lösungen des Wärmeleitproblems angegeben. Sie erfassen jedoch nicht die Besonderheiten des thermischen Lastfalles, wie sie aus der Bauteilgeometrie und dem exponentiellen Verlauf der Leistungsdichte eines Randschichtplasmas in Tokamakmaschinen vorgegeben sind^{138 - 140}. Sie sind darüber hinaus in vielen Fällen nicht für den Fall von mehrlagigen Strukturen mit anschließendem Wärmeübergang in ein Kühlmedium vorgesehen. Eine Übersicht über einige Lösungen der Wärmeleitungsgleichung, wie sie nachfolgend verwendet werden, ist in Tabelle (2.2) gegeben.

Lastfall		Lösung der Wärmeleitungsgleichung
stationär ; [143; pp. 243]		
1	ebenes, mehrlagiges Problem, konvektiver Wärmeübergang berücksichtigt, homogen einkoppelnde Last an einer äußeren Grenzfläche.	$\Delta T = P_{IA} \cdot \left(\sum_{i=1}^n \frac{l_i}{\lambda_i} + \sum_{j=1}^m \frac{1}{\alpha_j} \right)$
2	zylindrisches Problem, Mehrlagigkeit berücksichtigt, konvektiver Wärmeübergang berücksichtigt, homogen einkoppelnde Last an einer berandenden Grenzfläche.	$\Delta T_i = \frac{P}{2 \cdot \pi \cdot l \cdot \lambda_i} \cdot \ln \frac{r_i}{r_{i-1}} \quad \text{exakte Lösung}$ $\Delta T_i = P_{IA} \cdot \frac{\Delta r_i}{\lambda_i} \cdot \left(1 - \frac{\Delta r_i}{r_{i-1}} \right) \quad \text{Näherungslösung:} \quad \forall \frac{r_i}{r_{i-1}} \leq 2$ sinnvoll wenn $\Delta r_i \ll r_{i-1} \quad \forall i$
3	sphärisches Problem, Mehrlagigkeit berücksichtigt, konvektiver Wärmeübergang berücksichtigt, homogen einkoppelnde Last an einer berandenden Grenzfläche.	$\Delta T = \frac{P}{4 \cdot \pi} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \cdot \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_{i+1}} \right); \quad P = P_{IA} \cdot A_{eff.}; \quad A_{eff.} = a_{\%} \cdot 4 \cdot \pi \cdot R^2$ $a_{\%}$: wechselwirkungsaktiver Teil der Kugeloberfläche $a_{\%}$ am Limiter: $\cong 25\%$ der Halbkugelfläche
transient ; [139; pp.112]; [141; pp.73]		
4	ebenes, einlagiges Problem, homogen einkoppelnde Quelle an der Oberfläche $x = l$, $T(x=0) = T_0 \quad \forall t$, bedeutet Kühlung oder im Fall kleiner Zeiten: Wärmefront dringt nicht bis zur Nulllinie vor!	$\Delta T = \frac{P_{IA}}{\lambda} \cdot \left(x - \frac{8 \cdot l}{\pi^2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^2} \cdot e^{-\frac{a \cdot (2n+1)^2 \cdot \pi^2 \cdot t}{4 \cdot l^2}} \cdot \sin \frac{(2n+1) \cdot \pi \cdot x}{2 \cdot l} \right)$ mit $x \rightarrow x - l$ und $T(l) = 0$ transformierbar auf: $\Delta T = \frac{P_{IA}}{\lambda} \cdot \left(2 \cdot \sqrt{\frac{a \cdot t}{\pi}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4 \cdot a \cdot t}} - x \cdot \left[1 - \operatorname{erf} \frac{x}{2 \cdot \sqrt{a \cdot t}} \right] \right)$ $\Delta T = 2 \cdot P_{IA} \cdot \sqrt{\frac{t}{\pi \cdot \rho \cdot \lambda \cdot c_p}} \quad \text{für } x = 0 \quad (\text{Oberfläche, da Transf.!!})$
5	ebenes, einlagiges Problem, homogen einkoppelnde Quelle an der Oberfläche $x = l$, $P_{IA}(x=0) = 0 \quad \forall t$, bedeutet: Wärmefront dringt nicht bis zur Nulllinie vor!	$\Delta T = \frac{P_{IA} \cdot t}{\rho \cdot c_p \cdot l} + \frac{P_{IA} \cdot l}{\lambda} \cdot \left(\frac{3 \cdot x^2 - l^2}{6 \cdot l^2} - \frac{2}{\pi^2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^2} \cdot e^{-\frac{a \cdot n^2 \cdot \pi^2 \cdot t}{l^2}} \cdot \cos \frac{n \cdot \pi \cdot x}{l} \right)$
6 ¹⁴¹	ebenes, einlagiges Problem: Temperaturfeld an der Oberfläche, gaußförmig verteilte, einkoppelnde Quelle an der Oberfläche an $x = 0$, $P_{IA}(x = \infty) = 0 \quad \forall t$, bedeutet: Wärmefront dringt nicht bis zur Tiefe „ ∞ “ vor!	$\Delta T(t x=0) = \frac{P_{IA}^{HotSpot} \cdot R_{1/2}}{2 \cdot \lambda \cdot \sqrt{\pi/2}} \cdot \operatorname{atg} \left(\frac{\sqrt{8 \cdot a \cdot t}}{R_{1/2}} \right)$ $R_{1/2}$: Halbwertsbreite der Quelle

Tabelle 2.2 Übersicht über die nachfolgend verwendeten Lösungen der Wärmeleitungsgleichung.

2.2.4 Thermodynamische Stoffdaten

Die erforderlichen thermodynamischen Stoffdaten für die späteren Berechnungen des Temperaturfeldes sind in Tabelle (2.3) zusammengefaßt.

Werkstoff	Temperaturen [°C]					
CFC-N11,(-N112)¹⁷⁰	23	350	500	1000	1500	2000
E [MPa] x 10 ³	20 / = // 28			22 / = // 30,5		23,5 / = // 33
α [10 ⁻⁶ / K]	-	-	(1,6 / = // 2,8)	2,4 / = // 3,7	(2,9 / = // 4,5)	-
λ [W/m.K]	210 / = // 170	(140 / = // 123)	(131 / = // 105)	80 / = // 65	(76 / = // 63)	(58 / = // 52)
c_p [J/kg.K]	800	(1430)	(1580)	1890	(2030)	(2060)
TZM¹⁷¹	20	500	1000	1500	2000	2500
E [MPa]	300.000	260.000	220.000	140.000	40.000	
α [10 ⁻⁶ / K]	5,3	5,6	6,0	6,5	7,2	8,0
λ [W/m.K]	125	115	100	87	75	67
c_p [J/kg.K]	240	250	290	330	400	500
W¹⁷²	20	500	1000	1500	2000	
E [MPa]	400.000	382.000	362.000	331.000	290.000	
α [10 ⁻⁶ / K]	4,4	4,5	4,7	5,0	5,4	
λ [W/m.K]	144	128	113	106	102	
c_p [J/kg.K]	134	142	151	160	168	
Cu¹⁷²	20	100	200	300		
E [MPa]	92.300	95.300	88.600			
α [10 ⁻⁶ / K]	16,7	17	17,3	17,7		
λ [W/m.K]	391	185	377	377		
c_p [J/kg.K]	385	390	420	-		
H₂O^{143; 145}	10	20	30	50	80	100
c_p [J/kg.K]	4195	4179	4174	4210	4296	4460
λ [W/m.K]	0,585	0,604	0,645	0,680	0,684	0,666
ν [10 ⁻⁶ m ² /s]	1,31	1,004	0,801	0,553	0,365	0,295

Tabelle 2.3 Thermodynamische Daten typischer Konstruktionswerkstoffe für plasmainteraktive Komponenten und Wasser.

2.2.5 Abschätzung des Wärmeübergangsverhaltens

2.2.6 Theoretischer Ansatz

Gleichung (2.14) beschreibt definiert über die Beziehung $\alpha = \lambda / \delta_{th}$ eine thermische Grenzschicht, die das jeweilige Kühlproblem spezifisch charakterisiert. Sie ist einer verallgemeinernden maschinenbaulichen Praxis daher nur schwer zugänglich. Dem gegenüber steht eine charakteristische Größe l , die aus der Geometrie des Wärmeübergangsproblems herrührt. Diese ist für Rohre mit deren lichter Weite, für rohrähnliche Geometrien mit dem hydraulischen Durchmesser, entlang von Platten mit der Länge des Strompfades gleichzusetzen. Erweitert man damit obige Gleichung für α , gewinnt man eine Darstellung, die den Wärmeübergangskoeffizienten als Produkt aus einer thermohydraulischen Kennzahl $Nu = (l / \delta_{th})$, der sog. Nusseltzahl, und einer auf die charakteristische Geometriegröße des Wärmeübergangsproblems bezogenen Wärmeleitfähigkeit (λ / l) beschreibt.

$$\alpha = Nu \cdot \frac{\lambda_{Medium}}{l_{char.}}; \quad Nu =: \frac{l_{char.}}{\delta_{th}} \quad (2.14)$$

Diese Darstellung leitet sich wesentlich aus der Phänomenologie des Problems ab und zeigt auf, daß der Wärmeübergangskoeffizient über die Nusseltzahl wesentlich von den strömungstechnischen Details des Wärmeübergangsproblems mitbestimmt wird: die Richtung des Wärmestromes, die geometrische Gestaltung der Grenzfläche der Medien, Details der Anströmung der Grenzfläche wie freie oder erzwungene Strömung und Turbulenzgrad der Strömung; schließlich Materialeigenschaften des strömenden Mediums wie Dichte, Viskosität spezifische Wärme und Wärmeleitfähigkeit gehören zu den bestimmenden Parametern. Eine geschlossene Theorie zur Beschreibung von Wärmeübergangsprozessen existiert nicht. Der Rückgriff auf experimentell ermittelte Zahlenwerte weist damit rechnerisch ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten für ähnlich gestaltete Problemstellungen den qualitativen Stellenwert einer Abschätzung zu, die zu ihrer Überprüfung der experimentellen Verifizierung bedürfen¹⁴³.

2.2.7 Berechnungsmethoden zu Wärmeübergängen

Aus der Literatur sind zahlreiche, auf besondere thermohydraulische Bedingungen abgestimmte, Abschätzungen für die Nusseltzahl bekannt^{138;143;173;174}. Tabelle 2.4 zeigt einen Auszug. Die angegebenen Zahlenwertgleichungen beziehen sich auf gerade, hydraulisch glatte Rohre mit Kreisquerschnitt. Bei Abweichungen vom Kreisquerschnitt ist der entsprechende hydraulische Durchmesser einzusetzen. Die Gültigkeitsbereiche der Gleichungen sind angegeben. Während in den Gleichungen der Fälle 1 bis 4 die einzelnen Größen für die jeweilige Einsatztemperatur berechnet werden müssen, wird im Fall 5 der Wärmeübergangskoeffizient direkt mit Hilfe einer für das jeweilige Medium ermittelten Stoffwertfunktion f_{Medium} bestimmt. Die Stoffwertfunktion ist theoretisch¹⁴⁵, und experimentell bestimmbar. In

Abbildung 2.1 ist die Stoffwertfunktion von Wasser unter Annahme von Einphasigkeit dargestellt.

	thermohydraulischer Lastfall	Nusseltzahl bzw. Wärmeübergangskoeffizient
1 ¹⁴³	laminaire, erzwungene Strömung von Flüssigkeiten und Gasen, hydraulisch glattes Rohr, Re < 2320.	nach Stephan $Nu = 3,66 + \frac{0,0677 \cdot \left(\text{Pr} \cdot \text{Re} \cdot \frac{d}{l} \right)^{1,33}}{1 + 0,1 \cdot \text{Pr} \cdot \left(\text{Re} \cdot \frac{d}{l} \right)^{0,83}}$ [143; (pp.243)]
2 ¹⁴³	erzwungene Strömung von Flüssigkeiten, $\Delta T = T_W - T_\infty < 30 \text{ K}$, Re > 2320, hydraulisch glattes Rohr.	nach Kraußhold: für $2320 < \text{Re} < 10^4$: Werte zu hoch bei Flüssigkeitserwärmung $Nu = 0,032 \cdot \text{Re}^{0,8} \cdot \text{Pr}^{0,37} \cdot \left(\frac{d}{l} \right)^{0,054}$ bei Flüssigkeitsabkühlung $Nu = 0,032 \cdot \text{Re}^{0,8} \cdot \text{Pr}^{0,30} \cdot \left(\frac{d}{l} \right)^{0,054}$ [143; (pp.243)]
3 ¹⁴³	erzwungene Strömung von Flüssigkeiten, Turbulenz und Mischbereich, hydraulisch glattes Rohr, Re > 2320 .	nach Hausen: für Erwärmung und Abkühlung der Flüssigkeit geeignet $Nu = 0,0235 \cdot (\text{Re}^{0,8} - 230) \cdot (1,8 \cdot \text{Pr}^{0,30} - 0,8) \cdot \left[1 + \left(\frac{d}{l} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \cdot \left(\frac{v_{\infty}}{v_{\text{Wand}}} \right)^{0,14}$ [143; (pp.243)]
4 ¹⁴⁵	turbulente Rohrinnenströmung, hydraulisch glattes Rohr, $2320 < \text{Re} < 10^6$, $l > d_{\text{innen}}$, $0,6 < \text{Pr} < 1000$, $0,1 < \text{Pr}_\infty / \text{Pr}_{\text{Wand}} < 10$, $0,5 < T_\infty / T_{\text{Wand}} < 1,5$.	$Nu = \frac{\frac{\xi}{8} \cdot (\text{Re} - 1000) \cdot \text{Pr}}{1 + 12,7 \cdot \sqrt{\frac{\xi}{8}} \cdot \left(\text{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1 \right)} \cdot \left(1 + \left[\frac{d_i}{l} \right]^{\frac{2}{3}} \right) \cdot \left(\frac{\text{Pr}_\infty}{\text{Pr}_{\text{Wand}}} \right)^{\frac{2}{3}}$ [145; (pp.19)]
5 ¹⁴⁵	turbulente Rohrinnenströmung, hydraulisch glattes Rohr, Einphasiges Medium.	$\alpha = 0,037 \cdot f_{\text{Medium}} \cdot \frac{u^{0,8}}{l^{0,2}}$ f_{Medium} : Stoffwertfunktion; [145; (pp.56)]

Tabelle 2.4 Bestimmung der Nusseltzahl bzw. des Wärmeübergangskoeffizienten für unterschiedliche thermohydraulische Fälle.

Für hydraulisch raue Rohre wird die Nusseltzahl nach Gleichung (2.15) berechnet

$$Nu_{\text{rauh}} = Nu_{\text{glatt}} \cdot \left(1,87 + 0,54 \cdot 10^3 \cdot \frac{k}{d} \right) \quad (2.15)$$

Für den Wärmeübergangskoeffizienten in gekrümmten Rohren gilt Gleichung (2.16).

$$\alpha_{\text{krumm}} = \alpha_{\text{glatt}} \cdot \left(1 + \frac{21}{Re^{0,14}} \cdot \frac{d}{D} \right) \quad D \text{ Krümmungsdurchmesser.} \quad (2.16)$$

2.3 Spannungsrechnung

In Werkstoffverbunden kommt es aufgrund unterschiedlicher thermischer Dehnungskoeffizienten der Verbundkomponenten zu temperaturabhängigen Verformungen der Struktur und damit zur Ausbildung von räumlichen Spannungsfeldern. Im gegenständlichen Fall wird bei der Analyse der Spannungsverteilung davon ausgegangen, daß das totale Dehnungsinkrement $d\epsilon_{ik}$ als Summe der elastischen, plastischen und thermischen Dehnungsinkremente dargestellt werden kann. Es gilt die Beziehung

$$d\epsilon_{ik}^{el} = d\epsilon_{ik}^{el} + d\epsilon_{ik}^{pl} + d\epsilon_{ik}^{th} \quad (2.17)$$

Daraus leiten sich der elastische, plastische und thermische Anteil der Komponenten des Spannungstensors ab. Im isotropen Fall gilt für den thermischen Anteil zum Gesamtdehnungsinkrement die Gleichung

$$d\epsilon_{ik}^{th} = \delta_{ik} \cdot \alpha \cdot (T - T_0) = \delta_{ik} \cdot \alpha \cdot \Delta T \quad (2.18)$$

Dabei bedeutet T die momentane Temperatur, T_0 die Referenztemperatur des Spannungszustandes, α bezeichnet den thermischen Dehnungskoeffizienten. Der elastische Anteil des Spannungsinkrements wird aus dem elastischen Anteil des Dehnungsinkrements nach dem Hook'schen Gesetz berechnet, wobei D_{iklm} die Elemente des Elastizitätstensors sind. Es gilt:

$$d\sigma_{ik} = D_{iklm} \cdot (d\epsilon_{ik} - d\epsilon_{ik}^{pl} - d\epsilon_{ik}^{th}) \quad (2.19)$$

Der Elastizitätstensor genügt dem Bildungsgesetz

$$D_{iklm} = \mu \cdot (\delta_{il} \cdot \delta_{km} + \delta_{im} \cdot \delta_{kl}) + \lambda' \cdot \delta_{ik} \cdot \delta_{lm} \quad (2.20)$$

Für den Schubmodul μ und die Lamé'sche Konstante λ' gelten die Beziehungen

$$\mu = \frac{E}{2 \cdot (1 + \nu)}, \quad \lambda' = \frac{\nu \cdot E}{(1 + \nu) \cdot (1 - 2 \cdot \nu)} \quad (2.21)$$

Eine Möglichkeit zur Beurteilung des Spannungszustandes bildet die Berechnung einer Vergleichsspannung. Plastische Beiträge zur Dehnung können durch die Konstruktion einer Fließfunktion beschrieben werden¹⁷⁵. Nach der von Mises Theorie ergibt sich für die Vergleichsspannung der positiv definite Ausdruck von Gleichung (2.22)^{176;177}, wobei unter der

Wurzel die Differenzenquadrate der zyklisch vertauschten Eigenwerte aus der Hauptachsendarstellung des Spannungstensors stehen, wie er in Gleichung (2.19) angegeben ist.

$$\sigma_{vM} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{33} - \sigma_{11})^2} \quad (2.22)$$

Die praktische Auswertung erfolgt mit dem Finite-Elemente-Code *ABAQUS 5.4*¹⁷⁸.

3 Testanlagen

3.1 Ionenstrahlanlage MARION

3.1.1 Anlagenbeschreibung¹⁷⁹

MARION (Material Research Ion Beam Facility) ist eine Anlage zur Erzeugung energiereicher Ionen und Neutralteilchenflüsse mit einer maximalen Leistungsdichte von 120 MW/m² und - bei reduzierten Leistungsdichten - einer Höchstdauer von 30 s. Ursprünglich diente sie zur Entwicklung und zum Test von Neutralteilcheninjektoren für TEXTOR^{180;181;182}. Durch einen Umbau im Jahre 1986 wurde sie für Material- und Komponententests adaptiert und steht nun zur Simulation thermischer Belastungsfälle durch hochenergetische Teilchenstrahlen zur Verfügung¹⁸³. Es können sowohl aktiv wie passiv gekühlte Komponenten unter betriebsnahen Bedingungen untersucht werden. *Abbildung 3.1* zeigt ein Anlagenschema.

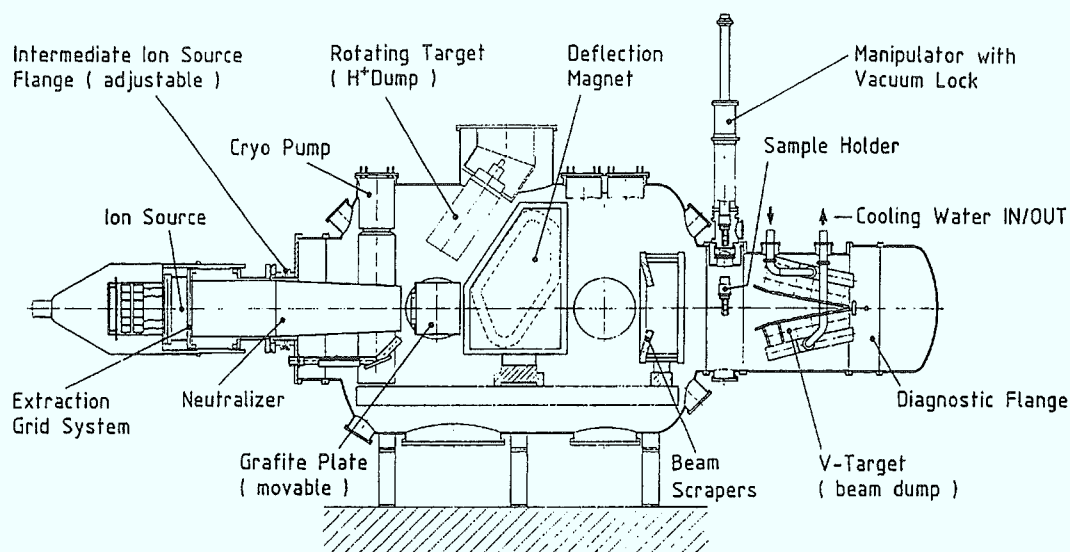


Abbildung 3.1 Aufbau von MARION.

Die Anlage gliedert sich folgendermaßen:

1. Ionenquelle¹⁸⁴ mit einem Accel-Decel- Beschleunigungssystem,
2. Neutralisator¹⁸¹ mit nachgeschaltetem Ablenkmagneten zum wahlweisen Abziehen von Restionen an ein rotierendes Target,
3. Testrezipient mit Kryopumpen zur Einstellung der Hochvakuumbedingungen¹⁸²,
4. Strahlbegrenzer,
5. Probenflansch. In diesen werden entweder fix auf einen Probenhalter montiert oder über einen Manipulator justierbar die zu testenden Proben und Bauteile eingebracht.
6. Diagnostikflansch mit einem wassergekühlten V-Target, welches nicht nur als Strahlsumpf dient, sondern über Kühlwasserkalorimetrie Aussagen über das vertikale Strahlprofil zuläßt.

Ein in das V-Target integriertes Kupfer - Differentialkalorimeter ermöglicht die Bestimmung der horizontalen Energiedichteverteilung des Ionenstrahles. Das Strahlprofil ist bei geeignet justierten Beschleunigungsgittern der Ionenquelle in beiden Achsrichtungen gaußförmig¹⁸⁵.

Über eine Schleuse am Probenflansch können passiv gekühlte Proben in den Rezipienten eingefahren werden, ohne daß die Anlage dazu belüftet werden muß. Aktiv gekühlte Proben hingegen können nur bei geöffnetem Rezipienten ein- und ausgebaut werden. Probengeometrie und Probeneinbau erfolgen unter Berücksichtigung des Strahlquerschnittes und der horizontalen wie vertikalen Leistungsdichteprofile.

Beschleunigungsspannung	15 kV - 60 kV
Strahlstrom	≤ 100 A
Leistung der Ionenquelle	6 MW
Leistungsdichte, maximal	120 MW/m ²
Pulsdauer	10 ms bei 120 MW/m ² 30 s bei max. 30 MW/m ²
Pulsanstiegszeit	≤ 200 ms
Strahlquerschnitt	320 x 400 mm ²
Betriebsgase	⁴ He; ⁴ He ⁺ ¹ H; ¹ H ⁺ - ¹ H ₂ ⁺ - ¹ H ₃ ⁺ - Mix
Schuß-Wiederholungsrate	5 min

Tabelle 3.1 MARION: technische Daten ¹⁷⁹.

Die wichtigsten diagnostischen Einrichtungen an MARION sind

1. Kühlwasserkalorimetrie,
2. Temperaturmessungen über IR-Pyrometer im Bereich 300°C - 1500°C und Zweifarbenpyrometer im Bereich 1000°C - 3500°C für Wellenlängen über 850 nm,
3. IR Kamera ($T > 25^\circ\text{C}$) mit 25 Bildern je Sekunde in Videotechnik,
4. CCD-Kamera und Videoaufzeichnung mit Möglichkeit der Falschfarbendarstellung und Messung der Oberflächentemperatur,
5. Thermoelemente und Dehnungsmeßstreifen,
6. Digitale Datenerfassung.

3.1.2 Ionen-Speziesverteilung, Neutralisationsgrad, Perveanzgesetz

Die Ionenquelle von MARION liefert entweder einen $^4\text{He}^+$ -Strahl¹⁸⁶ oder ein Gemisch aus $^1\text{H}^+$, $^1\text{H}_2^+$ und $^1\text{H}_3^+$ bzw. $^1\text{D}^+$, $^1\text{D}_2^+$ und $^1\text{D}_3^+$ Ionen¹⁸¹, welches sich abhängig vom Ionenstrom einstellt. In Abbildung 3.2 ist die gemessene Speziesverteilung¹⁸⁷ als Funktion des Strahlstromes dargestellt.

Falls erforderlich, kann der Ionenstrahl über Ladungstauschreaktionen neutralisiert werden. Abhängig von der Strahlleistung erreicht man für Wasserstoffstrahlen einen Neutralisationsgrad von 70% bis 80%, für Heliumstrahlen 75% bis 85%. Sind höhere Neutralisationsgrade gefordert, wird der Restionenanteil durch einen Ablenkmagnet aus dem Strahl geführt und über ein gesondertes, rotierendes Restionentarget abgezogen (vgl. Abbildung 3.1).

Die Speziesverteilung geht über die Gesetze der Ionenoptik^{183;187} in die Strom-Spannungs-Kennlinie der Ionenquelle ein. Eine exakte geometrische Justierung des Gittersystems der Ionenquelle ergibt radial - aus Superposition von Einzelstrahlen (beamlets) - ein gaußförmiges Strahlprofil. Eine abgestimmte Strom - Spannungsregelung gestattet ein Optimum bezüglich minimaler Strahldivergenz und maximaler Strahlleistung. Die Kennlinie der optimierten Ionenquelle wird durch das Perveanzge-

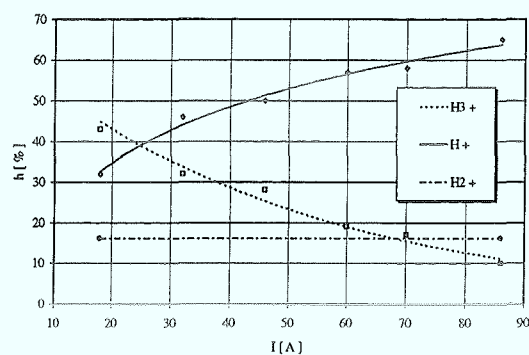


Abbildung 3.2 Verteilung der Ionen H^+ , H_2^+ und H_3^+ im Wasserstoffstrahl von MARION¹⁸⁷.

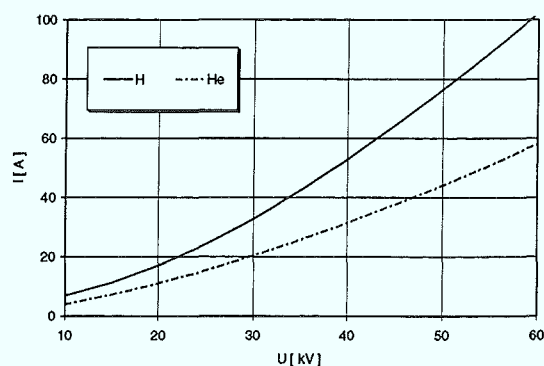


Abbildung 3.3 Strom - Spannungs - Kennlinie der Ionenquelle für Wasserstoff- und Heliumbetrieb von MARION im Perveanzbetrieb¹⁸⁷.

setz^{180;182;187} beschrieben. Abbildung 3.3 zeigt die Kennlinien der Ionenquelle für Wasserstoff- und Heliumstrahlen im Perveanzbetrieb.

Die nach der Perveanzforderung eingestellten Betriebszustände der Ionenquelle erzeugen Strahlleistungsdichten, die durch die eingesetzten Ionenspezies und deren Verteilung, sowie durch die Leistungsaufnahme der Ionenquelle bestimmt sind. In Abbildung 3.4 sind die Zusammenhänge für Wasserstoff- und Heliumstrahlen für Strahlleistungen bis 1100 kW dargestellt. Für die aktuelle Gitterjustierung wurde die in Abbildung 3.5 dargestellte Leistungsdichte im Strahlzentrum in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung gemessen.

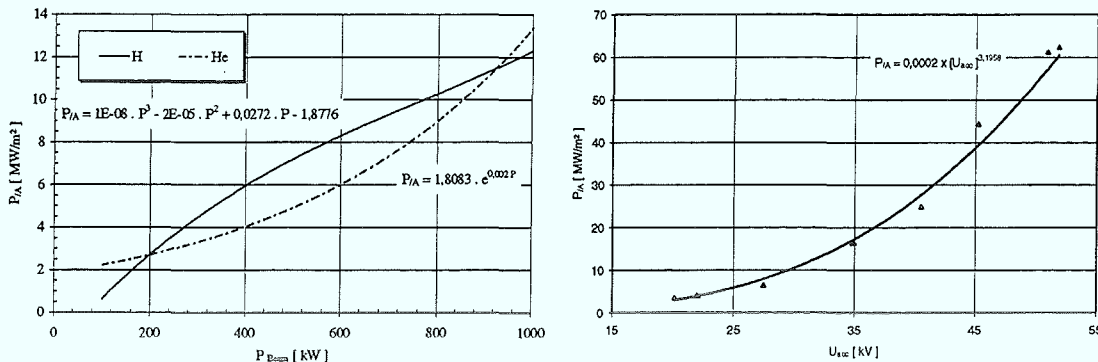


Abbildung 3.4 (links) Strahlleistungsdichten für Wasserstoff- und Heliumstrahlen für geringe Beschleunigungsspannungen bzw. Strahlleistungen.

Abbildung 3.5 (rechts) Überblicksdarstellung der Strahlleistungsdichten im Strahlzentrum von Wasserstoffstrahlen in der Einbauebene des Probenflansches.

3.1.3 Axiale und radiale Strahlprofile

Ionenoptische Effekte und die Wechselwirkung des Ionenstrahles mit den Neutralisatorgasen bewirken die Ausbildung eines axialen Strahlprofiles. Die Leistungsdichten, die in der Ebene des V-Targets ermittelt werden, sind für die Ebene des Probeneinbaues zu berechnen. Sie liegen in guter Näherung 26% über den kalorimetrisch ermittelten Werten am V-Target.

Die Bestimmung der radialen Verteilung der Strahlleistungsdichte erfolgt kalorimetrisch über das V-Target (Vertikalprofil) und das Differentialkalorimeter (Horizontalprofil) oder über eine gesondert eingebrachte, segmentierte Graphitplatte. In Abbildung 3.6 ist die Gegenüberstellung einer idealisierten Mo-

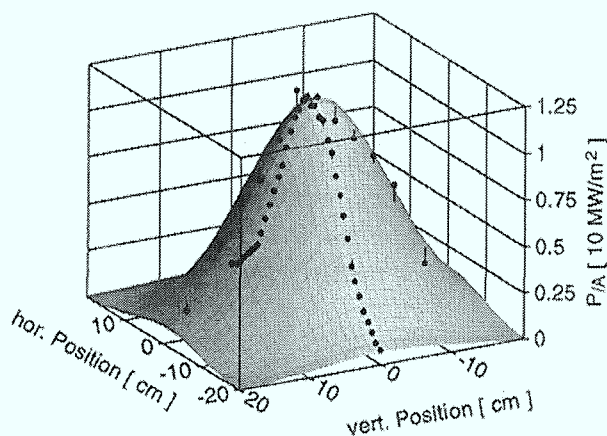


Abbildung 3.6: Gegenüberstellung einer idealisierten Modellierung des dreidimensionalen Strahlprofiles mit gemessenen Leistungsflüssen.

dellierung des dreidimensionalen Strahlprofils mit gemessenen Leistungsflüssen gezeigt. Die theoretisch bestimmte gaußförmige Leistungsdichteverteilung wird durch die Messung hervorragend bestätigt. Die Ionenquelle befindet sich in einem ideal justierten Zustand. Die Beschleunigungsspannung beträgt 30 kV, die Leistungsdichten beziehen sich auf die Einbauebene des Probenflansches.

Zum Vergleich sind in Abbildung 3.7 vertikale Strahlprofile gezeigt, wie sie für das Studium des Einsatzverhaltens von Testlimitern gegeben waren. Durch eine Dejustage des Gittersystemes kam eine Verzerrung der ursprünglich gaußförmigen Leistungsdichteverteilung zu einem sog. geschulterten Strahlprofil zustande. Diese Profilform ermöglicht durch eine Strahlaufweitung bei vergleichsweise geringen Leistungsdichten im Strahlzentrum eine hohe Flächenbelastung bei erhöhten Flußgradienten im Randbereich des Strahlquerschnittes. Die charakteristische Schwächungslänge bei gaußförmiger Verteilung von ca. 90 mm kann so in der geschulterten Flanke auf ca. 40 mm und darunter reduziert werden. Durch die dejustierten Gitter waren im Randbereich des radialen Profils Lastverteilungen gegeben, die den Gegebenheiten in TEXTOR besser entsprechen. Dort wird im Übergangsbereich der Plasmarandschicht zur parabolischen Lastverteilung im Inneren des Plasmaschlauches ein exponentieller Anstieg beobachtet, dessen charakteristischen Länge ca. 8 mm mißt (siehe Abschnitt 4.2).

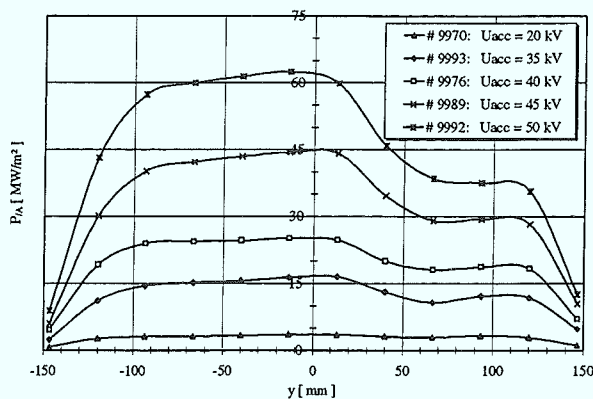


Abbildung 3.7 Geschulterte, vertikale Strahlprofile für unterschiedliche Beschleunigungsspannungen in der Montageebene des Probenflansches.

Die kalorimetrische Bestimmung der radialen Leistungsdichteverteilung im Randbereich des Strahlquerschnittes ist meßtechnisch aus mehreren Gründen mit Unsicherheiten behaftet.

1. Abhängig von der Stellung der Strahlblenden wird nur ein Teil der äußersten V-Target Platten mit dem Ionenstrahl belastet. Damit ist die zugrunde gelegte Annahme einer vollständigen Bestrahlung nicht erfüllt.
2. Die Strahldivergenz ist im Bereich zwischen Strahlblende und V-Target nur unzureichend bekannt. Rückschlüsse auf die radiale Leistungsdichteverteilung im Randbereich des Strahlquerschnittes sind damit nur eingeschränkt möglich.
3. Der kalorimetrisch gemessene Temperaturhub kann für die äußersten Platten nur schwer gegenüber dem Rauschen des Meßsignales aufgelöst werden.

Die ausgewiesenen Meßwerte für die vertikale Leistungsdichteverteilung sind im Randbereich des Strahlquerschnittes zu niedrig. Dieser Umstand muß bei Experimenten in horizontalen Randlagen des Strahlquerschnittes (Scraper-Lage) berücksichtigt werden.

Eine Alternative zur kalorimetrischen Vermessung des Strahlprofiles stellt die Profilbestimmung über eine segmentierte Graphitplatte dar. Hier werden rückseitig Thermoelemente in ausgewählte Segmente einer horizontal wie vertikal geschlitzten Graphitplatte eingeführt. Der transiente Temperaturverlauf wird möglichst nahe an der belasteten Oberfläche dieser Segmente - bei kurzen Pulslängen und unter Vermeidung eines Temperatursausgleiches zwischen den einzelnen Graphitquadranten - gemessen. Die Auswertung der einzelnen Temperaturhübe liefert lokale Energiebilanzen und damit auch Bilanzen der lokalen Leistungsdichten¹²⁵. Bei Spaltbreiten von 2 mm mißt die Geometrie einer gebräuchlichen Segmentierung 12 x 12 x 7 mm³. Die Graphitplatte hat die Abmessungen 404 x 124 mm². Der Einbau in die Ionenstrahlanlage erfolgt symmetrisch zum geometrischen Strahlzentrum. Die Pulsdauern zur Profilbestimmung betragen typischerweise ≤ 1 s. Die Auswertung des gemessenen Temperaturhubes geschieht nach der Gleichung

$$P_{IA} = \frac{m}{t \cdot A_{eff}} \int_{T_{start}}^{T_{End}} c_p(T) \cdot dT \quad (3.1)$$

Es steht P_{IA} für die lokale Strahlleistung je Flächeneinheit, m für die Masse des Segmentes und t für die Pulsdauer. A_{eff} berücksichtigt eventuelle Schrägstellungen der Meßplatte. Eine Schrägstellung ist dann meßtechnisch von Nutzen, wenn die Vermessung des Strahlprofiles zusätzlich über Thermographie oder andere bildgebende Systeme dokumentiert werden soll. Sie hat jedoch eine Beaufschlagung der Seitenflächen der einzelnen Segmente durch den Teilchenstrahl zur Folge, die in der Berechnung zu berücksichtigen ist.

Eine weitere Methode zur Profilbestimmung stellt die Vermessung der schräg gestellten segmentierten Graphitplatte mit einer Thermokamera dar. Sie liefert einen transienten, orts aufgelösten Temperaturnachweis, der qualitativ ein Abbild der vertikalen Leistungsdichteverteilung bietet und quantitativ nach Gleichung (3.1) ausgewertet werden kann.

3.1.4 Probeneinbau

Der Probeneinbau erfolgt über Probenhalter, die dem jeweiligen Testerfordernis angepaßt sind. Wenn auf eine aktive Kühlung verzichtet werden kann, erfolgt der Einbau in die Ionenstrahlanlage über eine Vakuumschleuse, die ein zeitsparendes Probenhandling gestattet. Bei gekühlten Proben wird direkt am Probenflansch in die belüftete Anlage eingebaut. Bauteile und Proben, die selbst über Kühlkanäle verfügen, können über einen Anschlußflansch direkt an die Kühlwasserversorgung der Ionenstrahlanlage angeschlossen werden. Die Wasserkühlung erfolgt bei Drücken zwischen 5 bar und 16 bar, der regelbare Durchfluß beträgt maximal 30 m³/h. Abbildung 3.7 zeigt die Einbauvorrichtung für aktiv gekühlte Testlimiter mit einem montiertem Limiterkopf nach mehreren Testeinsätzen in unterschiedlichen Einbaulagen (siehe Abschnitt 8.3).

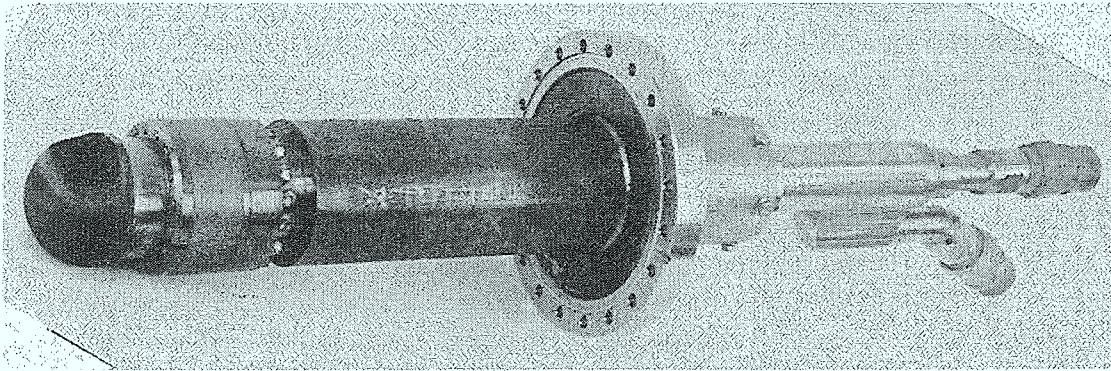


Abbildung 3.7 Einbauvorrichtung mit montiertem Limiterkopf für RALPH 5 nach mehreren Testeinsätzen in unterschiedlichen Einbaulagen.

3.2 TEXTOR

3.2.1 Beschreibung im Überblick

Wie in Abschnitt 1.6 bereits erwähnt, ist TEXTOR (Toroidal Experiment for Technological Orientated Research) ist eine Fusionsmaschine, die nach dem Tokamakprinzip arbeitet, und die am Forschungszentrums Jülich betrieben wird. TEXTOR wurde als Testanlage konzipiert, die speziell auf die Erfordernisse des Studiums von Plasma - Werkstoff Wechselwirkungen und technologischer Fragestellungen der Plasma Brennkammer unter fusionsrelevanten Belastungen ausgelegt ist¹⁸⁸. Die Anlage verfügt daher über vielfältige diagnostische Möglichkeiten und ermöglicht durch den mehrfachen Zugang zum Vakuumgefäß den kurzfristigen Einbau von Experimentiereinrichtungen. Eine Ansicht aus der Aufbauphase von TEXTOR aus dem Jahre 1982 ist in Abbildung 3.8 gegeben.

Während typische Plasmaentladungen während der ersten Betriebsphasen an TEXTOR ca. 2 s dauerten, erreicht man heute, nach mehreren Umbauphasen, Entladungsdauern von maximal 10 s. Die aktuellen experimentellen Möglichkeiten der Anlage werden unter dem Namen TEXTOR-94 zusammengefaßt¹⁶⁴. Einige Eckdaten zu TEXTOR-94 sind in Tabelle 3.2 angeführt.

Im Inneren des Vakuumgefäßes befindet sich der sog. Liner, ein weiteres Torusgefäß aus 1 mm starkem Edelstahl, dessen plasmaseitige Oberfläche zur Einstellung definierter Verunreinigungen aus Plasma-Wand-Wechselwirkungen mit Schichten aus Niedrig-Z Werkstoffen (z.B. Bohr, Kohlenstoff) belegt wird^{189 - 192}.

Die Plasmabegrenzung erfolgt durch drei graphitische Limitersysteme:

1. *Hauptlimiter:*

Zwischen den Toroidalfeldspulen Nr.8 und Nr.9 sind im poloidalen Schnitt vier

Limiterkomponenten angeordnet. Davon können drei (oben, unten und außen) radial verfahren werden. Bei Standardbetrieb legen sie den Plasmaradius auf 460 mm fest.

2. *ALT-II PumpLIMITER (Advanced LIMITER Test):*

Zweite Generation eines PumpLIMITERS: Toroidal verlaufen acht segmentierte Limiterblätter, die radial zum Plasmazentrum bewegt werden können. An ihrer Rückseite sind Pumpeinheiten installiert, die zur Kompensation der Teilchenzunahme durch die Neutralteilcheninjektion und zur Abfuhr von Helium dienen.

3. *Bumper Limiter:*

An der Innenseite des Torusgefäßes befinden sich Limiter, die im Fall von Plasmazusammenbrüchen die Lastekopplung in das Linergefäß begrenzen.



Abbildung 3.8 Blick auf TEXTOR kurz nach der Fertigstellung im Jahr 1982. Vakuumgefäß, Toroidalfeldspulen und Transformatorjoche sind hier noch gut zu sehen. Mittlerweile sind sie von Diagnostiken und Zusatzaggregaten weitestgehend verstellt: aus [163].

Das Toroidalfeld von 2,8 T wird von 16 Magnetspulen aufgebaut. Die ohm'sche Leistung des Plasmastromes erreicht ca. 0,5 MW. Zusätzliche Energie wird über Radiowellen (die maximale Antennenleistung beträgt 4,5 MW) und Neutralteilcheninjektion (die maximale Injektorleistung beträgt 6 MW) eingekoppelt.

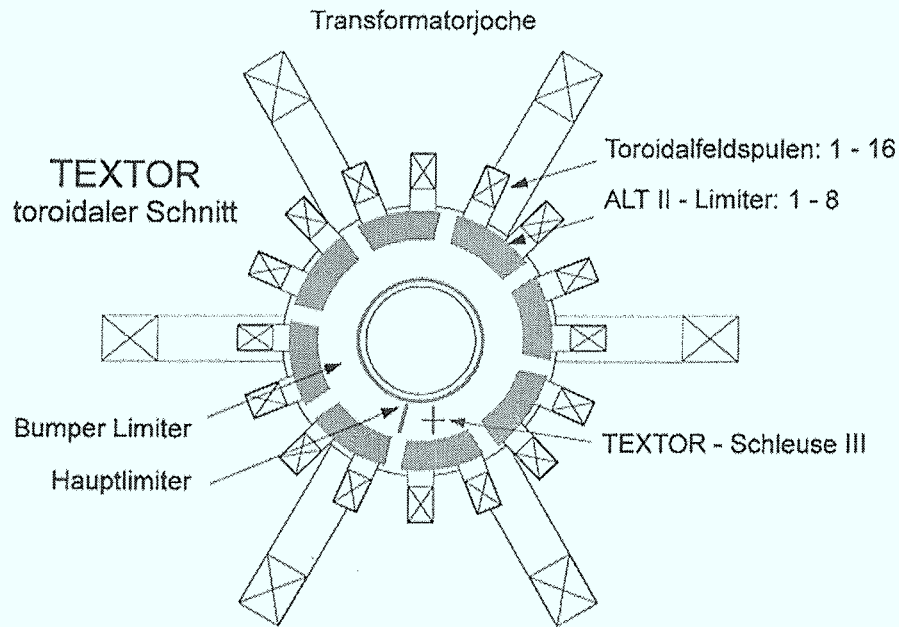


Abbildung 3.9: TEXTOR: toroidaler Schnitt. Überblick über die Anordnung der drei graphitischen Limiter, den Spulen­kranz zum Aufbau des toroidalen Hauptfeldes und über die Lage der TEXTOR Schleuse III.

