

# Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6870

## **Mikro- und bruchmechanische Versagensmodellierung von Wärmedämmschichtsystemen**

Kais Sfar

Institut für Materialforschung

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2003

**Impressum der Print-Ausgabe:**

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

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

**ISSN 0947-8620**

# **Mikro- und bruchmechanische Versagensmodellierung von Wärmedämmschichtsystemen**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
**Doktors der Ingenieurwissenschaften**

von der Fakultät für Maschinenbau der  
Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

**Dissertation**

von

Dipl.-Ing. Kais Sfar

aus Mahdia in Tunesien

**Tag der mündlichen Prüfung:**

**Hauptreferent:**

**Korreferent:**

11. Februar 2003

Prof. Dr. rer. nat. D. Munz

Prof. Dr. L. Singheiser



# Kurzfassung

Wärmedämmschichtsysteme in Gasturbinen werden erheblichen thermomechanischen und oxidativen Beanspruchungen ausgesetzt. Die aufgrund der thermischen Fehlanpassung zwischen den Schichten und der Oxidation von der Haftvermittlerschicht induzierten Eigenspannungsverteilungen werden im Rahmen dieser Arbeit eingehend numerisch untersucht. Die durchgeführten finiten Elementberechnungen berücksichtigen grundlegende Aspekte der Mikrostruktur wie Rauheit der Grenzfläche, Kinematik des Oxidationsprozesses und Viskoplastizität der Haftvermittlerschicht. Basierend auf den numerisch ermittelten Eigenspannungsfeldern und den experimentellen Beobachtungen des Risswachstumsverhaltens werden Risse in der Wärmedämmschicht in der Nähe zur Grenzfläche mit der Oxidschicht, innerhalb der Oxidschicht und an der Grenzfläche zwischen Oxidschicht und Haftvermittlerschicht modelliert. Im Rahmen dieser Arbeit werden die numerischen Ergebnisse der bruchmechanischen Bewertung der implementierten Risse vorgestellt. Anhand der modifizierten Rissschließungsmethode werden die einzelnen Komponenten der Energiefreisetzungsrate durch Auswertung der FEM-Spannungsfelder an der Rissspitze bestimmt. Risswachstum und Risswachstumsrichtung werden anhand eines mehrachsigen Risswachstumskriteriums, experimentell bestimmter Risswiderstandswerte und der entsprechenden numerischen Rissbelastung ermittelt. Der Einfluss verschiedener Geometrieparameter und der Risskonfiguration auf die Modusabhängigkeit der Rissausbreitung wird aufgezeigt. Durch Anwendung des bruchmechanischen Ansatzes werden verschiedene Versagensmechanismen untersucht. Dabei wird die Wechselwirkung zwischen Mikrostruktur, Wachstum der Oxidschicht, Viskoplastizität der Haftvermittlerschicht und Versagensmodus des Wärmedämmschichtsystems gezeigt. Die durchgeführten Untersuchungen können als Grundlage für die Aufstellung eines vollständigen numerischen Modells zur Lebensdauervorhersage von Wärmedämmschichtsystemen dienen.

# Abstract

## **Micro- and fracture-mechanical failure modeling of thermal barrier coating systems**

Thermal Barrier Coating (TBC) systems in gas turbines are exposed to considerable thermo-mechanical and oxidative loading. The residual stress fields induced by the thermal expansion mismatch and oxidation of the Bond Coat (BC) in the coating system are thoroughly investigated in this work using numerical methods. The finite element calculations performed consider fundamental aspects of the microstructure such as interface roughness, kinematics of the oxidation process and viscoplasticity of the bond coat. Based on the evaluation of the calculated residual stress fields and the experimental observations of cracking behavior, cracks are modeled in the TBC in the vicinity of the TBC/Thermally Grown Oxide (TGO) interface, in the TGO, and at the TGO/BC interface. In this work, results of the fracture mechanics assessment of the implemented cracks are presented. The modified crack closure integral (MCCI) method is used for postprocessing the finite element results to determine the mode-dependent energy release rate components. The crack propagation capability and crack propagation direction are then predicted using mixed mode failure criteria and critical material data in addition to the crack assessment results. The influence of crack configuration and of different geometrical parameters on the mode dependency of the crack growth is shown. Applying the fracture mechanics technique, different failure mechanisms of the TBC systems are investigated. Interactions between microstructure, growth of the TGO, viscoplasticity of the BC and the failure mode of the TBC system are shown. The performed investigations can be considered as basis for a fully numerical life time prediction model of TBC systems.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Liste wichtiger Symbole</b>	<b>iii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Wärmedämmschichtsysteme</b>	<b>5</b>
2.1 Anforderungen . . . . .	5
2.2 Aufbau . . . . .	7
2.3 Herstellung . . . . .	9
2.4 Mikrostruktur . . . . .	11
2.5 Materialverhalten . . . . .	13
2.5.1 APS-WDS . . . . .	13
2.5.2 VPS-HVS . . . . .	16
<b>3 Wärmedämmschichtversagen in der Literatur</b>	<b>17</b>
3.1 Schädigungsmechanismen . . . . .	18
3.1.1 Thermische Fehlanpassung und Morphologie der Grenzflächen . . . . .	18
3.1.2 Oxidation der Haftvermittlerschicht . . . . .	20
3.1.3 Weitere Schädigungsmechanismen . . . . .	23
3.2 Versagensszenarien . . . . .	24
3.3 Lebensdaueransätze . . . . .	28
3.4 Zusammenfassende Bemerkungen . . . . .	33
<b>4 Modellierungs- und Bewertungswerkzeuge</b>	<b>35</b>
4.1 Beschreibung des FEM-Modells . . . . .	35
4.1.1 Grundgeometrie . . . . .	35
4.1.2 Randbedingungen . . . . .	36
4.1.3 Werkstoffverhalten und Materialparameter . . . . .	38
4.1.4 Thermische Beanspruchung . . . . .	39
4.1.5 Modellierung des TGO-Schichtwachstums . . . . .	41
4.2 Bruchmechanische Bewertungsmethode . . . . .	42
4.2.1 Modifizierte Rissschließungsmethode . . . . .	43

4.2.2	Mehrachsiges Versagenskriterium . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Modellierungsergebnisse</b>	<b>51</b>
5.1	Eigenspannungsberechnung . . . . .	51
5.1.1	Prinzipielle Untersuchungen an Zwei-Schichtsysteme . . . . .	52
5.1.2	Eigenspannungsberechnung im WDS-System . . . . .	55
5.2	Rissmodellierung und Rissbewertung . . . . .	68
5.2.1	Risse im Bergbereich der WDS . . . . .	68
5.2.2	Risse in der TGO-Schicht . . . . .	79
5.2.3	Grenzflächenablösung und Riss im Flankenbereich der WDS . . . . .	85
<b>6</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>91</b>
6.1	Eigenspannungsanalyse . . . . .	91
6.2	Rissbewertung und Versagensmechanismen . . . . .	98
6.2.1	Risswachstum im Bergbereich der WDS . . . . .	99
6.2.2	Risswachstum im Bergbereich der TGO-Schicht . . . . .	105
6.2.3	Grenzflächenablösung und Risswachstum in der WDS . . . . .	106
6.2.4	Einfluss der viskoplastischen Eigenschaften der HVS . . . . .	108
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>111</b>
<b>A</b>	<b>Materialeigenschaften</b>	<b>117</b>
<b>B</b>	<b>Bruchmechanik</b>	<b>119</b>
B.1	Winkelfunktionen . . . . .	119
B.2	FEM-Formulierung der MRSM für singuläre Elemente . . . . .	119
B.3	Validierung der MRSM . . . . .	122
B.3.1	Zugplatte mit Innenriss . . . . .	122
B.3.2	Platte mit 45°-Innenriss . . . . .	124
B.3.3	Grenzflächenriss . . . . .	127
B.4	Rissausbreitung, Rissumlenkung und Richard-Kriterium . . . . .	129
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>133</b>



# Liste wichtiger Symbole

## Lateinische Buchstaben

A	Amplitude der Rauheit
A	Arbeit der äußeren Kräfte
E	Elastizitätsmodul
F	Kraft
$G_I$	Energiefreisetzungsrate nach Mode I Belastung
$G_{II}$	Energiefreisetzungsrate nach Mode II Belastung
$G_{eq}$	Äquivalente Energiefreisetzungsrate
$G_{tot}$	Totale Energiefreisetzungsrate
$G_{Ic}$	Risswiderstand nach Mode I
J	J-Integral
$K_I$	Spannungsintensitätsfaktor nach Mode I Belastung
$K_{II}$	Spannungsintensitätsfaktor nach Mode II Belastung
$K_{Ic}$	Risszähigkeit nach Mode I
$R_{eS}$	Fließspannung
S	Rissfläche
U	Gespeicherte elastische Energie im Bauteil
T	Temperatur
a	Risslänge
$d_{ox}$	Oxidschichtdicke
t	Zeit
$t_{norm}$	Normierte Zeit
$t_{ox}$	Oxidationszeit
u	Verschiebung in die x-Richtung
v	Verschiebung in die y-Richtung

## Griechische Buchstaben

$\alpha$	Thermischer Ausdehnungskoeffizient
$\beta$	Dundur's-Parameter
$\beta$	Rissumlenkungswinkel
$\Delta x$	Änderung der Größe x
$\dot{\epsilon}_{kr}$	Kriechrate
$\dot{\epsilon}_{sw}$	Volumetrische Wachstumsrate
$\Phi$	Pelling-Bedworth-Verhältnis (Volumenänderung aufgrund der Oxidation)

$\gamma$	Bimaterialkonstante
$\lambda$	Wellenlänge der Rauheit
$\mu$	Schubmodul, $\mu = E/2(1 + \nu)$
$\nu$	Querkontraktionszahl
$\sigma$	Spannung

## Abkürzungen

APS	Atmosphärisches Plasmaspritzen
DCB	Double Cantiliver Beam
EB-PVD	Electron Beam-Physical Vapour Deposition
EDZ	Ebene Dehnungszustand
ESZ	Ebene Spannungszustand
FEM	Finite Elemente Methode
HVS	Haftvermittlerschicht
LEBM	Linear elastische Bruchmechanik
MRSM	Modifizierte Rissschließungsmethode
MPC	Multi-Point Constraints
PS	Plasmaspritzen
RT	Raumtemperatur
SUB	Substrat
TGO	Thermisch gewachsene Oxidschicht
VPS	Vakuum-Plasmaspritzen
VRSM	Virtuelle Rissschließungsmethode
WDS	Wärmedämmschicht

# 1 Einleitung

Energieversorgung und Mobilität sind heute zentrale gesellschaftspolitische Aufgaben, die die wirtschaftlichen und dadurch die wissenschaftlichen Entwicklungen der Zukunft mitbestimmen werden. Im Bereich der Flugtriebwerke, aber auch der Energieerzeugung spielt die Gasturbine heute eine entscheidende Rolle. Die ständig wachsenden energie- und umweltpolitischen Anforderungen im Bereich des Gasturbinenbaus bestimmen die Hauptentwicklungsziele der Erhöhung des Wirkungsgrades, der Verlängerung der Lebensdauer und der Reduzierung der Schadstoffemissionen. Diese Anforderungen lassen sich thermodynamisch in stationären Gasturbinen und Flugtriebwerken grundsätzlich durch eine Erhöhung der Heißgastemperatur [1] und durch die Einführung neuer Verbrennungskonzepte erreichen. Die Erhöhung der Gaseintrittstemperatur stellt enorme konstruktive, fluiddynamische und vor allem werkstoffwissenschaftliche Herausforderungen dar.

Während der letzten fünfzig Jahre konnten die Heißgastemperaturen um etwa 600 °C gesteigert werden und erreichen beispielsweise heute in Flugtriebwerken 1400 °C. Dieser Fortschritt beruht im Wesentlichen auf der Entwicklung und Forschung in drei verschiedenen Bereichen. Zunächst wurden die Grundwerkstoffe der „heißen“ Komponenten der Turbine weiterentwickelt. Heute werden gerichtet erstarrte oder einkristallin erstarrte Nickelbasis-Superlegierungen eingesetzt. Diese Legierungen sind hochfest und temperaturbeständig, allerdings haben Sie eine hohe Dichte. Das Entwicklungspotenzial in dieser Richtung scheint weitgehend ausgeschöpft zu sein. Die heutigen Konstruktions- und Auslegungskonzepte im Bereich des Gasturbinenbaus basieren zunehmend auf leichten und gleichzeitig hochfesten und temperaturbeständigen Werkstoffen. Die dabei erzielte Gewichtsreduzierung führt zur Senkung der Trägheits- und Beschleunigungskräfte, die wiederum Verbrauchs- und Kostenoptimierung zur Folge haben. In diesem Zusammenhang sind die Titanaluminidlegierungen durch ihre besonders günstigen Voraussetzungen Gegenstand intensiver Forschungsaktivitäten [2]. Eine weitere Maßnahme zur Erhöhung der Prozesstemperatur stellt die Luftkühlung thermisch hochbelasteter Komponenten der Gasturbine dar. Die Kühlungsstechniken, beispielsweise die Filmkühlung in Turbinenschaufeln, erfordern die Rückführung von verdichteter Luft und begrenzen somit die mögliche Wirkungsgradsteigerung. Neben dem hohen konstruktiven Aufwand ist das Potenzial der Entwicklungsmöglichkeiten der Luftkühlung weitgehend ausgeschöpft. Daher wird die

Temperaturbeständigkeit der Grundwerkstoffe zusätzlich durch thermische Isolation gewährleistet. Dabei kommen hochtemperaturbeständige keramische Beschichtungen zum Einsatz, die als thermische Barrieren wirken sollen [3].

Keramische **Wärmedämmschichten** (WDS) wurden vor mehr als vierzig Jahren entwickelt und werden heutzutage in stationären Gasturbinen und Flugtriebwerken eingesetzt [4–7]. Die durch das atmosphärische Plasmaspritzverfahren hergestellten Schichten (APS-WDS) werden grundsätzlich in der Brennkammer und in den heißgasführenden Komponenten eingesetzt. Je nach Hersteller werden die ersten Beschauelungsstufen der Turbine entweder mit den APS-WDS oder mit den deutlich teureren elektronenstrahlaufgedampften EB-PVD-Schichten versehen. Darüber hinaus liegt ein weiteres Anwendungsgebiet der WDS-Systeme im Bereich der Dieselmotoren [8, 9]. Dort wird versucht, durch die thermisch isolierende Beschichtung eine adiabatische Verbrennung im Motorzylinder bei höheren Temperaturen zu erreichen. Experimentelle Untersuchungen [10, 11] haben gezeigt, dass durch den Einsatz von WDS der Kraftstoffverbrauch um 2% und gleichzeitig die Schadstoffemissionen um 40% gesenkt werden können. Trotz dieses wirtschaftlichen Potenzials haben die WDS-Systeme in der Dieselmotortechnologie den Durchbruch in die Großserienfertigung noch nicht geschafft.

Die WDS-Systeme werden im Betrieb einem komplexen Belastungskollektiv ausgesetzt, das extreme Anforderungen an die Schutzschichten zur Folge hat. Um die thermische Isolation zu gewährleisten, soll die WDS geringe Wärmeleitfähigkeit und Wärmeabsorption aufweisen. Die thermische Belastung des Systems führt zu thermischen Spannungen, deren Betrag zur Differenz in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen der WDS und den metallischen Komponenten des WDS-Systems direkt proportional ist. Daher soll der thermische Ausdehnungskoeffizient der WDS dem der metallischen Komponenten weitgehend angepasst werden. Darüber hinaus wird aufgrund der langen Betriebszeiten Phasenstabilität der WDS, chemische Beständigkeit gegenüber dem Angriff durch Verunreinigungen und eine ausreichende Haftfestigkeit vorausgesetzt. Um den Oxidations- bzw. Korrosionsschutz des Grundwerkstoffs und die Haftung der WDS durch mechanische Verklammerung zu gewährleisten, ist das Aufbringen einer **Haftvermittlerschicht** (HVS) unerlässlich [5]. Dabei spielt die Rauigkeit der HVS als Haftgrund eine entscheidende Rolle. Die HVS soll eine hohe Oxidationsbeständigkeit und eine gute chemische Verträglichkeit mit dem Grundwerkstoff aufweisen. Der industrielle Einsatz von WDS-Systemen wird aus werkstoffkundlicher Sicht nach den Kriterien Haftvermögen und **Lebensdauer** des Schichtverbundes, und vom wirtschaftlichen Standpunkt her nach Herstellbarkeit, Reparaturfähigkeit und Rentabilität beurteilt.

Das extrem hohe wirtschaftliche Potenzial der WDS-Systeme in Form von Wirkungsgradsteigerung, Absenkung des Verbrauches und Reduzierung der Schadstoffemissionen wird seitens der Hersteller aufgrund konservativer Auslegungsphilosophien und hohen Sicherheitsstandards nicht vollständig ausgeschöpft [5]. Die WDS-Systeme werden lediglich in sogenannten „low-risk“-Bereichen eingesetzt, in denen die Integrität der WDS den sicheren Betrieb der Tur-

bine nicht beeinflusst. Dies betrifft ganz besonders Fluggasturbinen. Bei dem gegenwärtigen Einsatz der WDS handelt es sich lediglich um eine sogenannte „Bandagenanwendung“ [12], die eine etwa um den Faktor drei bis vier verlängerte Lebensdauer der Turbinenkomponenten und einen um mehr als 1% reduzierten Kraftstoffverbrauch zur Folge hat [4–6]. Für die Design-Integration der Wärmedämmschicht in dem Auslegungsprozess der Gasturbine ist eine zuverlässige Lebensdauervorhersage unerlässlich, um eine Mindestlebensdauer der Schicht zu garantieren. Dies erfordert die Bereitstellung der **thermo-mechanischen Eigenschaften** des Verbundsystems im gesamten betriebsrelevanten Temperaturbereich. Im Betrieb unterliegt das WDS-System einem komplexen Beanspruchungsprofil aus thermisch-mechanischen und thermisch-chemischen Belastungen. Zu den lebensdauerbegrenzenden Faktoren der Wärmedämmschicht zählt die thermische Fehlanpassung zwischen den einzelnen Schichten, die Oxidation der HVS und die dadurch verursachten Wachstumsspannungen der **thermisch gewachsenen Oxidschicht** (TGO), die Phasenumwandlungen, Sinter- und Kriechprozesse und der korrosive Angriff der Umgebung. Hierbei handelt es sich teilweise um zeitabhängige Prozesse [6]. Daher ist die zusätzliche Charakterisierung der zeitabhängigen Schichteigenschaften unumgänglich [7]. Die Forderung nach zuverlässigen WDS-Systemen und einer ausreichend genauen Lebensdauerprognose setzt die Kenntnis aller versagensrelevanten Mechanismen voraus. Das Verständnis der einzelnen Schädigungsprozesse der Wärmedämmschicht sowie deren Wechselwirkung soll als Grundlage für die Erstellung eines Lebensdauermodells bzw. eines Design-Werkzeugs dienen. Die **Methode der finiten Elemente** (FEM) bietet eine sehr effiziente Lösung zur Integration von Design-Konzepten in die Auslegungskette.

Im Rahmen dieser Arbeit soll das Versagensverhalten von WDS-Systemen numerisch durch Anwendung der FE-Methode untersucht werden. Ziel dabei ist die Aufstellung eines numerischen Werkzeugs zur Lebensdauervorhersage. Ausgehend von den in der Literatur vorhandenen Modellen, die auf der numerischen Berechnung der Eigenspannungszustände beruhen, werden **bruchmechanische Ansätze in die mikromechanische Modellierung** der Wärmedämmschichten eingeführt. Da die Analyse der Eigenspannungszustände für die Vorhersage des Versagens durch Risswachstum nicht hinreichend ist, stehen im Mittelpunkt dieser Arbeit **die Modellierung und die Bewertung von Rissen in dem WDS-System**. Die dafür geeigneten numerischen Methoden werden bereitgestellt, um die experimentell und numerisch identifizierten dominierenden Schädigungsmechanismen zu beurteilen. Der Vorteil einer solchen Vorgehensweise ist ihre systematische Anwendbarkeit auf beliebige WDS-Systeme, deren Materialeigenschaften und Struktur bekannt sind. Zudem ist die Implementierung von versagensrelevanten phänomenologischen Aspekten jederzeit zur Verfeinerung der Modelle möglich. Die mikromechanische Modellierung der Verbundstruktur berücksichtigt die **Rauhigkeit** der Grenzfläche zwischen HVS und WDS. Darüber hinaus wird die Systembelastung, die durch die **unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten** der einzelnen Schichten und die **Oxidation der HVS** hervorgerufen wird, durch neu eingeführte Techniken mo-

delliert. Aufgrund eines komplexen Belastungszustandes an der Spitze der modellierten Risse werden bruchmechanische Methoden eingesetzt, die eine „mode“-abhängige Bestimmung der Belastungsparameter des Risses ermöglichen. Entsprechend liegen den Aussagen über das Rissausbreitungsverhalten **mehrachsiges Risswachstumskriterien** zugrunde.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit wird der grundsätzliche Aufbau des in den numerischen Modellen betrachteten WDS-Systems vorgestellt. Die Mikrostruktur und das Materialverhalten der WDS und der HVS als wesentliche Grundlage der Behandlung der Schädigungsmechanismen von WDS-Systemen werden anhand von Literaturangaben beschrieben. Im dritten Kapitel wird ein Überblick über den Stand des Wissens gegeben. Dabei wird besonders auf die aus der Literatur bekannten Versagensmechanismen und Ansätze zur Lebensdauermodellierung eingegangen. Im vierten Kapitel wird zunächst das verwendete FEM-Modell ausführlich beschrieben. Anschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit eingeführten bruchmechanischen Ansätze detailliert vorgestellt und numerisch überprüft. Da die Rissimplementierung auf der Auswertung der Eigenspannungszustände in der rissfreien WDS-Struktur basiert, werden im ersten Teil des fünften Kapitels die Ergebnisse der Eigenspannungsberechnung vorgestellt, die der Identifikation der kritischen Bereiche im Hinblick auf Rissinitiation und Rissausbreitung dienen. Die Rissmodellierungen und Bewertungen werden im Rahmen von drei verschiedenen Versagensmechanismen durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen bilden den Schwerpunkt dieser Arbeit und werden im zweiten Teil des fünften Kapitels präsentiert und anschließend im Kapitel sechs unter Berücksichtigung der Angaben aus Kapitel drei diskutiert. Eine kurze Zusammenfassung und ein Ausblick im siebten Kapitel beschließen diese Arbeit.

## 2 Wärmedämmschichtsysteme

Bei der heutigen industriellen Anwendung der Wärmedämmschichten handelt sich in den meisten Fällen um Schichten, die entweder nach dem Plasmaspritzverfahren (PS) oder nach der Elektronenstrahlaufdampfmethode (EB-PVD) hergestellt werden. Die im Rahmen dieser Arbeit modellierten Strukturen beruhen auf dem Aufbau und auf den Eigenschaften von APS-WDS-Systemen, die im Bereich der stationären Gasturbinenanlagen dominierend eingesetzt werden. Zunächst wird der grundsätzliche Aufbau der Struktur vorgestellt. Die anschließende Beschreibung des Plasmaspritzverfahrens dient dem Verständnis des mikrostrukturellen Aufbaus der Schichten. Die Struktur und die Eigenschaften der WDS und der HVS werden in Hinsicht auf die später folgende numerische Modellierung teilweise detailliert beschrieben, da bestimmte Aspekte der Mikrostruktur eine entscheidende Rolle bei den Schädigungsmechanismen spielen. Auf eine Beschreibung der EB-PVD-Schichten wurde verzichtet, da diese in anderen Arbeiten ausführlich behandelt worden sind [13–15].

### 2.1 Anforderungen

Bedingt durch extreme Betriebsbedingungen werden WDS-Systeme einem komplexen Belastungskollektiv ausgesetzt. Je nach Turbinenkomponente überlagern sich verschiedene Beanspruchungsarten. Die thermomechanische Belastung des WDS-Systems ergibt sich aus den starken Temperaturgradienten während der An- und Abfahrphasen der Gasturbine. Die thermische „Fehlanpassung“, verursacht durch unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten der einzelnen Schichten, führt während dieser Betriebsphasen zur Verstärkung der thermomechanischen Belastungen. Die Temperaturunterschiede über die Dicke des innengekühlten Bauteils verursachen zusätzlich hohe thermische Spannungen [16]. Die thermochemischen Belastungen während der stationären Betriebsphase der Gasturbine ergeben sich aus der Heißgaskorrosion sowie aus der Oxidation der HVS und der damit verbundenen Volumenzunahme der Oxidschicht. Hinzu kommen typische mechanische Belastungen wie beispielsweise die Fliehkraftbeanspruchung und der Erosionsangriff durch die heißen Gase und die darin enthaltenen Fremdkörper. Der Betrieb von Fluggasturbinen ist gekennzeichnet durch kürzere thermische

Zyklen im Vergleich zu stationären Gasturbinen, bei denen die Wartungsintervalle wesentlich länger sind. Die maximalen Belastungen einer Fluggasturbine treten während der An- und Abfahrphase auf und sind daher lebensdauerbestimmend, da im stationären Flugzustand Teillast gefahren wird. Aufgrund der Anzahl der im Betrieb auftretenden thermischen Zyklen ist die thermomechanische Ermüdung (TMF) die überwiegende Systembelastung. Industriegasturbinen laufen im stationären Zustand über eine längere Zeit bei hohen Temperaturen unter Vollastbedingungen. Die erreichte Anzahl der thermischen Zyklen bis zum Ende der Lebensdauer ist wesentlich kleiner als bei Fluggasturbinen. Die überwiegende Belastung im Vollastbetrieb ergibt sich hauptsächlich aus zeitabhängigen Vorgängen, von denen das Sintern der WDS und die Oxidation der HVS zu den wichtigsten Vertretern zählen.

Basierend auf den im Betrieb auftretenden Belastungen werden an das WDS-System eine Reihe von Anforderungen gestellt, die sich in die folgenden Gruppen unterteilen lassen:

- Haftung

Das Haftvermögen der Beschichtung kann durch ein gezieltes Anpassen der mechanischen und thermischen Eigenschaften der beteiligten Werkstoffe erhöht werden. Dabei spielt beispielsweise die Kompatibilität der thermischen Ausdehnungskoeffizienten eine zentrale Rolle. Darüber hinaus soll die WDS neben einer niedrigen Wärmeleitfähigkeit möglichst eine hohe Dehntoleranz und Thermoschockbeständigkeit aufweisen, um spontane Delamination der Schicht während des Abkühlens aus hohen Temperaturen zu vermeiden. Eine hohe Duktilität der HVS ist erforderlich, um hohe Deformationen bei einer geringen Schichtdicke aufnehmen zu können. Da die Grenzflächen zwischen den einzelnen Schichten die kritischen Stellen im Hinblick auf die Integrität des Systems darstellen, wird eine hohe Güte und Fehlerfreiheit gefordert. Je nach Herstellungsverfahren sind Mindesttrauhigkeitswerte an den Grenzflächen erforderlich, um die Haftung durch mechanische Verklammerung zu gewährleisten.

- Zeitabhängige Eigenschaften

Da WDS-Systeme in einem breiten Temperaturbereich eingesetzt werden, wird eine hohe Gefügestabilität gefordert. Die durch Diffusionsvorgänge gesteuerten Phasenumwandlungen sollen aufgrund der damit verbundenen Änderungen der physikalischen und mechanischen Eigenschaften vermieden werden. Durch die Oxidation der HVS soll zunächst die schnelle Bildung einer dünnen, homogenen und kompakten schützenden Oxidschicht begünstigt werden. Später soll dieser Vorgang sehr langsam ablaufen, um Wachstumsspannungen zu vermeiden. Dabei ist die selektive Bildung von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  entscheidend hinsichtlich der Reduzierung der Diffusionsgeschwindigkeit des Umgebungssauerstoffs.

- Aerodynamische Eigenschaften

Eine hohe Oberflächengüte ist unerlässlich zur Begrenzung der aerodynamischen Verluste, wie etwa bei der Umströmung einer beschichteten Turbinenschaufel [17]. Die durch



Fremdkörpereinschlag und Heißgasreibung an der Oberfläche der Wärmedämmschicht verursachte Abnahme der WDS-Schichtdicke soll durch eine hohe Erosionsbeständigkeit kompensiert werden. Damit wird eine gleichmäßige Schichtdicke, eine hohe Oberflächenqualität und eine ausreichende thermische Isolation des Grundwerkstoffs sichergestellt.

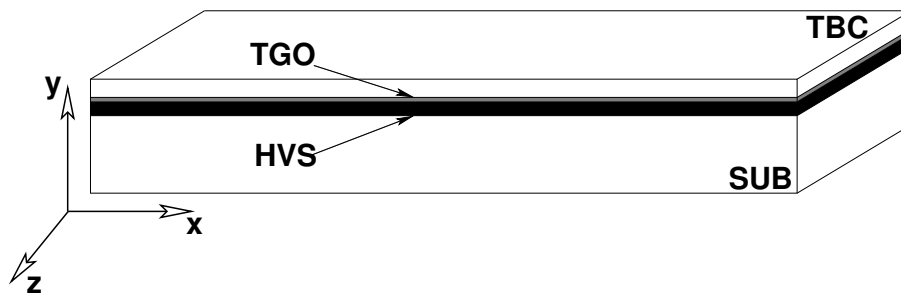
- Herstellung

Neben der grundsätzlichen Wirtschaftlichkeit der Herstellungsprozesse werden hohe Anforderungen bezüglich Reproduzierbarkeit und Qualitätsstandard gestellt. Dabei gilt es, gleichmäßige Schichtdickenverteilung, Zusammensetzung und Mikrostruktur unabhängig von der Komplexität der Bauteilgeometrie einzuhalten.

## 2.2 Aufbau

Ausgehend von den an WDS-Systeme gestellten Anforderungen wurden verschiedene Aufbaukonzepte des Schichtverbundes verfolgt. Dabei handelt es sich hauptsächlich um Duplex-, Triplex-, Multilayer- und gradierte Schichtsysteme.

Die in der industriellen Anwendung am weitesten verbreiteten Duplex-WDS-Systeme (Abb. 2.1) bestehen grundsätzlich aus vier Komponenten: die eigentliche WDS, das Substrat aus einer Superlegierung, eine aluminiumhaltige HVS zwischen Substrat und WDS und eine Oxidschicht, die sich als Reaktionsprodukt an der Grenzfläche zwischen WDS und HVS bildet.



**Abbildung 2.1:** Prinzipieller Aufbau eines Duplex-WDS-Systems

Als Grundwerkstoff für die WDS hat sich  $\text{ZrO}_2$  als bester Kandidat erwiesen, allerdings in seiner kubischen/tetragonalen Phase durch Zusätze von  $\text{Y}_2\text{O}_3$  teilstabilisiert. Reines  $\text{ZrO}_2$  hat keine Bedeutung, da es aufgrund seiner Umwandlung nach dem Sintern von der tetragonalen in die monokline Phase zur Rissbildung kommt [18]. Es hat sich herausgestellt, dass die maximale Lebensdauer bei Laboruntersuchungen (Anzahl der Zyklen bis zum Versagen des WDS-Systems) mit der Addition von 6 bis 8 Gew.-%  $\text{Y}_2\text{O}_3$  erzielt wurde [6, 7]. Das System  $\langle \text{ZrO}_2\text{-6-8 Gew.-%Y}_2\text{O}_3 \rangle$  zeichnet sich durch eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit aus, die nahezu temperaturunabhängig ist ( $\sim 1\text{-}2 \text{ W/mK}$ ), durch ein geringes Emissionsverhältnis und durch einen an das Substratmaterial gut angepassten thermischen Ausdehnungskoeffizient. Die

Dehntoleranz dieses Systems verhindert die durch thermische „Fehlanpassung“ bedingte spontane Delamination der Deckschicht. Je nach Einsatzbereich variiert die Dicke der keramischen Schutzschicht von 0,1 mm bis zu einigen Millimetern. Bei den rotierenden Turbinenkomponenten liegt die Dicke der WDS zwischen 0,127 und 0,254 mm, da die Gewichtseinbußen in Form von höheren Zentrifugalkräften mit steigender Schichtdicke zunehmen [17]. Außerdem führen höhere Schichtdicken zu Temperaturzunahme an der Oberfläche der Deckschicht. Dies wiederum würde unerwünschte Sintervorgänge und Phasenumwandlungen begünstigen [6]. Für die stationären Komponenten der Gasturbine werden meistens WDS mit einer Dicke von 0,510 mm oder mehr verwendet. Verschiedene Untersuchungen haben gezeigt, dass die Dicke der Keramikdeckschicht einen Einfluss auf die Lebensdauer des Verbundsystems hat [4, 7].

Als HVS werden M-CrAlY-Legierungen eingesetzt, wobei M meist für Ni und/oder Co steht. Zunächst sorgt die HVS, wie die Bezeichnung unterstreicht, für eine gute Haftung der WDS. Je nach Beschichtungsverfahren trägt die Oberflächenrauheit der HVS entscheidend zur Haftung der WDS bei. Da die WDS eine offene Porosität besitzt und dadurch sauerstoffdurchlässig ist, übernimmt die HVS den Schutz des Substratmaterials vor Hochtemperaturoxidation und -korrosion. Aufgrund ihres hohen Al-Gehalts von 5 bis 12 Gew.-% übernimmt die HVS die Aufgabe des Oxidationsschutzes. Der hohe Al-Gehalt bewirkt die Ausscheidung von NiAl-Phasen in der Schicht, die als Al-Reservoir dienen. Die HVS wird meistens durch das Vakuumplasmaspritzverfahren (VPS) aufgebracht, um eine Voroxidation dieser metallischen Legierung zu verhindern. Sie zeichnet sich durch eine hohe Verformbarkeit über einen großen Temperaturbereich aus, und sorgt deshalb für einen Ausgleich der extrem unterschiedlichen Dehnungen der WDS und des Substrats. Die Dicke der HVS beträgt durchschnittlich 0,300 mm. Die HVS ermöglicht die Bildung einer Aluminium-Oxidschutzschicht, die als Diffusionssperrschicht das Eindringen von Sauerstoff stark verlangsamt und somit das darunter liegende Material vor schneller weiterer Oxidation schützt. Diese Eigenschaft, kombiniert mit einer guten Haftung führt zur bevorzugten Bildung einer durchgehenden und kompakten Schicht aus  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Allgemein kommt es zur Bildung von Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>- oder/und Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Oxiden aufgrund der höheren Sauerstoffaffinität von Al und Cr im Vergleich zu Co und Ni. Für die selektive Bildung einer Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Oxidschicht wird ein Mindest-Aluminiumgehalt von 8 Gew.-% vorausgesetzt [15]. Die Mikrostruktur dieser sogenannten thermisch gewachsenen Oxidschicht (TGO) hängt stark von der Zusammensetzung der HVS, vom Herstellungsprozess und von den Betriebsbedingungen [19] ab. Ihre Dicke ist zeitabhängig und in der Regel eine Größenordnung kleiner als die der HVS. Zur Verbesserung der TGO-Haftung ist das gezielte Zulegieren von bestimmten Elementen in der HVS-Zusammensetzung vorteilhaft. Nickel et al. [20] fanden heraus, dass beispielsweise Titan-Zusätze eine bessere Haftung der TGO zur Folge haben. Allerdings dürfen bestimmte Mengen nicht überschritten werden, da diese wiederum zu einem umgekehrten Effekt führen können.

Die Auswahl des Substratmaterials hängt von der Turbinenkomponente ab. Inconel 617, eine Nickelbasis-Legierung, ist ein typischer metallischer Brennkammerwerkstoff. Für die Turbinenschaufeln werden heutzutage eher einkristalline ausscheidungsgehärtete Nickelbasis-

Superlegierungen eingesetzt.

Neben Duplex-WDS-Systemen kommen zunehmend Triplex-WDS-Systeme zum Einsatz, die eine zusätzliche Diffusionssperrschicht ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) zwischen WDS/HVS aufweisen [21]. Der Multilayer-Ansatz verwendet die sogenannten Cermet-Schichten, die zu einem Teil aus teilstabilisiertem  $\text{ZrO}_2$  und zum anderen Teil aus  $\text{MCrAlY}$  bestehen, um die thermischen Ausdehnungskoeffizienten ausgehend vom Substrat bis hin zur WDS schrittweise anzupassen. Die Erweiterung dieses Ansatzes führt zu den gradierten Systemen, bei denen spritztechnisch ein zusammensetzungsgradiertes Übergang von der HVS zur WDS realisiert wird. Aufgrund der stetigen Materialeigenschaften werden dadurch scharfe Spannungssprünge an der Grenzfläche WDS/HVS vermieden. Auf der anderen Seite wird in der Literatur berichtet, dass die gradierten Bereiche sich für die Oxidation bei hohen Temperaturen nicht besonders gut eignen und einen negativen Einfluß auf die Lebensdauer des WDS-Systems haben [6, 22].

Im Rahmen dieser Arbeit werden ausschließlich Duplex-WDS-Systeme betrachtet. Die Werkstoffe der einzelnen Schichten und die Schichtdicken entsprechen typischen WDS-Systemen, die in der Brennkammer von stationären Gasturbinen eingesetzt werden (Abb. 2.2). Dort wird standardmäßig das Plasmaspritzen als Beschichtungsprozess verwendet. Die Beschreibung dieses Verfahrens und die sich daraus ergebende Mikrostruktur der Beschichtung wird in den folgenden zwei Unterkapiteln behandelt.

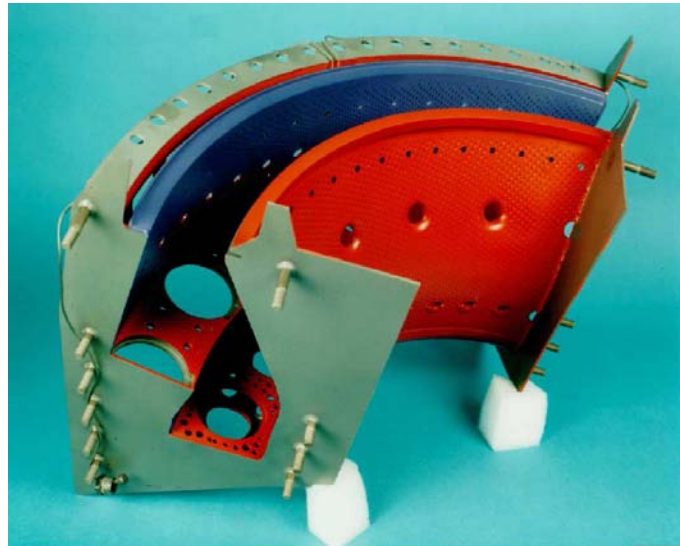


Abbildung 2.2: Ringbrennerkammer einer stationären Gasturbine

## 2.3 Herstellung

Das Plasmaspritzen (PS), eine industriell weit verbreitete Beschichtungsmethode zur Herstellung von WDS, gehört zu den thermischen Spritzverfahren und wurde schon Mitte der fünfziger

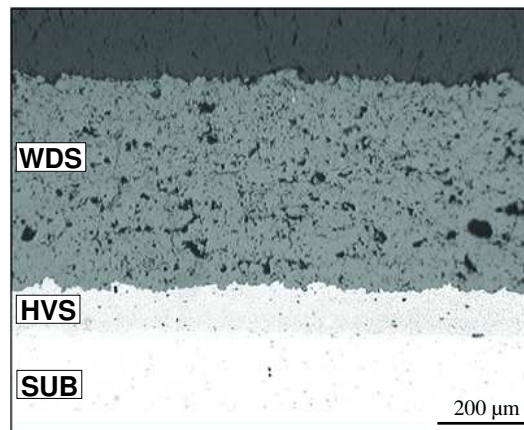
Jahre von der Firma Union Carbide erfunden [23]. Das Prinzip dabei besteht darin, das pulverförmige Material der herzustellenden Schicht in einem Plasmafreistrahle aufzuschmelzen. Dabei wird zwischen einer wassergekühlten kegelförmigen Wolframkathode und einer ringförmigen, als Düse ausgebildeten Kupferanode ein Hochfrequenzlichtbogen gezündet. Das Hochtemperaturplasma (bis zu 20000 K) entsteht, wenn das durchströmende Plasmagas dissoziiert und teilionisiert wird. Das Plasmagas kann  $H_2$ , Ar, He oder eine Mischung dieser Gase sein. Das Pulvermaterial wird in den Plasmastrahl injiziert, aufgeschmolzen und mit einer sehr hohen Geschwindigkeit auf das Substratmaterial geschleudert. Die Kühlung des zu beschichtenden Werkstücks führt zu einer sehr schnellen Erstarrung der auftreffenden Tröpfchen. Eine Vielzahl von Prozessparametern beeinflussen entscheidend die Mikrostruktur der entstehenden Schicht. Dazu zählten z. B. die Gaszusammensetzung, die Gasflüsse, die Stromstärke, der Spritzabstand, die Pulvergröße, die Förderrate und der Umgebungsdruck [25]. Je nach Umgebungsdruck wird zwischen dem Vakuum-Plasmaspritzen (VPS) und dem atmosphärischen Plasmaspritzen (APS) unterschieden.

Der VPS-Prozess wird bei der Abscheidung der HVS eingesetzt, um einen möglichst geringen Sauerstoffgehalt zu gewährleisten. Der Kammerdruck wird stark abgesenkt, und nach der Zugabe des Plasmagases wird ein Betriebsdruck von etwa  $6 \cdot 10^3$  Pa eingestellt. Das Substrat wird einer Reinigungsbehandlung unterzogen und anschließend auf die Beschichtungstemperatur von 850 °C aufgeheizt. Während des Beschichtungsprozesses wird pulverförmiges  $MCrAlY$  injiziert. Die geschmolzenen Pulverteilchen werden beschleunigt und erstarren kurz nach ihrem Auftreffen auf die kühlere Substratoberfläche (bis zu  $10^6$  K/s). Dies führt zu einem lamellenförmigen Aufbau der Schicht. Nach dem Beschichtungsprozess wird das Bimaterialsystem einer Wärmebehandlung unterzogen. Dabei finden Diffusionsvorgänge zwischen Substrat und HVS statt, die zu einer besseren Haftung und zu einer höheren Dichte der Schicht führen. Zudem findet in Abhängigkeit der Zusammensetzung eine Phasenumwandlung in der HVS statt. Die Wärmebehandlung dient dazu entsprechend den Lösungsglühvorschriften für den Grundwerkstoff eine optimale Ausscheidung von  $\gamma'$  zu erhalten.

Die eigentliche Auftragung der WDS erfolgt in einer atmosphärischen Umgebung nach Vorheizen des Bauteils auf ca. 200 °C. Da die Haftung zwischen HVS und WDS in erster Linie durch mechanische Verklammerung sichergestellt wird, ist eine gewisse Rauigkeit der HVS-Oberfläche erforderlich. Dazu wird die Oberfläche zusätzlich durch Sand- oder Kugelstrahlen aufgeraut. Die WDS wird zeilenweise aufgetragen, und es können Schichtdicken von mehreren Millimetern erreicht werden. Die APS-Prozessparameter haben einen starken Einfluss auf die Mikrostruktur der entstehenden Schicht [26], so dass z.B. die Porosität weitgehend von der Geschwindigkeit und der Temperatur der Partikel abhängig ist [27, 28]. Für die WDS gilt die Porosität als Qualitätsmerkmal [29] und soll bei ca. 12% liegen.

## 2.4 Mikrostruktur

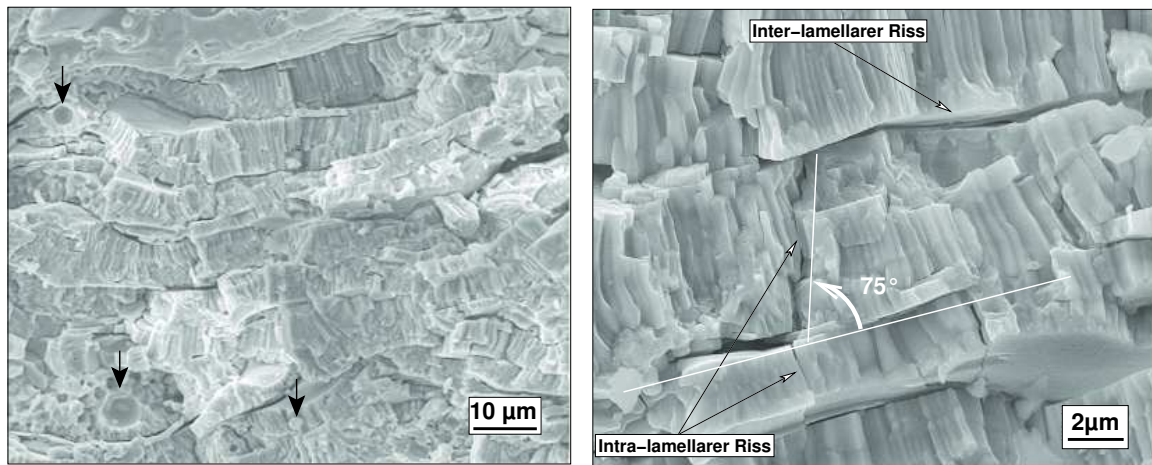
Bedingt durch den Prozess des Plasmaspritzens erhält die WDS eine typische Mikrostruktur, die durch eine hohe Porosität und zahlreiche Defekte gekennzeichnet ist. Abbildung 2.3 zeigt einen Querschnitt durch das gesamte WDS-System unmittelbar nach der Beschichtung. Während des PS-Prozesses werden die geschmolzenen Keramikpulverteilchen beschleunigt und nach dem Aufprall auf die zu beschichtende Oberfläche flachgedrückt. Die extrem hohe Abkühlgeschwindigkeit führt dazu, dass die Schmelztröpfchen erstarren, bevor ein vollständiger Kontakt zum darunter liegenden Material hergestellt wird. Dadurch werden Poren gebildet, deren Größe und Häufigkeit von den Parametern des Beschichtungsprozesses abhängen. Neben der Porenbildung weist die Keramikschicht ein ausgeprägtes Netzwerk von Mikro- und Makrorissen auf.



**Abbildung 2.3:** Querschnitt durch ein typisches WDS-System unmittelbar nach dem PS-Prozess [30]

Die Materialauftragung durch Plasmaspritzen und die Erstarrung des aufgeschmolzenen Ausgangspulvers ruft eine fladenförmige, lamellare Struktur hervor (Abb. 2.4(a)). Die Dicke der einzelnen Lamellen beträgt einige Mikrometer. Die einzelnen „Fladen“ werden lateral durch Agglomerate und ungeschmolzene Partikeln (in Abb. 2.4(a) durch schwarze Pfeile gekennzeichnet) unterbrochen und verlaufen nicht immer in paralleler Richtung zur Oberfläche.

Die einzelnen Lamellen haben eine säulenähnliche Struktur. Die Körner strecken sich über die gesamte Dicke eines Fladens und weisen Durchmesser im Submikron-Bereich auf [33]. In der Abbildung 2.4(b) werden zwei besondere Defekttypen hervorgehoben: intra- und interlamellare Risse. Die intralamellaren Risse verlaufen parallel zu den stengelförmigen Körnern und werden vermutlich durch thermische Spannungen während der Abkühlung innerhalb des Fladens hervorgerufen. Die interlamellaren Risse können mehrere Mikrometer lang sein und verlaufen meistens in lateraler Richtung zwischen den einzelnen Spritzlagen.

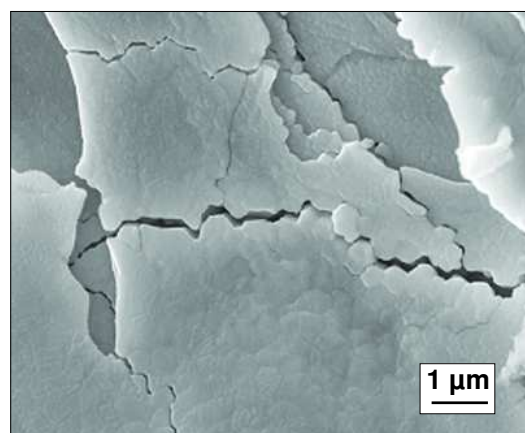


(a) Lamellarer Aufbau, Inhomogenitäten

(b) Rissmuster

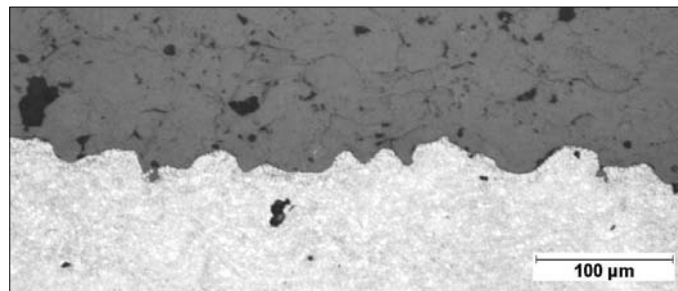
**Abbildung 2.4:** Mikrostruktur einer APS-WDS anhand von Mikroskopbildern der Bruchfläche in senkrechter Richtung zur Schichtebene [31]

Neben den kurzen Rissen können Makrorisse schon während der Abscheidung der Keramikschicht und der anschließenden Abkühlung auf Raumtemperatur entstehen. Diese verlaufen senkrecht durch die Schicht und werden meistens Segmentierungsrissen genannt (Abb. 2.5). Das Defektnetzwerk, bestehend aus Poren, kleinen Rissen und Segmentierungsrissen ist oft erwünscht, da dadurch die Dehntoleranz der WDS erhöht wird, in dem die Defektstruktur einen Teil der auftretenden Dehnungen aufnimmt und somit die im Material gespeicherte elastische Energie begrenzt. Das Fehlernetzwerk in der APS-WDS hängt stark von der Temperatur des Substrats und vom Spritzwinkel ab und hat einen großen Einfluß auf die physikalischen und mechanischen Eigenschaften der Schicht [28]. Darüber hinaus wird die Mikrostruktur der



**Abbildung 2.5:** Draufsicht auf einer Bruchfläche parallel zur Schichtebene: Segmentierungsrisse [31]

Wärmedämmschicht von der Betriebstemperatur zusätzlich beeinflusst. Untersuchungen von Ilavsky et al. [34] haben gezeigt, dass schon bei Temperaturen unter 1000 °C die spezifische Defektfläche um 33% abnimmt. Dies deutet darauf hin, dass die Mikrostruktur und dadurch die Eigenschaften des Materials sehr stark von Verdichtungsprozessen, Rissausheilungen und Sintervorgängen beeinflusst wird.



**Abbildung 2.6:** Rauigkeit der Grenzfläche zwischen WDS und HVS [32]

Ein weiteres wichtiges Detail der Mikrostruktur stellt die Rauigkeit der Grenzfläche WDS/HVS dar. Im Gegenteil zu EB-PVD-Schichten ist eine Mindestrauheit der Grenzfläche erwünscht, da diese für eine bessere Haftung der WDS durch mechanische Verklammerung sorgt. Abbildung 2.6 zeigt eine typische Grenzfläche zwischen WDS und HVS, die in der Regel die Form einer gewellten Linie hat. Die Rauigkeit der Grenzfläche spielt eine entscheidende Rolle in der Modellierung, da sie durch ihre geometrische Form den lokalen Eigenspannungszustand quantitativ und qualitativ stark beeinflusst.

## 2.5 Materialverhalten

In Hinsicht auf die numerische Modellierung der WDS-Systeme durch Einsatz der FE-Methode ist die Berücksichtigung der physikalischen und mechanischen Eigenschaften der einzelnen Schichten von entscheidender Bedeutung. An dieser Stelle der Arbeit wird das grundsätzliche Werkstoffverhalten der beteiligten Materialien basierend auf den experimentellen Untersuchungen aus der Literatur beschrieben.

### 2.5.1 APS-WDS

Die Mikrostruktur der APS-WDS, gekennzeichnet durch einen lamellaren Aufbau und ein komplexes Netzwerk aus mikro- und makrorissähnlichen Defekten, führt zu einer starken Anisotropie der Eigenschaften [35,36]. Grundsätzlich ist die APS-WDS senkrecht zur PS-Richtung steifer als parallel dazu. Darüber hinaus sind die Eigenschaften der WDS von der mechanischen und thermischen Vorgeschichte abhängig [33,37].

Zur Charakterisierung des elastischen Verhaltens von APS-WDS stehen eine ganze Reihe von verschiedenen Messmethoden zur Verfügung, die sich in zwei Kategorien unterteilen lassen: globale und lokale bzw. ortsauflösende Methoden. Thompson et al. [38] konnten durch Anwendung des Biegeversuchs als globale Messmethode einen E-Modul senkrecht zur PS-Richtung in Höhe von 10 GPa bestimmen. Den starken Unterschied zwischen dem E-Modul der APS-WDS unmittelbar nach dem PS-Prozess und der völlig dichten  $\text{ZrO}_2$ -8Gew.-% $\text{Y}_2\text{O}_3$  (200 GPa) führen sie auf Rissöffnungs- bzw. Rissschließungseffekte sowie Gleitungen zwischen den einzelnen Lamellen zurück. Die Auslagerung der WDS bei höheren Temperaturen führt aufgrund von Sintervorgängen zur Verdichtung der Keramik, die für den signifikanten Anstieg des E-Moduls verantwortlich gemacht wird [29, 38, 39]. Die Ausheilung von intralamellaren Rissen und die Verkürzung von interlamellaren Rissen sind dabei denkbare Mechanismen, die die Steifigkeit der Schicht steigern. Die lokale E-Modulermittlung durch Mikrohärtemessung im Eindruckversuch führt zu höheren Steifigkeiten als bei den globalen Messmethoden. Dort sind die E-Modulwerte von der Eindruckkraft abhängig [39] und werden vorzugsweise aufgrund starker Streuung im Weibull-Diagramm dargestellt [18]. Die Erklärung der starken Streuung ist auf der mikrostrukturellen Ebene zu suchen. Nakamura et al. [35] führen die Anisotropie der mechanischen Eigenschaften auf die globale Ausrichtung der Schichtdefekte zurück. Weiterhin definieren sie die sogenannte Einflusszone beim Eindruckversuch und erklären die Abhängigkeit des E-Moduls von der Eindruckkraft bzw. die Diskrepanzen zwischen lokalen und globalen Messmethoden durch die in der Einflusszone vorkommenden Defekte, ihre Orientierung, Größe und Häufigkeit. Steinbrech et al. geben in [33] einen Überblick über die verschiedenen Messmethoden und die Einflussparameter und weisen darauf hin, dass die Anwendung eines einzigen „E-Modulwertes“ in der FE-Modellierung durchaus problematisch sein kann. Die Wärmeleitfähigkeit und der thermische Ausdehnungskoeffizient sind auch stark von der Mikrostruktur der Schicht, ihrer Phasenstabilität und ihrer thermischen Vorgeschichte abhängig [14, 40]. Im Vergleich zum dichten Material kann beispielsweise die Wärmeleitfähigkeit durch Mikrorisse und Mikroporen weitgehend abgesenkt werden (bis 1 W/mK). Dennoch führen Sinterprozesse zu einer signifikanten Steigerung der Wärmeleitfähigkeit der WDS [37].

Für APS-WDS wird ein für keramische Werkstoffe untypisches nichtlineares Spannungs-Dehnungsverhalten beobachtet [22, 37, 41], das sogar bei Raumtemperatur registriert wurde, unabhängig davon, ob es sich dabei um Zug- oder Druckbelastung handelt. Aus der nicht linearen  $\sigma$ - $\varepsilon$ -Kurve kann kein eindeutiger E-Modul abgeleitet werden. Dieses inelastische Verhalten wird häufig mit Pseudo-Plastizität bezeichnet. Demasi-Marcin et al. [22] führen die Nichtlinearität auf eine Mikrorissausbreitung (Makrorissbildung wurde nicht festgestellt) während der Belastung zurück. Die Scherung von Mikrorissen verursacht das Abgleiten von rauhen Rissflanken gegeneinander, und dadurch kommt es zu einer gewissen Verhakung, die letztendlich für eine bleibende Deformation verantwortlich gemacht wird. Ferner erklären die Autoren die besonders gute thermozyklische Beständigkeit der APS-WDS durch das metallähnliche Verhalten der Schicht.



Bei hohen Temperaturen zeigen plasmagespritzte keramische Deckschichten ein ausgeprägtes zeitabhängiges Verhalten. Die viskoplastische Deformation verursacht durch Kriechen und Sintern ist auf thermisch und spannungsaktivierte Diffusionsvorgänge und mechanische Verdichtung zurückzuführen [37]. Herzog et al. [42] konnten durch Druckkriechversuche an freistehenden zylindrischen Schichten zeigen, dass die Keramik bei Raumtemperatur „kriecht“. Die Messergebnisse in [42–45] zeigen einen ausgedehnten Primärkriechbereich, in dem der grösste Anteil der bleibenden Verformung stattfindet.

Die Bruch- und die Grenzflächenzähigkeit der APS-WDS ist für die Lebensdauer des WDS-Systems und ganz besonders in der vorliegenden Arbeit von grosser Bedeutung. Mukherjee et al. [30] verwenden die Keilöffnungsmethode, um eine stabile Rissausbreitung in Richtung der interlamellaren Mikrorisse (parallel zur Grenzfläche WDS/HVS) zu erzeugen. Die Bruchprobe wurde dabei durch Auflösung des Substrats aus dem Verbundsystem gewonnen und in Mode I (Belastung senkrecht zur Rissebene) belastet. Die bestimmten Risswiderstandswerte (Delaminationsrisse) von Proben unmittelbar nach dem Plasmaspritzen liegen zwischen 150 und 240 N/m. Das Tempern der Proben lieferte um den Faktor 2 bis 3 höhere Risswiderstandswerte. Die mit dieser Methode erzeugten Risse liegen im Makrobereich (bis 3 mm Risslänge). Evans et al. [46] geben Werte der Delaminationszähigkeit von APS-WDS im Bereich 1 bis 100 N/m an. Die Bruchzähigkeit der APS-WDS ist anisotrop und hängt von der Risslänge ab. In [47] wird zwischen kurzen (bis 100  $\mu\text{m}$  Risslänge) und langen (ab 1 mm Risslänge) Rissen unterschieden. Für die kurzen Risse wird eine sehr kleine Bruchzähigkeit angegeben, die im Eindruckversuch bestimmt wurde [48]. Dabei ist es äusserst problematisch, die Länge der erzeugten Risse auszumessen, da diese sich kaum von den in der Struktur vorhandenen Rissen unterscheiden. Diese Werte stellen den Bruchwiderstand zwischen den Fladengrenzflächen dar und würden deutlich mit länger werdenden Rissen (R-Kurvenverhalten [49]) ansteigen. Dies wird von Evans et al. [47] auf die Reibungseffekte an den unebenen Rissflanken zurückgeführt. Shaw et al. [50] verwendeten eine Chevronprobe für die Bestimmung des Grenzflächenbruchwiderstandes in einem APS-WDS-System und geben einen Wert  $G_{Ic}$  von etwa 16 N/m an. Thermozyklierte Proben lieferten um 25% niedrigere Werte. Dabei wanderte die Bruchstelle an der Grenzfläche zwischen der Keramikschicht und der 4.5  $\mu\text{m}$  dicken thermisch gewachsenen Oxidschicht. Oechsner [51] gibt Werte der experimentell ermittelten kritischen Energiefreisetzungsrate für einen Delaminationsriss zwischen 100 und 200 N/m an. Die von Hofinger et al. [52] verwendete Messmethode basiert auf einer Modifikation des Biegeversuchs nach Charalambides. Die Ergebnisse zeigen, dass die Delaminationszähigkeit mit zunehmender Rauigkeit der Grenzfläche zwischen HVS und WDS steigt und mit dicker werdenden TGO abnimmt.

### 2.5.2 VPS-HVS

Typische MCrAlYs als plasmagespritzte HVS haben herstellungsbedingt ein anisotropes elastisches Verhalten [24]. Der E-Modul und der thermische Ausdehnungskoeffizient des Substrats und der HVS sind sehr ähnlich. Die Haftvermittlerschichten werden meistens nach dem PS-Prozess einer Wärmebehandlung unterzogen, die zu einer dichten Struktur führt [53]. MCrAlY-Legierungen zeigen bei tiefen Temperaturen (bis etwa 600 °C) ein sprödes und hochfestes Verformungsverhalten. Bei hohen Temperaturen sind diese Legierungen durch ein sehr duktileres Verhalten und eine niedrige Festigkeit gekennzeichnet. Die Duktil-Spröd-Übergangstemperatur liegt etwa zwischen 600 und 700 °C und hängt stark von der Legierungszusammensetzung ab [54]. Das superplastische Verformungsverhalten bei hohen Temperaturen der HVS ist auf die feinkörnige Gefügestruktur der Legierung zurückzuführen. Die Fähigkeit, hohe Verformungen aufzunehmen, wurde von Majerus et al. [55] im Scherversuch gezeigt. Die HVS im WDS-Verbund wurde gezielt einer Scherverformung ausgesetzt, die bei einer Temperatur von 950 °C zur einer relativen Verschiebung zwischen Substrat und WDS um 500  $\mu\text{m}$  geführt hat. Anhand der Scherbelastungsmethode konnten die zeit- und temperaturabhängigen Verformungseigenschaften der HVS im Verbund ermittelt werden. In [54, 56] wurde das Kriechverhalten von verschiedenen MCrAlY-Legierungen anhand von Proben aus dem massiven Material untersucht. Brindley [57] berichtet über ab 900 °C sehr „kriechfreudige“ Haftvermittlerschichten, die eine sehr schnelle Spannungsrelaxation aufweisen. Darüber hinaus soll das HVS-Kriechverhalten als lebensdauerbestimmender Faktor eine entscheidende Rolle bei der Delamination der WDS spielen. Die experimentellen Messungen von Heckmann et al. [53] anhand von freistehenden MCrAlY-Röhrchen, die nach dem Beschichtungsprozess herausgearbeitet worden sind, haben ein von den vollen Proben abweichendes Kriechverhalten gezeigt. Die vollen Proben, die aus einer mehrere Millimeter dicken VPS-Schicht stammen, wiesen eine deutlich schnellere Verformung im Kriechdruckversuch auf. Die Untersuchung der Probenmikrostruktur zeigte eine weit feinere Gefügestruktur bei den separierten Schichten.

