

Zuverlässigkeit von keramischen Mehrlagensubstraten

Vom Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg-Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation

von
Niko Sebastian Dorsch
aus
Henstedt-Ulzburg

2010

Gutachter:

Prof. Dr. rer. nat. Gerold A. Schneider

Prof. Dr.-Ing. Norbert Huber

Tag der mündlichen Prüfung:

11. Dezember 2009

URN:

<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=>

[urn:nbn:de:gbv:830-tubdok-8295](http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn:nbn:de:gbv:830-tubdok-8295)

Abstract

This PhD thesis describes a reliability model for thick film resistors. Microcracks existing inside the resistor may grow due to mechanical stresses. Because of a high glass portion in the material, pronounced subcritical crack growth can be observed. Not the crack growth itself, but the resistance change caused by the crack growth leads to the failure of the resistor. The developed reliability model describes this functional failure of the resistor, taking into account statistically distributed input parameters. The result of the reliability calculation is the failure probability as a function of time. A calculation procedure for the time dependent failure probability, a finite element crack growth simulation, material characterisation methods for thick film materials and a verification experiment for the time dependent failure of the resistors is shown. The tolerance range of the calculated lifetimes is estimated by studying the influence of different input parameters. Due to the brittle material behaviour the lifetime of thick film resistors can only be calculated in the range of some orders of magnitude.

For currently used thick film resistors under usual operating load conditions the failure probability is negligibly small.

Inhaltsverzeichnis

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	iv
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	3
2.1 Dickschichttechnologie	3
2.1.1 Einordnung zu anderen Technologien	3
2.1.2 Materialien der Dickschichttechnologie	5
2.1.3 Herstellungsmethoden	6
2.1.4 Abgleich von Dickschichtwiderständen	8
2.2 Bruchmechanik	9
2.2.1 Linearelastische Bruchmechanik	10
2.2.2 Risswachstum	13
2.2.3 Unterkritisches Risswachstum in Gläsern	14
2.2.4 Bruchmechanik in Schichtsystemen	17
2.3 Bruchmechanik mit der Finite-Elemente-Methode	23
2.3.1 Traditionelle Methoden	23
2.3.2 Neue Methoden	27
2.4 Zuverlässigkeitsbewertungen	29
3 Experimentelle Materialdatenbestimmung	33
3.1 Einführung	33
3.2 Probenherstellung	34
3.3 Elastizitätsmodul	38
3.3.1 Bestimmung der Querkontraktionszahl mit der Ultraschallmethode	39
3.3.2 Bestimmung des E-Moduls über die Biegesteifigkeit	40
3.3.3 Verifikation der E-Modulwerte mit dem Eindruckverfahren	44

3.3.4	Diskussion	45
3.4	Eigenspannung	47
3.4.1	Eigenspannungsbestimmung mit der Krümmungsmethode	47
3.4.2	Verifikation der Eigenspannungen durch direkte WAK-Messungen	54
3.4.3	Diskussion	56
3.5	Bruchzähigkeit	57
3.5.1	Substrat	57
3.5.2	Pastenmaterialien	63
3.6	Unterkritisches Risswachstum	69
3.7	Abhängigkeiten – Fehlerbetrachtungen	74
4	Aufbau des Zuverlässigkeitsmodells	77
4.1	Analytische Beschreibung der Zuverlässigkeit	77
4.2	Umsetzung in eine numerische Berechnungskette	81
4.2.1	Risswachstumssimulation	87
4.2.2	Widerstandsberechnung	93
5	Verifikation und Diskussion des Zuverlässigkeitsmodells	99
5.1	Experimentelle Bestimmung der Ausfallwahrscheinlichkeit	99
5.2	Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeit	104
5.3	Vergleich experimenteller und berechneter Ausfallwahrscheinlichkeiten	108
5.3.1	Verifikation der Risswachstumsberechnung	113
5.3.2	Verifikation der Widerstandsberechnung	115
5.4	Empfindlichkeit gegenüber Eingangsparameter	117
6	Zusammenfassung	123
7	Literaturverzeichnis	125

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

α	Dundursparameter
α_F	Wärmeausdehnungskoeffizient der Schicht (Film)
α_S	Wärmeausdehnungskoeffizient des Substrates
β	Dundursparameter
γ	Oberflächenenergie
δ	Rissöffnung, Kronecker-Delta
ε	Dehnung
Γ	Kontur um Rissspitze
θ	Rissorientierung, Winkel Polarkoordinaten, Winkel FE-Netz
χ	Schichtdickenverhältnis
μ_F	Schubmodul der Schicht
μ_S	Schubmodul des Substrates
ν	Poissonzahl
ν_F	Poissonzahl der Schicht (Film)
ν_S	Poissonzahl des Substrates
ρ	Dichte
σ	Mechanische Spannung
σ_b	Biegespannung
σ_F	Mechanische Spannung in der Schicht (Film)
σ_r	Eigenspannung (residual stress)
$\sigma_{r.korr}$	Korrigierte Eigenspannungen
τ	Zeit
φ	Linearitätsfaktor
Ω	Bereich / Körper
ω	Potentielle Energiedichte
A	Risswachstumsparameter, Fläche
A^*	Risswachstumsparameter, Fläche
AG	Abdeckglas
a	Risslänge
a_0	Anfangsrisslänge
a_c	Kritische Risslänge
b	Probenbreite, Koeffizient der Weibullverteilung
C_p	Kombination von Klassen; $C_p = \{a_i, \theta_j, x_k\}$
c	Risslänge
DMS	Dehnmessstreifen
d_F	Dicke der Schicht (Film)
d_S	Dicke des Substrates
E	Elastizitätsmodul
E_F	Elastizitätsmodul der Schicht (Film)
E_S	Elastizitätsmodul des Substrates
E'	Effektiver Elastizitätsmodul
E_r	Reduzierter Elastizitätsmodul
E_i	Elastizitätsmodul Indenter

E_s	Elastizitätsmodul Probe (Sample)
F	Kraft
F_c	Kritische Kraft
FE-	Finite Elemente
FEM	Finite Elemente Methode
G	Energiefreisetzungsrate
G_c	Kritische Energiefreisetzungsrate
G_{ss}	Energiefreisetzungsrate bei Steady-state-Rissausbreitung
$g(\alpha, \beta)$	Faktor für den Steifigkeitsunterschied zweier Materialien
H_0	Materialhärte
h	Schichtdicke, Auslenkung
I	Flächenträgheitsmoment
IC	Integrierte Schaltungen (englisch integrated circuit)
J	Energiefreisetzungsrate (J -Integral)
K_I	Spannungsintensität unter Mode I Belastung
K_{Ic}	Kritische Spannungsintensität unter Mode I Belastung
K_I^*	Skalierungsfaktor der Spannungsintensität (analog zu K_I)
K_{th}	Unterer Grenzwert der Spannungsintensität für Rissausbreitung
L	Gesamtlänge Laserschnittkante
LTCC	Low Temperature Cofired Ceramics
l	Probenlänge
M	Biegemoment
m	Normalenvektor auf einer Kontur
N	Anzahl der Risse im Bauteil
n	Anzahl Risse, Anzahl Proben, Risswachstumsexponent, Normalevektor
$P()$	Wahrscheinlichkeit von ...
P_f	Ausfallwahrscheinlichkeit
P	Belastungskraft
q	Funktion der virtuellen Rissverlängerung
R	Krümmungsradius
R_0	Widerstandswert vor Rissverlängerung
ΔR	Widerstandsänderung
ΔR_c	Kritische Widerstandsänderung
ΔR_y	Widerstandsänderung der gezogenen Kombination y von Rissen
REM	Rasterelektronenmikroskop
r	Abstand Rissspitze in Polarkoordinaten
r_j	Anzahl ausgefallene Proben
S	Steifigkeit Gesamtprobe
S_S	Steifigkeit der unbeschichteten Substratprobe
s	Spannungssingularitätsexponent, Lagerverschiebung
s_j	Anzahl überlebende Proben
T	Charakteristische Zeit
ΔT	Temperaturdifferenz
t	Zeit
U	Gesamtenergie des Systems
U_{ss}	Freigesetzte Energie bei Steady-state-Rissausbreitung
U_S	Energie zur Schaffung einer Oberfläche
U_M	Mechanische Energie
u	Verschiebung, Rissöffnung
v	Schallgeschwindigkeit, Risswachstumsgeschwindigkeit
W1...W4	Widerstandsmaterial Typ 1 bis Typ 4

WAK	Wärmeausdehnungskoeffizient
x	Rissposition, Raumkoordinate
Δx	Virtuelle Rissverlängerung
Y	Geometrieparameter
y	Raumkoordinate
Z	Anzahl der gezogenen Kombinationen von C_p
z	Raumkoordinate

1 Einleitung

Die Zahl der elektrisch gesteuerten Maschinen und Komponenten nimmt stark zu. Vor allem im Automobilbau ist dieser Trend aufgrund wachsender Komfort- und Sicherheitsanforderungen zu beobachten. Wichtige Neuerungen der letzten Jahre wie ABS, ESP oder auch moderne Einspritzsysteme wären ohne den Einsatz einer elektronischen Regelung undenkbar. In modernen Fahrzeugen sind heute zum Teil mehr als 70 Steuergeräte verbaut. Der vermehrte Einsatz und insbesondere der Einsatz in sicherheitsrelevanten Systemen macht eine zuverlässige Funktion der Steuergeräte zu einer Grundvoraussetzung. Dem entgegen steht das Bestreben, die Maschinenkomponenten immer kompakter zu konstruieren, wodurch das Steuergerät immer dichter an das mechanische System rückt. Die Anforderungen an die elektronischen Steuerungen nehmen daher insbesondere bezüglich Temperaturbelastung und Vibrationen stark zu. Zusätzlich wird eine hohe Integrationsdichte der Steuergeräte gefordert, um den Bauraum auf ein Minimum zu reduzieren.

Höchste Anforderungen erfüllen die so genannten Hybrid ICs. Sie kombinieren monolithische Schaltkreise auf Basis von Silizium- oder Germanium-Halbleitern mit der Dickschichttechnologie auf Basis glaskeramischer Materialien zum Aufbau dreidimensionaler Schaltungsträger. Außerdem ermöglicht die Dickschichttechnologie die Integration passiver Elemente wie Widerstände in die Leiterplatte. Mit einem Laser lassen sich diese Widerstände auf einen exakten Wert abgleichen, wodurch sich neben der Qualitätssteigerung der Widerstände auch Schaltungsvarianten auf kostengünstige Weise realisieren lassen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der mechanischen Schädigung der Schaltungsträger von Hybrid ICs. Mikrorisse an den Abgleichschnitten im Widerstand wurden als besonders kritisch identifiziert. Der Fokus der Arbeit ist daher auf die Beschreibung des Versagens von den Dickschichtwiderständen gerichtet. Hierzu wird eine mathematisch modellhafte Beschreibung des Risswachstums unter Berücksichtigung statistisch streuender Eingangsdaten entwickelt und in eine numerische Berechnungskette umgesetzt. Mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit wird die im realen Einsatz gezeigte hohe Zuverlässigkeit der Hybrid ICs quantifiziert und somit ein Beitrag geleistet die Zuverlässigkeit auch in Zukunft sicherzustellen.

Der hohe Glasanteil in den Dickschichtmaterialien führt zu ausgesprochen sprödem Versagen. Daher kann die linearelastische Bruchmechanik zur Beschreibung des Bruchverhaltens herangezogen werden. Ausfallkriterium für die Widerstände ist nicht das mechanische Versagen, sondern ein Driften des Widerstandswertes über seine Spezifikation hinaus. Die Beschreibung des funktionalen Versagens der Widerstände aufgrund von Rissausbreitung in den Widerständen ist das Ziel der Arbeit.

Die Arbeit umfasst neben der mathematisch-numerischen Beschreibung außerdem die Materialcharakterisierung. Nur mit qualitativ hochwertigen Eingangsparametern kann eine quantitative Beschreibung der Ausfallwahrscheinlichkeit gelingen. Das spröde Verhalten der glashaltigen Dickschichtmaterialien und die damit extrem starke Abhängigkeit zwischen Beanspruchung und Schädigung führen zu einer natürlichen Unsicherheit im Ergebnis der Berechnung. Ein weiteres Ziel der Arbeit ist es, die Robustheit der Berechnung zu untersuchen und die Aussagegenauigkeit abhängig von der Qualität der Eingangsdaten darzustellen.

2 Grundlagen

2.1 Dickschichttechnologie

2.1.1 Einordnung zu anderen Technologien

In der Mikroelektronik wird zunächst zwischen diskreten Bauteilen und zusammengefassten Schaltungen unterschieden. Die diskreten Bauteile in ihrer kleinsten Form werden direkt auf dem Schaltungsträger befestigt und sind nach dem englischen Begriff surface mounted device, SMD-Bauteil, benannt. Die zusammengefassten Schaltungen werden auch integrierte Schaltungen oder nach der englischen Bezeichnung integrated circuit, kurz IC genannt. In der Regel werden hiermit Schaltungen gemeint, die auf Basis von Halbleitermaterialien aufgebaut sind und eine hohe Integrationsdichte aufweisen. Zu den integrierten Schaltungen gehören aber auch die Dickschicht- und Dünnschichtschaltungen. Sie werden häufig als Widerstandsnetzwerke mit den Halbleiterchips und SMD-Bauteilen zu einem Hybridschaltkreis zusammengeführt. Eine Darstellung der Systematik ist in Abbildung 1 gezeigt.

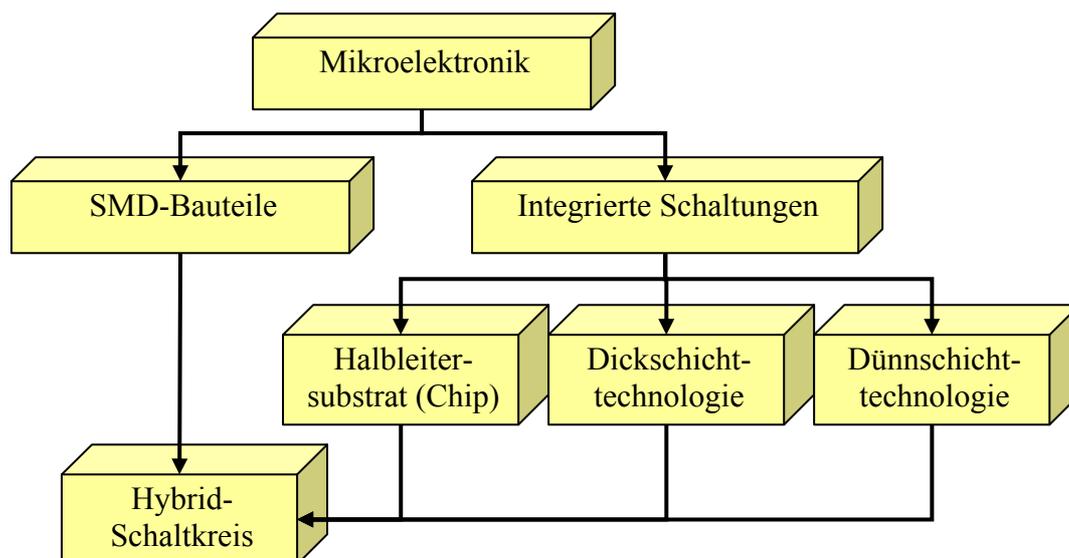


Abbildung 1: Einordnung mikroelektronischer Grundbegriffe in Anlehnung zu [Hamer72]

Die Dünnschichttechnologie basiert auf Schichten mit einer Dicke von unter einem Mikrometer. Diese Schichten werden in der Regel auf die Substrate aufgedampft. Schaltkreise basierend auf der Dickschichttechnologie werden in einem Druck- und Einbrennprozess aus Pasten hergestellt. Die Schichtdicken liegen im Bereich von einem bis einigen Mikrometern. Durch das Übereinanderdrucken einzelner leitender oder nichtleitender Schichten ist es möglich dreidimensionale Schaltungen aufzubauen. Die Vielfalt der verschiedenen Materialien ermöglicht den Aufbau sehr komplexer Dickschichtschaltungen mit Leiterbahnen, Widerständen oder auch Kondensatoren.

Als Träger-/ Substratmaterial für die Dickschichttechnologie dienen Aluminiumoxid- oder LTCC-Substrate (Low Temperature Cofired Ceramic). Die moderneren LTCC-Substrate lassen sich bei wesentlich niedrigeren Temperaturen als Aluminiumoxid-Substrate verarbeiten und ermöglichen so das gleichzeitige Sintern von Substratmaterial und Dickschichtpasten. Hierdurch ist es möglich dreidimensionale Substrate mit innen liegenden Leiterbahnen und Widerständen herzustellen, um so die Integrationsdichte der Hybrid-schaltkreise zu erhöhen. Die Entwicklung der LTCC-Substrate hinsichtlich Schrumpfeigenschaften, Wärmeausdehnungskoeffizienten und Verträglichkeit mit den Pasten der Dickschichttechnologie haben zu komplexen Materialsystemen geführt, die vereinfacht als ein Aluminiumoxid-Silikatglas-Gemisch beschrieben werden können. Eine Hybridschaltung auf Basis eines LTCC-Substrats ist in Abbildung 2 gezeigt.

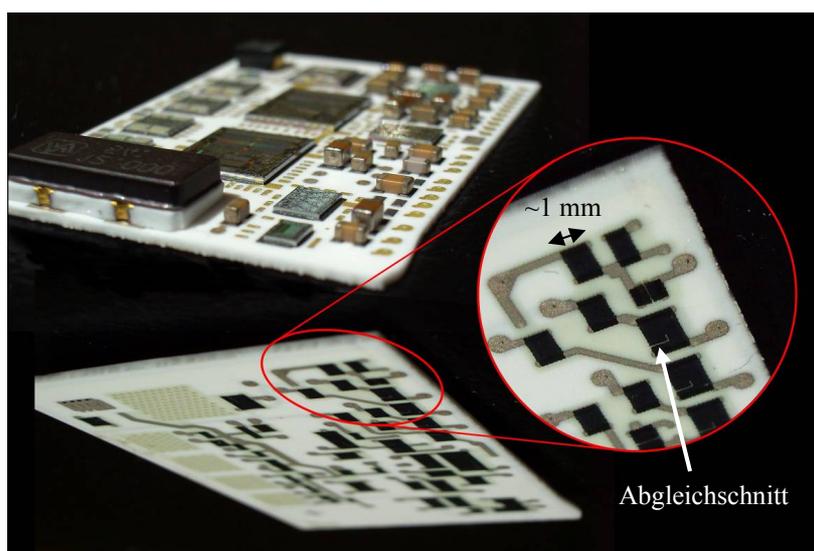


Abbildung 2: Hybridschaltung auf Basis eines LTCC-Substrats der Robert Bosch GmbH, oben: Vorderseite mit Halbleiterchips und Kondensatoren, unten: Rückseite mit Dickschichtwiderständen, Ausschnitt: Abgleichschnitte im Widerstand

2.1.2 Materialien der Dickschichttechnologie

Die Dickschichttechnologie ermöglicht die Verwendung einer hohen Anzahl verschiedener Dickschichtmaterialien. Zur Verarbeitung müssen sie in Form einer Paste mit genau definierten rheologischen Eigenschaften vorliegen. Grundbestandteil der Pasten ist immer ein Gemisch aus Glasfritte und organischen Bestandteilen. Hinzu kommen je nach Pastentyp unterschiedliche Füllstoffe, die den funktionalen Charakter der Paste bestimmen. Beim Sintern schmilzt die Glasfritte und vernetzt die zum Teil nicht sinternden Füllstoffe. Die organischen Bestandteile verdampfen und entweichen aus dem Bauteil. Im Folgenden werden drei Grundtypen der Dickschichtpasten genauer beschrieben: Widerstandspasten, Leiterbahnpasten und Abdeckgläser.

Leiterbahnpasten:

Die Leiterbahnpasten beinhalten in der Regel einen sehr kleinen Bestandteil an Glasfritte und einen sehr hohen Anteil an Silber. Die Pasten müssen dabei zwei wesentliche Anforderungen erfüllen. Zum einen müssen die Leiterbahnpasten eine gute Anbindung an die Widerstände und eine hohe Leit- und Stromtragfähigkeit gewährleisten. Zum anderen müssen sie mit dem Substrat verträglich sein, wobei eine gute Haftung zu realisieren ist und die Diffusion des Silbers in das Substrat vermieden werden muss. Die Silberdiffusion kann durch Legierung des Silbers mit Palladium unterdrückt werden [Pitt83].

Abdeckgläser:

Abdeckgläser schützen die darunter liegenden Strukturen vor chemischen und mechanischen Beanspruchungen. Sie sind so konzipiert, dass sie unter leichten Druckspannungen stehen, um das Ausbreiten von Mikrorissen in der Oberfläche zu unterbinden. Die Abdeckgläser sintern in der Regel erst bei etwas höheren Temperaturen zu einer geschlossenen Schicht, um das Entweichen der organischen Bestandteile der darunter liegenden Schichten nicht zu behindern [Fukaya97].

Widerstandspasten:

Grundsätzlich könnten sowohl Metalle als auch Halbleiter als elektrische Widerstände eingesetzt werden. In vielerlei Hinsicht sind ihre elektrischen Eigenschaften entgegengesetzt. Metalle haben einen sehr geringen Widerstandswert und einen positiven Temperaturkoeffizienten, Halbleiter hingegen einen sehr hohen Widerstandswert und einen negativen

Temperaturkoeffizienten. Durch die Kombination metallischer und halbleitender Eigenschaften können besonders ausgeglichene Widerstandsmaterialien konzipiert werden.

Als Materialien eignen sich die Oxide der Platinmetalle (RuO_2 , OsO_2 , RhO_2 , IrO_2 , PdO_2 , PtO_2), die bei den Verarbeitungstemperaturen des Glases gut benetzt werden, aber nicht mit dem Glas reagieren [Wang99]. In der Vergangenheit wurde Palladiumoxid in den Widerstandspasten eingesetzt. Seine Wechselwirkung mit dem Sauerstoff in der Ofenatmosphäre führt allerdings zu prozessbedingt stark variierenden Materialeigenschaften [Pitt83]. Aufgrund des Preises und der zuverlässigeren Verarbeitung hat sich am Markt daher das Rutheniumdioxid RuO_2 durchgesetzt [Wang99].

Die RuO_2 -Partikel bilden in der Glasmatrix ein Perkolationsnetzwerk aus, wobei die einzelnen Partikel durch eine im Nanometerbereich dünne Glasschicht voneinander getrennt werden. Innerhalb der RuO_2 -Partikel wird der Strom im Gegensatz zu den meisten anderen Oxiden über metallische Leitung transportiert und muss dann durch die dünne Glasschicht zum nächsten Partikel „tunneln“. Dies kann geschehen, da die Glasschicht auf diese kurze Distanz Halbleitereigenschaften besitzt. Durch die Kombination halbleitender und metallischer Leitung ergibt sich ein sehr geringer Temperaturkoeffizient des Widerstandswertes. Der spezifische Widerstandswert kann über den Volumenanteil des Rutheniumoxids in großen Bereichen variiert werden. Da der spezifische Widerstand außerdem von der Dicke der Glasschicht zwischen den Partikel abhängt und sich diese durch mechanische Belastung ändert, ergibt sich ein starker piezoresistiver Effekt, der den Einsatz der Widerstandspasten auch als Dehnungssensor ermöglicht [Wang99] [Hrovat03].

2.1.3 Herstellungsmethoden

Gängigste Methode zur Herstellung von Dickschichtschaltungen ist zurzeit das Siebdruckverfahren. Die zu druckende Struktur wird über ein lithographisches Verfahren in einem mit Fotolack gefüllten Sieb abgebildet. Das Sieb wird wenige Millimeter über dem zu bedruckenden Substrat positioniert und mit der Paste befüllt. Ein Rakel presst das Sieb auf das Substrat und befüllt die freien Bereiche des Siebs mit der Paste. Bei der Rückstellung des Siebs verbleibt die Paste auf dem Substrat. Der Ablauf ist schematisch in Abbildung 3 dargestellt.

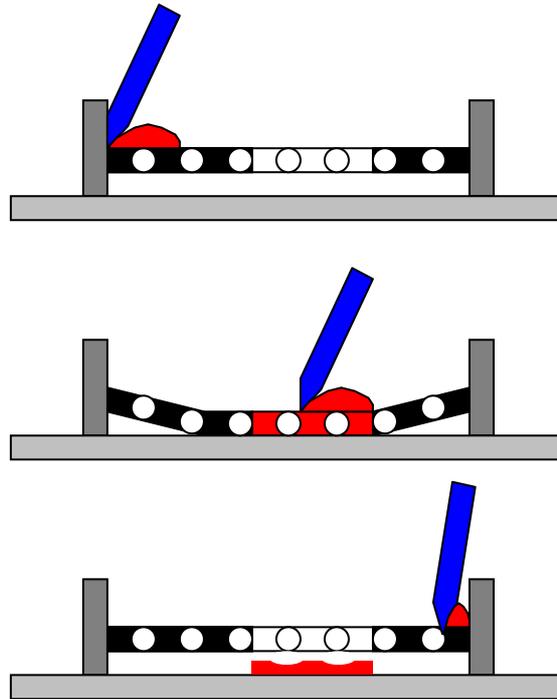


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Siebdruckverfahrens

Um ein optimales Druckergebnis zu erhalten sind thixotrope Eigenschaften der Paste notwendig. Dies bedeutet, dass sich die Viskosität der Paste unter den hohen Scherkräften des Rakels verringert und sich so die Paste leicht in das Sieb drücken lässt. Nach dem Druckvorgang erhöht sich aufgrund der fehlenden Scherkräfte die Viskosität, so dass die Paste nicht mehr verfließen kann.

In den letzten Jahren wurden zunehmend Ink-Jet-Verfahren zum Drucken der Pasten entwickelt. Die Paste wird in diesem Verfahren mit einem frei beweglichen Druckkopf auf die gewünschten Stellen gespritzt. Hierdurch können flexiblere Produktionslinien aufgebaut werden, die Änderungen im Produktdesign durch eine einfache Umprogrammierung des Druckers augenblicklich umsetzen können.

Nach dem Drucken der Paste werden die Substrate zunächst getrocknet. Hiernach können weitere Druckvorgänge durchgeführt werden. Die getrockneten Schichten werden daraufhin in einem Tunnelofen gebrannt. Dieser Prozessschritt ist besonders kritisch, da chemische Reaktionen abhängig von Temperatur und Atmosphäre das Materialverhalten stark beeinflussen können.

Die Dickschichtwiderstände zeigen abhängig von der Prozessführung sehr unterschiedliche Widerstandswerte. Daher müssen diese in einem weiteren Prozessschritt abgeglichen werden.

2.1.4 Abgleich von Dickschichtwiderständen

Aufgrund diverser Einflussparameter während des Druckens und Sinterns ist es nicht möglich Dickschichtwiderstände direkt mit dem gewünschten Widerstandswert herzustellen. Leichte Schichtdickenvariationen, Geometrieabweichungen und vor allem die im Widerstandsmaterial während des Sinterns ablaufenden chemisch-physikalischen Prozesse führen zu statistischen Abweichungen vom gewünschten Widerstandswert.

Die Widerstände werden daher zunächst mit einem geringeren Widerstandswert hergestellt und dann durch Trennschnitte auf den gewünschten Wert abgeglichen. Durch das Trennen kann der Widerstand nur erhöht werden. Eine Verringerung des Widerstandswertes kann durch thermisches Auslagern der Bauteile erreicht werden. Nachteil des thermischen Auslagerns ist, dass die Widerstände nicht einzeln abgeglichen werden können.

Während in der Vergangenheit das Sandstrahlverfahren eine gängige Methode war, so ist mit dem Einzug des Lasers aufgrund der wesentlich höheren Taktzeiten heute nahezu nur noch der Laserabgleich in Gebrauch. Außerdem erzeugt der Laser deutlich feinere Schnitte und führt so zu insgesamt kleineren Widerständen und Abgleichgenauigkeiten von $\pm 0,1\%$ [Pitt83].

Das Laserverfahren ist sehr schnell und kann mit einer in-situ-Messung verbunden werden. Da der Laserschnitt sehr schmal ist, wird in der Regel ein L-Schnitt durchgeführt. Um die Bedeutung der L-Form zu veranschaulichen, spricht man in der Praxis häufig davon, dass der Schnitt quer in den Widerstand eine Grobjustage und der Schnitt längs zum Widerstand eine Feinjustage bedingt. Dies ist nicht ganz richtig, da bei dem ersten Schnitt quer in den Widerstand sich der Wert zunächst kaum ändert und sobald eine erste Änderung festgestellt wird, der Längsschnitt begonnen wird [Hamer72]. Eine graphische Darstellung des Schneidprozesses ist in Abbildung 4 gezeigt.

Während des Schneidprozesses schmilzt und verdampft der Laser den Widerstand inklusive dem Abdeckglas. Der spontane Energieeintrag führt dabei aufgrund des Temperaturgradienten zu hohen thermischen Spannungen, die wiederum zu Mikrorissen an der Schnittkante führen können (siehe Abbildung 4). Eine zeitabhängige Widerstandsänderung nach dem Schneidprozess wird mit der unterkritischen Ausbreitung dieser Risse in Verbindung gebracht [Kummer77] [Shah78].

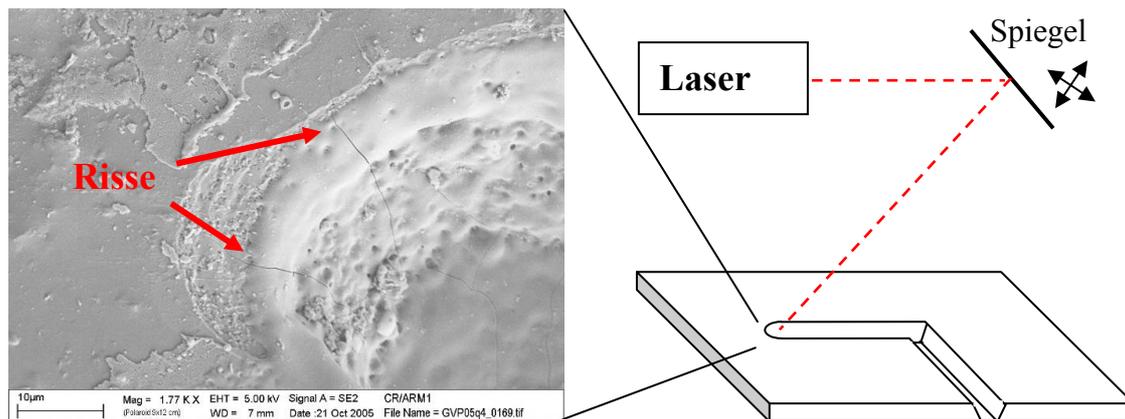


Abbildung 4: Die Entstehung von Mikrorissen beim Laserabgleich von Dickschichtwiderständen, links: Mikrorisse an der Kante des Abgleichschnittes, rechts: Strahlführung beim Laserabgleich

Die analytische Beschreibung der Widerstandsänderung durch einen beliebigen Laserschnitt ist äußerst kompliziert. Es gibt einige analytische Näherungsformeln, die allesamt nur sehr überschlägige Ergebnisse liefern [Schimmanz02]. Auf eine Darstellung wird daher verzichtet. Zielführend sind heute numerische Verfahren für die Berechnung der Widerstände.

2.2 Bruchmechanik

Unter moderaten Temperaturen zeigen Keramiken und Gläser ausgesprochenes Spröbruchverhalten. Die überwiegend ionischen und kovalenten Bindungen verhindern aufgrund ihrer Stärke und Orientierung Versetzungsbewegungen im Material. Im Gegensatz zu Metallen oder Kunststoffen können Keramiken und Gläser keine lokalen Spannungsfelder abbauen. Selbst kleinste Fehlstellen, wie Poren, Mikrorisse, Einschlüsse oder auch scharfe Bauteilkanten führen zu starken lokalen Spannungsüberhöhungen im Material. Diese Spannungsüberhöhungen verursachen die Bildung und Ausbreitung eines Risses. Die Bruchmechanik beschreibt das Verhalten spröder Bauteile. Keramiken und Gläser lassen sich durch die linearelastische Bruchmechanik beschreiben, da sie aufgrund der fehlenden Versetzungsbewegungen linearelastisches Materialverhalten bis zum Bruch zeigen. Es wird, wie in Abbildung 5 dargestellt, zwischen drei verschiedenen Beanspruchungsarten der Rissfront unterschieden. Der Mode I beschreibt eine Normalbelastung der Rissebene, der Mode II eine Scherbelastung der Rissebene senkrecht zur Rissfront und der Mode III eine Scherbelastung parallel zur Rissfront. Die Moden I und II haben in der Technik die höchste Bedeutung. In homogenen, isotropen Materialien wird die Rissausbreitung im Wesentlichen

nur durch den Mode I bestimmt. Die Rissausbreitungsrichtung stellt sich in diesem Fall so ein, dass die Mode I Belastung maximiert und die Mode II Belastung minimiert wird [Lawn93].

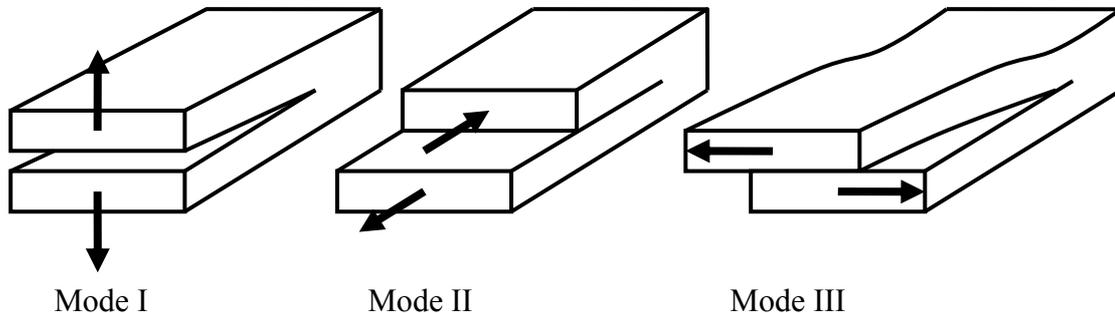


Abbildung 5: Belastungsmoden eines Risses

2.2.1 Linearelastische Bruchmechanik

1921 hat Griffith [Griffith21] einen Ansatz gefunden, um die Festigkeit eines Materials unter Berücksichtigung der in ihm vorhandenen Fehler zu berechnen. Hierzu betrachtet er die Gesamtenergie U des Systems, welche sich unter Vernachlässigung der für die Rissausbreitung irrelevanten Terme lediglich aus der im System mechanisch gespeicherten Energie U_M und der bei Risswachstum zur Schaffung einer neuen Oberfläche zusätzlichen Oberflächenenergie U_S zusammensetzt [Lawn93].

$$U = U_M + U_S \quad (2.1)$$

Rissausbreitung findet nach Griffith dann statt, wenn die Gesamtenergie des Systems durch die Rissverlängerung abnimmt.

$$\frac{dU}{dc} \leq 0 \quad (2.2)$$

Anschaulich ausgedrückt bedeutet dies, dass die durch ein Risswachstum freigesetzte mechanische Energie größer ist als die notwendige Energie zur Schaffung der neuen Oberfläche.

$$\left| \frac{dU_M}{dc} \right| \geq \left| \frac{dU_S}{dc} \right| \quad (2.3)$$

Da sich die zur Schaffung einer neuen Oberfläche notwendige Energie neben den geometrischen Größen lediglich aus der Oberflächenenergie γ des Materials berechnet, lässt

sich für die verschiedenen Materialien eine kritische Energiefreisetzungsrate G_c definieren. Analog zu (2.3) gilt daher, dass sich ein Riss ausbreitet, wenn die mechanische Energiefreisetzungsrate G die kritische Energiefreisetzungsrate G_c übersteigt.

$$G \geq G_c \quad (2.4)$$

mit

$$G = \left| \frac{dU_M}{dc} \right| \quad \text{und} \quad G_c = \left| \frac{dU_S}{dc} \right| \quad (2.5)$$

Irwin leitet ein äquivalentes Bruchkriterium durch Betrachtung der Spannungsverhältnisse an der Rissspitze ab [Irwin57]. Er betrachtet, wie in Abbildung 6 dargestellt, die Spannungen in einem Punkt P in Abhängigkeit von der Entfernung r und Orientierung θ zur Rissspitze.

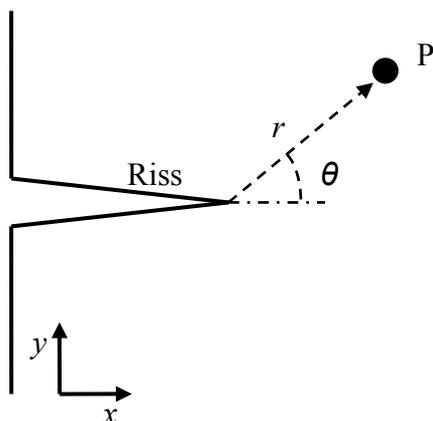


Abbildung 6: Definition der Lage eines Punktes P vor einem Riss

Vor der Rissspitze bildet sich unter Mode I Belastung ein Spannungsfeld, das sich mit der so genannten Spannungsintensitätskonstante K_I nach (2.6) beschreiben lässt. Die $1/\sqrt{r}$ -Singularität des Spannungsfeldes resultiert aus der streng linearelastischen Betrachtung des Materials. Nichtlineare Effekte, die beim Öffnen der Bindungen auftreten, werden nicht berücksichtigt.

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix}_P = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\theta_P}{2}\right) \cdot \left\{ 1 - \sin\left(\frac{\theta_P}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta_P}{2}\right) \right\} \\ \cos\left(\frac{\theta_P}{2}\right) \cdot \left\{ 1 + \sin\left(\frac{\theta_P}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta_P}{2}\right) \right\} \\ \sin\left(\frac{\theta_P}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta_P}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta_P}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

Aus der Differenz der im Spannungsfeld gespeicherten Energie vor und nach einer virtuellen Rissverlängerung Δx lässt sich die durch Rissverlängerung freiwerdende Energie G berechnen.

$$G \equiv \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{2}{\Delta x} \int_0^{\Delta x} \frac{1}{2} \sigma_{yy} u_y dx \quad (2.7)$$

Wobei σ_{yy} die Spannung senkrecht zur Rissebene und u_y die halbe Rissöffnung beschreibt. Das Lösen des Integrals liefert [Lawn93]

$$G = \frac{K_I^2}{E'} \quad (2.8)$$

Wobei E' der effektive Elastizitätsmodul ist, mit $E' = E$ für den ebenen Spannungszustand und $E' = E/(1-\nu^2)$ für den ebenen Dehnungszustand. Die aus dem Spannungsfeld berechnete Energiefreisetzungsrate lässt sich nun mit der in (2.5) definierten mechanischen Energiefreisetzungsrate direkt vergleichen.

$$\frac{K_I^2}{E'} = \frac{dU_M}{dc} \quad (2.9)$$

Für den Fall einer unendlich ausgedehnten Platte unter konstanter Last und einem Riss der Länge c gilt $dU_M/dc = 2\pi c \sigma_{yy}^2 / E'$ und somit

$$K_I = Y \sigma_{yy} \sqrt{c} \quad (2.10)$$

Mit der für den oben definierten Fall gültigen Geometriekonstanten $Y = \sqrt{\pi}$. Für den Fall einer abweichenden Rissgeometrie kann die Spannungsintensität an der Rissfront ebenfalls mit (2.10) beschrieben werden, jedoch mit einer entsprechend angepassten Geometrie-konstanten. Entsprechend dem Energiekonzept lässt sich zu der am Riss wirkenden Spannungsintensität K_I eine kritische Spannungsintensität K_{Ic} definieren, für die gilt, dass Risswachstum stattfindet wenn

$$K_I \geq K_{Ic} \quad (2.11)$$

In der linearelastischen Bruchmechanik werden sowohl das Energie- als auch das Spannungskonzept zur Beschreibung der Rissbeanspruchung verwendet. Die Umrechnung zwischen den Größen erfolgt nach (2.8) und erfordert lediglich den Elastizitätsmodul und die

Poissonszahl. Das Spannungskonzept hat den Vorteil, dass es oft anschaulicher ist und die Beanspruchungsmoden klar voneinander trennt. Das Energiekonzept hingegen hat den Vorteil, dass Energiedifferenzen leichter bestimmt werden können und experimentell zugänglicher sind.

2.2.2 Risswachstum

Nach Überschreiten des Bruchkriteriums $K_I \geq K_{Ic}$ bzw. $G \geq G_c$ findet Rissausbreitung statt. Nimmt die Beanspruchung des Risses mit der Risslänge zu ($dK_I/dc > 0$), ist der Riss instabil und führt zum spontanen Bruch der Probe. Bei abnehmender Beanspruchung des Risses ($dK_I/dc < 0$) wird die Spannungsintensität mit ausreichender Risslänge unter die kritische Spannungsintensität fallen und der Riss kommt zum Stehen. Diese stabile Rissausbreitung liegt in der Regel bei weggesteuerten Belastungen nachgiebiger Proben oder bei lokalen Eigenspannungen vor. Erst nach Erhöhung der Beanspruchung an der Rissspitze und dem erneuten Überschreiten des Bruchkriteriums kommt es zur weiteren Rissausbreitung. Ein Sonderfall stellt das Risswachstum in Schichten dar. Nach einem transienten Bereich führen die geometrischen Randbedingungen zu einer mit der Risslänge konstanten Beanspruchung des Risses ($dK_I/dc = 0$). Solche Risse werden als stationär bezeichnet.

Viele Materialien zeigen auch unterhalb des Bruchkriteriums ($K_I < K_{Ic}$) ausgeprägtes Risswachstum. Dieses Risswachstum wird als unterkritisch bezeichnet und beruht auf dem zeitlichen Aufbrechen der Atombindungen an der Rissspitze. Es wird im folgenden Abschnitt detailliert behandelt.

Spontane (kritische) Rissausbreitung $(K_I \geq K_{Ic})$			Unterkritische Rissausbreitung $(K_I < K_{Ic})$
stabil $\frac{dK_I}{dc} < 0$	stationär $\frac{dK_I}{dc} = 0$	instabil $\frac{dK_I}{dc} > 0$	immer stabil $\frac{dK_I}{dc} \leq 0$

2.2.3 Unterkritisches Risswachstum in Gläsern

Wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben, wird auch unterhalb der kritischen Belastung ($K_I < K_{Ic}$) Risswachstum beobachtet. Hierbei werden die an der Rissspitze unter Spannung stehenden Atombindungen durch chemische Prozesse oder durch Energiefluktuationen zeitabhängig aufgebrochen. Abhängig vom Material und seiner Wechselwirkung mit der Umgebung kommt es so zu einem zeitabhängigen Risswachstum. Die wichtigste Einflussgröße auf die Rissgeschwindigkeit bleibt weiterhin die mechanische Spannung bzw. die Spannungsintensität an der Rissfront. Daher wird üblicher Weise die Rissgeschwindigkeit v über die an der Rissspitze wirkende Spannungsintensität K_I aufgetragen und in so genannten v - K -Diagrammen dargestellt. Der typische Verlauf dieser Kurve für Gläser und Glaskeramiken ist in Abbildung 7 dargestellt. Begrenzt wird die Risswachstumskurve durch einen oberen und unteren Grenzwert der Spannungsintensität. Unterhalb des so genannten Threshold-Werts K_{th} kann experimentell kein Risswachstum beobachtet werden. Die Rissgeschwindigkeit ist so gering, dass sie experimentell nicht mehr messbar ist. Zu höheren Belastungen wird die Risswachstumskurve durch die Bruchzähigkeit K_{Ic} begrenzt. Die Rissgeschwindigkeit nimmt bei diesen Belastungen so stark zu, dass von einem Spontanversagen auszugehen ist.

