

Bruchmechanische Analyse von viskoelastischen Werkstoffen in elektronischen Bauteilen

von Diplom-Physiker
Olaf Wittler
aus Berlin

an der Fakultät IV
Elektrotechnik und Informatik
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing.-

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. C. Boit
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr. E.h. H. Reichl
Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. G. Hinrichsen
Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. B. Michel

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 17. Februar 2004

Berlin 2004
D 83

Zusammenfassung

Bei der Umhüllung mikroelektronischer Bauelemente treten aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der verwendeten Werkstoffe mechanische Belastungen auf, die das Risiko der Rissentstehung und -ausbreitung erhöhen. Da ein solches Versagen in der Umhüllung zum Ausfall des gesamten Systems führen kann, ist es während der Entwicklungsphase nötig, dieses Risiko abzuschätzen, um es zielgerichtet minimieren zu können. Der Erfolg dieser Aufgabe hängt unter anderem vom Realitätsgrad der eingesetzten Modelle ab. Um diesen zu erhöhen, sind Verfahren zu entwickeln, die die Simulation von Rissen in den eingesetzten Werkstoffen ermöglichen.

Für die Erstellung eines geeigneten Modells muss zunächst das mechanische Verhalten der verwendeten Werkstoffe beschrieben werden. Bei den meisten Polymerwerkstoffen tritt Kriech- bzw. Relaxationsverhalten auf, das durch viskoelastisches Werkstoffverhalten beschrieben wird. Dieses Verhalten wirft Fragen in Bezug auf seine Charakterisierung und das geeignete Bruchkriterium auf, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden. Die Spannungs- und Dehnungseigenschaften wurden mit Hilfe von Relaxationsversuchen für eine exemplarisch untersuchte Vergussmasse bestimmt. Aufgrund des hohen experimentellen Aufwands dieser Methode wurde alternativ eine Variation der Dynamisch-Mechanischen-Analyse (DMA) untersucht. Die Ergebnisse, die sich aus diesem Verfahren für den Relaxationsmodul ergeben, wurden mit denen der Relaxationsversuche verglichen. Es zeigte sich, dass die absoluten Größen nur sehr begrenzt vergleichbar sind. Damit die Ergebnisse der Relaxationsversuche in dreidimensionalen Simulationen eingesetzt werden können, wurde zusätzlich eine Methodik entwickelt, die eine multi-axiale Beschreibung der viskoelastischen Werkstoffeigenschaften ermöglicht.

Des Weiteren wurde aufgezeigt, welche Bruchkonzepte und -kriterien beim Einsatz viskoelastischer Werkstoffmodelle in der Simulation thermomechanischer Belastungen eingesetzt werden können. Die zur Beantwortung der Frage benötigte Theorie wurde zusammengefasst und die bestehenden Konzepte verglichen und diskutiert. Aus den Diskussionen und durchgeführten experimentellen Untersuchungen folgt, dass die Verfahren, die sich bei konstanter Temperatur gut eignen, für thermomechanische Belastungsfälle nicht mehr allgemeingültig einsetzbar sind. Somit wird ein von der Belastungsrate und der Temperatur abhängiger kritischer Spannungsintensitätsfaktor als Kriterium eingeführt und verifiziert. Damit liegt eine Methodik vor, die es nun ermöglicht, die Initiierung der

Ausbreitung von thermomechanisch belasteten Rissen in viskoelastischen Werkstoffen vorherzusagen.

Mit den gewonnenen Erkenntnissen wurde eine typische Geometrie untersucht, um zu demonstrieren, wie eine Simulation von Rissen in kunststoffvergossenen Bauteilen durchgeführt werden kann und welche Aussagen aus einer Simulation der Rissbelastung gewonnen werden können. Die Frage nach dem Einfluss viskoelastischer Werkstoffeigenschaften auf die Berechnungsergebnisse und nach dem Fehler bei einer Vernachlässigung dieser Eigenschaften wurde untersucht. Es zeigte sich, dass in Ausnahmefällen mit einem vereinfachten elastischen Modell eine Abschätzung des Worst-Case durchgeführt werden kann, so dass mit Hilfe dieser Vereinfachung eine große Zahl von Parameterstudien vorgenommen worden sind. Die in den Simulationen gewonnenen Aussagen wurden mit den experimentellen Ergebnissen überprüft und zeigten eine sehr gute Korrelation.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand bei der Robert Bosch GmbH, Forschung und Voraentwicklung, Abteilung Kunststoffe in Waiblingen und dem Fraunhofer Institut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration in Berlin.

Mein Dank gilt Prof. Herbert Reichl für die Betreuung dieser Arbeit und seine fachlichen Anregungen.

Bei Prof. Georg Hinrichsen möchte ich mich für die Übernahme des Koreferats bedanken. Herrn Prof. Christian Boit danke ich für die Mitarbeit im Promotionsausschuss.

Herrn Prof. Bernd Michel gilt mein Dank für die produktive Betreuung und die motivierenden Diskussionen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Auch Herrn Dr. Jürgen Auersperg und Herrn Dr. Dietmar Vogel danke ich für die fachlich anregenden Diskussionen.

Für die interessante Themenstellung möchte ich mich bei Herrn Dr. Wolfgang Endres und Herrn Dr. Peter Sprafke bedanken, der diese Arbeit durch viele produktive Diskussionen maßgeblich beeinflusst hat. Herrn Dr. Markus Mužic und Herrn Dr. André Zimmermann danke ich für die Fortführung dieser Begleitung und die vielen hilfreichen Hinweise. Auch Herrn François Leblanc gilt hier mein Dank.

Darüber hinaus möchte ich mich bei allen Kolleginnen und Kollegen für die Unterstützung und die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken. Insbesondere seien hier meine Büronachbarn Herr Dr. Bernhard Wunderle und Herr Jürgen Keller genannt, die nicht nur durch ihre fachlichen Diskussionen wichtige Impulse für diese Arbeit gegeben haben. Daneben gaben auch Herr Dr. Ralph Schacht, Herr Dr. Habib Badri Ghavifekr, Herr Dr. Eckart Hoene und Herr Dr. Gerhard Fotheringham viele hilfreiche Hinweise. Frau Astrid Gollhardt und Herrn Dr. Hans Walter möchte ich für die Unterstützung im Labor danken.

Bei Frau Sabine Keil bedanke ich mich für die geduldige und gründliche Korrektur dieser Arbeit. Darüber hinaus möchte ich auch meiner Familie danken, die mich in vielfältiger Weise unterstützt und motiviert hat.

Berlin, im Februar 2004

Olaf Wittler

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Danksagung	iii
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	4
2.1 Lineare Visokoelastizität	4
2.1.1 Boltzmann'sches Lineares Superpositionsprinzip	5
2.1.2 Feder-Dämpfer-Modelle	6
2.1.3 Zeit-Temperatur-Superposition	8
2.1.4 Multi-Axiales Modell	9
2.2 Lineare Bruchmechanik	10
2.2.1 Phasen der Rissausbreitung	11
2.2.2 Quantitative Beschreibung	11
2.2.3 Formen der Rissinitiierung und -ausbreitung	13
2.3 Bruch von linear visokoelastischen Materialien	15
2.3.1 Rissspitzenfelder	15
2.3.2 Schaperys Ansatz	16
2.3.3 Rissschließungsintegral	17
2.3.4 Verallgemeinertes J-Integral	19
2.3.5 Diskussion der Ansätze	21
3 Werkstoffcharakterisierung	26
3.1 Charakterisierung visokoelastischer Eigenschaften	26
3.1.1 Relaxationsversuch	27
3.1.2 Dynamisch-Mechanische Analyse	29
3.1.3 Bestimmung der Poissonzahl	33
3.2 Charakterisierung der Bruchzähigkeit	37
3.2.1 Messung	38
3.2.2 Bruchhypothese und Verifikation	44

4	Bauteilanalyse	52
4.1	Demonstrationsexperiment	52
4.1.1	Aufbau und Durchführung	52
4.1.2	Ergebnisse	54
4.2	Vorüberlegungen zur Simulation	54
4.2.1	Risstopologie	54
4.2.2	Vernetzung	60
4.3	Simulation mit viskoelastischem Werkstoffmodell	62
4.3.1	Vorüberlegungen	63
4.3.2	Belastungsgeschichte	64
4.3.3	Belastungsrate	66
4.4	Vergleich von Simulation und Experiment	68
4.4.1	Risslokalisierung	68
4.4.2	Risswinkel	71
4.4.3	Risslänge	74
4.4.4	Delamination	76
4.4.5	Geometrievergleich	78
5	Diskussion der Anwendung	82
5.1	Geometrie und Vernetzung	82
5.2	Erstellung des Werkstoffmodells	82
5.2.1	Auswahl	82
5.2.2	Charakterisierung	84
5.3	Charakterisierung der Bruchzähigkeit	84
5.4	Beurteilung des Versagensrisikos	84
6	Ausblick	86
6.1	Werkstoffermüdung	86
6.2	Temperaturschock	87
6.3	Grenzflächenrisse	88
A		90
A.1	Darstellung der Einzelergebnisse des Relaxationsversuches	90
A.2	Umrechnung der Relaxationsfunktionen	90
A.3	Modifiziertes Rissschließungsintegral im 3D-Fall	92
A.4	Numerische Berechnung von Schaperys „Work of Fracture“	92
A.5	Dynamische Belastung viskoelastischer Körper	93
A.6	Elastisches Werkstoffmodell	94
A.7	Ankermodell	94
A.8	Modell des komplett vergossenen Hexaeders	95

A.9 Abschätzung des Fehlers bei Anwendung eines elastischen Werkstoffmodells 98

Kapitel 1

Einleitung

Zur erfolgreichen Entwicklung innovativer mikroelektronischer Systeme ist es nötig, eine ausreichende Zuverlässigkeit dieser Produkte über die Lebenszeit zu realisieren, da eine Markteinführung nur gelingen kann, wenn der Nutzer des Produkts diese Innovation auch als hilfreich empfindet. Zum Erreichen dieses Ziels bedarf es schon während der Entwicklung einer Evaluierung des potentiellen Produktes, damit im frühen Entwicklungsstadium die geeigneten Technologien eingesetzt und optimiert werden, so dass Entwicklungskosten reduziert werden können [1]. Neben experimentellen Methoden zur Evaluierung der Zuverlässigkeit ergeben sich durch die Simulation zusätzliche Möglichkeiten. So lassen sich z. B. durch FE-Simulationen (Finite-Elemente-Simulationen) räumliche Darstellungen der Belastungsverteilungen ermitteln und so die kritischen Bereiche lokalisieren. Designvarianten lassen sich an FE-Modellen leichter und schneller variieren als im Experiment, so dass hier entscheidende Erkenntnisse gewonnen werden können, die im Experiment nur aufwändig zu ermitteln wären. Des Weiteren können ungeeignete Entwürfe erkannt und verworfen werden, noch bevor erste Prototypen hergestellt sind. Aber auch bei bestehenden Bauteilen können Simulationen helfen, die auftretenden Versagensmechanismen zu verstehen. Allerdings ist der Gewinn durch eine Simulation nur gegeben, wenn hier die entscheidenden Effekte, Werkstoffeigenschaften und Versagensmechanismen berücksichtigt werden, von denen ein Einfluss auf die Zuverlässigkeit zu erwarten ist.

Die vorliegende Arbeit soll sich auf die mechanische Zuverlässigkeit der Verkapselung elektronischer Bauteile konzentrieren, die das elektrische Element vor Umwelteinflüssen wie Feuchtigkeit, Öl oder Chemikalien schützt und zur elektrischen Isolation innerhalb des Bauteils beiträgt. Ein mechanisches Versagen der Verkapselung in Form eines Bruchs kann zu einem kompletten Versagen des Bauteils führen. Als wichtige Ursache für ein entsprechendes Risiko werden mechanische Spannungen angesehen, die eine Folge der Kombination von Werkstoffen mit unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten sind. Daneben können mechanische Spannungen z. B. auch durch Materialschumpfung beim Härten oder Schwellung als Ergebnis von Feuchtigkeitenaufnahme

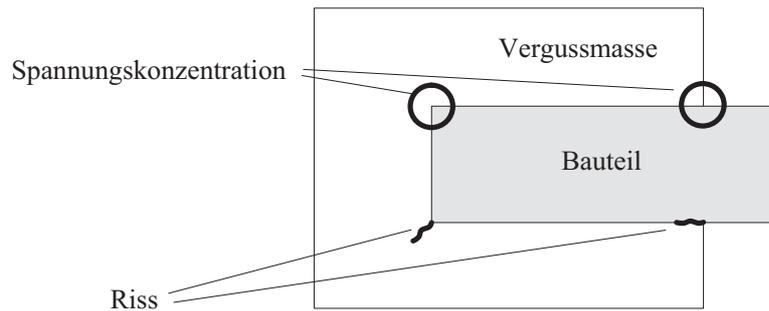


Abbildung 1.1: Beispiel eines vergossenen Bauteils (abstrahiert) mit der Darstellung der kritischen Bereiche für Risse und Delaminationen

verursacht werden. Diese Effekte werden zunächst vernachlässigt, da der Kernpunkt der Arbeit nicht auf der Ursache der mechanischen Belastung liegen soll, sondern ihre Wirkung simulativ erfassbar machen soll. Es muss also geklärt werden, welche mechanische Belastung kritisch ist und zu einem Versagen des untersuchten Bauteils führen kann.

Wird ein Bauteil vergossen bzw. mit einem anderen Werkstoff umhüllt, so konzentrieren sich thermisch-mechanische Spannungen an Ecken und freien Grenzflächen. Eine Idealisierung der Geometrie und Werkstoffeigenschaften, wie sie bei einer Modellierung nicht zu vermeiden ist, führt dabei zu dem Problem, dass die Spannungen singular werden und ein maximaler Wert nicht mehr ermittelt werden kann. So ist die im Zugversuch ermittelte maximale Zugspannung nicht mehr zur Evaluierung des Bruchrisikos geeignet. Dieses Problem könnte behoben werden, wenn die realen Geometrien verfügbar wären, da die Spannungen in der Realität durch abgerundete Kanten und Plastifizierungen endlich sind. Dies bedarf aber sehr genauer Kenntnisse über Bauteil und Werkstoff, die meist nicht verfügbar bzw. nur aufwändig zu ermitteln sind. Somit finden sich in der Literatur eine Reihe von Lösungsvorschlägen, um mit solchen singulären Spannungskonzentrationen in elektronischen Bauteilen umzugehen. Eine Reihe von Ansätzen wurden von Xu und Nied [2] erwähnt, die aber auf die zweidimensionale Analyse beschränkt bleiben. Dabei zeigten Xu und Nied in ihrer dreidimensionalen Analyse von Flip-Chip-Packages, dass im Vergleich zur zweidimensionalen Analyse deutlich andere Ergebnisse erzielt werden. In diesen Analysen wurden zwar die Spannungen an Ecken und Kanten genau beschrieben, aber die Frage, wann diese kritisch werden, wurde nicht beantwortet. Somit analysierten z. B. Dudek et al. [3] den so genannten Pull-Out-Test, um aus diesem eine kritische Größe abzuleiten.

Einen etwas anderen Ansatz verfolgten z.B. Harries und Sitaraman [4], indem sie einen schon bestehenden Grenzflächenriss annahmen und analysierten. Dabei konnten sie nicht nur die Lastsituation bei der Belastung untersuchen, sondern auch das Verhalten bei der Ausbreitung des Risses. Die kritischen Grenzwerte wurden an speziellen Bruchproben für Grenzflächenrisse bestimmt [5]. Dabei wurde für das Polymer nur elastisches und elastisch-plastisches Werkstoffverhalten angenommen, da es für viskoelastisches Werk-

stoffverhalten keine Interpretation der bekannten Belastungsgrößen gibt. Angesichts der Tatsache jedoch, dass Polymere ein ausgeprägtes Kriech- und Relaxationsverhalten aufweisen, das auch wesentlichen Einfluss auf die Deformation der Bauteile hat [6], besteht hier der Bedarf einer Klärung des Zusammenhangs. Einen Versuch starteten Xiong und Tay [7], indem mit der Energiefreisetzungsrates, berechnet durch ein virtuelles Rissabschlussintegral, IC-Packages zweidimensional untersucht wurden. Allerdings wurde weder der verwendete Belastungsparameter kritisch analysiert, noch wurde der Einfluss von viskoelastischem Werkstoffverhalten auf die kritischen Bruchparameter berücksichtigt. Dies ist jedoch sehr wichtig, da das Kriech- und Relaxationsverhalten von Polymeren auch den Bruchprozess beeinflusst [8].

Somit ist es nötig, eine Untersuchung zur Simulation von Rissen in Polymerwerkstoffen elektronischer Bauteile durchzuführen und dabei die auftretenden grundlegenden Fragen zur Berücksichtigung der viskoelastischen Eigenschaften von Polymeren zu beantworten.

Kapitel 2

Grundlagen

Wird ein Werkstoff einer sich ändernden Temperatur $\Delta T = T - T_{ref}$ ausgesetzt, so entstehen thermische Dehnungen ε_{th} . Es wird angenommen, dass sie sich linear mit den elastischen Dehnungen ε_{el} zur Gesamtdehnung

$$\varepsilon = \varepsilon_{th} + \varepsilon_{el} \quad (2.1)$$

überlagern, die den Randbedingungen genügen muss. Dabei wird die thermische Dehnung durch den Ausdehnungskoeffizienten $\alpha(T)$ beschrieben. Ist dieser temperaturabhängig, so wird die Dehnung über $\varepsilon_{th} = \int_{T_{ref}}^T \alpha(T) dT$ bestimmt. Die elastische Dehnung wird im einfachsten Fall durch das Hooke'sche Gesetz mit der Spannung σ verknüpft. Ansonsten kann die Dehnung aber auch viskose oder plastische Anteile besitzen. Insbesondere auf den Fall der Viskoelastizität wird im folgenden Abschnitt eingegangen. Hier wird die elastische Dehnung durch die viskoelastische Dehnung ersetzt.

2.1 Lineare Viskoelastizität

Im Idealfall lassen sich die mechanischen Eigenschaften von elastischen Festkörpern bei infinitesimal kleinen Deformationen durch das Hooke'sche Gesetz beschreiben. Hier sind die Spannungen direkt proportional zu den Dehnungen. Die Eigenschaften viskoser Flüssigkeiten werden bei kleinen Dehngeschwindigkeiten durch das Newton'sche Gesetz beschrieben, wobei die Spannungen proportional zur Dehngeschwindigkeit sind. Beide Gesetze beschreiben also lineares Materialverhalten. Eine viskose Flüssigkeit kann allerdings keine elastische Energie speichern und ein elastischer Körper keine zeitabhängige Spannung oder Deformation aufweisen. Weist ein Material sowohl viskose als auch elastische Eigenschaften auf, die linear beschreibbar sind, so wird es als linear viskoelastisch bezeichnet. Dies ist jedoch nur eine erste Näherung, denn bei großen Deformationen und Spannungen reichen diese Gesetze nicht mehr aus. Die Unterteilung in „groß“ und „klein“ hängt dabei ganz von der betrachteten Genauigkeit und dem jeweiligen Material ab.

Aufgrund der Kettenstruktur der Moleküle gehen Deformationen von Polymeren mit Reorganisationsprozessen einher. Das dabei auftretende Gleiten der Molekülketten führt zu viskosem Deformationsverhalten. Die bei Deformation auftretende Entropieänderung sowie die gegenseitige Abstoßung der Moleküle erklären elastisches Materialverhalten. Somit lässt sich das Materialverhalten von Polymeren durch viskoelastische Modelle beschreiben, wobei die Betrachtungen dieser Arbeit auf die lineare Näherung von elastischem und viskosem Verhalten konzentriert sind.

2.1.1 Boltzmann'sches Lineares Superpositionsprinzip

Wird ein viskoelastischer Körper zum Zeitpunkt t_i einem Spannungssprung $\Delta\sigma_i$ unterworfen, so nehmen die Dehnungen zeitabhängig mit t zu

$$\Delta\varepsilon_i(t) = D(t - t_i)\Delta\sigma_i \quad (2.2)$$

und sind eine Funktion der Kriechfunktion $D(t)$. Genauso verhält es sich mit den Spannungen

$$\Delta\sigma_i(t) = E(t - t_i)\Delta\varepsilon_i, \quad (2.3)$$

die nach einem Dehnungssprung $\Delta\varepsilon_i$ als Funktion der Relaxationsfunktion $E(t)$ relaxieren. Treten mehrere Dehnungssprünge auf, wie in Abb. 2.1 dargestellt, so werden die Sprungantworten $\Delta\sigma_i$ der einzelnen Dehnungssprünge linear zur Gesamtlösung $\sigma(t)$ superponiert. Bei N Sprüngen ergibt sich somit

$$\sigma(t) = \sum_{i=1}^N E(t - t_i)\Delta\varepsilon_i(t_i), \quad (2.4)$$

woraus sich für den kontinuierlichen Fall die konstitutive Gleichung ergibt:

$$\sigma(t) = \int_{-\infty}^t E(t - t')d\varepsilon(t') = \int_{-\infty}^t E(t - t')\dot{\varepsilon}(t')dt'. \quad (2.5)$$

Um die Dehnungen als Funktion der Spannungen zu beschreiben, kann man in gleicher Weise vorgehen:

$$\varepsilon(t) = \int_{-\infty}^t D(t - t')\dot{\sigma}(t')dt'. \quad (2.6)$$

Kriech- und Relaxationsfunktion sind dabei über das Integral

$$\int_{-\infty}^t E(t - t')D(t')dt' = t \quad (2.7)$$

miteinander verknüpft. Soll also ein Material viskoelastisch charakterisiert werden, so genügt es, eine der beiden Funktionen zu bestimmen. Damit ist allerdings noch nichts über die Form der Materialfunktionen ausgesagt worden. Diese lässt sich durch Feder-Dämpfer-Modelle, die im Folgenden betrachtet werden, erklären und veranschaulichen.

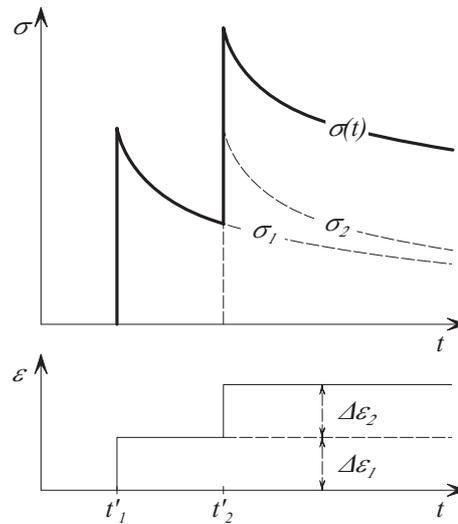


Abbildung 2.1: Überlagerung der Spannungen verursacht durch die Dehnungssprünge $\Delta\varepsilon_1$ und $\Delta\varepsilon_2$

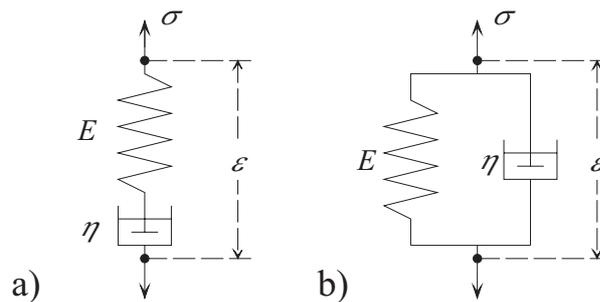


Abbildung 2.2: Vereinfachte Feder-Dämpfer-Modelle: (a) Maxwell-Modell; (b) Kelvin-Voigt-Modell

2.1.2 Feder-Dämpfer-Modelle

Zur Illustration viskoelastischen Materialverhaltens werden häufig Feder-Dämpfer-Modelle verwendet, die in der Literatur ausführlich beschrieben werden (z.B. [9]). Hier sollen nur kurz die wichtigsten Punkte zusammengefasst werden.

Wie schon in der Einleitung dieses Abschnitts erläutert, weist linear viskoelastisches Material sowohl elastisches als auch viskoses Verhalten auf. Dabei lässt sich das linear elastische Verhalten durch ein Feder-Element mit der Konstante E repräsentieren, wobei seine Spannung σ_F mit der Dehnung ε_F durch das Hooke'sche Gesetz verknüpft ist:

$$\sigma_F = E\varepsilon_F . \tag{2.8}$$

Das viskose Materialverhalten wird durch ein Dämpfer-Element dargestellt, das durch

$$\sigma_D = \eta\dot{\varepsilon}_D \tag{2.9}$$

beschrieben wird. Es wird also angenommen, dass sich die Strömung im Dämpfer durch das Newton'sche Gesetz des viskosen Flusses beschreiben lässt.

Die einfachsten Grundkombinationen dieser Elemente ergeben sich zum einen durch eine Reihenordnung zum Maxwell-Modell (Abb. 2.2a) und durch eine Parallelanordnung zum Kelvin-Voigt-Modell (Abb. 2.2b). Im Folgenden sei nur das Maxwell-Modell betrachtet, bei dem sich die Dehnungen der Elemente ε_D und ε_F zur Gesamtdehnung ε addieren, so dass sich folgende Differentialgleichung

$$\sigma + \tau \dot{\sigma} = \eta \dot{\varepsilon} \quad (2.10)$$

mit $\tau = \eta/E$ ableiten lässt. Mit Anwendung der Laplacetransformation lässt sich diese lösen [9]. Hieraus folgt die bekannte konstitutive Gleichung für die Relaxation (Gleichung 2.5) mit der Relaxationsfunktion

$$E(t) = E \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (2.11)$$

Ähnlich wird beim Kelvin-Voigt-Modell vorgegangen, so dass sich die folgende Kriechfunktion ergibt:

$$D(t) = E^{-1} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right). \quad (2.12)$$

Beide Modelle sind jedoch nicht geeignet, reales Materialverhalten darzustellen. Sie sind im Allgemeinen auch nicht ineinander konvertierbar. So besitzt das Maxwell-Modell eine instantane Elastizität ($t \rightarrow 0$), die beim Kelvin-Voigt-Modell nur für $\eta \rightarrow 0$ möglich ist, das dann einem rein elastischen Modell gleicht. Und das Kelvin-Voigt-Modell hat für $t \rightarrow \infty$ eine Elastizität, die beim Maxwell-Modell nur für $\eta \rightarrow \infty$ realisierbar ist. Um die Anwendbarkeit der Modelle für reale Materialien zu gewährleisten, können diese verallgemeinert werden und stellen so die Grundelemente für komplexere allgemeinere Modelle dar.

Im verallgemeinerten Maxwell-Modell werden die einzelnen Maxwell-Elemente parallel angeordnet (Abb. 2.3 a). Die Spannungen der einzelnen Elemente σ_i summieren sich zur Gesamtspannung

$$\sigma(t) = \sum_{i=1}^N \sigma_i = \sum_{i=1}^N \int_{-\infty}^t E_i(t-t') \dot{\varepsilon}(t') dt'. \quad (2.13)$$

Die Relaxationsfunktion des Gesamtsystems wird dann durch die Prony-Reihe

$$E(t) = \sum_{i=1}^N E_i(t) = \sum_{i=1}^N E_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \quad (2.14)$$

beschrieben. Mit der Kriechfunktion

$$D(t) = \sum_{i=1}^N E_i^{-1} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right)\right) \quad (2.15)$$

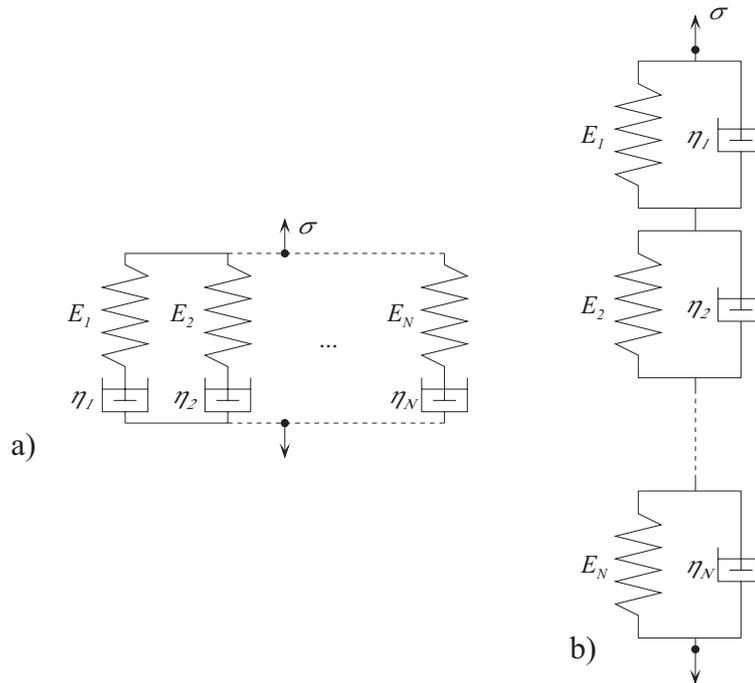


Abbildung 2.3: Feder-Dämpfer-Modelle: Verallgemeinertes (a) Maxwell-Modell und (b) Kelvin-Voigt-Modell

lässt sich in entsprechender Weise ein verallgemeinertes Kelvin-Voigt-Modell erstellen (Abb. 2.3 b). Beide Modelle lassen sich ineinander konvertieren [10]. Dabei sind die Konstanten der beiden Modelle E_i und η_i nicht gleich. Des Weiteren können auch einzelne Konstanten den Wert 0 bzw. ∞ approximieren, so dass z.B. ein Kelvin-Voigt-Element keinen Dämpfer enthält und somit für $t \rightarrow 0$ elastisches Verhalten auftritt.

2.1.3 Zeit-Temperatur-Superposition

Die Methode der Zeit-Temperatur-Superposition geht auf die phänomenologische Beobachtung zurück, dass Relaxations- bzw. Kriechprozesse bei höheren Temperaturen ähnlich denen bei niedrigen Temperaturen und langen Zeiten verlaufen. Somit bedeutet eine Erhöhung der Temperatur T eine Stauchung der Zeitachse der Referenztemperatur T_{ref} . Anders ausgedrückt lässt sich die „gestauchte“ Zeit durch die „effektive Zeit“ oder „reduzierte Zeit“

$$\tau = \int_0^t \frac{dt'}{a_T(T)} \quad (2.16)$$

beschreiben. Damit lässt sich das Relaxationsverhalten der Referenztemperatur, dargestellt durch die Masterkurve $E(\tau, T_{ref})$, mit dem Verschiebungsfaktor $a_T(T)$ auf das Verhalten bei der aktuellen Zeit t und der Temperatur T übertragen:

$$E(t, T) = E(\tau, T_{ref}). \quad (2.17)$$

Sind also die Masterkurve und der Verschiebungsfaktor bekannt, so ist das Materialverhalten im untersuchten Temperatur- und Zeitbereich vollständig beschrieben. Materialien, die sich so hinreichend genau beschreiben lassen, werden „thermorheologisch einfach“ genannt. Das Verfahren wird auch häufig angewendet, um mit Kurzzeitversuchen das Langzeitverhalten zu beschreiben. Ein solcher Versuch ist allerdings nur rein phänomenologisch begründet, so dass es genügend Beispiele gibt, bei denen dieses Verfahren versagt [11].

Zur Beschreibung des Zeit-Temperatur-Verschiebungsfaktors wird häufig die WLF-Gleichung (Williams-Landel-Ferry-Gleichung) angewendet [10]. Es werden aber auch andere Funktionen vorgeschlagen [11], wobei insbesondere in sehr großen Temperaturbereichen mit Überschreiten der Glasübergangstemperatur die WLF-Gleichung nicht mehr ausreichend sein kann [12]. Für diesen Fall wird für die Beschreibung ein Polynomansatz vorgeschlagen. Da das Verschiebungsverhalten in der vorliegenden Arbeit rein phänomenologisch beschrieben werden soll, richtet sich der Einsatz des Ansatzes nach den experimentellen Ergebnissen.

2.1.4 Multi-Axiales Modell

Im allgemeinen dreidimensionalen Fall lässt sich viskoelastisches Materialverhalten durch

$$\sigma_{ij}(t) = \int_{-\infty}^t E_{ijkl}(t) \frac{\partial \varepsilon_{kl}}{\partial t'} dt' \quad (2.18)$$

beschreiben [9] ($i, j, k, l = 1..3$). Für weitere Vereinfachungen und Umformungen empfiehlt es sich, die Gleichung mit Hilfe des Faltungssatzes in den Laplaceraum zu transformieren, so dass sich ein elastisches Vergleichsproblem für $\varepsilon_{ij}(t = 0) = 0$ ergibt,

$$\bar{\sigma}_{ij} = s\bar{E}_{ijkl}\bar{\varepsilon}_{kl}, \quad (2.19)$$

wobei s die freie Variable des Laplaceraums ist und die laplacetransformierten Funktionen durch einen Balken $\bar{\quad}$ markiert werden. Die Lösungen dieses elastischen Problems sind allgemein bekannt und können durch eine Rücktransformation in den viskoelastischen Fall übertragen werden.

Für isotrope Materialien gilt

$$\bar{\sigma}_{ij} = 2s\bar{G}\bar{\varepsilon}'_{ij} + s\bar{K}\bar{\varepsilon}_{kk}\delta_{ij}, \quad (2.20)$$

wobei G der Schermodul und K der Kompressionsmodul ist. Der Dehnungsdeviator ε'_{ij} wird durch

$$\varepsilon'_{ij} = \varepsilon_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\varepsilon_{kk} \quad (2.21)$$

ausgedrückt. Die Moduli hängen mit dem Elastizitätsmodul E und der Querkontraktionszahl ν in bekannter Weise zusammen:

$$s\bar{G} = \frac{s\bar{E}}{2(1+s\bar{\nu})}, \quad s\bar{K} = \frac{s\bar{E}}{3(1-2s\bar{\nu})}. \quad (2.22)$$

2.2 Lineare Bruchmechanik

Im geschichtlichen Rückblick zeigt sich, dass bis in die 60er Jahre in erster Linie Versagenskriterien für das mechanische Design verwendet wurden, die die Zugfestigkeit für Sprödbbruch, Mises' oder Tresca'sche Kriterien für das Fließen oder Wöhler-Diagramme für die Ermüdung verwendeten [13]. Dabei wurde die Lebensdauer über die Zeit bis zum Erreichen eines sichtbaren Risses definiert. Allerdings führten verschiedene katastrophale Versagensereignisse in den 40er und 50er Jahren an Schiffen und Flugzeugen zu einer Intensivierung der Forschungstätigkeiten, die zum Ziel hatten, die Gründe dieses Versagens zu finden. In dieser Zeit entwickelte sich die Bruchmechanik als Methodik, die heute vielfach eingesetzt und weiterentwickelt wird, um das Versagen von Strukturen zu analysieren. Im vorliegenden Abschnitt sollen dazu die Grundbegriffe und -gleichungen kurz erläutert werden, die im Laufe der Arbeit von Bedeutung sind.

Dem mechanischen Versagen einer Struktur geht eine Veränderung des tragenden Werkstoffes voraus. Bei Polymeren werden dabei die Molekülketten verstreckt, und es können sich Fließzonen bilden. Je nach Struktur sind diese Zonen durch eine Volumendeformation („crazing“) oder eine volumentreue Scherdeformation („shear yielding“) gekennzeichnet. Bei Epoxidharzen zum Beispiel, bei denen die Kettenmoleküle vernetzt sind, beobachtet man eher Scherbänder („shear bands“), die eine volumentreue Deformation beschreiben [14]. Können die Moleküle die dabei auftretende Belastung nicht mehr aufnehmen, so zerreißen sie. Wird das Polymer mit Partikeln gefüllt, so bildet es die Matrix für die Partikel, wobei weitere mögliche Schadensmechanismen hinzu kommen. Die Matrix kann sich von den Partikeln ablösen, Risse werden an Partikeln abgelenkt, Partikel bilden Brücken am Riss oder Mikrorisse werden an Partikeln initiiert. Dabei hängt es von der Temperatur und der Belastungsgeschwindigkeit ab, welcher Mechanismus dominiert [14].

Bei großen Spannungskonzentrationen treten diese Schäden stark lokalisiert auf. Sie können an den Ecken und Kanten eines Bauteils initiiert werden oder an rauen Oberflächen und Materialfehlern. Die stärkste Form der Spannungskonzentration stellt der Riss dar. Soll ein Bauteil ausgelegt werden, so ist es wichtig abzuschätzen, ob solche kritischen Stellen eine Gefahr für die Stabilität des Bauteils darstellen. Wird die Annahme getroffen, dass ein Riss an einer solchen Stelle vorhanden sei, so kann die ungünstigste Situation abgeschätzt werden und die Konzepte der Bruchmechanik können angewendet werden. In der linearen Bruchmechanik wird die Zone, in der Schädigungen auftreten, auf eine vernachlässigbar kleine Zone an der Risspitze begrenzt. Der Rest des Werkstoffes kann als ungeschädigt betrachtet werden. Diese Betrachtungsweise bietet sich insbesondere bei spröden Werkstoffen wie z.B. Epoxidharzen an, die häufig mit Konzepten der linearen Bruchmechanik untersucht werden [15]. Da der in dieser Arbeit vorliegende Werkstoff vergleichbare Eigenschaften hat, sollen die linearen Konzepte zunächst eingeführt werden, um sie im experimentellen Teil überprüfen zu können.

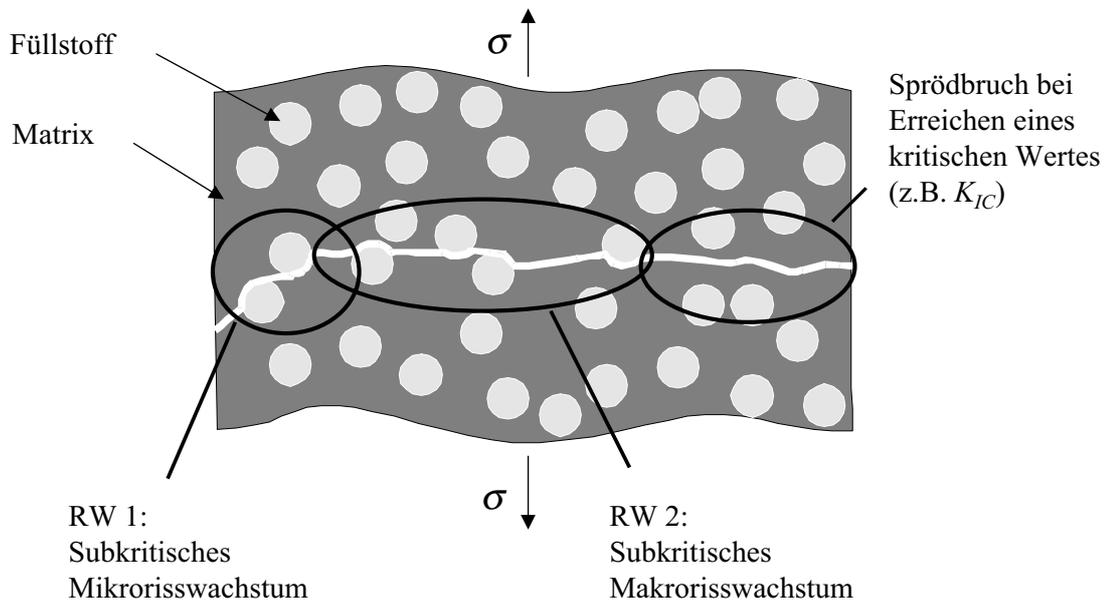


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Phasen des Risswachstums (von links nach rechts)

2.2.1 Phasen der Rissausbreitung

Für die Vorstellung vom Prozess der Rissentstehung und -ausbreitung wird hier auf die Kenntnisse über Metalle Bezug genommen [16]. Dem Risswachstum geht zunächst eine Schädigung des Werkstoffes voraus, die nicht Gegenstand der Bruchmechanik ist. Die dabei entstehenden Mikrorisse breiten sich aus und verbinden sich zu Rissen von makroskopischer Größe, wie in Abbildung 2.4 (RW1) dargestellt ist. Infolge weiterer Belastung breiten sich diese makroskopischen Risse stabil aus (RW2), bis die Rissausbreitung spröde und evtl. auch instabil wird. Dabei kann der Riss je nach Wachstumsart und -phase sowohl an den Grenzflächen zwischen Füllstoff und Matrix verlaufen als auch die Füllstoffpartikel durchtrennen, wie Smith [14] in einer ausführlichen Analyse gezeigt hat. Eine genauere Analyse dieser Zusammenhänge wird möglich, wenn Rissbelastung und Bruchzähigkeit quantitativ bewertet werden können. Da die quantitative Beschreibung für den Beginn der Sprödrissausbreitung den einfacheren Fall darstellt, wird mit dieser zunächst begonnen.

