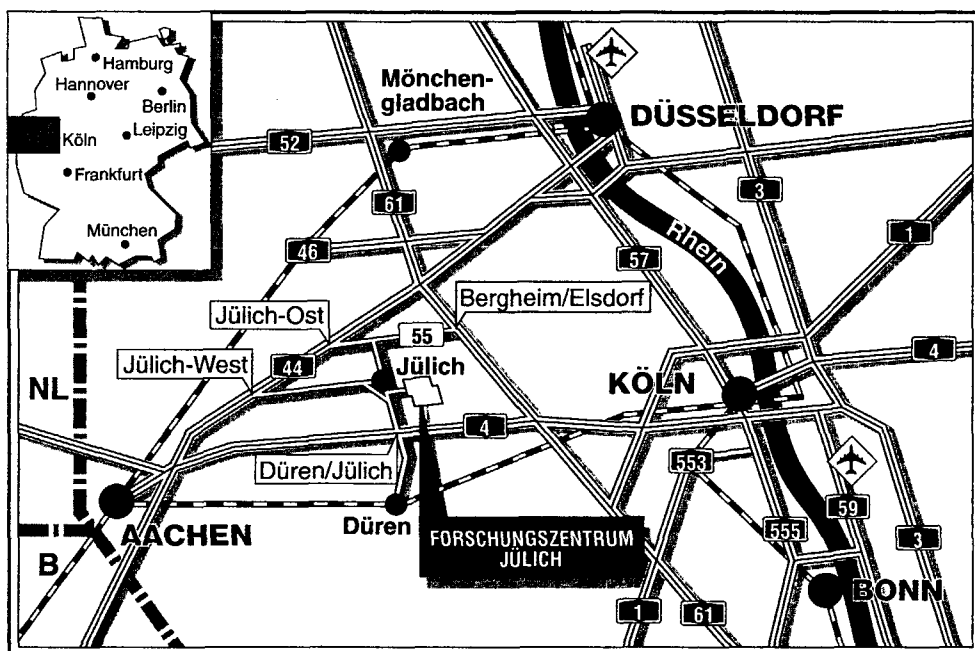


*Institut für Werkstoffe der Energietechnik*

**Beanspruchungscharakteristik des  
Materialübergangs von Divertorverbund-  
komponenten für thermonukleare Reaktoren  
unter fusionsrelevanten Belastungen**

J.H. You

G. Breitbach   J. Linke   H. Nickel



**Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3286**

ISSN 0944-2952

Institut für Werkstoffe der Energietechnik Jül-3286

D82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek  
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

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

**Jül-3286**  
**September 1996**  
ISSN 0944-2952



**Beanspruchungscharakteristik des  
Materialübergangs von Divertorverbund-  
komponenten für thermonukleare Reaktoren  
unter fusionsrelevanten Belastungen**

J.H. You\*

G. Breitbach   J. Linke   H. Nickel

\*Dissertation

# **Loading characteristics of material interfaces in divertor joint components for thermonuclear reactors under fusion relevant conditions**

by  
J.H. You \*  
G. Breitbach  
J. Linke  
H. Nickel

## **Abstract**

A duplex divertor component composed of dissimilar materials experiences considerable thermal stresses under fusion operating load conditions due to the mismatch of the thermomechanical properties.

Thermal stresses in the interface of a CFC/TZM bond joint for divertor applications are analyzed using the finite element method. A typical fusion operation condition is simulated by applying a pulsed high heat flux loading. The stress states near the free surface edge of the bond interface are very critical because the stress intensification occurs which shows sometimes singularities. A semi analytical procedure is employed to describe the stress singularity in terms of the stress intensity factor by the fracture mechanical analogy. The effect of the transient temperature gradient on the stress singularity and the interfacial stress is investigated quantitatively. Stress singularities at the tip of the interfacial cracks are characterized quantitatively applying the crack flank displacement analysis. The evolution of the stress intensity factors and the strain energy release rates during a typical high heat flux load are determined. The difference in the thermal load characteristics between the edge crack and the center crack is discussed. Elasto-plastic analysis is performed on a CFC/Cu/TZM bond joint under thermal loads. The effect of the ductile interlayer on the interfacial stress is analyzed. Thermomechanical fatigue response of the braze and the interfaces under cyclic thermal loads is investigated. High heat flux simulation tests are conducted on a brazed CFC/Cu/TZM divertor element in an electron beam test facility. Microstructures of the damaged interfaces and the deformed copper braze tested under different power densities are investigated. Thermomechanical damage characteristics of the bond interface under fusion relevant load conditions and possible failure mechanisms are discussed. Various plastic flow morphologies in the braze layer and the corresponding slip mechanisms are investigated.

Actively cooled divertor mock-ups consisting of different low-Z armor tiles brazed to TZM heat sinks are tested in an electron beam test facility. Screening and thermal fatigue tests were performed on the mock-ups to estimate the overall thermomechanical performance of various material combinations. Microstructures were investigated to elucidate the degradation of the joints. Thermal stress analysis is carried out for the simulation tests. The cyclic behavior of the thermal stresses is characterized.

\* Thesis

# **Beanspruchungscharakteristik des Materialübergangs von Divertorverbundkomponenten für thermonukleare Reaktoren unter fusionsrelevanten Belastungen**

von  
J.H. You \*  
G. Breitbach  
J. Linke  
H. Nickel

## **Kurzfassung**

Eine Divertorverbundkomponente, die aus unterschiedlichen Materialien besteht, erfährt erhebliche thermische Spannungen unter den Belastungsbedingungen des Fusionsbetriebes aufgrund der unterschiedlichen thermomechanischen Eigenschaften.

Die thermische Spannung an der Grenzfläche des CFC/TZM-Verbundes für die Divertoranwendung wird mit Hilfe der Methode der finiten Elemente analysiert. Eine typische Fusionsbetriebsbedingung wird unter Wärmeschockbelastung simuliert. Die Spannungszustände in der Nähe des freien Randes der Fügegrenzfläche sind sehr kritisch, da eine Spannungsfeldverstärkung entsteht, welche unter bestimmten Bedingungen eine Singularität aufweist. Der Einfluß der transienten Temperaturgradienten auf die Spannungssingularität und auf die Fügegrenzflächenspannung wird theoretisch untersucht. Die Spannungssingularitäten an der Spitze der in der Grenzfläche liegenden Risse wird quantitativ durch die Berücksichtigung der Rißflächenverschiebung charakterisiert. Während einer typischen hohen Wärme flußbelastung wird die zeitliche Entwicklung des Spannungsintensitätsfaktors und der Energiefreisetzungsrates bestimmt. Der Unterschied im Verhalten eines an der freien Kante liegenden Grenzflächenrisses und eines Risses in der Mitte der Fügefläche wird diskutiert. Die elasto-plastische Analyse wird für den CFC/Cu/TZM-Modellverbund durchgeführt. Die Wirkung der duktilen Lotschicht auf die Grenzflächenspannungen wird analysiert. Das thermomechanische Ermüdungsverhalten des Lotes und der Grenzfläche unter zyklischen Wärme flüssen wird untersucht. Der High-Heat-Flux-Simulationstest wird an einer gelöteten CFC/Cu/TZM-Divertorverbundelement mit Hilfe einer Elektronenstrahlanlage durchgeführt. Die Schädigung der Fügefläche bei fusionsrelevanten Bedingungen und mögliche Versagensmechanismen werden diskutiert. Fließmorphologien des Lotes und entsprechende Gleitmechanismen werden diskutiert.

Aktiv gekühlte Divertormodule bestehend aus Schutzziegel verschiedener Materialien und gelötet auf TZM-Wärmesenken werden in der Elektronenstrahlanlage getestet. Der 'Screening'-Test und der thermische Zyklertest werden an den Testmodulen durchgeführt. Metallographische Nachuntersuchungen und Finite-Elemente-Analysen wurden begleitend durchgeführt.

\* Dissertation

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b> .....	1
1.1 Grundlagen.....	1
1.2 Darstellung der Problematik.....	5
1.3 Ziel der Arbeit.....	7
<b>2 Gelötete Modellverbundelemente</b> .....	8
2.1 Vorgehensweise.....	8
2.1.1 Darstellung des experimentellen Vorgangs.....	8
2.1.2 Rechenmodell.....	12
2.2 Temperaturfeldanalyse.....	16
2.2.1 Transiente Wärmeübertragung.....	16
2.2.2 Temperaturentwicklung unter der HHF-Belastung.....	17
2.2.3 Simulation der Ofenversuche.....	18
2.3 Thermische Spannungen im Bulkbereich.....	19
2.3.1 Balkentheorie.....	19
2.3.2 Verläufe der Grenzflächenspannungen im Bulkbereich.....	20
2.4 Spannungsfelder im Bereich des freien Randes.....	21
2.4.1 Grenzflächenspannungen und Einfluß des freien Randes.....	21
2.4.2 Theoretischer Hintergrund der Spannungssingularität.....	24
2.4.3 Charakterisierung der singulären Spannungsfelder.....	30
2.4.4 Zeitliche Verläufe der Spannungssingularität.....	34
2.4.5 Einfluß von Temperaturgradienten auf die Spannungssingularitäten.....	35
2.5 Verhalten der Grenzflächenrisse.....	38
2.5.1 Theoretischer Hintergrund.....	38
2.5.2 Zeitliches Verhalten der Grenzflächenrisse.....	42
2.5.3 Mikrostruktur der belasteten Fügezone.....	47
2.6 Deformationsverhalten der Lotschicht.....	50
2.6.1 Temperaturabhängige Plastizitätstheorie.....	50
2.6.2 Modell für die Ermüdungsanalyse.....	53
2.6.3 Simulation des Lötprozesses.....	55
2.6.4 Simulation der Zyklerversuche in Ofen.....	59
2.6.5 Simulation der HHF-Zyklerversuche.....	63
2.6.6 Abschätzung der Lebensdauer.....	67
2.6.7 Einfluß der thermischen Gradienten auf die Grenzflächenspannungen....	67
2.6.8 Einfluß der Lotschicht auf die Grenzflächenspannungen.....	69
2.6.9 Mikrostruktur des Lotes nach Tests.....	70



<b>3</b>	<b>Aktiv gekühlte Divertormodule</b> .....	75
3.1	Elektronenstrahlversuche zur HHF-Zykliersimulation.....	75
3.1.1	Testmodule	
3.1.2	Vorhergehende Prüfung der Lötverbindungen.....	76
3.1.3	Screening-Tests.....	76
3.1.4	Zykliertests.....	76
3.1.5	Ergebnisse und Diskussion.....	77
3.2	Numerische Analyse.....	87
3.2.1	Rechenmodell.....	87
3.2.2	Temperaturanalyse.....	88
3.2.3	Spannungsanalyse.....	88
3.2.4	Ergebnisse und Diskussion.....	88
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung</b> .....	100
<b>5</b>	<b>Literaturverzeichnis</b> .....	104
<b>6</b>	<b>Anhang</b> .....	115
A	Spannungen im Nahfeld der Singularitätsstelle.....	115
B	Winkelfunktionen der Spannungssingularität.....	117
C	Grundlagen der Finite-Elemente-Methode.....	118
D	Verwendete Formelsymbole.....	120
E	Spannungsfelder (CFC/Cu/TZM-Verbund).....	123
F	Spannungsfelder (Sepcarb/TZM-Modul).....	126
G	Hauptspannungsverteilung (Sepcarb/TZM-Modul).....	127
H	Temperaturfelder.....	128

# 1. Einleitung

## 1.1. Grundlagen

Die Kernfusion unterscheidet sich von der Kernspaltung dadurch, daß zwei leichte Atomkerne zur Verschmelzung gebracht werden, damit es zur Freisetzung von Bindungsenergie der Kernkräfte kommen kann.

Heiße Plasmen bieten die Möglichkeit, über die hohe kinetische Energie der Plasmateilchen gegen ihre elektrische Abstoßung die Kernverschmelzung zu realisieren [1,2].

Die Voraussetzungen für eine Kernfusion in einem Fusionsreaktor sind:

- sehr hohe Temperaturen (über 100 Millionen K),
- hohe Plasmateilchendichten (mehr als  $10^{14}$  Tritium- und Deuteriumatomkerne pro  $\text{cm}^3$ ),
- und diese Plasmen müssen - um einen rationellen Reaktorbetrieb zu gewährleisten - dauerhaft zusammengehalten werden.

Um die Bedingungen für die zu erreichenden Temperaturen und Einschlußzeiten zu erhalten, hat man die Energiebilanz des Reaktorsystems zu betrachten. Nach dem Lawsonschen Kriterium ist das Produkt aus Teilchendichte und Einschlußzeit der entscheidende Parameter.

Gegenwärtig werden der Tokamakanordnung als Bauprinzip zukünftiger Fusionsreaktoren in aller Welt die größten Chancen auf Verwirklichung gegeben [3]. Insbesondere die Erfolge der letzten Jahre geben zu begründeter Hoffnung Anlaß, daß es mit Hilfe der Tokamakanordnung möglich sein wird, zu Fusionsplasmen vorzustoßen.

Charakteristisch für die Tokamakanordnung ist die sternförmige Anordnung der Transformatorjoche um ein torusförmiges Vakuumgefäß herum. Mit Hilfe dieser Anordnung lassen sich gegenwärtig für Sekunden Ströme bis zu etwa 7 MA im Inneren des Vakuumgefäßes erzeugen, in welchem sich Wasserstoff in heißem und leitfähigem Zustand befindet. Das Vakuumgefäß umläuft das Transformatorzentrum und ist selbst von Magnetfeldspulen umgeben, um ein Ausbrechen des Plasmas zu den Wänden hin zu verhindern. Die ringförmige Torusachse bildet bei dieser Anordnung die senkündärseitige Spule des Transformators. Die zusätzlichen Magnetspulen an den Toruswänden erzeugen gemeinsam mit den Magnetfeldern der Transformatorspulen ein zusammengesetztes, überlagertes Magnetfeld, welches alle ionisierten Teilchen des Plasmas dazu zwingt, sich im Bereich des Torusachse zu konzentrieren.

ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) ist eine projektierte Tokamak-Fusionsmaschine, welche mit einer Brenndauer von c.a. 1000 Sekunden mit einer Fusionsleistung im Rahmen von 1500 MW in Entwicklung ist [4,5]. Die Struktur des ITERs ist in Abb.1.1 schematisch dargestellt [6].

Divertoren sind in Fusionsreaktoren eingebaute Komponenten, deren Aufgabe es ist, aus der Plasmarandschicht Plasmaverunreinigungen sowie das bei der Fusionsreaktion entstehende Helium herauszufiltern (Abb.1.2) [7,8,9,10].

Die Wärme Flüsse resultieren aus einer Energieübertragung in Form geladener und neutraler Teilchenflüsse und Strahlungswärmen auf die Divertorprallplatten.

## ITER-Schnittzeichnung

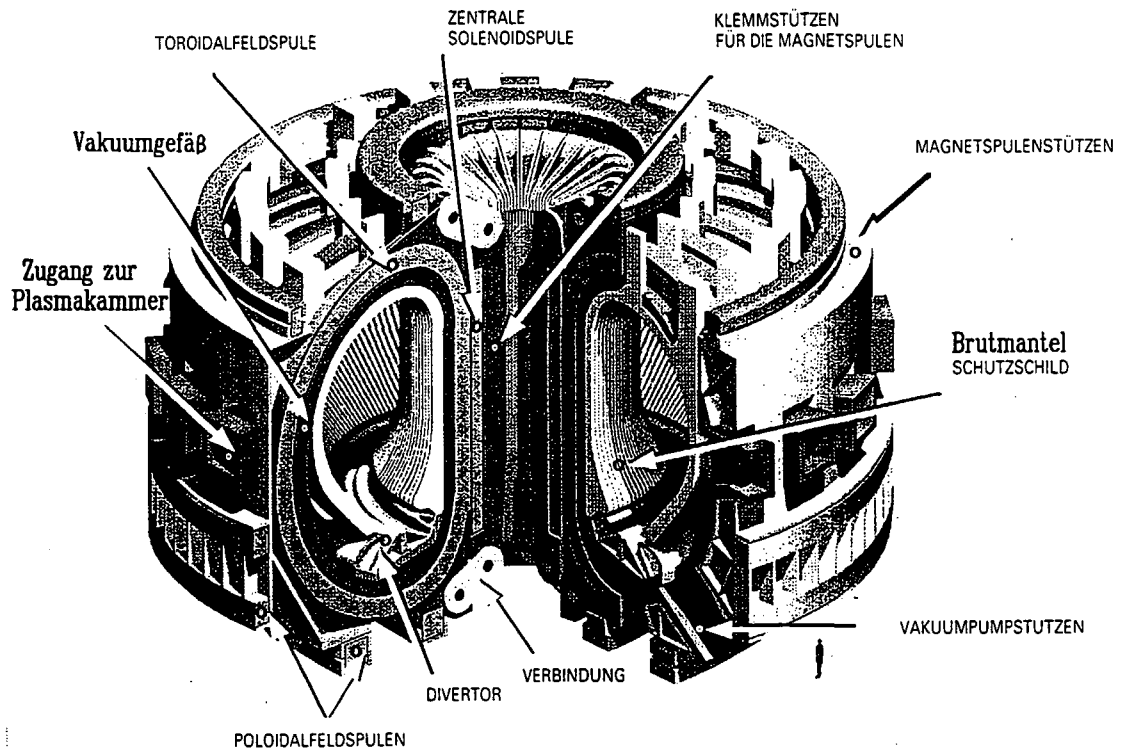


Abb. 1.1:  
Schnittzeichnung des International Thermonuclear Experimental Reactors (ITER)

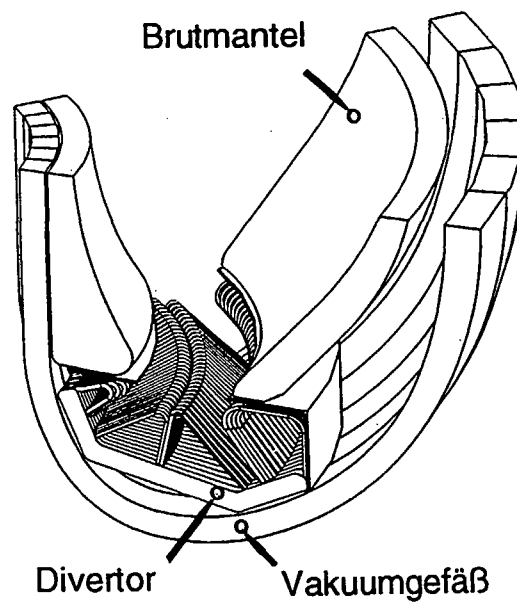


Abb. 1.2:  
Struktur der Divertorkassette [9]

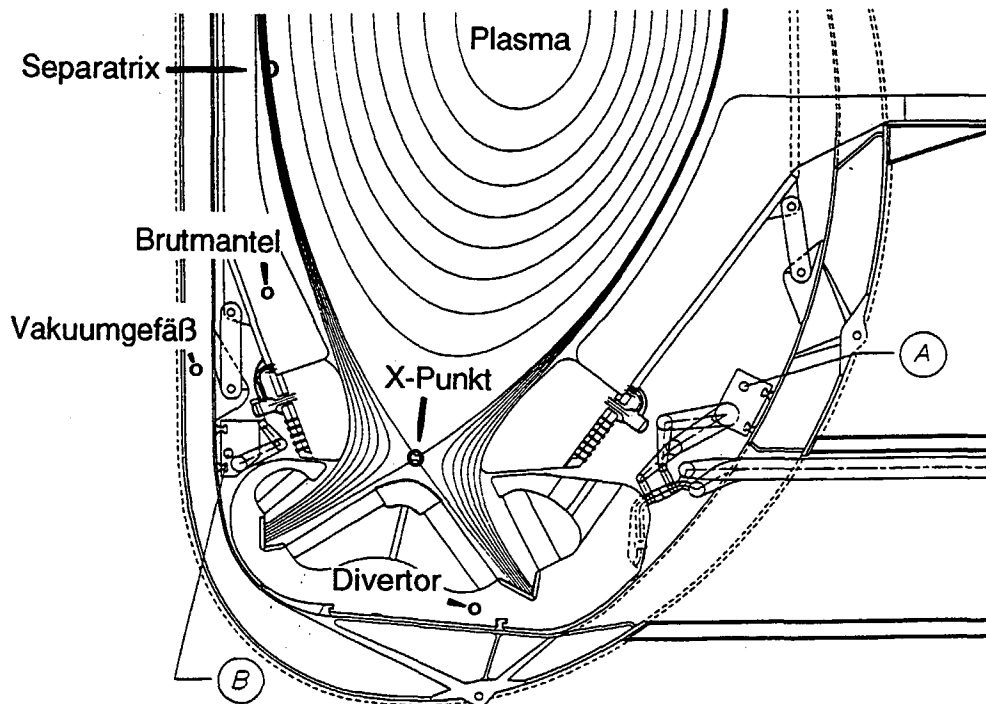


Abb. 1.3:  
Schematische Darstellung des Plasmaflusses im Divertorbereich [10]

Im Rahmen der Entwicklung plasmaseitiger Komponenten für ITER wurden die Anforderungen an die Erste Wand und die Divertorprallplatten neu definiert. Die derzeit gültigen Parameter für die ITER Engineering Phase sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt [11,12]. Während des regulären Betriebes in der ITER EDA Phase wird ein resultierender maximaler Wärmefluß auf die Divertorprallplatten von  $5 \text{ MW/m}^2$  erwartet. Während des Plasmazusammenbruchs kann ein maximaler Wärmefluß von  $20 \text{ MW/m}^2$  erreicht werden. Unter diesen Belastungsbedingungen müssen die Materialanforderungen für plasmaseitige Komponenten nach folgenden Kriterien ausgelegt werden [13,14,15] :

- chemische Kompatibilität mit dem aus einem Gemisch von Deuterium und Tritium bestehenden Plasmabrennstoffen [16,17,18]
- niedrige Löslichkeiten für Wasserstoffisotope im Werkstoff [24,25,26]
- geringe Erosions- und Sublimationsneigung [27,28,29,30,31]
- hohe strukturelle Zähigkeit des Werkstoffes, auch nach Neutronenbestrahlung [32,33,34,35,36,37]
- hohe Wärmeleitfähigkeit [22,23] und damit
- Thermoschockbeständigkeit [19,20,21]

Tabelle 1.1:  
Parameter der Betriebsbelastung für den Divertor und die Erste Wand  
(ITER EDA) [11,12]

Divertor	
Hauptpulslänge (s)	1000
Subpulslänge (s)	10
Lebensdauer (Zyklenzahl)	3000
Disruptionsdauer (ms)	0,1 - 10
Energiedichte (MJ/m <sup>2</sup> ) bei Disruption	10 - 100
max. Wärme fluß (MW/m <sup>2</sup> ) bei Normal-Betrieb	5
max. Wärme fluß (MW/m <sup>2</sup> ) bei Off-normal-Betrieb	30
Neutronstrahlung (n/m <sup>2</sup> )	>10 <sup>24</sup>
Teilchenfluß (n/m <sup>2</sup> s)	1...5*10 <sup>23</sup>
Erste Wand	
Hauptpulslänge (s)	1000
Disruptionsdauer (ms)	0.1 - 10
Energiedichte (MJ/m <sup>2</sup> ) bei Disruption	10 - 100
max. Wärme fluß (MW/m <sup>2</sup> ) bei Normal-Betrieb	0.5
Neutronstrahlung (n/m <sup>2</sup> )	10 <sup>23</sup> - 10 <sup>25</sup>
Teilchenfluß (n/m <sup>2</sup> s)	10 <sup>20</sup>

Durch Plasma-Wand-Wechselwirkung gelangen Teilchen aus der Oberfläche der Einbaukomponenten des Einschlußgefäßes in das Plasma. Diese Teilchen können durch Strahlungsabsorption soviel Energie binden, daß dadurch eine Zündung des Plasmas zur Initiierung der Fusionsreaktion verhindert wird [1,2,38]. Die Verluste durch Strahlungsabsorption steigen mit zunehmender Kernladungszahl der Teilchen im Plasma stark an [39]. Um diese "Strahlungskühlung" durch Verunreinigungen des Plasmabrennstoffes zu minimieren, werden hauptsächlich Materialien niedriger Kernladungszahl für plasmaseitige Einbauten in Fusionsreaktoren bevorzugt.

Die Anwendung dieser Materialien als Strukturkomponenten werden jedoch aufgrund ihrer im allgemeinen niedrigen mechanischen Festigkeit eingeschränkt [40]. Aus diesem Grund ist eine sorgfältige Abwägung bezüglich der Werkstoffe mit möglichst niedriger Kernladungszahl einerseits und möglichst hoher mechanischer, chemischer und thermischer Widerstandsfähigkeit gegen Versagen notwendig [41].

Verbundstrukturen werden aufgrund ihrer Flexibilität zur Erfüllung von Werkstoffanforderungen als ein bevorzugtes Designkonzept für Komponenten in Fusionsreaktoren angesehen [42,43,44]. Die in dieser Arbeit untersuchten Divertoren für

ITER werden plasmaseitig aus Schutzziegeln aufgebaut, die auf metallische Kühlkörper aufgelötet sind.

Die gelötete Verbundstruktur gibt dem Divertor eine duale Funktion unter den Belastungen eines Hochwärmeflußbetriebes (High-Heat-Flux (HHF)-Betrieb). Das plasmaseitige Material widersteht dem energiereichen Partikelbeschuß und Wärmeflüssen ohne ernsthafte Plasmaverunreinigung durch Materialabtrag, während der metallische Kühlkörper die Wärme durch aktive Kühlung abführt, um eine Überhitzung der Schutzziegel zu vermeiden.

## 1.2. Darstellung der Problematik

Während des Lötprozesses können Eigenspannungen entstehen, wenn die Materialien von der Löttemperatur auf Raumtemperatur abgekühlt werden [45,46,47,48,49,50,51]. Diese Spannungen, die im Bulk-Bereich des Verbundsystems entstehen, werden hauptsächlich aufgrund der Ungleichheit der Wärmeausdehnungskoeffizienten zwischen den einzelnen Materialien verursacht [52].

Divertorkomponenten in Fusionsmaschinen erfahren erhebliche thermische Belastungen während des zyklischen Pulsbetriebs. Wenn gelötete Komponenten solchen zusätzlichen thermischen Belastungen unterworfen werden, werden die resultierenden thermischen Spannungen von Eigenspannungsfeldern überlagert [53,54].

Die strukturelle Integrität der gefügten Divertorkomponenten muß für eine Anwendung des zyklischen HHF-Betriebes sichergestellt werden. Von vielen thermischen bzw. mechanischen Belastungsexperimenten, die an Verbundstrukturen durchgeführt wurden, wurde berichtet, daß Versagen meist nahe an oder in der Fügefläche des Verbunds auftrat [55,56,57,58,59,60].

Das Niveau der thermischen Spannungen in der Nähe der Fügegrenzfläche ist höher als in anderen Bereichen und besitzt sein Maximum am freien Rand der Fügegrenzfläche [52,58]. Die Spannungsfeldverstärkungen an freien Randbereichen der Fügegrenzfläche werden singular für bestimmte Materialkombinationen und Kantenwinkelgeometrien [48,51,61,62]. Die Spannungszustände im Nahfeld der Singularität können die dominantesten Faktoren sein, die das Bruchverhalten der gefügten Komponenten unter thermischen Belastungen bestimmen [48,51,54,62]. Die Spannungsfeldverstärkung im Nahfeld der freien Ränder der Fügefläche kann sich sogar während des Lötprozesses entwickeln. Daher wird die Festigkeit des Fügeverbunds stark durch die Eigenspannungsfelder nahe der Singularitätsstelle beeinflusst [45,51,58].

Wenn das Material spröde ist, entstehen oft in diesen Bereichen Risse, die zu katastrophalem Versagen führen können. Deswegen sind Informationen über diese Spannungsfelder und ihre Entwicklung wesentlich für das Verständnis des Versagensmechanismus und der Beanspruchungscharakteristik.

Nach Initiierung von Fügeflächenbrüchen sind die Spannungsfelder immer noch singular an der Spitze von Grenzflächenrissen [63,64,65,66]. Der zeitliche Verlauf der Spannungsfelder nahe der Singularitätsstelle bei vorgegebenem thermischen Belastungsverlauf ist einer der Hauptfaktoren, der die Ausbreitung von Rissen bestimmt [67,68]. Wenn eine Spannungssingularität existiert, wird die Stärke der Singularität durch die Singularitätspotenz repräsentiert. Dieser Parameter kann analytisch durch das semi-infinite Viertel-Ebenen-Modell bestimmt werden [48,67,69,70].

Im allgemeinen wird der Spannungszustand im Bulk-Bereich der Divertorkomponente durch die Wirkung der freien Ränder aufgrund ihrer Geometrie beeinflusst. Auf der anderen Seite sollten die Spannungsfelder nahe der Singularität in einer finiten Geometrie ebenso den Randbedingungen des Fernfeldes genügen [54]. Es ist nützlich, einen Parameter einzuführen, der die Belastungs- bzw. die geometrischen Randbedingungen mit der resultierenden Spannungssingularität verbindet. Der asymptotische Spannungszustand nahe der Singularitätsstelle kann durch die bruchmechanische Methode effektiv dargestellt werden, welcher auf Spannungsintensitätsfaktoren und auf Singularitätspotenzen basiert [47,48,54,69,71].

Die Spannungsintensitätsfaktoren können dann als eine repräsentative Größe aufgefaßt werden, die das thermomechanische Antwortverhalten der singulären Spannungsfelder nahe der freien Ränder bzw. der Reißspitze der Fügefläche beschreiben. Ein Kriterium für das Versagen kann von diesem Parameter für spezifische thermische Belastungsbedingungen abgeleitet werden. Für eine gegebene Materialkombination und Geometrie liegt die Singularitätspotenz fest [72]. In diesem Fall sind die Spannungsintensitätsfaktoren, die zu spezifischen Randbedingungen korrespondieren, die einzigen variierenden Parameter [54].

Die Divertorstruktur, die von unten aktiv gekühlt wird, ist bestimmt durch eine nahezu eindimensionale stationäre Wärmeübertragung während des normalen Betriebes, die Temperaturprofile werden dann bi-linear [42,73].

Im Falle eines nicht normalen Betriebes wie zum Beispiel bei Plasmazusammenbruch (Disruption) oder bei plötzlichem Kühlmittelverlust, entsteht ein transienter thermischer Wärmefluß, welcher nicht-lineare Temperaturprofile senkrecht zu den Materialgrenzflächen produziert [74]. Eine nicht-lineare Verteilung der Bulk-Temperatur kann auch in einem passiv gekühlten Verbundsystem unter High-Heat-Flux-Belastung auftreten. Das Rastern der X-Punkte von Separatrix kann für die Reduzierung der Spitzen-Temperatur auf der Divertorprallplatte notwendig sein [53,74]. Wenn die Frequenz beim Rastern nicht hoch genug ist, kann der Wärmefluß in der Divertorkomponente den stationären Zustand nicht erreichen [53,74,75]. Daher würde der Divertor sogar bei normalem Betrieb Spannungen erfahren, die durch die transienten Wärmeflüsse hervorgerufen werden. Daher ist es notwendig, eine solche transiente thermische Randbedingung in die Analyse der Spannungssingularitäten einzubringen.

Bei der Herstellung des Lotverbundes werden duktile Metallfolien als Lot verwendet [76,77,78,79]. Die thermische Spannung in einem bi-materialen Verbundsystem wird abgebaut durch Einführung einer duktilen Lotzwischen-schicht in die Fügefläche [45,51,58]. Da die Grenzflächenspannungen einen entscheidenden Einfluß auf die Bruchfestigkeit des Verbundes besitzen [80,81,82], können die linear-elastischen Bruchkriterien für die Grenzfläche bei der Voraussage der tatsächlichen Bedingungen versagen, wenn plastische Verformungen in der Lotschicht existieren [83]. Aufgrund der plastischen Verformung in der Lotschicht hängt der Spannungszustand nahe der Grenzfläche direkt vom Fließ- und Verfestigungsverhalten des Lotmetalls ab [82,84-86].

Informationen zur Spannungsamplitude der Struktur während der zyklischen thermischen Belastungen sind wichtig, um die strukturelle Lebensdauer vorauszusagen [87,88]. Für ein elasto-plastisches Materialsystem unter thermischer Ermüdung hängt die Spannungsentwicklung mit dem gesamten Belastungspfad zusammen [87,89]. Um die Spannungsamplitude und ihre zeitliche Entwicklung einzuschätzen, sollte der vollständige Belastungsverlauf mit einem geeigneten Stoffgesetz und mit detaillierten Materialdaten

simuliert werden. Das aktuelle Spannungsniveau an jedem Punkt des Belastungspfades stellt einen dominanten Faktor für die Verbundfestigkeit dar.

Eine der Hauptschädigungen an der Divertorverbundsstruktur ist die thermo-mechanische Ermüdung, die ein charakteristischer Aspekt des Pulsbetriebs in Tokamak Fusionsmaschinen ist [53,90]. Die Ermüdungsbeständigkeit ist eine der wichtigen Anforderungen für eine langfristige Lebensdauer. Da die zur Verfügung stehenden Daten für Fügegrenzflächenzähigkeit bzw. -festigkeit und Ermüdungsbeständigkeit der zu berücksichtigenden Materialien gering sind, sind experimentelle Simulationen von High-Heat-Flux-Ermüdungsbedingungen für die aktuellen Divertormodule notwendig, um die mechanische Integrität abzuschätzen sowie die allgemeinen thermischen Leistungen zu charakterisieren und das Niveau der höchstzulässigen Wärmeflüsse zu bestimmen [91].

Dabei sind die Spannungsamplituden und die maximalen Spannungswerte kritische Faktoren, die die Ermüdungslebensdauer der Strukturen beeinflussen. Zusätzlich beeinflussen die durchschnittlichen Spannungswerte sowie auch die Art des Spannungsverlaufes das Ermüdungsverhalten [92]. Daher sind die Informationen für das zyklische Verhalten der Divertormodule essentiell, um ihre Ermüdungslebensdauer unter Fusionsbetriebsbedingungen abzuschätzen.

### 1.3. Ziel der Arbeit

Die Ziele der vorliegenden Arbeit sind:

I) Strukturmechanische Ermittlung des allgemeinen thermomechanischen Verhaltens von gelöteten Fügeverbunden unter fusionsrelevanten Wärmeschockbelastungen

- passiv gekühlter Modellverbund (transiente Wärmebelastung)
- aktiv gekühlte Divertormodule (stationäre Wärmebelastung).

II) Theoretische Darstellung der Beanspruchungscharakteristik der einer transienten Wärmeschockbelastung ausgesetzten Fügegrenzfläche unter Berücksichtigung von Spannungssingularitäten am freien Rand und an der Rißspitze.

III) Analyse des Fließverhaltens der duktilen Lotschicht beim Lötprozeß und bei der weiteren thermischen Zyklisierung.

IV) Abschätzung und Quantifizierung des Einflusses der transienten Temperaturgradienten auf die Beanspruchung in der Fügegrenzfläche und die Lebensdauer der Lotschicht.

V) Untersuchung der mikroskopischen Schädigung der Fügezone



## 2. Gelötete Modellverbundelemente

### 2.1. Vorgehensweise

#### 2.1.1. Experimentelles Vorgehen

##### i) Proben

Um die Versagensmechanismen des Lotverbundes unter thermischer Schockbelastung zu verstehen, wurde die Mikrostruktur der belasteten Fügezone vor und nach den HHF-Zyklerversuchen untersucht. Eine typische Modellprobe für die zyklischen Wärmeschocktest ist in Abb. 2.1 gezeigt.

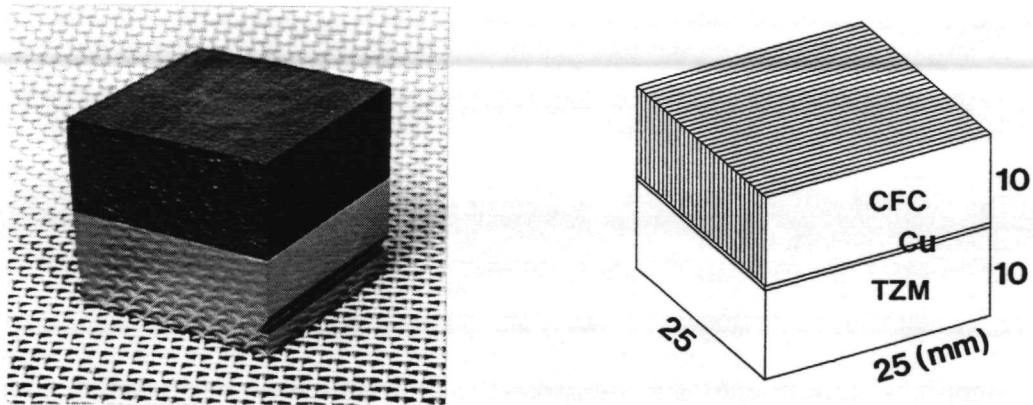


Abb. 2.1:  
Modellprobe für HHF-Zyklertests (CFC/TZM-Lotverbund)

Einige Materialien, die auf Kohlenstoff basieren, wie zum Beispiel CFCs (kohlefaserverstärkte Kohlenstoffwerkstoffe) und Graphit, werden wegen ihrer niedrigen Kernladungszahl, ihrer ausgezeichneten Thermoschockbeständigkeit, der hohen Sublimationstemperatur und der hohen Beständigkeit gegen thermische Ermüdung als geeignete Materialien für Divertoranwendungen diskutiert [93,94]. Die Nachteile von Kohlenstoffwerkstoffen sind vor allem hohe Tritiumretention, Erosion im Bereich erhöhter Temperaturen und niedrige mechanische Festigkeit. Zur Anwendung als Strukturwerkstoffe von plasma-interaktiven Wandkomponenten in Fusionsmaschinen finden Refraktärmetalle zunehmendes Interesse wegen ihrer hohen Schmelztemperatur, ihrer hohen mechanischen Festigkeit und geringen Erosionsrate [95]. Ihre hohe Kernladungszahl und die Aktivierung durch Bestrahlung mit hochenergetischen Neutronen sind jedoch für die plasmaseitige

Anwendung nachteilig [96]. In dieser Arbeit werden ein 2D CFC-Werkstoff mit der Handelsbezeichnung Sepcarb N112 und eine Molybdänlegierung mit der Bezeichnung TZM für die Schutzziegel und für die Kühlstruktur verwendet.

Der Schutzziegel und das metallische Substrat haben gleiche Geometrie ( $25 \times 25 \times 10$  ( $\text{mm}^3$ )). Der CFC/TZM-Verbund wurde bei  $1150 \text{ }^\circ\text{C}$  im Hochvakuum mit einem Pressdruck von 3 kPa gelötet. Als Lot wurde eine Kupferlegierung Cu1Cr verwendet. Das legierte Element Chrom in der Lotlegierung dient zur stabilen Carbiddbildung, um eine feste Haftung zwischen den zu fügenden Teilen zu erzielen [97,98]. Um eine gleichförmige Dicke der Lotschicht nach der Erstarrung im Lötprozeß zu erhalten, werden zwei dünne Niobstreifen in die Lotzwischen-schicht eingeführt. Die resultierende Dicke der Lotschicht nach dem Löten war  $130 - 150 \text{ }\mu\text{m}$ . Eine der Seitenflächen wurde für weitere metallographische Nachuntersuchungen poliert.

### ii) Testanlage

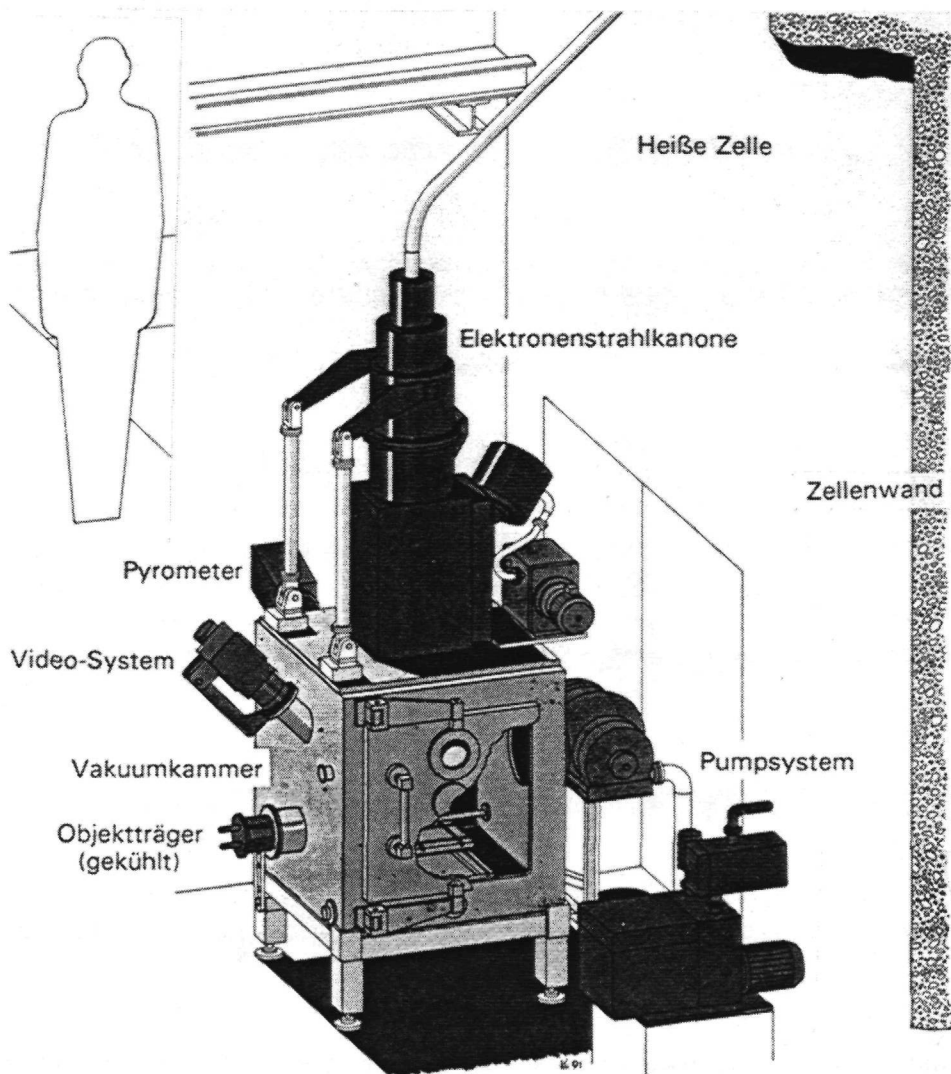


Abb. 2.2:  
Übersichtsaufnahme der Elektronenstrahlanlage JUDITH

Für die zyklischen HHF-Simulationstests wurden die Modellproben in der Elektronenstrahlanlage JUDITH (Abb. 2.2) in den Heißen Zellen des Instituts für Werkstoffe der Energietechnik des Forschungszentrums Jülich fusionsrelevanten Wärmeflüssen ausgesetzt. Die technischen Daten der Anlage sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Tabelle 2.1:  
Technische Daten der JUDITH-Elektronenstrahlanlage

Beschleunigungsspannung	$\leq 150$ kV
Strahlstrom	$\leq 400$ mA
elektrische Leistung	$\leq 60$ kW
Pulslänge	1 ms bis kontinuierlich
Anstiegszeit	$\leq 130$ $\mu$ s
Strahlablenkung	50 mm in x, y
Ablenkfrequenz	$\leq 100$ kHz
belastete Fläche	bis zu $10 \times 10$ (cm <sup>2</sup> )
Probendimensionen	typisch : $25 \times 100$ mm <sup>2</sup>
Kühlwassergeschwindigkeit	1.15 l/s

Durch das Hochfrequenzrastern des Elektronenstrahls kann die Probenoberfläche homogen bestrahlt werden, wobei die zu belastende Fläche genau definiert wird. Die Diagnostikeinrichtungen an JUDITH umfassen folgende Geräte:

- Ein doppelchromatisches Pyrometer (1000 - 3500 °C)
- Ein optisches Pyrometer (200 - 1100 °C)
- IR-Scanner
- CCD-Kamera
- Thermoelementsystm
- Kühlwasserkalorimetrie

Alle Daten werden mit Hilfe eines Computerprogramms zur Datenerfassung und -verarbeitung elektronisch gespeichert.

Die Oberflächentemperatur der Proben wird durch zwei Pyrometer gemessen, während die Innentemperatur der Proben durch die Thermoelemente ermittelt wird. Die aktuelle Temperaturverteilung und der Zustand der Proben während der einzelnen Pulse wird durch IR-Scanner und CCD-Kamera mit einem Videoaufnahmesystem ermittelt.

## iii) Versuche

Die zyklischen Thermoschockversuche wurden mit zehn HHF-Pulsen in der JUDITH-Anlage durchgeführt. Da die Temperatur der Fügegrenzfläche ein entscheidender Faktor für die thermischen Spannungswerte ist, wurden diese Temperaturwerte als Versuchsparameter angenommen.

Drei Versuchsserien mit unterschiedlichen thermischen Belastungen wurden durchgeführt, wobei die Bezugstemperaturen jeweils den maximalen Fügeflächentemperaturen in der thermischen Ausgleichsphase des Zyklus entsprechen.

Die drei verschiedenen Temperaturamplituden wurden erzielt, indem die Pulsdauer bei konstanter Leistungsdichte variiert wurde. Die verwendeten Testparameter sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Tabelle 2.2:  
Parameter für die HHF-Simulationstests

	Test 1	Test 2	Test 3
therm. Leistungsdichte ( $\text{MW}/\text{m}^2$ )	14.5	14.5	14.5
Pulsdauer mit Volleistung (s)	1.1	1.8	2.2
gemessene maximale Temperatur in der Lotschicht $T_m$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	600	790	899
numerische Ergebnisse für $T_m$ (FE- Methode)	614	781	873
Zyklenzahl	10	10	10

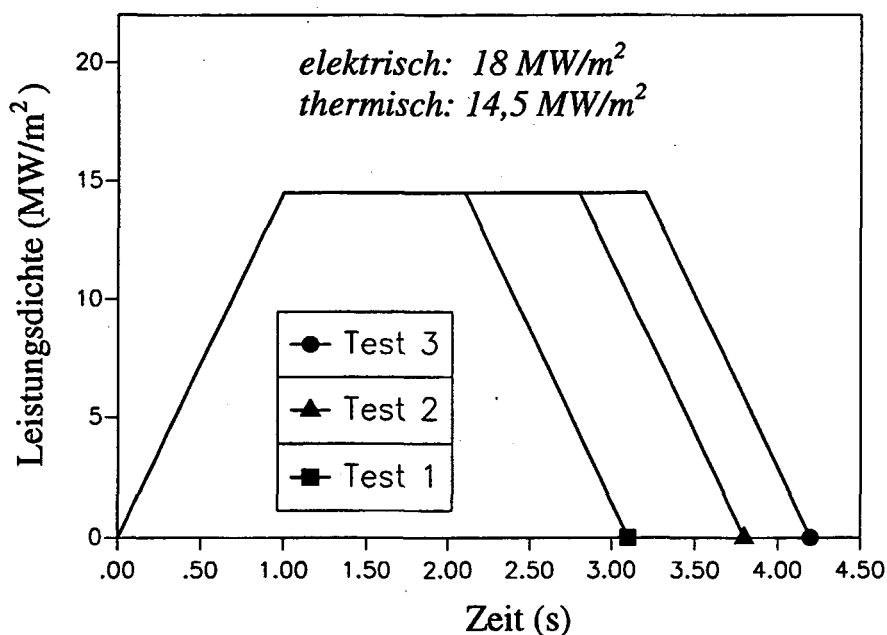


Abb. 2.3:  
Darstellung der eingesetzten Belastungsverläufe für die Elektronenstrahlversuche

In Abb. 2.3 sind die Leistungsverläufe der drei HHF-Pulse gezeigt. Nach früheren Testergebnissen in der JUDITH-Anlage entspricht die thermische Nettoleistungsdichte auf der Probenoberfläche ca. 80 % der elektrischen Leistungsdichte. Die Anstiegszeit bis zur vollen Leistung und die Abfallzeit waren jeweils eine Sekunde. Um die Wärmeabfuhr zu erhöhen, wurde die Probe mechanisch auf eine Kühlplatte aus Kupfer geklemmt [99]. Hierbei wurde für den besseren thermischen Kontakt eine Paladium-Paste verwendet. Die Abkühlzeit von passiv gekühlten Modellverbundproben konnte durch dieses verbesserte Kühlsystem wesentlich abgekürzt werden.

Die thermischen Zyklerversuche wurden zusätzlich in einem Hochvakuumofen durchgeführt, wobei die Testparameter identisch mit den Bezugstemperaturen in HHF-Zyklertest gewählt wurden.

Die Versuchsdauer für einen Belastungszyklus betrug ca. 3 Minuten im HHF-Test, während ein Zyklus im Fall der Ofenversuche ca. eine Stunde dauerte.

Das Schädigungsbild der Fügegrenzfläche, die Mikrostruktur des Lotes und die metallographische Phasenstabilität nach den simulierten thermischen Belastungen wurden untersucht.

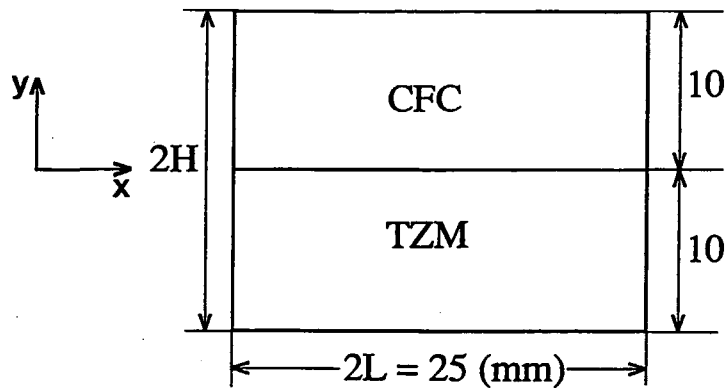
### 2.1.2. Rechenmodell

Für systematische Untersuchungen des Temperatur-, Spannungs- sowie Dehnungsverhaltens unter vorgegebenen Belastungsbedingungen sind die strukturmechanischen Analysen des Modellverbundes notwendig. Die numerische Analyse nach der Methode der finiten Elemente ist zur Lösung komplexer Probleme, wie sie in diesem Fall vorlagen, gut geeignet. In dieser Arbeit wurde der Finite-Elemente-Code ABAQUS verwendet [100]. Eine komplette Analyse der Modellverbundstruktur wurde mittels zweier Rechendurchläufe erzielt. Zuerst wurden die Temperaturfelder ermittelt, danach die Spannungen und die Dehnungen auf Basis der errechneten Temperaturverteilungen.

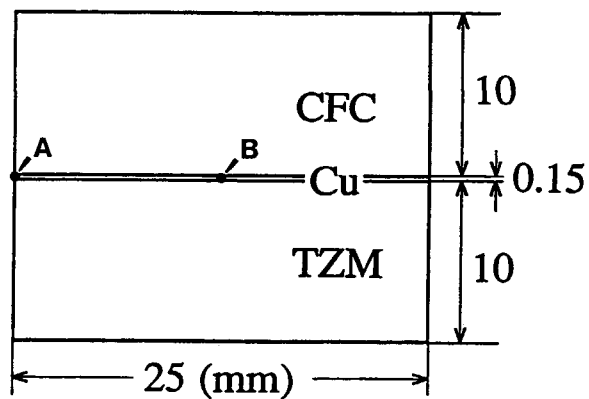
Für die Temperaturrechnungen wurde das isoparametrische acht-Knoten-Element DC2D8 verwendet. Das Element CGPE10 kam bei der Spannungs- und Dehnungsanalyse zum Einsatz. Es gehört zur Klasse der 'Generalized Plain Strain'-Elemente und ermöglicht eine Analyse sowohl in der sichtbaren Querschnittsebene als auch in der gedachten Längsrichtung des Modellverbundes. Das Element wird von acht konventionellen Knoten in der Querschnittsebene aufgespannt und besitzt drei zusätzliche Freiheitsgrade, die die gegenseitige Verschiebung und Verdrehung von zwei Ebenen beschreiben, die im unverformten Zustand parallel zueinander liegen. Um das Gleiten der sich berührenden Reißflächen zu simulieren, wurde das spezielle Grenzflächenelement ISL22 verwendet. Für die J-Integral-Berechnung wurde das Netz nahe der Reißspitze durch das 1/4-Punkt-Reißspitzenelement generiert.

In Abb. 2.4 ist die Geometrie der zu analysierenden Modellverbunde gezeigt. Zwei ebene Modelle wurden betrachtet. Elastische Analysen wurden an einen CFC/TZM-Verbund ohne Berücksichtigung der Lötsschicht durchgeführt (Abb. 2.4 (a)). Für elasto-plastische Untersuchungen wurde die Lötsschicht mit einbezogen (CFC/Cu/TZM-Verbund (Abb. 2.4 (b))). Wie bei den experimentellen Untersuchungen wird in den numerischen Analysen der 2D CFC Sepcarb N112 für den CFC-Teil verwendet.

Aufgrund der symmetrischen Geometrie des Modellverbundes wurde das FE-Netz nur für die linke Hälfte des Modells generiert.



(a) Zwei-Stoff-Modell (CFC/TZM-Verbund)



(b) Drei-Stoff-Modell (CFC/Cu/TZM-Verbund)

Abb. 2.4:  
Geometrie des zweidimensionalen Verbundmodells für die FE-Rechnung

Die Größen der Rechenprobleme sind in Tabelle 2.3 aufgelistet. Einige ausgewählte Stoffeigenschaften sind in Tabelle 2.4 zusammengefaßt [73,101,102]. Bei den numerischen Analysen wurden alle Stoffdaten als Funktion der Temperatur eingegeben.

Tabelle 2.3  
Element- und Knotenpunktzahlen des Rechenproblems

Probleme	Elementzahl	Knotenpunktzahl
Bulkspannung (Timoshenko)	900	2945
Spannungssingularität (Yang)	1250	4054
Grenzflächenrisse (Stern & Hong)	1250	4054
J-Integral (Rice & Sih)	1106	3770
Lotschicht (Thermoplastizität)	960	3251

Tabelle 2.4  
Stoffdaten bei RT.

	2D CFC Sepcarb N112	TZM (Mo 0.5 Ti 0.1 Zr)
E Modul (GPa)	28 (//) 24 (⊥)	300
Wärmeausdehnungs- Koeffizient ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	1.5 (//) 2.7 (⊥)	5.3
Festigkeit (Zug/Druck) (MPa)	65/160 (//) 35/180 (⊥)	550 ( $R_{p0,2}^{400^\circ\text{C}}$ ) 1150 ( $R_m$ )
Wärmeleitfähigkeit (W/m K)	280 (//) 210 (⊥)	125

Die Temperaturabhängigkeit einiger Materialeigenschaften ist in Abb. 2.5 gezeigt.