### 3 Wärmedämmschichtversagen in der Literatur

Das Versagen von Wärmedämmschichten wird grundsätzlich durch Rissinitiierung, Rissausbreitung und Risszusammenwachsen bestimmt. Erst die Akkumulation dieser Schädigungsergebnisse führt zum Versagen der WDS. Dabei erfolgt das Versagen durch das Abplatzen der WDS, bevor das Ende der Lebensdauer der beschichteten Komponente erreicht ist. Je nach Lage des zum Versagen führenden Risses wird zwischen adhäsivem (im Bereich der Grenzfläche) und kohäsivem (in der Schicht) Versagen unterschieden [58]. Das Rissversagen der WDS beruht auf Mechanismen, die zum einen die treibenden Kräfte für Risswachstum erhöhen und zum anderen den Risswachstumswiderstand herabsetzen. Allgemein hängen diese Mechanismen ab von:

- Anwendungsbereich:

Die mechanische und ganz besonders die thermische Belastung des WDS-Systems in stationären Gasturbinen und in Flugtriebwerken sind sehr verschieden. Während Flugturbinen einer großen Anzahl von kurzen thermischen Lastzyklen ausgesetzt werden, handelt es sich bei den stationären Gasturbinen hauptsächlich um eine lang anhaltende isotherme Belastung.

- Herstellungsverfahren:

Bedingt durch die unterschiedlichen Herstellungsprozesse weisen APS-WDS und EB-PVD-Schichten völlig unterschiedliche Mikrostrukturen, Morphologien und thermophysikalische Eigenschaften auf. Entsprechend laufen in beiden Systemen unterschiedliche Schädigungsmechanismen ab.

- Art und Zusammensetzung der Haftvermittlerschicht:

Die Zusammensetzung der HVS hat einen direkten Einfluss auf die entstehende TGO-Schicht. Verschiedene M-CrAlYs führen zu verschiedenen TGO-Morphologien, die wiederum verschiedene Versagensmechanismen zur Folge haben. Außerdem kann sich das plastische Verhalten entsprechend ändern und somit die Lebensdauer des Systems beeinflussen.

In diesem Kapitel werden zunächst die verschiedenen Schädigungsmechanismen beschrieben, die das notwendige Potenzial für Risswachstum zur Verfügung stellen. Das Zusammenspiel dieser Mechanismen hat zu verschiedenen Versagensszenarien geführt, die anhand der Literaturangaben beschrieben werden. Anschließend werden die wichtigsten in der Literatur vorhandenen Lebensdaueransätze erläutert.

### 3.1 Schädigungsmechanismen

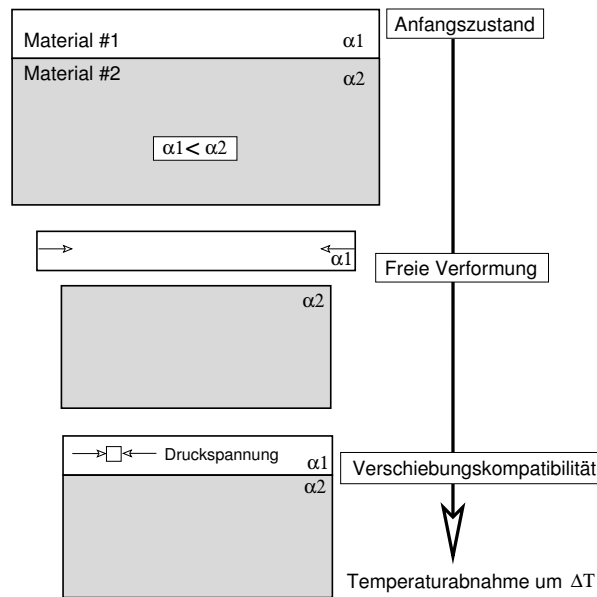
Die Delamination und das Abplatzen der Wärmedämmschicht setzt grundsätzlich Rissfortschritt voraus. Die notwendigen kritischen Spannungszustände, die zu Risswachstum führen, werden durch verschiedene betriebsbedingte Mechanismen hervorgerufen. Die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Schädigungsphänomenen hängt von der Belastungstemperatur und der Belastungszeit ab. Dieses Unterkapitel beschränkt sich auf die Beschreibung der wichtigsten Schädigungsmechanismen, die aufgrund einer typischen Betriebsbelastung aus der Anwendung der WDS-Systeme im Bereich der Energieerzeugung wirksam sein können.

#### 3.1.1 Thermische Fehlanpassung und Morphologie der Grenzflächen

In einem Schichtverbund bestehend aus verschiedenen Werkstoffen mit unterschiedlichen elastischen Eigenschaften führt eine Temperaturänderung zur Entstehung von Spannungen, die umso höher sind, je höher der Unterschied zwischen den jeweiligen thermischen Ausdehnungskoeffizienten ist. Abbildung 3.1 zeigt schematisch die Entstehung von thermischen Druckspannungen in einer dünnen Schicht während einer Temperaturabnahme um  $\Delta T$ . Eine vereinfachte Abschätzung der thermischen Spannungen in einer dünnen Keramikschrift ( $d_{\text{Schicht}} \ll d_{\text{Substrat}}$ ) auf einem metallischen Substrat liefert folgende Gleichung [59, 62]:

$$\sigma_{\Delta T} = \Delta T \Delta\alpha \frac{E}{1 - \nu} \quad (3.1)$$

Dabei wird ein linear elastisches Materialverhalten angenommen. Die elastischen Eigenschaften der dünnen Schicht werden in Gleichung 3.1 durch  $E$  und  $\nu$  berücksichtigt. Für eine Temperaturabnahme ausgehend von einem spannungsfreien Zustand bei 400 °C (entspricht der Temperatur der HVS während der Abscheidung der APS-WDS) auf Raumtemperatur bei 25 °C und für einen Unterschied in den Wärmeausdehnungskoeffizienten  $\Delta\alpha$  von  $5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  ergibt sich einen biaxialen Druckspannungszustand von etwa  $\sigma_{375} = -120 \text{ MPa}$ . Dabei wurden der E-Modul und die Querkontraktionszahl der WDS in Höhe von jeweils 48 GPa und 0,25 angenommen. Im Gegensatz dazu spielen in einem typischen APS-WDS-System die Schichtdicken der einzelnen Komponenten eine entscheidende Rolle bei der Entstehung der thermischen Spannungen aufgrund der Fehlanpassung. Die Verformung des dickeren Substrats wird dabei der



**Abbildung 3.1:** Thermische Fehlanpassung, Dünnschichtmodell

wesentlich dünneren Keramiksicht aufgezwungen. Das Vermeiden eines spontanen Versagens der WDS ist ihrer hohen Dehntoleranz (siehe Kapitel 2.5.1) zu verdanken. Laboruntersuchungen haben gezeigt, dass die Abkühlung des Verbundes unter bestimmten Bedingungen wie etwa im Fall einer dichten WDS oder bei einer zu hohen Substrattemperatur während dem Beschichtungsprozess zum Abplatzen der Deckschicht führen kann [59]. McGrann et al. [60] fanden heraus, dass mit steigender Substrattemperatur während des Plasmaspritzens die Druckeigenstressungen in der WDS bei RT zunehmen. Eine Reduzierung der thermischen Fehlanpassung zwischen WDS und Substrat kann grundsätzlich durch Einführung der HVS erzielt werden. Allerdings führt ihre Oxidation und die Entstehung der TGO-Schicht zur Verstärkung der thermischen Spannungen, da diese Schicht einen wesentlich höheren E-Modul und einen niedrigeren thermischen Ausdehnungskoeffizienten ( $\alpha_{TGO} < \alpha_{WDS} < \alpha_{BC,SUB}$ ) aufweist.

In der Literatur wird häufig über Versagen der WDS durch Delamination in der Nähe der Grenzfläche [4, 22, 59, 61, 85] zu HVS berichtet. Das Risswachstum findet parallel zur Grenzfläche statt. Dies setzt Zugspannungen voraus, die zur Öffnung des Risses führen. Der durch thermische Fehlanpassung abgeschätzte biaxiale Druckspannungszustand in der WDS unter der Annahme einer ebenen Grenzfläche kann alleine das Risswachstum nicht erklären, da Spannungen in normaler Richtung zur Grenzfläche nicht vorhanden sind. Die Berücksichtigung von Grenzflächenrauheiten oder von grenzflächennahen Defekten führt grundsätzlich zu einer lokalen Veränderung des Spannungszustandes. Evans et al. [62] idealisieren die Grenzflächenrauheit als eine sinusförmige Linie und geben eine Approximation der Spannungskomponente in normaler Richtung zur Grenzfläche an, die auf der Annahme eines isolierten zylindrischen Einschlusses basieren und von der Wellenlänge und Amplitude der Rauheit abhängen. Die

Grenzflächenrauheit führt zu einer lokalen Spannungskonzentration und zum anderen zu einer qualitativen Änderung der Belastung. Durch die Berücksichtigung der Rauheit bei einer Temperaturabnahme werden Zugspannungen an der Spitze der Berge und Druckspannungen in den Tälern erzeugt, die mit zunehmender Entfernung zur Grenzfläche abnehmen [58, 62–64]. Eine Vorzeichenumkehr der Spannung im Berg und im Tal der Rauheit wird durch die Berücksichtigung einer Oxidschicht zwischen HVS und WDS mit einer Mindestdicke  $d_{\text{ox,min}}$  hervorgerufen [46, 65]. Dabei wird lediglich der Beitrag der Oxidschicht zur thermischen Fehlanpassung betrachtet (Wachstumsspannungen nicht berücksichtigt). Die Kombination zwischen unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten und der Grenzflächenmorphologie liefert einen wichtigen Beitrag zu der notwendigen Belastung, die letztendlich Risswachstum bzw. Delamination der Schicht einleiten soll.

### 3.1.2 Oxidation der Haftvermittlerschicht

Die Langzeitbeanspruchung bei hohen Temperaturen des WDS-Systems wird von der Oxidation der HVS und das dadurch hervorgerufene TGO-Wachstum als Schädigungsmechanismus bestimmt [20, 22, 59, 66–69]. Die Sauerstoffdurchlässigkeit der Deckschicht, bedingt durch ihre offene Porosität und ihre gute Sauerstoffionenleitung, sowie die Diffusion von Al aus der HVS führt zur Entstehung einer dünnen, dichten und feinkristallinen  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Oxidschicht an der Grenzfläche zwischen HVS und WDS. Thermodynamische Stabilitätsbetrachtungen belegen, dass die Bildung von stabilem  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  im Vergleich zu anderen Oxiden überwiegt [47]. Die metastabilen Phasen können unter bestimmten Bedingungen vorkommen, wandeln sich allerdings mit fortschreitender Oxidationszeit in die stabile  $\alpha$ -Phase um [47]. Die Oxidationskinetik bzw. die Dickenzunahme des TGOs wird in der Regel durch parabolische [47] oder kubische [70] Wachstumsgesetze beschrieben. Die Anfangsphase des Oxidationsprozesses ist durch ein schnelles Schichtwachstum gekennzeichnet. Damit stellt die HVS durch die rasche Ausbildung eines TGOs den Oxidationsschutz des Grundwerkstoffs sicher.

Das Wachstum der Oxidschicht wird durch die Diffusionsströme von Sauerstoff und Aluminium bestimmt. Die Einwärts-Diffusionsgeschwindigkeit von den Sauerstoffanionen ist höher als die Auswärts-Wanderung von Aluminium, und somit lagert sich das neu entstehende Oxid überwiegend an der Grenzfläche HVS/TGO an [71] (siehe Abbildung 3.2). In  $\text{Al}_2\text{O}_3$  erfolgt der Stofftransport vorwiegend entlang der Oxidkorn Grenzen, da die Sauerstoffdiffusion im Korninneren wesentlich langsamer ist [15, 47]. Neben dem überwiegenden Oxidschichtwachstum an der Grenzfläche zwischen TGO und HVS setzt sich ein kleiner Anteil des neu ausgebildeten Oxids an internen Grenzflächen ab [72] (vgl. Abbildung 3.2), wie beispielsweise an den Korngrenzen [62], und verursacht damit ein laterales Schichtwachstum [47, 71].

Der Oxidationsprozess ist mit einer Volumenzunahme verbunden, die mit dem Übergang vom Kristallgitter des Metalls zum Kationengitter des Oxids einhergeht. Das sogenannte Pilling-Bedworth-Verhältnis ( $\Phi$ ) setzt das Volumen des Metallions im Oxid ins Verhältnis zum Volu-

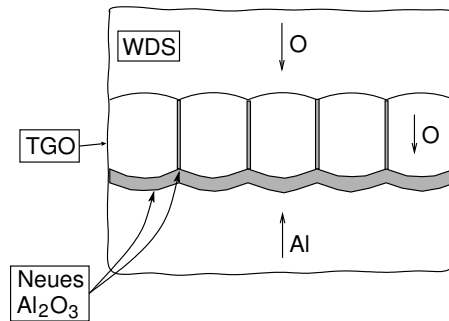


Abbildung 3.2:  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schichtwachstum [47]

men des Metallions im Metallgitter und beträgt für  $\text{Al}_2\text{O}_3$  1,28 [72]. Allgemein ist die Volumenzunahme für  $\Phi > 1$  mit Wachstumsspannungen verbunden, da der notwendige Platz für das neu ausgebildete Oxid in einem Verbundsystem nicht ausreichend ist. In dem besonderen Fall von Oxidwachstum an gekrümmten Flächen, d.h. an der rauhen Grenzfläche zwischen HVS und WDS, hängt die qualitative Spannungsverteilung (Zug-/Druckspannungen) von Krümmungsradius, Krümmungsrichtung und Richtung des Schichtwachstums ab (einwärts oder auswärts) [72]. Das laterale Schichtwachstum führt zu sehr hohen Druckspannungen in der Oxidschicht, allerdings ist die seitliche Oxidbildung anteilmäßig relativ klein im Vergleich zur Schichtwachstum in der Dickenrichtung. Evans et al. [47] schätzen den Anteil des intern ausgebildeten Oxids entlang Korngrenzflächen, die senkrecht zur Grenzfläche zwischen HVS und WDS stehen, auf etwa 10% der gesamten  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Produktion. Sie postulieren weiterhin, dass die hohen lateralen Spannungen im TGO zur Unterdrückung der internen Oxidbildung führen können (ab einer kritischen Spannung von  $\approx -3$  GPa). Die Volumenzunahme der Oxidschicht in Dickenrichtung kombiniert mit einer lokalen Grenzflächenstörung bzw. Grenzflächenrauheiten kann auch zur Entstehung von hohen Spannungen führen. Die mit der Oxidation der HVS verbundene Belastung besteht letztendlich aus zwei wesentlichen Komponenten: zum einen aus reinen Wachstumsspannungen im TGO und zum anderen aus zusätzlichen thermischen Spannungen (Fehlanpassung, wenn beispielsweise der Verbund abgekühlt wird). Experimentelle Messungen der Eigenspannungen bei Raumtemperatur ergaben Druckspannungen, die zwischen -3 und -7 GPa liegen [47, 73–75]. Die direkte Spannungsmessung bei hohen Temperaturen während des Schichtwachstums lieferte Druckspannungen, die wesentlich kleiner als die Spannungen durch thermische Fehlanpassung waren. Die Werte variierten zwischen wenigen MPa (auf Ni-Basis-Legierung) [47] und bis zu -1,2 GPa (auf FeCrAlY) [76, 77]. Die in der Oxidschicht induzierten Druckspannungen nehmen mit der Oxidationszeit bzw. mit der Oxidschichtdicke zu. Nach längerer Zeit bei hohen Temperaturen wird ein stationärer Zustand erreicht, in dem die Druckspannungen nahezu konstant bleiben [72, 75, 78]. Eine weitere Spannungsquelle innerhalb der Oxidschicht stellt die  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Umwandlung von den metastabilen Phasen in die stabile  $\alpha$ -Phase dar. Diese Phasenumwandlungen sind mit einer starken Volumenabnahme verbunden und können extrem hohe Zugspannungen zur Folge haben [75].

Der Oxidationsprozess der HVS ist mit der Entstehung von hohen Spannungen verbunden, insbesondere an Unregelmäßigkeitsstellen der Grenzflächen HVS/TGO/WDS, und liefert somit einen entscheidenden Beitrag zum Versagen des Systems durch Erhöhung der notwendigen treibenden Kräfte für die Rissausbreitung. Darüber hinaus sind andere Mechanismen bekannt, die in Verbindung mit der Oxidation zur Absenkung der Haftung bzw. der Grenzflächenenergie vom TGO zur WDS und/oder HVS führen. Für die Beschreibung der Oxidationsschädigung wird eine kritische Oxidschichtdicke eingeführt, die indirekt die Information über den hervorgerufenen Spannungszustand und somit die für Risswachstum notwendige treibende Kraft enthält. Dem gegenüber stehen Mechanismen, die zur Herabsetzung der Haftung führen. Darüber wurde von Quadackers et al. in [69] berichtet. Die Ergebnisse werden nachfolgend kurz zusammengefasst:

- Die Spannungsrelaxation im TGO kann durch Rissbildung in der Schicht und/oder an der Grenzfläche HVS/TGO stattfinden. Dadurch wird die Ablösung der Schicht gefördert.
- Geringe Verunreinigungen an Schwefel (wenige ppm) segregieren an die Grenzfläche HVS/TGO und reduzieren deren Haftfestigkeit. Ähnlich wie Schwefel verhält sich Kohlenstoff, der auch eine schädliche Wirkung auf die Haftung des TGOs zu HVS entfaltet. Kleine Ti- und Ta-Zusätze können dem entgegen wirken und die Haftung verbessern.
- Durch die Diffusion von Al zur Oxidschichtbildung sinkt dessen Konzentration unterhalb des TGOs ab und führt somit durch das Zusammenwachsen von Leerstellen zu starker Porenbildung, die als Ausgangspunkt für Rissausbreitung dienen können.
- Porenbildung kann auch innerhalb des TGOs durch Ausscheidung von Yttrium als Y-Aluminat an den Korngrenzen stattfinden. Darüber hinaus kann Yttrium zu innerer Oxidation unterhalb der Oxidschicht in der HVS führen. Dadurch kommt es zu lokalen Spannungskonzentrationen und Zunahme der TGO-Dicke. Die innere Oxidation kann auch durch gelösten Sauerstoff in der HVS verursacht werden. Die TGO-Schicht wird in diesem Fall durch eine blumenkohlartige und zerklüftete Morphologie gekennzeichnet. Dieser Typ TGO-Schichten zeigt meistens eine massive Rissbildung innerhalb der Schicht [79]. Dennoch kann Y, wenn es in der optimalen Menge von etwa 0,1% vorhanden ist, durchaus die Haftung verbessern [69,80]. Y kann Verunreinigungen wie Schwefel binden und kann den Wachstumsmechanismus des TGOs beeinflussen.
- Abhängig von der Phasenzusammensetzung der HVS können verschiedene Mischoxide und Spinelle an der HVS/TGO oder TGO/WDS Grenzfläche entstehen. Evans et al. [47] vermuten, dass die Sprödigkeit dieser Phasen zur Delamination führen kann.

Die Oxidation der HVS beinhaltet eine ganze Reihe von Schädigungsmechanismen, die zum Teil noch nicht ganz verstanden sind. Dennoch besteht in der Literatur weitgehend Einigkeit



darüber, dass die Oxidation der HVS eine entscheidende Rolle spielt, und zwar indem sie ein sprödes Reaktionsprodukt ausbildet, in dessen Bereich optimale Voraussetzungen für Rissinitiation und Rissausbreitung vorhanden sind. Dies hat dazu geführt, dass MCrAlY-Legierungen vor allem hinsichtlich ihres Oxidationsverhaltens optimiert werden.

### 3.1.3 Weitere Schädigungsmechanismen

Neben der thermischen Fehlanpassung und der Oxidation der HVS, die als Hauptversagensmechanismen erkannt wurden, besteht eine Reihe weiterer Schädigungsmechanismen, die das Delaminationsverhalten des WDS-Systems mitbestimmen und nachfolgend zusammengefasst werden:

#### **Kriechen und Sintern der WDS [29, 37, 38, 44]**

Das Langzeitverhalten des WDS-Systems wird nicht nur durch die Oxidationsvorgänge in der HVS bestimmt, sondern wird auch stark durch das Versintern und Kriechen der Keramikschicht beeinflusst. Sintervorgänge verändern die Mikrostruktur der WDS und reduzieren dadurch Ihre Dehntoleranz. Kriechen und Sintern haben einen direkten Einfluß auf den Spannungszustand, da Sie den E-Modul der Schicht erhöhen. Darüber hinaus ist das Versintern der Schicht mit einer Volumenabnahme verbunden, die letztendlich zur Rissbildung führen kann. Sintern kann zum einen die Schichtschädigung durch Rissbildung erhöhen und zum anderen die treibenden Kräfte für Rissausbreitung anheben. Infolgedessen kann das Langzeitverhalten der WDS bei hohen Temperaturen versagensentscheidend sein.

#### **HVS-Kriechen**

Die Kombination zwischen hohen Temperaturen und hohen Spannungen, wie sie in dem WDS-System vorgegeben ist, steigert die Bedeutung der Spannungsrelaxation in der HVS. Petrus und Ferguson [81] haben durch numerische Untersuchungen und statistische Auswertungen gezeigt, dass die Kriecheigenschaften der HVS als drittichtigster Parameter nach dem thermischen Ausdehnungskoeffizient der HVS und der Rauheit der Grenzfläche im Bereich der WDS in dem Designprozess des WDS-Systems vorkommen. Die Spannungsrelaxation in der HVS während der Hochtemperaturphase führt zwar zum Abbau der Beanspruchung, allerdings treten die negativen Effekte aufgrund des Kriechverhaltens erst in der Abkühlphase auf [81, 82]. HVS-Kriechen führt letztendlich bei Raumtemperatur zu höheren Spannungen. Brindley [57] untersuchte den Einfluss des HVS-Kriechens anhand von drei verschiedenen MCrAlY-Legierungen und zeigte, dass eine kriechfestere HVS zu einer höheren Lebensdauer führt.

## Phasenumwandlungen

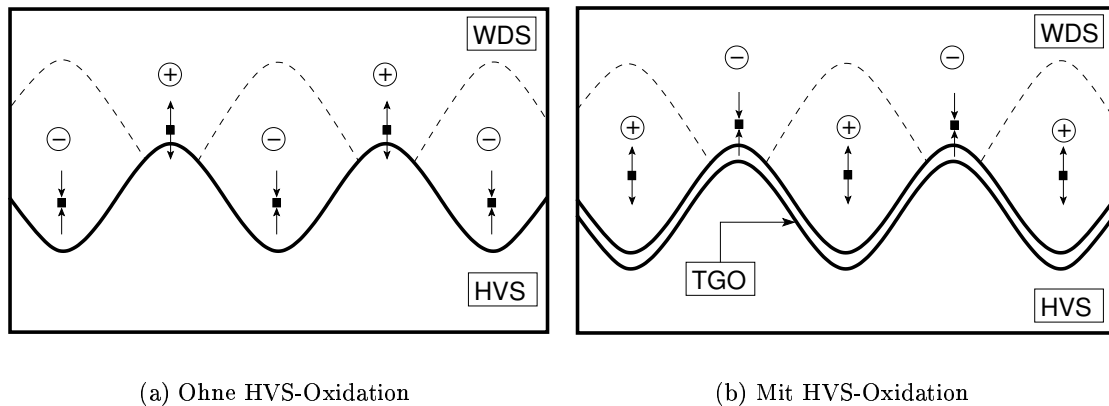
Phasenumwandlungen in der WDS sind mit Volumenänderungen verbunden, die für die Entstehung zusätzlicher Spannungen in der Schicht verantwortlich gemacht werden. So ist beispielsweise die Umwandlung von der tetragonalen in die monokline Phase mit einem Volumenzuwachs von etwa 3 bis 4% verbunden [68]. Ferner finden in der HVS Phasenumwandlungen statt, die den thermischen Ausdehnungskoeffizienten und dadurch den Spannungszustand signifikant beeinflussen können [69]. Messungen des thermischen Ausdehnungskoeffizienten in Abhängigkeit der Temperatur für die PWA286-HVS zeigen Phasenumwandlungen ab einer Temperatur von etwa 700 °C [84]. Dies ist durch eine starke Abnahme bzw. Zunahme des thermischen Ausdehnungskoeffizienten als Funktion der Temperatur eindeutig erkennbar.

## 3.2 Versagensszenarien

Ausgehend von den im vorherigen Unterkapitel beschriebenen Versagensmechanismen wurden verschiedene Versagensszenarien in der Literatur vorgestellt. Meistens basieren diese Modelle auf einer Kombination zwischen experimentellen Befunden und numerischen Untersuchungen der Eigenspannungssituation im WDS-System.

Eine der ersten und einfachsten Modellvorstellungen anhand von FEM-Analysen wurde von Chang et al. [85] vorgeschlagen. Die numerische Untersuchung beruht auf den experimentellen Ergebnissen aus [59]. Dort wurde ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Anzahl der Zyklen bis zum Versagen der APS-WDS und der Oxidation der HVS festgestellt, wobei mit zunehmender Oxidationszeit die maximale Zyklenzahl abnahm. In [59] wurde postuliert, dass die Oxidationsphase bei hohen Temperaturen in Kombination mit der thermischen Fehlanpassung während einer anschließenden Abkühlphase für Rissinitiierung, Risswachstum und letztendlich Versagen verantwortlich ist, wobei das Versagen zunächst durch Delamination und später durch Abplatzen der keramischen Deckschicht erfolgt.

Das FE-Modell in [85] diente dazu, den Effekt der Grenzflächenrauheit und der Oxidation auf die Spannungsverteilung zu zeigen. Die sinusförmige Grenzfläche zwischen HVS und WDS verursachte eine lokale Spannungskonzentration. Der Spannungsverlauf in radialer Richtung, der sich allein aus der thermischen Fehlanpassung (Abkühlung um 100 °C) ergab, ist in der Abbildung 3.3(a) dargestellt. Die Zugspannungen in der WDS an den Spitzen der Rauheit würden nach Chang et al. zu einer Rissinitiierung in einer Richtung tangential zur sinusförmigen Grenzfläche führen. Diese Risse können nicht wachsen, da die Risspitze sich in einen Druckspannungsbereich begeben würde. An dieser Stelle übernimmt die TGO, dessen Wachstumspannungen mittels einer selektiven thermischen Ausdehnung von ausgewählten Strukturelementen entlang der Grenzfläche modelliert wurden, die Aufgabe, Druckspannungen in



**Abbildung 3.3:** Versagensmodell nach Chang et al. [85]

Zugspannungen (und umgekehrt) umzuwandeln. Die Spannungsverteilung unter dem Einfluss des Oxidschichtwachstums ist in der Abbildung 3.3(b) schematisch dargestellt. Nun können Risse, die aufgrund der Fehlanpassung initiiert wurden, durch HVS-Oxidation wachsen.

Freborg et al. [86] stellten ein sehr ähnliches Versagensmodell auf, das auf die Berechnung der Eigenspannungsverteilung in der WDS und die Bewertung der Spannungskomponente normal zur Grenzflächenebene beruht. Dabei wurde neben Grenzflächenrauheit und Oxidation der HVS zusätzlich das Kriechverhalten von WDS und HVS berücksichtigt. Bei der thermischen Belastung des Systems handelte es sich um die Simulation von thermozyklischen Oxidationsversuchen. Die Auswertung der FEM-Eigenspannungsfelder zeigte, dass am Anfang der Lebensdauer durch den Einfluss des Kriechverhaltens der HVS Rissinitiierung, getrieben durch Zugspannungen an der Spitze der Rauheit, stattfinden kann. Bedingt durch Druckspannungen im Talbereich der Grenzfläche sind diese Risse zunächst nicht wachstumsfähig. Erst mit zunehmender Oxidschichtdicke (nach 51 Thermozyklen) entstehen kontinuierlich Zugspannungen im Tal, die eventuell Risswachstum herbeiführen können. Die waagerechte Rissausbreitung (parallel zur Grenzfläche) konnte nicht bewiesen werden, da die maximalen Zugspannungen am tiefsten Punkt der Rauheit entstanden. Dies wiederum bedeutet, dass der Riss seine ursprüngliche Ebene verlassen würde und sich entlang der gekrümmten Grenzfläche verlängert. Dieses Rissausbreitungsverhalten widerspricht häufigen experimentellen Beobachtungen. Die numerischen Untersuchungen von Rössler et al. [87] zeigen, dass durch den Einfluß des Oxidschichtwachstums Risse im Tal entstehen können. Durch die thermische Fehlanpassung findet Rissentstehung an der Spitze der Rauheit in der WDS statt. Diese Risse würden sich dann parallel zur gekrümmten Grenzfläche in Richtung Tal ausbreiten. Dieses Szenario basiert auf der zusätzlichen Berücksichtigung der TGO-Kriecheigenschaften (in der Literatur wird in der Regel angenommen, dass TGO sich linear elastisch verhält), die nach Rössler et al. zu einem signifikanten Spannungsabbau in der WDS führt. Diese Aussage ist sehr fragwürdig, zumal die

analytischen Untersuchungen von Evans et al. in [46] gezeigt haben, dass eventuelles TGO-Kriechen einen minimalen Einfluss auf die Spannungsrelaxation in der WDS hat.

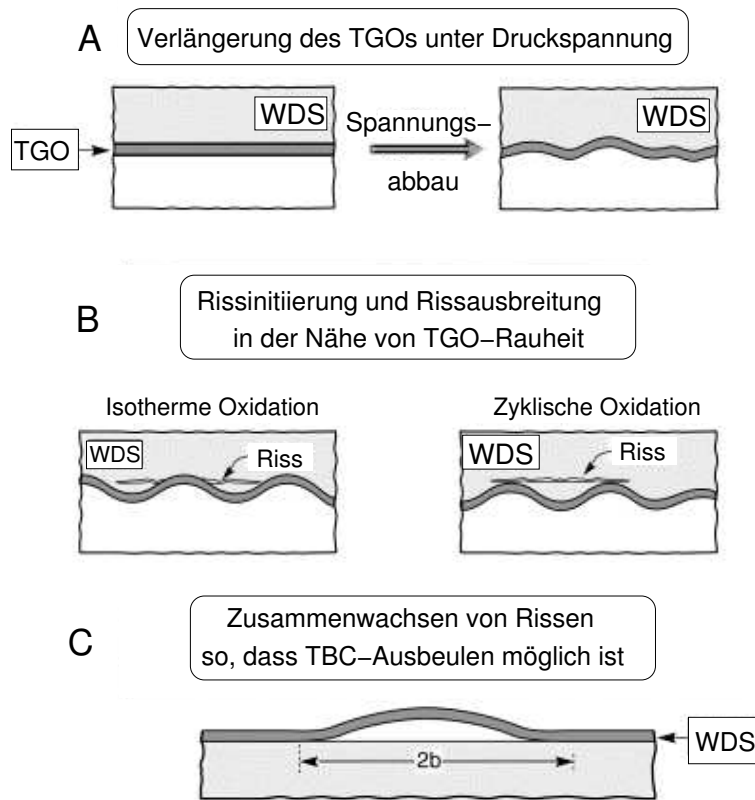
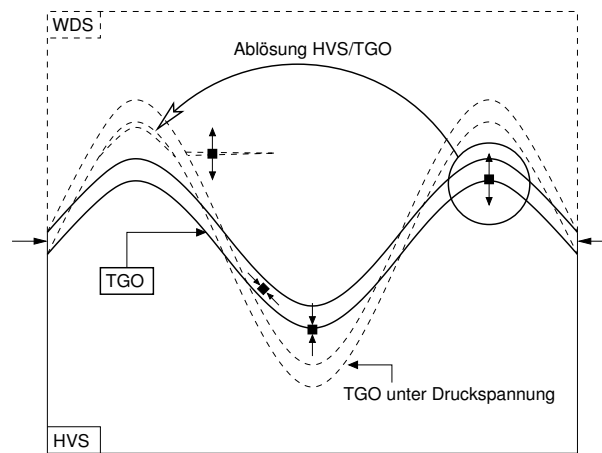


Abbildung 3.4: Versagensszenario nach Evans et al. [46,47]

Evans et al. [47] schlagen ein Versagensszenario in drei Etappen vor (Abbildung 3.4):

- Hohe laterale Druckspannungen im TGO können während des Oxidschichtwachstums und nach der Abkühlung entstehen. Die TGO kann die Druckspannungen abbauen, indem es sich durch Verformung in der Ebene senkrecht zur freien Oberfläche verlängert (Abbildung 3.4 (A)). Dies kann durch Beulen sowie durch viskoplastische Verformung der HVS stattfinden. Bei APS-WDS-Systemen kann die Amplitude der Grenzflächenrauheit nach dem gleichen Prinzip zunehmen. Diese Deformationen rufen Spannungen in normaler Richtung zur Grenzfläche hervor und begünstigen dadurch die Entstehung von lokalen Ablösungen.
- Die induzierten Spannungen normal zur TGO/HVS-Grenzfläche und in der WDS sind hoch genug, um lokale Ablösungen an der Grenzfläche und laterale Rissbildung in der WDS zu verursachen (Abbildung 3.4 (B)). Die Ausbreitung und das Zusammenwachsen der lokalen Defekte kann zur Entstehung von Makroablösungen führen.

- (C) Das Versagen der WDS, auf einer Makroebene betrachtet, kann erst dann stattfinden, wenn die Ablösung bzw. die Delamination eine Mindestlänge in der Größenordnung eines Millimeters oder mehr erreicht hat, um den Bedingungen des Beulens zu genügen. Die WDS kann durch ihre Steifigkeit das sogenannte „Small Scale Buckling“ unterdrücken; wenn die Ablösung in der Nähe der Grenzfläche allerdings groß genug ist, findet „Large Scale Buckling“ [88] statt (Abbildung 3.4 (C)).



**Abbildung 3.5:** TGO-Verlängerung: Grenzflächenablösung HVS/TGO und Rissbildung in WDS

In diesem Modell spielen strukturelle Unregelmäßigkeiten (beispielsweise die Rauheit der Grenzfläche HVS/TGO/WDS) eine entscheidende Rolle, da sie für eine lokale Spannungsverteilung verantwortlich sind. Durch die lateralen Druckspannungen im TGO, die auf thermische Fehlanpassung und Oxidwachstum zurückzuführen sind, entstehen normale Zugspannungen an den Rauheitsspitzen und Druckspannungen in den Tälern (Abbildung 3.5). Dadurch können Grenzflächenablösungen an der Spitze der Rauheit HVS/TGO entstehen. Dieses Verhalten wurde für Zwei-Schichtmodelle (Metall/Oxidschicht) eingehend untersucht [89, 90]. Wenn nun die keramische Deckschicht vorhanden ist, würde unter der Annahme viskoplastischer Verformung der HVS die Druckbelastung zu Verlängerung des TGOs führen, wie in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt. Getrieben durch Scherspannungen entlang der Grenzfläche fließt die HVS (unter der Voraussetzung, dass die Fließspannung der HVS überschritten ist) vom Tal in Richtung Spitze der Rauheit und leitet somit die Zunahme der Rauheitsamplitude ein. Dieser Vorgang verursacht zusätzlich Zugspannungen in der WDS, die durch TGO-Kriechen nicht abgebaut werden können. Die Zugspannungen in der WDS führen wiederum zu dem Rissmuster, das in der Abbildung 3.4 (B) dargestellt ist. Das endgültige Versagen des Verbundes durch Makrorissbildung hängt von dem Ausbreitungsverhalten und dem Zusammenwachsen der Mikroschädigung ab. Letztere sind ihrerseits insbesondere von der thermischen Fehlanpassung beim Abkühlen (Haupttriebkraft) sowie von der Grenzflächenenergie HVS/TGO und von der Bruchzähigkeit der WDS abhängig.

Die in diesem Kapitel beschriebenen Versagensabläufe basieren grundsätzlich auf der Interpretation der im WDS-System durch thermische Fehlanpassung und Oxidschichtwachstum hervorgerufenen Spannungen. Die Morphologie der Grenzflächen und das Materialverhalten der einzelnen Schichten spielen dabei eine entscheidende Rolle, indem sie eine lokale Spannungsverteilung herbeiführen und dadurch günstige Voraussetzungen für eine Schädigung durch Rissinitiierung, Risswachstum und Risskoaleszenz schaffen.

### 3.3 Lebensdaueransätze

Die Anwendung der WDS-Systeme beinhaltet ein enormes Verbesserungspotenzial der Leistung, des Wirkungsgrades und der Komponentenzuverlässigkeit von Gasturbinen. Dadurch hat diese Technologie bei den heutigen Entwicklungen im Gasturbinenbau mehr an Bedeutung gewonnen. Dem Entwickler zuverlässige Modelle zur Lebensdauer vorhersage bereitzustellen ist unumgänglich, sofern das Potenzial der WDS-Technologie weitgehend ausgeschöpft werden soll. Die in der Literatur bekannten Ansätze zur Modellierung der WDS-Lebensdauer werden im Folgenden zusammenfassend beschrieben.

#### Das Nasa-Modell [91, 92]

Grundlage für das Nasa-Modell ist ein Versagensmechanismus, der hauptsächlich die folgenden lebensdauerbegrenzenden Faktoren berücksichtigt:

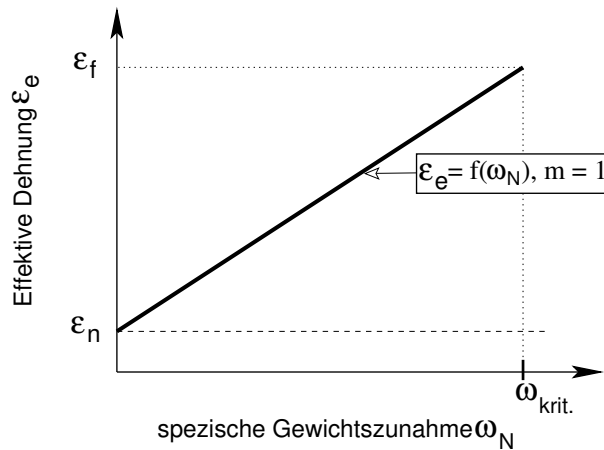
1. Transiente Spannungen während des Aufheizens und des Abkühlens aufgrund der thermischen Fehlanpassung zwischen den keramischen und metallischen Schichten. Diese Belastungskomponente wird in dem Modell in Form einer zur Schichtebene normalen Dehnung  $\varepsilon_n$  beschrieben.
2. Einfluß von zeit- und temperaturabhängigen Prozessen auf den Spannungszustand in der WDS. Dabei spielen die Oxidation der HVS und die Wachstumskinetik des TGOs die entscheidende Rolle; sie werden durch die Einführung der spezifischen Gewichtszunahme  $\omega_N$  der Oxidschicht am Ende des N.ten Oxidationszyklus und der Annahme einer kritischen Oxidschichtdicke, die beim 1. Zyklus zum Abplatzen führt, berücksichtigt.

Die effektive Dehnung  $\varepsilon_e$ , die sich aus  $\varepsilon_n$  zuzüglich der zusätzlichen virtuellen Dehnung aufgrund von  $\omega_N$  zusammensetzt, lässt sich durch Gleichung 3.2 formulieren. Die effektive Dehnung nimmt mit zunehmender Oxidation zu.

$$\varepsilon_e = (\varepsilon_f - \varepsilon_n) \left( \frac{\omega_N}{\omega_{\text{krit.}}} \right)^m + \varepsilon_n \quad (3.2)$$

Gleichung 3.2 liegen zwei Annahmen zugrunde:

- wenn die Gewichtszunahme aufgrund der HVS-Oxidation null ist ( $\omega_N = 0$ ), dann reduziert sich die effektive Dehnung  $\varepsilon_e$  auf die durch thermische Fehlanpassung induzierte Komponente  $\varepsilon_n$ .
- wenn der kritische Wert  $\omega_{krit.}$  erreicht ist, der als die notwendige Gewichtszunahme der Oxidschicht für ein Versagen innerhalb eines einzigen Zyklus definiert ist, dann gilt in diesem Fall  $\varepsilon_e = \varepsilon_f$ . Dabei ist  $\varepsilon_f$  das hypothetische  $\varepsilon_n$ , das das nicht oxidierte System zum Versagen bringt (siehe Abbildung 3.6) und wird wie  $\omega_{krit.}$  für ein gegebenes WDS-System konstant angenommen.



**Abbildung 3.6:** Zusammenhang zwischen der effektiven Dehnung und der spezifischen Gewichtszunahme der Oxidschicht

Die effektive Dehnung  $\varepsilon_e$  variiert zwischen  $\varepsilon_n$  (keine Oxidation,  $\omega_N = 0$ ) und  $\varepsilon_f$  ( $\omega_N = \omega_{krit.}$ ). Der WDS-systemabhängige Exponent  $m$  wurde eingeführt, um einen nicht linearen Zusammenhang in Gleichung 3.2 zu ermöglichen.

Unter der Annahme eines unterkritischen Risswachstums in der Keramiksicht kann die inkrementelle Rissverlängerung pro Zyklus ( $da/dN$ ) durch das folgende Risswachstumsgesetz beschrieben werden:

$$\frac{da}{dN} = A \varepsilon_e^b a^c \quad (3.3)$$

Dabei ist  $a$  die Risslänge,  $A$ ,  $b$  und  $c$  sind materialabhängige Parameter des unterkritischen Risswachstumsgesetzes. Durch Einsetzen der Gleichung 3.2 in 3.3 und Integration folgt:

$$\int_0^{N_f} \left[ (\varepsilon_f - \varepsilon_n) \left( \frac{\omega_N}{\omega_{krit.}} \right)^m + \varepsilon_n \right]^b dN = \underbrace{\frac{1}{A} \int_{a_i}^{a_{krit.}} a^{-c} da}_C \quad (3.4)$$

Hierin steht  $N_f$  für die Anzahl der Zyklen, die zum Versagen der Schicht führen,  $a_i$  und  $a_{\text{krit.}}$  sind jeweils die Anfangsrislänge und die kritische Rislänge. Auf der linken Seite von Gleichung 3.4 kann das Integral durch die Summation über die Anzahl der Zyklen ersetzt werden und somit ergibt sich

$$\sum_{N=1}^{N_f} \left[ (\varepsilon_f - \varepsilon_n) \left( \frac{\omega_N}{\omega_{\text{krit.}}} \right)^m + \varepsilon_n \right]^b = C \quad (3.5)$$

Für  $N_f = 1$  (wenn  $\omega_N = \omega_1 = \omega_{\text{krit.}}$ ), ergibt sich  $C = (\varepsilon_f)^b$  und damit folgende Formulierung für die Schichtlebensdauer:

$$\sum_{N=1}^{N_f} \left[ \left( 1 - \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_f} \right) \left( \frac{\omega_N}{\omega_{\text{krit.}}} \right)^m + \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_f} \right]^b = 1 \quad (3.6)$$

Die benötigten Parameter in Gleichung 3.6 werden empirisch aus zyklischen Oxidationsversuchen bestimmt [59] und angepasst. Die Dehnung beinhaltet die Information über die Werkstoffantwort auf eine thermozyklische Belastung und kann numerisch mit der FE-Methode unter Berücksichtigung von inelastischem Materialverhalten bestimmt werden. Die spezifische Gewichtszunahme, verursacht durch die Oxidation der HVS, kann experimentell ermittelt werden (Oxidationskinetik). Ihre Bestimmung für jeden Zyklus und die Aufsummierung der Terme in Gleichung 3.6 ergibt die gesuchte Größe  $N_f$ , wenn die Summe gleich eins ist. Aufgrund der empirischen Natur des NASA-Ansatzes ist eine zuverlässige Lebensdauervorhersage von abweichenden WDS-Systemen nur dann möglich, wenn die entsprechenden Anpassungsparameter experimentell und numerisch neu bestimmt werden.

Vaßen et al. [93] verwenden den gleichen Lebensdauersansatz wie in dem NASA-Projekt. Dem Ansatz liegt folgende Gleichung zugrunde:

$$\frac{da}{dN} = A \left( \frac{\Delta K_I}{\Delta K_{I,\text{krit.}}} \right)^n, \quad \Delta K_I = \Delta \sigma \sqrt{\frac{\pi a}{2}} \quad (3.7)$$

Dieses Modell stützt sich auf ein Versagensszenario, das in [85, 86] vorgestellt wurde. Dabei gehen die Autoren davon aus, dass Risse in der WDS sich ausgehend von den Spitzen der Rauheiten in die Täler ausbreiten (Risspfad parallel zur gekrümmten Grenzfläche). Diesem Risswachstumsmuster liegen FEM-Rechnungen zugrunde, die gezeigt haben, dass unter dem Einfluß der HVS-Oxidation bzw. Volumenzunahme der Oxidschicht ein Vorzeichenwechsel der Spannungen im Tal und im Berg der Rauheit eingeleitet wird. Hierbei handelt es sich um die radiale Komponente der Spannung, die senkrecht zur Schichtebene steht und hier mit  $\Delta \sigma$  bezeichnet wird. Die Autoren verwenden die „Swelling“-Methode, die von Sfar et al. in [94] eingeführt wurde, um die Wachstumsspannungen in der Oxidschicht zu modellieren. Verschiede-



ne Einflussfaktoren wie z.B. Rauheit, TGO-Wachstum, Substratkrümmung und Kriecheffekte konnten in dem FEM-Modell berücksichtigt werden. Im Gegenteil zu den empirischen Korrelationen des Nasa-Modells wurden hier die Zusammenhänge zwischen den Einflussfaktoren und der Schichtbelastung  $\Delta\sigma$  mit Hilfe von FEM-Rechnungen abgeleitet. Typische Risslängen wurden direkt an den Proben aus dem thermozyklischen Versuch gemessen. Das endgültige Versagen wird in diesem Modell durch die „Buckling“-Theorie [62] beschrieben (Kombination zwischen einer Mindestdefektgröße und lateralen Druckspannungen). Ein wesentlicher Nachteil dieses Ansatzes ist die Vernachlässigung der Beanspruchungsart der Risse (Mode I und/oder II), insbesondere für solche, die nah und parallel zur Grenzfläche liegen und diejenigen, die „lang“ sind bzw. lang werden können. Für diese Risse gilt nach Evans et al. [47], dass der Einfluss der Mode-II-Belastung mit zunehmender Risslänge steigt.

### Konzepte der Schädigungsakkumulation

Von Busso et al. [95] wurde ein Lebensdauermodell vorgeschlagen, das auf der Schädigungsentwicklung unter thermischer Ermüdung in einem APS-WDS-System basiert. Das Versagen wird auf die Delamination der keramischen Schicht nahe und parallel zur Grenzfläche WDS/TGO zurückgeführt. Zur Bestimmung der notwendigen treibenden Kraft für Rissinitiiierung und Risswachstum wurde in [96] ein FEM-Modell vorgestellt, das die Oxidation der HVS, Sintereffekte der WDS, Kriechprozesse und die Grenzflächenmorphologie berücksichtigt. Der gesamte Informationsgehalt der numerischen Eigenspannungsberechnung wird anhand der zur Schichtebene normalen Spannungskomponente  $\sigma_{n,max}$  im Lebensdauermodell berücksichtigt. Der maximale Wert von  $\sigma_{n,max}$  in der Keramik wurde immer nach dem Abkühlen erreicht und lag meistens an der Flanke der Rauheit, mit einem leichten seitlichen Versatz zu deren Spitze. Es wird angenommen, dass dort Risse entstehen und wachsen. Diese Größe wird als Funktion der maximalen Zyklustemperatur  $T_{max}$ , der akkumulierten Zeit bei  $T_{max}$  und der Grenzflächenmorphologie (Verhältnis Amplitude/Wellenlänge) numerisch bestimmt. Sie beinhaltet drei Haupteinflussfaktoren: thermoelastisch-viskoplastische Effekte, Oxidation der HVS und Sintereffekte der WDS. Darüber hinaus wird eine skalare Schädigungsvariable  $D$  eingeführt, um die Schädigungsentwicklung unter dem Einfluss von  $\sigma_{n,max}$  zu bestimmen. Zu Beginn der Simulation ist  $D = 0$ . Wenn Versagen stattfindet, ist  $D = 1$ . Der Schädigungsanteil während eines Zyklus  $dD/dN$  wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\frac{dD}{dN} = D^m \left( \frac{\sigma_{n,max}}{F} \right)^p \quad (3.8)$$

Dabei sind  $m$  und  $F$  Funktionen von  $\sigma_{n,max}$ :

$$m = 1 - C \left( \frac{\sigma_{n,max}}{\sigma_F} \right)^{q-p} \quad (3.9)$$

$$F = F_0(1 - F_1 \sigma_{n,\max}) \quad (3.10)$$

Hierin steht  $\sigma_F$  für die maximale Trennfestigkeit der Keramik (im Anfangszustand) und  $p$ ,  $q$ ,  $C$ ,  $F_0$  und  $F_1$  sind Materialparameter, die experimentell bestimmt werden. Die numerische Integration der Gleichung 3.8 liefert die gesuchte Anzahl der Zyklen, wenn der Versagenszustand erreicht ist. Vergleiche der numerischen Vorhersage mit den experimentellen Ergebnissen des NASA-Projekts haben eine relativ gute Übereinstimmung gezeigt.

Der in [97] vorgestellte Lebensdaueransatz von Herzog et al. beruht auf die Beschreibung der Schädigungsentwicklung aus isothermen und zyklischen Oxidationsversuchen und aus TMF-Versuchen. Die Autoren teilen das Versagen der WDS in zwei Phasen auf:

1. Die Anfangsphase der Schädigung wird durch Rissinitiierung und beginnendes Risswachstum im TGO bestimmt. Dieser Vorgang wird durch die Rauheit der Grenzfläche und die Oxidationskinetik der HVS bzw. von der akkumulierten Zeit bei hoher Temperatur dominiert. Aufgrund ungünstiger Spannungszustände kommt es zu einem Stop des Risswachstums, sobald die Risspitze auf Druckspannungsbereiche trifft (vgl. Abbildung 3.3). Eine Mindestinkubationszeit bei hoher Temperatur ist dann notwendig, um eine Spannungsverteilung und somit die Fortsetzung des Risswachstums zu erreichen. Die Inkubationszeit steht in Zusammenhang mit einer kritischen Oxidschichtdicke und der Rauheit der Grenzfläche. Während dieser oxidationsgesteuerten Schädigungsphase befinden sich die Risse noch im TGO.
2. Die zweite Schädigungsphase wird durch ein unterkritisches Risswachstum in der WDS dominiert. Die dafür notwendigen treibenden Kräfte werden durch die thermozyklischen Spannungen während des Abkühlens zur Verfügung gestellt. Die Parameter des unterkritischen Risswachstums werden experimentell bestimmt. Diese Phase wird durch die thermozyklischen Spannungen gesteuert. Diese führen dazu, dass das Makrorisswachstum hauptsächlich in der WDS stattfindet (laterales Risswachstum).

Die Bestimmung der Lebensdauer erfolgt durch numerisches Aufsummieren der akkumulierten Schädigung während der einzelnen Zyklen. Sämtliche Eingangsgrößen in diesem Ansatz werden experimentell ermittelt.

### Konzept der zeitabhängigen Sicherheitsdiagramme

Oechsner stellt in seiner Arbeit [51] das Prinzip der zeitabhängigen Sicherheitsdiagramme vor. Das Schädigungsverhalten eines WDS-Systems wird innerhalb eines Diagramms in verschiedene Bereiche unterteilt, indem die Systemparameter über den Belastungsparametern aufgetragen werden. Als Systemparameter dienen z.B. die Materialeigenschaften des Schichtsystems,

Geometrieparameter und die kritische Energiefreisetzungsrate. Als Belastungsparameter sind für WDS-Systeme die thermische Belastung bzw. die daraus resultierenden Spannungen geeignet. Durch Anwendung numerischer Methoden kann aus den Last- und Systemparametern der Spannungszustand bestimmt werden. Mittels linear-elastischer Bruchmechanik wird die Energiefreisetzungsrate für die jeweilige Belastungssituation und Rissmorphologie ermittelt und anschließend mit den experimentell ermittelten kritischen Versagensparametern verglichen. Drei verschiedene Rissmoden wurden berücksichtigt: Segmentierungsrisse und laterale Delaminationsrisse (kohäsiv und adhäsiv). Das Sicherheitsdiagramm beinhaltet je nach Rissart Grenzlinien zwischen Bereichen, in denen Risswachstum bruchmechanisch vorhergesagt wird, und anderen Bereichen, wo die treibende Kraft für den Rissfortschritt unzureichend ist. Die Zeitabhängigkeit des Sicherheitsdiagramms ergibt sich aus der Berücksichtigung der Schädigungsentwicklung beispielsweise aufgrund von Sintervorgängen. Solche Mechanismen führen in Abhängigkeit von der Zeit zu einer Abnahme des Risswiderstands und einer Zunahme der Triebkraft. Dies äußert sich im Sicherheitsdiagramm durch eine Verschiebung der Grenzlinien. Nach Oechsner ist die Lebensdauer dann erreicht, wenn die treibende Kraft und der Risswiderstand gleich groß sind.

### 3.4 Zusammenfassende Bemerkungen

Die in der Literatur vorhandenen Modelle zur Versagens- und Lebensdauermodellierung von WDS-Systemen stützen sich in den meisten Fällen auf empirische Ansätze. Die experimentellen Methoden bieten die Möglichkeit, das globale Versagensverhalten der WDS zu charakterisieren, allerdings fehlt dabei die Flexibilität, einzelne Einflussfaktoren getrennt zu untersuchen. Darüber hinaus ist es teilweise unmöglich, versagensrelevante Mechanismen detailliert zu untersuchen. Hierzu gehört beispielsweise die Bestimmung der lokalen Eigenspannungen im Grenzflächenbereich, insbesondere an den Maxima und Minima der Rauheit, die eine entscheidende Rolle im Versagensprozess spielen. Diese Lücken konnten bisher nur durch den ergänzenden Einsatz von numerischen Methoden überwunden werden. Diese dienen dazu, detaillierte Eigenspannungsverteilungen zu ermitteln und effizient einzelne Versagensmechanismen zu bewerten. Die Versagensansätze, die hauptsächlich empirisch aufgestellt wurden, sind systemspezifisch und müssen bei jeder Änderung der System- oder Betriebsparameter mit hohem Aufwand neu angepasst werden. Eine optimale Designintegration der WDS-Systeme kann nur durch einen intensiveren Einsatz der FEM erreicht werden. Die Veröffentlichungen, die sich mit der Anwendung der FEM im Bereich der Versagensmodellierung von WDS-Systemen beschäftigen, beschränken sich fast ausschließlich auf die Bestimmung der Eigenspannungsverteilungen im Verbund. Die vorhandenen numerischen Daten sind untereinander schwer vergleichbar, da jedes Mal unterschiedliche Geometrien, Abmessungen, Materialdaten, versagensrelevante Mechanismen etc. berücksichtigt wurden. Zudem fehlt eine adäquate

Methode zu Bewertung der grossen Menge an ermittelten Spannungsverteilungen, die auch einen Vergleich der vorhandenen Daten untereinander ermöglicht. Der verstärkte Einsatz der Bruchmechanik im Bereich Versagensverhalten von WDS-Systemen und die Untersuchung des Rissausbreitungsverhaltens stellt einen neuen Ansatz zur Bewertung der WDS-Systeme dar, insbesondere im Hinblick auf die Bewertung einzelner lebensdauerbegrenzender Versagensmechanismen. Bisher wurde in den meisten Fällen die Spannungskomponente in normaler Richtung zur Grenzfläche herangezogen. Nachteil hierbei ist allerdings die Vernachlässigung der weiteren Spannungskomponenten. Die Versagensszenarien wurden oft auf der Basis einer qualitativen Auswertung der normalen Spannungskomponente aufgestellt. Dabei wurde häufig angenommen, dass diese Spannungen hoch genug sind, um Risswachstum einzuleiten und später zum Versagen zu führen. Solche Modelle behandeln jedoch letztendlich virtuelles Risswachstum in Mode I. Es ist hingegen aus der Literatur bekannt, dass gerade Risse in der Nähe der Grenzfläche, die offenbar versagensentscheidend sind, einer starken Mixed-Mode-Situation ausgesetzt sind. Daher sind neue numerische Werkzeuge notwendig, die es in einer einfachen Weise ermöglichen sollten, das Versagensverhalten von WDS-Systemen durch eine adäquate bruchmechanische Bewertung der Eigenspannungsfelder zu untersuchen.

## 4 Modellierungs- und Bewertungswerkzeuge

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen des Versagensverhaltens von WDS-Systemen beruhen auf dem Einsatz der Finite Elemente Methode zur Bestimmung der sich im Schichtverbund unter verschiedenen Bedingungen einstellenden Eigenspannungszustände. Der erste Teil dieses Kapitels widmet sich daher der Beschreibung bzw. Festlegung der allgemeinen Aspekte der FE-Modelle. Zur Modellerstellung und Auswertung der numerischen Ergebnisse wurde das Software-Programm ABAQUS/CAE verwendet. Die eigentlichen FEM-Analysen wurden mit dem kommerziellen Software-Paket ABAQUS/STANDARD 6.1 der Firma HIBBITT, KARLSSON & SORENSON, INC. [98] durchgeführt. Als Rechnerplattform diente ein IBM-Hochleistungsrechner des Forschungszentrums Karlsruhe.

Die benötigten bruchmechanischen Ansätze und Werkzeuge zur Bewertung der Systembelastung bzw. der später modellierten Risse werden im zweiten Abschnitt eingeführt. Diese Werkzeuge wurden in der Programmiersprache FORTRAN geschrieben und als externe Auswertungsroutinen ausgeführt.

### 4.1 Beschreibung des FEM-Modells

#### 4.1.1 Grundgeometrie

Den FEM-Modellen in dieser Arbeit liegt die in Abbildung 4.1 dargestellte Geometrie zugrunde. Es handelt sich dabei um eine Verbundstruktur bestehend aus vier Schichten: Substrat (SUB, 1,6 mm), Haftvermittlerschicht (HVS, 0,1 mm), thermisch gewachsenes Oxid (TGO, 0,001 mm) und Wärmedämmschicht (WDS, 0,5 mm). Die TGO ist zu Beginn der Simulation als eine sehr dünne Schicht vorhanden, um später das Schichtwachstum während der Oxidationsphase der HVS zu ermöglichen. Die einzelnen Schichtdicken sind typisch für die Anwendung des WDS-Systems im Bereich stationärer Gasturbinen zur Energieerzeugung und wurden aus [24] entnommen. Die Rauheit der Grenzfläche zwischen WDS und HVS wird durch eine sinusförmige Linie vereinfacht modelliert. Die Morphologie der Grenzfläche wird daher

durch die Amplitude und die Wellenlänge der Sinusfunktion charakterisiert. Messungen des Rauheitsprofils am Institut für Werkstoffe und Verfahren der Energietechnik 1 (Forschungszentrum Jülich GmbH) haben gezeigt, dass die Amplitude und die Wellenlänge jeweils etwa  $10\ \mu\text{m}$  und  $60\ \mu\text{m}$  betragen. Hierbei handelt es sich um Mittelwerte, die auch in den Standardmodellen dieser Arbeit verwendet werden.