2.2.2 Quantitative Beschreibung

In der klassischen linear elastischen Bruchmechanik, wie sie in verschiedenen Lehrwerken ausführlich beschrieben wird [17,18], betrachtet man das den Riss umgebene Medium als homogen. Dies ist aber erst möglich, wenn die Risslänge wesentlich größer als die Mikrostrukturgröße ist. Bei kleineren Risslängen spricht man von „small crack growth“, da

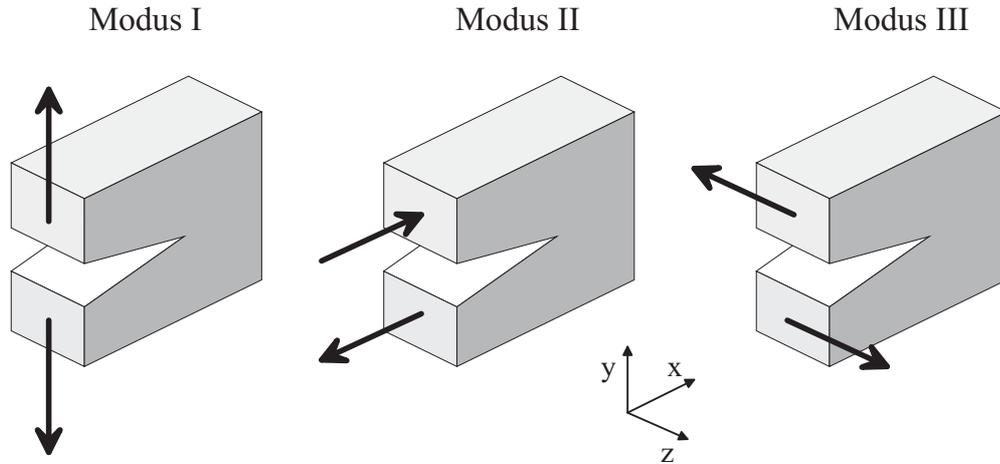


Abbildung 2.5: Rissbelastungsmodi

hier das Risswachstum maßgeblich von der Mikrostruktur bestimmt wird und dies zu etwas anderen Zusammenhängen führt [19]. Wird der umgebende Werkstoff als homogen und linear elastisch angenommen, so kann gezeigt werden, dass die Spannungen σ_{ij} an der idealen Risspitze singular werden und eine $1/\sqrt{r}$ -Asymptotik aufweisen [17,18]. Bei beliebiger Belastungsform lassen sich die Spannungen am Riss für $r \rightarrow 0$ durch folgende Funktionen approximieren:

$$\lim_{r \rightarrow 0} \sigma_{ij}(r, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \{K_I f_{ij}^I(\varphi) + K_{II} f_{ij}^{II}(\varphi) + K_{III} f_{ij}^{III}(\varphi)\}. \quad (2.23)$$

Die Verschiebungen u_{ij} werden währenddessen durch eine \sqrt{r} -Funktion beschrieben:

$$\lim_{r \rightarrow 0} u_{ij}(r, \varphi) = \frac{1}{2G} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \{K_I g_{ij}^I(\varphi) + K_{II} g_{ij}^{II}(\varphi) + K_{III} g_{ij}^{III}(\varphi)\}. \quad (2.24)$$

Die Belastung ist dabei durch die Superposition von drei unabhängigen Modi dargestellt, die anschaulich durch Abbildung 2.5 erklärt werden. Mit den zugehörigen Spannungsintensitätsfaktoren K_I , K_{II} und K_{III} wird die Belastungsgröße beschrieben. Die Indizes bezeichnen die kartesischen Koordinaten, und die Funktionen f_{ij}^α und g_{ij}^α sind dimensionslose Funktionen des Polarwinkels φ , deren Lösungen in allen wichtigen Lehrwerken dargestellt sind. Übliche Maßeinheiten sind folgendermaßen miteinander verknüpft:

$$\text{MPa}\sqrt{\text{m}} = 10\sqrt{10} \text{ Nmm}^{-3/2} = 10\sqrt{10} \text{ MPa}\sqrt{\text{mm}}. \quad (2.25)$$

Ein weiterer grundlegender Ansatz, die Belastung eines Risses zu beschreiben, geht auf Griffith zurück und basiert auf einer Energiebilanz am Riss. Wird nämlich angenommen, der belastete Riss breite sich aus, so entlastet sich der elastische Körper und gibt Energie dU ab, die im Rissfortschritt freigesetzt wird. Wirken äußere Kräfte auf

den Körper, so muss auch deren Arbeit dW berücksichtigt werden. Auf die freigesetzte Rissfläche dA bezogen ergibt sich die Energiefreisetzungsrate G aus

$$G = \frac{d(U - W)}{dA}, \quad (2.26)$$

wobei im zweidimensionalen Fall dA zu Bda mit der Rissverlängerung da und der Dicke B wird. Dieser Ansatz wird auch im J-Integral von Eshelby [20] und Rice [21] umgesetzt, das später in verallgemeinerter Form genauer erläutert wird. Die Energiefreisetzungsrate ist im elastischen Fall mit den Spannungsintensitätsfaktoren über

$$G = \frac{K_I^2 + K_{II}^2 + K_{III}^2}{E'} \quad (2.27)$$

verknüpft. Dabei ist E' der effektive E-Modul im ebenen Spannungszustand mit $E' = E$ und im ebenen Verzerrungszustand mit $E' = E/(1 - \nu^2)$.

2.2.3 Formen der Rissinitiierung und -ausbreitung

Beschränken wir uns zunächst auf eine Normalbelastung (Modus I), so tritt eine Rissinitiierung auf, wenn die Energiefreisetzungsrate G die kritische Energiefreisetzungsrate G_C übersteigt. Gleiches gilt für die Spannungsintensitätsfaktoren:

$$G \geq G_C \text{ bzw. } K_I \geq K_{IC}. \quad (2.28)$$

Dabei wird im Idealfall angenommen, dass die kritischen Größen unabhängig von der Risslänge sind. Dies wird durch eine Risswiderstandskurve, die in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt ist, ausgedrückt. In der Realität kann sie teilweise von dieser Idealform abweichen, wie im experimentellen Teil dieser Arbeit nachgewiesen wird.

Wird ein rissbehafteter Körper durch eine äußere Kraft oder Deformation belastet, so ist die Belastung an dem Riss der Länge a_0 zunächst unkritisch (vgl. kleiner unterer Kreis in Abbildung 2.6). Bei weiterer Erhöhung der Belastung wird G_C bzw. K_{IC} erreicht (vgl. kleiner oberer Kreis), und der Riss breitet sich aus. Erhöht sich bei dieser Rissausbreitung die Belastung ($dG/da > 0$, Abbildung 2.6a) ohne Erhöhung der äußeren Belastung, so steht für die Rissausbreitung mehr Energie zur Verfügung als zum Auftrennen der Rissflächen benötigt wird. Die überschüssige Energie wird in kinetische Energie umgewandelt, und der Riss breitet sich instabil aus. Es kann aber auch sein, dass sich die Belastung mit der Rissausbreitung erniedrigt ($dG/da < 0$, Abbildung 2.6b). In diesem Fall bleibt der Riss bei $G = G_C$ stehen und breitet sich nur bei Erhöhung der äußeren Belastung stabil aus.

Allerdings kann Rissausbreitung auch unterhalb der kritischen Werte auftreten. Bei Ermüdung unter zyklischer Belastung spricht man von unterkritischer Ermüdungsrissausbreitung (Abbildung 2.4, RW 2). Hier wird der Werkstoff vor der Risspitze durch

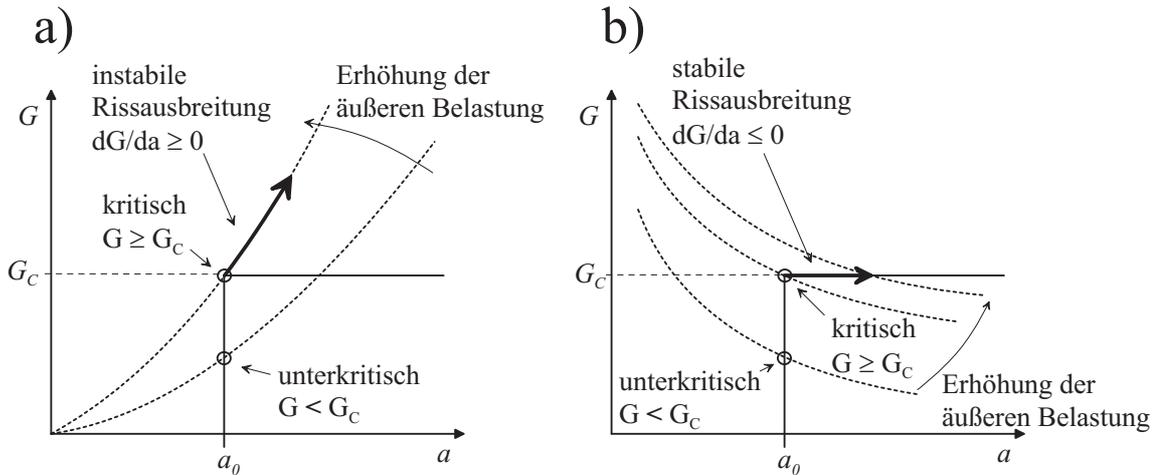


Abbildung 2.6: Hypothetischer Belastungsverlauf G als Funktion der Risslänge a (gestrichelt) im Vergleich zur Risswiderstandskurve (durchgezogen) eines Risses der Anfangslänge a_0 für unterschiedliche Belastungen mit einem Beispiel für instabile (a) und stabile (b) Rissausbreitung

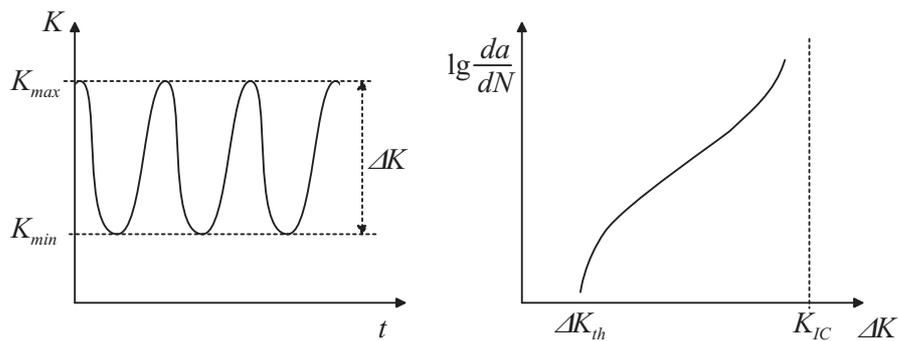


Abbildung 2.7: Vereinfachte Darstellung der Risswachstumsrate da/dN bei zyklischer Belastung mit der Amplitude ΔK [18]

die Belastungen geschädigt. Diese Schädigungen können eine makroskopisch messbare Rissausbreitung bewirken. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit da/dN pro Zyklus N entspricht dann ungefähr dem Verlauf in Abbildung 2.7. Der Schwellwert ΔK , ab dem Ermüdungsrissausbreitung beobachtbar wird, hängt sehr vom Werkstoff ab.

Aber auch ohne zyklische Belastung lässt sich insbesondere bei Polymeren unterkritisches Risswachstum beobachten. Dabei breitet sich der Riss nicht unmittelbar, sondern als Folge dauerhafter Belastung aus. In diesem Fall des Kriechrisswachstums kann die Belastung bei vernachlässigbar kleiner Prozesszone mit der Wachstumsrate in Beziehung gesetzt werden, deren Verlauf in Abbildung 2.8 dargestellt ist. Eine ausgeprägte Schwelle, ab der solches Wachstum auftritt, ist in experimentellen Untersuchungen jedoch nicht immer zu finden [22].

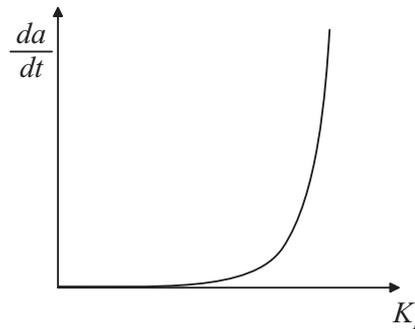


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Risswachstumsrate $\frac{da}{dt}$ bei Dauerbelastung K [8]

2.3 Bruch von linear viskoelastischen Materialien

Die bisher vorgestellten Konzepte sind nur für linear elastische Werkstoffe hergeleitet. Aber nicht nur die elastischen Eigenschaften von Polymeren weisen zeitabhängiges Verhalten auf, sondern auch ihre Brucheigenschaften. Damit ist die kritische Last (K_{IC}) von den Prüfbedingungen (Zeit, Temperatur, ...) abhängig, und es stellt sich die Frage, wie und mit welchen Konzepten ein solches Verhalten physikalisch sinnvoll beschrieben werden kann, insbesondere wenn das Werkstoffverhalten durch ein linear viskoelastisches Modell beschrieben wird.

In der Literatur [17, 22] findet sich häufig der vielversprechende Ansatz von Schapery [23]. Im Speziellen wurde für verschiedene Duroplasten die Abhängigkeit zwischen K_{IC} und der Zeit bis zur Rissinitiierung mit einer konstanten Brucharbeit erklärt [24, 25]. Zur Evaluierung der Rissbelastung bei viskoelastischen Materialien in der FE-Analyse ist dieser Ansatz allerdings nicht unbedingt geeignet. Hier finden häufig modifizierte Rissschließungsintegrale [7] und erweiterte Integralansätze [26, 27] ihre Anwendung. Eine kombinierte Betrachtung dieser Ansätze in experimenteller und theoretischer Hinsicht sowie eine Übertragung auf den dreidimensionalen Fall steht noch aus. Außerdem fehlt noch eine Evaluierung für den Einsatz bei der Simulation von thermomechanischen Belastungen in elektronischen Bauteilen. Dies soll in den nun folgenden Abschnitten zunächst auf theoretischer Basis geschehen.

2.3.1 Rissspitzenfelder

Die Rissspitzenfelder für viskoelastische Materialien lassen sich direkt aus dem elastischen Vergleichsfall übertragen. Wie bei den Materialgleichungen werden Spannungen und Dehnungen in der elastischen Lösung durch ihre Laplacetransformierten ersetzt. Die Werkstoffparameter werden durch das Produkt aus der freien Variablen des Laplaceraums s und der transformierten Relaxationsfunktion ersetzt. Im ebenen Verzerrungszustand z.B. für die Spannungen σ_{22} an der Rissspitze ($\varphi = 0$) und die Verschiebungen u_2^\pm der Rissflan-

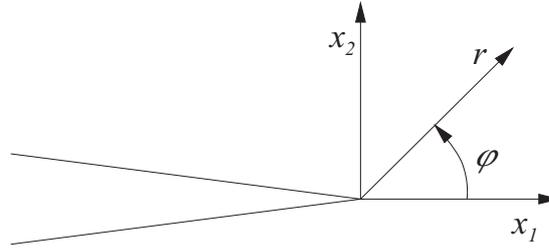


Abbildung 2.9: Lokales Koordinatensystem an der Risspitze

ken an Oberseite ($\varphi = +\pi, u_2^+$) und Unterseite ($\varphi = -\pi, u_2^-$) ergibt sich

$$\bar{\sigma}_{22} = \frac{\bar{K}_I}{\sqrt{2\pi r}} \quad \text{und} \quad \bar{u}_2^\pm = \pm \bar{K}_I \frac{4(1-(s\bar{v})^2)}{s\bar{E}} \sqrt{\frac{r}{2\pi}}, \quad (2.29)$$

wobei deutlich wird, dass auch im viskoelastischen Fall eine $\frac{1}{\sqrt{r}}$ -Singularität besteht mit

$$\sigma_{22} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}}, \quad \sigma_{12} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}}, \quad \sigma_{23} = \frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}}. \quad (2.30)$$

Außerdem lassen sich Rissöffnungsintensitätsfaktoren $K_\alpha^{(\varepsilon)}$ definieren, die die Verschiebungen u_i^\pm an den Rissflanken beschreiben:

$$u_1^\pm = \pm K_{II}^{(\varepsilon)} \sqrt{\frac{r}{2\pi}}, \quad u_2^\pm = \pm K_I^{(\varepsilon)} \sqrt{\frac{r}{2\pi}}, \quad u_3^\pm = \pm K_{III}^{(\varepsilon)} \sqrt{\frac{r}{2\pi}}. \quad (2.31)$$

Sie werden mit den Spannungsintensitätsfaktoren K_α über

$$K_\alpha^{(\varepsilon)}(t) = \int_0^t C_\alpha(t-t') \frac{\partial K_\alpha}{\partial t'} dt' \quad (2.32)$$

verknüpft ($\alpha = \text{I, II, III}$), und es folgen die viskoelastischen Steifigkeiten C_α für den ebenen Verzerrungszustand:

$$s\bar{C}_I = s\bar{C}_{II} = 4 \frac{1-(s\bar{v})^2}{s\bar{E}}, \quad s\bar{C}_{III} = 4 \frac{1+s\bar{v}}{s\bar{E}}. \quad (2.33)$$

2.3.2 Schaperys Ansatz

Die Zeitabhängigkeit des Bruchs von viskoelastischen Materialien wird häufig über das Vorhandensein einer Prozesszone erklärt [8], in der viskoplastische Schädigungen auftreten. Besonders interessant für die in dieser Arbeit angewendeten Modelle ist der Ansatz von Schapery [23], da hier angenommen wird, dass nicht nur die Prozesszone sich zeitabhängig verhält, sondern auch die Umgebung. Für diese wird lineare Viskoelastizität vorausgesetzt, während das Materialverhalten der Prozesszone nicht näher definiert werden muss.

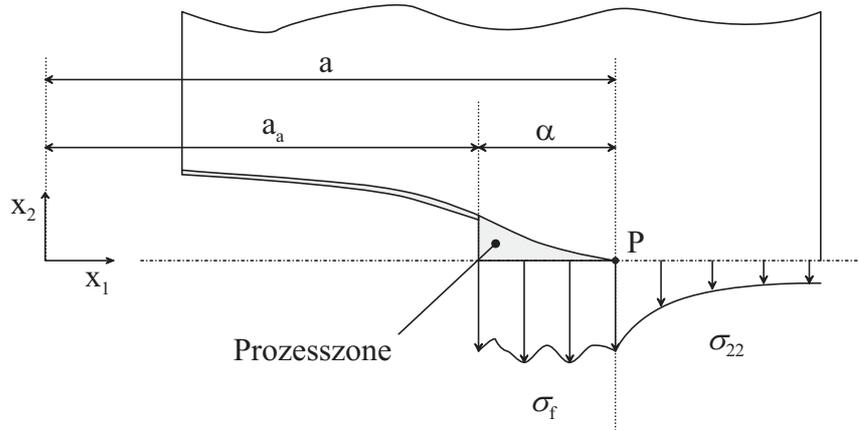


Abbildung 2.10: Obere Hälfte eines idealisierten Risses mit der Darstellung der Prozesszone, auf die die Spannung σ_f wirkt

Wenn sich der Riss ausbreitet, d.h. die Prozesszone mit gleichbleibender Größe (selbstähnlich) fortschreitet, wird das am stärksten belastete Flächenelement ($x_1 = a_a$, siehe Abb. 2.10) gelöst, so dass für $x_1 < a_a$ die Rissflanken nicht mehr durch eine Spannung belastet sind. Dazu muss der Zone Energie zugeführt werden. Die Kraft, die auf das Flächenelement wirkt, beträgt $\sigma_f dA$, so dass bei der hypothetischen Rissausbreitung pro Flächeneinheit und Risshälfte die Energie

$$\Gamma = \int_0^{u_2(a_a)} \sigma_f du_2 \quad (2.34)$$

dissipiert wird. Weitere Ausführungen, die hier nicht näher erläutert werden, führen dazu, dass die Größe der Prozesszone α vernachlässigt werden kann und Γ nur von den Eigenschaften der umgebenden Zone und dem Spannungsintensitätsfaktor K_I abhängt. Danach ergibt sich für die dissipierte Energie W_f bei monoton steigender Belastung

$$W_f = 2\Gamma = \frac{1}{4} \int_0^t C(t-t') \frac{\partial K_I^2}{\partial t'} dt' , \quad (2.35)$$

wobei spätere Veröffentlichungen [28, 29] diese allgemeine Darstellung auf Materialien mit konstanter Poissonzahl einschränken und $C(t)$ über Gleichung 2.33 definiert ist. Zusätzlich wird hier über Korrespondenzprinzipien ein sogenanntes viskoelastisches J-Integral J_V eingeführt, das im elastischen Vergleichsfall wegunabhängig ist. Da dieser Fall in der FE-Simulation nicht verfügbar ist, ist J_V für die Anwendung in dieser Arbeit nicht geeignet und wird nicht näher erläutert.

2.3.3 Rissschließungsintegral

Um die Rissbelastung bei viskoelastischen FE-Simulationen zu evaluieren, wird in verschiedenen Arbeiten das Rissschließungsintegral in jeweils unterschiedlichen Formen an-

gewendet [7, 26].

Es wird nach Irwin die Energie, die beim Rissfortschritt Δa dissipiert wird, der Energie gleichgesetzt, die zum Schließen des Risses um Δa benötigt wird. Im Folgenden wird der zweidimensionale Fall auf drei Dimensionen erweitert, wobei ähnlich zur Vorgehensweise von Narayana et al. [30] verfahren wird. Die Energiedissipationsrate lässt sich dabei in drei Modi separieren. Um die Berechnungsmethode erkennbar werden zu lassen, sei sie hier G^* genannt. Damit folgt für die Komponenten von G^* im lokalen Koordinatensystem (Abb. 2.9)

$$\begin{aligned} G_I^* &= \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \int_0^{\Delta a} \sigma_{11}(\Delta a - r) \Delta u_1(r) dr , \\ G_{II}^* &= \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \int_0^{\Delta a} \sigma_{12}(\Delta a - r) \Delta u_2(r) dr , \\ G_{III}^* &= \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \int_0^{\Delta a} \sigma_{23}(\Delta a - r) \Delta u_3(r) dr , \end{aligned} \quad (2.36)$$

mit $\Delta u_i = u_i^+ - u_i^-$. Die einzelnen Anteile werden linear über

$$G^* = G_I + G_{II} + G_{III} \quad (2.37)$$

zusammengesetzt. Die Beziehung zu den Spannungs- und Rissöffnungsintensitätsfaktoren ergibt sich, wenn die Verschiebungen (2.31) und Spannungen (2.30) in die Gleichungen (2.36) eingesetzt werden, so dass

$$G_\alpha^* = \frac{1}{4} K_\alpha K_\alpha^{(\varepsilon)} \quad (2.38)$$

mit $\alpha = I, II, III$ folgt. Bei reiner Modus-I-Belastung und konstanter spontaner Belastung durch K_I lässt sich die Kombination der Gleichungen (2.38) und (2.32) vereinfachen. In diesem Fall entspricht die Lösung der von Schapery:

$$G^*(t) = W_f(t) = \frac{1}{4} C(t) K_I . \quad (2.39)$$

Um G^* in der FEM zu berechnen, kann das Rissschließungsintegral (2.36) zum „Modified Virtual Crack Closure Integral“ (MCCI) modifiziert werden, wie von Rybicki und Kanninen gezeigt wurde [31]. Dabei verwendet man für 8-Knoten-Elemente (Abb. 2.11) die Verschiebungen $u_i^{(k)}$ der Knoten 1 bis 4 und die Kräfte $F_i^{(j)}$, die den Riss an den Knoten 5 und 6 zusammenhalten [32]. Die Kantenlänge der Elemente beträgt in diesem Fall Δl . Bezogen auf die Dicke B des 2D-Modells ergibt dies

$$G^* = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{F_i^{(5)}(u_i^{(1)} - u_i^{(3)}) + F_i^{(6)}(u_i^{(2)} - u_i^{(4)})}{2B\Delta l} , \quad (2.40)$$

wobei sich der hier vorgestellte zweidimensionale Fall auf den dreidimensionalen übertragen lässt, wie im Anhang A.3 gezeigt wird.

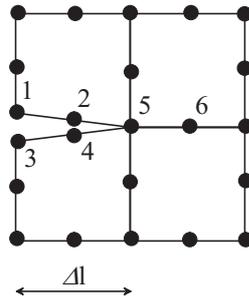


Abbildung 2.11: Knoten an der Risspitze eines 8-Knoten-Hexaedergitters

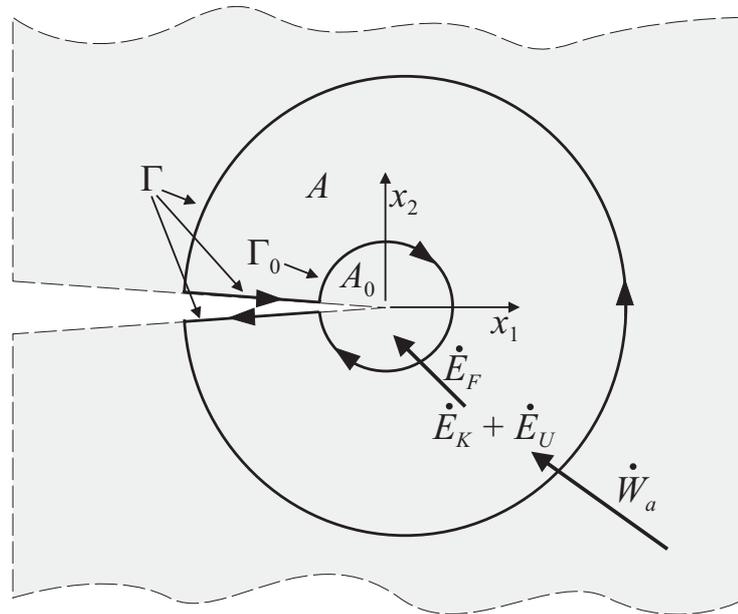


Abbildung 2.12: Energiefluss im Gebiet A eines rissbehafteten Körpers

2.3.4 Verallgemeinertes J-Integral

Als weitere Möglichkeiten, den Energiefluss in die Risspitze zu berechnen, werden in der Literatur häufig Integralansätze vorgeschlagen. Am bekanntesten ist hier das J-Integral von Eshelby [20] und Rice [21]. Es gilt allerdings nur, solange die Spannung eine eindeutige Funktion der Dehnung ist. Dies ist bei elastischen und nicht-linear elastischen Materialien der Fall. Für viskoelastische und plastische Materialien gilt dies nur bei monoton steigender Belastung. Daher wurden, oft empirisch motiviert, eine Vielzahl von Modifikationen vorgeschlagen. Die eigentliche Grundlage solcher Integralansätze ist jedoch die Energieerhaltung. Darauf basierend wurde von Atluri und Brust das T^* -Integral hergeleitet und auf elastisch-plastisches Risswachstum [33–35] und Kriechrisswachstum [36] übertragen. Der Zusammenhang zwischen Energiebilanz und Integralansatz sei hier kurz, basierend auf den Ausführungen von Groß [18], skizziert.

Wird einem rissbehafteten Gebiet über die Kontur Γ (siehe Abb. 2.12) Arbeit mit der

Leistung \dot{W}_a zugeführt, so führt dies zu einer Änderung der kinetischen Energie \dot{E}_K und der inneren Energie \dot{E}_U im Gebiet A . Des Weiteren gibt es einen Energiefluss \dot{E}_F in die Prozesszone A_0 über Γ_0 , so dass

$$\dot{W}_a = \dot{E}_K + \dot{E}_U + \dot{E}_F \quad (2.41)$$

folgt. Werden Trägheitskräfte ($E_K = 0$) vernachlässigt und führen wir die pro Rissverlängerung da und Einheitsdicke B in der Prozesszone dissipierte Energie T^* ein, so folgt

$$\frac{\partial a}{\partial t} \frac{dE_F}{Bda} = \dot{a}T^* = \int_{\Gamma} t_i \frac{du_i}{dt} ds - \int_A \frac{dU^*}{dt} dA . \quad (2.42)$$

Die Formänderungsenergiedichte U^* schließt dissipierte und elastische Energien ein, weshalb das Integral

$$U^* = \int_0^{\varepsilon_{ij}} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} \quad (2.43)$$

nicht wegunabhängig ist. Zur Abschätzung des Integrals in Gleichung (2.42) muss die Änderung von u_i in Relation zur Zeit bestimmt werden. Dazu wird die Rissausbreitung auf eine Ausbreitung in x_1 -Richtung eingeschränkt. Das totale Differential wird dann zu

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{da}{dt} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_1} \frac{\partial x_1}{\partial a} + \frac{\partial u_i}{\partial a} \right), \quad (2.44)$$

das sich mit der physikalischen Annahme selbstähnlicher Rissausbreitung zu

$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{da}{dt} \frac{\partial u_i}{\partial x_1} \quad (2.45)$$

vereinfachen lässt. Weitere mathematische Umformungen führen zum bekannten T^* -Integral [37],

$$T^* = \int_{\Gamma} U^* n_1 - t_i u_{i,1} ds - \int_A \frac{\partial}{\partial x_1} U^* - \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} \frac{\partial}{\partial x_1} u_i) dA , \quad (2.46)$$

das den Energiefluss in die Rissspitze für beliebiges Materialverhalten beschreibt. Falls im Sonderfall für U^*

$$\frac{\partial U^*}{\partial \varepsilon_{ij}} = \sigma_{ij} \quad (2.47)$$

gilt, so entfällt das Flächenintegral in (2.46), und T^* gleicht dem bekannten J -Integral [38]:

$$T^* = J . \quad (2.48)$$

Dies tritt allgemeingültig nur im Fall von linearer und nicht-linearer Elastizität auf, wo keine Energie dissipiert werden kann. Treten dissipative Prozesse auf, so gilt (2.47) nur während monoton steigender Belastung im gesamten Integrationsgebiet A .

Tabelle 2.1: Probengröße der CT-Probe (vgl. Abb 3.12) und Materialdaten für den Testfall

2D-CT Probe	viskoelastisches Materialmodell															
	$E(t) = E_\infty + \sum_{i=1}^2 E_i \exp -\frac{t}{\tau_i}$															
$W = 20 \text{ mm}$ $B = 6 \text{ mm}$ $a/w = 0,5$ $\Delta l/a = 1,25 \cdot 10^{-3}$	<table border="0"> <tr> <td style="padding-right: 10px;">i</td> <td style="padding-right: 10px;">$E_i[\text{MPa}]$</td> <td>$\tau_i[\text{s}]$</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1500</td> <td>0,1</td> </tr> <tr> <td>2</td> <td>1500</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>∞</td> <td>500</td> <td>–</td> </tr> <tr> <td colspan="3" style="text-align: center;">$\nu = 0,3 = \text{const.}$</td> </tr> </table>	i	$E_i[\text{MPa}]$	$\tau_i[\text{s}]$	1	1500	0,1	2	1500	1	∞	500	–	$\nu = 0,3 = \text{const.}$		
i	$E_i[\text{MPa}]$	$\tau_i[\text{s}]$														
1	1500	0,1														
2	1500	1														
∞	500	–														
$\nu = 0,3 = \text{const.}$																

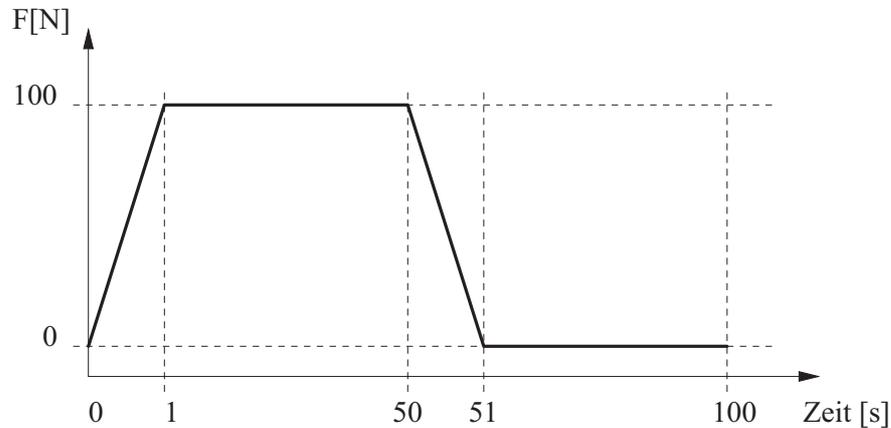


Abbildung 2.13: Belastungsverlauf an der CT-Probe

2.3.5 Diskussion der Ansätze

Nachdem verschiedene Ansätze vorgestellt wurden, soll illustriert und diskutiert werden, in welchen Fällen die Ansätze von der theoretischen Seite her für viskoelastische Werkstoffe angewendet werden können. Dazu wurde zunächst ein zweidimensionaler Testfall simuliert, in dem eine CT-Probe mit einem viskoelastischen Werkstoffmodell (Tab. 2.1) gemäß Abbildung 2.13 be- und entlastet wurde. Zur Berechnung wurde ein 8-Knoten-Hexaeder-Netz verwendet, das an der Risspitze der Form von Abbildung 2.11 gleicht. Das Problem wurde sowohl mit ABAQUS als auch mit ANSYS als Finite-Elemente-Solver gelöst und in beiden Fällen das J -Integral mit der jeweils vom Hersteller implementierten Routine berechnet. Zusätzlich wurde in ANSYS das Rissschließungsintegral berechnet. Um die Brucharbeit W_f zu berechnen, wurde der Spannungsintensitätsfaktor mit der Standardformel für CT-Proben (z.B. [39]) berechnet und Gleichung (2.35) mit MATHEMATICA numerisch gelöst (siehe Anhang A.4). Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.14 dargestellt.

Die Belastung findet in einem Zeitbereich statt, in dem die Relaxationsprozesse ihre

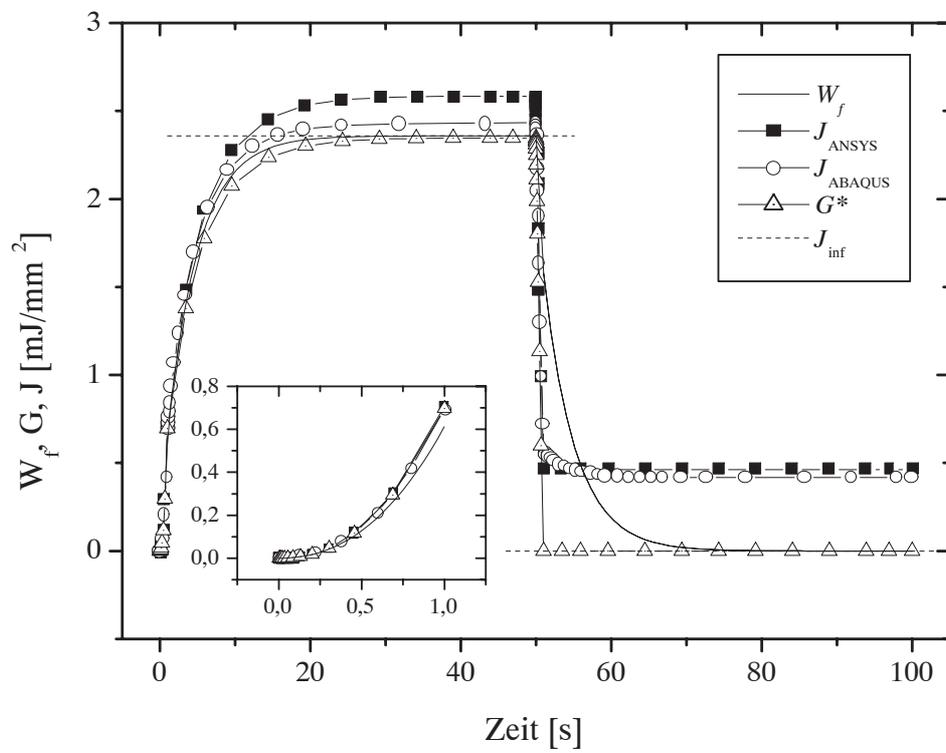


Abbildung 2.14: Belastungsparameter im Vergleich

Zeitkonstanten haben (0,1 s - 1 s). In Abbildung 2.14 lässt sich erkennen, dass zwischen beiden berechneten J -Integralen und G^* keine Unterschiede auftreten, während zu W_f ein Unterschied von ungefähr 13 % besteht. Wird die Zeit der Lastaufbringung klein im Vergleich zur Belastungszeit, so gleichen sich W_f und G^* entsprechend (2.39) einander an. Auch das J -Integral erreicht in der Asymptotik $t \rightarrow \infty$ ungefähr $J_{inf} = (1 - \nu^2)K_I^2/E_\infty$. Allerdings gilt dies nicht für das Integral, das mit ANSYS berechnet wurde. Der Unterschied der Lösungen für das J -Integral lässt sich dadurch erklären, dass hier ein anderer Ansatz zur Berechnung verwendet wurde, der zu größeren Fehlern führen kann. Bei der Entlastung ($t > 50$ s) zeigen Ergebnisse, die nicht in einem Diagramm dargestellt sind, dass J abhängig von der Wahl der Kontur wird, so dass die für J dargestellten Ergebnisse keine physikalische Bedeutung haben und keine geeignete Asymptotik für $t \rightarrow \infty$ erreicht wird. Diese wird zwar für W_f erreicht, allerdings ist W_f schon von der Voraussetzung her bei Entlastungsvorgängen nicht gültig. Für G^* kann nur gesagt werden, dass es zumindest qualitativ eine sinnvolle Aussage nach dem Entlasten der Probe liefert. Hier ist der Körper kräftefrei, so dass bei einer Rissausbreitung keine Energie freigesetzt werden kann. Entsprechend ist auch $G^* = 0$ für $K_I = 0$.

Es wird deutlich, dass W_f bei Kenntnis von $K(t)$ angewendet werden kann, wie es z. B. bei Prüfkörpern der Fall ist. Der Ansatz für W_f ist genau wie das J -Integral nur im Fall monoton steigender Belastung verwendbar, während diese Einschränkung nicht unbedingt für G^* gilt. Auch wenn Integralansätze häufig wegen ihrer Genauigkeit im Einsatz in der FEM verwendet werden, so zeigen die Ergebnisse hier, dass beim viskoelastischen Materialmodell ein lokaler Ansatz wie das Rissschließungsintegral vergleichbare Werte liefert. Bei der Implementierung ist außerdem weniger Programmierarbeit nötig, da Verschiebungen und Kräfte der Knoten einfacher verfügbar sind als Spannungen und Dehnungen für Kontur- und Flächenintegrale. Somit wird aus diesen Gründen bei viskoelastischen Simulationen der Schwerpunkt auf G^* (vgl. Gleichung 2.40) gelegt.

Um die Genauigkeit der für den 3D-Fall umgesetzten Routine für G^* zu testen, wird ein weiterer Testfall untersucht. Dazu wird die Belastung einer CTS-Probe (Compact-Tension-Shear) simuliert, die in Abbildung 2.15 dargestellt ist. Solche Proben werden verwendet, um am Riss durch eine Variation des Belastungswinkels unterschiedliche Überlagerungen von Normal- und Schubbelastung zu erzielen.

Zur Simulation werden die Geometrievorgaben aus der Arbeit von Richard [40] übernommen und ein elastisches Materialmodell angenommen. Die Vernetzung erfolgt in der Umgebung der Risspitze mit 8- bzw. 20-Knoten-Elementen. Die Elementgröße an der Risspitze beträgt $\Delta l/a = 0,004$ im 2D-Modell und $\Delta l/a = 0,0125$ im 3D-Modell. Für verschiedene Belastungswinkel wird G^* über das modifizierte Rissschließungsintegral berechnet. Die Rissöffnungsintensitätsfaktoren $K_\alpha^{(\varepsilon)}$ werden mit einer in ANSYS verfügbaren und leicht modifizierten Routine berechnet. Damit ergeben sich aus G_α^* und $K_\alpha^{(\varepsilon)}$ nach (2.38) die Spannungsintensitätsfaktoren, die außerdem direkt über eine Deformationsinterpolation berechnet werden, da das Materialmodell linear elastisch ist. Die Ergebnisse

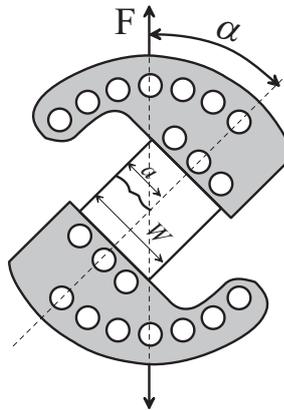


Abbildung 2.15: Darstellung der Lasteinbringung an einer CTS-Probe unter einem Belastungswinkel α durch die Kraft F (Bereich der Probe: weiß; Bereich der Probenhalterung: grau)

beider Methoden sind in Abbildung 2.16 normiert dargestellt und werden mit den Ergebnissen von Richard [40] verglichen. Die 3D-Lösung kann in der Symmetrieebene mit der 2D-Lösung verglichen werden.

Bis auf einen maximalen Unterschied von ca. 3,5 % zeigt sich eine gute Korrelation von Referenz, 2D- und 3D-Lösung. Die Differenzen zwischen den eigenen Ergebnissen und der Referenzlösung könnten durch verschiedene Netze oder Berechnungsmethoden der Rissbelastung verursacht worden sein. Ein Vergleich von reiner Deformationsinterpolation und dem Ansatz über G^* zeigt, dass hier die Unterschiede zwischen den mit den beiden Methoden erzielten Ergebnissen noch geringer sind. Da ein Unterschied von 3,5 % tolerierbar erscheint, kann gefolgert werden, dass das in dieser Arbeit implementierte Rissschließungsintegral für den Einsatz bei gemischter Normal- und Schubbeanspruchung geeignet ist. Insbesondere ist die Berechnung der Spannungsintensitätsfaktoren wegen der allgemeinen Gültigkeit von Gleichung (2.38) für linear viskoelastische Materialmodelle geeignet.