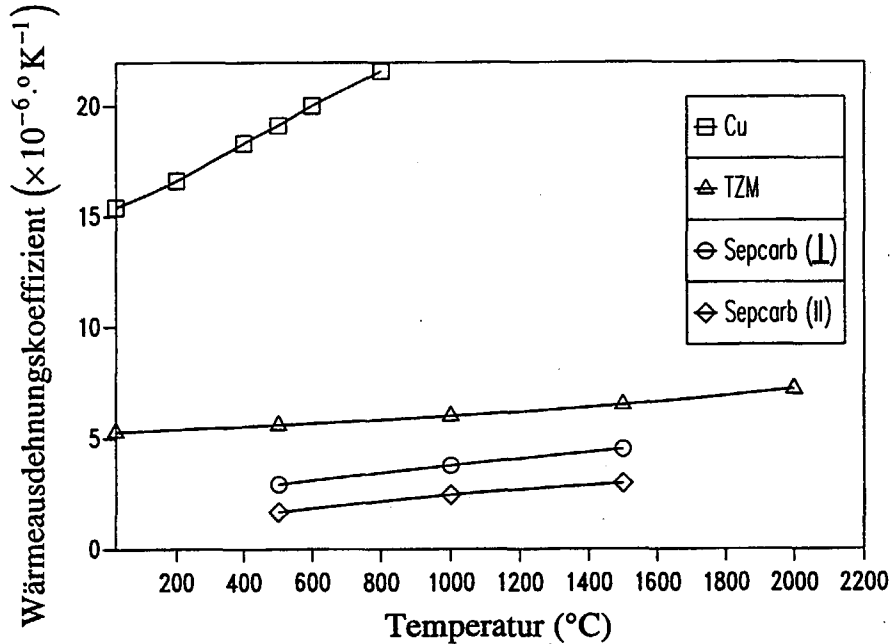
In der Abbildung bedeuten die Symbole // und ⊥ die Richtung, die jeweils parallel und senkrecht zu der Gewebeschicht der CFC-Werkstoffe gerichtet ist. Die Materialanisotropie wurde ebenfalls berücksichtigt.

Demgegenüber wurden alle analytischen Parameter in den nun folgenden theoretischen Betrachtungen unter der Annahme abgeleitet, daß die elastischen Stoffeigenschaften temperaturunabhängig und isotrop sind. Daher wurden diese Parameter durch Stoffdaten bei Raumtemperatur mit Durchschnittswerten berechnet.

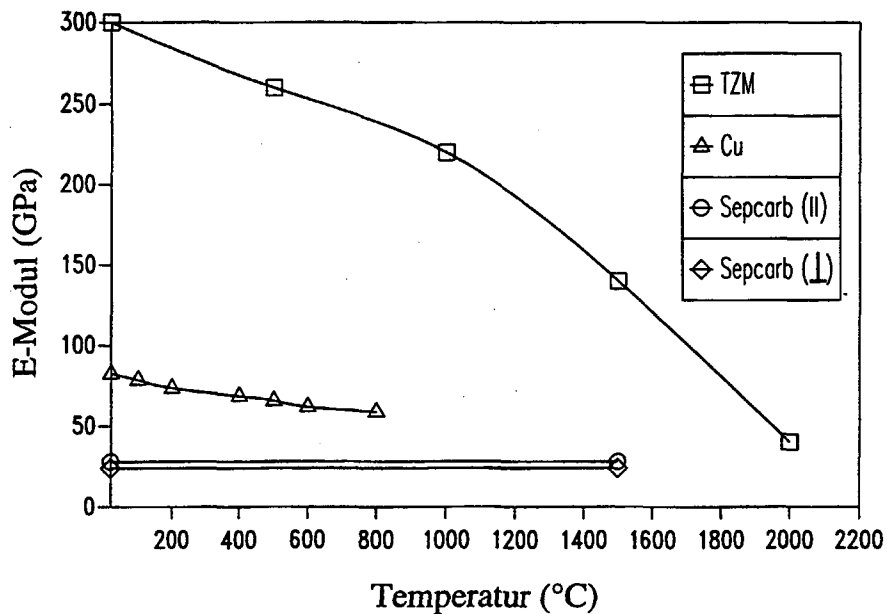
In der nichtlinearen Analyse wurde der Dehnrateneffekt und das Hochtemperaturkriechen nicht berücksichtigt.

Die Lötprozeßsimulation wurde vor der Analyse der Hauptbelastungsstufe durchgeführt, so daß sich die nachfolgenden thermischen Spannungen auf die durch den Lötprozeß induzierten Eigenspannungsfelder überlagern.

Bei der numerischen Simulation wurde der Modellverbund von 1070 °C (Schmelztemperatur des Kupferlotes) auf Raumtemperatur homogen abgekühlt. Während der Abkühlung vom spannungsfreien Zustand (bei 1070 °C) entstehen thermische Spannungen, welche bei Raumtemperatur Eigenspannungen im Modellverbund verursachen. Anschließend folgten die eigentlichen Wärmebelastungsversuche.



(a) Wärmeausdehnungskoeffizient



(b) Elastizitätsmodul

Abb. 2.5:  
Temperaturabhängigkeit der Eigenschaften der verwendeten Werkstoffe



## 2.2 Temperaturfeldanalyse

### 2.2.1. Transiente Wärmeübertragung

Die Temperaturfelder im Modellverbund unter transientser HHF-Bestrahlung werden mit folgendem theoretischen Modell berechnet.

Bei der HHF-Simulation wird angenommen, daß die Wärmeübertragung nach außen durch Abstrahlung an den freien Oberflächen -ausgenommen der Unterseite- stattfindet.

Die orts- und zeitabhängigen Temperaturfelder werden durch die Wärmeleitungsgleichung beschrieben:

$$k_i \nabla^2 T = \rho_i C_{pi} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (2.2.1)$$

wobei  $k_i$  die Wärmeleitfähigkeit,  $\rho_i$  die Dichte und  $C_{pi}$  die spezifische Wärme ist [103].

Die Anfangsbedingung ist

$$T(x,y,0) = T_a = 20 \text{ °C} \quad (2.2.2)$$

Unter Berücksichtigung der Strahlungswärmeübertragung an der freien Oberfläche läßt sich die Randbedingung wie folgt schreiben

$$k_1 \frac{\partial T(x, -h_1, t)}{\partial y} = 0, \quad (2.2.3)$$

$$-k_2 \frac{\partial T(x, h_2, t)}{\partial y} = -\dot{q} + \varepsilon_2 \sigma (T^4 - T_u^4) \quad (0 \leq t \leq 2 \text{ s}), \quad (2.2.4)$$

$$-k_2 \frac{\partial T(x, h_2, t)}{\partial y} = \varepsilon_2 \sigma (T^4 - T_u^4) \quad (2 \text{ s} < t \leq 6 \text{ s}), \quad (2.2.5)$$

dabei sind  $h_1$  und  $h_2$  die Dicke der jeweiligen CFC- und TZM-Körper in Abb. 2.4 (a),  $\dot{q}$  der auftreffende Wärmefluß,  $\varepsilon$  die Emissivität der Materialien,  $\sigma$  die Stefan-Boltzmann Konstante und  $T_u$  die Umgebungstemperatur, welche in diesem Fall gleich der Anfangstemperatur  $T_a$  ist.

Für die nicht beschädigte Fügefläche gilt

$$k_i \frac{\partial T(0, y, t)}{\partial x} = \varepsilon_i \sigma (T^4 - T_u^4), \quad (2.2.6)$$

$$\frac{\partial T(\frac{L}{2}, y, t)}{\partial x} = 0, \quad (2.2.7)$$

Gl.(2.2.7) stellt die Symmetriebedingung des Modellverbundes dar.

Die Grenzflächenbedingung lautet

$$T(x,0^+,t) = T(x,0^-,t) \quad (a < x < \frac{L}{2}), \quad (2.2.8)$$

$$k_2 \frac{\partial T(x,0^+,t)}{\partial y} = k_1 \frac{\partial T(x,0^-,t)}{\partial y} \quad (a < x < \frac{L}{2}) \quad (2.2.9)$$

$a$  ist die Halblänge des Risses

Wenn in der Fügefläche Risse vorhanden sind, werden Gln.(2.2.6)-(2.2.9) durch folgende Randbedingungen ersetzt.

i) für den Randriß

$$k_i \frac{\partial T(0,y,t)}{\partial x} = \varepsilon_i \sigma (T^4 - T_u^4), \quad (2.2.10)$$

$$\frac{\partial T(L,y,t)}{\partial x} = 0 \quad (2.2.11)$$

ii) für den Mittenriß

$$-k_i \frac{\partial T(L,y,t)}{\partial x} = \varepsilon_i \sigma (T^4 - T_u^4), \quad (2.2.12)$$

$$\frac{\partial T(0,y,t)}{\partial x} = 0, \quad (2.2.13)$$

Gl.(2.2.11) und (2.2.13) stellen wieder die Symmetriebedingung des Modellverbundes dar.

Unter der Annahme, daß keine Wärmeübertragung durch die Rißfläche stattfindet, läßt sich die Grenzflächenbedingung schreiben

$$\frac{\partial T(x,0,t)}{\partial y} = 0 \quad (0 < x < a), \quad (2.2.14)$$

$$T(x,0^+,t) = T(x,0^-,t) \quad (a < x < L), \quad (2.2.15)$$

$$k_2 \frac{\partial T(x,0^+,t)}{\partial y} = k_1 \frac{\partial T(x,0^-,t)}{\partial y} \quad (a < x < L), \quad (2.2.16)$$

### 2.2.2 Temperaturentwicklung unter der HHF-Belastung

Abb. 2.6 (a) zeigt den Verlauf der thermischen Belastung, der für weitere numerische und theoretische Spannungsanalysen als Bezugsbelastungsbedingung eingesetzt wird (als HHF-

Belastung bezeichnet). Es wird angenommen, daß ein gleichmäßiger Wärmefluß von  $20 \text{ MW/m}^2$  in Form eines Schockpulses mit einer Pulsdauer von 2 Sekunden auf der CFC-Oberfläche stufenweise aufgebracht wird. Nach diesem Wärmeschockpuls verbleibt der Modellverbund in einem adiabatischen Zustand. Dies ist typisch für die HHF-Belastungssimulation.

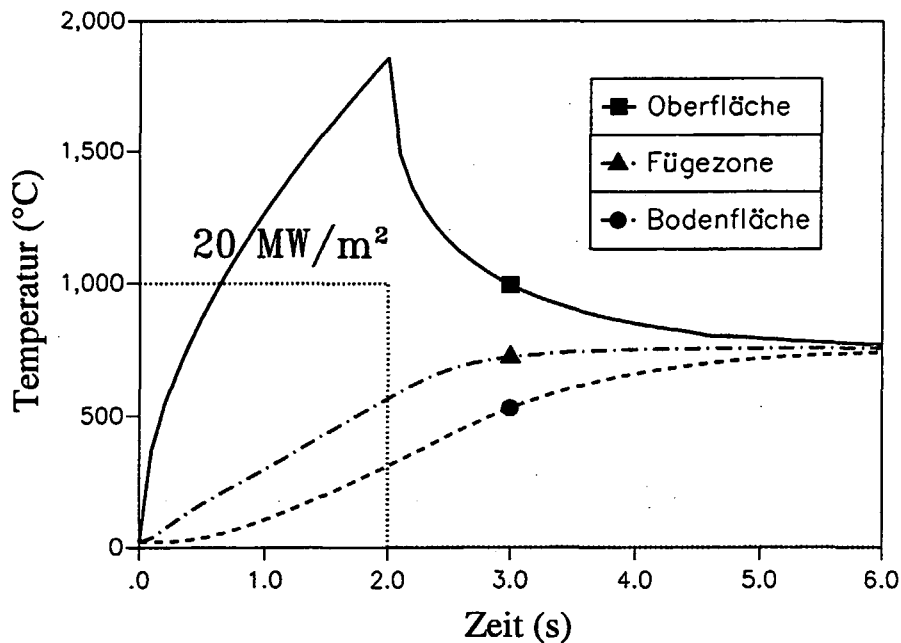


Abb. 2.6.

Bezugsszenario der thermischen Belastung für die FE-Rechnungen und resultierender Temperaturverlauf

In Abb. 2.6 ist auch der resultierende Temperaturverlauf im Modellverbund gezeigt. Der Modellverbund erreicht in 4 Sekunden das thermische Gleichgewicht. Am Ende des Wärmepulses entwickelt sich im Verbund ein maximaler Temperaturgradient, wobei die Temperatur an der CFC-Oberfläche ihren Spitzenwert aufweist. In der Fügezone bildet sich ein monoton steigender Temperaturverlauf aus.

### 2.2.3. Simulation der Ofenversuche

Zur Simulierung der Ofenversuche wird eine Belastung mit isothermer Aufheizung für die Spannungsrechnungen eingesetzt, wobei die Temperaturverteilung im Modellverbund homogen beibehalten wird (als Ofen-Belastung bezeichnet).

Da das Temperaturniveau in der Nähe der Fügegrenzfläche die entscheidende Rolle für die maximalen Bulkspannungswerte spielt, wird der Verlauf der Grenzflächentemperatur bei HHF-Belastung für den Verlauf der Ofenbelastung übernommen. Zur Simulation der Ofenbelastung ist somit keine zusätzliche Temperaturrechnung notwendig.

### 2.3. Thermische Spannungen im Bulkbereich

Zur Berechnung der thermischen Spannungsfelder im Bulkbereich eines laminaren Schichtverbundes kann die Balkentheorie angewendet werden [51,52,58,104]. In dieser Theorie ist die Spannungslösung abgeleitet unter der Annahme, daß die Länge des Schichtverbundes groß gegen die Schichtdicke ist. Mit dieser Einschränkung ist die Lösung nach dem de Saint Venantschen Prinzip für die von freien Rändern entfernten inneren Bereiche gültig [105]. Die resultierenden Spannungsfelder sind im wesentlichen einachsrig.

#### 2.3.1. Balkentheorie

Die Lösung der thermischen Spannungsfelder im Bulkbereich eines laminaren Zweischichtverbundes wurde von Timoshenko [52] angegeben. Das Modell für diese Theorie ist in Abb. 2.7 gezeigt. In der Abbildung sind  $E_i$  der Elastizitätsmodul,  $\nu_i$  die Poissonzahl,  $h_i$  die Schichtstärke und  $\alpha_i$  der Wärmeausdehnungskoeffizient. Hierbei steht der Index  $i$  jeweils für Material 1 und Material 2.

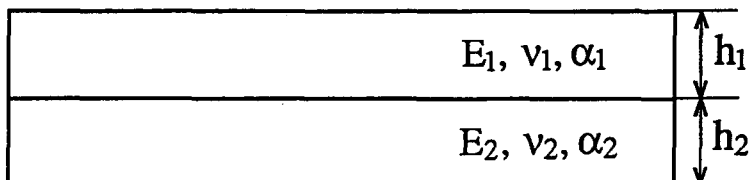


Abb. 2.7:  
Balkenmodell mit zwei Schichten

Die maximale Spannung, welche an der Materialgrenzfläche auftritt, ist

$$\sigma_{\max} = \frac{1}{\rho} \left[ \frac{2(E_1 I_1 + E_2 I_2)}{h_1(h_1 + h_2)} + \frac{1}{2} E_1 h_1 \right], \quad (2.3.1)$$

wobei  $I_i$  das Trägheitsmoment ist:

$$I_i = \frac{h_i^3}{12} \quad (i = 1, 2) \quad (\text{für die Einheitsdicke}). \quad (2.3.2)$$

$\rho$  ist der Krümmungsradius

$$\rho = \frac{(h_1 + h_2) \left[ 3(1+m)^2 + (1+mn) \left( m^2 + \frac{1}{mn} \right) \right]}{6(\alpha_2 - \alpha_1) \Delta T (1+m)^2}, \quad (2.3.3)$$

wobei  $\Delta T$  die Temperaturänderung ist und  $m$  und  $n$

$$m = \frac{h_1}{h_2}, \quad n = \frac{E_1}{E_2} \quad (2.3.4-a, b)$$

bedeuten.

Die Bulkspannungswerte sind proportional zur Differenz der Wärmeausdehnungskoeffizienten zwischen beiden Materialien und zur Temperaturänderung. Es ist weiterhin von Timoshenko gezeigt worden, daß die Differenz der Elastizitätsmoduli einen geringen Einfluß auf die thermischen Spannungsfelder im Bulkbereich hat.

Da die Spannungslösung in Gl.(2.3.1) einachsig ist, tritt bei diesem theoretischen Modell keine Normal- oder Schubspannungskomponente auf.

Wenn ein Riß in der Materialgrenzfläche vorhanden ist, wird der Rißfortschritt von einem kombinierten Bruchmodus verursacht. Die Verformung nahe der Rißspitze hängt dann meist mit den Normal- und Schubspannungskomponenten der Nahfeldspannungen zusammen. Von daher besitzt die Axialspannungskomponente, die parallel zu Fügefläche ist, keine direkte Korrelation zu bruchmechanischen Beanspruchungen der Grenzfläche.

Da die Lösung für ein elastisches und isotropes Material unter homogener Temperaturänderung abgeleitet ist, ist das Modell nicht exakt gültig für die HHF-Belastung.

### 2.3.2. Verläufe der Grenzflächenspannungen im Bulkbereich

Das zeitliche Verhalten der Bulkspannung in der Mitte der Fügegrenzfläche ist in Abb. 2.9 gezeigt. Es wurde die Axialspannungskomponente ausgewertet. Das verwendete FE-Netz ist in Abb. 2.8 dargestellt. In Abb. 2.9 werden zwei Fälle der thermischen Belastungen berücksichtigt, d.h. die HHF-Belastung und Ofenbelastung in Abb. 2.6.

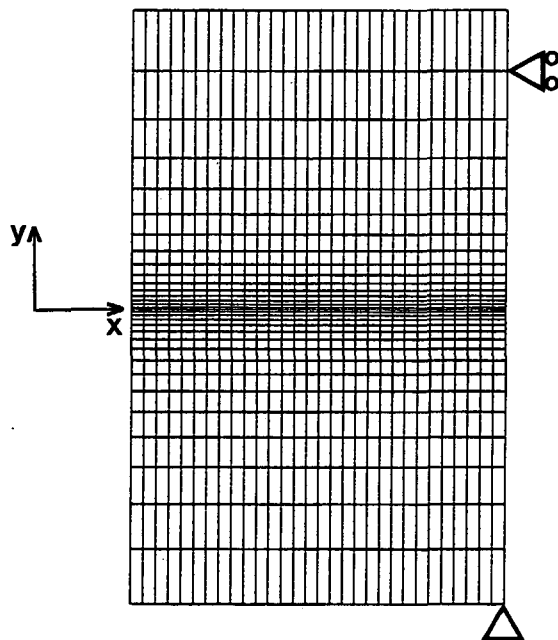


Abb. 2.8:  
Das verwendete FE-Netz des Modellverbundes für die Analyse von Bulkspannungen

Die numerisch errechneten Ergebnisse wurden mit den theoretischen Werten verglichen. Dabei ist eine Differenz in den Spannungswerten zwischen den numerischen Ergebnissen und den analytischen Werten nach der Balkentheorie zu erkennen. Die relative Differenz schwankt zwischen 12,5 ~ 25 %. Diese Unterschiede stammen aus den Einschränkungen der Balkentheorie.

Im Eigenspannungszustand bei Raumtemperatur befindet sich der Modellverbund im höchstbeanspruchten Zustand. Wenn der Verbund anschließend unter Wärmebelastung aufgeheizt wird, verkleinern sich die Spannungen. Dabei ist der Spannungsabbau abhängig von der Differenz zwischen Löttemperatur und aktueller Temperatur der Fügefläche.

In Abb. 2.9 ist auch zu sehen, daß der Temperaturgradient bei der HHF-Belastung einen relativ geringen Einfluß auf die Grenzflächenspannungen hat.

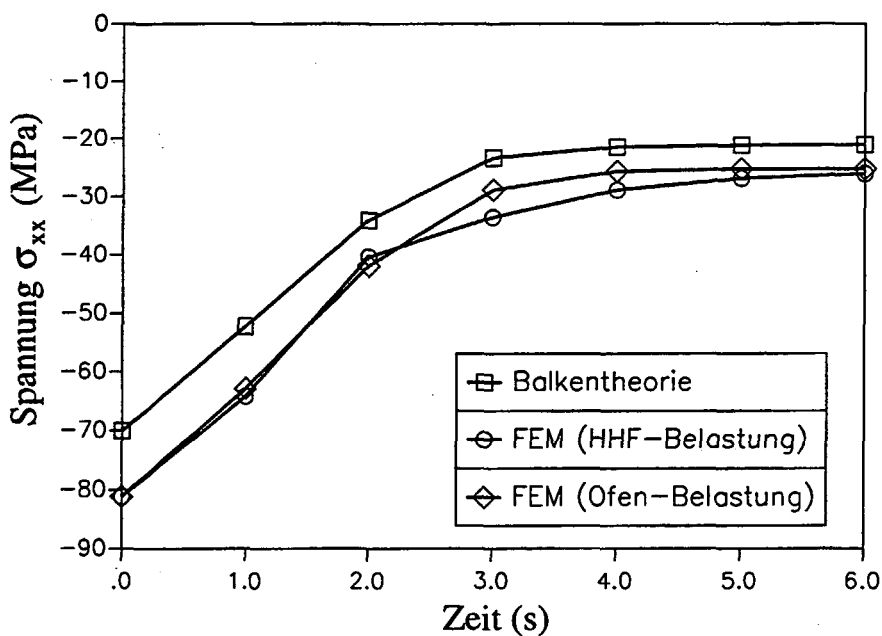


Abb. 2.9:  
Zeitlicher Verlauf der thermischen Spannungen in der Mitte der Grenzfläche

## 2.4. Spannungsfelder im Bereich des freien Randes

### 2.4.1. Grenzflächenspannungen und Einfluß des freien Randes

Abb. 2.11 zeigt die Eigenspannungsverteilung entlang der gesamten Fügegrenzfläche auf der CFC-Seite. In Abb. 2.10 ist das entsprechende FE-Netz gezeigt. Das Netz nahe des freien Randes der Fügefläche ist zur Charakterisierung der singulären Spannungsfelder hinreichend verfeinert, da die numerische Spannungslösung in diesem Bereich stark von der Elementgröße und der Diskretisierung abhängig ist [106,107,108].

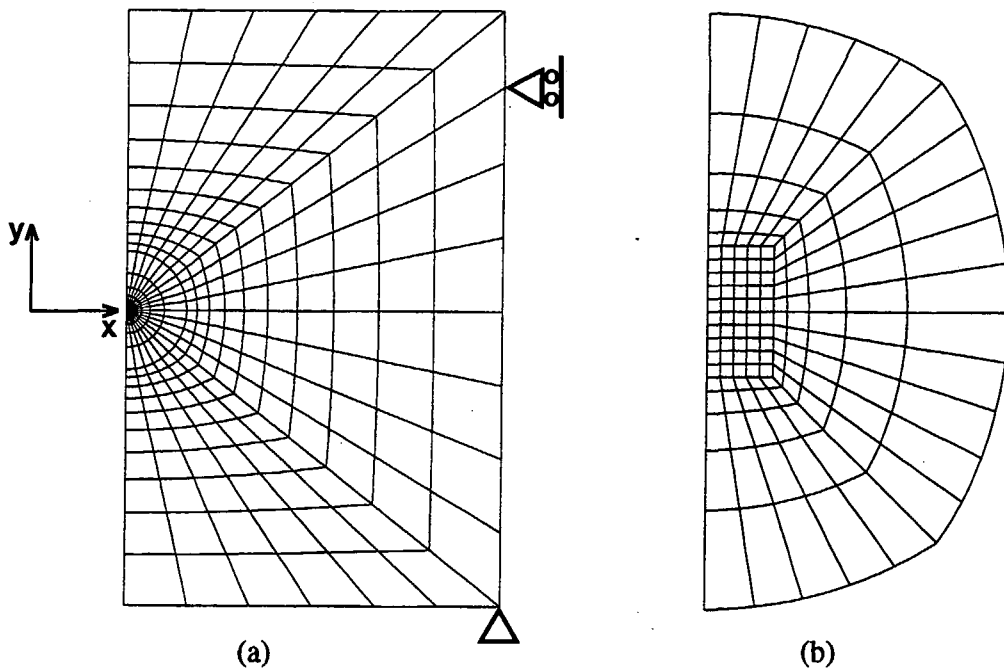
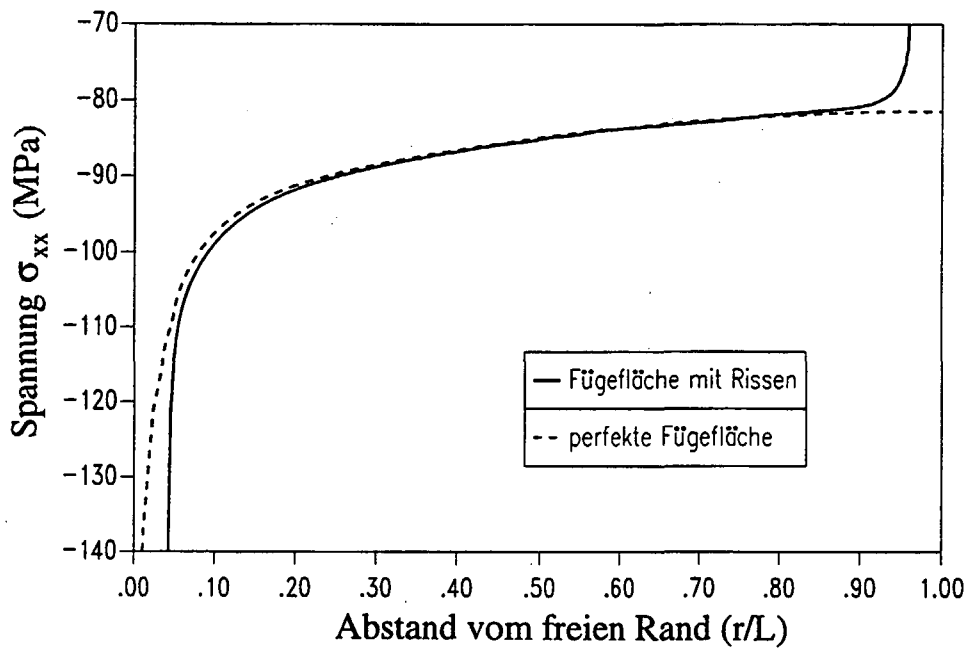
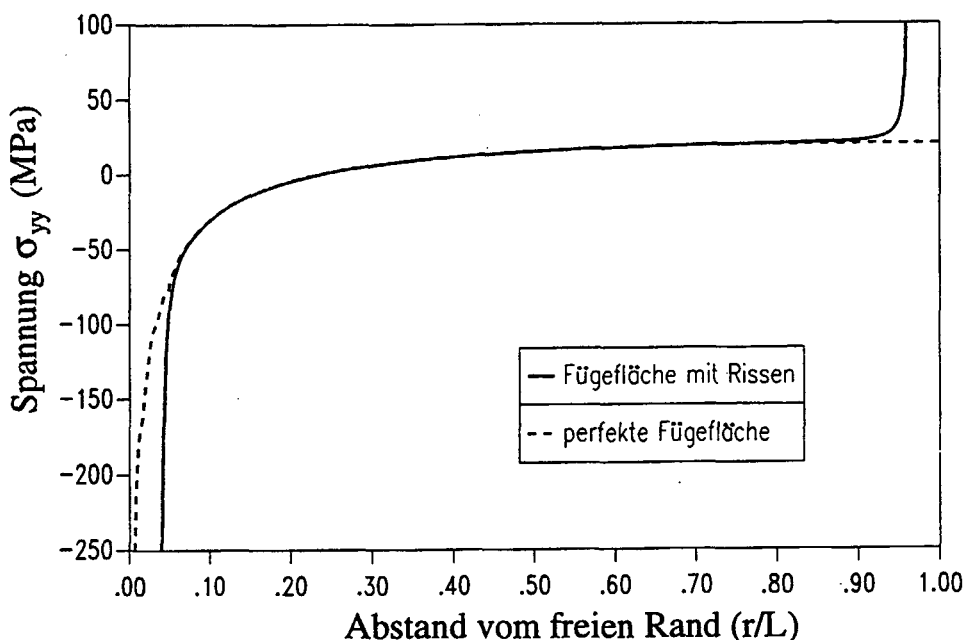


Abb. 2.10:  
 Das verwendete FE-Netz des Modellverbundes für die Analyse von Spannungssingularitäten  
 (a) gesamtes Netz  
 (b) in der Nähe der Singularitätsstelle



(a) Axial-Spannungskomponente



## (b) Normal-Spannungskomponente

Abb. 2.11:  
Eigenspannungsverteilung entlang der Fügefläche von CFC

Im Diagramm sind die Axialkomponente  $\sigma_{xx}$  (Abb. 2.11 (a)), welche parallel zu der Fügefläche ist, und die Normalkomponente  $\sigma_{yy}$  (Abb. 2.11 (b)), welche senkrecht zu der Fügefläche gerichtet ist, gezeigt.

Neben einer perfekten rißfreien Fügefläche wurde auch eine gerissene Fügefläche mit zwei Rissen am freien Rand und in der Mitte behandelt.

Bei Berechnung der Spannungsfelder nahe des Risses in der Mitte wird dieser Bereich wie in der Randrißanalyse mit dem verfeinerten FE-Netz verbunden. Die Länge der Risse ist 0,5 mm, was 4 % der gesamten Grenzflächenlänge entspricht.

Im Nahfeld der Rißspitze und des freien Randes ergibt sich eine Spannungssingularität. Im Bulkbereich, entfernt vom Singularitätspunkt, sind die Spannungsverteilungen beider Fälle in Übereinstimmung, d.h. die Singularitäten haben lokale Einflüsse auf die Spannungsverteilungen. Die Spannungswerte der Axialkomponente an der Position in der Mitte stimmen mit dem Ergebnis in Abb. 2.9 überein.

In Abb. 2.11 (b) ist zu sehen, daß die Normalspannungskomponente im Bulkbereich fast Null wird, wie die Balkentheorie voraussagt. Im Nahfeld der Rißspitze und des freien Randes entwickelt sich jedoch eine singuläre Verteilung der Normalspannungskomponente, die mit einem mehrachsigen Spannungszustand verbunden ist.



Zur Lösung von singulären Spannungsfeldern in der Materialgrenzfläche eines Verbundes sind bisher umfangreiche Untersuchungen durchgeführt worden.

Durch verschiedene theoretische Verfahren, basierend auf der ebenen Elastizitätstheorie, wurden einige analytische Lösungen vorgeschlagen [61,67,69,70]. Die meisten Lösungen davon wurden unter der Annahme von homogenen Temperaturverteilungen bzw. stationären Wärmeübertragungen abgeleitet. In dieser Arbeit wird das Verhalten von Spannungssingularitäten des linear elastischen Modellverbundes unter fusionsrelevanten, transienten Wärmeflüssen analysiert.

#### 2.4.2. Theoretischer Hintergrund der Spannungssingularität

Zur Lösung von singulären Spannungsfeldern werden folgende analytische Gleichungen, basierend auf der ebenen Elastizitätstheorie, eingesetzt [109].

Bei Abwesenheit von Volumenkräften lassen sich die statischen Gleichgewichtsgleichungen im Polar-Koordinatensystem schreiben als

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\sigma_r - \sigma_{\theta\theta}}{r} = 0, \quad (2.4.1-a)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{2\tau_{r\theta}}{r} = 0, \quad (2.4.1-b)$$

$r, \theta$  bedeuten jeweils die radiale Richtung und die Umfangsrichtung.

Für den ebenen Dehnungszustand (EDZ) sind die konstitutiven Beziehungen zwischen den Spannungen und Dehnungen unter Berücksichtigung der thermischen Belastung wie folgt

$$\varepsilon_r = \frac{1-\nu^2}{E} \left( \sigma_r - \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_{\theta\theta} \right) + \alpha(1+\nu)\Delta T, \quad (2.4.2-a)$$

$$\varepsilon_{\theta\theta} = \frac{1-\nu^2}{E} \left( \sigma_{\theta\theta} - \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_r \right) + \alpha(1+\nu)\Delta T, \quad (2.4.2-b)$$

$$\varepsilon_{r\theta} = \frac{1}{2\mu} \tau_{r\theta}, \quad (2.4.2-c)$$

wobei  $\mu$  der Schubmodul ist.

Die kinematischen Beziehungen im Polar-Koordinatensystem sind

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad (2.4.3-a)$$

$$\varepsilon_{\theta\theta} = \frac{u_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_{\theta}}{\partial \theta}, \quad (2.4.3-b)$$

$$\varepsilon_{r\theta} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_{\theta}}{\partial r} - \frac{u_{\theta}}{r} \right) \quad (2.4.3-c)$$

Die Kompatibilitätsbedingung für EDZ ist dann

$$\nabla^2(\sigma_r + \sigma_{\theta\theta}) + \frac{E\alpha}{1-\nu} \nabla^2 T(r, \theta) = 0, \quad (2.4.4)$$

Ebene Probleme in der Elastizitätstheorie können mit Hilfe von Airyschen Spannungsfunktionen analysiert werden [109]. Es läßt sich eine Funktion  $\Phi$  finden, die folgende Gleichungen erfüllt

$$\sigma_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2}, \quad (2.4.5-a)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2}, \quad (2.4.5-b)$$

$$\tau_{r\theta} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial \theta}, \quad (2.4.5-c)$$

womit die statischen Gleichgewichtsgleichungen automatisch befriedigt werden.

Durch Einsetzen der Gl.(2.4.5) in Gl.(2.4.4) ergibt sich die biharmonische Gleichung der Airyschen Spannungsfunktion  $\Phi$

$$\nabla^4 \Phi(r, \theta) + \frac{E\alpha}{1-\nu} \nabla^2 T(r, \theta) = 0 \quad (2.4.6)$$

Falls das Temperaturfeld harmonisch ist, gilt

$$\nabla^4 \Phi(r, \theta) = 0 \quad (2.4.7)$$

Durch Einsetzen von Gln.(2.4.3) und (2.4.5) in Gl.(2.4.2) erhält man unter Verwendung von Gl.(2.4.3) die Ableitungen des Verschiebungsfeldes ausgedrückt durch die Funktion  $\Phi$ .

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{1}{2\mu} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} - \nu \nabla^2 \Phi \right] + (1+\nu)\alpha \Delta T, \quad (2.4.8-a)$$

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial \theta} \right] \quad (2.4.8-b)$$

Das Modell für die Analyse der Spannungssingularität ist in Abb. 2.12 angegeben, wobei eine spezielle Geometrie mit  $\theta_1 = -\theta_2 = \frac{\pi}{2}$  berücksichtigt wird. In diesem Kapitel wird die Singularität nur für die rißfreie Materialgrenzfläche nahe des freien Randes behandelt.

Zur Lösung der Spannungsfelder des in Abb. 2.12 (a) gezeigten Bereiches werden folgende Randbedingungen und Grenzflächenbedingungen verwendet

i) am freien Rand

$$\sigma_{1\theta\theta}(r, \frac{\pi}{2}) = \sigma_{2\theta\theta}(r, -\frac{\pi}{2}) = 0, \quad (2.4.9-a)$$

$$\tau_{1\theta}(r, \frac{\pi}{2}) = \tau_{2\theta}(r, -\frac{\pi}{2}) = 0 \quad (2.4.9-b)$$

ii) am Materialübergang

$$\sigma_{1\theta\theta}(r, 0) = \sigma_{2\theta\theta}(r, 0), \quad \tau_{1r\theta}(r, 0) = \tau_{2r\theta}(r, 0), \quad (2.4.10-a, b)$$

$$u_{1r}(r, 0) = u_{2r}(r, 0), \quad u_{1\theta}(r, 0) = u_{2\theta}(r, 0), \quad (2.4.10-c, d)$$

Die Indizes 1 und 2 bedeuten jeweils das Material 1 und Material 2 in Abb. 2.12 (a). Die Gleichungen beinhalten die Stetigkeit der Grenzflächenverschiebung sowie das Kräftegleichgewicht.

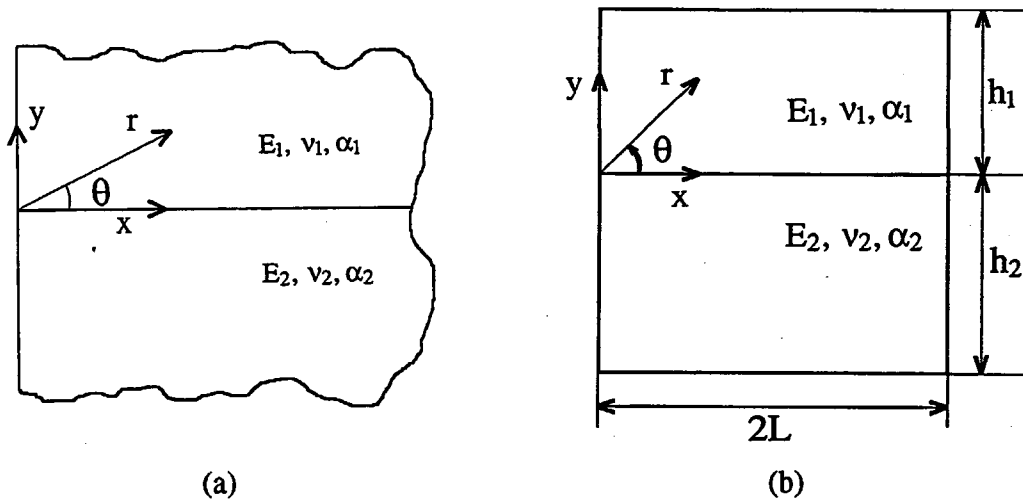


Abb. 2.12:

Geometrie eines zweidimensionalen Verbundmodells für die FE-Analyse von Spannungssingularitäten

(a) Semi-infinites Viertel-Ebenenmodell

(b) Modell mit einer finiten Dimension

Die partielle Differentialgleichung in Gl.(2.4.7) kann durch direktes Einsetzen eines geeigneten Ansatzes für die Spannungsfunktion  $\Phi$  gelöst werden. Folgende Lösungsform wird von Yang [110] benutzt.

$$\Phi_j(r, \theta) = \sum_{k=1}^N r^{(2-\omega_k)} \left\{ A_{jn} \sin(\omega_k \theta) + B_{jn} \cos(\omega_k \theta) + C_{jn} \sin[(2-\omega_k)\theta] + D_{jn} \cos[(2-\omega_k)\theta] \right\} \quad (2.4.11)$$

$j = 1, 2$  für Material 1 und 2 ( $k = 0, 1, 2, \dots$ )

Die Gl.(2.4.11) wird nun in Gl.(2.4.5) und (2.4.8) eingesetzt. Aus den Rand-, und Grenzflächenbedingungen ergeben sich homogene Gleichungssysteme mit jeweils acht linearen Gleichungen für  $\omega_k \neq 0$ .

$$[A_k]\{X_k\} = \{0\}, \quad (2.4.12)$$

$[A_k]$  steht für die  $8 \times 8$  Koeffizientenmatrizen der unbekanntenen Koeffizienten  $A_{jk}, B_{jk}, C_{jk}, D_{jk}$  im homogenen Gleichungssystem Gl.(2.4.12).  $\{X_k\}$  ist der unbekanntene Koeffizientenvektor;  $\{X_k\} = \{A_{1k}, B_{1k}, C_{1k}, D_{1k}, A_{2k}, B_{2k}, C_{2k}, D_{2k}\}^T$ .

Um nichttriviale Lösungen zu bekommen, müssen jeweils die Determinanten von  $[A_k]$  Null sein, d.h.

$$|A_k| = 0. \quad (2.4.13)$$

Die Spannungsexponenten  $\omega_k$  werden aus der Lösung der Gl.(2.4.13) berechnet, wobei die Determinante für die spezielle Geometrie mit Eckenwinkel von  $\theta_1 = -\theta_2 = \frac{\pi}{2}$  (Abb. 2.12 (b)) wie folgt lautet

$$|A| = (\omega_k - 2) \left\{ \beta^2 \left[ \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) - (\omega_k - 1)^2 \right]^2 + \alpha^2 \omega_k (\omega_k - 1)^2 (\omega_k - 2) \right. \\ \left. + 2\alpha\beta (\omega_k - 1)^2 \left\{ \left[ \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) - (\omega_k - 1)^2 \right] + \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) \right\} \right\} \quad (2.4.14)$$

dabei ist

$$\alpha = \frac{m_2 - km_1}{m_2 + km_1}, \quad (2.4.15-a)$$

$$\beta = \frac{(m_2 - 2) - k(m_1 - 2)}{m_2 + km_1}, \quad (2.4.15-b)$$

$$k = \frac{\mu_2}{\mu_1}, \quad (2.4.16)$$

$$m_i = 4(1 - \nu_i) \quad (\text{EDZ}) \quad (2.4.17)$$

In Gl.(2.4.14) sind die Eigenwerte  $\omega_k$  die einzigen unbekanntenen Größen. An der Gl.(2.4.14) ist zu erkennen, daß die Lösung der Gleichung nur von den Dundursschen Parametern  $\alpha$  und  $\beta$  abhängig ist [72,114]. Gl.(2.4.14) kann auch durch Mellin-Transformation von Gl.(2.4.5) und Gl.(2.4.7) abgeleitet werden [67,110].

Da Gl.(2.4.14) eine transzendente Gleichung ist, gibt es unendlich viele Lösungen für  $\omega_k$ . Sie können reell oder komplex sein. Für reelle Eigenwerte genügt es, die Singularitätspotenzen  $\omega_k$  im Bereich  $\omega_k = \{\omega_k \mid 0 < \omega_k < 1\}$  zu betrachten. Die Lösungen, die  $\omega_k > 1$  entsprechen, sind physikalisch sinnlos, da die Verschiebungen an der Stelle  $r = 0$  unendlich wären. Die Lösung von  $\omega_k = 1$  entspricht der Starrkörperverschiebung. Die Spannungsterme für den Fall  $\omega_0 = 0$  können auch analytisch bestimmt werden [111,112].

Wenn die Singularitätspotenz  $\omega_k$  bekannt ist, kann der Vektor  $\{X_k\}$  der unbekanntenen Koeffizienten durch Lösen des Gleichungssystems bestimmt werden. Durch Einsetzen der Gl.(2.4.11) in Gln.(2.4.5) und (2.4.8) mit den berechneten Koeffizienten  $A_{jk}, B_{jk}, C_{jk}, D_{jk}$  erhält man jeweils die Spannungs-, und Verschiebungsfelder im freien Randbereich der Grenzfläche. (für die vollständigen Ausdrücke der Spannungslösung siehe Anhang A.)

Die Spannungsfelder im Nahfeld der Singularitätsstelle in Abb. 2.12 (b) besitzen die folgende Form

$$\sigma_{ijk} \propto r^{-\omega_k}, \quad (2.4.18)$$

dabei sind  $\omega_k$  reelle Größen zwischen Null und 0.41 [54].

Die asymptotische Form der Gl.(2.4.18) weist darauf hin, daß die singulären Spannungsfelder nahe des freien Randes der Fügegrenzfläche mit den Parametern analog der linear-elastischen Bruchmechanik dargestellt werden können. In der linear-elastischen Bruchmechanik werden die Spannungsfelder nahe der Rißspitze folgendermaßen angesetzt [113]

$$\sigma_{ij}(r, \theta) = \frac{K'}{(2\pi r)^{0.5}} f_{ij}(\theta) + \sum \sigma_r, \quad (2.4.19)$$

Dabei sind  $r, \theta$  Polarkoordinaten mit Ursprung an der Rißspitze,  $f_{ij}(\theta)$  ist die Winkelfunktion, welche mit einem bestimmten Bruchmodus zusammenhängt und  $\sum \sigma_r$  ist die Summe der Restspannungsterme, die höheren Potenzen entsprechen.

Der Spannungsintensitätsfaktor  $K$  wird als ein Maßstab der Spannungsfeldstärke im Nahfeld der Singularität und auch als ein nützliches Kriterium für die Rißausbreitung angenommen. Nach der bruchmechanischen Analogie von Yang werden die Spannungsfelder im Nahfeld der Singularitätsstelle in Abb. 2.12 (b) dargestellt als [110]

$$\sigma_{ij}(r, \theta) = \sum_{k=1}^N \frac{K_k}{(r/L)^{\omega_k}} f_{ijk}(\theta) + \sigma_{ij0}(\theta) \quad (2.4.20-a)$$

$L$  ist die charakteristische Länge des Verbundes (Abb. 2.12 (b)). Die Definition des Spannungsintensitätsfaktors  $K$  in Gl.(2.4.20-a) weicht von der in der Bruchmechanik üblichen ab. Bei dieser Definition ist  $K$  unabhängig von der absoluten Größe des Verbundes.  $K$  besitzt die Dimension einer Spannung. Die nicht-singulären Spannungsterme  $\sigma_{ij0}$  sind die Lösung der Gleichung, die dem Fall  $\omega_0 = 0$  entsprechen.

Für eine bestimmte Eckenwinkelgeometrie sind die Parameter  $\omega_k, f_{ijk}(\theta), \sigma_{ij0}(\theta)$  und  $K$  von den Elastizitätskonstanten  $E$  und  $\nu$  abhängig. Zusätzlich sind  $K$  und  $\sigma_{ij0}$  vom Wärmeausdehnungskoeffizient  $\alpha$  und der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  abhängig.  $\omega_k, f_{ijk}(\theta)$  und  $\sigma_{ij0}(\theta)$  können analytisch abgeleitet werden.

Für die rechtwinklige Randgeometrie (Eckenwinkel von  $\theta_1 = -\theta_2 = \frac{\pi}{2}$ ) existiert nur eine Eigenwertlösung im Bereich  $0 < \omega < 1$  für die Gl.(2.4.14), d.h.  $\omega_k = \omega$ . In diesem Fall vereinfachen sich die Gl.(2.4.20-a) zu [71]:

$$\sigma_{ij}(r, \theta) = \frac{K}{(r/L)^\omega} f_{ij}(\theta) + \sigma_{ij_0}(\theta) \quad (2.4.20-b)$$

Die drei Komponenten der nicht-singulären Spannungsterme  $\sigma_{ij_0}$  sind

$$\sigma_{r\theta_0} = \frac{\sigma_0}{2} (1 - \cos 2\theta) \quad (2.4.21-a)$$

$$\sigma_{\theta\theta_0} = \frac{\sigma_0}{2} (1 + \cos 2\theta) \quad (2.4.21-b)$$

$$\tau_{r\theta_0} = \frac{\sigma_0}{2} \sin 2\theta, \quad (2.4.21-c)$$

dabei ist

$$\sigma_0 = \Delta\alpha \cdot \Delta E \cdot \Delta T \quad (2.4.22)$$

$$\Delta\alpha = \alpha_1(1 + \nu_1) - \alpha_2(1 + \nu_2) \quad (2.4.23)$$

$$\Delta E = \left[ \frac{1}{E_1^*} - \frac{1}{E_2^*} \right]^{-1} \quad (2.4.24-a)$$

$$E_i^* = \frac{E_i}{\nu_i(1 + \nu_i)} \quad (\text{EDZ}) \quad (2.4.24-b)$$

Die Winkelfunktionen sind in Anhang B angegeben.

Um den Spannungsintensitätsfaktor  $K$  zu bestimmen, wird normalerweise eine numerische Methode angewandt. In dieser Arbeit wird die Finite-Elemente-Methode für die Spannungsfeldlösung  $\sigma_{ij}^{\text{FEM}}$  verwendet.

Gl.(2.4.25) basiert als eine doppellogarithmische Beziehung auf Gl.(2.4.20-b), wobei für die Spannungsverteilung  $\sigma_{ij}$  die aus der FE-Rechnung berechnete Feldlösung  $\sigma_{ij}^{\text{FEM}}$  eingesetzt wird.

$$\log_{10} \left[ \frac{\sigma_{ij}^{\text{FEM}}(r, \theta) - \sigma_{ij_0}(\theta)}{f_{ij}(\theta)} \right] = -\omega \log_{10} \left( \frac{r}{L} \right) + \log_{10}(K) \quad (2.4.25)$$

Wenn die Gl.(2.4.25) im Nahfeld der Singularität graphisch dargestellt wird, erhält man eine Gerade in einem Diagramm mit den Achsen  $\log_{10} \left[ \frac{(\sigma_{ij}^{\text{FEM}}(r, \theta) - \sigma_{ij_0}(\theta))}{f_{ij}(\theta)} \right]$  und  $\log_{10}(r/L)$ .

Aus der Lage der Geraden kann  $K$  bestimmt werden. Die Steigung der Geraden entspricht der Singularitätspotenz  $\omega$ . Diese numerischen Werte können mit analytischen Werten verglichen werden, um die Zuverlässigkeit des numerischen Verfahrens zu beurteilen.

Da die FE-Lösung  $\sigma_{ij}^{\text{FEM}}$  für eine endliche Geometrie unter einer beliebigen thermischen Belastung berechnet wird, wird der Einfluß der finiten Dimension und der Ungleichmäßigkeit der Temperaturverteilung bei dem numerischen Verfahren zur Bestimmung von  $K$  schon eingeschlossen. Im Gegensatz dazu sind  $\omega$  und  $f_{ij}$  unabhängig vom thermischen Gradienten, da diese Parameter nur für einen kleinen Lokalbereich vom Nahfeld bestimmt werden.

Es wurde durch ein numerisches Verfahren nachgewiesen, daß  $\sigma_{ij0}$  vom thermischen Gradienten kaum beeinflusst wird [115]. Daher kann der Spannungsintensitätsfaktor  $K$  durch Gl.(2.4.25) sogar für transiente thermische Belastungen mit nicht-harmonischen Temperaturfeldern bestimmt werden. Durch Einsetzen von  $\omega$ ,  $f_{ij}(\theta)$ ,  $K$  and  $\sigma_{ij0}(\theta)$  in Gl.(2.4.20-b) ergeben sich die Spannungszustände in der Nähe des freien Randes der Grenzfläche.

### 2.4.3. Charakterisierung der singulären Spannungsfelder

In diesem Kapitel wird das Nahfeld der Singularität in Abb. 2.4 (a) charakterisiert. Mit der durch die FE-Methode berechneten Spannungslösung wird der Spannungsintensitätsfaktor  $K$  bestimmt. Für die Bezugsbelastung wird der thermische Leistungsverlauf in Abb. 2.6 benutzt.

Die berechneten analytischen Parameter für den Modellverbund in Abb. 2.4 (a) sind

$$\begin{aligned}\omega &= 0,1805 \\ \sigma_0 &= 148,1 \text{ MPa} \\ f_{xx} &= f_{rr}(0) = 0,2616 \\ f_{yy} &= f_{\theta\theta}(0) = 1 \\ f_{xy} &= f_{r\theta}(0) = 0,2083\end{aligned}$$

Durch Einsetzen dieser Parameter und der numerischen Spannungslösung in Gl.(2.4.25) ergibt sich ein doppellogarithmisches Diagramm der Spannungsverteilung (Abb. 2.13). Die Spannungsverteilung in Abb. 2.13 entspricht dem Endpunkt des Wärmepulses. Die Eigenspannungen sind dabei berücksichtigt.

Außerhalb des Bereichs  $r/L < 10^{-11}$  kann die Kurve im Diagramm durch eine Gerade approximiert werden. Der Spannungsintensitätsfaktor  $K$  ergibt sich dabei zu

$$K = -109,6 \text{ MPa.}$$

Die relative Abweichung zwischen den numerisch und analytisch berechneten Werten der Singularitätspotenz  $\omega$  ist 0,16 %. Dies bedeutet, daß die Singularitätspotenz  $\omega$  von dem durch transienten Wärmefluß bedingten thermischen Gradienten nicht beeinflusst wird.

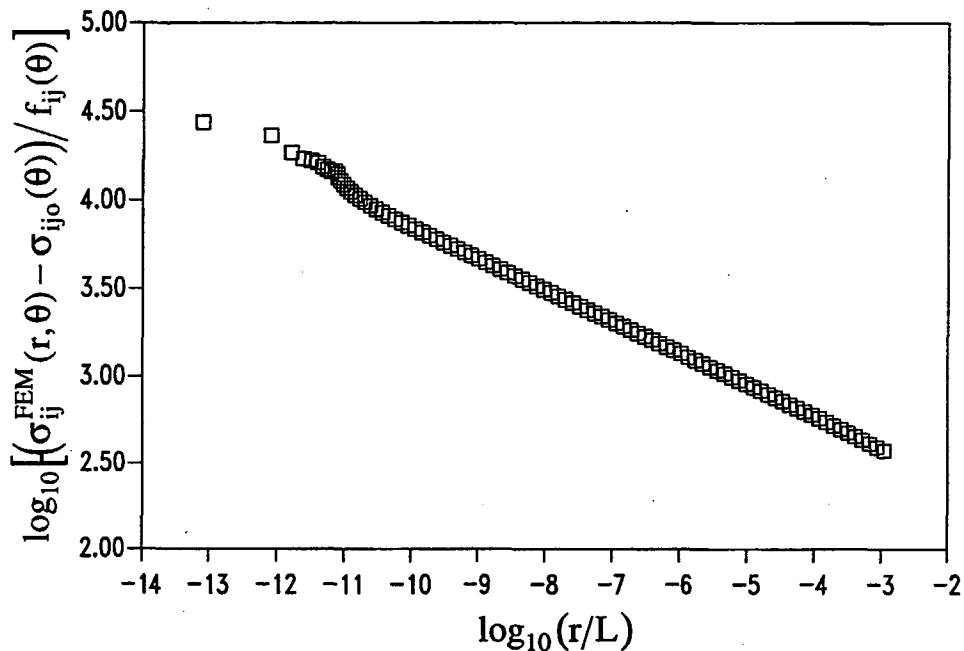


Abb. 2.13:

Doppellogarithmische Darstellung der Spannungsverteilung entlang der Fügefläche von CFC (Normalspannungskomponente für den Endpunkt des Leistungspulses)

In Abb. 2.14 ist die Verteilung der Grenzflächenspannung auf der CFC-Seite gezeigt. Die sowohl numerisch als auch theoretisch berechneten  $\sigma_{yy}$ -Komponenten sind angegeben.

Im inneren Bereich, entfernt vom freien Rand, weicht die theoretische Kurve von der numerischen Kurve ab. Dies ergibt sich hauptsächlich aus den Randbedingungen des theoretischen Modells, das nur in einem kleinen lokalen Bereich nahe der Singularitätsstelle gültig ist.

In Abb. 2.15 ist die Normalkomponente ( $\sigma_{yy}$ ) der Grenzflächenspannungen für das Nahfeld der Singularität dargestellt. Im Bereich von  $r/L < 10^{-3}$  stimmen die beiden Kurven sehr gut miteinander überein. Hierbei ist die absolute Differenz in den Spannungswerten zwischen den beiden Kurven geringfügig im Vergleich zu dem gesamten Bereich der Spannungswerte. Die Spannung nimmt monoton zu und weist schließlich eine Singularität auf. In der Realität ist es jedoch so, daß diese unendliche Zunahme der Spannung in einem Festkörper nicht auftritt, da diese singulären Felder entweder durch Fließphänomene oder wegen der tatsächlichen Kristallgitterstruktur abgebaut werden [116]. Abb. 2.15 zeigt, daß die Berechnungen der nichtsingulären Spannungsterme  $\sigma_{ij0}$  aus Gl.(2.4.21), der Winkelfunktionen  $f_{ij}(\theta)$  aus Gln.(B.1), und des Spannungsintensitätsfaktors  $K$  aus Gl.(2.4.25) richtig sind.

Die Axialkomponente  $\sigma_{xx}$  und die Schubkomponente  $\sigma_{xy}$  der Grenzflächenspannungen auf der CFC-Seite sind in Abb. 2.16 und Abb. 2.17 angegeben.

Die singulären Verteilungen sind zu sehen. Wie die Normalkomponente in Abb. 2.15 zeigen die Kurven geringe Abweichung zwischen den theoretischen und numerischen Werten.