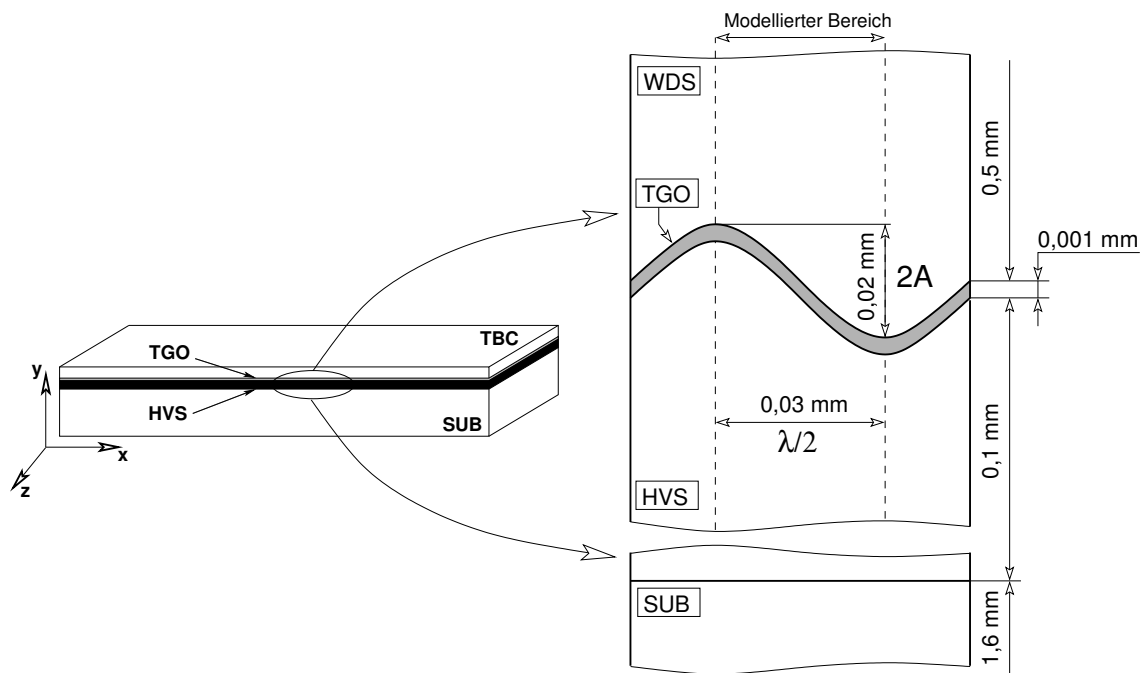


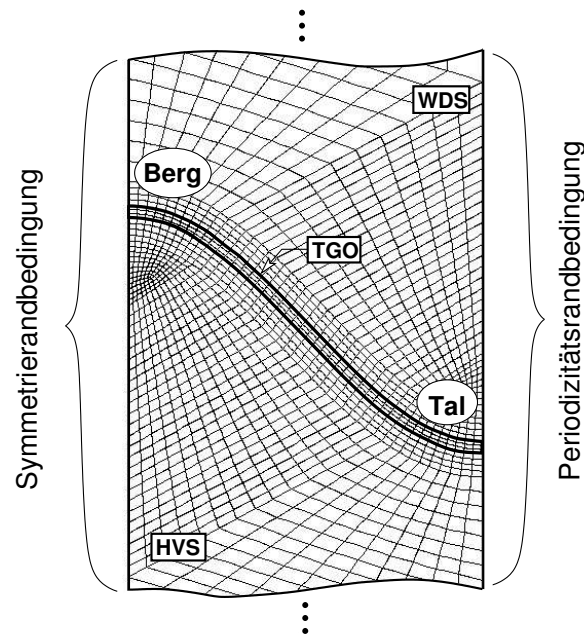
Abbildung 4.1: Verwendete Geometrie in den FE-Modellen

Die in Abbildung 4.1 dargestellte Geometrie wird für die Erstellung der FE-Modelle übernommen und dient zur Berechnung der Eigenspannungsverteilungen in der rissfreien Struktur. Die Rissmodellierung erfolgt durch Erweiterung der Geometrie, indem die Risse in den für Risswachstum als kritisch eingestuften Bereichen implementiert werden.

#### 4.1.2 Randbedingungen

Durch Ausnutzung der Symmetrie- und der Periodizitätseigenschaften der gewählten Geometrie kann die FE-Struktur auf die Modellierung einer halben Wellenlänge reduziert werden. Der linke Rand wurde als Symmetrielinie festgelegt (siehe Abbildung 4.2). Die Periodizitätsrandbedingung wird durch die sogenannte MPC-Karte (MPC = Multi-Point Constraints) vom Typ „SLIDER“ im ABAQUS-Code realisiert. Dies hat zur Folge, dass der rechte Rand der Struktur während der Verformung stets eben bleibt, denn die Verschiebung der Knoten entlang des Randes wird durch die Verschiebung der Punkte an beiden Enden der Linie festgelegt. Die inneren Knoten auf dem rechten Rand können entlang dieser Linie „gleiten“. Diese Linie kann kippen sowie sich verlängern bzw. verkürzen, allerdings bleibt sie immer gerade. Dadurch kann

die Struktur, in der im Inneren die Spannungs- und die Dehnungsfelder periodisch sind und bei der die Ränder frei sind auf die Hälfte einer Einheitszelle reduziert werden. Darüber hinaus wird das Problem der Spannungssingularitäten am freien Rand des Mehrschichtensystems vermieden.

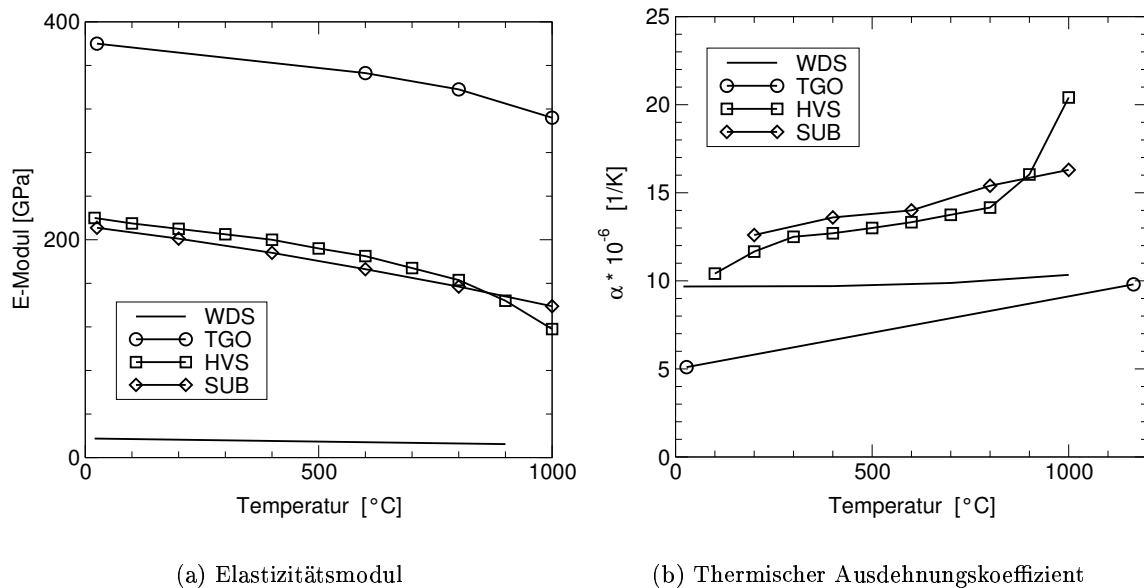


**Abbildung 4.2:** Ein typisches FE-Netz mit Kennzeichnung der Randbedingungen

Die gesamte FE-Struktur wird an den unteren beiden Ecken statisch bestimmt gelagert, um eine Starrkörperbewegung auszuschließen. Eine freie Ausdehnung und Biegung in allen drei Raumrichtungen ist möglich. Die Reduzierung des dreidimensionalen Problems auf eine zweidimensionale Betrachtung erfolgt durch Voraussetzung eines modifizierten ebenen Dehnungszustandes (EDZ), des sogenannten verallgemeinerten ebenen Dehnungszustands. Dies erfolgt grundsätzlich durch die Wahl von Elementen aus der Kontinuumsmechanik-Bibliothek von ABAQUS mit der Typbezeichnung CGPE\*, wobei das „\*“ für die Anzahl der Elementknoten steht. Der verallgemeinerte EDZ unterscheidet sich vom normalen EDZ dadurch, dass die Dehnung in z-Richtung (vgl. Abbildung 4.1) ungleich Null ist. Entlang der z-Achse wird die Struktur durch zwei Ebenen begrenzt, die in diesem Fall durch die (x,y)-Ebene und eine zweite fiktive, parallele Ebene gebildet werden. Diese Begrenzungsebenen können sich frei verschieben sowie gegeneinander kippen und damit die Krümmung der Struktur in Dickenrichtung ändern), allerdings müssen sie stets plan bleiben. Dadurch ändert sich die  $\varepsilon_{zz}$ -Komponente der Dehnung linear in Bezug auf die Position des Punktes auf der (x,y)-Ebene und relativ zu einem zu definierenden Referenzpunkt. Die Dehnungskomponente  $\varepsilon_{zz}$  wird aus der Längenänderung jeder in die Dickenrichtung ausgestreckten „Faser“ bestimmt. Die übrigen Dehnungskomponenten werden wie üblich aus den Knotenverschiebungen berechnet.

### 4.1.3 Werkstoffverhalten und Materialparameter

Im Rahmen dieser Arbeit wurden homogene Werkstoffe betrachtet, die ein isotropes Verhalten aufweisen. Es wurde angenommen, dass sich WDS, Substrat und TGO linear elastisch verhalten. Die Elastizitätseigenschaften der verschiedenen Schichten als Funktion der Temperatur sind in Abbildung 4.3 zusammengefasst. Die HVS und das Substrat weisen ähnliche Werte des E-Moduls auf. Im oberen Temperaturbereich findet eine starke Zunahme des thermischen Ausdehnungskoeffizienten der HVS statt. Die TGO hat den höchsten E-Modul und den niedrigsten thermischen Ausdehnungskoeffizienten. Die WDS hat den höchsten thermischen Ausdehnungskoeffizienten. Die gewählten E-Modulwerte der WDS sind wesentlich niedriger als bei den anderen Schichten. Im Vergleich zu den von Steinbrech aus der Literatur zusammengestellten Steifigkeitsdaten [33], liegen die E-Moduln nach Alaya [99] im untersten Wertebereich. Im Fall der WDS hat eine Temperaturänderung einen kaum feststellbaren Einfluss auf die elastischen Eigenschaften.



**Abbildung 4.3:** Vergleich der Elastizitätseigenschaften

Als Grundwerkstoff wurde eine Nickelbasis-Superlegierung (Inconel 617) angenommen. Der WDS wurden die Eigenschaften einer typischen APS-ZrO<sub>2</sub>-8 Gew.-%Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> zugewiesen, die im Anhang in Tabelle A.2 aufgelistet sind. Für die TGO wurden die elastischen Eigenschaften von dichtem Aluminiumoxid angenommen. Die HVS verhält sich linear elastisch-multilinear plastisch mit einer isotropen Verfestigung. Das in den FE-Modellen eingegebene plastische Verhalten ist in der Abbildung 4.4 dargestellt. Die HVS entspricht einer typischen NiCrAlY-Legierung (PCA-1), deren Eigenschaften aus [54] entnommen wurden. Die in der Abbildung 4.4 dargestellten Verläufe wurden aus Druckversuchen an Proben aus Vollmaterial im Ausgangszustand bei einer Dehngeschwindigkeit von  $10^{-3}$  1/s abgeleitet. Dabei wurde der nicht li-



neare  $(\sigma, \varepsilon)$ -Verlauf durch lineare Segmente angenähert. Diese Legierung zeigt den typischen Übergang von sprödem, hochfestem Verhalten bei tiefen Temperaturen zu sehr duktilem Verformungsverhalten bei höheren Temperaturen. Das zeitabhängige Verhalten der HVS wurde durch das Nortonsche Kriechgesetz ( $\dot{\varepsilon}_{kr} = A\sigma^n$ ) berücksichtigt. Die Kriechparameter wurden aus Druckkriechversuchen [54] ermittelt und sind in Tabelle A.4 aufgelistet.

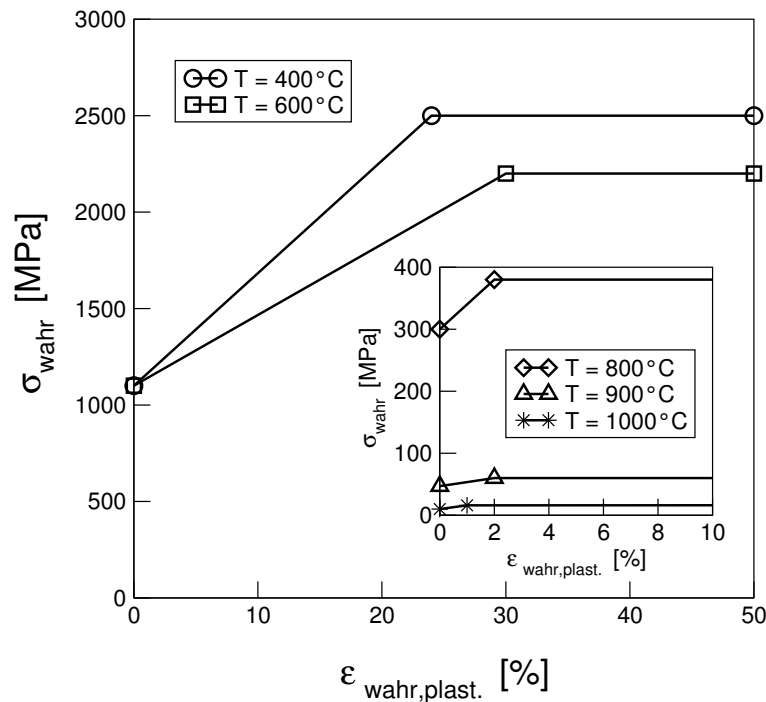


Abbildung 4.4:  $(\sigma_{\text{wahr}}, \varepsilon_{\text{wahr,plast}})$ -Verläufe der HVS bei verschiedenen Temperaturen

Sämtliche Materialparameter in den FE-Modellen wurden in Abhängigkeit von der Temperatur angegeben. Die Werkstoffparameter werden bei jedem Temperaturwert durch eine lineare Interpolation innerhalb des jeweils vorgegebenen Temperaturintervalls bestimmt. Im Fall der Kriech Eigenschaften hat sich herausgestellt, dass die standardmäßige lineare Interpolation von ABAQUS zu falschen Werten führt. Daher wurde die Berechnung der Kriechdehnungen extern durch eine zusätzliche ABAQUS-Usersubroutine durchgeführt, die auf einer logarithmischen Interpolation basiert.

#### 4.1.4 Thermische Beanspruchung

Die modellierte thermische Beanspruchung des WDS-Systems entspricht einer isothermen Oxidation, die aus drei Belastungsphasen besteht (siehe Abbildung 4.5):

1. Aufheizung von Raumtemperatur auf 1000 °C

2. Oxidationsphase bei einer konstanten Temperatur von 1000 °C
3. Abkühlung von 1000 °C auf Raumtemperatur

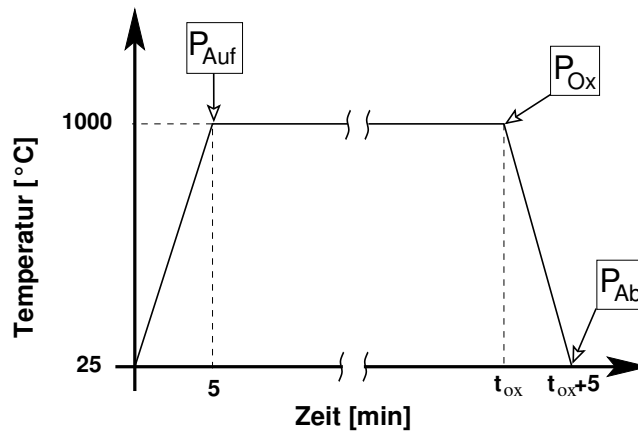


Abbildung 4.5: Thermischer Zyklus

Die Aufheiz- und Abkühlphase finden jeweils innerhalb von fünf Minuten statt. Während der Oxidationsphase der HVS wächst die TGO. Die Dauer dieses Belastungsschrittes hängt von der tatsächlichen Oxidationskinetik der HVS ab und wird entsprechend der gewünschten Oxidschichtdicke eingestellt. Es wird zusätzlich angenommen, dass jede Temperaturänderung während der Simulation eine homogene Temperaturverteilung im Schichtverbund zur Folge hat.

Zu Beginn der Aufheizphase wurde angenommen, dass die gesamte Struktur spannungsfrei vorliegt. Diese Annahme beruht auf Eigenspannungsmessungen in der WDS nach dem Plasmaspritzen und anschließendem Abkühlen des Verbundes. Aufgrund des kleineren thermischen Ausdehnungskoeffizienten der WDS gegenüber HVS und Substrat (vgl. Abbildung 4.3(b)) würde die Abkühlung des Verbundes - unter der Annahme einer Substratvorwärmung - zu einem biaxialen Druckspannungszustand in der WDS führen. Die von Alaya [24, 99] ermittelten Tiefenverläufe der Eigenspannungen mittels des röntgenographischen  $\sin^2\Psi$ -Verfahrens (Proben im Anlieferungszustand) lieferten Eigenspannungen, die an die Nachweisgrenze dieses Verfahrens stoßen (mit Substratvorwärmung zwischen 1 und 15 MPa). Die Messungen von McGrann et al. [60] ergaben ein Eigenspannungsniveau, das betragsmäßig unterhalb von 3 MPa liegt, wenn die Substrattemperatur bei der Abscheidung unterhalb von 260 °C liegt. Eine höhere Substrattemperatur führt zu höheren Eigenspannungen (bei 500 °C etwa 7 MPa). Auf der Grundlage dieser experimentellen Befunde ist die oben getroffene Annahme zulässig.

### 4.1.5 Modellierung des TGO-Schichtwachstums

Die Oxidation der HVS bei einer hohen Temperatur ist mit einer Volumenzunahme und dadurch mit Wachstumsspannungen verbunden. Während der FE-Simulation findet die HVS-Oxidation während der Temperaturhaltephase des thermischen Zyklus statt. Der Oxidationsprozess wird numerisch durch die Modellierung des TGO-Schichtwachstums bzw. durch die Bestimmung der Wachstumsspannungen berücksichtigt. Chang et al. [85] waren die ersten, die das TGO-Wachstum modelliert haben. Dies konnten sie durch eine selektive und fiktive thermische Ausdehnung der TGO-Strukturelemente erreichen. Diese Methode wurde später von Freborg et al. [86] verfeinert, indem die Umwandlung von  $\text{MCrAlY}$  in  $\text{Al}_2\text{O}_3$  durch „Geburt“ und „Sterben“ von Elementen stattfindet. Die notwendige Volumenzunahme wird auch hier durch eine selektive thermische Ausdehnung eingestellt.

Die volumetrische „SWELLING“-Methode, die zum ersten Mal von Sfar et al. [94] für die Modellierung des Schichtwachstums eingesetzt wurde, basiert auf einem im ABAQUS-Code standardmäßig eingebauten viskoplastischen Modell. Dabei wird die sogenannte „SWELLING“-Rate  $\dot{\epsilon}_{\text{sw}}$  definiert, die sich numerisch ähnlich wie eine Kriechrate behandeln lässt. Durch diese Methode besteht die Möglichkeit, den TGO-Strukturelementen eine volumetrische Ausdehnung aufzuzwingen, so dass am Ende der Oxidationsphase die gewünschte TGO-Schichtdicke erreicht ist. Diesem Wachstumsprozess liegt die experimentell bestimmte Oxidationskinetik zugrunde. In dieser Arbeit wurde ein von Mannsmann [70] bestimmtes Zeitwachstumsgesetz verwendet, das die Oxidschichtdicke  $d_{\text{ox}}$  und die Oxidationszeit  $t_{\text{ox}}$  nach der folgenden Gleichung in Verbindung setzt:

$$d_{\text{ox}}^3 = 3 k t_{\text{ox}} \quad (4.1)$$

Dabei ist  $k$  die experimentell bestimmte Reaktionskonstante. Bei einer Oxidationstemperatur von  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$  ist nach [70]  $k = 5.72 \times 10^{-2} \mu\text{m}^3\text{h}^{-1}$ . Die zu erreichende Oxidschichtdicke am Ende der Oxidationsphase kann entweder durch eine geeignete Wahl von  $\dot{\epsilon}_{\text{sw}}$  oder die Dauer der Oxidationsphase  $t_{\text{ox}}$  eingestellt werden.

Der entscheidende Vorteil der in dieser Arbeit verwendeten Methode liegt darin, dass das Schichtwachstum bequem über eine externe ABAQUS-Subroutine gesteuert werden kann. Die Schichtwachstumsrate  $\dot{\epsilon}_{\text{sw}}$  (so wie sie im ABAQUS-Code eingebaut ist) wird in ABAQUS standardmäßig als eine Konstante eingegeben. Um eine orts- bzw. eine zeitabhängige Wachstumsrate zu ermöglichen, wurden zusätzliche Routinen geschrieben und implementiert. Diese ermöglichen eine realitätsnahe Modellierung des Schichtwachstumsprozesses. Durch eine ortsabhängige Wachstumsrate kann beispielsweise die einwärtsgerichtete Oxidation der HVS simuliert werden. Durch eine zeitabhängige Wachstumsrate kann das experimentell ermittelte Zeitgesetz (siehe Gleichung 4.1) exakt nachgefahren werden. Darüber hinaus besteht die Mög-

lichkeit, die Anisotropie des Schichtwachstums zu berücksichtigen. Im Rahmen dieser Arbeit wird standardmäßig ein homogenes Schichtwachstum senkrecht zur Grenzfläche simuliert. Dies bedeutet im Fall der gekrümmten Grenzfläche, dass eine lokale Schichtorientierung (laterale und normale Richtung) definiert wird und das Schichtwachstum entsprechend so stattfindet, dass die Oxidschicht überall und zu jedem Zeitpunkt exakt die gleiche Dicke aufweist. Das TGO-Schichtwachstum während der Aufheiz- und Abkühlphase ist aufgrund der kurzen Zeit minimal und wird daher nicht berücksichtigt.

## 4.2 Bruchmechanische Bewertungsmethode

In der vorliegenden Arbeit wird die numerische Untersuchung des Versagensverhaltens von WDS-Systemen, ausgehend von der Bestimmung und der Auswertung der Eigenspannungsfelder, durch die Implementierung und Bewertung von Rissen durchgeführt. Die Eigenspannungsbestimmung dient insbesondere der Identifikation von Strukturbereichen, die im Hinblick auf Rissentstehung und Risswachstum besonders kritisch sind.

Die FEM-Rissmodellierung setzt geeignete bruchmechanische Methoden zur Bewertung der Spannungszustände an der Rissspitze voraus, um eventuelle Aussagen bezüglich des Rissausbreitungsverhaltens machen zu können. Das Spannungsfeld in der Nähe der Rissspitze wird eindeutig durch den Spannungsintensitätsfaktor  $K$  [18] gemäß Gleichung 4.2 beschrieben [101]:

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} [K_I f_{ij}^I(\varphi) + K_{II} f_{ij}^{II}(\varphi)] \quad (4.2)$$

Dabei sind  $K_I$  und  $K_{II}$  die jeweiligen Spannungsintensitätsfaktoren nach Belastungsart I (Zugbeanspruchung senkrecht zur Rissebene, Mode I) und Belastungsart II (Schubbeanspruchung in Rissrichtung, Mode II).  $r$  und  $\varphi$  sind Polarkoordinaten mit dem Ursprung an der Rissspitze (siehe Abbildung 4.6). Die Winkelfunktionen  $f_{ij}^I$  und  $f_{ij}^{II}$  sind im Anhang B.1 aufgelistet. Die

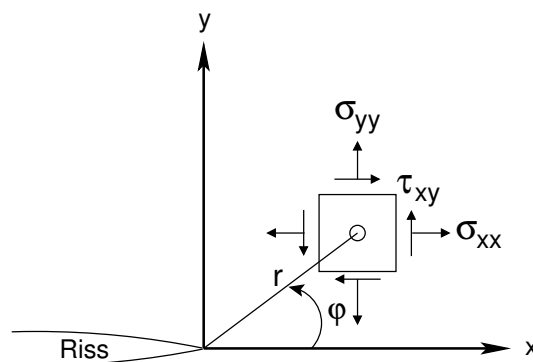


Abbildung 4.6: Spannungsfeld in der Nähe der Rissspitze

Beschreibung des Rissausbreitungsverhaltens kann alternativ durch Energiebetrachtungen erfolgen. Die Energiefreisetzungsrates  $G$  ist die bei einer gedachten Rissvergrößerung um eine Flächeneinheit freiwerdende Energie [18] (Dimension von  $G$  ist Energie/Fläche). Somit ist

$$G = \frac{dA}{dS} - \frac{dU}{dS} \quad (4.3)$$

wobei  $A$  und  $U$  jeweils die Arbeit der äußeren Kräfte und die im Bauteil gespeicherte elastische Energie sind.  $S$  stellt die Rissfläche dar. Die Energiefreisetzungsrates kann mit dem integrationswegunabhängigen  $J$ -Integral gleichgesetzt werden [103] und im Rahmen der linear elastischen Bruchmechanik (LEBM) in den Spannungsintensitätsfaktor  $K$  umgerechnet werden. Es gilt nach Irwin [102]:

$$J = G_{\text{tot}} = G_{\text{I}} + G_{\text{II}} = \frac{1}{E^*} (K_{\text{I}}^2 + K_{\text{II}}^2), \quad E^* = \begin{cases} E & : \text{ESZ} \\ E/1 - \nu^2 & : \text{EDZ} \end{cases} \quad (4.4)$$

An dieser Stelle ist festzuhalten, dass  $K$  und  $G$  bruchmechanische Parameter sind, die den Belastungszustand an der Risspitze beschreiben. Es ist erforderlich, einen dieser Parameter im Fall der rissbehafteten WDS-Struktur zu bestimmen. Die Herausforderung, die mit der Bewertung von Rissen in der WDS-Struktur verbunden ist, liegt in der Willkür der Beanspruchung (thermische und Wachstumsspannungen) und der Komplexität der Geometrie. Daher ist es recht schwierig, analytische Ansätze zu verfolgen. Darüber hinaus sind WDS-Risse einer komplexen „Mixed-Mode“-Situation (Überlagerung von Belastungsart I und II) ausgesetzt, insbesondere wenn die Risse an der Grenzfläche zwischen zwei verschiedenen Werkstoffen oder in Ihrer Nähe liegen [101]. Daher wird eine Methode benötigt, die zum einen die modeabhängigen Rissbelastungsparameter liefert und zum anderen sich mit der FE-Methode effektiv kombinieren lässt. In diesem Zusammenhang hat sich die virtuelle Rissschließungsmethode als ein sehr effizientes numerisches Instrument erwiesen. Sie wird im nächsten Abschnitt erläutert. Die Validierung dieser Methode erfolgt im Anhang B.3.

### 4.2.1 Modifizierte Rissschließungsmethode

Die virtuelle Rissschließungsmethode basiert auf der Abschätzung des Rissschließungsintegrals nach dem Prinzip von Irwin [102], das besagt:

Die freigesetzte Energie bei einer virtuellen Rissverlängerung um einen sehr kleinen Weg  $\Delta a$  entspricht der notwendigen Energie, um den Riss auf seine ursprüngliche Länge zu schließen.

Bei der Anwendung eines Polarkoordinatensystems  $(r, \varphi)$  mit dem Ursprung an der Risspitze (siehe Abbildung 4.7), kann folgende Integralformulierung der Energiefreisetzungsrates aufge-

stellt werden:

$$G_{\text{tot}} = \underbrace{\lim_{\Delta a \rightarrow 0} \frac{1}{2\Delta a} \int_0^{\Delta a} \sigma_{yy}(r = \Delta a - r^*, \varphi = 0) \bar{v}(r = r^*, \varphi = \pi) dr}_{G_I} + \underbrace{\lim_{\Delta a \rightarrow 0} \frac{1}{2\Delta a} \int_0^{\Delta a} \tau_{xy}(r = \Delta a - r^*, \varphi = 0) \bar{u}(r = r^*, \varphi = \pi) dr}_{G_{II}} \quad (4.5)$$

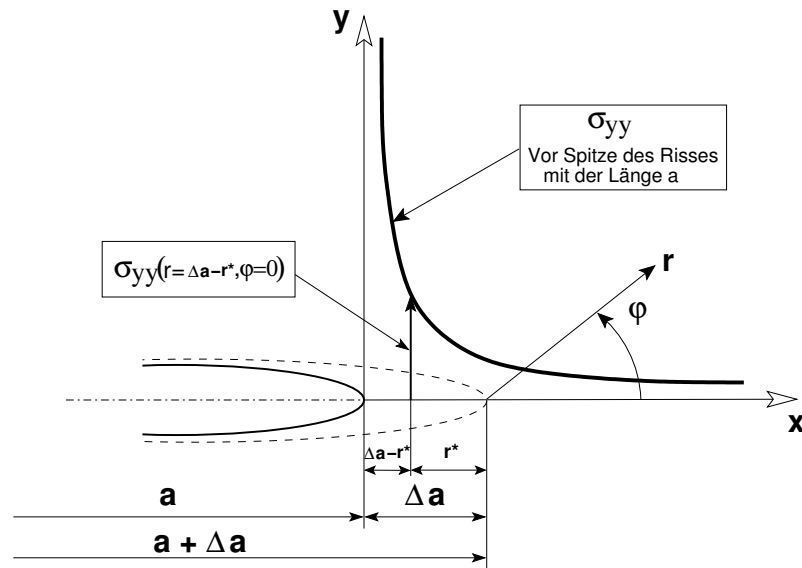
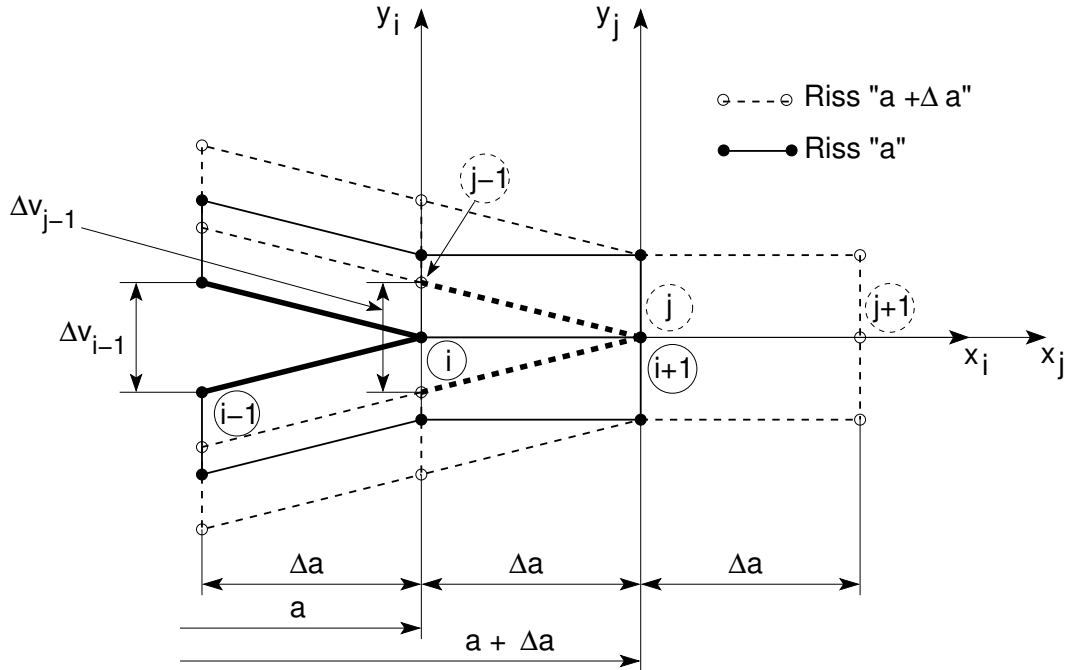


Abbildung 4.7: Prinzip der virtuellen Risschließungsmethode

Dabei sind  $\sigma_{yy}(r = \Delta a - r^*, \varphi = 0)$  und  $\tau_{xy}(r = \Delta a - r^*, \varphi = 0)$  die Normal- und Schubspannung vor der Spitze des ursprünglichen Risses. Die relative Rissflankenöffnung und Scherung bei einer virtuellen Risslängenverlängerung um  $\Delta a$  werden jeweils mit  $\bar{v}$  und  $\bar{u}$  bezeichnet. Der Faktor  $1/2$ , der in Gleichung 4.5 auftaucht, stammt aus der Betrachtung der notwendigen Arbeit für eine Rissverlängerung im Kraft-Verschiebungsdiagramm. Unter der Voraussetzung eines linear elastischen Materialverhaltens lässt sich diese Arbeit als die Fläche unter der Gerade Kraft=f(Verschiebung) berechnen. Die Integralformulierung aus Gleichung 4.5 ermöglicht eine getrennte Berechnung der einzelnen Komponenten der Energiefreisetzungsrate nach Mode I und II. Dies stellt einen entscheidenden Vorteil der VRSM dar. Somit könnte das Risschließungsintegral aus zwei verschiedenen numerischen Analysen abgeschätzt werden. Die erste Analyse mit der Risslänge  $a$  liefert den Spannungszustand vor der Risspitze. Die zweite Analyse mit der Risslänge  $a + \Delta a$  liefert die unbekanntenen relativen Verschiebungen  $\bar{u}$  und  $\bar{v}$ . Die erste FEM-gerechte Formulierung der Risschließungsmethode wurde von Rybicki und Kanninen [104] eingeführt. Unter der Voraussetzung einer genügend kleinen virtuellen

Rissverlängerung ( $\Delta a \ll a$ ) wurde die Gleichung 4.5 so modifiziert, dass die getrennte Berechnung der FE-Strukturen mit den Risslängen  $a$  und  $a + \Delta a$  nicht mehr notwendig, sondern eine einzige Analyse (Konfiguration mit Risslänge  $a$ ) hinreichend ist.



**Abbildung 4.8:** FEM-Formulierung der modifizierten virtuellen Rissschließungsmethode anhand einer Mode I-Beanspruchung [105];  $i-1$ ,  $i$  und  $i+1$  sind Knoten der Risskonfiguration  $a$ ;  $j-1$ ,  $j$  und  $j+1$  sind Knoten der Risskonfiguration  $a + \Delta a$

In Abbildung 4.8 ist im Sinne eines FEM-Netzes die Elementen- und Knotenkonfiguration um die ursprüngliche Rissspitze sowie eine weitere virtuelle Rissspitze dargestellt. Die Mode I-Komponente der Energiefreisetzungsrate nach Gleichung 4.5 lässt sich anhand der Knotenkräfte und Knotenverschiebungen wie folgt angeben:

$$G_I = \frac{1}{2\Delta a} \underline{F_{y,i}(a)} \boxed{\Delta v_{j-1}(a + \Delta a)} \quad (4.6)$$

Dabei ist  $F_{y,i}(a)$  die zur Rissebene normale Kraft (Mode I) und  $\Delta v_{j-1}(a + \Delta a)$  die relative Rissöffnung des ursprünglichen Risses. Für eine sehr kleine Verschiebung  $\Delta a$  kann  $\Delta v_{j-1}(a + \Delta a)$  mit  $\Delta v_{i-1}(a)$  gleich gesetzt werden. Dies bedeutet, dass die relative Rissöffnung bei einer virtuellen Rissverlängerung gleich groß ist wie die relative Öffnung, wenn die Rissspitze sich nicht verschiebt. Dadurch ergibt sich folgende FEM-Formulierung von  $G_I$ :

$$G_I = \frac{1}{2\Delta a} \underline{F_{y,i}(a)} \boxed{\Delta v_{i-1}(a)} \quad (4.7)$$

Analog kann die Mode II-Komponente wie folgt berechnet werden:

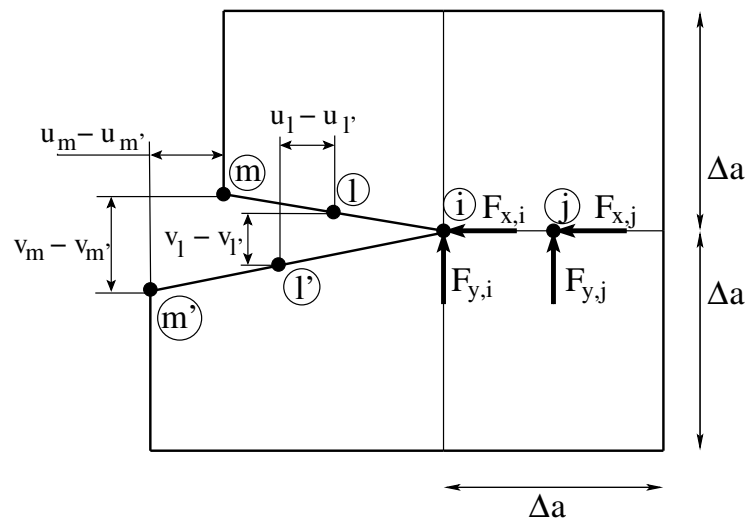
$$G_{II} = \frac{1}{2\Delta a} \underline{F_{x,i}(a)} \boxed{\Delta u_{i-1}(a)} \quad (4.8)$$

Die Gleichungen 4.7 und 4.8 gelten, wenn  $\Delta a \rightarrow 0$  geht und wenn die Elemente, die die Rissspitze „a“ umschließen, gleich groß sind (gleiche Seitenlänge  $\Delta a$ , vgl. Abbildung 4.8). Somit können  $G_I$  und  $G_{II}$  in einer sehr einfachen Weise durch eine einzelne FEM-Rechnung bestimmt werden, die lediglich die Knotenkräfte an der Rissspitze und die relativen Verschiebungen der gegenüberliegenden Knoten hinter der Rissspitze liefert.

Je nach verwendetem Elementtyp gelten für  $G_I$  und  $G_{II}$  verschiedene Gleichungen. Dabei wird insbesondere zwischen regulären und singulären Elementen bzw. Elementen erster, zweiter Ordnung unterschieden. Im Rahmen dieser Arbeit werden reguläre Elemente zweiter Ordnung (quadratisch mit acht Knoten) eingesetzt, da diese die höchste Genauigkeit aufwiesen. Für diesen Elementtyp ergeben sich nach Raju [106] folgende Gleichungen:

$$G_I = \frac{1}{2\Delta a} [F_{y,i}(v_m - v_{m'}) + F_{y,j}(v_l - v_{l'})] \quad (4.9)$$

$$G_{II} = \frac{1}{2\Delta a} [F_{x,i}(u_m - u_{m'}) + F_{x,j}(u_l - u_{l'})] \quad (4.10)$$



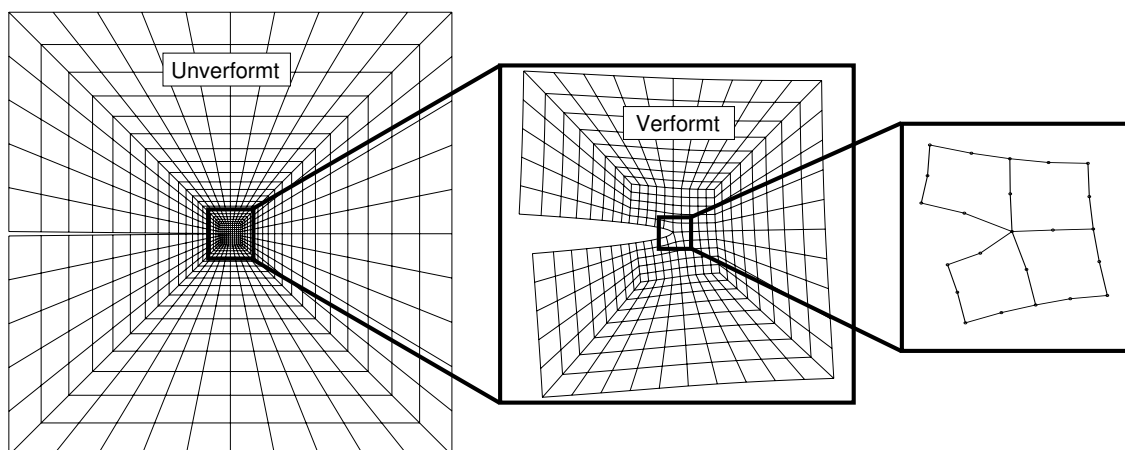
**Abbildung 4.9:** Modifizierte Rissschließungsmethode mit quadratischen Elementen zweiter Ordnung

Die entsprechende FEM-Formulierung der MRSM für singuläre Elemente kann dem Anhang B.2 entnommen werden. An dieser Stelle wird auf die ausführliche Herleitung dieser Gleichungen verzichtet und auf die zahlreichen Untersuchungen aus der Literatur [106–110] verwiesen. Ferner wurde die MRSM für verschiedene Elementtypen und bei verschiedenen Ris-



skonfigurationen ausgiebig auf ihre Genauigkeit überprüft. Rybicki und Kanninen [104] setzten die Gleichungen 4.7 und 4.8 für die Berechnung der Mode I-Belastung einer DCB-Probe (Double Cantilever Beam Probe), einer Platte mit einem Innenriss und einer Gelenkverbindung mit radialen Rissen ein. Sie erreichten eine hohe numerische Genauigkeit, wie der Vergleich der Ergebnisse der MRSM mit Referenzlösungen bzw. mit J-Integralbewertungen zeigte. Sie fanden heraus, dass eine virtuelle Rissverlängerung  $\Delta a$  bis zu 20% der ursprünglichen Risslänge zu G-Werten führt, die maximal um 6% von den Referenzlösungen abweichen. Die Anwendung der MRSM in Kombination mit Elementen höherer Ordnung hat nicht zu zufriedenstellenden Ergebnissen geführt. Raju [106] untersuchte reine Mode I- (CT-Probe, außen gekerbte Zugprobe) und Mixed-Mode-Probleme. Er setzte dabei u. a. singuläre Elemente höherer Ordnung ein, die nach Vergleichen mit Referenzlösungen die höchste Genauigkeit lieferten. Darüber hinaus wurde die MRSM erfolgreich für die Bewertung von Grenzflächenrissen eingesetzt [106, 110–115]. Die MRSM kann auch für gekrümmte Risse eingesetzt werden [110] und lässt sich auf die Behandlung von dreidimensionalen Rissen erweitern [105, 116, 117].

Die MRSM wurde im Rahmen dieser Arbeit als externe Auswertungsprozedur eingesetzt, die als Eingangsgrößen die Knotenkräfte und Knotenverschiebungen verwendet. Diese Daten werden aus der Ergebnisdatei der ABAQUS-Rechnung gewonnen. Da das Verfahren zur Berechnung der Energiefreisetzungsrate anhand der MRSM nicht zur Verfügung stand, musste zunächst die entsprechende FORTRAN-Routine realisiert werden. Obwohl dieses Verfahren in der Literatur weitgehend auf seine Genauigkeit überprüft wurde, ist die Validierung der eigenen Auswertungsroutinen unumgänglich. Die Ergebnisse der MRSM wurden für drei verschiedene Risskonfigurationen im Anhang B.3 mit weiteren numerischen (J-Integralwerte) und analytischen Daten verglichen. Darüber hinaus wurde stets die Netzdichte an der Risspitze systematisch erhöht. Eine typische FEM-Netzkonfiguration ist in der Abbildung 4.10 dargestellt. Eine genü-



**Abbildung 4.10:** Symmetrisches Netz (bzgl. Rissebene) zur Rissbewertung mit der MRSM. Die Fläche der kleinsten Zelle direkt an der Risspitze beträgt  $\Delta a^2$ .

gend hohe Genauigkeit wurde in allen untersuchten Fällen ab einem Verhältnis  $\Delta a/a = 10^{-3}$  erreicht. Dabei stellt die virtuelle Rissverlängerung  $\Delta a$  die Seitenlänge einer quadratischen Gitterzelle an der Rissspitze dar. Die Untersuchung von verschiedenen Elementtypen im Anhang B.3 hat ferner gezeigt, dass die höchste Genauigkeit der numerischen Ergebnisse mit quadratischen Elementen 2. Ordnung erreichbar ist. Die Anwendung von singulären Elementen an der Rissspitze hat keine numerischen Vorteile. Die numerischen Ergebnisse von ABAQUS und die Ergebnisse der MRSM waren stets konsistent (relative Abweichung nahe 0%). Der Vergleich zwischen den numerischen und analytischen Daten hat einen maximalen Fehler unter 1% ergeben. Damit steht ein mächtiges Auswertungswerkzeug zur Verfügung, das den wesentlichen Vorteil besitzt, anhand einer einzigen FEM-Analyse die modeabhängigen Komponenten der Energiefreisetzungsrate zu ermitteln. Dieses Verfahren lässt sich in optimaler Weise mit den FEM-Analysen kombinieren und ist darüber hinaus numerisch sehr zuverlässig.

#### 4.2.2 Mehrachsiges Versagenskriterium

Die numerische Untersuchung des Rissausbreitungsverhaltens setzt einerseits die Kenntnis der bruchmechanischen Belastungsparameter ( $K$ ,  $G$  oder  $J$ ) an der Rissspitze voraus. Andererseits sind bruchmechanische Materialkennwerte wie z.B. die Risszähigkeit ( $K_c$ ) oder der Risswiderstand ( $G_c$ ) erforderlich. Eine Aussage bezüglich des Rissausbreitungsverhaltens kann erst anhand eines Versagenskriteriums der Form

$$f(G_I, G_{II}) = f_c \quad (4.11)$$

gemacht werden. Dabei ist  $f_c$  ein kritischer Wert der Funktion  $f$  und beinhaltet das Materialverhalten. Die Funktion  $f$  stellt einen mathematischen Zusammenhang zwischen den modeabhängigen Belastungskomponenten dar und liefert anhand eines Versagenskriteriums die einachsige Vergleichsbelastung. Die einfachste Formulierung entsteht, wenn als Risswachstumskriterium angenommen wird, dass der Riss sich bei Erreichen des kritischen Risswiderstandwertes in seiner ursprünglichen Ebene ausbreitet. In diesem Fall kann Gleichung 4.11 nach [128] als  $G_{tot} = G_I + G_{II} = G_{Ic}$  geschrieben werden. Diese Formulierung hat den wesentlichen Nachteil, dass die modeabhängigen Belastungskomponenten gleich bewertet werden.

Für die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen des Rissausbreitungsverhaltens wurde ein empirisches Versagenskriterium der folgenden Form gewählt:

$$\left(\frac{K_I}{K_{Ic}}\right)^u + \left(\alpha \frac{K_{II}}{K_{Ic}}\right)^v = 1 \quad , \quad \alpha = \frac{K_{Ic}}{K_{IIc}} \quad (4.12)$$

Für  $u = v = 2$  und unter Berücksichtigung der Beziehung 4.4 entspricht Gleichung 4.12 dem oben beschriebenen Kriterium der planaren Energiefreisetzungsrate. Die Untersuchungen von

Richard [129] haben gezeigt, dass sich experimentelle Daten am besten mit  $u = 1$  und  $v = 2$  beschreiben lassen. Unter der Berücksichtigung der analytischen Untersuchungen von Fett und Munz [130] kann das Richard-Kriterium für  $\alpha^2 = 3/2$  zur Beschreibung der Rissverlängerung und Rissumlenkung unter Mixed-Mode-Bedingungen verwendet werden (siehe Anhang B.4). Dabei wird als Versagenshypothese angenommen, dass der Rissfortschritt erst dann stattfindet, wenn der K-Faktor nach Mode I einen maximalen Wert ( $K_{Ic}$ ) erreicht. Außerdem wächst der Riss in die Ebene weiter, in der K-Faktor nach Mode I maximal wird. Damit ergibt sich als Rissausbreitungskriterium

$$\frac{K_I}{K_{Ic}} + \frac{3}{2} \left( \frac{K_{II}}{K_{Ic}} \right)^2 = 1 \quad (4.13)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung 4.4 kann das Kriterium für die Energiefreisetzungsrate umgeschrieben werden:

$$\sqrt{\frac{G_I}{G_{Ic}}} + \frac{3}{2} \frac{G_{II}}{G_{Ic}} = 1 \quad (4.14)$$

Die Vorhersage des Rissfortschritts kann dann anhand der folgenden Formulierung erfolgen:

$$G_{eq} = f(G_I, G_{II}) = G_{Ic} \quad (4.15)$$

dabei ergibt sich die äquivalente Mode I-Beanspruchung  $G_{eq}$  als Funktion von  $G_I$  und  $G_{II}$  nach Gleichung 4.14 als

$$G_{eq} = \frac{1}{2} \left( G_I + 3G_{II} + \sqrt{G_I^2 + 6G_I G_{II}} \right) \quad (4.16)$$

Unter Berücksichtigung der weiter oben angenommenen Rissausbreitungshypothese, lässt sich der Rissumlenkungswinkel unter dem Einfluss der Mixed-Mode-Verhältnisse aus der Bedingung

$$\frac{\partial k_I(\beta)}{\partial \beta} = \frac{\partial}{\partial \beta} (C_{11}(\beta)K_I + C_{21}(\beta)K_{II}) = 0 \quad (4.17)$$

ableiten. Für diese Gleichung gilt die Formulierung der K-Faktoren an der Spitze des neu entstandenen Risses (nach Verlängerung und Umlenkung) nach Fett und Munz [130], die im Anhang B.4 (Gleichungen B.29, B.30 und B.32) aufgeführt ist. Die Auflösung von Gleichung 4.17 nach dem Umlenkungswinkel  $\beta$  (vgl. Abbildung B.7) führt zu

$$\beta = 2 \arctan \left( \frac{1}{10} \frac{3 - \sqrt{9 + 60 \frac{G_{II}}{G_I}}}{\sqrt{\frac{G_{II}}{G_I}}} \right) \quad (4.18)$$

Der FEM-Code ABAQUS verwendet in Kombination mit der J-Integralmethode weitere Hypothesen zur Vorhersage der Rissausbreitungsrichtung [131]. Das „ $k_{II} = 0$ “-Kriterium besagt, dass der Riss sich in der Ebene ausbreitet, die  $k_{II}$  minimiert. In ähnlicher Weise postuliert das Kriterium der maximalen Energiefreisetzungsrate, dass der Riss in diejenige Ebene weiterläuft, in der  $g = (k_I^2 + k_{II}^2)/E^*$  maximal wird. Nach [131, 132] führen diese beiden Kriterien und die in der vorliegenden Arbeit eingesetzte Hypothese (maximaler  $k_I$ -Faktor) zu beinahe identischen Rissumlenkungswinkeln. Dies liegt daran, dass gerade dann, wenn  $k_I$  maximal ist,  $k_{II}$  minimal bzw. gleich Null ist. Somit ist die Maximierung von  $g$  gleichbedeutend mit der Maximierung von  $k_I$ .

Die modifizierte Rissschließungsmethode soll die einzelnen Komponenten der Energiefreisetzungsrate liefern, die anhand der in diesem Abschnitt erarbeiteten theoretischen Grundlagen in ein mehrachsiges Versagenskriterium einfließen sollen. Die Bereitstellung der kritischen Energiefreisetzungsrate für den jeweiligen Werkstoff in Verbindung mit den Gleichungen 4.15 und 4.16 genügt, um Aussagen bezüglich des Rissfortschrittes zu machen. Darüber hinaus kann zu jedem Zeitpunkt der Belastung die mögliche Rissausbreitungsrichtung anhand der Gleichung 4.18 bestimmt werden. Deshalb wurden die Gleichungen 4.16 und 4.18 standardmäßig in die Rissbewertungsroutine eingebaut und somit bei der Untersuchung des Rissausbreitungsverhaltens in WDS-Systemen eingesetzt.

# 5 Modellierungsergebnisse

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte numerische Untersuchung des Versagensverhaltens von WDS-Systemen besteht aus zwei wesentlichen Schritten:

1. Bestimmung der Eigenspannungsverteilung im WDS-System durch Einsatz der FE-Methode. Dabei werden anhand der Analyse der Eigenspannungsfelder (insbesondere innerhalb der WDS) verschiedene Versagensszenarios aufgestellt. Darüber hinaus werden kritische Bereiche identifiziert, die Rissentstehung und Rissausbreitung besonders begünstigen.
2. Rissmodellierung und Rissbewertung auf der Grundlage der gewonnenen Informationen aus der Eigenspannungsberechnung. In den kritischen Strukturbereichen werden Risse implementiert und mit Hilfe der FE-Methode analysiert. Die eigentliche Rissbewertung erfolgt nach der FEM-Modellierung mit der Hilfe der modifizierten Rissschließungsmethode (MRSM), deren Grundlagen im Abschnitt 4.2.1 vorgestellt wurden. Ziel dieser Analyse ist die Vorhersage des Rissausbreitungsverhaltens.

Daher widmet sich dieses Kapitel zunächst der Vorstellung der numerischen Ergebnisse aus der Eigenspannungsberechnung und später der Bestimmung der Belastungen von modellierten Rissen in der Struktur. Für die numerischen Ergebnisse, die an dieser Stelle präsentiert werden, gelten die allgemeinen Annahmen und Randbedingungen aus dem Unterkapitel 4.1.

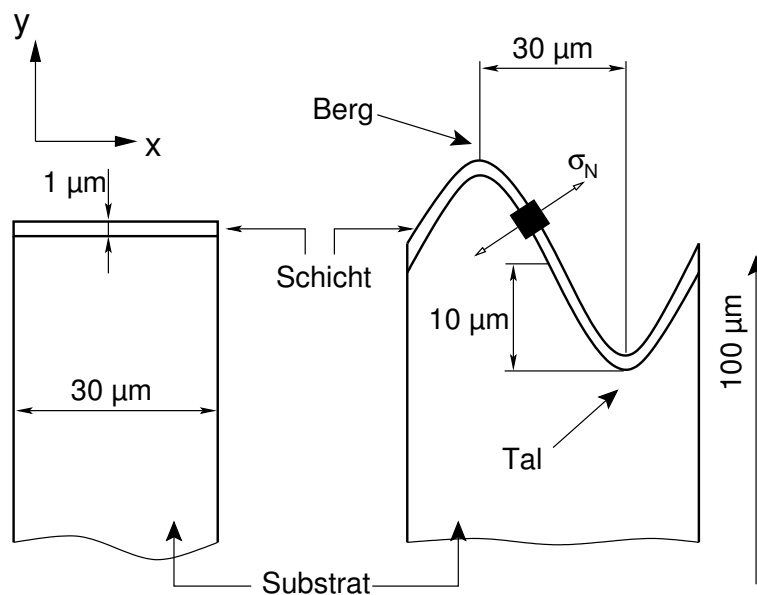
## 5.1 Eigenspannungsberechnung

Eine Standardrechnung der Eigenspannungsverteilung im WDS-System berücksichtigt die Geometrie, die in der Abbildung 4.1 dargestellt ist (Rauheitsamplitude  $10 \mu\text{m}$ , Rauheitsperiode  $60 \mu\text{m}$ ), das viskoplastische Materialverhalten der HVS und die thermische Belastung aus der Abbildung 4.5. Die Simulation der HVS-Oxidation erfolgt gemäß der in Abschnitt 4.1.5 beschriebenen Prozedur und führt zum Schluss der Oxidationsphase zur einer TGO-Dicke von etwa  $3 \mu\text{m}$ . In der Standardbetrachtung findet das Schichtwachstum in die normale Richtung

zur Grenzfläche statt. Dabei ist die Wachstumsrate zeitabhängig (umgekehrt proportional zu  $t$ ) so, dass die Oxidationskinetik nach Gleichung 4.1 exakt nachgefahren wird. Die FEM-Modelle beinhalten im Schnitt 8000 Elemente und etwa 15000 Knoten. Entsprechend dem numerischen Aufwand liegt die CPU-Rechenzeit im Schnitt bei etwa acht Stunden. In diesem Abschnitt werden zunächst grundsätzliche Sachverhalte anhand von Zweischichtsystemen aufgezeigt. Anschließend werden Ergebnisse aus der Eigenspannungsverteilung im gesamten WDS-System detailliert analysiert, die als Grundlage für die darauf folgenden Rissmodellierungen und Rissbewertungen dienen.

### 5.1.1 Prinzipielle Untersuchungen an Zwei-Schichtsysteme

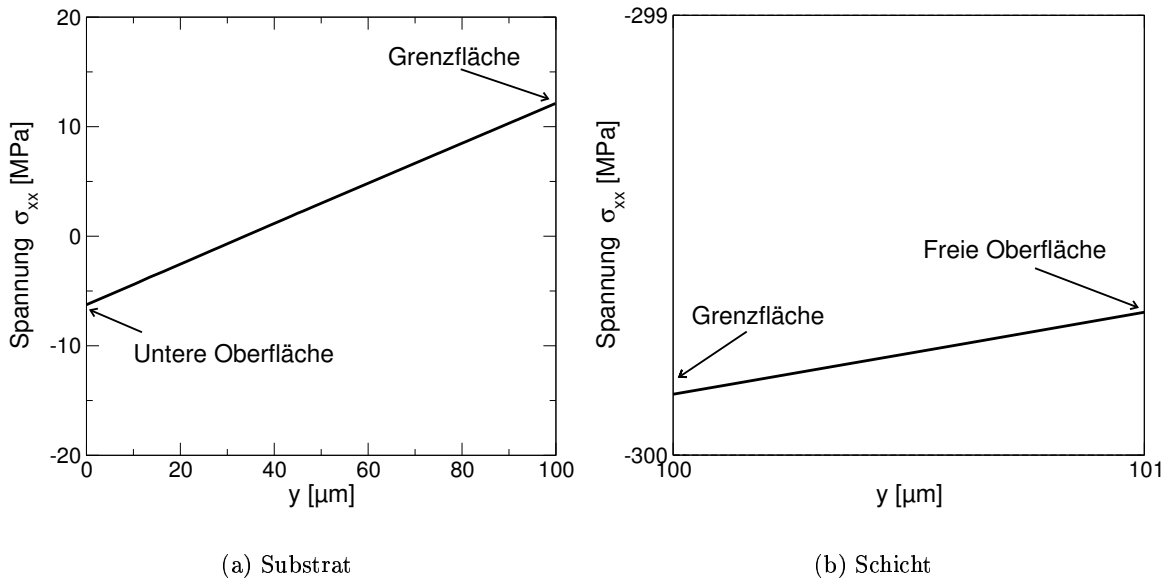
In der Abbildung 5.1 ist die Geometrie eines Zweischichtsystems dargestellt. Dieses System besteht aus einem  $100\ \mu\text{m}$  dicken Substrat und aus einer sehr dünnen Oxidschicht. Auf der linken Seite hat die Struktur eine ebene Grenzfläche, rechts ist sie gewellt mit einer Amplitude von  $10\ \mu\text{m}$  und einer Periode von  $60\ \mu\text{m}$ .



**Abbildung 5.1:** Geometrie der verwendeten Modelle bei der elementaren Untersuchung von Zweischichtsystemen

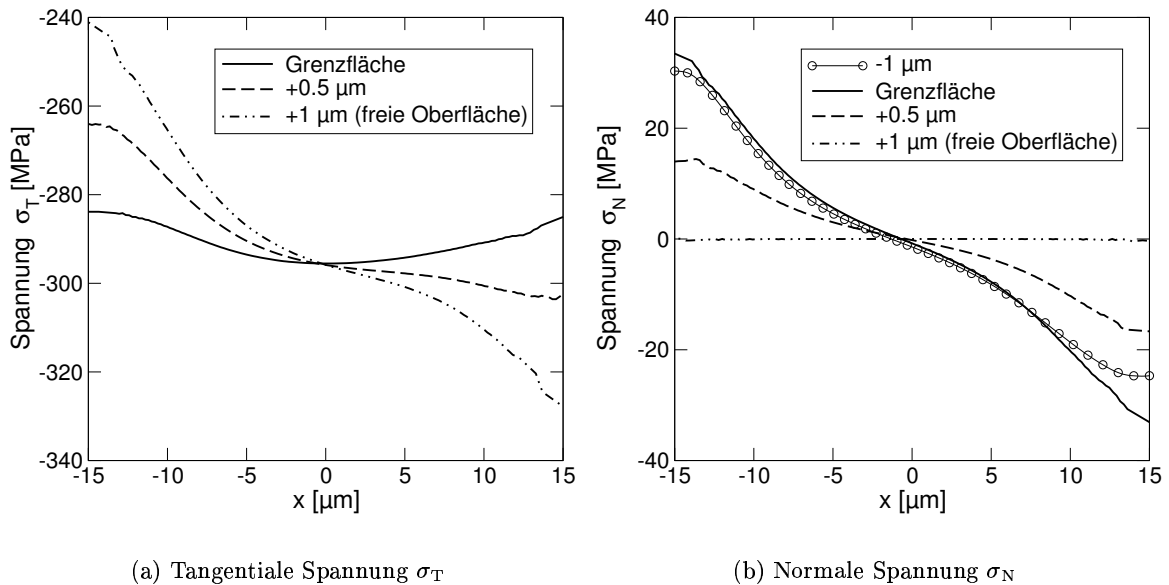
Beide Strukturen werden aus einem spannungsfreien Zustand bei  $1000\ \text{°C}$  auf Raumtemperatur ( $25\ \text{°C}$ ) abgekühlt. Es wird dabei angenommen, dass beide Werkstoffe das gleiche linear elastische Materialverhalten aufweisen ( $E = 48\ \text{GPa}$ ,  $\nu = 0,25$ ) allerdings mit unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten ( $\Delta\alpha(\text{Substrat} - \text{Schicht}) = 5 \times 10^{-6}$ ). Als Randbedingungen des FEM-Modells gelten die Vorgaben aus Abschnitt 4.1.2.