1983	erste Plasmaexperimente
1984	Wandcarbonisierung 4 MW RF Zusatzheizung (2 Antennen)
1985	poloidale Graphitlimiter
1986	Schleuse I für den Einbau von Testlimitern
1987	ALT-II: graphitischer Pumplimiter
1988	Borierung der Wand 4 MW Neutralteilchenheizung (2 Injektoren)
1991	Strahlungskühlung durch Neonspülung
1994	Neuer Transformator zur Verlängerung des Flußhubes
TEXTOR-94	
Pulsdauer	≤ 10 s
Flußhub	$\leq 4,7$ Vs
Transformatorstrom	350 kA; 800 kA max.
Plasmastrom	≤ 600 kA
Toroidal­feld	$\leq 2,8$ T
großer Plasmaradius	1,75 m
kleiner Plasmaradius	$\leq 0,48$ m

Tabelle 3.2: Eckdaten zu TEXTOR-94 ¹⁶⁴.

3.2.2 Leistungsdichteverteilung und Belastungsgeschichte im randnahen TEXTOR Plasma

Die Messung der räumlichen Verteilung der Leistungsdichte eines Plasmas basiert auf der experimentellen Bestimmung der räumlichen Verteilung der Teilchendichte der einzelnen Spezies und der zugehörigen Temperaturen. An TEXTOR erfolgt die Bestimmung der Teilchendichte in randnahen Plasmen mit spektroskopischen Methoden^{193;194}. Aus speziellen Injektoren werden zur Randschichtdiagnostik Helium- und Lithiumstrahlen als definierte Verunreinigung an verschiedenen Orten in das Plasma eingebracht und dort von diesem angeregt. Aus der Intensität einzelner Linienübergänge der angeregten Fremdatome kann auf die lokale Energiedichte, und damit auf die lokale Ionen- und Elektronendichte im Plasma geschlossen werden^{195;196}. Die Heliumdiagnostik liefert Aussagen über die Verteilung von Temperatur und Teilchendichte im Plasma, ist jedoch unter anderem wegen des Heliumhintergrundes in Fusionsexperimenten mit relativ hohen Unsicherheiten behaftet. Die Lithiumdiagnostik liefert die genaueren Aussagen über die lokalen Teilchendichten, läßt jedoch wegen der schwachen Abhängigkeit der diagnostisierten Linienübergänge von der Teilchentemperatur keine Rückschlüsse auf die Temperaturverteilung im Plasma zu. Beide Verfahren werden daher kombiniert an TEXTOR zur zeit- und ortsauflösenden Randschichtdiagnostik eingesetzt. Aus der Kenntnis der lokalen Teilchendichten und Teilchentemperaturen können unter experimentenspezifischen Annahmen über die Geschwindigkeitsverteilung der einzelnen Spezies und signifikante Randschichteffekte, die durch einen lokal zu bestimmenden Vorfaktor γ berücksichtigt werden, nach Gleichung (3.2) Aussagen über die lokalen Leistungsflüsse in der Plasmarandschicht modelliert werden¹⁹⁷.

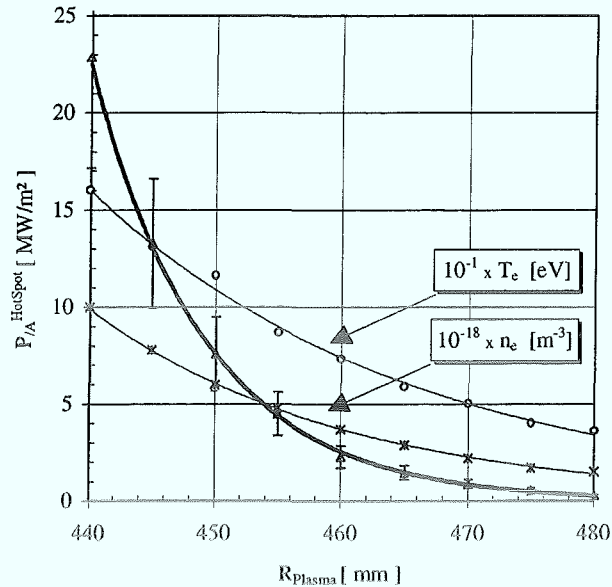


Abbildung 3.10: Lokale Elektronendichte und Elektronentemperatur mit dem daraus resultierende Leistungsfluß im Hot Spot eines sphärischen Limiters für die TEXTOR Entladung # 66994. Die Plasmaentladung ist für die Experimentserie an Testlimitern typisch. Zur Ermittlung der ungestörten Verteilung des Leistungsflusses wurde eine Entladung mit zurückgesetzter Positionierung des Testlimiters gewählt.

$$P_{IA} = \gamma \cdot n_e \cdot T_e^{3/2} \quad \text{mit:} \quad 7 \leq \gamma \leq 20 \quad (3.2)$$

Das Lageintervall des tiefsten Punktes eines von oben in das TEXTOR Plasma eingebrachten Testlimiters bewegt sich auf Plasmaradien zwischen 440 mm und 460 mm. Das entspricht einer Variation der Leistungsflußdichte von einer Größenordnung. Die lokale Elektronendichte und Elektronentemperatur und der daraus resultierende Leistungsfluß sind in Ab-

bildung 3.10 für eine typische Plasmaentladung aus der Experimentserie an Testlimitern gezeigt.

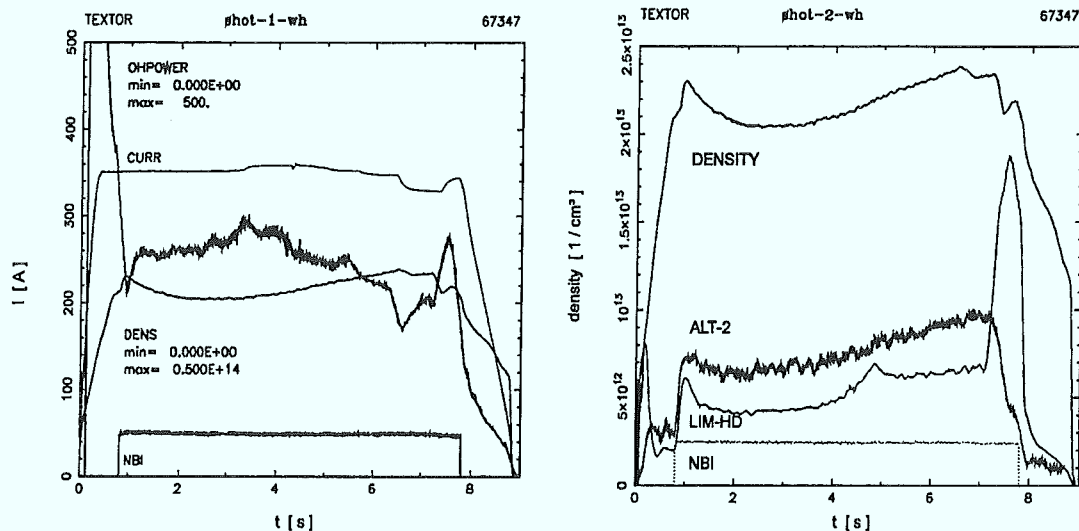


Abbildung 3.11: Details zur Entladungsgeschichte des TEXTOR Schusses # 67347.

Links ist der Plasmastrom (CURR) als skalierte Größe im Diagramm dargestellt. Zusätzlich sind die ohm'sche Leistung (OHPOWER), die Elektronendichte (DENS) und das Testsignal für die Neutralteilcheninjektion (NBI) als frei skalierte Größen eingetragen. Der Umschaltvorgang am Gleichrichter während des Nulldurchgangs des Stromes im primären Spulenkreis ist als gezackte Unterbrechung der Stromkurve nach ca. 4,2 s erkennbar.

Rechts ist die skalierte Darstellung der Teilchendichte angegeben, der neben dem NBI-Signal die H_{α} -Nachweise am Hauptlimiter (LIM-HD) und am ALT-II Limiter (ALT-2) als frei skalierte Größen hinzugefügt sind.

Die zeitliche Belastungsgeschichte während einer TEXTOR Entladung gliedert sich in vier Phasen. Auf eine Startphase von ca. 0,3 s Dauer, in der ein Plasmastrom von typischerweise 350 A aufgebaut wird, folgen zwei Entladungsphasen, in denen TEXTOR mit einem weitestgehend konstanten, integralen Plasmastrom betrieben wird. Diese beiden Betriebsphasen werden nach ca. 4 s durch einen Umschaltvorgang am Gleichrichter während des Nulldurchgangs des Stromes im primären Spulenkreis von einander getrennt. Die Schlußphase einer TEXTOR Entladung wird durch ein definiertes Zurückfahren des Plasmastromes, typischer Weise innerhalb einer Sekunde, gekennzeichnet. Der Stromhub im Primärkreis von $-I_{\max}$ auf $+I_{\max}$ hat eine geringfügige Verzerrung der magnetischen Flußflächen und damit eine Verschiebung in der radialen Verteilung der Leistungsflußdichte in Randgebiete des Plasmas zur Folge. Der Effekt wird durch eine deutliche Zunahme der H_{α} -Strahlung am Hauptlimiter und durch einen quasikontinuierlichen Anstieg der H_{α} -Intensität am ALT-II Limiter nachgewiesen. Als wesentliche Konsequenz für den Einsatz von aktiv gekühlten Testlimitern folgt, daß der charakteristische thermische Lastfall erst mit dem Beginn von Betriebsphase 3 gegeben ist. Eine typische Plasmaentladung, wie sie für ein Experiment mit eingefahrenem Testlimiter gegeben war, ist in Abbildung 3.11 gezeigt. Die Gesamtdauer der Entladung wird durch die Erschöpfung des magnetischen Flußhubs in Primärkreis bestimmt. Die Konzentration von Verunreinigungen geht als bestimmender Verlustmechanismus in die Entladungsgeschichte ein und bestimmt damit die erzielbare Gesamtdauer einer TEXTOR Entladung.

Aus Stabilitätsgründen wird hier die Neutralteilcheninjektion erst nach 0,8 s zugeschaltet. Das Ende der Plasmaentladung wird durch das Abschalten der Neutralteilcheninjektion nach 7,8 s gekennzeichnet. Während der gezeigten Entladung wird die Teilchendichte weitestgehend konstant gehalten. Abbildung 3.11 zeigt für das Ende der Plasmaentladung einen signifikanten Anstieg der H_{α} -Strahlung am Hauptlimiter. Der Effekt ist ein Spezifikum an TEXTOR-94 und wird gegenwärtig nicht wirklich verstanden. Qualitativ wird er als Plasma-regime gedeutet, das am Schlußende in Folge der Abnahme der Teilchendichte zu einer ellip-tischen Verzerrung der radialen Verteilung der Leistungsflußdichte in obere und untere Plas-marandzonen führt¹⁹⁸.

3.2.3 TEXTOR - Schleuse - III

Aufbau und eingesetzte Diagnostiken

Der Test von Materialproben und Li-mitern wird über Schleusensysteme ermög-licht¹⁹⁹. Die Schleusen I und II ermöglichen diesen Zugang von der Unterseite des Vaku-umgefäßes. Die neu entwickelte Schleuse-III ermöglicht den Zugang von oben und wurde als Mehrzwecksystem gestaltet, das die Möglichkeit zum raschen und leicht zugäng-lichen Wechsel von Proben und Diagnosti-ken bietet. Über eine Flanschkupplung wer-den die jeweiligen Einbauten mit der prozes-sorgesteuerten Linearverstellung, die zusätz-lich ein Schwenken um $\pm 90^\circ$ ermöglicht, verbunden. Der Maximalhub beträgt 1,5 m, der Arbeitshub bei eingefahrenen Einbauten ca. 150 mm. Der Durchmesser von Proben und Diagnostiken ist durch die Einlaßöff-nung in das Vakuumgefäß und durch das Balgsystem auf 120 mm beschränkt.

Komponenten können auch in einer be-heizbaren Schleusenkammer, die über eine Cryopumpe auf UHV-Bedingungen evaku-iert werden kann, an einen Standardträger montiert werden. Der Einschub in das Vaku-umgefäß erfolgt durch eine weitere, zwis-chengeschaltete Vakuumkammer.

Aktiv zu kühlende Proben können an die TEXTOR Kühlkreisläufe direkt unterhalb des TEXTOR Gefäßes angeschlossen wer-den. Der Versorgungsdruck beträgt 20 bar, der maximal abzweigbare Kühlwasserstrom ist derzeit auf 100 l/min beschränkt. Die

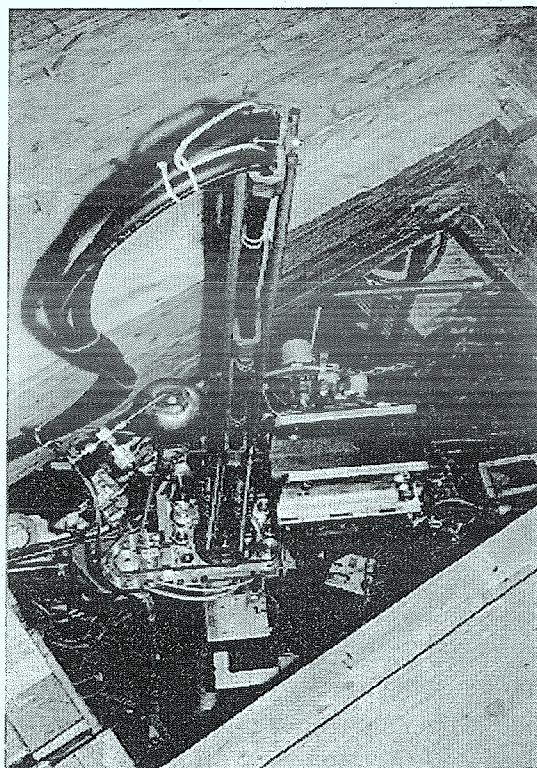


Abbildung 3.12: Zentrale Führung der Kühlwas-serschläuche über den Gesamthub durch einen Galgen aus vier ver-strebtten Edelstahlrohren, der knickgesichert auf den Einbauf-lansch der Schleuse aufgesetzt ist.

Kühlmittelversorgung von Einbauten in die Schleuse III geschieht über flexible Hochdruckschläuche. Eine Ansicht der Schlauchführung gibt Abbildung 3.12.

Proben, die über Schleuse III in TEXTOR eingebracht werden, können sowohl horizontal als auch vertikal durch schwenkbare Spiegelsysteme, wie sie in Abbildung 3.14 gezeigt sind, beobachtet werden.

Zur Temperaturmessung wurden auf einer optischen Bank unterhalb des TEXTOR Gefäßes ein Hochtemperaturpyrometer und eine CCD Kamera mit IR Vorsatzfiltern installiert. Zur Erweiterung des Dynamikbereiches der Kamera werden zusätzlich Graufilter unterschiedlicher Transmissivität vorgeschaltet. Die Beobachtungsfenster zum TEXTOR Gefäß sind mit Linsen ausgestattet, die in Kombination mit Feldlinsen im Strahlengang des Abbildungssystems eine optimierte Bildgröße für die Kamera ergeben. Die Beobachtung von unten ermöglicht die lückenlose Temperaturmessung über die Limiterkuppe. Beide Temperaturmessungen werden für das optische System an einem beheizbaren, carbonisierten Eichlimiter kalibriert²⁰⁰. Für die Pyrometermessung wurde eine resultierende Emissivität von 12% ermittelt. Die Eichkurven, die zur Grauwertanalyse der CCD Bilder ermittelt wurden, sind für die eingesetzten Grauwertfilter in Abbildung 3.13 gezeigt. Die räumliche Zuordnung der Meßorte zeigt Abbildung 3.15. Die Temperaturmessung erfolgt in einem Meßfleck, der über den erwarteten ionenseitigen Hot Spot des Testlimiters gelegt wurde. Der Temperaturnachweis ist als Mittelwert über den Meßbereich zu verstehen. Zur Auswertung der Temperaturnachweise durch die CCD Kamera wurde ein Meßrahmen definiert, der den gesamten Durchmesser des Testlimiters erfaßt und so die ionen- und elektronenseitigen Hot Spot Bereiche beinhaltet. Die Breite des Meßrahmens beträgt zwei CCD-Pixel; das entspricht 1,26 mm. Sie wird durch die maximal auslesbare Datenmenge der nachgeschalteten Elektronik bestimmt.

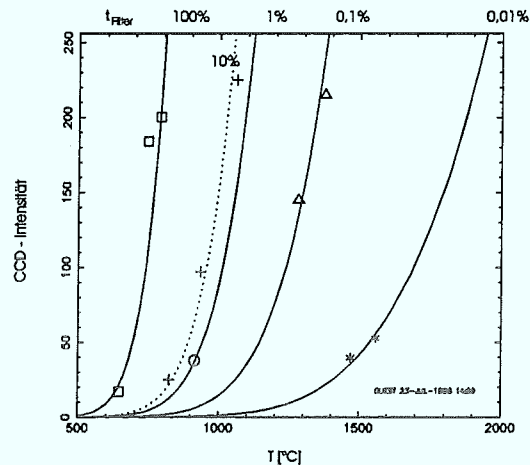


Abbildung 3.13: Eichkurven zur Grauwertanalyse der CCD Bilder für die eingesetzten Grauwertfilter

Emissionsspektren aus Plasma-Werkstoff-Wechselwirkungen am Testlimiter werden durch eine seitlich montierte CCD Kamera mit vorgelegten Interferenzfiltern aufgezeichnet. Das Verfahren liefert qualitative, teilchenspezifische Erosionsnachweise, die zeitaufgelöst den entsprechenden Oberflächentemperaturen zugeordnet werden können.

Lampen innerhalb des TEXTOR Gefäßes ermöglichen eine zusätzliche Beobachtung von Einbauten zwischen den Tokamakentladungen.

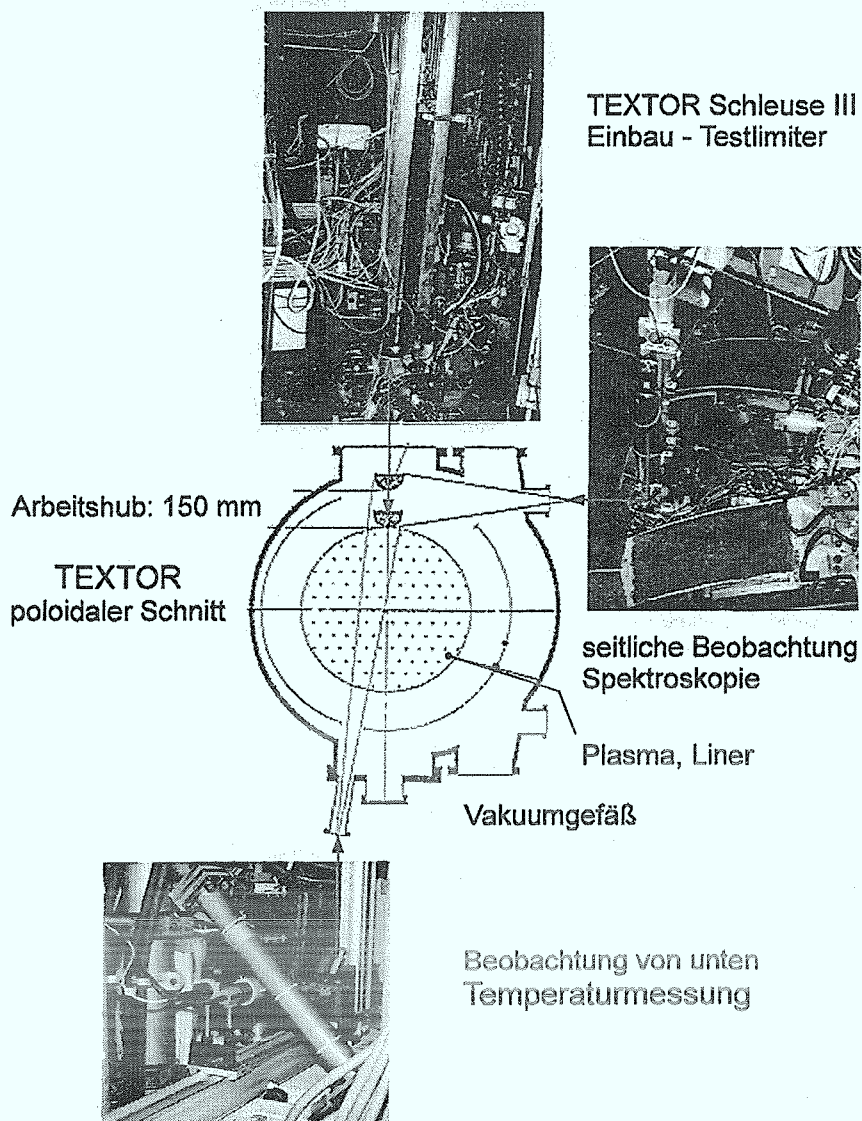


Abbildung 3.14: Überblick über den diagnostischen Aufbau zur Temperaturmessung und zur qualitativen Erfassung von Erosionsspektren.

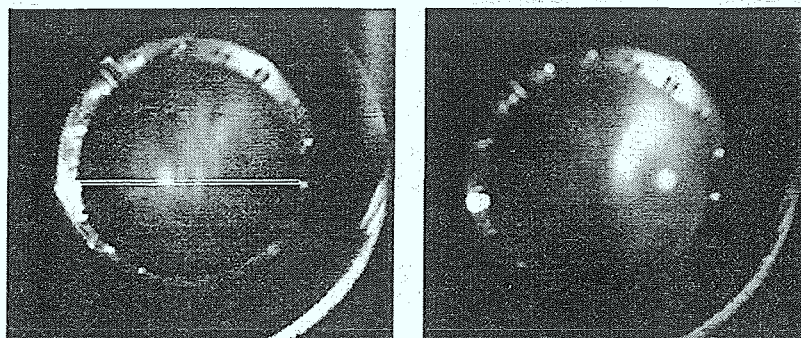


Abbildung 3.15: Meßbereiche zur Temperaturmessung an der Oberfläche eines sphärischen Testlimiters.
Links: Meßrahmen für zeit- und orts aufgelöste Intensitäten der CCD Kamera
Rechts: Ziellicht für Hochtemperaturpyrometer.

4 Analyse der Lasteinkopplung an rotationselliptischen Limitern

4.1 Vorbemerkungen

In Abbildung 4.1 ist die Prinzipdarstellung eines Testlimiters gezeigt. Er ist als Fügeverbund einer CFC Schale mit einem metallischen Träger aus der Molybdänlegierung TZM aufgebaut, die als aktiv gekühlte Wärmesenke mit zentraler Kühlmittelzuführung gestaltet ist. Abbildung 3.14 zeigt, daß ein Testlimiter durch den Hub der TEXTOR-Schleuse-III entlang einer radialen Koordinatenlinie des Tokamakgefäßes in das Plasma eingebracht wird. Die Belastung durch das Randschichtplasma erfolgt überwiegend durch die toroidale Komponente des Leistungsflusses. Radiale und poloidale Flüsse erreichen jeweils ca. 10% des toroidalen Flusses²⁰¹. Sie sind quantitativ wesentlich schlechter beschreibbar als der toroidale Fluß. Insbesondere die Mechanismen, die zur Ausbildung des radialen Flußprofils führen, sind nicht eindeutig geklärt²⁰². Beide Flüsse werden daher aus den folgenden Überlegungen ausgeklammert. Die toroidale Flußkomponente wird hinreichend genau durch ein Exponentialgesetz beschrieben. Die Wechselwirkung mit plasmainteraktiven Einbauten erfolgt durch die lokalen Normalkomponenten des Leistungsflusses (Gleichung (4.2)). Symmetriegründe und die Vernachlässigung poloidaler wie radialer Flußkomponenten in der Modellbildung legen für die Wechselwirkungsflächen von Limitern die Wahl einer rotationsymmetrischen Basisgeometrie nahe. Der Auslegungslastfall von aktiv gekühlten Testlimitern resultiert aus den thermischen Beanspruchungen, wie sie zum Studium von Plasma-Werkstoff-Wechselwirkungen erforderlich sind. Die Positionierung im Experiment erfolgt innerhalb des Liners und des Hauptlimiters. Daraus resultiert eine großflächige Lasteinkopplung über ein Hubintervall, das mehrere Zentimeter betragen kann. Aus diesen Gründen wird für den Testlimiter eine rotationselliptische Basisgeometrie festgelegt, deren detaillierte Bestimmung aus einer Analyse der Lasteinkopplung an der Wechselwirkungsfläche erfolgt. Diese geometrische Festlegung führt unter der einschränkenden Annahme rein toroidaler Belastung zur Ausbildung einer Zone maximaler Lasteinkopplung (Hot Spot) in der Ebene $\varphi = 90^\circ$ des beschreibenden Koordinatensystems (vgl. Abbildung 4.2). Bei der Interpretation der nachfolgend angeführten Ergebnisse ist zu beachten, daß das eine Idealisierung darstellt, von der die Praxis des Experimentes geringfügig abweicht.

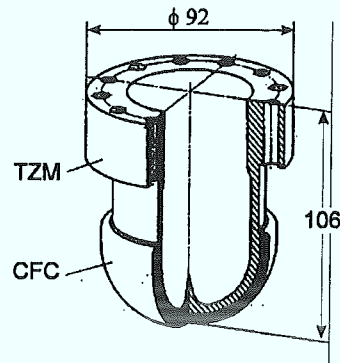


Abbildung 4.1: Prinzipdarstellung eines sphärischen Testlimiters als Fügeverbund einer CFC Schale mit einem metallischen Träger aus der Molybdänlegierung TZM, der als aktiv gekühlte Wärmesenke mit zentraler Kühlmittelzuführung gestaltet ist.

4.2 Geometrie, Lastverteilung und Lasteinkopplung

Der rotationssymmetrische Ellipsoidlimiter wird als Verschneidungskörper eines Rotationsellipsoides mit einem radiusgleichen Zylinder aufgebaut. Die Symmetrieachse ist als z-Achse in einem Zylinderkoordinatensystem definiert und liegt deckungsgleich mit der radialen Koordinatenlinie eines poloidalen Schnittes des TEXTOR Gefäßes. Der Koordinatenursprung wird für die nachfolgenden mathematischen Betrachtungen in den Durchstoßpunkt der Zylinderachse mit der Verschneidungsebene des Rotationsellipsoides mit dem Zylinder gelegt. Details zur beschreibenden Geometrie zeigt Abbildung 4.2. Die radiale Ortsabhängigkeit der Leistungsflußdichte des Randschichtplasmas $P_{/A}^{Plasma}$ wird qualitativ angegeben. Ihre Projektion auf die Limiteroberfläche ergibt die Lastverteilung, die durch Gleichung (4.1) beschrieben wird. Dabei bedeuten $P_{/A}$ den lokal wirksamen Leistungsfluß, und $P_{/A}^0$ den Leistungsfluß im Koordinatenursprung. L bezeichnet die charakteristische Schwächungslänge des Randschichtplasmas: sie beträgt im TEXTOR typischer Weise 8 bis 10 mm. Weiterhin bedeuten:

O	Koordinatenursprung $\{\delta, \varphi, z\} = \{0, 0, 0\}$
T	Pol des Limiters
R	Limiterradius
δ	Breitenwinkel des Limiters
φ	Längenwinkels des Limiters
τ	Projektionswinkel in die Flächennormale.

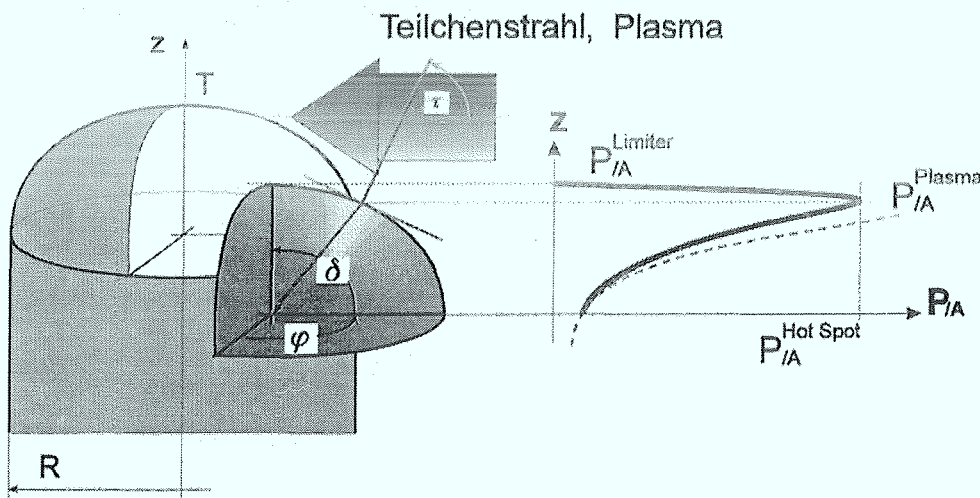


Abbildung 4.2: Geometrische Verhältnisse und Koordinatenfestlegung am rotationssymmetrischen Ellipsoidlimiter.

$$P_{/A}(\delta, \varphi) = P_{/A}^0 \cdot e^{-\frac{z(\delta)}{L}} \cdot \cos \tau(\delta) \cdot \sin \varphi \quad (4.1)$$

Geometriebeziehungen und Definitionen zur Formulierung von Oberflächeneffekten an rotationssymmetrischen Ellipsoiden sind in Tabelle 4.1 angegeben.

	Bezeichnung	Geometriebeziehungen an rotationssymmetrischen Ellipsoiden
1	Definitionsgleichung	$\frac{r^2}{R^2} + \frac{z^2}{C^2} = 1$
2	karthesische Achsabschnitte	$z(r) = \frac{C}{R} \cdot \sqrt{R^2 - r^2} \quad r(z) = \frac{R}{C} \cdot \sqrt{C^2 - z^2}$
3	polare Achsabschnitte	$z(\delta) = \frac{C}{\sqrt{\frac{R^2}{C^2} \cdot \tan^2 \delta + 1}} \quad r(\delta) = \frac{R}{\sqrt{\frac{R^2}{C^2} \cdot \tan^2 \delta + 1}}$
4	Projektionswinkel in die Tangentialebene	$\tau(\delta) = \arctan\left(\frac{dr(z)}{dz}\right) = \arctan\left(-\frac{R}{C} \cdot \frac{z(\delta)}{\sqrt{C^2 - z(\delta)^2}}\right)$
Definitionen		
1	axiale Exzentrizität	$\alpha := \frac{C}{R}$
2	dimensionslose Koordinate längs e_z	$\varepsilon := \frac{z}{R} : \in [0; \alpha]$

Tabelle 4.1 Geometriebeziehungen und Definitionen zur Formulierung von Oberflächeneffekten an rotationssymmetrischen Ellipsoiden.

Die Projektion des exponentiellen Abfallgesetzes auf die Limiteroberfläche bewirkt die Ausbildung einer geometrieabhängigen Lastspitze, des Hot Spots. Die Lagebestimmung des Hot Spots erfolgt über Extremal betrachtungen und führt unter der Annahme von R und L als Konstante auf:

$$\frac{\partial P_{IA}}{\partial \varphi} \xrightarrow{\text{extr.}} 0 \Rightarrow \varphi^{\text{Hot Spot}} = 90^\circ ; \quad \frac{\partial P_{IA}(\delta)}{\partial \delta} \xrightarrow{\text{extr.}} 0 \Rightarrow \delta_{\text{extr.}} = \delta^{\text{Hot Spot}} \quad (4.2)$$

Die Extremalbedingung für $\delta^{\text{Hot Spot}}$ führt nach Einführung der dimensionslosen Größen α und ε , wie sie in Tabelle 4.1 definiert wurden, auf ein Polynom vierten Grades $P_4(\varepsilon)$:

$$P_4(\varepsilon) = \varepsilon^4 \cdot (\alpha^2 - 1) + \varepsilon^2 \cdot (\alpha^2 - 2 \cdot \alpha^4) - \varepsilon \cdot \frac{L}{R} \cdot \alpha^2 + \alpha^6 \quad (4.3)$$

Das Auffinden der Nullstelle von $P_4(\varepsilon)$ auf $\varepsilon \in [0; \alpha]$ geschieht numerisch. Sie führt mit $\varepsilon := \frac{z}{R} : \in [0; \alpha]$ auf $\varepsilon^{\text{Hot Spot}}$ und damit auf die Hot Spot Koordinaten.

Für den sphärischen Spezialfall gilt $\alpha = 1$. Die Extremalbedingung für $\delta^{\text{Hot Spot}}$ reduziert sich auf ein Polynom zweiten Grades $P_2(\varepsilon)$ und kann analytisch zu

$$\frac{\partial P_{IA}}{\partial \delta} \xrightarrow{\text{extr.}} 0 \Rightarrow \delta_{\text{extr.}} = \delta^{\text{Hot Spot}} = \arcsin\left(-\frac{L}{2 \cdot R} \pm \sqrt{\left(\frac{L}{2 \cdot R}\right)^2 + 1}\right) \quad (4.4)$$

ausgewertet werden. In Abbildung 4.3 ist die Winkellage δ des Hot Spots für rotationselliptische Limiter unter TEXTOR Bedingungen ($L = 8 - 10$ mm) in Abhängigkeit vom Radius

R und von der elliptischen Exzentrizität α dargestellt. Für Bauformen mit geringer elliptischer Exzentrizität bildet sich der Hot Spot in der Nähe des Verschneidungsbereiches von Halbkugel und Zylinder aus. Der Effekt verstärkt sich für kleine Radien. Große elliptische Exzentrizitäten führen zu einer Hot Spot - Ausprägung nahe des Polpunktes.

Mit der Vorgabe der maximalen Leistungsdichte im Hot Spot als Randbedingung $P_{/A}(R, \delta, \varphi)^{Hot Spot} = P_{/A}^{Hot Spot}$ gelten für den maximal belasteten Punkt des Limiters in der Ursprungsebene ($\varphi = 90^\circ$), und den Limiterpol T die Beziehungen

$$P_{/A}^0 = P_{/A}^{Hot Spot} \cdot \frac{\exp(-z^{Hot Spot} / L)}{\cos \tau^{Hot Spot}} \quad \text{mit}$$

$$P_{/A}^{Pol} = P_{/A}^0 \cdot e^{\frac{C}{L}}. \quad (4.5)$$

Wird als Randbedingung der toroidale Leistungsfluß am Ort des Polpunktes T $P_{/A}(R, \delta = \pi/2, \forall \varphi) = P_{/A}^{Pol}$ vorgegeben, gilt für den Hot Spot bzw. für den maximal belasteten Punkt am Umfangskreis des Limiters in der Ursprungsebene an der Stelle $\varphi = 90^\circ$:

$$P_{/A}^{Hot Spot} = P_{/A}^0 \cdot e^{\frac{z^{Hot Spot}}{L}} \cdot \cos \tau^{Hot Spot} \quad \text{mit} \quad P_{/A}^0 = P_{/A}^{Pol} \cdot e^{\frac{-C}{L}} \quad (4.6)$$

Die Berechnung der eingebrachten thermischen Gesamtlast $P_\Sigma^{1/8}$ des in Abbildung 4.2 dargestellten Oktanten des Limiterkopfes erfolgt nach der Gleichung:

$$P_\Sigma^{1/8} = P_{/A}^{0; proz.} \cdot \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \sin \varphi \cdot d\varphi \int_{\delta=0}^{\pi/2} e^{\frac{z(\delta)}{L}} \cdot \cos \tau(\delta) \cdot \rho(\delta) \cdot r(\delta) \cdot d\delta \quad (4.7)$$

Dabei steht $\rho(\delta)$ für den lokalen Krümmungsradius in einer Ebene $\varepsilon(\varphi, z)$ an einen Punkt $P(r(\delta), z(\delta))$ des Ellipsoides. Für die Integration nach δ existiert keine geschlossene analytische Darstellung. Die Auswertung des Integrals geschieht numerisch.

Für den sphärischen Spezialfall gilt, daß $\tau(\delta) = \delta$. Das Integral aus Gleichung (4.7) transformiert zu:

$$P_\Sigma^{1/8} = P_{/A}^0 \cdot R^2 \cdot \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \sin \varphi \cdot d\varphi \int_{\delta=0}^{\pi/2} e^{\frac{R \cdot \sin \delta}{L}} \cdot \cos^2 \delta \cdot d\delta \quad (4.8)$$

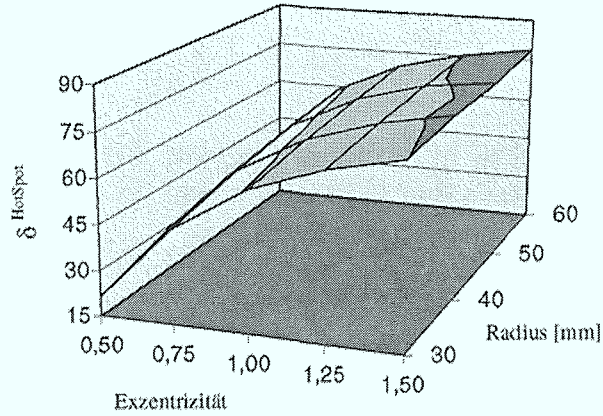


Abbildung 4.3: Lage des maximal wirksamen Leistungsflusses an der Oberfläche von rotationssymmetrischen, elliptischen Testlimitern in Abhängigkeit vom Radius R und der elliptischen Exzentrizität α .

Die Integration nach δ ist auf dem Intervall $[0; \pi/2]$ geschlossen durchführbar: sie führt nach der Substitution $\sin\delta = t$ zu einem Integral auf dem Intervall $[0; 1]$ von der Form²⁰³

$$\int_0^1 (1-t^2)^{\frac{1}{2}} dt = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{2 \cdot L}{R} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \left[I_1\left(\frac{R}{L}\right) + L_1\left(\frac{R}{L}\right) \right], \quad (4.9)$$

wobei $I_1(\zeta)$ die modifizierte Bessel-Funktion und $L_1(\zeta)$ die modifizierte Struve-Funktion²⁰⁴ zum Index 1 bedeuten. Die Auswertung dieser Lösung ist über Tabellenwerke möglich²⁰⁴.

Abbildung 4.4 zeigt für verschiedene Bauformen die gesamte eingekoppelte Leistung am Oktanten eines Limiters $P_{\Sigma}^{1/8}$ und die Leistungsflußdichte im Limiterpol $P_{/A}^{Pol}$. Als Randbedingung wird der Auslegungslastfall $P_{/A}^{HotSpot} = 10 \text{ MW/m}^2$ mit einer charakteristischen Abfalllänge der Plasmarandschicht von $L = 8 \text{ mm}$ angenommen.

Die auf den Oktanten eingestrahlte Gesamtleistung steigt mit zunehmendem Limiterradius. Die Wahl der Randbedingung: „vorgegebene Leistungsdichte im Hot Spot“ bewirkt eine Zunahme der Gesambelastung mit abnehmender Exzentrizität, da für geringe Exzentrizitäten zur Einstellung dieses Leistungsfixwertes der Limiter - aufgrund der geringen Projektion in Polnähe - weiter in das Plasma eingefahren werden muß als bei hoch- α Bauformen. Die toroidalen, thermischen Leistungsflüsse des Plasmas am Ort des Limiterpoles steigen mit zunehmenden Radien und abnehmenden Exzentrizitäten. Sie koppeln, da es sich um Tangentialflüsse handelt, nicht in den Limiter ein, sind jedoch für geänderte Randbedingungen und für die praktische Durchführung der TEXTOR Experimente von Interesse, da die Limiterlage von der Linearverstellung der Schleuse III durch die Positionierung des Polpunktes bestimmt wird.

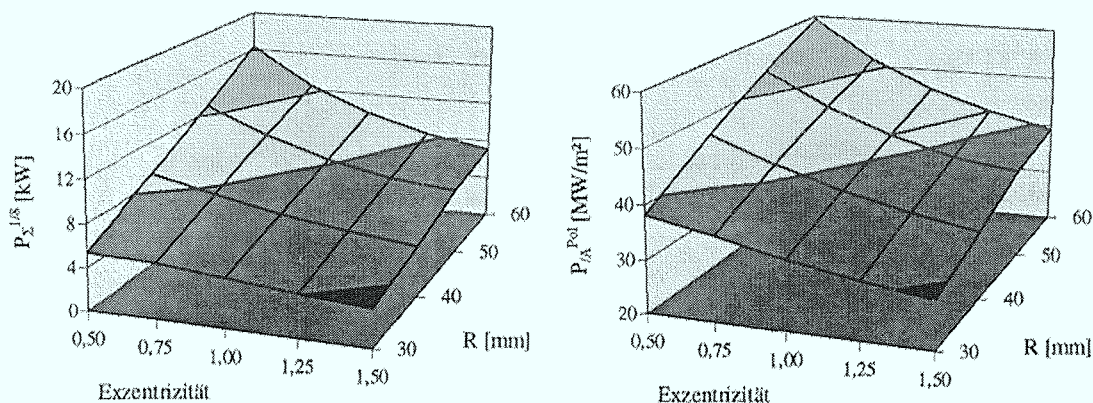


Abbildung 4.4 Maximal in einen Oktanten eingekoppelte Wärmelast $P_{\Sigma}^{1/8}$ (links) und Leistungsflußdichte am Ort des Limiterpols $P_{/A}^{Pol}$ (rechts) für den Auslegungslastfall: $P_{/A}^{HotSpot} = 10 \text{ MW/m}^2$.

In den folgenden Bildreihen von Abbildung 4.5 werden die Leistungsflüsse, wie sie sich an der Oberfläche von rotationssymmetrischen Ellipsoidlimitern ausbilden, für unterschiedliche Bauformen gezeigt. In den einzelnen Darstellungen wurde zur Bestimmung der Vertei-

lung des Leistungsflusses über der Oberfläche wieder der Auslegungslastfall:
 $P_{/A}^{\text{Hot Spot}} = 10 \text{ MW/m}^2$ als Randbedingung zugrundegelegt.

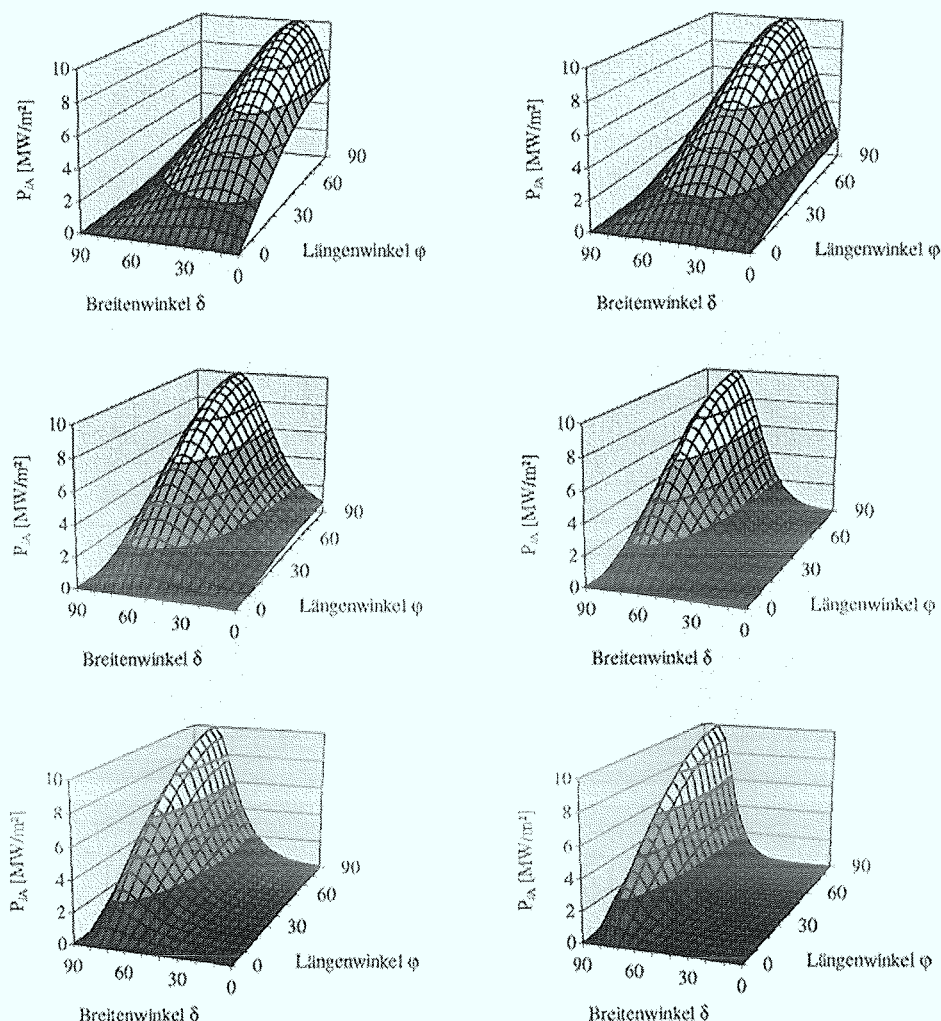


Abbildung 4.5 Gegenüberstellung der Flußprofile an Testlimitern für den Auslegungslastfall bei unterschiedlichen Radien und Exzentrizitäten

links: Radius 30 mm rechts: Radius 60 mm

oben ist $\alpha = 50\%$, in der Mitte ist $\alpha = 100\%$, unten ist $\alpha = 150\%$.