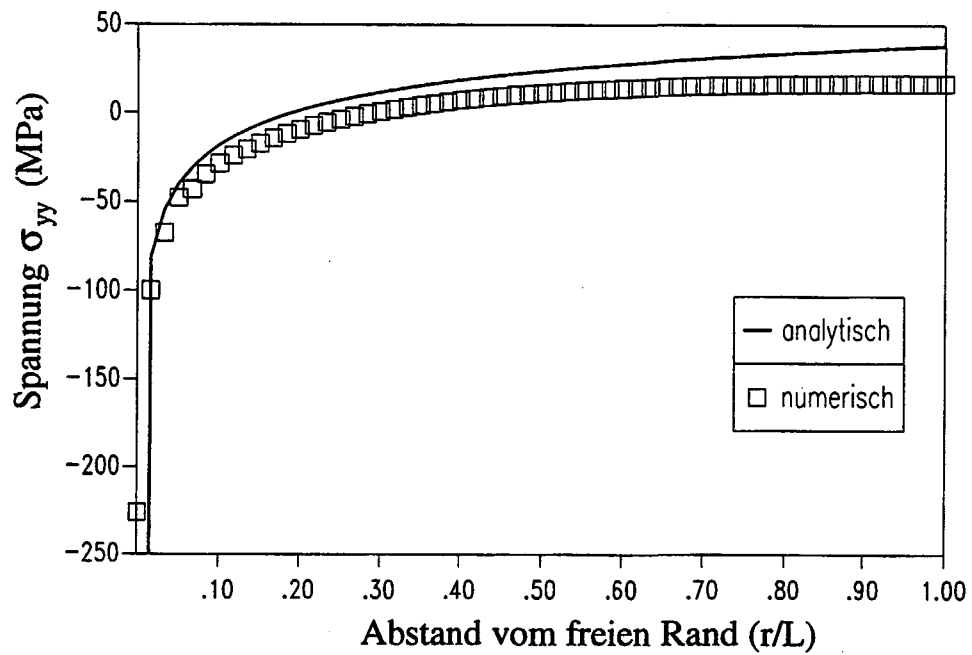


Abb. 2.14:  
Spannungsverteilung entlang der Fügefläche von CFC  
(Normalspannungskomponente für den Endpunkt der Leistungspulse)

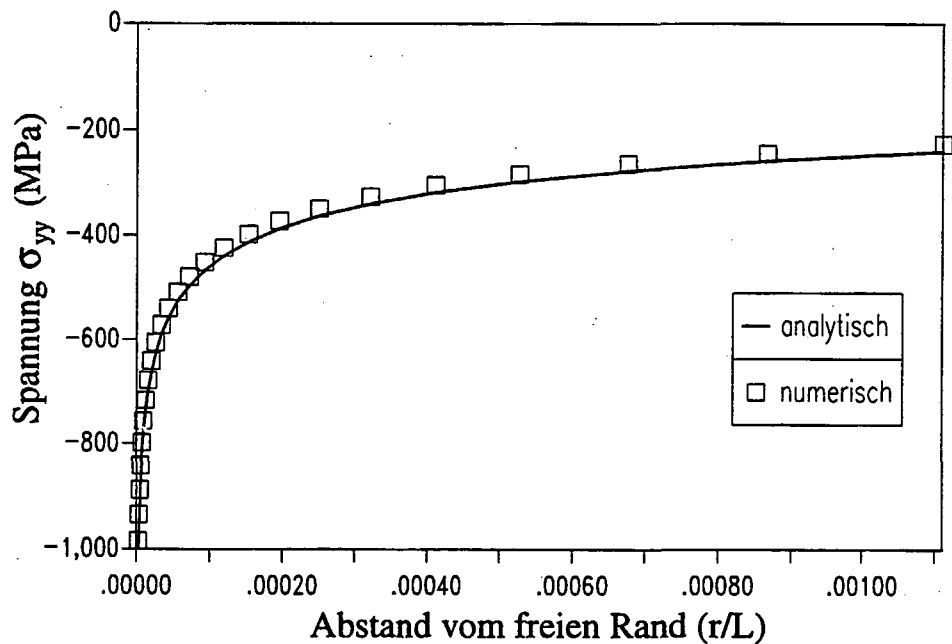


Abb. 2.15:  
Spannungsverteilung entlang der Fügefläche von CFC in der Nähe einer  
Singularitätsstelle  
(Normalspannungskomponente für den Endpunkt der Leistungspulse)

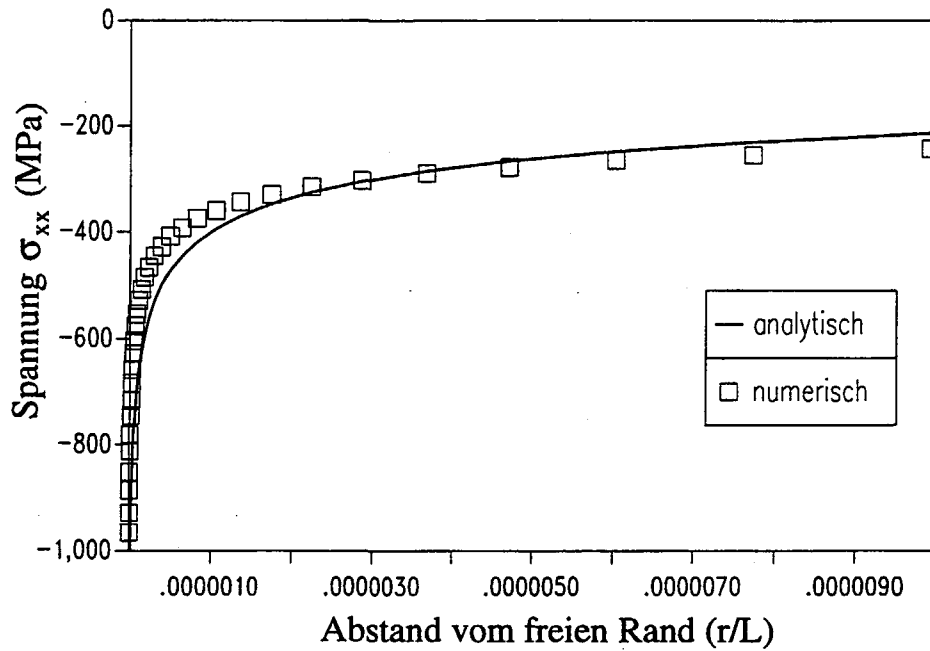


Abb. 2.16:  
Spannungsverteilung entlang der Fügefläche von CFC in der Nähe der Singularitätsstelle  
(Axialspannungskomponente für den Endpunkt des Leistungspulses)

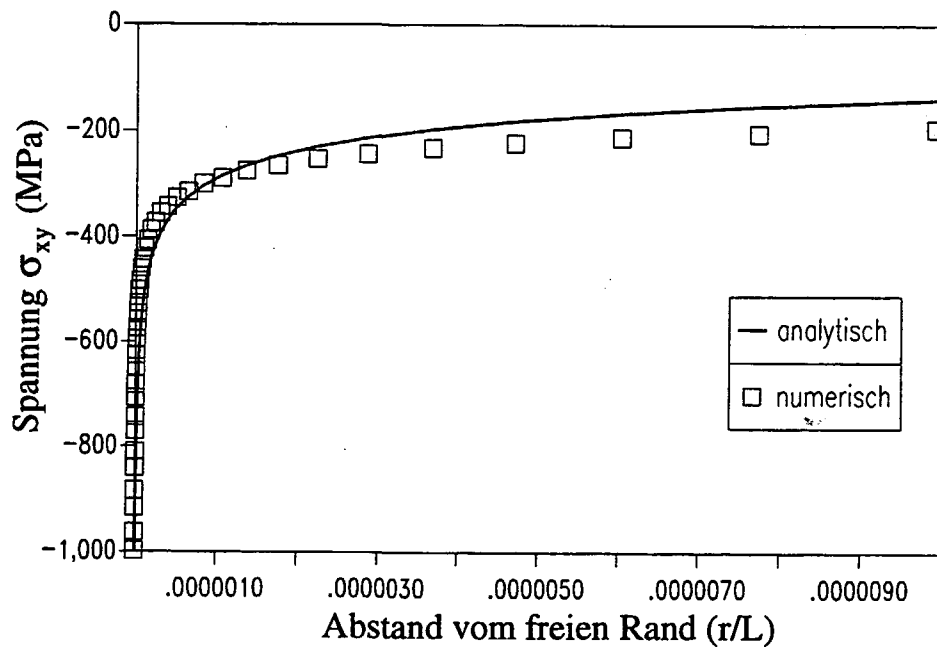


Abb. 2.17:  
Spannungsverteilung entlang der Fügefläche von CFC in der Nähe der Singularitätsstelle  
(Schubspannungskomponente für den Endpunkt des Leistungspulses)

In Abb. 2.15, 2.16 und 2.17 ist zu sehen, daß ein mehrachsiger Spannungszustand im Nahfeld der Singularität vorhanden ist. Die singulären Normal-, und Schubspannungskomponenten sind die sekundären Spannungsfelder, die aufgrund der Deformationsgeometrie am freien Rand der Materialgrenzfläche im Nahfeld auftreten. Im Fernfeld ist nur die Axialkomponente dominant, da diese Spannungskomponente hauptsächlich der Herkunft der Bulkspannung physikalisch entspricht.

Wegen der extremen Spannungsfeldverstärkung kann ein Riß am freien Rand der Grenzfläche leicht entstehen. Das Riß breitet sich dann durch eine Wechselwirkung von starken Normal- und Schubspannungen aus.

#### 2.4.4. Zeitliche Verläufe der Spannungssingularität

Das zeitliche Verhalten der Spannungssingularität unter den thermischen Belastungen von Abb. 2.6 wird quantitativ analysiert. Da der Spannungsintensitätsfaktor für die gesamten singulären Spannungsfelder im Nahfeld ein repräsentativer Parameter ist, wird das zeitliche Verhalten der singulären Spannungsfelder mit dem Spannungsintensitätsfaktor  $K$  dargestellt. Die Entwicklung des Spannungsintensitätsfaktors unter der HHF-Bezugsbelastung bzw. der Ofen-Belastung ist in Abb.2.18 gezeigt.

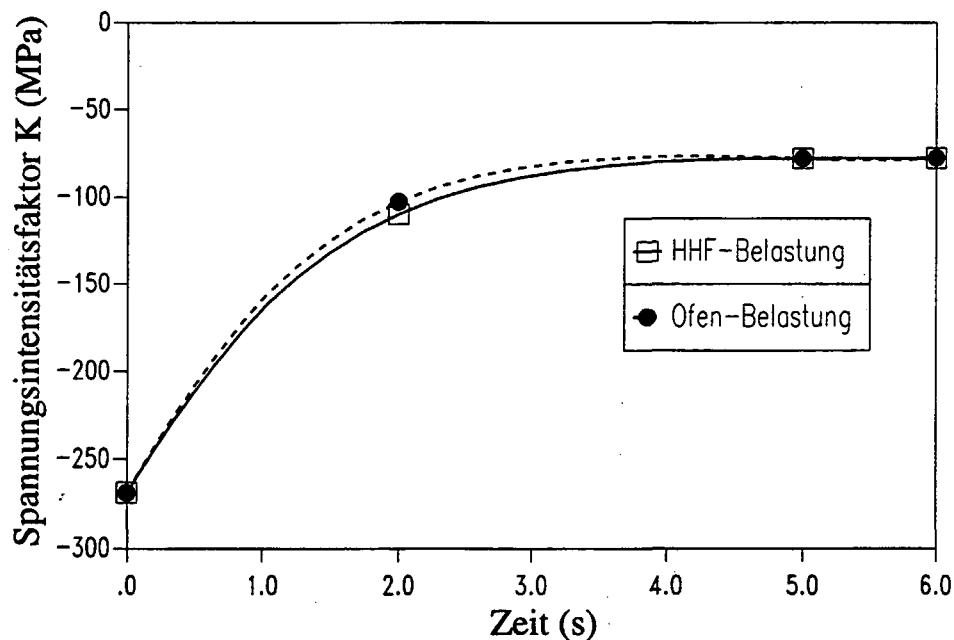


Abb. 2.18:  
Zeitlicher Verlauf des Spannungsintensitätsfaktors  $K$  für zwei Belastungsbedingungen

Eine geringfügige Abweichung zwischen beiden Kurven ist zu sehen. Die maximale Differenz tritt am Ende des Leistungspulses auf, wo die höchsten Temperaturgradienten vorhanden sind. Dabei beträgt die relative Differenz ca. 6,9 %.

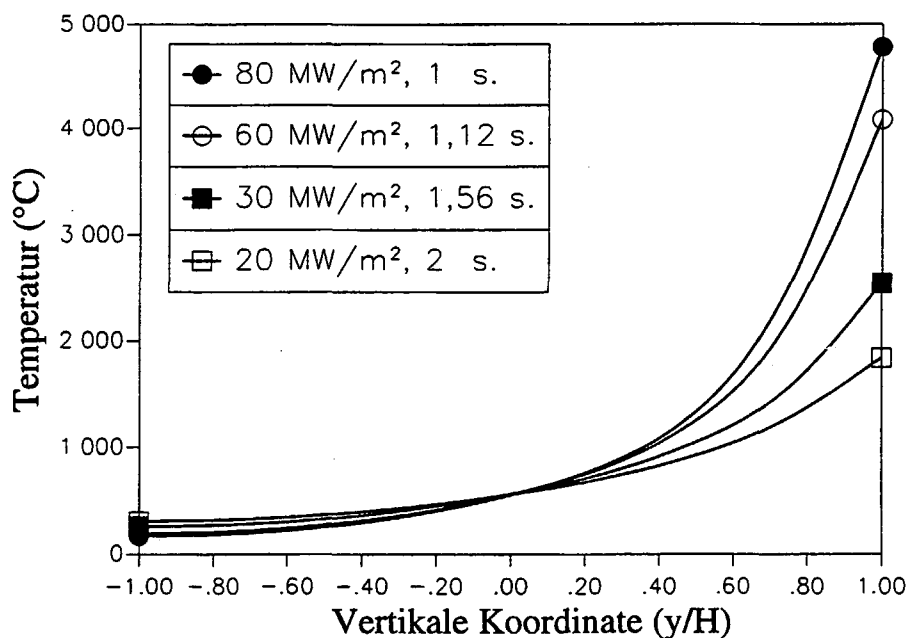
Unter der HHF-Belastung ist die Beanspruchung im Nahfeld etwas größer als unter der Ofen-Belastung aufgrund der vom thermischen Gradienten geförderten Durchbiegung.

Die zeitlichen Verläufe von beiden Kurven weisen im wesentlichen eine identische Entwicklung wie die Bulkspannungen in Abb. 2.9 auf.

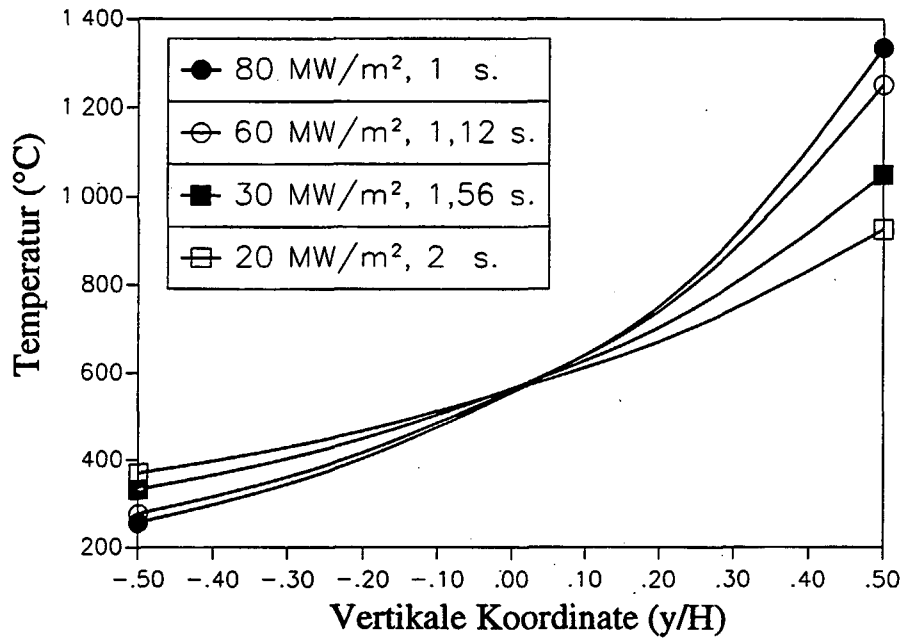
#### 2.4.5. Einfluß von Temperaturgradienten auf die Spannungssingularitäten

Um die Wirkung der transienten Temperaturgradienten auf die Spannungssingularität systematisch zu untersuchen, wurden verschiedene HHF-Belastungsbedingungen simuliert. Die verwendeten Leistungsdichten sind 20-, 30-, 60- und 80 MW/m<sup>2</sup>. Die Charakteristik der Belastungsverläufe aller Bedingungen ist im wesentlichen gleich wie die Bezugsbelastung in Abb. 2.6 (a). Die Pulsdauer jeder Leistungsdichte wird unterschiedlich angenommen, damit alle zu betrachtenden Belastungen gleiche Temperaturwerte an der Grenzfläche mit unterschiedlichen Temperaturgradienten besitzen können.

In Abb. 2.19 sind die resultierenden Temperaturprofile in senkrechter Richtung dargestellt. Die Temperaturen an der CFC-Oberfläche sind deutlich höher als an der Fügegrenzfläche und daraus ergeben sich erhebliche Temperaturgradienten besonders im CFC-Teil. Die nicht-linearen Profile repräsentieren die transienten Temperaturverteilungen im Modellverbund. Die Unterschiede in thermischen Gradienten sind hauptsächlich im oberen Bereich des CFC-Teils beträchtlich. Es ist zu beachten, daß Temperaturwerte über 2500 °C hypothetisch sind, da außer der Wärmeübertragung kein zusätzlicher thermo-physikalischer Prozeß wie z.B. Erosion bei der Temperaturrechnung berücksichtigt wurde.



(a) für gesamte Höhe



(b) für den mittleren Bereich

Abb. 2.19:  
Temperaturprofile für verschiedene Leistungsdichten

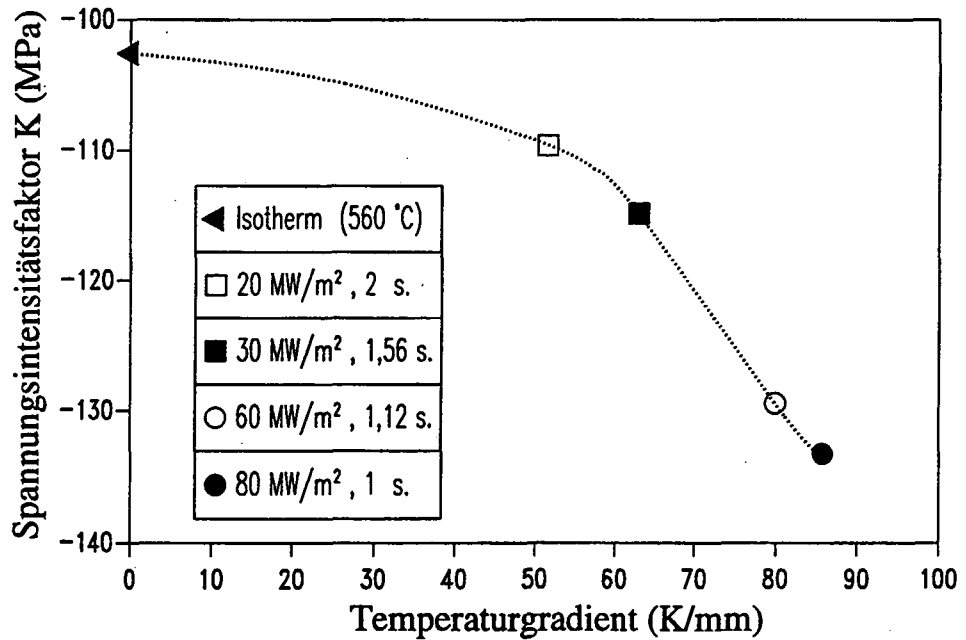


Abb. 2.20:  
Verhalten der Spannungsintensitätsfaktoren unter verschiedenen thermischen Gradienten

Für den mittleren Bereich der Verbundhöhe sind die Temperaturprofile in Abb. 2.19 (b) dargestellt. In diesem mittleren Bereich sind die Profile durch Geraden mit verschiedenen Steigungen anzupassen, wobei die Steigung der Tangentiallinien am Materialübergang als der durchschnittliche Temperaturgradient im Nahfeld der Singularität definiert wird.

Die Spannungsintensitätsfaktoren von Spannungssingularitäten werden dann für die oben genannten Belastungsbedingungen berechnet. Die Abhängigkeit des Spannungsintensitätsfaktors von den Temperaturgradienten ist in Abb.2.20 dargelegt.

Je steiler der Temperaturgradient wird, desto mehr nimmt die Stärke der Spannungssingularität zu.

Die relative Differenz der K-Werte zwischen der Ofen-Belastung und der HHF-Belastung von  $30 \text{ MW/m}^2$  mit einer Pulsdauer von 1,56 Sekunden beträgt ca. 12,0 %. Dies bedeutet, daß die Spannungssingularität durch Temperaturgradienten unter fusionsrelevanten Belastungsbedingungen nur wenig beeinflusst wird. Mit den K-Werten in Abb. 2.20 und den berechneten analytischen Parametern können die Spannungszustände im Nahfeld reproduziert werden.

In Abb. 2.21 ist die Normalkomponente der Grenzflächenspannungen auf der CFC-Seite im Bereich  $r/L < 0,001$  für jede einzelne Belastungsbedingung angegeben.

Die Spannungsfelder sind verstärkt durch die Temperaturgradienten.

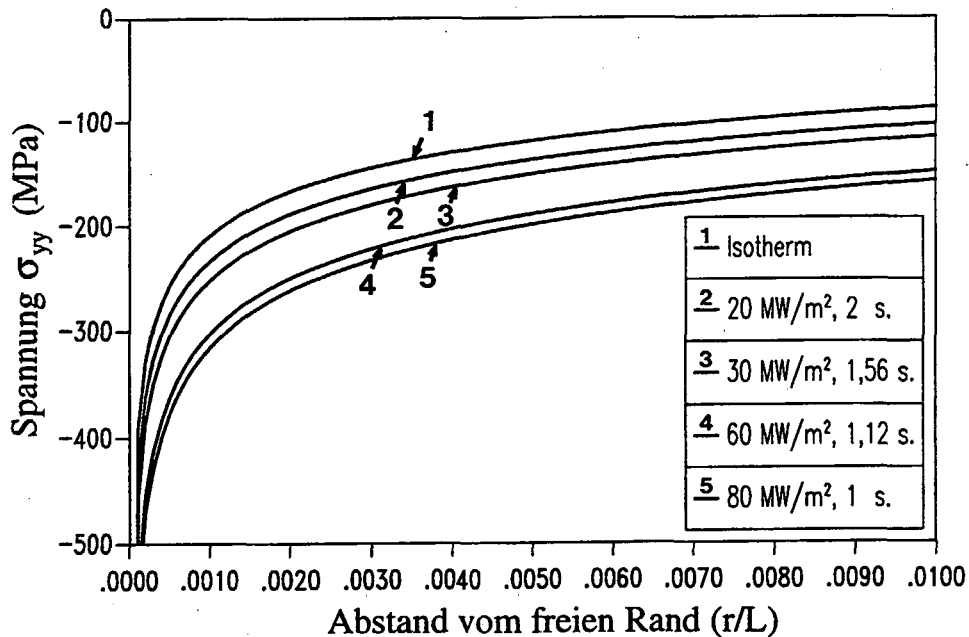


Abb. 2.21:

Spannungsverteilungen entlang der Fügefläche von CFC unter verschiedenen thermischen Gradienten

(Normalspannungskomponente für den Endpunkt der Leistungspulse)

## 2.5. Verhalten der Grenzflächenrisse

### 2.5.1. Theoretischer Hintergrund

Die Spannungsfeldverstärkung im Nahfeld der Singularität kann zu einer Einleitung von Grenzflächenrisse und zu deren Ausbreitung führen. Falls die Fügegrenzfläche oder einer der gefügten Werkstoffe spröde ist, führt diese Rißbildung oft zu einem katastrophalen Versagen des Verbundes, wobei das Versagen meist in oder nahe der Fügeflächen auftritt [117]. In einem faserverstärkten Werkstoff wie CFC entwickelt sich das Versagen eines Fügeverbundes durch eine Akkumulation von Mikrorissen in der Fügezone und ihre quasi-statische Ausbreitung unter zyklischer Belastung [118,119,120].

Nach der linear-elastischen Bruchmechanik existiert eine Spannungssingularität an der in der Materialgrenzfläche liegenden Rißspitze, welche eine Singularitätspotenz  $0,5 + i\varepsilon$  besitzt. Dabei hängt der imaginäre Teil von den Elastizitätskonstanten ab [64,65,121]. Eine analytische Beziehung zwischen der Rißflächenverschiebung und dem Spannungsintensitätsfaktor wurde von Stern und Hong abgeleitet [122]. Es ist weiter von Smelser nachgewiesen worden, daß diese analytische Formulierung mit numerisch berechneten Verschiebungsdaten zur Bestimmung von Spannungsintensitätsfaktoren verwendet werden kann [123]. In Abb. 2.22 ist das Modell für die Definition der relativen Verschiebung von Rißflächen in der Materialgrenzfläche schematisch dargestellt.

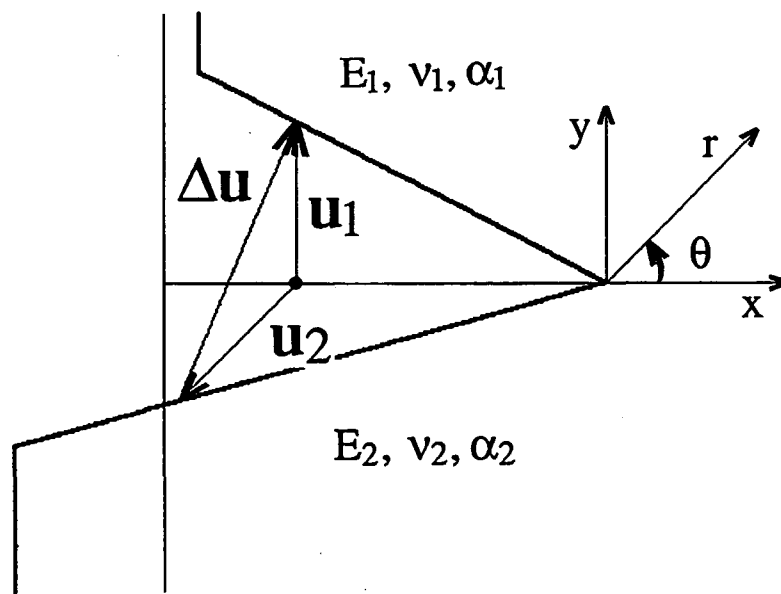


Abb. 2.22:  
Schematische Darstellung für die relative Verschiebung der Rißfläche

Für elastisch isotrope Materialien läßt sich der ebene Spannungszustand in einer komplexen Zahl zusammenfassen, wobei im Nahfeld der Rißspitze folgende Beziehung gilt.

$$\sigma_{\theta\theta} \Big|_{\theta=0} = (\sigma_{yy} - i\tau_{xy}) \Big|_{y=0} = \bar{K} r^{\lambda-1}, \quad (2.5.1)$$

Die Größe  $\bar{K}$  ist dabei komplex konjugiert zum Spannungsintensitätsfaktor  $K$ , in dem die beiden Bruchmoden  $K_I$  und  $K_{II}$  zusammengefaßt sind:

$$K = K_I + iK_{II} = K_0 e^{i\beta}. \quad (2.5.2)$$

Die Singularitätspotenz  $\lambda$  lautet

$$\lambda = 0,5 + i\varepsilon, \quad (2.5.3)$$

dabei ist

$$\varepsilon = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{\mu_2 + \mu_1 \kappa_2}{\mu_1 + \mu_2 \kappa_1}, \quad (2.5.4)$$

mit

$$\kappa_i = 3 - 4\nu_i \quad (\text{EDZ}), \quad (2.5.5)$$

$\mu_i$ : Schubmodul.

Die komplexe Verschiebung der Rißöffnung  $\Delta u$  ist wie folgt definiert (siehe Abb. 2.22)

$$\Delta u = u_1 \Big|_{\theta=\pi} - u_2 \Big|_{\theta=-\pi} = |\Delta u| e^{i\phi} \quad (2.5.6)$$

$|\Delta u|$  ist dabei der Betrag von  $\Delta u$ ,

$$|\Delta u| = \sqrt{(\Delta u_x)^2 + (\Delta u_y)^2}, \quad (2.5.7)$$

$\Delta u_x$  und  $\Delta u_y$  bedeuten jeweils die Tangential- und Normalkomponenten von  $\Delta u$ .

$\Delta u$  läßt sich in folgender Form durch den Spannungsintensitätsfaktor  $K$  ausdrücken:

$$\Delta u = |\Delta u| e^{i\phi} = \frac{\mu_2 + \mu_1 \kappa_2}{\mu_1 \mu_2} \frac{\cosh \varepsilon \pi}{(1 + \gamma)\lambda} \bar{K} r^\lambda e^{\frac{i\pi}{2}}, \quad (2.5.8)$$

dabei wird die sogenannte Bi-Materialkonstante  $\gamma$  eingeführt

$$\gamma = \frac{\mu_2 + \mu_1 \kappa_2}{\mu_1 + \mu_2 \kappa_1}. \quad (2.5.9)$$

Für die Ableitung der Gl.(2.5.8) wird an dieser Stelle auf die ausführliche Darstellung in [122,123] verwiesen.



$|\Delta u|$  kann dann über  $K_o$  nach Gl.(2.5.2) ausgedrückt werden

$$|\Delta u| = \frac{(\mu_1 + \mu_2 \kappa_1)(\mu_2 + \mu_1 \kappa_2)}{\mu_1 \mu_2 (\mu_1 + \mu_2 + \mu_1 \kappa_2 + \mu_2 \kappa_1)} \frac{\cosh \varepsilon \pi}{\lambda_o} K_o \sqrt{r}, \quad (2.5.10)$$

wobei

$$\lambda = \lambda_o e^{i\delta}, \quad (2.5.11-a)$$

$$\lambda_o = \sqrt{\frac{1}{4} + \varepsilon^2}, \quad (2.5.11-b)$$

$$\delta = \tan^{-1} 2\varepsilon. \quad (2.5.11-c)$$

Aus Gln.(2.5.2), (2.5.8) und (2.5.11-c) ergibt sich der in Gl.(2.5.8) eingehende Winkel  $\phi$  zu:

$$\phi = \varepsilon \ln r - \beta - \delta - \frac{\pi}{2} \quad (2.5.12)$$

Für eine gegebene Rißflächenverschiebung kann  $\phi$  aus den Komponenten  $\Delta u_x$  und  $\Delta u_y$  berechnet werden

$$\phi = \arctan \left| \frac{\Delta u_y}{\Delta u_x} \right| \quad (2.5.13)$$

Aus Gln.(2.5.12), (2.5.13) ergibt sich damit die Winkelgröße  $\beta$  des komplexen Spannungsintensitätsfaktors  $K$  zu

$$\beta = \varepsilon \ln r - \delta - \frac{\pi}{2} - \phi \quad (2.5.14)$$

Durch Gln. (2.5.2) und (2.5.14) wird der komplexe Spannungsintensitätsfaktor in zwei Komponenten eingeteilt, wobei die Teilkomponenten jeweils dem Öffnungs- und dem Schubmodus entsprechen.

Mit numerisch berechneten Feldlösungen von Spannungen und Verschiebungen kann die Energiefreisetzungsrates für Rißfortschritt direkt bestimmt werden. In einem linear-elastischen Material entspricht die Energiefreisetzungsrates  $G$  für einen bestimmten Bruchmodus einem pfadunabhängigen Integral, welches als J-Integral bezeichnet wird. Das J-Integral ist wie folgt definiert

$$J = \int_{\Gamma} \left( W dy - n_i \sigma_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x} ds \right), \quad (2.5.15)$$

dabei ist  $\Gamma$  eine beliebige, um die Rißspitze herum führende Kontur (Abb. 2.23),  $n_i$  ist ein Einheitsvektor, der nach außen gerichtet und senkrecht auf  $\Gamma$  steht,  $W$  ist die

Verzerrungsenergiedichte,  $u_j$  sind die Verschiebungskomponenten und  $ds$  bezeichnet das Wegelement [124].

Das normale J-Integral in der Bruchmechanik kann ohne Erweiterung auf Bi-Materialprobleme angewandt werden, wenn die Materialien jeweils für sich entlang der X-Richtung homogen sind [125,126].

Daher kann das J-Integral für einen in der Materialgrenzfläche liegenden Riß in einem Fügeverbund durch Gl. (2.5.15) berechnet werden, sofern die Fügefläche gerade und parallel zu den Rißflächen verläuft.

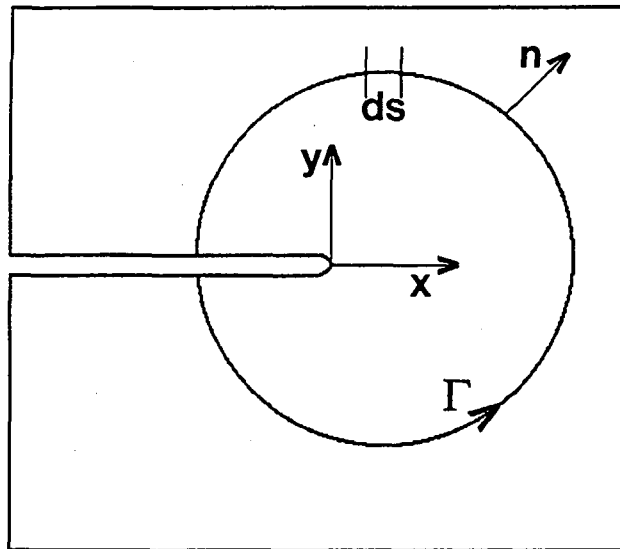


Abb. 2.23:  
Eine Kontur des J-Integrals

Das J-Integral in Gl. (2.5.15) wird mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode abgeschätzt. Durch die Konvertierung des Linienintegrals in ein Volumenintegral wird das J-Integral für die Finite-Elemente-Formulierung einer numerischen Auswertung besser zugänglich gemacht [100].

Die Gültigkeit der Volumenintegral-Methode zur Berechnung der Energiefreisetzungsrate für allgemeine thermomechanische Belastungen wurde von Shih, et al. nachgewiesen [127,128]. In Abwesenheit von Volumenkräften und Flächenlasten auf der Rißfläche schreibt es sich wie folgt

$$J = \int_A \left\{ \left[ \sigma_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x} - W \delta_{xi} \right] \left( \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_x}{\partial y} \right) + \left[ \alpha \sigma_{ii} \frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right] q_x \right\} dA, \quad (2.5.16)$$

wobei A ein von Umfangskontur  $\Gamma$ ,  $C_0$  und von Riflchenkontur  $C_+$ ,  $C_-$  eingeschlossener Bereich ist (Abb. 2.24).  $q_x$  ist eine beliebige glatte Funktion in A, welche an der äußeren Kontur den Wert 0 und an der inneren Kontur den Wert 1 besitzt.

Da Gl.(2.5.15) keine besondere Einschränkung auf Materialfelder und Belastungsbedingungen fordert, bietet das numerische Verfahren nach Gl.(2.5.16) eine große Allgemeingültigkeit in bruchmechanischen Simulationen an.

Nach dem Energiekriterium wird sich ein Riß in einem spröden Material bei ebenem Dehnungszustand ausbreiten wenn der aktuelle J-Integralwert für eine gegebene Belastung einen kritischen Wert  $J_c$  überschreitet. Das Energiekriterium kann auch auf die Fügegrenzfläche angewendet werden [129].

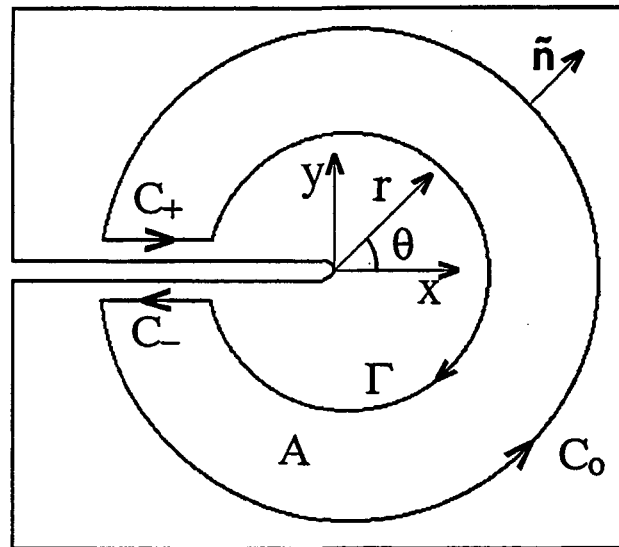


Abb. 2.24:  
Bereich A für Berechnung des J-Integrals

### 2.5.2. Zeitliches Verhalten der Grenzflächenrisse

Die in Gl.(2.5.6) and (2.5.7) definierte relative Rißflächenverschiebung wurde mit numerisch berechneten Daten des Verschiebungsfeldes um die Rißspitze abgeschätzt. Die zeitlichen Verläufe der relativen Rißflächenverschiebung unter der HHF-Bezugsbelastung sind in Abb. 2.25 gezeigt. Die Parallelkomponente ( $\Delta u_x$ ) und die Normalkomponente ( $\Delta u_y$ ) der relativen Rißflächenverschiebung sind jeweils für den Randriß und den Mittenriß dargestellt.

Nach den Ergebnissen der Spannungsanalyse in Abb. 2.11 (b) besitzt die Normalkomponente in der Nähe des Randrisses hohe Druckspannung, während sie an dem Mittenriß schwache Zugspannung aufweist. Deswegen ist die Normalkomponente der relativen Rißflächenverschiebung beim Randriß Null. Wegen der schwachen Zugspannung wird der Riß in der Mitte geöffnet.

Da am freien Rand die Gleitbewegung der Rißfläche relativ frei ist, ist die Parallelkomponente der Verschiebung in diesem Bereich sehr groß. Aus den zeitlichen Verläufen der relativen Rißflächenverschiebung in Abb. 2.25 ergibt sich ein Unterschied im Deformationsverhalten zwischen dem Randriß und dem Mittenriß.

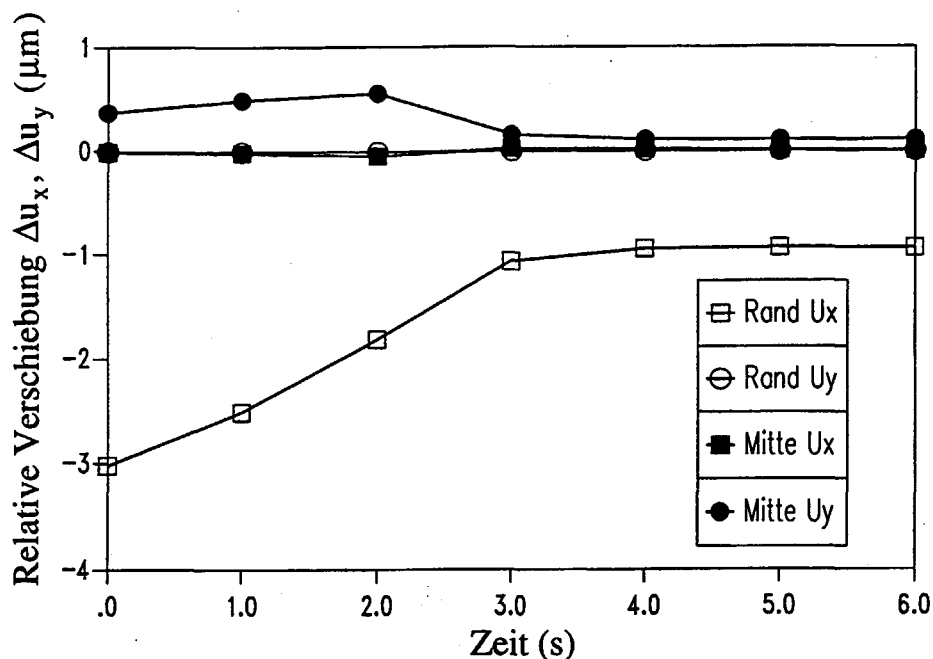


Abb. 2.25:  
Zeitliche Verläufe der relativen Verschiebungen der Rißfläche

Die Größe des komplexen Spannungsintensitätsfaktors  $K_0$  wurde durch Gl.(2.5.10) mit den Verschiebungsdaten in Abb. 2.25 berechnet. Die analytischen Parameter für die Spannungssingularität der zu betrachtenden Risse sind

$$\varepsilon = -0,0878$$

$$\lambda_0 = 0,5076$$

$$\delta = -0,1738$$

In Abb. 2.26 sind die zeitlichen Verläufe der Norm des komplexen Spannungsintensitätsfaktors  $K$  für die HHF-Bezugsbelastung gezeigt.

Da  $K_0$  eine Maßgröße für den singulären Spannungszustand ist, stellt Abb. 2.26 ein charakteristisches Beanspruchungsverhalten von Grenzflächenrissen unter HHF-ähnlichen Belastungen dar.

Der Randriß erfährt die maximale Beanspruchung im Eigenspannungszustand bei Raumtemperatur. Wenn der Modellverbund anschließend eine HHF-Belastung erfährt, wird die Beanspruchung während des Aufheizens geringer. Dieses zeitliche Verhalten ist ähnlich wie das Verhalten der Hauptbulkspannung (Abb. 2.9) und der Spannungssingularität des freien Randes (Abb. 2.18).

Im Gegensatz dazu weist der Mittenriß ein eigenartiges Beanspruchungsverhalten auf. Der Mittenriß wird am Abschaltzeitpunkt des Wärmepulses am stärksten beansprucht. Nach diesem Zeitpunkt nehmen die  $K_0$ -Werte wieder ab, und während des thermischen Ausgleichs besitzen sie noch kleinere Werte als bei Raumtemperatur.

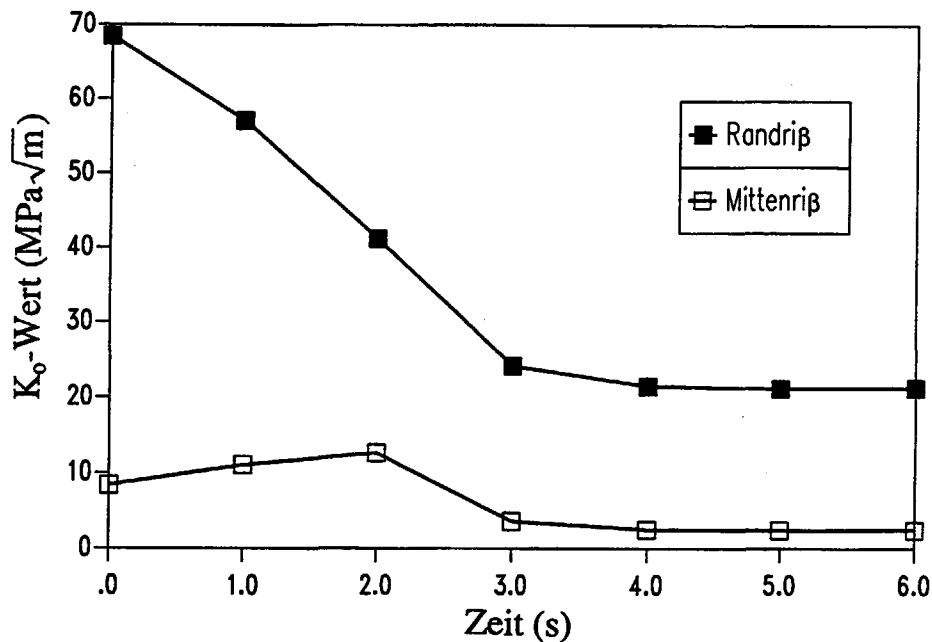


Abb. 2.26:  
Zeitliche Verläufe der Norm des komplexen Spannungsintensitätsfaktors

Wie in Abb. 2.6 veranschaulicht wurde, herrschen im CFC-Teil deutlich höhere Temperaturen als im TZM-Substrat. Durch diesen hohen Temperaturgradienten in vertikaler Richtung wird die Wärmeausdehnung des CFC-Teils noch erhöht. Die Durchbiegung des Verbundes wird dadurch begünstigt. In dieser Situation tritt im Mittelbereich eine bemerkbare Zugspannung zur Erfüllung des Kraftgleichgewichts auf. Wegen dieser Zugspannung zeigt die Rißflächenbewegung des Mittenrisses einen Öffnungsmodus. In der thermischen Ausgleichungsphase nehmen die  $K_0$ -Werte des Mittenrisses wieder ab. Die  $K_0$ -Werte des Randrisses sind viel höher als die Werte des Mittenrisses. Zum Beispiel beträgt der  $K_0$ -Wert des Mittenrisses nur 12,2 % des  $K_0$ -Wertes des Randrisses im Eigenspannungszustand und 30,6 % beim Abschaltzeitpunkt des Wärmepulses.

Aus den relativen Größen der Verschiebungskomponenten in Abb. 2.25 ist zu entnehmen, daß die Rißverformung in der Mitte der Fügefläche mehr mit dem Öffnungsmodus zusammenhängt, während sie am freien Rand meist mit dem Schubmodus verbunden ist. Der relative Anteil der individuellen Bruchmoden I und II an der Rißspitzenbeanspruchung kann durch die Gln. (2.5.2) und (2.5.13) quantifiziert werden. Das Verhältnis der beiden Komponenten und die Verläufe unter der HHF-Bezugsbelastung sind in Abb. 2.27 dargestellt.

Für den Randriß ist die Mode II-Komponente (Schubmodus) 2,5 mal größer als die Mode I-Komponente (Öffnungsmodus). Die Werte bleiben nahezu konstant während der Belastung. Für den Mittenriß ist jedoch die Mode I-Komponente während des Belastungsverlaufs dominant. Der zeitliche Verlauf des Verhältnisses  $|K_{II}/K_I|$  steigt am Abschaltzeitpunkt des

Wärmepulses leicht an. Im thermischen Gleichgewicht besitzt das Verhältnis  $|K_{II}/K_I|$  wieder die vom Eigenspannungszustand verursachten Anfangswerte.

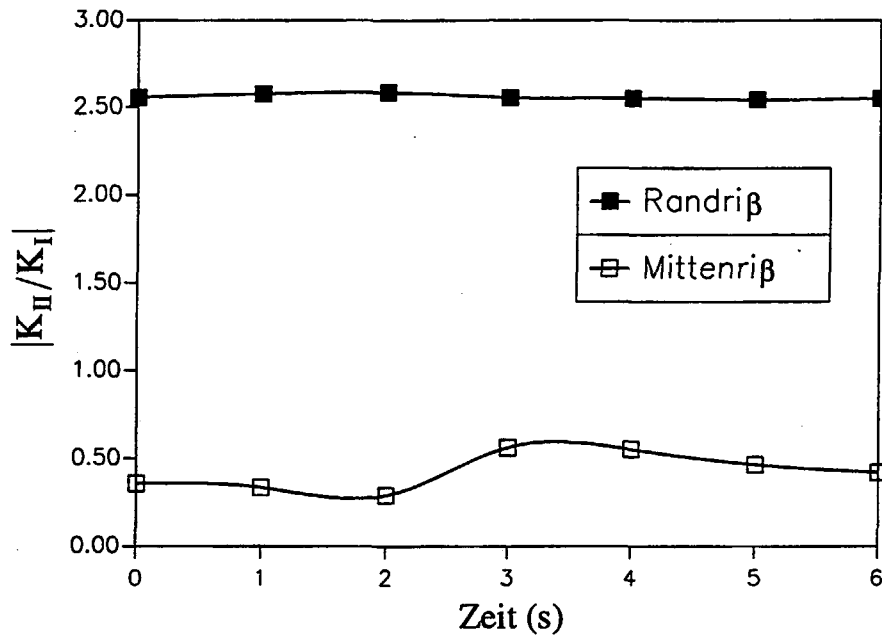


Abb. 2.27:  
Zeitliche Verläufe der relativen Verhältnisse der Bruchmoden

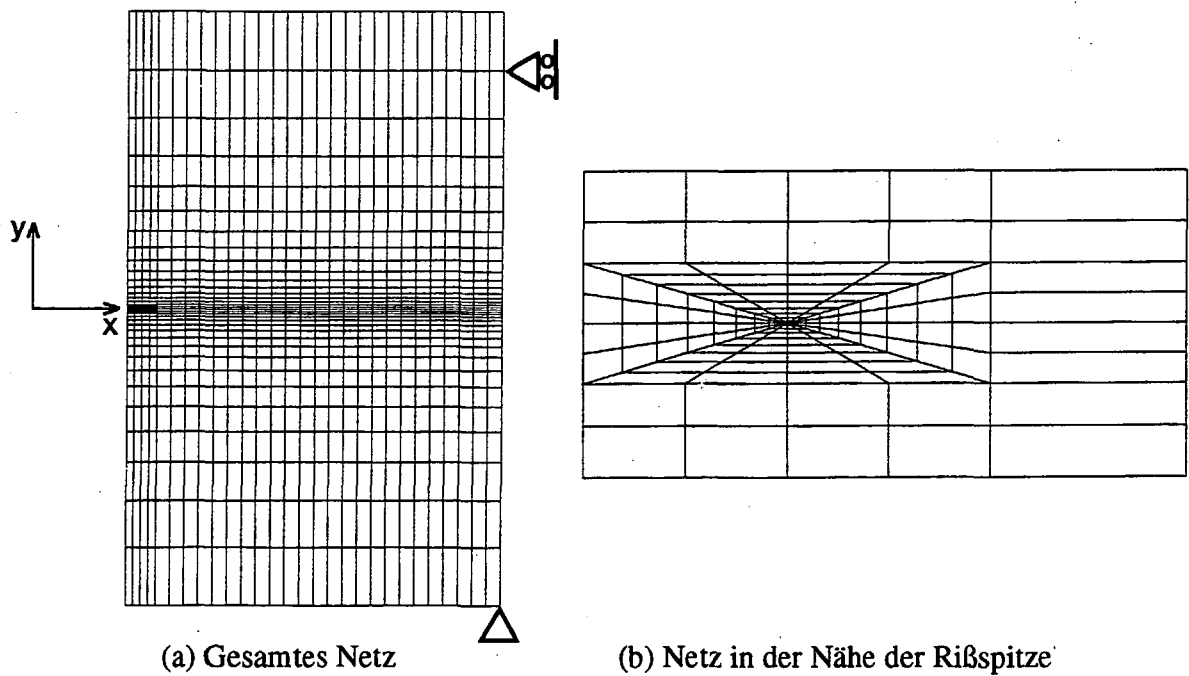


Abb. 2.28:  
Verwendetes FE-Netz des Modellverbundes für die J-Integral-Berechnung

Das J-Integral für die beiden Risse unter HHF-Bezugsbelastung wurde numerisch berechnet, dabei wurde der Finite-Elemente-Code ABAQUS verwendet. In Abb. 2.28 ist das verwendete FE-Netz gezeigt. Für den Nahfeldbereich der Rißspitze wurde ein bruchmechanisches FE-Netz verwendet. Im Nahfeld des Risses wurde die Elementgröße so weit verfeinert, bis die J-Integralwerte wegunabhängig waren. In Abb. 2.28 (b) ist ein typischer Integrationspfad gezeigt, der stückweise geradlinig entlang von Elementgrenzen verläuft. Außer für den ersten Pfad (kürzester Pfad) um die Rißspitze weist die Integration für alle anderen Pfade eine hervorragende Übereinstimmung im J-Wert auf. Beim numerischen Verfahren zur J-Integral-Berechnung wurden die Stoffeigenschaften unter Berücksichtigung ihrer Temperaturabhängigkeit und der Materialanisotropie in das Programm eingegeben.

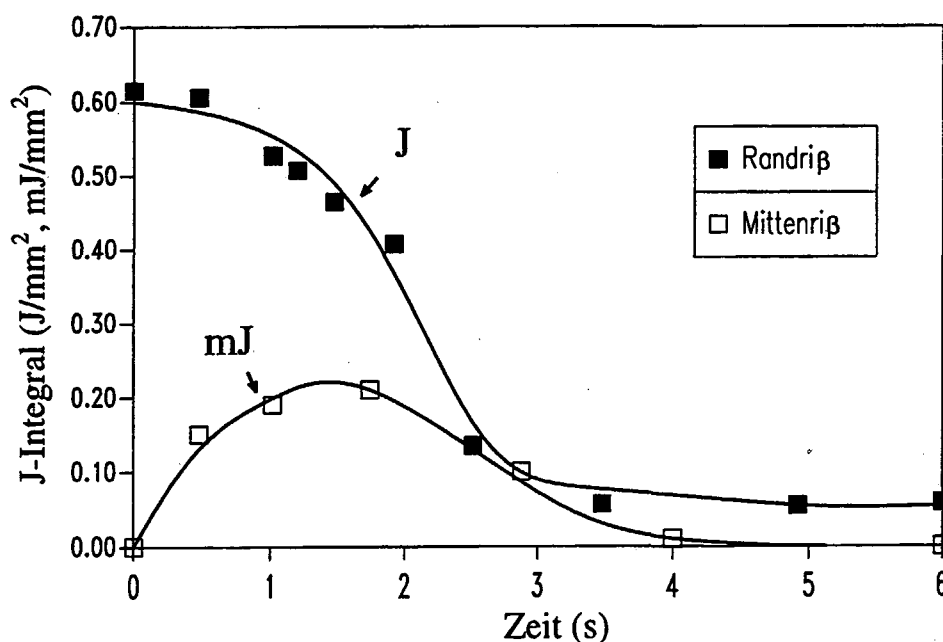


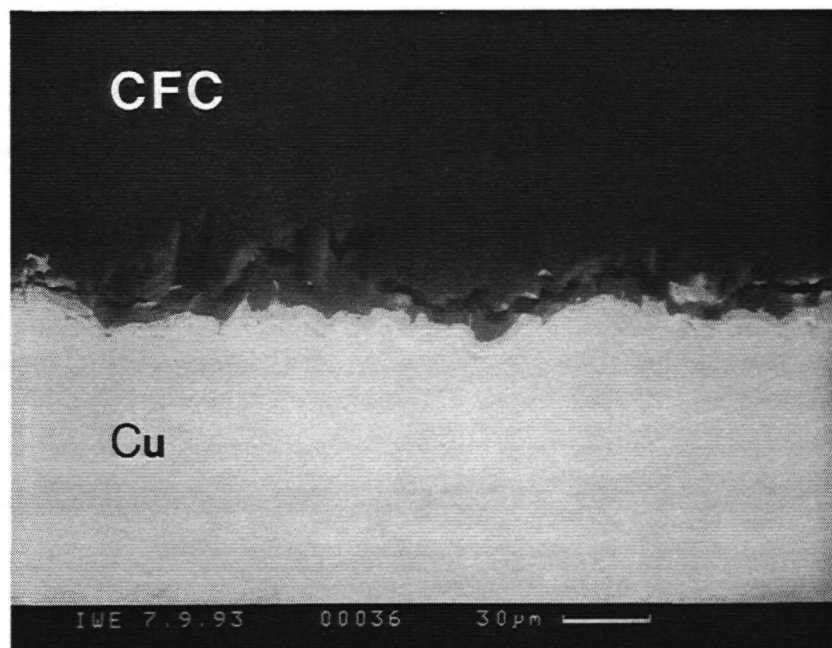
Abb. 2.29:  
Zeitliche Verläufe des J-Integrals

In Abb. 2.29 ist der Verlauf des J-Integrals unter der HHF-Bezugsbelastung dargestellt. Im Diagramm ist verdeutlicht, daß die Antriebskraft für Rißfortschritt im Fall des Randrisses deutlich größer als für den Mittenriß ist. Daher kann der freie Rand der Fügezone als die bevorzugte Stelle für die Rißbildung und die Rißausbreitung angesehen werden.