Aufgrund der thermischen Fehlanpassung zwischen den Schichten ergeben sich nach dem simulierten Abkühlvorgang in der Struktur mit der ebenen Grenzfläche die in Abbildung 5.2



**Abbildung 5.2:** Verlauf der Spannungskomponente  $\sigma_{xx}$  entlang einer vertikalen Linie ( $x = \text{konstant}$ ) im Fall einer ebenen Grenzfläche

dargestellten Spannungslinien. In der Abbildung ist die Spannungskomponente  $\sigma_{xx}$  entlang einer vertikalen Linie durch den Verbund aufgetragen. An der unteren Oberfläche des Substrats entsteht eine Druckspannung in Höhe von -6 MPa, die in Richtung Grenzfläche linear zunimmt und dort schließlich den positiven Wert von etwa 12 MPa erreicht. In der dünnen Oxidschicht stellt sich der nach dem in Abbildung 3.1 dargestellten Prinzip zu erwartende Druckspannungszustand ein. Die Spannungskomponente  $\sigma_{xx}$  ist mit guter Näherung von der  $y$ -Koordinate unabhängig und liegt bei etwa -300 MPa. In vertikaler Richtung bleibt die Struktur erwartungsgemäß spannungsfrei. Dies ändert sich grundlegend, sobald eine rauhe Grenzfläche modelliert wird. In Abbildung 5.3 sind die Spannungskomponenten in die normale und tangentialen Richtung zur Grenzfläche (siehe Abbildung 5.1) entlang von Linien dargestellt, die parallel zur sinusförmigen Welle verlaufen. Die Abstände zwischen den Auswertungslinien und der Grenzfläche wurden schrittweise variiert. Durch die Berücksichtigung der Grenzflächenrauheit steht nun die obere Hälfte der Rauheit in der dünnen Schicht (Abbildung 5.3(b),  $x = -15 \dots 0 \mu\text{m}$ ) unter Zug und die untere Hälfte unter Druck. Die maximalen und minimalen Spannungen werden jeweils im Berg und im Tal der Rauheit erreicht. Mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche nimmt die Spannungskomponente  $\sigma_N$  betragsmäßig ab und erreicht zwangsläufig den konstanten Wert von 0 MPa an der freien Oberfläche. In Abbildung 5.3(a) ist der Verlauf der tangentialen Spannungskomponente dargestellt. Nach wie vor steht die dünne Oxidschicht unter Druckspannung, die im Talbereich den maximalen Wert erreichen. Im Vergleich zum konstanten Wert von -300 MPa im Fall der ebenen Grenzfläche führt die Rauheit zu einer starken Variation der tangentialen Druckspannungen von der Spitze der Rauheit bis



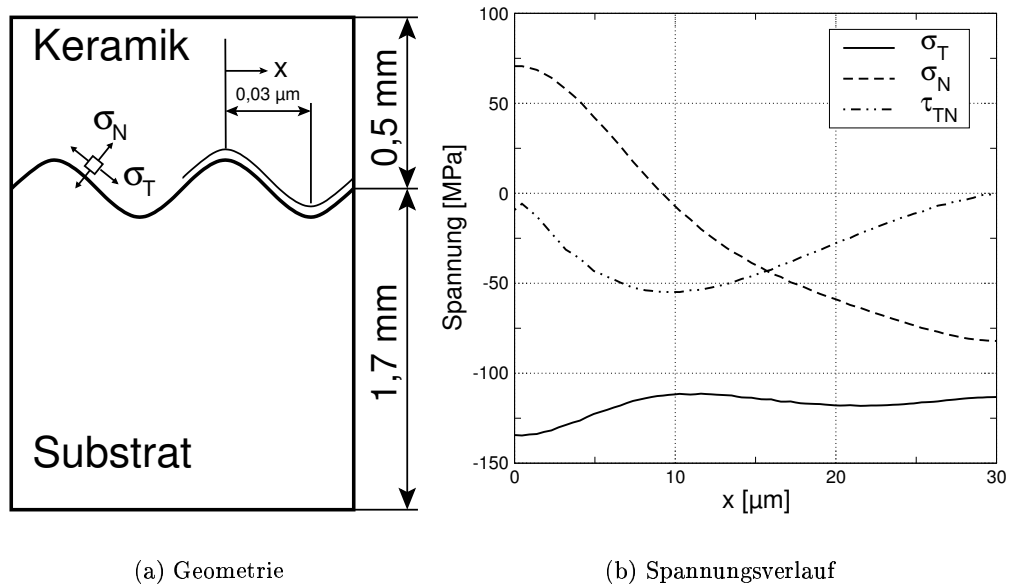
**Abbildung 5.3:** Verlauf der normalen Spannungskomponente entlang Linien, die in verschiedenen Abständen parallel zur Grenzfläche verlaufen. Die Stelle  $x = -15 \mu\text{m}$  entspricht der „Spitze“ der Rauheit. Analog dazu entspricht  $x = 15 \mu\text{m}$  dem „Tal“

ins Tal und von der Grenzfläche bis hin zur freien Oberfläche.

Um den Einfluss der Rauheit auf die Spannungsverteilung im Verbund aufzuzeigen, wurde die Geometrie aus der Abbildung 4.1 auf zwei Schichten reduziert (vgl. Abbildung 5.4(a)). In diesem Fall kann nicht mehr von einer dünnen Schicht ausgegangen werden, da die Dicke der Keramikschiicht etwa ein Drittel des Substrats beträgt. Es gelten weiterhin die gleichen Randbedingungen, die gleiche Temperaturänderung und das gleiche Materialverhalten wie in den vorherigen Rechnungen. Die Werkstoffeigenschaften sind Anhang A zu entnehmen. Abbildung 5.4(b) zeigt die Variation der Spannungskomponenten entlang einer Knotenlinie, die parallel zur Grenzfläche in der Keramikschiicht verläuft. In tangentialer Richtung herrschen in der Nähe der Grenzfläche Druckspannungen, die nahezu konstant sind und bei etwa  $-125 \text{ MPa}$  liegen. Ausgehend von der Spitze der Rauheit, wo Zugspannungen in normaler Richtung vorliegen, nimmt  $\sigma_N$  kontinuierlich ab und wechselt bei  $x \approx 10 \mu\text{m}$  von Zug zu Druck. Im Talbereich erreicht  $\sigma_N$  den betragsmäßig maximalen Wert. Der Verlauf der Schubspannungskomponente  $\tau_{TN}$  weist einen maximalen Wert genau an der Stelle des Vorzeichenwechsels von  $\sigma_N$  auf. Diese Schubspannung könnte im Hinblick auf Rissverlängerung nach Mode II eine wesentliche Rolle spielen.

An dieser Stelle sei festgehalten, dass eine sinusförmige Rauheit zur Entstehung von Zugspannungen in die normale Richtung zur Grenzfläche im Bergbereich der Keramikschiicht führt (bei einer Temperaturabnahme). Darüber hinaus führt die Rauheit zur Entstehung von Schubspannungen, die ihren maximalen Wert an der Stelle des Vorzeichenwechsels von  $\sigma_N$  erreichen.





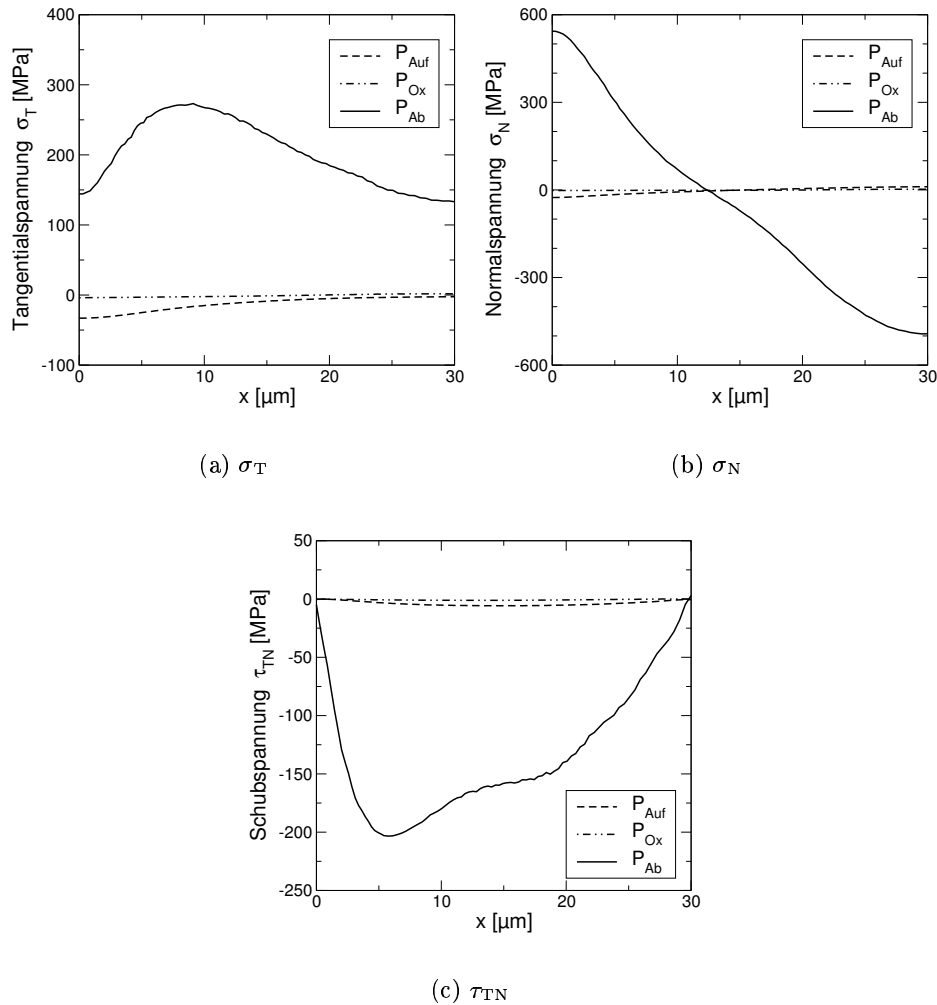
**Abbildung 5.4:** Verlauf der Spannungskomponenten entlang einer zur Grenzfläche parallelen Linie in der Keramikschicht

### 5.1.2 Eigenspannungsberechnung im WDS-System

Den Ergebnissen der Eigenspannungsanalyse im gesamten WDS-System liegt die Geometrie aus Abbildung 4.1 zugrunde. Die Darstellung der Spannungskomponenten erfolgt zum einen entlang einer zur Grenzfläche parallelen Linie (vgl. 5.4(a)). Sowohl in der WDS als auch in der HVS verläuft diese Linie in einem Abstand von  $2 \mu\text{m}$  zur Grenzfläche. Die Stelle  $x = 0 \mu\text{m}$  entspricht der Spitze der Rauheit und die Stelle  $x = 30 \mu\text{m}$  entspricht dem Tal. Die daraus entstehenden Diagramme zeigen die Spannungskomponenten in die tangentielle und normale Richtung zur Grenzfläche. Darüber hinaus erfolgt die Auswertung der Eigenspannungsfelder anhand einer Iso-Liniendarstellung. Die dort abgebildeten Spannungskomponenten werden im globalen  $(x,y)$ -Koordinatensystem angegeben. Die Eigenspannungsanalyse beschränkt sich dabei auf drei verschiedene Momentanaufnahmen, die in Abbildung 4.5 gekennzeichnet sind. Dabei handelt es sich um den Spannungszustand nach der Aufheizphase ( $P_{\text{Auf}}$ ), nach der Oxidationsphase ( $P_{\text{Ox}}$ ) und nach der Abkühlphase ( $P_{\text{Ab}}$ ). Zur Vereinfachung der Auswertung wird mit „Bergbereich“ die Region zwischen  $x = 0 \dots 10 \mu\text{m}$  gekennzeichnet. Analog dazu bezeichnet der „Talbereich“ die Rauheitseinflusszone von  $x = 20 \dots 30 \mu\text{m}$ . Der Flankenbereich entspricht der übrigen Region.

#### Eigenspannungszustand in der HVS

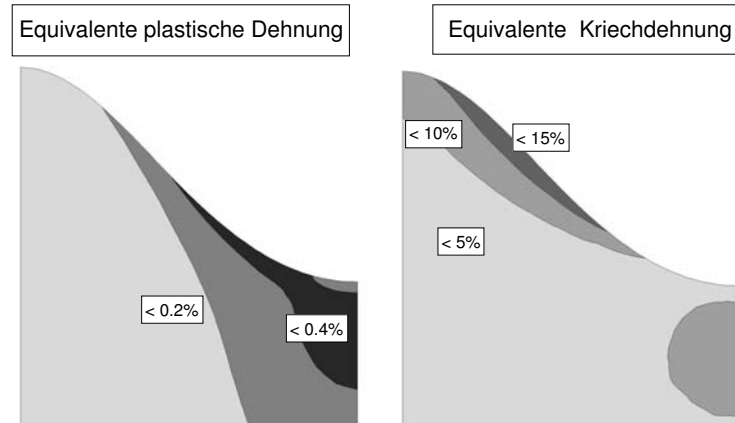
Die in Abbildung 5.5 dargestellten Diagramme zeigen eine relativ geringe Belastung der HVS nach der Aufheizphase. Im Bergbereich sind Druckeigenspannungen in tangentialer und nor-



**Abbildung 5.5:** Verlauf der Eigenspannungskomponenten in der HVS entlang einer parallelen Linie zur Grenzfläche

maler Richtung vorhanden. Nach Ende der Oxidationsphase werden sämtliche Spannungen aufgrund des viskoplastischen Materialverhaltens der HVS und der Dauer der Oxidationsphase relaxiert. Sobald der Abkühlvorgang einsetzt, ändert sich die Situation massgeblich, da sich hohe Eigenspannungen ausbilden, die auf die thermische Fehlanpassung des Verbundes zurückzuführen sind, zustande kommen. Aufgrund der kurzen Dauer des Vorgangs können diese nicht relaxiert werden. Somit ergibt sich am Ende des thermischen Zyklus eine Zugbelastung in tangentialer Richtung, die ihren maximalen Wert von etwa 280 MPa im Bergbereich erreicht. Ähnlich ist die Belastungssituation in normaler Richtung im Bergbereich. Die dort vorhandenen Zugspannungen werden an der Spitze der Rauheit maximal und nehmen in Richtung Tal stetig ab. Etwa in der Mitte der Rauheit erfolgt ein Vorzeichenwechsel von Zug zu Druck. Die höchste Druckbelastung in die normale Richtung liegt am tiefsten Punkt der Rauheit. Die betragsmäßig maximale Schubbelastung liegt im Bergbereich der HVS. Es sei an dieser Stelle

festzuhalten, dass die hohen Zugeigenspannungen in die normale Richtung an der Spitze der Rauheit Ablösungen im Bereich der Grenzfläche HVS/TGO einleiten können.



**Abbildung 5.6:** Verteilung der äquivalenten plastischen Dehnung und der Kriechdehnung in der HVS nach Ende der Abkühlphase

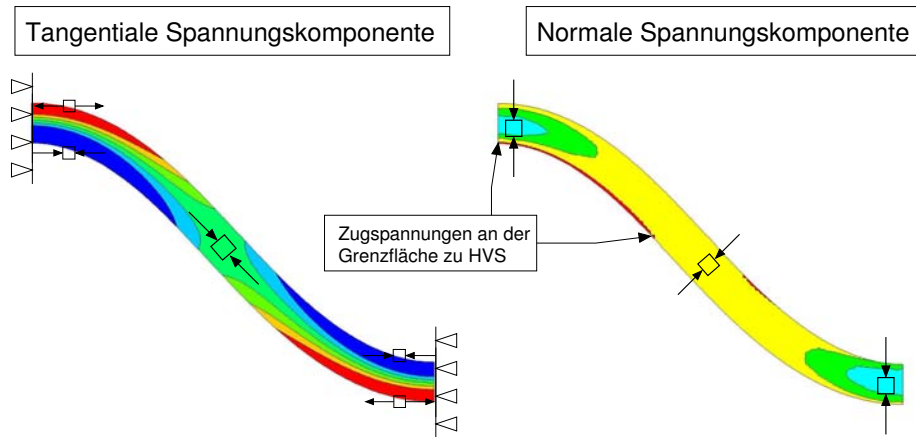
Der Blick auf die Verteilung der äquivalenten Kriech- und plastischen Dehnungen (siehe Abbildung 5.6) zeigt, dass die Beanspruchung hauptsächlich auf den Kriechverformungsanteil in der HVS zurückzuführen ist. Der Hauptanteil der Kriechdehnung von etwa 12% erfolgt während der Oxidationsphase. Die maximale Kriechverformung findet insbesondere im Bergbereich der Rauheit statt, wo die Eigenspannungsbelastung am höchsten ist. Auf der anderen Seite liegt die plastische Dehnung unter dem maximalen Wert von etwa 0,4%, der im Talbereich erreicht wird. Der Hauptanteil der plastischen Verformung erfolgt am Ende der Aufheizphase und ändert sich nur minimal bis zum Ende des Zyklus.

### Spannungszustand im TGO

Die TGO wächst während der Oxidationsphase von  $1 \mu\text{m}$  auf bis zu  $3 \mu\text{m}$  Schichtdicke. Dies erfolgt in normaler Richtung zur Schicht. Die Einführung der TGO-Schicht zu Beginn der Simulation ist eine reine technische Maßnahme, um überhaupt die Modellierung des Schichtwachstums zu ermöglichen. Später in diesem Abschnitt wird gezeigt, dass dies lediglich zu Erhöhung der thermischen Spannungen in der WDS führt. Das Vorhandensein des TGOs beeinflusst nicht die qualitative Verteilung der zumindest an dieser Stelle relevanten senkrechten Spannungskomponente in der WDS.

Abbildung 5.7 zeigt eine Darstellung des Eigenspannungszustands im TGO als Momentanaufnahme nach der Abkühlphase. Es sei darauf hingewiesen, dass die qualitative Spannungsverteilung vor und nach dem Abkühlvorgang die gleiche ist. Das Spannungsniveau, das am Ende der Oxidationsphase erreicht wird, wird lediglich durch die thermische Fehlanpassung

während des Abkühlens verstärkt. Dieses Verhalten wird im nächsten Abschnitt anhand der Spannungsverteilung in der WDS verdeutlicht.



**Abbildung 5.7:** Schematische Darstellung der Spannungsverteilung im TGO am Ende des thermischen Zyklus

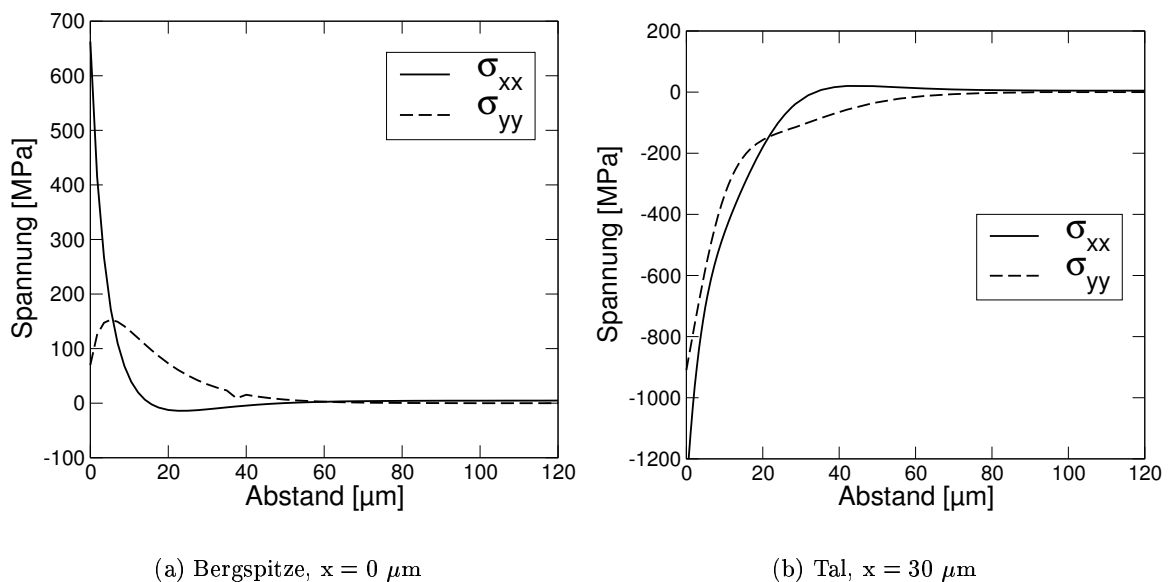
Nach der Aufheizphase liegt die TGO in tangentialer Richtung unter Zugbelastung, die im Bergbereich maximal wird ( $\approx 2$  GPa). Die Volumenzunahme und die thermische Fehlanpassung während des Abkühlens führen in x-Richtung zu einer äußeren Druckbelastung der Schicht. Dies ist auf die Verschiebungskontinuität an den Rändern der Struktur und die elastischen Eigenschaften der Schicht zurückzuführen. Die TGO hat nach Abbildung 4.3 den höchsten E-Modul und den niedrigsten Ausdehnungskoeffizienten. Die Symmetrie und die periodische Randbedingung (SLIDER, siehe Abschnitt 4.1.2) sorgen links und rechts für geradlinige Abgrenzungen der Einheitszelle. Dies hat bei einer ebenen Schicht laterale Druckspannungen zur Folge. Da die TGO in diesem Fall eine positive und eine negative Krümmung aufweist, führt die laterale Druckbelastung zu einer Art „Biegung“ der Schicht. Dies hat zur Folge, dass im Berg die obere Faser auf Zug und die untere auf Druck beansprucht wird. Das gleiche Verhalten - allerdings in umgekehrter Form - wird im Tal beobachtet, da dort die Krümmung ihr Vorzeichen wechselt. Die maximalen Druck- bzw. Zugspannungen liegen erwartungsgemäß in den äußeren Fasern vor. Sie liegen betragsmäßig zwischen 10 und 20 GPa. Der mittlere Bereich der Schicht liegt unter Druck mit einer Belastung von weniger als 5 GPa.

Aufgrund des Schichtwachstums während der Oxidationsphase gerät die TGO unter Druckeigenstress in die normale Richtung. Das TGO-Wachstum wird dabei oben durch die WDS und unten durch die HVS behindert. Die Druckeigenstress sind im Berg- und Talbereich maximal und liegen zwischen 2 und 3 GPa. Im mittleren Bereich der Schicht liegt die Druckbelastung unterhalb 1,5 GPa. Ferner liegt ein schmaler Bereich entlang der Grenzfläche zwischen HVS und TGO auf der TGO-Seite unter einer Zugbelastung. Kombiniert mit den normalen Zugspannungen in der HVS, können diese zum Versagen der Grenzfläche im

Bergbereich führen. Die Schubspannung  $\tau_{NT}$  liegt am Ende des Zyklus zwischen -0,5 und -1,5 GPa. Das relativ hohe Spannungsniveau im TGO ist dem dieser Schicht zugewiesenen Materialverhalten und den Werkstoffeigenschaften zuzuschreiben. Durch das linear elastische Verhalten und den höheren E-Modul führen elastische Dehnungen zu höheren Spannungen. Darüber hinaus ist die thermische Fehlanpassung für diese Schicht besonders ausgeprägt, da sie den niedrigsten thermischen Ausdehnungskoeffizienten aufweist. Ferner nimmt die besonders dünne TGO-Schicht die durch den übrigen dickeren Verbundschichten aufgezwungene Verformung auf.

### Spannungszustand in der WDS

Die Eigenspannungsverteilung in der WDS ist im Hinblick auf das Versagen des Verbundes besonders wichtig, da zahlreiche experimentelle Untersuchungen gezeigt haben, dass die Schädigung des Systems in den meisten Fällen und besonders bei APS-WDS-Systemen von der keramischen Schicht ausgeht. In der Literatur wird der grenzflächennahe Bereich der Keramikschicht als Schädigungsgebiet eingestuft. Die in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen elementaren Untersuchungen an Zweischichtsystemen zeigen, dass an erster Stelle der Grenzflächenrauheit die Spannungsüberhöhung im Grenzflächenbereich zuzuschreiben ist. Je nach Rauheitsprofil kann der Einflussbereich der Grenzfläche in der WDS eingegrenzt werden.



**Abbildung 5.8:** Verlauf der Spannungskomponenten im globalen Koordinatensystem entlang vertikaler Linien ( $x = \text{Konstante}$ ) in der WDS

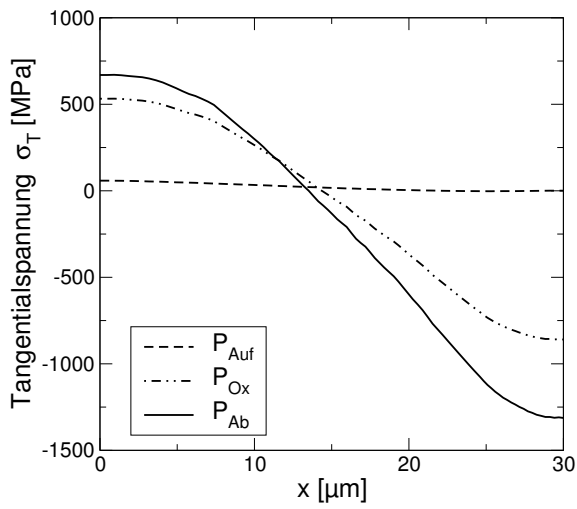
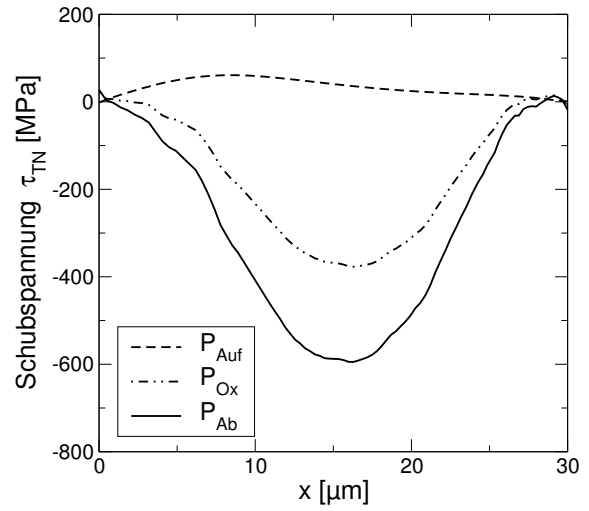
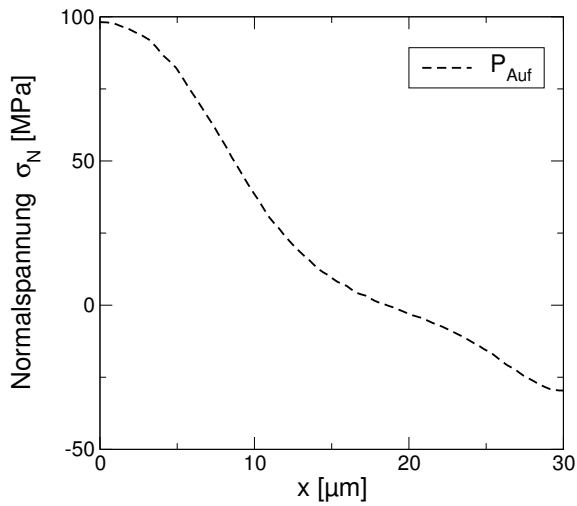
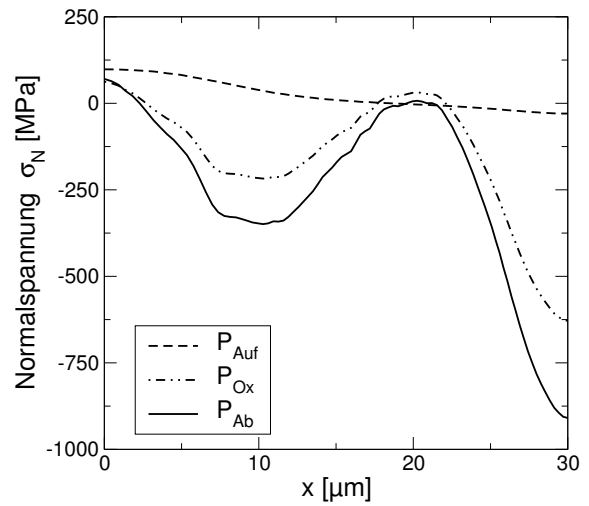
Solch ein Versuch wird anhand der Spannungsverteilung in der Abbildung 5.8 durchgeführt. Hierbei handelt es sich um den Verlauf der Spannungskomponenten im globalen Koordina-

tensystem ( $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}$ ) entlang vertikaler Linien, die jeweils am höchsten und niedrigsten Punkt der Welle beginnen und Richtung freie Oberfläche der Deckschicht verlaufen. Abbildung 5.8 zeigt einen raschen Abbau der Spannungen mit zunehmender Entfernung von der Grenzfläche. An der Spitze der Rauheit erreichen die Spannungskomponenten das Nullniveau schon nach einer Entfernung von  $60 \mu\text{m}$ , dagegen im Tal erst nach  $80 \mu\text{m}$ , wobei nach den ersten  $20 \mu\text{m}$  die Höhe der Bergspitze erreicht ist. Somit stellt der Streifen mit  $60 \mu\text{m}$  Dicke ausgehend von der Bergspitze die schädigungsgefährdete Zone der Keramik dar. Je näher Schichtfehler an der Grenzfläche liegen, desto kritischer sind sie. Später in diesem Unterkapitel wird die Wechselwirkung zwischen Rauheitsamplitude, qualitativer und quantitativer Eigenspannungsverteilung näher untersucht.

Der Verlauf der Spannungskomponenten im (T,N)-Koordinatensystem entlang einer zur Grenzfläche parallelen Linie ist in der Abbildung 5.9 dargestellt. Die tangentielle Spannungskomponente  $\sigma_T$  (Abbildung 5.9(a)) ist im Bergbereich nach jeder Belastungsphase positiv. Im Talbereich liegt eine hohe Druckbelastung vor. Das Schichtwachstum während der Oxidation der HVS führt zu einer deutlichen betragsmäßigen Zunahme von  $\sigma_T$  im Tal- und Bergbereich. Der Abkühlvorgang verändert den qualitativen Verlauf nicht, sondern bringt einfach einen zusätzlichen Belastungsbetrag hinzu, der auf die thermische Fehlanpassung zurückzuführen ist. Dieses Verhalten ist bei allen in der Abbildung 5.9 dargestellten Spannungskomponenten festzustellen. Die durch den Abkühlvorgang verursachte betragsmäßige Spannungserhöhung erreicht in den Extremfällen mehrere 100 MPa.

Die Schubspannung ist nach der Aufheizphase positiv und wechselt ihr Vorzeichen während der Oxidation, die zu einer eindeutigen Zunahme von  $\tau_{TN}$  führt (Abbildung 5.9(b)). Der Abkühlvorgang erhöht lediglich die Schubbelastung, ohne ihre Verteilung zu ändern. Im Gegensatz zur  $\sigma_T$ -Verteilung liegt die maximale Schubbelastung im Flankenbereich der Rauheit.

In Abbildung 5.9(c) ist die Verteilung der normalen Spannungskomponente nach der Aufheizphase dargestellt. Während dieser Phase entstehen im Bergbereich Zugspannungen, die einen maximalen Wert von etwa 100 MPa an der Spitze der Rauheit erreichen. Diese Zugspannungen könnten in diesem Bereich zu Rissinitiierung bzw. zur Verlängerung von bereits vorhandenen Schichtfehlern führen. Die Abbildung 5.9(d) zeigt, dass sich die qualitative Verteilung von  $\sigma_N$  unter dem Einfluss der Oxidationsphase stark verändert hat. Zum einen hat sich das Zugspannungsfeld im Bergbereich stark verkleinert und zum anderen ist die maximale Zugspannung leicht zurückgegangen. Entlang des ausgewählten Auswertungspfads liegen nun vorwiegend normale Druckeigenspannungen, die an der Stelle  $x = 10 \mu\text{m}$  und im Tal betragsmäßig maximal werden. Dies könnte darauf hindeuten, dass eventuelle Risse sich parallel zur Grenzfläche nicht ausbreiten können (wegen der normalen Druckeigenspannungen), zumindest nicht in Mode I. Wenn allerdings die Verteilung der Schubspannung miteinbezogen wird, liegt die Vermutung nahe, dass diese Komponente die notwendige treibende Kraft für Rissausbreitung entlang der ausgewählten Linie zur Verfügung stellt und da  $\tau_{TN}$  betragsmäßig

(a)  $\sigma_T$ (b)  $\tau_{TN}$ (c)  $\sigma_N$ , nach der Aufheizung(d)  $\sigma_N$ 

**Abbildung 5.9:** Verlauf der Eigenspannungskomponenten in der WDS entlang einer zur Grenzfläche parallelen Linie

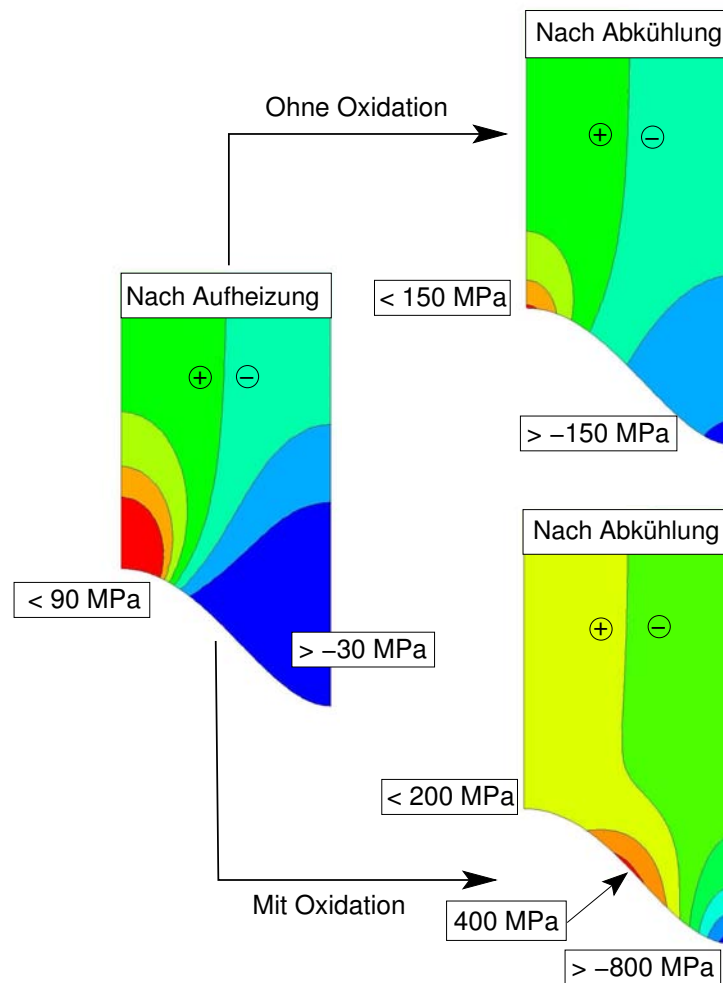
in Richtung Tal stark abnimmt,  $\sigma_T$  und  $\sigma_N$  beide negativ sind, scheint eine Rissausbreitung bis hin zum tiefsten Punkt der Rauheit nicht möglich zu sein.

### **Einfluss des TGO-Schichtwachstums auf die Spannungsverteilung in der WDS**

Um den Einfluss der Oxidationsphase bzw. des TGO-Schichtwachstums auf die Eigenspannungsverteilung in der keramischen Deckschicht zu analysieren, wurde eine FEM-Rechnung durchgeführt, die nur die Aufheiz- und Abkühlphase des thermischen Zyklus berücksichtigt ( $P_{\text{Auf}} = P_{\text{Ox}}$  in der Abbildung 4.5). Dargestellt in der Abbildung 5.10 ist die Verteilung von  $\sigma_{yy}$  in der WDS nach der Aufheiz- und Abkühlphase. Der einzige Unterschied zwischen der oberen Spannungsverteilung (ohne Oxidation) und der unteren (mit Oxidation) liegt darin, dass die in beiden Fällen vorhandene TGO-Schicht ( $1 \mu\text{m}$  Schichtdicke) einmal bis zu einer Dicke von etwa  $3 \mu\text{m}$  wächst und im anderen Fall konstant bleibt (Oxidationszeit = 0). Nach der Aufheizphase ergeben sich für beide Systeme Zugeigenspannungen im Bergbereich und Druck im Talbereich. Durch das Ausschalten des Oxidationsprozesses hat sich an der qualitativen Spannungsverteilung nichts verändert, sondern lediglich eine betragsmäßige Erhöhung der Zug- und Druckeigenspannungen im Tal- und Bergbereich ergeben. Dabei variiert die Spannung zwischen  $-150 \text{ MPa}$  und  $150 \text{ MPa}$ . Bei Berücksichtigung der Oxidationsphase haben zum einen die Spannungswerte im Tal und Berg zugenommen und zum anderen ist eine deutliche Verschiebung des Feldes mit den maximalen Zugeigenspannungen von der Bergspitze hinab in Richtung Tal festzustellen. Die Stelle mit der maximalen Zugeigenspannung ( $\approx 400 \text{ MPa}$ ) liegt etwa in der Mitte der geschwungenen Linie.

Anhand des Spannungsverlaufs aus Abbildung 5.9(c) ( $\sigma_N$ ) und Abbildung 5.10 ( $\sigma_{yy}$ ) kann von einer Rissinitiierung im Bergbereich ausgegangen werden. Die Zugeigenspannungen dort begünstigen insbesondere eine eventuelle Rissentstehung bzw. Rissverlängerung nach Mode I. Die Ebene solcher Risse würde sich in die waagerechte Richtung ausstrecken. Unter der Annahme, dass der Riss nicht in Richtung Tal läuft, sondern geradeaus weiter, würde er im Fall der ausgeschalteten HVS-Oxidation zum Halten kommen, sobald die Rissspitze das benachbarte Druckeigenspannungsgebiet erreicht. Bei Berücksichtigung des Schichtwachstums kann der Verschiebungseffekt des Zugeigenspannungsgebiets für einen weiteren Rissfortschritt genutzt werden. Da die Stelle der maximalen Zugeigenspannung im Flankenbereich liegt, ist eine Änderung der Rissausbreitungsrichtung nicht ausgeschlossen. Als Fazit lässt sich festhalten, dass die Analyse der Eigenspannungsverteilungen in der WDS Hinweise auf die Entstehung von horizontalen Rissen im Bergbereich liefert, und dass die Oxidationsphase eine wichtige Voraussetzung im Hinblick auf dem Rissfortschritt darstellt. Das TGO-Schichtwachstum erhöht die Belastung und liefert für den Rissfortschritt günstige Bedingungen (Zugspannungen). Eine endgültige Aussage bezüglich des Rissausbreitungsverhaltens kann letztendlich nur eine detaillierte Rissmodellierung und Rissbewertung liefern. Trotzdem liefert die Eigenspan-





**Abbildung 5.10:** Einfluss der Oxidationsphase auf die Spannungsverteilung in die y-Richtung. Die Iso-Linie zwischen den „+“ und „-“ Zeichen entspricht den Nulldurchgang der Spannung  $\sigma_{yy}$

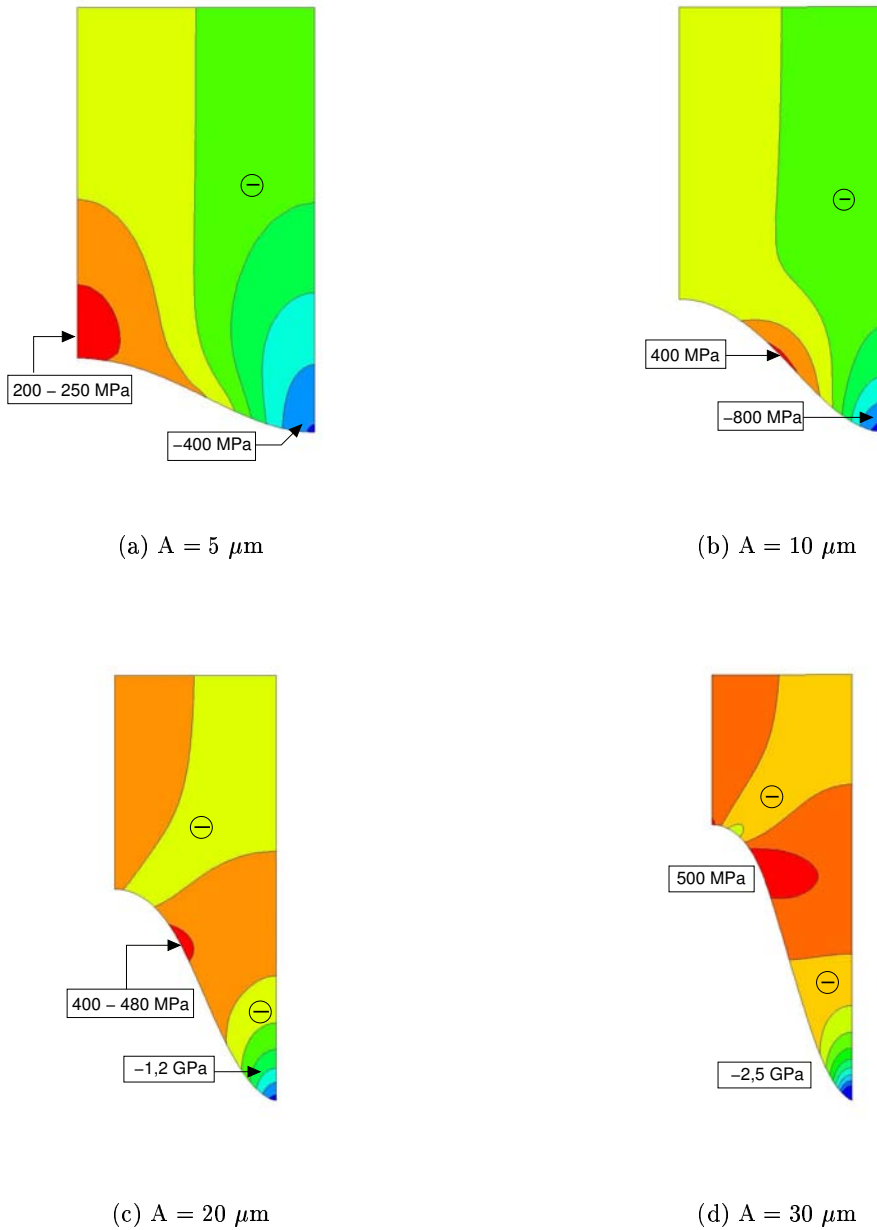
nungsanalyse an dieser Stelle wertvolle Hinweise auf kritische Bereiche bzw. auf verschiedene Rissausbreitungsszenarios.

### Änderung der Spannungsverteilung mit wachsender Rauheitsamplitude

Im Abschnitt 5.1.1 wurde gezeigt, dass die Entstehung einer senkrechten Spannungskomponente ( $\sigma_{yy}$ ) grundsätzlich auf das Rauheitsprofil der Grenzfläche zurückzuführen ist. Zur genaueren Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Rauheit bzw. Rauheitsamplitude  $A$  und Eigenspannungszustand wurde neben dem Standard-FEM-Modell mit  $A = 10 \mu\text{m}$  bei gleichbleibender Wellenlänge der Parameter  $A$  variiert. Die Ergebnisse aller modellierten Rauheitsamplituden sind in Abbildung 5.11 dargestellt, wobei in diesem Fall nur die Spannungskom-

ponente  $\sigma_{yy}$  berücksichtigt wurde. Bei der kleinsten Amplitude ( $A = 5 \mu\text{m}$ ) hat sich die Stelle mit der maximalen Zugspannung von der Bergspitze nicht fortbewegt. Dies bedeutet, dass die Verhältnisse Berg/Zug und Tal/Druck nach der Aufheizung (hier nicht dargestellt) und nach der Abkühlung sich nicht verändert haben, sondern lediglich eine kleine Verbreiterung des Zugeigenspannungsgebietes festgestellt werden kann. Bei einer Erhöhung der Amplitude auf  $10 \mu\text{m}$  breitet sich das Zugfeld in Richtung Tal aus, während gleichzeitig die Stelle mit der maximalen Zugspannung in die Mitte der Rauheit springt. Interessant zu beobachten ist die Entstehung eines breiten Zugeigenspannungsbandes ausgehend vom Flankenbereich der Rauheit bei einer weiteren Steigerung der Amplitude ( $A = 20 \mu\text{m}$  und  $A = 30 \mu\text{m}$ ). Gleichzeitig wird die Verbindung zwischen dem Zugfeld im Bergbereich, der in diesen Fällen eine deutlich geringere Breite einnimmt, und im Flankenbereich durch ein Druckspannungsgebiet getrennt. Darüber hinaus verschiebt sich die Stelle mit der maximalen Zugspannung leicht nach oben. Unabhängig von der Amplitude steht der Talbereich stets unter einer Druckbelastung. Spätestens an dieser Stelle kommt Zweifel an der Vorstellung einer horizontalen Rissausbreitung ausgehend vom Bergbereich auf, vorausgesetzt, das Versagensszenario berücksichtigt nur die senkrechte Spannungskomponente. Im Fall mit  $5 \mu\text{m}$  Amplitude würde nämlich beispielsweise die horizontale Rissausbreitung etwa in der Mitte bei  $A = 15 \mu\text{m}$  durch die senkrechten Druckeigenspannungen gestoppt. Wenn in einem solchen Fall Rissausbreitung stattfinden sollte, dann kommt sicherlich eine weitere Mode-Belastung als Mode I in Frage. Bei den höheren Amplituden deutet die Spannungsverteilung darauf hin, dass die Rissbildung und Rissausbreitung ausgehend vom Flankenbereich entlang einer horizontalen Ebene wahrscheinlicher ist. Dies ist auf die Stellen maximaler Zugeigenspannungen zurückzuführen. Damit würde die Rissebene mit zunehmender Amplitude tiefer liegen.

Ein quantitativer Vergleich der Rauheitsamplituden untereinander ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Dabei wurde jeweils die senkrechte Spannungskomponente an der Bergspitze und im Tal in Abhängigkeit von der Amplitude aufgetragen. Mit zunehmendem  $A$  steigt die Spannung im Tal betragsmäßig und erreicht für  $A = 30 \mu\text{m}$  einen Wert von  $-2,5 \text{ GPa}$ . Im Vergleich dazu nimmt die Spannung an der Bergspitze bis  $A = 20 \mu\text{m}$  ab und für  $A = 30 \mu\text{m}$  wieder zu. Allerdings zeigt die Auftragung der maximalen Zugspannung eine stetige Zunahme mit steigender Amplitude. Die Änderung von  $\sigma_{yy,\text{max}}$  nimmt mit zunehmender Amplitude ab. Die Verinergerung des Krümmungsradius führt im Tal zur einer starken Zunahme der Druckbelastung, hingegen im Bergbereich im Wesentlichen zu ihrer Abnahme. Aufgrund eines abnehmenden Krümmungsradius wandert die kritische Stelle von der Bergspitze zum Flankenbereich des Rauheitsprofils.



**Abbildung 5.11:** Qualitative Verteilung der Spannungskomponente  $\sigma_{yy}$  in der WDS am Ende eines thermischen Zyklus bei verschiedenen Rauheitsamplituden und konstanter Periodenlänge. Druckeigenspannungsbereiche sind mit einem „-“ gekennzeichnet. Rot: maximaler Zug, Blau: maximaler Druck

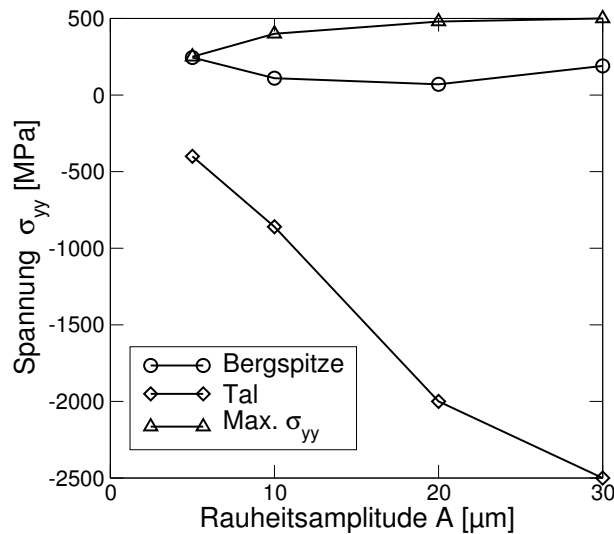
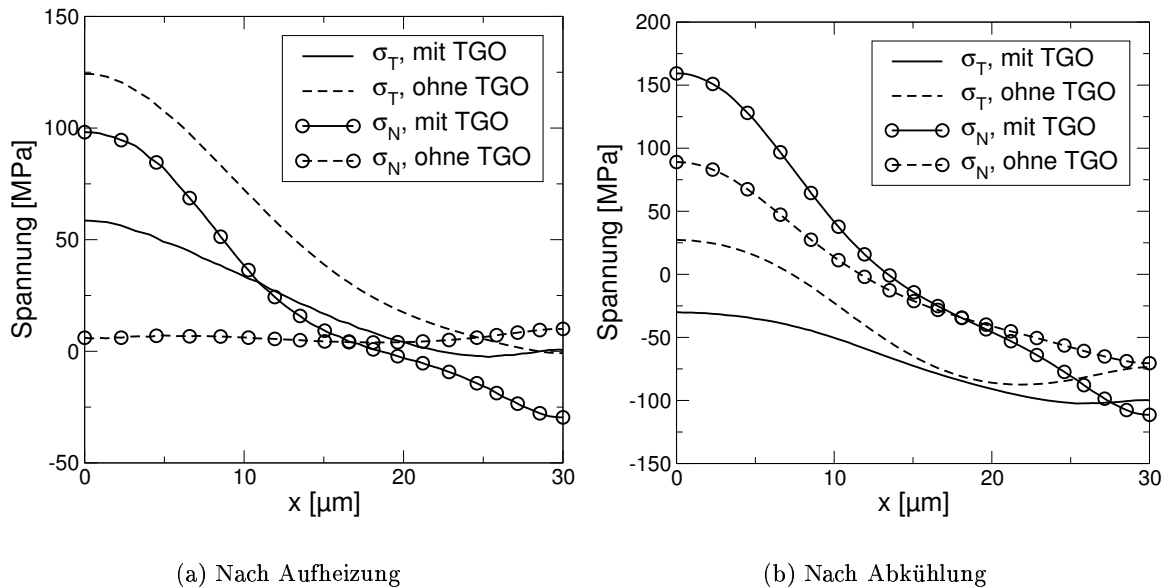


Abbildung 5.12: Änderung von  $\sigma_{yy}$  in abhängigkeit der Rauheitsamplitude

### Einfluss der eingeführten dünnen TGO-Schicht

Die Simulation der HVS-Oxidation durch das TGO-Schichtwachstum erfordert die Einführung einer dünnen Oxidschicht schon zu Beginn der FEM-Berechnung. Wenn davon ausgegangen wird, dass in der Zeit nach der Abscheidung der HVS Oxidationsprozesse stattfinden, könnte sich vor dem anschließenden Plasmaspritzen der Keramiksicht eine sehr dünne Oxidschicht ausbilden. Dies könnte in gewisser Weise die Annahme einer zu Beginn der Simulation vorhandenen Oxidschicht rechtfertigen.

Die Anwesenheit des TGOs als vierte Schicht im Verbund hätte in erster Linie einen Einfluss auf die während des Zyklus durch thermische Fehlanpassung erzeugten Eigenspannungen. Um diesen Effekt zu quantifizieren, wurden zwei Rechnungen mit einem auf die Aufheiz- und Abkühlphase reduzierten thermischen Zyklus durchgeführt, im einen Fall mit TGO- und im anderen Fall ohne TGO-Schicht. Die Auftragung der tangentialen und normalen Spannungskomponenten in der WDS entlang einer zur Grenzfläche parallelen Linie (siehe Abbildung 5.13) zeigt nach der Aufheizphase einen deutlichen Anstieg der tangentialen Spannungskomponente im Bergbereich, wenn keine TGO-Schicht vorhanden ist. Im Tal ist  $\sigma_T$  in beiden Fällen gleich groß, allerdings nimmt die Differenz in Richtung Berg stetig zu und erreicht an der Bergspitze den maximalen Wert von 65 MPa. Sowohl mit als auch ohne TGO herrschen in tangentialer Richtung Zugeigenspannungen. Die Anwesenheit der TGO-Schicht verursacht im Bergbereich eine starke Zunahme der normalen Spannungskomponente um etwa 100 MPa. Dagegen nimmt diese Komponente im Tal ab, und damit wechselt die Spannung dort ihr Vorzeichen von Zug zu Druck. Die Änderung beträgt dabei etwa 45 MPa.



**Abbildung 5.13:** Einfluss der eingeführten TGO-Schicht, dargestellt anhand des Spannungsverlaufs entlang einer zur Grenzfläche parallelen Linie in der WDS

Nach der Abkühlphase führt die Abwesenheit der TGO-Schicht zu einer Zunahme der tangentialen Spannungskomponente. Dies bedeutet, dass sich die Linie mit einer TGO-Schicht nach unten verschiebt, sodass nur tangentiale Druckeigenspannungen im Tal herrschen. In diesem Fall handelt es sich um eine maximale Differenz von etwa 50 MPa. Bezüglich der normalen Spannungskomponente verursacht die TGO-Schicht eine Verstärkung sowohl der Zugspannung im Bergbereich als auch der Druckspannung im Tal. Dabei bleibt die qualitative Verteilung nahezu unverändert. Wenn davon ausgegangen wird, dass  $\sigma_N$  die kritische Spannungskomponente ist, liegt der Einfluss der TGO-Schicht auf die thermische Fehlanpassung im Rahmen einer betragsmäßigen Steigerung von 50 MPa, ohne jedoch die qualitative Verteilung zu verändern.

## 5.2 Rissmodellierung und Rissbewertung

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse von Rissmodellierungen und Rissbewertungen vorgestellt. Dabei werden drei verschiedene Kategorien von Rissen behandelt:

1. Risse im Bergbereich der WDS
2. Risse im Bergbereich der TGO-Schicht
3. Riss in der TGO, ausgehend von einer Grenzflächenablösung zwischen HVS und TGO (im Bergbereich) und lateraler Riss im Flankenbereich der WDS

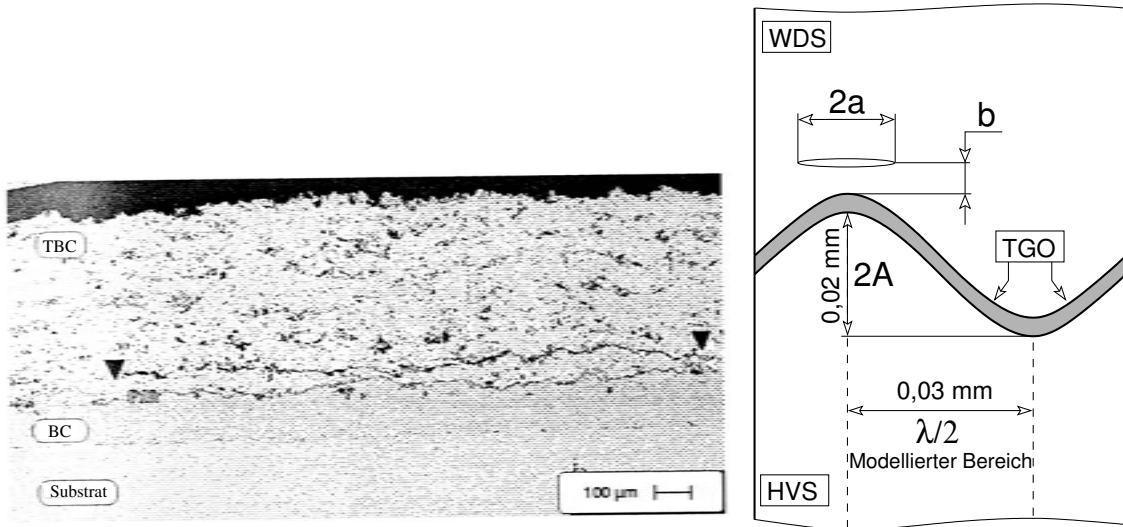
Der Festlegung der untersuchten Risse liegen die Analyse der numerisch ermittelten Eigenspannungsverteilungen sowie experimentelle Beobachtungen zugrunde.

Bei den rissbehafteten FEM-Strukturen wird neben den allgemein festgelegten Randbedingungen Kontakt an den Rissflanken zusätzlich modelliert. Hierbei kommt ein standardmäßig in ABAQUS eingebautes Modell zum Einsatz, die sogenannte „Hard“-Kontaktmodellierung. Diese dient dazu, eine Durchdringung der Rissoberflächen unter dem Einfluss beispielsweise von Druckspannungen zu vermeiden. Es wird standardmäßig angenommen, dass die Rissflanken reibungsfrei gegeneinander gleiten können. Es sei allerdings an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass der Gleitreibungsfaktor die Mode II-Komponente der Rissbeanspruchung beeinflusst.

### 5.2.1 Risse im Bergbereich der WDS

Die Analyse der Eigenspannungsfelder in der WDS hat gezeigt, dass die Bergspitze der Rauheit einen kritischen Bereich darstellt. Die dort vorhandenen Zugeigenspannungen können zur Rissinitiierung bzw. zur Ausbreitung von bereits vorhandenen Rissen führen. Darüber hinaus wurde experimentell beobachtet, dass der zum Versagen führende Riss dicht an und parallel zur Grenzfläche WDS/TGO verläuft (siehe Abbildung 5.14(a)).

In diesem ersten Abschnitt der Rissmodellierung wird angenommen, dass aufgrund der Periodizität Risse in den Bergbereichen der WDS vorhanden sind. Es handelt sich dabei um Risse, die horizontal in der Struktur liegen. Der Abstand zwischen Rissebene und Grenzfläche WDS/TGO wird mit  $b$  bezeichnet. Die Geometrie aus Abbildung 4.1 wird übernommen und lediglich durch die Implementierung des Risses in der FEM-Struktur nach Abbildung 5.14(b) erweitert. Die Netzerstellung wird neu durchgeführt, um die Anforderungen einer Rissbewertung mit der MRSM zu ermöglichen. Unter der Voraussetzung, dass die modellierten Risse wachstumsfähig sind und dass die Rissausbreitung entlang einer waagerechten Ebene stattfindet, erfolgt das Makroversagen der WDS erst dann, wenn laterale und senkrechte Risse (Segmentierungsrisse) aufeinander treffen.



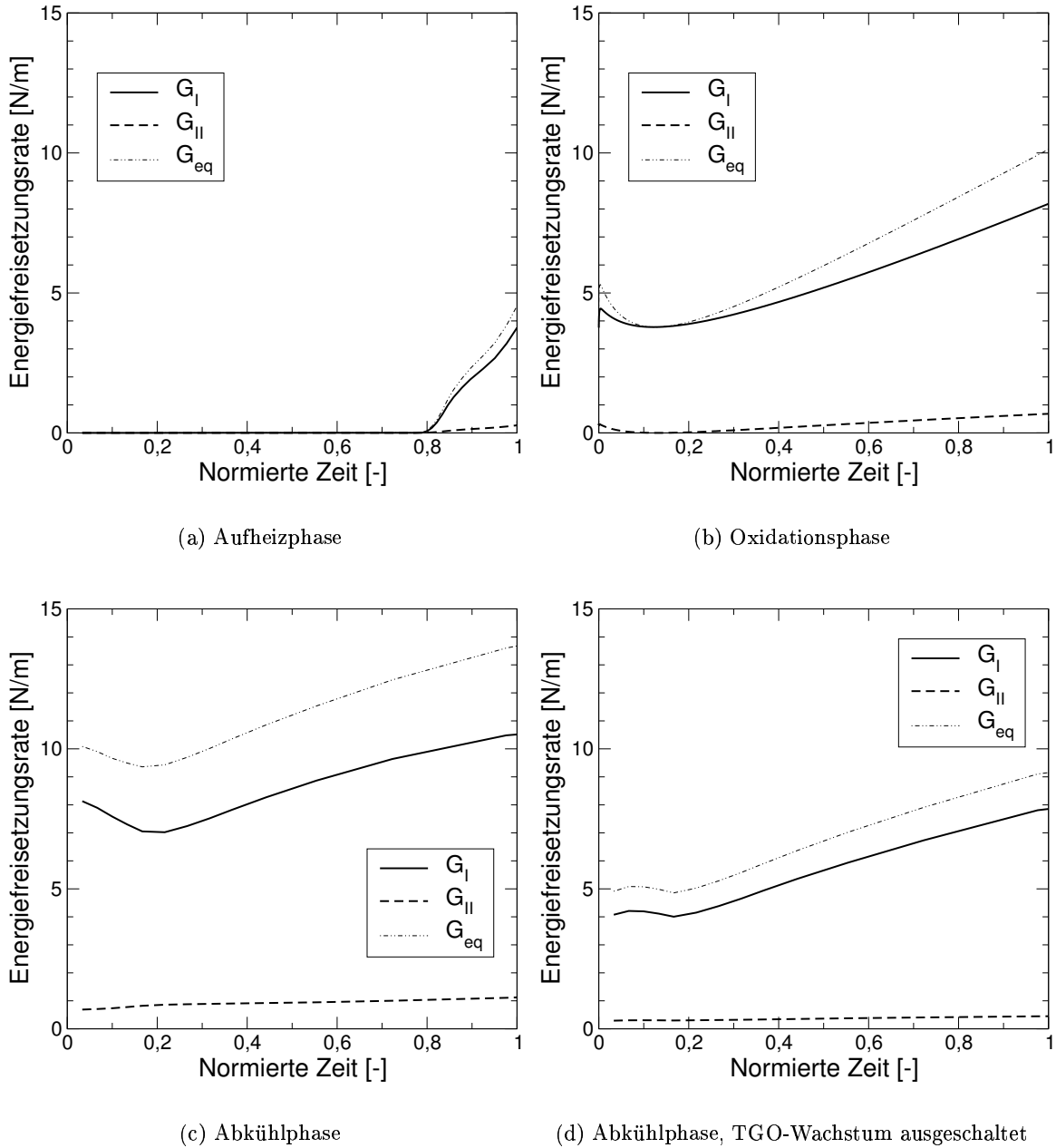
(a) REM-Aufnahme eines APS-WDS-Systems nach zyklisch-oxidativer Belastung (100 x1 h/950 °C) [24]

(b) Geometrie des FEM-Modells

**Abbildung 5.14:** Rissmuster und Rissmodellierung in der WDS

Durch Anwendung der MRSM wurden die einzelnen Komponenten der Energiefreisetzungsrate zu jedem inkrementellen Zeitpunkt der FEM-Simulation berechnet und in Abbildung 5.15 dargestellt. Darüber hinaus ist die zeitliche Entwicklung der resultierenden äquivalenten Rissbelastung  $G_{eq}$  nach Gleichung 4.16 aufgetragen. Dabei wurde die Zeit durch eine einheitslose Variable ersetzt, die sich aus dem Verhältnis der tatsächlichen Zeit zur gesamten Zeitdauer der Belastungsphase ergibt. Die Normierung der Zeit wurde lediglich zur einheitlichen Darstellung eingeführt. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die Aufheiz- und die Abkühlphase fünf Minuten dauern. Die Dauer der Oxidationsphase hängt dagegen von der Oxidationskinetik ab und beträgt für eine Enddicke von  $3 \mu\text{m}$  der Oxidschicht etwa 140 Stunden.