Es ist deutlich erkennbar, wie bei niedrig - α -Bauformen, insbesondere für kleine Bauformen, die Konstanz des maximalen Leistungsflusses im Hot Spot einerseits zu einer Verbreiterung der Verteilung, andererseits zum Auftreten beträchtlicher Belastungen im Verschneidungsbereich von Ellipsoid und Zylinder führt. An einem Testlimiter mit Radius 30 mm beträgt die maximale Belastung in der Verschneidungsebene ziemlich genau 6 MW/m^2 . Ebenfalls ist deutlich erkennbar, daß sich an hoch- α -Bauformen starke Gradienten in der Leistungsdichteverteilung ausbilden. Hohe Lasten im Verschneidungsbereich erfordern eine Verlängerung der schützenden Strukturen in den zylindrischen Bereich. Stark ausgebil-

dete Lastgradienten bedeuten eine Verschärfung technologischer Anforderungen für die angestrebten Verbundsysteme.

Die Raummaße der TEXTOR-Schleuse-III beschränken den Radius des Limiterkopfes auf 40 bis 45 mm. Daraus, und aus der erwünschten Minimierung der thermomechanischen Belastung der Fügeverbindung im zylindrisch auslaufenden Bereich, leitet sich eine sphärische Bauform ab. Sie ist in Abbildung 4.1 skizziert und zeigt die technologische Variante des Fügeverbundes eines CFC Schalenkörpers mit einer aktiv gekühlten, metallischen Wärmesenke aus TZM. Unter Auslegungslast ergibt sich für einen sphärischen Testlimiter mit einem Radius von 40 mm die in Abbildung 4.6 dargestellte Lastverteilung an der Oberfläche. Die Hot Spot Lage wird mit $\delta^{\text{HotSpot}} = 64,5^\circ$ berechnet. Die eingekoppelte Leistung in den Oktantanten des Testlimiters beträgt 6,24 kW. Am Ort des Limiterpoles herrscht eine Leistungsflußdichte von 37,35 MW/m². Die Maximallast in der Verrschneidungsebene ($\varphi = 90^\circ$) erreicht 0,29 MW/m².

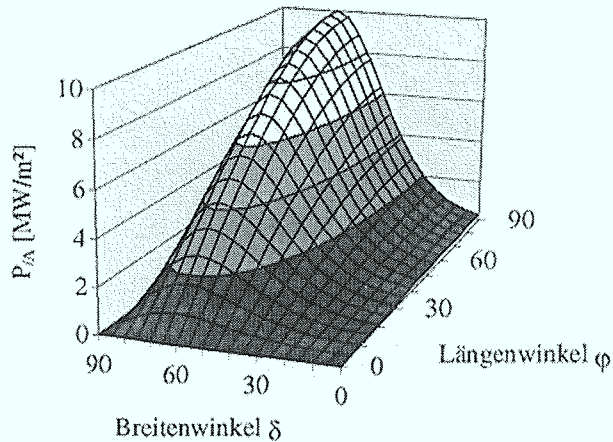


Abbildung 4.6: Leistungsdichteverteilung an der Oberfläche eines sphärischen Limiters mit Radius 40 mm bei einer auslegungsspezifischen Hot Spot Belastung von $P_A = 10 \text{ MW/m}^2$.

5 Aktiv gekühlter sphärischer Testlimiter: Bauteilbeschreibung

5.1 Überblick

Sphärische Testlimiter werden als Verbundkörper in zwei technologischen Varianten hergestellt. Für beide Varianten kommt eine metallische Wärmesenke aus der Molybdänlegierung TZM zum Einsatz. Als Verbundpartner wird in der gefügten Variante ein Schalenkörper aus dem CFC-Werkstoff SEPCARB-N11 aufgelötet, in der Beschichtungsvariante wird eine im Niederdruckverfahren thermische gespritzte Wolfram-Schicht aufgebracht. Die Werkstoffpaarungen sind auf Grund ihrer ähnlichen thermomechanischen Werkstoffkennwerte sinnvoll (vgl. Tabelle 2.3).

Einschränkungen durch die Raummaße der TEXTOR-Schleuse-III sowie die in Abschnitt 4 dargestellten Rechnungen führen auf die Wahl eines maximalen Kugelradius von 40 mm. Weitere Gründe für diese geometrische Festlegung sind:

1. Diese Durchmesserwahl ermöglicht die Führung des gesamten zu- und ableitenden Kühlsystems durch den Balg der Linearverstellung.
2. Der geforderte Heliumlecktest kann für das komplett montierte System außerhalb der Schleusenkammer durchgeführt werden und macht den Wechsel der Limiterköpfe im Einbauzustand überflüssig.
3. Der Hub der Linearverstellung in der TEXTOR-Schleuse-III beträgt ca. 2,5 m. Durch das Kühlwassersystem ist ein beträchtliches Totvolumen gegeben, das beim Wechsel der Limiterköpfe innerhalb der Schleusenkammer zu einer Restwasserkontamination führen kann, die ein Risiko für den störungsfreien Betrieb von TEXTOR darstellt. Das Problem wird durch externe Montage vermieden.

5.2 Beschreibung der Konstruktion

5.2.1 Allgemeine Gestaltungsprinzipien

Abbildung 5.1 zeigt die Maßskizze eines aktiv gekühlten, sphärischen Testlimiters. Als Kühlmittel wird deionisiertes Wasser eingesetzt. Die Kühlmittelzuführung erfolgt zentral. Das zuleitende Rohr mündet in einen Querschnittsadapter, der für den gesamten zu kühlenden Bereich des Limiterkopfes annähernd konstante Querschnitte und Strömungsgeschwindigkeiten einstellt. Das Kühlmedium wird über einen Dorn, der in den TZM Träger des Limiterkopfes eingearbeitet ist, koaxial umgelenkt, derart an der metallischen Kühlfläche vorbeigeführt und abgeleitet. Die geringfügige Verringerung des durchströmten Querschnittes in Flußrichtung des Kühlmediums erzwingt eine Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit und damit nach Bernoulli einen negativen Druckgradienten in Flußrichtung. Dampfblasen, die durch thermische Überlasten im Experimentbetrieb entstehen können, expandieren in Gebiete geringeren Druckes, also in Strömungsrichtung, und können so in Auftriebsrichtung sicher abgeführt werden.

Das thermohydraulische Verhalten, insbesondere der wirksame Wärmeübergangskoeffizient von $\alpha \approx 70.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ im Hot Spot Bereich des Testlimiters, wird in Abschnitt 6.1 unter Zugrundelegung einer TEXTOR relevanten Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmediums von $u \approx 4 \text{ m/s}$ abgeschätzt. Auf eine Zwangsführung des Kühlmediums durch Führungsrippen im Krümmungsbereich wird verzichtet. Als wesentlicher Vorteil dieser konstruktiven Lösung entfallen dadurch fertigungstechnisch bedingte Spaltströmungen im Kontaktbereich der Führungsrippen mit dem anliegenden TZM - Träger. Lokale Überhitzungen aus Dampfbildung im Rippenspalt sowie unzulässige Flächenpressungen aus unterschiedlichem thermischen Dehnungsverhalten sind so prinzipiell vermieden. Die weitestgehend kanten- und knickfreie Führung des Kühlmediums im ableitenden System minimiert den Strömungswiderstand und das Kavitationsrisiko und erhöht so die Einsatzsicherheit der Gesamtstruktur. Die axiale Führung des Querschnittsadaptors erfolgt über sechs Rippen im thermisch unbelasteten Bereich. Die durchströmten Querschnitte sind auch hier weitestgehend auf konstante Strömungsgeschwindigkeit angepaßt.

Ein axial geführter und durch 16 Schrauben gegen einen Block gespannter metallischer Dichtring (Helicoflex - Dichtung; Carbone Lorraine) gewährleistet die Abdichtung des Druckwassers gegen Hochvakuum.

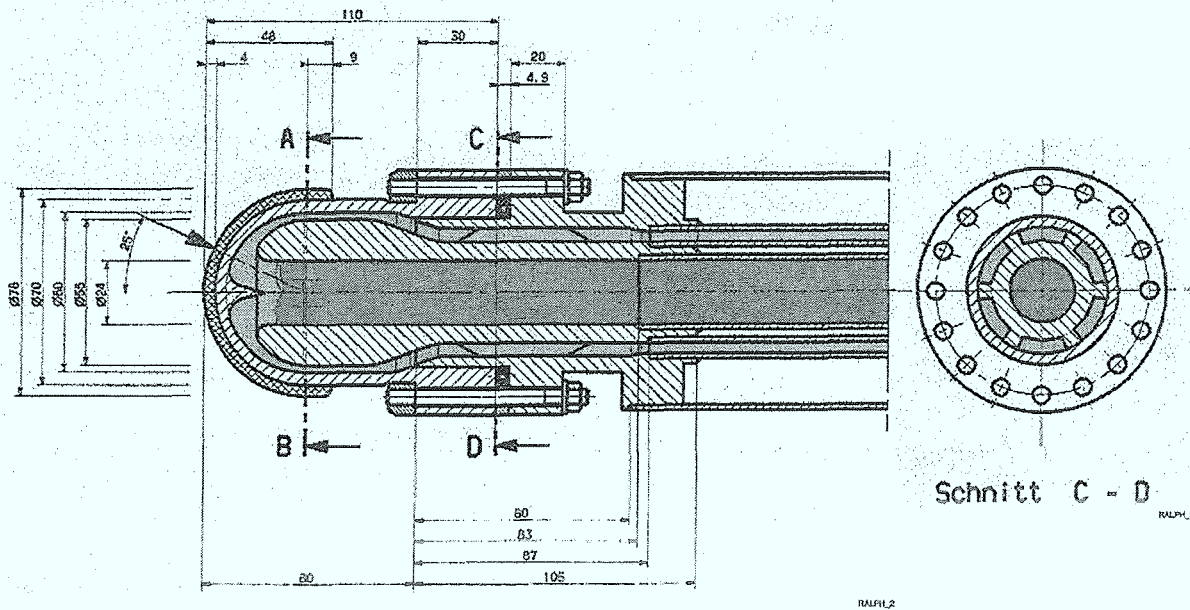


Abbildung 5.1 Maßskizze eines aktiv gekühlten, sphärischen Testlimiters mit zentrischer Kühlmittelzuführung.

Die Maßskizze in Abbildung 5.1 weist für die CFC-Kappe des Limiterkopfes eine Wandstärke von 4 mm aus. Sie wird über ein duktiles, beide Partner des Fügeverbundes benetzendes Aktivlot mit dem TZM-Träger verbunden. Dieser hat - außer im Dornbereich - eine Wandstärke von 5 mm. Die Höhen der Montageringe des Limiterkopfes und des Gegenstückes der Montagehalterung für den jeweiligen Testeinsatz legen zusammen mit dem Distanzblock des Dichtsystems die Länge der Spannschrauben fest und gewährleisten auf diese Weise selbsthemmende Spanbedingungen. Die Spannschrauben werden in einen zweiteiligen Gewinding gedreht und durch Muttern fixiert.

Die beschichtungstechnisch gestaltete Variante sieht an Stelle der CFC Schale eine thermisch gespritzte Wolfram Schicht vor. Sie wird durch Niederdruck Plasmaspritzen (Low Pressure Plasma Spraying - LPPS) in einer Schichtstärke von 0,8 bis 1,2 mm auf den identisch gestalteten TZM Träger aufgebracht.

5.2.2 Konstruktive Ausfertigung für den Testeinsatz in der Ionenstrahlanlage MARION

Zur experimentellen Überprüfung des thermischen und hydraulischen Einsatzverhaltens von Testlimitern werden Wärmeflußexperimente in der Ionenstrahlanlage MARION (Material Research Ion Beam Test Facility) durchgeführt. Die Limiterköpfe werden dazu auf einen Probenhalter montiert, der die Einbaulage relativ zum Teilchenstrahl der Testanlage festlegt

und die Schnittstellenfunktion zu den Kühlkreisläufen übernimmt (vgl. Abbildung 5.2). Als Werkstoff wird Edelstahl nach DIN 50049: 1.4571 verwendet.

Der Einbau in die Testanlage erfolgt am Probenflansch über eine vakuumdicht gestaltete, radial angeschweißte Flanschschnittstelle nach DN 150 CF. Die Montageebene liegt 490 mm über dem geometrischen Strahlzentrum und ermöglicht radial den auf ± 1 mm tolerierten Probeneinbau. Der Teilchenstrahl wird hier in seiner vertikalen Höhe durch Strahlblenden auf ± 160 mm relativ zum geometrischen Strahlzentrum begrenzt, so daß, abgesehen von Divergenzeffekten und einer Strahlteilung durch die eingebaute Probe selbst, eine Ausblendung nicht zu belastender Probenbereiche aus dem Ionenstrahl gegeben ist.

Das charakteristische Einbaumaß des Probenhalters bemißt den Abstand des Limiterpols von der Montageebene des CF-Flansches und beträgt 375 mm. Es definiert den Einbau der Testlimiter in der sog. *oberen Scraper-Lage* und stellt eine Verteilung der Oberflächenbelastung der Fügebereiche im Schwanz des jeweiligen horizontalen Lastprofils des Ionenstrahles sicher. Für den Testlimiter bedeutet *obere Scraper-Lage*, daß die Unterkante der oberen Strahlblende in der Verschneidungsebene des sphärischen mit dem zylindrischen Bereich des Testlimiters liegt.

Der CF-150 Blindflansch ist vakuumdicht mit einem tragenden Rohr verschweißt, das eine Distanzhülsefunktion zwischen dem Montageaufsatz des Limiterkopfes und einem Führungsrundkörper für das Rohrsystem zur Kühlmittleitung übernimmt. Die Baulänge dieses Rohres von 340 mm ermöglicht einen variablen Ansatz der Dichtnaht und damit abweichend von der Scraper-Lage unterschiedliche Einbautiefen.

Um eine Erwärmung des zentral zugeführten Kühlwassers durch lokale, heiße Strömungsgebiete im konzentrisch angeordneten Abflußsystem weitestgehend zu unterbinden, ist eine thermische Entkopplung der zu- und ableitenden Kühlwasserströme durch eine luftgefüllte Doppelwand aus Edelstahlrohren ausgeführt. Diese Rohre sind im Montagebereich des Limiterkopfes dicht mit dem Querschnittsadapter, der ebenfalls aus Edelstahl gefertigt ist, verschweißt. Im Bereich des Querschnittsadapters kann davon ausgegangen werden, daß es über die Strompfadlänge von 320 mm aufgrund der Wandstärken von mindestens 7 mm bei Pulslängen von 30 s zu keinem nennenswerten Wärmestrom kommt.

Zur Kühlmittelversorgung stehen zwei Kühlkreisläufe zur Verfügung:

1. Kleiner Kühlkreislauf für den Probenflansch (IRW-Flansch) der Ionenstrahlanlage mit einem maximalen Kühlwassereintrittsdruck von 5 bar und einem maximalen Durchfluß von 15 l/min.
2. V-Target Kühlkreislauf: diesem Kühlwasserkreislauf können ohne Beeinträchtigung der V-Target Funktion bei Drücken von maximal 15 bar Durchflüsse bis zu 320 l/min entnommen werden.

Für eine maximale Hot Spot Belastung von 10 MW/m² im stationären Betrieb kann die Durchflußbedingung nur mit dem V-Target Kreislauf erfüllt werden.

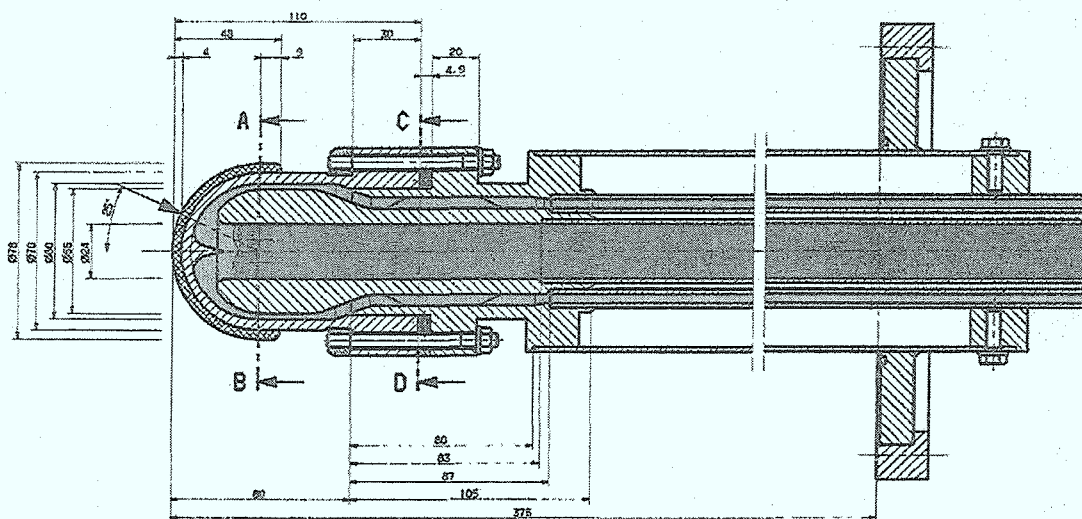


Abbildung 5.2 Detaildarstellung des Probenhalters für den Einbau in die Ionenstrahlanlage MARION mit den entsprechenden Einbaumaßen.

5.2.3 Konstruktive Ausfertigung für den Testeinsatz in TEXTOR

Die konstruktive Ausfertigung für den Testeinsatz in TEXTOR unterscheidet sich nur in wenigen Details von der beschriebenen Variante für das MARION Experiment. Das Funktionsprinzip bleibt vollständig erhalten. Die konstruktiven Unterschiede betreffen:

1. Einbaulänge: Sie beträgt für die gelötete Variante von der Montageebene des Einbauflansches bis zum Limiterpol 2455 mm. Für die beschichtete Version beträgt sie 2452 mm.
2. Die Flanschnittstelle ist als DN 100 CF Flansch gestaltet.
3. Die Kühlmittelversorgung erfolgt durch den TEXTOR Kühlwasserkreislauf WK-2 auf einem Druckniveau von 20 bar. Die maximale Kühlwasserentnahme ist auf 100 l/min limitiert.
4. Der Anschluß an das Kühlwassernetz erfolgt über flexible Hochdruckschläuche und Steckkupplungen: Typ Hansen, 8-HK. Die Versorgungsstrecke mißt ca. 25 m und überwindet einen Niveauunterschied von ca. 10 m. Der gesamte Druckverlust einer Leitung wird bei einem Durchsatz von 100 l/min auf ca. 7 bar geschätzt.

5.3 Beschreibung des hydraulischen Einsatzverhaltens

5.3.1 Kalorimetrische Mittelwertabschätzung

Für eine grobe Abschätzung des erforderlichen Kühlwasserdurchsatzes wird unter der Annahme des Auslegungslastfalles im Kühlwasser ein mittlerer Temperaturhub von 2,5 K zugelassen. Diese Temperaturvorgabe orientiert sich an Erfahrungswerten für den Kühlkreislauf des V-Targets der Ionenstrahlanlage MARION. Nach Abschnitt 4.2 beträgt für einen sphärischen Testlimiter mit Radius 40 mm die thermische Lastekopplung $4 \times P_{\Sigma}^{1/8} = 4 \times 6,24 \text{ kW}$ - also ca. 25 kW. Bei einer isobaren spezifischen Wärmekapazität von $c_p = 4,18 \text{ kJ/kg.K}$ für Wasser berechnet man nach Gleichung (2.1) einen Minstdurchsatz von $m_{\text{eff.}} \approx 2,4 \text{ kg/s}$. Bei einem axialen Zufuhrrohr der lichten Weite $d = 24 \text{ mm}$ (vgl. Abbildung 5.1) folgt daraus eine Strömungsgeschwindigkeit $u_{\text{eff.}} \approx 5,5 \text{ m/s}$. Diese Forderung kann für den Testeinsatz an der Ionenstrahlanlage MARION leicht erfüllt werden. Sie wird beim Testbetrieb an TEXTOR mit einer Strömungsgeschwindigkeit von ca. 4 m/s geringfügig unterschritten.

5.3.2 Reynoldszahl und Druckverlust im MARION Test und im TEXTOR Experiment

Die Effizienz des Wärmeüberganges ist stark an die Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmediums gekoppelt (vgl. Abschnitt 2.1.2). Sie nimmt mit der Reynoldszahl und daher mit höherer Strömungsgeschwindigkeit zu. Aus der Literatur sind für die Strömungsgeschwindigkeit des Kühlwassers Werte von annähernd 10 m/s bekannt^{148;168;169}. Für den Fall einer lichten Weite der axialen Kühlwasserzuführung von $d = 24 \text{ mm}$ erhält man für die Klassifikation der Kühlwasserströmung nach der kritischen Reynoldszahl $2320 < Re_{\text{krit.}} < 10^4$ für den turbulenten Fall eine minimale Strömungsgeschwindigkeit $u_{\text{turb. min.}} = 0,4 \text{ m/s}$. Damit ist für den Testeinsatz an beiden Anlagen ein turbulentes Kühlverhalten gesichert. Setzt man für die kinematische Viskosität von Wasser bei Raumtemperatur $\nu = 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, berechnet man für die Reynoldszahl nach Gleichung (2.3) für praxisnahe Strömungsgeschwindigkeiten von 4 bis 12 m/s $Re \approx 96.000$ bis 240.000.

Die Abschätzung der hydrodynamischen Druckbilanz des an die jeweilige Haltevorrichtung montierten Limitersystems erfolgt mit der um einen Verlustterm erweiterten Bernoulligleichung (2.5). Der Verlustterm $\Delta p_{\text{Verlust}}$ wird als Summe eines reinen Rohrreibungstermes und der Druckverluste durch die diversen Einbauten nach Gleichung (2.6) bestimmt. Die Rohrreibungszahl ξ kann rechnerisch in Abhängigkeit von den Strömungsverhältnissen und dem Verhältnis aus Wandrauhigkeit k zu Grenzschichtdicke δ des Stromprofils ermittelt werden. Rauigkeiten von neuen, nahtlos gewalzten oder gezogenen Stahlrohren betragen 0,02 bis maximal 0,1 mm, im Falle extremer Abnutzung 1 mm.

Man spricht von hydraulisch glatten Rohren, wenn $\delta/k \geq 1$ ist. Diese Bedingung wird in guter Näherung durch die Abschätzgleichung $Re < 65 \cdot d/k$ beschrieben. Die maximale Reynoldszahl für ein hydraulisch glattes Rohr der lichten Weite von 24 mm ist demnach mit

1560 abzuschätzen. Der hydraulisch rauhe Fall liegt dann eindeutig vor, wenn $\delta/k < 1$ ist. Diese Bedingung wird durch die Abschätzgleichung $Re > 1300 \cdot d/k$ überprüft. Die minimale Reynoldszahl für ein hydraulisch rauhes Rohr der lichten Weite von 24 mm ist demnach mit 1.560.000 abzuschätzen. Die Abschätzung beider Extremfälle zeigt, daß die Strömungsverhältnisse im Kühlsystem des Testlimiters in einem Mischbereich von hydraulisch glatten bzw. rauhen Wandbedingungen ablaufen. Für diesen Fall erfolgt die Abschätzung nach Colebrook. Die implizite Form motiviert eine Näherungsdarstellung bzw. ein Zurückgreifen auf Schaubilder, wie sie z.B. im Dubbel¹⁷⁰ angegeben sind. Unter der Annahme eines Verhältnisses $d/k \approx 240$ liefert das Schaubild für eine mittlere Reynoldszahl $Re \approx 170.000$ eine Rohrreibungszahl $\xi \approx 0,030$.

Für den Ringquerschnitt des abführenden Systems kann nach demselben Prinzip abgeschätzt werden: es ist allerdings der Durchmesser d durch den hydraulischen Durchmesser d_h des durchströmten Querschnittes zu ersetzen. Der mittlere Durchmesser d des ableitenden Systems mißt ca. 45 mm. Der Querschnitt A wird über das gesamte ableitende System annähernd konstant gehalten. Man berechnet $A \approx 645 \text{ mm}^2$, und im Limiterkopf $U \approx 280 \text{ mm}$: damit wird $d_h \approx 6,5 \text{ mm}$. Mit $d/k \approx 100$ erhält man mit einer Reynoldszahl $Re \approx 170.000$ und in analoger Weise eine Rohrreibungszahl $\xi \approx 0,04$.

Unter Zugrundelegung einer Strömungsgeschwindigkeit von 7,5 m/s und einer Einbaulänge von $2 \times 370 \text{ mm}$ berechnet man für den Testeinbau in MARION nach Gleichung (2.6, erster Summand) einen Druckverlust von ca. 1,5 bar. Für eine Einbaulänge von $2 \times 2,4 \text{ m}$ bei einer Strömungsgeschwindigkeit von ca. 4 m/s berechnet man für den Testeinbau in TEXTOR einen Druckverlust von ca. 3 bar. Geometriebedingt fallen ca. 75% der jeweiligen Druckverluste im ableitenden System an.

Faßt man im Umlenkbereich des Limiterkopfes den durchströmten Querschnitt näherungsweise als Rechteckquerschnitt auf und berechnet damit den lokalen hydraulischen Durchmesser nach Gleichung (2.4), konstruiert man für den hydraulischen Durchmesser im Übergang von der zentralen Zuführung in den Krümmungsbereich eine Unstetigkeit. Die nach dem Modell des rechteckigen Strompfades ermittelten Werte sind demnach nicht verwendbar. Die Bestimmung des hydraulischen Durchmessers im Umlenkbereich geschieht nachfolgend in der Weise, daß sich im zentralen Übergangsbereich der Wert des hydraulischen Durchmessers der lichten Weite von 24 mm angleicht und daß er im Verschneidungsbereich der Rückführung in das Rohrsystem nach dem Modell des Ringspaltes über Gleichung (2.4) den dort gültigen Wert $d_h \approx 5 \text{ mm}$ annimmt. Die lokalen Werte sind über quadratische Interpolation (Kugelfläche!), unter Berücksichtigung eines stetigen und glatten Überganges im Verschneidungsbereich der Rückführung ($d_h|_{62 \text{ mm}} = 0!$) innerhalb der exakt bestimmbaren Grenzwerte ermittelt. Das Verfahren ist in Tabelle 5.1 dokumentiert.

Der Verlauf des hydraulischen Durchmessers und der Kühlpaltbreite sind in Abbildung 5.3 dargestellt.

Die Bestimmung des Widerstandsbeiwertes ζ geschieht näherungsweise nach den geometrischen Gegebenheiten im Hot Spot ($\delta^{\text{HotSpot}} \approx 65^\circ$, $d \approx 35 \text{ mm}$) nach Gleichung (2.7), wobei ζ_0 der Widerstandsbeiwert eines winkelgleichen Rohrkrümmers mit Kreisquerschnitt bei einem Durchmesser $d = d_h$ ist. In der Hot Spot Lage nimmt d_h einen mittleren Wert von ca. 10

bis 15 mm an. Mit $r^{\text{HotSpot}} / d_h \cong 1$ ermittelt man aus dem Dubbel¹⁷⁰ für einen 90° Krümmer mit hydraulisch rauher Oberfläche: $\zeta_0^{90^\circ} \cong 0,51$.

Anpassung des hydraulischen Durchmessers durch ein Polynom zweiten Grades nach den Eckwerten:

d_h (24 mm) =	24
d_h (62 mm) =	5

Anpassungsgleichung

$$d_h = a \cdot d^2 + b \cdot d + c$$

angepaßte Koeffizienten

a	0,01316
b	-1,63158
c	55,57895

d [mm]	d_h [mm]	Spaltbreite s [mm]
20	24,00	
24	24,00	24
30	18,47	10
36	13,89	6,5
42	10,26	5
48	7,58	4
54	5,84	3,5
60	5,05	3,5
66	5,00	3,5

Tabelle 5.1: Näherungswerte für den hydraulischen Durchmesser und die Breiten des Kühlpaltes im Umlenkbereich des Limiterkopfes

Mit einem Verhältnis $s / b = s^{\text{HotSpot}} / 2 \cdot \pi \cdot d_h^{\text{HotSpot}} \cong 0,07$ ermittelt man den Widerstandsbeiwert des Limiterkopfes von $\zeta \cong 0,036$. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit einer Abschätzung nach Mishra und Gupta, nach der der Widerstandsbeiwert für eine turbulent durchströmte Rohrwindel nach Gleichung (2.8) berechnet wird: sie liefert für $\zeta = 0,032$. Daraus ergibt sich unter Annahme eine Strömungsgeschwindigkeit 7,5 m/s nach Gleichung (2.6), zweiter Summand, ein Druckverlust von ca. 0,015 bar, der vernachlässigbar ist.

Der gesamte Druckverlust des hydraulischen Systems wird demnach für eine Strömungsgeschwindigkeit von $u \cong 7,5$ m/s bei einer mittleren Reynoldszahl von $Re \cong 170.000$ für den Testeinbau in MARION mit ungefähr 1,5 bar abgeschätzt. Für den Einbau in TEXTOR ist bei einer Strömungsgeschwindigkeit von $u \cong 4$ m/s mit einer mittleren Reynoldszahl $Re \cong 96.000$ und mit einem Druckverlust um 3 bar zu rechnen.

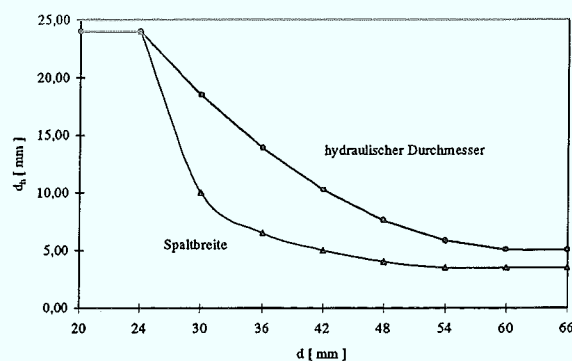


Abbildung 5.3: Näherungswerte für den hydraulischen Durchmesser und die Breiten des Kühlpaltes im Umlenkbereich des Limiterkopfes.

6 Abschätzungen zum thermomechanischen Verhalten von sphärischen Testlimitern

6.1 Abschätzung des Wärmeübergangsverhaltens

Testlimiter werden unter der Annahme eines einphasig vorliegenden Kühlmediums betrieben. Die Abschätzung des Wärmeübergangsverhaltens geschieht auf der Basis hydraulischer Randbedingungen. Ein Überblick dazu ist in Abschnitt 2.2.5 und in Tabelle 2.4 gegeben. Eine geschlossene Theorie existiert nicht. Die wichtigsten Kriterien zur Wahl der geeigneten Berechnungsmethode für den Wärmeübergangskoeffizienten betreffen das Kühlmedium, die Beschaffenheit der Wand und hydraulische Kennzahlen. In Tabelle 6.1 werden thermodynamische und hydraulische Kennzahlen des Kühlwassers sowie Kennzahlen für den Wärmeübergang im Hot Spot eines sphärischen Limiters für den belastungsrelevanten Temperaturbereich der Kühlfläche nach Kraußhold und Hausen und unter Verwendung der Stoffwertfunktion von Wasser angegeben.

Eckdaten
 v [m/s] 7,5
 d_h [m] 1,60E-02
 l_{char} [m] 3,90E-02

T [°C]	ρ [kg/m³] **	c_p [J/kg.K] **	v [m²/s] *	λ [W/m.K] *	α [m²/s] *	Pr	Re	Nu *	$\alpha_{\text{glatt, gerade}}^*$	Nu **	$\alpha_{\text{glatt, gerade}}^{**}$	$f_{\text{Mikroturbulenz}}^{+++}$	$\alpha_{\text{glatt, gerade}}^{+++}$
0	1000	4225	1,79E-06	0,555	1,314E-07	13,627	67039	582	8285	745	10595	76714	17289
20	997	4180	1,00E-06	0,5883	1,412E-07	7,112	119522	727	10965	1009	15222	95795	21590
40	992	4174	6,53E-07	0,6216	1,501E-07	4,350	183767	855	13625	1244	19829	112115	25268
60	983	4179	4,65E-07	0,6549	1,594E-07	2,917	258065	968	16247	1446	24280	126422	28492
80	970	4194	3,56E-07	0,6882	1,692E-07	2,104	337079	1062	18735	1606	28341	138806	31283
100	957	4210	2,92E-07	0,7215	1,791E-07	1,631	410959	1132	20943	1716	31744	149432	33678
120	941	4240	2,40E-07	0,7548	1,892E-07	1,269	500000	1207	23358	1822	35270	157644	35529
140	925	4280	1,40E-07	0,7881	1,991E-07	0,703	857143	1493	30175	2193	44307	164211	37009
160	903	4335	1,50E-07	0,8214	2,098E-07	0,715	800000	1422	29942	2074	43689	169899	38291
180	881	4387	1,50E-07	0,8547	2,211E-07	0,678	800000	1394	30556	2011	44063	174767	39388
200	860	4460	1,50E-07	0,888	2,315E-07	0,648	800000	1371	31213	1956	44531	176989	39889
220	836	4500	1,50E-07	0,9213	2,449E-07	0,613	800000	1343	31717	1890	44637	178217	40165

*) Stoffdaten nach Dubbel; 15. Auflage; p. 1356, D/2, Tab.1 u. 2

**) Stoffdaten nach J.P. Holman; Heat Transfer; 7th ed. p. 665, tab. A-9

+) nach Kraußhold; Dubbel; 15. Auflage; p. 245

++) nach Hausen; Dubbel; 15. Auflage; p. 245

+++ nach W. Wagner; Wärmetauscher; 1. Auflage; p. 56

Tabelle 6.1: Thermodynamische und hydraulische Kennzahlen des Kühlwasserflusses im Hot Spot des sphärischen Limiters für den belastungsrelevanten Temperaturbereich.

Die folgenden Abschätzungen des Wärmeübergangsverhaltens basieren auf der Beschreibung der thermophysikalischen Eigenschaften des Kühlwassers durch eine Stoffwertfunktion wie in Tabelle 2.4; Nr. 5 angegeben. Abbildung 6.1 zeigt den Vergleich des so ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten mit den Werten aus den Vorhersagemodellen von Kraußhold und Hausen, die sich beide auf Normaldruck beziehen. Nach Kraußhold und Hausen beginnt bei einer vorgegeben Strömungsgeschwindigkeit des Kühlwassers von 7,5 m/s ab einer Wandtemperatur von 120°C Blasensieden aufzutreten. Es kommt zu einem Anstieg des

Wärmeübergangskoeffizienten, der unter den Betriebsbedingungen des Testlimiters, die Drücke um 15 bar vorsehen, nicht realistisch ist.

In Abbildung 6.2 ist der Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten in einem geraden, hydraulisch glatten Rohr als Funktion von der Temperatur gezeigt, wobei zu drei Strömungsgeschwindigkeiten unterschiedliche hydraulische Durchmesser des durchströmten Querschnittes berücksichtigt werden. Der erzielbare konvektive Wärmetransport in das Kühlmedium wird in erster Linie durch die Strömungsgeschwindigkeit und erst in weiterer Folge durch den hydraulischen Durchmesser bestimmt. Während eine Halbierung des hydraulischen Durchmessers zu einer Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten um ca. 10% führt, bewirkt die Verdoppelung der Strömungsgeschwindigkeit auch eine annähernde Verdoppelung des Wärmeübergangskoeffizienten. Demnach ist für den Einsatzfall des Testlimiters eine möglichst hohe Strömungsgeschwindigkeit anzustreben, während der Gestaltung des hydraulischen Durchmessers aus kühlungs-technischen Gründen eine untergeordnete Bedeutung zukommt.

Der hydraulische Durchmesser im Hot Spot Bereich von 12 mm ergibt bei 200°C und einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von 7,5 m/s in der Näherung einer geraden, turbulenten Innenrohrströmung bei einer hydraulisch glatten Rohrwand einen Wärmeübergangskoeffizienten von $\alpha \approx 50.000 \text{ W/m}^2\text{K}$. Bei 200°C bestimmt man nach Hausen $\alpha \approx 40.000 \text{ W/m}^2\text{K}$, nach Kraußhold wird $\alpha \approx 30.000 \text{ W/m}^2\text{K}$. Nach den Gleichungen (2.15) und (2.16) erhöhen Wandrauigkeiten der angestörmten Flächen und die gekrümmte Strömung im Hot Spot Bereich den Wärmeübergangskoeffizienten jeweils um einen Faktor 2. Unter Zugrundelegung eines Sicherheitsfaktors von 100% kann unter den angeführten thermohydraulischen Bedingungen für den Testeinsatz unter stationären Bedingungen in der Ionenstrahlanlage MARION von einem kalkulatorischen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{kalk.}} \approx 100.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ ausge-

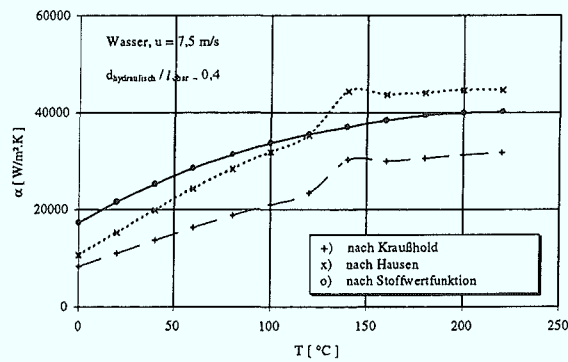


Abbildung 6.1 Wärmeübergangskoeffizient als Funktion der Kühlflächentemperatur für den Kühlwasserfluß in einem geraden, hydraulisch glatten Rohr nach Kraußhold und Hausen und unter Verwendung der temperaturabhängigen Stoffwertfunktion für Wasser (nach Tabelle 6.1).

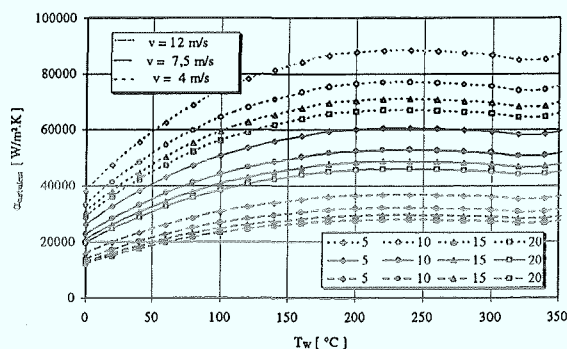


Abbildung 6.2: Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion der Kühlflächentemperatur von Wasserströmungen in einem geraden, hydraulisch glatten Rohr für unterschiedliche hydraulische Durchmesser (Legende unten) und unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten von 4 m/s, 7,5 m/s und 12 m/s. Die Bestimmung erfolgte über die Stoffwertfunktion (nach Tabelle 6.1).

gangen werden. Für den Testeinsatz in TEXTOR wird mit einem Wärmeübergangskoeffizienten von $\alpha_{\text{kalk.}} \approx 50.000 \text{ W/m}^2\text{.K}$ gerechnet.

Bei einem Betriebsdruck von 15 bar beträgt die Siedetemperatur des Kühlwassers 198°C^{179} . Die Temperaturen an der Kühlfläche können diesen Wert jedoch beträchtlich übersteigen, ohne daß es zu Siedevorgängen kommt. Schlosser et al¹²⁷. beschreiben in ihrer Arbeit die Entwicklung des temperaturabhängigen Wärmestromes als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit für ein Kühlsystem mit dem hydraulischen Durchmesser $d_h = 10 \text{ mm}$. Bei einem Betriebsdruck von 15 bar und einer Kühlmittelgeschwindigkeit von 5 m/s wird eine kritische Leistungsflußdichte von ca. 30 MW/m^2 angegeben. Diese Werte werden weder im Ionenstrahltest noch im TEXTOR Experiment erreicht, mit nennenswerten Dampfgehalten im Kühlwasser ist daher nicht zu rechnen.

6.2 Analytische Abschätzung des Temperaturfeldes

6.2.1 Grundannahmen

Die nachfolgenden analytischen Abschätzungen zum transienten und stationären Temperaturfeld werden für einen CFC - TZM Werkstoffverbund durchgeführt, wie er in Abschnitt 5.2 beschrieben ist. Es werden konstante, mittlere Stoffwerte angenommen. Sie sind aus Tabelle 2.3 entnommen und in Tabelle 6.2 zusammengefaßt. Die Abschätzungen erfolgen ein-dimensional, nach den Lösungen der Wärmeleitungsgleichung wie sie in Abschnitt 2.2.3, Tabelle 2.2 angegeben wurden. Es wird, so nicht anders vermerkt, der Auslegungslastfall angenommen ($P_{\text{IA}} = 10 \text{ MW/m}^2$), wobei die zugrundeliegenden Modellannahmen von einem homogenen Leistungsfluß ausgehen. Die Eintrittstemperatur des Kühlwassers wird mit $T_\infty = 20^\circ\text{C}$ angenommen. Die Dicke der hydraulischen Grenzschicht δ_{th} wird nach Abschnitt 2.2.5.1 über die Beziehung $\alpha = \lambda/\delta_{th}$ abgeschätzt. Die Werte für die Wärmeleitfähigkeit sind Tabelle 6.1 entnommen.

	Wandstärke [mm]	λ [W/m.K]
CFC ($\approx 1000^\circ\text{C}$)	4	90
TZM ($\approx 500^\circ\text{C}$)	5	115
	Kühlspaltbreite [mm]	α [W/m ² .K]
Wasser ($\approx 100^\circ\text{C}$)	3,5 $\delta_{th} \approx 15 \mu\text{m}$	50.000

Tabelle 6.2 Sphärischer Limiter: Wandstärken und thermodynamische Transportkoeffizienten der einzelnen Lagen des Wärmetransportes.

6.2.2 Stationäres Temperaturfeld

Die Abschätzung des stationären Temperaturfeldes im Hot Spot wird unter den Annahmen eines ebenen, eines zylindrischen und eines sphärischen Modelles unter Vernachlässigung von Strahlungsverlusten vorgenommen. Es werden die Gleichungen 1 bis 3 aus Tabelle 2.2 verwendet. Für die zylindrische Betrachtung wird die angegebene Näherungslösung angewandt. Für die sphärische Abschätzung erfordert das Modell die Einschränkung der homogenen Beaufschlagung durch die Leistungsflußdichte $P_{/A}$ auf einen wechselwirkungsaktiven Teil der Kugeloberfläche. Es werden 30% veranschlagt.

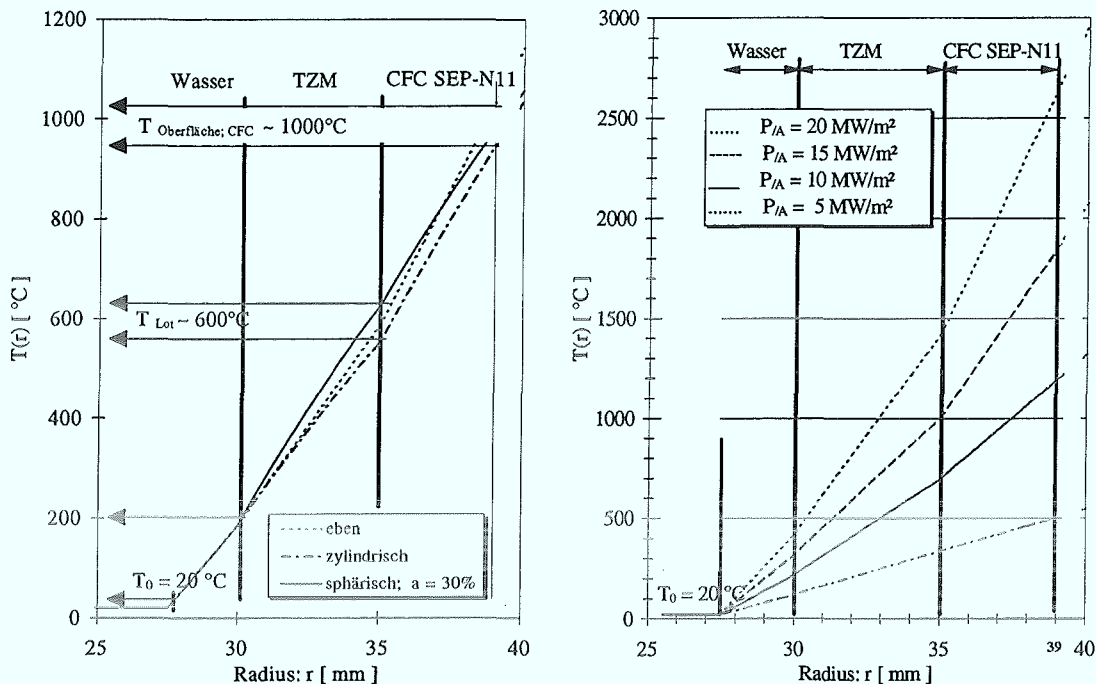


Abbildung 6.3: links: Abschätzung des stationären Temperaturfeldes im Hot Spot unter den Annahmen eines ebenen, eines zylindrischen und eines sphärischen Modells für den Auslegungslastfall von $P_{/A}^{\text{HotSpot}} = 10 \text{ MW/m}^2$.
rechts: Abschätzung des stationären Temperaturfeldes im Hot Spot unter den Annahmen eines ebenen Modells für unterschiedliche Leistungsflußdichten im Hot Spot.