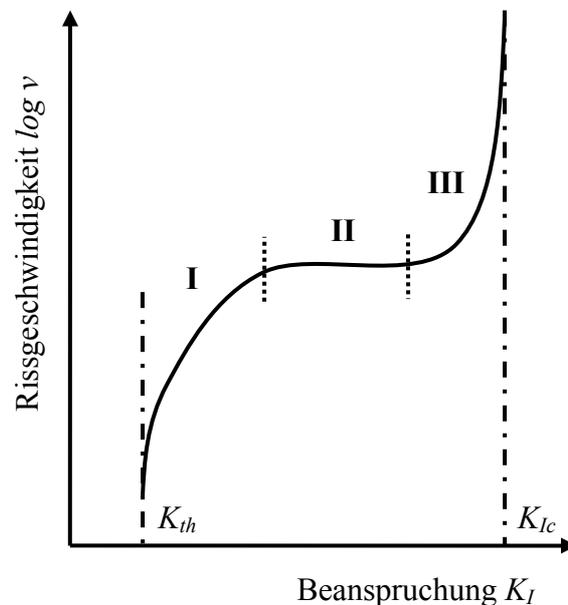


Abbildung 7: Typischer Verlauf einer Risswachstumskurve von Keramiken und Gläsern

Zwischen den beiden Grenzwerten lassen sich in der Regel drei Bereiche der Risswachstumskurve unterscheiden:

Bereich I: Die zunehmende mechanische Belastung ermöglicht es, dass die chemischen Reaktionen die Atombindungen an der Risspitze aufbrechen können. In diesem Bereich sind sowohl die mechanischen Beanspruchungen als auch die chemischen Prozesse an der Risspitze von hoher Bedeutung. Der Bereich I hat im Bezug auf Lebensdauerberechnungen die größte Bedeutung. Idealisiert lässt sich die Abhängigkeit der Rissgeschwindigkeit von der mechanischen Beanspruchung durch das Paris-Gesetz beschreiben

$$\frac{dc}{dt} = A^* \left(\frac{K_I}{K_{Ic}} \right)^n \quad (2.12)$$

beziehungsweise

$$\frac{dc}{dt} = A \cdot K_I^n \quad (2.13)$$

In dem logarithmischen v - K -Diagramm ergibt sich mit dem Paris-Gesetz eine Gerade, die durch die Risswachstumsparameter n und A bzw. A^* beschrieben ist.

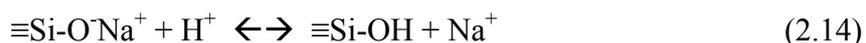
Bereich II: Die Rissgeschwindigkeit hat im Bereich II soweit zugenommen, dass die Transportgeschwindigkeit der zur Reaktion notwendigen chemischen Stoffe der zeitbestimmende Faktor ist. Daher ist die Risswachstumsgeschwindigkeit in diesem Bereich weitestgehend unabhängig von der mechanischen Beanspruchung. Der Bereich II ist nur bei wenigen Materialien deutlich ausgeprägt.

Bereich III: Mit der zunehmenden mechanischen Beanspruchung werden die chemischen Reaktionen für den Rissfortschritt immer unbedeutender. Die Bruchzähigkeit K_{Ic} ist im Gegensatz zu dem Threshold-Wert K_{th} unabhängig von der Wechselwirkung mit der Umgebung.

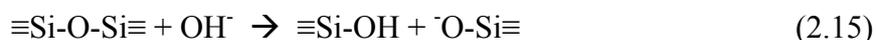
Silikatgläser zeigen ein besonders deutliches unterkritisches Risswachstum. Das in der Luftfeuchtigkeit vorhandene Wasser reagiert hierbei mit den SiO_4 -Tetraedern des Glases und bricht so die Atombindungen an der Risspitze auf. Durch die zusätzliche mechanische Beanspruchung wird diese Reaktion beschleunigt. Obwohl die chemischen Reaktionen aufgrund einer Vielzahl von unterschiedlichen Glasarten und -zusammensetzungen nicht

einfach darzustellen sind, kann man sie in erster Näherung auf die beiden Grundreaktionen der Auslaugung und Auflösung zurückführen [Scholz88].

Protonen, die sich aufgrund der Autoprotolyse des Wassers an der Rissspitze befinden, reagieren nach (2.14) mit dem Glas und lösen die so genannten Netzwerk wandler (z.B. Na, K oder Li) aus dem Glas heraus.



Der Ionenaustauschprozess führt dazu, dass sich vor der Rissspitze eine alkalische Lösung bildet. In dieser alkalischen Lösung können die SiO_4 -Tetraeder nach (2.15) und (2.16) aufgebrochen werden.



In Abbildung 8 sind typische Werte für das Risswachstum in Kalk-Natron-Glas (Fensterscheiben, Getränkeflaschen) dargestellt.

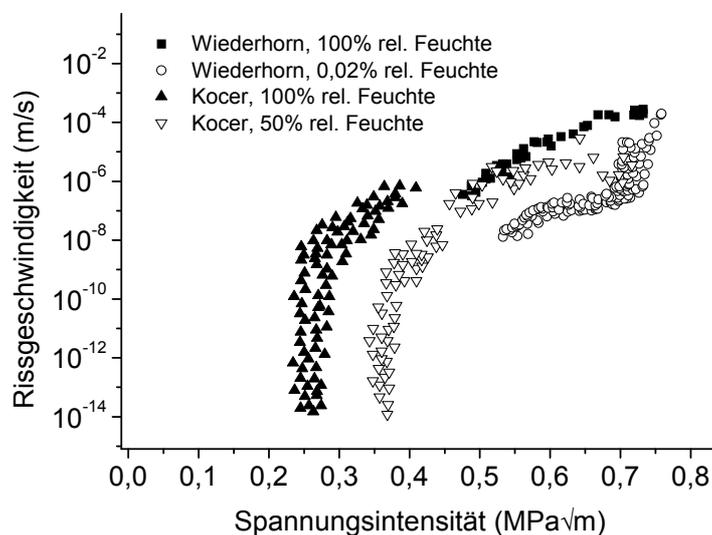


Abbildung 8: Reproduzierte Literaturdaten für das Risswachstum in Kalk-Natron-Glas (soda-lime) [Wiederhorn82] [Kocer01]

2.2.4 Bruchmechanik in Schichtsystemen

In einem Werkstoffverbund, wie zum Beispiel einer Oberflächenschicht auf einem Substrat, entstehen durch die Kombination der beiden Materialien Randbedingungen, die bei der Betrachtung von bruchmechanischen Prozessen berücksichtigt werden müssen. Zum einen bildet die Grenzfläche zwischen den Materialien eine Barriere für den Riss, so dass sich dieser nicht frei im dreidimensionalen Raum ausbreiten kann. Zum anderen haben Unterschiede in den elastischen Eigenschaften der Materialien einen wesentlichen Einfluss auf die Ausbildung der Spannungs- und Dehnungsfelder um die Rissspitze herum. Die bei Rissverlängerung freigesetzte Energie ist daher eine Funktion der E-Modulunterschiede der beiden Materialien. Dies gilt auch, wenn sich der Riss nur in einem Material ausbreitet.

Hutchinson und Sou haben in einer umfangreichen Arbeit die wesentlichen Ansätze zur Lösung dieser Fragestellungen zusammengetragen [Hutchinson92]. Im Folgenden wird nur auf Risse senkrecht zur Grenzfläche näher eingegangen. Risse, die sich in oder parallel zur Grenzfläche ausbreiten, sind für die Problemstellung der vorliegenden Arbeit nicht relevant.

Betrachtet werden Risse wie sie in Abbildung 9 dargestellt sind. Hierbei befindet sich der zur Grenzfläche senkrecht stehende Riss in einer Schicht, die fest mit einem biegesteifen Substrat verbunden ist. Die Schicht wird lediglich durch Eigenspannungen belastet, wie sie z.B. durch einen Unterschied im Wärmeausdehnungskoeffizienten zum Substrat bei Abkühlung entstehen. Eine zusätzliche Belastung des Substrats wird bei der Beschreibung der grundlegenden Zusammenhänge nicht angenommen. Für die detaillierte Beschreibung der Vorgänge an der Rissspitze ist es sinnvoll die Rissfront in zwei Bereiche aufzuteilen. Die der Grenzfläche zugewandte Rissfront wird als Oberflächenriss bezeichnet. Die senkrecht auf der Grenzfläche stehende Rissfront wird nach der englischen Bezeichnung als Channeling-Crack benannt.

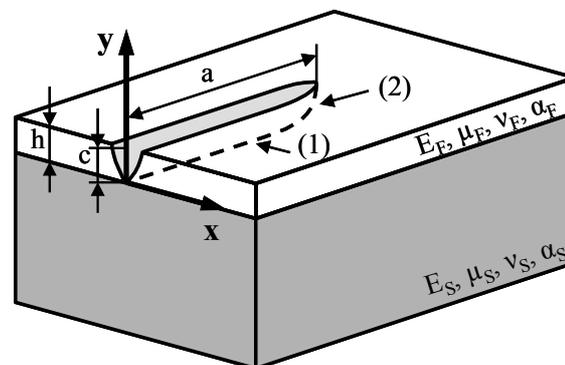


Abbildung 9: Riss in einer Schicht auf einem Substrat. Die Rissfront wird in zwei Bereiche aufgeteilt: (1) Oberflächenriss, (2) Channeling-Crack

Dundurs Parameter

Die unterschiedlichen elastischen Eigenschaften in einem Werkstoffverbund werden mit den von Dundurs entwickelten Parametern α und β beschrieben [Dundurs69].

$$\alpha = \frac{E'_F - E'_S}{E'_F + E'_S}, \quad \beta = \frac{\mu_F(1 - 2\nu_S) - \mu_S(1 - 2\nu_F)}{2\mu_F(1 - \nu_S) + 2\mu_S(1 - \nu_F)} \quad (2.17)$$

E' ist der effektive Elastizitätsmodul, μ ist der Schermodul und die Indizes F und S stehen für Film und Substrat. Für den oben beschriebenen Riss reicht in der Regel die Kenntnis des Parameters α aus. Der Parameter β hat einen deutlich geringeren Einfluss und liegt für die meisten technischen Materialkombinationen zwischen 0 und $\alpha/4$ [Beuth92]. Im Falle identischer elastischer Eigenschaften gilt $\alpha = \beta = 0$.

Oberflächenriss

Der Oberflächenriss, wie er in Abbildung 9 (1) dargestellt ist, beginnt an der Oberfläche der Schicht und wächst in Richtung der Grenzfläche. Für sehr kurze Risslängen ($c/h \rightarrow 0$) verhält sich dieser Riss wie ein ganz normaler Riss im halbbunendlichen Raum ($K_I = 1.12\sigma\sqrt{\pi a}$). Nähert sich der Riss der Grenzfläche ($c/h \rightarrow 1$) ändert sich die Singularität an der Rissspitze. Das Spannungsfeld um die Rissspitze herum verliert seine $1/\sqrt{r}$ -Singularität und berechnet sich nach Zak und Williams nahe der Grenzfläche mit [Zak63]

$$\sigma_{ij} \sim K_I^* \cdot r^{-s} \cdot f_{ij}(\theta) \quad (2.18)$$

Wobei f_{ij} dimensionslose Winkelfunktionen sind und r bzw. θ nach Abbildung 6 die Polarkoordinaten um die Rissspitze angeben. Der Skalierungsfaktor K_I^* kann analog zu dem normalen Spannungsintensitätsfaktor K_I interpretiert werden, hat jedoch die Dimension $[Spannung] \cdot [Länge]^s$. Der Singularitätsexponent s ist eine Funktion der Parameter α und β und erfüllt die Gleichung

$$\cos(s\pi) - 2\frac{\alpha - \beta}{1 - \beta}(1 - s)^2 + \frac{\alpha - \beta^2}{1 - \beta^2} = 0 \quad (2.19)$$

Für Materialkombinationen mit identischen elastischen Eigenschaften ist $s = 0,5$ und $K_I^* = K_I$.

Für einen Riss der sich noch in der Schicht aber sehr nahe an der Grenzfläche befindet ($c \rightarrow h$) gilt $K_I^* \sim \sigma h^s$. Betrachten wir jedoch einen Bereich ganz nahe der Risspitze, so gilt für diesen immer noch die $1/\sqrt{r}$ -Singularität und das Spannungsfeld skaliert mit K_I . Aus der Betrachtung dieser unterschiedlichen Größenmaßstäbe und Berücksichtigung der Linearität kann geschlossen werden

$$K_I \sim K_I^* \cdot (h - c)^{1/2-s} \quad (2.20)$$

Mit $K_I^* \sim \sigma h^s$ ergibt sich für $c \rightarrow h$

$$\frac{K_I}{\sigma\sqrt{h}} \sim \left(1 - \frac{c}{h}\right)^{1/2-s} \quad (2.21)$$

Mit numerischen Berechnungen ergibt sich hieraus der in Abbildung 10 dargestellte Zusammenhang für die Triebkraft eines Risses, der sich der Grenzfläche nähert. In dem Diagramm ist die Triebkraft für eine Rissverlängerung über das Verhältnis c/h dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Triebkraft für eine Rissverlängerung bei steifen Schichten ($\alpha > 0$) nahe der Grenzfläche stark ansteigt, wohingegen die Triebkraft für nachgiebige Schichten ($\alpha < 0$) nahe der Grenzfläche zu Null wird. Das Risswachstum wird gestoppt, bevor der Riss die Grenzfläche erreicht.

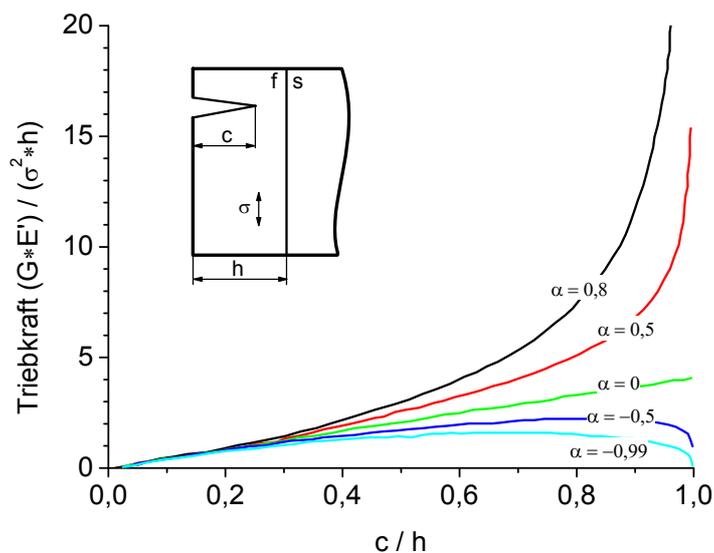


Abbildung 10: Dimensionslose Triebkraft eines Oberflächenrisses abhängig von der Risstiefe, reproduzierte Daten aus [Hutchinson92]

Der bis zur Grenzfläche reichende Oberflächenriss führt zu einer erhöhten Belastung des darunter liegenden Substrates. Diese Beanspruchung führt in Verbindung mit einer im Substrat ausreichend großen Fehlstelle zu der Initiierung eines neuen Risses. In Abbildung 11 ist die Triebkraft eines Risses dargestellt, der bereits in das Substrat eingedrungen ist. Die Triebkraft fällt mit wachsender Risslänge, da hier lediglich Spannungen in der Oberflächenschicht berücksichtigt sind. Bei einer zusätzlichen Belastung des Substrates würde die Triebkraft natürlich mit der Risslänge zunehmen.

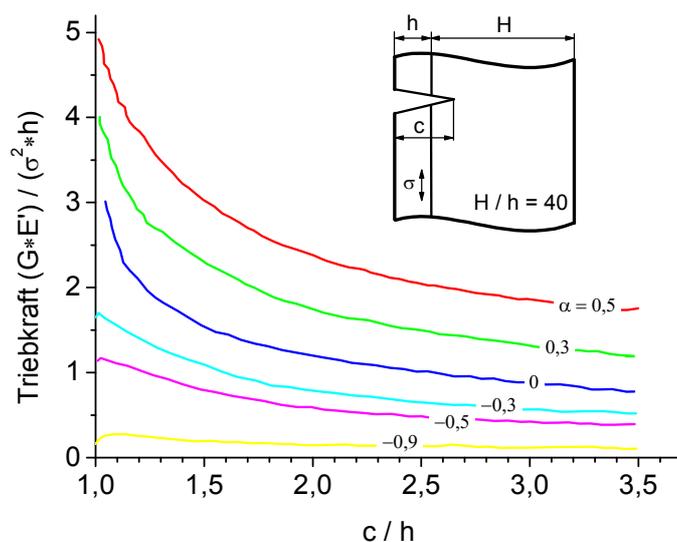


Abbildung 11: Dimensionslose Triebkraft der Rissausbreitung eines Oberflächenrisses nach Überschreiten der Grenzfläche, reproduzierte Daten aus [Hutchinson92]

Weitere Details zur Rissausbreitung über eine Materialgrenzfläche hinaus sind in dem Artikel von Hutchinson und Sou angegeben [Hutchinson92]. Zusammenfassend bleibt zu sagen, dass jede Grenzfläche zwischen zwei Materialien zunächst eine Barriere für die Rissausbreitung darstellt. Ein Überschreiten dieser Barriere hängt wesentlich von den Unterschieden in den elastischen Eigenschaften (α , β) der beiden Materialien ab.

Channeling-Crack

Der in Abbildung 9 dargestellte Riss kann sich auch parallel zur Grenzfläche ausbreiten (Rissfront 2). Beuth hat sich mit der Frage beschäftigt, ab wann sich der Riss nicht mehr zur Grenzfläche hin, sondern parallel zu ihr ausbreitet [Beuth92]. Mit den Ergebnissen aus Abbildung 10 konnte er zeigen, dass sich der dreidimensionale Riss unter bestimmten Umständen bereits parallel zur Grenzfläche ausbreitet, bevor er die Grenzfläche erreicht.

Hierbei ist der Riss jedoch so nahe an der Grenzfläche, dass für die weitere Betrachtung alle Risse so betrachtet werden, als ob sie bis an die Grenzfläche heranreichen.

Mit zunehmender Risslänge a (parallel zur Grenzfläche gemessen) erhöht sich die Rissöffnung und damit auch die Beanspruchung der Rissfront. Aufgrund der geometrischen Randbedingungen durch das Substrat wird die Rissöffnung bei ausreichend großen Risslängen unabhängig von der Risslänge und berechnet sich neben den Spannungen nur noch aus der Schichtdicke und den elastischen Eigenschaften. Für die Berechnung der Energiefreisetzungsrates dieses stationären Zustandes (engl. steady state, Index ss) genügt es die elastisch gespeicherte Energie in einer Ebene zu vergleichen, die ausreichend vor dem Riss bzw. senkrecht durch den Riss verläuft.

Die elastisch freigesetzte Energie berechnet sich für $c = h$ (siehe Abbildung 9) nach [Ye92]

$$U_{ss} = \frac{\sigma_F}{2} \int_0^h \delta(y) dy \quad (2.22)$$

wobei σ_F die biaxiale Eigenspannung der Schicht, h die Schichtdicke und $\delta(y)$ die Rissöffnung abhängig vom Abstand zur Grenzfläche beschreibt. Mit $G_{ss} = U_{ss}/h$ wird (2.22) zu

$$G_{ss} = \frac{\sigma_F}{2h} \int_0^h \delta(y) dy \quad (2.23)$$

Um das Integral über die Rissöffnung in (2.23) zu ersetzen, definiert Beuth eine Größe $g(\alpha, \beta)$, welche lediglich von dem Steifigkeitsverhältnis zwischen der Schicht und dem Substrat abhängt.

$$g(\alpha, \beta) = \frac{\int_0^h \delta(y) dy}{\pi \frac{\sigma_F}{E_F} h^2} \quad (2.24)$$

In Abbildung 12 sind die mit numerischen Methoden bestimmten Werte von $g(\alpha, \beta)$ angegeben. Für identische elastische Parameter der Materialien gilt $g(0, 0) = 1,2578$.

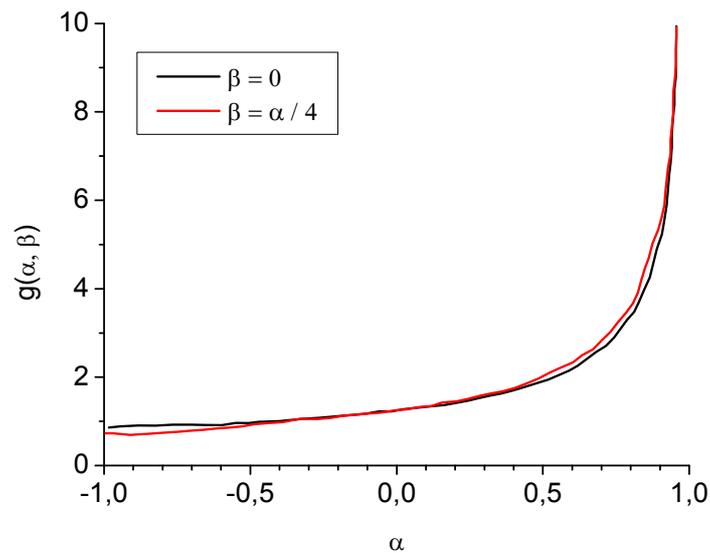


Abbildung 12: $g(\alpha, \beta)$ als Funktion von α , reproduzierte Daten aus [Beuth92]

Die Energiefreisetzungsrate eines stationären Risses in einer unter Eigenspannung stehenden Oberflächenschicht berechnet sich durch Einsetzen von (2.24) in (2.23) nach

$$G_{ss} = \frac{\pi \sigma_F^2 h}{2 E_F'} g(\alpha, \beta) \quad (2.25)$$

Befindet sich der Riss nun nicht mehr an der Oberfläche sondern zwischen zwei Substraten, berechnet sich die stationäre Energiefreisetzungsrate dieses tunnelnden Risses für $\alpha = \beta = 0$ nach [Hutchinson92]

$$G_{ss} = \frac{\pi \sigma_F^2 h}{4 E_F'} \quad (2.26)$$

Die zusätzliche Randbedingung durch das zweite Substrat stützt den Riss und reduziert somit die Energiefreisetzungsrate bei Rissverlängerung etwa um den Faktor 2.

Der stationäre Bereich wird bei einer Risslänge von etwa der doppelten Schichtdicke erreicht. Dies wurde von Nakamura und Kamath mit numerischen Berechnungen ermittelt [Nakamura91].

2.3 Bruchmechanik mit der Finite-Elemente-Methode

Trotz der in den letzten Jahren zunehmenden Implementierung bruchmechanischer Bewertungskriterien in den kommerziellen Finite-Elemente-Programmen (FE-) sind die Möglichkeiten zur Bewertung von diskreten Rissen derzeit noch beschränkt. Die durch den Riss in das FE-Modell eingebrachte Singularität stellt hierbei eines der größten Probleme dar. Nur über eine spezielle Formulierung der Elemente an der Rissspitze kann dieses Problem gelöst werden. Dies führt wiederum dazu, dass die Modellierung und Vernetzung aufwendiger und die Rechenzeit aufgrund der höheren Elementanzahl länger wird. In der Vergangenheit wurde eine Vielzahl verschiedener Möglichkeiten entwickelt, die Spannungsintensität bzw. Energiefreisetzungsrate an der Rissspitze aus dem FE-Modell berechnen zu können. Die wichtigsten Methoden werden im Folgenden kurz erläutert.

2.3.1 Traditionelle Methoden

Die traditionellen Methoden zur Berechnung der bruchmechanischen Parameter lassen sich in direkte und energetische Methoden einteilen. Die direkten Methoden erlauben die Bestimmung der Spannungsintensität direkt aus dem Spannungs- und Verschiebungsfeld der FE-Berechnung. Die energetischen Methoden hingegen berechnen die Energiefreisetzung durch eine infinitesimale Rissverlängerung. Beide Methoden werden erst nach der Bestimmung des Spannungs- und Verschiebungsfeldes angewendet.

Spannungs- und Verschiebungsfeld an der Rissspitze

Das Spannungs- und Verschiebungsfeld in der Nähe einer Rissspitze weist eine $1/\sqrt{r}$ -Singularität auf. Im Allgemeinen können mit finiten Elementen quadratische oder kubische Dehnungsfelder bzw. lineare oder quadratische Spannungsfelder beschrieben werden. Um die Spannungen und Dehnungen um die Rissspitze herum richtig beschreiben zu können, müssen die Elemente daher entweder ausreichend klein sein, oder es müssen spezielle Elemente um die Rissspitze herum eingeführt werden. In Abbildung 13 sind Elemente dargestellt, die die Singularität beschreiben können. Sie ergeben sich, indem die Knoten auf den Seiten des quadratischen Elementes auf die Position $\frac{1}{4}$ verschoben werden. Solche Elemente werden kollabierte Elemente genannt.

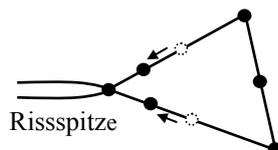


Abbildung 13: Aufbau eines kollabierten Elementes zur Beschreibung von Spannungssingularitäten im zweidimensionalen Raum, die Seitenknoten sind in Richtung der Risspitze verschoben

Ein optimales Netz um eine Risspitze herum ist in Abbildung 14 dargestellt. Die kollabierten Elemente sind in einer Rosette um die Risspitze herum angeordnet, worauf sich quadratische Hexaederelemente kreisförmig anschließen.

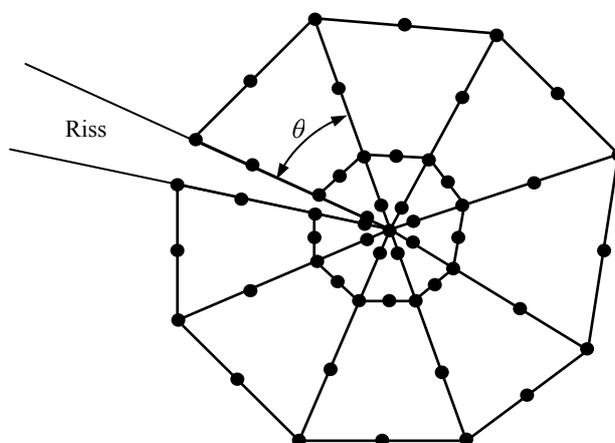


Abbildung 14: Optimales FE-Netz zur Beschreibung von Spannungssingularitäten an der Risspitze

In Abbildung 15 ist ein kollabiertes 20 Knotenelement für die Beschreibung im dreidimensionalen Raum dargestellt. Um genaue Ergebnisse zu erzielen, sollten die Elemente in einem Winkel θ von $10^\circ - 22,5^\circ$ um die Risspitze herum angeordnet sein [Abaqus06]. Obwohl weitere, spezielle Elemente für die Beschreibung der $1/\sqrt{r}$ -Singularität verfügbar sind, haben sich die in Abbildung 13 und Abbildung 15 dargestellten Elemente aufgrund ihrer hervorragenden Eignung und einfachen Beschreibung durchgesetzt [Banks-Sills91].

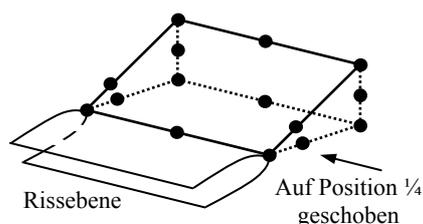


Abbildung 15: Element zur Beschreibung von Spannungssingularitäten im dreidimensionalen Raum

Bei ausreichender Netzfeinheit lassen sich mit den energetischen Methoden gute Ergebnisse auch ohne Verwendung kollabierter Elemente erzielen. Um die Elementanzahl zu reduzieren und somit die Rechenzeit zu verkürzen, ist es dennoch ratsam ein gröberes aber qualitativ hochwertiges Netz mit kollabierten Elementen aufzubauen. Bei Verwendung der direkten Methoden sind die Spannungs- und Dehnungsfelder um die Risspitze herum wesentlich bedeutender; eine Verwendung der kollabierten Elemente ist dann unverzichtbar.

Direkte Methoden

Die Spannungsintensität eines Risses unter reiner Mode I Belastung berechnet sich aus den Spannungen vor der Risspitze nach [Anderson94]

$$K_I = \lim_{r \rightarrow 0} [\sigma_{22} \sqrt{2\pi r}] \quad (2.27)$$

wobei r der Abstand von der Rissfront entlang der Rissebene und σ_{22} die Spannung senkrecht zur Rissebene ist. Alternativ lässt sich die Spannungsintensität auch aus den Verschiebungen der Knoten an der Risspitze berechnen [Anderson94].

$$K_I = \lim_{r \rightarrow 0} \left[\frac{E' u_2(r)}{4} \sqrt{\frac{2\pi}{r}} \right] \quad (2.28)$$

Für den ebenen Dehnungszustand gilt $E' = E/(1-\nu^2)$ und für den ebenen Spannungszustand $E' = E$. Die Poissonsahl wird mit ν bezeichnet und die Verschiebung normal zur Rissebene im Abstand r von der Risspitze mit $u_2(r)$. Die aus den Verschiebungen berechnete Spannungsintensität liefert im Allgemeinen genauere Ergebnisse, da mit der FEM die Verschiebungen meist mit einer höheren Präzision berechnet werden. Grundsätzlich sind die Ergebnisse dennoch direkt ineinander überführbar.

Die hohe Empfindlichkeit gegenüber dem FE-Netz ist der größte Nachteil dieser Methode. Für beide Varianten ist es notwendig die Spannungssingularität sehr exakt zu modellieren und eine ausreichende Netzfeinheit zu wählen. Wesentlich robustere Ergebnisse bei gleicher Netzfeinheit liefern die energetischen Methoden.

Energetische Methoden, Domänen J-Integral

Mit dem Domänenintegralansatz ist es möglich, die Energiefreisetzungsrate für quasistatische und dynamische Probleme mit elastischen, plastischen oder viskoelastischen Materialverhalten und thermischer Belastung zu berechnen. Dennoch ist das Verfahren relativ leicht numerisch zu implementieren, weshalb es zu einer der Standardmethoden für die Berechnung bruchmechanischer Parameter geworden ist. In Anlehnung an das von Rice definierte J -Integral [Rice68] wird die Energiefreisetzungsrate im Folgenden mit J bezeichnet.

Die generalisierte Form des J -Integrals für quasi statische Belastungen erfordert eine unendlich kleine Kontur Γ_0 um die Risspitze herum (Abbildung 16).

$$J = \lim_{\Gamma_0 \rightarrow 0} \int_{\Gamma_0} \left[\omega \delta_{li} - \sigma_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_1} \right] n_i d\Gamma \quad (2.29)$$

Hierin bedeutet ω die potentielle Energiedichte, δ das Kronecker-Delta und n_i den nach außen zeigenden Normalenvektor der Kontur Γ_0 . Die Verschiebungen und Spannungen werden mit u_j und σ_{ij} bezeichnet. Für numerische Berechnungen ist dieser Ansatz aufgrund der benötigten kleinen Kontur ungeeignet. Die Gleichung (2.29) wurde daher durch Shih et al. [Shih86] in der Form umgeschrieben, dass die Kontur wie in Abbildung 16 dargestellt einen Bereich umschließt, welcher die Zone direkt um die Risspitze herum ausschließt ($\Gamma^* = \Gamma_1 + \Gamma_+ + \Gamma_0 + \Gamma_-$).

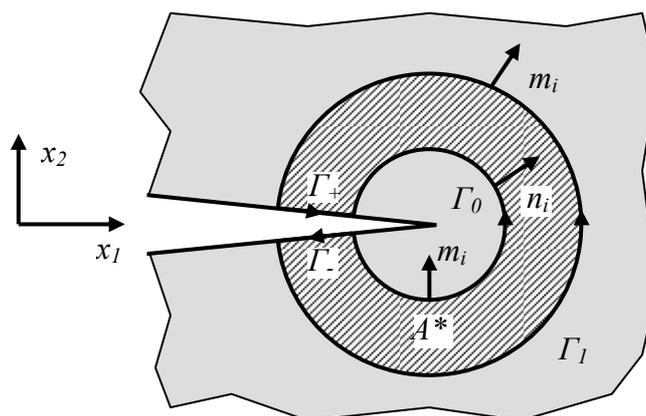


Abbildung 16: Lage der Konturen um die Risspitze herum für die Berechnung der Energiefreisetzungsrate nach der Domänenintegralmethode

$$J = \int_{\Gamma^*} \left[\sigma_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_1} - \omega \delta_{1i} \right] q m_i d\Gamma - \int_{\Gamma_+ + \Gamma_-} \left[\sigma_{2j} \frac{\partial u_j}{\partial x_1} q d\Gamma \right] \quad (2.30)$$

Hierbei ist m_i die nach außen gerichtete Normale von Γ^* und q eine beliebige Funktion, die in der Nähe von Γ_0 zu 1 und in der Nähe von Γ_1 zu 0 wird. Greifen an den Rissflanken keine äußeren Kräfte an, so verschwindet das zweite Integral der Gleichung. Nach einigen Rechenschritten lässt sich (2.30) auch bezogen auf die durch die Kontur umschlossene Fläche A^* schreiben [Anderson94].

$$J = \int_{A^*} \left[\sigma_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_1} - \omega \delta_{1i} \right] \frac{\partial q}{\partial x_i} dA \quad (2.31)$$

Diese Form eignet sich sehr gut für die numerische Berechnung des J -Integrals im zweidimensionalen Raum. Die Funktion q kann hierbei als eine normierte virtuelle Verschiebungsfunktion interpretiert werden, dient insbesondere aber der einfacheren numerischen Berechnung. Im dreidimensionalen Fall wandelt sich das Flächenintegral in ein Volumenintegral. Die Berechnungsmethode ist analog zum zweidimensionalen Fall.

Da sich das zur Berechnung betrachtete Volumen bzw. die Fläche ausreichend weit von der Risspitze entfernt befindet, ist die Berechnung der Energiefreisetzungsrate mit dem Domänenintegralansatz sehr robust. Auch mit groben Netzen lassen sich gute Ergebnisse erzielen. Auch deshalb ist diese Methode zu einer der wichtigsten Methoden zur Bestimmung bruchmechanischer Parameter mit der FEM geworden.

2.3.2 Neue Methoden

Aufgrund der stetigen mathematischen Formulierung innerhalb eines finiten Elementes, kann der Riss nicht durch ein finites Element hindurchlaufen. Die Rissflanken müssen mit den Elementkanten übereinstimmen. Daher ist es notwendig das FE-Netz an die Geometrie des Risses anzupassen, wenn ein Riss nach den traditionellen Methoden modelliert wird. Bei Risswachstumssimulationen ist nach jeder Rissverlängerung eine Neuvernetzung des Bereiches um den Riss herum notwendig.

Mit den netzfreien Methoden (engl. meshless methods) kann dieses Problem gelöst werden. Der Körper wird hierzu nicht mehr durch Elemente sondern lediglich durch Knoten beschrieben. Funktionen an diesen Knoten beschreiben einen Bereich um den Knoten herum,

wobei sich die Bereiche überschneiden können. Grundlage hierzu ist die so genannte Zerlegung der Einheit (engl. partition of unity), wonach die Summe der Funktionen an jedem Punkt innerhalb des Körpers Eins ergeben muss. Siehe hierzu Abbildung 17. Ein Riss kann in einem so beschriebenen Körper durch zusätzliche Funktionen an den Knoten formuliert werden.

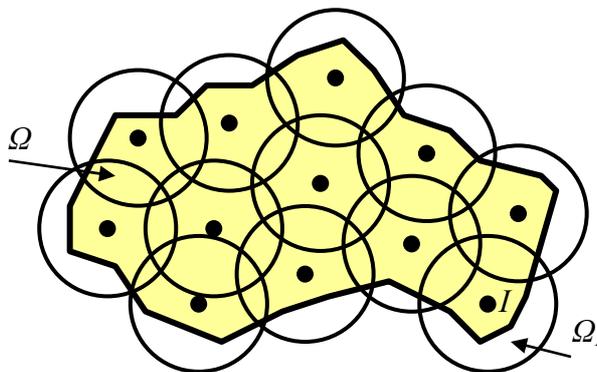


Abbildung 17: Darstellung des Konzeptes der Zerlegung der Einheit. Der Bereich Ω wird durch die an den Punkten I definierten Funktionen Ω_I beschrieben.

Nachteil der netzfreien Methoden ist ihre im Gegensatz zur FEM deutlich schlechtere Rechenperformance. Daher wurde von Belytschko und Black [Karihaloo03] die netzfreie Methode mit der FEM kombiniert. Hierzu fügten sie zusätzliche Funktionen in die Elemente nahe dem Riss ein. Weiterentwicklungen dieser Methode führte zu der XFEM (extended finite element method) und der GFEM (generalized finite element method). Wie in Abbildung 18 dargestellt, werden die Knoten entlang der Rissflanke mit Funktionen erweitert, welche die diskontinuierliche Verschiebung innerhalb des Elementes beschreiben. Die Knoten an der Risspitze werden mit Funktionen zur Beschreibung der Spannungssingularität erweitert. Die zusätzlichen Funktionen der GFEM beruhen im Gegensatz zu denen der XFEM auf bekannten analytisch oder numerisch bestimmten Funktionen. Daher werden gute Ergebnisse mit der GFEM bereits mit relativ groben Netzen erreicht. Die XFEM hingegen ist aufgrund ihrer Unabhängigkeit von den bekannten Funktionen insgesamt flexibler. Sowohl die GFEM als auch die XFEM beschreiben die globalen Verschiebungsfelder ausreichend genau. Die Qualität der berechneten Spannungsintensitätsfaktoren ist hingegen noch nicht befriedigend [Karihaloo03].

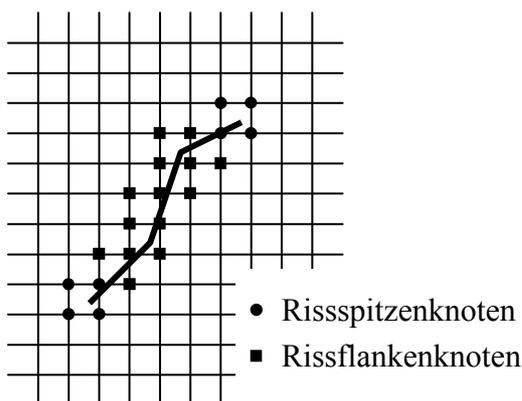


Abbildung 18: Zusätzliche Funktionen an den Knoten des FE-Netzes ermöglichen die Beschreibung eines Risses, GFEM bzw. XFEM Methode

Die netzfreien Methoden werden sich in den nächsten Jahren sicherlich noch weiterentwickeln und zunehmend Verwendung finden. Zurzeit befinden sich die netzfreien Methoden zur Beschreibung von Rissen mit der FEM noch in einem eher akademischen Bereich und sind daher noch nicht in den großen kommerziellen FE-Programmen implementiert.

2.4 Zuverlässigkeitsbewertungen

Anfang der 50er Jahre entwickelte der schwedische Ingenieur W. Weibull unter ganz allgemeinen Annahmen die universelle Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion.

$$F(t) = 1 - e^{-\left(\frac{t}{T}\right)^b} \quad (2.32)$$

Er konnte zeigen, dass sich mit dieser Funktion viele in der Natur vorkommende Phänomene beschreiben lassen. Hierzu gehört unter Anderem die Zugfestigkeit von Stahl, die Partikelgröße von Flugasche, die Reißfestigkeit von Baumwolle oder die Ermüdungslbensdauer von Stahl.

Trägt man, wie in Abbildung 19 gezeigt, die Ausfallrate eines technischen Prozesses über die Lebensdauer des Bauteils auf, so ergibt sich in vielen Fällen eine sogenannte Badewannenkurve. Sie resultiert aus der Überlagerung von drei verschiedenen Ausfallarten:

- Bereich fallender Ausfallrate: Frühausfälle ($b < 1$)
- Bereich konstanter Ausfallrate: Zufallsausfälle ($b = 1$)
- Bereich steigender Ausfallrate: Verschleißausfälle ($b > 1$)

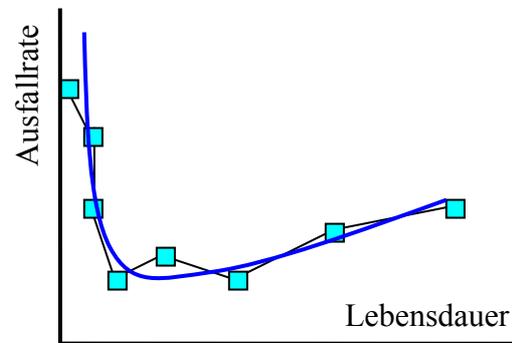
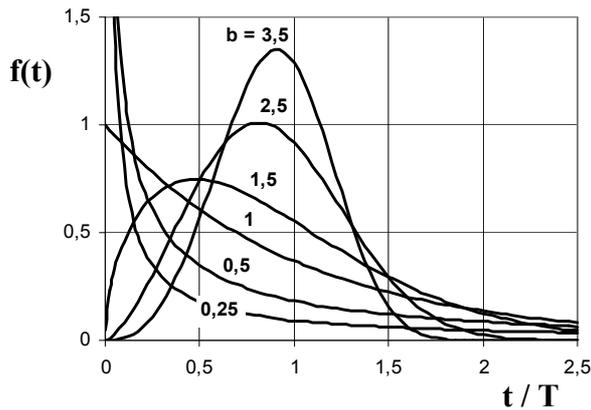


Abbildung 19: Für viele technische Produkte typischer Verlauf der Ausfallrate über die Lebensdauer

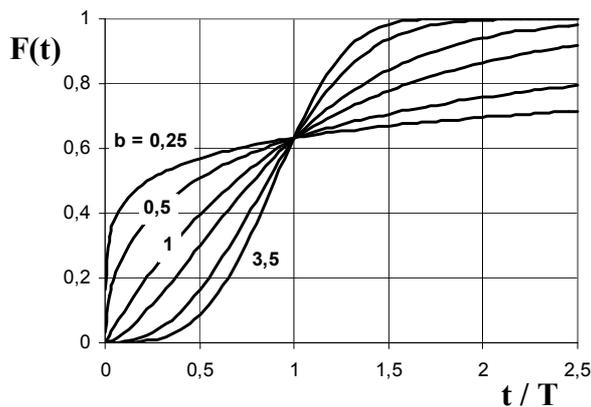
Sind für die verschiedenen Ausfallarten der Parameter b und die charakteristische Lebensdauer T bekannt, so kann die Ausfallwahrscheinlichkeit zum Zeitpunkt t durch Summation der Ausfallwahrscheinlichkeiten der einzelnen Ausfallarten berechnet werden. Da die Ausfallarten auf unterschiedlichen Mechanismen beruhen, müssen sie voneinander getrennt untersucht werden. Nach den oben definierten Ausfallarten ist es nicht möglich, von der Ausfallrate der Frühausfälle auf die Ausfallrate der Verschleißausfälle zu schließen. Für die Entwicklung eines Zuverlässigkeitsmodells ist es wichtig, die unterschiedlichen Schadensmechanismen strikt voneinander zu trennen.

In Abbildung 20 ist die unter (2.32) definierte Verteilungsfunktion und die durch ihre Differenzierung gewonnene Dichtefunktion für verschiedene b dargestellt. Anschaulich beschrieben kann durch Integration der Dichtefunktion die Ausfallwahrscheinlichkeit innerhalb eines Zeitintervalls ($t_i - t_{i+1}$) bestimmt werden. Die Verteilungsfunktion hingegen gibt die Ausfallwahrscheinlichkeit bis zu einem Zeitpunkt t an.



Dichtefunktion:

$$f(t) = \frac{b}{T} \cdot \left(\frac{t}{T}\right)^{b-1} \cdot 1 - e^{-\left(\frac{t}{T}\right)^b}$$



Verteilungsfunktion:

$$F(t) = 1 - e^{-\left(\frac{t}{T}\right)^b}$$

Abbildung 20: Plot der Verteilungs- und Dichtefunktion einer Weibullverteilung mit unterschiedlichen Parametern b

Mit steigendem b nimmt die Dichtefunktion die Form einer Normalverteilung an. Mit weiter steigendem b reduziert sich die Breite der Normalverteilung und die Steigung der Verteilungsfunktion geht gegen Unendlich. Nur für ein unendlich großes b kann dem Bauteil eine eindeutige Lebensdauer zugesprochen werden, welche unabhängig von statistischen Schwankungen ist. In der Praxis wird für statistisch schwankende Prozesse mit geringerem b eine maximal tolerierbare Ausfallwahrscheinlichkeit definiert und die zu dieser Grenze zugehörige Lebensdauer angegeben.

Die in der Natur beobachtete Streuung der Lebensdauer resultiert aus einer Streuung der Bauteilfestigkeit und einer Streuung der Belastungen. Die in Abbildung 21 schraffiert dargestellte Überlappung dieser Streubereiche beschreibt die Ausfallwahrscheinlichkeit. Für die exakte Bestimmung der Ausfallwahrscheinlichkeit müssen sowohl die Verteilung der Bauteilfestigkeit als auch die Verteilung der Beanspruchung bekannt sein. Sind diese

Verteilungen nicht eindeutig bekannt, so führt dies zu einer Unsicherheit in der berechneten Ausfallwahrscheinlichkeit.