Die Diagramme in Abbildung 5.15 wurden anhand einer Standardanalyse erstellt, bei der  $a = 5 \mu\text{m}$ ,  $b = 5 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 60 \mu\text{m}$  und  $A = 10 \mu\text{m}$  gilt. Abbildung 5.15(d) zeigt den zeitlichen Verlauf der Energiefreisetzungsrate, die sich bei Vernachlässigung der Oxidationsphase ergibt. Die Verläufe während der Aufheizphase unterscheiden sich nicht. Während der Aufheizphase (Abbildung 5.15(a)) nimmt die Belastung an der Risspitze erst bei  $t_{norm} = 0,8$  zu. Da die Temperatur linear mit der Zeit steigt, entspricht dieser Zeitpunkt etwa einer Temperatur von  $780 \text{ }^\circ\text{C}$ . Während dieser Belastungsphase ist die Zunahme von  $G_I$  wesentlich stärker als die von  $G_{II}$ . Am Ende der Aufheizphase erreichen  $G_I$  und  $G_{II}$  jeweils Werte von  $4 \text{ N/m}$  und  $0,3 \text{ N/m}$ . Während der Oxidationsphase (Abbildung 5.15(b)), die sich durch das TGO-Schichtwachstum in die normale Richtung zur Grenzfläche auszeichnet, steigen  $G_I$  und  $G_{II}$  nach einer leichten Abnahme zu Beginn dieser Belastungsphase. In diesem Fall ist auch die



**Abbildung 5.15:** Zeitlicher Verlauf der Energiefreisetzungsrates für  $A = 10 \mu\text{m}$ ,  $a = 5 \mu\text{m}$  und  $b = 5 \mu\text{m}$ . Einfluss des TGO-Schichtwachstums



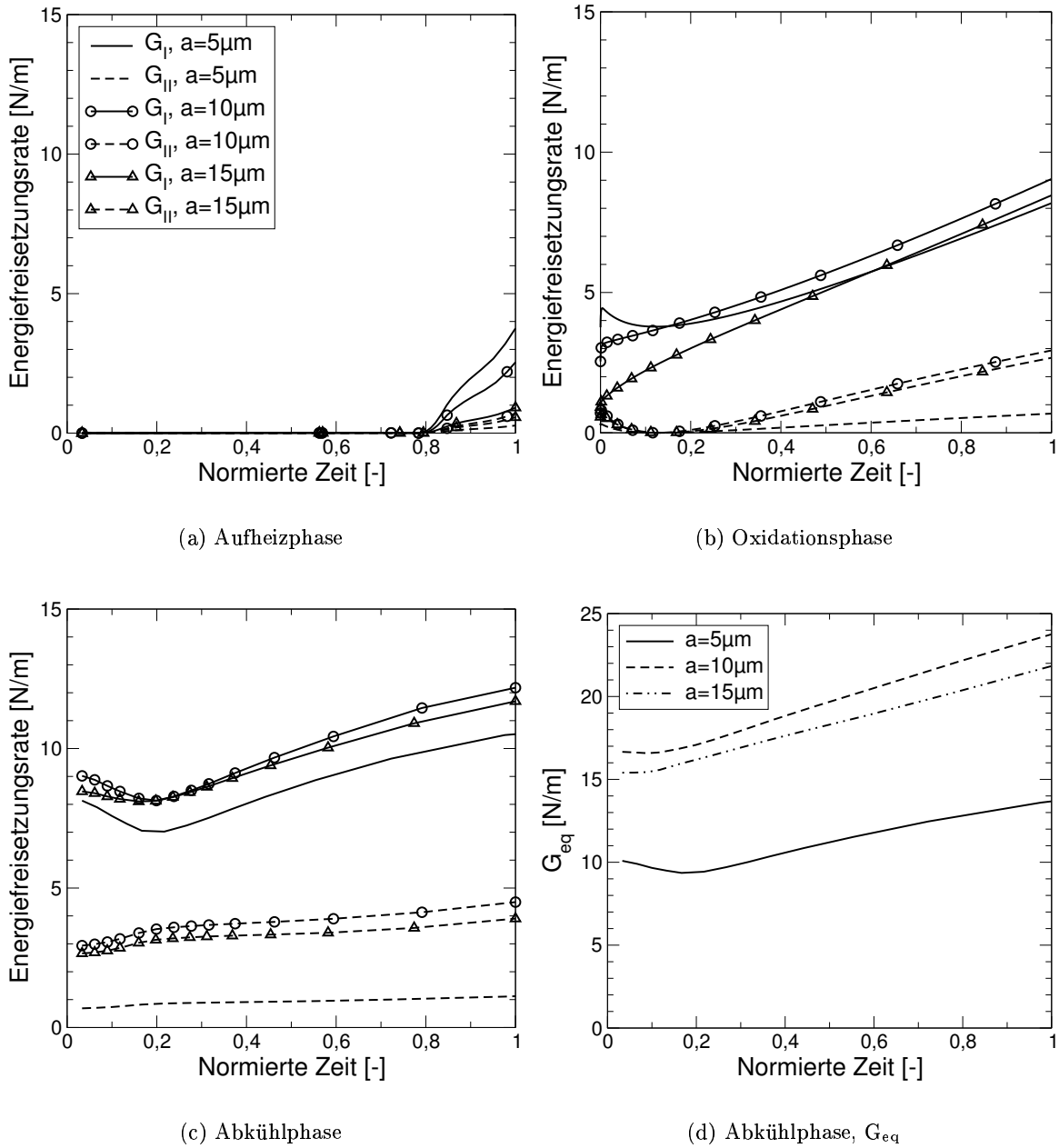
Zunahme von  $G_I$  wesentlich stärker als die von  $G_{II}$ . Die Oxidationsphase führt zu Verdopplung der Mode I-Belastung, allerdings bleibt  $G_{II}$  bis zum Beginn des Abkühlvorgangs unter  $1 \text{ N/m}$ . Die Abkühlung der gesamten Struktur führt zunächst zu einer Abnahme von  $G_I$  um  $1 \text{ N/m}$  bis zu einer Temperatur von  $780 \text{ °C}$ . Die weitere Absenkung der Temperatur führt aufgrund der thermischen Fehlanpassungsmechanismen zu einer erneuten Zunahme von  $G_I$ . Die Abkühlphase liefert keinen nennenswerten Beitrag zur Erhöhung der Mode II-Belastungskomponente. Da  $G_{II}$  während des Abkühlens nahezu konstant ist, verläuft  $G_{eq}$  fast parallel zu  $G_I$ . Der maximale Wert von  $G_I$  und  $G_{II}$  wird am Ende des thermischen Zyklus erreicht und beträgt für  $G_I$  etwa  $10,5 \text{ N/m}$ . Die Zunahme von  $G_I$  ist auf die drei Belastungsphasen des thermischen Zyklus nahezu gleichmäßig verteilt.

Die Vernachlässigung der Oxidationsphase hat keinen wesentlichen Einfluss auf die qualitative Veränderung der Belastung an der Rissspitze, sondern lediglich eine Absenkung von  $G_I$  um  $25\%$ , die auf das Fehlen des Oxidationsbeitrags zurückzuführen ist. Die absolute Zunahme von  $G_I$  während des Abkühlens mit und ohne Oxidation ist identisch. Die Bewertung des in diesem Fall modellierten Risses zeigt eine eindeutige Dominanz der Mode I-Belastung, unabhängig davon, ob die HVS-Oxidation berücksichtigt wurde oder nicht. Dieses Verhalten ist mit der gezeigten Spannungsverteilung in Abbildung 5.10 konsistent. Dort wurde gezeigt, dass im Bergbereich (bei den gewählten Geometrieparametern) stets Zugeigenspannungen vorliegen, die unter dem Einfluss der HVS-Oxidation zunehmen. Daher ist bei Erreichen einer kritischen Energiefreisetzungsrates mit einem Risswachstum nach Mode I zu rechnen.

### Variation der Risslänge

Um den Einfluss der Risslänge auf die zeitliche Entwicklung der Energiefreisetzungsrates zu bestimmen, wurden zusätzliche Modelle bei gleicher Rauheitsamplitude ( $10 \text{ }\mu\text{m}$ ) und konstantem Rissabstand zur Grenzfläche ( $5 \text{ }\mu\text{m}$ ) erstellt. In den Abbildungen 5.16(a), 5.16(b) und 5.16(c) sind  $G_I$  und  $G_{II}$  für die Risslängen  $a = 5 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $10 \text{ }\mu\text{m}$  und  $15 \text{ }\mu\text{m}$  dargestellt.

Während der Aufheizphase nimmt  $G_I$  mit zunehmender Risslänge ab. Bezugnehmend auf Abbildung 5.10 lässt sich dieses Verhalten dadurch erklären, dass mit zunehmender Risslänge die Entfernung der Rissspitze zum Bereich höchster vertikaler Zugeigenspannungen zunimmt. Die Änderung von  $G_{II}$  während dieser Belastungsphase ist minimal. Mit Beginn der Oxidationsphase steigt  $G_I$  für alle Risslängen und erreicht am Ende dieser Belastungsphase einen Wert zwischen  $8$  und  $9 \text{ N/m}$ . Dabei ist die Steigerung von  $G_I$  für  $a = 10 \text{ }\mu\text{m}$  und  $15 \text{ }\mu\text{m}$  monoton im Vergleich zum Fall  $a = 5 \text{ }\mu\text{m}$ , bei dem  $G_I$  zunächst leicht abnimmt und anschließend zunimmt. Die höchste Zunahme von  $G_I$  ist bei  $a = 15 \text{ }\mu\text{m}$  zu verzeichnen und ist etwa doppelt so hoch wie für  $a = 5 \text{ }\mu\text{m}$ . Beachtenswert während der Oxidationsphase ist die deutliche Zunahme von  $G_{II}$ , die ab  $t_{norm} = 0,2$  nahezu linear verläuft. Am Ende der Oxidationsphase erreicht  $G_{II}$  für  $a = 10 \text{ }\mu\text{m}$  und  $15 \text{ }\mu\text{m}$  etwa den dreifachen Wert wie im Fall von  $a = 5 \text{ }\mu\text{m}$ .



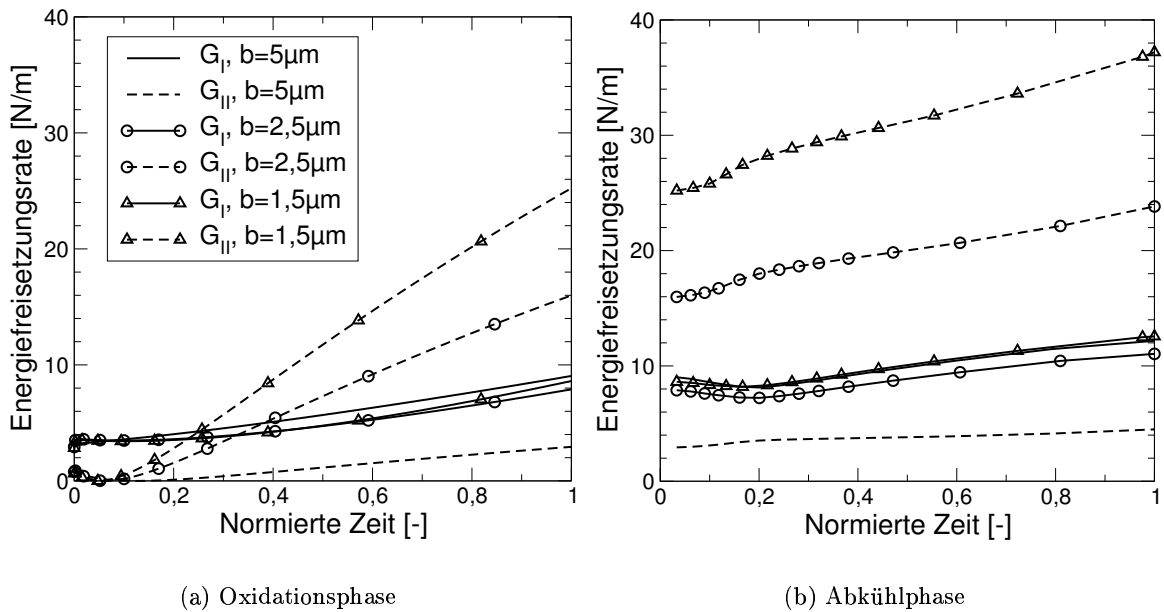
**Abbildung 5.16:** Zeitlicher Verlauf der Energiefreisetzungsrates für  $A = 10 \mu\text{m}$ ,  $b = 5 \mu\text{m}$  und für drei verschiedene Risslängen. Die Legende aus dem Diagramm (a) gilt auch in (b) und (c)

Während der Abkühlphase zeigt  $G_I$  die gleiche qualitative Änderung bei allen Risslängen. Die Verdopplung wie auch die Verdreifachung der Risslänge führt am Ende des Abkühlvorgangs zu höheren  $G_I$ - (etwa 15% höher) und  $G_{II}$ -Werten (etwa 400 bis 450% höher). Der Vergleich zwischen der Risslänge  $10\ \mu\text{m}$  und  $15\ \mu\text{m}$  zeigt, dass die Werte der Energiefreisetzungsrates zwar auf vergleichbarem Niveau und deutlich höher als im Fall  $a = 5\ \mu\text{m}$  liegen, allerdings sind sie kleiner bei der höchsten Risslänge. Dieses Verhalten spiegelt sich deutlich in der Auftragung der äquivalenten Energiefreisetzungsrates wider (siehe Abbildung 5.16(d)). Die Verdopplung der Risslänge führt zu einer Zunahme von  $G_{eq}$  um 70% (Änderung bezogen auf die Werte von  $G_{eq}$  für  $a = 5\ \mu\text{m}$ ). Dies ist insbesondere auf die starke Zunahme der Mode II-Belastung zurückzuführen. Die weitere Erhöhung der Risslänge um 50% führt dagegen zu einer leichten Abnahme (10 bis 15%) von  $G_{eq}$ . Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Riss Spitze bei einer Risslänge von  $15\ \mu\text{m}$  sowohl von der Einflusszone der Krümmung im Bergbereich als auch von der Einflusszone der Grenzfläche weiter entfernt liegt. Mit zunehmender Risslänge nimmt die für das Risswachstum zur Verfügung stehende Energie zu. Da die Zunahme der Mode II-Belastung höher ist, wird mit zunehmender Risslänge eine Umlenkung aus der ursprünglichen Rissausbreitungsebene erwartet.

### Variation des Abstandes zwischen Grenzfläche und Rissebene

Anhand der Spannungsverläufe in Abbildung 5.8 wurde gezeigt, dass die Eigenspannungen in der WDS mit abnehmender Entfernung von der Grenzfläche stark zunehmen. Daher wurde der Abstand  $b$  zwischen der Rissebene im Bergbereich der WDS und der Grenzfläche bei gleichbleibender Risslänge ( $10\ \mu\text{m}$ ) und Rauheitsamplitude ( $10\ \mu\text{m}$ ) schrittweise reduziert. Die Änderung von  $G_I$  und  $G_{II}$  in Abhängigkeit von der Zeit für  $b = 5\ \mu\text{m}$ ,  $2,5\ \mu\text{m}$  und  $1,5\ \mu\text{m}$  ist in Abbildung 5.17 dargestellt.

Die Reduzierung des geometrischen Parameters  $b$  hat während der Aufheizphase eine kaum nennenswerte Auswirkung auf  $G_I$  und  $G_{II}$ . Daher wurde an dieser Stelle die Darstellung der Ergebnisse auf die Oxidations- und die Abkühlphase beschränkt. Der Vergleich des zeitlichen Verlaufs von  $G_I$  während der Oxidations- und Abkühlphase für verschiedene Werte des Parameters  $b$  zeigt, dass die Abnahme von  $b$  zu einer Änderung von  $G_I$  in der Größenordnung von etwa  $1\ \text{N/m}$  führt. Die Änderung von  $G_I$  ist gegenüber  $G_{II}$  vernachlässigbar klein. Ausgehend vom Nullniveau zu Beginn der Oxidationsphase nimmt  $G_{II}$  bis zum Ende des thermischen Zyklus in allen drei Fällen nahezu linear zu, wobei die Steigungen während der Oxidationsphase höher als während des Abkühlens sind. Mit einem abnehmenden Abstand zur Grenzfläche nimmt  $G_{II}$  zu. Während der Oxidationsphase nimmt  $G_{II}$  um  $3\ \text{N/m}$  für  $b = 5\ \mu\text{m}$  und um  $25\ \text{N/m}$  für  $b = 1,5\ \mu\text{m}$  zu. Der maximale  $G_{II}$ -Wert wird am Ende der Abkühlphase erreicht und beträgt im Fall  $b = 1,5\ \mu\text{m}$   $37\ \text{N/m}$  gegenüber  $4\ \text{N/m}$  für  $b = 5\ \mu\text{m}$ . Der Wert von  $G_{II}$  am Ende des thermischen Zyklus bei einem Abstand  $b = 1,5\ \mu\text{m}$  ist näherungsweise das



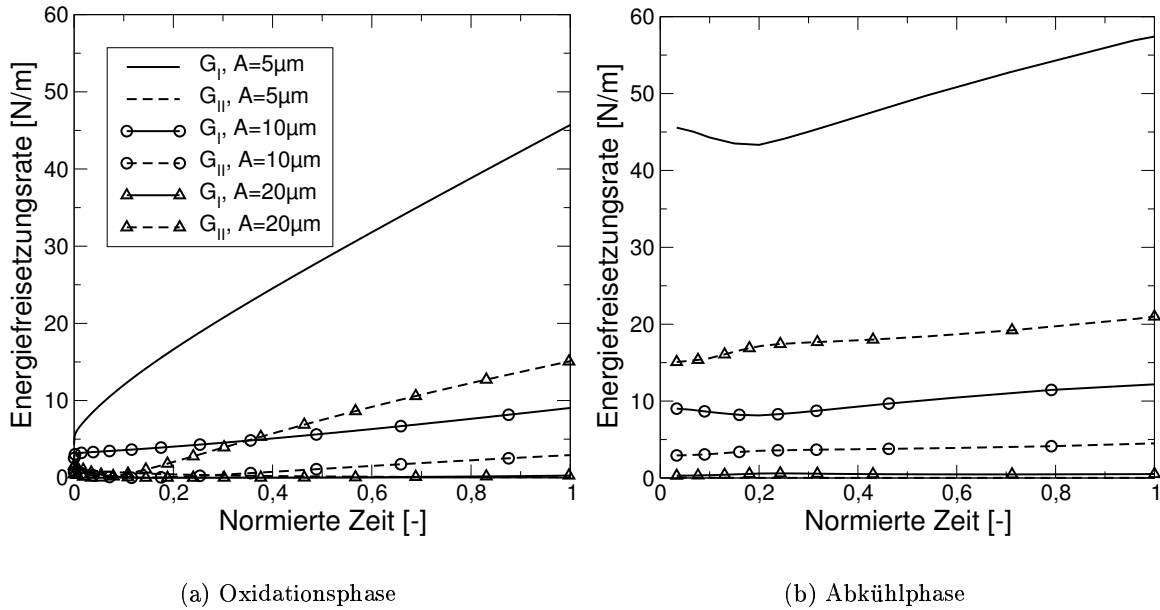
**Abbildung 5.17:** Zeitlicher Verlauf der Energiefreisetzungsrates für  $A = 10 \mu\text{m}$ ,  $a = 10 \mu\text{m}$  und  $b$  gleich jeweils  $5 \mu\text{m}$ ,  $2,5 \mu\text{m}$  und  $1,5 \mu\text{m}$  (Legende für beide Diagramme gültig)

Dreifache von  $G_I$ . Die Abnahme des Abstandes  $b$  führt zu einer deutlichen Dominanz der Mode II-Belastung an der Rissspitze. Darüber hinaus steht aufgrund der starken Zunahme von  $G_{II}$  insgesamt eine deutlich höhere Rissausbreitungsenergie zur Verfügung, die allerdings mit einem Wechsel des Wachstumsmodos (Mode I zu Mode II) verbunden ist.

### Variation der Rauheitsamplitude

Einen weiteren wichtigen Geometrieparameter stellt die Rauheitsamplitude  $A$  dar. Die Variation von  $A$  bei der Berechnung der Eigenspannungsverteilung im WDS-System (Abschnitt 5.1.2) hat gezeigt, dass die qualitative Verteilung der senkrechten Spannungskomponente (siehe Abbildung 5.11) sich mit einer steigenden Amplitude entscheidend ändern kann. Darüber hinaus führt die Zunahme von  $A$  von  $5 \mu\text{m}$  auf  $20 \mu\text{m}$  zu einer Abnahme von  $\sigma_{yy}$  im Bergbereich (vgl. Abbildung 5.12).

Die Ergebnisse der Energiefreisetzungsrates für drei verschiedene Rauheitsamplituden ( $5 \mu\text{m}$ ,  $10 \mu\text{m}$  und  $20 \mu\text{m}$ ) und bei konstant gehaltener Risslänge ( $a = 10 \mu\text{m}$ ) sowie konstantem Abstand zur Grenzfläche ( $b = 5 \mu\text{m}$ ) sind in Abbildung 5.18 dargestellt. Die Zunahme der Rauheitsamplitude führt einerseits zu einer Abnahme von  $G_I$  und gleichzeitig zu einer Zunahme von  $G_{II}$ . Für  $A = 5 \mu\text{m}$  ist  $G_{II}$  während der Oxidations- und Abkühlphase nahezu gleich Null. Allerdings ist in diesem Fall  $G_I$  maximal und erreicht am Ende des thermischen Zyklus einen Wert von  $57,5 \text{ N/m}$ . Der Zuwachs von  $G_I$  während der Oxidationsphase ist



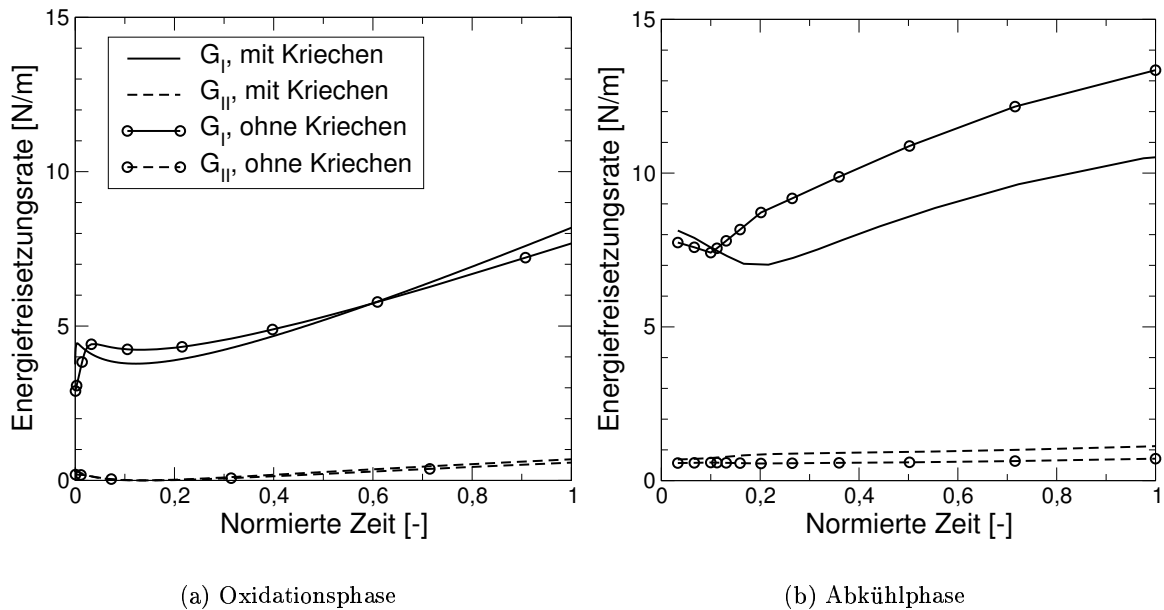
**Abbildung 5.18:** Zeitlicher Verlauf der Energiefreisetzungsrates für  $a = 10 \mu\text{m}$ ,  $b = 5 \mu\text{m}$  und bei verschiedenen Rauheitsamplituden. Die Legende im Diagramm (a) gilt auch für (b)

etwa drei Mal so hoch wie bei der Abkühlung. Bei einer Amplitude von  $20 \mu\text{m}$  kehrt sich dieses Verhalten um, so dass die Mode I-Komponente der Energiefreisetzungsrates während der gesamten Simulation nahezu gleich Null ist. Dadurch findet aufgrund einer zunehmenden Rauheitsamplitude ein Modewechsel statt. Eine Rissausbreitung im Bergbereich der WDS wird durch die kleinste Rauheitsamplitude begünstigt. Darüber hinaus ist in diesem Fall die für die Rissausbreitung notwendige Triebkraft am höchsten. Diese Ergebnisse sind mit der dargestellten Eigenspannungsverteilung in Abbildung 5.11 konsistent, da bei höheren Rauheitsamplituden Druckspannungen in unmittelbarer Nachbarschaft des Zugspannungsgebiets im Bergbereich auftreten. Damit ist eine reine Mode I-Ausbreitung ausgeschlossen. Dieses Verhalten wird durch die vorliegende Rissbewertung für  $A = 20 \mu\text{m}$  belegt. Trotzdem ist in diesem Fall auch ein Risswachstum möglich, da mit steigender Amplitude  $G_{II}$  zunimmt. Da die Mode II-Komponente stärker in die Bestimmung der äquivalenten Energiefreisetzungsrates nach Gleichung 4.16 eingeht, steigt die für das Risswachstum notwendige Triebkraft. Damit ist eine Rissverlängerung bei höheren Amplituden möglich, allerdings ist sie mit einer Rissumlenkung verbunden.

### Einfluss des HVS-Kriechverhaltens

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten FEM-Analysen berücksichtigen viskoplastisches Materialverhalten ausschließlich in der HVS. Die Kriecheigenschaften dieser Schicht führen zur

Spannungsrelaxation durch inelastische Verformung insbesondere während der Oxidationsphase. Um die Auswirkung des HVS-Kriechverhaltens auf die Belastung des Risses im Bergbereich der WDS zu zeigen, wurde die Standard-Geometrieconfiguration ( $A = 10 \mu\text{m}$ ,  $a = 5 \mu\text{m}$  und  $b = 5 \mu\text{m}$ ) mit und ohne Kriecheigenschaften der HVS berechnet. Die Ergebnisse beider Simulationsrechnungen sind in Abbildung 5.19 dargestellt.



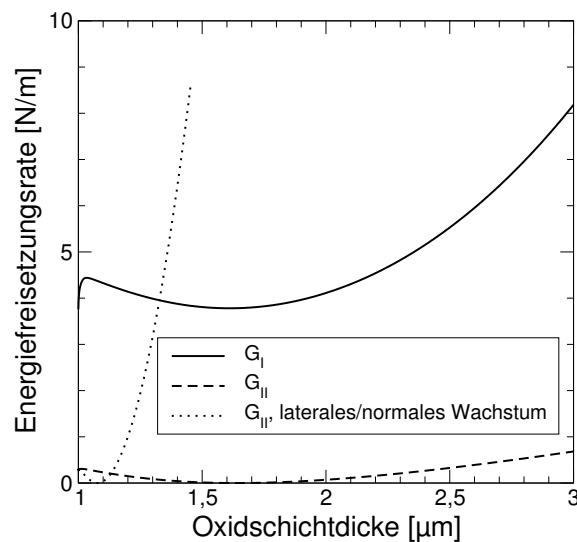
**Abbildung 5.19:** Einfluss der HVS-Kriecheigenschaften auf die Komponenten der Energiefreisetzungsrates

Während der Oxidationsphase führt die Spannungsrelaxation in der HVS zunächst zu einer leichten Abnahme von  $G_I$ . Die Zunahme von  $G_I$  während der TGO-Wachstumsphase ist höher bei Berücksichtigung des HVS-Kriechens und hat einen leicht höheren Wert am Ende dieser Belastungsphase zur Folge. Da sich die HVS bei der hohen Temperatur von  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$  sehr weich verhält, passt sich diese Schicht den von Substrat, TGO und WDS vorgegebenen Verformungen an. Daher zeigt sich zunächst in der WDS und insbesondere an der Rissspitze im Bergbereich kein nennenswerten Unterschied zwischen plastischer und viskoplastischer Verformung der HVS. Erst mit Beginn des Abkühlens ist die Auswirkung des Kriechverhaltens deutlicher feststellbar. Ausgehend von einem nahezu identischen  $G_I$ -Wert am Anfang der Abkühlphase, nimmt  $G_I$  bei rein plastischer Verformung der HVS doppelt so stark ab wie im Fall viskoplastischer Verformung. Aufgrund der Spannungsrelaxation in der HVS ist der maximale Wert von  $G_I$  am Ende des thermischen Zyklus um 28% niedriger. Die am Anfang der Abkühlphase festzustellende Abnahme von  $G_I$  kehrt sich bei rein plastischer Verformung der HVS schneller in eine Zunahme um. Dies deutet darauf hin, dass die thermische Fehlanpassung während der letzten Belastungsphase später eingreift, wenn die HVS kriechen kann. Die viskoplastische Verformung der HVS hat im Sinne einer Absenkung von  $G_I$  eine posi-

tive Auswirkung auf die Mode I-Belastung des Risses im Bergbereich. Dieses Verhalten ist umgekehrt, wenn die  $G_{II}$ -Verläufe untereinander verglichen werden. Die Berücksichtigung der HVS-Kriecheigenschaften führt zu höheren  $G_{II}$ -Werten. Bezogen auf den maximal erreichten  $G_{II}$ -Wert am Ende des thermischen Zyklus (mit Kriechen) führt die Vernachlässigung des Kriechens zu einer Abnahme um 30%. Auf die Wechselwirkung zwischen dem Kriechverhalten und den einzelnen Modebelastungen des Risses wird im nächsten Kapitel detaillierter eingegangen.

### Einfluss der TGO-Wachstumsrichtung und Wachstumsmethode

Bisher wurde stets angenommen, dass das TGO-Schichtwachstum in die normale Richtung zur Grenzfläche stattfindet. Es wird allerdings in der Literatur darauf hingewiesen, dass neu gebildetes Oxid sich seitlich entlang der Korngrenzen ablagern kann [47, 71] (vgl. Abbildung 3.2). Das laterale Schichtwachstum ist anteilmäßig wesentlich schwächer als das Wachstum in die Dickenrichtung. Trotzdem ist das laterale Schichtwachstum mit einer enormen Spannungsentwicklung verbunden. Um den Einfluss des lateralen Schichtwachstums zu bestimmen, wurden die Wachstumsparameter bei der Standard-Geometrieconfiguration ( $A = 10 \mu\text{m}$ ,  $a = 5 \mu\text{m}$  und  $b = 5 \mu\text{m}$ ) so eingestellt, dass 10% der Schichtexpansion lateral und 90% in die Dickenrichtung stattfindet. In Abbildung 5.20 sind die Komponenten der Energiefreisetzungsrate während der Oxidationsphase über die TGO-Schichtdicke aufgetragen.



**Abbildung 5.20:** Vergleich von  $G_I$  und  $G_{II}$  bei reinem TGO-Wachstum in die zur Grenzfläche normale Richtung und bei kombiniertem Wachstum in die tangentielle und normale Richtung. Die Komponenten der Energiefreisetzungsrate sind über die Oxidschichtdicke während der Oxidationsphase aufgetragen

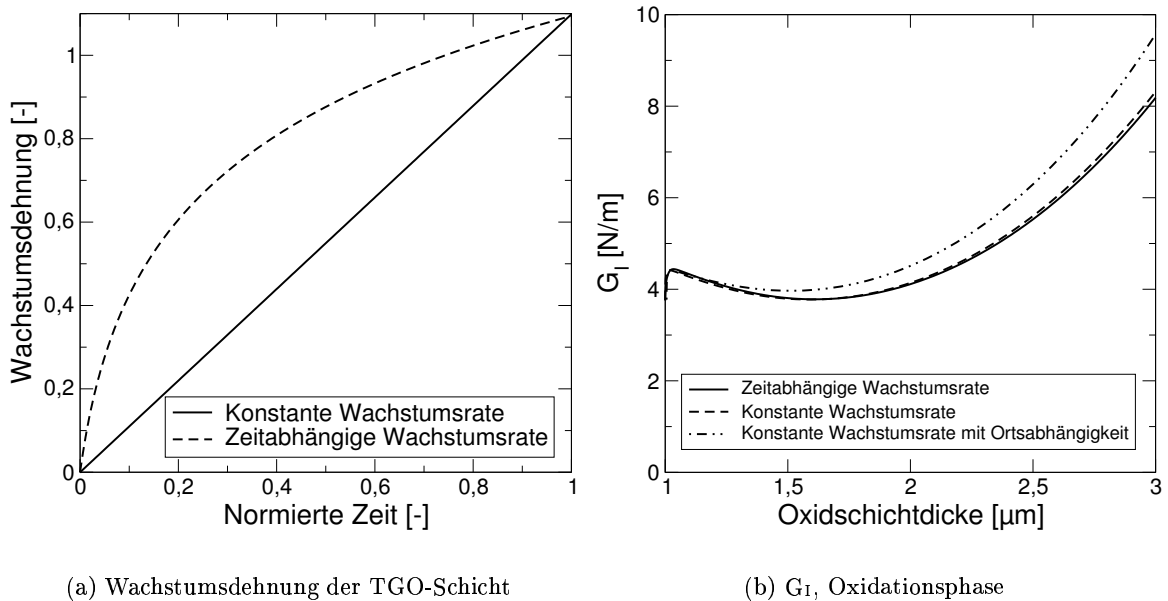
Durch das laterale TGO-Schichtwachstum wird die Mode I-Belastung an der Rissspitze unterdrückt, und gleichzeitig nimmt  $G_{II}$  stark zu. Schon bei einer Oxidschichtdicke von  $1,5 \mu\text{m}$

erreicht  $G_{II}$  mit lateralem Schichtwachstum etwa den gleichen Wert wie  $G_I$  bei reinem Schichtwachstum in die Normalenrichtung der Grenzfläche und bei einer Schichtdicke von  $3 \mu\text{m}$ . Ein freies Ausdehnen der TGO-Schicht in die tangentielle Richtung wird durch die eingesetzten Randbedingungen verhindert, da die Ränder der Struktur durch die Option „Slider“ in ABAQUS stets linear bleiben. Die Verformung der Ränder der Einheitszelle wird insbesondere durch die dickeren Schichten (Substrat und WDS) vorgeschrieben und dem dünnen TGO zwangsweise aufgeprägt. Damit wird ein lokales seitliches Ausbeulen der TGO-Schicht verhindert. Dies wird durch zusätzliche hohe tangentielle Druckspannungen kompensiert, die letztendlich die Scherbelastung an der Rissspitze stark erhöhen. Somit wird die Oxidationsphase bei zusätzlichem lateralem Wachstum durch Mode II dominiert und es erfolgt ein Wechsel des Ausbreitungsmodes von Rissen im Bergbereich der WDS. Nach Evans et al. [47] hört das laterale Schichtwachstum ab einer kritischen lateralen Druckspannung (etwa  $-3 \text{ GPa}$ ) auf. Dieses Verhalten könnte durch Erweiterung des numerischen Modells mitberücksichtigt werden.

Die Steuerung des TGO-Schichtwachstums über eine externe Subroutine bietet eine flexible Möglichkeit, die Oxidationskinetik realitätstreu in der Simulation nachzubilden. Das in ABAQUS standardmäßig implementierte Modell kann nur mit einer konstanten Schichtwachstumsrate arbeiten. Die reale Oxidationskinetik ist allerdings durch eine wurzelfunktionsähnliche Zeitabhängigkeit gekennzeichnet. Daher wurde die Zeitabhängigkeit der Wachstumsrate extern definiert und in das Modell eingebunden. Die bei der FEM-Simulation errechneten Wachstumsdehnungen im Fall einer konstanten und einer zeitabhängigen Wachstumsrate sind in Abbildung 5.21(a) dargestellt. Durch die Zeitabhängigkeit der Wachstumsrate kann die entsprechende Oxidschichtdicke zu jedem Zeitpunkt zurückgerechnet werden.

Darüber hinaus wurde anhand einer weiteren Subroutine eine Ortsabhängigkeit der Wachstumsrate eingebunden. In diesem Fall ist die Wachstumsrate zeitlich konstant. Die Ortsabhängigkeit der Wachstumsrate wurde so eingestellt, dass sie mit abnehmendem Abstand zur Grenzfläche TGO/HVS linear zunimmt. Die Subroutine bestimmt den augenblicklichen Abstand der einzelnen Integrationspunkte im TGO zur Grenzfläche TGO/HVS. Dabei verändert sich die Lage und die Form der Grenzfläche mit der Zeit. Dieses Verfahren liefert eine FEM-mäßige Nachbildung der einwärts gerichteten Oxidbildung. Die anhand dieser drei verschiedenen Prozeduren ermittelten  $G_I$ -Werte sind für die Oxidationsphase in Abbildung 5.21(b) über die Oxidschichtdicke dargestellt. Der Vergleich zwischen  $G_I$  bei konstanter Wachstumsrate mit dem bei zeitabhängiger Wachstumsrate zeigt nur einen minimalen Unterschied. Da gegen Ende der Oxidationsphase im Fall einer zeitabhängigen Wachstumsrate die TGO-Schicht wesentlich langsamer wächst als bei einer konstanten Wachstumsrate, haben Relaxationsprozesse in der HVS mehr Einfluss auf die Mode I-Belastung und führen deshalb zu kleineren  $G_I$ -Werten. Es wird allerdings erwartet, dass bei Berücksichtigung eines zeitabhängigen Materialverhaltens in der WDS deutliche Unterschiede zwischen beiden Wachstumsverfahren auftreten werden. Die Anwendung der ortsabhängigen Wachstumsrate verursacht eine Zunahme des maximalen





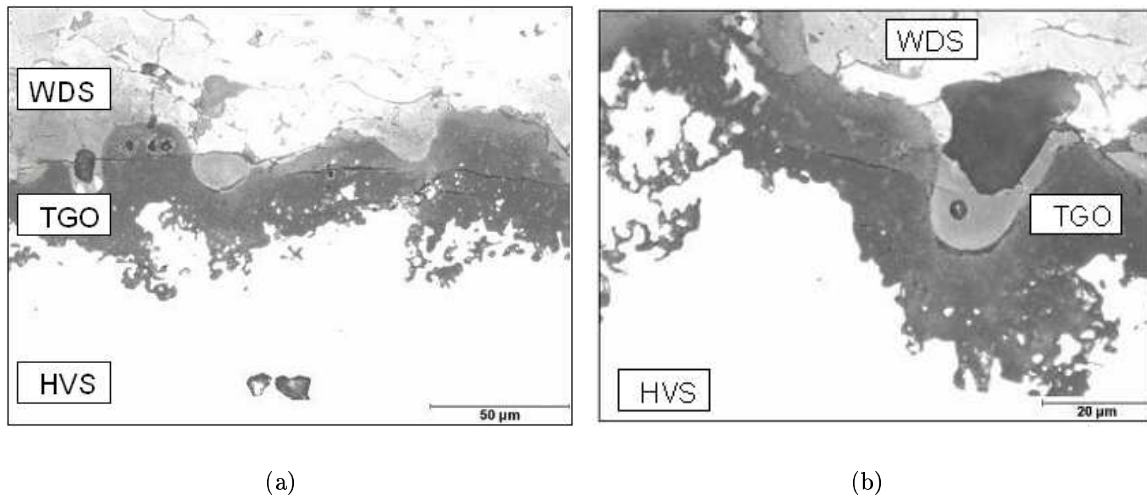
**Abbildung 5.21:** Konstante, zeit- und ortsabhängige TGO-Wachstumsrate

$G_I$  um 15% am Ende der Oxidationsphase. Die stärkere Verformung der HVS an der Grenzfläche TGO/HVS hat eine leichte Erhöhung der Zugbelastung im Bergbereich der WDS und somit der Mode I-Komponente an der Rissspitze zur Folge. Da eine ortsabhängige Modellierung des TGO-Schichtwachstums mit dem höchsten numerischen Aufwand (Rechenzeit und Speicherbedarf) verbunden ist, wurde auf den weiteren Einsatz dieser Prozedur verzichtet.

### 5.2.2 Risse in der TGO-Schicht

Im Rahmen der Zusammenarbeit mit dem Institut für Werkstoffe und Verfahren der Energietechnik (IWV2, Forschungszentrum Jülich) wurden Risse in der TGO-Schicht numerisch modelliert und anhand der MRSM bewertet. Den Ausgangspunkt dieser Untersuchung stellen experimentelle Beobachtungen in APS-WDS-Systemen dar, die unter einer isothermen Oxidationsbelastung die in Abbildung 5.22 dargestellte Mikrostruktur zeigen. Dabei handelt es sich um Proben (APS-WDS, NiCoCrAlY-HVS, CMSX4-Substrat), die bei 1050 °C während 550 Stunden isotherm oxidiert wurden.

Die Lichtmikroskopbilder in Abbildung 5.22 zeigen eine starke Oxidation der HVS bzw. eine relativ dicke TGO-Schicht. Verursacht durch die interne Oxidation der HVS (blumenkohlartig) entstand eine sehr raue und schwer zu erkennende Grenzfläche zwischen HVS und TGO. Die Bilder zeigen eine starke Schädigung der TGO-Schicht durch Rissbildung. Die Risse verlaufen in den meisten Fällen in waagerechter Ausrichtung und mitten durch die TGO-Schicht. An bestimmten Stellen, die sich durch eine starke Welligkeit der Grenzfläche WDS/TGO aus-



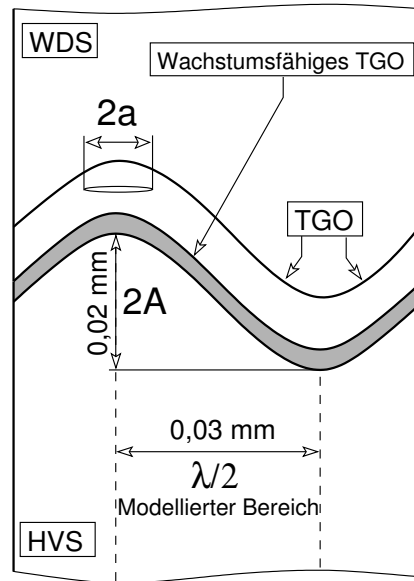
**Abbildung 5.22:** Lichtmikroskopbilder der Schnittfläche senkrecht zur Schichtebene in einem ASP-WDS-System. Die Proben wurden bei 1050 °C während 550 Stunden oxidiert [79]

zeichnen, verlaufen die Risse quer durch die TGO-Schicht und gehen in die WDS über. Diese Risse sind typischerweise in waagerechter Richtung orientiert. Hierbei ist nicht klar, ob diese Risse sich ausgehend von der WDS in die TGO-Schicht ausbreiten oder umgekehrt. Experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass die TGO-Risse sehr lang werden können und zum Versagen des gesamten Systems führen.

Die numerische Nachbildung der in diesem Abschnitt behandelten Verbundsysteme ist durch die Geometrie in Abbildung 5.23 dargestellt. Hier wurde der Riss im Bergbereich der TGO-Schicht implementiert, die aus zwei Teilen besteht:

1. die obere TGO-Schicht hat eine Dicke von 4  $\mu\text{m}$  und enthält den zu bewertenden Riss in der Mitte des Bergbereichs. Die Anfangsdicke dieser Schicht bleibt während der gesamten Simulationsrechnung konstant;
2. die untere TGO-Schicht hat eine Anfangsdicke von 1  $\mu\text{m}$  und wächst während der Oxidationsphase des thermischen Zyklus (siehe Abbildung 4.5) bis einer Enddicke von 3  $\mu\text{m}$ .

Die Anforderung der MRSM nach einer bestimmten Netzkonfiguration an der Risspitze und die Realisierung eines gerichteten TGO-Schichtwachstums erzeugen einen Konflikt, der sich nur durch die oben beschriebene Aufteilung der TGO-Schicht in zwei Bereichen lösen lässt. Der Kompromiss, der hier eingesetzt wird, ist zunächst eine reine FEM-Maßnahme, um überhaupt - technisch betrachtet - die Modellierung zu ermöglichen, ohne auf die Simulation des Schichtwachstums verzichten zu müssen. Bei den in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnissen beträgt die Amplitude der Rauheit weiterhin 10  $\mu\text{m}$  mit einer Periodenlänge von 60  $\mu\text{m}$ .



**Abbildung 5.23:** Verwendete Geometrie bei der Modellierung von TGO-Rissen

Die bisher eingesetzten Randbedingungen, die thermische Belastung und die Materialeigenschaften bleiben unverändert.

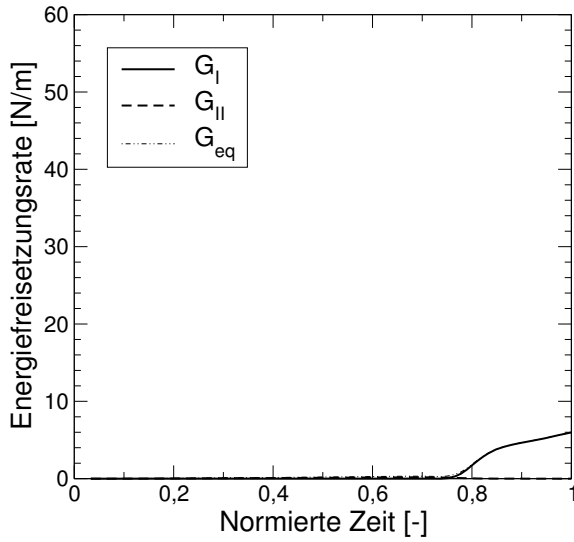
Im Vorfeld wurde anhand der Geometrie aus Abbildung 5.23 eine Spannungsanalyse durchgeführt, wobei der eingezeichnete Riss nicht berücksichtigt wurde. Die Bewertung der Eigenspannungsfelder zeigte, dass nach der Aufheizphase Zugspannungen (etwa 200 MPa) in senkrechter Richtung im Bergbereich der Oxidschicht entstehen. Diese Belastung kann der Rissinitiierung nach dem dargestellten Muster in Abbildung 5.23 zugrunde liegen. Damit wird der Bergbereich der TGO-Schicht als kritische Stelle für das Versagen durch Rissausbreitung eingestuft. Nach der Oxidationsphase wanderten die Zugspannungen vom Bergbereich weg in Richtung Flankenbereich und wurden betragsmäßig höher. Gleichzeitig wurden die Zugspannungen an der Bergspitze durch eine Druckbeanspruchung ersetzt. Die Abkühlphase veränderte die qualitative Spannungsverteilung nicht, sondern führte lediglich zur Verstärkung der Belastung. Im Talbereich herrschen am Ende des TGO-Schichtwachstums Druckspannungen, die auch nach der anschließenden Abkühlung erhalten bleiben. Dies deutet darauf hin, dass Rissbildung und Risswachstum im Talbereich nicht möglich sind. Eine weitere Spannungsanalyse, bei der das TGO-Schichtwachstum ausgeschaltet wurde, zeigte, dass am Ende der Abkühlphase die Zugspannungen im Bergbereich der Oxidschicht zunehmen und dass sich das Feld unter einer Zugbeanspruchung vergrößert. Unabhängig davon liegt die untere Hälfte der Oxidschicht unter Druckeigenspannungen.

Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen aus der Eigenspannungsanalyse wurde eine Rissmodellierung nach Abbildung 5.23 für  $a = 3 \mu\text{m}$  durchgeführt. Der zeitliche Verlauf der einzelnen Komponenten der Energiefreisetzungsrate sowie der äquivalenten Beanspruchung

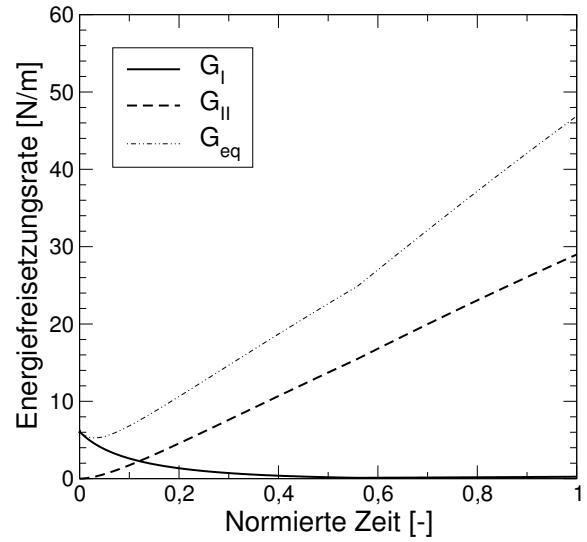
an der Rissspitze ist in Abbildung 5.24 dargestellt. Während der Aufheizphase unterliegt die Rissspitze einer reinen Mode I-Belastung. Bei einer Temperatur von 740 °C beginnt der Riss sich nach Mode I zu öffnen. Gleichzeitig bleibt  $G_{II}$  nahezu gleich Null und nimmt erst mit Beginn der TGO-Wachstumsphase linear zu. Umgekehrt nimmt  $G_I$  mit beginnender Oxidationsphase ab und erreicht relativ schnell den Nullwert, der fast bis zum Ende des thermischen Zyklus erhalten bleibt. Durch die schnelle Zunahme von  $G_{II}$  während der Oxidationsphase, die auf das TGO-Wachstum zurückzuführen ist, wird ein Wert erreicht, der um das Fünffache höher liegt als  $G_I$  am Ende der Aufheizphase. Während der Abkühlphase nimmt  $G_{II}$  zunächst leicht zu und dann wieder ab, so dass die Änderung der Belastung über den ganzen Vorgang nahezu gleich Null ist. Am Ende der Abkühlphase lässt sich eine minimale Zunahme von  $G_I$  feststellen. Das TGO-Schichtwachstum hat dazu geführt, dass die Mode I-Belastung unterdrückt wird, und bewirkte gleichzeitig eine Dominanz der Mode II-Komponente. Dieses Verhalten ist nicht mehr gültig, wenn das Schichtwachstum ausgeschaltet wird. Abbildung 5.24(d) zeigt den Verlauf der einzelnen Komponenten der Energiefreisetzungsrate ohne Oxidationsphase. In diesem Fall bleibt  $G_I$  die dominierende Komponente und erreicht einen Endwert von 10 N/m. Im Verhältnis zum maximal erreichten Wert wächst  $G_I$  während der Abkühlphase um etwa 40%. Der Wechsel der Modebelastung in Abhängigkeit vom TGO-Wachstum ist mit dem Befund aus der Spannungsanalyse in der rissfreien Struktur konsistent. Der Vergleich der äquivalenten Energiefreisetzungsrate während des Abkühlvorgangs zeigt, dass die gesamte Belastung an der Rissspitze mit Oxidschichtwachstum um das Fünffache höher ist als ohne TGO-Wachstum. Zwischen  $t_{norm}$  gleich 0 und 0,2 während des Abkühlens nimmt  $G_{II}$  zu (Abbildung 5.24(c)),  $G_I$  hingegen nimmt ab (Abbildung 5.24(d)). Bei  $t_{norm}$  höher als 0,2 kehrt sich das Verhalten um. Dies deutet darauf hin, dass Risswachstum unter einer Mode II-Belastung früher bzw. bei höheren Temperaturen stattfindet. Da die maximale Mode I-Belastung erst am Ende der Abkühlphase erreicht wird, ist mit einem Risswachstum erst bei Raumtemperatur zu rechnen. Grundsätzlich kann aus Abbildung 5.24 abgeleitet werden, dass das TGO-Schichtwachstum eine Mode II-Belastung fördert. Die thermische Fehlanpassung während der Aufheiz- und Abkühlphase scheinen dagegen eher eine reine Mode I-Belastung zur Folge zu haben.

### Einfluss des HVS-Kriechverhaltens

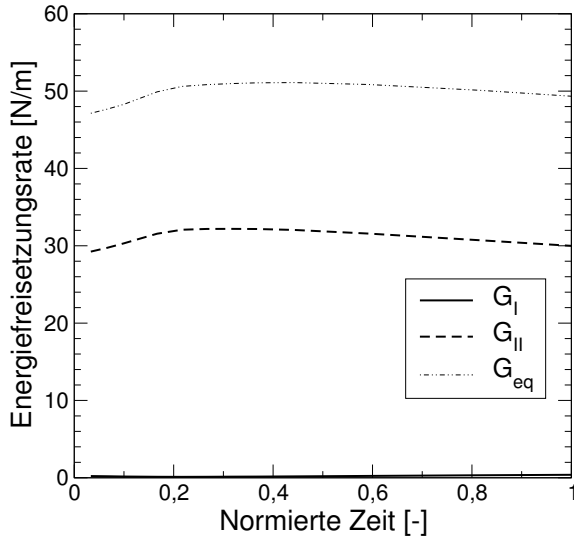
Bei der Rissausbreitung in der WDS ist  $G_I$  bei der Standard-Geometrieconfiguration die dominierende Belastungskomponente. Durch HVS-Kriecheigenschaften konnte die Mode I-Beanspruchung reduziert werden. Dagegen wurde festgestellt, dass HVS-Kriechen eine entgegengesetzte Wirkung auf  $G_{II}$  hat. Der in diesem Abschnitt modellierte TGO-Riss zeigt eine starke Mode II-Abhängigkeit, wenn TGO-Wachstum vorausgesetzt wird. Um den Einfluss des HVS-Kriechens auf die Modebelastung im Fall eines TGO-Risses zu zeigen, sind in Abbildung 5.25  $G_I$ - und  $G_{II}$ -Verläufe dargestellt, die mit und ohne HVS-Kriechen ermittelt wurden.



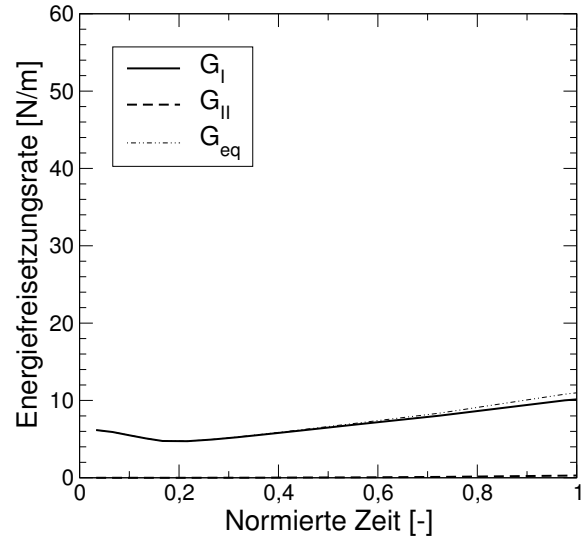
(a) Aufheizphase



(b) Oxidationsphase

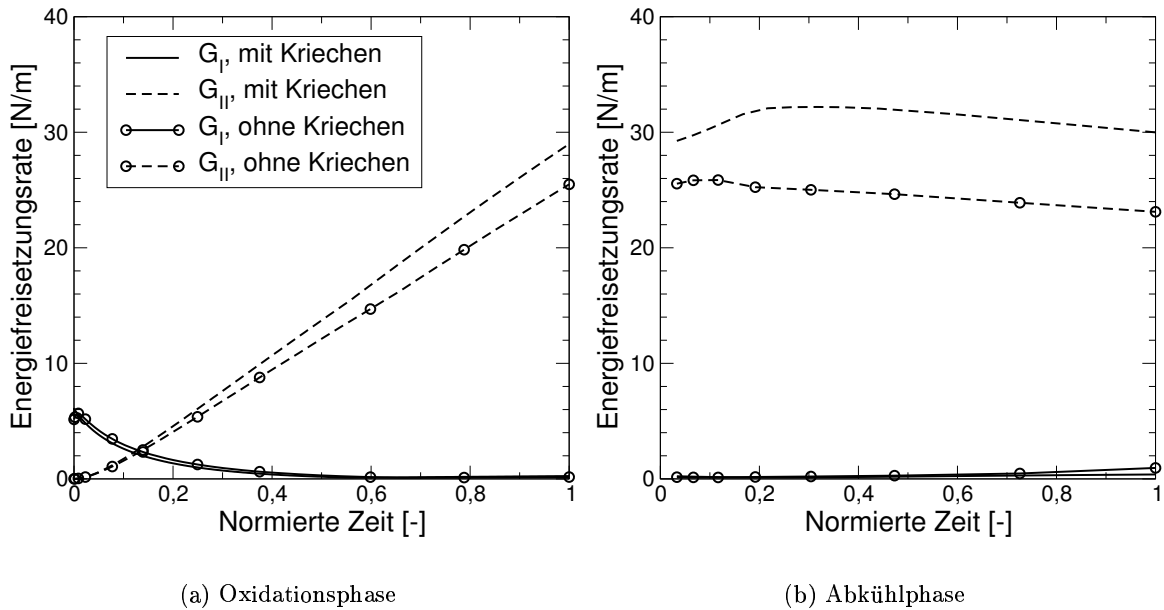


(c) Abkühlphase



(d) Abkühlphase, TGO-Wachstum ausgeschaltet

**Abbildung 5.24:** Zeitlicher Verlauf der einzelnen Komponenten der Energiefreisetzungsrate ( $a = 3 \mu\text{m}$ ). Einfluss des TGO-Schichtwachstums



**Abbildung 5.25:** Einfluss der HVS-Kriecheigenschaften auf die einzelnen Komponenten der Energiefreisetzungsrates bei einem TGO-Riss ( $a = 3 \mu\text{m}$ )

Die Betrachtung des gesamten  $G_{II}$ -Verlaufs über die Oxidations- und Abkühlphase zeigt eine deutliche Reduzierung der Belastung, wenn das HVS-Kriechen nicht berücksichtigt wird. Die lineare Zunahme von  $G_{II}$  während der Oxidationsphase setzt sich mit Beginn des Abkühlens bis  $t_{norm}=0,2$  (bei Berücksichtigung des HVS-Kriechens) fort. Erst ab  $t_{norm}=0,2$ , was etwa einer Temperatur von  $800 \text{ }^\circ\text{C}$  entspricht, nimmt  $G_{II}$  ab. Während der Anfangsphase des Abkühlvorgangs zwischen  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$  und  $800 \text{ }^\circ\text{C}$  sind Kriechverformungsmechanismen in der HVS noch wirksam und nehmen bei weiterer Temperaturabsenkung sehr stark ab. Bei rein plastischer Verformung der HVS ist diese Zuwachphase kaum vorhanden, und schon zu Beginn des Abkühlvorgangs setzt die Abnahme von  $G_{II}$  ein. Die gleiche Tendenz, wie sie bei WDS-Rissen festgestellt wurde, ist auch bei TGO-Rissen anzutreffen. Das HVS-Kriechverhalten führt zu einer Zunahme von  $G_{II}$  und gleichzeitig einer Abnahme von  $G_I$ . Da  $G_I$  bei dem behandelten TGO-Riss recht niedrig ist, ist der Rückgang aufgrund der Spannungsrelaxation in der HVS kaum feststellbar. Die Wechselwirkung zwischen HVS-Kriechen und Modebelastung wird detaillierter im nächsten Kapitel diskutiert.