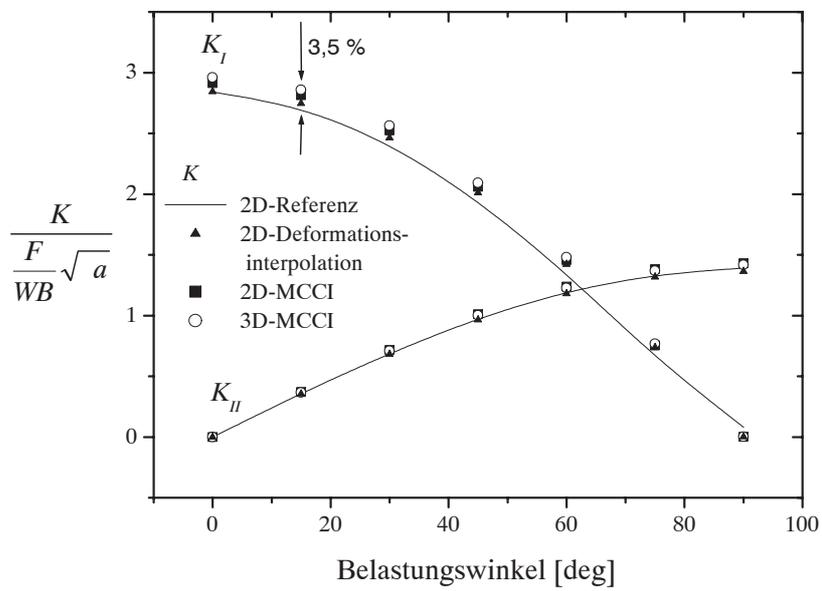


Abbildung 2.16: Vergleich der Ergebnisse der Deformationsinterpolation und des Rissschließungsintegrals (MCCI) mit den Referenzergebnissen von Richard [40]

Kapitel 3

Werkstoffcharakterisierung

Um das Werkstoffverhalten in der Simulation realistisch abzubilden, ist es nötig, dieses experimentell zu bestimmen. Durch die thermische Ausdehnung, die durch den Ausdehnungskoeffizienten der beteiligten Materialien beschrieben wird, werden Spannungen und Dehnungen verursacht. Die Beziehung zwischen beiden kann im einfachsten Fall durch das Hooke'sche Gesetz beschrieben werden, in dem beide Größen direkt proportional sind. Diese Annahme kann durchaus bei tieferen Temperaturen auch für gefüllte Polymere geeignet sein. Jedoch tritt insbesondere im Bereich des Glasübergangs zeitabhängiges Materialverhalten auf, das im Fall kleiner Dehnungen durch ein viskoelastisches Modell approximiert werden kann. Am Beispiel einer Vergussmasse soll nun viskoelastisches Verhalten charakterisiert werden. Da die angewendeten Relaxationsversuche einen hohen experimentellen Aufwand verursachen, soll auch geprüft werden, inwiefern eine dynamisch-mechanische Analyse (DMA) den Aufwand verringern und vergleichbare Ergebnisse liefern kann. Damit auch multi-axiales Verhalten beschrieben werden kann, wird neben dem im Relaxationsversuch bestimmten Zugmodul eine weitere Größe benötigt, die hier in Form der Poissonzahl bestimmt wird. Um in der Simulation den berechneten Spannungszustand bruchmechanisch bewerten zu können, wird die Kenntnis der Bruchzähigkeit benötigt. Dabei soll die Frage geklärt werden, welche Größe für eine Abschätzung des Bruchrisikos im thermomechanischen Belastungsfall für viskoelastische Werkstoffe geeignet ist. Bei dem untersuchten Material handelt es sich um ein gefülltes Epoxidharz, das bei einer Temperatur von 130 ° C ausgehärtet wurde. Der Glasübergang liegt für den thermischen Ausdehnungskoeffizienten bei 140 ° C (gemessen in der thermisch-mechanischen Analyse). Diese Messung soll nicht näher erläutert werden, da es sich hier um ein Standardverfahren handelt.

3.1 Charakterisierung viskoelastischer Eigenschaften

Damit die Materialgleichungen (2.20) gelöst werden können, werden die Relaxationsfunktionen $G(t)$ und $K(t)$ benötigt. Da in Standardzugmaschinen eine Zugbelastung leich-

ter aufzubringen ist als Scherung und Kompression, empfiehlt es sich, die benötigten Größen indirekt zu ermitteln und zunächst den Relaxationsmodul für Zug $E(t)$ zu bestimmen. Alternativ dazu könnte man natürlich auch die Kriecheigenschaften des Materials über $D(t)$ charakterisieren. Die Vorgehensweise der Messung ist allerdings mit einem sehr hohen Versuchsaufwand verbunden. Daher soll mit einer dynamisch-mechanischen Analyse geprüft werden, ob sich vergleichbare Ergebnisse mit weniger Aufwand erzielen und die Darstellungen anderer Veröffentlichungen verifizieren lassen [41,42]. Neben $E(t)$ wird noch eine weitere Materialfunktion benötigt, die in Form der Poissonzahl bestimmt werden soll. Hier werden sowohl ein indirektes als auch ein direktes optisches Verfahren diskutiert. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieses Abschnitts wurde bereits veröffentlicht [43].

3.1.1 Relaxationsversuch

Im Relaxationsversuch wurden Standardzugproben mit einer Dicke von 4 mm und einer Breite von 10 mm in 1-3 Sekunden auf eine Dehnung ε_0 von 0,3 % gezogen, und anschließend wurde bei konstanter Dehnung die Spannung σ als Funktion der Zeit gemessen. Die Messlänge für die Dehnung beträgt 40 mm bei einer Einspannlänge von 100 mm. Der Quotient aus Spannung und Dehnung ist der Relaxationsmodul für Zug:

$$E(t) = \frac{\sigma(t)}{\varepsilon_0} . \quad (3.1)$$

Die Dehnung ε_0 muss dabei so klein sein, dass das Ergebnis $E(t)$ unabhängig von der Dehnung ist, da sonst kein lineares Materialverhalten gewährleistet ist. Dies wurde im Dehnungsbereich von 0,1 % bis 0,3 % mit einer Streuung der Ergebnisse von ± 5 % überprüft und verifiziert. Die gemittelten Ergebnisse für verschiedene Temperaturen sind in Abbildung 3.1 gemeinsam mit dem Fit der Masterkurve dargestellt, während die Darstellung der einzelnen Messkurven im Anhang A.1 einen Eindruck von den auftretenden Streuungen vermittelt.

Unter Anwendung des Zeit-Temperatur-Superpositionsprinzips (Abschnitt 2.1.3) kann aus den hier gewonnenen Daten eine Masterkurve erstellt werden. Dazu werden die Ergebnisse als Funktion des Logarithmus der Zeit dargestellt. Um die Relaxationskurven bezogen auf die effektive bzw. reduzierte Zeit darzustellen, muss Gleichung (2.16) angewendet werden. Für die logarithmische Darstellung bei konstanten Temperaturen bedeutet dies eine einfache Verschiebung in der logarithmischen Zeitachse:

$$\lg \tau = \lg t - \lg a_T(T) . \quad (3.2)$$

Die Kurven werden so weit verschoben, dass diese sich gegenseitig möglichst kontinuierlich fortsetzen. Dabei kann die Referenztemperatur von 27 °C willkürlich festgelegt

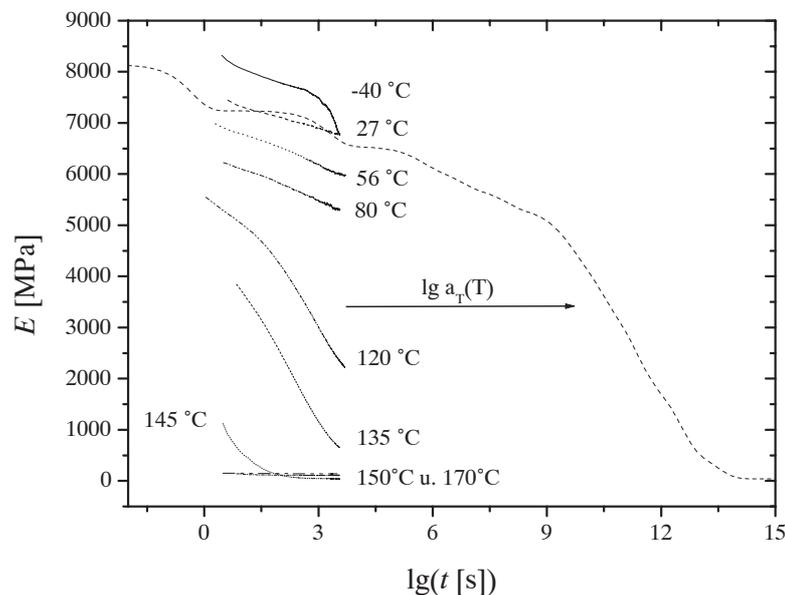


Abbildung 3.1: Relaxationsmodul für Zug im Temperaturbereich von -40 °C bis 170 °C und die aus den Messergebnissen erzielte Masterkurve (gestrichelt) für eine Referenztemperatur von 27 °C , dargestellt durch 10 Glieder der Prony-Reihe (2.14)

werden. Die zu den jeweiligen Temperaturen gehörenden Verschiebungsfaktoren $\lg a_T(T)$ sind in Abbildung 3.2 dargestellt und können sowohl durch ein Polynom 3. Ordnung als auch durch die WLF-Gleichung approximiert werden. Da bei den Temperaturen von 150 °C bis 170 °C kaum Relaxation beobachtet werden kann, sind hier die Verschiebungsfaktoren mit einem sehr großen Fehler behaftet, so dass diese im Fit nicht berücksichtigt werden. Damit die so erhaltene Masterkurve in der FEM verarbeitet werden kann, muss sie durch eine Prony-Reihe (2.14) approximiert werden (Abb. 3.1). Für den FE-Solver ANSYS ist die Zahl der Glieder auf maximal 10 beschränkt, so dass hier nicht mehr verwendet werden. Es wird bei der Berechnungsroutine auf die Modifikation einer „user subroutine“ von Wunderle [44] zurückgegriffen.

Das vorgestellte Modell ist jedoch nicht geeignet, das viskoelastische Materialverhalten im Bereich von 150 °C bis 170 °C exakt zu beschreiben. Zum einen können die Verschiebungsfaktoren aufgrund der geringen Relaxation nicht so exakt bestimmt werden wie bei den anderen Temperaturen. Zum anderen ist in diesem Temperaturbereich eine Zunahme des E-Moduls mit der Temperatur zu beobachten. Dies könnte durch Messungenauigkeiten verursacht werden, da die gemessenen Kräfte in diesem Bereich für die große Prüfmaschine relativ klein (15 bis 18 N) werden. Außerdem befindet sich das Material im gummielastischen Zustand, so dass die Entropieelastizität die elastischen Eigenschaften dominiert und der E-Modul mit der Temperatur zunimmt. Um das Verhalten in diesem Bereich dennoch grob abschätzen zu können, werden zwei Modelle mit unterschiedli-

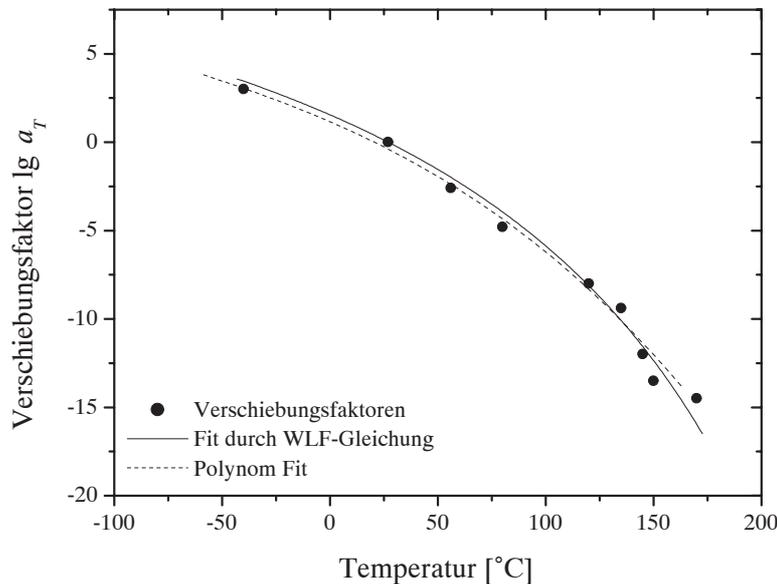


Abbildung 3.2: Verschiebungsfaktoren der Masterkurve, angepasst durch ein Polynom 3. Ordnung und die WLF-Gleichung

chen Prony-Reihen erstellt, die eine Ober- und Untergrenze für den Relaxationsmodul $E(t)$ darstellen (siehe Abbildung 3.3).

3.1.2 Dynamisch-Mechanische Analyse

Eine dynamisch-mechanische Analyse wurde mit einer Apparatur vom Typ NETZSCH DMA 242 durchgeführt. Dabei wird auf eine Probe eine erzwungene Schwingung aufgebracht. Bei viskoelastischem Materialverhalten ist die Dehnung gegenüber der Spannung phasenverschoben. Über einen komplexen Ansatz für Spannung und Dehnung mit

$$\varepsilon^* = \varepsilon_0 \exp(i\omega t) \text{ und } \sigma^* = \sigma_0 \exp(i\omega t + \delta) \quad (3.3)$$

ergibt sich ein komplexer dynamischer Modul

$$E^* = E' + iE'' = \frac{\sigma^*}{\varepsilon^*} . \quad (3.4)$$

Dabei wird E' als Speichermodul bezeichnet. Er beschreibt das Verhältnis von σ und ε , das in gleicher Phase oszilliert, und ist mit dem E-Modul vergleichbar. Der Verlustmodul E'' bezeichnet den Teil der Schwingung, der außer Phase ist. Der Tangens der Phasenverschiebung δ beschreibt die sogenannte Dämpfung:

$$\tan \delta = \frac{E''}{E'} . \quad (3.5)$$

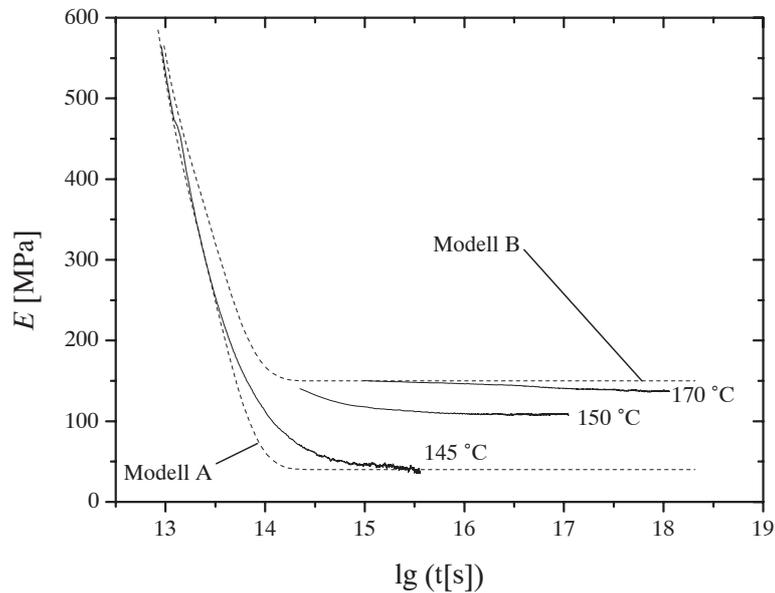


Abbildung 3.3: Abschätzung des Relaxationsmoduls im Bereich von 150 °C bis 170 °C

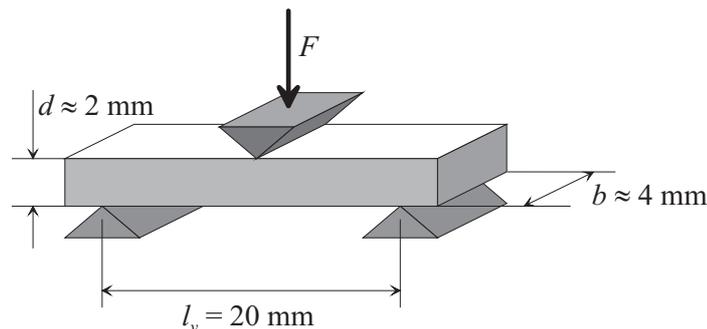


Abbildung 3.4: Abmessung der 3-Punkt-Biegeproben in der DMA

Da das zu untersuchende Material relativ steif ist ($E > 10^3$ MPa) und die Kräfte in der Prüfmaschine auf 8 N begrenzt sind, ist für die Prüfungsanordnung eine Biegebeanspruchung am geeignetsten. Für diese Beanspruchungsart sind bei einer 3-Punkt-Biegung die wenigsten Einspanneffekte zu erwarten, und es ist bekannt, dass reproduzierbare Ergebnisse erzielt werden können. Somit wird dieser Aufbau gewählt. Die Probenabmessungen sind in Abbildung 3.4 dargestellt, wobei die Dicke d und die Breite b jeder einzelnen Probe berücksichtigt werden müssen.

Nun ist es bei einer dynamischen Belastung so, dass der Belastungsstempel nicht von der Probe abheben darf und die Belastungskraft F immer positiv sein muss. Sie setzt sich zusammen aus der dynamischen Kraft, die positive und negative Werte annehmen kann, und der statischen Kraft. Als Verhältnis von statischer Kraft zum Amplitudenwert der dynamischen Kraft wird 1,5 gewählt. Die Auslenkung f der Probe wird auf $30 \mu\text{m}$

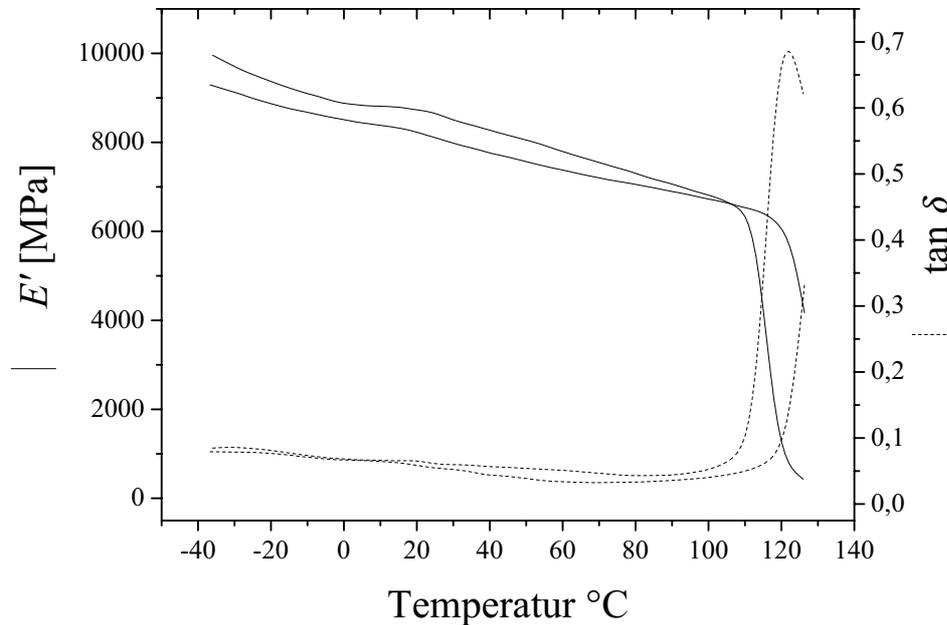


Abbildung 3.5: Vergleich zweier DMA-Ergebnisse desselben Werkstoffs für den Speichermodul E' und die Dämpfung $\tan \delta$

festgelegt, so dass die Randfaserdehnung [45]

$$\varepsilon_d = \frac{6 d f}{l_v} \quad (3.6)$$

im Bereich von 0,1 % liegt. Die Heizrate beträgt 2 K/min, so dass E^* fortlaufend als Funktion der Temperatur gemessen wird.

Um die Reproduzierbarkeit der Messung zu testen, können die angegebenen Parameter variiert werden. Ein großer Einfluss entsteht durch eine Verschiebung des Thermostaten innerhalb des Probenraums (um ca. 5 mm). Vermutlich führt dies zu Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Probentemperatur. Da bei dem getesteten Material der Abfall des E-Moduls im Glasübergang relativ stark ist, kann diese Ungenauigkeit im Glasübergangsbereich zu großen Unterschieden im gemessenen Speichermodul führen (siehe Abbildung 3.5).

Wird der Speichermodul für verschiedene Frequenzen ω und Temperaturen gemessen, wie in Abbildung 3.6 dargestellt, so lassen sich nach einer Methode, die von Lewen [12] als IKV-Methode vorgestellt wurde, eine Masterkurve für E' als Funktion der Frequenz und eine Funktion für den Verschiebungsfaktor erstellen. Die Masterkurve wird, wie im Anhang A.5 gezeigt wird, durch

$$E'(\omega) = E_\infty + \sum_{i=1}^N E_i' \frac{\omega^2 \tau_i^2}{1 - \omega^2 \tau_i^2} \quad (3.7)$$

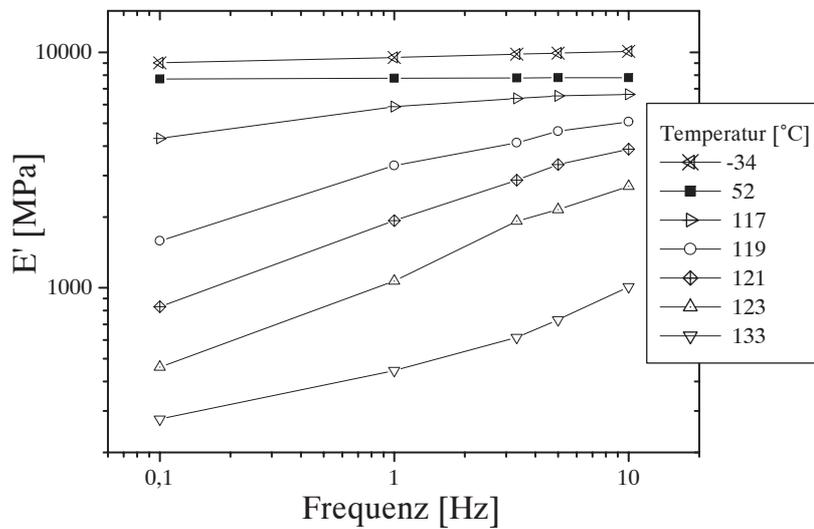


Abbildung 3.6: Speichermodul für eine Auswahl an unterschiedlichen Frequenzen und Temperaturen

angepasst, so dass die Elemente der Prony-Reihe bestimmt werden können. Es müssten also die Daten, die aus dem Relaxationsversuch und der DMA gewonnen wurden, zum gleichen Ergebnis führen [41]. In dieser Arbeit werden die Daten anhand einer Simulation des Relaxationsversuchs verglichen [43]. In Abbildung 3.7 werden die Ergebnisse gegenübergestellt.

Es ist zu erkennen, dass der Modul aus dem DMA-Versuch im Temperaturbereich unter 100 °C generell größer ist als der des Relaxationsversuchs. Dieser Unterschied tritt auch bei sehr kurzen Zeiten auf und könnte seine Ursache darin haben, dass Zug- und Biegebelastung nur bei völliger Homogenität der untersuchten Proben vergleichbar sind. Bei der Zugprobe wird die Belastung über den gesamten Querschnitt gleichmäßig aufgebracht, während in der 3-Punkt-Biegung hauptsächlich die Randfaser der Probe charakterisiert wird. Hat das Material am Rand eine etwas andere Konsistenz, so werden hier in Zug und Biegung unterschiedliche Werte ermittelt.

Die Unterschiede im Zeitverlauf könnten auch dadurch verursacht sein, dass der Gültigkeitsbereich für das Zeit-Temperatur-Superpositionsprinzip überschritten wird. Obwohl das Material bei Frequenzen von 0,1 bis 10 Hz charakterisiert wurde, was einem Zeitbereich von ungefähr 2 - 0,02 s entspricht, wird das Materialverhalten auf einen Zeitbereich von 2 - 3600 s extrapoliert. Darüber, ob und wie weit diese Extrapolation gültig ist, gibt es in der Literatur widersprüchliche Aussagen [11].

Desweiteren lässt sich bei dem hier vorgestellten Messverfahren beobachten, dass eine größere Streuung der Messwerte in dem Temperaturbereich auftritt, in dem der E-Modul stärker abfällt (siehe Abbildung 3.5). Dieser Umstand könnte die besonders großen Unter-

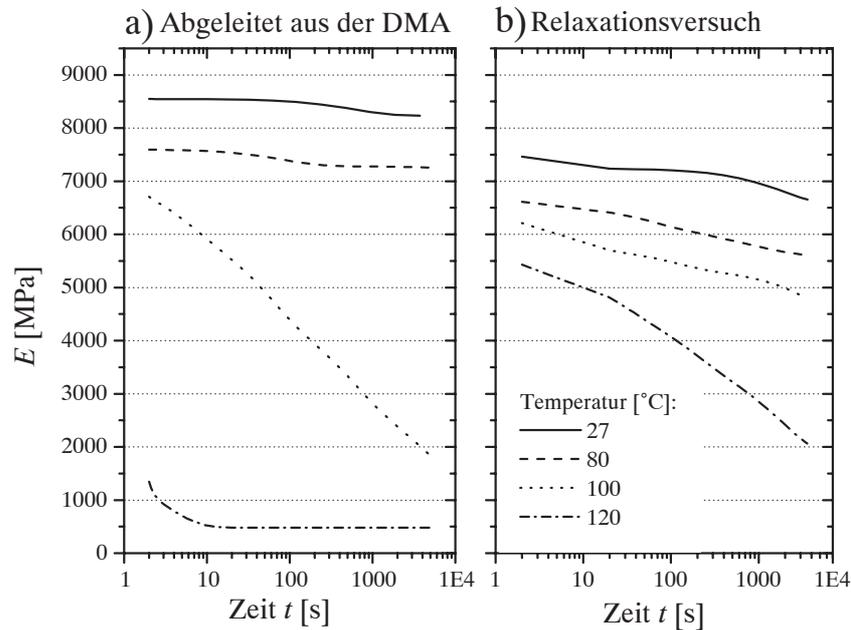


Abbildung 3.7: Vergleich der Simulation eines Relaxationsversuchs anhand a) der Daten aus der DMA und b) der Daten aus dem Relaxationsversuch selbst

schiede im Bereich von 100 ° C bis 120 ° C erklären. Am problematischsten ist allerdings, dass bei ungefähr 115 ° C die Durchbiegung der Probe 100 μm beträgt, weshalb ab dieser Temperatur eine Randfaserdehnung von 0, 3% überschritten wird. Aufgrund der statischen Kraft, die die Probe belastet, und aufgrund des viskosen Materialverhaltens nimmt diese Durchbiegung erheblich zu. Dadurch wird möglicherweise der lineare Bereich des Materials überschritten, so dass die 3-Punkt-Biegung in der DMA im Temperaturbereich oberhalb von 115 ° C zur Bestimmung des E-Moduls nicht geeignet ist.

Aufgrund dieser Einschränkung für den Versuch, viskoelastisches Materialverhalten in der DMA zu charakterisieren, wird deutlich, dass weitere systematische Untersuchungen nötig sind, um eine entsprechende Methodik für die Anwendung zu qualifizieren. Dabei sollte eine Belastungsart gewählt und getestet werden, bei der keine statische Kraft notwendig ist, so dass auch sehr weiches Verhalten bei hohen Temperaturen charakterisiert werden kann. Falls hier eine Biegebelastung zum Einsatz kommt, muss für die untersuchten Materialien geprüft werden, ob und inwieweit eine Vergleichbarkeit von Biege- und Zugbelastung besteht. Da eine Entwicklung solcher Messmethoden nicht Aufgabe dieser Arbeit sein soll, wird diese Problematik nicht weiter verfolgt.

3.1.3 Bestimmung der Poissonzahl

Wie aus Gleichung (2.20) ersichtlich ist, werden in isotropen Materialien zur Beschreibung multi-axialer Spannungszustände zwei unabhängige elastische Größen benötigt.

Nun ist es denkbar, die benötigten Relaxationsmodule für Scherung und Kompression direkt zu bestimmen. Einfacher ist es jedoch, die Größen indirekt über (2.22) und die Bestimmung von $E(t)$ und $\nu(t)$ zu ermitteln, da diese Größen im einfachen uniaxialen Zugversuch charakterisiert werden können.

Die Poissonzahl ν beschreibt das negative Verhältnis von Quer- zu Längsdehnung (ε_Q und ε_L) im uniaxialen Zugversuch:

$$\nu = -\frac{\varepsilon_Q}{\varepsilon_L}. \quad (3.8)$$

Sie kann in der Regel durch kommerziell erhältliche mechanische Dehnungsaufnehmer bestimmt werden. Allerdings können diese nur in einem eng begrenzten Temperaturbereich an Proben ausreichender Größe und Festigkeit angewendet werden. Im Falle weicher gummielastischer Proben können derartige Aufnehmer nicht mehr an derartigen Proben befestigt werden. Daher sind berührungslose Dehnungsmessverfahren zur Charakterisierung der temperaturabhängigen Eigenschaften von Polymeren eher geeignet. Es gibt die Möglichkeit der Anwendung der Moiré-Interferometrie [46], bei der jedoch ein Gitter auf die Probe aufgebracht werden muss. Demgegenüber bietet die Laser-Speckle-Interferometrie den Vorteil, dass keine Probenpräparation nötig ist. Inzwischen sind hier kompakte Messaufbauten erhältlich, die auch für den Einsatz an der Prüfmaschine geeignet sind [47]. Für die Charakterisierung von gummielastischen Proben werden auch Laser-Scanning-Techniken [48] und die Grauwertkorrelation [49] verwendet.

Für die Anwendung im Bereich der Mikroelektronik und für eventuell gummielastische Polymere scheint die Grauwertkorrelation gut geeignet zu sein, da sie unabhängig von Abbildungsmethode und -maßstab eingesetzt werden kann [50]. Durch eine Analyse der Sub-Pixel-Verschiebungen können hier auch kleine Deformationen detektiert werden, die im elastischen Bereich von Polymeren auftreten.

Die Verschiebungen werden durch Vergleich der Grauwertstrukturen zweier digitaler Bilder bestimmt. Die prinzipielle Funktionsweise lässt sich am besten im eindimensionalen Fall illustrieren. Es wird eine lokale Grauwertverteilung, wie in Abbildung 3.8 dargestellt, um 0,5 Pixel nach rechts verschoben. Die digitale Bildaufnahme kann dabei natürlich die Intensität nur an diskreten Punkten messen, so dass die Berechnung des Korrelationskoeffizienten ausschließlich für diskrete Punkte durchgeführt werden kann (Abbildung 3.8). Zur Bestimmung des Maximums wird eine Interpolation durchgeführt (z.B. durch Splines), so dass der Korrelationskoeffizient im Beispiel bei -0,5 Pixeln (Verschiebung: 0,5 Pixel) maximal wird. Derzeitigen Erfahrungen zufolge lassen sich solche Sub-Pixel-Verschiebungen bis zu einer Genauigkeit von 0,1 Pixeln bestimmen [51]. Die Genauigkeit hängt jedoch von der Art der Grauwertstruktur und dem angewendeten Algorithmus ab.

Die benötigten Bilder werden zunächst während eines Standardzugversuchs mit einer Traversengeschwindigkeit von 0,25 mm/min mit einer CCD-Kamera aufgenommen und

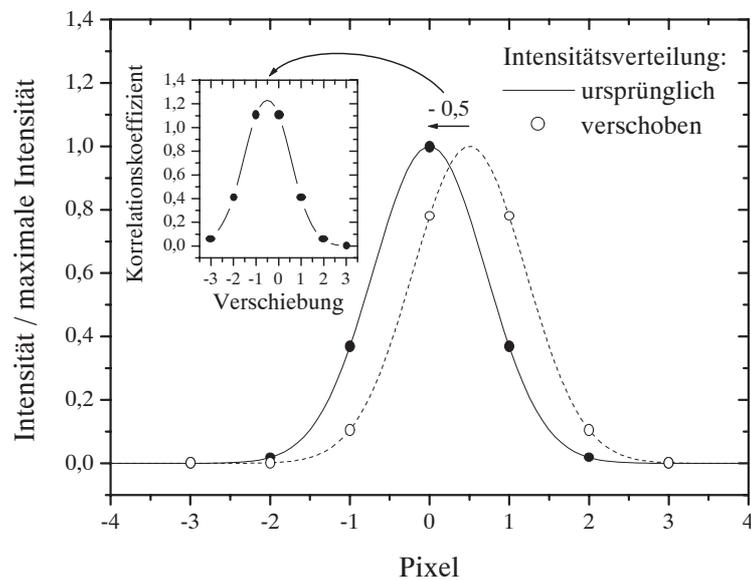


Abbildung 3.8: Intensität einer hypothetischen Grauwertverteilung (durchgezogene Linie) und der verschobenen Verteilung (gestrichelte Linie) sowie die Darstellung der Messpunkte (Kreise)

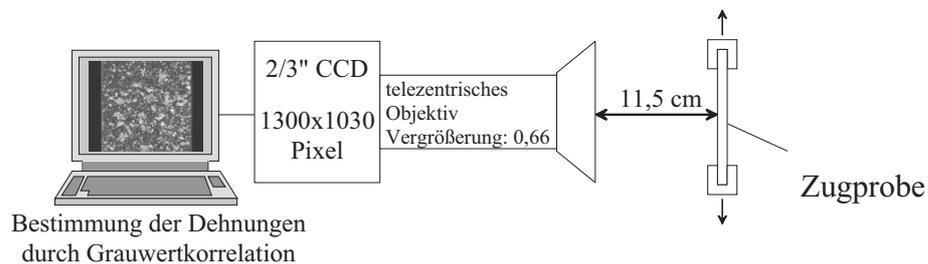


Abbildung 3.9: Versuchsanordnung zur Bestimmung der Poissonzahl

anschließend im Rechner analysiert, wie in Abbildung 3.9 schematisch dargestellt ist. Zur Korrelation der Bilder und Bestimmung der Dehnungen wird die kommerziell erhältliche Software microTEST der Firma K&T (Image Instruments) verwendet. Die Verschiebungen werden immer auf das erste Bild bezogen, so dass die Dehnungen, wie in Abbildung 3.10 zu erkennen ist, am ersten Datenpunkt gleich null sind. Daher erscheint eine Regression der Daten am geeignetsten, wenn der Offset auf null festgesetzt ist. Da die Dehnungsgeschwindigkeiten konstant sind, kann eine lineare Regression der Daten aus Abbildung 3.10 als Funktion der Zeit durchgeführt werden. Aus dem negativen Verhältnis der Steigungen ergibt sich die Poissonzahl.

Nun kann die Poissonzahl bei Polymeren temperatur- und zeitabhängig sein, was aufgrund der kurzen Messzeiten in den vorliegenden Messungen nicht auffällt. Eine Möglichkeit wäre nun, die Messzeiten zu verlängern und Kriechversuche für die Poissonzahl

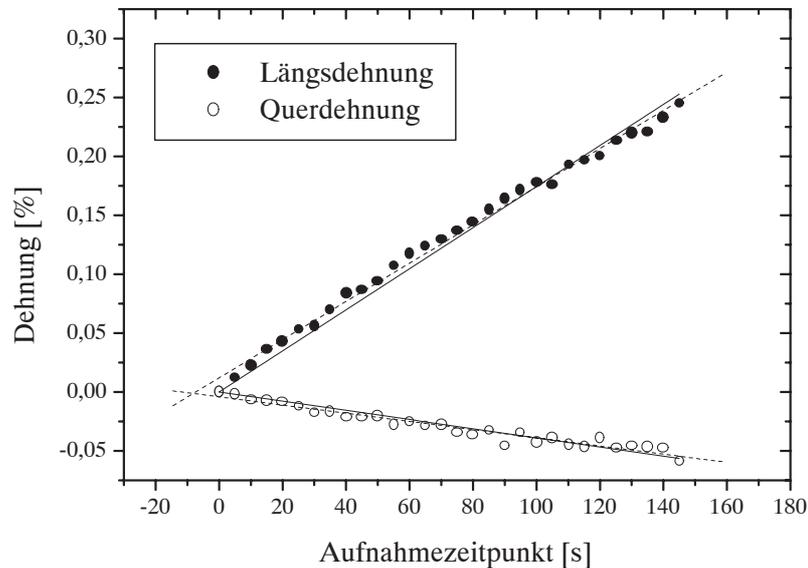


Abbildung 3.10: Ergebnisse der Dehnungsmessung für eine Probe bei Raumtemperatur und lineare Regression der Daten mit (gestrichelte Linien) und ohne Offset (durchgezogene Linien)

durchzuführen, um anschließend eine Masterkurve zu erstellen. Dieser Aufwand wäre vergleichbar mit dem der Bestimmung des Relaxationsmoduls und wäre häufig nicht zu rechtfertigen, da die Poissonzahl für die Genauigkeit vieler Simulationen eine eher untergeordnete Rolle spielt.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, das zeitliche Verhalten der Poissonzahl bzw. des Kompressionsmoduls abzuschätzen. Im einfachsten Fall ist $\nu(t)$ konstant. Nach Gleichung (2.22) relaxieren dann $E(t)$, $G(t)$ und $K(t)$ in gleicher Weise. Dies ist offensichtlich nicht der Fall, da $\nu(t)$ den Messungen zufolge (siehe Abbildung 3.11) mit der Temperatur größer wird und somit auch mit der Zeit zunimmt. Im extremsten Fall nimmt $\nu(t)$ so stark zu, dass $K(t)$ konstant ist. Eine stärkere Zunahme ist nicht möglich, da sonst $K(t)$ mit der Zeit zunehmen würde, was aber so nicht Bestandteil des viskoelastischen Modells ist. Wird die Annahme eines konstanten $K(t)$ verwendet, so ergibt sich im untersuchten Temperaturbereich eine gute Korrelation von Simulation und Experiment. Dabei wurden die durchgeführten Zugversuche mit dem viskoelastischen Materialmodell simuliert, der Vergleich ist in Abbildung 3.11 dargestellt.

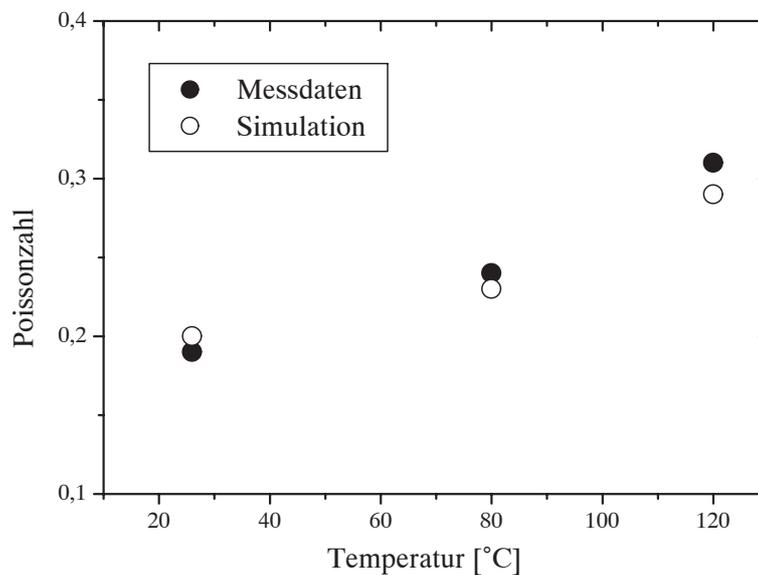


Abbildung 3.11: Vergleich von gemessenen Daten und simulierten Daten der temperaturabhängigen Zugversuche

3.2 Charakterisierung der Bruchzähigkeit

Hochvernetzte Reaktionsharze weisen in der Regel wenig duktilen Verhalten auf, so dass hier die lineare Bruchmechanik eine weit verbreitete Anwendung findet [15]. Somit scheint bei der Charakterisierung des vorliegenden Materials eine Herangehensweise über den K-Faktor sinnvoll. Die Energiefreisetzungsrates dieser Harze erhöht sich mit zunehmender Temperatur und Zeit. Erklärt wird dies durch eine Vergrößerung der plastischen Zone an der Risspitze, die in der Lage ist, mehr Energie aufzunehmen als eine Zone kleinerer Größe. Auch bei sehr tiefen Temperaturen ist eine Zunahme der Bruchzähigkeit zu erwarten. Die Ursache sucht man in einer Änderung des Versagensmodus, der durch gefrorene Luftfeuchtigkeit oder Stickstoff, der zur Kühlung verwendet wird, beeinflusst wird.

Da jedoch die bei diesen Harzen weit verbreitete Annahme linearer Elastizität außerhalb der plastischen Zone für den hier vorgestellten Einsatzbereich nicht zutrifft, sind insbesondere Arbeiten interessant, die dies berücksichtigen. Somit wird zunächst einmal an der vorhandenen Vergussmasse die Vorgehensweise von Frassiné et al. nachvollzogen und überprüft [24, 25]. Sie ermöglicht es, das zeit- und temperaturabhängige Bruchverhalten über den Spannungsintensitätsfaktor K und die Brucharbeit W_f von Schapery zu beschreiben. Da gezeigt wurde, dass eine große Ähnlichkeit zwischen dem Konzept von Schapery mit W_f und dem Energiefluss in die Risspitze mit G^* besteht (Abschnitt 2.3), kann zusätzlich auch dieser Parameter mit in die Betrachtung einbezogen werden. Daran anschließend muss die Frage beantwortet werden, inwiefern ein solcher Ansatz hilfreich

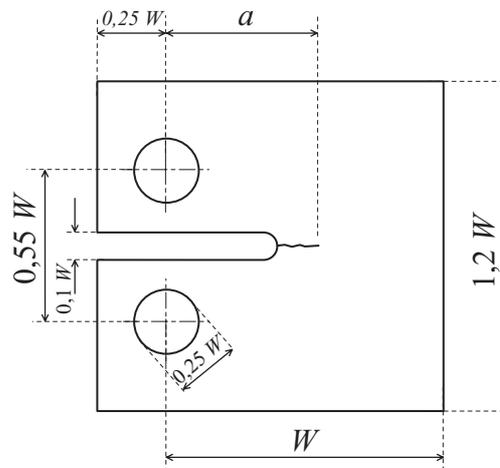


Abbildung 3.12: Ebene Ansicht der verwendeten Probengeometrie (CT-Probe) mit der Weite W und der Risslänge a

sein kann, das Bruchverhalten im realen thermomechanischen Belastungsfall zu beschreiben [52].

3.2.1 Messung

Zur Bestimmung des K_{Ic} -Wertes werden CT-Proben verwendet, deren Abmessungen in Abbildung 3.12 dargestellt sind. Dabei ist es wichtig, dass die ermittelten Daten unabhängig von der Probengröße sind. Um dies zu erreichen, muss die plastische Zone wesentlich kleiner als die Probengrößen $W - a$, a und die Dicke B sein. Abgeschätzt wird dies mit der im ASTM-Standard angegebenen Formel [39]. Außerdem sollte die Größe der Probe dem Größenbereich der Anwendung angepasst sein [53] und der Materialverbrauch möglichst klein gehalten werden. In Abstimmung mit diesen Maßgaben und den vorhandenen Daten im Bereich von 28-120 °C wird eine Probenweite $W = 20$ mm und eine Dicke $B = 6$ mm festgelegt.