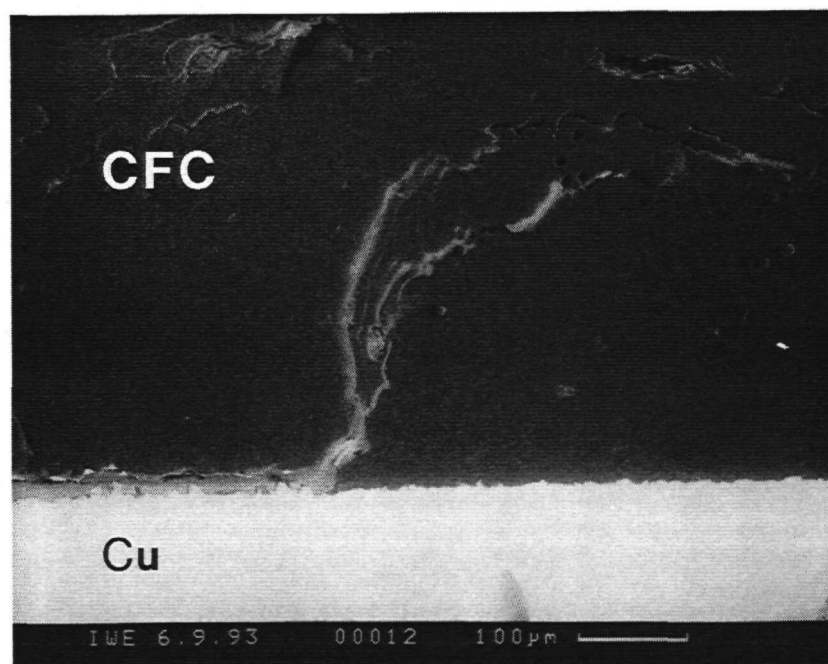
Die zeitliche Verläufe von J und  $K_0$  unter der HHF-Bezugsbelastung zeigen ein ähnliches transientes Verhalten (Abb. 2.26). Die Verläufe von J und  $K_0$  deuten an, daß der Randriß sich eher während der Abkühlphase eines HHF-Zyklus ausbreiten würde. Der Mittenriß würde unter hinreichender Antriebskraft möglicherweise während des Wärmepulses fortschreiten.

### 2.5.3. Mikrostruktur der belasteten Fügezone

Die Mikrostruktur der unter zyklischer HHF-Belastung getesteten Fügezone ist in Abb. 2.30 angegeben.

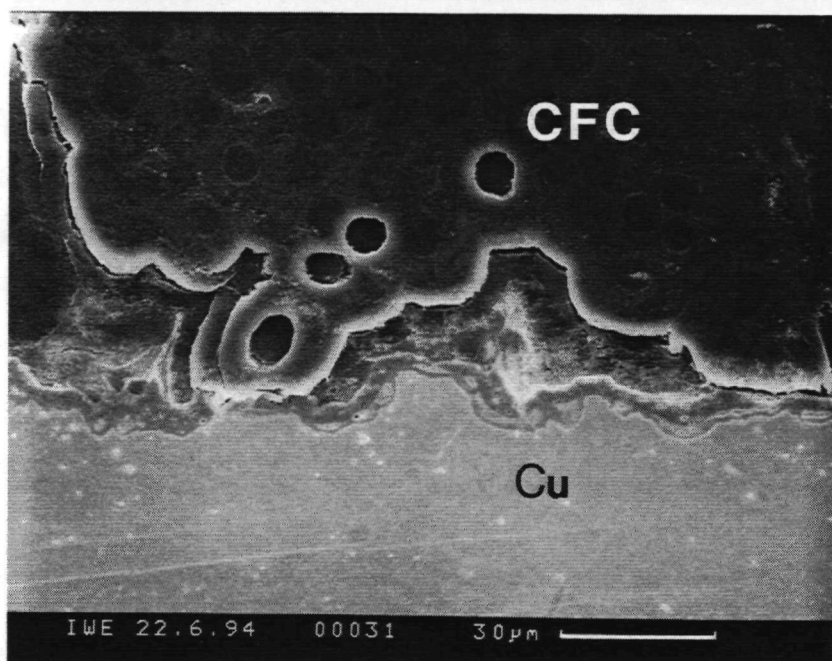


(a) Test 1 (max. Temperatur : 600 °C)

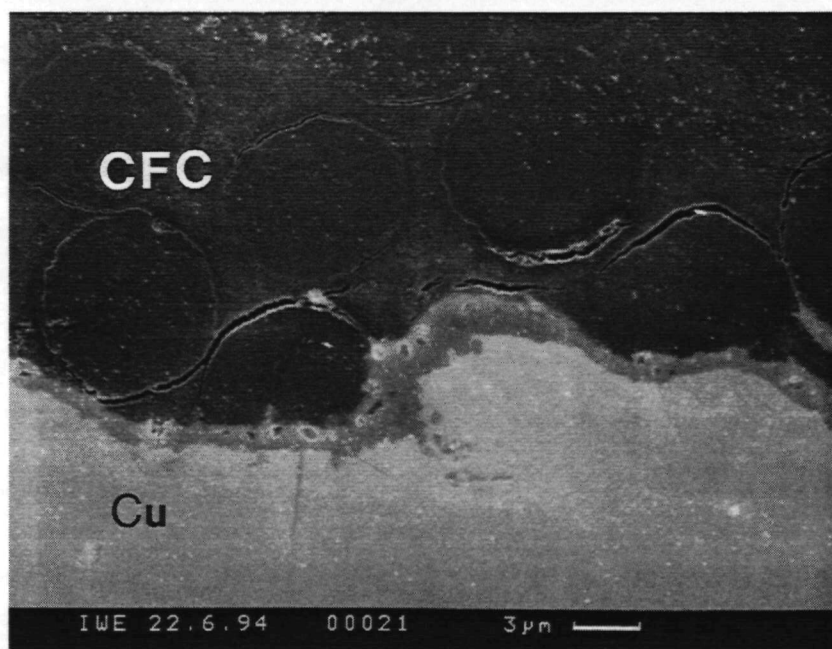


(b) Test 2 (max. Temperatur : 790 °C)

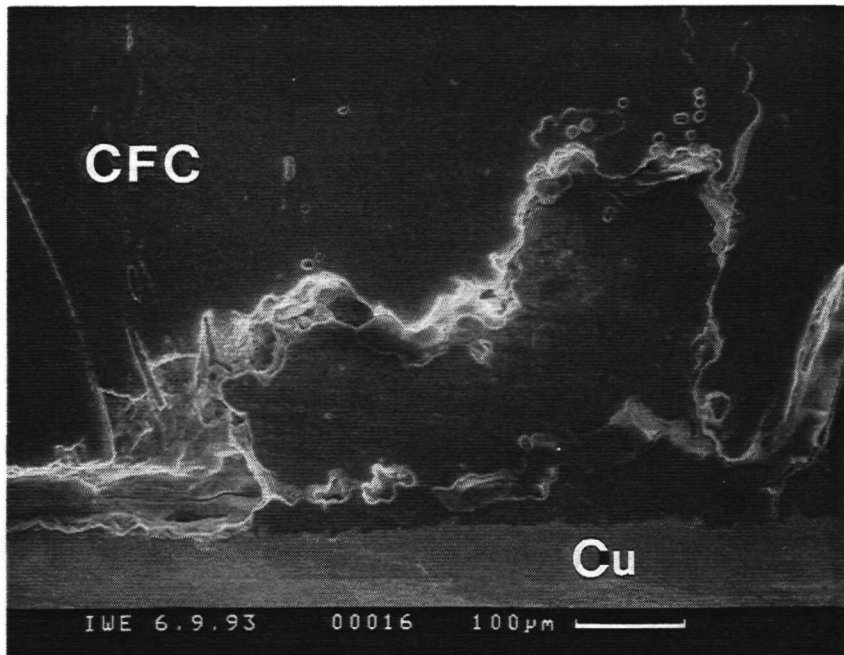




(c) Test 2 (max. Temperatur : 790 °C)



(d) Test 1 (max. Temperatur : 600 °C)



(e) Test 3 (max. Temperatur : 899 °C)

Abb. 2.30:  
Mikrostrukturelle Schädigungen in der Fügezone nach HHF-Zykliertest  
(Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme)

Die Risse laufen entlang der Lotgrenzfläche und schneiden die Kohlenstofffasern, die senkrecht zu der Fügegrenzfläche orientiert sind (Abb. 2.30 (a)). Die Rißausbreitung dieser Art wird durch den Öffnungsmodus (Bruchmodus I) bewirkt, wobei die Normalspannungskomponente eine Hauptrolle spielt.

Manchmal weicht der Rißverlauf von der Grenzfläche ab (Abb. 2.30 (b)) [131].

Die Schubspannungskomponente verursacht eine Bruchart, bei der 'Faser pulling out' und Gleiten der Bruchebenen zu finden sind (Abb. 2.30 (c)). Risse unter Schubspannung können sich auch durch Verbinden von Rißsegmenten ausbreiten. Die Verschiebungskonturen von gesenkten oder gehobenen Bereichen im CFC sind durch Kontrast der Mikrographie zu erkennen.

Die Risse bilden sich in Form von Spalten zwischen Faser und Matrix (Abb. 2.30 (d)).

Unter erheblicher thermischer Belastung wird die Schädigung im CFC-Teil noch größer (Abb. 2.30 (e)). Die Risse verlängern sich und breiten sich weiter aus. Je höher die Wärmebelastung ist, desto größer wird der Schädigungsgrad.

Die Reaktionszone (Cr-Carbid) zwischen der Kupferlotschicht und dem CFC-Ziegel war thermisch stabil.

## 2.6. Deformationsverhalten der Lotschicht

### 2.6.1. Temperaturabhängige Plastizitätstheorie

Das wesentliche Modell, das für das Lotmaterial OFHC-Kupfer verwendet wurde, basiert auf der Annahme von isotropem, thermo-elastoplastischem Verhalten. Die folgenden Überlegungen gehen von der Annahme aus, daß das totale Dehnungsinkrement  $d\epsilon_{ij}$  in einen elastischen, einen plastischen und einen thermischen Anteil zerlegt werden kann [132,133,134]. Kriechdehnung wird dabei nicht berücksichtigt. Es sollte bemerkt werden, daß durchweg die Einsteinsche Summenübereinkunft verwendet wurde.

$$d\epsilon_{ij} = d\epsilon_{ij}^{el} + d\epsilon_{ij}^{pl} + d\epsilon_{ij}^{th}, \quad (2.6.1)$$

wobei  $d\epsilon_{ij}$ ,  $d\epsilon_{ij}^{el}$ ,  $d\epsilon_{ij}^{pl}$  und  $d\epsilon_{ij}^{th}$  die Inkremente der gesamten, der elastischen, der plastischen und der thermischen Dehnungstensoren darstellen.

Für ein isotropes Material ist die thermische Komponente gegeben durch

$$d\epsilon_{ij}^{th} = \delta_{ij} \alpha (T - T_r) = \delta_{ij} \alpha \Delta T, \quad (2.6.2)$$

wobei  $\alpha$  der lineare Wärmeausdehnungskoeffizient,  $T$  die augenblickliche Temperatur,  $T_r$  die Referenztemperatur und  $\delta_{ij}$  das Kronecker-Delta sind [109]. Die elastischen Dehnungsinkremente sind mit den Spannungsinkrementen  $d\sigma_{ij}$  durch das Hookesche Gesetz verbunden [109].

$$d\sigma_{ij} = D_{ijkl} (d\epsilon_{ij} - d\epsilon_{ij}^{pl} - d\epsilon_{ij}^{th}) \quad (2.6.3)$$

mit

$$D_{ijkl} = \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) + \lambda \delta_{ik} \delta_{jl} \quad (2.6.4)$$

und

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}, \quad \lambda = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (2.6.5-a, b)$$

Dabei stellen  $\mu$  den Schubmodul,  $\lambda$  die Lamésche Konstante,  $E$  den Youngschen Modul und  $\nu$  die Poissonsche Zahl dar.

Plastische Dehnungsbeiträge können auftreten, wenn das Fließkriterium erfüllt wird. Dies bedeutet, daß eine bestimmte homogene Funktion  $F$  des Spannungszustandes, der Temperatur und von Verfestigungsparametern den Wert Null annimmt. Die Funktion  $F$  ist derart konstruiert, daß  $F \leq 0$  ist.

Das anfängliche Fließverhalten des hier vorliegenden Werkstoffs kann durch das von Mises-Kriterium gut beschrieben werden [135]. Nach der von Mises-Theorie besitzt  $F$  die Form [136,137]

$$F(\sigma_{ij}, \kappa, T) = \sigma_{eq} - \sigma_o(\kappa, T) = 0, \quad (2.6.6)$$

mit

$$\sigma_{eq} = (3J_2')^{\frac{1}{2}} = \left( \frac{3}{2} S_{ij} S_{ij} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{von Mises-Vergleichsspannung}), \quad (2.6.7)$$

$$S_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \sigma_{kk}. \quad (\text{deviatorische Spannung}) \quad (2.6.8)$$

$J_2'$  : zweite deviatorische Spannungsinvariante  
 $\sigma_o$  : Fließspannung bei einer uniaxialen Zugbelastung  
 $\kappa$  : Verfestigungsparameter

Zur Beschreibung des Fließprozesses wird ein assoziatives Fließ-Modell verwendet [138,139]. In diesem Modell wird die Funktion  $F$  ebenfalls für die Berechnung der plastischen Dehnungsinkremente verwendet

$$d\epsilon_{ij}^{pl} = d\lambda \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}}, \quad (2.6.9)$$

dabei ist  $d\lambda$  der Proportionalitätsfaktor.

Im Falle, daß für ein Material als Verfestigungsparameter  $\kappa$  die akkumulierte plastische Vergleichsdehnung  $\epsilon_{eq}^{pl}$  gewählt wird, gilt [134]:

$$\kappa = \epsilon_{eq}^{pl} = \int_0^{\epsilon_{eq}^{pl}} \left( \frac{2}{3} d\epsilon_{ij}^{pl} d\epsilon_{ij}^{pl} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.6.10)$$

In der auf Verschiebung basierenden Finite-Elemente-Analyse sind die Spannungsinkremente  $d\sigma_{ij}$  als Funktion von  $d\epsilon_{ij}$ ,  $d\epsilon_{ij}^{th}$ , Zustandsvariablen und Parametern zu schreiben. Daher besteht die Aufgabe,  $d\epsilon_{ij}^{pl}$  aus Gl.(2.6.3) mit Hilfe der Beziehungen (2.6.6), (2.6.9) und (2.6.10) zu eliminieren. Einige recht nützliche Beziehungen, die in den nachfolgenden Schritten verwendet werden, werden in der Tabelle 2.5 angegeben.

Tabelle 2.5

$D_{ijkl} S_{kl} = 2\mu S_{ij} \quad \text{oder} \quad S_{ij} D_{ijkl} = 2\mu S_{kl} \quad (2.6.11)$
--

$$\frac{\partial F(\sigma_{ij}, \kappa, T)}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{3 S_{ij}}{2 \sigma_{eq}} \quad (2.6.12)$$

$$\begin{aligned} d\varepsilon_{eq}^{pl} &= \int_0^{\varepsilon_{ij}^{pl}} \left( \frac{2}{3} d\varepsilon_{ij}^{pl} d\varepsilon_{ij}^{pl} \right)^{\frac{1}{2}} = \left( \frac{2}{3} d\lambda^2 \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &= \left( \frac{2}{3} d\lambda^2 \frac{3 S_{ij}}{2 \sigma_{eq}} \frac{3 S_{ij}}{2 \sigma_{eq}} \right)^{\frac{1}{2}} = (d\lambda^2)^{\frac{1}{2}} = d\lambda \end{aligned} \quad (2.6.13)$$

$$d\sigma_{eq} = \frac{3 S_{ij}}{2 \sigma_{eq}} dS_{ij} = \frac{3 S_{ij}}{2 \sigma_{eq}} d\sigma_{ij} \quad (2.6.14)$$

Ein Spannungs- und Temperaturwechsel im plastischen Zustand (d.h.  $F = \sigma_{eq} - \sigma_o$  bleibt gleich Null) führt zu folgender Änderung von  $\sigma_o$ .

$$\begin{aligned} d\sigma_o(\varepsilon_{eq}^{pl}, T) &= \left( \frac{\partial \sigma_o}{\partial \varepsilon_{eq}^{pl}} \right)_T d\varepsilon_{eq}^{pl} + \left( \frac{\partial \sigma_o}{\partial T} \right)_{\varepsilon_{eq}^{pl}} dT = d\sigma_{eq} = \frac{3 S_{ij}}{2 \sigma_{eq}} d\sigma_{ij} \\ &= \frac{3 S_{ij}}{2 \sigma_{eq}} D_{ijkl} \left( d\tilde{\varepsilon}_{kl} - d\lambda \frac{\partial F}{\partial \sigma_{kl}} \right) = 3\mu \frac{S_{kl}}{\sigma_{eq}} d\tilde{\varepsilon}_{kl} - 3\mu d\lambda, \end{aligned} \quad (2.6.15)$$

dabei wurde  $d\tilde{\varepsilon}_{kl} = d\varepsilon_{kl} - d\varepsilon_{kl}^{th}$  gesetzt.

Unter Betrachtung des zweiten und des letzten Terms in Gl. (2.6.15) und unter Beachtung von  $d\lambda = d\varepsilon_{eq}^{pl}$  ist es möglich, eine Gleichung für  $d\lambda$  aufzustellen.

$$d\lambda \left[ \left( \frac{\partial \sigma_o}{\partial \varepsilon_{eq}^{pl}} \right)_T + 3\mu \right] = 3\mu \frac{S_{kl}}{\sigma_{eq}} d\tilde{\varepsilon}_{kl} - \left( \frac{\partial \sigma_o}{\partial T} \right)_{\varepsilon_{eq}^{pl}} dT \quad (2.6.16-a)$$

oder

$$d\lambda = \frac{3\mu \frac{S_{mn}}{\sigma_{eq}} d\tilde{\varepsilon}_{mn} - \left( \frac{\partial \sigma_o}{\partial T} \right)_{\varepsilon_{eq}^{pl}} dT}{\left( \frac{\partial \sigma_o}{\partial \varepsilon_{eq}^{pl}} \right)_T + 3\mu} \quad (2.6.16-b)$$

Durch Einsetzen des erhaltenen  $d\lambda$  in die Gl. (2.6.9) und durch Übertragung des Ergebnisses für  $d\varepsilon_{ij}^{pl}$  in die Gl. (2.6.3) ergibt sich:

$$d\sigma_{ij} = D_{ijkl} d\tilde{\varepsilon}_{kl} - D_{ijkl} \left[ \frac{3\mu}{\left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial\varepsilon_{eq}^{pl}}\right)_T + 3\mu} \frac{S_{mn}}{\sigma_{eq}} d\tilde{\varepsilon}_{mn} - \frac{\left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial T}\right)_{\varepsilon_{eq}^{pl}}}{\left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial\varepsilon_{eq}^{pl}}\right)_T + 3\mu} dT \right] \frac{3 S_{kl}}{2 \sigma_{eq}} \quad (2.6.17)$$

$$d\sigma_{ij} = D_{ijkl} d\tilde{\varepsilon}_{kl} - 3\mu S_{kl} \left[ \frac{3\mu}{\left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial\varepsilon_{eq}^{pl}}\right)_T + 3\mu} \frac{S_{mn}}{\sigma_{eq}} d\tilde{\varepsilon}_{mn} - \frac{\left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial T}\right)_{\varepsilon_{eq}^{pl}}}{\left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial\varepsilon_{eq}^{pl}}\right)_T + 3\mu} dT \right] \quad (2.6.18)$$

oder schließlich

$$d\sigma_{ij} = \left[ D_{ijkl} - \frac{9\mu^2}{\left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial\varepsilon_{eq}^{pl}}\right)_T + 3\mu} \frac{S_{ij}}{\sigma_{eq}} \frac{S_{kl}}{\sigma_{eq}} \right] d\tilde{\varepsilon}_{kl} + \frac{3\mu \left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial T}\right)_{\varepsilon_{eq}^{pl}}}{\left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial\varepsilon_{eq}^{pl}}\right)_T + 3\mu} \frac{S_{ij}}{\sigma_{eq}} dT \quad (2.6.19)$$

Wegen  $S_{ij} \delta_{ij} = 0$  ( $d\varepsilon_{kl}^{th} = \delta_{kl} \alpha dT$ ) kann Gl.(2.6.19) auch folgendermaßen umgeformt werden:

$$d\sigma_{ij} = \left[ D_{ijkl} - \frac{9\mu^2}{\left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial\varepsilon_{eq}^{pl}}\right)_T + 3\mu} \frac{S_{ij}}{\sigma_{eq}} \frac{S_{kl}}{\sigma_{eq}} \right] d\varepsilon_{kl} - \left[ D_{ijkl} \alpha \delta_{kl} - \frac{3\mu \left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial T}\right)_{\varepsilon_{eq}^{pl}}}{\left(\frac{\partial\sigma_o}{\partial\varepsilon_{eq}^{pl}}\right)_T + 3\mu} \frac{S_{ij}}{\sigma_{eq}} \right] dT \quad (2.6.20)$$

### 2.6.2. Modell für die Ermüdungsanalyse

Bei einem homogenen Temperaturwechsel stammt die thermische Spannung in der dünnen duktilen Kupferzwischenschicht von den folgenden unterschiedlichen Dehnungen [83]:

- i) Dehnungen aufgrund unterschiedlicher thermischer Ausdehnungen des Lotes selbst gegenüber den anderen Teilkörpern
- ii) Dehnungen aufgrund unterschiedlicher thermischer Ausdehnungen der beiden Teilkörper untereinander,

Wenn die oben beschriebenen thermischen Dehnungen auf die Lotschicht kontinuierlich unter zyklischen Temperaturwechseln mit einer Temperaturamplitude von mehreren hundert Grad Celsius wirken, kommt es zu einer hohen Ermüdungsbelastung des Cu-Lots [92]. Die Hystereseschleifen für das geglähtete Kupfer in Abb. 2.31 [140] zeigen mit wachsender Zyklenzahl ein ansteigendes Spannungsniveau bis hin zu etwa 1000 Zyklen. Die Hystereseschleifen nach nur ein paar Zyklen sind symmetrisch in Zug und Druck. Dieses Verhalten des geglähten Kupfers bedeutet, daß die Fließfläche unter zyklischen Belastungen expandiert. Um die theoretische Behandlung zu vereinfachen, wird für die Kupferlotschicht ein isotropes Verfestigungsmodell verwendet [134,141].

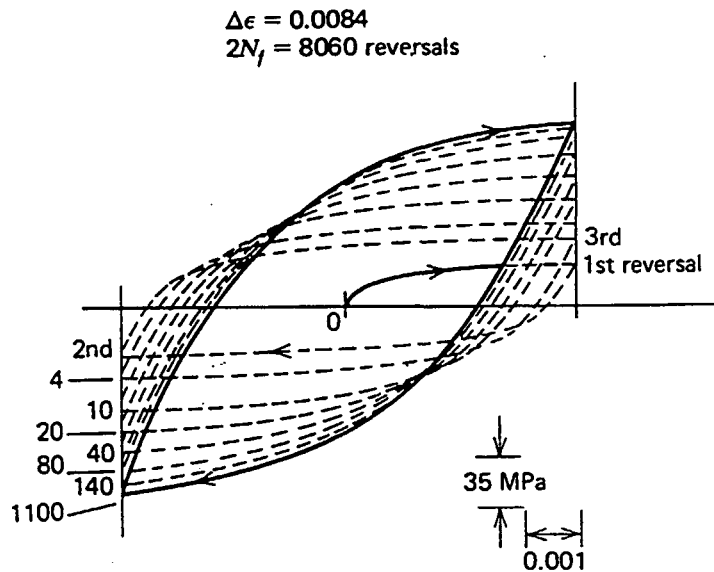


Abb. 2.31:  
Hysteresekurve der elasto-plastischen Zyklieverformung von OFHC-Kupfer

Nach [142,143] wird die Beziehung zwischen totalem Dehnschwingspiel  $\Delta\epsilon^t$  und der Bruchzyklenzahl  $N_f$ :

$$\begin{aligned}\Delta\epsilon^t &= \Delta\epsilon^{el} + \Delta\epsilon^{pl} \\ &= A \cdot N_f^{-0,12} + B \cdot N_f^{-0,6}\end{aligned}\quad (2.6.21)$$

mit

$$A = \frac{R_m - \bar{\sigma}}{E} A_0, \quad (2.6.22-a)$$

$$B = \ln\left(\frac{1}{1-Z}\right)^{0,6} B_0, \quad (2.6.22-b)$$

$$A_0 = 6,0939, B_0 = 0,155,$$

dabei sind  $\Delta\epsilon^{el}$  der elastische Dehnungsbereich,  $\Delta\epsilon^{pl}$  der plastische Dehnungsbereich,  $R_m$  die nominale Zugfestigkeit,  $\bar{\sigma}$  die Mittelspannung einer Zyklisierung,  $E$  der Youngsche Modul,  $Z$  die Einschnürung nach erfolgtem Bruch.

Die in Gl.(2.6.21) wiedergegebene Lebensdauerkurve wurde durch einachsige Ermüdungsversuche erhalten. Eine mehrachsige Ermüdungstheorie ist erforderlich, wenn Gl.(2.6.21) auf einen komplexen thermischen Spannungszustand angewendet wird. Der ASME-Code bietet hier eine Methode an, die auf einer äquivalenten Dehnungsamplitude basiert [144,145].

$$\Delta\epsilon_{eq}(t) = \max \left\{ \frac{\sqrt{2}}{3} \left[ (\Delta\epsilon_1(t) - \Delta\epsilon_2(t))^2 + (\Delta\epsilon_2(t) - \Delta\epsilon_3(t))^2 + (\Delta\epsilon_3(t) - \Delta\epsilon_1(t))^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (2.6.23)$$

wobei  $\Delta\epsilon_i(t) = \epsilon_i(t_r) - \epsilon_i(t)$

$\epsilon_i(t_r)$  : Hauptdehnung zur Referenzzeit  $t_r$

$\epsilon_i(t)$  : Hauptdehnung zur aktuellen Zeit  $t$

$(\epsilon_1 > \epsilon_2 > \epsilon_3)$

Die Hauptdehnungen werden durch Lösen der folgenden kubischen Gleichung bestimmt [109].

$$E^3 - (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz})E^2 + (\epsilon_{xx}\epsilon_{yy} + \epsilon_{yy}\epsilon_{zz} + \epsilon_{xx}\epsilon_{zz} - \gamma_{yz}^2 - \gamma_{xz}^2 - \gamma_{xy}^2)E - (\epsilon_{xx}\epsilon_{yy}\epsilon_{zz} + 2\gamma_{yz}\gamma_{xz}\gamma_{xy} - \epsilon_{xx}\gamma_{yz}^2 - \epsilon_{yy}\gamma_{xz}^2 - \epsilon_{zz}\gamma_{xy}^2) = 0 \quad (2.6.24)$$

Die drei Wurzeln dieser Gleichung ergeben die Werte der drei Hauptdehnungen  $\epsilon_1, \epsilon_2$  and  $\epsilon_3$ .

Unter Verwendung dieser Theorie wird später die Ermüdungslebensdauer der Lotschicht unter thermischer Zyklisierung abgeschätzt.

### 2.6.3. Simulation des Lötprozesses

In Abb. 2.32 wird die Fließspannung von OFHC-Cu als eine Funktion der Temperatur und Dehnung dargestellt. Die Anfangsfließspannung des geglühten Kupfers weist eine schwache Temperaturabhängigkeit auf. Im Gegensatz dazu erfährt das kaltverfestigte Kupfer eine beträchtliche mechanische Erweichung durch die thermische Erholung und Rekristallisation. Oberhalb 600 °C gibt es praktisch keine Verfestigung mehr. Abb. 2.33 zeigt die Spannungs-Dehnungsbeziehung des OFHC-Kupfers für zwei Temperaturen. Bei 600 °C zeigt das Kupfer eine nahezu ideale Plastizität. Die Daten in Abb. 2.33 wurden durch einachsige Zugversuche erhalten. Im Rahmen der Finite-Elemente-Rechnungen wurden die Daten stückweise linear approximiert.



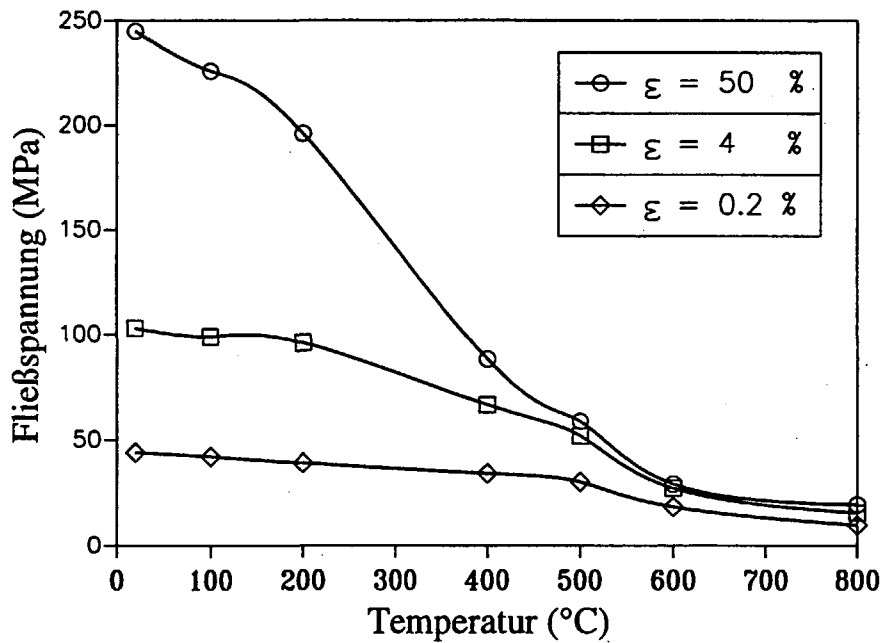


Abb. 2.32:  
Fließspannungen von OFHC-Kupfer als Funktion von Temperatur und Vorverformung

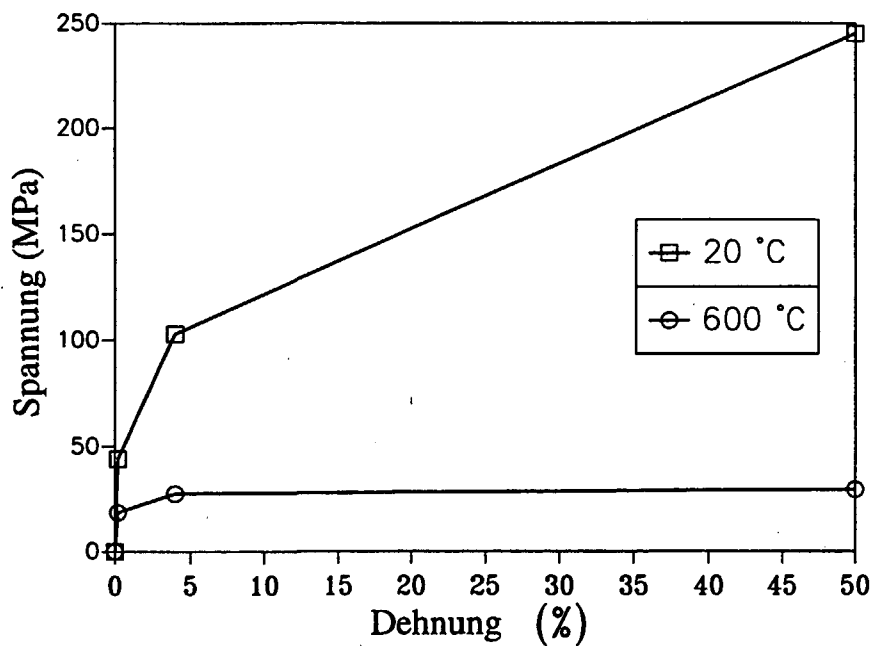


Abb. 2.33:  
Spannungs-Dehnungs-Diagramm von OFHC-Kupfer

Das Finite-Elemente-Netz für die linke Hälfte des Modells (Abb. 2.4 (b)) ist in Abb. 2.34 gezeigt.

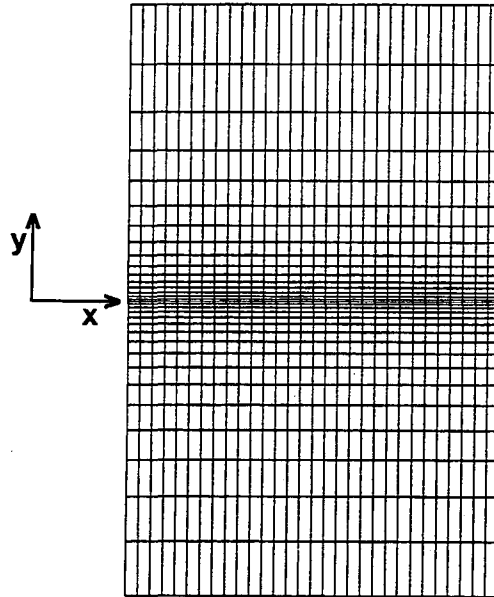


Abb. 2.34:  
Das verwendete FE-Netz des Modellverbundes für die elasto-plastische Analyse der Lotschicht

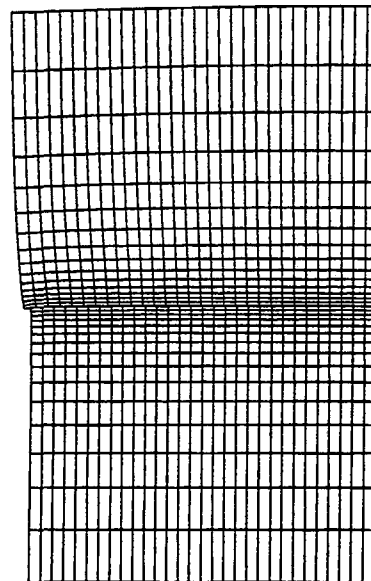


Abb. 2.35:  
Verformte Struktur des Modellverbundes im Eigenspannungszustand bei Raumtemperatur

Abb. 2.35 veranschaulicht die deformierte Struktur des Lötverbundsystems bei Raumtemperatur nach dem Lötprozess (Die Verzerrung ist 20-fach vergrößert). Die an der freien Oberflächenecke der Fügefläche geformte Stufe deutet darauf hin, daß eine große plastische Deformation im Cu-Lot entstanden ist. Der kinematische Zwang, der durch unterschiedliche Wärmeausdehnungskoeffizienten auf die Zwischenfläche ausgeübt wird, erzeugt Eigenspannungen während der Abkühlung.

Das Fließverhalten der Lotschicht im Verbund wird wesentlich durch die umgebende Temperatur beeinflusst, wie man in Abb. 2.32 sehen kann. Der Belastungsverlauf bei der thermischen Belastung ist aufgrund der Abhängigkeit zwischen der Temperatur und der Dehnung wichtig für die anwachsende Spannungsentwicklung im Lot. Da die Festigkeit des Verbundes hauptsächlich durch die Eigenspannung bestimmt wird, die wiederum durch den plastischen Deformationsverlauf der Lotschicht beeinflusst wird, ist es wichtig, die Entwicklung des plastischen Verformungsvorganges in der Lotschicht während des Lötprozesses zu analysieren. Die plastische Vergleichsdehnung  $\epsilon_{\text{eq}}^{\text{pl}}$  und die von Mises-Vergleichsspannung  $\sigma_{\text{eq}}$  an den freien Oberflächenecken und in der Mitte der Lotschicht (Punkt A und Punkt B in Abb. 2.4 (b)) wurden für den Abkühlprozeß von der Löttemperatur auf Raumtemperatur untersucht. Für die Lötsimulation wurde eine homogene Temperaturänderung mit einer konstanten Abkühlrate angenommen. Abb. 2.36 zeigt  $\epsilon_{\text{eq}}^{\text{pl}}$ , wie es sich an der Ecke und in der Mitte der Lotschicht entwickelt. Die Abszisse reicht von der Solidustemperatur des Kupfers (1070 °C) bis zur Raumtemperatur. Aufgrund der in Abb. 2.35 bereits gezeigten proportionalen linearen Wärmeausdehnung wurde der Eckenbereich mehr deformiert als der mittlere Bereich.

An der Ecke der Lotschicht zeigt der Verlauf der Dehnung ein nahezu bi-lineares Verhalten. Der rasche Anstieg der plastischen Dehnung über ca. 600 °C kann mit Hilfe der Abb. 2.32 und 2.33 verstanden werden, da keine Auswirkungen auf den Verfestigungseffekt oberhalb 600 °C vorhanden sind.

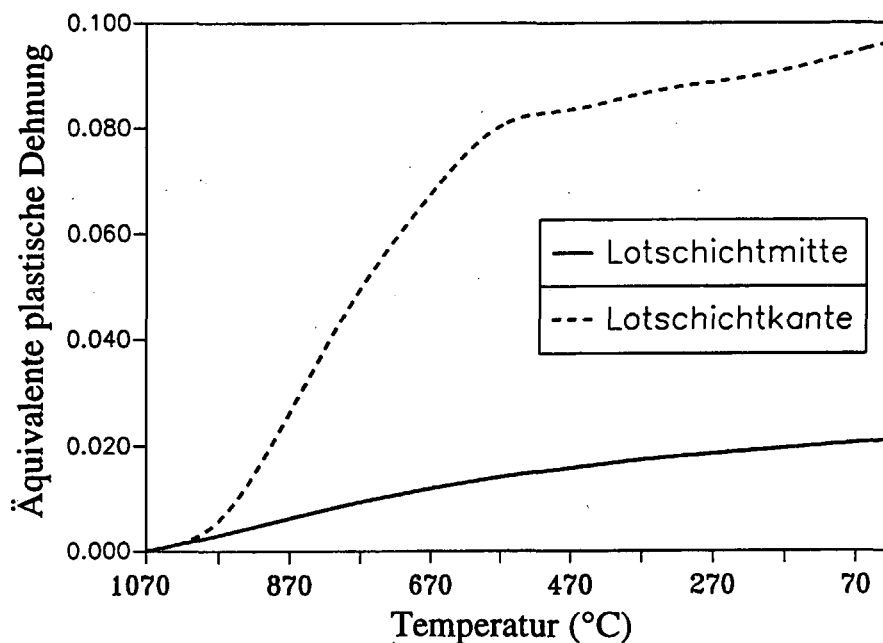


Abb. 2.36:  
Verläufe der plastischen Vergleichsdehnungen der Lotschicht während der Abkühlung nach dem Lötvorgang

Das Verhalten der von Mises-Vergleichsspannung  $\sigma_{eq}$  des Lotes wird in Abb. 2.37 erläutert. Die Kurve besitzt drei Phasen in der Spannungsentwicklung. In der ersten Phase, die von 1070°C bis ca. 970°C reicht, beginnen sich die Spannungen nach der Erstarrung auszubilden. Der kleine lineare Anstieg der Anfangsspannung in dieser Phase hängt mit dem elastischen Verhalten des erstarrten Lotmetalls zusammen. Der leichte Anstieg in der zweiten Phase reicht von ca. 970 °C bis ca. 600 °C. Das Spannungsfeld in der Lotschicht bleibt trotz des großen Unterschiedes in der integrierten lokalen Dehnung relativ homogen. Der größte Teil der Eigenspannung wird in der dritten Phase unter ca. 600 °C erzeugt.

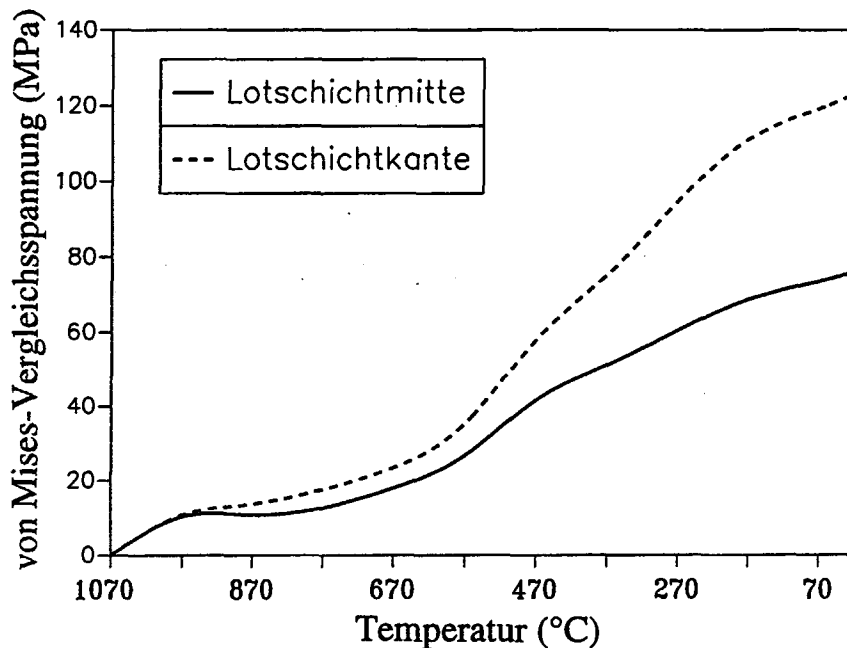


Abb. 2.37:  
Verläufe der von Mises-Vergleichsspannungen der Lotschicht während der Abkühlung nach dem Lötvorgang

#### 2.6.4. Simulation der Zyklerversuche im Ofen

Eine zyklische thermische Belastung wurde zur Untersuchung des Ermüdungsverhaltens des Kupferlotes im Verbundsystem simuliert. Abb. 2.38 zeigt den thermischen Verlauf in Form eines homogenen Temperaturwechsels zwischen Raumtemperatur und 600 °C nach langsamer Aufheizung in einem Ofen. Vor der thermischen Zyklierung wurde der Lötprozeß simuliert, um den daraus resultierenden Eigenspannungszustand zu erhalten.

Abb. 2.39 zeigt den Verlauf der drei Spannungskomponenten im Zentrum des Verbundes während der thermischen Zyklierung. Aufgrund der endlichen Ausdehnung des Modells ist die Spannung nicht einachsrig.

Da die Bulkspannung durch den Unterschied der thermischen Ausdehnung in der axialen Richtung verursacht wird, dominiert die axiale Spannungskomponente  $\sigma_{xx}$  gegenüber der normalen Komponente  $\sigma_{yy}$ . Die axiale Komponente weist eine wechselnde

Ermüdungsbelastung auf, während die normale Komponente eine schwellende Ermüdungsbelastung zeigt. Nach den ersten drei Zyklen sind die Spannungsamplituden nahezu gleich. Dieses frühe Sättigungsverhalten ergibt sich aus der thermischen Erweichung des Lötmetalls.

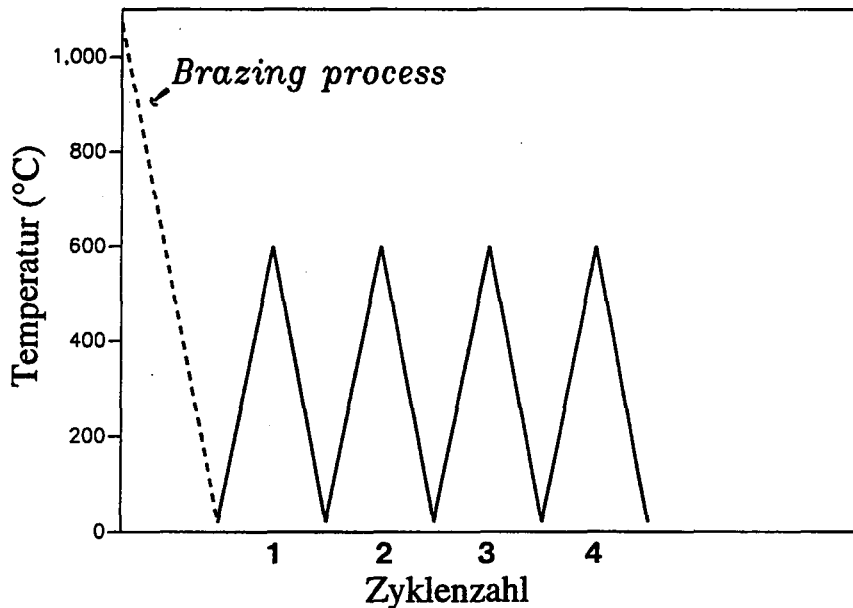


Abb. 2.38:  
Belastungsverlauf bei der thermischen Zykliersimulation mit homogenen Temperaturänderungen

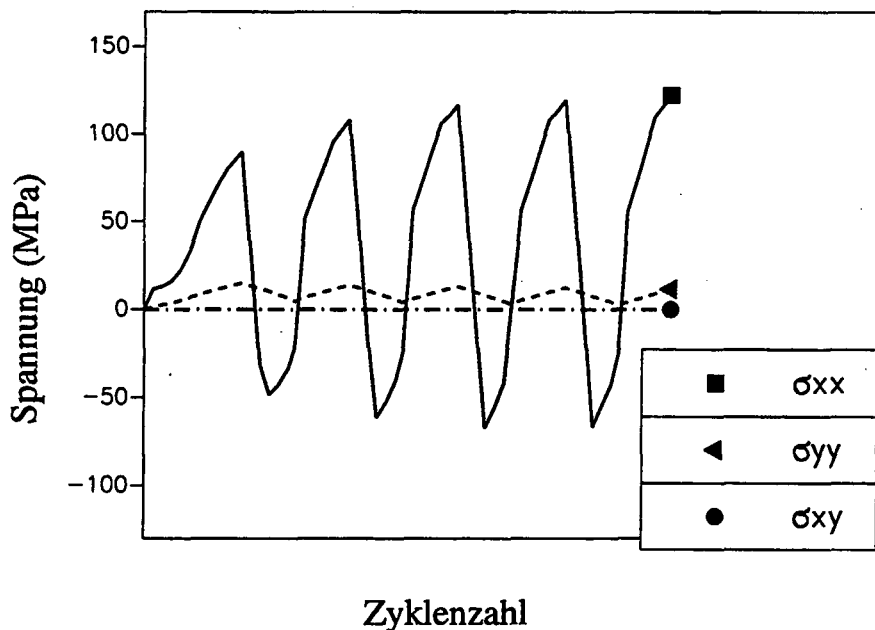


Abb. 2.39:  
Zeitliche Verläufe der Spannungskomponenten in der Mitte der Lotschicht unter isothermer Zyklierung mit gleicher Spitztemperatur

Abb. 2.40 verdeutlicht den Verlauf der Spannungskomponenten an der freien Oberflächenecke der Lotschicht, der Hauptbeitrag stammt von der normalen Spannungskomponente. Diese Tatsache ist durch die Geometrie der Deformation der freien Oberflächengrenzlinie begründet. Die axiale Komponente  $\sigma_{xx}$ , die normale Komponente  $\sigma_{yy}$  und die Schubkomponente  $\sigma_{xy}$  zeigen eine Mischform wechselnder und schwellender Zyklierungen. Die Spannungsamplituden der drei Komponenten erreichen eine Sättigung nach drei Zyklen, ein Vorzeichenwechsel der Spannungskomponenten erfolgt nach der ersten Zyklierung.

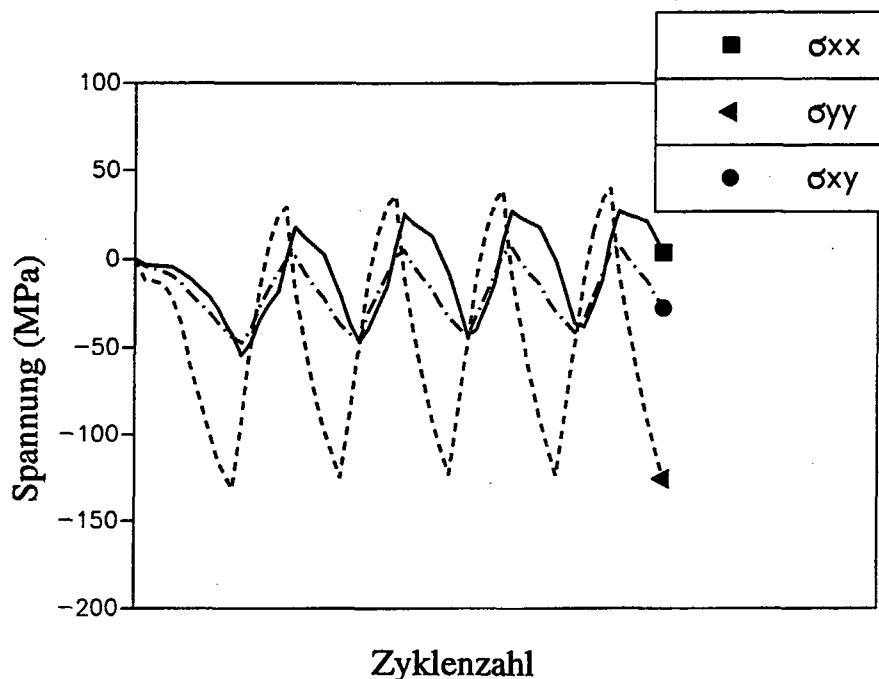


Abb. 2.40:  
Zeitliche Verläufe der Spannungskomponenten am freien Rand der Lotschicht unter isothermer Zyklierung

Es sollte noch bemerkt werden, daß das Maximum und das Minimum jeder Spannungskomponente in Abb. 2.39 und 2.40 nicht gleichzeitig vorliegen. Zeitliche Differenzen dieser Spitzenpositionen verursachen einen komplizierten zyklischen Verlauf der von Mises-Vergleichsspannung  $\sigma_{eq}$  in Abb. 2.41.  $\sigma_{eq}$  für die Lotecke zeigt ein Sägezahnmuster, bei dem ein abrupter Spannungsanstieg einem Anfangspeak nach Belastungsumkehr folgt. Es ist deutlich zu sehen, daß die von Mises-Spannung am Rand größer ist als in der Mitte.

Abb. 2.42 and 2.43 veranschaulichen den Zeitverlauf der Hauptdehnungen in der Lotmitte bzw. an der Eckposition. Die Amplitude der Hauptdehnungen in der Lotmitte ist fast konstant. Die Situation entspricht einer dehnungskontrollierten Ermüdung, welche durch Differenzen in den Wärmeausdehnungskoeffizienten und elastischen Konstanten bestimmt wird. Es treten keine wesentlichen Veränderungen zwischen den Zyklen auf. Die Hauptdehnungswerte an der Lotecke steigen kontinuierlich von Zyklus zu Zyklus bei Beibehaltung von nahezu konstanten Amplituden an. Dieses Verhalten beinhaltet einen

Ratcheting-Effekt. Die absoluten Werte der Hauptdehnungen an der Ecke sind sehr viel höher als die im mittleren Bereich.

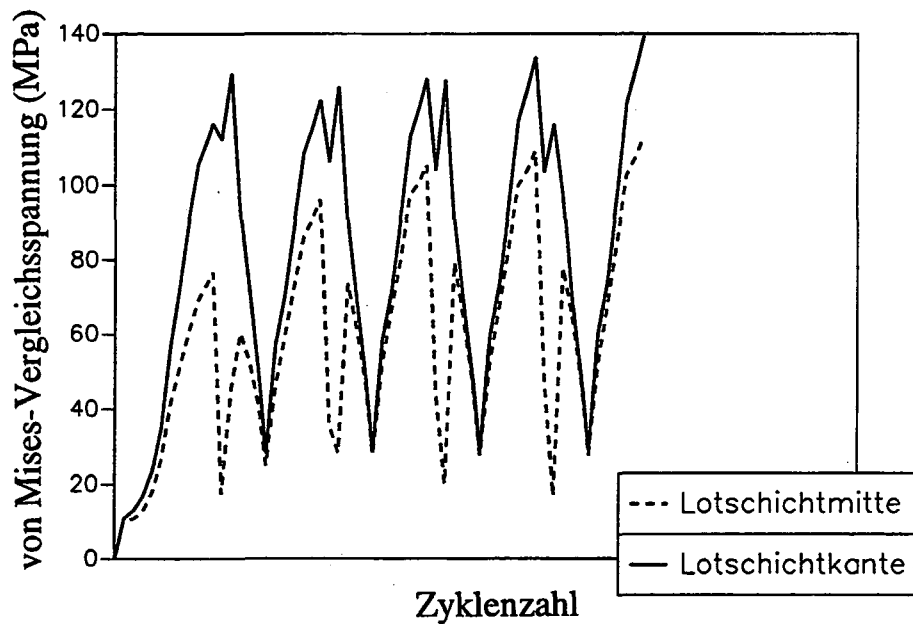


Abb. 2.41:  
Zeitliche Verläufe der von Mises-Vergleichsspannungen der Lotschicht unter isothermer Zyklisierung

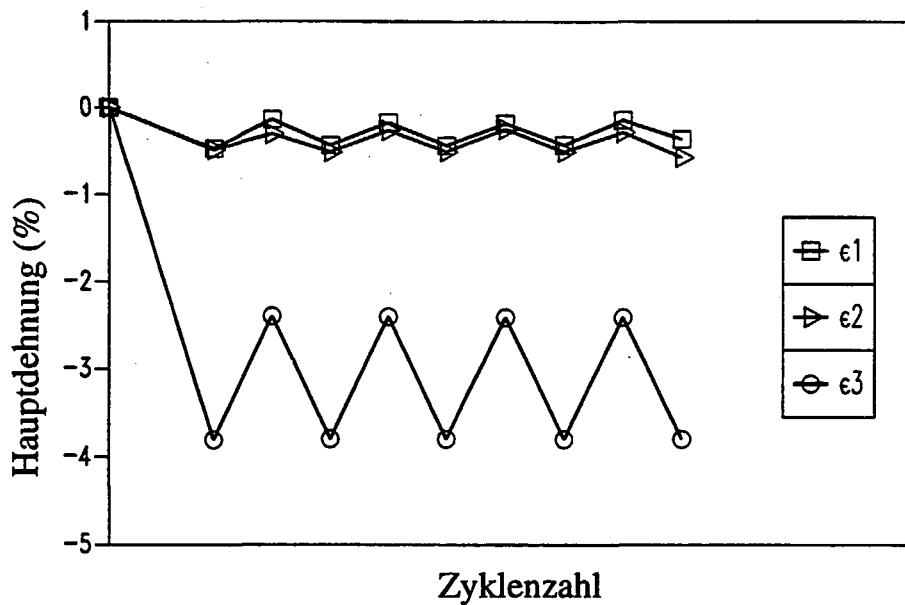


Abb. 2.42:  
Zeitliche Verläufe der Hauptdehnungen in der Mitte der Lotschicht unter isothermer Zyklisierung

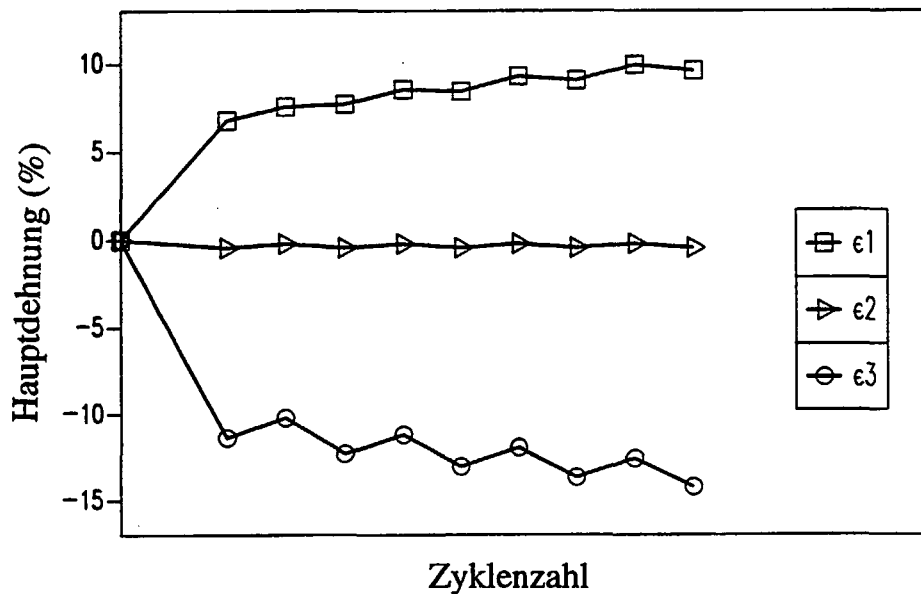


Abb. 2.43:  
Zeitliche Verläufe der Hauptdehnungen am freien Rand der Lotschicht unter isothermer Zyklisierung

Die Amplitude der plastischen Vergleichsdehnung  $\Delta\epsilon_{\text{eq}}^{\text{pl}}$  blieb nahezu konstant nach den ersten zwei Zyklen, was bedeutet, daß das Inkrement der kumulativen plastischen Vergleichsdehnung  $\epsilon_{\text{eq}}^{\text{pl}}$  für jeden Belastungszyklus konstant ist. Der numerisch bestimmte Wert von  $\Delta\epsilon_{\text{eq}}^{\text{pl}}$  betrug 1 % für die Lotecke und 0,59 % für die Lotmitte.