### Variation der Risslänge

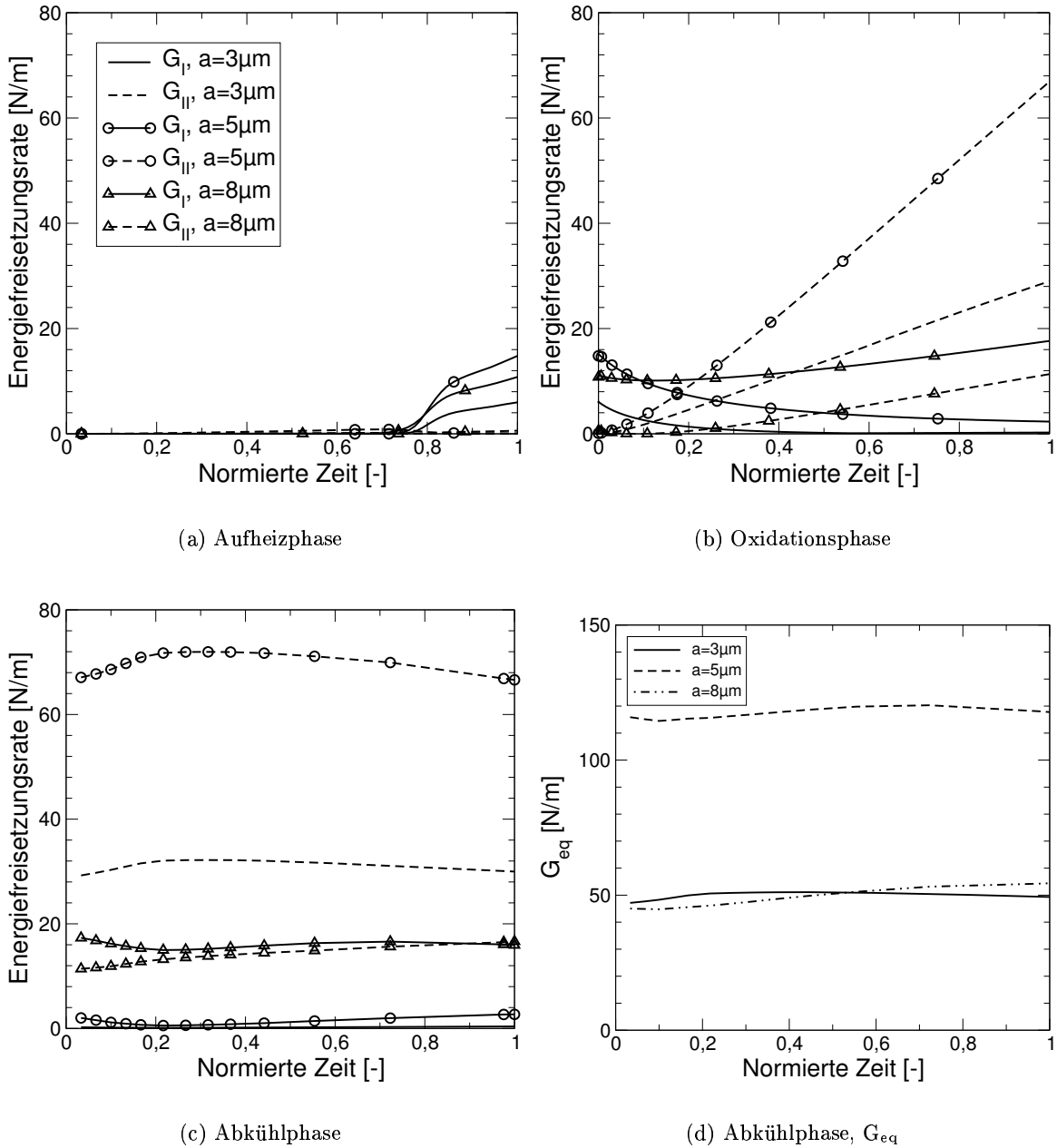
Die TGO-Risslänge wurde so variiert, dass zwei weitere Geometrieconfigurationen mit  $a = 5 \mu\text{m}$  und  $a = 8 \mu\text{m}$  entstanden. Die Besonderheit dabei ist, dass bei einer halben Risslänge von  $5 \mu\text{m}$  die Rissspitze dicht an der Grenzfläche WDS/TGO im TGO liegt. Bei einer Risslänge von  $8 \mu\text{m}$  liegt die Rissspitze nahe an der Grenzfläche, allerdings in der WDS. In

diesem Fall durchschneidet der Riss den gesamten Bergbereich der TGO-Schicht. Die Verläufe von  $G_I$  und  $G_{II}$  für die drei verschiedenen Risse sind in Abbildung 5.26 dargestellt. Beide Risse mit der Spitze in der TGO-Schicht ( $a = 3 \mu\text{m}$  und  $5 \mu\text{m}$ ) zeigen eine identische qualitative Änderung von  $G_I$  und  $G_{II}$ . Durch die Verlängerung des Risses nimmt die Energiefreisetzungsrate in Mode I während der Aufheizphase sowie die Mode II-Komponente während der Oxidationsphase um etwa 42% zu. Während des Abkühlens ist der Zuwachs von  $G_{II}$  in beiden Fällen gleich Null.  $G_I$  hat in dieser Phase für  $a = 5 \mu\text{m}$  nur leicht zugenommen. Dies spiegelt sich auch in der äquivalenten Energiefreisetzungsrate in Abbildung 5.26(d) wider. Dort ist  $G_{eq}$  für beide Risse nahezu konstant während des gesamten Abkühlvorgangs. Somit wird der maximale Wert von  $G_{eq}$  am Ende der Oxidationsphase bzw. am Anfang der Abkühlung erreicht. Dies deutet darauf hin, dass Risswachstum in der TGO wenn überhaupt, dann mit hoher Wahrscheinlichkeit während der TGO-Wachstumsphase stattfindet und insbesondere sehr stark Mode II-abhängig ist.

Die weitere Verlängerung des Risses ( $a = 8 \mu\text{m}$ ) führt dazu, dass sich die Risspitze nun in der WDS befindet, wo andere elastische Eigenschaften als in der TGO gelten. Besonders stark auffallend für diese Geometrieconfiguration ist die weitere Zunahme von  $G_I$  während der Oxidationsphase. Bezogen auf dem Zuwachs während der Aufheizphase handelt es sich in diesem Fall um eine Zunahme von etwa 70%. Der Abkühlvorgang führt zunächst zu der typischen Abnahme von  $G_I$  bis  $t_{norm} = 0,2$ . Trotz einer weiteren Absenkung der Temperatur bleibt  $G_I$  konstant. Die zeitliche Entwicklung von  $G_{II}$  über den gesamten thermischen Zyklus ist nahezu identisch mit den Verläufen der ersten beiden Risslängen. Im letzten Abschnitt der Abkühlung sind  $G_I$  und  $G_{II}$  gleich hoch. Dies wiederum ergibt während der letzten Phase des thermischen Zyklus einen waagerechten Verlauf der äquivalenten Energiefreisetzungsrate, die auf gleicher Höhe wie im Fall von  $a = 3 \mu\text{m}$  liegt. Es gilt hier allerdings zu beachten, dass die Verhältnisse zwischen Mode I und II völlig unterschiedlich sind, denn die Dominanz der Mode II-Komponente ist im Fall der Risspitze in der WDS nicht mehr vorgegeben. Dies hat zur Folge, dass sich das Rissausbreitungsverhalten in der Wärmedämmschicht grundlegend von dem der TGO-Schicht unterscheidet.

### 5.2.3 Grenzflächenablösung und Riss im Flankenbereich der WDS

Die Berechnung der Eigenspannungsverteilung im Abschnitt 5.1.2 lieferte Hinweise bezüglich eines möglichen Versagens der Grenzfläche zwischen TGO und HVS im Bergbereich. Dies wird durch die Zugeigenspannungen in die normale Richtung im TGO (vgl. Abbildung 5.7) und gleichzeitig in der HVS (vgl. Abbildung 5.5(b)) verursacht. Aufgrund der thermischen Fehlanpassung während der Abkühlphase wechseln die Druckeigenspannungen im Bergbereich der HVS (nach der Oxidation) in eine hohe Zugbelastung, die letztendlich ein Versagen der Grenzfläche verursachen kann. Aus experimenteller Sicht wurde häufig ein sogenanntes „Black-



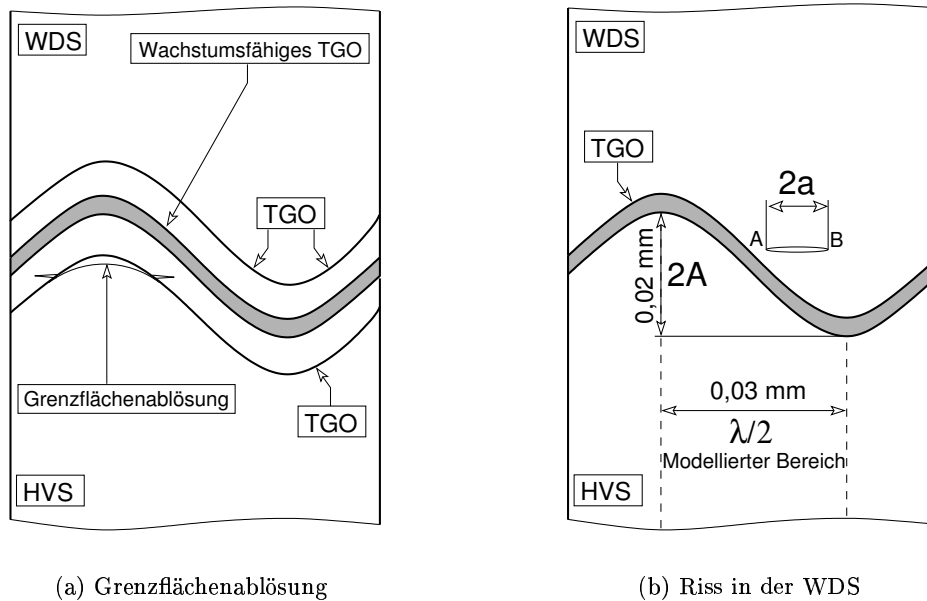
**Abbildung 5.26:** Zeitlicher Verlauf der Energiefreisetzungsrate bei verschiedenen Risslängen. Die Legende aus dem Diagramm (a) gilt zusätzlich in (b) und (c)



White Failure“ des WDS-Systems beobachtet, da die Bruchflächen innerhalb der keramischen Schicht kleine TGO-Inselchen aufweisen. Es wird daher angenommen, dass das Versagen von der Grenzfläche zwischen TGO und HVS ausgeht. Die weitere Rissausbreitung findet dann in der Wärmedämmschicht statt. Dieser Versagensmode betrifft WDS-Systeme, bei denen die TGO-Schicht typischerweise eine regelmäßige und kompakte Morphologie aufweist [71]. Dort scheint die Grenzfläche die schwächste Stelle zu sein. Anhand der vorliegenden Ergebnisse aus der Spannungsanalyse können Risse entlang der Grenzfläche nicht bis ins Tal hineinlaufen, da zunächst - energetisch betrachtet - dieser Pfad ungünstig zu sein scheint. Darüber hinaus wechseln die normalen Zugeigenstressungen spätestens in der Mitte der Rauheit (Richtung Tal) in eine Druckbelastung, die die weitere Ausbreitung der Grenzflächenablösung verhindert. Der Riss ist dann gezwungen, seine Verlängerungsrichtung zu wechseln. Er läuft weiter durch die TGO-Schicht und anschließend durch die WDS. Somit entsteht das oben genannte Versagemuster.

Nun stellt sich die Frage, ob der Riss ausgehend von der Grenzflächenablösung in Richtung WDS, oder umgekehrt von der WDS in Richtung Grenzfläche HVS/TGO losläuft. Die Betrachtung der in Abbildung 5.11 dargestellten Spannungsverteilungen für verschiedene Rauheitsamplituden zeigt, dass gerade im Flankenbereich der WDS-Schicht ein Gebiet mit maximalen Zugeigenstressungen in senkrechter Richtung vorliegt. Mit zunehmender Amplitude steigen die Zugspannungen an, und der Bereich der Zugbeanspruchung erstreckt sich schließlich durchgängig zwischen den Flanken zweier benachbarter Berge. Dies deutet darauf hin, dass gerade die Oxidationsphase, die eine Verschiebung der Zugspannungen von der Bergspitze in Richtung Tal (vgl. Abbildung 5.10) verursacht, für die Entstehung und Ausbreitung von Rissen im Flankenbereich der WDS verantwortlich ist. Somit schließt sich der Kreis, denn hiermit ist zunächst die Voraussetzung einer waagerechten Rissausbreitung in der WDS (im mittleren Bereich zwischen zwei Bergen) vorgegeben.

Es gilt nun, dieses Versagensszenario durch die entsprechende Rissmodellierung und Rissbewertung nachzuvollziehen. Dazu sind in der Abbildung 5.27 zwei Risskonfigurationen dargestellt, die das Risswachstum ausgehend von einer Grenzflächenablösung im TGO und in der WDS nachbilden. Analog zur durchgeführten Rissmodellierung im Bergbereich der TGO-Schicht im vorherigen Abschnitt, wurden aus rein technischen Zwängen zwei zusätzliche TGO-Schichten eingeführt, die während der Simulation ihre Dicke nicht ändern. Um die Wachstumsspannungen während der Oxidationsphase zu erzeugen, wurde eine wachstumsfähige TGO-Zwischenschicht eingeführt. Die Grenzflächenablösung wurde künstlich umgelenkt, so dass die Risspitze in der TGO-Schicht in einem Abstand von einem halben Mikrometer von der Grenzfläche liegt. Der Riss im Flankenbereich der WDS (siehe Abbildung 5.27(b)) hat eine Länge von  $5 \mu\text{m}$ . Die Risspitze A liegt etwa  $2 \mu\text{m}$  von der Grenzfläche entfernt. Die Platzierung des Risses wurde anhand der Spannungsverteilung in Abbildung 5.11(b) durchgeführt, so dass A im Bereich der maximalen senkrechten Zugspannungen liegt. Bei beiden Modellen beträgt die

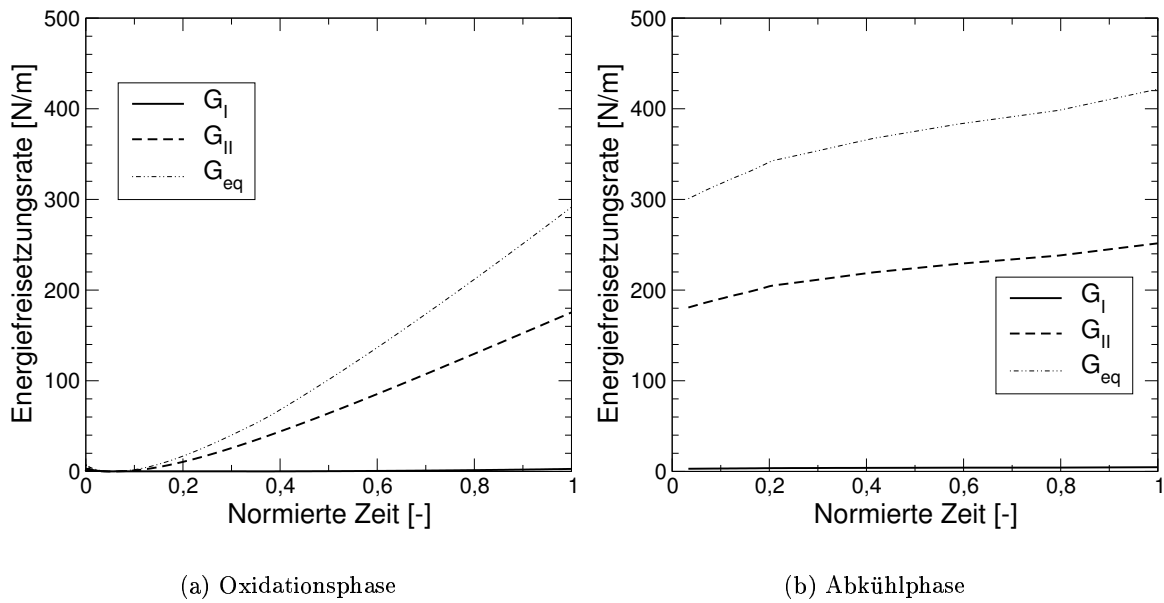


**Abbildung 5.27:** Geometrie einer TGO/HVS Grenzflächenablösung und Riss im Flankenbereich der WDS. Wachstumsfähiges TGO-Anteil ist in grau dargestellt

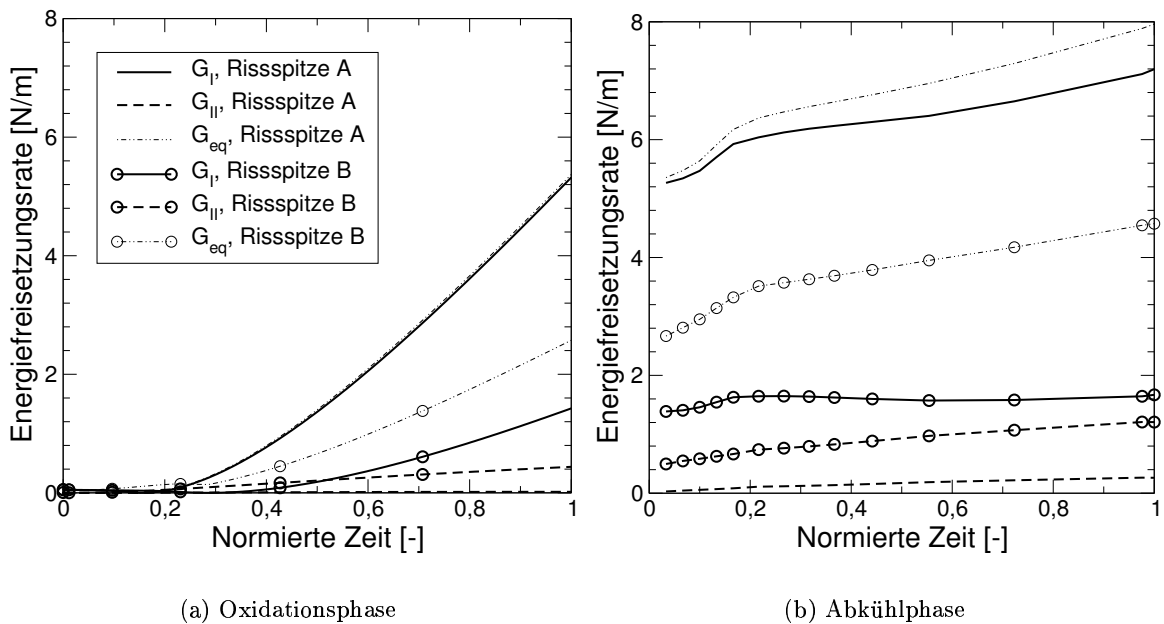
Rauheitsamplitude  $10 \mu\text{m}$ , und es gelten weiterhin die allgemeinen Randbedingungen, Werkstoffeigenschaften und die gleiche thermische Belastung.

Die Bewertungsergebnisse der in diesem Abschnitt beschriebenen Rissgeometrien sind in Abbildung 5.28 und 5.29 dargestellt. Ähnlich wie bei den modellierten Rissen im Bergbereich der TGO-Schicht zeigt die Risskonfiguration nach Abbildung 5.27(a) eine eindeutige Mode II-Abhängigkeit der Belastung, wobei in diesem Fall während der Abkühlphase eine weitere Zunahme von  $G_{II}$  um 38% des maximalen Wertes am Ende der Oxidation stattfindet. Die Belastung an der Risspitze während des Aufheizens ist im Vergleich zu den weiteren Phasen des thermischen Zyklus vernachlässigbar klein. Da  $G_{II}$  stärker bei der Bestimmung der äquivalenten Energiefreisetzungsrate eingeht, werden beachtliche  $G_{eq}$ -Werte am Ende des Zyklus erreicht ( $420 \text{ N/m}$ ). Dies deutet darauf hin, dass mit einer Rissausbreitung sicher zu rechnen ist. Darüber hinaus ist zunächst eine waagerechte Rissverlängerung durch die TGO-Schicht ausgeschlossen, da die Rissbelastung unter reinem Mode II erfolgt.

Im Fall des WDS-Risses wurde die Energiefreisetzungsrate an beiden Risspitzen ausgewertet und in Abbildung 5.29 dargestellt. Während der Aufheizphase ist der mittlere Bereich der Rauheit auf der Seite der WDS nur minimal beansprucht. Hinweise darüber sind Abbildung 5.9 zu entnehmen. Aus diesem Grund wurde auf die Darstellung der Energiefreisetzungsrate beim Aufheizen verzichtet, da sie vernachlässigbar klein ist. Die Risspitze A zeigt die erwartete Mode I-Dominanz. Während der Oxidationsphase ist  $G_{II}$  nahezu gleich Null und nimmt erst beim Abkühlen leicht zu. Die Zunahme von  $G_I$  beim Abkühlen beträgt etwa 30% des maximalen



**Abbildung 5.28:** Zeitlicher Verlauf der Energiefreisetzungsrate im Fall der Grenzflächenablösung mit der Risspitze im TGO



**Abbildung 5.29:** Zeitlicher Verlauf der Energiefreisetzungsrate bei einem WDS-Riss

Wertes am Ende der Oxidationsphase. Die Rissspitze B erfährt während der Oxidationsphase eine stärkere Belastung nach Mode I. Beim Abkühlen bleibt  $G_I$  fast konstant, dafür nimmt  $G_{II}$  doppelt so stark wie beim TGO-Schichtwachstum zu. Bei Raumtemperatur erreicht die Belastung an der Rissspitze ihren maximalen Wert und ist etwa halb so groß wie an der Spitze A. Damit ist die Wahrscheinlichkeit eines Risswachstums eher auf der Seite der Spitze A gegeben. Dort wird ein Risswachstum nach Mode I in die Richtung der TGO/HVS-Grenzfläche einsetzen. Mit einer Rissumlenkung ist aufgrund der Mode I-Dominanz nicht zu rechnen. Dagegen würde sich an der Rissspitze B, wenn die kritische Energiefreisetzungsrate überhaupt erreicht wird, eine Mixed-Mode Situation einstellen, die eine deutliche Rissumlenkung zur Folge hat.

# 6 Diskussion der Ergebnisse

## 6.1 Eigenspannungsanalyse

Zu Beginn des Kapitels über die durchgeführten Eigenspannungsanalysen wurden Ergebnisse von Zweischichtsystemen vorgestellt, die primär dazu dienen sollen, ein elementares Verständnis für die Rolle der Grenzflächenrauheit beim Versagen des WDS-Systems zu liefern. Darüber hinaus bieten solch einfache Strukturen die Gelegenheit, die eingesetzten numerischen Modelle mit ihren Randbedingungen zu überprüfen, da in diesen Fällen analytische Näherungslösungen vorhanden sind. Die Abkühlung aus einem spannungsfreien Zustand bei 1000 °C auf Raumtemperatur der in Abbildung 5.1 dargestellten Geometrie mit der ebenen Grenzfläche liefert einen Eigendruckspannungszustand in der dünnen Schicht, der laut FEM-Analyse (vgl. Abbildung 5.2(b)) etwa -300 MPa beträgt. Gleichung 3.1, die nach [62] für ein zylindrisches Substrat und eine sehr kleine Schichtdicke (im Vergleich zur Substratdicke) gilt, liefert nach Einsetzen der in der FEM-Analyse verwendeten Parameter eine Druckspannung von etwa -312 MPa. Es sei allerdings an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass es sich bei der FEM-Analyse um periodische Ränder handelt. Gleichung 3.1 beschreibt eine randlose zylindrische Struktur, die dem FEM-Modell erst bei einem unendlichen Durchmesser entspricht. Es gibt nach Evans et al. [62] für die in Abbildung 5.4(a) dargestellte Geometrie keine exakte Lösung, die den Verlauf der normalen Spannungskomponente entlang der Grenzfläche beschreibt. Stattdessen geben die Autoren folgende Approximation an:

$$\sigma_N^{\text{GF}} \approx \Delta T \Delta \alpha \frac{\frac{1}{\kappa} + E_{\text{WDS}}(1 + \nu_{\text{SUB}}) \frac{2A}{d_{\text{SUB}}}}{1 + \frac{2A}{d_{\text{WDS}}}} \sin\left(\frac{2\pi y}{\lambda}\right) \quad (6.1)$$

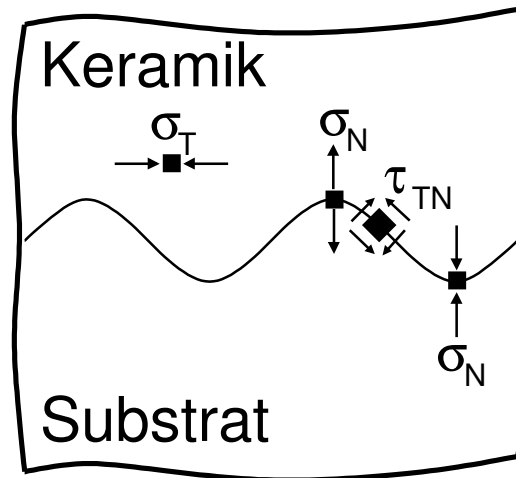
wobei  $\kappa$  durch

$$\kappa = \frac{1 + \nu_{\text{WDS}}}{2E_{\text{WDS}}} + \frac{1 - 2\nu_{\text{SUB}}}{E_{\text{SUB}}} \quad (6.2)$$

gegeben ist. Die Variable  $y$  beschreibt die Position auf der Grenzfläche, so dass die Spitze der Rauheit  $y/\lambda = 0,25$  und das Tal  $y/\lambda = 0,75$  entsprechen. Die Dicke der keramischen und metallischen Schichten, jeweils bis zum Mittelpunkt der Rauheit, werden in Gleichung 6.1 mit  $d_{\text{WDS}}$  und  $d_{\text{SUB}}$  bezeichnet. Die Bewertung von Gleichung 6.1 anhand der Geometrieparameter aus Abbildung 5.4(a) und der bei der FEM-Berechnung eingesetzten Werkstoffkennwerte

ergibt Zug- an der Spitze und Druckeigenspannungen im Tal der Rauheit, die aufgrund des Sinus-Terms in Gleichung 6.1 betragsmäßig gleich groß sind. Die analytische Näherung liefert etwa 100 MPa als maximalen Wert der Spannung, gegenüber etwa 93 MPa in der FEM-Analyse. Der in Abbildung 5.4(b) dargestellte  $\sigma_N$ -Verlauf zeigt niedrigere Spannungsspitzen, da die Auswertungslinie zwar parallel zur Grenzfläche, allerdings leicht von dieser entfernt liegt. Wenn die Spannungswerte direkt an der Grenzfläche ausgewertet werden, ergeben sich die oben vorgestellten Werte. Unabhängig von dem quantitativen Vergleich stimmt die qualitative  $\sigma_N$ -Verteilung mit der Vorhersage von Gleichung 6.1 überein. Darüber hinaus sind die in Abbildung 5.4(b) dargestellten Verläufe von  $\sigma_N$  und  $\tau_{TN}$  entlang der Grenzfläche (von der Spitze in Richtung Tal) identisch mit den Ergebnissen von Evans et al. [46, 47]. Laut Gleichung 6.1 findet der Vorzeichenwechsel zwangsläufig in der Mitte der Grenzfläche statt. Die numerischen Ergebnisse aus [46, 47] sowie aus der vorliegenden Arbeit zeigen, dass der Wechsel von Zug- zu Druckbelastung in die grenzflächennormalen Richtung genau an der Stelle maximaler Schubbelastung stattfindet. An dieser Stelle sind die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sowohl qualitativ mit [46, 47] als auch quantitativ mit den analytischen Ansätzen in guter Übereinstimmung.

Die Eigenspannungsanalyse in den Zweischichtsystemen zeigt die zentrale Rolle der Grenzflächenrauheit beim Versagen von Verbundstrukturen. Die Eigenspannungsbelastung, die in einer Struktur mit ebener Grenzfläche aufgrund der thermischen Fehlanpassung entsteht, kann nur dann zum Versagen des Systems führen, wenn die Deckschicht sehr dünn ist und Unregelmäßigkeiten an der Grenzfläche vorzufinden sind. In diesem Fall kommt die Beultheorie [62] zum tragen, die das Abplatzen der Schicht beschreibt. Voraussetzung für diesen Mechanismus ist beispielsweise eine Grenzflächenablösung, die wesentlich länger als die Dicke der Deckschicht ist. Diese Voraussetzung ist in einem typischen WDS-System, das eine relativ dicke Keramikschiicht aufweist, zunächst nicht erfüllt. In diesem Fall kann Beulen aufgrund einer in der Schichtebene vorhandenen Druckbelastung nicht stattfinden, da es durch die dicke Keramikschiicht unterdrückt wird. Damit die WDS durch Beulen versagt, muss ein Makroriss vorhanden sein, der eine Länge von mehreren Millimetern aufweist (gegenüber einer typischen Schichtdicke zwischen 0,25 und 0,5 mm). Typische WDS-Risse, die teilweise herstellungsbedingt sind, erfüllen diese Voraussetzung nicht und können unter der Annahme einer ebenen Grenzfläche allein durch eine Druckbeanspruchung nicht lang genug werden. An dieser Stelle tritt nun die Rauheit der Grenzfläche in den Vordergrund und liefert den notwendigen Spannungszustand, der eventuell eine Verlängerung der kurzen Risse begünstigt. Die Rauheit sorgt in diesem Sinne dafür, dass eine normale Spannungskomponente sowie Schubspannungen neben der Druckbeanspruchung in der Schichtebene entstehen. Der durch eine raue Grenzfläche hervorgerufene Spannungszustand an der Grenzfläche ist in Abbildung 6.1 zusammengefasst. Die Zugeigenspannungen an der Spitze der Rauheit können vorhandene Mikrorisse verlängern bzw. eine Rissinitiierung hervorrufen. Darüber hinaus sorgt die Rauheit für eine starke Zu-



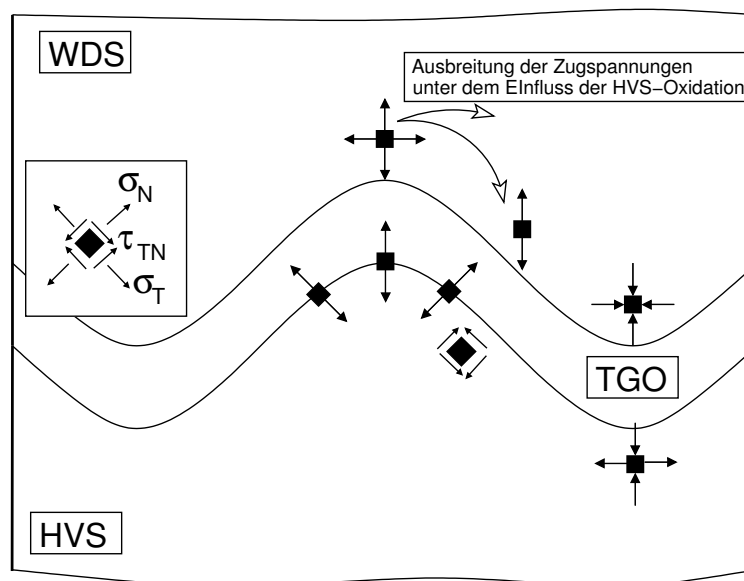
**Abbildung 6.1:** Schematische Darstellung des sich einstellenden Spannungszustands in einem Keramik/Substrat-Verbund aufgrund der thermischen Fehlanpassung während der Abkühlung auf Raumtemperatur

nahme der Beanspruchung im grenzflächennahen Bereich. Die vorhandenen Schubspannungen im Flankenbereich der Rauheit fördern nach Evans et al. [46] die plastische sowie Kriechverformung der HVS. Dies stimmt mit der in dieser Arbeit ermittelten Verteilung der äquivalenten Kriechdehnung in der HVS überein (siehe Abbildung 5.6). Gerade im Bereich maximaler Schubbeanspruchung in der HVS ist die maximale Kriechdehnung festzustellen (auf den Einfluss der viskoplastischen Verformung der HVS auf die Spannungsverteilung in der WDS wird später in diesem Kapitel eingegangen). Somit liefert die mikrostrukturelle Morphologie der Rauheit qualitativ sowie quantitativ günstige Bedingungen sowohl für Rissentstehung als auch für Risswachstum. Sie stellt die Grundlage des Versagens auf einer Mikroebene dar, um die Voraussetzung für ein Makroversagen beispielsweise durch Beulen zu erfüllen. Dadurch spielt die Rauheit in der vorliegenden Arbeit bei der Analyse des Versagensverhaltens von WDS-Systemen eine entscheidende Rolle, da es darum geht, Mechanismen zu identifizieren und zu verifizieren, die letztendlich zu einem Makrofehler der Schicht führen können.

Im Gegensatz zur Spannungsanalyse im Zweischichtsystem geht die numerische Behandlung der tatsächlichen Verbundstruktur hier von einem bei Raumtemperatur spannungsfreien Zustand aus. Andere FEM-Untersuchungen aus der Literatur nehmen hingegen an, dass das WDS-System bei 1000 °C spannungsfrei ist. Dies wird auf die rasche Spannungsrelaxation in der WDS bei hohen Temperaturen zurückgeführt. Die Realität liegt allerdings zwischen diesen beiden Annahmen, und zwar genau bei der Beschichtungstemperatur. Es ist in der Tat so, dass während der Schichtabscheidung (Bauteiltemperatur in der Regel zwischen 200 und 400 °C) der Verbund spannungsfrei vorliegt. Sowohl die Abkühlung als auch die weitere Aufheizung des Verbundes führt zwangsläufig zu einer Belastungsentwicklung in der keramischen Schicht. Die experimentelle Messung des Eigenspannungszustandes in der WDS bei Raumtemperatur

(vgl. Abschnitt 4.1.4) zeigt, dass die keramische Schicht nahezu spannungsfrei ist. Die Tatsache, dass die Belastung in der WDS bei hohen Temperaturen schnell relaxiert wird, ist nicht ausreichend, um die Annahme von Spannungsfreiheit zu rechtfertigen. Diese Anfangsphase ist nämlich durch ein schnelles Oxidschichtwachstum und eine Verdichtung der WDS geprägt. Beide Mechanismen können den Spannungszustand entscheidend verändern.

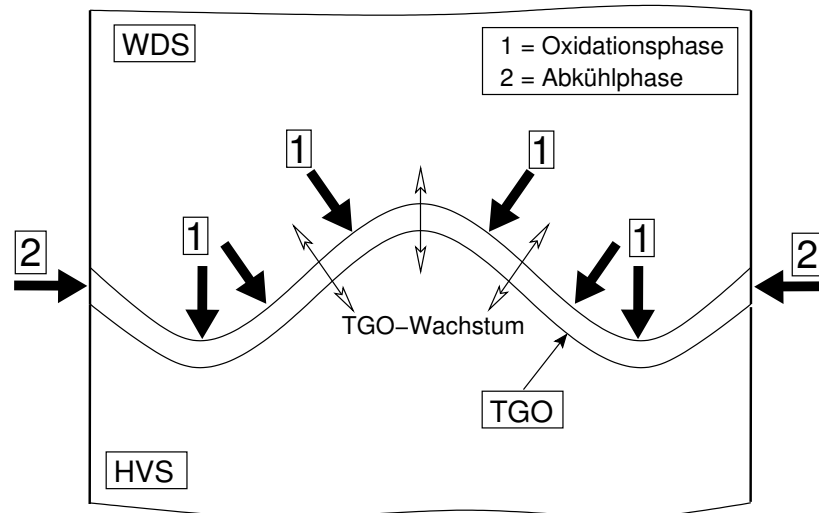
Zweck der Spannungsanalyse im gesamten WDS-System ist die Identifizierung kritischer Bereiche im Hinblick auf Rissentstehung und Risswachstum. Die Ergebnisse der Eigenspannungsberechnung sind für die WDS und für die HVS in Abbildung 6.2 zusammengefasst. Die Bewertung der Eigenspannungsverteilung in Abschnitt 5.1.2 hat gezeigt, dass die Abkühlphase den Spannungszustand in der WDS und im TGO qualitativ nicht verändert. Die Abkühlung auf Raumtemperatur führt lediglich zu einer betragsmäßigen Zunahme der Belastung aufgrund der thermischen Fehlanpassung. Dieser Sachverhalt wird weiter unten anhand des Verformungsmechanismus der Oxidschicht erklärt. Die HVS dagegen erfährt eine starke Änderung des Spannungszustandes sowohl qualitativ als auch quantitativ, da ausgehend von einem spannungsfreien Zustand nach der Oxidationsphase (aufgrund der Spannungsrelaxation) die in Abbildung 6.2 schematisch dargestellte hohe Beanspruchung entsteht. Besonders kritisch dabei sind die normalen Zugspannungen im Grenzflächenbereich zwischen TGO und HVS. Diese können eine lokale Ablösung der Grenzfläche herbeiführen. Die Länge der Ablösung kann mit Hilfe von Abbildung 5.7 abgeschätzt werden. Einen weiteren kritischen Bereich stellt der Bergbereich der WDS dar, wo Zugeigenspannungen in die normale Richtung zur Grenzfläche vorhanden sind. Darüber hinaus liegt im Flankenbereich der Rauheit die maximale Zugbelastung (in y-Richtung) der WDS (vgl. Abbildung 5.10).



**Abbildung 6.2:** Schematische Darstellung des Eigenspannungszustandes in der WDS und in der HVS bei Raumtemperatur ( $P_{Ab}$  in Abbildung 4.5)



Die TGO und die Oxidation der HVS, die durch das Wachstum der Oxidschicht numerisch simuliert wird, spielen eine zentrale Rolle bei dem sich einstellenden Eigenspannungszustand im WDS-System. In Abbildung 6.3 sind die Beanspruchungsmechanismen während der Oxidations- und Abkühlphase schematisch dargestellt. Das TGO-Wachstum in die nor-



**Abbildung 6.3:** Schematische Darstellung des Oxidschichtwachstums und der sich daraus ergebende Belastungssituation

male Richtung zur Grenzfläche wird insbesondere durch die WDS behindert. Die HVS zeigt bei der hohen Oxidationstemperatur kaum einen Widerstand gegenüber der Verformung der TGO-Schicht, da diese Schicht aufgrund ihrer viskoplastischen Eigenschaften und der Dauer der isothermen Belastung starke Verformungen aufnehmen kann und die entsprechende Beanspruchung abbaut. Dadurch entsteht die in Abbildung 6.3 dargestellte Druckbelastung auf die TGO-Schicht, die letztendlich zu einer „biegeähnlichen“ Beanspruchung der Schicht führt. Die Antwort der TGO-Schicht erfolgt mit dem in Abbildung 5.7 dargestellten Spannungszustand, der hauptsächlich aus Druckspannungen in die normale Richtung und einer Zug-/Druckbelastung in tangentialer Richtung im Tal- und Bergbereich besteht. Während der Abkühlphase zieht sich die TGO-Schicht weniger stark als die übrigen Schichten zusammen, da sie den niedrigsten thermischen Ausdehnungskoeffizienten aufweist. Um die Kontinuitätsbedingungen an den Rändern der Struktur zu erfüllen, erfährt die TGO-Schicht eine laterale Druckbeanspruchung, die in Abbildung 6.3 durch Pfeile mit der Bezeichnung „2“ dargestellt ist. Diese Belastung führt zur gleichen „Biegebelastung“ der Oxidschicht wie während der Oxidationsphase. Daher ändert sich die qualitative Spannungsverteilung im TGO vor und nach der Abkühlung nicht. Dafür nimmt die Belastung lediglich betragsmäßig zu. Darüber hinaus ist der Spannungszustand im Grenzflächenbereich der WDS sehr stark an die Verformung der TGO-Schicht gekoppelt. Deshalb wird der gleiche Effekt auch bei der WDS (vgl. Abbildung 5.9) festgestellt.

Während der Oxidationsphase entstehen normale Druckspannungen im TGO in Höhe von etwa 1 GPa. Im Berg- und im Talbereich erreicht die Belastung ihr Maximum und liegt zwischen 1 und 2 GPa. Diese Druckbelastung entspricht den TGO-Wachstumsspannungen und ist in guter Übereinstimmung mit den in der Literatur vorhandenen Messergebnissen von etwa 1 GPa [76, 77]. Das TGO-Wachstum in die normale Richtung zur Grenzfläche verursacht tangentialen Spannungen, deren Vorzeichen von der Krümmung der Rauheit abhängig ist. Die Spannungen erreichen im Tal- und Bergbereich den maximalen Wert. Die tangentialen Beanspruchung wird durch die Abkühlung deutlich verstärkt und liegt im Mittel zwischen 5 und 10 GPa. Die von Schmackers und Reimers [73] durchgeführten experimentellen Messungen der Eigenspannungen in der Schichtebene haben gezeigt, dass am Ende der Oxidationsphase die TGO-Schicht nahezu spannungsfrei ist. Mit abnehmender Temperatur steigt die Druckbelastung und erreicht bei Raumtemperatur etwa 3,5 GPa. Es handelt sich dabei allerdings um eine freistehende HVS mit TGO. Bei einer hohen Temperatur ist die Spannungsfreiheit der Oxidschicht auf die hohe viskoplastische Verformbarkeit der HVS zurückzuführen. Darüber hinaus fehlt in diesem Fall die Verformungsbehinderung durch die WDS, so wie sie in Abbildung 6.3 dargestellt ist. Bei der numerischen Simulation des normalen TGO-Schichtwachstums ist eine tangentialen Beanspruchung der TGO-Schicht aus zwei Gründen selbstverständlich: Behinderung durch die WDS und die starke Krümmung der Rauheit im Berg- und Talbereich. Ferner führt das laterale Schichtwachstum, falls es berücksichtigt wird, zwangsläufig zu einer tangentialen Druckbelastung. Die allgemeine Tendenz beim Vergleich der numerisch und experimentell ermittelten TGO-Beanspruchung in der Schichtebene (bei Raumtemperatur) zeigt, dass die numerische Analyse stets höhere Spannungswerte vorhersagt. Dies liegt zum einen an der begrenzten Ortsauflösung der experimentellen Methoden, die eigentlich nur Mittelwerte der Spannungen liefern können. Zum anderen sind gerade die Täler und Spitzen der Rauheit Orte der höchsten Beanspruchung, die umso höher liegt, je höher die Amplitude der Rauheit ist. Dies erklärt die Diskrepanz zwischen den von Leushake [74] bestimmten Eigenspannungen im TGO bei vorhandenen WDS (etwa -4 GPa) und den vorliegenden numerischen Ergebnissen. Die Rauheit der TGO-Schicht liegt dort in der Größenordnung von  $1 \mu\text{m}$  und kann - verglichen mit der numerischen Modellierung - vernachlässigt werden.

Die Vernachlässigung des TGO-Schichtwachstums reduziert den thermischen Zyklus auf zwei Phasen: Aufheizung und Abkühlung. Unter der Annahme, dass alle beteiligten Werkstoffe sich linear elastisch verhalten, würden die Spannungen, die sich während der Aufheizphase im Verbund aufgrund unterschiedlicher elastischer Eigenschaften aufbauen, nach dem Abkühlen auf Raumtemperatur wieder verschwinden. Nur inelastische Dehnungsanteile können zu Eigenspannungen im Verbund bei Raumtemperatur führen. In der vorliegenden Arbeit übernimmt die HVS diese Aufgabe. Während der Aufheizphase diktiert das Substrat die globale Verformung des Systems, da es die höchste Schichtdicke aufweist. Die thermische Fehlanpassung zwischen den metallischen und keramischen Komponenten des Verbundes leitet eine

Beanspruchung in jede Schicht ein. Ab einer Temperatur von etwa 700 °C ändert die HVS ihr plastisches Verhalten von spröde auf duktil, und ihre Kriechverformbarkeit nimmt stark zu. Grundsätzlich dominiert das Kriechverhalten der HVS bei hoher Temperatur die inelastische Verformung. Deshalb erfolgt aufgrund der durch thermische Fehlanpassung verursachten Spannungen eine inelastische Verformung, die letztendlich zu Eigenspannungen bei Raumtemperatur führt. Somit ist die thermische Fehlanpassung stark an die inelastische Verformung der HVS gekoppelt. Höhere inelastische Dehnungen bzw. Kriechanteile - auch wenn sie dazu führen, dass Spannungen in der HVS abgebaut werden - verursachen bei Raumtemperatur höhere Eigenspannungen. Im Fall eines Zweiphasenzyklus entsteht die in Abbildung 5.10 dargestellte Eigenspannungsverteilung, die insbesondere Zugspannungen im Bergbereich der WDS bei Raumtemperatur hervorhebt. Diese Belastung ist allein auf die inelastische Verformung der HVS, bedingt durch die thermische Fehlanpassung, zurückzuführen.

Das TGO-Schichtwachstum während der Oxidationsphase verstärkt deutlich die Belastung in der WDS. Die HVS ist am Ende der Oxidationsphase trotz TGO-Schichtwachstum spannungsfrei. Grund dafür ist die starke viskoplastische Verformung der Schicht. Nahezu der gesamten Kriechdehnung entsteht während des TGO-Wachstums. Die maximalen Dehnungen liegen im Flankenbereich der Rauheit, wo die maximalen Schubspannungen während der Abkühlphase entstehen. Die hohe inelastische Verformung der HVS kommt erst während der Abkühlphase zum Tragen und ruft hohe Spannungen hervor. Das Oxidwachstum hat somit als Konsequenz eine zusätzliche hohe inelastische Verformung in der HVS, die zum einen eine Spannungserhöhung in der Schicht selbst bei Raumtemperatur bedeutet. Zum anderen nimmt die Spannung in der WDS zu und eine Umverteilung der Zugspannungen findet statt (vgl. Abbildung 5.10). Beide Effekte sind im Hinblick auf Risswachstum entscheidend, denn die Triebkraft nimmt zu und der Bereich mit einer Zugbelastung in senkrechter Richtung wird größer. Die Zugspannungen breiten sich vom Bergbereich ausgehend nach rechts und in Richtung Tal aus. Ähnliche Effekte wurden von Chang et al. [85] und Freborg et al. [86] festgestellt. Die Variation der Rauheitsamplitude zeigt, dass die Oxidation eine starke Wechselwirkung mit dem Rauheitsprofil hat. Beide Aspekte können die Rissentstehung und das Risswachstum maßgeblich beeinflussen. Aus Abbildung 5.11 geht hervor, dass TGO-Wachstum bei kleinen Rauheiten zu einer Konzentration von Zugspannungen im Bergbereich der WDS führt. Hingegen verschieben sich die maximalen Zugspannungen bei höheren Amplituden in den Flankenbereich der Rauheit. Bei den höchsten modellierten Rauheitsamplituden liegt der gesamte Flankenbereich zwischen zwei benachbarten Bergen unter einer Zugbelastung. Im Talbereich ist dagegen stets eine Druckbelastung vorhanden, die diese Region der WDS als Kandidat für Risswachstum ausschließt.

Rauheit, Viskoplastizität der HVS und TGO-Wachstum sind die Grundlage der Schädigung im WDS-System. Dies wird besonders deutlich durch die numerische Eigenspannungsanalyse gezeigt. Darüber hinaus ermöglicht die Simulation die Untersuchung der Wechselwirkung

zwischen den einzelnen Schädigungsfaktoren. Die Eigenspannungsberechnung alleine ist allerdings nicht ausreichend, um zuverlässige Versagensmechanismen aufzustellen. Die gleichzeitige Betrachtung aller Spannungskomponenten ist nahezu unmöglich, um ihren einzelnen Schädigungsbeiträge zu identifizieren. Den Spannungszustand auf die senkrechte Spannungskomponente zu reduzieren und basierend darauf Versagensmechanismen aufzustellen, ist allerdings unzureichend. Dies wurde häufig in der Literatur durchgeführt und dabei der Einfluss der übrigen Spannungskomponenten systematisch vernachlässigt. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, dass die tangentialen und die Schubspannungen beträchtlich sein können und daher ihre Vernachlässigung nicht zulässig ist. Im Rahmen dieser Arbeit stellt die Eigenspannungsanalyse prinzipiell ein Werkzeug dar, das zur Identifikation von Versagensmechanismen und von besonders kritischen Schädigungsbereichen eingesetzt wird. Die bruchmechanische Bewertung der Eigenspannungszustände ist der Ansatz, der die Berücksichtigung aller Eigenspannungskomponenten ermöglicht.

## 6.2 Rissbewertung und Versagensmechanismen

Das Versagen des WDS-Systems kann auf der Makroebene durch Koaleszenz von Segmentierungsrissen und Delaminationsrissen erfolgen. Eine weitere Möglichkeit stellt das Beulen dar. Grundlage beider Mechanismen ist das Vorhandensein eines lateralen Schichtdefektes, der eine genügend große Länge aufweist, um das Abplatzen der Schicht zu ermöglichen. Im Rahmen dieser Arbeit werden Mechanismen identifiziert und untersucht, die eine Verlängerung von Mikrofehlern verursachen können bzw. Mikrorisse initiieren und ausbreiten. Das Ausbreitungsverhalten solcher Risse entscheidet dann darüber, ob die Voraussetzungen für einen Delaminationsriss vorhanden sind.

Bei der vorliegenden Untersuchung wurden Risse in bestimmten Bereichen des WDS-Systems implementiert, die zuvor sowohl experimentell als auch durch die Bewertung von numerischen Eigenspannungsanalysen für Rissinitiierung und Risswachstum als kritisch eingestuft worden sind. Der Einsatz der MRSM ermöglicht eine bruchmechanische Bewertung der modellierten Risse. Dabei wird die Mixed-Mode-Belastungssituation an der Rissspitze voll berücksichtigt. Die Aussage über das Risswachstumsverhalten wird durch ein Mixed-Mode-Versagenskriterium (siehe Gleichung 4.16) und durch die Vorhersage der Risswachstumsrichtung (siehe Gleichung 4.17) ermöglicht. Der experimentell bestimmte Wert des Bruchwiderstands spielt dabei eine zentrale Rolle, da diese Größe mit der numerisch ermittelten äquivalenten Energiefreisetzungsrate verglichen wird. Unter der Annahme, dass der Schichtwerkstoff kein R-Kurvenverhalten zeigt, würde Risswachstum erst dann stattfinden, wenn die äquivalente Belastung an der Rissspitze und der Risswiderstand gleich groß sind.

Bedingt durch die Mikrostruktur zeigen APS-WDS eine starke Anisotropie der Brucheigenschaften [47, 49]. Darüber hinaus wurde ein ansteigender Risswiderstand mit zunehmender Risslänge festgestellt (R-Kurvenverhalten) [30, 49]. Dadurch würde instabiles Risswachstum erst dann stattfinden, wenn zum einen  $G_{eq}$  und der Risswiderstand gleich groß sind und zum anderen der Zuwachs von  $G_{eq}$  mit steigender Risslänge höher als die Zunahme des Risswiderstands ist. Im Fall der WDS geben Evans et al. [47] Werte des Delaminationsrisswiderstands für kurze Risse ( $a \leq 100 \mu\text{m}$ ) zwischen 1 und 10 N/m an. Für lange Risse sind diese Werte wesentlich höher und betragen bis zu 100 N/m. Die Messungen von Steinbrech [30] und Oechsner [51] ergaben Risswiderstandswerte, die zwischen 100 und 240 N/m liegen. In [49, 50, 133, 134] liegen Werte vor, die zwischen 10 und 75 N/m variieren. Die Unterschiede zwischen den Werten sind in erster Linie auf die Unterschiede in der Mikrostruktur zurückzuführen. Darüber hinaus wurden bei den Messungen verschiedene Messmethoden eingesetzt, die jeweils eigene Einflussparameter aufweisen. Die starke Streuung der Werte macht es gerade sehr schwierig, einen konstanten Risswiderstandswert für die numerische Betrachtung anzunehmen. Das Streuband ist so breit, dass die Aussage über Risswachstum sich in Abhängigkeit des eingesetzten „Werkstoffkennwertes“ grundlegend ändern kann.

Die im Versuch bestimmten kritischen Werte der Energiefreisetzungsrates basieren auf der Betrachtung von Makrorissen. Das Mixed-Mode-Versagenskriterium gilt auch für Makrorisse und setzt linear elastischen Bruchmechanik voraus. Die im Rahmen dieser Arbeit modellierten Risse liegen im Mikrobereich. Da die Risse sich stets in einer Schicht befinden, die homogen ist und sich linear elastisch verhält, ist die Übertragung der klassischen linear elastischen Bruchmechanik auf Mikrorisse zulässig. Die Annahme eines viskosen Materialverhaltens der WDS würde dies beispielsweise in Frage stellen. Es gilt in diesem Fall, die Gültigkeitsbedingungen der LEBM zu überprüfen, insbesondere die Größe der plastischen Zone an der Risspitze im Vergleich zur Risslänge und zum Restligament.

### 6.2.1 Risswachstum im Bergbereich der WDS

Die bruchmechanische Bewertung von Rissen im Bergbereich der WDS hat gezeigt, dass die maximalen Werte der Energiefreisetzungsrates stets am Ende jeder Belastungsphase des thermischen Zyklus erreicht werden. Die zeitlichen Verläufe der Energiefreisetzungsrates im Abschnitt 5.2.1 haben den wesentlichen Vorteil, dass sie das Verhältnis zwischen Mode I und Mode II deutlich zeigen. Ein weiterer Maß für die Modeabhängigkeit liefert der Umlenkungswinkel  $\beta$ , der die Ausbreitungsrichtung bei Risswachstum wiedergibt. Eine reine Mode I-Belastung entspricht einer Rissverlängerung in der ursprünglichen Rissebene. Mit einem zunehmenden Mode II-Einfluss nimmt  $\beta$  zu und erreicht im Grenzfall (reine Mode II-Belastung) einen Winkel von  $77^\circ$  (siehe Anhang B.4).

Die Bewertung von verschiedenen Risslängen bei gleich bleibendem Abstand von der Grenzfläche und bei konstanter Rauheitsamplitude hat gezeigt, dass mit zunehmender Risslänge der Einfluss von Mode II ansteigt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass sich die Rissspitze mit wachsender Länge von dem Bereich senkrechter Zugspannungen weiter entfernt und gleichzeitig einem Druckspannungsgebiet nähert. Der zunehmende Anteil der Mode II-Belastung mit wachsender Risslänge spiegelt sich in dem bestimmten Umlenkungswinkel  $\beta$  wider, da er bei den größeren Risslängen etwa um  $15^\circ$  zunimmt. Aufgrund des  $G_{II}$ -Anteils würde im Fall einer Rissausbreitung, beispielsweise für  $a = 5 \mu\text{m}$ , eine Rissumlenkung um  $30^\circ$  in Richtung der freien Oberfläche stattfinden. Dies schließt eine Rissausbreitung ausgehend vom Bergbereich in Richtung Tal aus.

Da die in der Literatur vorhandenen Werte des Bruchwiderstands sehr stark streuen, ist eine Aussage bezüglich des Risswachstums nur begrenzt möglich und hängt sehr stark von dem angenommenen  $G_{Ic}$  ab. In Abbildung 6.4 ist die äquivalente Energiefreisetzungsrate in Abhängigkeit der Risslänge aufgetragen. Dabei wurden drei verschiedene Zeitpunkte des thermischen Zyklus gewählt: Ende der Aufheizphase, Ende der Oxidationsphase und Ende der Abkühlphase.

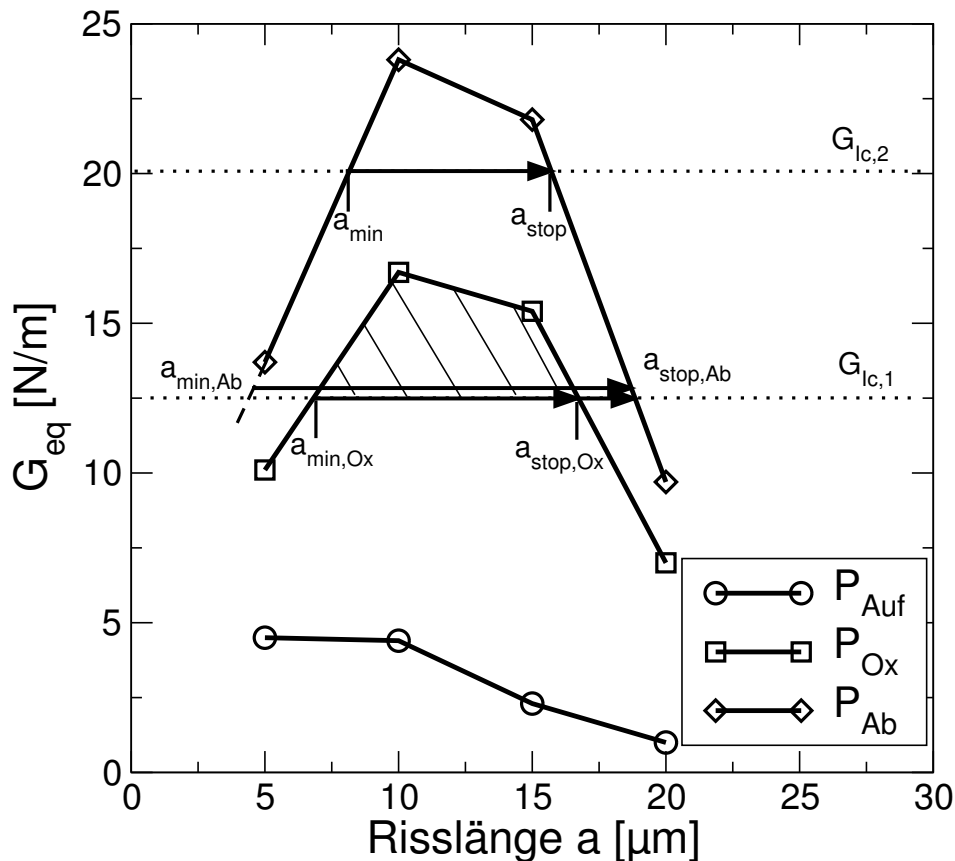


Abbildung 6.4:  $G_{eq}$  als Funktion der Risslänge bei  $A = 10 \mu\text{m}$  und  $b = 5 \mu\text{m}$

Die Abnahme von  $G_{eq}$  ab einer Risslänge von  $10 \mu\text{m}$  hat eine entscheidende Auswirkung auf das Risswachstumsverhalten in der WDS. Das Versagen der WDS erfolgt im Rahmen des numerischen Modells erst dann, wenn die erreichte Risslänge größer als  $a = 30 \mu\text{m}$  ist, da aufgrund der periodischen Randbedingungen Risse an der Spitze von zwei benachbarten Rauheitsbergen in der Mitte aufeinander treffen würden. Dabei wird ein laterales Risswachstum ohne Richtungsänderung vorausgesetzt (wie etwa im Fall einer Rauheitsamplitude von  $5 \mu\text{m}$ ).

Die äquivalente Rissbelastung nimmt mit jeder weiteren Phase des thermischen Zyklus zu. Das Oxidschichtwachstum liefert einen Beitrag zwischen 40 und 60% des maximal erreichten  $G_{eq}$  bei Raumtemperatur. Die Abkühlung verursacht dagegen eine Zunahme um etwa 30%. Aufgrund der niedrigen  $G_{eq}$ -Werte am Ende der Aufheizphase ist mit einem Risswachstum nicht zu rechnen. Um das Rissausbreitungsverhalten in Abhängigkeit des Risswiderstandes zu untersuchen, sind in Abbildung 6.4 durch horizontale Linien (R-Kurvenverhalten ausgeschlossen) zwei verschiedene  $G_{Ic}$ -Werte dargestellt. Es ergeben sich folgende Möglichkeiten:

1.  $G_{Ic} \leq G_{eq, P_{Ox}}(a = 10 \mu\text{m})$

Während der Oxidationsphase nimmt die äquivalente Energiefreisetzungsrates kontinuierlich zu. Die Linie „ $P_{Ox}$ “ in Abbildung 6.4 stellt den maximalen Wert von  $G_{eq}$  am Ende der Oxidationsphase in Abhängigkeit der Risslänge dar. Alle Risse mit einer größeren Länge als  $a = a_{min, Ox}$  werden während der Oxidationsphase aktiviert und wachsen instabil bis  $a = a_{stop, Ox}$ . Das Rissstopverhalten ist durch die ab  $a = 10 \mu\text{m}$  abnehmenden äquivalenten Energiefreisetzungsrates bis einem Wert unter dem Risswiderstand bedingt. Streng betrachtet würde der Energieüberschuss (schraffierte Fläche in Abbildung 6.4) zu einer instabilen Rissverlängerung führen, die über  $a_{stop, Ox}$  hinaus geht. Dieser Effekt sei an dieser Stelle zur Vereinfachung nicht berücksichtigt. Erst die mit der Abkühlphase verbundene Erhöhung von  $G_{eq}$  verursacht erneut ein begrenztes instabiles Risswachstum bis zu einer Risslänge  $a_{stop, Ab}$ . Gleichzeitig verursacht die Zunahme der zur Verfügung stehenden Energie (durch die Abkühlung bzw. thermische Fehlanpassung) die Aktivierung weiterer Risse, die eine Mindestlänge von  $a_{min, Ab}$  aufweisen. Nach dem gleichen Muster wachsen diese Risse instabil bis  $a_{stop, Ab}$ . In diesem Fall tritt ein Versagen nicht auf, da die kritische Mindestrisslänge von  $30 \mu\text{m}$  nicht erreicht werden kann.