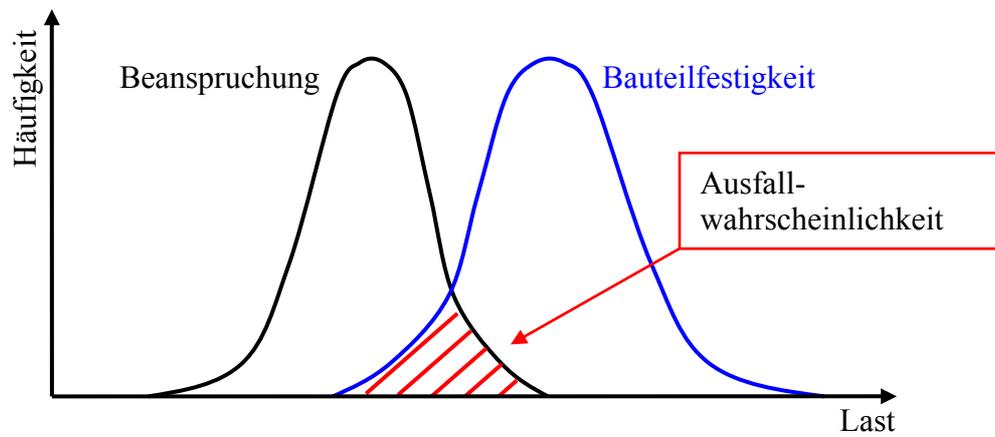


Abbildung 21: Darstellung der Ausfallwahrscheinlichkeit bezüglich streuender Festigkeits- und Beanspruchungssituationen

3 Experimentelle Materialdatenbestimmung

3.1 Einführung

Der wichtigste und oft auch schwierigste Schritt zur Materialcharakterisierung ist die Herstellung einer geeigneten Probe. Die Probe muss so geschaffen sein, dass sie zumindest in der zu untersuchenden Eigenschaft das Material im Bauteil ausreichend genau beschreibt. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Dickschichtpasten beinhalten einen großen Anteil organischer Stoffe, die beim Einbrennen der dünn gedruckten Paste leicht entweichen können. Die als Gas entweichenden organischen Bestandteile führen in besonders dick gedruckten Schichten zu einer erhöhten Porenbildung und somit zu einer vom Bauteilmaterial abweichenden Probe. Für den Großteil der genormten Prüfverfahren sind jedoch Proben einer gewissen Dicke erforderlich. Außerdem verbinden sich die Pasten bei der Herstellung mit dem Untergrund, so dass ohne zusätzlichen Präparationsaufwand immer ein Werkstoffverbund entsteht. Aufgrund des enorm hohen Aufwands zur Herstellung von qualitativ hochwertigen Vollmaterialproben aus den Dickschichtpasten [Jentzsch76] wurde in der vorliegenden Arbeit hierauf verzichtet. Die Dickschichtpasten werden vollflächig auf ein Substrat gedruckt und dann innerhalb des Zweischichtsystems charakterisiert. Durch die bauteilnahe Probengeometrie ergeben sich Proben, deren Materialeigenschaften mit dem Bauteil sehr gut übereinstimmen. Einige der verwendeten Untersuchungsmethoden haben ihren Ursprung in der Charakterisierung von Dünnschichtsystemen und müssen aufgrund der höheren Schichtdicke kritisch hinterfragt und gegebenenfalls an die dickeren Schichten angepasst werden.

Die genaue Zusammensetzung der Dickschichtmaterialien wird ungerne von den Materialherstellern herausgegeben. Darüber hinaus konnten in der Literatur nur wenige Materialdaten für die in der vorliegenden Arbeit betrachteten Materialien gefunden werden. Die Übertragbarkeit der Materialdaten auf das Bauteil ist ohnehin aufgrund eventuell unterschiedlicher Prozessparameter bei der Herstellung der Proben nicht grundsätzlich

möglich. Aufgrund des hohen Silikatglasanteils in den Materialien sind die Materialeigenschaften denen der Silikatgläser sehr ähnlich. Dies zeigen die Untersuchungen in den folgenden Abschnitten.

3.2 Probenherstellung

Die zur Probenherstellung verwendeten Materialien liegen in Form von Pasten vor. Für die Herstellung eines Bauteils sind unterschiedliche Pasten notwendig, die genau aufeinander abgestimmt sein müssen und daher in einer Serie zusammengefasst werden. In der vorliegenden Arbeit wird nur eine dieser Serien untersucht, wodurch sich die unterschiedlichen Pastenarten auf vier Widerstandspasten (W1 – W4) und ein Abdeckglas (AG) beschränken.

Die Abdeckglaspaste beinhaltet neben organischen Zusätzen, die zur Optimierung der rheologischen Eigenschaften zugesetzt werden, im Wesentlichen nur Glasfritten unterschiedlicherer Zusammensetzung. Hauptbestandteile der Widerstandspasten sind neben den organischen Zusätzen unterschiedliche Anteile von Glasfritte und Rutheniumdioxid. Die Zahl in der Bezeichnung der Widerstandspaste gibt den Anteil des Rutheniumdioxides in der Paste an. Je höher die Zahl, desto geringer der prozentuale Anteil des Rutheniumdioxids und entsprechend höher der spezifische Widerstandswert.

Als Substratmaterial dient eine bereits gesinterte Aluminiumoxid-Glaskeramik (LTCC) bestehend aus Aluminiumoxid, Siliziumoxid, Anorthit und einem geringen Anteil Wollastonit. Die Besonderheit dieses Substratmaterials ist seine geringe Sintertemperatur von unter 1000 °C.

Tabelle 3.1: Ausgangsmaterialien und ihre Zusammensetzung

Material	Bezeich.	Bestandteile
Abdeckglas (Paste)	AG	Glasfritte (Silikatglas), Organik
Widerstand (Paste)	W1...W4	Glasfritte (Silikatglas), RuO ₂ , Organik Je höher die Zahl, desto geringer der prozentuale RuO ₂ -Anteil
Substrat (gesintert)	Substrat	Al ₂ O ₃ , SiO ₂ , Anorthit, Wollastonit

Die Probenherstellung gliedert sich in zwei Varianten. Zum einen werden Proben auf der Fertigungslinie mit einer zu den realen Bauteilen vergleichbaren Geometrie und Schichtdicke hergestellt. Diese Proben werden **Bauteilproben** genannt. Zum anderen werden die Pastenmaterialien im Labor mit einer erhöhten Schichtdicke vollflächig auf die Substrate gedruckt. Diese Proben werden **Laborproben** genannt. Da sich die Prozessschritte der im Labor hergestellten Proben an die der Fertigungslinie orientieren, soll im Weiteren nur auf die Herstellung der Laborproben im Detail eingegangen werden. Abschließend werden dann nur die wesentlichen Unterschiede zu den auf der Fertigungslinie hergestellten Bauteilproben dargestellt.

Laborproben

Um die Eigenspannungen und den E-Modul des Materials mit einer höheren Präzision bestimmen zu können, werden Proben mit einer im Vergleich zum Bauteil erhöhten Schichtdicke hergestellt. Auf die etwa 370 μm dicken, bereits gesinterten Substrate wird mit einem Klebeband definierter Stärke ein rechteckiger Bereich von etwa 70 x 50 mm ähnlich einer Schablone umrahmt. Anschließend wird die Paste nach kräftigem Rühren mit einem Metallraker innerhalb der Schablone gleichmäßig verteilt. Die Stärke des Klebebandes definiert hierbei die Schichtdicke. Anschließend werden die Proben bei 70 °C etwa eine Stunde in Luft getrocknet. Durch die erhöhte Temperatur reduziert sich die Viskosität der Paste, so dass kleine Unebenheiten durch Fließen der Paste ausgeglichen werden. Die Schablone wird entfernt und die bedruckten und getrockneten Substrate auf einer ebenen Fläche mit dem in Abbildung 22 dargestellten Ofenprogramm an Luft eingebrannt.

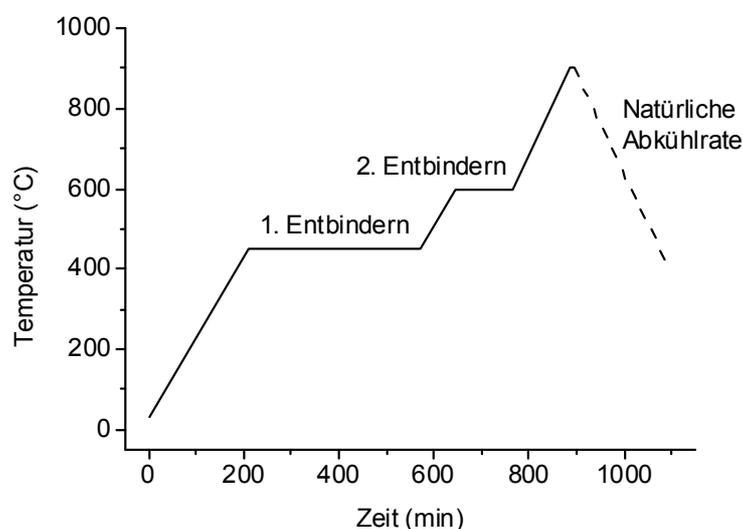


Abbildung 22: Sinterprogramm für die Herstellung der Laborproben

Anschließend werden die Proben mit einer numerisch gesteuerten Diamantsäge auf 6 bzw. 9 mm breite Streifen getrennt. Der schematische Aufbau und eine fotografische Aufnahme sind in Abbildung 23 und Abbildung 24 dargestellt.

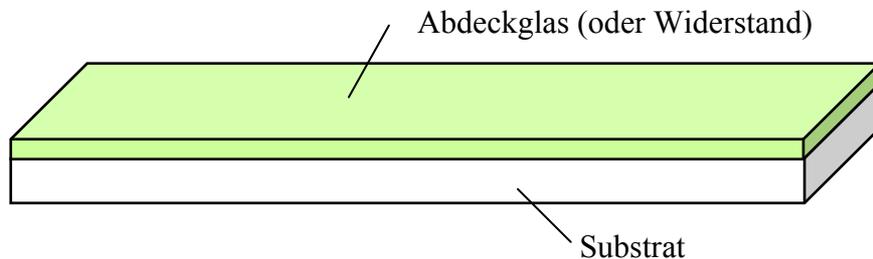


Abbildung 23: Schematische Darstellung der Laborproben



Abbildung 24: Exemplarische Abbildung der Laborproben (Blickrichtung von oben), das Abdeckglas ist grün (unten), der Widerstand ist schwarz (oben) und das Substrat ist weiß

Trotz der einfachen Herstellmethode konnten Proben mit sehr gleichmäßigen Schichtdicken erzeugt werden. In der Regel variiert die Schichtdicke innerhalb einer Probe weniger als 3 %. Zwischen den Proben, auch bei gleichem Pastentyp, variieren die Schichtdicken vermutlich aufgrund unterschiedlicher Abziehggeschwindigkeiten beim Drucken zwischen 40 μm und 90 μm . Jede Probe wurde daher bezüglich ihrer Schichtdicke separat untersucht. Weitere Details sind bei den einzelnen Untersuchungsmethoden angegeben.

Bauteilproben

Um die Vergleichbarkeit zwischen Probe und Bauteil weiter zu erhöhen, wurden weitere Proben mit den Maschinen, die bei der Serienfertigung benutzt werden, hergestellt. Eine Einzelprobe besteht aus zwei Dickschichtwiderständen, welche mit jeweils vier Leiterbahnen kontaktiert sind. Die Leiterbahnen werden mit sogenannten elektrischen Vias auf die Rückseite durchkontaktiert. Die Widerstände und die Leiterbahnen sind zu ihrem Schutz mit

dem Abdeckglas beschichtet. Die Schichtdicke der Widerstände und des Abdeckglases liegen bei je etwa $8\ \mu\text{m}$. Die Proben sind $6\ \text{mm}$ breit, $370\ \mu\text{m}$ dick und etwa $50\ \text{mm}$ lang. Der schematische Aufbau und eine fotografische Aufnahme sind in Abbildung 25 und Abbildung 26 dargestellt.

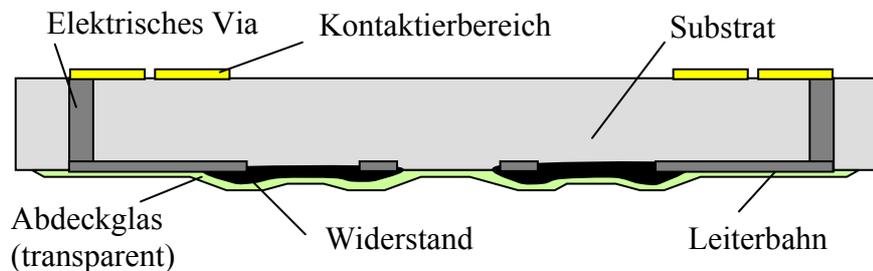


Abbildung 25: Schematische Darstellung der Bauteilproben im Querschnitt

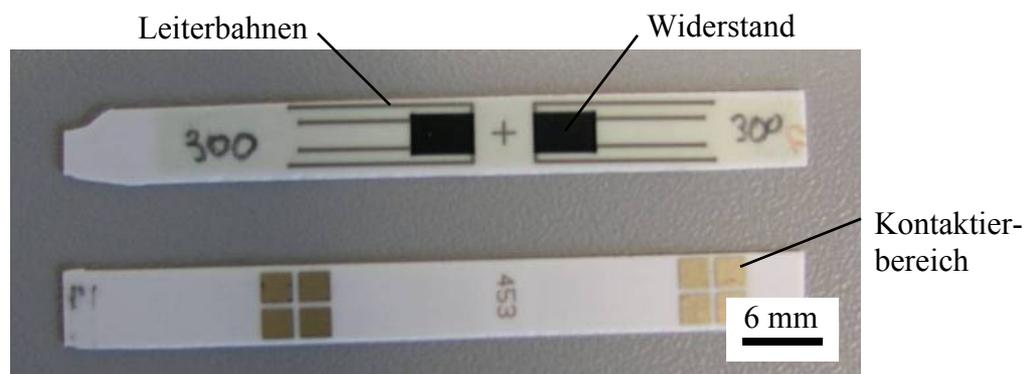


Abbildung 26: Exemplarische Abbildung der Bauteilproben, oben: Zwei Dickschichtwiderstände mit Kontaktierung zur 4 Pkt.-Widerstandsmessung, unten: Rückseite mit Kontaktierbereich

Zur Herstellung werden die Substrate zunächst mit den elektrischen Vias gesintert. Dies geschieht in einer Heißpresse, so dass die Substrate nach dem Sintern nur eine sehr geringe Krümmung aufweisen. Anschließend werden die Leiterbahnen aufgedruckt, getrocknet und eingebrannt. Das Widerstandsmaterial und das Abdeckglas werden daraufhin nacheinander aufgedruckt, getrocknet und anschließend gemeinsam eingebrannt. Nach einem Reinigungsschritt werden dann die Kontaktierbereiche galvanisch beschichtet.

Ein Teil der Proben wurde nach dem galvanischen Beschichten mit einem Laserstrahl entsprechend dem in Abschnitt 2.1.4 beschriebenen Abgleichprozess von Dickschichtwiderständen eingeschnitten. Der Schnitt erfolgte geometrisch gesteuert, so dass der Widerstandswert der einzelnen Proben variiert.

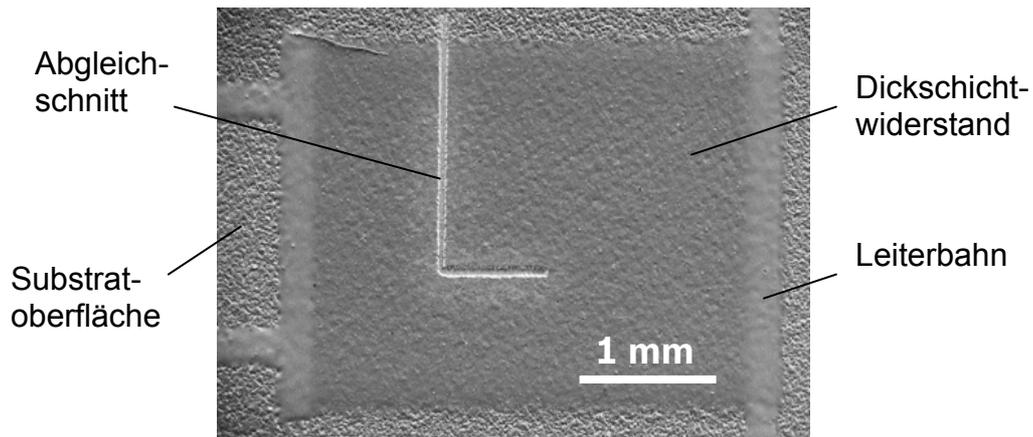


Abbildung 27: Abgleichschnitt in einem Dickschichtwiderstand der Bauteilproben, Widerstand und Abdeckglas sind bis auf das Substrat herunter vollständig durchtrennt

3.3 Elastizitätsmodul

Die Steifigkeit eines Materials wird mit dem Elastizitätsmodul (E-Modul) beschrieben. Er gibt den Zusammenhang zwischen Spannung und Dehnung in einem Material an. Besteht ein Bauteil aus zwei Materialien, so kann zwischen der spannungs- und dehnungskontrollierten Belastung unterschieden werden. Für den Fall der dehnungskontrollierten Belastung werden die beiden Materialien um denselben Betrag gedehnt. Abhängig vom E-Modul des entsprechenden Materials stellt sich eine mechanische Spannung ein. Je höher die Steifigkeit des Materials, umso höher die Spannung in ihr. Für den Fall eines beschichteten Substrates, welches wie in Abbildung 28 gebogen wird, hängt die Spannung in der Schicht neben der Biegekraft insbesondere von dem Steifigkeitsverhältnis zwischen Substrat und Schicht ab. Für die vorliegende Arbeit ist es wichtig dieses Verhältnis genau zu ermitteln. Die Absolutwerte haben sekundäre Bedeutung.

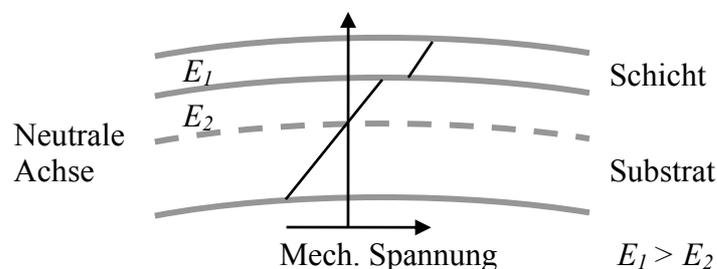


Abbildung 28: Veranschaulichung der dehnungskontrollierten Belastung in einem Verbundbauteil

3.3.1 Bestimmung der Querkontraktionszahl mit der Ultraschallmethode

Schallwellen breiten sich abhängig von der Materialsteifigkeit und Dichte unterschiedlich schnell in einer Probe aus. Bei dem angewendeten Impuls-Echo-Verfahren wird der Schall mit einem Piezo-Ultraschallsender in die Probe eingekoppelt und an der Rückseite der Probe reflektiert. Der Sender dient gleichzeitig als Empfänger des Schallsignals. Mit der gemessenen Laufzeit des Schalls lässt sich über die Dichte des Materials die Materialsteifigkeit bestimmen. Grenzflächen, heterogene Materialien oder ungünstige Probendimensionen reduzieren die Qualität der Signale.

Mit dem Ultraschallverfahren wurde die Querkontraktionszahl des Substrates bestimmt. Hierzu wird das Ultraschallsignal über ein hochviskoses Koppelmedium (Honig, Krautkrämer US-Koppelmittel ZG-F) in die Probe (unbeschichtetes Substrat, 370 μm dick) eingeleitet. Mit zwei unterschiedlichen Schallköpfen wird die Schallgeschwindigkeit sowohl mit einer Transversal- (Modell K10KY, 10 MHz, Firma Krautkrämer) als auch mit einer Longitudinalwelle (Modell Alpha 20/.125, 20 MHz, Firma Krautkrämer) gemessen. Über die Kombination der beiden Geschwindigkeiten kann die Querkontraktionszahl bestimmt werden. Voraussetzung hierfür ist ein elastisch isotroper Werkstoff. Die Berechnung der elastischen Konstanten erfolgt nach (3.1) und (3.2).

$$E = \rho v_t \frac{(1-\nu)(1-2\nu)}{(1-\nu)} \quad (3.1)$$

$$\nu = \frac{(v_l^2 - 2v_t^2)}{2(v_l^2 - v_t^2)} \quad (3.2)$$

Die Schallgeschwindigkeit der Longitudinal- und Transversalwelle wird mit v_l und v_t bezeichnet, ρ ist die Materialdichte, E der Elastizitätsmodul und ν die Querkontraktionszahl. Das Ergebnis ist in Tabelle 3.2 dargestellt. Die Dichtebestimmung des Substrates erfolgte geometrisch und wurde zu $2,91 \pm 0,03 \text{ g/cm}^3$ bestimmt.

Tabelle 3.2: Elastische Konstanten des Substrates gemessen mit der Ultraschalllaufzeitmethode. Nur die Querkontraktionszahl wird für die weiteren Berechnungen verwendet, der mit dem Ultraschallverfahren gemessene E-Modul dient zur Verifikation des in Abschnitt 3.3.2 mit dem Biegeverfahren bestimmten E-Moduls

Bezeichnung	Messwert
E	$121,8 \pm 0,8 \text{ GPa}$
ν	$0,28 \pm 0,006$

Der E-Modul und die Querkontraktionszahl der Pasten konnten mit dem Ultraschallverfahren nicht ermittelt werden. Ein in die Schicht eingekoppeltes Signal wurde nicht ausreichend an der Grenzfläche zum Substrat reflektiert. Für die Pasten wird die Querkontraktionszahl des Substrates angenommen.

3.3.2 Bestimmung des E-Moduls über die Biegesteifigkeit

Aus dem Vergleich der Biegesteifigkeit eines unbeschichteten Substrates und eines beschichteten Substrates (Laborproben) lässt sich das E-Modulverhältnis zwischen dem Substrat und dem Schichtmaterial (Widerstand bzw. Abdeckglas) ermitteln [Menčík99]. Hierbei wird die Steifigkeitszunahme der Probe durch die Schicht in Relation zur Schichtdicke gesetzt und so der E-Modul berechnet. Der E-Modul des Substrates kann aus der Steifigkeit der unbeschichteten Probe direkt bestimmt werden.

Der Biegeversuch wurde in der vorliegenden Arbeit temperaturabhängig in einer DMA (Dynamisch Mechanische Analyse, Triton 2000, Trilogica GmbH) durchgeführt. Der Temperaturbereich liegt bedingt durch die Maschinengrenzen zwischen $-50 \text{ }^\circ\text{C}$ und $400 \text{ }^\circ\text{C}$. Eine Frequenzabhängigkeit des E-Moduls konnte in dem untersuchten Bereich unterhalb von einem Hz nicht beobachtet werden.

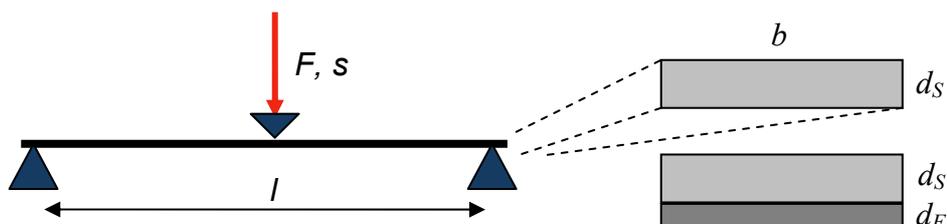


Abbildung 29: Schematischer Aufbau des Dreipunkt-Biegeversuchs zur E-Modulmessung, es wird die Steifigkeit eines unbeschichteten und beschichteten Substrates gemessen (Laborproben)

In Abbildung 29 ist schematisch der Versuchsaufbau dargestellt. Die Auflagerkraft ist mit F bezeichnet, s ist die Verschiebung des Auflagers, b die Probenbreite, l der Auflagerabstand, d_S die Dicke des Substrates und d_F die Schichtdicke (Film). Die Probe wird mit einer Vorkraft von ca. 1 N so belastet, dass die Beschichtung unter Zug steht. Während des Versuchs schwingt das obere Auflager mit einer vorgegebenen Amplitude von 0,05 mm. Aus der Kraft und Wegamplitude wird die Steifigkeit der Probe ($S = F/s$) berechnet. Der äußere Auflagerabstand beträgt 35 mm, die Probenbreite 9 mm. Die Steifigkeit der beschichteten Proben wird mit S und die der unbeschichteten Substratprobe mit S_S bezeichnet. Für das unbeschichtete Substrat berechnet sich der E-Modul nach (3.3).

$$E = \frac{1}{4} \frac{S_S}{b} \left(\frac{l}{d_S} \right)^3 \frac{1}{\varphi} \quad \text{mit } \varphi = 1 \quad (3.3)$$

Der Faktor φ beschreibt die Nichtlinearität der Verformung bei dünnen Proben. Für die Bestimmung des E-Modulverhältnisses zwischen Schicht und Substrat werden die Steifigkeiten der beschichteten und unbeschichteten Probe direkt miteinander verglichen. Hierzu muss (3.4) iterativ gelöst werden [Menčík99]. Als Startgröße kann das E-Modulverhältnis nach (3.5) berechnet werden. Die Iteration wird abgebrochen, sobald die Genauigkeit um Größenordnungen höher als die Unsicherheit aufgrund von der experimentellen Streuung der gemessenen Steifigkeitswerte ist. Die Indizes F und S stehen für Film und Substrat.

$$\frac{E_F}{E_S} = \frac{\left(\frac{S}{S_S} \right) - 1}{\chi \left[3 \frac{(1 + \chi)^2}{1 + \frac{E_F}{E_S} \chi} + \chi^2 \right]} \quad \text{mit } \chi = \frac{d_F}{d_S} \quad (3.4)$$

$$\frac{E_F}{E_S} \approx \frac{\left(\frac{S}{S_S} \right) - 1}{\chi \left[3(1 + \chi)^2 - \left(\frac{S}{S_S} \right) + 1 \right]} \quad \text{Überschlagsformel} \quad (3.5)$$

Wiederholungsmessungen haben nach Ein- und Ausbau der Probe leicht unterschiedliche Steifigkeitswerte geliefert. Diese werden auf die Lagerung der Probe zurückgeführt.

Wiederholungsmessungen ohne Probenumbau lieferten vergleichbare Werte, diese Wiederholungsmessungen wurden verworfen und sind in den Ergebnissen nicht enthalten.

Der nach (3.3) berechnete E-Modul des Substrates ist für wiederholte Messungen temperaturabhängig in Abbildung 30 dargestellt. Zwischen den Messungen wurde die Probe vollständig aus der Anlage aus- und eingebaut, so dass die Streuung der Messwerte auch die Lagerung der Probe berücksichtigt.

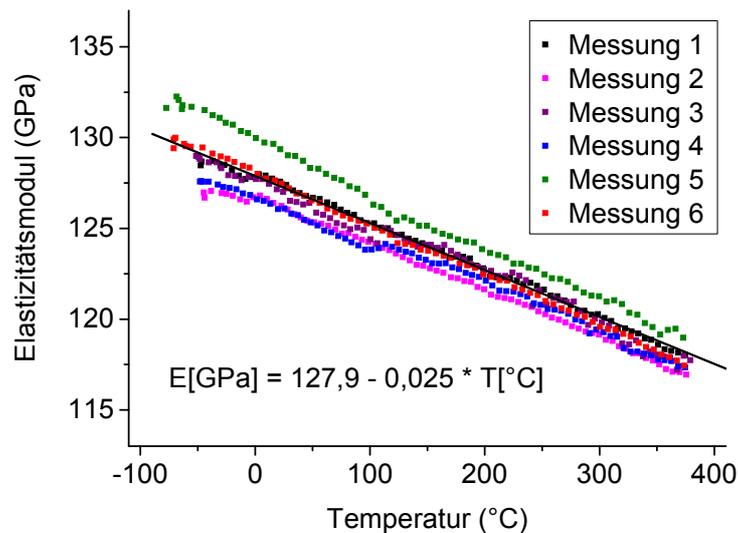


Abbildung 30: Mit der Biegemethode temperaturabhängig gemessener E-Modul von dem Substrat. Die schwarze Gerade ist der lineare Fit aller sechs Messungen.

Der E-Modul der Schichten wird mit dem hier ermittelten E-Modul des Substrates berechnet. In Abbildung 31 sind die nach (3.4) berechneten E-Moduln der Schichten temperaturabhängig dargestellt.

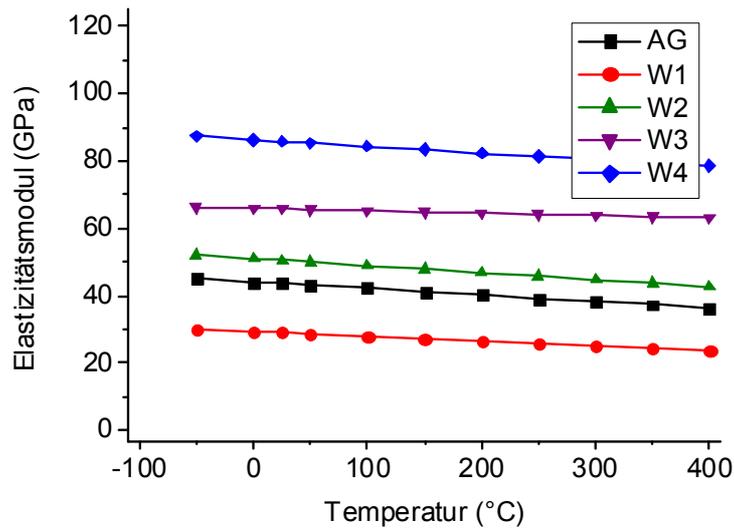


Abbildung 31: An den Laborproben temperaturabhängig bestimmter E-Modul der unterschiedlichen Schichten

Aufgrund der sehr ähnlichen Temperaturabhängigkeit wird eine mittlere Temperaturabhängigkeit für alle hier untersuchten Materialien als Mittelwert der Steigungen definiert. Unter Berücksichtigung der Streuung von Wiederholungsmessungen ergeben sich die in Tabelle 3.3 angegebenen Werte.

Tabelle 3.3: Mit der Biegemethode an den Laborproben bei 25°C gemessene und nach (3.3) und (3.4) berechnete E-Modulwerte. Die Temperaturabhängigkeit des E-Moduls von dem Substrat beträgt $-0,025 \text{ GPa}/^\circ\text{C}$ und für die Schichten $-0,016 \text{ GPa}/^\circ\text{C}$. Die Anzahl der Proben ist mit n angegeben.

	Schichtdicke (μm)	E-Modul (GPa)
Substrat	370 ± 2	$127,2 \pm 1,2$ ($n = 6$)
AG	72 ± 2	$43,2 \pm 1,7$
W1	61 ± 1	$29,1 \pm 0,7$
W2	72 ± 2	$58,9 \pm 8,9$ ($n = 4$)
W3	78 ± 2	$65,8 \pm 1,4$
W4	85 ± 2	$80,4 \pm 5,7$ ($n = 4$)

Nichtlineare Effekte aufgrund der dünnen Probenform wurden in den dargestellten Ergebnissen nicht berücksichtigt. Abschätzungen mit Hilfe von FE-Rechnungen ergaben eine Reduktion des E-Moduls um weniger als 10 %. Das ermittelte Verhältnis der E-Modulwerte wird hierdurch vernachlässigbar beeinflusst.

3.3.3 Verifikation der E-Modulwerte mit dem Eindruckverfahren

Instrumentierte Härteprüfmaschinen ermöglichen ein kraftgesteuertes Einpressen einer Diamantspitze in die plangeschliffene Probe. In Abbildung 32 ist die Be- und Entlastungskurve eines solchen Versuches schematisch dargestellt. Aus der Steigung der bei Entlastung gemessenen Kraft-Weg-Kurve lässt sich zunächst ein reduzierter E-Modul E_r bestimmen.

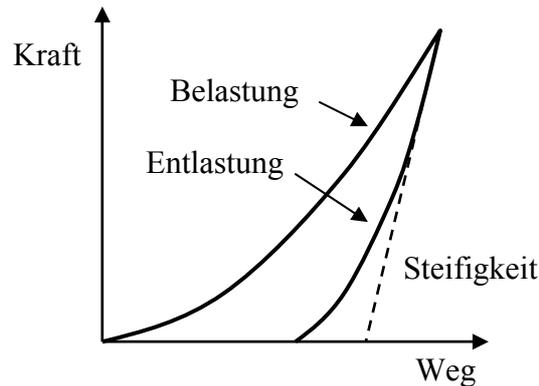


Abbildung 32: Be- und Entlastungskurve des Eindruckverfahrens. Der E-Modul berechnet sich aus der bei Entlastung gemessenen Steifigkeit.

Der reduzierte E-Modul E_r setzt sich aus dem E-Modul und der Querkontraktionszahl von Probe und Diamantspitze zusammen.

$$\frac{1}{E_r} = \frac{(1-\nu_s^2)}{E_s} + \frac{(1-\nu_i^2)}{E_i} \quad (s = \text{sample}, i = \text{indenter}) \quad (3.6)$$

Weitere Details zum Messverfahren finden sich z.B. in [Scholz03]. Gemessen wurde der E-Modul an den etwa 40 – 90 μm dicken Schichten der Laborproben. Um den Einfluss des unter der Schicht liegenden Substrates möglichst gering zu halten, wurde mit einer Kraft von nur 100 mN gemessen. Das über 20 - 25 Messwerte gemittelte Ergebnis ist in Tabelle 3.4 dargestellt. Gemessen wurde mit einem Mikroindenter (Fisherscope).

Tabelle 3.4: Ergebnisse der mit dem Eindruckverfahren gemessenen E-Modulwerte, Auswertung nach (3.6), $E_f=1140\text{GPa}$, $\nu_f=0,07$, $\nu_s=0,28$, die Werte dienen nur zur Verifikation der in Tabelle 3.3 angegebenen E-Modulwerte

	E-Modul (GPa)	
Substrat	102,0	$\pm 2,3$
AG	56,8	$\pm 0,7$
W1	30,6	$\pm 4,5$
W2	88,1	$\pm 17,4$
W3	61,2	$\pm 5,5$
W4	48,0	$\pm 4,8$

3.3.4 Diskussion

Die nach Tabelle 3.3 und Tabelle 3.4 gemessenen E-Modulwerte der Schichten zeigen keine gute Übereinstimmung. In Abbildung 33 werden die E-Modulwerte der Schichten miteinander verglichen.

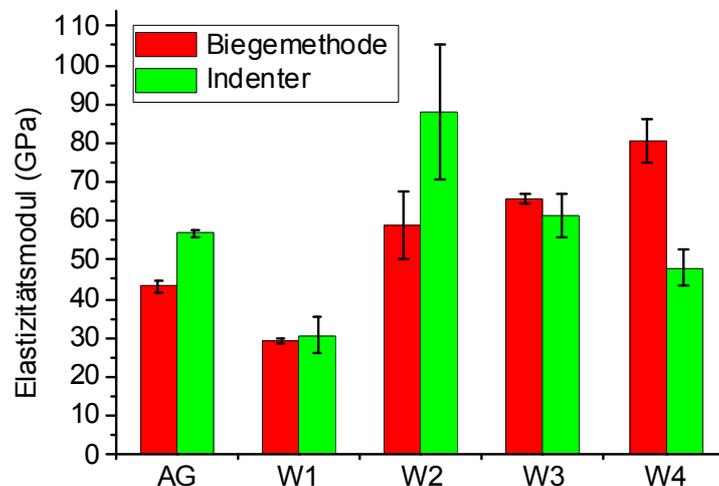


Abbildung 33: Vergleich der mit der Biegemethode bzw. dem Mikroindenter gemessenen E-Modulwerte für die verschiedenen Schichtmaterialien

Theoretische Berechnungen des E-Moduls unter Berücksichtigung des RuO_2 -Anteils nach [Ravichandran94] und des Porenvolumenanteils nach [Asmani01] haben aufgrund von Unsicherheiten bei den Eingangsparametern keine belastbaren Ergebnisse geliefert. Es hat sich dennoch gezeigt, dass der Porenvolumenanteil eine dominierende Rolle spielt. Der RuO_2 -Anteil hat demgegenüber einen vernachlässigbaren Einfluss.

In Abbildung 34 ist die Bruchfläche von drei verschiedenen Laborproben dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass die Porosität der hergestellten Laborproben vom Typ W1 zum Typ W4 abnimmt. Mit abnehmender Porosität sollte die Materialsteifigkeit zunehmen. Betrachten wir die mit der Biegemethode bestimmten E-Modulwerte, so ist zu erkennen, dass dieser vom Widerstandstyp W1 nach W4 zunimmt beziehungsweise der E-Modul mit zunehmender Porosität entsprechend der Theorie abnimmt. Die Abweichung der mit dem Eindruckverfahren gemessenen E-Modulwerte wird zum einen damit begründet, dass bei diesem Messverfahren die Materialsteifigkeit sehr lokal bestimmt wird und so die Porosität des Materials unter Umständen nicht richtig berücksichtigt wird. Zum anderen könnte es sich um Effekte aufgrund von Mikrorissen am Eindruck, dem heterogenen Materialgefüge oder der insgesamt oberflächennahen Messung handeln. Der genaue Ursprung für die Abweichung zwischen dem Ergebnis der Biege- und Indentermethode konnte nicht ermittelt werden. Für die Zuverlässigkeitsberechnungen werden die mit der Biegemethode bestimmten E-Modulwerte herangezogen. Diese sind insbesondere im Hinblick auf die Porosität am besten nachzuvollziehen.

Die mit der Ultraschall- bzw. Biegemethode gemessenen E-Modulwerte des Substratmaterials (Tabelle 3.2 und Tabelle 3.3) zeigen eine gute Übereinstimmung. Ihre Abweichung liegt unter 4 Prozent. Der mit dem Indenter gemessene E-Modul weicht jedoch um etwa 20 % von dem Wert der Biegemethode ab. Die Abweichungen können nur teilweise mit der Vernachlässigung der nichtlinearen Verformung bei der E-Modulbestimmung mit der Biegemethode erklärt werden. Da insbesondere das E-Modulverhältnis zwischen der Schicht und dem Substrat von Bedeutung ist und der E-Modul von den Schichten mit der Biegemethode bestimmt wurde, wird ebenfalls der mit der Biegemethode bestimmte E-Modul des Substrates verwendet.

Qualitativ zeigt sich derselbe Zusammenhang von Widerstandstyp und Porosität bei den hergestellten Bauteilproben. Dies haben zahlreiche mikroskopische Untersuchungen (Lichtmikroskop und Rasterelektronenmikroskop) gezeigt. Eine exakte Quantifizierung der Porosität ist nicht gelungen, daher könnte in der Porosität ein quantitativer Unterschied zwischen Labor- und Bauteilproben bestehen. Dieser Unterschied wird als einer der größten möglichen Fehlerquellen in der Materialcharakterisierung angenommen. In Abschnitt 3.7 wird auf die Auswirkung dieses möglichen Fehlers auf die Zuverlässigkeitsabschätzung näher

eingegangen. Das Substrat ist nahezu porenfrei und es konnte kein Unterschied zwischen Labor- und Bauteilprobe gefunden werden.

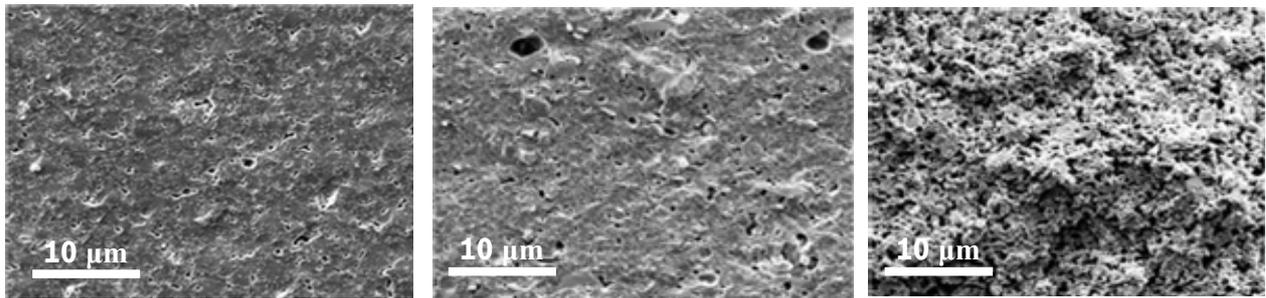


Abbildung 34: Bruchflächen der Laborproben, links W4, Mitte W2, rechts W1, ein zunehmender Porenanteil von W4 nach W1 ist erkennbar

3.4 Eigenspannung

Mit Eigenspannungen werden grundsätzlich alle in einem Bauteil oder Material aufgebauten Spannungen bezeichnet, die ohne eine äußere Krafteinwirkung existieren. Im Folgenden soll der Begriff jedoch nur für Spannungen benutzt werden, die aus unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten der Materialien entstehen. Klassischer Weise werden die Eigenspannungen aus dem Wärmeausdehnungskoeffizient, dem E-Modul und der Temperaturdifferenz von einem spannungsfreien Zustand berechnet. Die hier untersuchten Materialien sind bezüglich ihrer Wärmeausdehnungskoeffizienten bereits soweit optimiert, dass nur geringe Eigenspannungen auftreten. Des Weiteren ist nicht bekannt, inwieweit die Materialien während des Einbrennprozesses miteinander interagieren und somit prozessbedingte Änderungen der Eigenspannungen vorliegen. Verlässliche Aussagen über die vorliegenden Eigenspannungen sind somit schwierig zu gewinnen. Daher werden die Eigenspannungen über die Krümmungsmethode direkt in einem Schichtverbund bestimmt. Aus den gemessenen Eigenspannungen werden dann die Wärmeausdehnungskoeffizienten rückgerechnet. Neben dem Substrat ließ sich eine der Pasten als Vollmaterialprobe herstellen und somit der Wärmeausdehnungskoeffizient zur Verifikation direkt bestimmen.

3.4.1 Eigenspannungsbestimmung mit der Krümmungsmethode

Die Eigenspannungen werden an Proben mit einer zum Realbauteil möglichst ähnlichen Geometrie und Herstellmethode untersucht. Hierzu werden die in Abschnitt 3.2 beschriebenen Laborproben herangezogen. Die Laborproben sind, wie in Abbildung 35 dargestellt, nach dem

Herstellprozess aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungs-koeffizienten gekrümmt. Über ein Kräfte- und Momentengleichgewicht innerhalb der Probe kann im Umkehrschluss von der Krümmung der Probe auf die Eigenspannungen in der Schicht geschlossen werden.



Abbildung 35: Messprinzip der Eigenspannungsbestimmung, die Eigenspannung in der Schicht führt zu einer Krümmung der Probe

Ursprünglich wurde die Methode zur Bestimmung der Eigenspannungen in dünnen Schichten (Schichtdicke $< 1 \mu\text{m}$) entwickelt. Die von Stoney [Stoney09] entwickelte Methode setzt voraus, dass die Schicht wesentlich dünner als das Substrat ist und somit einen vernachlässigbaren Anteil an der Gesamtsteifigkeit der Probe hat. Außerdem wird lineares und isotropes Materialverhalten angenommen. Vor dem Eigenspannungsaufbau ist die Probe eben und über die Grenzfläche werden nur Schubspannungen übertragen. Aus dem Kräfte- und Momentengleichgewicht in der Probe kann dann über die Substratsteifigkeit der Zusammenhang zwischen Probenkrümmung $1/R$ und Eigenspannungen in der Schicht σ_r gewonnen werden. Die modifizierte Gleichung (3.7) beinhaltet zusätzliche Terme für die Berücksichtigung dickerer Schichten [Mézin06].

$$\sigma_r = \underbrace{\left\{ \frac{E_S d_S^2}{6R(1-\nu_S) d_F} \right\}}_{\text{Stoney}} \underbrace{\left[1 + \left(4 \frac{E_F(1-\nu_S)}{E_S(1-\nu_F)} - 1 \right) \frac{d_F}{d_S} \right]}_{\text{Steifigkeit dicke Schicht}} \underbrace{\left[1 - 4 \frac{E_F(1-\nu_S)}{E_S(1-\nu_F)} \frac{d_F}{d_S} \right]}_{\text{Spg.red. durch Krümmung}} \quad (3.7)$$

Der erste Term ist die ursprüngliche Gleichung nach Stoney, der zweite Term beschreibt den zusätzlichen Anteil der dickeren Schicht an der Gesamtsteifigkeit der Probe und der dritte Term die Spannungsreduktion in der Schicht durch die Krümmung der Probe [Mézin06]. Für sehr dünne Schichten werden die letzten beiden Terme Null und die Eigenspannungsbestimmung unabhängig von der Steifigkeit der Schicht.