### 2.6.5. Simulation der HHF-Zyklerversuche

Wird der gelötete Verbund fusionsrelevanten Bedingungen unterworfen, erfährt er charakteristische thermische Belastungen, die aus zyklischen HHF-Pulsen bestehen. Die Natur der Beanspruchung der Lotschicht bei transienten HHF-Pulsen ist von der eines homogenen Temperaturwechsels verschieden. Um die Grundzüge der Belastungen der Lotschicht unter zyklischen HHF-Belastungen zu untersuchen, wurde eine transiente thermische zyklische Bedingung mit vier Wärmepulsen von  $20 \text{ MW/m}^2$  auf der CFC-Oberfläche für 2,1 Sekunden simuliert. Dabei wurde eine aktive Kühlung angenommen, damit sich die Abkühlphase abkürzt. Der verwendete thermische Belastungsverlauf ist in Abb. 2.44 dargestellt.



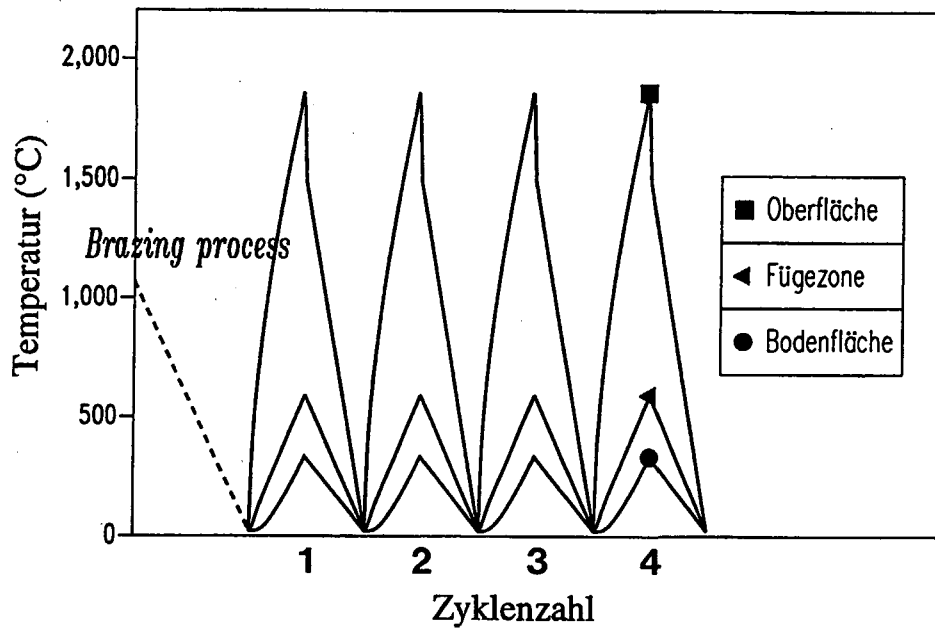


Abb. 2.44:  
Belastungsverlauf bei der HHF-Zyklersimulation mit transienten Temperaturänderungen

Die maximale Temperatur der Lotschicht während der HHF-Zyklierung beträgt 597 °C, sie entspricht in etwa der Temperatur der homogenen thermischen Zyklierung in Abb. 2.38. Zu den Zeitpunkten, wo die Peaktemperaturen eintreten, entwickeln sich scharfe Temperaturgradienten in vertikaler Richtung. Die deformierte Struktur zu diesen Zeitpunkten ist in Abb. 2.45 dargestellt.

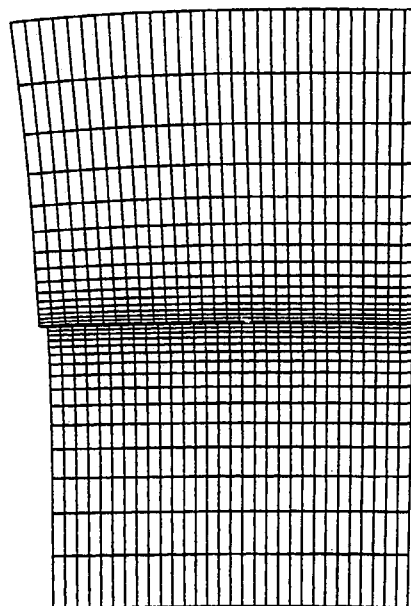


Abb. 2.45:  
Verformte Struktur des Modellverbundes am Ende des Wärmepulses bei transienten HHF-Belastungen

Den Verlauf der drei Spannungskomponenten im Lotzentrum während der thermischen Zyklierung kann man aus Abb. 2.46 entnehmen. Die Zeitvariationen der Spannungen zeigen ein ähnliches Verhalten wie in Abb. 2.39, die Normalspannungskomponente besitzt einen fast konstanten Wert.

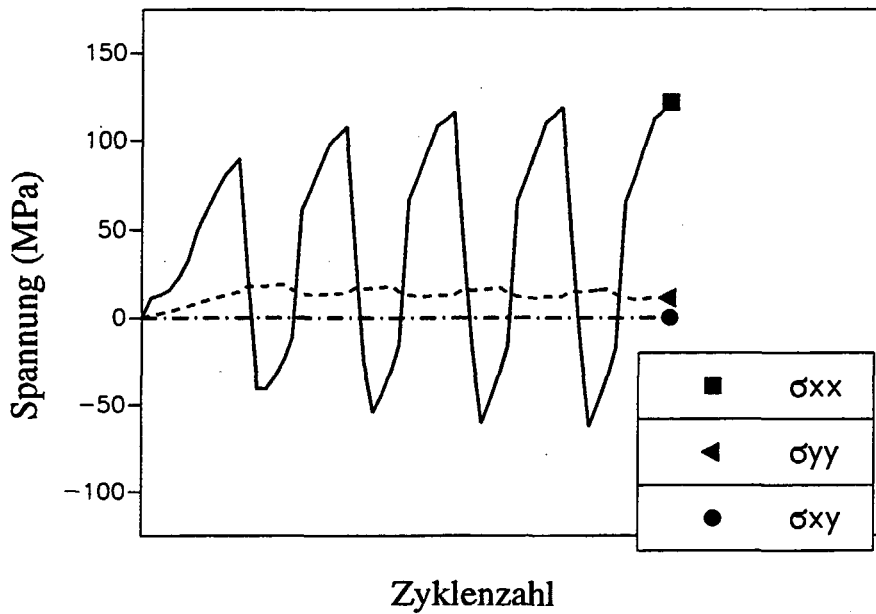


Abb. 2.46:  
Zeitliche Verläufe der Spannungskomponenten in der Mitte der Lotschicht unter transienten HHF-Zyklen

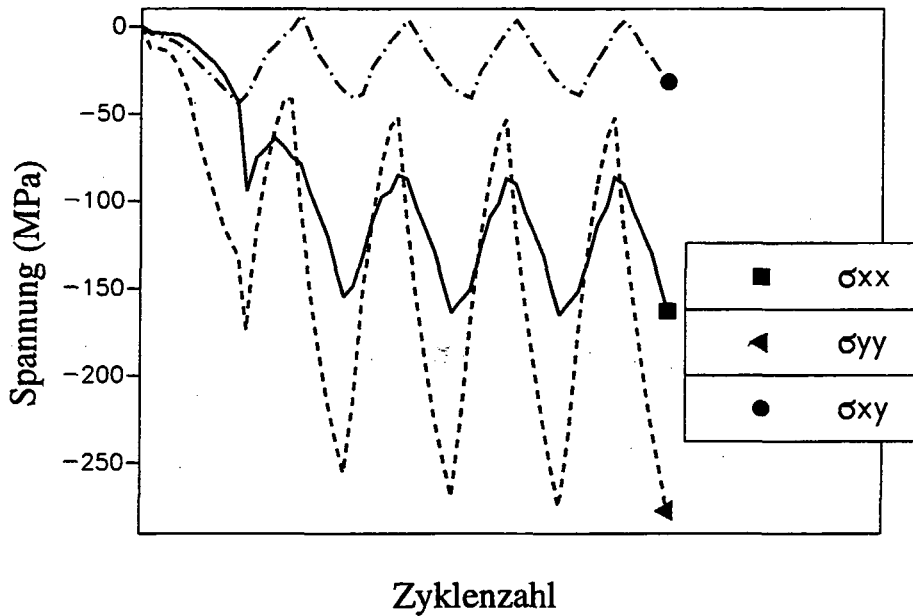


Abb. 2.47:  
Zeitliche Verläufe der Spannungskomponenten am freien Rand der Lotschicht unter transienten HHF-Zyklen

Abb. 2.47 zeigt den Verlauf der Spannungskomponenten an der freien Oberflächenecke des Lotes. Einige Unterschiede in den Spannungswechseln zwischen Abb. 2.40 und Abb. 2.47 können festgestellt werden. Die axialen und normalen Komponenten in Abb. 2.47 erfahren eine überwiegende zyklische Schwellbelastung. Der gesamte Bereich jeder dieser Komponenten liegt ganz im kompressiven Bereich. Die Amplitude der normalen Komponenten steigt beträchtlich an.

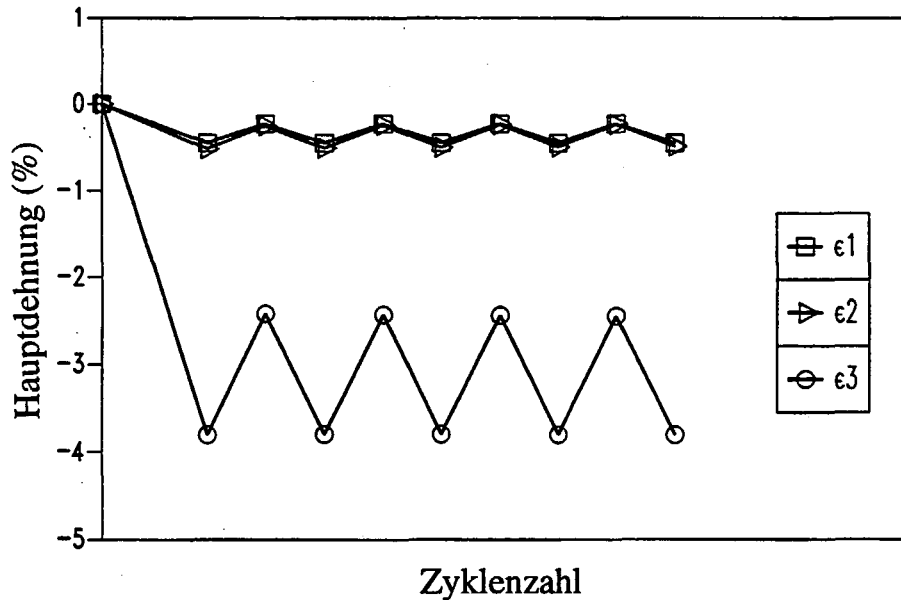


Abb. 2.48:  
Zeitliche Verläufe der Hauptdehnungen in der Mitte der Lotschicht unter transienten HHF-Zyklen

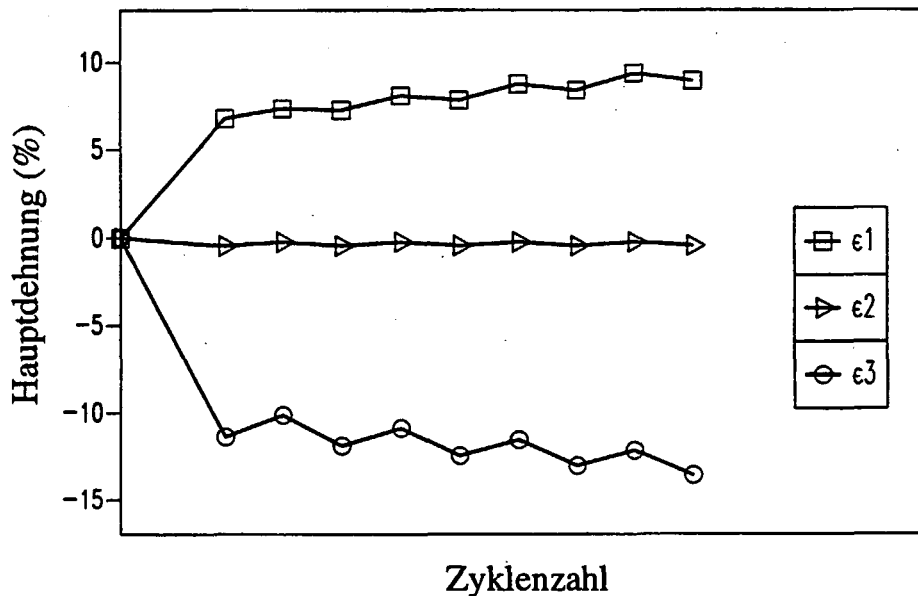


Abb. 2.49:  
Zeitliche Verläufe der Hauptdehnungen am freien Rand der Lotschicht unter transienten HHF-Zyklen

Abb. 2.48 und 2.49 erläutern die Zeitvariation der Hauptdehnungen im Lotzentrum bzw. der Eckposition. Das Verhalten der zyklischen Variation unterscheidet sich kaum von dem der homogenen thermischen Zyklierbedingung.

### 2.6.6. Abschätzung der Lebensdauer

Durch Verwenden der Daten aus den zyklischen Wechsellastungen der Hauptdehnungen nach Gl.(2.6.23) kann die äquivalente Dehnungsamplitude bestimmt werden. Zur Berechnung der äquivalenten Dehnungsamplitude wurde der Anfangspunkt des vierten Belastungszyklus als Referenzzeit verwendet. Mit Hilfe der Gl.(2.6.21) und mit den aus Gl.(2.6.23) erhaltenen Dehnungsamplitudenwerten kann die Ermüdungslebensdauer abgeschätzt werden. Die vorausgesagten Lebensdauern sind in der Tabelle 2.6 aufgelistet. Diese Ergebnisse basieren auf einer Referenztemperatur von 600 °C, für die die Werte von  $R_m$ ,  $E$  und  $Z$  in Gl.(2.6.22) gegeben sind.

Table 2.6:  
Vorausgesagte Lebensdauer der Lötsschicht für zwei zyklische Belastungsbedingungen

	Mitte	Ecke
$\Delta\epsilon_{eq}$ (%)*	0,75366	0,99208
$\Delta\epsilon_{eq}$ (%)**	0,76423	0,80367
Lebensdauer * (Zyklen)	269	243
Lebensdauer ** (Zyklen)	290	370

\* : isotherme Zyklierungen

\*\* : HHF-Zyklierung

Beide thermische Belastungsbedingungen ergeben ähnliche Lebensdauern. Im Falle der HHF-Belastung ist die Anzahl der Zyklen für die Lotecke trotz ihres höheren Dehnungsniveaus und ihrer höheren Dehnungsamplitudenwerte größer als für den mittleren Bereich. Diese Tatsache ist begründet auf dem Mittelspannungseffekt in Gl.(2.6.22-a).

### 2.6.7. Einfluß der thermischen Gradienten auf die Grenzflächenspannungen

Die zyklische plastische Deformation des Lotes kann Bulkspannungen in dem CFC- und TZM-Körper bewirken. In Abb. 2.50 wird die axiale Komponente der Grenzflächenspannungen im symmetrischen Zentrum für zwei Fälle der thermischen Belastungen dargestellt, während in Abb. 2.44 die transiente HHF-Belastung und in Abb. 2.38 die homogene Aufheizung veranschaulicht sind. Die Peakspannung an der Cu/TZM-Grenzfläche nimmt während der Zyklierung monoton ab, die Peakspannung an der CFC/Cu-

Grenzfläche wird leicht abgeschwächt. Die Spannungsamplituden für beide Grenzflächen bleiben unverändert. Diese zyklische Relaxation der Bulkspannungen scheint von der wachsenden Verzerrungsverfestigung der Lotschicht abzuhängen. Die CFC/Cu-Grenzfläche erfährt eine identische zyklische Spannungsvariation für beide Belastungsbedingungen, die TZM/Cu-Grenzfläche erleidet größere Spannungsamplituden im Falle der HHF-Zyklisierung.

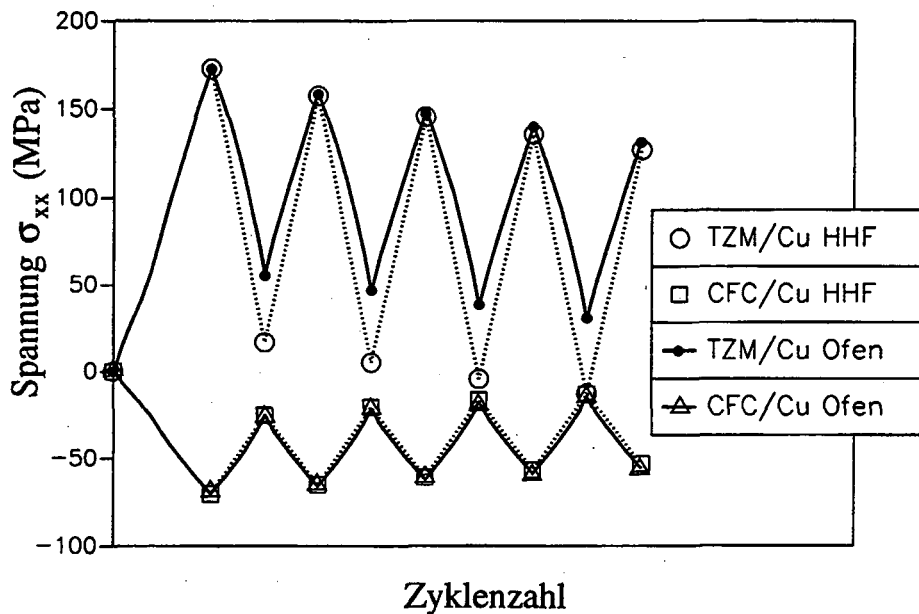


Abb. 2.50:  
Zyklisches Verhalten der Grenzflächenspannungen unter homogenen bzw. transienten Temperaturänderungen

Die räumlichen Verteilungen der drei Grenzflächenspannungskomponenten auf der CFC-Seite sind in Abb. 2.51 gezeigt. Nach der Darstellung in Abb. 2.51 zeigen die axiale Komponente  $\sigma_{xx}$  und die Schubkomponente  $\sigma_{xy}$  einen kleinen Unterschied in ihrer Verteilung zwischen den zwei thermischen Belastungsbedingungen. Die normale Komponente  $\sigma_{yy}$  jedoch weist eine beträchtliche Abweichung zwischen den zwei thermischen Belastungsbedingungen auf. Die durch die HHF-Belastung bewirkte Normalspannung übt eine stärkere Belastung auf die gesamte Grenzfläche aus als die homogene thermische Belastung. Die Verstärkung der Normalspannung bei HHF-Belastung hängt von der erzwungenen Krümmung des Verbundes ab, die durch den vertikalen Temperaturgradienten verursacht wird. Die Zugnormalspannung im inneren Bereich kann Ermüdungsrisse unter zyklischen thermischen Belastungen induzieren. Die Spannungsfelder in der Nähe der freien Oberflächenecken sind stark durch das plastische Fließen der Kupferzwischen-schicht beeinflusst.

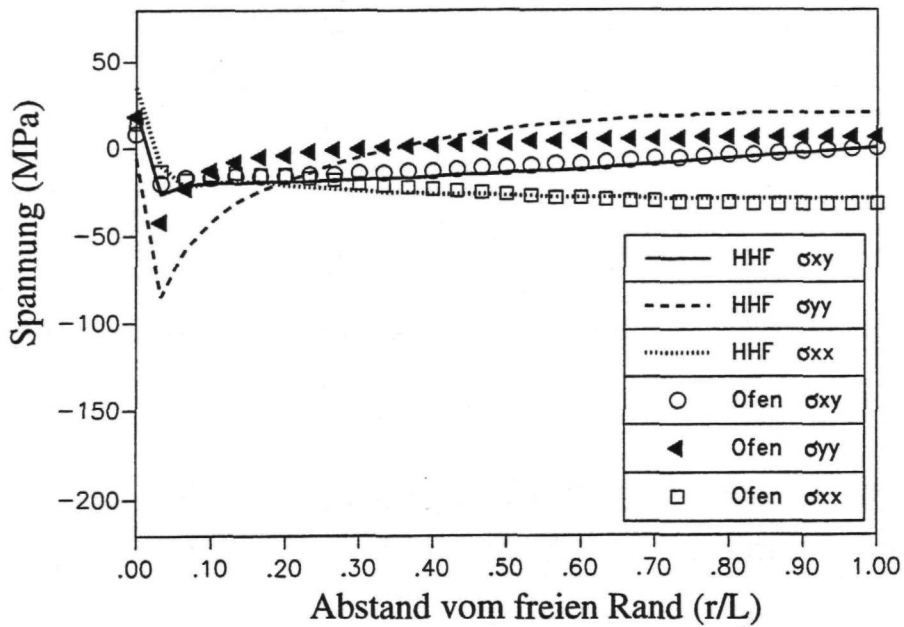


Abb. 2.51:

Spannungsverteilungen entlang der Fügefläche von CFC unter isothermen bzw. transienten HHF-Belastungen (Die Spannungen sind geplottet für die Spitzenpunkte des jeweiligen Zyklus'.)

### 2.6.8. Einfluß der Lotschicht auf die Grenzflächenspannungen

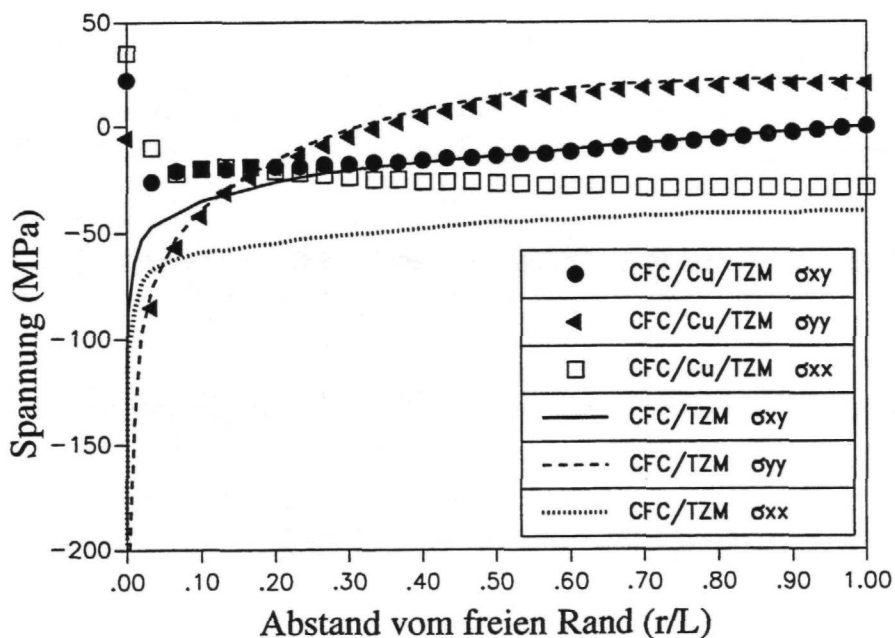


Abb. 2.52:

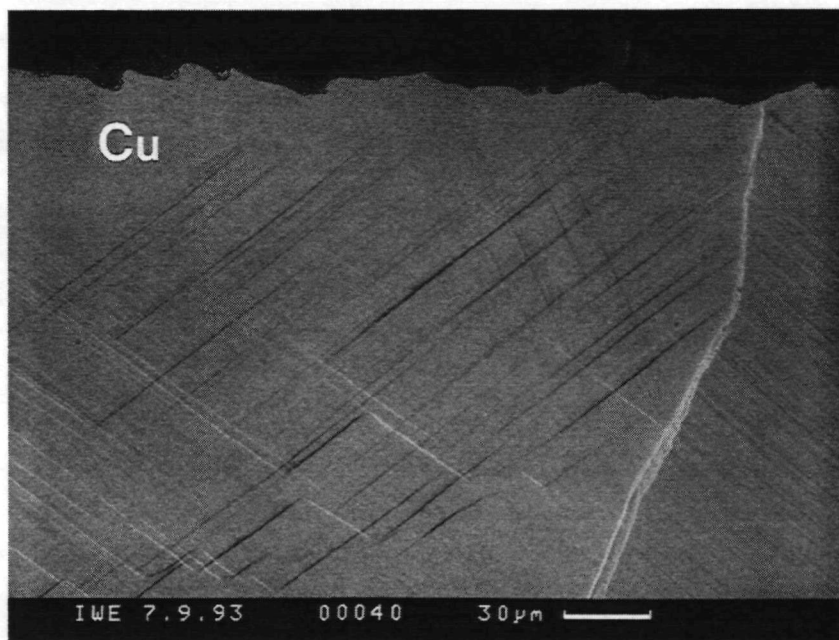
Spannungsverteilungen entlang der Fügefläche von CFC mit und ohne Lotzwischen-schicht (Die Spannungen sind geplottet für die Spitzenpunkte des jeweiligen HHF-Zyklus'.)

Die räumliche Verteilung der drei Grenzflächenspannungskomponenten auf der CFC-Seite ist in Abb. 2.52 dargestellt. Die Ergebnisse unter Berücksichtigung der Lotschicht wurden mit den Ergebnissen ohne Einbezug der Zwischenschicht verglichen. In Bulk-Bereichen für  $r/L > 0,2$  beeinflusst die Lotschicht nicht die Normal- und Schubspannungskomponenten. In Gegenwart der duktilen Lotschicht werden die singulären Spannungsfelder nahe der freien Oberflächenecken stark verändert, da die Spannungskomponenten in diesem Bereich nicht über die Fließspannung hinausgehen können. Es wird beobachtet, daß die Spannungsfelder in diesem Bereich durch die plastische Verformung der Kupferzwischenschicht gestört sind. Bei den Druckspannungsfeldern kommt es durch die plastische Verformung des Lotes sogar zu einer Vorzeichenumkehr.

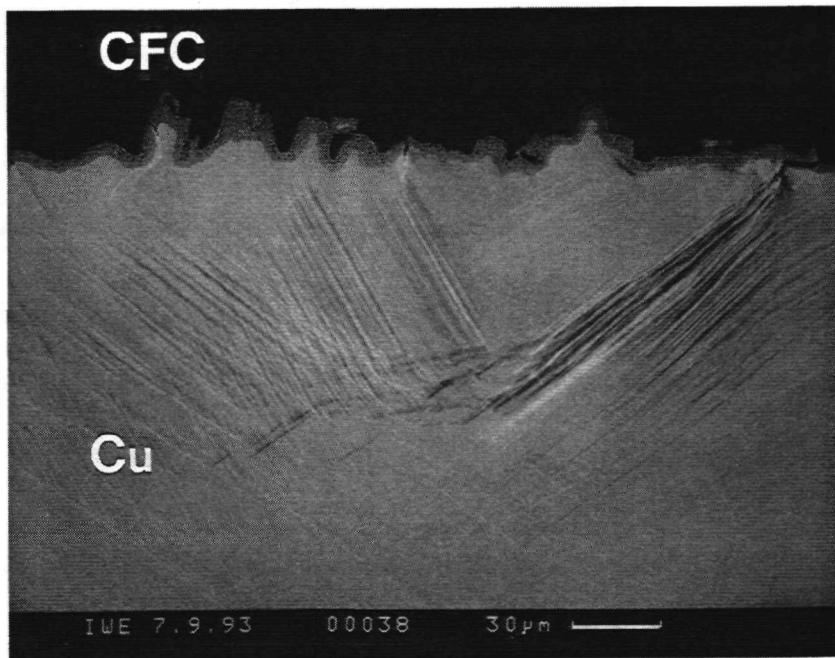
### 2.6.9. Mikrostruktur des Lotes nach Tests

Die Mikrostrukturen der Kupferlotschicht nach zyklischen thermischen Belastungen sind in Abb. 2.53 dargestellt. Die Gleitlinien in den REM-Aufnahmen repräsentieren Schnittlinien der Gleitzonen mit der Kristalloboberfläche.

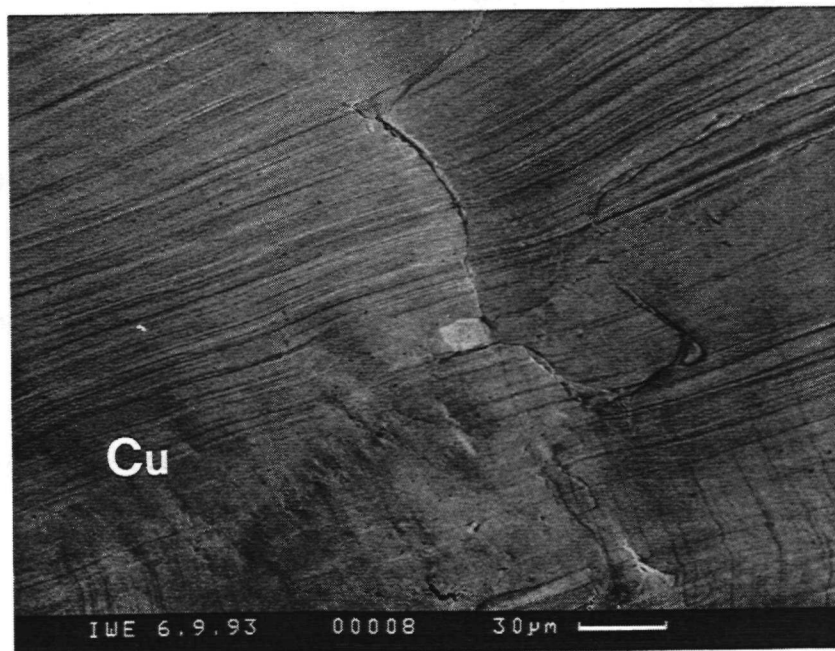
Bei HHF-Belastungen mit niedriger thermischer Leistungsdichte (Test 1) ist der Fließmechanismus die Doppelgleitung, wo sowohl das primäre als auch das konjugierte Gleitsystem, die beide kristallographisch äquivalent sind, am Versetzungsgleiten beteiligt werden. Dabei ist die benötigte Aktivierungsenergie niedriger als bei allen anderen Gleitsystemen (Abb. 2.53 (a))



(a) Test 1 (max. Temperatur : 600 °C)

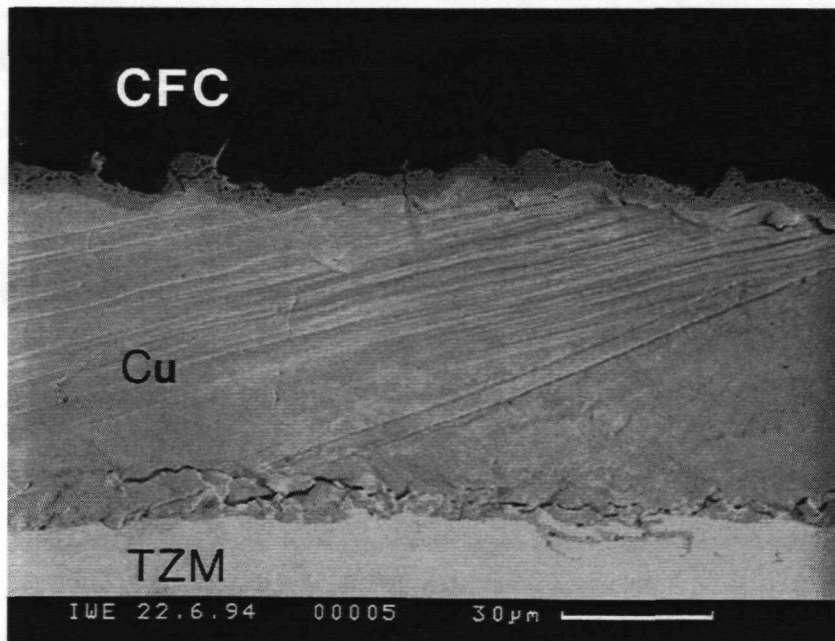


(b) Test 1 (max. Temperatur : 600 °C)

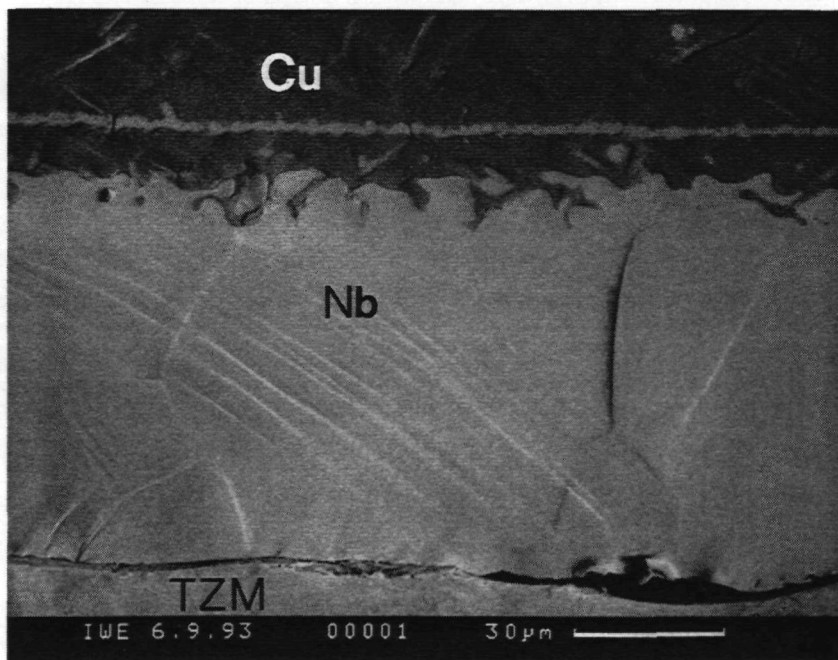


(c) Test 3 (max. Temperatur : 899 °C)





(d) Vakuumofenversuche (RT.  $\Leftrightarrow$  600 °C)



(e) Test 3 (max. Temperatur : 899 °C)

Abb. 2.53:  
Mikrostruktur der plastisch verformten Lotschicht nach HHF-Zykliertest  
(rastermikroskopische Aufnahme)

Die wohldefinierten, geraden Gleitspuren der Versetzungen, die sich durch parallele Gleitlinien entlang der dicht gepackten Atomebene offenbaren, führen zu der Annahme, daß das plastische Fließen unter dieser Belastungsbedingung durch eine leichte Gleitung ablief. Die auf der vorgepolierten Oberfläche sichtbaren Gleitlinien sind gerade, welches eine Folge der planaren Gleitung ist [146,147,160].

Die planare Gleitung stellt ein dominierendes Deformationsmuster dar, wenn die Aufspaltung der Versetzung in Halbversetzungen unter einer angewendeten Spannung dominant ist. Die Bewegungen der zwei Shockley-Halbversetzungen werden auf die Stapelfehlerfläche beschränkt. Daher werden die Gleitlinien auf der Oberfläche gerade. Die Geometrie der Gleitlinien in Abb. 2.53 (a) kann unter Berücksichtigung der Hauptspannungsorientierung erklärt werden. Die Gleitlinien in der Aufnahme repräsentieren den Oberflächenschnitt der Gleitebene, auf welchen die maximalen Schubspannungen wirken. Da die Richtung der maximalen Schubspannung von der Achse der Hauptspannung um  $\pi/4$  (rad.) abweicht, kreuzen die Gleitlinien die Hauptspannungsachse in einem Winkel von  $\pi/4$  (rad.) [148]. Abb. 2.54 (a) veranschaulicht die Hauptspannungsverteilung im mittleren Bereich der Lotschicht. Die Richtung der maximalen Hauptspannung nahe des Lotschichtzentrums ist parallel zu der Fügefläche. Dies zeigt an, daß das Gleitmuster in Abb. 2.53 (a) mit dem Ergebnis der numerischen Analyse übereinstimmt.

Abb. 2.53 (b) stellt den Bereich zwischen Zentrum und Ecke der Lotschicht dar (Test 1). Eine Reihe von Gleitlinien in Abb. 2.53 (b), die auf den primären Gleitlinien überlagert sind, repräsentieren das Versetzungsgleiten durch das sekundäre Gleitsystem. Die Hauptspannungsverteilung in dem Zwischenbereich der Lotschicht wird in Abb. 2.54 (b) gezeigt. Die Richtung der maximalen Hauptspannung dreht sich von der Fügeflächenlinie ab. Diese Drehung der maximalen Hauptspannung vermag eventuell die Aktivierung der sekundären Gleitsysteme zum Mitgleiten zu veranlassen, wo die Schubspannung über den kritischen Spannungswert für das Gleiten (od. Fließen) hinausgeht. Die nahe der Reißspitze in der Grenzfläche verursachte Spannungskonzentration kann infolge der Ausbildung plastischer Verformungen in dem duktilen Lot abgebaut werden (Abb. 2.53 (b)). Die verstärkten Spannungsfelder nahe der Reißspitze, am spröden Reaktionsfilm gelegen, erzeugten ein lokales Gleitlinienband, in welchem die Gleitliniendichte partiell hoch ist. Die Gleitläufer in diesem verstärkten Deformationsband nahmen ein welliges Muster an. Die welligen Gleitlinien, die in dem metallographischen Bild gezeigt sind, entstehen aufgrund der Quergleitung der Versetzungen [146,147]. Bei der Verwendung einer hinreichend großen Spannung, die hier durch die Spannungskonzentration nahe der Reißspitze erreicht wird, ist es möglich, Halbversetzungen in einer Versetzung zusammenzuschließen. Wenn diese rekombinierte Versetzung eine Schraubenkomponente besitzt, gleitet sie eventuell quer.

Unter den harten zyklischen thermischen Belastungen mit einer maximalen Grenzflächentemperatur von ca. 900 °C (Test 3), stieg die Dichte der Gleitlinien beträchtlich an (Abb. 2.53 (c)). Aufgrund der großen Dehnungsamplituden und des hohen Wärmefflusses wurden wesentlich mehr plastische Dehnungen akkumuliert als bei niedrigen thermischen Belastungen.

Da sich die Versetzungen während des Fließens multipliziert haben, werden immobile Versetzungen z.B. Lomer-Cottrell-Versetzungen häufig durch Reaktionen der Versetzungen der sekundären Gleitsysteme und des Hauptgleitsystems erzeugt. Diese Effekte können eine wirkungsvolle Barriere gegen Versetzungsbewegung sein, wobei die

Versetzungen, um diese Hindernisse umzugehen, zur Quergleitung gezwungen werden. Als eine Folge wird ein welliges Gleitmuster geformt [146,147].

In Abb. 2.53 (d) ist eine Schädigung im Kupferlot zu sehen, die durch langsame thermische Zyklierung im Vakuumofen hervorgerufen wurde. Es sollte dabei bemerkt werden, daß die Schäden nahe der Lotgrenzfläche zu TZM entstehen. Im Gegensatz dazu trat keine bemerkenswerte Schädigung bei den Elektronenstrahlversuchen auf.

Um eine gleichförmige Dicke der Lotschicht nach der Erstarrung im Lötprozeß zu erhalten, werden zwei dünne Niobstreifen in die Lotzwischenstschicht eingeführt.

Abb. 2.53 (e) zeigt die deformierte Struktur der Nb-Trennungstreifen nach der thermischen Ermüdung. Korngrenzengleiten findet parallel zum Versetzungsgleiten statt. Die Nb-Streifen weisen gute mechanische Kompatibilität mit dem Verbundsystem auf. Da viele der Niobatome zur Grenzfläche zwischen CFC und Cu diffundieren, um ein stabiles Niobcarbide zu formen, lagert sich im oberen Bereich des Streifens Kupfer an [149].

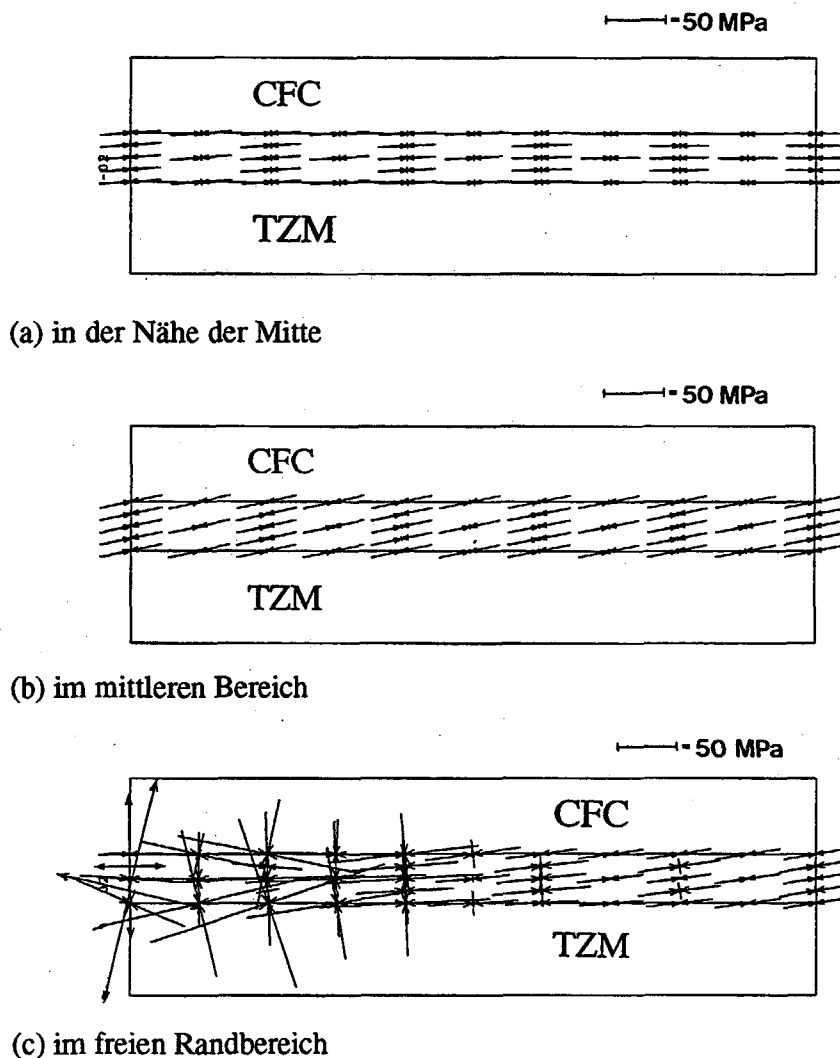


Abb. 2.54:  
Berechnete Hauptdehnungsverteilungen in der Lotschicht an der Spitze des vierten Temperaturzyklus' in der HHF-Simulation

### 3. Aktiv gekühlte Divertormodule

#### 3.1. Elektronenstrahlversuche zur HHF-Zykliersimulation

##### 3.1.1. Test-Module

Es wurde zunächst eine Reihe von aktiv gekühlten Divertormodulen aus verschiedenen Materialien hergestellt. Ein typischer Modul ist in Abb. 3.1 zu sehen. Der Testmodul besteht aus drei oder vier Schutzziegeln, die an eine TZM-Wärmesenke für verschiedene Schutzmaterialien aufgelötet sind.

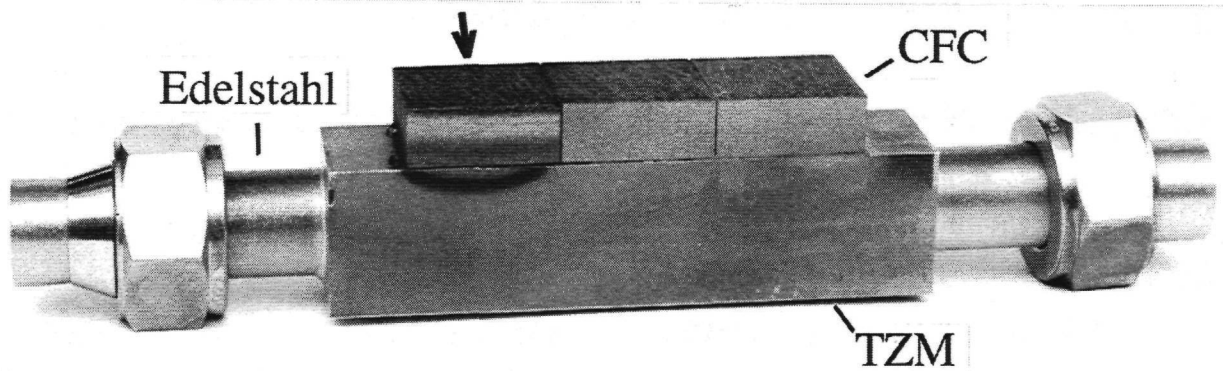


Abb.3.1:  
Prototypischer Divertortestmodul aus einer CFC/TZM-Lötverbindung  
(Bestrahlter CFC-Ziegel (↑) zeigt Kohlenstoffverdampfung)

Die folgenden Materialien wurden für die Herstellung von gelöteten Divertormodulen verwendet:

- Schutzziegel: Sepcarb N112 (2D-CFC), PCC 2S (2D-CFC), MFC1 (1D-CFC), RG-Ti (mit 7,5 % Ti dotierter rekristallisierter Graphit), und SiC30 (60 % SiC - 35 % Graphit - 5 % Si)
- Wärmesenke: TZM (Mo-0,5 % Ti-0,1 % Zr)
- Kühlrohr: ferritischer rostfreier Stahl

Die Größe der einzelnen Ziegel betrug  $25 \times 25 \times 10$  (mm<sup>3</sup>). Die Wärmesenke besitzt eine Geometrie von  $25 \times 25$  (mm<sup>2</sup>) im Querschnitt und 100 (mm) in der Länge. Die Kühlrohre (18 mm äußerer Durchmesser, 16 mm innerer Durchmesser) wurden an beiden Seitenenden eingefügt.

Ein Cu1Cr-Lot wurde benutzt, um die Schutzziegel mit der TZM-Wärmesenke zu verbinden, wohingegen das Kühlrohr mit dem TZM-Körper mit Hilfe eines Au18Ni-Lot verbunden wurde [97].

Die Testmodule wurden bei einer Löttemperatur von 1100 °C in Vakuum gelötet, wobei ein Zwischenraum von 1 mm zwischen den Ziegeln beibehalten wurde. Die Dicke der Lotschicht betrug über 150 µm. Die Richtung der guten thermischen Leitfähigkeit der CFC-Ziegel liegt parallel zu der Richtung des erzeugten Wärmeffusses. Diese Testmodule wurden HHF-Zyklertests in der Elektronenstrahlanlage JUDITH unterzogen.

### *3.1.2. Vorhergehende Prüfung der Lötverbindungen*

Vor der Ausführung der Haupttestreihe wurden alle Divertortestmodule einem niedrigen Wärmeffuß durch Elektronenbestrahlung unterzogen, um die Qualität der Lötverbindung zu testen. Mit Hilfe der IR-Thermographie wurde die Temperaturverteilung auf der gesamten Ziegeloberfläche als Farbschattierung dargestellt. Lotdefekte, d.h. Lotbereiche mit reduziertem thermischen Kontakt können in Form von Hot-Spots in der IR-Thermographie detektiert werden. Schutzziegel mit einer intakten Zwischenfläche wurden selektiert und für weitere Tests verwendet.

### *3.1.3. Screening-Tests*

Um die Grenze der tolerablen thermischen Belastungen einschätzen zu können, wurden Screeningtests durchgeführt. Die einfallenden Leistungsniveaus wurden schrittweise von Beschuß zu Beschuß erhöht. Die Pulslänge betrug 30 Sekunden. Die absorbierte Nettoleistungsdichte, die auf den Ziegeln aufgebracht wurde, ist niedriger als die elektrische Leistungsdichte aufgrund der Rückstreuung der Elektronen. Im stationären Zustand entspricht der auf der Ziegeloberfläche aufgebrauchte Wärmeffuß dem durch die Kühlung abgeführten Wärmeffuß. Hierbei kann die absorbierte Nettoenergie dichte durch die Quantifizierung der Wärmemenge, die durch das Kühlwasser abgeführt wird, ermittelt werden. Zur Kalibrierung wurde die Kühlwasserkalorimetrie eingesetzt.

Die Wärmeleistungsdichte wird solange erhöht, bis beträchtliche thermische Erosion stattfindet, oder das Verbundsystem aufgrund von Wärmeschock versagt. Die Versuche wurden beendet, um eine extensive Sublimation von Graphit oder CFC zu vermeiden, obwohl das Lötverbundsystem vermutlich auch höhere Leistungsniveaus überstanden hätte.

### *3.1.4. Zyklertests*

Um das Ermüdungsverhalten von Testmodulen und ihre Lebensdauer unter HHF-Belastung abschätzen zu können, wurden thermische Zyklerversuche durchgeführt. Die experimentellen Parameter sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Die Dauer der Elektronenbestrahlung für alle Zyklen wurde bei 30 Sekunden konstant gehalten. Die Periode eines jeden thermischen Belastungszyklus, welche die Abkühlphase beinhaltet, betrug ca. eine Minute. So wurde bei jedem Belastungspuls ein stationärer Zustand erreicht. Die maximalen Oberflächentemperaturen der Ziegel im stationären Zustand und ihre Veränderung während der zyklischen Belastung wurden gemessen. Die Ausbreitung der Defekte in der Fügefläche wurde durch die IR-Thermographie für jeden Elektronenstrahlimpuls verfolgt.

Table 3.1:  
Versuchsbedingungen für die thermischen Zyklertests

Schutzmaterialien	Absorbierte Leistungsdichte (MW/m <sup>2</sup> )	Anzahl der Zyklen
Sepcarb N112	13,5	50
	12	30
	10,5	50
PCC 2S	10,5	30
MFC 1	7	30
RG-Ti	10,5	*
SiC 30	7	*

(\* : Die Testmodule versagten beim zweiten Schuß.)

### 3.1.5. Ergebnisse und Diskussion

In Abb. 3.2 - 3.5 sind die thermophysikalischen Eigenschaften der Materialien, die für die Divertortestmodule verwendet wurden, in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen [73,101,102,150,151,152,153].

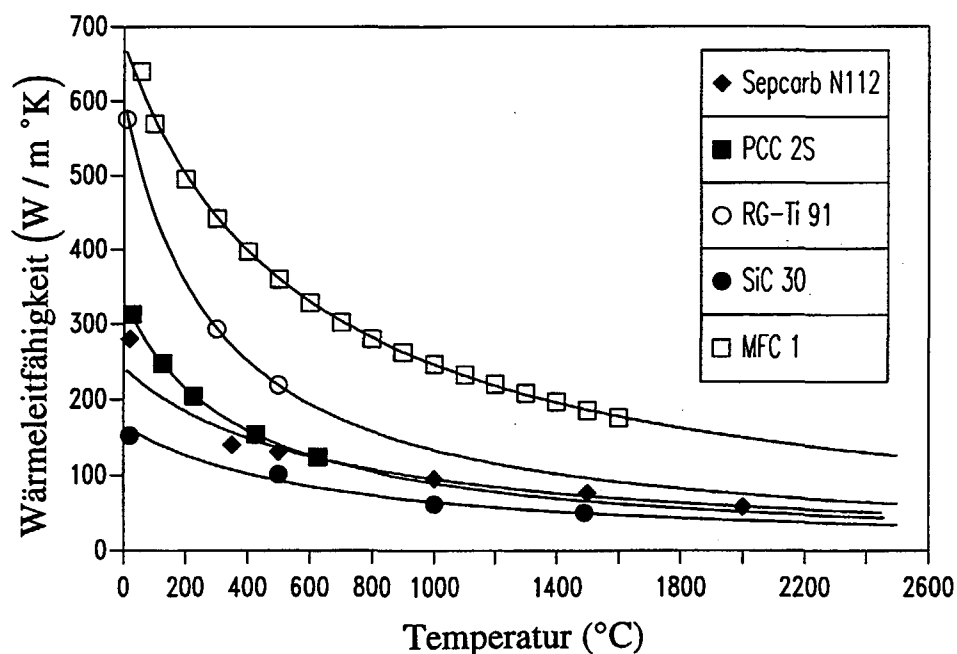


Abb. 3.2:  
Wärmeleitfähigkeiten von verwendeten Divertorwerkstoffen

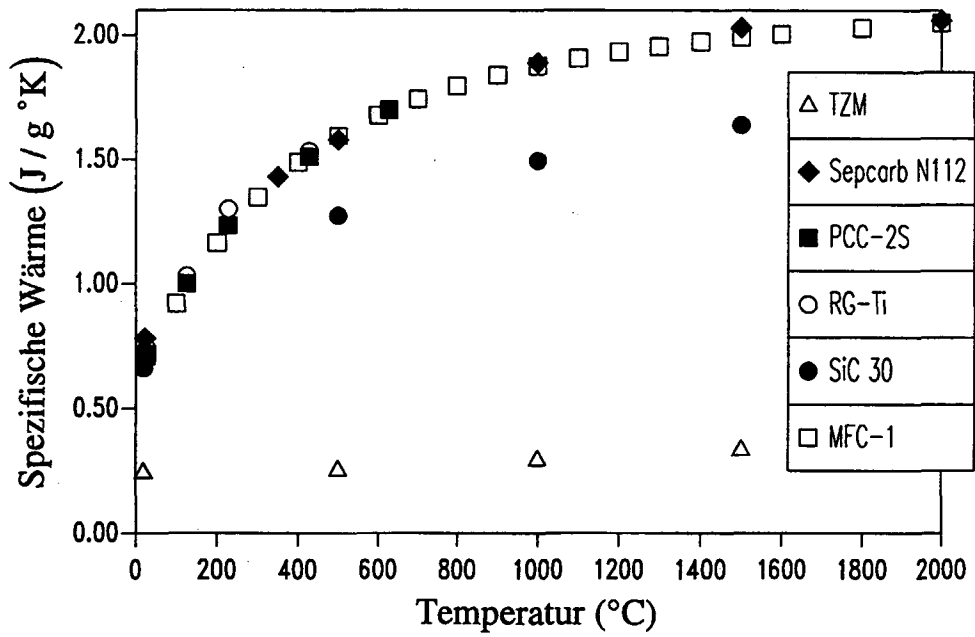


Abb. 3.3: Spezifische Wärme von verwendeten Divertorwerkstoffen

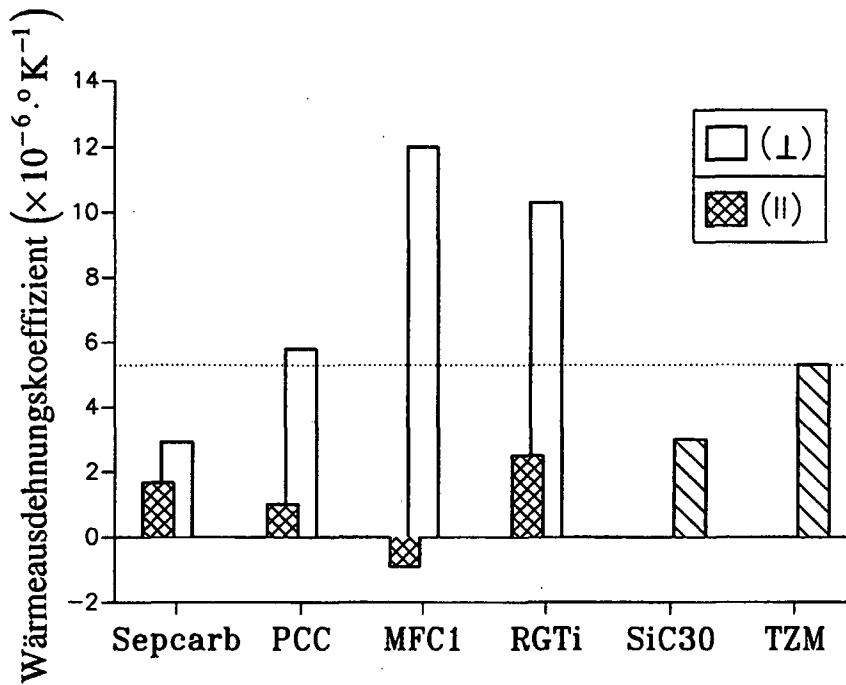


Abb. 3.4: Wärmeausdehnungen von verwendeten Divertorwerkstoffen

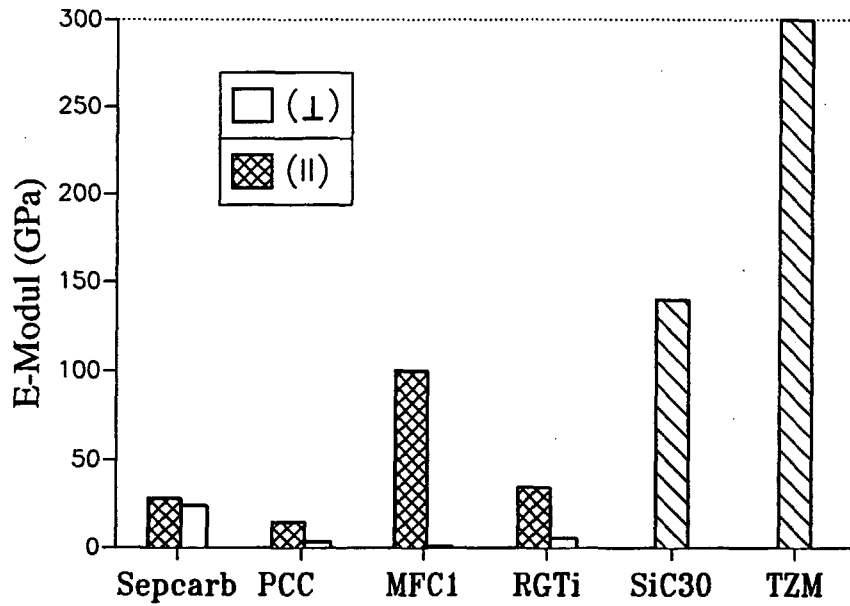


Abb. 3.5:  
Elastizitätsmoduli von verwendeten Divertorwerkstoffen

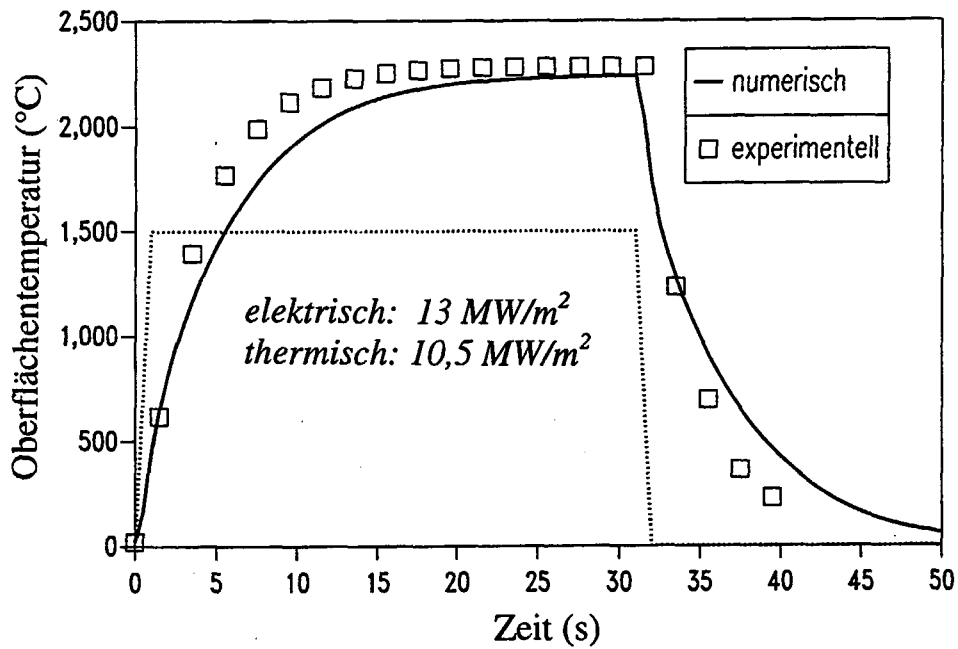


Abb. 3.6:  
Gemessenes bzw. berechnetes zeitliches Antwortverhalten des Sepcarb N112/TZM-Testmoduls unter Elektronenstrahlbelastung  
(Thermische Leistungsdichte :  $10,5 \text{ MW/m}^2$ , Pulsdauer : 30 Sekunden)



Die thermische Antwort eines Sepcarb N112/TZM-Divertortestmoduls unter Elektronenbeaufschlagung mit einer thermischen Leistungsdichte von  $10,5 \text{ MW/m}^2$  und einer Pulsdauer von 30 Sekunden zeigt Abb. 3.6.