2.  $G_{eq, P_{Ox}}(a = 10 \mu\text{m}) \leq G_{Ic} \leq G_{eq, P_{Ab}}(a = 10 \mu\text{m})$

In diesem Fall kann die kritische Energiefreisetzungsrates frühestens während der Abkühlphase erreicht werden. Für  $G_{Ic} = G_{Ic,2}$  ist die Mindestrisslänge  $a_{min}$  erforderlich, damit der Riss überhaupt instabil wird. Aus den gleichen Gründen wie oben beschrieben ist eine Fortsetzung der Rissausbreitung ab  $a = a_{stop}$  nicht mehr möglich. Da die erreichte Risslänge  $a_{stop}$  kleiner als die für Risskoaleszenz notwendige Länge von  $30 \mu\text{m}$  ist, findet ein Versagen der WDS nicht statt. An dieser Stelle kann nur spekuliert werden, dass

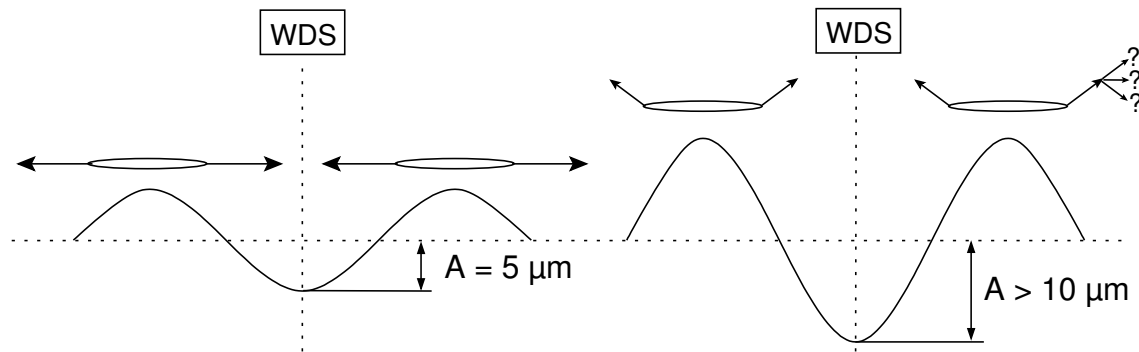
das Aufsetzen eines weiteren thermischen Zyklus die Belastung an der Risspitze so weit anhebt, dass der Riss womöglich auch instabil weiterläuft.

3.  $G_{\text{eq},P_{\text{Ab}}}(a = 10 \mu\text{m}) \leq G_{\text{Ic}}$

Sollte der Risswiderstand größer als  $G_{\text{eq},P_{\text{Ab}}}$  sein, dann ist die untersuchte Geometrie-konstellation unkritisch, da kein Risswachstum zustande kommt. Es sei allerdings darauf hingewiesen, dass eine Variation der Rauheitsamplitude oder des Abstandes zwischen Rissebene und Grenzfläche zu einer dramatischen Zunahme von  $G_{\text{eq}}$  führen kann. Dies könnte selbstverständlich ein instabiles Risswachstum zur Folge haben. Aussagen bezüglich des Risswachstums können nur in Kombination zwischen der Festlegung der Geometrieparameter und einem zuverlässigen Risswiderstandswert getroffen werden.

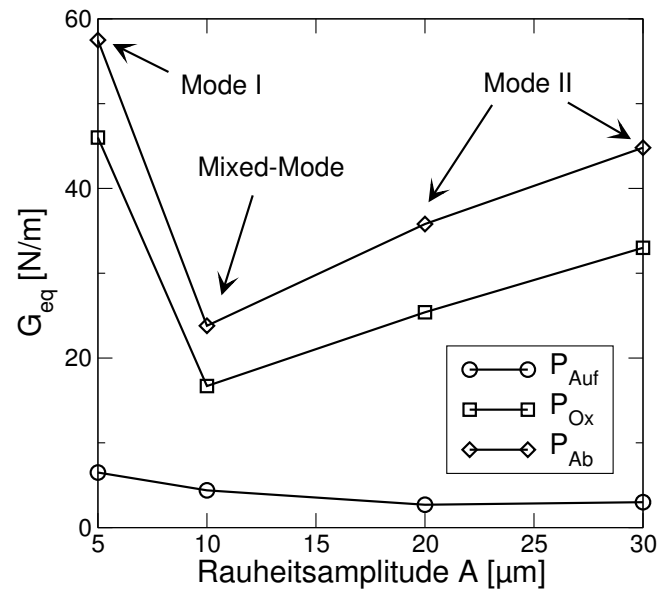
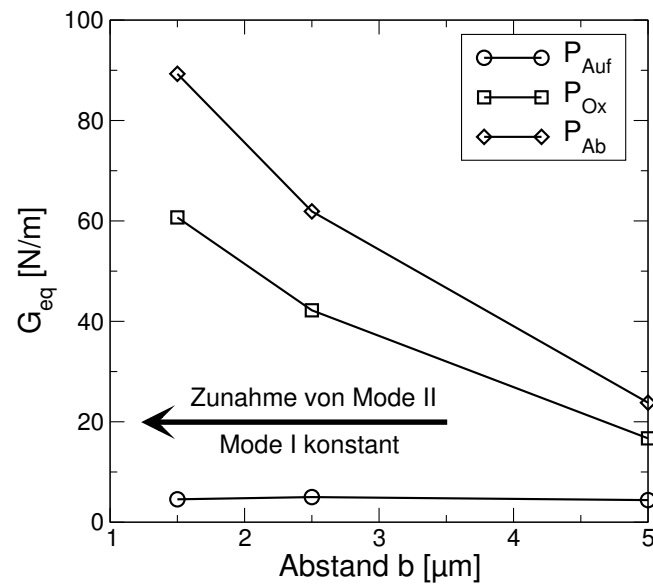
Die durchgeführten Rissbewertungen haben gezeigt, dass die Rauheitsamplitude  $A$  und der Abstand  $b$  zwischen Rissebene und Grenzfläche sowohl das Verhältnis zwischen Mode I und Mode II als auch die Höhe der für Risswachstum zur Verfügung stehenden Energie drastisch ändern können. Das Zusammenspiel zwischen TGO-Schichtwachstum und Rauheitsamplitude hat gezeigt, dass für eine kleine Amplitude  $A$  Mode I die dominierende Komponente ist. Dies hat eine Rissverlängerung entlang der ursprünglichen Rissebene zur Folge (siehe Abbildung 6.5). Rauheitsamplituden über  $10 \mu\text{m}$  haben einen stetig ansteigenden Einfluss der Mode II-Belastung gezeigt. Für  $a \geq 20 \mu\text{m}$  wurde die Belastung an der Spitze eines Risses im Bergbereich der WDS rein Mode II-abhängig und führt zu der in Abbildung 6.5 angedeuteten Rissumlenkung. Der Anstieg der Mode II-Belastung mit zunehmender Rauheit hängt mit der Verschiebung der Zugspannungen in den Flankenbereich und mit der Entstehung von Druckspannungen im Bergbereich zusammen (vgl. Abbildung 5.11). Experimentelle Beobachtungen [134] haben gezeigt, dass sich mit zunehmender Rauheitsamplitude die Delaminationsrisse, die zum Versagen führen, von der Grenzfläche zunehmend entfernen. Delaminationsrisse verlaufen in der Regel entlang der Grenzfläche zwischen zwei aufeinander liegenden Spritzfladen. Steinbrech [31] beobachtet allerdings einen Wechsel der Rissebene (siehe Abbildung 2.4(b)) in der Form, dass ein inter-lamellarer Riss durch eine starke Umlenkung in einen intra-lamellaren Riss übergeht. Der intra-lamellare Riss verläuft nahezu senkrecht durch einen Spritzfladen (Winkel zwischen Rissebene und Ebene des Spritzfadens beträgt etwa  $75^\circ$ ) und wird später wieder in einen inter-lamellaren Riss umgelenkt. Der zunehmende Einfluss der Mode II-Belastung, der mit Hilfe der durchgeführten Rissbewertungen im Rahmen der vorliegenden numerischen Untersuchungen gezeigt wurde, kann zu den oben beschriebenen Rissumlenkungen führen. Die FEM-Berechnung beantwortet allerdings nicht die Frage der weiteren Rissverlängerungsrichtung. In Abbildung 6.5 wurde der unmittelbare Richtungswechsel andeutungsweise dargestellt. Erst die Verknüpfung mit den Beobachtungen von Steinbrech lässt vermuten, dass der Riss weiter nach Mode I wächst. Somit scheint eine Fortsetzung des Risswachstums infolge Mode II bis zur freien Oberfläche der WDS sehr unwahrscheinlich zu sein.





**Abbildung 6.5:** Einfluss der Rauheitsamplitude auf die Risswachstumsrichtung (durch Pfeile gekennzeichnet)

Die Verringerung des Abstandes zwischen Rissebene und Grenzfläche hat einen ähnlichen Effekt auf das Verhältnis zwischen Mode I und Mode II wie die Rauheitsamplitude. Mit einem abnehmenden  $b$  nimmt  $G_{II}$  zu. Im Gegenteil zur Abnahme von  $G_I$  mit zunehmender Amplitude, bleibt die Mode I-Belastung im Fall einer Abnahme von  $b$  nahezu konstant. Eine quantitative Beschreibung des Zusammenhangs zwischen  $G_{eq}$  und den Parametern  $A$  und  $b$  ist für eine konstante Risslänge  $a = 10 \mu\text{m}$  in Abbildung 6.6 dargestellt. Der Einbruch von  $G_{eq}$  bei einer Amplitude von  $10 \mu\text{m}$  liegt an der Verschiebung der maximalen Zugspannungen vom Berg in den Flankenbereich unter dem Einfluss des TGO-Wachstums. Ausgehend von dieser Amplitude nimmt  $G_{eq}$  nahezu linear zu. Der wesentliche Effekt ist die Tatsache, dass die kleinste Amplitude die maximale Energiefreisetzungsrate aufweist. Dies deutet darauf hin, dass ein reines Mode I-Risswachstum im Bergbereich der WDS bei einer kleinen Rauheitsamplitude besonders kritisch ist. Im Hinblick auf die Optimierung des WDS-Systems im Sinne einer höheren Lebensdauer ist die Einstellung einer niedrigen Rauheitsamplitude also nicht unbedingt von Vorteil. Hohe Amplituden sind jedoch genauso kritisch, da die Triebkraft für Risswachstum im Bergbereich höher wird. Unter Berücksichtigung der Spannungsverteilung in Abbildung 5.11 ist ein reines Mode I-Wachstum bei hohen Amplituden im Flankenbereich durchaus möglich, da dort die höchsten senkrechten Zugspannungen vorhanden sind. Ein Makroversagen kann nur dann erfolgen, wenn lokal an der Spitze der Grenzfläche eine Ablösung vorhanden ist (Diskussion weiter unten in diesem Abschnitt). Die Grenzflächenrauheit spielt bei APS-WDS-Systemen eine wichtige Rolle bei der Verbesserung der mechanischen Verklammerung zwischen WDS und HVS. Deshalb kann auf sie nicht verzichtet werden. Somit würde sich nach Abbildung 6.6(a) eine optimale Rauheitsamplitude von etwa  $10 \mu\text{m}$  empfehlen. Es sei allerdings darauf hingewiesen, dass bei dieser Amplitude die Triebkraft mit einem kleineren Abstand  $b$  drastisch zunehmen kann.

(a) Rauheitsamplitude  $A$ (b) Abstand  $b$ **Abbildung 6.6:** Einfluss der Geometrieparameter  $A$  und  $b$  auf  $G_{eq}$  bei gleich bleibender Risslänge

### 6.2.2 Risswachstum im Bergbereich der TGO-Schicht

Die Modellierung von Rissen im Bergbereich der TGO-Schicht basiert auf der experimentellen Beobachtung der Schädigungsentwicklung innerhalb der Schicht (vgl. Abbildung 5.22). Die Berechnung der Eigenspannungsverteilung in der rissfreien Struktur hat gezeigt, dass nach der Aufheizphase Zugspannungen im Bergbereich entstehen und daher Risse initiieren können. Das TGO-Schichtwachstum bewirkte sowohl eine Anhebung der Belastung als auch eine Verschiebung der Zugspannungen in den Flankenbereich. Die Rissbewertung hat gezeigt, dass die Oxidationsphase zu einer Erhöhung der Rissbelastung um das Fünffache führt. Darüber hinaus verursacht das TGO-Wachstum eine Abnahme der Mode I-Komponente schon zu Beginn der Oxidationsphase, und gleichzeitig eine starke Zunahme von Mode II. Solange das TGO-Wachstum nicht berücksichtigt wurde, blieb die Rissbelastung stets rein Mode I-abhängig. Anhand der zeitlichen Verläufe der Energiefreisetzungsrates konnte festgestellt werden, dass die Abkühlphase bei TGO-Schichtwachstum keine nennenswerte Erhöhung der Belastung bewirkt (Abbildung 6.7). Es wird daher davon ausgegangen, dass Risswachstum bevorzugt während der Oxidationsphase stattfindet. Nach Evans et al. [46] liegt der Risswiderstand der TGO-Schicht bei 20 N/m. Anhand Abbildung 6.7 ist ein Risswachstum während und nach der Aufheizphase ausgeschlossen, da die kritische Energie nicht erreicht ist. Die starke Zunahme von  $G_{eq}$  während der Oxidationsphase würde zu einem instabilen Risswachstum innerhalb der TGO-Schicht führen. Anhand von Abbildung 5.24(b) kann eine kritische Oxidschichtdicke ermittelt werden, da  $G_{krit,TGO}$  schon bei  $t_{norm} = 0,7$  erreicht wird. Ausgehend von einer Anfangsrisslänge von  $3 \mu\text{m}$  findet ein instabiles Risswachstum ab einer gesamten kritischen TGO-Schichtdicke von  $4 + 2,7 = 6,7 \mu\text{m}$  statt. Dieser Riss würde sich aufgrund des mit wachsender Risslänge zunehmenden  $G_{eq}$ -Wertes instabil innerhalb der TGO-Schicht ausbreiten. Eine weitere Verlängerung des Risses innerhalb der WDS hängt nun vom Risswiderstand der WDS ab. Abbildung 6.7 zeigt für  $a = 8 \mu\text{m}$  eine deutliche Abnahme von  $G_{eq}$  in der WDS. Falls die Triebkraft an dieser Stelle höher als der Risswiderstand ist, dann ist ein weiteres Risswachstum in der WDS unvermeidlich.

Das Risswachstum in der TGO-Schicht wird durch Mode II dominiert. Dies hat eine Umlenkung der Rissausbreitungsebene zur Folge. Die Berücksichtigung der Spannungsverteilung in der WDS und der numerisch ermittelte Umlenkungswinkel von etwa  $70^\circ$  (für  $a = 5 \mu\text{m}$ ) deuten darauf hin, dass sich der Riss in die Richtung der maximalen senkrechten Zugspannungen in der WDS ausbreitet. Dies wird durch die Zunahme des Mode I-Anteils für  $a = 8 \mu\text{m}$  bestätigt. Es wurde im vorherigen Abschnitt dieser Untersuchung bereits gezeigt, dass TGO-Wachstum kombiniert mit einer hohen Rauheitsamplitude die maximalen Zugbelastung in den Flankenbereich der WDS verschiebt. Dadurch sind optimale Bedingungen für eine laterale Rissausbreitung in der WDS vorhanden, einmal die Risspitze aus der TGO-Schicht die Grenzfläche zwischen TGO und WDS erreicht hat. In Abbildung 5.22(a) ist deutlich zu sehen,

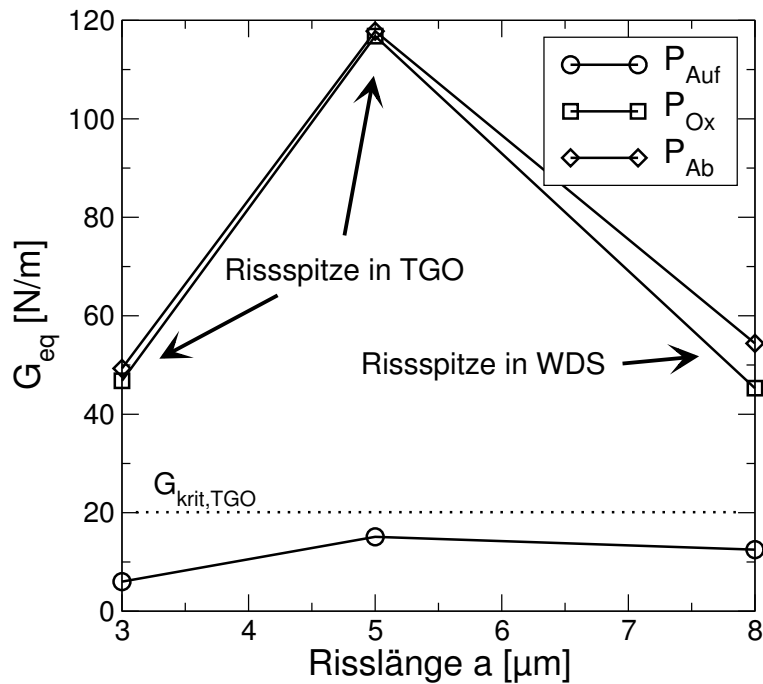


Abbildung 6.7:  $G_{\text{eq}}$  als Funktion der TGO-Risslänge bei  $A = 10 \mu\text{m}$

dass der Übergang der Risse zwischen TGO und WDS genau im Flankenbereich der Rauheit erfolgt. Die weitere Rissausbreitung des TGO-Risses in der WDS wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht.

### 6.2.3 Grenzflächenablösung und Risswachstum in der WDS

Die Haftenergie der Grenzfläche zwischen TGO und HVS kann höher als  $100 \text{ N/m}$  sein. Während der Haltephase bei hoher Temperatur kann Schwefel, der in der HVS als Verunreinigung vorliegt, an die Grenzfläche diffundieren und die Haftfestigkeit entscheidend herabsetzen. Evans et al. [47] geben in einem solchen Fall eine Haftenergie zwischen  $5$  und  $20 \text{ N/m}$  an. Die hohen normalen Zugspannungen im Bergbereich der Grenzfläche zwischen TGO und HVS, die anhand der numerischen Modellierung nachgewiesen wurden, führen in Verknüpfung mit einer niedrigen Grenzflächenhaftung zur lokalen Ablösung. Die Rissausbreitung kann nicht entlang der Grenzfläche bis ins Tal verlaufen, da zum einen die Zugspannungen relativ rasch abnehmen und zum anderen ein Verlauf entlang der gewellten Grenzfläche energetisch ungünstig ist. Die Bewertung der in Abbildung 5.27(a) dargestellten Rissgeometrie ergab eine reine Mode II-Rissbelastung. Die Verformung an der Risspitze deutet darauf hin, dass die Rissausbreitung innerhalb der TGO-Schicht nicht waagrecht erfolgt, sondern stark in Richtung Tal geneigt. Die extrem hohe Energiefreisetzungsrates im Vergleich zum Risswiderstand der TGO-Schicht schließt jeglichen Zweifel bezüglich einer Rissausbreitung aus.

Bei Erreichen der Grenzfläche zwischen TGO und WDS würde sich das Risswachstum in der keramischen Schicht nach Mode I fortsetzen. Solche Hinweise liefert die durchgeführte Rissbewertung anhand der in Abbildung 5.27(b) dargestellten Geometrie. Die dominierende Mode I-Belastung an der Rissspitze A ist relativ niedrig. Dies hängt allerdings nur mit der eingestellten Enddicke der Oxidschicht und der Rauheitsamplitude zusammen. Durch die HVS-Oxidation und eine hohe Rauheitsamplitude ( $a \geq 20 \mu\text{m}$ ) verschieben sich die senkrechten Zugspannungen in den Flankenbereich der WDS. Eine längere Oxidationszeit hebt die Zugbelastung weiter an und kann die äquivalente Energiefreisetzungsrates über den Risswiderstand der WDS hinaus erhöhen.

Der in diesem Abschnitt beschriebene Versagensmechanismus verbindet eine Rissausbreitung entlang der Grenzfläche zwischen TGO und HVS mit einer Rissverlängerung im Flankenbereich der WDS. Dieser Mechanismus entspricht dem in Abschnitt 3.2 (vgl. Abbildung 3.5) von Evans vorgeschlagenen Versagensszenario. Die vorliegenden Rissbewertungen können allerdings nicht den endgültigen Beweis liefern, ob die Risse im Flankenbereich der WDS und die Grenzflächenablösung aufeinander zulaufen, oder die Rissverlängerung sich ausgehend von der Grenzflächenablösung und der Umlenkung durch die TGO-Schicht in den Flankenbereich der WDS fortsetzt.

Die im Rahmen dieser Arbeit modellierte Grenzflächenrauheit geht von einer konstanten Amplitude und Wellenlänge aus. Die Mikrostruktur des APS-WDS-Systems zeigt dagegen eine sich stark verändernde Morphologie der Grenzfläche. Die durchgeführten numerischen Untersuchungen zeigten, dass sich der Versagensmodus in Abhängigkeit der Mikrostruktur stark ändern kann. Die schematische Darstellung in Abbildung 6.8 zeigt eine mögliche Wechselwirkung zwischen verschiedenen Mechanismen anhand eines realitätsnahen Rauheitsprofils.

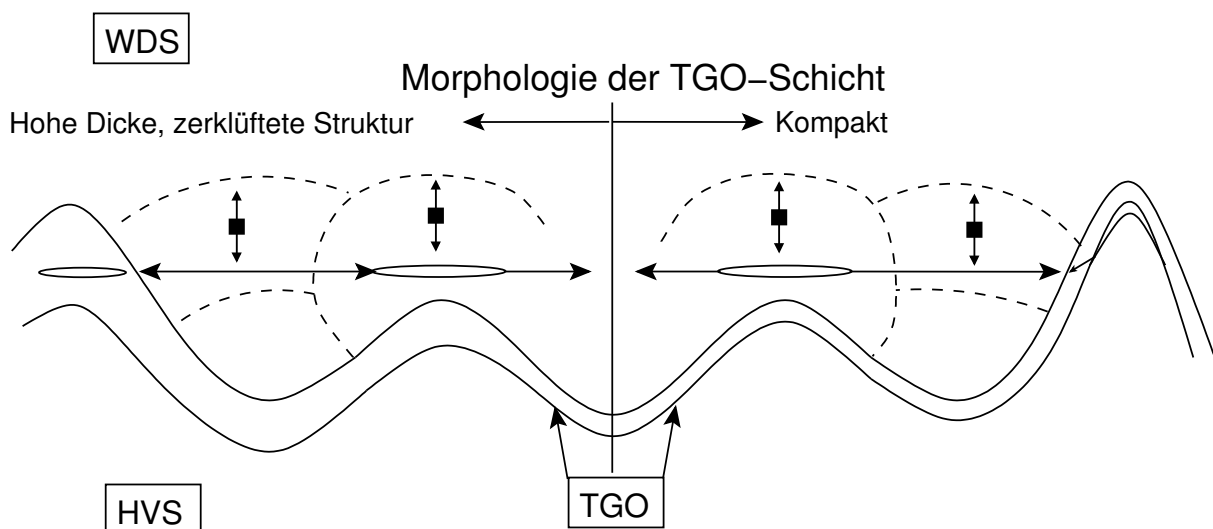


Abbildung 6.8: Rissausbreitungsverhalten in einem APS-WDS-System

Eine große Rauheitsamplitude und der Einfluss des TGO-Wachstums eignen sich mehr für eine Mode I-Rissausbreitung im Flankenbereich der WDS. Dagegen würde eine kleine Rauigkeit ein Risswachstum im Bergbereich der WDS vorantreiben. Das laterale Risswachstum in der WDS kann sich in der Nähe von hohen Rauheitsspitzen nach zwei verschiedenen Mechanismen fortsetzen:

1. Bei einer stark zerklüfteten TGO-Grenzfläche zur HVS erfolgt ein Risswachstum in der TGO-Schicht (vgl. Abbildung 6.8 links). Die TGO-Schicht erreicht in diesem Fall aufgrund innerer Oxidation eine relativ große Dicke. Die experimentellen Beobachtungen bestätigen den Verlauf der Risse innerhalb der TGO-Schicht.
2. Bei kompakten TGO-Schichten, deren Grenzflächenhaftfestigkeit durch Verunreinigungen stark herabgesetzt ist, erfolgt ein Risswachstum entlang der Grenzfläche zwischen TGO und HVS (vgl. Abbildung 6.8 rechts).

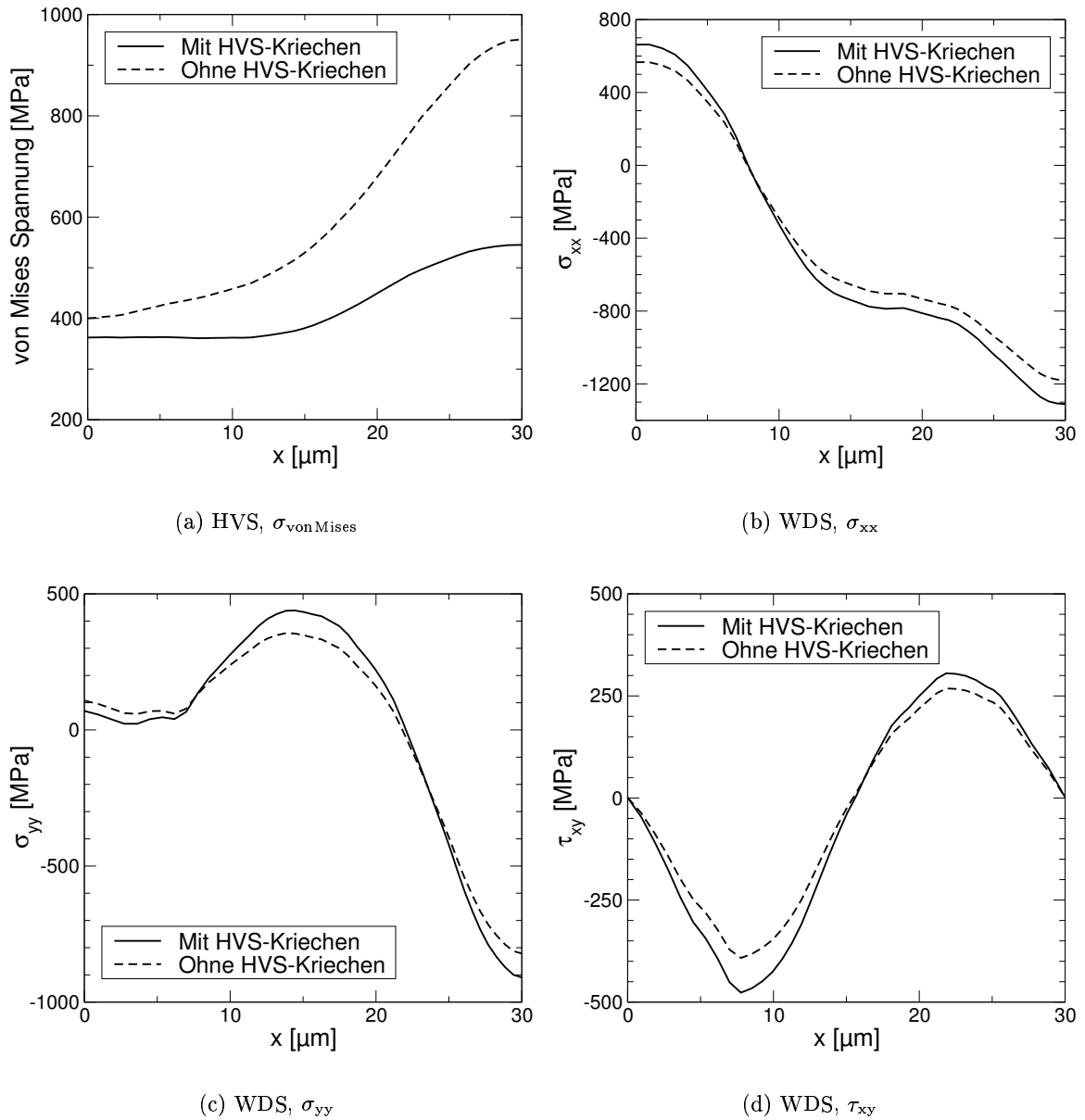
Die Mikrostruktur der APS-WDS weist eine starke Mikrorissigkeit auf. Nur wenige dieser Risse führten zum Versagen. Je nach lokaler Morphologie des Grenzflächenbereichs (TGO, Rauheitsprofil) erfolgt eine selektive Rissausbreitung. Der Verlauf des zum Versagen führenden Delaminationsrisses ist letztendlich eine Verbindung zwischen den lokalen Schwachstellen (in Abbildung 6.8 durch Pfeile gekennzeichnet).

#### 6.2.4 Einfluss der viskoplastischen Eigenschaften der HVS

Die bruchmechanische Bewertung von Rissen im Bergbereich der WDS zeigte, dass das Kriechverhalten der HVS die Mode I-Belastung an der Risspitze während der Abkühlphase herabsetzt (vgl. Abbildung 5.19). Die Mode II-Komponente hingegen nimmt zu. TGO-Risse, die eine eindeutige Mode-II-Dominanz zeigten, wiesen das gleiche Verhalten auf (vgl. Abbildung 5.25). Somit hat die starke Spannungsrelaxation in der HVS während der Oxidationsphase und am Anfang der Abkühlphase einen selektiven Einfluss auf die Rissbelastung. HVS-Kriechen verbessert Mode I und verschlechtert Mode II. Brindley [57] untersuchte drei verschiedene Haftvermittlerschichten, die unterschiedliche Kriecheneigenschaften aufweisen. Er stellte fest, dass die kriechfestere HVS die höchste Lebensdauer liefert.

In Abbildung 6.9(a) ist der Verlauf der von Mises-Spannung in der HVS entlang einer zur Grenzfläche parallelen Linie dargestellt. Erwartungsgemäß nimmt die Spannung in der HVS unter dem Einfluss des Kriechens deutlich ab. Dabei ist die Abnahme der Spannung im Talbereich, die an der Stelle  $x = 30 \mu\text{m}$  maximal wird und etwa 400 MPa beträgt, deutlich größer als im Bergbereich (etwa 50 MPa).

Die gleiche Auftragung der einzelnen Spannungskomponenten, allerdings in der WDS (Abbildung 6.9(b), (c) und (d)) zeigt, dass durch HVS-Kriechen überall die Spannung - mit



**Abbildung 6.9:** Einfluss des HVS-Kriechverhaltens auf die Spannungsverteilung entlang einer zur Grenzfläche parallelen Linie (nach Ende des thermischen Zyklus)

Ausnahme von  $\sigma_{yy}$  im Bergbereich - betragsmäßig zunimmt. Dies erklärt die Abnahme von Mode I und die Zunahme von Mode II an der Spitze von Rissen im Bergbereich. Der Vergleich der von Mises-Spannung in der WDS mit und ohne HVS-Kriechen zeigt, dass die Spannung insgesamt in der WDS entlang der Grenzfläche zunimmt. Dies könnte die von Brindley festgestellte Abnahme der Lebensdauer bei einer kriechfreudigeren HVS erklären. Während der Anfangsphase beim Abkühlen ( $0 \leq t_{\text{norm}} \leq 0,2$ ) sind aufgrund der noch hohen Temperatur Kriechverformungsprozesse wirksam. Der oben beschriebene HVS-Kriecheinfluss auf die Spannungsverteilung in der WDS erklärt die Abnahme von  $G_I$  und die Zunahme von  $G_{II}$  während dieses Zeitabschnitts (vgl. Abbildung 5.19(b) und 5.25(b)). Die Änderung der Energiefreisetzungsrate in diesem Zeitabschnitt wird durch das HVS-Kriechen dominiert. Sobald die Temperatur unter  $800 \text{ }^\circ\text{C}$  sinkt, ändert sich das duktile Verhalten der HVS drastisch. Die Mechanismen der thermischen Fehlanpassung (bleibende inelastische Verformung der HVS und unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten) greifen dann ein und dominieren den weiteren Belastungsverlauf.



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

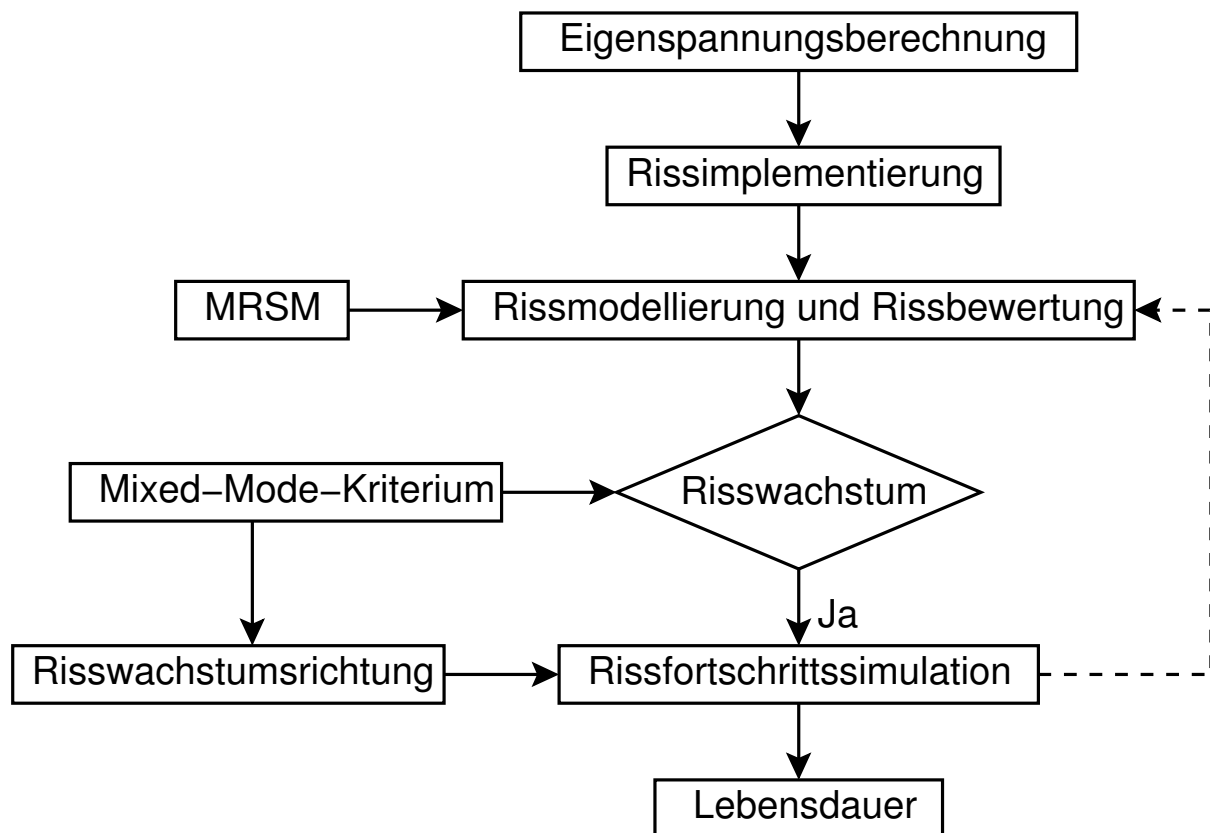
Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die numerische Modellierung des Versagensverhaltens von Wärmedämmschichten. Die mikromechanische Berechnung der Eigenspannungsverteilung im WDS-System durch den Einsatz der Methode der finiten Elemente sowie die Bewertung des Rissausbreitungsverhaltens anhand geeigneter bruchmechanischer Ansätze stehen im Mittelpunkt der durchgeführten Untersuchungen.

Der grundsätzliche Aufbau der untersuchten Verbundstruktur und die Anforderungen an das WDS-System wurden in Kapitel 2 beschrieben. Darüber hinaus wurde auf das Herstellungsverfahren der Schichten eingegangen, das ihre Mikrostruktur und somit ihr Materialverhalten festlegt. Die mechanische und physikalische Charakterisierung der einzelnen Schichten stellt die Grundlage der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Modellierung dar. Die Mikrostruktur des WDS-Systems spielte außerdem eine zentrale Rolle bei der Aufstellung und Bewertung der behandelten Versagensmechanismen. Die Morphologie der Grenzflächen zwischen WDS, TGO und HVS war dabei eines der wichtigsten bei der numerischen Modellierung berücksichtigten mikrostrukturellen Details.

Basierend auf einer ausführlichen Literaturrecherche wurde eine Übersicht über die verschiedenen lebensdauerbegrenzenden Faktoren vorgestellt. Zu den wichtigsten im Rahmen dieser Arbeit berücksichtigten Schädigungsmechanismen zählt neben der thermischen Fehlanpassung, die durch das unterschiedliche Ausdehnungsverhalten der einzelnen Schichten während der thermischen Belastung verursacht wird, die Oxidation der HVS bzw. das TGO-Schichtwachstum. Darüber hinaus wurden verschiedene aus der Literatur bekannte Versagensmechanismen und Lebensdaueransätze vorgestellt. Es hat sich dabei herausgestellt, dass die meisten Ansätze empirischer Natur und somit systemspezifisch sind. Ihre Erweiterung auf verschiedene System- und Betriebsparameter ist mit einem hohen Aufwand verbunden und daher nur bedingt möglich. Eine weitere Alternative zu den experimentellen Verfahren stellt der verstärkte Einsatz der FE-Methode dar. Nachteil der bisher vorhandenen numerischen Untersuchungen ist ihre Begrenzung auf die Berechnung des Eigenspannungszustandes im WDS-System, anhand dessen Versagensmechanismen und Versagensbedingungen aufgestellt werden. Zudem wird häufig die Bewertung der Eigenspannungsverteilung auf die senkrechte bzw. zur Grenzfläche normale Spannungs Komponente reduziert. Es wird in den meisten Fällen

von einer reinen Mode I-Rissausbreitung ausgegangen, mit der letztendlich das Versagen der WDS beschrieben wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Konzept vorgestellt, das in Abbildung 7.1 dargestellt ist. Das Ziel war dabei die Bereitstellung eines numerischen Werkzeugs, das die Untersuchung des Versagensverhaltens von WDS-Systemen durch bruchmechanische Ansätze ermöglichen soll. Ferner stellt die Methode die Grundlage eines numerischen Modells zur Lebensdauervorhersage dar.



**Abbildung 7.1:** Konzept der numerischen Untersuchung des Versagensverhaltens von WDS-Systemen und Vorgehensweise bei der Lebensdauervorhersage

Der erste Baustein der FEM-Analyse war stets die Durchführung einer Eigenspannungsberechnung der Verbundstruktur. Dabei wurde die Rauheit der Grenzfläche durch eine sinusförmige Linie modelliert. Aufgrund der Periodizitäts- und Symmetrieeigenschaften konnte die Struktur auf die Modellierung einer halben Wellenlänge reduziert werden. Als Materialverhalten wurde ein linear elastisches Stoffgesetz angenommen. Eine Ausnahme bildete dabei die

HVS, bei der ein viskoplastisches Materialverhalten berücksichtigt wurde. Die Werkstoffparameter wurden in Abhängigkeit von der Temperatur angegeben. Als thermische Belastung wurde eine isotherme Oxidation simuliert. Während der Haltephase bei 1000 °C wurde das TGO-Schichtwachstum modelliert. Diesem Schichtwachstum liegt die experimentell ermittelte Oxidationskinetik zugrunde. Numerisch wurde es durch Erweiterung des „Swelling“-Modells in ABAQUS realisiert, wobei eine zeit- und eine ortsabhängige Schichtwachstumsrate eingestellt werden konnten.

Anhand der Eigenspannungsanalyse von Zweischichtsystemen konnte zum einen das FEM-Modell durch Vergleichen mit analytischen Näherungslösungen validiert werden. Zum anderen konnte der Einfluss der Grenzflächenrauheit auf die lokale Spannungsverteilung gezeigt werden. Die Rauheit ist die Hauptursache für die Entstehung einer Beanspruchung in Normalenrichtung sowie von Schubspannungen und Spannungsspitzen im Grenzflächenbereich. Die Grenzflächenrauheit stellt somit die erste Quelle der für das Mikrorisswachstum notwendigen Triebkraft dar. Erst wenn diese Mikrorisse eine kritische Länge erreichen (Delaminationsriss), tritt Versagen ein.

Die Eigenspannungsberechnung im WDS-System zeigte, dass der Bergbereich der WDS aufgrund von senkrechten Zugspannungen eine kritische Zone darstellt. Darüber hinaus steht die Grenzfläche zwischen TGO und HVS im Bergbereich der Rauheit unter einer Zugbelastung in die normale Richtung. Diese Zugbelastung begünstigt eine Grenzflächenablösung. Es hat sich herausgestellt, dass sich durch den Einfluss der Oxidationsphase das Gebiet mit Zugspannungen im Bergbereich der WDS vergrößert hat. Das TGO-Schichtwachstum verursacht eine betragsmäßige Zunahme der Spannungen. Die Erhöhung der Rauheitsamplitude kombiniert mit dem TGO-Schichtwachstum führt zur Verschiebung der maximalen senkrechten Zugspannungen in den Flankenbereich der Rauheit. Somit konnte dieses Gebiet bei hohen Rauheitsamplituden als kritischer Risswachstumsbereich identifiziert werden. Die Auswertung sämtlicher Eigenspannungsverteilungen konnte keine Hinweise über eine mögliche Rissinitiierung oder Risswachstum im Talbereich liefern, der in dieser Arbeit als unkritisch betrachtet wird.

Die gewonnenen Informationen aus der Eigenspannungsanalyse wurden dann bei der Wahl der kritischen Bereiche für die Rissimplementierung und Rissmodellierung eingesetzt (vgl. Abbildung 7.1). Die Rissbewertung erfolgte anhand der modifizierten Rissschließungsmethode (MRSM), die als eine externe Auswertungsroutine eingesetzt wurde. Als Eingangsdaten wurden die mit Hilfe der FEM gerechneten Verschiebungs- und Spannungsfelder der rissbehafteten Struktur verwendet. Die eingesetzte bruchmechanische Rissbewertungsmethode wurde anhand von verschiedenen analytisch lösbaren strukturmechanischen Problemen validiert. Es konnte gezeigt werden, dass diese Methode über eine hohe numerische Genauigkeit verfügt. Ihre entscheidenden Vorteile waren zum einen eine einfache Verknüpfung mit der FEM und zum anderen die Fähigkeit, die einzelnen Komponenten der Energiefreisetzungsrate zu bestimmen.

Bei der Untersuchung des Risswachstumsverhaltens im WDS-System wurde erstmalig eine reine bruchmechanische Analyse durchgeführt, die sich auf ein Mixed-Mode-Kriterium stützt. Hierbei liegt der entscheidende Vorteil in der Berücksichtigung sämtlicher Spannungskomponenten. Die äquivalente Energiefreisetzungsrate und der Rissumlenkungswinkel wurden aus den mit Hilfe der MRSM ermittelten  $G_I$ - und  $G_{II}$ -Werten bestimmt. Das Risswachstum wurde letztendlich durch den Vergleich der gerechneten Rissbelastung mit dem experimentell ermittelten Risswiderstand vorhergesagt.

Mit Hilfe des in Abbildung 7.1 dargestellten Konzepts wurden drei verschiedene Versagensmechanismen untersucht:

1. Die bruchmechanische Bewertung von Rissen im Bergbereich der WDS hat gezeigt, dass die Rissbelastung und das Verhältnis zwischen Mode I und Mode II sehr stark von der Risslänge, der Rauheitsamplitude und dem Abstand zur Grenzfläche abhängig sind. Bei einer kleinen Rauheitamplitude wird die Belastung durch Mode I dominiert. Die Entstehung eines zum Versagen führenden Delaminationsrisses (nahe an und parallel zur Grenzfläche) wird grundsätzlich durch eine kleine Rauheitsamplitude begünstigt. Mit zunehmender Rauheitsamplitude nimmt der Mode II-Anteil zu. Dadurch wird die Rissausbreitung umgelenkt, so dass sich die Risspitze von der Grenzfläche entfernt. Während Mode I die Rissausbreitung entlang der Grenzfläche zwischen zwei aufeinander liegenden Spritzfladen fördert, begünstigt Mode II eine Rissverlängerung innerhalb des Spritzfladens (intra-lamellare Risse). Mit abnehmender Entfernung zur Grenzfläche nehmen die Energiefreisetzungsrate und insbesondere der Mode II-Anteil sehr stark zu. Mit zunehmender Risslänge steigt die äquivalente Rissbelastung zunächst an, um ab einer Länge von  $10 \mu\text{m}$  wieder abzunehmen. Je nach betrachteten Risswiderstand findet daher eine begrenzte instabile Rissverlängerung während der Oxidationsphase statt. Instabiles Risswachstum setzt sich begrenzt während der Abkühlphase fort, da die thermische Fehlanpassung die Rissbelastung nochmals erhöht. Aufgrund der stets niedrigen Rissbelastung während der Aufheizphase konnte diese nicht als versagensrelevant angesehen werden. Wenn die kritische Energiefreisetzungsrate erst während der Abkühlphase erreicht wird, findet kein Versagen statt, da die mit wachsender Risslänge abnehmende Triebkraft einen Abbruch der Rissverlängerung zur Folge hat. Die im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Abhängigkeit zwischen der Rissbelastung und der Risslänge konnte für die gewählte Geometrieconfiguration kein Versagen der Schicht zeigen, da die Mindestrisslänge von einer halben Periodenlänge der Rauheit nicht erreicht wurde.
2. Ausgehend von experimentellen Schädigungsuntersuchungen wurden Risse im Bergbereich einer dicken TGO-Schicht modelliert. Es hat sich herausgestellt, dass ab einer bestimmten kritischen Oxidschichtdicke ein instabiles Risswachstum innerhalb der TGO-Schicht stattfindet. Dort ist die Rissverlängerung sehr stark Mode II-abhängig und

erfolgt so, dass sich die Rissspitze bei Erreichen der Grenzfläche zwischen TGO und WDS in einem Zugspannungsbereich befindet. Die weitere Rissverlängerung innerhalb des Flankenbereichs der WDS erfolgt unter einem zunehmenden Einfluss von Mode I. Der experimentell beobachtete Schädigungsverlauf stimmt mit den numerischen Ergebnissen überein.

3. Die Zugspannungen an der Grenzfläche zwischen HVS und TGO im Bergbereich der Rauheit führen zur Entstehung einer Ablösung, die im Flankenbereich umgelenkt wird und sich durch die TGO-Schicht ausbreitet. Es wurde gezeigt, dass die für Risswachstum zur Verfügung stehende Energie sehr hoch ist. Das Risswachstum in der TGO-Schicht wird durch Mode II dominiert und erfolgt so, dass sich die Rissspitze bei Erreichen der WDS im Bereich der maximalen senkrechten Zugbelastung befindet. Die weitere Rissausbreitung in der WDS erfolgt im Flankenbereich der Rauheit und wird deutlich durch Mode I dominiert.

Anhand der vorliegenden numerischen Untersuchungen konnte die Wechselwirkung zwischen dem Grenzflächenrauheitsprofil, dem viskoplastischen Materialverhalten der HVS und dem TGO-Schichtwachstum als wichtigsten lebensdauerbegrenzenden Faktoren erfolgreich gezeigt werden. Die gewonnenen Erkenntnisse wurden zur Aufstellung eines allgemeinen Versagensablaufes eingesetzt. Anhand des vorgestellten numerischen Konzepts wurde eine neue Methode eingeführt, die aufgrund ihrer hohen Flexibilität eine systematische Untersuchung des Einflusses von verschiedenen System- und Belastungsparametern ermöglicht. Im Hinblick auf die Schichtoptimierung wurde somit die Grundlage für die Durchführung einer Parameterstudie bereitgestellt. Das Risswachstumsverhalten wurde bisher durch eine statische Verlängerung des Risses untersucht. Daher besteht der nächste Schritt darin, für verschiedene Geometrieparameter verschiedene Risslängen zu modellieren und zu bewerten. Die Vorhersage des Risswachstumsverhaltens könnte somit die Identifikation von kritischen und unkritischen Parameterkonstellationen des WDS-Systems ermöglichen. Dies stellt einen sehr wichtigen Schritt auf den Weg zur Designintegration der WDS dar. Die Zuverlässigkeit der Vorhersage des Rissausbreitungsverhaltens hängt sehr stark von den experimentellen Werkstoffkennwerten ab. Daher ist eine genaue Bestimmung des Risswiderstands als eine der wichtigsten Größen im gesamten Untersuchungskonzept von entscheidender Bedeutung.

Das vorgestellte numerische Modell kann ohne weiteres für die Simulation einer zyklischen Oxidationsbelastung eingesetzt werden. Weitere Erweiterungsmöglichkeiten bestehen in der Berücksichtigung des Kriech- und Sinterverhaltens der WDS. Darüber hinaus könnten leistungsfähigere viskoplastische Stoffmodelle der HVS und des Substrats herangezogen werden. Die Modellierung des TGO-Schichtwachstums kann durch ein spannungsabhängiges laterales Wachstum erweitert werden. Der höchste Aufwand besteht allerdings in der Realisierung einer dynamischen Rissfortschrittssimulation (siehe Abbildung 7.1), da in diesem Fall ein neuer Me-

chanismus zur automatischen Erstellung von FEM-Netzen erforderlich ist. Dabei müssen die Anforderungen der MRSM an die Netzkonfiguration um die Risspitze stets erfüllt sein. Dieses Verfahren hat den wesentlichen Vorteil, dass die Lebensdauer des WDS-Systems unmittelbar am Ende der Simulation ermittelt werden kann.

# A Materialeigenschaften

T [°C]	E [ $\frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$ ]	$\alpha$ [ $\text{K}^{-1}$ ]	$\nu$ [-]
25	$211 \cdot 10^3$	-	0,3
200	$201 \cdot 10^3$	$1,26 \cdot 10^{-5}$	0,3
400	$188 \cdot 10^3$	$1,36 \cdot 10^{-5}$	0,3
600	$173 \cdot 10^3$	$1,40 \cdot 10^{-5}$	0,3
800	$157 \cdot 10^3$	$1,54 \cdot 10^{-5}$	0,3
1000	$139 \cdot 10^3$	$1,63 \cdot 10^{-5}$	0,3

**Tabelle A.1:** Werkstoffkennwerte des Substrats [99]

T [°C]	E [ $\frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$ ]	$\alpha$ [ $\text{K}^{-1}$ ]	$\nu$ [-]
20	$17,5 \cdot 10^3$	$9,68 \cdot 10^{-6}$	0,2
400	-	$9,70 \cdot 10^{-6}$	0,2
700	-	$9,88 \cdot 10^{-6}$	0,2
900	$12,4 \cdot 10^3$	-	0,2
1000	-	$1,034 \cdot 10^{-5}$	0,2

**Tabelle A.2:** Werkstoffkennwerte der WDS [99]

T [°C]	E [ $\frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$ ]	$\alpha$ [ $\text{K}^{-1}$ ]	$\nu$ [-]
25	$380 \cdot 10^3$	$5,10 \cdot 10^{-6}$	0,27
600	$353 \cdot 10^3$	-	0,27
800	$338 \cdot 10^3$	-	0,27
1000	$312 \cdot 10^3$	-	0,27
1165	-	$9,80 \cdot 10^{-6}$	0,27

**Tabelle A.3:** Werkstoffkennwerte für die TGO [100]

T [°C]	E [ $\frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$ ]	$\alpha$ [ $\text{K}^{-1}$ ]	R <sub>eS</sub> [ $\frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$ ]	$\nu$ [-]	A [ $\frac{1}{\text{sMPa}^n}$ ]	n [-]
20	$220 \cdot 10^3$	$10,41 \cdot 10^{-6}$	-	0,3	-	-
400	$200 \cdot 10^3$	$12,70 \cdot 10^{-6}$	1100	0,3	-	-
600	$185 \cdot 10^3$	$13,33 \cdot 10^{-6}$	-	0,3	$6,5418 \cdot 10^{-19}$	4,5686
700	$174 \cdot 10^3$	$13,75 \cdot 10^{-6}$	-	0,3	$2,1997 \cdot 10^{-12}$	2,9894
800	$163 \cdot 10^3$	$14,16 \cdot 10^{-6}$	300	0,3	$1,8407 \cdot 10^{-7}$	1,5514
850	-	-	-	0,3	$2,1518 \cdot 10^{-8}$	2,4543
900	$144 \cdot 10^3$	$16,04 \cdot 10^{-6}$	47	0,3	-	-
1000	$118 \cdot 10^3$	$17,50 \cdot 10^{-6}$	10	0,3	-	-

Tabelle A.4: Werkstoffkennwerte der HVS [54]



# B Bruchmechanik

## B.1 Winkelfunktionen

Quelle: [101]

$$f_{xx}^I = \cos \frac{\varphi}{2} \left[ 1 - \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3\varphi}{2} \right] \quad (\text{B.1})$$

$$f_{yy}^I = \cos \frac{\varphi}{2} \left[ 1 + \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3\varphi}{2} \right] \quad (\text{B.2})$$

$$f_{xy}^I = \cos \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{3\varphi}{2} \quad (\text{B.3})$$

$$f_{xx}^{II} = \sin \frac{\varphi}{2} \left[ 2 + \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3\varphi}{2} \right] \quad (\text{B.4})$$

$$f_{yy}^{II} = \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \cos \frac{3\varphi}{2} \quad (\text{B.5})$$

$$f_{xy}^{II} = \cos \frac{\varphi}{2} \left[ 1 - \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{3\varphi}{2} \right] \quad (\text{B.6})$$

## B.2 FEM-Formulierung der MRSM für singuläre Elemente

Singuläre Elemente um die Spitze eines Risses können durch Verschieben der mittleren Knoten von quadratischen Elementen 2. Ordnung um ein Viertel des Abstandes zwischen den Eckknoten in Richtung Risspitze erreicht werden. Bei der dargestellten Konfiguration in der Abbildung B.1 stellen die Knoten  $j$ ,  $l$  und  $l'$ , die entlang der Linie  $y = 0$  liegen, die sogenannten Viertelpunktknoten dar.

Durch die Anwendung dieser speziellen Elemente kann die Spannungsverteilung vor der Risspitze (entlang der Linie  $y = 0$ ) mit folgender Gleichung beschrieben werden [106]:

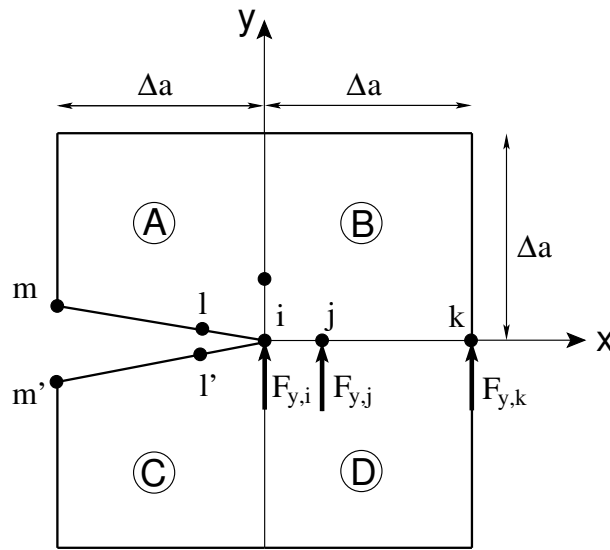


Abbildung B.1: Modifizierte Risschließungsmethode mit singulären Elementen

$$\sigma_{yy} = \frac{A_1}{\sqrt{x}} + A_2 + A_3\sqrt{x} \quad (\text{B.7})$$

wobei  $A_1$ ,  $A_2$  und  $A_3$  Konstanten sind. Die Formfunktion der singulären Elemente 2. Ordnung ergibt sich zu

$$v(x) = \left(1 - 3\sqrt{\frac{x}{\Delta a}} + 2\frac{x}{\Delta a}\right) v_i + \left(4\sqrt{\frac{x}{\Delta a}} - 4\frac{x}{\Delta a}\right) v_j + \left(-\sqrt{\frac{x}{\Delta a}} + 2\frac{x}{\Delta a}\right) v_k \quad (\text{B.8})$$

Die Kräfte an den Knoten  $i$ ,  $j$  und  $k$ , die durch die Spannungsverteilung (Gleichung B.7) hervorgerufen werden, können mit den Konstanten  $A_1$ ,  $A_2$  und  $A_3$  durch folgende Gleichung in Beziehung gebracht werden:

$$\{F\} = [Q]\{A\} \quad (\text{B.9})$$

wobei

$$\begin{aligned} \{F\} &= \{F_{y,i} \ F_{y,j} \ F_{y,k}\}^T \\ \{A\} &= \{A_1\sqrt{\Delta a} \ A_2\Delta a \ A_3\Delta a^{3/2}\}^T \\ [Q] &= -\frac{1}{30} \begin{bmatrix} 10 & 0 & -1 \\ 40 & 20 & 12 \\ 10 & 10 & 9 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Zur Bestimmung der Energiefreisetzungsrate nach der Integralformulierung von Irwin werden die Gleichungen B.7, B.8 und B.9 in Gleichung 4.5 eingesetzt. Dies ergibt für Mode I:

$$\begin{aligned} G_I = \frac{1}{2\Delta a} & [F_{y,i}(t_{11}(v_m - v_{m'}) + t_{12}(v_1 - v_{1'})) \\ & + F_{y,j}(t_{21}(v_m - v_{m'}) + t_{22}(v_1 - v_{1'})) \\ & + F_{y,k}(t_{31}(v_m - v_{m'}) + t_{32}(v_1 - v_{1'}))] \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

und analog dazu ergibt sich für Mode II:

$$\begin{aligned} G_{II} = \frac{1}{2\Delta a} & [F_{x,i}(t_{11}(u_m - u_{m'}) + t_{12}(u_1 - u_{1'})) \\ & + F_{x,j}(t_{21}(u_m - u_{m'}) + t_{22}(u_1 - u_{1'})) \\ & + F_{x,k}(t_{31}(u_m - u_{m'}) + t_{32}(u_1 - u_{1'}))] \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

mit

$$\begin{aligned} t_{11} &= 14 - \frac{33\pi}{8} \quad ; \quad t_{12} = -52 + \frac{33\pi}{2} \\ t_{21} &= -\frac{7}{2} + \frac{21\pi}{16} \quad ; \quad t_{22} = 17 - \frac{21\pi}{4} \\ t_{31} &= 8 - \frac{21\pi}{8} \quad ; \quad t_{32} = -32 - \frac{21\pi}{2} \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

Die oben aufgestellten Gleichungen gelten nur in dem Fall, dass reine Mode I- oder Mode II-Bedingungen herrschen. Bei einem zur Rissebene symmetrischen Netz sind die Beiträge der Elemente A und B an den Knotenkräfte in i, j und k genau die gleichen wie die aus den Elementen C und D, allerdings mit umgekehrtem Vorzeichen. Es sei hier darauf hingewiesen, dass die Kräfte an dem Knoten k allein aus dem Element B bzw. aus dem Element D bestimmt werden. In einer Mixed-Mode-Situation ist die Deformation des Netzes weder symmetrisch noch antisymmetrisch bezüglich der Rissebene ( $y = 0$ ). Die resultierenden Knotenkräfte in k aus dem Element B und D sind verschieden und sollen daher getrennt berücksichtigt werden. Die durch das Element B hervorgerufenen Kräfte im Knoten k werden mit  $F_{x,k}^B$  und  $F_{y,k}^B$  bezeichnet. Analog dazu bezeichnen  $F_{x,k}^D$  und  $F_{y,k}^D$  die Kraftbeiträge des Elements D. Die FEM-gerechte Formulierung der MRSM lässt sich damit mit der folgenden Gleichung angeben:

$$\begin{aligned}
G_I = \frac{1}{2\Delta a} & [F_{y,i} (t_{11}(v_m - v_{m'}) + t_{12}(v_l - v_{l'})) \\
& + F_{y,j} (t_{21}(v_m - v_{m'}) + t_{22}(v_l - v_{l'})) \\
& + F_{y,k}^B (t_{31}\bar{v}_m + t_{32}\bar{v}_l) + F_{y,k}^D (t_{31}\bar{v}_{m'} + t_{32}\bar{v}_{l'})]
\end{aligned} \tag{B.14}$$

wobei die Koeffizienten  $t_{11}, t_{12}, \dots, t_{32}$  unverändert bleiben und durch Gleichung B.13 definiert sind.  $\bar{v}_m, \bar{v}_{m'}, \bar{v}_l$  und  $\bar{v}_{l'}$  sind die relativen Verschiebungen bezüglich der Rissspitze  $i$ . Daher gilt:

$$\bar{v}_m = v_m - v_i ; \quad \bar{v}_{m'} = v_{m'} - v_i ; \quad \bar{v}_l = v_l - v_i ; \quad \bar{v}_{l'} = v_{l'} - v_i \tag{B.15}$$

Für die Mode II-Komponente der Energiefreisetzungsrate wird die Gleichung B.14 umgeschrieben, indem die Verschiebung  $v$  durch die Verschiebung  $u$  in die  $x$ -Richtung ersetzt wird. Die Kräfteindizes werden genauso vertauscht, d.h. die  $y$ -Komponente durch die  $x$ -Komponente.

### B.3 Validierung der MRSM

Dieser Abschnitt widmet sich in erster Linie der Überprüfung bzw. der Validierung der selbstgeschriebenen Auswertungsroutine, die die modeabhängigen Komponenten der Energiefreisetzungsrate anhand von Knotenkräften vor der Rissspitze und Knotenverschiebungen hinter der Rissspitze bestimmt. Diese Routine liest die binäre Ergebnisdatei der ABAQUS-Rechnung und extrahiert automatisch die benötigten Daten. Anhand der Knoten- und Elementkonfiguration um die Rissspitze werden dann - je nach Elementtyp und Elementordnung - die benötigten Energiegrößen bestimmt. An dieser Stelle sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die Genauigkeit der MRSM, insbesondere bei der Verwendung von singulären Elementen an der Rissspitze, sehr stark von der richtigen Bestimmung der Knotenkräfte abhängig ist [118,119].