Die Gegenüberstellung der drei geometrischen Modellannahmen zeigt im linken Bild von Abbildung 6.3 die Zulässigkeit einer ebenen Modellannahme für Abschätzungen am beschriebenen Testlimiter. Die ebene Näherung weist tendenziell die höchsten Temperaturwerte aus. Krümmungseffekte bewirken für das zylindrische wie für das sphärische Modell eine Verringerung der Temperatur im Bereich des Lötspaltes und der CFC-Oberfläche. Für den Auslegungslastfall können die Temperaturen im Hot Spot wie folgt abgeschätzt werden:

CFC - Außenkontur:	$\sim 1100^\circ\text{C}$
Lötzone: CFC-TZM:	$\sim 600^\circ\text{C}$
Kühlfläche: TZM-Wasser:	$\sim 220^\circ\text{C}$

Die Abschätzung des stationären Zustandes für verschiedene Hot Spot Belastungen ist im rechten Bild von Abbildung 6.3 gegeben. Es ist das ebene Modell zugrunde gelegt. Ab einer Leistungsflußdichte von 15 MW/m² werden im Hot Spot Bereich Temperaturen ausgewiesen, die zum Lotschmelzen führen. Für eine Leistungsflußdichte von 20 MW/m² wird eine Oberflächentemperatur von 2700°C ausgewiesen. Hier ist die Gültigkeitsgrenze des Modelles sicher überschritten. Neben Strahlungsverlusten werden Kühlungsmechanismen durch Verdampfung und Vapour Shielding wirksam, die nicht mehr vernachlässigt werden dürfen.

Für den Auslegungslastfall zeigt Abbildung 6.3 über den gesamten betrachteten Bereich einen weitgehend konstanten Anstieg des Temperaturverlaufes. Das gesamte Kühlsystem kann als ein quasihomogenes Medium mit einer mittleren Wärmeleitfähigkeit $\langle \lambda \rangle$ aufgefaßt werden. Faßt man die drei Medien: CFC, TZM und Wasser zu einem Medium mit einem gemittelten Wärmeübergangsverhalten zusammen, kann man mit Hilfe von Gleichung 1 aus Tabelle 2.2

$$\Delta T = P_{JA} \cdot \left(\sum_{i=1}^n \frac{l_i}{\lambda_i} + \sum_{j=1}^m \frac{1}{\alpha_j} \right) \quad (6.1)$$

nach Substitution des Klammerausdruckes durch einen Term $\Delta l / \langle \lambda \rangle$ die mittlere Wärmeleitfähigkeit des Systems $\langle \lambda \rangle$ abschätzen. Sie beträgt annähernd 115 W/m.K

6.2.3 Analytische Abschätzungen des zeitlichen Verlaufes der Oberflächentemperatur

Die in Tabelle 2.2 angegebenen, transienten Lösungen der Wärmeleitungsgleichung beziehen sich alle auf ein homogenes Medium. Um den transienten Temperaturverlauf an der Oberfläche eines Werkstoffverbundes abschätzen zu können, wird daher ein homogenes Medium mit gemittelten Stoffeigenschaften konstruiert. Die Mittelung erfolgt nach der Vorstellung, daß der Wärmestrom im Bereich des Hot Spots entlang einer Schnittfläche, die den Mittelpunkt der Halbkugel des Limiterkopfes enthält, in radialer Richtung in den Limiter eindringt. Die Gewichtung erfolgt nach

$$\langle \psi \rangle = \frac{\sum \psi_i A_i}{\sum A_i}, \quad (6.2)$$

wobei ψ_i eine Observable im Stoffgebiet „i“ darstellt, A_i die entsprechende Querschnittsfläche. Die folgenden Mittelungen der Stoffeigenschaften und analytischen Abschätzungen werden unter Berücksichtigung der mittleren Temperaturen innerhalb des Stoffgebietes unter der Annahme konstanter Stoffwerte aus Tabelle 6.2 vorgenommen. Man bestimmt:

$$\langle \rho \rangle = 5.909 \text{ kg/m}^3 \quad \langle c_p \rangle = 607 \text{ J/kg.K} \quad \langle \lambda \rangle = 115 \text{ W/m.K.}$$

$$\langle a \rangle = 3,21 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s.}$$

Die Gleichungen zur Beschreibung des transienten Verhaltens des Temperaturfeldes aus Tabelle 2.2 sind Reihendarstellungen, die auf ihr Konvergenzverhalten hin betrachtet werden müssen. Sie enthalten Summationen über Terme der prinzipiellen Gestalt:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^2} \cdot e^{-\frac{a \cdot n^2 \cdot \pi^2}{l^2} \cdot t} \quad (6.3)$$

Die Abschätzung ihrer Größenordnung ergibt ein Abbruchkriterium für die Summation. Faßt man den Exponentialterm zur Gestalt $e^{-t/\tau}$ zusammen und gibt man für große Zeiten als Abbruchkriterium $t/\tau = 10^2$ vor, schätzt man mit $l = \sum l_i = 10 \text{ mm}$: $n_{\max.} = 2$ ab. Für kleine Zeiten hat die Vorgabe des Abbruchkriteriums über den Faktor $1/n^2$ zu erfolgen. Dieses Abbruchkriterium bestimmt insbesondere in der Startphase die Aussagekraft des Modelles. Zur stückweisen Konstruktion der transienten Temperaturentwicklung an der Bauteiloberfläche ist für die Startphase Gleichung (6.4) heranzuziehen.

$$\Delta T = 2 \cdot P_{IA} \cdot \sqrt{\frac{t}{\pi \cdot \rho \cdot \lambda \cdot c_p}} \quad (6.4)$$

In Abbildung 6.4 ist der Verlauf des transienten Temperaturhubes an der Oberfläche des beschriebenen sphärischen Testlimiters unter Annahme des Auslegungslastfalles $P_{IA} = 10 \text{ MW/m}^2$ gezeigt. Die Gegenüberstellung der Resultate der analytischen Näherung unter Annahme einer ebenen, homogenen Belastung mit numerisch ermittelten, transienten Temperaturwerten zeigt nur teilweise Übereinstimmung. Die Resultate der Finite Element Rechnung (siehe Abschnitt 6.3) sind für den stationären Grenzfall mit den analytischen Vorhersagen aus dem ebenen Modell praktisch identisch. Unter der Annahme einer Kühlwassereintrittstemperatur von 20°C erreicht die stationäre Oberflächentemperatur annähernd 1150°C . Die Modellannahme einer homogenen Lastekopplung beschreibt ein vergleichbares transientes Verhalten wie die FE-Rechnung, weist aber zu niedrige Temperaturen aus. Die Annahme einer gaußförmig verteilten Lastekopplung führt zu keiner zufriedenstellenden Abschätzung. Zur Beurteilung des Startverhaltens ist das transiente Temperaturverhalten nach dem $t^{1/2}$ -Gesetz aus Gleichung (6.4) eingetragen. Die Modelle stimmen hier überein. Durch eine Mittelung der thermophysikalischen Stoffwerte kann demnach das transiente Verhalten eines Werkstoffverbundes auf der Basis eines ebenen Modelles mit homogen angenommener Bauteilbelastung abgeschätzt werden; die ermittelten Temperaturen unterschreiten jedoch die Vorhersagen des ebenen stationären Modelles um ca. 10%. Der stationäre Zustand wird nach 5 bis 6 s erreicht.

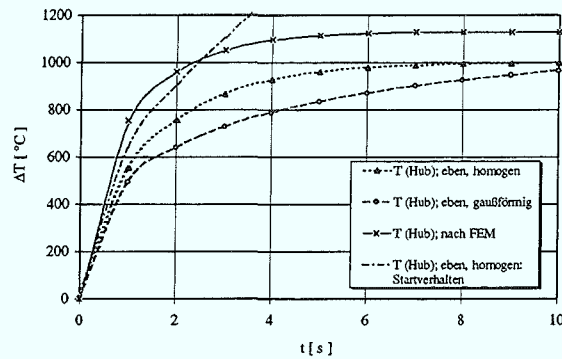


Abbildung 6.4: Transiente Temperatur an der Oberfläche eines sphärischen Testlimiters unter Annahme des Auslegungslastfalles $P_{IA} = 10 \text{ MW/m}^2$. Gegenüberstellung der Resultate analytischer Näherungsmethoden mit numerisch ermittelten Werten. Zur Beurteilung des Startverhaltens ist der Verlauf der transienten Temperatur nach dem $t^{1/2}$ -Gesetz (Gleichung 6.4) eingetragen.

6.3 Numerische Temperaturfeld- und Spannungsrechnungen für den Fügeverbund SEPCARB-N11 / TZM

6.3.1 Modellierung zur Berechnung des Temperaturfeldes

Zur detaillierteren Bestimmung des zeit- und ortsabhängigen Temperaturfeldes an einem sphärischen Limiter wurden für beide technologischen Varianten Berechnungen mit dem Finiten Elemente Code ABAQUS 5.4 durchgeführt. Aus Symmetriegründen konnte die Modellierung auf einen Quadranten des halbkugelförmigen Limiterkopfes eingeschränkt werden. Es wurde ein dreidimensionales Modell mit 20 Knoten Elementen angewandt. Die im Vergleich zum TZM Körper und zur CFC Schale dünne Lotschicht wurde aus Komplexitätsgründen nicht in die Modellierung mit einbezogen. Die Vernachlässigung der duktilen Lotschicht beeinträchtigt die Berechnung des Temperaturfeldes im belasteten Zustand praktisch nicht. Das Netz ist so konstruiert, daß über den gesamten sphärischen Bereich innerhalb einer Netzfläche - definiert durch $r = \text{const.}$ - annähernd gleich große Maschen generiert werden und daß sich der Netzflächenabstand zur Fügezone hin verringert. Eine derartige Netzgestaltung ermöglicht eine genauere, weil von numerischen Effekten weniger beeinflusste Beschreibung der thermophysikalischen Bedingungen in der Fügezone. Abbildung 6.7 zeigt das Netz gemeinsam mit der Verformten Struktur bei Raumtemperatur bzw. im Auslegungslastfall.

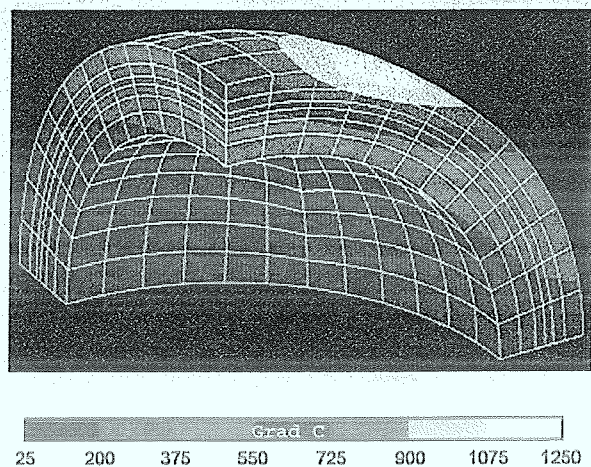


Abbildung 6.5: Räumliches Temperaturfeld im Quadranten des halbkugelförmigen Limiterkopfes für den Auslegungslastfall von $P_A = 10 \text{ MW/m}^2$ im Hot Spot. Die FEM Rechnung berücksichtigt den Endfertigunugszustand des Limiters mit $R = 39 \text{ mm}$.

Die thermodynamischen Stoffgrößen aus Tabelle 2.3 gehen temperaturabhängig in die Berechnungen ein. Zur Erfassung des Wärmeüberganges ist die Stoffwertfunktion in das Programm implementiert. Das Erreichen des stationären Zustandes ist durch eine Temperaturdifferenz an der CFC-Außenfläche im Hot Spot von $\Delta T < 3 \text{ K}$ (je Rechenschritt) definiert.

6.3.2 Stationäres und transientes Temperaturverhalten

Abbildung 6.5 zeigt das räumliche Temperaturfeld im rechten hinteren Quadranten eines halbkugelförmigen Limiterkopfes für den Auslegungslastfall. Die Rechnung berücksichtigt

das Endfertigungsmaß für den Limiterradius von 39 mm. Der Hot Spot wird in einer δ -Lage von 64° ausgebildet. Die Oberflächentemperatur beträgt ca. 1150°C .

Die Darstellung des transienten Temperaturverlaufes ist für den Hot Spot in Abbildung 6.6 gegeben. Die Temperaturentwicklung ist an der CFC Oberfläche, im Lötspalt und an der Kontaktfläche der Wärmesenke zum Kühlwasser gezeigt. Bei einer Kühlwassereintrittstemperatur von 20°C stellt sich eine Oberflächentemperatur von 1150°C ein. Die Temperatur erreicht in der Fügezone 650°C und die Kühlflächentemperatur 220°C . Der stationäre Zustand tritt nach 5,5 bis 6 s ein.

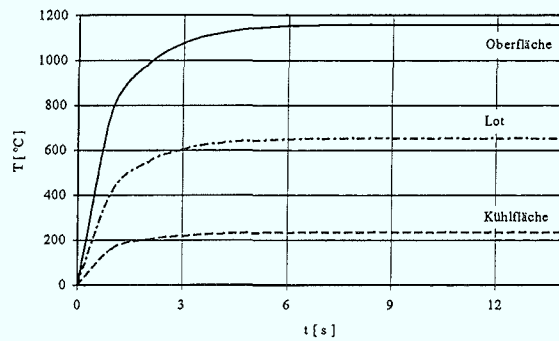


Abbildung 6.6 Transientes Temperaturverhalten eines sphärischen Testlimiters: $R = 39\text{ mm}$. Die Wandstärken betragen für die CFC-Schale 4 mm, für den TZM-Wärmesenke 5 mm.

6.3.3 Analyse der Spannungsverteilung

Mit dem Finite Elemente Modell wurde eine qualitative Abschätzung der Spannungsverteilung nach v. Mises durchgeführt. Die Vernachlässigung der duktilen Lotschicht beeinträchtigt die Berechnung des Temperaturfeldes im belasteten Zustand praktisch nicht, führt jedoch zu einer Überhöhung der Absolutwerte der berechneten Vergleichsspannungen. Daher erfolgt die Darstellung der Ergebnisse der Spannungsrechnung in einer auf den maximalen Spannungswert bezogenen Normierung.

Das Modell berücksichtigt die Anisotropien und die Temperaturabhängigkeit der thermophysikalischen wie der elastomechanischen Werkstoffkennwerte. Das Verhalten des CFC Werkstoffes SEPCARB-N11 geht linear elastisch in das Modell ein, das plastische Verhalten des TZM Trägers wurde durch eine stückweise lineare Spannungs - Dehnungs - Korrelation und eine isotrope Verfestigungsannahme modelliert. Als kinematische Randbedingung wurde die Verschneidungsfläche der gefügten TZM Halbkugel mit dem zylindrischen Restkörper in allen Freiheitsgraden fixiert. Der Innendruck des Kühlsystems wird vernachlässigt. Zur Bestimmung der Spannungsverteilung bei Raumtemperatur wurde der Lötverbund bei der Erstarrungstemperatur des Lotes von 1070°C als spannungsfrei angenommen. Die Entwicklung des Spannungsfeldes für den thermischen Auslegungslastfall einer Hot Spot Belastung von $P_A = 10\text{ MW/m}^2$ geschieht als Superposition des Eigenspannungszustandes und des zeitabhängigen thermischen Spannungsfeldes.

In Abbildung 6.7 ist die verformte Struktur im erkalteten Zustand und im stationären Zustand unter Auslegungslastung dargestellt. Die Verformungszustände unterscheiden sich nur unwesentlich.

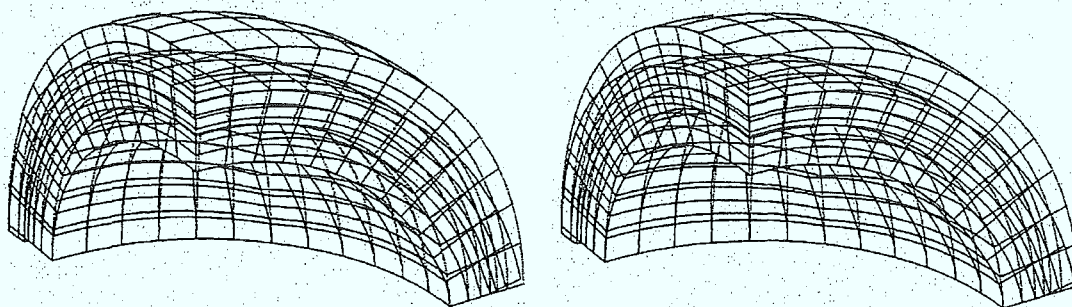


Abbildung 6.7: links: Unverformte (schwarz) und verformte Struktur (rot) im Eigenspannungszustand.
rechts: Unverformte (schwarz) und verformte Struktur (rot) unter stationären Bedingungen im Auslegungslastfall.
Die Verformungszustände unterscheiden sich nur unwesentlich. Die Verformungen werden 30-fach vergrößert dargestellt.

Abbildung 6.8 zeigt das räumliche Vergleichsspannungsfeld nach v. Mises über den Quadranten des sphärischen Verbundes SEPCARB-N11 mit TZM in einer auf Maximalwert normierten Darstellung.

In Abbildung 6.9 ist der Spannungsverlauf nach v Mises an Ortslinien maximaler Spannungen in der Fügezone gezeigt. Sie liegen in der Verschneidungsebene von Halbkugel und zylindrischem Restkörper (Äquatorialfläche) bzw. in der Meridianfläche $\varphi = 90^\circ$. Gezeigt sind die auf Maximalwert normierten Spannungen für den thermisch unbelasteten Fall und den Auslegungslastfall. Der Spannungszustand des CFC Schalenkörpers ist vom thermischen Lastfall praktisch unbeeinflusst. Am TZM Träger tritt im Verlauf der thermischen Belastung eine deutliche Spannungsreduktion auf, die auf die Angleichung des Temperaturfeldes in der Fügezone an die Erstarrungstemperatur des Lotes zurückzuführen ist. Die Spannungsrechnung zeigt damit auf, daß der Eigenspannungszustand hauptsächlich aus den unterschiedlichen thermischen Werkstoffkennwerten und erst in weiterer Folge aus Singularitätseffekten in der freien Lötfläche resultiert. Ebenso weist das Modell hinsichtlich der Spannungsintensität den Werkstoffanisotropien einen untergeordneten Einfluß zu. Im Scheitelpunkt und insbesondere im Hot Spot Bereich des Testlimiters treten im Vergleich zur Äquatorialfläche signifikant geringere Eigenspannungen im TZM Träger auf. Gleichzeitig werden hier im thermischen Lastfall die höchsten Temperaturen erreicht. Damit treten im Hot Spot des TZM Körpers beträchtliche Spannungsamplituden auf. Sie sind in Abbildung 6.10 für den Ort maximaler Vergleichsspannung und den

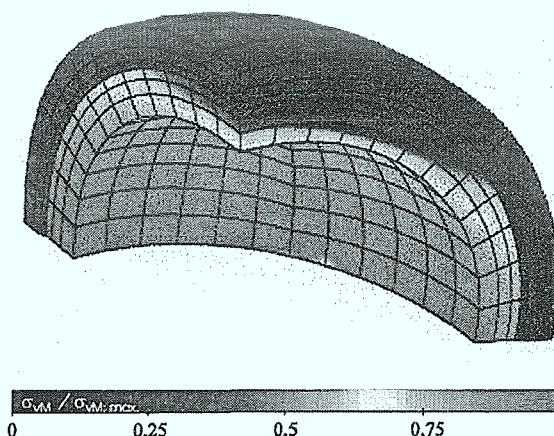


Abbildung 6.8: Normierte Darstellung des Eigenspannungsfeldes über den Quadranten eines sphärischen Testlimiters. Die Wandstärken der Fügepartner betragen für die CFC Kappe 4 mm und den TZM Träger 5 mm. Der Durchmesser beträgt 80 mm.

Hot Spot auf Basis des Auslegungslastfalles als transiente, normierte Spannungsverläufe dargestellt. Nach 3,5 s ist ein quasistationärer Spannungszustand erreicht. Die resultierenden Spannungen erreichen im TZM Körper an beiden Orten einen Wert von ca. 50% des Eigenspannungszustandes. Das Niveau des Spannungszustandes ist in der Äquatorialebene am höchsten. Damit ergibt sich hier die

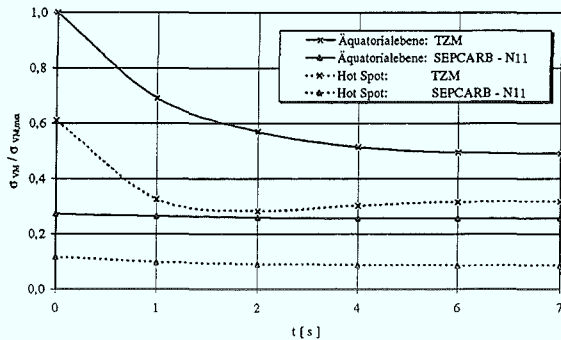


Abbildung 6.10: Transienter, normierter Spannungsverlauf nach v. Mises am Ort maximaler Vergleichsspannung für den Auslegungslastfall einer Hot Spot Belastung von $P_A = 10 \text{ MW/m}^2$.

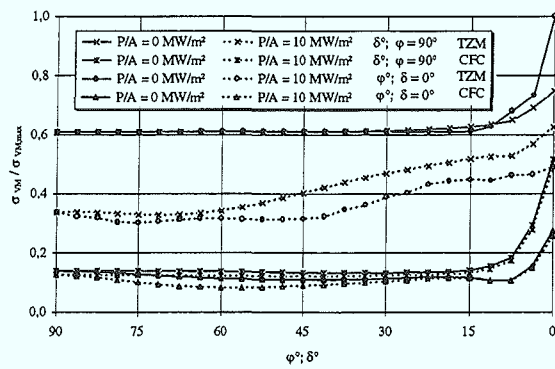


Abbildung 6.9: Spannungsverlauf in der Fügezone nach v. Mises in einer auf Maximalwert normierten Darstellung in der Verschnittungsebene von Halbkugel und zylindrischem Restkörper bzw. in der Schnittfläche $\phi = 90^\circ$ - für den lastfreien Fall und den Auslegungslastfall einer Hot Spot Belastung von $P_A = 10 \text{ MW/m}^2$.

größte Spannungsamplitude: dieser Umstand geht als konstruktiver Ansatz in die Gestaltung einer optimierten Verbundgeometrie ein. Im CFC Schalenkörper bleibt der Spannungszustand praktisch unverändert.

6.4 Numerische Temperaturfeldrechnungen für den Wolfram beschichteten Testlimiter

Das in Abschnitt 6.3 beschriebene Modell wurde für Wolfram beschichtete Testlimiter adaptiert. Es ist eine Wandstärke des TZM-Körpers von 4,5 mm und eine konstante Schichtstärke von 0,75 mm angenommen. Das stationäre Temperaturfeld ist in Abbildung 6.11 für den Auslegungslastfall gezeigt. Das transiente Temperaturverhalten im Hot Spot ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Die Maximaltemperatur beträgt 550°C . Der stationäre Zustand wird nach 2 s erreicht.

Auf die Analyse des Spannungsfeldes wird verzichtet. Die Ausbildung von Spannungen in thermisch gespritzten Schichten ist wesentlich durch das lokale Erstarrungsverhalten der Einzelpartikel unmittelbar nach dem Auftreffen auf das Substrat bestimmt und damit ein Abbild produktionspezifischer Bedingungen. Sie kann gegenwärtig mathematisch nicht zufriedenstellend beschrieben werden.

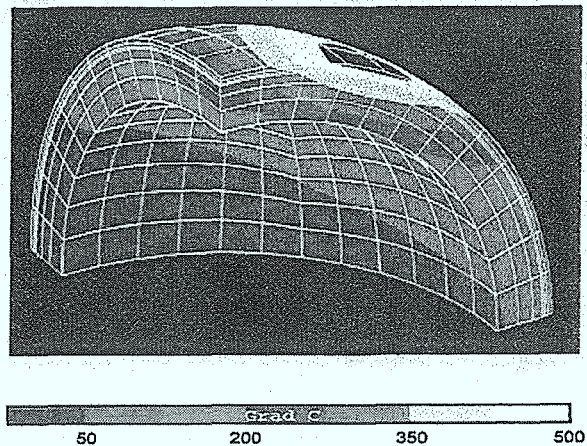


Abbildung 6.11: Stationäres Temperaturfeld in einem Wolfram beschichteten, sphärischen Testlimiter unter Auslegungslast. Die Wandstärken betragen für die TZM Wärmesenke 4,5 mm, für die Wolframschicht 0,75 mm.

6.5 Ergebnisse aus den Abschätzungen des thermomechanischen Verhaltens von sphärischen Testlimitern

Die Abschätzungen der thermomechanischen Bedingungen an sphärischen Testlimitern ergeben:

1. Die Bedingungen der Aktivkühlung stellen Wärmeübergangskoeffizienten ein, die für den Einsatztest an der Ionenstrahlanlage ca. $100.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ und für den TEXTOR Einsatz ca. $50.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ betragen.
2. Das Druckniveau der Aktivkühlung von 15 bar verhindert für den Auslegungslastfall einer maximalen Hot Spot-Belastung von 10 MW/m^2 die Dampfbildung im Kühlwasser. Die Literatur gibt für die Kühlbedingungen des TEXTOR Betriebes einen Sicherheitsfaktor zur kritischen Wärme flu ßbelastung von 200% an.

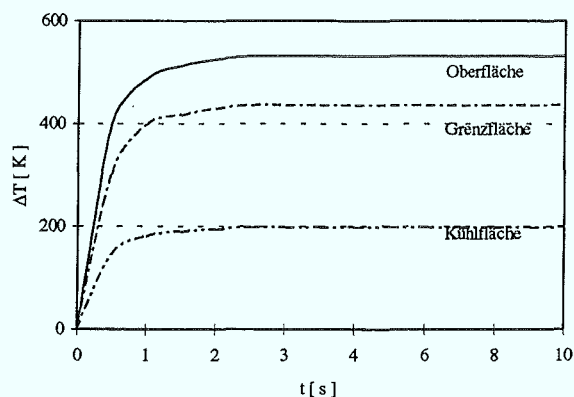


Abbildung 6.12: Transientes Temperaturverhalten eines Wolfram beschichteten, sphärischen Testlimiters unter Auslegungslast. Die Wandstärken betragen für die TZM Wärmesenke 4,5 mm, für die Wolframschicht 0,75 mm.

3. Resultate aus analytischen Näherungen und der numerischen Modellierung zum Temperaturverhalten, die für den CFC-TZM Lötverbund durchgeführt wurden, zeigen für den stationären Fall eine gute Übereinstimmung. Die analytische, transiente Betrachtung gibt das Zeitverhalten gut wieder, die analytisch abgeschätzten Temperaturwerte liegen jedoch um ca. 10% zu tief.
4. Der stationäre Zustand wird nach 5,5 s erreicht. Unter Auslegungslast beträgt die Maximaltemperatur an der CFC Oberfläche 1150°C. In der Fügefläche werden 630°C, an der Kühlfläche 220°C erreicht.
5. Die numerische Analyse des Schichtverbundes ergibt unter Auslegungslast eine stationäre Hot Spot Temperatur von ca. 550°C. Der stationäre Zustand wird nach 2 s erreicht.
6. Die qualitative von Mises Vergleichsspannungsanalyse, die für den CFC-TZM Lötverbund durchgeführt wurde, ergibt für den Hot Spot Bereich des sphärischen Testlimiters ein moderates Spannungsniveau und moderate Spannungsamplituden. Die maximalen Vergleichsspannungen und Spannungsamplituden treten im Verschneidungsbereich der Halbkugel mit dem zylindrischen Restkörper des Limiters auf.
7. Die Spannungsbeaufschlagung des CFC Schalenkörpers ist im Vergleich zur Belastung der TZM Wärmesenke gering.
8. Die Unterschiede in den elastomechanischen Eigenschaften der Fügepartner generieren lokal ein Spannungsniveau, das durch konstruktive Maßnahmen im Bereich des Lötspaltes und durch den Einsatz eines duktilen Lotes verringert werden muß. Daraus leiten sich Ansätze zur technologischen Gestaltung der Verbundzone ab, die in Abschnitt 7 beschrieben werden.

7 Technologische Umsetzung

7.1 Der Fügeverbund

7.1.1 Vorbemerkung

Es wird außenseitig eine Schale aus dem CFC - Werkstoff SEPCARB-N11 mit einem mittleren thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ auf einen TZM Träger mit einem mittleren thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $5,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ mittels eines sauerstofffreien Lotes aus Cu1Cr aufgebracht. Die Wandstärken betragen für die CFC-Kappe 4 mm, für den TZM-Träger - abseits des Dornbereiches - 5 mm. Abbildung 7.1 zeigt die temperaturabhängigen thermischen Dehnungskoeffizienten von TZM und - im Vergleich - den CFC Werkstoff SEPCARB-N11 sowie den Feinkorngraphit IG 610, der thermisch wesentlich

besser an TZM angepaßt ist, der jedoch nach Vorversuchen aus Festigkeitsgründen auszuschließen war. Der Verbund wird bei 1150°C unter HV-Bedingungen von einigen 10^{-6} mbar gelötet und steht aufgrund der Geometrie der Werkstoffpaarung im erkalten Zustand unter Zugspannungen. Da Kupfer mit Kohlenstoff keine ausreichende Benetzung aufweist, wird die chemische Anbindung an den Kohlenstoffwerkstoff über den Chromanteil des Cu1Cr Aktivlotes durch Carbiddbildung bewirkt. Über die Duktilität des Lotes und die Einstellung einer minimalen Lotspaltbreite wird ein Ausgleich der unterschiedlichen Werkstoffdehnungen angestrebt. Die einzustellende Lotspaltbreite wird durch punktgeschweißte Abstandshalter definiert.

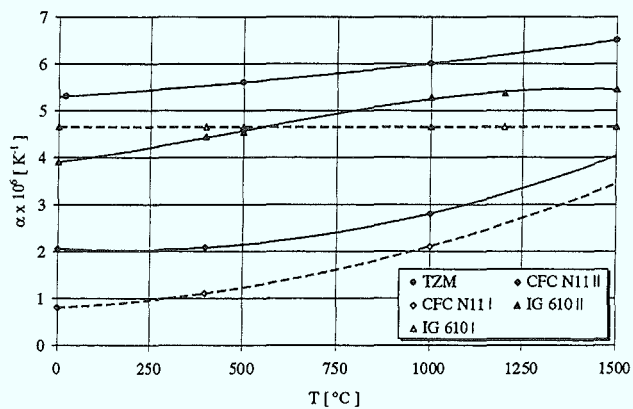


Abbildung 7.1: Temperaturabhängige thermische Dehnungskoeffizienten für die Molybdänlegierung TZM, den CFC-Werkstoff SEP-N 11 (Daten aus Tabelle 2.3) und den Feinkorngraphit IG 610²⁰⁵.

7.1.2 Dimensionierung des Lotspaltes

Zur Abschätzung der minimalen Lotspaltbreite wird unter der Annahme wechselseitig durch den Lotverbund unbeeinflusster Fügepartner im Kaltzustand eine Lotdehnung bis zur Bruchdehnung zugelassen, und daraus die minimale Lotspaltbreite ermittelt. Für den temperaturabhängigen Schalendurchmesser gilt unter der Voraussetzung linearer Dehnung

$$d_i(T) = d_{i,0} \cdot (1 + \alpha_i \cdot \Delta T) \quad (7.1)$$

Es bedeuten d_i der Durchmesser der Fügekomponente aus dem Werkstoff i , α_i der entsprechende thermische Dehnungskoeffizient und ΔT der Temperaturhub in Bezug auf die Ausgangstemperatur. Die Ausgangsbedingungen werden generell mit „0“ indiziert. Die Lotspaltbreite bei einem gegebenen Temperaturhub wird danach durch

$$\begin{aligned} s(T) &= \frac{1}{2} \cdot (D_0 - d_0) + \frac{1}{2} \cdot \Delta T \cdot (\alpha_k(T) \cdot D_0 - \alpha_l(T) \cdot d_0) \\ &\approx s_0 + \frac{1}{2} \cdot \Delta T \cdot D \cdot (\alpha_k(T) - \alpha_l(T)) \end{aligned} \quad (4.2)$$

beschrieben⁹². Der zweite Teil der Gleichung gilt unter der Annahme $D_0 \approx d_0 =: D$, wobei für $s_0 = \frac{1}{2} \cdot (D_0 - d_0)$ gesetzt wird..

Unter der Annahme, daß die Unterschiede im thermischen Dehnungsverhalten der Fügepartner ausschließlich in der Lotdehnung wiederzufinden sind, ergeben sich für die

Werkstoffpaarung SEPCARB-N11 mit TZM temperaturabhängige Spaltdehnungen, wie sie in Abbildung 7.2 dargestellt sind. Bei einer Bruchdehnung von spannungsfrei geglühtem, sauerstofffreiem Kupfer von ca. 50% hat man demnach bei den gegebenen Fügedurchmessern von 70 mm minimale Spaltbreiten über 200 μm vorzusehen²⁰⁶. Die Duktilität der Fügepartner und die Umkristallisation des Kupferlotes bei ca. 600°C verringern die tatsächlich auftretende Lotdehnung. Eine statistisch einsetzende Erstarrung des Lotes, wie sie aus einer langsamen Abkühlung nach der Lötung resultiert, führt um den Preis der Lunkerbildung ebenfalls zu einer Entspannung der Verbundzone. Für Verbundkomponenten mit geometrisch optimierten Fügeflächen werden in der Äquatorialebene Lotspaltbreiten von 500 μm bis 1000 μm realisiert. Die maximalen Lotdehnungen bleiben damit unter 20%.

7.1.3 Verfahren zur Lotabscheidung an gekrümmten Fügeflächen

Die Lotabscheidung an Prototypen erfolgte durch PVD Beschichtung (Physical Vapour Deposition). Das Lotmaterial wird dabei in zwei Verfahrensschritten auf die mechanisch endgefertigten TZM Träger aufgebracht. Die Schichtfolge sieht 200 μm Kupfer bei einem Übermaß an der Spitze des Trägers und einer maximalen Schichtdickenabweichung von $\pm 50 \mu\text{m}$ vor. Das zur Spaltfüllung nötige Lotvolumen muß dabei abgeschieden werden. Anschließend wird der nötige Volumenanteil von 1% vol. Chrom abgeschieden. Das entspricht einer Schichtstärke von ca. 2 μm . Zur Wahrung einer minimalen Spaltbreite von 200 μm sind punktgeschweißte Abstandshalter an der Spitze und in einer 120° Teilung in einer Breite von ca. 20° angebracht. In der fertigungstechnischen Praxis konnten diese Maßvorgaben nicht eingehalten werden. Die tatsächlich erreichten Schichtdickenverteilungen sind für einen typischen Fall in Abbildung 7.3 gezeigt. Sie erzwangen eine Reduktion der Lotspaltbreite auf 100 μm . Die Verbundkörper, die aus SEPCARB-N11 Schalenkörpern mit Cu1Cr PVD-beschichteten TZM Trägern gefertigt wurden, wiesen eine hohe Anzahl von teilweise großflächigen Fügefehlern auf. Sie zeigten jedoch in Wärme-flußexperimenten, die an der Ionenstrahl-anlage MARION durchgeführt wurden, uneingeschränkte Einsatztauglichkeit.

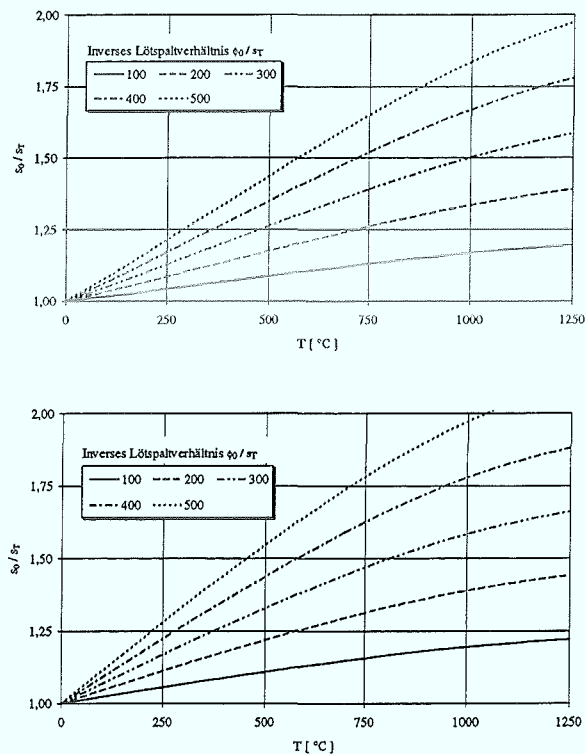


Abbildung 7.2: Temperaturabhängiges Lotspaltverhältnis der Fügekombination SEP - N11 mit TZM in faserparalleler (oben) und fasersenkrechter (unten) Orientierung.

Die Spannungsanalyse legt die Erweiterung des Lotspaltes im Bereich der Äquatorialebene bzw. im zylindrischen Ansatz des Verbundes nahe. Das kann in einfacher Weise erreicht werden, indem in den zylindrischen Ansatz des CFC Schalenkörpers eine Depotstufe eingedreht wird, die vor dem Lötvorgang zur Aufnahme eines Lotdepots in Folienform dient und die nach dem Lötprozeß einen erweiterten Lotspalt bildet, dessen relative Formänderung auf Grund der unterschiedlichen thermischen Dehnungskoeffizienten der Fügepartner deutlich reduziert werden kann. Ein Lotüberschuß bildet auf Grund der Benetzung zu beiden Fügepartnern eine Minimalfläche (Hohlkehle), die im Singularitätsbereich eine günstige Spannungsableitung ermöglicht. In Abbildung 7.4 ist ein Schalenkörper mit Depotstufe gezeigt. Die Darstellung deutet einen Kegelstumpf an, der zur Einstellung eines optimierten Abkühlverhaltens der Verbundpartner nach der Schmelzphase des Lötvorganges wesentliche Vorteile bringt.

Das Hintergießen des TZM Trägers mit dem Kupferlot gestattet in einfacher Weise das Aufbringen einer praktisch beliebig gestaltbaren Lotgeometrie, die durch nachfolgende mechanische Bearbeitung als eng tolerierbares Formlot zur Verfügung gestellt werden kann. Da Reinkupfer keine Benetzung zu Kohlenstoff aufweist, stellt Graphit einen kostengünstigen Werkstoff für die mehrfach einsetzbare Gußform dar. Die als Carbidbildner wirksame Chromschicht wird auf die endbearbeitete Kupferoberfläche galvanisch durch Tampongalvanisieren²⁰⁷ aufgebracht. In Abbildung 7.5 sind die Skizze einer Graphitgußform und das Bild eines mechanisch vorbearbeiteten, mit Reinkupfer beloteten TZM Trägers gezeigt. Der TZM Träger wird in der Gußform durch einen eng tolerierten Einstich zentrisch und axial bestimmt gelagert. Das Kupferlot wird in Form eines weich geglühten Streifens in den Depotzylinder eingebracht, der kegelförmig in die eigentliche, halbkugelförmige Lotform übergeht. Der Aufschmelzprozeß findet bei ca. 1150°C bei einigen 10^{-5} mbar Argon Restgasdruck statt. Langsames Abkühlen mit ca. 3°C/min provoziert eine statistisch einsetzende Erstarrung des Lotkörpers und gewährleistet so eine allseitige Lotabscheidung in ausreichender Schichtstärke.

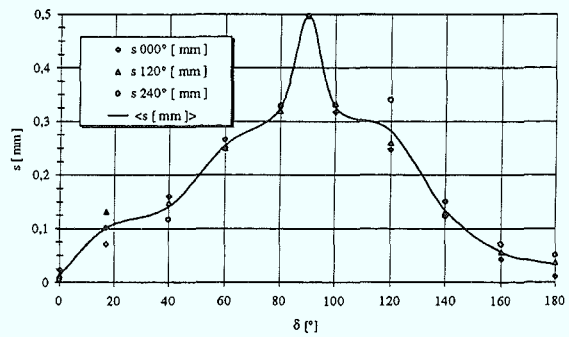


Abbildung 7.3: Lotschichtverteilung über die Limiterkuppe für drei Meßkurven.

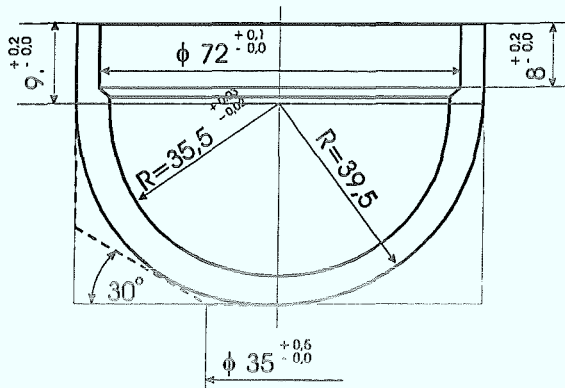
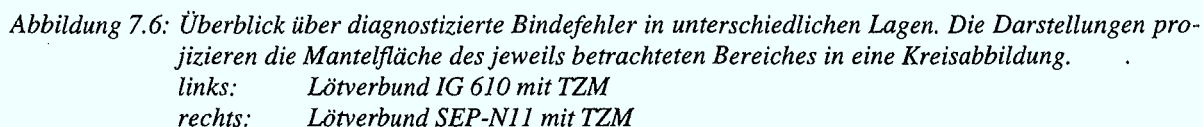


Abbildung 7.4: Schalenkörper mit Depotstufe im Zylindrischen Ansatz.



7.1.4.1 Prototypenlötung mit den Werkstoffverbunden:

In Vorversuchen wurden für die Werkstoffpaarungen SEPCARB-N11 / Cu1Cr / TZM und Feinkorngraphit IG 610 / Cu1Cr / TZM Lötverbunde in gesonderten Ofenfahrten hergestellt. Die Fügeflächen sind auf $\pm 10 \mu\text{m}$ (!) toleriert. Die Schalenkörper aus dem Kohlenstoffwerkstoff sind als Zylinder mit eingearbeiteter Fügekontur gestaltet. Der Lötoven ist auf einige 10^{-6} mbar evakuiert und programmgesteuert. Der Temperaturhub im Ofen beträgt in der Hochfahrphase 15 K/min. Bei 850°C wird eine Durchwärmepause von 40 min eingehalten. Die Löttemperatur beträgt 1150°C und wird für 7 min aufrechterhalten. Während der gesamten Abkühlphase wird eine Abkühlgeschwindigkeit von 2,7 K/min eingehalten.



Die Anbindungsqualität im Fügespalt wurde über Röntgendurchstrahlung überprüft. Abbildung 7.6 zeigt typische Beispiele für diagnostizierte Bindefehler in unterschiedlichen Höhenlagen des Verbundes. Die Darstellung projiziert die Mantelfläche des jeweils betrachteten Bereiches in eine Kreisabbildung.

Der Verbund SEPCARB-N11 mit TZM zeigt deutlich mehr Anbindungsfehler als der Verbund IG 610 mit TZM. Der Grund liegt in der schlechteren Anpassung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten und in der extremen, technologiebedingten Unterschreitung der minimalen Lotspaltbreite von 200 μm , die vom Volumenschwund des Kupfers in der Abkühlphase überlagert werden und die Ausbildung von Lunkern begünstigen. Diese prototypischen Fügeverbunde konnten jedoch für das Ionenstrahlexperiment an der Ionenstrahlanlage MARION zur Verfügung gestellt werden.

Das thermophysikalische Verhalten, insbesondere das transiente Erwärmungsverhalten, bestätigte die theoretischen Abschätzungen. Die Bauteilkühlung erfolgte auch bei massiver Schädigung der Limiterkappen einwandfrei und verhinderte in allen Fällen eine Schädigung des TZM Trägers.

7.1.4.2 Optimiertes Lötverfahren für den Werkstoffverbund: CFC SEP-N11 Cu1Cr TZM

Als Hauptursachen für die Fügefehler an prototypischen Testlimitern wurden Lotmangel und statistisch einsetzende Loterstarrung an dünnwandigen Benetzungsgeometrien angenommen.

Sowohl die Zugabe des Lotwerkstoffes als Folie als auch das Hintergießen des TZM Trägers mit Kupfer geben die Möglichkeit zur Erweiterung des Lotspaltes und zum Anlegen von Lotdepots. Beide Methoden bieten damit ein einfaches Verfahren zur ausreichenden Belotung des metallischen Trägers. In einer weiteren Optimierungsstufe wurde der Lötprozeß in einer Weise geändert, daß während der Abkühlphase durch eine gerichtet vom Pol der Halbkugel in die Äquatorialebene fortschreitende Erstarrungsfront eine weitestgehend geschlossene Lotanbindung an beide Fügepartner erfolgt. Der Volumenschwund während der Erstarrung kann aus den Lotdepots kompensiert werden. Ein Lotüberangebot bildet nach der vollständigen Erstarrung in der Äquatorialfläche eine Minimalfläche in Form einer Hohlkehle aus, die eine Minderung der Singularitätseffekte bewirkt.

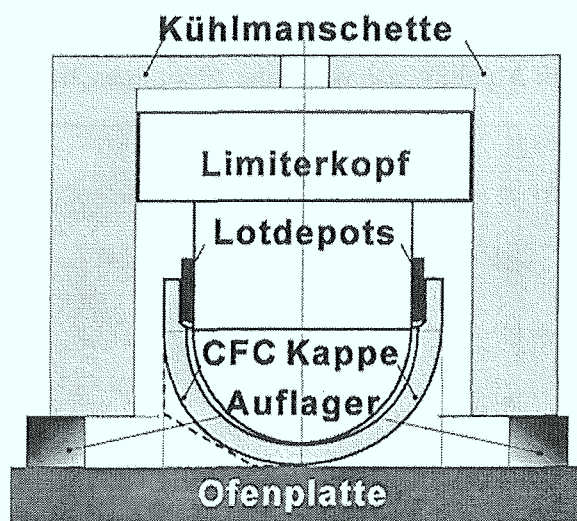


Abbildung 7.7: Skizze der optimierten Einbauanordnung für Lötfahrten im Hochvakuumofen.