Bei der Auswahl der Probenform ist die gegenseitige Beeinflussung der Probenkrümmung in Längs- und Querrichtung zu berücksichtigen. Aufgrund dieser geometrischen Versteifung ist die Eigenspannung σ_r in dem dargestellten Fall keine biaxiale Spannung. Um nichtlineare

Effekte zu vermeiden sollte die Probe eine längliche Form mit möglichst hohem Aspektverhältnis besitzen. Die Krümmung in Querrichtung hat hierdurch einen minimalen Einfluss auf die Probensteifigkeit in Längsrichtung. Die Probenbreite darf nicht zu gering gewählt werden, da die lateralen Dimensionen zur Verringerung von Randeffekten wesentlich größer als die Probendicke sein müssen. Für die Gültigkeit der Formel ist die Schichtdicke im Verhältnis zur Substratdicke möglichst gering zu wählen. Eine ausreichende Schichtdicke ist dennoch zu gewährleisten, um eine messbare Probenkrümmung zu erhalten. Weitere umfangreiche Informationen finden sich in [Mézin06]. Verwendet wurden Proben mit einer Breite von 9 mm und einer Länge von 50 - 90 mm. Die Schichtdicke liegt zwischen 50 μm und 100 μm .

Krümmung bei Raumtemperatur, konservative Abschätzung der Eigenspannung

Zunächst wird die Krümmung der Laborproben bei Raumtemperatur gemessen. Hierzu werden die Proben auf einen ebenen x-y-Tisch gelegt, so dass sie in einer stabilen Position liegen. Mit einem chromatographischem Weißlicht-Abstandssensor (MicroProf 100, FRT) werden die Proben ihrer Länge entlang in Höhenrichtung (z-Richtung) abgetastet. Das Messsystem ist mit einer Genauigkeit von unter einem Mikrometer äußerst präzise und detektiert sogar die Oberflächenrauigkeit der Probe. In Abbildung 36 sind exemplarisch die Profile einiger Proben dargestellt. Die Krümmungen der Proben lassen sich sehr gut mit einem angelegten Kreis bzw. Krümmungsradius beschreiben. Die Abweichung der Probenkrümmung von der idealen Kreislinie liegt im Bereich der Oberflächenrauheit.

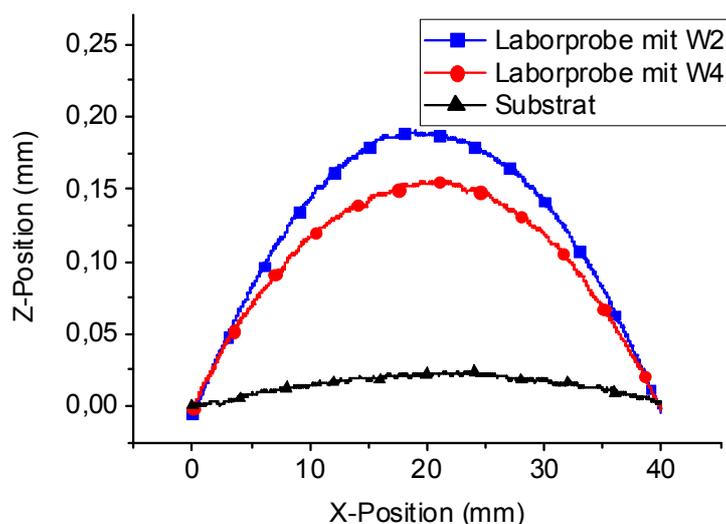


Abbildung 36: Krümmung der Laborproben bei Raumtemperatur, exemplarisch dargestellt für eine Laborprobe mit W2, eine Laborprobe mit W4 und für ein unbedrucktes Substrat

In Tabelle 3.5 sind die bestimmten Krümmungsradien mit den dazugehörigen Schichtdicken und der nach (3.7) bestimmten Eigenspannung dargestellt. Wiederholungsmessungen an den Proben ergaben vernachlässigbare Schwankungen. Die Streuung im Messergebnis resultiert im Wesentlichen aus den Unterschieden zwischen den einzelnen Proben.

Tabelle 3.5: Bei Raumtemperatur gemessene Krümmungsradien der Laborproben und die nach (3.7) berechneten Eigenspannungen. E-Modul nach Tabelle 3.3 temperaturabhängig berücksichtigt, Substratdicke $370 \pm 3 \mu\text{m}$, Eigenspannungen entsprechen einer konservativen Abschätzung der tatsächlichen Eigenspannungen, da die zusätzliche Substratkrümmung nicht berücksichtigt ist (vergleiche Tabelle 3.7)

	Krümmungs- Radius (mm)	Schichtdicke (μm)	Eigenspg. σ_r (MPa)
AG	1260 ± 10	78 ± 1	31 ± 1
W1	2360 ± 50	$50,9 \pm 2$	26 ± 11
	3140 ± 50	$59,2 \pm 1$	
W2	1030 ± 10	$61,9 \pm 1$	45 ± 9
	1300 ± 10	$62,4 \pm 1$	
W3	1340 ± 10	$75,4 \pm 1$	28 ± 1
W4	1300 ± 10	$85,9 \pm 1$	14 ± 9
	2280 ± 50	$99,8 \pm 2$	
Substrat	8740 ± 200		

Temperaturabhängige Krümmung, Berücksichtigung zusätzlichen Substratkrümmung

Das Einbrennen der Pasten geschah bei einer Temperatur von bis zu $900 \text{ }^\circ\text{C}$. Diese Temperatur liegt oberhalb des Erweichungspunktes des Substrates, so dass es während des Einbrennens aufgrund von Sinterspannungen zu einer zusätzlichen Krümmung des Substrates gekommen sein kann (siehe Leersubstrat Abbildung 36). Ist dies der Fall, so können die in Tabelle 3.5 angegebenen Krümmungsradien nicht direkt zur Bestimmung der Eigenspannungen herangezogen werden. Um eine genauere Abschätzung der tatsächlichen Eigenspannungen zu erhalten, muss eine zusätzliche nicht von Eigenspannungen bedingte Krümmung des Substrates berücksichtigt werden. Der Erweichungspunkt der aus den Pasten hergestellten Materialien liegt bei etwa $650 \text{ }^\circ\text{C}$. Es wird daher davon ausgegangen, dass das System bei $600 \text{ }^\circ\text{C}$ weitestgehend spannungsfrei ist. Für eine genauere Bestimmung der

Eigenstressungen wird nur der Krümmungsaufbau zwischen 600 °C und Raumtemperatur herangezogen.

Die temperaturabhängige Messung des Krümmungsradius wird in einem optischen Dilatometer (TOMMI, Fraunhofer-Institut für Silicatforschung ISC) durchgeführt. Die Proben liegen in einer Ofenkammer, welche über zwei optische Öffnungen verfügt. Durch die eine Öffnung wird die Probe mit einem parallelen Lichtstrahl beleuchtet. Der Schattenwurf der Probe wird durch die andere Öffnung der Ofenkammer mit einer LCD-Kamera aufgezeichnet. Das Prinzip ist in Abbildung 37 dargestellt.

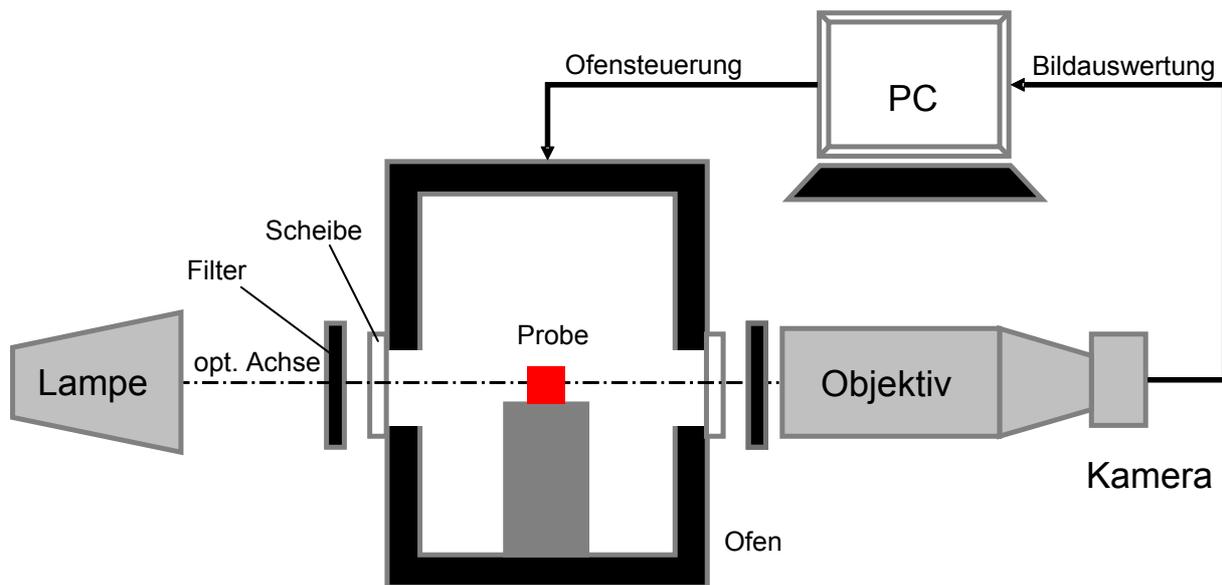


Abbildung 37: Aufbau des optischen Dilatometers zur Krümmungsbestimmung zwischen 600 °C und Raumtemperatur

In Abbildung 38 ist die Lagerung der Probe im optischen Dilatometer genauer dargestellt. Um die kleinen Änderungen des Krümmungsradius möglichst genau messen zu können, wurde die Probe seitlich beschwert, so dass die Krümmung über die Probenlänge l und die Auslenkung am Probenende h berechnet werden kann.

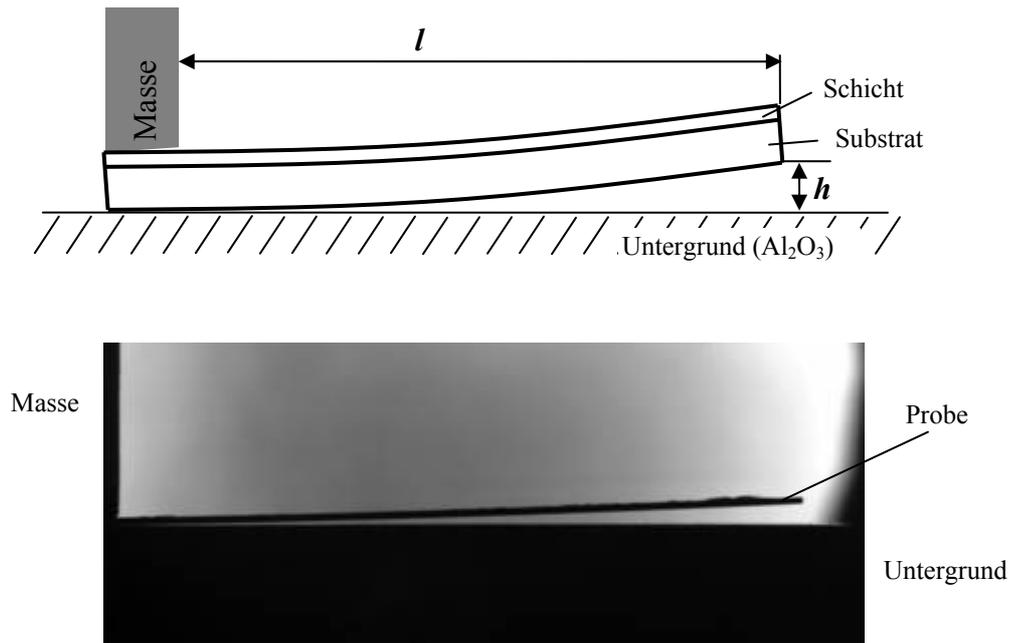


Abbildung 38: Lagerung der Laborprobe im optischen Dilatometer, oben: Schematische Darstellung, unten: Aufnahme des optischen Dilatometers, Schattenwurf der Laborprobe

Das Prüfprogramm ist in Tabelle 3.6 dargestellt. Ausgewertet wird in Abständen von 100 °C und am Anfang und Ende der Haltezeit.

Tabelle 3.6: Ofenprogramm des optischen Dilatometers

Temperatur	Geschwindigkeit	Haltezeit
50 °C → 600 °C	mit 5 °C/min	5 min
600 °C → 30 °C	mit 5 °C/min	

Die verkippte Lagerung der Probe erfolgte jeweils individuell, um einen sicheren Stand der Beschwerungs­masse zu gewährleisten. Die Messlänge l konnte nur für einzelne Proben auf den Aufnahmen des optischen Dilatometers eindeutig ermittelt werden. Daher wird die Messlänge l invers aus dem bei Raumtemperatur bestimmten Krümmungsradius errechnet. Es wird, wie bei Raumtemperatur bestätigt, von einer kreisförmigen Krümmung ausgegangen. Die Umrechnung zwischen der Auslenkung h und dem Krümmungsradius R erfolgt nach

$$R = \frac{l^2 + h^2}{2h} \quad (3.8)$$

In Abbildung 39 ist die Krümmung ausgewählter Proben abhängig von der Temperatur dargestellt.

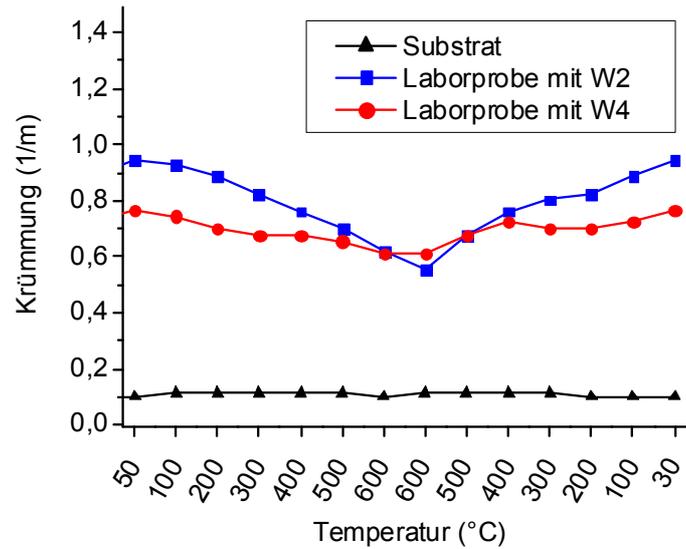


Abbildung 39: Krümmung der Laborproben als Funktion der Ofentemperatur, exemplarisch für die in Abbildung 36 dargestellten Proben, die Krümmung konnte mit etwa $\pm 0,02 \text{ m}^{-1}$ aus der Höhe h berechnet werden

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Krümmung der Probe mit zunehmender Temperatur abnimmt. Da die Krümmung der Proben nach dem Abkühlen wieder auf den Ursprungswert zurückgeht, können Relaxationen und Setzungen weitestgehend ausgeschlossen werden. Kurz unterhalb des Erweichungspunktes der Schicht ($600 \text{ }^\circ\text{C}$, T_g etwa $650 \text{ }^\circ\text{C}$) weisen die Proben noch eine Restkrümmung auf. Es wird davon ausgegangen, dass diese Krümmung nicht eigenspannungsbedingt ist. Grundlage hierzu ist die temperaturunabhängige Krümmung der unbeschichteten Substrate. Nach (3.7) hängt die Spannung linear mit der Krümmung $1/R$ zusammen. Die Berechnung der korrigierten Eigenspannung $\sigma_{r, \text{korr}}$ erfolgt nach

$$\sigma_{r, \text{korr}} = \sigma_r(R(25^\circ\text{C})) - \sigma_r(R(600^\circ\text{C})) \quad (3.9)$$

Nach (3.7) und (3.9) errechnen sich die in Tabelle 3.7 angegebenen Spannungen. Um den Einfluss der Vorverkrümmung des Bauteils auf die errechneten Spannungen deutlich zu machen, sind zudem die in Tabelle 3.5 berechneten Eigenspannungen ohne Annahme einer Vorverkrümmung dargestellt.

Tabelle 3.7: Korrigierte Eigenspannungen nach Messungen im optischen Dilatometer, vergleiche Tabelle 3.5 und Gleichung (3.7) und (3.9), n ist die Anzahl der Proben

	Krümmungsunterschied	Eigenspannung (MPa)	
	$\Delta 1/R$ (1/m)	σ_r	$\sigma_{r, \text{korr}}$
AG	0,31	31 ± 1	$14 \pm 0,5$
W1	$0,30 \pm 0,01$ (n = 2)	26 ± 11	$19 \pm 4,5$
W2	$0,47 \pm 0,08$ (n = 2)	45 ± 9	26 ± 4
W3	0,43	28 ± 1	$17 \pm 0,5$
W4	$0,15 \pm 0,01$ (n = 2)	14 ± 9	$5 \pm 2,5$
Substrat	0,01		

Um die bestimmten Eigenspannungen $\sigma_{r, \text{korr}}$ in einen Wärmeausdehnungskoeffizienten der Schicht α_F zu überführen, wird der Abkühlprozess mit der FEM simuliert. Der Wärmeausdehnungskoeffizient des Substrates α_S wird entsprechend Herstellerangaben mit $5,7 \cdot 10^{-6}/\text{K}$ angenommen und der Wärmeausdehnungskoeffizient der Schicht wird solange angepasst, bis sich die im Experiment gemessene Krümmungsänderung ergibt. Hierbei wird auch die bei 600°C als spannungsfrei angenommene Krümmung berücksichtigt. Über den gesamten Temperaturbereich wird linearelastisches Materialverhalten angenommen.

Tabelle 3.8: Aus den in Tabelle 3.7 angegebenen Eigenspannungen $\sigma_{r, \text{korr}}$ mit der FEM invers bestimmte technische Wärmeausdehnungskoeffizienten (25 - 600 °C), E-Modul nach Tabelle 3.3, der Wärmeausdehnungskoeffizient von dem Substrat α_S ist mit $5,7 \cdot 10^{-6}/\text{K}$ angenommen

	α_F ($10^{-6}/\text{K}$)
AG	6,1
W1 (n = 2)	$6,5 \pm 0,08$
W2 (n = 2)	$6,3 \pm 0,11$
W3	6,1
W4 (n = 2)	$5,8 \pm 0,01$

3.4.2 Verifikation der Eigenspannungen durch direkte WAK-Messungen

Für die Bestimmung der Wärmeausdehnungskoeffizienten WAK im Schubstangendilatometer (DIL 802B, Bähr) konnte eine Substratprobe und eine Widerstandsprobe vom Typ W2

hergestellt werden. Eine Probenherstellung aus den weiteren Widerstandspasten und dem Abdeckglas ist aufgrund von Schrumpfungsrissen und einer starken Gasentwicklung beim Entbindern gescheitert. Die geometrischen Abmessungen der hergestellten Proben sind in Abbildung 40 dargestellt. Die Widerstandsprobe wurde durch das Aufrollen einer getrockneten Schicht hergestellt. Beim anschließenden Sintern haben sich viele Poren gebildet. Der geschätzte Porenanteil der Probe vom Typ W2 liegt bei ca. 30 %. Der Einfluss der hohen Porosität auf den WAK ist nicht bekannt. Die Substratprobe wurde ohne weitere Bearbeitung aus der gesinterten LTCC-Folie herausgetrennt.

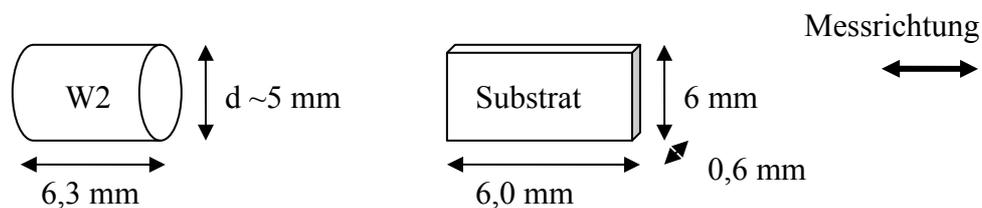


Abbildung 40: Geometrie der WAK-Proben für das Schubstangendilatometer

Die Messung des WAK erfolgt als Differenzmessung zu einem Aluminiumoxidzylinder mit der Länge von 6 mm. Das System misst den Unterschied in der Längendehnung zwischen Probe und Referenzzylinder. Der WAK der Probe wird im Anschluss über eine Kalibrierungskurve (Saphir, 6 mm) temperaturabhängig bestimmt. In Abbildung 41 ist der technische WAK bezüglich einer Temperatur von 25 °C angegeben. Substrat und Widerstandsprobe zeigen eine etwa gleiche Temperaturabhängigkeit, so dass der Unterschied im WAK unabhängig von der Temperatur bei $0,42 \pm 0,04 \cdot 10^{-6}/\text{K}$ liegt. Mit einem temperaturunabhängigen WAK von $5,7 \cdot 10^{-6}/\text{K}$ für das Substrat ergibt sich ein WAK von $6,1 \pm 0,04 \cdot 10^{-6}/\text{K}$ für das Material vom Typ W2.

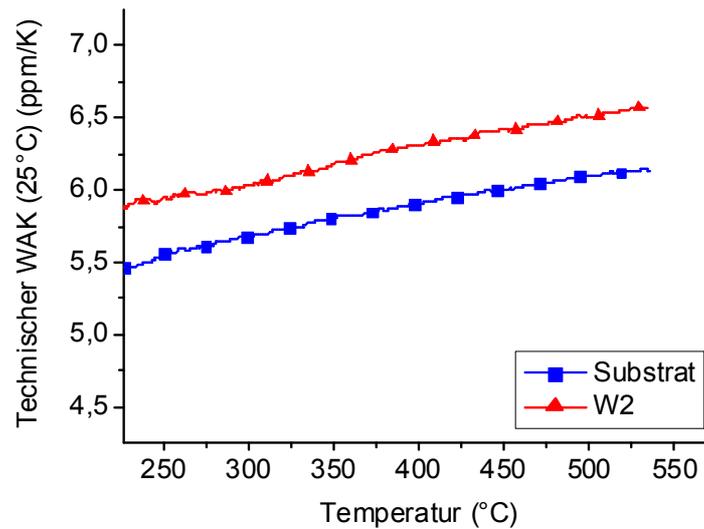


Abbildung 41: Im Schubstangendilatometer gemessener technischer WAK bezüglich 25 °C Referenztemperatur

3.4.3 Diskussion

Der über die Eigenspannungsmessung berechnete Wärmeausdehnungskoeffizient unterscheidet sich im Absolutwert nur um 3 % von dem direkt bestimmten WAK. Die Abweichung liegt im Bereich der Messgenauigkeit. Für den Aufbau von Eigenspannungen in der Probe ist die Differenz der Wärmeausdehnungskoeffizienten von Substrat und Schichtmaterial entscheidend. Diese Differenz unterscheidet sich bei dem über die Eigenspannung berechneten WAK und dem direkt bestimmten WAK um 62 %. Die relativ hohe Unsicherheit in den bestimmten Eigenspannungen ist insbesondere auf den relativ geringen Absolutwert der Eigenspannung zurückzuführen.

Es hat sich gezeigt, dass die Krümmung der Laborproben nicht ausschließlich auf die Eigenspannungen zurückzuführen ist. Die Korrektur der berechneten Eigenspannungen unter Berücksichtigung der nicht eigenspannungsbedingten Substratkrümmung hat eine erhebliche Verbesserung des Messergebnisses geliefert. Proben gleichen Typs haben offensichtlich unterschiedlich starke nicht eigenspannungsbedingte Substratkrümmungen. Die Proben gleichen Typs wurden an unterschiedlichen Tagen hergestellt, so dass leichte Änderungen im experimentellen Ablauf, wie z.B. die Lagerung der Substrate im Ofen, zu diesen Unterschieden in der Substratkrümmung geführt haben könnten.

Neben dem Unterschied im WAK hat auch der E-Modul einen großen Einfluss auf die sich ausbildende Eigenspannung. Da sich, wie in Abschnitt 3.3.4 beschrieben, der E-Modul von Labor- und Bauteilprobe unterscheiden kann, muss ebenfalls mit einer Abweichung der Eigenspannung zwischen Labor- und Bauteilprobe gerechnet werden. In Abschnitt 3.7 wird die gegenseitige Wechselwirkung von den Unsicherheiten der unterschiedlichen Messungen im Detail dargestellt.

3.5 Bruchzähigkeit

Die Bruchzähigkeit liefert eine Aussage über die spontane Rissausbreitung im Material. Sie ist im Vergleich zu den unterkritischen Risswachstumsparametern relativ einfach zu bestimmen. In der vorliegenden Arbeit werden die bestimmten Bruchzähigkeiten herangezogen, um die hohe Anzahl unterschiedlicher Materialien miteinander zu vergleichen. Die zur Lebensdauervorhersage notwendige aber deutlich aufwendigere Bestimmung der unterkritischen Rissausbreitung wird in Abschnitt 3.6 nur noch an dem kritischsten Widerstand durchgeführt.

3.5.1 Substrat

Indentation-Crack-Length (ICL)

Die Bestimmung der Bruchzähigkeit mit der ICL-Methode ist ein schnelles und einfaches Verfahren. Ein pyramidenförmiger Vickersdiamant wird mit einer vorgegebenen Kraft in die Probe gedrückt. Hierbei dringt der Diamant entsprechend der Materialhärte in das Bauteil ein und erzeugt in ihm ein Spannungsfeld. Die Kanten des Diamanten bewirken eine Singularität in dem Spannungsfeld, so dass sich bei Überschreiten einer kritischen Spannung Risse an diesen Kanten bilden. Mit Kenntnis des Spannungsfeldes und der durch die Indentation des Diamanten entstandenen Risslängen kann die Bruchzähigkeit des Materials bestimmt werden. Das bei der Belastung eingebrachte Spannungsfeld führt auch bei spröden Materialien zu einer lokalen plastischen Verformung des Materials und hierüber zu einem bleibenden Eigenspannungsfeld. Bei Entlastung führt dieses Eigenspannungsfeld oft zu Sekundärrissen, so dass sich ein sehr komplexes Rissmuster bildet. Außerdem bewirken die Eigenspannungen ein unterkritisches Risswachstum, so dass die Risslängen auch nach dem Eindruck weiter wachsen.

Die in der Literatur vorhandenen Gleichungen zur Berechnung der Bruchzähigkeit aus dem Indenterversuch basieren auf empirisch bestimmten Parametern zur Beschreibung des Spannungsfeldes. Eine gesicherte Aussage über die Anwendbarkeit der Formel für ein unbekanntes Material existiert nicht, so dass die Ergebnisse der ICL-Methode stets kritisch hinterfragt werden müssen. Vergleichende Untersuchungen zeigen, dass bereits die Auswahl der zur Berechnung herangezogenen Formel zu großen Unterschieden in der berechneten Bruchzähigkeit führen kann [Ray99]. Das durch den Eindruck des Vickersdiamanten entstehende Rissmuster wird in zwei Kategorien eingeteilt. Es wird zwischen den in Abbildung 42 dargestellten Half-Penny- und Palmqvist-Rissen unterschieden.

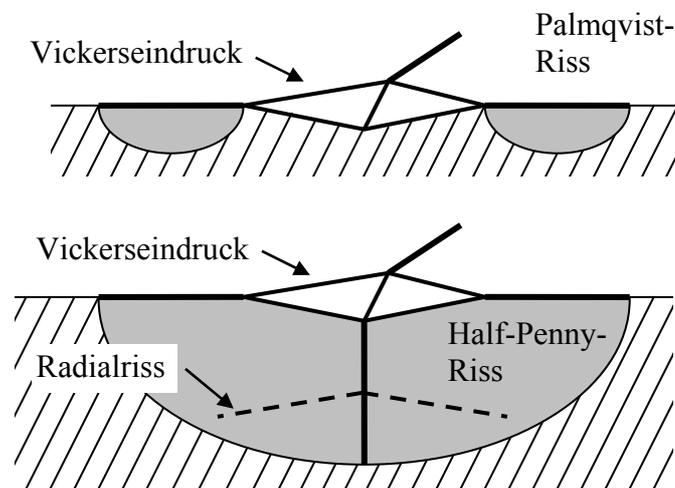


Abbildung 42: Schematische Darstellung von Palmqvist und Half-Penny-Riss als Querschnittszeichnung durch die Rissebene

In der vorliegenden Arbeit werden Vickerseindrücke mit einer Masse von 1, 2, 3, 5 und 10 kg erzeugt. Die Proben werden bereits vor dem Setzen des Vickerseindrucks mit Platin/Palladium beschichtet, so dass die Proben direkt nach dem Eindruck zur weiteren Untersuchung in das REM eingeschleust werden konnten. Die Zeit zwischen dem Eindruck und dem Messen der Risslänge liegt bei etwa 30 Minuten. Alle weiteren Parameter der Messung entsprechen der Norm DIN V ENV 843-4. In Abbildung 43 ist exemplarisch ein 2 kg Vickerseindruck in der Oberfläche des Substrates dargestellt. Schliffaufnahmen haben gezeigt, dass sich ab 2 kg Half-Penny-Risse ausbilden. In Abbildung 44 ist zudem der bei Gläsern übliche radiale Sekundärriss, welcher bei der Entlastung entsteht, deutlich zu erkennen.

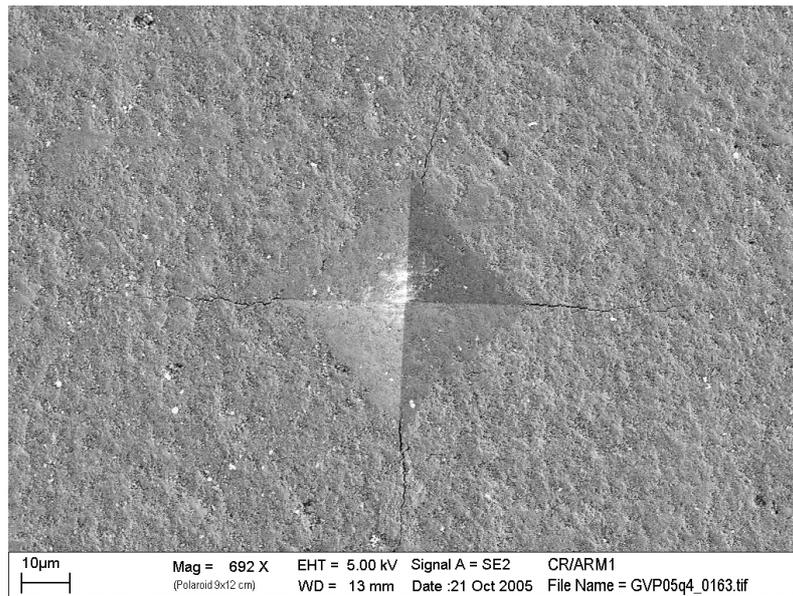


Abbildung 43: REM-Aufnahme eines 2 kg Vickerseindrucks im Substrat

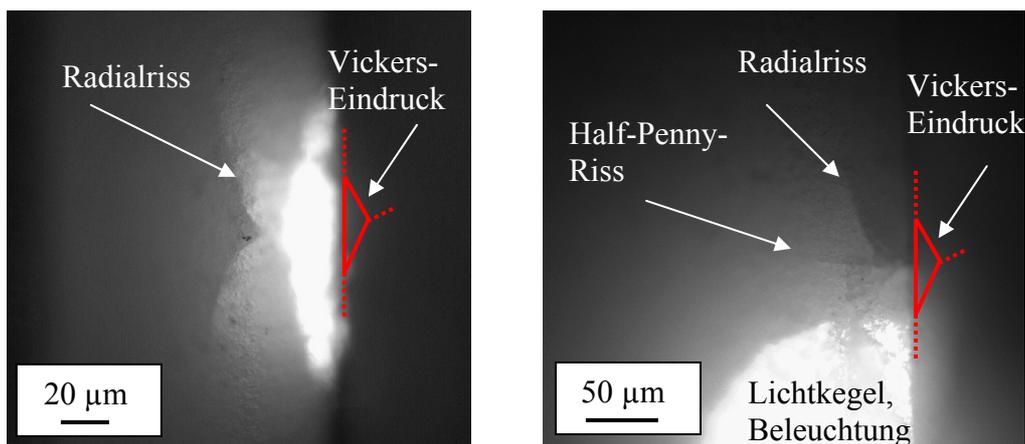


Abbildung 44: Querschliff durch einen Vickerseindruck im Substrat, Lichtmikroskopische Aufnahme mit indirekter Beleuchtung, links: 1 kg Eindruck ohne sichtbaren Half-Penny-Riss, rechts: 2 kg Eindruck mit Half-Penny-Riss

In Abbildung 45 ist die Risslänge und die nach (3.10) ausgewertete Bruchzähigkeit in Abhängigkeit von der Belastungskraft dargestellt. Es zeigt sich, dass die Bruchzähigkeit wie erwartet unabhängig von der Kraft ist. Ausgewertet wurden Half-Penny-Risse mit einer für Keramiken und Gläsern üblichen Formel [Ray99][Anstis81].

$$K_{Ic, Half-Penny} = 0,016 \cdot \left(\frac{E}{H_0} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{P}{c^{3/2}} \right) \quad (3.10)$$

Wobei P die Belastungskraft ist und c die Risslänge vom Zentrum des Eindrucks gemessen beschreibt. Die Materialhärte H_0 ist $6,7 \pm 0,4$ GPa und der E-Modul entsprechend Tabelle 3.3 127 ± 1 GPa. Pro Lastbereich wurden ca. 10 Messungen durchgeführt.

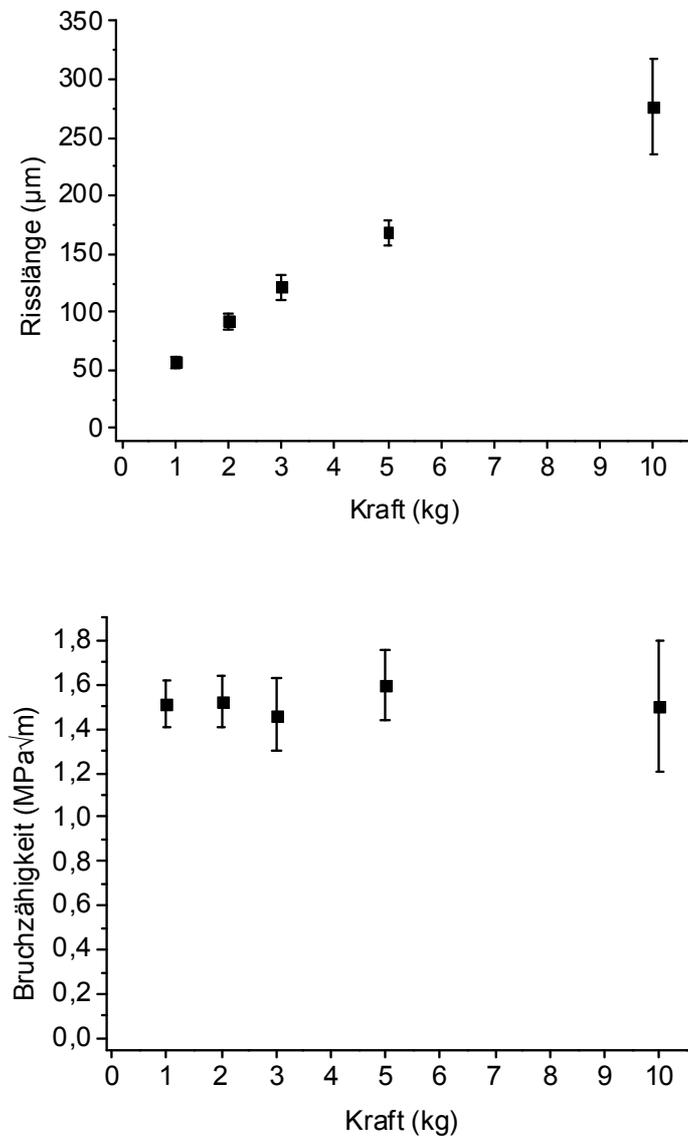


Abbildung 45: Oben: Am Vickersseindruck gemessene Risslänge als Funktion der Belastungskraft, unten: Mit der ICL-Methode nach (3.10) bestimmte Bruchzähigkeiten für das Substratmaterial

Indentation Strength in Bending (ISB)

Unterstützend zur ICL-Methode wurde die Bruchzähigkeit des Substrates mit der Indentation Strength in Bending (ISB) Methode untersucht. Hierzu wurde zunächst ein Vickersseindruck in die Substrat-Biegeprobe gesetzt. Ohne weiteren Präparationsaufwand wurde die Probe anschließend in der in Abschnitt 3.5.2 beschriebenen Vierpunkt-Biegeapparatur eingespannt

und unter in-situ-Beobachtung des Risses bis zum Bruch belastet. Aufgrund des im REM vorliegenden Vakuums konnte unterkritisches Risswachstum weitestgehend unterdrückt werden, so dass die relativ geringen Belastungsgeschwindigkeiten im Bezug auf das unterkritisches Risswachstum vernachlässigt werden können. Die beobachtete Rissausbreitung vor dem spontanen Bruch der Probe wird nicht dem unterkritischen Risswachstum, sondern weitestgehend einer stabilen Rissausbreitung basierend auf dem Eigenspannungsfeld des Vickerseindrucks zugesprochen. Abbildung 46 zeigt einen von einem Vickerseindruck ausgehenden Riss vor und nach einer Belastung. Eine weitere Belastung der Probe führte zum vollständigen Bruch der Probe. Die stabile Rissausbreitung vor dem instabilen Bruch führt dazu, dass deutlich größere Anfangsrisslängen für die Berechnung der Spannungsintensität verwendet werden und so der Einfluss des Eigenspannungsfeldes auf die Risspitze reduziert wird. Ein zeitabhängiges Risswachstum wurde in diesem Versuch nicht beobachtet. Hierzu wurden die Proben ca. 10 Minuten mit konstanter Kraft belastet.

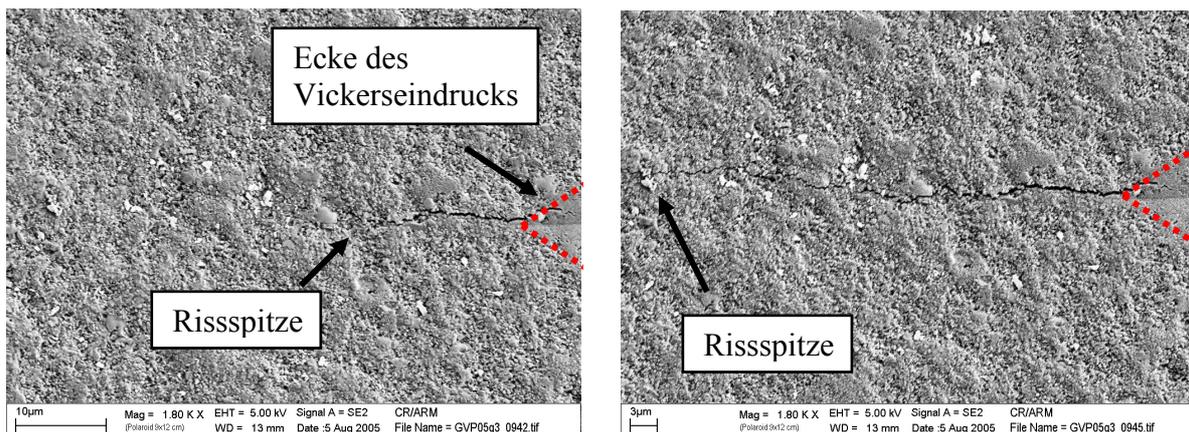


Abbildung 46: Riss in dem Substratmaterial ausgehend von einem Vickerseindruck (links) vor und (rechts) nach stabiler Rissverlängerung

Die untersuchten Substratproben haben eine Breite von 5,9 mm und eine Dicke von 0,37 mm bis 0,61 mm. Der 2 kg Vickerseindruck mit Half-Penny-Rissen ist senkrecht zur Biegerichtung orientiert. Lichtmikroskopische Untersuchungen haben gezeigt, dass die Risse eine Tiefe von etwa 50 μm aufweisen. Die beobachteten Rissverlängerungen von etwa 50 μm auf 100 μm stimmen mit der Annahme überein, dass sich hier der durch den Vickerseindruck zunächst annähernd halbkeisförmige Riss in einen semielliptischen Riss verlängert hat (siehe Abbildung 47). Erst nach Erreichen der semielliptischen Form ist die Bruchzähigkeit entlang der Rissfront konstant. Eine weitere Erhöhung der Belastung führt zu einem Risswachstum in alle Richtungen, so dass die Probe spontan versagt.

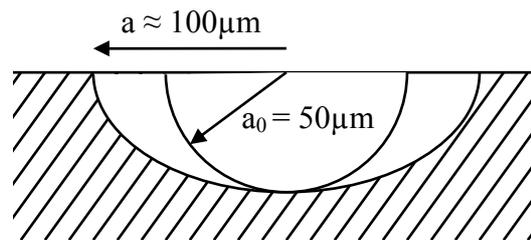


Abbildung 47: Schematische Zeichnung des semielliptischen Risses

Die Spannungsintensität an der Rissfront wird für den semielliptischen Oberflächenriss unter Biegebelastung nach [Murakami90] berechnet. Für die Berechnung der Bruchzähigkeit wird die Rissgeometrie kurz vor dem spontanen Bruch der Probe angenommen. Da die Untersuchung der Bruchflächen keine Ergebnisse bezüglich der Risstiefe lieferte, wird für alle Proben basierend auf den lichtmikroskopischen Untersuchungen verschiedener 2 kg Eindrücke eine Tiefe von 50 μm angenommen. Entlang der Rissfront variiert der berechnete K_{Ic} um ca. $\pm 0,13 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Durch Mittelwertbildung ergibt sich die Bruchzähigkeit der einzelnen Probe. In Tabelle 3.9 sind die bestimmten Bruchzähigkeiten angegeben.

Tabelle 3.9: Nach der ISB-Methode bestimmte Bruchzähigkeiten für das Substrat

Probendicke (mm)	Bruchzähigkeit ($\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$)
0,37	1,45
0,61	1,72
0,39	1,66
0,61	1,76
0,61	1,85
Mittelwert	$1,69 \pm 0,15$

Diskussion

Die nach der ICL- beziehungsweise ISB-Methode bestimmten Bruchzähigkeiten des Substratmaterials unterscheiden sich nur geringfügig, wobei die Abweichung im Bereich der Messgenauigkeit der ICL-Methode liegt. Die gemessene Bruchzähigkeit von etwa $1,7 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ ist plausibel. Das Substratmaterial setzt sich im Wesentlichen aus den drei Bestandteilen Silikatglas, Aluminiumoxid und Anorthit zusammen. Silikatgläser haben eine Bruchzähigkeiten von etwa $0,7 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ [Scholz88] und Aluminiumoxid etwa $4 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$.

3.5.2 Pastenmaterialien

Die Bruchzähigkeit des Pastenmaterials wird an den in Abschnitt 3.2 beschriebenen Laborproben bestimmt. Die Proben sind 6 mm breit und die Schichtdicke der einzelnen Proben variiert von 50 μm bis 90 μm , wobei innerhalb einer Probe die Schichtdicke um weniger als 3 μm variiert. Das Substrat ist 370 μm dick. Senkrecht zur Belastungsrichtung wird mit einem Vickersseindruck ein feiner Anriss in der aufgedruckten Schicht erzeugt (siehe Abbildung 48). Der Riss sollte möglichst bis zur Grenzfläche zum Substrat reichen, darf aber nicht in das Substrat eindringen. Bei den hier betrachteten Proben eignet sich hierzu ein 500 g Vickersseindruck.



Abbildung 48: Lage des Vickersseindrucks in den Laborproben zur Bruchzähigkeitsbestimmung

Anschließend wird die Probe ohne weiteren Präparationsaufwand in der in Abbildung 49 dargestellten Vierpunkt-Biegeapparatur vorsichtig belastet. Das äußere Auflager der Apparatur ist feststehend und liegt oberhalb des inneren Auflagers, welches mit einem Schrittmotor linear verschoben werden kann. Unterhalb des inneren Auflagers befindet sich eine Kraftmessdose. Die Apparatur wurde konzipiert, um in einem Rasterelektronenmikroskop REM in-situ-Bruchversuche durchführen zu können. Die Lagerabstände betragen 40 mm für das äußere und 20 mm für das innere Auflager. Betrachtet wird im REM die Zugseite der Biegeprobe.