Da ein nicht-idealer Riss zur Bestimmung von zu großen K_{Ic} -Werten führt, ist die Einbringung eines geeigneten Anrisses bei der Probenvorbereitung extrem wichtig. Dabei wird ein Verfahren angewendet, das von Uhlig et al. verfeinert wurde [54]. Die in dieser Arbeit verwendete modifizierte Vorrichtung ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Es wird eine Klinge (Industriestandard Rasierklinge) in den vorgefrästen Kerb der Probe eingeschlagen. Um den Impuls, der auf die Klinge übertragen wird, zu kontrollieren, wird er von einem aus definierter Höhe fallenden Gewicht (ca. 250 g) vorgegeben. Der dabei erzeugte Riss muss der Klinge einige Millimeter (ca. 2 mm) vorauslaufen, damit gültige K_{Ic} -Faktoren gemessen werden können.

Um die Methode der Risseinbringung für das hier untersuchte Material zu testen, wurde während der Rissbelastung und -ausbreitung die Risslänge an CT-Proben mit einer

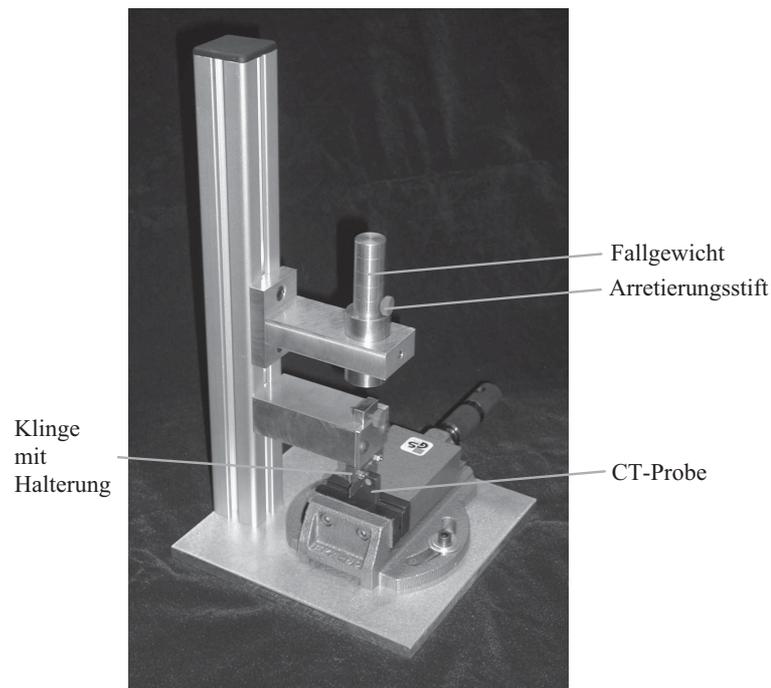


Abbildung 3.13: Vorrichtung zum Erzeugen des Anrisses

Weite $W = 35$ mm gemessen. Das hierzu verwendete OCT-Verfahren (Optical-Crack-Tracing) beruht auf der optischen Aufnahme von Bildern der Oberfläche der Probe [54]. Die Risslänge wird anschließend durch eine Auswertungssoftware auf der Basis von Kontrastunterschieden bestimmt. Aus Kraft und Risslänge lässt sich der K-Faktor für verschiedene Risslängen berechnen, wie in Abbildung 3.14 für zwei Proben dargestellt ist. Dabei ist in Teil a zu erkennen, dass K_{Ic} für alle Risslängen konstant ist. Dies ist bei der nächsten Probe (Teil b) nicht der Fall, da hier der Anriss nicht ideal ist. So kann zunächst die Belastungskraft größer werden als beim Vorhandensein eines realen Risses. Versagt das Material jedoch, so bildet sich ein Riss aus, dessen Belastung größer als seine Bruchzähigkeit ist. Daher beschleunigt der Riss auf eine Geschwindigkeit, bei der über weite Teile der Rissausbreitung keine Bilder aufgenommen werden können ($a = 21 - 28,5$ mm). Der Riss stoppt ($a = 28,5$ mm) bei einem Wert unterhalb von K_{Ic} , und die fortlaufende Rissausbreitung erfolgt anschließend bei dem K_{Ic} -Wert für stabile Rissausbreitung.

Auf die zuvor dargestellte Weise lässt sich die Anrisstechnik verifizieren, so dass sich gültige K_{Ic} -Werte auch ohne OCT bestimmen lassen. Durchgeführt wird die Messung an einer Zugprüfmaschine (Zwick 1446) mit Ofen, die derzeit noch nicht mit einem OCT-System ausgestattet ist. Dabei wird das Material bei verschiedenen Belastungsgeschwindigkeiten und Temperaturen geprüft. Liegt die maximale Kraft oberhalb oder auf der Linie (siehe gepunktete Linie in Abbildung 3.15), die eine um 5 % geringere Steigung hat als die Kraft im linearen Bereich, so lässt sich aus der maximalen Kraft F_{max}

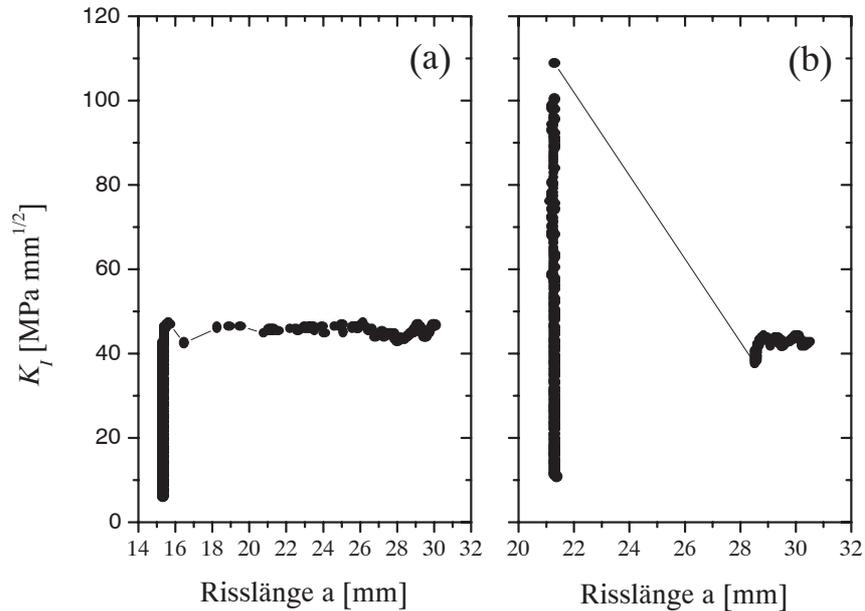


Abbildung 3.14: Rissbelastung bei der Rissausbreitung für einen geeigneten Anriss (a) und einen zu kurzen Anriss (b) ($\Delta a < 2 \text{ mm}$)

und der Probengeometrie der kritische Spannungsintensitätsfaktor K_{Ic} berechnen [39]. Die Zeit bis zum Bruch sei hier als Belastungszeit t_i bezeichnet, aus der sich mit K_{Ic}/t_i die Belastungsgeschwindigkeit dK/dt beim Bruch ergibt. Aus den Ergebnissen in Abbildung 3.16 lässt sich erkennen, dass K_{Ic} mit zunehmender Temperatur und abnehmender Belastungsgeschwindigkeit abnimmt. Diese Beobachtung motiviert die Anwendung des Zeit-Temperatur-Superpositionsprinzips, so dass sich den Ausführungen in [24, 25] entsprechend eine Masterkurve für K_{Ic} erstellen lässt (Abbildung 3.17), wobei die im Relaxationsversuch ermittelten Verschiebungsfaktoren verwendet werden. Wird eine konstante kritische Energiedissipationsrate $W_{fc} = 0,24 \text{ N/mm}$ angenommen und die monoton steigende Belastung durch eine konstante Belastung vereinfacht, so lässt sich Gleichung 2.39 anwenden, und es ergibt sich die Funktion

$$K_{Ic}(t_i) = 4 \frac{W_{fc}}{C(t_i)}, \quad (3.9)$$

die in Abbildung 3.17 dargestellt ist, wobei $C(t_i)$ über Gleichung (2.33) für $\alpha = I$ definiert ist. Auffallend ist, dass sich die gemessenen Werte für K_{Ic} entlang dieser Kurve aufreihen. Dies legt die Vermutung nahe, dass es sich im untersuchten Temperatur- und Geschwindigkeitsbereich bei der Größe W_f näherungsweise um eine Konstante handelt.

Um die vermutete Konstanz von W_{fc} genauer zu untersuchen, werden W_{fc} und G_c^* für die Mittelwerte jeder Temperatur- und Belastungsgeschwindigkeit über die exakten Gleichungen (2.35) und (2.38) mit (2.32) berechnet. Die praktische Vorgehensweise wird in

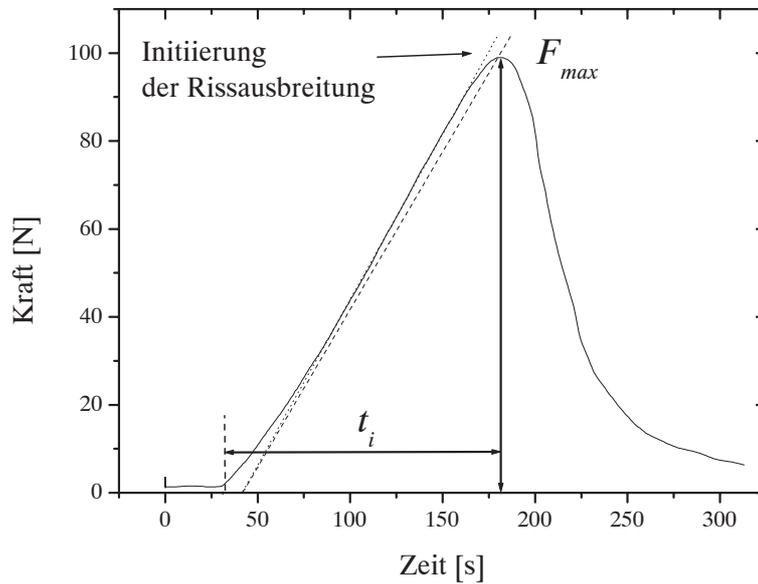


Abbildung 3.15: Beispiel eines Kraftverlaufs der CT-Probe als Funktion der Zeit, die wegen der konstanten Belastungsgeschwindigkeit proportional zur Kraftangriffspunkt-Verschiebung ist.

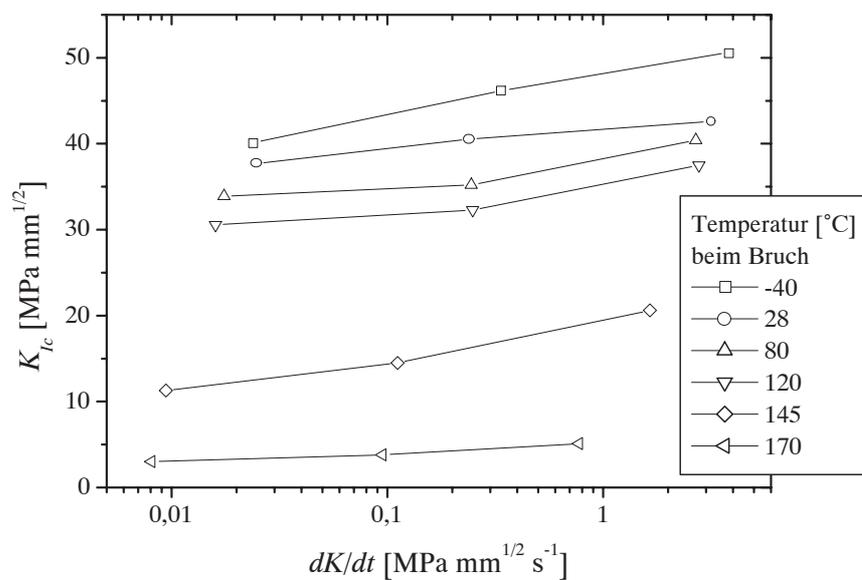


Abbildung 3.16: K_{Ic} als Funktion der Belastungsgeschwindigkeit $dK/dt = K_{Ic}/t_i$ für verschiedene Temperaturen (Dreifachbestimmung der Messpunkte)

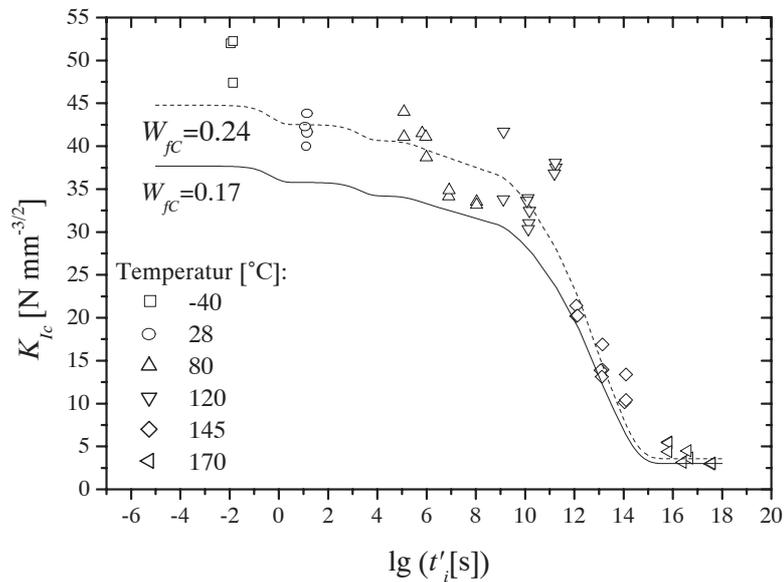


Abbildung 3.17: Kritische K_{Ic} -Werte (aller Messungen) als Funktion der effektiven Zeit τ bei einer Referenztemperatur T_{ref} von $27\text{ }^{\circ}\text{C}$; Darstellung von Gleichung 3.9 für zwei verschiedene Brucharbeiten

Anhang A.4 erläutert. Dabei wird über die Zeit t_i eine konstante Belastungsgeschwindigkeit angenommen, so dass die in Abbildung 3.18 dargestellten Ergebnisse folgen.

Es zeigt sich, dass die Unterschiede zwischen den Ergebnissen beider Konzepte bis auf wenige Ausnahmen (wie bei $145\text{ }^{\circ}\text{C}$) nicht relevant sind, so dass sowohl G^* als auch W_f für die weitere Bewertung herangezogen werden können. Eine eindeutige Tendenz für die Temperatur- und Zeitabhängigkeit der kritischen Werte ist nicht erkennbar, was vermutlich darauf zurückzuführen ist, dass unter verschiedenen Bedingungen unterschiedliche Bruchprozesse in der plastischen Zone auftreten. Diese können jeweils andere Abhängigkeiten aufweisen. Die zuvor vermutete Häufung der Werte im Bereich von $0,24\text{ N/mm}$ lässt sich jedoch bestätigen, wobei ein Minimum von $0,17\text{ N/mm}$ nicht unterschritten wird. Allerdings wird der genannte Bereich bei $145\text{ }^{\circ}\text{C}$ und langen Zeiten (10^3 s) deutlich überschritten. Dies könnte physikalische Ursachen haben, aber auch Ungenauigkeiten des angewendeten viskoelastischen Modells können hier Fehler verursachen. Sowohl W_{fc} als auch G_c^* sind abgeleitete Größen aus der Bestimmung von K_{Ic} und der viskoelastischen Steifigkeit $C(t)$, die wiederum durch Gleichung 2.33 aus den Relaxationsversuchen abgeleitet worden ist. Diese Umformung gilt nur für lineare Viskoelastizität, also kleine Verformungen, während der Bruch im Glasübergang erst bei sehr viel größeren Verformungen auftritt als unterhalb dieses Bereiches. Außerdem wurde in Abschnitt 3.1.1 gezeigt, dass insbesondere bei Temperaturen im Bereich des Glasübergangs eine größere Unsicherheit bezüglich des Verlaufs der Funktion $E(t)$ besteht. Hinzu kommt eine größe-

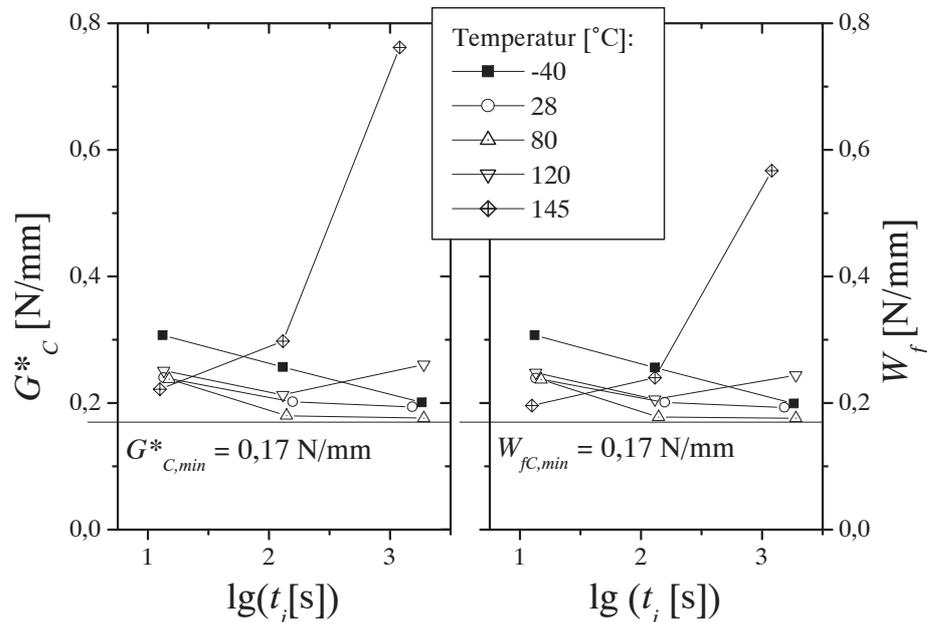


Abbildung 3.18: Energiedissipationsrate G^* und Brucharbeit W_f als Funktion der Belastungszeit t_i für verschiedene Temperaturen von -40 °C bis 145 °C

re Empfindlichkeit für Temperaturänderungen. Somit wird deutlich, dass Brüche im Bereich des Glasübergangs einer gesonderten und genaueren Analyse bedürfen, so dass die Betrachtung zunächst auf den Bruch unterhalb dieses Bereiches konzentriert werden soll.

Die in diesen Messungen beobachtete Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit hat nicht nur Auswirkungen auf die Bruchzähigkeit bei der Rissinitiierung, sondern auch auf die Rissausbreitung. Abbildung 3.14 (a) zeigt eine Risswiderstandskurve (R-Kurve) für die Raumtemperatur und eine Traversengeschwindigkeit von 1 mm/min . Sie gleicht fast einer rechteckigen R-Kurve, wie sie in der linearen Bruchmechanik angenommen wird. Dabei gilt ein kritischer Wert K_{Ic} für alle Zustände des Risses. Die leichte Krümmung der Kurve, bevor der Riss zu laufen beginnt, ist schon ein erstes Indiz für eine Abweichung vom idealen Verhalten. Wird die Belastungsgeschwindigkeit erniedrigt und die Temperatur erhöht, so ist eine stärkere Krümmung zu beobachten, wie in Abbildung 3.19 zu erkennen ist. Zur Erstellung dieser Kurven wurden die Risslängen manuell anhand von digitalen Bildern der Probenoberfläche bestimmt, was die geringere Zahl der Messpunkte im Vergleich zu Abbildung 3.14 erklärt. Auch die Kraft-Verschiebungskurven wurden ausgewertet. Sie indizieren die Gültigkeit der K_{Ic} -Bestimmung im Rahmen der linearen Bruchmechanik (z. B. entsprechend [39]). Sie sind in ihrer Form der in Abbildung 3.15 vergleichbar. Werden die Risswiderstandskurven in Abbildung 3.19a und b mit den auf klassische Weise bestimmten K_{Ic} -Werten verglichen, so lässt sich erkennen, dass diese Werte nur den Punkt der Rissinitiierung anzeigen. Bei

der Rissausbreitung erhöht sich K_{Ic} bei gleichzeitiger Beschleunigung der Rissausbreitung, wie in Abbildung 3.19c und d anhand der Zunahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit zu erkennen ist. Je nach Belastungsgeschwindigkeit, die auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit bestimmt, verläuft die Zunahme im Anfangsbereich unterschiedlich stark (Abbildung 3.19a und b). Diese Beobachtung legt nahe, dass K_{Ic} bei Rissausbreitung mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit steigt, ähnlich der zuvor gemachten Beobachtung, in der er mit der Belastungsgeschwindigkeit zunimmt. Allerdings wird diese Vermutung bei größeren Risslängen in Frage gestellt, da hier K_{Ic} abnimmt, während die Geschwindigkeit weiter ansteigt.

Folglich zeigt diese Diskussion der Ergebnisse in Abbildung 3.19, dass der klassisch bestimmte Wert für die Bruchzähigkeit keine allgemein gültige Größe ist. Aber auch der Wert für K_{Ic} bei Rissausbreitung zeigt keine eindeutige und einfache Abhängigkeit von der Ausbreitungsgeschwindigkeit, so dass auf die genauere Klärung dieses Zusammenhangs verzichtet wird. Für die vorliegende Arbeit ist jedoch die Erkenntnis wichtig, dass der klassisch bestimmte K_{Ic} -Wert dazu geeignet ist, eine Initiierung der Rissausbreitung abzuschätzen.

3.2.2 Bruchhypothese und Verifikation

Da die Bruchzähigkeit offensichtlich von den Belastungsbedingungen abhängt, stellt sich nun die Frage, welche Werte für den realen thermomechanischen Belastungsfall verwendet werden können. Hierzu könnte man versuchen, den realen Fall in der Prüfmaschine nachzubilden. Dies müsste dann aber auch für die entsprechende Geschwindigkeit gestaltet werden und stößt leicht an technische Grenzen der Prüfmaschine. Außerdem wäre bei einer solchen Vorgehensweise wenig zum Verständnis des Bruchverhaltens beigetragen. Somit soll nun überprüft werden, ob sich die aus den Messungen bei verschiedenen Temperaturen und Geschwindigkeiten abgeleiteten Prinzipien auf den thermomechanischen Fall übertragen lassen.

Es können nach Absatz 3.2.1 zwei Hypothesen als Bruchkriterium für den vorliegenden Werkstoff aufgestellt werden:

Hypothese A: Ein Bruch ist über die Energiefreisetzungsrate bestimmt und tritt oberhalb einer Belastung von W_{fc} bzw. $G_c^* = 0,17 \text{ N/mm}$ auf.

Hypothese B: Der Bruch ist durch die aktuelle Temperatur, Belastungsgeschwindigkeit und -höhe bestimmt.

Beide Hypothesen werden an verschiedenen thermomechanischen Belastungsfällen überprüft. Dazu werden CT-Proben bei abnehmender Temperatur in der Prüfmaschine mechanisch belastet. Die Abkühlgeschwindigkeit richtet sich nach der Dynamik des Ofens. Die Zunahme der mechanischen Belastung wird entweder durch die Regelung der Prüfmaschine gesteuert (siehe Abbildung 3.20) oder durch die thermische Dehnung des

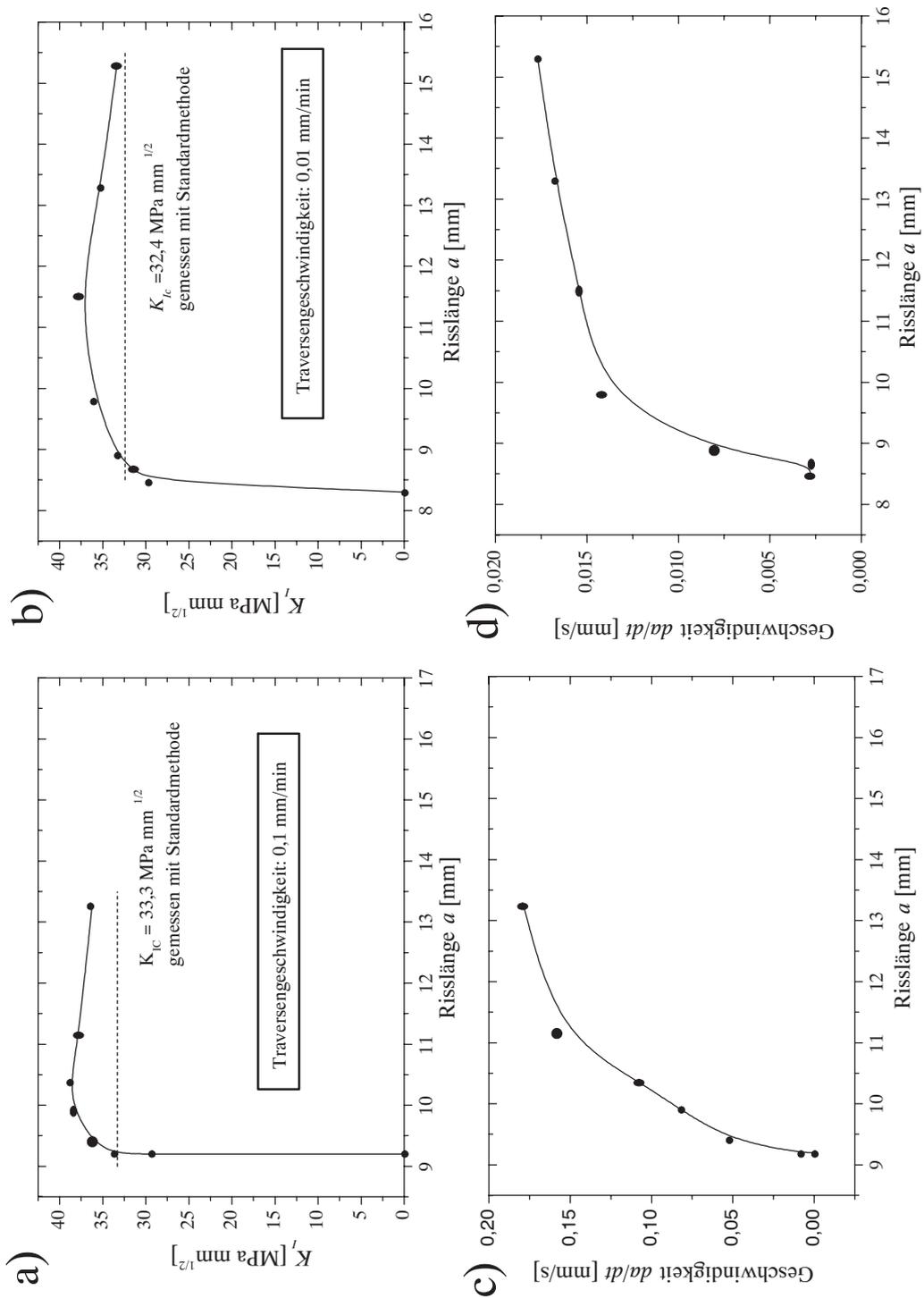


Abbildung 3.19: Spannungsintensitätsfaktor K_I bei einer Prüftemperatur von 120 °C als Funktion der Risslänge (a und b) und Ausbreitungsgeschwindigkeit da/dt der Risse (c und d) bei verschiedenen Belastungsgeschwindigkeiten mit 0,1 mm/min (a und c) und 0,01 mm/min (b und d)

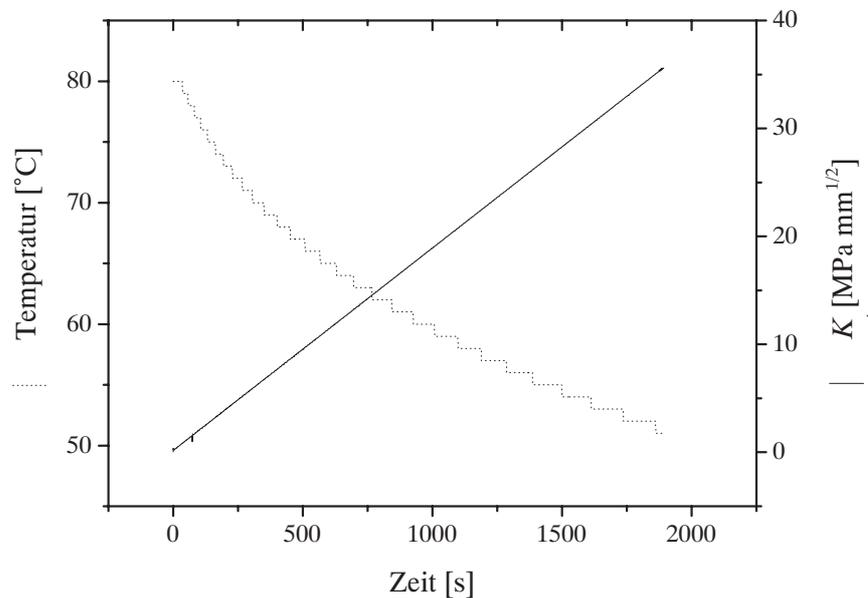


Abbildung 3.20: Verlauf des Spannungsintensitätsfaktors K_I bei geregelter Kraft und abnehmender Temperatur

Gestänges der Prüfmaschine (siehe Abbildung 3.22). Im letzteren Fall verläuft der Versuch weggesteuert, was zu einer stabilen Rissausbreitung, vergleichbar der des Versuchs zur Charakterisierung der Bruchzähigkeit führt (siehe Abbildung 3.15). Damit sind auch die Kraftverläufe als Funktion der Zeit ähnlich. Bei der Regelung durch die Prüfmaschine lässt sich die Geschwindigkeit der Belastungszunahme steuern. Dies führt an einer CT-Probe zu einer instabilen Rissausbreitung bei Rissinitiierung, da der Versuch kraftgesteuert ist. Somit nimmt bei der Rissausbreitung die Deformation scheinbar instantan zu, während die vorgegebene Kraft nicht mehr aufgebracht werden kann, wie in Abbildung 3.21 zu erkennen ist. Diese Versuchsanordnung ist näher am realen Belastungsfall orientiert, da sich in Abschnitt 4.4.3 herausstellen wird, dass auch im Bauteil eine instabile Rissausbreitung auftritt.

Zur Überprüfung von Hypothese A werden die durchgeführten Experimente simuliert, G^* zum Zeitpunkt des Bruchs berechnet und in Abbildung 3.23 als kritischer Wert G_c^* dargestellt. Dabei erscheint die angenommene kritische Grenze für die meisten Belastungsfälle zuzutreffen. Die Ausnahme für die Abkühlung von 80 °C auf 59 °C lässt sich als „Ausreißer“ werten, wie die übrigen Experimente mit vergleichbaren Bedingungen zeigen. Die Experimente, bei denen die Glasübergangstemperatur überschritten wird, bedürfen genauerer Diskussion. Da das Materialverhalten im Bereich von 150 °C bis 170 °C durch das viskoelastische Modell nicht eindeutig definiert ist, werden entsprechend Abbildung 3.3 zwei Modelle zur Abschätzung verwendet. Der Unterschied zwischen beiden Modellen macht sich dabei allerdings nur für die Abkühlung von 170 °C

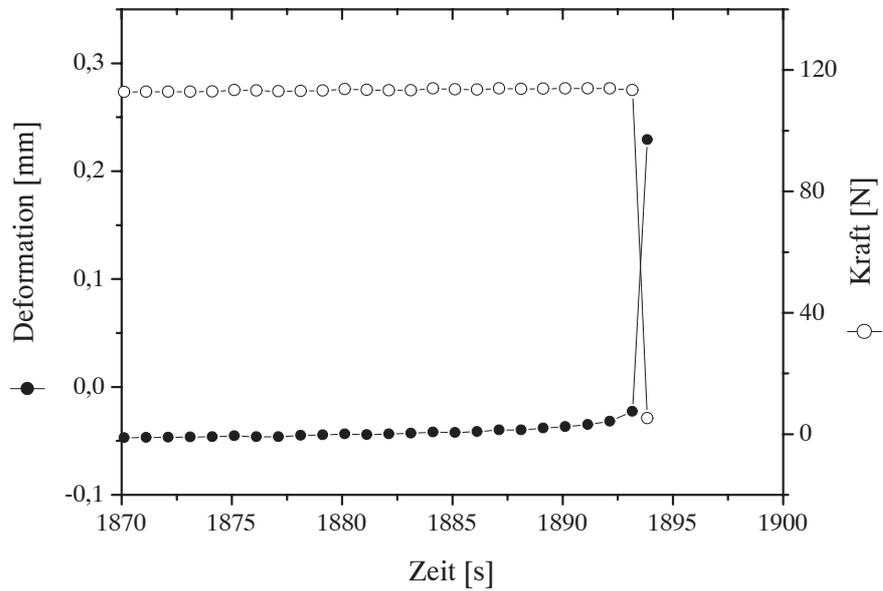


Abbildung 3.21: Ausschnitt aus dem Kraft- und Deformationsverlauf der CT-Probe bei instabilem Bruch, hervorgerufen durch Regelung einer monoton zunehmenden Probenkraft

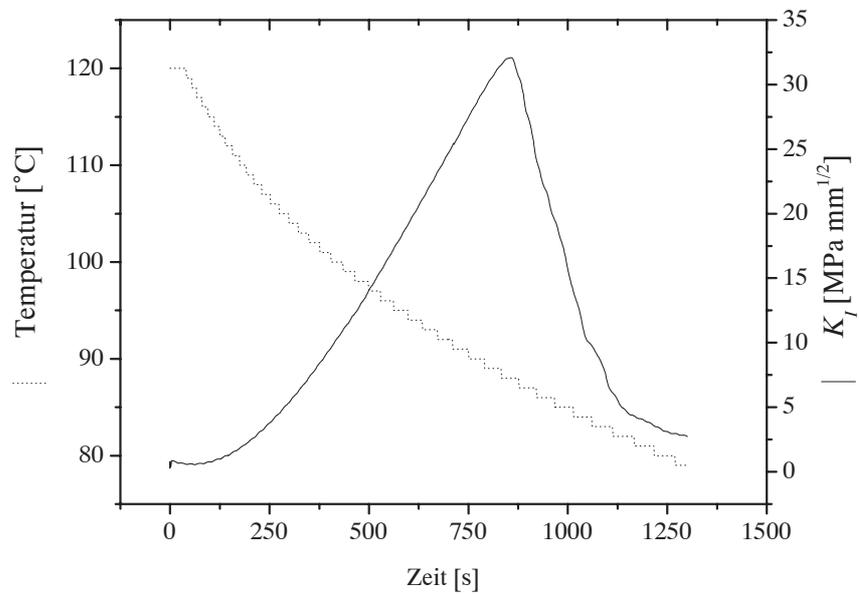


Abbildung 3.22: Verlauf des Spannungsintensitätsfaktors K_I , bei der die Belastung durch thermische Dehnung des Zugmaschinengestänges aufgebracht wird

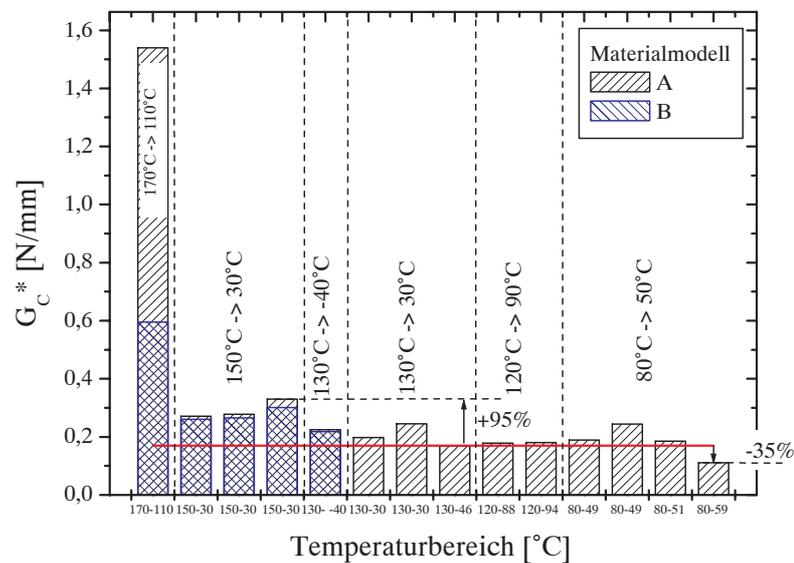


Abbildung 3.23: G_C^* beim Bruch nach thermomechanischer Belastung im Vergleich zu dem nach Hypothese A angenommenen Wert (durchgezogene Linie) $G^* = 0,17 \text{ N/mm}$

auf 110°C signifikant bemerkbar. Beide Modelle können jedoch nicht erklären, dass der Bruch für die Abkühlung von 170°C auf 110°C und von 150°C auf 30°C erst bei erheblich höherer Belastung auftritt als in Hypothese A angenommen.

Um Aufschluss über die Ursache des höheren Wertes für G_C^* zu bekommen, wird in Abbildung 3.24 die Rissöffnung eines Versuches dargestellt, bei dem die CT-Probe thermomechanisch belastet und der Glasübergang überschritten wird. Da das Material oberhalb der Glasübergangstemperatur sehr weich ist, sind hier große Deformationen möglich, ohne dass der Riss sich ausbreitet (Abb. 3.24 a). Tritt die Rissinitiierung unterhalb des Glasübergangs auf, so ist das Material weniger deformierbar und die Rissöffnung ist nach der Rissausbreitung wesentlich kleiner (Abb. 3.24 b) als bei der unkritischen Belastung oberhalb des Glasübergangs. Folglich ist die Rissausbreitung bei der Rissinitiierung durch thermomechanische Belastung offensichtlich nicht selbständig, obwohl dies bei den Berechnungsmethoden für die Energiefreisetzungsrates (G^*, J, T^*) angenommen wird. Damit können diese Methoden die reale Energiefreisetzungsrates nicht adäquat bestimmen. Dies fällt bei den Temperaturwechseln unterhalb der Glastemperatur nicht so stark auf wie beim Überschreiten des Glasübergangs, da sich bei dem hier vorgestellten Material die Steifigkeit im Bereich des Glasübergangs wesentlich stärker ändert als unterhalb desselben.

Ein derartiges Werkstoffverhalten, das zu nicht selbständlicher Rissausbreitung führt, lässt sich nicht nur im Experiment beobachten, sondern auch in der Simulation mit einem linear viskoelastischen Werkstoffmodell. Wird der Versuch aus Abbildung 3.24 mit dem

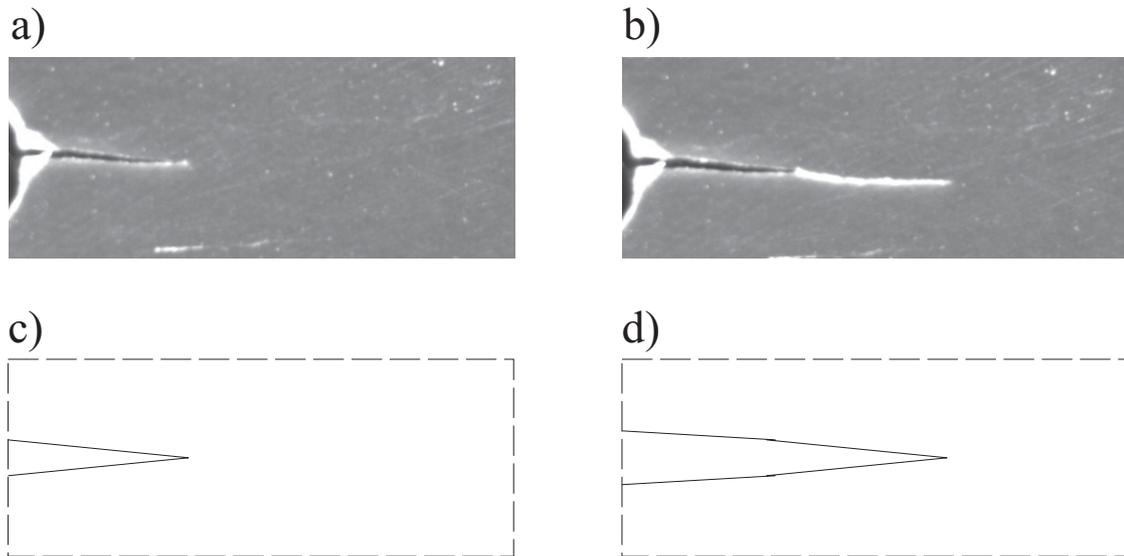


Abbildung 3.24: Ansichten eines belasteten Risses bei 155 °C (a) und bei 107 °C nach Initiierung der Rissausbreitung (b) im Vergleich zur Annahme selbstähnlicher Rissausbreitung (c und d)

viskoelastischen Werkstoffmodell der vorliegenden Vergussmasse simuliert, so zeigen die Bilder der Simulationsberechnung in Abbildung 3.25 ein im Vergleich zum Experiment qualitativ ähnliches Verhalten. Da also die Berechnungsmethoden in ihren Voraussetzungen die Realität von Experiment und Modell nicht berücksichtigen, kann Hypothese A weder verifiziert noch falsifiziert werden. Sie ist für die durchgeführten Experimente in Bezug auf die speziellen Berechnungsmethoden nicht gültig. Allerdings kann in Bezug auf die eigentliche physikalische Größe der Energiefreisetzungsrates keine Aussage getroffen werden.

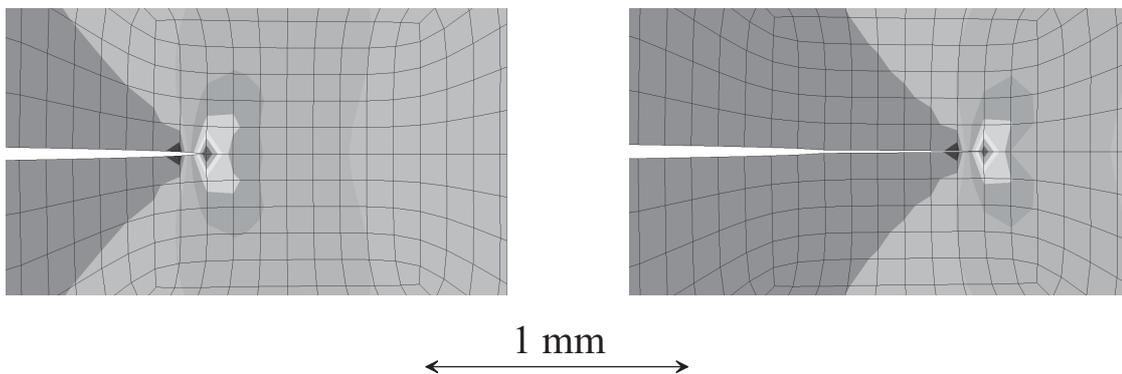


Abbildung 3.25: Darstellung des Risses vor und nach der Rissausbreitung bei einem linear viskoelastischem Werkstoffmodell; Schattierungen stellen die Größe der Zugspannungen senkrecht zur Rissfront dar.