Die gerichtete Erstarrung des Lotes wird durch die Kombination mehrerer Maßnahmen erreicht:

1. Geometrische Optimierung der CFC Schalenkörper (vgl. Abbildungen 7.4 und 7.7). Neben einem guten thermischen Kontakt der CFC Kappe zur chargierten Ofenplatte unterstützt die Ausbildung des CFC Kappenrohlings als Kegelstumpf den bevorzugten Wärmeverlust - und damit den Beginn der Erstarrung des Lotes - im Polbereich des Testlimiters.
2. Minimierung seitlicher Wärmeabstrahlung durch eine als Strahlschutz ausgebildete, massive Kühlmanschette. Diese wird über die gefügten Einzelteile gestülpt und über Auflager so abgestützt, daß zu Beginn der Abkühlphase eine wirksame Wärmeabstrahlung über die Mantelfläche des CFC Kegelstumpfes gewährleistet ist.
3. Die kontinuierliche Erweiterung des Lötspaltes in den Äquatorialbereich und in das Lotdepot begünstigt das Nachfließen von noch schmelzflüssigem Lot in den Erstarrungsbereich.
4. Optimierte Ofenparameter ermöglichen eine wirksame Wärmeabfuhr durch Wärmeleitung über das Chargierblech und durch Abstrahlung über die Kegelfläche des CFC Körpers. Zur Sicherung hoher Temperaturgradienten vom Lötgut zu den Ofenheizleitern und zum Chargenträger wird in der Abkühlphase der Temperaturbereich von 1150°C bis 800°C im „freien Ofenfall“ durchfahren. Die Ofenparameter lauten:
 - Der Lötoven ist auf einige 10^{-6} mbar evakuiert und programmgesteuert.
 - Der Temperaturhub im Ofen beträgt in der Hochfahrphase 15 K/min. Bei 850°C wird eine Durchwärmepause von 40 min eingehalten.
 - Die Löttemperatur beträgt 1150°C und wird für 15 min aufrechterhalten.
 - Zu Beginn der Abkühlphase erfolgt „freier Ofenfall“ bis 800°C.
 - Während der verbleibenden Abkühlzeit wird eine Abkühlgeschwindigkeit von 2,5 K/min eingehalten.

7.1.5 Gegenüberstellung qualitativer Merkmale konventionell und optimiert gelöteter Testlimiter

In den Abbildungen 7.8, 7.9 und 7.10 sind die Qualitätsmerkmale der Fügeresultate von konventionellen und optimierten Verbundlösungen einander gegenübergestellt. Die Untersuchung der Anbindungsqualität in der Fügezone erfolgte durch Röntgen Grobstrukturanalyse (Durchleuchtung).

Abbildung 7.8 zeigt vergleichbare Bereiche der Limiterkuppe, die nach einer konventionellen Lötung bei einer Lotstärke von ca. 200 µm bzw. unter Einsatz des beschriebenen, optimierten Lötverfahrens bei einem erweiterten Lotspalt von ca. 500 µm mit nachgelagertem Lotdepot hergestellt wurden.

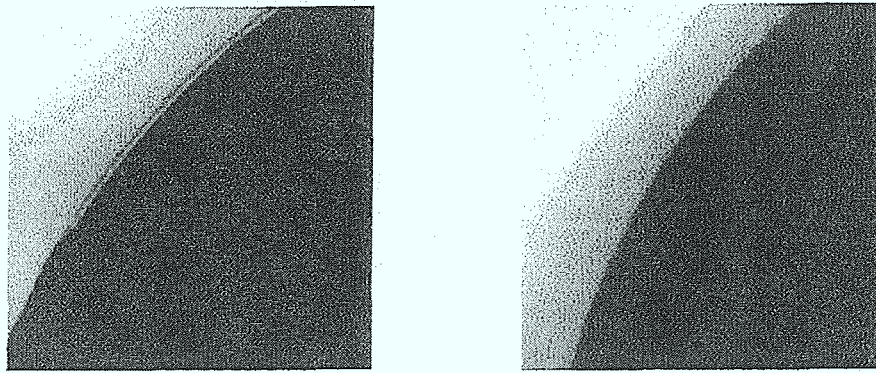


Abbildung 7.8: Gegenüberstellung vergleichbarer Bereiche der Limiterkuppe. Links nach einer konventionellen Lötung bei einer Lotstärke von ca. 200 µm, rechts bei erweitertem Lotspalt von ca. 500 µm im gezeigten Bereich und unter Einsatz des beschriebenen, optimierten Lötverfahrens.



Abbildung 7.9: Gegenüberstellung vergleichbarer Bereiche des Limiterschafes bei einem erweiterten Lotspalt von ca. 500 µm. links nach einer Lötung ohne Verwendung der als Strahlschutz wirkenden Kühlmanschette mit Anbindungsfehlern innerhalb des Verbundes, rechts bei Einsatz des beschriebenen, optimierten Lötverfahrens. In beiden Fällen ist eine Unterversorgung des Lotdepots mit Lotmaterial erkennbar.

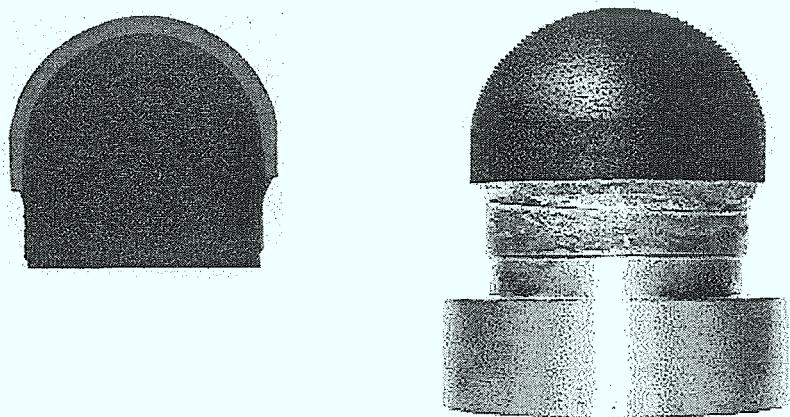


Abbildung 7.10: Gegenüberstellung des röntgendiagnostischen Befundes aus einer beliebigen Schnittabbildung eines optimierten Lötverbundes mit dem gefügten, endgefertigten Limiterkopf. Es sind keinerlei Anbindungsfehler diagnostizierbar! Die vollständige Depotbefüllung sowie der als Hohlkehle angelagerte Lotüberschuß sind deutlich erkennbar.

Abbildung 7.9 zeigt vergleichbare Bereiche des Limiterschaftes bei einem erweiterten Lotspalt von ca. 500 µm, wobei in einem Fall die Lötung ohne Verwendung der als Strahlenschutz wirkenden Kühlmanschette durchgeführt wurde. In beiden Fällen wird das Lotdepot zum Teil geleert. Damit ist eine Unterversorgung des Lotdepots mit Lotmaterial erkennbar! Im optimierten Verfahren entstehen jedoch keine Anbindungs-lücken innerhalb der verlöteten Struktur, der Lotmangel äußert sich lediglich als Anbindungsdefizit im auslaufenden Depotbereich. In Abbildung 7.10 ist eine Gegenüberstellung des röntgendiagnostischen Durchleuchtungsbefundes aus einer beliebigen Schnittabbildung eines optimierten Lötverbundes mit dem gefügten, endgefertigten Limiterkopf gegeben. Es sind keinerlei Anbindungsfehler diagnostizierbar! Die vollständige Depotbefüllung sowie der als Hohlkehle angelagerte Lotüberschuß sind deutlich erkennbar

7.1.6 Bewertung der unterschiedlichen technologischen Varianten

1. Die Methoden zur Lotabscheidung konnten in ihrer Tauglichkeit und in der erforderlichen Reinheit durch Fügeexperimente bestätigt werden.
2. Die technologisch wie wirtschaftlich signifikantesten Unterschiede zwischen den untersuchten Methoden zur Lotabscheidung resultieren aus einer Kombination von maximal abscheidbaren Schichtdicken, löttechnologisch sinnvollen Schichtdickenverteilungen und den Belotungskosten je µm Lotstärke.
3. Das PVD Verfahren zeigte durch Defizite in der abgeschiedenen Lotmenge und durch extreme Schwankungen in der Schichtdickenverteilung eindeutige verfahrenstechnische Nachteile, die in ihren negativen Konsequenzen für den Verbundkörper nur durch nachträgliche Lotzugabe in Folienform gemildert werden konnten.
4. Das Hintergießen von metallischen Trägern mit Reinkupfer und die nachträgliche Abscheidung einer carbidbildenden Schicht auf galvanischem Wege zeigt eine einfache wie kostengünstige Möglichkeit zur Einstellung komplexer Lotgeometrien auf, die insbesondere dort Verfahrensvorteile einbringt, wo an schwer zugänglichen Stellen eine ausreichende Lotmenge zu deponieren ist, und / oder wo durch mechanische Nachbearbeitung eng tolerierte Fügegeometrien zu realisieren sind.
5. Die einfachste und kostengünstigste Variante zur Lotbeigabe stellt das Einbringen weichgeglühter Lotstreifen aus Cu1Cr in einen der Verbindungspartner dar. Diese Methode ist insbesondere dann anwendbar, wenn einfache Fügeflächengeometrien bei ausreichend stark dimensionierten Fügespalten realisierbar sind.
6. Es konnte gezeigt werden, daß dickwandige Lotkörper neben bruchmechanischen Vorteilen eine signifikante Abnahme von Fügefehlern bewirken. Die Ausbildung von Lotdepots bringt hier durch verzögerte Erstarrung und Ausbildung von spannungsmindernden Minimalflächen Vorteile.
7. Eine praktisch fehlerfreie Verbindung der Fügepartner wird nur durch die Kombination einer optimierten Fügeflächengeometrie mit einer thermischen Optimierung des Lötvorganges erreicht. Die Ausbildung einer gerichtet fortschreitenden Erstarrung des Lotes muß durch das Zusammenwirken eines geeignet justierten Strahlenschutzes

mit einem raschen Durchlaufen des Erstarrungsbereiches des Lotes sichergestellt werden.

8. Für die Experimente mit gefügten Testlimitern an TEXTOR konnten fehlerfreie Verbundkörper hergestellt werden.

7.2 Thermisch gespritzte Wolfram Schichten

7.2.1 Vorbemerkungen

Ausgehend von bestehenden Erfahrungen in der Abscheidung von LPPS-Wolfram Schichten auf Graphit^{59;60;208;209} sollen Schichten mit einer Restporosität von ca. 10% der theoretischen Festkörperdichte bei einer optimierten Porenverteilung (geringe Zwischenlagenporosität, Tendenz zu kleinvolumigen Poren, homogene Porenverteilung über das Schichtvolumen) und einem niedrigen Anteil nicht erschmolzener Pulverteilchen auf Metallsubstraten abgeschieden werden. Dabei sollen handelsübliche Spritzpulver sowie Niederdruck-Plasma-Spritzen (LPPS: Low Pressure Plasma Spraying) als Standardtechnologie eingesetzt werden²¹⁰. Als fusionskompatible Plasmagase kommen Wasserstoff, Helium und Argon zum Einsatz. Als Substratwerkstoffe werden Kupfer und in weiterer Folge TZM verwendet.

7.2.2 Methodik der Schichtentwicklung

Auf Testsubstrate (Kupferplatten 100 x 50 x 10 mm³) mit einer rückseitigen Bohrung zur Thermoelementmessung der Substrattemperatur in der Plattenmitte werden im allgemeinen 24, in Ausnahmefällen 8 bis 48 Schichtlagen aufgebracht. Der Meßabstand des Thermoelements zur Beschichtungsfläche beträgt ca. 1 mm.

Es wird eine Standarddüse eingesetzt. Als Plasmagas wird für drei Experimentserien ein Ar/H₂ Gemisch, in einer Serie ein Ar/H₂/He Gemisch verwendet. Das Wolfram Spritzpulver kommt in gesintert - gebrochener Form in den Fraktionen <-45/5> µm, <-15/5> µm und <-45/22,5> µm zum Einsatz. Die elektrischen Parameter betragen für den Bogenstrom I = 650 A und für die maximale Bogenleistung P_{max} = 50 kW. Weitere Details sind in Tabelle 7.1 angegeben.

Als Experimentvariable werden der Rezipientendruck p, der relative Spritzabstand L_r und die Substrattemperatur T_{Sub} festgelegt. Dabei wird der relative Spritzabstand als Quotient aus absolutem Spritzabstand der Düsenvorderkante zum Substrat L_s und der Länge des hellen Kernes der Plasmaflamme L_f definiert.

$$L_r[\%] =: \frac{L_s}{L_f} \cdot 100\% \quad (7.3)$$

Diese Festlegung ermöglicht trotz variabler Kammerdrücke eine Skalierung und damit die reproduzierbare Einstellung des Spritzabstandes. Als ein natürliches Eichmaß wird die

druckabhängige Länge des hellen Kernes der Plasmaflamme herangezogen. Nachteilig ist, daß die Flammenkontur für unterschiedliche Beschichtungsbedingungen keine Zone konstanten Leistungsflusses darstellt und damit für das Gesamtexperiment keine Konstanz des Wärmeüberganges auf das Substrat gegeben ist. Außerdem wird die Flammenkontur für Prozeßdrücke unter 100 mbar unscharf. Die Methode rechtfertigt sich jedoch durch ihre einfache Handhabung und durch die Konsistenz der Resultate.

Die Fördergasrate wird abhängig von den Kammerdrücken visuell eingestellt. Aus Vorversuchen wurde für die Pulverfraktion $<-45/5> \mu\text{m}$ bei einem Kammerdruck von $p = 140 \text{ mbar}$ und einem relativen Spritzabstand $L_r = 100\%$ für verschieden zusammengesetzte Plasmagase der Auftragswirkungsgrad als Verhältnis der Masse des eingesetzten Pulvers und der Massenzunahme auf dem Substrat durch die Schicht bestimmt. Unabhängig von der Zusammensetzung des Plasmagases konnte ein oberer Grenzwert für den Auftragswirkungsgrad von ca. 70% festgestellt werden. Für unterschiedliche Zusammensetzungen der Plasmagase existieren für die Fördergasrate signifikante Optima. Unter den genannten Beschichtungsbedingungen bestimmt man für eine Plasmagaszusammensetzung $\text{Ar/H} = 40/15 \text{ SLPM}$ als Richtwert für Fördergasanpassungen einen Ar-Fluß von ca. 1,5 SLPM. Zur spezifischeren Anpassung der Fördergasrate wurde, ausgehend von einer möglichst axialen Pulverführung durch die Plasmaflamme, der Fördergasstrom soweit erhöht, bis eine signifikante Reflexion der Pulverteilchen an der Substratoberfläche beobachtbar wurde. Das Mittel dieser Extremwerte ergibt im allgemeinen eine gute Pulverführung. Die Pulverwege durch die Plasmaflamme sowie das Prallbild des Spritzgutes an der Substratoberfläche²¹¹ bilden in den folgenden Versuchsreihen das Kriterium zur visuellen Adaptierung der Fördergasraten bei geänderten Zusammensetzungen der Plasmagase und bei unterschiedlichen Kammerdrücken. Details zu den vier verschiedenen Experimentserien zeigt Tabelle 7.1.

Serien	I	II	III	IV
Pulver [μm]	-45 / 5	-45 / 22,5	-15 / 5	-15 / 5
Plasmagase Ar/H ₂ [SLPM]	40 / 15	40 / 15	20 / 4 bis 50 / 12	25 / 5 plus He: 0 - 10
Fördergas Ar [SLPM]	1	1,2	0,7 - 2,0	0,6 - 0,7
I [A]	650	650	650	650
P _{el} [kW]	50	48	48	48
p [mbar]	40 - 100	500 - 1250	50 - 250	50 - 100
L _r [mm]	200 - 500	100 - 150	100 - 400	190 - 360
L _r [%]	80 - 120	105 - 110	90 - 105	90 - 100
T _{Sub} [°C]	700 - 900	750	680 - 750	690 - 750

Tabelle 7.1: Überblick über die wesentlichen Beschichtungsparameter der einzelnen Experimentserien.

Die Variation der Beschichtungsparameter wurde so vorgenommen, daß einzelne Schichteigenschaften unter Einsatz statistischer Methoden über Trendanalysen mit möglichst hoher Signifikanz beschreibbar sind²¹².

7.2.3 Bewertung der Beschichtungsresultate im Überblick

1. In Bezug auf Schichtdichte und Effizienz der Abscheidung ergaben die Experimentserien I und II, bei denen grob fraktionierte Spritzpulver eingesetzt wurden, praktisch vergleichbare Resultate. Es konnten zufriedenstellende Auftragsleistungen und Schichtdichten über 90% der theoretischen Festkörperdichte reproduzierbar erreicht werden.
2. Die Schichten aus der Experimentserie III, bei denen ein fein fraktioniertes Spritzpulver und ein Argon-Wasserstoff-Plasma eingesetzt wurden, wiesen eine extreme Porosität auf. Trotz eines hohen Schichtdickenzuwachses je Schichtlage zeigten sie eine geringe Nettoauftragsleistung.
3. Das fein fraktionierte Spritzpulver führte bei Einsatz eines Argon-Wasserstoff-Helium-Plasmas (Experimentserie IV) vereinzelt zu zufriedenstellenden Resultaten. Eine statistische Analyse zeigte jedoch, daß für ein reproduzierbares Schichtresultat detaillierte Parameterstudien zu mehreren Beschichtungsvariablen durchzuführen sind. Diese betreffen insbesondere die Zusammensetzung des Plasmagases und die Substrattemperatur.

Die Resultate mit fein fraktioniertem Spritzpulver bei heliumhaltigen Plasmagasen zeigten interessante Entwicklungsansätze auf. Das Beschichtungsziel konnte jedoch mit grob fraktioniertem Spritzpulver, das zudem die wirtschaftlichere Technologievariante darstellt, erreicht werden. Die Resultate der Experimentserie I, bei der ein Ar/H₂ Plasmagas und ein Spritzpulver der Fraktion $<-45/5>\mu\text{m}$ eingesetzt wird, weisen demnach ein hohes Realisierungspotential auf. Zur geschlosseneren Abschätzung der zu erwartenden Schichteigenschaften als Folge der Variation ausgewählter Beschichtungsparameter wird für ein prozeßtechnisch sinnvolles Parameterfenster eine statistische Prozeßanalyse angegeben. Die Reproduzierbarkeit der gewünschten Schichteigenschaften kann damit eingeschätzt werden.

Die Einschränkung auf ein Druckfenster von 50 mbar bis maximal 200 mbar wird durch Abbildung 7.11 plausibel. Schichtdichte und Schichtdickenzuwachs je Schichtlage sind für den Bereich von 160 mbar bis 1250 mbar gezeigt. Für Rezipientendrucke über 500 mbar ist ein deutlicher Rückgang der erreichbaren Schichtdichte gegeben, der Schichtdickenzuwachs nimmt kontinuierlich ab. Die Schichtresultate aus der Experimentserie I weisen für Rezipientendrucke unter 200 mbar auf Dichten um 90% der theoretischen Festkörperdichte und auf eine leicht fallende Auftragsleistung hin.

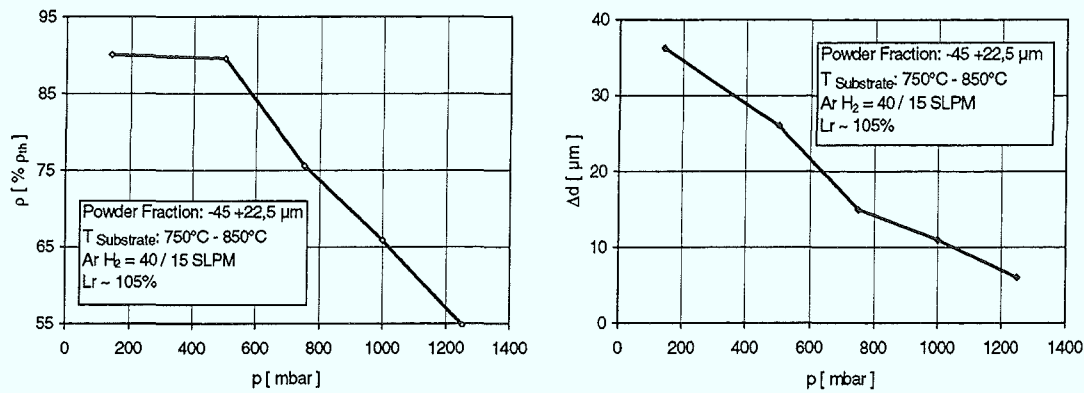


Abbildung 7.11, links: Dichte in Abhängigkeit vom Kammerdruck bei einem relativen Spritzabstand von $L_r \approx 105\%$.
rechts: Schichtdickenzuwachs je Schichtlage bei einem relativen Spritzabstand von $L_r \approx 105\%$ für verschiedene Kammerdrücke.

7.2.4 Statistische Analyse: Modellbildung

Zur Analyse der Abhängigkeit verschiedener Zielgrößen ψ_j (hier Schichteigenschaften) von unterschiedlichen Einflußgrößen (hier Prozeßvariablen) existiert eine Vielzahl von statistischen Modellen^{213;214}. Ausgehend von unterschiedlichen Annahmen über die Variablenverteilung im Variablenraum des Analysefalles und einer modellbedingten Minimalzahl von Experimenten ermöglichen sie Aussagen über Einflüsse aus der Veränderung der einzelnen Variablen und möglicher Veränderungskombinationen auf eine oder mehrere Zielgrößen. Dabei können eine oder mehrere Zielgrößen gezielt unverändert gehalten und als Randbedingungen vorgegeben werden²¹². Im gegenständlichen Optimierungsfall wird ein Zentralwertmodell verwendet. Es definiert, ausgehend von der ungefähren Kenntnis der erwarteten Prozeßvariablen, den Zentralwert der einzelnen Prozeßvariablen, um den sich die experimentellen Veränderungen der Prozeßvariablen in einer modelltypischen Weise scharen.

Bei der Modellierung wird von einem zweidimensionalen Variablenfeld und der Vorgabe weiterer beschichtungsrelevanter Parameter als Modellkonstante ausgegangen. Der Einfluß der Modellvariablen wird maximal in zweiter Ordnung berücksichtigt, Wechselwirkungen werden als Effekte der Modellvariablen in zweiter Ordnung erfaßt. Die Modellgleichung hat die Gestalt

$$\begin{aligned} \psi(p', L'_r) = & \psi_0^p + \psi_1^p \cdot p' + \psi_2^p \cdot p'^2 + \\ & \psi_0^L + \psi_1^L \cdot L'_r + \psi_2^L \cdot L'^2_r + \\ & \psi^{pL}_{11} \cdot p' \cdot L'_r, \end{aligned} \quad (5.1)$$

wobei in der gewählten Darstellung $\psi(p', L'_r)$ die betrachtete Schichteigenschaft im Prinzip als Funktionen von Druck und relativem Spritzabstand repräsentiert: die Koeffizienten der Polynomdarstellung ψ_k^i ergeben sich aus der Analyse der Meßdaten. Die Variablen p' und L'_r bezeichnen die Abweichungen von den vorgegebenen Zentralwerten für den Druck p

und den relativen Spritzabstand L_r . Die Auswertung des Modelles erfolgt nach *Statistica*® 5.0.

7.2.5 Auswertung der Experimentserie I nach dem statistischen Modell

Die Konzeption des Experimentes ermöglichte die statistische Analyse der Zielgrößen: Schichtdicke ρ [%] und Auftragsleistung [$\mu\text{m}/\text{Run}$] nach den Prozeßvariablen: Rezipientendruck p [mbar], relativer Spritzabstand L_r [%] und Hub der Substrattemperatur während eines Runs dT [°C]. Dichte bzw. Auftragsleistung sowie die Koeffizienten der Polynomdarstellungen und deren statistische Relevanz sind tabellarisch zusammengefaßt. Die Zentralwerte für die einzelnen Prozeßvariablen betragen für $\langle p \rangle = 70$ mbar, $\langle L_r \rangle = 100\%$ und $\langle dT \rangle = 35^\circ\text{C}$.

Aus Tabelle 7.2 ist zu ersehen, daß das statistische Modell die Wechselwirkung aus Kammerdruck und relativem Spritzabstand als den dominierenden Einfluß auf die erzielbare Schichtdicke ausweist. Der Effekt ist mit einer statistischen Signifikanz von nahezu 100% gesichert. Der Einfluß des Spritzabstandes kann praktisch in erster Ordnung dargestellt werden; der Koeffizient in zweiter Ordnung ist vergleichsweise klein und statistisch nicht abgesichert. Analoges wird für den Kammerdruck ausgesagt, wobei hier der Effekt erster Ordnung mit einer statistischen Signifikanz von 84% nicht hinreichend gesichert ist. Abbildung 7.12 zeigt, daß die höchsten Dichten bei geringen Kammerdrücken um 50 mbar und relativen Spritzabständen um 105% erzielt werden. Für höhere Drücke pendelt sich die Dichte im betrachteten Bereich um 90% ein. Die Extrapolationen in Druckbereiche über 150 mbar sind statistisch nicht hinreichend abgesichert. Der Eintrag der Meßpunkte in die Abbildungen zeigt die mangelnde Reproduzierbarkeit der Kammervhältnisse im unteren Druck - Regelbereich als ein intrinsisches Problem der Niederdruckbeschichtung auf und weist für hochdichte, thermisch gespritzte Wolfram Schichten eine ungenügende Prozeßsicherheit aus. Tabelle 7.3 zeigt, daß nach dem statistischen Modell für die Auftragsleistung Kammerdruck und relativer Spritzabstand als unabhängige Prozeßgrößen betrachtet werden können. Der Wechselwirkungskoeffizient ist vergleichsweise klein und statistisch nicht signifikant. Der Druckterm ist in zweiter Ordnung signifikant aber vernachlässigbar. Für den relativen Spritzabstand werden größere Abweichungen von der Zentrallage hauptsächlich in zweiter Ordnung mit einer unzureichenden statistischen Signifikanz von 82% beschrieben. Aussagen im Randbereich des Vorhersagemodelles sind daher nicht mehr sinnvoll. Eine Übersicht ist in Abbildung 7.12 gegeben.

Dichte	Koeffizient ψ_k	stat. Signifikanz
Zentralwert: ρ [%]	90,5	100 %
p'	-1,44	84 %
p'^2	-1,40	61 %
L_r'	0,84	96 %
$L_r'^2$	0,10	20 %
$p' \cdot L_r'$	-1,90	99,9 %

Tabelle 7.2: Koeffizienten und statistische Signifikanz der Polynomdarstellung der Schichtdicke als Funktion von Kammerdruck und relativem Spritzabstand.

Auftragsleistung	Koeffizient ψ_k^i	stat. Signifikanz
Zentralwert: [$\mu\text{m}/\text{Run}$]	28,6	100 %
p'	7,61	99 %
p^2	-0,82	87 %
L_r'	9,39	67 %
L_r^2	-13,58	82 %
$p' \cdot L_r'$	-3,46	76 %

Tabelle 7.3: Koeffizienten und statistische Signifikanz der Polynomdarstellung der Auftragsleistung als Funktion von Kammerdruck und relativem Spritzabstand.

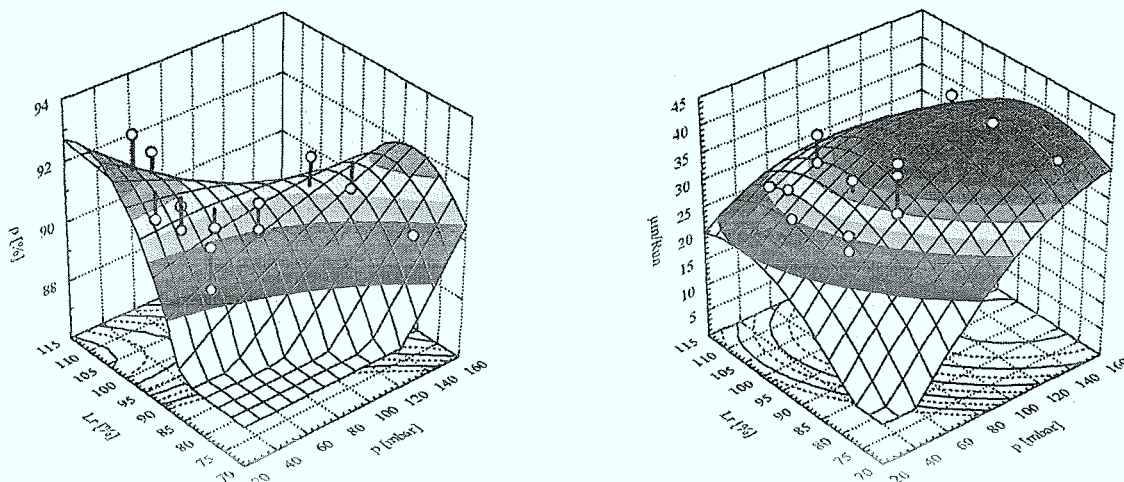


Abbildung 7.12, links: Statistische Abschätzung der Dichte als Funktion Kammerdruck und relativem Spritzabstand als Prozeßgrößen.
rechts: Statistische Abschätzung der Auftragsleistung als Funktion von Kammerdruck und relativem Spritzabstand als Prozeßgrößen.

Die Gegenüberstellung von Dichte und Auftragsleistung samt der jeweiligen Prozeßparameter macht deutlich, daß optimale Dichteresultate mit verminderter Auftragsleistung verknüpft sind. Prozeßdrücke um 130 mbar und relative Spritzabstände um 90% definieren jedoch ein Prozeßfenster, in dem Dichten um 91% ρ_{th} mit optimalen Auftragsleistungen zu erwarten sind. Dieses Prozeßfenster liegt im Relevanzbereich des statistischen Modelles und ist anlagentechnisch reproduzierbar.

Die lokale Substrattemperatur wird wesentlich durch die Abfolge der Beschichtungszyklen (Runs) und die Substratgeometrie bestimmt. Sie ist damit nur bedingt einstellbar und liegt hier im Mittel bei 800°C. Die abgeschätzten Schichteigenschaften können jedoch auf Bauteilformen mit vergleichbarem thermischen Verhalten: ähnliche Werte für die Temperatur an der Substratoberfläche und den Temperaturhub je Run, übertragen werden. Die statistische Analyse des Einflusses des Temperaturhubes auf das Schichtresultat wurde für den Bereich der angestrebten Schichtdichten von 90% bis 92% der theoretischen Festkörperdichte durchgeführt. Die Tabellen 7.4 und 7.5 geben einen Überblick über die Statistik.

Dichte	Koeffizient ψ_k	stat. Signifikanz
Zentralwert: ρ [%]	9105	100 %
p'	-0,38	20%
p^2	-3,70	67%
dT'	-2,76	76%
dT^2	0,59	15%
$p' \cdot dT'$	4,15	85%

Tabelle 7.4: Koeffizienten und statistische Signifikanz der Polynomdarstellung der Schichtdicke als Funktion von Kammerdruck und Temperaturhub an der Substratoberfläche.

Auftragsleistung	Koeffizient ψ_k	stat. Signifikanz
Zentralwert: $[\mu\text{m}/\text{Run}]$	28,40	100 %
p'	10,44	99,9 %
p^2	-1,1	20%
dT'	2,34	61%
dT^2	-6,58	91%
$p' \cdot dT'$	6,97	94%

Tabelle 7.5: Koeffizienten und statistische Signifikanz der Polynomdarstellung der Auftragsleistung als Funktion von Kammerdruck und Temperaturhub an der Substratoberfläche.

Die Schichtdicke wird wesentlich aber im Grenzbereich der Signifikanz durch den Wechselwirkungsterm der Polynomdarstellung beschrieben. Der Druckterm zweiter Ordnung und der Temperaturterm erster Ordnung gehen im Grenzbereich der statistischen Signifikanz in das Modell ein. Extrapolationen des Dichteresultates außerhalb des Meßbereiches sind damit nicht sinnvoll.

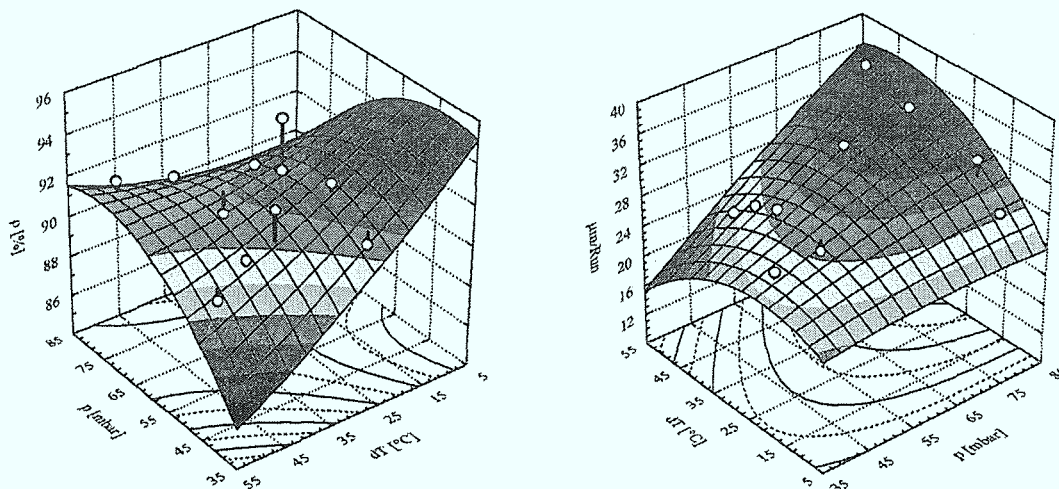


Abbildung 7.13, links: Statistische Abschätzung der Dichte als Funktion Kammerdruck und Temperaturhub an der Substratoberfläche.
rechts: Statistische Abschätzung der Auftragsleistung als Funktion Kammerdruck und Temperaturhub an der Substratoberfläche.

In die Modellierung der Auftragsleistung gehen wesentlich und signifikant der lineare Druckterm, der Temperaturterm in zweiter Ordnung und der Wechselwirkungsterm ein. Prozeßtechnisch sinnvolle Extrapolationen bewegen sich im Bereich höherer Drücke und damit geringerer Temperaturhübe je Run. Die Darstellung in Abbildung 7.13 läßt für kleine Temperaturhübe auf eine untergeordnete Beeinflussung der Auftragsleistung schließen. Die Darstellung zur statistischen Abschätzung der Dichte als Funktion von Kammerdruck und Temperaturhub an der Substratoberfläche wird ebenfalls in Abbildung 7.13 gegeben. Sie ist außerhalb des Meßbereiches jedoch nur bedingt aussagefähig: in Kombination mit Abbildung 7.12 ist für $L_r \approx 100\%$ die Extrapolation der Schichtdichte in höhere Druckbereiche bei prozeßtechnisch bedingten, geringeren Temperaturhüben als „lokale Konstante“ plausibel.

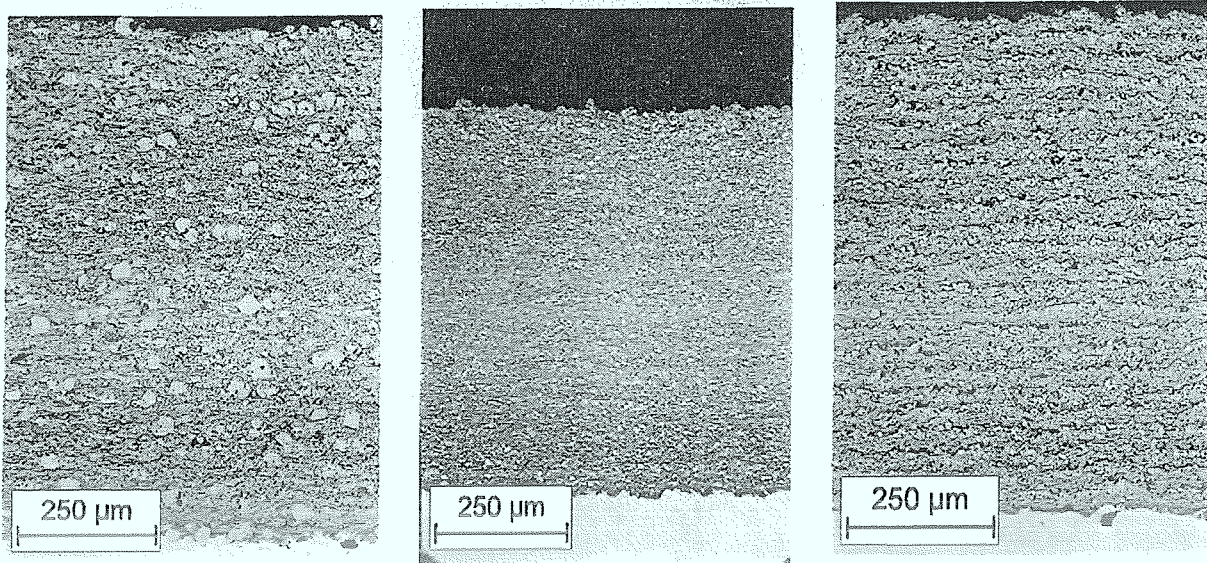


Abbildung 7.14: links: Optimierte Spritzschicht aus Experimentserie I: $p = 140 \text{ mbar}$; $L_r = 100\%$; $\text{Ar}/\text{H}_2 = 40/15 \text{ SLPM}$; $\rho_{th} = 90\%$ (Auftriebsmessung).
 mitte: Spritzschicht aus Experimentserie IV: $p = 50 \text{ mbar}$, $L_r = 100\%$; $\text{Ar}/\text{H}_2/\text{He} = 25/5/6 \text{ SLPM}$; $\rho_{th} = 90\%$. Das Schichtresultat ist singulär und statistisch nicht abgesichert.
 rechts: Spritzschicht aus Experimentserie III bei $\text{Ar}/\text{H}_2 = 40/15 \text{ SLPM}$, $p = 150 \text{ mbar}$, $L_r = 100\%$. Es zeigt eine ausgeprägte Lagenstruktur und Ansätze zu Zwischenlagenrissen. Die Schichtdichte liegt unter 80% .

In Abbildung 7.14 sind Schichten aus verschiedenen Experimentserien einander gegenübergestellt. Die Darstellung links zeigt das Schliffbild einer Spritzschicht aus Experimentserie I, die bei $p = 140 \text{ mbar}$ und $L_r = 100\%$ abgeschieden wurde. Die Dichte wurde über Auftriebsmessung mit $90\% \rho_{th}$ bestimmt. Die Schicht zeigt eine gute Substratanbindung. Unerschmolzene Pulverpartikeln sind weitestgehend von allen Seiten in die Schicht eingebunden. Eine Lagenstruktur ist nicht erkennbar. Die Restporosität liegt mikrostrukturiert und weitestgehend homogen verteilt vor. Die mittlere Abbildung zeigt das Schliffbild einer Spritzschicht aus Experimentserie IV, die mit den Beschichtungsparametern: $p = 50 \text{ mbar}$, $L_r = 100\%$ und $\text{Ar}/\text{H}_2/\text{He} = 25/5/6 \text{ SLPM}$ abgeschieden wurde. Die Dichte erreicht nach Auftriebsmessung $90\% \rho_{th}$. Man erkennt eine gute Substratanbindung, eine homogen verteilte Mikroporosität und einen hohen Anteil unerschmolzener Pulverpartikeln, die jedoch gut in

die Schichtmatrix eingebunden sind. Das Schichtresultat ist jedoch singulär und statistisch nicht abgesichert. Die rechte Darstellung zeigt das Schliffbild einer Beschichtung bei $\text{Ar}/\text{H}_2 = 40/15$ SLPM, $p = 150$ mbar und $L_r = 100\%$. Es zeigt eine ausgeprägte Lagenstruktur und Ansätze zu Zwischenlagenrissen. Die Schichtdichte liegt unter 80%.

7.2.6 Zusammenfassende Bewertung

Aus der statistischen Analyse der Experimentserie I kann mit hoher Signifikanz abgeleitet werden, daß Wechselwirkungseffekte der einzelnen Prozeßvariablen die Schichtmerkmale wesentlich beeinflussen. Insbesondere in der Abschätzung der Einflußgrößen zur Schichtdichte ist die isolierte Betrachtung von Einzeleffekten nicht ausreichend. Für die vorgegebene Pulverfraktion und Plasmagaszusammensetzung kann ein Prozeßfenster ausgewiesen werden, das reproduzierbare Schichtdichten über 90% der theoretischen Festkörperdichten mit wirtschaftlichen Auftragsleistungen verbindet: $p \cong 130$ mbar, $L_r \cong 95\%$ bei optisch angepaßter Fördergasrate von $\text{Ar} \cong 1$ SLPM. Der Einfluß der Substrattemperatur auf das Schichtresultat konnte als Ansatzpunkt für weiterführende Optimierungsschritte aufgezeigt werden. Die Prozeßführung im unteren Grenzbereich des Kammerregeldruckes führt zu maximalen Schichtdichten, fällt jedoch auf Grund von Regeldruckschwankungen von $\pm 50\%$ des Vorgabewertes aus dem Bereich der Prozeßsicherheit.

8 Untersuchung des Einsatzverhaltens prototypischer Testlimiter in der Ionenstrahlanlage MARION

8.1 Testablauf und eingesetzte Diagnostik

Mit dem Testeinsatz von prototypischen Limitern an der Ionenstrahlanlage MARION war die Einsatzsicherheit der aktiv gekühlten Wärmesenke für die nachfolgenden Experimente an TEXTOR nachzuweisen. Zusätzlich sollte die thermische Belastungsgrenze des Testlimiters und das Verhalten unter Kühlversagen experimentell bestimmt werden. Es wurden zwei gelötete und ein Wolfram beschichteter Testlimiter untersucht:

1. Feinkorngraphit IG 610 auf TZM nach Verfahren laut Abschnitt 7.1.4.1
2. CFC SEP-N11 auf TZM nach Verfahren laut Abschnitt 7.1.4.1
3. Wolfram Spritzschicht (LPPS) auf TZM nach Verfahren laut Abschnitt 7.2.6

Die Wärme flu ß exper imen te mit den Fü ge ver bun den fan den für un ter schied li che Ein bau win kel statt. Die Ein bau la ge wur de nach der La ge von Fü ge feh lern be stimmt. Sie er folgte im Sin ne ei nes Ne ga tivs ze na rios. Nach dem Prin zip ma xi ma ler Schaden s bil der wur den im Ex pe ri ment Be rei che mit ge hä uft auf tre ten den Fü ge feh lern be lastet. Die Ein bau la gen kor re spon die ren mit den Schaden nach wei sen aus Ab bil dung 7.6. Ei nen Über blick gibt Ta bel le 8.1.

Programm	Testschüsse	Hot Spot Lasten	Schadensbild
CFC SEPCARB-N11 / TZM 50°	# 10071 - #10091	2 - 10 MW/m ² $t_{\max} = 30 \text{ s}$	Hot Spot Erosion
CFC SEPCARB-N11 / TZM 320°	# 10093 - #10132	2 - 10 MW/m ² $t_{\max} = 30 \text{ s}$	Hot Spot Erosion
IG 610 / TZM 45°	# 10133 - #10156	2 - 22 MW/m ² $t_{\max} = 30 \text{ s}$	Schalenbruch und mas siver Graphitabbrand bis auf TZM Träger. Anschmelzen am oberen Scraper der Anlage
IG 610 / TZM 225°	# 10204 - #10227	2,5 - 12 MW/m ² $t_{\max} = 30 \text{ s}$	Schalenbruch und Ab platzen im Hot Spot Be reich
CFC SEPCARB-N11 / TZM 10°	# 10229 - #10248	3 - 17 MW/m ² $t_{\max} = 30 \text{ s}$	massive Hot Spot Erosi on
LPPS-Wolfram / TZM	# 10270 - # 10293	3 - 17 MW/m ² $t_{\max} = 30 \text{ s}$	Schalenbruch bei Simu la tion des Kühlausfalles bei $P_A = 11 \text{ MW/m}^2$

Tabelle 8.1: Einbaufolge, Schußnummern und exemplarische Experimentdaten der Vorversuche und Diagnostikbetriebe zum Testeinsatz in der Ionenstrahlanlage MARION.

Die Diagnostik umfaßte standardmäßig Probenkalorimetrie und Temperaturmessung im Hot Spot mit einem Hochtemperaturpyrometer (Meßbereich 1000°C bis 3500°C). Zudem wurden Videoaufzeichnungen mit einer optischen CCD Kamera gemacht.

Für die Testeinbauten IG 610 / TZM - 225° und CFC SEPCARB-N11 / TZM - 10° ergab sich die Möglichkeit zur Beobachtung mit einer Infrarotkamera.