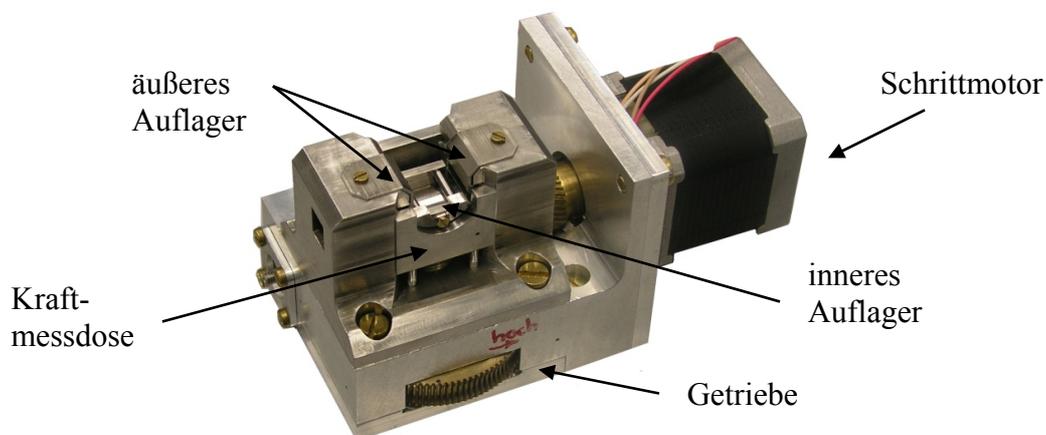


Abbildung 49: Vierpunkt-Biegeapparatur für in-situ-Bruchversuche im REM, entwickelt und hergestellt an der Technischen Universität Hamburg-Harburg

Unter in-situ-Beobachtung des Risses wird die Probe vorsichtig belastet bis sich der Riss spontan verlängert. Nach Verlängerung wird die Probe entlastet, die Risslänge dokumentiert und die Probe wird erneut belastet. Abbildung 50 zeigt ein typisches Belastungsprofil der Probe.

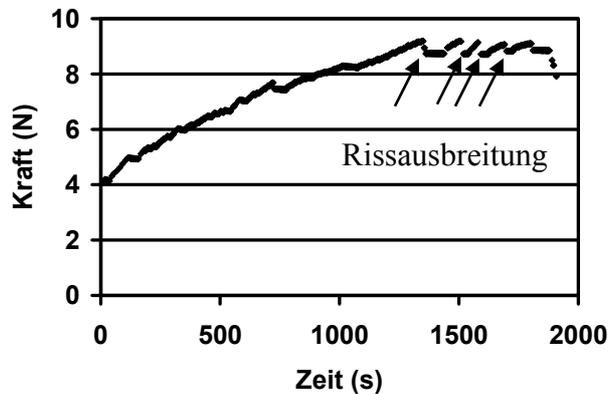


Abbildung 50: Typischer Verlauf der Biegekraft in der Vierpunkt-Biegeapparatur während einer Bruchzähigkeitsmessung, Laborprobe W4 mit Vickersanriss

Der Riss breitet sich nur innerhalb der Oberflächenschicht aus. Häufig konnte der Riss bis an den Rand der Probe verlängert werden, ohne dass die Probe vollständig zerbrach. Diese Proben wurden herangezogen um Querschliffe zu präparieren, die quer durch den Riss gehen. An den Querschliffen konnte mit dem Farbeindringverfahren und lichtmikroskopischen Untersuchungen beziehungsweise rasterelektronenmikroskopischen Untersuchungen kein Eindringen des Risses in das Substrat festgestellt werden. Teilweise stoppte der Riss im Verlauf der Bruchzähigkeitsmessung an einem Partikel oder einer Pore, so dass eine weitere Belastung zum vollständigen Bruch der Probe führte. In diesem Fall ist es natürlich zum Eindringen des Risses in das Substrat gekommen. In Abbildung 51 ist die zur Rissverlängerung notwendige Kraft als Funktion der Risslänge dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass die Kraft nach Erreichen einer gewissen Risslänge unabhängig von der Risslänge ist. Diese Kraft wird im Folgenden als kritische Kraft F_c bezeichnet.

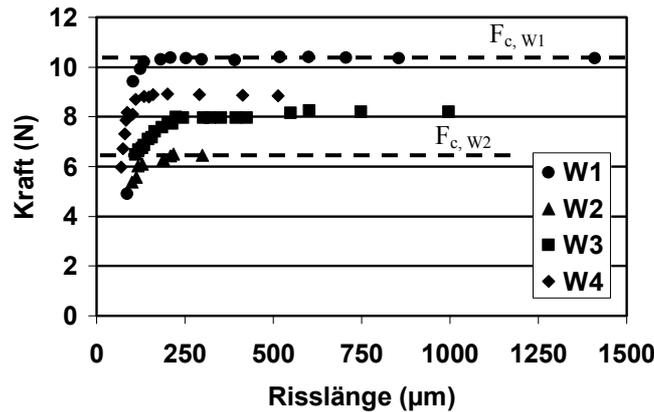


Abbildung 51: Die zur Rissverlängerung notwendige Biegekraft als Funktion der Risslänge sowie die hieraus abgeleitete kritischer Kraft F_c , Laborproben mit Vikersanriss

Nach Erreichen der kritischen Kraft befindet sich der Riss in dem in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen stationären Zustand. Die Spannungsintensität an der Rissspitze ist nun unabhängig von der Risslänge. Da sich die Steifigkeit der Probe durch die Rissverlängerung in der Schicht nur geringfügig ändert, bleibt die Beanspruchung der Schicht trotz Rissverlängerung und verschiebungskontrollierter Belastung weitestgehend konstant. Die in der Oberflächenschicht senkrecht zur Rissebene wirkende Zugspannung kann somit auf relativ einfachem Wege bestimmt werden. In Abbildung 52 ist die aufgrund der Probenbiegung resultierende Zugspannung über den Querschnitt der Biegeprobe schematisch dargestellt.

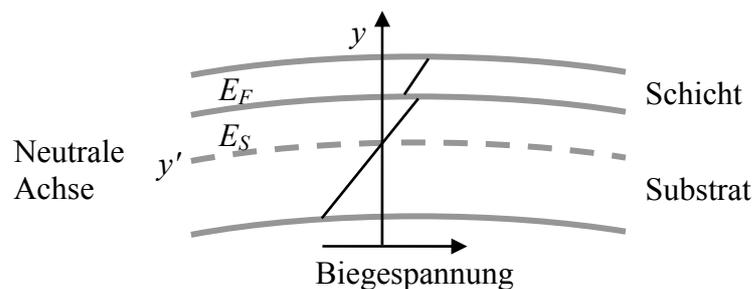


Abbildung 52: Schematische Darstellung der Biegespannungen in der Laborprobe

Die aus der Biegung der Probe resultierende Spannung in der Schicht berechnet sich nach

$$\sigma_b = \frac{M}{E_S I_S + E_F I_F} \cdot E(y) \cdot (y - y') \quad (3.11)$$

Hierbei bezeichnet M das von außen aufgegebene Biegemoment, E_S und E_F den E-Modul und I_S und I_F das Flächenträgheitsmoment von Substrat und Schicht (Film). $E(y)$ ist der E-Modul an der Stelle y und y' die Lage der neutralen Achse. Um auf die gesamte senkrecht zur Rissebene wirkende Spannung zu kommen, müssen die aus dem Herstellprozess resultierenden Eigenspannungen $\sigma_{r,korr}$ auf die in (3.11) bestimmte Biegespannung addiert werden.

$$\sigma_F(y) = \sigma_b(y) + \sigma_{r,korr}(y) \quad (3.12)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass die Eigenspannung aufgrund der Probenkrümmung über die Schichtdicke nicht konstant ist. In Tabelle 3.7 ist der Mittelwert von $\sigma_{r,korr}(y)$ angegeben. Die Differenz zwischen Maximal- und Minimalwert der Eigenspannung innerhalb einer Probe errechnet sich aus der unterschiedlichen Probendehnung an der Oberfläche der Schicht und an der Grenzfläche zum Substrat. Der größte Unterschied von $\sigma_{r,korr}(y)$ wird bei den Laborproben W2 und W3 festgestellt. Er beträgt jeweils etwa $\pm 1,9$ MPa.

Die in Abschnitt 2.2.4 angegebenen Formeln zur Berechnung der Energiefreisetzungsrate berücksichtigen eine über die Schichtdicke konstante Spannung σ_F [Beuth92]. Aufgrund der verhältnismäßig dicken Schichten ist diese Voraussetzung nicht gegeben. Gleichung (2.23) muss für $\sigma_F \rightarrow \sigma_F(y)$ umgeschrieben werden

$$G_{ss} = \frac{1}{2h} \int_0^h \sigma_F(y) \cdot \delta^*(y) dy \quad (3.13)$$

Hierbei bezeichnet $\delta^*(y)$ die Rissöffnung für den modifizierten Belastungsfall. Die von Beuth berechnete Funktion $g(\alpha, \beta)$ kann nun auch nicht mehr herangezogen werden, um das Integral der Rissöffnung zu beschreiben. Numerische Berechnungen wären notwendig, um eine angepasste Funktion $g^*(\alpha, \beta)$ für den entsprechenden Belastungsfall zu ermitteln. In der vorliegenden Arbeit wird ein anderer Weg gewählt, um die Energiefreisetzungsrate zu bestimmen. Unter Annahme eines ideal linearelastischen Materialverhaltens kann die Energiefreisetzungsrate aus der Superposition einzelner Spannungen berechnet werden. Wie in Abbildung 53 dargestellt, wird die wahre Spannung in der Schicht $\sigma_F(y)$ durch eine obere σ_{max} und untere σ_{min} Spannung angenähert, welche über die Schichtdicke konstant sind. Diese Spannungen werden herangezogen, um eine obere und untere Grenze der Energiefreisetzungsrate an der Rissfront zu berechnen. Die wahre Energiefreisetzungsrate wird aufgrund des Superpositionsprinzips zwischen diesen Grenzen liegen.

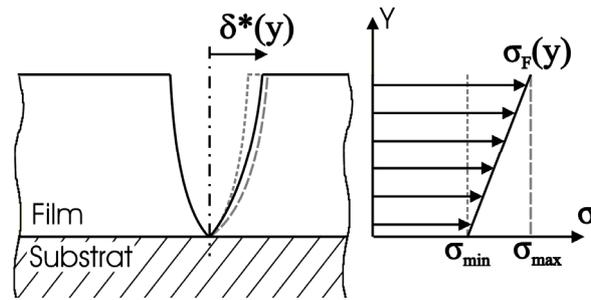


Abbildung 53: Darstellung der Rissöffnung abhängig von unterschiedlichen Belastungen des Risses (σ_{min} fein gestrichelte Linie, $\sigma_F(y)$ durchgezogene Linie, σ_{max} gestrichelte Linie)

Da die Spannungen σ_{min} bzw. σ_{max} über die Schichtdicke konstant sind, kann die von Beuth berechnete Funktion $g(\alpha, \beta)$ benutzt werden, um die Energiefreisetzungsrate für die beiden Grenzfälle zu berechnen.

$$G_{ss,min} = \frac{\pi \sigma_{min}^2 h}{2 E'_F} g(\alpha, \beta) \quad (3.14)$$

$$G_{ss,max} = \frac{\pi \sigma_{max}^2 h}{2 E'_F} g(\alpha, \beta) \quad (3.15)$$

Mit abnehmender Schichtdicke wird die Differenz zwischen σ_{min} und σ_{max} immer kleiner und der Mittelwert von $G_{ss,min}$ und $G_{ss,max}$ eine gute Näherung für die Energiefreisetzungsrate an der Rissfront.

$$G_{ss} \approx \frac{G_{ss,min} + G_{ss,max}}{2} \quad (3.16)$$

Die Spannungsintensität berechnet sich für ein linearelastisches Material nach

$$K_{Ic} = \sqrt{G_{ss} \cdot E'_F} \quad (3.17)$$

Unter Berücksichtigung der in Abschnitt 3.4 bestimmten Eigenspannungen und den in Abschnitt 3.3 bestimmten E-Moduln ergeben sich die in Tabelle 3.10 angegebenen Werte für die Bruchzähigkeit der gesinterten Pastenwerkstoffe. In Tabelle 3.11 sind die berechneten Schichtspannungen für die bessere Nachvollziehbarkeit noch einmal einzeln aufgeführt.

Tabelle 3.10: An den Laborproben gemessene Bruchzähigkeiten der gesinterten Pastenwerkstoffen. E-Modul nach Tabelle 3.3 und Eigenspannung nach Tabelle 3.7 berücksichtigt (jedoch wie im Text beschrieben unter Berücksichtigung der y -Abhängigkeit). * Aufgrund von streuenden Ergebnissen von F_c , ** Berücksichtigung auch der streuenden Eingangsparameter und den Unsicherheiten der analytischen Berechnung.

	Kritische Kraft F_c (N)	Schichtdicken (μm)	Bruchzähigkeit K_{Ic} ($\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$)
W1 (n = 1)	10,5	80 \pm 1	0,65 \pm / 0,13**
W2 (n = 4)	6,3 \pm 0,2	54 – 62 \pm 1	0,69 \pm 0,02*/ 0,14**
W3 (n = 3)	7,6 \pm 0,6	68 – 81 \pm 1	0,82 \pm 0,03*/ 0,11**
W4 (n = 5)	8,4 \pm 0,6	86 – 98 \pm 1	0,89 \pm 0,08*/ 0,24**

Tabelle 3.11: Berechnete Spannungen in der Schicht, die Abweichungen bezieht sich nur auf die streuenden Ergebnisse von F_c

	$\sigma_{r, \text{korr, min}}$	$\sigma_{r, \text{korr, max}}$	σ_{min}	σ_{max}
W1	18,3	19,7	56	71
W2	24,3 \pm 0,1	27,7 \pm 0,1	68 \pm 3	78 \pm 4
W3	14,7 \pm 0,2	19,3 \pm 0,2	66 \pm 6	83 \pm 6
W4	3,1 \pm 0,1	6,9 \pm 0,1	58 \pm 4	85 \pm 6

Diskussion

Die gemessenen Bruchzähigkeiten liegen bei ungefähr $0,7 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Dies ist ein üblicher Wert für Silikatgläser [Scholz88]. Neben dem silikatischem Glas befinden sich in dem Widerstandsmaterial noch bis zu $7 \mu\text{m}$ große Rutheniumoxidpartikel. Diese Partikel scheinen einen geringen Einfluss auf die Bruchzähigkeit zu haben. Auffällig ist, dass gerade die Pasten mit den wenigsten RuO_2 -Partikel eine hohe Bruchzähigkeit zeigen. Der Unterschied in den gemessenen Bruchzähigkeiten der unterschiedlichen Widerstandsmaterialien ist damit nicht auf den RuO_2 -Anteil zurückzuführen. Für die Berechnung der Bruchzähigkeiten wurden die in Abschnitt 3.3.2 und Abschnitt 3.4.1 bestimmten Eigenspannungen und E-Modulwerte verwendet. Diese Daten sind mit gewissen Unsicherheiten belegt. In Tabelle 3.10 ist die

Streuung der bestimmten Bruchzähigkeiten auch bezüglich der Streuung der Eingangsparameter angegeben. Betrachtet man die bestimmten Bruchzähigkeiten unter Berücksichtigung dieser Abweichungen, so ist festzustellen, dass sich die Ergebnisse nicht signifikant unterscheiden. Alle untersuchten Widerstandsmaterialien zeigen eine für Silikatgläser übliche Bruchzähigkeit von etwa $0,7 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Details zum Einfluss der streuenden Eingangsparameter auf die Unsicherheit der bestimmten Bruchzähigkeit finden sich in [Dorsch08].

3.6 Unterkritisches Risswachstum

Aufgrund des hohen Silikatglasanteils wird ein ausgeprägt unterkritisches Risswachstum in den Dickschichtmaterialien beobachtet. Die chemischen Wechselwirkungen zwischen dem Glas und der Luftfeuchtigkeit haben neben den mechanischen Belastungen die größte Bedeutung. Da die Risswachstumsparameter insbesondere bei sehr geringen Belastungen von Interesse sind und eine Extrapolation der Daten nur in einem sehr begrenzten Bereich möglich ist, werden lange Versuchszeiten benötigt. Von den insgesamt vier unterschiedlichen Widerstandsmaterialien wird nur W2 untersucht. Dieses Material hat die geringste Bruchzähigkeit und die höchsten Eigenspannungen gezeigt.

Um die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf reale Bauteile sicherzustellen, wird in der vorliegenden Arbeit das unterkritische Risswachstum an den in Abschnitt 3.2 beschriebenen Bauteilproben ermittelt. Auf das Substrat dieser Proben sind Widerstand und Abdeckglas übereinander aufgedruckt und gleichzeitig eingebrannt worden. Eine mögliche chemisch-physikalische Wechselwirkung zwischen diesen Materialien wird hierdurch berücksichtigt. Da sich der Riss aufgrund der ähnlichen Materialeigenschaften in Abdeckglas und Widerstand gleichzeitig ausbreitet, kann über diesen Versuch kein exakter Kennwert für die Einzelmaterialien bestimmt werden. Das Ergebnis ist als eine bauteilspezifische Abschätzung der unterkritischen Risswachstumsparameter des Werkstoffverbundes anzusehen.

Das unterkritische Risswachstum wird in dem in Abbildung 54 dargestellten Ermüdungsprüfstand gemessen. Die Apparatur ist mit einem Vierpunkt-Biegeauflager ausgestattet, dessen Lagerabstände 20 bzw. 40 mm betragen. Die Belastung erfolgt weggesteuert. Zusätzlich ermöglicht die Apparatur eine Vierpunkt-Widerstandsmessung um das Einsetzen der Rissverlängerung in situ beobachten zu können.



Abbildung 54: Ermüdungsprüfstand zur Bestimmung des unterkritischen Risswachstums. Ausschnitt: Proben mit elektrischer Kontaktierung für in-situ-Widerstandsmessungen.

Die in Abbildung 26 dargestellten Bauteilproben besitzen jeweils zwei Widerstände je Probe. Für die Untersuchung wurde aus versuchstechnischen Gründen immer nur einer der beiden Widerstände verwendet. Zunächst wird mit einem Vickersdruck von 200 g ein sehr feiner Anriss in der Mitte des Widerstandes erzeugt. Mit sehr geringer Belastungsgeschwindigkeit unter in-situ-Widerstandsmessung wird der ca. 20 μm lange Anriss zunächst auf 150 - 200 μm verlängert, so dass sich die Rissspitze weit von dem durch den Vickersdruck eingebrachten Eigenspannungsfeld befindet. Die Untersuchung der Risstiefe mit einem Farbeindringverfahren zeigt, dass die Risse teilweise auch in das Substrat eingedrungen sind. Dies wird insbesondere bei einigen der höher belasteten Proben beobachtet. Abbildung 55 zeigt die eingefärbte Bruchfläche eines auf ca. 200 μm verlängerten Risses.

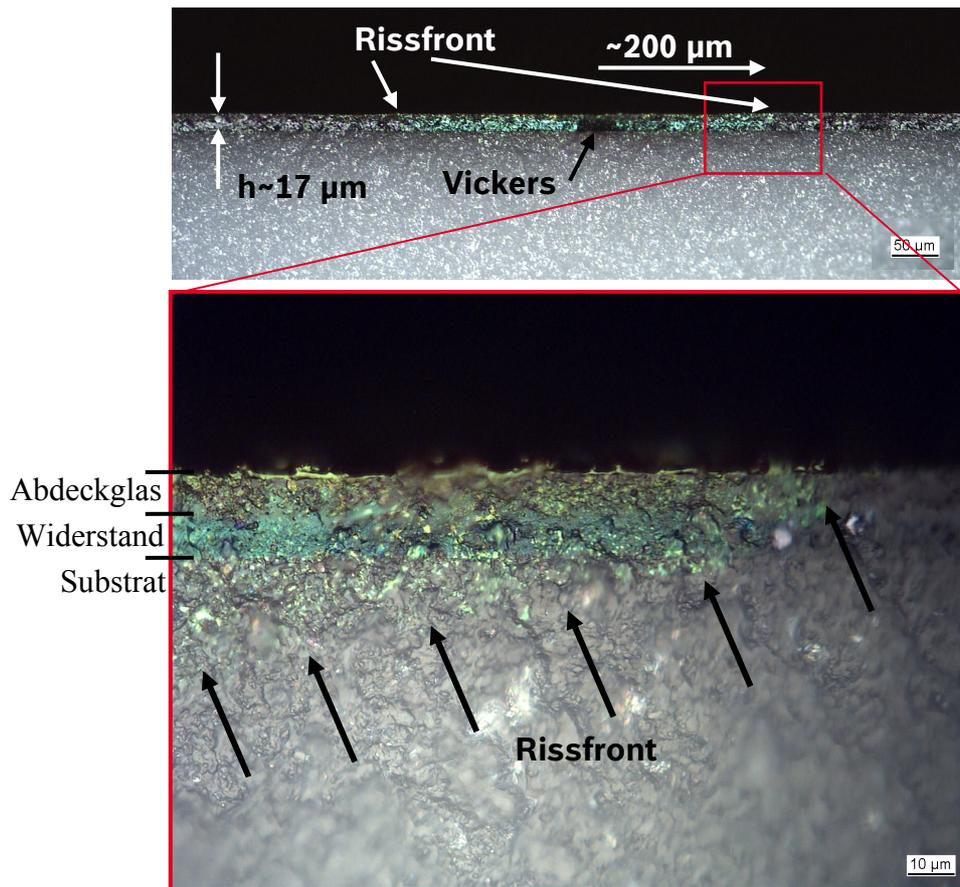


Abbildung 55: Bauteilprobe nach Rissverlängerung in Widerstand und Abdeckglas, Abbildung der Bruchfläche eines zuvor eingefärbten Risses

Die Proben mit dem 150 - 200 µm langen Anfangsriss werden erneut im Ermüdungsprüfstand mit konstanter Kraft belastet. In regelmäßigen Abständen werden die Proben ausgebaut, um die Risslänge in einem Lichtmikroskop zu ermitteln. Das Ergebnis ist für einige der Proben in Abbildung 56 angegeben. Unsicherheiten über die genaue Lage des Risses und eine im Bereich des Vickerseindrucks mögliche Berührung der Rissflanken führen zu großen Unsicherheiten in der Widerstandsberechnung. Eine Risslängenberechnung über den gemessenen Widerstandswert ist daher nur teilweise gelungen und wurde lediglich zur Überwachung der Messung verwendet.

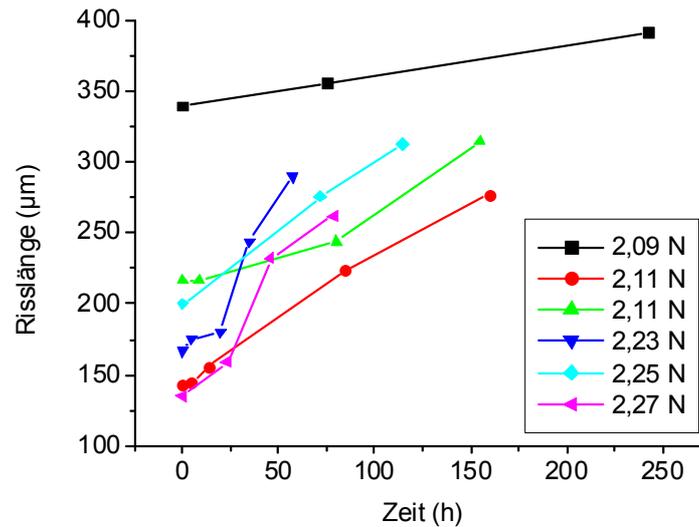


Abbildung 56: An den Bauteilproben gemessene Risslänge als Funktion der Zeit für unterschiedliche Biegebelastungen

Aus der zeitlichen Entwicklung der Risslänge berechnet sich für die verschiedenen Kraftniveaus eine Rissgeschwindigkeit. Die Kraft wird nach der in Abschnitt 3.5.2 beschriebenen Methode in eine Spannungsintensität an der Rissspitze umgerechnet. Da in diesem Versuch der Riss gleichzeitig in Widerstand und Abdeckglas wächst, müssen zusätzliche Abschätzungen für die Berechnung der Spannungsintensität vorgenommen werden. Die in Abbildung 53 definierten Spannungen σ_{min} und σ_{max} werden für die analytische Abschätzung der Spannungsintensität in den Bauteilproben als maximale und minimale Spannung der Gesamtschicht aus Widerstand und Abdeckglas angenommen. Die Unterschiede von E-Modul und Eigenspannungen dieser beiden Materialien führen zu besonders großen Unterschieden von σ_{min} und σ_{max} . Hierdurch ergibt sich eine relativ hohe Unsicherheit in der analytisch bestimmten Spannungsintensität an der Rissspitze. Genauere Ergebnisse liefern FE-Berechnungen, wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben. Da sich die numerisch berechneten Werte kaum von den analytisch bestimmten Mittelwerten unterscheiden, wird auf die Darstellung der numerisch berechneten Ergebnisse nicht näher eingegangen. In Abbildung 57 ist der analytisch berechnete Zusammenhang zwischen Spannungsintensität und Rissgeschwindigkeit angegeben. Die Fehlerbalken beschreiben lediglich die aus der analytischen Berechnung resultierenden Unsicherheiten. Auf die Unsicherheit bezüglich streuender / unsicherer Eingangsparameter der Berechnung wird in Abschnitt 3.7 näher eingegangen. Die Risstiefe wird entsprechend der Dicke von Abdeckglas und Widerstand mit insgesamt $17 \mu\text{m}$ angenommen. E-Modul und Eigenspannungen werden nach Tabelle 3.3 und Tabelle 3.7 herangezogen. Das Eindringen des Risses in das Substrat

wird nicht berücksichtigt, so dass die berechneten Spannungsintensitäten insbesondere für die höher belasteten Bauteile teilweise zu gering angenommen werden.

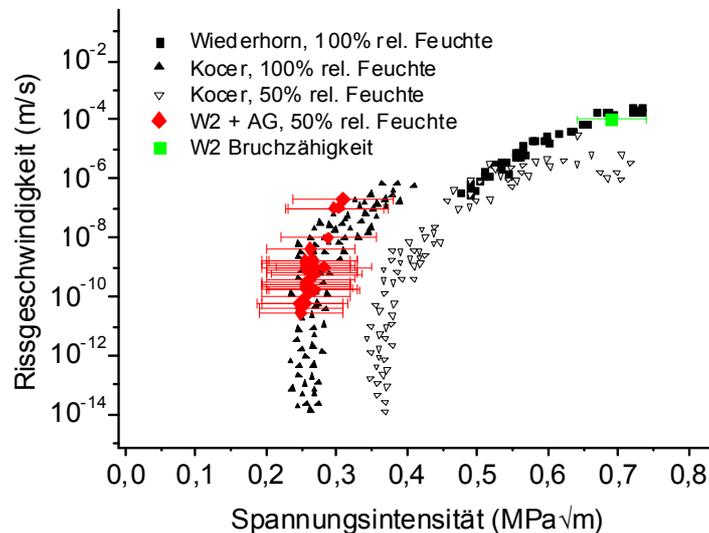


Abbildung 57: Vergleich der ermittelten Risswachstumsdaten für die Kombination W2 + AG mit Literaturdaten für Kalk-Natron-Glas [Wiederhorn82] [Kocer01], die Fehlerbalken beschreiben nur die Unsicherheit der analytischen Berechnung, nicht die Streuung / Unsicherheiten der Eingangsparameter, außerdem die Bruchzähigkeit von W2 nach Tabelle 3.10

Diskussion

Die Risswachstumsmessungen wurden bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von etwa 50 % durchgeführt. Verglichen mit den Literaturdaten von Kalk-Natron-Glas für ebenfalls 50 % relativer Feuchte, zeigen die Dickschichtwiderstände ein erhöhtes unterkritisches Risswachstum. Einer der Gründe hierfür ist die Vernachlässigung von dem Eindringen des Risses in das Substrat. Durch die Vernachlässigung kommt es dazu, dass die berechneten Spannungsintensitäten geringer sind als die tatsächlich im Bauteil vorliegenden Spannungsintensitäten. Das Ergebnis der Berechnung ist daher eine konservative Abschätzung.

Bei der in Abschnitt 3.5.2 beschriebenen Bestimmung der Bruchzähigkeiten wurde kein Eindringen des Risses in das Substrat beobachtet. Dies erklärt sich über die unterschiedlichen Schichtdicken von Labor- und Bauteilproben. Die für die Bruchzähigkeitsbestimmung verwendeten Laborproben haben eine deutlich höhere Schichtdicke als die Bauteilproben. Die Spannungsintensität an der Rissfront ist bei gleicher Belastung nach (2.25) umso höher, je

dicker die Schicht ist. Daher sind bei den Laborproben mit den dickeren Schichten geringere Biegelasten notwendig, um vergleichbare Spannungsintensitäten an der Rissfront zu erreichen. Das Substrat wird durch diese geringeren Biegelasten weniger beansprucht und der Riss dringt nicht in das Substrat ein. Bei den Bauteilproben ist die Schichtdicke geringer, das Substrat wird stärker beansprucht und der Riss kann in das Substrat eindringen. Oberhalb von 2,8 N im Vierpunkt-Biegeauflager ist die Belastung so groß, dass der Riss sofort in das Substrat eindringt und die Probe zerbricht. Risswachstumsdaten für Widerstand/Abdeckglas konnten oberhalb dieser Belastung nicht ermittelt werden. Eine höhere Schichtdicke wäre notwendig, um über einen größeren Kraftbereich das unterkritische Risswachstum zu bestimmen.

Beim direkten Vergleich von den hier bestimmten unterkritischen Risswachstumsdaten mit den Literaturdaten ist die starke Abhängigkeit von den Eingangsparametern der Berechnung zu berücksichtigen. Hierauf wird in Abschnitt 3.7 näher eingegangen.

3.7 Abhängigkeiten – Fehlerbetrachtungen

Die durchgeführte Materialcharakterisierung dient dazu, die Risswachstumsgeschwindigkeit für unterschiedliche Widerstandsmaterialien, Widerstandsgeometrien und Belastungsfälle vorhersagen zu können. Es wurde ganz bewusst die Risswachstumsgeschwindigkeit an einem zum Realbauteil vergleichbaren Widerstand bestimmt. Hierdurch sind die gewonnenen Messergebnisse des unterkritischen Risswachstums zwar nicht als Materialkennwert zu bewerten, dafür lassen sich die Ergebnisse aber direkt auf das Realbauteil übertragen. Bei der Bewertung der Messunsicherheit und beim Vergleich mit Literaturdaten ist dies unbedingt zu beachten.

Die bestimmten Eigenspannungen und E-Modulwerte dienen dazu, die verschiedenen Widerstandsmaterialien gegeneinander zu bewerten und leichte Änderungen in der Geometrie oder Belastungssituation für die Zuverlässigkeitsbewertung berücksichtigen zu können. Es sind nicht die Absolutwerte, sondern die Verhältnisse der bestimmten Materialparameter von vorrangiger Bedeutung. Gewisse systematische Fehler kürzen sich bei der Zuverlässigkeitsberechnung quasi gegenseitig heraus. Am Beispiel der Porosität soll dies näher erläutert werden:

In Abschnitt 3.3.4 wurde erwähnt, dass die Porosität der Labor- und Bauteilproben nicht quantitativ bestimmt werden konnte. Dies hat zur Folge, dass sich die Porosität dieser beiden Probentypen unterscheiden könnte und somit der mit den Laborproben bestimmte E-Modul sich nicht auf die Bauteilprobe übertragen ließe. Angenommen, die Bauteilprobe hätte eine geringere Porosität und damit einen höheren E-Modul als die Laborprobe. Die berechnete Eigenspannung in den Laborproben würde sich nicht ändern, da diese ebenfalls an den Laborproben bestimmt wurde. Die Bruchzähigkeit wird ebenfalls an den Laborproben bestimmt und ist somit ebenfalls nicht betroffen. Betrachten wir aber die bestimmten unterkritischen Risswachstumsdaten, so würde sich diese auf die „falschen“ E-Modulwerte der Laborproben stützen. Außerdem würde sich durch den höheren E-Modul eine höhere Eigenspannung in den Bauteilproben einstellen. Die Risswachstumsdaten würden nach dem oben beschriebenen Fall ein Risswachstum bei geringeren Biegebelastungen zeigen. Soll nun die Risswachstumsgeschwindigkeit für leicht modifizierte Schichtdicken und modifizierte Biegebelastungen berechnet werden, so werden die mit dem „falschen“ E-Modul und den „falschen“ Eigenspannungen berechneten Risswachstumsdaten ebenso wie der „falsche“ E-Modulwert und die „falschen“ Eigenspannungen herangezogen. Der Fehler kürzt sich weitestgehend heraus. Dies ist der Grund dafür, dass in der vorliegenden Arbeit die Unsicherheit der Messergebnisse des unterkritischen Risswachstums nicht bezüglich aller möglichen Unsicherheiten der Eingangsparameter dargestellt wird.

Wichtig ist es abzuschätzen, mit welcher Genauigkeit eine Lebensdauerberechnung der Widerstände überhaupt stattfinden kann. Hierzu schauen wir uns die in Abbildung 57 dargestellten Daten des unterkritischen Risswachstums an. Die Rissgeschwindigkeit ist in diesem Diagramm logarithmisch dargestellt, so dass eine geringe Änderung der Spannungsintensität eine sehr große Änderung der Rissgeschwindigkeit bedeutet. Insbesondere für sehr geringe Belastungen wird dieses deutlich. Betrachten wir z.B. eine Belastung von $0,27 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$, entsprechend der Streuung von den gemessenen Rissgeschwindigkeiten lässt sich hier eine Risswachstumsgeschwindigkeit zwischen 10^{-8} und 10^{-10} m/s ablesen. Die Lebensdauer kann daher ebenfalls nur mit einer Genauigkeit im Bereich einiger Zehnerpotenzen berechnet werden.

4 Aufbau des Zuverlässigkeitsmodells

Das in diesem Kapitel dargestellte Zuverlässigkeitsmodell beschreibt das funktionelle Versagen von Dickschichtwiderständen aufgrund struktureller Ermüdung des Materials. Risse, die sich im Widerstand befinden, breiten sich aufgrund mechanischer Spannungen aus und führen zu einer mit der Zeit zunehmenden Widerstandsänderung. Das Kriterium zum Ausfall des Widerstandes ist das Überschreiten einer vorgegebenen maximalen Widerstandsänderung.

In einem Dickschichtwiderstand befinden sich nach dem Abgleichprozess mehrere Anfangsrisse. Die Widerstandsänderung errechnet sich aus der Kombination der durch die einzelnen Rissverlängerungen hervorgerufenen Potentialverschiebungen im Widerstand. Es muss daher die Rissverlängerung mehrerer Risse gleichzeitig berücksichtigt werden. Hinzu kommt die komplexe Geometrie des Widerstandes. Da der Widerstand aufgrund des Abgleichschnittes nicht gleichmäßig mit Strom durchflossen wird, sind die Position und die Orientierung der Risse in besonderem Maße zu berücksichtigen. Das funktionale Versagen ist hierdurch nicht direkt mit dem strukturellen Versagen gekoppelt. Im günstigsten Falle führt ein strukturelles Versagen mit Risswachstum parallel zur Stromflussrichtung zu keiner Beeinträchtigung der Funktion des Widerstandes.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst die grundlegende Herangehensweise auf analytischem Wege beschrieben. Hierzu wird nur von einem einzigen Riss im Widerstand ausgegangen. Die numerische Umsetzung unter Berücksichtigung einer beliebigen Anzahl von Rissen im Widerstand ist in Abschnitt 4.2 dargestellt.

4.1 Analytische Beschreibung der Zuverlässigkeit

Die Anfangsrisse in einem Dickschichtwiderstand werden, wie in Abbildung 59 dargestellt, durch die Risslänge a_0 , die Orientierung θ und die Position x beschrieben. Da die Anfangsrisse nur am Abgleichschnitt auftreten, wird die Position x als skalare Größe entlang der Schnittkante definiert, wobei die Position x auch um die Ecke des Laserschnittes verläuft. Die Gesamtlänge der Laserschnittkante wird mit L bezeichnet. Die Orientierung θ wird bezüglich

der Laserschnittkante definiert und kann einen Wert von 0 bis $\pi/2$ annehmen, wobei $\pi/2$ immer einen Riss senkrecht zur Laserschnittkante definiert. Bei der späteren Betrachtung einer Rissverlängerung bleiben θ und x konstant. Es wird hierzu angenommen, dass sich die Risse im Verlauf der Schädigung geradlinig ausbreiten.

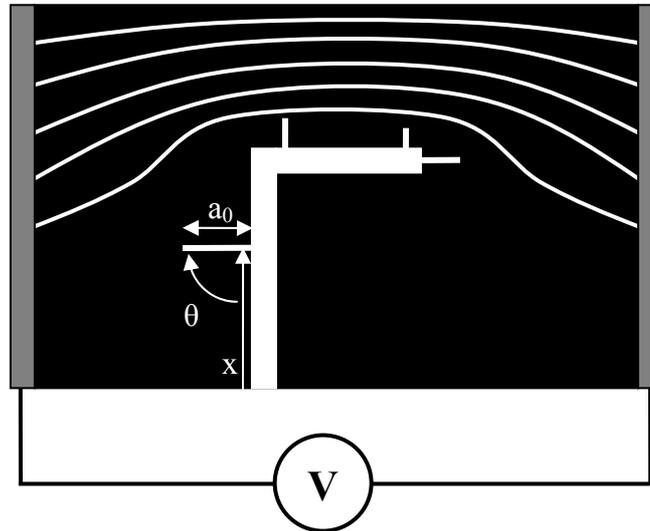


Abbildung 59: Schematische Darstellung von Mikrorissen an einem Abgleichschnitt, Definition der Risslänge, Position und Orientierung im Dickschichtwiderstand

Aufgrund schwankender Prozessparameter sind die Risse entlang des Abgleichschnittes statistisch verteilt. Die Dichtefunktionen für a_0 , θ und x sind in der Regel nicht unabhängig voneinander. Anschaulich bedeutet dies, dass z.B. die Risslängenverteilung von der Position und der Orientierung des Risses abhängt. Unter Berücksichtigung dieser Abhängigkeiten ergibt sich die in (4.1) definierte dreidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion. Vereinfachend wird die Risslänge a_0 trotz ihrer Begrenzung durch die Widerstandsgeometrie bis zur Integrationsgrenze $+\infty$ integriert.

$$\int_0^L \int_0^\pi \int_0^{+\infty} h(a_0, \theta, x) da d\theta dx = 1 \quad (4.1)$$

Aufgrund des unterkritischen Risswachstums fängt der Riss unter mechanischer Belastung an zu wachsen. Die Risslänge ist daher zeitabhängig zu berücksichtigen.

$$a(\theta, x, t) = a_0 + \Delta a(\theta, x, t) \quad (4.2)$$

In diesem Abschnitt wird nur ein einziger Riss im Widerstand mit konstanter Position und Orientierung betrachtet, daher wird für die einfachere Darstellung der späteren Gleichungen die Abhängigkeit von a folgendermaßen vereinfacht:

$$a(\theta, x, t) \rightarrow a(t) \quad (4.3)$$

Da das Risswachstum ein deterministisch bestimmter Prozess ist und für einen gewählten Belastungsfall immer gleich abläuft, kann das Risswachstum als zeitliche Änderung der Risslängendichtefunktion betrachtet werden. Die Position und Orientierung des Risses ändert sich durch das Risswachstum nach der Definition nicht und bleibt zeitunabhängig.

$$\int_0^L \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} g(a(t), \theta, x) da d\theta dx = 1 \quad \forall t \in [0 \dots \infty] \quad (4.4)$$

Ist die Funktion $g(a(t), \theta, x)$ bekannt, so kann durch Integration über einen frei wählbaren Positions-, Orientierungs- und Risslängenbereich, die Auftretenswahrscheinlichkeit eines Risses in diesem Bereich für einen beliebigen Zeitpunkt t berechnet werden.

Die Widerstandsänderung aufgrund von Risswachstum wird folgendermaßen bestimmt: Der betrachtete Dickschichtwiderstand hat weiterhin genau einen Riss ($N = 1$), der die Anfangsrisslänge a_0 besitzt. Die Anfangsrisslänge ist sehr gering, so dass sie bezüglich der Widerstandsberechnung vernachlässigt werden kann. Die Widerstandsänderung berechnet sich daher neben den Geometrieparametern nur aus der Risslängenänderung Δa , der Position x und der Orientierung θ :

$$\Delta R_{N=1} = e(\Delta a, \theta, x) \quad (4.5)$$

Ausfallkriterium für den Widerstand ist das Überschreiten einer kritischen Widerstandsänderung ΔR_c . Durch Umformung von (4.5) und unter Berücksichtigung der kritischen Widerstandsänderung ergibt sich eine kritische Rissverlängerung.

$$\Delta a_c = f(\Delta R_c, \theta, x) \quad (4.6)$$

Da der kurze Ausgangsriss nur einen kleinen Einfluss auf die Widerstandsänderung hat, kann vereinfachend angenommen werden, dass die kritische Risslänge der kritischen Rissverlängerung entspricht ($a_c \approx \Delta a_c$ für $a_0 \ll a_c$). Unter Berücksichtigung von a_c als

Integrationsgrenze in (4.4) ergibt sich für ein festes θ und x die Ausfallwahrscheinlichkeit $P_{f, N=1}$ des Dickschichtwiderstandes zum Zeitpunkt t nach

$$P_{f, N=1}(t, \theta, x) = \int_{a_c}^{+\infty} g(a(t), \theta, x) da \quad \text{mit } a_c = f(\Delta R_c, \theta, x) \quad (4.7)$$

Abbildung 60 veranschaulicht die Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeit für ein konstantes θ und x . Es wird angenommen, dass in jedem Bauteil nur ein einziger Riss vorhanden ist ($N=1$). Die Dichtefunktion $g(a(t), \theta, x)$ beschreibt daher die Verteilung der Risslänge über verschiedene Bauteile und nicht innerhalb des Bauteils. Durch das unterkritische Risswachstum ändert sich die Form der Risslängendichtefunktion als Funktion der Zeit, indem sie sich insgesamt nach rechts, zu höheren Risslängen verschiebt. Nach (4.4) ist die Fläche unterhalb der Kurve $g(a(t), \theta, x)$ unabhängig von der Zeit immer gleich Eins. Die Ausfallwahrscheinlichkeit nach (4.7) entspricht der schraffierten Fläche oberhalb von a_c .

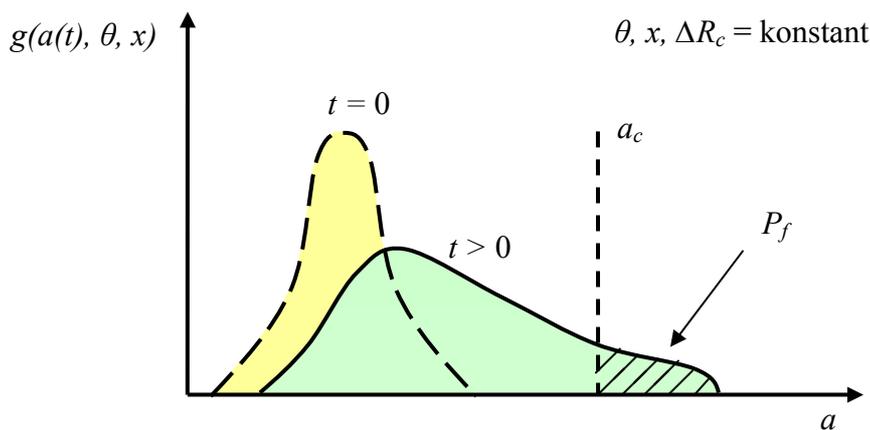


Abbildung 60: Veranschaulichung der zeitlichen Änderung der Risslängendichtefunktion und Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeit

Breiten sich in einem Dickschichtwiderstand mehrere Risse gleichzeitig aus, so kombinieren sich die Einzelwiderstandsänderungen zu einer Gesamtwiderstandsänderung. Die Risse können nicht mehr unabhängig betrachtet werden, so dass a_c abhängig von den anderen Rissen im Bauteil variiert.