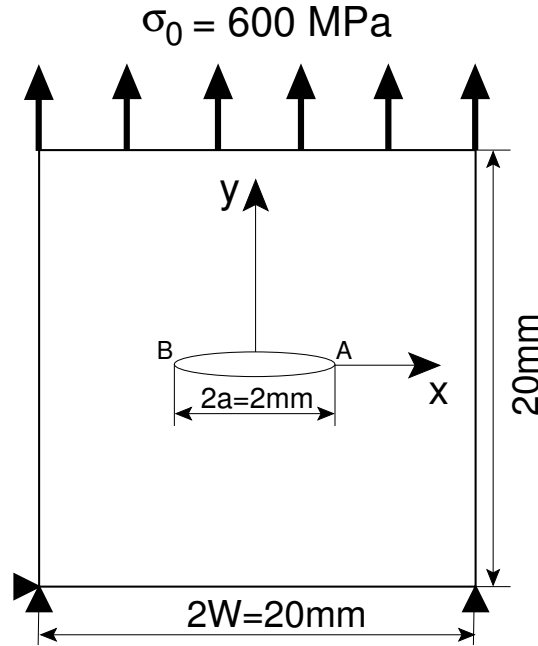
Zum Vergleich der numerischen Ergebnisse untereinander wird stets das J-Integral herangezogen, dessen Bestimmung standardmäßig in ABAQUS integriert wurde. Es wurden hierzu drei verschiedene, einfache bruchmechanische Probleme gewählt und behandelt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in den folgenden Abschnitten kurz zusammengefasst.

#### B.3.1 Zugplatte mit Innenriss

In Abbildung B.2 ist eine Zugplatte mit einem Innenriss der Länge  $2a = 2$  mm dargestellt. Die Zugspannung  $\sigma_0$  beträgt 600 MPa und wird in Richtung der  $y$ -Achse aufgebracht. Es wird angenommen, dass sich die Platte linear elastisch verhält ( $E = 380$  GPa,  $\nu = 0,25$ ).

Die in der Abbildung B.2 vorgegebene Beanspruchung ergibt eine reine Mode I-Belastung des Risses. Der K-Faktor an den Risspitzen A und B lässt sich in diesem Fall mit folgender Gleichung angeben [101]:

$$K_I = \sigma_0 \sqrt{a} Y_I(\alpha) \quad ; \quad \alpha = \frac{a}{W} \quad (\text{B.16})$$



**Abbildung B.2:** Geometrie der Platte mit einem Innenriss

Im Fall einer endlich ausgedehnten Platte mit einem Innenriss ergibt sich die Geometriefunktion  $Y_I$  nach [101] zu:

$$Y_I = Y_{I,A} = Y_{I,B} = \sqrt{\pi} \frac{1 - 0,5\alpha + 0,37\alpha^2 - 0,044\alpha^3}{\sqrt{1 - \alpha}} \quad (\text{B.17})$$

Damit ergibt sich für diese Beanspruchungssituation unter Berücksichtigung der Gleichungen B.16, B.17 und 4.4 für einen EDZ eine analytisch bestimmte Energiefreisetzungsrate von

$$G_{\text{tot}} = G_I = 2,8195 \frac{\text{N}}{\text{mm}} \quad (\text{B.18})$$

Die Ergebnisse der FEM-Analyse dieses Problems (J-Integral aus ABAQUS) und die Ergebnisse der MRSM anhand von quadratischen Elementen 1. und 2. Ordnung sind in Abbildung B.3 dargestellt. Das Verhältnis  $\Delta a/a$  wurde dabei zwischen  $10^{-1}$  und  $10^{-8}$  variiert. Jeder Datenpunkt in der Abbildung B.3 stellt eine FEM-Rechnung dar. Der Vergleich zwischen den numerisch ermittelten Ergebnissen zeigt eine deutliche Abnahme der relativen Abweichung zwischen den von ABAQUS ermittelten J-Integral-Werten und den mit der MRSM bestimmten

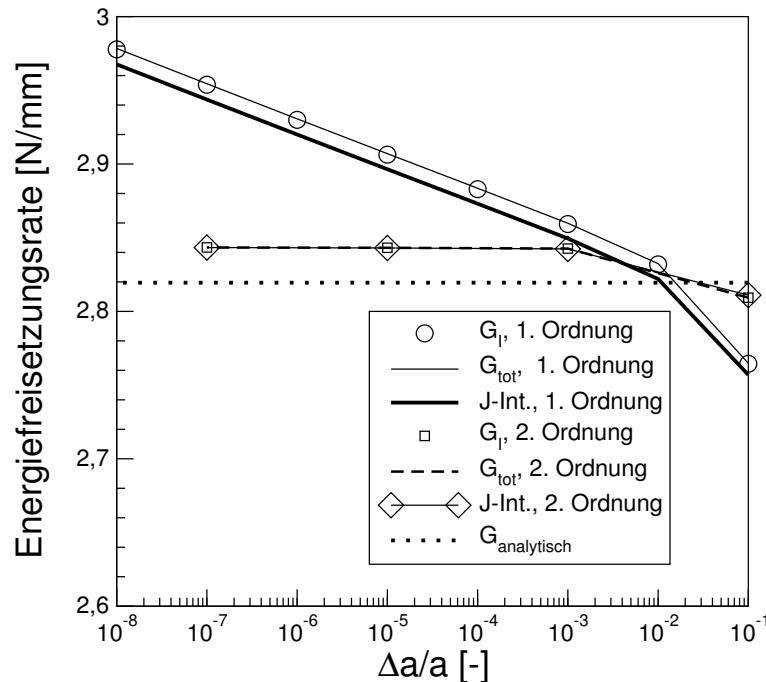


Abbildung B.3: Numerische und analytische Bewertung des Risses aus der Abbildung B.2

Ergebnissen, wenn Elemente 2. Ordnung verwendet werden. Mit 4-Knoten-Elementen liegt die relative Abweichung zwischen  $G_{\text{MRSM}}$  und J-Integral ungefähr konstant bei 0,35% und sinkt bei den 8-Knoten-Elementen auf nahezu 0%. Der Vergleich zwischen den numerischen und analytischen Werten zeigt, dass die Genauigkeit der numerischen Verfahren wesentlich höher ist, wenn Elemente 2. Ordnung eingesetzt werden. Die Abweichung der anhand von 4-Knoten-Elementen numerisch ermittelten G- bzw. J-Integralwerte von der analytischen Lösung nimmt mit zunehmender Netzfeinheit an der Rissspitze zu und erreicht im ungünstigsten Fall ( $\Delta a/a = 10^{-8}$ ) 5,6%. Dieses Verhalten wird nach [98,122] auf das Problem vom sogenannten „Shear locking“, das typischerweise bei voll integrierten 4-Knoten-Elementen auftritt, zurückgeführt. Dagegen sind die numerischen Werte bei den Elementen 2. Ordnung ab einem  $\Delta a/a = 10^{-3}$  von der Netzfeinheit unabhängig. Die relative Abweichung von der analytischen Lösung beträgt in diesem Fall etwa 0,8%. Damit scheiden die Elemente 1. Ordnung aus und werden für die weiteren Untersuchungen nicht mehr berücksichtigt.

### B.3.2 Platte mit 45°-Innenriss

Beim in Abbildung B.4 dargestellten Fall handelt es sich um die gleiche Zugplatte wie in dem vorherigen Abschnitt, allerdings mit einem um 45° gedrehten Innenriss. Das elastische Verhalten aus dem vorherigen Beispiel wird beibehalten. Die geometrischen Abmessungen sind der Abbildung B.4 zu entnehmen. Nach Gleichung B.16 ergibt sich für eine unendlich

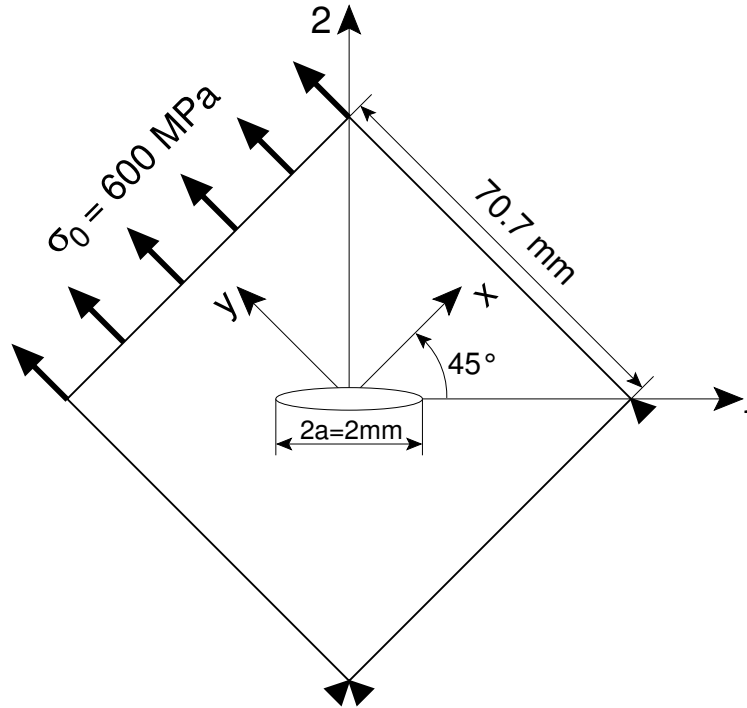


Abbildung B.4: Platte mit 45°-Innenriss

ausgedehnte Platte [103]:

$$K_I = \sigma\sqrt{\pi a} \quad ; \quad K_{II} = \tau\sqrt{\pi a} \quad (\text{B.19})$$

Dabei sind  $\sigma$  und  $\tau$  jeweils die Zug- und Schubbelastung im Hauptschubspannungssystem (1,2). Die Transformation aus dem (x,y)-Koordinatensystem in das Hauptschubspannungssystem [120] ergibt:

$$\sigma = \sigma_{22} = \frac{\sigma_0}{2} \quad ; \quad \tau = |\tau_{12}| = \frac{\sigma_0}{2} \quad (\text{B.20})$$

Unter der Annahme eines EDZs und durch Anwendung der Gleichung 4.4 ergibt sich in diesem Fall eine analytisch bestimmte totale Energiefreisetzungsrate

$$G_{\text{tot}} = G_I + G_{II} = 1,395 \frac{\text{N}}{\text{mm}} \quad (\text{B.21})$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung B.19 und B.20 folgt für die einzelnen Komponenten der Energiefreisetzungsrate

$$G_I = G_{II} = \frac{G_{\text{tot}}}{2} = 0,6975 \frac{\text{N}}{\text{mm}} \quad (\text{B.22})$$

Die Energiefreisetzungsrate wurde zusätzlich numerisch durch die MRSM und das J-Integral ermittelt. Um die einzelnen Komponenten des J-Integrals zu extrahieren, wurde darüber hin-

aus die Filtertechnik nach Mattheck und Moldenhauer [121] verwendet. Diese Methode beruht auf dem Superpositionsprinzip und nutzt die in ABAQUS standardmäßig integrierte Berechnung des J-Integrals sowie das gezielte Aufsetzen von Randbedingungen entlang der Rissflanken aus. Die Bestimmung von  $G_I$  und  $G_{II}$  erfordert zwei getrennte FEM-Analysen, in denen nacheinander Mode I und II unterdrückt werden. Die Ergebnisse der numerischen Analysen als Funktion

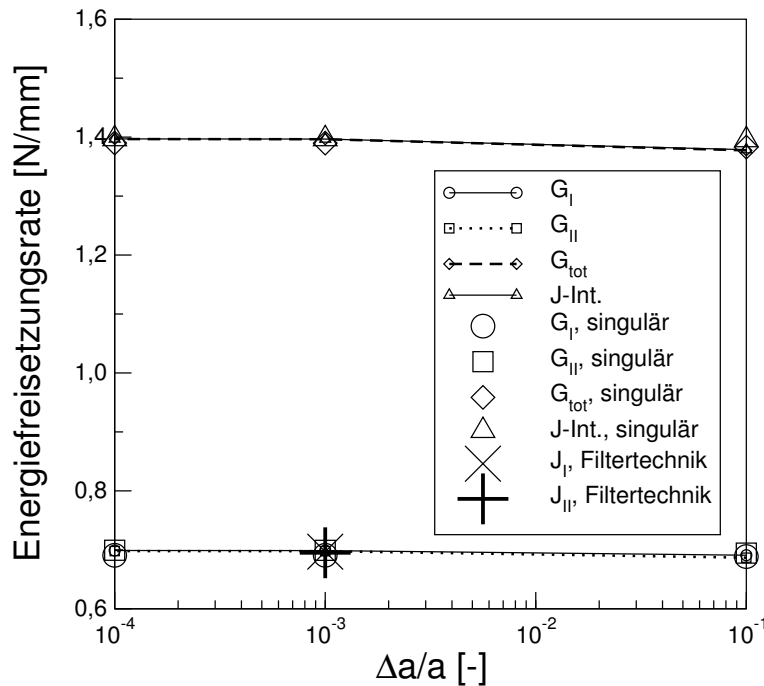


Abbildung B.5: Numerisch ermittelte Energiefreisetzungsrate in Abhängigkeit von  $\Delta a/a$

der eingesetzten Netzfeinheit sind in der Abbildung B.5 dargestellt. Die MRSM wurde mit regulären und singulären Elementen 2. Ordnung eingesetzt. Mit Ausnahme einer extrem geringen Abnahme der Werte zwischen  $\Delta a/a = 10^{-1}$  und  $10^{-3}$  kann davon ausgegangen werden, dass die berechneten Größen von der Netzfeinheit unabhängig sind. Eine genügend hohe Genauigkeit der MRSM könnte schon mit einer groben Diskretisierung erzielt werden. Der Einsatz von singulären Elementen zeigt keinen eindeutigen Vorteil gegenüber regulären Elementen, mit Ausnahme eines groben Netzes an der Risspitze. Dort liefern Elemente mit Singularität eine höhere Genauigkeit. Der maximale Fehler zwischen den numerisch ermittelten Werten und dem theoretischen  $G_{tot}$  ist in der folgenden Tabelle dargestellt:

Auf der Grundlage der in Tabelle B.1 empfiehlt sich die Anwendung von regulären Elementen kombiniert mit einem  $\Delta a/a = 10^{-3}$ . Bei dieser Netzfeinheit ist auch eine korrekte Modellierung von Kontaktrandbedingungen an den Rissflanken sichergestellt.



$\Delta a/a$	$10^{-1}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$
Regulär	1,2%	0,1%	0,1%
Singulär	0,9%	0,4%	0,4%

**Tabelle B.1:** Fehlerabschätzung zwischen numerisch und theoretisch ermittelten Werte der Energiefreisetzungsrate

### B.3.3 Grenzflächenriss

In diesem Abschnitt wird die gleiche Geometrie wie in Abbildung B.2 betrachtet, mit dem einzigen Unterschied, dass die Platte aus zwei verschiedenen Werkstoffen besteht. Die Grenzfläche zwischen den beiden Schichten liegt dabei so, dass es sich bei dem dargestellten Riss in Abbildung B.2 um einen Grenzflächenriss handelt. Es wird weiterhin angenommen, dass beide Werkstoffe sich linear elastisch verhalten. Die elastischen Eigenschaften sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst:

Parameter	$E_i$ [MPa]	$\nu_i$ [-]	$\mu_i$ [MPa]
Werkstoff 1	380000	0,25	152000
Werkstoff 2	218000	0,3	83846,2

**Tabelle B.2:** Elastische Eigenschaften der beteiligten Werkstoffe

Im Sonderfall der Grenzflächenrisse gelten die Gleichungen der klassischen LEBM für Risse in homogenen Werkstoffen nicht mehr, denn der Spannungszustand in der Nähe der Spitze eines Grenzflächenrisses ist durch eine oszillierende Singularität gekennzeichnet, welche die Definition eines klassischen Spannungsintensitätsfaktors stark erschwert [111–114,123–127]. Rice et al. [124] und Hutchinson et al. [125] führten den sogenannten komplexen K-Faktor ein, so dass das Spannungsfeld entlang der Grenzfläche (vor der Rissspitze) mit folgender Gleichung beschrieben werden kann:

$$(\sigma_{yy} + i\tau_{xy})_{\varphi=0} = \frac{K r^{i\gamma}}{\sqrt{2\pi r}} \quad (\text{B.23})$$

Für Gleichung B.23 gilt das Polarkoordinatensystem aus Abbildung 4.6. Die Bimaterial-Konstante  $\gamma$  wird anhand des Dundur-Parameters  $\beta$  angegeben als

$$\gamma = \frac{1}{2\pi} \ln \left( \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right) \quad (\text{B.24})$$

mit  $\beta$  im Fall eines EDZ:

$$\beta = \frac{1}{2} \frac{\mu_1(1 - 2\nu_2) - \mu_2(1 - 2\nu_1)}{\mu_1(1 - \nu_2) + \mu_2(1 - \nu_1)} \quad (\text{B.25})$$

Der komplexe K-Faktor hat im Sinne einer bruchmechanischen Belastungsgröße keine physikalische Bedeutung. Aus Dimensionsbetrachtungen wird ein weiterer K-Faktor,  $K^*$ , eingeführt. Dabei gilt folgende Gleichung [123]:

$$K^* = K \frac{r^{i\gamma}}{e^{i\gamma \ln(r/L)}} = K_I^* + iK_{II}^* \quad (\text{B.26})$$

wobei  $L$  eine charakteristische Geometriegröße des Risses (z.B. Risslänge oder Restligament) darstellt und  $K_I^*$  und  $K_{II}^*$  gegeben sind durch

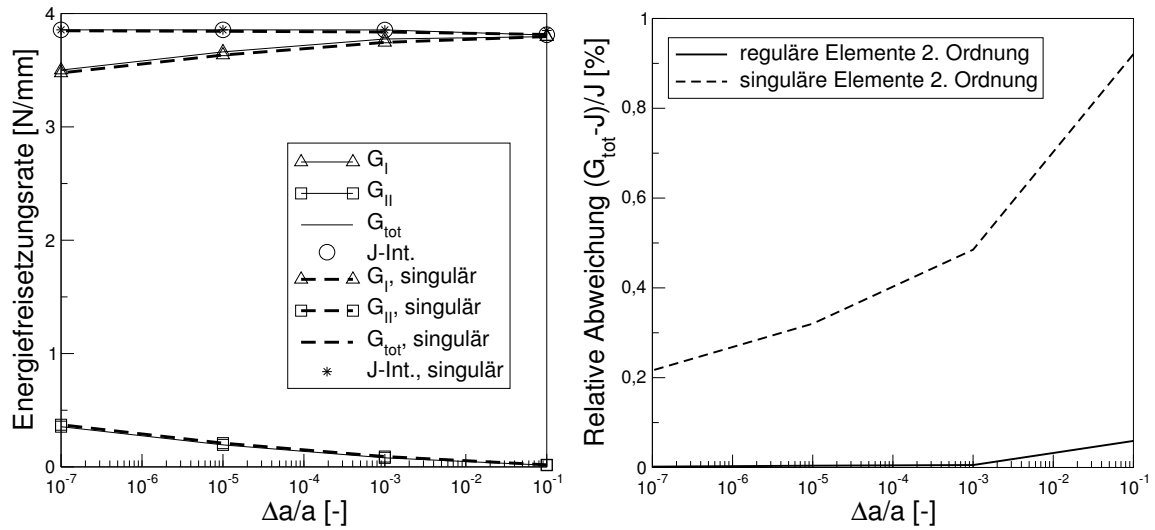
$$\begin{aligned} K_I^* &= (\sigma_{yy}^\infty - 2\gamma\tau_{xy}^\infty)\sqrt{\pi a} \\ K_{II}^* &= (\tau_{xy}^\infty + 2\gamma\sigma_{yy}^\infty)\sqrt{\pi a} \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

$\sigma_{yy}^\infty$  und  $\tau_{xy}^\infty$  sind jeweils eine charakteristische Zug- und Schubbeanspruchung des Risses. Im vorliegenden Fall gilt  $\sigma_{yy}^\infty = \sigma_0 = 600$  MPa und  $\tau_{xy}^\infty = 0$ . Die Probleme der komplexen K-Faktoren können durch eine Energiebetrachtung umgangen werden. Es ergibt sich somit für die totale Energiefreisetzungsrates eines Grenzflächenrisses folgende Lösung [123]:

$$G_{\text{tot}} = \left( \frac{1 - \nu_1}{\mu_1} + \frac{1 - \nu_2}{\mu_2} \right) \frac{K_I^{*2} + K_{II}^{*2}}{4\cosh^2(\pi\gamma)} \quad (\text{B.28})$$

Die Abschätzung von  $G_{\text{tot}}$  nach Gleichung B.28 für den vorliegenden Fall führt zu einem analytischen Wert von  $G_{\text{tot}} = 3,749$  N/mm. Die numerisch ermittelten Werte der Energiefreisetzungsrates in Abhängigkeit des Verhältnisses  $\Delta a/a$  sind in der Abbildung B.6(a) dargestellt.

Die numerischen Analysen wurden für singuläre und reguläre Elemente 2. Ordnung durchgeführt. Die Verläufe von  $G_{\text{tot}}$ ,  $G_I$  und  $G_{II}$  sind für beide Elementtypen fast identisch. Erst mit der Auftragung der relativen Abweichung zwischen dem numerischen  $G_{\text{tot}}$  und  $J$  (vgl. Abbildung B.6(b)) wird eine klare Überlegung der regulären Elemente deutlich, da ab einem  $\Delta a/a$  von  $10^{-3}$  die Abweichung zwischen  $J$  und  $G_{\text{tot}}$  sehr nahe an 0% ist. Die berechnete totale Energiefreisetzungsrates und das J-Integral sind erwartungsgemäß von der Netzdichte an der Risspitze unabhängig. Dagegen nimmt  $G_I$  mit sinkendem  $\Delta a/a$  ab, und gleichzeitig steigt  $G_{II}$ . Nach derzeitigen Stand scheinen  $G_I$  und  $G_{II}$  nicht innerhalb einer vernünftigen Netzdichte auf einem bestimmten Wert zu konvergieren. Über dieses Verhalten wurde schon von einigen Autoren [111–114,123] berichtet; es wird dort mit der Natur der Singularität eines Grenzflächenrisses in Zusammenhang gebracht. Sun et al. [114] konnten durch Vernachlässigung der oszillierenden Terme analytisch zeigen, dass  $G_I$  und  $G_{II}$  gegen  $G_{\text{tot}}/2$  konvergieren, wenn  $\Delta a/a$  gegen null geht. Die FEM-Untersuchungen von Dattaguru et al. [112] haben ge-



(a) Energiefreisetzungsrate

(b) Relative Abweichung zwischen  $G_{tot}$  und J**Abbildung B.6:** Numerische Berechnung der Energiefreisetzungsrate für einen Grenzflächenrisses

zeigt, dass im Fall einer Bimaterialplatte mit einem Seitenriss unter Zugbelastung  $G_I \rightarrow 0$  und  $G_{II} \rightarrow G_{tot}$  tendieren, wenn  $\Delta a/a \rightarrow 0$  geht. Die Frage nach dem „richtigen“  $G_I/G_{II}$ -Verhältnis bei Grenzflächenrissen bleibt weiterhin offen [111]. Trotz dieser Schwierigkeit liefert die MRSM sehr zuverlässige Ergebnisse und kann in Verbindung mit der FE-Methode sehr effizient eingesetzt werden. In der in diesem Abschnitt behandelten Risskonfiguration sind die numerischen Ergebnisse untereinander und im Vergleich zur Literatur konsistent. Es liegt allerdings ein relativer Fehler zwischen analytischer und numerischer Lösung von knapp 2,8% vor.

## B.4 Rissausbreitung, Rissumlenkung und Richard-Kriterium

In einer Mixed-Mode-Beanspruchungssituation kann ein Riss seine ursprüngliche Ausbreitungsebene verlassen und seine Verlängerung in einer weiteren, um den Winkel  $\beta$  umgelenkten Ebene fortsetzen (siehe Abbildung B.7). Es wird dabei angenommen, dass Rissfortschritt erst dann erfolgt, wenn der K-Faktor in Mode I einen maximalen Wert erreicht.

Die Spannungsintensitätsfaktoren  $k_I$  und  $k_{II}$ , die sich an der Spitze des neu entstandenen Risses ergeben, werden nach Fett und Munz [130] in Abhängigkeit von den K-Faktoren des ursprünglichen Risses (mit der Länge  $a$ ) angegeben als

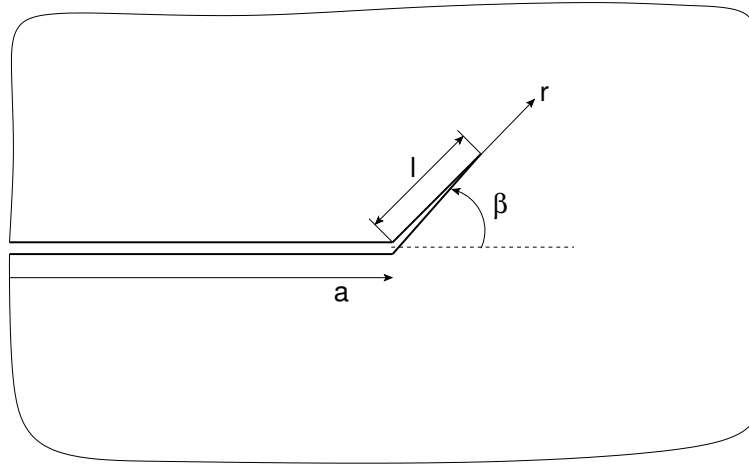


Abbildung B.7: Rissumlenkung unter dem Einfluss einer Mixed-Mode-Belastung

$$k_I = K_I(a)C_{11}(\beta) + K_{II}(a)C_{12}(\beta) \quad (\text{B.29})$$

$$k_{II} = K_I(a)C_{21}(\beta) + K_{II}(a)C_{22}(\beta) \quad (\text{B.30})$$

Die Gleichungen B.29 und B.30 gelten für eine sehr kleine Rissverlängerung  $l$ . Die Koeffizienten  $C_{ij}$  ( $i, j = 1, 2$ ) lassen sich bei Anwendung der Methode der Gewichtsfunktionen angeben als

$$\begin{aligned} C_{11} &= \cos^3\left(\frac{\beta}{2}\right) \\ C_{12} &= -3\sin\left(\frac{\beta}{2}\right)\cos^2\left(\frac{\beta}{2}\right) - \frac{1}{3}\sin^3\left(\frac{\beta}{2}\right) \\ C_{21} &= \sin\left(\frac{\beta}{2}\right)\cos^2\left(\frac{\beta}{2}\right) \\ C_{22} &= \cos\left(\frac{\beta}{2}\right)\left(1 - 3\sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right)\right) + \frac{1}{6}\sin^2\left(\frac{4}{5}\beta\right) \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

Fett und Munz führten eine Untersuchung der Grenzfälle für das Verhältnis  $K_{II}/K_I$  durch und erhielten folgende Beziehungen:

Fall  $K_{II} \ll K_I$

In diesem Fall führt eine Potenzreihenentwicklung von  $C_{11}$  und  $C_{12}$  (bis zum quadratischen Glied) zu

$$C_{11} = 1 - \frac{3}{8}\beta^2, \quad C_{12} = -\frac{3}{2}\beta \quad (\text{B.32})$$

Die Substitution der Gleichungen B.32 in Gleichung B.29 und die Maximierung von  $k_I$  ergibt

$$\frac{\partial k_I}{\partial \beta} = \frac{\partial}{\partial \beta} \left( \left( 1 - \frac{3}{8} \beta^2 \right) K_{I(a)} - \frac{3}{2} \beta K_{II(a)} \right) = 0 \implies \beta = -2 \frac{K_{II(a)}}{K_{I(a)}} \quad (\text{B.33})$$

und somit ist

$$k_I = K_I + \frac{3}{2} \frac{K_{II}^2}{K_I} \quad (\text{B.34})$$

Unter der Annahme, dass Versagen nach Mode I erst dann stattfindet, wenn  $k_I$  den kritischen Wert  $K_{Ic}$  erreicht, folgt für  $k_I = K_{Ic}$  aus Gleichung B.34

$$K_I = \frac{1}{2} K_{Ic} \left( 1 \pm \sqrt{1 - 6 \left( \frac{K_{II}}{K_{Ic}} \right)^2} \right) \cong \frac{1}{2} K_{Ic} \left[ 1 \pm \left( 1 - 3 \left( \frac{K_{II}}{K_{Ic}} \right)^2 \right) \right] \quad (\text{B.35})$$

und damit

$$\frac{K_I}{K_{Ic}} + \frac{3}{2} \left( \frac{K_{II}}{K_{Ic}} \right)^2 = 1 \quad (\text{B.36})$$

Fall  $K_{II} \gg K_I$ :

In diesem Fall erreicht  $k_I$  seinen maximalen Wert  $K_{Ic}$ , wenn  $C_{12}(\beta)$  maximal wird. Dies tritt dann ein, wenn

$$\beta = \beta_{\max} \cong -1,33 (\cong 77^\circ) \implies C_{12}(\beta_{\max}) = 1,224 \quad (\text{B.37})$$

Die resultierende Beziehung aus dem Grenzfall  $K_{II} \ll K_I$  (Gleichung B.35) entspricht dem Mixed-Mode-Kriterium nach Richard [129] (Gleichung 4.12) für

$$u = 1 \quad , \quad v = 2 \quad , \quad \alpha = \frac{K_{Ic}}{K_{IIc}} = \sqrt{\frac{3}{2}} = 1,224 \quad (\text{B.38})$$

Dies gilt genauso für den Fall  $K_{II} \gg K_I$ , da sich Gleichung B.29 bei Vernachlässigung von  $K_I$  für  $\max(k_I) = K_{Ic}$  schreiben lässt als:

$$\left( \underbrace{C_{12}(\beta_{\max})}_{\alpha=1,224} \frac{K_{II}}{K_{Ic}} \right)^2 = 1 \quad (\text{B.39})$$

Damit wurde gezeigt, dass sich die theoretischen Grenzfälle von  $\max(k_I) = K_{Ic}$  durch das Richard-Mixed-Mode-Kriterium beschreiben lassen. Fett und Munz verglichen in [130] die Ergebnisse der Interpolation durch Gleichung B.36 zwischen den Grenzwerten mit dem Verlauf von  $\max(k_I)$  als Funktion von  $K_I$  und  $K_{II}$  (direkte numerische Bestimmung mit Hilfe von Gleichung B.29). Sie konnten eine hervorragende Übereinstimmung der Werte nachweisen. Daher kann das Mixed-Mode-Kriterium nach Richard mit  $\alpha^2 = 3/2$  zur Beschreibung der Rissverlängerung und Rissumlenkung eingesetzt werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] WITTIG, S. & R. KOCH: *Dampf- und Gasturbinen I-II*, Skriptum zur Vorlesung, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH), 1998
- [2] APPEL, F. & R. WAGNER: *Microstructure and Deformation of Two-Phase  $\gamma$ -Titanium Aluminides*, Materials Science & Engineering A, R22 (1998), pp. 187–268
- [3] RAPP, R. A.: *Surface Coatings for High-Temperature Materials*, Encyclopedia of Materials: Science and Technology, ISBN: 0–08–0431526 (2000)
- [4] BOSE, S. & J. DEMASI–MARCIN: *Thermal Barrier Coating Experience in Gas Turbine Engines at Pratt & Whitney*, Journal of Thermal Spray Technology, 6[1] (1997), pp. 99–104
- [5] MEIER, S. M. & D. K. GUPTA: *The Evolution of Thermal Barrier Coatings in Gas Turbine Engine Applications*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (Trans. ASME), 116 (1994), pp. 250–257
- [6] MILLER, R. A.: *Thermal Barrier Coatings for Aircraft Engines: History and Directions*, Journal of Thermal Spray Technology, 6[1] (1997), pp. 35–42
- [7] NELSON, W. A. & R. M. ORENSTEIN: *TBC Experience in Land-Based Gas Turbines*, Journal of Thermal Spray Technology, 6[2] (1997), pp. 179–180
- [8] TROCZYNSKI, T., S. COCKCROFT & H. WONG: *Thermal Barrier Coatings for Heat Engines*, Key Engineering Materials, 122–124 (1996), pp. 451–462
- [9] YONUSHONIS, T. M.: *Overview of Thermal Barrier Coatings in Diesel Engines*, Journal of Thermal Spray Technology, 6[1] (1997), pp. 50–55
- [10] UZUN, A., I. CEVIK & M. AKCIL: *Effects of Thermal Barrier Coating on a Turbocharged Diesel Engine Performance*, Surface & Coatings Technology, 116–119 (1999), pp. 505–507
- [11] HEJWOWSKI, T. & A. WERONSKI: *The Effect of Thermal Barrier Coatings on Engine Performance*, Vacuum, 65 (2002), pp. 427–432

- [12] BEELE, W.: *Zuverlässigkeitsanforderungen an Wärmedämmschichten in Stationären Gasturbinen*, Fortschrittsberichte der Deutschen Keramischen Gesellschaft, 11[2] (1996), pp. 145–154
- [13] SCHULZ, U.: *Wachstum, Mikrostruktur und Lebensdauer von elektronenstrahl aufgedampften Wärmedämmschicht-Systemen für Turbinenschaufeln*, Dissertation, TU Bergakademie Freiberg, 1995
- [14] SZÜCS, F.: *Thermomechanische Analyse und Modellierung plasmagespritzter und EB-PVD aufgedampfter Wärmedämmschichtsysteme für Gasturbinen*, VDI Fortschrittsberichte, Reihe 5: Grund- und Werkstoffe, Nr. 518 (1998), VDI Verlag GmbH
- [15] ROSTEK, K. E.: *Das Verhalten von Wärmedämmschichtsystemen bei thermischen Behandlungen und Kriechbeanspruchungen*, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 2000
- [16] STÖVER, D. & C. FUNKE: *Directions of the Development of Thermal Barrier Coatings in Energy Applications*, Journal of Materials Processing Technology, 92–93 (1999), pp. 195–202
- [17] SOECHTING, F. O.: *A Design Perspective on Thermal Barrier Coatings*, Journal of Thermal Spray Technology, 8[4] (1999), pp. 505–511
- [18] MUNZ, D. & T. FETT: *Mechanisches Verhalten keramischer Werkstoffe*, Werkstoff-Forschung und -Technik, Hergsg.: B. Ilshner, Bd. 8, Springer-Verlag (1989)
- [19] BRANDL, W., H. J. GRABKE, D. THOMA & J. KRÜGER: *The Oxidation Behaviour of Sprayed MCrAlY Coatings*, Surface & Coatings Technology, 86–87 (1996), pp. 41–47
- [20] NICKEL, H., D. CLEMENS, W. J. QUADAKKERS & L. SINGHEISER: *Development of NiCrAlY Corrosion-Resistant Coatings and Thermal Barrier Coatings of Gas Turbine Components*, Journal of Pressure Vessel Technology (Trans. ASME), 121 (1999), pp. 384–387
- [21] LEUSHAKE, U., T. KRELL, U. SCHULZ, M. PETERS, W. A. KAYSSER & B. H. RABIN: *Microstructure and Phase Stability of EB-PVD Alumina and Alumina/Zirconia for Thermal Barrier Coating Applications*, Surface & Coatings Technology, 94–95 (1997), pp. 131–136
- [22] DEMASI-MARCIN, J. T., K. D. SHEFFLER & S. BOSE: *Mechanisms of Degradation and Failure in a Plasma Deposited Thermal Barrier Coating*, ASME 89–GT–132, National Aeronautics and Space Administration (1989)
- [23] CRAWMER, D. E.: *Plasma Spray Coatings*, Encyclopedia of Materials: Science and Technology, ISBN: 0–08–0431526 (2000)



- [24] ALAYA, M.: *Bewertung und Optimierung von Konzepten zur Verbesserung des Einsatzverhaltens von ZrO<sub>2</sub>-Wärmedämmschichtsystemen*, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1997
- [25] DÖRING, J. -E., R. VASSEN & D. STÖVER: *Innovative Werkstoffsysteme zur Wirkungsgradsteigerung von stationären Gasturbinen und Flugtriebwerken*, Schlussbericht zum HGF-Strategiefondsprojekt 98/13, (2002), pp. 2.1–2.7
- [26] KUCUK, A., C. C. BERNDT, U. SENTURK & R. S. LIMA: *Influence of Plasma Spray Parameters on Mechanical Properties of Yttria Stabilized Zirconia Coatings. II: Acoustic Emission Response*, Materials Science & Engineering A, A284 (2000), pp. 41–50
- [27] FAUCHAIS, P., M. VARDELLE, A. VARDELLE & L. BIANCHI: *Plasma Spray: Study of the Coating Generation*, Ceramics International, 22 (1996), pp. 295–303
- [28] FRIIS, M., C. PERSSON & J. WIGREN: *Influence of Particle In-Flight Characteristics on the Microstructure of Atmospheric Plasma Sprayed Yttria Stabilized ZrO<sub>2</sub>*, Surface & Coatings Technology, 141 (2001), pp. 115–127
- [29] SIEBERT, B., C. FUNKE, R. VASSEN & D. STÖVER: *Changes in Porosity and Young's Modulus due to Sintering of Plasma Sprayed Thermal Barrier Coatings*, Surface & Coatings Technology, 92–93 (1999), pp. 217–223
- [30] MUKHERJEE, B., S. E. BRÜNNINGS, R. VASSEN, R. W. STEINBRECH & L. SINGHEISER: *Characterisation of Delamination Cracking in Plasma Sprayed Thermal Barrier Coatings*, Advanced Ceramic Materials Symposium–K3 Coatings, Poster, Materials Week München (2001)
- [31] STEINBRECH, R. W.: *Thermomechanical Behavior of Plasma Sprayed Thermal Barrier Coatings*, Ceramic Engineering & Science Proceedings, 34[4] (2002), pp. 397–408
- [32] STEINBRECH, R. W., R. VASSEN & R. HERZOG: *Persönliche Mitteilung*, 2002
- [33] STEINBRECH, R. W., G. BLANDIN, D. BASU, J. FRAHM, A. MUKHOPHADYAY, R. VASSEN & L. SINGHEISER: *Innovative Werkstoffsysteme zur Wirkungsgradsteigerung von stationären Gasturbinen und Flugtriebwerken*, Schlussbericht zum HGF-Strategiefondsprojekt 98/13, (2002), pp. 4.2–4.15
- [34] ILAVSKY, J., G. G. LONG, A. J. ALLEN & C. C. BERNDT: *Evolution of the Void Structure in Plasma-Sprayed YSZ Deposits During Heating*, Materials Science & Engineering A, A272 (1999), pp. 215–221
- [35] NAKAMURA, T., G. QIAN & C. C. BERNDT: *Effects of Pores on Mechanical Properties of Plasma-Sprayed Ceramic Coatings*, Journal of the American Ceramic Society, 83[3] (2000), pp. 578–584

- [36] SEVOSTIANOV, I. & M. KACHANOV: *Plasma-Sprayed Ceramic Coatings: Anisotropic Elastic and Conductive Properties in Relation to the Microstructure; Cross-Property Correlations*, Materials Science & Engineering A, A297 (2001), pp. 235–243
- [37] ZHU, D. & R. A. MILLER: *Thermophysical and Thermomechanical Properties of Thermal Barrier Coating Systems*, Ceramic Engineering & Science Proceedings, 21[4] (2000), pp. 623–633
- [38] THOMPSON, J. A. & T. W. CLYNE: *The Effect of Heat Treatment of Zirconia Top Coats in Plasma-Sprayed TBC's*, Acta Materialia, 49 (2001), pp. 1565–1575
- [39] BASU, D., C. FUNKE & R. W. STEINBRECH: *Effect of Heat Treatment on Elastic Properties of Separated Thermal Barrier Coatings*, Journal of Materials Research, 14[12] (1999), pp. 4643–4650
- [40] KLEMENS, P. G. & M. GELL: *Thermal Conductivity of Thermal Barrier Coatings*, Materials Science & Engineering A, A245 (1998), pp. 143–149
- [41] CHOI, S. R., D. ZHU & R. A. MILLER: *Deformation and Strength Behavior of Plasma-Sprayed  $ZrO_2$ -8wt% $Y_2O_3$  Thermal Barrier Coatings in Biaxial Flexure and Trans-Thickness Tension*, Ceramic Engineering & Science Proceedings, 21[4] (2000), pp. 653–661
- [42] HERZOG, R., S. HECKMANN & R. W. STEINBRECH: *Innovative Werkstoffsysteme zur Wirkungsgradsteigerung von stationären Gasturbinen und Flugtriebwerken*, Schlussbericht zum HGF-Strategiefondsprojekt 98/13, (2002), pp. 4.16–4.19
- [43] THURN, G., G. A. SCHNEIDER & F. ALDINGER: *High-Temperature Deformation of Plasma-Sprayed  $ZrO_2$  Thermal Barrier Coatings*, Materials Science & Engineering A, A233 (1997), pp. 176–182
- [44] ZHU, D. & R. A. MILLER: *Sintering and Creep Behavior of Plasma-Sprayed Zirconia- and Hafnia-Based Thermal Barrier Coatings*, Surface & Coatings Technology, 108–109 (1998), pp. 114–120
- [45] ZHU, D. & R. A. MILLER: *Determination of Creep Behavior of Thermal Barrier Coatings under Laser Imposed High Thermal and Stress Gradient Conditions*, Journal of Materials Research, 14[1] (1999), pp. 146–161
- [46] EVANS, A. G. , M. Y. HE & J. W. HUTCHINSON: *Mechanics-Based Scaling Laws for the Durability of Thermal Barrier Coatings*, Progress in Materials Science, 46 (2001), pp. 249–271
- [47] EVANS, A. G. , D. R. MUMM, J. W. HUTCHINSON, G. H. MEIER & F. S. PETTIT: *Mechanisms Controlling the Durability of Thermal Barrier Coatings*, Progress in Materials Science, 46 (2001), pp. 505–553

- [48] RABIEI, A. & A. G. EVANS: *Failure Mechanisms Associated with the Thermally Grown Oxide in Plasma-Sprayed Thermal Barrier Coatings*, Acta Materialia, 48 (2000), pp. 3963–3976
- [49] THURN, G., G. A. SCHNEIDER, H. -A. BAHR & F. ALDINGER: *Toughness Anisotropy and Damage Behavior of Plasma Sprayed ZrO<sub>2</sub> Thermal Barrier Coatings*, Surface & Coatings Technology, 123 (2000), pp. 147–158
- [50] SHAW, L. L., B. BARBER, E. H. JORDAN & M. GELL: *Measurements of the Interfacial Fracture Energy of Thermal Barrier Coatings*, Scripta Materialia, 39[10] (1998), pp. 1427–1434
- [51] OECHSNER, M.: *Ein Beitrag zur Lebensdauervorhersage von keramischen Wärmedämmschichten*, VDI Fortschrittsberichte, Reihe 18: Mechanik / Bruchmechanik, Nr. 263 (2001), VDI Verlag GmbH
- [52] HOFINGER, I., M. OECHSNER, H.-A. BAHR & M. V. SWAIN: *Modified Four-Point Bending Specimen for Determining the Interface Fracture Energy for Thin, Brittle Layers*, International Journal of Fracture, 92 (1998), pp. 213–220
- [53] HECKMANN, S., R. HERZOG & F. SCHUBERT: *Innovative Werkstoffsysteme zur Wirkungsgradsteigerung von stationären Gasturbinen und Flugtriebwerken*, Schlussbericht zum HGF-Strategiefondsprojekt 98/13, (2002), pp. 4.22–4.26
- [54] KOWALEWSKI, R.: *Thermomechanische Ermüdung einer beschichteten, stengelkristallinen Nickelbasis-Super-Legierung*, VDI Fortschrittsberichte, Reihe 18: Mechanik / Bruchmechanik, Nr. 212 (1997), VDI Verlag GmbH
- [55] MAJERUS, P., R. HERZOG, R. W. STEINBRECH & F. SCHUBERT: *Innovative Werkstoffsysteme zur Wirkungsgradsteigerung von stationären Gasturbinen und Flugtriebwerken*, Schlussbericht zum HGF-Strategiefondsprojekt 98/13, (2002), pp. 4.26–4.29
- [56] BRINDLEY, W. J. & J. D. WHITTENBERGER: *Stress Relaxation of Low Pressure Plasma-Sprayed NiCrAlY Alloys*, Materials Science & Engineering A, A163 (1993), pp. 33–41
- [57] BRINDLEY, W. J.: *Properties of Plasma-Sprayed Bond Coats*, Journal of Thermal Spray Technology, 6[1] (1997), pp. 85–90
- [58] BARLETT, A. H. & R. DAL MASCHIO: *Failure Mechanisms of a Zirconia-8 wt% Ytria Thermal Barrier Coating*, Journal of the American Ceramic Society, 78[4] (1995), pp. 1018–1024
- [59] MILLER, R. A. & C. E. LOWELL: *Failure Mechanisms of Thermal Barrier Coatings Exposed to Elevated Temperatures*, Thin Solid Films, 95 (1982), pp. 265–273

- [60] MCGRANN, R. T. R., J. A. GRAVES, E. F. RYBICKI, J. R. SHADLEY & W. J. BRINDLEY: *Effects of Substrate Temperature and Thermal Cycles on Residual Stresses in Yttria Stabilized Zirconia Thermal Barrier Coatings*, Thermal Spray: Practical Solutions for Engineering Problems, Ed. C. C. Berndt, ASM International, (1996), pp. 885–890
- [61] GELL, M., E. JORDAN, K. VAIDYANATHAN, K. MCCARRON, B. BARBER, Y.-H. SOHN & V. K. TOLPYGO: *Bond Strength, Bond Stress and Spallation Mechanisms of Thermal Barrier Coatings*, Surface & Coatings Technology, 120–121 (1999), pp. 53–60
- [62] EVANS, A. G., G. B. CRUMLEY & R. E. DEMARAY: *On the Mechanical Behavior of Brittle Coatings and Layers*, Oxidation of Metals, 20 (1983), pp. 193–216
- [63] NISSLEY, D. M.: *Thermal Barrier Coating Life Modeling in Aircraft Gas Turbine Engines*, Journal of Thermal Spray Technology, 6[1] (1997), pp. 91–98
- [64] SFAR, K., J. AKTAA & D. MUNZ: *Numerical Investigation of Residual Stress Fields and Crack Behavior in TBC Systems*, Materials Science & Engineering A, A333 (2002), pp. 351–360
- [65] AHRENS, M., R. VASSEN & D. STÖVER: *Stress Distributions in Plasma Sprayed Thermal Barrier Coatings as a Function of Interface Roughness and Oxide Scale Thickness*, Surface & Coatings Technology, 161 (2002), pp. 26–35
- [66] HAYNES, J. A., E. D. RIGNEY, M. K. FERBER & W. D. PORTER: *Oxidation and Degradation of a Plasma-Sprayed Thermal Barrier Coating System*, Surface & Coatings Technology, 86–87 (1996), pp. 102–108
- [67] BEELE, W., N. CZECH, W. J. QUADAKKERS & W. STAMM: *Long-Term Oxidation Tests on a Re-Containing MCrAlY Coating*, Surface & Coatings Technology, 94–95 (1997), pp. 41–45
- [68] LEE, C. H., H. K. KIM, H. S. CHOI & H. S. AHN: *Phase Transformation and Bond Coat Oxidation Behavior of Plasma-Sprayed Zirconia Thermal Barrier Coating*, Surface & Coatings Technology, 124 (2000), pp. 1–12
- [69] QUADAKKERS, W. J., A. K. TYAGI, D. CLEMENS, R. ANTON & L. SINGHEISER: *The Significance of Bond Coat Oxidation for the Life of TBC Coatings*, Elevated Temperature Coatings: Science and Technology III, Ed. J. M. Hampikian & N. B. Dahotre, The Minerals, Metals & Materials Society, (1999), pp. 119–130
- [70] MANNSMANN, W.: *Keramische Wärmedämmschichtsysteme: Eigenschaften und Verhalten unter mechanischer, thermischer und thermomechanischer Beanspruchung*, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1995

- [71] ANTON, R. & W. J. QUADAKKERS: persönliche Mitteilung, Forschungszentrum Jülich, 2001
- [72] EVANS, H. E.: *Stress Effects in High Temperature Oxidation of Metals*, International Materials Reviews, 40[1] (1995), pp. 1–40
- [73] SCHMACKERS, T. & W. REIMERS: *Untersuchung zum Oxidationsverhalten der Haftschiicht*, Innovative Werkstoffsysteme zur Wirkungsgradsteigerung von stationären Gasturbinen und Flugtriebwerken, Workshop zum HGF-Strategiefondsprojekt 98/13, DLR Köln (2000), pp. 2.4-3–2.4-13
- [74] LEUSHAKE, U.: *Spannungsmessung mittels optischer Fluoreszenzspektroskopie*, Innovative Werkstoffsysteme zur Wirkungsgradsteigerung von stationären Gasturbinen und Flugtriebwerken, Workshop zum HGF-Strategiefondsprojekt 98/13, DLR Köln (2000), pp. 2.4-18–2.4-20
- [75] LIPKIN, D. M., D. R. CLARKE, M. HOLLATZ, M. BOBETH & W. POMPE: *Stress Development in Alumina Scales Formed Upon Oxidation of (111) NiAl Single Crystals*, Corrosion Science, 39[2] (1997), pp. 231–242
- [76] SCHUMANN, E., C. SARIOGLU, J. R. BLACHERE, F. S. PETTIT & G. H. MEIER: *High-Temperature Stress Measurements During the Oxidation of NiAl*, Oxidation of Metals, 53[3–4] (2000), pp. 259–272
- [77] TOLPYGO, V. K. & D. R. CLARKE: *Competition Between Stress Generation and Relaxation During Oxidation of an Fe-Cr-Al-Y Alloy*, Oxidation of Metals, 49[1–2] (1998), pp. 187–212
- [78] VOSBERG, V. R., D. CLEMENS, M. G. BERGER, W. J. QUADAKKERS, W. FISCHER & H. NICKEL: *Stresses in Alumina Scales on High-Temperature Alloys Measured by X-Ray and Optical Methods*, Fresenius Journal of Analytical Chemistry, 358 (1997), pp. 127–130
- [79] HERZOG, R.: persönliche Mitteilung, Forschungszentrum Jülich, 2001
- [80] CHRISTENSEN, R. J., V. K. TOLPYGO & D. R. CLARKE: *The influence of the reactive element yttrium on the stress in alumina scales formed by oxidation*, Acta Materialia, 45[4] (1997), pp. 1761–1766
- [81] PETRUS, G. J. & B. L. FERGUSON: *A Software Tool to Design Thermal Barrier Coatings: A Technical Note*, Journal of Thermal Spray Technology, 6[1] (1997), pp. 29–34
- [82] ALI, M. Y., S. Q. NUSIER & G. M. NEWAZ: *Mechanics of Damage Initiation and Growth in a TBC/Superalloy System*, International Journal of Solids and Structures, 38 (2001), pp. 3329–3340

- [83] GOWARD, G. W.: *Progress in Coatings for Gas Turbine Airfoils*, Surface & Coatings Technology, 108–109 (1998), pp. 73–79
- [84] CLEMENS, D.: persönliche Mitteilung, Forschungszentrum Jülich, 1999
- [85] CHANG, G. C., W. PHUCHAROEN & R. A. MILLER: *Behaviour of Thermal Barrier Coatings for Advanced Gas Turbine Blades*, Surface & Coatings Technology, 30 (1987), pp. 13–28
- [86] FREBORG, A. M., B. L. FERGUSON, W. J. BRINDLEY & G. J. PETRUS: *Modeling Oxidation Induced Stresses in Thermal Barrier Coatings*, Materials Science & Engineering A, A245 (1998), pp. 182–190
- [87] RÖSSLER, J., M. BÄKER & M. VOLGMANN: *Stress State and Failure Mechanisms of Thermal Barrier Coatings: Role of Creep in Thermally Grown Oxide*, Acta Materialia, 49 (2001), pp. 3659–3670
- [88] CHOI, S. R., J. W. HUTCHINSON & A. G. EVANS: *Delamination of Multilayer Thermal Barrier Coatings*, Mechanics of Materials, 31 (1999), pp. 431–447
- [89] SUO, Z.: *Wrinkling of the Oxide Scale on an Aluminum-Containing Alloy at High Temperatures*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 43[6] (1995), pp. 829–846
- [90] CLARKE, D. R. & W. POMPE: *Critical Radius for Interface Separation of a Compressively Stressed Film from a Rough Interface*, Acta Metallurgica, 47[6] (1999), pp. 1749–1756
- [91] MILLER, R. A.: *Oxidation-Based Model for Thermal Barrier Coating Life*, Journal of the American Ceramic Society, 67[8] (1984), pp. 517–521
- [92] MILLER, R. A.: *Life Modeling of Thermal Barrier Coatings for Aircraft Gas Turbine Engines*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (Trans. ASME), 111 (1989), pp. 301–305
- [93] VASSEN, R., G. KERKHOFF & D. STÖVER: *Development of a Micromechanical Life Prediction Model for Plasma Sprayed Thermal Barrier Coatings*, Materials Science & Engineering A, A303 (2001), pp. 100–109
- [94] SFAR, K., J. AKTAA & D. MUNZ, *Analysing the Failure Behaviour of Thermal Barrier Coatings Using the Finite Element Method*, Ceramic Engineering & Science Proceedings, 21[3] (2000), pp. 203–211
- [95] BUSSO, E. P., J. LIN & S. SAKURAI: *A Mechanistic Study of Oxidation-Induced Degradation in a Plasma-Sprayed Thermal Barrier Coating System. Part II: Life Prediction Model*, Acta Materialia, 49 (2001), pp. 1529–1536

- [96] BUSSO, E. P., J. LIN, S. SAKURAI & M. NAKAYAMA: *A Mechanistic Study of Oxidation-Induced Degradation in a Plasma-Sprayed Thermal Barrier Coating System. Part I: Model Formulation*, Acta Materialia, 49 (2001), pp. 1515–1528
- [97] HERZOG, R., P. MAJERUS, S. HECKMANN, R. STEINBRECH, W. J. QUADAKKERS, F. SCHUBERT & L. SINGHEISER: *Contribution to Life Prediction of Thermal Barrier Coatings: A Concept of Accumulated Damage*, 26th Annual International Conference on Advanced Ceramics & Composites, Cocoa Beach, Florida, (2002)
- [98] HIBBITT, KARLSSON & SORENSON: *ABAQUS User's Manual*, Pawtucket, RI, (2000)
- [99] ALAYA, M.: *Datenblätter, persönliche Mitteilung*, 1997
- [100] ZIMMERMANN, H.: *Elastische Eigenschaften verschiedener keramischer Materialien*, Berichte des Instituts für Materialforschung, Forschungszentrum Karlsruhe, KfK-5092 (1992)
- [101] FETT, T. & D. MUNZ: *Stress Intensity Factors and Weight Functions*, Computational Mechanics Publications, Southampton, (1997)
- [102] IRWIN, G. R.: *Fracture*, Handbuch der Physik, 6 (1958), pp. 551–590
- [103] MUNZ, D.: *Versagensverhalten von Konstruktionswerkstoffen*, Skriptum zur Vorlesung, Institut für Zuverlässigkeit und Schadenskunde im Maschinenbau, Universität Karlsruhe (TH), 1998
- [104] RYBICKI, E. F. & M. F. KANNINEN: *A Finite Element Calculation of Stress Intensity Factors by a Modified Crack Closure Integral*, Engineering Fracture Mechanics, 9 (1977), pp. 931–938
- [105] BUCHHOLZ, F.–G.: *persönliche Mitteilung*, 2000
- [106] RAJU, I. S.: *Simple Formulas for Strain Energy Release Rates with Higher Order and Singular Finite Elements*, NASA CR-178186, (1986)
- [107] KRISHNAMURTHY, T., T. S. RAMAMURTHY, K. VIJAYAKUMAR & B. DATTAGURU: *Modified Crack Closure Integral Method for Higher Order Finite Elements*, Proc. Int. Conf. Finite Elements in Computational Mechanics, Bombay, India, (1985)
- [108] RAMAMURTHY, T. S., T. KRISHNAMURTHY, K. B. NARAYANA, K. VIJAYAKUMAR & B. DATTAGURU: *Modified Crack Closure Integral Method with Quarter Point Elements*, Mechanics Research Communications, 13[4] (1986), pp. 179–186
- [109] NARAYANA, K. B., B. DATTAGURU, T. S. RAMAMURTHY & K. VIJAYAKUMAR: *Modified Crack Closure Integral Using Six-noded Isoparametric Quadrilateral Singular Elements*, Engineering Fracture Mechanics, 36 (1990), pp. 945–955

- [110] BUCHHOLZ, F. G.: *Improved Formulae for the FE-Calculation of the Strain Energy Release Rate by the Modified Crack Closure Integral Method*, Accuracy, Reliability and Training in FEM Technology, ed. John Robinson, (1984)
- [111] RAJU, I. S. & B. DATTA GURU: *Review of Methods for Calculating Fracture Parameters for Interface Crack Problems*, Proc. of the Int. Conf. on Computational Engineering Science, Hawaii, USA, (1995)
- [112] DATTA GURU, B., K. S. VENKATESHA, T. S. RAMAMURTHY & F. G. BUCHHOLZ: *Finite Element Estimates of Strain Energy Release Rate Components at the Tip of an Interface Crack under Mode I Loading*, Engineering Fracture Mechanics, 49[3] (1994), pp. 451–463
- [113] VENKATESHA, K. S., B. DATTA GURU & T. S. RAMAMURTHY: *Finite Element Analysis of an Interface Crack with Large Crack-Tip Contact Zones*, Engineering Fracture Mechanics, 54[6] (1996), pp. 847–860
- [114] SUN, C. T. & C. J. JIH: *On Strain Energy Release Rates for Interfacial Cracks in Bimaterial Media*, Engineering Fracture Mechanics, 28[1] (1987), pp. 13–20
- [115] CHOW, W. T. & S. N. ATLURI: *Finite Element Calculation of Stress Intensity Factors for Interfacial Crack Using Virtual Crack Closure Integral*, Computational Mechanics, 16 (1995), pp. 417–425
- [116] SHIVAKUMAR, K. N., P. W. TAN & J. C. NEWMAN: *A Virtual Crack-closure Technique for Calculating Stress Intensity Factors for Cracked Three Dimensional Bodies*, International Journal of Fracture, 36 (1988), pp. R43–R50
- [117] SINGH, R., S. K. PATEL & B. DATTA GURU: *Decomposed Crack Closure Integrals for Estimation of SIF Variations*, Engineering Fracture Mechanics, 63 (1999), pp. 165–178
- [118] DATTA GURU, B.: *persönliche Mitteilung*, 2000
- [119] NARAYANA, K. B. & B. DATTA GURU: *Certain Aspects Related to Computation by Modified Crack Closure Integral (MCCI)*, Engineering Fracture Mechanics, 55 (1996), pp. 335–339
- [120] PESTEL, E. & J. WITTENBURG: *Technische Mechanik*, Band 2: Festigkeitslehre, Wissenschaftsverlag, (1992)
- [121] MATTHECK, C. & H. MOLDENHAUER: *Mode-Extraction from Mixed Mode Analysis of Cracks by Special Filter-Technique*, International Journal of Fracture, 34 (1987), pp. 209–218



- [122] MOLDENHAUER, H.: *Persönliche Mitteilung*, 2002
- [123] TOYA, M.: *Fracture Mechanics of Interfaces*, JSME International Journal, 33[4] (1990), pp. 413–424
- [124] RICE, J. R. & G. C. SIH: *Plane Problems of Cracks in Dissimilar Media*, Journal of Applied Mechanics, Transaction of the ASME, (1965), pp. 418–423
- [125] HUTCHINSON, J. W., M. E. MEAR & J. R. RICE: *Crack Paralleling an Interface between Dissimilar Materials*, Journal of Applied Mechanics, Transaction of the ASME, 54 (1987), pp. 828–832
- [126] RICE, J. R.: *Elastic Fracture Mechanics Concepts for Interfacial Cracks*, Journal of Applied Mechanics, Transaction of the ASME, 55 (1988), pp. 98–103
- [127] COMNINOU, M.: *An Overview of Interface Cracks*, Engineering Fracture Mechanics, 37[1] (1990), pp. 197–208
- [128] MUNZ, D. & T. FETT: *Ceramics: Mechanical Properties, Failure Behaviour, Materials Selection*, Springer Series in Materials Science, Springer (1999)
- [129] RICHARD, H.-A.: *Bruchvorhersagen bei überlagerter Normal- und Schubbeanspruchung von Rissen*, VDI-Forschungsheft 631 (1985), pp. 1–60
- [130] FETT, T. & D. MUNZ: *Kinked Cracks and Richard Fracture Criterion*, International Journal of Fracture, 115[4] (2002), pp. L69–L73
- [131] HIBBITT, KARLSSON & SORENSON: *ABAQUS Theory Manual*, Pawtucket, RI, (2000)
- [132] FETT, T.: *Persönliche Mitteilung*, 2002
- [133] TSUI, Y. C. & T. W. CLYNE: *Adhesion of Thermal Barrier Coating Systems and Incorporation of an Oxidation Barrier Layer*, Thermal Spray: Practical Solutions for Engineering Problems, Ed. C. C. Berndt, Published by ASM International, (1996), pp. 275–284
- [134] CLYNE, T. W., S. A. TSIPAS, I. O. GOLOSNOY & T. KLOCKER: *Microstructural and Property Changes in the Top Coat of TBCs under Service Conditions*, eingereicht zur Veröffentlichung bei der International Thermal Spray Conference in Orlando, FL. (2003)