8.2 Überblick über die Belastungsstudien in der Ionenstrahlanlage MARION

Die Testeinbauten CFC SEPCARB N-11 / TZM- 50° und CFC SEPCARB N-11 / TZM- 320° sind als Screening Tests der CFC Variante bis zur maximal geforderten Hot Spot Bela-

stung von $P_{/A}^{\text{HotSpot}} \approx 10 \text{ MW/m}^2$ gestaltet. Die Testlimiter zeigen eine deutliche Erosion und, im Vergleich zu den theoretischen Voruntersuchungen, stark überhöhte Hot Spot Temperaturen. Die transiente Phase dauert annähernd 10 Sekunden. Die Schadensbilder sind in Abbildung 8.1 gezeigt. Die unterschiedlichen räumlichen Ausprägungen der Hot Spot Erosion sind auf unterschiedlich ausgebildete Defektbereiche in der Fügezone zurückzuführen. In der 50° Lage findet man vermehrt Schäden im Kuppenbereich. Dieser Erosionszone korrespondiert mit den diagnostizierten Bindefehlern, wie sie in Abbildung 7.6 gezeigt sind. In der 320° Lage treten die Verbunddefekte annähernd symmetrisch links und rechts vom Strahlzentrum auf. Das führt zu einer deutlich erkennbaren Verbreiterung des Erosionsgebietes.

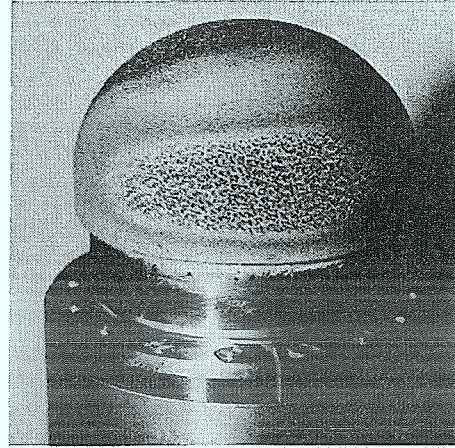
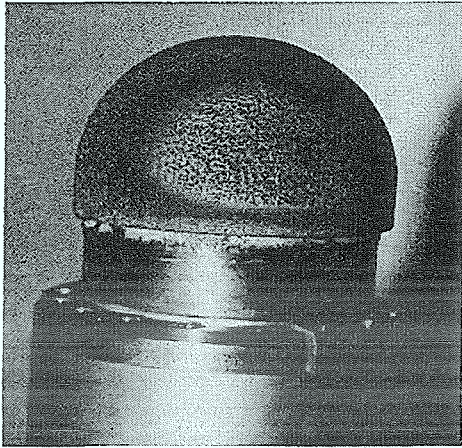


Abbildung 8.1 Hot Spot Erosion nach Maximallasten von $P_{/A}^{\text{HotSpot}} \approx 10 \text{ MW/m}^2$
links: CFC SEPCARB N-11 - 50° rechts: CFC SEPCARB N-11 - 230° .

Der Testeinbau CFC SEPCARB N-11 / TZM- 10° ist als Belastungstest bis zum Eintritt einer gravierenden Oberflächenschädigung der CFC Kappe gestaltet. Diese beginnt ab einer Hot Spot Belastung von $P_{/A}^{\text{HotSpot}} \approx 12 \text{ MW/m}^2$ aufzutreten. Das Wärme flu ß experiment wurde bis zu einer Hot Spot Belastung von $P_{/A}^{\text{HotSpot}} \approx 17 \text{ MW/m}^2$ fortgesetzt und dann wegen der massiv auftretenden Erosion der CFC Kappe beendet. Das Experiment zeigte ebenfalls deutlich überhöhte Temperaturen über den gesamten Limiterbereich. Der Materialverlust im Hot Spot Bereich kann damit auf Sublimation zurückgeführt werden. Die Dauer der transienten Phase ist belastungsabhängig. Das frühere Eintreten einer stationären Hot Spot Temperatur für höhere Belastungen kann durch die verstärkt auftretende Sublimation und die daraus resultierende zusätzliche Kühlung verstanden werden. Der sublimierte Kohlenstoff lagert sich an den Anlagenwänden und Schaugläsern ab. Temperaturmessungen durch die Schaugläser werden dadurch sinnlos.

Der Testeinbau von IG 610 / TZM- 45° war als Screening Test der Graphitvariante vorgesehen. Ein Schalenbruch bei einer Hot Spot Belastung von $P_{/A}^{\text{HotSpot}} \approx 3 \text{ MW/m}^2$ motivierte jedoch einen Einsatztest bis zum Versagen der Graphitkappe durch lokale Totalerosion. Diese trat bei einer Hot Spot Belastung von $P_{/A}^{\text{HotSpot}} \approx 22 \text{ MW/m}^2$ ein. Die geplante Wiederholung des Screening Tests mit dem Testeinbau IG 610 / TZM- 225° führte bei einer Hot Spot Belastung von $P_{/A}^{\text{HotSpot}} \approx 3 \text{ MW/m}^2$ erneut zum Schalenbruch und in Folge zum teilweisen Abfallen der Graphitkappe bei einer Hot Spot Belastung von $P_{/A}^{\text{HotSpot}} \approx 12 \text{ MW/m}^2$. In beiden Fällen kam es zur massiven Anlagenverunreinigung durch erodierten Kohlenstoff und zu einer

deutlichen Kohlenstoff - Schichtbildung an den Beobachtungsfenstern der Testanlage. In beiden Experimenten wurden wegen des schlechten thermischen Kontaktes der Graphitschale zur TZM Wärmesenke deutlich überhöhte Temperaturen gemessen. Das transiente Temperaturverhalten war belastungsabhängig. Abbildung 8.4 zeigt das Schadensbild an IG 610 / TZM- 45. Der Graphitabbbrand erfolgt bis zum Grundmaterial. Der Hot Spot Bereich ist mit Flittern des Kupfer-Chrom Aktivlot es umrandet. Das TZM Grundmaterial ist unbeschädigt. Der gezackte Linienzug an der Kontur der Fügefläche zeigt eine Gewindelinie, die als Anbindungshilfe und Spannungsausgleichszone in die Graphitschale eingedreht wurde.

In Abbildung 8.2 sind CCD Bilder von den beiden Schalenkörpern unmittelbar vor dem Schußende bzw. während der Abkühlphase gezeigt. Die Hot Spot Belastung beträgt in beiden Fällen 3 MW/m². Der Schalenbruch der Graphitkappe ist deutlich erkennbar.

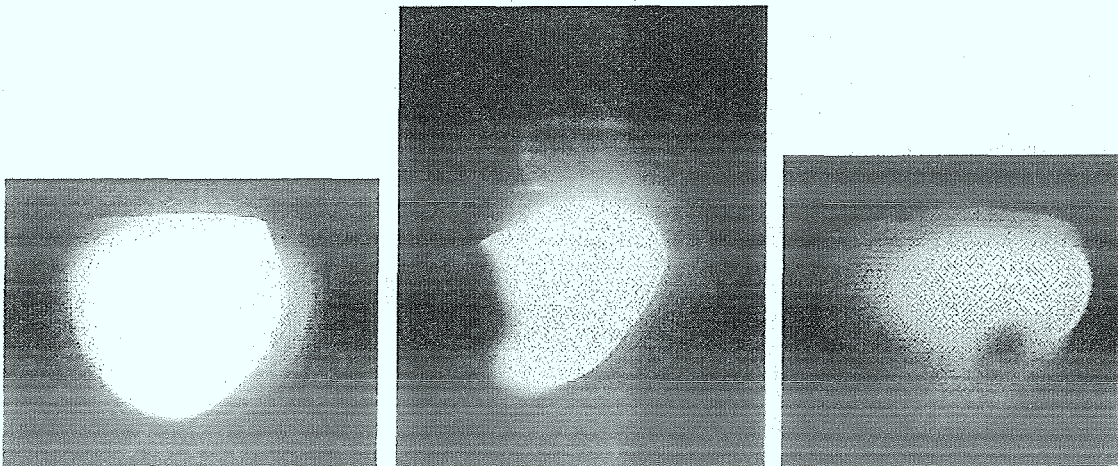


Abbildung 8.2 CCD Bilder vom Schalenkörper unmittelbar vor dem Schußende bzw. während der Abkühlphase. Die Hot Spot Belastung beträgt in beiden Fällen 3 MW/m².

- links: Testeinbau CFC SEPCARB N-11 / TZM- 10° während des Schusses
- mitte: Schalenbruch des Testeinbaues IG 610 / TZM- 45° unmittelbar nach Schußende.
Man erkennt die abklingende H_α Strahlung als senkrecht, blaues Band.
- rechts: Schalenbruch des Testeinbaues IG 610 / TZM- 45° in der Abkühlphase.

Der Testeinsatz der LPPS- Wolfram beschichteten Limiter wurde als Screening Test bis zu einer maximalen Hot Spot Belastung von $P_{A}^{\text{HotSpot}} \cong 17 \text{ MW/m}^2$ gestaltet, an dessen Abschluß die Maximalbelastung unter Kühlmittelverlust bis zum katastrophalen Bauteilversagen durch Kühlmittelaustritt bzw. Schalenbruch ermittelt wurde. Die Resultate der Modellrechnung wurden sowohl von den gemessenen Temperaturwerten als auch von der Dauer der transienten Phase bestätigt. Unter reduzierten Kühlbedingungen wurde bei einem Durchfluß von 25 l/min bei einem Druck von 5 bar der Schalenbruch bei einer Hot Spot Belastung von 11 MW/m² provoziert. Als bruchauslösende Ursache wurde kavitativer Verschleiß an der Kühlfläche festgestellt.

8.3 Detailbeschreibung der Belastungsstudien an der Ionenstrahlanlage MARION für die Testeinbauten IG 610 / TZM- 45°, CFC SEPCARB N-11 / TZM- 10° und LPPS Wolfram beschichtete TZM Wärmesenke

8.3.1 Das IG 610 / TZM- 45° Experiment

Der Testlimiter wurde insgesamt mit 24 Lastpulsen mit Oberflächenlasten von 3 MW/m² bis 22 MW/m² belastet. Die Pulszeiten bis zu Oberflächenlasten von 8,5 MW/m² betrugen 30 s, bis einschließlich 20 MW/m² betrugen sie 15 s. Für den letzten Lastfall mit 22 MW/m² wurde eine Pulslänge von 10 s gewählt. Die einzelnen Belastungsstufen sind aus Tabelle 8.2 ersichtlich.

U_{acc} [kV]	15 - 18	20 - 23	25	30	35	40 - 42	45
$P_{/A}$ [MW/m ²]	2	3	6	8	12	17 - 20	22
t [s]	30	30	30	30	15	15	10
Anzahl	3	6	3	4	4	3	1

Tabelle 8.2 Lastfolge des IG 610 / TZM- 45° Experimentes.

Die zu einzelnen Lastfällen korrespondierenden Temperaturdaten sind in Abbildung 8.3 dargestellt. Sie wurden über eine Pyrometermessung ermittelt und weisen - aufgrund eines Schalenbruches nach dem ersten Schuß - im Vergleich zu theoretischen Abschätzungen für Lastwerte bis 12 MW/m² eine Überhöhung von annähernd 100% aus. Für höhere Strahlleistungsdichten wird eine fallende Tendenz beobachtet. Das geschieht parallel mit zunehmenden Oberflächenschädigungen im Hot Spot Bereich. Die letzten drei Schüsse führen bei Hot Spot Lasten von 17 MW/m², 20 MW/m² und 22 MW/m² zu einem annähernd identischen transienten Temperaturverhalten. Das wird zum Teil auf einen massiven Materialabtrag durch Sublimation und die daraus resultierende zusätzliche Kühlwirkung zurückgeführt, die in Abhängigkeit von der Sublimationsrate in einen vorzeitigen stationären Zustand führt. Zusätzlich führt die Graphitsublimation zu einem Niederschlag an den Schaufenster, der einen Strahlungsfilter

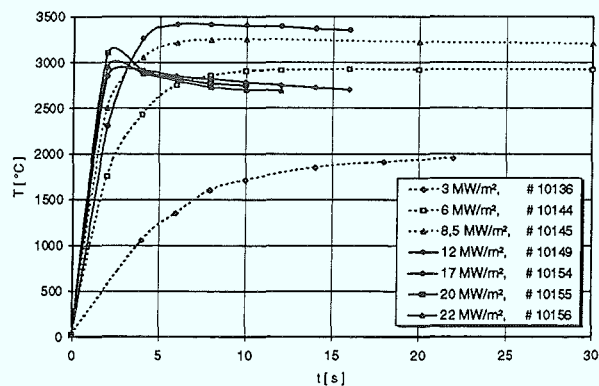


Abbildung 8.3 Transientes Temperaturverhalten im Hot Spot von IG 610 / TZM- 45° für verschiedene Leistungsflüsse.

aufbaut und so zu niedrigeren Temperaturmessungen führt.

Bereits beim ersten Schuß mit einer Hot Spot Last von 3 MW/m^2 (#10136) kam es zu einem Schalenbruch, der sich, ausgehend vom Verschneidungsbereich der Kugelkappe mit dem Zylinderfortsatz, bis in den Bereich des Polpunktes ausbreitete. Das abgelöste Schalensegment wird an der Spitze des Limiters durch eine Haftzone direkt unter dem Hot Spot gehalten (vgl. Abbildung 8.2). Die nachfolgenden Schüsse führen erst ab einer Hot Spot Belastung von 12 MW/m^2 zu einer Verschärfung des Schadensbildes: zunehmender Graphitabbbrand führt ab einer Hot Spot Belastung von 17 MW/m^2 zu massiven Materialverlusten.

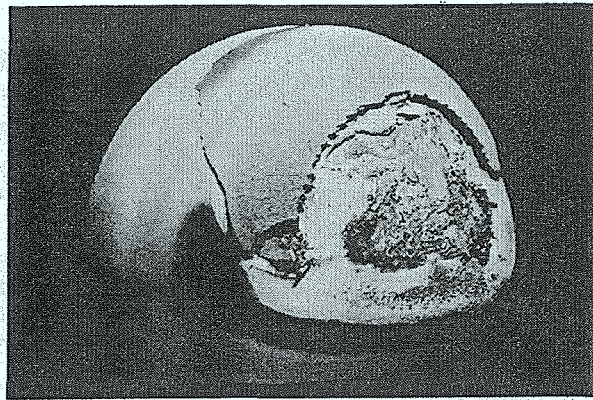


Abbildung 8.4 Hot Spot Erosion an IG 610 / TZM-45°
nach $P_{A;\max}^{\text{HotSpot}} \approx 22 \text{ MW/m}^2$

8.3.2 Das CFC SEPCARB N-11 / TZM- 10° Experiment

Der Testlimiter wurde insgesamt mit 20 Lastpulsen mit Oberflächenlasten von 3 MW/m^2 bis 17 MW/m^2 belastet. Die Pulszeiten bis zu Oberflächenlasten von $8,5 \text{ MW/m}^2$ betrugen 30 s, bis einschließlich 17 MW/m^2 betrugen sie 15 s. Die einzelnen Belastungsstufen sind aus Tabelle 8.3 ersichtlich.

U_{acc} [kV]	20	25	30	35	40
P_{A} [MW/m^2]	3	6	8	12	17
t [s]	30	30	30	15	15
Anzahl	6	3	4	4	3

Tabelle 8.3: Lastfolge des CFC SEPCARB N-11 / TZM- 10° Experimentes

Die Temperaturmessung erfolgte mit einer Infrarotkamera. Die zu einzelnen Lastfällen korrespondierenden Temperaturdaten sind in Abbildung 8.5 dargestellt. Die Infrarotkamera wurde aus Aussteuerungsgründen im „Open Extended Range“ auf einem Spektralbereich von $3 \mu\text{m}$ bis $12 \mu\text{m}$ betrieben. Die Calciumfluorid Fenster der Ionenstrahlanlage sind für Wellenlängen über $6 \mu\text{m}$ nicht mehr transparent. Man mißt daher zu niedrige Temperaturen! Das transiente Temperaturverhalten wird jedoch richtig wiedergegeben! Das vorzeitige Auftreten eines stationären Temperaturfeldes unter höheren Leistungsflußdichten wird auf die zusätzliche Kühlung zurückgeführt, die aus der zunehmend signifikanten, temperaturabhängigen (!) Sublimationsrate resultiert.

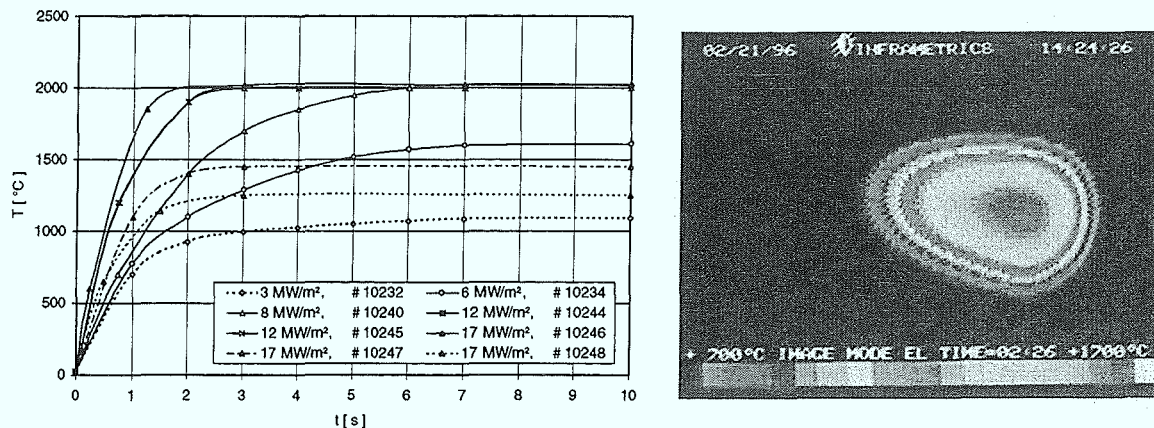


Abbildung 8.5: links: Temperaturmessung über Infrarotkamera im Spektralbereich von 3 μ m bis 12 μ m. rechts: Temperaturerfassung an der Oberfläche der Graphitschale für eine Hot Spot Belastung beträgt 6 MW/m². Für die Hot Spot Temperatur werden 1600°C gemessen.

Trotz der zu niedrigen Meßwerte liegen die gemessenen Hot Spot Temperaturen noch über denen der theoretischen Modelle. Abbildung 8.5 zeigt zwei Schüsse mit $P_{/A}^{\text{HotSpot}} \approx 12 \text{ MW/m}^2$ (#10244 und #10245) mit identischem transienten Verhalten: der Gleichgewichtszustand ist nach ca. 2,5 s erreicht. Die zeitliche Entwicklung der Hot Spot Temperatur knickt hier in einen stationären Verlauf und erreicht einen Maximalwert von 2000°C. Dieser maximale Temperaturwert wird auch für den ersten Schuß mit einer Hot Spot Belastung von $P_{/A}^{\text{HotSpot}} \approx 17 \text{ MW/m}^2$ (#10246) nur unwesentlich überschritten. Der stationäre Zustand tritt jedoch schon nach einer transienten Phase von ca. 1,5 s ein. Für die beiden nachfolgenden Schüsse mißt man bei gleicher Belastung der Limiteroberfläche drastisch geringere Temperaturen. Das transiente Verhalten ist unverändert! Im Unterschied zu den beiden Schüssen #10244 und #10245 kommt es jetzt zu einer rapiden Ablagerung von sublimiertem Kohlenstoff an den Schaugläsern. Auf eine quantitative Betrachtung des Sublimationseffektes wird weiter unten in diesem Abschnitt eingegangen.

Abbildung 8.5 zeigt für einen Schuß geringer Leistungsflußdichte ($P_{/A} \approx 6 \text{ MW/m}^2$) ein Falschfarbenbild der stationären Temperaturverteilung. Die Beobachtung erfolgt unter 45° seitlicher Auslenkung zum einfallenden Ionenstrahl. Die Verteilung der Leistungsflußdichte über die Oberfläche des Testlimiters wird durch das Temperaturprofil gut sichtbar.

Das Schadensbild an der Limiterkappe nach der Testphase CFC SEPCARB N-11 / TZM-10° ist in Abbildung 8.6 im Überblick gezeigt. In der linken Darstellung ist die Überlagerung der Erosionszone mit dem Schädigungsbereich aus dem vorangegangenen Testeinbau CFC SEPCARB N-11 / TZM-50° zu erkennen. Die Faserstruktur wird durch die thermische Belastung wesentlich schwächer geschädigt als die graphitische Matrix. Redepositionseffekte verändern die Reflexionseigenschaften der CFC Oberfläche im unmittelbar an die Schädigungszone angrenzenden Bereich. Die Kontur des Ionenstrahles wird durch eine dunkel erscheinende Redepositionszone erkennbar. Sie fällt nicht mit der geometrischen Kontur des ungestörten Ionenstrahles der Testanlage zusammen.

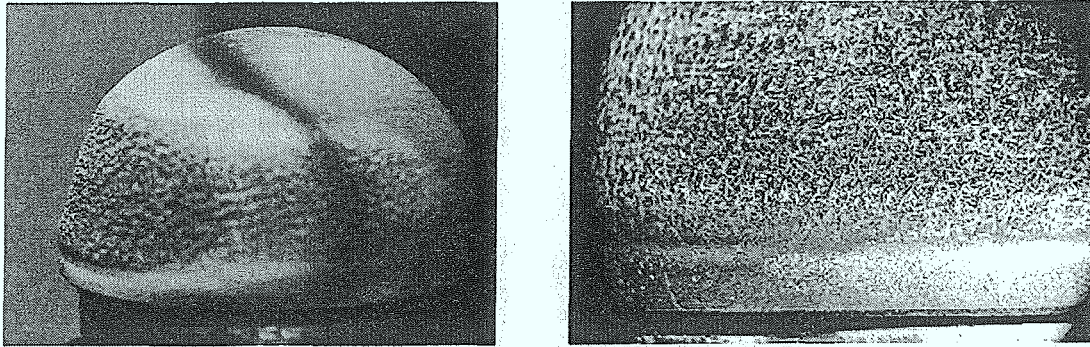


Abbildung 8.6: Schadensbild an der Limiterkappe nach der Testphase CFC SEPCARB N-11 / TZM-10°.
links: Überblick mit Redepositionskontur
rechts: Erosionszone mit Graphitabbrand aus der Matrix und freigelegten Fasern, sowie lokaler Redeposition am unteren, rechten Bildrand. Der Bildausschnitt zeigt eine Fläche von ca. $1,5 \times 2 \text{ cm}^2$.



Abbildung 8.7: Schnittdarstellung des Lötverbundes mit Detaildarstellung des Hot Spot Bereiches (links).

In Abbildung 8.7 ist eine Schnittdarstellung des Lötverbundes mit einer Detaildarstellung der Abbrandzone im Hot Spot Bereich gezeigt. Die Anbindungsfehler in der Lotzone sind gut erkennbar. Sie häufen sich im oberen Bereich des Limiterkopfes. Im Hot Spot Bereich ist in beiden Schnitthälften eine gute Anbindung erkennbar. Die größere Lotstärke in der Belastungszone läßt eine Lotansammlung vermuten, die auf lokales Lotschmelzen durch thermische Überlastung im Testeinsatz zurückzuführen ist. Die im Vergleich zum TEXTOR Belastungsprofil wesentlich flacher verlaufende Anstiegscharakteristik der vertikalen Lastverteilung des Ionenstrahles in der Testanlage MARION findet in einer deutlich flacheren Winkel-lage des Hot Spot Abbrandes ihren Niederschlag ($\delta \cong 20^\circ$).

Die 3-D-Vermessung des Erosionsgebietes ergab eine Erosionsfläche von 15 cm^2 und einen Volumenverlust von $1,4 \text{ cm}^3$. Abbildung 8.5 zeigt, daß der obere Grenzwert für die Hot Spot Temperatur an der Limiteroberfläche ab einer Hot Spot Belastung von $P_A \cong 8 \text{ MW/m}^2$ erreicht wird. Aus Tabelle 8.3 ist ersichtlich, daß die CFC Schale diesen Belastungsbedingungen insgesamt über 11 Lastzyklen mit einer Gesamtdauer von 225 s ausgesetzt war. Unter der Annahme von thermischer Sublimation als dem dominierenden Erosionsmechanismus, kann für das erodierte Volumen die folgende Abschätzung vorgenommen werden:

$$V = y(T) \cdot \frac{A_c}{N_L} \cdot \frac{A \cdot t_{ges.}}{\rho} \quad (8.1)$$

Es bedeuten:

V	erodiertes Volumen	$y(T)$	temperaturabhängige Sublimationsrate
A_c	relative Atommasse	N_L	Loschmitt'sche Zahl
A	Fläche des Erosionsgebietes	$t_{ges.}$	akkumulierte Belastungsdauer
ρ	Dichte des erodierten Werkstoffes.		

Für die Dauer sublimationsdominierter Erosion wird nach Gleichung (8.1) für den Volumenverlust eine mittlere Erosionsrate von $y(T) \cong 4 \times 10^{19}$ Atome/cm².s abgeschätzt. Aus der Literatur²¹⁵ ermittelt man eine korrespondierende Oberflächentemperatur von 2600°C. Verwendet man diesen Wert als Skalierungsgröße, sind in Abbildung 8.5 die Temperaturnachweise der Messung mit der Infrarotkamera um 30% nach oben zu korrigieren.

8.3.3 LPPS Wolfram beschichtete TZM Wärmesenke

8.3.3.1 Screening Test

Zur Evaluierung des Einsatzverhaltens unter fusionsrelevanten, thermischen Bedingungen wurde ein aktiv gekühlter Testlimiter aus TZM mit einer 1 mm starken LPPS Wolfram Schicht in der Ionenstrahl Testanlage MARION unter Beschuß mit Wasserstoffteilchen getestet. Die Schichtdicke beträgt 90% der theoretischen Festkörperdichte. Die Beschichtungsparameter waren:

Pulver	<-45/5> µm, gesintert, gebrochen	Fördergas	Ar = 1 SLPM
Plasmagas	Ar/H ₂ = 40/15 SLPM		
p	100 mbar	L _T	100%
T _{Sub}	750°C	P _{fl.}	48 kW.

Das Bauteil ist in Abbildung 8.9 gezeigt. Nach FEM Rechnungen führt der Auslegungslastfall von 10 MW/m² an der gekühlten Struktur innerhalb von 2 s in einen stationären Betriebszustand. Die Maximaltemperatur an der Bauteiloberfläche beträgt 550°C (vgl. Abbildung 6.8). Der Testlimiter wurde insgesamt 20 Lastzyklen einer Dauer von 30 bzw. 15 s ausgesetzt. Die Leistungsflüsse im Hot Spot betrugen 3 MW/m² bis maximal 17 MW/m². Das zeitabhängige Temperaturverhalten ist für ausgewählte Lastzyklen in Tabelle 8.5 angegeben.

U_{acc} [kV]	20	25	30	35	40
P_{IA} [MW/m²]	3	6	8	12	17
t [s]	30	30	30	15	15
Anzahl	4	3	6	3	4

Tabelle 8.5: Lastfolge des LPPS Wolfram / TZM Experimentes

In Abbildung 8.11 ist Temperaturverhalten für typische Belastungen gezeigt. Der Auslegungslastfall führt nach einer transienten Phase von 2 s Dauer in einen stationären Betriebszustand mit einer Oberflächentemperatur im Hot Spot von 490°C. Die numerisch durchge-

fürten Modellrechnungen werden damit bestätigt. Nach Abschluß dieses Experimenteiles konnten keinerlei Veränderungen am TZM Substrat und an der Beschichtung festgestellt werden.

8.3.3.2 Belastungstests bei verringertem Kühlmittelfluß

Für einen Totalausfall der Kühlung schätzt man die Oberflächentemperatur eines Körpers nach Gleichung (8.2) ab. Mit T_0 als Umgebungstemperatur, $P_{/A}$ als Leistungsdichte im Hot Spot, t und Belastungsdauer; ρ , λ_w und c_p als Dichte, Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme die maximale Oberflächentemperatur gilt:

$$T = T_0 + 2 \cdot P_{/A} \cdot \sqrt{\frac{t}{\pi \cdot \rho \cdot \lambda_w \cdot c_p}} \quad (8.2)$$

Für den Auslegungslastfall ermittelt man Werte unter 2000°C . Ein totaler Kühlungsausfall bewirkt ein durchgehend transientes Bauteilverhalten und führt für die Refraktärmetalle Wolfram und TZM nicht zwingend zum thermisch bedingten Versagen. In einem weiterführenden Experiment wurde daher zur Simulation einer thermohydraulischen Extremsituation, die zu Kavitation und Filmsieden führt, ein Leck in der Kühlmittelversorgung mit einem Restwasserfluß von 25 L/min und einem Versorgungsdruck von 5 bar simuliert. Bis zum Auslegungslastfall stellte sich ein stationärer Betriebszustand ein. Bei einer Hot Spot Belastung von 11 MW/m^2 trat ein instabiles Kühlverhalten ein. Es führte nach einer Belastungszeit von 7 s zu Filmsieden im Hot Spot. Eine detailliertere Betrachtung des Belastungsfalles zeigt nach einer Belastungszeit von 1,5 s den Übergang von einem einphasigen Kühlmedium in ein Blasensieden, das scheinbar einem stabilen Betriebszustand (stabiles Blasensieden) zustrebt. Nach 7 s wird die für diese transienten Kühlmittelbedingungen kritische Heizflächenbelastung überschritten und es tritt lokales Filmsieden auf. Nach 10 s endet der Belastungstest ohne vorzeitigen Abbruch des Ionenstromes. Der Lastfall ist in Abbildung 8.8 gezeigt.

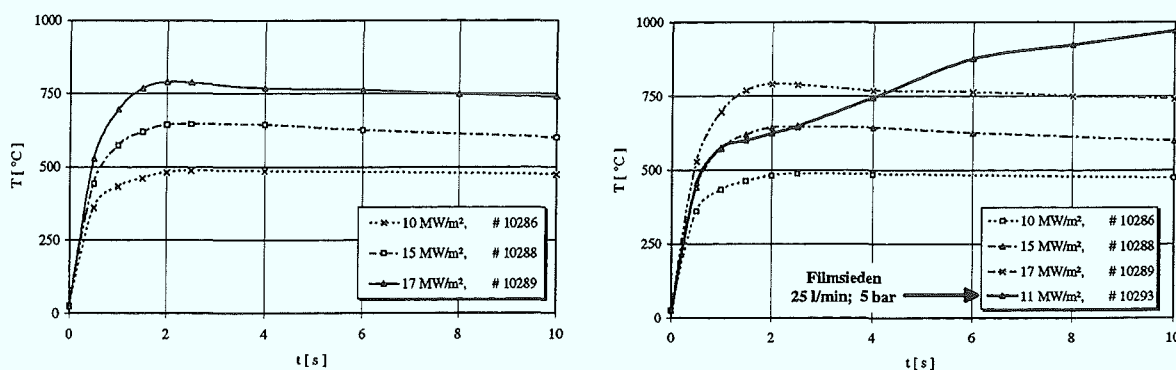


Abbildung 8.8: links: Transientes Temperaturverhalten im Hot Spot eines aktiv gekühlten Testlimiters. Bei einem Wasserdurchsatz von 250 L/min beträgt der Wärmeübergangskoeffizient ca. $100.000 \text{ W/m}^2\text{K}$. Der Betriebsdruck beträgt 15 bar.
rechts: Vergleich der Hot Spot Temperaturen des LPPS Wolfram beschichteten Testlimiters im Normalbetrieb und bei simuliertem Versagen der Kühlfunktion. Die Kühlbedingungen wurden auf 25 L/min und 5 bar reduziert. Bei einer Hot Spot Belastung von $P_{/A} \approx 11 \text{ MW/m}^2$ trat nach 7 s Filmsieden ein.

Der Testlimiter kühlt, nach einer durch das Filmsieden hervorgerufenen Verzögerung von ca. 4 s, normal ab. Bei der Wiederholung dieses Lastfalles trat der Bruch des Kühlkörpers mit Kühlmittelverlust ein. In Abbildung 8.9 ist das Schadensbild im Überblick gezeigt. Man erkennt vier zu einem Zentrum zusammenlaufende Schalenbrüche, die in ein nach außen verlaufendes Reißbild führen. Das Reißzentrum fällt mit dem Hot Spot zusammen. Die Verfärbung an den Reißkanten wird auf Kühlwasserrückstände zurückgeführt. Der helle Hof, der das Reißnetz umgibt, wird durch eine SiO_2 Ablagerung gebildet, deren Ursprung nicht eindeutig feststellbar ist. Abbildung 8.10 zeigt Detailaufnahmen des Schalenbruches. In Abbildung 8.11 ist eine Detailaufnahme des Kavitationsschadens an der Innenseite des Testlimiters gezeigt. Es ist deutlich das Verschwinden der Drehrillen zu erkennen. Die Glanzstellen werden auf Mikroschmiedevorgänge zurückgeführt. Die Verfärbung wird durch Nachweis von Kohlenstoff auf Ablagerungen aus dem Kühlwasser zurückgeführt.

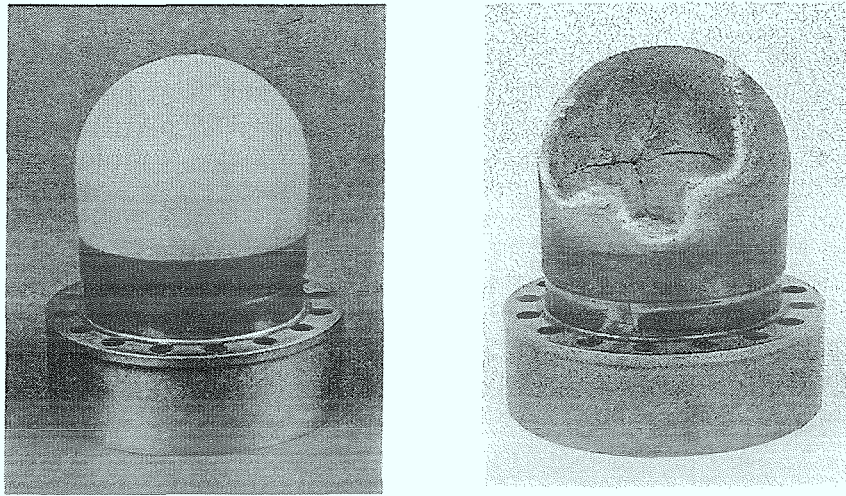


Abbildung 8.9: links: Kopf eines aktiv gekühlten Testlimiters für TEXTOR vor dem Testeinsatz: TZM Grundmaterial mit LPPS Wolfram Schicht. $H \times \phi \cong 120 \times 80 \text{ mm}$.
rechts: Überblick über den Schalenbruch in Folge eines simulierten Kühlversagens nach der Wiederholung des Belastungsszenarios.

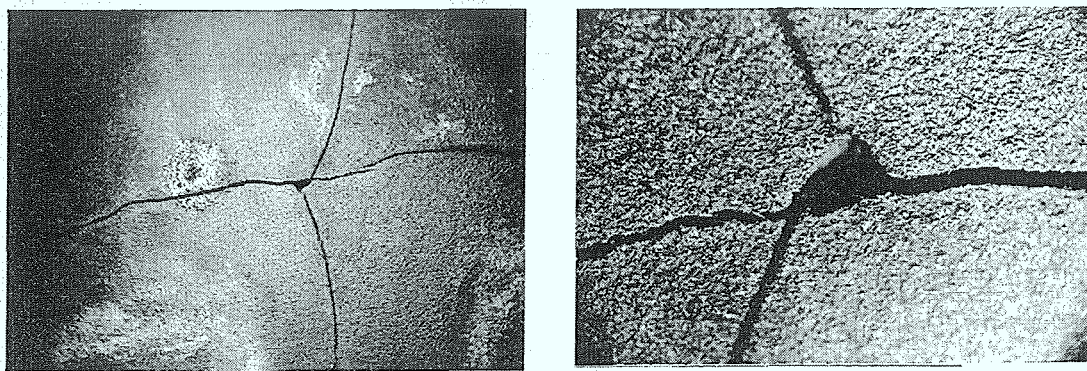


Abbildung 8.10: Detailansicht des Schalenbruches: Der Umkreis des dreieckigen Bruchkraters hat einen Durchmesser von 1 mm.

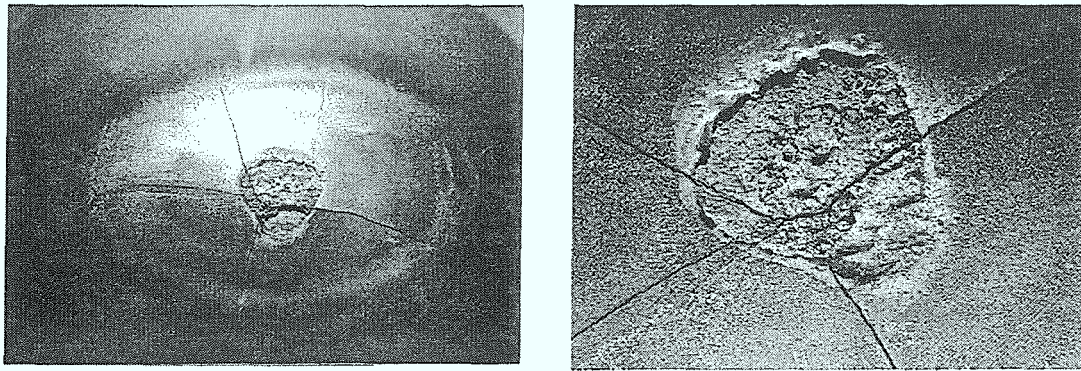


Abbildung 8.11: Detailaufnahme des Kavitationsschadens an der Innenseite des Testlimiters. Der Durchmesser der massiv geschädigten Zone mißt 8 mm.

8.4 Probenkalorimetrie

Zur Überprüfung der Richtigkeit der theoretischen Abschätzungen des thermischen Verhaltens der Testlimiter wurde für die Experimente CFC SEPCARB N-11 / TZM- 10° und LPPS Wolfram / TZM eine Analyse des kalorimetrischen Probenverhaltens durchgeführt. Es gilt einschränkend, daß für kleine Leistungsflüsse die Temperaturhübe im Kühlwasserkreislauf, die unmittelbar außerhalb des Montageflansches gemessen werden, nur bedingt vor dem Rauschen der Thermoelementmessung aufgelöst werden können. Außerdem gehen die ableitenden Kühlwasserkanäle als Trägheitsquellen und Verlustsenken in die kalorimetrische Messung ein. Die Messung wird dadurch verfälscht. Das transiente Verhalten der Meßanordnung kann daher das transiente Verhalten in der Limiterkappe in seiner Dauer nur zu längeren Zeiten hin begrenzen. Es wird für steigende Leistungsflüsse realistischer wiedergegeben. Die ermittelten kalorimetrischen Temperatur- und Zeitdaten sind auszugsweise für charakteristische Lastfälle in Tabelle 8.5 angegeben. Der Durchfluß betrug ca. 200 l/min.

	SEP N11						W		
Schuß	#10156	#10232	#10237	#10243	#10245	#10248	#10286	#10288	#10289
P_{A} [MW/m ²]	22	2	4,5	8,8	14,4	17	10	15	17
ΔT [°C]	1,79	0,3	0,45	0,75	1,1	1,55	0,95	1,28	1,55
Δt [s]	7,3	14,5	12,5	11,2	8,2	6,3	≈3	≈3	≈3

Tabelle 8.5 Probenkalorimetrie: Hübe der Kühlwassertemperatur und Gleichgewichtszeiten für charakteristische Lastfälle an den Testeinbauten CFC SEPCARB N-11 / TZM- 10° und LPPS-Wolfram auf TZM.

In Abbildung 8.12 sind die kalorimetrisch ermittelten Lasteinkopplungen in die Limiterkuppe den berechneten Daten aus der Analyse der Lasteinkopplung (vgl. Abschnitt 4) gegenübergestellt. Das kalorimetrische Verfahren ist geometrie- und belastungsspezifisch, unterscheidet jedoch nicht nach den Werkstoffen an der Oberfläche des Testlimiters. Das theoretische Modell und die Kühlwasserkalorimetrie liefern übereinstimmende Ergebnisse. Aufgrund

diverser Verlustmechanismen liegen - insbesondere bei hohen Leistungsflußdichten - die Kalorimetriewerte unter den theoretisch ermittelten Werten. Abbildung 8.7 zeigt auch, daß sich die Meßwerte für kleine Bauteilbelastungen asymptotisch den berechneten Werten annähern. Die über die wechselwirkungswirksame Oberfläche auftretenden Leistungsflüsse sind höher, als aus den V-Target Daten für das vertikale Strahlprofil geschlossen werden kann. Das bestätigt die Annahme der Verbreiterung der Profilschulter in den oberen Randbereich des Strahles wie sie in Abschnitt 3.1.3 diskutiert wurde.

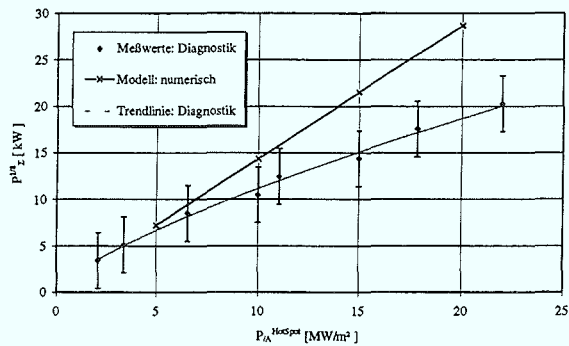


Abbildung 8.7 Vergleich der kalorimetrisch ermittelten Lastenkopplungen in die Limiterkuppe mit den numerisch abgeschätzten Daten aus der Analyse der Lastenkopplung des MARION - Experimentes.

8.5 Interpretation der Resultate der Temperaturmessung

Zur Evaluierung des Einsatzverhaltens unter fusionstypischen Bedingungen wurden wassergekühlte Testlimiter aus TZM mit Wolfram mittels LPPS beschichtet. Sie wurden im Wasserstoff Ionenstrahl thermischen Lasten bis zu 17 MW/m^2 bei einer Einzelschußdauer von 30 s ausgesetzt. Die Ionen erreichten dabei kinetische Energien von maximal 45 keV. Bei einem Kühlwasserdurchsatz von 250 L/min und einem Betriebsdruck von 15 bar gelangte der Limiter innerhalb von 2 s in den stationären Zustand. Die maximale Oberflächentemperatur betrug 670°C . Unter diesen Bedingungen bildeten sich keine Schadensbilder aus. Die experimentelle Simulation eines nahezu vollständigen Kühlmittelverlustes bei einem stark abgesenkten Betriebsdruck (25 L/min, 3,5 bar) führte im Bereich der maximalen Lastenkopplung zu einem instabilen Filmsieden. Die Nennlast von 10 MW/m^2 über einen Puls von 10 s konnte betriebssicher abgeführt werden. Die Einsatztauglichkeit für Untersuchungen der Testlimiter an TEXTOR konnte damit bewiesen werden.

Die Einsatztests der Testlimiter an der Ionenstrahlanlage fanden unter wesentlich exponierteren Bedingungen statt, als sie für den TEXTOR Einsatz zu erwarten sind. Die Besonderheiten des geschulterten Lastprofils führten zu einer erhöhten integralen Lastenkopplung in die Testlimiter, die durch die Schalenwerkstoffe aufzunehmen und durch das Kühlsystem abzuführen war. Man kann folgendermaßen zusammenfassen

1. Die Verbundvariante IG 610 / TZM bildete bereits bei Belastungen unter 3 MW/m^2 Schalenbrüche innerhalb der Graphitkappe aus. Die Steigerung der Oberflächenlast auf bis zu 22 MW/m^2 führte in einem Fall zur lokalen Totalerosion. Im zweiten Belastungsexperiment dieses Testlimiters kam es zum teilweisen Abfall der Schale bei 17 MW/m^2 .

2. Die Verbundvariante CFC SEPCARB-N11 / TZM - zeigte bei Belastungen bis zu 17 MW/m^2 keine Anzeichen auf mechanische Schädigungen. Bei Oberflächenbelastungen über 8 MW/m^2 wurden erhöhte Hot Spot Erosion festgestellt.
3. Als Ursachen für die Kohlenstofferosion kommen physikalische wie chemische Erosion und thermische Sublimation in Betracht. Thermische Sublimation ist für Graphite ab Oberflächentemperaturen von annähernd 1700°C mit steigenden Abtragsraten (10^{16} Teilchen / $\text{m}^2\cdot\text{s}$ bei 2000°C ; 10^{26} Teilchen / $\text{m}^2\cdot\text{s}$ bei 3000°C) ²¹⁵ zu berücksichtigen (vgl. Abschnitt 1.3). Bei den gemessenen Oberflächentemperaturen ist sie als die hauptsächliche Erosionsursache zu betrachten.
4. An den Limiterschalen der Verbundvarianten wurde ein belastungsabhängiges transientes Temperaturverhalten beobachtet, das sich erheblich vom berechneten thermischen Bauteilverhalten unterschied. Die Ursache dafür liegt in fehlerhaften Fügeverbindungen, die für diese Testlimiter nach einem konventionellen, noch nicht optimierten Lötverfahren hergestellt wurden. Als obere Grenztemperatur wurde an einer partiell abgelösten Graphitschale 3500°C , an dem prototypischen CFC/TZM Verbund 2600°C erreicht. Die Leistungsflußdichten, die zu diesen Grenztemperaturen an der Oberfläche führten, sind 12 MW/m^2 bzw. 8 MW/m^2 . Eine Belastungssteigerung hatte keine weitere Temperatursteigerung, sondern nur die Zunahme der Hot Spot Erosion zur Folge. Der Effekt ist mit dem Erreichen eines thermischen Gleichgewichtes durch Sublimationskühlung erklärbar.
5. Das Einsatzverhalten des Wolfram beschichteten Prototyps entsprach sowohl in der Dauer der transienten Phase als auch in der erreichten Maximaltemperatur dem Vorhersagemodell. Für den Auslegungslastfall wurden nach einer transienten Phase von 2 s im Hot Spot ca. 500°C gemessen. Die Modellrechnung sagt den stationären Zustand ebenfalls nach 2 s voraus. Die berechneten Temperaturwerte liegen 10% höher.
6. Die kalorimetrische Kühlwasserdiagnostik bestätigt das mathematische Modell für die eingekoppelte Leistungsflußdichte.