Die Temperaturentwicklung der Schutzziegeloberfläche wurde mit Hilfe eines Pyrometers gemessen und mit den Ergebnissen verglichen, die durch die numerische Analyse nach der Finite-Elemente-Methode erhalten wurden. Eine elektrische Leistungsdichte von  $13 \text{ MW/m}^2$  war notwendig, um eine thermische Nettoleistungsdichte von  $10,5 \text{ MW/m}^2$  auf den Divertorschutzziegeloberflächen zu erzeugen. Die Zeitdauer des Leistungsanstiegs, um die volle Testenergie zu erreichen, und die Abfallzeit auf Nulleistung beträgt jeweils eine Sekunde.

Der stationäre Zustand wurde nach ungefähr 20 Sekunden im Gleichgewicht zwischen dem eingehenden Wärmefluß und der durch das Kühlmittel abgeführten Wärme erreicht. Beide Resultate sind in guter Übereinstimmung beim stationären Zustand. In der transienten Phase existiert jedoch eine Unstimmigkeit, welche anzeigt, daß die tatsächliche Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Schutzmaterials höher ist als die für die numerische Analyse verwendeten Daten. Der Oberflächenbereich erfährt einen Temperaturhub von über zweitausend Grad Celsius pro Minute.

Die Oberflächentemperaturen der fünf Divertortestmodule im stationären Zustand der HHF-Simulationsbedingung sind in Abb. 3.7 dargestellt. Beide Ergebnisse, sowohl experimentell gemessen als auch numerisch berechnet, sind wiedergegeben. Der SiC30/TZM-Testmodul wurde bei einer niedrigeren Leistungsdichte von  $7 \text{ MW/m}^2$  getestet, da er einer hohen thermischen Schockbelastung nicht standhalten konnte. Die ersten drei Testmodule mit CFC-Schutzziegeln zeigen eine gute Übereinstimmung der beiden Resultate.

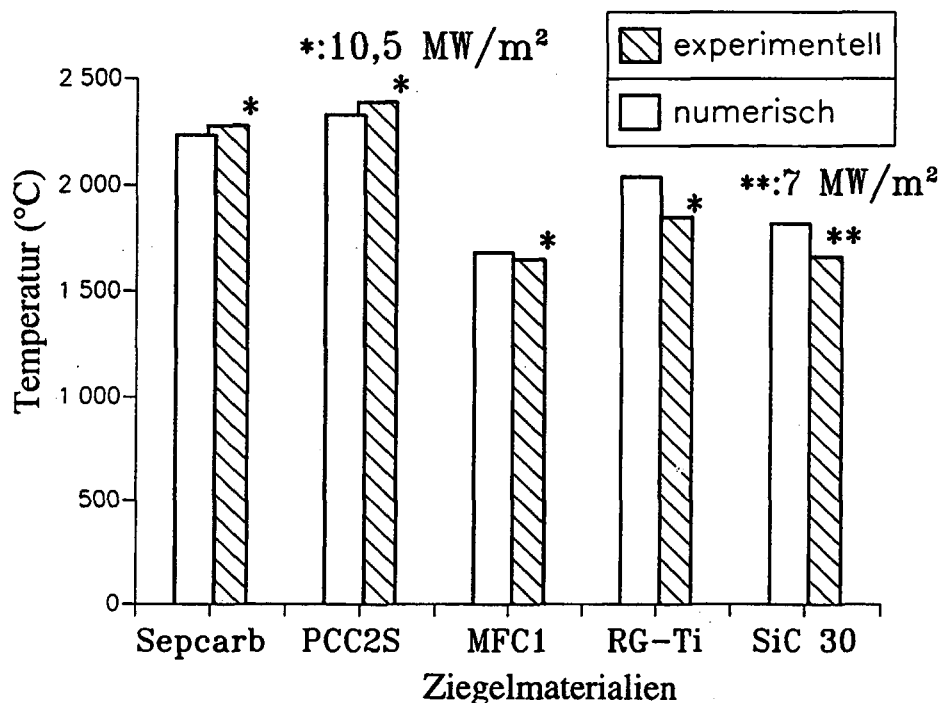
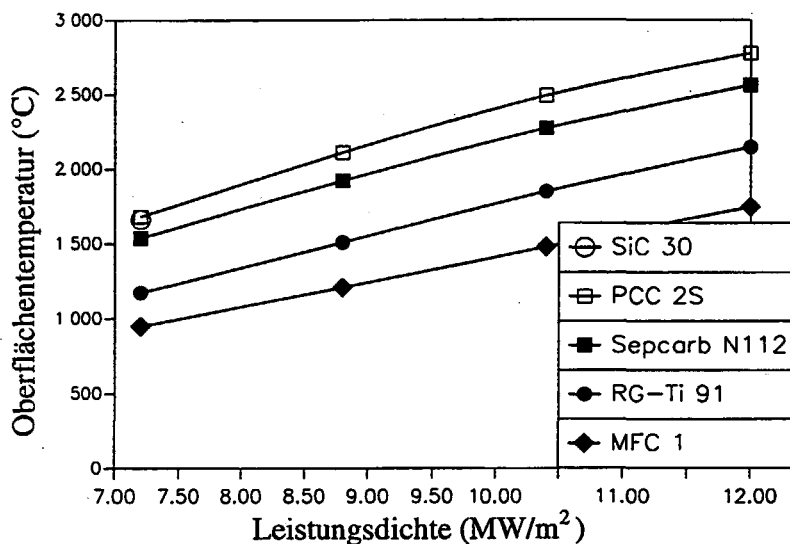


Abb. 3.7:

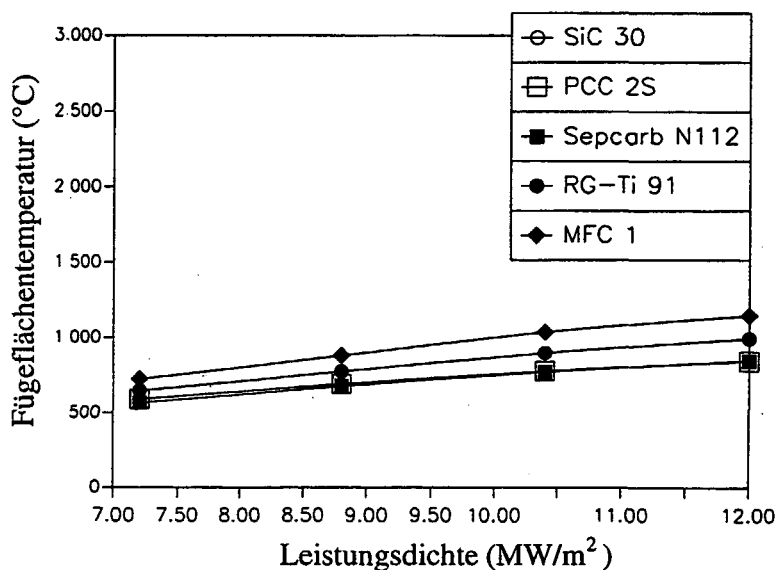
Gemessenes bzw. berechnetes thermisches Verhalten der Divertortestmodule im stationären Zustand unter Elektronenstrahlbelastung

(Thermische Leistungsdichte :  $10,5 \text{ MW/m}^2$ , Pulsdauer : 30 Sekunden)

Das thermische Antwortverhalten der Testmodule, das bei den Screeningtests gemessen wurde, ist in Abb. 3.8 gezeigt. Innerhalb des Bereiches der aufgetragenen Leistungsdichte, die von  $7,2 \text{ MW/m}^2$  bis  $12 \text{ MW/m}^2$  variiert, weisen sowohl die Oberflächen- als auch die Lotschichttemperatur Proportionalität zum Oberflächenwärmefluß auf. Die Oberflächentemperatur kann für höhere Leistungsdichten durch eine lineare Extrapolation ermittelt werden, um die maximal tolerable thermische Belastung zu bestimmen, für welche die Schutzziegeloberfläche unter fusionsrelevanten Bedingungen noch bestehen kann. Bei der Extrapolation wird angenommen, daß der stationäre Zustand während der Pulsdauer erreicht wird.



(a) an der Schutzziegeloberfläche



(b) an der Fügefläche der Lotschicht

Abb. 3.8:  
Gemessene Temperaturen der Divertortestmodule als Funktion der Leistungsdichte bei Elektronenbestrahlung

Die Reihenfolge der Oberflächentemperaturwerte stimmt mit denen der thermischen Leitfähigkeiten in Abb. 3.2 überein. Dies ist leicht verständlich, da die Temperatur der Oberfläche direkt von der Fähigkeit des Oberflächenbereiches abhängt, die eingeführte Wärme zur metallischen Wärmesenke zu übertragen. Wenn die thermische Leitfähigkeit des metallischen Körpers wesentlich niedriger ist als die des Schutzmaterials, was für den Fall des TZM gilt, wird der Wärmefluß am Materialübergang verzögert, indem die Fügeflächentemperatur ansteigt. Dieser Effekt wird in Abb. 3.8 (b) veranschaulicht, wo die Lotschichttemperatur eine Tendenz aufweist, sich mit wachsender thermischer Leitfähigkeit zu erhöhen. Die Lotschicht im Testmodul mit MFC1-Schutzziegel wurde während des Beschusses mit einer Leistungsdichte von  $10,5 \text{ MW/m}^2$  aufgeschmolzen.

Bei der Leistungsdichte, wo die Oberflächentemperatur der Schutzziegel schätzungsweise  $2500 \text{ °C}$  überschreitet, wird die thermische Erosion erheblich.

Abb. 3.9 zeigt das Ermüdungsverhalten der Testmodule unter zyklischer HHF-Belastung. Die individuellen Punkte in dem Diagramm repräsentieren die Temperatur der Ziegeloberfläche im stationären Zustand in jedem thermischen Zyklus. Die Testmodule mit SiC30- und MFC1-Schutzziegel wurden aufgrund der Ergebnisse der Screeningtests unter einer reduzierten Leistungsdichte von  $7 \text{ MW/m}^2$  getestet.

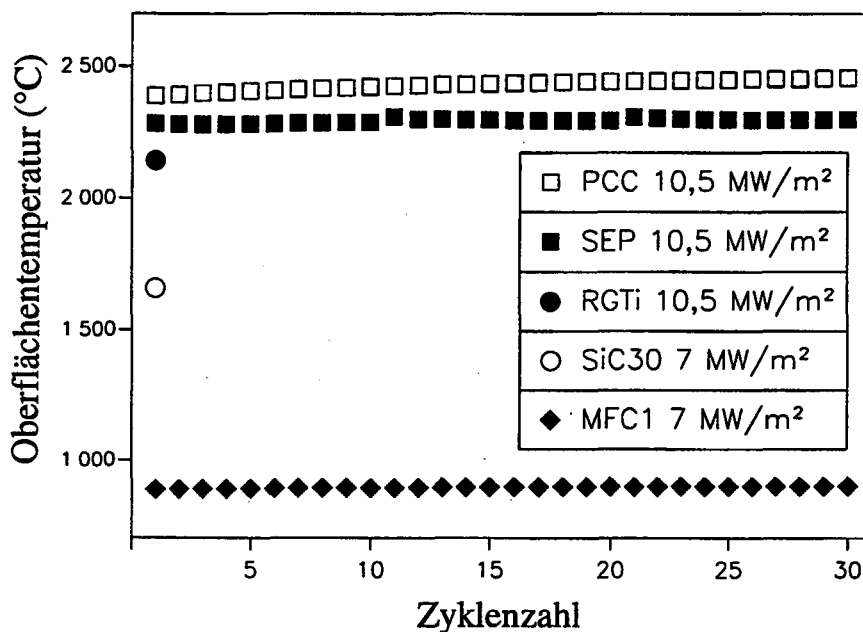


Abb. 3.9:

Entwicklung der stationären Temperaturen an der Schutzziegeloberfläche von Divertortestmodulen während der HHF-Zyklerversuche

Die Testmodule mit SiC30- und RG-Ti-Schutzziegeln konnten nur den ersten Zyklus überstehen. Die Fügeflächen dieser Testmodule versagten während des zweiten Zyklus' strukturell und zeigen einen katastrophalen Bruch. Die Testmodule mit CFC-Materialien weisen eine gute Ermüdungsbeständigkeit auf. Der monotone Anstieg der Ober- und Fügeflächentemperaturen während der Thermozyklerversuche steht in Beziehung zur Anhäufung des mikroskopischen Versagens in den Bereichen der Fügeflächen. Die

Inkrementen dieser Temperaturen sind klein und leicht abnehmend, was anzeigt, daß die Dichte der Grenzflächenschädigung niedrig und ihr Wachstum stabil ist.

Das Ermüdungsverhalten der Testmodule mit Sepcarb N112-Schutzziegel bei drei verschiedenen Leistungsdichten wird in Abb. 3.10 verdeutlicht. Bei der thermischen Belastung von  $12 \text{ MW/m}^2$  wurden die Versuche nur für 30 Zyklen durchgeführt, da der Temperaturanstieg stabil war und beinahe gesättigt wurde. Die Testmodule mit einer Zyklisierung von  $13,5 \text{ MW/m}^2$  zeigen während der thermischen Zyklisierung eine abnormale Oberflächentemperaturentwicklung. Nach dem Zyklerversuch war die Ziegeloberfläche dieses Testmoduls aufgrund von thermischer Erosion beträchtlich beschädigt. Die Abnahme der Oberflächentemperatur steht vermutlich in Beziehung mit der massiven thermischen Erosion der CFC-Ziegel. Die Oberflächentemperatur dieses Testmoduls erreicht die Sättigung nach ca. 40 Zyklen.

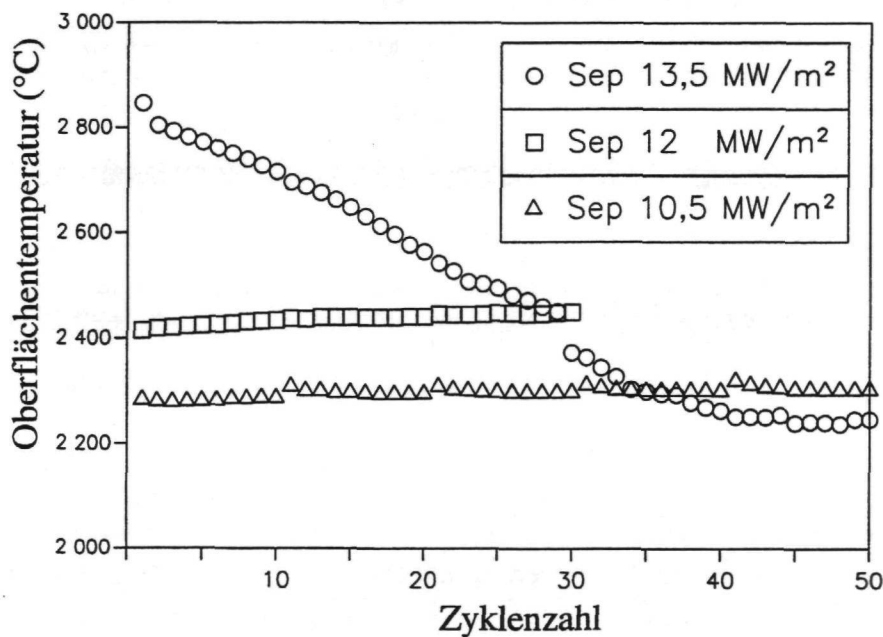


Abb. 3.10:

Entwicklung der stationären Temperaturen an der Schutzziegeloberfläche des Sepcarb N112/TZM-Testmoduls während der HHF-Zyklerversuche mit drei unterschiedlichen Leistungsdichten

Abb. 3.11 zeigt die Querschnitte der getesteten Divertortestmodule. Die Divertorelemente wurden durch Wasserstrahltechnik in zwei Teile geschnitten. Alle Testmodulquerschnitte, die aus dem CFC/TZM-Verbundsystem bestehen, zeigen keine makroskopisch beobachtbaren Schäden (Abb. 3.11 (a)). Im Gegensatz dazu sind die Fügeflächen der Testmodule, die mit Keramik und Graphitziegeln gefügt wurden, durch einen katastrophalen Bruch gelöst (Abb. 3.11 (b)).

Bei hoher Vergrößerung (1200-fach) sind die lediglich lokal auftretenden mikroskopischen Beschädigungen der Fügezone, die im CFC/TZM-Divertorverbund entstanden sind, zu erkennen (Abb. 3.12). Die Anzahl dieser Anrisse in den Fügezonen war jedoch so gering, daß die Haftung und Festigkeit der Lötgrenzflächen makroskopisch gesehen nicht

wesentlich beeinflusst wurde. Diese Mikrorisse scheinen verantwortlich für den langsamen Anstieg der Oberflächentemperatur von Zyklus zu Zyklus im stationären Zustand während der thermischen Ermüdungstests zu sein, da die Wärmeübertragung durch die gerissene Fügefläche verzögert wird.

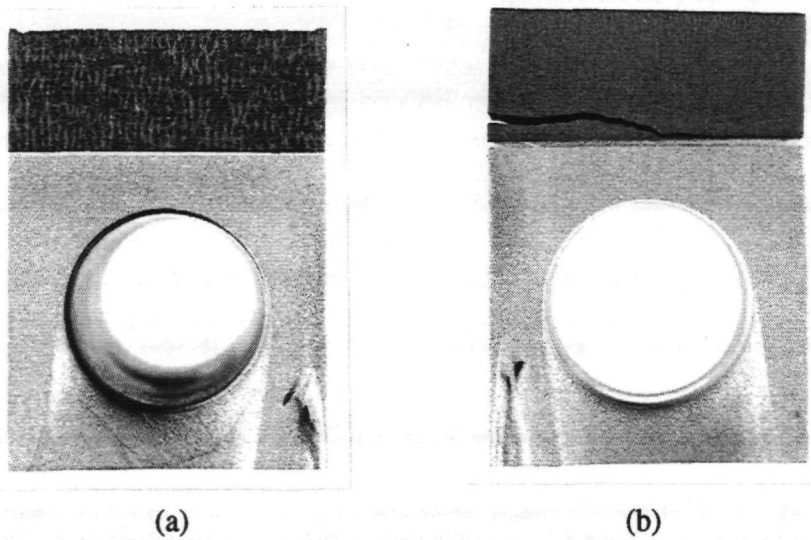
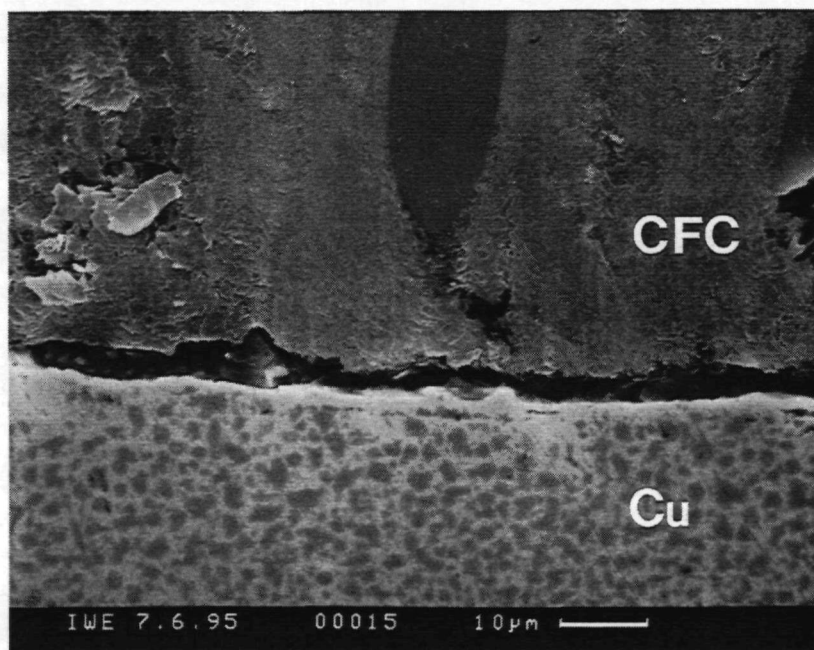
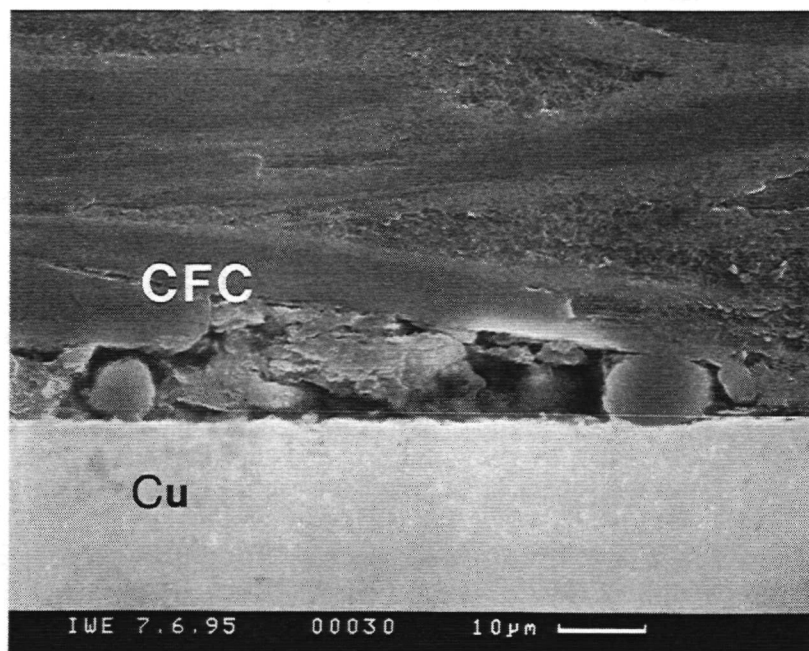


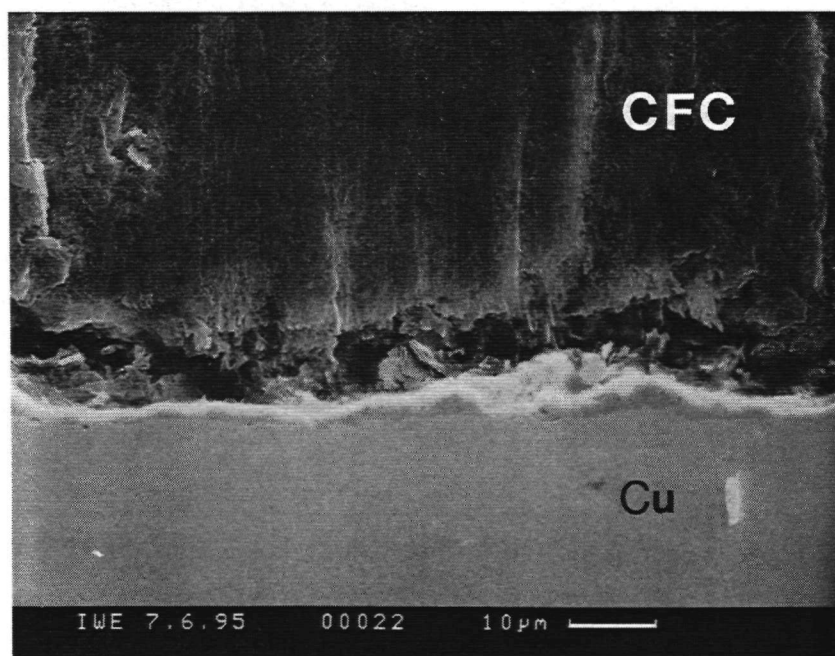
Abb. 3.11:  
Querschnitte der getesteten Divertortestmodule  
(a) Sepcarb N112 / TZM-Modul ( $13,5 \text{ MW/m}^2$ , 50 Zyklen)  
(b) SiC 30 / TZM-Modul ( $7 \text{ MW/m}^2$ , 2 Zyklen)



(a) Sepcarb N112 / TZM-Modul ( $13,5 \text{ MW/m}^2$ , 50 Zyklen)



(b) PCC 2S / TZM-Modul ( $10,5 \text{ MW/m}^2$ , 30 Zyklen)

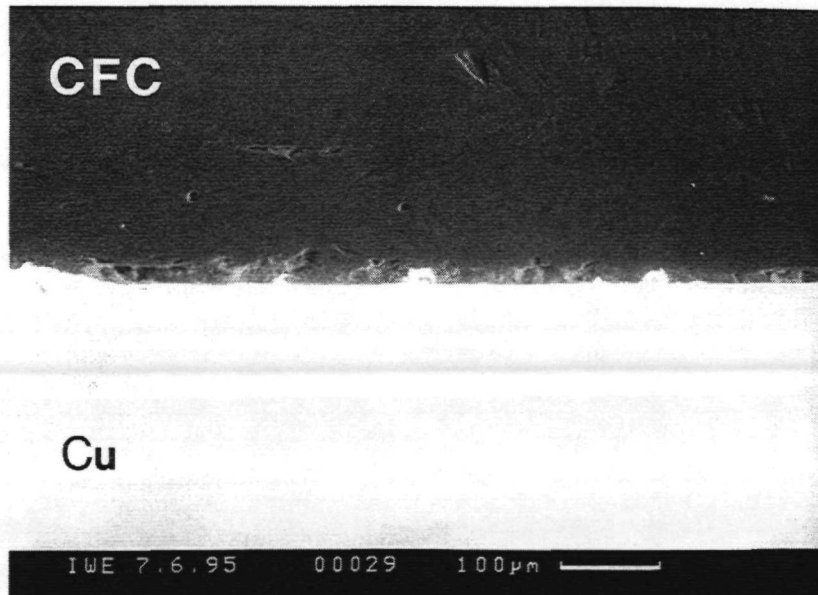


(c) MFC 1 / TZM-Modul ( $10,5 \text{ MW/m}^2$ , 30 Zyklen)

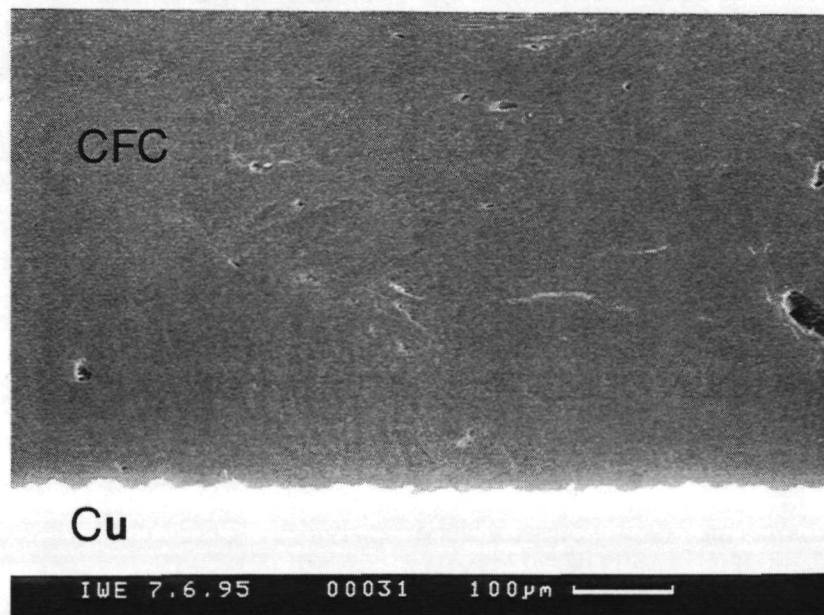
Abb. 3.12:  
Defektbildung an der Lötgrenzfläche zwischen CFC und Cu-Lotschicht in Divertortestmodulen nach HHF-Zyklertest (rastermikroskopische Aufnahme, 1200-fache Vergrößerung)

Mikrostrukturen von Sepcarb N112-Ziegeln des Testmoduls, die unter Wärmeleistungen von  $10,5 \text{ MW/m}^2$ ,  $12 \text{ MW/m}^2$  und  $13,5 \text{ MW/m}^2$  getestet wurden, sind in Abb. 3.13 gezeigt. Zyklische Wärmebelastung mit Leistungsdichten unter  $12 \text{ MW/m}^2$  bewirkten keine signifikante mikrostrukturelle Schädigung in den Sepcarb N112-Ziegeln.

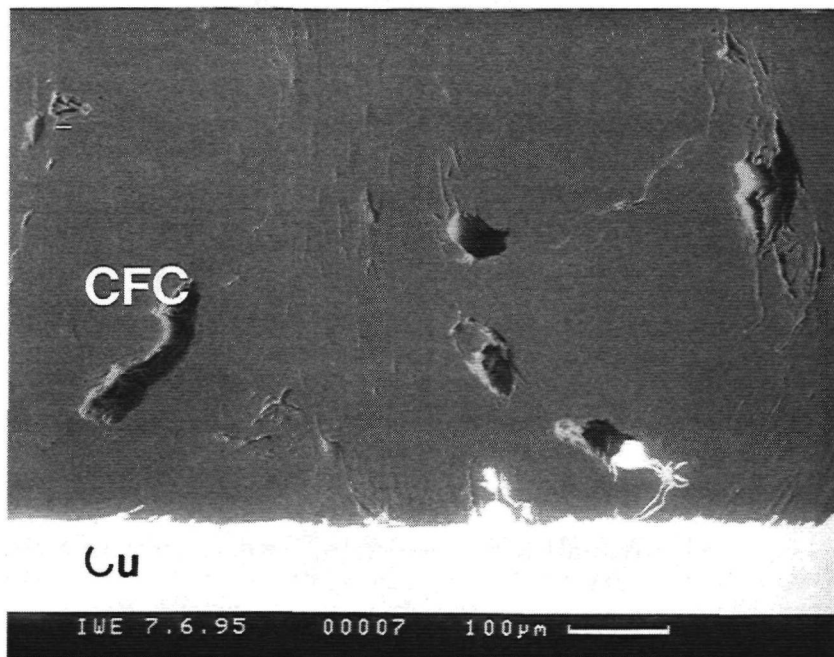
Für die Sepcarb N112-Module, die mit einer Leistungsdichte von  $13,5 \text{ MW/m}^2$  beaufschlagt wurden, war die Bildung der vielen Poren mit Durchmessern im Bereich von  $50\text{-}100 \mu\text{m}$  die dominante mikrostrukturelle Veränderung. Da die bruchmechanische Schädigung nahe der Fügengrenzfläche vernachlässigbar ist, sind diese Poren möglicherweise in Beziehung zur Hochtemperaturdiffusion der Kohlenstoffatome zu sehen, welche durch hohe Wärmeleistungen begünstigt wird. Erhebliche thermische Erosion fand an der Ziegeloberfläche dieses Moduls bei Leistungsdichten von  $13,5 \text{ MW/m}^2$  statt.



(a) Sepcarb N112 / TZM-Modul ( $10,5 \text{ MW/m}^2$ , 50 Zyklen)



(b) Sepcarb N112 / TZM-Modul ( $12 \text{ MW/m}^2$ , 30 Zyklen)



(c) Sepcarb N112 / TZM-Modul ( $13,5 \text{ MW/m}^2$ , 50 Zyklen)

Abb. 3.13:

Mikrostrukturelle Entwicklung in Sepcarb N112/TZM-Testmodulen nach HHF-Zyklertests mit drei unterschiedlichen Leistungsdichten (rasterelektronenmikroskopische Aufnahme, 1200-fache Vergrößerung)

### 3.2. Numerische Analyse

Die Spannungsamplitude und das maximale Spannungsniveau sind die kritischen Faktoren, die die Ermüdungslebensdauer der Strukturen beeinflussen [87,88]. Zusätzlich haben die Mittelspannungswerte und die Art des Belastungswechsels ebenfalls Einfluß auf das Ermüdungsverhalten [92]. Die Finite-Elemente-Methode wird verwendet, um die thermischen Beanspruchungsfelder der Divertor-Testmodule zu berechnen. Die thermische Analyse geht der Spannungsanalyse voran, um die durch einen HHF-Puls erzeugten Temperaturfelder zu ermitteln.

#### 3.2.1. Rechenmodell

Die thermischen Analysen und die elasto-plastischen Spannungsanalysen wurden an den Divertormodulen für HHF-Tests ausgeführt, wobei der Finite-Elemente-Code ABAQUS verwendet wurde. Aufgrund der Symmetrie wurde nur die Hälfte der Geometrie modelliert. Das zweidimensionale Finite-Elemente-Netz hat 296 isoparametrische 8-Knoten-Elemente und 1059 Knotenpunkte. Für Spannungsanalysen wurden sog. 'generalized plain strain'-Elemente verwendet, um die out-of-plane-Spannung zu berücksichtigen. Die dünne, duktile



Lotschicht wurde bei diesem Modell vernachlässigt. Die Anisotropie und die Temperaturabhängigkeit der Materialeigenschaften wurden berücksichtigt. Das Hochtemperaturkriechverhalten und Dehnrateneffekte wurden nicht berücksichtigt. Es wurde angenommen, daß sich alle fünf Schutzmaterialien elastisch verhalten. Das Plastizitätsmodell der verwendeten Metalle basiert auf der schrittweisen linearen Dehnungs-Spannungs-Beziehung und auf der isotropen Verfestigungstheorie.

### 3.2.2. Temperaturanalyse

Die Oberfläche der Schutzziegel wurde einem konstanten Wärmefluß von  $10,5 \text{ MW/m}^2$  für 30 Sekunden ausgesetzt. Die Temperatur des Kühlwassers betrug  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ , und die Fließgeschwindigkeit betrug  $6 \text{ m/s}$ . Der Wärmeübergangskoeffizient des Kühlmittels an der Kühlrohrwand wurde als eine Funktion der Kühlrohrwandtemperatur berechnet, wobei zweiphasiger Wärmeübergang angenommen wurde [154,155]. Die Abkühlung durch Strahlung wurde berücksichtigt. Einer Abkühlphase von 20 Sekunden folgte der Wärmebelastungspuls.

### 3.2.3. Spannungsanalyse

Der Lötprozeß wurde vor dem Schritt der HHF-Belastung simuliert, um die Eigenspannungen bei Raumtemperatur zu berücksichtigen. Die spannungsfreie Referenztemperatur wurde bei  $1070 \text{ }^\circ\text{C}$ , dem Erstarrungspunkt des Lotmetalls, festgelegt. Diese Eigenspannung wird mit dem aus der HHF-Belastung folgenden Spannungsfeld überlagert. Die Spannungsentwicklung, die einem Belastungszyklus von 50 Sekunden entspricht, wurde berechnet. Der innere Druck des Kühlrohres wurde vernachlässigt, um den reinen, thermisch induzierten Beanspruchungszustand zu betrachten.

### 3.2.4. Ergebnisse und Diskussion

Das thermomechanische Antwortverhalten des Sepcarb N112/TZM-Testmodulverbundes wurde detailliert analysiert, um das allgemeine thermomechanische Verhalten der Divertortestmodule unter einem charakteristischen HHF-Belastungszyklus zu charakterisieren. Abb. 3.14 veranschaulicht den Temperaturwechsel der Divertortestmodule während des Belastungszyklus'. Die drei Kurven repräsentieren die Temperaturen der Schutzziegeloberfläche, der Lotschicht und der oberen Position des Kühlrohres.

Die räumliche Temperaturverteilung für den stationären Zustand wird in Abb. 3.15 dargestellt. Der Abstand zwischen den isothermen Linien entspricht  $200 \text{ }^\circ\text{C}$ . Es hat sich eine Temperaturdifferenz von mehr als  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$  in den Schutzziegeln entwickelt.

Abb. 3.16 zeigt die deformierten Strukturen des Testmodulquerschnittes mit einer zwanzigfachen Verzerrungsvergrößerung. Das Kühlrohr hat sich deutlich zusammengezogen. Die anderen Divertortestmodule, die in Kapitel 3.1 diskutiert wurden, zeigten das gleiche Verhalten in den deformierten Strukturen, außer dem MFC1/TZM-Verbundsystem. Der MFC1-Ziegel ist stärker als der TZM-Körper entlang der Zwischenfläche im Eigenspannungszustand geschrumpft.

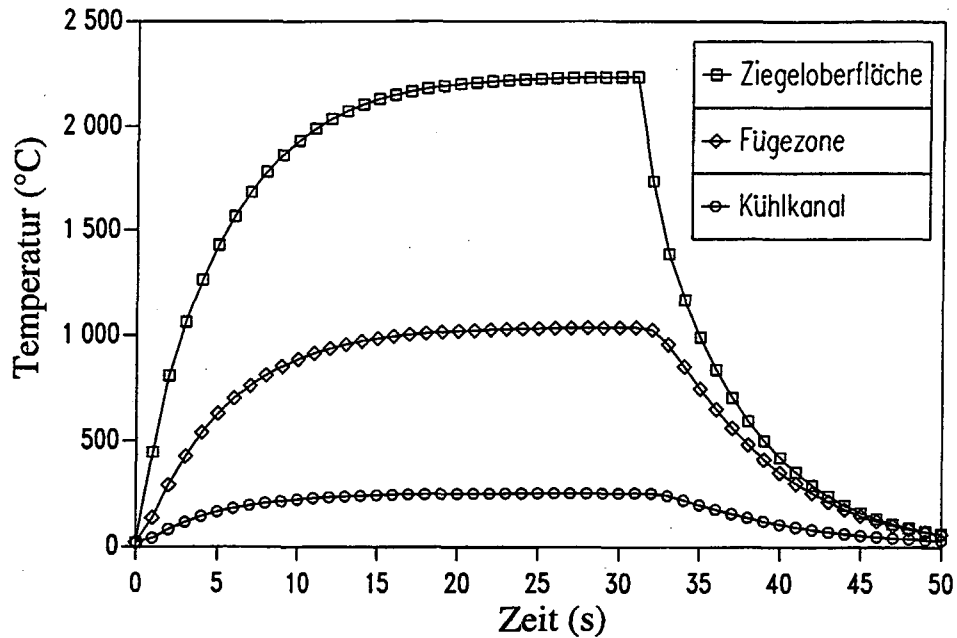


Abb. 3.14:

Berechnete zeitliche Verläufe der Temperaturen an den drei Positionen des Sepcarb N112/TZM-Testmoduls unter einem HHF-Puls

(Thermische Leistungsdichte :  $10,5 \text{ MW/m}^2$ , Pulsdauer : 30 s )

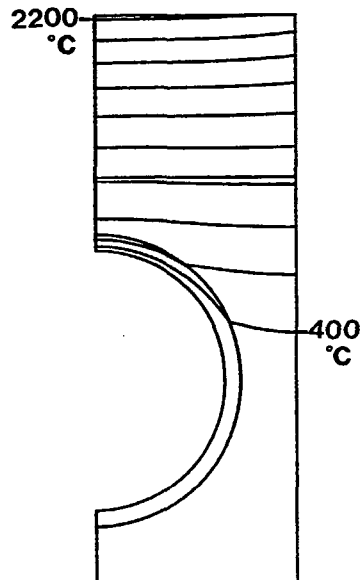


Abb. 3.15:

Berechnete Isothermen des Sepcarb N112/TZM-Testmoduls im stationären Zustand unter dem HHF-Puls

(Thermische Leistungsdichte :  $10,5 \text{ MW/m}^2$ , Pulsdauer : 30 s )

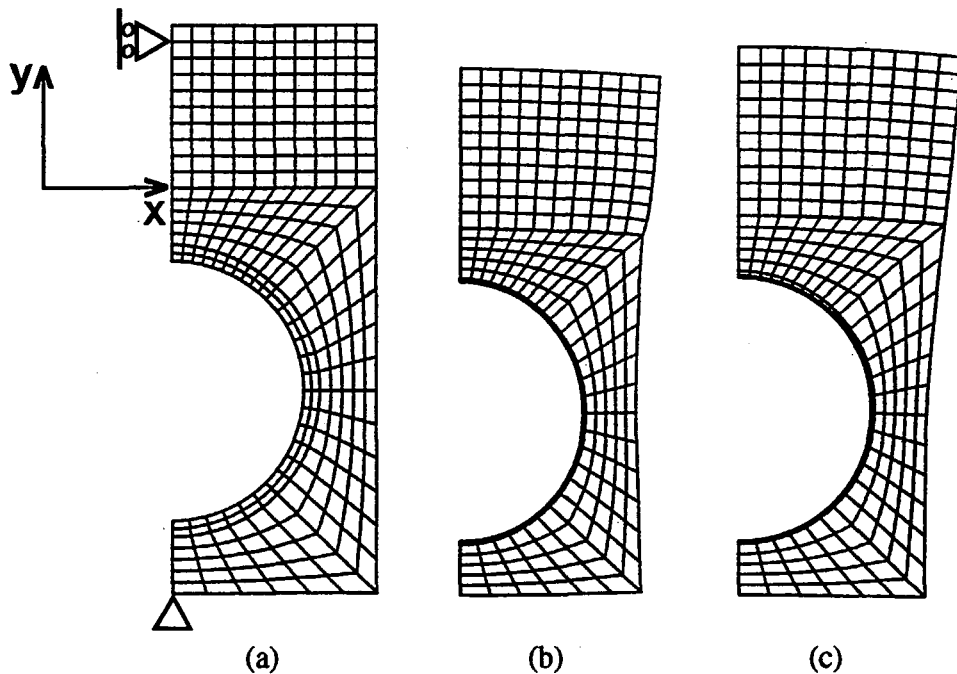
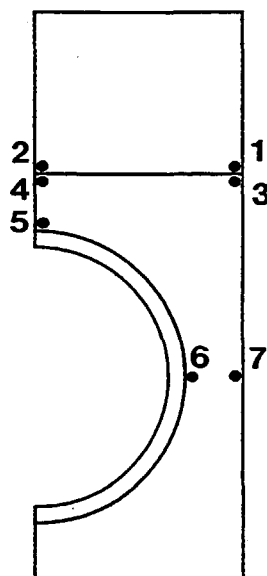
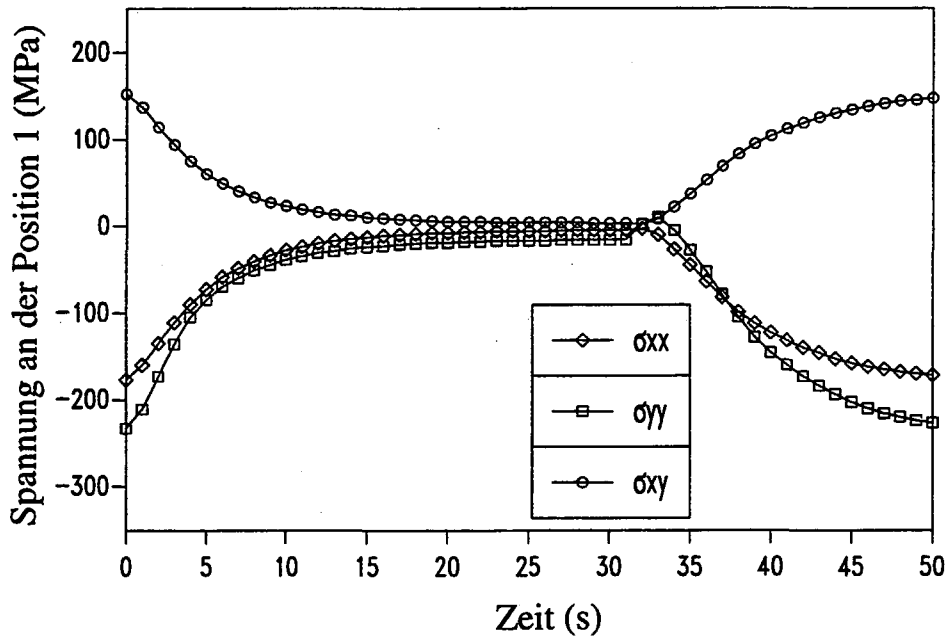


Abb. 3.16:  
 Verformte Struktur des Divertormodells (Sepcarb N112 / TZM-Testmodul)  
 (a) Originalstruktur im spannungsfreien Zustand bei Löttemperatur  
 (b) im Eigenspannungszustand bei Raumtemperatur  
 (c) im stationären Zustand bei Wärmeschockbelastung  
 (Thermische Leistungsdichte :  $10,5 \text{ MW/m}^2$ , Pulsdauer : 30 s )

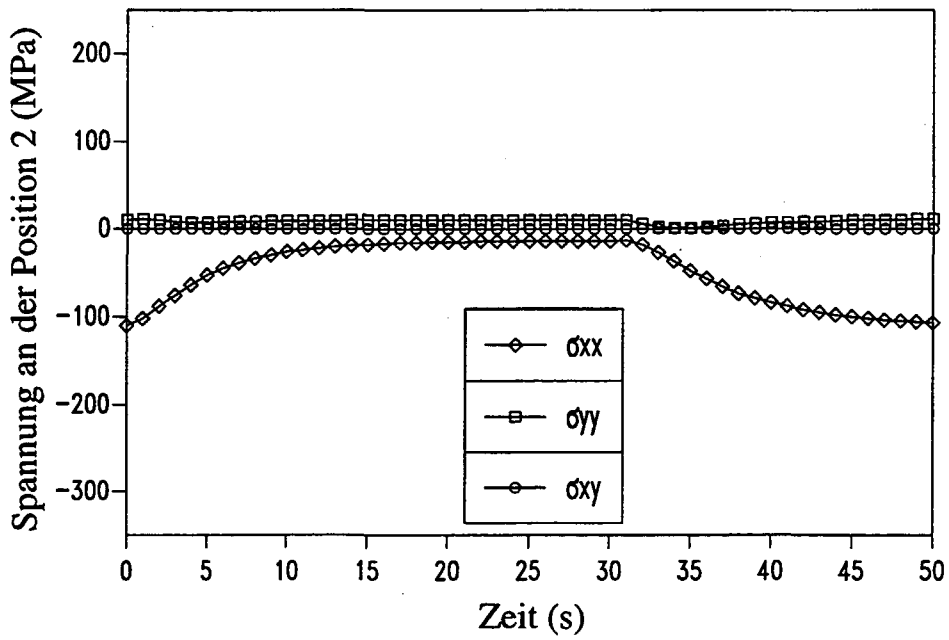
Die zeitlichen Verläufe der thermischen Spannungskomponenten für einige kritische Positionen im Testmodulquerschnitt sind in Abb. 3.17 dargestellt. Die berücksichtigten Stellen sind in Abb. 3.17 (a) gezeigt.