4.2 Umsetzung in eine numerische Berechnungskette

Auf analytischem Wege kann die Ausfallwahrscheinlichkeit nicht berechnet werden, da die Funktion $g(a(t), \theta, x)$ aus (4.7) in der Regel unbekannt ist. Zielführend ist die numerische Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeit. Hierzu wird die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $h(a_0, \theta, x)$ aus (4.1) zunächst in l , m und n Klassen mit den Indizierungen i , j und k aufgeteilt. Durch die Integration der Dichtefunktion über die Klassengrenzen a_{i-} / a_{i+} , $\theta_{j-} / \theta_{j+}$, x_{k-} / x_{k+} ergibt sich die Wahrscheinlichkeit mit der ein Riss innerhalb der einzelnen Klassen auftritt.

$$P(x_k) = \int_{x_{k-}}^{x_{k+}} \int_0^{\pi} \int_0^{+\infty} h(a_0, \theta, x) da d\theta dx \quad (4.8)$$

$$P(\theta_j | x = x_k) = \int_{x_{k-}}^{x_{k+}} \int_{\theta_{j-}}^{\theta_{j+}} \int_0^{+\infty} h(a_0, \theta, x) da d\theta dx \quad (4.9)$$

$$P(a_i | \theta = \theta_j; x = x_k) = \int_{x_{k-}}^{x_{k+}} \int_{\theta_{j-}}^{\theta_{j+}} \int_{a_{i-}}^{a_{i+}} h(a_0, \theta, x) da d\theta dx \quad (4.10)$$

In (4.8) bis (4.10) ist die Abhängigkeit der Rissorientierung von der Position und die Abhängigkeit der Risslänge von der Position und Orientierung berücksichtigt. Für die Summation der Wahrscheinlichkeiten gilt

$$\sum_{k=1}^n P(x_k) = 1 \quad (4.11)$$

$$\underbrace{\sum_{k=1}^n \sum_{j=1}^m P(\theta_j | x = x_k)}_{P(x_k)} = 1 \quad (4.12)$$

$$\underbrace{\sum_{k=1}^n \sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^l P(a_i | \theta = \theta_j; x = x_k)}_{P(\theta_j | x = x_k)} = 1 \quad (4.13)$$

Im weiteren Verlauf der Berechnung werden sämtliche Kombinationen C von a_i , θ_j und x_k gebildet und mit einem Index p versehen ($C_p = \{a_i, \theta_j, x_k\}$). Insgesamt ergeben sich

$o = l * m * n$ mögliche Kombinationen, deren Auftretenswahrscheinlichkeit nach (4.14) berechnet wird.

$$\begin{aligned}
 P(C_p) &= P(\{a_i, \theta_j, x_k\}) \\
 &= P(a = a_i \cap \theta = \theta_j \cap x = x_k) \\
 &= P(a_i | \theta = \theta_j; x = x_k) \cdot P(\theta_j | x = x_k) \cdot P(x_k)
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

Es gilt für die Summation der Auftretenswahrscheinlichkeiten sämtlicher Klassenkombinationen $P(C_p)$

$$\sum_{p=1}^o P(C_p) = 1 \tag{4.15}$$

Die Auftretenswahrscheinlichkeiten $P(C_p)$ beschreiben den Initialzustand der Rissverteilung im Widerstand. Wird im Folgenden das unterkritische Risswachstum nach (4.2) und (4.3) berücksichtigt ($a(\tau) = a_0 + \Delta a(\tau)$), so kann dies mit dem Verschieben der Klassengrenzen a_{i-} und a_{i+} innerhalb der Klassenkombination $C_p(t)$ beschrieben werden. Die neuen Klassengrenzen $a_{i-}(t)$ und $a_{i+}(t)$ berechnen sich unter Verwendung des in Abschnitt 2.2.3 eingeführten Paris-Gesetzes zur Beschreibung des unterkritischen Risswachstums nach

$$a_{i-}(t) = a_{i-} + A \int_0^t K_I(a_{i-}(\tau), \theta, x)^n d\tau \tag{4.16}$$

$$a_{i+}(t) = a_{i+} + A \int_0^t K_I(a_{i+}(\tau), \theta, x)^n d\tau \tag{4.17}$$

Der Riss wächst abhängig von Position und Orientierung unterschiedlich schnell. Daher können sich die neuen Klassengrenzen $a_{i-}(t)$ und $a_{i+}(t)$ abhängig von der Klassenkombination $C_p(t)$ unterscheiden. Je nach Position und Orientierung ergeben sich somit andere Klassengrenzen für die Risslänge. Außerdem führt die von der Risslänge abhängige Risswachstumsgeschwindigkeit zu einem Anstieg der Klassenbreite. In Abbildung 61 ist die Änderung der Risslängenverteilung für ein festes θ und x schematisch dargestellt. In Anlehnung an Abbildung 60 ist die Risslängenverteilung in dem Diagramm als Dichtefunktion dargestellt.

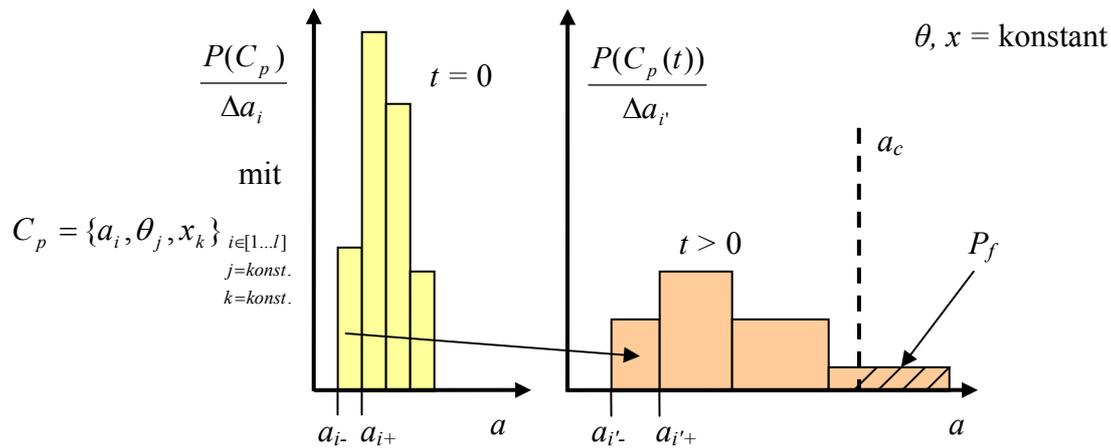


Abbildung 61: Schematische Darstellung der Verschiebung von den Klassengrenzen durch das Risswachstum

Da die Rissgeschwindigkeit eine monoton steigende Funktion der Risslänge ist, kann durch das Risswachstum kein Riss von der einen Risslängenklasse a_i in die nächste Risslängenklasse a_{i+1} springen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Riss in der einzelnen Risslängenklasse auftritt, ist zeitunabhängig. Daher gilt auch, dass die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Risses in der Klassenkombination $C_p(t)$ ebenfalls zeitunabhängig ist.

$$P(C_p(t)) = P(C_p) \quad \text{für alle } t \in [0..∞] \quad (4.18)$$

Unter Annahme eines einzelnen Risses im Dickschichtwiderstand ($N = 1$) kann die Ausfallwahrscheinlichkeit in Anlehnung an (4.7) über die Summation aller Wahrscheinlichkeiten der Klassenkombinationen $P(C_p(t))$ angenähert werden, deren obere Grenze der Risslängenklasse $a_{i'+}$ größer als a_c ist (siehe Abbildung 60 und Abbildung 61).

$$P_{f,N=1}(t) \leq \sum_{p | a_{i'+} > a_c} P(C_p(t)) \quad (4.19)$$

Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung mehrerer Risse

Auf Basis der nach Abschnitt 4.2.2 berechneten Widerstandsänderungen wird an dem Zeitpunkt t für jede Klassenkombination $C_p(t)$ eine Einzelwiderstandsänderung $\Delta R_{C_p(t)}$ berechnet. Anschließend kann nach den in Abschnitt 4.2.2 definierten Abschätzungsformeln für jede mögliche Kombination von N Rissen der Gesamtwiderstandswert ΔR an diesem Zeitpunkt t berechnet werden. Jeder mögliche Riss im Bauteil wird hierzu zunächst einer

Klassenkombination $C_p(t)$ zugeordnet. Die beliebige Kombination der N Risse entspricht somit einer Kombination von den Klassenkombinationen $\{C_p(t)_1, \dots, C_p(t)_N\}$, wobei die einzelnen $C_p(t)$ wiederholt vorkommen können. Jede Klassenkombination $C_p(t)$ ist durch die Klassen a_i , θ_j und x_k definiert. In der vorliegenden Arbeit wird zunächst für jede Positionsklasse x_k eine Widerstandsänderung ΔR_{x_k} auf Grundlage der Abschätzungsregel (4.27) berechnet. Hierzu wird das Maximum von allen $\Delta R_{C_p(t)}$ gebildet, die zu einem $C_p(t)$ aus der Kombination $\{C_p(t)_1, \dots, C_p(t)_N\}$ gehören und für die $C_p(t)$ durch die betrachtete Positionsklasse x_k definiert ist.

$$\Delta R_{x_k} = \max_{M | x_k \in C_p(t)} \Delta R_{C_p(t)} \quad \text{mit } M = \{C_p(t)_1, \dots, C_p(t)_N\} \quad (4.20)$$

Anschließend werden die Widerstandsänderungen ΔR_{x_k} basierend auf der Abschätzungsregel (4.26) über alle Positionen x_k zur Gesamtwiderstandsänderung addiert.

$$\Delta R = \sum_{k=1}^n \Delta R_{x_k} \quad (4.21)$$

Liegt die Widerstandsänderung ΔR oberhalb der kritischen Widerstandsänderung ΔR_c , so führt diese Kombination zum Ausfall der Probe. Eine Berechnung jeder möglichen Kombination der Klassenkombinationen scheidet aufgrund der hohen Anzahl an Kombinationen aus.

$$\binom{o + N - 1}{N} = \frac{(o + N - 1)!}{N!(o - 1)!} \quad (4.22)$$

Hierin bezeichnet o die Anzahl aller Klassenkombinationen (Kombinationen von a_i , θ_j und x_k) und N die Anzahl der Klassenkombinationen in der Kombination von Klassenkombinationen (Anzahl der Risse). Wegen der hohen Anzahl von Kombinationen wird in einer Monte-Carlo-Simulation (Zufallszahlenverfahren) nur eine begrenzte Anzahl Z an möglichen Kombinationen gezogen und hieraus die Ausfallwahrscheinlichkeit berechnet. Das Ziehen der Klassenkombinationen $C_p(t)$ erfolgt hierbei unter Beachtung von $P(C_p(t))$. Die Ausfallwahrscheinlichkeit berechnet sich nach

$$P_f(t) = \lim_{Z \rightarrow \infty} \frac{1}{Z} \sum_{y=1}^Z \delta_y \quad \text{mit } \begin{cases} \delta_y = 1 & | \Delta R_y(t) > \Delta R_c \\ \delta_y = 0 & | \Delta R_y(t) < \Delta R_c \end{cases} \quad (4.23)$$

Wobei $\Delta R_y(t)$ den Gesamtwiderstand der gezogenen Kombination $\{C_p(t)_1, \dots, C_p(t)_N\}_y$ an dem betrachteten Zeitpunkt t beschreibt. Wird die Berechnung für unterschiedliche Zeitpunkte t_i wiederholt, ergibt sich die zeitliche Entwicklung der Ausfallwahrscheinlichkeit.

Für die Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeit werden die zum Beispiel mit Rasterelektronenmikroskopischenuntersuchungen bestimmten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Anfangsriszlängen, der Orientierungen, der Positionen und der Rissanzahl benötigt. Darüber hinaus werden die riszlängenabhängige Spannungsintensität $K_I(a, \theta, x)$, die Risswachstumsparameter A , n und die riszlängenabhängige Einzelwiderstandsänderung $\Delta R(\Delta a, \theta, x)$ benötigt. Sowohl die Spannungsintensität als auch die Widerstandsänderung werden in Form von Polynomgleichungen $K_I(a)$ und $\Delta R(a)$ für die unterschiedlichen Kombinationen von x und θ nach Abschnitt 4.2.1 und 4.2.2 aus FEM-Rechnungen bestimmt. Sollen zusätzlich streuende Materialparameter berücksichtigt werden, so werden die Ausfallwahrscheinlichkeiten zunächst basierend auf den inkrementierten Materialparametersätzen berechnet und dann nach Multiplikation mit der Wahrscheinlichkeit des einzelnen Materialparametersatzes miteinander addiert.

Implementiert wurde die Berechnungskette in Microsoft Excel mit Visual Basic for Applications (Excel-VBA). In Abbildung 62 ist der Berechnungsablauf noch einmal graphisch dargestellt.

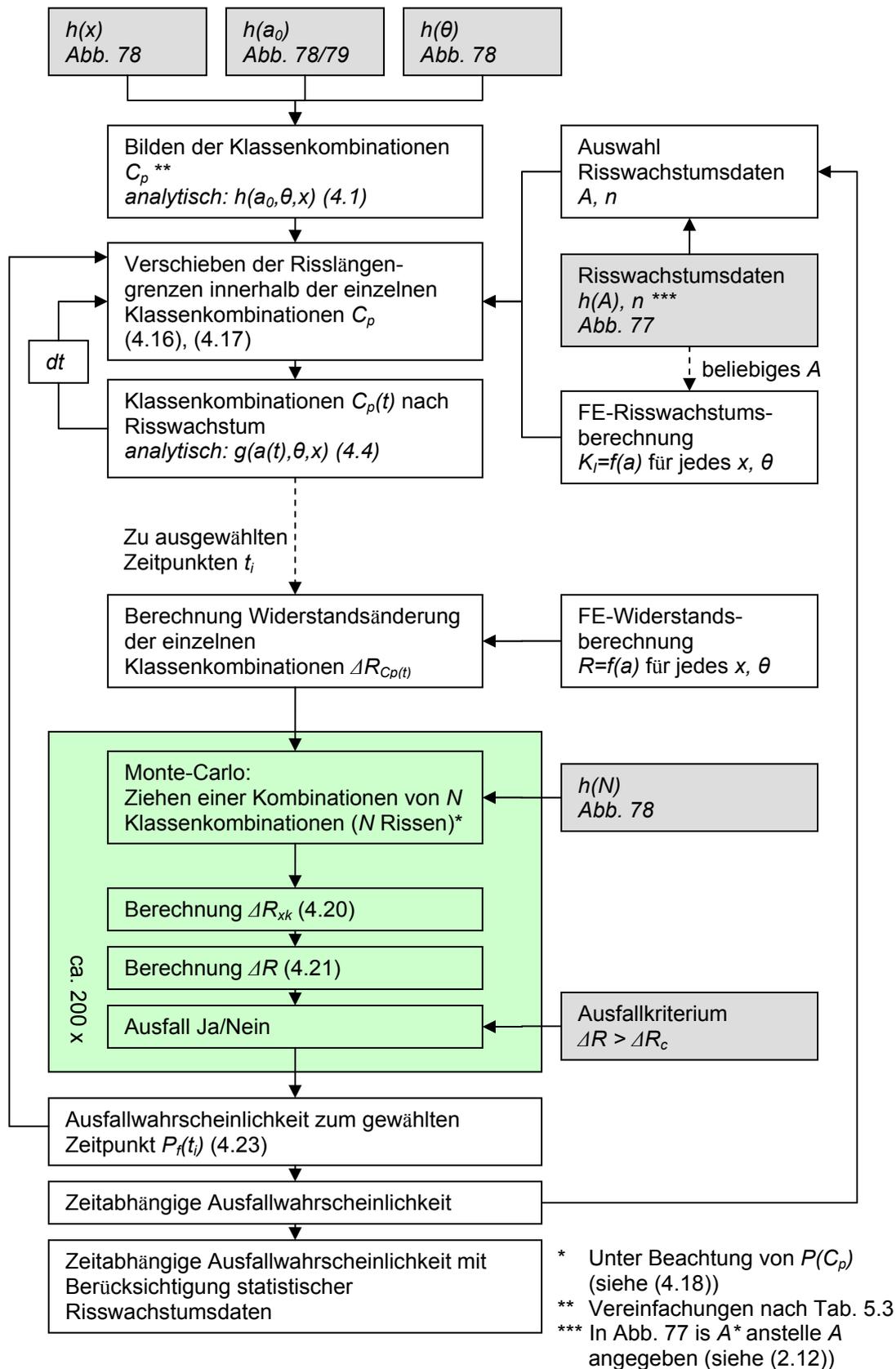


Abbildung 62: Graphische Darstellung des Berechnungsablaufs

4.2.1 Risswachstumssimulation

Ziel der Simulation ist die Berechnung der Risslänge als Funktion der Zeit bzw. die Spannungsintensität an der Rissfront als Funktion der Risslänge $K_I(a)$. Besonders wichtig ist der Anfangsbereich mit noch sehr kurzen Risslängen, da die hier noch sehr geringe Rissgeschwindigkeit einen großen Einfluss auf die Lebensdauer des Bauteils hat. Spontane Rissausbreitung muss nicht berücksichtigt werden, da die Beanspruchung der Rissfront mit zunehmender Risslänge zwar ebenfalls zunimmt, sich dann aber einem Grenzwert annähert und der Riss hierdurch nicht weiter beschleunigt wird. In Abbildung 63 ist die Geometrie des modellierten Dickschichtwiderstandes und die mögliche Lage verschiedener Risse skizziert.

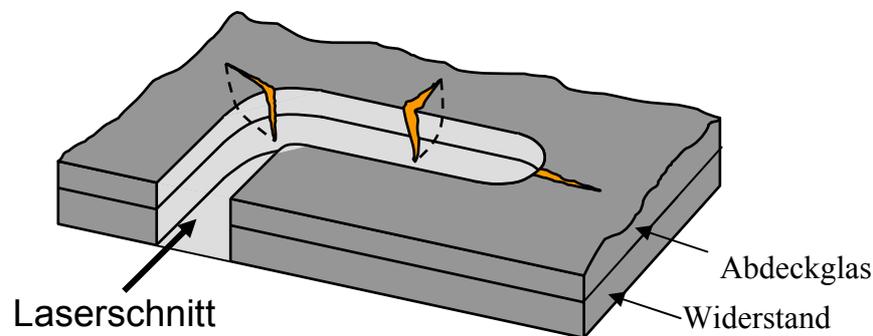


Abbildung 63: Laserschnitt im Dickschichtwiderstand mit Rissen

Die Energiefreisetzungsrates eines im Bezug auf die Schichtdicke sehr langen Risses lässt sich mit einfachen numerischen Verfahren oder zum Teil auch mit analytischen Zusammenhängen [Beuth92] berechnen. Lange Risse zeigen hierbei eine von der Risslänge unabhängige Energiefreisetzungsrates. Mit dieser „steady-state“-Energiefreisetzungsrates kann die Zuverlässigkeit der Bauteile grob abgeschätzt werden. Für eine exakte Berechnung der Lebensdauer reichen diese Berechnungen leider nicht aus. In Abschnitt 5.3.1 werden die aus der Risswachstumssimulation bei hohen Risslängen abgelesenen „steady-state“-Energiefreisetzungsrates zur Kontrolle der Berechnungen mit analytisch berechneten „steady-state“-Energiefreisetzungsrates abgeglichen.

Das Simulationsergebnis ist stark abhängig von der Qualität der Eingangsparameter. Die wichtigsten Eingangsparameter der Risswachstumssimulation sind die Risswachstumskurve und die zum Aufbau der Belastung relevanten Parameter E-Modul und Eigenspannung.

Modellaufbau

Die Risswachstumsberechnung wird durch den wiederholten Ablauf von Modellgenerierung, Spannungsintensitätsberechnung und der Berechnung der neuen Risslänge realisiert. Dieses Vorgehen ist bereits in unterschiedlichen kommerziellen und nichtkommerziellen Pre-/Post-Prozessoren kommerzieller FE-Programme umgesetzt [Schöllmann03] [Zencrack05]. Die Programme eignen sich sehr gut zur Berechnung des dreidimensionalen Risswachstums in homogenen Materialien. Da die vorliegende Aufgabenstellung das gleichzeitige Risswachstum in verschiedenen Materialien mit einer Wechselwirkung der Risse untereinander erfordert, wurde ein eigener Berechnungsablauf programmiert. Zusätzliche Parameter insbesondere für die Vernetzung der zum Teil stark geschwungenen Rissfronten lassen sich hierdurch in den Berechnungsablauf integrieren.

Die Geometrie des vollständigen Widerstandes ist in einem globalen Modell abgebildet, in dem neben den Eigenspannungen auch äußere Belastungen wie z.B. Biege- oder Zugbelastungen aufgebracht werden können. Der Riss wird in einem Submodell beschrieben, welches, um die Rechenzeit zu minimieren, nur einen Teilbereich des globalen Modells beschreibt. An den Rändern des Submodells werden die Verschiebungen des globalen Modells aufgebracht, so dass sich die im globalen Modell aufgetragenen Belastungen in das Submodell übertragen. Eine graphische Darstellung der Submodelltechnik ist in Abbildung 64 gezeigt.

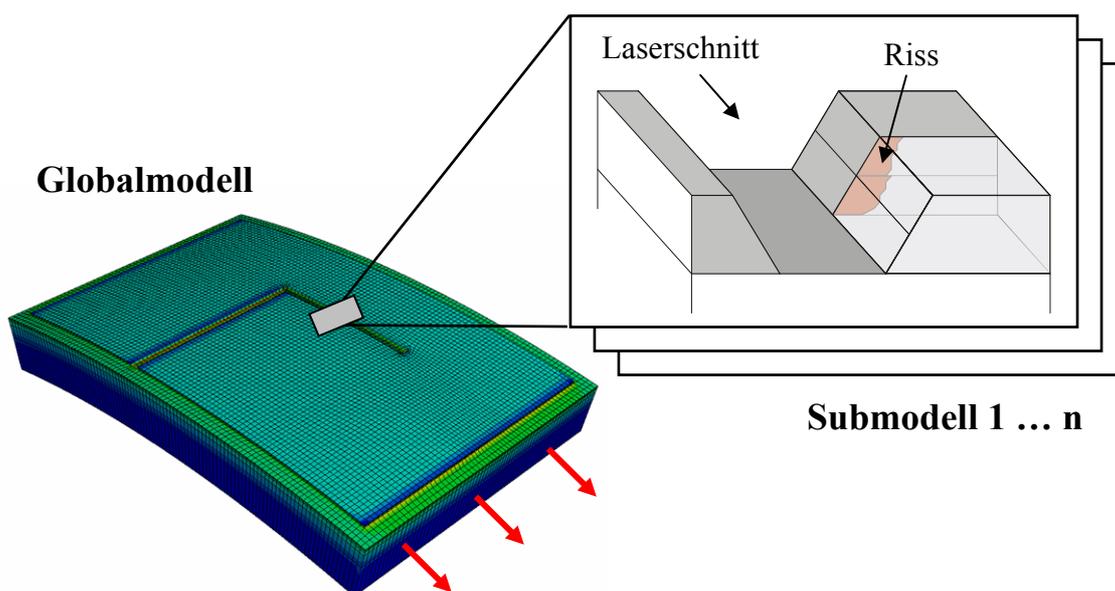


Abbildung 64: Veranschaulichung der Submodelltechnik

Die Eigenspannungen werden in beiden Modellen über die Definition eines linearen Wärmeausdehnungskoeffizienten und einer Temperaturdifferenz aufgebracht. Äußere Belastungen werden über die Verschiebung der Knoten an den Grenzen des Globalmodells aufgebracht. Die Grenzen des Submodells werden so gewählt, dass zum einen das Submodell möglichst klein wird, zum anderen aber die durch den Riss lokale Entspannung des Materials sich nicht bis zu den Modellgrenzen des Submodells fortsetzt. Da das globale Modell für jede Risswachstumsberechnung nur ein einziges Mal berechnet wird, kann hier ein feines Netz mit einer hohen Anzahl von Elementen verwendet werden. Die absolute Netzfeinheit muss im Submodell für die Berechnung der Spannungsintensität an der Risspitze wesentlich feiner sein. Dennoch ist aufgrund des wiederholten Berechnens des Submodells die Elementanzahl im Submodell möglichst gering zu halten. Im vorliegenden Fall wurde das Globalmodell mit ca. 30.000 und das Submodell mit 5.000 - 10.000 Elementen gerechnet.

Die Modelle werden mit dem kommerziellen Programm ABAQUS-CAE in Form eines Skriptes in der Programmiersprache Python aufgebaut. Das vollständig parametrisierte Skript des Submodells ermöglicht den automatischen Geometrieaufbau, die Rissdefinition, die automatische Definition von Materialparametern und Randbedingungen, den Start der FE-Berechnung mit ABAQUS-Standard, das Auslesen der berechneten Spannungsintensitäten und die Berechnung der neuen Risslängen. Eine Schleife innerhalb des Skripts startet nach der Berechnung der neuen Risslängen automatisch den nächsten Durchlauf. Eine graphische Darstellung des Berechnungsablaufs ist in Abbildung 65 zu sehen. Abbruchkriterium ist das Erreichen des stationären Zustandes.

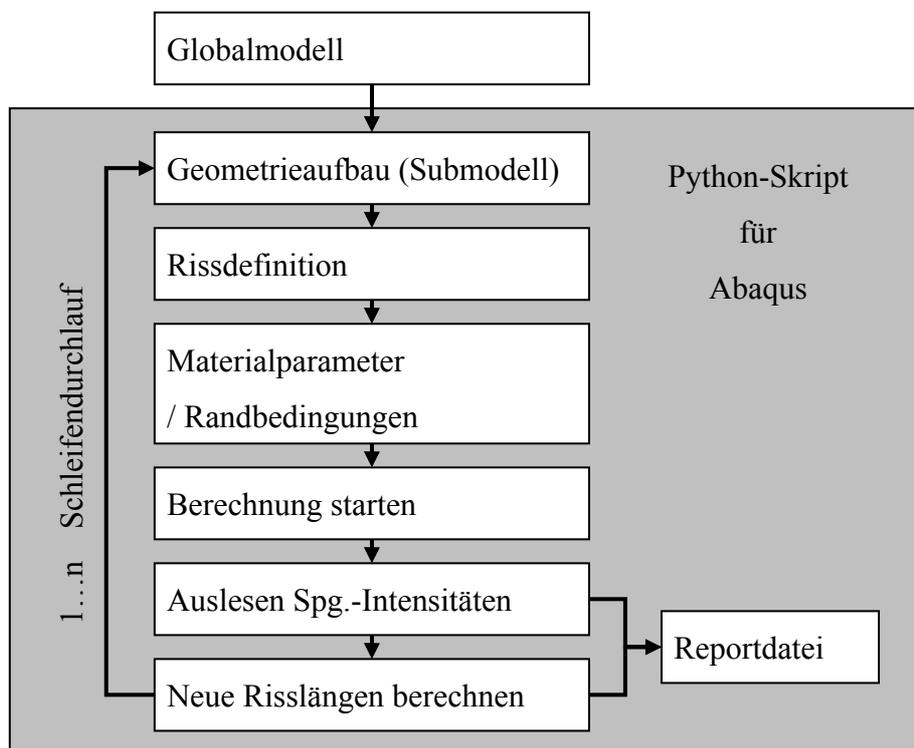


Abbildung 65: Ablauf der Risswachstumssimulation

Das geometrisch dreidimensional aufgebaute Modell ermöglicht nur die Berechnung einer zweidimensionalen Rissausbreitung, da der Riss nur auf einer fest vorgegebenen Ebene wachsen kann. Die Erweiterung zur „echten“ dreidimensionalen Rissausbreitungsberechnung ist für die in der vorliegenden Arbeit diskutierten Belastungsfälle mit den entsprechend klar definierten Rissausbreitungsrichtungen von untergeordneter Relevanz und wurde nicht durchgeführt. Abbildung 66 zeigt einen Querschnitt durch das Submodell entlang der zweidimensionalen Rissebene. Innerhalb der Rissebene sind zwei voneinander unabhängige Risse definiert, wobei sich der eine im Abdeckglas und der andere im Widerstand befindet. Es wird angenommen, dass kein Riss im Substrat verläuft. Jeder der beiden Risse hat eine als Spline-Linie definierte Rissfront mit jeweils 5 Stützpunkten. Die Koordinaten der Stützpunkte können sich im Verlauf der Rechnung nur in x-Richtung bewegen.

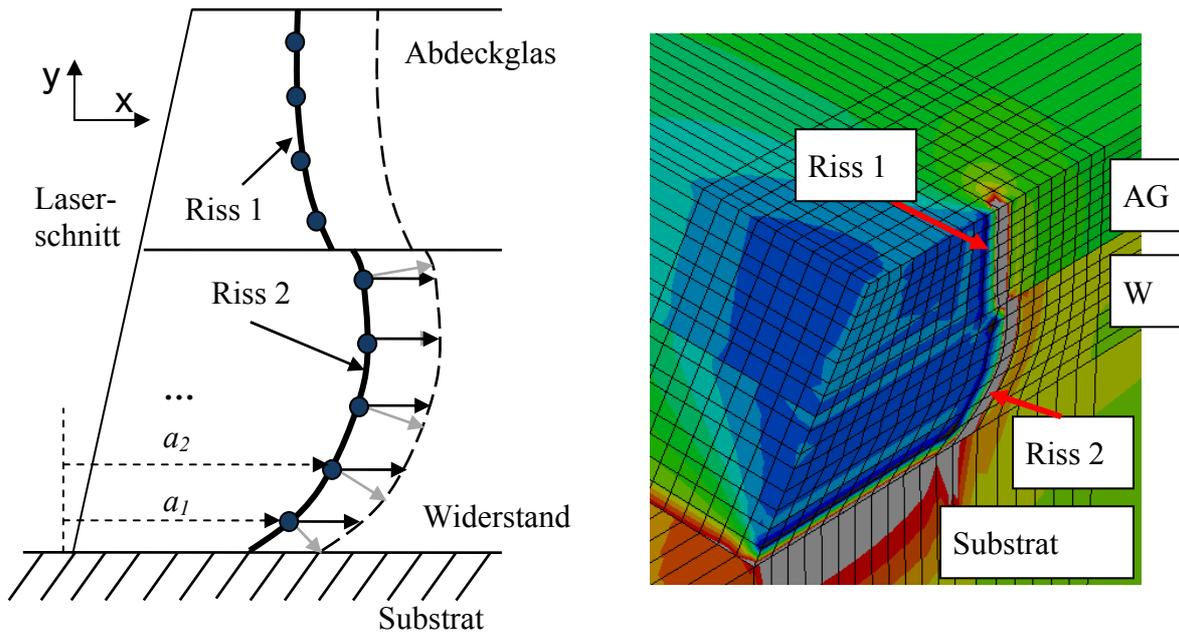


Abbildung 66: Geometrie der Rissfronten. Links: Schematische Zeichnung. Rechts: In der Bruchebene geschnittenes FE-Modell

Die Spannungsintensität wird entlang der Rissfront mit der in ABAQUS implementierten Domänenintegral-Methode bestimmt. Die Domänenintegralmethode hat wie in Abschnitt 2.3.1 erläutert den Vorteil, dass sie zuverlässige Ergebnisse auch bei groben FE-Netzen liefert und somit die Elementanzahl des Modells klein gehalten werden kann. Auf die Gestaltung eines Spinnenwebennetzes wurde aus Gründen der zuverlässigen automatischen Vernetzung verzichtet. Es werden quadratische, reduziert integrierte Elemente verwendet.

An den beiden Rissfronten mit je 5 Stützpunkten werden entsprechend der für alle Modelle konstant gewählten Netzfeinheit je 17 Spannungsintensitäten ausgegeben. An der Oberfläche bzw. an den Grenzflächen ergeben sich aufgrund der unklaren mathematischen Formulierung unsinnige Ergebnisse für die Spannungsintensität. Diese werden bei der Auswertung verworfen. Daher werden die Stützpunkte an der Oberfläche bzw. auf der Grenzfläche basierend auf den Spannungsintensitäten nahe der Grenzflächen berechnet. Die Spannungsintensitäten der weiteren Stützpunkte werden um die Stützpunkte herum linear interpoliert. Da sich die Materialeigenschaften der beiden Schichten unterscheiden können, wird basierend auf dem vorgegebenen maximalen Rissinkrement Δa_{max} für beide Schichten ein Zeitinkrement Δt_1 bzw. Δt_2 berechnet.

$$\Delta t_{1/2} = \frac{\Delta a_{\max}}{A \cdot (K_{I,\max,1/2})^n} \quad (4.24)$$

Das kleinere der beiden Zeitinkremente Δt_{\min} wird genutzt um im Anschluss die Rissverlängerung an den einzelnen Stützpunkten Δa_i der beiden Risse zu berechnen.

$$\Delta a_i = \Delta t_{\min} \cdot A \cdot (K_{I,i})^n \quad (4.25)$$

$K_{I,\max,1/2}$ beschreibt die maximale Spannungsintensität in den einzelnen Schichten, wohingegen $K_{I,i}$ die Spannungsintensität an den Stützpunkten beschreibt.

Die Umrechnung der Rissverlängerungen Δa_i in eine ausschließliche Verschiebung der Knoten in x-Richtung erfolgt unter rein geometrischen Betrachtungen und wird hier nicht im Detail erläutert. Außerdem ist es nötig einige Restriktionen in die Berechnung der neuen Rissfront einzubauen, um sicherzustellen, dass die Elemente nicht zu stark verzerrt werden und somit ungenaue Spannungsintensitäten liefern. Im Zweifelsfall muss das Modell für den speziellen Belastungsfall mit einer modifizierten Netzfeinheit erneut aufgebaut werden. Aufgrund der starken Abhängigkeit der nötigen Modellanpassung von dem speziellen Belastungsfall und der hohen Komplexität der Änderungen wird dies nicht im Detail dargestellt.

Die Spannungsintensitäten, das Zeitinkrement und die neuen Risslängen werden für jeden Berechnungsdurchlauf in eine Textdatei geschrieben. Für die weiteren Berechnungen wird die berechnete Spannungsintensität als Funktion der Risslänge mit einem Polynom vierten Grades approximiert. Hierzu werden immer die Spannungsintensität und die Risslänge in der Mitte der Widerstandsschicht gewählt, da diese Risslänge direkt mit der Risslänge der Widerstandsberechnung verglichen werden kann. In Abbildung 67 ist exemplarisch das Ergebnis für einen Riss in einem Dickschichtwiderstand mit einer Schichtdicke von je 8,5 μm für den Widerstand und das Abdeckglas, den in Tabelle 3.3 und Tabelle 3.7 angegebenen Eigenspannungen und E-Modulwerten und unterschiedlichen zusätzlichen Krümmungen der insgesamt 387 μm dicken Probe angegeben. Die Risswachstumsdaten werden mit $A^* = 10^{13}$ m/s und $n = 60$ angenommen (vergleiche Abbildung 77).

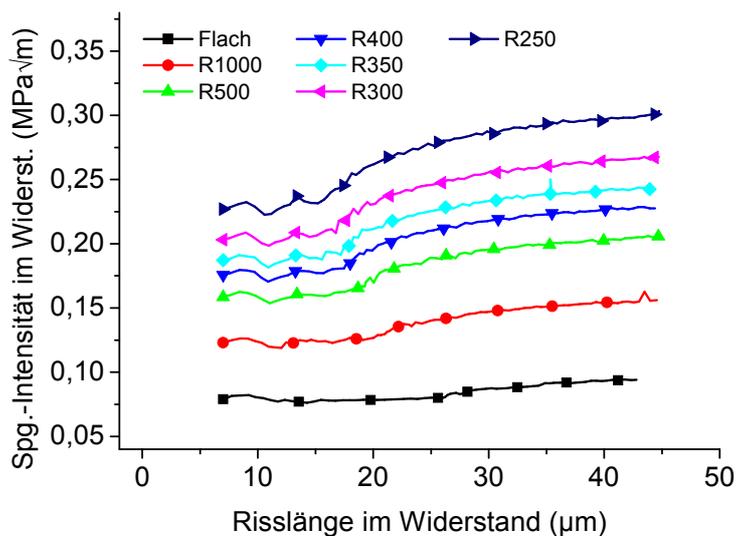


Abbildung 67: Spannungsintensität als Funktion der Risslänge für unterschiedliche Belastungen. Die Belastung wird über den Krümmungsradius in mm angegeben (R1000 \rightarrow R = 1000 mm). Siehe Tabelle 5.1

4.2.2 Widerstandsberechnung

Die Widerstandsberechnung ist notwendig um den Zusammenhang zwischen der Risslänge und der daraus resultierenden Widerstandsänderung zu ermitteln. In Abbildung 68 ist schematisch der Stromfluss in einem Dickschichtwiderstand mit Abgleichschnitt und einem Riss dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Widerstandsänderung durch einen Riss im Widerstand neben der Risslänge auch von Position und Orientierung des Risses abhängt. Ziel der Berechnungen ist es, den Zusammenhang zwischen Risslänge und Widerstandsänderung für unterschiedliche Positionen und Orientierungen entlang des Laserschnittes zu gewinnen.

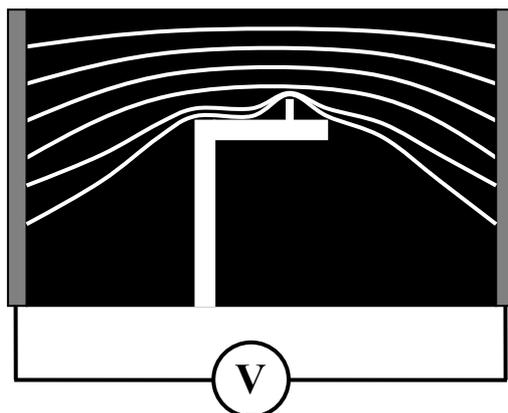


Abbildung 68: Schematische Darstellung des Stromflusses in einem Dickschichtwiderstand mit Abgleichschnitt und Riss

Mit einem automatisierten FEM-Skript wird die Änderung des Widerstandswertes aufgrund von unterschiedlich langen Rissen im Widerstand ermittelt. Hierzu wird eine Reihe von Modellen aufgebaut, welche sich lediglich in Position, Orientierung und Länge des modellierten Risses unterscheiden. Es wird angenommen, dass der Riss den Widerstand in Dickenrichtung vollständig durchtrennt. Die modellierten Risslängen variieren von 25 μm bis 0,4 mm. Die Geometrien der Widerstände und Laserschnitte entsprechen denen üblicher Dickschichtwiderstände. Im Folgenden wird nur auf die Ergebnisse eines Widerstandes mit der in Abbildung 69 dargestellten Geometrie eingegangen.

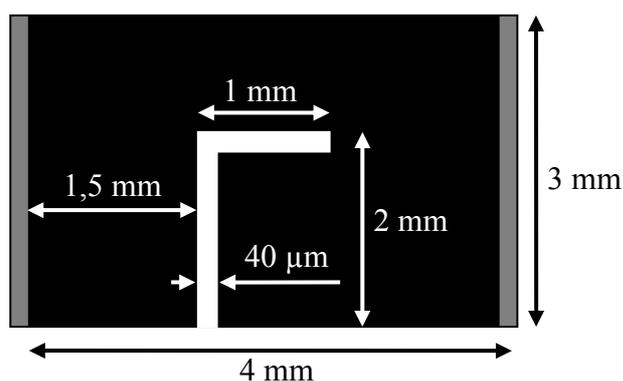


Abbildung 69: Geometrie des Widerstandes zur Berechnung der Abhängigkeit zwischen Risslänge, Position und Widerstandsänderung.

Alle berechneten Widerstandsänderungen ΔR werden relativ zum Widerstandswert des Bauteils ohne Riss R_0 dargestellt, so dass der spezifische Widerstandswert des Materials für die Berechnung unerheblich ist. Die Ergebnisse gelten somit für alle vier Widerstandstypen W1 bis W4 gleichermaßen. Variationen der dargestellten FE-Rechnungen bezüglich

Netzdichte und kleineren Geometrievariationen wie z.B. die Änderung der Laserschnittbreite zeigten vernachlässigbare Abweichungen.

Die Widerstandsänderung aufgrund von mehreren Rissen in einem Widerstand lässt sich nicht ohne weiteres aus der Widerstandsänderung einzelner Risse berechnen. Um die Wechselwirkung mehrerer Risse miteinander abschätzen zu können, werden neben den Modellen mit einem Riss im Widerstand zusätzliche Modelle mit zwei unterschiedlich weit voneinander entfernten Rissen berechnet.

Ein-Riss-Modelle

In Abbildung 70 sind die Ergebnisse der Berechnung für vier markante Positionen dargestellt. Die stärkste Widerstandsänderung wird von einem Riss an Position 2 hervorgerufen. Die Widerstandsänderung steigt an dieser Position quadratisch mit der Risslänge. An Position 3 ergibt sich ein linearer Anstieg des Widerstandes mit zunehmender Risslänge. Insbesondere für große Risslängen wird daher der Unterschied in der Widerstandsänderung zwischen einem Riss an Position 2 und 3 deutlich. An Position 4 ergibt sich nur eine geringe Widerstandsänderung aufgrund eines Risses. Der Riss läuft in den sogenannten „toten Bereich“ des Widerstandes, in dem nach Abbildung 68 kein Strom fließt. Eine Rissverlängerung in diese Richtung ist hinsichtlich der Zuverlässigkeit des Dickschichtwiderstands unkritisch. Für kleine Risse ist die Widerstandsänderung an Position 1 deutlich geringer als an Position 2. Ein längerer Riss an Position 1 hat einen ähnlichen Einfluss auf die Widerstandsänderung wie der Riss an Position 2.

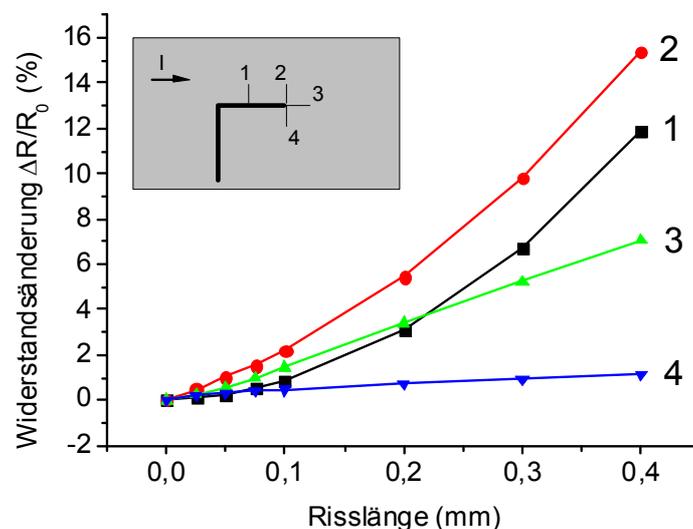


Abbildung 70: Widerstandsänderung als Funktion der Risslänge für unterschiedliche Positionen

Ein Riss mit einer festen Länge führt zu einer maximalen Widerstandsänderung, wenn er senkrecht zum Potentialgradienten orientiert ist und sich an der Position des höchsten Potentialgradienten im Widerstand befindet. Veranschaulichen lässt sich dies am einfachsten mit den in Abbildung 68 dargestellten Stromflusslinien. Je mehr Linien durch das Einzeichnen des Risses „zerschnitten“ werden, umso größer ist die resultierende Widerstandsänderung.

Der Zusammenhang zwischen Risslänge und resultierender Widerstandsänderung lässt sich für alle betrachteten Geometrievariationen, Positionen und Orientierungen durch ein Polynom dritter Ordnung beschreiben.

Zwei-Riss-Modelle

Der Einfluss eines zweiten Risses auf den Gesamtwiderstand wird in Abbildung 72 dargestellt. Es wird hierzu der Widerstandswert eines Widerstandes mit zwei Rissen in Relation zu dem Widerstandswert eines Widerstandes mit nur einem Riss gesetzt. Die Risse befinden sich, wie in Abbildung 71 dargestellt, symmetrisch angeordnet am oberen Schenkel des Abgleichschnittes. Der Abstand der beiden Risse wird in den Simulationen variiert, wobei der maximale Abstand durch die Schenkellänge von 1 mm vorgegeben ist. Der Widerstandswert mit nur einem Riss wird an denselben Modellen unter Wegfall des Risses auf der rechten Seite berechnet.

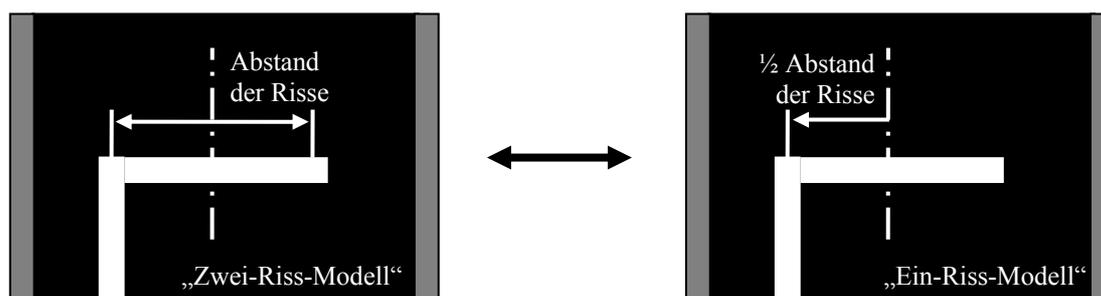


Abbildung 71: Lage der Risse im Ein- und Zwei-Riss-Modell

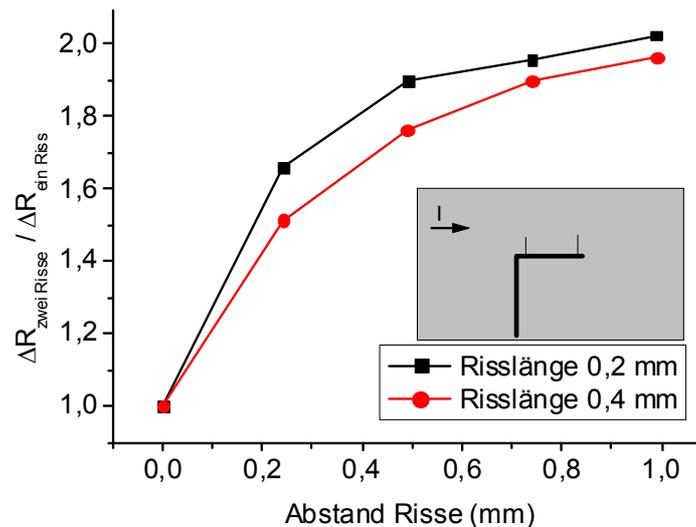


Abbildung 72: Einfluss eines zweiten Risses auf den Widerstandswert abhängig vom Abstand der Risse zueinander

Liegen die beiden Risse direkt nebeneinander, so führen zwei Risse zur selben Widerstandsänderung wie nur ein Riss, das Verhältnis der beiden Widerstandswerte ist eins. Mit zunehmendem Abstand erhöht sich das Verhältnis zwischen den beiden Widerstandswerten zunächst schnell und nähert sich dann einem Maximum von zwei. Dies bedeutet, dass sich die Gesamtwiderstandsänderung bei ausreichend großem Abstand der beiden Risse aus der Summation der Einzelbeträge errechnet. Je kürzer die betrachteten Risse sind, umso geringer ist der notwendige Abstand. Liegen die Risse direkt nebeneinander, so berechnet sich die Gesamtwiderstandsänderung aus dem Maximum der beiden Einzelbeträge.