Es wurden zwei unterschiedliche Fügevarianten von Testlimitern in insgesamt sechs Einbautagen und eine Wolfram beschichtete Variante in einer Einbautage in der Ionenstrahlanlage getestet. Alle Testeinsätze verliefen unter den vorgeschriebenen Kühlbedingungen absolut störungsfrei. Man kann folgendermaßen zusammenfassen:

1. Das Dichtsystem zeigte im Testbetrieb, trotz der thermischen Belastungen, die den Auslegungslastfall um mehr als 100% überschritten, keinerlei Störanfälligkeiten.
2. Die eingebauten Testlimiter wurden über mehrere Wochen bei 15 bar mit einer Durchflußgeschwindigkeit von 12 m/s und einer Wassertemperatur von 20°C durchströmt. Weder die Schnittstelle zu den Kühlkreisläufen der Ionenstrahltestanlage noch die hydraulisch exponierte kühlungswirksame Innenfläche der Testlimiter zeigen Ansätze von Kavitation. Auch die Umlenkdoorne in der Spitze der Testlimiter weisen keinerlei Erosionsspuren auf.
3. Trotz einer mehr als 100% - igen Überschreitung des Auslegungslastfalles konnten im Kühlkreislauf der Probe unter den vorgeschriebenen Kühlbedingungen keine Instabilitäten festgestellt werden. Kühlmittelsieden kann unter den vorgeschriebenen Kühlbedingungen in jeder Form ausgeschlossen werden.

4. In einem gesonderten Experiment wurde ein stark reduzierter Kühlmitteldurchfluß simuliert. Der geforderte Durchfluß von ca. 200 l/min bei einer Druckvorspannung von 15 bar wurde auf 25 l/min bei einem Restdruck von 5 bar reduziert. Auch unter diesen Bedingungen konnte der Testlimiter im Auslegungslastfall noch stabil betrieben werden. Eine Hot Spot Belastung von 11 MW/m² führte in einen instabilen Kühlmittelzustand. Die Wiederholung dieses Belastungsszenarios führte zum Bruch der Limiterschale mit Kühlmittelaustritt.

9 Einsatzverhalten eines optimierten, gefügten Testlimiters in TEXTOR

9.1 Testablauf und eingesetzte Diagnostik

Ziel des Testeinsatzes eines Limiters in TEXTOR war der experimentelle Nachweis der Einsatztauglichkeit unter Tokamakbedingungen und die Verifikation des theoretisch abgeschätzten Einsatzverhaltens. An vier Experimenttagen konnte ein Testlimiter, der als optimierter Fügeverbund der Werkstoffe SEPCARB-N11 / TZM gestaltet war (siehe Abschnitt 7.1.4.2), insgesamt 101 Plasmaentladungen ausgesetzt werden. Die Experimente wurden auf radialen Positionen zwischen 550 und 446 mm durchgeführt. Die maximale Hot Spot Belastung betrug ca. 12 MW/m². Die maximal erreichbaren Plasma-Entladungszeiten waren 8 s. Ein quasistationärer Wärme flu ß trat nach ungefähr 4,5 s, also ca. 1 s nach dem Umpolen des Gleichrichters für den primären Stromkreis ein. Der Effekt wird auf eine geringfügige Formänderung des Plasmas nach dem Nulldurchgang des Stromes im Primärkreis zurückgeführt, die wegen der charakteristischen Länge der radialen Verteilung der Leistungsflußdichte von 8 bis 10 mm jedoch von entscheidender Bedeutung auf die Temperaturentwicklung am Testlimiter ist. Die Situation wird in Ab-

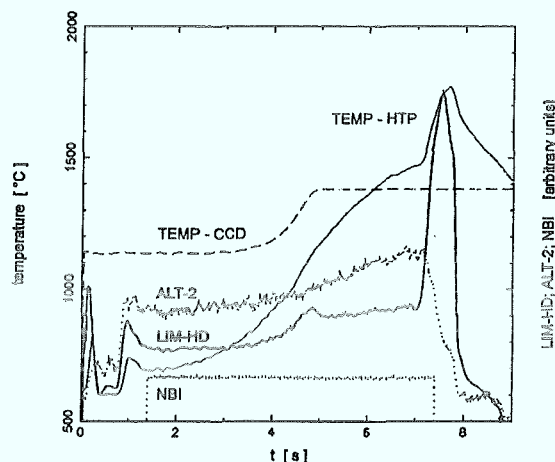


Abbildung 9.1 Überblick über die zeitliche Entwicklung der Leistungsflußdichte am Plasmarand. Nach einer Entladungszeit von ca. 3,5 s werden erhöhte H_{α} Signale am Hauptlimiter (LIM-HD) und am ALT-II Limiter (ALT-2) beobachtet. Die transiente Temperaturentwicklung am Testlimiter setzt verzögert ein. Der unzureichende Dynamikbereich der eingesetzten CCD Kamera (TEMP-CCD) beschränkt die Temperaturmessung in diesem Fall auf ein Fenster von 1150°C bis 1380°C. Die pyrometrisch gemessenen Temperaturwerte (TEMP-HTP) und der qualitative Nachweis der Neutralteilcheninjektion (NBI) sind gezeigt.

bildung 9.1 verdeutlicht. Der Anstieg der Leistungsflußdichte am Plasmarand nach einer Entladungszeit von ca. 3,5 s wird einerseits durch erhöhte H_α Signale am oberen Hauptlimiter (LIM-HD) und am ALT-II Limiter (ALT-2) nachgewiesen und schlägt sich andererseits in einem deutlich verzögerten Einsetzen der erwarteten transienten Temperaturentwicklung am Testlimiter nieder. Die kurzzeitige Zunahme der Belastung am Hauptlimiter und am Testlimiter am Ende der Plasmaentladung wird auf eine elliptische Verzerrung des Plasmaquerschnittes und auf eine Zunahme der Energiedichte am Plasmarand durch eine verminderte Teilchendichte (vgl. auch Abbildung 3.11) zurückgeführt.

Ein Überblick über den gesamten Meßaufbau wurde in Abbildung 3.15 gegeben. Die Temperaturmessung erfolgte über eine CCD Kamera mit Infrarot Vorsatzfilter und durch ein Hochtemperaturpyrometer. Abbildung 3.14 wie Abbildung 9.1 verdeutlichen den unzureichenden Dynamikbereich der eingesetzten CCD Kamera und weisen der Meßmethode in diesem Fall eher Verifikationscharakter zu. Die Unterschiede in den Meßergebnissen sind auf meßtechnische wie numerische Unsicherheiten bei der Eichung beider Nachweismethoden zurückzuführen. Zur quantitativen Bewertung des Temperaturverhaltens wird im folgenden die Pyrometermessung herangezogen.

Die qualitative CCD Messung wird für den Ortsnachweis der Hot Spot Lage in Abbildung 9.2 verwendet und bildet die Grundlage zur Ausrichtung des Pyrometers. Abbildung 9.2 zeigt die radialen Nachweise für den ionenseitigen ($\cong 18$ mm) und den elektronenseitigen Hot Spot ($\cong -13$ mm). Die zugehörigen Winkel liegen zwischen 63° und 71° . Sie bestätigen die analytische Beschreibung der Lastverteilung an der Limiteroberfläche und ionenseitig die Annahme einer charakteristischen Abfallänge der radialen Lastverteilung von 8 mm.

Das Erosionsgeschehen wurde spektroskopisch durch eine CCD Kamera mit vorgelegten Linienfiltern beobachtet und umfaßte abwechselnd den Kohlenstoff bei einer Wellenlänge von 514 nm bzw. aus chemischer Erosion das Methanradikal C-H bei einer Wellenlänge von 430,7 nm.

9.2 Temperaturverhalten

In Abbildung 9.3 sind für ausgewählte Leistungsflußdichten die gemessenen Hot Spot Temperaturen den gerechneten, transienten Temperaturverläufen gegenübergestellt. Die korrespondierenden Limiterpositionen waren 450, 448 und 446 mm. Aus Abbildung 3.10 ent-

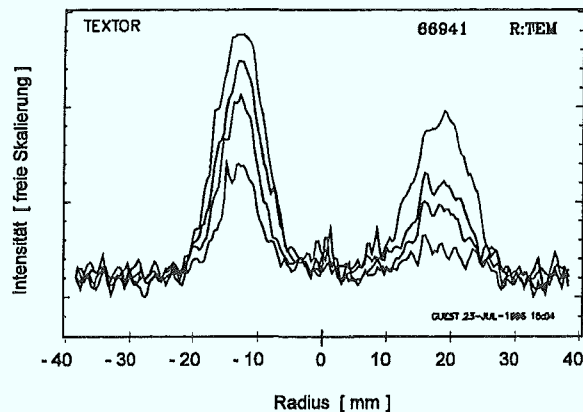


Abbildung 9.2 Ortsnachweise für den ionenseitigen ($\cong 18$ mm) und den elektronenseitigen Hot Spot ($\cong -13$ mm). Die zugehörigen Winkel liegen zwischen 63° und 71° .

nimmt man mit einer Genauigkeit von $\pm 25\%$ für die entsprechenden Leistungsflußdichten im Hot Spot mittlere Lastwerte von 7,5, 10 und 12 MW/m². Der fiktive Start des quasistationären Lastfalles wurde durch graphische Extrapolation auf 2,2 bis 2,5 s nach dem Beginn der Plasmaentladung bestimmt. Das Ende dieses Lastfalles tritt nach 7 s ein. Damit sind für maximal 5 s quasistationäre Bedingungen gegeben. Der Testlimiter kann bei diesem Belastungsszenario keinen stationären Zustand erreichen. Der Vergleich der gemessenen Temperaturen mit dem numerisch abgeschätzten transienten Temperaturverhalten zeigt innerhalb des Zeitintervalls, das der Messung zugänglich war, für die einzelnen Lastfälle eine gute Übereinstimmung. In der numerischen Modellierung des TEXTOR-Experimentes wurde die relevante Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmittels von ca. 4 m/s berücksichtigt. Es bestätigt die Modellannahmen aus Abschnitt 6.1, die für den TEXTOR-Einsatz einen Wärmeübergangskoeffizienten von 50.000 W/m²K ergeben und weist experimentell eine ungehinderte Wärmeleitfähigkeit - und damit einen intakten Fügeverbund - nach.

In Abbildung 9.4 sind die transiente chemische Kohlenstofferosion zu Methanradikalen C-H im Hot Spot Bereich und ein Überblick über die räumliche Verteilung von erodiertem Kohlenstoff und des C-H-Radikals gegeben.

Die zeitaufgelöste Darstellung zeigt eine gute zeitliche Übereinstimmung zwischen dem Temperaturverlauf im Hot Spot der Limiteroberfläche und der spektroskopisch nachgewiesenen chemischen Erosion. Die höchste Erosionsrate wird beim Erreichen des Temperaturmaximums am Schußende beobachtet. Das steht in scheinbarem Gegensatz zum „chemischen Peak“, der nach Abbildung 1.5 im Temperaturbereich zwischen 300°C und 700°C auftritt. Tatsächlich stellt das spektroskopische Meßverfahren einen integralen Nachweis für das Erosionsgeschehen dar, das der lokalen chemischen Erosion im Hot Spot die Erosionsnachweise aus der kälteren Umgebung des Hot Spots überlagert. Dieser Superpositionseffekt wird durch die seitliche Beobachtung (siehe auch Abbildung 3.15) verstärkt.

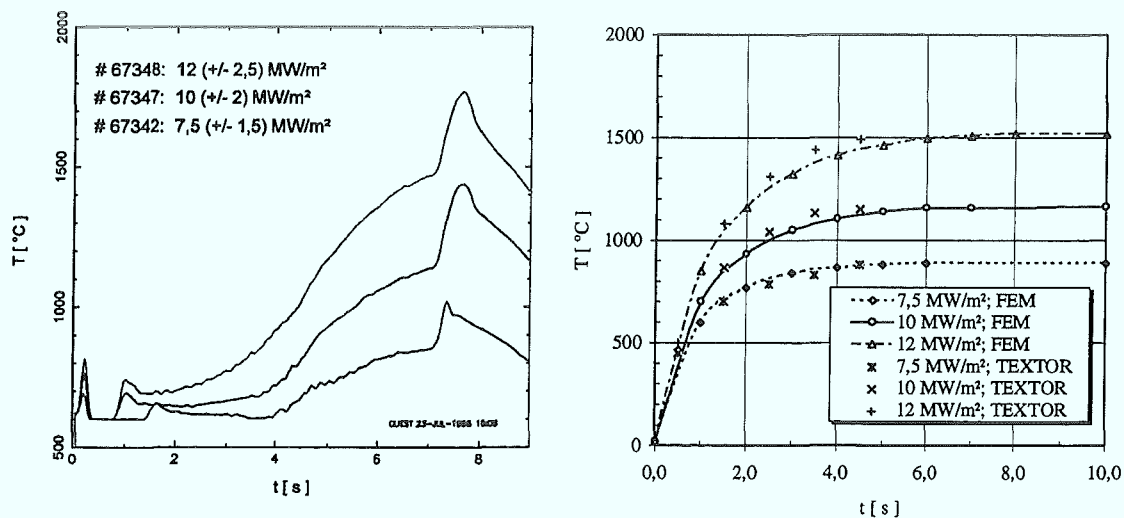


Abbildung 9.3 Gegenüberstellung der gemessenen Hot Spot Temperaturen für ausgewählte Leistungsflußdichten (links) mit gerechneten transienten Temperaturverläufen (rechts).

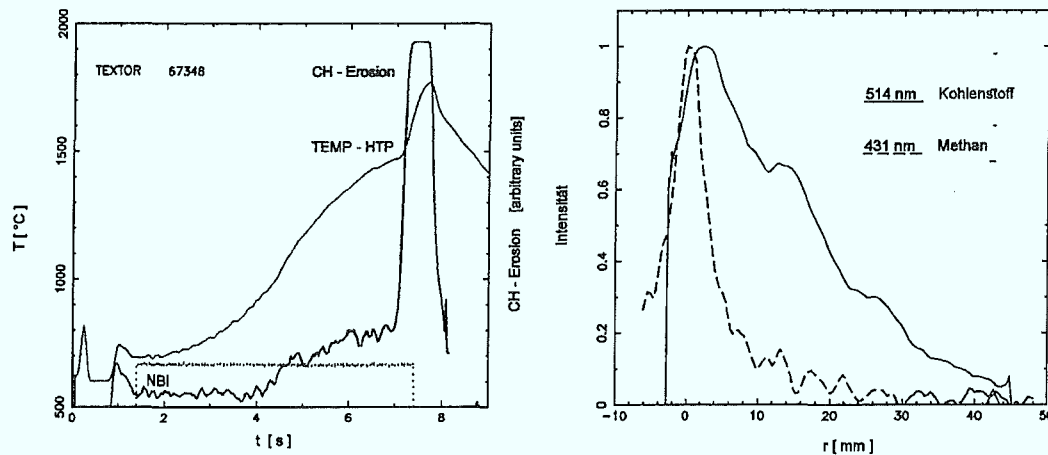


Abbildung 9.4 links: Zeitliche Zuordnung zwischen der Hot Spot Temperatur und dem spektroskopischen Nachweis der chemischen Erosion von Kohlenstoff zum Methanradikal C-H ($\lambda = 431\text{ nm}$). rechts: Ortsaufgelöste spektrische Erosionsnachweise von zerstäubtem Kohlenstoff ($\lambda = 514\text{ nm}$) und chemisch zum Methanradikal C-H erodiertem Kohlenstoff ($\lambda = 431\text{ nm}$) für unterschiedliche radiale Tiefen - gemessen von der Limiteroberfläche.

In der Darstellung des ortsaufgelösten Erosionsnachweises ist ein deutlicher Unterschied der Eindringtiefe der erodierten Spezies in das Plasma zu erkennen. Die einzelnen Erosionssignale sind auf Maximalwert normiert. Für Kohlenstoff stellt man im Vergleich zum Methanradikal C-H die annähernd dreifache Eindringtiefe fest. Dieser Effekt erklärt sich aus den unterschiedlichen Erosionsmechanismen. Die Kohlenstofferosion erfolgt über physikalische Zerstäubung. Die Energieverteilung der erodierten Spezies resultiert aus der Kinetik der Stoßkaskade im Werkstoff und genügt einer Thompsonverteilung. Im Gegensatz dazu stellt die chemische Erosion ein thermisch induziertes Geschehen dar, das durch eine Maxwellverteilung beschrieben wird⁶³. Freigesetzte Kohlenstoffatome haben die höhere kinetische Energie als die maxwell'schen Methanradikale. Sie können daher tiefer in das Plasma eindringen, bevor sie durch Ionisation im magnetischen Käfig gefangen und toroidal geführt werden.

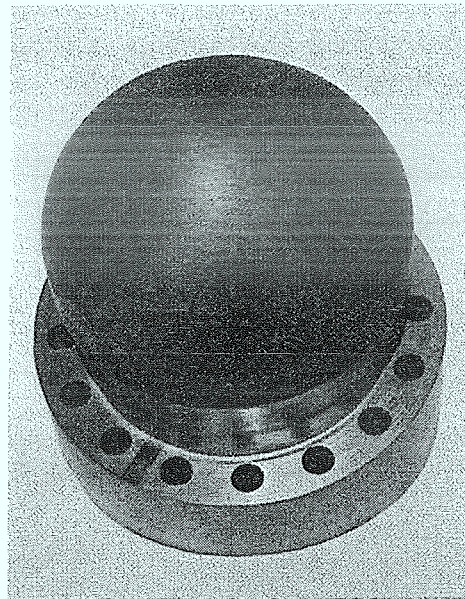


Abbildung 9.5 Gesamtansicht des Limiterkopfes nach dem TEXTOR Experiment.

9.3 Metallographische Beurteilung

Das Übereinstimmung der transienten Temperaturentwicklung im TEXTOR Experiment mit Vorhersagen aus numerischen Berechnungen weist auf einen intakten Fügeverbund hin. Die metallographische Begutachtung bestätigt die strukturelle Integrität des Werkstoffverbundes. Abbildung 9.5 zeigt die Gesamtansichten des Limiterkopfes nach dem TEXTOR Experiment. Die ionen- und elektronenseitigen Belastungsgebiete sind an der helleren Färbung gut erkennbar. An der metallischen Wärmesenke ist der Kohlenstoffniederschlag durch die lokale Verfärbung ebenfalls deutlich erkennbar.

In Abbildung 9.6 ist ein Überblick über den Fügeverbund im Hot Spot Bereich und im Bereich des Limiterpoles gegeben. Es sind keine nennenswerten Benetzungsfehler des Lotes mit den Fügepartnern feststellbar. Die Probennahme aus dem Limiter erfolgte durch Drahterodieren: der daraus resultierende Matrixverlust im CFC Werkstoff ist deutlich erkennbar.

Die Infiltration der Faserstruktur und die zur Benetzung des CFC's notwendige Chromcarbid Schicht sind in den Abbildungen 9.7 bzw. 9.8 gezeigt. In diesen Darstellungen ist am unteren Bildrand der CFC Werkstoff abgebildet. Die graphitische Matrix wurde durch das Drahterodieren bei der Probennahme sublimiert. In der stereomikroskopischen Darstellung (Abbildung 9.7, links) wird der präparative der Matrixverlust deutlich. Die beiden Faserrichtungen des Werkstoffes sind gut sichtbar. Die anschließende Lotschicht mißt 0,4 mm und zeigt zu beiden Fügepartnern eine gute Benetzung. Die Darstellung zeigt rechts ein Schliffbild, in dem die Kohlenstoffmatrix zum Teil erhalten ist. Das Lot dringt in die oberflächennahen Poren des CFC Werkstoffes ein. Sowohl in der Lotschicht als auch in der anschließenden TZM Wärmesenke ist Mikroporosität erkennbar. Eine Detailansicht der Benetzung des CFC Werkstoffes durch das Cu1Cr Lot zeigt Abbildung 9.8. Die Carbidgephase ist an der Benetzungsfläche zum CFC Werkstoff deutlich erkennbar. Das Lot dringt aufgrund der Kapillarwirkung in die Freiräume der Faserstruktur ein.

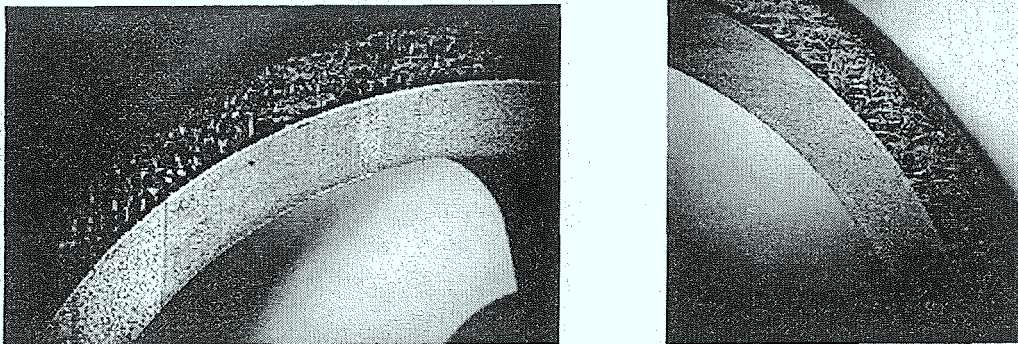


Abbildung 9.6 Überblick über den Fügeverbund im Hot Spot Bereich (rechts) und im Bereich des Limiterpoles (links). Die Wandstärken des CFC Schalenkörpers und der TZM Wärmesenke messen zusammen 9 mm.

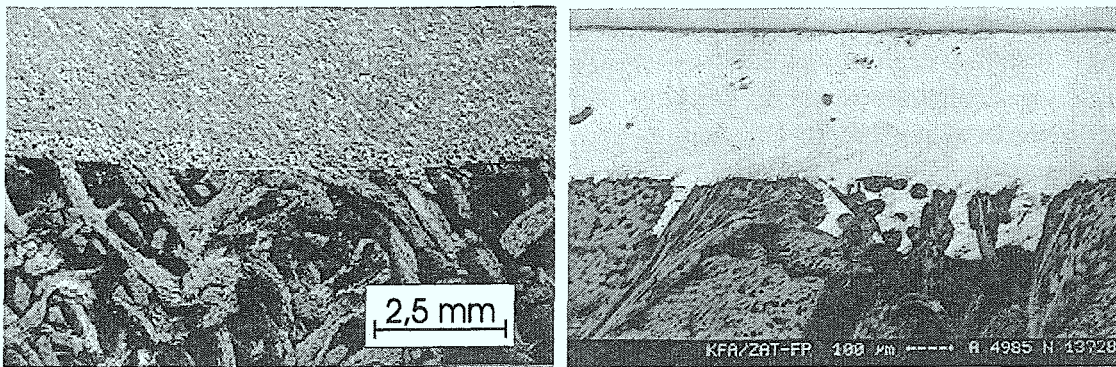


Abbildung 9.7 Detailansicht der Fügezone und Infiltration der Faserstruktur:
 links: Stereomikroskopischer Überblick an einer drahterodierten Schnittfläche.
 rechts: Detailansicht der Fügezone an einem präparierten Schliff.

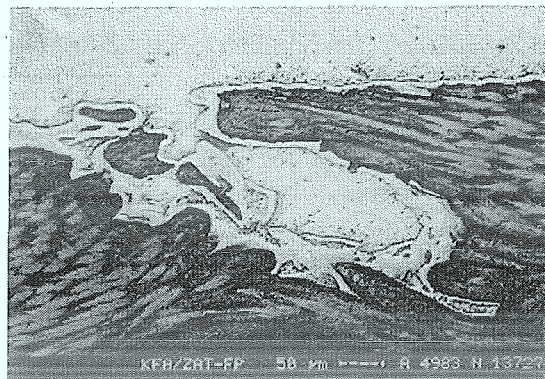


Abbildung 9.8 Detailansicht der Benetzung des CFC Werkstoffes durch das CuCr Lot. Das Lot dringt in die Freiräume der Faserstruktur ein. Die Carbidphase an der Benetzungsfläche ist deutlich erkennbar.

9.4 Interpretation der Resultate aus dem TEXTOR Experiment

Die Experimente in TEXTOR zeigten, daß die reproduzierbare Entladungsdauer des Plasmas bei ca. 8 s liegt. Die Plasmaentladung erreicht in der Randschicht über mehrere Entladungsstadien erst nach ca. 4,5 s eine quasistationäre Leistungsflußdichte, die zur Annäherung an ein stationäres Temperaturfeld im Testlimiter führt. Dieser Belastungszustand dauert ungefähr 3 s. Berücksichtigt man die Bauteilerwärmung aus den ersten 4,5 s des TEXTOR Pulses, ergibt sich durch eine qualitative Abschätzung des transienten Temperaturverlaufes an der Oberfläche des Testlimiters ein fiktiver Start der quasistationären Lastbedingungen bei einer Pulszeit von ca. 2,2 s. Insgesamt stehen zur experimentellen Beurteilung des transienten Bauteilverhaltens ca. 5 s zur Verfügung. Die Randbedingung einer stationären Plasmabrenndauer von 10 s, wie sie für TEXTOR-94 angenommen wurde, konnte damit anlagenseitig nicht erfüllt werden. Die nutzbare Zeitspanne von 5 s reicht nicht aus, um an gefügten Testlimitern der beschriebenen Bauform einen stationären Betriebszustand zu erreichen.

Die Annahme einer charakteristischen Abfalllänge für die radiale Abnahme der Leistungsflußdichte des toroidalen Flusses von 8 mm konnte für die Ionenseite durch eine ortsauflösende Temperaturmessung bestätigt werden. Für die Elektronenseite sind geringfügig höhere Werte anzunehmen. Die Abschätzung der charakteristischen Abfalllänge auf 8 bis 10 mm kann beibehalten werden.

Unter Berücksichtigung des fiktiven Beginns der quasistationären Lastbedingungen und der Unsicherheiten bei der Bestimmung der lokalen Leistungsflußdichten zeigt ein Vergleich der gemessenen und numerisch berechneten zeitlichen Entwicklung der Oberflächentemperatur im Hot Spot eine gute Übereinstimmung. Daraus kann auf einen intakten Fügeverbund und auf die Richtigkeit der abgeschätzten konvektiven Kühlbedingungen geschlossen werden, die unter den Randbedingungen des TEXTOR Experimentes einen mittleren Wärmeübergangskoeffizienten von $50.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ ergeben. Für den Auslegungslastfall von $P_{\text{IA}} = 10 \text{ MW/m}^2$ wird im Hot Spot eine stationäre Oberflächentemperatur von 1250°C erreicht.

Im TEXTOR Experiment konnte für Kohlenstoffzerstäubung und chemische Erosion von Kohlenstoff zum Methanradikal C-H ein temperaturabhängiges Erosionsgeschehen nachgewiesen werden. In 101 Plasmaentladungen wurden in den Hot Spots Leistungsflußdichten bis zu 12 MW/m^2 deponiert. Die Hot Spot Temperaturen erreichten bis zu 1500°C . Das Erosionsgeschehen führte zu einer optischen Veränderung der CFC Schale, die durch Erosions- und Redepositionseffekte von Kohlenstoff erklärbar ist. Der Netto-Materialverlust an der CFC Schale ist unwesentlich.

Der metallographische Befund beweist die strukturelle Integrität des Testlimiters. An der CFC Schale können keine Schädigungen nachgewiesen werden. Für das optimierte Lötverfahren konnte eine vollständige Benetzung beider Fügepartner gezeigt werden, die Resultate der Röntgen-Grobstrukturanalyse werden bestätigt. Innerhalb der Lotschicht und der TZM Wärmesenke treten Mikroporen auf. Ihr Einfluß auf das Temperaturverhalten des Testlimiters kann jedoch vernachlässigt werden.

10 Zusammenfassung und Diskussion

Von der Nutzung der kontrollierten thermonuklearen Fusion erwartet man sich einen der bedeutendsten Fortschritte in der Lösung des Energieversorgungsproblemens der Menschheit. Der bislang eindeutigste Hinweis auf die technologische Realisierbarkeit eines Fusionskraftwerkes wurde durch das First Tritium Experiment (FTE) am Joint European Torus (JET) erbracht. Gerade die Experimente an JET zeigten aber auch die noch zu bewältigenden Problemfelder auf, die zur großtechnischen Umsetzung von Kernfusion zum künftigen Kraftwerk bestehen. Fragen der Plasma - Werkstoff - Wechselwirkung und die sich daraus ableitende Werkstoffthematik für plasmainteraktive Komponenten nehmen hier eine Schlüsselstellung ein.

An TEXTOR (Toroidal Experiment for Technology Orientated Research) bestehen, bedingt durch das gezielt technologieorientierte Design der Anlage, ideale Bedingungen zum Studium von Werkstofffragen. Die erweiterten Möglichkeiten an TEXTOR-94 erlauben erstmals die experimentelle Erfassung fusionstypischer Erosions- und Redepositionsphänomene unter stationären, technologierelevanten Plasmabedingungen. Zu diesem Zweck wurde ein aktiv gekühlter Testlimiter entwickelt und in seinem Einsatzverhalten beschrieben, der innerhalb der Entladungsdauer eines Plasmazyklus von maximal 10 s einen stationären Zustand erreicht. Er wurde auf eine Nennlast von 10 MW/m^2 ausgelegt. Die technologische Realisierung erfolgte in zwei Varianten: als Lötverbund einer metallischen Wärmesenke aus der Molybdänlegierung TZM mit dem zweidirektionalen CFC Werkstoff SEPCARB-N11 bzw. dem Feinkorngraphit IG 610, und als Verbund der TZM Wärmesenke mit einer thermisch gespritzten Wolframschicht. Als Verfahren kamen in der ersten Variante flußmittel-freies Aktivlöten mit einem Cu1Cr Aktivlot, und in der zweiten Variante Niederdruck Plasmaspritzen zum Einsatz.

Die Verteilung der Leistungsflußdichte des TEXTOR Randschichtplasmas und die geometrischen Randbedingungen der eingesetzten TEXTOR Schleuse-III ergaben für den plasmainteraktiven Bereich des Testlimiters die Wahl einer sphärischen Geometrie. Der Durchmesser beträgt 80 mm und garantiert moderate Gradienten in der Lastverteilung an der Bauteiloberfläche. Die eingekoppelte thermische Leistung beträgt für den Auslegungslastfall 25 kW und kann durch Kühlwasser problemlos abgeführt werden. Das Kühlmittel wird axial zugeführt und im halbkugelförmigen Limiterkopf in das coaxial gestaltete, ableitende System umgelenkt. Die Kühlmitteldurchsätze betragen für den Testeinsatz in der Ionenstrahlanlage MARION ca. 200 l/min, für den TEXTOR Betrieb ca. 100 l/min. Die resultierenden Strömungsgeschwindigkeiten erreichen 7,5 m/s bzw. 4 m/s und stellen Wärmeübergangskoeffizienten von $100.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ bzw. $50.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ ein. Diese Werte werden durch den Vergleich mit der Literatur bestätigt^{146 - 152}. Der Betriebsdruck beträgt 15 bis 20 bar. Unter den Kühlbedingungen des TEXTOR Betriebes werden in der Literatur (z.B. Schlosser et al.¹²⁷) kritische Wärmestromdichten um 30 MW/m^2 angegeben. Der Sicherheitsfaktor zur kritischen Wärme flußbelastung beträgt damit jedenfalls über 200%.

Zur Analyse der thermomechanischen Bedingungen an sphärischen Testlimitern erfolgte eine analytische wie numerisch nach der Methode der Finiten Elemente durchgeführte Abschätzung der transienten Entwicklung des Temperaturfeldes. Die Resultate aus den analytischen Näherungen und der numerischen Modellierung, die für den CFC-TZM Lötverbund durchgeführt wurden, zeigen für den stationären Fall eine gute Übereinstimmung. Die analytische, transiente Betrachtung gibt das Zeitverhalten gut wieder, die analytisch abgeschätzten Temperaturwerte liegen aufgrund der erforderlichen Mittelung der thermophysikalischen Stoffeigenschaften auf einen quasihomogenen Werkstoff um ca. 10% zu tief. Der stationäre Zustand wird nach 5,5 s erreicht. Unter Auslegungslast beträgt die Maximaltemperatur an der CFC Oberfläche 1150°C . In der Fügefläche werden 630°C , an der Kühlfläche 220°C erreicht. Die numerische Analyse des Schichtverbundes ergibt unter Auslegungslast eine stationäre Hot Spot Temperatur von ca. 550°C . Der stationäre Zustand wird nach 2 s erreicht.

Die qualitative, numerisch gerechnete Vergleichsspannungsanalyse nach von Mises, die für den CFC-TZM Lötverbund durchgeführt wurde, ergab für den Hot Spot Bereich des sphärischen Testlimiters ein moderates Spannungsniveau und moderate Spannungsamplituden. Die maximalen Vergleichsspannungen und Spannungsamplituden treten im Verschnei-

dungsbereich der Halbkugel mit dem zylindrischen Restkörper des Limiters auf. Die Spannungsbeaufschlagung des CFC Schalenkörpers ist im Vergleich zur Belastung der TZM Wärmesenke gering. Die Unterschiede in den elastomechanischen Eigenschaften der Fügepartner generieren lokal ein Spannungsniveau, das durch konstruktive Maßnahmen im Bereich des Lötspaltes und durch den Einsatz eines duktilen Lotes verringert werden muß. Daraus ergaben sich Ansätze zur technologischen Gestaltung der Verbundzone.

Die Entwicklung des Herstellungsverfahrens für den CFC / Cu1Cr / TZM Lötverbund umfaßte die Optimierung der Lotzugabe, der Geometrie des CFC Schalenkörpers und des Lötprozesses. Die technologisch wie wirtschaftlich signifikantesten Unterschiede zwischen den untersuchten Belotungsverfahren resultieren aus einer Kombination von maximal absehbaren Schichtdicken, löstechnologisch sinnvollen Schichtdickenverteilungen und den Belotungskosten je μm Lotstärke. Die Lotabscheidung an der Wärmesenke durch ein PVD-Verfahren (Physical Vapour Deposition) zeigte durch Defizite in der abgeschiedenen Lotmenge und durch extreme Schwankungen in der Schichtdickenverteilung eindeutige verfahrenstechnische Nachteile, die in ihren negativen Konsequenzen für den Verbundkörper nur durch nachträgliche Lotzugabe in Folienform gemildert werden konnten. Das Hintergießen von metallischen Trägern mit Reinkupfer und die nachträgliche Abscheidung einer carbidbildenden Chromschicht auf galvanischem Wege zeigt eine einfache wie kostengünstige Möglichkeit zur Einstellung komplexer Lotgeometrien auf. Die einfachste und kostengünstigste Variante stellt das Einbringen weichgeglühter Lotstreifen aus Cu1Cr in den ausreichend stark dimensionierten Fügspalt des CFC Schalenkörpers dar. Es konnte gezeigt werden, daß dickwandige Lotkörper neben bruchmechanischen Vorteilen eine signifikante Abnahme von Fügefehlern bewirken. Die Ausbildung von Lotdepots bringt hier durch verzögerte Erstarrung und Ausbildung von spannungsmindernden Minimalflächen Vorteile. Eine praktisch fehlerfreie Verbindung der Fügepartner wird nur durch die Kombination einer optimierten Fügeflächengeometrie mit einer thermischen Optimierung des Lötvorganges erreicht. Die Ausbildung einer gerichtet fortschreitenden Erstarrung des Lotes muß durch das Zusammenwirken eines geeignet justierten Strahlschutzes mit einem raschen Durchlaufen der Loterstarrung sichergestellt werden. Für die Experimente mit gefügten Testlimitern an TEXTOR konnten praktisch fehlerfreie Verbundkörper hergestellt werden.

Zur Herstellung von Wolfram beschichteten Testlimitern wurde ein Programm zur Schichtentwicklung durchgeführt. Dabei wurden die Schichtdicke und die Auftragsleistung als Funktionen der eingesetzten Spritzpulver, der Zusammensetzung der Plasmagase, des Kammerdruckes der Niederdruck-Beschichtungsanlage und des Spritzabstandes untersucht. Es wurde ein Satz von Anlagenparametern erarbeitet, mit dem Schichten von ca. 90% der theoretischen Festkörperdicke reproduzierbar hergestellt werden können. Die Variation der Beschichtungsparameter wurde so vorgenommen, daß einzelne Schichteigenschaften unter Einsatz statistischer Methoden über Trendanalysen mit möglichst hoher Signifikanz beschreibbar sind. In Bezug auf Schichtdicke und Effizienz der Abscheidung ergaben grob fraktionierte Spritzpulver, die in einem Argon-Wasserstoff-Plasma verspritzt wurden, zufriedenstellende Auftragsleistungen und Schichtdichten über 90% der theoretischen Festkörperdicke. Fein fraktionierte Spritzpulver wiesen eine extreme Porosität auf. Sie führten bei Einsatz eines Argon-Wasserstoff-Helium-Plasmas vereinzelt zu zufriedenstellenden Resultaten. Eine statistische Analyse zeigte jedoch, daß für ein reproduzierbares Schichtresultat detaillierte Parameterstudien zu mehreren Beschichtungsvariablen, insbesondere zur Zusammensetzung des Plasmagases und zur Substrattemperatur, durchzuführen sind. Aus der statisti-

schen Analyse des Entwicklungsprogrammes konnte mit hoher Signifikanz abgeleitet werden, daß Wechselwirkungseffekte der einzelnen Prozeßvariablen die Schichtmerkmale wesentlich beeinflussen. Insbesondere in der Abschätzung der Einflußgrößen zur Schichtdicke ist die isolierte Betrachtung von Einzeleffekten nicht ausreichend. Für die Pulverfraktion -45/5 µm und Plasmagaszusammensetzung Ar/H₂ = 40/15 SLPM konnte ein Prozeßfenster ausgewiesen werden, das reproduzierbare Schichtdichten über 90% der theoretischen Festkörperdichte mit wirtschaftlichen Auftragsleistungen verbindet: das Prozeßfenster fordert Kammerdrücke um 130 mbar, relative Spritzabstände um 95% bei einer optisch angepaßten Argon-Fördergasrate von 1 SLPM. Der Einfluß der Substrattemperatur auf das Schichtresultat konnte als Ansatzpunkt für weiterführende Optimierungsschritte aufgezeigt werden. Die Prozeßführung im unteren Grenzbereich des Kammerregeldruckes führt zu maximalen Schichtdichten, fällt jedoch auf Grund von Regeldruckschwankungen von ± 50% des Vorgabewertes aus dem Bereich der Prozeßsicherheit.

Zur Evaluierung des Einsatzverhaltens unter fusionstypischen Bedingungen wurden prototypische, wassergekühlte Testlimiter aus den Werkstoffverbunden IG 610 / Cu1Cr / TZM, SEPCARB-N11 / Cu1Cr / TZM und W / TZM in der Ionenstrahlanlage MARION unter Einsatz eines Wasserstoff Ionenstrahles getestet. Die Einsatztests der Testlimiter fanden unter wesentlich exponierteren Bedingungen statt, als sie für den TEXTOR Einsatz zu erwarten sind. Die Verbundvariante IG 610 / TZM bildete bereits bei Belastungen unter 3 MW/m² Schalenbrüche im Äquatorialbereich der Graphitkappe aus. Die Steigerung der Oberflächenlast auf bis zu 22 MW/m² führte in einem Fall zur lokalen Totalerosion. Im zweiten Belastungsexperiment dieses Testlimiters kam es zum teilweisen Abfall der Schale bei 17 MW/m². Die Verbundvariante CFC SEPCARB-N11 / TZM zeigte bei Belastungen bis zu 17 MW/m² keine Anzeichen auf mechanische Schädigungen. Für Oberflächenbelastungen über 8 MW/m² wurde erhöhte Hot Spot Erosion festgestellt. Als Ursachen für die Kohlenstofferosion kommen physikalische wie chemische Erosion und thermische Sublimation in Betracht. Thermische Sublimation ist für Graphite ab Oberflächentemperaturen von annähernd 1700°C mit steigenden Abtragsraten (10¹⁶ Teilchen / m².s bei 2000°C; 10²⁶ Teilchen / m².s bei 3000°C) zu berücksichtigen. Bei den gemessenen Oberflächentemperaturen ist sie als die hauptsächliche Erosionsursache zu betrachten. An den Limiterschalen der Verbundvarianten wurde ein belastungsabhängiges transientes Temperaturverhalten beobachtet, das sich erheblich vom berechneten thermischen Bauteilverhalten unterschied. Die Ursache dafür liegt in fehlerhaften, prototypischen Fügeverbunden, die für diese Testlimiter nach einem konventionellen, noch nicht optimierten Lötverfahren hergestellt wurden. Als obere Grenztemperatur wurde an einer partiell abgelösten Graphitschale 3500°C, an dem prototypischen CFC / TZM Verbund 2600°C erreicht. Die Leistungsflußdichten, die zu diesen Grenztemperaturen an der Oberfläche führten, sind 12 MW/m² bzw. 8 MW/m². Eine Belastungssteigerung hatte keine weitere Temperatursteigerung, sondern nur die Zunahme der Hot Spot Erosion zur Folge. Der Effekt ist mit dem Erreichen eines thermischen Gleichgewichtes durch Sublimationskühlung erklärbar. Das Einsatzverhalten des Wolfram beschichteten Prototyps entsprach sowohl in der Dauer der transienten Phase als auch in der erreichten Maximaltemperatur dem Vorhersagemodell. Für den Auslegungslastfall wurden nach einer transienten Phase von 2 s im Hot Spot ca. 500°C gemessen. Die Modellrechnung sagt den stationären Zustand ebenfalls nach 2 s voraus. Die berechneten Temperaturwerte liegen 10% höher. Die kalorimetrische Kühlwasserdiagnostik bestätigt das mathematische Modell für die eingekoppelte Leistungsflußdichte.

Das hydraulische System zeigte im Testbetrieb, trotz der thermischer Belastungen, die den Auslegungslastfall um mehr als 100% überschritten, keinerlei Störanfälligkeiten. Die eingebauten Testlimiter wurden in Summe über mehrere Wochen bei 15 bar mit einer Durchflußgeschwindigkeit von 12 m/s durchströmt. Weder die Schnittstelle zu den Kühlkreisläufen der Ionenstrahltestanlage noch die hydraulisch exponierte kühlungswirksame Innenfläche der Testlimiter zeigen Ansätze von Verschleiß. Auch die Umlenkdoorne in der Spitze der Testlimiter weisen keinerlei Erosionsspuren auf. Trotz einer mehr als 100% - igen Überschreitung des Auslegungslastfalles konnten im Kühlkreislauf der Probe unter den vorgeschriebenen Kühlbedingungen keine Instabilitäten festgestellt werden. Kühlmittelsieden kann unter den vorgeschriebenen Kühlbedingungen in jeder Form ausgeschlossen werden. In einem gesonderten Experiment wurden stark reduzierte Kühlbedingungen simuliert. Der geforderte Durchfluß von ca. 200 l/min bei einer Druckvorspannung von 15 bar wurde auf 25 l/min bei einem Restdruck von 5 bar reduziert. Auch unter diesen Bedingungen konnte der Testlimiter im Auslegungslastfall noch stabil betrieben werden. Eine Hot Spot Belastung von 11 MW/m² führte in einen instabilen Kühlmittelzustand. Die Wiederholung dieses Belastungsszenarios führte zum Bruch der Limiterschale mit Kühlmittelaustritt.

Der Testeinsatz eines gefügten Testlimiters aus dem Werkstoffverbund SEPCARB-N11 / Cu1Cr / TZM in TEXTOR erbrachte den Nachweis der Einsatztauglichkeit unter Tokamak-Bedingungen. Die Experimente in TEXTOR zeigten, daß die reproduzierbare Entladungsdauer des Plasmas bei ca. 8 s liegt. Die Plasmaentladung erreicht in der Randschicht über mehrere Entladungsstadien erst nach ca. 4.5 s eine quasistationäre Leistungsflußdichte, die zur Annäherung an ein stationäres Temperaturfeld im Testlimiter führt. Dieser Belastungszustand dauert ungefähr 3 s. Berücksichtigt man die Bauteilerwärmung aus den ersten 4,5 s des TEXTOR Pulses, stehen zur experimentellen Beurteilung des transienten Bauteilverhaltens ca. 5 s zur Verfügung. Die Randbedingung einer stationären Plasmabrenndauer von 10 s, wie sie für TEXTOR-94 angenommen wurde, konnte damit anlagenseitig nicht erfüllt werden. Die nutzbare Zeitspanne von 5 s reicht nicht aus, um an gefügten Testlimitern der beschriebenen Bauform einen stationären Betriebszustand zu erreichen.

Die Annahme einer charakteristischen Abfalllänge für die radiale Abnahme der Leistungsflußdichte des toroidalen Flusses von 8 mm konnte für die Ionenseite durch eine ortsauflösende Temperaturmessung bestätigt werden. Für die Elektronenseite sind geringfügig höhere Werte anzunehmen. Die Abschätzung der charakteristischen Abfalllänge auf 8 bis 10 mm kann beibehalten werden.