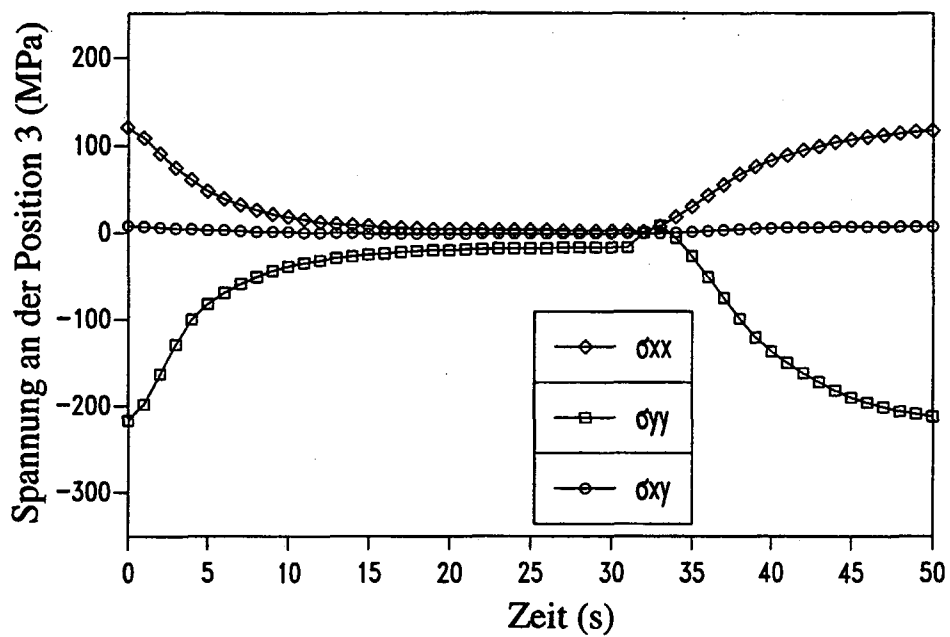
(a) Bezeichnung der dargestellten Positionen



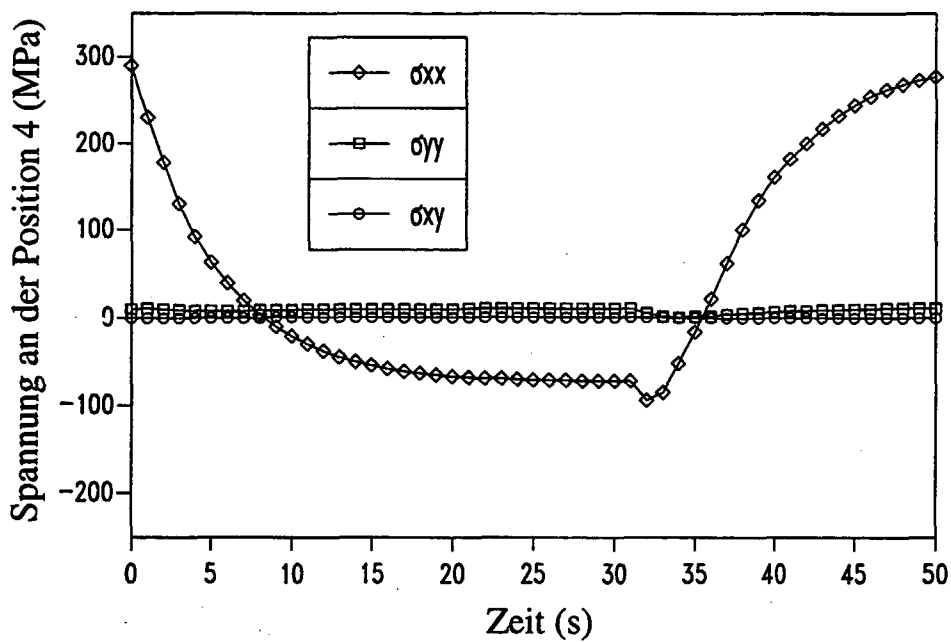
(b) Position 1



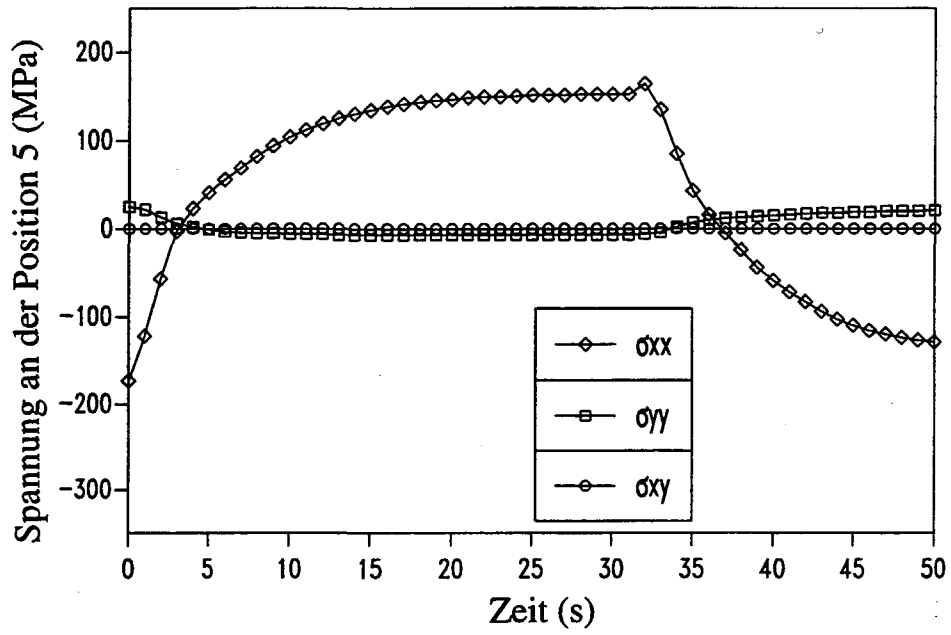
(c) Position 2



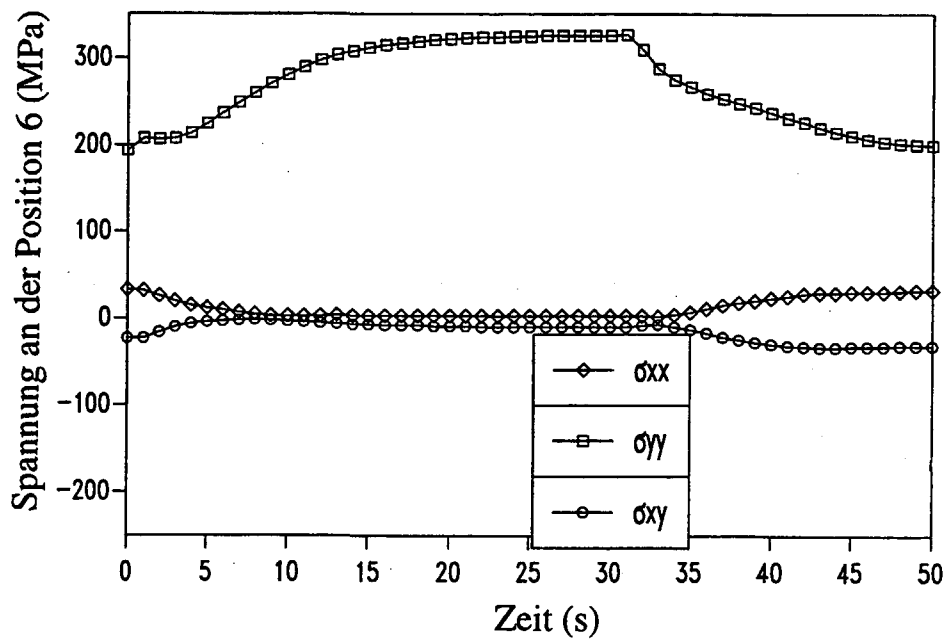
(d) Position 3



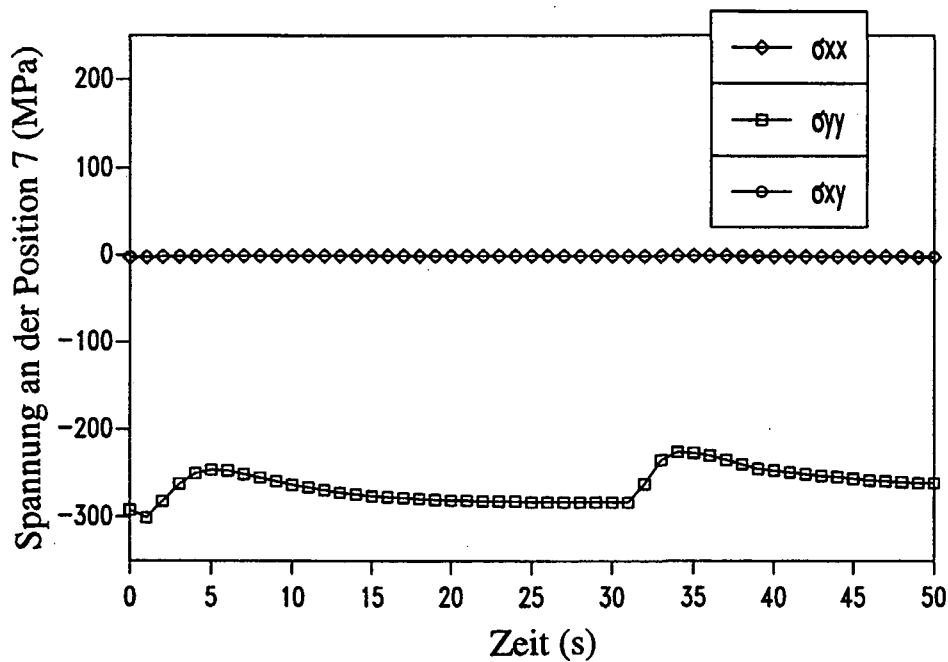
(e) Position 4



(f) Position 5



(g) Position 6



(h) Position 7

Abb. 3.17:

Berechnete zeitliche Verläufe der Spannungskomponenten an einigen kritischen Positionen im Divertorquerschnitt unter Wärmeschockbelastung (Sepcarb N112 / TZM-Testmodul)

(Thermische Leistungsdichte :  $10,5 \text{ MW/m}^2$ , Pulsdauer : 30 s)

Für die gegebenen charakteristischen thermischen Belastungszyklen können die Variationsarten der Beanspruchungen in drei Gruppen eingeteilt werden. Die Knotenpunkte 1, 2 und 3 zeigen einen schwelenden Modus, in dem die Spannungskomponenten zwischen den maximalen Beanspruchungszuständen und den beanspruchungsfreien Zuständen ohne Veränderung ihrer Vorzeichen variieren.

Das Beanspruchungsmaximum tritt im Eigenspannungszustand auf. Die Beanspruchungen während des thermischen Belastungspulses sind vermindert. Die Knotenpunkte 1 und 3, die sich nahe dem freien Rand der Fügefläche befinden, erfahren multiaxiale Beanspruchungsfelder. Die Knotenpunkte 4 und 5 zeigen eine Wechselbelastung bei der sich mit großer Spannungsamplitude die Vorzeichen der Spannungskomponenten während des Zyklus umkehren. Die schwelende Natur der Beanspruchungen an den Knotenpunkten 6 und 7 ist deutlich weniger ausgeprägt als an den anderen Positionen. Diese Punkte werden während des gesamten Belastungszyklus nur mit kleinen Spannungsamplituden beansprucht. Abgesehen von den Knotenpunkten 1 und 3 sind die Spannungszustände für die anderen Stellen fast uniaxial während des Zyklus. Die zeitliche Veränderung der von Mises-Vergleichsspannung für die fünf Knotenpunkte im TZM-Körper wird in Abb. 3.18 veranschaulicht. Die Beanspruchungen an den Knoten 3, 4 und 5 zeigen Schwankungen

nach dem Belastungspuls. Die von Mises-Vergleichsspannungen an jeder Stelle überschreiten nicht die Streckgrenze.

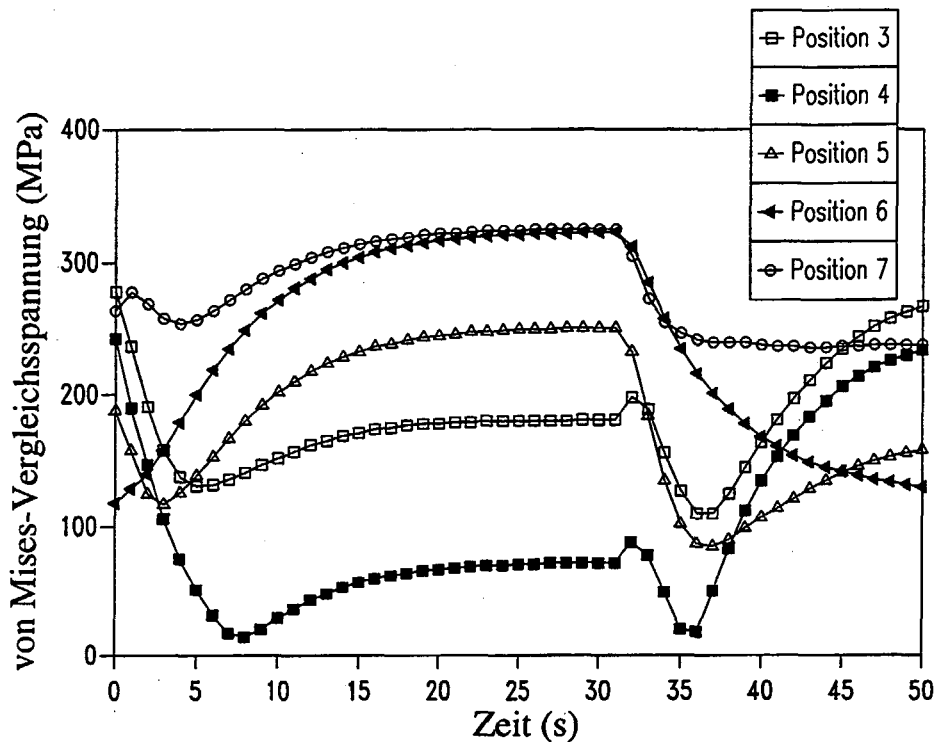


Abb. 3.18:

Berechnete zeitliche Verläufe der von Mises-Vergleichsspannungen an einigen kritischen Positionen in Divertorquerschnitt unter Wärmeschockbelastung (Sepcarb N112 / TZM-Testmodul)

(Thermische Leistungsdichte :  $10,5 \text{ MW/m}^2$ , Pulsdauer : 30 s)

Aus der Schwingbreite der von Mises-Vergleichsspannungen  $\Delta\sigma_{\text{eq}}$  eines Belastungszyklus kann eine äquivalente elastische Dehnschwingbreite  $\Delta\varepsilon_{\text{eq}}^{\text{el}}$  abgeschätzt werden durch [145]

$$\Delta\varepsilon_{\text{eq}}^{\text{el}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1+\nu}{E} \cdot \Delta\sigma_{\text{eq}} \quad (3.2.1)$$

wobei die Temperaturabhängigkeit der elastischen Eigenschaften berücksichtigt werden sollte. Die berechneten Dehnschwingbreiten sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Die Werte in Tabelle 3.2 sind im Vergleich zu der realistischen Situation überbewertet, da die duktile Lotschicht bei den Spannungsanalysen vernachlässigt wurde.

Die Zugfestigkeits- und Druckfestigkeitsdaten sind in Abb. 3.19 [73,150,151,152] aufgelistet. Die Druckfestigkeit ist höher als die Zugfestigkeit, was im allgemeinen für nicht-metallische spröde Materialien gilt. MFC1 besitzt extreme Anisotropie. Die Daten sind für zwei anisotropische Richtungen gegeben, wobei die Richtungen parallel zur Faserrichtung und senkrecht zur Gewebeebene eingeschlossen sind.



Table 3.2:  
Äquivalente elastische Dehnschwingbreite.

Position	$\Delta \epsilon_{eq}^{el}$ (%)
3	0,04312
4	0,06606
5	0,05227
6	0,07066
7	0,02830

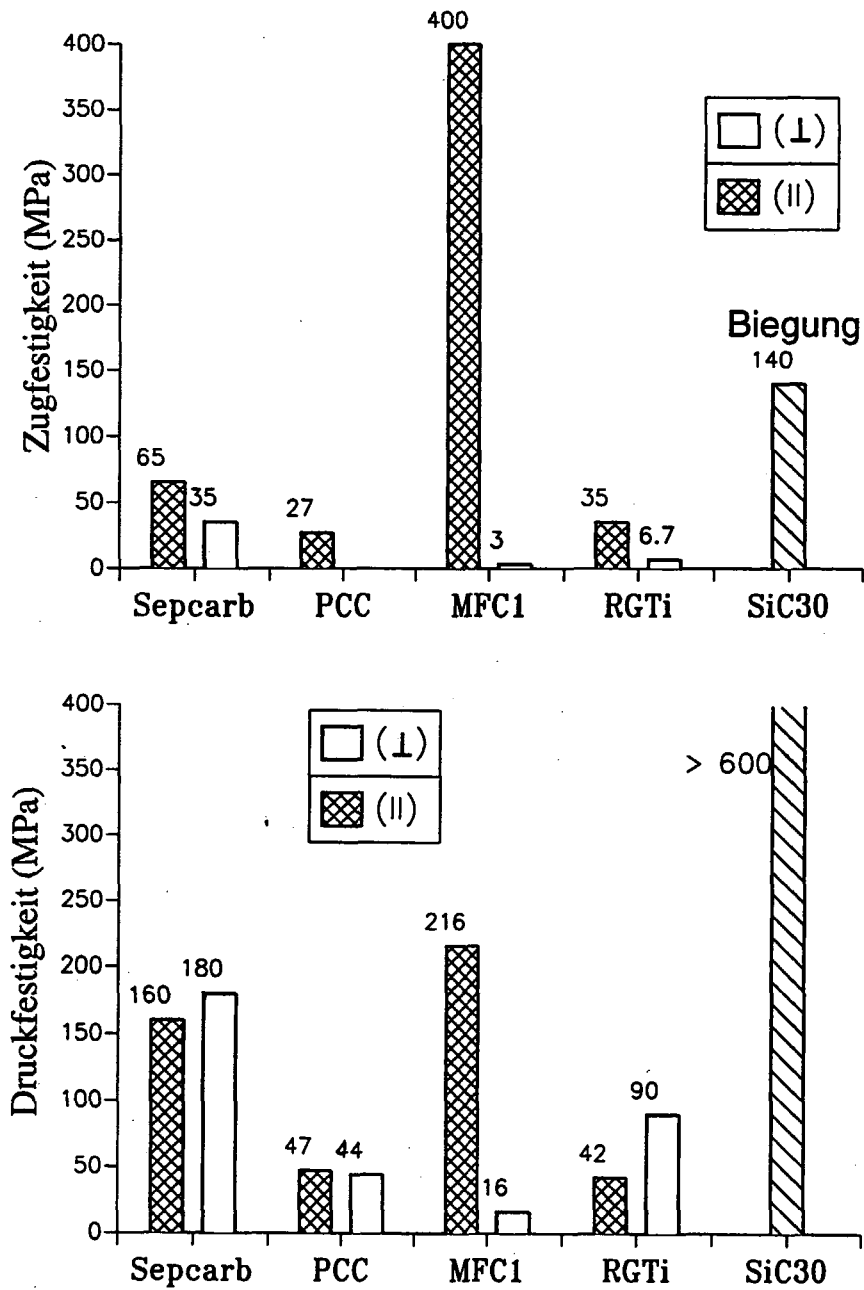
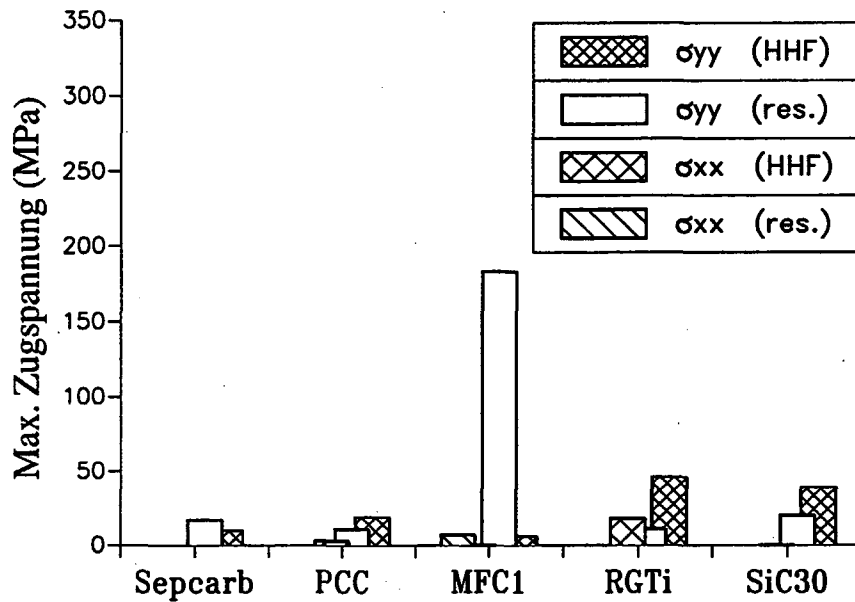
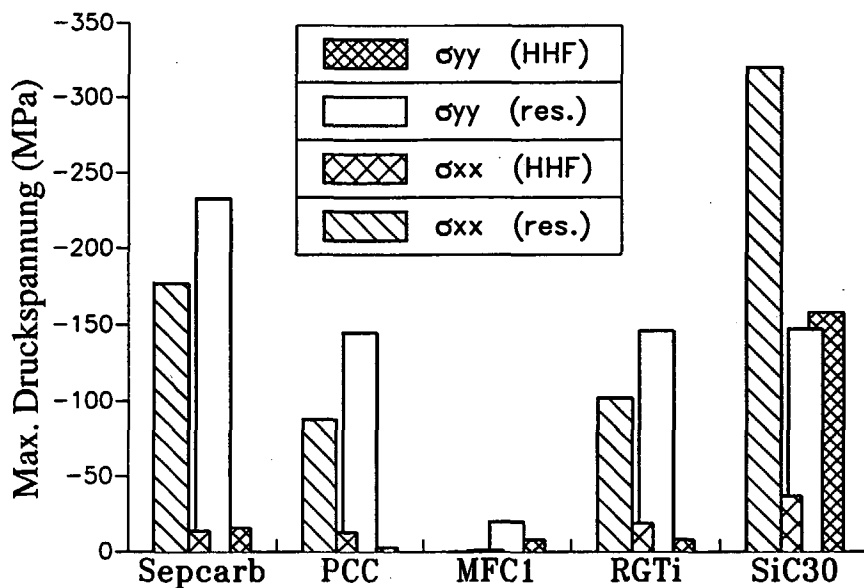


Abb. 3.19:  
Zug- und Druckfestigkeitsdaten der verwendeten Divertorwerkstoffe

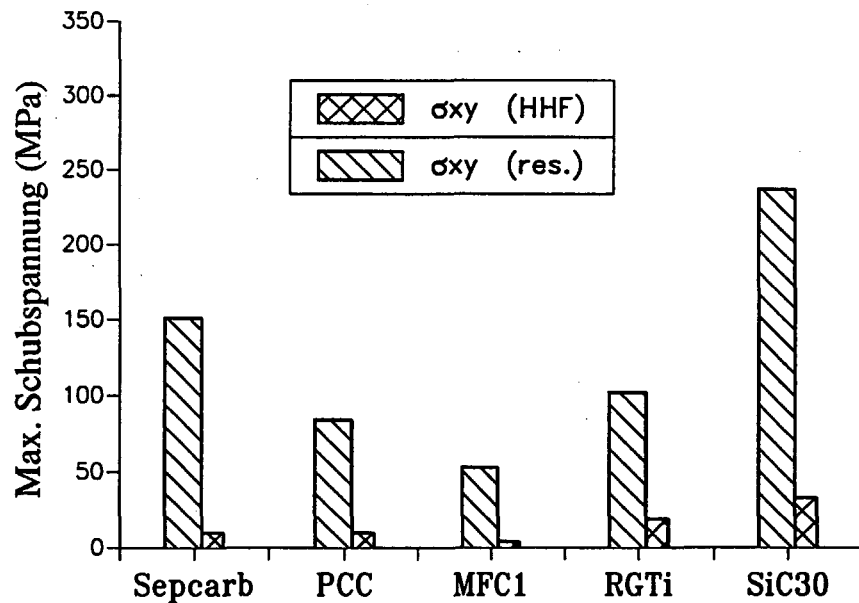
Einer der wichtigen Belastungsparameter für die Bestimmung der Ermüdungslebensdauer von faserverstärkten zusammengesetzten Materialien ist das Beanspruchungsmaximum [157,158]. In Abb. 3.20 sind die Zug-, Druck- und Schubspannungen in den Fügeflächen der Schutzziegel für die fünf Testmodule zusammengefaßt.



3.20 (a)



3.20 (b)



3.20 (c)

Abb. 3.20:

Berechnete maximale Zug-, Druck- und Schubspannungswerte an der Fügegrenzfläche von Divertortestmodulen

Die Ergebnisse sind dargestellt für drei Spannungskomponenten, nämlich für die Eigenspannungszustände und für den stationären Zustand der HHF-Belastung. Die Zugspannungen sind viel niedriger als die Druckspannungen. Die MFC1-Schutzziegel zeigen eine bedeutend höhere Spannungskomponente  $\sigma_{yy}$  im Eigenspannungszustand als die anderen Schutzziegel. Da die Richtung dieser Spannungskomponente parallel zu der Faserorientierung ist, beträgt der Spannungswert nur die Hälfte der Zugfestigkeit in dieser Richtung. Die Größe der Druckspannungen bezieht den Grad der thermoelastischen Differenzen zwischen den Schutzmaterialien und dem TZM mit ein. Die in Abb. 3.20 (b) gezeigten Ergebnisse stehen in proportionaler Beziehung zu den Bulk-Spannungsfeldern. Die SiC30-Schutzziegel erfahren gravierende thermische Beanspruchungen im Vergleich zu anderen Schutzziegeln. Es scheint, daß die Fügegrenzflächenbeanspruchungen, außer für die SiC30-Schutzziegel, während der HHF-Belastung beträchtlich vermindert werden. Nach den Ergebnissen in Abb. 3.20 (a), (b) and (c), kann es als erwiesen betrachtet werden, daß die MFC1/TZM-Kombination die günstigste Design-Option ist. Das SiC30/TZM-Verbundsystem wird am stärksten durch die thermomechanische Belastung beansprucht.

In Abb. 3.21 sind die Schwingbreiten der von Mises-Vergleichsspannungen in einem HHF-Belastungszyklus für drei Stellen in TZM-Kühlkörpern gegeben. Der Knotenpunkt 6 erfährt die größte Spannungsamplitude im Vergleich zu den anderen Positionen außer im Fall des MFC1/TZM-Verbundsystems. Bei Berücksichtigung der Fließ- und Bruchfestigkeit erscheint die thermomechanische Belastung, welche im TZM-Körper entsteht, weniger gravierend als die der Schutzziegel.

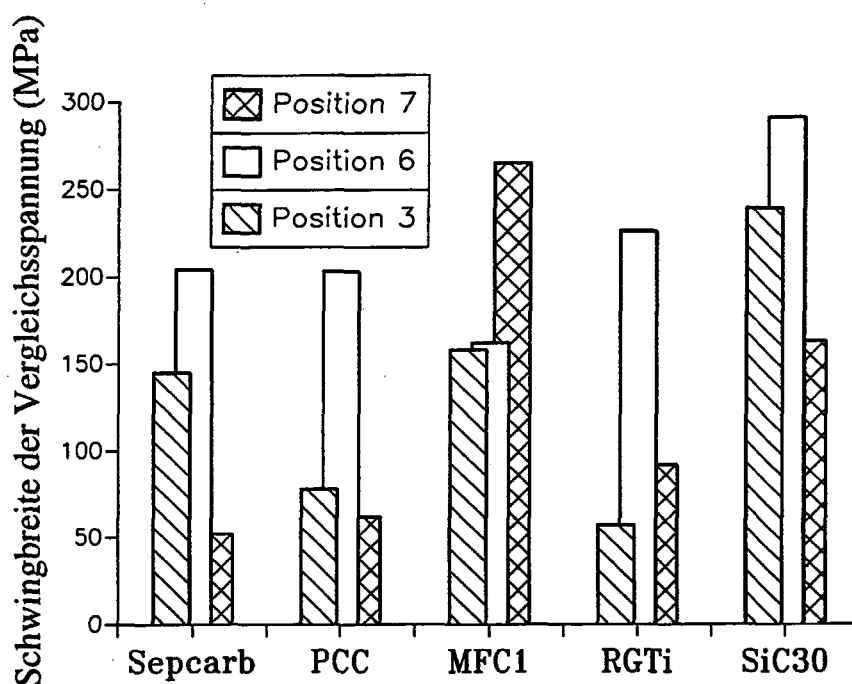


Abb. 3.21:  
Berechnete maximale Schwingbreite der von Mises-Vergleichsspannungen im TZM-Körper von Divertortestmodulen

## 4. Zusammenfassung

**Kap. 1.1.** Lötverbundstrukturen werden auf Grund ihrer Flexibilität zur Erfüllung von Werkstoffanforderungen als ein bevorzugtes Designkonzept für Divertorkomponenten in zukünftigen Fusionsreaktoren angesehen.

Während des Lötprozesses können Eigenspannungen in Verbundstrukturen hauptsächlich wegen der Differenz der Wärmeausdehnungskoeffizienten zwischen den einzelnen Materialien entstehen.

Divertorkomponenten in Fusionsmaschinen erfahren erhebliche thermische Belastungen während des zyklischen Pulsbetriebes, wobei Belastungen mit hohen Wärmeflüssen (als HHF-Belastung bezeichnet) und Thermoschock von Bedeutung sind. Wenn gelötete Komponenten solchen thermischen Belastungen ausgesetzt werden, werden die resultierenden thermischen Spannungen den Eigenspannungsfeldern überlagert.

**Kap. 1.2.** Singuläre Spannungsfeldverstärkungen treten an freien Randbereichen der Fügegrenzfläche für bestimmte Materialkombinationen und Kantenwinkelgeometrien auf. Aufgrund dieser Spannungssingularitäten wird Versagen meist nahe oder an der Fügefläche des Verbundes beobachtet. Das zeitliche Verhalten der Spannungssingularitäten an der Risßspitze oder am freien Rand bei vorgegebener thermischer Belastung ist einer der kritischen Beanspruchungsfaktoren der Fügegrenzfläche.

Für die Herstellung des Lotverbundes werden duktile Metallfolien als Lot verwendet. Wenn das Lotmetall leicht plastisch verformt wird, hängt der Spannungszustand nahe der Grenzfläche direkt vom Fließ- und Verfestigungsverhalten des Lotmetalls ab. Unter zyklischen Belastungen erfährt die duktile Lotschicht Spannungswechsel. Die strukturelle Lebensdauer kann dann vom zyklischen Deformationsverhalten der Lotschicht abhängen.

**Kap. 2.1.** Um das Beanspruchungsverhalten gelöteter Divertorverbundstrukturen unter fusionsnahen Belastungsbedingungen zu charakterisieren, wurden theoretische Analysen mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode durchgeführt.

Ein Modellfügeverbund, bestehend aus einem quadratförmigen CFC-Schutzziegel, aufgelötet auf ein TZM-Substrat mit gleicher Geometrie, wurde der Analyse zugrundegelegt. Unter Annahme eines rein elastischen Verhaltens des CFC/TZM-Verbundes wurde die Analyse ohne Berücksichtigung der Lotschicht durchgeführt. Im zweiten Schritt wurde die Lotschicht (CFC/Cu/TZM-Verbund) unter Annahme eines elastoplastischen Verhaltens in die Analyse miteinbezogen.

Zwei thermische Belastungsbedingungen wurden betrachtet: eine transiente, pulsformige Wärmeschockbelastung (HHF-Belastung) und eine isotherme Wärmebelastung mit homogener Temperaturänderung. In Analysen wurden die Beanspruchungscharakteristiken des Modellverbundes unter beiden Belastungsbedingungen verglichen. Für die HHF-Simulation wurde angenommen, daß ein gleichmäßiger Wärmefluß von  $20 \text{ MW/m}^2$  in Form eines Schockpulses mit einer Pulsdauer von 2 Sekunden auf die CFC-Oberfläche aufgebracht wird.

**Kap. 2.2.** Am Ende des Wärmepulses entwickelt sich im Verbund ein maximaler Temperaturgradient, wobei die Temperatur an der CFC-Oberfläche einen Spitzenwert von  $1859 \text{ }^\circ\text{C}$  aufweist. Die Temperatur in der Fügefläche beträgt dabei  $566 \text{ }^\circ\text{C}$ . Der Modellverbund erreicht nach 4 Sekunden das thermische Gleichgewicht. Nach thermischem Ausgleich erreicht die Temperatur des Verbundes  $757 \text{ }^\circ\text{C}$ .

**Kap. 2.3.** Die numerisch berechneten Grenzflächenspannungen im Bulkbereich wurden mit den analytischen Ergebnissen nach der Balkentheorie verglichen. Die relative Differenz beträgt 12,5 - 25 % zur Bezugsbelastung. Im Eigenspannungszustand bei Raumtemperatur befindet sich der Modellverbund im höchstbeanspruchten Zustand. Der Temperaturgradient bei der HHF-Belastung hat einen geringen Einfluß auf die Grenzflächenspannungen.

**Kap. 2.4.** Die mehrachsigen, singulären Spannungsfelder, die im Nahfeld des freien Randes der Fügefläche entstehen, wurden sowohl theoretisch als auch numerisch charakterisiert. Analog der linear-elastischen Bruchmechanik beinhaltet das verwendete theoretische Modell den Spannungsintensitätsfaktor  $K$ , die Singularitätspotenz  $\omega$ , Winkelfunktionen  $f_{ij}(\theta)$  und reguläre Terme  $\sigma_{ij_0}(r, \theta)$ .

Die theoretisch berechneten Spannungsverteilungen im Nahfeld der Singularitätsstelle weisen eine gute Übereinstimmung mit den numerischen Ergebnissen auf. Da der Spannungsintensitätsfaktor  $K$  für die gesamten singulären Spannungsfelder im Nahfeld ein repräsentativer Parameter ist, wurde das zeitliche Verhalten der singulären Spannungsfelder mit dem Spannungsintensitätsfaktor  $K$  ermittelt. Die maximale Differenz im Spannungsintensitätsfaktor  $K$  zwischen beiden Belastungsbedingungen tritt am Ende des Wärmepulses auf, wo die höchsten Temperaturgradienten herrschen. Dabei beträgt die relative Differenz ca. 6,9 %. Die zeitlichen Verläufe von beiden Kurven weisen im wesentlichen eine identische Entwicklung wie die Bulkspannungen auf.

Um den Einfluß der transienten Temperaturgradienten auf die Spannungssingularität systematisch zu untersuchen, wurden verschiedene HHF-Belastungsbedingungen simuliert. Die verwendeten Leistungsdichten waren 20-, 30-, 60- und 80 MW/m<sup>2</sup>, wobei alle zu betrachtenden Belastungen gleiche Temperaturwerte am Materialübergang mit unterschiedlichen Temperaturgradienten besitzen. Je steiler der Temperaturgradient wird, desto mehr nimmt die Stärke der Spannungssingularität zu. Die relative Differenz der  $K$ -Werte zwischen der Ofen-Belastung und der HHF-Belastung von 30 MW/m<sup>2</sup> mit einer Pulsdauer von 1,56 Sekunden beträgt ca. 12,0 %.

**Kap. 2.5.** Um das bruchmechanische Verhalten des Grenzflächenrisses unter der HHF-Bezugsbelastung zu charakterisieren, wurde eine analytische Beziehung zwischen der komplexen Rißflächenverschiebung und dem komplexen Spannungsintensitätsfaktor  $K$  angewendet. Der komplexe Spannungsintensitätsfaktor  $K$  wird hierbei in zwei Komponenten eingeteilt, wobei die Teilkomponenten jeweils dem Öffnungs- ( $K_I$ ), und dem Schubmodus ( $K_{II}$ ) entsprechen.

Der Randriß erfährt die maximale Beanspruchung im Eigenspannungszustand bei Raumtemperatur. Wenn der Modellverbund anschließend die HHF-Belastung erfährt, wird die Beanspruchung während des Aufheizens geringer. Dieses zeitliche Verhalten ist ähnlich wie das Verhalten der Bulkspannung und der Spannungssingularität am freien Rand. Der Mittenriß wird am Abschaltzeitpunkt des Wärmepulses am stärksten beansprucht. Der  $K_0$ -Wert (die Bezugsgröße für  $K$ ) des Mittenrisses beträgt nur 12,2 % des  $K_0$ -Wertes des Randrisses im Eigenspannungszustand und 30,6 % beim Abschaltzeitpunkt des Wärmepulses. Aus den relativen Größen der Verschiebungskomponenten ist zu entnehmen, daß die Rißverformung in der Mitte der Fügefläche mehr mit dem Öffnungsmodus (Mode I) zusammenhängt, während sie am freien Rand meist mit dem Schubmodus (Mode II) verbunden ist.

Das J-Integral, dessen Wert die Antriebskraft für Rißfortschritt bezeichnet, ist im Fall des Randrisses deutlich größer als für den Mittenriß. Daher kann der freie Rand der Fügezone

als die bevorzugte Stelle für die Rißbildung und die Rißausbreitung angesehen werden. Die zeitlichen Verläufe von  $J$  und  $K_0$  unter der HHF-Bezugsbelastung zeigen ein ähnliches transientes Verhalten.

**Kap. 2.6.** Das plastische Deformationsverhalten der Lotschicht während des Lötprozesses und der thermischen Zyklierbelastungen wurden analysiert. Während des Lötprozesses wurde der Eckenbereich mehr plastisch deformiert als der mittlere Bereich. Der Verlauf der von Mises-Vergleichsspannung  $\sigma_{eq}$  des Lotes zeigt, daß der größte Teil der Eigenspannung unter ca. 600 °C erzeugt wird. Die Spannungsverteilung in der Lotschicht bleibt trotz des großen Unterschiedes in der lokalen Dehnung relativ homogen.

Eine zyklische thermische Belastung in Form eines homogenen Temperaturwechsels zwischen Raumtemperatur und 600 °C wurde zur Untersuchung des Ermüdungsverhaltens des Kupferlotes simuliert. Im Zentrum des Verbundes dominiert die axiale Spannungskomponente  $\sigma_{xx}$  gegenüber der normalen Komponente  $\sigma_{yy}$ . Die axiale Komponente weist eine wechselnde Ermüdungsbelastung auf, während die normale Komponente eine schwellende Ermüdungsbelastung zeigt. Nach den ersten drei Zyklen sind die Spannungsamplituden nahezu gleich. An der freien Oberflächenkante der Lotschicht stammt der Hauptbeitrag von der normalen Spannungskomponente  $\sigma_{yy}$ . Die axiale Komponente  $\sigma_{xx}$ , die normale Komponente  $\sigma_{yy}$  und die Schubkomponente  $\sigma_{xy}$  zeigen eine Mischform wechselnder und schwellender Zyklierungen. Die Amplitude der Hauptdehnungen in der Lotmitte ist fast konstant. Es treten keine wesentlichen Veränderungen zwischen den Zyklen auf. Die Hauptdehnungswerte an der Lotecke steigen kontinuierlich von Zyklus zu Zyklus bei Beibehaltung von nahezu konstanten Amplituden an. Die absoluten Werte der Hauptdehnungen an der Ecke sind viel höher als die im mittleren Bereich.

Eine transiente HHF-Zyklierbelastung wurde mit vier Wärmepulsen von 20 MW/m<sup>2</sup> auf der CFC-Oberfläche für 2,1 Sekunden simuliert, wobei die maximale Temperatur der Lotschicht in etwa der Temperatur der homogenen thermischen Zyklierung entspricht.

Die Zeitvariationen der Spannungen in der Mitte der Lotschicht zeigen ein ähnliches Verhalten wie in der homogenen thermischen Zyklierung. Die axialen und normalen Komponenten erfahren eine überwiegend zyklische Schwellbelastung. Der gesamte Bereich jeder dieser Komponenten liegt ganz im Druckbereich. Das Verhalten der zyklischen Variation der Hauptdehnungen unterscheidet sich kaum von dem der homogenen thermischen Zyklierbedingung. Beide thermischen Belastungsbedingungen ergeben ähnliche Lebensdauern von etwa 270 bis 290 Zyklen für die Lotmitte.

Die Cu/TZM-Grenzfläche erleidet ein größeres Spannungsschwingspiel im Falle der HHF-Zyklierung, während die CFC/Cu-Grenzfläche eine identische zyklische Spannungsvariation für beide Belastungsbedingungen erfährt. Die durch die HHF-Belastung bewirkte Normalspannung  $\sigma_{yy}$  übt eine stärkere Belastung auf die gesamte Grenzfläche aus als die homogene thermische Belastung. In Gegenwart der duktilen Lotschicht werden die Spannungsfelder in der Nähe des freien Randes durch das plastische Fließen der Kupferlotschicht stark beeinflusst.

HHF-Zyklierversuche wurden an den gelöteten CFC/TZM-Modellverbunden mit zehn Wärmeschockpulsen in der Elektronenstrahlanlage durchgeführt.

Die Reaktionszone zwischen der Kupferlotschicht und dem CFC-Ziegel war thermisch stabil. Nach der thermischen Zyklierung traten Schädigungen meist im Materialübergang auf. Die Risse laufen entlang der Lotgrenzfläche und schneiden die Kohlenstoffasern, die

senkrecht zur Fügegrenzfläche orientiert sind. Manchmal weicht der Rißverlauf von der Grenzfläche ab. 'Faser-Pulling out' und Verbindungen von Rißsegmenten sind zu finden. Die Risse bilden sich in Form von Spalten zwischen Faser und Matrix.

Bei HHF-Belastungen mit niedriger thermischer Leistungsdichte wird der Fließmechanismus der Lotschicht durch planare Gleitung der Versetzungen bestimmt. Die nahe der Rißspitze in der Grenzfläche verursachte Spannungskonzentration kann infolge der plastischen Verformungen im duktilen Lot abgebaut werden. Unter den hohen thermischen Belastungen mit einer maximalen Grenzflächentemperatur von ca. 900 °C steigt die Dichte der Gleitlinien deutlich an. Aufgrund von Quergleitung wurde ein welliges Gleitmuster geformt.

**Kap. 3.1.** Wärmeflußexperimente wurden für aktiv gekühlte, gelötete Divertortestmodule in der Elektronenstrahlanlage durchgeführt. Dabei wurden Modulverbunde mit fünf unterschiedlichen Schutzziegelmaterialien getestet.

Während der Zyklerversuche mit einer Leistungsdichte von 10,5 MW/m<sup>2</sup> wiesen die Testmodule, die mit CFC-Materialien geschützt wurden, eine gute Ermüdungsbeständigkeit auf. Bei Wärmebelastung von 7 MW/m<sup>2</sup> überstanden die Testmodule mit SiC30- und RG-Ti-Schutzziegeln nur den ersten Zyklus.

Die Zyklerversuche an den Testmodulen mit Sepcarb N112-Schutzziegel wurden bei drei verschiedenen Leistungsdichten durchgeführt. Die Testmodule mit einer Zyklisierung von 13,5 MW/m<sup>2</sup> zeigten eine abnormale Oberflächentemperaturentwicklung während der thermischen Zyklisierung. Die Oberflächentemperatur dieses Testmoduls nahm kontinuierlich ab und erreichte einen Sättigungswert nach ca. 40 Zyklen. Nach dem Zyklerversuch wurde die Ziegeloberfläche dieses Testmoduls durch die Erosion beträchtlich beschädigt.

Alle metallographischen Schlibfbilder der Testmodule, die aus dem CFC/TZM-Verbundsystem bestehen, zeigten keine makroskopisch beobachtbare Schädigung. Im Gegensatz dazu waren die Fügeflächen der Testmodule, die mit Keramik und Graphitziegel gefügt wurden, durch einen katastrophalen Bruch abgelöst.

Bei hoher Vergrößerung (1200-fach) waren die Beschädigungen der Fügezone, die im CFC/TZM-Divertorverbund entstanden waren, zu erkennen. Die Anzahl der Anrisse in den Fügezonen war jedoch so gering, daß die Haftung und Festigkeit der Fügeflächen nicht wesentlich durch diese Anrisse beeinflusst wurden.

Zyklische Wärmebelastung mit Leistungsdichten unter 12 MW/m<sup>2</sup> bewirkten keine signifikante mikrostrukturelle Schädigung in den Sepcarb N112-Ziegeln. Für den Sepcarb N112/TZM-Modul, der mit einer Leistungsdichte von 13,5 MW/m<sup>2</sup> beaufschlagt wurde, war die Bildung vieler Poren im Durchmesser von 50-100 µm die dominante mikrostrukturelle Veränderung.

**Kap. 3.2.** Die thermischen Analysen und die elasto-plastischen Spannungsanalysen wurden an den Divertortestmodulen für die Wärmeflußtestbedingung durchgeführt.

Für die gegebenen thermischen Belastungszyklen konnten die Variationsarten der Beanspruchungen der TZM-Wärmesenke in drei Gruppen kategorisiert werden:

- 1) schwellende
- 2) wechselnde
- 3) konstante Belastung

Es wurde festgestellt, daß die Fügeflächenbeanspruchungen, außer für die SiC30-Schutzziegel, während der HHF-Belastung beträchtlich vermindert werden. Nach den Ergebnissen kann es als erwiesen gelten, daß die MFC1/TZM-Kombination die günstigste Design Option ist. Das SiC30/TZM-Verbundsystem wird am stärksten durch die thermomechanische Belastung beansprucht.



## 5. Literaturverzeichnis

- [1] R.A. Gross, "Fusion Energy", A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, USA, 1984
- [2] K. Niu, "Nuclear Fusion", Cambridge University Press, USA, 1989
- [3] Bundesministerium für Forschung und Technologie, "Zur friedlichen Nutzung der Kernenergie", Eine Dokumentation der Bundesregierung, Bonn, 1977
- [4] P.-H. Rebut (ITER Joint Central Team), Proc. ISFNT-3 (Los Angeles, CA, USA, 1994), Fus. Eng. Des. 27 (1995) Part A, S. 3-16
- [5] P.-H. Rebut, Proc. 18th SOFT (Karlsruhe, Germany, 1994), Fus. Eng. Des. 30 (1995), S. 85-118
- [6] Europäische Kommission, EUR 15290-Kernfusion-Energie für Jahrhunderte, Amt für amtliche Veröffentlichungen der EG., Luxemburg, 1994
- [7] G. Janeschitz, K. Borrass, G. Federici, Y. Igitkhanov, A. Kukushkin, H.D. Pacher, G.W. Pacher, M. Sugihara, Proc. PSI-11 (Mito, Ibaraki, Japan, 1994), J. Nucl. Mater., 220-222 (1995), S.73-88
- [8] K.J. Dietz, S. Chiocchio, A. Antipenkov, G. Federici, G. Janeschitz, E. Martin, R.R. Parker, R. Tivey, Proc. ISFNT-3 (Los Angeles, CA, USA, 1994), Fus. Eng. Des. 27 (1995) Part A, S. 96-108
- [9] ITER Joint Central Team, Proc. ICFRM-6 (Stresa, Lago Maggiore, Italy, 1993), J. Nucl. Mater., 212-215 (1994), Part A, S.3-10
- [10] R.R. Parker, W.B. Gauster, Proc. 18th SOFT (Karlsruhe, Germany, 1994), Fus. Eng. Des. 30 (1995), S. 119-132
- [11] R. Matera, G. Federici, ITER Joint Central Team, Abstract. ICFRM-7 (Obninsk, Russia, 1995), State Sc. Centre Russ. Fed. (1995), Part A, S. 8
- [12] ITER JCT, Abstract. ICFRM-7 (Obninsk, Russia, 1995), State Sci. Centre Russ. Fed. (1995), S. 7
- [13] P. Schiller, J. Nihoul, Proc. ICFRM-3 (Karlsruhe, FRG, 1987), J. Nucl. Mater., 155-157 (1988), Part A, S.41-48

- [14] R.F. Mattas, D.L. Smith, C.H. Wu, T. Kuroda, G. Shatalov, Proc. ICFRM-5 (Clearwater, FL, USA, 1991), J. Nucl. Mater., 191-194 (1992), Part A, S.139-145
- [15] A. Miyahara, J.B. Whitley, Proc. ICFRM-4 (Kyoto, Japan, 1989), J. Nucl. Mater., 179-181 (1991), Part A, S.19-24
- [16] P.-H. Rebut, K.J. Dietz, P.P. Lallia, Proc. PSI-8 (Jülich, FRG, 1988), J. Nucl. Mater., 162-164 (1989), S.172-183
- [17] J.Ehrenberg, Proc. PSI-8 (Jülich, FRG, 1988), J. Nucl. Mater., 162-164 (1989), S.63-79
- [18] G.F. Matthews, Proc. PSI-8 (Jülich, FRG, 1988), J. Nucl. Mater., 162-164 (1989), S.38-50
- [19] H. Bolt, A. Miyahara, J. Nucl. Mater., 171 (1990), S.150-157
- [20] M. Akiba, H. Madarame, Proc. ICFRM-6 (Stresa, Lago Maggiore, Italy, 1993), J. Nucl. Mater., 212-215 (1994), Part A, S.90-96
- [21] J.P. Qian, L.P. Lu, P.Y. Li, L. Lu, W. Cui, M. Ma, Proc. ICFRM-6 (Stresa, Lago Maggiore, Italy, 1993), J. Nucl. Mater., 212-215 (1994), Part B S.1183-1188
- [22] D.A. Bowers, J.W. Sapp, Proc. ICFRM-5 (Clearwater, FL, USA, 1991), J. Nucl. Mater., 191-194 (1992), Part A, S.305-308
- [23] C.H. Wu, J.P. Bonal, B. Thiele, Proc. ICFRM-6 (Stresa, Lago Maggiore, Italy, 1993), J. Nucl. Mater., 212-215 (1994), Part B, S.1168-1173
- [24] P.L. Andrew, M.A. Pick, Proc. ICFRM-6 (Stresa, Lago Maggiore, Italy, 1993), J. Nucl. Mater., 212-215 (1994), Part A, S.111-117
- [25] R.A. Causey, Proc. PSI-8 (Jülich, FRG, 1988), J. Nucl. Mater., 162-164 (1989), S.151-161
- [26] W.Möller, Proc. PSI-8 (Jülich, FRG, 1988), J. Nucl. Mater., 162-164 (1989), S.138-150
- [27] C. Garcia-Rosales, Proc. ICFRM-6 (Stresa, Lago Maggiore, Italy, 1993), J. Nucl. Mater., 212-215 (1994), Part A, S.97-100
- [28] J. Linke, V.R. Barabash, H. Bolt, A. Gervash, I. Mazul, I. Ovchinnikov, M. Rödiger, Proc. ICFRM-6 (Stresa, Lago Maggiore, Italy, 1993), J. Nucl. Mater., 212-215 (1994), Part B, S.1195-1200

- [29] M. Yamawaki, K. Yamaguchi, M. Satoh, S. Tanaka, Proc. ICFRM-5 (Clearwater, FL, USA, 1991), J. Nucl. Mater., 191-194 (1992), Part A, S.326-329
- [30] V. Philipps, E. Vietzke, H. Trinkaus, Proc. ICFRM-4 (Kyoto, Japan, 1989), J. Nucl. Mater., 179-181 (1991), Part A, S.25-33
- [31] J. Roth, W. Eckstein, E. Gauthier, J. Laszlo, Proc. ICFRM-4 (Kyoto, Japan, 1989), J. Nucl. Mater., 179-181 (1991), Part A, S.34-36
- [32] M. Eto, S. Ishiyama, H. Ugachi, K. Fukaya, S. Baba, Proc. ICFRM-6 (Stresa, Lago Maggiore, Italy, 1993), J. Nucl. Mater., 212-215 (1994), Part B, S.1223-1227
- [33] K. Hamada, S. Sato, A. Kohyama, , Proc. ICFRM-6 (Stresa, Lago Maggiore, Italy, 1993), J. Nucl. Mater., 212-215 (1994), Part B, S.1228-1233
- [34] G.E. Lucas, D.S. Gelles, Proc. ICFRM-3 (Karlsruhe, FRG, 1987), J. Nucl. Mater., 155-157 (1988), Part A, S.164-177
- [35] A:A. Tavassoli, Proc. ICFRM-3 (Karlsruhe, FRG, 1987), J. Nucl. Mater., 155-157 (1988), Part A, S.105-112
- [36] N. Itoh, K. Morita, Proc. ICFRM-3 (Karlsruhe, FRG, 1987), J. Nucl. Mater., 155-157 (1988), Part A, S. 58-66
- [37] A. Miyahara, T. Tanabe, Proc. ICFRM-3 (Karlsruhe, FRG, 1987), J. Nucl. Mater., 155-157 (1988), Part A, S. 49-57
- [38] G. Vieider, M. Harrison, F. Moons, Proc. 15th SOFT (Utrecht, Netherland, 1988), Fus. Tech. 1988, 1 (1989), S. 125
- [39] J. Roth, C. Garcia-Rosales, R. Behrisch, W. Eckstein, Proc. ICFRM-5 (Clearwater, FL, USA, 1991), J. Nucl. Mater., 191-194 (1992), Part A, S. 45-49
- [40] V.V. Rybin, D.L. Smith, Proc. ICFRM-5 (Clearwater, FL, USA, 1991), J. Nucl. Mater., 191-194 (1992), Part A, S. 30-36
- [41] H.E. Kotzlowski, Proc. 13th SOFT (Varese, 1984)
- [42] E. Zolti, Proc. ICFRM-3 (Karlsruhe, FRG, 1987), J. Nucl. Mater., 155-157 (1988), Part A, pp. 386-391
- [43] G. Federici, R. Matera, S. Chioccio, J. Dietz, G. Janeschitz, D. Driemeyer, J. Haines, M.S. Tillack, M. Ulrickson, Fus. Eng. Des. 28 (1995), pp. 34-43

- [44] S. Deschka, Dr.-Ing.-Diss., RWTH Aachen (1993), Jül-Bericht 2933 (1994), Forschungszentrum Jülich
- [45] A. Levy, J. Am. Ceram. Soc., 74 (9) (1991), S. 2141-2147
- [46] D.O. Patten, M.L. Torti, P.O. Charreyron, Ceram. Eng. Sci. Proc. 10 (11-12) (1989), S. 1866-1878
- [47] M. Meyer, S. Schmauder, Int. J. Fracture 57 (1992), S. 381-388
- [48] K. Mizuno, K. Miyazawa, T. Suga, J. Faculty of Eng., Univ. Tokyo (B), Vol. XXXIX, No. 4 (1988), S. 401-412
- [49] C.H. Hsueh, A.G. Evans, J. Am. Ceram. Soc., 68 (1985), S. 241-248
- [50] A.P. Xian, Z.Y. Si, J. Am. Ceram. Soc., 73 (1990), S. 3462-3465
- [51] O. Iancu, "Berechnung von thermischen Eigenspannungsfeldern in Keramik/Metall-Verbunden", Dr.-Ing.-Diss., Univ. Karlsruhe (1989), Fortschr.-Berichte VDI, Reihe 18, Nr.74, VDI Verlag, Düsseldorf (1989)
- [52] S. Timoshenko, J. Opt. Soc. Am., 11 (1925), S. 233-255
- [53] E. Zolti, Fus. Eng. Des. 18 (1991), S. 163-171
- [54] J.P. Blancard, N.M. Ghoniem, J. Nucl. Mater., 172 (1990), S. 54-70
- [55] M. Araki, M. Akiba, M. Dairaku, K. Iida, H. Ise, M. Seki, S. Suzuki, K. Yokoyama, J. Nucl. Sci. Tech., 29 9 (1992), S. 901-908
- [56] S. Deschka, A. Cardella, J. Linke, M. Lochter, H. Nickel, J. Nucl. Mater., 203 (1993), S. 67-72
- [57] Y. Yoshino, H. Ohtsu, T. Shibata, J. Am. Ceram. Soc., 75 (12) (1992), S. 3353-3357
- [58] R. Kußmaul, "Einfluß unterschiedlicher Fügeflächengeometrien auf die Eigenspannungen und die Festigkeit von gelöteten Keramik-Metall-Verbunden", Dr. Ing.-Diss., Univ. Karlsruhe (1994)
- [59] J. M. Mcnaney, R.M. Cannon, R.O. Ritchie, Int. J. Fracture 66 (1994), S. 227-240

- [60] M. D. Drory, M. D. Thouless, A.G. Evans, *Acta Metall* 36 (8) (1988), S. 2019-2028
- [61] M. L. Williams, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 49 (2) (1959), S. 199-204
- [62] R. Viola, E.B. Deksnis, *JET-P* (94) 54, JET Joint Undertaking (1994)
- [63] G.C. Sih, J.R. Rice, *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* 31 (1964), S. 477-482
- [64] A.H. England, *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* 32 (1965), S. 400-402
- [65] F. Erdogan, *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* 32 (1965), S. 403-410
- [66] M. Comninou, *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* 44 (1977), S. 631-636
- [67] J.P. Blancard, N.M. Ghoniem, *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* 56 (1989), S. 756-762
- [68] K. Kokini, *J. Am. Ceram. Soc.*, 70 (12) (1987), S. 855-859
- [69] D.B. Bogy, *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* 35 (1968), S. 460-466
- [70] S.S. Wang, I. Choi, *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* 49 (1982), S. 541-560
- [71] D. Munz, Y.Y. Yang, *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* 59 (1992), S. 857-861
- [72] T. Suga, G. Elssner, S. Schmauder, *J. Composite Mater.* 22 (1988), S. 917-934
- [73] I. Smid, M. Akiba, M. Araki, S. Suzuki, K. Satoh, "Material and Design Considerations for the Carbon Armored ITER Divertor", JAERI Report, JAERI-M 93-149, Japan Atomic Energy Research Institute (1993)
- [74] A. Hassanein, *Proc. ICFRM-5* (Clearwater, FL, USA, 1991), *J. Nucl. Mater.*, 191-194 (1992), Part A, S.499-502
- [75] A. Hassanein, D.L. Smith, *Proc. ICFRM-5* (Clearwater, FL, USA, 1991), *J. Nucl. Mater.*, 191-194 (1992), Part A, S.503-507
- [76] I. Smid, E. Kny, G. Kneringer, N. Reheis, *J. Nucl. Mater.*, 171 (1990), S.165-171
- [77] N. Reheis, M. Witwer, G. Kneringer, G. Vieider, A. Cardella, E.D. Pietro, *Proc. 17th SOFT* (Roma, Italy, 1992), *Fus. Tech.* 1992

- [78] Y.G. Prokofiev et. al., Proc. ICFRM-5 (Clearwater, FL, USA, 1991), J. Nucl. Mater., 191-194 (1992), Part A, S.483-487
- [79] E. Franconi, G.C. Ceccotti, L. Magnoly, Proc. ICFRM-5 (Clearwater, FL, USA, 1991), J. Nucl. Mater., 191-194 (1992), Part A, S.493-498
- [80] K. Kokini, R. Perkins, IEEE Trans. Component, Hybrids, Manufact. Tech., Vol. CHMT-7, No. 3 (1984). S. 276-280
- [81] K. Kokini, R. Perkins, AIAA J., 22 (10) (1984), S. 1472-1477
- [82] A.G. Evans, M. Rühle, M. Turwitt, J. de Physique, Colloque C4, Supplement (1985), S. C4-613-626
- [83] P.O. Charreyron, D.O. Patten, B.J. Miller, Ceram. Eng. Sci. Proc. 10 (11-12) (1989), S. 1801-1824
- [84] H.C. Cao, M. D. Thouless, A.G. Evans, Acta Metall 36 (8) (1988), S. 2037-2046
- [85] R.M. Cannon, V. Jayaram, B.J. Dalgleish, R.M. Fisher, Mater. Sci. Res., 21 (8) (1988), S. 959-968
- [86] B.J. Dalgleish, M. C. Lu, A.G. Evans, Acta Metall 36 (8) (1988), S. 2029-2035
- [87] A.F. Madayag, "Metal Fatigue: Theory and Design", John Wiley & Sons, New York, 1969
- [88] J.A. Bannantine, J.J. Comer, J.L. Handrock, "Fundamentals of Metal Fatigue Analysis", Prentice Hall, New Jersey, 1990
- [89] W.F. Chen, "Constitutive Equations for Engineering Materials", Vol. 2: Plasticity and Modeling, Studies in Applied Mechanics 37B, Elsevier, New York, 1994
- [90] J.A. Crowell, J.P. Blancard, PULSAR Team, Proc. ISFNT-3 (Los Angeles, CA, USA, 1994), Fus. Eng. Des. 27 (1995) Part A, S. 515-521
- [91] "Magnetic Fusion Energy Program Annual Report 1989" SAND 90-1601, Sandia Nat'l. Lab., NM, USA
- [92] T.V. Duggan, J. Byrne, "Fatigue as a Design Criterion", Mcmillan Press, London, 1977