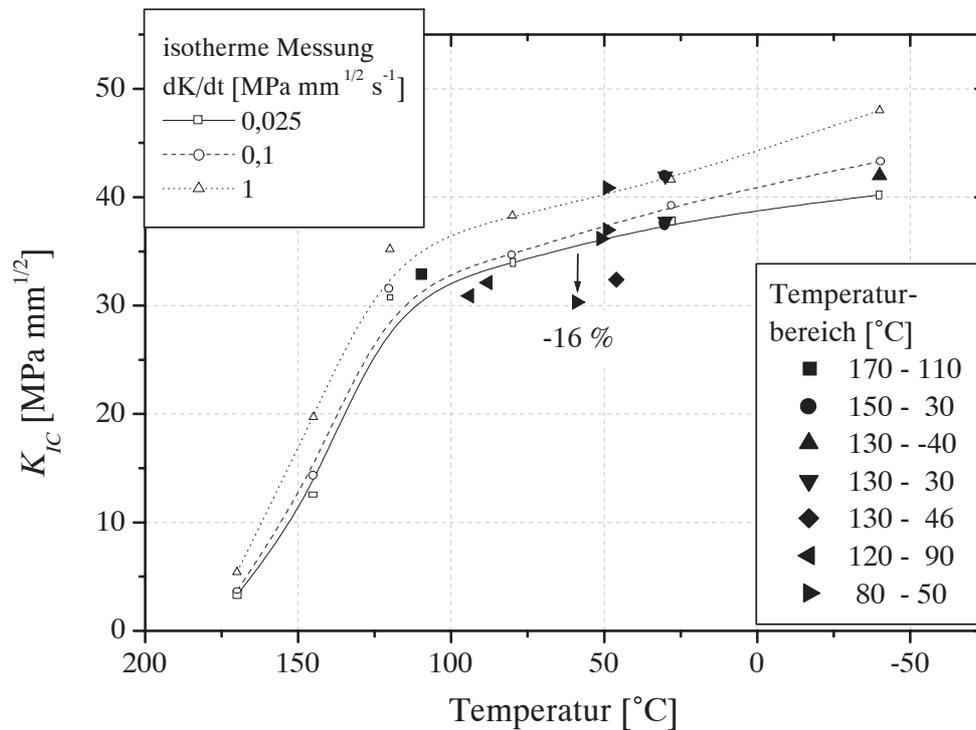


Abbildung 3.26: Kritische Spannungsintensitätsfaktoren K_{Ic} , ermittelt bei konstanter Temperatur (offene Boxen verbunden durch Splines) im Vergleich zu K_{Ic} nach thermomechanischer Belastung (gefüllte Boxen) im Geschwindigkeitsbereich dK/dt von 0,006 bis 0,05 $\text{MPa mm}^{1/2} \text{s}^{-1}$, der Belastungszeiten von 10 bis 80 Minuten entspricht

Um Hypothese B zu überprüfen, werden die geschwindigkeitsabhängigen Ergebnisse aus Abbildung 3.16 für die Geschwindigkeiten 0,025, 0,1 und 1 $\text{MPa mm}^{1/2} \text{s}^{-1}$ interpoliert und in Abbildung 3.26 als Funktion der Temperatur aufgetragen. Die kritische Belastung K_{Ic} bei thermomechanischer Belastung wird als Funktion der Temperatur beim Bruch aufgetragen und mit den Ergebnissen der isothermen Messungen verglichen. Die Belastungsgeschwindigkeiten bei thermomechanischer Belastung liegen im Bereich von 0,006 bis 0,05 $\text{MPa mm}^{1/2} \text{s}^{-1}$ und sollten mit der durchgezogenen Linie korrespondieren. Diese Korrespondenz ist soweit gegeben, dass Abweichungen von bis zu 16 % auftreten. Diese sind wesentlich geringer als die Abweichungen, die unter Annahme von Hypothese A auftreten, so dass für weitere Untersuchungen thermomechanischer Belastungsfälle Hypothese B geeigneter erscheint. Allerdings ist diese Untersuchung kein Beweis für einen allgemeingültigen Zusammenhang, der für alle Polymermaterialien und monotonen thermomechanischen Belastungsfälle gilt. Dies zu untersuchen, könnte Aufgabe weiterführender Arbeiten sein. Hier wäre es auch wichtig, neue Ansätze für eine energiebasierte Beschreibung der Rissausbreitung und -initiierung zu suchen, da die bisherigen Ansätze bei thermomechanischen Belastungsfällen nicht geeignet sind.

Abschließend ist es auch wichtig, den Begriff der Bruchzähigkeit anhand der vorliegenden Ergebnisse zu präzisieren. Zwar ist die Bruchzähigkeit mit dem kritischen Spannungsintensitätsfaktor K_{Ic} über seine Bestimmung eindeutig definiert, die Erkenntnisse zum subkritischen Risswachstum zeigen jedoch (Abschnitt 2.2.3), dass auch unterhalb dieser Grenze Rissausbreitung stattfinden kann. Der Übergang zur spontanen Rissausbreitung findet beim weggesteuerten Versuch bei der maximalen Kraft bzw. K_{Ic} statt. Da die Geschwindigkeit hier über die Wegänderung gesteuert wird, bedeutet dies keine unendlich hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit, sondern sie liegt für die in Abbildung 3.19 dargestellten Ergebnisse im Bereich bis $180 \mu\text{m/s}$. Beim kraftgesteuerten Versuch, bei dem instabile Rissausbreitung die Folge ist, ließ sich mit den vorhandenen Mitteln keine Ausbreitungsgeschwindigkeit messen. Jedoch zeigen die Ergebnisse in Abbildung 3.21, dass die Kraft innerhalb von einer Sekunde abfällt. Da die Regelung der Prüfmaschine jedoch versucht, diese aufrechtzuerhalten, wird das Bauteil innerhalb weniger Sekunden zerstört. So ist auch hier der Übergang zum instabilen Risswachstum durch K_{Ic} eindeutig definiert.

Kapitel 4

Bauteilanalyse

Die erarbeiteten Grundlagen und die Werkstoffcharakterisierung bieten die Voraussetzungen, um eine Analyse der Rissbelastung am Bauteilbeispiel durchzuführen. Dazu wird die Verkapselung eines Bauteils durch den Verguss eines Metallkerns abstrahiert. Das abstrahierte Beispiel wird in Abschnitt 4.1 experimentell umgesetzt und durch FE-Modelle simuliert, deren Vorüberlegungen in Abschnitt 4.2 dargelegt werden. Da in den vorangegangenen Kapiteln viskoelastisches Materialverhalten und viskoelastische bzw. geschwindigkeitsabhängige Bruchkriterien untersucht worden sind, wird zunächst in Abschnitt 4.3 abgeschätzt und diskutiert, inwieweit sich ein verbessertes viskoelastisches Materialmodell im Vergleich zum vereinfachten elastischen Modell auf die Aussagen der Simulation auswirkt. Dabei wird eine Vorgehensweise erarbeitet, bei der das elastische Modell mit einem geschwindigkeitsabhängigen Bruchkriterium kombiniert wird, so dass der Worst-Case der betrachteten Belastungsfälle abgeschätzt werden kann. Mit dieser Vorgehensweise werden Parameterstudien durchgeführt, die in Abschnitt 4.4 mit den experimentellen Ergebnissen verglichen und diskutiert werden [55].

4.1 Demonstrationsexperiment

Um die im Folgenden durchzuführenden Simulationen überprüfen zu können, werden Demonstratoren entwickelt. Diese sollten in ihren Dimensionen möglichst anwendungsnah sein und eine gute Erkennbarkeit möglicher Risse bieten. Auf der Basis dieser Überlegungen wird ein Demonstrator aufgebaut, der anschließend einem schockartigen Temperaturwechsel unterzogen wird. Die dabei auftretenden Schäden werden analysiert und in den folgenden Abschnitten mit den Simulationsergebnissen verglichen.

4.1.1 Aufbau und Durchführung

Die idealisierte Geometrie des Demonstrators ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Ein Metallkern wird von der Vergussmasse umhüllt, wobei Vorder- und Rückseite frei bleiben, um

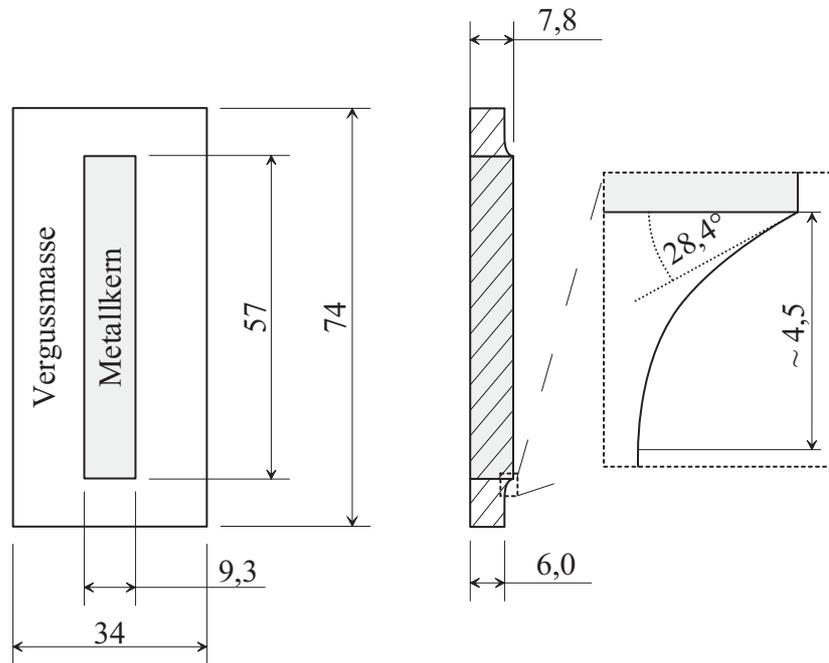


Abbildung 4.1: Geometrie des Demonstrators

Tabelle 4.1: Verarbeitungsformen der verwendeten Metallkerne

Typ	Anzahl	Verarbeitung
A	3	geschliffene Stahlkerne (unbehandelt)
B	3	geschliffene Stahlkerne (15 min. Ultraschallbad mit Alkohol)
C	5	Kerne aus geschichteten Eisenplatten

Risse beobachten zu können. Die reale Geometrie weicht dahingehend von der idealen ab, dass hier die Kanten nicht ideal sind. Es ergeben sich bedingt durch den Produktionsprozess Radien im Bereich von bis zu $330 \mu\text{m}$, deren Einfluss auf die Ergebnisse später abgeschätzt wird. Damit außerdem ein möglicher Einfluss der Verarbeitung der Oberflächen des Kerns erkannt bzw. ausgeschlossen werden kann, werden unterschiedliche Ausführungen, die in Tabelle 4.1 aufgelistet sind, getestet.

Nachdem die Proben vergossen sind, wird das flüssige Harz in den Formen zunächst geliert und bei 130°C gehärtet. Anschließend wird der Ofen mit den Proben abgekühlt, und die Proben werden entnommen. Nach drei bis fünf Tagen erfolgt ein Temperaturschockwechsel im Bereich von 150°C bis -40°C mit Umlagerungszeiten im Bereich von 5 - 10 s. Dabei werden die Proben nach insgesamt 1, 10 und 100 Zyklen einer Beurteilung unterzogen.

Tabelle 4.2: Risslänge nach 10 Belastungszyklen

Typ	Anzahl der Kanten	Mittelwert [μm]	Standardabweichung [μm]	Minimum [μm]	Maximum [μm]
A	12	406	229	50	761
B	12	428	259	50	940
C	20	228	118	50	480

4.1.2 Ergebnisse

Für zwei Kanten sind die Bilder der Oberfläche in Abbildung 4.2 dargestellt. Es fällt auf, dass nach dem Aushärten zwar eine Weiß-Färbung, aber keine deutlichen Risse zu erkennen sind. Erst nach mehreren Zyklen bilden sich Risse aus, die aber stabil sind. Das bedeutet, dass eine schnelle und spröde Ausbreitung der Risse nicht beobachtbar ist. Wird die Länge aus der Weiß-Färbung optisch detektiert, so variiert diese stark mit Mittelwerten und Streuungen, die in Tabelle 4.2 zusammengefasst sind. Ist ein Riss kaum erkennbar, so wird in dieser Auswertung eine Länge von $50 \mu\text{m}$ angenommen. Nach 100 Zyklen haben die Risse die Vergussmasse vollständig durchtrennt, so dass alle Proben zerstört sind. Die Verteilung der Bruchstücke im Ofen lässt darauf schließen, dass beim Bruchprozess kinetische Energie freigesetzt worden ist. Die Risse verlaufen bei der Rissausbreitung sowohl im Vergussmaterial als auch in der Kontaktfläche zwischen Verguss und Metall, wie in Abbildung 4.3 dargestellt ist. Die Rissflächen weisen sowohl im Bulk-Material als auch im Interface einen Kontrastunterschied auf (siehe Abb. 4.4). Der Riss am anderen Probenende verläuft allerdings nicht in Richtung des Ermüdungsrisses. Dies weist darauf hin, dass hier möglicherweise die Probe an einer Ecke durchtrennt wurde und von dieser ersten Ecke aus ein Riss entlang der Kontaktfläche gelaufen ist. Dabei könnte die kinetische Energie dieses Risses dazu geführt haben, dass an der zweiten Ecke unterschiedliche Rissverläufe zu erkennen sind.

4.2 Vorüberlegungen zur Simulation

4.2.1 Risstopologie

Soll in das Modell ein Riss eingebracht werden, so stellt sich zunächst die Frage nach der geeigneten Größe und Form. Die Größe sollte so gewählt sein, dass sie nicht nur eine Worst-Case-Abschätzung für mögliche fehlerhafte Stellen im Material darstellt, sondern das umgebende Material sollte auch als ein Kontinuum angenommen werden können, denn im Maßstab der Mikrostruktur wird die Rissausbreitung mehr durch die Diskontinuitäten im Material beeinflusst als durch die makroskopische Belastung, um die es in der vorliegenden Analyse geht. Für die Simulation derartiger Effekte sind die hier angewendeten Modelle nicht geeignet. Die Größenordnung solcher mikrostrukturell kurzen

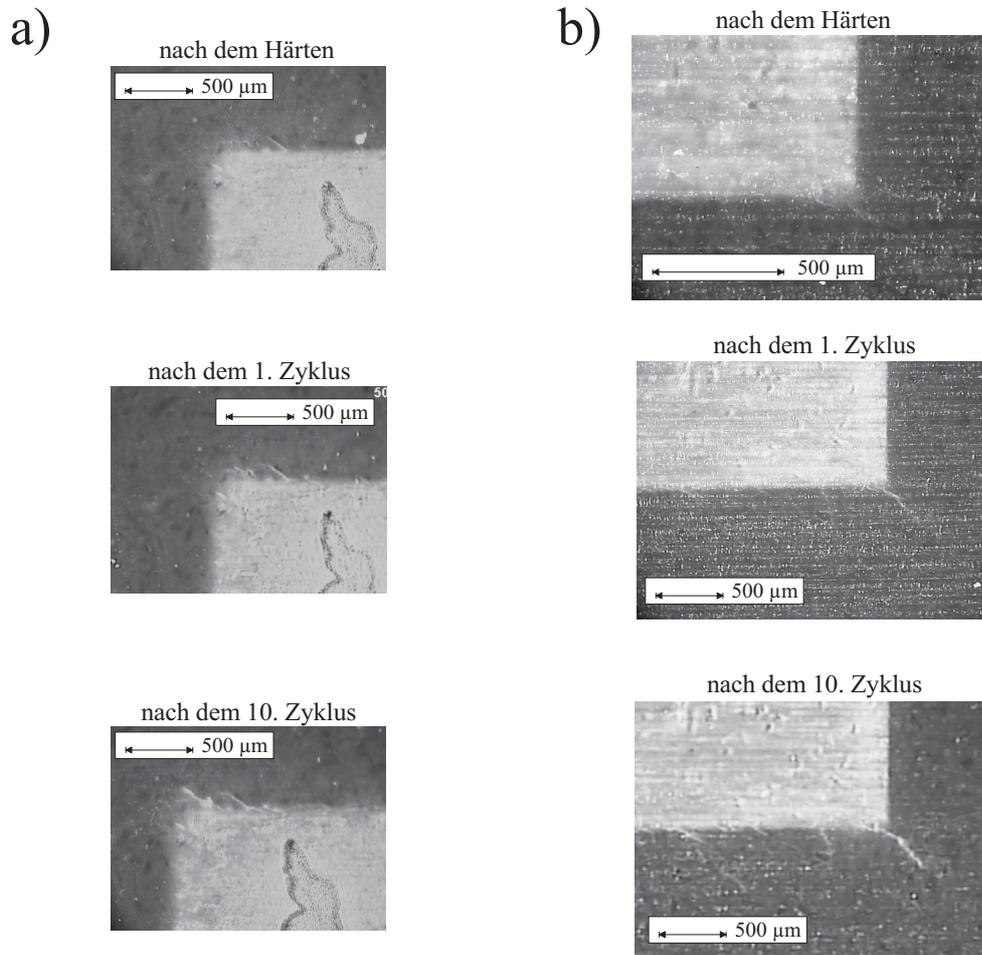


Abbildung 4.2: Mit dem Auflichtmikroskop aufgenommene Bilder der Kanten des Typs C (a) und des Typs B (b)

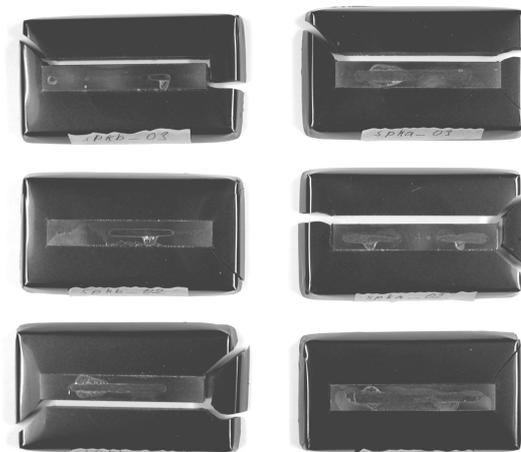


Abbildung 4.3: Bilder der zerbrochenen Proben (Typ A und B) nach 100 Zyklen

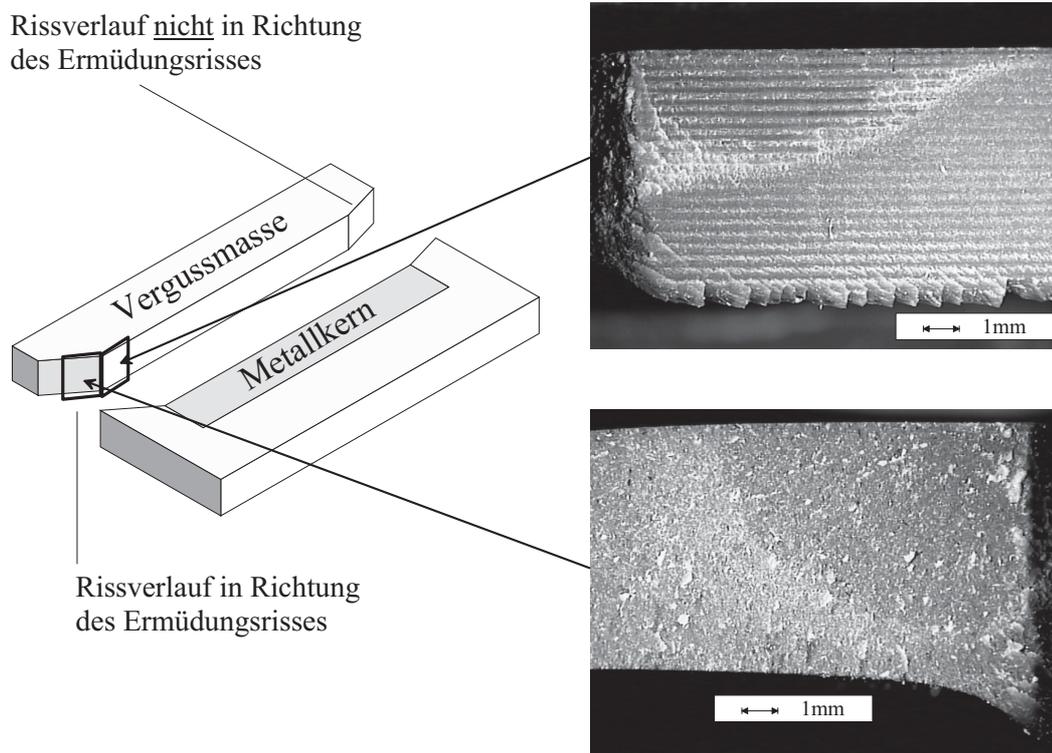


Abbildung 4.4: Bilder der Rissflächen nach 100 Zyklen

Risse wird häufig im Bereich von $100\ \mu\text{m}$ angenommen [19]. Bei dem hier verwendeten Material richtet sich die Größe nach der des Füllstoffes, der in der Sekundär-Elektronen-Abbildung des Rasterelektronenmikroskops weiß dargestellt ist (siehe Abbildung 4.5). Die Größe der Partikel reicht von einigen Mikrometern bis zu $100\ \mu\text{m}$. Für die Risslänge, ab der die Annahme einer kontinuierlichen Umgebung gilt, gibt es allerdings keine genauen Richtlinien. Daher wird zunächst eher willkürlich die kleinste betrachtete Risslänge auf $0,5\ \text{mm}$ festgelegt. Für eine Worst-Case-Abschätzung ist diese Annahme dann geeignet, wenn die im Material auftretenden Schäden kleiner sind. Um weitere Vergleichsmöglichkeiten zur Gefügestruktur zu schaffen, wird in Abbildung 4.6 die Bruchfläche einer CT-Probe abgebildet.

Damit das Spannungsfeld überhaupt durch den K-Faktor beschrieben werden kann, muss zusätzlich eine mögliche Ausdehnung der plastischen Zone berücksichtigt werden. Die exakte Bestimmung dieser Ausdehnung ist mit einem erheblichen experimentellen Aufwand eventuell möglich. Eine grobe Abschätzung lässt sich auch anhand vereinfachender Formeln machen. Die auf Irwin zurückgehende Näherung basiert auf der Annahme, dass ideal-plastisches Verhalten beim Erreichen der Treska'schen Fließbedingung auftritt [56]. Mit $1/\alpha = 1 - 2\nu$ im ebenen Verzerrungszustand (EVZ) und $1/\alpha = 1$ im

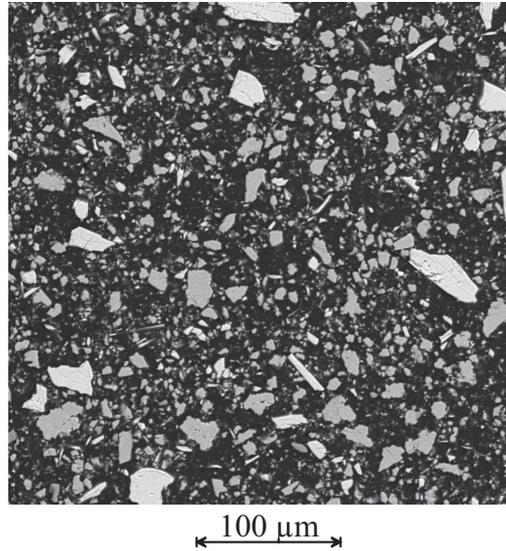


Abbildung 4.5: Mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM) aufgenommenes Bild des Querschnitts der Vergussmasse

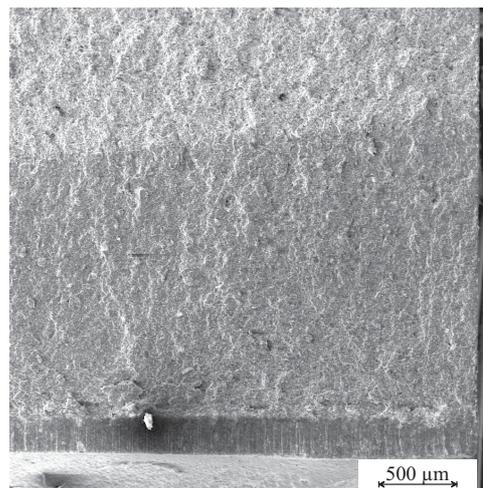


Abbildung 4.6: Bruchfläche einer CT-Probe mit Riss, Anriss und Kerb der Rasierklinge (aufgenommen im REM)

ebenen Spannungszustand (ESZ) folgt dann der Radius der plastischen Zone:

$$r_P = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K_I}{\alpha \sigma_F} \right)^2. \quad (4.1)$$

Die Fließspannung des vorliegenden Materials ist allerdings nicht messbar, da das Material bei Raumtemperatur spröde bricht. Wird hier die Bruchspannung (49 MPa) und der kritische Spannungsintensitätsfaktor (43 MPa mm^{1/2}) verwendet, so ergeben sich folgende Größen:

$$r_P = \begin{cases} 0,24 \text{ mm} & : \text{ (ESZ)} \\ 0,08 \text{ mm} & : \text{ (EVZ)} \end{cases}. \quad (4.2)$$

Damit ist für den ebenen Verzerrungszustand die plastische Zone wesentlich kleiner als ein Riss mit einer Länge von 0,5 mm. Für den ebenen Spannungszustand ist diese Annahme nicht mehr gegeben, so dass dieser Fall am Ende dieses Abschnitts genauer diskutiert wird.

Die Form eines realen Risses richtet sich zunächst nach seiner Ursache, wie zum Beispiel einer Luftblase oder einer Ablösung zwischen Matrix und Füllstoff. Bei weiterer Ausbreitung des Schadens entwickelt sich ein Riss, der sich nach der Art bzw. dem Verlauf der makroskopischen Spannungen richtet. Die dabei entstehende Rissfront kann möglicherweise eine komplizierte Struktur aufweisen (z.B. Abbildung 4.6). Diese Formen lassen sich entweder durch sehr spezielle Simulations-Tools berechnen [57–59] oder man versucht, die Belastung durch einfache Grundformen abzuschätzen, wie es in Abbildung 4.7 für den in dieser Arbeit untersuchten Demonstrator dargestellt ist.

An der rechteckigen Rissform (siehe Abbildung 4.7b) lässt sich erkennen, dass die höchste Rissbelastung an der Probenoberfläche auftritt. Allerdings ist eine solche Rissform wenig realistisch, da eine fehlerhafte Stelle meist nicht das ganze Bauteil durchdringt. Daher ist eine kreisförmige Rissfront, wie sie in Abbildung 4.7b dargestellt ist, realistischer. Allerdings wird hier die Rissbelastung nur an einer festgelegten Stelle bestimmt, so dass bei der Verwendung dieser Topologie der Ort der höchsten Belastung etwas näher bekannt sein muss. Ein Vergleich der quantitativen Unterschiede der Belastung beider Rissformen zeigt, dass an der rechteckigen Rissfront die größere Belastung auftritt. Somit ist diese Form für die Worst-Case-Abschätzung geeignet. Einen weiteren Vorteil bildet die einfachere Realisierung einer ausschließlichen Vernetzung mit Hexaederelementen.

Es wurde gezeigt, dass die höchste Rissbelastung des vorgestellten Demonstrators an der Oberfläche auftritt. Dies führt zu dem Problem, dass an diesem Ort kein ebener Verzerrungszustand vorliegt, obwohl die kritischen Kennwerte für diesen Zustand bestimmt worden sind. Außerdem orientieren sich die Umrechnungen zwischen G , K und $K^{(\varepsilon)}$ am ebenen Verzerrungszustand, und die Spannungen werden in der FE-Analyse nicht direkt an der Oberfläche berechnet, sondern nur in diesen Bereich extrapoliert. Dieses Problem kann durch eine ausreichend feine Vernetzung eingegrenzt werden. Bei der direkten Ab-

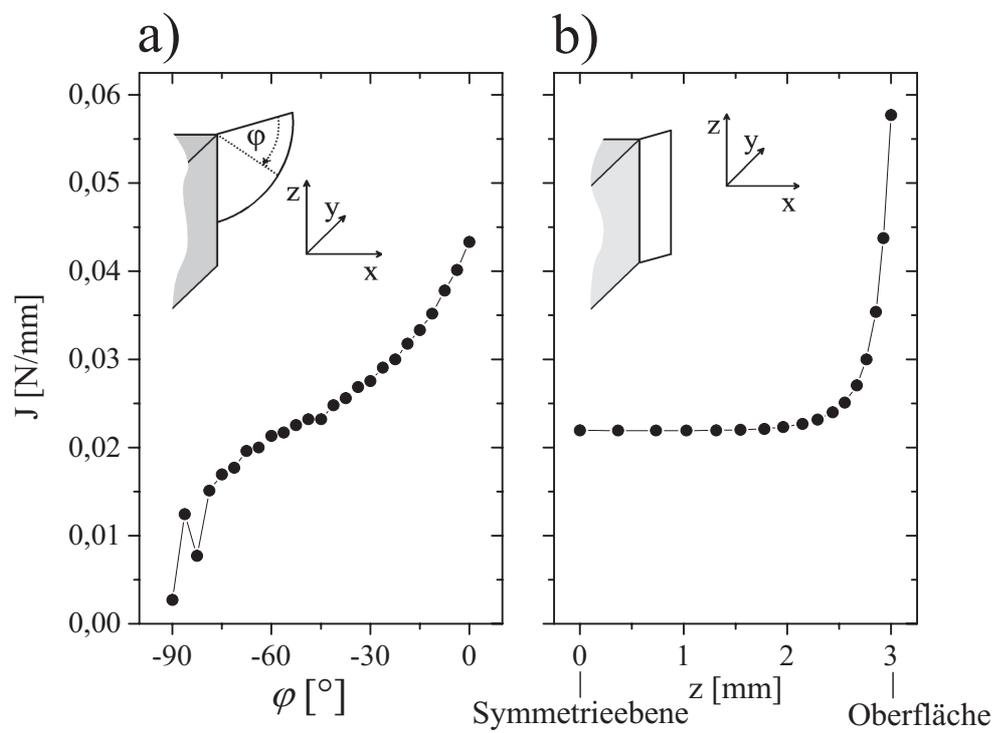


Abbildung 4.7: Vergleich verschiedener Rissformen bei gleicher Risslänge ($a = 0,2$ mm) und Belastung (Abkühlung von 130°C auf 30°C ; $\alpha = 37$ ppm)

leitung von G und $K^{(\varepsilon)}$ aus der FE-Lösung werden keine Annahmen bezüglich des Spannungszustands gemacht. In gleicher Weise werden auch bei der Berechnung von K über Gleichung (2.38) keine Annahmen bezüglich des Spannungszustands gemacht. In elastischen Simulationen kann es jedoch teilweise nötig sein, K_I bei Mode-I Belastung indirekt über G bzw. J zu berechnen,

$$K_I = \sqrt{E'G} \quad (4.3)$$

wobei $E' = E$ im ESZ bzw. $E' = E / (1 - \nu^2)$ im EVZ gilt. Dann stellt sich die Frage, welcher Zustand bzw. welche Form der Umrechnung für die Oberfläche gültig ist. Da darüber nicht genügend Informationen vorliegen, kann hier eine Abschätzung durchgeführt werden, indem im gesamten Bereich der Rissfront der EVZ angenommen wird, wodurch eine Worst-Case-Abschätzung für die Rissbelastung vorgenommen wird. Die kritischen Kennwerte, mit denen diese Belastung verglichen wird, werden jedoch auch für den EVZ bestimmt. Da die Bruchzähigkeit mit abnehmender Probendicke zunimmt [60] und dünnere Proben eher die Oberflächeneigenschaften eines Werkstoffes widerspiegeln, bildet der kritische Kennwert für den EVZ eine eher konservative Abschätzung der Brucheigenschaften an der Oberfläche.

4.2.2 Vernetzung

Zur Erstellung eines FE-Modells sollte die Vernetzung so gewählt werden, dass Rechenzeit, Verwendung von Speicherressourcen und Genauigkeit der Lösung in einem vernünftigen Verhältnis zueinander stehen. Was in diesem Fall unter einem vernünftigen Verhältnis zu verstehen ist, kann nur subjektiv beurteilt werden. Jedoch muss bei der Wahl einer Vernetzungsmethode geprüft werden, inwieweit der gesuchte reale Grenzwert, sofern er existiert, durch die Lösung approximiert wird.

Bei der Wahl des Elementtyps stellt sich heraus, dass Hexaederelemente zweiter Ordnung im Vergleich zu entsprechenden Tetraederelementen die beste Genauigkeit bei vergleichbarer Zahl der Elemente erzielen. Somit wird dieser Elementtyp insbesondere in der Rissnähe häufig eingesetzt [17,32]. Allerdings besitzen diese Elemente den Nachteil, dass die Vernetzung komplexer Geometrien meist nicht automatisch erfolgen kann, so dass ein erheblicher Zeitaufwand bei der manuellen Erstellung des Modells entsteht. Gerade durch die Einbringung eines Risses wird auch die Struktur einfacher Modelle sehr kompliziert, und es empfiehlt sich der Einsatz von Tetraederelementen, durch den der Aufwand der Vernetzung reduziert werden kann. Um weiterhin die Genauigkeit der Hexaederelemente nutzen zu können, wird im Folgenden mit einer Kombination aus Hexaederelementen und Tetraederelementen gerechnet, die in ANSYS durch einen Übergang mit Pyramidenelementen verknüpft werden. In ABAQUS, verbunden mit PATRAN als Pre-prozessor, stehen solche hybriden Netze zur Zeit jedoch nicht zur Verfügung, so dass bei dem entsprechenden Modell ausschließlich Hexaederelemente verwendet werden. Ein Vergleich der Ergebnisse beider Solver zeigt, dass für beide Methoden gleiche Ergebnisse erzielt

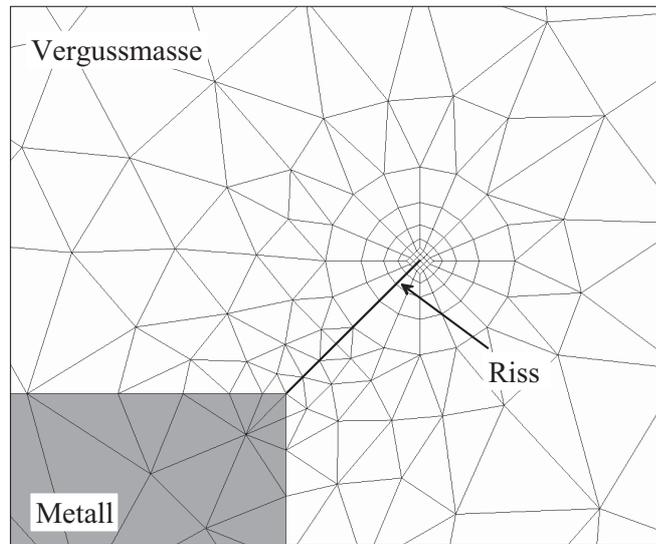


Abbildung 4.8: Ebene Ansicht des hybriden Gitters (Typ B, Tabelle 4.3) in der Nähe des Risses

Tabelle 4.3: Vergleich der Ergebnisse unterschiedlicher Netzdichten und Elementtypen ($\alpha = 36,2$ ppm)

Solver:	ANSYS			ABAQUS
	Hybrides Gitter			Hexaeder
Netz:	Rissschließungsintegral			J-Integral
Methode:	A	B	C	D
Gesamtzahl der Knoten	70 000	24 000	14 000	24 000
Elementgröße an der Risspitze [μm]	6,25	12,5	25,0	57
Symmetrieebene: G [N/mm]	0,0351	0,0350	0,0346	0,0349
Oberfläche: G [N/mm]	0,0697	0,0694	0,0675	0,0714

werden können (siehe Tab. 4.3). In ABAQUS wurde das J-Integral bei der Verwendung eines reinen Hexaeder-Netzes berechnet, während in ANSYS bei der Verwendung eines hybriden Gitters (siehe Abb. 4.8) die selbst programmierte Routine zur Berechnung des Rissschließungsintegrals G^* getestet wurde. Selbst bei einer deutlichen Vergrößerung des Netzes in der Nähe der Risspitze auf eine Elementgröße von $25 \mu\text{m}$ variiert die berechnete Rissbelastung im Bereich von ca. 5 % (siehe Tab. 4.3). Diese Variation ist im Wesentlichen auf die Art der Extrapolation an die Oberfläche zurückzuführen, wie ein Vergleich der Ergebnisse in der Symmetrieebene zeigt, wo die Unterschiede im Bereich von 1 % liegen. Da Fehler im Bereich von weniger als 5 % im praktischen Vergleich von Experiment und Simulation tolerierbar sind, könnten alle vorgestellten Netze verwendet werden. Zur Erzielung besserer Genauigkeit wird jedoch mit dem Vernetzungstyp B gerechnet.

4.3 Simulation mit viskoelastischem Werkstoffmodell

Eine Bauteilanalyse mit elastischem Werkstoffmodell hat im Vergleich zur Analyse unter Einbeziehung der Viskoelastizität den Vorteil einer höheren Berechnungsgeschwindigkeit und eines geringeren Speicherbedarfs bei der Simulation, da in dem einen Fall ein nicht-lineares Materialverhalten simuliert werden muss und so der Belastungsvorgang durch mehrere lineare Teilschritte approximiert wird. Im Fall eines elastischen Werkstoffmodells kann der Belastungsschritt durch einen einzelnen linearen Teilschritt beschrieben werden, sofern keine geometrischen Nichtlinearitäten berücksichtigt werden müssen. Allerdings zeigen die Experimente zu den Werkstoffeigenschaften der Vergussmasse, dass insbesondere bei Temperaturen im Bereich des Glasübergangs starke Kriech- und Relaxationsprozesse auftreten. Wird dies in der Simulation berücksichtigt, so ist möglicherweise zu erwarten, dass die Spannungen und die Rissbelastung geringer als im elastischen Modell sind, da ein Teil der elastischen Energie dissipiert wird und nicht mehr im Auftrennen der Rissflächen freigesetzt werden kann. Auf der anderen Seite wird gleichzeitig in der Prozesszone vor der Rissspitze Energie dissipiert, die zu einer Schädigung des Materials führt. Somit lassen in diesem Fall Kriechprozesse einen Riss kritischer werden. Es kann also nicht eindeutig gesagt werden, ob die Berücksichtigung viskoelastischer Werkstoffeigenschaften zu einer mehr oder weniger konservativen Abschätzung der Zuverlässigkeit der Polymer-Verkapselung führt.

Zunächst muss geklärt werden, dass die viskoelastischen und elastischen Werkstoffmodelle, wie sie für die hier durchgeführten FE-Simulationen verwendet werden, nur das Verhalten außerhalb einer Prozesszone am Riss beschreiben. Damit können beide Modelle keine Aussage zum Schädigungsverhalten an der Rissspitze treffen, wie es bei vielen viskoelastischen Materialien aber beobachtbar ist [8] und bei der vorliegenden Vergussmasse in der Ratenabhängigkeit für K_{IC} zu erkennen ist (Abschnitt 3.2.1). Somit beschreibt das in dieser Arbeit eingeführte und verifizierte belastungsratenabhängige Bruchkriterium (Abschnitt 3.2.2) das Verhalten der Prozesszone in Bezug auf ihr temperatur- und belastungsratenabhängiges Versagen. Natürlich wären hier auch andere detailliertere Kriechmodelle denkbar. Da wir aber an der Unterscheidung zwischen Bruch und Bruchsicherheit interessiert sind, genügt zunächst das vorgestellte Kriterium. Mit der Unterscheidung zwischen dem Gebiet innerhalb und außerhalb der Prozesszone wird klar, dass sich sowohl ein elastisches als auch ein viskoelastisches Werkstoffmodell mit einem von der Belastungsrate abhängigen wie auch unabhängigen Bruchkriterium kombinieren lassen. Ist es das Ziel einer Simulation, unabhängig vom simulativen und experimentellen Aufwand einen möglichst hohen Grad an Realität zu erreichen, so muss ein viskoelastisches Werkstoffmodell mit einem Bruchkriterium kombiniert werden, das Belastungszeit und -rate berücksichtigt. Wie in Abbildung 4.9 dargestellt ist, ist dies die Kombination mit dem größten Realitätsgrad. Diese Kombination ist aber nicht die konservativste Art, den Zustand eines Risses in der Vergussmasse abzuschätzen. Kann zum Beispiel gezeigt werden,

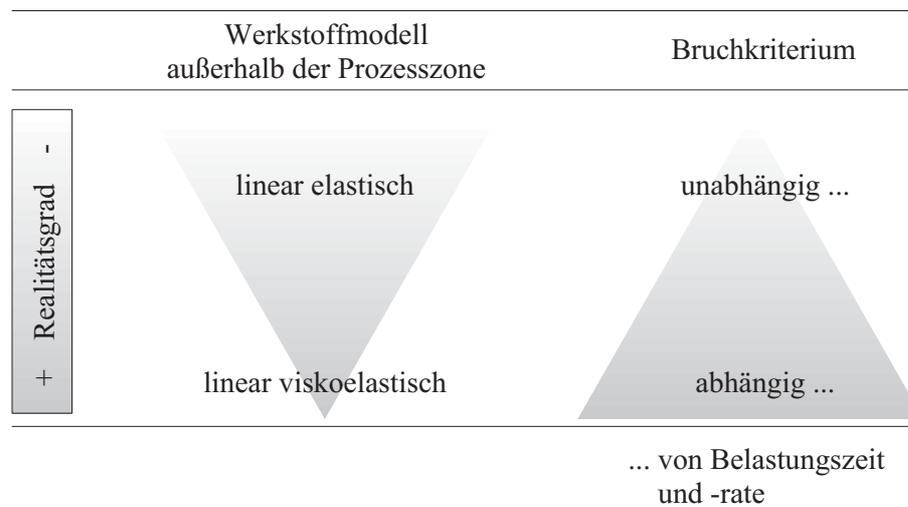


Abbildung 4.9: Unterscheidung der Modelle und Kriterien in Bezug auf ihren Realitätsgrad (Schattierung) und die Konservativität der Abschätzung (Größe des Dreiecks)

dass ein linear elastisches Werkstoffmodell außerhalb der Prozesszone zu einer konservativeren Abschätzung führt, so kann dieses mit dem ratenabhängigen Kriterium kombiniert werden und so die Rechenzeiten erheblich reduziert werden.