Berechnung der Widerstandsänderung aufgrund mehrerer Risse im Widerstand

Die Widerstandsänderung des Dickschichtwiderstandes berechnet sich neben Risslänge, Position und Orientierung auch aus der Anzahl N der in ihm vorhandenen Risse. Die Potentialverteilung innerhalb des Widerstandes wird hierbei durch jeden zusätzlichen Riss beeinflusst. Nur mit der exakten Geometrie des Widerstandes und der Lage jedes einzelnen Risses lässt sich die genaue Widerstandsänderung berechnen. Aus den in diesem Abschnitt angegebenen Ergebnissen zur Widerstandsberechnung lassen sich zwei grobe Abschätzungsregeln ableiten. Liegen die Risse ausreichend weit voneinander entfernt, so dass sich die lokalen Änderungen der Potentialverteilung aufgrund der einzelnen Risse nicht überschneiden, so berechnet sich die Gesamtwiderstandsänderung ΔR aus der Summation der Widerstandsänderungen der einzelnen Risse ΔR_n .

$$\Delta R = \sum_{n=1}^N \Delta R_n \quad (4.26)$$

Liegen die Risse an derselben Position und sind gleich orientiert, so wird die Gesamtwiderstandsänderung durch den größten Riss bestimmt.

$$\Delta R = \max[\Delta R_1, \dots, \Delta R_n] \quad (4.27)$$

Mit diesen Grundregeln lässt sich die Gesamtwiderstandsänderung nur sehr überschlägig aus den Einzelwiderstandsänderungen abschätzen. Das Ergebnis der Berechnung kann die reale Widerstandsänderung sowohl überschreiten als auch unterschreiten. Die Größe der Abweichung hängt stark von den Geometrieparametern der Rechnung ab und kann für den allgemeinen Fall nur schwer bestimmt werden. In den Versuchen zur Verifikation wurden nur wenige Risse beobachtet, die tatsächlich zum Ausfall führten. Diesbezüglich liefert die oben beschriebene Abschätzung der Gesamtwiderstandsänderung ausreichend genaue Ergebnisse.

5 Verifikation und Diskussion des Zuverlässigkeitsmodells

Im vorangegangenen Kapitel wurden alle wesentlichen Methoden beschrieben, um die Zuverlässigkeit von Dickschichtwiderständen zu berechnen. Im Folgenden wird auf die Ergebnisse der Verifikation der Berechnungsmethode eingegangen. Verglichen wird hierzu die experimentell bestimmte Zuverlässigkeit mit der berechneten Zuverlässigkeit von Dickschichtwiderständen mit unterschiedlichen Schichtdicken von Widerstand und Abdeckglas.

Nach den in Tabelle 3.7 angegebenen Materialdaten sind die Eigenspannungen im Widerstandsmaterial vom Typ W2 am höchsten. Die Bruchzähigkeit dieses Materials liegt nach Tabelle 3.10 mit am niedrigsten. Für geringe zusätzliche äußere Belastungen sollte daher ein Widerstand auf Basis dieses Materials (W2 + AG) die geringste Stabilität aufweisen. Die Verifikationsexperimente werden deshalb mit diesem Widerstand durchgeführt. Am Ende von Abschnitt 5.1 wird zusätzlich ein Experiment erläutert, das bestätigt, dass sich der Widerstand W2 + AG tatsächlich am kritischsten bezüglich Rissausbreitung verhält.

5.1 Experimentelle Bestimmung der Ausfallwahrscheinlichkeit

Aufgrund des unterkritischen Risswachstums ist die Ausfallwahrscheinlichkeit der Dickschichtwiderstände eine Funktion der Belastungsdauer. Das Zuverlässigkeitsmodell kann die zeitabhängige Ausfallwahrscheinlichkeit beschreiben und soll diesbezüglich verifiziert werden. Die Absicherung der Zuverlässigkeit für lange Belastungszeiträume erfordert hohe Versuchszeiten. Außerdem muss eine große Anzahl von Proben untersucht werden, um die Ausfallwahrscheinlichkeit ausreichend genau berechnen zu können. Ein sehr einfacher experimenteller Aufbau ist gefordert, um eine große Anzahl von Proben über einen möglichst langen Zeitraum belasten zu können.

Die mechanische Belastung der Proben erfolgt durch das Aufspannen der Proben auf gekrümmte Stahlplatten. Um unterschiedliche Belastungen zu generieren, haben die Platten

unterschiedliche Krümmungen mit den Nennradien 250, 300, 350, 400, 450, 500, 575, 700 und 1000 mm. In Abbildung 73 ist exemplarisch eine Platte mit einem Nennradius von 500 mm dargestellt.

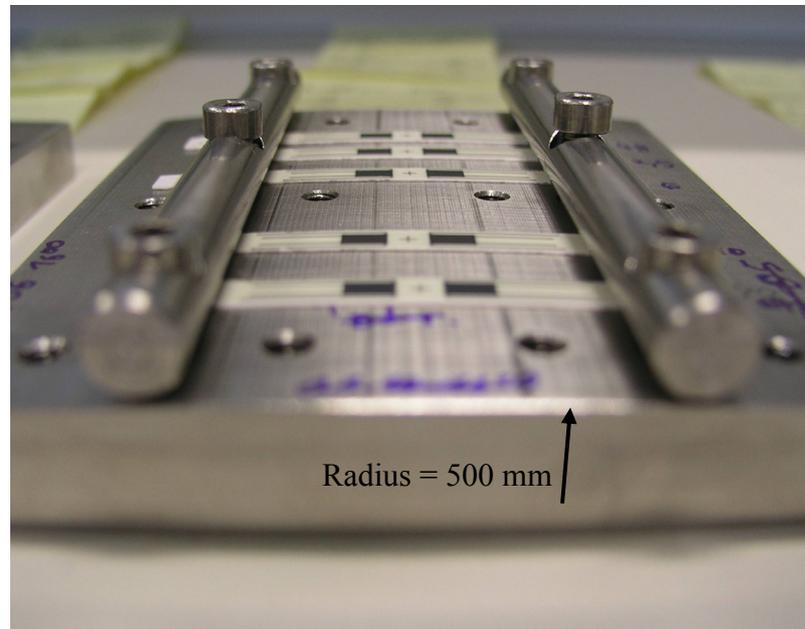


Abbildung 73: Spannplatte mit einem Krümmungsradius von 500 mm zur experimentellen Bestimmung der Zuverlässigkeit

Die Proben werden, wie in Abbildung 73 dargestellt, mit zwei Querstangen auf die Spannplatte gedrückt, so dass sie entsprechend der Plattenkrümmung gebogen werden. Querkräfte an der Einspannstelle oder die ungenaue Fertigung der Platten beeinflussen die Krümmung der Proben und somit auch die resultierende Belastung der Widerstände. Um den Einfluss quantifizieren zu können, werden mit Dehnmessstreifen (DMS) instrumentierte Proben auf die Platten aufgespannt. Es stellt sich unabhängig von der Anzugskraft der Schrauben, der Reihenfolge des Anziehens der Schrauben oder der zusätzlichen Verwendung von Gummimatten zwischen Probe und Spannstangen eine reproduzierbare Belastung der Probe ein. In Tabelle 5.1 sind die aus der Dehnung des DMS berechneten Krümmungsradien den Nennradien gegenübergestellt. Die deutlichen Unterschiede im Krümmungsradius der schwach gekrümmten Platten sind neben den Querkräften der Aufspannung im Besonderen auch einer ungenauen Fertigung der Platten zuzuschreiben. Die Bezeichnung der Platten erfolgt weiterhin mit den Nennradien, sämtliche Berechnungen erfolgen jedoch mit den in Tabelle 5.1 angegebenen Radien / Krümmungen.

Tabelle 5.1: Vergleich der Nenn- und Istradien / Krümmungen der Platten zur experimentellen Zuverlässigkeitsbestimmung

Nennradius (mm)	Nennkrümmung (1/m)	Istradius (mm)	Istkrümmung (1/m)
R1000	1,0	854 ± 116	1,2 ± 0,16
R700	1,4	621	1,6
R575	1,7	522	1,9
R500	2,0	472 ± 40	2,1 ± 0,18
R450	2,2	428 ± 43	2,3 ± 0,24
R400	2,5	388 ± 26	2,6 ± 0,17
R350	2,9	347 ± 18	2,9 ± 0,16
R300	3,3	302 ± 16	3,3 ± 0,18
R250	4,0	253 ± 14	3,9 ± 0,22

Für die Verifikation des Zuverlässigkeitsmodells werden die in Abschnitt 3.2 beschriebenen Bauteilproben mit einem Trimmschnitt verwendet. Es existieren drei Typen von Proben, die sich nach Tabelle 5.2 durch die Schichtdicke von Widerstand und Abdeckglas unterscheiden.

Tabelle 5.2: Schichtdicken der drei getesteten Probentypen

Bezeichnung	Materialien	Schichtdicke	
		Widerstand (µm)	Abdeckglas (µm)
Typ A	W2 - AG	10,0	8,7
Typ B	W2 - AG	26,7	9,3
Typ C	W2 - AG	26,2	0,0

Die Proben werden auf die Platten aufgespannt und in regelmäßigen zeitlichen Abständen ohne Unterbrechung der Belastung im Lichtmikroskop auf Rissverlängerung untersucht. Wegen der in-situ-Belastung sind die Risse weit geöffnet und können, wenn sie ausreichend lang sind, zuverlässig gefunden werden. Kurze Risse (0 – 50 µm) lassen sich im Lichtmikroskop nicht erkennen. Es wurden nur Risse beobachtet, die vollständig bis an den Rand des Widerstandes gewachsen sind, so dass jeder beobachtete Riss, wenn er nach Abbildung 74 in eine kritische Richtung gewachsen ist, zum Ausfall der Probe führt. Die

lichtmikroskopische Untersuchung ist somit ausreichend für die Bestimmung des funktionalen Versagens der Widerstände.

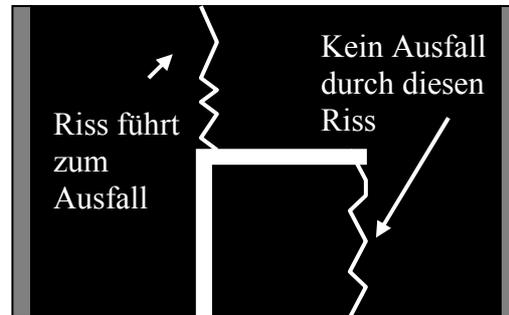


Abbildung 74: Schematische Darstellung möglicher Rissausbreitungen im Dickschichtwiderstand

Jede Kombination aus Belastung und Probentyp wird mit mindestens 8 Proben untersucht. Jede Probe besitzt zwei Widerstände, so dass insgesamt 16 Widerstände betrachtet werden. Häufig kommt es nach einer Rissverlängerung im Widerstand auch zu einem Risswachstum in das Substrat hinein und hierdurch zu einem vollständigen Bruch der Probe. Insbesondere an den Proben vom Typ B und Typ C kann das zeitlich versetzte Risswachstum in das Substrat deutlich beobachtet werden. Die Proben brechen teilweise erst einige Tage nach dem Reißen der Widerstands- / Abdeckglasschicht. Unterkritisches Risswachstum findet, wenn auch deutlich langsamer, somit auch im Substratmaterial statt. Durch den Bruch der Probe wird der zweite Widerstand auf der Probe entlastet, bevor er versagen kann. In diesem Fall muss bei der Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeit der zweite Widerstand aus dem Stichprobenumfang entnommen werden. Hierzu wird zunächst die Anzahl der belasteten Proben n_i in dem betrachteten Zeitinkrement i bestimmt [Meeker98].

$$n_i = n - \sum_{j=0}^{i-1} s_j - \sum_{j=0}^{i-1} r_j \quad \text{mit } i \in [1 \dots m] \quad (5.1)$$

Wobei s_j die Anzahl der herausgenommenen Widerstände und r_j die ausgefallenen Widerstände im Zeitinkrement j beschreibt. Die Gesamtzahl der Widerstände zu Beginn der Untersuchung ist n und die Anzahl an Datenpunkten (Anzahl der Untersuchungen im Lichtmikroskop) ist m .

Die Ausfallwahrscheinlichkeit P_f zu den Zeitpunkten t_i am Ende des Zeitinkrementes i berechnet sich in Anlehnung an den Kaplan-Meier-Schätzer [Meeker98] nach

$$P_f(t_i) = 1 - \prod_{j=1}^i \left(\frac{n_j - r_j}{n_j} \right) \quad (5.2)$$

Da weder der genaue Zeitpunkt des Herausnehmens, noch des Ausfalls eines Widerstandes bekannt ist, ist die nach (5.2) berechnete Ausfallwahrscheinlichkeit nur eine Abschätzung der tatsächlichen Ausfallwahrscheinlichkeit. Die Genauigkeit der Abschätzung nimmt mit zunehmendem Herausnehmen von Widerständen aufgrund der geringer werdenden Anzahl belasteter Proben ab.

Proben, die an einem Widerstand gebrochen sind, ohne dass im Lichtmikroskop zuvor ein Risswachstum beobachtet wurde, werden dennoch als Ausfall im Sinne des Zuverlässigkeitsmodells betrachtet und nicht als „Herausnehmen“ der beiden Widerstände. Es wird angenommen, dass vor dem Bruch zunächst der Widerstand gerissen ist. Grundlage dieser Annahme sind zahlreiche in-situ-Messungen des Widerstandes beim Bruch, wobei sich zeigte, dass bei mäßigen Belastungsgeschwindigkeiten der hier untersuchten Proben nahezu immer ein Risswachstum im Widerstand dem Bruch der Probe vorausgeht. In Abbildung 75 ist die Verlängerung eines Risses an der Laserschnittkante um ca. 10 µm dargestellt. Eine solche Rissverlängerung lässt sich nur mit hohem Aufwand im REM beobachten. Wegen der mit zunehmender Risslänge starken Beschleunigung des Risses kann die Rissausbreitung im Lichtmikroskop nicht beobachtet werden. Nach der Rissausbreitung im Widerstand kommt es aufgrund der relativ hohen Belastungen zu einem schnellen Risswachstum in das Substrat hinein. Die Folge ist, dass Risswachstum in Widerstand / Abdeckglas und Probenbruch innerhalb eines Zeitinkrements der Untersuchung erfolgt.

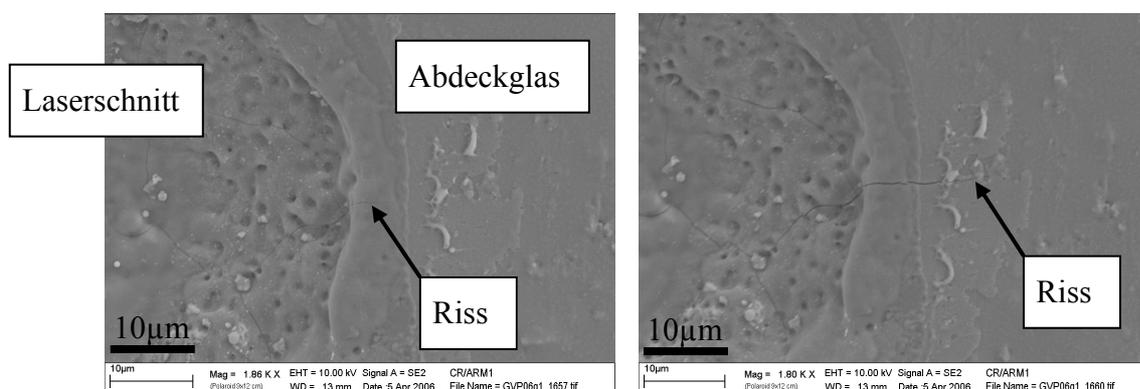


Abbildung 75: Mikroriss an der Laserschnittkante im REM aufgenommen, links: Vor einer Rissverlängerung, rechts: Nach einer Rissverlängerung

Die Ergebnisse der experimentellen Zuverlässigkeitsbestimmung sind zusammen mit den berechneten Zuverlässigkeiten in Abschnitt 5.3 angegeben.

Aus den in Kapitel 3 angegebenen Materialdaten wird abgeleitet, dass sich der Widerstand auf Basis der Paste W2 bezüglich Rissausbreitung am kritischsten zeigen müsste. Um diese Schlussfolgerung zu bestätigen werden Proben vom Typ A, jedoch auf Basis der verschiedenen Widerstandstypen W1-W4, hergestellt und auf den Spannplatten untersucht. Hierzu werden die Proben ohne Laserschnitt verwendet. In der Mitte der Widerstände wird mit einem Vickerseindruck ein feiner Anriss erzeugt. Die Proben werden gemeinsam auf die Spannplatten mit den verschiedenen Krümmungsradien gespannt und die Zeit bis zum Versagen beobachtet. Unabhängig von der Luftfeuchtigkeit (50 %, 100 %), Temperatur (-60 °C, 25 °C, 100 °C), Größe des Anrisses (200 g, 300 g) und der gewählten Spannplatte versagen die Proben auf Basis des Widerstandsmaterials W2 zuerst. In Abbildung 76 ist exemplarisch eines der Ergebnisse für die verschiedenen Proben gezeigt.

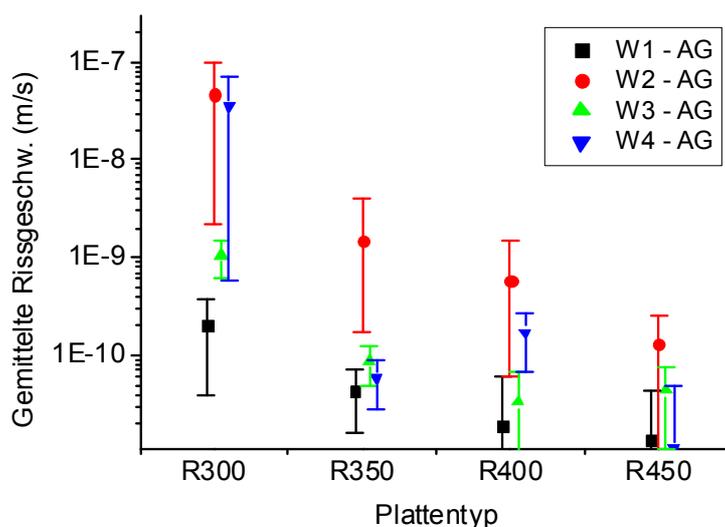


Abbildung 76: Vergleich der Rissgeschwindigkeit in Widerständen basierend auf unterschiedlichen Widerstandsmaterialien. (25 °C, ~50 % rel. Feuchte, Vickers 200 g)

5.2 Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeit

Zu den in Tabelle 5.2 angegebenen Proben unterschiedlicher Schichtdicke wird vergleichend zur experimentellen Bestimmung die Ausfallwahrscheinlichkeit nach dem in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Zuverlässigkeitsmodell (siehe Abschnitt 4.2 und insb. Abbildung 62)

berechnet. Grundlage hierzu sind die in Tabelle 3.3 zusammengefassten E-Modul-Werte, die in Tabelle 3.7 angegebenen Eigenspannungen $\sigma_{r,korr}$ und die in Abbildung 77 dargestellten unterkritischen Risswachstumsparameter A^* und n . In der Abbildung sind die Messpunkte der nach Abschnitt 3.6 gemessenen Rissgeschwindigkeiten dargestellt. Wegen der hohen Relevanz der Risswachstumsparameter bezüglich dem Ergebnis der Zuverlässigkeitsbewertung wird auch deren Streuung berücksichtigt. Hierzu werden die in der Abbildung dargestellten Risswachstumsgeraden mit den angegebenen relativen Häufigkeiten verwendet. Die Lage dieser Geraden ist weitestgehend frei definiert, daher werden in Abschnitt 5.4 unterschiedliche Definitionen dieser Geraden diskutiert. Ein unterer Grenzwert (Treshold) der Rissausbreitung wird nicht angenommen. Auch zu hohen Belastungen wird kein Grenzwert definiert, so dass sowohl eine sehr kleine berechnete Lebensdauer (< 1 min) als auch eine sehr große berechnete Lebensdauer (> 1 Jahr) kritisch hinterfragt werden müssen.

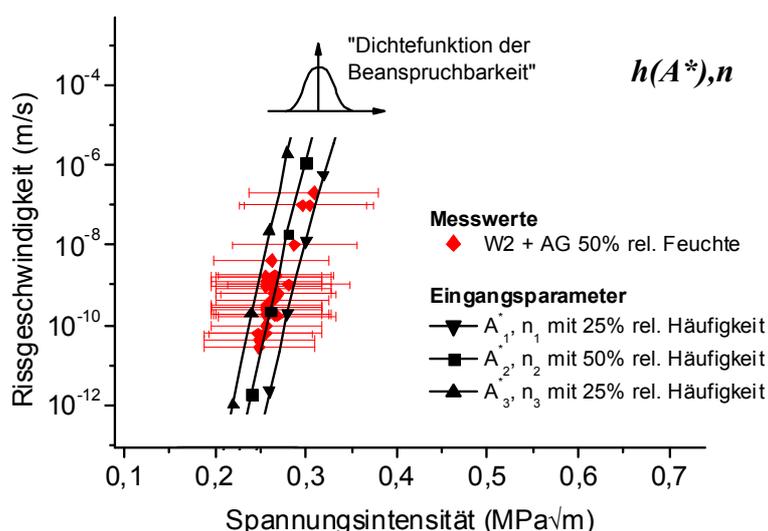


Abbildung 77: In Anlehnung an Abbildung 57 definierte Risswachstumsparameter A^* , n und ihre relative Auftretenswahrscheinlichkeit, $A_1^* = 10^{11}$ m/s, $A_2^* = 10^{13}$ m/s, $A_3^* = 10^{15}$ m/s, $n_1 = n_2 = n_3 = 60$, $K_{Ic} = 0.69$ MPa

Für die Proben vom Typ A werden die in Abbildung 78 angegebenen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für die Risslängenverteilung, ihre Position und Orientierung verwendet. Vereinfachend wird angenommen, dass die Risslängenverteilung unabhängig von Position und Orientierung des Risses ist (siehe Tabelle 5.3). Bestimmt wurden die Dichtefunktionen durch Untersuchungen im Rasterelektronenmikroskop, wobei 8 Abgleichschnitte vollständig entlang ihrer gesamten Länge quantitativ bezüglich Rissanzahl und -länge untersucht wurden. Stichprobenartige Untersuchungen an etwa 20 weiteren Abgleichschnitten haben vergleichbare Ergebnisse gezeigt.

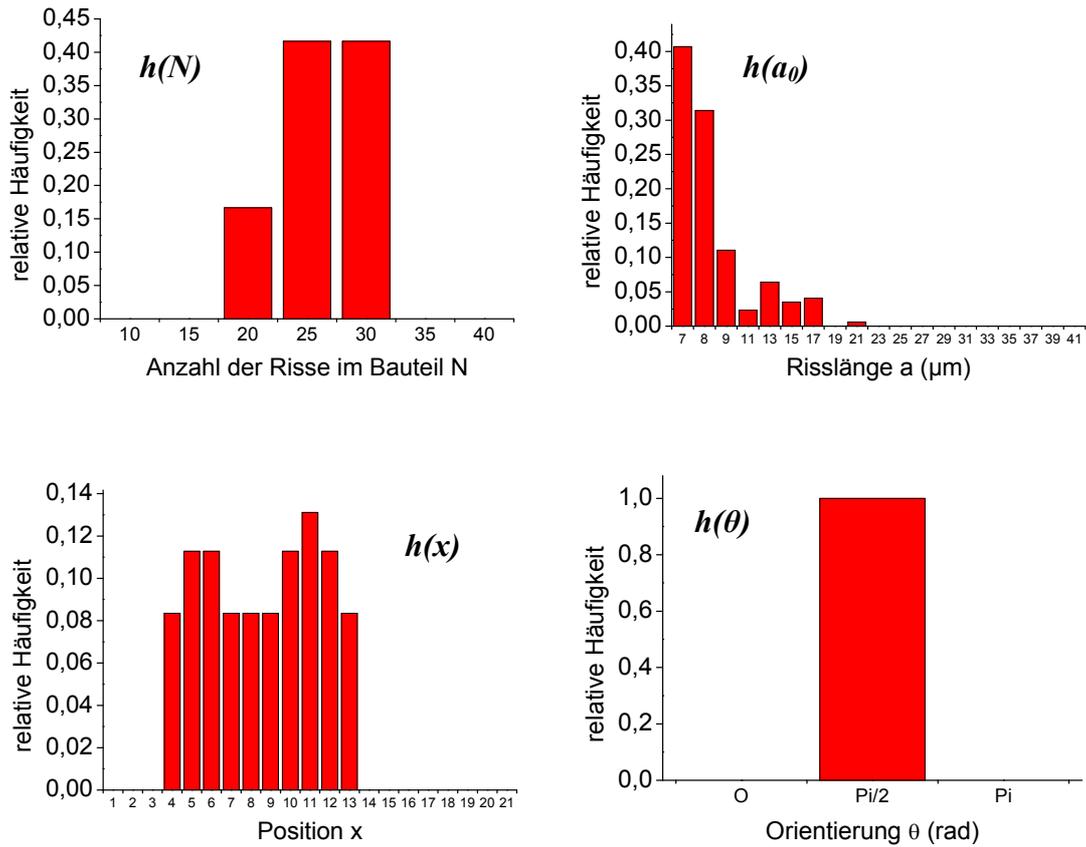


Abbildung 78: Relative Häufigkeiten der Rissanzahl, der Risslänge, der Position am Laserschnitt und der Orientierung von den Rissen in den Dickschichtwiderständen vom Typ A (Definition der Rissposition siehe Abbildung 80, Vereinfachungen nach Tabelle 5.3)

Die Risslängenverteilung der Proben vom Typ B und C sind in Abbildung 79 dargestellt. Sie wurden an 6 vollständig untersuchten Abgleichschnitten bestimmt. Die Verteilung der Rissanzahl, Position und Orientierung wird nach Abbildung 78 entsprechend dem Typ A angenommen.

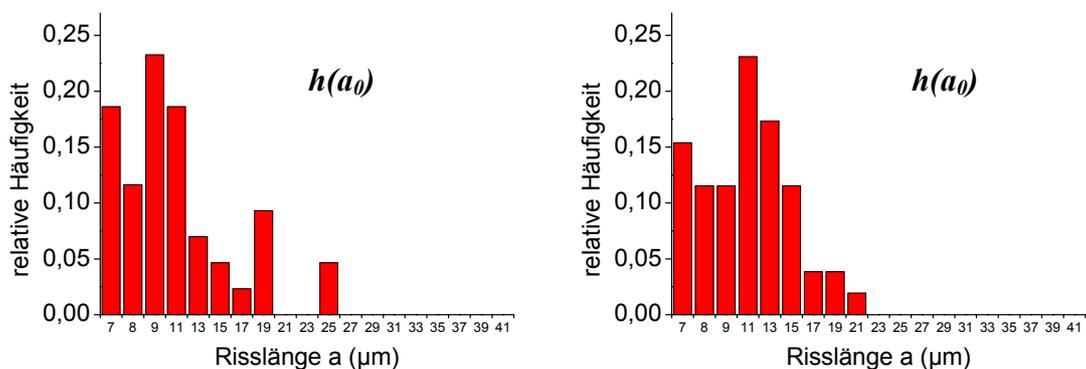


Abbildung 79: Risslängenverteilung in den Bauteilproben, links: Typ B, rechts: Typ C

Die Laserschnittkante wird nach Abbildung 80 in 21 Bereiche (Positionen x_k) aufgeteilt. Es ist bekannt, dass eine Rissverlängerung in den Bereichen 1-3 und 14-21 nahezu keinen Einfluss auf die Widerstandsänderung hat, so dass diese Bereiche zugunsten kürzerer Rechenzeiten nicht berücksichtigt werden. Die in Abbildung 78 angegebene Anzahl von Rissen im Bauteil gibt im vorliegenden Fall nur die Anzahl der Risse in den berücksichtigten Bereichen an.

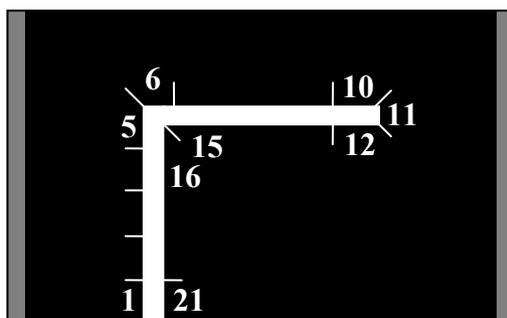


Abbildung 80: Aufteilung der Laserschnittkante in 21 Positionen

Die Orientierung θ ist entsprechend den Beobachtungen so gewählt, dass sie innerhalb der Positionen x_4 und x_6 - x_{10} immer senkrecht zur Laserschnittkante steht. An den Eckpunkten des Laserschnittes (Position x_5 , x_6 , x_{10} - x_{12}) kann der Riss aufgrund der gekrümmten Laserschnittkante unterschiedlich im Bauteil orientiert sein. Vereinfachend wird angenommen, dass die Risse auch an diesen Positionen nur in eine Richtung orientiert sind. Die Orientierung der Risse wird so gewählt, dass sie zu einer konservativen Abschätzung der berechneten Lebensdauer führt. Für die Zusammenhänge $K_I = f(a, \theta, x)$ und $\Delta R = f(a, \theta, x)$ wird hierzu der jeweils kritischste Winkel angenommen. Siehe hierzu Abbildung 81.

Tabelle 5.3: Vereinfachungen bezüglich des Zuverlässigkeitsmodells

Größe	Vereinfachung
$h(a_0)$	Die Risslängenverteilung ist unabhängig von der Position x und der Orientierung θ des Risses
$h(x)$	Vernachlässigung der Positionen 1-3 und 14-21, da ein Riss beliebiger Länge an diesen Positionen zu keinem Ausfall führt
$h(\theta)$	entsprechend der experimentellen Untersuchung sind alle Risse senkrecht zum Laserschnitt orientiert

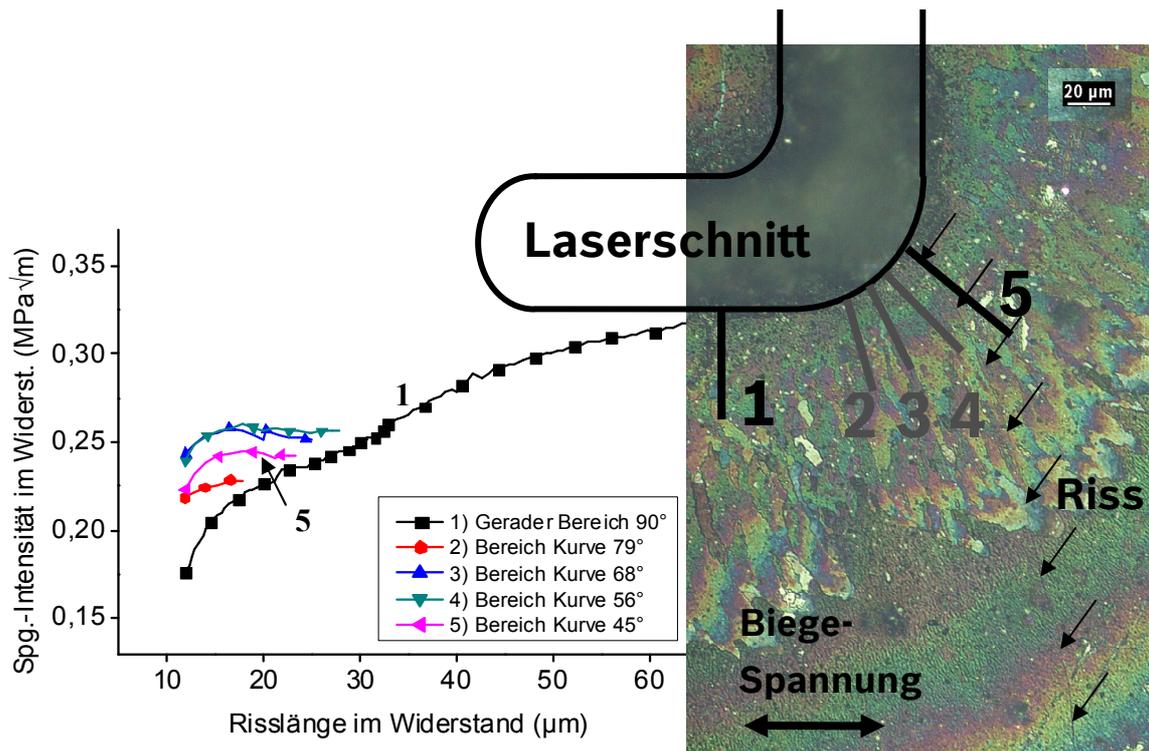


Abbildung 81: Berechnung der risslängenabhängigen Spannungsintensität für unterschiedliche Orientierungen im Bereich des Laserschnittknicks. Lichtmikroskopische Aufnahme eines im Laserschnittknick gerissenen Widerstandes vom Typ B, Belastung R500

Die Funktion $K_I = f(a, \theta, x)$ wird für jede Position x_k und die an dieser Position definierte Orientierung θ für unterschiedliche Risslängen des wachsenden Risses mit der FEM nach Abschnitt 4.2.1 berechnet. Die Widerstandsänderung $\Delta R_{N=I} = f(a, \theta, x)$ wird ebenfalls für die verschiedenen Positionen x_k und der entsprechenden Orientierung θ als Funktion der Risslänge errechnet. Die Geometrie des Widerstandes entspricht der in Abbildung 69 dargestellten Geometrie.

Ein Vergleich der berechneten Ausfallwahrscheinlichkeiten mit den experimentellen Ergebnissen erfolgt in Abschnitt 5.3.

5.3 Vergleich experimenteller und berechneter Ausfallwahrscheinlichkeiten

Es lassen sich wie in Abbildung 82 dargestellt drei Typen von Rissen unterscheiden. Die Rissausbreitung kann entweder am Knick des Laserschnittes, am geraden Schenkel des Laserschnittes oder an der Spitze des Laserschnittes beobachtet werden. Der Großteil der

Proben zeigt Risswachstum entweder am Knick oder an der Spitze des Laserschnittes, wobei insbesondere bei hohen mechanischen Belastungen am Knick bevorzugt Rissausbreitung auftritt. Grund ist die etwas höhere Spannung an den Ecken bzw. an der Spitze des Laserschnittes, was zu einer entsprechend höheren Beanspruchung der Anfangsrisse an den Eckpunkten führt.



Abbildung 82: Lichtmikroskopische Aufnahmen des Laserschnittes mit Rissen an unterschiedlichen Positionen. Aus Darstellungsgründen werden vollständig gebrochene Proben gezeigt, links: Riss am Knick des Laserschnittes (häufig), Mitte: Riss an der geraden Kante des Laserschnittes (selten), rechts: Riss an der Spitze des Laserschnittes (häufig)

Um den Riss deutlicher darstellen zu können, sind in Abbildung 82 vollständig gebrochene Proben abgebildet. Die durch das Zuverlässigkeitsmodell beschriebenen Risse breiten sich nur in Abdeckglas und Widerstand aus. Ein solcher Riss ist in Abbildung 83 dargestellt.

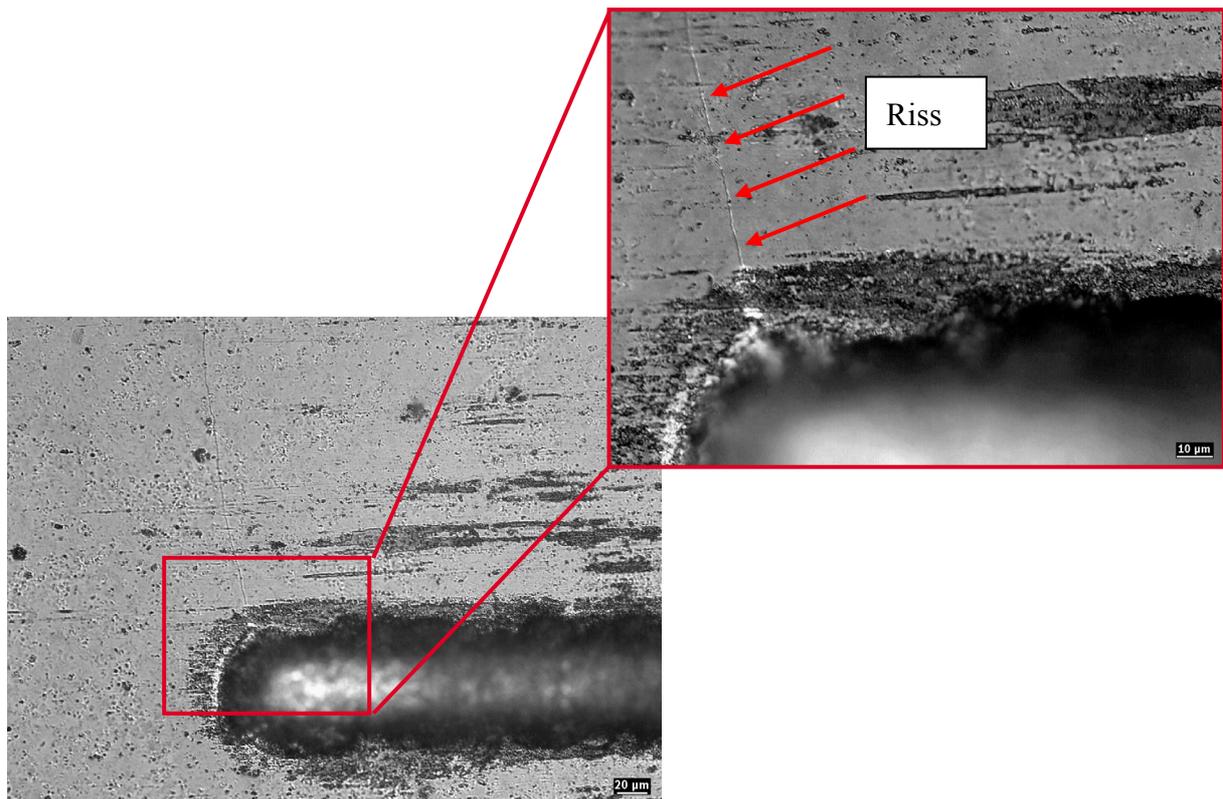


Abbildung 83: Riss im Widerstand / Abdeckglas ausgehend von der Spitze des Laserschnittes. Der Riss ist nicht in das Substrat eingedrungen.

In Abbildung 84 bis Abbildung 86 sind die Ergebnisse der nach Abschnitt 5.1 experimentell bestimmten und der nach Abschnitt 5.2 berechneten Ausfallwahrscheinlichkeit als Funktion der Belastungsdauer dargestellt. Der Ablauf der Berechnung ist in Abbildung 62 dargestellt. Ein Risswachstum bei den hier untersuchten Widerständen kann nur durch zusätzliche Biegelasten in realistischen Zeiträumen (innerhalb von 15 Tagen) beobachtet werden. Die zusätzliche Biegelast ist in den Diagrammen über den Nennradius der entsprechenden Spannplatte gekennzeichnet. Abhängig von den Schichtdicken der Widerstände ergeben sich stark unterschiedliche Lastniveaus an denen das Modell verifiziert wird.

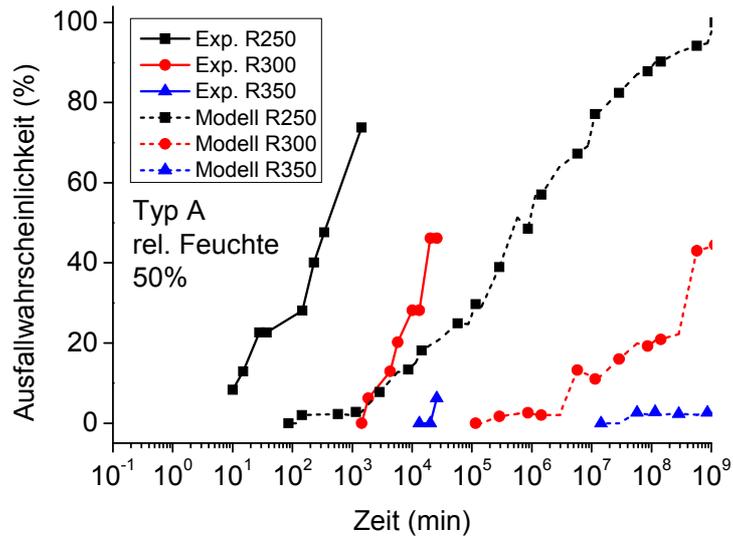


Abbildung 84: Vergleich experimenteller Ausfallwahrscheinlichkeiten mit der berechneten Ausfallwahrscheinlichkeit als Funktion der Zeit für Probe Typ A

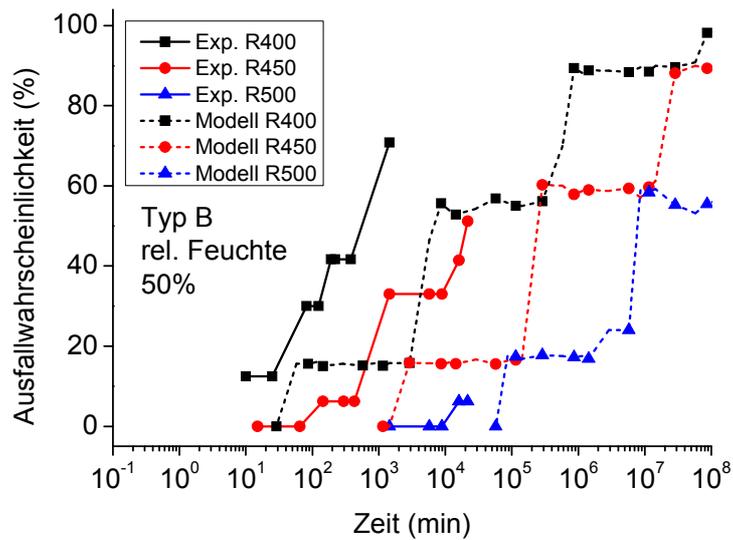


Abbildung 85: Vergleich experimenteller Ausfallwahrscheinlichkeiten mit der berechneten Ausfallwahrscheinlichkeit als Funktion der Zeit für Probe Typ B

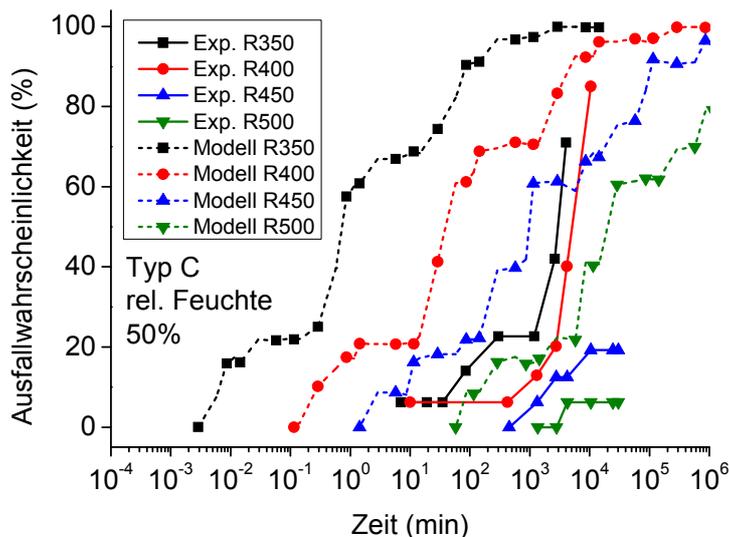


Abbildung 86: Vergleich experimenteller Ausfallwahrscheinlichkeiten mit der berechneten Ausfallwahrscheinlichkeit als Funktion der Zeit für Probe Typ C

Obwohl sich nach Abbildung 84 bis Abbildung 86 die Absolutwerte der berechneten Lebensdauer zum Teil stark von den experimentellen Daten unterscheiden, lässt sich bezüglich der Zeitabhängigkeit des Versagens und der relativen Lage der einzelnen Schädigungskurven zueinander eine gute Korrelation mit dem Experiment feststellen. Auch nach dem Zuverlässigkeitsmodell versagen die Bauteile wie im Experiment beobachtet bevorzugt am Eckpunkt bzw. an der Spitze des Laserschnittes. Die Geschwindigkeit der Risse nimmt nach dem Zuverlässigkeitsmodell im Verlauf der Schädigung stark zu, so dass entweder sehr kurze oder sehr lange Risse im Bauteil vorliegen. Dieses wurde ebenfalls im Experiment beobachtet. Die Schädigung der Bauteile wird somit weitestgehend richtig im Modell abgebildet.