Unter Berücksichtigung des fiktiven Beginns der quasistationären Lastbedingungen und der Unsicherheiten bei der Bestimmung der lokalen Leistungsflußdichten zeigt ein Vergleich der gemessenen und numerisch berechneten zeitlichen Entwicklung der Oberflächentemperatur im Hot Spot eine gute Übereinstimmung. Daraus kann auf einen intakten Fügeverbund und auf die Richtigkeit der abgeschätzten konvektiven Kühlbedingungen geschlossen werden, die unter den Randbedingungen des TEXTOR Experimentes einen mittleren Wärmeübergangskoeffizienten von 50.000 W/m²K ergeben. Für den Auslegungslastfall von $P_{/A} = 10 \text{ MW/m}^2$ wird im Hot Spot eine stationäre Oberflächentemperatur von 1250°C erreicht.

Im TEXTOR Experiment konnte für Kohlenstoffzerstäubung und chemische Erosion von Kohlenstoff zum Methanradikal C-H ein temperaturabhängiges Erosionsgeschehen nachge-

wiesen werden. In 101 Plasmaentladungen wurden in den Hot Spots Leistungsflußdichten bis zu 12 MW/m² deponiert. Die Hot Spot Temperaturen erreichten bis zu 1500°C. Das Erosionsgeschehen führte zu einer optischen Veränderung der CFC Schale, die durch Redeposition von Kohlenstoff erklärbar ist. Der Netto-Materialverlust an der CFC Schale ist unwesentlich.

Der metallographische Befund beweist die strukturelle Integrität des Testlimiters. An der CFC Schale können keine Schädigungen nachgewiesen werden. Für das optimierte Lötverfahren konnte eine vollständige Benetzung beider Fügepartner gezeigt werden, die Resultate der Röntgen-Grobstrukturanalyse werden bestätigt. Innerhalb der Lotschicht und der TZM Wärmesenke treten Mikroporen auf. Ihr Einfluß auf das Temperaturverhalten des Testlimiters kann jedoch vernachlässigt werden.

11 Literatur

- ¹ J. Raeder; Kontrollierte Kernfusion - Grundlagen ihrer Nutzung zur Energieversorgung, Teubner Studienbücher: Physik, Teubner, Stuttgart (1981).
- ² R.S. Pease; Global energy scenarios and the potential role of fusion energy in the 21st century; J.Nucl.Mat. 191-194, pp. 7; (1992).
- ³ J. Eidens, G. Wolf; Kontrollierte Kernfusion: Stand, Probleme, Entwicklungsschritte; VDI Berichte Nr. 984, pp. 283; (1992).
- ⁴ TEXTOR Team; Institut für Plasmaphysik; Forschungszentrum Jülich GmbH. - Association EURATOM-KFA; (1994).
- ⁵ R.W. Conn, W.A. Tschujanow, N. Inoue, D.R. Sweetman; Der Internationale Thermonukleare Experimental Reaktor; Spectrum der Wissenschaft, Juni 1992, pp. 62; (1992).
- ⁶ F.F. Chen; Introduction in plasma physics and controlled fusion; Plenum Press; New York; (1984).
- ⁷ G.J. Butterworth; Low activation structural materials for fusion; Proc. 15th SOFT (Utrecht, 1988), Fus.Tech. 1988, Vol.1; pp. 231; (1989).
- ⁸ A. Khursheed et al.; Activation of materials for the fusion reactor first wall; Proc. 15th SOFT (Utrecht, 1988), Fus.Tech. 1988, Vol. 2; pp. 971; (1989).
- ⁹ Forschungsverbund Fusion der Hermann von Helmholtz - Gemeinschaft Deutscher Forschungseinrichtungen (HGF); Kernfusion im Forschungsverbund; p 12; (1996).
- ¹⁰ The JET Team; Experiences gained during the first tritium experiment with relevance to the full D-T phase of JET; Proc. 17th SOFT (Rom, 1992), Fus.Eng.Des.22; pp. 77; (1993).
- ¹¹ J. Jaquinot, G.J. Sadler and The JET Team; D-³He Fusion in the Joint European Torus Tokamak - Recent Experimental Results; Fus.Tech., Vol. 21, pp. 2254; (1992).
- ¹² U. Colombo; Remarks on the European Fusion Programme; Proc. 17th SOFT; Vol. 1; pp. 1; (1992).
- ¹³ J. Jaquinot; JET relevance to ITER, new trends and initial results; Proc. 18th SOFT; Vol. 1; pp. 67; (1994).
- ¹⁴ K. Tomabechi and the ITER Team; Nucl.Fus. 31, Vol.6, pp. 1135; (1991).
- ¹⁵ P.H. Rebut; ITER: The first experimental fusion reactor; Proc. 17th SOFT, Vol. 1; pp. 85; (1994).
- ¹⁶ R.R. Parker, W.B. Gauster; Progress in the design of in - vessel components for ITER; Proc. 18th SOFT, Vol. 1; pp. 119; (1994).
- ¹⁷ ITER; Design Intergration Division; San Diego, Joint Work Site; (1996).
- ¹⁸ R.Toschi; NET and the European fusion technology programme; Fus. Technology; pp. 47; (1988).
- ¹⁹ T. Kuroda et al.; ITER Plasma Facing Components; ITER Documentation Series No.30; IAEA/ITER/DS/30, Wien (Oct. 1991).

- 20 G. Vieider, A. Cardella, M. Akiba, R. Matera, R. Watson; ITER plasma facing components, design and development; *Fus. Eng. Design* 16; pp. 23; (1991).
- 21 S.A. Cohen et al.; IAEA Proc. 13th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research; Washington DC (1990).
- 22 M Akiyama; Design technology of fusion reactors; World Scientific, Singapore; (1988).
- 23 H. Bolt; Nonmetallic materials for plasma facing and structural applications in fusion reactors; *Fus. Eng. Design* 22; pp. 85; (1993).
- 24 P. Schiller; Review of materials selection for fusion reactors; *J. Nucl. Mater.* 206; pp. 113; (1993).
- 25 W. Delle, H. Koizlik, H. Nickel; Graphitische Werkstoffe für den Einsatz in Kernreaktoren; Thiemeig Taschenbuch Nr. 82; (1983).
- 26 A.J. Whittaker, R. Taylor, M. Tawil; Thermal transport properties of carbon-carbon-fibre composites, 2nd microstructural characterization; *Proc. R. Soc. London A* 430; pp. 183; (1990).
- 27 T.D. Burchell, W.P. Eatherly, J.M. Robbins, J.P. Strizak; The effect of neutron irradiation on the structure and properties of carbon-carbon-composite materials; Oak Ridge Nat. Lab. Report; (1991).
- 28 R. McPherson; A review of microstructure and properties of plasma sprayed ceramic coatings; *Surface and Coating Technology*, vpl. 39/40; pp. 173; (1989).
- 29 W.B. Gauster; Plasma Facing Materials; *Nucl. Fus.*, Vol.30, No.9 (1990).
- 30 Y. Hirooka et al.; Bulk-boronized graphites for plasma-facing components in ITER; *J. Nucl. Mater.* 176-177, pp. 473; (1990).
- 31 C. Mingam et al.; Application of SiC and B₄C coat-mix material: a new candidate for plasma facing components; *Fus. Technology*; pp. 424; (1990).
- 32 K. Koizlik, A. Brandstätter, H. Hoven, J. Linke, E. Wallura, H. Nickel; Siliciumcarbid für den Einsatz in Fusionsapparaturen - Untersuchungen ihres Thermoermüdungsverhaltens; *Proc. Jahrestagung Kerntechnik '91*; pp. 577; (1991).
- 33 S. Deschka, J. Linke, H. Nickel, E. Wallura; Performance of plasma sprayed B₄C coatings under high heat loads; *Fus. Eng. Design*, Vol. 18; pp. 157; (1991).
- 34 R.G. Saint-Jacques, F. Bordeaux, B. Stansfield, G. Veilleux, W.W. Zuzak, A. Lakhsasi, C. Boucher; Enhanced resistance of plasma sprayed TiC coatings to thermal shocks; *J. Nucl. Mater.* 191-194; pp. 465; (1992).
- 35 J.G. van der Laan, G. Schnedecker, R. Duwe, W. Malléner, J. Linke, R.C.L. van der Stad, E.V. van Osch, G. Vieider; Progress in the development of coatings for first wall protection in NET; *Fus. Technology*; pp. 396; (1992).
- 36 J.P. Coad, B. Farmery, J. Linke, E. Wallura; Experience with boron-carbide coated target tiles in JET; *J. Nucl. Mater.* 200(3); pp. 389; (1993).
- 37 W. Malléner, H.J. Groß, D. Stöver; Properties of plasma sprayed boron carbide coatings; *Proc. 7th NTSC*, Boston; pp. 627; (1994).
- 38 W. Malléner, H. Gruhn, H. Hoven; Plasma-sprayed high- and low-Z materials for the protection of inner walls in nuclear fusion devices; *Proc. ITSC'95*, Kobe; pp. 229; (1995).
- 39 J. Linke, M. Akiba, H. Bolt, J. van der Laan, H. Nickel, E. van Osch, S. Suzuki, E. Wallura; Simulation of disruptions on coatings and bulk materials; *J. Nucl. Mater.* 196 - 198; pp. 607; (1992).
- 40 M. Rödig, R. Duwe, A. Gervash, J. Linke, A. Schuster; Behaviour of carbon and beryllium under thermo-mechanical loads; *Proc. 7th Int. Workshop on Carbon Materials*; (1995).
- 41 V.V. Rybin, D.L. Smith; Structural materials for high-heat flux applications; *J. Nucl. Mater.*; 191-194; pp. 30; (1992).
- 42 V. Philipps, K. Flaskamp, E. Vietzke; Enhancement of the sputtering yields of pyrolytic graphite at elevated temperatures; *J. Nucl. Mat.* 111 & 112, pp. 781; (1982).
- 43 J. Roth, C. Garcia-Rosales, R. Behrisch, W. Eckstein; Search for low-erosion carbon materials; *Proc. ICFRM-5* (Clearwater, Florida 1991); *J. Nucl. Mat.* 191 - 194 Part A; pp. 45; Elsevier Sc. Publ. (1992).
- 44 J. Linke, V.R. Barabash, H. Bolt, A. Gervash, I. Mazul, I. Ovchinnikov, M. Rödig; Erosion of metals and carbon based materials during disruptions - simulation experiments in plasma accelerators; *J. Nucl. Mater.* 212-215; pp. 1195; (1994).

- 45 V. Philipps et al.; Behaviour of boron- and titanium-doped graphite limiters under high heat loads in TEXTOR; J.Nucl.Mat. 212 - 215, pp. 1189; (1994).
- 46 J. Linke, M. Akiba, H. Bolt, G. Breitbach, R. Duwe, A. Makhankov, I. Ovchinnikov, M. Rödiger, E. Wallura; Performance of beryllium, carbon and tungsten under intense thermal fluxes; to be publ. Proc. 12th PSI, St. Raphael, France; (1996).
- 47 R. Moormann, H.K. Hinssen, A.K. Krüsenberg, B. Stauch, C.H. Wu; Investigation of oxidation resistance of carbon based first-wall liner materials of fusion reactors; J. Nucl. Mater. 212-215; pp. 1178; (1994).
- 48 ITER Interim Design report; IAEA, Ssc. 1.7, App. E; (Juli 1995).
- 49 G. Janeschitz, K. Borras, G. Federici, Y. Igitkhanov, A. Kukushkin, H.D. Pacher, G.W. Pacher, M. Sugihara; The ITER divertor concept; J. Nucl. Mater. 220-222; pp. 73; (1995).
- 50 ITER; conceptual design report; IAEA, Vienna; IAEA/ITER/DS/18; (1991).
- 51 G.R. Smolik, B.J. Merrill, R.S. Wallace; Implications of beryllium: steam interactions in fusion reactors; J. Nucl. Mater. 191-194; pp. 153; (1992).
- 52 F.Engelmann; Physics of plasma wall interaction in controlled fusion, Introduction: Approaches to controlled fusion and role of plasma wall interactions; NATO ASI Series; Plenum Press, New York; pp. 15; (1984).
- 53 Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH; Kernfusion Forschung und Entwicklung; pp 32; (1992).
- 54 Y. Hirooka, M. Bourham, J.N. Brooks, R.A. Causey, G. Chevallier, R.W. Conn, W.H. Eddy, J. Gilligan, M. Khandagale, Y. Ra; Evaluation of tungsten as a plasma-facing material for steady state magnetic fusion devices; J. Nucl. Mater. 196-198; pp. 149; (1992).
- 55 C.H. Wu; Chemical Sputtering of Graphite and Tungsten by Oxygen; J. Nucl. Mater. 145-147; pp. 448; (1987).
- 56 J. Roth, D. Naujoks, K. Krieger, A. Field, G. Lieder, S. Hirsch; Experimental investigation of high-Z materials in the ASDEX-Upgrade divertor; J. Nucl. Mater. 220-222 pp. 231; (1995).
- 57 M.F. Smith, C.D. Crossmann, F.M. Hosking, R.D. Watson, J.A. Koski; Plasma sprayed materials for magnetic fusion energy devices; Proc. 2nd Plasma-Technic-Symposium, Vol. 3; pp. 43; (1991).
- 58 R.A. Neiser, G.R. Smolik, K. J. Hollis, R.D. Watson; Evaluation of plasma-sprayed tungsten for fusion reactors; J. Thermal Spray Tech., Vol. 2(4); pp. 393; (1993).
- 59 S. Deschka, et al.; Manufacturing and High Heat Flux Loading of Tungsten Coatings on Fine Grain Graphite for the ASDEX-Upgrade Divertor; Proc. 7th Int. Conf. on Fusion Reactor Materials; 25. - 29. 09. 1995; Obninsk; Russia; (1995).
- 60 C. Garcia-Rocales et al.; High Heat Flux Loading of Tungsten Coatings on Graphite Deposited by Plasma Spraying and Physical Vapour Deposition; to be publ. Fus. Tech.
- 61 M. Urquiaga Valdes, R.G. Saint-Jacques, J.-F. Côté, C. Moreau; High heat load testing of plasma sprayed W coatings for the TdeV divertor; Proc. 12th PSI, St. Raphael; (May 1996).
- 62 S. Cierjacks et al; High-intensity fast neutron sources and Neutron fields for fusion technology and fusion materials research; Nucl. Sci. Eng., Vol. 106; pp. 99; (1990).
- 63 W. Eckstein, V. Philipps; Physical Processes of the Interaction of Fusion Plasmas with Solids - Physical Sputtering and Radiation Enhanced Sublimation; to be publ. Academic Press, Inc. (1996).
- 64 V. Philipps, E. Vietzke, H. Trinkaus; Radiation Enhanced Sublimation of Carbon and Carbon Related Materials; J. Nucl. Mater. 179-181 pp. 25; (1991).
- 65 E. Vietzke, A.A. Haasz; Physical Processes of the Interaction of Fusion Plasmas with Solids - Chemical Erosion; to be publ. Academic Press, Inc. (1996).
- 66 L. Schmitz, L. Blush, G. Chevallier, R. Lehmer, Y. Hirooka, P. Chia, G. Tynan, R.W. Conn; Impurity transport and retention in an gas target divertor: simulation experiments in PISCES-A and modeling results; J. Nucl. Mater. 196-198; pp. 841; (1992).
- 67 M.J. Khandagale, Y. Hirooka, R.W. Conn; Impurity transport under steady-state magnetized plasma bombardment in PISCES-B Mod; J. Nucl. Mater. 207; pp. 116; (1993).
- 68 J. Roth, J. Bohdansky, J.B. Roberto; On the influence of impurities on the high temperature sputtering yield of graphite; J. Nucl. Mater. 128 & 129 pp. 534; (1984).

- 69 Y. Hirooka, J. Won, S. Keller, R. Boivin, M. Khandagale; Evaluation of erosion and lifetime of ITER divertor candidate materials and relevant data from recent experiments in the PISCES-B mode facility; *Fus. Technology*, Vol. 26; pp 450, (1994).
- 70 Y. Hirooka; Review of Beryllium and Tungsten Erosion Behaviour and Universal Modeling of Impurity Effects Observed in Recent PISCES Experiments; to be publ. *Physica Scripta*; (1996).
- 71 C.H. Wu, U. Mszanowsky; A comparison of lifetimes of beryllium, carbon, molybdenum and tungsten as divertor armour materials; *J. Nucl. Mater.* 218; pp. 293; (1995).
- 72 W. Eckstein, C. García-Rosales, J. Roth, W. Ottenberger; Sputtering Data; Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching bei München; IPP 9/82; (Feb. 1993).
- 73 H. Bolt, M. Akiba, K. Kiuchi, J. Linke; Numerical analysis of the plasma-material-interaction during the thermal quench phase of tokamak disruptions; *J. Nucl. Mater.* 196-198; pp. 948; (1992).
- 74 B. Goel, W. Höbel, G. Piazza, H. Würz, I. Konkashbaev, I. Landmann; Physical modeling of plasma material interaction and first numerical results of vapour shielding and material erosion during tokamak disruptions; *Fus. Technology*, Vol. 18; pp. 272; (1992).
- 75 A. Hassanein, I. Konkashbaev; Erosion of plasma facing materials during a tokamak disruption; *Suppl. J. Nucl. Fusion*, Vol. 5; pp. 193; (Dec. 1994).
- 76 A. Sestro; Formation and evolution of a wall protective plasma shield in a hard disruption; ENEA Report PM 92-009; (Nov.1992).
- 77 A. Hassanein, I. Konkashbaev; Comprehensive model for disruption erosion in a reactor environment; to be publ. *J.Nucl.Mater.* (1996).
- 78 A. Hassanein; Plasma disruption modeling and simulation; to be publ. *Fusion Technology*; (1996).
- 79 J. Roth, J. Bohdansky, K.L. Wilson; Erosion of carbon due to bombardment with energetic ions at temperatures up to 2000 K; *J. Nucl. Mater.* 111-112, pp.775; (1982).
- 80 S. Tanaka, H.Bolt; Erosion and redeposition experiments on carbon in the plasma source MAP; *Fus. Technology*; pp. 391; (1992).
- 81 M.F.A. Harrison, E.S. Hoston; NET Report EUR-FU/80/90-97; Comm. of Europ. Communities; (May 1990).
- 82 M.F.A. Harrison, E.S. Hoston, G.P. Maddison; NET Report EUR-FU/80/90-97; Comm. of Europ. Communities; (Feb. 1991).
- 83 E. Zolti; Zur Lebensdauer der NET/ITER Divertorplatten; *Proc. Jahrestagung Kerntechnik '91*; pp. 569; (1991).
- 84 M.L. Apicella et al.; Plasma characteristics in FTU with different limiter materials; ENEA Report RT/ERG/FUS/95/19; to be publ. in *J. Nucl. Fusion*; (1996).
- 85 G. Maddaluno, F. Pierdominici, M. Vittori; Behaviour of a tungsten coated molybdenum poloidal limiter in FTU tokamak; to be publ. in *J. Nucl. Fusion*.
- 86 M.Y. Ye, S. Takamura, N. Ohno; Study of hot tungsten emissive divertor plate in high heat flux plasma on NAGDIS-I; to be publ. *Proc. 12th PSI, St.Raphael'96*; (1996).
- 87 H.E. Kotzlowsky; *Proc. 13th SOFT, Varese*; (1984).
- 88 G. Vieider, M. Harrison, F. Moons; NET plasma facing components; *Fus. Technology*; pp. 125; (1988).
- 89 F. Moons, R. Howard, G. Kneringer, R. Stickler; Divertor plate concept with carbon based armour for NET; *Fus. Technology*; pp. 859; (1988).
- 90 E. Franconi, G.C. Ceccotti, L. Magnoli; Development of beryllium bonds for plasma-facing components; *J. Nucl. Mater.* 191-194; pp. 493; (1992).
- 91 M. Lipa, Ph. Chappuis, P. Deschamps; Brazeed graphite for actively cooled plasma-facing components in Tore Supra - description, tests, and performance; *Fus. Technology*, Vol. 19; pp. 2041; (1991).
- 92 R. Lison; Durch die Verbindungsgeometrie bedingte Grenzen der Lötbarkeit von metallischen Werkstoffkombinationen mit zylindrischem Lötspalt; *Metall* Vol. 38; pp. 37; (1984).
- 93 G. Kneringer, E. Kny, W. Fischer, N. Reheis, R. Staffler; Metal / graphite composite materials for fusion devices; *14th SOFT, Avignon*, pp. 1083; (1986).

- 94 I. Smid, E. Kny, K. Koizlik, J. Linke, H. Nickel, E. Wallura; Evaluation of high temperature brazes for graphite first wall protection elements; *Fus. Technology*; pp. 1071; (1988).
- 95 R. Staffler, G. Kneringer, E. Kny, N. Reheis; Metal / graphite - composites in fusion engineering; 13th Symposium on Fusion Engineering; Proc. Vol. 2; pp.955; (1989).
- 96 R. Lison, Z. Mirski, J. Linke; Herstellung eines Bauteiles für die Plasmatechnik aus den Werkstoffen kohlefaserverstärkter Kohlenstoff (CFC) - TZM - rost- und säurebeständiger Stahl durch Hochtemperaturlötten; DVS Bericht 148; pp. 289; (1989).
- 97 I. Smid, E. Kny, G. Kneringer, N. Reheis; Influence of the cyclic thermal loading on brazed composites for fusion applications; *J. Nucl. Mater.* 171; pp. 165; (1990).
- 98 I. Smid et al.; Hydrogen and deuterium plasma interactions with brazed first wall interactions; *Fus. Technology*; pp.411; (1990).
- 99 I. Smid, C.D. Croessmann, J.C. Salmonson, J.B. Whitley, E. Kny, N. Reheis, G. Kneringer, H. Nickel; Brazed graphite / refractory metal composites for first - wall protecting elements; *J. Nucl. Mater.* 179-181; pp. 169; (1991).
- 100 N. Reheis, W. Witwer, G. Kneringer, G. Vieider, A. Cardella, E. di Pietro; Industrial aspects in the fabrication of prototypes for different divertor concepts; *Fus. Technology*; pp. 344; (1992).
- 101 Z. Mirski, E. Wallura, R. Lison; Untersuchungen von Lötverbindungen zwischen Kohlenstofffaserverstärktem Kohlenstoff (CFC) und TZM; *Prakt. Met.* 24; pp. 121; (1993).
- 102 E. Wallura, R. Lison, Z. Mirski; Untersuchungen von Lötverbindungen TZM - Stahl für thermisch hochbelastete Komponenten; *Prakt. Met.* 25; pp.387; (1994).
- 103 Z. Mirski, R. Lison, K. Watermeyer; Untersuchungen von Lötverbindungen zwischen SiC / C (Verbundwerkstoff SiC 30) und TZM für Fusionsexperimente; *Prakt. Met.* 25; pp. 399; (1994).
- 104 T. Huber, L. Plöchl, N. Reheis, J.P. Cocat, J. Schlosser; The manufacturing and testing of the toroidal pumped limiter prototype elements for Tore Supra; 16th Symposium on Fusion Engineering, Champaign, Illinois; pp. 716; (1995).
- 105 I. Smid, C.D. Croessmann, R.D. Watson, J. Linke, A. Cardella, H. Bolt, N. Reheis, E. Kny; Performance of brazed graphite, carbon - fibre composite and TZM materials for actively cooled structures: qualification tests; *Fus. Technology* Vol. 19; pp. 2035; (1991).
- 106 W. Tyson; Hydrogen in Metals; *Can. Metall. Q.* (Jan - Mar. 79); pp. 1; (1979).
- 107 W. Spalthoff, H. Wilhelm; Patentschrift DE 1903009; (1977).
- 108 B.C. Skinner, R. Dutton; Hydrogen Diffusivity in Alpha - Beta Zirconium Alloys and It's Role in Delayed Hydride Cracking; *The Metallurgical Society Inc.*; pp. 73; (1990).
- 109 G. Kneringer, N. Reheis; Plansee's Capabilities Concerning Materials, Joining and Coating Techniques Involved in the Structure of Fusion Reactor First Walls: Brazing of Bulk Graphite to Metal-Substrates; 11th International Plansee Seminar, Proc. Vol.3, pp 323; (1985).
- 110 I. Smid, E. Kny, N. Reheis, H. Nickel; Thermal Fatigue of Refractory Metal / Graphite Composites for Fusion Applications; 12th International Plansee Seminar, Proc. Vol.1, pp 961; (1989).
- 111 G. Kneringer, E. Kny, W. Fischer, N. Reheis, R. Staffler; Metal / Graphite - Composite Materials for Fusion Devices; Proc. 14th SOFT; pp. 1083; Avignon (1986).
- 112 R. Staffler, G. Kneringer, E. Kny, N. Reheis; Metal / Graphite - Composites in Fusion Engineering; Proc. IEEE 89; pp. 955; (1989).
- 113 Z. Mirski, R. Lison; Herstellung einer Kühlstruktur für Fusionsexperimente aus den Werkstoffen Kohlefaserverstärkter Kohlenstoff (CFC), TZM und Stahl; 13th International Plansee Seminar, Proc. Vol.1, pp 924; (1993).
- 114 I. Smid, A. Cardella, C.D. Croessmann, R.D. Watson, N. Reheis, G. Kneringer; Response to high heat flux and metallurgical examination of a brazed carbon - fiber - composite / refractory - metal divertor mock - up; *Fus. Eng. and Design* 18; pp. 125; (1991).
- 115 S. Deschka, J. Linke, H. Nickel, I. Smid; Performance of actively cooled brazed components under cyclic thermal loading in electron and ion beam test facilities; Jahrestagung Kerntechnik '91; pp. 573; (1991).
- 116 A. Cardella, E. di Pietro, M. Brossa, U. Guerreschi, M. Reale, N. Reheis, G. Vieider; Design manufacturing and testing of the monoblock divertor; *Fus. Technology*; pp. 211; (1992).

- 117 M. Araki, M. Akiba, M. Dairaku, K. Iida, H. Ise, M. Seki, S. Suzuki, K. Yokoyama; Thermal response of bonded CFC / OFHC divertor mock - ups for fusion experimental reactors under large numbers of cyclic high heat loads; *J. Nucl. Sc. Technol.*; 29(9); pp. 901; (1992).
- 118 S. Deschka, M. Akiba, G. Breitbach, A. Cardella, J. Linke, H. Nickel, N. Reheis; Thermal response and fatigue behaviour of brazed CFC / TZM / Mo41Re - divertor mock - ups under electron beam loading; *Fus. Technology*; pp. 247; (1992).
- 119 S. Deschka, M. Akiba, G. Breitbach, A. Cardella, J. Linke, H. Nickel, N. Reheis; Thermal response and fatigue behaviour of brazed CFC/TZM/Mo41Re-divertor mock-ups under high electron beam loading; *Proc. 17th SOFT*, Vol. 1; pp. 247; (1992).
- 120 M. Lipa; Development and high heat flux testing of a separate first wall concept for NET/ITER; *Proc. 17th SOFT*, Vol. 1; pp. 307; (1992).
- 121 J. Schlosser, P. Chappuis, P. Deschamps; Technology developments for the ITER divertor; *Proc. 17th SOFT*, Vol. 1; pp. 367; (1992).
- 122 J. Araki et al.; Development and testing of divertor mock-ups for ITER / FER and JAERI; *Fus. Technology*; pp. 166; (1992).
- 123 J. Schlosser, A. Cardella, P. Massmann, P. Chappuis, H.D. Falter, P. Deschamps, G.H. Deschamps; Development and thermomechanical test of a lined carbon fibre composite structure for NET ITER divertor; *Proc. 17th SOFT*, Vol. 1; pp. 372; (1992).
- 124 G. Lovato, F. Moret, G. Chaumat, G. Cailletaud, P. Pilvin; Mechanics of brazed joints and compliant layers in high heat flux components; *Proc. 18th SOFT*, Vol. 1; pp. 247; (1994).
- 125 S. Deschka, J. Linke, H. Nickel; Thermomechanisches Verhalten gefügter Divertormodule unter fusionsrelevanten Belastungen; *Berichte des Forschungszentrums Jülich*, Jül-2933; ISSN 0944-1951; D82 (Diss. RWTH Aachen); (1994).
- 126 A. Cardella et al.; Design, manufacturing and thermo-mechanical testing of a relevant size monoblock divertor prototype; *Proc. 18th SOFT*, Vol. 1; pp. 283; (1994).
- 127 J. Schlosser, J. Boscary; High heat flux tests at divertor relevant conditions on water-cooled swirl tube targets; *Proc. 18th SOFT*, Vol. 1; pp. 295; (1994).
- 128 L. Doceul, J. Schlosser, Ph. Chappuis, M. Chatelier, J.P. Cocat, C. Deck, F. Faisse, A. Grosman, R. Mitteau, G. Tonon; Conceptual design of a high heat flux toroidal pumped limiter for Tore Supra *Proc. 18th SOFT*, Vol. 1; pp. 331; (1994).
- 129 EP 0 663 670 A1; Verfahren zur Herstellung einer Kühleinrichtung
- 130 M. Brossa, D. Ciric, E. Deksnis, H. Falter, U. Guerreschi, A. Peacock, M. Pick, M. Rossi, Y. Shen, F. Sacchia; Manufacturing and testing of a copper/CFC divertor mock up for JET; *Proc. 18th SOFT*, Vol. 1; pp. 375; (1994).
- 131 H.D. Falter et al.; Comparison between actively cooled divertor dump plates with beryllium and CFC armour; *Proc. 18th SOFT*, Vol. 1; pp. 291; (1994).
- 132 H. Greuner; Structure of divertor for the optimised stellarator W7X; *Proc. 18th SOFT*, Vol. 1; pp. 323; (1994).
- 133 J.H. Rosenfeld, M.T. North, D.L. Youchison, R.D. Watson; Cooling of plasma facing components using helium-cooled metal heat exchangers; *Proc. 18th SOFT*, Vol. 1; pp. 255; (1994).
- 134 C.B. Baxi, J.P. Smith, D. Youchison; Design, fabrication and testing of a helium-cooled module for the ITER divertor; *Proc. 18th SOFT*, Vol. 1; pp. 299; (1994).
- 135 F.W. Dittus; L.M.K. Boelter; *Univ. Calif. Publ. Engrg.*, Vol. 2; pp. 443; (1930).
- 136 W.R. Gambill, R.D. Bundy, R.W. Wnasbrough; Heat transfer, burnout and pressure drop for water in swirl flow through tubes with internal twisted tapes; ORNL-2911; (April 1960).
- 137 J.R.S. Thom, W.M. Walker, T.A. Fallon; G.F.S. Reising; *Proc. Inst. Mech. Eng.* 180/3; pp. 226; (1965-66).
- 138 J.P. Holman; *Heat Transfer*; 7th ed.; Mc Graw-Hill Book Company; (1990).
- 139 H.S. Carslaw, J.C. Jaeger; *Conduction of heat in solids*; 2nd ed.; Oxford University Press; (1959).
- 140 U. Renz; *Grundlagen der Wärmeübertragung*; Arbeitskreis der Fachschaft Maschinenbau an der RWTH Aachen; (1990).

- 141 G. Herzinger; Lasertechnik; Vorlesungsmanuskript; RWTH Aachen; (1989).
- 142 F. Mayinger; Strömung und Wärmeübergang in Gas- Flüssigkeitsgemischen; ISBN 3-211-81668-2; Springer; (1982).
- 143 Dubbel; Taschenbuch für den Maschinenbau; 15. Auflage; (1983).
- 144 VDI Wärmeatlas; 7. Auflage; (1994).
- 145 W. Wagner; Wärmetauscher; 1. Auflage; (1993).
- 146 J. Schlosser et al.; Thermal-hydraulic tests on NET divertor targets using swirl tubes; ANS Winter Meeting; San Francisco, Nov. 1991; Report EUR-CEA-FC-1450; (1991).
- 147 C.B. Baxi, H. Falter; A model for analytical performance prediction of hypervapotron; General Atomics; Report GA-A20959; (Juli 1992).
- 148 C.B. Baxi, H. Falter; Analytical prediction of the thermal performance of hypervapotron and its application to ITER; General Atomics; Report GA-A21035; (Sept. 1992).
- 149 A. Cardella, G.P. Celata, G. Dell'orco, G.P. Gaspari, G. Cattadori, A. Mariani; Thermalhydraulic experiments for the NET divertor; Proc. 17th SOFT, Vol. 1; pp. 206; (1992).
- 150 J. Schlosser, J. Boscary; High heat flux tests at divertor relevant conditions on water-cooled swirl tube targets; ; Proc. 17th SOFT, Vol. 1; pp. 295; (1992).
- 151 S. Suzuki, M. Araki, K. Sato, K. Masaki, K. Nakamura, M. Akiba, T. Ando, K. Yokoyama, M. Dairaku, M. Akiba; Development of the divertor plate at JAERI; ; Proc. 18th SOFT, Vol. 1; pp. 311; (1992).
- 152 M. Araki et al.; Heat transfer experiments on the cooling tubes for divertor plates under one-sided heating conditions; Report: JAERI-Tech 95-022; (May 1995).
- 153 I. Smid, M. Akiba, M. Araki, S. Suzuki, K. Satoh; Material and design considerations for the carbon armored ITER divertor; Report, JAERI-M 93-149; (juli 1993).
- 154 R. Kußmaul; Einfluß unterschiedlicher Fügeflächengeometrien auf die Eigenspannungen und die Festigkeit von gelöteten Keramik-Metall-Verbunden; Diss. Univ. Karlsruhe; (1994).
- 155 O. Iancu; Berechnung von thermischen Eigenspannungsfeldern in Keramik/Metall Verbunden; VDI Fortschrittsberichte, Reihe 18, Nr. 74; VDI Verlage, Düsseldorf; (1989).
- 156 J.P. Blanchard, N.M. Ghoniem; Analysis of singular stress fields in duplex fusion components; J. Nucl. Mater. 172; pp. 54; (1990).
- 157 Y. Yang; Spannungssingularitäten in Zweistoffverbunden bei mechanischer und thermischer Belastung; VDI Fortschrittsberichte, Reihe 18, Mechanik/Bruchmechanik; Nr. 113; VDI Verlage, Düsseldorf; (1992).
- 158 D.B. Bogy; Edge bonded dissimilar orthogonal elastic wedges under normal and shear loading; Trans. ASME; J. Appl. Mech. Vol. 35; pp. 460; (1968).
- 159 J.P. Blanchard, N.M. Ghoniem; Relaxation of thermal stress singularities in bonded viscoelastic quarter planes; Trans. ASME; J. Appl. Mech. Vol. 56; pp. 756; (1989).
- 160 M. Akiba et al.; Fus. Eng. Des. 18; pp. 99; (1991).
- 161 J.H. You, H. Bolt, G. Breitbach, R. Duwe, J. Linke, R. Lison, H. Nickel; Thermomechanical behaviour of the brazed CFC/TZM composite; Proc. 18th SOFT, Vol. 1; pp. 439; (1994).
- 162 J.H. You; Divertorverbundkomponenten für thermonukleare Reaktoren - Beanspruchungscharakteristik des Materialübergangs unter fusionsrelevanten Belastungen; Diss. RWTH Aachen; (1996).
- 163 J. Eidens, G. Wolf; Jahresbericht 1986/87, pp. 83; (1987).
- 164 U. Samm; Plasma physics programme at TEXTOR-94; 16th Symposium on Fusion Engineering, Champaign, Illinois; (1995).
- 165 V. Philipps, A. Pospieszczyk, B. Schweer, B. Unterberg, E. Vietzke, H. Trinkaus; 11th Conference on Plasma Surface Interactions; Mito; (1994).
- 166 A. Cardella, G.P. Celata, G.P. Gaspari; Tests on the Hypervapotron Cooling Technique for Divertor Application; to be published; (1996).
- 167 J.A. Koski, R.D. Watson, A.M. Hassanin, P.L. Goranson, J.C. Salmonson; Thermal-Hydraulic Design Issues and Analysis for the ITER Divertor; to be published; (1995).
- 168 Dubbel; Taschenbuch für den Maschinenbau; 15. Auflage; pp. 158; (1983).

- VDI Wärmeatlas; 7. Auflage; Lb 6; (1994).
- Société Européenne de Propulsion - SEP; Produktinformation; (1994).
- Plansee AG; TZM Eine Hochtemperatur-Molybdänlegierung; Plansee, 671 DEF 1.89; (1989).
- E. Zolti; NET, N/I/3300/5/A; (1990).
- J.P. Holman; Heat Transfer; 7th ed., pp. 281; (1990).
- VDI Wärmeatlas; 7. Auflage; pp. A; (1994).
- G.S. Taylor, H. Quinney; Phil.Trans. Roy. Soc. London; Ser. A 230; pp. 323; (1931).
- R. von Mises; Mechanik der festen Körper im plastisch-deformablen Zustand; Nachrichten der Gesellschaft der Wissenschaften Göttingen; Mathematisch Physikalische Klasse; Göttingen (1913).
- R. von Mises; Z. Angew. Math. Mechanik; 8; pp. 106; (1928).
- ABAQUS User's Manual 5.4; Hibbit, Karlson and Sorenson Inc.; Providence, RI; USA; (1994).
- Interne Mitteilung, Institut für Werkstoffe der Energietechnik - KFA, MARION.
- G.H. Wolf, H. Conrads; TEXTOR; Bild der Wissenschaft, 12/81; (1981).
- R. Uhlemann, H.B. Reimer, M. Lochter, ³Helium High Power Neutral Beams for TEXTOR. Comparison of 55 keV Particle Beams and Vacuum System Data with ⁴Helium, Deuterium and Hydrogen; Proc. 15th SOFE, Vol 1, (Hyanis, 1993).
- H.B. Reimer, R. Uhlemann, H. Euringer, M. Lochter, J. Winter, H. Conrads; High Power Helium Beams for TEXTOR and Helium Pumping Capability of the NBI Vacuum and Cryosystem; 16th SOFT; (1990).
- M. Lochter, J. Linke, R. Uhlemann; High Heat Flux Ion Beam Test Facility for Material research and Development; Fus. Tech.; 19, Vol. 4, pp. 2101; (1989).
- G. Wang, H. Euringer, R. Uhlemann; Performance and Diagnostics of Neutral Beams; KFA, Pub-Ni Nr. 34; Sept. 1989.
- R. Uhlemann, H. Euringer, M. Lochter; Proc.15th SOFT (Utrecht, 1988); Vol.1, pp. 636.
- R. Uhlemann; 2,4 MW Helium-Beams an Neutralteilchen-Injektor NI-2; KFA-IPP-IB-1/90; (1990).
- R. Uhlemann, G. Wang; Modified Perveance Law for Neutral-Beam Ion Sources, Rev. Scient. Instr. 60 (9), Sept. 1989, pp. 2879.
- G.H. Wolf; TEXTOR: Research programme on plasma wall interactions; J. Nucl. Mater. 122-123; pp. 1224; (1984).
- J. Winter et al.; Boronization in TEXTOR; J.Nucl.Mat. 162-164, pp. 713; (1989).
- H.G. Esser, H.B. Reimer, J. Winter, D. Ringer; First boronization of TEXTOR - concept and realisation; Fus. Tech. 1988, Vol.1; pp. 791; (1989).
- L. Barbagelata, M. Brossa, M. Fauri, P. Fiorentin, F. Gnesotto, L. Grobusch, J. Winter; The RFX glow discharge cleaning system; Proc. 17th SOFT, Vol. 1; pp. 694; (1992).
- P. Andrew et al.; The JET glow discharge cleaning system; Proc. 18th SOFT, Vol. 1; pp. 203; (1994).
- A. Pospieszczyk; Diagnostics of edge plasmas by optical methods; Atomic and Plasma-Material Interaction Processes in Controlled Thermonuclear Fusion; Elsevier Sc. Publ. 1993; pp. 213; (1993).
- Plasma edge diagnostics by atomic beam supported emission spectroscopy - status and perspectives; Plasma Phys. Control. Fusion, vol 37; pp. A87; (1995).
- B. Schweer, G. Mank, A. Pospieszczyk, B. Brosda, B. Bohlmeier; Electron temperature and electron density profiles measured with thermal He-beam in the plasma boundary of TEXTOR; J. Nucl. Mater. 196-198; pp. 174; (1992).
- B. Brosda; Modellierung von Helium-Atomstrahlen und ihr Einsatz zur Plasmadiagnostik der Tokamakrandschicht; Diss. Univ. Bochum; (1993).
- P.C. Stangeby; The plasma sheath; aus: Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion; NATO ASI Series, Series B: Physics Vol. 131; pp. 41; ISBN 0-306-42097-X; (1984).
- V. Philipps; priv. Mitteilung.
- A. Cosler, K. Höthker, E. Kemmerit, M. Schürer, W. Bieger, W. Heuser; Engineering design of a load-lock transfer system at TEXTOR; Proc. 18th SOFT, Vol. 2; pp. 1383; (1994).

- 200 A. Cosler, U. Samm, R. Schick; A rotating and radially shaped electrical double probe for TEXTOR 94;
Proc. 16th SOFE; Champaign, Illinois; (1995).
- 201 V. Philipps, J. Winter, Institut für Plasmaphysik IPP, Forschungszentrum Jülich; persönliche Mitteilung.
- 202 V. Philipps, U. Samm, M.Z. Tokar, B. Unterberg, A. Pospieszyk, B. Schweer; Evidence of Hot Spot
Formation on Carbon Limiters Due to Thermal Elektron Emission; Nucl. Fusion, vol. 33 (6); pp. 953;
(1993).
- 203 I.S. Gradshteyn, I.M. Ryzhik; Table of Integrals, Series and Products; p.322, 3387-5; Academic Press
Inc. (1980).
- 204 M. Abramowitz, I.A. Stegun; Pocketbook of Mathematical Functions; S 185 - 188, Harry Deutsch
(1984).
- 205 Plansee AG; Dokumentationsservice (1996).
- 206 N.J. Simon, E.S. Drexler, R.P. Reed; Properties of Copper and Copper Alloys at Cryogenetic Temperatu-
res; NIST Monograph 177, p. 2-69; National Institute of Standards and Technology, USA, (1992).
- 207 D. Rubinstein; Tampongalvanisieren; Buchveröffentlichung einer Aufsatzreihe; Eugen G. Leuze Verlag;
ISBN 3-87480-019-9; (1987).
- 208 X.L. Jiang, R. Tiwari, F. Gitzhofer, M.I. Boulos; On the Induction Plasma Deposition of Tungsten Metal;
J. Thermal Spray Technology, Vol 2(3); pp. 265; (1993).
- 209 S. Boire-Lavigne, C. Moreau, R.G. Sait-Jacques; The Relationship Between the Microstructure and
Thermal Diffusivity of Plasma-Sprayed Tungsten Coatings; J. Thermal Spray Technology, Vol 4(3); pp.
261; (1995).
- 210 Ph. Roumilhac, J.F. Coudert, P. Fauchais; Designing Parameters of Spraying Plasma Torches; Thermal
Spray Research and Applications, Proc. 3rd NTSC, Long Beach, California; pp.11; (1990).
- 211 H. Gruner, H. Petter; Struktur und Eigenschaften von Schichten der Refraktärmetalle W, Re, Nb und Ta
hergestellt durch Vakuumplasmaspritzen (VPS); 12th International Plansee Seminar '89; Proc. vol. 3
pp. 511 (1989).
- 212 W. Hohenauer, R. Krismer; Statistical Methods for the Optimisation of the Properties of Thermally
Sprayed Coatings; 13th International Plansee Seminar '93; Proc. vol.3 pp. 397; (1993).
- 213 G.E.P. Box, W.G. Hunter; J.S. Hunter; Statistics for Experimenters; John Wiley & Sons; ISBN 0-471-
09315-7; (1978).
- 214 G.E.P. Box, N.R. Draper; Empirical Model-Building and Response Surfaces; John Wiley & Sons; ISBN
0-471-81033-9; (1984).
- 215 R. Behrisch; Evaporation for heat pulses on Ni, Mo, W and ATJ Graphite as first wall materials; J. Nucl.
Mater. 93-94; pp. 498; (1980).

Danksagung

Der Gastaufenthalt von W. Hohenauer am Institut für Werkstoffe der Energietechnik der Forschungszentrum Jülich GmbH. wurde in dankenswerter Weise durch die Friedrich Schiedel-Stiftung für Energietechnik, Österreich, finanziert.

Der Dank der Autoren gilt in besonderer Weise den Mitarbeitern der Institute der KFA, die durch ihre permanente Bereitschaft zur Zusammenarbeit die Durchführung des gegenständlichen Forschungsauftrages in maßgeblicher Weise unterstützten. In diesem Zusammenhang werden insbesondere das Institut für Plasmaphysik IPP, die Zentralabteilung Technologie ZAT, das Zentralinstitut für Angewandte Mathematik ZAM und die Institute für Werkstoffe der Energietechnik - IWE-1 und IWE-2 genannt.

Die Autoren bedanken sich bei der Société Européenne de Propulsion - SEP, Le Haillan, Frankreich, sowie bei Herrn Dr. G. Kneringer und seinen Mitarbeitern im Technologiezentrum der Plansee AG, Reutte, Tirol, die durch ihre vielfältige ideelle und materielle Unterstützung einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen der vorliegenden Arbeit leisteten.

Jül-3312
Dezember 1996
ISSN 0944-2952