Die oben und in Abbildung 4.9 genannten vereinfachten Annahmen zur generellen Beziehung von elastischen und viskoelastischen Werkstoffeigenschaften gelten allerdings nur, wenn der elastische Fall den Grenzfall des viskoelastischen für $t \rightarrow 0$ bildet. In der Praxis werden die Daten jedoch für das elastische Modell und das ratenunabhängige Bruchkriterium bei endlichen Belastungsraten bestimmt. Sind die bei der Bauteilbelastung auftretenden Belastungsraten kleiner, so bildet das elastische Modell zwar nicht den Grenzfall $t \rightarrow 0$ im allgemeinen Sinne, aber für die auftretenden Belastungen gelten die in Abbildung 4.9 dargestellten Verhältnisse. Problematisch wird diese Abschätzung bei thermisch-mechanischer Belastung, da hier Zeit und Temperatur durch das Zeit-Temperatur-Superpositionsprinzip gekoppelt werden, so dass sich die auftretenden Belastungsraten nicht mehr so einfach abschätzen lassen und der Einfluss viskoelastischer Werkstoffeigenschaften genauer untersucht werden sollte. Bisherige Analysen [7] berücksichtigen dabei noch nicht, dass der E-Modul für das elastische Vergleichsmodell bei endlichen Belastungsgeschwindigkeiten gemessen wird und die Bruchzähigkeit durch die Belastungsrate und die Temperatur beeinflusst wird. Somit müssen die Unterschiede beider Ansätze genauer untersucht und diskutiert werden.

4.3.1 Vorüberlegungen

Für die in diesem Abschnitt vorgestellte Analyse wird das Modell mit der kreisförmigen Rissfront verwendet, wobei eine Risslänge von 0,5 mm mit einem Winkel von 50° ange-

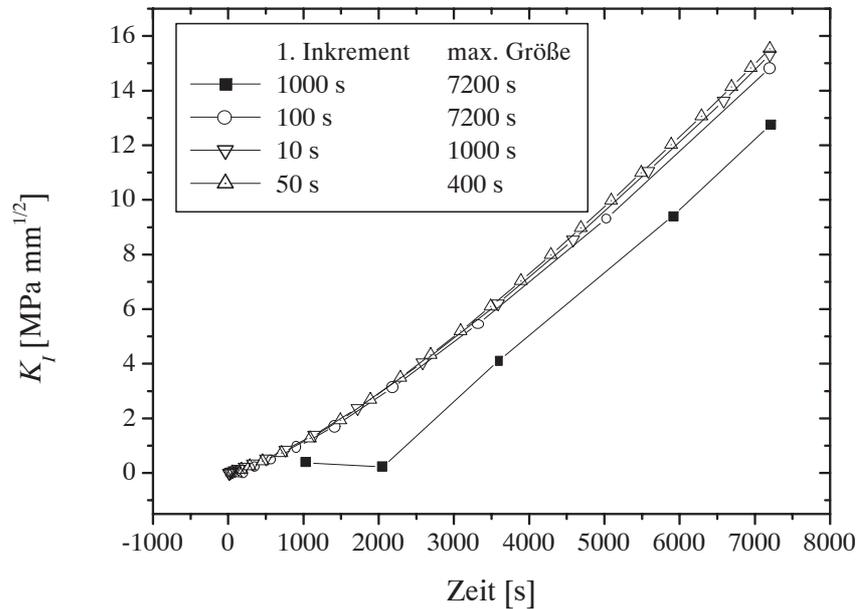


Abbildung 4.10: Vergleich der Ergebnisse bei unterschiedlicher Größe der Zeitinkremente für eine Abkühlung von 130 °C auf 30 °C in 2 Stunden (7200 s)

nommen wird. Eine genauere Diskussion der Wahl von Risslänge und Winkel erfolgt in Abschnitt 4.4.

Des Weiteren muss für die Simulation die Größe des Zeitinkrements vorgegeben werden, da von ihr die Genauigkeit des Ergebnisses erheblich beeinflusst wird. Die Art der Parameter, mit der sich diese Größen kontrollieren lassen, ist abhängig von der Art des verwendeten FE-Solvers. Im vorliegenden Fall wird ANSYS 5.7 verwendet. Zunächst lässt sich die Größe des ersten Zeitinkrements festlegen. Während der Rechnung wird dieses dann vom Solver bei ausreichender Konvergenz automatisch vergrößert. Dabei wird die maximale Größe des Zeitinkrements durch einen weiteren Parameter begrenzt. Um eine geeignete Wahl dieser Parameter zu treffen, werden mehrere Rechnungen mit unterschiedlichen Parametern gestartet. Dabei weichen die Ergebnisse bei kleiner werdenden Parametern immer weniger voneinander ab, wie in Abbildung 4.10 zu erkennen ist. Die beiden genauesten Varianten weichen dabei im Endergebnis nur um ca. 1-2 % voneinander ab, und es ist zu erwarten, dass der Fehler der Simulation aufgrund der Zeitinkrementierung in der Größenordnung von 1 bis 2 % liegen wird. Die folgenden Parameterstudien werden mit dieser Genauigkeit und den entsprechenden Inkrementen durchgeführt.

4.3.2 Belastungsgeschichte

Generell zeigt Gleichung 2.5, dass bei einer viskoelastischen Simulation die gesamte Belastungsgeschichte berücksichtigt werden muss, damit die Spannungen zum Zeitpunkt t

Tabelle 4.4: Belastungszeiten

Schritt Nr.	Δt	Bemerkung
1	1 - 5 h	Abkühlung von 130 ° C auf Raumtemperatur
2	124 - 120 h	Lagerung bei Raumtemperatur
3	10 min - 1 h	Aufheizen der Probe auf 150 ° C
4	95 - 45 min	Halten der Temperatur
5	10 s	Abkühlen auf -40 ° C
6	45 min	Halten der Temperatur

bestimmt werden können. Somit kann der Einfluss der Belastungsgeschichte des Demonstrators untersucht werden. Dabei wird bis zum Ende des ersten Zyklus die in Tabelle 4.4 dargestellte Belastungsgeschichte angenommen, die im Modell abgebildet werden soll. Die Zeitangaben werden in dem angegebenen Bereich variiert. Die Abkühlzeit in Schritt Nr. 5 ist eine Abschätzung der kürzesten möglichen Abkühlzeit bei einer Umlagerung der Proben vom heißen in den kalten Bereich, die in wenigen Sekunden stattfindet.

Die in Tabelle 4.4 angegebenen Belastungszeiten werden in verschiedenen Rechnungen desselben Modells (mit viskoelastischem Werkstoffmodell) umgesetzt. Dabei wird in den Fällen a und b die gesamte Geschichte berücksichtigt, wobei im Fall a die kürzeren Zeiten zur Lastaufbringung aus Tabelle 4.4 verwendet und im Fall b die längeren Zeiten berücksichtigt werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.11a dargestellt. Es wird deutlich, dass die unterschiedlichen Belastungsraten zwar während der Phase bis zum Anfang von Schritt Nr. 4 (ca. 126 h) zu unterschiedlichen Ergebnissen führen, jedoch lässt sich am Ende dieses Schrittes und für die folgenden Schritte keine Auswirkung der Unterschiede mehr feststellen. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Geschichte vor dem Aufheizen auf 150 ° C keinen Einfluss auf das Endergebnis hat. Zur Überprüfung dieser Vermutung wird für die Simulation nur Schritt 5 und 6 berücksichtigt. Dabei gibt es zwei Möglichkeiten für die Temperaturen, die als spannungsfrei angenommen werden können. Zum einen kann mit Fall c angenommen werden, dass die Härtungstemperatur den spannungsfreien Referenzzustand angibt oder im Fall d die maximale Temperatur von 150 ° C. Es zeigt sich anhand der Ergebnisse in Abbildung 4.11b, dass der Fall d am besten mit der genaueren Lösung im Abbildungsteil a korreliert, so dass es für weitere Untersuchungen ausreicht, den Fall d zu rechnen, da die übrige Belastungsgeschichte keinen Einfluss auf das Ergebnis hat.

Das vorliegende Ergebnis lässt sich dadurch erklären, dass der Werkstoff oberhalb des Glasübergangs relativ weich wird. Dabei wird mit Hilfe des vereinfachten Feder-Dämpfer-Modells (Abbildung 2.3) erkennbar, dass die meisten Dämpfer eine sehr geringe Zähigkeit haben und der Werkstoff bei der Belastung bei 150 ° C in einen fast spannungsfreien Zustand fließt. Wird das Bauteil wieder abgekühlt, so bildet diese Ausgangstemperatur den spannungsfreien Referenzzustand.

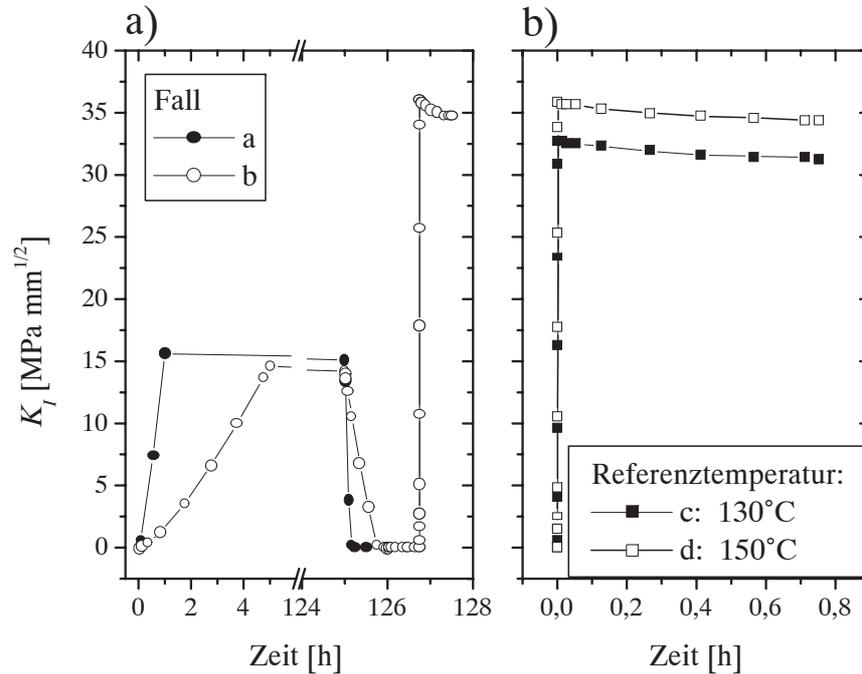


Abbildung 4.11: Einfluss der Belastungsgeschichte auf den Spannungsintensitätsfaktor K_I

4.3.3 Belastungsrate

Von besonderem Interesse ist die höchste Belastung im Temperaturbereich von 150°C bis -40°C , so dass hier insbesondere der Einfluss der Belastungsrate exemplarisch untersucht werden soll. Dabei werden drei Fälle betrachtet. Im ersten Fall findet die Belastung in 10 s statt, was einer Belastungsrate bei -40°C von $4\text{ MPa mm}^{1/2}\text{ s}^{-1}$ entspricht. Die zugehörige Belastung wird mit der unteren gepunkteten Belastungskurve in Abbildung 4.12 dargestellt, die mit den kritischen Grenzwerten der oberen gepunkteten Kurve verglichen wird, da auch diese Werte geschwindigkeitsabhängig sind. Im zweiten Fall findet die Abkühlung in 45 Minuten statt, so dass die Belastungsrate $0,014\text{ MPa mm}^{1/2}\text{ s}^{-1}$ beträgt. Somit muss diese Belastung mit der oberen durchgezogenen Grenzkurve verglichen werden. Außerdem wird noch der elastische Fall betrachtet, dessen Werkstoffdaten aus dem viskoelastischen Modell abgeleitet worden sind, wie in Anhang A.6 beschrieben wird.

Es ist in Abbildung 4.12 zu erkennen, dass in den beiden viskoelastischen Fällen die maximale Belastung ca. 75% der jeweiligen kritischen Grenzlast beträgt, so dass sich die Belastungsgeschwindigkeit im vorgestellten Bereich kaum darauf auswirkt, wie kritisch das Bauteil ist. Das viskoelastische Werkstoffverhalten führt im vorliegenden Fall also kaum zu einer Zuverlässigkeitsaussage, die von der Belastungsrate abhängt. Jedoch ist im Vergleich zum elastischen Fall ein deutlicher Unterschied zu erkennen, wobei der elastische Fall verglichen mit der sehr hohen Abkühlrate den Worst-Case-Fall darstellt. Damit

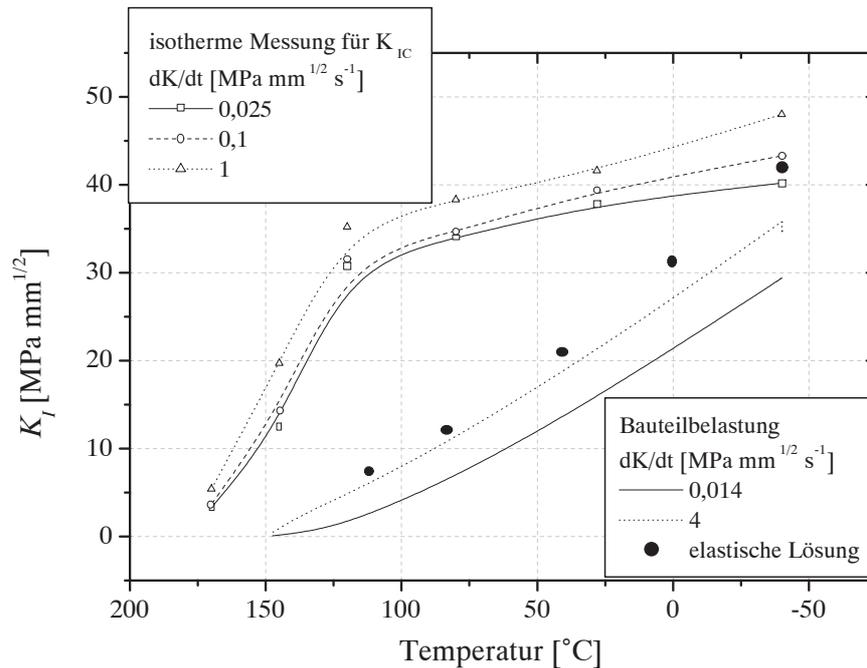


Abbildung 4.12: Der Spannungsintensitätsfaktor K_I bei unterschiedlichen Belastungsra-
 ten (untere Kurvenschar) im Vergleich zur entsprechenden kritischen Grenzlast (obere
 Kurvenschar) und den Ergebnissen der Simulation mit elastischem Werkstoffmodell

kann das elastische Materialmodell für eine Abschätzung des Worst-Case der Rissbe-
 lastung verwendet werden.

Die gewonnene Erkenntnis, dass die Zuverlässigkeitsaussage unabhängig von der Be-
 lastungsrate zu sein scheint, muss diskutiert und eingegrenzt werden, denn eine schock-
 artige Abkühlung führt zu zusätzlichen thermisch-mechanischen Spannungen im Bau-
 teil, wie sie häufig in Druckbehältern untersucht werden [61]. Da die Abkühlung an der
 Oberfläche schneller erfolgt als die Wärme im belasteten Körper homogen verteilt wer-
 den kann, dehnt sich dieser aufgrund des entstehenden Temperaturgradienten lokal un-
 terschiedlich aus. Die daraus resultierenden Spannungen führen sowohl zu stabiler als
 auch instabiler Rissausbreitung [61, 62] und könnten im vorliegenden Fall bei schockar-
 tiger Abkühlung eine zusätzliche Belastung hervorrufen. Für die Bruchzähigkeit werden
 in solchen Abschätzungen häufig Ansätze der linear elastischen Bruchmechanik als aus-
 reichend angesehen, so dass die aus Abschnitt 3.2.1 bestimmten kritischen Grenzwerte
 ihre Gültigkeit behalten würden. Eine Überprüfung dieser Annahmen für Polymere steht
 allerdings noch aus. Des Weiteren wäre auch zu überprüfen, inwiefern die Bruchzähigkeit
 des Werkstoffs durch einen Temperaturschock beeinflusst wird.

4.4 Vergleich von Simulation und Experiment

Die Korrelation von Simulation und Experiment wird anhand des elastischen Werkstoffmodells untersucht, das zwar dem vorhergehenden Abschnitt zufolge zur Berechnung höherer Belastungswerte führt, aber gegenüber dem exakteren und komplexeren viskoelastischen Modell den Vorteil der kürzeren Rechenzeiten hat. Die Materialdaten werden aus dem in Kapitel 3.1 dargestellten viskoelastischen Datensatz abgeleitet, wie in Anhang A.6 erläutert wird. Es werden hier also keine gemessenen elastischen Daten verwendet, damit der Vergleich des elastischen Modells mit dem viskoelastischen Modell nicht durch Messfehler beeinflusst wird.

4.4.1 Risslokalisierung

Um eine Aussage darüber treffen zu können, wo in der Vergussmasse Rissbildung auftritt und wo der Riss im Modell eingebracht werden muss, ist eine Analyse der auftretenden Spannungen sinnvoll. Hierzu wird das Bauteil gleichmäßig vernetzt. Wie zu erwarten ist, sind die von-Mises-Vergleichsspannung und die maximale Hauptspannung an den Kanten und Ecken maximal, da hier Teile des Spannungstensors singular sind (Abbildung 4.13 und 4.14). Für den Sprödbruch ist die maximale Hauptspannung ein geeignetes Maß zur Abschätzung des Bruchrisikos. Sie ist besonders groß an Kante a sowie etwas kleiner an Kante c. Betrachtet man die Richtungen dieser Spannungen, so weisen sie positive Zugspannungen auf (Abbildung 4.19), die das Risiko eines Grenzflächenrisses indizieren, das am größten für Kante a ist. Verfolgt man die Spannungen entlang der Kante c, so werden sie an der ebenen Oberfläche ohne Meniskus maximal. Aus der Richtung dieser maximalen Hauptspannungen (Abbildung 4.19) folgt, dass an dieser Oberfläche das Risiko für einen Riss besteht, der von der Grenzfläche in die Vergussmasse läuft. Sein genauer Winkel wird im folgenden Abschnitt diskutiert. Die Aussagen der Simulation zur Risslokalisierung lassen sich experimentell verifizieren. Der Grenzflächenriss tritt eher an Kante a als an Kante c auf (vgl. Abbildungen 4.2 und 4.3). Der Riss, der innerhalb der Vergussmasse von Kante b wegläuft, ist während der ersten Zyklen nur an der Oberfläche ohne Meniskus zu beobachten. Dadurch bestätigt sich die Aussage, dass auf dieser Seite der Probe die größeren Belastungen auftreten.

Zusätzlich sei hier die von-Mises-Vergleichsspannung dargestellt (Abbildung 4.14), die ein Maß für die Scherbelastung im Material darstellt. Sie findet ihre Anwendung in der Bestimmung der Fließgrenze bei elastisch-plastischen Materialien. Auch für diese Größe treten die maximalen Spannungen an den Kanten auf, wobei die Gewichtung etwas anders als bei der maximalen Hauptspannung ist.

Wenn die Wahrscheinlichkeit der Rissentstehung an der Fläche ohne Meniskus am größten ist, dann müsste sich dies bei der Berechnung der Rissbelastung für den Riss in der Vergussmasse widerspiegeln. Somit wird am Modell, das den Meniskus enthält und

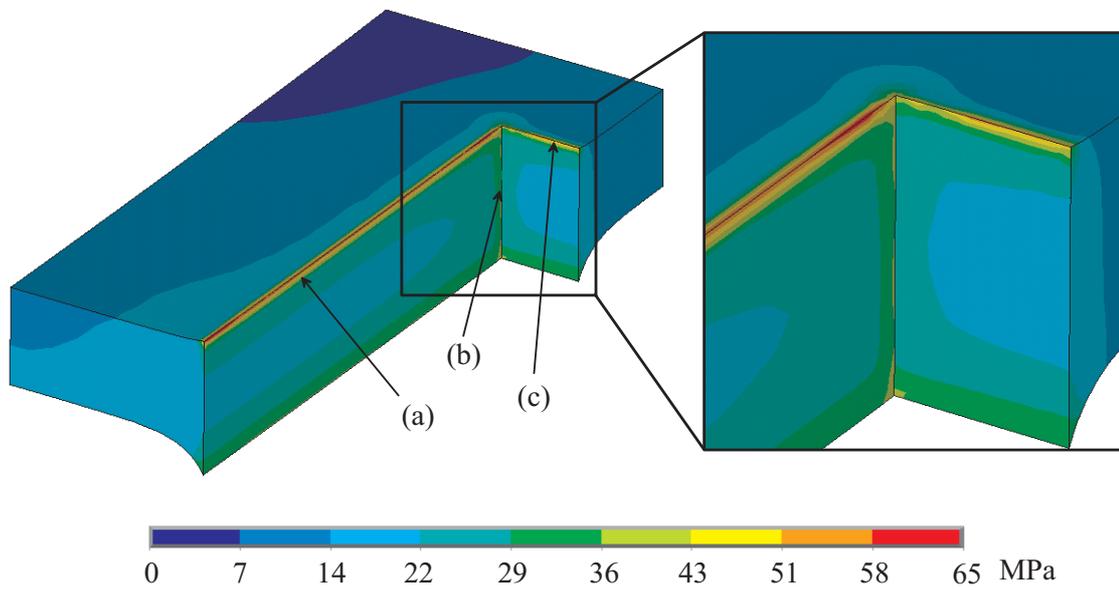


Abbildung 4.13: Maximale Hauptspannungen [MPa] in der Vergussmasse nach dem Abkühlen von 130° auf 27° C (Darstellung eines Viertels)

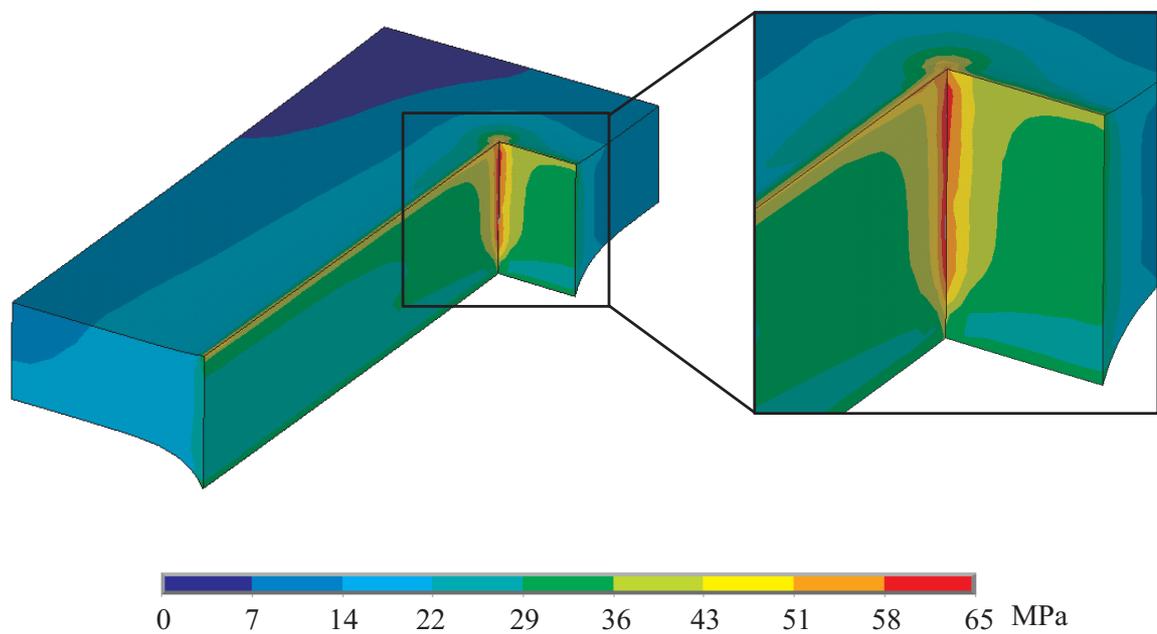


Abbildung 4.14: Von-Mises-Vergleichsspannungen [MPa] in der Vergussmasse (Darstellung eines Viertels)

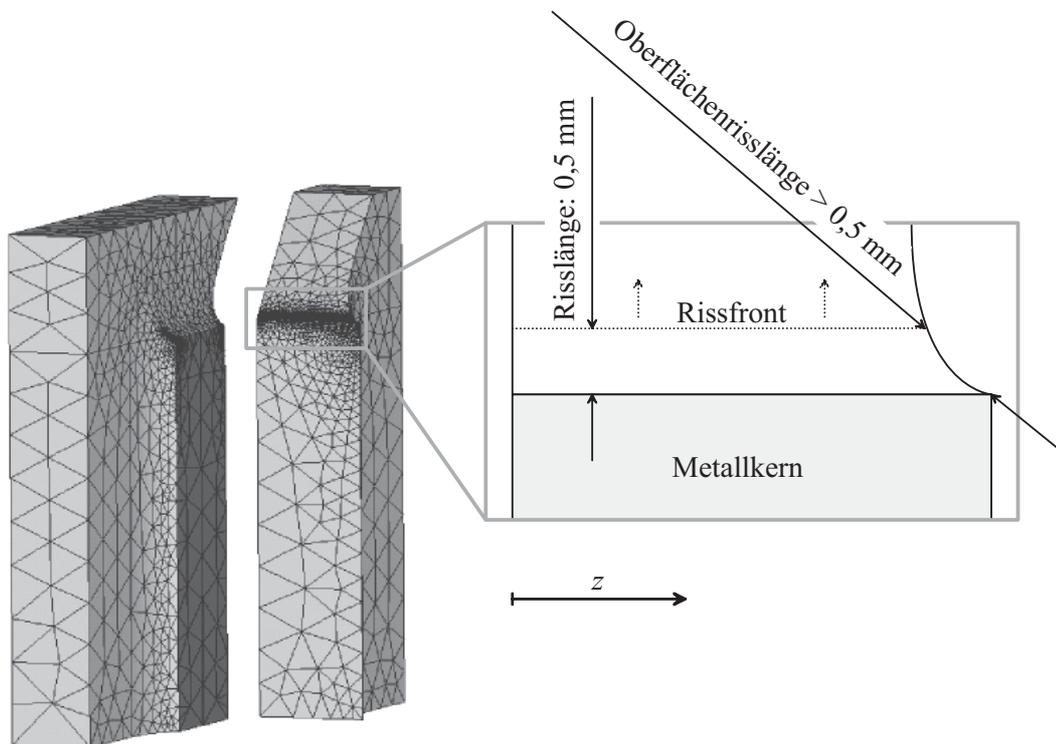


Abbildung 4.15: Netz des halben Modells und Darstellung der Form des geraden Risses

in Abbildung 4.15 dargestellt ist, ein Riss eingebracht, der zunächst eine gerade Rissfront aufweist. Die Belastung dieses Risses entlang der Rissfront, die in z -Richtung verläuft, ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Belastung an der Oberfläche mit Meniskus am größten ist. Dies ist sowohl ein Widerspruch zur Spannungsanalyse als auch zur experimentellen Beobachtung. Es ist jedoch bekannt, dass die Belastung stark von der Risslänge abhängt, und in dem vorgestellten Beispiel (Abb. 4.15) wird diese senkrecht zur Kante gemessen. Da aber die Belastung in der Oberfläche am größten ist, müsste die Länge auch in dieser Fläche gemessen werden. Im vorgestellten Beispiel ergibt sich für die Fläche mit Meniskus eine größere Risslänge im Vergleich zur ebenen Oberfläche, so dass die Überlegungen und Rechnungen zeigen, dass eine gerade und durchgehende Rissform für den Vergleich der beiden Orte nicht geeignet ist.

Um an beiden Oberflächen Risse einzubringen, die in der Oberfläche bezüglich ihrer Länge vergleichbar sind, können z. B. kreisförmige Risse eingebracht werden. Dies ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Dabei führt die Anwendung eines hybriden Netzes aus Hexaeder- und Tetraederelementen zu einer erheblichen Verringerung des zeitlichen Aufwands zur Erstellung eines Modells, da so die sehr komplexe Geometrie außerhalb des mit Hexaedern vernetzten Bereiches automatisch vernetzt werden kann. Wird für jeden Punkt entlang der Rissfront die Rissbelastung berechnet, so ergibt sich für den Riss an der ebenen Fläche eine wesentlich höhere Belastung als für den Riss am Meniskus (Ab-

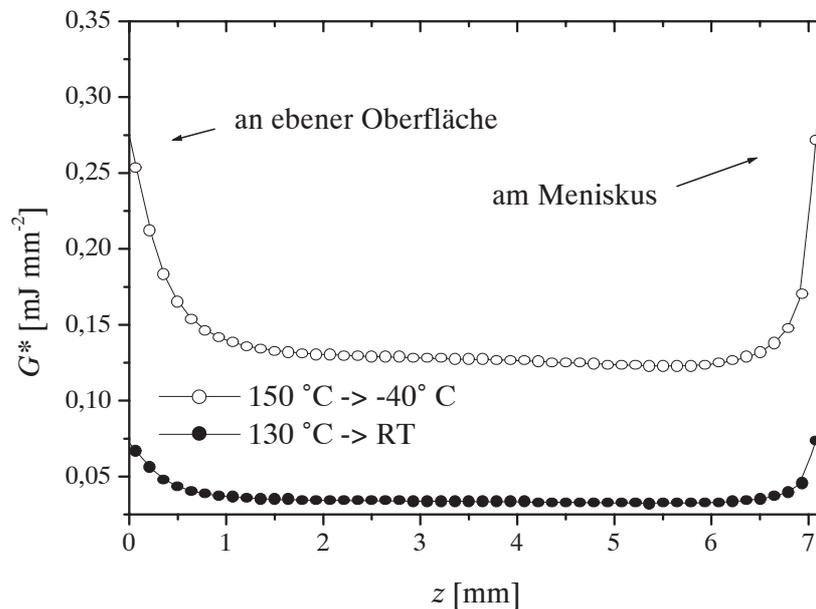


Abbildung 4.16: Belastung am geraden Riss entsprechend Abbildung 4.15

bildung 4.18).

4.4.2 Risswinkel

Im Folgenden sollen die Betrachtungen auf einen möglichen Riss, der von der Grenzfläche in die Vergussmasse läuft, konzentriert werden. Seine Richtung orientiert sich dabei an den maximalen Hauptspannungen. Diese Beobachtung findet sich z.B. im Kriterium der maximalen Tangentialspannung von Erdogan und Sih [63] wieder. Hier wird angenommen, dass eine instabile Rissausbreitung an der Risspitze in radialer Richtung verläuft, wobei die Richtung senkrecht zur maximalen Tangentialspannung verläuft. Dieses Kriterium wurde von verschiedenen Autoren experimentell verifiziert [16, 40]. Ein relativ umfassender Vergleich mit weiteren Kriterien wurde von Richard [40] durchgeführt. Er zeigt, dass die Kriterien zu sehr unterschiedlichen Aussagen führen, wenn es um die Bewertung geht, ob ein Riss bei überlagerter Schub- und Normalbeanspruchung kritisch wird. Für die Vorhersage der Rissausbreitungsrichtung ergeben sich allerdings sehr ähnliche Aussagen aus den untersuchten Kriterien, wenn die Ablenkungswinkel kleiner als 50° sind. Somit wird auf die weiteren Kriterien nicht näher eingegangen. Die von Erdogan und Sih aufgestellte Grundannahme, dass die Rissausbreitung in der Richtung verläuft, in der eine maximale Beanspruchung normal zur entstehenden Rissverlängerung auftritt, kann also übernommen werden.

Stellt man die maximalen Hauptspannungen in der ungerissenen Vergussmasse im Bereich der Spannungskonzentration dar, so liegen die Normalen dieser Spannungen in

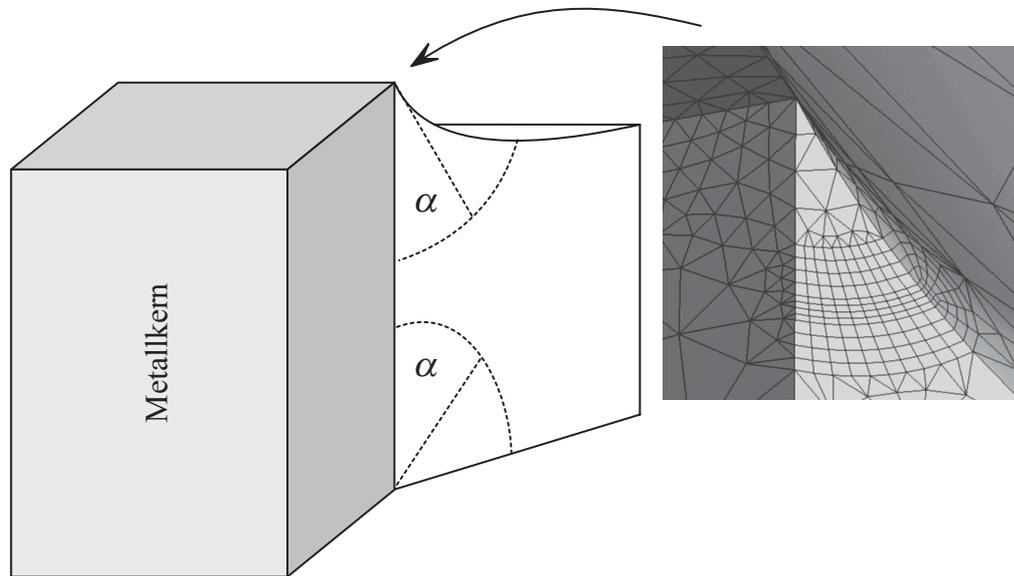


Abbildung 4.17: Darstellung des kreisförmigen Risses mit der Winkelposition α an der Rissfront und eines Ausschnitts des FE-Netzes

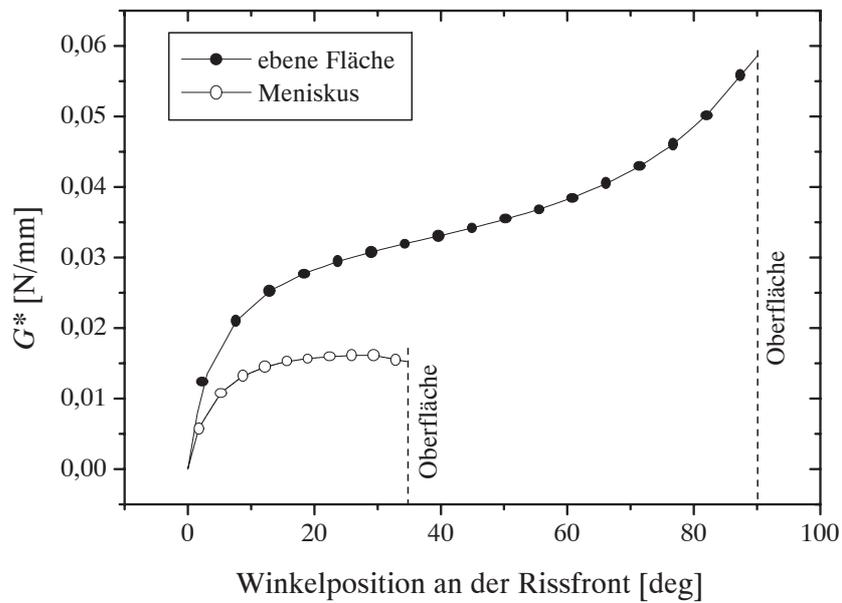


Abbildung 4.18: Belastung am kreisförmigen Riss aus Abbildung 4.17

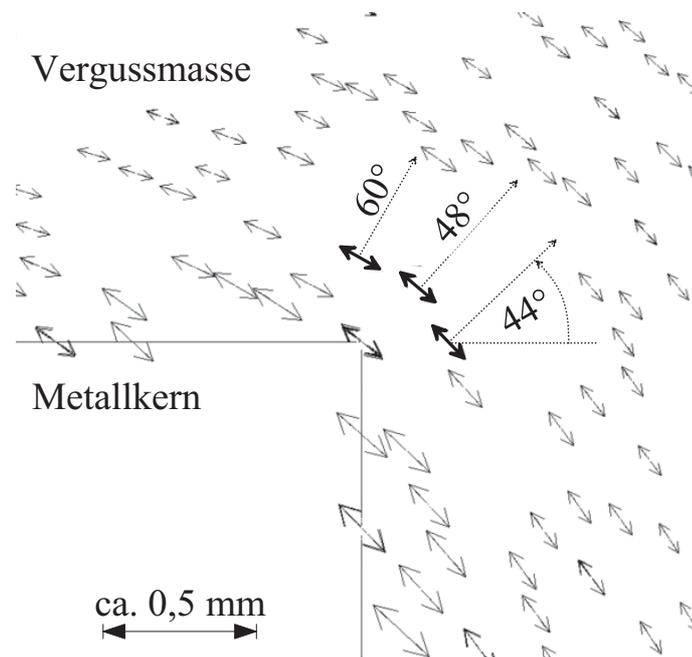


Abbildung 4.19: Maximale Hauptspannungen in der Vergussmasse mit den Normalen für drei hervorgehobene Beispiele (Die Länge der Vektoren ist proportional zur Größe der Spannungen.)

einem Bereich von ungefähr 44° bis 66° , wie in Abbildung 4.19 für einige hervorgehobene Beispiele dargestellt ist. In diesen Richtungen würde eine maximale Normalbeanspruchung eines Risses vorliegen. Die unterschiedlichen Werte zeigen allerdings, dass die genaue Richtung einer späteren Rissausbreitung von dem Ort der Initiierung abhängt. Da dieser aber nicht nur von den Spannungen abhängt, sondern auf mikroskopischer Ebene auch von der Struktur der Füllstoffe und möglicher lokaler Fehler, ist nur eine grobe Aussage über den Risswinkel möglich. Nach Abbildung 4.19 liegt dieser bei ungefähr 48° .

Wird ein Riss angenommen, der direkt an der Ecke des Metallkerns startet, so lässt sich für unterschiedliche Winkel der K-Faktor bestimmen. Eine maximale Normalbeanspruchung tritt dann auf, wenn K_I maximal ist und die Scheranteile K_{II} und K_{III} minimal werden. Folglich müsste eine Rissausbreitung entsprechend den Ergebnissen aus Abbildung 4.20 in einem Winkel von 50° erfolgen, der auf die horizontale Achse (x-Achse) der Abbildung 4.19 bezogen wird.

In den Versuchen ist ab dem 10. Belastungszyklus eindeutig ein Riss erkennbar. Werden diese Proben ausgewertet, so ergibt sich ein Mittelwert von 49° mit einer Standardabweichung von 6° für 24 ausgewertete Kanten. Die Schwankungen konnten dabei in Einzelfällen zu Risswinkeln von 38° bis 61° führen. Dies kann vermutlich auf die nicht genau definierten Orte der Rissinitiierung zurückgeführt werden, wie z.B. in Abbildung 4.2 zu erkennen ist. Außerdem kann die Beteiligung eines Grenzflächenrisses zu

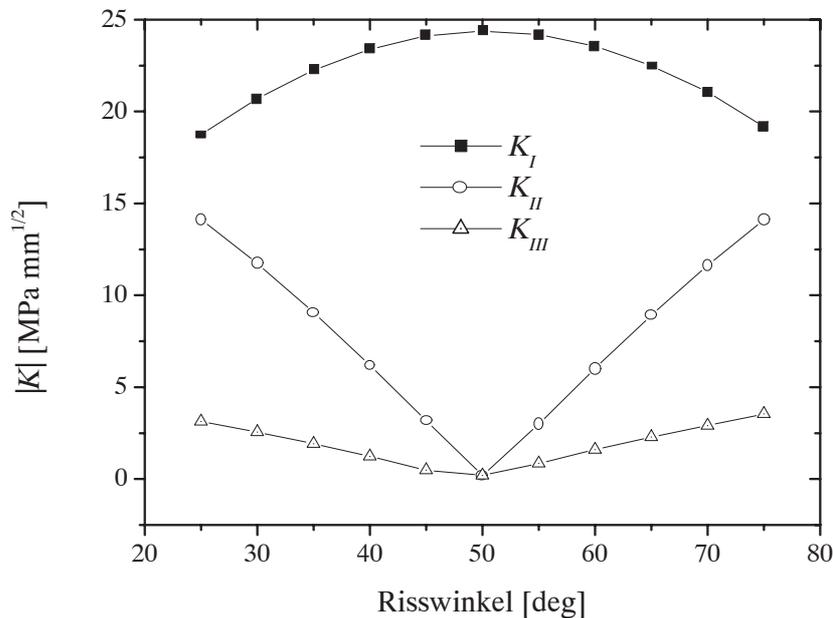


Abbildung 4.20: Die Spannungsintensitätsfaktoren K_I , K_{II} und K_{III} für verschiedene Risswinkel bezogen auf die x-Achse entsprechend Abbildung 4.19 (nach Abkühlung von 130 ° C auf Raumtemperatur; Risslänge: 0,5 mm; Rissfront: rechteckig)

einer veränderten Spannungssituation führen, so dass sich dann je nach Ausmaß dieser Delamination unterschiedliche Risswinkel ergeben. Insgesamt wird jedoch die durch die Simulation gemachte Aussage bestätigt, die einen Winkel im Bereich von 50 ° vorhergesagt hat.