Es sind insbesondere zwei Gründe für die starke Abweichung in den Absolutwerten von Modell und Experiment zu nennen. Zum Ersten unterliegt jedes Experiment einer gewissen Schwankung. Aufgrund des spröden Materialverhaltens können bereits kleinste Änderungen im experimentellen Aufbau zu großen Änderungen in der gemessenen Lebensdauer führen. Die aus dem experimentellen Aufbau abgeleiteten Eingangsdaten für die Simulation sind somit nicht mit absoluter Genauigkeit vorhanden. Zum Zweiten sind die trotz der aufwendigen Materialcharakterisierung dennoch nicht vollständig bekannten Materialdaten und deren Unsicherheit zu nennen. Insbesondere sei hier auf die im Verbund (Widerstand plus Abdeckglas) gemessenen Risswachstumsdaten hingewiesen. Bei der Übertragung dieser

Risswachstumsparameter z.B. auf eine Probe ohne Abdeckglas ist von einer gewissen Ungenauigkeit auszugehen. Kleinste Fehler in den Eingangsdaten können sehr große Abweichungen in der berechneten Lebensdauer bewirken. Die Abweichungen zwischen der berechneten und der experimentell bestimmten Lebensdauer ist somit primär auf die nicht ausreichend genau bekannten Eingangsparameter zurückzuführen. Die in der mathematisch modellhaften Beschreibung des Zuverlässigkeitsmodells getroffenen Vereinfachungen scheinen hier gegenüber nur sekundäre Bedeutung zu haben.

Für die praxisrelevante Berechnung der Lebensdauer wird es immer notwendig sein, die Unsicherheit der Belastungs- und Materialparameter zu berücksichtigen. Das in der vorliegenden Arbeit beschriebene Zuverlässigkeitsmodell bietet aufgrund seines Detaillierungsgrades die Möglichkeit den Einfluss einer Vielzahl von Eingangsparametern auf die Lebensdauer des Widerstandes zu berechnen. In Abschnitt 5.4 wird daher die Auswirkung variierender Eingangsparameter auf die Zuverlässigkeit der Dickschichtwiderstände detailliert diskutiert. In den folgenden zwei Abschnitten soll zunächst auf die Risswachstums- und Widerstandsberechnung näher eingegangen werden.

5.3.1 Verifikation der Risswachstumsberechnung

Aus Abbildung 87 und Abbildung 88 wird ersichtlich, dass die Spannungsintensität an der Risspitze für ausreichend lange Risse zu einem Maximalwert konvergiert. Dieser Maximalwert ist die sogenannte „steady-state“-Spannungsintensität, welche sich entsprechend Abschnitt 3.5.2 unter Annahme identischer Materialeigenschaften für Widerstand und Abdeckglas analytisch berechnen lässt. Die nach (3.16) berechnete steady-state-Spannungsintensität ist für zwei ausgewählte Belastungs- und Geometriefälle in Abbildung 87 und Abbildung 88 zusammen mit den Ergebnissen der FE-Rechnung dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass sich die analytisch berechneten Werte nur gering von den Ergebnissen der FEM unterscheiden. Unter Beachtung weiterer hier nicht dargestellter Geometrie- und Belastungsfälle ergibt sich eine Abweichung der FE-Lösung von den analytisch bestimmten steady-state-Werten von maximal 12 %. Wie in Abbildung 87 zu erkennen, wurde die FE-Rechnung häufig bereits vor Erreichen des steady-state-Zustandes abgebrochen. Eine Verringerung der Abweichung durch längere Rechenzeiten ist somit noch möglich.

Grundlage der Berechnung sind die Materialparameter aus Tabelle 3.3, Tabelle 3.7 und die Risswachstumsparameter $A^* = 10^{13}$ m/s, $n = 60$, $K_{Ic} = 0,69$ MPa \sqrt{m} .

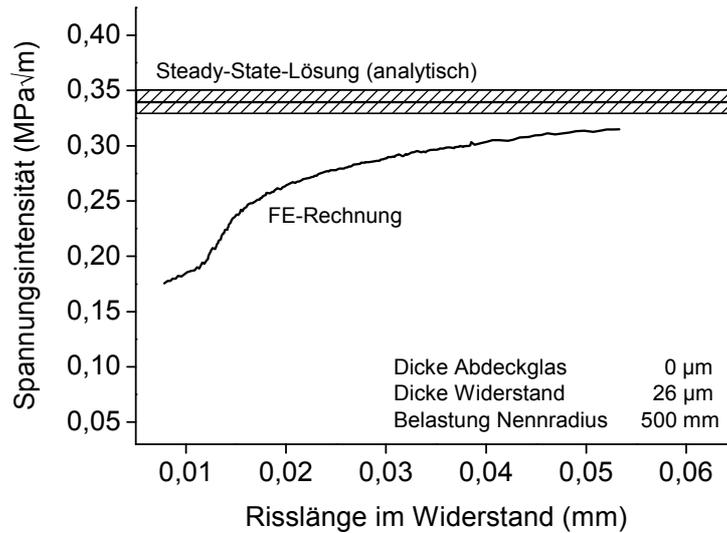


Abbildung 87: Vergleich der analytisch berechneten steady-state-Spannungsintensität mit der riszlängenabhängigen Spannungsintensität aus der FE-Rechnung, Widerstand Typ C, der schraffierte Bereich gibt die Unsicherheit der analytischen Berechnung wieder

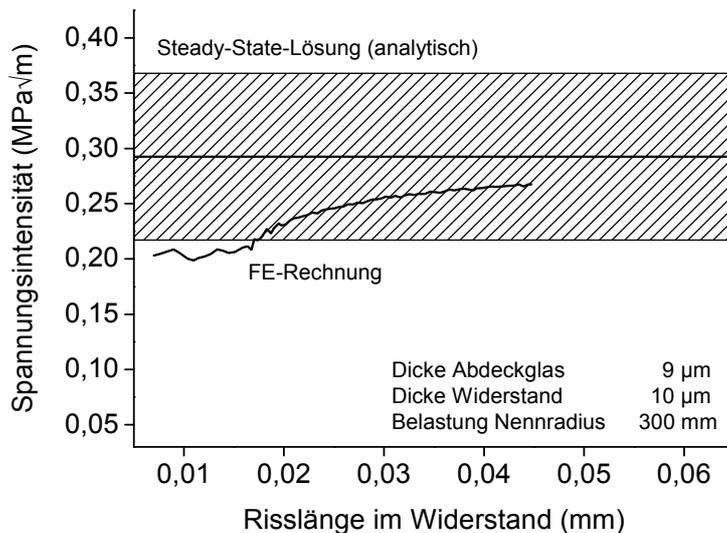


Abbildung 88: Vergleich der analytisch berechneten steady-state-Spannungsintensität mit der riszlängenabhängigen Spannungsintensität aus der FE-Rechnung, Widerstand vom Typ A, der schraffierte Bereich gibt die Unsicherheit der analytischen Berechnung wieder

Der schraffierte Bereich in Abbildung 87 und Abbildung 88 gibt die Unsicherheit der analytischen Berechnung wieder. Diese Unsicherheit wird besonders groß, wenn Risswachstum in der Doppelschicht aus Widerstand und Abdeckglas berücksichtigt wird.

Die Form der Rissfront ändert sich im Laufe der Rissausbreitung. Abhängig von dem für die Auswertung gewählten Stützpunkt ergeben sich daher unterschiedliche Zusammenhänge zwischen Risslänge und Spannungsintensität. Es ist zu beachten, dass die hier dargestellten Diagramme nur für die Betrachtung der Risslänge in der Mitte der Widerstandsschicht gültig sind.

Bei der Definition der Anfangsrissform ist bezüglich der Länge und Form besondere Sorgfalt geboten. In Abbildung 89 ist die Entwicklung der Spannungsintensität für Risse mit identischer Anfangsrissform (gerader Riss parallel zur Laserschnittkante) aber unterschiedlichen Anfangsrisslängen dargestellt. Es lässt sich ein deutlicher Unterschied zwischen den berechneten Spannungsintensitäten erkennen. Grund hierfür ist die sich durch das Risswachstum ändernde Rissform. Wird ein Riss bei einer etwas längeren Risslänge definiert, so unterscheidet sich seine Form trotz gleicher Risslänge von der Form des „gewachsenen“ Risses. Für die Berechnungen in der vorliegenden Arbeit wird angenommen, dass sich alle Risse unabhängig von der definierten Anfangsrisslänge ausgehend von einem Riss der Länge $4\ \mu\text{m}$ und einer zur Laserschnittkante parallelen Rissfront ausgebildet haben.

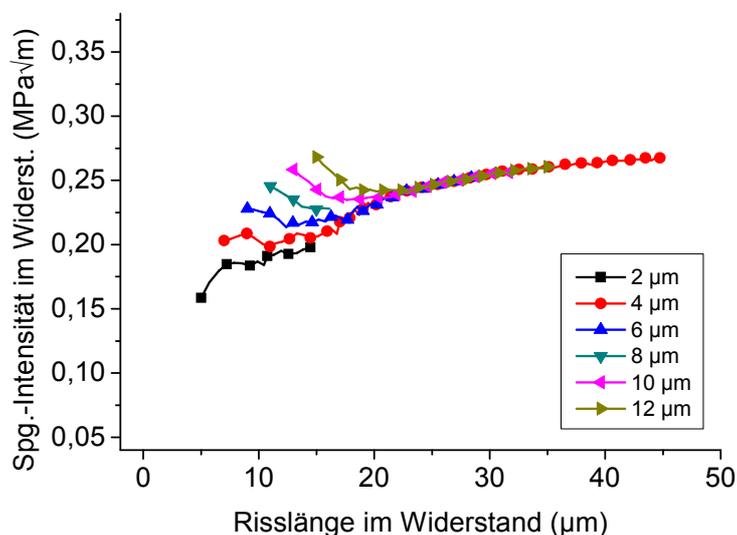


Abbildung 89: Entwicklung der Spannungsintensität von Rissen mit unterschiedlichen Anfangslänge, Typ A, Belastung R300

5.3.2 Verifikation der Widerstandsberechnung

Experimentelle Untersuchungen zeigen, dass sich der Widerstandswert trotz sehr langer Risse im Widerstand nur wenig ändert. Grund hierfür ist die Risschließung und die damit

verbundene elektrische Überbrückung des Risses. Mit in-situ-Messungen des Widerstandes in einer Biegeapparatur konnte der Widerstandswert unter mechanischer Biegung bestimmt werden. Durch die Biegung der Probe wird der Riss geöffnet und der Strom kann nicht mehr durch den Riss hindurchfließen; der Widerstandswert erhöht sich. In Abbildung 90 ist die berechnete, die unter Biegelast gemessene und die unbelastet gemessene Widerstandsänderung dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die berechnete Widerstandsänderung bis zu einer Risslänge von 600 μm mit der unter Biegelast gemessenen Änderung des Widerstandes übereinstimmt. Die Risschließung wird in der Berechnung der Widerstandsänderung nicht berücksichtigt.

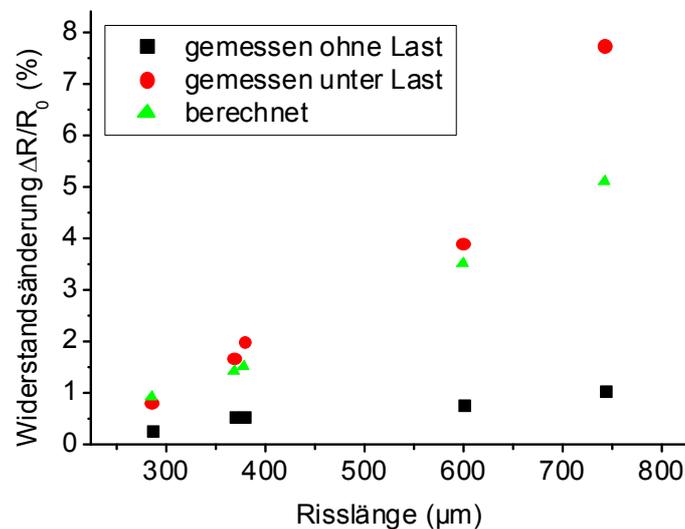


Abbildung 90: Vergleich experimenteller und numerisch berechneter Widerstandsänderung als Funktion der Risslänge.

Die Widerstandsänderung aufgrund des Risses wurde an einer Probe mit einem Vickersinitialriss gemessen. Der Ausgangsriss befand sich, wie in Abbildung 91 dargestellt, in der Widerstandsmitte und ist senkrecht zur Biegerichtung ausgerichtet. Zunächst breitete sich der Riss symmetrisch aus. Zum Ende des Versuchs kam es zu einer asymmetrischen Rissverlängerung. Dies ist in der Berechnung der Widerstandsänderung nicht berücksichtigt und der Grund für die deutliche Abweichung zwischen gemessener und berechneter Widerstandsänderung bei der Risslänge von etwa 740 μm . Die Risslänge wurde im Lichtmikroskop ermittelt. Da der Riss nach Verlängerung auch durch den Vickerseindruck hindurchläuft, wurde der Vickerseindruck für die Berechnung nicht zusätzlich berücksichtigt.

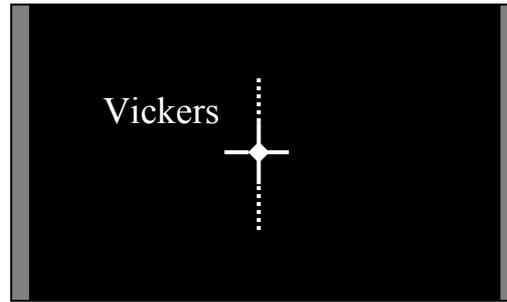


Abbildung 91: Schematische Darstellung der Probe für den Vergleich experimenteller und numerisch berechneter Widerstandsänderung

Die Berechnung des Widerstandswertes konnte zusätzlich an in-situ-Messungen des Widerstandes beim Abgleichprozess verifiziert werden. Es zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung; auf eine Darstellung der Ergebnisse wird verzichtet.

5.4 Empfindlichkeit gegenüber Eingangsparametern

Um die Robustheit der Zuverlässigkeitsberechnung bewerten zu können, sollen die einzelnen Eingangsparameter hinsichtlich ihrer Auswirkung auf das Ergebnis untersucht werden. Der starke Einfluss der Schichtdicke und der zusätzlichen Biegebelastungen lässt sich bereits in Abbildung 84 bis Abbildung 86 erkennen. In diesem Abschnitt wird die experimentell bestimmte Lebensdauer der Variante Typ A / R250 mit den auf modifizierten Eingangsparametern basierenden Berechnungen verglichen. Die Modifikation der Eingangsparameter wird frei gewählt, so dass kein physikalischer Zusammenhang mit realen Variationen vorliegt. Die in diesem Abschnitt dargestellten Ergebnisse dienen nur der Veranschaulichung der Abhängigkeiten in der Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeit.

Anzahl der Risse N : Mit zunehmender Anzahl von Rissen erhöht sich die Gesamtwiderstandsänderung. Bei Betrachtung einiger weniger Risse addieren sich nach (4.26) die Einzelwiderstandsänderungen zum Gesamtwiderstand. Mit zunehmender Rissanzahl erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass Risse an der selben Position liegen und der Gesamtwiderstand wird zunehmender Weise nach (4.27) durch Bildung des Maximums berechnet. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Widerstände haben über 20 Mikrorisse entlang der Laserschnittkante. Eine Variation der Rissanzahl hat bei derart vielen Rissen nur einen kleinen Einfluss auf die berechnete Lebensdauer.

Die hohe Anzahl an Rissen entlang der Laserschnittkante führt dazu, dass eine relativ steile Verteilung der berechneten Lebensdauer vorliegt. Hierbei ist neben der Rissanzahl auch die Verteilung der Risslängen zu berücksichtigen. Angenommen, es würde sich nur ein Riss $N = 1$ oder drei Risse $N = 3$ im Bauteil befinden, so würde sich die Verteilung der Risslängen deutlicher auf die Verteilung der berechneten Lebensdauer auswirken. Die Steigung der Kurve in Abbildung 92 nimmt mit zunehmender Rissanzahl im Widerstand zu.

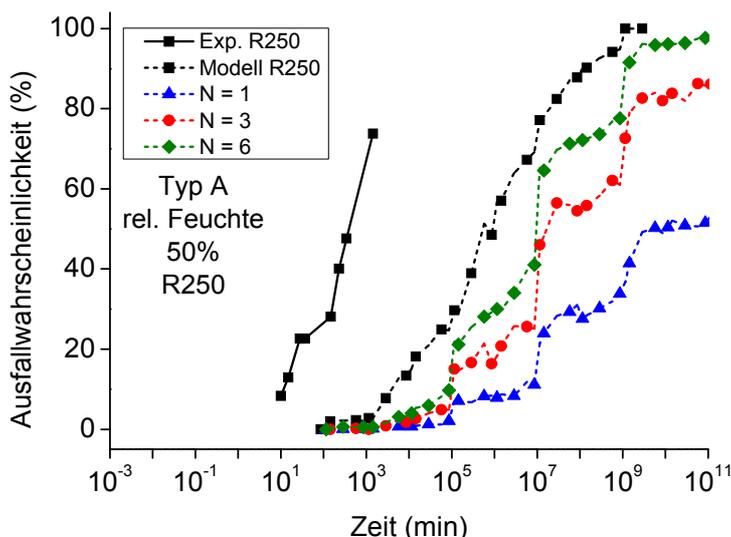


Abbildung 92: Einfluss der Variation der Rissanzahl auf die berechnete Ausfallwahrscheinlichkeit

Dichtefunktion von Position x und Orientierung θ : Messungen an den verschiedenen Widerständen haben gezeigt, dass die Initialrisse sehr gleichmäßig um den Abgleichschnitt verteilt sind (siehe Abbildung 78). An jeder Position finden sich etwa gleich viele Risse, lediglich an den Ecken des Abgleichschnittes finden sich etwas mehr Risse. Außerdem verlaufen nahezu alle Risse senkrecht zum Abgleichschnitt. Die Dichtefunktion von x und θ haben wie in Abbildung 78 dargestellt eine sehr einfache Gestalt und unterscheiden sich nur geringfügig für die unterschiedlichen Widerstände. Position und Orientierung haben daher einen geringen Einfluss auf die berechnete Ausfallwahrscheinlichkeit unterschiedlicher Varianten.

Dichtefunktion von der Ausgangsrisslänge a_0 : Grundlage eines jeden Risswachstums ist die Existenz eines Anfangsrisses. Je kleiner der Anfangsriss, umso geringer die Belastung der Risspitze und umso höher die Lebensdauer. Werden bereits relativ lange Anfangsrisse betrachtet, so führen die durch die Geometrie bestimmten Randbedingungen zu einer

riszlängenunabhängigen Rissausbreitung. Die Anfangsriszlänge verliert ihre Bedeutung zur Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeit. Insgesamt ist dieser Parameter dennoch als wichtig einzuschätzen. Die Lebensdauer der in der vorliegenden Arbeit betrachteten Widerstände wird nicht unerheblich von der Anfangsriszlänge beeinflusst.

Der Einfluss auf die berechnete Lebensdauer von Widerständen mit unterschiedlicher Riszlängenverteilung ist in Abbildung 93 dargestellt. Es lässt sich deutlich erkennen, dass die Riszlängenverteilung einen großen Einfluss auf die berechnete Ausfallwahrscheinlichkeit des Bauteils hat. Je größer die Riszlänge, umso geringer ist die Lebensdauer. Eine breite Verteilung der Ausgangsriszlängen resultiert in der Regel in einer starken Streuung der Lebensdauer. Dieser Effekt wird bei dem untersuchten Widerstand nicht so deutlich beobachtet. Grund ist der dominierende Effekt der streuenden Risswachstumsparameter. Die Stufen in der Kurve (3) resultieren aus der Berücksichtigung dieser streuenden Risswachstumsparameter (Vergleiche Abbildung 77). Die Berücksichtigung einer festen Riszlänge und fester Risswachstumsparameter würde demnach zu einem weitestgehend sprunghaften Anstieg der Ausfallwahrscheinlichkeit führen.

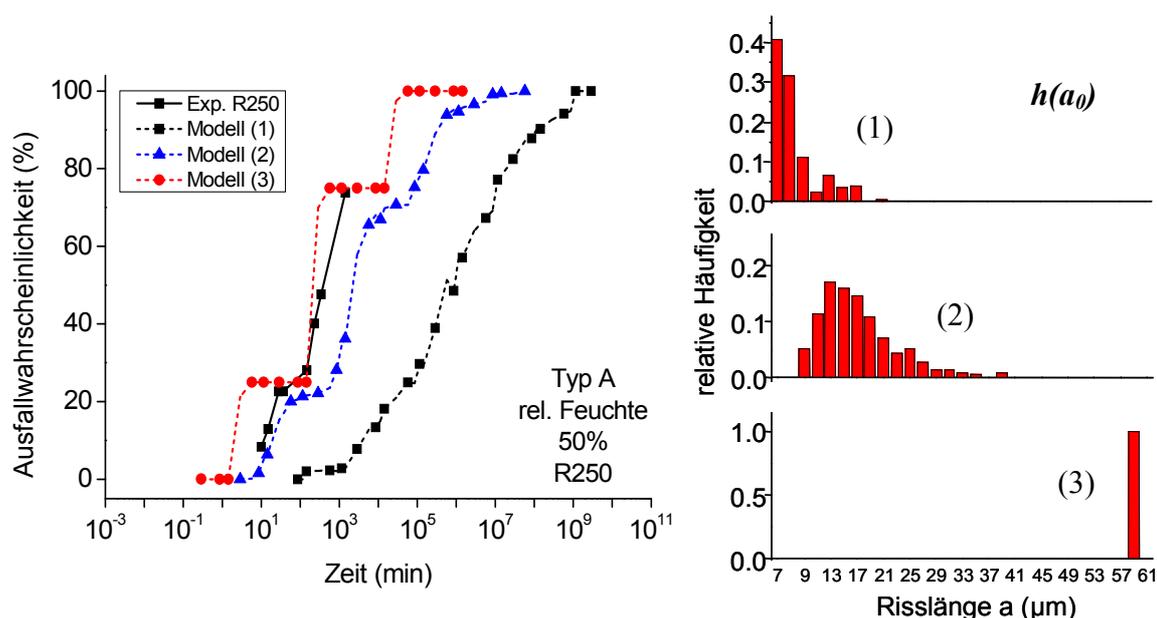


Abbildung 93: Einfluss der Variation der Riszlängenverteilung auf die berechnete Ausfallwahrscheinlichkeit

Unterkritische Risswachstumsparameter A , n : Das Zuverlässigkeitsmodell ist darauf ausgerichtet eine hohe Lebensdauer möglichst genau vorherzusagen. Relevant werden daher die Risswachstumsparameter für geringe Belastungen. Gläser zeigen ein stark logarithmisches Abfallen der Risswachstumsgeschwindigkeit mit abnehmender Belastung. Der

Risswachstumsexponent n liegt daher über 20 und steigt zu geringeren Belastungen weiter an. Bei Erreichen des Threshold-Wertes hat der Exponent n theoretisch den Wert unendlich. Nach (4.16) und (4.17) wird die Spannungsintensität an der Risspitze mit dem Risswachstumsexponenten potenziert, um die Risslänge für den nächsten Zeitschritt zu berechnen. Kleine Änderungen in den Risswachstumsparametern haben daher sehr große Auswirkungen auf die berechnete Risslänge und somit auch auf die Ausfallwahrscheinlichkeit.

In Abbildung 77 sind die für die Zuverlässigkeitsberechnung verwendeten Risswachstumsparameter angegeben. Für jede Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeit werden drei Geraden im Risswachstumsdiagramm (v - K -Diagramm) mit entsprechenden A - und n -Werten angenommen. In Abbildung 94 ist die berechnete Ausfallwahrscheinlichkeit für drei Variationen dieser drei Risswachstumsgeraden angegeben. Es lässt sich ein sehr starker Einfluss der Risswachstumsparameter auf die berechnete Ausfallwahrscheinlichkeit erkennen. Ein geringfügig geänderter Lageparameter der Risswachstumsgeraden bewirkt eine Änderung der berechneten Lebensdauer im Bereich von mehreren Größenordnungen. Eine etwas enger gewählte Verteilung der Risswachstumsparameter führt zu einer geringeren Streuung der berechneten Lebensdauer.

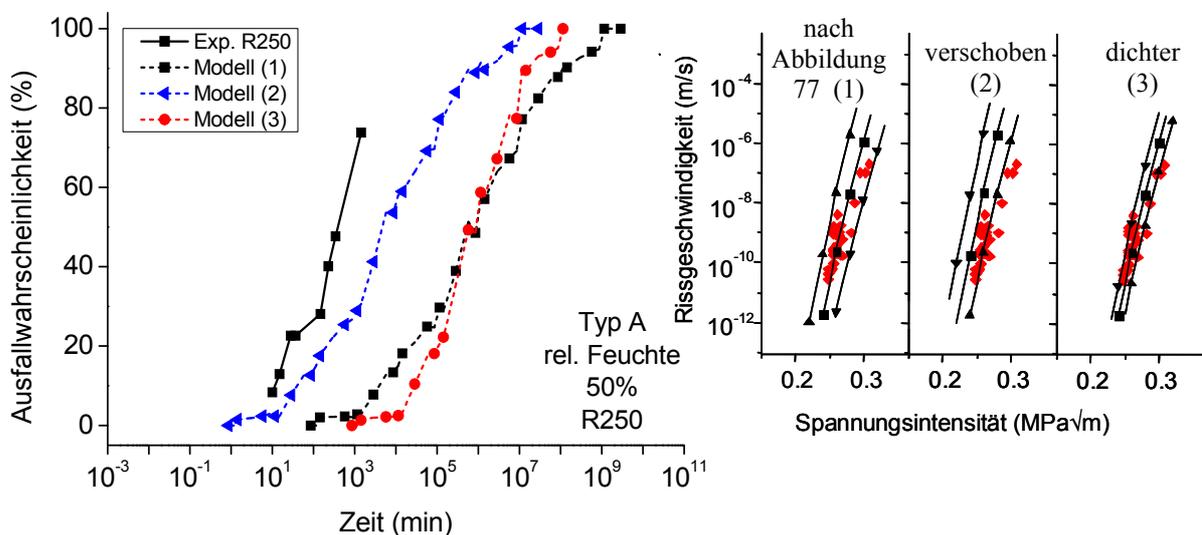


Abbildung 94: Einfluss der Variation der Risswachstumsdaten auf die berechnete Ausfallwahrscheinlichkeit.

(1): Risswachstumsdaten entsprechend Abbildung 77, $A_1^* = 10^{11}$ m/s, $A_2^* = 10^{13}$ m/s, $A_3^* = 10^{15}$ m/s, $n_1 = n_2 = n_3 = 60$, (2): $A_1^* = 10^{13}$ m/s, $A_2^* = 10^{15}$ m/s, $A_3^* = 10^{17}$ m/s, (3): $A_1^* = 10^{12}$ m/s, $A_2^* = 10^{13}$ m/s, $A_3^* = 10^{14}$ m/s

Geometrie von Widerstand und Abgleichschnitt, Ausfallkriterium ΔR : Die Bedeutung der lateralen Geometrie von Widerstand und Abgleichschnitt ist als eher gering einzuschätzen. Die in den untersuchten Widerständen verhältnismäßig kurzen Risse beschleunigen sehr stark, so dass die Lebensdauer weitestgehend unabhängig von der stromdurchflossenen Breite des Widerstandes ist. Die Widerstandsdicke hat dahingegen einen wesentlichen Einfluss auf die Zuverlässigkeit. Sie geht nach (2.25) und (2.8) mit der Wurzel in die Spannungsintensität an der Risspitze ein. Eine vierfache Schichtdicke bewirkt eine doppelte Beanspruchung und führt über den logarithmischen Zusammenhang mit der Risswachstumsgeschwindigkeit zu einer um Zehnerpotenzen geringeren Lebensdauer.

Als Ausfallkriterium für die Widerstände ist in Abschnitt 5.3 eine Widerstandsänderung von 1 % angenommen. Variationen dieser Ausfallgrenze haben, wie in Abbildung 95 gezeigt, nur einen kleinen Einfluss auf die Ausfallwahrscheinlichkeit. Nur im Bereich sehr kleiner Widerstandsänderungen ergibt sich ein Unterschied in der berechneten Ausfallwahrscheinlichkeit. Grund hierfür ist die starke Beschleunigung des Risses mit zunehmender Risslänge. Würde die Belastungsrichtung um 90° gedreht werden, so dass sich bevorzugt Risse parallel zur Stromflussrichtung im Widerstand ausbreiten, so ergäbe sich eine deutlichere Abhängigkeit der Ausfallwahrscheinlichkeit von der kritischen Widerstandsänderung.

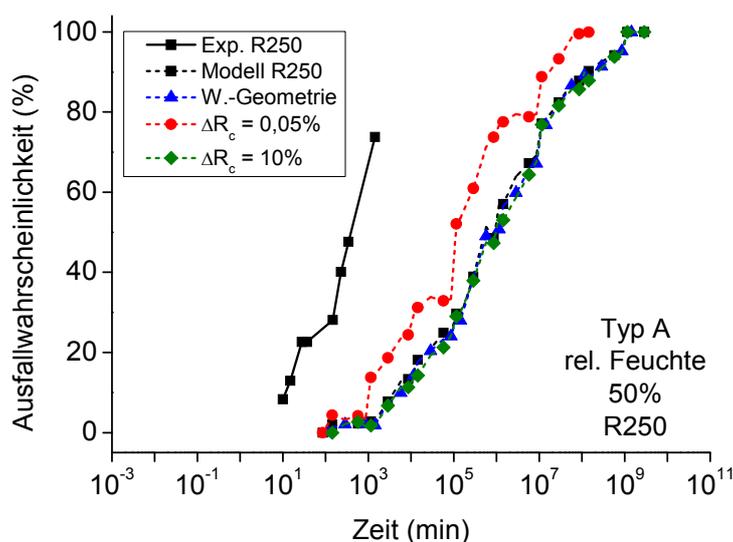


Abbildung 95: Auswirkung des gewählten Ausfallkriteriums (erlaubtes ΔR) auf die berechnete Ausfallwahrscheinlichkeit, außerdem die berechnete Ausfallwahrscheinlichkeit für einen Widerstand mit modifizierter Laserschnittgeometrie

Zusammenfassung: Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Ausgangsverteilung der Risslänge und die Risswachstumsparameter neben der Belastungssituation und den Schichtdicken den größten Einfluss auf die berechnete Lebensdauer bzw. Ausfallwahrscheinlichkeit haben. Variationen in der Rissanzahl oder in der für das Versagen des Widerstandes definierten kritischen Widerstandsänderung haben bei der gewählten Bauteil- und Belastungsgeometrie nur einen sehr geringen Einfluss. Dieses muss nicht mehr gelten, wenn modifizierte Widerstandsgeometrien oder veränderte Belastungsfälle berücksichtigt werden. Solche Variationen können mit dem Anwenden des in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Zuverlässigkeitsmodells betrachtet werden.

6 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Berechnungsmethode entwickelt, um die Zuverlässigkeit von Hybrid ICs hinsichtlich Rissausbreitung in Dickschichtwiderständen vorhersagen zu können.

Die Ergebnisse der Arbeit zeigen, dass für die Berechnung der Zuverlässigkeit Materialkennwerte einer besonders hohen Qualität erforderlich sind. Hierzu wurde eine umfangreiche Materialcharakterisierung an bauteilnahen Proben durchgeführt. Bestimmt wurden der temperaturabhängige E-Modul, die Eigenspannungen im Werkstoffverbund und die belastungsabhängige Rissgeschwindigkeit. Außerdem wurden mit in-situ-Bruchversuchen im Rasterelektronenmikroskop die Bruchzähigkeiten gemessen. Bei den so bestimmten Materialdaten der Widerstandsmaterialien und des Abdeckglases zeigte sich, dass deren Verhalten weitestgehend vergleichbar mit denen üblicher Silikatgläser ist. Das im Widerstand vorhandene RuO₂ hat demnach nur geringen Einfluss auf das strukturmechanische Materialverhalten. Das Substrat hat gegenüber dem Widerstand und dem Abdeckglas eine etwas höhere Bruchzähigkeit. Im Verbund mit dem Substrat entstehen Zugeigenspannungen im Widerstand von bis zu 30 MPa.

Es konnte gezeigt werden, dass sich Mikrorisse im Dickschichtwiderstand zeitabhängig ausbreiten ohne in das Substrat einzudringen. Hierbei ändert sich der Widerstandswert, so dass es zum funktionellen Versagen des Bauteils kommt. Das in der vorliegenden Arbeit entwickelte Zuverlässigkeitsmodell bildet die Widerstandsänderung durch das Risswachstum ab und berechnet die Lebensdauer der Dickschichtwiderstände. Die Anzahl der Risse, ihre Position, Orientierung und Risslänge, sowie die Belastungssituation und die Risswachstumsdaten werden im Modell als streuende Eingangsparameter berücksichtigt. Ergebnis der Berechnung ist die Ausfallwahrscheinlichkeit als Funktion der Belastungsdauer. Wichtiges Element des Zuverlässigkeitsmodells ist die Rissfortschrittsberechnung mit der FEM. Hierzu wurde ein Berechnungsalgorithmus entwickelt, der die Spannungsintensität an der Rissfront als Funktion der Risslänge bestimmt. Außerdem wurden FE-Modelle genutzt, um die Widerstandsänderung aufgrund unterschiedlicher Risse im Widerstand zu berechnen.

Verifiziert wurde das Zuverlässigkeitsmodell an einem Experiment, indem abgegliche Widerstände mit einer konstanten Krümmung belastet wurden. Obwohl der Verlauf der Schädigung sowie die Streuung der Lebensdauer weitestgehend richtig abgebildet werden, lassen sich im Absolutwert der berechneten Lebensdauer zum Teil große Unterschiede erkennen. Es konnte gezeigt werden, dass diese hohen Abweichungen im spröden Materialverhalten der Widerstände begründet sind. Bereits kleinste Fehler in den bestimmten Materialparametern führen in der Berechnung zu einer stark veränderten Lebensdauer. Eine detaillierte Betrachtung der Abhängigkeiten streuender Bauteil- und Materialparameter auf die resultierende Lebensdauer ist daher grundsätzlich unverzichtbar.

Mit dem entwickelten Zuverlässigkeitsmodell ist es möglich, sämtliche Design- und Materialvariationen hinsichtlich ihrer Auswirkung auf die Zuverlässigkeit quantitativ zu bewerten. Neben den Schichtdicken haben die Anfangsrisslängen und die unterkritischen Risswachstumsparameter die größte Bedeutung für die Zuverlässigkeit der Dickschichtwiderstände. Da die Luftfeuchtigkeit einen großen Einfluss auf die Risswachstumsparameter hat, ist diese ebenfalls von hoher Relevanz. Ein wesentlicher Gewinn durch das Zuverlässigkeitsmodell entsteht weiterhin dadurch, dass Design-, Prozess- und Materialparametergrenzen eindeutig definiert werden können. Prüfvorschriften und Qualitätskontrollen lassen sich durch Anwenden des Zuverlässigkeitsmodells wesentlich effizienter gestalten.

Die untersuchten Dickschichtwiderstände sind unter Einsatzbedingungen als dauerhaft zu bezeichnen. Auch unter Berücksichtigung möglicher Unsicherheiten in den Eingangsparametern ist nach dem Zuverlässigkeitsmodell die Ausfallwahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung der numerischen Unsicherheiten gleich Null.

7 Literaturverzeichnis

- [Anderson05] T. Anderson. "Fracture mechanics: fundamentals and applications", CRC Press, LLC (2005).
- [Abaqus06] Abaqus Online Documentation Version 6.6-1. Dassault Systèmes, Providence, USA (2006).
- [Anstis81] G.R. Anstis, P. Chantikul, B.R. Lawn, D.B. Marshall. "A critical evaluation of indentation techniques for measuring fracture toughness: I, direct crack measurements", *Journal of the American Ceramic Society* 64(9), 533-538 (1981).
- [Asmani01] M. Asmani, C. Kermel, A. Leriche, M. Ourak. "Influence of porosity on Young's modulus and Poisson's ratio in alumina ceramics", *Journal of the European Ceramic Society* 21, 1081-1086 (2001).
- [Banks-Sills91] L. Banks-Sills. "Application of the finite element method to linear elastic fracture mechanics", *Appl. Mech. Rev.* 44(10), 447-461 (1991).
- [Beuth92] J.L. Beuth. "Cracking of thin bonded films in residual tension", *Int. Journal Solids Structures* 29(13), 1657-1675 (1992).
- [Dorsch08] N.S. Dorsch, I. Peshekhodov, P. Spies, G.A. Schneider. "Fracture resistance evaluation of RuO₂-based thick film resistor material by in situ crack extension observation in a scanning electron microscope", *Acta Materialia* 56(18), 5027-5033 (2008).
- [Dundurs69] J. Dundurs. "Edge-Bonded Dissimilar Orthogonal Elastic Wedges Under Normal and Shear Loading", *Journal of Applied Mechanics* 36, 650-652 (1969).

- [Fukaya97] M. Fukaya, T. Matsuo, S. Nishigaki, C. Higuchi. "Highly Reliable and Lead (Pb) Free Thick Film Resistor Paste System for Low Thermal Expansion LTCC Application", Philadelphia (1997).
- [Hamer72] D.W. Hamer, J.V. Biggers. "Thick film hybrid microcircuit technology", Wiley-Interscience, New York (1972).
- [Hrovat03] M. Hrovat, D. Belavič A. Benčan, J. Holc. "Thick-film resistors on zirconia substrates for possible strain gauge applications", Journal of the European Ceramic Society 23, 1441-1448 (2003).
- [Hutchinson92] J.W. Hutchinson, Z. Suo. "Mixed mode cracking in layered Materials", Advances in Applied Mechanics 29, 63-191 (1992).
- [Jentzsch76] J. Jentzsch, R. Ostward, A.F. Bogenschütz. "Dilatometrische Untersuchungen an Dickfilm- und Substratmaterialen", Wiss. Ber. AEG-Telefunken 49(6), 229-234 (1976).
- [Karihaloo03] B.L. Karihaloo, Q.Z. Xiao. "Modelling of stationary and growing cracks in FE framework without remeshing: a state-of-the-art review", Computers and Structures 81, 119-129 (2003).
- [Kocer01] C. Kocer, R.E. Collins. "Measurement of Very Slow Crack Growth in Glass", J. Am. Ceram. Soc. 84(11), 2585-2593 (2001).
- [Kummer77] F. Kummer, I. Taitl. "Thermal expansion and laser trimm stability of ruthenium based thick film resistors", Int. Conf. on Thin and Thick Film Technology, Augsburg, Germany, (W.C. Heraeus GmbH), 28-33 (1977).
- [Lawn93] B. Lawn. "Fracture of brittle solids", Cambridge University Press, Cambridge, UK (1993).
- [Meeker98] W.Q. Meeker, L.A. Escobar. "Statistical Methods for Reliability Data", John Wiley & Sons, New York (1998).
- [Mencik99] J. Mencik, E. Quandt. "Determination of elastic modulus of thin films and small specimens using beam bending methods", Journal Materials Research 14(5), 2152-2161 (1999).

- [Mézin06] A. Mézin. "Coating internal stress measurement through the curvature method: A geometry-based criterion delimiting the relevance of Stoney's formula", *Surface & Coatings Technology* 200, 5259-5267 (2006).
- [Murakami90] Y. Murakami. "Stress Intensity Factors Handbook", Pergamon Press (1990)
- [Nakamura91] T. Nakamura, S. Kamath. "Three-dimensional effects in thin film fracture mechanics", *Mechanics of Materials* 13, 67-77 (1992).
- [Pitt83] K.E.G. Pitt. "Dickfilmtechnik: Eine umfassende Einführung in die Praxis der Dickfilmtechnik", Franzis-Verl., München (1983).
- [Ravichandran94] K. Ravichandran. "Elastic Properties of Two-Phase Composites", *J. Am. Ceram. Soc.* 77(5), 1178-1184 (1994).
- [Ray99] K. Ray, A. Dutta. "Comparative study on indentation fracture toughness evaluations of soda-lime-silica glass", *British Ceramic Transactions* 98(4), 165-171 (1999).
- [Rice68] J.R. Rice. "A Path Independent Integral and the Approximate Analysis of Strain Concentration by Notches and Cracks", *Journal of Applied Mechanics* 35, 379-386 (1968).
- [Schimmanz02] K. Schimmanz. "Konzipieren und Bewerten von Hochpräzisions-Hybridwiderständen durch Laser-Trim-Simulation", Dissertation an der Technischen Universität Berlin (2002).
- [Schöllmann02] M. Schöllmann, M. Fulland, H. Richard. "Development of a new software for adaptive crack growth simulations in 3D structures", *Engineering Fracture Mechanics* 70, 249-268 (2003).
- [Scholz88] H. Scholz. "Glas", Springer-Verlag, Berlin (1998).
- [Scholz03] T. Scholz, M. May, M.V. Swain, G.A. Schneider, N. Claussen. "Nanoindentation measurements on infiltrated alumina-aluminide alloys", *Zeitschrift für Metallkunde* 94(7), 819-826 (2003).

- [Shah78] J.S. Shah, L. Berrin. "Mechanism and control of post-trim drift of laser-trimmed thick-film resistors", IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology CHMT-1(2), 130-136 (1978).
- [Shih86] C.F. Shih, B. Moran, T. Nakamura. "Energy release rate along a three-dimensional crack front in a thermally stressed body", International Journal of Fracture 30, 79-102 (1986).
- [Stoney09] G.G. Stoney. "The Tension of Metallic Films Deposited by Electrolysis", Proceedings of the Royal Society of London 82(553), 172-175 (1909).
- [Wang99] C. Wang. "Entwicklung hochohmiger Dickschicht-Widerstandspasten für Mikroelektronische Hybrid-Schaltungen", Dissertation an der Technischen Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg (1999).
- [Wiederhorn82] S.M. Wiederhorn, S.W. Freiman, E.R.J. Fuller, C.J. Simmons. "Effects of water and other dielectrics on crack growth", Journal of Materials Science 17, 3460-3478 (1982).
- [Ye92] Z.S. T. Ye, A.G. Evans. "Thin film cracking and the roles of substrate and interface", Int. Journal Solids Structures 29(21), 2639-2648 (1992).
- [Zak63] A.R. Zak, M.L. Williams. "Crack Point Stress Singularities at a Bi-material Interface", Journal of Applied Mechanics 30, 142-143 (1963).
- [Zencrack05] Users Manual for Zencrack 7.4. Zentech International Ltd., Camberley, UK (2005).

Lebenslauf

Persönliche Daten

Niko Sebastian Dorsch
geboren am 12.12.1979 in Henstedt-Ulzburg

Ausbildung

1986 – 1990	Grundschule Kisdorf
1990 – 1996	Realschule am Marschweg in Kaltenkirchen
1996 – 1999	Fachgymnasium an der Beruflichen Schule des Kreises Segeberg in Norderstedt
1999 – 2004	Studium an der Technischen Universität Hamburg-Harburg in dem Studiengang Maschinenbau mit dem Schwerpunkt Werkstofftechnik
2005 – 2007	Doktorand bei der Robert Bosch GmbH, Stuttgart

Ersatzdienst

1996 – 2001	Mitglied der Freiwilligen Feuerwehr Kisdorf
2001 – 2005	Mitglied der Freiwilligen Feuerwehr Hamburg-Harburg

Berufstätigkeit

seit Dez. 2007	Ingenieur bei der Robert Bosch GmbH, Zentralabteilung für Forschung und Voraentwicklung, Stuttgart
----------------	--