- [93] G. Vieider, A. Cardella, M. Akiba, R. Matera, R. Watson, *Fus. Eng. Des.* 16 (1991), S. 23
- [94] H. Takatsu, et. al., *Proc. 16th SOFT (London 1990)*, *Fus. Tech.* 2 (1990) Elsevier Sc. Publ. (1991), S. 336
- [95] H. Bolt, H. Hoven, E. Kny, K. Koizlik, J. Linke, H. Nickel, W. Wallura, "Plasma Induced Material Defects and Threshold Values for Thermal Loads in High Temperature Resistant Alloys and in Refractory Metals for First Wall Application in Fusion Reactors", Jül-2086-RW, *Berichte der Kernforschungsanlage Jülich* (1988)
- [96] S. Cierjacks, Ehrlich, E.T. Cheng, H. Conrads, H. Ullmaier, *Nucl. Sci. Eng.* 106 (1990), pp. 99
- [97] R. Lison, Z. Mirski, J. Linke, *Proc. Hart- und Hochtemperaturlöten und Diffusionsschweißen 92 (Aachen, 1992)*, *DVS-Berichte Band 148*, S. 289-294, Deutscher Verband für Schweißtechnik
- [98] "Hochwarmfeste Werkstoffe und Strukturkeramik", *HWS-Jahresbericht 1992*, Forschungszentrum Jülich GmbH (1993), S. 49
- [99] J. Linke, M. Akiba, M. Araki, H. Bolt, G. Breitbach, R. Duwe, K. Nakamura, J.H. You, *Fus. Eng. Des.* 28 (1995), S. 72-80
- [100] "ABAQUS User's Manual 5.4", Hibbit, Karlson and Sorenson Inc., Providence, RI, USA., 1994
- [101] E. Zolti, "Material Data for Predesign Analysis of In Vessel Components", *ITER Internal Report ITER-IN-N/I/3300/5/A* (1990)
- [102] "Sepcarb N112 - A general presentation", *Sep Documentation*
- [103] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger, "Conduction of Heat in Solids" 2nd ed., Oxford at the Clarendon Press, 1976
- [104] O.T. Iancu, D. Munz, B. Eigenmann, B. Scholtes, E. Macherauch, *J. Am. Ceram. Soc.* (1992), pp. 1144-1149
- [105] I. Choi, C.O. Horgan, *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* (1977), S. 424-430
- [106] R.L. Spilker, S.C. Chou, *J. Composite Mater.*, 14 (1980), S. 2-20
- [107] J.D. Whitcomb, I.S. Raju, J.G. Goree, *Comput. & Struc.* 15 (1) (1982), S. 23-37

- [108] P.P.L. Matos, R.M. Mcmeeking, P.G. Charalambides, M.D. Drory, *Int. J. Fracture* 40 (1989), S. 235-254
- [109] S.P. Timoshenko, J.N. Goodier, "Theory of Elasticity" 3rd ed., McGraw-Hill Inc., New York, 1970
- [110] Y.Y. Yang, "Spannungssingularitäten in Zweistoffverbunden bei mechanischer und thermischer Belastung", Dr.-Ing.-Diss., Univ. Karlsruhe (1992), Fortschr.-Berichte VDI, Reihe 18, Nr.113, VDI Verlag, Düsseldorf (1992)
- [111] D. Munz, T. Fett, Y.Y. Yang, *Eng. Frac. Mech.*, 44 (2) (1993), S. 185-194
- [112] Y.Y. Yang, D. Munz, "A Method of Determination of the Regular Stress Term for an Arbitrary Joint Geometry under Thermal Loading", KfK-Bericht KfK-5089, Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Germany (1993)
- [113] D.R.J. Owen, A.J. Fawkes, "Engineering Fracture Mechanics", Pineridge Press Ltd., Swansea, (1983)
- [114] J. Dundurs, *J. Composite Mater.*, 1 (1967), pp. 310-322
- [115] M. Fränkle, "Spannungssingularitäten in Zweistoffverbunden bei inhomogenen Temperaturfeldern", Diplomarbeit, Univ. Karlsruhe, (1994)
- [116] D. Post, J.D. Wood, B. Han, V.J. Parks, F.P. Gerstle Jr., *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* 61 (1994), S. 192-198
- [117] J.M. Mcnaney, R.M. Cannon, R.O. Ritchie, *Int. J. Fracture* 66 (1994), S. 227-240
- [118] K. Ahlborn, M. Jenkins, T. Chou, Y. Kagawa, A. Okura, "Advanced Structural Inorganic Composites", S. 347-354, Elsevier Sci. Publ. B.V., (1991)
- [119] H.T. Hahn, Y.R. Kim, *J. Composite Mater.*, 9 (1975), S. 297-311
- [120] H.T. Hahn, Y.R. Kim, *J. Composite Mater.*, 10 (1976), S. 156-180
- [121] J.R. Rice, G.C. Sih, *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* (1965), S. 418-423
- [122] M. Stern, C-C. Hong, "Advances in Engineering Science", Proc. 13th Annual Meeting, Soc. Eng. Sci. (Hampton, Virginia, 1976), NASA CP-2001, 2, S. 699-710
- [123] R.E. Smelser, *Int. J. Fracture* 15 (1979), S. 135-143



- [124] J.R. Rice, Trans. ASME. J. Appl. Mech. (1968), S. 379-386
- [125] P. Fraise, F. Schmit, Int. J. Fracture 63 (1993), S. 59-73
- [126] J.R. Rice, "Mathematical Analysis in the Mechanics of Fracture", Fracture (Ed. H. Liebowitz) Vol. 2, S. 210, Academic Press, New York, 1968
- [127] C.F. Shih, B. Moran, T. Nakamura, Int. J. Fracture 30 (1986), S. 79-102
- [128] F.Z. Li, C.F. Shih, A. Needleman, Eng. Frac. Mech., 21 (2) (1985), S. 405-421
- [129] S. Schmauder, Fortschrittsberichte der DKG, 2 (1987), S. 101-108
- [130] M. Yang, K-S. Kim, Int. J. Fracture 64 (1993), S. 201-210
- [131] M.Y. He, J.W. Hutchinson, Trans. ASME. J. Appl. Mech., 56 (1989), S. 270-278
- [132] "ABAQUS Theory Manual 5.4", Hibbit, Karlson and Sorenson Inc., Providence, RI, USA. (1994)
- [133] W. Prager, J. Appl. Phys., 20 (3) (1949), S. 235-241
- [134] R. Hill, "The Mathematical Theory of Plasticity", Oxford University Press, London, 1950
- [135] G.S. Taylor, H. Quinney, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A 230 (1931), S. 323-362
- [136] R. von Mises, "Mechanik der festen Körper im plastisch-deformablen Zustand", Nachrichten der Gesellschaft der Wissenschaften Göttingen, Mathematisch-Physisch Klasse, Göttingen, (1913)
- [137] R. von Mises, Z. Angew. Math. Mech. 8 (1928), S. 161-185
- [138] D.C. Drucker, Trans. ASME. J. Appl. Mech., (1959), S. 101-106
- [139] D.C. Drucker, Proc. 1st. U.S. Natl. Congr. Appl. Mech., ASME (New York, 1951), (Published 1952), S. 487-491
- [140] J.D. Morrow, Internal Friction, Damping and Cyclic Plasticity, ASTM STP 378, S. 45, (1965)

- [141] S. Suzuki, M. Akiba, M. Araki, K. Satoh, K. Yokoyama, M. Dairaku, Proc. ICFRM-6 (Stresa, Lago Maggiore, Italy, 1993), J. Nucl. Mater., 212-215 (1994), Part B, S.1365-1369
- [142] M. Seki, T. Horie, T. Tone, K. Nagata, K. Kitamura, Y. Shibutani, M. Shibui, T. Araki, Proc. ICFRM-3 (Karlsruhe, FRG, 1987), J. Nucl. Mater., 155-157 (1988), Part A, S.392-397
- [143] C.E. Feltner, C. Laird, Acta Metall., 15 (1967), S. 1621-1653
- [144] ASME, Boiler and Pressure Vessel Code, Section III, Div. 1, United Energy Center, ASME, New York (1979)
- [145] E. Diegele, D. Munz, G. Schweinfurther, "Lifetime Prediction for the First Wall of a Fusion Machine", KfK-Bericht, KfK 5283, Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
- [146] R.W. Hertzberg, "Deformation and Fracture Mechanics of Engineering Materials" 2nd ed., John Wiley & Sons, New York, 1983
- [147] R.W.K. Honeycombe, "The Plastic Deformation of Metals" 2nd ed., Edward Arnold, London, 1984
- [148] G.E. Dieter, "Mechanical Metallurgy" 3rd ed., Mcgraw-Hill Book Company, New York, 1986
- [149] J.H. You, H. Bolt, G. Breitbach, R. Duwe, J. Linke, R. Lison, H. Nickel, Proc. 18th SOFT (Karlsruhe, Germany, 1994), Fusion Technology 1994, 2 (1995), S. 439-442
- [150] JAERI JT-60 Team, JAERI Report, JAERI-M 90-119, Japan Atomic Energy Research Institute (1990)
- [151] T.A. Burtseva, O.K. Chugunov, E.F. Dovguchits, I.V. Mazul, Shibkov, V.A. Sokolov, M.I. Persin, P.A. Platonov, Proc. 6th Intern. Workshop on Carbon Materials (Jülich, Germany, 1993), Carbon Materials - Binary Materials for Plasma Facing Components, S. 43-60
- [152] Datenblatt : Werkstoff - SiC30, Schunk Kohlenstofftechnik GmbH, (1991)
- [153] L. Binkele, persönliche Mitteilung
- [154] J.P. Holman, "Heat Transfer" 7th ed., Mcgraw-Hill Book Company, New York, 1990

- 
- [155] D. Butterworth, G.F. Hewitt (Ed.), "Two-Phase Flow and Heat Transfer", Harwell Series, Oxford University Press, 1977
- [156] P. Schiller, K. Ehrlich, J. Nihoul, Proc. ICFRM-4 (Kyoto, Japan, 1989), J. Nucl. Mater., 179-181 (1991), Part A, S.13-18
- [157] B. Liu, L.B. Lessard, Composite Sci. Tech., 51 (1994), S. 43-51
- [158] A. El-Azab, N.M. Ghoniem, Proc. ISFNT-3 (Los Angeles, CA, USA, 1994), Fus. Eng. Des. 27 (1995), S. 536-543
- [159] J.N. Reddy, "An Introduction to the Finite Element Method", McGraw-Hill Book Compony, New York, 1984
- [160] A. Seeger (Ed.), "Moderne Probleme der Metallphysik" Band 1, Springer Verlag, Berlin, 1965

## 6. Anhang

### A. Spannungen im Nahfeld der Singularitätsstelle

Der Spannungszustand in der Nähe der freien Kante des Materialübergangs läßt sich wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned} \sigma_{jrr}(r, \theta) = \sum_n r^{-\omega_k} (1 - \omega_k) \{ & A_{jn} (2 + \omega_k) \sin(\omega_k \theta) + B_{jn} (2 + \omega_k) \cos(\omega_k \theta) \\ & - C_{jn} (2 - \omega_k) \sin[(2 - \omega_k) \theta] - D_{jn} (2 - \omega_k) \cos[(2 - \omega_k) \theta] \} \end{aligned} \quad (\text{A.1-a})$$

$$\begin{aligned} \sigma_{j\theta\theta}(r, \theta) = \sum_n r^{-\omega_k} (2 - \omega_k) (1 - \omega_k) \{ & A_{jn} \sin(\omega_k \theta) + B_{jn} \cos(\omega_k \theta) \\ & + C_{jn} \sin[(2 - \omega_k) \theta] - D_{jn} \cos[(2 - \omega_k) \theta] \} \end{aligned} \quad (\text{A.1-b})$$

$$\begin{aligned} \tau_{jr\theta}(r, \theta) = - \sum_n r^{-\omega_k} (1 - \omega_k) \{ & A_{jn} \omega_k \cos(\omega_k \theta) - B_{jn} \omega_k \sin(\omega_k \theta) \\ & + C_{jn} (2 - \omega_k) \cos[(2 - \omega_k) \theta] - D_{jn} (2 - \omega_k) \sin[(2 - \omega_k) \theta] \} \end{aligned} \quad (\text{A.1-c})$$

Für die rechtwinklige Randgeometrie mit  $\theta_1 = -\theta_2 = \frac{\pi}{2}$  (Abb. 2.12) können die Koeffizienten berechnet werden durch

$$A_{jk} = \frac{A_{jk}^*}{Z}, \quad B_{jk} = \frac{B_{jk}^*}{Z}, \quad C_{jk} = \frac{C_{jk}^*}{Z}, \quad D_{jk} = \frac{D_{jk}^*}{Z} \quad (\text{A.2-a})$$

mit

$$Z = \beta \left[ \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) + (\omega_k - 1)(\omega_k - 3) \right] - \alpha (\omega_k - 2)(\omega_k - 1) - 1 + \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) \quad (\text{A.2-b})$$

$$A_{1k}^* = Z \quad (\text{A.2-c})$$

$$B_{1k}^* = -\tan \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) \left\{ \beta \left[ \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) + (\omega_k - 1)^2 \right] - \alpha (\omega_k - 2)(\omega_k - 1) + \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) \right\} \quad (\text{A.2-d})$$

$$C_{1k}^* = \beta \left[ \frac{4-3\omega_k}{\omega_k-2} \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) - (\omega_k-2)\omega_k \right] + \alpha \omega_k (\omega_k-1) + \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) \quad (\text{A.2-e})$$

$$D_{1k}^* = \tan\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) \left\{ \frac{\beta}{\omega_k-2} \left[ \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) (3\omega_k-4) - \omega_k(\omega_k-1)^2 \right] + \alpha \omega_k (\omega_k-1) - \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) \right\} \quad (\text{A.2-f})$$

$$A_{2k}^* = -\frac{1}{1+\alpha} \left\{ \alpha^2 (\omega_k-2)(\omega_k-1)(2\omega_k-1) + 2\beta^2 \left[ (\omega_k-2) \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) + (\omega_k-2)^2 \omega_k \right] + \alpha\beta \left[ \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) (2\omega_k-3) - 4(\omega_k-2)^3 - 9(\omega_k-2)^2 - 6(\omega_k-2) - 1 \right] + \alpha \left[ -\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) (2\omega_k-3) + (\omega_k-2)^2 + 3(\omega_k-2) + 1 \right] + \beta \left[ -\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) (2\omega_k-3) - (\omega_k-2)^2 \right] + \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) \right\} \quad (\text{A.2-g})$$

$$B_{2k}^* = -\frac{\tan\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right)}{1+\alpha} \left\{ \alpha^2 (\omega_k-2)(\omega_k-1)(2\omega_k-1) + 2\beta^2 \left[ -(\omega_k-1) \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) + (\omega_k-2)^3 + 3(\omega_k-2)^2 + 3(\omega_k-2) + 1 \right] + \alpha\beta \left[ \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) (2\omega_k-3) - 4(\omega_k-2)^3 - 11(\omega_k-2)^2 - 10(\omega_k-2) - 3 \right] + \alpha \left[ -\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) (2\omega_k-3) - (\omega_k-2)^2 - (\omega_k-2) \right] + \beta \left[ \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) (2\omega_k-3) + (\omega_k-2)^2 + (2\omega_k-3) \right] + \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) \right\} \quad (\text{A.2-h})$$

$$C_{2k}^* = -\frac{1}{1+\alpha} \left\{ \alpha^2 \omega_k \left[ 2(\omega_k-2)^2 + 3(\omega_k-2) + 1 \right] + 2\beta^2 \omega_k \left[ -\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) + (\omega_k-2)^2 + 2(\omega_k-2) + 1 \right] + \frac{\alpha\beta}{\omega_k-2} \left[ \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\omega_k\right) (2\omega_k^2 - 5\omega_k + 4) - 4\omega_k^4 + 17\omega_k^3 - 26\omega_k^2 + 17\omega_k - 4 \right] \right\}$$

$$\begin{aligned}
& + \alpha \left[ \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) (1 - 2\omega_k) - (\omega_k - 2)^2 - (\omega_k - 2) + 1 \right] \\
& + \frac{\beta}{\omega_k - 2} \left[ \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) (2\omega_k^2 - 5\omega_k + 4) + \omega_k^3 - 6\omega_k^2 + 9\omega_k - 4 \right] - \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) \Big\} \\
& \hspace{15em} \text{(A.2-i)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_{2k}^* & = - \frac{\tan \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right)}{1 + \alpha} \left\{ \alpha^2 \omega_k \left[ 2(\omega_k - 2)^2 + 3(\omega_k - 2) + 1 \right] \right. \\
& + 2\beta^2 \left[ -(\omega_k - 1) \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) + (\omega_k - 2)^3 + 3(\omega_k - 2)^2 + 3(\omega_k - 2) + 1 \right] \\
& + \frac{\alpha\beta}{\omega_k - 2} \left[ \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) (2\omega_k^2 - 5\omega_k + 4) - 4\omega_k^4 + 19\omega_k^3 - 34\omega_k^2 + 27\omega_k - 8 \right] \\
& + \alpha \left[ \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) (1 - 2\omega_k) + \omega_k (\omega_k - 1) \right] \\
& \left. + \frac{\beta}{\omega_k - 2} \left[ \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) (2\omega_k^2 - 5\omega_k + 4) - \omega_k (\omega_k - 1)^2 \right] - \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \omega_k \right) \right\} \\
& \hspace{15em} \text{(A.2-j)}
\end{aligned}$$

dabei sind  $\alpha$  und  $\beta$  die Dundurs-Parameter (siehe Gl.(2.4.19)).

## B. Winkelfunktionen der Spannungssingularität

Die Winkelfunktionen in Gl.(2.4.16) werden in folgender Form angegeben:

$$\begin{aligned}
f_{jrrk}(\theta) & = \left\{ A_{jk} (2 + \omega_k) \sin(\omega_k \theta) + B_{jk} (2 + \omega_k) \cos(\omega_k \theta) - C_{jk} (2 - \omega_k) \sin[(2 - \omega_k) \theta] \right. \\
& \quad \left. - D_{jk} (2 - \omega_k) \cos[(2 - \omega_k) \theta] \right\} / \left\{ (2 - \omega_k) (B_{jk} + D_{jk}) \right\} \\
& \hspace{15em} \text{(B.1-a)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_{j\theta\theta k}(\theta) & = \left\{ A_{jk} \sin(\omega_k \theta) + B_{jk} \cos(\omega_k \theta) + C_{jk} \sin[(2 - \omega_k) \theta] \right. \\
& \quad \left. + D_{jk} \cos[(2 - \omega_k) \theta] \right\} / (B_{jk} + D_{jk}) \\
& \hspace{15em} \text{(B.1-b)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_{jr\theta k}(\theta) & = - \left\{ A_{jk} \omega_k \cos(\omega_k \theta) - B_{jk} \omega_k \sin(\omega_k \theta) + C_{jk} (2 - \omega_k) \cos[(2 - \omega_k) \theta] \right. \\
& \quad \left. - D_{jk} (2 - \omega_k) \sin[(2 - \omega_k) \theta] \right\} / \left\{ (2 - \omega_k) (B_{jk} + D_{jk}) \right\} \\
& \hspace{15em} \text{(B.1-c)}
\end{aligned}$$

wobei die Koeffizienten  $A_{jk}$ ,  $B_{jk}$ ,  $C_{jk}$ ,  $D_{jk}$  in Gln.(A.2) angegeben sind.

### C. Grundlagen der Finite-Elemente-Methode

Im folgenden werden die mathematischen Grundgleichungen, die den Ausgangspunkt der FEM zur Berechnung der Spannungen und Verzerrungen darstellen, am Beispiel eines elastischen Körpers entwickelt und später auf inelastisches Materialverhalten erweitert.

Zur Beschreibung des elastomechanischen Verhaltens eines kleinen Körpers sind 15 Gleichungen erforderlich, 6 Verschiebungs-Verzerrungsgleichungen, 6 Verzerrungs-Spannungsgleichungen und 3 Gleichgewichtsgleichungen mit insgesamt 15 Unbekannten (3 Verschiebungen  $\underline{u}$ , 6 Verzerrungen  $\underline{\varepsilon}$  und 6 Spannungen  $\underline{\sigma}$ ).

Zusätzlich sind für eine eindeutige Lösung Randbedingungen zu formulieren.

Der Zusammenhang zwischen den Verschiebungen und den Verzerrungen wird über die Gleichung

$$\underline{\varepsilon} = \underline{D} \cdot \underline{u} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u \\ v \\ z \end{bmatrix} \quad (\text{C.1})$$

aufgebaut. Diese Gleichung wird auch kinematische Verträglichkeit genannt, wobei  $\underline{D}$  eine Differentialoperatorenmatrix ist. Der Zusammenhang zwischen der Verzerrung und der Spannung wird im rein elastischen Fall über das Hooksche Gesetz als Stoffgesetz beschrieben.

$$\underline{\sigma} = \underline{E} \cdot \underline{\varepsilon} = \frac{E}{(1-2\nu)(1+\nu)} \begin{bmatrix} 1-\nu & \nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & 1-\nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & \nu & 1-\nu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}-\nu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}-\nu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}-\nu \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \gamma_{xy} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{zx} \end{bmatrix} \quad (\text{C.2})$$

$\underline{E}$  ist die Elastizitätsmatrix.

Bis jetzt wurde noch keine Verbindung zu den äußeren Kräften hergestellt. Diese folgt aus der Forderung des Gleichgewichts zwischen äußerer Belastung und innerer Spannung:

$$\underline{\mathbf{D}}^t \cdot \underline{\boldsymbol{\sigma}} + \underline{\mathbf{p}} = 0 \quad (\text{C.3})$$

$\underline{\mathbf{p}}$  ist der Vektor der verteilten inneren Volumenkräfte (z.B. das Eigengewicht).  $\underline{\mathbf{D}}^t$  ist die transponierte Differentialoperatorenmatrix.

Mit diesem Differentialgleichungssystem läßt sich die elastische Verformung beschrieben. Für strukturmechanische Aufgaben kann die Gl.(C.3) durch eine auf dem Prinzip der virtuellen Arbeit basierenden Integralform ersetzt werden. Es gilt die Forderung, daß die innere virtuelle Arbeit gleich der äußeren sein soll. Dabei ist die äußere virtuelle Arbeit die Arbeit der äußeren Kräfte mit ihren virtuellen Verschiebungen. Die virtuellen Verschiebungen sind kleine gedachte Verschiebungen, die kinematisch möglich sind. Analog ist die innere virtuelle Arbeit definiert.

$$\underbrace{\int_{\text{volumen}} \delta \underline{\boldsymbol{\varepsilon}}^t \cdot \underline{\boldsymbol{\sigma}} dV}_{\text{innere virtuelle Arbeit}} = \underbrace{\delta \underline{\mathbf{u}}^t \cdot \underline{\mathbf{F}} + \int_{\text{volumen}} \delta \underline{\mathbf{u}}^t \cdot \underline{\mathbf{p}} dV}_{\text{äußere virtuelle Arbeit}} + \int_{\text{oberfläche}} \delta \underline{\mathbf{u}}^t \cdot \underline{\mathbf{q}} dA \quad (\text{C.4})$$

$\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}$  und  $\underline{\boldsymbol{\sigma}}$  können nun über die Gln.(A.1)-(A.2) ersetzt werden.

$$\int_{\text{v}} \delta \underline{\mathbf{u}}^t \cdot \underline{\mathbf{D}}^t \underline{\mathbf{E}} \cdot \underline{\mathbf{D}} dV \underline{\mathbf{u}} = \delta \underline{\mathbf{u}}^t \cdot \underline{\mathbf{F}} + \int_{\text{v}} \delta \underline{\mathbf{u}}^t \cdot \underline{\mathbf{p}} dV + \int_{\text{A}} \delta \underline{\mathbf{u}}^t \cdot \underline{\mathbf{q}} dA \quad (\text{C.5})$$

Die Lösung dieser Gleichung ist exakt, wenn die tatsächlichen Verschiebungen  $\underline{\mathbf{u}}$  verwendet werden. Da diese jedoch nicht bekannt sind, wird ein Verschiebungsansatz der Form

$$\underline{\mathbf{u}} = \underline{\mathbf{G}} \cdot \underline{\mathbf{d}} \quad (\text{C.6})$$

verwendet. Hiermit wird eine Verbindung zwischen einer beliebigen Verschiebung  $\underline{\mathbf{u}}$  in einem Körper über bestimmte Stützstellen  $\underline{\mathbf{d}}$  (Knotenverschiebungen) mit Hilfe einer Zeilenmatrix  $\underline{\mathbf{G}}$  konstruiert. Unter Verwendung der Variation von Gl.(C.6) kann Gl.(C.5) geschrieben werden zu

$$\underbrace{\int_{\text{v}} (\underline{\mathbf{D}} \cdot \underline{\mathbf{G}}) \cdot \underline{\mathbf{E}} \cdot \underline{\mathbf{D}} \cdot \underline{\mathbf{G}} dV \underline{\mathbf{d}}}_{\text{Elementsteifigkeit } \underline{\mathbf{k}}} = \underbrace{\underline{\mathbf{G}}^t \cdot \underline{\mathbf{F}} + \int_{\text{v}} \underline{\mathbf{G}}^t \cdot \underline{\mathbf{p}} dV + \int_{\text{A}} \underline{\mathbf{G}}^t \cdot \underline{\mathbf{q}} dA}_{\text{äußere Kraft } \underline{\hat{\mathbf{p}}}} \quad (\text{C.7})$$

Auf der linken Seite dieser Gleichung steht das Produkt einer Steifigkeit mit den zu einem Vektor zusammengefaßten Knotenpunktverschiebungen, auf der rechten Seite die äußeren Kräfte. Dies ist die gesuchte finite Bestimmungsgleichung, die die Knotenverschiebungen mit den gesamten äußeren Kräften in Relation stellt. Das Integral wird für jedes einzelne Element gelöst und aufsummiert. Über Randbedingungen, z.B. die Volumenkonstanz, können nun die Einzelemente zu einer Struktur verbunden werden. Dabei muß beachtet werden, daß die Elemente in beliebiger Lage miteinander verknüpft werden sollen. Die Steifigkeiten müssen daher entsprechend transformiert werden. Genauere Angaben über das Verknüpfen können in [159] nachgeschlagen werden.

$$\underline{\mathbf{K}} \cdot \underline{\mathbf{D}} = \underline{\hat{\mathbf{P}}} \quad (\text{C.8})$$



Die Lösung dieses linearen Gleichungssystems liefert das gesuchte Verschiebungsfeld. Die finiten Gleichungen werden mit numerischen Verfahren gelöst, z.B. dem Gauß- oder dem Cholesky-Verfahren.

Anschließend kann der Verzerrungszustand mit Hilfe von Gl.(C.1) berechnet werden, und Gl.(C.2) liefert den zugehörigen Spannungszustand.

Bei linear elastischem Materialverhalten, wie bisher angenommen, steigt bei einer Laststeigerung von  $\alpha \underline{P}$  auch die Verschiebung auf  $\alpha \underline{U}$ .  $\underline{P}$ , und  $\underline{U}$  sind auf die gesamte Struktur bezogene Größen. Plastizität oder Kriechen folgen aber nicht linearem Materialverhalten. Hier ist die Spannung  $\sigma$  z.B. nicht linear abhängig von der Dehnung  $\epsilon$ . Damit ergibt sich ein nichtlineares Gleichungssystem der Form

$$\underbrace{\underline{K}(\underline{U}) \cdot \underline{U}}_{\text{Knotenkraft}} - \underbrace{\underline{P}}_{\text{äußere Kraft}} = \underline{0} \quad (\text{C.9})$$

Die Knotenkräfte werden durch eine zustandsabhängige Steifigkeitsmatrix gebildet.

Das Gleichungssystem ist nun nur noch iterativ lösbar. Lösungsprinzipien sind zum Beispiel die direkte Iteration oder das Newton-Raphson-Verfahren.

Ein Finite-Elemente-Programm sollte in der Lage sein, verschiedene Materialverhalten zu berücksichtigen. Daher wird von dem Hauptprogramm des Finite-Elemente-Codes nur zum einen die Gleichgewichtsbedingungen und zum anderen die Verknüpfung zwischen den Verschiebungen und Verzerrungen gehandhabt. Unterschiedliche Materialmodelle können über Unterprogramm hinzugeladen werden.

#### D. Verwendete Formelsymbole

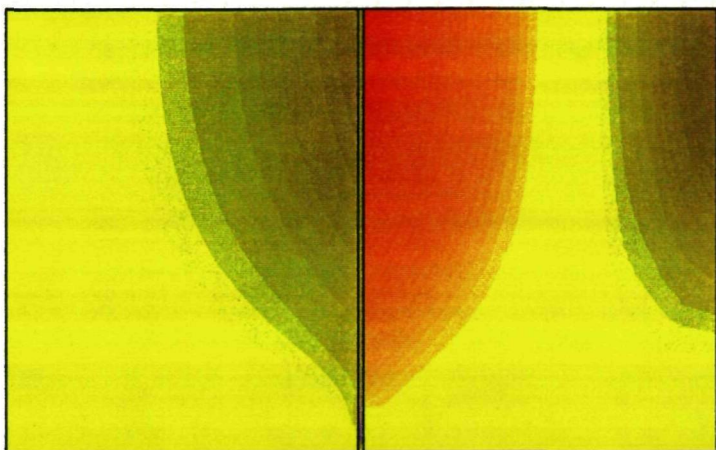
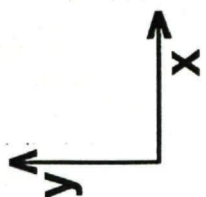
A	Konturbereich des J-Integrals
$[A_k]$	Koeffizientenmatrix des homogenen Gleichungssystems
a	Halblänge des Risses
$\alpha$	Dundurs Parameter
$\alpha, \alpha_i$	Wärmeausdehnungskoeffizient
$\beta$	Dundurs Parameter
$\beta$	Winkel des komplexen Spannungsintensitätsfaktors
$C_i$	spezifische Wärme
$\underline{D}$	Differentialoperatorenmatrix
$D_{ijkl}$	Elastizitätsmatrix
$\underline{d}$	Knotenverschiebung
$\nabla^2$	Laplace-Operator
$\delta$	Winkel der komplexen Singularitätspotenz
$\delta_{ij}$	Kronecker Delta
$E_i$	Elastizitätsmodul
$\underline{E}$	Elastizitätsmatrix
$E^*$	effektiver E-Modul

$\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$	Hauptdehnungen
$\epsilon_i$	Emissivität
$\epsilon_{ij}$	Dehnungskomponente
$\epsilon_{eq}^{pl}$	plastische Vergleichsdehnung
$d\epsilon_{ij}$	Inkmente der gesamten Dehnungstensoren
$d\epsilon_{ij}^{el}$	Inkmente der elastischen Dehnungstensoren
$d\epsilon_{ij}^{pl}$	Inkmente der plastischen Dehnungstensoren
$d\epsilon_{ij}^{th}$	Inkmente der thermischen Dehnungstensoren
$d\epsilon_{ij}^m$	Inkmente der mechanischen Dehnungstensoren
$\Delta\epsilon^t$	gesamte Dehnschwingbreite
$\Delta\epsilon^{el}$	elastische Dehnschwingbreite
$\Delta\epsilon^{pl}$	elastische Dehnschwingbreite
$\Delta\epsilon_{eq}$	äquivalente Dehnschwingbreite
$\Delta\epsilon_{eq}^{el}$	äquivalente elastische Dehnschwingbreite
$F$	Fließfläche
$\underline{\mathbf{F}}$	partitionierter Vektor der äußeren Einzelkräfte
$f_{ij}(\theta)$	Winkelfunktionen
$\Phi$	Spannungsfunktion
$\phi$	Winkel der komplexen Rißflächenverschiebung
$\underline{\mathbf{G}}$	Matrix der Knotenansatzfunktion
$\Gamma$	Konturlinien des J-Integrals
$\gamma$	Bi-Materialkonstante
$\gamma_{ij}$	Scherung
$h_i$	Schichtdicke des Fügeverbundes
$I_i$	Trägheitsmoment
$J$	J-Integral
$J_2'$	Zweite Invariante des Spannungsdeviators
$K$	Spannungsintensitätsfaktor für das Nahfeld der freien Ränder
$\mathbf{K}$	komplexer Spannungsintensitätsfaktor
$K'$	Spannungsintensitätsfaktor in der linear elastischen Bruchmechanik
$\overline{\mathbf{K}}$	komplex konjugierter Spannungsintensitätsfaktor
$\underline{\mathbf{K}}$	Systemsteifigkeit
$K_I$	Komponente des Spannungsintensitätsfaktors für Öffnungsmodus
$K_{II}$	Komponente des Spannungsintensitätsfaktors für Schubmodus
$K_o$	Norm des komplexen Spannungsintensitätsfaktors
$\underline{\mathbf{k}}$	Elementsteifigkeit
$k_i$	Wärmeleitfähigkeit
$\kappa$	Verfestigungsparameter
$L$	charakteristische Länge des Verbundes
$\lambda$	Lame'sche Konstante
$\lambda$	komplexe Singularitätspotenz für einen Grenzflächenriß

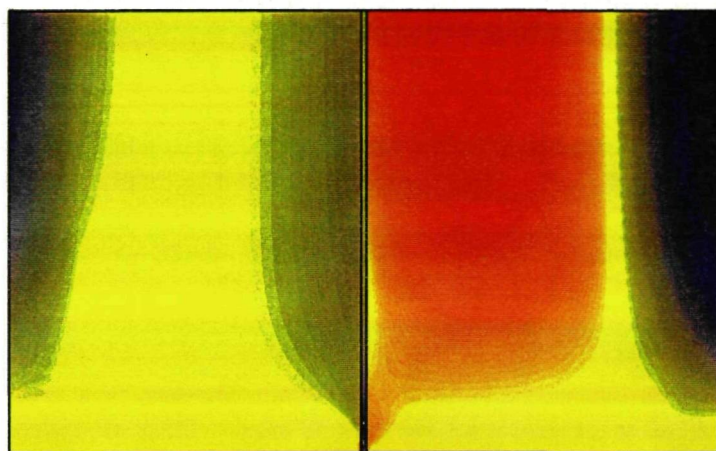
$\lambda_o$	Norm der Singularitätspotenz
$d\lambda$	Proportionalitätsfaktor in der assoziierten Normalenregel
$\mu_i, \mu$	Schubmoduli
$N_f$	Anzahl der Zyklen bis zum Versagen
$n_i$	Einheitsvektor
$v_i, v$	Querkontraktionszahl
$\underline{p}$	Volumenkräfte
$\underline{P}$	äußere Kraft auf der Struktur
$\hat{\underline{P}}$	äußere Kraft
$\dot{q}$	Wärmeflußvektor
$R_m$	Zugfestigkeit
$R_p$	Streckgrenze
$\rho$	Krümmungsradius des Balkens
$\rho_i$	Dichte
$S_{ij}$	deviatorische Spannung
$ds$	Wegelement
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\bar{\sigma}$	Mittelspannung einer Spannungsschwingbreite
$\sigma_o$	Fließspannung
$\sigma_{ij}$	Spannungskomponente
$\sigma_{eq}$	von Mises-Vergleichsspannung
$\sigma_{ijo}$	nicht-singuläre Spannungsterme
$\sigma_{max}$	maximale Bulkspannung im Verbund
$\sigma_{ij}^{FEM}$	numerische Spannungslösung
$\Delta\sigma_{eq}$	Schwingbreite der von Mises-Vergleichsspannung
$T$	Temperatur
$T_a$	Anfangstemperatur
$T_u$	Umgebungstemperatur
$\Delta T$	Temperaturänderung
$t$	Zeit
$\tau_{ij}$	Schubspannung
$\underline{U}$	Verschiebung der Struktur
$\underline{u}$	Verschiebungen
$u_i$	Verschiebungen
$\Delta u$	komplexe Rißflächenverschiebung
$ \Delta u $	Betrag der komplexen Rißflächenverschiebung
$\Delta u_x$	Tangentialkomponente der komplexen Rißflächenverschiebung
$\Delta u_y$	Normalkomponente der komplexen Rißflächenverschiebung
$W$	Verzerrungsenergiedichte
$\omega_k$	Singularitätspotenz für das Nahfeld der freien Ränder
$\{X_k\}$	unbekannter Koeffizientenvektor des homogenen Gleichungssystems

# E. Spannungsfelder (CFC/Cu/TZM-Verbund)

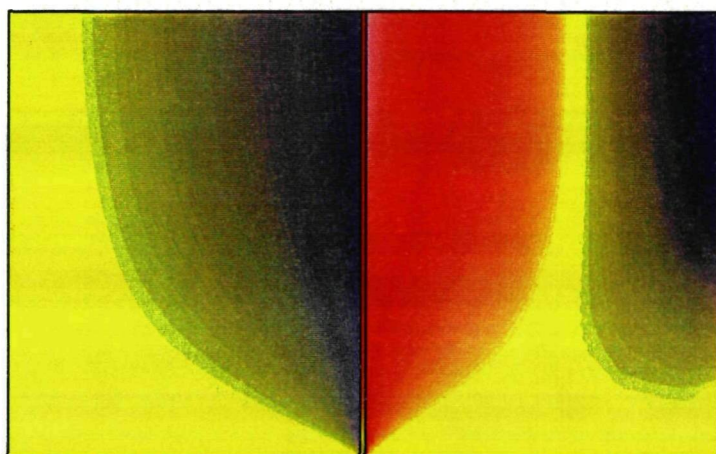
$\sigma_{xx}$  -Komponente



Ofen  
(bei 600 °C)



HHF  
(20 MW/m<sup>2</sup>, 2 s)

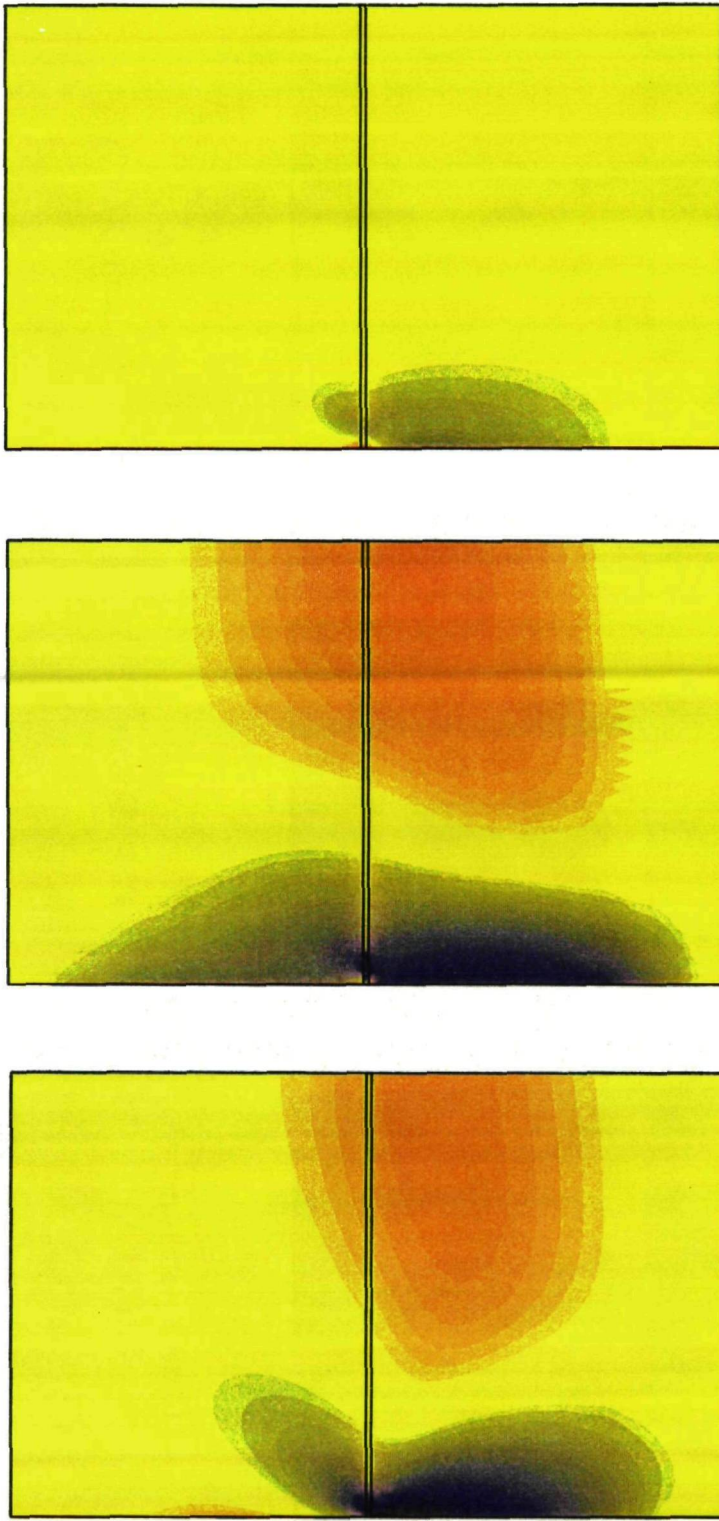


Eigenspannung  
(bei RT.)



# E. Spannungsfelder (CFC/Cu/TZM-Verbund)

$\sigma_{yy}$ -Komponente



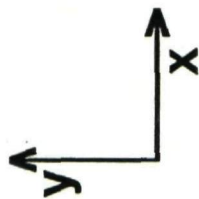
Ofen  
(bei 600 °C)

HHF  
(20 MW/m<sup>2</sup>, 2 s)

Eigenspannung  
(bei RT.)

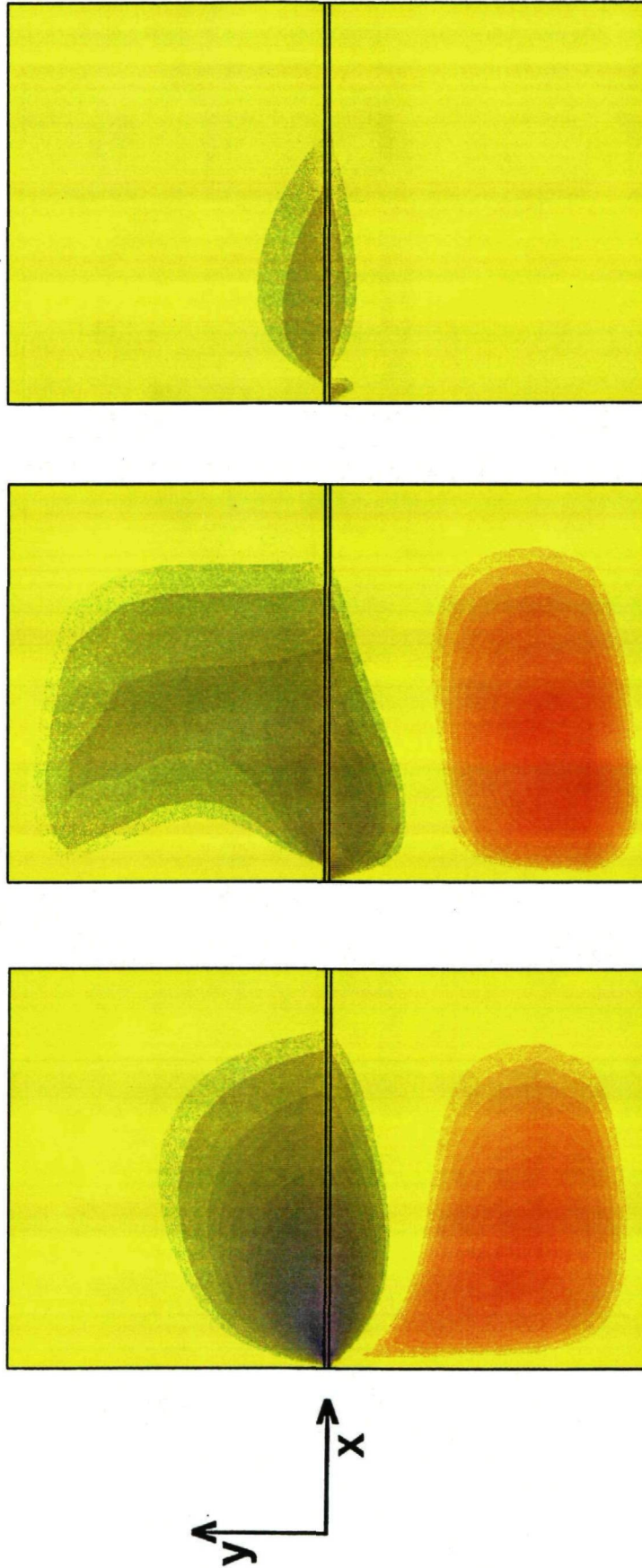


-200 -143 -86 -29 29 86 143 200



E. Spannungsfelder (CFC/Cu/TZM-Verbund)

$\sigma_{xy}$ -Komponente



Eigenspannung  
(bei RT.)

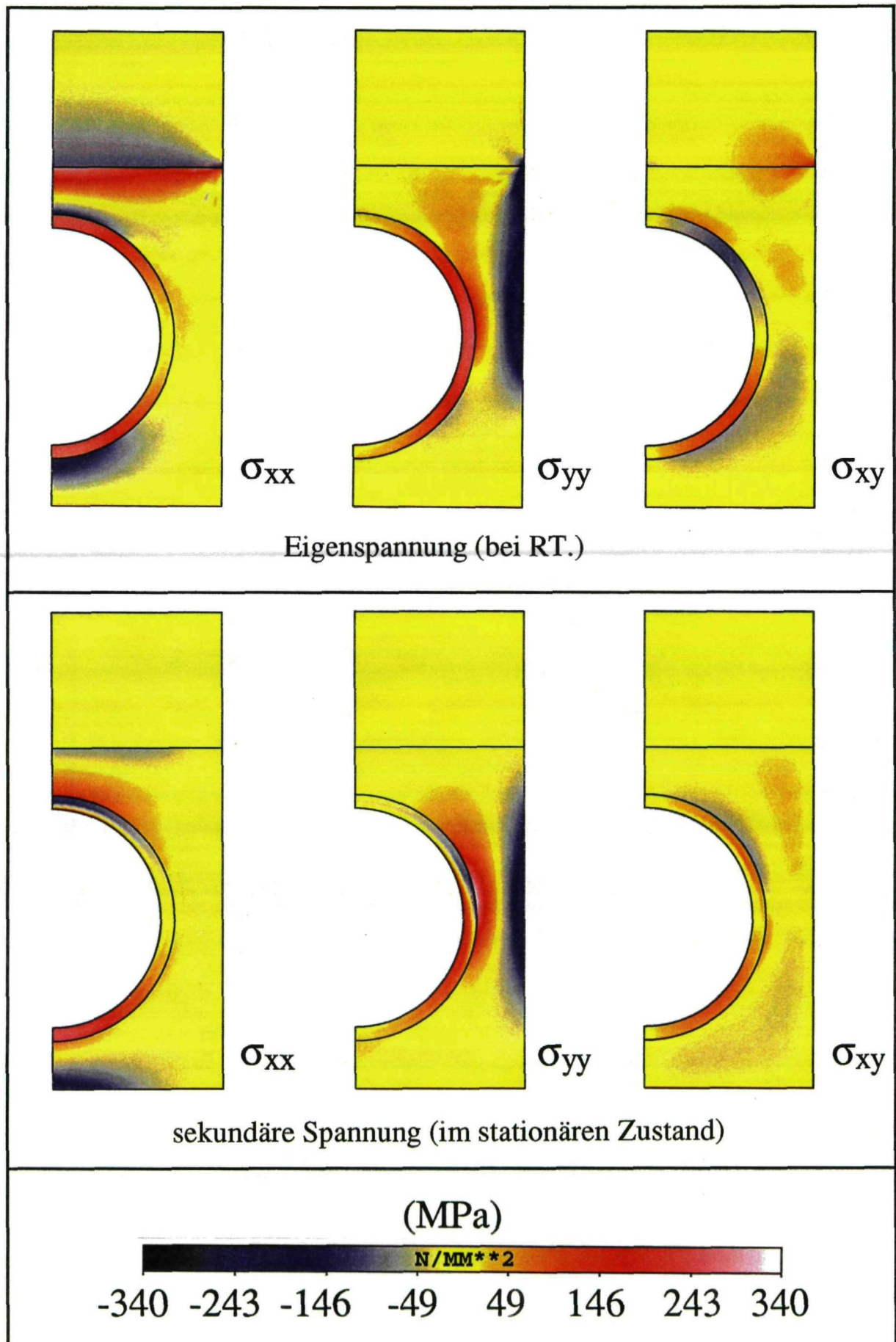
HHF  
(20 MW/m<sup>2</sup>, 2 s)

Ofen  
(bei 600 °C)

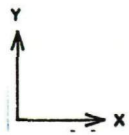


## F. Spannungsfelder

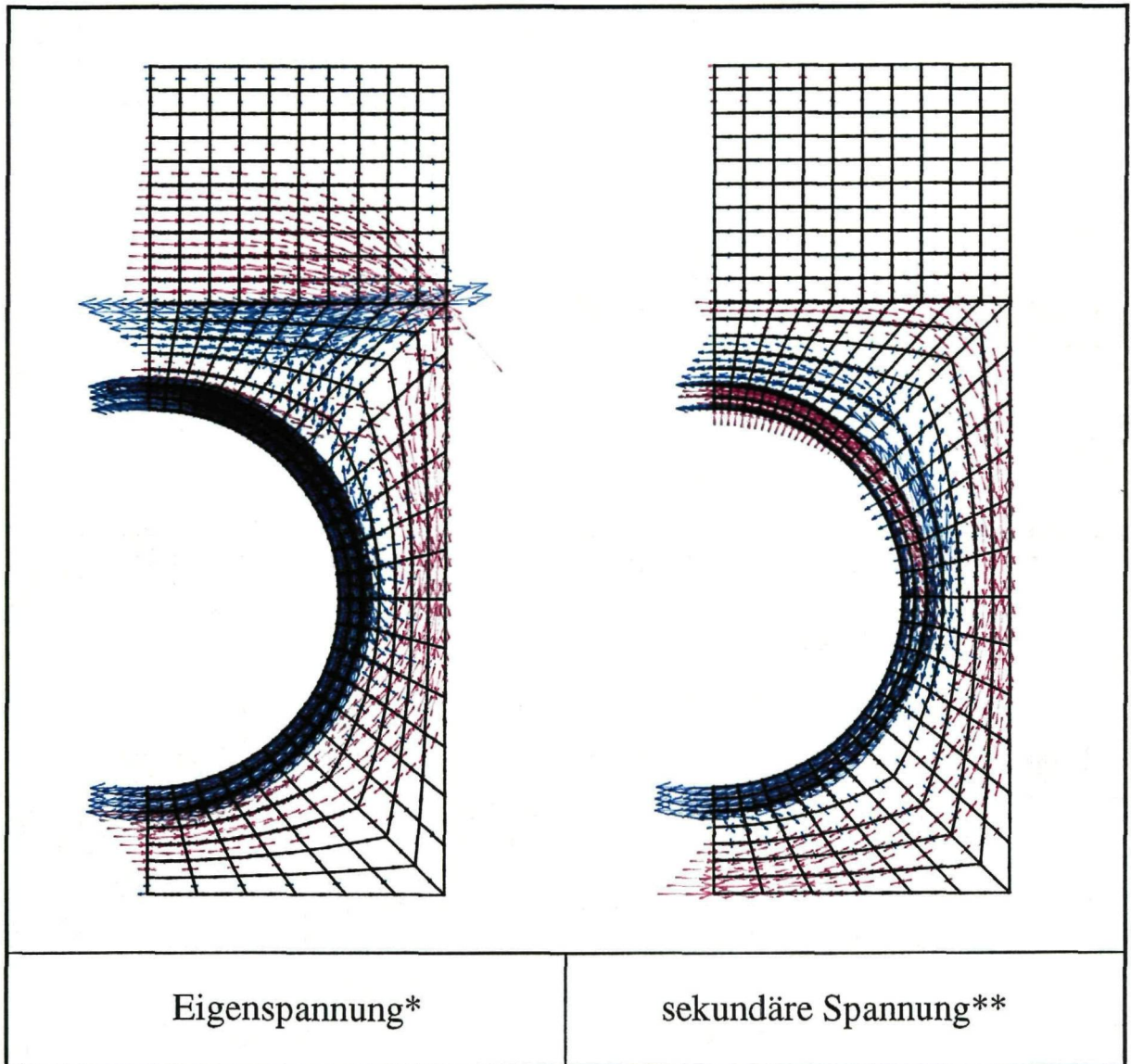
(Sepcarb/TZM-Modul, 10,5 MW/m<sup>2</sup>)



**G. Hauptspannungsverteilung**  
 (Sepcarb/TZM-Modul,  $10,5 \text{ MW/m}^2$ )



— = 400 MPa



\* : bei RT.

\*\* : im stationären Zustand



## H. Temperaturfelder (10,5 MW/m<sup>2</sup>, im stationären Zustand)

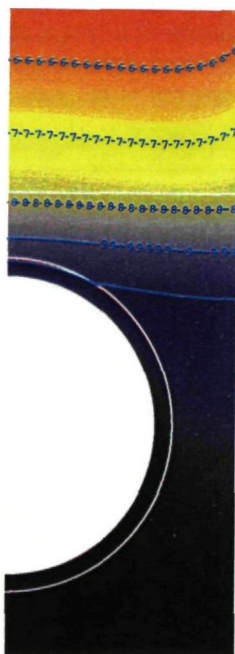
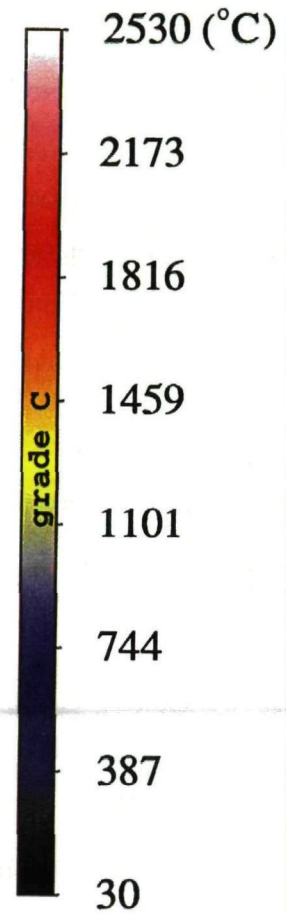
1= 2.500E+03 2= 2.300E+03 3= 2.100E+03 4= 1.900E+03  
 5= 1.700E+03 6= 1.500E+03 7= 1.300E+03 8= 1.100E+03  
 9= 9.000E+02 10= 7.000E+02



Sepcarb N112



PCC-2S



MFC1



RG-Ti 91



SiC 30

## **Danksagung**

Herrn Dr. Z. Mirski und Dr. R. Lison danken wir für ihre Unterstützung bei der Probenherstellung, Herrn Dr. R. Duwe, Herrn W. Kühnlein und Herrn Münstermann für ihre Mithilfe während der Elektronenstrahlversuche.

Auch möchten wir uns bei Herrn F. Meuser, Frau M. Offermann, Frau M. Felden, Frau J. Koehnen, Frau I. Schossier, Herrn Univ.-Prof. Dr. Dr. H. Bolt und Herrn Dr. E. Wallura, Herrn Dr. R. Steinbrech für ihre freundliche Unterstützung bedanken.

Bei allen Mitarbeitern und Doktoranden des Instituts, deren freundliche Anteilnahme und Mithilfe auch zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen, möchten wir uns ganz herzlich bedanken.

Die Arbeit wurde im Rahmen eines DAAD-Stipendiums vom Deutschen Akademischen Austauschdienst unterstützt.