4.4.3 Risslänge

Von grundlegender Bedeutung für ein Verständnis der Belastungssituation eines Risses in thermomechanisch belasteten Bauteilen ist auch die Variation der Rissbelastung mit der Risslänge. Hierzu wird das Demonstrationsmodell einmal von 130 ° C auf 27 ° C abgekühlt, was der Belastung nach der Aushärtung entsprechen soll. Zum anderen wird der Temperaturschock durch die Abkühlung von 150 ° C auf - 40 ° C repräsentiert, wobei in beiden Fällen bei der oberen Temperatur Spannungsfreiheit angenommen wird. Bei einem Risswinkel von 45 ° und rechteckiger Rissform ergeben sich die in Abbildung 4.21 dargestellten Ergebnisse. Die kritischen Spannungsintensitätsfaktoren sind nicht genau definiert, da sie von der Belastungsgeschwindigkeit abhängen. Für die langsamste getestete Belastungsgeschwindigkeit lässt sich nach Abbildung 3.16 für 30 ° C und -40 ° C ein kritischer Spannungsintensitätsfaktor von 37 und 40 MPa mm^{1/2} annehmen. Bei linearer Abkühlung entspricht die zugehörige Belastungsgeschwindigkeit von 0,025 MPa mm^{1/2} s⁻¹ Belastungszeiten von 13 bis 33 Minuten für Belastungen von

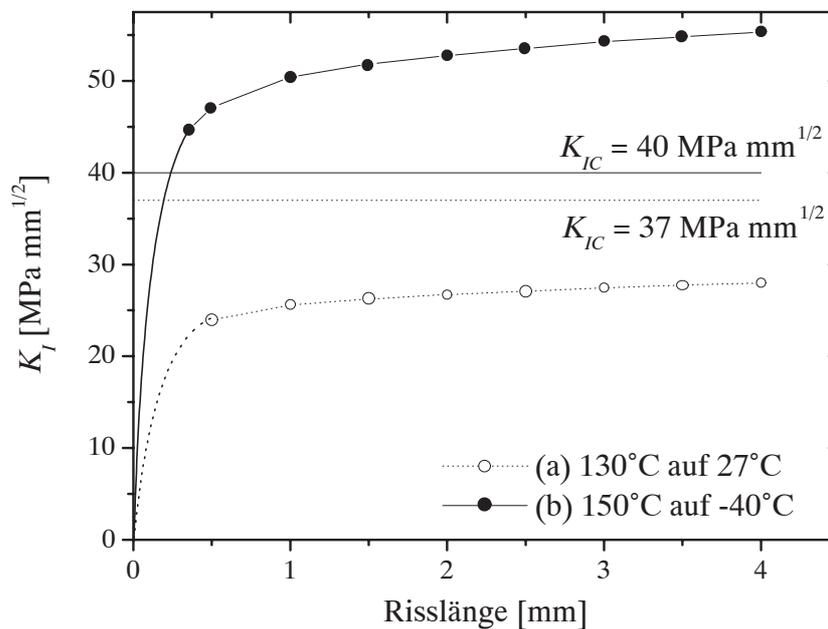


Abbildung 4.21: Der Spannungsintensitätsfaktor K_I als Funktion der Risslänge für die Abkühlung (a) von 130 °C auf 27 °C und (b) von 150 °C auf -40 °C mit Extrapolation der Kurven auf den Nullpunkt ($\alpha = 37,0 \text{ ppm}$)

$K_I = 20$ bis $50 \text{ MPa mm}^{1/2}$.

Es zeigt sich in Abbildung 4.21, dass die Rissbelastung mit zunehmender Risslänge steigt. Dabei ist die Belastung (a) generell unkritisch. Im Fall (b) wird der Riss schon unterhalb einer Länge von 0,35 mm kritisch. Wird also der Riss z.B. durch Ermüdungsbelastung über die kritische Grenze verlängert, so breitet er sich instabil ohne weitere äußere Einwirkung aus. Aufgrund der dabei steigenden Belastung wird die Rissausbreitung beschleunigt, so dass die Spannungsbelastung in kinetische Energie umgesetzt wird. Wie die Experimente (Abschnitt 3.2.2) zur instabilen Rissausbreitung zeigen, müsste dieser Prozess in einem Zeitraum von weniger als 5 s ablaufen. Es zeigt sich jedoch, dass die Risse nach dem 10. Belastungszyklus bei einer Länge von 0,4 mm und vereinzelt sogar noch bei 0,9 mm stabil sind (Tabelle 4.2) und eine Rissausbreitung visuell nicht beobachtbar ist. Da diese Zustände nach der Simulation als kritisch eingestuft werden, liegt hier eine Überbewertung der Rissbelastung vor. Die Vorhersage der Entwicklung kinetischer Energie kann im Experiment bestätigt werden, denn nach weiteren Zyklen sind die Bauteile komplett zerstört, und Teile der Vergussmasse liegen weit verstreut (auch außerhalb des Auffangkorbs) im Temperaturwechselofen. Daher ist bei einer Durchführung ähnlicher Experimente eine Abdeckung der Proben ratsam, da sonst die Mechanik des Ofens durch Eindringen von Einzelteilen beschädigt werden kann.

Der hier theoretisch erklärte Übergang von der Ermüdungsrissausbreitung zum in-

stabilen Sprödbruch kann helfen, den beobachteten Helligkeitskontrast der Bruchflächen (siehe Abbildung 4.4) zu verstehen. Ungefähr vergleichbar mit den Rissflächen der CT-Probe tritt auch hier ein Kontrast auf, der vermutlich durch einen Übergang vom Ermüdungs- zum Sprödbruch zu erklären ist. Zunächst findet eine langsame Ermüdungsrissausbreitung mit eher dunklen Rissflächen statt. Wird der Riss kritisch, so tritt eine stark beschleunigte Rissausbreitung auf und hinterlässt eine eher helle Bruchfläche.

4.4.4 Delamination

So wie die Rissbelastung bei zunehmender Risslänge steigt, so steigt auch die Rissbelastung in der Vergussmasse bei zunehmender Delamination. Nach der Untersuchung der Hauptspannungen ist sie an der langen Kante des Metallkerns zu erwarten (Abbildung 4.13, Kante a). Entsprechend wird im Modell eine Delamination eingebracht, wie es in Abbildung 4.22 dargestellt ist. Eine Zunahme der Delaminationstiefe d führt zu einer Erhöhung der Rissbelastung, wie sie in Abbildung 4.23 dargestellt ist. Dabei hebt sich die Vergussmasse vom Metallkern ab. Bei einer Tiefe von 1,5 mm beginnen sich die Rissflächen zu durchdringen, und bei einer Kontaktanalyse würden die Flächen aufeinander drücken. Da für eine Kontaktanalyse keine Daten für die Reibung der Flächen verfügbar sind, können hier keine quantitativ sinnvollen Aussagen getroffen werden. Des Weiteren ist unklar, ob sich ein Grenzflächenriss ausbreiten kann, wenn die Rissflächen aufeinander drücken. Es wird aber deutlich, dass schon bei der Abkühlung von 130°C auf 27°C ein Grenzflächenriss zu einem kritischen Riss in der Vergussmasse führen kann, wenn in Abbildung 4.23 die Belastungswerte mit den kritischen Größen verglichen werden. Wird also der Grenzflächenriss kritisch, so wird auch der mit ihm gekoppelte Riss in der Vergussmasse kritisch. Umgekehrt ist Ähnliches zu vermuten. Der Grenzflächenriss kann kritisch werden, dadurch dass der Riss in der Vergussmasse kritisch wird. Zwar kann dies aufgrund der fehlenden Kenntnisse der Bruchzähigkeit für die Grenzfläche nicht quantitativ belegt werden, jedoch wird aus den Simulationen der Zusammenhang deutlich.

Insgesamt kann gefolgert werden, dass eine Vergrößerung eines Risses zunächst zu einer Erhöhung der Belastung führt. Dabei ist es unerheblich, ob das Ende an der Grenzfläche oder das von ihr wegweisende Ende dieses Risses verlängert wird. Wichtig ist nur die Art der Belastung am Riss. Dieser führt in allen Fällen zu einer Erniedrigung der Steifigkeit der Struktur. Wenn die Belastung spannungs- bzw. kraftgesteuert ist, wie es im vorliegenden Bauteil der Fall ist, so führt eine Rissverlängerung zu einer größeren Konzentration der Spannungen an der Risspitze. Dies kann z. B. an einem Zugstab mit Riss verdeutlicht werden. Hier wird die Spannung nach Rissverlängerung auf einem kleineren Querschnitt konzentriert. Wenn die Belastung am Riss weggesteuert ist, so führt eine Rissverlängerung zu einer Verkleinerung der Spannung und damit auch der Rissbelastung. Diese Überlegungen helfen, das grundlegende Verhalten ohne Simulation zu verstehen. Allerdings muss bei komplizierten Geometrien immer neu geklärt werden, wie die

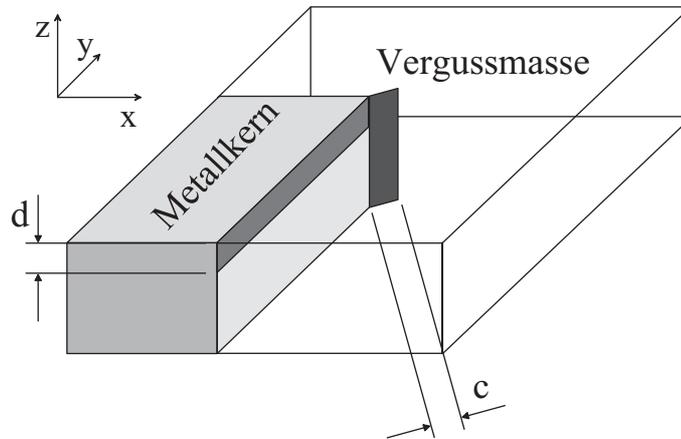


Abbildung 4.22: Darstellung eines Achtels des Demonstrators mit der Risslänge c und der Delaminationstiefe d

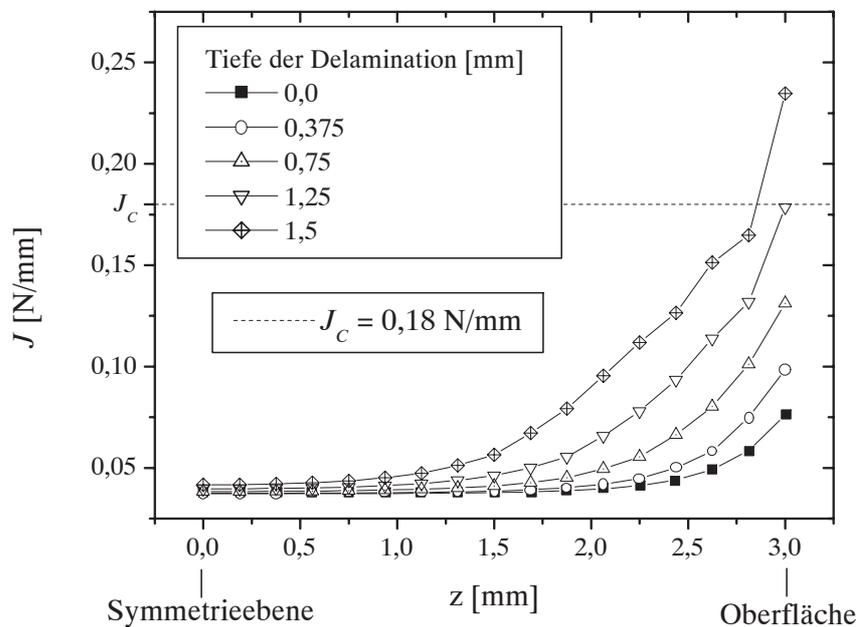


Abbildung 4.23: Belastung am Riss in der Vergussmasse mit der Risslänge $c = 0,5 \text{ mm}$ bei verschiedenen Delaminationstiefen d (Der kritische Grenzwert für J_C wurde aus $K_{IC} = 37 \text{ MPa mm}^{1/2}$ und den elastischen Daten in Anhang A.6 abgeleitet; $\alpha = 37,0 \text{ ppm}$)

Rissbelastung gesteuert ist.

Für den Vergleich mit dem Experiment zeigt sich, dass sowohl ein Grenzflächenriss als auch ein nach außen laufender Riss in der Vergussmasse auftritt (Abbildung 4.4), wobei beide die Vergussmasse komplett durchtrennt haben. Dies kann zum einen darauf zurückzuführen sein, dass nach der Aussage von Abbildung 4.23 ein kritisch gewordener Grenzflächenriss zu einem kritischen Riss in der Vergussmasse geführt hat. Ebenso kann aber auch ein kritischer Riss in der Vergussmasse den Riss in der Grenzfläche kritisch werden lassen. Welches Szenario stattgefunden hat, kann so nicht geklärt werden. Nur die Beobachtung der Kopplung beider Fälle zeigt sich sowohl in der Simulation als auch im Experiment. Für weiter gehende Aussagen müsste eine genauere Analyse von Grenzflächenrissen durchgeführt werden, die nicht Gegenstand dieser Arbeit sein soll.

4.4.5 Geometrievergleich

Wie Abbildung 4.2 zeigt, sind die Kanten, von denen die Risse ausgehen, nicht ideal spitz, wie im Modell angenommen worden ist. Für die Kerne vom Typ C liegen die realen Kantenradien im Bereich von 200 bis 300 μm , während sie für die geschliffenen Stahlkerne im Bereich von 50 bis 100 μm liegen. Des Weiteren starten die Risse nicht immer direkt an der Ecke. Um den Einfluss dieser realen Geometrien zu untersuchen, wurden verschiedene Szenarien von Leblanc [64] untersucht. Abbildung 4.24 stellt die Ergebnisse für drei verschiedene Risspositionen an einer Kante mit einem Radius von 0,5 mm dar. Die Rundung führt in allen Fällen zu einer Verringerung der Belastung. Diese Verringerung beträgt an der Oberfläche allerdings nur 3 bis 7 %, während in der Symmetrieebene eine Belastungsreduzierung von 5 bis 13 % auftritt. Diese geringe Reduzierung verwundert insofern, als die Spannungen an der Ecke, zweidimensional betrachtet, nicht mehr singulär sind. Allerdings verändert der Riss mit einer Länge von 0,5 mm das Spannungsfeld an der Kante mit einem Radius von 0,25 mm in einer Weise, in der sich die Reduzierung der Spannungen nicht mehr auf die Rissspitze auswirkt. Für das Experiment folgt daraus, dass eine Rundung der Kante im Bereich von 0,25 mm zu einer fast nicht messbaren Erniedrigung der Rissbelastung führt. Es muss aber beachtet werden, dass nicht unbedingt die gesamte Zuverlässigkeit des Bauteils in gleicher Weise erhöht wird, da bei einer bruchmechanischen Analyse zum Beispiel nicht die Phase charakterisiert wird, die zur Ausbildung eines Risses führt. Für diese Phase kann möglicherweise eine Kantenrundung die Belastung wesentlich stärker verringern.

Bei dem Vergleich der verschiedenen Risspositionen ist erkennbar, dass die Unterschiede an der Oberfläche maximal 4 % und in der Symmetrieebene maximal 8 % betragen. Dabei erscheint die Belastung des Risses an der kurzen Kante (Abb. 4.13, Kante c) direkt an der Oberfläche höher, während sie in der Nähe kleiner ist. Da die Ergebnisse an der Oberfläche extrapoliert sind, ist an dieser Stelle mit einem Fehler der Extrapolation zu rechnen. Im Experiment die Risse immer eher an Kante a. Die Ursache hierfür muss

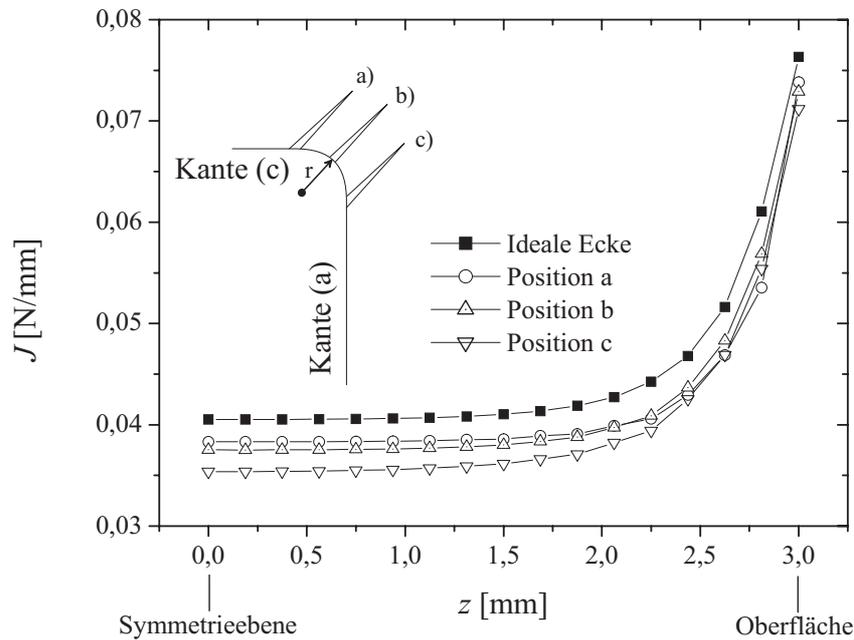


Abbildung 4.24: Belastung am Riss bei einem Kantenradius von $r = 0,25$ mm und einer Risslänge von $0,5$ mm ($\alpha = 37,0$ ppm)

aber nicht in den fast vernachlässigbaren Unterschieden der Rissbelastung liegen, sondern kann auch durch das höhere Delaminationsrisiko an Kante a verursacht sein. Somit lassen sich die vorgestellten Ergebnisse nicht direkt mit den Experimenten vergleichen. Sie rechtfertigen jedoch eine gewisse Abstraktion bei der Modellerstellung an den Ecken. Wenn hier eine ideale Ecke statt der originalen Geometrie verwendet wird, so ist der Fehler verhältnismäßig klein und stellt eine Worst-Case-Abschätzung dar.

Wirkungsvoller lassen sich Unterschiede in der Rissbelastung und der Zuverlässigkeit bei einer größeren Variation der makroskopischen Geometrieabmessungen erzielen. So werden experimentell und simulativ drei unterschiedliche Geometrien verglichen. Neben dem bisher untersuchten Modell (Abb. 4.25 b) wird der hier verwandte Hexaeder komplett mit Vergussmasse umgeben, ohne dass eine Oberfläche frei bleibt (Abb. 4.25 c). Diese Anordnung entspricht eher der Anwendung, in der die vergossene Komponente selbst keinen Kontakt zur Oberfläche hat. Außerdem wird ein Metallkern in Form eines Ankers vergossen (Abb. 4.25 a). Er unterscheidet sich nicht nur in der Form der abgebildeten Ebene, sondern hat zusätzlich eine größere Dicke von $11,5$ mm statt $7,8$ mm. Die Außenmaße aller Proben sind jedoch gleich.

Für die Aufbauvarianten a und c müssen neue Modelle erstellt werden, die in Anhang A.7 und A.8 näher erläutert werden. Für die maximale Rissbelastung bei einer Länge von $0,5$ mm ergeben sich die in Tabelle 4.5 dargestellten Ergebnisse. Als kritischer Grenzwert für die maximale Belastung bei 27°C wird nach Abschnitt 3.2.2

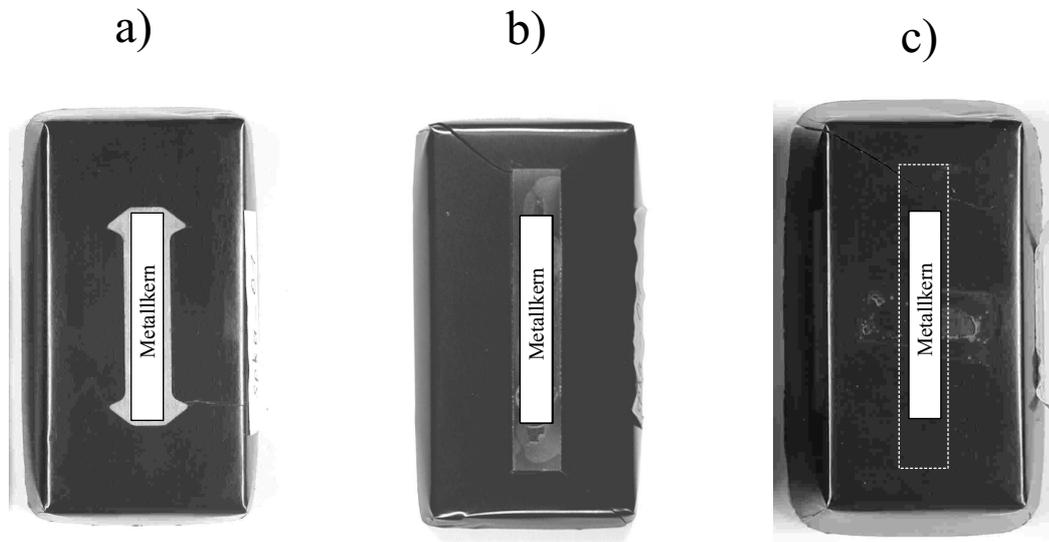


Abbildung 4.25: Untersuchte Aufbauvarianten der vergossenen Metallkerne nach den Temperaturwechselltests mit Markierung des Ortes des Kerns, der in Variante c nicht zu sehen ist

$K_{IC} = 37 \text{ MPa mm}^{1/2}$ verwendet. Dies entspricht im elastischen Fall einem Wert $J_C = 0,18 \text{ N/mm}$. Im Vergleich zu den berechneten Belastungen sind demnach alle Bauteile nach der 1. Abkühlung von 130° C auf Raumtemperatur unkritisch. Auch im Experiment ist bei allen Bauteilen keine instabile Rissausbreitung zu beobachten. Wird die Belastung mit einem Temperaturwechsel von 150° C auf -40° C erhöht, so müsste im 1. Belastungszyklus der Berechnung folgend beim Anker und beim Hexaeder eine instabile Rissausbreitung initiiert werden ($K_{IC} = 42 \text{ MPa mm}^{1/2}$, $J_C = 0,21 \text{ N/mm}$). Im Experiment tritt diese jedoch nur an dem Anker (Typ a) auf und bei dem halbvergossenen Hexaeder (Typ b) erst zwischen dem 10. und 100. Zyklus. Somit sagt die Berechnung ein Versagen voraus, das nicht stattfindet. Die Belastung wird also in der Berechnung überbewertet. Dies ist zum einen darauf zurückzuführen, dass die angenommene Risslänge größer als in der Realität ist. Zum anderen könnte durch eine Simulation mit elastischem Werkstoffmodell die Spannungsbelastung überbewertet werden. An dem vollvergossenen Hexaeder wird deutlich, dass ein als unkritisch bewertetes Bauteil nach zyklischer Belastung kritisch werden kann, da die kritischen Grenzwerte nur für die einmalige Belastung bestimmt sind. Das Rissausbreitungsverhalten bei mehrmaliger Belastung ist damit nicht charakterisiert und könnte Aufgabe weiterführender Arbeiten werden.

Typ	a	b	c
Ausfall	1. Zyklus	10. - 100. Zyklus	10. - 100. Zyklus
130 °C → 27 °C	0,102	0,0694	0,0347
150 °C → -40 °C	0,347	0,261	0,145

Tabelle 4.5: J-Integral bzw. Energiefreisetzungsrate [N/mm] berechnet für drei Aufbauvarianten und verschiedene Belastungsfälle, wobei der Ausfall im Experiment bei Temperaturwechselbelastungen entstanden ist

Kapitel 5

Diskussion der Anwendung

Die vorliegende Arbeit entwickelt und verifiziert eine Methodik, die es ermöglicht zu berechnen, unter welchen Umständen ein Riss in einem elastischen bzw. viskoelastischen Werkstoff kritisch wird, der zur Umhüllung von elektronischen Komponenten eingesetzt wird. Aus den vorliegenden Ergebnissen ergeben sich Empfehlungen, die anhand der Arbeitsschritte für die Modellbildung (siehe Abbildung 5.1) erläutert werden, so dass die Verfahrensweise auf andere Geometrien und andere viskoelastische Werkstoffe übertragen werden kann.

5.1 Geometrie und Vernetzung

Bei einer bruchmechanischen Analyse stellt sich das Problem, dass ein Riss in das Modell eingebracht werden muss, dessen Form zunächst unbekannt ist. Die Ergebnisse zeigen, dass vereinfachte Formen, wie Kreis und Gerade, für die Untersuchung des Bruchrisikos am Demonstrator zunächst ausreichend sind (vgl. Kapitel 4). Auch die Vernetzung des Modells stellt kein prinzipielles Problem dar, wie in Abschnitt 4.2.2 gezeigt wurde. Die Modellgeometrie wird jedoch durch das Einbringen eines Risses wesentlich komplexer, so dass auch die Vernetzung des Modells wesentlich aufwändiger wird. Dieser Aufwand lässt sich z.B. durch den Einsatz von hybriden Netzen reduzieren.

5.2 Erstellung des Werkstoffmodells

5.2.1 Auswahl

Ein viskoelastisches Werkstoffmodell stellt eine Erweiterung des elastischen Modells dar. Daher bietet dieses Modell eine genauere Beschreibung eines Werkstoffes, der zeitabhängige Deformationseigenschaften aufweist. Für den Fall der Rissbelastung im Kunststoff, der einen härteren elastischen Werkstoff umgibt, zeigt sich jedoch, dass im

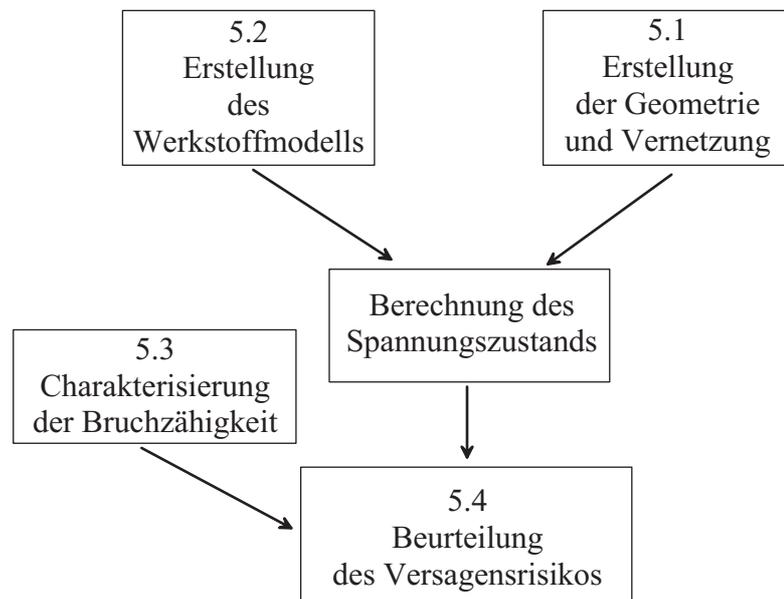


Abbildung 5.1: Für eine Abschätzung der kritischen Risslänge benötigte Arbeitsschritte

elastischen Fall der „worst case“ gegenüber dem viskoelastischen Fall darstellt wird (siehe Abschnitt 4.3), wenn die kritische Belastung über einen belastungsratenabhängigen Spannungsintensitätsfaktor beschrieben wird. Dabei ist zu beachten, dass für das elastische Werkstoffmodell ein E-Modul verwendet wird, der bei einer Belastungsgeschwindigkeit bestimmt wurde, die höher ist als in dem Fall, der simuliert werden soll.

Reicht die Abschätzung des „worst case“ nicht, so müssen die viskoelastischen Eigenschaften des betreffenden Werkstoffes untersucht werden. Für den vorliegenden Werkstoff zeigt sich z.B., dass sich die Simulationen mit elastischem Werkstoffmodell im Experiment verifizieren lassen (siehe Abschnitt 4.4 oder [55]). Der Grund hierfür besteht darin, dass der Genauigkeitsunterschied zwischen den Ergebnissen des elastischen und des viskoelastischen Falls (ca. 30%) im vorliegenden Experiment nicht aufgelöst werden kann. Dieser Vergleich ist erstmals durch diese Arbeit möglich, da hierfür eine Analyse der Belastungsparameter nötig ist. Daran schließt sich die Frage an, ob auch bei anderen viskoelastischen Werkstoffen eine approximation durch ein elastisches Modell zulässig ist. Dies hängt von drei Faktoren ab, die bei einer Übertragung auf andere Fälle berücksichtigt werden müssen. Das sind die Bedingungen, unter denen die elastischen Eigenschaften bestimmt werden, der Temperaturbereich, in dem die thermischen Dehnungen auftreten, und die Größe der Relaxationseigenschaften des betrachteten Werkstoffes in dem entsprechenden Temperaturintervall. Eine Abschätzung des resultierenden Fehlers wird in Anhang A.9 gegeben, so dass anhand dieser Vorgehensweise entschieden werden kann, welches Werkstoffmodell in der Simulation verwendet werden sollte.

5.2.2 Charakterisierung

Soll ein viskoelastisches Modell erstellt werden, so zeigen die Vergleiche zwischen der DMA und dem Relaxationsversuch, dass die Übertragung der dynamischen Eigenschaften auf monotone Belastungen nicht uneingeschränkt möglich ist (siehe Abschnitt 3.1.2 oder [43]). Daher sind die aufwändigeren Relaxationsversuche für die Charakterisierung vorzuziehen. Die Charakterisierung viskoelastischer Eigenschaften mit Hilfe der DMA und ihre Verbindung zur Simulation wäre somit Aufgabe weiterer Arbeiten.

Die Ergebnisse der Relaxationsversuche können anschließend mit Hilfe der Gleichungen 2.22 und der im Anhang A.2 dargestellten Lösungsmethode in ein dreidimensionales Modell überführt werden, wenn ein Verlauf der Poissonzahl angenommen wird, der dem des vorliegenden Werkstoffes ähnelt.

5.3 Charakterisierung der Bruchzähigkeit

Für die Bruchzähigkeit ist, wie in Abschnitt 3.2.1 dargestellt wurde, die Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit zu berücksichtigen. Dies gilt sowohl für elastische als auch für viskoelastische Werkstoffmodelle. Die Vorgehensweise kann dadurch verkürzt werden, dass die Zahl der untersuchten Temperaturen und Geschwindigkeiten reduziert wird. Weist der erwartete Verlauf der Bruchzähigkeit Ähnlichkeiten mit dem in Abbildung 3.26 auf und ist der Verlauf der Belastung und der Belastungsgeschwindigkeit zuvor in der Simulation ermittelt worden, so können die für diesen Fall wichtigen Temperatur- und Geschwindigkeitsbereiche gezielt an den Bruchproben untersucht werden. Im einfachsten Fall wäre also der Werkstoff für eine Temperatur und eine Belastungsgeschwindigkeit charakterisiert, die zuvor in der Simulation bestimmt worden ist. Soll der Werkstoff allgemein für verschiedene Belastungsfälle charakterisiert werden, so wären die Proben in größerem Umfang zu testen. Im vorliegenden Fall (Abbildung 3.26) wäre es zum Beispiel ausreichend gewesen, bei maximaler und minimaler Geschwindigkeit zu testen und im Bereich von -40 °C bis 120 °C die Messungen nur für drei Temperaturen durchzuführen.

5.4 Beurteilung des Versagensrisikos

Für die viskoelastische Simulation ist auch die Wahl des Belastungsparameters von Bedeutung. Während im elastischen Fall energie- und spannungsbasierte Ansätze allgemeingültig austauschbar sind, ist bei thermomechanischen Belastungen von viskoelastischen Werkstoffen zu berücksichtigen, dass die bestehenden energiebasierten Berechnungsmethoden auf Annahmen aufbauen, die bei einer thermomechanischen Belastung nicht mehr gültig sind. Daher ist es zunächst empfehlenswert, das in Abschnitt 3.2.2

oder [52] vorgestellte spannungsbasierte Konzept anzuwenden, solange keine weiterentwickelten Methoden vorhanden sind. Die Bedingung dafür ist, dass für den zu untersuchenden Werkstoff gültige Messungen des kritischen Spannungsintensitätsfaktors durchgeführt werden können.

Kapitel 6

Ausblick

Aus der vorliegenden Arbeit und ihrer Diskussion (Kapitel 5) wird deutlich, dass die Werkstoffermüdung, der Temperaturschock und die Grenzflächenrisse wichtig sind, um umfassende Vorhersagen der Zuverlässigkeit von kunststoffumhüllten elektronischen Bauteilen durchführen zu können. Da diese Themen nicht mehr Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit sind, könnten sie in weiterführenden Arbeiten aufgegriffen werden.

6.1 Werkstoffermüdung

Für die Zuverlässigkeit ist nicht nur interessant, wie ein Bauteil eine einfache Belastung aushält, sondern auch Langzeitbelastungen und zyklische Belastungen sind von Interesse, da durch diese Einflüsse die Lebensdauer beschränkt wird. Durch diese Belastungen werden Schädigungsprozesse im Werkstoff ausgelöst, die zu einem Versagen führen können. Es könnten hier Schädigungen größerer Volumenbereiche auftreten, die sich nicht durch die Bruchmechanik, sondern eher durch schädigungsmechanische Konzepte beschreiben lassen. Sind Schädigungen stark lokalisiert und treten einzelne Risse auf, so muss sichergestellt werden, dass sich diese im Lebenszyklus des Produktes nicht wesentlich ausbreiten. Dies abzuschätzen, ist Aufgabe der Bruchmechanik. Da entsprechende Risse einer Kombination von konstanter Dauerbelastung und zyklischer Belastung ausgesetzt sind, ist es zur Lösung dieser Aufgabe wichtig, das Risswachstum experimentell zu charakterisieren. Bei der Simulation müssen Methoden eingesetzt werden, die eine Simulation der Rissausbreitung erlauben. Da die Rissausbreitung in realen Bauteilen nicht immer geradlinig verläuft, gibt es Aktivitäten, eine nicht geradlinige Rissausbreitung in der FE-Simulation zu automatisieren [16, 57–59]. Entsprechende Konzepte könnten auf die elastische Simulation von elektronischen Bauteilen und Polymeren übertragen werden, während die Übertragbarkeit bei nichtlinearem Werkstoffverhalten noch unklar ist, insbesondere wenn dissipative Prozesse auftreten, wie zum Beispiel Plastizität oder Viskoelastizität. Des Weiteren haben im speziellen Fall der elektronischen Bauelemente noch mehr Prozesse eine starke Auswirkung auf die Zuverlässigkeitsanalyse, die in den ent-

sprechenden Referenzen noch nicht berücksichtigt worden sind. Das sind zum einen der Temperaturschock und zum anderen die Ausbreitung von Grenzflächenrissen.

6.2 Temperaturschock

In der vorliegenden Arbeit wurde ein stationäres und gradientenfreies Temperaturfeld angenommen. Bei der Berücksichtigung sehr schneller Prozesse, wie dem des Temperaturschocks, ist diese Annahme nicht mehr gültig. So führt die schockartige Abkühlung zu Wärmeleitung und einem transienten Temperaturfeld mit Temperaturgradienten. Dieses verursacht mechanische Dehnungen und inhomogene elastische Eigenschaften. Durch den Dehnungsgradienten entstehen zusätzliche thermisch-mechanische Spannungen.

Bei der Beschreibung dieser Zusammenhänge ist die Wärmeleitungsgleichung mit der Elastizitätsgleichung gekoppelt [65, 66], wobei bei dynamischen Belastungen Trägheitskräfte wirken. Meist wird aber angenommen, dass diese bei einer Temperaturänderung vernachlässigt werden können [65, 67]. Auch die Kopplung der Dehnungsgeschwindigkeit mit der Wärmeleitungsgleichung wird in vielen Untersuchungen des Temperaturschocks vernachlässigt, so dass bei der Simulation zunächst das Temperaturfeld transient berechnet wird und anschließend die Ergebnisse als Randbedingung in eine mechanische Simulation übertragen werden [61].

Dieser Zusammenhang führt selbst bei homogenen Werkstoffeigenschaften zu einer Reduzierung der Zugfestigkeit [68]. Erklärt wird diese Schwächung mit der Initiierung von Oberflächenrissen als Folge des thermomechanischen Spannungsgradienten. Da bei der Untersuchung homogener Werkstoffe die Rissinitiierung an den größten Defekten auftritt, die aber statistisch verteilt sind, tritt eine große Streuung der Messergebnisse auf. Um diese zu reduzieren, schlagen z.B. Collin und Rowcliffe [62] vor, einen Anriss durch einen Eindruck in die Oberfläche zu verursachen. Dadurch lässt sich die Ausbreitung einzelner Risse beobachten und bruchmechanisch untersuchen. Der Thermoschock erfolgt durch Aufheizen der Proben und Abkühlen im Wasserbad. Aufgrund ihrer einfachen Durchführbarkeit ist diese Methode besonders interessant. Allerdings lässt sich der Ausbreitungsprozess nicht während des Schocks beobachten. Magerl [67] gibt in seiner Arbeit einen Überblick über Thermoschock-Experimente und verwendet einen Thermoschock mit Aufheizvorgang im Entwurf seines Versuchsaufbaus, da hier die Temperaturverteilung leichter zu bestimmen ist und sich so bruchmechanische Kennwerte aus den Versuchen ableiten lassen. Dabei wird während der Experimente die Risslänge aufgezeichnet.

Der Zusammenhang zwischen der beobachteten Mischung aus stabiler und instabiler Rissausbreitung lässt sich bruchmechanisch durch Abbildung 6.1 beschreiben [69]. Wird ein Riss der Länge a_0 belastet, so steigt die Rissbelastung als Funktion der Zeit, und der Verlauf der Belastung als Funktion der Risslänge ändert sich, wie in Abbildung 6.1 dar-

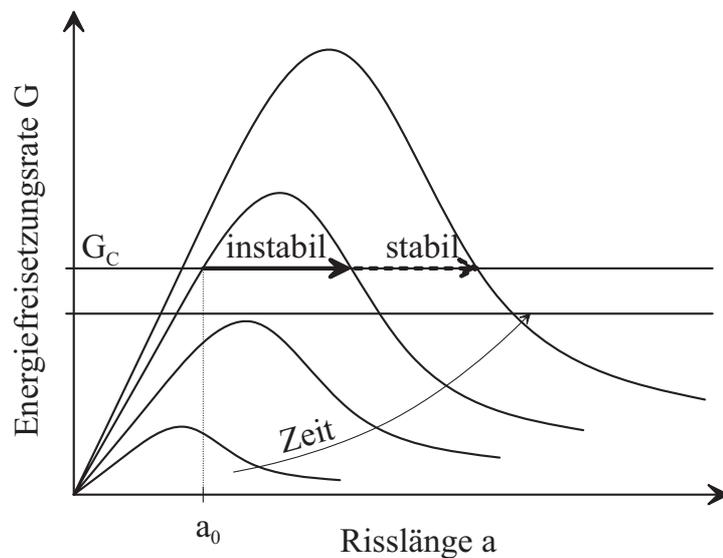


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Änderung der Rissbelastung G bezogen auf die Zeit und Risslänge

gestellt ist. Wird die kritische Grenze G_c erreicht, so ist die Belastung bei Rissverlängerung größer als die Bruchzähigkeit, und der Riss breitet sich instabil aus. Aufgrund der Trägheitskräfte, die für einen derart dynamischen Prozess berücksichtigt werden müssten, wird beim Rissfortschritt kinetische und elastische Energie freigesetzt. Der Riss bleibt erst stehen, wenn die Summe beider Energien nicht mehr ausreicht, weitere freie Oberflächen zu erzeugen. Wird die Belastung erhöht, so erfolgt eine weitere Ausbreitung stabil, wenn $G(a)$ den dargestellten Verlauf hat. Je nach Art dieses Verlaufs ergeben sich unterschiedliche Kombinationen von stabiler und instabiler Rissausbreitung. Zusätzlich wird das Verhalten durch nichtideale R-Kurven [70], die Formation mehrerer Risse und mikrostrukturelle Veränderungen des Werkstoffs beeinflusst [71].

6.3 Grenzflächenrisse

Wie schon in Abschnitt 4.4.4 gezeigt wurde, hat eine Delamination wesentlichen Einfluss auf die Belastung eines Risses in der Vergussmasse. Auch die Experimente zeigen, dass solche Delaminationen auftreten. Somit ist es für eine Abschätzung der Bruchsicherheit und der Lebensdauer von großer Bedeutung, das Risiko einer Delamination bzw. der Ausbreitung eines Grenzflächenrisses abschätzen zu können.

Die Herangehensweise an die Analyse dieser Risse ist allerdings etwas anders als bei den vorgestellten Rissen ohne Grenzfläche, da selbst bei geradliniger Rissausbreitung der Riss unter gemischter Beanspruchung steht. Für eine Simulation sollte daher die Bruchzähigkeit der untersuchten Grenzfläche für die unterschiedlichen und relevanten Mischungsverhältnisse der Belastungsmodi bekannt sein. Des Weiteren ist es möglich,

dass der Riss bei bestimmten Verhältnissen und Belastungsgrößen von der Grenzfläche weg in den Werkstoff läuft. Die Auswahl geeigneter Belastungsgrößen und die Weiterentwicklung von Charakterisierungsverfahren für Grenzflächen in mikroelektronischen Bauteilen könnte Aufgabe weiterführender Arbeiten sein.

Anhang A

A.1 Darstellung der Einzelergebnisse des Relaxationsversuches

Die bei der Charakterisierung der Relaxationseigenschaften auftretende Streuung der Einzelmessungen soll in diesem Abschnitt dargestellt werden. Sie nimmt mit der Temperatur zu, wie ein Vergleich der Kurven in Abbildung A.1 zeigt. Besonders häufig wurden Testversuche bei Raumtemperatur durchgeführt, um die Reproduzierbarkeit des Verfahrens zu überprüfen. Damit die Prüftemperatur unbeeinflusst von Schwankungen der Raumtemperatur ist, wurde eine Temperatur von 27°C durch den Ofen der Zugmaschine geregelt. Da diese leicht oberhalb der Labortemperatur lag, war eine Regelung ohne Kühlung möglich. Jedoch zeigen einige Kurven leichte Schwankungen (Abbildung A.1a), die vermutlich auf Schwankungen der Temperatur und ihrer Regelung zurückzuführen sind.

A.2 Umrechnung der Relaxationsfunktionen

Um die in Abschnitt 3.1 erhaltenen Ergebnisse der Relaxationsfunktion $E(t)$ und der Poissonzahl ν in der FE-Simulation einsetzen zu können, müssen sie entsprechend der Gleichung 2.22 umgerechnet werden, da in der Regel die Koeffizienten der Prony-Reihe von $G(t)$ und $K(t)$ als Eingangsgrößen der angewendeten FE-Programme verwendet werden. Die Umrechnung wurde mit MATHEMATICA durchgeführt, da dieses Programm sowohl symbolische als auch numerische Rechenoperationen erlaubt. Der Ablauf der Berechnung sei im Folgenden kurz erläutert:

1. Eingabe der Poissonzahl $\nu(t = 0)$ und der Prony-Reihe für $E(t)$ in Form von Gleichung 2.14.
2. Symbolische Durchführung der Laplace-Transformation für $E(t)$, während $K(t = 0)$ als konstant angenommen wird ($K(t) = K(t = 0)$) und aus $E(t = 0)$ und $\nu(t = 0)$

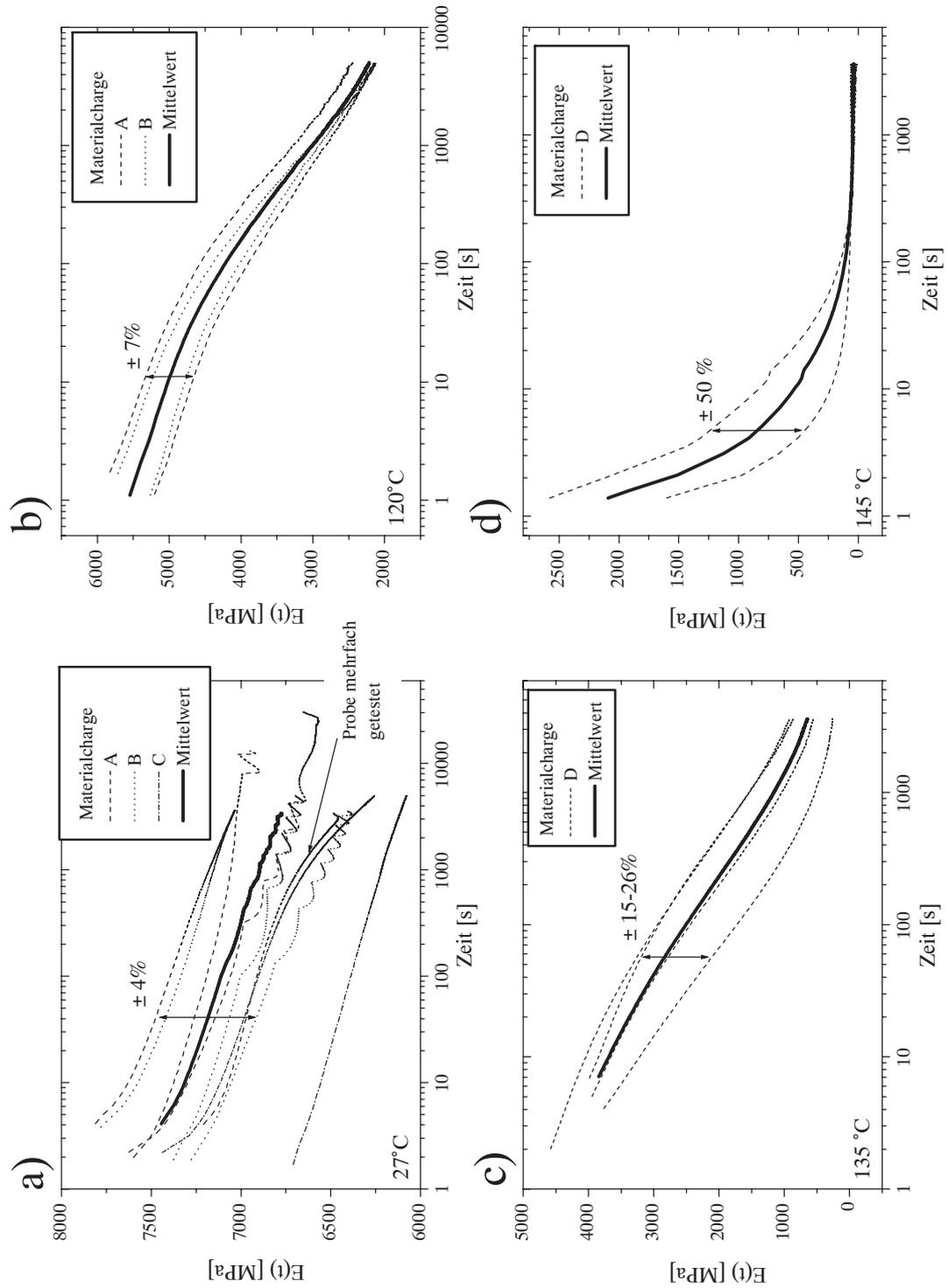


Abbildung A.1: Darstellung der Einzelergebnisse und Mittelwerte der Relaxationsversuche bei a) 27 °C, b) 120 °C, c) 135 °C und d) 145 °C

berechnet werden kann.

3. Berechnung der Laplace-transformierten Funktion $\tilde{G}(s)$ von $G(t)$ nach Gleichung (2.22).
4. Symbolische Rücktransformation von $\tilde{G}(s)$ in die Funktion $G(t)$, die nun in Reihenform vorliegt.
5. Extraktion der einzelnen Prony-Koeffizienten und Relaxationszeiten aus der Reihe für $G(t)$.
6. Erstellung des formatierten Eingangsdatensatzes für das FE-Programm.

A.3 Modifiziertes Rissschließungsintegral im 3D-Fall

Um den 2D-Fall aus Abschnitt 2.3.3 auf den 3D-Fall zu übertragen, wird eine Gruppe von 20-Knoten-Elementen an der Rissfront betrachtet. Die Energiefreisetzungsrates wird über eine Elementbreite gemittelt. Die dazu benötigten Knoten sind in Abbildung A.2 dargestellt. Es muss noch beachtet werden, dass sich die Kräfte $F^{(i)}$ der Knotengruppen 1, 2, 4 und 5 auf zwei Elemente aufteilen. Damit folgt für die Komponenten der Energiedissipationsrate

$$G_i^* = \frac{1}{2B\Delta l} (K_{12}(F_i^{(1)}\Delta u_i^{(1)} + F_i^{(2)}\Delta u_i^{(2)}) + K_{45}(F_i^{(4)}\Delta u_i^{(4)} + F_i^{(5)}\Delta u_i^{(5)}) + F_i^{(3)}\Delta u_i^{(3)}) \quad (\text{A.1})$$

mit $i = 1, 2, 3$ und $K_{12} = K_{45} = 1/2$. Wenn die Knotengruppen 1 und 2 bzw. 4 und 5 am Rand liegen, dann gilt jedoch $K_{12} = 1$ bzw. $K_{45} = 1$.

A.4 Numerische Berechnung von Schaperys „Work of Fracture“

Um Schaperys „Work of Fracture“ nach Gleichung 2.35 berechnen zu können, wird neben dem Spannungsintensitätsfaktor K_I auch die viskoelastische Steifigkeit $C_I(t)$ benötigt. Sie wird in einer zu Anhang A.2 vergleichbaren Weise berechnet, wobei Gleichung 2.33 verwendet wird. Somit kann anschließend das Integral aus Gleichung 2.35 numerisch gelöst werden.

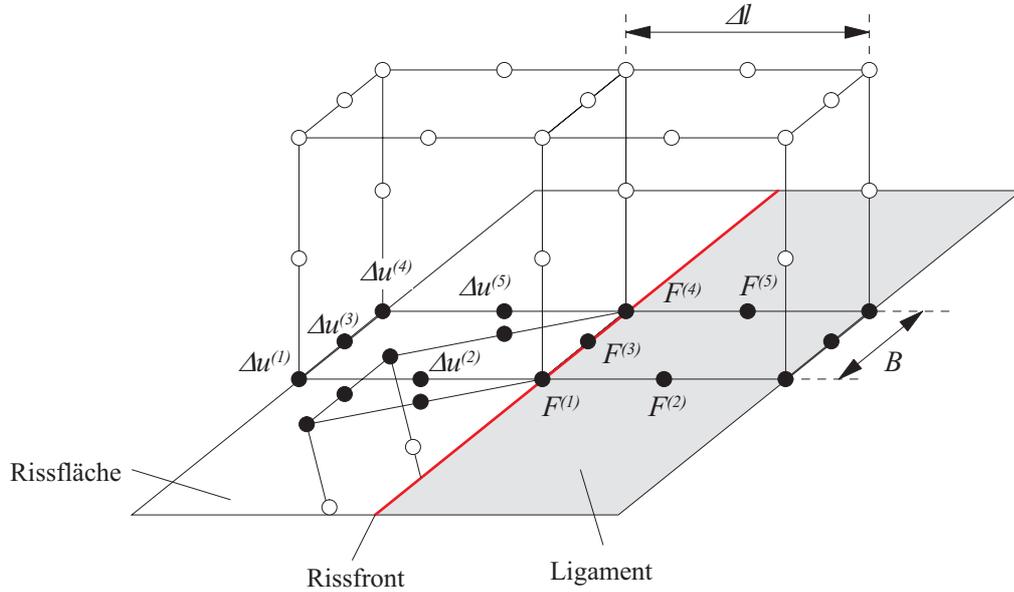


Abbildung A.2: Knoten an der Risssspitze eines 20-Knoten-Hexaedergitters

A.5 Dynamische Belastung viskoelastischer Körper

Wird ein viskoelastischer Körper einer oszillierenden Dehnung

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \exp(i\omega t) \quad (\text{A.2})$$

ausgesetzt, so ergibt sich aus dem Faltungsintegral (2.5) und der Prony-Reihe (2.14) die Spannung als Funktion der Zeit:

$$\sigma(t) = \sum_{i=1}^N [\exp(i\omega t) - \exp(-\frac{t}{\tau_i})] [E_i \frac{\omega^2 \tau_i^2}{1 + \omega^2 \tau_i^2} + iE_i \frac{\omega \tau_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2}]. \quad (\text{A.3})$$

Es lässt sich erkennen, dass es einen nicht schwingenden Anteil gibt, der mit $\exp(-\frac{t}{\tau_i})$ relaxiert. Für eine Bestimmung der dynamischen Größen entfällt dieser, so dass sich für den komplexen E-Modul (3.4) ein Speichermodul E' mit

$$E'(\omega) = \sum_{i=1}^N E_i \frac{\omega^2 \tau_i^2}{1 + \omega^2 \tau_i^2} \quad (\text{A.4})$$

und ein Verlustmodul E'' mit

$$E''(\omega) = \sum_{i=1}^N E_i \frac{\omega \tau_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2} \quad (\text{A.5})$$

ergibt. Dabei ist natürlich auch hier das Glied E_∞ mit $\tau_i \rightarrow \infty$ enthalten. Außerdem wird deutlich, dass die Spannung der Dehnung voraus eilt bzw. die Dehnung gegenüber der Spannung um den Phasenwinkel $\tan \delta = E''/E'$ verschoben ist.

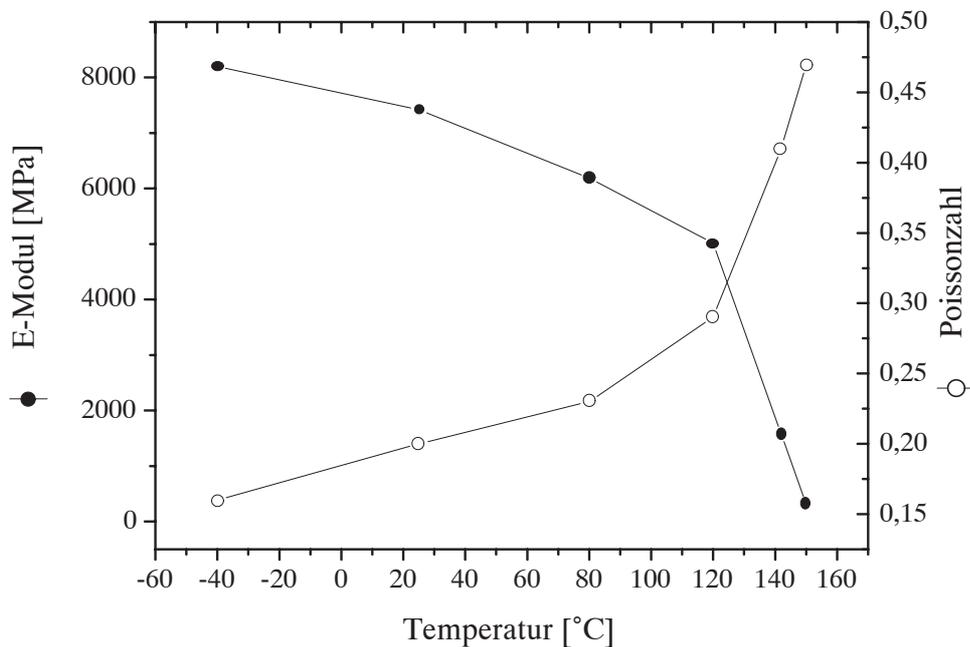


Abbildung A.3: E-Modul und Poissonzahl in Abhängigkeit von der Temperatur, abgeleitet aus dem viskoelastischen Werkstoffmodell

A.6 Elastisches Werkstoffmodell

Um aus dem bestehenden viskoelastischen Modell ein vergleichbares elastisches Werkstoffmodell zu erstellen, wird rechnerisch ein Zugversuch an einem FE-Modell eines Zugstabs durchgeführt. Als Werkstoffmodell wird das bestehende viskoelastische Modell verwendet, und der Stab wird mit einer Belastungsgeschwindigkeit von 1 %/min auf eine Dehnung von 0,3 % gezogen. Aus der Steigung der berechneten Spannungs-Dehnungs-Kurve wird der E-Modul abgeleitet, und die Poissonzahl wird bei einer Längsdehnung von 0,3 % bestimmt. Aus einer Variation der Temperatur ergibt sich die in Abbildung A.3 dargestellte Abhängigkeit des E-Moduls und der Poissonzahl von der Temperatur.

A.7 Ankermodell

Zum Vergleich der Geometrien wird unter anderem ein ankerförmiger Metallkern mit Vergussmasse umgeben, dessen Maße in Abbildung A.4 näher erläutert werden. Ein Meniskus wie beim Demonstrator (Abbildung 4.1) ist zwar auch vorhanden, aber für die Simulation wird nur die Seite ohne Meniskus betrachtet, da hier die größte Belastung auftritt, wie in Abschnitt 4.4.1 für eine vergleichbare Geometrie gezeigt wird. Auch der Be-

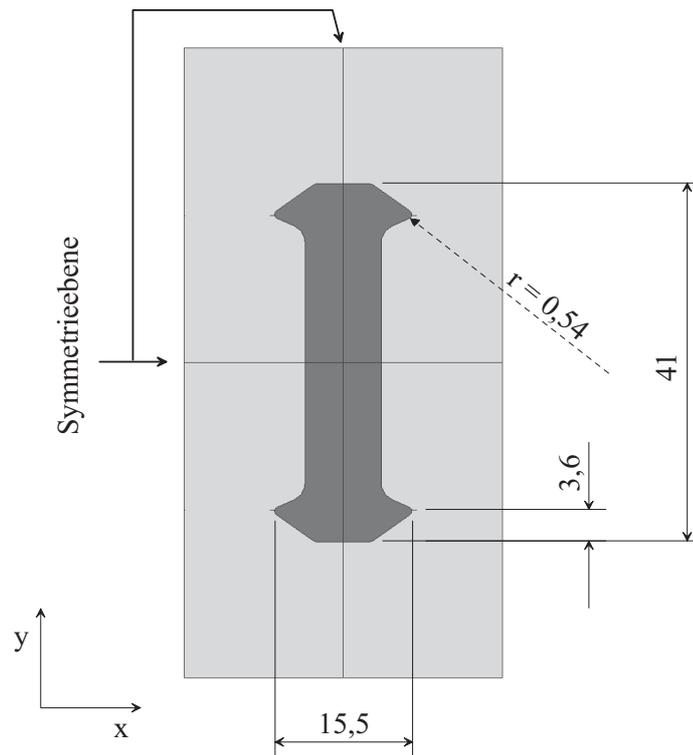


Abbildung A.4: Geometrie des Modells mit ankerförmigem Kern (Maße in mm; Dicke: 11 mm)

lastungsverlauf ist vergleichbar mit dem des teilvergossenen Hexaedermodells. Der Riss verläuft in Richtung der x -Achse von der markierten Rundung weg, die einen Radius von 0,54 mm hat. Die Außenmaße der Vergussmasse entsprechen denen des Demonstrators.

A.8 Modell des komplett vergossenen Hexaeders

Wird der Hexaeder-Metallkern komplett mit Vergussmasse umgeben, so unterscheidet sich das Modell vom Demonstrator aus Abbildung 4.1 nur dadurch, dass die freien Flächen des Kerns mit einer Schicht Vergussmasse von 6 mm in z -Richtung bedeckt werden. Allerdings lassen sich die Erkenntnisse aus den Untersuchungen der teilweise vergossenen Proben nicht direkt übertragen, so dass geklärt werden muss, wo ein Riss entsteht. Eine Untersuchung der maximalen Hauptspannungen ergibt, dass diese an Kante b am größten sind, während an Kante c die geringsten Spannungen auftreten (siehe Abbildung A.6). Zunächst wird eine Rissfront entsprechend der Skizze in Abbildung A.5 entlang der Kanten a und b eingebracht. Der Belastungsverlauf in Abbildung A.7 zeigt entgegen den Erwartungen, dass die maximale Belastung für Risslängen, die größer als

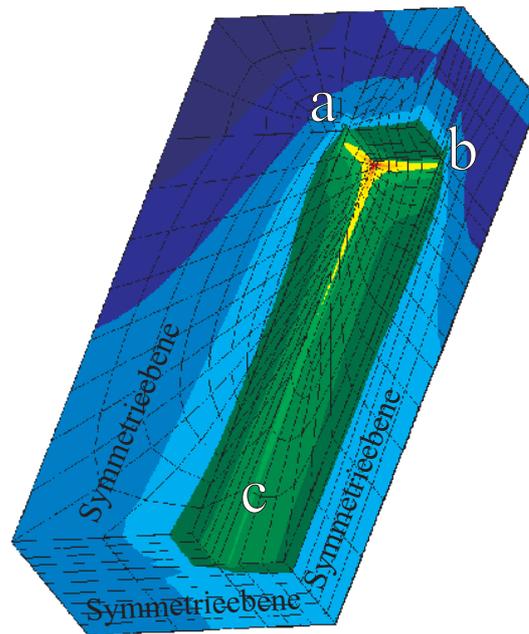


Abbildung A.6: Maximale Hauptspannungen im Achtel der Vergussmasse (Abbildung ohne Metallkern)

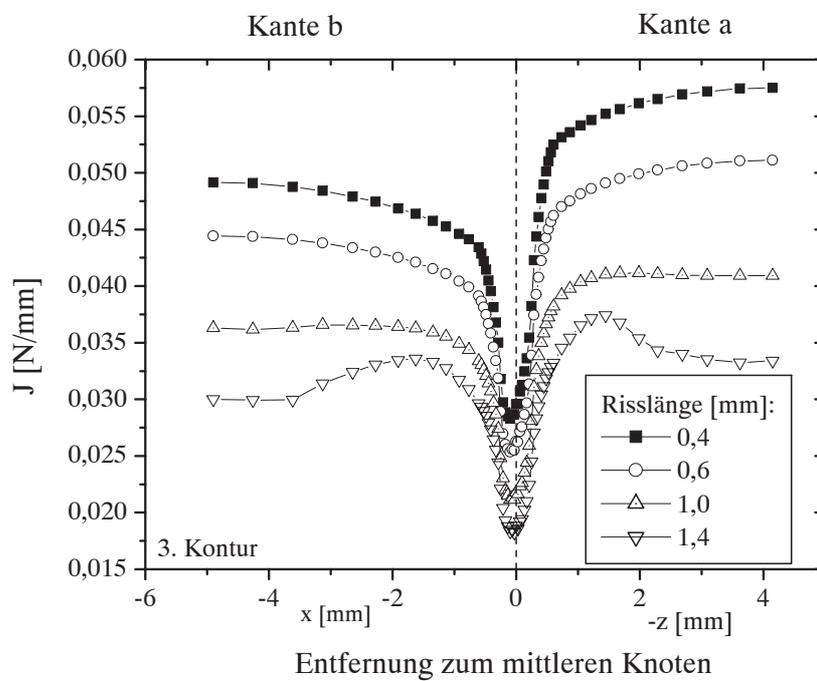


Abbildung A.7: Belastung entlang des Risses des vollvergossenen Hexaeders bei Auswertung der 3. Kontur für das J-Integral

A.9 Abschätzung des Fehlers bei Anwendung eines elastischen Werkstoffmodells

Es wird angenommen, ein Bauteil würde bei konstanter Geschwindigkeit von T_1 zum Zeitpunkt t_1 auf T_2 bei t_2 abgekühlt. Gleichzeitig besteht eine Dehnungsbelastung $\varepsilon(t_2) = \varepsilon_{end}$ mit einer konstanten Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon} = \varepsilon_{end}/(t_2 - t_1)$. Normalerweise wird zur Lösung dieses Problems das Faltungsintegral 2.5 mit der Anwendung des Zeit-Temperatur-Superpositionsprinzips gelöst, so dass am Ende nur eine Integration der Zeit erfolgt. Um dieses für symbolische Berechnungen komplexe Problem zu vereinfachen, wird angenommen, dass die Belastung nicht kontinuierlich, sondern in Spannungsstufen

$$\Delta\sigma_i(t) = \int_{t_i}^{t_i+\Delta t_i} E(T_i, t-t') \dot{\varepsilon} dt' \quad (\text{A.6})$$

bei konstanten Temperaturen T_i innerhalb der Zeit Δt_i erfolgt. Die Zeitachse t bzw. t' ist in diesem Fall die reale Zeit, so dass der Relaxationsmodul $E(T, t)$ die reale und temperaturabhängige Messgröße ist und nicht die Masterkurve darstellt. Wird das Boltzmann'sche lineare Superpositionsprinzip angewendet, so setzt sich die gesamte Spannung aus der Summe der Einzelkomponenten zusammen:

$$\sigma(t) = \sum_i \Delta\sigma_i(t). \quad (\text{A.7})$$

Es kann ein effektiver E-Modul

$$E_{eff}(T_i) = \frac{1}{\Delta t_i} \int_{t_i}^{t_i+\Delta t_i} E(T_i, t-t') dt' \quad (\text{A.8})$$

definiert werden, der die Größe darstellt, die man bei einer konstanten Belastungsgeschwindigkeit als E-Modul (Quotient aus Spannung und Dehnung) messen würde. Es wird nun angenommen, dass die Relaxation für $\Delta\sigma_i(t)$ nur bei der Temperatur T_i stattfindet. Das bedeutet, dass die Relaxationen, die bei hohen Temperaturen ablaufen, bei den entsprechenden wesentlich niedrigeren Temperaturen vernachlässigt werden. Setzt man (A.6) in (A.7) ein, so folgt unter diesen Bedingungen:

$$\sigma(t_2) = \frac{\varepsilon_{end}}{t_2 - t_1} \sum_i E_{eff}(T_i) \Delta t_i. \quad (\text{A.9})$$

Da die Abkühlrate konstant ist, gilt

$$\frac{\Delta T_i}{\Delta t_i} = \frac{T_2 - T_1}{t_2 - t_1}, \quad (\text{A.10})$$

und der Quotient aus Zeit und Temperatur kann verwendet werden:

$$\sigma(t_2) = \frac{\varepsilon_{end}}{T_2 - T_1} \sum_i E_{eff}(T_i) \Delta T_i . \quad (\text{A.11})$$

Somit kann eine Größe

$$E_{vis} = \frac{1}{T_2 - T_1} \sum_i E_{eff}(T_i) \Delta T_i \quad (\text{A.12})$$

definiert werden, mit der der Unterschied im Vergleich zur elastischen Simulation mit dem E-Modul E_{el} abgeschätzt werden kann. Für den erwarteten relativen Fehler zwischen den elastisch berechneten Spannungen σ_{el} und den viskoelastischen Spannungen σ_{vis} ergibt sich:

$$\frac{\sigma_{el} - \sigma_{vis}}{\sigma_{vis}} = \frac{E_{el}}{E_{vis}} - 1 . \quad (\text{A.13})$$

Wie zu erkennen ist, kann eine Fehlerabschätzung mit den Gleichungen A.8, A.12 und A.13 für verschiedene Werkstoffe und Temperaturbereiche durchgeführt werden. Es müssen effektive Moduli $E_{eff}(T_i)$ abgeschätzt werden, um den resultierenden Fehler zu bestimmen. Diese sind von der entsprechenden Belastungsgeschwindigkeit und der Relaxation bei den Temperaturen T_i abhängig.

Die für die Abschätzung gestellten Annahmen gelten für das in der vorliegenden Arbeit untersuchte Beispiel. Es kann näherungsweise der gemessene temperaturabhängige E-Modul aus Abbildung A.3 als Wert für $E_{eff}(T_i)$ verwendet werden, um mit der Gleichung A.12 den Wert E_{vis} zu bestimmen und das Ergebnis in Gleichung A.13 einzusetzen. Damit ergibt sich bei der Abkühlung von 150 ° C auf -40 ° C ein Unterschied in den resultierenden Spannungen zwischen einer elastischen und einer viskoelastischen Simulation von ca. 30%, der ungefähr dem Unterschied entspricht, der in den Simulationen gefunden wurde (siehe Abbildung 4.12).

Literaturverzeichnis

- [1] J.W. Evans and J.Y. Evans. Reliability assessment for development of microtechnologies. *Microsystem Technologies*, 3:145–154, 1997.
- [2] A.Q. Xu and H.F. Nied. Finite element analysis of stress singularities in attached flip chip packages. *Transactions of the ASME / Journal of electronic packaging*, 122:301–305, 2000.
- [3] R. Dudek, M. Scherzer, A. Schubert, and B. Michel. FE-simulation for polymeric packaging materials. *IEEE Transactions on components, packaging and manufacturing technology - Part A*, 21(2):301–309, 1998.
- [4] R. J. Harries and S. K. Sitaraman. Numerical modeling of interfacial delamination propagation in a novel peripheral array package. *IEEE Transactions on components, packaging and manufacturing technologies*, 24(2):256–264, 2001.
- [5] V. Sundararaman and S. K. Sitaraman. Determination of fracture toughness for metal/polymer interfaces. *Transactions of the ASME / Journal of electronic packaging*, 121:275–281, 1999.
- [6] J. Wang, D. Zou, and S. Liu. Investigation of viscoelastic effect of molding compound on the warpage and stresses of a power plastic package. *Int. J. Vehicle Design*, 21(4/5):372–394, 1999.
- [7] Z. Xiong and A.A.O. Tay. Modeling of viscoelastic effects on interfacial delamination in ic packages. In *Proceedings of the 50th Electronic Components and Technology Conference*, pages 1326–1331, Piscataway, NJ, USA, May 21-24 2000. Components, Packaging, and Manuf. Technol. Soc. of IEEE; Electronic Ind. Alliance.
- [8] W.J. Cantwell W. Bradley and H.H. Kausch. Viscoelastic creep crack growth: A review of fracture mechanical analyses. *Mechanics of Time-Dependent Materials*, 1:241–268, 1998.
- [9] Y.M. Haddad. *Viscoelasticity of Engineering Materials*. Chapman & Hall, London, 1st edition, 1995.

- [10] J.D. Ferry. *Viscoelastic Properties of Polymers*. John Wiley & Sons, New York, 3rd edition, 1980.
- [11] A.D. Drozdov. *Mechanics of the viscoelastic solids*. John Wiley & Sons, New York, 1998.
- [12] B. Lewen. *Das nichtlinear viskoelastische Verhalten von Kunststoffen am Beispiel der Zeit-Temperatur-Verschiebung und der Querkontraktionszahl*. Doktorarbeit, Fakultät für Maschinenwesen der RWTH Aachen, Aachen, 1991.
- [13] F. Erdogan. Fracture mechanics. *Int. J. Solids Structures*, 37:171–183, 2000.
- [14] J.W. Smith. *Deformation Induced Failure Mechanisms in Particulate Filled Epoxy Resins*. Ph.D. thesis, EPFL Lausanne, 1989.
- [15] B. Ellis, editor. *Chemistry and Technology of Epoxy Resins*, chapter 5, page 144 ff., Chapman & Hall, Glasgow, 1993.
- [16] B. May. *Ein Beitrag zur praxisnahen Simulation der Ausbreitung von Ermüdungsrissen bei komplexer Beanspruchung*. VDI-Fortschritt-Berichte 18 Nr. 229. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1998.
- [17] T.L. Anderson. *Fracture mechanics: fundamentals and applications*. CRC Press, Inc., 2nd edition, 1995.
- [18] D. Gross. *Bruchmechanik*. 2. Auflage, Springer, Berlin, 1996.
- [19] T.L. Anderson. *Fracture mechanics: fundamentals and applications*, chapter 10.5.2, pages 541–542. CRC Press, Inc., 2nd edition, 1995.
- [20] J.D. Eshelby. The continuum theory of lattice defects. In *Solid State Physics*, volume 3, pages 79–144, New York, 1956. Academic Press.
- [21] J.R. Rice. A path-independent integral and the approximate analysis of strain concentration by notches and cracks. *J. Appl. Mech.*, 35:376–386, 1968.
- [22] J.G. Williams. *Fracture Mechanics of Polymers*. Ellis Horwood Ltd., Chichester, 1987.
- [23] R.A. Schapery. A theory of crack initiation and growth in viscoelastic media i.-iii. *Int. J. Fract.*, 11:141–159, 369–388, 549–562, 1975.
- [24] R. Frassine, M. Rink, and A. Pavan. On the viscoelastic time-dependence of fracture toughness at high loading rates in polymers. *Impact and Dynamic Fracture of Polymers and Composites (edited by J. G. Williams and A. Pavan)*, ESIS 19:103–111, 1995.

- [25] R. Frassine, M. Rink, and A. Pavan. Experimental analysis of viscoelastic criteria for crack initiation and growth in polymers. *Int. J. Fract.*, 81:55–75, 1996.
- [26] F. Dubois, C. Chazal, and C. Petit. Modelling of crack growth initiation in a linear viscoelastic material. *J. Th. Appl. Mech.*, 2(37):207–222, 1999.
- [27] F. Dubois, C. Chazal, and C. Petit. A finite element analysis of creep-crack growth in viscoelastic media. *Mech. of Time-Dependent Mat.*, 2:269–286, 1999.
- [28] R.A. Schapery. Correspondence principles and a generalized J-integral for large deformation and fracture analysis of viscoelastic media. *Int. J. Fract.*, 25:195–223, 1984.
- [29] R.A. Schapery. On some path independent integrals and their use in fracture of nonlinear viscoelastic media. *Int. J. Fract.*, 42:189–207, 1990.
- [30] K.B. Narayana, S. George, B. Dattaguru, T.S. Ramamurthy, and K. Vijayakumar. Modified crack closure integral (mcci) for 3d-problems using 20-noded brick elements. *Fatig. Fract. Eng. Mater. Struct.*, 17(2):145–157, 1994.
- [31] F.F. Rybicki and M.F. Kanninen. A finite element calculation of stress intensity factors by a modified crack closure integral. *Eng. Fract. Mech.*, 9:931–938, 1977.
- [32] B. Dattaguru, K.S. Venkatesha, T.S. Ramamurthy, and F.G. Buchholz. Finite element estimates of strain energy release rate components at the tip of an interface crack under mode I loading. *Eng. Fract. Mech.*, 49(3):451–463, 1994.
- [33] S.N. Atluri, T. Nishioka, and M. Nakagaki. Incremental path-independent integrals in inelastic and dynamic fracture mechanics. *Eng. Fract. Mech.*, 20(2):209–244, 1984.
- [34] F. W. Brust, T. Nishioka, S. N. Atluri, and M. Nakagaki. Further studies on elastic-plastic stable fracture utilizing the t^* -integral. *Eng. Fract. Mech.*, 22(6):1079–1103, 1985.
- [35] F.W. Brust, J.J. McGowan, and S.N. Atluri. A combined numerical/experimental study of ductile crack growth after a large unloading. *Eng. Fract. Mech.*, 23(3):537–550, 1986.
- [36] F.W. Brust and B.S. Majumdar. Load history effects on creep crack growth. *Eng. Fract. Mech.*, 49(6):809–837, 1994.
- [37] D. Gross. *Bruchmechanik*. Kapitel 5.7.3.3, 2. Auflage, Springer, 1996.

- [38] T.L. Anderson. *Fracture mechanics: fundamentals and applications*, chapter A 3.2, pages 186–188. CRC Press, Inc., 2nd edition, 1995.
- [39] American Society for Testing and Materials. D 5045 -99: Standard test methods for plane-strain fracture toughness and strain energy release rate of plastic materials. West Consohocken, PA, 1999.
- [40] H.-A. Richard. *Bruchvorhersagen bei überlagerter Normal- und Schubbeanspruchung von Rissen*. VDI Forschungsheft 631/85. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1985.
- [41] B.D. Harper, L. Lu, and V.H. Kenner. *Effects of Temperature and Moisture upon the Mechanical Behavior of an Epoxy Molding Compound*, volume 1 of *EEP-VOL. 19-1*, pages 1207–1212. ASME, 1997.
- [42] K. Miyake, T. Yoshida, H.G. Baik, and W.W. Park. Viscoelastic warpage analysis of surface mount package. *J. Electron. Pack.*, 123:101–104, 2001.
- [43] O. Wittler, P. Sprafke, H. Walter, A. Gollhardt, D. Vogel, and B. Michel. Time and temperature dependent mechanical characterization of polymers for microsystems applications. In *Proceedings of Materials Week 2000*, URL: <http://www.materialsweek.org/proceedings/index.htm> (6.2.2002), 8 pages, München, Germany, September 25-28 2000. Werkstoffwoche-Partnerschaft GbRmbH.
- [44] B. Wunderle. *Thermo-Mechanical Reliability of Flip-Chip Assemblies with Heat-Spreaders*. Dissertation, Technische Universität Berlin, Fakultät IV, Elektrotechnik und Informatik, 2003.
- [45] H. Schmiedel (Hrsg.). *Handbuch der Kunststoffprüfung*. Hanser, München, Wien, 1992.
- [46] H. Lu, X. Zhang, and W.G. Knauss. Uniaxial, shear and poisson relaxation and their conversion to bulk relaxation: Studies on poly(methyl methacrylate). *Polymer Engineering and Science*, 37(6):1053–1212, 1997.
- [47] H.R. Schubach and A. Ettemeyer. Investigations on aluminum alloys with a 3d-espi-system. Application Report 01-97, Dr. Ettemeyer GmbH & Co., Neu-Ulm, Germany, 1997.
- [48] H.P. Kugler, R.G. Stacer, and C. Steimle. Direct measurement of Poisson's ratio in elastomers. *Rubber Chem. Tech.*, 63:473–487, 1990.
- [49] W. Zhao and G. Jin. An experimental study on measurement of Poisson's ratio with digital correlation method. *J. Appl. Poly. Sci.*, 60:1083–1088, 1996.

- [50] D. Vogel, F. Luczak, A. Gollhardt, H. Walter, and B. Michel. Measurement of material properties by a modified microdac approach. In B. Michel, T. Winkler, M. Werner, and H. Fecht, editors, *Proceedings of MicroMat 2000, 3rd International Micro Materials Conference*, pages 829–832, Berlin, April 17-19 2000. ddp goldenbogen, Dresden.
- [51] D. Vogel, A. Gollhardt, R. Kühnert, J. Auersperg, and B. Michel. Microscopic deformation field measurement supporting fea based reliability analysis in electronic packaging. In E. Suhir, B. Michel, Y. Koike, and J. Lu, editors, *Workshop on Polymeric Materials for Microelectronics and Photonics Applications: Mechanics, Physics, Reliability, Processing*, volume EEP-Vol. 27, pages 159–166, Paris, December 12-15 1999. ASME, New York.
- [52] O. Wittler, P. Sprafke, and B. Michel. Elastic and viscoelastic fracture analysis of cracks in polymer encapsulations. In J.G. Williams and A. Pavan, editors, *Fracture of Polymers, Composites & Adhesives II*. Elsevier, Amsterdam, to be published 2003.
- [53] H. Walter, C. Bierögel, W. Grellmann, M. Fedtke, and B. Michel. Fracture mechanics characterisation of epoxy resins with mini-compact tension (ct)-specimens. In B. Michel, T. Winkler, M. Werner, and H. Fecht, editors, *Proceedings of MircoMat 2000, 3rd International Micro Materials Conference*, pages 537–540, Berlin, April 17-19 2000. ddp goldenbogen, Dresden.
- [54] C. Uhlig, O. Kahle, B. Wieneke, and M. Bauer. Optical crack tracing - a new method for the automatic determination of fracture toughness for crack initiation and propagation. In B. Michel, T. Winkler, M. Werner, and H. Fecht, editors, *Proceedings of MicroMat 2000, 3rd International Micro Materials Conference*, pages 618–629, Berlin, April 17-19 2000. ddp goldenbogen, Dresden.
- [55] O. Wittler, P. Sprafke, J. Auersperg, B. Michel, and H. Reichl. Fracture mechanical analysis of cracks in polymer encapsulated metal structures. In *Proceedings of Polytronic 2001, 1st International IEEE conference on Polymers and Adhesives in Microelectronics and Photonics*, pages 203–208, Potsdam, Germany, October 21-24 2001. IEEE, Piscataway, NJ.
- [56] D. Gross. *Bruchmechanik*. Kapitel 4.7, 2. Auflage, Springer, 1996.
- [57] B.J. Carter, P.A. Wawrzynek, and A.R. Ingraffea. Automated 3-d crack growth simulation. *Int. J. Num. Meth. Eng.*, 47:229–253, 2000.
- [58] G. Dhondt. Automatic three-dimensional cyclic crack propagation predictions with finite elements at the design stage of an aircraft engine. NATO-RTO, Toulouse, France, May 11-15 1998.

- [59] C. Timbrell, P. Claydon, and G. Cook. Application of ABAQUS to analysis of 3D cracks and fatigue crack growth prediction. ABAQUS User's Conference, Rhode Island, U.S.A., June 1-3 1994.
- [60] H. Blumenauer and G. Pusch. *Technische Bruchmechanik*. Kapitel 3.1.1, 3. Auflage, Dt. Verl. für Grundstoffindustrie, 1993.
- [61] D.S. Chawla, S.R. Bhate, and H.S. Kushwaha. Numerical simulation of crack growth and arrest in a vessel under pressure thermal shock. *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, 77:261–271, 2000.
- [62] M. Collin and D. Rowcliffe. Analysis and prediction of thermal shock in brittle materials. *Acta materialia*, 48:1655–1665, 2000.
- [63] F. Erdogan and G.C. Sih. On the crack extension in plates under plane loading and transverse shear. *J. Basic Engng.*, 85:519–525, 1963.
- [64] F. Leblanc. Comparison of numerical methods for fracture mechanics simulation under thermal loads from plastic samples. Internal report, Robert Bosch GmbH, 2001.
- [65] N. Noda. Thermal stresses in materials with temperature dependent properties. In G.A. Schneider and G. Petzow, editors, *Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Thermal Shock and Thermal Fatigue Behaviour of Advanced Ceramics*, pages 15–26. Kluwer Academic Publishers, 1993.
- [66] W. Nowacki. *Thermoelasticity*. Pergamon Press, 2nd edition, 1986.
- [67] F. Magerl. *Thermoschock- und thermisches Ermüdungsverhalten von keramischen Werkstoffen unter bruchmechanischen Aspekten*. Fortschr.-Ber. VDI Reihe 18 Nr. 160. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1994.
- [68] D.P.H. Hasselman. Unified theory of thermal shock fracture initiation and crack propagation in brittle ceramics. *J. Am. Ceram. Soc.*, 52:600–604, 1969.
- [69] W.E. Pompe. Thermal shock behavior of ceramic materials-modelling and measurement. In G.A. Schneider and G. Petzow, editors, *Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Thermal Shock and Thermal Fatigue Behaviour of Advanced Ceramics*, pages 3–14. Kluwer Academic Publishers, 1993.
- [70] H.-A. Bahr, T. Fett, I. Hahn, D. Munz, and I. Pflugbeil. Fracture mechanics treatment of thermal shock and the effect of bridging stresses. In G.A. Schneider and G. Petzow, editors, *Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Thermal Shock and Thermal Fatigue Behaviour of Advanced Ceramics*, pages 105–107. Kluwer Academic Publishers, 1993.

- [71] W.E. Pompe. Summary ii.1. fracture-mechanical modelling of thermal shock. In G.A. Schneider and G. Petzow, editors, *Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Thermal Shock and Thermal Fatigue Behaviour of Advanced Ceramics*, pages 167–168. Kluwer Academic Publishers, 1993.

Lebenslauf

Name: Olaf Wittler
Geburtstag: 17.11.1972
Geburtsort: Bielefeld

1979 – 1983 Grundschule Oerlinghausen/Helpup
1983 – 1992 Städtisches Gymnasium Oerlinghausen
Juni 1992 Allgemeine Hochschulreife

1992 – 1993 Wehersatzdienst im Alten- und Pflegeheim „Haus Müllerburg“ in Oerlinghausen

1993 – 1995 Grundstudium der Physik an der Universität Gesamthochschule Paderborn

1995 – 1999 Hauptstudium der Physik an der Technischen Universität Berlin

1997 – 1998 Aufenthalt am Imperial College of Science, Technology and Medicine in London zur Erstellung der Diplomarbeit

Februar 1999 Abschluss des Studiums als Diplom-Physiker

1999 – 2002 Tätigkeit als Doktorand bei der Robert Bosch GmbH, Forschung und Voraentwicklung, Abteilung Kunststoffe, in Zusammenarbeit mit dem Fraunhofer Institut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration in Berlin

seit Juli 2002 Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Forschungsschwerpunkt Technologien der Mikroperipherik an der Technischen Universität Berlin